

第八章 光波调制

§ 8-1 光束的调制原理

调制：将信息加载于激光的过程。完成该过程的器件称为调制器。其中激光称为载波，起控制作用的低频信号称为控制信号。

光场的表达式：

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) \quad (8.1)$$

A_c ：振幅； ω_c ：角频率； φ_c ：相位角

按调制的性质可分为：调幅、调频、调相及强度调制等。

按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。

内调制：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。

外调制：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。

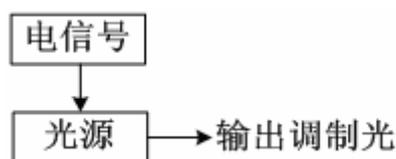


图 8.1 内调制示意图



图 8.2 外调制示意图

一 振幅调制

振幅调制：载波的振幅随调制信号的变化规律而改变的振荡，简称调幅。

调制信号： $a(t) = A_m \cos \omega_m t$ (8.2)

调幅波： $E(t) = A_c [1 + m_a \cos \omega_m t] \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ (8.3)

二 频率调制和相位调制

1. 频率调制

频率调制：载波的频率随调制信号的变化规律而改变，简称调频。

$$\text{调频波的频率： } \omega(t) = \omega_c + \Delta\omega(t) = \omega_c + k_f a(t) \quad (8.4)$$

调频波的总相角：

$$\psi(t) = \int \omega(t)dt + \varphi_c = \int [\omega_c + k_f a(t)]dt + \varphi_c = \omega_c t + \int k_f a(t)dt + \varphi_c \quad (8.5)$$

$$\text{调频波： } E(t) = A_c \cos\left(\omega_c t + \frac{k_f A_m}{\omega_m} \sin \omega_m t + \varphi_c\right) \quad (8.6)$$

2. 相位调制

相位调制：载波的相位随调制信号的变化规律而改变，简称调相。

$$\text{调相波的总相角： } \psi(t) = \omega_c t + k_\phi A_m \cos \omega_m t + \varphi_c \quad (8.7)$$

$$\text{调相波： } E(t) = A_c \cos(\omega_c t + k_\phi A_m \cos \omega_m t + \varphi_c) \quad (8.8)$$

两种调制波都表现为总相角 $\psi(t)$ 的变化，统称为角度调制。

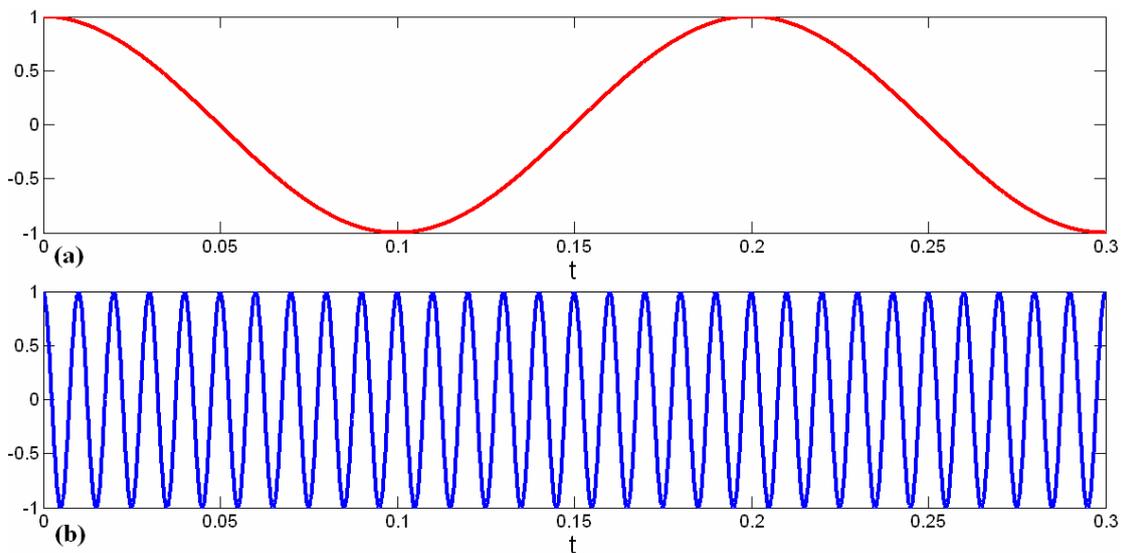
三 强度调制

强度调制：光载波的强度(光强)随调制信号规律变化的激光振荡

$$\text{载波光强度： } I(t) = E^2(t) = A_c^2 \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (8.9)$$

强度调制后光强：

$$I(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + k_p a(t)] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) = \frac{A_c^2}{2} [1 + m_p \cos \omega_m t] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (8.10)$$



