

www.mientayvn.com

Dịch tiếng anh chuyên ngành khoa học tự nhiên và kỹ thuật.

Dịch các bài giảng trong chương trình học liệu mở của học viện MIT, Yale.

Tìm và dịch tài liệu phục vụ cho sinh viên làm seminar, luận văn.

Tại sao mọi thứ đều miễn phí và chuyên nghiệp ???

Trao i tr c tuy n t i:

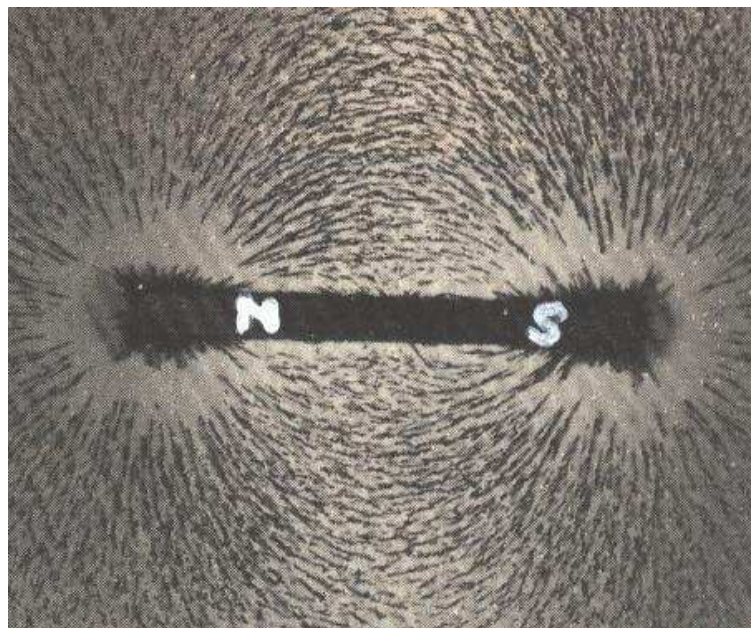
www.mientayvn.com/chat_box_li.html

Chương 15

VẬT LIỆU TỪ

§15.1 KHÁI NIỆM VỀ TỪ TÍNH CỦA VẬT LIỆU

Từ tính là một thuộc tính của vật liệu. Tất cả các vật liệu, ở mọi trạng thái, dù ít hay nhiều đều biểu hiện tính chất từ. Các vật liệu từ có những ứng dụng rất quan trọng, không thể thiếu được trong khoa học kỹ thuật và cuộc sống. Việc nghiên cứu tính chất từ của vật liệu giúp chúng ta khám phá thêm những bí ẩn của thiên nhiên, nắm vững kiến thức khoa học kỹ thuật để ứng dụng chúng ngày càng có hiệu quả hơn, phục vụ lợi ích con người, đặc biệt là trong lĩnh vực từ học.

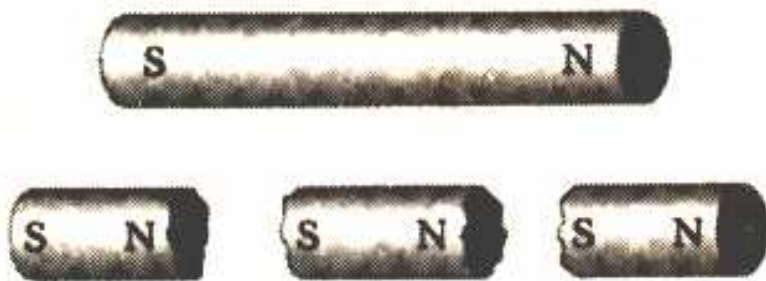


Hình 15.1: Thanh nam châm là một lưỡng cực từ. Các hạt sắt cho thấy hình dạng của các đường sức từ.

1 – Hiện tượng từ hóa:

Các vật liệu khi được đặt trong từ trường ngoài \vec{H} (do một dòng điện hoặc một nam châm vĩnh cửu sinh ra) thì bị *nhễm từ*. Tức là chúng có thể hút các hạt sắt hoặc bị hút vào các nam châm vĩnh cửu. Khi đó ta nói vật bị *từ hóa* hay vật đã bị *phân cực từ*.

Có thể hình dung một thời vật liệu đã được từ hóa như hình ảnh một thanh nam châm hút các hạt sắt mô tả ở hình 15.1. Hai đầu thanh bị phân thành hai cực mà ta quen gọi là cực bắc và cực nam. Sự sắp xếp của hạt sắt ở hai đầu



Hình 15.2: Khi bẻ gãy thanh nam châm thành nhiều mảnh thì mỗi mảnh lại trở thành một nam châm riêng biệt với các cực nam (S) và bắc (N).

và xung quanh thanh tương tự hình ảnh các đường sức từ đi vào và đi ra ở hai lưỡng cực điện. Tuy nhiên ở các lưỡng cực từ thì không thể tách rời hai cực từ riêng biệt ra như từng điện tích một được. Nếu bẻ gãy một thanh nam châm thì ta lại được những thanh nam châm mới, nhỏ hơn, mỗi thanh đều có cực bắc và cực nam, ngay cả khi thối nam châm chỉ còn bằng một nguyên tử thì ta cũng không thể tìm được đơn cực từ hay là cực từ cô lập (hình 15.2). Như vậy, phần tử nhỏ bé nhất có từ tính trong thiên nhiên là lưỡng cực từ.

2 – Các đại lượng đặc trưng cho từ tính của vật liệu:

Nếu có một thanh vật liệu từ dài l (đo bằng mét [m], theo hệ SI) và có cường độ cực từ là m (đo bằng Weber [Wb]) thì tích ml gọi là **mômen từ**, đặc trưng cho khả năng chịu tác dụng bởi từ trường ngoài của thanh, ký hiệu là P_m và là một đại lượng véctơ:

$$\vec{M} = m\vec{l} \quad [\text{Wb.m}] \quad (15.1)$$

Đơn vị của P_m là Weber.metre [Wb.m].

Tổng các mômen từ trong một đơn vị thể tích vật liệu gọi là **từ độ** hay **độ từ hóa**, đặc trưng cho từ tính của vật liệu, ký hiệu là \vec{J} , cũng là một véctơ:

$$\vec{J} = \frac{\vec{M}}{V} \quad [\text{Wb/m}^2] \quad (15.2)$$

Đơn vị của \vec{J} là Wb/m^2 hay Tesla [T].

Khoảng không gian xung quanh các cực từ có một **từ trường** \vec{H} , đặc trưng cho tác dụng từ tính của một cực từ này lên một cực từ khác. Véctơ cường độ từ trường đều \vec{H} có thể được xác định tương ứng với từ trường được tạo ra bởi một cuộn dây thẳng, dài (cuộn solenoid) có dòng điện chạy qua:

$$\vec{H} = n.I \quad [\text{A/m}] \quad (15.3)$$

Ở đây n là số vòng dây trên 1m chiều dài cuộn dây, I là cường độ dòng điện trong cuộn dây. Đơn vị của cường độ từ trường là Amper/met [A/m].

Mối quan hệ giữa từ độ \vec{J} và từ trường \vec{H} được xác định qua biểu thức:

$$\vec{J} = \chi\mu_0\vec{H} \quad (15.4)$$

Đại lượng không thứ nguyên χ gọi là **độ cảm từ** hay **hệ số từ hóa**, đặc trưng mức độ hấp thụ từ tính trong một đơn vị thể tích vật liệu, còn μ_0 là **độ từ thẩm của chân không**, có giá trị: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m].

Người ta cũng dùng đại lượng **cảm ứng từ** hay **mật độ từ thông** \vec{B} (đo bằng Tesla [T]), đặc trưng cho mức độ hấp thụ từ tính của vật liệu:

$$\vec{B} = \vec{J} + \mu_0\vec{H} \quad [\text{T}] \quad (15.5)$$

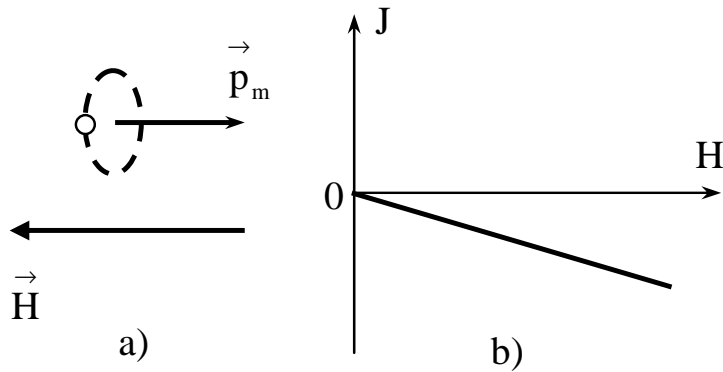
Thay \vec{J} từ (15.4) vào (15.5) ta được: $\vec{B} = (\chi + 1)\mu_0\vec{H} = \mu\mu_0\vec{H}$ (15.6)

với $\mu = (\chi + 1)$ là độ từ thẩm của vật liệu, là đại lượng không thứ nguyên.

3 – Phân loại vật liệu từ:

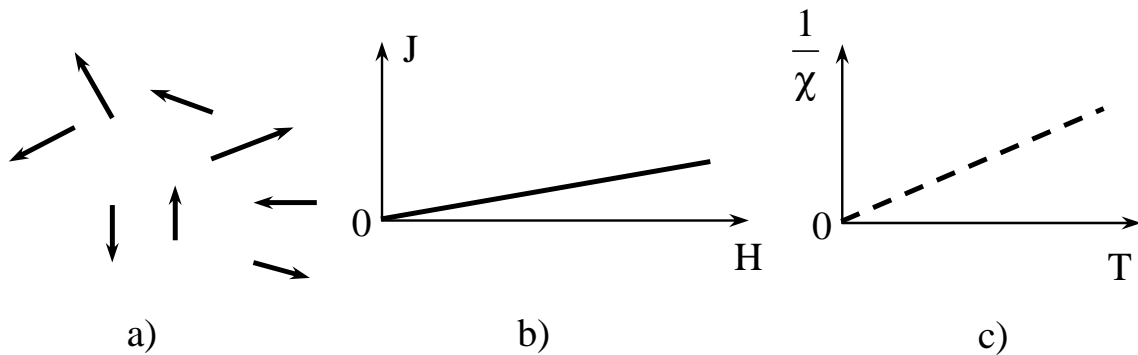
Các vật liệu từ có từ tính mạnh yếu khác nhau, được phân loại theo cấu trúc và tính chất từ như sau:

a- Chất nghịch từ: là chất có độ cảm từ χ có giá trị âm và rất nhỏ hơn 1, chỉ vào khoảng 10^{-5} . Nguồn gốc tính nghịch từ là chuyển động của điện tử trên quỹ đạo quanh hạt nhân, tạo ra từ trường có chiều ngược với từ trường ngoài (hình 15.3).



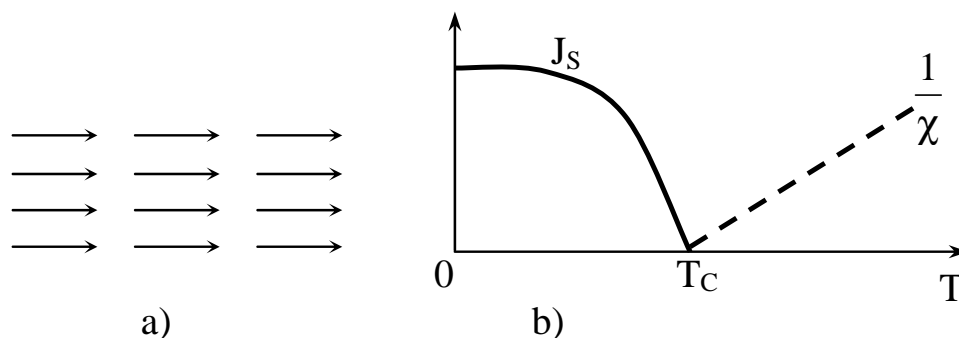
Hình 15.3: a) Mômen từ của nguyên tử nghịch từ trong từ trường ngoài; b) Đường cong từ hóa của vật liệu nghịch từ.

b- Chất thuận từ: có độ từ hóa $\chi > 0$ nhưng cũng rất nhỏ, cỡ 10^{-4} và tỷ lệ với $1/T$. Khi chưa có từ trường ngoài các mômen từ của các nguyên tử hoặc ion thuận từ định hướng hỗn loạn còn khi có từ trường ngoài chúng sắp xếp cùng hướng với từ trường (hình 15.4).



