

3.5 声子探测

声子探测

非弹性 X 射线散射

Raman 散射和 Brillouin 散射

远红外和红外吸收光谱

非弹性中子散射

声子探测

从上面讨论中我们已经看到：晶格振动是影响固体很多性质的重要因素，而且只要 $T \neq 0$ K，原子的热运动就是理解固体性质时不可忽视的因素。所以从实验上观测晶格振动的规律是固体微观结构研究的重要内容。

晶格振动规律主要通过晶格振动谱反映：

- 晶格振动色散关系： $\omega = \omega_{\lambda}(\mathbf{q})$
- 态密度： $g(\omega)$

实验观测就围绕着这两条曲线的测定进行，包括各种因素对它们的影响以及声子的寿命等。主要通过波和晶格振动的相互作用来完成，包括电磁波和物质波。

波和声子相互作用

几种波的色散关系如下：

- 电磁波：波矢为 \mathbf{k}

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \hbar\omega = \hbar c|\mathbf{k}|$$

- 物质波

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m}$$

- 声子：波矢为 \mathbf{q}

$$\varepsilon_\lambda(\mathbf{q}) = \hbar\omega_\lambda(\mathbf{q}) = \begin{cases} \hbar v_s q & \text{长波声学声子} \\ \hbar\omega_O & \text{长光学声子} \end{cases}$$

波和声子相互作用

波矢为 \mathbf{k}_0 ，能量为 $\varepsilon(\mathbf{k}_0)$ 入射波进入晶体后，由于和晶格振动发生了能量交换，吸收或者激发出一个声子而变成波矢 \mathbf{k} 和能量为 $\varepsilon(\mathbf{k})$ 的出射波。测入射波和出射波的能量和波矢的改变，即可确定出一个声子的能量和波矢。

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{q} + \mathbf{G}_l$$

$\mathbf{G}_l = 0$: 正常过程; $\mathbf{G}_l \neq 0$: U 过程

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}_0) \pm \hbar\omega_\lambda(\mathbf{q})$$

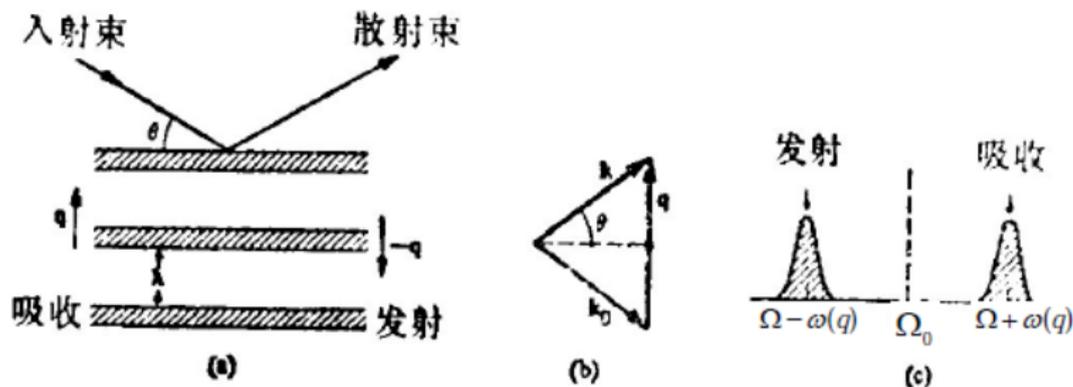
这种过程也可能由几个声子同时参与，但多数情形下入射波与一个声子发生相互作用的几率要大的多，称为一级过程。

声子探测方法

其中最重要、最普遍的方法是：

电磁波	Far- Infrared and (FIR)	
	Infrared Spectroscope (IR)	远红外和红外光谱
	Raman Spectroscope (R)	喇曼光谱
	Brilouin Spectroscope (B)	布里渊散射谱
	Diffuse X-Ray Scattering	X 射线漫散射
	Inelastic neutron Scattering (INS)	非弹性中子散射
	Ultrasonic methods (US)	超声技术
	Inelastic electron tunnelling Spectroscope (IETS)	非弹性电子隧道谱