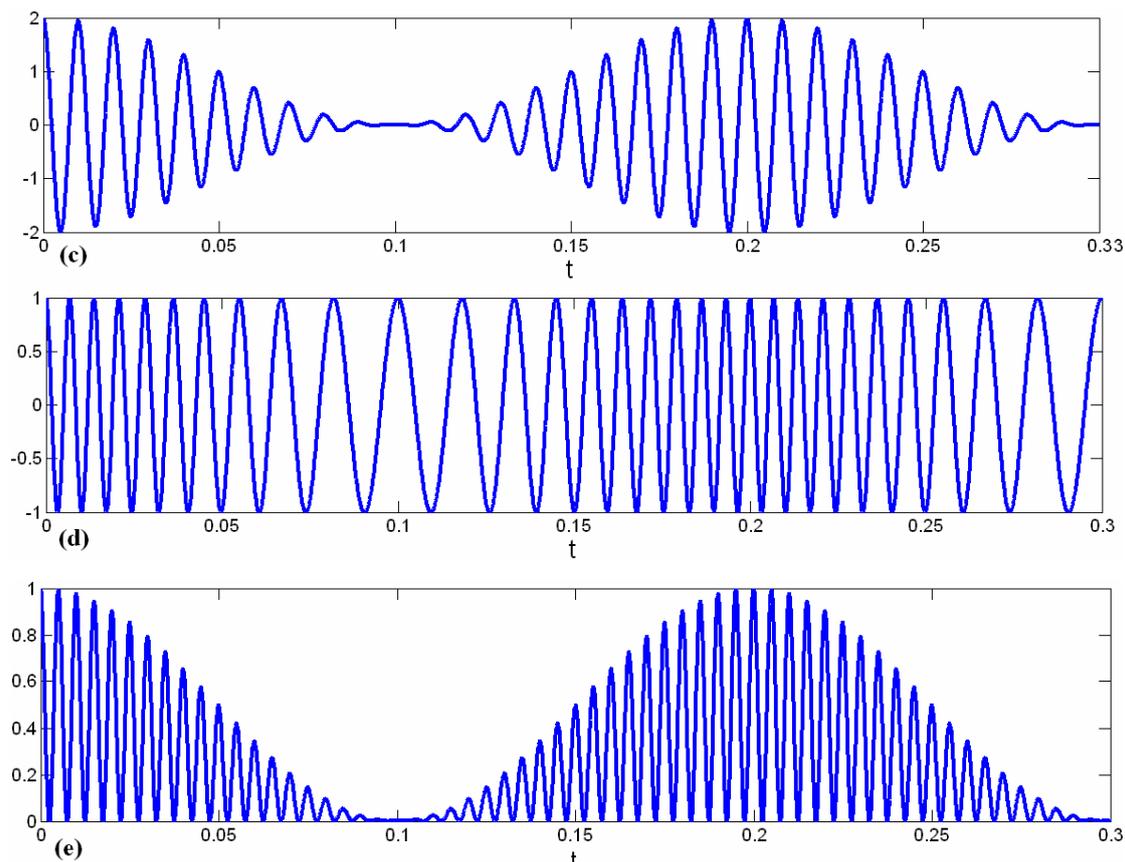


图 8.3 光波模拟调制

(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；

四 脉冲编码调制

先把模拟信号变为电脉冲序列，再将脉冲幅值变为和信息对应的二进制编码，再对光载波进行强度调制。

步骤：抽样、量化和编码

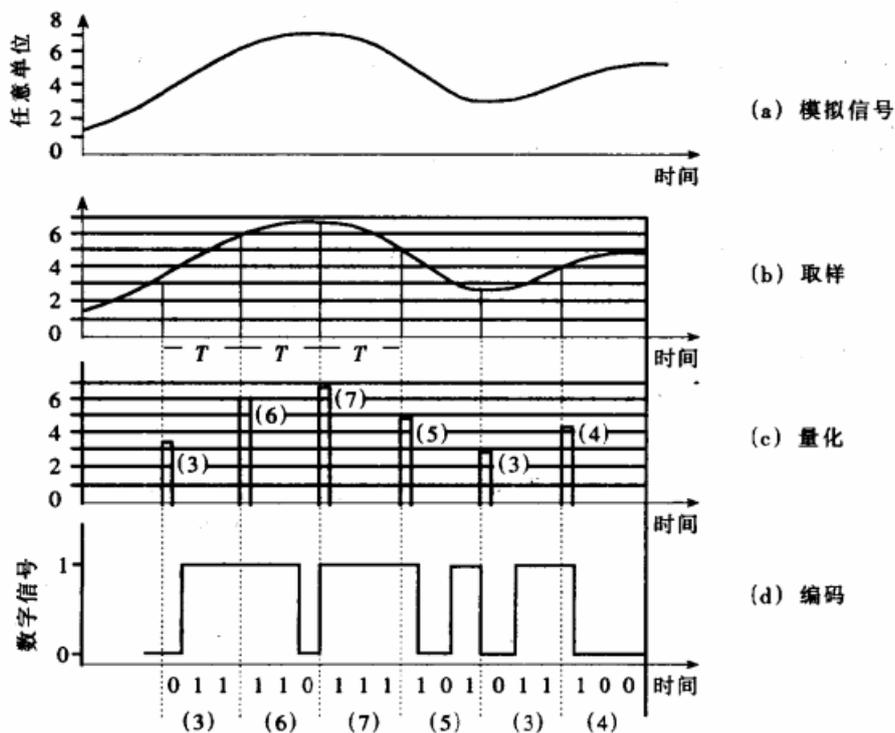


图 8.4 脉冲编码调制示意图

§ 8-2 晶体中光的传播特性

一 介电张量

各向异性晶体中，

$$\begin{cases} P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j (i, j = x, y, z) \\ \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{\epsilon} = \epsilon_0 (1 + \vec{\chi}) \end{cases} \Rightarrow D_i = \epsilon_{ij} E_j \quad (8.11)$$

一般情况下 \vec{D} 与 \vec{E} 的方向不一致。若存在某些特殊方向，当电场 \vec{E} 沿该方向时，晶体也沿该方向极化，使得 \vec{D} 与 \vec{E} 的方向一致。此时有

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (8.12)$$

这样的三个方向构成的坐标系称为**主介电轴坐标系（主轴坐标系）**。

二 双折射现象

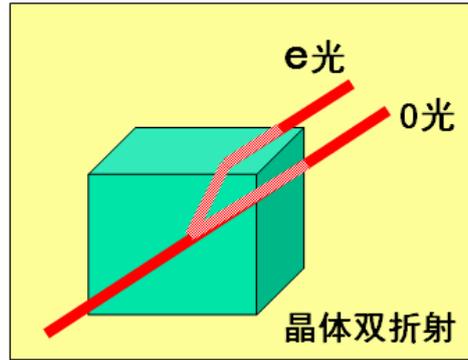


图 8.5 晶体的双折射现象示意图

当光入射到各向异性介质时，折射光将分为两束，它们沿着略微不同的方向行进。若入射光束足够细、晶体足够厚，则透射出来的两束光可以完全分开。同一入射光折射后分为两束的现象称为**双折射**。

当光束垂直入射于方解石表面时，一束折射光 o 仍沿原方向在晶体内传播，遵从折射定律，称为寻常光（o 光）；另一束折射光 e 在晶体内偏离原来的传播方向，违背折射定律，称为非常光（e 光）。

注：“寻常”和“非常”仅是指光在折射时是否符合折射定律，它反映晶体内各方向的传播速度不同，只在晶体内部才有区分的意义。

晶体内存在一些特殊方向，在晶体内部光沿此方向传播时不发生双折射现象，即 o 光和 e 光的传播速度和传播方向都一样。在晶体内平行于这些特殊方向的任何直线称之为晶体的**光轴**。

注：光轴仅标志一定的方向，并不限于某一条特殊的直线。

单轴晶体：只有一个光轴。（石英、方解石）

双轴晶体：有两个光轴

正晶体：e 光速度在除光轴外的任何方向上都比 o 光小（石英）

负晶体：e 光速度在除光轴外的任何方向上都比 o 光大（方解石）

三 折射率椭球

晶体光学性质的各向异性是由于晶体的光频介电常数 $[\epsilon_{ij}]$ 的二阶对称张量造成的，二阶对称张量可用示性曲面表示。晶体中 D 与 E 的关系为 $D_i = \epsilon_{ij}E_j$ 或 $E_i = \beta_{ij}D_j$ ，为张量方程， ϵ_{ij} 和 β_{ij} 是二阶对称张量。在主轴坐标系中，其二阶示性曲面方程分别为

$$\epsilon_1 x_1^2 + \epsilon_2 x_2^2 + \epsilon_3 x_3^2 = 1 \tag{8.13}$$

$$\beta_1 x_1^2 + \beta_2 x_2^2 + \beta_3 x_3^2 = 1 \tag{8.14}$$

(8.13) 称为菲涅耳椭球, (8.14) 称为折射率椭球 (有的应用领域称为光率体)。折射率椭球是描述光学性质最常用几何图形, 一般把其表达式写作

$$\frac{x^2}{\varepsilon_1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2} + \frac{z^2}{\varepsilon_3} = 1 \quad (8.15)$$

或

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (8.16)$$

这是一个归一化的 D 空间的椭球, 其三个主轴方向就是介电主轴方向。

§ 8-3 电光效应

施加电场之后, 引起束缚电荷的重新分布, 导致离子晶格的微小形变, 其结果将引起介电系数的变化, 最终导致晶体折射率的变化。折射率成为外加电场 E 的函数, 即

$$\Delta n = n - n_0 = c_1 E + c_2 E^2 + \dots \quad (8.17)$$

线性电光效应或泡克尔 (Pockels) 效应: 折射率的改变与外加电场大小成正比。

二次电光效应或克尔 (Kerr) 效应: 折射率的改变与外加电场强度的平方成正比。

对大多数电光晶体材料, 一次效应要比二次效应显著, 可略去二次项。只有在对称类型的晶体中, 因不存在一次电光效应, 二次效应才比较明显。

引入电场的方式:

