

高 T_c 超导体的 NMR 和 NQR 研究的进展

邬学文

(华东师范大学分析测试中心, 上海 200062)

本文简要地叙述了近年来用核磁共振 (NMR) 和核四极共振 (NQR) 方法对高 T_c 超导体的研究。讨论了 La 系和 Y 系材料在从反铁磁性转变到超导电性各阶段中的 NQR 谱的变化及其所提供的信息。讨论了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 的 NMR 研究, 表明无论 Cu(1) 或 Cu(2) 均为自旋 $S = 1/2$ 的 Cu^{2+} 状态, 并讨论了其中氧的状态。简要叙述了金属超导体的自旋-晶格弛豫率随温度变化的规律, 并将其与高 T_c 超导体中各元素的自旋-晶格弛豫率随温度变化的规律作了比较。

早在超导的 BCS 理论问世之初, Hebel 和 Slichter^[1] 根据铝的正常态和超导态的自旋-晶格弛豫规律, 用 BCS 理论正确地论证了他们的实验结果, 为 BCS 理论作出有力的实验证明。因此, 自高 T_c 超导体出现以后, 人们很自然地想到利用磁共振对高 T_c 超导体的导电机理进行探讨。最初用核四极共振 (NQR) 方法测量诸如 La, Cu 等具有电四极矩的核自旋体系在 La_2CuO_4 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 等中的 NQR 谱及其自旋-晶格弛豫规律, 以及这些超导体的核磁共振 (NMR) 的粉末谱。近来, Pennington 等^[2] 报道了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 单晶体的 NMR 谱, 较精确地给出了晶格场场强梯度 (EFG)、奈特 (Knight) 位移 K 和自旋-晶格弛豫率等的实验数据, 为探讨高 T_c 超导体的导电机理提供了很好的实验数据。但是, 单晶体制备困难, 样品的数量很少, 难以普遍采用。随后不久, Takigawa 等^[3] 报道了用磁取向粉末样品, 可以获得与单晶样品相同的信息。由于磁取向粉末样品制备简便, 容易制作尺寸大的样品, 为高 T_c 超导体的 NMR 研究提供了方便。目前, 对 La 系、Y 系、Bi 系以及 Tl 系等各类超导体的 NMR 研究都已有报道, 研究的对象涉及 La, Cu, O, Y, Tl 等原子核的 NMR 谱和 NQR 谱。

本文介绍近年来用 NMR 和 NQR 方法研究高 T_c 超导体所取得的进展。目的在于说明用磁共振方法能够从超导体中取得何种信

息, 并不打算对所有这方面的研究都作详细的叙述。

一、高 T_c 超导体的 NQR 研究

这方面的典型例子是 $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$ 体系和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 体系。 La_2CuO_4 是反铁磁体系, 它的奈耳 (Néel) 温度为 240K。当 La 被 Ba 取代时, 其奈耳温度急剧下降, 当 Ba 含量达到 $x = 2.5\%$ 以上时, 体系转变为超导体。图 1(a)^[4] 显示 La_2CuO_4 中 ^{139}La 在 4.2K 时的 NQR 谱。在 La_2CuO_4 中, 由于反铁磁性的磁序所产生的内磁场对 La 原子核自旋的作用, 使其 NQR 谱呈现分裂。La 的参数为: 自旋量子数 $I = 7/2$, 电四极矩 $eQ = 0.2 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$, 旋磁比 $\gamma/2\pi = 6.014 \text{ MHz/T}$, 四极相互作用哈密顿 \mathcal{H}_Q 和内磁场引起的塞曼作用哈密顿 \mathcal{H}_z 分别为

$$\mathcal{H}_Q = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} \left\{ 3I_z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2} (I_+^2 + I_-^2) \right\}, \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_z = -\gamma\hbar H_\perp (I_+ e^{-i\varphi} + I_- e^{i\varphi}) - \gamma\hbar H_\parallel I_z, \quad (2)$$

式中 H_\perp 和 H_\parallel 分别为垂直和平行于晶格 c 轴的内磁场分量, eQ 为场强梯度的 zz 分量, η 为其不对称参量。由图 1(a) 给出的数据, 拟合后

可以得到四极耦合常数 $e^2qQ/h = 89.3\text{MHz}$, $H_{\parallel} = 1000\text{Oe}$, $H_{\perp} = 200\text{Oe}$, $\eta = 0$. 当 La_2CuO_4 中的 La 逐步被 Ba 取代时, NQR 谱线的塞曼分裂逐渐减小, 图 1(b) 显示了不同比例取代物中的 $R(2), R(3)$ 和 $R(4), R(5)$ 这几条谱线的分裂随取代百分比 x 的变化. 将 Ba 取代的百分比 x 与内磁场的以及奈耳温度的变化画成相图, 便得到如图 1(c) 的曲线. 当内磁场降低到零以后, 体系便转变为超导态.

