

NGUYỄN HUY SINH

VẬT LÝ SIÊU DẪN



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

NGUYỄN HUY SINH

VẬT LÝ SIÊU DẪN

NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

LỜI NÓI ĐẦU

Giáo trình “VẬT LÝ SIÊU DẪN” được biên soạn theo khung chương trình chuyên ngành Vật lý Nhiệt độ thấp, Khoa Vật lý, Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia Hà Nội. Giáo trình này đã được sử dụng làm tài liệu giảng dạy chính thức cho sinh viên chuyên ngành năm thứ tư của Khoa Vật lý từ năm 1994 đến nay. Một số phần nâng cao cũng đã được sử dụng làm tài liệu giảng dạy cho các học viên cao học và nghiên cứu sinh thuộc chuyên ngành “Vật lý Nhiệt độ thấp và Kỹ thuật Cryogenics” trong những năm qua. Giáo trình này còn là tài liệu bổ ích cho những cán bộ khoa học đang trên đường tìm hiểu và nghiên cứu về vật lý và vật liệu siêu dẫn.

Trong quá trình giảng dạy và biên soạn giáo trình, tác giả đã cố gắng đưa các thông tin cập nhật kể cả về lý thuyết và thực nghiệm, nhằm cung cấp cho sinh viên không chỉ các kiến thức cơ bản về vật lý siêu dẫn mà còn giúp họ nắm được tính thời sự trong lĩnh vực khoa học mới, đó là “siêu dẫn nhiệt độ cao”.

Cuốn sách này bao gồm 9 chương:

Các chương 1, 2, 3, 4, 5 và 6 trình bày các tính chất cơ bản và một số lý thuyết quan trọng nhất của các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ thấp. Phần này cũng trình bày một số vấn đề về nhiệt động học chuyển pha, về lý thuyết vi mô, tiếp xúc Josephson và hiệu ứng xuyên ngầm trong các chất siêu dẫn.

Các chương 7, 8 và 9 trình bày những tính chất cơ bản nhất và một số vật liệu điển hình nhất trong lĩnh vực siêu dẫn nhiệt độ cao - một vấn đề đang là thời sự từ hơn một thập kỷ qua. Phản ứng dụng của các chất siêu dẫn được đưa vào như để minh chứng cho lợi ích to lớn khi sử dụng các chất siêu dẫn trong đời sống, khoa học và kỹ thuật. Một số hình ảnh minh họa sinh động về các ứng dụng vật liệu siêu dẫn cũng được trình bày trong giáo trình để độc giả tham khảo thêm.

Tác giả đã tận dụng những kinh nghiệm giảng dạy và nghiên cứu của mình trong nhiều năm qua, đồng thời với việc tham khảo các sách, báo, các tạp chí khoa học chuyên ngành của nước ngoài để biên soạn giáo trình. Tuy nhiên, đây là lần biên soạn đầu tiên nên không thể tránh khỏi những thiếu sót.

Tác giả xin chân thành cảm ơn những ý kiến đóng góp quý báu của các đồng nghiệp trong quá trình biên soạn và xin chân thành cảm ơn GV. Nguyễn Anh Tuấn (ĐHKHTN) đã giúp đỡ chế bản giáo trình này.

Tác giả xin trân trọng đón nhận và cảm ơn những đóng góp của các độc giả khi sử dụng giáo trình để bổ sung cho lần tái bản sau được hoàn thiện hơn.

Hà Nội, tháng 10 năm 2004

TÁC GIẢ

Chương 1

TÍNH CHẤT ĐIỆN CỦA CHẤT SIÊU DẪN

1.1. Vài nét về lịch sử phát hiện các chất siêu dẫn

Có thể nói việc hoá lỏng heli đã là tiền đề cho sự phát minh ra siêu dẫn. Năm 1908 Kamerlingh Onnes đã hoá lỏng được khí heli lần đầu tiên trên thế giới, tại Trường Đại học Tổng hợp Quốc gia Leiden (Hà Lan) và cũng tại đây, ba năm sau – năm 1911, chính ông khi nghiên cứu điện trở của thủy ngân, đã phát minh ra hiện tượng siêu dẫn khi quan sát thấy điện trở của thủy ngân (Hg) đột ngột giảm về không ở nhiệt độ dưới 4,2 K (hình 1.1).

Những năm sau đó, một số vấn đề liên quan đến hiện tượng siêu dẫn (SD) cũng được khám phá. Năm 1914, hiện tượng dòng điện phá vỡ trạng thái siêu dẫn đã được phát hiện và cùng năm đó, Kamerlingh Onnes đã chế tạo được nam châm siêu dẫn. Năm 1930 hợp kim siêu dẫn đã được tìm ra. Năm 1933, Meissner và Ochsenfeld đã công bố rằng: chất siêu dẫn khi làm lạnh trong từ trường dưới nhiệt độ chuyển pha thì các đường cảm ứng từ bị đẩy ra ngoài. Hiệu ứng này được mang tên là hiệu ứng Meissner.

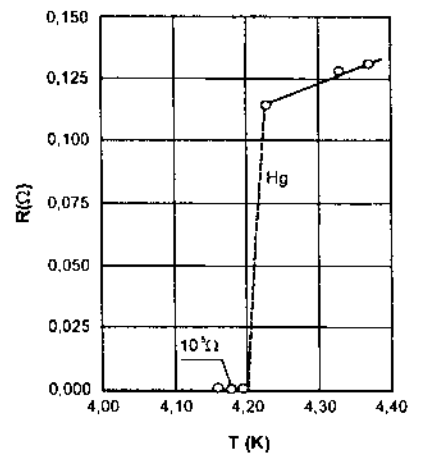
Về lý thuyết: Năm 1957, Barden, Cooper và Schriffer đã đưa ra lý thuyết vi mô, được gọi là lý thuyết BCS đã giải thích được tất cả các tính chất cơ bản của chất siêu dẫn, và lý thuyết này đã nhận được giải thưởng Nobel.

Trong suốt khoảng thời gian từ năm 1911 đến 1985, các chất siêu dẫn được tìm ra đều có nhiệt độ chuyển pha không vượt quá 24 K và chất lỏng He vẫn là môi trường duy nhất được dùng để nghiên cứu hiện tượng siêu dẫn.

Năm 1986, J.G. Bednorz và K.A. Müller (Thụy Sĩ) đã tìm ra hiện tượng siêu dẫn có trong hợp chất gốm La-Ba-Cu-O với nhiệt độ chuyển pha nằm trong vùng nhiệt độ Nito lỏng. Với phát minh này J.G. Bednorz và K.A. Müller đã được nhận giải thưởng Nobel về vật lý năm 1987. Từ đây, ngành vật lý siêu dẫn đã bắt đầu một hướng mới – đó là siêu dẫn nhiệt độ cao. Sự phát minh ra siêu dẫn nhiệt độ cao đã mở ra một kỷ nguyên mới cho ngành vật lý siêu dẫn. Nó đánh dấu sự phát triển vượt bậc trong quá trình tìm kiếm của các nhà vật lý và công nghệ trong lĩnh vực siêu dẫn.

Vậy: Siêu dẫn là gì?

Siêu dẫn là một trạng thái vật lý phụ thuộc vào nhiệt độ tới hạn, nó cho phép dòng điện chạy



Hình 1.1

Đường cong điện trở theo nhiệt độ của thủy ngân (Kamerlingh Onnes 1911)

qua trong trạng thái không có điện trở và khi đặt chất siêu dẫn trong từ trường, từ trường còn bị đẩy ra khỏi nó.

Đặc trưng của chất siêu dẫn là khả năng tải dòng điện một chiều không có sự tiêu tổn năng lượng và sự đẩy từ trường ra khỏi chất siêu dẫn khi chất siêu dẫn đặt trong từ trường. Hiện tượng siêu dẫn đã được Jonh Bardeen, Leon Cooper và Robert Schrifferr (1957) giải thích bằng lý thuyết mang tên BCS. Họ đã kết luận rằng: trong chất siêu dẫn có các cặp điện tử (gọi là cặp Cooper). Các cặp Cooper truyền trong chất siêu dẫn mà không có va chạm và hệ quả là không có điện trở. Lý thuyết này đã giải thích thỏa mãn cho các vật liệu trở thành siêu dẫn ở những nhiệt độ thấp hơn 24 K mà ngày nay quen gọi là siêu dẫn cổ điển.

Từ năm 1986, sau phát minh của J.B. Bednorz và K.A. Müller rất nhiều chất siêu dẫn mới được phát hiện, hầu hết các chất này có nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn nằm trong vùng nhiệt độ cao hơn nhiệt độ hoá lỏng của Nitơ (77 K), và được gọi chung là siêu dẫn nhiệt độ cao. Lý thuyết BCS đã không giải thích đầy đủ được các tính chất của vật liệu này. Nó đòi hỏi sự ra đời của những lý thuyết mới hoặc ít nhất cũng là sự mở rộng của lý thuyết BCS. Vấn đề này đang là một đề tài thời sự đầy hấp dẫn các nhà khoa học.

Bảng 1.1
Thống kê một số chất siêu dẫn điển hình đã được phát hiện theo thời gian

Tên vật liệu	Nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn (T_c) [K]	Năm phát minh
Hg	4,2	1911
Pb	7,2	1913
Nb	9,2	1930
Nb ₃ Sn	18,1	1954
Nb ₃ (Al _{0,75} Ge _{0,25})	20 – 21	1966
Nb ₃ Ga	30,3	1971
Nb ₃ Ge	23,2 - 23,9	1973
BaPb _{1-x} Bi _x O ₃	13	1974
La _{1-x} Ca _x MnO ₃ -Ba-Cu-O	30 – 40	1986
Y(Re)-Ba-Cu-O	80-90	1987
Bi-Sr-Ca-Cu-O	110 – 120	1988
Tl-Ba-Ca-Cu-O	115-125	1988
KxC ₆₀	18-30	1991
Hg-Ba-Ca-Cu-O	90-161	1993
(NH ₃) ₄ Na ₂ CsC ₆₀	33	1994
Y-Pd-B-C	23	1994
Ln(Re)-Ni-B-C	13-17	1994
(Ca,Na) ₂ CaCu ₂ O ₄ Cl ₂	49	1995
Ba-Ca-Cu-O	126	1996
Li ₂ BeH ₄		1997
Bi-Ba-Ca-Cu-O	126- 130	1997
(CuTi)Ba ₂ Ca _{n-1} Cu _n O _{2n+4-y}	121	1998
MgB	39	2000

Hiện nay các nhà khoa học thực nghiệm về vật lý và vật liệu đã và đang nghiên cứu để tìm ra các chất siêu dẫn có nhiệt độ chuyển pha cao hơn, nhằm mục đích ứng dụng trong khoa học kỹ thuật và đời sống. Bảng 1.1 cho thấy các chất siêu dẫn nhiệt độ cao rất đa dạng, đó là những hợp chất chứa đồng (Cu) và oxy (O), trong đó có cả những hợp chất đất hiếm và liên kim loại. Tuy nhiên, cũng có nhiều hợp chất không chứa oxy hoặc không chứa cả đồng và oxy. Đặc biệt có những hợp chất cacbon (được gọi là các chất Fulerence có nhiệt độ chuyển pha ở khoảng 40 – 60 K). Sự phức tạp và đa dạng của các hợp chất siêu dẫn là đề tài cực kỳ hấp dẫn cho các nhà vật lý lý thuyết và thực nghiệm. Các nhà lý thuyết đang gắng sức tìm hiểu về cơ chế vi mô của các chất siêu dẫn nhiệt độ cao. Một số lý thuyết tập trung vào mối liên kết đặc biệt giữa các nguyên tử đồng và ôxy tạo nên các mặt CuO_2 và các chuỗi CuO trong cấu trúc tinh thể. Đây cũng có thể là mạch nối cho những lý thuyết về cơ chế của các siêu dẫn nhiệt độ cao không chứa đồng. Một nhà nghiên cứu về siêu dẫn đã phát biểu như sau: *"Siêu dẫn đã mở ra một kỷ nguyên mới giống như Laser và bóng bán dẫn, nó có thể sản sinh ra toàn bộ một nền công nghiệp mới hoặc chỉ ít cũng là một khâu cơ bản của nhiều ngành công nghiệp hiện đại trên thế giới"*.

1.2. Hiện tượng siêu dẫn, nhiệt độ tới hạn và độ rộng chuyển pha

Năm 1911, Kamerlingh Onnes đã khảo sát điện trở của những kim loại khác nhau trong vùng nhiệt độ Hêli. Khi nghiên cứu điện trở của thủy ngân (Hg) trong sự phụ thuộc nhiệt độ, ông đã quan sát được rằng: điện trở của Hg ở trạng thái rắn (trước điểm nóng chảy cỡ 234 K (-39°C)) là $39,7 \Omega$. Trong trạng thái lỏng tại 0°C (cỡ 273 K) có giá trị là $172,7 \Omega$, tại gần 4 K có giá trị là $8 \cdot 10^{-2} \Omega$ và tại $T \sim 3 \text{ K}$ có giá trị nhỏ hơn $3 \cdot 10^{-6} \Omega$. Như vậy có thể coi là ở nhiệt độ $T < 4,0 \text{ K}$, điện trở của Hg biến mất (hoặc xấp xỉ bằng không). Hình 1.1 là kết quả thực nghiệm đo điện trở của Hg do Kamerlingh Onnes thực hiện năm 1911.

Ở nhiệt độ xác định (T_C) điện trở của một chất đột ngột biến mất, nghĩa là chất đó có thể cho phép dòng điện chạy qua trong trạng thái không có điện trở, trạng thái đó được gọi là trạng thái siêu dẫn. Chất có biểu hiện trạng thái siêu dẫn gọi là chất siêu dẫn.

Nhiệt độ mà tại đó điện trở hoàn toàn biến mất được gọi là nhiệt độ tới hạn hoặc nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn (ký hiệu là T_C). Có thể hiểu rằng nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn là nhiệt độ mà tại đó một chất chuyển từ trạng thái thường sang trạng thái siêu dẫn.

Khoảng nhiệt độ từ khi điện trở bắt đầu suy giảm đột ngột đến khi bằng không được gọi là độ

rộng chuyển pha siêu dẫn (ký hiệu là ΔT). Ví dụ độ rộng chuyển pha của Hg là $\Delta T = 5 \cdot 10^{-2}$ K. Độ rộng chuyển pha ΔT phụ thuộc vào bản chất của từng vật liệu siêu dẫn.

1.3. Sự tồn tại tính siêu dẫn trong một số vật liệu

Tính siêu dẫn tồn tại ở nhiều kim loại, hợp kim, hợp chất.

Tuy nhiên tính siêu dẫn tồn tại trong các chất phụ thuộc vào rất nhiều yếu tố như: áp suất, độ sạch của vật liệu, môi trường... Trong các chất siêu dẫn nhiệt độ cao, tính siêu dẫn còn phụ thuộc vào quy trình công nghệ tạo mẫu, nhiệt độ nung và ủ, các thành phần pha tạp... Chúng ta sẽ xét kỹ vấn đề này trong phần siêu dẫn nhiệt độ cao.

Trong quá trình nghiên cứu, người ta cũng đã đưa ra một số nhận xét về các chất siêu dẫn. Thông thường các chất có những đặc điểm sau đây không phải là chất siêu dẫn:

- Các kim loại hoá trị 1.
- Các kim loại sắt từ và phân sắt từ.
- Các kim loại đất hiếm (trừ Lantan) có quỹ đạo điện tử 4f không lấp đầy (empty).

Người ta còn nhận thấy rằng, thông thường các kim loại siêu dẫn khi ở nhiệt độ phòng, không dẫn điện tốt bằng các kim loại thường. Nhiều hợp chất là siêu dẫn nhưng bản thân từng thành phần tạo nên hợp chất lại không phải là chất siêu dẫn.

Các chất siêu dẫn là hợp kim, hợp chất có đặc điểm chung khác với chất siêu dẫn đơn kim loại là:

- Nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn T_C cao.
- Từ trường tới hạn trên H_{C2} và dưới H_{C1} (xem mục siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II).
- Không biểu hiện hoàn toàn đúng với hiệu ứng Meissner.
- Độ rộng chuyển pha ΔT tương đối lớn.
- Không đúng với hệ thức Silsbee – (1.2).

Bảng 1.2 cho thấy các nguyên tố là siêu dẫn đã được phát hiện trong bảng tuần hoàn.

Bảng 1.2
Các nguyên tố kim loại là chất siêu dẫn

H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra																

La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu								

Al	Nguyên tố siêu dẫn.	B	Nguyên tố phi kim.
Si	Nguyên tố siêu dẫn dưới áp suất cao (dạng màng).	Fe	Nguyên tố có trật tự từ.
Li	Kim loại chưa tìm thấy có tính siêu dẫn.		

Để minh chứng cho chất siêu dẫn tồn tại trong trạng thái không có điện trở, người ta đã làm một vòng xuyên siêu dẫn đặt trong từ trường rồi làm lạnh xuống thấp hơn nhiệt độ chuyển pha T_c ($T < T_c$). Như vậy, vòng xuyên hoàn toàn ở trong trạng thái siêu dẫn. Khi ngắt từ trường, trong vòng xuyên xuất hiện một dòng cảm ứng và thực nghiệm cho thấy rằng: Dòng cảm ứng chạy trong xuyên siêu dẫn này không hề suy giảm theo thời gian. Dòng siêu dẫn này được gọi là dòng dư (persistent current). File và Mills đã dùng phương pháp cộng hưởng từ hạt nhân để đo từ trường tạo bởi dòng siêu dẫn trong vòng xuyên $Nb_{0,75}Zr_{0,25}$ và đưa ra kết luận là thời gian suy giảm của dòng siêu dẫn vào cỡ 100.000 năm. Với vòng xuyên siêu dẫn bằng Pb có dòng dư chạy qua cỡ hàng trăm ampe thì các nhà thực nghiệm đã quan sát thấy, trên một năm dòng này không hề suy giảm.

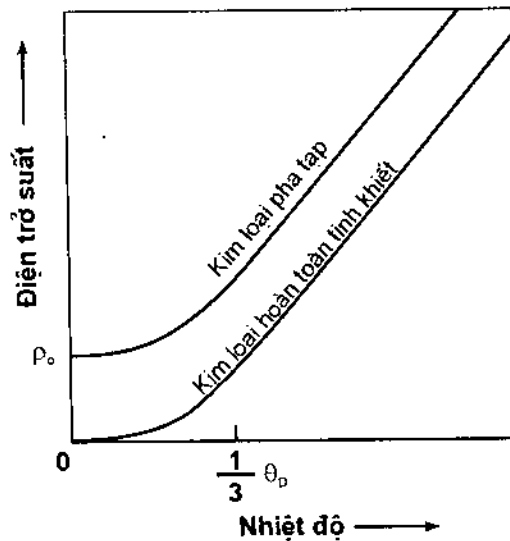
Tuy nhiên, một số vật liệu siêu dẫn khi có dòng vĩnh cửu chạy qua cũng có thời gian suy giảm hữu hạn vì có hiện tượng tái phân bố từ thông bất thuận nghịch xảy ra trong vật liệu.

1.4. Điện trở

1.4.1. Điện trở của kim loại

Điện trở của tất cả các kim loại và hợp kim giảm xuống khi bị làm lạnh. Để hiểu điều đó, cần

phải biết rằng bản thân vật dẫn phải có điện trở. Dòng điện chạy trong vật dẫn mang “các điện tử dẫn”, những điện tử này chuyển động tự do dưới dạng sóng như là thuộc tính tự nhiên của chúng. Có thể biểu diễn quá trình truyền điện tử trong kim loại như các sóng phẳng truyền theo một hướng. Do kim loại có cấu trúc tinh thể với các nguyên tử nằm trong mạng tuần hoàn nên các sóng phẳng có thể truyền suốt cấu trúc tuần hoàn tinh thể mà không tán xạ vào các hướng khác. Như vậy điện tử có khả năng chạy qua suốt cấu trúc tinh thể hoàn hảo mà không mất đi động lượng theo hướng ban đầu của nó. Nói cách khác, nếu trong tinh thể hoàn hảo chúng ta bắt đầu cho dòng điện chạy, dòng điện sẽ không chịu một cản trở nào. Tuy nhiên, trong mạng tuần hoàn của tinh thể thường có những khuyết tật. Những khuyết tật này sẽ làm tán xạ sóng điện tử và do đó điện trở được sinh ra. Ngoài ra còn hai hiệu ứng có thể sinh ra điện trở nữa là: sự phá vỡ cấu trúc hoàn hảo của mạng tinh thể do tạp chất và dao động nhiệt. Tức là: ở những nhiệt độ trên 0 K, các nguyên tử dao động và sẽ dịch chuyển khỏi vị trí cân bằng của chúng. Tiếp đó, các nguyên tử lạ hoặc những sai hỏng khác phân bố ngẫu nhiên có thể làm hỏng sự tuần hoàn tinh thể. Cả hai vấn đề: dao động nhiệt và tạp chất hoặc những sai hỏng mạng làm tán xạ các điện tử dẫn chuyển động đều làm tăng điện trở trong vật dẫn.



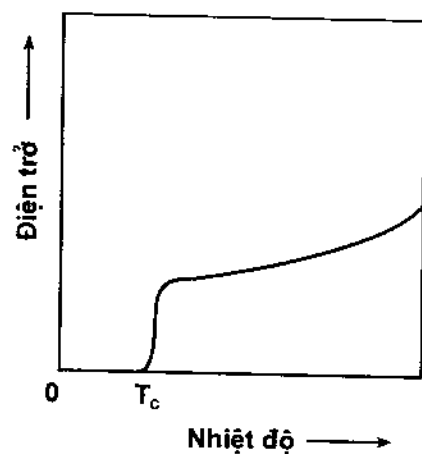
Hình 1.2

Sự phụ thuộc điện trở của kim loại theo nhiệt độ

Như vậy có thể hiểu rằng: nguyên nhân làm điện trở giảm khi kim loại hoặc hợp kim bị làm lạnh là: khi hạ nhiệt độ, các dao động nhiệt của các nguyên tử giảm xuống, đồng thời các điện tử dẫn tán xạ với tần số nhỏ hơn. Do đó điện trở của kim loại giảm tuyến tính theo nhiệt độ cho đến khi $T \approx \left(\frac{1}{3}\right)T_D$ (nhiệt độ Debye). Ở dưới nhiệt độ này điện trở giảm từ từ và gần như không đổi

khi $T \approx 0 K$ (hình 1.2). Đối với kim loại hoàn toàn sạch, điện tử di động chỉ bị cản trở do dao động nhiệt của mạng, cho nên điện trở có giá trị xấp xỉ bằng 0 khi nhiệt độ giảm về phía 0 K. Những kim loại này thuộc mẫu “kim loại lý tưởng” mang tính hoàn toàn giả thuyết. Tuy nhiên, ngay cả khi được làm lạnh đến 0 K mà điện trở giảm tới 0, nó cũng chưa dứt khoát phải là vật liệu siêu dẫn.

Đa số các kim loại thực thường chứa một số tạp chất. Do đó, các điện tử sẽ tán xạ theo các dao động nhiệt của các nguyên tử trong mạng, đồng thời chúng cũng bị tán xạ do tạp chất. Nhưng sự tán xạ do tạp chất này nhiều hay ít không phụ thuộc vào nhiệt độ. Kết quả là kim loại hoặc hợp kim luôn có một “điện trở dư” với giá trị xác định ρ_0 (hình 1.2), và điện trở dư của nó được duy trì ở cả những nhiệt độ thấp nhất (≈ 0 K). Kim loại càng lẫn nhiều tạp chất thì điện trở dư của nó càng lớn. Tuy nhiên, một số kim loại biểu hiện tính chất đặc biệt là: Khi bị làm lạnh, điện trở của chúng giảm dần cho đến khi nhiệt độ đạt đến một giá trị xác định (trên nhiệt độ 0 tuyệt đối) điện trở của chúng đột nhiên biến mất (hình 1.3). Khi đó ta nói rằng nó đã đi vào trạng thái siêu dẫn. Sự chuyển sang trạng thái siêu dẫn thậm chí có thể xuất hiện trong cả các kim loại có chứa tạp chất và có điện trở dư lớn.



Hình 1.3

Sự mất điện trở của chất siêu dẫn ở nhiệt độ thấp

1.4.2. Điện trở của chất siêu dẫn

Nhiệt độ chuyển pha của chất siêu dẫn (nhiệt độ tới hạn) có giá trị khác nhau ứng với các kim loại siêu dẫn khác nhau. Bảng 1.3 cho ví dụ về nhiệt độ chuyển pha của một số nguyên tố. Trong thực tế, nhiệt độ chuyển pha không quá nhạy với những lượng nhỏ tạp chất trong vật liệu.

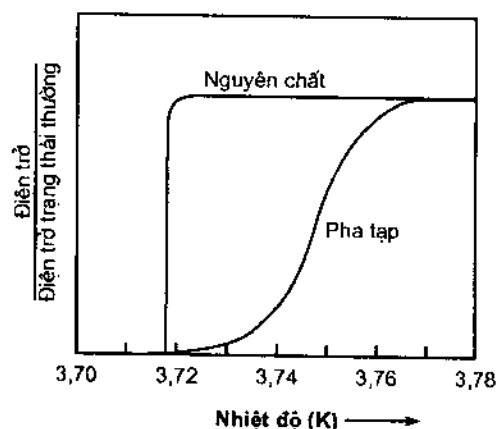
Một số kim loại siêu dẫn như Ir, Mo trong trạng thái tinh khiết có nhiệt độ chuyển pha rất thấp. Có thể phá vỡ trạng thái siêu dẫn của chúng bằng một số tạp chất từ tính (các nguyên tố này chỉ biểu hiện tính siêu dẫn khi ở trạng thái siêu sạch). Các kim loại này với độ sạch thông thường không là chất siêu dẫn. Tuy nhiên, không phải tất cả các kim loại sạch đều trở thành siêu dẫn. Ví dụ đối với Cu, Fe và Na, cho dù có làm lạnh đến nhiệt độ thấp nhất thì các kim loại này cũng không cho thấy hiện tượng siêu dẫn. Thông thường, trong vùng nhiệt độ thấp có thể tìm thấy những chất siêu dẫn mới. Từ những nguyên tố bán kim loại đến các hợp kim đều có thể trở thành siêu dẫn. Thậm chí nhiều hợp kim trở thành chất siêu dẫn ngay cả khi các thành phần tạo nên nó không là chất siêu dẫn (ví dụ Pb-Pd). Siêu dẫn có thể thấy trong các chất không phải kim loại, ví dụ hỗn hợp oxit bán dẫn bari, chì và bismuth cũng là chất siêu dẫn. Ngoài ra các hợp chất polymer, polysulfat – nitorit $(SN)_x$ cũng trở thành siêu dẫn ở 0,3 K. Nb là nguyên tố kim loại có nhiệt độ chuyển pha cao cỡ 9,3 K, nhưng một số hợp kim và hợp chất kim loại duy trì trạng thái siêu dẫn ở những nhiệt độ cao hơn (xem bảng 1). Ví dụ: Nb_3Ge có nhiệt độ chuyển pha cỡ 23 K. Những hợp kim có nhiệt độ chuyển pha cao là điều thuận lợi quan trọng cho việc ứng dụng siêu dẫn.

Bảng 1.3
Nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn của một số nguyên tố

Nguyên tố		$T_c(K)$	Nguyên tố		$T_c(K)$
Al		1,2	Protactinium		0,4
Americium	fcc	1,1	Rhenium		1,7
	dhcp	0,79	Rhodium		$3,3 \times 10^{-4}$
Cd		0,52	Ruthenium		0,5
Ga		1,1	Tantalum		4,5
In		3,4	Technetium		7,9
Ir		0,11	Thalium		2,4
La	α	4,8	Thorium		1,4
	β	4,9	Sn		3,7
Pb		7,2	Ti		0,4
Lu		0,1	Tungsten		0,016
Hg	α	4,2	Uranium	α	0,6
	β	4,0		β	1,8
Mo		0,9	Vanadium		5,4
Niobium		9,3	Zinc		0,9
Os		0,7	Zirconium		0,8

Gần đây, một số oxit kim loại gốm được phát hiện trở thành siêu dẫn ở các nhiệt độ cao hơn 100 K. Đây là những vấn đề hấp dẫn vì nhiệt độ chuyển pha cao cỡ một vài bậc so với nhiệt độ tuyệt đối. Có thể nhận được nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn của một số chất trong vùng nhiệt độ nito lỏng (xem phần siêu dẫn nhiệt độ cao).

Trong quá trình làm lạnh, đồ thị minh họa trạng thái chuyển pha siêu dẫn có thể trở nên rất dốc nếu mẫu có độ sạch cao và cấu trúc cơ bản là hoàn hảo. Ví dụ: trong mẫu Sn, nhiệt độ ΔT_c quan sát thấy trong khoảng 10^{-5} độ. Tuy nhiên, nếu mẫu không sạch hoặc mẫu có cấu trúc tinh thể bị khuyết tật thì độ rộng chuyển pha được mở rộng. Hình 1.4 cho thấy độ rộng chuyển pha của mẫu Sn sạch và không sạch.



Hình 1.4
Chuyển pha siêu dẫn trong Sn

1.4.3. Điện trở không

Về nguyên tắc, ở dưới nhiệt độ chuyển pha, điện trở của chất siêu dẫn xem như hoàn toàn biến mất. Vậy thực chất: trong trạng thái siêu dẫn, điện trở thực sự trở thành không hay là có giá trị rất nhỏ?

Tất nhiên, không thể chứng minh được bằng thực nghiệm rằng điện trở trong thực tế là 0; bởi vì điện trở của nhiều chất trong trạng thái siêu dẫn có thể nhỏ hơn độ nhạy mà các thiết bị đo cho phép có thể ghi nhận được. Trong trường hợp nhạy hơn, cho dòng điện chạy xung quanh một xuyên siêu dẫn khép kín, khi đó nhận thấy dòng điện hầu như không suy giảm sau một thời gian rất dài. Giả thiết rằng tự cảm của xuyên là L , khi đó nếu ở thời điểm $t = 0$ ta bắt đầu cho dòng $i(0)$ chạy vòng quanh xuyên, ở thời gian muộn hơn $t \neq 0$, cường độ dòng điện chạy qua xuyên tuân theo công thức:

$$i(t) = i(0) e^{\left(-\frac{R}{L}t\right)}$$

Ở đây R là điện trở của xuyên. Chúng ta có thể đo từ trường tạo ra dòng điện bao quanh xuyên. Phép đo từ trường không lấy năng lượng từ mạch điện mà vẫn cho ta khả năng quan sát dòng điện luân chuyển không thay đổi theo thời gian và có thể xác định được điện trở của kim loại siêu dẫn cỡ $< 10^{-26} \Omega m$. Giá trị này thoả mãn kết luận điện trở của kim loại siêu dẫn bằng 0.

1.4.4. Mạch điện không điện trở và ứng dụng

Quan sát một mạch kín giống như vòng xuyên, được tạo thành bằng kim loại siêu dẫn có tổng từ thông xuyên qua nó không đổi (hình 1.5).

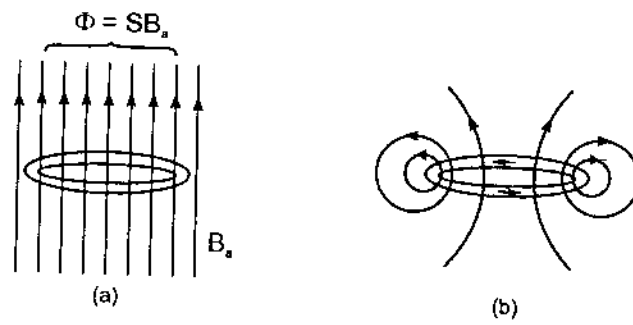
Giả thiết rằng trong hình 1.5a, vòng xuyên kim loại siêu dẫn được làm lạnh xuống dưới nhiệt độ chuyển pha của nó trong từ trường có mật độ từ thông đồng nhất B_a . Nếu diện tích khép kín của vòng xuyên là S thì tổng từ thông xuyên qua xuyên sẽ là: $\Phi = SB_a$. Khi từ trường đặt vào thay đổi, thì theo định luật Lenz, một dòng điện cảm ứng xuất hiện chạy trong vòng xuyên theo hướng chống lại sự thay đổi của từ thông do từ trường ngoài thay đổi. Từ trường thay đổi kéo theo sự biến thiên từ thông qua xuyên $\left(-S \frac{dB_a}{dt}\right)$ và làm xuất hiện dòng cảm ứng i chạy trong vòng xuyên, theo quy luật như sau:

$$-S \frac{dB_a}{dt} = Ri + L \frac{di}{dt} \quad (1.1)$$

Ở đây R và L là điện trở thực và độ tự cảm tương ứng của mạch. Tuy nhiên, trong mạch siêu dẫn, do $R = 0$ nên:

$$-S \frac{dB_a}{dt} = L \frac{di}{dt} \quad (1.2)$$

$$\text{Như vậy:} \quad Li + SB_a = \text{const} \quad (1.3)$$



Hình 1.5
Mạch điện không điện trở

Nhưng $Li + SB_0$ là tổng từ thông xuyên qua mạch. Như vậy tổng từ thông xuyên qua mạch điện không điện trở là không thay đổi. Nếu độ lớn từ trường đặt vào thay đổi, thì dòng cảm ứng tạo nên sự bù trừ từ thông. Do mạch là mạch điện không điện trở nên dòng cảm ứng chạy vĩnh viễn và tổng từ thông ban đầu được duy trì là xác định. Nếu từ trường ngoài giảm đến 0 (hình 1.5b) thì từ thông qua vòng xuyên sẽ được duy trì bằng dòng cảm ứng chạy vòng quanh xuyên. Tính chất này có thể được ứng dụng trong việc cấp dòng nuôi các cuộn dây solenoid làm từ các dây siêu dẫn dùng để tạo nên từ trường. Trong hình 1.6 dòng điện đi đến cuộn solenoid siêu dẫn làm lạnh (S) được cung cấp từ nguồn một chiều (P). Dòng điện được điều chỉnh bằng biến trở (R) đến một giá trị bằng độ lớn từ trường mong muốn, thì công tắc siêu dẫn XY có thể đóng lại. Khi đó, XY và S tạo thành mạch kín mà trong đó từ thông cần phải được duy trì là không đổi.

Do độ lớn từ trường sinh ra trong S không thay đổi theo thời gian nên chúng ta có thể ngắt nguồn nuôi mà từ trường vẫn được duy trì, nhờ dòng điện i chạy trong mạch điện không có điện trở XY. Cuộn solenoid siêu dẫn hoạt động như vậy đã cho thấy có sự tồn tại một kiểu dòng điện dư (hoặc dòng vĩnh cửu).

Chú ý rằng, mặc dù tổng các đường từ thông khép kín trong mạch điện không điện trở luôn duy trì là hằng số, nhưng có thể thay đổi mật độ từ thông $\vec{B}$ ở các điểm do sự phân bố của các đường từ thông trong mạch điện. Như vậy, trong hình 1.5b mật độ từ thông đã trở nên mạnh hơn ở gần dây dẫn và yếu hơn ở tâm của không gian khép kín so với sự phân bố đồng nhất như mô tả trong hình 1.5a. Tuy nhiên, trong cả hai trường hợp tổng từ thông ($= \iint_A \vec{B} dS$) là như nhau.

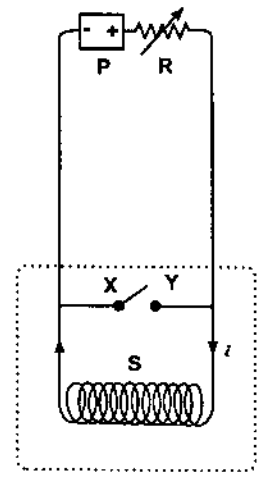
Như vậy, nếu mạch siêu dẫn khép kín được làm lạnh xuống dưới nhiệt độ chuyển pha của nó trong từ trường, thì từ thông bao quanh luôn giữ là hằng số, thay vì sự thay đổi của nó theo từ trường.

Mặt khác, nếu mạch điện được làm lạnh khi không có từ trường sao cho từ thông ban đầu bên trong mạch bằng không, sau đó đặt từ trường ngoài vào thì từ thông bên trong mạch vẫn duy trì là 0, thay vì sự có mặt của từ trường ngoài. Tính chất này giúp cho khả năng sử dụng những ống siêu

dẫn hình trụ rỗng làm màn chắn ngăn cách từ trường ngoài. Sự chắn từ trường đảm bảo là hoàn hảo trong trường hợp ống hình trụ rỗng là dài. Khi đó, dòng cảm ứng sinh ra điều chỉnh sự đồng nhất mật độ từ thông xuyên suốt bên trong nó. Đối với các cấu hình khác, như xuyên ngắn, nó chỉ duy trì tổng từ thông bằng 0 và mật độ từ thông cục bộ sinh ra do dòng cảm ứng không đồng nhất bên trong xuyên. Từ đó, mật độ từ thông do dòng persistent sinh ra, sẽ mạnh hơn ở một vài nơi và ở những nơi khác yếu hơn so với khi không có từ trường đặt vào.

Nói khác đi, mặc dù $\oint_A \vec{B} d\vec{A} = 0$; nhưng $\vec{B}$ tự nó không

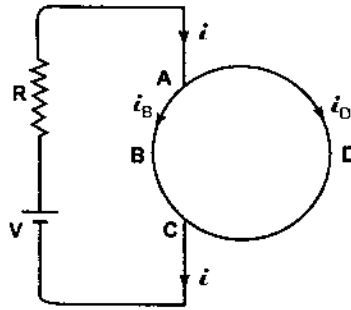
nhất thiết phải bằng không tại tất cả mọi nơi. Trong thực tế màn chắn siêu dẫn có thể dùng làm màn chắn rất tốt để ngăn cản từ trường.



Hình 1.6

Cuộn Solenoid siêu dẫn tạo nên từ trường trong mạch kín

Hãy xem xét bản chất sự phân bố dòng điện trong các mạch điện không điện trở. Ví dụ: xét mạch điện đơn giản như hình 1.7. Nếu xuyên ABCD là mạch điện không điện trở, thì dòng sẽ phân chia như thế nào giữa các nhánh ABC và ADC?



Hình 1.7

Sự phân chia dòng giữa hai nhánh song song

Rõ ràng rằng, ở đây không thể ứng dụng định luật Kirchoff bởi vì cả hai đoạn mạch đều có điện trở bằng 0 và định luật thứ II tuân theo tất cả các khả năng phân chia dòng i . Tuy nhiên, dù cho qua cả hai nhánh đều có điện trở 0, chúng đều đóng góp trở kháng cho mạch. Vậy là, sự phân chia dòng được xác định bằng các trở kháng này. Thể hiện chênh lệch giữa A và C là bằng nhau, do đó:

$$L_B \frac{di_B}{dt} + M_{BD} \frac{di_D}{dt} = L_D \frac{di_D}{dt} + M_{BD} \frac{di_B}{dt} \quad (1.4)$$

Ở đây, L_B và L_D là trở kháng của các nhánh ABC và ADC, còn M_{BD} là trở kháng liên kết giữa chúng. Sắp đặt lại phương trình trên ta có:

$$(L_B - M_{BD}) \frac{di_B}{dt} = (L_D - M_{BD}) \frac{di_D}{dt} \quad (1.5)$$

Và tích phân các biểu thức này ta được:

$$(L_B - M_{BD})i_B = (L_D - M_{BD})i_D + const \quad (1.6)$$

Nếu $i_B = 0 = i_D$ ở $t = 0$, khi đó $const = 0$ và ta có:

$$\frac{i_B}{i_D} = \frac{L_D - M_{BD}}{L_B - M_{BD}} \quad (1.7)$$

Có thể nhận thấy rằng, sự phân chia dòng được điều khiển bằng trở kháng của các mạch nhánh. Thông thường, các liên kết từ giữa hai mạch song song là nhỏ, sao cho trở kháng liên kết có thể bỏ qua. Khi đó, chúng ta có thể rút gọn công thức trong các mạch không điện trở về dạng của dòng điện chạy trong các mạch nhánh song song và dòng điện đó tỷ lệ nghịch với độ tự cảm và hổ cảm của các nhánh đó.

1.5. Điện trở của chất siêu dẫn đối với dòng điện xoay chiều

Trong thực tế, kim loại siêu dẫn không có điện trở, như vậy không có sự sụt thế dọc theo kim loại siêu dẫn khi dòng chạy qua nó và không có năng lượng nhiệt sinh ra do dòng điện đi qua. Tuy nhiên, đây chỉ hoàn toàn đúng cho dòng một chiều có giá trị là một hằng số. Nếu dòng thay đổi, thì từ trường thay đổi theo và một phần năng lượng bị tiêu tán. Để hiểu nguyên nhân này, đầu tiên cần xem xét ngắn gọn một số khái niệm biểu hiện tính chất của các điện tử dẫn trong các chất siêu dẫn.

Nhiều tính chất của chất siêu dẫn đã được giải thích nếu giả thiết rằng ở dưới nhiệt độ chuyển pha các điện tử dẫn được phân chia thành hai lớp, một loại có các điện tử siêu dẫn "super electrons" có thể chạy qua suốt cả kim loại mà không có điện trở (ví dụ: không chịu sự va chạm nào), loại khác là các điện tử thường, có thể tán xạ và điện trở thu được giống với các điện tử dẫn trong kim loại thường. Tỉ phần các điện tử siêu dẫn giảm xuống khi nhiệt độ tăng về phía T_c . Ở 0 K, tất cả các điện tử dẫn trở thành điện tử siêu dẫn, nhưng nếu nhiệt độ tăng lên một số điện tử siêu dẫn bắt đầu trở thành các điện tử thường và khi nhiệt độ tiếp tục tăng, tỉ phần các điện tử thường cũng tăng lên. Thậm chí, ở tại nhiệt độ chuyển pha, tất cả các siêu điện tử trở thành các điện tử thường và kim loại mất đi tính siêu dẫn của nó. Điều này là hệ quả của "Mô hình hai chất lỏng" (mà ta sẽ xem xét ở phần sau). Dường như, dưới nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn xuất hiện sự hòa trộn hai chất lỏng điện tử: đó là các điện tử thường và các "siêu điện tử". Mật độ điện tử tương đối của hai chất lỏng đó phụ thuộc vào nhiệt độ. Mô hình hai chất lỏng này cho thấy bằng các lập luận trên cơ sở nhiệt động học đã cho kết quả về nhiệt dung và một vài phép đo khác trên các chất siêu dẫn.

Trong kim loại siêu dẫn, dòng điện có thể được tải bằng cả hai loại điện tử nêu trên. Tuy nhiên, trong trường hợp đặc biệt, như dòng một chiều là một hằng số, thì tất cả dòng điện được tải bằng các "siêu điện tử". Điều cần chú ý là nếu dòng duy trì là không đổi thì không có điện trường trong kim loại, nếu không thì các siêu điện tử sẽ tăng tốc liên tục trong trường này và dòng sẽ tăng vô hạn (không xác định). Nếu không có điện trường thì cũng không có sự gia tốc các điện tử thường và như vậy cũng không có dòng điện thường. Do đó ta thấy rằng: khi dòng tổng cộng là hằng số thì toàn bộ

dòng được tải bằng các siêu điện tử. Kim loại siêu dẫn giống như hai vật dẫn song song, một vật có điện trở bình thường và vật khác có điện trở 0. Ta có thể nói rằng: các siêu điện tử làm chập mạch các điện tử thường. Theo một cách khác, nếu đột nhiên đặt một thế hiệu nào đó như nguồn ắc quy, nguồn dòng lên chất siêu dẫn, dòng điện sẽ được làm tăng vô hạn nhưng trong thực tế nó lại bị giới hạn bằng điện trở nội của nguồn.

Tỉ phần dòng điện truyền lệch hướng bằng các điện tử thường sẽ tiêu tán năng lượng theo con đường thông thường. Tuy nhiên, khối lượng điện tử cực kì nhỏ, như vậy trở kháng do quán tính của chúng cũng là cực nhỏ. Tuy trở kháng của chất siêu dẫn ứng với quán tính của các siêu điện tử của nó chỉ khoảng 10^{-12} của điện trở thường của nó tính theo ôm ở 1.000 Hz, ví dụ, chỉ khoảng 10^{-8} tổng dòng điện được tải bằng các điện tử thường và ở đây sự tiêu tán năng lượng là rất nhỏ. Tuy vậy, điều này trái hẳn với điện trở không tuyệt đối trong trường hợp D. C.

Nếu tần số từ trường đặt vào đủ lớn, thì kim loại siêu dẫn hưởng ứng theo cách giống như kim loại thường, vì các điện tử siêu dẫn ở trong trạng thái năng lượng thấp hơn so với các điện tử thường, khi tần số của từ trường đặt vào đủ lớn thì các photon của trường điện từ có đủ năng lượng để kích thích các siêu điện tử vào trạng thái cao hơn làm chúng trở thành như các điện tử thường. Điều này xảy ra đối với các tần số lớn hơn khoảng 10^{11} Hz. Biểu hiện của chất siêu dẫn ở các tần số quang học không có sự khác nhau so với biểu hiện của kim loại thường.

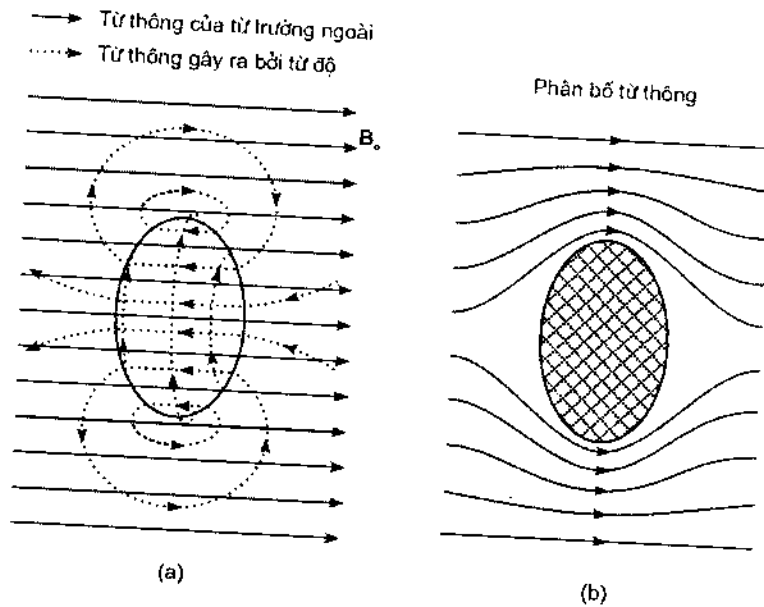
Lấy một ví dụ minh họa: giả thiết rằng các siêu điện tử trong chất siêu dẫn biểu hiện giống như các điện tử trong chân không, chẳng hạn như các điện tử trong chùm của ống tia catốt (ví dụ các mạch không điện trở có độ nhạy cao, sao cho chúng cháy mà không chịu sự tán xạ). Tuy nhiên, ở đây có sự khác biệt lớn giữa hai trường hợp. Đó là khả năng duy trì sự sụt thế dọc theo chùm điện tử trong khi dòng điện được duy trì ở giá trị không đổi. Bởi vì qua đó dòng điện phải là như nhau dọc theo tất cả các phần của chùm điện tử, và mật độ điện tử không cần phải duy trì là hằng số. Do các điện tử tăng tốc từ catốt về phía anốt và mật độ điện tử là tương đối cao ở gần catốt và giảm xuống xấp xỉ bằng dòng anốt.

Tuy nhiên, sự tạo ra mật độ điện tử và tốc độ điện tử, ví như dòng điện được duy trì là hằng số dọc theo chùm điện tử. Trong thực tế là các điện tử có khả năng tăng tốc, cho phép chúng ta duy trì trường điện từ. Tuy nhiên, trong chất siêu dẫn, các điều kiện là khác nhau. Kim loại phải duy trì ở mọi nơi tính trung hòa về điện và từ các ion kim loại dương được định vị trong tinh thể, mật độ điện tử không thể thay đổi trong suốt vật liệu. Do đó dòng điện không đổi sẽ phải duy trì trong toàn bộ kim loại, sao cho vận tốc của tất cả các điện tử dọc theo thành phần dòng điện cần phải như nhau. Do vậy, các điện tử không được tăng tốc và điện trường không thể tồn tại trong kim loại.

TÍNH CHẤT TỪ CỦA CHẤT SIÊU DẪN

2.1. Tính nghịch từ của vật dẫn lý tưởng

Trong chương trước cho thấy, chất siêu dẫn ở dưới nhiệt độ chuyển pha của nó biểu hiện không có điện trở. Hãy xem xét các tính chất từ của vật dẫn không có điện trở. Những vật dẫn như vậy được gọi là vật dẫn lý tưởng hoặc vật dẫn hoàn hảo.



Hình 2.1

Sự phân bố từ thông xung quanh vật nghịch từ lý tưởng

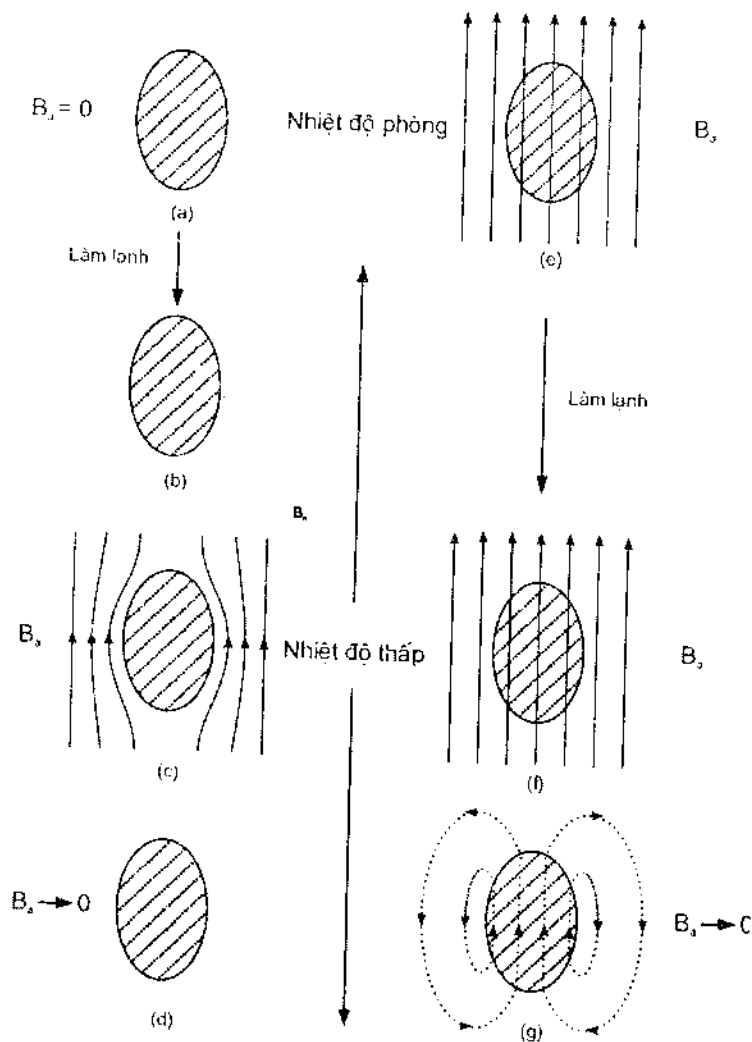
Giả thiết rằng: làm lạnh mẫu kim loại xuống dưới nhiệt độ chuyển pha của nó, mẫu trở thành vật dẫn hoàn hảo. Điện trở vòng quanh đoạn đường khép kín tưởng tượng bên trong kim loại là 0; Do đó, tổng từ thông bao quanh vật là không đổi. Điều này chỉ đúng trong những trường hợp mật độ từ thông ở tất cả các điểm bên trong kim loại không thay đổi theo thời gian, ví dụ: $\vec{B} = 0$ (tức là $\frac{d\vec{B}}{dt} = 0$).

Do đó sự phân bố từ thông trong kim loại cần phải được duy trì giống như trước khi kim loại mất điện trở.

Giả thiết rằng mẫu bị mất điện trở khi không có từ trường ngoài tác dụng. Vì mật độ từ thông trong kim loại không thay đổi, cho nên nó phải là 0 thậm chí cả sau khi có từ trường đặt vào. Trong thực tế, từ trường có tác dụng nên mẫu siêu dẫn gây ra dòng điện chạy quanh bề mặt mẫu và như

vậy, tạo ra mật độ từ thông ở mọi nơi trong lòng mẫu, chính xác bằng và ngược chiều với mật độ từ thông của từ trường ngoài. Vì các dòng này không biến mất, nên mật độ từ thông mạng bên trong vật liệu vẫn duy trì là 0. Vấn đề này được minh họa trong hình 2.1a; các dòng mật độ sinh ra mật độ từ thông B_i sao cho nó triệt tiêu chính xác mật độ từ thông B_a của từ trường đặt vào (B_i) ở mọi nơi bên trong kim loại. Các dòng mật độ này thông thường được gọi là các dòng chắn.

Mật độ từ thông tạo nên do những dòng mật dư (persistent) không biến mất ở biên của mẫu, mà các đường từ thông tạo thành các đường cong khép kín liên tục vòng qua không gian bên ngoài mẫu như hình 2.1a, mặc dù mật độ từ thông này ở mọi nơi bên trong mẫu là bằng nhau và ngược với từ thông sinh ra do từ trường ngoài.



Hình 2.2

Biểu hiện của vật dẫn lý tưởng

- (a) → (b) Mẫu mất điện trở khi không có từ trường ngoài tác dụng.
- (c) Từ trường đặt vào mẫu khi mẫu không điện trở.
- (d) Từ trường bị khử bỏ.
- (e) → (f) Mẫu bị mất điện trở khi có từ trường tác dụng.
- (g) Từ trường bị khử bỏ.

Bây giờ hãy xem xét một trình tự khác cho việc làm lạnh trong từ trường đối với một vật liệu không có điện trở như mô tả trong hình 2.2c-d. Giả thiết rằng, từ trường B_a được đặt vào khi mẫu ở trên nhiệt độ chuyển pha (h.2.2e). Sau đó mẫu được làm lạnh đến nhiệt độ thấp sao cho điện trở của nó biến mất. Sự biến mất điện trở này không gây ảnh hưởng lên độ từ hoá và sự phân bố từ thông vẫn duy trì không đổi (như hình 2.2f). Khi giảm từ trường về 0 thì mật độ từ thông bên trong kim loại có độ dẫn lý tưởng không thể thay đổi và các dòng bề mặt sẽ xuất hiện để duy trì từ thông bên trong nó (hình 2.2g).

Cần phải chú ý rằng trong phần (c) và (f) của hình trên, mẫu ở trong các điều kiện như nhau cả về nhiệt độ và từ trường, còn trạng thái từ hóa của nó là hoàn toàn khác nhau. Tương tự như vậy, (d) và (g) cho biết các trạng thái từ hóa trong các điều kiện bên ngoài giống nhau. Ta thấy rằng trạng thái từ hóa của vật dẫn lý tưởng không xác định duy nhất bằng các điều kiện bên ngoài, mà nó phụ thuộc vào chuỗi các điều kiện tại vị trí đang tồn tại.

2.2. Hiệu ứng Meissner

Một vật dẫn lý tưởng có thể có điện trở 0 ở nhiệt độ tuyệt đối (0 K). Tuy nhiên, nó không phải là chất siêu dẫn. Người ta thấy rằng biểu hiện tính chất của chất siêu dẫn khi có từ trường khác với vật dẫn lý tưởng. Năm 1933, Meissner và Ochsenfeld phát hiện ra rằng: Nếu chất siêu dẫn được làm lạnh trong từ trường xuống dưới nhiệt độ chuyển pha T_c , thì đường sức của cảm ứng từ B sẽ bị đẩy ra khỏi chất siêu dẫn. Tức là chất siêu dẫn nằm trong từ trường ngoài H_a còn cảm ứng từ bên trong mẫu $B = 0$. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng Meissner (Hình 2.3).

Hiệu ứng Meissner cho biết, chất siêu dẫn biểu hiện tính chất: Trong lòng nó các đường cảm ứng từ $B = 0$. Nghĩa là, siêu dẫn biểu hiện như một chất nghịch từ lý tưởng.

Nếu có một mẫu siêu dẫn dạng hình trụ dài đặt song song với từ trường ngoài H_a , trường khử từ của mẫu bằng không, thì:

$$H = H_a + 4\pi M = 0 \quad (2.1)$$

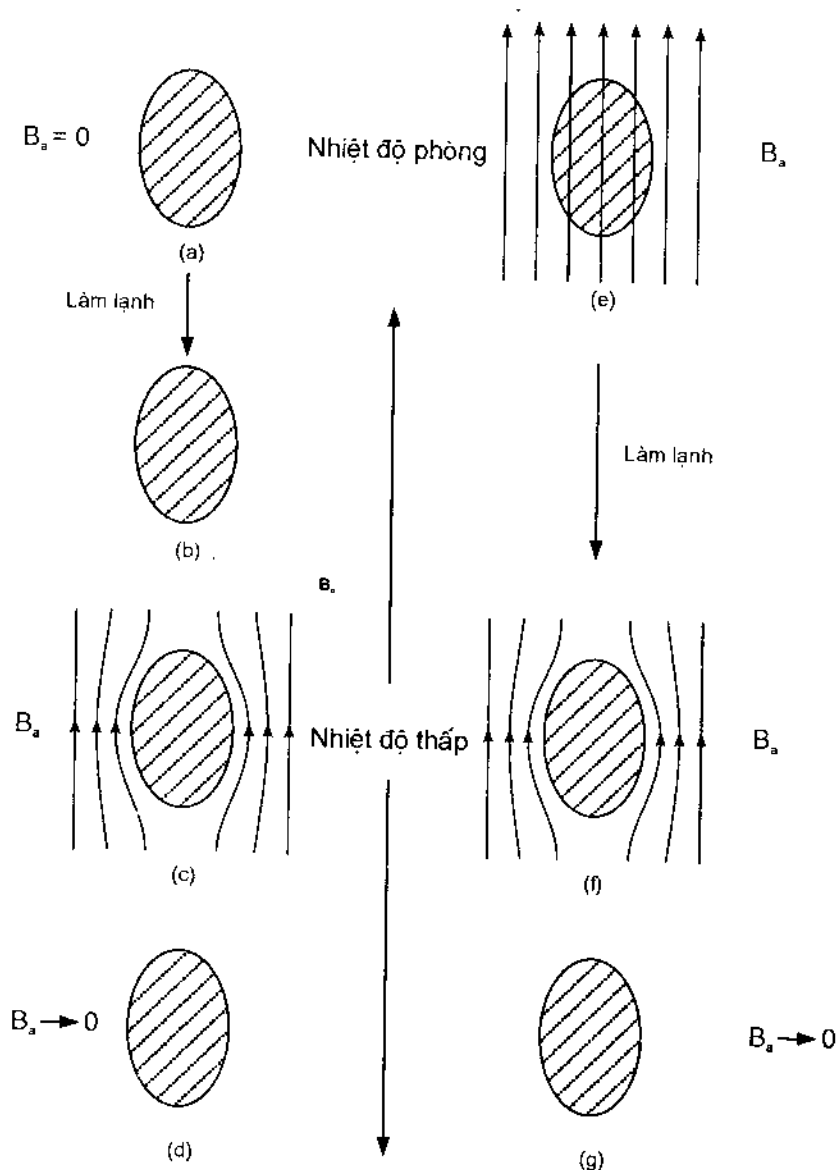
Hệ số từ hoá của chất siêu dẫn trong hệ (CGS) sẽ là:

$$\chi = \frac{M}{H_a} = -\frac{1}{4\pi} \quad (2.2)$$

hoặc trong hệ SI:

$$H = H_a + M = 0 \quad (2.3)$$

$$\chi = \frac{M}{H_a} = -1$$



Hình 2.3

Tính chất từ của chất siêu dẫn

- (a)-(b) Mẫu mất điện trở khi không có từ trường ngoài tác dụng.
- (c) Từ trường đặt vào mẫu ở trạng thái siêu dẫn.
- (d) Từ trường bị khử bỏ.
- (e)-(f) Mẫu trở thành siêu dẫn khi có từ trường ngoài tác dụng.
- (g) Từ trường bị khử bỏ.

Hiệu ứng Meisner là tính chất từ cơ bản của chất siêu dẫn. Đặc trưng hệ số từ hoá $\chi = -1$ đã nói lên siêu dẫn là chất nghịch từ lý tưởng. Mặt khác, đặc trưng cơ bản của chất siêu dẫn về tính chất điện là điện trở không ($\rho = 0$). Hãy xem xét hai đặc trưng cơ bản này của chất siêu dẫn.

Xuất phát từ phương trình cơ bản của điện động lực học thì định luật Ohm được biểu diễn trong điện trường $\vec{E}$ theo mật độ dòng $\vec{J}$ và điện trở suất ρ là:

$$\vec{E} = r\vec{J} \quad (2.4)$$

Trong trạng thái siêu dẫn: $\rho = 0$ và $\vec{J}$ là đại lượng hữu hạn nên:

$$\text{rot} \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

Theo phương trình Maxwell; các đường cảm ứng từ $\vec{B}$ được biểu diễn:

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = -C \text{rot} \vec{E} \quad (2.6)$$

và theo phương trình (2.5) thì: $\frac{d\vec{B}}{dt} = 0$

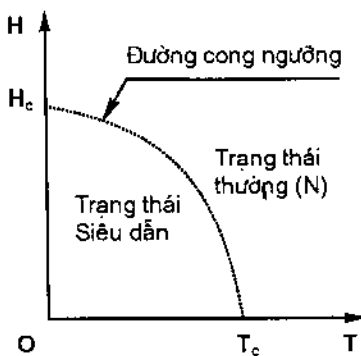
Như vậy, các đường cảm ứng từ $\vec{B}$ phải là một hằng số:

$$\vec{B} = \text{const} \quad (2.7)$$

Khi $\rho = 0$ thì $\vec{B} = \text{const}$. Nghĩa là, ngay cả khi làm lạnh chất siêu dẫn xuống dưới nhiệt độ T_c thì phương trình (2.7) vẫn đúng.

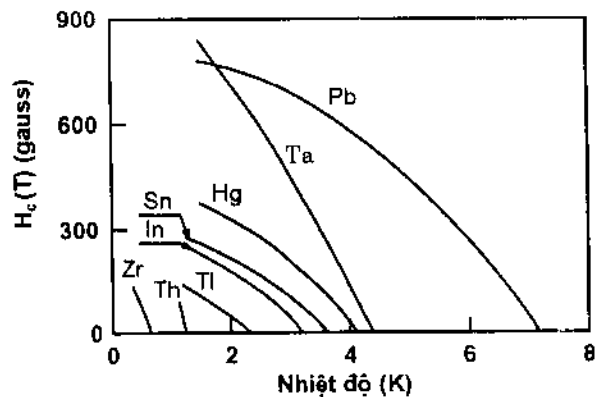
Vậy, hiệu ứng Meisner cho biết cảm ứng từ $\vec{B}$ trong lòng chất siêu dẫn bằng 0 là hiệu ứng thực nghiệm quan sát được. Về phương diện lý thuyết xét ở đây chỉ là chấp nhận $\vec{B} = \text{const} = 0$ theo thực nghiệm.

Từ các dẫn chứng trên đây đã đưa đến kết luận là: Trạng thái siêu dẫn có điện trở không và hiệu ứng Meisner biểu hiện rằng, chất siêu dẫn là một nghịch từ lý tưởng ($\chi = -1$). Hai tính chất độc lập này có đặc trưng cơ bản riêng biệt nhưng cả hai đều đồng thời là tiêu chuẩn quan trọng để xem xét một chất có phải là siêu dẫn hay không.



Hình 2.4a

Sự phụ thuộc của từ trường tới hạn vào nhiệt độ và đường cong ngưỡng



Hình 2.4b

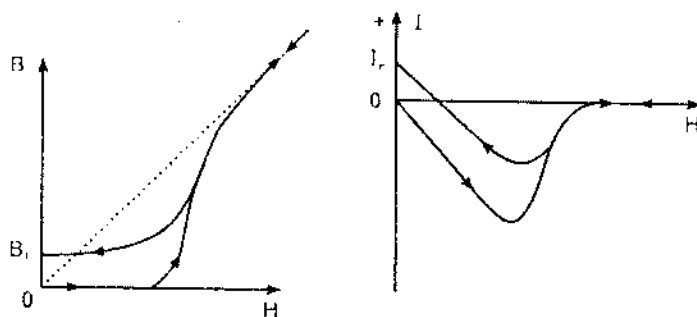
Đường cong ngưỡng của một vài chất siêu dẫn thường gặp

2.3. Vật siêu dẫn không lý tưởng

Các mẫu lý tưởng là các mẫu không chứa tạp chất hoặc không có những sai hỏng về tính thể. Trong thực tế, nhiều mẫu không được hoàn hảo như vậy. Tuy nhiên, vẫn có khả năng chế tạo được những mẫu gần như lý tưởng sao cho chúng biểu hiện các tính chất gần giống vật liệu lý tưởng. Mẫu lý tưởng có từ trường tới hạn rất sắc nét và đường cong từ hoá là hoàn toàn thuận nghịch. Hình 2.5 minh hoạ tính chất từ của mẫu không lý tưởng. Có thể thấy rằng độ từ hoá là không thuận nghịch khi từ trường tăng và giảm, các đường cong từ hóa biểu hiện khác nhau. Ở đây xuất hiện hiện tượng từ trễ. Khi từ trường giảm đến 0 vẫn có thể còn sót lại một chút độ từ hoá dư của mẫu và nó làm tăng mật độ từ thông riêng B_T và độ từ hoá I_r . Đó là hiện tượng từ thông bị hãm. Trong điều kiện này, siêu dẫn giống như nam châm vĩnh cửu. Như vậy mẫu không lý tưởng cho thấy:

- Có ba từ trường tới hạn khác nhau (H_{c1} , H_{c2} và H_{c3}).
- Có đường cong từ trễ.
- Có từ thông bị hãm (bẫy).

Các biểu hiện này không nhất thiết phải cùng xuất hiện. Ví dụ, mẫu có thể không có từ trường tới hạn sắc nét và có thể có tính từ trễ nhưng sẽ không bẫy các đường từ thông. Các sai hỏng bao gồm một số lớn các nguyên tử như là các hạt của vật thể khác hoặc những mắt xích của các nguyên tử dịch chuyển như là những sai hỏng mạng, có khuynh hướng làm tăng tính từ trễ và bẫy từ thông. Các nguyên tử tạp chất và sự phân bố không đồng đều của thành phần của mẫu cũng làm giảm độ sắc nét của từ trường tới hạn trong các mẫu không lý tưởng.



Hình 2.5

Đặc tính từ của vật siêu dẫn không lý tưởng

2.4. Từ trường tới hạn

Một vật đang ở trong trạng thái siêu dẫn, nếu ta tăng dần từ trường đến một giá trị (H_c) xác định có thể làm mất trạng thái siêu dẫn. Nghĩa là, dưới tác dụng của từ trường đã làm cho trạng thái

siêu dẫn chuyển sang trạng thái thường. Giá trị xác định của từ trường (H_c) được gọi là từ trường tới hạn hoặc từ trường tới hạn nhiệt động.

Từ trường tới hạn H_c là hàm của nhiệt độ T và hàm đó được mô tả gần đúng như sau:

$$H_c = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.8)$$

với H_0 là từ trường tại $T = 0$ và tại $T = T_c$ thì $H_c(T_c) = 0$.

Đồ thị mô tả sự phụ thuộc của từ trường vào nhiệt độ trong trạng thái siêu dẫn của một số kim loại như hình 2.4a và 2.4b.

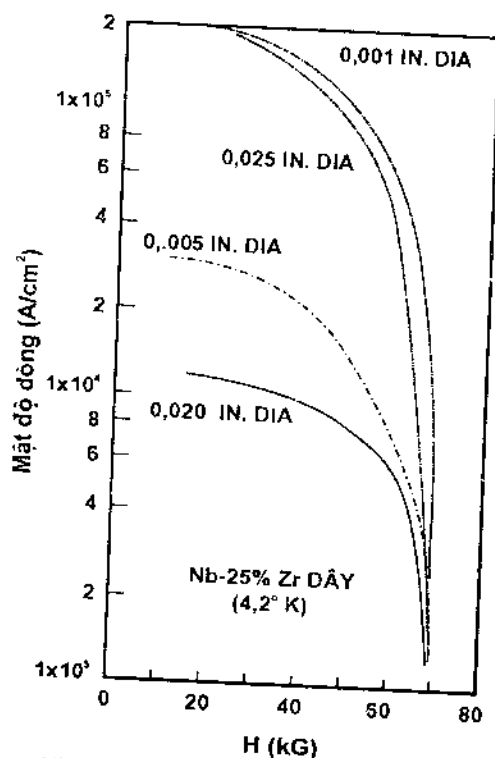
Đường cong H_c phụ thuộc T được mô tả như trong hình 2.4a được gọi là đường cong ngưỡng. Đường này chính là ranh giới phân chia giữa trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường. Bên trong đường cong ngưỡng thuộc trạng thái siêu dẫn và bên ngoài đường cong ngưỡng là trạng thái thường.

2.5. Dòng tới hạn

Dòng cực đại đạt được trong trạng thái siêu dẫn được gọi là dòng tới hạn. Nói cách khác dòng tới hạn trong trạng thái siêu dẫn là dòng điện lớn nhất khi điện trở của chất siêu dẫn được xem như bằng không. Dòng tới hạn được ký hiệu là I_c .

Năm 1913, Kamerlingh Onnes lần đầu tiên đã phát hiện ra rằng: Nếu trong dây siêu dẫn có một dòng I lớn hơn dòng tới hạn I_c chạy qua thì trạng thái siêu dẫn cũng bị phá vỡ. Đó là hiệu ứng dòng tới hạn. Ba năm sau (năm 1916) Silsbee mới giải thích và làm sáng tỏ hiện tượng này. Ông cho rằng vai trò quyết định để đưa vật liệu từ trạng thái siêu dẫn sang trạng thái thường trong hiệu ứng dòng tới hạn không phải do bản thân dòng lớn I gây ra mà chính là từ trường do dòng I sinh ra trong dây dẫn đã phá vỡ trạng thái siêu dẫn. Điều này có bản chất giống như hiệu ứng Meissner đã được xét ở mục trước.

Thực nghiệm cho thấy rằng, nếu dây siêu dẫn tròn có đường kính a , dòng trong dây siêu dẫn là $I > I_c$ thì mối quan hệ giữa từ trường tới hạn và các đại lượng I và a sẽ là:



Hình 2.6
Mật độ dòng tới hạn phụ thuộc từ trường của dây dẫn Nb-25%Zr với đường kính dây khác nhau.

$$H_c = \frac{2I}{a} \quad (2.9)$$

Công thức này được gọi là công thức Silsbee. Công thức này chỉ đúng cho một số chất siêu dẫn nhất định, chủ yếu là các chất siêu dẫn đơn kim loại (còn gọi là chất siêu dẫn lý tưởng). Các chất siêu dẫn là hợp chất, hợp kim hoặc chất siêu dẫn có tạp chất đều không thỏa mãn hệ thức Silsbee. (Các chất siêu dẫn loại này còn gọi là chất siêu dẫn không lý tưởng).

Ngoài khái niệm dòng tới hạn (I_c) thông thường, người ta còn dùng khái niệm mật độ dòng tới hạn (J_c) để thay khái niệm dòng tới hạn. Đó là giá trị dòng tới hạn I_c trên một đơn vị diện tích bề mặt vật dẫn. Đơn vị thường dùng cho đại lượng này là A/cm², giá trị J_c phụ thuộc rất mạnh vào từ trường và đường kính của dây siêu dẫn. Hình 2.6 là giá trị thực nghiệm mật độ dòng tới hạn của dây siêu dẫn Nb₃Zr phụ thuộc đường kính của dây trong các từ trường khác nhau.

Phần trên đã cho thấy, nếu dòng điện chạy trong mạch lớn hơn dòng tới hạn thì trạng thái siêu dẫn bị phá vỡ. Thực nghiệm cho thấy rằng dòng tới hạn có liên quan đến độ lớn từ trường tới hạn H_c . Các dòng trong chất siêu dẫn đều chạy trên bề mặt bên trong đoạn đường hầm sâu, mật độ dòng giảm nhanh từ một vài giá trị J_a ở bề mặt. Trạng thái siêu dẫn cũng bị phá vỡ nếu mật độ dòng siêu dẫn vượt quá một giá trị xác định, đó là giá trị mật độ dòng tới hạn J_c .

Thông thường, có hai sự đóng góp vào dòng điện chạy trên bề mặt chất siêu dẫn. Hãy xem xét dòng điện chạy dọc theo dây siêu dẫn từ nguồn bên ngoài như pin, acquy. Chúng ta gọi dòng này là "dòng truyền" bởi vì nó truyền điện tích vào và ra khỏi dây. Nếu dây dẫn đặt trong từ trường, các dòng chắn sẽ bao quanh để huỷ các đường từ thông ở bên trong kim loại. Các dòng chắn này chồng lên trên dòng truyền và ở nhiều điểm, mật độ dòng $\vec{J}$ có thể xem như là tổng các thành phần $\vec{J}_t$, do dòng truyền và thành phần $\vec{J}_H$ được làm tăng lên từ các dòng chắn:

$$\vec{J} = \vec{J}_t + \vec{J}_H$$

Có thể dự đoán rằng siêu dẫn sẽ bị phá vỡ nếu độ lớn của tổng mật độ dòng $\vec{J}$ ở các điểm vượt quá mật độ dòng tới hạn $\vec{J}_c$.

Phương trình London biểu diễn mối liên hệ giữa mật độ dòng siêu dẫn ở các điểm và mật độ từ thông tại điểm đó. Mối liên hệ này giữ cho dòng siêu dẫn là dòng chắn, dòng truyền hoặc là sự kết hợp của cả hai. Do vậy, khi dòng điện chạy trong chất siêu dẫn thì mật độ từ thông B sẽ ở trên bề mặt và độ lớn từ trường tương ứng $H = \frac{B}{\mu_0}$ liên quan với mật độ dòng mặt J_a .

Nếu tổng dòng điện chạy trên chất siêu dẫn là đủ lớn thì mật độ dòng ở bề mặt đạt đến giá trị

tới hạn J_c và độ lớn từ trường tham gia ở bề mặt sẽ có giá trị là H_c . Ngược lại, từ trường có độ lớn H_c ở bề mặt luôn luôn kết hợp với mật độ dòng siêu dẫn mật J_c . Điều này dẫn đến giả thuyết chung sau đây:

"Chất siêu dẫn bị mất đi điện trở không của nó khi mà tổng độ lớn từ trường do dòng truyền và từ trường đặt vào vượt quá độ lớn từ trường tới hạn H_c tại các điểm trên bề mặt của nó".

