

## 布里渊 (Brillouin) 散射

王卫国

(同济大学 Pohl 固体物理研究室)

1922年,法国物理学家 Brillouin,通过对液体中密度热起伏引起光散射的研究,首先预言了在散射光中,除了原先入射光的频率成分之外,还应有频率变更了的成分。它们对称地分布于频率与入射光等同的瑞利 (Rayleigh) 线的两侧,形成边带谱。这样, Brillouin 就将当时光散射的概念,从弹性散射开拓到非弹性散射的领域,开始了光散射频谱研究的新纪元。

1928年由印度物理学家喇曼 (Raman) 所观测到的 Raman 散射,也是非弹性散射。但是,在物理根源上是不同的: Raman 散射来自光子与光学声子的耦合;而 Brillouin 散射,参与散射过程的是声学声子。所以 Raman 散射的频移高达几千  $[\text{cm}^{-1}]$ ,而 Brillouin 散射只是局限在 0.01—几个  $[\text{cm}^{-1}]$  的范围内。这种差异也就要求我们采用不同的观测手段:对于 Raman 散射通常采用双联或三联光栅作为分光系统;而 Brillouin 散射必须采用多通 Fabry-Perot 多光束干涉仪,以及稳定性极高的数据采集系统。此外,在应用方面,尤其是 1964 年发展起来的受激 Brillouin 散射,更有其独到之处。所有这些,使得有必要将 Brillouin 散射与 Raman 散射分开进行研究。

我国的 Raman 散射工作,自 1975 年以来发展很快。但是 Brillouin 散射工作起步较晚。在西德友好资助下,我们建立了一套先进的 Brillouin 散射系统。图 1 为在该系统上做出的柱状琉态硅(含有微量 OH 杂质)样品的 Brillouin 散射谱图。本文打算对 Brillouin 散射作一综合性介绍,包括基本原理、实验系统和课题研究三个方面。

物理

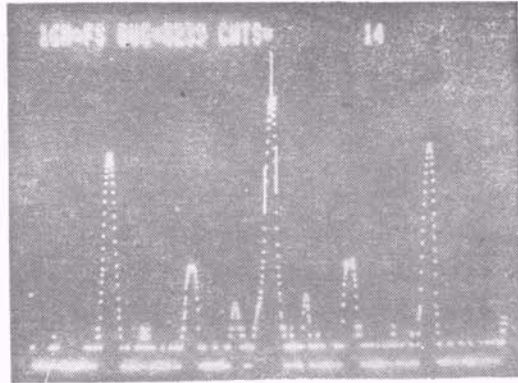


图 1 琉态硅的 Brillouin 散射谱

### 一、Brillouin 散射的基本原理

我们知道,介质中存在一系列的弹性热波。由于它们沿着各个可能方向的传播,在介质中形成一种复杂的随时间变化的密度涨落。假如有一束单色平行光投射其中,则由于弹性波的这种光学非均匀性的调制作用,在各个可能的方向上都存在散射光。但是,在某一方向上所观测到的散射光,只是那些满足布拉格 (Bragg)

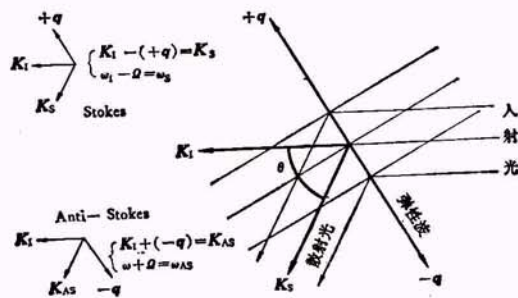


图 2 Brillouin 散射原理图

条件的弹性波作出的贡献。

Brillouin 散射的频移甚微，所以散射光的波矢和入射光的波矢在数值上几乎相等。因此，在给定入射光的波矢  $\mathbf{K}_i$  和观测散射光的角度  $\theta$  之后，如图 2 所示，我们只能从许多弹性波中挑选出波矢为  $+\mathbf{q}$  和  $-\mathbf{q}$  的二组弹性波（频率同为  $\Omega$ ，但传播方向相反），它们满足 Bragg 条件。对于  $+\mathbf{q}$ ：

$$\begin{cases} \mathbf{K}_i - (+\mathbf{q}) = \mathbf{K}_s; \\ \omega_i - \Omega = \omega_s \text{ 能量转移给介质, 激发声子.} \end{cases}$$

