

# 声光效应

余荫铠<sup>1</sup>, 赖睿然<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 中山大学物理学院, 广州 510275, 邮箱: [yuyk6@mail2.sysu.edu.cn](mailto:yuyk6@mail2.sysu.edu.cn)

<sup>2</sup> 中山大学物理学院, 广州 510275

## 实验信息

实验时间: 2022年9月21日星期三下午、2022年9月28日星期三下午

实验地点: 物理楼319

实验人: 余荫铠、赖睿然

指导老师: 李俊韬、魏敦钊

实验器材: Tektronix TBS2000 SERIES; 光源电池盒(南京博科); 声光效应实验仪  
(浪博SO2000-MP); 声光效应功率信号源 SO-2000; GNInSTEK GFC-8131H

本实验通过对声光效应的定量测量来定性探究声光效应的机理。尽管我们在原理部分给出了定量的解析的公式, 但在这个实验中, 我们没有要求对足够多的实验参数进行精细的测量, 因此我们对原理部分的验证还是在定性的层面。

在报告中, 我们会重述实验原理, 以匹配我们后续的分析思路。同时, 这一做法有助于我们强调一些对实验讲义的修正与补充。为使报告的思路简明、逻辑顺畅, 我们也重新安排了分析讨论部分的结构, 并没有完全按照讲义要求的结构进行分析, 但也是满足了所有实验要求的。

## 1 原理

声光效应的本质是, 光子与声子发生非弹性散射, 进行能量、动量的交换<sup>[1]</sup>。当声子能量远小于光子能量时, 声光效应可以近似为弹性散射。

我们先考虑单个光子与单个声子的散射, 设入射光子角频率为  $\omega_i$ 、波矢  $k_i$ , 出射光子角频率  $\omega_d$ 、波矢  $k_d$ , 声子角频率  $\Omega$ 、波矢  $K$ , 能量、动量守恒要求

中山大学近代物理实验 (2022)

报告归属人

余荫铠

学号

20343078

通讯邮箱

[yuyk6@mail2.sysu.edu.cn](mailto:yuyk6@mail2.sysu.edu.cn)

个人主页

[www.yykspc.com](http://www.yykspc.com)

© 余荫铠 2022.

本报告除了用作本人近代物理实验作业外, 在其他场合放弃一切版权, 可以随意转载、引用、借鉴, 无需征求本人意见。转载、引用、借鉴引起的后果, 不由本人承担。

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} \quad (1)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega \quad (2)$$

正负号分别对应吸收或放出一个声子的情形。注意到光子的色散关系要求

$$\omega = (c/n) |\mathbf{k}| \quad (3)$$

因此由 (1)(2)(3) 可以确定出唯一的入射角, 使得单个光子与单个声子可以发生能量、动量的交换。

当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，就得到了 Bragg 衍射

$$\alpha = \theta_i + \theta_d = 2\theta_B = \frac{2|\mathbf{K}|}{|\mathbf{k}|} = \frac{\lambda_0}{\Lambda} = \frac{\lambda_0}{n\nu_s} f \quad (4)$$

$\Lambda$  为声波波长， $\lambda_0$  为入射光在真空中的波长， $n$  为晶体折射率， $f$  为声波频率。其中入射角  $\theta_i$  需满足 Bragg 衍射条件

$$\theta_i = \theta_B = \frac{\lambda_0}{2n\nu_s} f \quad (5)$$

衍射效率为 [2]

$$\eta_B = (\zeta L)^2 \operatorname{sinc}^2(\sigma L) = \sin^2 \left[ \frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda_0 \cos \theta_i} \sqrt{M_2 P_a \frac{L}{H}} \right] \quad (6)$$

其中， $M_2 = n^2 P^2 / \rho \nu_s$  是声光品质因数，与晶体材质有关， $P_a = 1/2 E |S|^2 \nu_s \cdot LH$  是声功率， $E = \rho \nu_s^2$  是杨氏模量， $LH$  是压能转换器面积。

Bragg 衍射只有  $\pm 1$  级衍射，衍射效率可以达到 100%。

不满足 Bragg 衍射条件时，无法发生单个光子与单个声子的非弹性散射，因为无法同时保证能量守恒、动量守恒。也不能用单个光子吸收或放出多个声子

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm m\mathbf{K} \quad (7)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm m\Omega \quad (8)$$