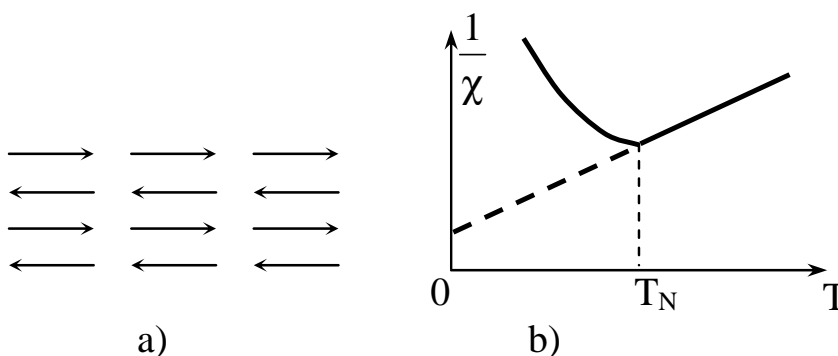
Hình 15.4: a) Sự sắp xếp các mômen từ của nguyên tử chất thuận từ khi không có từ trường ngoài; b) Đường cong từ hóa của vật liệu thuận từ; c) Sự phụ thuộc của $1/\chi$ vào nhiệt độ.

c- Chất sắt từ: độ cảm từ χ có giá trị rất lớn, cỡ 10^6 . Ở $T < T_C$ (nhiệt độ Curie) từ độ J giảm dần, không tuyến tính khi nhiệt độ tăng lên. Tại $T = T_C$ từ độ biến mất. Ở vùng nhiệt độ $T > T_C$ giá trị $1/\chi$ phụ thuộc tuyến tính vào nhiệt độ. Sắt từ là vật liệu từ mạnh, trong chúng luôn tồn tại các mômen từ tự phát, sắp xếp một cách có trật tự ngay cả khi không có từ trường ngoài (hình 15.5). Sắt từ còn có nhiều tính chất đặc đáo và những ứng dụng quan trọng.



Hình 15.4: a) Sự sắp xếp các mômen từ của nguyên tử vật liệu sắt từ khi nhiệt độ $T < T_C$; b) Sự phụ thuộc nhiệt độ của từ độ bão hòa và $1/\chi$ ở chất sắt từ.

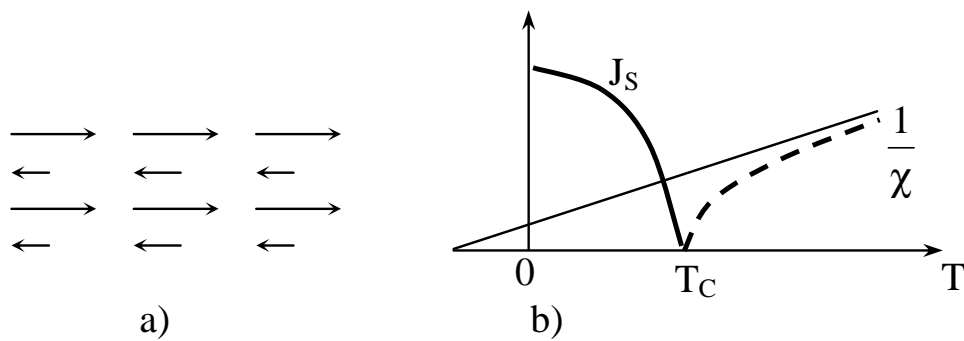
d- Chất phản sắt từ: là chất từ yếu, $\chi \sim 10^{-4}$, nhưng sự phụ thuộc của $1/\chi$ vào nhiệt độ không hoàn toàn tuyến tính như chất thuận từ và có một hõm tại nhiệt độ T_N (gọi là nhiệt độ Neel). Khi $T < T_N$ trong phản sắt từ cũng tồn tại các momen từ tự phát như sắt từ nhưng chúng sắp xếp đối song song từng đôi một. Khi $T > T_N$ sự sắp xếp của các mômen từ spin trở nên hỗn loạn và χ lại tăng tuyến tính theo T như chất thuận từ (hình 15.6).



Hình 15.6: a) Sự sắp xếp các mômen từ của nguyên tử vật liệu phản sắt từ khi nhiệt độ $T < T_N$; b) Sự phụ thuộc nhiệt độ của $1/\chi$ ở chất phản sắt từ.

e- Chất feri từ: độ cảm từ có giá trị khá lớn, gần bằng của sắt từ ($\chi \sim 10^4$) và cũng tồn tại các momen từ tự phát. Tuy nhiên cấu trúc tinh thể của chúng gồm hai phân mạng mà ở đó các momen từ spin (do sự tự quay của điện tử tạo ra) có giá trị khác nhau và sắp xếp phản song song với nhau, do đó từ độ tổng cộng khác không ngay cả khi không có từ trường ngoài tác dụng, trong vùng nhiệt độ $T < T_C$. Vì vậy feri từ còn được gọi là phản sắt từ không bù trừ. Khi $T > T_C$ trật tự từ bị phá vỡ, vật liệu trở thành thuận từ (hình 15.7).

Ngoài ra người ta cũng còn phân biệt các loại vật liệu từ theo tính năng ứng dụng hoặc thành phần kết cấu của chúng như vật liệu từ cứng (nam châm vĩnh cửu), vật liệu từ mềm, vật liệu từ kim loại, vật liệu từ ôxit, vật liệu từ dẻo (cao su, nhựa) ... Ở các phần sau sẽ trình bày cụ thể hơn về tính chất của các loại vật liệu từ này.



Hình 15.7: a) Sự sắp xếp các mômen từ của nguyên tử trong feri từ khi nhiệt độ $T < T_C$; b) Sự phụ thuộc nhiệt độ của từ độ bão hòa J_S và $1/\chi$ của vật liệu feri từ.

1.4. Bản chất từ tính của vật liệu:

Ngay từ năm 1820 Amper (*A.P. Amper 1775-1843, nhà Vật lý Pháp*) đã giả thiết rằng từ tính của vật liệu liên quan đến sự tồn tại các dòng điện tròn không tắt dần trong nó. Quan niệm của Amper về nam châm “như là một tập hợp những dòng điện khép kín đặt trên những mặt phẳng vuông góc với đường nối liền hai cực của nam châm”, theo đó có thể quy mọi hiện tượng từ về các tương tác giữa các dòng điện phân tử. Tới đầu thế kỷ 20 Rodepho (*E. Rutherford 1871-1937, nhà Vật lý Anh*) xây dựng mô hình nguyên tử có các điện tử quay xung quanh một hạt nhân nặng, mang điện dương. Theo quan niệm này thì các dòng điện tròn của Amper sinh ra do các điện tử quay trên các quỹ đạo quanh hạt nhân. Sau này Planck (*Max Planck 1858-1947, nhà Vật lý Đức*), Bohr (*Niels Bohr 1885-1962, nhà Vật lý Đanmạch*), Broglie (*Louis de Broglie 1892-1987, nhà Vật lý Pháp*), Schrödinger (*Erwin Schrödinger 1887-1961 nhà Vật lý Áo*) và nhiều người khác đã đưa ra thuyết lượng tử hoàn thiện thêm về cấu tạo vật chất, trên cơ sở đó làm sáng tỏ hơn bản chất từ tính của vật liệu.

Nếu coi nguyên tử là phần tử nhỏ bé nhất cấu tạo nên các vật thể thì sự hình thành từ tính của nguyên tử chính là nguồn gốc tính chất từ của vật liệu. Vậy chúng ta hãy khảo sát từ tính của nguyên tử, xuất phát từ tính chất từ của điện tử, hạt nhân.

a. Mômen từ của electron:

Để đơn giản ta coi quỹ đạo chuyển động của electron quanh hạt nhân là một đường tròn có bán kính r , khi đó **mômen từ quỹ đạo** của electron này xác định theo biểu thức sau:

$$\vec{p}_m = i\vec{S} = \frac{e}{T} \pi r^2 \cdot \vec{n} = -\frac{e}{2} \vec{\omega} r^2 = -\frac{e}{2m} \vec{\ell} \quad (15.7)$$

Ở đây $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C: điện lượng của electron; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg: khối lượng electron; T và ω : chu kì và vận tốc góc quay của electron quanh hạt nhân; $\vec{\ell} = m r^2 \vec{\omega}$: mômen động lượng quỹ đạo của electron; $S = \pi r^2$: diện tích hình tròn quỹ đạo; $i = e/T$: cường độ dòng điện do chuyển động của điện tử trên quỹ

đạo; \vec{n} là pháp vectơ đơn vị của mặt phẳng quỹ đạo, xác định theo qui tắc “cái đinh ốc”: xoay cái đinh ốc theo chiều dòng điện thì chiều tiến của cái đinh ốc là chiều của \vec{n} . Do electron mang điện âm nên chiều dòng điện luôn ngược với chiều quay của electron, nên \vec{n} ngược chiều với $\vec{\omega}$ và $\vec{\ell}$.

Từ (15.7) suy ra, quan hệ giữa mômen từ quỹ đạo và mômen động lượng của electron được xác định bởi *tỷ số từ cơ* hay *tỷ số hồi chuyển*:

$$\gamma = \frac{\vec{p}_m}{\vec{\ell}} = -\frac{e}{2m} \quad (15.8)$$

Vectơ mômen từ và vectơ mômen động lượng của điện tử hướng ngược chiều nhau vì mômen từ xác định theo chiều dòng điện còn mômen động lượng xác định theo chiều chuyển động của điện tử. Trong cơ học lượng tử mối quan hệ của hai vectơ này được biểu thị dưới dạng toán tử:

$$\hat{\vec{p}}_m = -\frac{e}{2m} \hat{\vec{\ell}} \quad (15.9)$$

$$\text{Trị số về môđun: } |\vec{p}_m| = \frac{e}{2m} |\vec{\ell}| = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (15.10)$$

$$\text{Hình chiếu của } \vec{p}_m \text{ lên trục Oz: } p_{mz} = \frac{e\hbar}{2m} m_\ell \quad (15.11)$$

với ℓ là số lượng tử quỹ đạo ($\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$) và m_ℓ là số lượng tử hình chiếu mômen động lượng trên trục z hay là số lượng tử từ quỹ đạo ($m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$); $\hbar = h/2\pi$ và $h = 6,6238 \cdot 10^{-34}$ Js là *hằng số Plank*.

Mặt khác electron cũng tự quay xung quanh mình nó (chuyển động nội tại) nên có *mômen từ spin* (spin có nghĩa là tự quay) có giá trị lớn gấp 2 lần

$$\text{mômen từ quỹ đạo: } \vec{p}_s = -\frac{e}{m} \vec{s} \quad (15.12)$$

$$\text{hay: } |\vec{p}_s| = \frac{e\hbar}{m} \sqrt{s(s+1)} \quad (15.13)$$

ở đây s là *số lượng tử spin*, đặc trưng trạng thái của electron. Chiếu lên phương

$$\text{z có: } p_{sz} = \frac{e\hbar}{m} m_s = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B \quad (15.14)$$

Ở đây $m_s = \pm 1/2$ là số lượng tử từ spin và $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23}$ Am² (hay J/T) gọi là *magneton Bohr*, là đơn vị đo từ độ của nguyên tử.