Giá trị cực đại của dòng truyền dọc theo một nguyên tố siêu dẫn không có điện trở chính là dòng tới hạn của nguyên tố đó. Rõ ràng rằng từ trường đặt vào chất siêu dẫn càng lớn thì dòng tới hạn của nó càng nhỏ.

Nếu không có từ trường đặt vào, mà chỉ có từ trường được sinh ra do các dòng truyền, thì dòng tới hạn sẽ là dòng sinh ra độ lớn từ trường tới hạn H_c ở bề mặt vật dẫn. Trường hợp đặc biệt này cho bởi công thức và giả thuyết silsbee trong phương trình (2.9) trước khi có khái niệm về mật độ dòng tới hạn. Ta có thể gọi công thức trên đây là "dạng thông thường" của giả thuyết silsbee.

Có thể thấy rằng độ lớn của từ trường tới hạn H_c phụ thuộc vào nhiệt độ, nó giảm đi khi nhiệt độ tăng lên và trở thành 0 tại nhiệt độ chuyển pha T_c . Điều này chứng minh rằng mật độ dòng tới hạn phụ thuộc vào nhiệt độ theo cách giống nhau, như mật độ dòng tới hạn giảm đi ở những nhiệt độ cao hơn. Ngược lại, nếu chất siêu dẫn tải dòng điện, thì nhiệt độ chuyển pha của nó sẽ hạ xuống thấp.

2.6. Mối liên hệ giữa dòng tới hạn và từ trường tới hạn

Hãy xét dây dẫn hình trụ có bán kính a và dòng điện chạy qua nó là i . Nếu không có từ trường ngoài, thì dòng điện i sẽ sinh ra từ trường ở bề mặt dây dẫn với độ lớn H_i tuân theo phương trình sau:

$$2\pi a H_i = i \quad (2.10)$$

do đó dòng tới hạn tương ứng sẽ là:

$$i_c = 2\pi a H_c \quad (2.11)$$

Hệ thức này có thể xác định bằng thực nghiệm cho dòng tới hạn i_c bằng cách đo dòng cực đại của dây siêu dẫn. Kết quả thực nghiệm cho thấy rằng: trong trường hợp không có từ trường ngoài, phương trình (2.11) tiên đoán được chính xác giá trị i_c .

Trong từ trường yếu hoặc khi không có từ trường thì giá trị dòng tới hạn của các chất siêu dẫn có thể rất cao. Ví dụ, một dây dẫn siêu dẫn bằng Pb có đường kính 1 mm được làm lạnh xuống 4,2 K (nhúng trong Heli lỏng) thì từ trường tới hạn của nó (Pb) khoảng $4,4 \times 10^4 \text{ Am}^{-1}$ (cỡ 550 Gauss). Như vậy, khi không có từ trường ngoài thì dây có thể tải dòng điện lên đến 140 A trong trạng thái không có điện trở.

Hãy xem xét nguyên nhân làm cho dòng tới hạn giảm đi do sự có mặt của từ trường ngoài. Đầu tiên giả thiết rằng từ trường đặt vào có mật độ từ thông B_a và độ lớn từ trường $H_a (= \frac{B_a}{\mu_0})$ chạy dọc theo dây sinh ra từ trường bao quanh dây và độ lớn của từ trường sinh ra trên bề mặt dây là: $H_i \approx \frac{i}{2\pi a}$. Từ trường này và từ trường đặt vào là hai vectơ vuông góc với nhau, nên độ lớn H của từ trường tổng hợp ở bề mặt dây là $(H_a^2 + H_i^2)^{1/2}$.

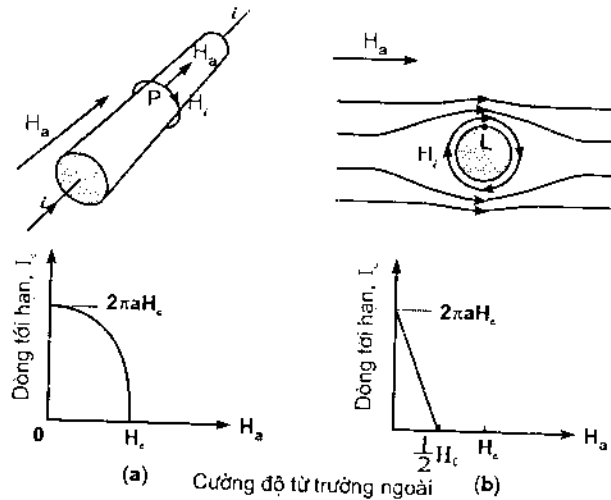
$$\text{hoặc } H^2 = H_a^2 + \left(\frac{i}{2\pi a} \right)^2 \quad (2.12)$$

Giá trị dòng tới hạn i_c xuất hiện khi $H = H_c$ từ phương trình trên ta có:

$$H_c^2 = H_a^2 + \frac{i_c^2}{4\pi^2 a^2} \quad (2.13)$$

Ở đây H_c là hằng số, vì vậy phương trình này biểu diễn sự thay đổi của i_c theo H_a :

$$\frac{1}{4\pi^2 a^2} i_c^2 = H_c^2 - H_a^2 \quad (2.14)$$



Hình 2.7

Sự thay đổi dòng tới hạn theo cường độ của từ trường ngoài

(a) Từ trường dọc

(b) Từ trường ngang (dòng điện chạy xuyên qua trang giấy)

Đây là phương trình ellip. Hệ quả là, đồ thị biểu diễn sự giảm dòng tới hạn theo độ lớn của từ trường đặt vào theo chiều dọc tăng lên, có dạng một phần tư của ellip (hình 2.7a). Trong cấu hình này, mật độ từ thông phân bố đều trên bề mặt của dây và các đường từ thông chạy theo hình xoắn ốc.

Trường hợp quan trọng khác xuất hiện khi từ trường đặt vào là vuông góc với trục của dây (hình 2.7b) (giả thiết là từ trường không đủ mạnh để đưa chất siêu dẫn vào trong trạng thái trung gian). Trong trường hợp này, tổng mật độ từ thông là không đồng đều trên bề mặt dây. Độ lớn của từ trường cực đại xuất hiện dọc theo đường L. Do có hiện tượng khử từ nên từ trường $2H_a$ đặt lên trên từ trường H_i để cho tổng từ trường là:

$$H = 2H_a + H_i = 2H_a + \frac{i}{2\pi a} \tag{2.15}$$

Dạng thông thường của công thức Silsbee công bố rằng, điện trở đầu tiên xuất hiện khi độ lớn từ trường tổng ở tất cả các phần trên bề mặt bằng H_c và dòng tới hạn trong trường hợp này là:

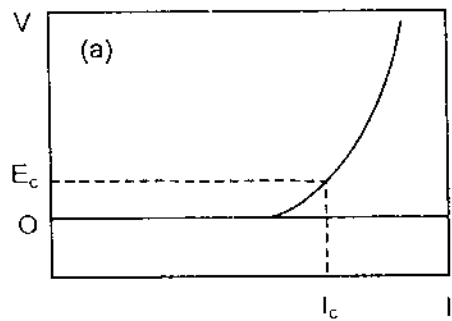
$$i_c = 2\pi a(H_c - 2H_a) \tag{2.16}$$

Do đó trong trường hợp này dòng tới hạn giảm tuyến tính theo sự tăng của từ trường đặt vào cho đến khi đạt giá trị bằng 0 ở $\frac{1}{2}H_c$.

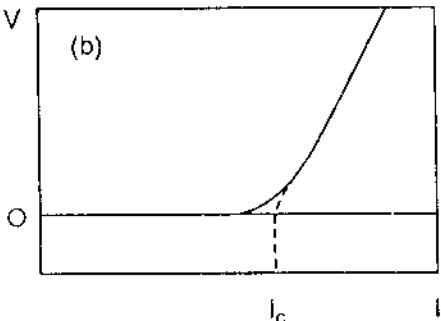
2.7. Phương pháp xác định mật độ dòng tới hạn

Mật độ dòng tới hạn J_c ((dòng tới hạn I_c)/(đơn vị diện tích)) là một đại lượng quan trọng quyết định mức độ và phạm vi ứng dụng của vật liệu siêu dẫn. Có thể sử dụng khái niệm mật độ dòng tới hạn (J_c) để thay cho khái niệm dòng tới hạn. Giá trị mật độ dòng tới hạn có thể xác định bằng thực nghiệm. Người ta thường xác định mật độ dòng tới hạn bằng hai phương pháp chủ yếu sau đây:

2.7.1. Phương pháp đo đường đặc trưng dòng thế (V-I)



Hình 2.8



Hình 2.9

Đường đặc trưng V-I (a) và cách xác định mật độ dòng tới hạn bằng phương pháp ngoại suy (b).

Sử dụng phương pháp bốn mũi dò đo dòng tải qua mẫu theo đặc trưng V-I, trên cơ sở đó xác định được J_c một cách trực tiếp bằng phương pháp ngoại suy tuyến tính. Điểm cắt trục hoành ngoại suy của đường cong V-I chính là giá trị dòng tới hạn I_c . Lấy giá trị này chia cho tiết diện mẫu ta

được : $J_c = \frac{I_c}{S}$.

Phương pháp này xác định trực tiếp dòng tới hạn truyền qua toàn bộ mẫu. Đồ thị biểu diễn dòng tới hạn I-V được mô tả trong hình 2.8 và 2.9.

Thông thường trong các gốm siêu dẫn có xen lẫn các hạt không siêu dẫn. Dòng điện chạy trong mẫu thực chất là dòng xuyên ngầm thông qua hàng loạt các tiếp xúc: siêu dẫn - điện môi - siêu dẫn. Vì vậy xác định mật độ dòng theo phương pháp tiếp xúc trong các mẫu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ cho thấy mật độ dòng giảm một lượng đáng kể (ở 77 K, mật độ dòng tới hạn J_c có giá trị cỡ 10^2 A/cm^2 cho siêu dẫn $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$).

Những chú ý trong phép đo: Sai số lớn gây nên do dạng hình học của mẫu cần phải được hiệu chỉnh. Muốn đo chính xác thì diện tích tiếp xúc giữa các mũi dò và mẫu cần phải nhỏ để tránh hiệu ứng nhiệt từ và nhiệt điện.

2.7.2. Tính mật độ dòng tới hạn theo mô hình Bean nhờ phép đo momen từ

Trong phương pháp này, dòng tới hạn được xác định chính là dòng cảm ứng trong mẫu do từ trường ngoài gây nên. Mật độ dòng tới hạn được suy ra từ các giá trị momen từ do dòng cảm ứng gây nên. Mô hình của Bean trình bày phương pháp này một cách vắn tắt như sau:

Trong các chất siêu dẫn loại II khi có từ trường ngoài, từ trường sẽ đi vào chất siêu dẫn đó qua bề mặt. Do trong siêu dẫn loại II, trong vùng xoáy có các tâm hãm, cho nên các xoáy từ bị hãm lại làm cho sự phân bố từ thông trong vật bất đồng nhất. Khi đó, mật độ từ thông ở sát bề mặt của vật sẽ lớn hơn mật độ từ thông ở vùng tâm của nó. Sự chênh lệch mật độ từ thông này tạo thành các xoáy từ tiến sâu vào trong lòng chất siêu dẫn.

Theo lý thuyết Maxwell, lực Lorentz tác động lên dòng điện, nhưng do các xoáy từ chuyển động nên độ chênh lệch mật độ từ thông giảm xuống làm cho lực Lorentz cũng bị giảm đi, hệ quả này làm cho tốc độ dịch chuyển các xoáy từ giảm dần. Khi lực Lorentz giảm xuống bằng lực hãm xoáy từ, khi đó tốc độ dịch chuyển các xoáy từ sẽ bằng không và sự phân bố dòng xoáy từ trở thành ổn định theo thời gian. Nghĩa là trạng thái cân bằng được thiết lập đó chính là trạng thái tới hạn. Ở trạng thái này mật độ dòng siêu dẫn đạt giá trị cực đại. Mô hình Bean áp dụng để tính toán cho mật độ dòng tới hạn ở trạng thái này.

Mô hình Bean xét cho trường hợp mẫu là tấm phẳng có độ dày $2d$ và từ trường song song với trục z , chiều dài của mẫu lớn hơn rất nhiều so với chiều dày. Như vậy, từ trường phân bố trong mẫu chỉ phụ thuộc vào x và mật độ dòng sẽ là:

$$J_c(x) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dB(x)}{dx}$$

với

$$B(x) = -\mu_o \int J_c(x) dx = \pm \mu_o J_c x + A$$

và từ độ của mẫu được xác định là:

$$M = -\frac{1}{2} J_c d$$

Thực nghiệm xác định M chính là độ chênh lệch từ độ giữa từ độ ứng với từ trường tăng (M^+) và từ độ ứng với từ trường giảm (M^-). Dòng tới hạn xác định cho trường hợp tấm phẳng bằng thực nghiệm theo phương trình:

$$J_c(B) = \frac{M^-(B) - M^+(B)}{d}$$

Hệ thức giữa J_c và $M(H)$ trong mô hình Bean nhận được từ các giả định sau đây:

- Mật độ dòng bao gồm cả các giá trị 0 hoặc J_c .
- Mẫu là đồng tính và đẳng hướng.
- Hệ số khử từ của mẫu $N = 0$.
- Các hiệu ứng bề mặt được bỏ qua và $H_{c1} = 0$.
- Giá trị cực đại của H trong đường cong từ trễ $M(H)$ lớn hơn $2H$.
- J_c không phụ thuộc H .

Với các giả thiết trên, mật độ dòng tới hạn được biểu diễn như sau:

$$J_c(H) = \frac{M^+(H) - M^-(H)}{d}$$

Ở đây, d là kích thước trung bình của hạt trong mẫu siêu dẫn $M^+(H)$ và $M^-(H)$ là các giá trị từ hoá khi tăng và giảm từ trường (M là tổng giá trị từ hoá thuận nghịch và bất thuận nghịch).

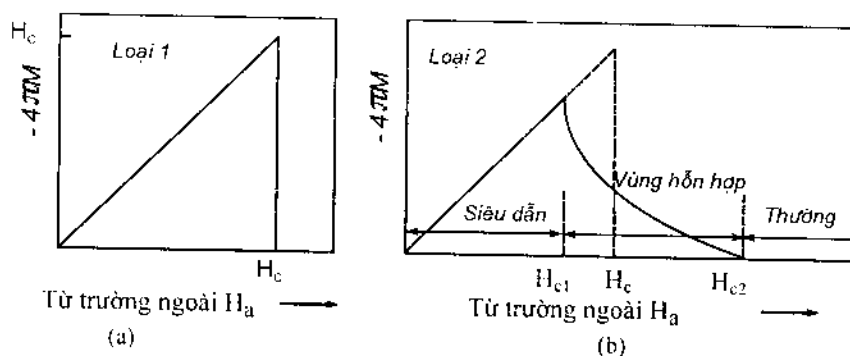
Mô hình Bean cho phép tính được J_c từ phép đo Momen từ trong đường cong từ trễ, giá trị thu được phản ánh mật độ dòng tới hạn trong nội tại từng hạt siêu dẫn riêng lẻ mà không bị các liên kết yếu giữa các hạt làm ảnh hưởng. Vì vậy, trong cùng một mẫu giá trị J_c đo được theo mô hình Bean thường cao và chính xác hơn phương pháp Vôn-Ampe (I-V) vào cỡ hai bậc ở 77 K.

Mật độ dòng J_c cũng mang tính dị hướng, tính dị hướng này liên quan đến tính dị hướng của vật liệu siêu dẫn.

2.8. Phân loại các chất siêu dẫn trên cơ sở tính chất từ

Đường cong từ hoá của một chất siêu dẫn dạng hình trụ dài theo hàm của từ trường dựa trên hiệu ứng Meissner được biểu diễn trong hình 2.10.

Trở lại công thức (2.10) mô tả trường khử từ: giá trị $4\pi M$ chính là từ trường sinh ra bởi dòng siêu dẫn. Ở trên từ trường tới hạn H_c , chất siêu dẫn trở thành vật dẫn thường có giá trị $4\pi M$ rất nhỏ. Trong trường hợp này, siêu dẫn chính là chất nghịch từ lý tưởng – nó biểu hiện hoàn toàn hiệu ứng Meissner và được gọi là siêu dẫn loại I. Siêu dẫn loại I thường là các kim loại sạch. Hình 2.10a mô tả đường cong từ hoá của siêu dẫn loại I. Dễ dàng nhận thấy rằng: trong vùng $H < H_c$ vật ở trạng thái siêu dẫn và là chất nghịch từ lý tưởng với hệ số từ hoá $\chi = -1$ (SI) hoặc $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ (CGS). Như vậy, ở siêu dẫn loại I chỉ tồn tại một từ trường tới hạn H_c . Hình 2.10b là đường cong từ hoá của một loại siêu dẫn khác không hoàn toàn tuân theo hiệu ứng Meissner. Các chất có đường cong từ hoá như vậy được gọi là siêu dẫn loại II.



Hình 2.10

Đường cong từ hoá của các chất siêu dẫn theo từ trường

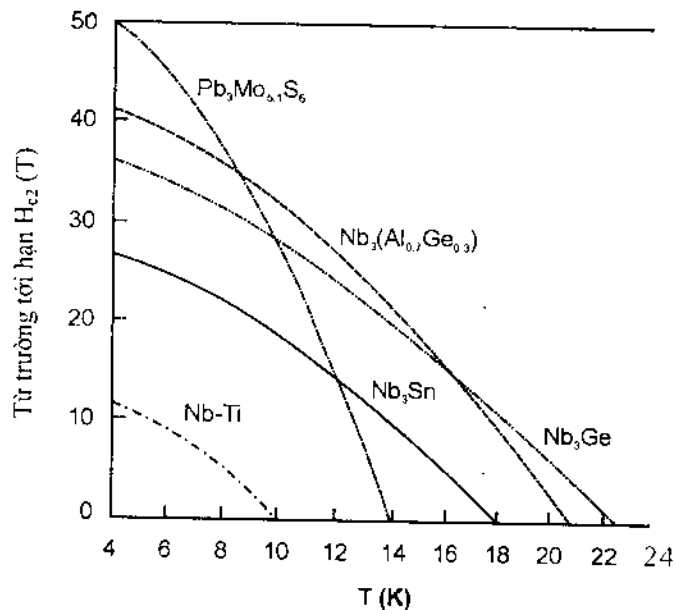
- Đường cong từ hoá của chất siêu dẫn loại I (kim loại sạch) tuân theo hiệu ứng Meissner (chất nghịch từ lý tưởng).
- Đường cong từ hoá của chất siêu dẫn loại II (hợp kim, hợp chất) - không hoàn toàn đúng với hiệu ứng Meissner.

Ở đây, ngoài từ trường tới hạn H_c còn xuất hiện từ trường tới hạn H_{c1} và từ trường tới hạn H_{c2} với giá trị $H_{c1} < H_c < H_{c2}$.

H_{c1} được gọi là từ trường tới hạn thấp và H_{c2} được gọi là từ trường tới hạn cao của siêu dẫn loại II. Trong chất siêu dẫn loại II, trạng thái siêu dẫn sẽ còn tồn tại cho đến khi từ trường $H = H_{c2}$ ($> H_c$). Như vậy, hình 2.10b có thể phân làm ba vùng từ trường.

- *Vùng 1:* Từ trường có giá trị từ 0 đến H_{c1} là trạng thái siêu dẫn, tính chất từ của vật liệu thể hiện đúng hoàn toàn với hiệu ứng Meissner.
- *Vùng 2:* Từ H_{c1} đến H_{c2} là trạng thái hỗn hợp có mật độ từ thông bên trong chất siêu dẫn $\vec{B} \neq 0$, nghĩa là không hoàn toàn đúng với hiệu ứng Meissner, trong vùng này có tồn tại cả trạng thái siêu dẫn và không siêu dẫn xen lẫn nhau nên gọi là trạng thái hỗn hợp, từ trường tồn tại trong vật liệu siêu dẫn.
- *Vùng 3:* là $H > H_c$. Vật liệu ở trạng thái thường, mất tính chất siêu dẫn.

Thông thường giá trị H_{c2} lớn gấp hàng trăm lần H_c và càng lớn hơn nhiều lần giá trị H_{c1} . Giá trị H_{c2} thường được tính toán bằng lý thuyết và H_{c1} được xác định bằng thực nghiệm. Như vậy, trạng thái hỗn hợp là đặc trưng cho siêu dẫn loại II. Đây là trạng thái bền vững và các đường sức từ có thể thấm vào chất siêu dẫn. Các chất siêu dẫn loại II thường là các hợp kim, hợp chất và chúng có từ trường H_{c2} rất cao nên có thể dùng làm các cuộn dây siêu dẫn để tạo từ trường cao. Với hợp kim siêu dẫn (loại II) Nb - Al - Ge có H_{c2} cỡ 410 kOe và có thể dùng để chế tạo các cuộn dây siêu dẫn đến hàng trăm Tesla. Đối với giá trị H_c đã cho, diện tích đường cong từ hoá của siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II là như nhau. Chúng ta sẽ nghiên cứu các tiêu chuẩn của siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II trong lý thuyết Ginzburg – Landau.



Hình 2.11

Đường cong từ hoá và từ trường tới hạn phụ thuộc nhiệt độ của một vài hợp kim

Đường cong từ hoá và từ trường tới hạn phụ thuộc nhiệt độ của một vài hợp kim được mô tả trong hình 2.11.

2.9. Độ từ thẩm và hệ số từ hoá của chất siêu dẫn

Hãy xét một thanh siêu dẫn dài có từ trường song song với độ dài của nó. Từ trường đặt vào chất siêu dẫn có mật độ từ thông B_a sẽ tạo ra mật độ từ thông trong vật liệu bằng μB_a , ở đây μ là độ từ thẩm tương đối của vật liệu.

Một số kim loại, có độ từ thẩm gần bằng đơn vị, ví dụ: $\mu = 1$, như vậy mật độ từ thông bên trong của chúng ứng với từ trường đặt vào chúng chính bằng B_a . Tuy nhiên, mật độ từ thông toàn phần bên trong chất siêu dẫn là 0. Độ nghịch từ lý tưởng này tăng lên, bởi vì các dòng chắn bề mặt luân chuyển sao cho nó tạo ra mật độ từ thông B_i ở mọi nơi bên trong kim loại bị huỷ chính xác bằng mật độ từ thông do từ trường đặt vào: $B_i = -B_a$. Do đó mẫu siêu dẫn dạng thanh biểu hiện giống như cuộn sôlenoid dài có dòng luân chuyển tạo ra mật độ từ thông chính xác bằng và ngược chiều với mật độ từ thông gây ra bởi từ trường đặt vào. Để tạo ra mật độ từ thông ($-B_a$), cần phải đưa ra công thức độ lớn của dòng mật luân chuyển trên đơn vị độ dài sôlenoid thông thường là $|J| = \frac{B_a}{\mu_0}$.

Nói cách khác: $|J| = H_a$, ở đây H_a là độ lớn từ trường đặt vào. Cách mô tả này được gọi là nghịch từ dòng chắn.

Ta có thể mô tả nghịch từ lý tưởng theo cách khác. Vì không thể quan sát được các dòng chắn mặt tăng lên khi từ trường đặt vào, nên giả thiết rằng nghịch từ lý tưởng tăng lên do một số tính chất từ đặc biệt của kim loại siêu dẫn thì có thể mô tả nghịch từ lý tưởng đơn giản như đối với kim loại siêu dẫn có $\mu = 0$. Như vậy mật độ từ thông bên trong kim loại siêu dẫn $B = \mu B_a$ là 0. Ở đây ta không xem xét cơ chế làm tăng tính nghịch từ; mà xem xét hiệu ứng các dòng chắn khi lấy $\mu = 0$.

Độ lớn của từ trường đặt vào là $H_a = \frac{B_a}{\mu_0}$ và mật độ từ thông trong vật liệu từ liên quan đến độ lớn của từ trường đặt vào là:

$$B = \mu_a (H_a + I)$$

Ở đây I là độ từ hoá. Độ từ hoá của chất siêu dẫn trong từ trường $B = 0$ cần phải là:

$$I = -H_a$$

và hệ số từ hoá, tính trong hệ SI phải là:

$$\chi = -1$$

Cách mô tả này gọi là nghịch từ khối.

Hai cách mô tả trên đây là hoàn toàn tương đương bởi độ lớn của I chính bằng mật độ dòng mặt tương đương J .

Có hai dạng thể hiện tính nghịch từ.

(1) Nghịch từ dòng chắn:

Vật liệu siêu dẫn giống như các kim loại phi từ khác, khi từ trường đặt vào nó tạo ra mật độ từ thông B_s trong kim loại. Tuy nhiên, các dòng chắn sinh ra mật độ từ thông ở tất cả mọi nơi bên trong nó đều đúng bằng và ngược với mật độ từ thông này và hệ quả là mật độ từ thông toàn mạng là 0.

(2) Nghịch từ khối:

Xem xét vật liệu như là nó có độ từ thẩm tương đối $\mu = 0$, như vậy, mật độ từ thông được tạo ra trong nó do từ trường đặt vào luôn luôn bằng 0. Vật liệu dù ở trong từ trường nó vẫn có được độ từ hoá khối là âm: $I = -H_s$ (nghĩa là hệ số từ hoá $\chi = -1$).

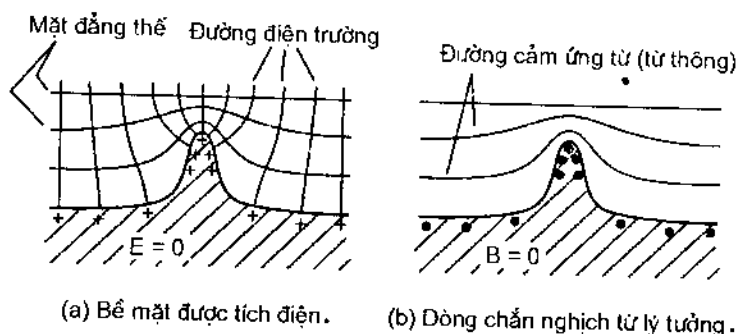
Hai phương pháp đánh giá nghịch từ lý tưởng là hoàn toàn tương đương.

2.10. Các dòng bề mặt

Thực tế, từ thông không tồn tại trong lòng chất siêu dẫn. Các dòng điện không thể chạy trong lòng khối vật liệu kim loại siêu dẫn mà chỉ chạy trên bề mặt vật dẫn. Để hiểu vì sao như vậy, hãy lấy quan điểm nghịch từ dòng chắn được mô tả ở trên của chất siêu dẫn và coi vật liệu siêu dẫn có độ từ thẩm tương đối như nhau và giống như các kim loại thông thường (tức là: $\mu = 1$). Khi đó, ở bất cứ điểm nào trong vật liệu, hệ thức giữa từ thông và mật độ dòng điện được mô tả bằng phương trình Maxwell:

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

Nếu kim loại là siêu dẫn thì từ thông ($\vec{B}$) bên trong nó bằng 0, như vậy $\text{rot} \vec{B}$ ở bên trong cũng phải là 0, nghĩa là $B = 0$. Do đó, mật độ dòng $\vec{J}$ cũng phải là 0 bên trong chất siêu dẫn. Dòng tải không chạy xuyên suốt bên trong kim loại mà chỉ chạy trên bề mặt dọc theo vật dẫn. Còn dòng chắn là dòng sinh ra do từ trường đặt vào để hủy từ thông bên trong vật dẫn. Dòng tải sẽ chạy ở phía trên bề mặt, tạo nên từ thông bên ngoài chứ không ở bên trong vật dẫn. Khi đặt từ trường vào, các dòng chắn nghịch từ sinh ra để cân bằng mật độ từ thông bên trong vật dẫn. Các dòng chắn nghịch từ chảy trên bề mặt vật dẫn.



Hình 2.12

Sự giống nhau giữa phân bố điện tích tĩnh điện và dòng mặt

(+) là các điện tích, (•) là dòng điện vuông góc với bề mặt

Điều hấp dẫn là sự liên quan giống nhau giữa sự phân bố dòng trên bề mặt của kim loại siêu dẫn và sự phân bố điện tích tĩnh điện trên vật dẫn. Hãy xem xét một phần bề mặt của vật dẫn tích điện như hình 2.12a. Ta thấy trong trạng thái cân bằng, điện trường bên trong vật dẫn $E = 0$, nhưng nếu vật mang điện tích trên bề mặt, thì điện tích này sẽ sinh ra điện trường bên ngoài vật dẫn. Nhưng do điện trường bên trong vật dẫn $E = 0$ nên thành phần điện trường song song với bề mặt vật dẫn $E_{||}$ cũng cần phải bằng 0 ngay ở bên ngoài bề mặt vật dẫn. Hệ quả là các đường sức của điện trường và bề mặt vật dẫn cần phải vuông góc với nhau. Khi đó, bề mặt vật dẫn tự nó là đẳng thế và các đường sức điện trường sẽ vuông góc với các mặt đẳng thế. Có thể thấy rằng, các đường sức từ trường cũng tập trung tại nơi mà bề mặt vật tích điện có độ cong lồi lên (hình 2.12a), như vậy điện tích tỷ lệ với thành phần chính của từ trường tập trung vào trong các vùng này. Hình 2.12b cho thấy mặt phần cắt ngang một kim loại siêu dẫn đang tải dòng trong hướng chính chạy đến mặt phẳng của tờ giấy. Bên trong vật liệu nghịch từ lý tưởng, có $B = 0$ nhưng nếu dòng điện chạy trên bề mặt thì sẽ có mật độ từ thông ở bên ngoài. Thành phần của B thông thường đi đến bề mặt là liên tục qua đường biên. Như vậy bên ngoài bề mặt vật dẫn, các đường từ thông phải song song với bề mặt. Mật độ từ thông này tỷ lệ thuận với mật độ dòng mặt. Trong thực tế, từ trường ngoài ứng với dòng mặt có dạng như nhau, giống như các mặt đẳng thế do các điện tích mặt tạo thành như hình 2.12a. Các đường từ trường tụ tập lại xung quanh vùng bề mặt có độ cong lồi. Như vậy, mật độ dòng mặt phải là lớn nhất ở các vùng này. Do đó, có thể dự đoán rằng, sự phân bố dòng mặt trên vật nghịch từ lý tưởng có dạng giống như sự phân bố điện tích trên vật dẫn tích điện với hình dạng bên ngoài giống nhau. Các phân tích toán học chi tiết đã cho thấy điều này là hoàn toàn đúng trong thực tế.

2.11. Các phép đo khảo sát tính chất từ của chất siêu dẫn

Về nguyên lý kỹ thuật đo các đặc trưng từ của các chất siêu dẫn không khác các phép đo đối với các vật liệu từ thông thường, nhưng nó phải thoả mãn các điều kiện ở nhiệt độ thấp. Các phương pháp nói chung được chia làm hai loại:

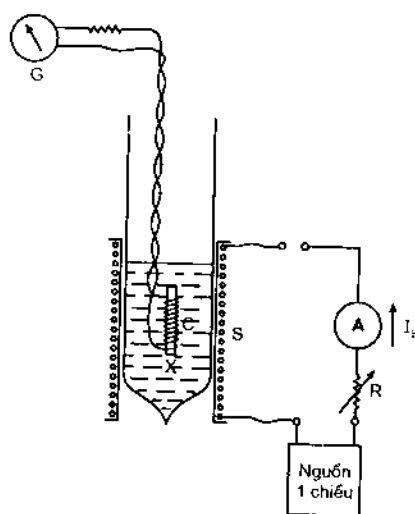
- (1) Phương pháp đo mật độ từ thông B trong mẫu.
- (2) Phương pháp đo độ từ hoá (I) của mẫu.

Cả hai loại phép đo này cho đầy đủ các thông tin về các tính chất từ của mẫu. Tuy theo từng loại mẫu mà ta chọn phép đo phù hợp. Có nhiều loại thiết bị khác nhau có thể sử dụng cho các phép đo. Tuy nhiên, chúng đều dựa trên cơ sở của các phương pháp đơn giản được mô tả sau đây:

(1) Phép đo mật độ từ thông

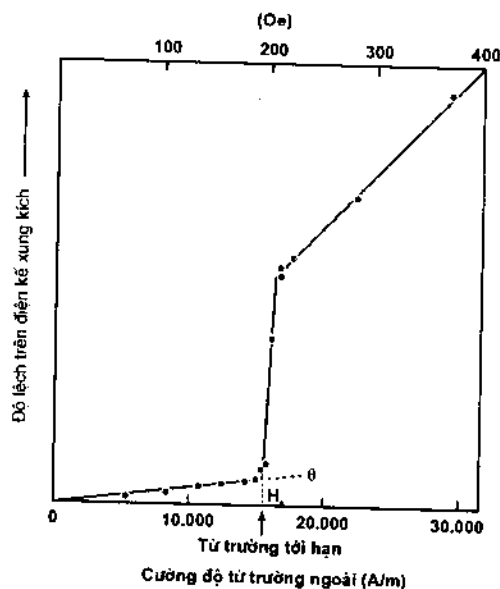
Đây là phép đo đơn giản nhất không yêu cầu nhiều bộ phận thiết bị cần di chuyển ở vùng nhiệt độ thấp. Nguyên lý chung là xác định từ thông xuất hiện trong mẫu khi có từ trường đặt vào. Trên mẫu X (hình 2.13) bố trí cuộn dây hồi phục C cỡ một vài trăm vòng dây rất nhỏ. Hai đầu cuộn dây

được mắc nối tiếp với một điện kế xung kích G. Từ trường H do cuộn dây solenoid (S) tạo ra được đặt song song với trục của mẫu. Khi đóng công tắc, tức thời điện kế xung kích sẽ phản xạ bằng một đại lượng tỷ lệ với mật độ từ thông B. Khi tăng từ trường ta có thể nhận được sự thay đổi của B theo độ lớn từ trường H. Hình 2.14 cho thấy mật độ từ thông B biến thiên theo H là kết quả đặc trưng của phương pháp này. Có thể quan sát mẫu cho tới khi mẫu trở thành nghịch từ hoàn toàn tại từ trường tới hạn H_c .



Hình 2.13

Đo mật độ từ thông trong mẫu siêu dẫn



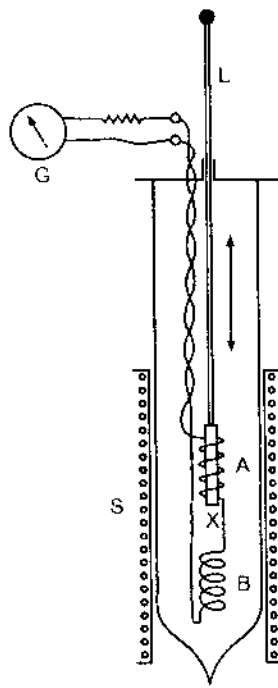
Hình 2.14

Kết quả thực nghiệm của phép đo từ thông bằng điện kế xung kích trên chất siêu dẫn ở 3,7 K

Trong trường hợp mẫu không lý tưởng, một số từ thông sẽ bị bắt và như vậy khi ngắt từ trường, sẽ có sự lệch kim trên điện kế. Như vậy, điều đáng lưu ý ở đây là cần ghi độ lệch kim trên điện kế cả khi có và ngắt từ trường đặt vào để biết lượng từ thông bị bắt trong mẫu.

(2) Đo độ từ hoá (I) của mẫu

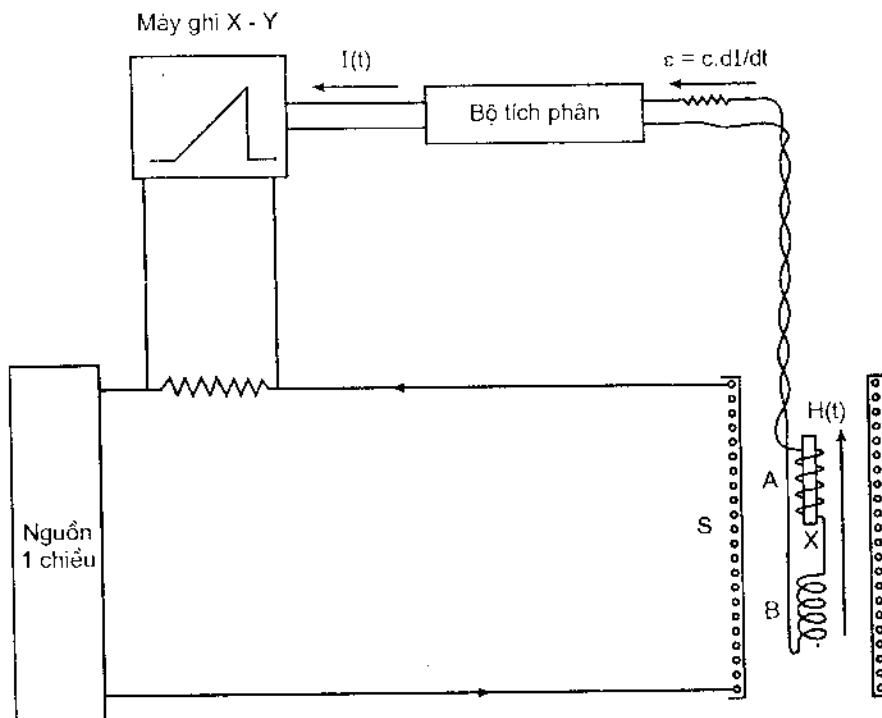
Trong phương pháp này, mẫu dịch chuyển vào trong và ra ngoài cuộn dây pick-up được mắc nối tiếp với điện kế xung kích. Thông qua độ lệch điện kế tỷ lệ với từ thông thay đổi do mẫu gây ra và giá trị này tỷ lệ với độ từ hoá của mẫu. Phương pháp này được minh hoạ trong hình 2.15.



Hình 2.15
Thiết bị đo độ từ hóa

Mẫu đo X được gắn với một đầu của thanh trượt L sao cho nó có thể chuyển động từ cuộn dây hồi phục A phía trên đến cuộn dây phía dưới B. Để đo độ từ hóa của mẫu, ta đặt từ trường đều có độ lớn cần thiết bằng cuộn dây solenoid S và sau đó mẫu dịch chuyển nhanh từ cuộn dây A sang cuộn dây B. Trong trường hợp mẫu là nghịch từ, từ thông xuyên qua cuộn dây A sẽ tăng lên và từ thông xuyên qua cuộn dây B sẽ giảm xuống. Vì hai cuộn dây được mắc xung đối nối tiếp, nên các suất điện động cảm ứng trong các cuộn dây cùng nhau cộng tuyến và điện kế xung kích sẽ dao động với một đại lượng tỷ lệ với độ từ hoá của mẫu. Phép đo được lặp lại ở những độ lớn khác nhau của từ trường ngoài và ta có thể thiết lập đồ thị độ từ hoá của mẫu như một hàm của từ trường. Do A và B mắc xung đối nhau nên bất cứ suất điện động nào gây ra do thăng giáng của độ lớn từ trường đặt vào sẽ cân bằng và không làm lệch kim điện kế. Nếu từ trường đặt vào thấp hơn từ trường tới hạn, độ dốc của đường cong I theo H luôn luôn bằng -1.

(3) Đo độ từ hóa bằng phương pháp tích phân



Hình 2.16

Đo từ độ bằng phương pháp tích phân

Phương pháp tích phân được minh họa trong hình 2.16. Ở đây có hai cuộn dây pick-up A và B riêng biệt mắc xung đối với nhau, nhưng mẫu được đặt cố định ở một trong hai cuộn dây đó. Dòng điện đến cuộn dây solenoid S tăng dần dần và đều sao cho nó làm tăng liên tục từ trường đặt vào các cuộn dây hồi phục. Suất điện động ε thay đổi thông qua hai cuộn dây sẽ tỷ lệ với tốc độ thay đổi của từ thông xuyên suốt mẫu.

$$\varepsilon = \varepsilon_A - \varepsilon_B \sim \frac{d}{dt} \mu_0 (H + I) - \frac{d}{dt} \mu_0 H$$

Hoặc :

$$\varepsilon \sim \frac{dI}{dt}$$

Suất điện động này được đưa vào mạch tích phân, mạch điện cho hiệu điện thế lồi ra tương quan với hiệu điện thế vào của nó bằng phương trình: $V_{out} \sim \int V_{in} dt$. Hiệu điện thế lồi ra của mạch tích phân sẽ là:

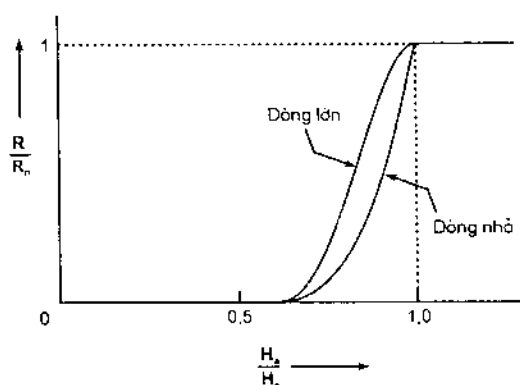
$$V_{out} \sim \int_0^t \frac{dI}{dt} dt = I$$

Như vậy, ở những thời gian khác nhau, hiệu điện thế lỗi ra của mạch tích phân tỷ lệ với độ từ hoá của mẫu.

Phương pháp đo độ từ hoá này có thuận lợi là không cần dịch chuyển mẫu trong buồng đo, nhưng hệ đo phức tạp hơn so với hệ đo được mô tả trong hai phương pháp trên.

2.12. Sự hồi phục điện trở của dây siêu dẫn trong từ trường ngang

Trong phần trước, chúng ta đã thấy sự hồi phục điện trở của dây siêu dẫn hình trụ trong từ trường đồng tâm xuất hiện đột ngột khi từ trường đặt vào đạt đến một giá trị H_c và trong trường hợp thuận lợi chuyển pha đó rất sắc nét. Nếu từ trường đặt vào vuông góc với trục của dây thì sự thay đổi điện trở theo từ trường hoàn toàn khác và có dạng như hình 2.17.



Hình 2.17

Sự hồi phục điện trở của dây dẫn do từ trường ngang

Ở đây có ba phần cơ bản:

1) Điện trở bắt đầu hồi phục khi H_a lớn hơn $0,5H_c$ một chút, vì dây dẫn được đưa vào trạng thái trung gian. Hiện tượng này phải xảy ra đối với dây dẫn hình trụ khi từ trường lớn hơn $0,5H_c$. Ta có thể giả thiết rằng các domain có hình dạng gần như phiến mỏng vuông góc với trục, như vậy không có đoạn siêu dẫn liên tục từ đầu này tới đầu cuối kia của dây. Vấn đề là điểm bắt đầu của điện trở xuất hiện không đối xứng trên giá trị $0,5H_c$, đây là điều mong đợi ở dây dẫn hình trụ để hiệu về năng lượng mặt, dự đoán rằng trạng thái trung gian phải có ở từ trường $H_a = (1-n)H_c$. Nếu năng lượng mặt là dương, thì sẽ đóng góp vào năng lượng tự do Gibbs ở trạng thái trung gian và giá trị H_a phải lớn hơn $(1-n)H_c$ trước khi năng lượng tự do của trạng thái trung gian thấp hơn năng lượng tự do của trạng thái siêu dẫn.

2) Điện trở tăng đều theo H_a và đạt được giá trị hoàn toàn bình thường khi H_a đạt đến giá trị H_c . Điều này một lần nữa có thể được hiểu, nếu các phiến mỏng vuông góc với trục dây dẫn, thì trong trạng thái trung gian η , là một hàm tuyến tính của H_a .

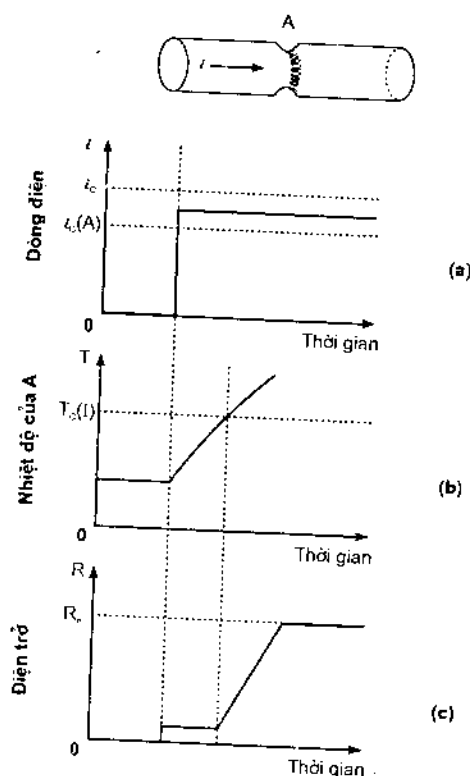
3) Dạng chính xác của đường cong R theo H phụ thuộc vào độ lớn của dòng đo. Nghĩa là mô hình các phiến mỏng đơn giản là quá thô; các vùng siêu dẫn mở rộng được nối bằng các sợi siêu dẫn nhỏ, nó chỉ có thể tải được dòng nhỏ. Khi dòng đo tăng lên, các sợi dây siêu dẫn nhỏ được đưa trở lại trạng thái thường, do đó điện trở tăng lên, điện trở đã được hồi phục.

Chương 3

TÍNH CHẤT NHIỆT VÀ MỘT VÀI TÍNH CHẤT KHÁC CỦA CHẤT SIÊU DẪN

3.1. Tính chất nhiệt

3.1.1. Sự lan truyền nhiệt trong chất siêu dẫn



Hình 3.1

Sự truyền nhiệt

- (b) Sự thay đổi nhiệt độ của vùng A do sự tăng của dòng điện như trong hình (a)
 (c) Sự trở lại điện trở của dây dẫn khi vùng thường xuất hiện trong A

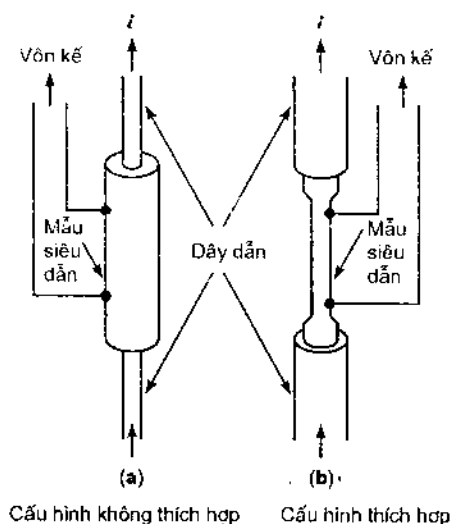
Phép đo dòng tới hạn bằng thực nghiệm ở từ trường thấp đã khẳng định dự đoán về sự thay đổi dòng tới hạn theo từ trường đặt vào như minh họa trong hình 2.7 và 3.2.

Trong thực tế phép đo này rất khó thực hiện, đặc biệt là ở từ trường thấp có giá trị dòng tới hạn cao.

Xét quá trình điện trở hoàn trở lại với dây dẫn khi dòng điện chạy trong dây siêu dẫn vượt quá dòng tới hạn. Giả thiết đây là hình trụ. Trong thực tế không có dây dẫn nào mà toàn bộ chiều dài của nó, tất cả các nguyên tố dây dẫn có tính chất hoàn toàn đồng tính. Bởi vì những thay đổi về

thành phần, về độ dày... có thể xuất hiện hoặc là nhiệt độ ở một số điểm trong dây dẫn cao hơn những điểm khác. Như vậy thì giá trị dòng tới hạn sẽ thay đổi từ điểm nọ đến điểm kia và sẽ xuất hiện một số điểm trên dây dẫn có dòng tới hạn thấp hơn so với các điểm khác.

Hình 3.1 mô tả dòng điện chạy qua tiết diện A, nơi dây dẫn hẹp hơn. Giả thiết dòng điện chạy dọc theo dây dẫn và độ lớn của nó tăng cho đến khi vượt qua dòng tới hạn $i_c(A)$ tại tiết diện A (hình 3.1a). Do tiết diện nhỏ nên A sẽ trở thành vật cản dòng điện trong khi các phần khác của dây vẫn duy trì dòng siêu dẫn. Hậu quả này làm cho trong dây dẫn xuất hiện một điện trở nhỏ r . Như vậy, tại tiết diện A dòng điện i xuyên suốt vật liệu đã có điện trở và đồng thời tại đây nhiệt được sinh ra. Nhiệt lượng này tỉ lệ với $i^2 r$. Kết quả là nhiệt độ tại A tăng lên và xuất hiện dòng nhiệt chạy từ A dọc theo kim loại và đi vào môi trường xung quanh. Dòng nhiệt này phụ thuộc vào nhiệt độ tăng lên ở A, phụ thuộc vào độ dẫn nhiệt của kim loại và nhiệt lượng bị mất thông qua bề mặt dây dẫn... Nhiệt độ tại A sẽ tăng cho đến khi tỉ số dòng nhiệt truyền từ A bằng $i^2 r$ tại nơi mà nhiệt sinh ra. Nếu tỉ số nhiệt sinh ra là thấp thì nhiệt độ tại A chỉ tăng lên một lượng nhỏ, trong trường hợp này dòng siêu dẫn vẫn được duy trì. Tuy nhiên, nếu nhiệt sinh ra có tỉ số lớn vì điện trở của A cao hoặc do dòng i là lớn, thì nhiệt độ ở A có thể tăng lên vượt quá nhiệt độ tới hạn của dây dẫn (hình 3.1b). Trong thực tế sự xuất hiện dòng điện đã làm giảm nhiệt độ chuyển pha của dây siêu dẫn từ nhiệt độ T_C đến nhiệt độ thấp hơn $T_C(i)$. Vậy, nếu có nhiệt sinh ra ở A thì các vùng cận kề với A cũng bị nung nóng lên trên nhiệt độ $T_C(i)$ và các vùng này sẽ trở thành vùng thường. Dòng điện i chạy qua các vùng thường này và lại sinh ra nhiệt. Nhiệt lượng này lại đưa các vùng lân cận trở thành vùng thường và cứ thế tiếp diễn. Kết quả là, mặc dù dòng điện duy trì là hằng số, nhưng vùng thường cứ thế mở rộng mãi ra từ A cho đến khi toàn bộ dây dẫn trở thành trạng thái thường. Khi đó, trong trạng thái thường, điện trở của toàn bộ dây dẫn sẽ trở lại đúng giá trị R_n (hình 3.1c). Nhờ có quá trình này, vùng thường có thể mở rộng ra từ trung tâm điện trở cho đến toàn bộ dây dẫn. Quá trình này được gọi là sự truyền nhiệt. Quá trình này xuất hiện nhiều hơn nếu dòng tới hạn lớn và điện trở ở trạng thái kim loại có giá trị cao.



Hình 3.2
Cấu hình đo dòng tới hạn

Để tính toán sự truyền nhiệt, cần phải xác định dòng tới hạn. Việc đo dòng tới hạn của mẫu có thể gặp khó khăn, đặc biệt là trong từ trường thấp hoặc từ trường bằng 0, thường có giá trị dòng rất cao. Hãy xét mẫu siêu dẫn có độ dày đồng nhất như hình 3.2a và giả thiết là dòng tới hạn đo được bằng cách tăng dòng điện chạy trong dây siêu dẫn cho đến khi quan sát được hiệu điện thế. Nếu dòng điện bé hơn dòng tới hạn, thì không có sự sụt thế dọc theo mẫu và cũng không có nhiệt sinh ra trong mẫu. Tuy nhiên, các dây dẫn mang dòng điện tới mẫu thường là kim loại không siêu dẫn. Như vậy, nhiệt sẽ sinh ra trong các dây dẫn đó do dòng điện chạy qua. Kết quả là, các phần cuối của mẫu tiếp xúc với dây dẫn sẽ nóng lên chút ít và tại đó dòng tới hạn sẽ thấp hơn so với phần thân của mẫu. Do dòng điện tăng lên, các phần cuối của mẫu chuyển thành phần thường tại nơi mà dòng điện nhỏ hơn so với dòng tới hạn thực của mẫu. Các vùng thường lại tiếp tục lan rộng ra toàn bộ dây dẫn nhờ sự truyền nhiệt. Cuối cùng, ta quan sát được hiệu điện thế ở mọi nơi có dòng điện nhỏ hơn dòng tới hạn thực. Để làm giảm khả năng truyền nhiệt tới các điểm tiếp xúc, cần phải sử dụng các dây dẫn dày sao cho nhiệt sinh ra tại các điểm tiếp xúc là nhỏ hoặc là không đáng kể. Như vậy, có thể đo được dòng tới hạn của tiết diện mong muốn trước khi có sự truyền nhiệt bắt đầu từ các điểm tiếp xúc (hình 3.2b).

Đặc trưng sự trở lại của điện trở do sự truyền nhiệt là sự xuất hiện hoàn toàn của điện trở thường, ngay lập tức khi dòng điện xác định vượt qua dòng tới hạn. Kết quả là, vùng thường lan rộng chiếm suốt toàn bộ mẫu và trạng thái siêu dẫn bị phá vỡ.

3.2. Nhiệt dung của chất siêu dẫn

Một số kết quả nghiên cứu về nhiệt dung và độ dẫn nhiệt đã trùng hợp giữa lý thuyết và thực nghiệm.

Nhiệt dung của một chất thường bao gồm sự đóng góp của mạng (phonon) và của điện tử. Nó được biểu diễn theo công thức sau:

$$C = C_p + C_e = \beta T^3 + \gamma T \quad (3.1)$$

Thông thường ở dưới nhiệt độ chuyển pha, nhiệt dung của kim loại siêu dẫn là rất nhỏ, nhỏ hơn cả nhiệt dung của kim loại ở trạng thái thường. Nhận thấy rằng, sự khác nhau về nhiệt dung của trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường là kết quả của sự thay đổi nhiệt dung điện tử. Để hiểu về vấn đề này ta viết nhiệt dung ở nhiệt độ thấp dưới dạng sau:

$$C = C_l + C_e = A \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 + \gamma T \quad (3.2)$$

Ở đây A là hằng số đặc trưng kim loại, θ_D là nhiệt độ Debye đặc trưng của kim loại và γ là hằng số Sommerfeld (là số đo mật độ trạng thái điện tử ở mặt Fermi). Có thể xác định γ và sự đóng góp của mạng vào nhiệt dung bằng phương trình:

$$\frac{C}{T} = \frac{A}{\theta_D^3} \cdot T^2 + \gamma \quad (3.3)$$

Đồ thị biểu diễn $\frac{C}{T}$ theo T^2 là một đường thẳng và ta thu được giá trị γ tại điểm đồ thị cắt trục tung, còn $\frac{A}{\theta_D^3}$ là hệ số góc của nó.

Thực nghiệm cho thấy rằng tại điểm chuyển pha từ trạng thái thường sang trạng thái siêu dẫn, nhiệt dung có bước nhảy. Mặt khác, các giá trị đo được của nhiệt dung mạng cho thấy ở cả hai trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường, phần nhiệt dung của mạng βT^3 là không thay đổi. Như vậy, trong công thức (3.1) sự thay đổi nhiệt dung toàn phần ở trạng thái siêu dẫn chỉ do sự đóng góp của nhiệt dung điện tử (γT). Nhưng rất khó xác định chính xác giá trị nhiệt dung của các chất siêu dẫn bằng phương pháp thực nghiệm, bởi vì ở nhiệt độ thấp giá trị nhiệt dung rất nhỏ. Tuy nhiên, một số thiết bị đo chính xác ở nhiệt độ thấp đã chứng minh được rằng ở trạng thái dưới nhiệt độ chuyển pha ($T < T_C$), nhiệt dung điện tử của kim loại trong trạng thái siêu dẫn thay đổi theo nhiệt độ theo quy luật sau:

$$C_e = a \cdot e^{\frac{-b}{k_B T}} \quad (3.4)$$

Ở đây a và b là các hằng số. Sự thay đổi theo hàm e mũ cho thấy rằng, nhiệt độ đã làm tăng các điện tử bị kích thích vượt qua khe năng lượng ở trên trạng thái cơ bản của chúng. Số điện tử bị kích thích vượt qua khe cũng sẽ thay đổi bằng hàm e mũ theo nhiệt độ (vấn đề này đã được lý thuyết BCS xác nhận mà ta sẽ xét ở phần sau). Điều này cũng chứng tỏ trong trạng thái siêu dẫn có sự tồn tại của các khe năng lượng và đó chính là một đặc trưng cơ bản của trạng thái siêu dẫn.

Lần đầu tiên Keesom và Bok đưa ra rằng: khi không có từ trường ngoài tác dụng, khi có sự chuyển pha siêu dẫn thì nhiệt dung điện tử (γT) cũng gồm hai phần và có đặc trưng riêng.

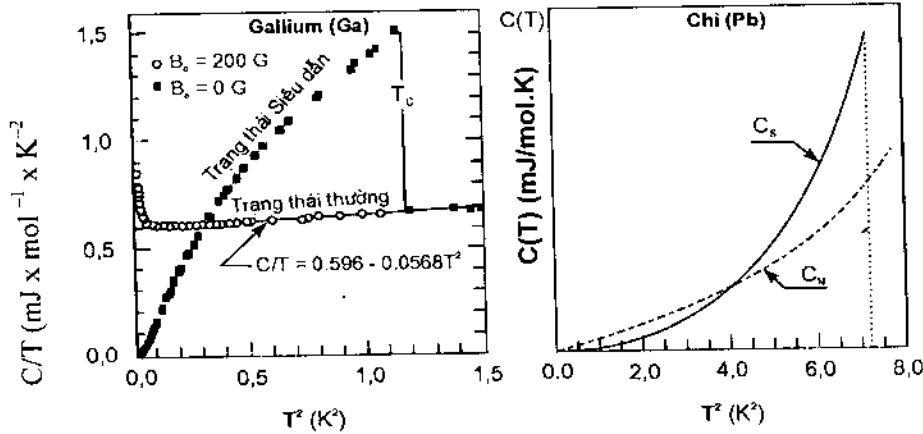
a. Tại điểm chuyển pha $T = T_C$, bước nhảy của nhiệt dung có giá trị là:

$$C_{SD}^e(T) \approx 3 C_N^e(T) \quad (3.5)$$

b. Tại $T < T_C$ nhiệt dung siêu dẫn giảm mạnh và không tuyến tính cho đến 0.

Ehrenfest phát hiện ra rằng: Chuyển pha nhiệt dung tại $T = T_C$ là chuyển pha loại II (loại đối xứng), chuyển pha loại II có hai đặc điểm quan trọng: một là nó không đi kèm nhiệt Latent mà là các trạng thái của hệ thay đổi liên tục tạo ra sự thay đổi đột ngột về sự đối xứng của hệ. Hai là nhiệt dung có bước nhảy. Ở nhiệt độ chuyển pha, entropy của trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường là như nhau ($S_{SD} = S_N$). Nói cách khác, tại điểm chuyển pha, entropy của hệ không thay đổi và do đó

nó không có ẩn nhiệt Latent. Trong trường hợp có từ trường tác dụng ($H \neq 0$), nếu mẫu chuyển pha trong vùng $T \leq T_c$ thì quá trình chuyển pha có kèm theo ẩn nhiệt và khi đó sẽ là chuyển pha loại I (dạng λ).



Hình 3.3

Nhiệt dung điện tử của Gallium và Chì ở trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn

Giản đồ biểu diễn nhiệt dung điện tử ở trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường (N) của Gallium được minh họa trong hình 3.3.

Người ta đã xác định được bước nhảy của nhiệt dung tại điểm chuyển pha T_c (trong vùng nhiệt độ thấp) là:

$$\Delta C(T_c) = C_{SD}^e(T_c) - C_N^e(T_c) \approx 1,42 \gamma T_c \quad (3.6)$$

Một số tài liệu cho các giá trị khác như:

$$\Delta C \approx 1,43 \gamma T_c, \text{ hoặc } \Delta C \approx 2\gamma T_c \quad (3.7)$$

Sự tăng, giảm entropy trong quá trình chuyển pha siêu dẫn có liên quan trực tiếp đến nhiệt dung.

3.3. Phương pháp xác định nhiệt dung của chất siêu dẫn

Nhiệt dung là một đại lượng vật lý, đo bằng nhiệt lượng cung cấp cho một hệ có khối lượng m trong một quá trình biến đổi nào đấy để nhiệt độ của hệ tăng lên 1 độ. Theo định nghĩa này thì nếu có dQ là nhiệt lượng làm tăng nhiệt độ một đơn vị khối lượng là dT thì nhiệt dung của nó được biểu diễn là:

$$C_x = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_x \quad (3.8)$$

Chỉ số x được quy ước cho các đại lượng không đổi như áp suất (p) và thể tích (V). Ở áp suất không đổi, ta có nhiệt dung C_p và ở thể tích không đổi, ta có nhiệt dung C_v được xác định bằng lý thuyết. Đối với chất khí thì sự khác nhau giữa C_p và C_v là:

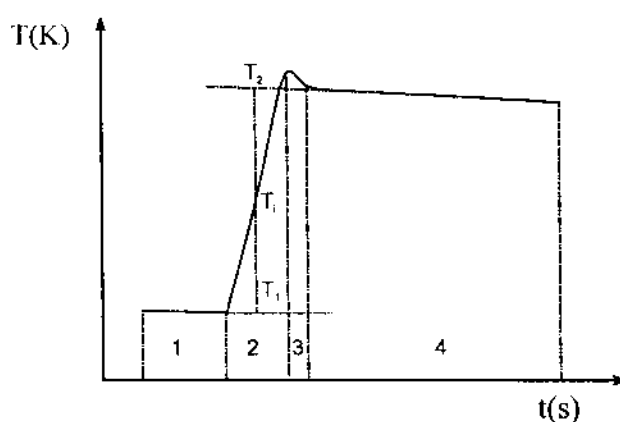
$$C_p - C_v = R$$

(R là hằng số khí có giá trị không đổi là $8,314 \text{ J/mol.K}$)

Đối với chất lỏng và chất rắn, sự chênh lệch giữa $C_p - C_v = \frac{VT\beta}{K_T}$ với β là hệ số giãn nở thể tích và K_T là hệ số nén. Thông thường $C_p > C_v$, nhưng ở những nhiệt độ thấp giá trị C_p và C_v có thể coi là xấp xỉ nhau trong chất rắn.

Phương pháp đo nhiệt dung có độ chính xác cao là phương pháp đoạn nhiệt. Trong phương pháp này, cần phải xác định nhiệt lượng dQ cung cấp cho mẫu và độ chênh lệch nhiệt độ dT trước và sau khi mẫu được cung cấp nhiệt theo chu kỳ minh họa trong hình 3.4. Từ các đại lượng này, nhiệt dung của mẫu được xác định theo phương trình (3.8).

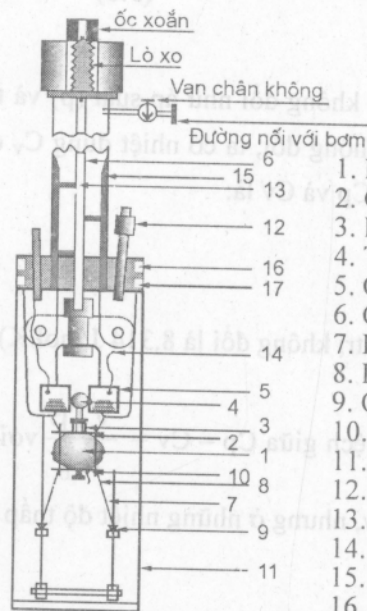
Mẫu đo được đặt trên giá đỡ mẫu có bố trí lò đốt để nâng nhiệt độ mẫu khi cần thiết. Tiếp xúc nhiệt giữa mẫu và môi trường có thể sử dụng các công tắc nhiệt cơ học, công tắc nhiệt siêu dẫn hoặc khí trao đổi để truyền nhiệt. Khi không tiếp xúc nhiệt, mẫu hoàn toàn đoạn nhiệt với môi trường. Nhiệt độ của mẫu được xác định bằng cặp nhiệt điện Cu – constantan.



Hình 3.4

Chu kỳ đo các điểm nhiệt dung

- | | |
|----------------------------------|--------------------------------------|
| 1. Trước khi cấp xung nhiệt. | 2. Trong khi cấp xung nhiệt. |
| 3. Giai đoạn chờ cân bằng nhiệt. | 4. Giai đoạn sau khi cân bằng nhiệt. |



1. Mẫu đo
2. Giá đỡ mẫu đo
3. Lò
4. Tiếp xúc nhiệt
5. Công tắc nhiệt
6. Cân công tác nhiệt
7. Khung đỡ mẫu
8. Dây nylon treo mẫu
9. Ốc điều khiển
10. Pin nhiệt điện
11. Buồng chân không
12. Dây dẫn ra máy đo
13. Lưới chống bức xạ
14. Các dây dẫn
15. Ống dẫn khí
16. Kim loại hàn nóng chảy thấp
17. Đồng cao su

Hình 3.5

Chi tiết buồng đo nhiệt dung theo phương pháp đoạn nhiệt

Để chống truyền nhiệt bằng bức xạ, trong quá trình đo thường dùng các lưới chắn bức xạ (có thể một hoặc nhiều tầng) để làm giảm dần gradient nhiệt giữa mẫu và môi trường lạnh. Nhiệt Jun sinh ra trên các dây dẫn trong quá trình đo và nhiệt truyền từ môi trường nhiệt độ phòng vào mẫu được khử bằng bấy nhiệt đặt trong buồng mẫu (xem hình 3.5).

Buồng mẫu nối với hệ bơm chân không cao. Trong suốt quá trình đo, mẫu luôn được giữ trong chân không cỡ $10^{-4} - 10^{-5}$ mmHg. Nhiệt lượng cung cấp cho mẫu ΔQ theo phương pháp xung nhiệt trong thời gian xác định Δt .

Sơ đồ nguyên lý phép đo được trình bày trong hình 3.6. Bản chất của phép đo là xác định nhiệt lượng ΔQ cung cấp cho mẫu và nhiệt dung của mẫu được tính theo phương trình (3.8).

Nhiệt dung của vật ở nhiệt độ thấp được mô tả bằng phương trình:

$$C = \alpha T + \beta T^3 \quad (3.9)$$

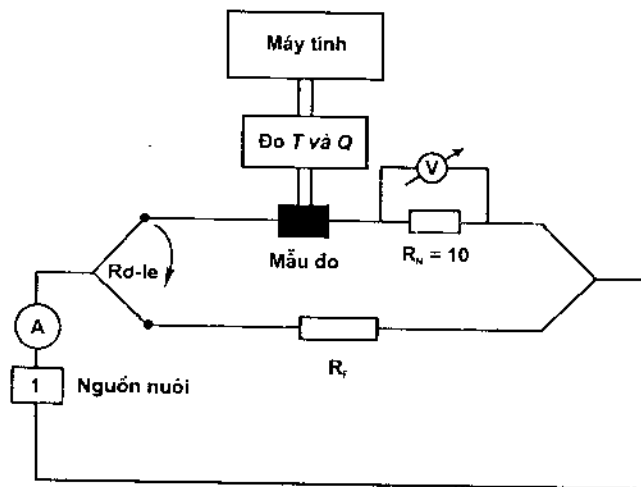
Số hạng thứ nhất tỷ lệ tuyến tính với T là phần đóng góp của điện tử vào nhiệt dung, số hạng thứ hai tuân theo định luật T^3 là phần đóng góp của phonon (mạng). Dựa trên kết quả phép đo, có thể xác định được nhiệt dung điện tử theo giản đồ $\frac{C}{T} - T^2$, còn hệ số β tỷ lệ với nhiệt độ Debye (θ_D) theo hệ thức:

$$\beta = 12\pi^4 \frac{R}{50_D^4} \quad (R \text{ là hằng số khí})$$

Nhiệt lượng ΔQ xác định theo phương trình sau:

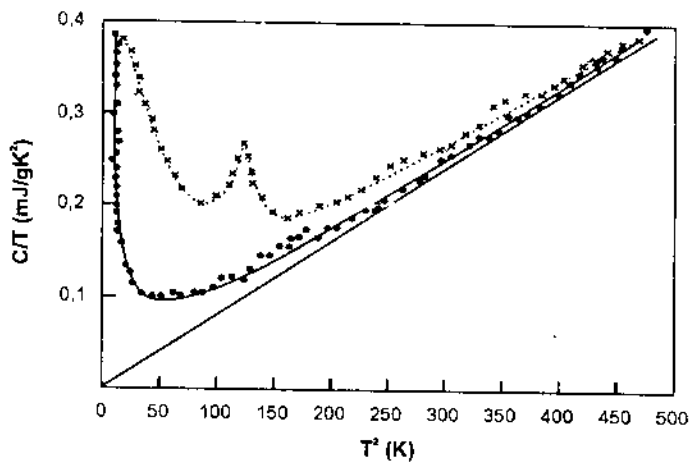
$$\Delta Q = I^2 R \Delta t \quad (3.10)$$

Ở đây I là dòng nuôi lò, R là điện trở lò và Δt là thời gian cấp xung nhiệt cho mẫu. Các số liệu đo được đưa vào máy tính để xử lý theo chương trình. Các đồ thị $\frac{C}{T}$ theo T^2 và $C(T)$ theo T của siêu dẫn nhiệt độ cao Y(123) được minh hoạ trong hình 3.7 và hình 3.8.



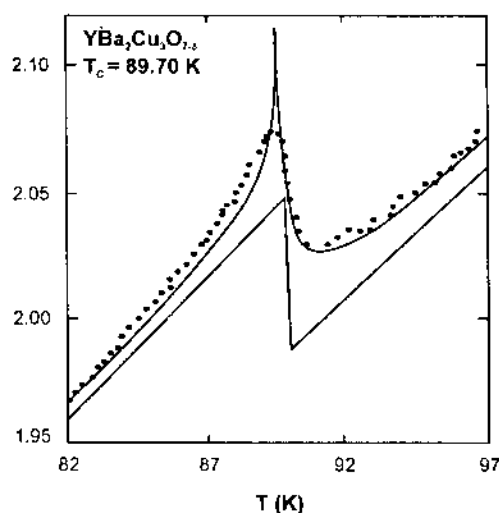
Hình 3.6

Sơ đồ nguyên lý phép đo nhiệt dung



Hình 3.7

Đường cong nhiệt dung $\frac{C}{T}$ và T^2 của $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (RE = Dy, Yb) có dạng giống với lý thuyết BCS



Hình 3.8

Đường cong nhiệt dung của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ làm khớp với lý thuyết BCS

3.4. Độ dẫn nhiệt của chất siêu dẫn

Độ dẫn nhiệt (k) của kim loại là vấn đề phức tạp. Đây là bài toán về các quá trình không cân bằng với các thành phần đa dạng.

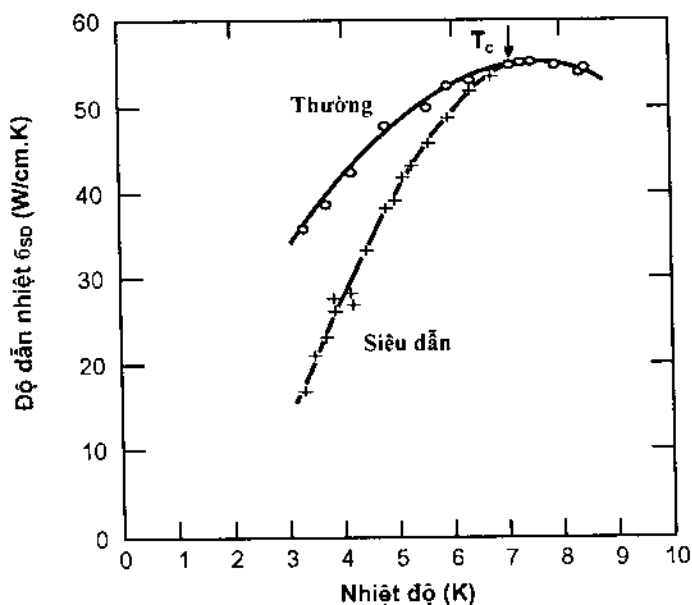
Ta biết rằng, năng lượng nhiệt được truyền trong kim loại bằng cả điện tử và photon. Quá trình truyền nhiệt là quá trình va chạm của từng loại hạt tải với chính loại đó, với các loại hạt tải khác, với các sai hỏng mạng và các biên hạt. Cơ chế này phụ thuộc nhiệt độ, nồng độ, tạp chất và kích thước mẫu. Ở trạng thái siêu dẫn còn phụ thuộc cả vào từ trường và các xoáy từ. Vì vậy, khó có thể làm sáng tỏ mọi sự đóng góp vào độ dẫn nhiệt của vật trong trạng thái siêu dẫn, mà chỉ có thể xác định được những thành phần tương đối đơn giản và dễ phân tích trong quá trình thực nghiệm.

Các kết quả thực nghiệm cho biết rằng:

- Thông thường độ dẫn nhiệt (k) trong trạng thái siêu dẫn thấp hơn nhiều so với trạng thái thường. Trong trạng thái siêu dẫn, độ dẫn nhiệt của vật liệu (k_{SD}) giảm mạnh trong vùng nhiệt độ $T < T_C$. Về mặt định lượng, có thể giả định theo mô hình hai chất lỏng. Bản chất của nó là: Khi nhiệt độ giảm, nồng độ của chất siêu chảy điện tử tăng lên (electron superfluid). Chất siêu chảy điện tử trong Heli lỏng không mang năng lượng cho nên độ dẫn nhiệt bị giảm xuống theo nhiệt độ. Trong nhiều chất siêu dẫn khi $T < T_C$, độ dẫn nhiệt giảm xuống xấp xỉ hoặc bằng 0.

Như vậy, có thể cho rằng các điện tử siêu dẫn không đóng vai trò trong sự dẫn nhiệt. Tính chất này đã được áp dụng để chế tạo các công tắc nhiệt siêu dẫn trong kỹ thuật nhiệt độ thấp.

Trong một số hợp kim hoặc hợp chất siêu dẫn, người ta còn quan sát thấy độ dẫn nhiệt tăng tại vùng chuyển pha, sau đó mới giảm theo nhiệt độ. Hiện tượng này được Hulin giải thích là: Trong siêu dẫn loại II, quá trình chuyển pha siêu dẫn đã có sự tán xạ nhẹ của các sóng phonon lên các điện tử làm tăng σ_{SD} . Các sóng này mất dần theo sự giảm nhiệt độ trong trạng thái siêu dẫn.



