

ẢNH HƯỞNG CỦA CÁC TƯƠNG TÁC GHÉP ĐÔI ĐẾN SỰ ĐỐI XỨNG CỦA KHE NĂNG LƯỢNG TRONG CÁC CHẤT SIÊU DẪN NHIỆT ĐỘ CAO CHỨA OXIT ĐỒNG

Nhận bài:

17 – 08 – 2018

Chấp nhận đăng:

20 – 12 – 2018

<http://jshe.ued.udn.vn/>

Trần Văn Lương^{a*}, Nguyễn Thị Ngọc Nữ^b

Tóm tắt: Mặc dù được tìm ra từ năm 1986 nhưng cho đến nay cơ chế tương tác của các chất siêu dẫn nhiệt độ cao vẫn còn là bí ẩn đối với các nhà khoa học. Trong bài báo này, các tác giả đưa ra mô hình lý thuyết và tìm được lời giải của phương trình tự phối trong những trường hợp đơn giản. Kết quả nghiên cứu cho phép khẳng định rằng, tương tác đẩy Coulomb cùng với các dạng tương tác ghép đôi khác (tương tác hút electron-phonon và tương tác đẩy thăng giáng spin) đóng vai trò quan trọng trong việc xác định giá trị và tính chất đối xứng của khe năng lượng trong các chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa oxit đồng. Sự cạnh tranh giữa các dạng tương tác đó giải thích được đối xứng sóng d và đối xứng sóng s mở rộng mà nhiều thực nghiệm quan sát được, đồng thời cũng chỉ ra những dạng đối xứng khác thường với sự biến mất và xuất hiện những đường nút mới của khe năng lượng.

Từ khóa: siêu dẫn; cuprates; tương tác ghép đôi; đối xứng; khe năng lượng.

1. Giới thiệu

Siêu dẫn là sự biến mất hoàn toàn điện trở của vật liệu khi được làm lạnh dưới nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn (T_C). Cơ chế của hiện tượng này được mô tả và giải thích thành công trong lý thuyết của J. Bardeen, L. Cooper và J. Schrieffer (BCS) [1] đối với các chất siêu dẫn nhiệt độ thấp. Theo đó, ở nhiệt độ đủ thấp (0 K), nếu không chịu ảnh hưởng của từ trường, các electron kết hợp thành từng cặp, gọi là cặp Cooper (Cooper pairs), và có thể di chuyển không va chạm trong vật chất (không có điện trở) để tạo ra dòng điện. Các cặp Cooper được hình thành nhờ việc liên kết các electron với nhau thông qua trao đổi các phonon (hạt trường của dao động mạng tinh thể). Dạng tương tác này thường được biết đến với tên gọi là tương tác hút electron - phonon.

Tuy nhiên, lý thuyết BCS không thể giải thích được

các tính chất của các chất siêu dẫn nhiệt độ cao, được J. G. Bednorz và K. A. Müller tìm ra từ năm 1986 [2]. Các chất siêu dẫn này hầu hết đều là các hợp chất của đồng (cuprate superconductors - cuprates) có cấu trúc hai chiều là các mặt CuO_2 và các chuỗi CuO . Ở trạng thái thường hầu hết các hợp chất gồm siêu dẫn là các chất điện môi hoặc dẫn điện rất kém. Vật liệu sẽ trở thành siêu dẫn khi nhiệt độ $T < T_C$ đối với từng hợp chất khác nhau và T_C phụ thuộc vào nồng độ hạt tải, đồng thời phụ thuộc mạnh vào quy trình công nghệ, các điều kiện xử lý nhiệt và môi trường tạo mẫu.

