

# 晶体声光效应

当透明介质中存在声波时，介质中会产生以波动形式传播的应力和应变，使介质的折射率按声波的时间和空间周期性地改变，当光波通过时就会产生衍射，这就是声光效应。1922年，布里渊预测：若液体有弹性波存在，当光束垂直于弹性波传播方向并且以一定的角度入射时，经过液体后将产生类似于光栅衍射的实验现象，这种现象被定义为声光效应。1932年，由美国的德拜和希思(Debye 和 Sears)、法国的卢卡斯和毕瓜德(Ucas 和 BZquard)在实验上得到证明。但是由于声光相互作用引起的光的频率和方向的改变都很小，没有多少实用价值，长时间未受重视。到了 20 世纪 60 年代以后，激光的问世以及高频(100 MHzs 以上)换能器产生之后，促进了声光效应理论和应用研究的迅速发展。由于利用声光效应可以快速而有效地控制激光束的频率、方向和强度，大大地扩展了激光的应用范围，很快出现了许多性能优异的声光器件，如声光调制器、声光偏转器和可调谐声光滤光器等，在激光技术、光信号处理和集成光通讯技术等方面有着重要的应用。

## 【实验目的】

1. 了解声光效应的原理。
2. 观察喇曼-奈斯衍射和布拉格衍射现象。
3. 测量声光偏转和声光调制曲线。

## 【实验原理】

### 1. 声光效应

当超声波（纵向应力波）通过晶体中时，会改变晶体的光学特性，使其折射率  $n$  发生改变，形成随超声波强度而变化的分布，整个晶体相当于一个位相光栅，位相光栅的光栅常数等于声波波长  $\lambda_s$ 。光波通过此晶体时，会产生光的衍射，衍射光的强度、频率、方向等都随着超声的变化而变化，这种现象称为声光效应。通过控制超声波的频率和强度可以达到控制光的偏转方向和强度的目的，基于这一原理可以制作成声光偏转器和声光调制器等器件，在光电子和光通讯等领域具有广泛的应用。

设声光介质中的超声行波是沿  $y$  方向传播的平面纵波，角频率为  $\omega_s$ ，波长为  $\lambda_s$ ，波矢为  $\mathbf{k}_s$ 。入射光为沿  $x$  方向传播的平面波，其角频率为  $\omega$ ，在介质中的波长为  $\lambda$ ，波矢为  $\mathbf{k}$ （如图 6-3-1）。介质内的弹性应变也以行波形式随声波一起沿  $y$  方向传播。由于光速大约是声速

的  $10^5$  倍，在光波通过的时间内介质在空间上的周期变化可看成是固定的。

由应变引起的介质折射率的变化由下式决定：

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = P \cdot S \quad (6-3-1)$$

式中， $n$  为介质折射率； $P$  为光弹系数； $S$  为应变。通常， $P$  和  $S$  为二阶张量。当声波在各向同性介质中传播时  $P$  和  $S$  可作为标量处理，如前所述，应变也以行波形式传播，所以可写成

$$S = S_0 \sin(\omega_s t - k_s y)$$

$S_0$  表示静止时的应变。当应变较小时，折射率作为  $y$  和  $t$  的函数可写成

$$n(y,t) = n_0 + \Delta n \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (6-3-3)$$

式中， $n_0$  为无超声波时的介质折射率； $\Delta n$  为声波折射率变化的幅值。其中

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 P S_0 \quad (6-3-4)$$

声光效应主要有两种不同的分类方式。

(1) 按入射光和衍射光的偏振特性分，可以分成正常声光效应和反常声光效应两类。正常声光效应中衍射光的偏振方向与入射光相同，因而折射率也相同，即如果入射光是  $o$  光（寻常光），则衍射光也是  $o$  光，反之入射光是  $e$  光（非寻常光），衍射光也是  $e$  光。正常声光效应一般是由超声纵波引起的。反常声光效应中衍射光的偏振方向与入射光不同，因而折射率也不同，即若入射光是  $o$  光，则衍射光变成  $e$  光，反之入射光是  $e$  光，衍射光变成  $o$  光。反常声光效应一般由超声切变波，也就是横波引起。

