

动态局域畸变引起的内耗

王业宁 黄以能 沈惠敏

(南京大学固体微结构物理国家实验室, 南京 210008)

报道了两种动态局域畸变引起的内耗. 第一种是在二级结构相变点 T_c 处可以测到一个很高而又很窄的低频 ($< \text{MHz}$) 内耗峰, 它归因于涨落效应, 即应力诱发并导致动态新相畸变区的择优取向. 第二种是高温超导氧化物在正常态区内耗 (kHz) 有一很高的背景平台 (Q_p^{-1}), 在 T_c 以下随温度迅速下降. YBaCuO 的 Q_p^{-1} 随氧含量的减少 (或掺 Pr 量的增加) 而降低. 结合霍耳系数测量结果, 获得了 Q_p^{-1} 正比于载流子浓度 (n_H) 的关系. Q_p^{-1} 的起源可归因于载流子周围的动态局域畸变 (类极化子). 考虑了能隙边的宽化, 从 Q_p^{-1}/Q_{pm}^{-1} 实验值求得超导能隙值为 $2\Delta_0/k_B T_c \approx 4$.

一、二级结构相变点附近涨落引起的低频内耗

根据一级相变的内耗机制, 相变峰附近必须有界面存在, 而二级相变是连续相变, 没有两相共存区, 因此在相变点 T_c 处不可能有相界面引起的内耗. 虽然二级相变点附近的涨落或序参量弛豫可以引起 λ 形超声衰减峰, 但由于衰减 α 正比于频率的平方 (ω^2)^[1,2], 因此在兆周以下的频段不可能产生这种弛豫型内耗峰. 低频实验表明, 真正二级相变在 T_c 以下靠近 T_c 处常能测到一个内耗峰^[3-6]. 虽然在 T_c 以下没有相界面, 但确有畴界产生. 为了搞清这个峰的起因, 我们仔细研究了五磷酸铈镧 $\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x\text{P}_5\text{O}_{14}$ (LNPP) 在二级铁弹相变 ($mmm \rightleftharpoons 2/m$) 点附近的内耗^[3], 并且设计制作了一套既能

用压电组合振子法测量内耗, 又可以直接观测畴界的装置^[7], 得到了较好的结果.

如图 1 所示, LNPP 的铁弹畴界是完全平行的孪晶界, 它的数目随温度的升高而增加, 直到非常靠近 T_c 点 (141°C) 时, 畴界先变模糊, 然后突然全部消失. 图 2 画出了升降温过程中畴界密度 $N(\text{cm}^{-1})$ 随温度的变化, 并给出了实时测量的内耗结果. 对应着畴界的变化, 在升降温过程中均有内耗峰 (P_2) 出现. 但在畴界消失的温度也即弹性系数 C_{55} 是极小值的温度 T_c 处, 另有一个很尖的峰 (P_1). 如果测量不是非常仔细或当变温控制不好时, 就很难测到这一尖峰. 所以, 有人将 P_2 峰误认为是相变峰. 实际上 P_1 峰是真正对应着二级相变温度. 大家知道, 二级相变点附近存在着大的涨落, 因而也就有动态的新相畴区的时隐时现. 因为新的铁弹相是通过与 C_{55} 相联系的切变而

