

# 固体的光散射讲座

## 第五讲 共振喇曼散射

劳 浦 东

(复旦大学物理系)

共振喇曼散射能够提供的信息和普通喇曼散射很不相同。在普通喇曼散射里,入射光频率和散射光频率并不重要,重要的是散射光对入射光的频移、光的波矢和偏振态等,人们正是根据这些信息,来研究分子、液体和固体中的激发态,这些激发态的能量最多比基态大约只高出  $5 \times 10^{-2} \text{eV}$ 。在共振喇曼散射里,除了上述这些信息外,入射光和散射光的频率也上升到重要的地位,只有当入射光子能量与材料体系的某个激发态能量很接近时,才能出现共振喇曼散射。在可见光区域内,光子能量范围大约是  $1-3 \text{eV}$ 。因此,利用共振喇曼散射,人们能够有选择地去研究特定激发态的性质。共振喇曼散射既能提供物质的低能 ( $\sim 10^{-2} \text{eV}$ ) 激发态信息,又能提供高能 ( $\sim 1 \text{eV}$ ) 激发态信息。这两类信息在散射过程中是强耦合的,使共振喇曼散射在处理上要比普通喇曼散射复杂得多。

由于激光技术的发展,近十多年来,共振喇曼散射的研究很活跃,特别是用以研究半导体;研究半导体的本征能带结构,研究半导体中局域能态(杂质能态)包括基态和激发态。共振喇曼散射在化学研究中也有重要应用。这里只能介绍共振喇曼散射的基本原理。

在这一讲里,先用量子力学方法介绍共振喇曼散射的基本性质,然后提出共振喇曼散射区别于普通喇曼散射的一些特有的实验结果,正是这些特征使人们对共振喇曼散射产生了浓厚的兴趣。

### 一、跃迁速率

在第一讲第五节里已介绍过光散射的量子理论,根据这个理论,辐射场-原子体系总的哈密顿量  $\hat{H}$  可以写成

$$H = H_B + H_R + H_I, \quad (1)$$

其中  $H_B$  是未受微扰的孤立原子的哈密顿量,  $H_R$  是自由辐射场的哈密顿量,  $H_I$  是辐射场与原子体系间相互作用的哈密顿量。应用与时间有关的微扰理论,可以证明,在二级微扰里,体系从  $t_0$  时刻处于  $\psi_u$  态到  $t$  时刻处于  $\psi_f$  态的跃迁几率  $1/\tau$  应由

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_r \left| \sum_r \frac{\langle \psi_f | H_I | \psi_r \rangle \langle \psi_r | H_I | \psi_u \rangle}{\omega_u - \omega_r} \right|^2 \cdot \delta(\omega_u - \omega_f) \quad (2)$$

表示,即光散射过程可以理解为体系从  $|u\rangle$  态经一个或几个中间态  $|r\rangle$  间接地改变到  $|f\rangle$  态,  $\delta(\omega_u - \omega_f)$  表示终态  $|f\rangle$  与初态  $|u\rangle$  之间的能量守恒。

在这个二级微扰的跃迁速率表达式里把中间态的特征完全隐藏了起来,就是说对中间态本身很少作考虑。这种近似方法在自发喇曼散射里是允许的,但在共振喇曼散射里,中间态的重要性突出了,必须区别跃迁过程中不同的中间态。例如,可以把半导体中的斯托克斯散射看成是一个三步过程,如图 1 所示。第一步,能量为  $\hbar\omega_1$  的光子被吸收,产生一个电子-空穴对;第二步,能量为  $\hbar\omega_0$  的声子被产生,电子-空

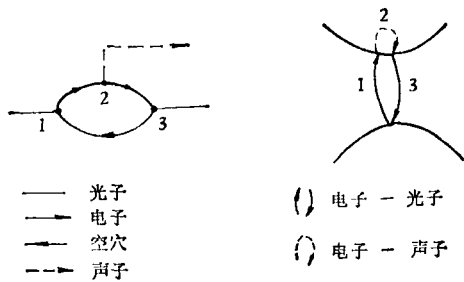


图1 一种典型的喇曼过程(电子散射)

