

# 固体中高频声子的激励

白玉海 裴力伟

(中国科学院声学研究所)

声子是固体物理中极为活跃的准粒子。声学声子的频率从  $10^9\text{Hz}$  一直到  $10^{12}\text{Hz}$  或  $10^{13}\text{Hz}$ , 这一最高频率是由晶格结构决定的。

频率为  $10^9-10^{11}\text{Hz}$  的声子称为微波声子。产生和检测微波声子的最常用的方法是压电晶体的电磁激励, 即在压电单晶薄片或压电薄膜上加上交变电磁场, 使之与晶片或薄膜的厚度发生基频或谐频上的共振, 从而得到京赫 ( $1\text{京} = 10^9$ ) 级的微波声子; 或者把经过光学加工的晶体表面置于微波谐振腔中, 利用非谐振的压电表面激励产生声子。Bömmel 和 Dransfeld<sup>[1]</sup> 等曾用这种方法做了大量工作。1966年, Jacobson 和 Ilukor 用这种方法在石英晶体中得到了频率为  $114\text{GHz}$  的声子<sup>[2]</sup>, 这是用这种方法得到的最高频率的声子。除此之外, 还可以用磁致伸缩、受激布里渊散射以及半导体的耗尽层等方法来研究微波声子。到本世纪六十年代末, 这些实验方法已基本完善, 并用于物理研究<sup>[3]</sup>。

频率高于  $10^{11}\text{Hz}$  的声子称为高频声子。在这一频率范围内, 声子的某些效应更加明显, 例如声子色散行为的研究, 只有频率高于  $10^{12}\text{Hz}$  时才有可能。声子与某些微观结构的相互作用, 也只有声子能量较大时才可以观察。近十几年来, 人们发现了一些卓有成效的关于高频声子的研究手段, 例如, 热脉冲、超导隧道结、光学激励等方法, 使声子物理的研究出现崭新的局面<sup>[4]</sup>。

热脉冲声子激励, 首先是由 von Gutfeld 和 Nethercot 在 1964 年引入的<sup>[5]</sup>。他们用短的光脉冲或电脉冲加热蒸镀在晶体表面上的金属膜, 从而辐射出宽带的、非相干的声子。这些声子可以弹道地穿过晶体介质, 在相对的晶体表面上

被声子检测器所接收。

超导隧道结用于高频声子的产生和检测, 首先是由 Eisenmenger 在 1966 年提出的。第二年, 他与 Dayem 给出了第一个实验结果<sup>[6]</sup>。稍后, Kinder 用调制偏压的方法得到准单色声子<sup>[7]</sup>。1982 年, Berberich 等人又用 Josephson 效应, 得到一种新的可调的声子源<sup>[8]</sup>。

在光学激励声子方面, Anderson 和 Sabisky 首先在  $\text{CaF}_2:\text{Tm}^{2+}$  系统中成功地激发了声子<sup>[9]</sup>。1971 年以后, Renk 及其合作者开展了大量的用光学方法研究高频声子的工作<sup>[4]</sup>, 并用于研究高频声子的自发衰变、弛豫过程和瞬态谱。1975 年, Grill 和 Weis 发表了他们用远红外光作为电磁激励源, 直接在压电晶体中激发相干声子的工作<sup>[10]</sup>。

这些方法的出现和不断完善, 为固体物理的研究提供了一系列新的实验方法。本文将扼要介绍这几种激励声子的实验技术及其在物理研究中的应用。

## 一、热脉冲激励声子

当介质的温度为  $T$  时, 频率为  $\omega$  的平衡态热声子近似地由普朗克分布给出, 即

$$n(\omega) = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1},$$

其中  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  是普朗克常数,  $k$  是玻耳兹曼常数。Weis 等人由此导出<sup>[11]</sup>, 如果声子辐射器的温度为  $T_h$ , 传播介质的温度  $T = 0$ , 则声子辐射器向传播介质辐射的声子能流密度为

$$\frac{P_m(\omega, T_h, 0)}{A} = \frac{\hbar}{8\pi^2} \frac{c_m}{C_m^2} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT_h} - 1},$$