在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 体系中亦有类似情况. 图 2(a) 为其晶体结构示意图. 人们习惯将其

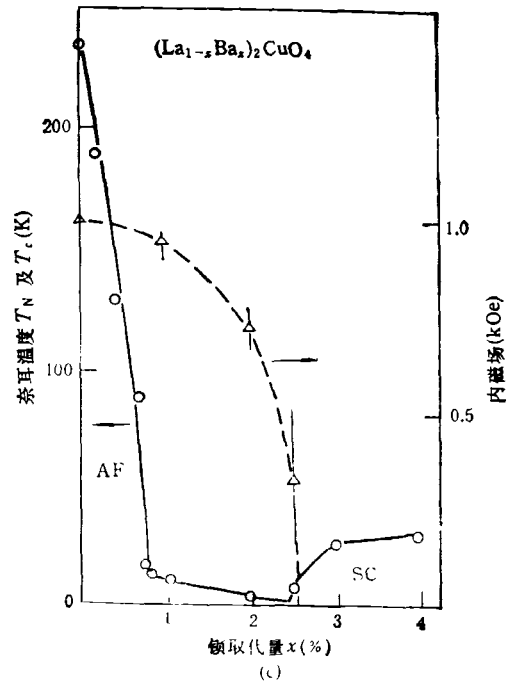
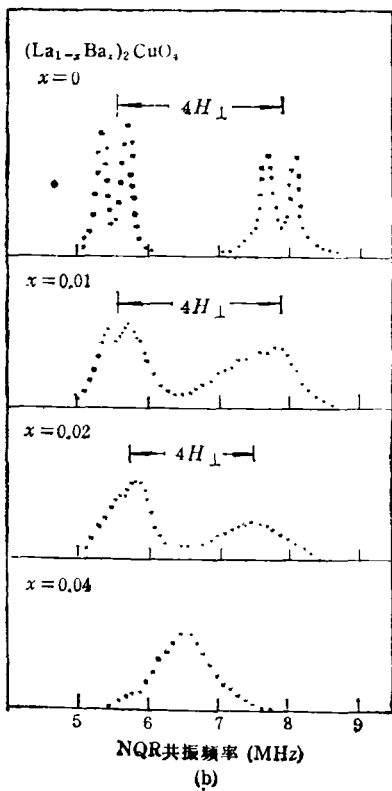
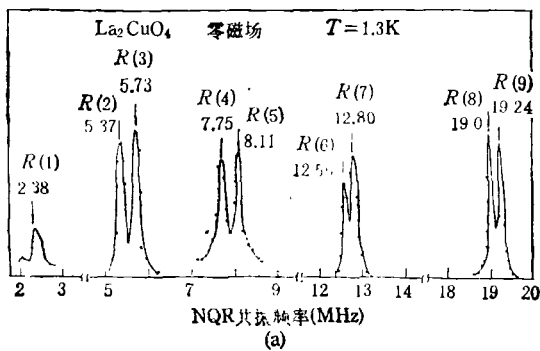


图 1

- (a) La_2CuO_4 的 NQR 谱线;
- (b) $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$ 的 NQR 谱线中 $R(2), R(3)$ 及 $R(4), R(5)$ 谱线形状随 Ba 取代量 $x\%$ 的变化
- (c) $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$ 的奈耳温度 T_N 和内磁场随 Ba 取代量 $x\%$ 的变化的相图

平面结构中的 Cu 称为 $\text{Cu}(2)$, 链状结构中的 Cu 称为 $\text{Cu}(1)$. 图中还标明了各位置上的氧的标号. 图 2(b) 和图 2(c) 分别画出超导态的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ 和反铁磁态的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ 的 NQR 谱线^[5]. 从图中可以看出, 在反铁磁体系 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ 中, $\text{Cu}(2)$ 的谱线由于内磁场的作用, 谱线移向很高频率处, 且呈现复杂的分裂. 在 Y 系材料中, 当氧含量增大时, 它由反铁磁性转变到超导态, 它的相图如图 2(d). 当氧含量达到 6.5 时, 超导临界温度 T_c 约为 60K. 氧含量增大至 7 附近时, 临界温度 T_c 升高为 90K 左右.