非弹性 X 射线散射



由于 X 射线频率远大于声子频率： $\hbar\Omega_0 = \hbar ck_0 \sim 10^4 \text{ eV} \gg \hbar\omega(q) \sim 10^{-2} \text{ eV}$ ，因此散射波频率 $\Omega = \Omega_0 \pm \omega(q) \simeq \Omega_0$ ，和波数 $k \simeq k_0$ 。如个散射角为 2θ ， $q = |k - k_0| \simeq 2k_0 \sin 2\theta$ 。这样如果我们测出 2θ 方向的出射波频率 Ω ，我们就可以得到这个方向上波数为 q 的声子频率 $\omega(q) = |\Omega - \Omega_0|$ 。移动探测器的位置，我们就可以得到不同 q 对应的声子频率，从而获得声子色散关系。

非弹性 X 射线散射

- 探测非弹性散射时，通常漫散射波，也就是选取 θ 不满足 Bragg 条件，这样不会探测到频率为 Ω_0 的衍射波。
- 用 X 射线测量晶格振动的主要困难在于散射波和入射波之间的频率差别难以准确确定， $\Delta\Omega = |\Omega - \Omega_0|/\Omega_0 = \omega(\mathbf{q})/\Omega_0 \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ 。不过 X 光源普遍，且入射光光源强度大，特别是同步辐射光源的建立为晶格振动的研究带来很多方便。