对于  $-\mathbf{q}$ ：

$$\begin{cases} \mathbf{K}_i + (-\mathbf{q}) = \mathbf{K}_{AS}; \\ \omega_i + \Omega = \omega_{AS} \text{ 从介质中得到能量, 湮灭声子.} \end{cases}$$

频率为  $\omega_s$  和  $\omega_{AS}$  对称地分布于 Rayleigh 线二侧的这二根新谱线，即通常所谓的斯托克斯 (Stokes) 线和反斯托克斯 (Anti-Stokes) 线。如果入射光的电场表示为

$$\mathbf{E}_i(t) = E_{i0} \mathbf{e}_i \cdot e^{i(\omega_i t - \mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r})}, \quad (1)$$

则散射光中的 Stokes 成分为

$$\mathbf{E}_s(t) = E_{s0} \mathbf{e}_s \cdot e^{i[(\omega_i - \Omega)t - \mathbf{K}_s \cdot \mathbf{r}]}. \quad (2)$$

散射光中的 Anti-Stokes 成分为

$$\mathbf{E}_{AS}(t) = E_{AS0} \mathbf{e}_s \cdot e^{i[(\omega_i + \Omega)t - \mathbf{K}_{AS} \cdot \mathbf{r}]}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{e}_i$  和  $\mathbf{e}_s$  分别为入射光和散射光的偏振单位矢量。

在接近 Brillouin 区中心，声频支的色散关系是线性的。因此，通过简单的几何关系可得介质中沿着波矢  $\mathbf{q}$  方向传播的弹性波速度

$$v = \frac{\Omega}{\frac{2\pi}{\lambda} 2n \cdot \sin \frac{\theta}{2}}, \quad (4)$$

式中  $\lambda$  为入射光的波长， $n$  为介质的折射率。对 Brillouin 散射频移量的测量，就可方便地计算出声速。从而介质的弹性常数和声速的各向异性、弛豫过程、相变、声子与其它低频激元的相互作用均能得到很好地研究。

在无弹性波吸收的情况下，Brillouin 散射谱线应是很窄的锐线，线宽近似为零。在有弹性波吸收的情况下，我们要用 Stokes 方程来描述弹性波。则散射光的电场表示式 (2) 和 (3) 前要乘以一个随时间变化的衰减因子  $e^{-\frac{\Gamma q^2}{2} t}$ 。

经过傅里叶 (Fourier) 展开，Brillouin 谱线的强度将随频率有一个分布。通常用半宽度来描述这种谱线增宽效应。数值上

$$\delta\omega = 2\Gamma q^2 = 2\alpha v, \quad (5)$$

式中  $\alpha$  为弹性波在介质中 1cm 路程内的阻尼幅度系数， $v$  为弹性波的速度。于是，从 Brillouin 谱线的半线宽和对应声速的测定，就可方便地计算出阻尼幅度系数  $\alpha$ 。从而可以研究介质由于非简谐性、载流子阻尼、结构弛豫、共振吸收或者其它的一些机理引起的声衰减特性。

除了上述的频移和线宽两个基本的参量之外，对于 Brillouin 散射，还有第三个重要参量，即瑞利比。它表示对应于单位入射强度、单位体积散射进入单位立体角中的光通量，或者说是单位体积的微分截面。具体的数学表示如下：

$$R_j = B \cdot \frac{[\mathbf{e}_s \cdot \mathbf{T}^j \cdot \mathbf{e}_i]^2}{\rho v^2}, \quad (6)$$