(2) 按声光相互作用的长度分，可以分成喇曼-奈斯声光效应和布拉格声光效应两类。喇曼-奈斯声光效应的声光相互作用区域比较短，声光晶体相当于一个平面光栅，它对入射光方向要求不严格，垂直入射或斜入射都可以，并且能产生多级衍射光。布拉格声光效应的声光相互作用区域比较长，整个声光晶体相当于一个体光栅，对入射光方向要求很严格，只有满足布拉格条件的入射光才能产生衍射光，并且往往只有一级衍射光。总体上，仪器是按照布拉格衍射的标准设置的，可以演示一下喇曼-奈斯衍射现象。

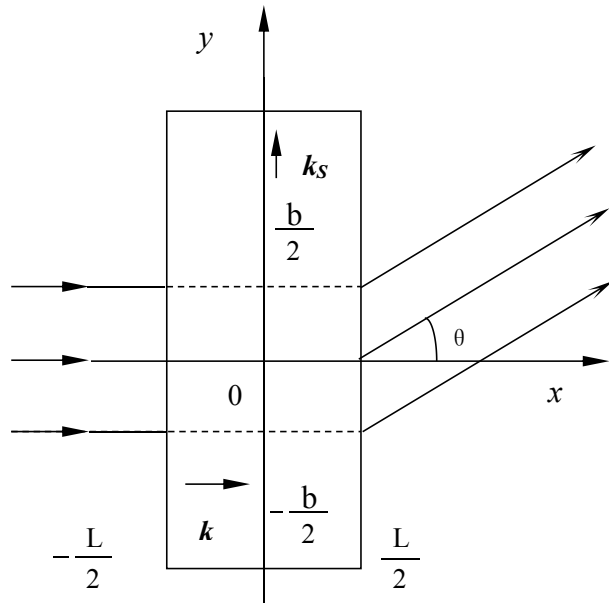


图 6-3-1 声光衍射

## 2. 喇曼-奈斯衍射

当超声波频率较低，光波平行于声波面入射，声光相互作用长度  $L$  较短时，在光波通过介质的时间内，折射率的变化可以忽略不计，声光介质可近似看作为相对静止的“平面位相栅”，产生喇曼-奈斯衍射。由于声速比光速小得多，故声光介质可视为一个静止的平面位相光栅。而且声波长  $\lambda_s$  比光波长  $\lambda$  大得多，当光波平行通过介质时，几乎不通过声波面，因此只受到相位调制，即通过光密（折射率大）部分的光波阵面将延迟，而通过光疏

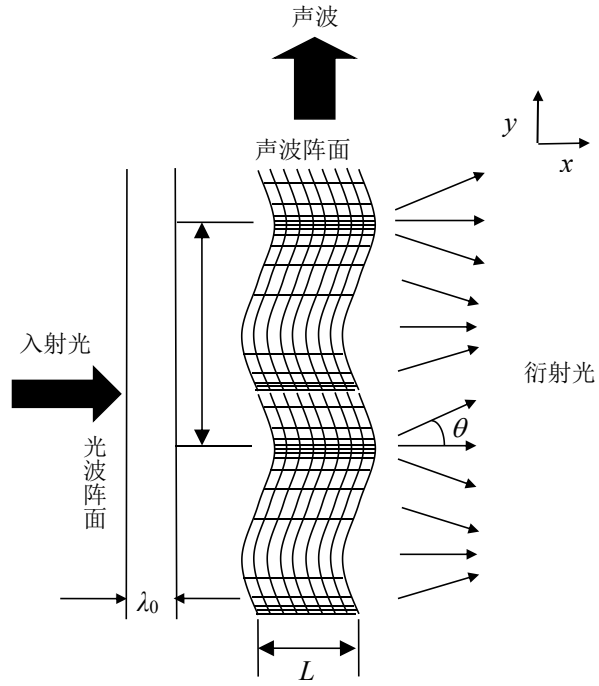


图 6-3-2 喇曼-奈斯衍射图

（折射率小）部分的光波波阵面将超前，于是通过声光介质的平面波波阵面出现凹凸现象，形成一个折皱曲面，如图 6-3-2 所示。

设光束垂直入射 ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{k}_s$ ) 并通过厚度为  $L$  的介质，则前后两点的相位差为

$$\Delta\Phi = k_0 n(y, t) L = k_0 n_0 L + k_0 \Delta n L \sin(\omega_s t - k_s y) = \Delta\Phi_0 + \delta\Phi \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (6-3-5)$$

