

铜氧化物超导体两能隙问题的电子拉曼散射理论研究*

路洪艳^{1)2)†} 陈 三¹⁾ 刘保通¹⁾

1) (淮师范大学物理与电子信息学院, 淮北 235000)

2) (南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2010年8月30日收到; 2010年9月27日收到修改稿)

电子拉曼实验表明在空穴型掺杂的铜氧化物超导体中存在两能隙行为,即在欠掺杂区,随着掺杂浓度的降低,一个能隙逐渐增大而且在超导转变温度以上仍然存在,而另一个能隙逐渐减小且在 DDW 态依然存在. 解释两能隙行为非常重要因为它与赝能隙的机理密切相关. 本文计算了超导序和 d-density-wave (DDW) 序竞争机理下相图上不同区域的电子拉曼谱,发现欠掺杂区能隙表现出两能隙行为,与实验一致. 特别地,本文发现 B_{1g} 峰对应能量由超导和 DDW 序共同决定,且随着掺杂浓度的降低而增大,在 DDW 态依然存在. 而 B_{2g} 峰只对超导序敏感,所以在正常态消失(即使存在 DDW 序). B_{1g} 和 B_{2g} 两个通道拉曼峰与掺杂浓度和温度的依赖关系也与最近的实验相符. 这些结果对赝能隙的竞争序机理是一个有力的支持.

关键词: 两能隙, 电子拉曼散射, 竞争序

PACS: 74.72.-h, 74.25.Gz, 74.25.Jb, 74.20.Rp

1. 引言

近年来,铜氧化物超导体的能隙^[1-10]和赝能隙问题^[11,12]引起人们广泛的关注. 对于欠掺杂空穴型铜氧化物超导体,在超导态,许多实验如 Andreev 反射^[1]、角分辨光电子谱^[2-5]、红外椭圆实验^[6]以及电子拉曼散射实验^[7-10]等,支持两能隙图像,即反节点区域的大能隙和节点区域的小能隙. 随着掺杂浓度降低,反节点区的大能隙增大,而节点区的小能隙减小,二者有相反的掺杂浓度依赖关系. 对于电子拉曼散射, B_{1g} 和 B_{2g} 通道分别探测反节点和节点区域的准粒子激发,因此可以用来探测反节点和节点区域的能隙^[13]. 电子拉曼实验^[7,8]表明 B_{1g} 通道探测的反节点能隙随掺杂浓度降低而增大, B_{2g} 通道探测的节点能隙减小. 另外,电子拉曼散射实验^[9]系统研究了相图上不同区域的反节点能隙随

掺杂浓度和温度的变化关系,发现,在过掺杂区,反节点能隙正比于超导转变温度 T_c ,可以认为是超导能隙,而在欠掺杂区反节点能隙在正常态依然存在,并在更高的温度才消失. 特别是,在超导态 B_{1g} 峰的位置基本不随温度改变. 另外,电子拉曼散射实验^[10]研究了 B_{2g} 拉曼谱,发现节点能隙在欠掺杂区和过掺杂区都是源于超导能隙,因为它正比于超导转变温度 T_c . 在欠掺杂区正常态,早期的电子拉曼散射实验给出 B_{1g} 峰依然存在^[14,15],而 B_{2g} 通道没有明显的拉曼峰^[16].

理论上,系统研究电子拉曼谱随温度和掺杂浓度的依赖关系是很有必要的. 既然两个通道在正常态赝能隙相的拉曼谱有显著不同,一个基本的问题就是赝能隙的起源,目前主要有两种观点,一种观点认为赝能隙与超导能隙同源,是预配对机理,或称位相涨落机理^[17],认为在正常态电子已经配对但没有形成长程的位相相干,只有温度降到超导转变

* 国家自然科学基金(批准号:10974086,60806015),南京固体微结构国家实验室开放基金(批准号:M22010)和安徽省教育厅自然科学基金(批准号:KJ2010B184)资助的课题.

†E-mail: luhongyan2006@gmail.com

温度以下时才发生相干凝聚, 赝能隙变为超导能隙. 另一种观点认为赝能隙是一种有序态, 可以与超导序竞争. 其中 Chakravarty 等提出的 d-density-wave (DDW) 序被认为是一种竞争序^[18]. 从赝能隙的两种机理出发, 计算两种机理下的电子拉曼谱很有必要. 我们已经计算了预配对机理下的拉曼谱, 得到在两个通道的拉曼峰对应的能量相差很小, 反映同一个能隙, 不能得到实验中超导态的两能隙现象^[19]. 对于 DDW 机理下的拉曼谱, 我们得到了正常态的解析结果^[19]. Zeyher 研究过 DDW 和超导序竞争的拉曼谱, 但是没有考虑 DDW 序对电子拉曼顶角的贡献, 也没有给出 B_{2g} 通道随温度的变化规律^[20]. 这里我们结合相图, 系统地给出相图上不同区域, 特别是 DDW 序和超导序共存时不同掺杂浓度和温度下的详细结果, 并与最新的电子拉曼实验^[9,10] 作对比.

