

Các dạng đối xứng không bình thường của tham số trật tự trong cuprates

Trần Văn Lương^{1,*}, Nguyễn Thị Ngọc Nữ²



Use your smartphone to scan this QR code and download this article

TÓM TẮT

Lý thuyết siêu dẫn BCS do J. Bardeen, L. Cooper và R. Schriffer đưa ra năm 1957 đã thành công trong việc mô tả và giải thích thỏa đáng bản chất của hiện tượng siêu dẫn đối với các chất siêu dẫn nhiệt độ thấp. Tuy nhiên, lý thuyết BCS không thể giải thích được các tính chất của các chất siêu dẫn nhiệt độ cao do J. G. Bednorz và K. A. Müller tìm ra từ năm 1986. Mặc dù các nhà khoa học đã phát hiện ra rất nhiều chất siêu dẫn mới và nhiệt độ chuyển pha của chúng cũng không ngừng được nâng cao, nhưng hầu hết các chất siêu dẫn nhiệt độ cao được tìm ra bằng con đường thực nghiệm và cho tới nay cũng chưa có lý thuyết nào có thể giải thích được đầy đủ các tính chất của chúng. Nhiều nghiên cứu trước đây cho rằng tham số trật tự trong các chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa oxide đồng (cuprate superconductors - cuprates) có dạng đối xứng sóng d, tuy nhiên những kết quả gần đây lại phát hiện tham số trật tự có dạng đối xứng sóng s mở rộng (extended s wave). Thông qua việc nghiên cứu các dạng đối xứng của tham số trật tự trong cuprates có thể góp phần hiểu được bản chất của siêu dẫn nhiệt độ cao. Trong bài viết này, các tác giả trình bày tổng quan về sự phát triển của siêu dẫn nhiệt độ cao trong hơn 30 năm qua và đưa ra mô hình lý thuyết để giải thích các dạng đối xứng không bình thường của tham số trật tự trong các siêu dẫn dựa trên hợp chất của đồng. Sự cạnh tranh của ba cơ chế ghép đôi của các electron trong hợp chất cuprates (cơ chế ghép đôi thông qua lực đẩy Coulomb, cơ chế electron-phonon và cơ chế thăng giáng spin) ảnh hưởng đến tính đối xứng không bình thường của tham số trật tự. Bài báo tìm được lời giải của phương trình tự phối trong những trường hợp đơn giản và chỉ ra khả năng chuyển pha bên trong trạng thái siêu dẫn.

Từ khóa: siêu dẫn, cuprates, tham số trật tự, đối xứng, cơ chế ghép đôi

¹Khoa Khoa học Ứng dụng, Trường Đại học Bách khoa, ĐHQG-HCM

²Khoa Khoa học Cơ bản, Trường Đại học Công nghiệp Thành phố Hồ Chí Minh

Liên hệ

Trần Văn Lương, Khoa Khoa học Ứng dụng, Trường Đại học Bách khoa, ĐHQG-HCM
Email: tranvuong@hcmut.edu.vn

Lịch sử

- Ngày nhận: 20/01/2018
- Ngày chấp nhận: 22/12/2018
- Ngày đăng: 31/12/2019

DOI:



Bản quyền

© ĐHQG Tp.HCM. Đây là bài báo công bố mở được phát hành theo các điều khoản của the Creative Commons Attribution 4.0 International license.



GIỚI THIỆU

Hiện tượng siêu dẫn được nhà vật lý người Hà Lan Kamerlingh Onnes tìm ra năm 1911 khi làm thí nghiệm khảo sát sự phụ thuộc vào nhiệt độ của điện trở một cột thủy ngân có độ tinh khiết cao ở các nhiệt độ rất thấp. Ông nhận thấy rằng thủy ngân trở thành siêu dẫn ở nhiệt độ dưới 4,15 K. Tuy nhiên, trong suốt 75 năm sau đó (1911 – 1986) các nhà khoa học mặc dù đã tìm ra rất nhiều vật liệu siêu dẫn khác nhau nhưng chủ yếu là các siêu dẫn kim loại, hợp kim và oxide kim loại với nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn đều không vượt quá 24 K. Điều này gây trở ngại lớn trong việc đưa các chất siêu dẫn vào ứng dụng vì chất siêu dẫn chỉ xuất hiện khi ở nhiệt độ rất thấp, chỉ một vài độ trên không độ tuyệt đối và phải dùng khí helium hóa lỏng để làm lạnh, đó là một quá trình phức tạp và tốn kém, đòi hỏi phải tìm ra những chất siêu dẫn mới, có nhiệt độ chuyển pha cao hơn để khắc phục nhược điểm trên. Năm 1986, J. G. Bednorz và K. A. Müller đã phát hiện ra rằng khi cấy (doping) barium vào oxide lanthanum-đồng La – Ba – Cu – O (vốn là một chất gốm cách điện) thì nó trở thành siêu dẫn ở nhiệt độ