式中  $\rho$  是晶体密度， $v$  为速度， $\mathbf{e}_i$  和  $\mathbf{e}_s$  分别表示入射光和散射光的偏振单位矢量， $\mathbf{T}$  为晶体的 Brillouin 散射张量，角标  $j$  表示有关的物理量是属于第  $j$  个声学模的， $B$  是一个散射系数(与

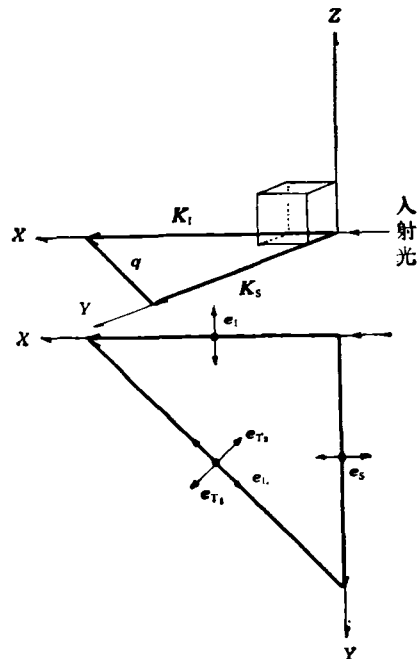


图 3 立方晶体的散射配置

表 1

频 移 \ 散射系数	$R_{ZZ}$	$R_{ZX}$	$R_{YZ}$	$R_{YX}$
$\frac{\omega_{T_1}}{\omega} = \sqrt{2 \frac{C_{44}}{\rho}} \cdot \frac{n}{c}$ 横波, 偏振 $\perp$ 散射平面	0	$\frac{1}{2} \frac{p_{44}^2}{C_{44}}$	$\frac{1}{2} \frac{p_{44}}{C_{44}}$	0
$\frac{\omega_{T_2}}{\omega} = \sqrt{\frac{C_{11} - C_{12}}{\rho}} \cdot \frac{n}{c}$ 横波, 偏振 $\parallel$ 散射平面	0	0	0	0
$\frac{\omega_L}{\omega} = \sqrt{\frac{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}}{\rho}} \cdot \frac{n}{c}$ 纵波	$\frac{2p_{12}^2}{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}}$	0	0	$\frac{2p_{44}^2}{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}}$

温度、材料和散射光的波长有关), 在既定的实验中看作是单位量。对于立方晶体, 如果采取图 3 所示的几何配置, 即入射光沿  $X$  轴方向 ( $\mathbf{K}_I: K_I, 0, 0$ ), 散射光沿  $Y$  轴方向 ( $\mathbf{K}_S: 0, K_I, 0$ ), 则由克利斯托夫 (Christoffel) 系数方程可以解出二个纯的横模和一个纯的纵模<sup>[1]</sup>:

横模  $T_1(\mathbf{e}_{T_1}: 0, 0, 1)$

$$\rho v_{T_1}^2 = C_{44}$$

横模  $T_2(\mathbf{e}_{T_2}: \frac{\sqrt{2}}{2}, \frac{\sqrt{2}}{2}, 0)$

$$\rho v_{T_2}^2 = \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12})$$

纵横  $L(\mathbf{e}_L: \frac{\sqrt{2}}{2}, -\frac{\sqrt{2}}{2}, 0)$

$$\rho v_L^2 = \frac{1}{2} (C_{11} + C_{12} + 2C_{44})$$

入射光的偏振单位矢量可以取为平行于  $Z$  轴 ( $\mathbf{e}_I: 0, 0, 1$ ) 或者平行于  $Y$  轴 ( $\mathbf{e}_I: 0, 1, 0$ ); 散射光的偏振单位矢量也有两种可能的取法, 平行于  $Z$  轴 ( $\mathbf{e}_S: 0, 0, 1$ ) 和平行于  $X$  轴 ( $\mathbf{e}_S: 1, 0, 0$ )。对上述各种可能的情况分别进行计算, 就可得到表 1 所示的散射光关于频率和偏振方向的强度分配。表中  $c$  是光速;  $C_{11}, C_{12}$  和  $C_{44}$  为弹性常数;  $p_{12}, p_{44}$  为弹光系数;  $R$  的第一个脚码表示入射光的偏振方向, 第二个脚码表示散射光的偏振方向。由表可见, 对应于偏振平行于散射平面 ( $XY$  平面) 的声学模的散射强