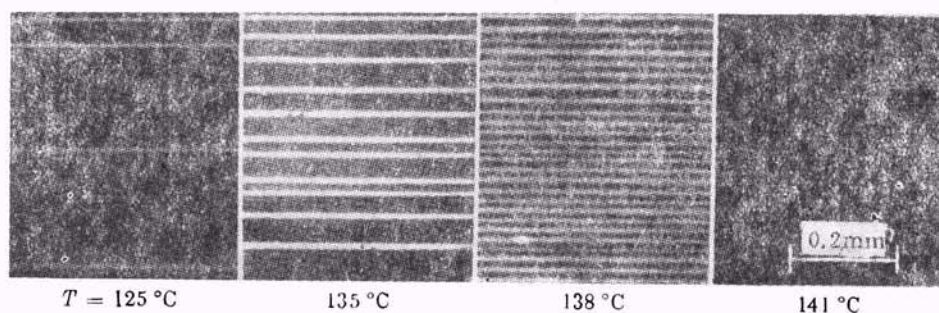


图 1 偏光显微镜下观察到的 LNPP 中畴结构随温度的变化

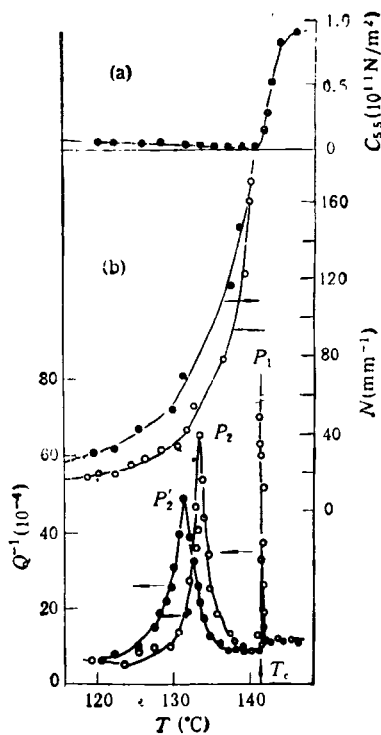


图 2

- (a) 弹性系数 C_{55} 与 T 的关系;
- (b) 畴界密度 N 和 $Q^{-1}(f = 50\text{kHz})$ 与温度 T 的关系

形成的,但这是在涨落温区,因而可称为动态局域畸变区。与 C_{55} 联系的切应变 ϵ_s 的等效变体,在外应力作用下择优取向,或相当于畴区边界的运动而引起非弹性应变,从而产生内耗。但这是一种动态(瞬时)畴,因而是一种新的内耗机制^[4]。这对高温超导体中正常态的高背景内耗机制的了解有启发性意义(见第二节)。

P_2 峰是由畴的粗化或细化过程所引起。直接观察表明,白畴从黑畴中长出(见图 1),类似于马氏体片的生核和突然长大。从热滞后曲线可以认为这是一级相变的过程,比热试验^[9]也证明了这一点。因为没有结构对称性变化发生,故此相变称为类相变。关于内耗机制的详细讨论见文献 [3,8,10]。这里值得指出的是,从内耗首先发现的畴的粗(细)化过程是一级相变的机制。在 1991 年召开的美国 MRS 铁电薄膜会议上,第一篇邀请报告^[11]的主要内容就是介绍在 PLZT 等铁电材料中发现的所谓 $\alpha \rightarrow \beta$ 相变,实际上是畴的粗化过程,与我们的结论一

物理

致。近年来,在对一系列畸变钙钛矿晶体(特别是高温氧化物超导体)中发现的类相变的研究中,内耗起着独特的作用。因此内耗虽是一种老的研究工具,但它还是有着潜在的能力,可以不断挖掘,不断创新,事在人为。

二、高温超导体的背景内耗与超导电性^[12,13]

图 3 是用静电法 (0.8kHz) 测得的 BiSrCaCuO ($T_c = 104.5\text{K}$) 和 TlBaCaCuO ($T_c = 98\text{K}$) 的内耗温度曲线。除了 110K 附近的小峰 P_1 (主要来源于类相变) 以外,正常态区有一高的背景平台 (Q_p^{-1}),它在 T_c 以下发生陡降,转折点正好在 T_c 点。另外,在 85K 有一小的转折,它的起因还有待进一步探查,此处暂不讨论。至于 YBaCuO 中 Q_p^{-1} 虽由于 T_c 附近的