2. 理论模型

对于 DDW 序和超导序共存的情况, 有效的平均场哈密顿量可以写为

$$h_k = \begin{pmatrix} X_k + X'_k - \mu & -\Delta_k & iD_k & 0 \\ -\Delta_k^* & -X_k - X'_k + \mu & 0 & iD_k \\ -iD_k & 0 & -X_k + X'_k - \mu & \Delta_k \\ 0 & -iD_k & \Delta_k^* & X_k - X'_k + \mu \end{pmatrix}, \quad (2)$$

序参量和化学势可以通过以下自洽方程得到:

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{N} \sum_k (\cos k_x - \cos k_y) \\ &\quad \times \langle C_{-k\downarrow} C_{k\uparrow} - C_{-k+Q\downarrow} C_{k+Q\uparrow} \rangle, \\ D &= \frac{i}{N} \sum_{k\sigma} (\cos k_x - \cos k_y) \\ &\quad \times \langle C_{k+Q\sigma}^+ C_{k\sigma} - C_{k\sigma}^+ C_{k+Q\sigma} \rangle, \\ x &= 1 - \frac{1}{N} \sum_{k\sigma} \langle C_{k\sigma}^+ C_{k\sigma} + C_{k+Q\sigma}^+ C_{k+Q\sigma} \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 N 是格点数, x 是掺杂浓度. 通过自洽方程(3) 可以定出在各个掺杂浓度和温度下的序参量 D 和 Δ 的大小. 另外, DDW 序和超导序的转变温度 T_D 和 T_c 可由序参量从非零变为零的温度得到, 从而可以得到相图. 将哈密顿量(2) 对角化, 对于每一个 k , 可以得到四个本征值 $E_{k,n}$ ($n = 1, 2, 3, 4$) 和相应的四个

$$H_{MF} = \sum_{k\sigma} [(X_k + X'_k - \mu) C_{k\sigma}^+ C_{k\sigma} - iD_k C_{k+Q\sigma}^+ C_{k\sigma}] - \sum_k (\Delta_k C_{k\uparrow}^+ C_{-k\downarrow}^+ + \text{h. c.}), \quad (1)$$

这里 $X_k = -2t(\cos k_x + \cos k_y)$, $X'_k = -4t' \cos k_x \cos k_y$, 分别代表最近邻和次近邻紧束缚色散关系. $Q = (\pi, \pi)$, μ 代表化学势, $D_k = 2V_d D(\cos k_x - \cos k_y)$ 是 DDW 能隙函数, $\Delta_k = 2V_s \Delta(\cos k_x - \cos k_y)$ 是 d 波配对能隙函数, 这里 V_s 和 V_d 分别代表 DDW 序和超导序的有效相互作用强度, D 和 Δ 是相应的序参量. 由于 DDW 序破坏了晶格平移对称性, 造成布里渊区折叠, 对 k 的求和应限制在简约布里渊区. 在本文的计算中我们把最近邻电子跳跃积分 t 设为单位能量, 所以, 各个参数可取 $t = 1$, $t' = -0.2$, $V_s = 0.3$, $V_d = 0.3$. 主要结论不依赖这些参数的具体值. 另外我们考虑到次近邻跳跃积分 t' , 因为只有在 $t' \neq 0$ 时 B_{2g} 通道才有拉曼吸收. 考虑到 $X_{k+Q} = -X_k$, $X'_{k+Q} = X'_k$, $\Delta_{k+Q} = -\Delta_k$ 以及 $D_{k+Q} = -D_k$, 哈密顿量可以写为 $H_{MF} = \sum_k \psi_k^+ h_k \psi_k$, 其中 $\psi_k = (C_{k\uparrow}, C_{-k\downarrow}, C_{k+Q\uparrow}, C_{-k+Q\downarrow})^T$, 是南部-安德森四算子, T 代表矩阵转置. h_k 是 4×4 单粒子哈密顿量,

本征矢量 $|k, n\rangle$. 单粒子 4×4 矩阵形式的松原格林函数可以写为

$$G(k, i\omega_n) = \sum_n \frac{|k, n\rangle \langle k, n|}{i\omega_n - E_{k,n}}, \quad (4)$$