Cu 有两种天然同位素 ^{63}Cu 和 ^{65}Cu , 它们的参数分别为:

$$^{63}\text{Cu}: I = 3/2, \quad \gamma/2\pi = 11\,285\text{MHz/T}, \\ eQ = 0.211 \times 10^{-24}\text{cm}^2;$$

$$^{65}\text{Cu}: I = 3/2, \quad \gamma/2\pi = 12\,040\text{MHz/T}, \\ eQ = -0.195 \times 10^{-24}\text{cm}^2.$$

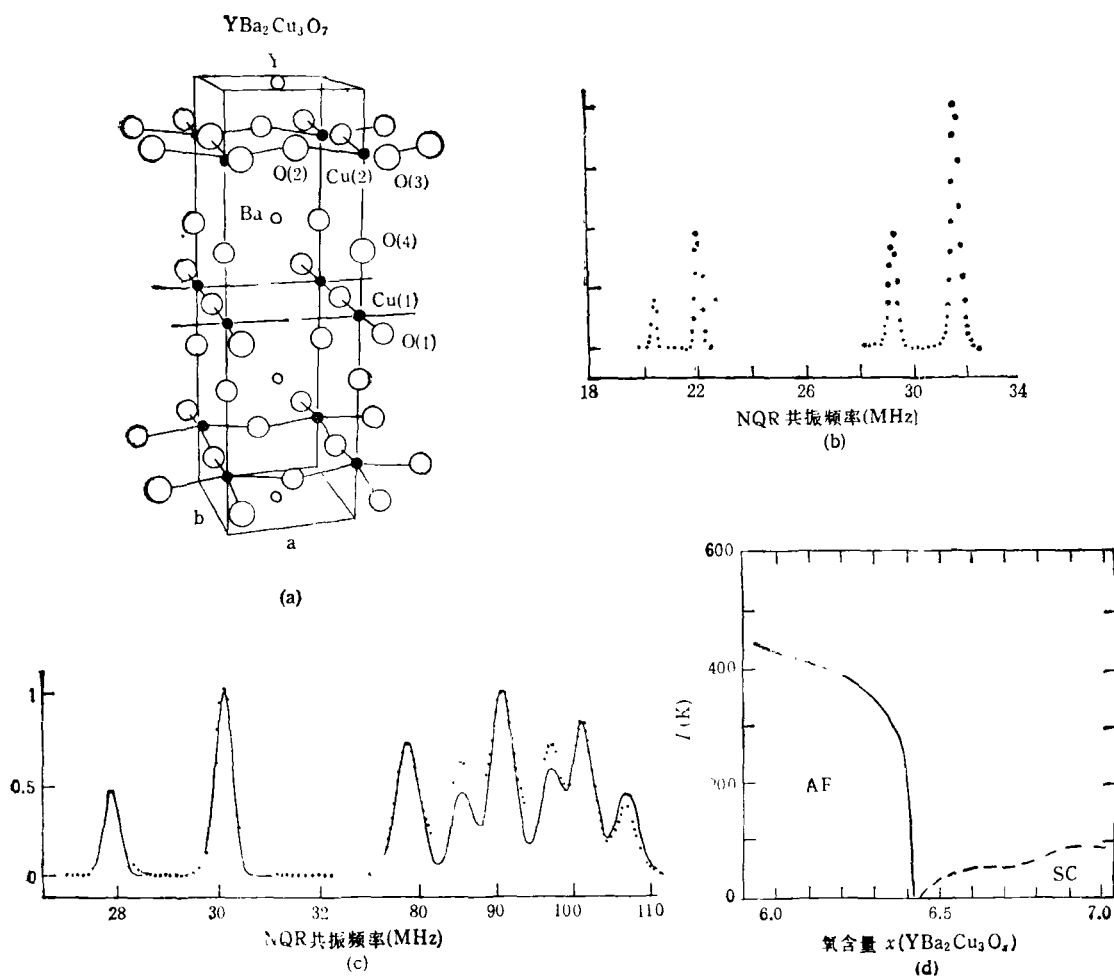


图 2
 (a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 的晶体结构示意图; (b) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.96}$ 的 NQR 谱线;
 (c) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ 的 NQR 谱线; (d) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 的相图

