

Teoría BCS en sistemas con singularidad de van Hove en el espectro electrónico

D. QUESADA*

*Departamento de Física, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN
Apartado postal 14-740, 07000 México, D.F., México*

C. TRALLERO-GINER

*Departamento de Física Teórica, Universidad de La Habana
10400 Habana, Cuba*

Y

R. BAQUERO

*Departamento de Física, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN
Apartado postal 14-740, 07000 México, D.F., México*

Recibido el 2 de mayo de 1995; aceptado el 28 de junio de 1995

RESUMEN. La teoría BCS conduce a relaciones universales para los parámetros termodinámicos de los superconductores convencionales. Con el descubrimiento de la superconductividad de alta temperatura, numerosos autores han sugerido una extensión de este modelo teórico de modo que incluya los efectos de la baja dimensionalidad, sin embargo no han sido reportadas relaciones universales dentro del modelo BCS. En este trabajo se obtienen expresiones para las magnitudes termodinámicas, las cuales son independientes de parámetros físicos adicionales en el marco de una teoría BCS con singularidad de van Hove en la densidad de estados electrónicos.

ABSTRACT. Universal relations within thermodynamic quantities are characteristic of standard BCS theory. For high- T_c superconductors the standard BCS theory is not applicable since the assumption of a constant density of states around the Fermi level is clearly violated. Several authors have attempted to generalize BCS theory to include the effects of low dimensionality. None of them could get universal ratios in the spirit of the old theory. In this work we have obtained expressions for the traditional ratios of BCS theory that do not depend on any additional parameter while including fully the effect of a van Hove singularity

PACS: 74.10.+v; 74.20.-z; 74.20.Fg

1. INTRODUCCIÓN

El descubrimiento de la superconductividad de alta temperatura (SCAT) en los sistemas LaBaCuO, YBaCuO, BiSrCaCuO, TlBaSrCaCuO y otros ha motivado un intenso debate respecto al origen de las altas temperaturas críticas (T_c) en estos materiales, comparadas

* Dirección permanente: Departamento de Física Teórica, Universidad de La Habana, 10400 Habana, Cuba.

con las de los “superconductores convencionales” (SC), tales como, Hg, Al, Pb, Nb y la familia A15. Numerosos mecanismos han sido propuestos [1, 2], los cuales están, algunos a favor y otros en contra, de una teoría BCS del fenómeno.

Una identificación adecuada de lo que llamamos modelo BCS es importante para una correcta aplicación del mismo a la SCAT. Esta descripción [3] establece que el estado normal se hace inestable ante la formación de pares ligados por un potencial atractivo, de manera similar a la inestabilidad sugerida por Cooper [4]. Dentro de los marcos de esta teoría encontramos lo que se denomina “modelo BCS”, el cual supone la existencia de pares electrónicos: los pares de Cooper, con momentos cristalinos y espines opuestos, los cuales interactúan a través de un campo atractivo constante e igual a V en un intervalo energético alrededor del nivel de Fermi (ϵ_F). La razón por la cual este simple modelo caracteriza adecuadamente a muchos de los metales, estriba en el hecho de que la correlación entre electrones se debe casi por entero a las restricciones impuestas por el principio de exclusión de Pauli. Un rasgo distintivo aquí es su independencia de la naturaleza de la interacción, lo cual conlleva a la aparición de las conocidas relaciones universales (RU), las que constituyen uno de sus resultados centrales. Un tratamiento más detallado del fenómeno exige la inclusión de la teoría de muchos cuerpos, que es la base de las ecuaciones de Eliashberg [5]. Estas últimas permiten analizar las desviaciones que sufren los parámetros termodinámicos en los SC respecto del comportamiento reportado por las RU como una medida de las propiedades particulares de los materiales en análisis y no del modelo en cuestión [6]. Así, el modelo BCS se conserva como una aproximación de acople débil, y un punto de referencia que toma en cuenta sólo las características fundamentales del fenómeno.