式中， $\mathbf{k}_0$  为入射光在真空中的波矢的大小，右边第一项  $\Delta\Phi_0$  为不存在超声波时光波在介质前后二点的相位差，第二项为超声波引起的附加相位差（相位调制）， $\delta\Phi = k_0 \Delta n L$ 。可见，当平面光波入射在介质的前界面上时，超声波使出射光波的波阵面变为周期变化的皱折波面，从而改变了出射光的传播特征，使光产生衍射。

设入射面  $x = \frac{L}{2}$  上的光振动为  $\mathbf{E} = \mathbf{A} e^{it}$ ， $A$  为一常数，也可以是复数。考虑到在出射面  $x = -\frac{L}{2}$  上各点相位的改变和调制，在  $xy$  平面内离出射面很远一点处的衍射光叠加结果为

$$\mathbf{E} \propto A \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{i[(\omega t - k_0 n(y, t) L) - k_0 y \sin \theta]} dy$$

写成等式

$$\mathbf{E} = C e^{i\omega t} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{i\delta\Phi \sin(k_s y - \omega_s t)} e^{-k_0 y \sin \theta} dy \quad (6-3-6)$$

式中， $b$  为光束宽度； $\theta$  为衍射角； $C$  为与  $A$  有关的常数，为了简单可取为实数。利用  $e$  与贝塞耳函数有关的恒等式

$$e^{i\alpha \sin \theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\alpha) e^{im\theta}$$

$J_m(\alpha)$  为（第一类） $m$  阶贝塞耳函数，将（6-3-6）式展开并积分得

$$E = Cb \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\delta\Phi) e^{i(\omega - m\omega_s)t} \frac{\sin[b(mk_s - k_0 \sin \theta)/2]}{b(mk_s - k_0 \sin \theta)/2} \quad (6-3-7)$$

上式中与第  $m$  级衍射有关的项为

$$\mathbf{E}_m = E_0 e^{i(\omega - m\omega_s)t} \quad (6-3-8)$$

$$E_0 = Cb J_m(\delta\Phi) \frac{\sin[b(mk_s - k_0 \sin \theta)/2]}{b(mk_s - k_0 \sin \theta)/2} \quad (6-3-9)$$

因为函数  $\frac{\sin x}{x}$  在  $x=0$  时取极大值，因此衍射极大的方位角  $\theta_m$  由下式决定：

$$\sin \theta_m = m \frac{k_s}{k_0} = m \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (6-3-10)$$

式中， $\lambda_0$  为真空中光的波长， $\lambda_s$  为介质中超声波的波长。与一般的光栅方程相比可知，超声波引起的有应变的介质相当于一个光栅常数为超声波长的光栅。由（6-3-8）式可知，第  $m$  级衍射光的频率  $\omega_m$  为

$$\omega_m = \omega - m\omega_s \quad (6-3-11)$$

可见，衍射光仍然是单色光，但发生了多普勒频移。由于超声波的频率为  $10^7 \text{Hz}$  左右，而光波的频率高达  $10^{14} \text{Hz}$ ，即  $\omega \gg \omega_s$ ，这种频移是很小的，可以忽略不计。

第  $m$  级衍射极大的强度  $I_m$  可用（6-3-8）式模数平方表示：

$$I_m = E_0 E_0^* = C^2 b^2 J_m^2(\delta\Phi) = I_0 J_m^2(\delta\Phi) \quad (6-3-12)$$