Khe năng lượng siêu dẫn, một tính chất vật lý quan trọng trong chất siêu dẫn, là năng lượng cần thiết để phá hủy một cặp Cooper. Trong các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ thấp truyền thống ví dụ như chì, khe năng lượng của nó là đối xứng hoàn hảo đối với chiều momen xung lượng của electron. Tuy nhiên, khi đo đặc khe năng lượng của các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao chứa oxit đồng bằng kỹ thuật chuẩn phổ phát xạ phân giải góc (angle-resolved photoemission spectroscopy - ARPES), khe năng lượng không đối xứng một cách hoàn hảo, nhưng cũng phân chia thành các thùy riêng biệt được mô tả như đối xứng sóng d (d -wave symmetry) [3]. Vì lý

^aTrường Đại học Bách khoa – ĐHQG TP. Hồ Chí Minh

^bTrường Đại học Công nghiệp TP. Hồ Chí Minh

* Tác giả liên hệ

Trần Văn Lương

Email: tranvanluong@hcmut.edu.vn

thuyết BCS đòi hỏi một khe năng lượng đối xứng nên nó không thể sử dụng để lý giải các tính chất của siêu dẫn nhiệt độ cao. Nhiều nghiên cứu trước đây cho rằng khe năng lượng trong cuprates có dạng đối xứng sóng d [3,4], tuy nhiên những kết quả gần đây lại phát hiện khe năng lượng có dạng đối xứng sóng s mở rộng (extended s wave) [5,6]. Một số tác giả còn chứng tỏ rằng có sự thay đổi tính chất đối xứng của khe năng lượng tùy thuộc vào nồng độ pha tạp [7,8]. Vấn đề đặt ra là cơ chế tương tác của các cặp electron trong cuprates đến nay vẫn còn là bí ẩn đối với các nhà khoa học. Một phần nguyên nhân là do cấu trúc phức tạp của các hợp chất cuprates, một phần vì sự khó khăn trong việc pha tạp khi chế tạo các mẫu chất.

Trong cuprates và các chất siêu dẫn nhiệt độ cao khác, tương tác electron - phonon có khả năng dẫn đến lực hút hiệu dụng giữa các electron trong một lớp hẹp (với độ rộng năng lượng cỡ năng lượng Debye), bao quanh mặt Fermi [9,10]. Tuy nhiên, chỉ một tương tác electron - phonon không đủ để mô tả nhiều tính chất của trạng thái siêu dẫn, trong đó có đối xứng sóng s mở rộng và đối xứng sóng d dĩ hướng quan sát được trong cuprates [5,6,11]. Do đó, phải tồn tại thêm những dạng tương tác khác cùng với tương tác electron - phonon để xác định cơ chế siêu dẫn và các dạng đối xứng trong cuprates.

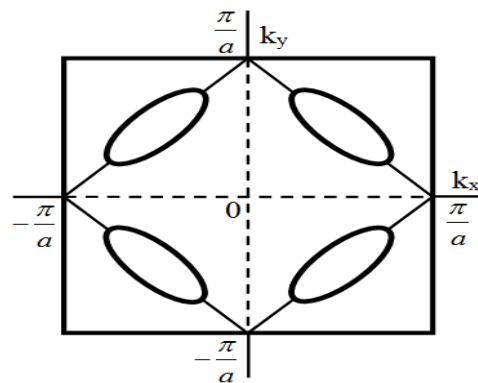
Trong những năm gần đây nhiều kết quả nghiên cứu cho phép khẳng định rằng trong cuprates trạng thái siêu dẫn bắt đầu xuất hiện khi pha tạp yếu hệ phân sắt từ ban đầu, và chỉ ra vai trò quan trọng của tương tác thông qua sự thăng giáng spin phân sắt từ (trao đổi magnon) [12,13]. Các tác giả đã chỉ ra dạng tương tác này cũng dẫn tới đối xứng sóng d . Người đầu tiên đưa ra ý tưởng về khả năng kết đôi của các electron thông qua sự thăng giáng spin là A.I. Akhiezer và I. Ya. Pomeranchuk [14].

Mặc dù bản chất của hiện tượng siêu dẫn nhiệt độ cao đến nay vẫn chưa được sáng tỏ, tuy nhiên trong nhiều công trình nghiên cứu đã chỉ ra rằng tương tác đẩy Coulomb đóng vai trò chính trong cơ chế ghép đôi siêu dẫn trong cuprates [15-18]. Cơ chế siêu dẫn dựa trên cơ sở giả thiết về sự hình thành của các cặp đôi có tổng xung lượng lớn \mathbf{K} [15,16] (cỡ hai lần xung lượng Fermi về hướng xung lượng của cặp đôi) dưới tác dụng của tương tác đẩy Coulomb là kênh ghép đôi siêu dẫn chủ yếu, tạo điều kiện giải thích thỏa đáng nhiều kết quả thí nghiệm quan trọng đã thu được đối với cuprates.