在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中, Cu 的 NQR 谱线分为两组,如图 2(b) 所示,频率较高的一组对应于 Cu(2) 位,频率较低的一组对应于 Cu(1) 位。每组中频率较高的谱线对应于 ^{65}Cu , 频率较低的谱线对应于 ^{63}Cu 。因为 Cu 的自旋量子数 $I = 3/2$, 在 NQR 条件下,半整数自旋的能级是二度简并的,只有 $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$ 这一跃迁,其共振频率 ν 为

$$\nu = \frac{e^2qQ}{2h} \left(1 + \frac{1}{3}\eta^2\right)^{1/2}. \quad (3)$$

因此,由 NQR 谱不能求出它的四极耦合常数和不对称参量,必须与 NMR 的数据相结合,才能求得这些参数。

La 系和 Bi 系超导体中的 Cu 的 NQR 谱,其特征与 Y 系相仿。

二、高 T_c 超导体的 NMR 研究

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中 Cu 的 NMR 粉末谱型呈现为一很宽的谱线,它可分解为两个组分(图 3)^[6],图中虚线部分拟合的参数为 $\nu_0 = 31.48$ MHz, $\eta = 0$ 。两部分面积之比约为 2:1,故可确定虚线部分对应于 Cu(2),其余部分对应于 Cu(1),其不对称参量 $\eta \approx 1$ 。

对于 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中 Cu 的 NQR 谱线的归属,曾经有过一段争论。Pennington 等^[2]用

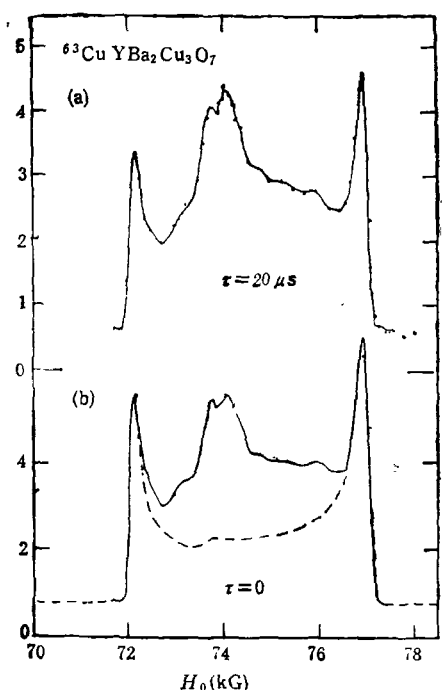


图3 YBa₂Cu₃O₇ 的 NMR 粉末谱型
(a) 为自旋回波的实验曲线; (b) 为外推至 $\tau = 0$ 的理论修正线型及拟合曲线

多片单晶组成的样品, 测量了 Cu 的中心跃迁及其伴线。他们发现, 当晶体的 c 轴与外磁场平行时, Cu 的 NMR 谱有两组谱线, 一组谱线很窄, 线宽仅 30 kHz 左右; 另一组谱线较宽, 线宽达 130 kHz 左右。在窄线的左右各 31.5 MHz 处, 有两条伴线, 这对应于晶格场场强梯度相对于 c 轴呈轴对称的情况, 即 $\eta \approx 0$, 伴线与中心线的间距等于该自旋体系的 NQR 共振频率。结合 NQR 谱的数据, 可以判断这组谱线对应于 NQR 谱的高频谱线组。同时, 从实验确定了宽线的伴线, 它与相对于 b 轴, 其不对称参量 $\eta \approx 1$ 的理论分析相符合。窄谱线与宽谱线的面积之比约为 2:1。从对称性和面积比两个方面, 确定窄线对应于 Cu(2) 位, 而宽线对应于 Cu(1) 位。同时也确认 $\nu = 31.5$ MHz 的一组 NQR 谱线归属于 Cu(2) 位, 另一组低频谱线归属于 Cu(1) 位。这一实验为争论数年的 YBa₂Cu₃O₇ 中 Cu 的 NQR 谱线归属提出了无可争辩的实验根据。

Pennington 等分别将晶体的 a, b, c 轴与

外磁场平行, 对 Cu(2) 位和 Cu(1) 位各自可以得到三组共振频率。利用数字计算使哈密顿对角化, 他们求得在 100K 时 YBa₂Cu₃O_{7- δ} 的各向异性的奈特位移、晶格场场强梯度和弛豫跃迁率 W 如表 1 所示:

表 1

		Cu(2)	Cu(1)
奈特位移	K_{aa} %	0.59 ± 0.04	1.38 ± 0.07
	K_{bb}	0.59 ± 0.04	0.55 ± 0.07
	K_{cc}	1.267 ± 0.001	0.60 ± 0.04
场强梯度	ν_{aa} MHz	15.94 ± 0.05	-19.03 ± 0.07
	ν_{bb}	15.56 ± 0.05	19.17 ± 0.07
	ν_{cc}	-31.58 ± 0.05	-0.16 ± 0.03
弛豫跃迁率	W_{1a} ms ⁻¹	4.7 ± 0.3	1.1 ± 0.1
	W_{1b}	4.7 ± 0.3	0.9 ± 0.1
	W_{1c}	1.05 ± 0.1	0.8 ± 0.1

晶格场场强梯度在上表中的定义为 $\nu_{aa} = (eQ/2h)\partial^2V/\partial a^2$ ($a = x, y, z$)。由于 Cu 的自旋量子数 $I = 3/2$, 其弛豫规律比较复杂。如采用反转恢复法测量其自旋-晶格的弛豫, 其磁化矢量 $M(t)$ 随时间的变化为^[7]:

$$M(t) = M_0 - \frac{M_0}{5} \{e^{-t/T_1} + 9e^{-6t/T_1}\}, \quad (4)$$

式中 M_0 为热平衡时的磁化强度矢量, 自旋-晶格弛豫时间 T_1 与弛豫跃迁率 W_1 之间的关系为

$$T_1 = \frac{2}{3} W_1. \quad (5)$$

从这些数据, Pennington 等分析了 Cu 的带电状态及其磁性状态。

根据价电子理论, 在 YBa₂Cu₃O₇ 中, 各原子的价态为 Y³⁺, Ba²⁺, 若取氧的价态为 O²⁻, 则 3 个 Cu 应有 7 个正电荷, 对应地应取 Cu(2) 位为 Cu²⁺, 而 Cu(1) 位应为 Cu³⁺。但是 Bleaney^[8] 等从电子自旋共振实验确定, 在 d 壳层中的一个空穴, 会在 Cu 原子核处产生 70 MHz 的轴向场强梯度。若 Cu(1) 为 Cu³⁺, 而 Cu(2) 位为 Cu²⁺, 则 Cu(1) 位的场强梯度应比 Cu(2) 位大 70 MHz 以上。但是二者的场强梯度的实验值相差远没有这样大。核所在

位置处上的晶格场场强梯度由两部分贡献, 其一为晶格的电荷, 其二为非球对称的价电子。根据场强梯度的实验值, 只能得到 Cu(1) 位和 Cu(2) 位都应为 Cu^{2+} 的结论。Cu(2) 位的 d 壳层中的空穴为 x^2-y^2 状态, 而 Cu(1) 位的 d 壳层中的空穴为 y^2-z^2 状态, x, y, z 分别为与晶格 a, b, c 相平行的轴。由此而推论, 与链状 Cu 相结合的氧的价态应为 $\text{O}^{-5/3}$ 。

另一方面, 从奈特位移可以了解 Cu 的磁性状态^[2]。以 Cu(2) 为例, 已知其空穴的基态为 $d(x^2-y^2)$, 理论计算轨道电子为奈特位移的贡献, 它的 K_{\parallel}^L 与 K_{\perp}^L 的比值为 4.4, 与实验值不符合。若假定 Cu 离子具有 $S = 1/2$ 的自旋, 考虑到自旋在核处所产生的局部磁场, 以及局部场起伏对弛豫的贡献, 就可使结果相当合理。由这些情况, 使我们知道, 在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中的 Cu(1) 位和 Cu(2) 位, 均为具有 $S = 1/2$ 自旋的 Cu^{2+} 离子。

在反铁磁体, 例如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ 中, 相邻铜离子之间的电子, 存在着反铁磁交换。当体系中的氧含量增大, 转变为超导态以后, 这种交换作用是否存在? 铜原子核除了与它本身的价电子之间有相互作用外, 与相邻铜离子的电子之间的相互作用, 也要考虑。这些问题, 已有初步的报道^[9]。

既然链状 Cu 的价态为二价, 多余的一个空穴将填充在氧的 $2p$ 轨道上。为了了解这一空穴究竟位于 p_y 或 p_x , Takigawa^[10] 等用 ^{17}O 富集的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 进行了实验和理论的探讨, 他们得到的实验结果如表 2。