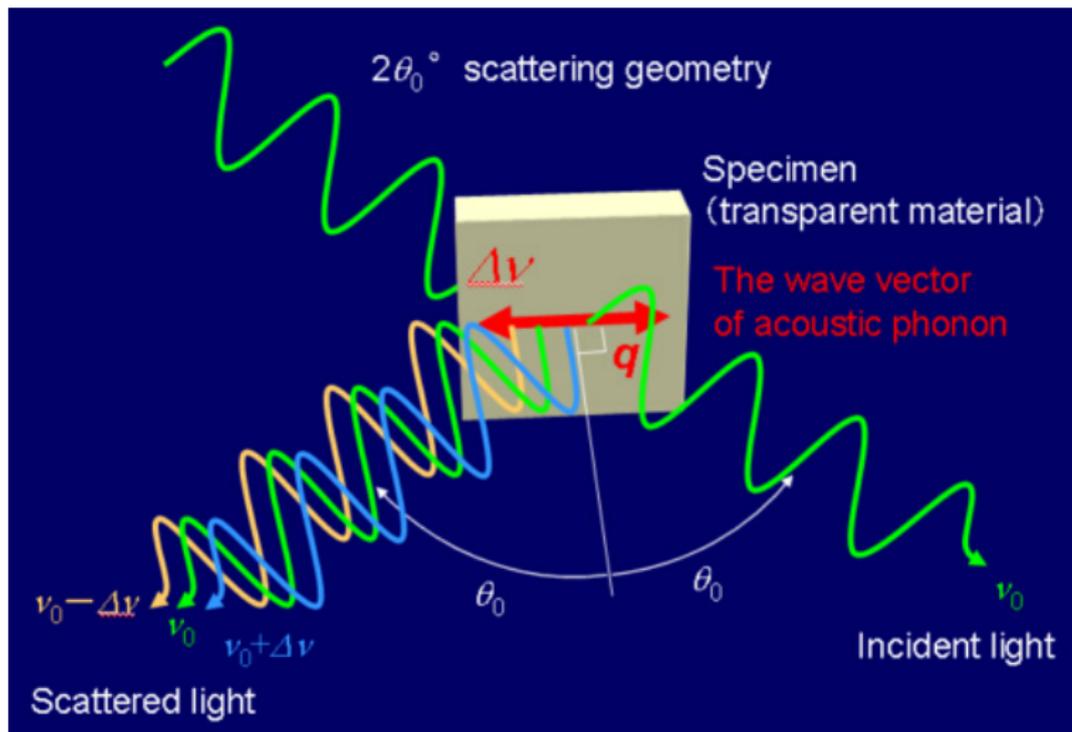
Raman 散射和 Brillouin 散射

X 射线用于测量声子能量太高的缺点，可以通过改用能量低的多的可见光光源来实现。随着强度高、单色性好的激光可见光源的出现，大大提高了光散射的灵敏度。

入射光能量虽然降低了很多，但波矢也降低了，和晶体第一布里渊区半宽度相比又太小。和典型第一布里渊区边界 ($G \sim \pi/a \sim 10^8 \text{cm}^{-1}$) 相比，例如波长比较短的蓝绿光，能量为 $\varepsilon \simeq 2.5 \text{ eV}$ ， $\lambda \simeq 5000 \text{ \AA}$ ， $k = 2\pi/\lambda \sim 10^5 \text{cm}^{-1}$ 也要远比 G 小得很多。可以和这种光发生相互作用的声子 $q \sim 2k \sim 10^{-3}G$ ，属于长波声子，波矢非常接近布里渊区中心。

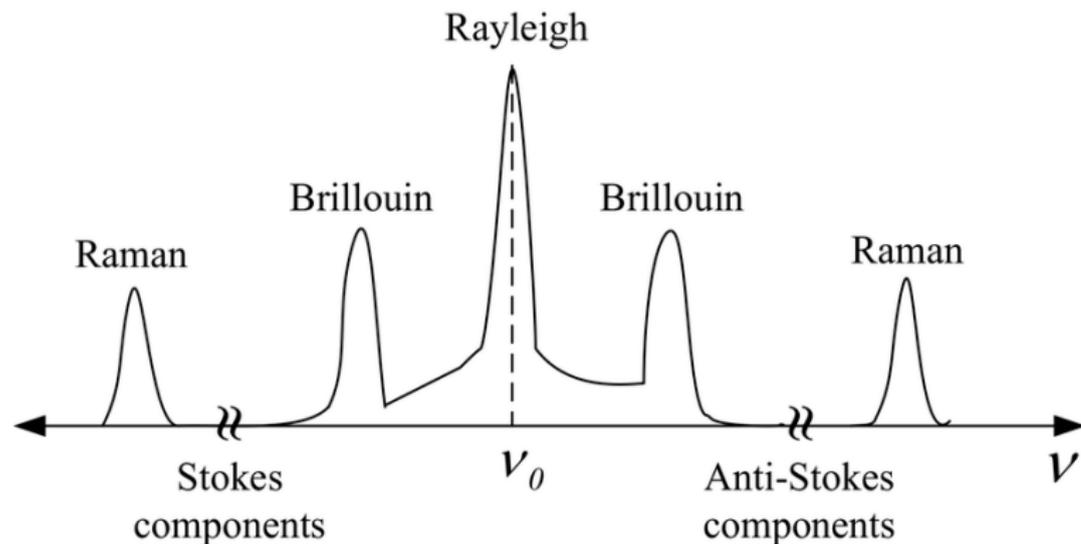
光子和长波声学声子发生的散射称为 Brillouin 散射，和长波光声子发生的散射称为 Raman 散射。

Brillouin 散射和 Raman 散射



测量出射波方向一般偏离入射波方向，以减小干扰。

Brillouin 散射和 Raman 散射



散射波频率可能和入射波频率相同，这是由于光子和杂质发生弹性的 Rayleigh 散射导致的。光子和声子散射是同样满足（准）动量和能量守恒，因此光子可能是吸收一个声子，使得散射波频率变大 \Rightarrow 反 Stokes 分量；也可能是放出一个声子，使得散射波频率减小 \Rightarrow Stokes 分量。

Brillouin 散射

我们先来看光子和声学声子发生的 Brillouin 散射。

光子和长波声学声子发生散射，光子波矢改变 \mathbf{q} ，频率改变

$$\Delta\Omega = \omega_{\mathbf{q}} = v_s q \ll cq$$

因此频率改变对于光子频率来说非常小 $\Delta\Omega/\Omega_0 \sim v_s/c \sim 10^{-5}$ ，测量比较困难。

Brillouin 散射经常被用于测量晶体中的声速。和普通声速测量方法不同，由于热激发，晶体中自然存在声子，因此这种方法不需要外界刺激产生声波。

Raman 散射

Raman 散射是和光学声子的相互作用，因而：

- Raman 散射光子频率变化比 Brillouin 散射大。Raman 散射： $\Delta\omega \sim 10^{13}\text{hZ}$ ，Brillouin 散射： $\Delta\omega \sim 10^{11}\text{hZ}$ 。
- 因为长光学声子的频率基本上与 q 无关，所以 Raman 漂移不明显的依赖于散射角。