其中  $A$  是辐射面积,  $c_m$  是声子透射系数,  $C_m$  是

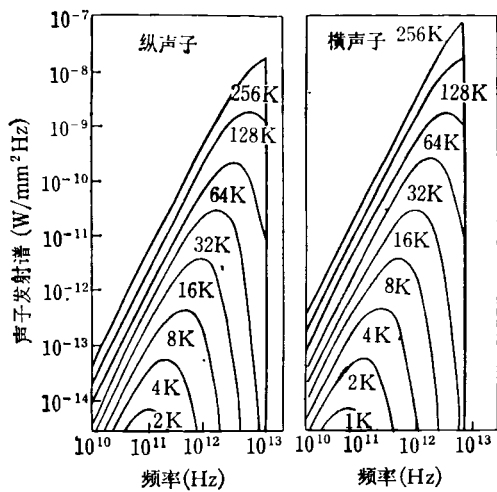


图1 康铜薄膜的热声子辐射谱

声子传播速度,  $m$  表示偏振方向。图1是康铜薄膜在匹配良好条件下的声子辐射谱, 其中忽略了声子色散的影响。由图可见, 当温度  $T_h$  升高时, 辐射声子能流增加, 同时发射谱向高频方向移动。当  $T_h = 16K$  时, 谱的峰值对应于频率  $10^{12}Hz$ 。

如果把上式对频率积分, 在横波简并的情况下, 可以得到声子辐射总能量与  $T_h$  的依赖关系:

$$\frac{P(T_h)}{A} = \frac{\pi^2}{120\hbar^3} \left( \frac{c_L}{C_L^2} + \frac{2c_T}{C_T^2} \right) (kT_h)^4,$$

其中  $L$  和  $T$  分别表示纵声子和横声子。

图2是热脉冲声子实验的示意图。作为声子辐射器, 常用的材料有康铜、金、铅等。实验中应选择声子辐射器的材料与传播介质之间有良好的声匹配, 同时, 使辐射器材料的声子截止频率低于传播介质的声子截止频率。金属薄膜

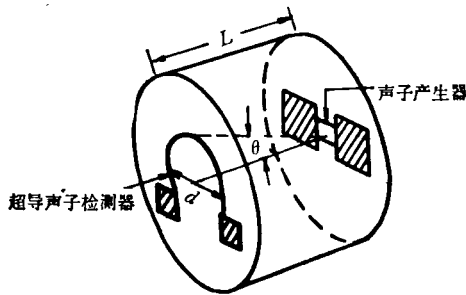


图2 热脉冲声子实验示意图

的加热常常是利用脉冲电压的焦耳热, 也可以使用聚焦的激光光束加热, 其优点是可使声子源在激发表面上扫描, 缺点是由于光吸收而使热声子背景增强。

在热脉冲声子实验中, 蓝宝石是最常用的实验样品, 原因之一是蓝宝石中高频声的衰减很小, 另一原因是蓝宝石接近于各向同性介质, 这将使某些实验观察简单化。实验要求晶体样品纯度高和结晶良好, 以减少声子散射。石英单晶、锗、硅、金刚石等也常被用作样品。Rösch和Weis对于这些样品中的声子的激励和传播特性进行了详细的计算<sup>[12]</sup>。Taylor等人曾利用热脉冲声子技术研究了声子在各向异性介质中的传播特性, 并发现了声子聚焦效应<sup>[13]</sup>。

在热脉冲声子实验中, 最常用的声子检测器是超导声子检测器。这是一种宽带的、非相干的检测器, 常用的材料是 Sn, In, Al。实验和分析表明, 在适当的工艺条件下, 这种检测器的噪声等效功率可达  $10^{-12} WHz^{-1/2}$ , 响应时间为 10ns, 是一种高灵敏度而又快速响应的器件<sup>[14]</sup>。

## 二、超导隧道结激励声子

用于高频声子实验的超导隧道结, 多数是单电子隧道结, 构成结的两层超导膜是同一材料。表1列出了在声子实验中常用的超导材料及其特性。

表1 声子实验中常用的超导材料

	Al	Sn	Pb
$2\Delta$ (meV)	0.3	1.18	2.7
$f_{1\Delta}$ (GHz)	72.5	285.5	653
$N_0$ (eV <sup>-1</sup> cm <sup>-3</sup> )	$1.75 \times 10^{22}$	$1.42 \times 10^{22}$	$2.22 \times 10^{22}$