- (1) 纵向电光效应: 电场方向与光束传播方向平行
- (2) 横向电光效应: 电场方向与光束传播方向垂直

一 线性电光效应

采用几何图形——**折射率椭球体**的方法分析。

晶体未加外电场时, 主轴坐标系中, 晶体折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = \frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (8.18)$$

n_x, n_y, n_z 为折射率椭球的主折射率。

当晶体施加电场后, 其折射率椭球就发生“变形”, 椭球方程变为

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (8.19)$$

由于外电场, 折射率椭球各系数 $(1/n^2)$ 随之发生线性变化, 其变化量可定义为

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (8.20)$$

式中 r_{ij} 称为线性电光系数； i 取值 1, ..., 6； j 取值 1, 2, 3。(8.20) 式可以用张量的矩阵形式表示

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (8.21)$$

KDP (KH_2PO_4) 晶体: $n_x=n_y=n_o$, $n_z=n_e$, $n_o > n_e$, 只有 $r_{41}, r_{52}, r_{63} \neq 0$, 且 $r_{41} = r_{52}$ 。

上式可改写为

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ r_{41} E_x \\ r_{41} E_y \\ r_{63} E_z \end{bmatrix} \quad (8.22)$$

由于未加电场前在主轴坐标系中, 折射率椭球方程中只有平方项, 不存在交叉项, 所以引入电场后 $\Delta(1/n^2)$ 写作

$$\begin{cases} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{1,2,3} = \left(\frac{1}{n'^2}\right)_{1,2,3} - \left(\frac{1}{n^2}\right)_{1,2,3} \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{4,5,6} = \left(\frac{1}{n'^2}\right)_{4,5,6} \end{cases} \quad (8.23)$$

将 (8.23) 式代入 (8.19) 式, 可得晶体加外电场 E 后新的折射率椭球方程式

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}yzE_x + 2r_{41}xzE_y + 2r_{63}xyE_z = 1 \quad (8.24)$$

1. 外加电场的方向平行于 z 轴

即 $E_z=E$, $E_x=E_y=0$, 上式变为

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}xyE_z = 1 \quad (8.25)$$

为寻找新的感应主轴坐标系 (x', y', z') 使得椭球方程 (8.25) 不含交叉项, 将 x 坐标和 y 坐标绕 z 轴旋转 α 角且当 $\alpha = 45^\circ$ 时, 感应主轴坐标系中的椭球方程为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z\right)y'^2 + \frac{1}{n_e^2}z'^2 = 1 \quad (8.26)$$

近似处理后可得

$$\begin{cases} n_{x'} = n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{63}E_z \\ n_{y'} = n_o + \frac{1}{2}n_o^3r_{63}E_z \\ n_{z'} = n_e \end{cases} \quad (8.27)$$

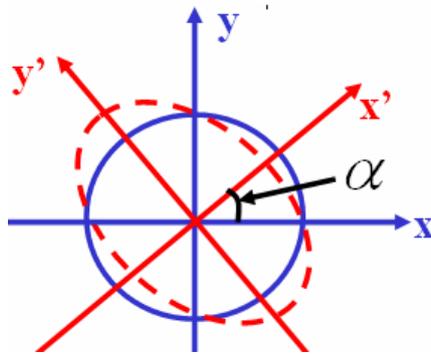


图 8.6 加电场后折射率椭球的变化

- (1) 晶体由单轴晶体变成了双轴晶体。
- (2) 折射率椭球的主轴绕 z 轴旋转了 45° 角, 此转角与外加电场大小无关, 其折射率变化与电场成正比。

2. 外加电场的方向平行于 x 轴

即 $E_x=E$, $E_y=E_z=0$, (8.24)式变为

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}yzE_x = 1 \quad (8.28)$$

按下图进行坐标轴变换后, 可得

$$\begin{cases} n'_x = n_0 \\ n'_y = n_0 - \frac{1}{2} \frac{n_o^5 n_e^2}{(n_e^2 - n_o^2)^2} r_{41}^2 E_x^2 (2n_e^2 - n_o^2) \\ n'_z = n_e - \frac{1}{2} \frac{n_o^2 n_e^5}{(n_o^2 - n_e^2)^2} r_{41}^2 E_x^2 (2n_o^2 - n_e^2) \end{cases} \quad (8.29)$$

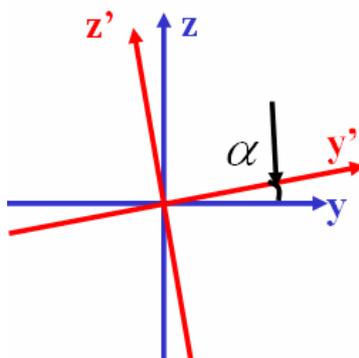


图 8.7 外加电场平行于 x 轴时坐标轴变换方法

旋转的角度数值:

$$\tan 2\alpha = \frac{2r_{41}E_x}{\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}} \quad (8.30)$$

- (1) 晶体由单轴晶体变成了双轴晶体。
- (2) 折射率椭球的主轴绕 x 轴旋转了 α 角，此转角与外加电场大小有关，但角度值一般很小。

二 二次非线性电光效应

由于外电场，折射率椭球各系数($1/n^2$)随之发生变化，其变化量可以用张量的矩阵形式表示为

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & b_{14} & b_{15} & b_{16} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & b_{24} & b_{25} & b_{26} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & b_{34} & b_{35} & b_{36} \\ b_{41} & b_{42} & b_{43} & b_{44} & b_{45} & b_{46} \\ b_{51} & b_{52} & b_{53} & b_{54} & b_{55} & b_{56} \\ b_{61} & b_{62} & b_{63} & b_{64} & b_{65} & b_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 E_1 \\ E_2 E_2 \\ E_3 E_3 \\ 2E_2 E_3 \\ 2E_1 E_3 \\ 2E_1 E_2 \end{bmatrix} \quad (8.31)$$

其中 b_{mn} 为二级电光系数。各种同性介质的二级电光系数矩阵有许多元素为 0，

其矩阵形式为

$$b_{mn} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & 0 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & 0 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b_{66} \end{bmatrix} \quad (8.32)$$

令 $E_1 = E_x, E_2 = E_y, E_3 = E_z, E_x = E_y = 0, E_z \neq 0$ ，根据各系数之间的关系有

$$b_{mn} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{12} & 0 & 0 & 0 \\ b_{12} & b_{11} & b_{12} & 0 & 0 & 0 \\ b_{12} & b_{12} & b_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(b_{11} - b_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(b_{11} - b_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(b_{11} - b_{12}) \end{bmatrix} \quad (8.33)$$

折射率椭球方程变为

$$\left(\frac{1}{n^2} + b_{12}E_z^2\right)x^2 + \left(\frac{1}{n^2} + b_{12}E_z^2\right)y^2 + \left(\frac{1}{n^2} + b_{11}E_z^2\right)z^2 = 1 \quad (8.34)$$

由上式可得

$$\begin{cases} n'_x = n'_y = n - \frac{1}{2}n^3 b_{12} E_z^2 = n_o \\ n'_z = n - \frac{1}{2}n^3 b_{11} E_z^2 = n_e \end{cases} \quad (8.35)$$