裸的电子拉曼响应函数可以写为^[13]

$$\begin{aligned} \chi_{\gamma\gamma}(i\nu_n) &= -\frac{T}{N} \sum_{k, i\omega_n} \text{Tr}[\gamma_k G(k, i\omega_n) \\ &\quad \times \gamma_k G(k, i\omega_n + i\gamma_n)], \end{aligned} \quad (5)$$

这里 T 代表温度, $\gamma_k = (\mathbf{n}_i \cdot \nabla_k)(\mathbf{n}_s \cdot \nabla_k) h_k |_{\Delta_k=0}$ 是矩阵形式的顶角函数, \mathbf{n}_i 和 \mathbf{n}_s 分别是入射光和散射光偏振方向得单位波矢. 顶角函数考虑了 DDW 序的贡献, 这是由规范不变性所要求的. 将(4) 式代入(5), 对 $i\omega_n$ 的求和可以解析求得, 进而拉曼响应函数为

$$\chi_{\gamma\gamma}(i\nu_n) = -\frac{1}{N} \sum_{k, m, n} \left[\frac{f(E_m)}{i\nu_n + E_m - E_n} \right]$$

$$\begin{aligned} & \times \text{Tr}(\gamma_k |k, m\rangle \langle k, m| \\ & \times \gamma_k |k, n\rangle \langle k, n|) \end{aligned} \quad (6)$$

对于 B_{1g} 和 B_{2g} 通道, 拉曼顶角函数分别通过 $\gamma_k^{B_{1g}} = (\gamma_k^{xx} - \gamma_k^{yy})/2, \gamma_k^{B_{2g}} = \gamma_k^{xy}$ 得到. B_{1g} 和 B_{2g} 通道的电子拉曼谱不受库仑屏蔽的影响, 所以拉曼谱函数最终由 $\text{Im}\chi_{\gamma\gamma}(i\nu_n \rightarrow \omega + i0^+)$ 得到. 这里 ω 是拉曼位移.

对于只有 DDW 序的正常态, 能带劈裂为上下两个子带, 带间的粒子-空穴对激发是允许的, 会有非零的拉曼吸收. 我们解析证明了 B_{1g} 通道的拉曼相应强度正比于 DDW 序参量的平方, 而 B_{2g} 通道的拉曼谱对 DDW 序不敏感, 即在正常态没有 B_{2g} 拉曼相应^[19]. 这与实验是一致的.

3. 结果与讨论

为了讨论问题方便, 我们先给出平均场相图. 如图 1 所示. 我们用微观模型得到的相图与用唯象的有限温 Landau 理论的得到的相图^[21] 类似. 图中我们画出了 T_c 和 T_D 随掺杂浓度的变化曲线. 按照序参量 D 和 Δ 是否存在, 相图被分为四个区域, 在正常金属态, DDW 序和超导序都为零; 在 DDW 态, 只有 DDW 序不为零; 在超导态, 只有超导序不为零; 在 DDW + SC 态, DDW 序和超导序都不为零. 有趣

的是, 在掺杂浓度位于 $0.199 < x < 0.205$ 之间, 略低于最佳掺杂浓度时, 每个掺杂浓度都对应两个 T_D , 有限温 Landau 理论计算^[21] 也发现这种重入行为. 最佳掺杂大约在 $x = 0.21$ 处, 这比实验上的高一些, 这是由参数的取值决定的, 对拉曼行为不会造成影响.

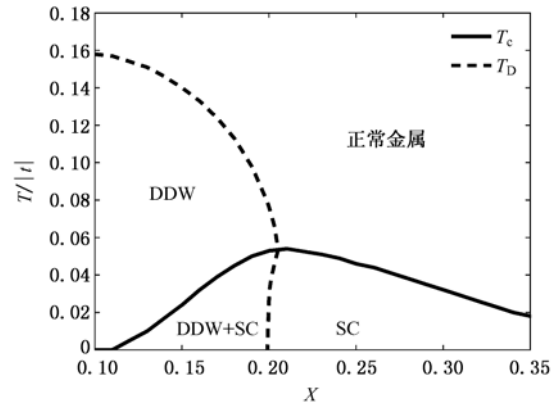


图 1 DDW 序和超导序共存时的相图. 实线和虚线分别代表超导转变温度 T_c , DDW 序转变温度 T_D . 相图分为四个区域: 正常金属态 (normal metal), DDW 态, 超导态 (superconducting state: SC) 以及 DDW 与超导共存态 (DDW + SC)