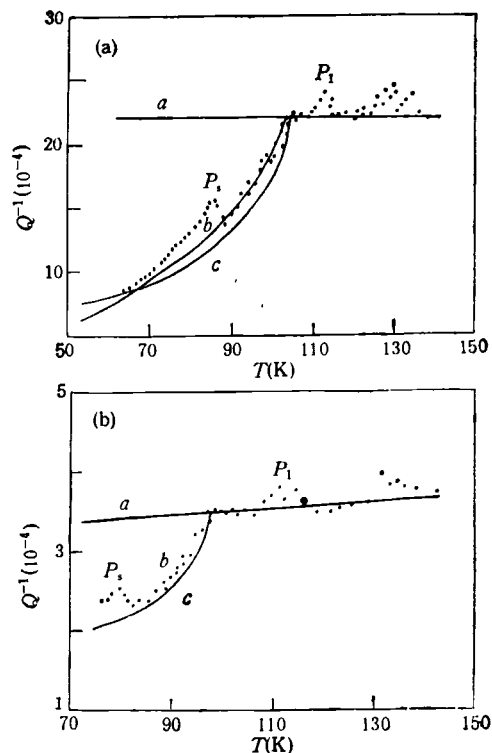


图 3 高温超导体的内耗温度曲线

(a) BiSrCaCuO; (b) TlBaCaCuO.

[测量频率分别为 0.8kHz 和 1.2kHz, 曲线 a 和 b 表示(2)式和(5)式的理论拟合曲线, 曲线 c 是用 $\Delta_0/k_B T = 3.5$ (可能的最小值)代入(1)式后求得的]

弛豫峰掩盖了转折点,但仍可看出正常态背景仍高于 T_c 以下的最低值(见图4)。改变频率进行测量,出现 Q_p^{-1} 变化不明显^[12],说明它是一种静滞后型损耗。对于金属材料,这种高背景内耗常常是由于冷加工后的高密度位错($>10^{10}$)或孪晶所引起。对于高 T_c 氧化物材料,位错密度比金属要低几个量级;至于孪晶,虽然 $YBaCuO$ 中有高密度孪晶,但 $BiSrCaCuO$ 和 $TlBaCaCuO$ 中却很少,不能说明三种材料中的共同特征。

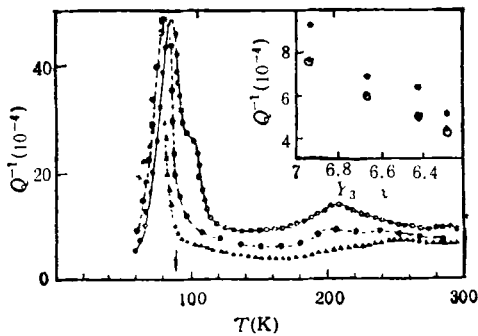


图4 $YBa_2Cu_3O_x$ 的内耗温度曲线

[\circ 为 $x = 6.95$; \bullet 为 $x = 6.75$; \blacktriangle 为 $x = 6.5$. 插图表示在 150K(\circ)和 300K(\bullet)的背景值 Q_p^{-1} 与氧含量 x 的关系. $f = 2.7\text{kHz}$]

为了探查 Q_p^{-1} 的起因,可改变 $YBa_2Cu_3O_x$ 中的氧含量,其结果如图4所示。发现 Q_p^{-1} 随氧含量的降低而减小。由于载流子浓度与氧含量有关,可以推测 Q_p^{-1} 与载流子有关。为了进一步证实这一关系,用不同掺 Pr 量的 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-x}$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.55$) 进行了系统的 Q_p^{-1} 测量(如图5所示),结果表明, Q_p^{-1} 随 Pr 含量增加而降低。同时进行了霍耳系数的测量,求出了载流子浓度 n_H 与 x 的关系^[13](见图6),可以看出, n_H 随 Pr 含量的增加而降低。由此可以求得 Q_p^{-1} 与 n_H 的关系(见图6中插图)近似为成正比关系(直线通过原点)。可以认为 Q_p^{-1} 是载流子引起,但正如引言中所述,单纯电子(或空穴)引起的阻尼只有在低温下才有贡献^[12]。我们提出了带有动态畸变云(当然也可同时存在局域反铁磁序)的载流子模型。如同可动的极化子和切模量 C' 的软化所提供的几个等效的畸变体那样,在外应力作用下,由