式中， $E_0^*$  为  $E_0$  的共轭复数， $I_0 = C^2 b^2$ 。

第  $m$  级衍射光的衍射效率  $\eta_m$  定义为该级衍射光的强度与入射光强度之比。由（6-3-12）

式可知， $\eta_m$  正比于  $J_m^2(\delta\Phi)$ 。当  $m$  为整数时， $J_{-m}(\alpha) = (-1)^m J_m(\alpha)$ 。由 (6-3-10) 式和 (6-3-12) 式表明，各级衍射光相对于零级对称分布。

由 (6-3-10) 可知，各级衍射极大的方位角  $\theta_m$  由下式决定

$$\theta_m \approx \sin \theta_m = m \frac{\lambda}{\lambda_s} \quad (6-3-13)$$

式中  $m$  表示衍射级次， $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。由 (6-3-12) 可知，各级衍射光的衍射强度  $I_m$  正比于  $J_m^2(\delta\Phi)$ 。

综述以上分析，喇曼-奈斯声光衍射的结果：光波在声场外分成一组离散型的衍射光，他们分别对应于确定的衍射角  $\theta_m$ （即传播方向）和衍射强度  $I_m$ 。由于  $J_{-m}^2(\alpha) = J_m^2(\alpha)$ ，故同级次衍射光的强度相等，这是喇曼-奈斯衍射的主要特征。无吸收时衍射各级极值光强之和应等于入射光强，即光功率是守恒的。

对于一级衍射光有  $\eta_1 = J_1^2(\delta\Phi)$ ，当  $\delta\Phi = 1.84\text{rad}$  时， $\eta_1$  取最大值  $\eta_{1\text{max}} = 33.9\%$ ，即喇曼-奈斯衍射效率最大也只能是 33.9%，入射光的利用率很低。在激光调制、激光偏转系列中一般不用喇曼-奈斯声光器件，但在调 Q 激光器和锁模激光器中，声光器件只是用作损耗器件，通过控制声光器件是否产生衍射光来达到控制 Q 开关打开是否与否的目的，并不是特定使用某级衍射光，因此可以使用喇曼-奈斯器件。

### 3. 布拉格衍射

当声波频率较高，声光相互作用长度  $L$  满足条件  $L > 2L_0$ （ $L_0$  为声光衍射的特征长度，定

义式表示为  $L_0 \approx \frac{\lambda_s^2}{\lambda} = \frac{nv^2}{\lambda_0 f^2}$ ， $\lambda_0$  为真空中光的波长），而且光束相对于超声波波面以某一

角度斜入射时，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。当入射光与声波波面间满足一定条件时，介质内各级衍射光会相互干涉，各高级次衍射光将互相抵消。在理想情况下除了 0 级之外，只出现 1 级或者 -1 级衍射，如图 6-3-3 所示。这种衍射与晶体对 X 光的布拉格衍射很类似，故称为布拉格衍射。能产生这种衍射的光束入射角称为布拉格角可以证明，布拉格角满足

$$\sin i_B = \frac{\lambda}{2\lambda_s} \quad (6-3-14)$$

式 (6-3-14) 称为布拉格条件,  $\lambda$  为介质中光的波长。因为布拉格角一般都很小, 故衍射光相对于入射光的在晶体外的偏转角  $\phi$  为

$$\phi = 2i_B \approx \frac{\lambda}{\lambda_s} = \frac{\lambda_0}{v_s} f_s \quad (6-3-15)$$

式中,  $v_s$  为超声波波速,  $f_s$  为超声波频率,  $\lambda_s$  为超声波波长。从式 (6-3-15) 可以看出, 偏转角  $\phi$  随超声频率而变, 改变驱动电信号的频率, 就可以控制衍射光的偏转方向。这就是声光偏转的原理。