度始终为零。因此, 我们最多只能得到两根 Stokes 线和二根 Anti-Stokes 线, 一根对应于横声学模, 另一根对应于纵声学模。通过对谱线强度和选择定则的研究, 人们可以得到关于介质基本光学性质方面的信息, 这对制造压-光和声-光器件具有重要的指导意义。

## 二、Brillouin 散射谱仪

Brillouin 散射的仪器配置如图 4 所示。大功率 Ar 离子激光器发出的单模光束, 经过透镜  $L_1$  ( $\phi = 5.0\text{cm}; f = 50\text{cm}$ ) 和光栏  $D_1$  聚焦在样品上。收集透镜  $L_2$  ( $\phi = 5.0\text{cm}; f = 18\text{cm}$ ) 收集到的散射光, 经过光栏  $D_2$  和准直透镜  $L_3$  ( $\phi = 5.0\text{cm}, f = 50\text{cm}$ ) 进入高分辨率的扫描式三通 Fabry-Perot 干涉仪。扫描后得到的单频信息, 被准直光管聚焦送入光电倍增管 (PMT) 的小孔。小孔前的干涉滤光片 1 的作用在于滤

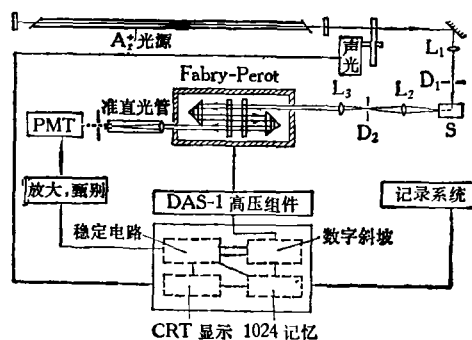


图 4 Brillouin 散射仪器配置图

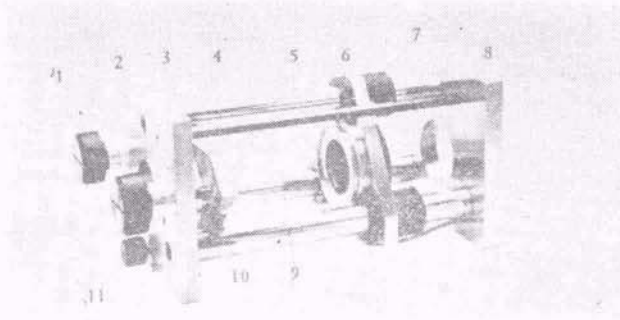


图5 Fabry-Perot 干涉仪

- 1.准直螺旋; 2.前端板 3.钨碳接头; 4.固定镜片架;  
5.钨钢滑杆; 6. PZT 组件; 7.可移动的镜片架; 8.后  
端板; 9.腔长标尺; 10.蓝宝石部件; 11.转盘读数

去杂散光和保护光电倍增管。由 PMT 输出的电信号被放大和甄别后输给数据获得稳定系统 DAS-1。经信息处理和长时间累加(数分钟至十几小时不等),最终由阴极射线管(CRT)显示,或者由记录系统自动给出实验结果。

上述的系统与 Raman 散射大体相同。但是由于 Brillouin 散射频移小,所以采用了分辨率高的 Fabry-Perot 干涉仪;同时由于信息微弱,配备能长时间稳定工作的数据获得稳定系统显得非常必要。下面打算就这二点作一简单介绍。