$T_C = 35 K^1$. Một loạt các vật liệu có cấu trúc tương tự với nhiệt độ chuyển pha cao hơn đã được tìm thấy sau phát hiện này như oxide yttrium-barium-đồng (YBCO) với T_C lớn hơn nhiệt độ sôi của nitơ lỏng (77 K) - một thứ dễ kiếm, rẻ tiền và dễ thao tác hơn so với helium lỏng, mở ra khả năng cho những ứng dụng mới. Nhiệt độ chuyển pha cao nhất đạt được đối với các siêu dẫn dựa trên hợp chất của đồng (cuprate superconductors) là 133 K ở áp suất thường và 164 K ở áp suất 30 GPa, được tìm ra vào năm 1993 đối với hợp chất $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}^2$.

Cho đến năm 1991, các nhà khoa học còn tìm ra siêu dẫn có trong cả các hợp chất hữu cơ K_xC_{60} với nhiệt độ chuyển pha lên đến 28 K và Rb_3C_{60} có nhiệt độ T_C cỡ 30 K. Đến năm 1994, người ta còn tìm thấy siêu dẫn trong hợp chất Intermetallic- $LnNi_2B_2C$ ($Ln = Y, Tm, Er, Ho, Lu$) có nhiệt độ $T_C = 13 - 17 K$. Mặc dù nhiệt độ chuyển pha của hợp chất này không cao nhưng đây là một phát hiện quan trọng vì nó mở ra con đường tìm kiếm vật liệu siêu dẫn trong các hợp kim liên kim loại (Intermetallic) và trong các vật liệu từ - một vấn đề mà từ trước đến nay người ta vẫn cho rằng không có khả năng tồn tại siêu dẫn.

Trích dẫn bài báo này: Lương T V, Ngọc Nữ N T. Các dạng đối xứng không bình thường của tham số trật tự trong cuprates. *Sci. Tech. Dev. J. - Eng. Tech.*; 2(4):xxx-xxx.

Một phát hiện đáng quan tâm nữa là vào năm 2001, magnesium diboride (MgB_2) được tìm thấy có tính siêu dẫn với nhiệt độ chuyển pha cao (39 K - cao nhất trong các hợp kim). Phát hiện này mở ra khả năng ứng dụng lớn cho công nghệ do hợp chất magnesium diboride có giá rẻ và thành phần hóa học đơn giản. Siêu dẫn là chất nghịch từ lí tưởng nên trước đây người ta đều cho rằng trong các vật liệu có từ tính (ví dụ như sắt) thì không có khả năng tồn tại siêu dẫn. Nhưng thật bất ngờ là vào năm 2008, các nhà khoa học ở Viện Công nghệ Tokyo (Nhật Bản) lần đầu tiên khám phá ra một vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiệt độ chuyển pha 26 K được dựa trên các hợp chất của sắt³. Đó là hợp chất $LaOFeAs$ chứa các lớp của lanthanum (La) oxygen (O) bị kẹp giữa bởi các lớp của sắt (Fe) và arsenic (As) – và pha tạp thêm các ion fluoride. Cho tới nay, nhiệt độ chuyển pha kỉ lục đạt được đối với nhóm vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao dựa trên nền sắt là 57,5 K ở dạng khối của hợp chất $SmFeAsO_{1-x}F_x$ ⁴ và 100 K ở dạng màng mỏng $FeSe$ ⁵.