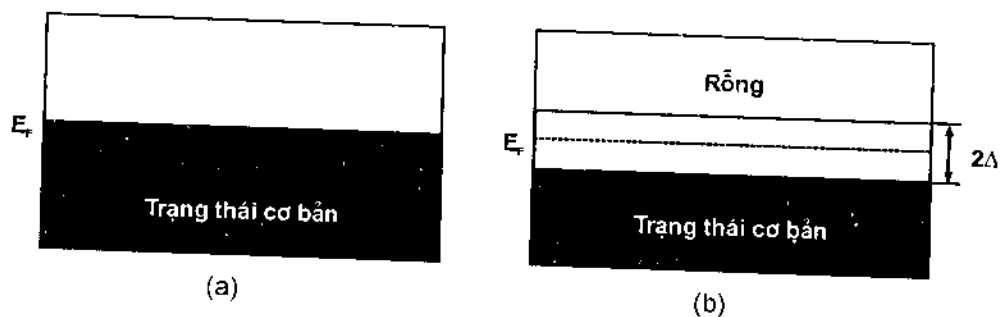
Hình 3.9

Sự phụ thuộc nhiệt độ của độ dẫn nhiệt trong trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn của Pb

3.5. Khe năng lượng

Phân trên cho thấy: Nhiệt dung điện tử ở trạng thái siêu dẫn là một hàm e mũ có dạng $\exp\left(-\frac{1}{T}\right)$. Nó chứng tỏ trong trạng thái siêu dẫn có tồn tại một khe năng lượng và khe năng lượng

là đặc trưng nổi bật của trạng thái siêu dẫn. Như vậy, các điện tử siêu dẫn có đóng góp vào nhiệt dung. Theo lý thuyết BSC thì phần đóng góp vào nhiệt dung là nhờ một số kích thích giữa các cặp điện tử. Sự tách các cặp Cooper bằng kích thích nhiệt chính là sự cung cấp năng lượng cần thiết để làm tách các điện tử ra khỏi cặp để đưa mẫu từ trạng thái siêu dẫn sang trạng thái thường. Năng lượng cần thiết nhỏ nhất cho sự tách cặp là $2\Delta(T)$ (Δ chính là khe năng lượng). Khe năng lượng giảm liên tục từ giá trị Δ cho đến 0 theo sự tăng nhiệt độ từ T đến T_c . Khe năng lượng được minh họa trong hình 3.10.



Hình 3.10

Khe năng lượng trong trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn

- a) Vùng dẫn trong trạng thái thường.
- b) Khe năng lượng ở mức Fermi trong trạng thái siêu dẫn. Các điện tử trong trạng thái bị kích thích ở phía trên khe năng lượng biểu hiện giống như các điện tử dẫn thường.

Thực nghiệm cho biết rằng: Phổ năng lượng kích thích của các kim loại ở trạng thái thường, thay đổi liên tục từ 0 cho đến khi đạt giá trị xác định là 2Δ ở trạng thái siêu dẫn. Năm 1957, Glover và Tinkham đã đo năng lượng hấp thụ trong vùng hồng ngoại và xác định được giá trị khe năng lượng trong trạng thái siêu dẫn của Pb là:

$$2\Delta \approx 3k_B T_C$$

3.6. Hiệu ứng đồng vị (Isotop effect)

Kinh nghiệm cho thấy rằng nhiệt độ tới hạn của các chất siêu dẫn (T_C) thay đổi theo khối lượng đồng vị. Maxwell, Regnols và các đồng nghiệp lần đầu tiên đã tiến hành thí nghiệm chứng minh vấn đề này. Một số kết quả đã được kiểm định trên các đồng vị của Pb và Hg, nhiệt độ chuyển pha (T_C) thay đổi theo khối lượng đồng vị như:

$T_C = 4,185$ K khi khối lượng đồng vị M là 199,5 và $T_C = 4,146$ K khi M là 203,4.

Các kết quả thực nghiệm thu được thoả mãn hệ thức sau:

$$M^\alpha T_C = \text{const} \quad \text{với} \quad \alpha = 1/2$$

Một số giá trị thực nghiệm xác định α được ghi trong bảng 3.1.

Trong một dãy đồng vị, tỷ lệ giữa nhiệt độ tới hạn (T_C) và nhiệt độ Debye (θ_D) là một hằng số:

$$\frac{T_C}{\theta_D} = \text{const}$$

Bảng 3.1

Hiệu ứng đồng vị trong một số chất siêu dẫn, với M là khối lượng đồng vị

Vật liệu	α	Vật liệu	α
Zu	$0,45 \pm 0,05$	Ru	$0,00 \pm 0,05$
Cd	$0,32 \pm 0,07$	Os	$0,15 \pm 0,05$
Su	$0,47 \pm 0,02$	Mo	$0,33 \pm 0,00$
Hg	$0,50 \pm 0,03$	Nb ₃ Su	$0,08 \pm 0,02$
Pb	$0,49 \pm 0,02$	Zr	$0,00 \pm 0,05$

Từ sự phụ thuộc của nhiệt độ T_C vào khối lượng đồng vị cho thấy rằng tác dụng quan trọng của các dao động mạng đến chất siêu dẫn và do đó các tương tác điện tử và mạng cũng rất quan trọng trong trạng thái siêu dẫn. Đây là một phát minh cơ bản. Bản chất của hiệu ứng đồng vị là: nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn (T_C) phụ thuộc vào số neutron trong hạt nhân.

Mô hình BCS cũng cho kết quả $T_C \sim \theta_D \sim M^{-\frac{1}{2}}$ nhưng bao gồm cả các tương tác Coulomb giữa các điện tử làm thay đổi hệ thức. Trong bảng 3.1, các nguyên tố Ru và Zr không có hiệu ứng đồng vị do đã được tính trong các số hạng cấu trúc vùng điện tử của các kim loại này.

3.7. Các hiệu ứng cơ học

Cả hai đại lượng nhiệt độ chuyển pha (T_C) và từ trường tới hạn (H_c) của chất siêu dẫn đều tìm được bằng thực nghiệm với các giá trị có sai lệch chút ít nếu vật liệu chịu áp suất. Nhiều tính chất cơ học của các trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường về mặt nhiệt động lực học đều liên quan đến năng lượng tự do của các trạng thái đó. Thông thường, độ lớn từ trường tới hạn (H_c) phụ thuộc vào sự chênh lệch của năng lượng tự do giữa hai trạng thái. Như vậy từ trường tới hạn thay đổi nhẹ khi vật liệu chịu áp suất. Các quan sát nhiệt động lực học cho thấy rằng, tính chất cơ học của cùng vật liệu trong trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường phải khác nhau. Ví dụ: mật độ khối lượng của vật thay đổi rất nhỏ khi vật liệu ở trạng thái thường chuyển sang trạng thái siêu dẫn. Mặt khác, hệ số dẫn nở nhiệt và mô đun đàn hồi cũng phải thay đổi chút ít trong hai trạng thái đó. Có thể rút ra các biểu thức cho hiệu ứng này bằng cách sử dụng các biểu thức nhiệt động lực học dễ dàng. Tuy nhiên, các hiệu ứng này là vô cùng nhỏ và không cần xem xét.

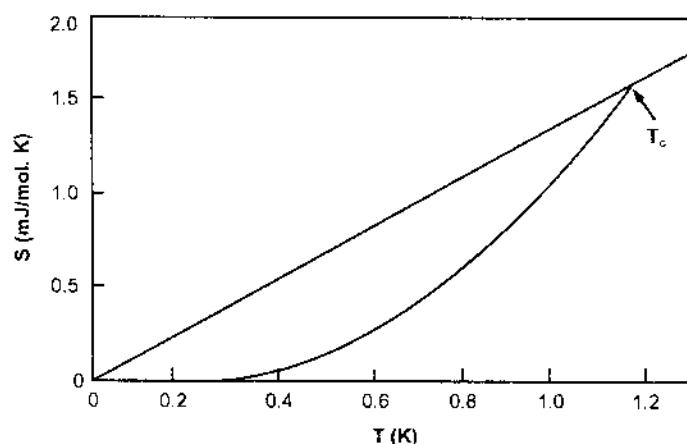
3.8. Các hiệu ứng nhiệt điện

Cả lý thuyết và thực nghiệm đều thấy rằng các hiệu ứng nhiệt điện không xuất hiện trong kim loại siêu dẫn.

Tuy nhiên các hiệu ứng nhiệt điện có thể xuất hiện trong một số chất siêu dẫn loại II.

3.9. Sự giảm entropy

Thực nghiệm cho thấy: Trong mọi chất siêu dẫn, entropy giảm mạnh khi làm lạnh xuống dưới nhiệt độ chuyển pha ($T < T_C$) (Hình 3.11). Sự giảm entropy này chứng tỏ: Một phần hoặc tất cả các điện tử đã bị kích thích nhiệt ở trạng thái thường nay trở nên sắp xếp trật tự ở trạng thái siêu dẫn (vì entropy là đại lượng đo mức độ trật tự của hệ). Nghĩa là, ở trạng thái siêu dẫn trật tự hơn nhiều so với trạng thái thường (điều này sẽ được chứng minh cụ thể ở chương sau).



Hình 3.11

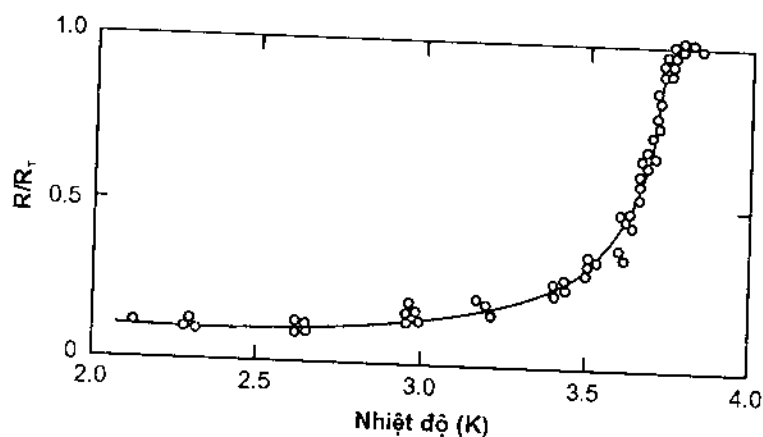
Entropy của nhôm (Al) ở trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn

3.10. Các tính chất khác

Chất siêu dẫn không thay đổi kích thước khi chuyển pha trong từ trường bằng 0 ($H = 0$). Tuy nhiên, có xuất hiện từ trường nhỏ trong trạng thái siêu dẫn ở những nhiệt độ thấp hơn và có sự thay đổi đột ngột về kích thước khi mẫu trở lại trạng thái thường dưới tác dụng của từ trường. Điều này cho thấy tính dị hướng của tinh thể. Trong siêu dẫn nhiệt độ cao, tính dị hướng đã được xác định ở nhiều hợp chất.

Trong trạng thái siêu dẫn ($T < T_C$) hệ số giãn nở của vật liệu thường nhỏ hơn so với trạng thái thường.

Siêu âm tắt dần trong chất siêu dẫn. Sự tắt dần này tương ứng với sự tương tác của các sóng âm với các điện tử dẫn phonon và các sai hỏng mạng. Hiệu ứng này cho thấy có sự suy giảm điện tử. Kết quả thực nghiệm cho biết: Nếu gọi q là số sóng phonon và $\bar{\lambda}$ là đoạn đường tự do trung bình của điện tử thì khi $q\bar{\lambda} > 1$ sẽ xảy ra sự tắt dần điện tử của cả sóng dọc và sóng ngang và tiến đến không ở nhiệt độ rất thấp theo hàm mũ của nhiệt độ. Sóng dọc suy giảm liên tục còn sóng ngang thì giảm không liên tục tại điểm T_C . Sự tắt dần này cũng cho biết tính dị hướng của tinh thể. Những vấn đề này đã được mô hình hai chất lỏng làm sáng tỏ.



Hình 3.12

Điện trở của Pb trong trạng thái siêu dẫn ở tần số 24 GHz

Khi nghiên cứu các hiệu ứng về suất điện động nhiệt điện Daunt và Mendelssohn đã tìm được rằng: Hệ số Thomson của siêu dẫn chì (Pb) ≈ 0 nhỏ hơn rất nhiều so với hệ số Thomson ở trạng thái thường.

Các phép đo điện trở còn cho biết: Điện trở suất của chất siêu dẫn phụ thuộc mạnh vào tần số lớn và tần số nhỏ. Điện trở của Pb trong trạng thái siêu dẫn ở tần số 24 GHz được xác định trong hình 3.12.

Chương 4

MỘT VÀI LÝ THUYẾT CƠ BẢN VỀ SIÊU DẪN

Có nhiều lý thuyết giải thích cho hiện tượng siêu dẫn. Chúng ta hãy xét một vài lý thuyết cơ bản.

NHIỆT ĐỘNG LỰC HỌC VÀ CHUYỂN PHA SIÊU DẪN

4.1 Lý thuyết nhiệt động lực học về chuyển pha siêu dẫn

Bằng thực nghiệm Van Laer và Keesom đã chứng minh rằng: Quá trình chuyển từ trạng thái siêu dẫn sang trạng thái thường theo quan điểm nhiệt động học là một quá trình thuận nghịch. Từ hiệu ứng Meissner cũng cho biết, quá trình chuyển pha là quá trình thuận nghịch. Trong trạng thái siêu dẫn, cảm ứng từ B bị đẩy ra ngoài, ở trạng thái thường thì cảm ứng từ B lại đi qua chất đó. Như vậy, có thể áp dụng các phương trình nhiệt động cho quá trình chuyển pha siêu dẫn. Tính toán từ phương trình nhiệt động sẽ cho ta các biểu thức về hiệu năng lượng giữa hai trạng thái thường và siêu dẫn. Các kết quả tính toán cho biết hiệu entropy của hai trạng thái đó. Hiệu ứng này chứng tỏ sự giảm entropy trong trạng thái siêu dẫn. Từ các phương trình nhiệt động, còn cho ta biểu thức về giá trị bước nhảy nhiệt dung của chất siêu dẫn tại điểm chuyển pha T_C .

4.1.1. Năng lượng tự do trong trạng thái siêu dẫn

Xuất phát từ biểu thức nhiệt động của năng lượng tự do Gibbs ở trạng thái siêu dẫn trong từ trường là:

$$G = U - TS - HM \quad (4.1)$$

Ở đây, U là nội năng; S là entropy; M là độ từ hoá và H là từ trường ngoài.

Sự thay đổi nội năng của hệ theo nguyên lý I và II nhiệt động lực học liên quan đến quá trình thuận nghịch là:

$$dU = TdS - HdM \quad (4.2)$$

HdM là công do từ trường ngoài hoàn thành khi làm dịch chuyển một chất siêu dẫn từ ∞ ($H = 0$) đến một vị trí r nào đó trong từ trường ($H \neq 0$) (Công từ hóa).

Lấy vi phân của phương trình (4.1) ta có:

$$dG = dU - TdS - SdT - HdM - MdH \quad (4.3)$$

Thay giá trị dU của phương trình (4.2) vào phương trình (4.3) ta được:

$$dG = -SdT - MdH \quad (4.4)$$

Từ hiệu ứng Meissner, chất siêu dẫn biểu hiện trong từ trường H_a như chất nghịch từ lý tưởng và các đường cảm ứng từ bên trong chất siêu dẫn $B = 0$.

$$H = \mu_o H_a + 4\pi M = 0 \quad (4.5)$$

và

$$M = -\frac{H_a}{4\pi} \quad (4.6)$$

Thay phương trình (4.6) vào phương trình (4.4) ta được:

$$dG = -SdT + \frac{1}{4\pi} H_a dH_a \quad (4.7)$$

Năng lượng tự do Gibbs ở trạng thái siêu dẫn trong từ trường H_a chính là tích phân của phương trình (4.7).

$$\int dG = \int (-SdT + \frac{1}{4\pi} H_a dH_a) \quad (4.8)$$

Số hạng thứ nhất ở vế phải của phương trình (4.8) chính là năng lượng tự do Gibbs ở trạng thái siêu dẫn trong từ trường bằng 0. Do đó:

$$G_S(H_a) = G_S(0) + \frac{1}{8\pi} H_a^2 \quad (4.9)$$

Như vậy, sự tăng mật độ năng lượng của chất siêu dẫn trong từ trường H_a là:

$$G_S(H_a) - G_S(0) = \frac{1}{8\pi} H_a^2 \quad (4.10)$$

Giá trị thu được trong phương trình (4.10) chính bằng công từ hóa trong từ trường khi $H = H_a$.

Nếu vật là kim loại thường thì $M = 0$ khi $H \neq 0$ và năng lượng tự do ở trạng thái thường không phụ thuộc vào H , cho nên tại điểm chuyển pha H_c năng lượng tự do ở trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường phải bằng nhau:

$$G_N(H_c) = G_S(H_c) = G_N(0) \quad (4.11)$$

Theo phương trình (4.9) thì năng lượng tự do $H = H_a$ trong trạng thái siêu dẫn sẽ là:

$$G_S(H_c) = G_S(0) + \frac{1}{8\pi} H_c^2 \quad (4.12)$$

Thay phương trình (4.12) vào phương trình (4.11) ta được:

$$G_N(H_c) = G_N(0) = G_S(H_c) = G_S(0) + \frac{1}{8\pi} H_c^2 \quad (4.13)$$

Từ (4.13) ta có:

$$\Delta G = G_N(0) - G_S(0) = \frac{1}{8\pi} H_c^2 \quad (4.14)$$

Giá trị ΔG là năng lượng ổn định của trạng thái siêu dẫn ở $T = 0$ K trên một đơn vị thể tích của mẫu.

4.1.2. Entropy của trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường

Có thể tính hiệu entropy giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn theo thuyết nhiệt động lực học như sau:

Xuất phát từ phương trình (4.4) ta có đại lượng entropy trong từ trường không đổi là:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_H = -S \quad (4.15)$$

Thay phương trình (4.10) vào phương trình (4.15) ta tính được entropy ở trạng thái siêu dẫn là:

$$S_S = \left(\frac{\partial G_S}{\partial T}\right)_{H_a} = \left(\frac{\partial G_S(0)}{\partial T}\right)_{H_a} + \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{8\pi} H^2\right)_{H_a} \quad (4.16)$$

Vì entropy ở trạng thái siêu dẫn tại $T = 0$ K sẽ giảm đến 0 nên

$$S_S = -S_S(0) + \frac{1}{4\pi} H_a \frac{dH_a}{dT} = 0 \quad (4.17)$$

và entropy ở trạng thái thường tính được từ phương trình (4.11) và (4.13) tại từ trường H_c sẽ là:

$$S_N = \left(\frac{\partial G_N}{\partial T}\right)_{H_c} = -\left(S_S(0) + \frac{1}{4\pi} H_c \frac{dH_c}{dT}\right) \quad (4.18)$$

Hiệu entropy giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn có thể suy ra từ các phương trình (4.17) và (4.18) trong từ trường H_a không đổi là:

$$\Delta S = S_N - S_S = -\frac{1}{4\pi} H_c \frac{dH_c}{dT} \quad (4.19)$$

Từ trường tới hạn luôn giảm khi nhiệt độ tăng, cho nên $\frac{dH_c}{dT}$ luôn luôn âm. Nghĩa là về bên phải của phương trình (4.19) phải là dương.

Như vậy, $\Delta S > 0$ nghĩa là entropy của trạng thái siêu dẫn nhỏ hơn entropy ở trạng thái thường. Như vậy, bằng lý thuyết nhiệt động học ta đã tìm lại được tính chất giảm entropy của trạng thái siêu dẫn đã quan sát được bằng thực nghiệm.

4.1.3. Bước nhảy nhiệt dung

Theo mục 4.1 đã trình bày: chuyển pha giữa trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường là quá trình nhiệt động thuận nghịch. Tại điểm chuyển pha T_C , nhiệt dung có bước nhảy và chuyển pha nhiệt dung có thể là loại I hoặc loại II tùy theo dáng điệu của bước nhảy nhiệt dung.

Từ phương trình (4.19) có thể tính được giá trị bước nhảy nhiệt dung ΔC giữa trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường.

Theo định nghĩa về nhiệt dung:

$$\Delta C = T \frac{dS}{dT} \quad (4.20)$$

Ta có:
$$\Delta C = C_S - C_N = T \frac{d}{dT} (S_S - S_N) \quad (4.21)$$

Thay phương trình (4.19) vào phương trình (4.21) ta được:

$$\Delta C = T \frac{d}{dT} \left(\frac{H_c}{4\pi} \frac{dH_c}{dT} \right) = \frac{TH_c}{4\pi} \frac{d^2 H_c}{dT^2} + \frac{T}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \quad (4.22)$$

Nếu $T = T_C$ và $H_c = 0$ thì:

$$\Delta C = \frac{T_C}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \quad (4.23)$$

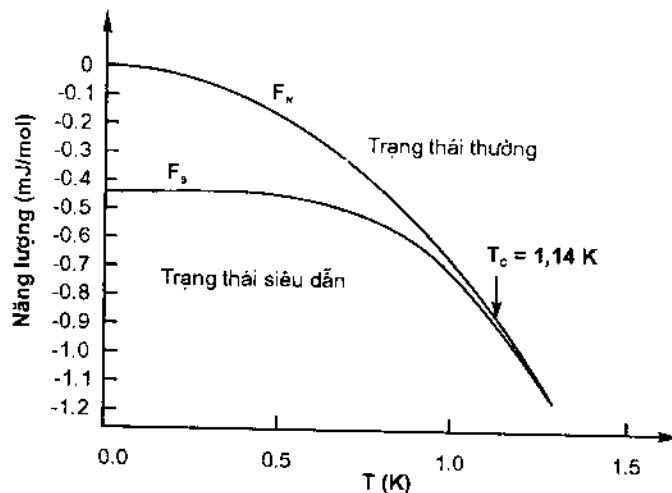
Hệ thức (4.23) được gọi là hệ thức Rutgers. Hệ thức này cho biết mối quan hệ giữa bước nhảy nhiệt dung với T_C tại từ trường H_c .

Bảng 4.1 Sự trùng khớp của các giá trị ΔC giữa lý thuyết và thực nghiệm.

Vật liệu	T_C [K]	$\left(\frac{dH_c}{dT} \right)_{T=T_C}$	ΔC (Cal/mol.độ) (tính toán lý thuyết)	ΔC (Cal/mol.độ) (giá trị đo được)
Chì (Pb)	3,69	151,2	0,00229	0,0024
Tallium (Tl)	2,38	137,4	0,00144	0,00148

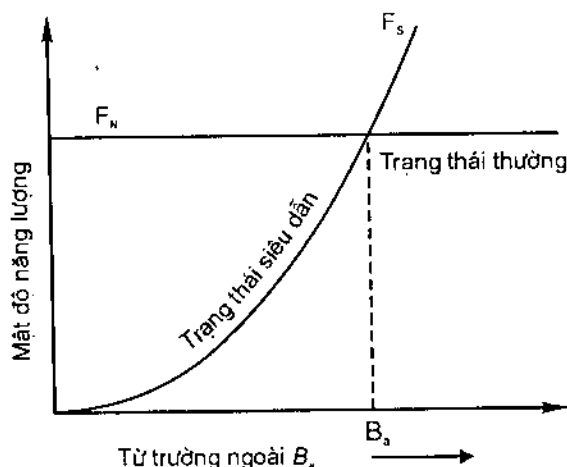
Vậy là bằng lý thuyết nhiệt động lực học, ta cũng tìm được bước nhảy nhiệt dung (ΔC) tại điểm chuyển pha $T = T_C$. Các giá trị ΔC của một vài nguyên tố tính toán từ lý thuyết và xác định bằng thực nghiệm được ghi trong bảng 4.1.

4.1.4. Các ví dụ



Hình 4.1

Các giá trị thực nghiệm của năng lượng tự do như một hàm của nhiệt độ với kim loại nhôm (Al) trong trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường



Hình 4.2

Sự phụ thuộc của mật độ năng lượng tự do vào từ trường ngoài của vật liệu ở trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn (ở $T = 0 \text{ K}$)

a) Có thể áp dụng hệ thức Rutgers để tính mật độ năng lượng tự do cho một số chất siêu dẫn khi xác định được giá trị từ trường tới hạn nhiệt động H_c .

Thực nghiệm đã xác định được giá trị $H_c = 105 \text{ Gauss}$ cho vật liệu siêu dẫn là Nhôm (Al). Sử dụng phương trình (4.14), có thể tính được mật độ năng lượng ΔG ổn định trong trạng thái siêu dẫn là:

$$\Delta G = \frac{105^2}{8\pi} \approx 440 \text{ erg/cm}^3$$

Kết quả này trùng hợp với kết quả đo được từ phép đo nhiệt dung là:

$$\Delta G = 430 \text{ erg/cm}^3$$

b) Đường cong thực nghiệm về năng lượng tự do của trạng thái thường và siêu dẫn đối với Al được biểu diễn theo hàm của nhiệt độ $F = F(T)$ như hình 4.1. Nhận thấy ở dưới nhiệt độ $T_C = 1,180 \text{ K}$ thì năng lượng tự do ở trạng thái siêu dẫn thấp hơn trạng thái thường. Hai đường cong nhập vào nhau ở nhiệt độ chuyển pha T_C . Như vậy, chuyển pha này là loại II (không có nhiệt latent đi kèm tại T_C). Đường cong FSD được đo trong từ trường 0 và đường cong FN được đo trong từ trường $H = H_c$ (trong trạng thái thường).

Ở một nhiệt độ hữu hạn nào đó, các pha siêu dẫn và pha thường được xem là ở trạng thái cân bằng khi năng lượng tự do của chúng bằng: $F = U - TS$. Năng lượng tự do của hai pha siêu dẫn và thường được minh họa trong hình 4.2.

Nhận thấy rằng: Mật độ năng lượng tự do của kim loại ở trạng thái thường F_N gần như không phụ thuộc vào cường độ từ trường ngoài (H_0). Ở nhiệt độ $T < T_C$, và $H = 0$, kim loại trở thành siêu dẫn.

Như vậy, $F_{SD}(T,0) < F_N(T,0)$. Khi có từ trường ngoài (H_c) đã làm tăng năng lượng tự do $F_{SD}(T,H_c)$ một lượng là $\frac{1}{8\pi} H_a^2$. Nghĩa là:

$$F_{SD}(T,H_a) = F_{SD}(T,0) + \frac{H_a^2}{8\pi}$$

như trong phương trình (4.9).

4.2 Sự xâm nhập của từ trường vào chất siêu dẫn

4.2.1 Phương trình London

Để giải thích hiệu ứng Meissner khi từ thông bị đẩy khỏi chất siêu dẫn ($B = 0$), người ta cần giả định chất siêu dẫn là nghịch từ lý tưởng ($\chi = -\frac{1}{4\pi}$) (CGS). Giả định này chỉ đúng cho các chất siêu dẫn lý tưởng (siêu dẫn loại I) vì nó không tính đến vấn đề từ thông có thể thấm sâu vào các vật liệu trong siêu dẫn loại II.

Lý thuyết London đã thiết lập được các phương trình (gọi là phương trình London) biến đổi từ các phương trình điện động lực để nhận lại hiệu ứng Meissner. Như vậy, lý thuyết London đã chứng minh cho sự tồn tại của hiệu ứng Meissner trong chất siêu dẫn.

Xuất phát từ định luật Ohm trong trạng thái thường của các điện tử dẫn có mật độ dòng trong từ trường là $\vec{J}$:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (4.24)$$

ở đây, σ là độ dẫn điện; $\sigma = \frac{1}{\rho}$ với ρ là điện trở suất và $\vec{E}$ là cường độ điện trường.

Theo lý thuyết điện động lực học thì mật độ dòng trong vật dẫn phải tỷ lệ thuận với một vector thế $\vec{A}$ của từ trường với hệ số tỷ lệ trong hệ CGS là $(-\frac{c}{4\pi\lambda_L^2})$, trong đó c là vận tốc ánh sáng và λ_L gọi là độ thấm sâu London (hệ số này sẽ được làm sáng tỏ ở phần sau).

Như vậy, định luật Ohm trong phương trình (4.24) sẽ có dạng:

$$\vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{A} \quad (4.25)$$

Phương trình này được gọi là phương trình London.

Từ biểu thức này, để dẫn đến minh chứng cho hiệu ứng Meissner, cần phải biểu diễn phương

trình London dưới dạng khác có liên quan đến từ trường bên trong chất siêu dẫn, đó là cảm ứng từ

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \text{ (phép quay của véc tơ thế } \vec{A}).$$

Ta thực hiện phép quay (rotation) với phương trình (4.24) ở cả hai vế:

$$\text{rot } \vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \text{rot } \vec{A} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{B} \quad (4.26)$$

Sử dụng phương trình Maxwell trong điện động lực học là:

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (4.27)$$

Lấy rot của cả hai vế trong phương trình (4.27) ta được:

$$\text{rot rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \text{rot } \vec{J} \quad (4.28)$$

Dùng toán tử Laplace để biểu diễn phương trình (4.27)

$$-\nabla^2 \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \text{rot } \vec{J} \quad (4.29a)$$

$$\text{hoặc:} \quad \nabla^2 \vec{B} = -\frac{4\pi}{c} \text{rot } \vec{J} \quad (4.29b)$$

Thay phương trình (4.26) vào phương trình (4.29b) ta có:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (4.30)$$

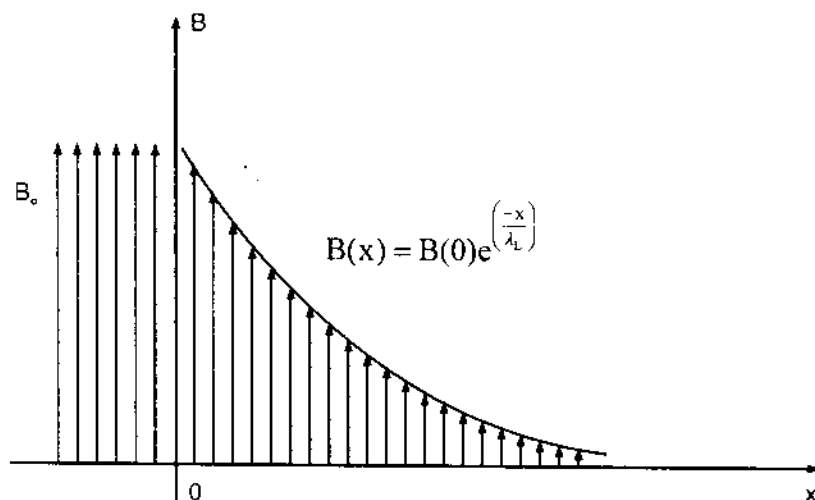
Đây là dạng phương trình London được biểu diễn theo từ trường bên trong chất siêu dẫn với các đường cảm ứng từ $\vec{B}$.

Phương trình London (4.30) không cho phép sử dụng cách giải với từ trường đồng nhất trong không gian. Nghĩa là: Từ trường đồng nhất không thể tồn tại trong lòng chất siêu dẫn và $B(x) = B_0 = \text{const}$, nghĩa là nghiệm của phương trình (4.30) chỉ đúng với duy nhất khi:

$$\vec{B} = 0 \quad (4.31)$$

Kết quả này mô tả đúng với hiệu ứng Meissner trong lòng chất siêu dẫn mà thực nghiệm quan sát thấy.

Vậy là: Bằng cách biến đổi các phương trình điện động lực học, London đã chứng minh cho sự tồn tại của hiệu ứng Meissner trong chất siêu dẫn. Tuy nhiên, phương trình (4.30) và (4.31) mô tả hiệu ứng Meissner chỉ đúng hoàn toàn cho các chất siêu dẫn loại I.



Hình 4.3
Độ thấm sâu của từ trường ngoài vào chất siêu dẫn

Trong chất siêu dẫn loại II, từ trường không hoàn toàn bị đẩy khỏi chất siêu dẫn. Nếu $B(0)$ là từ trường ở mặt biên thì khi đó từ trường bên trong chất siêu dẫn là một hàm mũ e giảm theo khoảng cách từ mặt ngoài vào trong chất siêu dẫn:

$$B(x) = B(0) \exp \left(-\frac{x}{\lambda_f} \right) \quad (4.32)$$

Phương trình này mô tả từ trường tiến vào trong chất siêu dẫn loại II và $B(x)$ chính là cách giải của phương trình London (4.30) cho siêu dẫn loại II. Từ trường thâm sâu này được giả định là song song với từ trường ngoài như hình 4.3.

Ở đây λ_L là số đo độ dài thâm sâu của từ trường ngoài vào trong chất siêu dẫn và được gọi là độ thâm sâu London.

4.2.2. Xác định độ thấm sâu London (λ_L)

Bây giờ trở lại với phương trình của định luật Ohm (4.25) biểu diễn cho mật độ dòng:

$$\vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_1^2} \vec{A}$$

Thông thường mật độ dòng điện trong dây dẫn được viết theo phương trình:

$$\vec{J} = n.q. \vec{v} \quad (4.33)$$

với $\vec{v}$: là vận tốc các hạt tải (ví dụ: electron tự do), n là nồng độ hạt tải có điện tích là q .

Từ trường được mô tả bằng vector thế $\vec{A}$ và vận tốc $\vec{v}$ liên quan đến mômen xung lượng $\vec{P}$.

$$\vec{P} = m \vec{v} + \frac{q}{c} \vec{A} \quad (4.34)$$

suy ra:

$$\vec{v} = \frac{1}{m} \left(\vec{P} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \quad (4.35)$$

Thay (4.35) vào biểu thức (4.33) ta được:

$$\vec{J} = \frac{nq}{m} \left(\vec{P} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) = \frac{nq}{m} \vec{P} - \frac{nq^2}{mc} \vec{A} \quad (4.36)$$

Phương trình này mô tả mật độ dòng ở trạng thái thường ($\vec{P} \neq 0$).

So sánh phương trình (4.25) với phương trình (4.36), phương trình London thoả mãn điều kiện (4.36) trong trạng thái siêu dẫn khi $\vec{P} = 0$.

nghĩa là:

$$\vec{J} = - \frac{nq^2}{mc} \vec{A} \quad (4.37)$$

Phương trình (4.37) mô tả mật độ dòng trong trạng thái siêu dẫn. Từ phương trình (4.25) và phương trình (4.37) ta có giá trị của λ_L là:

$$\lambda_L^2 = \frac{mc^2}{4\pi nq^2} \quad (4.38)$$

trong đó, n là nồng độ điện tử dẫn, m là khối lượng điện tử dẫn, $q = -2e$ là điện tích của một cặp Cooper trong trạng thái siêu dẫn.

Giá trị thực nghiệm cho biết độ thâm sâu London trong kim loại cỡ 500 Å, giá trị này đúng với giá trị dự đoán theo lý thuyết London.

4.3. Lý thuyết Ginzburg - Landau

4.3.1. Phương trình Ginzburg – Landau

Ginzburg – Landau đã đưa ra lý thuyết hiện tượng luận về chuyển pha siêu dẫn (1951). Giả thuyết của Ginzburg – Landau là trạng thái siêu dẫn trật tự hơn trạng thái thường. Như vậy xuất phát từ vấn đề chuyển pha có thể diễn tả được bằng một thông số trật tự (ψ), đó là một đại lượng vật lý mô tả được các trạng thái khác nhau của hệ.

Đầu tiên, hãy đưa vào thông số trật tự $\Psi(\vec{r})$ với tính chất sau đây:

$$\Psi^*(\vec{r}) \cdot \Psi(\vec{r}) = n_s(\vec{r}) \quad (4.39)$$

trong đó, $n_s(\vec{r})$ là nồng độ (định xứ) của các điện tử siêu dẫn.

Hãy biểu diễn mật độ năng lượng tự do trong chất siêu dẫn như là hàm của thông số trật tự. Với giả thiết rằng tại vùng lân cận của nhiệt độ chuyển pha T_c , mật độ năng lượng tự do của chất siêu dẫn F_{SD} được mô tả như sau:

$$F_S(\vec{r}) = F_N - \alpha |\Psi(\vec{r})|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi(\vec{r})|^4 + \frac{\hbar^2}{2m} |(\vec{\nabla} - \frac{i}{c} q \vec{A}(\vec{r})) \Psi(\vec{r})|^2 + \int_0^{H_a} M dH_a \quad (4.40)$$

với α, β là các hằng số dương tự chọn phụ thuộc nhiệt độ. Phương trình (4.40) mô tả mật độ năng lượng tự do của chất siêu dẫn trong từ trường ($H \neq 0$). ở đây từ trường được biểu diễn qua vector thế $\vec{A}$ với sự giúp đỡ của các toán tử $(\vec{\nabla} - \frac{i}{c} q \vec{A})$. Như vậy, thông số trật tự Ψ đại diện cho một hàm sóng vĩ mô phụ thuộc thời gian và toạ độ, hàm này diễn tả một hạt mang điện nào đó. Các số hạng trong phương trình (4.40) có nghĩa như sau:

1. F_N là mật độ năng lượng tự do ở trạng thái thường.
2. $-\alpha |\Psi(\vec{r})|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi(\vec{r})|^4$ là các số hạng dạng Landau, biểu diễn tăng năng lượng tự do trong

thông số trật tự và sẽ biến mất ở chuyển pha loại II. Số hạng này có thể coi là $(-\alpha n_{SD} + \frac{1}{2} \beta n_s^2)$

và tự nó là cực tiểu khi $n_{SD}(T) = \frac{\alpha}{\beta}$.

3. Số hạng $|\text{grad} \Psi(\vec{r})|^2$ biểu diễn sự tăng năng lượng do sự thay đổi không gian của thông số trật tự. Đó là dạng động năng trong cơ học lượng tử.

Mômen động lượng $(\vec{\nabla})$ đi kèm với mômen từ $(-\frac{i}{c} q \vec{A}(\vec{r}))$ đảm bảo cho sự bảo toàn năng lượng tự do. ở đây sử dụng điện tích $q = -2e$ cho một cặp điện tử.

4. Số hạng $(-\int_0^{H_a} \vec{M} d\vec{H}_a)$ có độ từ hoá giảm $\vec{M} = \frac{\vec{H} - \vec{H}_a}{4\pi}$ biểu diễn sự tăng năng lượng tự do gây

nên sự đẩy từ thông ra khỏi chất siêu dẫn (đó chính là giá trị $\frac{1}{8\pi} H_a^2$).

100

1

nhất trong phương trình (4.41) phải bằng 0, khi đó ta có phương trình Ginzburg – Landau là:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\vec{\nabla} - \frac{i}{c} \vec{A}(\vec{r}) \right]^2 \Psi(\vec{r}) + \alpha \Psi(\vec{r}) + \beta |\Psi(\vec{r})|^2 \Psi(\vec{r}) = 0 \quad (4.42)$$

Phương trình này có dạng giống với phương trình Schrödinger – mô tả cho hàm sóng $\Psi(\vec{r})$.

sử dụng phương trình $\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c} \vec{J}(\vec{r})$, có thể nhận được biểu thức mật độ dòng siêu dẫn sau đây:

$$\vec{J}_s = -\left(\frac{iq\hbar}{2m}\right)\left(\Psi^*(\vec{r})\vec{\nabla}\Psi(\vec{r}) - \Psi(\vec{r})\vec{\nabla}\Psi^*(\vec{r})\right) - \left(\frac{q^2}{mc}\right)\Psi^*(\vec{r})\Psi(\vec{r})\vec{A}(\vec{r}) \quad (4.43)$$

Phương trình này đồng dạng với phương (4.42). Như vậy, phương trình Ginzburg – Landau (4.43) khẳng định thông số trật tự Ψ là một hàm sóng vĩ mô, bởi vì phương trình (4.43) chính là phương trình Schrödinger và như vậy $\Psi(\vec{r})$ chính là hàm sóng của cặp điện tử (cặp Cooper) trong trạng thái siêu dẫn, m là khối lượng hiệu dụng của điện tử siêu dẫn và $q = -2e$. Phương trình (4.43) chính là phương trình mô tả mật độ dòng của các cặp Cooper trong trạng thái siêu dẫn.

Vậy là, Thông số trật tự $\Psi(\vec{r})$ được đưa vào trong lý thuyết Ginzburg – Landau đóng vai trò là một hàm sóng thoả mãn phương trình Schrödinger và thông số này đặc trưng cho trạng thái siêu dẫn. Các tính toán lý thuyết minh chứng rằng, thông số trật tự $\Psi(\vec{r})$ chính là hàm sóng của các cặp Cooper. Để hiểu rõ cặp Cooper là gì, chúng ta sẽ nghiên cứu vấn đề này trong phần lý thuyết BCS,

đó là lý thuyết lượng tử về siêu dẫn – một lý thuyết được coi là hoàn hảo nhất trong các lý thuyết áp dụng cho các chất siêu dẫn cổ điển.

4.3.2. Độ dài kết hợp

Độ dày thâm sâu London (λ_L) là độ dài cơ bản đặc trưng cho chất siêu dẫn. Còn một tham số quan trọng đặc biệt nữa, đó là độ dài kết hợp ξ . Độ dài kết hợp được hiểu là số đo khoảng cách trong vùng nồng độ điện tử siêu dẫn không thể thay đổi mạnh ở vùng từ trường thay đổi. Đó cũng là số đo khoảng không gian nhỏ nhất của lớp chuyển giữa trạng thái thường và siêu dẫn. Độ dài kết hợp là thông số vi mô quan trọng được đưa vào trong lý thuyết và phương trình Ginzburg – Landau.

Độ dài kết hợp (ξ) có thể định nghĩa được từ phương trình Ginzburg – Landau (4.42). Hãy cho vector thế $\vec{A} = 0$ và giả định rằng $\beta |\Psi(\vec{r})|^2$ có thể bỏ qua so với giá trị α , thì phương trình Ginzburg – Landau (4.42) trong không gian một chiều được viết gọn là:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \alpha \Psi(x) \quad (4.44)$$

Nghiệm của phương trình này là hàm sóng có dạng $e^{i\frac{x}{\xi}}$, với ξ là độ dài kết hợp và có giá trị là:

$$\xi = \left(\frac{\hbar^2}{2m\alpha} \right)^{1/2} \quad (4.45)$$

Cách giải hay nhất nếu ta trở lại số hạng phi tuyến trong phương trình (4.42). Hãy tìm cách giải với $\Psi(x) = 0$ ở $x = 0$ và $\Psi(x) \rightarrow \Psi_0$ khi $x \rightarrow \infty$. Vị trí này biểu diễn mặt biên giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn. Như vậy, các trạng thái có thể cùng tồn tại nếu có từ trường H_c trong vùng trạng thái thường. Trong khoảng khắc, nếu ta bỏ qua độ thâm sâu của từ trường vào vùng siêu dẫn, bằng cách lấy độ thâm sâu vào từ trường $\lambda \ll \xi$ như siêu dẫn loại I, thì phương trình Ginzburg – Landau có dạng dưới đây:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} - \alpha \Psi(x) + \beta |\Psi(x)|^2 = 0 \quad (4.46)$$

Sẽ có cách giải phụ thuộc vào các điều kiện biên như sau:

$$\Psi(x) = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{1/2} \tanh \left(\frac{x}{\sqrt{2}\xi} \right) \quad (4.47)$$

Phương trình (4.47) có thể thẩm tra bằng sự thay thế trực tiếp các giá trị khi cho từ trường tiến sâu vào trong chất siêu dẫn. Khi đó giá trị Ψ_0 sẽ là:

$$\Psi_0 = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{1/2}$$

Từ phương trình (4.40), ta nhận thấy ξ biểu thị sự kết hợp hàm sóng siêu dẫn liên quan tới vùng trạng thái thường.

Như trên đã thấy rằng độ thấm sâu vào trong chất siêu dẫn với năng lượng tự do cực tiểu khi:

$$|\Psi_0|^2 = \frac{\alpha}{\beta} \quad (4.48)$$

$$F_s = F_N - \frac{\alpha^2}{2\beta} = F_N - \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (4.49)$$

Phương trình (4.49) viết được nhờ định nghĩa của từ trường tới hạn H_c như là sự cân bằng mật độ năng lượng tự do của trạng thái siêu dẫn. Vậy là, từ trường tới hạn H_c liên quan đến α và β theo hệ thức:

$$\frac{\alpha^2}{2\beta} = \frac{H_c^2}{8\pi} \text{ hay } H_c = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.50)$$

Giả sử, rằng một từ trường yếu ($H_a \ll H_c$) có độ thấm sâu vào trong chất siêu dẫn, thì có thể cho rằng giá trị $|\Psi(x)|^2$ trong trạng thái siêu dẫn chính bằng $|\Psi_0|^2$, và đó chính là giá trị khi không có từ trường ngoài. Khi đó, phương trình mô tả mật độ dòng siêu dẫn được viết gọn là:

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = - \left(\frac{q^2}{mc} \right) |\Psi_0|^2 \vec{A}(\vec{r}) \quad (4.51)$$

Đây chính là dạng của phương trình London đã xét ở phần trên với biểu thức mô tả mật độ dòng siêu dẫn là:

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = - \left(\frac{e^2}{4\pi\lambda^2} \right) \vec{A}(\vec{r}) \quad (4.52)$$

Từ các phương trình (4.51) và (4.52) kết hợp với phương trình (4.48), ta có độ thấm sâu của từ trường vào trong chất siêu dẫn là:

$$\lambda = \left(\frac{mc^2}{4\pi q^2 |\Psi_0|^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{mc^2 \beta}{4\pi q^2 \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.53)$$

Đưa vào một đại lượng không đơn vị với tỷ lệ $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ của hai độ dài đặc trưng trong trạng thái siêu dẫn (độ thấm sâu/độ dài kết hợp) thì đại lượng κ sẽ là thông số quan trọng trong lý thuyết siêu dẫn. Thông số này gọi là thông số Ginzburg – Landau, có giá trị như sau:

$$\kappa = \left(\frac{mc^2}{q^2 \hbar^2} \frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{mc}{q\hbar} \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.54)$$

Giá trị của thông số Ginzburg – Landau (κ) là giá trị phân chia giữa siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II. Giá trị đó là: $\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Có thể sử dụng giá trị này như một tiêu chuẩn để phân biệt giữa siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II khi nghiên cứu các vật liệu siêu dẫn:

Nếu: $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ thì vật liệu là chất siêu dẫn loại I.

$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ thì vật liệu là chất siêu dẫn loại II.

4.3.3. Tính từ trường tới hạn trên (H_{c2}) trong siêu dẫn loại II

Trong siêu dẫn loại II, khi có từ trường ngoài, trong vùng xoáy sẽ hình thành các vùng siêu dẫn và vùng thường không siêu dẫn một cách tự phát cho đến khi từ trường $H < H_{c2}$. Ở điểm bắt đầu trạng thái siêu dẫn (tức là trong vùng $H < H_{c2}$) giá trị $|\Psi|$ là nhỏ và khi đó, có thể làm cho phương trình Ginzburg – Landau trở thành tuyến tính để nhận được phương trình sau:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\vec{\nabla} - \frac{i}{c} q \vec{A} \right)^2 \Psi = \alpha \Psi \quad (4.55)$$

Đây là dạng phương trình Schrödinger mô tả cho một hạt tự do với năng lượng α , khối lượng m và điện tích q trong từ trường H . Từ trường trong vùng siêu dẫn tại thời điểm bắt đầu, chính là từ trường ngoài kết hợp với véc tơ thế $\vec{A} = \vec{B} (0, x, 0)$ và phương trình (4.55) theo phương $H//z$ sẽ trở thành:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + \frac{qB}{c} x \right)^2 \Psi = \alpha \Psi \quad (4.56a)$$

Phương trình Schrödinger cho hạt tự do trong từ trường có nghiệm là:

$$\Psi(x, z) = e^{i(k_y y + k_z z)} \varphi(x) \quad (4.56b)$$

Thay nghiệm $\Psi(x, z)$ từ phương trình (4.56b) vào phương trình (4.56a), ta được phương trình sau:

$$\frac{1}{2m} \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} + \hbar^2 k_z^2 + \left(\hbar k_y - \frac{q}{c} Bx \right)^2 \right] \varphi(x) = \alpha \varphi(x) \quad (4.57)$$

Phương trình (4.57) là phương trình giao động điều hoà, nếu ta đặt $E = \alpha - \left[\left(\frac{\hbar^2}{2m} \right) \times (k_y^2 + k_z^2) \right]$ như là giá trị riêng của phương trình Schrödinger, thì phương trình (4.57) có dạng sau:

$$\frac{1}{2m} \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} + \left(\frac{q^2}{c^2} B^2 \right) x^2 - \left(2\hbar k_y - \frac{q}{c} B \right) x \right] \varphi(x) = E \varphi(x) \quad (4.58)$$

Số hạng tuyến tính theo x có thể lấy từ gốc O cho đến $x_0 = \hbar k_y \frac{q}{2mc} B$, như vậy nếu đặt $X = x - x_0$ thì phương trình (4.58) trở thành phương trình rút gọn sau đây:

$$-\left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dX^2} + \frac{1}{2} m \left(\frac{qB}{mc} \right)^2 X^2 \right] \varphi(x) = \left(E + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \right) \varphi(x) \quad (4.59)$$

Phương trình (4.59) sẽ có lời giải khi lấy giá trị lớn nhất của từ trường H với giá trị riêng thấp nhất là:

$$\frac{1}{2} \hbar \omega = \frac{\hbar q}{2mc} H_{\max} = \alpha - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (4.60)$$

Ở đây ω là tần số giao động điều hoà ($\omega = \frac{qB}{mc}$) và với k_z lấy giá trị bằng 0, ta có:

$$\frac{\hbar q}{2mc} H_{\max} = \alpha \quad (4.61)$$

$$\text{Do đó:} \quad H_{\max} = H_{c2} = \frac{2\alpha mc}{\hbar q} \quad (4.62)$$

Kết quả này có thể biểu diễn bằng cách kết hợp các phương trình (4.51) và (4.54) trong từ trường tới hạn nhiệt động H_c với thông số Ginzburg – Landau ($\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$) để được giá trị từ trường tới hạn H_{c2} :

$$H_{c2} = \frac{2mc\alpha}{\hbar q} \times \frac{\hbar q}{mc \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}} \times \frac{H_c \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}}{\alpha \sqrt{2}}$$

$$\text{Hay} \quad H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c \quad (4.63)$$

Khi $\frac{\lambda}{\xi} > \frac{1}{\sqrt{2}}$, chất siêu dẫn có từ trường tới hạn $H_{c2} > H_c$, ta nói rằng chất siêu dẫn là loại II.

Sử dụng phương trình (4.62) để biểu diễn H_{c2} theo các số hạng của lượng từ từ thông:

$$\Phi = \frac{2\pi \hbar c}{q} \quad \text{và} \quad \xi^2 = \frac{\hbar^2}{\alpha 2m} \quad \text{ta được:}$$

$$H_{c2} = \frac{2mc\alpha}{\hbar q} \times \frac{q\phi_0}{2\pi\hbar c} \times \frac{\hbar^2}{2m\alpha\xi^2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (4.64)$$

Kết quả này cho biết rằng từ trường tới hạn trên (H_{c2}) chính bằng một lượng từ thông trên diện tích $2\pi\xi^2$, nó tồn tại cùng với khoảng cách là độ dài kết hợp (ξ) và một lượng từ thông (Fluxoid) có độ lớn là Φ_0 .

Độ dài kết hợp ξ lần đầu tiên xuất hiện trong lời giải cho các cặp điện tử trong các phương trình hiện tượng luận như phương trình Ginzburg – Landau. Các phương trình này cũng có thể tìm được từ thuyết BCS. Chúng mô tả cấu trúc lớp chuyển giữa các pha thường và pha siêu dẫn tiếp xúc nhau. Độ dài kết hợp ξ và độ thâm sâu λ tìm được, về mặt lý thuyết phụ thuộc vào đoạn đường tự do trung bình của các điện tử đo được ở trạng thái thường.

4.3.4. Siêu dẫn dị hướng

Dị hướng siêu dẫn có thể kết hợp với lý thuyết hiện tượng luận của Ginzburg – Landau, bằng cách đưa vào “tenxơ khối lượng hiệu dụng” trong số hạng mô tả động năng ở phương trình Ginzburg – Landau (4.43) như sau:

$$\left[-i\hbar(\vec{\nabla} - \frac{i}{c}q\vec{A}) \right] \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{1}{m^*} \right] \cdot \left[-i\hbar(\vec{\nabla} - \frac{i}{c}q\vec{A}) \right] \psi + \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi = 0 \quad (4.65)$$

ở đây $\frac{1}{m^*}$ là tenxơ khối lượng hiệu dụng.

Tenxơ này có thể viết cho một hạt như sau:

$$\left[\frac{1}{m^*} \right] = \begin{bmatrix} \frac{1}{m_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{m_z} \end{bmatrix} \quad (4.66)$$

Với trục z là hướng đối xứng. Nghịch đảo của phương trình (4.66) ta thu được khối lượng hiệu dụng của hạt (m^*).

Hãy tìm biểu thức của từ trường tới hạn $H_{c2}(T)$ khi chất siêu dẫn đặt trong từ trường, ở gần nhiệt độ chuyển pha thông số trật tự trở thành rất nhỏ nên có thể bỏ qua. Phương trình mô tả trạng thái siêu dẫn khi đó được đồng nhất với phương trình Schrödinger của hạt chuyển động trong từ trường đồng nhất H_0 , có điện tích q và tenxơ khối lượng dị hướng m^* với các mức năng lượng có dạng dao động điều hòa là:

$$-\alpha = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c(\theta) \quad (4.67)$$

Ở đây $\omega_c(\theta)$ là tần số cyclotron phụ thuộc góc. Có thể tiến hành giải bài toán đơn giản bằng các phương trình Newton về hạt chuyển động dưới tác dụng của lực Lorentz:

$$m^* \vec{v} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H}_0 \quad (4.68)$$

Với $\vec{v}$ là vận tốc của hạt trong từ trường.

Nghiệm của phương trình này bao gồm các quỹ đạo ellip nằm ngang ở tần số:

$$\omega_c(\theta) = \frac{|q|}{c} H_0 \left(\frac{\sin^2 \theta}{m_x m_z} + \frac{\cos^2 \theta}{m_x^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.69)$$

Góc θ là góc đo hợp bởi từ trường với trục Z.

Nếu giải theo điều kiện năng lượng cực tiểu tương ứng với $n = 0$ trong phương trình (4.66), ta thu được từ trường tới hạn trên mô tả bằng biểu thức sau:

$$H_{c2}(\theta) = \frac{2ca(T_c - T)}{\hbar_q \left[\sin^2 \frac{\theta}{m_x m_z} + \cos^2 \frac{\theta}{m_x^2} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.70)$$

Nếu định nghĩa hai độ dài kết hợp theo các phương X và Z là, ta có:

$$\xi_x \equiv \left[\frac{\hbar^2}{2m_x a(T_c - T)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.71)$$

và

$$\xi_z \equiv \left[\frac{\hbar^2}{2m_z a(T_c - T)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.72)$$

và lấy lại giá trị lượng tử từ thông $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{q}$, khi đó phương trình (4.70) sẽ là:

$$H_{c2}(\theta) = \frac{\Phi_0}{2\pi (\sin^2 \theta \xi_x^2 \xi_z^2 + \cos^2 \theta \xi_x^4)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.73)$$

Trong thực tế, đối với các từ trường song song và vuông góc với mặt phẳng đối xứng của vật liệu thì biểu thức tương ứng sẽ là:

$$H_{c2}^{\parallel} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_x\xi_z} \quad (4.74a)$$

và
$$H_{c2}^{\perp} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_x^2} \quad (4.74b)$$

Như vậy sự phụ thuộc góc θ của từ trường tới hạn trên được đặc trưng bằng hai thông số ξ_x và ξ_z . Chú ý rằng trong hai phương trình (4.73) và (4.74) đều cho đặc trưng H_{c2} tuyến tính với $(T_c - T)$. Như vậy, có thể viết phương trình (4.70) theo dạng:

$$\frac{H_{c2}^2(\theta)}{H_{c2}^{2\perp}} \cos^2\theta + \frac{H_{c2}^2(\theta)}{H_{c2}^{2\parallel}} \sin^2\theta = 1 \quad (4.75)$$

Phương trình này cho ta dạng phương trình ellip.

Phương trình (4.44) có thể biểu diễn dưới dạng thông thường cho trường hợp siêu dẫn dị hướng bằng việc thay thế m^{-1} bằng tensor $\left(\frac{1}{m}\right)$ từ phương trình (4.65). Khi đó sẽ tìm được kết quả của độ thâm sâu London dị hướng trong các vật liệu siêu dẫn dị hướng.

4.3.5. Dị hướng khe năng lượng và xác định giá trị khe

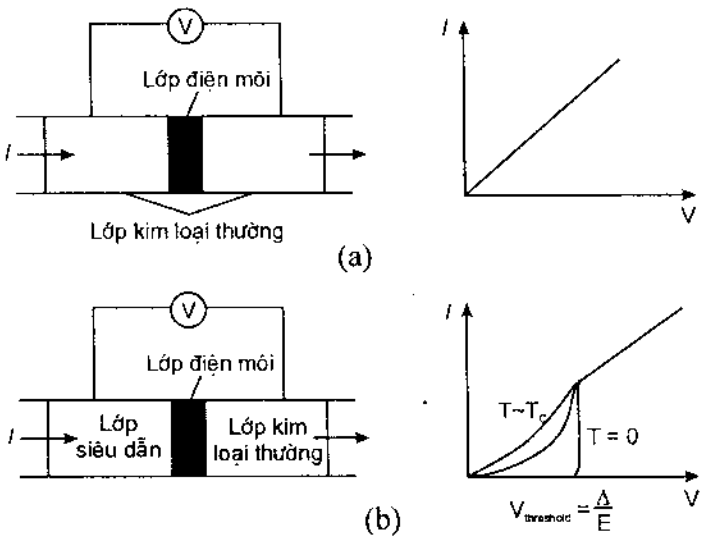
Khe năng lượng là một thông số đặc trưng chính cho trạng thái siêu dẫn. Thực tế cho thấy có tồn tại dị hướng khe năng lượng. Các biểu thức tính toán cho khe năng lượng trong lý thuyết BCS trên đây cho thấy, khe năng lượng không chỉ phụ thuộc nhiệt độ mà còn phụ thuộc vị trí không gian của các điện tử như vector vị trí hay vector mômen động lượng ($\vec{p}$) của các điện tử. Do đó, khe năng lượng có thể cho các giá trị khác nhau theo các phương khác nhau - đó là dị hướng khe năng lượng. Dị hướng khe năng lượng do một vài yếu tố sau đây:

1. Tương tác Phonon – electron trong lý thuyết BCS phụ thuộc hướng của electron và momen phonon. Như vậy, tương tác electron - electron hiệu dụng trở thành thuận lợi ở các hướng ưu tiên gây nên dị hướng khe năng lượng.
2. Sự tán xạ năng lượng E_p là quan trọng do đóng góp của các trạng thái ở gần mặt Fermi. Vấn đề này nói lên rằng, tác động tán xạ năng lượng cũng gây nên dị hướng khe trong trạng thái siêu dẫn.

Xét trong mô hình khe năng lượng đẳng hướng, tương tác hiệu dụng được giả thiết là phụ thuộc vào hướng tán xạ và định luật tán xạ $E(p) = \frac{p^2}{2m^*}$ (p là momen động lượng của điện tử). Mô hình này đúng với mặt cầu Fermi có vectơ sóng k_F . Trong thực tế, hướng tán xạ của các điện tử trong không gian trong từng vật liệu có khác nhau. Thêm vào đó, phổ dao động mạng của chúng cũng khác nhau. Các nguyên nhân đó cũng gây nên khe năng lượng trở thành dị hướng.

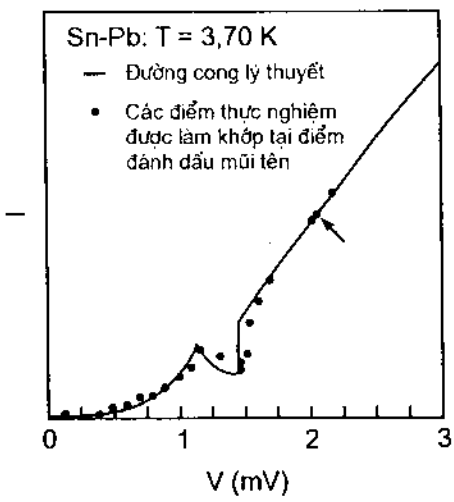
Ví dụ: Khi nhiệt độ tăng, khe năng lượng trở thành nhỏ dần và cuối cùng biến mất ở $T = T_C$, nhưng khe năng lượng (Δ) có thể biến mất nhanh hơn trong hướng này so với hướng khác. Điều đó có thể xem như bằng chứng về dị hướng khe.

Có thể quan sát sự tồn tại và xác định giá trị của khe năng lượng bằng kính hiển vi từ ngoại. Bằng cách cho tiếp xúc tunel S – I – M (Siêu dẫn - Điện môi - Kim loại thường) như hình 4.4 dưới đây.



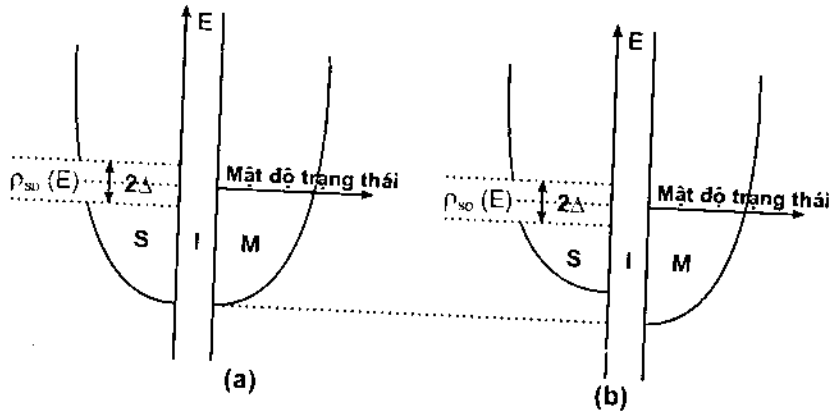
Hình 4.4

Giá trị I-V trong tiếp xúc M-I-M (hình 4.4a); Giá trị I-V trong tiếp xúc SD-I-M (hình 4.4b)



Hình 4.5

Dòng Tunnel thông thường giữa hai chất siêu dẫn (chì và kẽm). Đường liền nét là dự đoán của lý thuyết BCS. (S. Shapiro et al., IBM, J. Rev. Develop. 6 (1962) 34)



Hình 4.6

- a) Giảm đồ năng lượng ứng với các trạng thái khi không có từ trường ($H = 0$) b) Giảm đồ năng lượng khi có từ trường ($H \neq 0$)

Các mức năng lượng (E) được lấp đầy đến giá trị Max (E_F) trong trạng thái kim loại thường và khi đạt đến trạng thái siêu dẫn, mức năng lượng sẽ nhảy lên ở giá trị $E_F - \Delta$ (Δ gọi là khe năng lượng sinh ra trong trạng thái siêu dẫn).

Giá trị khe này chỉ sinh ra khi có dòng tunel xuất hiện do tạo ra thế tiếp xúc $eV = \Delta$. Dòng tunel xuất hiện chính là bằng chứng tồn tại của khe năng lượng trong trạng thái siêu dẫn (hình 4.5).

Khi đặt từ trường ngoài (H), thì từ trường tác dụng làm thay đổi sự phân bố các mức năng lượng (E). Dòng Tunel tồn tại cho đến khi tiếp xúc đặt vào đạt đến giá trị $V = \frac{\Delta}{e}$. Như vậy khi không có từ trường ngoài thì không có sự kích thích electron, bởi vì hai vật liệu tiếp xúc trạng thái cân bằng nhiệt và mức E_F của chúng trùng nhau (hình 4.6).

Khi cho một hiệu điện thế V chạy qua tiếp xúc S - I - M, dòng tunel xuất hiện và độ lớn của khe năng lượng (Δ) có thể xác định được bằng vôn kế. Giá trị này ứng với hiệu điện thế có dòng tunel xuất hiện khi $eV = \Delta$.

4.4. Mô hình hai chất lỏng

Lý thuyết "Mô hình hai chất lỏng về siêu dẫn" được Gorter và Kazimir đưa ra lần đầu tiên năm 1934. Cơ sở của vấn đề dựa trên tính suy giảm entropy trong trạng thái siêu dẫn. Có thể tóm tắt như sau:

Xuất phát từ tính trật tự trong trạng thái siêu dẫn và tính mất trật tự của hệ ở trạng thái thường, các tác giả đã đưa vào một thông số đặc trưng ω được gọi là thông số trật tự. Thông số trật tự ω thỏa mãn hai giả định sau đây:

- Ở trạng thái siêu dẫn có mức năng lượng thấp hơn trạng thái thường, hệ điện từ trong vật liệu

siêu dẫn bao gồm hai thành phần, đó là các điện tử siêu dẫn tải dòng siêu dẫn trong trạng thái cơ bản và không mang entropy, còn các điện tử thường mang entropy của toàn hệ ở trạng thái bị kích thích. Hai trạng thái điện tử này ở tách biệt nhau qua khe năng lượng. Các loại “khí” điện tử này có thể trộn vào nhau mà không tương tác với nhau và không gây ảnh hưởng cho nhau.

- Trong vùng nhiệt độ $T < T_C$: nếu hệ siêu dẫn có ω điện tử ở trạng thái siêu dẫn thì có $(1 - \omega)$ điện tử ở trạng thái thường. Thông số đặc trưng ω này là hàm của nhiệt độ.

Theo các giả thiết trên, ta có:

Tại $T = 0 \text{ K}$ thì $\omega = 1$.

Tại $T = T_C$ thì $\omega = 0$.

Gọi hàm phân bố các điện tử thường là f_N và hàm phân bố các điện tử siêu dẫn là f_{SD} . Số hạt phân bố trên một đơn vị thể tích là N . Ta có năng lượng tự do ở trạng thái siêu dẫn trên một đơn vị thể tích (hoặc mật độ năng lượng tự do siêu dẫn) là:

$$G_{SD} = N [f_N (1 - \omega) g_N(T) + f_{SD}(\omega) g_{SD}(T)] \quad (4.76)$$

Ở đây $g_N(T)$ là mật độ năng lượng của một hạt (hoặc một electron) ở trạng thái thường và $g_{SD}(T)$ là năng lượng của một hạt ở trạng thái siêu dẫn.

Theo công thức nhiệt dung điện tử ở nhiệt độ thấp, ta có:

$$C_e = \gamma T \quad (4.77)$$

và định nghĩa nhiệt dung chính là đạo hàm nội năng của hệ theo nhiệt độ: $C = \frac{\partial U}{\partial T}$, cho nên năng lượng tự do của các điện tử ở trạng thái thường sẽ là:

$$G_N = -\frac{\gamma T^2}{2} \quad (4.78)$$

Năng lượng tự do của các điện tử ở trạng thái siêu dẫn (đã chứng minh trong lý thuyết nhiệt động học của chuyển pha siêu dẫn) là:

$$G_{SD} = \frac{H_c^2}{8\pi} \quad \text{tại } T = 0 \text{ K} \quad (4.79)$$

Như vậy:

$$g_N = -\frac{\gamma T^2}{2N} \quad \text{và} \quad g_{SD} = -\frac{H_c^2}{8\pi N} \quad (4.80)$$

Thay các kết quả trong phương trình (3.9) vào phương trình (4.76) ta được:

$$G_S = N \left\{ f_N (1 - \omega) \left(-\frac{\gamma T^2}{2N} \right) + f_{SD}(\omega) \left(-\frac{H_c^2}{8\pi N} \right) \right\}$$

$$= -\frac{1}{2} f_N (1 - \omega) \gamma T^2 + \left(-\frac{1}{2} \right) f_{SD}(\omega) \frac{H_c^2}{4\pi} \quad (4.81)$$

Chọn các hàm f_N và f_{SD} sao cho phù hợp với phương trình đưa ra bằng các hàm sau đây:

$$f_N (1 - \omega) = (1 - \omega)^{1/2} \quad (4.82)$$

$$f_{SD}(\omega) = \omega \quad (4.83)$$

Thay phương trình (4.82) và (4.83) vào phương trình (4.81) ta có:

$$G_{SD} = -\frac{1}{2} (1 - \omega)^{1/2} \gamma T^2 - \frac{1}{2} \omega \frac{H_c^2}{4\pi} \quad (4.84)$$

Lấy đạo hàm phương trình (4.84) theo ω ta được:

$$\frac{dG_{SD}}{d\omega} = \frac{1}{4} \frac{\gamma T^2}{(1 - \omega)^{1/2}} - \frac{1}{2} \frac{H_c^2}{4\pi} = 0 \quad (4.85)$$

$$(1 - \omega) = \left(\frac{\gamma T^2}{\frac{1}{2} \pi H_c} \right)^2 \quad (4.86)$$

Từ phương trình (4.86) suy ra:

$$\omega = 1 - \left(\frac{\gamma T^2}{\frac{1}{2} \pi H_c} \right)^2 = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \quad (4.87)$$

với:

$$\gamma = \frac{1}{2\pi} \frac{H_c^2}{T_c^2} \quad \text{khi } T = T_c; \omega = 0$$

Vậy năng lượng tự do ở trạng thái siêu dẫn là:

$$G_S = \frac{1}{4} \gamma \frac{T^4}{T_c^2} - \frac{1}{4} g T_c^2 \quad (4.88)$$

và Entropy ($S_S(e)$) của các điện tử ở trạng thái siêu dẫn là:

$$S_S(e) = \frac{dG_{SD}}{dT} = \gamma \frac{T^3}{T_c^2} \quad (4.89)$$

Nhiệt dung của điện tử ở trạng thái siêu dẫn là:

$$C_S(e) = T \frac{dS_{SD}}{dT} = T\gamma \frac{3T^2}{T_C^2} = 3\gamma \frac{T^3}{T_C^2} \quad (4.90)$$

Nghĩa là:

$$C_S(e) = \frac{3\gamma}{T_C^2} T^3 = \beta T^3 \quad (4.91)$$

Kết quả này trùng với định luật T^3 của Debye.

Lý thuyết này có thể giải thích được một số kết quả thực nghiệm ở trạng thái siêu dẫn như sau:

- Khi $T = 0$ K tất cả các điện tử đều ở trạng thái cơ bản (trạng thái siêu dẫn), chúng ngưng tụ và không mang entropy nên entropy ở trạng thái siêu dẫn thấp hơn entropy ở trạng thái thường.
- Khi $0 < T < T_C$, một số điện tử siêu dẫn ở trạng thái cơ bản trở thành bị kích thích. Các điện tử này có khả năng vượt qua khe năng lượng theo hàm xác suất dạng $e^{-\epsilon}$. Điều này làm cho nhiệt dung của vật liệu thay đổi theo.
- Do các điện tử siêu dẫn tải dòng siêu dẫn và không mang entropy nên chúng không đóng góp vào độ dẫn nhiệt của vật liệu. Vì vậy ở trạng thái siêu dẫn, vật liệu gần như không dẫn nhiệt.
- Dòng chạy trong trạng thái siêu dẫn là dòng của các điện tử siêu dẫn nên không tổn hao năng lượng, vì tổng $R = 0$ (các điện tử thường không có vai trò gì).

Chương 5

LÝ THUYẾT VI MÔ VỀ SIÊU DẪN

5.1. Lý thuyết BCS về siêu dẫn

Lý thuyết BCS do Bardeen – Cooper và Schrieffer đưa ra năm 1957 đã giải thích thoả đáng hầu như tất cả các kết quả thực nghiệm mà các lý thuyết trước đó không làm được. Chúng ta hãy xem xét một cách sơ lược lý thuyết này theo quan điểm lượng tử.

Có hai kết quả thực nghiệm để kiểm tra lý thuyết đó là:

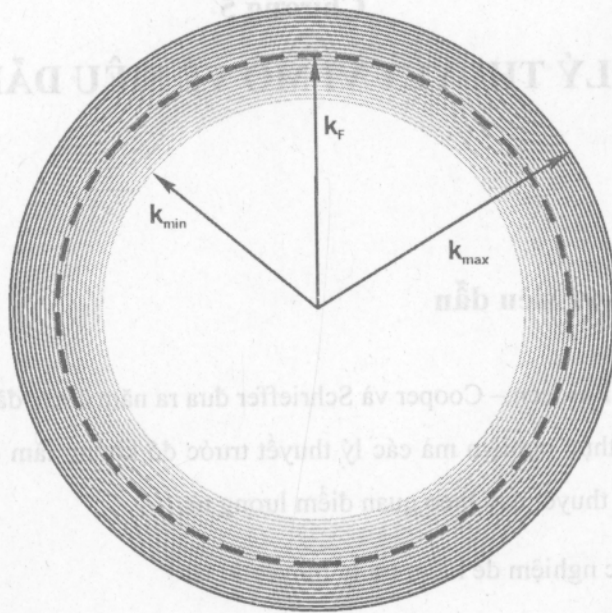
1. Nhiều lý thuyết trước đây đều dựa trên cơ sở các điện tử tương tác trực tiếp lẫn nhau thông qua tương tác đẩy Coulomb.

Hiệu ứng đồng vị (isotop) cho biết rằng, khối lượng hạt nhân nguyên tử (số neutron) đóng vai trò cơ bản trong việc quyết định giá trị nhiệt độ T_C . Vậy là, trong hiện tượng siêu dẫn có vai trò cơ bản của dao động mạng và sự chuyển động của các hạt nhân nguyên tử. Như vậy, lý thuyết mới BCS không dựa trên đặc trưng tương tác đẩy Coulomb giữa các điện tử, mà dựa trên tương tác hút electron – phonon.

2. Thực nghiệm cho thấy rằng trong trạng thái cơ bản, phổ năng lượng kích thích của các điện tử kim loại có trong trạng thái cơ bản (trạng thái thường) thay đổi liên tục bắt đầu từ 0 cho đến khi đạt được giá trị là 2Δ trong trạng thái siêu dẫn (ví dụ trong siêu dẫn chì (Pb) là: $2\Delta \approx 3k_B T_C$). Giá trị khe năng lượng 2Δ này được gọi là khe năng lượng. Như vậy khe năng lượng được sinh ra trong vùng bị kích thích. Ý nghĩa của nó là: Các điện tử ở trạng thái siêu dẫn đã tạo thành những cặp liên kết và phải cần một năng lượng đúng bằng giá trị khe (2Δ) mới làm tách chúng ra được.

Mô hình lý thuyết về siêu dẫn của Cooper tóm tắt như sau:

Giả định là: đặc trưng tương tác hút của điện tử – điện tử có thể dẫn đến sự xuất hiện các đôi điện tử liên kết. Tương tác giữa các điện tử biểu hiện dưới dạng trao đổi phonon, nghĩa là một điện tử phát ra một phonon làm biến dạng mạng còn điện tử kia bắt lấy nó để điều chỉnh sự biến dạng đó và như vậy hai điện tử trao đổi năng lượng và xung lượng cho nhau qua phonon (hay mạng tinh thể).



Hình 5.1

Các điện tử tương tác trong hình cầu số sóng $\vec{k}$

Nếu năng lượng cực đại của các phonon là $\hbar\omega_D$ (ω_D là tần số Debye), thì sự trao đổi năng lượng cực đại giữa các đôi điện tử sẽ là $\hbar\omega_D$.

Giả thiết rằng động năng của các điện tử có vector số sóng $\vec{k}$ là:

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (5.1)$$

với m^* là khối lượng hiệu dụng của điện tử.