来描述这个过程，因为这样写意味着仍然是 Bragg 衍射，光的色散关系 (3) 只允许  $\pm m$  有一组可能的取值，只能看到  $\pm m$  级衍射，没有其他级衍射。

不被这种规律 (3) 约束的散射是 Raman-Nath 衍射。其中有多个光子和声子参与散射，某些光子吸收或放出声子时，同时激发了其他的局域模态的声子，使之携带部分额外的能量，这个亚稳的声子由马上把能量传递给另一个光子。至少有两个光子、两个声子参与这个过程，相当于在声子的辅助下发生了光子-光子相互作用。此时，不必同时满足约束 (7)(8)，于是可以发生多级衍射。

当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，可以用波动光学的相位调制来描述这个过程。这样做好处是，计算相当简单，但是只在弹性散射近似成立，因为单纯的波动光学的相位调制无法解释光子频率的改变，除非引入相对论修正，那又会相当复杂了。考虑晶体中的纵声波引起晶体的折射率具有空间周期性，使得光通过晶体后相移

$$\Delta\phi = n(x)k_0 l = \Delta\phi_0 + \mu k_0 l \sin(kx - \Omega t) \quad (9)$$

其中  $\mu = \frac{1}{2} n^2 P S_0$ ， $l$  为晶体厚度。此时晶体被看作相位光栅，特别的，这里是正弦光栅。由光栅方程可以求出偏转角关系

$$\alpha = m \frac{\lambda_0}{\Lambda} = m \frac{\lambda_0}{n\nu_s} f \quad (10)$$

方便起见，这里考虑的是垂直入射的情形。衍射效率为

$$\eta_R^{(m)} = J_m^2 \left\{ 2\zeta L \operatorname{sinc} \left[ \frac{KL}{2\cos\theta_i} \left( \sin\theta_i + m\frac{K}{k} \right) \right] \right\} = J_m^2 \left\{ 2\zeta L \operatorname{sinc} \left[ \frac{1}{2}mKL \right] \right\} \quad (11)$$

其中  $J_m$  是  $m$  阶的 Bessel 函数。

Raman-Nath 衍射可以发生多级衍射，但衍射效率不超过 36%。在实验中，我们只观察  $m = 1$  的衍射，此时 (4)(10) 完全一致。

## 2 实验

在接下来的实验中，我们将测量不同频率的衍射偏转角以及衍射效率，还有超声波功率对衍射效率的影响，定量验证 (4)(10)，定性验证 (6)(11)。并且，比较 Bragg 衍射与 Raman-Nath 衍射的异同，以验证我们对声光效应机理的分析。

### 2.1 测量条件定标

我们通过测量衍射光斑间距来间接测量光的偏转角。

使用 CCD 摄影衍射光斑，并将 CCD 信号输入示波器中。CCD 中光敏元件有效阵列长度 29.7 mm，示波器从光敏元件有效阵列的一段扫描至另一端的时间差为 1.62 ms。由此得比例系数 18.33 mm/ms，用于将示波器时间轴换算为衡量光斑距离的空间轴。

晶体到 CCD 的距离为  $(32.15 \pm 0.07)$  cm，原始测量数据见附录的表1。将 0 级、1 级光斑间距（由示波器扫描时间差换算而得）除以这个距离，就得到偏转角。还需注意的是，这个偏转角是光在空气中的偏转角  $\alpha'$ ，考虑折射定律，晶体内的光线发生的偏转角为

$$\alpha = \alpha' / n \quad (12)$$

声光器件材料为铌酸锂晶体，折射率为  $n = 2.386$ 。

实验所用 He-Ne 激光器的激光波长为  $\lambda_0 = 632.8$  nm。

### 2.2 测量 Bragg 衍射角、衍射效率与超声波频率的关系

满足 Bragg 条件 (5) 时，发生 Bragg 衍射。在实验中，转动晶体，使得绝大部分光强都集中在 1 级或 -1 级衍射斑上，示波器只显示两个峰（一个是 Bragg 衍射光斑，另一个是未发生散射的 0 级光斑），此时就可以判断发生了 Bragg 衍射。

我们固定超声波压电换能器的电流为 80 mA，在不同的超声波频率下，测量 0 级、1 级（或 -1 级）光斑间距，如附录的表2 所示。由此可以计算 Bragg 衍射角与超声波频率的关系，如图1 所示。