穴对从一个态散射到另一个态;第三步,电子-空穴对复合,发射一个能量为  $\hbar\omega_s$  的光子。在每一步中,都要求波矢守恒,而能量只在整个过程中守恒,就是说单个步骤可以对应于实的或虚的跃迁。显然,这个散射过程中的  $H_I$  应由电子-辐射场相互作用哈密顿量  $H_{ER}$  和电子-晶格相互作用哈密顿量  $H_{EL}$  两部分组成,即

$$H_I = H_{ER} + H_{EL} \quad (3)$$

对于这个散射过程,需要取到三级微扰,这时从  $|u\rangle$  态到  $|f\rangle$  态的跃迁速率应由

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^6} \sum_f \left| \sum_\alpha \sum_\beta \frac{\langle f | H_{ER} | \beta \rangle \langle \beta | H_{EL} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER} | u \rangle}{(\omega_u - \omega_\alpha)(\omega_u - \omega_\beta)} \right|^2 \cdot \delta(\omega_u - \omega_f) \quad (4)$$

来表示<sup>[4]</sup>,其中  $|\alpha\rangle$  和  $|\beta\rangle$  是两个不同的中间态。初态  $|u\rangle$  由处于基态的晶体和能量为  $\hbar\omega_i$  的入射光子组成,设基态能量为零,则  $\omega_u = \omega_i$ ; 终态  $|f\rangle$  带有一个能量为  $\hbar\omega_s$  的散射光子和一个能量为  $\hbar\omega_0$  的声子,故  $\omega_f = \omega_s + \omega_0$ ; 中间态  $|\alpha\rangle$  纯粹是一个电子-空穴对激发态,而中间态  $|\beta\rangle$  除了电子-空穴对激发态外还包含有在  $|f\rangle$  态出现的声子,因此  $|\beta\rangle$  态的能量中应加入声子能量。把所有这些都代入(4)式,并且一律以正号表示光子或声子的产生,以负号表示光子或声子的湮灭,则(4)式可以写成

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^6} \sum_f \left| \sum_\alpha \sum_\beta \frac{\langle f | H_{ER} | \beta \rangle \langle \beta | H_{EL} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER} | u \rangle}{(\omega_u - \omega_\alpha)(\omega_\beta + \omega_0 - \omega_\alpha)} \right|^2 \cdot \delta(\omega_i - \omega_s - \omega_0) \quad (5)$$

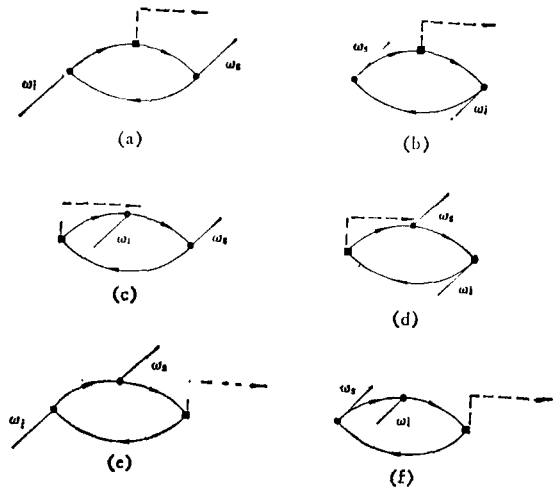


图2 单声子散射的六种过程

考虑到两个  $H_{ER}$  和一个  $H_{EL}$  作用的次序可以不同,这样总共应该有六种散射过程,它们对跃迁速率一般说来都是有贡献的。这六种散射过程分别用图2中的(a)-(f)六个费曼图来表示,其中圆点代表  $H_{ER}$  作用,方点代表  $H_{EL}$  作用。显然,图2(a)就是图1。计入这六种散射过程的贡献,则跃迁速率应写成