La estructura cristalina a capas de los nuevos materiales con SCAT retoma el tema de la influencia de la baja dimensionalidad en la ocurrencia de la superconductividad. En las Refs. [7] se analiza la influencia de un pico en la densidad de estados electrónicos (DEE) en las cercanías de ϵ_F para la superconductividad. Las nuevas familias de óxidos con planos de átomos hicieron retomar la idea de van Hove de que en sistemas 2D deberían aparecer singularidades logarítmicas en la DEE. Sobre la base de esta idea varios autores [8–15] han obtenido dependencias de los parámetros superconductores incluyendo en el cálculo la singularidad de van Hove (SvH), sin embargo no se han reportado RU. Es frecuente tratar de explicar los resultados experimentales dentro de la formulación clásica BCS incluyendo la DEE bidimensional, lo cual ha encontrado manifestaciones [16,17] a favor o en contra de esta última en dependencia del grado de coincidencia entre teoría y experimento. Es importante subrayar que el modelo BCS representa un límite de acoplamiento débil, mientras que las desviaciones de la formulación caracterizan al superconductor, no a la teoría. Al generalizar lo anterior para la SCAT, uno debe esperar que una teoría BCS en sistemas con SvH juegue el mismo papel que el correspondiente con DEE constante en los SC, es decir, servir como un punto de referencia para un análisis posterior.

En el presente trabajo, hemos aplicado ideas similares a las expresadas en las Refs. [9–13], pero a diferencia de éstas, se ha logrado realizar un tratamiento matemático del problema que conduce a una formulación consecuente dentro del marco de la teoría BCS, es decir, la aparición de RU para la SCAT. Resultados preliminares a los que se mostraran, pueden verse en la Ref. [18]. Al final se discute una posible explicación de los resultados obtenidos.

2. GENERALIZACIÓN DEL MODELO BCS A SISTEMAS CON SINGULARIDAD DE VAN HOVE EN LA DEE

2.1. Obtención de la DEE

Tomaremos un hamiltoniano bidimensional de enlace fuerte vinculado con los orbitales d y p en el plano de los átomos de Cu y O, respectivamente, es decir,

$$H_0 = E_{\text{Cu}} \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^+ c_{i\sigma} + E_{\text{O}} \sum_{j\sigma} a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} + \tau_{\text{CuO}} \sum_{j\sigma\delta} (a_{j+\delta,\sigma}^+ c_{j\sigma} + c_{j\sigma}^+ a_{j+\delta,\sigma}), \quad (1)$$

donde E_{Cu} es el nivel de energía del átomo de Cu, E_{O} es el nivel de energía del átomo de O y τ_{CuO} es la integral de transferencia entre el orbital d del Cu y el p del O. Los operadores $c_{i\sigma}^+$ ($c_{i\sigma}$) son los operadores de creación (aniquilación) de huecos en el orbital del Cu, por su parte $a_{i\sigma}^+$ ($a_{i\sigma}$) son los respectivos para el orbital del O. Pasando de la representación de los nodos cristalinos ($i\sigma$) a la de momentos (\vec{k}, σ), es fácil diagonalizar el hamiltoniano anterior y obtenemos la siguiente ley de dispersión:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a), \quad (2)$$

donde $t = \tau_{\text{CuO}}/(E_{\text{Cu}} - E_{\text{O}})$, k_x (k_y) son las componentes del vector de momentum y a es el parámetro de la red. La banda electrónica con la ley (2) posee una DEE de la forma [19]

$$N(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2 t} K \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\varepsilon}{4t}\right)^2} \right], \quad (3)$$

donde $K(m)$ es la integral elíptica de primer tipo [20]. Para valores de energía cercanos a cero, la función $K(m \rightarrow 1)$ diverge de forma logarítmica. Con el objetivo de obtener fórmulas analíticas simples, utilizaremos en adelante la forma asintótica para $K(m)$ en las cercanías de la SvH, de manera que

$$N(\varepsilon) \approx \frac{1}{4\pi^2 t} \ln \frac{16}{|\varepsilon/4t|}. \quad (4)$$

Una expresión similar ha sido empleada en las Refs. [11, 12, 16]. Es necesario señalar que la existencia de tal SvH ha sido probada experimentalmente por la técnica de espectroscopía de fotoemisión de resolución por ángulos (en inglés, Angle Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) [21] y, además, se halla en concordancia con cálculos *ab-initio* de estructura de bandas [22].