Ngoài những tương tác kể trên thì cũng tồn tại một số giả thuyết khác về cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao được đề cập, tuy nhiên chưa có giả thuyết nào có thể giải thích được tất cả các hiện tượng thực nghiệm quan sát được trong cuprates. Do đó, mục tiêu của bài viết này là đưa ra mô hình khảo sát đồng thời sự ảnh hưởng và cạnh tranh của ba tương tác ghép đôi của các electron trong hợp chất cuprates (tương tác hút electron-phonon, tương tác đẩy thăng giáng spin và tương tác đẩy Coulomb), đến sự đối xứng của khe năng lượng. Ngoài ra, lời giải phương trình tự phối cho phép giải thích được những dạng đối xứng mới quan sát được và chỉ ra các dạng đối xứng khác nhau có thể của khe năng lượng trong các chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa oxit đồng.

2. Thiết lập mô hình tương tác

Những thí nghiệm ARPES dựa trên hiệu ứng phát xạ photon đối với các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao chứa oxit đồng cho thấy các vòng Fermi bị suy biến không còn là một đường liên tục mà lúc này nó trở thành các túi rời rạc - các vòng Fermi xuất hiện dưới dạng bốn túi lỗ trống nhỏ có tâm nằm tại các điểm $(\pm\pi/2a, \pm\pi/2a)$ của vùng Brillouin (Hình 1) [3,7]. Sự tương tác giữa các hạt không những xảy ra trong mỗi vùng động học Ξ_j mà còn xảy ra giữa các hạt trong các vùng với nhau.



Hình 1. Vòng Fermi dưới dạng bốn túi lỗ trống trong vùng Brillouin

Phương trình tự phối xác định khe năng lượng $\Delta_j(\mathbf{k}_j)$ trong trường hợp ghép đôi của các hạt có tổng xung lượng lớn \mathbf{K}_j và xung lượng chuyển động tương đối \mathbf{k}_j có thể được viết dưới dạng [7]:

$$\Delta_j(\mathbf{k}_j) = -\frac{1}{2} \sum_{j'=1}^4 \sum_{\mathbf{k}'_j \in \Xi_{j'}} \frac{U(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}'_j) \Delta_{j'}(\mathbf{k}'_j)}{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}'_j) + |\Delta_{j'}(\mathbf{k}'_j)|^2}} \quad (1)$$

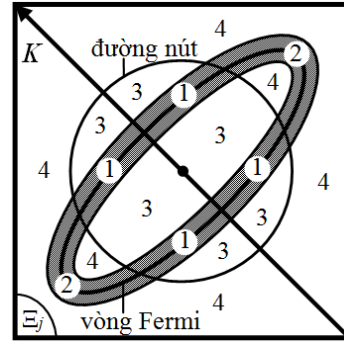
Để tiện cho quá trình biến đổi thì chúng ta không viết sự phụ thuộc của khe năng lượng vào \mathbf{K}_j , nghĩa là $\Delta_{\mathbf{k}_j, \mathbf{k}_j} \equiv \Delta_j(\mathbf{k}_j)$, $\xi_{\mathbf{k}_j, \mathbf{k}_j} \equiv \xi(\mathbf{k}_j)$, $j=1,2,3,4$. Trong đó $\xi(\mathbf{k}_j)$ là động năng của một cặp hạt; $U(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}'_j)$ là thế tương tác giữa các hạt trong cặp.

Trong các hợp chất cuprates, ngoài những cặp Cooper với tổng xung lượng bằng không thì sự ghép đôi của các cặp electron với tổng xung lượng lớn cũng đóng một vai trò quan trọng. Lực đẩy Coulomb trên toàn vùng động học dẫn tới sự xuất hiện đường nút (nodal line) của hàm $\Delta_j(\mathbf{k}_j)$, đó là đường tròn bán kính k_0 , có tâm nằm ở điểm $\mathbf{K}/2$ và cắt vòng Fermi (Hình 2) [15]. Đường nút này phân chia vùng động học Ξ_j thành những vùng Ξ_j^+ và Ξ_j^- , mà trong đó $\Delta_j(\mathbf{k}_j)$ có dấu khác nhau. Khi đó, vì các vùng động học nhỏ nên để đơn giản thì trong phương trình tự phối (1) có thể tiến hành thay thế gần đúng thế tương tác giữa các hạt $U(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}'_j)$ bằng các hằng số. Các hằng số đặc trưng cho tương tác đẩy Coulomb trong vùng động học Ξ_j được mô tả bởi các thông số:

$$\begin{cases} U_{11} = U_{13} = U_{31} = U_{33} \\ U_{22} = U_{24} = U_{42} = U_{44} \\ U_{12} = U_{21} = U_{14} = U_{41} = \\ = U_{32} = U_{23} = U_{34} = U_{43} \end{cases} \quad (2)$$

Hai dòng thông số đầu tiên của (2) mô tả sự tán xạ giữa các hạt bên trong các vùng Ξ_j^+ và Ξ_j^- , dòng thông số thứ ba và thứ tư mô tả sự tán xạ giữa các vùng đó. Trong trường hợp đơn giản, khi $\Xi_j^+ = \Xi_j^-$ thì các thông số này có giá trị bằng [15, 19]:

$$\begin{cases} U_{11} = U_{13} = U_{31} = U_{33} = 0 \\ U_{22} = U_{24} = U_{42} = U_{44} = 0 \\ U_{12} = U_{21} = U_{14} = U_{41} = U_C^0 \\ U_{32} = U_{23} = U_{34} = U_{43} = U_C^0 \end{cases} \quad (3)$$



Hình 2. Vòng Fermi và đường nút trong một phần tư vùng Brillouin. Phần bôi đen bao quanh vòng Fermi là nơi xảy ra tương tác hút electron - phonon. Dấu của khe năng lượng trong các miền 1 và 2 (3 và 4) là khác nhau

Tương tác hút hiệu dụng giữa các electron thông qua cơ chế electron - phonon tương tự như trong lý thuyết siêu dẫn BCS [1] được cho là có giá trị không đổi $-V_0$ và xảy ra ở một lớp hẹp trong không gian xung lượng, bao quanh mặt Fermi. Cụ thể, các thông số của tương tác hút electron - phonon có giá trị bằng:

$$\begin{cases} V_{14} = V_{41} = V_{32} = V_{23} = V_{34} = V_{43} = 0 \\ V_{13} = V_{31} = V_{33} = V_{24} = V_{42} = V_{44} = 0 \\ V_{11} = V_{22} = V_{12} = V_{21} = -V_0 \end{cases} \quad (4)$$

Trong những năm gần đây, nhiều khảo sát về sự thăng giáng spin trong các hợp chất cuprates đã được tiến hành và kết quả chỉ ra rằng khác với tương tác hút electron - phonon chỉ xảy ra ở vùng gần vòng Fermi thì tương tác đẩy thăng giáng spin xảy ra trên toàn vùng Brillouin [12,13]. Do đó, để đơn giản có thể cho rằng tương tác đẩy thăng giáng spin cũng được đặc trưng bởi các hằng số trong vùng động học giới hạn, tương tự như tương tác đẩy Coulomb. Cụ thể là, trong vùng động học giới hạn Ξ_j nó có giá trị bằng:

$$\begin{cases} W_{11} = W_{13} = W_{31} = W_{33} = 0 \\ W_{22} = W_{24} = W_{42} = W_{44} = 0 \\ W_{12} = W_{21} = W_{14} = W_{41} = W_0 \\ W_{32} = W_{23} = W_{34} = W_{43} = W_0 \end{cases} \quad (5)$$

Ngoài ra giữa các vùng đối diện tương tác đẩy thăng giáng spin bằng W , còn giữa các vùng cạnh nhau nó có giá trị w , một cách ngắn gọn có thể viết dưới dạng (W, w) . Tương tự, cũng tồn tại tương tác hút

electron – phonon $(-V, -v)$ và tương tác đẩy Coulomb (U_C, u_C) giữa những vùng đối diện và những vùng cạnh nhau một cách tương ứng.

Khi đó phương trình tự phối (1) có thể được viết lại dưới dạng hệ phương trình tích phân, xác định các giá trị trung bình của khe năng lượng Δ_{js} bên trong vùng Ξ_{js} tương ứng. Vì các vùng động học giới hạn là tương đương nhau nên có thể bỏ chỉ số j và sẽ xem các đại lượng Δ_{js} , f_{js} như $\Delta_{js} \equiv \Delta_s$, $f_{js} \equiv f_s$, một cách tương ứng.