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^6} \sum_f \left| \sum_\alpha \sum_\beta \left( \frac{\langle 0 | H_{ER}(\omega_s) | \beta \rangle \langle \beta | H_{EL} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER}(\omega_i) | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_0 - \omega_i)(\omega_\alpha - \omega_i)} + \frac{\langle 0 | H_{ER}(\omega_i) | \beta \rangle \langle \beta | H_{EL} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER}(\omega_s) | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_0 + \omega_s)(\omega_\alpha + \omega_s)} + \frac{\langle 0 | H_{ER}(\omega_s) | \beta \rangle \langle \beta | H_{ER}(\omega_i) | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{EL} | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_0 - \omega_i)(\omega_s + \omega_0)} + \frac{\langle 0 | H_{ER}(\omega_i) | \beta \rangle \langle \beta | H_{ER}(\omega_s) | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{EL} | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_0 + \omega_s)(\omega_\alpha + \omega_0)} + \frac{\langle 0 | H_{EL} | \beta \rangle \langle \beta | H_{ER}(\omega_s) | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER}(\omega_i) | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_s - \omega_i)(\omega_\alpha - \omega_i)} + \frac{\langle 0 | H_{EL} | \beta \rangle \langle \beta | H_{ER}(\omega_i) | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{ER}(\omega_s) | 0 \rangle}{(\omega_\beta + \omega_s - \omega_i)(\omega_\alpha + \omega_s)} \right) \right|^2 \cdot \delta(\omega_i - \omega_s - \omega_0) \quad (6)$$

其中  $|0\rangle$  表示基态,物质体系在散射前后从基态出发又回到基态。

如果选取  $\omega_i$  使之与某个  $\omega_\alpha$  共振,则  $(1/\tau)$  就在这个  $\omega_\alpha$  附近发生强色散,使(6)式中的第一项较之其它五项变得非常强,因此在(6)式中

可以只保留第一项, 而把其它五项的贡献用一个非共振的常数项来表示, 即共振喇曼散射的跃迁速率可以表示成

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^6} \sum_i \left| \frac{\langle 0 | H_{\text{ER}}(\omega_i) | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{\text{EL}} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{\text{ER}}(\omega_i) | 0 \rangle}{(\omega_\alpha + \omega_0 - \omega_i)(\omega_\alpha - \omega_i)} \right|^2 + c \delta(\omega_i - \omega_\alpha - \omega_0). \quad (7)$$

## 二、相互作用哈密顿量

为了最终得到跃迁速率, 需要写出相互作用哈密顿量的矩阵元。先讨论电子-辐射场之间的相互作用。辐射场可以用电场强度  $\mathbf{E}$  和磁场强度  $\mathbf{H}$  来描写, 也可以用矢势  $\mathbf{A}$  和标势  $\phi$  来描写。采用后一种描述时, 可把  $H_{\text{ER}}$  写成<sup>[2]</sup>

$$H_{\text{ER}} = H'_{\text{ER}} + H''_{\text{ER}}, \quad (8)$$

其中

$$H'_{\text{ER}} = \frac{e^2}{2m} \sum_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_i), \quad (9)$$

$$H''_{\text{ER}} = \frac{e}{m} \sum_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{P}_i, \quad (10)$$

分别称为  $\mathbf{A}^2$  项和  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$  项,  $\mathbf{r}_i$  是第  $i$  个电子的位置矢量,  $\mathbf{P}_i$  是它的动量,  $e$  和  $m$  分别是电子的电荷和质量。在二次量子化的表示中,  $\mathbf{A}$  可以写成

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \left( \frac{\hbar}{2\epsilon_0 \eta^2 V \omega_{\mathbf{k}}} \right)^{1/2} \boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{k}} [a_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + a_{\mathbf{k}}^\dagger \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (11)$$

其中  $\eta$  和  $V$  分别是物质的折射率和体积,  $\boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{k}}$  是波矢  $\mathbf{k}$  光子的单位偏振矢量,  $a_{\mathbf{k}}^\dagger$  和  $a_{\mathbf{k}}$  分别是波矢  $\mathbf{k}$  光子的产生算符和湮灭算符。显然,  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$  项每作用一次或产生一个光子或湮灭一个光子, 因此在光散射过程中,  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$  项的作用必然出现两次, 且物质体系经历中间态: 物质体系吸收(或放出)一个光子从初态进入中间态, 再放出(或吸收)一个光子从中间态进入终态。  $\mathbf{A}^2$  项的作用却不同, 它直接改变二个光子(吸收一个, 放出一个)而不涉及到中间态。共振喇曼散射指的是入射光子能量与某个中间态很接

近, 必然涉及到中间态, 因此在讨论共振喇曼散射时, 可以只讨论  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$  项的贡献, 可以把(7)式中的  $H_{\text{ER}}$  写成

$$H_{\text{ER}} = H'_{\text{ER}} = \frac{e}{m} \sum_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{P}_i = \left( \frac{e^2 \hbar}{2\epsilon_0 m^2 \eta^2 V} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}}^{-1/2} \times [a_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + a_{\mathbf{k}}^\dagger \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{P}_i. \quad (12)$$