2.2. Modelo BCS con SvH en la DEE

En la formulación BCS [3] se parte del siguiente hamiltoniano efectivo:

$$H = \sum_{\vec{k},\sigma} \varepsilon_{\vec{k}} c_{\vec{k}\sigma}^+ c_{\vec{k}\sigma} + \sum_{\vec{k},\vec{k}'} V_{\vec{k},\vec{k}'} c_{\vec{k}'\uparrow}^+ c_{-\vec{k}'\downarrow} c_{-\vec{k}\downarrow} c_{\vec{k}\uparrow}, \tag{5}$$

donde $\varepsilon_{\vec{k}}$ es la energía de la banda referida a ε_F , que hemos supuesto igual a cero, suponiendo un llenado de la banda a la mitad y que en nuestro caso coincide con la expresión (2); $V_{\vec{k},\vec{k}'}$ es la interacción efectiva entre dos electrones de estados con momentum cristalino y espín opuestos. La dependencia explícita de $V_{\vec{k},\vec{k}'}$ respecto a los vectores de onda en esta formulación no se toma en cuenta, y de acuerdo con la Ref. [3]

$$V_{\vec{k},\vec{k}'} = \begin{cases} -V, & \text{si } |\varepsilon_{\vec{k}}|, |\varepsilon_{\vec{k}'}| < \varepsilon_c, \\ 0, & \text{en otros casos,} \end{cases} \tag{6}$$

donde ε_c es cierta energía de corte. Aplicando el mismo procedimiento que en la Ref. [3] se obtiene la ecuación que define tanto la brecha energética, $\Delta(T)$, como la temperatura crítica, T_c :

$$\frac{2}{V} = \int_{-\varepsilon_c}^{\varepsilon_c} d\varepsilon N(\varepsilon) \frac{\tanh \left[\frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T} \right]}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}. \tag{7}$$

La inclusión de (4) en la ecuación anterior, como veremos más adelante, cambia los resultados respecto a los SC. En la expresión (7), k_B es la constante de Boltzmann.

3. TERMODINÁMICA DEL ESTADO SUPERCONDUCTOR

3.1. Temperatura crítica, T_c

A partir de (7) podemos obtener la T_c , la cual corresponde a la solución cuando $\Delta = 0$. Aproximando la $\tanh(x)$ como se indica a continuación,

$$\tanh \frac{\varepsilon}{2k_B T_c} = \begin{cases} 1, & \text{si } \varepsilon > 2k_B T_c, \\ \frac{\varepsilon}{2k_B T_c}, & \text{si } \varepsilon \leq 2k_B T_c, \end{cases} \tag{8}$$

se puede efectuar la integral indicada en (7) y resolver una ecuación algebraica respecto a la variable $\ln \frac{k_B T_c}{2t}$. Finalmente queda

$$k_B T_c = 32t \exp \left[1 - \sqrt{\frac{8\pi^2 t}{V} + \ln^2 \frac{\varepsilon_c}{64t}} - 1 \right]. \tag{9}$$

3.2. Brecha energética a cero Kelvin, $\Delta(0)$

Para obtener la solución de (7) en este caso, la raíz cuadrada presente en el integrando puede aproximarse por

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(0)}} = \begin{cases} \frac{1}{\Delta(0)}, & \varepsilon \leq \Delta(0), \\ \frac{1}{\varepsilon}, & \varepsilon > \Delta(0). \end{cases} \quad (10)$$

Efectuando la integración y resolviendo la ecuación algebraica respecto a la variable $\ln \frac{\Delta(0)}{4t}$ obtenemos

$$\Delta(0) = 64t \exp \left[1 - \sqrt{\frac{8\pi^2 t}{V} + \ln^2 \frac{\varepsilon_c}{64t}} - 1 \right] \quad (11)$$

De las Ecs. (9) y (11) queda de forma natural

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = 4. \quad (12)$$

En esta nueva RU no hay ninguna hipótesis adicional a las hechas por otros autores, quienes encontraron siempre una dependencia de la relación $\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c}$ de parámetros diversos. En este punto está nuestra contribución.