Trong trường hợp không tương tác, các trạng thái điện tử bị lấp đầy đến mức năng lượng Fermi là:

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} \quad (5.2)$$

Trong khi đó, các trạng thái điện tử có năng lượng lớn hơn E_F là rỗng (empty). Trong trường hợp này, các điện tử phân bố trên đây có thể nhận được hoặc làm mất đi một năng lượng cực đại là $\hbar\omega_D$ bằng con đường truyền phonon. Như vậy, các điện tử gây nên tương tác thông qua phonon chỉ gồm các điện tử có năng lượng E thỏa mãn bất hệ thức sau đây:

$$\frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} - \hbar\omega_D < E < \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} + \hbar\omega_D \quad (5.3)$$

Vì theo nguyên lý Pauli: Điện tử chỉ có thể tán xạ vào trong trạng thái chưa bị lấp đầy. Như vậy, các điện tử tương tác thông qua phonon có thể biểu diễn bên trong hình cầu số sóng $\vec{k}$ như hình 5.1. Cooper đã khảo sát một đôi điện tử có tổng xung lượng bằng 0.

Gọi các vector vị trí của một đôi điện tử là $\vec{r}_1$ và $\vec{r}_2$, khi đó hàm sóng của đôi điện tử có thể viết dưới dạng:

$$\psi_{12} = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} C_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \quad (5.4)$$

Ở đây V là thể tích của tinh thể. Hệ số $C_{\vec{k}}$ trong phương trình (5.4) cho biết rằng các đôi điện tử tạo thành từ các điện tử có vector số sóng $\vec{k}$ và $-\vec{k}$ nằm trong vùng tương tác gây nên biên độ giao động nào đó, khi đôi điện tử liên kết được mô tả bằng hàm sóng Ψ_{12} . Như vậy, $C_{\vec{k}}$ chính là biên độ giao động của đôi điện tử liên kết đó. Năng lượng của các phonon được sinh ra do tương tác điện tử - điện tử được ký hiệu là G_{12} .

Hàm sóng Ψ_{12} của đôi điện tử liên kết phải thỏa mãn phương trình Schrödinger với năng lượng E. Theo phương trình:

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta_1}{2m} - \frac{\hbar^2 \Delta_2}{2m} + G_{12} \right) \psi_{12} = E \psi_{12} \quad (5.5)$$

Để đơn giản ta, chọn G_{12} là thế năng giữa hai hàm sóng bất kỳ $\Psi_{12} = \frac{1}{V} C_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}$ tác dụng lên $\left\langle \vec{k}, -\vec{k} \left| \right. \vec{k}', -\vec{k}' \right\rangle$ là các nguyên tố ma trận ($-g$), $g > 0$ và không đổi, nếu vector số sóng của điện tử nằm trong vùng không gian biểu diễn trên hình 5.1 và các giá trị $\vec{k}_{\min} < \vec{k} < \vec{k}_{\max}$ thì:

$$\begin{aligned} \left\langle \vec{k}, -\vec{k} \left| G_{12} \right| \vec{k}', -\vec{k}' \right\rangle &= -\frac{g}{V} \quad \text{nếu } \vec{k}_{\min} < \vec{k}, \vec{k}' < \vec{k}_{\max} \\ \left\langle \vec{k}, -\vec{k} \left| G_{12} \right| \vec{k}', -\vec{k}' \right\rangle &= 0 \text{ trong mọi trường hợp khác} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Thay phương trình (5.4) vào phương trình (5.5) rồi nhân phương trình thu được với hàm sóng $\frac{1}{V} C_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}$, sau đó tích phân kết quả theo $\vec{r}_1$ và $\vec{r}_2$ ta nhận được phương trình sau:

$$2E_{\vec{k}} C_{\vec{k}} - \frac{g}{V} \sum_{\vec{k}' \in G} C_{\vec{k}'} = E C_{\vec{k}} \quad (5.7)$$

ở đây G có ý nghĩa trong vùng năng lượng $\frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} - \hbar\omega_D < E < \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} + \hbar\omega_D$

Đặt:
$$C = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} C_{\vec{k}} \quad (5.8)$$

Khi đó phương trình (5.7) có dạng nghiệm là:

$$C_{\vec{k}} = \frac{gC}{2E_{\vec{k}} - E} \quad (5.9)$$

áp dụng mô hình này cho trường hợp đơn giản nhất là: giả thiết các vector sóng ($\vec{k}$) của từng điện tử lớn hơn giá trị $\vec{k}_{\min}$ là vùng làm ngừng tương tác, khi đó:

$$C_{\vec{k}} = 0 \quad \text{nếu } \vec{k} > \vec{k}_{\min} \quad (5.10)$$

Như vậy, trong trường hợp không tương tác thì năng lượng cực tiểu của khí điện tử sẽ là $2E_{\vec{k}_{\min}}$ và năng lượng liên kết của cặp điện tử liên kết sẽ là 2Δ , tức là:

$$E = 2E_{\vec{k}_{\min}} - 2\Delta \quad (5.11)$$

Từ phương trình (5.10) và (5.11) kết hợp với phương trình (5.9) ta được:

$$\frac{g}{2V} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\left(E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}_{\min}}\right) + \Delta} = 1 \quad (5.12)$$

Chuyển sự phụ thuộc $\vec{k}$ bằng tích phân theo dE trong phương trình (5.12) ta có:

$$\frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \rightarrow \int \rho(E) dE \quad (5.13)$$

Ở đây $\rho(E)$ là mật độ trạng thái. Mật độ này có thể đưa vào tích phân và được thay bằng giá trị trung bình của năng lượng Fermi (E_F). Vậy phương trình (5.12) có thể viết:

$$\frac{1}{2} \rho(E_F) \int_{E_{\vec{k}_{\min}}}^{E_{\vec{k}_{\min}} + 2\hbar\omega_D} \frac{1}{(E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}_{\min}}) + \Delta} dE = 1 \quad (5.14)$$

Kết quả tích phân theo điều kiện (5.3) là:

$$\frac{1}{2} g \rho(E_F) \ln \frac{2\hbar\omega_D + \Delta}{\Delta} = 1 \quad (5.15)$$

Hằng số g trong phương trình (5.15) được gọi là hệ số liên kết. Nếu sự liên kết tương đối yếu: ($g \ll 1$) nghĩa là: $\Delta \ll \hbar\omega_D$ thì giá trị Δ sẽ là:

$$\Delta = 2\hbar\omega_D e^{-\frac{2}{g\rho(E_F)}} \quad (5.16)$$

Đây chính là giá trị của khe năng lượng trong trạng thái siêu dẫn trong lý thuyết BCS.

Vậy, mô hình đơn giản xét một đôi điện tử liên kết (còn gọi là cặp Cooper) trên đây cho thấy rằng: Do sự trao đổi trực tiếp của phonon, đã tạo nên tương tác hút và do đó sinh ra các cặp điện tử liên kết (cặp Cooper) có năng lượng liên kết đúng bằng giá trị của khe năng lượng 2Δ .

5.2. Một số kết quả từ lý thuyết BCS

5.2.1. Tính toán giá trị một số đại lượng trong lý thuyết BCS

Trong các cặp Cooper, xung lượng và động năng của các điện tử lớn hơn trong trường hợp không liên kết (không có tương tác hút). Lý thuyết BCS cho thấy rằng chỉ có các cặp điện tử có vector sóng đối nhau ($\vec{k}$) và ($-\vec{k}$), xung lượng đối nhau ($\vec{p}$) và ($-\vec{p}$) với các spin điện tử đối song song, mới có khả năng tạo thành cặp Cooper. Trong một cặp Cooper, một điện tử có spin ($\uparrow$) và một điện tử có spin ($\downarrow$), nghĩa là tổng spin trong một cặp bằng 0. Kết quả tính toán cho khe năng lượng Δ trong lý thuyết BCS khi $T = 0$ K là:

$$\Delta = 2\hbar\omega_D e^{-\frac{2}{g\rho(E_F)}} \quad (5.17)$$

Phương trình này có độ lớn giống với phương trình (5.16) ở trạng thái siêu dẫn. Giá trị mật độ năng lượng trong trạng thái siêu dẫn và trạng thái cơ bản không tương tác (trạng thái thường) khác nhau là:

$$\varepsilon_0 = -\frac{2\rho(E_F)(\hbar\omega_D)^2}{e^{\frac{2}{g\rho(E_F)}} - 1} \quad (\text{với } g \ll 1) \quad (5.18)$$

Như vậy, năng lượng của trạng thái siêu dẫn nằm dưới mức năng lượng của trạng thái không tương tác.

5.2.2 Những kết quả tiên đoán từ lý thuyết BCS

Các tính toán cơ học thống kê dựa trên cơ sở lý thuyết BCS đã tính được hệ thức cho nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn T_C trong từ trường bằng không là:

$$k_B T_C = 1,14\hbar\omega_D e^{-\frac{1}{g\rho(E_F)}} \quad (5.19)$$

Cũng trên cơ sở lý thuyết BCS, biểu thức mô tả sự phụ thuộc nhiệt độ của khe năng lượng là trong trạng thái siêu dẫn là:

$$\Delta(T) = 3,5k_B T_C \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.20)$$

Tại nhiệt độ 0 tuyệt đối ($T = 0 \text{ K}$), giá trị khe năng lượng là:

$$\Delta(T = 0) = 3,5k_B T_C \quad (5.21)$$

Các kết quả của lý thuyết BCS có thể giải thích tốt các hiệu ứng đồng vị và bước nhảy nhiệt dung ở trạng thái chuyển pha.

Từ phương trình (5.20) nhận thấy rằng: trong trạng thái siêu dẫn, khi tăng nhiệt độ $T = T_C$ thì khe năng lượng biến mất. Nghĩa là, trạng thái siêu dẫn bị phá vỡ.

Như vậy, bản chất của cặp Cooper trong trạng thái siêu dẫn trong lý thuyết BCS là:

- Các quỹ đạo một hạt bị lấp đầy bởi các cặp điện tử (cặp Cooper).
- Nếu quỹ đạo có vector số sóng ($\vec{k}$), xung lượng ($\vec{p}$) và spin ($\uparrow$) bị lấp đầy thì khi đó quỹ đạo có vector sóng ($-\vec{k}$), xung lượng ($-\vec{p}$) và spin ($\downarrow$) cũng bị lấp đầy. Ngược lại, nếu quỹ đạo có $\vec{k}$, $\vec{p}$ và spin ($\uparrow$) là rỗng thì quỹ đạo có ($-\vec{k}$), ($-\vec{p}$) và spin ($\downarrow$) cũng bị rỗng.

Trên cơ sở của lý thuyết này người ta tiên đoán được, ở gần nhiệt độ tới hạn (T_C) (trong từ trường bằng không) thì khe năng lượng biến mất dần theo định luật sau:

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} = 1,74 \left(1 - \frac{T}{T_C} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{khi } T \approx T_C \quad (5.22)$$

Lý thuyết BCS còn tiên đoán cho phép tính được từ trường tới hạn $H_c(T)$ biểu hiện trong trạng thái siêu dẫn là:

$$\frac{H_c(T)}{H_c(0)} \approx 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \quad (5.23)$$

Định luật này được mô tả trong mục 2.3.1. Ở nhiệt độ tới hạn (T_C) trong từ trường 0, lý thuyết BCS cũng tiên đoán rằng nhiệt dung là một hàm không liên tục. Nhiệt dung giữa trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường là:

$$\left. \frac{C_S - C_N}{C_N} \right|_{T=T_C} = 1,43 \quad (5.24)$$

Giá trị này trùng với giá trị thu được trong phương trình (3.6) và (3.7) ở chương 3. Bước nhảy nhiệt dung của một số chất giữa trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường, xác định được bằng thực nghiệm được ghi trong bảng 5.1.

Bảng 5.1

Giá trị đo được của $\frac{2\Delta(0)}{k_B T_C}$

Nguyên tố	$2\Delta(0)/k_B T_C$	Nguyên tố	$2\Delta(0)/k_B T_C$
Al	3,4	Sn	3,5
Cd	3,2	Ta	3,6
Hg(a)	4,6	Tl	3,6
In	3,6	V	3,4
Nb	3,8	Zn	3,2
Pb	4,3		

Chú ý rằng giá trị tính được theo lý thuyết BCS là 3,53.

5.3. Các tính chất vĩ mô của chất siêu dẫn theo lý thuyết BCS

5.3.1. Nhiệt độ tới hạn

Hãy xem xét hiện tượng xảy ra khi cặp Cooper tách thành hai giả hạt (ví dụ bằng phóng xạ chẳng hạn). Khi nhiệt độ tăng lên trên nhiệt độ không tuyệt đối, các cặp Cooper bị vỡ ra do kích thích nhiệt và ở những nhiệt độ xác định, số giả hạt được xác định bằng các định luật thống kê. Tuy nhiên, điều phức tạp là khe năng lượng không là một hằng số mà nó giảm khi nhiệt độ tăng. Trong phần trước ta đã thấy, nếu các điện tử trong trạng thái $(\vec{p} \uparrow)$ không tìm được đối tác trong trạng thái $(-\vec{p} \downarrow)$ để tạo thành cặp Cooper thì năng lượng tương tác cặp giảm đi. Sự giảm năng lượng tương tác này cũng có nghĩa là sự giảm giá trị khe năng lượng. Khi nhiệt độ tăng lên, các đôi Cooper tiếp tục bị tách. Số các giả hạt tăng lên và khe năng lượng tiếp tục giảm cho đến nhiệt độ đạt được cuối cùng tại khe năng lượng bằng 0. Đây chính là nhiệt độ tới hạn T_C . Ở trên nhiệt độ này, các điện tử đơn không thể biểu diễn bằng hàm sóng của cặp điện tử như trong các phương trình (5.4) và (5.5). Hàm sóng được mô tả trong các phương trình này có thể viết đơn giản là:

$$\Psi(\vec{p}_{\uparrow}, -\vec{p}_{\downarrow}) = \varphi(\vec{p}_{\uparrow}) \times \varphi(-\vec{p}_{\downarrow}) \quad (5.25)$$

Sự thay đổi theo nhiệt độ của khe năng lượng được lý thuyết BCS tiên đoán là $E_g \sim \Delta$. Kết quả này được minh họa trên hình 5.2. Dạng đường cong này đã được khẳng định bằng thực nghiệm. Bảng 5.2 cho biết khe năng lượng liên quan đến nhiệt độ tới hạn của một số nguyên tố xác định bằng thực nghiệm.

Bảng 5.2

Nhiệt độ tới hạn liên quan đến khe năng lượng của một vài nguyên tố xác định bằng thực nghiệm

Nguyên tố	$2\Delta(0)/k_B T_C$ (thực nghiệm)
In	4,1
Sn	3,6
Hg	4,6
V	3,4
Pb	4,1

Lý thuyết BCS cũng tiên đoán được rằng nhiệt độ tới hạn liên quan đến khe năng lượng tại $T = 0 \text{ K}$ bằng phương trình (5.21):

$$E_g(0) = \Delta(0) = 3,5k_B T_C \quad (5.26)$$

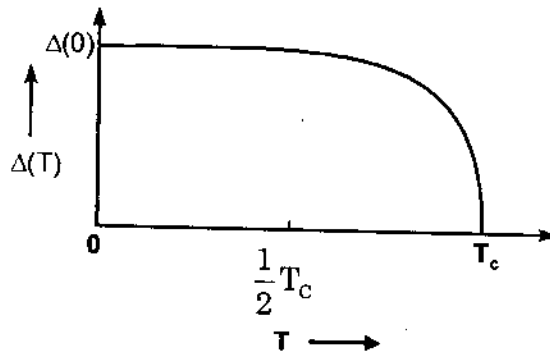
Các giá trị thực nghiệm này gần trùng với giá trị lý thuyết. Kết hợp hai phương trình (5.15) và (5.17) ta có:

$$3,5k_B T = 2\hbar\omega_D \exp\left(-\frac{2}{\rho(\epsilon_F)g}\right) \quad (5.27)$$

ở đây ω_D tỉ lệ với $M^{-1/2}$ với M là khối lượng đồng vị. Điều này giải thích cho nguồn gốc của hiệu ứng đồng vị. $M^{-1/2}$ luôn tìm được bằng thực nghiệm.

5.3.2. Ẩn nhiệt

Hình 5.2 cho thấy ở những nhiệt độ dưới $0,6T_C$, khe năng lượng hoàn toàn không phụ thuộc vào nhiệt độ. Giá trị năng lượng $\Delta(0)$ là hằng số, do đó khi nhiệt độ tăng lên, các cặp Cooper bị phá vỡ và số các cặp bị phá vỡ ở một nhiệt độ T trong vùng này tỉ lệ với: $\exp\left(\frac{-\Delta(0)}{k_B T}\right)$ giống như kết quả tìm được bằng thực nghiệm ở những nhiệt độ thấp.



Hình 5.2

Sự thay đổi của khe năng lượng theo nhiệt độ

Ở những nhiệt độ gần bằng T_C , nhiệt dung tăng lên rất nhanh theo nhiệt độ bởi vì $\Delta(T)$ trở thành nhỏ hơn. Ở trên nhiệt độ T_C , các điện tử trở thành giống như trong kim loại thường, khi đó không có sự đóng góp của điện tử vào nhiệt dung như sự tách cặp, cho nên tại nhiệt độ tới hạn T_C nhiệt dung đột ngột giảm xuống theo sự tăng của nhiệt độ. Khe năng lượng giảm đều tới 0 theo nhiệt độ khi nhiệt độ tiến gần đến T_C . Trong vùng lân cận T_C , tổng năng lượng của các điện tử ở phía dưới T_C chính xác bằng tổng năng lượng của các điện tử ở phía trên T_C . Do đó, ở đây không có nhiệt Latent đi kèm khi chuyển pha và cho kết quả là entropy không thay đổi. Kết hợp sự gián đoạn của nhiệt dung và không có nhiệt Latent là đặc trưng của chuyển pha loại II. Từ đó, có thể suy ra rằng, nhiệt độ tới hạn chính là nhiệt độ tại đó nội năng của các điện tử bắt đầu thay đổi do có sự

xuất hiện khe năng lượng. Đây là điểm ngược với chuyển pha loại I. Ví dụ như sự đóng băng chất lỏng: ở đây nội năng của các nguyên tử thay đổi liên tục đi kèm với nhiệt Latent.

5.3.3. Từ trường tới hạn nhiệt động lực học

Từ trường tới hạn thỏa mãn hệ thức mật độ năng lượng tự do giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn:

$$\frac{1}{2} \mu_o H_c^2 = g_N - g_S \quad (5.28)$$

Ở nhiệt độ tuyệt đối (0 K), $g_N - g_S$ chính bằng độ chênh lệch mật độ nội năng giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn (ở đây bỏ qua sự khác nhau về thể tích giữa hai trạng thái). Theo lý thuyết BCS thì sự chênh lệch này chính là năng lượng liên kết của các cặp Cooper trong trạng thái siêu dẫn so với kim loại thường (nơi mà không có sự tạo cặp). Giá trị này có thể tính được và kết quả là:

$$\frac{1}{2} \mu_o H_c^2 = (g_N - g_S)_{T=0} = \frac{1}{2} N(\epsilon_F) \Delta^2(0) \quad (5.29)$$

Nhưng $\Delta(0)$ liên quan đến T_C bằng phương trình $\Delta(0) = 3,5 k_B T_C$ nên:

$$\frac{H_c^2}{T_C^2} = \frac{0,47 \gamma}{\mu_o} \quad (5.30)$$

Ở đây $\gamma = \frac{2}{3} \pi^2 N(\epsilon_F) k_B^2$ là hệ số Sommerfeld trong biểu thức nhiệt dung. $N(\epsilon_F)$ là mật độ trạng thái ở mức Fermi của kim loại thường.

Theo phương trình trên thì nếu biết hai trong ba đại lượng H_c , T_C và γ có thể suy ra đại lượng còn lại. Phương trình này thỏa mãn hoàn toàn cho phương trình:

$$\Delta(0) = 3,5 k_B T_C = E_g(0)$$

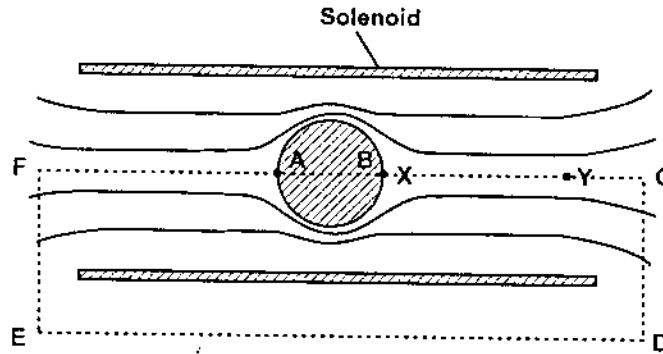
Phương trình trên đây mô tả H_c phụ thuộc T_C chính là quy luật của các trạng thái tương ứng. Cần lưu ý rằng biểu thức này là một trong những thành công nổi bật của lý thuyết BCS. Đó là, mặc dù có sự thay đổi lớn trong tính chất của các kim loại ở trong trạng thái thường, nhưng các chất siêu dẫn khác nhau đã tuân theo hoàn toàn gần như quy luật của các trạng thái tương ứng.

5.3.4. Điều kiện về sự tồn tại tính siêu dẫn

Câu hỏi đặt ra một cách tự nhiên là: tại sao tất cả các kim loại không biểu hiện tính siêu dẫn khi làm lạnh xuống các nhiệt độ đủ thấp? Lý thuyết BCS trả lời rằng điều này không thể được, vì các kim loại cho thấy biểu hiện siêu dẫn chỉ khi nếu tương tác giữa các điện tử và mạng (phonon) tương ứng và các tương tác Coulomb là hút nhau. Đây là vấn đề vì sao các vật dẫn tốt ở trạng thái thường như bạc và đồng, có các tương tác điện tử phonon yếu, không biểu hiện tính siêu dẫn (thậm chí nếu hạ nhiệt độ xuống thấp nhất chúng cũng không trở thành siêu dẫn).

5.4. Trạng thái trung gian

5.4.1. Thừa số khử từ trong chất siêu dẫn



Hình 5.3

Quả cầu siêu dẫn đặt bên trong cuộn solenoid

Hãy xét trường hợp một quả cầu siêu dẫn đặt trong từ trường đồng tính H_a . Ta biết rằng, các đường từ thông bị đẩy ra khỏi bên trong quả cầu do các dòng chắn nghịch từ và có dạng như hình 2.1 (chương II). Cần phải chứng minh rằng khi quả cầu chuyển động thì tồn tại giá trị của độ lớn từ trường bên trong quả cầu (H_i) lớn hơn giá trị H_a .

Giả thiết rằng H_a được tạo ra bằng cuộn Solenoid như hình 5.3. Một trong những tính chất cơ bản của vector từ trường $\vec{H}$ là tích phân đường của nó xung quanh đường cong khép kín đúng bằng số vòng ampere. Sử dụng kết quả này vào đoạn đường ABCDEFA, cho kết quả:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = Ni \quad (5.31)$$

Ở đây N là tổng số vòng trong cuộn solenoid và i là dòng xuyên qua mỗi vòng dây đó. Ta có thể viết:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int_{AB} \vec{H}_i d\vec{l} + \int_{BCDEFA} \vec{H}_e d\vec{l} = Ni \quad (5.32)$$

H_i là từ trường bên trong và H_e là từ trường ở các điểm bên ngoài hình cầu. Nếu hình cầu chuyển động thì tích phân đường vẫn sẽ là Ni và có thể viết:

$$\oint \vec{H}_i d\vec{l} = \int_{AB} \vec{H}_i d\vec{l} + \int_{BCDEFA} \vec{H}_e d\vec{l} = Ni \quad (5.33)$$

Đem so sánh H_e và H'_e ở điểm X nằm trên trục quả cầu (hình 5.3) nhận thấy H_e rõ ràng nhỏ hơn H'_e bởi vì hiệu ứng dòng chắn mở rộng ra bên ngoài quả cầu và làm méo các đường từ thông (so với hình 2.1). Nhưng ở các điểm cách xa hình cầu như điểm Y , tác dụng của hình cầu có thể bỏ qua và $H_e = H'_e$. Từ đó suy ra, khi quả cầu chuyển động, H_e ở tất cả mọi nơi đều nhỏ hơn hoặc bằng H'_e và theo phương trình (5.33) thì H_i phải lớn hơn H_a . Nói cách khác, mặc dù mật độ từ

thông bên trong bằng 0 vì các dòng chắn, độ lớn của từ trường bên trong quả cầu H_i vẫn lớn hơn độ lớn từ trường đặt vào H_a .

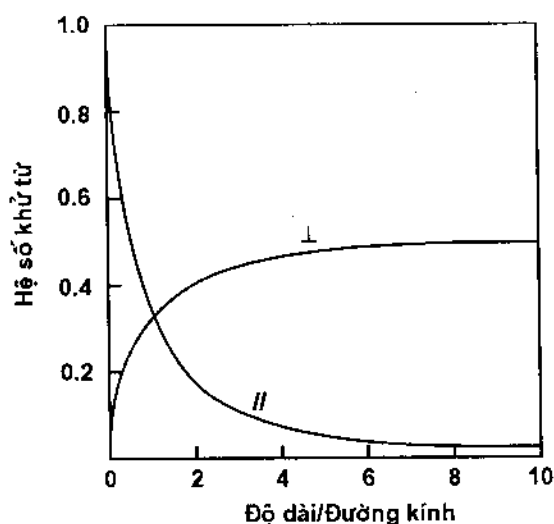
Trường hợp vật dẫn là nghịch từ như chất siêu dẫn, từ trường bên trong lớn hơn từ trường đặt vào, trong khi đó nếu vật là sắt từ thì từ trường bên trong vật lại nhỏ hơn từ trường đặt vào. Lịch sử nghiên cứu của từ học đã cho biết trước tính chất đó, hiện tượng được quy cho là sự khử từ. Vật được từ hóa là để tạo ra bên trong bản thân nó một trường khử từ $\vec{H}_d$. Do đó, có thể viết từ trường $\vec{H}_i$ bên trong vật dẫn là:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_a - \vec{H}_d \quad (5.34)$$

Đối với các vật có hình dạng thông thường thì vấn đề phức tạp hơn, bởi vì sự khử từ không đồng nhất, từ trường bên trong thay đổi độ lớn và hướng liên tục từ đầu đến cuối vật. Với hình dạng vật đặc biệt như hình ellip, thì vấn đề đơn giản hơn: ở đây từ trường bên trong là đồng tính trong toàn bộ vật liệu và nó song song với từ trường đặt vào. Khi đó từ trường bên trong được viết là:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_a - n\vec{I} \quad (5.35)$$

ở đây $\vec{I}$ là độ từ hóa và n là thừa số khử từ của hình ellip. Trường khử từ là $n\vec{I}$, nhưng vì trong chất siêu dẫn I là âm cho nên từ trường bên trong tăng lên.



Hình 5.4

Hệ số khử từ n cho các ellip

(⊥) Từ trường vuông góc với trục của vòng dây

(//) Từ trường song song với trục của vòng dây

Sự khử từ chỉ quan trọng trong các vật liệu từ mạnh, vì phương trình (5.35) cho thấy sự khác nhau giữa cường độ từ trường bên trong và từ trường đặt vào tỉ lệ với độ từ hóa của vật. Tuy nhiên, chất siêu dẫn là vật liệu từ mạnh, hệ số từ hóa của nó có độ lớn bằng đơn vị, trái lại hệ số từ hóa của kim loại thường là 10^{-4} hoặc nhỏ hơn. Hệ quả là: các hiệu ứng khử từ là rất quan trọng

thông bên trong bằng 0 vì các dòng chắn, độ lớn của từ trường bên trong quả cầu H_i vẫn lớn hơn độ lớn từ trường đặt vào H_a .

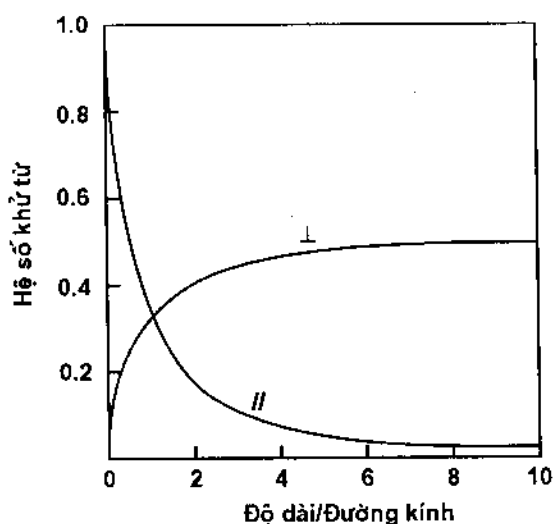
Trường hợp vật dẫn là nghịch từ như chất siêu dẫn, từ trường bên trong lớn hơn từ trường đặt vào, trong khi đó nếu vật là sắt từ thì từ trường bên trong vật lại nhỏ hơn từ trường đặt vào. Lịch sử nghiên cứu của từ học đã cho biết trước tính chất đó, hiện tượng được quy cho là sự khử từ. Vật được từ hóa là để tạo ra bên trong bản thân nó một trường khử từ $\vec{H}_d$. Do đó, có thể viết từ trường $\vec{H}_i$ bên trong vật dẫn là:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_a - \vec{H}_d \quad (5.34)$$

Đối với các vật có hình dạng thông thường thì vấn đề phức tạp hơn, bởi vì sự khử từ không đồng nhất, từ trường bên trong thay đổi độ lớn và hướng liên tục từ đầu đến cuối vật. Với hình dạng vật đặc biệt như hình ellip, thì vấn đề đơn giản hơn: ở đây từ trường bên trong là đồng tính trong toàn bộ vật liệu và nó song song với từ trường đặt vào. Khi đó từ trường bên trong được viết là:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_a - n\vec{I} \quad (5.35)$$

ở đây $\vec{I}$ là độ từ hóa và n là thừa số khử từ của hình ellip. Trường khử từ là $n\vec{I}$, nhưng vì trong chất siêu dẫn I là âm cho nên từ trường bên trong tăng lên.



Hình 5.4

Hệ số khử từ n cho các ellip

(I) Từ trường vuông góc với trục của vòng dây

(II) Từ trường song song với trục của vòng dây

Sự khử từ chỉ quan trọng trong các vật liệu từ mạnh, vì phương trình (5.35) cho thấy sự khác nhau giữa cường độ từ trường bên trong và từ trường đặt vào tỉ lệ với độ từ hóa của vật. Tuy nhiên, chất siêu dẫn là vật liệu từ mạnh, hệ số từ hóa của nó có độ lớn bằng đơn vị, trái lại hệ số từ hóa của kim loại thường là 10^{-4} hoặc nhỏ hơn. Hệ quả là: các hiệu ứng khử từ là rất quan trọng

trong các chất siêu dẫn. Chúng ta đã chỉ ra rằng thừa số khử từ n và độ lớn của từ trường bên trong phụ thuộc vào hình dạng của vật. Trường hợp đặc biệt là hình cầu được đưa ra làm mẫu trong hầu hết các tài liệu chuẩn của lý thuyết điện từ. Các giá trị thừa số trường khử từ đối với hình ellip được minh họa trong hình 5.4. Đối với hình cầu thì $n = \frac{1}{3}$. Trong trường hợp hiệu ứng từ trường trên các

dây siêu dẫn hình trụ dài vô hạn là giới hạn của hình ellip dài thì có $n = \frac{1}{2}$ khi H_a vuông góc với trục của dây, và $n = 0$ khi H_a song song với trục của dây. Đối với trường hợp cụ thể của chất siêu dẫn là hình ellip, $I = -H_i$ thì phương trình (5.35) cho biết mối quan hệ giữa từ trường bên trong chất siêu dẫn và từ trường đặt vào là:

$$H_i = \left(\frac{1}{1-n} \right) H_a \quad (5.36)$$

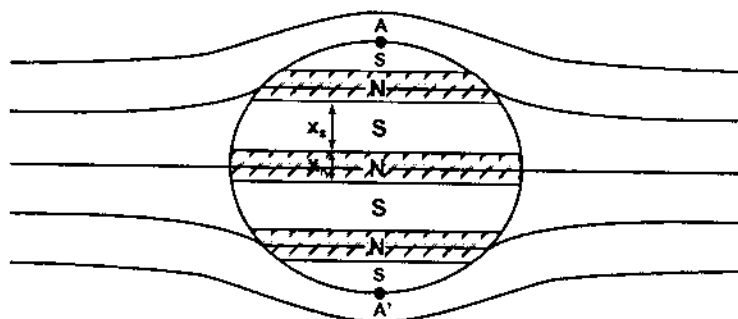
Ở bề mặt chất siêu dẫn dạng ellip, tại đường xích đạo, độ lớn từ trường ở ngoài bề mặt đúng bằng độ lớn của từ trường bên trong H_i . Do đó, độ lớn từ trường bên ngoài ở xích đạo lớn hơn độ lớn từ trường đặt vào như trong hình 5.3 và được mô tả bằng $\frac{H_a}{(1-n)}$. Trong trường hợp hình cầu,

độ lớn từ trường ngoài ở xích đạo đúng bằng $\frac{1}{2} H_a$ và trong trường hợp thanh hình trụ dài đặt trong từ trường ngang thì nó có giá trị là $2H_a$.

5.4.2. Chuyển pha từ khi thừa số khử từ khác không

Hãy xét hiện tượng xảy ra khi một vật siêu dẫn hình ellip đặt trong từ trường H_a khi tăng dần từ trường đó. Điều đầu tiên cần chờ đợi là, khi H_a đạt được giá trị $H'_C = (1-n)H_C$, sao cho từ trường bên trong H_i trở thành bằng với từ trường tới hạn H_C , thì quả cầu sẽ chuyển sang trạng thái thường. Nếu điều này xảy ra thì I sẽ trở thành 0, bởi vì trong trạng thái thường độ từ hóa bằng 0, ta có $H_i = H_a = H'_C < H_C$. Nghĩa là, trạng thái này là không thể tồn tại vì vật hoàn toàn ở trạng thái thường trong từ trường nhỏ hơn H_C . Nghịch lý có thể được giải quyết là khi H_i trở thành bằng H_C , có khả năng cho phép các pha siêu dẫn và thường cùng tồn tại từ cạnh này sang cạnh kia trong trạng thái cân bằng, cũng giống như chất lỏng có thể tồn tại cùng với hơi của nó nếu áp suất bằng áp suất hơi bão hòa. Giả thiết cho trường hợp đơn giản nhất là khi H_i đạt đến giá trị H_C , vật ellip bị tách thành các phiến mỏng siêu dẫn và thường song song với từ trường đặt vào như hình 5.5. Một số đường từ thông đi tránh khỏi hình ellip ở những phiến mỏng siêu dẫn, còn những đường khác đi xuyên qua các vùng thường. Nếu nó phải đi vòng ra phía ngoài như hình 5.5 thì năng lượng tự do Gibbs trong cấu hình này thấp hơn so với năng lượng cả trong hai trạng thái là hoàn toàn siêu dẫn và hoàn toàn bình thường. Khi đó, sự sắp xếp của các domain siêu dẫn và thường (hoặc tương tự như vậy) sẽ là trạng thái cân bằng đối với vùng $H'_C < H_a < H_C$. Trạng thái này trong thực tế là có thực và từ trường H_i duy trì cân bằng với H_C trong toàn bộ vùng này. Như vậy sự sắp xếp của các domain siêu dẫn và thường có vai trò như là trạng thái trung gian và là yếu tố cơ bản của các chuyển pha từ đối với các vật có thừa số khử từ khác 0. Mô

hình đưa ra trên đây đúng cho các phiến mỏng song song trong các vùng siêu dẫn và không siêu dẫn, đây là mô hình rất đơn giản và trong thực tế nó phức tạp hơn nhiều. Tuy nhiên, mô hình này cho ta các yếu tố quan trọng của trạng thái trung gian.



Hình 5.5

Vật hình ellip bị tách thành các phiến mỏng siêu dẫn và không siêu dẫn trong từ trường

5.4.3. Biên giữa vùng thường và vùng siêu dẫn

Trước khi khảo sát chi tiết trạng thái trung gian, đầu tiên cần xem xét các điều kiện cần để tồn tại biên ổn định giữa vùng siêu dẫn và vùng thường. Giả thiết rằng độ lớn từ trường trong vùng thường là H sao cho mật độ từ thông B trong vùng thường bằng $\mu_0 H$. Tính chất cơ bản của vector mật độ từ thông $\vec{B}$ là, thành phần vuông góc của nó với các biên giữa hai lớp trung gian là liên tục và hai pha ở đây đóng vai trò hai lớp trung gian khác nhau. Trong vùng siêu dẫn $\vec{B} = 0$ ở mọi nơi, có thể không có thành phần $\vec{B}$ vuông góc với biên trong vùng thường. Như vậy ở trên cạnh thường, $\vec{B}$ và $\vec{H}$ phải nằm song song với biên. Nói cách khác, biên giữa các vùng siêu dẫn và thường phải nằm song song với hướng của từ trường.

Đây là giới hạn quan trọng cho giá trị độ lớn từ trường ở biên. Thành phần của $\vec{H}$ song song với các biên giữa hai lớp trung gian từ khác nhau phải là liên tục và $\vec{H}$ trong thực tế song song với biên trên cạnh thường. Như vậy là độ lớn của $\vec{H}$ ở biên phải bằng H_c . Nếu $H < H_c$ thì vật liệu trên cạnh thường có thể có năng lượng tự do của nó thấp hơn do trở thành siêu dẫn. Mặt khác, độ lớn từ trường không thể lớn hơn H_c hoặc vật liệu trên cạnh siêu dẫn của biên sẽ rơi vào trạng thái thường. Do đó, biên ổn định sẽ chỉ tồn tại ở nơi mà độ lớn từ trường chính xác bằng H_c và tại đây mật độ từ trường trên cạnh thường sẽ là $\mu_0 H_c$ (ở giữa các vùng siêu dẫn và thường, có các mặt trung gian và năng lượng mặt sinh ra khi giá trị H ở biên có sự biến đổi nhẹ năng lượng tham gia cùng mặt trung gian giữa các vùng siêu dẫn và vùng thường).

5.4.4. Các tính chất từ của trạng thái trung gian

Chúng ta khảo sát các tính chất từ của vật liệu khi bị tách thành các vùng siêu dẫn và không siêu dẫn trong trạng thái trung gian.

Giả thiết rằng vật có dạng ellip và thừa số khử từ là n , cần phải tìm giá trị hiệu dụng của B ở bên trong vật. Giá trị hiệu dụng của B được hiểu là mật độ từ thông trung bình trên toàn vùng có các kích thước đủ lớn so với các điện tích cắt ngang của các phiến mỏng siêu dẫn và thường. Nói cách khác, giá trị hiệu dụng của B là: $\bar{B}$ là tổng từ thông xuyên qua suốt vật ellip bị chia ra bằng tiết diện cắt ngang lớn nhất của nó. Từ mật độ từ thông trong các vùng siêu dẫn bằng 0, thì $\bar{B}$ đơn giản là ηB_n . Ở đây B_n là mật độ từ thông định xứ trong các vùng thường và η là tỉ phần tiết diện trong trạng thái thường. Từ hình 5.5 có:

$$\eta = \left(\frac{x_n}{x_n + x_s} \right) \quad (5.37)$$

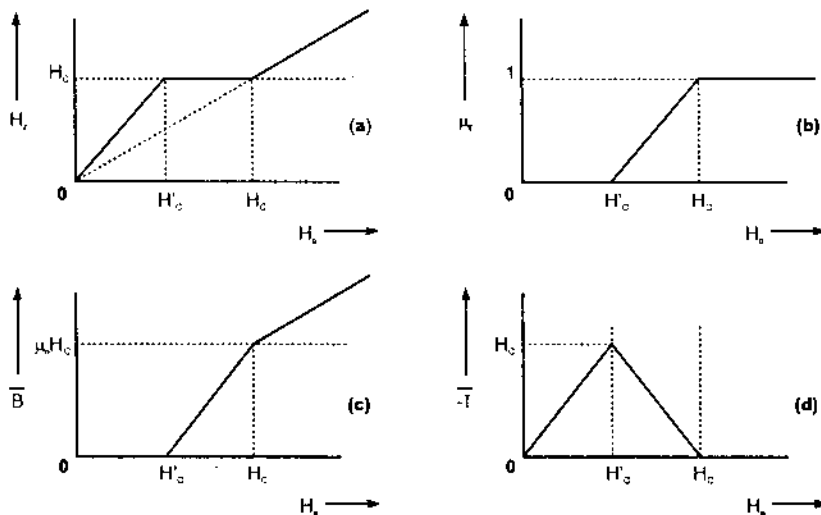
Tương tự như vậy, trong các vùng thường có $B_n = \mu_o H_i$, ở đây H_i là từ trường bên trong, như vậy $\bar{B} = \bar{\mu}_r \mu_o H_i$, khi đó $\bar{\mu}_r = \eta$. Tương tự như vậy ta ký hiệu độ từ hóa trung bình:

$$\bar{I} = \left(\frac{\bar{B}}{\mu_o} - H_i \right) \quad (5.38)$$

Phần trên ta có $H_i = H_a - n\bar{I}$. Vậy thay $\bar{I}$ bằng $\bar{I}$ vào phương trình này ta được $H_i = H_a - n\bar{I}$. Kết hợp với phương trình (5.38) ta có:

$$H_i = H_a - n\bar{I} = H_a - n \left(\frac{\bar{B}}{\mu_o} - H_i \right) = H_a - n(\eta - 1)H_i$$

Hoặc:
$$H_i = \frac{H_a}{1 + n(\eta - 1)} \quad (5.39)$$



Hình 5.6

Sự phụ thuộc theo từ trường ngoài của cường độ từ trường nội

- (a) độ từ thẩm tỉ đối hiệu dụng.
- (b) mật độ từ thông hiệu dụng.
- (c) và từ độ (d).

Chúng ta biết rằng các pha siêu dẫn và thường chỉ tồn tại nếu từ trường bằng H_c . Vậy giả thiết rằng vật bị tách các pha theo điều kiện là $H_i = H_c$. Khi đó, phương trình (5.39) cho giá trị η theo các giá trị riêng của H_a giữa H_i và H_c . Đối với các giá trị của H_a trong vùng này, giá trị η nhận được cho biết giá trị trung bình của $\bar{B}$ và từ đó ta có giá trị $\bar{I}$, cái mà làm cho H_i bằng H_c , như vậy giả thiết rằng $H_i = H_c$ là tự hợp. Nếu ta vẽ các giá trị có thể thay đổi như H_i , η , $\bar{B}$ và $\bar{I}$ theo hàm của từ trường đặt vào H_a thì ta được hình 5.6(a,b,c,d). Đồ thị (d) cho giá trị $\bar{I}$ là đặc biệt quan trọng trong thực hành, bởi vì tổng các momen từ của vật đo được bằng thực nghiệm chính là $\bar{I}$.

5.4.3 Năng lượng tự do Gibbs trong trạng thái trung gian

Để tìm hàm năng lượng Gibbs G trong trạng thái trung gian, chúng ta bắt đầu với $H_a = 0$, sao cho $G(0) = Vg_s(0)$ và sử dụng kết quả $dG = \mu_0 M dH_a$. Ở đây $M = V\bar{I}$ là tổng độ từ hóa của vật (V là thể tích của vật và $g_s(0)$ là mật độ năng lượng tự do Gibbs).

$$\text{Từ đó: } G(H_a) = G(0) - \int_0^{H_a} \mu_0 M dH_a \quad (5.40)$$

Ở đây có ba vùng riêng biệt của tích phân phương trình 5.40 để xem xét, đó là:

a) Khi $0 < H_a < (1-n)H_c$

Trong vùng từ trường này, hình cầu ở trong trạng thái hoàn toàn siêu dẫn và $I = -H_i$.
Từ đó:

$$G(H_a) = Vg_s(0) - \frac{V\mu_0 H_a^2}{2(1-n)} \quad (5.41)$$

b) Khi $(1-n)H_c < H_a < H_c$

Hình cầu nằm trong trạng thái trung gian và $\bar{I} = \frac{\bar{B}}{\mu_0} - H_i$, do đó:

$$\bar{I} = (\eta - 1)H_i = (\eta - 1)H_c \quad (5.42)$$

Trong vùng này:

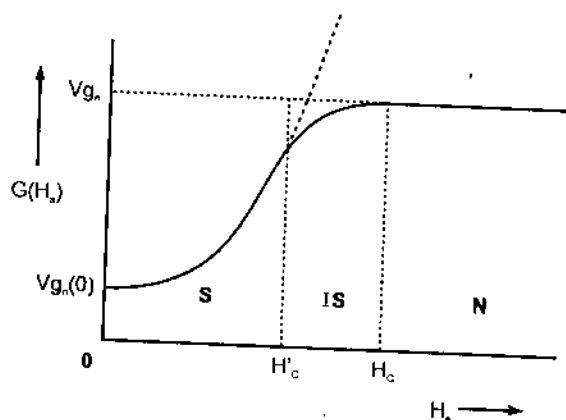
$$G(H_a) = Vg_s(0) + \frac{V\mu_0 H_c}{2n} \left[H_a \left(2 - \frac{H_a}{H_c} \right) - H_c (1-n) \right] \quad (5.43)$$

c) Khi $H_a > H_c$

Hình cầu nằm hoàn toàn trong vùng thường và $\bar{I} = 0$. Ở đây:

$$G(H_a) = Vg_s(0) + \frac{1}{2} V\mu_0 H_c^2 = Vg_n(0) \quad (5.44)$$

Sự thay đổi của G theo H_a được minh họa trong hình 5.7. Hình này cho thấy: trạng thái trung gian có năng lượng tự do thấp hơn so với cả năng lượng tự do trong trạng thái siêu dẫn hoàn toàn, hoặc trong trạng thái thường hoàn toàn đối với $H'_c < H_a < H_c$.



Hình 5.7

Sự thay đổi năng lượng tự do Gibbs theo H_a đối với vật có thừa số khử từ khác 0

Cần chú ý rằng từ thành phần từ trường song song với biên giữa hai trạng thái là như nhau trên mỗi cạnh của biên, nếu ta đưa vào H_i là đồng nhất và bằng độ lớn của H_c cho vùng $(1-n)H_c < H_a < H_c$, từ trường ngoài ở đường xích đạo (AA' trong hình 5.5) bằng H_c , khi mà hình cầu ở trong trạng thái trung gian. Một số tác giả đưa vào trạng thái trung gian để nói lên mẫu phải hủy bỏ trạng thái siêu dẫn khi độ lớn của từ trường ngoài ở đường xích đạo bằng H_c . Quan điểm đưa ra trạng thái năng lượng thấp nhất như trên thích hợp hơn cho trạng thái trung gian.

5.4 Trạng thái hỗn hợp trong siêu dẫn loại II

Nói chung không có sự khác nhau trong cơ chế lý thuyết về siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II. Vì cơ chế bản chất của chúng là tương tác hút electron – electron thông qua phonon (mạng). Mặt khác, cả hai loại siêu dẫn đều có tính chất nhiệt giống nhau là: ở vùng chuyển pha siêu dẫn – thường (normal) trong từ trường 0, nhiệt dung đều có bước nhảy ΔC .

Hiệu ứng Meissner cho thấy dấu hiệu khác nhau cơ bản nhất giữa siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II.

Trong siêu dẫn loại I, từ trường bị đẩy ra khỏi chất siêu dẫn hoàn toàn cho đến khi $H = H_c$. Trong vùng $H > H_c$, trạng thái siêu dẫn bị phá vỡ và từ trường xâm nhập hoàn toàn vào chất siêu dẫn như một quá trình thuận nghịch. H_c là từ trường tới hạn nhiệt động.

Trong chất siêu dẫn loại II, từ trường bị đẩy khỏi chất siêu dẫn hoàn toàn chỉ khi H tương đối yếu trong vùng $H < H_{c1}$. Trong vùng $H_{c1} < H < H_{c2}$ từ trường bị đẩy khỏi chất siêu dẫn từng bộ phận và trong mẫu vẫn duy trì dòng siêu dẫn cho đến khi từ trường tăng đến $H > H_{c2}$, khi đó từ trường thấm hoàn toàn vào chất siêu dẫn và trạng thái siêu dẫn bị biến mất. Từ trường tới hạn nhiệt

động H_c nằm trong vùng $H_{c1} < H_c < H_{c2}$. Như vậy sự khác nhau cơ bản trong chất siêu dẫn loại I và loại II là ở chỗ trong siêu dẫn loại II có tồn tại vùng hỗn hợp hoặc vùng hỗn hợp hoặc vùng xoáy bao gồm cả trạng thái siêu dẫn và không siêu dẫn.

Như trên đã biết, siêu dẫn loại I thường là các kim loại sạch và siêu dẫn loại II thường là các hợp kim hoặc hợp chất. Muốn làm thay đổi vật liệu từ siêu dẫn loại I sang siêu dẫn loại II người ta pha tạp một số nguyên tố lạ vào siêu dẫn loại I.

Vùng có tồn tại cả trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường $H_{c1} < H < H_{c2}$ được gọi là vùng hỗn hợp hoặc vùng xoáy. Như vậy đặc trưng cơ bản của siêu dẫn loại II là vùng hỗn hợp tồn tại và hiệu ứng Meissner không đúng hoàn toàn trong vùng đó. Để phân loại các chất siêu dẫn, người ta đưa ra một thông số κ làm tiêu chuẩn – Được gọi là tham số Ginzburg – Landau.

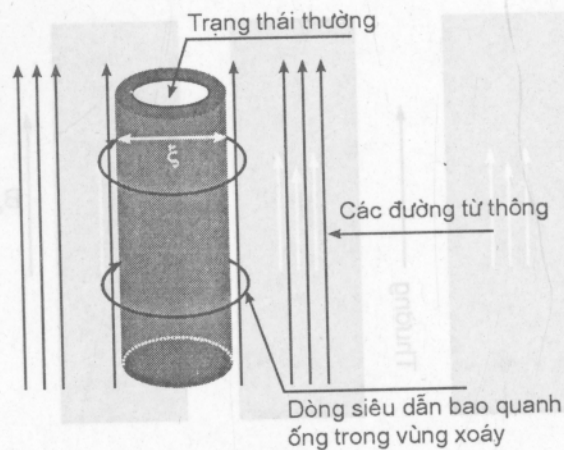
Thông số này được định nghĩa như sau:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = \frac{mc}{q\hbar} \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.45)$$

Tiêu chuẩn cho siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II theo thông số Ginzburg – Landau như sau:

Các chất siêu dẫn loại I: Gồm những chất có $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Các chất siêu dẫn loại II: Gồm những chất có $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$.

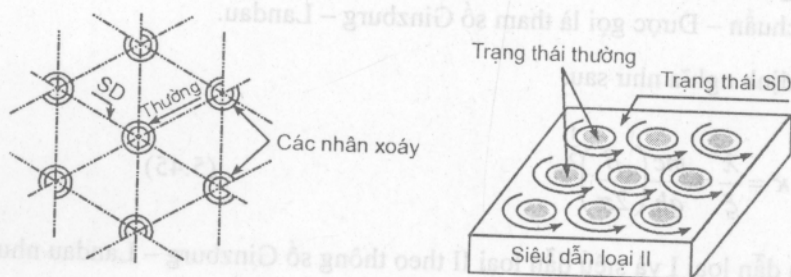


Hình 5.8
Vùng xoáy kiểu Abrikosov

Các phương trình Ginzburg – Landau có thể cho phép tính được chính xác năng lượng tự do.

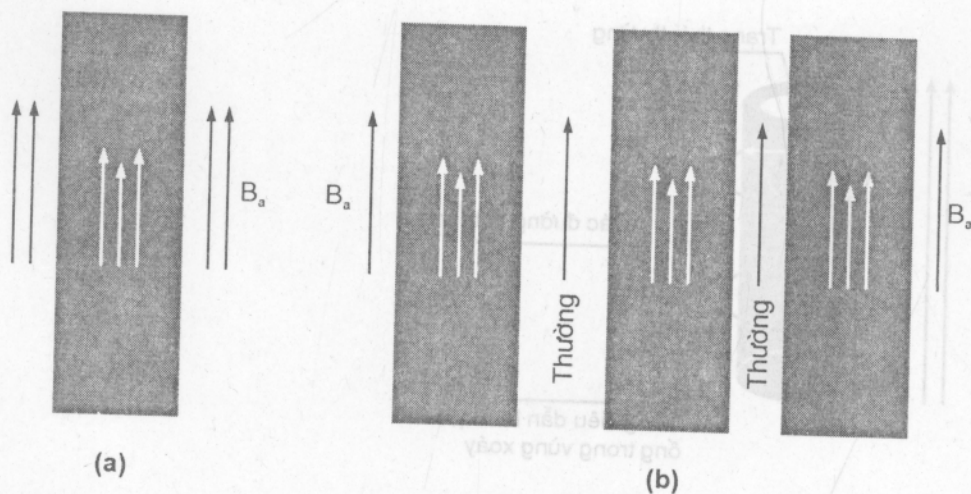
Nếu $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ thì ngay cả khi từ trường mạnh lên trong chất siêu dẫn đó, thông số trật tự cũng không

có giá trị cố định mà nó sẽ hình thành một vùng nào đó mà bên trong vùng đó có nhiều tầng phân giới giữa các pha siêu dẫn và pha thường. Trong các vùng này, từ trường cứ tiến sâu vào pha thường còn ở pha siêu dẫn thì bị đẩy ra, vùng này được gọi là vùng trung gian kiểu Abrikosov. Trong vùng này tạo thành các hình ống mà các nhân (bên trong ống) là trạng thái thường, còn trạng thái siêu dẫn thì bao quanh các ống đó. Người ta gọi đó là các nhân xoáy. Vùng hỗn hợp kiểu Abrikosov được minh hoạ trong hình 5.8. Các nhân xoáy trong vùng hỗn hợp được sắp xếp theo mạng tam giác như hình 5.9.



Hình 5.9

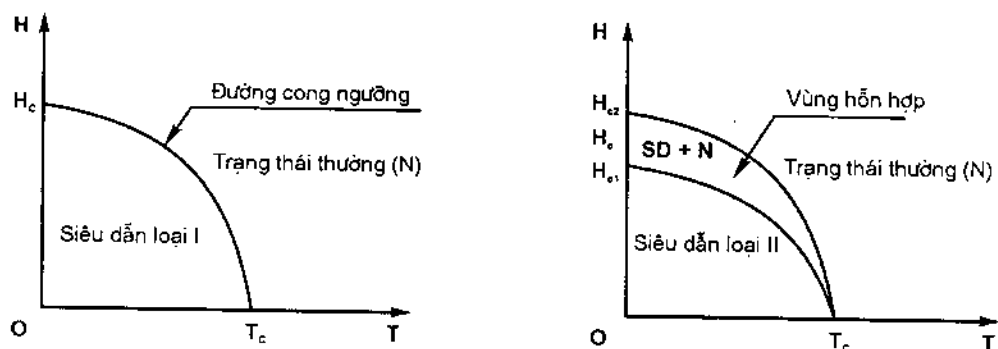
Các nhân xoáy sắp xếp tối ưu trong vùng xoáy theo mạng tam giác



Hình 5.10

Từ trường thấm vào chất siêu dẫn bằng độ thấm sâu λ

- Độ thấm sâu của từ trường vào màng mỏng siêu dẫn có độ dày bằng λ .
- Độ thấm sâu của từ trường trong cấu trúc khối của vùng trung gian với các lớp xen kẽ giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn (mũi tên chỉ cường độ từ trường).



Hình 5.11

Giản đồ pha của siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II

Đường kính một nhân xoáy nhỏ nhất có độ lớn cỡ ξ (độ dài kết hợp). Nếu trong vùng trung gian có nhiều nhân xoáy thì sự phân bố dày nhất được xếp đặt theo mạng tam giác như hình 5.9 trong chất siêu dẫn loại II.

Độ thâm sâu của từ trường vào trong chất siêu dẫn trong vùng trung gian được mô tả theo các mẫu trong hình 5.10.

Có thể biểu thị đường cong ngưỡng $H = H(T)$ của siêu dẫn loại I và siêu dẫn loại II như hình 5.11.

Một số tài liệu còn cho biết rằng: ở một vài vật liệu, khi từ trường H_{c2} phá vỡ trạng thái siêu dẫn loại II, vẫn còn thấy tồn tại dòng siêu dẫn trên bề mặt vật liệu. Muốn phá vỡ hoàn toàn cần từ trường cao hơn H_{c2} , đó là từ trường H_{c3} .

Theo một vài tính toán lý thuyết cho biết: giá trị H_{c3} tính được là:

$$H_{c3} = 1,69 H_{c2} \quad (5.46)$$

Thông thường H_{c1} và H_{c2} liên quan đến H_c theo hệ thức:

$$H_{c1} = \frac{H_c}{(k\sqrt{2})^{0,65}} \quad \text{và} \quad H_{c2} = k\sqrt{2} H_c \quad (5.47)$$

5.6. Năng lượng bề mặt

Như trên đã nói, trong vùng xoáy, khi có từ trường ngoài ($H \neq 0$) mặt phân cách giữa trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn được hình thành. Mặt phân cách này sinh ra năng lượng và được gọi là năng lượng mặt. Năng lượng mặt có thể có giá trị dương (+), âm (-) hoặc bằng 0, nó phụ thuộc vào từ trường ngoài. Dễ dàng nhận thấy rằng trong quá trình tăng từ trường, năng lượng tổng tăng lên nhờ đóng góp của năng lượng mặt trong siêu dẫn loại I và năng lượng tổng giảm đi trong siêu dẫn loại II. Như vậy, năng lượng mặt trong siêu dẫn loại I là dương và trong siêu dẫn loại II là âm.

Lý thuyết “mô hình hai chất lỏng” đã chứng minh rằng nếu ξ là độ dài kết hợp thì năng lượng mặt trên một đơn vị độ dài trong màng mỏng siêu dẫn là:

$$\Delta G' = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi} H_c^2 \xi - \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi} H_a^2 \lambda_L \quad (5.48)$$

Số hạng thứ nhất bên phải của phương trình (5.84) mô tả năng lượng mặt trên độ dài kết hợp, còn số hạng thứ hai mô tả năng lượng mặt trên độ thâm sâu London, $\Delta G'$ có giá trị là:

$$\Delta G' = \begin{cases} > 0 \\ = 0 \\ < 0 \end{cases}$$

Từ phương trình (5.48) cho thấy: Điều kiện để có siêu dẫn loại I và loại II tính theo năng lượng mặt là:

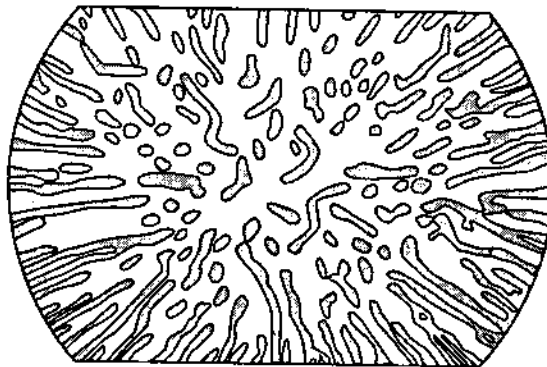
$\Delta G' > 0$ khi $\xi > \lambda_L$, vật liệu là siêu dẫn loại I.

$\Delta G' < 0$ khi $\xi < \lambda_L$, vật liệu là siêu dẫn loại II.

Các kết quả nghiên cứu cho thấy rằng không có sự khác nhau về hoá học hoặc tinh thể học giữa pha siêu dẫn và pha thường trong vùng trung gian. Vùng trung gian là vùng bền vững bởi vì độ thâm sâu của từ trường vào trong chất siêu dẫn gây ra năng lượng mặt âm (-) như trong phương trình (5.48).

5.7. Quan sát trạng thái trung gian bằng thực nghiệm

Cấu trúc đômen trong trạng thái trung gian đã được minh chứng bằng thực nghiệm. Lần đầu tiên, Meshkovsky và Shalnikov đã thăm dò từ trường trong khe hẹp giữa hai nửa bán cầu của thiếc có đường kính 4 cm với đầu dò bizmuth rất nhỏ (điện trở của bizmuth rất nhạy với từ trường). Đầu dò Bi đo giá trị cục bộ tức thời của B trong vùng bán cầu liền kề với nó. Giá trị đó là 0 trong các đômen siêu dẫn và bằng $\mu_0 H_c$ trong các vùng thường. Hình 5.12 là kết quả thu được qua phép đo này. Vùng gạch chéo là vùng thường. Các phương pháp khác nhau quan sát trạng thái trung gian cũng được tiến hành trên các tấm phẳng có n gần bằng đơn vị và vuông góc với từ trường cũng cho thấy, các cấu trúc vùng trung gian bao gồm các vùng siêu dẫn và vùng thường.



Hình 5.12

Cấu trúc trạng thái trung gian trong hình cầu thiếc ($T = 2,85 \text{ K}$; $H_a = 0,7 H_c$). Các vùng gạch chéo là các vùng thường

5.8. Kích thước tuyệt đối của đômen, vai trò của năng lượng bề mặt

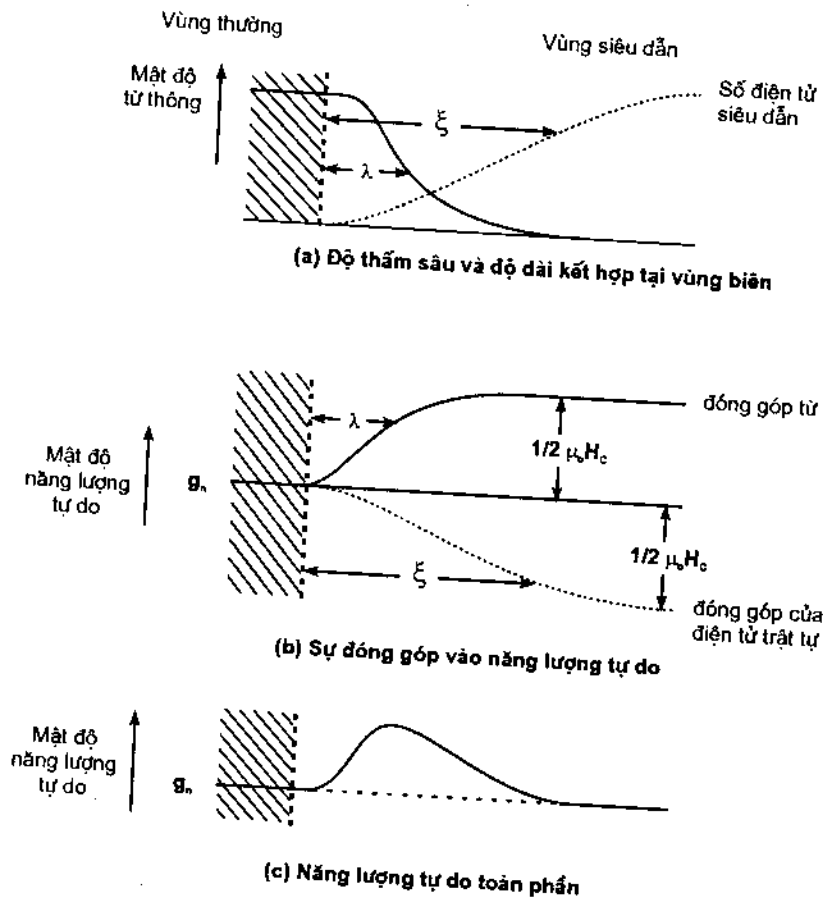
Trong vùng trung gian, tỉ số giữa vùng siêu dẫn và vùng thường liên quan đến từ thông, nhưng nó không có các giá trị tuyệt đối.

Năng lượng Gibbs chỉ phụ thuộc vào tỉ số phần siêu dẫn và phần thường trong vật liệu, ví dụ như phụ thuộc vào tỉ số $\frac{X_s}{X_n}$ (xem hình 5.5). Mô hình đơn giản này không xác định được giá trị tuyệt đối của nó. Để khảo sát các thừa số, cần phải xác định giá trị tuyệt đối của x_s và x_n . Muốn vậy, chúng ta cần phải đưa vào một khái niệm mới, đó là năng lượng mặt giữa các pha siêu dẫn và pha thường. Nói cách khác, hãy xem xét khả năng có thể cung cấp thêm năng lượng để tạo thành biên giữa hai pha. Khái niệm này trong vật lý là hoàn toàn đơn giản. Sức căng bề mặt sinh ra ở biên giữa chất lỏng và hơi của nó là một ví dụ. Giả thiết rằng trong khoảnh khắc ta có năng lượng mặt, thì năng lượng mặt sẽ có vai trò trong việc kiểm tra cấu trúc của trạng thái trung gian. Năng lượng mặt này sẽ góp thêm vào năng lượng tự do Gibbs và nó tỉ lệ với tổng diện tích của biên giữa các pha siêu dẫn và pha thường. Nếu nó là dương, khi đó năng lượng tự do là cực tiểu, do nó có biên nối pha nhỏ nhất, ví dụ như một vài đômen dày tạo thành. Mặt khác nếu năng lượng mặt là âm, ví dụ nếu năng lượng được giải phóng do tạo thành biên nối pha thì nó là năng lượng thích hợp cho vật tách ra thành nhiều đômên mỏng, để làm cho diện tích biên nối pha lớn nhất. Trong thực tế, nếu năng lượng mặt là âm thì chất siêu dẫn trong từ trường có khuynh hướng tách thành các vùng siêu dẫn và vùng thường thậm chí cả trong trường hợp không có các hiệu ứng khử từ và không cho thấy sự đúng đắn của hiệu ứng Meissner. Trong các chất siêu dẫn tinh khiết như dây chì hoặc thiếc đã được London dự đoán rằng năng lượng mặt của chúng là dương.

Năng lượng trên một đơn vị diện tích đường biên giữa các vùng siêu dẫn và vùng thường thông thường được ký hiệu bằng a . Có thể biểu diễn bằng toán học: nếu năng lượng mặt được mô tả bằng số hạng của độ dài đặc trưng Δ như là $a = \frac{1}{2} \mu_0 H_a \Delta$ thì theo kết quả phân tích cấu trúc đômên trong trạng thái trung gian, về lý thuyết có thể giả thiết là một vài dạng đômên đã được tạo thành. Đối với trường hợp tấm phẳng trong từ trường vuông góc, Landau và Kuper đã giả thiết là các đômên là những phiến mỏng. Cả hai tác giả đều tìm được tỉ số độ dày của các vùng siêu dẫn x_s , với độ dày

của tấm là d , có độ lớn $\frac{\left(\frac{\Delta}{d}\right)^{\frac{1}{2}}}{h}$, ở đây $h = \frac{H_a}{H_c}$. Trong thực tế, đối với các chất siêu dẫn như chì và thiếc, Δ tìm được là cỡ $5 \cdot 10^{-5}$ cm, vậy thì với các tấm có độ dày 1 cm được đặt trong từ trường vuông góc có giá trị gần bằng từ trường tới hạn thì $\frac{x_s}{d} \sim 10^{-2}$ hoặc $x_s \sim 10^{-2}$ cm. Nếu độ lớn từ trường chỉ là $\frac{1}{10}$ từ trường tới hạn thì $x_s \sim 10^{-1}$ cm. Quan sát thực nghiệm kích thước đômên trong trạng thái trung gian là một trong những phương pháp đo năng lượng mặt, nhưng độ chính xác không cao.

5.9. Khái niệm về sự kết hợp và nguồn gốc của năng lượng bề mặt



Hình 5.13

Nguồn gốc của năng lượng mặt dương

Để giải thích nguồn gốc của năng lượng mặt ở biên giữa các vùng siêu dẫn và không siêu dẫn, cần phải đưa vào một khái niệm rất quan trọng mà công thức của nó được Pippard lập ra từ năm 1953, đó là độ dài kết hợp. Để giải thích sự kết hợp, chúng ta cần trở lại ý tưởng trạng thái siêu dẫn là trạng thái có tính trật tự cao. Ta đã biết rằng khi chất siêu dẫn được làm lạnh xuống dưới nhiệt độ chuyển pha, một số dạng trật tự phụ xấp đặt lại ở giữa các điện tử dẫn và trong mục "mô hình hai chất lỏng" chúng ta đã đưa vào khái niệm chất siêu dẫn tồn tại hai chất lỏng điện tử xâm nhập vào nhau, đó là các điện tử thường và điện tử siêu dẫn. Các điện tử siêu dẫn bằng cách nào đó chiếm độ trật tự lớn hơn các điện tử thường, thì độ trật tự của pha siêu dẫn đồng nhất với mật độ điện tử siêu dẫn n_s . Nghiên cứu các biểu hiện bên ngoài của các chất siêu dẫn, Pippard đã đưa ra nhận xét là n_s không thể thay đổi nhanh theo vị trí, nhưng nó có thể thay đổi chậm bên trong khoảng cách cỡ 10^{-4} cm đối với các chất siêu dẫn tinh khiết. Khoảng cách này được gọi là độ dài kết hợp ξ . Một hệ quả về sự tồn tại của độ dài kết hợp là, biên giữa vùng siêu dẫn và vùng thường không thể rõ ràng, bởi vì mật độ các điện tử siêu dẫn có thể tăng từ từ từ 0 trong vùng thường đến n_s trong vùng siêu

dẫn chỉ trong khoảng cách đúng bằng độ dài kết hợp (được biểu diễn bằng đường nét đứt trong hình 5.14a). Tính chất quan trọng của độ dài kết hợp là nó phụ thuộc vào độ tinh khiết của kim loại. Nếu trong kim loại có tạp chất thì độ dài kết hợp sẽ ngắn lại (ξ cỡ 10^{-3} mm trong siêu dẫn tinh khiết). Độ dài kết hợp trong siêu dẫn tinh khiết lý tưởng là thuộc tính bản chất bên trong của kim loại thường, ký hiệu là ξ_0 và độ dài kết hợp thực trong kim loại không sạch hoặc hợp kim có thể viết là ξ . Trong mẫu rất nhiều tạp chất thì đoạn đường tự do trung bình của điện tử rất ngắn (gọi là l_e) độ dài kết hợp giảm xuống xấp xỉ là $(\xi_0 l_e)^{\frac{1}{2}}$.

Ở đây có một số điểm cần lưu ý về bản chất dẫn đến khái niệm về sự kết hợp. Khả năng đơn giản nhất và trực tiếp nhất là làm tăng vô hạn độ sắc nét của chuyển pha trong từ trường 0. Trong mẫu đã ủ tốt, sạch, độ rộng chuyển pha có thể nhỏ hơn 10^{-5} độ. Điều này cho thấy sự kết hợp của một số rất lớn điện tử, mặt khác sự thăng giáng thống kê của các điện tử từ từ điểm nọ đến điểm kia cũng làm cho chuyển pha mở rộng thêm. Ý tưởng đưa vào sự kết hợp là cần thiết khi chúng ta khảo sát lý thuyết vi mô về siêu dẫn. Khái niệm về độ dài kết hợp có thể làm chính xác hơn và được sử dụng định tính trong các tiên đoán của lý thuyết Ginzburg - Landau.

Một nhận xét khác thích hợp cho ý tưởng độ dài kết hợp là, nó cho phép giải thích nguồn gốc năng lượng mặt một cách đơn giản. Hãy xem xét vùng siêu dẫn nối liền vùng thường như trong mục 5.4.3, tình trạng này chỉ có thể tăng lên khi xuất hiện từ trường H_c . Ở biên, không có sự thay đổi đột ngột từ tính chất tuần hoàn thường sang tính chất tuần hoàn siêu dẫn. Mật độ từ thông thấm sâu vào khoảng cách λ bên trong vùng siêu dẫn, kèm theo khái niệm độ dài kết hợp thì trong vùng siêu dẫn, số các điện tử siêu dẫn trên một đơn vị diện tích n_s tăng chậm trên một khoảng cách cỡ gần bằng với độ dài kết hợp ξ (hình 5.14a).

Hãy xem xét năng lượng tự do ở đường biên. Nếu biên là ổn định thì các vùng siêu dẫn và vùng thường phải cân bằng, nghĩa là năng lượng tự do của chúng trên một đơn vị thể tích phải như nhau. Ở đây có hai sự đóng góp để làm thay đổi năng lượng tự do của các vùng siêu dẫn so với các vùng thường. Do sự hiện diện của các điện tử siêu dẫn có trật tự, mật độ năng lượng tự do của trạng thái siêu dẫn bị thấp đi một lượng $g_n - g_s$. Thêm vào đó, do vùng siêu dẫn đã thực hiện quá trình từ hóa làm tiêu hủy mật độ từ thông bên trong nó, nên có sự đóng góp "từ" dương (+) bằng $\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2$ vào

mật độ năng lượng tự do của nó. Đối với trường hợp cân bằng thì $\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 = g_n - g_s$. Vậy bên trong vùng siêu dẫn, hai sự đóng góp vào năng lượng tự do là năng lượng tiêu hủy mật độ từ thông và mật độ năng lượng tự do là như nhau. Tuy nhiên, ở biên độ trật tự chỉ tăng lên từ từ (ví dụ số các điện tử siêu dẫn là n_s) trên khoảng cách được xác định bằng độ dài kết hợp ξ , vậy sự giảm năng lượng tự do vì trật tự các điện tử tăng lên được lấy trên khoảng cách đúng bằng ξ (hình 5.14b). Nói cách khác, sự đóng góp "từ tính" vào năng lượng tự do tăng trên khoảng cách cỡ độ thấm sâu λ . Thông thường ξ và λ không bằng nhau, vậy hai sự đóng góp không bị huỷ ở gần biên. Nếu trong hình 5.14 độ dài kết hợp dài hơn độ thấm sâu thì tổng mật độ năng lượng tự do tăng lên ở gần biên. Ta nói rằng năng

lượng mặt là dương (+). Điều này có thể thấy trong hình 5.14b. Có thể nói rằng giá trị năng lượng mặt này xấp xỉ $\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 (\xi - \lambda)$ trên một đơn vị diện tích biên. Điều này có thể coi như sự thay thế hai đường cong trong hình 5.14a bằng các bước vuông góc trong sự thay đổi mật độ từ thông và n_s xuất hiện mạnh trong các khoảng cách λ và ξ tương ứng với bờ của vùng thường.

Độ dài Δ được đưa vào trong mục 5.7 để đồng nhất với $\xi - \lambda$ và từ kích thước đômen trong trạng thái trung gian cho phép đo được Δ . Giá trị này cho biết $\xi - \lambda$. Giá trị đo được của Δ trong kim loại siêu dẫn tinh khiết như là thiếc, chỉ cỡ $5 \cdot 10^{-5}$ cm, giá trị này cỡ gấp 10 lần λ . Như vậy, trong trường hợp này $\xi \equiv \Delta \approx 5 \cdot 10^{-5}$ cm. Thực tế, đây là một trong những lập luận của Pippard cho phép xác định độ lớn của ξ_0 .