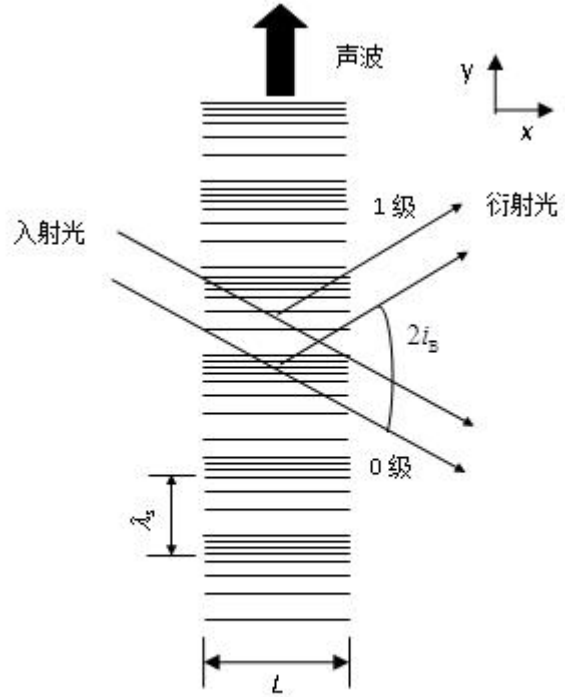


图 6-3-3 布拉格衍射

在布拉格衍射的情况下, 一级衍射光的衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{M_2 L P_s}{2H}} \right) \quad (6-3-16)$$

式中,  $P_s$  为超声波功率;  $L$  和  $H$  为超声换能器的长和宽;  $M_2$  为反映声光介质本身性质的常数, 称为声光优值; 定义为  $M_2 = \frac{n^6 P^2}{\rho v_s^3}$ ,  $\rho$  为介质密度,  $P$  为光弹系数。在布拉格衍射下, 衍射光的频率也由 (6-3-11) 式决定。

由式 (6-3-16) 可以得出以下结论:

(1) 为了在一定的声功率  $P_s$  条件下使衍射效率尽量大, 要求选择声光优值  $M_2$  大的晶体, 尽量将换能器制作成长而窄的形状, 并选择短波长激光。

(2) 当声功率足够大, 使得  $\frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{M_2 L P_s}{2H}} = \frac{\pi}{2}$  时,  $\frac{I_1}{I_0} = 100\%$ 。但是如果继续加大

声功率, 衍射效率不但不会继续增大, 反而会减小, 这在实际工作中是必须避免的。

(3) 衍射效率随声功率而变化, 因此通过控制加在换能器上驱动电信号的功率, 可以达到控制衍射光强度的目的, 这便是声光调制的原理。特别是, 当弱声光相互作用时, 一般是在  $\eta < 50\%$  的条件下, 利用泰勒近似计算  $\sin x \sim x$ , 公式 (6-3-16) 可以简化为

$$\eta = \frac{\pi^2 M_2 L}{2\lambda^2 H} P_s$$

衍射效率与声功率成正比，也就是衍射光强与驱动电信号功率成正比，这可以保证信号不失真。

由（6-3-15）式和（6-3-16）式可看出，通过改变超声波的频率和功率，可分别实现对激光束方向的控制和强度的调制，这是声光偏转器和声光调制器的物理基础。从（6-3-10）式可知，超声光栅衍射会产生频移，因此利用声光效应还可制成频移器件。超声频移器在计量方面有重要应用，如用于激光多普勒测速仪等。

以上讨论的是超声行波对光波的衍射。实际上，超声驻波对光波的衍射也产生喇曼-奈斯衍射和布拉格衍射，而且各衍射光的方位角和超声频率的关系与超声行波时的相同。

表 6-3-1 喇曼-奈斯衍射和布拉格衍射的区别

类型 参数	喇曼-奈斯衍射	布拉格衍射
声光相互作用长度	短	长
超声波频率	低	高
入射方向	光波垂直于声场传播的方向	光束与声波波面间以一定的角度斜入射
“光栅”类型	声光晶体相当于一个“平面光栅”	声光晶体相当于一个“立体光栅”
衍射效率	低（最大 33.9%）	高（最大 100%）

#### 4. 声光器件

声光器件的结构示意图如图 6-3-4 所示。它由压电换能器、声光介质和吸声材料组成。声光器件有两个重要的参数：中心频率及带宽。声光衍射效率从最大值下降一半时的频率宽度为声光相互作用 3dB 带宽或简称为布拉格带宽。