Fabry-Perot 干涉仪的结构如图 5 所示。它是由膨胀系数极小( $<10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ )的超级钨钢端板和三根滑杆组成骨架。二块内表面镀膜的光学镜片(平整度为  $\frac{\lambda}{200}$ ;  $\phi = 5.0\text{cm}$ )安装在腔内。一片置于前端板附近,并可用螺旋作精细的准直调节;另一片安装在可沿滑杆滑行的 V 形钨钢块上。在后一片中,还配有四组片状压电陶瓷,一组用来驱动扫描,扫描范围为  $0.5\ \mu\text{m}-1.0\ \mu\text{m}$ ;另三组供调节镜片的倾斜度,以获得最佳的干涉条纹锐度。核心部分,是二块光学镜片。如大家知道的,对于强度为  $I_0$ , 波长为  $\lambda$  的投射光,经过多光束干涉后的透射光强度  $I_T$  可由下式表示:

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-R)^2}}$$

式中  $R$  为反射率,  $\delta$  为相位差。在一定条件下,

当相位差是  $2\pi$  的整数倍时,纵然镜面膜有非常高的反射率( $R = 98.5\%$ ),但是透射光的强度  $I_T \approx I_0$ , 发生全透射现象。即对任意一个镜面来说,它反射了大多数的光线而只让少许的光线通过,但当二个镜片组合起来考虑时,它们却让光线透射过去了。在相位差是  $\pi$  的奇数倍时,它们又几乎是不透光的。相位差  $\delta$  取决于镜片间距和光线频率。当 Fabry-Perot 干涉仪的镜片之一在压电陶瓷的驱动下扫描时,它就将光线按频率展开,而得到图 1 所示的周期性重复的谱图。

谱图中 Rayleigh 线的间距称为自由谱区。它是进行 Brillouin 散射必须恰当选取的重要参量。通常可用波长、频率和波数来表示:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \text{ (FSR 波长单位)}$$

$$\Delta f = \frac{c}{2d} \text{ (FSR 频率单位)}$$

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2d} \text{ (FSR 波数单位)}$$

式中  $\lambda$  为投射光的波长,  $c$  为光速,  $d$  为 Fabry-Perot 干涉仪二镜片的间距。我们实验中所选用的激光波长为  $5145\ \text{\AA}$ , 间距为  $0.220\text{cm}$ , 所以自由光谱区的宽度为  $68.2\text{GHz}$ , 相应于  $2.27\ [\text{cm}^{-1}]$ 。

DAS-1 数据获得稳定系统有四个基本组成部分。

1024 道分析器: 容量为  $16 \times 10^6$  计数/道, 供储存和控制数据;

数字式斜坡电压: 同步于 1024 道主钟脉冲, 经高压组件放大产生驱动 Fabry-Perot 干涉仪扫描所需要的高压;

稳定电路: 用以消除漂移和保持锐度最佳;

阴极射线管(CRT)显示单元: 给出图谱以及标度、扫描次数、具体的道数和相应的计数值。

其中, 稳定电路是很关键的。实验中一会儿就能观察到因环境条件和光源的微小变化而

引起 Rayleigh 线的漂移和锐度下跌。这意味着长时间累加得不到清晰的谱线，甚至做不出某些样品的谱图。稳定的方法是在 Rayleigh 线中心峰的两侧选取一窄的频隙(俗称窗口)，如图 1 中的竖线所示。对于轴向漂移，是在每次扫描结束时，自动比较左半窗口和右半窗口内的计数值，同时发出一个校正信号，对 Fabry-Perot 的扫描镜片作一微小的轴向校正，以保持二个半窗口内的计数相同；对于锐度变差，是程序地比较窗口内的总计数值，并轮流地给扫描镜片一微小的旋转校正，以保持窗口内的总计数值一直处于最大值，即对应于锐度最佳。