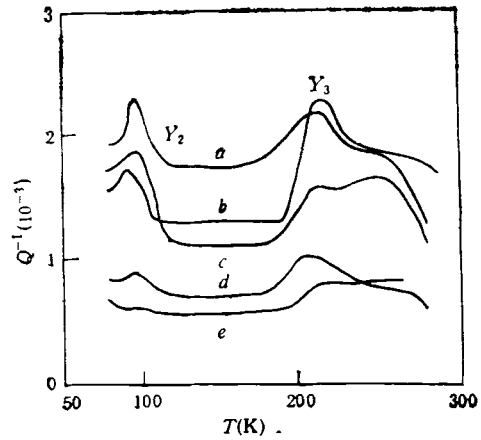


图5 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ 的 Q_p^{-1} 与 Pr 的含量 x 的关系 ($f = 1.7-2\text{kHz}$)

(a) $x = 0$; (b) $x = 0.1$; (c) $x = 0.2$;
(d) $x = 0.4$; (e) $x = 0.55$

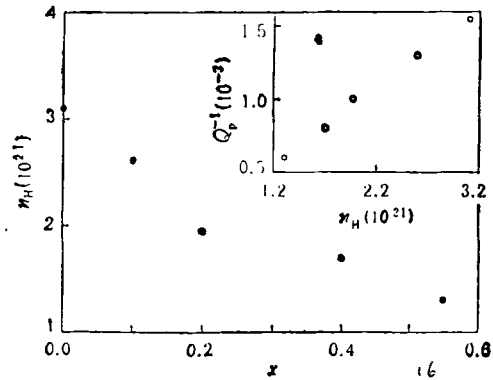


图6 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ 的载流子霍耳浓度 n_H 与 Pr 含量 x 的关系

($T = 100\text{K}$; 图内的插图为 Q_p^{-1} 与 n_H 的关系)

于择优分布而产生非弹性应变,从而导致内耗。事实上,这种局域畸变的存在已为光致吸收测量^[14]和脉冲中子衍射实验^[15]所证实。

因为 Q_p^{-1} 与载流子有关,所以 Q_p^{-1} 必然随着 T_c 以下的超导凝聚过程而下降。只要 Q_p^{-1} 与 n_H 成正比,并假定 BCS 理论适合高 T_c 超导体,即可得到与 BCS 理论获得的超声衰减公式^[16]相似的低频内耗(虽然机制不同于高频 α) 关系式:

$$\frac{Q_{ps}^{-1} - Q_b^{-1}}{Q_{pn}^{-1} - Q_b^{-1}} = \frac{2}{[1 + \exp(\Delta/kT)]}, \quad (1)$$

式中

$$\Delta = 1.7367\Delta_0(1 - T/T_c)^{1/2}[1 - 0.4095 \times (1 - T/T_c) - 0.0626(1 - T/T_c)^2]^{1/2},$$

Q_b^{-1} 是与载流子无关的背景损耗, Q_p^{-1} 是超导态的内耗, Q_{pn}^{-1} 是正常态内耗, 与温度有线性依赖关系。因此, 可按式求得 T_c 以下的 Q_{pn}^{-1} 值, 即

$$Q_{pn}^{-1} = AT + B, \quad (2)$$

式中 A, B 是与温度无关常数, 可从实验(如图 3 中的曲线 a) 求得。

从图 3 的数据及(1)和(2)式可计算出 $\Delta_0/k_B T$ 值, 如表 1 所示。而用其他方法获得的 $2\Delta_0/k_B T$ 值大约为 4—8, 说明 BCS 理论不完全适用于高 T_c 超导体。这表明 BCS 理论中态密度公式 $N_s(E) = N_n(E)E/[E^2 - \Delta^2]^{1/2}$ 和跃迁几率公式 $S(E, E')$ 可能不适合高温超导体。高温超导体的隧道实验的数据说明了一个重要特征, 那就是能隙边的宽化^[18,19]。Hasegawa 等^[18]曾引入一个由 Dynes 等^[20]首先提出的宽化的 BCS 态密度公式。他在引入该公式时, 加入了一个有虚部的能量 $E - i\Gamma$, 用它代替原公式中的 E , 得到如下的态密度公式:

$$N_s(E, \Gamma) = \text{Re} \left\{ \frac{N_n(E)(E - i\Gamma)}{[(E - i\Gamma)^2 - \Delta^2]^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