电子波函数可以写成布洛赫函数

$$\psi_{l\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) u_{l\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (13)$$

其中  $l$  是能带指标,  $u_{l\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  具有晶格的平动对称性, 于是

$$\langle \alpha, n_i - 1 | H_{\text{ER}} | 0, n_i \rangle = \frac{e}{m} \left( \frac{\hbar n_i}{2\epsilon_0 \eta^2 V \omega_i} \right)^{1/2} \boldsymbol{\epsilon}_i \cdot \mathbf{P}_{\alpha 0}(\mathbf{k}_i), \quad (14)$$

其中用到了湮灭算符  $a_{\mathbf{k}}$  的性质:

$$a_{\mathbf{k}} | n_{\mathbf{k}} \rangle = n_{\mathbf{k}}^{1/2} | n_{\mathbf{k}} - 1 \rangle, \quad (15)$$

$n_i$  是入射光子数。

$$\mathbf{P}_{\alpha 0}(\mathbf{k}) = \int \psi_{\alpha\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \psi_{\nu\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (16)$$

声子激发引起晶格原子位移, 影响了作用在电子上的周期性势场, 导致电子-晶格相互作用。对于非极性半导体, 这是电子-晶格相互作用的唯一来源。对于极性半导体, 除了要考虑晶格位移对电子势能的影响外, 还必须考虑晶格振动所对应的宏观电场与电子的相互作用。可以证明<sup>[2]</sup>, 极性横模和非极性模都没有与之相关联的宏观极化电场, 只有极性纵模才具有宏观电场, 并由

$$\mathbf{E} = - \frac{NZW_{\sigma,\mathbf{q}}}{\epsilon_0 V K_{\infty\mathbf{q}}} \quad (17)$$

给出, 其中  $N$  是晶体体积  $V$  中原胞的数目,  $Z$  是模的有效电荷(在非极性晶体中, 有效电荷  $Z$  为零),  $K_{\infty}$  是个常数, 表示电子对相对电容率的贡献,  $W_{\sigma,\mathbf{q}}$  是晶格振动模的简正坐标, 由

$$W_{\sigma,\mathbf{q}} = i \left( \frac{\hbar}{2N\omega_{\sigma,\mathbf{q}}} \right)^{1/2} [b_{\sigma,\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) - b_{\sigma,\mathbf{q}}^\dagger \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad (18)$$

表示<sup>[3]</sup>, 其中  $\sigma$  是声子的支标号,  $\mathbf{q}$  是声子的波

矢,  $\omega_{\sigma, \mathbf{q}}$  是  $\sigma, \mathbf{q}$  声子的频率, 又  $b_{\sigma, \mathbf{q}}^+$  和  $b_{\sigma, \mathbf{q}}$  分别是  $\sigma, \mathbf{q}$  声子的产生算符和湮灭算符. 与 (17) 和 (18) 式所表示的  $\mathbf{E}$  相对应的  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  应由

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\frac{Z}{\epsilon_0 V K_{\infty} q} \left( \frac{\hbar N}{2\omega_{\mathbf{L}, \mathbf{q}}^3} \right)^{1/2} \mathbf{q} [b_{\mathbf{L}, \mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) + b_{\mathbf{L}, \mathbf{q}}^+ \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad (19)$$

表示, 这里已用脚标 L 来表示纵模. 在求出晶格位移所产生的宏观电场  $\mathbf{E}$  和对应的矢势  $\mathbf{A}$  后, 就可把电子-晶格间的这类相互作用(用符号  $H'_{\text{EL}}$  表示)采用与前面讨论过的电子-辐射场相互作用的相同方法来处理. 设电子-空穴对态  $|\alpha\rangle$  带有  $n(\omega_{\mathbf{L}})$  个极性声子, 电子-空穴对态  $|\beta\rangle$  带有  $[n(\omega_{\mathbf{L}}) + 1]$  个极性分子, 则两态之间的电子-晶格相互作用  $H'_{\text{EL}}$  部分可以写成

$$\begin{aligned} & \langle \beta, n(\omega_{\mathbf{L}}) + 1 | H'_{\text{EL}} | \alpha, n(\omega_{\mathbf{L}}) \rangle \\ &= -\frac{Ze}{\epsilon_0 V K_{\infty} m q} \left( \frac{\hbar N}{2\omega_{\mathbf{L}}^3} \right)^{1/2} [n(\omega_{\mathbf{L}}) \\ &+ 1]^{1/2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}_{\beta\alpha}. \end{aligned} \quad (20)$$

有时把这种由晶格振动电场引起的电子-晶格相互作用叫做 Fröhlich 相互作用.