- (1) 各向同性介质引入电场后变成了单轴晶体。
- (2) 主轴坐标系的方向没有改变，但折射率发生了变化。

§ 8-4 电光调制

一 电光相位延迟

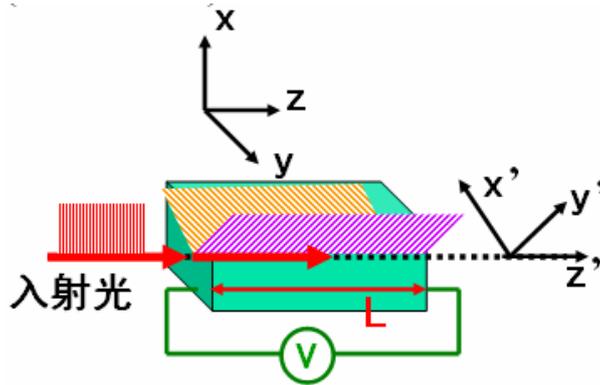


图 8.8 z 向电场作用下 KDP 晶体的纵向运用

以 KDP 类晶体为例，沿晶体 z 轴加电场，光波沿 z 轴传播，该条件下折射率椭圆方程为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z\right)y'^2 = 1 \quad (8.36)$$

沿 x 方向偏振的线偏振光进入晶体后分解为沿 x' 和 y' 方向振动的两个垂直偏振分量。经过长度为 L 的晶体后两偏振分量的相位延迟分别为

$$\begin{aligned} \varphi_{x'} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{x'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z\right) \\ \varphi_{y'} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{y'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z\right) \end{aligned}$$

两偏振分量之间的相位延迟差为

$$\Gamma = \varphi_{y'} - \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} L n_o^3 r_{63} E_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V \quad (8.37)$$

半波电压：两个垂直分量 $E_{x'}$, $E_{y'}$ 的光程差为半个波长（相应的相位差为 π ）时需要加的电压，常以 V_π 或 $V_{\lambda/2}$ 表示。

由 (8.37) 式可得

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}} \quad (8.38)$$

$$\Gamma = \pi \frac{V}{V_{\pi}} \quad (8.39)$$

两个偏振分量间相速度的差异会导致一个分量相对于另一分量有相位差, 该相位差将改变出射光束的偏振态。

(1) 当晶体上未加电压, $\Gamma = 0$

通过晶体后的合成光仍然是线偏振光, 且与入射光的偏振方向一致。

(2) 当晶体上加电压 $V = \frac{1}{2}V_{\pi}, \Gamma = \frac{1}{2}\pi$

合成光为圆偏振光。

(3) 当外加电压 $V = V_{\pi}, \Gamma = \pi$

合成光为线偏振光, 偏振方向相对于入射光旋转了一个 2θ 角 (若 $\theta=45^\circ$, 即旋转了 90° , 沿着 y 方向)。

二 电光调制

1. 纵向电光强度调制

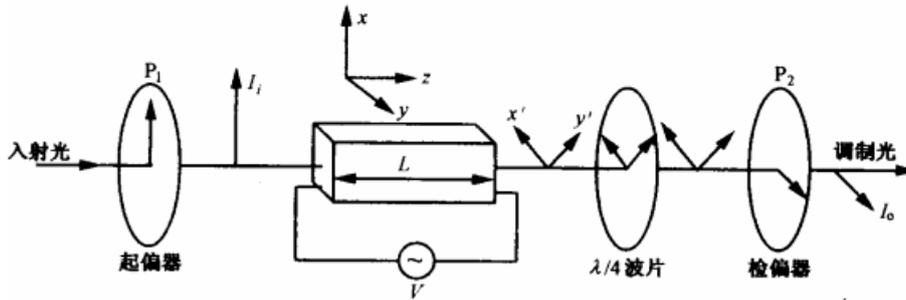


图 8.9 纵向电光强度调制器的结构

沿 z 轴入射的光束经起偏器后变为电场分量沿 x 方向振动的线偏振光, 进入晶体后 ($z = 0$) 被分解为电场沿 x' 和 y' 方向振动的两个分量, 分别为:

$$\begin{cases} E_{x'}(0) = E_0 \exp(i\omega_c t) \\ E_{y'}(0) = E_0 \exp(i\omega_c t) \end{cases} \quad (8.40)$$

入射光强:

$$I_1 \propto E \cdot E^* = |E_{x'}(0)|^2 + |E_{y'}(0)|^2 = 2E_0^2 \quad (8.41)$$

通过长度为 L 的晶体之后, 两分量可表示为

$$\begin{pmatrix} E_{x'}(L) \\ E_{y'}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 \exp[i(\omega_c t - \varphi_{x'})] \\ E_0 \exp[i(\omega_c t - \varphi_{y'})] \end{pmatrix} \quad (8.42)$$

其中 $\varphi_{x'}, \varphi_{y'}$ 分别为两分量的相位延迟

$$\begin{cases} \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{x'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z) \\ \varphi_{y'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{y'} L = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z) \end{cases} \quad (8.43)$$

两偏振分量之间的相位延迟差为

$$\Gamma = \varphi_{y'} - \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} L n_o^3 r_{63} E_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V = \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (8.44)$$

(8.42) 式可改写为

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{x'}(L) \\ E_{y'}(L) \end{pmatrix} &= \exp[i(\omega_c t - \varphi_{x'})] \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \exp[-i(\varphi_{y'} - \varphi_{x'})] \end{pmatrix} \\ &= \exp[i(\omega_c t - \varphi_{x'})] \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \exp(-i\Gamma) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8.45)$$

由于 (8.45) 式中的公共项 $\exp[i(\omega_c t - \varphi_{x'})]$ 对光强没有贡献, 所以两分量又可表示为

$$\begin{pmatrix} E_{x'}(L) \\ E_{y'}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \exp(-i\Gamma) \end{pmatrix} \quad (8.46)$$

通过检偏器后, 总电场强度是 $E_{x'}(L)$ 和 $E_{y'}(L)$ 在 y 方向的投影之和, 即

$$(E_y)_o = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (e^{-i\Gamma} - 1) \quad (8.47)$$

输出光强为

$$I_2 \propto [(E_y)_o \cdot (E_y)_o^*] = \frac{E_0^2}{2} (e^{-i\Gamma} - 1)(e^{i\Gamma} - 1) = 2E_0^2 \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \quad (8.48)$$

由 (8.41)、(8.48) 可得调制器的透过率为

$$\eta = \frac{I_2}{I_1} = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\pi V}{2 V_\pi}\right) \quad (8.49)$$

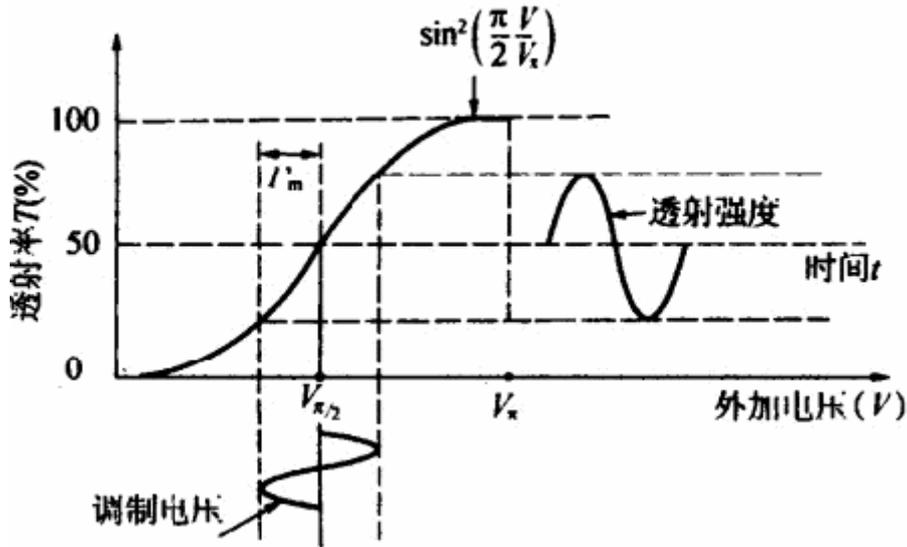


图 8.10 电光振幅调制特性曲线

实现线性调制的两种方法：

- (1) 电学方法。在调制信号电压上引入一个 $V_{\pi/2}$ 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。
- (2) 光学方法。在晶体和检偏器之间插入一 $\lambda/4$ 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 $\pi/2$ 的固定相位差。