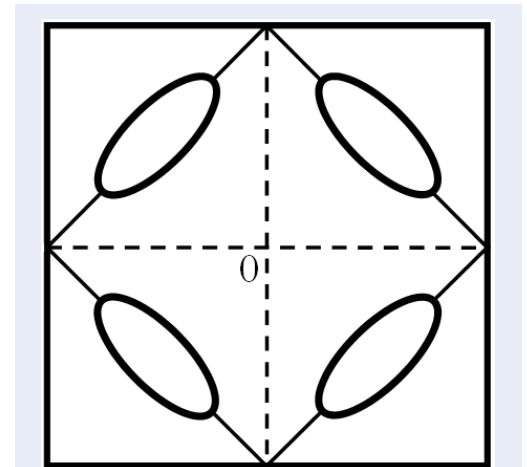
Kỷ lục mới nhất về nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn được phát hiện vào năm 2015, khi các nhà nghiên cứu tại Viện Hóa học Max Planck và Đại học Johannes Gutenberg ở Mainz (Đức) quan sát thấy hydro sulfua (H_2S), vốn là một chất khí ở điều kiện bình thường, trở thành siêu dẫn ở nhiệt độ 203 K (-70° C) khi chất này được đặt dưới áp suất 150 GPa⁶. Cho đến nay, chưa có vật liệu nào có thể dẫn dòng điện mà không có điện trở ở nhiệt độ cao như vậy. Ngoài ra, một vài tác giả còn cho biết họ đã tạo ra được một chất siêu dẫn bằng gốm có nhiệt độ chuyển pha ở nhiệt độ phòng - dù chỉ trong một vài phần triệu micro giây, khi hợp chất này được chiếu xạ bằng các xung laser hồng ngoại ngắn. Cùng với nhiều chất siêu dẫn mới được phát hiện, nhiệt độ chuyển pha của chúng cũng không ngừng được nâng cao. Tuy nhiên, hầu hết các chất siêu dẫn được tìm ra bằng con đường thực nghiệm, trong đó chủ yếu vẫn là “mò mẫm” mà chưa có một lí thuyết dẫn đường cụ thể nào. Nhiệm vụ đặt ra cho các nhà khoa học là tìm ra cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao để có cơ sở tìm kiếm các chất siêu dẫn có cấu trúc ổn định và nhiệt độ chuyển pha cao hơn.

Cho tới nay, đã có rất nhiều giả thuyết khác nhau về cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao được đề cập, như: cơ chế electron-phonon^{7,8}, cơ chế ghép đôi thông qua lực đẩy Coulomb⁹⁻¹², cơ chế thăng giáng spin (trao đổi magnon)^{13,14},... tuy nhiên chưa có giả thuyết nào có thể giải thích được tất cả các hiện tượng thực nghiệm quan sát được trong cuprates. Nhiều nghiên cứu trước đây cho rằng tham số trật tự trong cuprates có dạng đối xứng sóng d ¹⁵, tuy nhiên những kết quả gần đây lại phát hiện tham số trật tự có dạng đối xứng sóng

s mở rộng (extended s wave)^{16,17}. Một số tác giả còn chứng tỏ rằng có sự thay đổi tính chất đối xứng của tham số trật tự tùy thuộc vào nồng độ pha tạp^{18,19}. Trong bài viết này, thông qua việc giải phương trình tự phối, chúng tôi khảo sát sự cạnh tranh của ba cơ chế ghép đôi của các electron trong hợp chất cuprates: cơ chế ghép đôi thông qua lực đẩy Coulomb, cơ chế electron-phonon và cơ chế thăng giáng spin. Sự cạnh tranh này giải thích được tính đối xứng không bình thường của tham số trật tự trong các hợp chất cuprates. Ngoài ra, chúng tôi cũng chỉ ra khả năng chuyển pha bên trong trạng thái siêu dẫn.

PHƯƠNG TRÌNH TỰ PHỐI

Do tương tác Coulomb nên trong kết quả pha tạp dẫn tới sự xuất hiện các vòng Fermi. Các vòng Fermi này giới hạn những vùng được lấp đầy bởi các lỗ trống dưới dạng bốn túi nhỏ có tâm nằm chính giữa các cạnh của vùng Brillouin¹³. 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).



Hình 1: Vòng Fermi dưới dạng các túi lỗ trống.