Bir 和 Pikns 证明了<sup>[4]</sup>, 对于极性晶体中的长光学振动, 晶格位移对电子势能影响所造成的电子-晶格相互作用(用符号  $H'_{\text{EL}}$  表示)的大小与原胞中两个离子的相对位移  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$  成正比, 其中

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = i \left( \frac{\hbar}{2MN\omega_{\sigma, \mathbf{q}}} \right)^{1/2} \xi_{\sigma, \mathbf{q}} [b_{\sigma, \mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) - b_{\sigma, \mathbf{q}}^+ \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})], \quad (21)$$

$M$  是两个离子的折合质量

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}, \quad (22)$$

$M_1$  和  $M_2$  是原胞中两个离子的质量,  $\xi_{\sigma, \mathbf{q}}$  是单位矢量, 与  $\mathbf{q}$  的大小无关, 于是有

$$\begin{aligned} & \langle \beta, n(\omega_{\sigma, \mathbf{q}}) + 1 | H'_{\text{EL}} | \alpha, n(\omega_{\sigma, \mathbf{q}}) \rangle \\ &= -i \left( \frac{\hbar}{2MN\omega_{\sigma, \mathbf{q}}} \right)^{1/2} [n(\omega_{\sigma, \mathbf{q}}) \\ &+ 1]^{1/2} \sum_{\sigma} \xi \cdot \xi_{\sigma, \mathbf{q}} \frac{\mathcal{E}_{\sigma\beta\alpha}}{d}, \end{aligned} \quad (23)$$

其中  $\xi$  是极性纵模或极性横模的单位偏振矢,  $\mathcal{E}_{\sigma, \beta\alpha}$  叫畸变势, 表示相互作用  $H'_{\text{EL}}$  与相对位移  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$  间的比例系数,  $d$  是晶格常数, 它的引入

物理

使畸变势  $\mathcal{E}_{\sigma, \beta\alpha}$  具有能量量纲.

在求得各种相互作用矩阵元后, 就可比较顺利地写出跃迁速率表达式(5)的具体内容, 然后代入散射截面  $\sigma$  的表达式

$$\sigma = \frac{\eta_i b}{r n_i c}, \quad (24)$$

就可写出  $\sigma$  的具体内容. 其中  $n_i$  是散射体在入射光频率下的折射率,  $b$  是散射体参与散射的体积. 对于极性纵模, 散射截面表达式中应包括畸变势作用和 Fröhlich 相互作用这两部分贡献.

### 三、一些典型的实验结果

从上两节的讨论可以知道, 当入射光频率、散射光频率与电子跃迁频率共振时, 散射截面变得很大, 这对于那些散射截面微弱到观察不出散射光的激发态来说, 从实验的意义上来说是大有益的. 有时, 散射截面的共振增强会如此之大, 以致出现一些新的现象. 在这一节里, 我们介绍一些典型的实验结果, 以便说明共振喇曼散射区别于普通喇曼散射的某些特征.

#### 1. 散射截面随频率的改变

在第一节里已讨论过, 散射截面中应包括

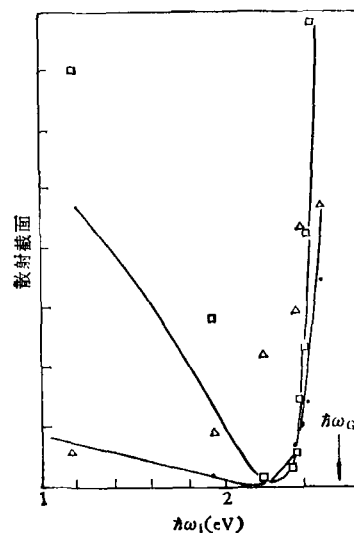


图3 CdS(80K)中三种声子散射截面的共振行为<sup>[13]</sup>  
□ TO (228 cm<sup>-1</sup>) A<sub>1</sub> ● TO (243 cm<sup>-1</sup>) E<sub>1</sub>  
△ LO (306 cm<sup>-1</sup>) E<sub>1</sub>