同时，我们测量 0 级、1 级（或 -1 级）光斑的光强  $V_0$ 、 $V_1$  ( $V_{-1}$ )，并计算衍射效率为

$$\eta = \frac{V_1}{V_0 + V_1} \quad (13)$$

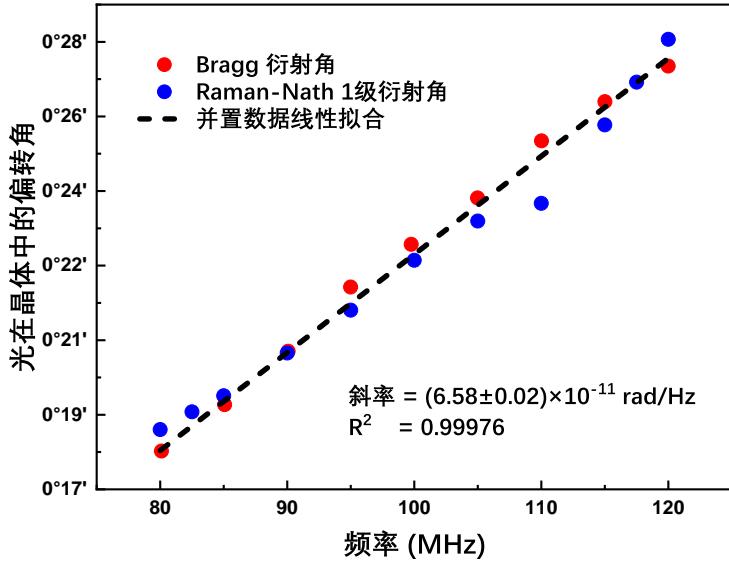


图 1. 衍射角与超声波频率的关系

相关数据亦记录在附录的表2，作图如图2所示。

### 2.3 测量 Bragg 衍射效率与超声波功率的关系

由(6)知，Bragg 衍射效率与入射角  $\theta_i$  有关，而 Bragg 衍射条件(5)限定了超声波频率  $f$  与入射角  $\theta_i$  的一一对应关系，因此，Bragg 衍射效率是超声波频率  $f$  的函数。由图2可知，存在中心频率 99.19 MHz，使得衍射效率最高。

在 Bragg 衍射情况下，固定超声波频率在中心频率附近的 99.76 MHz，给定不同的超声波功率，测量衍射效率(13)，数据记录在附录的表3中，作图在图3中。

### 2.4 测量 Raman-Nath 衍射角、衍射效率与超声波频率的关系

在不严格满足 Bragg 衍射条件(5)时，都会发生 Raman-Nath 衍射。当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，Raman-Nath 衍射的行为可由相位光栅描述。为了便于通过(10)与 Bragg 衍射比较，我们尽量使光垂直入射晶体，但不必是严格的，因为一阶的入射角偏差仅给出二阶的散射角偏差。总之，方法是：固定晶体不动，上下调节激光器使激光不会照到装晶体的塑料外壳上；然后固定激光器不动，调节 CCD 上下移动，直到接收的光信号最大；最后反复调节激光器左右方向与 CCD 左右方向，使得 CCD 接收的光信号最大；旋转晶体，使 CCD 中  $\pm 1$  级衍射峰一样高，调整超声波频率及功率，再重新微调 CCD 与激光器的左右方向，直到无论如何调整频率及功率， $\pm 1$  级衍射峰高度都一样高为止。

我们与第2.2小节的做法类似，固定超声波压电换能器的电流为 80 mA，测量不同超声波频率下的 Raman-Nath 衍射角和衍射效率。需要注意的是，我们会同时观测到  $0, -1, +1$  级衍射斑，因此我们计算光偏转角的方法是，计算  $\pm 1$  级衍射角间距，再除以 2；而计算