Với các nguyên tử phức tạp lớp vỏ điện tử gồm nhiều electron, mômen từ quỹ đạo tổng cộng và cả mômen từ spin, bằng tổng các momen từ của các electron riêng lẻ. Các nguyên tử có lớp vỏ electron lấp đầy có mômen từ bằng

không. Ở các hợp chất mỗi electron có thể thuộc về nhiều nguyên tử hay toàn mạng (mô hình electron tự do). Trong trường hợp này người ta giải thích từ tính của electron theo thuyết vùng năng lượng mà ở đây không xét đến.

b. Mômen từ của hạt nhân:

Hạt nhân nguyên tử mang điện tích dương, có thể coi nó như một điện tích bé nhỏ, dịch chuyển tại chỗ (do dao động nhiệt) có spin và tương tác với nhau bằng các mômen từ. Về độ lớn, spin hạt nhân bằng spin electron (do điện tích bằng nhau), nhưng khối lượng hạt nhân thường lớn gấp 10^3 lần khối lượng của electron, do đó theo biểu thức (15.14) mômen từ hạt nhân phải nhỏ hơn mômen từ electron tới 3 bậc, vì vậy nó ảnh hưởng rất ít đến tính chất từ của vật liệu, có thể bỏ qua. Tuy nhiên trong một số trường hợp, ví dụ như hiện tượng cộng hưởng từ hạt nhân..., vai trò của mômen từ hạt nhân là rất quan trọng.

c. Mômen từ tổng hợp của nguyên tử:

Như đã trình bày ở trên, mômen từ hạt nhân rất nhỏ bé, có thể bỏ qua, vì vậy mômen từ của nguyên tử là tổng các mômen từ của các electron. Mà tổng

các mômen từ quỹ đạo của các electron:
$$\vec{P}_L = \sum_i \vec{p}_{mi} \quad (15.15a)$$

Theo cơ học lượng tử ta có:

$$P_L = \sum_i p_{mi} = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{L(L+1)} \quad (15.15b)$$

Với $L = \sum_i \ell_i$ là *mômen động lượng tổng cộng* của electron.

Mômen từ spin của nguyên tử:
$$\vec{P}_S = \sum_i \vec{p}_{si} \quad (15.16a)$$

Và độ lớn của mômen từ spin
$$P_S = \sum_i p_{si} = \frac{e\hbar}{m} \sqrt{S(S+1)} \quad (1.16b)$$

Ở đây $S = \sum_i s_i$ là *tổng số lượng tử trạng thái*.

Mômen từ tổng cộng của nguyên tử:
$$\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S \quad (15.17a)$$

Và:
$$P_J = P_L + P_S = \frac{e}{2m} (L + 2S) \quad (15.17b)$$

Gọi J là số lượng tử mômen động lượng toàn phần của electron, J có thể nhận các giá trị:

$J = L + S, L + S - 1, L + S - 2, \dots, L - S$ nếu $L > S$

hoặc $J = S + L, S + L - 1, S + L - 2, \dots, S - L$ nếu $S > L$

Khi đó có:
$$|P_J| = g\mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (15.18)$$

Và hình chiếu của \vec{P}_J lên trục z:
$$P_{Jz} = g\mu_B m_J \quad (15.19)$$

Với g là *thừa số Landé*:
$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (15.20)$$

hay *thừa số tách mức từ*, m_J là *số lượng tử hình chiếu mômen động lượng toàn phần*, có thể nhận $(2J + 1)$ giá trị: $m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$

Ở trạng thái cơ bản, các số lượng tử S, L, J được xác định bằng *quy tắc Hund*, áp dụng cho các electron trong một lớp cho trước của nguyên tử như sau:

- Spin toàn phần S có giá trị cực đại thỏa mãn nguyên lý loại trừ Pauli - mỗi trạng thái ứng với 4 số lượng tử n, ℓ, m_ℓ, m_s chỉ có một electron chiếm chỗ.

- Mômen quỹ đạo L (mômen động lượng) có giá trị cực đại phù hợp với giá trị đó của S .

- Mômen động lượng toàn phần $J = L - S$ khi lớp được lấp đầy chưa đến $\frac{1}{2}$ và $J = L + S$ khi lớp được lấp đầy trên $\frac{1}{2}$ (nếu lớp được lấp đầy đúng $\frac{1}{2}$ thì theo quy tắc đầu $L = 0$ và $J = S$).

Các quy tắc Hund có nguồn gốc là ở trạng thái cơ bản năng lượng của các lớp electron phải thấp nhất. Khi $L = 0$, nghĩa là chỉ có số từ spin thì $g = 2$;

Khi $S = 0$, nghĩa là chỉ có số từ quỹ đạo, $g = 1$. Thường người ta không quan tâm đến biểu thức (15.18) mà chỉ lưu ý đến biểu thức (15.19) đối với mômen từ nguyên tử.

Ở tất cả các nguyên tử và ion có lớp vỏ lấp đầy $S = 0, L = 0$ và $J = 0$, mômen từ của chúng bằng 0. Vì vậy tính từ hóa gắn liền với sự có mặt trong nguyên tử có lớp vỏ không lấp đầy electron. Theo nguyên lý Pauli ở mỗi trạng thái lượng tử không có quá 2 electron có spin đối song song, như vậy mômen spin tổng cộng của các electron này bằng 0. Các electron này gọi là “electron cặp đôi”. Nếu một nguyên tử hoặc ion bao gồm một số lẻ các electron thì 1 trong chúng sẽ không cặp đôi được và nhìn chung nguyên tử này có khả năng xuất hiện mômen từ. Đối với các nguyên tử có số chẵn electron có thể xảy ra 2 trường hợp: tất cả các electron đều cặp đôi và mômen spin hợp thành bằng 0, hay là 2 hoặc 1 vài electron không cặp đôi và nguyên tử sẽ có mômen từ. Ví dụ H, K, Na, Ag có số lẻ các electron và một trong chúng không cặp đôi; Be, C, He, Mg có số chẵn electron và tất cả chúng đều cặp đôi; Oxy có số chẵn electron nhưng 2 trong chúng không cặp đôi.

Khi tính tổng các mômen từ quỹ đạo và mômen từ spin có thể xảy ra trường hợp chúng bù trừ nhau và mômen tổng hợp của nguyên tử bằng 0, còn nếu không có bù trừ thì nguyên tử sẽ có mômen từ, tức là chúng có từ tính. Có thể dựa vào đây để phân loại vật liệu từ.

Những vật liệu mà nguyên tử của nó không có khả năng tạo mômen từ thì gọi là những vật liệu nghịch từ (hình 15.3), những vật liệu mà nguyên tử của nó có khả năng có mômen từ thì có thể là thuận từ, sắt từ, phản sắt từ hay feri từ. Các vật liệu có tổng các mômen từ bằng 0 hoặc rất nhỏ thì là thuận từ (hình 15.4). Ở các vật liệu mà các mômen từ định hướng song song với nhau, tức là mômen từ tổng cộng rất lớn, thì là sắt từ (hình 15.5). Các vật liệu phản sắt từ có cá mômen từ đối song song với nhau (hình 15.6). Vật liệu feri từ như đã biết, có các mômen từ đối song song nhưng độ lớn của chúng không bằng nhau (hình 15.7).

§15.2 CHẤT NGHỊCH TỪ

Ở điều kiện bình thường các chất nghịch từ không biểu hiện từ tính vì chúng không có các mômen từ tự phát (không bị phân cực từ), nhưng khi đặt nghịch từ vào trong từ trường ngoài thì ở chúng xuất hiện một từ trường phụ có giá trị rất nhỏ và hướng ngược với từ trường ngoài. Để khảo sát *tính nghịch từ của vật liệu* ta có thể áp dụng *định luật Larmor*.

Khi đặt nguyên tử vào trong từ trường \vec{H} , dọc theo trục Oz, chuyển động của electron quanh hạt nhân gồm hai chuyển động thành phần là chuyển động của nó giống như không có từ trường ngoài và chuyển động quay quanh

phương từ trường với vận tốc góc Larmor:
$$\vec{\omega}_L = \frac{e\vec{B}_0}{2m} \quad (15.21)$$

tạo ra mômen động lượng mới :
$$\vec{\ell} = I\vec{\omega}_L \quad (15.22)$$

với I là mômen quán tính của electron đối với trục quay:
$$I = m\overline{a^2} \quad (15.23)$$

trong này $\overline{a^2}$ là trung bình của bình phương khoảng cách từ electron tới trục

quay (Oz). Do đó:
$$\vec{\ell} = \frac{ea^2}{2}\vec{B}_0 \quad (15.24)$$

Tương ứng ta có mômen từ phụ của electron thứ i:
$$\Delta\vec{p}_m = -\frac{e}{2m}\vec{\ell} = -\frac{e^2a^2}{4m}\vec{B}_0$$

Mômen từ phụ toàn phần của nguyên tử có Z electron:

$$\Delta\vec{P}_m = \sum_i \Delta\vec{p}_{mi} = -\frac{e^2\vec{B}_0}{4m} \sum_{i=1}^Z \overline{a_i^2} \quad (15.25)$$

Gọi r_i là khoảng cách từ điện tử thứ i đến hạt nhân nguyên tử, ta có:

$$\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2} = \frac{1}{3}\overline{r_i^2}. \text{ Suy ra: } \overline{a_i^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2} = \frac{2}{3}\overline{r_i^2}$$

Do đó:
$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2\vec{B}_0}{4m} \frac{2}{3} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} = -\frac{e^2Z\overline{r^2}}{6m}\vec{B}_0 \quad (15.26)$$

Với $\overline{r^2}$ là trung bình bình phương khoảng cách từ electron đến hạt nhân.

Theo định nghĩa ta có độ từ hóa của nguyên tử:

$$\vec{J} = n_0\Delta\vec{P}_m = -\frac{n_0e^2Z\overline{r^2}}{6m}\vec{B}_0 \quad (15.27)$$

Ở đây n_0 là số nguyên tử trong một đơn vị thể tích vật liệu. Khi đó có độ từ cảm

bằng:
$$\chi = -\frac{n_0e^2Z\overline{r^2}\mu_0}{6m} \quad (15.28)$$

Như vậy χ có giá trị âm, chính là độ cảm nghịch từ, nó thường có giá trị rất nhỏ, $\chi \sim 10^{-6}$. Từ (15.28) cho thấy χ không phụ thuộc nhiệt độ.

Những khái niệm trên đây không hạn chế cho electron ở lớp nào và trong nguyên tử của chất nào, vì vậy có thể xem như mọi chất đều có tính nghịch từ. Các chất nghịch từ hay gặp bao gồm các khí trơ He, Ne, Ar, Kr, Xe; nhóm halogen Cl, F, Br..., một số kim loại kiềm, đất hiếm và muối của chúng, đa số các hợp chất hữu cơ, thủy tinh... Bảng 15.1 dưới đây cho giá trị độ từ cảm của một số chất nghịch từ:

Bảng 15.1: Giá trị độ từ cảm của một số chất nghịch từ

| Vật liệu | $-\chi \cdot 10^{-6}$ | Vật liệu | $-\chi \cdot 10^{-6}$ | Vật liệu | $-\chi \cdot 10^{-6}$ |
|----------|-----------------------|----------|-----------------------|--------------------------------|-----------------------|
| Ag | 2,4 | Ar | 6,1 | Si | 1,2 |
| Au | 1,9 | C | 6,2 | Sb | 10,6 |
| B | 7,8 | H | 25,0 | Al ₂ O ₃ | 3,5 |
| Be | 13,0 | He | 5,9 | CaCO ₃ | 4,4 |
| Bi | 16,0 | N | 5,4 | CO ₂ | 6,0 |
| Cd | 23,9 | Hg | 2,2 | Cu ₂ O | 2,4 |
| Cu | 1,08 | Pb | 1,4 | H ₂ O | 9,05 |
| Ge | 1,5 | Zn | 1,9 | H ₂ SO ₄ | 5,0 |

Các chất siêu dẫn có $B = 0$ và $\chi = -1$ được xem là các chất nghịch từ lý tưởng. Tính chất từ của nghịch từ rất nhỏ bé nên trong thực tế người ta không quan tâm đến việc ứng dụng các vật liệu này về phương diện từ tính.