下面给出不同掺杂浓度和温度下的电子拉曼谱的结果, 如图 2 所示. 图 2(a), (b) 给出了欠掺

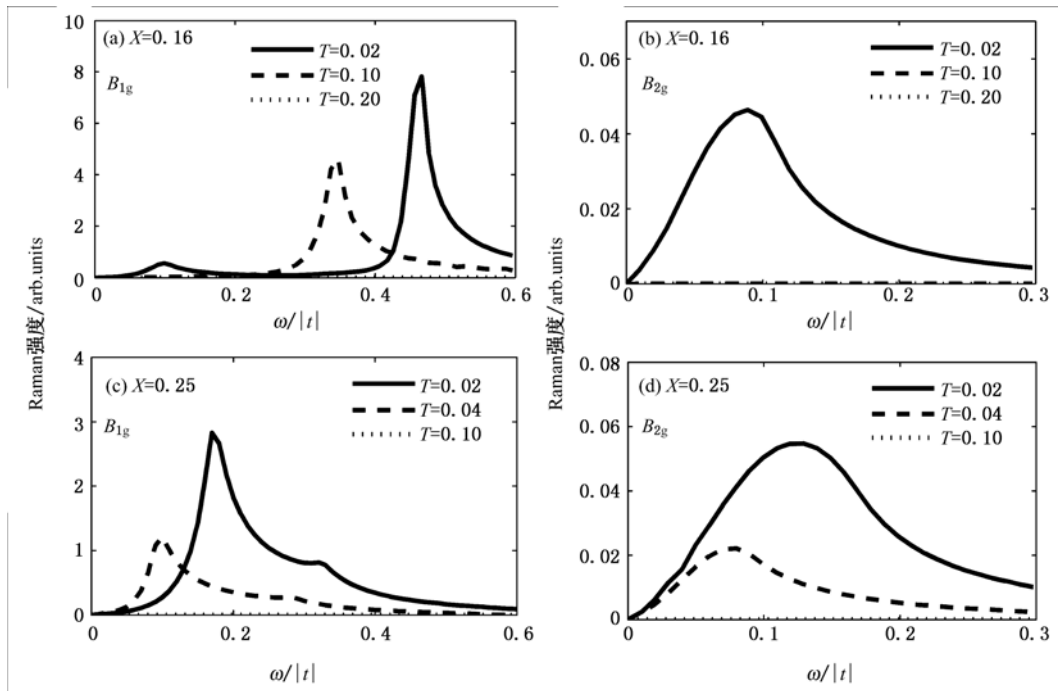


图 2 欠掺杂区掺杂浓度为 $x = 0.16$ 时不同温度下 B_{1g} (a) 和 B_{2g} (b) 通道的拉曼谱以及过掺杂区掺杂浓度为 $x = 0.25$ 时不同温度下 B_{1g} (c) 和 B_{2g} (d) 通道的拉曼谱

杂浓度为 $x = 0.16$, 温度为 $T = 0.02, T = 0.1, T = 0.2$ 时的拉曼谱. 和图 1 的相图对比, 可知 $T = 0.02$ 时 DDW 序和超导序共存, $T = 0.1$ 时处于 DDW 正常态, 仅有 DDW 序参量, $T = 0.2$ 时, 处于正常金属态. 图 2(a) 给出了 B_{1g} 通道在三个温度下的电子拉曼谱. 我们看到 $T = 0.02$ 时有两个峰, 一个高能峰位于 $\omega = 0.47$, 另一个低能峰位于 $\omega = 0.1$. 通过与自洽计算得到的序参量作对比, 发现高能峰来源于超导序和 DDW 序共同作用造成的能隙, 而低能峰来源于超导配对. 这与实验上 YBCO 电子拉曼谱中发现一个高能峰和一个低能的凸起一致^[14]. 在更高的温度 $T = 0.1$, 只有一个拉曼峰. 由于此时只有 DDW 序存在, 拉曼峰源于 DDW 序造成的能隙. 此峰的能量比 $T = 0.02$ 时的高能峰要低, 因为 DDW 序参量随温度的升高而减小. 在正常金属态 $T = 0.2$, 没有能隙, 由于在零动量转移时不能提供有限能量转移的相空间, 所以没有电子拉曼吸收. 图 2(b) 给出相同掺杂浓度下 B_{2g} 通道在三个温度下的电子拉曼谱. 从图中可以看出在超导态有一个拉曼峰, 从峰的位置可以断定其来源于超导配对. 在 $T = 0.1$ 和 $T = 0.2$ 时即 DDW 正常态和正常金属态都没有拉曼峰, 这与解析推导结果一致^[19]. 从以上结果我们可以得出结论, 即 B_{1g} 通道的拉曼谱对 DDW 序和超导序都比较敏感, 而 B_{2g} 通道的拉曼谱仅仅对超导序敏感. 与 Zeyher 的工作对比, 由于我们考虑了 DDW 对拉曼顶角的贡献, 拉曼谱上表现出两个