3.3. Salto en la capacidad calorífica

En las Refs. [12, 16] se hace un análisis del comportamiento de la capacidad calorífica de los materiales con SCAT, en los cuales, sin embargo, tampoco se reporta RU. Nuestro interés es calcular la siguiente magnitud:

$$\left. \frac{\Delta C(T)}{C_{en}(T)} \right|_{T_c} = \left. \frac{C_{en}(T) - C_{es}(T)}{C_{en}(T)} \right|_{T_c}, \quad (13)$$

donde $C_{en}(T)$ ($C_{es}(T)$) es la capacidad calorífica electrónica en el estado normal (superconductor) en función de la temperatura, T . De manera directa se obtiene

$$\Delta C(T)|_{T_c} = \frac{1}{k_B T_c} \left(\frac{1}{2} \frac{d}{dT} \Delta^2(T) \right) \Big|_{T_c} \int_{-4t}^{4t} d\varepsilon N(\varepsilon) f(|\varepsilon|) (1 - f(|\varepsilon|)), \quad (14)$$

donde $f(\varepsilon)$ es la función de distribución de Fermi-Dirac. Para la capacidad calorífica electrónica en el estado normal, se sigue que

$$C_{en}(T) = \frac{1}{k_B T^2} \int_{-4t}^{4t} d\varepsilon N(\varepsilon) \varepsilon^2 f(|\varepsilon|) (1 - f(|\varepsilon|)). \quad (15)$$

Teniendo en cuenta la paridad de los integrandos en (14) y (15), el hecho que $\frac{4t}{k_B T} \gg 1$ y que $f(\varepsilon)$ es diferente de cero en un intervalo muy estrecho, podemos extender los límites de integración a infinito y aproximar la función de Fermi-Dirac a $f(s) = e^{-s}$. Finalmente para C_{en} queda

$$C_{en}(T) = \frac{2}{3} N_0 \pi^2 k_B^2 T \left(1.512 - \ln \frac{k_B T}{4t} \right), \quad (16)$$

donde $N_0 = 1/8\pi^2 t$. Esta última expresión se diferencia de la obtenida para el caso de electrones libres con DEE constante, ya que aparece un término adicional proporcional a $T \ln T$ debido por entero a la inclusión de la SvH. Para el salto del calor específico obtenemos

$$\left. \frac{\Delta C(T)}{C_{en}(T)} \right|_{T_c} = \frac{3}{\pi^2 k_B^2 T_c} \left. \frac{d\Delta^2(T)}{dT} \right|_{T_c}. \quad (17)$$

En vista de que los cálculos numéricos arrojan una dependencia de $\Delta(T)$ muy similar a la obtenida por el modelo BCS convencional, utilizaremos el valor de la derivada del cuadrado de la brecha energética con respecto a T que se obtiene a partir de ese modelo [3] para evaluar dicha magnitud en nuestro cálculo. Debe tenerse en cuenta que esta aproximación es la utilizada dentro de la teoría BCS para derivar esta RU. De modo que

$$\left. \frac{d\Delta^2(T)}{dT} \right|_{T_c} = 9.61 k_B^2 T_c, \quad (18)$$

así

$$\left. \frac{\Delta C}{C_{en}} \right|_{T_c} = 2.92, \quad (19)$$

que es aproximadamente el doble del valor obtenido para los SC.

3.4. Campo crítico, $H_c(T)$

El campo crítico para el caso 2D puede ser hallado de la relación termodinámica

$$\frac{H_c^2(T)}{4\pi} = F_n(T) - F_s(T), \quad (20)$$

donde $F_n(T)$ ($F_s(T)$) es la energía libre por unidad de área en el estado normal (superconductor). En el caso de $H_c(0)$ tenemos

$$\frac{H_c^2(0)}{4\pi} = \int_{-\varepsilon_c}^{\varepsilon_c} d\varepsilon N(\varepsilon) \left(\frac{\varepsilon^2}{E} - \frac{\varepsilon^2}{|\varepsilon|} \right) + \frac{\Delta^2(0)}{2} \int_{-\varepsilon_c}^{\varepsilon_c} d\varepsilon \frac{N(\varepsilon)}{E}, \quad (21)$$