Độ dài kết hợp là tính chất rất cơ bản của các chất siêu dẫn; ví dụ cho ta thấy rằng độ dài kết hợp đóng vai trò quan trọng trong sự xác định các tính chất của các siêu dẫn loại II.

Trong một số tài liệu về siêu dẫn, thường sử dụng hai khái niệm về độ dài kết hợp, độ dài kết hợp thường được sử dụng là độ dài kết hợp phụ thuộc nhiệt độ $\xi(T)$. Như ta thấy, nó liên quan đến thông số trật tự siêu dẫn không thể thay đổi nhanh theo vị trí (ví dụ mật độ các điện tử siêu dẫn hoặc khe năng lượng hoặc biên độ của sóng cặp điện tử chỉ có thể thay đổi một lượng lớn trên khoảng cách lớn hơn $\xi(T)$). Sự thay đổi này làm cho đường biên giữa các vùng siêu dẫn và vùng không siêu dẫn không rõ ràng. Bậc độ dài kết hợp là phần đặc biệt của chất siêu dẫn, những thay đổi theo nhiệt độ là sự tăng lên ở nhiệt độ cao hơn nhiều so với độ thấm sâu λ trong điều kiện như nhau.

Độ dài kết hợp thứ hai được sử dụng là độ dài kết hợp không phụ thuộc nhiệt độ liên quan đến hệ thức giữa sự dịch chuyển của một điện tử với độ dịch chuyển của các điện tử khác. Có thể nói rằng độ dài kết hợp này không đặc trưng cho các chất siêu dẫn. Ở đây có sự tương quan của độ dịch chuyển điện tử trong các vật dẫn thường, nơi mà độ dài kết hợp chính là đoạn đường tự do trung bình. Chúng ta chỉ xét về vấn đề độ dài kết hợp phụ thuộc nhiệt độ trong giới hạn này.

Chương 6

TIẾP XÚC JOSEPHSON

6.1. Lượng tử hóa từ thông trong xuyên siêu dẫn

Hãy chứng minh rằng toàn bộ từ thông qua xuyên siêu dẫn, chỉ có giá trị là bội số tích phân của $2\pi\hbar\frac{c}{q}$ mới bị lượng tử hoá. Ở đây q là điện tích của cặp điện tử (cặp Cooper) và thực nghiệm xác định được là $q = -2e$. Lượng tử từ thông là một ví dụ về hiệu ứng lượng tử trong độ dài kết hợp của trạng thái siêu dẫn.

Giả thiết rằng trường điện từ giống như trường điện từ Bosson, cường độ điện trường $E(\vec{r})$ có vai trò như là biên độ trường xác suất. Khi tổng số photon là lớn thì mật độ năng lượng có thể viết:

$$\frac{E^*(\vec{r})E(\vec{r})}{4\pi} \cong n(\vec{r})\hbar\omega \quad (6.1)$$

Ở đây $n(\vec{r})$ là mật độ photon có tần số ω . Vậy có thể viết điện trường gần đúng như sau:

$$E(\vec{r}) \approx (4\pi\hbar\omega)^{\frac{1}{2}} n(\vec{r})^{\frac{1}{2}} e^{i\theta(\vec{r})} \quad (6.2)$$

$$E^*(\vec{r}) \approx (4\pi\hbar\omega)^{\frac{1}{2}} n(\vec{r})^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta(\vec{r})} \quad (6.3)$$

$\theta(\vec{r})$ là pha của điện trường. Giống như biên độ xác suất mô tả các cặp Cooper.

Áp dụng các phương trình vi phân với số lượng Bosson lớn trong cùng một quỹ đạo đối với khí Bosson. Khi đó có thể coi biên độ xác suất Bosson như là trường điện từ áp dụng cho các photon. Ở đây không áp dụng cho trường hợp kim loại trong trạng thái thường được, vì điện tử trong trạng thái thường hoạt động giống như những hạt Fermion đơn lẻ.

Đầu tiên, cần phải thấy rằng khí Boson khi được tích điện không tuân theo phương trình London. Hãy cho $\psi(\vec{r})$ là biên độ xác suất của hạt. Giả thiết rằng số cặp điện tử là $n = \psi\psi^* = \text{const}$. Ở nhiệt độ không tuyệt đối thì n là một nửa nồng độ điện tử trong vùng dẫn. Vậy khi n là nồng độ cặp ta có thể viết:

$$\psi = n^{\frac{1}{2}} e^{i\theta(\vec{r})}; \quad \psi^* = n^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta(\vec{r})} \quad (6.4)$$

Từ các phương trình cơ học Hamilton, ta có vận tốc hạt là:

$$\vec{v} = \frac{1}{m} \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) = \frac{1}{m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \quad (6.5)$$

Từ thông của hạt được mô tả bằng phương trình:

$$\psi^* \vec{v} \psi = \frac{n}{m} \left(\hbar \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \quad (6.6)$$

Do đó mật độ dòng là:

$$\vec{J} = q \psi^* \vec{v} \psi = \frac{nq}{m} \left(\hbar \vec{\nabla} \theta - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \quad (6.7)$$

Lấy [rot] cả hai vế của phương trình (6.7) ta nhận được phương trình London:

$$\text{rot } \vec{J} = \frac{nq}{m} \text{rot} \left(\hbar \vec{\nabla} \theta - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \quad (6.8)$$

Biết rằng $\text{rot } \vec{A} = \vec{B}$ và $\text{rot } \vec{\nabla} = 0$ nên:

$$\text{rot } \vec{J} = -\frac{nq^2}{mc} \vec{A} \quad (6.9a)$$

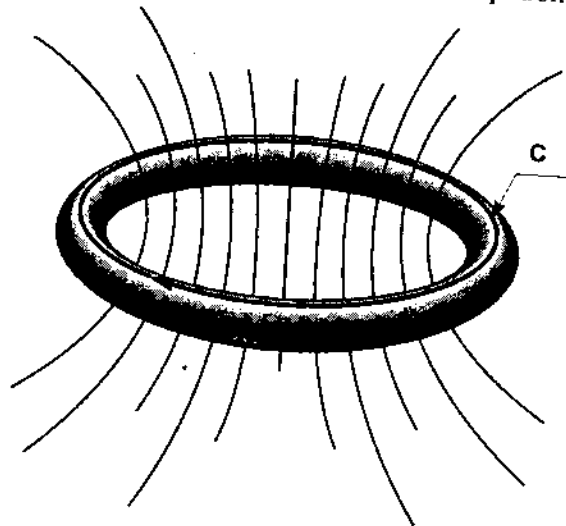
Theo phương trình đã được trình bày trong lý thuyết London:

$$\text{rot } \vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \vec{A} \quad (6.9b)$$

Hệ số trong các phương trình (6.9a) và (6.9b) trùng nhau. Từ đó có thể suy ra độ thâm sâu London:

$$\lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi nq^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.10)$$

Phương trình (6.9) cho biết hiệu ứng Meissner là hệ quả của phương trình London.



Hình 6.1

Đường cong tích phân C bên trong xuyên siêu dẫn và các đường từ thông xuyên qua vòng xuyên

Lượng tử từ thông qua xuyên siêu dẫn là hệ quả của mật độ dòng trong phương trình (6.7). Hãy lấy tích phân đoạn đường cong khép kín trong xuyên siêu dẫn như hình 6.1 có độ dài là C . Hiệu ứng Meissner cho biết rằng $\vec{B}$ và $\vec{J}$ ở bên trong chất siêu dẫn là 0. Như vậy phương trình (6.7) bằng 0 nếu:

$$\hbar c \vec{\nabla} \theta = q \vec{A} \quad (6.11)$$

Lấy tích phân tròn xung quanh chu vi C , ta được sự thay đổi pha xung quanh vòng xuyên là:

$$\oint_C \nabla \theta dl = \theta_2 - \theta_1 \quad (6.12)$$

Biên độ xác suất ψ có khả năng xác định được gần đúng, vậy ψ phải là đơn giá trị và giá trị đó là:

$$\theta_2 - \theta_1 = 2\pi s \quad (6.13)$$

ở đây s là số nguyên.

Bằng lý thuyết Stokes ta có:

$$\oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_C (\text{rot } \vec{A}) = \int_C \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} = \phi \quad (6.14)$$

$d\vec{\sigma}$ là diện tích nguyên tố trên bề mặt xuyên siêu dẫn được giới hạn bởi đường cong C và ϕ là từ thông xuyên qua C . Từ các phương trình (6.11), (6.13) và (6.14) ta có:

$$2\pi \hbar c s = q \phi \quad \text{hoặc} \quad \phi = \left(\frac{2\pi \hbar c}{q} \right) s \quad (6.15)$$

Như vậy, từ thông xuyên qua xuyên siêu dẫn được lượng tử hoá theo các bội số của $2\pi \hbar \frac{c}{q}$.

Theo số liệu thực nghiệm $q = -2e$ như đã áp dụng cho các cặp điện tử ở trạng thái siêu dẫn với $q = -2e$ thì lượng tử từ thông trong chất siêu dẫn là:

$$\phi_0 = \left(\frac{2\pi \hbar c}{2e} \right) \cong 2,0678 \times 10^{-7} \text{ Gauss.cm}^2 \quad (6.16)$$

ϕ_0 là đơn vị từ thông và được gọi là một lượng tử hoá (fluxoid). Từ thông xuyên qua xuyên siêu dẫn là tổng từ thông từ các nguồn bên ngoài (ϕ_{ext}) và từ thông (ϕ_{sd}) từ các dòng siêu dẫn.

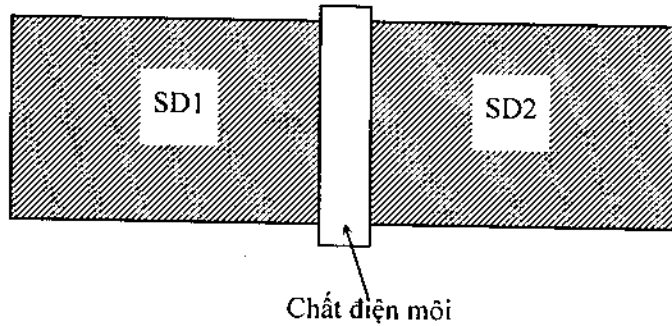
$$\phi = \phi_{\text{ext}} + \phi_{\text{SD}} \quad (6.17)$$

Dirac đã chứng minh được rằng, nếu giả thiết đơn cực từ có độ dài g được định vị ở trung tâm của xuyên siêu dẫn, thì từ thông xuyên qua xuyên là: $\frac{g}{r^2} (2\pi r^2) = 2\pi g$ và do đó giá trị này phải bằng

giá trị ϕ_0 trong phương trình (6.16) và là bội số của $\left(\frac{2\pi \hbar c}{e}\right)$. Như vậy, giá trị nhỏ nhất cho phép của g trong hệ CGS là: $g = \frac{\hbar c}{e}$, đây là kết quả nổi tiếng của Dirac tính cho đơn cực từ.

6.2. Tiếp xúc Josephson

6.2.1. Tiếp xúc Josephson



Hình 6.2

Hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau thông qua lớp điện môi rất mỏng (gọi là tiếp xúc Josephson)

Vấn đề khảo sát dòng điện chạy qua khi có hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau lần đầu tiên được Josephson đưa ra như sau: Có hai chất siêu dẫn được ghép vào nhau và ở giữa là một tấm cách nhiệt (điện môi) rất mỏng như hình 6.2. Người ta gọi kiểu tiếp xúc này là tiếp xúc Josephson.

Nếu chất điện môi dày thì các điện tử không chui qua nó được, nhưng nếu chất điện môi mỏng thì các điện tử có thể nhảy qua nó với các biên độ lượng tử khác nhau. Như vậy, trong cơ học lượng tử, các điện tử có thể chui qua hàng rào thế. Josephson đã chỉ ra rằng cần phải tính cho một số hiện tượng đặc biệt phù hợp tốt với kiểu tiếp xúc này. Hãy khảo sát trường hợp tiếp xúc sau đây.

Giả sử, biên độ dao động của các điện tử ở chất SD1 (bên trái) là ψ_1 và của điện tử ở chất SD2 (bên phải) là ψ_2 . Trong trạng thái siêu dẫn thì hàm sóng ψ_2 sẽ tiến đến là hàm sóng chung của tất cả các điện tử ở bên trái (cạnh 1), còn ψ_1 sẽ tiến đến là hàm sóng chung của tất cả các điện tử ở bên phải (cạnh 2). Để xem xét trường hợp hai chất siêu dẫn là khác nhau, đầu tiên ta hãy xét trường hợp đơn giản là: ở cả hai bên chất siêu dẫn là như nhau, khi đó bài toán đơn giản là sự tiếp xúc đối xứng. Tại một thời điểm, nếu không tính đến từ trường thì hai biên độ giao động sẽ phụ thuộc lẫn nhau theo phương thức sau đây:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = W_1 \Psi_1 + k \Psi_2 \quad (6.19)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = W_2 \Psi_2 + k \Psi_1 \quad (6.18)$$

k là một hằng số đặc trưng cho tiếp xúc, thường gọi là biên độ dao động qua lại của các hệ hai trạng thái. Nếu $k = 0$ thì cả hai phương trình trên biểu diễn trạng thái năng lượng thấp nhất (W) của cả hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau. Nhưng giữa hai (bên) chất tiếp xúc lại tạo ra sự sát nhập biên độ k , do đó các điện tử từ cạnh này có thể chạy sang cạnh kia. Nếu cả hai cạnh đều giống nhau thì W_1 phải bằng W_2 và có thể trừ đi cho nhau.

Hãy cho dòng điện chạy qua hai chất siêu dẫn sao cho trên phần tiếp xúc sinh ra một hiệu điện thế U . Khi đó: $W_1 - W_2 = qU$.

Để cho tiện ta giả định rằng hiệu năng lượng giữa W_1 và W_2 khi đó bằng 0. Khi đó các phương trình trên sẽ có dạng sau:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= \frac{qU}{2} \Psi_1 + k \Psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} &= -\frac{qU}{2} \Psi_2 + k \Psi_1 \end{aligned} \quad (6.19)$$

Hai phương trình này gọi là hệ phương trình trạng thái sát nhập. Hệ phương trình này có cách giải riêng theo hàm sóng sau đây:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \sqrt{\rho_1} e^{i\theta_1} \\ \Psi_2 &= \sqrt{\rho_2} e^{i\theta_2} \end{aligned} \quad (6.20)$$

θ_1 và θ_2 là các pha, ρ_1 và ρ_2 là mật độ điện tử ở hai phía của tiếp xúc (điện môi). Trong thực tế ρ_1 gần như bằng ρ_2 và có độ lớn chung bằng ρ_0 , đó là mật độ điện tử của chất siêu dẫn. Lấy Ψ_1 và Ψ_2 từ phương trình (6.20) thay vào phương trình (6.19) và cho phần ảo bằng phần ảo, phần thực bằng phần thực, ta sẽ nhận được bốn phương trình. Để cho gọn ta kí hiệu $\theta_2 - \theta_1 = \delta$ (hiệu hai pha) thì:

$$\dot{\rho}_1 = \frac{2}{\hbar} k \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \delta \quad (6.21)$$

$$\dot{\rho}_2 = -\frac{2}{\hbar} k \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \delta$$

$$\dot{\theta}_1 = \frac{k}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cos \delta - \frac{qU}{2\hbar} \quad (6.22)$$

$$\dot{\theta}_2 = \frac{k}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos \delta - \frac{qU}{2\hbar}$$

Theo phương trình (6.21) thì $\dot{\rho}_1 = -\dot{\rho}_2$. Giá trị $\dot{\rho}_1$ và $\dot{\rho}_2$ hoàn toàn có thể tính được nếu chất lỏng điện tử và các ion dương trong quá trình phá vỡ trạng thái cân bằng sẽ không sinh ra các lực điện từ. Như vậy là mật độ điện tử bắt đầu thay đổi và do đó các phương trình phải mô tả dòng

chuyển dịch tại thời điểm bắt đầu. Dòng dịch chuyển này chính là $\dot{\rho}_1$ hoặc $-\dot{\rho}_2$ chạy từ cạnh 1 về phía cạnh 2. Vậy dòng dịch chuyển thông qua lớp tiếp xúc điện môi sẽ là:

$$J = \frac{2k}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \delta \quad (6.23)$$

Như vậy dòng bắt đầu xuất hiện không bị tích ở cả hai cạnh mà tiếp tục chạy sao cho luôn duy trì một hiệu điện thế không đổi giữa hai miền tiếp xúc.

Nếu cho nguồn dòng chạy qua thì ρ_1 và ρ_2 trong thực tế là không đổi, nhưng dòng chạy qua lớp tiếp xúc được mô tả bằng phương trình (6.23). Vậy ρ_1 và ρ_2 thực tế là một hằng số và bằng ρ_0 . Hãy cho giá trị:

$$J_0 = \frac{2k}{\hbar} \rho_0 \quad (6.24)$$

Thì:

$$J = J_0 \sin \delta$$

Giống như hằng số k , J_0 cũng là đại lượng đặc trưng cho lớp tiếp xúc.

Xuất phát từ phương trình (6.22) liên quan đến $\dot{\theta}_1$ và $\dot{\theta}_2$ có quan hệ với phương trình (6.24) và do ký hiệu hiệu hai pha là:

$$\delta = \theta_2 - \theta_1$$

$$\text{Ta có:} \quad \dot{\delta} = \dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = \frac{qU}{\hbar} \quad (6.25)$$

Do δ là hàm của t nên phương trình này có thể viết dưới dạng:

$$\delta = \delta_0 + \frac{q}{\hbar} \int U(t) dt \quad (6.26)$$

Ở đây δ_0 là giá trị của δ tại thời điểm $t = 0$, q là điện tích của cặp điện tử có giá trị là $q = 2e$.

Các phương trình (6.24) và (6.26) là rất quan trọng bởi vì nó cho chúng ta lý thuyết cơ sở của tiếp xúc Josephson.

6.2.2. Các hệ quả

Trước tiên, xét trường hợp khi tiếp xúc Josephson mắc với một hiệu điện thế một chiều U_0 . Khi đó, theo phương trình (6.26) ta có

$$\delta = \delta_0 + \frac{q}{\hbar} U_0 t \quad (6.27)$$

Vì $\hbar$ là số nhỏ hơn rất nhiều so với hiệu điện thế và thời gian cho nên hàm sin giao động rất

nhANH, như vậy dòng sinh ra sẽ bằng không (trong thực tế có dòng rất bé vì sự dẫn điện các điện tử tự do thông thường). Mặt khác, nếu trên lớp tiếp xúc không có hiệu điện thế thì khi đó có dòng điện và dòng điện này có thể lấy bất kỳ giá trị nào giữa $+J_0$ và $-J_0$ (giá trị này phụ thuộc vào δ_0). Nhưng khi mắc hiệu điện thế vào, dòng này sẽ biến mất (bằng 0). Biểu hiện đặc biệt này đã quan sát được bằng thực nghiệm.

Như vậy, cũng có thể nhận được dòng điện bằng cách mắc vào hiệu điện thế một chiều một hiệu điện thế xoay chiều có tần số lớn. Chẳng hạn lấy giá trị:

$$U = U_0 + u \cos \omega t$$

Ở đây $u \ll U_0$. Khi đó từ phương trình (6.26) $\delta(t)$ nhận được là:

$$\delta(t) = \delta_0 + \frac{q}{\hbar} U_0 t + \frac{q}{\hbar} \frac{u}{\omega} \sin \omega t \quad (6.28)$$

Với trường hợp Δx là nhỏ thì:

$$\sin(x + \Delta x) = \sin x + \Delta x \cdot \cos x$$

Sử dụng phép gần đúng này cho $\sin \delta$ vào phương trình (6.24) $J = J_0 \sin \delta$ với các giá trị:

$$x = \delta_0 + \frac{q}{\hbar} U_0 t \text{ và } \Delta x = \frac{q}{\hbar} \frac{u}{\omega} \sin \omega t$$

Ta có:

$$J = J_0 \left[\sin \left(\delta_0 + \frac{q}{\hbar} U_0 t \right) + \frac{q}{\hbar} \frac{u}{\omega} \sin \omega t \cdot \cos \left(\delta_0 + \frac{q}{\hbar} U_0 t \right) \right] \quad (6.29)$$

Số hạng đầu lấy trung bình luôn luôn bằng không, còn số hạng thứ hai khác không nếu:

$$\omega = \frac{q}{\hbar} U_0 \quad (6.30)$$

Như vậy sẽ có một dòng điện, nếu khi đó dòng xoay chiều có tần số là ω . Năm 1963, Shapiro đã công bố rằng: đã quan sát được hiện tượng cộng hưởng này.

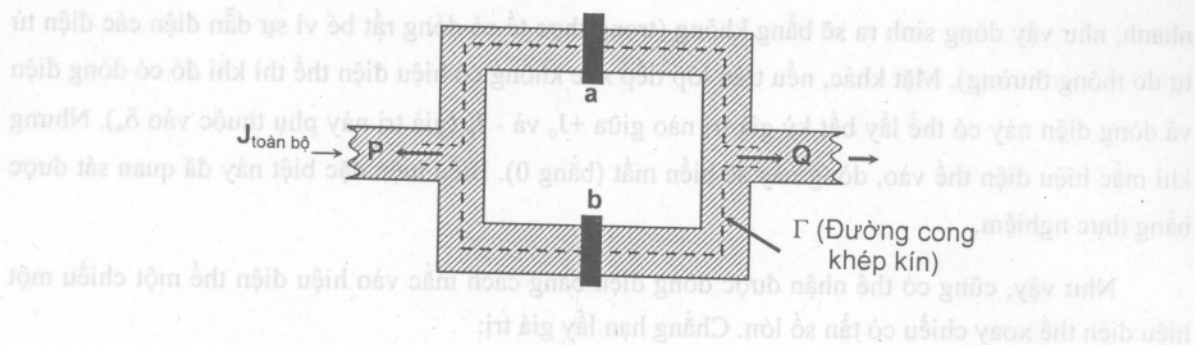
Liên quan đến vấn đề này là công thức mô tả dòng điện thông thường có dạng sau đây:

$$J = J_0 \sin \left(\delta_0 + \frac{2e}{\hbar} \int \vec{A} d\vec{S} \right) \quad (6.31)$$

Ở đây, cần tích phân thông qua lớp tiếp xúc bởi vì cần phải biến đổi biên độ nhảy của các điện tử khi xuất hiện vector thế ở trên lớp tiếp xúc. Muốn tìm được biểu thức chính xác cần phải xác định pha của dòng điện.

6.2.2.1. Hiện tượng giao thoa lượng tử siêu dẫn

Một vấn đề đặc biệt hấp dẫn đó là thí nghiệm về sự giao thoa dòng điện của hai tiếp xúc.



Hình 6.3

Hai tiếp xúc Josephson mắc song song

Trong cơ học lượng tử, giữa hai biên độ khe khác nhau thường xảy ra giao thoa. Vậy, hãy xem xét giao thoa của hai tiếp xúc. Hiện tượng này gây nên do các dòng điện chạy được hai đoạn đường khác nhau, như vậy các pha của chúng cũng khác nhau tại thời điểm mà chúng gặp nhau. Trên hình 6.3 mô tả hai tiếp xúc a và b mắc song song nhau.

Tại các điểm P và Q có thể mắc mạch điện để đo dòng bất kỳ. Dòng ngoài $J_{\text{toàn bộ}}$ sẽ là tổng dòng chạy qua hai tiếp xúc a và b.

Giả thiết có hai dòng chạy qua hai tiếp xúc là J_a và J_b với các pha của chúng là δ_a và δ_b . Hiệu pha của các hàm sóng giữa hai điểm P và Q cần phải bằng nhau. Hiệu pha chạy qua tiếp xúc a giữa P và Q chính là δ_a + tích phân đoạn đường của vector thế đi theo đường phía trên hình 6.3 là:

$$\Delta_{\text{Pha}_{P \rightarrow Q}} = \delta_a + \underbrace{\frac{2e}{\hbar} \oint_{\text{đường dưới}} \vec{A} d\vec{S}}_{\text{đường dưới}} \quad (6.32)$$

Sở dĩ lấy như vậy vì rằng pha (θ) của dòng điện trong phương trình lượng tử từ thông đã mô tả là θ phụ thuộc vào vector thế $\vec{A}$. Nếu tích phân phương trình (6.32) ta được về trái là giá trị độ lệch pha. Còn về phải sẽ cho giá trị tỉ lệ với tích phân đoạn đường của vector thế $\vec{A}$. Tương tự như vậy có thể viết độ lệch pha đi theo đường phía dưới hình 6.3 qua tiếp xúc b là:

$$\Delta_{\text{Pha}_{P \rightarrow Q}} = \delta_b + \underbrace{\frac{2e}{\hbar} \oint_{\text{đường dưới}} \vec{A} d\vec{S}}_{\text{đường dưới}} \quad (6.33)$$

Hai phương trình mô tả độ lệch pha theo đường trên (qua tiếp xúc a) và dưới (qua tiếp xúc b) như phương trình (6.32) và (6.33) phải bằng nhau. Nếu trừ hai phương trình này cho nhau ta sẽ nhận được hiệu của δ chính bằng tích phân lấy theo đường tròn của vector thế $\vec{A}$.

$$\delta = \delta_a - \delta_b = \frac{2e}{\hbar} \oint_{\Gamma} \vec{A} d\vec{S} \quad (6.34)$$

Tích phân đường vòng Γ theo hình 6.3 cần phải lấy men theo hai vòng cung mà cả hai tiếp xúc (a, b) cắt nhau. Tích phân này của vector $\vec{A}$ chính bằng từ thông (ϕ) cắt ngang bề mặt của hai vòng cung. Vậy hiệu pha δ của chúng là:

$$\delta = \delta_a - \delta_b = \frac{2e}{\hbar} \phi \quad (6.35)$$

Hiệu pha này có thể điều chỉnh bằng sự thay đổi từ trường tác dụng lên mạch. Vậy giá trị của độ lệch pha có thể thiết lập được và có thể kiểm tra xem tổng dòng điện chạy qua hai lớp tiếp xúc có phải là sự giao thoa của hai dòng thành phần không. Dòng tổng hợp sẽ là tổng của J_a và J_b . Ta có thể viết:

$$\delta_a = \delta_o + \frac{e}{\hbar} \phi \quad (6.36)$$

$$\delta_b = \delta_o - \frac{e}{\hbar} \phi$$

Trên cơ sở này:

$$J_{\text{tổng hợp}} = J_o \left[\sin \left(\delta_o + \frac{e}{\hbar} \phi \right) + \sin \left(\delta_o - \frac{e}{\hbar} \phi \right) \right] = 2J_o \sin \delta_o \cos \frac{e\phi}{\hbar} \quad (6.37)$$

Giá trị của δ_o phụ thuộc vào môi trường thiết lập mạch, nó phụ thuộc vào bất kỳ một thế hiệu nào mắc vào lớp tiếp xúc. Nhưng $\sin \delta_o$ không bao giờ lớn hơn 1. Vậy nếu biết giá trị của ϕ thì dòng cực đại sẽ là:

$$J_{\text{max}} = J_o \left| \cos \frac{e\phi}{\hbar} \right| \quad (6.38)$$

Dòng trong phương trình (6.38) còn gọi là dòng Josephson là hàm của ϕ và giá trị này sẽ là cực đại nếu ϕ thoả mãn điều kiện:

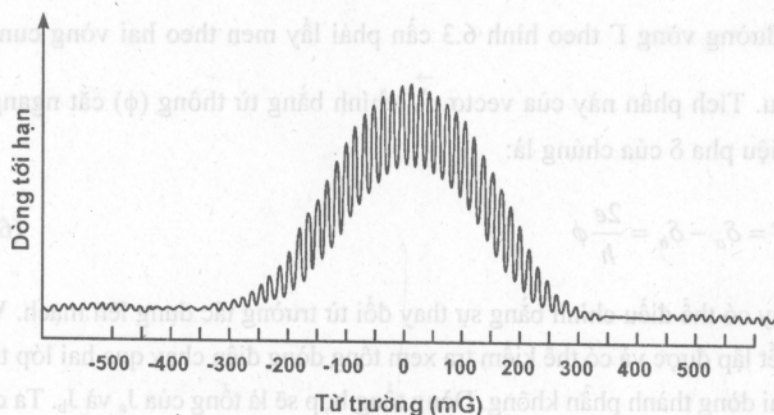
$$\phi_o = \frac{\pi \hbar}{e} \quad (6.39)$$

Với n là số nguyên bất kỳ. Điều này có nghĩa là dòng cực đại sẽ đạt được khi từ thông lấy các giá trị lượng tử hoá theo phương trình sau:

$$\phi_o = \frac{\pi \hbar}{e} = 2.10^{-7} \text{ Gauss.cm}^2 \quad (6.40)$$

Người ta đã đo được dòng Josephson cùng chạy qua hai tiếp xúc như là hàm của từ trường đi qua diện tích bị khép kín do hai tiếp xúc Josephson. Kết quả được biểu diễn trên hình 6.4.

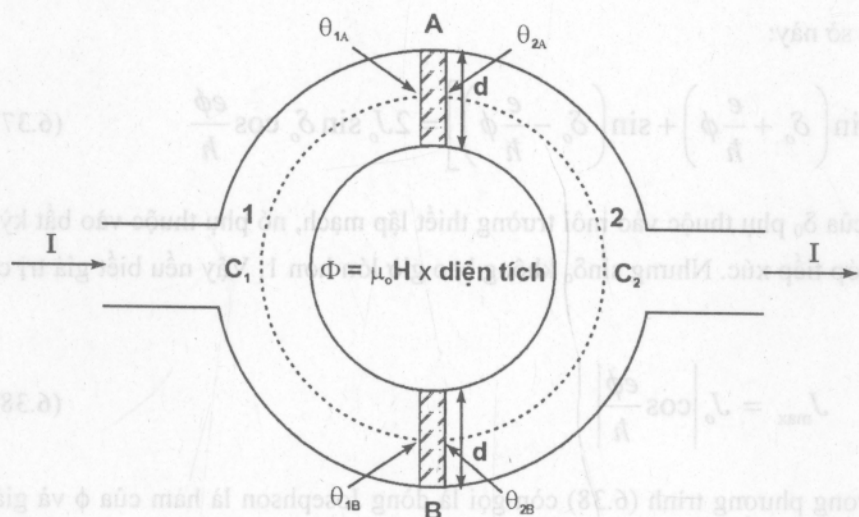
Phương trình (6.37) là dòng tổng hợp mô tả sự biến thiên từ trường của dòng điện gây nên dao động điều hoà rất nhanh và số hạng $\cos \frac{e\phi}{\hbar}$ là thành phần gây nên giao thoa.



Hình 6.4

Đường phổ giao thoa thu được từ giao thoa kế lượng tử

6.2.2.2. Ứng dụng cho dc. SQUID



Hình 6.5

Sơ đồ biểu diễn dc. SQUID hoặc giao thoa lượng tử (A và B là các tiếp xúc Josephson)

Dc. SQUID là thiết bị dùng cho việc đo từ có độ nhạy cao, sử dụng cả vật liệu siêu dẫn nhiệt độ thấp và siêu dẫn nhiệt độ cao. Nguyên lý hoạt động của dc. SQUID có thể mô tả theo giản đồ dưới đây. Có hai mảnh siêu dẫn 1 và 2 được ghép thành hình xuyên với hai tiếp xúc Josephson A và B. Hiện tượng giao thoa lượng tử sẽ xuất hiện trong mạch khi có dòng điện chạy qua (hình 6.5).

Đầu tiên hãy xét dòng chạy suốt hai tiếp xúc Josephson mắc song song, dòng này chính là dòng tổng hợp được mô tả trong phương trình (6.37). Phương trình này có thể viết lại dưới dạng sau đây:

$$I = I_c [\sin(\theta_{2A} - \theta_{1A}) + \sin(\theta_{2B} - \theta_{1B})] \quad (6.41)$$

Ở đây $(\theta_{2A} - \theta_{1A})$ và $(\theta_{2B} - \theta_{1B})$ là độ lệch pha giữa hai mảnh siêu dẫn tại phần của tiếp xúc A và B. Từ phương trình (6.37), các pha vượt qua các tiếp xúc A và B liên quan với nhau thông qua từ thông được khép kín bằng mạch siêu dẫn.

Trước hết, xét dòng chạy trong đoạn đường một phần bên trái của xuyên siêu dẫn C_1 (hình 6.5). Dọc theo đoạn đường này $\hbar \Delta \phi = 2eA$. Theo phương trình (6.34) ta có:

$$\theta_{1B} - \theta_{1A} = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_1} \vec{A} d\vec{l} \quad (6.42a)$$

và dọc theo đoạn đường phần bên phải của xuyên siêu dẫn C_2 (hình 6.5), độ lệch pha giữa hai tiếp xúc Josephson trong mạch sẽ là:

$$\theta_{2A} - \theta_{2B} = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_2} \vec{A} d\vec{l} \quad (6.42b)$$

Như vậy:

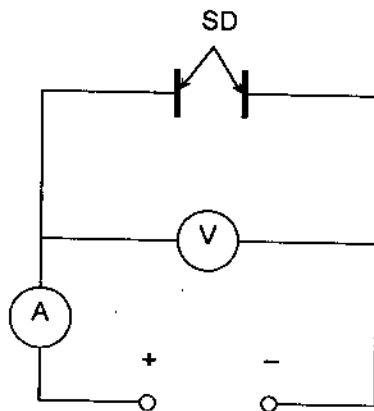
$$(\theta_{1B} - \theta_{1A}) - (\theta_{2B} - \theta_{2A}) = \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} d\vec{l} = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0} \quad (6.43)$$

Nhận thấy rằng giá trị tuyệt đối của các pha là tùy ý và chỉ có độ lệch pha là có nghĩa, nó cho thấy rằng:

$$I = 2I_c \left| \cos \pi \frac{\phi}{\phi_0} \right| \quad (6.44)$$

Phương trình này giống với phương trình (6.38), cho thấy dòng cực đại có thể chạy suốt thiết bị đo, nó là hàm tuần hoàn của từ thông bên trong xuyên. Tình trạng này gần với ảnh giao thoa trượt-kép trong quang học, trong trường hợp siêu dẫn, sự thay đổi pha được xác định bằng từ thông bên trong xuyên.

6.3. Hiệu ứng xuyên ngầm



Hình 6.6

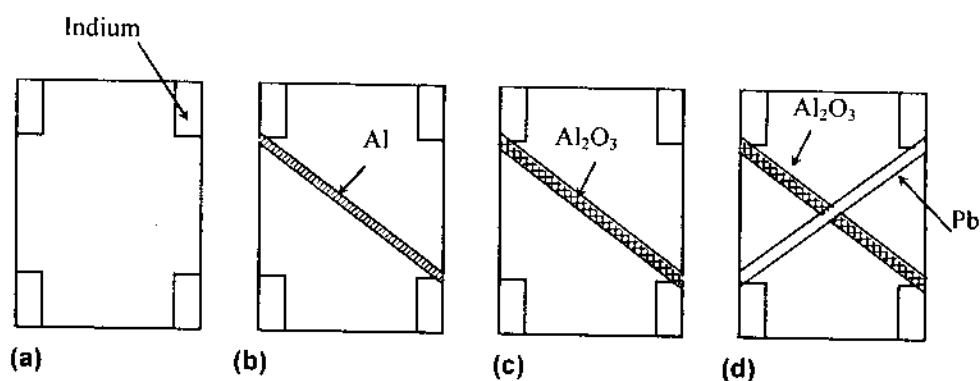
Sơ đồ thí nghiệm về điện tử xuyên ngầm. Nếu khoảng cách giữa các tấm kim loại là nhỏ hơn $100 \text{ \AA}$ thì dễ dàng quan sát thấy dòng điện

Sự biến mất của điện trở dưới một nhiệt độ tới hạn là tính chất cơ bản đơn giản nhất của các chất siêu dẫn. Những tính chất khác cũng có thể xác định được qua phép đo là từ trường tới hạn H_c và dòng tới hạn J_c . Tính chất cơ bản của các chất siêu dẫn còn bao gồm cả là cấu trúc điện tử và khe năng lượng. Khe năng lượng đóng vai trò trọng tâm trong lý thuyết BCS về siêu dẫn bởi vì từ khe năng lượng có thể suy ra hầu hết các tính chất của trạng thái siêu dẫn.

Vì vậy xác định cấu trúc điện tử và khe năng lượng trong chất siêu dẫn là vô cùng quan trọng. Hiện tượng điện tử xuyên ngầm sẽ giúp ta xác định các thông số quan trọng này

Hình 6.6 minh họa sơ đồ thực hiện thí nghiệm xuyên ngầm điện tử. Có hai kim loại ghép với nhau qua một màng ngăn cách điện. Nếu màng ngăn đủ mỏng thì các điện tử có thể xuyên qua màng ngăn và tạo thành dòng điện trong mạch.

Về mặt cơ học, rất khó ghép hai tấm kim loại sát vào nhau. Hầu hết các trường hợp được tạo thành là lớp oxit tự nhiên được sắp đặt lại. Các mẫu được chế tạo để thực hiện thí nghiệm như sau:



Hình 6.7

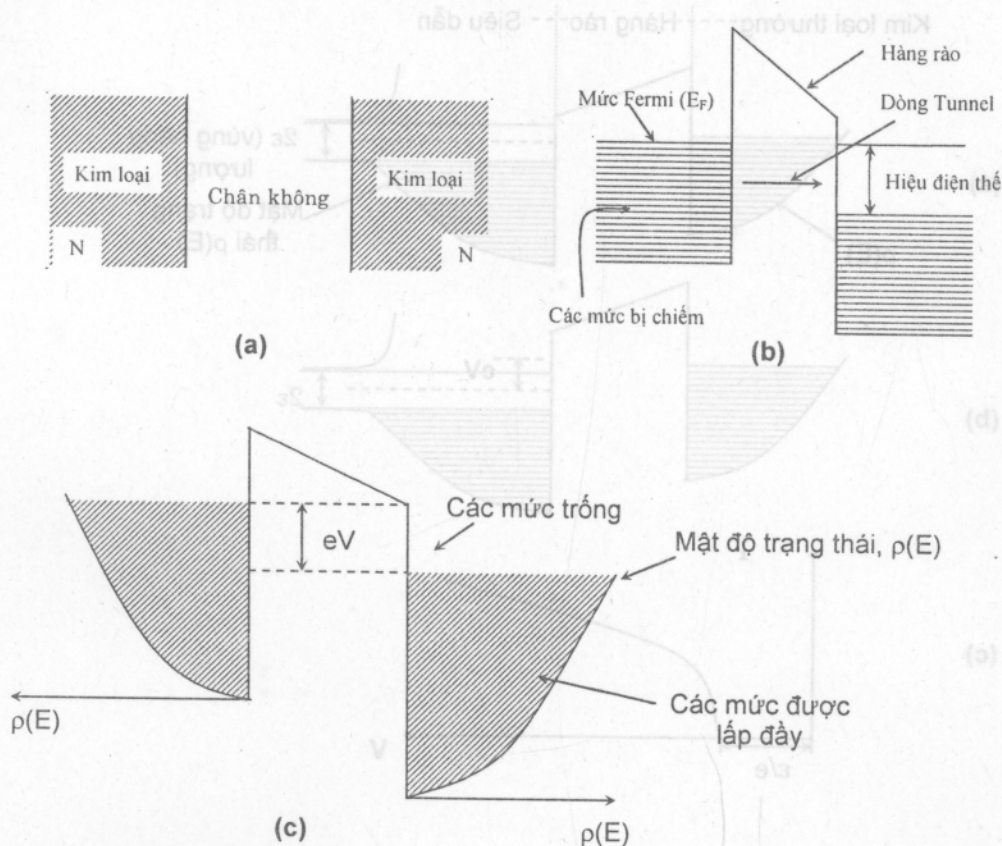
Các bước chế tạo mẫu

- Hàn indium trên màng trong môi trường sạch tạo thành bốn cực.
- Làm bốc bay một dải nhôm nối giữa hai cực Indium.
- Cho dải nhôm oxy hóa một vài phút trong không khí.
- Cho chì (Pb) bốc bay cất ngang dải nhôm (Al) tạo thành tiếp xúc giống như tụ điện.

Mắc vôn kế và ampe kế để đo dòng và thế theo hình 6.6. Toàn bộ thí nghiệm có thể giải thích bằng giản đồ năng lượng của các điện tử tự do trong kim loại. Hình 6.8 mô tả giản đồ năng lượng khi cả hai kim loại ở trạng thái thường (N) tiếp xúc nhau.

6.3.1. Trường hợp hai kim loại thường tiếp xúc nhau

Coi lớp ngăn cách giữa hai kim loại thường là một khe chân không thì khi có sự chênh lệch hiệu điện thế, dòng xuyên ngầm được minh họa theo các giản đồ năng lượng sau:

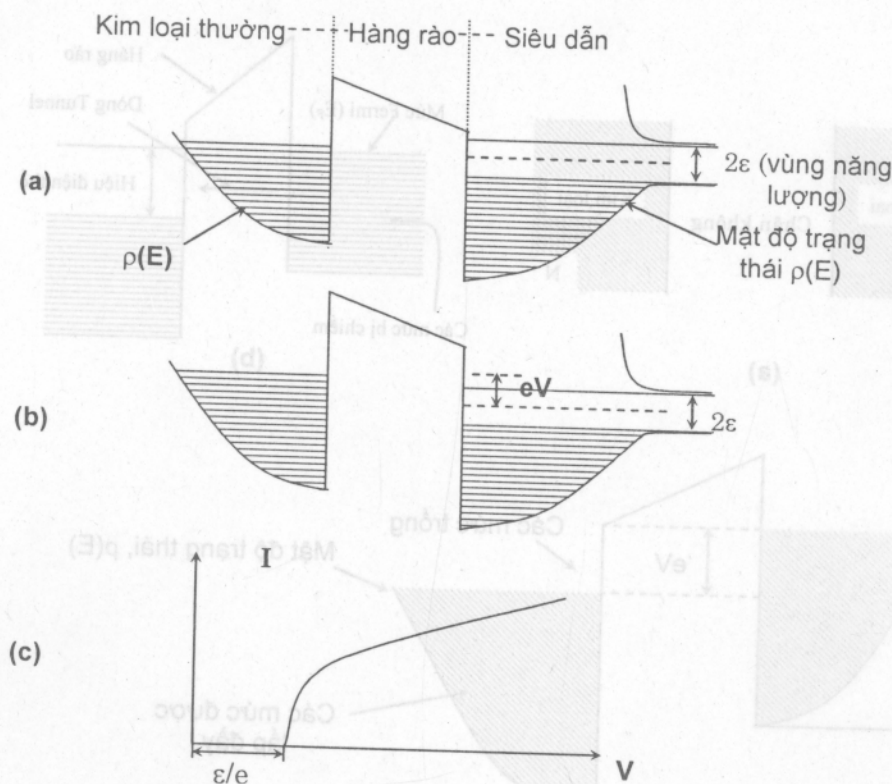


Hình 6.8

- Tiếp xúc của hai tấm kim loại qua khe chân không.
- Giản đồ năng lượng của các tấm kim loại cho thấy, khi đặt vào tấm bên phải một hiệu điện thế (gọi là thế dịch chuyển) thì mức năng lượng trong hai tấm kim loại bị lệch đi. Các mức điện tử bị chiếm phía bên phải bị thấp đi so với bên trái và các điện tử từ bên trái có thể chạy xuyên ngầm sang các mức trống bên phải.
- Giản đồ năng lượng liên quan đến mật độ trạng thái $\rho(E)$ trong quá trình xuyên ngầm khi có hiệu điện thế V . Mật độ trạng thái ở đây là số điện tử/ 1 đơn vị vùng năng lượng như là hàm của năng lượng. Trong trường hợp này, chỉ có các điện tử nằm ở trong vùng eV (e là điện tích điện tử, V là thế hiệu đặt vào) ở bên trái có thể xuyên ngầm qua hàng rào thế, bởi vì chỉ có các điện tử này đối diện với các mức rỗng (empty levels) phía bên phải của hàng rào thế.

6.3.2. Sự xuyên ngầm giữa một kim loại siêu dẫn và một kim loại thường tiếp xúc nhau

Ở nhiệt độ không tuyệt đối, hai tấm kim loại ở thế năng như nhau, mức Fermi trong kim loại trùng với mức biểu diễn các cặp điện tử ngưng đọng trong chất siêu dẫn. Sự xuyên ngầm không thể xảy ra nếu không có sự chênh lệch thế năng giữa hai tấm kim loại.



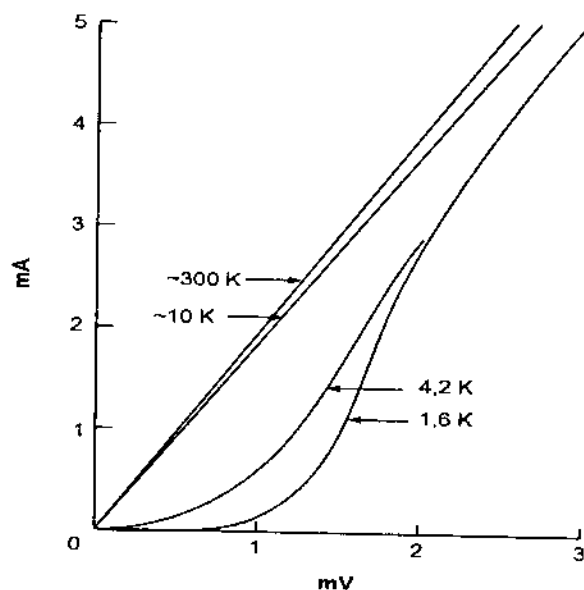
Hình 6.9

Sự xuyên ngầm giữa một kim loại thường và một chất siêu dẫn

- Thế dịch chuyển đặt vào nhỏ hơn một nửa khe năng lượng. Không có dòng chạy qua bởi vì các điện tử ở bên trái đối diện với cả hai: hoặc trạng thái lấp đầy hoặc trạng thái cấm ở bên phải.
- Các điện tử trong vùng $eV - e$ có thể chạy qua chất siêu dẫn ở bên phải.
- Đặc trưng $I - V$. Khi thế đặt vào lớn hơn một chút so với một nửa khe năng lượng thì dòng điện tăng nhanh hơn so với khi thế dịch chuyển lớn hơn nhiều so với nửa khe năng lượng. Như vậy khả năng chuyển các điện tử tỉ lệ với mật độ trạng thái trong chất siêu dẫn (chứ không tỉ lệ với thế đặt vào).

Đối với thế hiệu đặt vào thấp (cỡ 100 mV) đặc trưng Volt – Ampe ($I - V$) sẽ là tuyến tính. Nếu làm một kim loại trở thành siêu dẫn thì đặc trưng $I - V$ sẽ thay đổi, bởi vì mật độ trạng thái đã thay đổi. Hiện tượng này được minh hoạ trong hình 6.10.

Giả thiết rằng: nếu xác suất chuyển của sự xuyên ngầm tỉ lệ với mật độ trạng thái trong chất siêu dẫn, thì sẽ nhận được đạo hàm chuyển hoá, ví dụ $\left(\frac{dV}{dI}\right)_S : \left(\frac{dV}{dI}\right)_N$ tiến gần đến mật độ trạng thái khi nhiệt độ tiến đến 0.

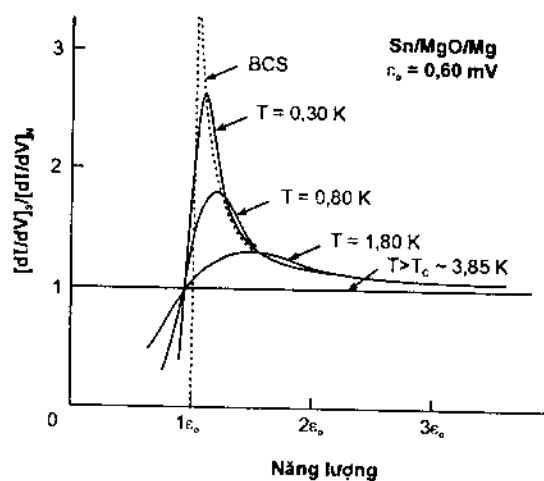


Hình 6.10

Đường đặc trưng I-V về sự xuyên ngầm giữa kim loại siêu dẫn và kim loại thường ở những nhiệt độ khác nhau

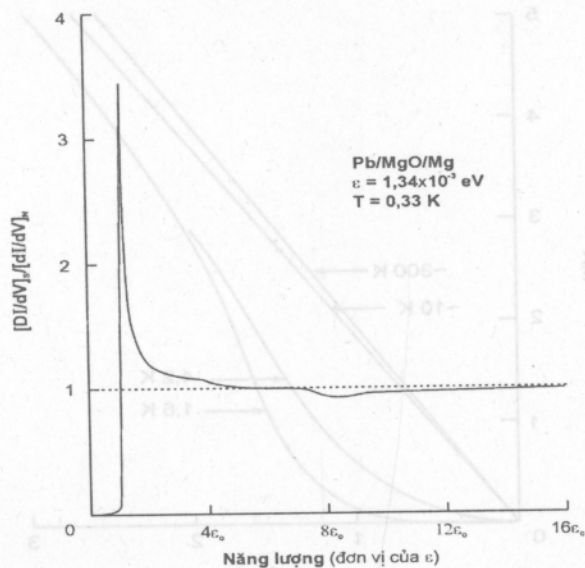
Trong hình 6.11: Mật độ trạng thái nhận được từ phương pháp này bằng cách sử dụng kết quả thực nghiệm của mẫu thiếc so sánh với đường cong lý thuyết BCS.

Hình 6.12 cho thấy đường cong mật độ trạng thái thực nghiệm của mẫu Pb. Trên đường cong này xuất hiện một vài đỉnh gồ ghề nhỏ gần tương đương với năng lượng ở nhiệt độ Debye của Pb. Những gồ ghề này chỉ quan sát thấy trong trường hợp của Pb, đó là bằng chứng về tương tác điện từ do các phono gây ra trong trường hợp này.



Hình 6.11

Mật độ trạng thái của thiếc xác định bằng thực nghiệm được so sánh với mật độ trạng thái tính toán trong lý thuyết BCS. Nhận thấy rằng đường cong thực nghiệm tiến gần tới đường cong BCS khi nhiệt độ tiến dần tới không

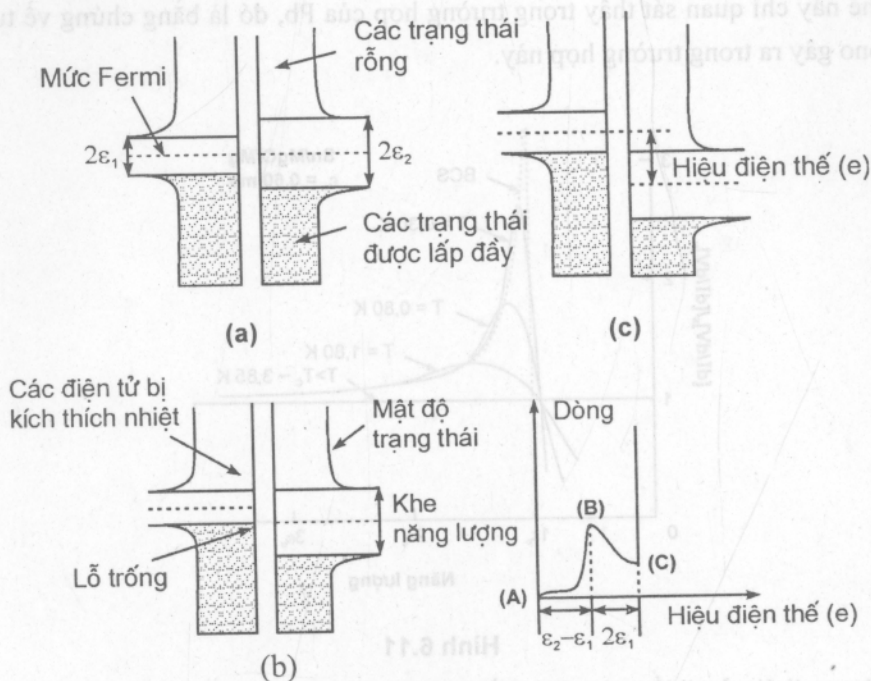


Hình 6.12

Mật độ trạng thái của chì (Pb). Những đỉnh gồ ghề nhỏ trong đường cong cắt ngang phía trên ở năng lượng tương ứng nhiệt độ Debye của chì

6.3.3. Hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau

Giá trị thực của khe năng lượng nhận được tốt hơn nếu sử dụng hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau. Sơ đồ minh họa hai chất siêu dẫn có khe năng lượng khác nhau tiếp xúc Josephson với nhau trong hình 6.13.



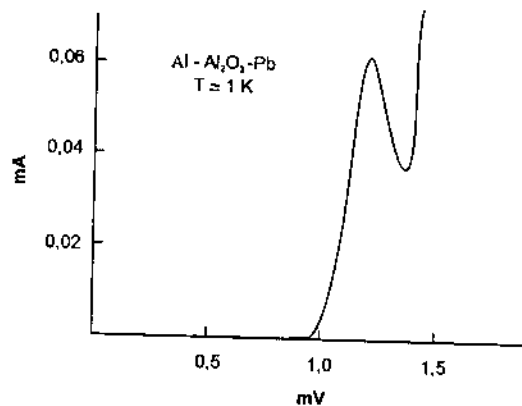
Hình 6.13

Sự xuyên ngầm giữa hai chất siêu dẫn khác nhau

a) Giảm độ năng lượng của hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau. Khi chưa đặt vào thế dịch chuyển, các điện tử bị kích thích nhiệt ở trên và các lỗ trống ở dưới khe năng lượng không liên quan đến hiện tượng xuyên ngầm. Khi đó, khả năng xuyên ngầm từ trái sang phải và từ phải sang trái là như nhau.

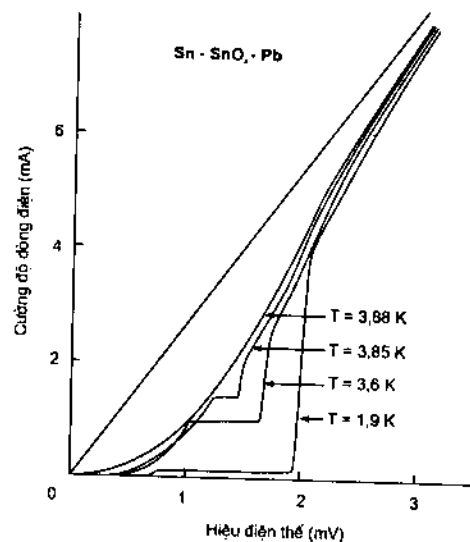
b) Khi có thế dịch chuyển đặt vào, $e = \epsilon_2 - \epsilon_1$ dòng xuyên ngầm xuất hiện bởi vì rất nhiều điện tử kích thích nhiệt trong chất siêu dẫn bên trái tạo thành dòng chạy sang chất siêu dẫn bên phải. Trong trường hợp này, tất cả các điện tử kích thích nhiệt ở bên trái đều có khả năng xuyên ngầm sang chất siêu dẫn bên phải.

c) Khi có thế dịch chuyển $\epsilon_2 + \epsilon_1 > e > \epsilon_2 - \epsilon_1$, chỉ có số điện tử giống nhau mới có thể chạy qua, do đó mật độ trạng thái ở chất siêu dẫn bên phải là nhỏ hơn, nên dòng xuyên ngầm chạy qua sẽ giảm như một hàm của thế dịch chuyển cho đến khi các điện tử phía dưới khe năng lượng trong chất siêu dẫn bên trái có thể chạy sang phía trên khe năng lượng trong chất siêu dẫn bên phải.



Hình 6.14

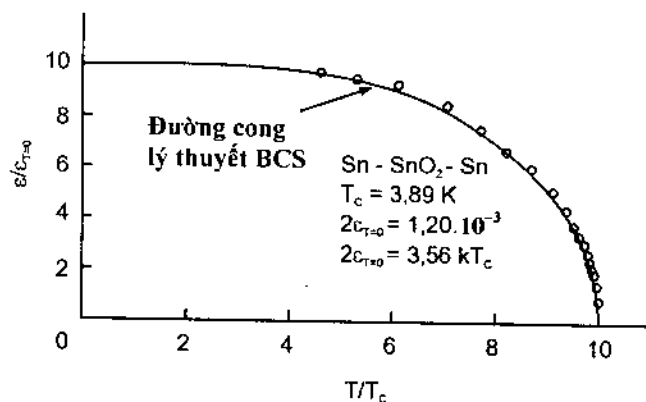
Đường cong thực nghiệm đặc trưng I-V về sự xuyên ngầm của hai chất siêu dẫn Pb và Al tiếp xúc nhau



Hình 6.15

Sự xuyên ngầm giữa thiếc (Sn) và chì (Pb). Ở trên 3,88 K chỉ có chì là chất siêu dẫn; ở dưới 3,88 K cả hai kim loại là chất siêu dẫn. Độ dài trục tọa độ nằm ngang chính bằng khe năng lượng trong Sn. Nhận thấy rằng khe năng lượng tăng khi nhiệt độ giảm

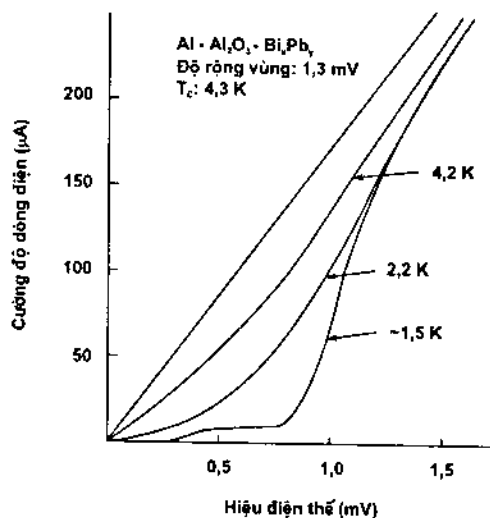
Hình 6.15 cho thấy khe năng lượng như một hàm của nhiệt độ. Sự trùng hợp giữa lý thuyết BCS và thực nghiệm là điều đáng lưu ý, giống như mô tả trong hình 6.16. Từ kết quả thực nghiệm và lý thuyết có thể nhận thấy rằng, trong trường hợp màng mỏng thì khe năng lượng tăng khi nhiệt độ giảm.



Hình 6.16

Sự trùng hợp kết quả giữa lý thuyết và thực nghiệm về sự xuyên ngầm giữa hai siêu dẫn giống nhau tiếp xúc với nhau

6.3.4. Tiếp xúc giữa hai hợp kim có các kim loại thành phần là chất siêu dẫn

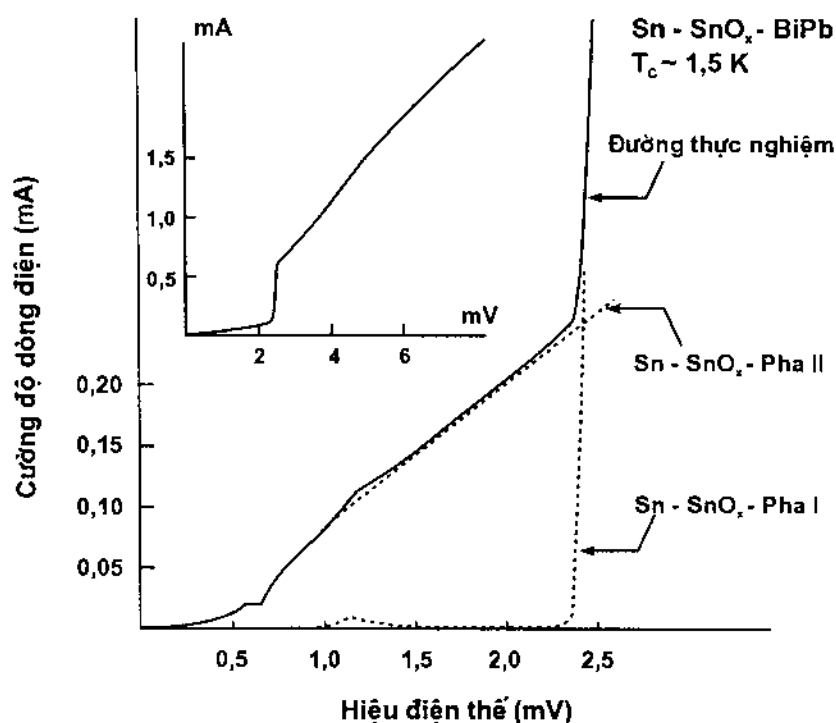


Hình 6.17

Đường đặc trưng I-V trong các hiệu ứng xuyên ngầm với các tiếp xúc giữa Al và hợp kim Bi-Pb ở những nhiệt độ thấp

Vấn đề hấp dẫn hơn khi thực nghiệm cho biết sự biểu hiện của hai hợp kim tiếp xúc nhau gần giống như các chất siêu dẫn thông thường. Kết quả nghiên cứu hiệu ứng xuyên ngầm trong hợp kim Bismuth – Paladium, được chế tạo bằng sự bốc bay Bismuth và Paladium theo các lớp, cho thấy đường đặc trưng I – V không hoàn toàn giống như các kết quả đã nhận được đối với các chất siêu dẫn sạch.

Các đường đặc trưng giống như trường hợp tiếp xúc giữa hai siêu dẫn sạch được trình bày trong hình 6.18.



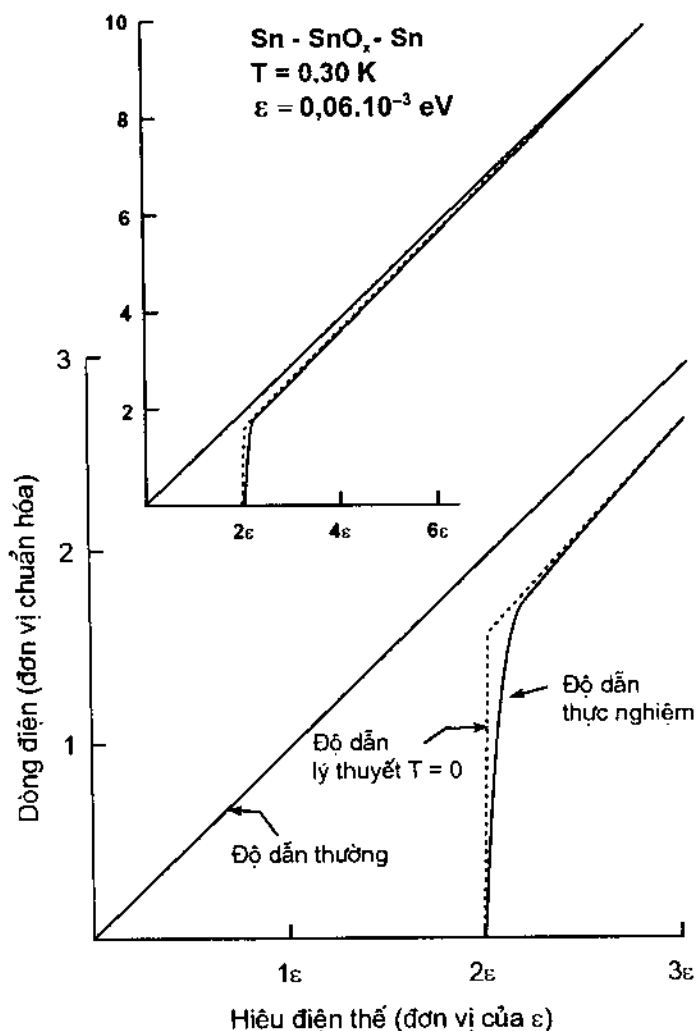
Hình 6.18

Sự xuyên ngầm trong hợp kim cỡ 50% Bi và 50% Pb. Bi-Pb có hai pha eutectic. Thực nghiệm có thể giải thích cho cả hai pha trở thành siêu dẫn. Một pha có thể tương ứng với cỡ $\text{Bi}_{0,30} - \text{Pb}_{0,70}$ có khe năng lượng cỡ 3,6 mV ở 1,5 K, còn pha khác ứng với $\text{Bi}_{0,995}\text{Pb}_{0,005}$ và có khe năng lượng 0,1 mV ở 1,5 K

Đường cong thực nghiệm (hình 6.18) có thể giải thích dễ dàng bằng giả thiết rằng, có sự hiện diện hai pha trong Bi-Pb và từng pha đó có khe năng lượng riêng của nó. Điều này trùng lặp với cấu trúc được giả định của Mendelssohn. Một pha ứng với phần thô $\text{Bi}_{0,30}\text{Pb}_{0,70}$ có khe năng lượng lớn, còn pha kia là Bi với một lượng Pb rất nhỏ được hoà tan vào trong nó.

6.3.5. Hai chất siêu dẫn có khe năng lượng bằng nhau tiếp xúc nhau

Hình 6.19 là đường đặc trưng I-V của hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau có khe năng lượng bằng nhau.



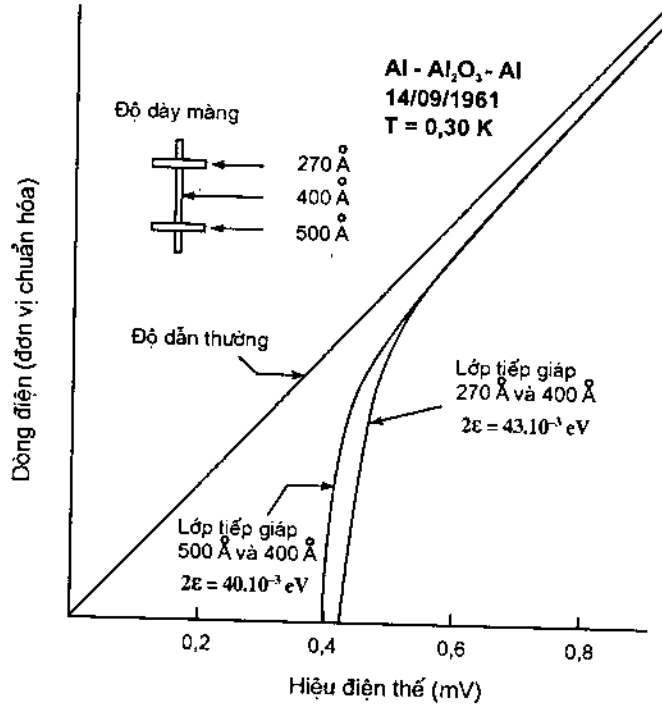
Hình 6.19

Sự xuyên ngầm giữa hai chất siêu dẫn có khe năng lượng bằng nhau. Dòng xuất hiện theo lý thuyết BCS

Có thể thấy rằng ở nhiệt độ rất thấp, đường cong không trùng hợp tốt với lý thuyết BCS trừ khi bước nhảy của dòng ở thế (V) bằng đúng 2ϵ . Sự làm mờ khe năng lượng này có thể có một vài nguyên nhân: một trong các nguyên nhân đó là sự làm méo màng đi khi tiếp xúc.

6.3.6. Hai kim loại có độ dày khác nhau tiếp xúc nhau

Hình 6.20 cho thấy rằng hai màng mỏng bằng Al có hai độ dày khác nhau có các khe năng lượng khác nhau rõ rệt. Bởi vì các màng có độ dày khác nhau, sẽ tạo ra sức căng bề mặt trên các màng khác nhau, do đó sinh ra sự méo màng khác nhau.

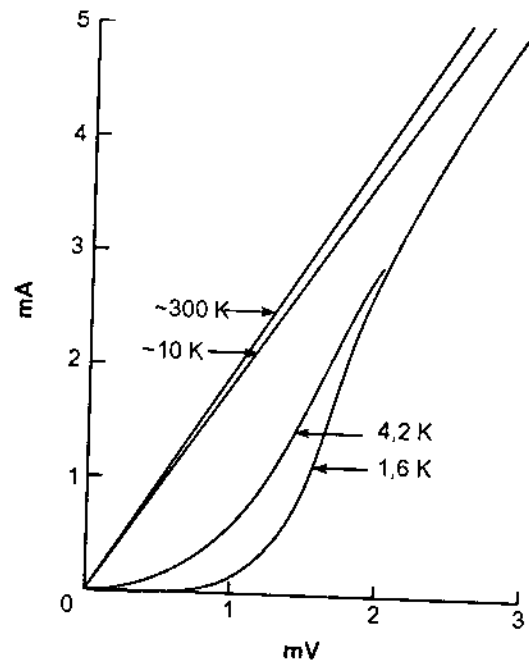


Hình 6.20

Sự xuyên ngầm giữa hai màng mỏng bằng Al. Có thể nhận thấy hai khe năng lượng khác nhau phụ thuộc vào độ dày của màng. Các độ dày khác nhau gây nên độ cong (căng) khác nhau trong màng, bởi vì sự giãn nở nhiệt của các đế và màng cũng khác nhau. Sự khác nhau về khe năng lượng cũng chứng tỏ rằng có sự khác nhau về độ cong của các màng tiếp xúc nhau

6.3.7. Sự xuyên ngầm trong màng mỏng

Hình 6.21 là kết quả xuyên ngầm trong màng mỏng siêu dẫn Niobium và Chì. Với các đường cong đặc trưng này, có thể giải thích bằng mô hình màng được cấu trúc từ các sợi nhỏ (filamentary structure).



Hình 6.21

Xuyên ngầm giữa các màng mỏng Pb và Niobium. Có thể cho rằng màng được cấu trúc từ các sợi nhỏ

Chương 7

SIÊU DẪN NHIỆT ĐỘ CAO VÀ MỘT SỐ TÍNH CHẤT CỦA VẬT LIỆU SIÊU DẪN NHIỆT ĐỘ CAO

7.1. Sơ lược tiến trình phát hiện các chất siêu dẫn nhiệt độ cao

Mốc lịch sử đáng được chú ý là năm 1974, vật liệu gốm siêu dẫn được phát hiện với hợp chất $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ ($x = 0,25$) có T_C cực đại cỡ 13 K. Mặc dù chuyển pha ở hợp chất này không cao nhưng nó mở ra một hướng mới là: Có thể tìm kiếm vật liệu siêu dẫn ngay cả trong các hợp chất gốm, chứ không phải chỉ ở kim loại nguyên chất hoặc hợp kim.

Với nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn T_C không vượt quá 24 K (Bảng 7.1), có thể nói rằng trong vòng 75 năm (1911 – 1985) chất lỏng Heli vẫn là môi trường duy nhất dùng để nghiên cứu vật liệu siêu dẫn. Việc tồn tại tính siêu dẫn trong vùng nhiệt độ Heli là một hạn chế lớn trong việc nghiên cứu và ứng dụng đối với nhiều phòng thí nghiệm trên thế giới, vì vấn đề tạo ra Heli lỏng là cả một quá trình phức tạp và tốn kém. Để khắc phục điều đó, sự tìm tòi chủ yếu của các nhà khoa học được tập trung vào vấn đề, làm sao tạo được các chất siêu dẫn có nhiệt độ chuyển pha cao hơn.

Ngày 27 tháng 01 năm 1986, hai nhà Vật lý là K.A. Müller và J. G. Bednorz làm việc tại phòng thí nghiệm của hãng IBM ở Zurich (Thụy Sĩ) đã công bố trên tạp chí "Zeitschrift Fur Physik" của Đức rằng: "Hợp chất gốm $\text{Ba}_{0.75}\text{La}_{0.25}\text{Cu}_5\text{O}_{4(3-y)}$ có điện trở giảm mạnh trong vùng 30 – 35 K và trở về không ở 12 K. Phát minh này làm chấn động dư luận trên toàn thế giới. Một lần nữa các nhà khoa học đã quay lại với phát hiện về siêu dẫn có trong hợp chất gốm (1974). Phát minh của Bednorz và Müller mở ra một chân trời mới đầy hy vọng, nó có sức hấp dẫn và lôi cuốn đa số các nhà vật lý trên toàn thế giới, nó như một phát súng đại bác mở đầu một cuộc tấn công mạnh mẽ vào lĩnh vực khoa học hoàn toàn mới: "Lĩnh vực siêu dẫn nhiệt độ cao"

Ngay sau đó là sự bùng nổ thông tin nghiên cứu về siêu dẫn nhiệt độ cao trên toàn cầu. Các phòng thí nghiệm, các nhóm nghiên cứu ở rất nhiều nước trên thế giới chạy đua nhau công bố các kết quả về siêu dẫn nhiệt độ cao. Những vật liệu siêu dẫn mới không ngừng được phát hiện thêm và nhiệt độ chuyển pha T_C ngày càng được nâng cao một cách đáng kể.

Tiếp sau phát minh của Bednorz – Müller, ngay trong năm 1986 nhóm TOKYO đã xác định được $(\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{CuO}_{4-\delta}$ có cấu trúc Perovskite loại K_2NiF_4 và T_C cỡ 30 K. Nhóm Houston đã nghiên cứu hiệu ứng áp suất cao ở hợp chất gốm này và tìm thấy T_C tăng cỡ 1 K/kbar, đồng thời cũng xác định được nhiệt độ bắt đầu chuyển pha của nó cỡ 57 K ở áp suất 12 kbar. Sau kết quả này nhóm Houston – Alabama đã thay thế một lượng nhỏ Ba bằng Sr và đã xác định được nhiệt độ bắt đầu chuyển pha siêu dẫn $T_C \sim 42,5$ K trong hợp chất $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1})_2\text{CuO}_{4-\delta}$ ở áp suất thường.

Nhiều phòng thí nghiệm khác nghiên cứu về siêu dẫn nhiệt độ cao trên thế giới như A&T. Bell,

Beijing, Belcore, Argone và Naval Research Laboratory cũng khẳng định các kết quả đã được công bố trên đây.

Cho đến năm 1991, một số nhà khoa học đã tìm ra siêu dẫn còn có trong cả các hợp chất hữu cơ K_xC_{60} với nhiệt độ chuyển pha lên đến 28 K. Một phát hiện rất quan trọng cũng vào năm đó là các nhà khoa học ở AT & T đã tìm thấy siêu dẫn hữu cơ là chất $C_{60}Rb_3$ có nhiệt độ T_C cỡ 30 K. Kết quả này là một sự ngạc nhiên lớn cho các nhà khoa học, nó không chỉ ngạc nhiên về siêu dẫn thực sự tồn tại trong chất hữu cơ mà cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao gây bởi các lớp Cu-O trong vật liệu mới này đã trở nên không còn ý nghĩa. Phải chăng, một hướng mới trong cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao cần được hình thành để giải thích cho sự tồn tại siêu dẫn trong các hợp chất được gọi là "Fullerence".

Một phát hiện đáng quan tâm nữa là ngày 20/01/1994 nhóm tác giả R. J. Cava đã công bố 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 T_C của hợp chất này không cao nhưng đây là một phát minh quan trọng vì nó mở ra con đường tìm kiếm vật liệu siêu dẫn trong các hợp kim liên kim loại (Intermetallic) và trong cả 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.