§15.3 CHẤT THUẬN TỪ

Khác với chất nghịch từ, các chất thuận từ khi chưa bị từ hóa đã có mômen từ nguyên tử, nhưng do chuyển động nhiệt, các mômen này sắp xếp hỗn loạn và mômen từ tổng cộng của toàn khối bằng không. Khi đặt chất thuận từ vào từ trường ngoài thì các mômen từ trong chúng định hướng song song, cùng chiều với từ trường ngoài, và như vậy chúng sẽ có độ từ hóa dương, tuy rất nhỏ (xem bảng 15.2). Ở các chất thuận từ, nguyên tử có một số lẻ electron (như Na tự do, NO, C(C₆H₅)₃...) hoặc chúng thuộc nhóm các nguyên tố chuyển tiếp với một lớp electron bên trong chưa được lấp đầy hoàn toàn (nhóm kim loại 3d - nhóm sắt - như Fe, Co, Ni, Cu, Ti... và nhóm kim loại 4f - nhóm Lantan, đất hiếm - như La, Ce, Pr, Nd, Sm, Tb...)

1 – Nghiên cứu tính chất từ của chất thuận từ bằng thuyết Langevin:

Theo *thuyết Langevin*, ở phần lớn các chất thuận từ, độ từ hóa phụ

thuộc nhiệt độ theo định luật Curie:
$$\chi = \frac{C}{T} \quad (15.29)$$

với C là hằng số Curie. Khi nhiệt độ càng cao, độ từ hóa giảm đi một cách mạnh mẽ. Ở đây các mômen từ nguyên tử được coi như những vectơ có thể định hướng theo bất kỳ hướng nào và chúng không tương tác lẫn nhau. Áp dụng phân bố thống kê Boltzman có thể tính được mômen từ của chất thuận từ:

$$M = n_0 P_m L(x) \quad (15.30)$$

trong đó $L(x) = \coth x - 1/x$ với $x = \frac{P_m H}{k_B T}$ là hàm Langevin, n_0 là số

nguyên tử trong một đơn vị thể tích, p_m là mômen từ nguyên tử. Khi từ trường nhỏ, $x \ll 1$, có thể khai triển $L(x) \approx x/3$, do đó:

$$\vec{M} = n_0 P_m \frac{x}{3} = \frac{n_0 P_m^2}{3k_B T} \vec{H} = \chi \vec{H} \quad (15.31)$$

Từ đây có: $\chi = \frac{n_0 P_m^2}{3k_B T} = \frac{C}{T}$ (15.32)

với : $C = \frac{n_0 P_m^2}{3k_B}$ là hằng số Curie. (15.33)

Như vậy theo thuyết Langevin cổ điển độ cảm thuận từ tỷ lệ nghịch với nhiệt độ tuyệt đối. Điều này phù hợp với định luật thực nghiệm Curie (15.29) (công bố năm 1895, trước khi có lí thuyết Langevin).

Bảng 15.2: Độ cảm từ của một số chất thuận từ

| Vật liệu | $\chi \cdot 10^{-6}$ | Vật liệu | $\chi \cdot 10^{-6}$ | Vật liệu | $\chi \cdot 10^{-6}$ |
|----------|----------------------|----------|----------------------|--------------------------------|----------------------|
| Al | 7,7 | Mg | 10,0 | Wo | 3,5 |
| Ba | 1,9 | Mn | 121,0 | CoO | 750 |
| Ca | 13,8 | Na | 8,6 | Cr ₂ O ₃ | 380 |
| Cr | 38,7 | Pt | 12,0 | CuO | 38 |
| K | 6,9 | Ta | 1,1 | HCl | 950 |
| Li | 44,0 | U | 33,0 | Fe ₃ C | 37 ở 1000°C |

2 – Ứng dụng chất thuận từ để tạo nhiệt độ thấp:

Một trong những ứng dụng quan trọng của chất thuận từ là **tạo nhiệt độ thấp bằng phương pháp khử từ đoạn nhiệt các muối thuận từ**. Khi nghiên cứu về nhiệt động học các hiện tượng từ ta có mối liên hệ:

$$dQ = TdS = PdV - HdM + dU$$

với Q là nhiệt lượng, S là entropy nhiệt, P là áp suất và V là thể tích vật thể, U là nội năng. Khi xảy ra quá trình đoạn nhiệt thì $dQ = 0$ và $S = \text{const}$. Do đó:

$$dU = - PdV + HdM$$

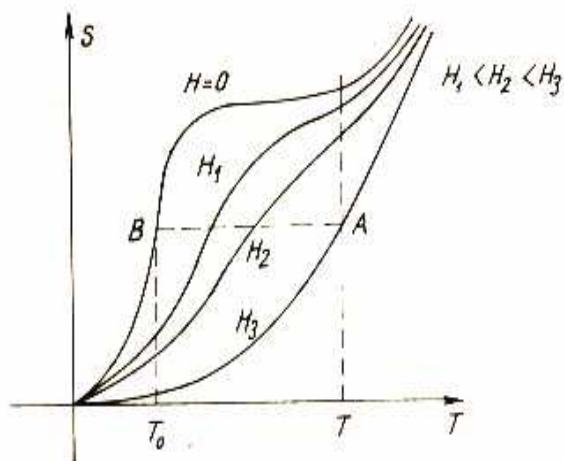
Theo đây có thể làm giảm nhiệt độ của mẫu bằng hai cách là:

- Hoặc cho $dV > 0$, dẫn nở hệ để thực hiện một công ra ngoài làm giảm nội năng dU và giảm nhiệt độ, thường tiến hành trên các khí, có thể hạ nhiệt độ đến 3-4K.

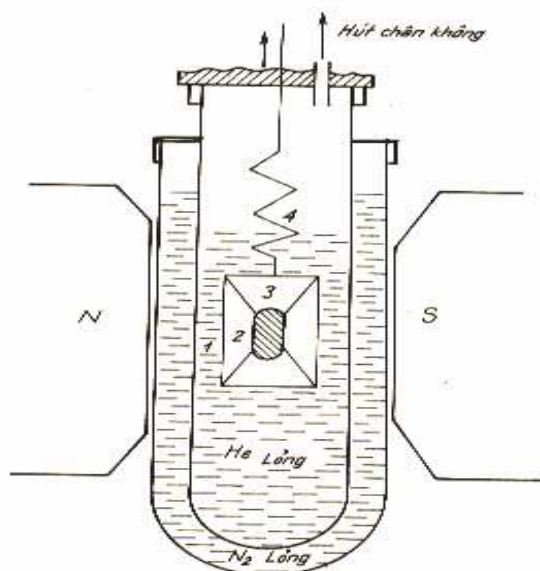
- Hoặc cho $dM < 0$, khử từ đoạn nhiệt hệ để làm giảm nhiệt độ, thường thực hiện ở các muối thuận từ (chẳng hạn $\text{NH}_4\text{Fe}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$ hay $\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O} \dots$), có thể hạ nhiệt độ tới $\sim 4 \cdot 10^{-3}\text{K}$. Nguyên lý của phương pháp này như sau: dưới tác dụng của từ trường ngoài, các mômen từ của tinh thể thuận từ định hướng không hoàn toàn hỗn loạn mà ưu tiên theo hướng của trường ngoài, tức là mức độ trật tự của hệ tăng lên, do đó entropy của hệ giảm đi. Nếu đột ngột ngắt từ trường ngoài (khử từ đoạn nhiệt) thì mức độ sắp xếp trật tự của các mômen từ lại giảm xuống, nhưng entropy không thay đổi ($S = \text{const}$), bởi vậy để giữ ở trạng thái cân bằng, nhiệt độ của hệ phải giảm xuống, nghĩa là năng lượng của chuyển động nhiệt (các phonon) được cung cấp cho các ion thuận từ để chúng trở về tình trạng định hướng hỗn loạn ban đầu.

Quá trình làm lạnh bằng khử từ đoạn nhiệt được biểu thị bằng đường AB trên hình 15.8, mô tả sự phụ thuộc của entropy S vào nhiệt độ. Điểm A ứng với trạng thái có từ trường H_3 tác dụng và nhiệt độ là T , điểm B ứng với $H = 0$ và nhiệt độ $T_0 < T$. Vì quá trình là đoạn nhiệt nên AB nằm ngang.

Sơ đồ thiết bị để thực hiện quá trình trên được mô tả ở hình 15.9. Muối thuận từ (2) được treo cách nhiệt bằng các sợi dây dẫn nhiệt kém (3) đặt trong hệ thống hai bình thủy tinh kín, chứa N_2 và Heli lỏng, nằm giữa hai cực một nam châm điện (có thể tạo từ trường 10^6A/m). Hút chân không các bình chứa



Hình 15.8: Sự phụ thuộc của entropy S vào nhiệt độ và từ trường ngoài H ở chất thuận từ. Đoạn AB ứng với quá trình khử từ đoạn nhiệt.



Hình 15.9: Sơ đồ thiết bị làm lạnh bằng khử từ đoạn nhiệt muối thuận từ: 1. bình đựng mẫu; 2. Mẫu; 3. Dây treo; 4. Ống dẫn khí Heli.

khí. Heli sẽ sôi mạnh và làm nhiệt độ của hệ hạ xuống khoảng 1K. Khi nhiệt độ của mẫu đã ổn định, đóng điện cho nam châm đồng thời hút hết khí Heli ra ngoài để cách nhiệt hoàn toàn mẫu thuận từ. Sau đó ngắt điện đột ngột nam châm để thực hiện quá trình đoạn nhiệt và nhiệt độ của mẫu thuận từ sẽ giảm xuống rất thấp, có thể đạt tới $\sim 4.10^3\text{K}$.

§15.4 CHẤT SẮT TỪ

1 – Tính chất từ của sắt từ:

Các chất sắt từ bao gồm những *nguyên tố nhóm chuyển tiếp* như Fe, Co, Ni, Gd và một số hợp kim của chúng, có *từ tính mạnh*. Độ từ hóa của sắt từ lớn hơn hàng triệu lần ở nghịch từ và thuận từ. Ngay cả khi không có từ trường ngoài, ở dưới một nhiệt độ T_C nào đó (nhiệt độ tới hạn Curie) trong sắt từ vẫn tồn tại các mômen từ tự phát. Bảng 15.3 dưới đây cho ta một vài thông số về từ tính của một số chất sắt từ.

Bảng 15.3: Giá trị độ từ hóa bão hòa, từ độ nguyên tử và nhiệt độ Curie của tinh thể sắt từ

| Chất | Độ từ hóa (Gauss) | | μ_B (0K)/(đơn vị công thức) | Nhiệt độ Curie (K) |
|--|------------------------|------|---------------------------------|--------------------|
| | $T_{\text{phòng}}$ (K) | 0K | | |
| Fe | 1717 | 1740 | 2,22 | 1043 |
| Co | 1400 | 1446 | 1,72 | 1388 |
| Ni | 485 | 510 | 0,606 | 627 |
| MnAs | 670 | 870 | 3,4 | 318 |
| CrO ₂ | 515 | - | 2,03 | 386 |
| FeOFe ₂ O ₃ | 480 | - | 4,1 | 858 |
| Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ | 130 | 200 | 5,0 | 560 |

Nhiệt độ Curie T_C là điểm mà ở dưới nó ($T < T_C$) thì vật liệu là sắt từ còn khi nhiệt độ cao hơn nó ($T > T_C$) thì sắt từ trở thành thuận từ. Khi nhiệt độ tăng lên thì chẳng hạn từ độ của vật liệu giảm đi. Chính tại $T = T_C$, từ độ sẽ bằng 0. Sự phụ thuộc nhiệt độ của độ cảm từ ở sắt từ cũng tuân theo định luật

Curie-Weiss như ở chất thuận từ:
$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (15.34)$$

với
$$C = \frac{n_0 \left(g\mu_B \sqrt{J(J+1)} \right)^2}{3k_B} \quad (15.35)$$

và
$$\theta = \lambda_w C \quad (15.36)$$

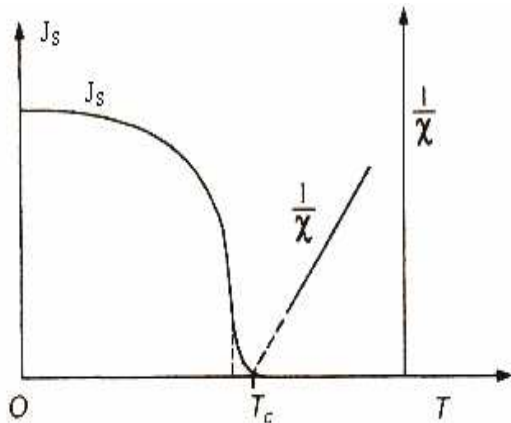
trong này λ_w là hệ số Weiss.