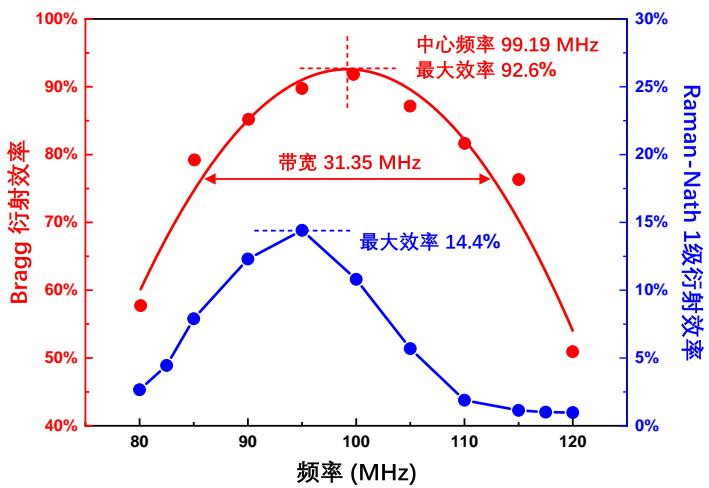


图 2. 衍射效率与超声波频率的关系

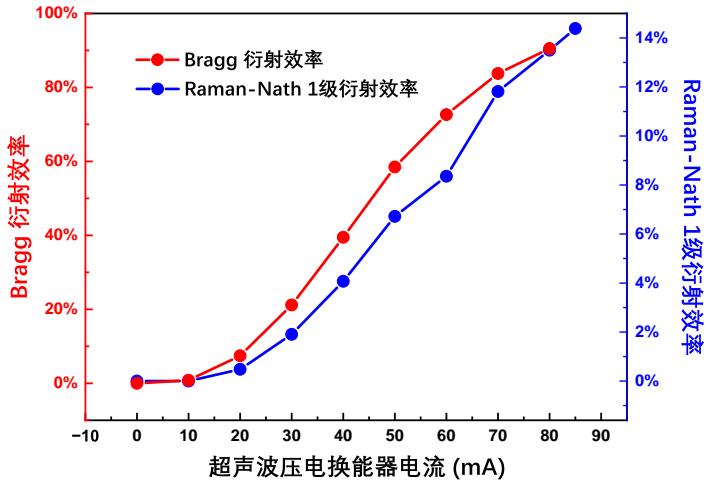


图 3. 衍射效率与超声功率的关系

衍射效率的办法是

$$\eta = \frac{(V_{-1} + V_{+1}) / 2}{V_{-1} + V_0 + V_{+1}} \quad (14)$$

相当于计算  $\pm 1$  级衍射光斑的平均值。

测量结果见表4和图2、图1。

## 2.5 测量 Raman-Nath 衍射效率与超声波功率的关系

根据图2，大致认为超声波频率在 95 MHz 时，Raman-Nath 衍射效率最高，固定最高超声波频率，测出行射效率与超声波频率的关系，如表5、图3所示。

### 3 讨论

有了上述测量结果，我们可以定量或者定性地验证第1节提出的散射机理。

为了使讨论的逻辑更连贯、思路简明，并且充分利用测量的数据，得到尽可能多的有物理意义的结果，我们没有完全按照实验讲义的要求进行讨论，而是根据这些结果的深层次联系进行了如下的探究。

#### 3.1 比较两种衍射偏转角与超声波频率的关系

实验讲义中，要求先用 Bragg 衍射的偏转角与超声波频率的关系计算出声速，再把这个声速代入 Raman-Nath 衍射偏转角的理论公式 (10) 计算理论偏转角，并将这个理论值与实验测得的表4中的偏转角结果比较。

实际上，这样的比较可行的理论保证正是 Bragg 衍射的偏转角关于超声波频率的关系 (4) 和 Raman-Nath 衍射的偏转角关于超声波频率的关系 (10) 满足完全相同的形式。用声速算出来的 Raman-Nath 衍射偏转角理论值实际上并不是真正的“理论值”，而是包含着 Bragg 衍射的衍射角的信息的实验导出值。这里“理论”与实验的比较，实际上是以声速为中间量，间接比较 Bragg 衍射的偏转角实验测量值和 Raman-Nath 衍射的偏转角实验测量值。

那么，我们不妨更加直接一点，直接在图1中同时作出两种衍射偏转角与超声波频率的关系，这样一来，我们可以直接验证 (4) 和 (10) 的正确性了。

于是，我们看到，图1的结果显示不论何种衍射，衍射角都大致与超声波频率呈线性关系，而且，对于相同的超声波频率，两种衍射的偏转角也基本一致，最大偏差绝对值不超过 7%，且偏差有正有负，大致均匀分布。这说明 (4) 和 (10) 确实应有相同的形式。同时，也证实了我们在第2.4小节的判据：在不严格满足 Bragg 衍射条件 (5) 时，都会发生 Raman-Nath 衍射。根据这种观点，Raman-Nath 衍射光斑与 Bragg 衍射光斑在转变过程中并没有明显的区分，自然衍射角也应该是连续过渡的。