共振部分和非共振部分，其中非共振部分可以用一个常数项来粗略地表示。由这种方式计算得到的散射截面随频率改变的一个例子如图3所示，图3中的零点来自共振项与非共振项之间的破坏性相消。图3中的实验点是CdS的测量结果。从图3可以看到，对两个横光学声子，适当选取共振部分和非共振部分的相对符号和大小，可使理论计算与实验结果得到很好的拟合，但对纵光学声子却做不到这一点。考虑到纵光学声子与横光学声子的主要区别在于前者有宏观电场，因此可以理解到，Fröhlich相互作用必然定性地改变了散射矩阵元的表达式。

## 2. 共振双峰

在许多晶体中，最重要的电子跃迁是激子态而不是第一节讨论中提到的电子-空穴对态，

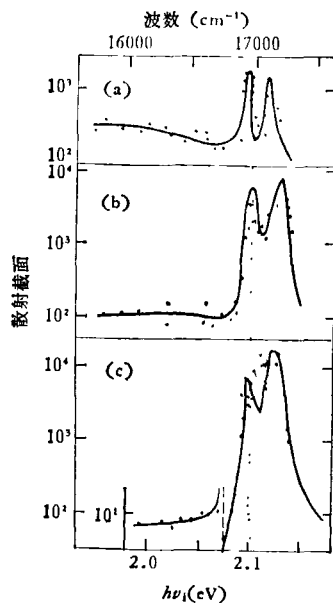


图4 GaSe (80K) 声子模喇曼截面随入射光子能量  $h\nu_i$  的改变(点线为激子峰位置,  $2.102\text{eV}^{[61]}$ )  
(a)  $16.5\text{meV}$  声子( $A'_1$ ); (b)  $31.4\text{meV}$  声子( $E'$ );  
(c)  $30.6\text{meV}$  声子( $A'_2$ )

并且在某些情况下，激子的吸收谱主要是一条激子线。对于这种最简单的情况，当入射光频率  $\omega_i$  接近激子频率  $\omega_{ex}$  时，在引入阻尼参数  $\Gamma$  后，可把散射张量写成

$$R_{\sigma}^{ij}(\omega_s, -\omega_i, \omega_0) = \frac{P_{ex}^i E_{\sigma, ex} P_{ex}^j / V}{(\omega_i - \omega_0 - \omega_{ex} + i\Gamma)(\omega_i - \omega_{ex} + i\Gamma)^*} \quad (25)$$

因此，当入射光频率  $\omega_i$  和散射光频率  $\omega_i - \omega_s$  与激子频率  $\omega_{ex}$  共振时，出现两个共振峰。图4示出在GaSe中观察到的双共振峰。

## 3. 多重散射峰

当光子能量高于带隙、处于吸收连续区时，可以看到高阶散射。图5示出了不同温度和不同激光频率下CdS中多声子过程的相对强度。从图5看到了九个散射峰，并且在散射光子频

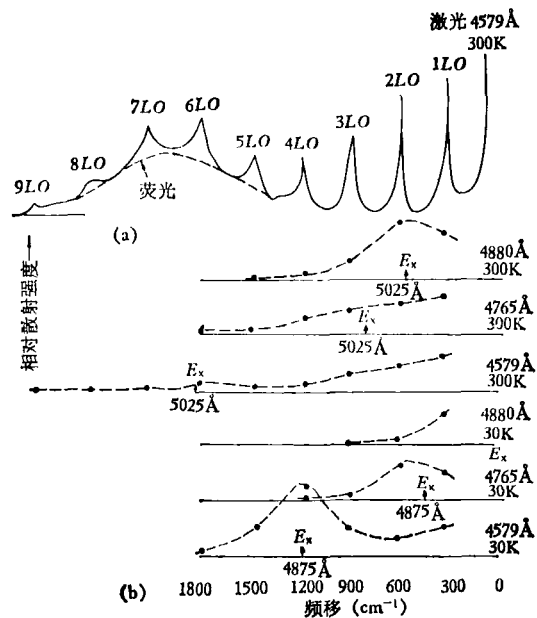


图5(a) 在  $4579\text{Å}$  波长激发下, CdS 在  $300\text{K}$  时未校正的谱;  
(b) 经过校正的 CdS 多声子散射强度随温度和激发波长的改变<sup>[7]</sup>