式中 Γ 即态密度的线宽, $N_n(E)$ 是正常态的态密度。

为了求出声能的吸收, 还需要知道准粒子从 E 跳到 E' 的跃迁几率 $S(E, E')$ 。按 BCS 理论可求出 $S(E, E') = 1 - \Delta^2/EE'$ ^[6]。我们按照 Dynes 对态密度的修正, 同样修正了 BCS 的跃迁几率^[21], 得到

$$S(E, E', \Gamma) = \text{Re} \left\{ 1 - \frac{\Delta^2}{(E - i\Gamma)(E' - i\Gamma)} \right\}, \quad (4)$$

式中 $E' = E + hf$, h 为普朗克常数, f 为测量的共振频率, $hf \ll \Delta_0$ 。图 7 为 $S(E, E', \Gamma)$ 和 E 的关系图, 图中的 Δ_1 和 Δ_2 分别为

$$\Delta_1 = [\Delta^2 - 2\Gamma^2 + (\Delta^4 - 8\Delta^2\Gamma^2)^{1/2}]^{1/2};$$

$$\Delta_2 = [\Delta^2 - 2\Gamma^2 - (\Delta^4 - 8\Delta^2\Gamma^2)^{1/2}]^{1/2}.$$

物理

表 1

样品	Bi(Pb) ·SrCaCuO	BiSrCaCuO (名义成分 2234)	TlBaCaCuO
$2\Delta_0/k_B T_c$	3.4	2.7	3.0

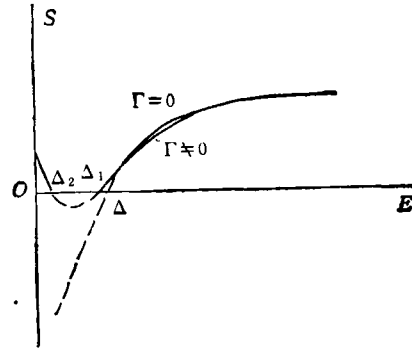


图 7 跃迁几率 $S(E, E', \Gamma)$ 和能量 E 的关系示意图

按照(3)式和(4)式以及文献[16], 得到

$$\frac{Q_{ps}^{-1} - Q_b^{-1}}{Q_{pn}^{-1} - Q_b^{-1}} = \frac{\int_0^{\Delta_2} W(E) dE + \int_{\Delta_1}^{\infty} W(E) dE}{\int_0^{\infty} W_n(E) dE}, \quad (5)$$

式中

$$W(E) = S(E, E', \Gamma)[f(E) - f(E')] \times N_s(E, \Gamma)N_n(E', \Gamma),$$

$$W_n(E) = [f(E) - f(E')]N_n(E)N_n(E'),$$

$f(E)$ 是费米函数。

按 Coffey^[21]和 Wolf 等^[22]的核磁共振实验结果, Γ 与温度的关系可取以下形式:

$$\Gamma = \Gamma_0 + Gk_B T_c (T/T_c)^3, \quad (6)$$

Γ_0 和 G 是常数, Γ_0 可包含在背景 Q_b^{-1} 项内。如用(3), (4), (6)式和图 3 的 BiSrCaCuO 和 TlBaCaCuO 的数据代入(5)式, 可求得 Δ_0, G 和 Q_b 值, 并列于表 2。

我们所用试样是多晶材料, 上面所得结果应是各向异性能隙值的权重平均值。隧道谱方法求得高温超导体在 $a-b$ 平面的能隙值是 $2\Delta_0/k_B T_c = 4-8$, 而沿 c 方向的测量值为 3.5。因此, 我们用内耗法测得多晶的数值 (见表 2)

表 2 考虑了能隙边的宽化后求得的能隙值与其他有关参数

试 样	$2\Delta_0/k_B T_C$	G	$Q_0^{-1}(10^{-4})$
Bi(Pb)SrCaCuO(2223)	4.1	0.25	1.9
BiSrCaCuO(名义 2234)	3.8	0.33	3.7
TlBaCaCuO	4.0	0.31	0.8