Hình 15.10 mô tả sự phụ thuộc của từ độ bão hòa kỹ thuật J_s và tỷ số $1/\chi$ vào nhiệt độ.

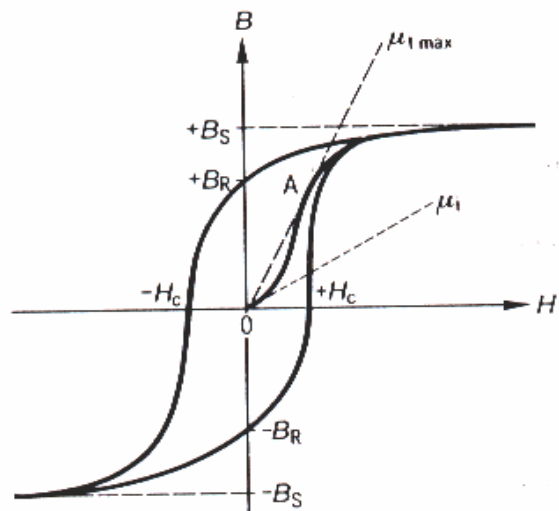
Ở tất cả các chất sắt từ đều biểu hiện tính từ dư. Tức là sau khi được từ hóa, nếu ngắt từ trường ngoài ($H = 0$) thì sắt từ vẫn còn giữ được từ tính (độ từ

dư) và chúng chỉ biến mất khi bị từ hóa theo chiều ngược lại với một từ trường đủ mạnh (gọi là cường độ trường khử từ H_C). Để đặc trưng cho tính từ dư của vật liệu người ta dùng một đường cong từ trễ trên hình 15.11, qua đó cho thấy cảm ứng từ, từ độ và cả độ cảm từ phụ thuộc phi tuyến vào từ trường từ hóa.

Thực nghiệm cũng chỉ ra rằng để từ hóa bão hòa (giá trị B_S) phần lớn các vật liệu sắt từ chỉ cần một từ trường không lớn lắm (khoảng 10^5 A/m, trong khi ở thuận từ là 10^9 A/m). Ví dụ với Supermalloy FeMn $H \sim 1$ A/m ; Hợp kim AlNiCo $H \sim 5 \cdot 10^4$ A/m .



Hình 15.10: Sự phụ thuộc nhiệt độ của độ từ hóa bão hòa J_s và tỷ số $1/\chi$



Hình 15.11: Đường cong từ trễ của sắt từ

Hiển nhiên là với từ độ và độ cảm từ lớn thì sắt từ cũng có độ từ thẩm $\mu = 1 + \chi$ lớn và cảm ứng từ $B = \mu\mu_0 H$ cao, đồng thời có cường độ trường khử từ H_C cao. Chẳng hạn sắt tinh khiết sau khi luyện trong hydro có $\mu = 280000$, hợp kim FeCoMoSiB có $\mu = 400000-600000$, hợp kim permaloi (78%Ni, 22%Fe) có $\mu = 80000$; Thép FeWC có cảm ứng từ bão hòa $B_S = 1,15-0,95$ T, hợp kim FeCo có $B_S = 2,35$ T; Hợp kim Sm-Co có cảm ứng từ dư $B_r = 1-1,15$ T và lực kháng từ $H_C = 750-850$ kA/m, hợp kim NdFeB cho $B_r = 1,1-1,25$ T và $H_C = 800-1000$ kA/m...

Ngoài ra sắt từ còn nhiều tính chất độc đáo khác như tính từ giảo (khi bị từ hóa vật sắt từ thay đổi kích thước hoặc ngược lại ở sắt từ có tính từ giảo khi làm biến dạng cơ học thì cũng làm cho vật bị từ hóa), tính dị hướng từ (độ từ hóa theo các phương khác nhau của tinh thể sắt từ thì khác nhau), hiện tượng cộng hưởng sắt từ (khi đặt sắt từ vào trong từ trường không đổi H cũng có thể hấp thụ cộng hưởng sóng điện từ có tần số thích hợp), hiệu ứng quang từ (khi chiếu chùm ánh sáng -sóng điện từ- qua vật sắt từ thì mặt phẳng phân cực của chùm tia sáng khi đi qua vật hoặc phản xạ trên mặt vật bị quay đi một góc nào đó)...

Tất cả những tính chất nêu trên liên quan đến bản chất từ tính của sắt từ.

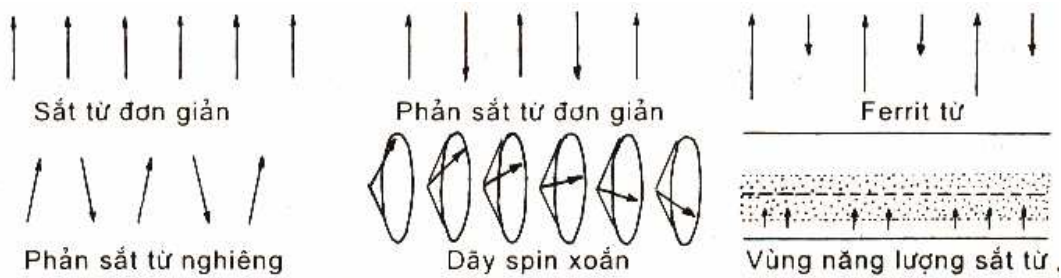
2 – Bản chất từ tính của sắt từ:

Dưới đây chúng ta sẽ xét một số công trình lý thuyết nhằm giải thích hiện tượng sắt từ,

a. Lý thuyết Weiss (thuyết miền từ hóa tự nhiên):

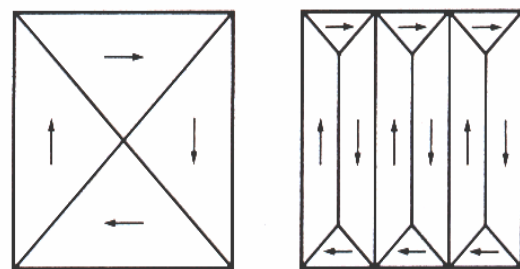
Lý thuyết Weiss (1907) được xem như thuyết cổ điển về sắt từ. Weiss giả thiết rằng chất sắt từ được từ hóa do trong đó có tồn tại một trường nội tại phân tử, đồng thời cũng giả thiết rằng ngay cả khi không có từ trường ngoài chất sắt từ cũng được từ hóa đến bão hòa. Trong trạng thái khử từ ($H = 0$) mômen từ tổng cộng của sắt từ cũng bằng không là do vật chia thành những vùng vi mô riêng lẻ, gọi là các đômen (hay vùng từ hóa tự nhiên), bên trong mỗi vùng mômen từ của các nguyên tử hướng song song với nhau nhưng mômen từ của các vùng khác nhau hướng khác nhau nên tổng các mômen từ của cả vật bằng không. Trong quá trình từ hóa vật, từ trường ngoài chỉ có tác dụng định hướng mômen từ của các đômen. Điều này giải thích vì sao chỉ cần một từ trường nhỏ cũng có thể từ hóa bão hòa sắt từ.

Như vậy có thể coi sắt từ là vật liệu có trật tự từ, tương tự như phân sắt từ và feri từ, sẽ được trình bày ở phần sau (hình 15.12).



Hình 15.12: Sự sắp xếp định hướng trật tự của các mômen từ nguyên tử trong một số vật liệu sắt từ, phản sắt từ và feri từ.

Kích thước của các đômen tùy thuộc vào loại sắt từ, có thể có đường kính từ 0,5-1,5 μm (nếu xem chúng có dạng hình cầu). Giữa các đômen có các vách ngăn (hình 15.13), thường gặp nhất là loại vách ngăn Block (hay vách ngăn 180°- nghĩa là 2 đômen liền kề vách ngăn này có các mômen từ định hướng đối song song với nhau, khi đi qua vách ngăn này các mômen từ tự động quay 180° để trùng hướng với mômen từ kế bên – Xem hình 15.14). Thực nghiệm đã xác minh sự tồn tại của các đômen từ bằng việc quan sát sự sắp xếp theo một trật tự xác định của chất lỏng từ trải trên bề mặt vật sắt từ (phương pháp Bitter, xem hình 15.15).



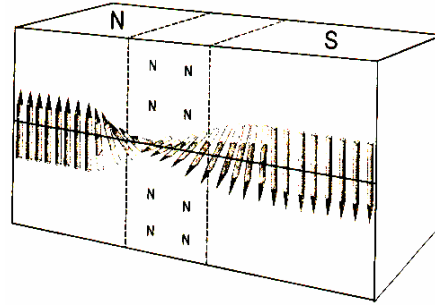
Hình 15.13: Sơ đồ cấu trúc đômen trong sắt từ, giữa các vùng là những vách ngăn. Các vectơ mômen từ (mũi tên) định hướng đối song song từng cặp dẫn đến từ độ của toàn vật bằng không.

Khi từ hóa các chất sắt từ, ban đầu sẽ là quá trình dịch chuyển của các vách ngăn. Các vùng có mômen từ hướng gần trùng với từ trường ngoài H lớn dần lên còn các vùng mà mômen từ của chúng không trùng với phương từ hóa thì thu hẹp dần và biến mất, khi từ trường từ hóa tăng dần lên. Khi từ trường từ hóa H đủ lớn, sẽ chỉ còn các vùng có mômen từ gần trùng với phương của H . Nếu tiếp tục tăng H thì các mômen từ này sẽ thực hiện quá trình quay để định hướng hoàn toàn song song và cùng chiều với từ trường từ hóa, lúc này từ độ của mẫu đạt tới giá trị bão hòa (hình 1.16). Vì quá trình dịch chuyển vách và quay của các mômen từ khi từ trường H lớn là có tính chất bất thuận nghịch nên khi ngắt từ trường ngoài thì mômen từ của các đômên vẫn giữ lại một sự định hướng nhất định, không trở lại trạng thái hỗn loạn ban đầu. Đó chính là nguyên nhân tính từ dư trong sắt từ. Muốn khử từ mẫu (làm triệt tiêu cảm ứng từ dư) thì hoặc phải từ hóa vật theo chiều ngược lại để phá vỡ sự định hướng có trật tự của các mômen từ (khử từ bằng từ trường), hoặc phải nung nóng vật lên để phá vỡ cấu trúc đômên của chúng (khử từ bằng nhiệt). Nhiệt độ Curie T_C là giới hạn tồn tại các đômên sắt từ, quá giới hạn này ($T > T_C$) sắt từ trở thành thuận từ.