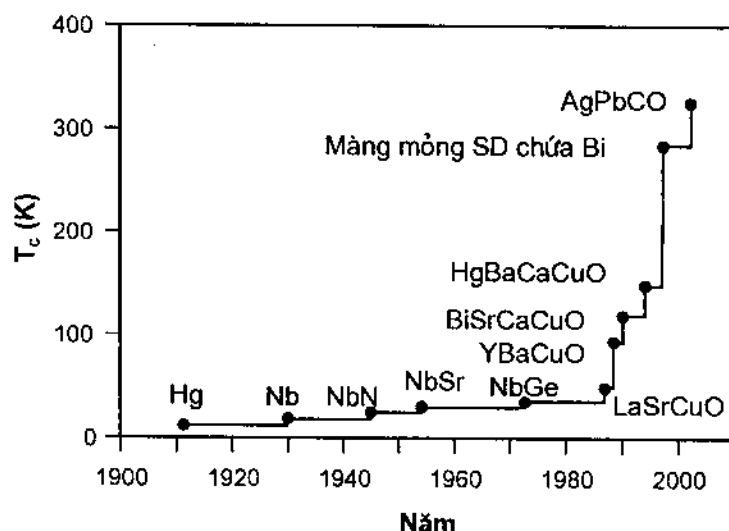
Như vậy, cho đến năm 2001 đã có rất nhiều hợp chất siêu dẫn mới được phát hiện. Sự phân loại tạm thời hôm nay có thể ngày mai sẽ bị thay đổi. Tuy nhiên, để cho có hệ thống, chúng tôi tạm sắp xếp các loại siêu dẫn điển hình theo bảng sau.

Bảng 7.1

Phân loại các chất siêu dẫn

Loại siêu dẫn	Chất siêu dẫn tiêu biểu	Nhiệt độ chuyển pha [K]	Năm phát hiện
Siêu dẫn kim loại và hợp kim	Hg	4,2	1911
	Nb	9,3	1930
	Nb_3Sn	18,1	1954
	Nb_3Ge	23,7	1973
Oxit siêu dẫn chứa Cu và O	La-Sr-Cu-O	20-30	1986
	Y(Re)-Ba-Cu-O	85-95	1987
	Bi-Sr-Ca-Cu-O	115-120	1988
	Tl-Ba-Ca-Cu-O	120-125	1988
	Hg-Ba-Ca-Cu-O	90-164	1993
Siêu dẫn không chứa Cu	Ba-K-Bi-O	20-30	1988
Siêu dẫn hữu cơ	K_xC_{60}	30	1991
Siêu dẫn không chứa Cu và O	$Ln(Re)-Ni-B-C$	17	1994
	Y-Pd-B-C	23	1994

Đồng thời với nhiều chất siêu dẫn mới được phát hiện, nhiệt độ chuyển pha của chúng cũng không ngừng được nâng cao. Cho đến nay, một số thông tin cho biết một vài tác giả đã tổng hợp được chất siêu dẫn có nhiệt độ chuyển pha ở nhiệt độ phòng. Hình 7.1 minh họa nhiệt độ chuyển pha của một số chất siêu dẫn điển hình tăng theo thời gian cho đến năm 2001.



Hình 7.1

Nhiệt độ chuyển pha của một số chất siêu dẫn tăng theo thời gian

7.2. Một số loại siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình

7.2.1. Vài nét về ôxít siêu dẫn

Dấu ấn đầu tiên trong lịch sử phát hiện ra siêu dẫn có trong ôxít đó là chất SrTiO_3 do Schöley, Hooler và Cohen tìm thấy năm 1964 với nhiệt độ chuyển pha $T_c \approx 0.25$ K và các hạt tải điện từ là $n = 3 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$. Hiện tượng này không nằm trong khuôn khổ của lý thuyết BCS. Mười bảy năm sau người ta đã pha tạp Nb vào SrTiO_3 , và đã nâng được nồng độ điện tử lên $n = 10^{21}/\text{cm}^3$ và nhiệt độ chuyển pha $T_c \approx 1,3$ K. Chín tháng sau, nhóm Matthias đã tìm thấy siêu dẫn trong Na_xWO_3 với $x = 0,3$; $n = 10^{22}/\text{cm}^3$ và $T_c \approx 0,57$ K. Như vậy, hiện tượng siêu dẫn đã xuất hiện trong nhiều loại ôxít khác nhau với nồng độ electron đủ lớn.

Năm 1965 hiện tượng siêu dẫn cũng được tìm thấy trong TiO và NbO với các nhiệt độ chuyển pha tương ứng là 0,65 K và 1,25 K.

Năm 1973, Johnston và đồng nghiệp đã tìm ra siêu dẫn có trong LiTi_2O_4 với $T_c = 11$ K. Năm 1975, Sleight và đồng nghiệp đã tìm ra siêu dẫn có trong hệ perovskite $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$. Với $x = 0,25$ thì nồng độ hạt tải $n = 2,4 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3$ và $T_c \approx 11,2$ K. Điều này cho phép dự đoán có thể tìm thấy siêu dẫn trong nhiều ôxít khác nhau. Sau đó người ta thay K^{+1} vào Ba^{+2} trong chất cách điện BaBiO và tìm thấy $T_c \approx 30$ K trong hợp chất Ba-K-Bi-O.

Vậy là, từ năm 1986 trở về trước người ta tìm được siêu dẫn tồn tại trong nhiều ôxit kim loại nhưng không phải trong các hợp chất chứa ôxit đồng.

7.2.2. Một số loại hợp chất siêu dẫn chứa ôxit đồng

Hình 7.1 cho thấy rằng các chất siêu dẫn được phát hiện trước năm 1986 đều có nhiệt độ chuyển pha T_C không vượt quá 24 K. Hầu hết các chất siêu dẫn đều là các kim loại sạch và hợp kim.

Năm 1956, lý thuyết BCS ra đời với giá trị của T_C được tính theo công thức:

$$T_C = 1,14\theta_D \exp \frac{-1}{N(E_F)V}$$

Với θ_D là nhiệt độ Debye, $N(E_F)$ là mật độ trạng thái ở mặt Fermi, V là thế năng tương tác electron – phonon.

Trong quá trình nghiên cứu nhận thấy rằng ba thông số trên đều không độc lập với nhau. Nếu làm tăng một hoặc nhiều trong ba thông số θ_D , $N(E_F)$ và V trong hệ thức T_C ở trên sẽ có thể làm T_C tăng lên. Điều này gợi mở một khả năng có thể tìm kiếm các vật liệu siêu dẫn có T_C cao, có thể là các hệ vật liệu bất bình thường như các hệ vật liệu chứa ôxit ở vùng biên của kim loại và điện môi.

Ý tưởng đó được hai nhà khoa học K. A. Müller và G. Bednorz ở công ty IBM (Thụy Sĩ) triển khai. Tháng 1 năm 1986: K. A. Müller và G. Bednorz đã tìm ra chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa ôxit Cu đầu tiên có hợp thức là: $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ với nhiệt độ chuyển pha $T_C \approx 35$ K. Tháng 7 năm 1987 Bednorz và Müller đã nhận giải thưởng Nobel về sự phát minh ra siêu dẫn nhiệt độ cao.

Người ta cho rằng trong chất siêu dẫn nhiệt độ cao, các tương tác mạnh electron-phonon xuất hiện trong các ôxit do sự phân cực giống như trạng thái hóa trị hỗn hợp có thể dẫn đến phá vỡ lý thuyết BCS. Người ta cũng tìm thấy trong các hợp chất siêu dẫn chứa ôxit đồng phù hợp với giả định trên, bởi vì Cu có hóa trị hỗn hợp $\frac{Cu^{2+}}{C^{3+}}$ hoặc $\frac{Cu^{3+}}{C^{4+}}$, điều này dẫn đến sự tồn tại tính siêu dẫn.

Ngày 12 tháng 01 năm 1987 nhóm nghiên cứu của C. W. Chu lần đầu tiên đã tạo được siêu dẫn có $T_C \approx 90$ K ở hợp chất $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Các nghiên cứu cấu trúc cho thấy rằng cấu trúc pha siêu dẫn trong hợp chất này khác hẳn cấu trúc (La-214) người ta gọi là Y-213.

Tháng 3 năm 1987, người ta thay La bằng Y (không từ tính) và phát hiện ra hợp chất siêu dẫn $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (gọi là Y-123) có nhiệt độ chuyển pha $T_C > 90$ K. Ngay sau đó cấu trúc pha siêu dẫn của Y-123 được xác định tại phòng thí nghiệm Geophysical Laboratory đó là cấu trúc lớp với sự sắp xếp trật tự một cách tuần hoàn (Y-BaO-CuO-CuO₂-BaO) với hai lớp CuO₂ được ngăn bằng một chuỗi tuyến tính $\frac{CuO}{1}$ ô mạng. Tiếp theo là hàng loạt các hợp chất mới được nghiên cứu khi thay thế Y = La, Nb, Sm, Eu, Gd, Ho, Xe và Lu (các nguyên tố thuộc dãy đất hiếm), sự thay thế này không cho thấy sự thay đổi T_C .

Tại thời điểm này một số nhà nghiên cứu khác trên thế giới cũng độc lập tìm ra siêu dẫn R-123 có $T_C > 90$ K (như nhóm Müller-Thuy Sĩ, nhóm Tanaka-Nhật, nhóm Paul Chu-Mỹ và Zhong-Xian-Zhao, Bắc Kinh).

7.2.3. Một số loại siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình chứa Cu và Oxy

Từ năm 1988 đến nay, hàng loạt các ôxít siêu dẫn chứa Cu được phát hiện ngoài La(R)-214 và Y(R)-123) còn có các họ hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình sau đây:

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ (gọi tắt là Bi-22(n-1)n với $n = 1, 2, 3, \dots$)

$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ (gọi tắt là Tl-22(n-1)n với $n = 1, 2, 3, \dots$)

$\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ (gọi tắt là Hg-12(n-1)n với $n = 1, 2, 3, \dots$)

$\text{CuBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ (gọi tắt là Cu-12(n-1)n với $n = 1, 2, 3, \dots$)

$\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{CuO}_2$ (A là kim loại đất hiếm, B là kim loại kiềm hoặc valency)

Các vật liệu siêu dẫn này có nhiệt độ chuyển pha đã vượt quá 120 K và cấu trúc của chúng cũng đặc biệt hơn, có thể lưu ý những nét đặc trưng riêng của một số loại điển hình trong các họ siêu dẫn nêu trên.

- **Hệ Bi-22(n-1)n:** (Vật liệu này do Maeda và đồng nghiệp phát hiện vào tháng 1/1988).

Điển hình là: Bi-Sr-Ca-Cu-O (gọi tắt là BSCCO system).

Đây là loại vật liệu đa pha mà $T_C \geq 105$ K. Cấu trúc tinh thể gồm ba pha ứng với $n = 1, 2, 3$, được xác định là cấu trúc lớp theo trật tự sắp đặt: $\text{BiO}_2\text{-SrO-CuO}_2\text{-(Ca)-CuO}_2\text{---(Ca)-CuO}_2\text{-SrO}$, với n lớp CuO_2 được ngăn bằng $(n-1)$ lớp Ca. ứng với $n = 1, 2$ và 3 thì T_C có các giá trị cỡ 22 K, 80 K và 110 K, ở đây đã có sự tăng nhiệt độ chuyển pha theo thứ tự tăng số lớp n .

- **Hệ Tl-22(n-1)n:** (Do Shung và Herman công bố vào cuối năm 1987).

Khi thay thế nguyên tố phi từ, hóa trị 3 (Tl) cho (R)-123 ($\text{TlBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) nhận thấy nhiệt độ chuyển pha của hợp chất đã tăng lên xấp xỉ 90 K. Tháng 2 năm 1988, Shung và Herman đã thay một phần Ca cho Ba và được hợp chất Tl-Ba-Ca-Cu-O hay (TBCCO), hợp chất này có cấu trúc giống như siêu dẫn Bi-2223 với hai lớp kép (TlO_2) và có $T_C = 90$ K, 110 K và 125 K khi $n = 1, 2, 3$.

- **Hệ Hg-12(n-1)n:**

Năm 1991 người ta thay thế Hg cho Cu và sau đó Putilin và đồng nghiệp tạo ra hợp chất $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ($n = 1$) với $T_C = 94$ K. Schilling và đồng nghiệp thay $n = 2, 3$ trong Hg-12(n-1)n đã làm tăng $T_C = 133$ K - 134 K ở áp suất cao 16 GPa và 164 K ở 30 GPa.

Cấu trúc được sắp đặt là: $\text{HgO}_d\text{-BaO-CuO}_2\text{-(Ca)-CuO}_2\text{---(Ca)-CuO}_2\text{-BO}$. Với n lớp CuO_2 được ngăn cách bằng $(n-1)$ lớp Ca, cấu trúc này giống với cấu trúc $\text{TlBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+\delta}$.

- Hệ $\text{CuBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$:

Công thức chung: $\text{A}_m\text{X}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+m+2+\delta}$ với $m = 1$ hoặc 2 , $\text{X} = \text{Ba}$ hoặc Sr , $n = 1, 2, 3$ tăng theo sự thay đổi của A trong bảng hệ thống tuần hoàn.

Từ nhóm V B (Bi), nhóm III B (Tl) đến nhóm II B (Hg) trong bảng hệ thống tuần hoàn, có khả năng làm tăng T_C bằng cách thay đổi A liên tiếp đến nhóm I B như Au hoặc Ag và T_C đạt được 124 K trong hệ này.

7.3. Một số đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao

7.3.1. Các phép đo thông thường để nghiên cứu một số tính chất của siêu dẫn nhiệt độ cao

Thông thường, để nghiên cứu một số tính chất của siêu dẫn nhiệt độ cao người ta dùng các phép đo sau đây:

Nghiên cứu về tính chất nhiệt: Đo độ dẫn nhiệt, nhiệt dung, suất điện động nhiệt điện.

Nghiên cứu về tính chất điện: Đo điện trở, mật độ dòng tới hạn...

Nghiên cứu tính chất nhiệt động: Đo từ trường tới hạn nhiệt động $H_c(T)$, sự tăng - giảm entropy v.v...

Nghiên cứu các tính chất từ: Đo hệ số từ hoá (χ_{ac}), đường cong từ trễ, từ trường tới hạn dưới (H_{c1}), từ trường tới hạn trên (H_{c2}), dị hướng từ v.v...

Các phép đo trên đây đều phục vụ cho một mục đích chung là:

Nghiên cứu các tính chất chuyển của vật liệu. Ngoài ra, một số phép đo quan trọng khác cũng được thực hiện như các phép đo: hiệu ứng Hall, chuyển pha từ, chuyển pha cấu trúc....

Phân tích mẫu và nghiên cứu cấu trúc: Phân tích nhiệt (DTA), nhiễu xạ tia X, nhiễu xạ neutron, kính hiển vi điện từ (KHVĐT) quét, KHVĐT truyền qua... và đo hấp thụ sóng quang học của vật liệu siêu dẫn.

Các hiệu ứng: hiệu ứng xuyên ngầm, hiệu ứng Ramann, hiệu ứng Meissner, hiệu ứng Isotop, hiệu ứng Mössbauer, hiệu ứng Josephson... cũng được kết hợp nghiên cứu không chỉ bằng thực nghiệm mà trong lĩnh vực lý thuyết cũng phát triển rất mạnh.

7.3.2. Đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao ở trạng thái thường

Thông thường, vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao có cấu trúc tinh thể là cấu trúc lớp (loại Perovskite) và không đẳng hướng. Các vật liệu này có cấu hình hai chiều (two-dimesional) là các mặt CuO_2 và các chuỗi Cu-O. ở trạng thái thường hầu hết các hợp chất gốm siêu dẫn là các chất điện môi hoặc dẫn điện rất kém. Vật liệu sẽ trở thành chất siêu dẫn khi $T < T_C$ 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.

Nồng độ hạt tải của các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao thường nhỏ hơn các kim loại điển hình từ một đến hai bậc và liên quan đến các dị thường trong trạng thái siêu dẫn (xem chương IV, mục IV.2.1).

Độ dẫn nhiệt trong các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao chứa ôxit đồng có đặc trưng là $\rho_{\text{phonon}} \gg$

ρ_c . Dòng nhiệt truyền chủ yếu là do mạng (khác hẳn với trường hợp kim loại). Trong kim loại $\rho_c \gg \rho_{\text{phonon}}$, dòng nhiệt truyền chủ yếu là do các điện tử dẫn.

7.3.3 Đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao trong trạng thái siêu dẫn

Các kết quả thực nghiệm cho đến nay đã chứng minh rằng, các chất siêu dẫn nhiệt độ cao cũng có tất cả các đặc tính cơ bản như các chất siêu dẫn nhiệt độ thấp (SDNTĐT) (xem chương I).

Điện trở giảm đột ngột về không khi $T < T_C$. Trong các chất siêu dẫn luôn tồn tại hiệu ứng Meissner nhưng không hoàn toàn, bởi vì hiệu ứng này trong vùng trung gian (vortex) như đã trình bày ở chương II. Vì vậy nó tồn tại đồng thời ba từ trường tới hạn H_c , H_{c1} và H_{c2} . Ứng với mỗi vật liệu có một giá trị mật độ dòng tới hạn J_c . Khi chuyển từ trạng thái thường sang trạng thái siêu dẫn, nhiệt dung có bước nhảy. Bước nhảy này thường được trình bày theo lý thuyết BCS.

Thực nghiệm cho thấy hiệu ứng xuyên ngầm xảy ra khá mạnh trong siêu dẫn nhiệt độ cao. Mặt khác, hiệu ứng Ramann cũng được chú ý đến khi nghiên cứu siêu dẫn nhiệt độ cao.

Thực tế cho thấy, chuyển pha siêu dẫn rất ít khi đi kèm với chuyển pha cấu trúc trong tinh thể, mà chuyển pha cấu trúc trong các hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao thường xảy ra độc lập.

Các công trình sử dụng lý thuyết BCS cho việc nghiên cứu siêu dẫn nhiệt độ cao đều sử dụng tính chất khe năng lượng. Nghĩa là trong trạng thái siêu dẫn, cơ chế tương tác chính vẫn là tương tác gián tiếp của cặp Cooper – tương tác hút – điện tử với điện tử thông qua phonon.

Hiệu ứng đồng vị là một câu hỏi lớn trong siêu dẫn nhiệt độ cao mà chưa có lời giải đáp thỏa đáng, bởi vì hệ số α nằm trong một khoảng rất rộng chứ không bằng $\frac{1}{2}$ như trong các chất siêu dẫn nhiệt độ thấp. Một số tác giả cho rằng: không nhất thiết tồn tại hiệu ứng đồng vị trong siêu dẫn nhiệt độ cao.

Ngoài các tính chất cơ bản trên đây vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao còn có một vài đặc trưng riêng:

- Tính dị hướng của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao là lớn. (Ví dụ: với đơn tinh thể $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, (2212), điện trở R đo theo trục c có dị hướng mạnh (hình 7.5) còn theo mặt (ab) điện trở có dạng giống kim loại.
- Có tính phản sắt từ. (Ví dụ: siêu dẫn 123 là chất (AF) khi nồng độ ôxy < 6.5 .) Bằng nhiều xạ Neutron người ta tìm được trật tự phản sắt từ xuất hiện ở nhiệt độ Neél với $T_N = 500 \text{ K}$. Với các chất siêu dẫn chứa (RE) thì $T_N = 2 \text{ K}$.
- Độ dài kết hợp (ξ) rất ngắn. ở siêu dẫn nhiệt độ cao cỡ $\xi = 10^{-7} \text{ cm}$. Điều này làm tăng ảnh hưởng các thăng giáng trong vùng lân cận của T_C một cách đáng kể. Mặt khác, do ξ ngắn nên hầu hết các chất siêu dẫn nhiệt độ cao thuộc siêu dẫn loại II.

Chương 8

CẤU TRÚC VÀ TÍNH CHẤT CỦA MỘT SỐ HỢP CHẤT SIÊU DẪN NHIỆT ĐỘ CAO ĐIỂN HÌNH

8.1. Cấu trúc cơ bản và tính chất của một số hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa đồng và oxy điển hình

Có thể xét một số hệ hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình được nghiên cứu nhiều nhất về cấu trúc và các tính chất của chúng. Để cho tiện, tạm thời ta xét ba loại hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình. Đó là loại hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiệt độ chuyển pha T_C trong vùng nhiệt độ 30- 40K (gọi tắt là hợp chất siêu dẫn 30- 40K). Loại hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiệt độ chuyển pha T_C nằm trong vùng 80-90K (gọi tắt là hợp chất siêu dẫn 80- 90K) và loại hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiệt độ chuyển pha T_C nằm trong vùng 110-125K (gọi tắt là hợp chất siêu dẫn 110- 125K).

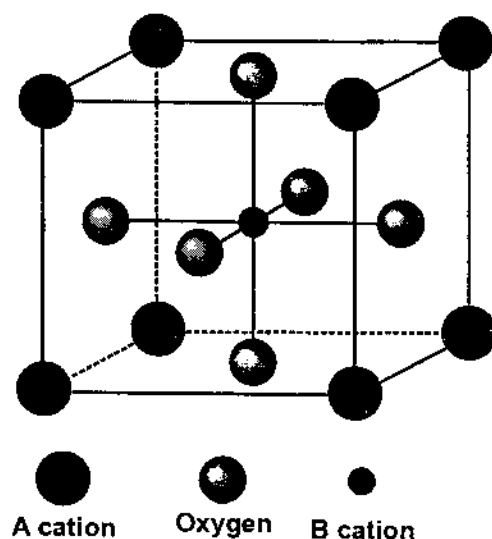
Tất cả các chất siêu dẫn điển hình này đều chứa đồng (Cu) và oxy (O_2). Cấu trúc tinh thể của các siêu dẫn này đặc trưng bằng mạng hai chiều Cu-O. Tùy theo số định oxy (là 0, 1, 2) mà một vị trí Cu trong tinh thể, lớp Cu-O có thể là mạng hai chiều hình thập vuông hoặc hình bát giác. Các chất siêu dẫn chứa Cu và oxy đều có những tính chất chung về tinh thể. Mô hình đơn giản cho cơ chế siêu dẫn trong các vật liệu này là quan niệm về sự truyền điện tích giữa các lớp được coi là các “bề điện tích” và các lớp dẫn điện CuO_2 . Bởi vì cấu trúc của vật liệu là cấu trúc tầng và lớp được sắp xếp theo hình 8.2.

8.1.1. Hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao 30- 40K

8.1.1.1. Cấu trúc cơ bản của siêu dẫn La-214

Hệ siêu dẫn nhiệt độ cao tiêu biểu trong hợp chất này là hệ La-Ba-Cu-O có hợp thức danh định là $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ hoặc $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ gọi tắt là siêu dẫn (214). Theo hợp thức này cứ hai nguyên tử kim loại kết hợp với một nguyên tử Cu và bốn nguyên tử ôxy. Hợp chất này được Bednorz và Müller phát minh ra lần đầu tiên vào năm 1986, có nhiệt độ chuyển pha T_C nằm trong vùng 30 - 40K (tùy theo nồng độ x).

Cấu trúc tinh thể ban đầu của hệ thống này thuộc loại perovskite lập phương dạng ABO_3 được mô tả như hình 8.1.



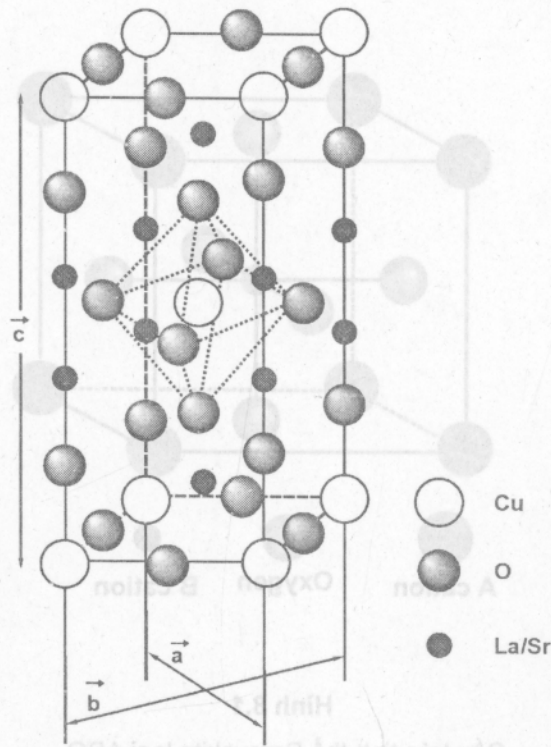
Hình 8.1

Cấu trúc tinh thể Perovskite loại ABO_3

Ở trạng thái thường, hợp chất này là chất điện môi. Chúng có đặc trưng xen nhét điện (ferroelectric). Khi pha tạp, nguyên tử nằm ở trung tâm (B^+) dịch chuyển làm cho cấu trúc lập phương ABO_3 biến dạng méo (distortion) và có thể trở thành các loại cấu trúc như: tứ diện (Tetragonal), trực giao, (Orthorhombic), trực thoi (Rhombohedral) và đơn tà (Monoclinic). Các nguyên tử Cu trong hệ được sắp xếp cùng với các nguyên tử ôxy trong cấu trúc tinh thể theo hình bát diện (Octahedral) như hình 8.2.

Đồ thị điện trở phụ thuộc nhiệt độ của hợp chất $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ với sự thay đổi của nồng độ x được trình bày trong hình 8.3. Có thể nhận thấy rằng trong hợp chất này, tỷ lệ pha tạp Sr ($x = 0.15$) có T_C và T_{CO} là lớn nhất. Độ rộng chuyển pha trong trường hợp này cũng là nhỏ nhất.

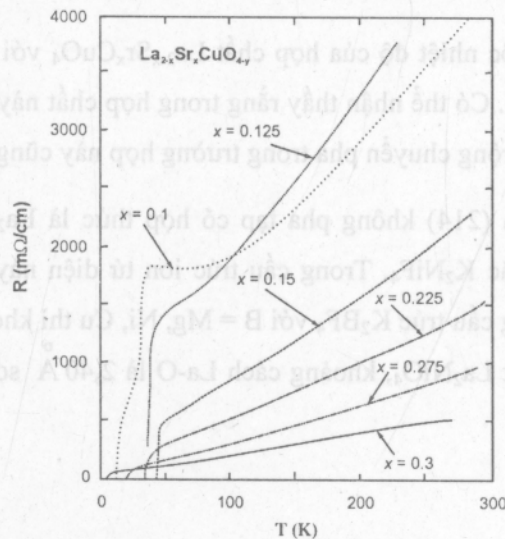
Dạng hợp chất siêu dẫn (214) không pha tạp có hợp thức là La_2CuO_4 với cấu trúc tứ diện (tetragonal) loại K_2MgF_4 hoặc K_2NiF_4 . Trong cấu trúc ion tứ diện này, thông thường sự sắp xếp theo trục C rất chặt chẽ (trong cấu trúc K_2BF_4 với $B = Mg, Ni, Cu$ thì khoảng cách trung bình K-F là $2,61 \text{ \AA}$, trong khi ở hợp chất La_2NiO_4 , khoảng cách La-O là $2,40 \text{ \AA}$ so với $2,77 \text{ \AA}$ trong cấu trúc Perovskite).



Hình 8.2

Cấu trúc tinh thể của hợp chất siêu dẫn loại La-Sr-Cu-O

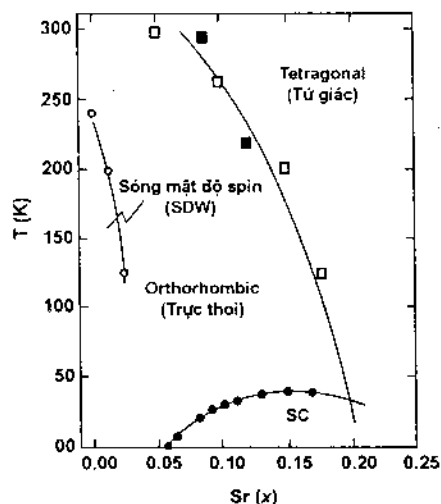
Cấu trúc tứ diện của $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ có nhiệt độ bắt đầu chuyển pha (Onset) cỡ 35K và $\rho = 0$ ở $T_{\text{CO}} = 22 \text{ K}$. Phân tích hàm phân bố của các cặp điện tử cho thấy rằng, cấu trúc hợp chất phụ thuộc thành phần cấu thành và sự chuyển dịch có bản chất động học. Điều đó dẫn đến cấu trúc mất trật tự địa phương của vật liệu có thể xuất hiện trong các tinh thể và sự mất trật tự này có liên quan đến biểu hiện tính siêu dẫn (đặc biệt là phụ thuộc nồng độ pha tạp).



Hình 8.3

Điện trở phụ thuộc nhiệt độ của các mẫu $\text{Ba}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ với các nồng độ oxy khác nhau

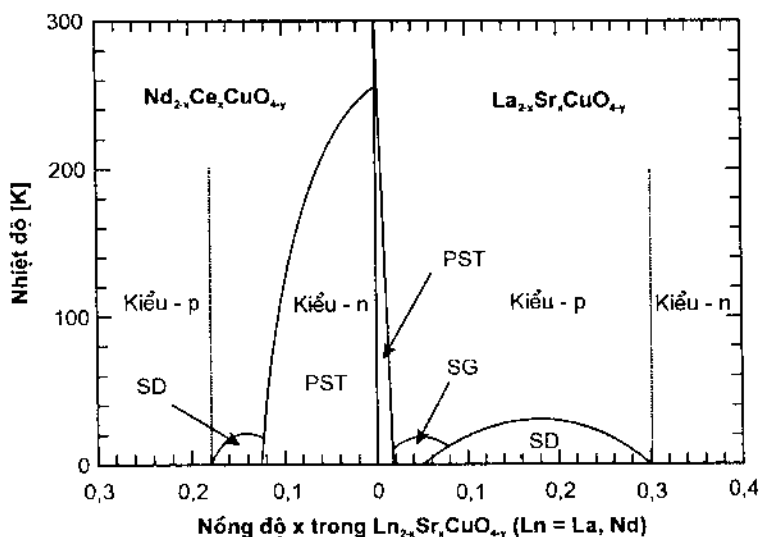
8.1.1.2. Giản đồ pha của hợp chất siêu dẫn La-214



Hình 8.4a

Giản đồ pha của các đơn tinh thể siêu dẫn $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$ -(214)

Kim loại ← Chất cách điện → Kim loại



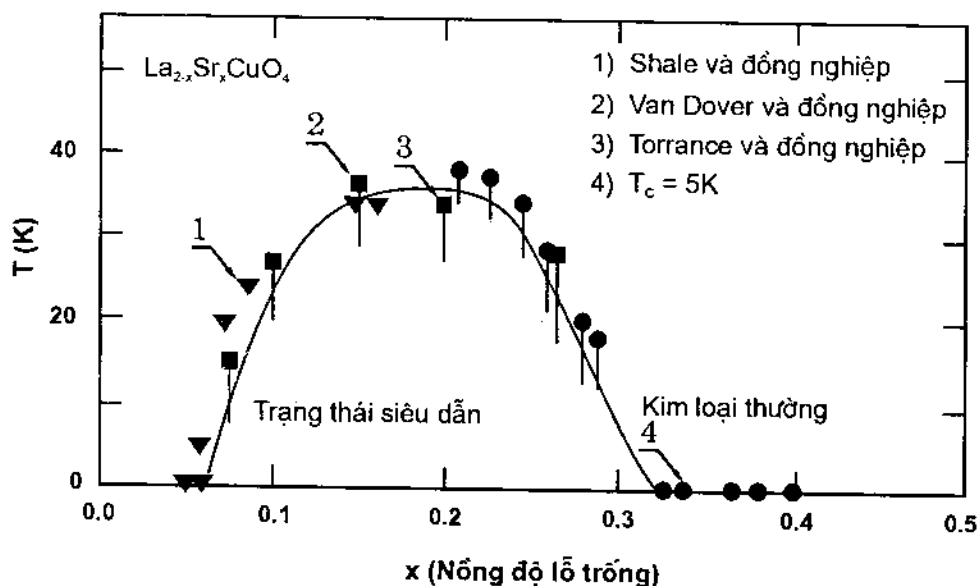
Hình 8.4b

Giản đồ pha của các hệ $\text{Nd}_{1-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ và $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Ký hiệu các vùng pha: SD là pha siêu dẫn, PST là pha phản sắt từ và SG là pha thủy tinh spin)

Các hợp kim giả 3- nguyên $\text{La}_{2-x}(\text{Ba}, \text{Sr})_x\text{CuO}_4$ (214) biểu hiện tính không bền vững ở cả về cấu trúc và từ tính. Trong vùng nhiệt độ $T < T_s$ (T_s : nhiệt độ sóng spin (Spin density Wave) vật liệu là phản sắt từ (Antiferromagnetic) và tại $T = T_d$ (T_d : nhiệt độ mất trật tự) (Disorder) có chuyển pha cấu trúc trục thoi - tứ giác (Orthorhombic - Tetragonal) (T_d), (chuyển pha trật tự - mất trật tự). Thông thường T_C đạt giá trị cực đại khi x cho giá trị $T_C = T_d$, trong khi đó $T_C = 0$ khi $T_s > 0$. Giản đồ pha cho các hợp chất này được trình bày trong hình 8.4a và 8.4b minh họa cho các điểm trên đây.

Từ giản đồ này có thể kết luận rằng: Sự tương quan phản sắt từ là quan trọng thứ hai đối với siêu dẫn.

Theo một kết quả nghiên cứu về siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ thì hiệu ứng Mössbauer trong vật liệu này chỉ đạt được cỡ 30 % khối lượng. Thông thường chuyển pha điện trở bắt đầu từ 35K cho đến khi đạt điện trở không là 22K. Như vậy, độ rộng chuyển pha $\Delta T \sim 13\text{K}$. Nhưng khi thay Ba bằng Sr thì tính siêu dẫn tăng rõ rệt: Tỷ phần hiệu ứng Meissner tăng đến 60 - 70 %, nhiệt độ bắt đầu chuyển pha (onset) là 38,5K và $\Delta T \sim 1,4\text{K}$.



Hình 8.5

Sự phụ thuộc của nhiệt độ T_c vào nồng độ lỗ trống trong $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ khi không có các nút khuyết oxy

Nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn T_c trong hệ hợp chất này cũng phụ thuộc vào điều kiện chế tạo mẫu (ủ mẫu trong không khí hay trong oxy). Mẫu có độ oxy hoá cao nhất cho thấy, đường điện trở ở trạng thái thường $\rho(T)$ thể hiện tính kim loại rõ nhất và nhiệt độ chuyển pha T_c cũng cao hơn. Có thể thấy rằng, nồng độ nút khuyết oxy (oxygen vacancy) đóng vai trò chính trong siêu dẫn cấu trúc perovskite như $[\text{Ba}(\text{Pb},\text{Bi})\text{O}_3]$, nhưng trong siêu dẫn (124) như $[\text{La}(\text{Ba},\text{Sr},\text{Ca})_2\text{CuO}_4]$ thì nồng độ nút khuyết oxy là quan trọng. Cho rằng năng lượng kích hoạt để khuếch tán oxy trong pha orthorhombic lớn hơn trong pha tứ diện (Tetragonal), như vậy sự oxy hoá là hoàn hảo nhất và T_c cao hơn. Hình 8.5 minh hoạ sự phụ thuộc của T_c vào nồng độ lỗ trống trong $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ khi không có nút khuyết oxy.

Điều quan trọng nhất đối với việc oxy hoá đầy đủ có thể là do ứng suất bên trong kết hợp với các kích thước khác nhau của Ion A và B trong $\text{La}_{2-x}\text{B}_x\text{CuO}_4$ với $B = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$. Bán kính ion Pauling của La^{3+} là $1,15 \text{ \AA}$, của Ca^{2+} là $0,99 \text{ \AA}$, của Sr^{2+} là $1,13 \text{ \AA}$ và của Ba^{2+} là $1,35 \text{ \AA}$. Như vậy La^{3+} và Sr^{2+} là rất phù hợp ($1,15 \text{ \AA}$ và $1,13 \text{ \AA}$) và tương quan rất tốt với nhiệt độ chuyển pha T_c cao nhất, cũng như độ rộng chuyển pha (ΔT_c) là nhỏ nhất khi $B = \text{Sr}$.

8.1.1.3. Cấu trúc điện tử của La_2CuO_4

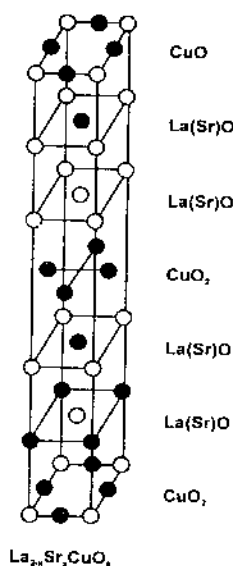
Thông thường, vật liệu siêu dẫn La (214) là hợp chất gốm cách điện. Khi thay La^{3+} bằng Sr^{2+} thì trong hệ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ tạo nên các lỗ trống trong các mặt phẳng CuO_2 , gây ra sự giảm điện trở đột ngột và trở thành siêu dẫn (hình 8.6).

Vậy là, sự thay đổi nồng độ lỗ trống trong mặt CuO_2 có thể coi là bản chất của siêu dẫn trong vật liệu này.

Hợp thức La_2CuO_4 được mô tả đơn giản là La^{3+} , Cu^{2+} và O^{2-} . Đối với hợp kim $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ trở thành La^{3+} , Sr^{2+} , O^{2-} và $\text{Cu}^{(2-x-2y)+}$. Như vậy hóa trị của Cu có thể viết dưới hình thức: Cu^{2+} và Cu^{3+} khi $y = 0$.

Hóa trị hợp thức của Cu trong các siêu dẫn ôxit là (1+) (trong chuỗi CuO) và (2+) (trong mặt phẳng CuO_2). Điều đáng ngạc nhiên là có một phần nhỏ trong đó có hóa trị (3+). Nguyên nhân là do oxy có trạng thái hóa trị $\text{O}^{(2-\delta)-}$ dẫn đến Cu được biểu diễn ở trạng thái hóa trị (3+).

Khi hợp kim pha tạp Sr, thì Sr là chất nhận, nó đóng góp một điện tử nhỏ hơn (hoặc lớn hơn một lỗ trống) cho vùng dẫn Cu-O và lúc đó La được thay thế bằng Sr.



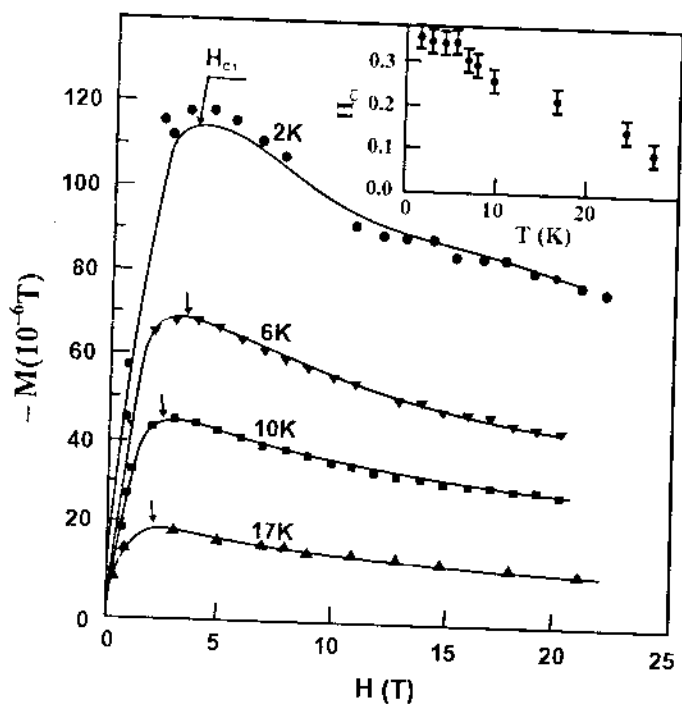
Hình 8.6

Cấu trúc tinh thể của hợp chất $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ với (O) là ôxy và (●) là các nguyên tố khác

Trong La_2CuO_4 với các trạng thái hóa trị La^{3+} và O^{2-} , một trong các trạng thái có Cu^{2+} hoặc là cấu hình hóa trị d^9 . Các quỹ đạo Cu 3d được lai hóa với các quỹ đạo O_{2p} để tạo thành liên kết và những lai hóa phản liên kết. Bản chất của các vùng năng lượng này là khi chúng làm khớp với các thông số liên kết-chặt hoặc các thông số quỹ đạo nguyên tử $E_{3d}(\text{Cu})$ và $E_{2p}(\text{O})$ trùng với O là 2.eV. Sự trùng hợp này và hệ thức Mattheiss cho biết bản chất các tính chất hóa học đặc biệt của các ôxit siêu dẫn. Không chỉ siêu dẫn nhiệt độ cao mà còn nhiều loại cấu trúc khác nhau của các hợp chất

giàu Cu. Các vùng năng lượng ở gần năng lượng Fermi $E = E_F$ trong pha tứ diện giống với các vùng năng lượng của hợp chất $BaBiO_3$. Tuy nhiên, sự xoắn cấu trúc tứ giác lớn trong La_2CuO_4 bắt nguồn từ bát giác tạo thành với các oxy có tâm là Cu, điều đó cho các vùng năng lượng đặc trưng hai chiều mạnh. Các vùng năng lượng giới hạn hai chiều có các điểm tạo nên đỉnh Logant trong mật độ trạng thái điện tử $N(E)$ và E_F là tâm của đỉnh này.

8.1.1.4. Tính chất từ



Hình 8.7

Độ từ hoá phụ thuộc từ trường của chất siêu dẫn (214)

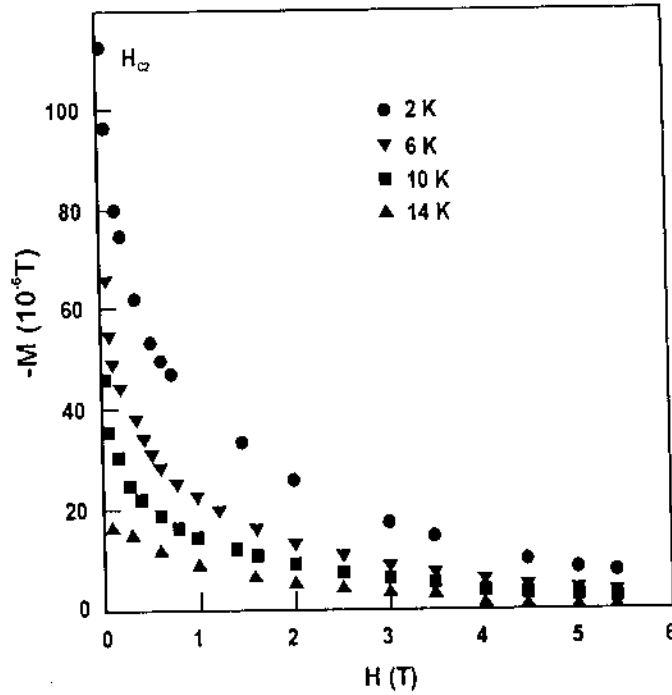
Một vấn đề quan trọng là cần chứng minh hệ siêu dẫn (214) là loại siêu dẫn loại II.

Để giải quyết vấn đề này, cần xác định độ từ hoá (M) của vật liệu, sau đó xác định χ từ phép đo M theo hệ thức:

$$\chi = \frac{dM}{dH}$$

Đồ thị biểu diễn độ từ hoá (M) theo trường (H) được minh hoạ trong hình 8.7.

Các đỉnh trên đường cong $M - H$ đã cho thấy rằng siêu dẫn (214) là siêu dẫn loại II. Trên đường cong này có thể xác định được từ trường tới hạn thấp H_{c1} (Từ trường này được định nghĩa như là điểm tiếp tuyến trên đường kéo dài của M tuyến tính theo H). Hình 8.7 cho thấy cách xác định H_{c1} bằng phép đo độ từ hóa theo từ trường.



Hình 8.8

Sự phụ thuộc của độ từ hoá (M) vào nhiệt độ

Hình 8.8 là đồ thị đo đường cong từ hoá (M) theo từ trường cao với các nhiệt độ khác nhau. Từ đồ thị này, có thể xác định được từ trường tới hạn cao H_{c2} bằng cách ngoại suy từ các giá trị mà đường cong cắt trục M tại O.

Đường cong về sự phụ thuộc của từ trường tới hạn nhiệt động (H_c) và từ trường tới hạn (H_{c2}) theo nhiệt độ T được minh họa trên hình 8.9 (phần đường cong phía trên là đường cong lý thuyết).

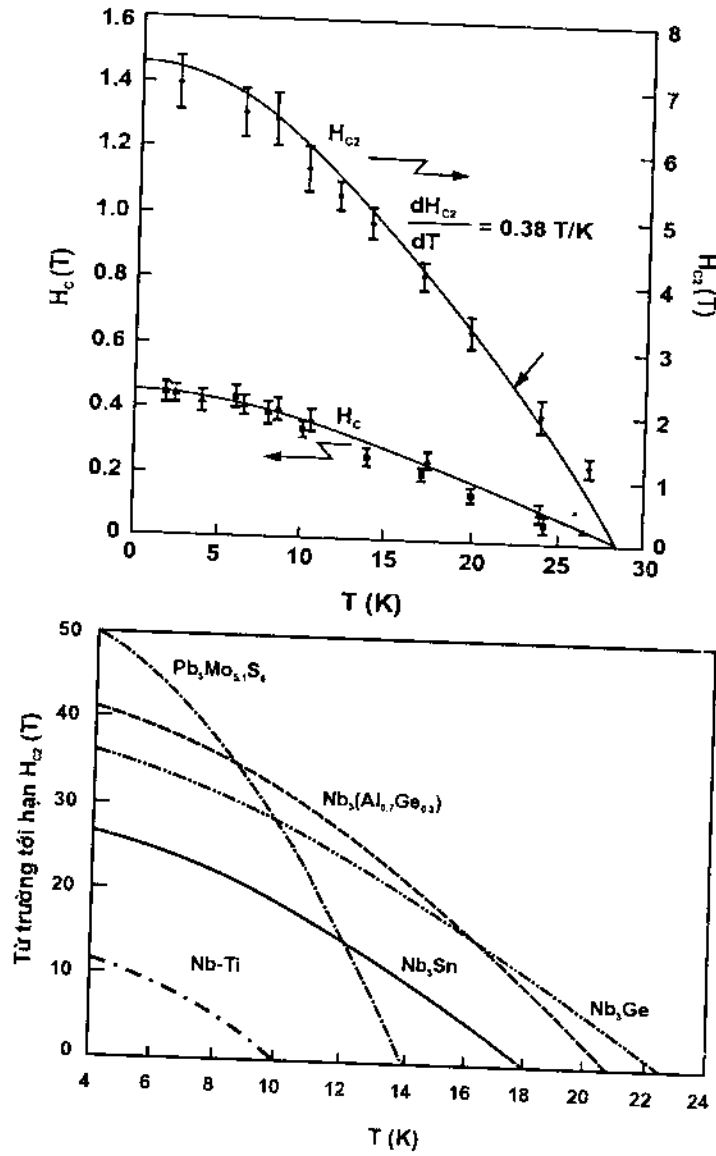
Kết quả trên hình 8.9 là sự làm khớp lý thuyết với thực nghiệm của Helfand và Werthamer với $T_c = 28.5$ K thì: $H_{c2}(T = 0) = 7.3 \pm 0.5$ T.

$$\text{và} \left(\frac{dH_{c2}}{dT} \right)_{T=T_c} = 0.38 \text{ T/K}$$

Từ trường tới hạn nhiệt động nhận được bằng phép đo diện tích nhờ việc sử dụng hệ thức:

$$\int M dH = \frac{H_c^2}{8\pi}$$

Kết quả đo các diện tích hình vuông cho các số liệu rất khớp với lý thuyết BCS về sự phụ thuộc nhiệt độ với $H_c(T = 0) \approx 0.45$ T.



Hình 8.9

Sự phụ thuộc nhiệt độ của từ trường tới hạn trên (H_{c2}) và từ trường tới hạn nhiệt động (H_c)

Từ các giá trị H_{c1} và H_{c2} thu được có thể tính được các thông số vi mô sau đây:

+ Độ dài kết hợp: $\xi(0) = 6,7\text{nm}$.

+ Độ thâm sâu hiệu dụng: $\lambda_{\text{eff}}(0) = 77\text{nm}$.

+ Thông số Ginzburg - Landau $k = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\xi} = 11,5$ với $\kappa = 11,5 \gg \frac{1}{\sqrt{2}}$ (ứng với tiêu chuẩn là siêu dẫn loại II). Nghĩa là siêu dẫn (214) là siêu dẫn loại II.

Ví dụ: Với mẫu siêu dẫn có hợp thức $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1})_2\text{CuO}_{4-y}$ ở 2K khi đo M theo H đã tìm được các giá trị:

$$H_{c1} = 4,3 \times 10^{-2} T$$

$$H_{c2} \approx 20 T$$

$$H_{C_c} = 0,93 T$$

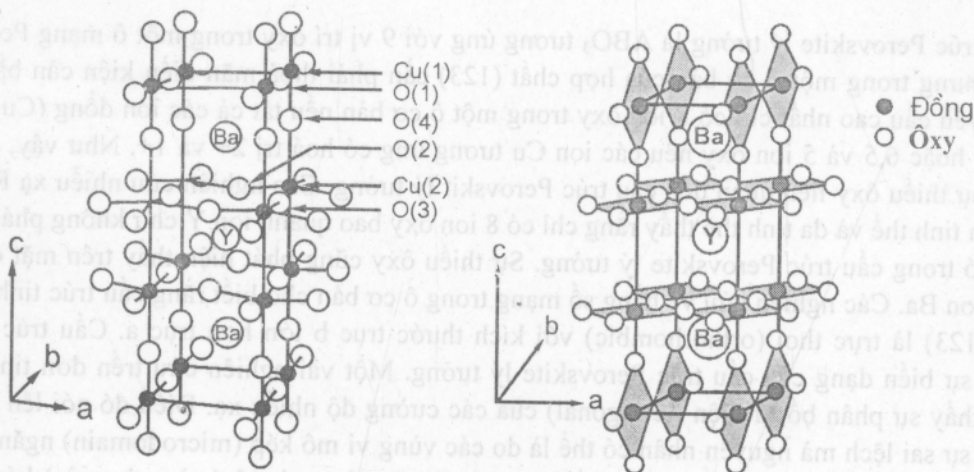
Từ các giá trị này có thể tính được $\xi = 4,1 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{eff}} = 64 \text{ nm}$, $\kappa \approx 15$ ($\kappa = 15 \gg \frac{1}{\sqrt{2}}$).

8.1.2. Hệ siêu dẫn nhiệt độ cao 80 - 90 K

8.1.2.1. Cấu trúc cơ bản của siêu dẫn $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

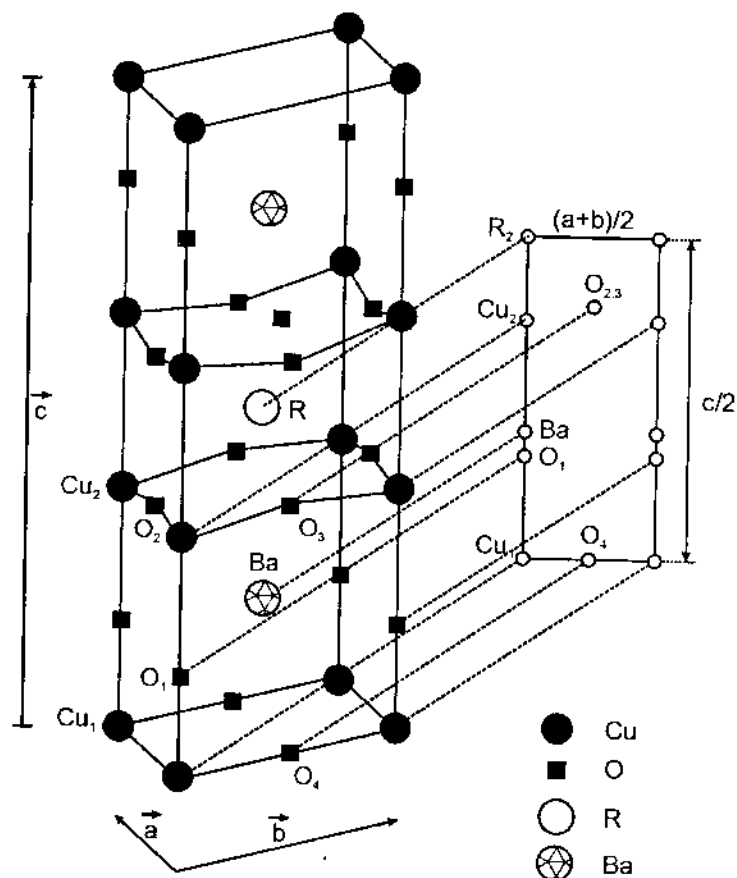
Sau khi phát minh và khẳng định, siêu dẫn trong hệ hợp chất YBa- Cu- O có nhiệt độ chuyển pha $T_C \approx 90 \text{ K}$ với hợp thức cation là: $1\text{Y}: 2\text{Ba}: 3\text{Cu}$ và hợp thức danh định là: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (gọi tắt là siêu dẫn 123). Cấu trúc ô cơ bản được xác định bằng các phép đo nhiễu xạ điện tử và nhiễu xạ rơnghen. Cấu trúc này liên quan đến cấu trúc Perovskit lập phương và có trục c lớn gần gấp ba lần hai trục a và b. Ô cơ bản của vật liệu siêu dẫn (123) tương tự với cấu trúc perovskit cơ bản ABO_3 (hình 8.2) và ô cơ bản của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (hình 8.10).

Trong cấu trúc Perovskite cơ bản ABO_3 có hai vị trí ion dương. Vị trí A nằm ở tâm của khung được tạo bởi khối bát diện bằng các ion âm (ôxy) và làm phù hợp với các ion dương có kích thước lớn hơn trong cấu trúc. Vị trí B phù hợp cho các ion dương có kích thước nhỏ hơn, nằm tại tâm của khối bát diện nói trên. Trong hợp chất siêu dẫn (123) các ion Y và Ba có kích thước lớn hơn sẽ chiếm các vị trí A, còn ion Cu nhỏ hơn sẽ chiếm các vị trí B.



Hình 8.10

Cấu trúc ô cơ bản của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$



Hình 8.11

Cấu trúc tinh thể của vật liệu siêu dẫn $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ (123)

- a) Vị trí của các ion Cu và ôxy trong cấu trúc lớp và các chuỗi CuO trong ô mạng cơ bản.
b) Sự liên kết của các ion trong từng lớp và vị trí các nguyên tử Cu và ôxy.

Cấu trúc Perovskite lý tưởng là ABO_3 tương ứng với 9 vị trí ôxy trong một ô mạng Perovskite bội ba. Nhưng trong một ô cơ bản của hợp chất (123) cần phải thoả mãn điều kiện cân bằng điện tích, nên yêu cầu cao nhất chỉ có 8 ion ôxy trong một ô cơ bản nếu tất cả các ion đồng (Cu) đều có hoá trị 3+ hoặc 6,5 và 5 ion ôxy nếu các ion Cu tương ứng có hoá trị 2+ và 1+. Như vậy, cấu trúc (123) có sự thiếu ôxy liên quan đến cấu trúc Perovskite lý tưởng. Các nghiên cứu nhiễu xạ Ronghen từ các đơn tinh thể và đa tinh thể thấy rằng chỉ có 8 ion ôxy bao quanh ion Y chứ không phải 12 như nó phải có trong cấu trúc Perovskite lý tưởng. Sự thiếu ôxy cũng phát hiện thấy trên mặt chứa Cu giữa các ion Ba. Các nghiên cứu về hằng số mạng trong ô cơ bản cho biết rằng cấu trúc tinh thể của vật liệu (123) là trực thoi (orthorhombic) với kích thước trục b lớn hơn trục a. Cấu trúc này bắt nguồn từ sự biến dạng của cấu trúc Perovskite lý tưởng. Một vài nghiên cứu trên đơn tinh thể đã quan sát thấy sự phân bố tứ diện (tetragonal) của các cường độ nhiễu xạ. Điều đó nói lên rằng, có xuất hiện sự sai lệch mà nguyên nhân có thể là do các vùng vi mô kép (microdomain) ngăn cản trật tự ôxy phân bố trong các đơn tinh thể. Bằng chứng là các vùng vi mô (microdomain) kép này đã xuất hiện trong các ảnh kính hiển vi điện tử truyền qua (TEM) của vật liệu.

Cấu trúc trực thoi (orthorhombic) của vật liệu siêu dẫn (123) được mô tả trong hình (8.11).

Từ hình 8.11 ta thấy, trong ô mạng cơ bản các ion ôxy chiếm 4 vị trí tinh thể khác nhau. Toạ độ các nguyên tử và các thông số nhiệt đới với từng nguyên tử được Seigrest và đồng nghiệp thống kê trong bảng 8.1.

Bảng 8.1
Các thông số cấu trúc cho dạng trực thoi $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.91}$
được xác định từ nhiễu xạ tia X và nhiễu xạ neutron ở 297 K

Nhóm không gian			Pmmm	a = 3.82030 Å	b = 3.88548 Å	c = 11.68349 (23) Å	
Nguyên tử	x	y	Z	$U_{11} (\text{Å}^2)$	$U_{22} (\text{Å}^2)$	$U_{33} (\text{Å}^2)$	Bị lấp đầy
Y	1/2	1/2	1/2	0.0085	0.0106	0.0085	1
Ba	1/2	1/2	0.18393	0.0076	0.0096	0.0198	1
Cu (1)	0	0	0	0.0080	0.0115	0.0150	1
Cu (2)	0	0	0.35501	0.0033	0.0036	0.0207	1
O (1)	0	1/2	0	0.0161	0.0104	0.0080	0.920 (8)
O (2)	1/2	0	0.37819	0.0039	0.0068	0.0203	1
O (3)	0	1/2	0.37693	0.0109	0.0084	0.0056	1
O (4)	0	0	0.15840	0.0162	0.0123	0.0097	1

Hiệu ứng trật tự ôxy trong mặt cấu trúc cơ bản là sự chiếm chỗ của một ôxy đặt dọc theo cạnh và bỏ trống vị trí khác. Như vậy cạnh có vị trí ôxy chiếm chỗ dài thêm ra so với cạnh có vị trí ôxy khuyết, dẫn đến ô cơ bản là trực thoi (orthorhombic). Trật tự này đặt các ion Cu trong mặt cấu trúc cơ bản nằm ở trung tâm hình vuông được tạo nên bởi các ion ôxy. Các mặt vuông tạo bởi các ion Cu và ôxy cùng nối các góc phân chia để tạo thành các chuỗi thẳng (linear chains) dọc theo trục b (hình 8.11b). Đây là các chuỗi liên kết hai chiều giữa Cu và ôxy (Cu - O) trải dài trong mặt a, b của tinh thể. Các chuỗi và các mặt phẳng trong cấu trúc nối với nhau bằng các ion ôxy nằm ở các đỉnh của hình chóp vuông trong một ô mạng ion Y nằm ở tâm của ô mạng phối hợp với 8 ion ôxy để tạo thành hình lăng trụ vuông hơi bị méo.

Độ dài liên kết và các góc của cấu trúc này được ghi trong bảng 8.2.

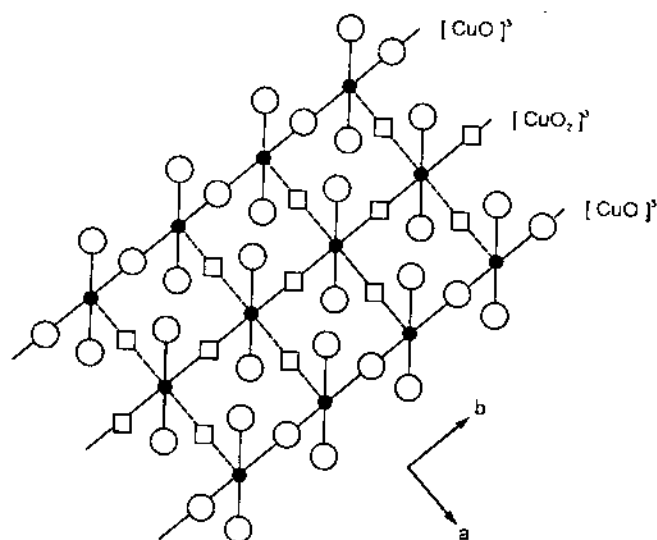
Các khoảng cách Y - O và Ba - O được đem so sánh với các khoảng cách quan sát được trong các cấu trúc khác. Khoảng cách $\text{Cu}(1) - \text{O}(2)$ và $\text{Cu}(2) - \text{O}_3$ trong các mặt là 1,929 Å và 1,961 Å, ngược lại sự liên kết $\text{Cu}(2) - \text{O}(4)$ để nối nguyên tử Cu trong mặt phẳng đến nguyên tử ôxy ở đỉnh lại dài hơn nhiều, khoảng cách này có giá trị 2,341 Å.

Bảng 8.2
Độ dài liên kết và các góc trong cấu trúc trực thoi của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Độ dài liên kết			
Y-O(2)	4x2.418(15)	Cu(1)-O(1)	2x1.947(5)
Y-O(3)	4x2.399(15)	Cu(1)-O(4)	2x1.834(27)
Ba-O(1)	2x2.891(2)	Cu(2)-O(2)	2x1.929(3)
Ba-O(2)	2x2.980(19)	Cu(2)-O(3)	2x1.961(3)
Ba-O(3)	2x2.948(19)	Cu(2)-O(4)	2x2.341(28)
Giá trị các góc trong cấu trúc			
O(1)-Cu(1)-O(4)	90.0(5)	O(2)-Cu(2)-O(2)	165.3(7)
O(4)-Cu(1)-O(4)	180.0(7)	O(2)-Cu(2)-O(3)	89.1(0)
O(1)-Cu(1)-O(1)	180.0(7)	O(4)-Cu(2)-O(3)	96.9(6)
O(3)-Cu(2)-O(3)	166.3(1)	O(4)-Cu(2)-O(2)	97.4(6)

Nguyên tử Cu(1) trong chuỗi có độ dài liên kết đến nguyên tử O(1) là 1,947 Å. Độ dài liên kết Cu - O ngắn nhất đó là độ dài giữa nguyên tử Cu(1) trong chuỗi và nguyên tử O(4) ở đỉnh có giá trị là 1,834 Å. Khoảng cách Cu(2) - O(4) ở đỉnh có giá trị là 1,834 Å. Khoảng cách Cu(2) - O(4) dài cho thấy rằng các nguyên tử Cu trong các mặt chỉ liên kết yếu với các nguyên tử đồng (Cu) khác trong các chuỗi thông qua ôxy ở đỉnh (hình 8.12).

Điều đó cũng cho biết rằng khoảng cách liên kết Cu(1) - O(4) là hệ quả tất yếu của việc định xứ ưu tiên của các ion Cu^{3+} trong các chuỗi.



Hình 8.12

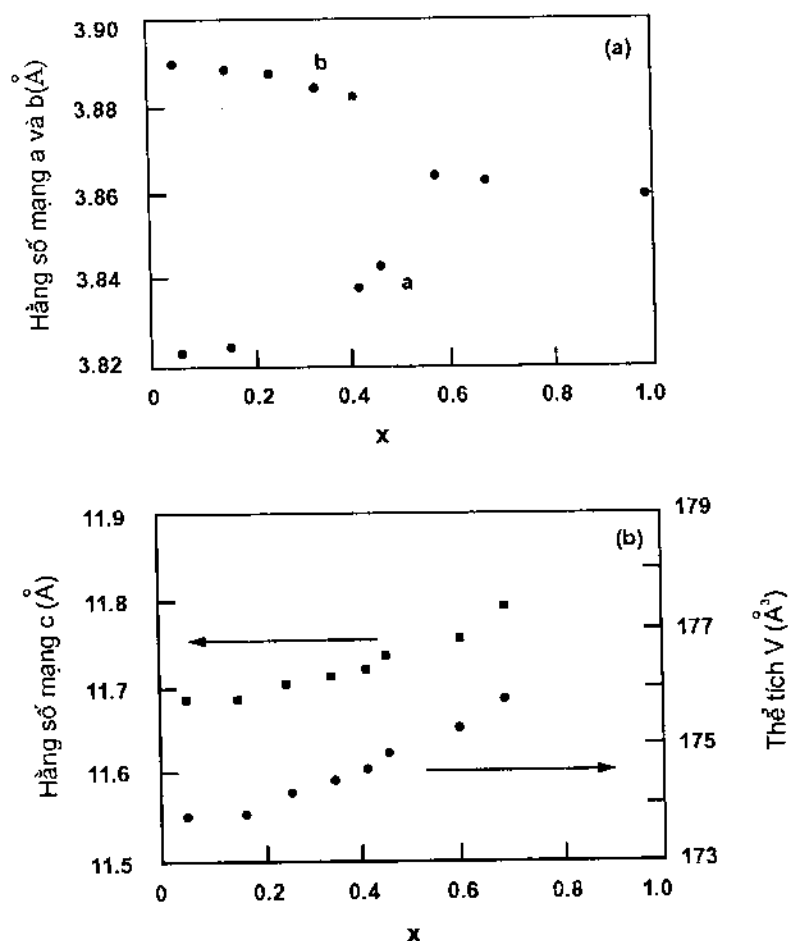
Trật tự nối các chuỗi Cu-O trong mặt a-b của hợp chất $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$

Bảng 8.3

Các thông số cấu trúc orthorhombic của hợp chất $\text{YBa}_3\text{Cu}_3\text{O}_6$ với $a = 3.32030$ Å, $b = 3.88548$ Å, $c = 11,68349$ Å. (x, y, z) là tọa độ của ion theo đơn vị hằng số mạng

Nguyên tố	Tọa độ			Độ lấp đầy
	x	y	z	
Y	1/2	1/2	1/2	1
Ba	1/2	1/2	0,18393 (6)	1
Cu(1)	0	0	0	1
Cu(2)	0	0	0,35501 (8)	1
O(1)	0	1/2	0	0,910 (8)
O(2)	1/2	0	0,37819 (15)	0
O(3)	0	1/2	0,37693 (16)	1
O(4)	0	0	0,15840 (13)	1
O(5)	1/2	0	0	0

Như vậy, trong cấu hình ô cơ bản của vật liệu (123), đồng (Cu) chiếm hai vị trí Cu(1) và Cu(2). O(4) nằm trong mặt phẳng chứa Ba, còn O(2) và O(3) nằm trong mặt phẳng chứa Cu(2), nghĩa là hệ số chiếm chỗ của chúng luôn là 1 và O(2), O(3) liên kết với Cu(2) tạo thành cấu trúc có dạng mặt phẳng (CuO_2). Trong một ô cơ bản có hai mặt phẳng CuO_2 . Vị trí O(1) không luôn được lấp đầy hoàn toàn. Nguyên tử oxy O(1) ở vị trí này tạo với nguyên tử đồng Cu(1) thành cấu trúc dạng chuỗi dọc theo trục b của mạng tinh thể. Trong thực tế các chuỗi này không kéo dài vô hạn. Vị trí và hệ số lấp đầy của các nguyên tử trong ô mạng (123) được ghi trong bảng 8.3.



Hình 8.13
Hằng số mạng phụ thuộc vào nồng độ oxy trong hợp chất $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

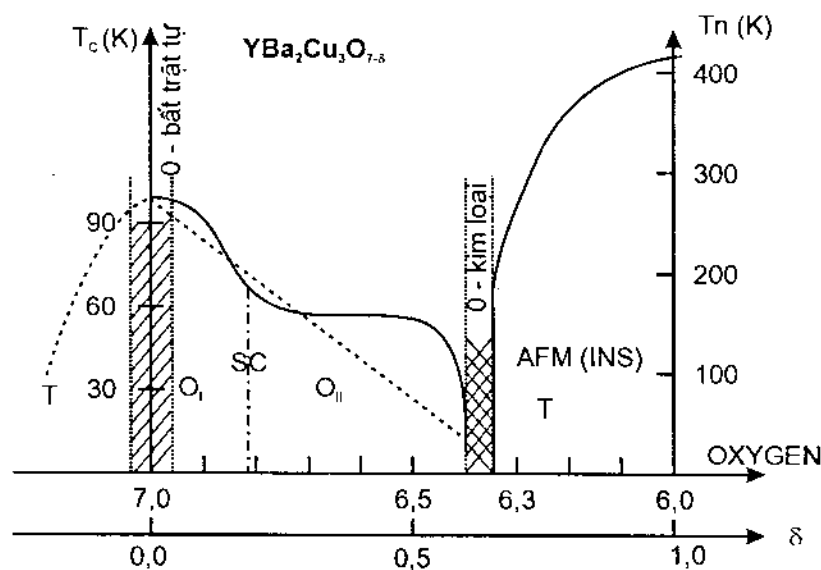
Trong bảng 8.3 có đưa thêm một vị trí O(5) là vị trí không có trong các công trình được công bố, tuy nhiên trong một số trường hợp, ion oxy có thể chuyển sang chiếm vị trí này.

Hệ số lấp đầy của oxy ở vị trí O(1) là 0,91 (bảng 8.1). Nhiều tác giả cho rằng vị trí O(1) là một vị trí quan trọng nhất trong số bốn vị trí của oxy. Vị trí này có thể lấp đầy một phần (với hệ số lấp đầy thấp cỡ 0,028) đến lấp đầy hoàn toàn oxy trong mẫu thay đổi. Khi O(1) lại lấp đầy hoàn toàn thì công thức danh định của hợp chất là $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Độ lấp đầy của vị trí O(1) phụ thuộc rất mạnh vào

quy trình chế tạo vật liệu. Nếu hệ số lấp đầy của O(1) giảm thì nồng độ oxy trong mẫu giảm, kéo theo sự thay đổi các hằng số mạng trong ô cơ bản. Sự phụ thuộc của giá trị hằng số mạng vào nồng độ oxy được minh họa trên hình 8.13.

Điểm cuối cùng là cấu trúc cơ bản của ô mạng (123) không liên quan đến nhóm cấu trúc không gian nào. Các kết quả nghiên cứu nhiễu xạ neutron và rơnghen cho cấu trúc trực thoi (orthorhombic) đã đưa vào nhóm không gian Pmmm với sự chọn lọc từ các nhóm khác bao gồm nhóm không gian Pmm2 bằng sự so sánh và làm khớp các số liệu thí nghiệm cho cấu trúc ô mạng cơ bản của hợp chất siêu dẫn (123)

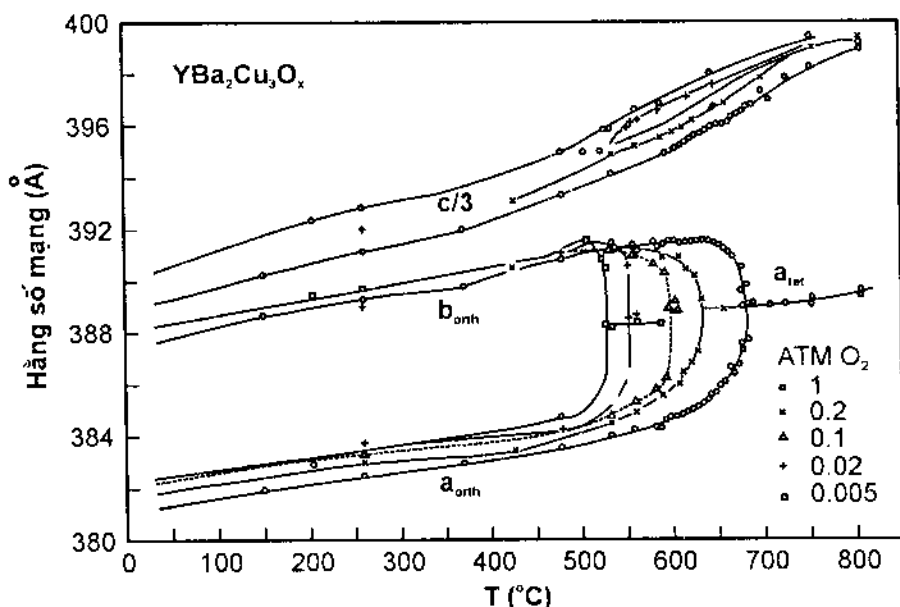
8.1.1.1 Sự chuyển pha cấu trúc orthorhombic sang tetragonal



Hình 8.14
Giản đồ pha của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Chuyển pha cấu trúc orthorhombic sang tetragonal trong siêu dẫn (123) lần đầu được phát hiện bằng chùm điện tử đốt nóng trong kính hiển vi điện tử truyền qua (TEM) và đã thoả mãn những nghiên cứu diễn ra tức thời (insitu). Kết quả nhiễu xạ Rơnghen đốt nóng nhiều lần cho thấy rằng các hằng số mạng của vật liệu (123) giãn nở tuyến tính lên đến 500°C với sự giãn nở nhiệt dọc theo trục c gần như gấp hai lần dọc theo trục a và b. Tuy nhiên, ở trên 500°C , trục b thường ngừng giãn nở và trục a vẫn tiếp tục giãn nở tuyến tính. Cuối cùng các trục a và b trở thành bằng nhau và cấu trúc pha siêu dẫn (123) orthorhombic trở thành cấu trúc tetragonal và sự giãn nở nhiệt không còn tuyến tính, không phụ thuộc vào áp suất oxy.

Các nghiên cứu đo độ giảm khối lượng Thermogravimetric cho thấy rằng vật liệu ban đầu bắt đầu bị mất oxy thuận nghịch ở trên $350 - 400^\circ\text{C}$. Sự chuyển pha cấu trúc orthorhombic sang Tetragonal xuất hiện tại nơi mà đường cong độ giảm khối lượng theo nhiệt độ bị gián đoạn.



Hình 8.15

Chuyển pha cấu trúc của vật liệu siêu dẫn (123)

Thông thường, chuyển pha cấu trúc orthorhombic - tetragonal xảy ra trong vùng 500-700°C và phụ thuộc vào áp suất môi trường. Nhiệt độ chuyển pha giảm khi làm giảm áp suất môi trường oxy. Sự chuyển pha này liên kết đến sự mất oxy của mẫu khi nhiệt độ tăng. Các kết quả nhiễu xạ neutron khẳng định rằng chuyển pha cấu trúc orthorhombic - tetragonal do sự thay đổi nồng độ oxy ở mặt đáy của mặt chứa các chuỗi CuO nằm giữa các ion Ba. Hiện tượng mất oxy này chủ yếu là từ vị trí O(1) dẫn đến sự giảm đột ngột của b ngay trước thời điểm chuyển pha. Một phần oxy thoát ra từ vị trí O(1) chuyển sang vị trí O(5), là vị trí luôn bị trống ở nhiệt độ phòng, làm cho giá trị của hằng số mạng a tăng đột ngột. Kết quả là giá trị các hằng số mạng a và b bằng nhau ở cấu trúc tetragonal. Hình 8.15 minh họa chuyển pha cấu trúc bằng sự thay đổi các giá trị hằng số mạng theo nhiệt độ.