若调制电压为 $V = V_1 \sin \omega_1 t$ ，引入 $\lambda/4$ 波片后，(8.49) 式可改写为

$$\eta = \frac{I_2}{I_1} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma_m}{2} \sin \omega_1 t \right) \quad (8.50)$$

其中 $\Gamma_m = \pi V_1 / V_\pi$ 。

调制器消光比 γ ：调制电压引起的最大光强 I_m 与无电压的光强 I_1 之比。

$$\gamma(dB) = 10 \lg \frac{I_m}{I_1} \quad (8.51)$$

2. 横向电光强度调制

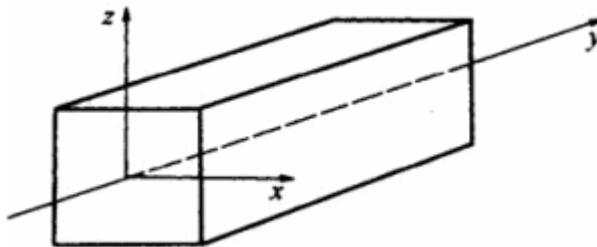


图 8.11 z 向电场作用下 LiNbO_3 晶体的横向运用

引入电场后晶体折射率椭球方程

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)^2 x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)^2 y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)^2 z^2 = 1 \quad (8.52)$$

新主轴坐标系中主折射率为

$$\begin{cases} n'_x = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z \\ n'_y = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z \\ n'_z = n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z \end{cases} \quad (8.53)$$

沿 x 方向和 z 方向偏振的分量的相位延迟分别为

$$\begin{cases} \varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} n'_x L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z\right) \\ \varphi_z = \frac{2\pi}{\lambda} n'_z L = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z\right) \end{cases} \quad (8.54)$$

两个光波穿过晶体后将产生一个相位差

$$\Gamma = \varphi_z - \varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o)L - \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \left(\frac{L}{d}\right)V \quad (8.55)$$

消除自然双折射引起的相位差后, 半波电压可写为

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})L} \quad (8.56)$$

3. 纵向运用与横向运用的比较

结论:

(1) 横向运用时, 存在自然双折射产生的固有相位延迟, 它们和外加电场无关。表明在没有外加电场时, 入射光的两个偏振分量通过晶后其偏振面已转过了一个角度, 这对光调制器等应用不利, 应设法消除。

(2) 横向运用时, 无论采用那种方式, 总的相位延迟不仅与所加电压成正比, 而且晶体的长宽比(L/d)有关。而纵向应用时相位差只和 $V=E_z L$ 有关。因此, 增大 L 或减小 d 就可大大降低半波电压。

4. 电光相位调制

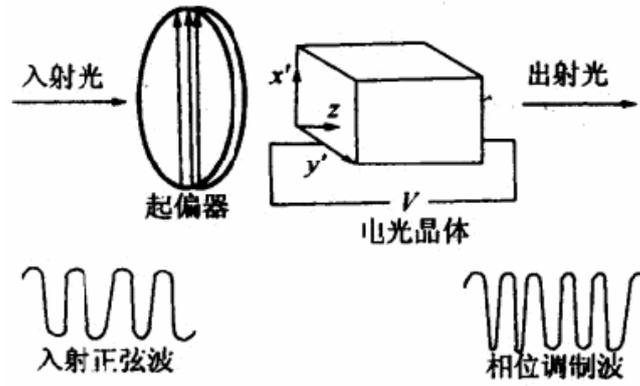


图 8.12 电光相位调制原理图

由于入射光的偏振方向平行于晶体到感应主轴，故进入晶体后线偏振光不会被分解，始终保持初始入射时的偏振状态在晶体内行进，即外电场仅对光束的相位产生影响，其相位变化量为

$$\Delta\varphi_{x'} = -\frac{\omega}{c}n_{x'}L \quad (8.57)$$

外加电场： $V = V_m \sin \omega_m t$ ；输入光场： $E_i = E_0 \cos \omega t$

则输出光场为

$$\begin{aligned} E_{\text{出}} &= E_0 \cos\left[\omega t - \frac{\omega}{c}\left(n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{63} E_m \sin \omega_m t\right)L\right] \\ &= E_0 \cos(\omega t - \theta + \delta \sin \omega_m t) \end{aligned} \quad (8.58)$$

忽略相位常数 θ 后输出光场可写作

$$\begin{aligned} E_{\text{出}} &= E_0 \cos(\omega t + \delta \sin \omega_m t) \\ &= E_0 J_0(\delta) \cos \omega t + E_0 J_1(\delta) [\cos(\omega + \omega_m)t - \cos(\omega - \omega_m)t] + \\ &E_0 J_2(\delta) [\cos(\omega + 2\omega_m)t - \cos(\omega - 2\omega_m)t] + \dots \end{aligned} \quad (8.59)$$

注：相位调制过程中出现了 ω 与 ω_m 之间的和频和差频成分，其振幅与各阶贝塞尔函数成比例。

§ 8-5 声光调制

一 声光效应

弹光效应：外力作用引起介质光学性质变化。

声光效应：声波作用引起介质折射率分布发生相应变化。

主轴坐标系中未加外场时折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$$

(8.60)

引入应力后折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_{11}^2} + \frac{y^2}{n_{22}^2} + \frac{z^2}{n_{33}^2} + \frac{2}{n_{23}^2}yz + \frac{2}{n_{13}^2}xz + \frac{2}{n_{12}^2}xy = 1 \quad (8.61)$$

对于 KDP 晶体(正交晶系), 当超声波沿 z 轴传播时有

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n_{11}^2} - \frac{1}{n_1^2} \\ \frac{1}{n_{22}^2} - \frac{1}{n_2^2} \\ \frac{1}{n_{33}^2} - \frac{1}{n_3^2} \\ \frac{1}{n_{23}^2} \\ \frac{1}{n_{13}^2} \\ \frac{1}{n_{12}^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & p_{16} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & p_{24} & p_{25} & p_{26} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & p_{34} & p_{35} & p_{36} \\ p_{41} & p_{42} & p_{43} & p_{44} & p_{45} & p_{46} \\ p_{51} & p_{52} & p_{53} & p_{54} & p_{55} & p_{56} \\ p_{61} & p_{62} & p_{63} & p_{64} & p_{65} & p_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & 0 & 0 & 0 \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & 0 & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ s_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8.62)$$