峰, 而 Zeyher 的结果表现出一个高能峰和一个低能的凸起 (shoulder)^[20]. 对于过掺杂区的情况, 图 2(c), (d) 给出了 $x = 0.25$ 时超导态 ($T = 0.02$ 和 $T = 0.04$) 和正常态 ($T = 0.1$) 的拉曼谱. 图 2(c) 为 B_{1g} 通道的拉曼谱, 可以看出在超导态有低能峰, 来源于超导序, 在高能有一个凸起, 从态密度上分析起源于能带的范霍夫奇异性. 图 2(d) 为 B_{2g} 通道的拉曼谱, 同样反映超导配对. 从图 2(c), (d) 可以看出拉曼峰随温度的升高向低能方向移动, 即超导拆对峰对应的能隙减小. 可以得出结论: 过掺杂区能隙源于超导配对.

我们计算了各种掺杂浓度和温度下的拉曼谱, 以便总结拉曼峰能量随掺杂浓度和温度的变化规律. 图 3 给出欠掺杂浓度 $x = 0.16$ 时, 不同温度下 B_{1g} (a) 和 B_{2g} (b) 通道的拉曼谱. 从图 3(a) 可以看出随着温度的升高, 源于 DDW 和超导共同作用的高能峰的位置基本保持不变. 而源于超导能隙的低能峰的位置向低能方向移动. 从图 3(b) 可以看出源于超导能隙的拉曼峰随温度升高向低能方向移动. 图 4 给出温度 $T = 0.02$ 时, 欠掺杂区不同掺杂浓度下 B_{1g} (a) 和 B_{2g} (b) 通道的拉曼谱, 此时不同掺杂浓度的超导体都处于 DDW 和超导的共存态. 从图 4(a) 可以看出随着掺杂浓度的增大, 源于 DDW 和超导共同作用的高能拉曼峰向低能方向移动, 而源于超导能隙的低能峰向高能方向移动. 图 4(b) 给出的源于超导能隙的低能峰也向高能方向移动.