在 $p_i (i = x, y, z)$ 轨道上若有一个空穴, 它将产生一轴向的场强梯度, 由表二数据可知, 其场强梯度的最大值沿着 Cu-O 的键的方向。

奈特位移由轨道和自旋两部分的贡献组成, $K = K_s + K_{orb}$ 。其中轨道贡献的部分 K_{orb} 与温度无关, 而由自旋贡献的这一部分 K_s , 在温度很低时, 其值很小。因此可以假定在 30K 时测得的 K 值, 全部为电子轨道的贡献。这样可以将这两部分分别开来。由这些数据可以看出, 在 O(2,3) 位, K_s 沿键轴方向呈

物理

表 2

	$\nu_a(\text{MHz})$	$K_o(\%)$		$K_s(\%)$
		160K	30 K	
O(1)				
$\perp c$	-0.484	0.23
	1.629	0.22	0.13 ± 0.01	0.09 ± 0.01
$\parallel c$	-1.145	0.24	0.13 ± 0.03	0.11 ± 0.03
O(2,3)				
$\perp c$	$\begin{pmatrix} 0.986 \\ 0.966 \end{pmatrix}$	0.31	0.05 ± 0.01	0.26 ± 0.01
	-0.598	0.17	0.01 ± 0.01	0.16 ± 0.01
$\parallel c$	-0.387	0.18	0.02 ± 0.03	0.16 ± 0.01
	-0.369			
O(4)				
$\perp c$	-0.375	-0.02	-0.01 ± 0.01	-0.01 ± 0.01
	-0.721	0.03	0.04 ± 0.01	-0.01 ± 0.01
$\parallel c$	1.096	0.08	0.03 ± 0.03	0.05 ± 0.03

轴对称的各向异性。在 O(4) 位, K 在 ab 平面内所呈的各向异性, 主要是轨道的贡献, 而 K_s 则呈平行于 c 轴的轴对称各向异性。将这些情况综合起来, 他们认为在 O(2,3) 位和 O(4) 位, 自旋密度主要在 p_y 轨道上, 其侧瓣指向键轴。而在 O(1) 位, K_s 的各向异性很小, 它可能是处于 $2p$ 态的电子密度很小, 也可能是 p_y 及 p_x 态对 K_s 均有贡献, 因而使其各向异性降低。奇怪的是, O(1) 位和 O(4) 位的奈特位移, 不论是 K_s 或 K_{orb} , 其大小和各向异性均不相同。

三、自旋-晶格弛豫方向的研究

L.C. Hebel 和 C.P. Slichter^[11] 曾对金属超导体的自旋-晶格弛豫规律作过详尽的分析。在金属中, 核的自旋-晶格弛豫主要由核与电子的接触作用, 即所谓超精细相互作用为主, 其哈密顿 \mathcal{H}_{en} 为:

$$\mathcal{H}_{en} = \frac{8\pi}{3} \gamma_e \gamma_n \hbar^2 \mathbf{I} \cdot \mathbf{s} \delta(r), \quad (6)$$

式中 γ_e 和 γ_n 分别为电子和核的旋磁比, \mathbf{I} 和 \mathbf{s} 分别为核和电子的自旋算符。在金属中, 电

子受到晶格的周期作用，在临界温度 T_c 以上，其波函数

$$\psi = U_k(r)\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}).$$

它服从费米分布，只有在费米面附近的电子与核有相互作用。它产生两个效应：其一为在核自旋处有一局部磁场 ΔH ，引起共振频率移动，即所谓奈特位移：

$$K = \frac{\Delta H}{H} = \frac{8\pi}{3} \langle |U_k(0)|^2 \rangle \chi_s^*, \quad (7)$$

式中 χ_s^* 为电子的自旋磁化率。另一种作用是局部场起伏对弛豫的贡献。核的自旋-晶格弛豫时间 T_1 与奈特位移 K 及温度 T 之间有下列关系：

$$K^2 T_1 T = \text{常数},$$

称为 Korringa 关系。核的弛豫率 $R = 1/T_1$ 与温度成正比。这一关系对金属超导体在临界温度 T_c 以上符合。

在临界温度以下，电子组成 Cooper 对，设 R_n 和 R_s 分别为在正常态和超导态时的自旋-晶格弛豫率，二者之比为

$$\frac{R_s}{R_n} = \frac{2}{kT} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{(EE' + \Delta^2)f(E)[1-f(E')]}{[(E^2 - \Delta^2)(E'^2 - \Delta^2)]^{1/2}} \times dE, \quad (8)$$