由上式可得

$$\begin{cases} \frac{1}{n_{11}^2} - \frac{1}{n_1^2} = p_{13}s_3 \\ \frac{1}{n_{22}^2} - \frac{1}{n_2^2} = p_{23}s_3 \\ \frac{1}{n_{33}^2} - \frac{1}{n_3^2} = p_{33}s_3 \\ \frac{1}{n_{23}^2} = \frac{1}{n_{13}^2} = \frac{1}{n_{12}^2} = 0 \end{cases} \quad (8.63)$$

对于 KDP 晶体有: $n_1 = n_2 = n_o, n_3 = n_e$, 将 (8.63) 式代入 (8.61) 式可得

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + p_{13}s_3\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + p_{23}s_3\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + p_{33}s_3\right)z^2 = 1 \quad (8.64)$$

结论: 三个主轴方向没有发生变化, 折射率发生变化。

$$\begin{cases} n_x = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 p_{13}s_3 \\ n_y = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 p_{23}s_3 \\ n_z = n_e - \frac{1}{2}n_e^3 p_{33}s_3 \end{cases} \quad (8.65)$$

声光效应折射率改变的统一形式可写为

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 PS \quad (8.66)$$

二 光波在声光晶体中的传播

声波在介质中传播时，使介质产生弹性形变，介质中各点沿声波传播方向振动，引起介质的密度呈疏密相间的交替分布，介质的折射率也随着发生相应的周期性变化。被超声波场作用的介质如同一个光学“相位光栅”，光栅常数等于声波长 λ_s 。当光波通过此介质时，会产生光的衍射。衍射光的强度、频率、方向等都随着超声场的变化而变化。

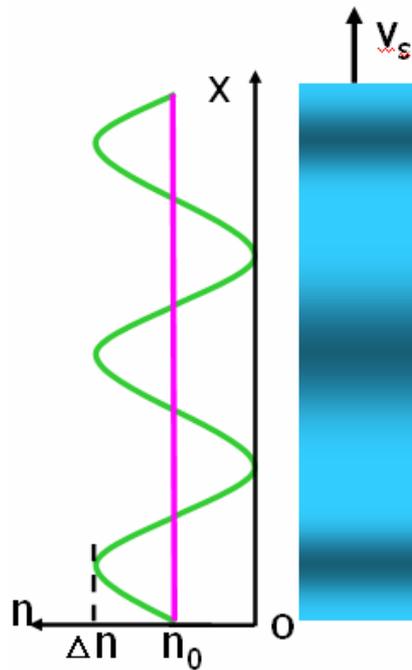


图 8.13 超声行波在介质中的传播

声光介质在平衡位置附近振动的位移表达式为

$$u(x,t) = u_0 \cos(\omega_s t - k_s x) \quad (8.67)$$

对应的应变场为

$$S = -\frac{\partial u}{\partial x} = u_0 k_s \sin(\omega_s t - k_s x) \quad (8.68)$$

介质折射率的变化:

$$\Delta n(x,t) = -\frac{1}{2}n^3 PS = -\frac{1}{2}n^3 P u_0 k_s \sin(\omega_s t - k_s x) \quad (8.69)$$

声波为行波时介质折射率可表示为

$$n(x,t) = n_0 - \frac{1}{2}n^3 P u_0 k_s \sin(\omega_s t - k_s x) \quad (8.70)$$

声波为驻波时介质折射率可表示为

$$n(x,t) = 2\Delta n \sin(\omega_s t) \cos(k_s x) \quad (8.71)$$

注：声驻波在一个周期内，介质两次出现疏密变化，且在波节处密度保持不变，折射率每半个周期就在波腹处变化一次，由极大（或极小）变为极小（或极大）。若超声频率为 f_s ，那么光栅出现和消失的次数则为 $2f_s$ ，因而光波通过该介质后所得到的调制光的调制频率将为声频率的两倍。

依据声波频率的高低以及声波和光波作用长度的不同，声光相互作用可分为两类：（1）拉曼—纳斯衍射；（2）布喇格衍射

三 拉曼—纳斯衍射

发生条件：当超声波频率较低，光波平行于声波面入射，声光互作用长度 L 较短。

此时在光波通过介质的时间内，折射率的变化可以忽略不计，则声光介质可近似看作为相对静止的“平面相位栅”。

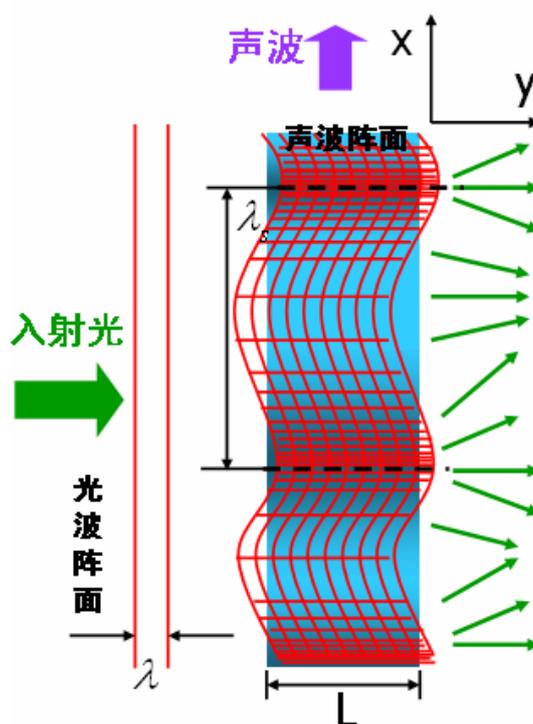


图 8.14 拉曼—纳斯衍射图

声光衍射的结果：通过声光介质的平面波波阵面出现凸凹现象，变成褶皱的曲面。

由出射波阵面上各子波源发出的次波将发生相干作用，光波在声场外形成一组与入射方向对称分布的多级衍射光。

特点：衍射光呈离散型，各级衍射光对称分布在零级衍射光两侧，同级次衍射光强度相等。

各级衍射光强度由下式决定

$$I_m \propto J_m^2(\Delta\varphi), \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L \quad (8.72)$$

其中 m 为衍射光级次, $J_m(\Delta\varphi)$ 是 m 阶贝塞尔函数, Δn 为声致折射率变化。

各级衍射光的方位角:

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{\lambda_s} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (8.73)$$