#### 3.2 计算晶体中的声速

由 (4)(10) 可知，不论何种衍射，偏转角都正比于超声波频率，且比例系数为

$$\frac{\lambda_0}{nv_s} f \quad (15)$$

我们对图1中两种衍射的数据点进行并置线性拟合，这样拟合的数据量要比讲义中的方法还多了一倍（不需要用声速来比较 Raman-Nath 衍射了，可以直接比较出来，所以 Raman-Nath 衍射的数据也可以用来一起计算声速了）。我们作过原点的线性拟合，得比例系数为

$$(6.58 \pm 0.02) \times 10^{-11} \text{ rad/Hz} \quad (16)$$

由(15)(16)得声速的测量值

$$v_s = (4.031 \pm 0.012) \times 10^3 \text{ m/s} \quad (17)$$

该线性拟合的  $R^2 = 0.99975$  的良好结果也显示了我们并置拟合的合理性，以及又一次验证了第3.1小节的结论：Bragg衍射的偏转角关于超声波频率的关系(4)和Raman-Nath衍射的偏转角关于超声波频率的关系(10)满足完全相同的形式。

根据声速我们还可以进一步计算声子动量。以频率为100 MHz的声子为例，它与光子动量的比值为

$$\frac{\hbar K}{\hbar k} = \frac{\lambda_0}{v_s/f} = 0.0067 \quad (18)$$

可见声子动量比光子动量小三个数量级，声子动量对光子的偏转效应满足小角近似条件，也满足弹性散射近似条件。说明了我们所作理论近似的合理性。

### 3.3 比较两种衍射效率与超声波频率的关系

将 Bragg 衍射条件、垂直入射调节分别代入衍射效率计算公式(6)(11)可化简得

$$\eta_B(f, P_a) = \sin^2 \left[ \frac{\pi \sqrt{M^2 P_a L / H}}{\sqrt{2} \lambda_0 \cos(\lambda_0 f / n v_s)} \right] \quad (19)$$

$$\eta_R^{(1)}(f, P_a) = J_1^2 \left[ (\pi f / v_s) \sqrt{M^2 P_a L / H} \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi \lambda_0 L}{n v_s^2} f^2 \right) \right] \quad (20)$$

这两个二元函数都有很多个极大值点。如果固定超声波功率  $P_s$ ，总能在一定范围内选取合适的  $f$  使得衍射效率最高。如此，我们就解释了图2中衍射效率存在极大值的现象。在本次实验中，我们没有希望去拟合具体的函数形式，去作理论曲线和实验数据点的比对，因此没有进行足够多的参数进行测量，在此仅作定性分析。

根据我们测量的结果，在超声波压电换能器电流为80 mA的情况下，Bragg衍射的带宽为31.35 MHz，中心频率为99.19 MHz，最大效率为92.6%；Raman-Nath衍射的最大效率为14.4%。这正如我们前文分析的，Bragg衍射的效率最高可以接近100%，而根据我们对Raman-Nath衍射机理的分析，“某些光子吸收或放出声子时，同时激发了其他的局部模态的声子，使之携带部分额外的能量，这个亚稳的声子由马上把能量传递给另一个光子，至少有两个光子、两个声子参与这个过程，相当于在声子的辅助下发生了光子-光子相互作用”，因此无法在能量、动量守恒的要求下大部分光子进行相同偏转角的散射，效率也就要比Bragg衍射低得多了。

### 3.4 比较两种衍射效率与超声波功率的关系

在测量衍射效率与超声波功率的关系时，都是尽量把超声波频率固定在了超声波压电换能器电流为80 mA的情况下的效率最大处。如此，衍射效率公式里的总量发生任意变动都将使得衍射效率降低，因此，这种情况下测量到衍射效率与超声波功率关系肯定

在 80 mA 处取到极大值。在图3中，我们的电流测量范围也是从 0~80 mA，在 80 mA 处最大，曲线呈单调递增趋势，符合我们的预期。

且注意到，Bragg 衍射的中心频率定得比较准，因此衍射效率-超声波功率曲线图3中在 80 mA 处呈现增速放缓的饱和趋势，符合极大值点的特征。而 Raman-Nath 衍射的中心频率定得比较粗糙，因此衍射效率-超声波功率曲线图3中在 80 mA 处的饱和趋势就没有那么明显，极大值点可能在更高的位置。