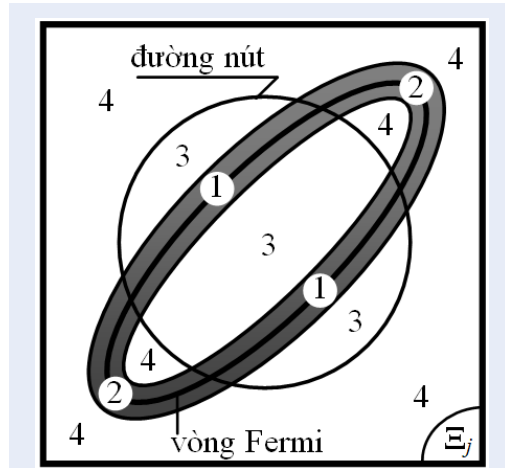
Phương trình tự phối xác định tham số trật tự $\Delta_j(k_j)$ trong trường hợp ghép đôi của các hạt có tổng xung lượng lớn K_j và xung lượng chuyển động tương đối K_j có thể được viết dưới dạng¹⁸:

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

$j = 1, 2, 3, 4$.

Trong đó $\xi(k'_j)$ là động năng của một cặp hạt; $U(k_j - k'_j)$ là thế tương tác giữa các hạt trong cặp.

Lực đẩy Coulomb trên toàn vùng động học dẫn tới rằng, đường nút (nodal line) của hàm $\Delta_j(k_j)$ là đường tròn có tâm nằm ở điểm chính giữa một phần tư vùng Brillouin và cắt vòng Fermi (Hình 2)⁹. Trong trường hợp này, thậm chí khi không tồn tại tương tác hút electron – phonon thì vùng động học cũng được phân chia bởi đường nút này thành những vùng mà trong đó $\Delta_j(k_j)$ có dấu khác nhau. Khi đó, trong phương trình tự phối (1) có thể tiến hành thay thế gần đúng thể tương tác giữa các hạt $U(k_j - k'_j)$ bằng các hằng số.



Hình 2: Vòng Fermi và đường nút (nodal line) trong một phần tư vùng Brillouin. Phần bôi đen bao quanh vòng Fermi là nơi xảy ra tương tác hút electron – phonon. Dấu của tham số trật tự trong các miền 1 và 2 (3 và 4) là khác nhau.

Giả thiết rằng, phần $\Xi_{ps'}$ của vùng Ξ_{ps} chứa vòng Fermi, ở đó cùng với tương tác đẩy Coulomb U_C^0 , còn có tương tác hút electron – phonon $-V^{(0)}$. Ngoài ra, tồn tại tương tác đẩy thẳng giáng spin (U_0, u_0) , tương tác hút electron – phonon $(-V, -v)$ và tương tác đẩy Coulomb (U_C, u_C) tương ứng giữa các túi lỗ trống nằm đối diện và nằm kế nhau. Trong trường hợp này, phương trình tự phối (1) được viết lại dưới dạng hệ phương trình tích phân, xác định giá trị trung bình của tham số trật tự $\Delta_{ps}(\Delta_{ps'})$ bên trong các vùng $\Xi_{ps}(\Xi_{ps'})$:

$$\begin{aligned} \Delta_{p1'} &= +V^{(0)}\Delta_{p1'}f_{p1'} - \left(U_C^{(0)} - V^{(0)}\right)\Delta_{p2'}f_{p2'} \\ &\quad - U_C^{(0)}\Delta_{p2}f_{p2} + \Gamma_{p1'} \\ \Delta_{p2'} &= - \left(U_C^{(0)} - V^{(0)}\right)\Delta_{p1'}f_{p1'} + V^{(0)}\Delta_{p2'}f_{p2'} \\ &\quad - U_C^{(0)}\Delta_{p1}f_{p1} + \Gamma_{p2'} \\ \Delta_{p1} &= -U_C^{(0)}\Delta_{p2'} \cdot f_{p2'} - U_C^{(0)}\Delta_{p2}f_{p2} + \Gamma_{p1} \\ \Delta_{p2} &= -U_C^{(0)}\Delta_{p1'}f_{p1'} - U_C^{(0)}\Delta_{p1}f_{p1} + \Gamma_{p2} \end{aligned} \quad (2)$$

$p = 1, 2, 3, 4.$
Trong đó

$$\Gamma_{ps'} = K_{ps'} + \Gamma_{ps}, \quad \Gamma_{ps} = F_{ps'} + E_{ps'} \quad (3)$$