压电换能器又称超声发生器，由铌酸锂晶体或其它压电材料运用反压电效应制成。

它的作用是将电功率换成声功率，并在声光

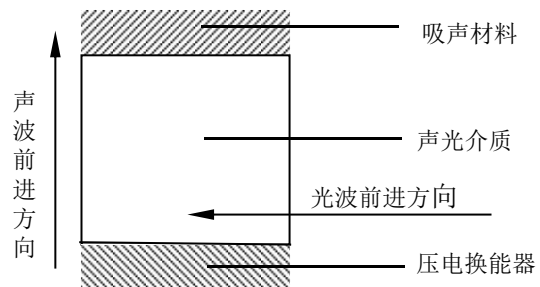


图 6-3-4 声光器件结构示意图

介质中建立起超声场。压电换能器既是一个机械振动系统，又是一个与功率信号源相联系的电振动系统，或者说是功率信号源的负载。为了获得最佳的电声能量转换效率，换能器的阻

抗与信号源内阻应当匹配。压电现象是指，当晶体受到压力作用时，会出现电荷或产生电场的现象，反压电效应则是在晶体两端加电压，会产生应力或应变的现象。并不是所有的晶体都具有压电、反压电性质，只有结构上无对称中心的晶体才可能具有这些性质。利用压电晶体的反压电效应可以实现电能与机械能之间的相互转换，这是声光器件中非常重要的压电换能器的基本工作原理。如果加在压电晶片上下晶面的电压是交变电压，则晶片就会发生方向随时改变的应变，也就是超声波，将超声波引入声光晶体中，就可以与入射激光实现声光互作用，从而通过控制加在换能器上的交流电的参数来控制激光的方向、强度等参数。本实验用到的声光器件中采用的铌酸锂（化学分子式为  $\text{LiNbO}_3$ ）晶体具有非常好的压电性能，是制作声光器件换能器的最佳晶体。吸声材料的作用是吸收通过介质传播到端面的超声波以形成超声行波。将介质的端面磨成斜面或成牛角状，也可达到吸声的作用。

### 【实验仪器】

仪器主要是由半导体激光器及相应的激光电源、声光器件、功率信号源、准直屏、线阵 CCD 光电转换器、示波器（自备）及导轨等部件构成，结构示意图见图 6-3-5。

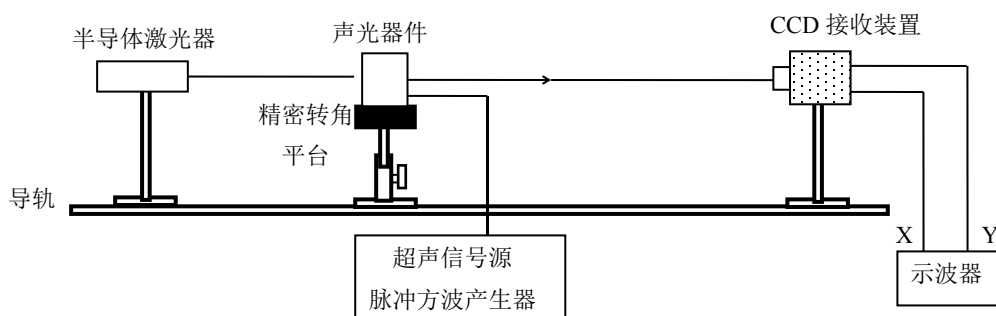


图 6-3-5 晶体声光效应结构示意图

### 【实验内容和步骤】

由于声光效应实验仪采用的中心频率高达 100MHz 的声光器件，而喇曼-奈斯衍射发生的条件是声频较低、声波与光波作用长度比较小的情况，因此，本实验主要围绕布拉格衍射展开，对于喇曼-奈斯衍射仅作一般研究。在观察及测量以前，整个光学系统应该共轴。

#### 1. 实验准备：光路共轴调节，调节半导体激光器

(1) 将半导体激光器（未加光阑）固定于导轨一端（刻线参考位置 100mm），适当调节半导体激光器高度（勿使其处于最高或最低位置，避免后面的部件无高度调节余地），激光出射方向大致沿导轨并朝向导轨另一端；将准直屏置于导轨上激光出射方向一侧，准直屏