图3(a)是超导隧道结作为声子发射器的原理图。当结的偏压  $V > 2\Delta/e$  时, 注入的准粒子将先后通过准粒子的弛豫过程和复合过程而产生声子。在弛豫过程中辐射出单个声子, 而光子辐射可以忽略不计。由图可见, 这一过程辐射出宽带声子, 其频率范围为

$$0 < \omega < (eV - 2\Delta)/\hbar.$$

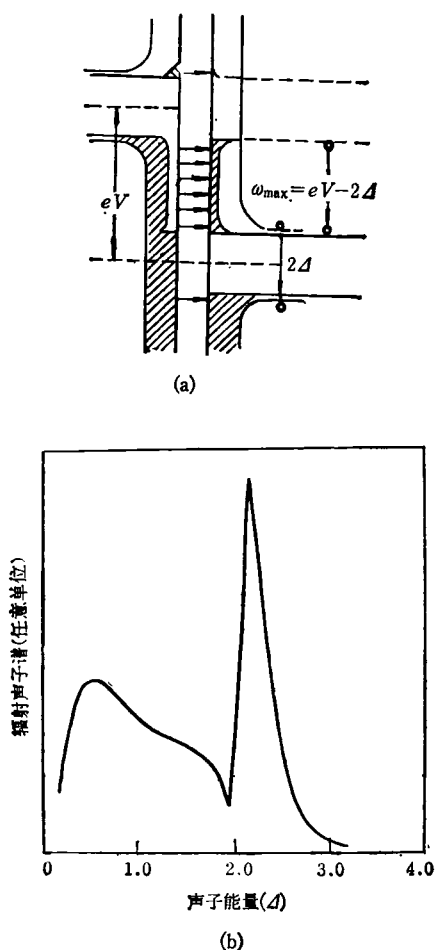


图3 超导隧道结作为高频声子源  
(a) 原理; (b) 辐射声子谱

在复合过程中辐射出准单色声子,其频率为

$$\omega = 2\Delta/\hbar.$$

图3(b)是 Dayem 计算出的在偏压  $V = 4\Delta/e$  时发射器的声子谱<sup>[15]</sup>, 图中的峰值出现在  $2\Delta$  处。

在相反的过程中, 超导隧道结也可作为声子探测器, 用于探测  $\hbar\omega > 2\Delta$  的声子。因为能量大于  $2\Delta$  的声子被超导薄膜吸收之后, 会导致库珀对的破裂而形成隧道电流。测量检测结的隧道电流, 即可得到声子信号。与本文前面提到的超导声子探测器相比较, 这种检测器具有一定的频率选择性, 这在某些实验中是重要的。超导隧道结声子实验通常是在  $T < T_c/2$  的温度下进行的,  $T_c$  是超导薄膜的临界温度。

物理

实验的测量结果可以表示为检测结的隧道电流与发射结的偏流的依赖关系, 或者直接给出不同偏振的声子的飞行时间。

由上述可知, 弛豫声子谱的最高频率  $\omega_{\max}$  是确定的, 是由直流偏压决定的。但是如果在发射结的直流偏压  $V_{DC}$  上迭加一个幅度很小的交流调制电压  $V_{AC}$  时,  $\omega_{\max}$  就会以相应的频率发生周期性变化。所以, 如用锁相放大器把这一信号提取出来, 其频率范围应是

$$eV_{DC}/\hbar < \omega < e(V_{DC} + V_{AC})/\hbar,$$

这是准单色声子信号, 其频宽仅由交流调制电压  $V_{AC}$  的幅度决定。Kinder 等人曾用这一方法研究了准单色声子。

1982年, Berberich 等人在他们的 Josephson 结声子实验中, 没有看到预期的宽带声子, 而是观察到了尖锐的声子峰, 其频率相应于 Josephson 频率, 即满足  $\hbar\omega = 2eV$ 。因此, 可以借助于结电压  $V$  的改变来调节声子频率。这样, 就发现了一种新的单色可调声子源, 其频率分辨率很高, 而上限频率对应于结的超导能隙。

此外, Narayanamurti 和 Dynes 曾研究了用超导声子荧光的方法产生高频声子<sup>[16]</sup>。图4是声子发射谱。

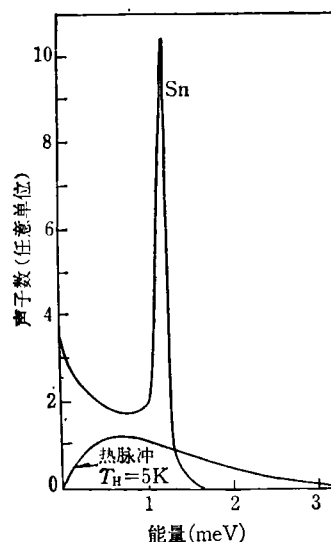


图4 声子荧光实验和声子发射谱

实验时, 首先在传播介质的前表面上制备一层强耦合超导薄膜, 例如 Pb 膜或 Sn 膜。然后制

备一层厚的绝缘膜,例如  $\text{SiO}_2$  膜。最外层是用康铜膜做成的热脉冲声子发生器。由声子发生器辐射出的具有普朗克分布的宽带声子,在通过超导膜时,能量  $\hbar\omega > 2\Delta$  的声子被吸收,使库珀对破裂,在再复合过程中又辐射出  $2\Delta$  声子。这样就得到了相当尖锐的  $2\Delta$  声子峰。在介质的另一侧面用超导隧道结检测声子。样品  $\text{Ge:Sb}$  在  $[111]$  方向应力作用下,可以检测相应频率的声子,构成一种声子谱仪。