donde $E = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(0)}$. Teniendo en cuenta la paridad de los integrandos y aplicando la aproximación (10), se puede probar que cuando la variable $\varepsilon/4t$ se halla en el intervalo $(\Delta(0)/4t, \varepsilon_c/4t)$ el valor de $H_c(0)$ es cero. Para los valores fuera de ese intervalo obtenemos

$$\frac{H_c^2(0)}{4\pi} = \frac{1}{2\pi^2t} \int_0^{\Delta(0)} d\varepsilon \ln \frac{64t}{\varepsilon} \left(\frac{\Delta(0)}{2} + \frac{3\varepsilon^2}{4\Delta(0)} - \varepsilon \right), \quad (22)$$

de donde efectuando la integral y después de un álgebra un poco extensa se obtiene

$$\frac{H_c^2(0)}{4\pi} = 4N_0\Delta^2(0) \left(\frac{4}{3} - \ln \frac{\Delta(0)}{64t} \right) \quad (23)$$

Como $\Delta(0) \ll 64t$ en la mayoría de los SCAT se puede tener en cuenta la desigualdad $\ln x \leq x - 1$, para $x \leq 1$, lo cual conduce a un valor mínimo para el campo crítico a $T = 0$, a saber,

$$\frac{H_c(0)}{\sqrt{N_0}\Delta(0)} = 5.41. \quad (24)$$

Esto constituye otra RU. Es necesario subrayar que N_0 no es la DEE sobre el ε_F como en los SC.

4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

En este artículo hemos considerado un plano de átomos de Cu y O donde el fenómeno de la superconductividad toma lugar en los materiales con SCAT. Hemos descrito el plano por medio de un hamiltoniano de enlace fuerte a primeros vecinos, tomando en cuenta el estado d para el Cu y el p para el O. Al diagonalizar nuestro hamiltoniano, obtuvimos una relación de dispersión ya publicada por varios autores. Integrando en la primera zona de Brillouin bidimensional obtuvimos la DEE con la SvH reportada anteriormente en la literatura. Se demostró que se pueden definir RU para $2\Delta(0)/k_B T_c$, $\Delta C/C_{en}$, $H_c(0)/\sqrt{N_0}\Delta(0)$, dentro del marco del modelo BCS para los SCAT. Las RUs constituyen una base fundamental desde la cual un SC pudo caracterizarse con respecto al modelo BCS. Es importante definir el concepto de “desviación desde un límite de acoplamiento débil”. La importancia de este concepto radica en la posibilidad de atribuir un significado físico a cada desviación, la cual caracteriza al superconductor y no a la teoría. Este punto es fundamental. Al obtener relaciones universales, hemos colocado el modelo BCS para la SCAT en el mismo sitio que tenían en los SC. Creemos que esto puede ayudar a definir el papel que debe jugar la teoría BCS en el panorama de la SCAT. Los valores de las RU aquí reportadas son más altos comparados con los obtenidos en los SC producto de la SvH que introduce la bidimensionalidad del problema. Es necesario resaltar la diferencia entre las tendencias encontradas en este trabajo y las comprobadas para los materiales A15. Mientras que en los últimos, las desviaciones de las RU hacia valores mayores estaban asociadas con los efectos de una fuerte interacción electrón-fonón, en los nuevos materiales con SCAT estos desplazamientos están vinculados a un factor geométrico, que es la baja dimensionalidad de los sistemas. Este

último hecho es el responsable directo en la obtención de RU para los parámetros termodinámicos en la SCAT, destacando que los valores de la intensidad de la interacción están en el intervalo del llamado acople débil. Esta diferencia a nuestro juicio es fundamental.