$s = 1, 2.$

với,

$$F_{ps'} = -u \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq p,r}}^4 \sum_{s=1}^2 (\Delta_{qs'}f_{qs'} + \Delta_{qs}f_{qs}) \quad (4)$$

$$E_{ps'} = -U \sum_{s=1}^2 (\Delta_{rs'}f_{rs'} + \Delta_{rs}f_{rs}) \quad (5)$$

và,

$$K_{ps'} = v \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq p,r}}^4 \sum_{s=1}^2 \Delta_{qs'}f_{qs'} + V \sum_{s=1}^2 \Delta_{rs'}f_{rs'}, \quad (7)$$

ở đây

$$r = \begin{cases} p+2 & \text{neu } p \leq 2 \\ p-2 & \text{neu } p > 2 \end{cases} \quad (8)$$

và,

Nếu ξ_0 và $\varepsilon_D(\xi_0 \gg \xi_D)$ là thang đo năng lượng tương ứng của các vùng Ξ_{ps} và $\Xi_{ps'}$ thì theo⁹, ta có:

$$f_{ps'} = (g/2) \ln(2\varepsilon_D/|\Delta_{ps'}|) \equiv f_{s'} \quad (9)$$

$$f_{ps} = (g/2) \ln(\xi_0/\varepsilon_D) \equiv f \quad (10)$$

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

KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

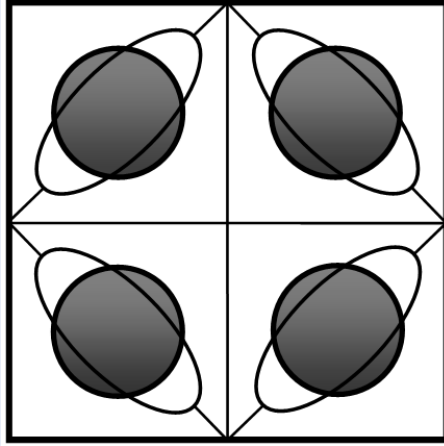
Nếu trong hệ tương tác đẩy Coulomb là trội hơn so với các tương tác khác thì giải phương trình tự phối ta dẫn tới:

- hoặc đối xứng s mở rộng (Hình 3), hoặc đối xứng d mở rộng (Hình 4). Thêm vào đó, hằng số liên kết

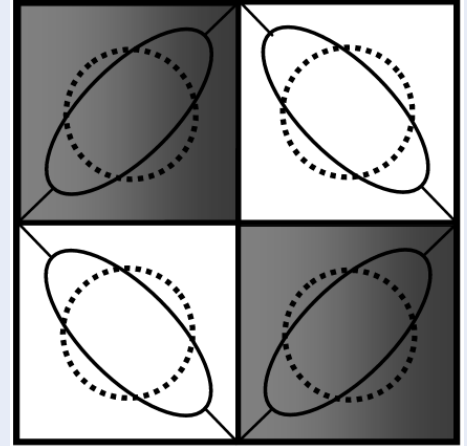
$$V_1^{(s^*)} = V_{11}^{(d^*)} = w_0 \quad (11)$$

và lời giải có dạng

$$\Delta = 2\xi_0 \exp(-1/gw_0) \quad (12)$$



Hình 3: Đối xứng sóng s mở rộng của tham số trật tự (dấu trong vùng bôi đen và không bôi đen là khác nhau).



Hình 5: Đối xứng sóng d mở rộng của tham số trật tự (dấu trong vùng bôi đen và không bôi đen là khác nhau). Các đường nút bên trong mỗi vùng biến mất và chúng xuất hiện trở lại trên ranh giới giữa các vùng.

- hoặc đối xứng d mở rộng (**Hình 5**) nếu thỏa mãn điều kiện,

$$2u_C - U_C > w_0, \quad (13)$$

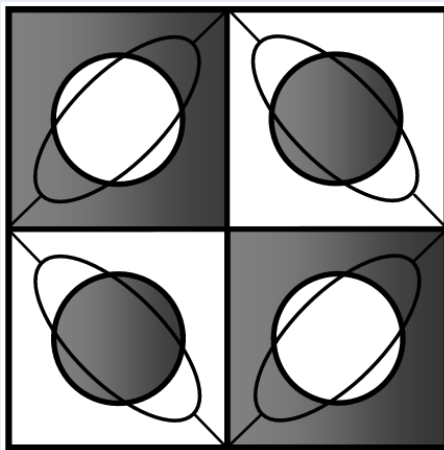
Lúc này, hằng số liên kết

$$V_{12}^{(d^*)} = 2u_C - U_C - w_0 \quad (14)$$

Khi đó, các đường nút bên trong mỗi vùng biến mất và chúng xuất hiện trở lại trên ranh giới giữa các vùng.

tự có khả năng cao hơn là đối xứng sóng d mở rộng, hơn nữa chúng có thể biểu hiện trong những dạng khác nhau (xem **Hình 4** và **5**).