光散射技术和入射光源的质量有很大关系，激光的发展推动了光散射的应用，反过来，声波引起的光散射也对激光技术做了有益贡献，例如布里渊散射应用于 Q 开关中的光束偏转等。

远红外和红外吸收光谱

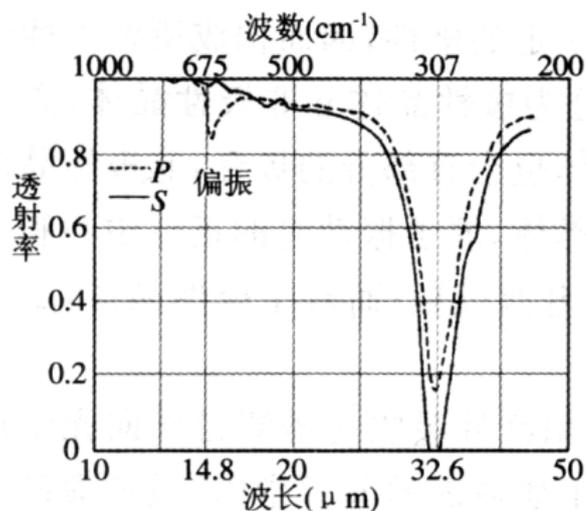
电磁波能量进一步降低是红外和远红外光，它们的能量和晶格振动光学支处于同一量级，因此它们和晶格振动的相互作用就可能变为对入射光的吸收。因此可以通过研究这一频段的吸收光谱来研究声子。

红外吸收一般发生在极性晶体中，是横光学支（TO）声子的吸收，它测出的是 $\omega = \omega_{TO}$ 。

红外吸收谱的宽度与阻尼系数有关，吸收谱的宽度可以用来衡量阻尼作用的大小。

纵向光学声子（ $\omega = \omega_{LO}$ ）一般不参加一级红外吸收过程，这是因为光的横波性，光只能和横光学声子发生耦合。在研究晶体光学支振动上，红外吸收和喇曼散射光谱相互补充、相辅相成。

LiF 的红外吸收谱

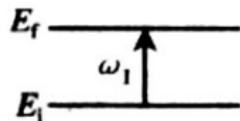


LiF 晶体的红外吸收谱^[8.6]

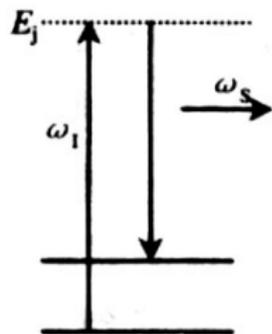
LiF 的透射谱。在 $q = 307 \text{ cm}^{-1}$ 时发生强烈吸收，透射率大幅度降低。对应于 LiF 的横向光学声子。

离子晶体的红外光学性质可以参看黄昆书 3.5 节。

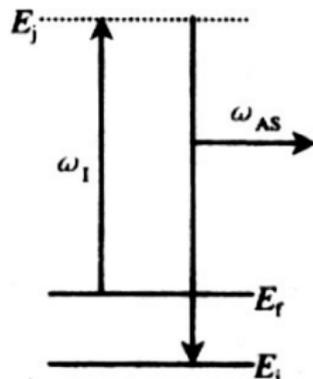
Raman 散射 vs 红外吸收



红外吸收
 $\hbar \omega_1 = E_f - E_i$



斯托克斯喇曼散射
 $\hbar \omega_1 - \hbar \omega_s = E_f - E_i$



反斯托克斯喇曼散射
 $\hbar \omega_{AS} - \hbar \omega_1 = E_f - E_i$

非弹性中子散射

中子的能量波矢关系可以表示为：

$$\lambda = 2\pi/k = \frac{\hbar}{\sqrt{2m}}\sqrt{\varepsilon} = 0.286\sqrt{\varepsilon/(eV)}$$