REFERENCIAS

1. Proceedings of the Adriatic Research Conference and Workshop on Towards the Theoretical Understanding of High Tc Superconductors, ICTP, Italy in *Progress in High Temperature Superconductivity* **14**, Ed. S. Lundqvist, E. Tosatti, M.P. Tosi and Y. Lu, World Scientific, Singapore (1988).
2. J. Woods Halley, *Theories of High Temperature Superconductivity*, Addison Wesley, USA (1988).
3. J.R. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, W.A. Benjamin (1964); G. Rickayzen, *Theory of superconductivity*, Interscience (1965).
4. L.N. Cooper, *Phys. Rev.* **104** (1956) 1189.
5. G.M. Eliashberg, *Soviet Phys. JETP* **11** (1960) 696; *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38** (1960) 966.
6. J.P. Carbotte, *Rev. Mod. Phys.* **62** (1990) 1027; J.M. Daams, J.P. Carbotte, M. Ashraf and R. Baquero, *J. Low Temp. Phys.* **55** (1984) 1; H.G. Zarate and J.P. Carbotte, *J. Low Temp. Phys.* **55** (1984) 67; R. Baquero and J.P. Carbotte, *J. Low Temp. Phys.* **51** (1983) 135.
7. J. Labbe, S. Barisic and J. Friedel, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1039; S.V. Vonsovsky, Yu.A. Izyumov and E.Z. Kurmaev, *Superconductivity of Transition Metals, Their Alloys and Compounds*, Ed. M. Cardona, P. Fulde and H.J. Queisser, Springer-Verlag, Berlin (1982); V.L. Ginzburg and D.A. Kirzhnits, *High temperature Superconductivity*, Consultants Bureau, New York (1982).
8. J. Hirsch and D. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2732.
9. J. Friedel, *J. Phys. (Paris)* **48** (1987) 1787; *J. Phys. Condens. Matter* **1** (1989) 7757.
10. J. Labbe and J. Bok, *Europhys. Lett.* **3** (1987) 1225.
11. J. Bok, *Physica C* **209** (1993) 107.
12. C.C. Tsuei, D.M. Newns, C.C. Chi and P.C. Pattnaik, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2724; C.C. Tsuei, C.C. Chi, D.M. Newns, P.C. Pattnaik and M. Däumling, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2134; D.M. Newns, C.C. Tsuei, P.C. Pattnaik and C.L. Kane, *Comments Cond. Mat. Phys.* **15** (1992) 273.
13. R.S. Markiewicz, *J. Phys. Condens. Matter* **2** (1990) 665; *Physica C* **168** (1990) 195.
14. J.M. Getino, M. de Llano and H. Rubio, *Phys. Rev. B* **48** (1993) 597.
15. J.E. Dzyaloshinskii, *JETP Lett.* **46** (1987) 118; *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** (1987) 97.
16. A.G. Goicochea, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 6864; K. Langfeld and E. Frey, *Phys. Rev. B* **48** (1993) 4176.
17. X. Tiefeng and B. Guiru, *Z. Phys. B* **89** (1992) 35.
18. R. Baquero, D. Quesada and C. Trallero-Giner, *Proceedings of the Second CINVESTAV Superconductivity Symposium Manifestation of the Electron-Phonon Interaction*, Tequisquiapan, México, Ed. R. Baquero, World Scientific, Singapore (1994).
19. E.N. Economou, *Green functions in Quantum Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1983); T. Morita, *J. Math. Phys.* **12** (1971) 1744.
20. M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover (1970).
21. J.C. Campuzano, G. Jennings, M. Faiz, L. Beaulaigue, B.W. Veal, J.Z. Liu, A.P. Paulikas, K. Vandervoort, H. Claus, R.S. List, A.J. Arko and R.J. Bartlett, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2308; C.G. Olson, R. Liu, D.W. Lynch, R.S. List, A.J. Arko, B.W. Veal, Y.C. Chang, P.Z. Jiang and A.P. Paulikas, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 381; A.A. Abrikosov, J.C. Campuzano and K. Gofroon, *Physica C* **14** (1993) 73; J. Ma, C. Quitmann, R.J. Kelley, P. Almérás, H. Berger, G. Margaritondo and M. Onellion, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 3832.

22. E.B. Stechel and D.R. Jenninson, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 4632; J. Giraldo and R. Baquero, *Proceedings of the Second CINVESTAV Superconductivity Symposium Manifestation of the Electron-Phonon Interaction*, Tequisquiapan, México, Ed. R. Baquero, World Scientific, Singapore (1994).