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= +V_0 \Delta_1 f_1 - (U_C^0 + W_0 - V_0) \Delta_2 f_2 \\ &\quad - (U_C^0 + W_0) \Delta_4 f_4 + \Gamma_2 \\ \Delta_2 &= -(U_C^0 + W_0 - V_0) \Delta_1 f_1 + V_0 \Delta_2 f_2 \\ &\quad - (U_C^0 + W_0) \Delta_3 f_3 + \Gamma_2 \\ \Delta_3 &= -(U_C^0 + W_0) \Delta_2 f_2 \\ &\quad - (U_C^0 + W_0) \Delta_4 f_4 + \Gamma_1 \\ \Delta_4 &= -(U_C^0 + W_0) \Delta_1 f_1 \\ &\quad - (U_C^0 + W_0) \Delta_3 f_3 + \Gamma_1 \end{aligned} \quad (6)$$

Ở đây Δ_1 và Δ_2 là giá trị trung bình của khe năng lượng gần vòng Fermi (nơi xảy ra tương tác hút electron – phonon) bên trong và bên ngoài đường tròn $k = k_0$; Δ_3 và Δ_4 là giá trị trung bình của khe năng lượng bên ngoài vùng xảy ra tương tác hút electron – phonon, tương ứng với bên trong và bên ngoài đường tròn $k = k_0$ (Hình 2). Các số hạng Γ_1 và Γ_2 tương ứng với sự tán xạ giữa các vùng tương đương, những số hạng còn lại ở vế phải của hệ (6) tương ứng với tương tác trong vùng động học giới hạn Ξ_j . Ta có:

$$\Gamma_2 = \Gamma_1 + \Lambda \quad (7)$$

$$\Gamma_1 = -\sum_{s=1}^4 \left\{ \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j, j''}}^4 u \Delta_{j's} f_{j's} + U \Delta_{j''s} f_{j''s} \right\} \quad (8)$$

và

$$\Lambda = \sum_{s=1}^2 \left\{ \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j, j''}}^4 v \Delta_{j's} f_{j's} + V \Delta_{j''s} f_{j''s} \right\} \quad (9)$$

ở đây

$$j'' = \begin{cases} j+2 & \text{khí } j \leq 2 \\ j-2 & \text{khí } j > 2 \end{cases} \quad (10)$$

$$U = U_C + W, \quad u = u_C + w \quad (11)$$

Các đại lượng:

$$f_s = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} \in \Xi_{js}} \frac{1}{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + |\Delta_s|^2}} \quad (12)$$

đối với mỗi vùng Ξ_{js} có thể tính được tương tự như trong lý thuyết BCS bằng cách chuyển dấu tổng sang dấu tích phân:

$$f_s = \frac{1}{2} \int_{\Xi_{js}} \frac{g d\xi}{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + |\Delta_s|^2}} \quad (13)$$

ở đây g là mật độ trạng thái trung bình trong vùng động học giới hạn.

Nếu gọi ε_0 và ε_D (với $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_D$) là thang đo năng lượng tương ứng của các vùng Ξ_{js} ($s=3,4$) và Ξ_{js} ($s=1,2$), thì theo [15], ta có:

$$\begin{aligned} f_s &= (g/2) \ln(2 \varepsilon_D / |\Delta_s|), \quad s=1,2 \\ f_s &= (g/2) \ln(\varepsilon_0 / \varepsilon_D) \equiv f, \quad s=3,4 \end{aligned} \quad (14)$$

3. Lời giải phương trình tự phối

Từ (6) ta suy ra:

$$\Delta_{s(s=3,4)} = \Delta_{s(s=1,2)} - V_0 \sum_{s=1}^2 \Delta_s f_s - \Lambda \quad (15)$$

Thay (15) vào hai phương trình đầu trong hệ (6), qua một vài phép biến đổi cơ bản ta thu được:

$$\begin{aligned} \Delta_1 a_1 + \Delta_2 b_2 &= \Gamma_2 + 2w_0 f \Lambda \\ \Delta_1 b_1 + \Delta_2 a_2 &= \Gamma_2 + 2w_0 f \Lambda \end{aligned} \quad (16)$$