如果这里我们固定的频率不是 80 mA 对应的中心频率，而是 40 mA 之类的值，那么图3的曲线应当呈现先上升后下降的趋势，在 40 mA 附近取得极大值。但是我们没有这么做，选取 80 mA 对应的中心频率的好处会在后续的实验中体现出来。

### 3.5 声光模拟通信实验

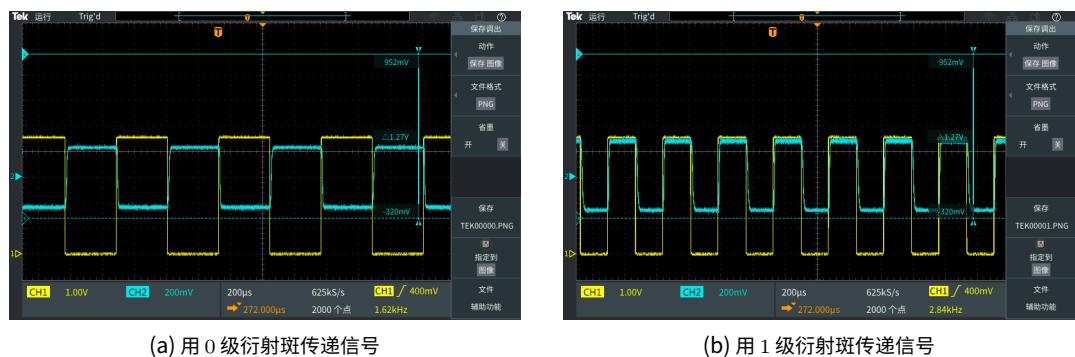


图 4. 发出信号与接收信号的波形图。黄色信号为发出信号，蓝色信号为接收到的信号。

将发出信号接入到超声波压电换能器的电源，用光电池接收衍射光斑信号，作为接收信号，可以实现声光模拟通信实验。

我们使用 Bragg 衍射进行实验，将光电池接收端放在 Bragg0 级或 1 级衍射斑处。发出信号与接收信号的波形图如图4。可以看出，如果用 0 级衍射斑传递信号，则发出信号与接收信号反相；如果用 1 级衍射斑传递信号，则发出信号与接收信号同相。其原因时，根据我们的图3，Bragg 衍射效率与超声波功率正相关。发出信号为高电平时，超声波功率大，衍射效率就高，1 级衍射斑光强大，0 级衍射斑光强小；发出信号为低电平时，超声波功率小，衍射效率就低，1 级衍射斑光强小，0 级衍射斑光强大。因此，如果用 0 级衍射斑传递信号，则发出信号与接收信号反相；如果用 1 级衍射斑传递信号，则发出信号与接收信号同相。

保证这一信号进行不失真地传递的关键是，图3所示的衍射效率-超声波功率曲线应当有足够的线性。我们把超声波频率固定在 80 mA 对应的中心频率，就最大程度地做到了这一点。如果是把超声波频率固定在 40 mA 对应的中心频率，那可能就会出现发出信号无论是高电平还是低电平，接收信号都没有发生什么变化的情况了。

## 补充材料

本报告的补充材料可以在 <https://www.yykospace.com/cn/scholar.html> 中获取。

## 参考文献

- [1] 黄昆, 韩汝琦改. 高等学校教材固体物理学[M]. 高等学校教材固体物理学, 1988.
- [2] 李家泽. 晶体光学[M]. 晶体光学, 1989.

## A 预习报告教师签名页

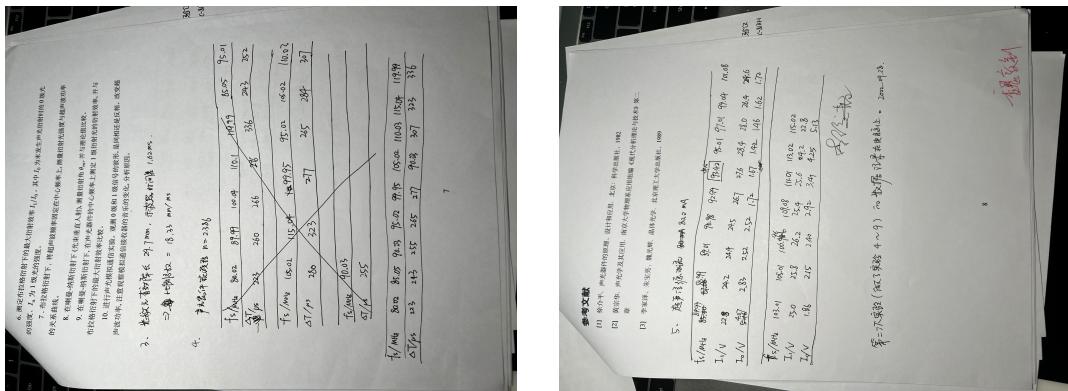


图 5. 原始数据与指导老师签名

## B 原始数据

表 1. 测量晶体到 CCD 的距离 (单位: cm)