### 三、高频声子的光学激励

近年来,由于红外和远红外激光技术的发展,用光学方法在固体中激励高频声子的研究取得了很大进展(包括声子的表面激励和体激励)。

高频声子的表面激励的原理,与用微波谐振腔在压电晶体内激励微波声子的原理相同,只是用远红外激光代替了微波谐振腔作为电磁激励源。在这一领域内,自 1975 年 Grill 和 Weis 发表了第一个实验结果之后,他们又不断地改善实验装置,除了用  $\text{HCN}$  分子激光器得到了  $0.89\text{THz}$  声子之外,还用  $\text{CO}_2$  光泵远红外激光器在石英晶体中观察到了  $2.5\text{THz}$  和  $3.4\text{THz}$  的声子信号。图 5 是其实验原理图。图中远红外激光光束被聚焦后入射在石英晶体表面上,通过表面压电激励原理,在表面产生了相同频率的声子,在晶体中弹道地传播,并在另一表面上被超导声子检测器所接收。用这种方法激发的声子束具有良好的单色性和指向性,因而具有广泛的应用前景,但由电磁波到声子的能量转换效率很低<sup>[17]</sup>。

高频声子的体激发,主要是利用晶体中的杂质离子的激光激励和弛豫过程,相应地,也可以用远红外的声子差吸收方法或用荧光辐射的测量方法来检测体声子。下面介绍几项典型的研究工作。

1971 年, Renk 和 Deisenhofer 利用红宝石中的  $\text{Cr}^{3+}$  在能级  $2\bar{A}$  和  $\bar{E}$  之间的跃迁产生和检测  $870\text{GHz}$  的声子<sup>[18]</sup>。其原理如图 6 所示。实

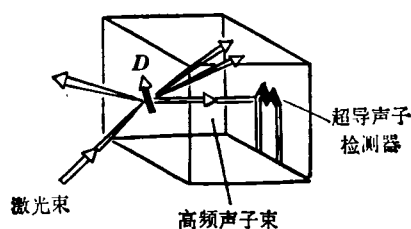


图 5 用远红外表面激励产生高频相干声子

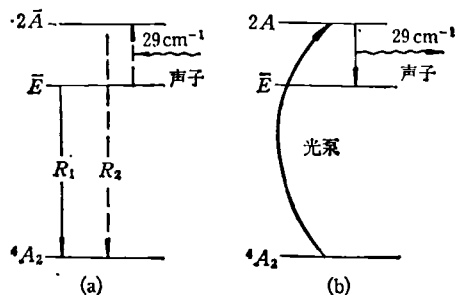


图 6 利用红宝石中的  $\text{Cr}^{3+}$  检测和激发高频声子

验中,先通过光泵作用使电子跃迁到吸收带,它们又很快地被弛豫到  $2\bar{A}$  和  $\bar{E}$  能级,然后在  $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$  的进一步弛豫过程中辐射出  $870\text{GHz}$  (即  $29\text{cm}^{-1}$ ) 的声子。用与此相反的过程可以检测声子。即首先在光泵作用下使亚稳态  $\bar{E}$  被部分占据,当能量为  $29\text{cm}^{-1}$  的声子注入到已被光泵作用的区域时,由于声子的共振吸收而发生  $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$  的跃迁,从而增加了荧光辐射  $R_2$ ,测量  $R_2$  的变化即可证实声子的存在。

根据类似的原理, Baumgartner 等人利用  $\text{CaF}_2$  晶体中的  $\text{Eu}^{2+}$  激发了高频声子<sup>[19]</sup>。  $\text{Eu}^{2+}$  的最低激发态在平行于  $[001]$  方向的压力作用下发生能级分裂,分裂间隔的大小将随压力的增加而线性增加,如果通过光泵使晶体处于激发态,又经过弛豫过程形成分裂能级上的电子态分布,它们之间的跃迁辐射出高频声子,声子的频率将随压力而改变,因而在一定范围内可调。