Sự chuyển từ cấu trúc trực thoi sang cấu trúc tứ giác của hợp chất $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ theo nhiệt độ.

Một điều cần lưu ý là: Chuyển pha cấu trúc orthorhombic - tetragonal của vật liệu siêu dẫn (123) thuộc loại chuyển pha trật tự - mất trật tự, vì trong quá trình thay đổi oxy từ vị trí O(1) sang vị trí O(5) các ion oxy đã từ trạng thái trật tự ở nhiệt độ phòng chuyển sang trạng thái mất trật tự ở nhiệt độ cao. Sự sắp xếp vị trí các nguyên tử trong cấu trúc tetragonal được ghi trong bảng 8.4.

Vị trí O(3) trong cấu trúc Tetragonal và vị trí O(2) trong cấu trúc orthorhombic là tương đương.

Bảng 8.4

Các thông số cơ bản của cấu trúc pha Tetragonal của hợp chất $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$

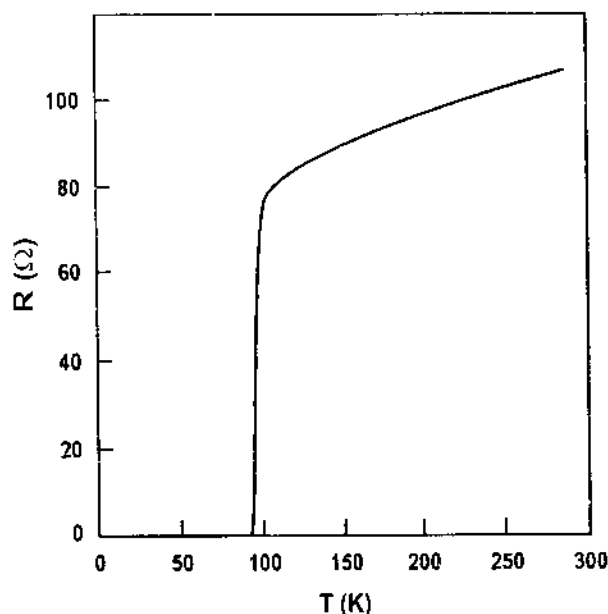
với $a = b = 3.8576 \text{ \AA}$ và $c = 11.8194 \text{ \AA}$. (x, y, z) là tọa độ trong đơn vị hằng số mạng

Nguyên tố	Tọa độ			Hệ số chiếm chỗ
	x	y	z	
Y	1/2	1/2	1/2	1
Ba	1/2	1/2	0,1952 (2)	1
Cu (1)	0	0	0	1
Cu(2)	0	0	0,3607 (1)	1
O(1)	0	1/2	0	0,028 (4)
O(3)	0	0	0,3791 (1)	1
O (4)	0	0	0,1518 (2)	0,990 (6)

Như vậy, các ion Cu và ôxy có vai trò quyết định giá trị T_C trong siêu dẫn (123). Các ion Y^{3+} và Ba^{2+} chỉ là các ion liên kết trung gian trong cấu trúc ô mạng. Tuy nhiên, không phải bất kỳ một ion hoá trị 3+ và một ion 2+ nào cũng có thể thay thế các vị trí của Y và Ba mà không làm ảnh hưởng đến giá trị T_C . Sự thay đổi nhiệt độ chuyển pha T_C phụ thuộc nồng độ ôxy trong hợp thức được minh họa trên hình (8.14). Có thể thấy trong vùng nồng độ từ 6,9 - 7,0 giá trị T_C ít thay đổi. Nếu giảm nồng độ ôxy thì T_C giảm đột ngột tới gần 60 K. Giá trị này gần như không đổi trong vùng nồng độ ôxy là 6,55 - 6,70. Khi nồng độ ôxy giảm xuống dưới giá trị 6,5, nhiệt độ T_C giảm mạnh và hoàn toàn biến mất trong vùng nồng độ ôxy nhỏ hơn 6,3 đến 6,4. Đối với các mẫu có nồng độ ôxy nhỏ hơn 6,3, vật liệu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ trở thành phân sắt từ với hai nhiệt độ trật tự $T_{N1} \approx 500 \text{ K}$ và $T_{N2} \approx 90 \text{ K}$ (với các mẫu có nồng độ ôxy là 6). Tại vùng phân sắt từ, các nhiệt độ T_{N1} và T_{N2} cũng phụ thuộc mạnh vào nồng độ ôxy.

8.1.2.3. Các tính chất của vật liệu siêu dẫn Y-123

8.1.2.3.1. Tính chất điện của vật liệu siêu dẫn Y-123



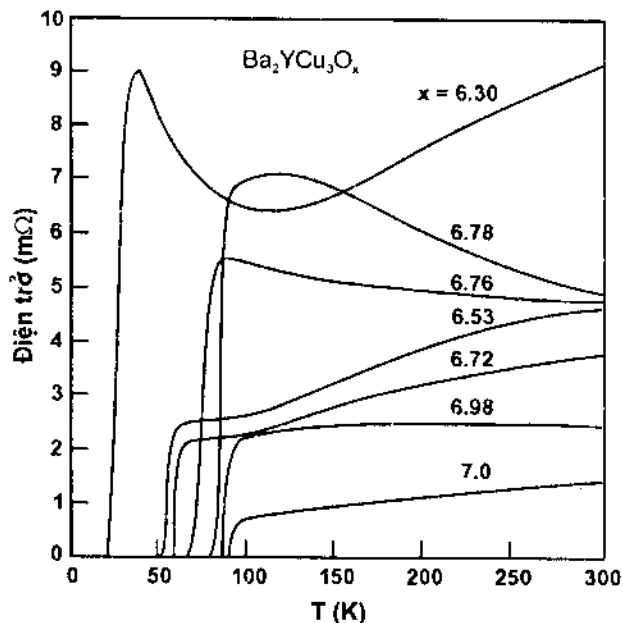
Hình 8.16

Đường cong điện trở phụ thuộc nhiệt độ của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao (123) là hợp chất gốm. Thông thường ở $T > T_C$ (trạng thái thường) điện trở của mẫu biểu hiện tính kim loại, biến đổi gần như tuyến tính theo nhiệt độ. Trong vùng $T > T_C$, điện trở giảm đột ngột đến 0. Độ rộng của vùng chuyển pha cỡ: $\Delta T \approx 1-2K$. Đường cong điện trở phụ thuộc nhiệt độ của hợp chất được biểu diễn trên hình 8.16.

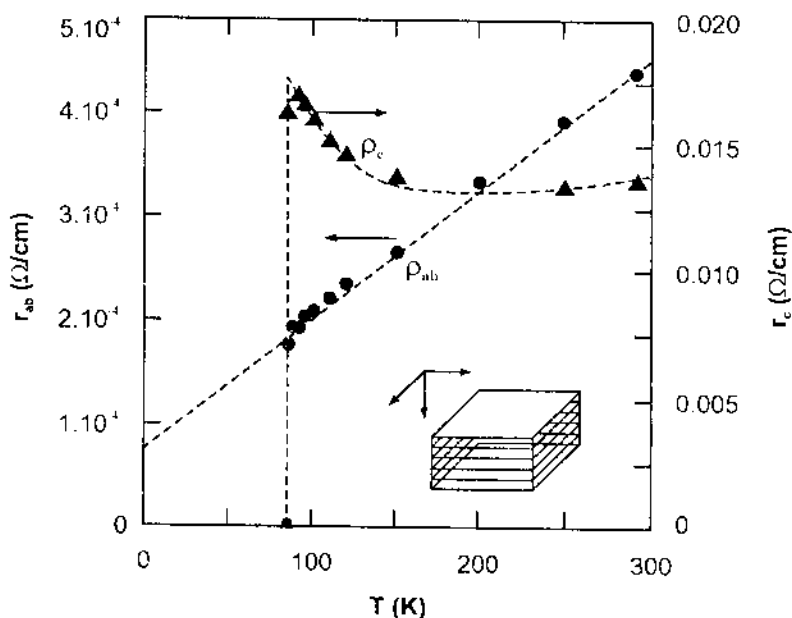
Đồ thị điện trở phụ thuộc nhiệt độ và nhiệt độ chuyển pha T_C của vật liệu cũng phụ thuộc mạnh vào nồng độ ôxy. Hình 8.17 cho thấy các đường cong điện trở có nồng độ ôxy khác nhau. Nhận thấy độ dốc của đường cong điện trở giảm dần theo nồng độ ôxy. Khi nồng độ ôxy đạt đến 6,67 và 6,68, các đường cong điện trở biểu hiện tính bán dẫn. Trong vùng nhiệt độ $T > T_C$ mẫu có nồng độ ôxy xác định được là 6,72 và điện trở biểu hiện là kim loại.

Các kết quả nghiên cứu hiệu ứng Hall cho thấy tính dị hướng của vật liệu siêu dẫn (123). Điện trở Hall (R_H (ab)) trong mặt (ab) thay đổi rất ít, trong khi đó giá trị (R_H (c)) theo trục c tăng rất mạnh. Mặt khác, đường cong điện trở phụ thuộc nhiệt độ theo hai hướng song song với trục C và song song với mặt (ab) cũng biểu hiện khác nhau.



Hình 8.17
Đường cong điện trở phụ thuộc nồng độ ôxy trong siêu dẫn $YBa_2Cu_3O_y$

Trong vùng nhiệt độ $T_C < T < 200 K$, giá trị ρ_{ab} giảm dần và gần như tuyến tính theo nhiệt độ. Trong khi đó ρ_c lại biểu hiện tính bán dẫn. Ở nhiệt độ phòng, ρ_c có giá trị gần gấp 100 lần ρ_{ab} . Đường cong điện trở biểu diễn tính dị hướng của vật liệu trong đơn tinh thể $YBa_2Cu_3O_y$ được trình bày trong hình 8.18.



Hình 8.18

Thành phần điện trở phụ thuộc nhiệt độ theo các hướng c và (ab) của đơn tinh thể $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$

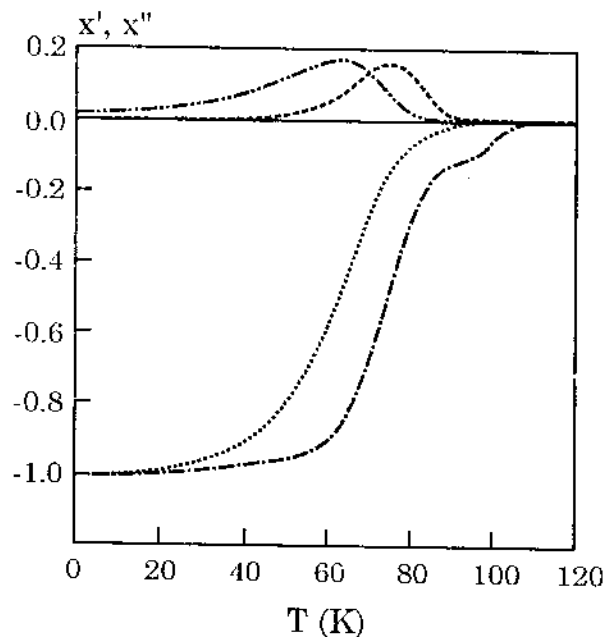
8.1.2.3.2. Tính chất từ của siêu dẫn Y-123

Ở trạng thái thường, siêu dẫn nhiệt độ cao (123) biểu hiện tính thuận từ. ở trạng thái siêu dẫn nó là chất nghịch từ. Như vậy, điểm chuyển pha siêu dẫn trong hợp chất này có thể coi là điểm chuyển pha thuận từ- nghịch từ. Phép đo đơn giản để xác định chuyển pha từ là phép đo hệ số từ hoá xoay chiều (χ_{ac}) đã được trình bày trong chương III. Phép đo này ngoài việc xác định chuyển pha thuận từ, nghịch từ còn có hai ý nghĩa, đó là: Minh chứng cho hiệu ứng Meissner và chứng tỏ chất siêu dẫn là chất nghịch từ.

Trong vùng nhiệt độ $T > T_c$ vật liệu là chất thuận từ, hệ số từ hoá (χ_{ac}) có giá trị rất nhỏ và là dương (+) (cỡ 10^{-4} emu/mol). Ở vùng nhiệt độ $T < T_c$, χ_{ac} chuyển từ giá trị dương nhỏ sang giá trị âm lớn.

Trong trường hợp mẫu là đơn tinh thể thì $\chi_{ac} = -\frac{1}{4\pi}$ (hệ CGS) hoặc $\chi_{ac} = -1$ (hệ SI) tại $T = 0$ K. Ở trạng thái này, hệ số từ hoá của mẫu được chia làm hai thành phần: Phần thực và phần ảo: $\chi_{ac} = \chi' - i\chi''$.

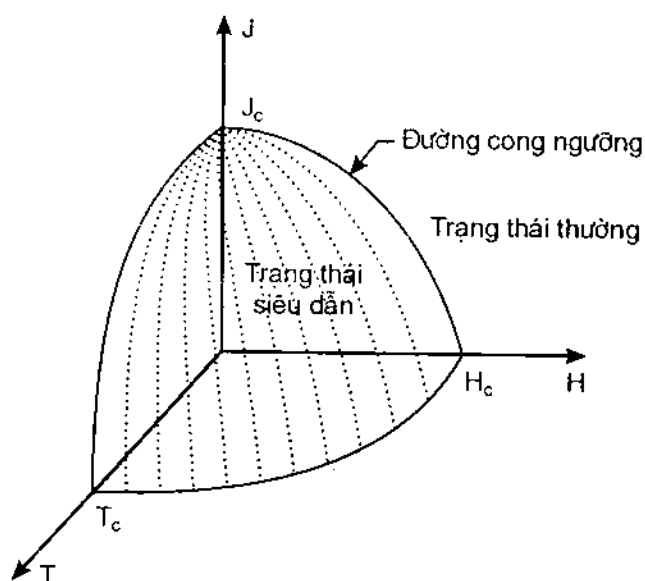
Với χ' được gọi là độ tán sắc là thành phần cùng pha với từ trường xoay chiều và χ'' gọi là độ hấp thụ, là thành phần vuông pha với từ trường xoay chiều. Đồ thị biểu diễn χ'' theo nhiệt độ cũng có dị thường tại điểm chuyển pha. Hình 8.19 minh hoạ cả hai thành phần hệ số từ hoá của siêu dẫn (123) theo nhiệt độ. Có thể thấy trên đường cong $\chi''(T)$ xuất hiện cực đại tại vùng chuyển pha, các cực đại này liên quan đến cơ chế liên kết yếu (Weak link) giữa các hạt siêu dẫn được bao bọc bởi các vùng biên không siêu dẫn.



Hình 8.19
Đường cong hệ số từ hoá theo nhiệt độ $\chi_{ac}(T)$

8.1.2.3.3. Giản đồ pha J - H - T

Như trên đã trình bày, các tính chất quan trọng của chất siêu dẫn như điện, từ và nhiệt đều có liên quan chặt chẽ đến các thông số tới hạn như: J_c , H_c , và T_c . Mỗi liên hệ giữa các đại lượng J, H và T đã được trình bày trong các phương trình ở các chương I, II và III. Trên cơ sở các mối liên hệ đó, người ta đã thiết lập được một giản đồ pha nổi tiếng cho chất siêu dẫn dựa trên ba thông số cơ bản J, H, T như sau:



Hình 8.20
Giản đồ pha J - H - T

Với giản đồ này, có thể dễ dàng nhận biết được phần nằm phía trong đường cong ngưỡng đó là không gian $\frac{1}{4}$ hình chuông $J_c - H_c - T_c$ chính là trạng thái siêu dẫn, còn phần nằm ngoài không gian đó là trạng thái thường. Các giá trị J_c , H_c và T_c là các thông số tới hạn đặc trưng cho từng vật liệu siêu dẫn như mật độ dòng tới hạn, từ trường tới hạn, nhiệt động và nhiệt độ tới hạn.

Vật liệu siêu dẫn (123) thuộc siêu dẫn loại II. Thông thường giá trị H_{c1} rất nhỏ được xác định bằng thực nghiệm (cỡ vài Oe) và giá trị H_{c2} rất lớn (cỡ hàng trăm Testla) được xác định bằng tính toán và ngoại suy. Tính dị hướng của vật liệu được minh chứng bằng giá trị mô men từ đo được khi từ trường song song và vuông góc với trục C. Theo phương song song với trục C, momen từ phụ thuộc rất mạnh, còn theo phương vuông góc thì phụ thuộc rất yếu vào từ trường ngoài. Thông số liên quan tới từ trường tới hạn H_{c2} là độ dài kết hợp ξ . Dựa trên giá trị $H_{c2}(0)$ ở 0 K, Moodera đã tính được giá trị ξ cho siêu dẫn (123) là $\xi_{ab}(0) \approx 23 \text{ \AA}$. Hệ số dị hướng giữa hai giá trị độ dài kết hợp ước tính là:

$$\frac{\xi_{ab}(0)}{\xi_c(0)} = \frac{H_{c2}(ab)}{H_{c2}(\odot)} \approx 3,6$$

Độ thâm sâu London trong siêu dẫn (123) cũng biểu hiện tính dị hướng. Ví dụ $\lambda_{ab} = 1.300 \text{ \AA}$ và $\lambda_c = 2500 \text{ \AA}$. Thông thường giá trị λ trong siêu dẫn (123) vào cỡ $10^3 \text{ \AA}$.

8.1.2.3.4. Tính chất nhiệt

a. Bước nhảy nhiệt dung

Nhiệt dung là một trong những tính chất quan trọng nhất trong các tính chất nhiệt của siêu dẫn nhiệt độ cao. Trong chương I ta đã nghiên cứu khá kỹ nhiệt dung và độ dẫn nhiệt trong siêu dẫn cổ điển. Đặc điểm nổi bật chung đó là tại điểm chuyển pha, nhiệt dung có bước nhảy. Nhiệt dung của chất rắn không từ tính nói chung gồm hai phần: Phần đóng góp của các điện tử tự do và phần đóng góp của mạng tinh thể (phonon) và được biểu diễn theo hàm của nhiệt độ bằng hệ thức:

$$C = \gamma T + \beta T^3 \quad (3.4.1)$$

Ở những nhiệt độ thấp, nhiệt dung của vật rắn có từ tính còn có thêm phần đóng góp của từ và hạt nhân:

$$C = C_e + C_f + C_m + C_s \quad (3.4.2)$$

Ở đây, C_m là nhiệt dung từ và C_s là nhiệt dung ở hạt nhân và biểu thức nhiệt dung là:

$$C = \gamma T + \beta T^3 + \delta T^{\frac{3}{2}} + \alpha T^2 \quad (3.4.3)$$

$$\text{và } C_M = \delta T^{\frac{3}{2}}, \text{ với } C_s = RT^{-2} \frac{d^2 \ln z}{d \frac{1}{T}} = \alpha T^{-2}$$

Phần đóng góp nhiệt dung $C_M = \delta T^{\frac{3}{2}}$ cũng chính là nhiệt dung của sóng Spin và phần đóng

góp của hạt nhân $C_s = RT^{-2} \frac{d^2 \ln z}{dT^2} = \alpha T^{-2}$ còn được gọi là nhiệt dung Schottky). Tại điểm

chuyển pha, nhiệt dung có bước nhảy (ΔC). Dạng đặc trưng của chuyển pha này có thể là chuyển pha loại I (dạng λ) hoặc chuyển pha loại II (dạng đối xứng) tùy theo bản chất của từng hợp chất. Hình 8.21 minh họa chuyển pha nhiệt dung và Schottky trong một vài hợp chất.

Theo lý thuyết nhiệt động đã trình bày trong chương II mục II.1, bước nhảy nhiệt dung tại điểm chuyển pha liên hệ với từ trường tới hạn nhiệt động (H_c) bằng hệ thức Rutgers khi $T = T_c$:

$$\frac{\Delta C(T_c)}{T_c} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)_{T=T_c}^2 \quad (3.4.4)$$

Nhiệt dung của điện tử siêu dẫn ở vùng nhiệt độ $T < T_c$ giảm theo quy luật hàm mũ theo phương trình:

$$C_e^s = A \exp \frac{-2\Delta_0}{k_B T} \quad (3.4.5)$$

Δ_0 : Là giá trị khe năng lượng ở 0 K.

Biểu thức xác định bước nhảy nhiệt dung theo lý thuyết BCS là:

$$\Delta C(T_c) = \Gamma T_c \quad (3.4.6)$$

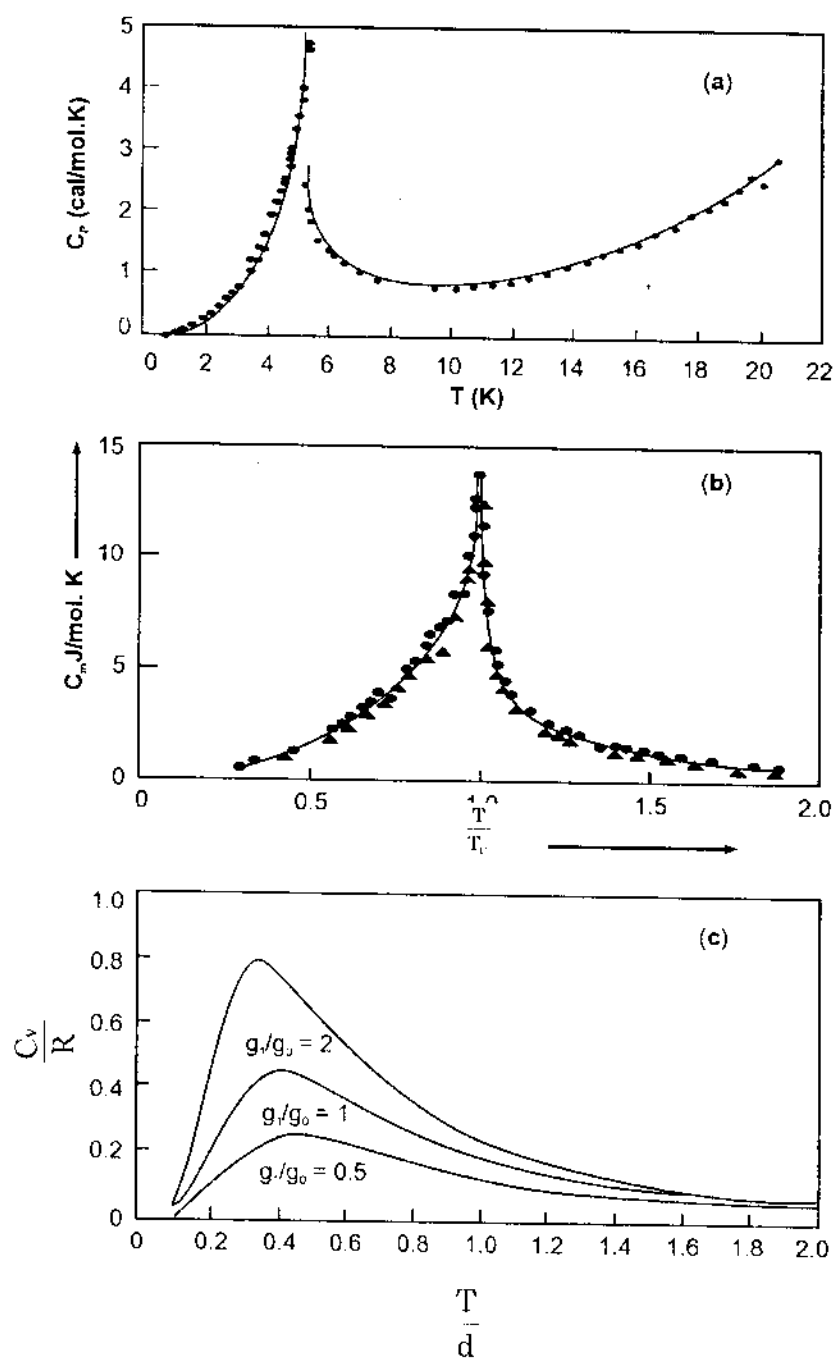
Theo tính toán lý thuyết trong các mô hình tương tác thì giá trị Γ sẽ là: $\Gamma = 1,43$ nếu là tương tác yếu, $\Gamma = 2,5$ nếu là tương tác mạnh.

Bước nhảy nhiệt dung tại điểm chuyển pha của vật liệu siêu dẫn (123) tương đối nhỏ so với giá trị nhiệt dung tại T_c theo tính toán lý thuyết BCS. Nhiều kết quả công bố về giá trị bước nhảy nhiệt dung của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao không giống nhau. Bảng 8.5 thống kê một số giá trị bước nhảy nhiệt dung (ΔC) của siêu dẫn (123) đã được xác định cho trường hợp tương tác yếu được làm khớp cho lý thuyết BCS theo hệ thức:

$$\Delta C(T_c) = 1,43 \gamma T_c \quad (3.4.7)$$

Đơn vị C là mJ/molK, trọng lượng trong công thức tính theo gam là 666 g/mol (123) thì ở 0 K, nhiệt độ Debye là: $\theta_D = 3 \sqrt{1944x \frac{106N_D}{B3}}$ Với $N_D = 13$; và H là [Tesla] (*Phys. C153 - 155* (1988), 1092 - 1095).

Hình 8.21 là bước nhảy nhiệt dung xác định được của một số chất và nhiệt dung Schottky ở những nhiệt độ thấp.



Hình 8.21

Nhiệt dung của một số hợp chất siêu dẫn ở nhiệt độ thấp

- a) Chuyển pha loại I (dạng λ): nhiệt dung của $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.
- b) Chuyển pha loại II (dạng đối xứng): nhiệt dung của $\text{CuK}_2\text{Cl}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.
- c) Nhiệt dung Schottky (hạt nhân).

Bảng 8.7

Bước nhảy nhiệt dung của SD(123) ở những nhiệt độ khác nhau

$T_c(K)$	$H(T)$	$\gamma (0)$	$\Delta C/T_c$	γ	θ_D
94	0	3,5	39 ± 8	27 ± 6	378
92	0,12	4,2			390
96	0		55	38	
90	0,22	8	53	37	
93	0	0	46	32	
79	0,8	7,8	26	18	384
93	0,8	12	69 ± 15	48 ± 10	380
92	0		33 ± 16	23 ± 4	400
94	0,5	$5,5 \pm 0,5$	48 ± 2	34 ± 1	389
92	0 - 7	6,95	47	33	457
92	0 - 7	6,8	52	36	452

b. Độ dẫn nhiệt - suất điện động nhiệt điện

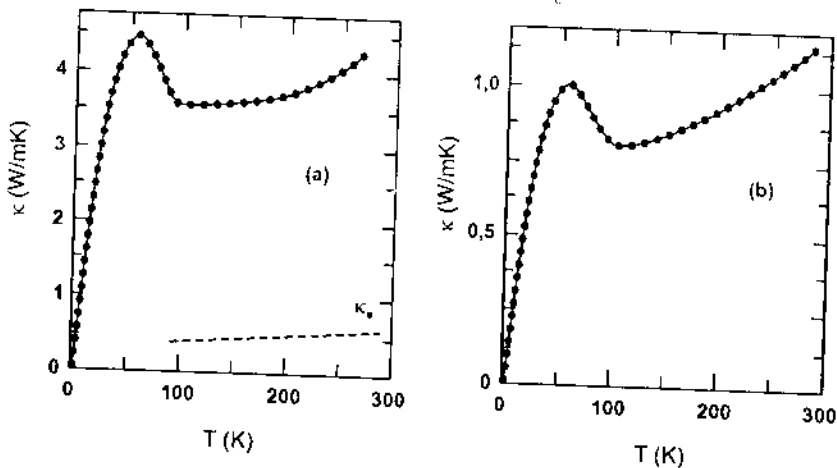
Ngoài giá trị nhiệt dung, có hai đại lượng quan trọng khác cũng được xác định đó là độ dẫn nhiệt và suất điện động nhiệt điện của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao. Độ dẫn nhiệt κ được định nghĩa:

$$\kappa = C v \frac{\lambda}{3}$$

Với C là nhiệt dung, v và λ tương ứng là vận tốc trung bình và quãng đường tự do của hạt mang nhiệt (điện tử hoặc phonon) có thể biểu diễn một cách tổng quát độ dẫn nhiệt bằng phương trình:

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_p$$

Như vậy, khi đo độ dẫn nhiệt của vật rắn có thể thu được những thông tin đáng kể về tương tác giữa các hạt tải và mạng tinh thể. Một số kết quả nghiên cứu cho biết rằng độ dẫn nhiệt (κ) có tính dị hướng. Giá trị của κ theo các trục (ab) và c có tỷ lệ cỡ $\frac{\kappa_{ab}}{\kappa_c} \approx 4 \div 5$ lần.



Hình 8.22

Đồ thị mô tả sự phụ thuộc của độ dẫn nhiệt κ vào nhiệt độ trong vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao

Đồ thị về sự phụ thuộc nhiệt độ của κ được trình bày trên hình 8.22. Giá trị κ của vật liệu siêu dẫn (123) có dị thường ở vùng xung quanh T_C và sau đó giảm về 0 ở 0 K. Đường cong này là dạng đặc trưng cho các loại vật liệu siêu dẫn ở nhiệt độ cao.

Các kết quả nghiên cứu cho biết rằng: Suất điện động nhiệt điện của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao cũng có dị thường ở lân cận vùng nhiệt độ chuyển pha T_C . trong các phương pháp chế tạo vật liệu đã khẳng định vai trò của nồng độ ôxy trong mẫu gây ảnh hưởng rất mạnh đến giá trị suất điện động nhiệt điện của siêu dẫn nhiệt độ cao.

8.1.1.1.1 Hiệu ứng đồng vị

Lần đầu tiên Maxwell, Reynolds và đồng nghiệp phát hiện ra rằng: T_C của các chất siêu dẫn thay đổi theo khối lượng đồng vị. Kết quả thí nghiệm cho thấy:

$$M^\alpha T_C = \text{Const}$$

Đối với các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ thấp, giá trị α xác định được là $\frac{1}{2}$ và M là khối lượng đồng vị. Hàng loạt các kết quả nghiên cứu hiệu ứng đồng vị của siêu dẫn nhiệt độ cao đã được công bố. Nhưng các giá trị thu được rất khác nhau. Một số công trình khẳng định trong siêu dẫn nhiệt độ cao không tồn tại hiệu ứng isotop ($\alpha = 0$), nhưng nhiều tác giả xác định được giá trị α cỡ từ $-2,8 \times 10^{-2}$ đến giá trị vào cỡ 12. Nói chung giá trị α thay đổi trong một dải rộng và rất phức tạp. Trong các nghiên cứu về hiệu ứng đồng vị, chủ yếu sử dụng các ion ôxy và Cu đồng vị thay vào chỗ ion ôxy và Cu thường. Cho đến nay, hiệu ứng đồng vị trong vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao (nói chung) và trong siêu dẫn 123 (nói riêng) là vấn đề đang cần được quan tâm nghiên cứu và khẳng định.

8.1.2.3.6. Các thông số vật lý vi mô khác

a. Khe năng lượng

Theo lý thuyết BCS ở nhiệt độ thấp, phổ của các chuẩn hạt ở trạng thái siêu dẫn được đặc trưng bởi một khe năng lượng $\Delta(T)$. Đại lượng này thay đổi theo nhiệt độ:

$$\Delta(T) = 3,5 k_B T_C \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^2} \quad (3.4.8)$$

Giá trị khe năng lượng có thể xác định được bằng thực nghiệm (từ các phép đo tính chất nhiệt). Ở nhiệt độ $T = 0$ K, giá trị khe năng lượng là:

$$\Delta(T = 0) = 3,5 k_B T_C \rightarrow \frac{\Delta}{k_B T_C} = 3,5 \quad (k_B \text{ là hằng số Boltzmann})$$

Rất nhiều tác giả cho rằng cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao cũng áp dụng được theo lý thuyết BCS. Nếu giả thiết rằng cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao theo mô hình BCS thì siêu dẫn nhiệt độ cao có tồn tại khe năng lượng hay không, và giá trị $\frac{2\Delta}{k_B T_C}$ là bao nhiêu? Rất nhiều kết quả thực nghiệm nhằm

xác định giá trị $\frac{2\Delta}{k_B T_C}$ cho vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao loại 123. Một số kết quả công bố trong những năm gần đây được liệt kê theo bảng sau:

Bảng 8.6

Giá trị $\frac{2\Delta}{k_B T_C}$ xác định cho vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao (123)

Loại	$2\Delta/k_B T_C$	
Đa tinh thể	2,98 - 4,80	
	8,0	
	3,40 - 5,30	
	13,0	
	0,6	
Đơn tinh thể	// (ab)	$5,9 \pm 0,2$
	// (c)	$3,6 \pm 0,2$

Nhận thấy giá trị $\frac{2\Delta}{k_B T_C}$ xác định cho vật liệu siêu dẫn (123) rất khác nhau, đồng thời khác xa so với giá trị $\frac{2\Delta}{k_B T_C} = 3,5$ của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao tính theo lý thuyết BCS.

Bảng này còn cho thấy khe năng lượng cũng có tính dị hướng theo hai phương song song và vuông góc với trục C.

b. Độ thâm sâu (λ) và độ dài kết hợp (ξ).

Giá trị λ_L , độ thâm sâu London vào khoảng $10^3 \text{ \AA}$ đối với vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao (123). Một số tác giả phát hiện sự khác nhau giữa hai phương song song và vuông góc với trục c. Tỉ số $\frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = 5$ và $\lambda_{ab} = 2200 \text{ \AA}$. Giá trị này lớn hơn giá trị tìm được bằng phương pháp cộng hưởng μ - mezon (với $\lambda_{ab} = 1.400 \text{ \AA}$).

Các giá trị λ_{GL} (độ thâm sâu Ginzburg - Landau) của siêu dẫn nhiệt độ cao xác định được trong khoảng $0,3 \div 30 \text{ \AA}$ phụ thuộc vào các phương pháp thực nghiệm và điều kiện tạo mẫu. Giá trị λ_{GL} của siêu dẫn (123) cỡ nhỏ hơn kích thước ô mạng và nhỏ hơn rất nhiều so với giá trị của siêu dẫn nhiệt độ thấp là $10^2 \text{ \AA}$.

c) Tóm lại

Các chất siêu dẫn (123) có đặc điểm chung là:

Có nhiệt độ chuyển pha xung quanh vùng 90K.

Có thể tạo được vật liệu siêu dẫn (123) đơn pha bằng phương pháp gốm và một số phương pháp khác.

Với các chất siêu dẫn (123) chứa RE, các ion RE có tồn tại momen từ.

Sự liên kết giữa các momen từ là rất yếu. Trong các loại siêu dẫn (123), thông thường chỉ tồn tại trật tự từ ở nhiệt độ rất thấp.

Trong vùng nhiệt độ $T > T_C$ vật liệu có tính chất thuận từ.

Các ion RE xuất hiện trong hợp chất gần như ở trạng thái hóa trị 3+ và liên kết rất yếu với nhau. Có thể xác định được nhiệt độ Neél trong hợp chất siêu dẫn (123).

Nhiệt dung có bước nhảy và giãn nở nhiệt dị thường xung quanh nhiệt độ chuyển pha T_C .

Về mặt cấu trúc:

Các pha siêu dẫn trong hợp chất này thường có cấu trúc trực thoi (Orthorombic), $a \neq b \neq c$ và có tỷ số $\frac{c}{a} \geq 3$.

Cấu trúc tinh thể của vật liệu được sắp đặt theo tầng và lớp (cấu trúc perovskite).

Các nguyên tử Cu(1) và nguyên tử Cu(2) nằm ở những vị trí khác nhau và có những chức năng riêng: Các nguyên tử Cu(2) sắp xếp theo hình chóp vuông liên kết với các nguyên tử ôxy để tạo thành các mặt CuO_2 (có cấu hình hai chiều). Còn các nguyên tử Cu(1) có cấu hình mặt vuông tạo nên các chuỗi Cu-O (có cấu hình một chiều). Cầu nối giữa các nguyên tử Cu(1) và Cu(2) là các nguyên tử ôxy nằm ở vị trí O(6) trong mạng tinh thể.

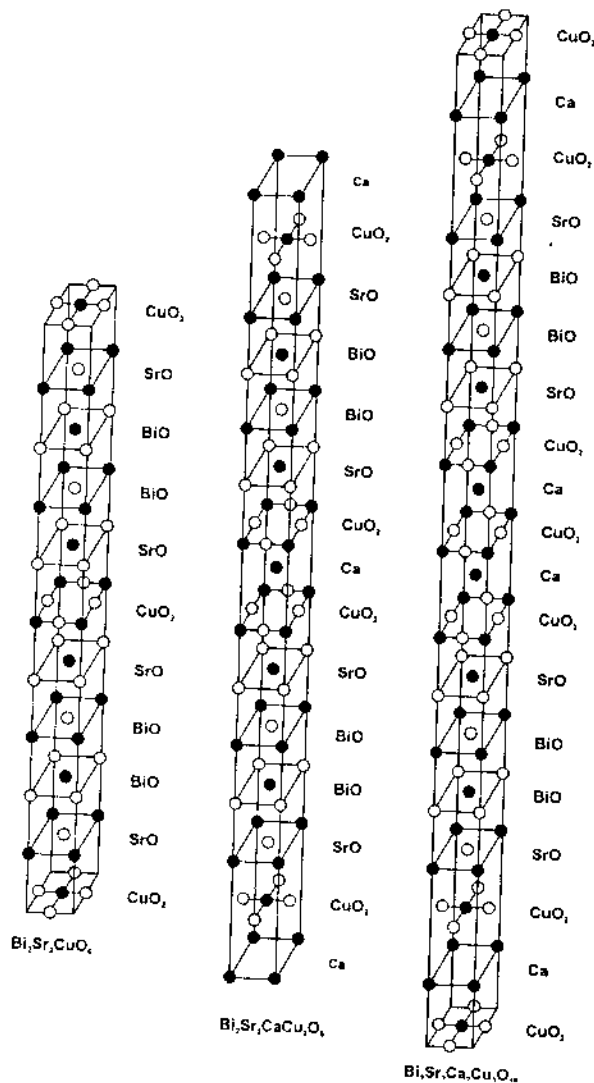
Vật liệu siêu dẫn (123) có tính dị hướng cao.

8.1.3. Hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao 110-125K

Một số hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiệt độ chuyển pha nằm trong khoảng 110-125 K. Tiêu biểu là hai loại hợp chất Bi-Sr-Ca-Cu-O và Tl-Ba-Ca-Cu-O. Về cơ bản hai loại hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao này có cấu trúc tinh thể và tính chất tương đối giống nhau.

8.1.3.1. Siêu dẫn chứa Bismuth

Tháng 5/1987, Michel và đồng nghiệp phát hiện ra hệ siêu dẫn Bi-Sr-Cu-O có nhiệt độ chuyển pha từ 7 đến 22 K. Tuy nhiên vào tháng 1/1998, Maeda và đồng nghiệp đã phát hiện được rằng: Nếu thêm Ca vào hệ Bi-Sr-Cu-O sẽ tạo được một vật liệu siêu dẫn mới có nhiệt độ chuyển pha cao hơn nhiệt độ hoá lỏng Nitơ. Hợp chất này có hợp thức chung là: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$ với $n = 1, 2, 3$. Hợp thức này tồn tại ba hệ siêu dẫn gồm các hợp phần sau đây:



Hình 8.23

Cấu trúc tinh thể của siêu dẫn nhiệt độ cao chứa Bi (2201), (2212) và (2223)

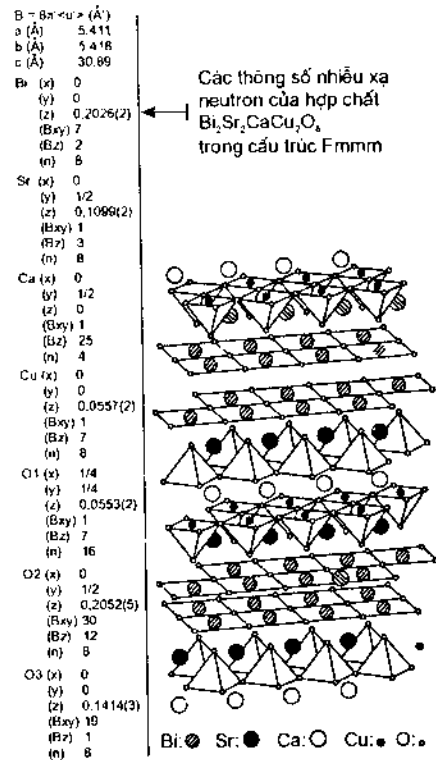
Hệ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_1\text{O}_{6+x}$ có $T_C = 7 - 22 \text{ K}$ (khi $n = 1$). Trong hệ này pha siêu dẫn chính gọi là Bi(2201).

Hệ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$ với $T_C = 80 - 90 \text{ K}$ (khi $n = 2$). Trong hệ này pha siêu dẫn chính gọi là Bi(2212).

Hệ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$ có $T_C = 110 - 120 \text{ K}$ (khi $n = 3$). Trong hệ này pha siêu dẫn chính gọi là Bi(2223).

Hình 8.23 mô tả cấu trúc tinh thể của các hợp chất siêu dẫn trên đây. Nhìn chung các hợp chất này đều có cấu trúc loại perovskite. Trong các hệ siêu dẫn Bi(2201), Bi(2212) và Bi(2223) đều chứa một, hai hoặc ba mặt CuO_2 (ứng với $n = 1, 2$ và 3) được xen vào giữa các lớp Bi - O. Ô cơ bản có thể thuộc loại tetragonal, orthorhombic hoặc giả tetragonal. Trong một hợp chất chứa các thành phần Bi - Sr - Ca - Cu - O thường tồn tại cả ba pha siêu dẫn (2201), (2212) và (2223) như đã nói ở trên. Cấu trúc các pha siêu dẫn này thường giống nhau về thể loại và khác nhau về độ dài trục c (hình 8.23). Tỷ lệ các pha trong một khối mẫu tùy thuộc thành phần hợp thức ban đầu, quy trình công nghệ khi chế tạo và điều kiện của môi trường tạo mẫu.

8.1.3.2. Cấu trúc tinh thể lý tưởng của siêu dẫn nhiệt độ cao chứa Bi-2212



Hình 8.24

Mô hình cấu trúc lý tưởng của siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ của P. Bordet

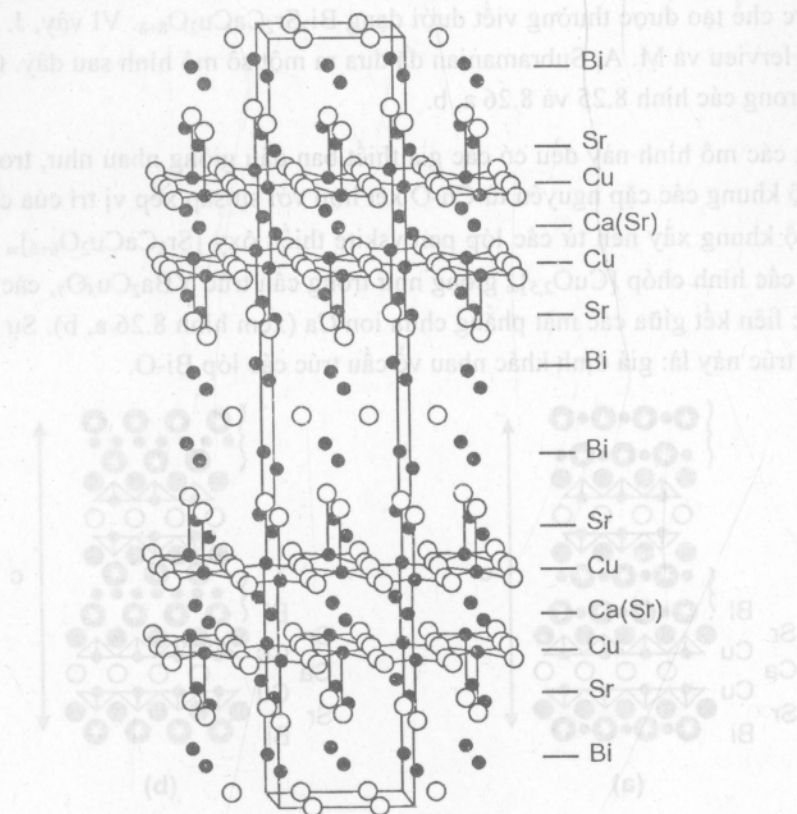
Hình 8.24 là các mô hình lý tưởng cho cấu trúc tinh thể của các chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa Bi. Kết quả nghiên cứu nhiễu xạ điện từ (ED) do N.Y.Li và đồng nghiệp cho thấy, pha thứ nhất ứng với $n = 1$ chỉ có một lớp CuO_2 ; pha thứ hai ứng với $n = 2$ có chứa hai lớp CuO_2 và pha thứ ba ứng với $n = 3$ có chứa ba lớp CuO_2 . Các tác giả cho rằng số lớp CuO_2 đóng vai trò cực kỳ quan trọng trong việc hình thành tính siêu dẫn của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao. Một số công trình nghiên cứu đã thiết lập được mối quan hệ giữa số lớp ôxit đồng (CuO_2) và nhiệt độ chuyển pha T_C . Một số tác giả cho rằng cấu trúc ô mạng là tứ giác (tetragonal) với các pha siêu dẫn (2201) có giá trị hằng số

mạng là $a = b = 3.809 \text{ \AA}$, và $c = 24.607 \text{ \AA}$, ứng với $T_C \approx 10\text{K}$, pha siêu dẫn (2212) có $a = b = 3.812 \text{ \AA}$ và $c = 30,66 \text{ \AA}$, ứng với $T_C \approx 80\text{K}$, còn pha siêu dẫn (2223) có các giá trị hằng số a, b giống pha siêu dẫn (2212) nhưng trục C có giá trị là $c = 37 \text{ \AA}$, ứng với $T_C \approx 110\text{K}$. Các tác giả khác lại cho rằng cấu trúc ô mạng là giả tứ giác (pseudo-tetragonal) với pha siêu dẫn (2223) (pha 110K) có các hằng số mạng là $a = 5,42 \text{ \AA}$, $b = 5,44 \text{ \AA}$ và $c = 36,8 \text{ \AA}$. Còn pha siêu dẫn (2212) (pha 85K) cũng có cấu trúc như trên nhưng giá trị trục $c = 30,8 \text{ \AA}$.

Một số tác giả khác lại cho rằng cấu trúc các pha siêu dẫn trong các hợp chất chứa Bi là trực thoi (orthorhombic) với các giá trị hằng số mạng tương ứng là $a = 5.41 \text{ \AA}$, $b = 5,43 \text{ \AA}$ và $c = 30,9 \text{ \AA}$ cho pha siêu dẫn (2212); $c = 36,8 \text{ \AA}$ cho pha siêu dẫn (2223) và pha phụ có $c = 24,6 \text{ \AA}$. Tuy nhiên các giá trị hằng số mạng của các tác giả đưa ra xấp xỉ nhau và có thể coi các pha siêu dẫn này có cấu trúc

tứ diện (tetragonal). Dựa trên kết quả thực nghiệm J.K.Liang và đồng nghiệp đã xây dựng mô hình cấu trúc lý tưởng cho pha $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ nhằm giải thích một số tính chất của vật liệu siêu dẫn này. Theo, ô mạng cơ sở là tứ diện (tetragonal) có các hằng số mạng $a = b = 3.825 \text{ \AA}$; $c = 30.82 \text{ \AA}$. Cấu trúc tinh thể một ô cơ sở của pha siêu dẫn chứa 4 cation Bi, 4 cation Sr, 2 cation Ca, 4 cation Cu và 8 anion ôxy. Các nguyên tử ôxy bao quanh nguyên tử Bi, Sr, Ca và Cu theo tọa độ của các đa diện. P.Bordet và đồng nghiệp từ ảnh nhiễu xạ neutron đã xây dựng cấu trúc lý tưởng của $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (hình 8.24). Theo mô hình này, cấu trúc bao gồm các mặt phẳng CuO_2 và các chuỗi Cu-O, khoảng cách giữa các nguyên tử ôxy bao quanh nguyên tử Cu ở cùng một mặt phẳng vào khoảng $1.92 \text{ \AA}$ và khoảng cách của nguyên tử ôxy vuông góc với mặt phẳng này cỡ $2.65 \text{ \AA}$. Hai lớp Perovskite Cu-O xen vào giữa các lớp BiO. Cấu trúc pha siêu dẫn của $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ được mô tả theo nhóm không gian F_{mmm} với các hằng số mạng $a = b = 5.40 \text{ \AA}$ và $c = 30.80 \text{ \AA}$. Mô hình của Bordet đã giải thích được các vạch chính trong nhiễu xạ tia X và nhiễu xạ neutron của hợp chất này. Ngoài ra, còn biết hoá trị của Cu là 2,335 và nguồn gốc của siêu cấu trúc (super Structure) là do sự dịch chuyển của các nguyên tử Bi trong các lớp BiO. Kết quả nhiễu xạ neutron cho biết rằng tọa độ của các ôxy xung quanh nguyên tử Cu rất giống với cấu hình CuO_2 trong cấu trúc $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Trong quá trình nghiên cứu cơ chế siêu dẫn nhiệt độ cao một số tác giả còn xây dựng một vài mô hình lý tưởng khác về cấu trúc tinh thể của hợp chất siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ có thể tìm thấy trong các tài liệu đã công bố về siêu dẫn nhiệt độ cao.



Hình 8.25

Minh họa một vài mô hình lý tưởng khác của siêu dẫn Bi(2212)
Mô hình của Subrânnian với các lớp CuO_2 (các nguyên tử O sắp xếp cho các lớp Bi là lý tưởng)

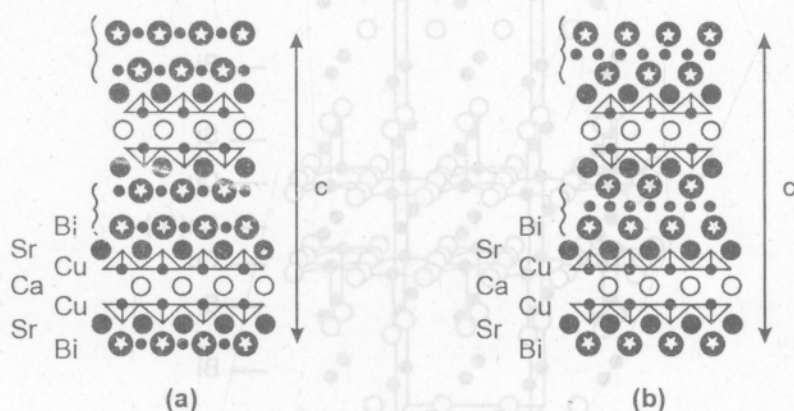
M. Hervieu và đồng nghiệp đã xây dựng mô hình cấu trúc lý tưởng của các hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_3\text{O}_8$ trên cơ sở bộ khung Cu-O liên kết với các vị trí Sr và Ca. Có thể mô tả cấu trúc này được xây nên từ các lớp perovskite thiếu ôxy $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6]_\infty$ xen lẫn với các lớp $[(\text{BiO})_2]_\infty$. Từ các lớp $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6]_\infty$ xây nên hai lớp $[\text{CuO}_{2.5}]_\infty$ (lớp kép Cu-O) với các hình chóp chung góc như trong cấu trúc $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, lực cố kết giữa các hình chóp đảm bảo bằng mặt phẳng Sr làm thay đổi các mặt phẳng Ca dọc theo trục c. Cấu trúc này có đối xứng trục thoi với các hằng số mạng của ô cơ sở là $a = 5,405 \text{ \AA}$, $b = 5,401 \text{ \AA}$ và $c = 30,715 \text{ \AA}$. Mô hình này giải thích một cách thoả đáng một số kết quả thực nghiệm và lý thuyết từ các ảnh HREM.

Subramanian và đồng nghiệp (hình 8.25) giả định rằng cấu trúc lý tưởng của pha siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ gần giống như cấu trúc của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Tầng $[\text{Sr-CuO}_2\text{-Ca-CuO}_2\text{-Sr}]$ của $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ có bản chất giống hệt như tầng $[\text{Ba-CuO}_2\text{-Y-CuO}_2\text{-Ba}]$ của $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Nhưng trong $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ các tầng này được phân cách bởi hai lớp Bi-O (lớp kép Bi-O), còn trong $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ các tầng lại được phân cách bằng các chuỗi Cu-O. Các chuỗi Cu-O có vai trò quan trọng đối với tính siêu dẫn của vật liệu siêu dẫn (123), nhưng lại không có vai trò quan trọng trong vật liệu siêu dẫn Bi(2212), mà ở đây các lớp Bi-O đóng vai trò quyết định tính siêu dẫn.

8.1.3.3. Cấu trúc tinh thể của các hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{Bi}_2\text{SrCaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

Trong thực tế, các nguyên tử ôxy không thể kết hợp hoàn hảo với các nguyên tố khác để tạo nên tinh thể lý tưởng $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ là vì rất nhiều lý do, số ôxy trong hợp thức thường lớn hơn 8 cho nên hợp thức chế tạo được thường viết dưới dạng $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Vì vậy, J. M. Tarascon, A. W. Sleight, M. Hervieu và M. A. Subramanian đã đưa ra một số mô hình sau đây. Các mô hình này được minh họa trong các hình 8.25 và 8.26 a, b.

Nhìn chung các mô hình này đều có các giả thiết ban đầu giống nhau như, trong cấu trúc ô cơ sở đều có một bộ khung các cặp nguyên tử Cu-O kết hợp với sự sắp xếp vị trí của các nguyên tử Sr, Ca và Bi. Các bộ khung xây nên từ các lớp perovskite thiếu ôxy $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}]_\infty$ xen vào các lớp Bi-O và tạo nên các hình chóp $[\text{CuO}_{2.5}]_\infty$ giống như trong cấu trúc $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, các lớp này liên kết với nhau nhờ lực liên kết giữa các mặt phẳng chứa ion Ca (xem hình 8.26 a, b). Sự khác nhau trong các mô hình cấu trúc này là: giả định khác nhau về cấu trúc các lớp Bi-O.



Hình 8.26

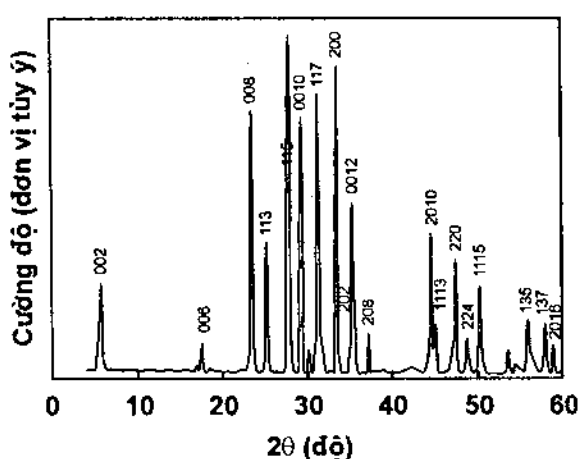
a) Mô hình của Tarascon với các lớp $(\text{BiO})_2$.

b) Mô hình của Sleight với các lớp $(\text{BiO})_2$.

A. W. Sleight cho rằng lớp Bi-O chính là Bi_2O_2 tạo thành các hình chóp BiO_4 có cạnh chung giống như các pha Aurivillius. Nhưng J. M. Tarascon lại cho rằng đó là các lớp $(\text{BiO})_2$ thuộc loại cấu trúc NaCl kép tương ứng loại cấu trúc méo Sr-O (hình 8.26 a, b).

Như vậy, sự khác nhau giữa cấu trúc lý tưởng $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ và $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ là ở chỗ, trong mô hình $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ lý tưởng các lớp perovskite thiếu oxy $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6]_\infty$ xen lẫn với các lớp $[(\text{BiO})_2]_\infty$. Từ các lớp $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6]_\infty$ tạo nên hai lớp $[\text{CuO}_{2.5}]_\infty$ (lớp kép Cu-O) với các hình chóp có chung góc. Còn trong mô hình $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, ô cơ sở được xây nên từ các lớp perovskite thiếu oxy $[\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}]_\infty$ xen lẫn vào các lớp Bi-O tạo nên từ các hình chóp $[\text{CuO}_{2.5}]_\infty$.

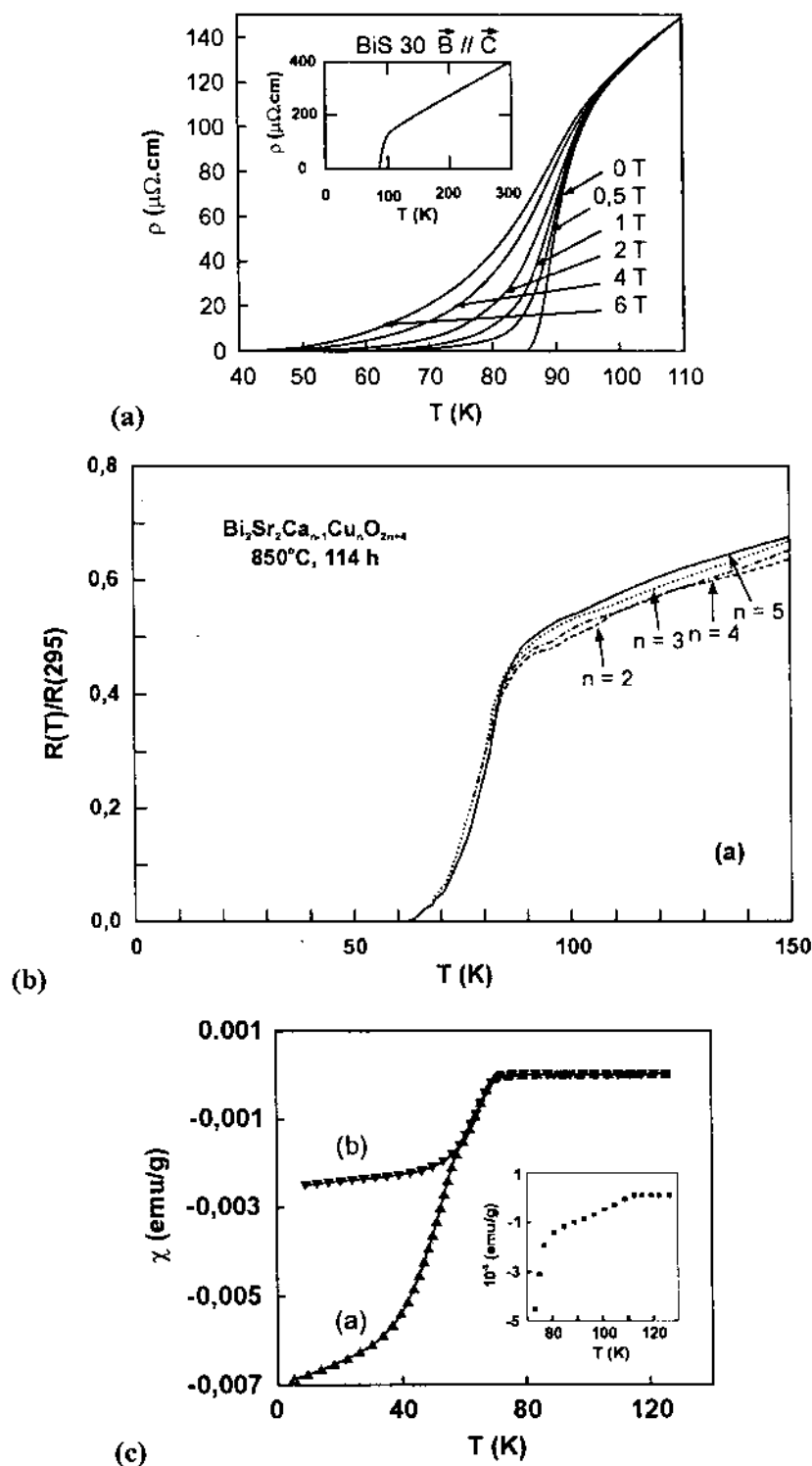
Mô hình cấu trúc lý tưởng cho các hợp chất siêu dẫn có hợp thức danh định là $\text{Bi}_2\text{Sr}_{3-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ do M. A. Subramanian và đồng nghiệp được minh họa trong hình 8.25. Mô hình này cho biết các liên kết Cu-O với 4 nguyên tử oxy ở khoảng cách là 1,91 Å và nguyên tử oxy thứ năm nằm ở khoảng cách là 2,45 Å.



Hình 8.27

Nhiều xạ Ronghen của hợp chất siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Các đỉnh đánh dấu là pha Bi(2212)

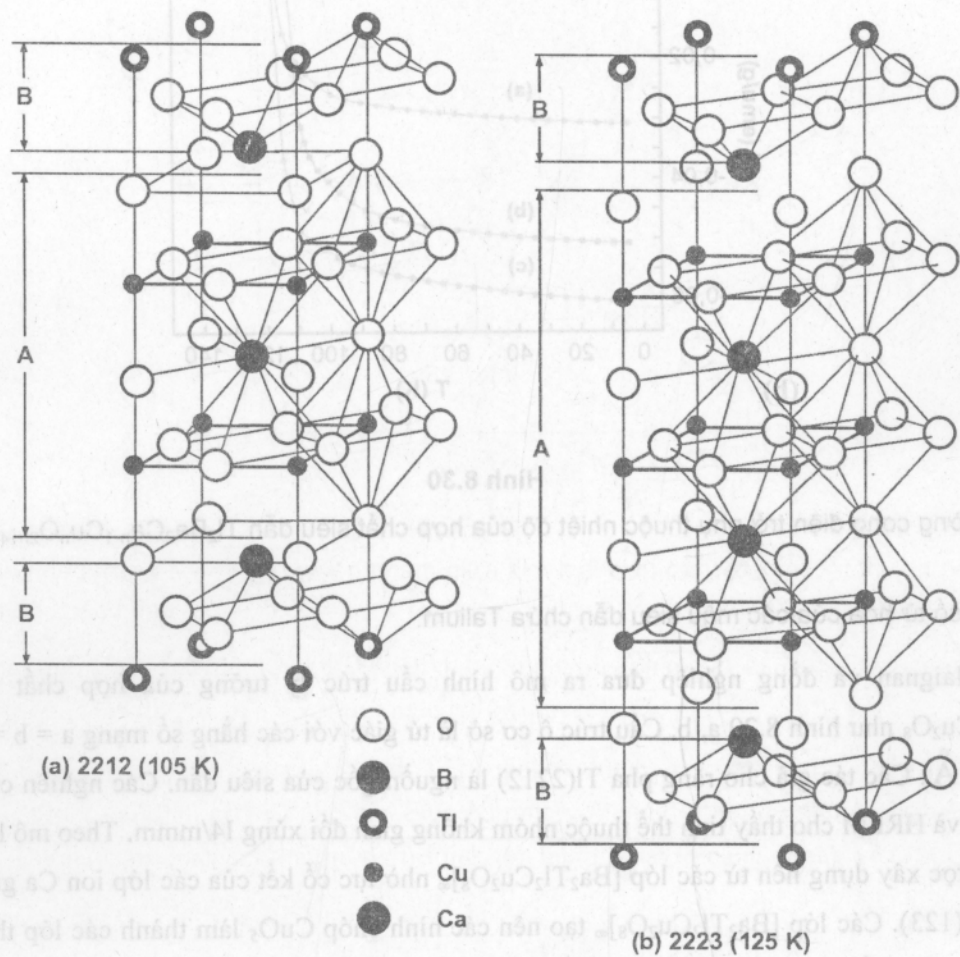
Ở đây các nguyên tử oxy sắp xếp trong các lớp Bi là lý tưởng. Cấu trúc này liên quan chặt chẽ với siêu cấu trúc trong không gian đối xứng dọc theo trục a. Các kết quả phân tích hóa học cho thấy: tầng cấu trúc Sr-CuO₂-Ca-CuO₂-Sr là bản chất của siêu dẫn, nó được phân cách bằng hai lớp Bi-O (lớp kép) trong tinh thể. Mô hình này cho biết tầm quan trọng của các chuỗi Bi-O đối với tính siêu dẫn trong hợp chất $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.



Hình 8.28

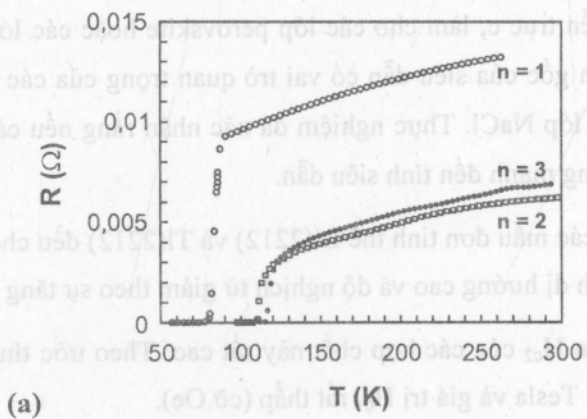
- a) Điện trở phụ thuộc nhiệt độ của màng mỏng siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ trong từ trường từ 0 đến 6 T. Hình nhỏ bên trong là đường cong điện trở khi không có từ trường.
- b) Đường cong điện trở phụ thuộc nhiệt độ của hệ siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ ($n = 2, 3, 4$ và 5).
- c) Hệ số từ hóa của hợp chất siêu dẫn $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ trong từ trường (a) $H = 0$ T và (b) $H = 12,4$ mT.

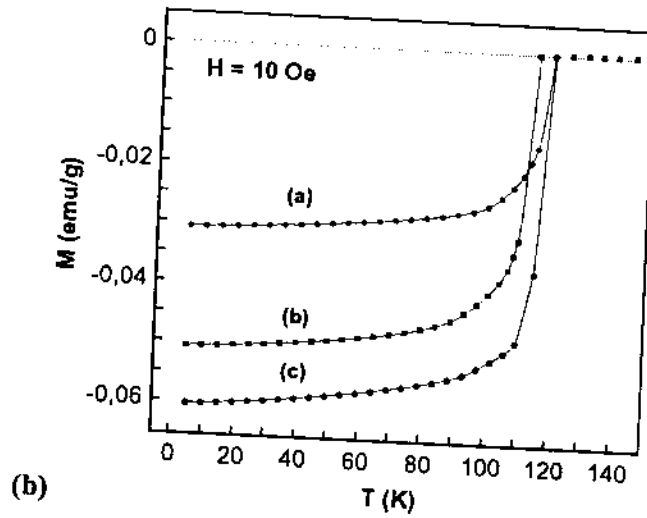
8.1.3.4. Cấu trúc lý tưởng của hợp chất siêu dẫn $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$



Hình 8.29

- a) Cấu trúc tinh thể của pha siêu dẫn Tl (2212).
b) Cấu trúc tinh thể của pha siêu dẫn Tl (2223).





Hình 8.30

- a) Đường cong điện trở phụ thuộc nhiệt độ của hợp chất siêu dẫn $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ ($n = 1, 2$ và 3).
- b) Hệ số từ hóa của các mẫu siêu dẫn chứa Talium.

A. Maignan và đồng nghiệp đưa ra mô hình cấu trúc lý tưởng của hợp chất siêu dẫn $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ như hình 8.29 a, b. Cấu trúc ô cơ sở là tứ giác với các hằng số mạng $a = b = 3,86 \text{ \AA}$ và $c = 30 \text{ \AA}$. Các tác giả cho rằng pha $Tl(2212)$ là nguồn gốc của siêu dẫn. Các nghiên cứu nhiễu xạ điện tử và HREM cho thấy tinh thể thuộc nhóm không gian đối xứng $I4/mmm$. Theo mô hình 8.27 vật liệu được xây dựng nên từ các lớp $[Ba_2Tl_2Cu_2O_8]_\infty$ nhờ lực cố kết của các lớp ion Ca giống như Y trong $Y(123)$. Các lớp $[Ba_2Tl_2Cu_2O_8]_\infty$ tạo nên các hình chóp CuO_5 làm thành các lớp thuộc loại NaCl xoắn. Có thể mô tả như các lớp $[Ba_2Tl_2Cu_2O_8]_\infty$ nằm xen lẫn với các lớp $[Ba_2CuO_3]_\infty$ và các lớp $[TlO]_\infty$ thuộc loại NaCl theo hợp thức $[(BaCuO_3)_2(TlO)_2]_\infty$. Cấu trúc này rất giống với cấu trúc của $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. Các lớp Bi tương ứng với các lớp Tl. Sự khác nhau cơ bản giữa hai cấu trúc lý tưởng $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ và $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ là khoảng cách giữa hai lớp Tl-O (lớp kép) là $2,10 \text{ \AA}$ ngắn hơn so với khoảng cách giữa hai lớp Bi-O là $3,2 \text{ \AA}$. Thực nghiệm đã xác định được những sai hỏng trong mẫu có liên quan đến trục c, làm cho các lớp perovskite hoặc các lớp NaCl trở thành không hoàn hảo. Như vậy, nguồn gốc của siêu dẫn có vai trò quan trọng của các khuyết tật trong các lớp perovskite hoặc trong các lớp NaCl. Thực nghiệm đã xác nhận rằng nếu các khuyết tật do thiếu Tl trong hợp chất sẽ ảnh hưởng mạnh đến tính siêu dẫn.

Tóm lại: nghiên cứu các mẫu đơn tinh thể $Bi(2212)$ và $Tl(2212)$ đều cho thấy rằng các hợp chất siêu dẫn loại (2212) có tính dị hướng cao và độ nghịch từ giảm theo sự tăng của từ trường.

Từ trường tới hạn trên H_{c2} của các hợp chất này rất cao. Theo ước tính của một số tác giả thì H_{c2} có giá trị cỡ hàng trăm Tesla và giá trị H_{c1} rất thấp (cỡ Oe).

8.1.3.5. Cấu trúc và tính chất của siêu dẫn Bi-Sr-Ca-Cu-O pha tạp Pb

Trong siêu dẫn Bi-Sr-Ca-Cu-O, thông thường tồn tại rõ nét hai pha siêu dẫn là (2212) và (2223) với các nhiệt độ chuyển pha T_C tương ứng là 80-90 K và 100-110 K.

Tỷ lệ các pha này trong mẫu tùy theo các điều kiện chế tạo mẫu như:

Thành phần danh định ban đầu (hợp thức ban đầu), quy trình xử lý nhiệt, môi trường chế tạo vật liệu và độ sạch của các nguyên liệu ban đầu.

Các nghiên cứu cho thấy pha siêu dẫn nhiệt độ cao 100-110 K có hợp thức gần với hợp thức lý tưởng là Bi: Sr: Ca: Cu = 2: 2: 2: 3. Đây là pha siêu dẫn có nhiệt độ chuyển pha cao nhất tồn tại trong hệ này. Nhưng để chế tạo được các mẫu đơn pha siêu dẫn (2223) là điều rất khó khăn. Các nhà nghiên cứu và công nghệ cho rằng có bốn phương pháp có thể tạo thành pha siêu dẫn (2223) có độ sạch pha cao.

1. Vùng nhiệt độ xử lý nhiệt mẫu để tạo pha siêu dẫn (2223) phải gần nhiệt độ nóng chảy của hợp chất.

2. Tỷ lệ các nguyên tố ban đầu tham gia hợp thức cần gần với tỷ lệ hợp thức lý tưởng.

3. Có thể thiêu kết mẫu dưới áp suất oxy thấp.

4. Cần pha tạp một số nguyên tố lạ thay thế một hoặc vài nguyên tố trong hợp thức.

Trong các phương pháp trên, phương pháp cuối cùng (4) là quan trọng nhất. Trong đó nhiều tác giả cho rằng Pb là nguyên tố thay thế hiệu dụng nhất cho sự tạo thành pha siêu dẫn (2223) trong hệ hợp chất BSCCO bởi vì các nguyên nhân sau đây:

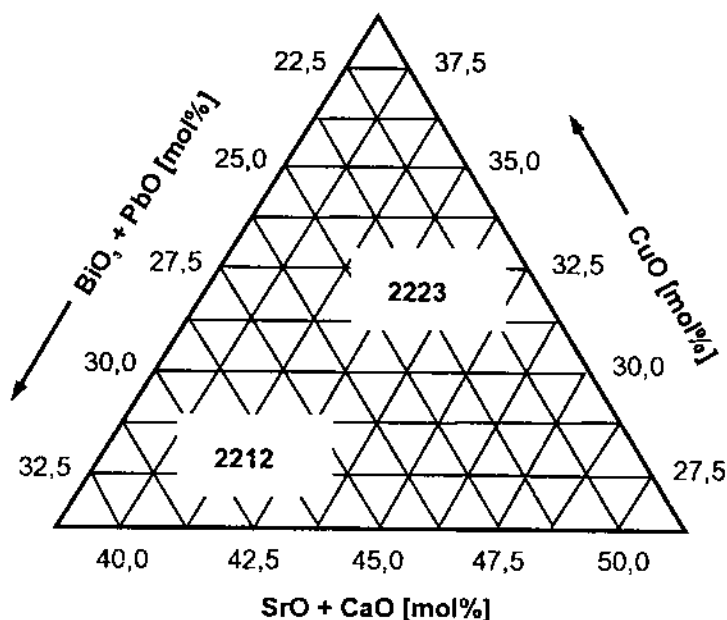
1. Phần lớn các công trình nghiên cứu đã khẳng định rằng nếu thay thế một hàm lượng Pb thích hợp cho Bi trong các hệ siêu dẫn nhiệt độ cao (SDNDC) chứa Bi sẽ thúc đẩy việc hình thành pha (2223). Tuy nhiên cơ chế của phản ứng chưa được làm rõ. Có thể là khi thay thế Pb cho Bi thì tốc độ phản ứng xảy ra nhanh hơn. Thông thường, sự hình thành các pha siêu dẫn trong một hợp chất cụ thể phải tùy thuộc vào qui trình công nghệ chế tạo mẫu, các chế độ xử lý nhiệt và các điều kiện môi trường v.v. Kết quả thực nghiệm trong những năm qua đã cho thấy rằng: sự thay thế Pb cho Bi trong các hệ siêu dẫn nhiệt độ cao chứa Bi đã làm tăng nhiệt độ chuyển pha T_C , làm tăng tỷ lệ các pha siêu dẫn trong mẫu và làm ổn định hơn tính siêu dẫn của vật liệu.

2. Trong các hệ siêu dẫn nhiệt độ cao Bi-Sr-Ca-Cu-O thường tồn tại ba pha siêu dẫn, đó là các pha (2201), (2212) và (2223) với các nhiệt độ chuyển pha và quá trình hình thành pha khác nhau. Hiệu ứng pha tạp Pb đã làm tỷ phần pha siêu dẫn (2223) tăng nhanh và có thể đưa đến đơn pha (2223) trong vùng nồng độ thay thế Pb cho Bi cỡ $x = 0,30 - 0,40$ trong hệ hợp chất $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$.

3. Một số tác giả cho rằng: Pb đóng vai trò như một chất xúc tác trong hợp chất siêu dẫn Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O để đồng thời làm tăng tỷ lệ pha siêu dẫn (2223) và tăng nhiệt độ T_C . Nghĩa là Pb không tham gia vào sự hình thành cấu trúc các pha siêu dẫn.