Với

$$\begin{aligned} b_s &= f_s [2w_0 - V_0(1+2w_0f)] + 2w_0f \\ a_s &= 1 - f_s V_0(1+2w_0f), \quad s=1,2 \end{aligned} \quad (17)$$

Để thấy, hệ phương trình (16) bất biến trong phép biến đổi $\Delta_1 \leftrightarrow -\Delta_2$ và $\Delta_1 \leftrightarrow \Delta_2$, do đó nó có hai lời giải:

3.1. Trường hợp 1 (phản đối xứng, $\Delta_1 = -\Delta_2$), từ (9) và (15) suy ra

$$\Delta_1 = \Delta_3, \quad \Delta_2 = \Delta_4 \quad (18)$$

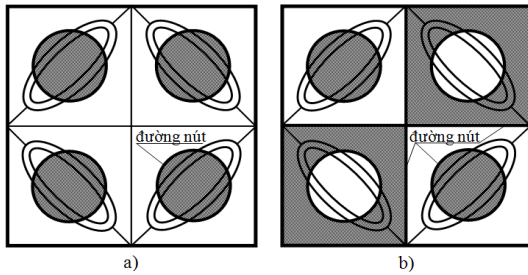
Vậy nghiệm phản đối xứng của phương trình tự phối có dạng:

$$\Delta_1 = 2\varepsilon_0 \exp(-1/gw_0), (\Delta_1 > 0) \quad (19)$$

Trong đó:

$$w_0 = \frac{U_c^0 + W_0}{2} \quad (20)$$

Điều đó có nghĩa là tương tác hút electron - phonon không ảnh hưởng tới giá trị của khe năng lượng và tính chất đối xứng của nó. Tất cả các khả năng đối xứng khác nhau có thể của khe năng lượng được mô tả trên Hình 3.



Hình 3. (a) Đối xứng sóng s mở rộng và (b) đối xứng sóng d mở rộng trong trường hợp phản đối xứng (dấu trong vùng bôi đen và không bôi đen là khác nhau)

3.2. Trường hợp 2 (đối xứng, $\Delta_1 = \Delta_2 \equiv \Delta_{\pm}$), lời giải phương trình tự phối có dạng như sau:

$$\Delta_{\pm} = 2\varepsilon_D \exp(-1/gV_{\pm}^*) \quad (21)$$

Với

$$V_{\pm}^* = \bar{V}_{\pm} - \frac{\bar{U}_{\pm}}{1 + g\bar{U}_{\pm} \ln(\varepsilon_0 / \varepsilon_D)} \quad (22)$$

Khi đó:

$$\Delta_{s\pm} = -\Delta_{\pm} \left[\left(\bar{V}_{\pm} / V_{\pm}^* \right) - 1 \right], s = 3, 4 \quad (23)$$

Từ đây ta thấy rằng $\Delta_{s\pm}$ và Δ_{\pm} có dấu khác nhau trong vùng động học. Điều kiện để phương trình tự phối không có nghiệm tầm thường là $V_{\pm}^* > 0$ dẫn tới bất đẳng thức, tương tự như bất đẳng thức nổi tiếng mà Tolmachev lần đầu tiên nhận được vào năm 1958 [20]:

$$\bar{V}_{\pm} > \frac{\bar{U}_{\pm}}{1 + g\bar{U}_{\pm} \ln(\varepsilon_0 / \varepsilon_D)} \quad (24)$$

Từ đây có thể dẫn ra hệ quả quan trọng: Tương tác đẩy Coulomb, được mô tả bởi \bar{U}_{\pm} , không quá hiệu quả cản trở sự xuất hiện siêu dẫn do sự có mặt của hệ số $\frac{1}{1 + g\bar{U}_{\pm} \ln(\varepsilon_0 / \varepsilon_D)}$. Trong trường hợp riêng, có thể chỉ

ra rằng, thậm chí khi $\bar{V}_{\pm} < \bar{U}_{\pm}$ (nghĩa là trong trường hợp, khi trên toàn bộ vùng động học, hằng số tương tác tương ứng với lực đẩy) tuy nhiên siêu dẫn vẫn tồn tại nếu thỏa mãn điều kiện:

$$\bar{V}_{\pm} \left[1 + g\bar{U}_{\pm} \ln(\varepsilon_0 / \varepsilon_D) \right] > \bar{U}_{\pm} \quad (25)$$

Chúng ta cùng khảo sát các trường hợp đặc biệt:

3.2.1. $\Delta_{js} = \Delta_{j's} = \Delta_{j's}$. Đây là đối xứng sóng s mở rộng, được biểu diễn trên hình 4a.