DAS-1 数据获得稳定系统，还具有一系列其它功能，如对数显示，曲线平滑和积分，分段扫描，相敏检测消除噪声，以及带动描图器和微处理机等等。

### 三、Brillouin 散射技术的应用

#### 1. 固体(主要是铁电体和半导体)的晶格振动模式和振动位形的研究。

根据晶体的结构和对称性，研究基本振动模式和振动位形，是一项基础研究工作。ZnO

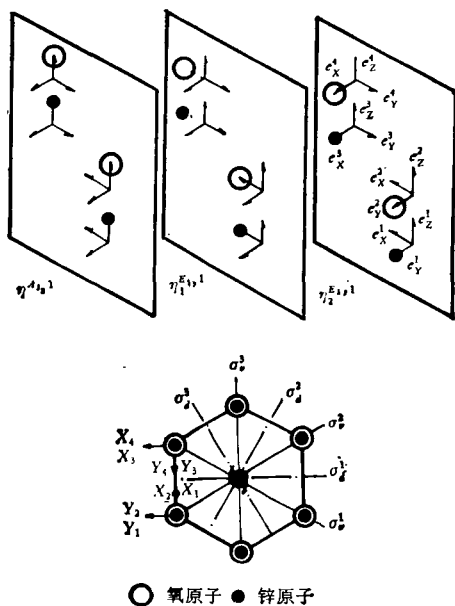


图 6 ZnO 声学模振动位形和结构俯视图

晶体是一种重要的压电半导体，点群是  $C_{6v}$ 。我们曾用特征标投影算子  $\hat{\sigma}$  计算了它的正则振动，并用 Raman 技术研究了其中 Raman 活性的光学模振动。剩下三个振动方式

$$\eta^{4,1} = \frac{1}{2} (e_2^1 + e_2^2 + e_2^3 + e_2^4)$$

$$\eta_{1,1}^5 = \frac{1}{2} (e_x^1 - e_y^3 + e_x^2 - e_y^4)$$

$$\eta_{2,1}^5 = \frac{1}{2} (e_y^1 + e_x^3 + e_y^2 + e_x^4)$$

由图 6 所示的振动位形可知，它们表示原胞质心的运动，乃是声学模振动。因此，只能应用 Brillouin 散射技术进行研究。在我们的实验系统上，经过十多分钟的累加就得 ZnO 晶体的清晰的 Brillouin 散射谱图。

#### 2. 结构相变的研究

由铁电相变的软模理论知道，当横向光学软声子频率  $\omega_{TO} \rightarrow 0$  时，离子偏离平衡位置后就不受恢复力作用，于是整个晶体过渡到新的组态，发生相变。但是对于有些铁电材料，在  $\omega_{TO} \rightarrow 0$  的过程中，横向光学软声子频率趋近横向声学声子，发生耦合和排斥，导致横向声学声子的色散曲线也变得平坦了，使与之相联系

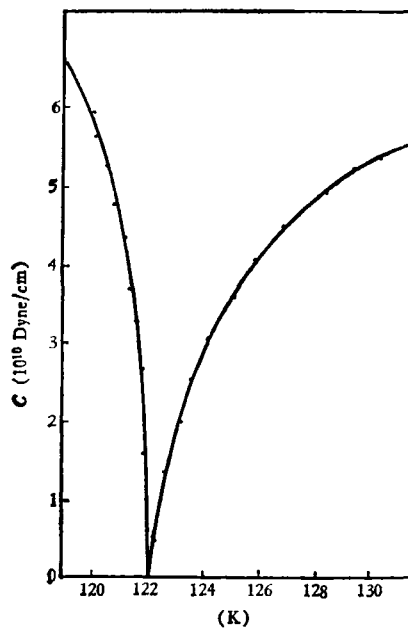


图 7  $KH_2PO_4$  晶体的弹性常数与温度的关系

的一个弹性常数变为零,于是反而首先因声学声子变得不稳定而发生相变.这类相变可以通过 Brillouin 散射技术测量拌随的弹性常数异常来研究. Edward 等人研究了  $KH_2PO_4$  晶体,测得在 122K 附近存在上述相变,如图 7 所示.