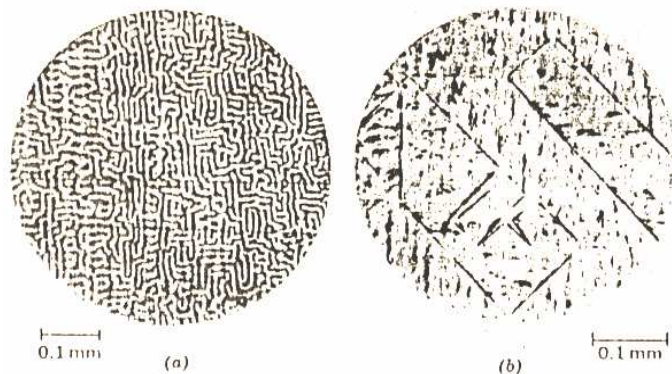
Dưới đây xác lập các biểu thức tính các đại lượng đặc trưng từ tính của sắt từ theo quan điểm của Weiss:

Trường phân tử mà Weiss giả thiết tỷ lệ với độ từ hóa: $\vec{H}_i = \lambda_w \vec{J}$ (15.37)

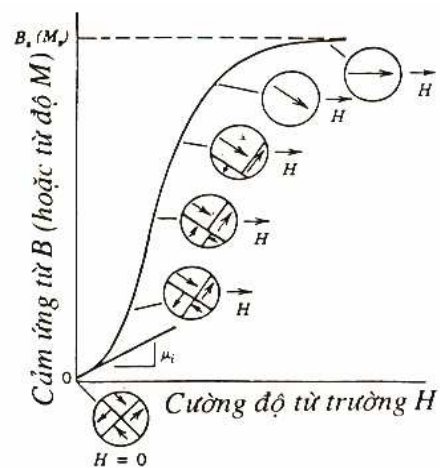
với λ_w là hệ số Weiss. Khi có từ trường ngoài H , mẫu vật chịu tác dụng của trường toàn phần H_T lên mỗi mômen từ nguyên tử: $\vec{H}_T = \vec{H} + \vec{H}_i$ (15.38)



Hình 15.14: Sự xoay hướng của vectơ mômen từ trong vách Bloch giữa hai đômên.



Hình 15.15: Mô hình cấu trúc đômên của sắt từ. a. Dạng mê cung (quan sát sự sắp xếp của chất lỏng từ trải trên bề mặt vật). b. Mẫu đômên thực nhận được sau khi bóc tách lớp bề mặt dày $28 \mu\text{m}$ của vật.



Hình 15.16: Quá trình từ hóa vật liệu sắt từ.

Quá trình từ hóa vật liệu sắt từ.

Tương tự thuận từ, ta có từ độ: $J = n_0 g \mu_B B_J(y)$ (15.39)

Nhưng ở đây: $y = \frac{J g \mu_B (H + H_i)}{k_B T} = \frac{J g \mu_B (H + \lambda_w M)}{k_B T}$ (15.40)

Khi $T > T_C$ và từ trường ngoài nhỏ thì $y \ll 1$, lúc đó: $B_J(y) \approx \frac{(J+1)}{3J} y$ (15.41)

Do đó: $M = n_0 g \mu_B \frac{J(J+1)}{3J} \cdot \frac{J g \mu_B}{k_B T} (H + \lambda_w M)$ (15.42)

Giải phương trình này dễ dàng tìm được: $M = \chi H$ (15.43)

với $\chi = \frac{C}{T - \theta}$ (15.44)

ở đây $C = \frac{n_0 (g \mu_B \sqrt{J(J+1)})^2}{3k_B}$ (15.45)

và $\theta = \lambda_w C$ (15.46).

Biểu thức (15.44) chính là định luật Curie – Weiss cho thuận từ. Như vậy ở vùng nhiệt độ $T > T_C$ chất sắt từ trở thành thuận từ.

Trong trường hợp không có từ trường ngoài ($H = 0$), $T < T_C$ và $\theta \sim T_C$, bằng phương pháp đồ thị cũng có thể xác định được:

$$T_C = \frac{n_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} \lambda_w \quad (15.47)$$

Phương trình này cho giá trị $T_C = \theta$ như (15.46). Giải phương trình này với các giá trị $T < T_C$ có thể dựng được đường cong từ độ phụ thuộc nhiệt độ mô tả ở hình 15.10 trên đây.

Tuy nhiên Weiss cũng không giải thích chính xác nguồn gốc trường phân tử trong sắt từ và thực nghiệm cũng chỉ ra rằng trường nội tại này (nếu có) thì rất lớn nhưng không đóng vai trò quyết định đến sự định hướng song song của các mômen từ nguyên tử sắt từ. Vậy bản chất trường Weiss là gì và yếu tố nào quyết định trật tự từ của sắt từ? Câu hỏi này sẽ được giải đáp khi nghiên cứu sắt từ bằng thuyết lượng tử.

b. Thuyết lượng tử về tính sắt từ:

Heisenberg và Frenkel là những người đầu tiên đã đưa ra giả thiết rằng bản chất của trường Weiss là tương tác trao đổi giữa các điện tử thuộc nguyên tử cấu thành chất rắn. Tương tác trao đổi là tương tác đặc thù của cơ học lượng tử biểu thị ảnh hưởng của sự định hướng spin lên năng lượng của hệ, có nguồn gốc là tương tác tĩnh điện.

Theo mô hình Heisenberg có thể xác định được năng lượng tương tác trao đổi giữa điện tử thứ i và các điện tử j còn lại của nguyên tử dọc theo trục z của tinh thể bằng biểu thức sau:

$$W_i = -\sum_j 2J_{ij} S_{iz} S_{jz} \quad (15.48)$$

ở đây J_{ij} là tích phân trao đổi, S_{iz} và S_{jz} là spin của các điện tử i và j chiếu lên trục tinh thể z .

Nếu thay S_{ij} bằng trung bình thống kê \bar{S}_{ij} (theo lý thuyết trường phân tử của Weiss) và áp dụng hệ thức giữa mômen từ và mômen động lượng $p_{mij} = g\mu_B S_{ij}$

ta có thể viết lại (15.62) dưới dạng:

$$W_i = -\left(\sum_j \frac{2J_{ij} \bar{\mu}_{iz}}{(g\mu_B)^2} \right) \mu_{iz} \quad (15.49)$$

Gọi H_w là cường độ trường nội tại (trường Weiss), có hướng dọc theo trục z , ta có:

$$W_i = -H_w \mu_{iz} \quad (15.50)$$

So sánh (15.49) và (15.50) rút ra:

$$H_w = \sum_j \frac{2J_{ij} \bar{\mu}_{jz}}{(g\mu_B)^2} \quad (15.51)$$

Mặt khác theo định nghĩa độ từ hóa:

$$M = N \bar{\mu}_{ij} \quad \text{hay} \quad \bar{\mu}_{ij} = \frac{M}{N}$$

Thế (15.51) vào (15.50) ta có:

$$H_w = \left(\sum_j \frac{2J_{ij}}{N(g\mu_B)^2} \right) M \quad (15.52)$$

Đối chiếu với (15.37) suy ra hệ số Weiss:

$$\lambda_w = \sum_j \frac{2J_{ij}}{N(g\mu_B)^2} \quad (15.53)$$

Từ đây tính được nhiệt độ Curie:

$$T_C = \frac{Ng^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B} \lambda_w \quad (15.54)$$

Như vậy bản chất trường phân tử Weiss chính là tương tác trao đổi. Tương tác này càng mạnh thì nhiệt độ chuyển pha sắt từ - thuận từ càng cao. Từ thực nghiệm người ta xác định được nhiệt độ Curie và từ đó tính được tích phân trao đổi để tính ngược lại giá trị H_w . Mô hình Heisenberg giải thích được cơ chế hình thành độ từ hóa tự phát của sắt từ ở nhiệt độ $T < T_C$ và thể hiện tính thuận từ ở $T > T_C$. Tuy nhiên mô hình này chỉ áp dụng được cho các sắt từ cách điện và các kim loại đất hiếm có lớp điện tử f chưa lấp đầy hoặc các kim loại sắt từ mà điện tử của chúng nằm rất gần nhau, những trường hợp khác (các kim loại sắt từ và hợp kim sắt từ mà trong chúng các điện tử dẫn đóng góp chính vào độ từ hóa) thì phải vận dụng thêm mô hình dải năng lượng (khi đó các điện tử bị tập thể hóa, tạo thành các dải năng lượng) và tương tác trao đổi gián tiếp thông qua một điện tử khác (ion) mới có thể giải thích được. Mặt khác lý thuyết Weiss về trường phân tử cũng chỉ thích hợp cho trường hợp nhiệt độ thường hoặc cao gần bằng nhiệt độ Curie, còn ở nhiệt độ thấp hoặc rất thấp (gần 0K) thì phải nhờ tới phương pháp sóng spin (magnon) để giải thích.

Cũng cần nói thêm rằng ở các nguyên tử mà các lớp điện tử được lấp đầy và tích phân trao đổi có giá trị dương dẫn tới sự định hướng song song của

các spin là điều kiện cần và đủ để xuất hiện tính sắt từ. Chúng ta sẽ còn trở lại vấn đề này ở phần sau.

§15.5 CHẤT PHẢN SẮT TỪ VÀ FERITỪ

Tương tự như sắt từ, phản sắt từ và feri từ (ferit) là các chất được cấu tạo từ những đômen từ, có trật tự từ và từ tính rất mạnh. Nhưng ở phản sắt từ các mômen từ nguyên tử có giá trị bằng nhau nhưng định hướng đối song song với nhau từng đôi một nên mômen từ tổng cộng của vật luôn luôn bằng không khi không có từ trường ngoài. Còn ở ferit các mômen từ cũng đối song song nhưng giá trị của chúng lại không bằng nhau nên mômen từ nguyên tử tồn cộng không bù trừ lẫn nhau do đó độ từ hóa toàn phần trong vật luôn khác không. Ta sẽ tìm lời giải đáp cho những hiện tượng này.

1 – Chất phản sắt từ:

Ở phần trên, trình bày về chất sắt từ, đã đưa ra tích phân trao đổi J_{ij} , đặc trưng cho năng lượng tương tác trao đổi hay xác suất trao đổi giữa các điện tử i và j của hai nguyên tử a và b trong vật thể. Đại lượng này có thể được xác định bằng biểu thức sau:

$$J_{ij} = \int \psi_a^*(i)\psi_b^*(j)V\psi_a(i)\psi_b(j)dq_i dq_j \quad (15.55)$$

Ở đây ψ và ψ^* là các hàm sóng và ánh xạ của nó, V là toán tử năng lượng tương tác giữa hai nguyên tử, q là điện tích của điện tử. Giá trị của J_{ij} có thể dương hoặc âm. Khi $J_{ij} > 0$ các spin định hướng song song với nhau ($\vec{S}_i \uparrow\uparrow \vec{S}_j$), vật liệu là sắt từ. Khi $J_{ij} < 0$, các spin đối song song ($\vec{S}_i \uparrow\downarrow \vec{S}_j$), vật liệu là phản sắt từ.

Tính chất phản sắt từ có ở nhiều vật liệu như các hợp chất MnO, MnS, MnTe, FeF₂, FeO, CoO..., các kim loại đất hiếm như Ce, Nd, Sm, Tu..., một số kim loại nhóm chuyển tiếp (nhóm sắt) như Mn, Cr.

Thực nghiệm đã chỉ ra rằng ở các nguyên tố lớp chuyển tiếp có lớp vỏ điện tử d không lấp đầy, tích phân trao đổi phụ thuộc trực tiếp vào tỷ số a/d , trong đó a là khoảng cách giữa các nguyên tử (hay hằng số mạng tinh thể) còn d là bán kính quỹ đạo lớp trong không lấp đầy.

Trên hình 15.17 mô tả mối quan hệ giữa tích phân trao đổi J và tỷ số a/d của các nguyên tố nhóm chuyển tiếp, ta thấy khi $a/d > 1,5$ tích phân J có giá trị dương, tương ứng với nó có các chất sắt từ Fe, Co và Ni, với $a/d < 1,5$ có $J < 0$, khi đó Mn, Cr... là phản sắt từ. Bằng cách nào đó làm tăng hằng số mạng của Mn để $a/d > 1,5$ thì Mn có thể trở thành sắt từ. Thực nghiệm chứng tỏ điều này: khi pha vào Mn một lượng nhỏ nitơ sẽ làm tăng hằng số mạng của Mn và nó nhận được tính sắt từ. nhiều hợp chất khác của Mn như MnCuAl, MnSb, MnBi... cũng biểu thị đặc tính này.