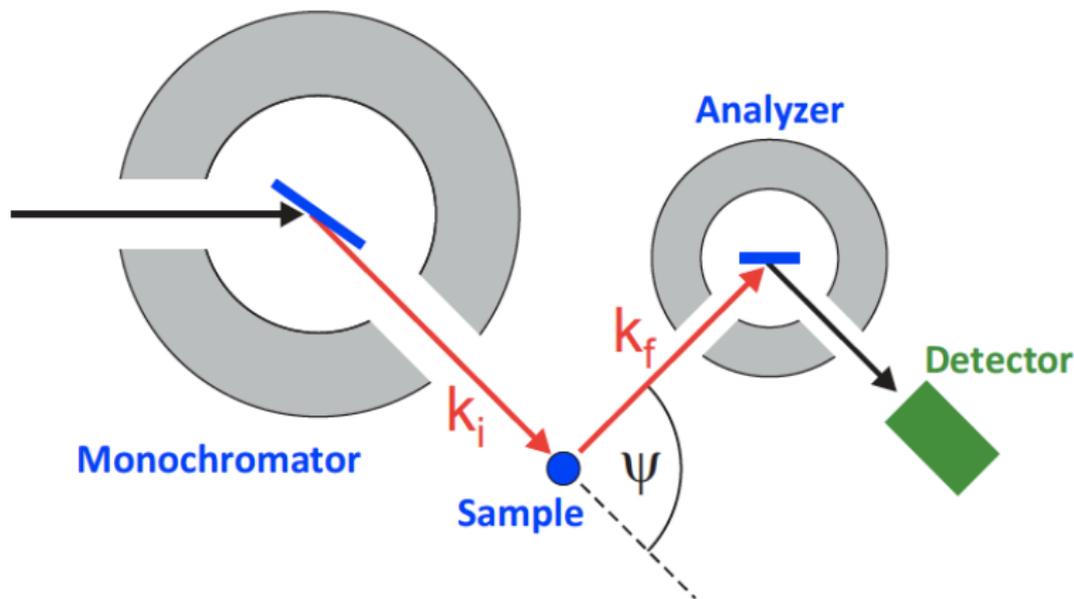
所以 $\lambda = 1 \text{ \AA}$ 的中子，能量约为 82 meV，和声子能量差不多。即波长和原子间距相当的中子，其能量也和原子振动的能量相当，因此，使用中子束探测声子时，能量分辨率比 X 射线要高得多，并且可以方便的在整个布里渊区内进行，是目前实验研究晶格振动最全面、最重要的手段。

由于中子具有自旋，因此非弹性中子散射还可以用来探测自旋波等元激发。

这种非弹性过程的测量一般通过中子三轴谱仪进行，使用单晶样品，在选定的主轴方向上，逐一测定出色散关系。目前绝大多数材料的色散关系都是由非弹性中子散射来完成的。

$$\hbar \mathbf{k}_f = \hbar \mathbf{k}_i \pm \hbar \mathbf{q}$$

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i \pm \hbar \omega_{\mathbf{q}}$$



Summary: 晶体点阵、Bravais 格子

- 晶体、点阵
 - 晶体点阵 (Bravais 格子) 的概念。判断一个点集合是否是点阵，画出具体的点阵。
 - 对称性的概念。独立点对称操作。
 - 晶胞、惯用晶胞和原胞的概念，基矢。晶体分类。常见晶系、格子系 (例如立方晶系、格子系) 的惯用晶胞和原胞的选择。
 - 晶面，晶向，以及它们的表示。
- 倒易空间，倒格子点阵的概念。从晶体点阵构造倒格子点阵的方法。常见格子 (例如立方格子) 的倒格子。
- 布里渊区及其构造方法。
- 晶体里的衍射现象，晶体的实验探测
 - 晶体衍射的几何描述，Bragg 条件。
 - 晶体衍射的 Laue 解释。
 - 衍射强度以及几何结构因子，立方晶体里结构因子的计算。
- 晶体结合方式。

Summary: 晶格振动

- 晶体里的弹性波传播。
- 格波的概念，色散关系。格波和弹性波的关系。一维系统的格波问题。声学支格波和光学支格波。格波态密度。
- 格波的量子化：声子概念，元激发概念。用声子语言描述晶格振动。
- 固体热容。Einstein 模型和 Debye 模型下格波 / 声子对热容的贡献，高低温极限。