### 3. 非晶态材料的研究

人们对用 Brillouin 散射技术研究非晶态材料感到兴趣.这首先是由于在研究非晶态材料中声子和缺陷的相互作用时, Brillouin 散射能到达超声测量或者热学测量所不能达到的能量范围;此外,惯常用声学方法在 mK 温度范围进行的实验, Brillouin 散射只需在液氮温度下即可完成. Hunklinger 等人<sup>[2]</sup>首先用 Brillouin 散射技术研究了琉态硅,通过对线宽的测量得到图 8 所示的结果.由图可见,在低于 4K,平均自由程有一段随温度降低而减小的过程,这对应于作为非晶态特征的双能级共振吸收.

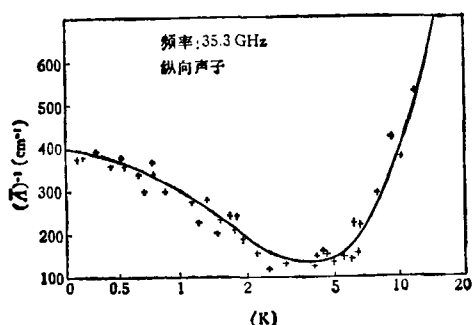
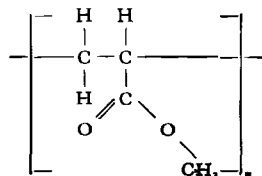


图 8 琉态硅的声衰减特性

非晶态聚合物是不同于晶态固体的一类新材料.它是由成百上千的重复单元组成长链状分子.聚丙烯酸甲酯就是由



基团连接而成.在温度较低时,分子被“冷冻”固定.随着温度的升高,侧链基团能够转动,于是该聚合物就由坚硬的玻璃态转变为软橡胶态;温度继续升高,它就由软橡胶态转变为类液

态,此时分子扩散成为可能. Huang 等人应用 Brillouin 散射技术研究了聚丙烯酸甲酯声速与温度的关系,测得在 6°C 和 60°C 附近声速发生明显的转折,它们即为该材料的状态转变温度.

### 4. 声电效应的研究

在压电半导体中,高频声波与漂移载流子有强烈的相互作用.当载流子的速度大于声速时,它就将部分能量转移给声波,使声波的振幅增加;反之,声波将其能量传递给载流子使自己的振幅减小.外加电场能在很宽的范围内改变载流子的漂移速度,从而得到很高的放大率. Smith<sup>[3]</sup> 用测定 Brillouin 散射谱线强度随外加电场变化的方法研究了 CdS 材料的声电效应. Brillouin 散射是以高频声子作为探针和用光作为观测手段,所以它是研究透明材料声电效应的好方法.

### 5. 声学声子的表面 Brillouin 散射研究

对于非透明材料,例如金属和半导体,光的透射深度只有几百 Å,因此,光与声子的相互作用只是局限于表面.这就使得 Brillouin 散射成为研究表面声子的有力工具.某种意义上讲,它可以与近年来发展起来的原子衍射技术相比拟.在研究表面散射截面和表面涟漪产生的衍射效应方面, Loudon<sup>[4]</sup> 和 Mills<sup>[5]</sup> 做了不少有意义的基本理论工作;而 Sandercock<sup>[6]</sup> 在实验工作方面一直是非常出色的.

去年九月底,西德 Dransfeld 教授在“同济大学 Pohl 研究室第一次固体物理专题讨论会”上,介绍了他用多通 Fabry-Perot 干涉仪研究 GaAs 表面背向散射的实验结果.他发现:当入射光的强度从 0.2W 增加到 1.0W ( $h\nu = 2\text{eV}$ ) 时,声表面波的强度也相应地增大大约五倍.这意味着被吸收的光能一部分地转化为声表面波.而其所得到的强烈的声表面波(当激光功率为 1W 时),相当于晶格温度为 1550K.但是根据被吸收的激光功率、焦斑直径和 GaAs 的热导系数进行估算,仅为 353K,二者相差甚大.这方面的具体机理还不清楚,只能猜测也许在表面首先形成密集的高度过热的电子-空穴等离子体,然后,又可能变成光学 Fuchs-