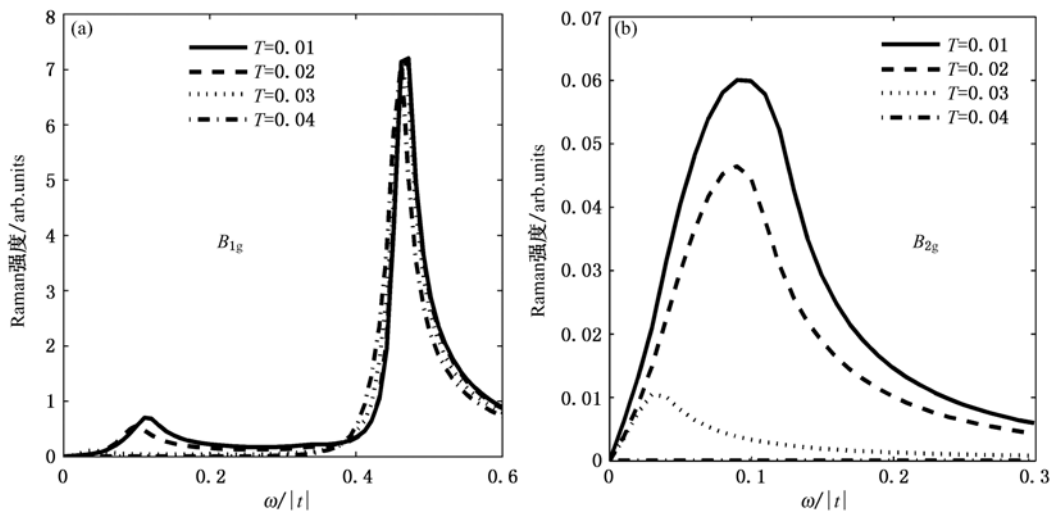


图 3 欠掺杂浓度 $x = 0.16$ 时, 不同温度下 B_{1g} (a) 和 B_{2g} (b) 通道的拉曼谱

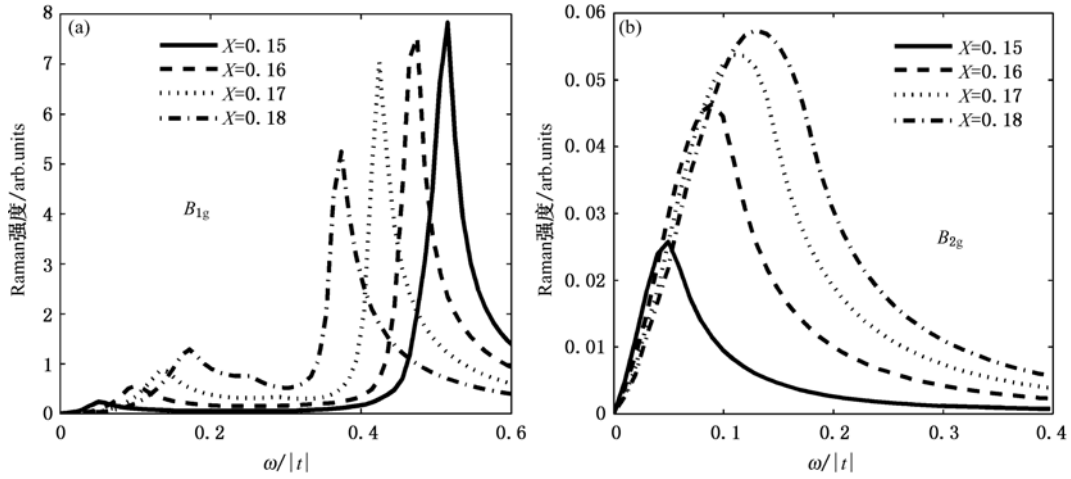


图4 温度 $T = 0.02$ 时, 欠掺杂区不同掺杂浓度下 B_{1g} (a) 和 B_{2g} (b) 通道的拉曼谱

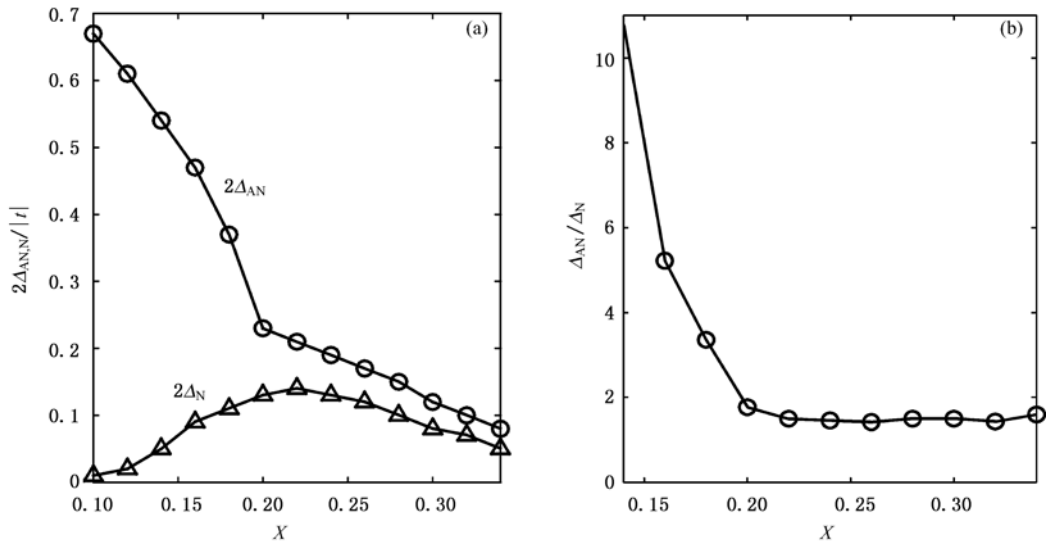


图5 (a) 零温时, 反节点能隙 $2\Delta_{AN}$ 和节点能隙 $2\Delta_N$ 随掺杂浓度的变化关系; (b) Δ_{AN}/Δ_N 随掺杂浓度的变化关系