是合理的。

测量超导能隙有多种方法,除常用的隧道谱方法外,还有红外光散射和拉曼散射法。隧道谱方法是目前公认的最好的测量方法。但由于高温超导体的相干长度 ξ 太短,致使测量值敏感于试样表面状态和污染情况。特别是在 T_c 附近, ξ 更小,因此至今数据比较分散。而内耗方法是测量的总体效应,对表面不特别敏感,所以不失成为测量超导能隙的有用方法之一。

[1] A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York and London, (1972), 463.
 [2] B. Luthi and W. Rehwald in *Structural Phase Transitions 1*, ed. by K. A. Muller and H. Thomas, ISBN Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. (1981), 131.
 [3] Yening Wang et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **102**(1987),

279.
 [4] Huimin Shen et al., *J. Nanjing Univ.*, **21**(1985), 459.
 [5] S. A. Gridnev et al., *Ferroelectrics*, **21**(1978), 597; **26**(1980), 669.
 [6] Liu Zhongming et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **116**(1989), K199.
 [7] Wenyuan Sun et al., *J. de Phys.*, **46**(1985), C10—609.
 [8] Yening Wang et al., *J. Met. Sci. Technol.*, **7**(1991), 157.
 [9] Xuexuan Qu and Zhang Xingkui, *J. Phys. Condensed Matter*, **2**(1990), 55.
 [10] Huang Yineng et al., *Phys. Rev. B*, **46**(1992), 3290.
 [11] M. De Graef et al., 1991 MRS Fall Meeting, Abstract Book, (1991), 339.
 [12] L. H. Sun and Y. N. Wang, *Phys. Lett. A*, **154**(1991), 59.
 [13] Y. N. Huang et al., to be published.
 [14] Y. H. Kim et al., *Phys. Rev. B*, **38**(1988), 6478.
 [15] B. H. Toby et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2414.
 [16] J. Bardeen and J. R. Schreffer, *Progress in Low-Temp. Physics*, ed. C. J. Gorter, NHPC, Amsterdam, (1964), 9216—222.
 [17] J. R. Clem, *Ann. Phys. (USA)*, **40**(1966), 268.
 [18] T. Hasegawa et al., to be published in *Physical Properties of High Tc Superconductors III*, ed. D. M. Ginsberg. World Scientific Publishing. (1992).
 [19] J. R. Kirtly, *Inter. J. Modern Phys. B*, **4**(1990), 201.
 [20] R. C. Dynes et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1509.
 [21] J. Coffey, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1071.
 [22] E. F. Wolf et al., *Sol. State Commun.*, **77**(1991), 519.

钢铁中稀土合金化的内耗研究

戴景文

(东北工学院物理系,沈阳 110006)

介绍了我们使用葛庭燧教授发明的内耗装置^[1],研究加稀土(RE)的铁基材料的内耗,从而在原子尺度上演示和证明了钢铁中稀土合金化的结果。表明在物理学和材料科学中,内耗研究是极重要的,它是一个大有开发应用前景的研究领域。

中国物理学会理事长冯端教授指出:“内耗是一门由于中国科学家——葛庭燧教授的杰出发明、贡献,而发展成为科学的学科。”^[2]葛老被誉为“滞弹性之父”^[3]。这是葛老,也是我们国家和民族的光荣和骄傲!葛老对发展祖国内耗作出的巨大贡献,是举世瞩目的^{[3],[2]}。我生活在东北工学院这所中国冶金专业的高等学校里,对此有深深的体验:正是葛老的期望、关怀、信

任和鼓励,一直在推动我们立足自己的行业,发展“冶金内耗”。即系统地研究钢铁等金属材料的弹性能耗散谱以及这些材料在制作过程中引

1) 冯端在第三届全国固体内耗与超声衰减学术会议开幕式上的讲话(1991年11月,南京).
 2) R. Contelli 致联合国发展计划署中国分部代主席 Mr. Jan. Mattsson 的信(1992年9月7日).
 3) 王业宁在第三届全国固体内耗与超声衰减学术会议闭幕式上的讲话(1991年11月,南京).