CCD 位置	晶体位置
17.90	50.05

表 2. Bragg 衍射角、衍射效率与超声波频率的关系

超声波频率 (MHz)	方向偏移量 (us)	1 级衍射强度 (V)	0 级衍射强度 (V)	衍射效率
80.10	220	3.10	2.27	57.7%
85.07	233	4.00	1.05	79.2%
90.07	248	4.75	0.83	85.2%
94.99	266	5.25	0.60	89.7%
99.76	278	5.05	0.45	91.8%
99.98	276	5.15	0.55	90.4%
104.98	291	4.75	0.70	87.2%
110.02	307	4.45	1.00	81.7%
115.01	318	4.35	1.35	76.3%
119.99	328	2.75	2.65	50.9%

**表3.** Bragg 衍射效率与超声波功率的关系

超声波功率 (mA)	1 级衍射强度 (V)	0 级衍射强度 (V)	衍射效率
80	5.25	0.55	90.5%
70	4.90	0.95	83.8%
60	4.25	1.60	72.6%
50	3.45	2.45	58.5%
40	2.25	3.45	39.5%
30	1.25	4.65	21.2%
20	0.45	5.60	7.4%
10	0.05	5.95	0.8%
0	0.00	5.95	0.0%

**表4.** Raman-Nath 衍射角、衍射效率与超声波频率的关系

超声波频率 (MHz)	-1 级衍射方向 (us)	+1 级衍射方向 (us)	-1 级衍射强度 (V)	+1 级衍射强度 (V)	0 级衍射强度 (V)	衍射效率
80.0	497	949	309	99.9	7.70	2.7%
82.5	491	953	484	174	7.40	4.4%
85.0	487	958	799	369	7.40	7.9%
90.0	475	970	1060	699	7.15	12.3%
95.0	463	982	1150	839	6.90	14.4%
100.0	450	997	799	724	7.05	10.8%
105.0	441	1010	399	449	7.45	5.7%
110.0	431	1010	90	199	7.65	1.9%
115.0	397	1020	109	72.9	8.00	1.1%
117.5	393	1040	134	27.4	8.05	1.0%
120.0	389	1060	114	42.4	8.00	1.0%

**表5.** Raman-Nath 衍射效率与超声波功率的关系

超声波功率 (mA)	-1 级衍射强度 (V)	+1 级衍射强度 (V)	0 级衍射强度 (V)	衍射效率
85	1150	870	7.02	14.39%
80	1070	750	6.74	13.50%
70	930	710	6.94	11.82%
60	690	530	7.30	8.36%
50	564	428	7.38	6.72%
40	364	260	7.66	4.07%
30	166	126	7.66	1.91%
20	44	30	7.68	0.48%
10	0	0	7.68	0.00%
0	0	0	7.76	0.00%

## C 思考题

题 1 为什么说声光器件相当于相位光栅？

当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，可以用波动光学的相位调制来描述多光子-多声子散射（Raman-Nath 衍射）。这样做的好处是，计算相当简单，但是只在弹性散射近似下成立，因为单纯的波动光学的相位调制无法解释光子频率的改变，除非引入相对论修正，那又会相当复杂了。考虑晶体中的纵声波引起晶体的折射率具有空间周期性，使得光通过晶体后相移

$$\Delta\phi = n(x)k_0l = \Delta\phi_0 + \mu k_0 l \sin(kx - \Omega t) \quad (21)$$