率与激子频率相一致时散射得到增强，高级次散射的强度也不象简单的微扰理论所预期的那样减小。这种多重散射峰又只在纵光学声子中才观察到，再次表明 Fröhlich 相互作用起着重要的作用。要对多重散射峰作出解释，这是相当复杂的，因为它涉及到连续区中不同中间态之间的干扰。有人把这种多声子散射用串级过程来解释<sup>[8]</sup>。

## 4. 选择定则

普通喇曼散射的选择定则是以晶体的对称

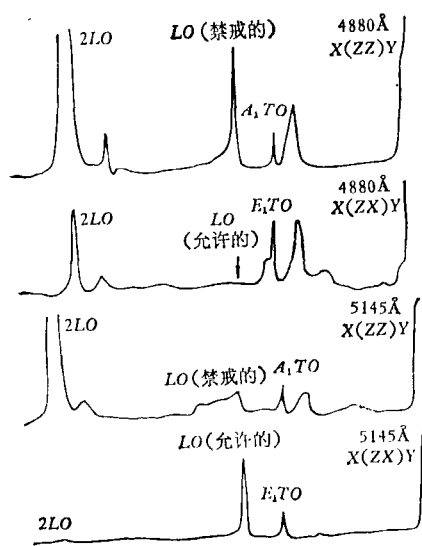


图6 在不同入射频率和不同偏振态下, CdS 中共振喇曼散射未经校正的实验结果(近共振时, 允许的 X(ZX)Y 1LO 线变成非常弱而禁戒的 X(ZZ)Y 1LO 线变成非常强<sup>[9]</sup>。)

性为基础的。在共振喇曼散射里, 只涉及到一个或两个电子能级, 这些能级所形成的对称性与晶体的对称性不同, 使共振喇曼散射并不遵守普通喇曼散射的选择定则。图6给出了CdS中1LO声子散射共振增强的情况。从图6中下面

两个谱可以看到, 当远离共振时, 禁戒的1LO散射与允许的1LO散射相比显得非常弱, 而从上面两个谱可以看到, 接近共振时, 那个原来禁戒的散射强度大大增加, 而原来允许的那个散射强度却变小了。选择定则的破坏仍然只出现在纵光学声子中。

### 参 考 文 献

[1] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford: Clarendon Press, (1973).  
 [2] W. Hayes and R. Loudon, *Scattering of Light by Crystals*, John Wiley and Sons, (1978).  
 [3] R. E. Peierls, *Quantum Theory of Solids*, Oxford: Clarendon Press, (1956).  
 [4] G. L. Bir and G. E. Pikus, *Sov. Phys.-Solid State*, **2**(1961), 2039.  
 [5] J. M. Ralston, R. L. Wadsack and R. K. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970), 814.  
 [6] J. Reydellet and J. M. Besson, *Solid State Commun.*, **17**(1975), 23.  
 [7] R. C. C. Leite, J. F. Scott and T. C. Damen, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 780.  
 [8] R. M. Martin and C. M. Varma, *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 1241.  
 [9] R. M. Martin and T. C. Damen, *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 86.

(上接第776页)

关于高速运动物体视形状的研究的进展.....	9(540)
物理学人才在企业部门的工作情况.....	9(541)
谈谈物理学在技术工作中的作用.....	9(543)
真的看到了磁单极吗?!.....	9(556)
推荐《逆散射变换和孤立子理论》一书.....	9(561)
红外天文卫星(IRAS).....	9(573)
第三次国际加速器质谱计会议简讯.....	9(封三)
理论物理学家对地质勘探研究工作的贡献.....	10(606)
铁电固态热机的物理机制及应用.....	10(611)
物理学和能源的开发和利用.....	11(651)
JC多功能测磁仪在教学实验中的应用.....	11(664)
第九届国际高压学术讨论会简介.....	11(封三)
新型代金装饰材料氮化钛的研制.....	12(732)
卡诺制冷机的最佳制冷系数与制冷率间的关系.....	12(768)
第十三届国际量子电子学会议和第四届激光与电光学术会议简介.....	12(771)