Kliwer<sup>[7]</sup> 表面声子,从而直接或间接地产生所观测到的声表面波。Dransfeld 教授建议将 Brillouin 散射实验扩展到其它的散射角,从而可以得到激发起的弹性表面波频率分布的更多知识;还建议在 20K 以下进行实验。这是一项有意义的研究工作。

### 6. 磁振子 (Magnon, 自旋波) 的研究

我们知道,磁性材料中,点阵自旋间相互耦合而发生的相对取向的振动,形成自旋波。自旋波的量子化就是磁振子 (Magnon)。

类似于光子-声子散射,光子与磁振子之间也存在散射效应。所以,在 Brillouin 散射技术被成功地用于研究声学声子性质的同时,该项技术也逐渐成为研究铁磁和亚铁磁材料声学磁振子的有用工具。1978 年, Sandercock<sup>[8]</sup> 采用三通串接二通的方法,首先将研究对象扩展到多晶态金属材料 Fe 和 Ni,得到图 9 所示的磁振子谱。其中 S 为表面磁振子模式, B<sub>S</sub>, B<sub>AS</sub> 为体磁振子模式。当样品磁场反向时,表面磁振子模式 S 将转移到 Rayleigh 线的另一侧。同年, Chang .P. H<sup>[9]</sup> (物理所张鹏翔) 等人又研究了金属玻璃态 Fe<sub>40</sub> Ni<sub>40</sub> P<sub>14</sub> B<sub>6</sub> 和 Fe<sub>80</sub> B<sub>20</sub>, 得到用其它方法难以得到的有关磁性和弹性信息。其后, Grimsditch<sup>[10]</sup> 进一步观测到磁振子峰分裂为亚结构,对应于垂直于膜表面的磁振

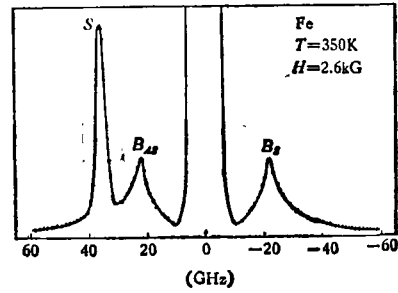


图 9 金属 Fe 的磁振子谱

子波矢的空间量子化。这个领域尚有许多研究工作值得进行。

### 参 考 文 献

- [1] I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, New York, (1968), 145.
- [2] H. J. Maris, *Phonon Scattering in Condensed Matter*, Plenum Press, New York, (1979), 61.
- [3] R. W. Smith, *J. Acoust. Soc. Am.*, **49** (1971), 1033.
- [4] R. Loudon, *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978), 581.
- [5] D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **15** (1977), 3097.
- [6] J. R. Sandercock, *Solid. St. Commun.*, **26** (1978), 547.
- [7] R. Matz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 500.
- [8] J. R. Sandercock et al., *IEEE Trans. Mag.*, **14** (1978), 442.
- [9] Chang .P. H. et al., *Solid. St. Commun.*, **27** (1978), 617.
- [10] M. Grimsditch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43** (1979), 711.

## 原子核的巨多极共振和辐射俘获反应

高 良 俊

(中国科学院原子能研究所)

### 一、什么是原子核的巨共振?

巨共振是受激原子核中多数核子参与并相干的集体运动状态。在巨共振模式中发射粒子能谱呈现出的共振峰,比单粒子激发模式发射粒子能谱的共振峰要宽大得多。为了在比较中

区别这两种共振。请看入射质子能量为 60.5 MeV, 在 20° 角测得的 <sup>56</sup>Fe(p, p') 非弹性散射能谱(图 1)。

从图 1 中我们会看到: 激发能 E<sub>x</sub> 在 8 MeV 以下, 能谱出现许多起伏陡峭的尖锐的共振峰。通常我们称这样的共振为狭共振, 狭共振峰的谱形可以用单粒子壳模型理论来解释。大约在