在非理想条件下考虑到声束的宽度, 则当光波传播方向上声束的宽度 L 满足条件

$$L < L_0 \approx \frac{n\lambda_s^2}{4\lambda} \quad (8.74)$$

才会产生多级衍射, 否则从多级衍射过渡到单级衍射。

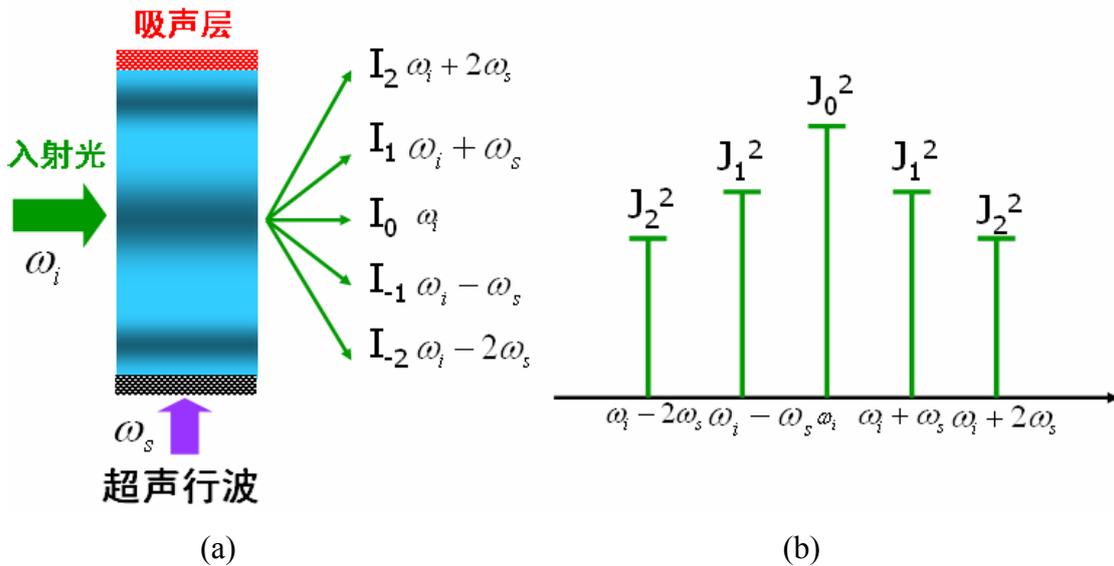


图 8.15 各级衍射光的空域和频域分布

四 布喇格衍射

发生条件: 声波频率较高, 声光作用长度 L 较大, 光束与声波波面间以一定的角度斜入射。

此时光波在介质中要穿过多个声波面, 故介质具有“体光栅”的性质。

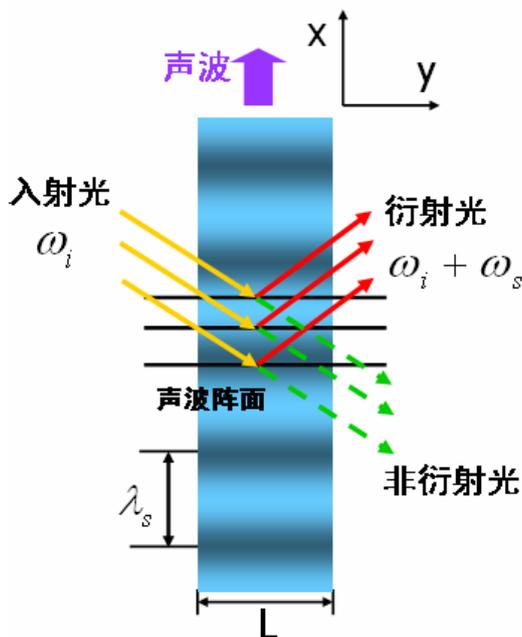


图 8.16 布喇格声光衍射图

声光衍射结果：当入射光与声波面的夹角满足一定条件时，介质内各级衍射光相互干涉，各高级次衍射光相互抵消，只出现 0 级和+1 级（或-1 级）衍射光（视入射光方向而定）。

特点：若合理选择参数，并使超声场足够强，可使光束能量全部集中转移到+1 级或-1 级衍射光上。

1. 布喇格衍射条件的推导

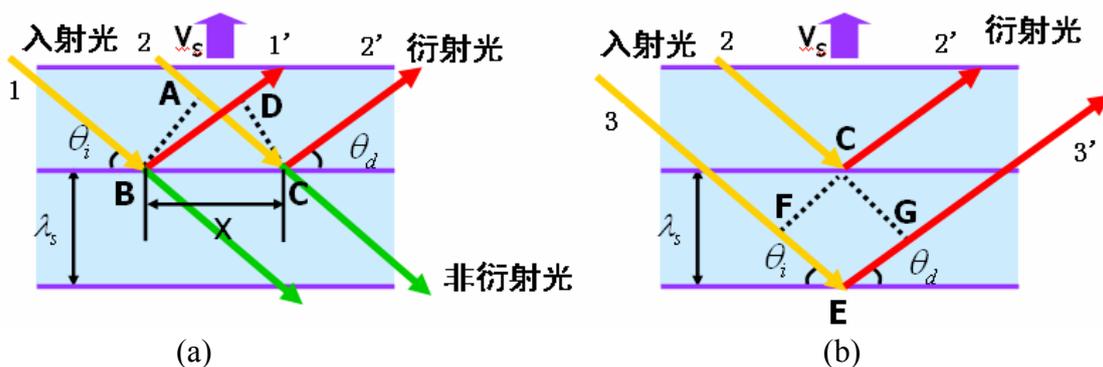


图 8.17 产生布喇格衍射条件的模型

(1) 在同一镜面衍射时

入射光 1 和 2 在 B, C 点反射的 1'和 2'同相位条件：光程差 AC-BD 等于光波波长的整数倍，即

$$x(\cos \theta_i - \cos \theta_d) = m \frac{\lambda}{n} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \tag{8.75}$$

要使声波面上所有点同时满足该条件，只有使

$$\theta_i = \theta_d \quad (8.76)$$

(2) 相距 λ_s 的两个不同镜面衍射时

由 C, E 点反射的 $2', 3'$ 同相位条件: 光程差 $FE+EG$ 必须等于光波波长的整数倍, 即

$$\lambda_s (\sin \theta_i + \sin \theta_d) = m \frac{\lambda}{n} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (8.77)$$

考虑到 (8.76) 式, 所以 (取 $m=1$), 由此得布喇格方程

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2n\lambda_s} = \frac{\lambda}{2nv_s} f_s \quad (8.78)$$

$\theta_i = \theta_d = \theta_B$, θ_B 称为布喇格角。只有入射角 θ 等于布喇格角 θ_B 时, 在声波面上衍射的光波才具有同相位, 满足相干加强的条件, 得到衍射极值。

2. 布喇格衍射效率

衍射效率: 1 级衍射光强度与入射光强度之比, 定义为

$$\eta = \frac{I_1}{I_i} = \sin^2 \left[\frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{\frac{L}{H} MP_s} \right] = \sin^2 \left[\frac{\pi L}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{MI_s} \right] \quad (8.79)$$

$M = n^6 P^2 / \rho v_s^3$: 声光材料的品质因数 (或声光优质指标), 由介质本身性质决定;
 P_s : 超声功率; I_s : 超声强度; H : 换能器的宽度; L : 换能器的长度。

由上式可知:

- (1) 若 P_s 固定, 要使衍射光强尽量大, 则要选择 M 大的材料, 并要把换能器做成长而窄 (即 L 大 H 小) 的形状。
- (2) 若 P_s 足够大, 使 $\left[\frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{\frac{L}{H} MP_s} \right]$ 达到 $\pi/2$, 则 $I_1/I_i = 100\%$, 可使入射光功率全部集中到 1 级衍射光上, 故应用布喇格衍射实现声光调制可获得较高的效率。
- (3) 当改变 P_s 时, I_1/I_i 也随之改变, 故通过控制超声功率 P_s (即控制加在电声换能器上的电功率) 就可达到控制衍射光强的目的, 实现声光调制。