4. Nhiều công trình đã chứng minh rằng, thay thế Bi bằng Pb trong hợp chất siêu dẫn không chỉ làm bền vững các pha siêu dẫn mà còn làm ổn định cấu trúc tinh thể, làm thay đổi trạng thái điện tử trong hệ, dẫn đến làm tăng nhiệt độ T_c trong các pha siêu dẫn chứa trong hệ. Các nghiên cứu đã khẳng định rằng, Pb đã thay thế Bi trong các vị trí tinh thể với một hàm lượng cho phép để tạo thành chất siêu dẫn có độ sạch pha cao và làm giãn mạng tinh thể so với hợp chất cơ sở không pha tạp.

5. Ảnh kính hiển vi điện tử truyền qua (TEM) và kính hiển vi điện tử quét (SEM) cho biết kích thước hạt siêu dẫn tăng theo nồng độ pha tạp Pb cho đến khi đạt được giá trị hàm lượng pha sạch và T_c cao nhất. Mặt khác, sự xuất hiện các nguyên tử Pb trong tầng cấu trúc kép Bi-O vừa làm bền cấu trúc pha (2223) vừa làm tăng mối liên kết giữa các vùng cấu trúc.



Hình 8.31

Giản đồ pha biểu diễn vùng hoà tan của các pha siêu dẫn (2212) và (2223) trong hợp chất Bi-Sr-Ca-Cu-O pha tạp Pb

Một trong nhiều loại giản đồ biểu diễn mối quan hệ giữa các pha siêu dẫn (2223) và (2212) trong hệ Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O được thiết lập là giản đồ loại tam giác: $\text{BiO}_{1,5} + \text{PbO} - \text{SrO} + \text{CaO} - \text{CuO}$ như hình 8.31. Trong giản đồ này, vùng đánh dấu (2223) và (2212) là vùng hoà tan dung dịch rắn của các pha siêu dẫn (2223) và (2212). Trong các vùng này, hợp chất có khả năng tạo thành các siêu dẫn đơn pha hoặc có độ sạch pha cao.

Theo giản đồ pha này thì:

Vùng thành phần của pha siêu dẫn (2223) nằm giữa các thành phần 21,4 - 25,0 mol % ($\text{BiO}_{1,5} + \text{PbO}$), 41,8 - 44,8 mol % ($\text{SrO} + \text{CaO}$) và 32,2 - 34,8 mol % (CuO). Cả hai pha siêu dẫn (2223) và (2212)

đều biểu hiện vùng tạo pha tập thể nhưng không cùng hợp thức với sự khác nhau về lượng (Sr + Ca) khi so với thành phần lý tưởng.

Các kết quả nghiên cứu trên loại hợp chất siêu dẫn Bi pha tạp Pb chứng tỏ rằng:

Giới hạn hoà tan của nồng độ Pb trong hợp chất (Bi,Pb)Sr-Ca-Cu-O vào cỡ $x = 0,0 - 0,4$. Trong vùng này, Pb có thể thay thế Bi theo tỷ lệ 1:1 trong cấu trúc tinh thể các pha siêu dẫn.

Các quan sát đo điện trở và χ_{ac} cho thấy mẫu có chất lượng tốt nhất khi nồng độ pha tạp Pb trong khoảng $0,20 \leq m \leq 0,40$. Giá trị này trùng với giới hạn hoà tan của Pb trong siêu dẫn chứa Bi như biểu diễn trong giản đồ pha 8.31. Các kết quả nghiên cứu cũng xác định được rằng trong vùng hòa tan của Pb, các mẫu siêu dẫn (Bi,Pb)(2212) và (Bi,Pb)(2223) chỉ có một chuyển pha nằm trong khoảng ($T_C = 85 \div 90$ K) đối với hệ Bi-2212 và ($T_C = 105 \div 110$ K) đối với hệ Bi-2223.

Các đường cong $R(T)$ và $\chi(T)$ đều cho thấy chuyển pha trong các hệ này là rất sắc nét, độ rộng chuyển pha rất hẹp. Điều đó chứng minh rằng các mẫu này là đơn pha.

Chương 9

MỘT SỐ ỨNG DỤNG CỦA VẬT LIỆU SIÊU DẪN

9.1. Các lĩnh vực ứng dụng của các chất siêu dẫn

Chỉ với hai đặc trưng: không có sự mất mát năng lượng trong quá trình tải điện và khả năng đẩy từ trường ra ngoài chất siêu dẫn, các vật liệu siêu dẫn đã được đưa vào ứng dụng trong mọi ngành khoa học và công nghệ. Có thể thống kê hàng hà sa số các ứng dụng đã và đang được tiến hành trong các máy dự báo cộng hưởng từ (MRI) trong y học, máy tính điện từ, các máy đo độ nhạy cao (SQUID), (SENSOR), ăng-ten mini, công tắc quang nhiệt điện đã được chế tạo từ vật liệu siêu dẫn. Những đường dây tải điện bằng cáp siêu dẫn sẽ được thực thi không lâu sau năm 2020. Các hệ tích trữ năng lượng từ siêu dẫn (SMES) đã được thử nghiệm và đang đưa vào hoạt động. Các hệ từ thủy động lực học bằng chất siêu dẫn có thể tạo ra dòng điện có công suất gấp nhiều lần tuabin hơi nước. Các bơm nhiệt từ đang chuẩn bị thay thế khí Freon trong các tủ lạnh gia đình để chống lại hiệu ứng phá huỷ tầng ôzôn đe dọa toàn bộ các sinh vật đang sống trên trái đất.

Các nhà máy mô tơ siêu dẫn, đệm từ... trên cơ sở ứng dụng hiệu ứng Meissner, hiệu ứng Levitation đang được xây dựng ở nhiều nước trên thế giới. Các thiết bị điện từ sản xuất bằng vật liệu siêu dẫn làm tăng hiệu suất nhiều lần, kích thước gọn nhẹ và giá thành có thể chỉ bằng 40% các thiết bị điện từ hiện đang sử dụng. Các mô tơ siêu dẫn đang được sản xuất ngày càng nhiều trên thế giới với công suất vô cùng lớn.

Trong công nghiệp quốc phòng, người ta dự định sẽ chế tạo những tàu thủy siêu cao tốc và các tàu ngầm từ chất siêu dẫn mang năng lượng hạt nhân chạy bằng sức đẩy của hệ từ thủy động lực học (MHD). Những tàu ngầm này có thể lặn rất sâu dưới đáy đại dương do sức bền của vỏ tàu siêu dẫn và sẽ có tốc độ hàng trăm hải lý một giờ.

Các tàu hỏa treo từ (MAGLEV) sử dụng các nam châm siêu dẫn để treo và đẩy tàu về phía trước. Nguyên lý hoạt động của nó xuất phát từ hiệu ứng đẩy và hút từ trường của chất siêu dẫn. Như vậy các tàu MAGLEV được nổi trên lớp không khí phía trên đường ray. Hiện nay các tàu hỏa mang ký hiệu MLX01 đang được thử nghiệm tại Nhật-bản với tốc độ trên 500 km/h. Các nhà sản xuất dự kiến rằng: hàng trăm tàu siêu tốc loại này sẽ được sản xuất và đưa vào sử dụng để vận chuyển hành khách tại Nhật vào đầu thế kỷ XXI.

Theo dự kiến của các nhà thiết kế, các tàu hỏa này có thể đạt tốc độ trên 300 hải lý/giờ và tiếng động do tàu chạy gây ra cũng như trọng lượng của tàu được tính toán để làm giảm tới mức tối đa. Để đảm bảo an toàn giao thông, các nhà khoa học dự tính sẽ thiết kế một đường ống: tàu hỏa siêu tốc sẽ chạy trong những đường ống đặc biệt đó nối liền các thành phố và các quốc gia với nhau kể cả trên mặt đất, trong đường hầm và dưới đáy biển.

Cũng với nguyên tắc này, người ta có thể xây dựng các sân bay treo từ, ở đó các máy bay sẽ

hạ cánh và đỗ trên các đệm từ trong không khí. Những ứng dụng này làm giảm tối đa mức độ nguy hiểm khi phải tiếp xúc với đường băng bê tông khi máy bay cất cánh và hạ cánh.

Ngoài các hệ thống phóng máy bay, hệ thống phóng tên lửa cũng đã được thiết kế từ các vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao. Đó là các composite chịu được nhiệt độ cao kết hợp với hệ thống tích trữ năng lượng (SMES) và các máy bay điều khiển tự động siêu nhạy (SENSOR).

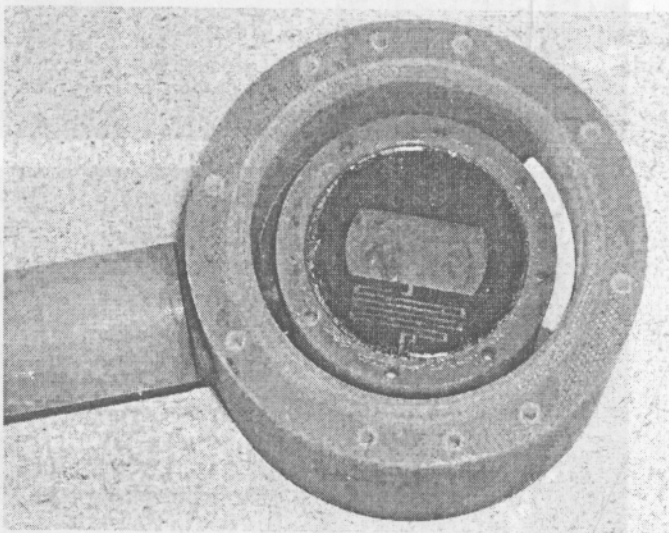
Người ta đã chế tạo được cáp tải điện bằng chất siêu dẫn. Khả năng tải dòng điện của các đường dây siêu dẫn này là cực lớn và không có sự mất mát năng lượng khi tải điện. Điều đó cũng có nghĩa là có thể tải dòng điện đi rất xa mà không cần máy biến thế. Đường dây tải điện này có lợi rất lớn về kinh tế.

Nhiều ý kiến cho rằng tác động của công nghệ siêu dẫn nhiệt độ cao sẽ bằng hoặc vượt xa công nghệ bóng bán dẫn và laser. Vì chúng ta hiện tại chưa thể tưởng tượng được hết những tiềm năng khổng lồ trong lĩnh vực ứng dụng siêu dẫn nhiệt độ cao.

9.2. Một số ví dụ ứng dụng cụ thể của siêu dẫn

9.2.1. Máy chụp ảnh cộng hưởng từ (MRI)

Người ta đã chế tạo được máy chụp ảnh cộng hưởng từ (MRI - Magnetic Resonance Imaging) từ chất siêu dẫn. Khi chụp ảnh trong những vùng cơ thể người, máy có thể tái hiện chi tiết toàn bộ vùng đó nhờ năng lượng từ trường sinh ra từ nam châm điện siêu dẫn. Các bức ảnh chụp được trên cơ thể cho thấy sự khác nhau về thành phần hoá học của các loại dây thần kinh trong từng bộ phận. Trên cơ sở đó có thể dự đoán bệnh cho các bệnh nhân. Máy MRI gọn nhẹ, dễ sử dụng, hiệu quả cao.



Hình 9.1
Máy chụp ảnh cộng hưởng từ (MRI)

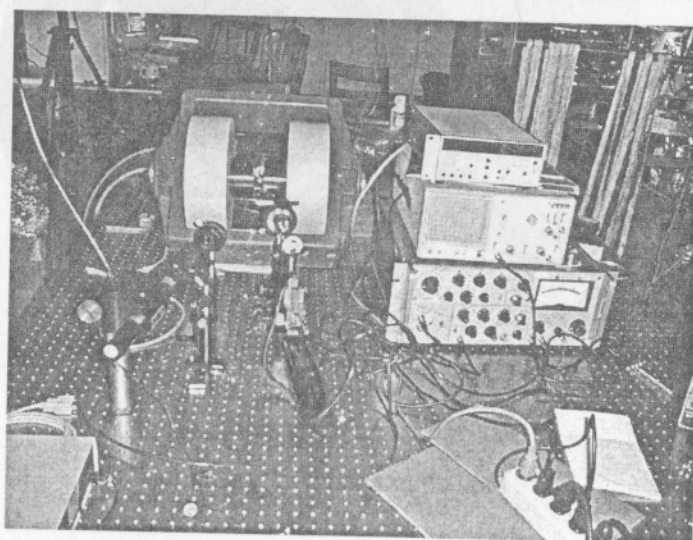
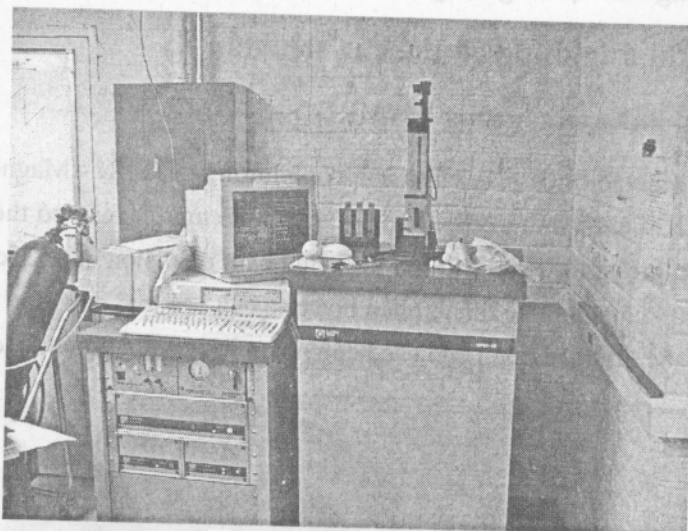
9.2.2. Các máy tính nhiệt độ thấp tốc độ cao (cold computer – high speed)

Các máy tính sử dụng linh kiện bằng chất siêu dẫn có các ưu điểm nổi bật như: nhỏ, nhẹ,

nhANH, cấu hình mạnh. Các mạch điện đóng, mở nhanh và có thể tích nhỏ. Trong các máy tính siêu dẫn, các đường truyền là các vi mạch siêu dẫn nối với thiết bị bán dẫn. Ví dụ trong tiếp xúc Josephson, công tắc siêu dẫn chỉ đóng mở trong 6 pico giây (nhANH gấp 10 lần công tắc bán dẫn).

9.2.3. Cảm biến có độ nhAY cao

Tiêu biểu cho các máy đo có độ nhAY cao là hệ đo SQUID. Đây là một loại máy dò nhAY nhất về các tín hiệu trường điện từ. Thiết bị là sự ghép nối của hai tiếp xúc Josephson và có thể đo các từ trường nhỏ tới $\frac{10}{1}$ tỷ của từ trường trái đất. Hệ đo SQUID được ứng dụng để đo các tín hiệu từ trường cực nhỏ như: dò xung của các dây thần kinh trong tim và bắp thịt, thăm dò khoáng sản và dầu trong lòng trái đất và đại dương. SQUID có khả năng phát hiện tàu ngầm, dò tìm và truyền thông tin dưới biển phục vụ cho công nghiệp quốc phòng và nghiên cứu hải dương học. Sử dụng SQUID dễ dàng kiểm tra được đối tượng mà không làm hại đến các quá trình công nghiệp.



Hình 9.2

Thiết bị giao thoa lượng tử siêu dẫn (SQUID)

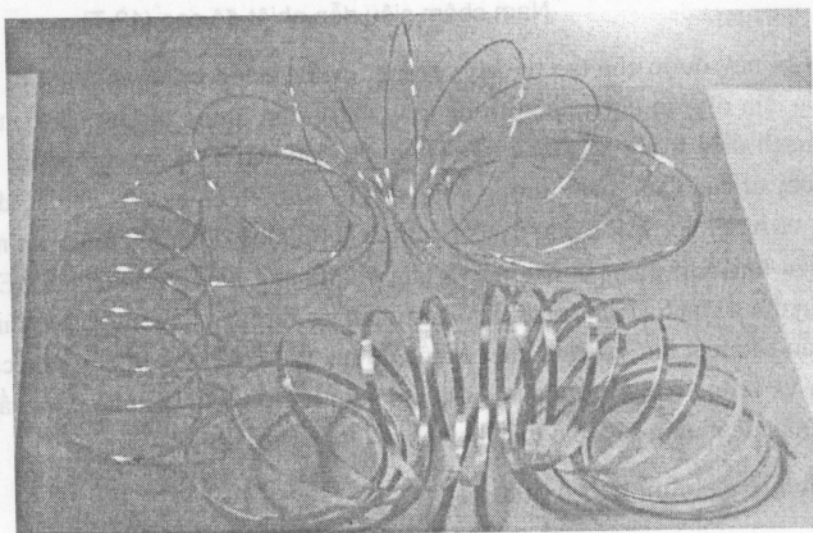
9.2.4. Ăng-ten mini (Miniature Antennas)

Người ta chế tạo các cần ăng-ten siêu nhỏ bằng chất siêu dẫn và đưa vào sử dụng. Ăng-ten làm bằng chất siêu dẫn nhiệt độ cao có kích thước chỉ bằng 5% kích thước các loại ăng-ten thông dụng. Ăng-ten mini này làm việc theo nguyên lý mạch xuyên ngầm và có độ nhạy gấp 20 lần các loại ăng-ten khác. Ví dụ ăng-ten siêu dẫn nhiệt độ cao có độ dài 2,6 inch có thể thay cho ăng-ten thông thường có độ dài 52 inch sử dụng để bắt tần số FM.

9.2.5. Công tắc quang học

Trong các hệ tin học điều khiển truyền thông tin bằng cáp quang và các máy tính quang điện thế hệ mới, người ta chế tạo và sử dụng các loại thiết bị công tắc quang học từ chất siêu dẫn nhiệt độ cao. Các công tắc này nhỏ, nhẹ, điều khiển chính xác, bền và có độ nhạy cao. Thời gian điều khiển cực nhanh.

9.2.6. Truyền tải năng lượng (Electric Power Transmission)

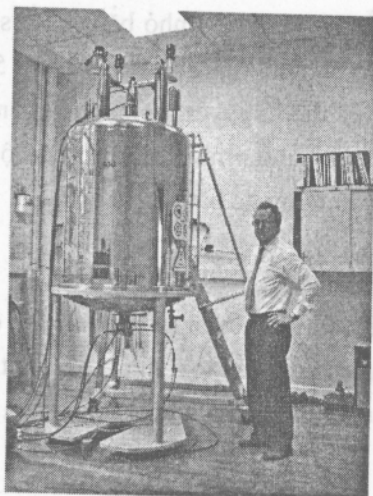


Hình 9.3

Dây siêu dẫn nhiệt độ cao

Hiện nay, các đường dây tải điện siêu dẫn nhiệt độ cao đã được xây dựng ở một số nước tiên tiến như Mỹ, Nhật... Tải điện bằng cáp siêu dẫn có lợi rất lớn so với đường dây tải điện thông thường. Lợi ích lớn nhất là khả năng tải dòng rất lớn và không bị tổn hao năng lượng trong quá trình tải điện. Thực nghiệm cho thấy rằng: dây cáp được làm lạnh trong trạng thái siêu dẫn có thể tải dòng lớn gấp ba lần dòng điện trong cáp đồng bình thường với đường kính dây và hiệu điện thế giống nhau. Một lợi ích không thể có được ở các dây tải điện bình thường là, khi tải điện trong trạng thái siêu dẫn, không bị mất mát năng lượng do điện trở dây dẫn (nhiệt Jun). Điều này cho phép truyền tải năng lượng điện đến những khoảng cách rất xa mà không tốn kém. Cáp siêu dẫn cũng có thể tải năng lượng địa nhiệt, năng lượng điện hydro và năng lượng mặt trời, năng lượng lấy từ than đá hoặc năng lượng hạt nhân từ nguồn đến các trung tâm dân cư sử dụng hoặc nơi tiêu thụ.

9.2.7. Bình tích trữ năng lượng từ siêu dẫn (Superconducting Magnetic Energy Storage - SMES)



Hình 9.4

Nam châm siêu dẫn nhiệt độ cao (12 T)

Thiết bị này được chế tạo tại Mỹ. Trong SMES, năng lượng được sinh ra từ từ trường của cuộn dây siêu dẫn rất lớn được chôn trong lòng đất. Năng lượng được tích trữ trong cuộn dây siêu dẫn và các mạch điện trong hệ thống này không bị tiêu hao năng lượng. Năng lượng ở đây không cần chuyển đổi từ các dạng năng lượng khác nhau vào bình chứa. (Ví dụ các dạng năng lượng cơ học, hoá học và nhiệt học v.v.). Khi cần sử dụng, năng lượng được phóng ra rất nhanh với cường độ rất mạnh. Điều này làm giảm từ trường và làm giảm năng lượng tích trữ. SMES có hiệu suất đến 90%. Các ứng dụng của SMES trong khoa học quân sự như: năng lượng laser, súng chạy trên đường ray, có thể bắn các loại tên lửa tầm xa, với tốc độ rất lớn. Các thiết bị này yêu cầu sự tích trữ năng lượng rất lớn và lượng năng lượng khi sử dụng cũng rất lớn và phải phóng ra rất nhanh. Có thể sử dụng thiết bị này để phóng các loại máy bay phản lực, tàu vũ trụ v.v...

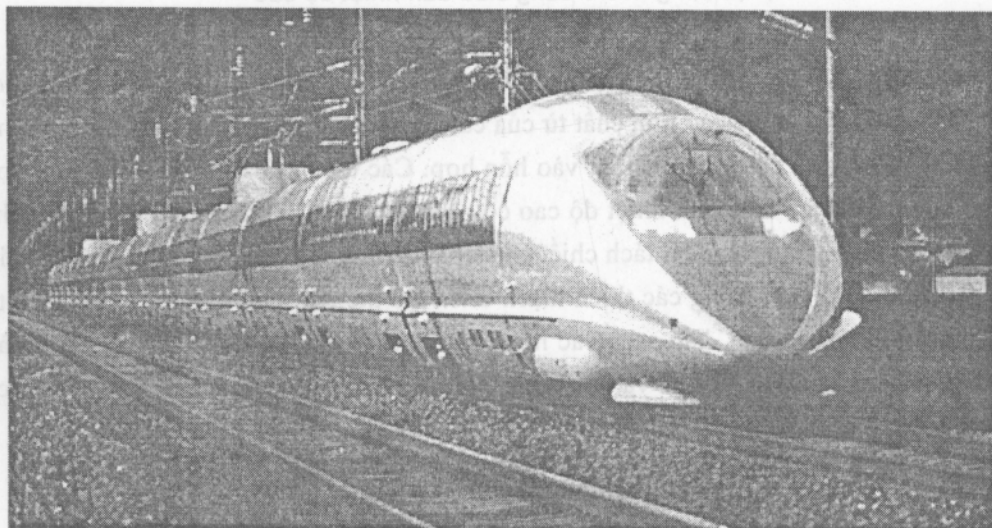
9.2.8. Sự treo từ (Magnetic Levitation)



Hình 9.5

Hiệu ứng treo từ (sử dụng nam châm siêu dẫn nhiệt độ cao YBCO)

Tàu hỏa treo từ (MAGLEV) đã được sử dụng bằng nguồn năng lượng từ các nam châm siêu dẫn nhiệt độ thấp để nâng và hướng cho tàu chạy “nổi” dọc theo đường ray. Đây là loại tàu hỏa chạy bằng “đệm từ” hoạt động theo nguyên lý của lực hút và lực đẩy từ trường. Tàu hỏa MAGLEV có thể đạt đến tốc độ trên 300 hải lý/ giờ. Loại tàu này gây ít tiếng ồn, trọng lượng nhỏ và cần sự bảo trì ít hơn so với tàu thường. Khi các nam châm siêu dẫn nhiệt độ thấp được ứng dụng cho các tàu MAGLEV, kích thước và trọng lượng của các nam châm cùng giá thành làm lạnh giảm xuống. Về mặt lý thuyết, có thể xây dựng tàu MAGLEV có khả năng đi lại trong một đường ống chân không nổi với các thành phố chính. Mặt khác, khả năng ứng dụng công nghệ MAGLEV để làm các sân bay nổi. Khi hạ cánh, các máy bay sẽ được nâng “nổi” phía trên đường băng. Như vậy, sẽ tiết kiệm được nguyên nhiên liệu, làm giảm độ mài mòn cơ học, làm giảm độ giật và sự va chạm trong các bộ phận truyền chuyển động khi máy bay hạ cánh. Độ nguy hiểm ít hơn và độ bền của máy bay tăng lên.



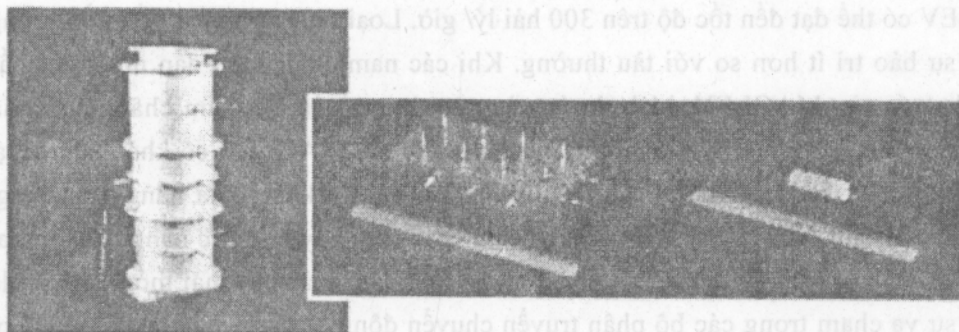
Hình 9.6

Tàu hỏa siêu tốc MAGLEV (550 km/h)

9.2.9. Các bộ phóng điện từ (Electromagnetic Launchers)

Các cuộn dây điện từ siêu dẫn có thể sử dụng làm bộ phóng điện từ để phóng các vật thể với vận tốc cực lớn. Ví dụ, một loại súng rất nhỏ nhưng có tốc độ cao được thiết kế chế tạo trong quốc phòng. Súng có vận tốc bắn “siêu nhanh” được phóng ra từ các bộ phóng điện từ làm bằng chất siêu dẫn. Những thiết bị lớn hơn cũng được chế tạo như bộ phóng điện từ có thể phóng máy bay phản lực hoặc phóng vệ tinh trái đất. Ngoài ra các bộ phóng điện từ còn được dùng trong các phương tiện của tàu vũ trụ. Các bộ phóng điện từ siêu dẫn có hiệu suất lớn hơn vài bậc so với các bộ phóng tên lửa thông thường và giá thành sản xuất các bộ phóng điện từ siêu dẫn không quá lớn.

9.2.10. Tách chiết từ (Magnetic Separation)



Hình 9.7

Bộ lọc sóng micro bằng siêu dẫn nhiệt độ cao

Tách lọc từ là phương pháp tách chiết các thành phần tạp chất xác định nào đó ra khỏi hỗn hợp của nó. Do sự khác nhau về các tính chất từ của các thành phần riêng tạo nên hỗn hợp, một vài thành phần sẽ bị kéo ra khi có từ trường đặt vào hỗn hợp. Các thành phần khác trong hỗn hợp còn lại theo ý muốn. Nam châm siêu dẫn nhiệt độ cao có nhiều khả năng ứng dụng cho công nghệ này như: tách chiết các sunfuro từ than đá, tách chiết các tạp chất từ các khoáng vật, hoặc tách chiết các mảnh kim loại trong lòng đất, trong các thiên thạch v.v... Có thể sử dụng phương pháp tách từ cho sự tái chế và làm sạch nước thải, làm sạch các hoá chất và tách lọc khí đốt. Phương pháp này cho giá thành rẻ, kích thước thiết bị rất nhỏ và từ trường của các chất siêu dẫn rất cao làm cho nó có khả năng hút hoặc đẩy tạp chất rất mạnh khi sử dụng.

9.2.11. Hệ thống từ thủy động lực (Magnetohydro Dynamic System, MHD)

Điện có thể được sinh ra từ hệ MHD. Hệ thống này sử dụng khí gas khi bị đốt cháy, trở thành ion hoá tạo nên lực xuyên qua từ trường làm tách các ion dương và âm để tạo thành dòng điện. Máy phát điện MHD có một số bộ phận không chuyển động và cho hiệu suất tốt hơn nhiều so với turbin hơi nước. Các nam châm siêu dẫn được sử dụng tạo ra từ trường cao làm cho hiệu suất tốt hơn. MHD có thể sử dụng để làm quay chân vịt đẩy tàu thủy. Nước biển được sử dụng như là chất lỏng làm việc thay cho khí đốt bị ion hoá. Loại hệ thống bánh lái này được gọi là hệ đẩy điện từ (electromagnetic thruster) (EMT). Hệ EMT tạo ra lực đẩy nhờ nam châm siêu dẫn. Công nghệ chế tạo các hệ thống MHD và EMT được áp dụng để chế tạo các hệ thống đẩy, điều khiển cả tàu thủy và tàu ngầm.

9.2.1. Máy lạnh từ (Magnetic Refrigeration)

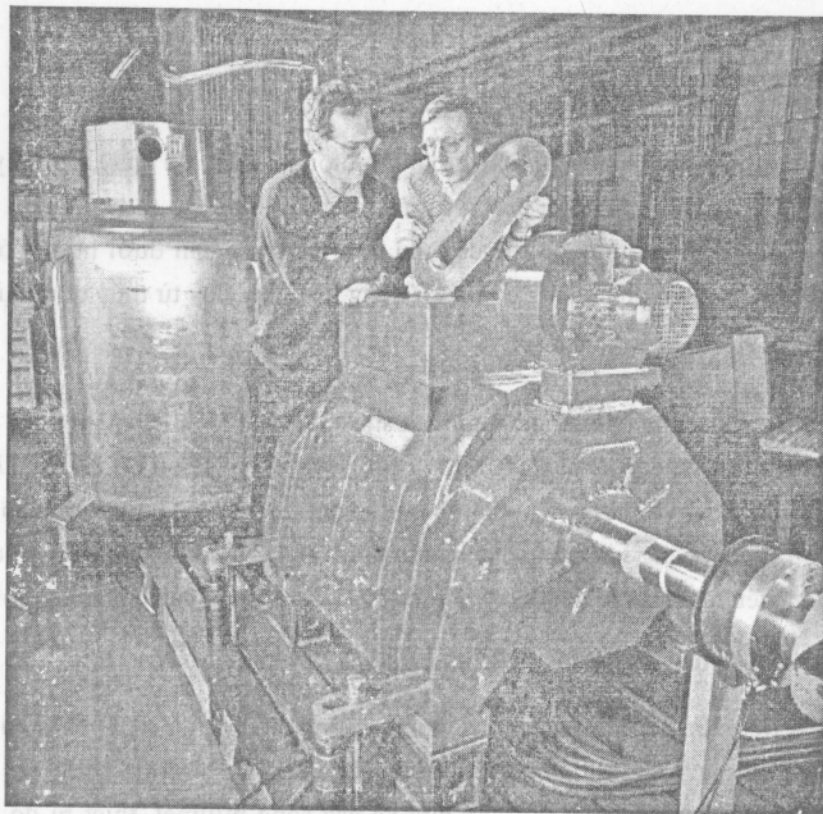
Cho đến nay, các máy lạnh thường sử dụng các chất làm lạnh chứa Chloroflouorocarleon, chất này có tác dụng phá hủy tầng ozon của trái đất, do đó các bơm từ nhiệt sẽ mau chóng được thay thế các máy lạnh sử dụng khí gas thông thường. Các chất siêu dẫn nhiệt độ cao có thể thay thế và làm đơn giản hoá các mô hình máy lạnh, giảm giá thành và công nghệ sản xuất cũng thuận lợi hơn. Các thế hệ máy lạnh từ trong tương lai sẽ gọn, nhẹ và đảm bảo độ sạch cho môi trường.

9.2.13. Biến thể siêu dẫn

Các nhà khoa học ước tính rằng: khoảng $\frac{1}{6}$ năng lượng bị mất mát do quá trình tải điện, trong đó có sự mất mát lớn do dòng điện qua các trạm biến thế. Nếu những vòng dây làm bằng chất siêu dẫn được lắp đặt trong biến thế thì hiệu quả truyền năng lượng sẽ tăng lớn và giá thành tải điện sẽ được giảm mạnh. Mặt khác, các trạm biến thế siêu dẫn sẽ không chiếm những diện tích lớn như biến thế thường.

9.2.14. Máy phát điện siêu dẫn

Máy phát điện siêu dẫn có dạng giống như các turbin thông thường. Sự điều khiển và hoạt động của máy phát điện siêu dẫn giống turbin về mặt nguyên lý. Nhưng sự khác nhau cơ bản là motor siêu dẫn được bao bọc trong một buồng chân không quay tròn. Chất lỏng Hêli (hoặc nitơ) được bơm vào buồng chân không bằng lực hướng tâm để duy trì nhiệt độ của motor ở trạng thái siêu dẫn. Máy phát điện siêu dẫn đã chứng tỏ tính năng tốt, giá thành hạ hơn so với máy phát điện thông thường 300MW, và hiệu suất của nó được nâng từ 98% lên 99%. Mặt khác, máy phát điện siêu dẫn có kích thước chỉ bằng một nửa kích thước máy phát điện thường và giá thành rẻ hơn cỡ 40%.



Hình 9.8

Motor siêu dẫn nhiệt độ cao

(Siemens first in Europe to operate a high-temperature, superconductor motor)

9.2.15. Động cơ siêu dẫn

Người ta chế tạo các motor siêu dẫn dựa trên cơ sở của hiệu ứng Meissner. Tính chất của các motor siêu dẫn là gây nên sự đẩy các đường từ thông. Khi nam châm trở thành gần đến trạng thái siêu dẫn, thì chất siêu dẫn sẽ đẩy nó. Sức đẩy này sử dụng để lái rotor trong motor điện. Các motor siêu dẫn rất rắn chắc và có kích thước cỡ $\frac{1}{3}$ kích thước motor thường. Sự mất mát dòng trong motor siêu dẫn ước tính giảm đi cỡ 50% so với motor thường. Motor siêu dẫn có nhiều ứng dụng cả trong công nghiệp sản xuất ô tô, các loại bơm, quạt, các máy thổi, các máy cơ khí, máy nghiền và rất nhiều phương tiện khác.

9.2.16. Thiết bị máy phát – Động cơ siêu dẫn kết hợp (motor generator set)

Sự kết hợp của motor siêu dẫn và máy phát siêu dẫn đã nâng cao một cách hiệu quả khi sử dụng vào bộ phận đẩy tàu thủy. Kích thước, trọng lượng thiết bị, sự tiêu tốn năng lượng và độ ồn do thiết bị gây ra đều giảm đáng kể. Những thông số này có vai trò quan trọng để thiết kế, lắp đặt trong các tàu ngầm hiện đại có thể mang vũ khí hạng nặng và di chuyển với tốc độ nhanh hơn. Thiết bị motor – máy phát điện siêu dẫn ghép cũng có thể sử dụng cho các đầu máy xe lửa chạy trên đường ray và cho các máy bay trực thăng để làm tăng vận tốc.

9.2.17. Tàu thủy siêu dẫn (Superconducting ship)

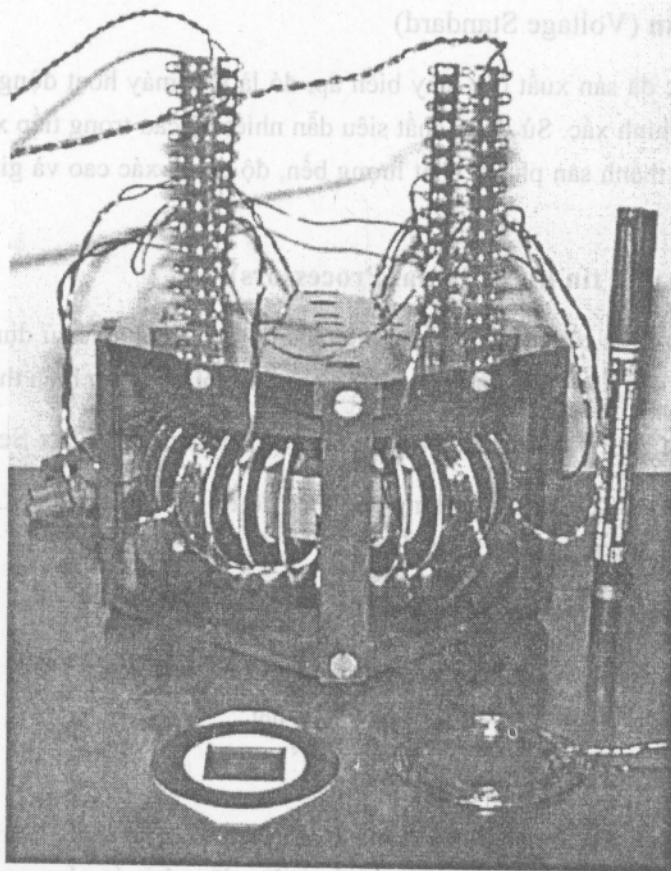
Các nhà nghiên cứu Nhật Bản đã sử dụng motor siêu dẫn để chạy tàu thủy và đạt được đến vận tốc 60mph. Họ đã sử dụng năng lượng trường điện từ được tạo ra bằng nam châm siêu dẫn để chạy tàu thủy. Các từ trường này có thể đẩy tàu thủy và tàu ngầm dưới nước với tốc độ cao. Tàu ngầm mang năng lượng hạt nhân cũng có thể sử dụng hệ thống đẩy từ thủy động lực (MHD).

9.2.18. Đệm từ (Bearings)

Trên cơ sở hiệu ứng Meissner, người ta sử dụng chất siêu dẫn làm đệm từ. Nhờ hiệu ứng Meissner, các đệm từ siêu dẫn sẽ đẩy các đường sức từ ra xung quanh nó. Vì vật không có sự ma sát (va chạm) giữa các phần với nhau nên đệm từ có thể đạt được tốc độ quay rất cao. Đệm từ siêu dẫn tự nó điều chỉnh sự cân bằng và không cần nguồn nuôi. Đệm từ còn có khả năng được sử dụng trong các đĩa máy tính siêu nhanh, các máy quay phim siêu tốc và trong các con quay hồi chuyển.

9.2.19. Thiết bị dò sóng milimet (Milimet waves detector)

Sử dụng tiếp xúc Josephson trên các màng mỏng siêu dẫn YBCO đã thành công trong việc chế tạo thiết bị bắt các sóng milimet, điều mà rất khó thực hiện được bằng các công cụ bán dẫn thông thường. Từ các nguồn nhiệt độ thấp bức xạ các sóng milimet, thiết bị dò bằng màng mỏng YBCO có thể phát hiện và định vị các bộ phận bị ung thư trong không gian ba chiều. Đó là các vùng có nhiệt độ thấp hơn so với các bộ phận bình thường ở xung quanh nó. Các chất siêu dẫn có thể sử dụng cho công nghệ thông tin ở những vùng tần số siêu cao.



Hình 9.9

Thiết bị dò tìm các mạch điện sai hỏng bằng siêu dẫn nhiệt độ cao

9.2.20. Bộ biến đổi analog/digital (A/D converter)

Nhờ tiếp xúc Josephson, các bộ biến đổi A/D trên các chất siêu dẫn đã được chế tạo và thử nghiệm. Về lý thuyết các bộ biến đổi này nhanh hơn nhiều so với bộ biến đổi thiết kế chất bán dẫn. Do được làm bằng chất siêu dẫn đã làm tăng vùng tần số có thể đo được. Hơn nữa, bộ biến đổi A/D bằng tiếp xúc Josephson đảm bảo độ ổn định hơn so với các bộ biến đổi thông thường bằng bán dẫn.

9.2.21. Màn chắn từ và thiết bị dẫn sóng (Shields and Wave guides)

Dựa trên hiệu ứng Meissner, các chất siêu dẫn đẩy các đường từ thông ra khỏi nó ở trạng thái siêu dẫn, người ta có thể sử dụng để tạo nên các vùng không có từ trường hoặc tạo thành những vùng có các dạng từ trường khác nhau. Các chất siêu dẫn có thể phun thành plasma và người ta sử dụng bề mặt plasma với các hình dạng phức tạp. Đó là tiền đề cho việc có thể dùng chất siêu dẫn như các bức tường chắn sóng micro; làm màn chắn chống lại các vụ nổ hạt nhân và làm màng chắn các loại sóng điện từ khác trong không gian trước khi đi vào Trái Đất. Nhiều ứng dụng quan trọng cho việc bảo mật trong lĩnh vực máy tính và công nghệ thông tin. Sử dụng các màn chắn bằng chất siêu dẫn như những bức tường bảo vệ các số liệu thông tin và hội thoại.

9.2.22. Thế chuẩn (Voltage Standard)

Nhiều nước đã sản xuất các máy biến áp, đó là loại máy hoạt động nhờ tiếp xúc Josephson với tần số bức xạ chính xác. Sử dụng chất siêu dẫn nhiệt độ cao trong tiếp xúc Josephson để chế tạo làm biến áp hạ giá thành sản phẩm, chất lượng bền, độ chính xác cao và giải hoạt động của biến áp rộng hơn.

9.2.23. Thiết bị xử lý tín hiệu (Signal Processors)

Có thể phát triển các máy xử lý tín hiệu tốc độ cao bằng việc sử dụng chất siêu dẫn nhiệt độ cao. Máy này hoạt động với độ nhạy gấp 50 lần các thiết bị xử lý tín hiệu thông thường.

9.2.24. Cảm biến đo từ thông ba chiều (Three Dimensional Flux Sensors)

Hệ SQUID YBCO có thể sử dụng cho việc đo từ thông ba chiều. Lợi ích của thiết bị này là định vị sự tăng từ thông trong cấu trúc cụ thể.

9.2.25. Đầu dò bức xạ (Radiation Detectors)

Có thể sử dụng các chất siêu dẫn nhiệt độ cao để chế tạo các máy dò bức xạ tia cực tím và sóng micro. Máy này đạt được độ nhạy ở bậc cao nhất.

9.2.26. Ôtô điện (Electric Automobiles)

Có thể sử dụng motor siêu dẫn cho các ô tô điện và máy kéo. Điện năng được tích trữ trong bình tích trữ năng lượng từ siêu dẫn, thiết bị được lắp đặt trên các phương tiện truyền tải. Các trạm gas sẽ trở thành các trạm tái nạp điện. Các ô tô và máy kéo này chạy êm, hiệu suất năng lượng cao và không làm ô nhiễm môi trường. Chất siêu dẫn nhiệt độ cao ở nhiệt độ phòng trong tương lai sẽ làm tăng hiệu quả và giá thành cho việc ứng dụng này.

9.2.27. Thiết bị Synchrotrons

Bức xạ Synchrotrons có cường độ lớn gấp một triệu lần so với ánh sáng phát ra từ bản in quang khắc (photolithography), do đó có thể sử dụng chất siêu dẫn để chế tạo các con chip micro với hàng trăm triệu bit của bộ nhớ trên chip đơn. Kích thước máy Synchrotrons thông thường là 100'x100'. Khi sử dụng chất siêu dẫn nhiệt độ thấp, kích thước máy có thể rút gọn lại là 6'x15' và nếu dùng chất siêu dẫn nhiệt độ cao cấu tạo máy còn có thể nhỏ hơn nhiều.

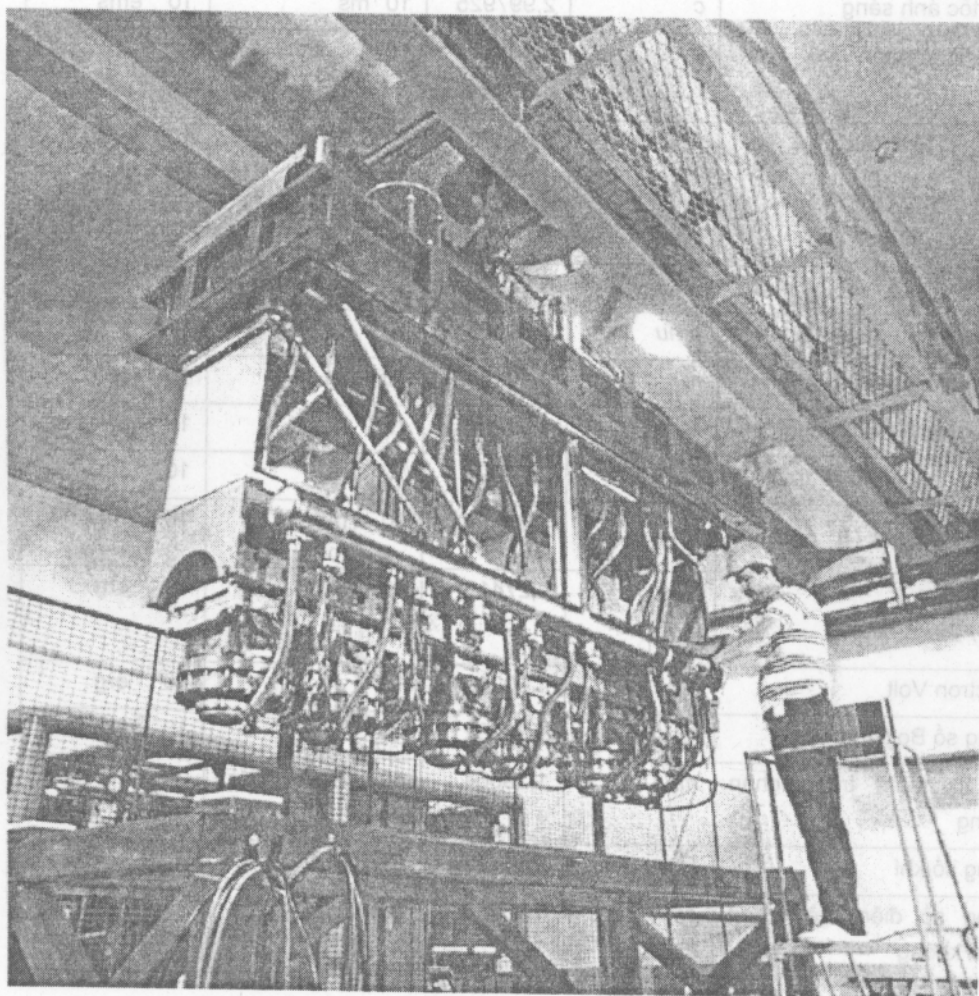
9.2.28. Lò phản ứng nhiệt hạch từ (Magnetic fusion reactors)

Để sử dụng cho các thí nghiệm với lò phản ứng nấu chảy từ. Nam châm siêu dẫn nhiệt độ thấp có thể sản sinh ra từ trường lên đến 11 tesla. Trạng thái plasma của khí gas nóng được đưa vào bên trong từ trường. Phản ứng nóng chảy tự xuất hiện khi plasma nóng lên và ngưng đọng lại. Sử dụng chất siêu dẫn nhiệt độ cao sẽ làm giảm tổng năng lượng cần thiết để làm lạnh nam châm và đơn giản hóa hệ thống làm lạnh.

9.2.29. Máy gia tốc hạt (Particle Accelerators)

Các nhà khoa học sử dụng máy gia tốc hạt để nghiên cứu bản chất vật chất. Các máy gia tốc

tuần hoàn đưa đến hai chùm hạt trong các hướng đối diện và đập mạnh vào nhau. Các nhà khoa học nghiên cứu quá trình va chạm đó. Các nam châm siêu dẫn nhiệt độ thấp được sử dụng để tạo nên từ trường đồng tính làm uốn cong chùm hạt theo dạng tròn. Sử dụng các nam châm siêu dẫn nhiệt độ thấp thay cho các nam châm điện sẽ tiết kiệm được hàng triệu đô la tiền điện. Nếu sử dụng vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao thay thế thì hiệu suất của các máy gia tốc hạt sẽ tăng đáng kể vì giá thành điện năng và giá thành làm lạnh giảm.



Hình 9.10

Máy gia tốc hạt bằng chất siêu dẫn nhiệt độ cao

9.2.30. Các băng siêu dẫn

Các nhà khoa học Mỹ đã sản xuất được các băng siêu dẫn có độ đàn hồi thích hợp và mật độ dòng tới hạn đạt đến 1000 A/cm^2 ở 77 K và ở mẫu khối có thể đạt 17.000 A/cm^2 ở 77 K trong từ trường $= 0$ và 4000 A/cm^2 trong từ trường 1 tesla .

PHỤ LỤC

Bảng 1
Giá trị một số hằng số vật lý cơ bản

Dại lượng	Ký hiệu	Giá trị	SI	CGS
Vận tốc ánh sáng	c	2.997925	10^8 ms^{-1}	$10^{10} \text{ em s}^{-1}$
Điện tích proton	e	1,60219 4,80325	10^{-19} C	10^{-10} esu
Hằng số Planck	h $\hbar = \frac{h}{2\pi}$	6,62620 1,05459	10^{-34} J.s 10^{-34} J.s	10^{-27} erg.s 10^{-27} erg.s
Số Avogadro	N_A	6,02217	10^{23} mol^{-1}	
Khối lượng nguyên tử	amu	1,66053	10^{-27} kg	10^{-24} g
Khối lượng điện tử nghỉ	m	9,10156	10^{-31} kg	10^{-28} g
Khối lượng proton nghỉ	m_p	1,67261	10^{-27} kg	10^{-24} g
Bán kính điện tử (e^2/mc^2)	r_e	2,81794	10^{-15} m	10^{-13} cm
Bán kính Bohr ($\hbar^2 / me^2$)	r_o	5,29177	10^{-11} m	10^{-9} cm
Manheton Bohr ($eh / 2mc$)	m_B	9,27410	10^{-24} JT^{-1}	$10^{-21} \text{ erg.G}^{-1}$
Electron Volt	eV	1,60219	10^{-19} J	10^{-12} erg
Hằng số Boltzmann	k_B	1,38062	10^{-23} JK^{-1}	$10^{-16} \text{ erg.K}^{-1}$
Độ từ thẩm trong chân không	m_o	1,25664	$10^{-6} \text{ V.s.A}^{-1}\text{m}^{-1}$	
Hằng số khí	R	8,31432	$\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$	
Hằng số điện môi trong chân không	ϵ_o	8,854187	$\text{A.s.V}^{-1}\text{m}^{-1}$	

Bảng 2

Bảng quy đổi đơn vị một số đại lượng vật lý xét trong hệ SI và hệ CGS

Tên đại lượng	Ký hiệu	Đơn vị		Ghi chú
		SI	CGS	
Lực	Newton (N)	m.kg.s^{-2}	cm.g.s^{-2}	1 kp = 9,80665 N
Áp suất	Pascal (Pa = N/m^2)	$\text{m}^{-1}.\text{kg.s}^{-2}$	$\text{cm}^{-1}.\text{g.s}^{-2}$	
Công, năng lượng	Joule (J = N.m)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-2}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-2}$ (erg)	1 erg = 10^{-7} J
Công suất	Watt (W = J/s)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-3}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-3}$ (erg/s)	1 m.kp = 9,80665 J
Nhiệt lượng	Joule (J) Calo (C)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-2}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-2}$	1 erg/s = 10^{-7} W
Dòng nhiệt	Watt (W)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-3}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-3}$	1 m.kp/s = 9,80665 W
Hệ số truyền nhiệt	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$\text{kg.s}^{-3}.\text{K}^{-1}$	$\text{g.s}^{-3}.\text{K}^{-1}$	1 cal = 4,18 J
Nhiệt dung	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$\text{cm}^2.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$	J/K = $^\circ\text{C}$
Entropy	J.K^{-1}	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$	
Nội năng	Joule (J)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-2}$	$\text{cm}^2.\text{g.s}^{-2}$	
Điện trường	V.m^{-1}	$\text{m.kg.s}^{-3}.\text{A}^{-1}$	$\text{cm}^{-\frac{1}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-1}$	
Mật độ dòng điện	A.m^{-2}	$\text{m}^{-2}.\text{A}$	$\text{cm}^{-\frac{1}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-2}$	
Từ trường	A.m^{-1}	$\text{m}^{-1}.\text{A}$	$\text{cm}^{-\frac{1}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-1}$ (Oe)	1 Oe = $\frac{10^3}{4\pi}$ A/m
Cảm ứng từ	$T = \text{Wb.m}^{-2}$	$\text{kg.s}^{-2}.\text{A}^{-1}$	$\text{cm}^{-\frac{1}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-1}$ (G)	1 G = 10^{-4} T
Từ thông	Weber (Wb)	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-2}.\text{A}^{-2}$	$\text{cm}^{\frac{3}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-1}$	1 V.s = 1 Wb
Độ từ thẩm	H.m^{-1}	$\text{m.kg.s}^{-2}.\text{A}^{-2}$	1	
Điện trở	Ω	$\text{m}^2.\text{kg.s}^{-3}.\text{A}^{-2}$	$\text{cm}^{-\frac{1}{2}}.\text{s}$	
Điện trở suất	$\Omega.\text{m}$	$\text{m}^3.\text{kg.s}^{-3}.\text{A}^{-2}$	s	1 (V.m/A) = 1 $\Omega.\text{m}$
Độ từ hóa		1	$\frac{1}{4\pi}$	
Dòng điện	A	$\text{cm}^{\frac{3}{2}}.\text{g}^{\frac{1}{2}}.\text{s}^{-2}$		

Bảng 3

Từ trường tới hạn, nhiệt độ Debye và hệ số nhiệt dung điện tử của một số chất siêu dẫn

Nguyên tố	H_c (Oe)	θ_D (K)	γ (mJ.mol ⁻¹ K ⁻¹)
Al	104,9 ± 3	420	1,35
Am*(α, ?)			
Am*(β, ?)			
Be			0,21
Cd	28 ± 1	209	0,69
Ga	58,3 ± 0,2	325	0,60
Ga(β)	560		
Ga(γ)	950		
Ga(Δ)	815		
Hf	12,7		2,21
Hg(α)	411 ± 2	87; 71,9	1,81
Hg(β)	339	93	1,37
In	281,5 ± 2	109	1,672
Ir	16 ± 0,05	425	3,19
La(α)	800 ± 10	151	9,8
La(β)	1096; 1600	139	11,3
Lu	350 ± 50		
Mo	96 ± 3	460	1,83
Nb	2060 ± 50	276	7,80
Os	70	500	2,35
Pa			
Pb	803 ± 1	96	3,1
Re	200 ± 5	4,5	2,35
Ru	69 ± 2	580	2,8
Sn	305 ± 2	195	1,78
Ta	829 ± 6	258	6,15
Tc	1410	411	6,28
Th	160 ± 3	165	4,32
Ti	56	415	3,3
Tl	178 ± 2	78,5	1,47
V	1408	383	9,82
W	1,15 ± 0,03	383	0,90
Zn	54 ± 0,3	310	0,66
Zr		290	2,77
Zr(ω)			

Bảng 4
Bảng quy đổi đơn vị đo áp suất

Đại lượng	SI (Pa)	CGS (bar)	at	Torr
1 pascal (N/m^2)	1	$1,000 \cdot 10^{-6}$	$9,869 \cdot 10^{-6}$	$7,501 \cdot 10^{-3}$
1 bar (10^6 dyn/cm^2)	$1,000 \cdot 10^5$	1	$9,869 \cdot 10^{-1}$	$7,501 \cdot 10^2$
1 kp/m^2 (mmH_2O)	9,807	$9,807 \cdot 10^{-5}$	$9,678 \cdot 10^{-5}$	$7,356 \cdot 10^{-6}$
1 kp/cm^2	$9,807 \cdot 10^4$	$9,807 \cdot 10^{-1}$	$9,678 \cdot 10^{-1}$	$7,356 \cdot 10^{-2}$
1 at	$1,013 \cdot 10^5$	1,013	1	760
1 torr	$1,333 \cdot 10^2$	$1,333 \cdot 10^{-3}$	$1,316 \cdot 10^{-3}$	1

Tài liệu tham khảo

- [1]. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, John Wiley, New York (1974).
- [2]. Fényes Imre, Modern Fizikai Kisenciklopédia. Gondolat Kiadó, Budapest, (1971)
- [3]. Feynman, R. P. A Supravezetés, Muszaki Kiadó Budapest, 1970 (9)
- [4]. Hugh. C. Wolfe, Superconductivity in d - and f - Band Metals, American institute of Physics, New York (1972)
- [5]. O.V. Lounasmaa, Experimental Principles and Method Below 1. Academic Press: London and New York (1974).
- [6]. M. Tinkham and C. J. Lobb, Physical Properties of New Superconductor, Solid State Physics, Vol. 42 (1989).
- [7]. J. C. Phillips, Physics of High - T_c Superconductors Academic Press Inc, AT&T, San Diego (1992).
- [8]. Physica C. Superconductivity, North - Holland Amsterdam, Elsevier Science Publishers (1988 - 1998).
- [9]. Superconductor industry, Rodman Publishing Corp, New Jersey (1990 - 1998)
- [10]. Tuyển tập các Hội nghị khoa học quốc tế về siêu dẫn nhiệt độ cao từ năm 1990 - 1998.
- [11]. Charles Kittel, Introduction to Solid State Physics Fourth Edition by John Wiley - Sons, inc (1991).
- [12]. V. L. Ginzburg, Inter. J. Mod. Phys. B, vol. 1 (1987).
- [13]. J. G. Bednorz and K. A. Müller. Z. Phys B 64 (1986).
- [14]. S. Uchida, H. Takagi, K. Kitagawa and S. Tanaka, Jpn J Appl Phys Vol 26 (1987).
- [15]. D.W. Capone, D. G. Hinks and J. D. Jorgensen, Appl. Phys. Lett., 50 (1987).
- [16]. X. Z. Zhou, L. Q. Chen, C. G. Cui, Y. Z. Huang, J. X. Liu, G. H. Chen, S. L. Li, S. Q. Guo, and Y. Y. He Kexue Tongbao 32 (1987).
- [17]. J. M. Tarascon, L. H. Green. W. R. Mckinnon, G.W. Hull and T. H. Geballe, Science 235 (1987).
- [18]. R. J. Cava, R. B. Van Dover, B. Betlogg and Osofsky, D. J. Schrodt, L. E Toth and S. A. Wolf, Phys. Rev B35 (1987).
- [19]. C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang and Y. Q. Wang, Phys Rev. Lett 58 (1987).
- [20]. Si Hasoya, S. P. Shamoto, M. K. Ouoda and M. Sato Hon, J. Appl. Phys. 26 (1987).

- [21]. D. W. Murphy, S. Sunshine, R. B. Van Dover, R. J. Cava B. Batlogg, S. M. Zahurak and L. F. Schneemeyer, Phys. Rev Lett 58 (1987).
- [22]. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukuiomi and T. Asano Jpn. J Appl. Phys 27 (1988).
- [23]. G. Rickayzen, Theory of Superconductivity Interscience Publishers (1965)
- [24]. O. V. Lounasmaa, Experimental Principles and methods below 1 K, Academic Press, London and NewYork (1974).
- [25]. D. H. Douglass, Superconductivity in d and f band metals, American Institute of Physics – NewYork (1972).
- [26]. A. J. Freeman, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, North Holland (2003)
- [27]. A. C. Rose-Innes, Low-Temperature Laboratory Techniques, The English Universities Press LTD (1973).
- [28]. K. B. Garg, S. M. Bose, High-Temperature Superconductivity, Narosa Publishing House (1998).
- [29]. Superconductors Industry (Journal) Germany (2000).
- [30]. Superconductivity Global (2000).
- [31]. M. Tinkham and C. J. Lobb, Physical Properties of the new Superconductors (1989).
- [32]. J. C. Phillips, Physics of High- T_c Superconductors, Academic Press. Inc (1992).
- [33]. J. B. Ketterson and S. N. Song, Superconductivity Cambridge University Press (1999).
- [34]. B. Batlogg, C. W. Chu, W. K. Chu, D. U. Gubser and K. A. Müller, Proceedings of the 10th anniversary HTS workshop on Physics, Materials and Applications World Scientific, Texas, USA (1996).
- [35]. High- T_c update (U. S. A) (2000).
- [36]. Một số thông tin và kết quả nghiên cứu được trích dẫn từ các tuyển tập hội nghị khoa học quốc tế về siêu dẫn nhiệt độ cao từ năm 1990 đến 2002.
- [37]. Một số kết quả nghiên cứu của tác giả đã công bố trên các tạp chí khoa học quốc tế (1995 - 2004).

MỤC LỤC

Lời nói đầu 3

Chương 1

Tính chất điện của chất siêu dẫn

1.1	Vài nét về lịch sử phát hiện các chất siêu dẫn	4
1.2	Hiện tượng siêu dẫn, nhiệt độ tới hạn và độ rộng chuyển pha	6
1.3	Sự tồn tại tính siêu dẫn trong một số vật liệu	7
1.4	Điện trở	8
1.4.1	Điện trở của kim loại	8
1.4.2	Điện trở của chất siêu dẫn	10
1.4.3	Điện trở không	11
1.4.4	Mạch điện không điện trở và ứng dụng	12
1.5	Điện trở của chất siêu dẫn đối với dòng điện xoay chiều	15

Chương 2

Tính chất từ của chất siêu dẫn

2.1	Tính nghịch từ của vật dẫn lý tưởng	17
2.2	Hiệu ứng Meissner	19
2.3	Vật siêu dẫn không lý tưởng	22
2.4	Từ trường tới hạn	22
2.5	Dòng tới hạn	23
2.6	Mối liên hệ giữa dòng tới hạn và từ trường tới hạn	25
2.7	Phương pháp xác định mật độ dòng tới hạn	27
2.7.1	Phương pháp đo đường đặc trưng dòng thế (V-I)	27
2.7.2	Tính mật độ dòng tới hạn theo mô hình Bean nhờ phép đo momen từ	28
2.8	Phân loại các chất siêu dẫn trên cơ sở tính chất từ	30
2.9	Độ từ thẩm và hệ số từ hoá của chất siêu dẫn	32
2.10	Các dòng bề mặt	33
2.11	Các phép đo khảo sát tính chất từ của chất siêu dẫn	34
2.12	Sự hồi phục điện trở của dây siêu dẫn trong từ trường ngang	38

Chương 3

Tính chất nhiệt và một vài tính chất khác của chất siêu dẫn

3.1	Tính chất nhiệt	40
3.1.1	Sự lan truyền nhiệt trong chất siêu dẫn	40

3.2	Nhiệt dung của chất siêu dẫn	42
3.3	Phương pháp xác định nhiệt dung của chất siêu dẫn	44
3.4	Độ dẫn nhiệt của chất siêu dẫn	48
3.5	Khe năng lượng	49
3.6	Hiệu ứng đồng vị (Isotop effect)	50
3.7	Các hiệu ứng cơ học	51
3.8	Các hiệu ứng nhiệt điện	51
3.9	Sự giảm entropy	52
3.10	Các tính chất khác	52

Chương 4

Một vài lý thuyết cơ bản về siêu dẫn

4.1	Lý thuyết nhiệt động lực học về chuyển pha siêu dẫn	54
4.1.1	Năng lượng tự do trong trạng thái siêu dẫn	54
4.1.2	Entropy của trạng thái siêu dẫn và trạng thái thường	56
4.1.3	Bước nhảy nhiệt dung	56
4.1.4	Các ví dụ	57
4.2	Sự xâm nhập của từ trường vào chất siêu dẫn	59
4.2.1	Phương trình London	59
4.2.2	Xác định độ thâm sâu London (λ_L)	61
4.3	Lý thuyết Ginzburg - Landau	62
4.3.1	Phương trình Ginzburg - Landau	62
4.3.2	Độ dài kết hợp	65
4.3.3	Tính từ trường tới hạn trên (H_{c2}) trong siêu dẫn loại II	67
4.3.4	Siêu dẫn dị hướng	69
4.3.5	Dị hướng khe năng lượng và xác định giá trị khe	71
4.4	Mô hình hai chất lỏng	73

Chương 5

Lý thuyết vi mô về siêu dẫn

5.1	Lý thuyết BCS về siêu dẫn	77
5.2	Một số kết quả từ lý thuyết BCS	81
5.2.1	Tính toán giá trị một số đại lượng trong lý thuyết BCS	81
5.2.2	Những kết quả tiên đoán từ lý thuyết BCS	81
5.3	Các tính chất vĩ mô của chất siêu dẫn theo lý thuyết BCS	83

5.3.1 Nhiệt độ tới hạn	83
5.3.2. Ấn nhiệt	84
5.3.3. Từ trường tới hạn nhiệt động lực học	85
5.3.4. Điều kiện về sự tồn tại tính siêu dẫn	85
5.4 Trạng thái trung gian	86
5.4.1. Thừa số khử từ trong chất siêu dẫn	86
5.4.2 Chuyển pha từ khi thừa số khử từ khác không	88
5.4.3 Biên giữa vùng thường và vùng siêu dẫn	89
5.4.4 Các tính chất từ của trạng thái trung gian	90
5.4.5 Năng lượng tự do Gibbs trong trạng thái trung gian	91
5.5 Trạng thái hỗn hợp trong siêu dẫn loại II	92
5.6 Năng lượng bề mặt	95
5.7 Quan sát trạng thái trung gian bằng thực nghiệm	96
5.8 Kích thước tuyệt đối của đômen, vai trò của năng lượng bề mặt	97
5.9 Khái niệm về sự kết hợp và nguồn gốc của năng lượng bề mặt	98

Chương 6

Tiếp xúc Josephson

6.1 Lượng tử hoá từ thông trong xuyên siêu dẫn	101
6.2 Josephson	104
6.2.1 Tiếp xúc Josephson	104
6.2.2 Các hệ quả	106
6.2.2.1 Hiện tượng giao thoa lượng tử siêu dẫn	107
6.2.2.2 Ứng dụng cho dc. SQUID	110
6.3 Hiệu ứng xuyên ngầm	111
6.3.1 Trường hợp hai kim loại thường tiếp xúc nhau	112
6.3.2 Sự xuyên ngầm giữa một kim loại siêu dẫn và một kim loại thường tiếp xúc nhau	113
6.3.3 Hai chất siêu dẫn tiếp xúc nhau	116
6.3.4 Tiếp xúc giữa hai hợp kim có các kim loại thành phần là chất siêu dẫn	118
6.3.5 Hai chất siêu dẫn có khe năng lượng bằng nhau tiếp xúc nhau	120
6.3.6 Hai kim loại có độ dày khác nhau tiếp xúc nhau	121
6.3.7 Sự xuyên ngầm trong màng mỏng	121

Chương 7

Siêu dẫn nhiệt độ cao và một số tính chất của vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao

7.1	Sơ lược tiến trình phát hiện các chất siêu dẫn nhiệt độ cao	123
7.2	Một số loại siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình	125
7.2.1	Vài nét về ôxít siêu dẫn	125
7.2.2	Một số loại hợp chất siêu dẫn chứa ôxít đồng	126
7.2.3	Một số loại siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình chứa Cu và Oxy	127
7.3	Một số đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao	128
7.3.1	Các phép đo thông thường để nghiên cứu một số tính chất của siêu dẫn nhiệt độ cao	128
7.3.2	Đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao ở trạng thái thường	128
7.3.3	Đặc tính cơ bản chung của siêu dẫn nhiệt độ cao trong trạng thái siêu dẫn	129

Chương 8

Cấu trúc và tính chất của một số hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao điển hình

8.1	Cấu trúc cơ bản và tính chất của một số hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao chứa đồng và oxy điển hình	130
8.1.1	Hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao 30- 40K	130
8.1.1.1	Cấu trúc cơ bản của siêu dẫn La-214	130
8.1.1.2	Giản đồ pha của hợp chất siêu dẫn La-214	133
8.1.1.3	Cấu trúc điện tử của La_2CuO_4	135
8.1.1.4	Tính chất từ	136
8.1.2	Hệ siêu dẫn nhiệt độ cao 80 - 90 K	139
8.1.2.1	Cấu trúc cơ bản của siêu dẫn $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$	139
8.1.2.2	Sự chuyển pha cấu trúc orthorhombic sang tetragonal	144
8.1.2.3	Các tính chất của vật liệu siêu dẫn Y-123	146
8.1.2.3.1	Tính chất điện của vật liệu siêu dẫn Y-123	146
8.1.2.3.2	Tính chất từ của siêu dẫn Y-123	148
8.1.2.3.3	Giản đồ pha J - H - T	149
8.1.2.3.4	Tính chất nhiệt	150
8.1.2.3.5	Hiệu ứng đồng vị	154
8.1.2.3.6	Các thông số vật lý vi mô khác	154

8.1.3	Hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao 110-125K	156
8.1.3.1	Siêu dẫn chứa Bismuth	156
8.1.3.2	Cấu trúc tinh thể lý tưởng của siêu dẫn nhiệt độ cao chứa Bi-2212	158
8.1.3.3	Cấu trúc tinh thể của các hợp chất siêu dẫn nhiệt độ cao $\text{Bi}_2\text{SrCaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	160
8.1.3.4	Cấu trúc lý tưởng của hợp chất siêu dẫn $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	163
8.1.3.5	Cấu trúc và tính chất của siêu dẫn Bi-Sr-Ca-Cu-O pha tạp Pb	165

Chương 9

Một số ứng dụng của vật liệu siêu dẫn

9.1	Các lĩnh vực ứng dụng của các chất siêu dẫn	168
9.2	Một số ví dụ ứng dụng cụ thể của siêu dẫn	169
9.2.1	Máy chụp ảnh cộng hưởng từ (MRI)	169
9.2.2	Các máy tính nhiệt độ thấp tốc độ cao (cold computer – high speed)	169
9.2.3	Cảm biến có độ nhạy cao (sensors)	170
9.2.4	Ăng-ten mini (Miniature Antennas)	171
9.2.5	Công tắc quang học	171
9.2.6	Truyền tải năng lượng (Electric Power Transmission)	171
9.2.7	Bình tích trữ năng lượng từ siêu dẫn (Superconducting Magnetic Energy Storage - SMES)	172
9.2.8	Sự treo từ (Magnetic Levitation)	172
9.2.9	Các bộ phóng điện từ (Electromagnetic Launchers)	173
9.2.10	Tách triết từ (Magnetic Separation)	174
9.2.11	Hệ thống từ thủy động lực (Magnetohydro Dynamic System, MHD)	174
9.2.12	Máy lạnh từ (Magnetic Refrigeration)	174
9.2.13	Biến thế siêu dẫn	175
9.2.14	Máy phát điện siêu dẫn	175
9.2.15	Động cơ siêu dẫn	175
9.2.16	Thiết bị máy phát – Động cơ siêu dẫn kết hợp (motor generator set)	176
9.2.17	Tàu thủy siêu dẫn (Superconducting ship)	176
9.2.18	Đệm từ (Bearings)	176
9.2.19	Thiết bị dò sóng milimet (Milimeter waves detector)	176
9.2.20	Bộ biến đổi analog/digital (A/D converter)	177
9.2.21	Màn chắn từ và thiết bị dẫn sóng (Shields and Wave guides)	177

9.2.22	Thế chuẩn (Voltage Standard)	178
9.2.23	Thiết bị xử lý tín hiệu (Signal Processors)	178
9.2.24	Cảm biến từ thông ba chiều (Three Dimensional Flux Sensors)	178
9.2.25	Đầu dò bức xạ (Radiation Detectors)	178
9.2.26	Ô tô điện (Electric Automobiles)	178
9.2.27	Thiết bị Synchrotron	178
9.2.28	Lò phản ứng nhiệt hạch từ (Magnetic fusion reactors)	178
9.2.29	Máy gia tốc hạt (Particle Accelerators)	178
9.2.30	Các băng siêu dẫn	179
	Phụ lục	180
	Tài liệu tham khảo	184

Chịu trách nhiệm xuất bản :

Chủ tịch HĐQT kiêm Tổng Giám đốc NGÔ TRẦN ÁI
Phó Tổng Giám đốc kiêm Tổng biên tập VŨ DƯƠNG THỤY

Biên tập và sửa bản in :

NGUYỄN THỊ HỒNG VIỆT

Trình bày bìa :

BÙI QUANG TUẤN

Chế bản :

ĐÌNH XUÂN DŨNG

VẬT LÝ SIÊU DẪN

Mã số: 7K646M5-DAI

In 1.000 bản khổ 19 x 27 cm, tại Công ty in Thái Nguyên.

Số in: 1738. Số xuất bản: 438/39-05.

In xong và nộp lưu chiểu tháng 7 năm 2005.



**CÔNG TY CỔ PHẦN SÁCH ĐẠI HỌC - DẠY NGHỀ
HEVO BCO**
25 HÀN THUYỀN - HÀ NỘI

TÌM ĐỌC SÁCH THAM KHẢO KỸ THUẬT CỦA NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

- | | |
|--|---------------------------|
| 1 Đất ngập nước | GS. TS. Lê Văn Khoa |
| 2 Động vật học có xương sống | GS. TS. Lê Vũ Khôi |
| 3 Sinh thái học côn trùng | PGS. TS. Phạm Bình Quyên |
| 5 Cơ sở hoá sinh | PGS. TS. Trình Lê Hùng |
| 6 Tài nguyên nước Việt Nam | Nguyễn Thanh Sơn |
| 7 Virút học | PGS. TS. Phạm Văn Ty |
| 8 Vật lý kỹ thuật | Đặng Hùng |
| 9 Vật lý siêu dẫn và ứng dụng | TS. Nguyễn Huy Sinh |
| 10 Dụng cụ bán dẫn và vi mạch | Lê Xuân Thế |
| 11 Mạng máy tính | Ngọc Văn An |
| 12 Vô tuyến điện tử | Ngọc Văn An |
| 13 Giáo trình cơ học | Bách Thành Công |
| 13 Kinh tế môi trường | PGS. TS. Hoàng Xuân Cơ |
| 14 Tiếng Anh cơ bản cho sinh viên
khoa học tự nhiên | Trần Thị Nga |
| 15 Bộ sách về công nghệ sinh học | |
| <i>Tập một</i> : Sinh học phân tử - Cơ sở
khoa học của công nghệ sinh học | PGS. TS. Nguyễn Như Hiến |
| <i>Tập hai</i> : Công nghệ sinh học tế bào | |
| <i>Tập ba</i> : Công nghệ sinh học enzym
và protein (XB - 2006) | GS. TS. Vũ Văn Vụ |
| <i>Tập bốn</i> : Công nghệ sinh học di
truyền (XB - 2006) | PGS. TS. Nguyễn Mộng Hùng |
| <i>Tập năm</i> : Công nghệ sinh học vi sinh
và công nghệ môi trường (XB - 2006) | TS. Phan Tuấn Nghĩa |
| | GS. TS. Lê Đình Lương |
| | PGS. TS. Phạm Văn Ty |

Bạn đọc có thể mua tại các Công ty Sách - Thiết bị trường học ở địa phương
hoặc các Cửa hàng của Nhà xuất bản Giáo dục :

* 25 Hàn Thuyên, 187 Giảng Võ, 23 Tràng Tiền - Hà Nội.

* 15 Nguyễn Chí Thanh - TP Đà Nẵng



Giá: 25.000 đ