Trong trường hợp này, ta có:

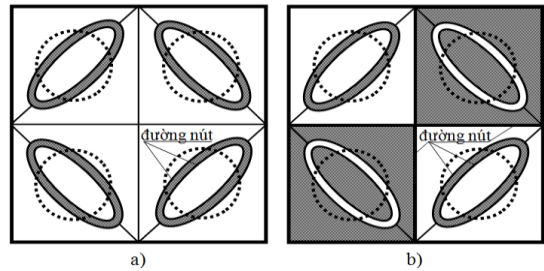
$$\bar{V}_+ = V_0 + V + 2v, \bar{U}_+ = w_0 + U + 2u \quad (26)$$

3.2.2. $\Delta_{js} = \Delta_{j's} = -\Delta_{j's}$. Đây là đối xứng sóng d mở rộng, được biểu diễn trên Hình 4b.

Tương tự, ta nhận được:

$$\bar{V}_- = V_0 + V - 2v, \bar{U}_- = w_0 + U - 2u \quad (27)$$

Khi đó, các đường nút bên trong mỗi vùng biến mất, và chúng xuất hiện trở lại trên ranh giới vùng xảy ra tương tác hút electron - phonon bao quanh vòng Fermi và trên ranh giới giữa các vùng.



Hình 4. (a) Đối xứng sóng s mở rộng và (b) đối xứng sóng d mở rộng với sự biến mất và xuất hiện thêm của những đường nút mới trong trường hợp đối xứng (dấu trong vùng bôi đen và không bôi đen là khác nhau)

4. Kết luận

Tất cả những kết quả thu được ở trên không đồng nghĩa là có thể cho rằng mọi vấn đề liên quan đến siêu dẫn nhiệt độ cao đã được giải quyết. Còn nhiều câu hỏi

mà đến thời điểm này chúng ta vẫn chưa có câu trả lời chắc chắn và rõ ràng, trong đó có vấn đề cơ chế tương tác cụ thể trong cuprates. Tuy nhiên có thể khẳng định rằng, sự cạnh tranh giữa các dạng tương tác (tương tác đẩy Coulomb, tương tác hút electron-phonon và tương tác đẩy thăng giáng spin) ảnh hưởng tới độ lớn và tính chất đối xứng của khe năng lượng trong cuprates. Kết quả nghiên cứu của bài báo đã giải thích được đối xứng sóng d và đối xứng sóng s mở rộng mà nhiều thực nghiệm quan sát được, đồng thời cũng chỉ ra những dạng đối xứng khác thường với sự biến mất và xuất hiện những đường nút mới của khe năng lượng. Bài báo không những giúp ta hiểu rõ hơn về tính đối xứng của khe năng lượng trong cuprates, mà còn là cơ sở quan trọng góp phần để xây dựng lý thuyết siêu dẫn nhiệt độ cao, một vấn đề nóng bỏng và cấp thiết mà tới nay vẫn chưa có lời giải đáp. Chính vì vậy, trong tương lai nghiên cứu siêu dẫn nhiệt độ cao trong các hợp chất chứa oxit đồng vẫn là một hướng nghiên cứu trọng tâm trong lĩnh vực vật lý các trạng thái đông đặc.

Lời cảm ơn: Nghiên cứu này được tài trợ bởi Trường Đại học Bách khoa - ĐHQG TP.HCM trong khuôn khổ đề tài mã số T-KHUD-2018-24.