上带网格一面朝向半导体激光器，调节准直屏的高度使激光光斑落在准直屏上。

(2) 连接半导体激光器与激光电源，打开电源开关，调节电流大小（参考值 8.0mA）使准直屏上出现明显的激光光斑；旋转半导体激光器出光孔端的调焦旋钮，调节出射光束，直到激光大致以平行光出射（即沿导轨前后移动准直屏，屏上光斑大小始终相等或近似相等）。

(3) 在半导体激光器上加光阑，用准直屏辅助调节激光沿导轨方向平行出射，具体方法是：将准直屏沿导轨移近光源，观察并记住光斑在准直屏上的位置，然后将准直屏沿导轨尽量远离光源，观察光斑在准直屏上的位置；若两次观察光斑不在同一位置，需要调节激光器上的水平调节螺钉或俯仰调节螺钉。不断重复上述操作，直到移近和远离光源时，光斑均处于准直屏上同一位置。下面推荐一种较快调节激光水平和俯仰的方法。设激光器在导轨上的 A 处，准直屏在导轨上的 B 处或 C 处，如图 6-3-6：

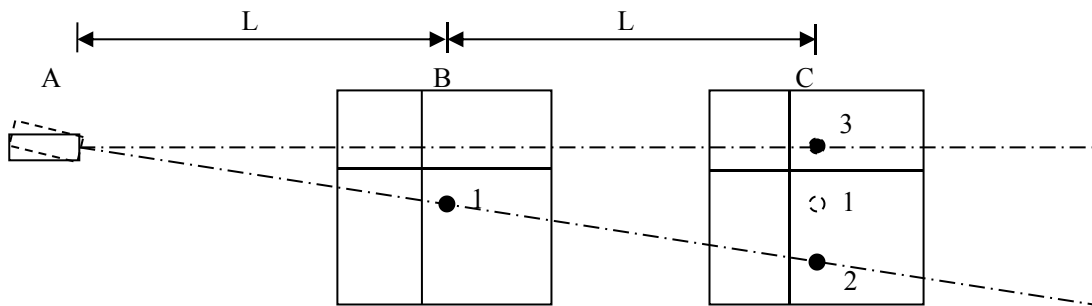


图 6-3-6 调节示意图

首先，将准直屏移到距离激光源较近的 B 处，观察并记住此时光斑在准直屏上的位置 1，然后将准直屏移到距离激光源较远的 C 处，使得 BC 距离等于 AB 距离，观察并记住此时光斑在准直屏上的位置 2，若图示为俯视图，则 1 和 2 水平方向不重合，需要调节激光器上的水平调节螺钉，使得准直屏在导轨上 C 处时光斑从位置 2 水平移动到其关于位置 1 对称的位置 3，如图 6-3-6，俯仰调节亦采用同样的方法。一般重复 2~3 遍即可调好。

至此，对半导体激光器的调节基本完成，实验过程中除小心加取光阑外勿再动激光器。

## 2. 调节线阵 CCD 光电转换器

(1) 将线阵 CCD 光电转换器固定于导轨上（刻线参考位置 850mm），机壳大致沿导轨方向并且进光口朝向激光器一侧。线阵 CCD 光电转换器尾端的电源插孔接 DC12V 直流电源，“信号”接口接示波器 CH1 接口，“同步”接口连接示波器 CH2 接口。

(2) 打开示波器电源开关，将示波器设置为：

①CH2 上升沿触发。

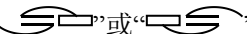
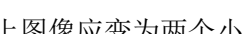
②CH1、CH2 的垂直档位分别为 200mV/格、10.00V/格，水平档位为 100us/格（也可根据具体情况作相应调整，最终效果要使得后面测量激光峰值有较大的分辨力但完整的峰又不超过示波器显示屏；触发信号 CH2 不影响 CH1 信号读数；水平档位使得屏幕显示一个完整周期的信号即可）。