- Nếu cho phép lời giải (12) đối với sóng s và điều kiện (13) ít có khả năng thỏa mãn thì sự kết đôi siêu dẫn chắc chắn dẫn tới đối xứng sóng s mở rộng vì $V_{12}^{(d^*)} < V_1^{(s^*)}$



Hình 4: Đối xứng sóng d mở rộng của tham số trật tự (dấu trong vùng bôi đen và không bôi đen là khác nhau).

Nếu trong hệ tương tác đẩy thăng giáng spin (U_0, u_0) là trội hơn các tương tác khác thì phương trình tự phối cho lời giải dạng như trong lí thuyết siêu dẫn của J. Bardeen, L. Cooper và J. Schrieffer²⁰ và chúng ta nhận được đối xứng sóng d , nếu thỏa mãn điều kiện

$$2u_0 > U_0 \quad (15)$$

Bởi vì tương tác đẩy Coulomb trong hệ luôn tồn tại và nó đảm bảo những giá trị bằng không của tham số trật tự nên trong trường hợp này hệ có đối xứng sóng d mở rộng với hằng số liên kết lớn hơn trong trường hợp hệ tương tác đẩy Coulomb là trội hơn so với tương tác khác.

$$V_2^{(d^*)} > V_{12}^{(d^*)} \quad (16)$$

với

$$V_2^{(d^*)} = V_{12}^{(d^*)} + 2u_0 - U_0 \quad (17)$$

Nhận xét:

- Nếu cho phép lời giải (12) đối với sóng d và có thể thỏa mãn điều kiện (13) thì đối xứng của tham số trật

Còn hằng số liên kết đối với trường hợp sóng s mở rộng vẫn như cũ

$$V_2^{(s^*)} = V_1^{(s^*)} \quad (18)$$

Biểu thức (16) và (18) cho thấy : đối xứng của tham số trật tự có xu hướng chuyển từ đối xứng s sang đối xứng d .

Nếu trong hệ tương tác hút electron – phonon là trội hơn các tương tác khác thì lời giải của phương trình tự phối dẫn tới đối xứng sóng s mở rộng.

KẾT LUẬN

Bài báo đã khảo sát sự cạnh tranh của ba tương tác ghép đôi của các electron trong hợp chất cuprates: tương tác ghép đôi thông qua lực đẩy Coulomb, tương tác electron-phonon và tương tác thăng giáng spin, từ đó giải thích được các dạng đối xứng không bình thường của tham số trật tự. Trong các hợp chất cuprates, tương tác ghép đôi thông qua lực đẩy Coulomb là trội hơn so với các dạng tương tác khác, nên nó đóng vai trò quyết định đến tính đối xứng của tham số trật tự. Ảnh hưởng của các tương tác khác trong một số trường hợp có thể dẫn tới khả năng chuyển pha bên trong trạng thái siêu dẫn.

Những kết quả của bài báo sẽ góp phần để hiểu rõ hơn về tính đối xứng của tham số trật tự trong cuprates nói riêng và cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao nói chung, điều mà tới nay vẫn còn là bí ẩn đối với các nhà khoa học. Việc tìm ra được cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao sẽ là cơ sở để định hướng chế tạo, tìm kiếm các vật liệu siêu dẫn có cấu trúc ổn định và nhiệt độ chuyển pha cao hơn, thậm chí trong tương lai, hiện tượng siêu dẫn xảy ra ở nhiệt độ phòng hoàn toàn có thể trở thành hiện thực. Siêu dẫn nhiệt độ cao thực sự là một vấn đề nóng bỏng mà giới khoa học đang quan tâm, các khả năng ứng dụng tiềm tàng của vật liệu siêu dẫn là hết sức rộng rãi và quan trọng, sẽ đưa đến sự thay đổi lớn lao về kĩ thuật, công nghệ, kinh tế và đời sống xã hội.

LỜI CẢM ƠN

Nghiên cứu này được tài trợ bởi trường Đại học Bách khoa – ĐHQG-HCM trong khuôn khổ đề tài mã số T-KHUD-2018-24.