最近 Happek 等人报道了另一种声子实验方法,不是通过杂质离子的激发,而是通过多声子吸收过程激励声子<sup>[4]</sup>。实验样品是  $\text{CaF}_2$  晶体。实验中,脉冲  $\text{CO}_2$  激光辐射由于多声子过程而被吸收,又转变为光学声子,再很快地衰变

为声学声子。他们在实验中发现，在脉冲激光激励之后，声子谱的带宽随着时间的增加而变窄，其最大谱分布出现在 0.9THz 处。图 7 给出了在脉冲激光激励之后  $3\mu\text{s}$  和  $15\mu\text{s}$  的声子瞬态谱。对于这一结果可作如下解释：声子的衰变主要有两种机制，对于较高频率的声子，由于非谐衰变而迅速减少；对于较低频率的声子，则由于空间逸出率的增加而迅速减少。

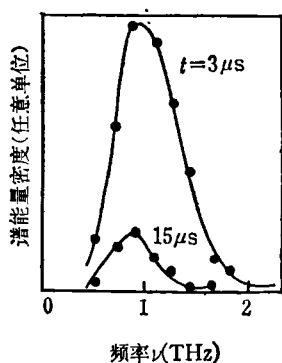


图 7 CaF<sub>2</sub> 晶体中的声子瞬态谱

前面简述了高频声子实验的三种主要方法。三种方法各有自己的特点。热脉冲方法是很方便的，它提供了宽带声子源，使人们可以在确定的传播方向和偏振方向上研究声子。这种方法已广泛地应用于研究声子的反射和散射、声子聚焦、声子-声子相互作用等。超导隧道结可以作为宽带声子源，也可以作为单色声子源，其频率范围是从  $10^{11}$ — $10^{12}$ Hz。这种方法特别适用于超导非平衡态、超导体中的声子-电子相互作用、Kapitza 热阻以及液氦中的声子特性等方面的研究。光学方法是在一些特定的晶体材料中的声子的体激发，是单色性很好的声子源，它适用于声子的弛豫过程和自发衰变，声子寿命的测量，声子与杂质离子、电子自旋以及某些能级结构的相互作用等。声子的表面压电激励可以给出高度单色性和准直性的声子束，因而可以成为固体物理实验研究的一种有力工

具。例如，在固体中传播的一束准直的相干声子束，本身就是伸向固体内部的、探测物理微观结构的一种探针，它将给出其它物理手段难以得到的信息。总之，声子实验技术的出现和逐步完善，必将对凝聚态物理的发展发挥重要作用。

### 参 考 文 献

- [1] H. E. Bömmel, K. Dransfeld, *Phys. Rev. Lett.*, **2** (1959), 298.
- [2] J. Ilukor, E. H. Jacobson, in *Physical Acoustics*, W. P. Mason eds., Academic, New York, **5** (1972), 221.
- [3] J. W. Tucker, V. W. Rampton, *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*, North-Holland, Amsterdam, (1972).
- [4] *Proceedings of Phonon Scattering Conferences: Phonon Scattering in Solids*, L. J. Challis, V. W. Rampton, A. F. C. Wyatt, eds., Plenum press, New York, (1976); *Phonon Scattering in Condensed Matter*, J. M. Maris, eds., Plenum Press, New York, (1980); *Phonon Scattering in Condensed Matter*, W. Eisenmenger et al., eds., Springer-Verlag, Berlin, (1983).
- [5] R. J. von Gutfeld, A. H. Nethercot, *Phys. Rev. Lett.*, **12**(1964) 641.
- [6] W. Eisenmenger, A. H. Dayem, *Phys. Rev. Lett.*, **18** (1967), 125.
- [7] H. Kinder, *Z. Physik*, **262**(1973), 295.
- [8] P. Berberich, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49** (1982), 1500.
- [9] C. H. Anderson, E. S. Sabisky, *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 236.
- [10] W. Grill, O. Weis, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 588.
- [11] O. Weis, *Z. angew. Physik*, **26**(1969), 325.
- [12] T. Rösch, O. Weis, *Z. Physik B*, **25**(1976), 115.
- [13] B. Taylor et al., *Phys. Rev. Lett.*, **23**(1969), 416.
- [14] 白玉海, 低温物理, 待发表.
- [15] A. H. Dayem, J. J. Wiegand, *Phys. Rev. B*, **5** (1972), 4390.
- [16] R. C. Dynes, V. Narayanamurti, *Phys. Rev. B*, **6** (1972), 143.
- [17] W. E. Bron et al., *Phys. Rev. B*, **27**(1983), 1370.
- [18] J. Deisenhofer, K. F. Renk, *Phys. Rev. Lett.*, **26** (1971), 764.
- [19] R. Baumgartner et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1403.