式中 E' 和 E 分别为自旋受到晶格场起伏作用而跃迁时，自旋的初态和末态的能量， Δ 为 BCS 理论中的能隙宽度， k 为波尔兹曼常数。由 8 式可知，核的自旋-晶格时间 T_1 在温度恰好下降到 T_c 以下时，弛豫时间反而增大，然后再以指数规律下降。这一现象概括地可由图 4 说明。图 4 中虚线是按 Slichter 的理论计算画出的，实线则为考虑到能隙的各向异性的修正后，计算出的理论值，图中各点为实验值。由图 4 可见，这一理论确实能说明金属超导体的自旋-晶格弛豫的规律。

在高 T_c 超导体中，La, Cu 等都具有电四极矩，因而对核自旋-晶格弛豫起作用的因素有两种，其一为电子与核之间的磁偶极相互作用，另一个为核电四极矩受晶格场起伏的作用。以 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中的 Cu 为例，如果对弛豫的作用以前者为主，则 Cu 的两种同位素 ^{63}Cu 和 ^{65}Cu 的

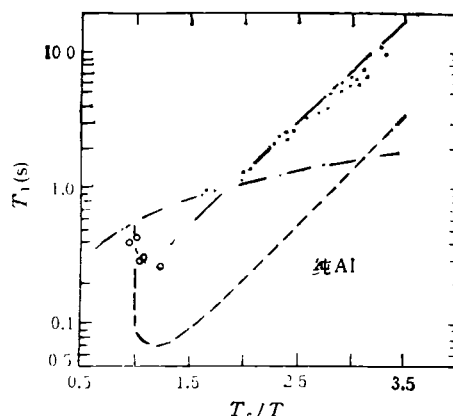


图 4 铝的自旋-晶格弛豫时间随温度变化的规律

弛豫率之比应与其旋磁比的平方成正比，即

$$\begin{aligned} {}^{65}(1/T_1)/{}^{63}(1/T_1) &= ({}^{65}\gamma/{}^{63}\gamma)^2 \\ &= 1.15. \end{aligned} \quad (9)$$

如果以后者为主，则同位素的弛豫率之比应与其电四极矩的平方之比成正比，即

$$\begin{aligned} {}^{65}(1/T_1)/{}^{63}(1/T_1) &= ({}^{65}eQ/{}^{63}eQ)^2 \\ &= 0.85. \end{aligned} \quad (10)$$

实验测量表明^[11]，Cu 的两种同位素的弛豫率之比在 4.2K 至室温范围内，都在 1.15 附近。这说明在高 T_c 超导体中，对自旋-晶格弛豫起主要作用的仍为电子与核之间的磁偶极相互作用。

但是高 T_c 超导体中各种元素的自旋-晶格弛豫率与温度的关系极为复杂。例如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中的 Cu 的弛豫率，在 T_c 以上，并不符合 Korringa 关系，在 T_c 以下，也未观察到类似金属超导体的那种弛豫时间随温度下降，先增大然后再降低的现象。图 5 为 La 系，Y 系和 Bi 系三类超导体中 Cu 的弛豫率随温度变化的归一化曲线^[4]。在 T_c 以上，自旋-晶格弛豫时间大致可用

$$T_1 T^{1/2} = \text{常数}$$

的经验公式进行拟合。然而在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中，Y 的自旋-晶格弛豫率在 T_c 以上，都与 Korringa 关系符合良好^[12]。在 Cu-O 面上的氧，O(2,3) 位的弛豫率在 T_c 以上亦随温度的升高而线性地增长。而在 T_c 以下，它急剧下降（见图 6）^[12]，值得注意的是：在 20K 至 110K

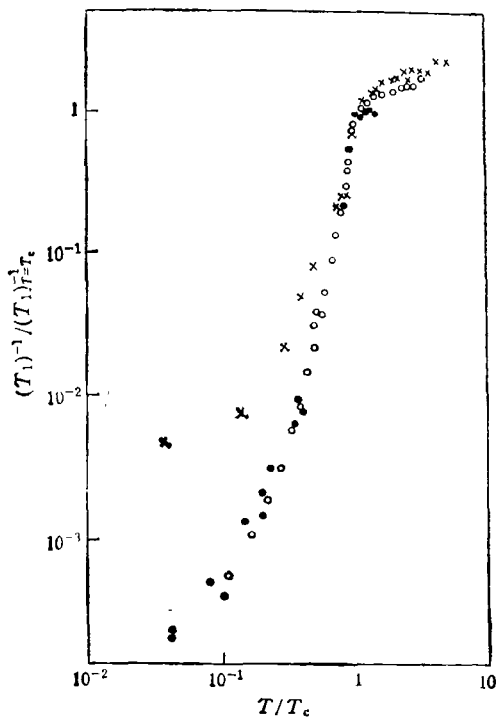


图5 x为La系 ($T_c = 38\text{K}$), o为Y系 ($T_c = 92\text{K}$), ●为Bi系 ($T_c = 169\text{K}$)超导体的归一化的弛豫率随温度变化的规律