DANH MỤC TỪ VIẾT TẮT

BCS: Chữ cái đầu tên của ba nhà khoa học - Bardeen, Cooper và Schrieffer.

XUNG ĐỘT LỢI ÍCH

Nhóm tác giả xin cam đoan rằng không có bất kỳ xung đột lợi ích nào trong công bố bài báo.

ĐÓNG GÓP CỦA TÁC GIẢ

Trần Văn Lượng tham gia vào việc đưa ra ý tưởng viết bài, đánh giá cường độ các loại tương tác, thiết lập và giải hệ phương trình tự phối, vẽ hình và viết bản thảo. Nguyễn Thị Ngọc Nữ đã đóng góp dịch tiếng anh, chỉnh sửa bài viết theo định dạng của tạp chí và kiểm tra lại bài viết.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Bednorz JG, Muller KA. Possible high TC superconductivity in the La – Ba – Cu – O system. Z Phys B. 1986;64:189–193.
2. Nunez-Regueiro M, Tholence JL, Antipov EV, Capponi JJ, Marezio M. Pressure-Induced Enhancement of Tc Above 150 K in Hg - 1223. Science. 1993;262:97–99.
3. Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H. Iron-Based Layered Superconductor La[O1–xFx]FeAs (x = 0.05 – 0.12) with TC = 26 K. J Am Chem Soc. 2008;130:3296–3297.
4. Fujioka M, Denholme SJ, Tanaka M, Takeya H, Yamaguchi T, Takano Y. The effect of exceptionally high fluorine doping on the anisotropy of single crystalline SmFeAsO1–xFx. Appl Phys Lett. 2014;105:102602.
5. Ge JF, Liu ZL, Liu C, Gao CL, Qian D, Xue QK, et al. Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped Sr TiO3. Nature Mater. 2015;14:285–285.
6. Drozdov AP, Erements MI, Troyan IA, Ksenofontov V, Shylin SI. Conventional superconductivity at 203 K at high pressures; 2015. arXiv: 1506.08190 [cond-mat.supr-con].
7. Svistunov VM, Belogolovskii MA, Khachaturov AI. Electron-phonon interaction in high-temperature superconductors. Phys Usp. 1993;36:65.
8. Gadermaier C, Alexandrov AS, Kabanov VV, Kusar P, Mertelj T, Yao X, et al. Electron-Phonon Coupling in High-Temperature Cuprate Superconductors Determined from Electron Relaxation Rates. Phys Rev Lett. 2010;105:257001.
9. Belyavsky VI, Kopaev YV. Superconductivity of repulsive particles. Phys Usp. 2006;49:441.
10. Belyavsky VI, Kopaev YV, Nguyen NT, Tran VL. Topology of the superconducting order under pairing repulsion. JETP. 2009;108:301.
11. Maiti S, Chubukov AV. Superconductivity from repulsive interaction; 2013. arXiv:1305.4609v3 [cond-mat.supr-con].
12. Plakida NM. On the Coulomb interaction in superconducting pairing in cuprates; 2016. arXiv:1607.02935v1 [cond-mat.str-el].
13. Izyumov YA. Spin-fluctuation mechanism of high-Tc superconductivity and order-parameter symmetry. Phys Usp. 1999;42:215.
14. Plakida NM. Spin Fluctuations and High-Temperature Superconductivity in Cuprates. J Supercond Nov Magn. 2015;28:1309.
15. Scalapino DJ. The case for dx2-y2 pairing in the cuprate superconductors. Physics Reports. 1995;250:329.
16. Zhao G. Identification of the bulk pairing symmetry in high-temperature superconductors: Evidence for an extended s wave with eight line nodes. Phys Rev B. 2001;64:24503.
17. Brandow BH. Arguments and evidence for a node-containing anisotropic s-wave gap form in the cuprate superconductors. Phys Rev B. 2002;65:54503.
18. Belyavsky VI, Kopaev YV, Togushova YN, Tran VL. Doping-induced symmetry change of superconducting order. Phys Letters A. 2008;372:3501–3505.
19. Chung H, Kim N, Kim H. Variation of the extended s-wave superconducting order parameter: From s-wave to g-wave. Mod Phys Lett B. 2015;29:1550163.
20. Bardeen J, Cooper LN, Schrieffer JR. Theory of Superconductivity. Phys Rev. 1957;108:1175–1204.