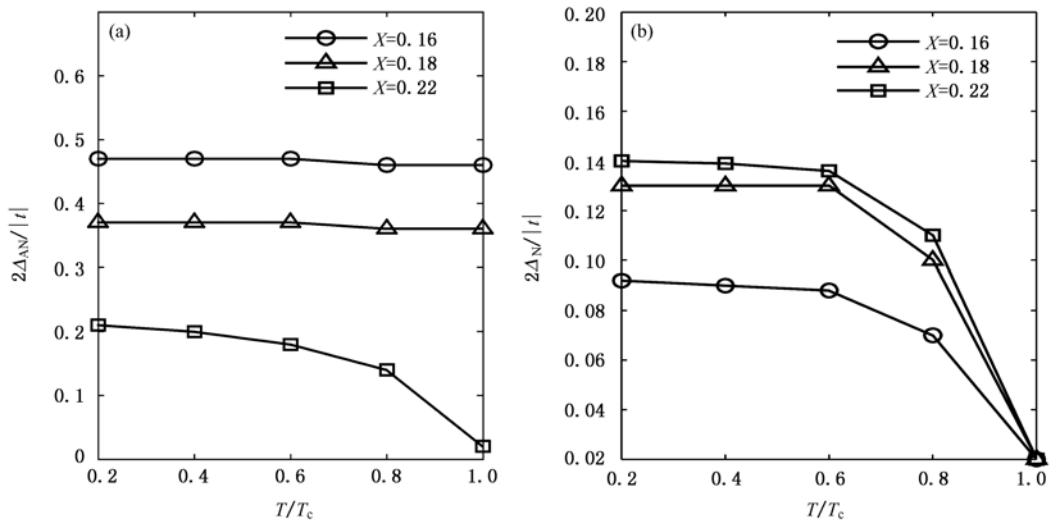


图6 超导转变温度以下, 不同掺杂浓度的超导体反节点能隙 $2\Delta_{AN}$ (a) 和节点能隙 $2\Delta_N$ (b) 各自随温度的变化关系

我们也计算了其他掺杂浓度和温度下的拉曼谱,下面把拉曼峰对应的能量随掺杂浓度和温度的变化进行总结,以便和实验进行比较.结果如图5和图6所示.其中, B_{1g} 通道的拉曼峰对应的能量值即为反节点能隙的2倍,记为 $2\Delta_{AN}$, B_{2g} 通道的拉曼峰对应的能量值即为节点能隙的2倍,记为 $2\Delta_N$.对于 B_{1g} 通道的拉曼谱,我们只考虑高能峰,因为低能峰强度比较弱,和高能峰相比,比较难观察到.从图5(a)我们看出节点能隙 $2\Delta_N$ 随掺杂浓度的变化关系与超导转变温度 T_c 和掺杂浓度的变化关系相同,都呈现倒钟形,也反映了 B_{2g} 通道探测超导能隙.反节点能隙 $2\Delta_{AN}$ 在过掺杂区与节点能隙 $2\Delta_N$ 有相同的掺杂浓度依赖关系,而在欠掺杂区变化相反,即随着掺杂浓度降低反而增大.反映出在欠掺杂区有两个能隙,而在过掺杂区变为一个,与实验上欠掺杂区的两能隙行为相符.图5(b)给出 Δ_{AN}/Δ_N 随掺杂浓度的变化关系,可以看出在欠掺杂区, Δ_{AN}/Δ_N 逐渐减小,而在过掺杂区 Δ_{AN}/Δ_N 趋近于常数,这与实验结果^[9]相符,也反映出欠掺杂区的两能隙和过掺杂区的单能隙行为.图6给出了反节点能隙 $2\Delta_{AN}$ 和节点能隙 $2\Delta_N$ 各自随温度的变化关系.从图6(a)我们看出在超导态,对于欠掺杂的情况($x = 0.16, 0.18$),反节点能隙 $2\Delta_{AN}$ 基本不随温度变化,而对于过掺杂区的情况($x = 0.22$),随温度升高逐

渐减小,超导序消失时也随着消失.从图6(b)我们看出不管是欠掺杂区还是过掺杂区,节点能隙 $2\Delta_N$ 都随温度升高逐渐减小,随着超导序的消失而消失,说明节点能隙 $2\Delta_N$ 与超导序相关.这些结果都与电子拉曼实验^[7-10]以及其他实验所揭示的两能隙现象^[1-6]相符.

4. 结 论

结合赝能隙的起源,我们计算了超导序和DDW序竞争机制下的电子拉曼谱.拉曼谱揭示了不同的拉曼峰源于超导能隙或者DDW造成的带隙.在欠掺杂区,随着掺杂浓度降低, B_{1g} 峰对应的能隙增大,而 B_{2g} 峰对应的能隙减小,另外,在超导转变温度以下 B_{1g} 峰对应的能量基本不随温度改变,在超导转变温度以上 B_{1g} 峰依然存在. B_{2g} 峰对应的能隙与超导能隙有相同的变化规律,在正常态消失.可以解释实验上的欠掺杂区的两能隙现象.在过掺杂区,只存在超导能隙, B_{1g} 和 B_{2g} 峰都探测超导能隙.这些结果与实验相符,从而对赝能隙的竞争序机理是一个有力的支持.

感谢南京大学物理学系王强华教授对本文工作的指点与帮助.