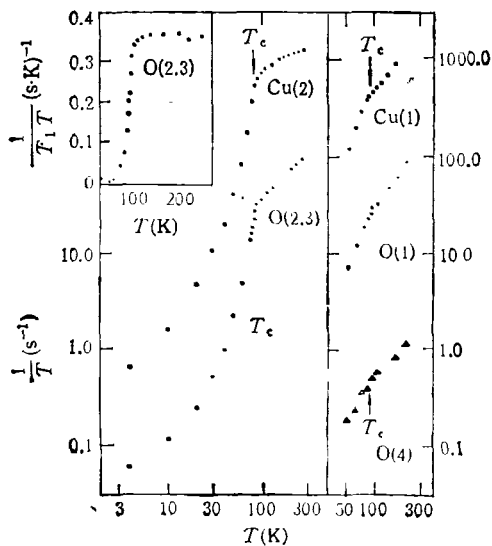


图6 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中各位置上的氧的弛豫率随温度的变化

范围内, O(2,3)的弛豫率与Cu(2)的弛豫率之间, 维持良好的线性关系。

Hammel 等^[13]从自旋磁化率的虚部 $\chi''(q,$

物理

$\omega)$ 随着波矢 q 的不同, 所受到的电子-电子相互作用的影响也不同这一角度, 解释了在 T_c 以上, Cu 和 O 的自旋-晶格弛豫率的差异。

在 $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$ 中^[14], La 的弛豫率随温度的变化(见图7), 在 T_c 以下, 却呈现了与金属超导体相类似的现象。

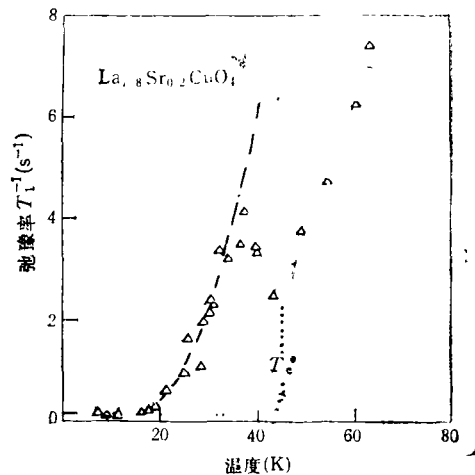


图7 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 的弛豫率随温度变化的曲线在 T_c 以下, 其弛豫率变化呈现金属超导体的弛豫特征

高 T_c 超导体的导电机理, 至今仍是一个谜。如上所述, 磁共振已经提供了许多信息, 相信它在解开这个谜的过程中, 必将起到良好的作用。

- [1] L. C. Hebel, C. P. Slichter, *Phys. Rev.*, **113**(1959), 1504
- [2] C. H. Pennington et al., *Advances in Magnetic Resonance*, **13**(1989), 1
- [3] M. Takigawa et al., *Phys. Rev. B*, **39**(1989), 300.
- [4] Y. Kitaoka et al., *IBM J. Res. Develop.*, **33-3** (1989).
- [5] T. Shimizu et al., *Bulletin Magn. Reson.*, **12**(1990), 39. M. Mehring, *IBM J. Res. Develop.*, **33-3**, (1989)
- [6] R. E. Walstedt et al., *Phys. Rev. B*, **38**(1988), 9303.
- [7] A. Narath, *Phys. Rev.*, **162**(1967), 320.
- [8] B. Bleaney et al., *Proc. R. Soc. London, A*, **228** (1955), 166.
- [9] C. H. Pennington et al., *Phys. Rev. B*, **39**(1989), 274. H. Monien, et al., *Phys. Rev. B*, **41**(1990), 11120.
- [10] M. Takigawa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1865.
- [11] T. Imai et al., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **57**(1988), 1771.
- [12] J. T. Markert, et al., *Solid State Commun.*, **63**(1987), 847
- [13] P. C. Hammel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1992.
- [14] F. Henrich *Physica C*, **158**(1989), 137.