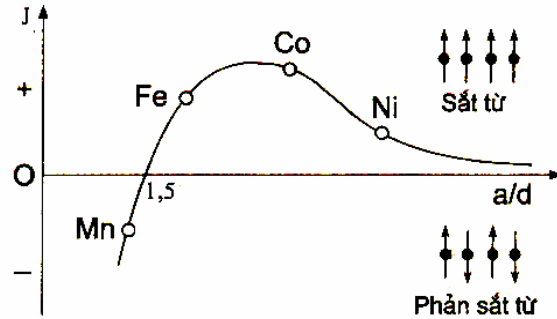
Trong thực tế người ta có thể sử dụng phổ nhiễu xạ neutron để xác định sự sắp xếp của các mômen từ phản sắt từ. Hình 15.18 mô tả cấu trúc từ của

MnO được xác định bằng phương pháp phổ nhiễu xạ neutron. Sự phân bố trật tự của mômen từ như vậy chỉ có ở vùng nhiệt độ thấp hơn một nhiệt độ T_N , được gọi là nhiệt độ Néel.

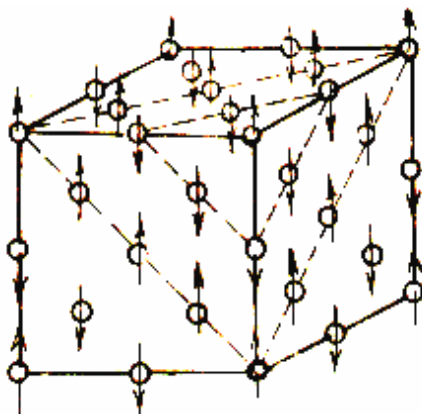
Như vậy có thể nói vật liệu phản sắt từ tạo thành từ hai phân mạng bị từ hóa ngược chiều nhau:

$$M_A = - M_B \quad (15.56)$$

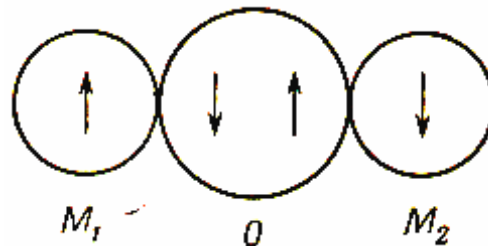
Các ion từ ở trong các phân mạng này không tương tác trao đổi trực tiếp với nhau mà thông qua một ion thứ 3, chẳng hạn ở MnO các ion từ Mn^{2+} tách rời nhau bởi ion không từ O^{2-} . Một cách tổng quát có thể coi tinh thể phản sắt từ gồm hai phân mạng sắt từ lồng vào nhau, sao cho tất cả các ion lân cận gần nhất của phân mạng thứ nhất là những ion của phân mạng thứ hai và ngược lại. Trong mỗi phân mạng các spin cùng chiều với nhau. Gọi phân mạng 1 có mômen từ spin hướng lên trên, phân mạng 2 có mômen từ spin hướng xuống dưới, tương ứng với chúng có các tích phân trao đổi trong mỗi phân mạng J_{11} , J_{22} và giữa các phân mạng với nhau là J_{12} , J_{21} . Ta coi $J_{11} > 0$; $J_{22} > 0$; $J_{12} < 0$; $J_{21} < 0$. Vì hai phân mạng tương đương nên $J_{11} = J_{22}$ và $J_{12} = J_{21}$; đồng thời do hai nút mạng cạnh nhau thuộc hai phân mạng khác nhau nằm gần nhau hơn so với hai nút cạnh nhau thuộc cùng một phân mạng nên giả thiết $|J_{12}| > J_{11}$.



Hình 15.17: Sự phụ thuộc của tích phân trao đổi J vào tỷ số giữa hằng số mạng a và bán kính d quỹ đạo không lấp đầy a/d .



Hình 15.18: Cấu trúc từ của tinh thể MnO



Hình 15.19: Mô hình liên kết siêu trao đổi của hợp chất phản sắt từ: hai ion kim loại ở các phân mạng M_1 và M_2 tương tác trao đổi gián tiếp qua ion Oxy, các spin đối song song.

Theo lý thuyết trường phân tử Weiss ta có:

$$\vec{H}_w^{(1)} = \lambda_{11} \vec{M}_1 + \lambda_{12} \vec{M}_2 \quad \text{hay} \quad \vec{H}_w^{(1)} = \lambda_{11} \vec{M}_1 - |\lambda_{12}| \vec{M}_2 \quad (15.57)$$

$$\text{và} \quad \vec{H}_w^{(2)} = \lambda_{21} \vec{M}_1 + \lambda_{22} \vec{M}_2 \quad \text{hay} \quad \vec{H}_w^{(2)} = -|\lambda_{21}| \vec{M}_1 + \lambda_{22} \vec{M}_2 \quad (15.58)$$

Khi có từ trường ngoài H , mỗi phân mạng được từ hóa riêng và có độ từ hóa là:

$$\vec{M}_1 = \frac{C_1}{T} (\vec{H} + \vec{H}_w^{(1)}) \quad (15.59)$$

$$\vec{M}_2 = \frac{C_2}{T} (\vec{H} + \vec{H}_w^{(2)}) \quad (15.60)$$

ở đây C_1, C_2 là hệ số Curie cho từng phân mạng. Vectơ độ từ hóa cho toàn phần của vật sẽ là: $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 = \frac{C}{2T} [2H + (\lambda_{11} - |\lambda_{12}|)M]$ (15.61)

trong này: $C = 2C_1 = 2C_2 = \frac{Ng^2\mu_B^2S(S+1)}{3k_B}$ (15.62)

Từ (15.61) dễ dàng rút ra biểu thức cho độ cảm từ: $\chi = \frac{C}{T + \theta}$ (15.63)

với $\theta = \frac{C}{2} (|\lambda_{12}| - \lambda_{11})$. Biểu thức (15.63) được coi như định luật Curie-Weiss cho chất sắt từ ở miền thuận từ ($T > T_N$). Ở nhiệt độ bất kỳ, M_1 và M_2 thỏa mãn các phương trình:

$$M_1 = M_1(0)B_S \left[\frac{g\mu_B S (H + H_w^{(1)})}{k_B T} \right]$$

$$M_1 = M_1(0)B_S \left[\frac{g\mu_B S (H + \lambda_{11}M_1 - |\lambda_{12}|M_2)}{k_B T} \right] \quad (15.64)$$

$$M_2 = M_2(0)B_S \left[\frac{g\mu_B S (H + H_w^{(2)})}{k_B T} \right]$$

$$= M_2(0)B_S \left[\frac{g\mu_B S (H + \lambda_{22}M_2 - |\lambda_{21}|M_1)}{k_B T} \right] \quad (15.65)$$

trong đó $M_1(0), M_2(0)$ là độ từ hóa cực đại của mỗi phân mạng ở 0K. Giải hệ các phương trình này có thể xác định được độ từ hóa toàn phần và độ cảm từ như là hàm của nhiệt độ đối với phản sắt từ. Kết quả tính toán cho thấy đáng điệu $\chi(T)$ ở $T < T_N$ phụ thuộc vào phương của từ trường ngoài đối với phương từ hóa của hai phân mạng (hình 15.20).

Có thể xác định nhiệt độ Néel từ biểu thức sau:

$$T_N = \frac{C}{2} (\lambda_{11} + |\lambda_{12}|) = \theta \frac{\lambda_{11} + |\lambda_{12}|}{|\lambda_{12}| - \lambda_{11}} \quad (15.66)$$

2 - Chất feri từ (ferit):

a. Nguồn gốc từ tính của ferit:

Ferit là các vật liệu từ ôxit. Thành phần của chúng gồm ôxit sắt hóa trị 3 kết hợp với một hoặc nhiều ôxit kim loại hóa trị 2 khác. Như đã đề cập tới trong §15.1, ferit được xem như là chất phản sắt từ mà các mômen từ không bù trừ nhau. Điều này có nghĩa là ferit cũng có cấu trúc từ gồm hai phân mạng nhưng

hai phân mạng này không tương đương nhau, mômen từ của mỗi phân mạng khác nhau nên độ từ hóa toàn phần khác không (xem hình 15.7). Có hai khả năng cơ bản dẫn đến sự bất bù trừ của các mômen từ của ferit:

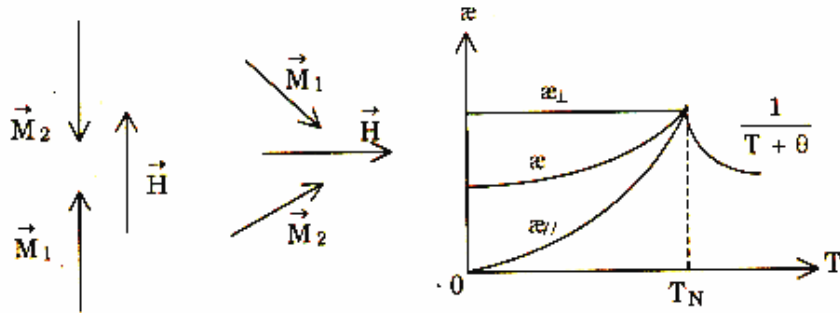
- Thứ nhất là các ion từ của một phân mạng có mômen từ khác với mômen từ của một phân mạng kia hay mômen từ của các ion từ trong cùng một phân mạng có giá trị khác nhau, do ảnh hưởng của tương tác trao đổi trực tiếp.

- Thứ hai tương tác trao đổi gián tiếp (tương tác siêu trao đổi) giữa hai ion trong cùng một phân mạng hoặc khác phân mạng được thực hiện qua ion ôxy mà khoảng cách từ các ion này đến ion ôxy và góc tạo bởi đường nối tâm của các ion từ với tâm của ion ôxy là khác nhau (hình 15.21).

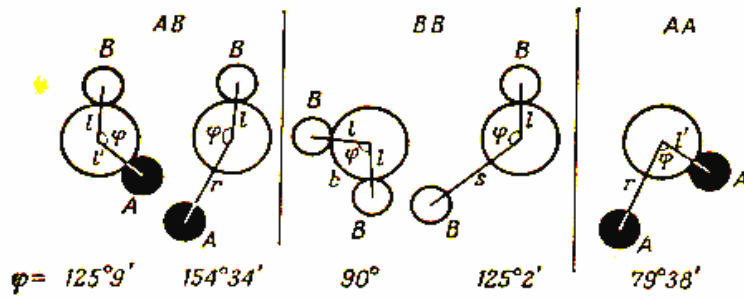
Ở ferit tồn tại cả hai khả năng này, nhưng mức độ biểu hiện khác nhau nên các ferit có từ tính khác nhau. Tuy nhiên tương tác trao đổi gián tiếp có lợi hơn về mặt năng lượng và đóng vai trò quyết định. Dưới đây ta xác lập các biểu thức cho các đại lượng từ tính của ferit theo lý thuyết trường phân tử và lý thuyết Neel. Giả sử mạng tinh thể ferit gồm phân mạng thứ nhất có các spin S_1 quay lên, phân mạng thứ hai có các spin S_2 quay xuống và $S_2 < S_1$, định luật Curie cho từng phân mạng có dạng:

$$\vec{M}_1 = \frac{C_1}{T} (\vec{H} + \vec{H}_w^{(1)}) = \frac{C_1}{T} (\vec{H} + \lambda_{11} \vec{M}_1 - |\lambda_{12}| \vec{M}_2) \quad (15.67)$$

$$\vec{M}_2 = \frac{C_2}{T} (\vec{H} + \vec{H}_w^{(2)}) = \frac{C_2}{T} (\vec{H} + \lambda_{22} \vec{M}_2 - |\lambda_{21}| \vec{M}_1) \quad (15.68)$$



Hình 15.20: Sự phụ thuộc của từ độ vào phương của từ trường từ hóa bên ngoài và ảnh hưởng của từ trường đến tính phụ thuộc nhiệt độ của độ cảm từ của phản sắt từ. χ là độ cảm từ toàn phần, $\chi_{\perp}, \chi_{\parallel}$ là độ cảm từ của tinh thể khi từ trường đặt vuông góc hay song song với trục phản sắt từ.