Tài liệu tham khảo

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer (1957). Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 108, 1175-1204.
- [2] J. G. Bednorz and K. A. Müller (1986). Possible high TC superconductivity in the La - Ba - Cu - O system. *Z. Phys. B*, 64, 189-193
- [3] Z. -X. Shen, W. E. Spicer, D. M. King, D. S. Dessau, B. O. Wells (1995). Photoemission Studies of High-Tc Superconductors: The Superconducting Gap. *Science*, 267, 5196, 343-350.
- [4] D. J. Scalapino (1995). The case for dx²-y² pairing in the cuprate superconductors. *Physics Reports*, 250, 329.
- [5] G. Zhao (2001). Identification of the bulk pairing symmetry in high-temperature superconductors: Evidence for an extended s wave with eight line nodes. *Phys. Rev. B*, 64, 024503.
- [6] B. H. Brandow (2002). Arguments and evidence for a node-containing anisotropic s-wave gap form in the cuprate superconductors. *Phys. Rev. B*, 65, 054503.
- [7] V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, Yu. N. Togushova and V. L. Tran (2008). Doping-induced symmetry change of superconducting order. *Phys. Letters A*, 372, 3501-3505.
- [8] H. Chung, N. Kim, H. Kim (2015). Variation of the extended s-wave superconducting order parameter: From s-wave to g-wave. *Mod. Phys. Lett. B*, 29, 1550163.
- [9] V. M. Svistunov, M. A. Belogolovskii and A. I. Khachaturov (1993). Electron-phonon interaction in high-temperature superconductors. *Phys. Usp.*, 36, 65.
- [10] C. Gadermaier, A. S. Alexandrov, V. V. Kabanov, P. Kusar, T. Mertelj, X. Yao, C. Manzoni, D. Brida, G. Cerullo and D. Mihailovic (2010). Electron-Phonon Coupling in High-Temperature Cuprate Superconductors Determined from Electron Relaxation Rates. *Phys. Rev. Lett.*, 105, 257001.
- [11] E. G. Maksimov (2000). High-temperature superconductivity: the current state. *Phys. Usp.*, 43, 965-990.
- [12] Yu. A. Izyumov (1999). Spin-fluctuation mechanism of high-Tc superconductivity and order-parameter symmetry. *Phys. Usp.*, 42, 215.
- [13] N. M. Plakida (2015). Spin Fluctuations and High-Temperature Superconductivity in Cuprates. *J Supercond Nov Magn.*, 28, 1309.
- [14] A.I. Akhiezer, I. Ya. Pomeranchuk (1959). Interaction between Conduction Electrons in Ferromagnets. *JETP*, 9, 3, 605-607.
- [15] V. I. Belyavsky and Yu. V. Kopaev (2006). Superconductivity of repulsive particles. *Phys. Usp.*, 49, 441.
- [16] V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, N. T. Nguyen and V. L. Tran (2009). Topology of the superconducting order under pairing repulsion. *JETP*, 108, 301.
- [17] S. Maiti and A. V. Chubukov (2013). Superconductivity from repulsive interaction. arXiv:1305.4609v3 [cond-mat.supr-con].
- [18] N. M. Plakida (2016). On the Coulomb interaction in superconducting pairing in cuprates. arXiv:1607.02935v1 [cond-mat.str-el].
- [19] V. I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev and Yu.N. Togushova (2005). Superconducting pairing from repulsion: Contact potential approximation. *Physics Letters A* 338, 108, 69.
- [20] N. N. Bogolyubov, V. V. Tolmachev, D. V. Shirkov (1959). A New Method in the Theory of Superconductivity, Consultants Bureau, New York. *Russ. original, Izdatel'stvo Akademii Nauk SSSR, Moskva*, 1958.

INFLUENCE OF COUPLING MECHANISMS ON THE SYMMETRY OF ENERGY GAP

IN COPPER OXIDE HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Abstract: Although high temperature superconductivity was discovered in 1986, the mechanism of its interaction (has been) remains a scientific mystery. In this article, the authors present a theoretical model and find the solutions of (the keys for) the self-consistency equation in simple cases. Research results allow to affirm that the coulomb repulsion along with other types of coupling (electron-phonon interaction and spin-fluctuation interaction) play an important role in determining the value and symmetry of the energy gap in copper oxide high-temperature superconductors. The competition between these types of interactions explains d-wave symmetry and extended s-wave symmetry that have been observed in many experiments, and also shows unusual forms of symmetry with vanishing and appearance new nodal lines of energy gap.

Key words: superconductivity; cuprates; pairing interaction; symmetry; energy gap.