- [1] Deutscher G 1999 *Nature* **397** 410
- [2] Tanaka K, Lee W S, Lu D H, Fujimori A, Fujii T, Risdiana, Terasaki I, Scalapino D J, Devereaux T P, Hussain Z, Shen Z X 2006 *Science* **314** 1910
- [3] Kondo T, Takeuchi T, Kaminski A, Tsuda S, Shin S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 267004
- [4] Terashima K, Matsui H, Sato T, Takahashi T, Kofu M, Hirota K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 017003
- [5] Lee W S, Vishik I M, Tanaka K, Lu D H, Sasagawa T, Nagaosa N, Devereaux T P, Hussain Z, Shen Z X 2007 *Nature* **450** 81
- [6] Yu L, Munzar D, Boris A V, Yordanov P, Chaloupka J, Wolf T, Lin C T, Keimer B, Bernhard C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 177004
- [7] Venturini F, Opel M, Hackl R, Berger H, Forró L, Revaz B, 2002 *J. Phys. Chem. Solids* **63** 2345
- [8] Tacon M L, Sacuto A, Georges A, Kotliar G, Gallais Y, Colson D, Forget 2006 *Nat. Phys.* **2** 537
- [9] Guyard W, Tacon M L, Cazayous M, Sacuto A, Georges A, Colson D, Forget A 2008 *Phys. Rev. B* **77** 024524
- [10] Guyard W, Sacuto A, Cazayous M, Gallais Y, Tacon M L, Colson D, Forget A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 097003
- [11] Yu M, Yang H S, Chai Y S, Li P C, Li M D, Cao L Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1832 (in Chinese) [余 旻、杨宏顺、柴一晟、李鹏程、李明德、曹烈兆 2002 物理学报 **51** 1832]
- [12] Zhao Y L, Zheng P, Chen Z J, Ren Q B, Xu Z A, Jiao Z K, Zhang Y J, Ong C K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1836 (in Chinese) [赵彦立、郑 萍、陈兆甲、任清褒、许祝安、焦正宽、Zhang Y J、Ong C K 2002 物理学报 **51** 1836]
- [13] Devereaux T P, Hackl R 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 175
- [14] Slakey F, Klein M V, Rice J P, Ginsberg D M 1990 *Phys. Rev. B* **42** 2643
- [15] Blumberg G, Kang M, Klein M V, Kadowaki K, Kendziora C 1997 *Science* **278** 1427
- [16] Nemetschek R, Opel M, Hoffmann C, Müller P F, Hackl R, Berger H, Forró L, Erb A, Walker E 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4837
- [17] Emery V, Kivelson S A 1995 *Nature* **374** 434
- [18] Chakravarty S, Laughlin R B, Morr D K, Nayak C 2001 *Phys. Rev. B* **63** 094503

- [19] Lu H Y, Wan Y, He X M, Wang Q H 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 097402
Zeyher R, Greco A 2004 *Physica C* **408** 410
- [20] Zeyher R, Greco A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 177004
[21] Wu J B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2049 (in Chinese) [吴建宝 2006 物理学报 **55** 2049]

Theoretical research on two gaps in cuprate superconductors : an electronic Raman scattering study

Lu Hong-Yan^{1)2)†} Chen San¹⁾ Liu Bao-Tong¹⁾

1) (School of Physics and Electronic Information, Huaibei Normal University, Huaibei 235000, China)

2) (National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 30 August 2010; revised manuscript received 27 September 2010)

Abstract

Electronic Raman experiments have shown the presence of two types of gaps in hole-doped cuprate superconductors: one is the gap that increases with underdoping and survives in the pseudogap normal state and the other is the gap that traces the superconducting dome and disappears above the transition temperature. This two-gap behavior is important in that it is related to the mechanism of the pseudogap. By calculating the electronic Raman spectra we show that this behavior is consistent with the picture in which the d-wave superconducting (SC) order and d-density-wave (DDW) order compete in the phase diagram. In particular, the energy of the B_{1g} peak is determined by both the SC and the DDW orders, increases with underdoping and survives in the DDW normal state. On the other hand, the B_{2g} peak is shown to be sensitive to the SC order alone, and thus vanishes in the normal state (even if in the presence of the DDW order). The doping dependence and the temperature dependence of the peak energies in the two channels accord nicely with recent experimental results, which strongly supports the competing-order point of view for the superconducting and pseudogap phases.

Keywords: two gaps, electronic Raman scattering, competing order

PACS: 74.72.-h, 74.25.Gz, 74.25.Jb, 74.20.Rp

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974086, 60806015), the Open Foundation of National Laboratory of Solid State Microstructures (Grant No. M22010) and the Natural Science Foundation of the Education Department of Anhui Province, China (Grant No. KJ2010B184).

† E-mail: luhongyan2006@gmail.com