其中  $\mu = \frac{1}{2}n^2PS_0$ ,  $l$  为晶体厚度。此时晶体被看作相位光栅，特别的，这里是正弦光栅。由光栅方程可以求出偏转角关系

$$\alpha = m\frac{\lambda_0}{\Lambda} = m\frac{\lambda_0}{nv_s}f \quad (22)$$

题 2 说明 Bragg 衍射和 Raman-Nath 衍射的实验条件和形成原因。

先说实验条件。

满足 Bragg 条件 (5) 时，发生 Bragg 衍射。在实验中，转动晶体，使得绝大部分光强都集中在 1 级或 -1 级衍射斑上，示波器只显示两个峰（一个是 Bragg 衍射光斑，另一个是未发生散射的 0 级光斑），此时就可以判断发生了 Bragg 衍射。

在不严格满足 Bragg 衍射条件 (5) 时，都会发生 Raman-Nath 衍射。当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，Raman-Nath 衍射的行为可由相位光栅描述。为了便于通过 (10) 与 Bragg 衍射比较，我们尽量使光垂直入射晶体，但不必是严格的，因为一阶的入射角偏差仅给出二阶的散射角偏差。总之，方法是：固定晶体不动，上下调节激光器使激光不会照到装晶体的塑料外壳上；然后固定激光器不动，调节 CCD 上下移动，直到接收的光信号最大；最后反复调节激光器左右方向与 CCD 左右方向，使得 CCD 接收的光信号最大；旋转晶体，使 CCD 中  $\pm 1$  级衍射峰一样高，调整超声波频率及功率，再重新微调 CCD 与激光器的左右方向，直到无论如何调整频率及功率， $\pm 1$  级衍射峰高度都一样高为止。

形成原因可以参考我们在第 1 节的详细分析。我们摘录如下。

声光效应的本质是，光子与声子发生非弹性散射，进行能量、动量的交换<sup>[1]</sup>。当声子能量远小于光子能量时，声光效应可以近似为弹性散射。

我们先考虑单个光子与单个声子的散射，设入射光子角频率为  $\omega_i$ 、波矢  $k_i$ ，出射光子角频率  $\omega_d$ 、波矢  $k_d$ ，声子角频率  $\Omega$ 、波矢  $K$ ，能量、动量守恒要求

$$k_d = k_i \pm K \quad (23)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega \quad (24)$$

正负号分别对应吸收或放出一个声子的情形。注意到光子的色散关系要求

$$\omega = (c/n) |\mathbf{k}| \quad (25)$$

因此由 (23)(24)(25) 可以确定出唯一的入射角，使得单个光子与单个声子可以发生能量、动量的交换。

当声子能量远小于光子能量时，取弹性散射近似，就得到了 Bragg 衍射。

不满足 Bragg 衍射条件时，无法发生单个光子与单个声子的非弹性散射，因为无法同时保证能量守恒、动量守恒。也不能用单个光子吸收或放出多个声子

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm m\mathbf{K} \quad (26)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm m\Omega \quad (27)$$

来描述这个过程，因为这样写意味着仍然是 Bragg 衍射，光的色散关系 (25) 只允许  $\pm m$  有一组可能的取值，只能看到  $\pm m$  级衍射，没有其他级衍射。

不被这种规律 (25) 约束的散射是 Raman-Nath 衍射。其中有多个光子和声子参与散射，某些光子吸收或放出声子时，同时激发了其他的局域模态的声子，使之携带部分额外的能量，这个亚稳的声子由马上把能量传递给另一个光子。至少有两个光子、两个声子参与这个过程，相当于在声子的辅助下发生了光子-光子相互作用。此时，不必同时满足约束 (26)(27)，于是可以发生多级衍射。

### 题 3 调节 Raman-Nath 衍射时，如何保证光束垂直入射？

方法是：固定晶体不动，上下调节激光器使激光不会照到装晶体的塑料外壳上；然后固定激光器不动，调节 CCD 上下移动，直到接收的光信号最大；最后反复调节激光器左右方向与 CCD 左右方向，使得 CCD 接收的光信号最大；旋转晶体，使 CCD 中  $\pm 1$  级衍射峰一样高，调整超声波频率及功率，再重新微调 CCD 与激光器的左右方向，直到无论如何调整频率及功率， $\pm 1$  级衍射峰高度都一样高为止。

### 题 4 试述声光互作用的基本效应。你认为可能有些什么应用前景？

一种是，可以利用声光效应来搭建空间光相位调制器。

另一种，是脑洞比较大的，根据我们描述 Raman-Nath 衍射的物理图像，可以在声子的辅助下进行光子-光子相互作用，也许可以用来制备稳定性好量子比特，或者可操作性强的量子门。