五 声光强度调制器

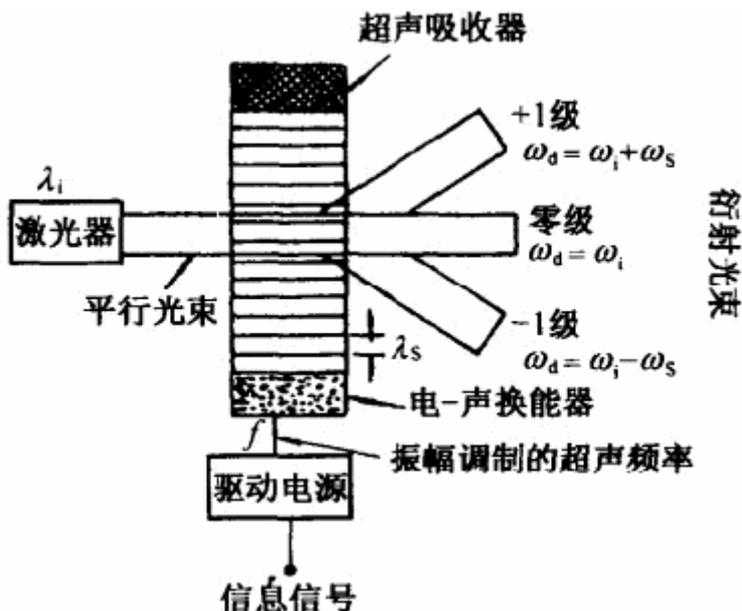


图 8.18 声光调制器原理结构图

电—声换能器：利用压电晶体或压电半导体的反压电效应，在外电场作用下产生机械振动后形成超声波。

吸声装置：吸收通过介质的声波使得调制器工作于行波状态。

反射装置：使调制器工作于驻波状态。

为获得较高的能量转换效率，常使用布喇格衍射。利用（8.79）式可得如下图所示的布喇格声光调制特性曲线。

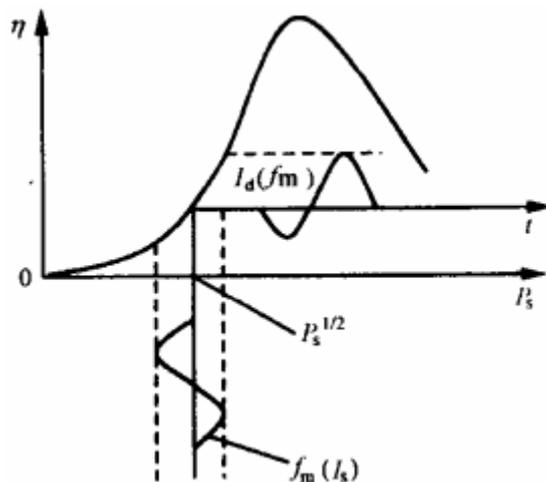


图 8.19 声光调制特性曲线

§ 8-6 磁光调制

一 法拉第磁光效应

法拉第效应：线偏振光在外加磁场作用下在介质中传播时，其偏振面将发生旋转。

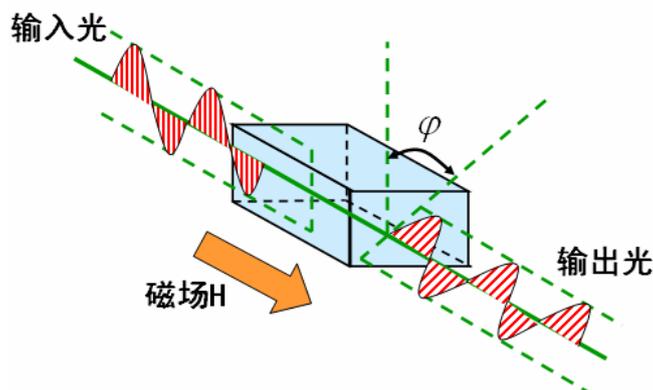


图 8.20 法拉第效应示意图

旋转角度 ϕ 与外加磁场强度在成正比，可写成

$$\phi = VBl \tag{8.80}$$

V : 韦尔德 (Verdet) 常数，表征单位磁场强度下线偏振光波通过单位长度磁光介质后偏振方向旋转的角度。

法拉第旋光效应特点：旋光方向和磁场的方向有关，与光束传播方向无关；是一种非可逆过程。

1825 年菲涅尔唯象解释：可把做简谐振动的线偏光分解为两个与线偏振光具有相同频率及初相位的左旋和右旋圆偏振光，这两个圆偏振光在垂直于传播方向的平面内做匀速圆周运动。若这两个圆偏振光在介质中具有不同的传播速度（或对应不同的折射率 $n_{左}$ 和 $n_{右}$ ），光波由晶体出射时，较快的一支圆偏振光比较慢的一支相位超前。由于圆偏光的电矢量 E 是在垂直于光传播的方向的平面内做匀速圆周运动，所以相位就是 E 转动的角度，相位超前就是它比另一支圆偏光的电矢量转过了绝对值较大的角度，因此合成的线偏光的振动方向也发生变化。

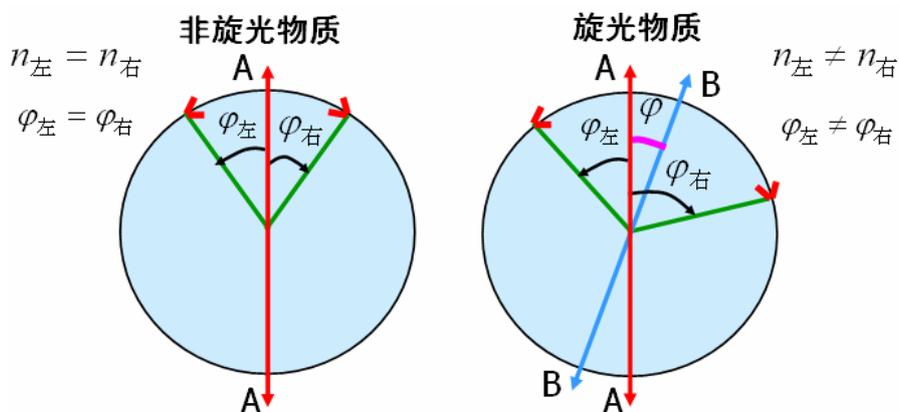


图 8.21 非旋光物质和旋光物质的合成偏振面

偏振面旋转的角度可写为

$$\varphi = \frac{\pi L}{\lambda}(n_{\text{左}} - n_{\text{右}}) = \frac{\pi L}{\lambda}(n_{+} - n_{-}) \quad (8.81)$$

二 磁光强度调制器

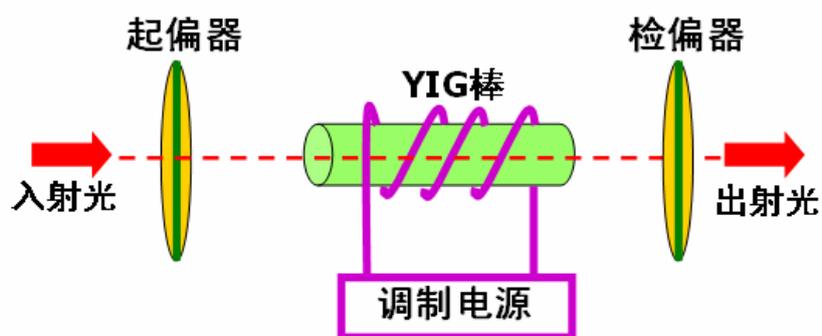


图 8.22 YIG 磁光体调制器结构图

高频信号电流通过线圈产生平行于光束传播方向的磁场，入射线偏振光通过该磁场时利用法拉第旋光效应，其偏振面发生旋转（旋转角度正比于磁场强度）。随后光束再通过检偏器即可获得强度随调制电信号变化而变化的调制光。