③平均 8 次采样。

④CH2 信号和 CH1 低电平信号在示波器屏幕上居中靠下显示。

(3) 取下白屏，仔细同时调节线阵 CCD 光电转换器的高度及水平转角，使得 CH1 信号峰位处于示波器屏幕的水平中央，且幅值达到最大。

(4) 将声光器件固定在导轨上（刻线参考位置 250mm），连接声光器件与功率信号源，打开功率信号源电源开关，拨到“等幅”方式，调节频率和功率旋钮，输出“100MHz、100mW”信号。然后将准直屏置于导轨上（刻线参考位置 450mm），准直屏上无网格一面朝向半导体激光器。

(5) 小心取下半导体激光器上的光阑，注意不要影响激光的出射状态。仔细调节声光器件的高度及水平转角，让激光大致平行通过晶体，直到准直屏上出现“”或“”图像，固定声光器件。然后再在半导体激光器上加光阑，此时，准直屏上图像应变为两个小圆光斑。

(6) 取下准直屏，应能观察到示波器屏幕上出现了两个峰，屏幕中心的为 0 级光，0 级旁边的为+1 或-1 级衍射光。调节声光器件上的水平转角调节螺钉，可观察到两峰幅值发生了此消彼长的变化，且+1 或-1 级衍射光在某水平转角下存在最大衍射强度。若螺钉旋转方向正确，还可看到 0 级光逐渐增强，+1 或-1 级衍射光逐渐减弱直至消失，然后在 0 级光的另一侧出现-1 或+1 级衍射光，并逐渐增强的现象。

(7) 理论上，+1 级和-1 级衍射光的最大强度是相等的。据此，在晶体均匀、不同 CCD 像元均一致的情况下，可以根据+1 级和-1 级衍射光的最大强度是否相等来判断线阵 CCD 光电转换器的各像元是否在衍射发生面上。具体做法是：当+1 级和-1 级衍射光的最大强度不相等时，调节线阵 CCD 光电转换器上的 CCD 微调旋钮，直到+1 级和-1 级衍射光的最大强度相等。

至此，完成了线阵 CCD 光电转换器的调节，实验过程中勿再动线阵 CCD 光电转换器。

注：下面实验中，在不引起混淆的情况下，用 1 级衍射光代替+1 级或-1 级衍射光。在布拉格衍射下，衍射效率指的就是 1 级衍射光的衍射效率。各实验过程中激光器电流调节好后不可再变。





$I_0$ (div)												
1 级衍射度 $I_1$ (div)												
总强度 $I_{\text{总}}$												
衍射效率 $\eta$												

绘制  $I_1-P$ 、 $I_0-P$  关系曲线, 找出衍射强度最大时的驱动功率, 计算最大衍射效率  $I_{1\text{max}}/I_{\text{总}}$ 。

该声光器件在多大功率范围内可实现信号不失真传递?

### 5. 测量喇曼-奈斯条件下的衍射角和衍射效率

(1) 将信号源的频率调至 100MHz, 功率输出设置在 150mW。

(2) 调节声光器件的转角, 使激光在声光晶体表面垂直入射 (即喇曼-奈斯衍射条件), 此时示波器屏幕上观察到的现象是: 在 0 级光两侧出现了强度相等、峰位对称的+1 和-1 级衍射光。

(3) 记录 CCD 受光面到晶体中心的距离 (精确到 1mm)。

(4) 记录喇曼-奈斯衍射条件下, +1 和-1 级衍射光对 0 级光的偏离格数和衍射强度格数, 填入表 6-3-4。

表 6-3-4 测量喇曼-奈斯条件下的衍射角和衍射效率

入射光强  $I_{in} =$  div, CCD 受光面到晶体中心的距离  $D =$  mm

	+1 级衍射光	-1 级衍射光
对 0 级光的偏离量 $X$ (div)		
衍射强度 $I$ (div)		

由  $\phi \approx \left( X \cdot \frac{y}{Y} \right) / D$  计算出 1 级衍射角, 与公式 (6-3-13) 计算的公认值进行比较, 求出

相对误差。

计算喇曼-奈斯衍射条件下的 1 级衍射效率  $I_1/I_{\text{总}}$ , 并与布拉格衍射条件下的最大衍射效率进行比较。