Hình 15.21: Một vài dạng cấu hình sắp xếp của các ion trong tương tác siêu trao đổi ở ferit. Năng lượng tương tác trao đổi sẽ lớn nhất nếu khoảng cách từ ion từ đến ion ôxy nhỏ nhất và góc φ gần tới 180° .

Ở đây $C_1 \neq C_2$ và $\lambda_{11} \neq \lambda_{22}$ vì hai phân mạng không tương đương nhau. Từ độ toàn phần:

$$M = |\vec{M}_1 + \vec{M}_2| = M_1 - M_2 = \frac{(C_1 + C_2)T - C_1 C_2 (\lambda_{11} + \lambda_{22} - 2|\lambda_{12}|)}{(T - C_1 \lambda_{11})(T - C_2 \lambda_{22}) - C_1 C_2 \lambda_{12}^2} H \quad (15.69)$$

Từ đây thu được biểu thức nghịch đảo của độ cảm từ:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\delta}{T - \theta} \quad (15.70)$$

trong đó: $C = C_1 + C_2$; $\frac{1}{\chi_0} = \frac{1}{C^2} (2C_1 C_2 |\lambda_{12}| - C_1^2 \lambda_{11} - C_2^2 \lambda_{22})$;

$$\delta = \frac{C_1 C_2 [C_1 (\lambda_{11} + |\lambda_{22}|) - C_2 (\lambda_{22} + |\lambda_{12}|)]^2}{C^2}; \quad \theta = \frac{C_1 C_2}{C} (\lambda_{11} + \lambda_{22} + 2|\lambda_{12}|)$$

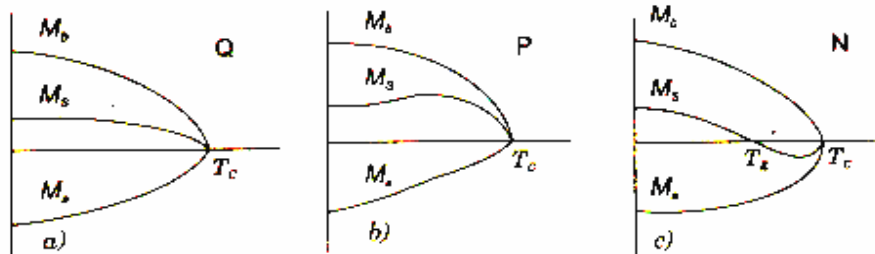
Từ (15.70) ta thấy $1/\chi$ của ferit phụ thuộc nhiệt độ theo quy luật hyperbol (hình 15.7), trong khi ở sắt từ và phản sắt từ tỷ số này thay đổi tuyến tính theo nhiệt độ.

Từ hệ phương trình (15.67), (15.68) với $H = 0$ có thể tính được nhiệt độ Curie:

$$T_C = \frac{1}{2} \left\{ (C_1 \lambda_{11} + C_2 \lambda_{22}) + \left[(C_1 \lambda_{11} - C_2 \lambda_{22})^2 + 4C_1 C_2 \lambda_{12}^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (15.71)$$

Biết

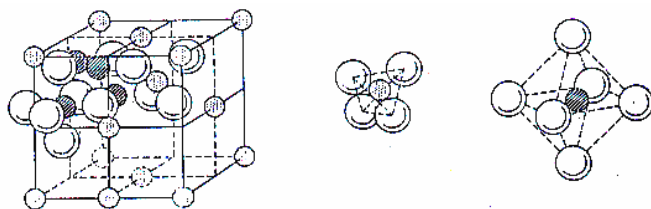
được $M_1(0)$ và $M_2(0)$ sẽ xác định được độ từ hóa toàn phần của ferit. Do $M_1(0)$ và $M_2(0)$ phụ thuộc rất khác nhau vào nhiệt độ, trong ferit cũng tồn tại nhiều dạng thay đổi độ từ hóa toàn phần theo nhiệt độ (hình 15.22). $M(T)$ có thể có cực đại ở nhiệt độ $T \neq 0$ hoặc bằng 0 ở nhiệt độ T_k , gọi là nhiệt độ triệt tiêu.



Hình 15.22: Sự phụ thuộc nhiệt độ của từ độ bão hòa của ferit hai phân mạng: a/ Loại thường; b/ loại dị thường có cực đại; c/ có nhiệt độ bù trừ.

b. Một số ferit thông dụng:

Ferit có rất nhiều loại, được sử dụng hết sức phổ biến và hiệu quả. Một vài loại



Hình 15.23: Ô cơ bản cấu trúc lập phương spinel của ferit. Các ion từ (hình tròn nhỏ) nằm tại các vị trí tứ diện và bát diện, bao bọc bởi các ion ôxy (hình tròn lớn).

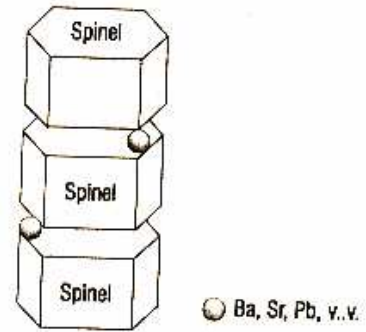
hay gặp như:

- **Ferit có cấu trúc tinh thể lập phương spinel:** loại này có công thức hóa học tổng quát là $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, với Me là ion kim loại như Mn^{2+} , Zn^{2+} , Mg^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} ... Tinh thể của chúng có cấu trúc dạng lập phương spinel (hình 15.23). Các ferit thông dụng nhất thuộc loại này là ferit Mangan-Kẽm $\text{MnO} \cdot \text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ và Nickel-Kẽm $\text{NiO} \cdot \text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$. Chúng có từ độ lớn, cảm ứng từ dư lớn, độ từ thẩm ban đầu lớn (có thể đạt tới 80.000 đơn vị), lực kháng từ nhỏ (khoảng vài chục Oe), điện trở suất rất lớn (cỡ $10^6 \Omega\text{cm}$), thường được sử dụng làm lõi các cuộn cảm cao tần...

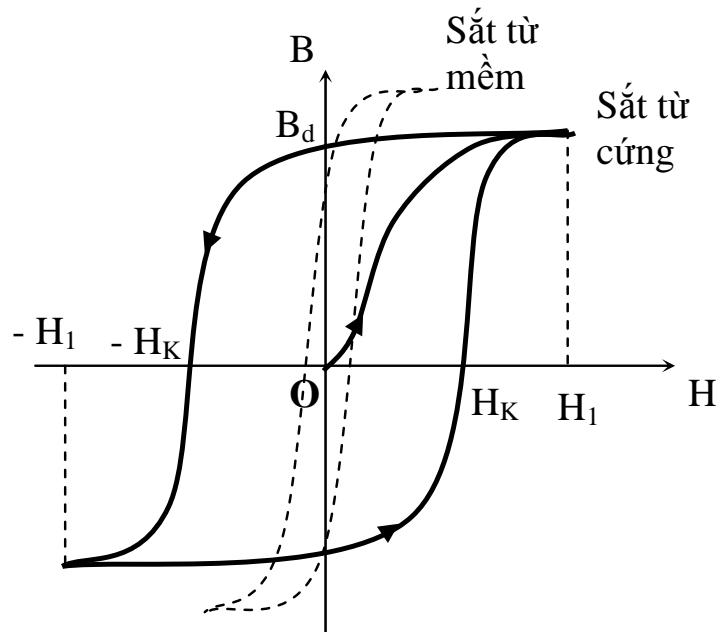
- **Ferit lục giác:**

Phổ biến nhất trong số này là các ferit có cấu trúc tinh thể lục giác loại khoáng chất Magnetoplumbite $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ và $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, thường gọi là ferit từ cứng (hình 15.24). Ô cơ bản của chúng gồm các khối Spinel xen kẽ với các khối lục giác. Các ion Ba (hay Sr, Pb...) thay thế cho một ion ôxy và nằm đối xứng qua trục lục giác. Các ion từ Fe^{3+} chiếm các vị trí tứ diện, bát diện và chóp kép.

Các ferit lục giác Magnetoplumbite có độ từ dư lớn (4-5 kG), lực kháng từ lớn (3-4 kOe), tích số năng lượng cực đại lớn ($(BH)_{\text{max}} = 4-5 \text{ MG} \cdot \text{Oe}$), điện trở suất lớn ($\sim 10^6 \Omega\text{cm}$) và có tính dị hướng từ lớn..., được dùng làm nam châm vĩnh cửu, sử dụng phổ biến làm loa, mô-tơ DC công suất nhỏ, dụng cụ đo điện...



Hình 15.24: Sơ đồ cấu trúc tinh thể của ferit



Hình 15.25: Đường cong từ trễ của vật liệu từ mềm (đường hẹp) và từ cứng (đường rộng)

§16.6 VẬT LIỆU TỪ CỨNG VÀ TỪ MỀM

Trong lĩnh vực ứng dụng thực tế người ta phân biệt vật liệu từ ra thành vật liệu từ cứng và vật liệu từ mềm. Đó chủ yếu là các chất sắt từ và ferit mà chúng khác biệt nhau ở khả năng tồn giữ từ tính sau khi được từ hóa. Để đặc

trung tính chất của hai loại vật liệu này người ta thường dùng đường cong từ trễ (hình 15.25).

Vật liệu từ cứng có độ từ dư B_d khá cao và hầu như còn nguyên vẹn sau khi ngắt từ trường từ hóa, muốn làm triệt tiêu nó người ta phải từ hóa vật theo chiều ngược lại với một từ trường khử H_k khá lớn, thậm chí rất lớn (tới hàng trăm kA/m). Do đó còn gọi vật liệu này là nam châm vĩnh cửu. Đồng thời vật liệu từ cứng còn được đặc trưng bằng tích số năng lượng cực đại $(BH)_{max}$ cao (biểu thị năng lực làm việc của nam châm), dị hướng từ lớn... Trái lại để từ hóa vật liệu từ mềm chỉ cần một từ trường ngoài nhỏ và sau khi ngắt từ trường từ hóa thì độ từ dư của chúng hầu như biến mất hoặc chỉ

còn rất nhỏ, rất dễ dàng khử mất nó bằng một trường khử từ rất bé (cỡ vài trăm A/m). Bù lại vật liệu từ mềm có độ từ thẩm ban đầu rất cao (có thể tới vài trăm nghìn đơn vị) nên chúng được sử dụng phổ biến làm lõi các cuộn dây cảm ứng. Ngoài ra hai loại vật liệu này còn những tính chất riêng biệt khác. Dưới đây điếm qua một số vật liệu từ cứng, từ mềm thông dụng nhất cùng với đặc tính và phạm vi ứng dụng chúng.

1 - Vật liệu từ cứng (nam châm vĩnh cửu):

Bảng 15.4 nêu lên những tính chất từ chủ yếu của một số loại nam châm vĩnh cửu phổ biến.

Bảng 15.4: Từ tính của vài loại nam châm vĩnh cửu quan trọng nhất.

| Vật liệu | H_k [kA/m] | B_r [T] | $(BH)_{max}$ [kJ/m ³] | T_C (°C) |
|---|-----------------|--------------|--------------------------------------|---------------|
| Ferit Ba, Sr dị hướng | 300 - 400 | 0,38 - 0,42 | 24 - 34 | 450 |
| Thép martensit | 10 - 20 | 0,75 - 1,0 | 3,3 - 8,2 | 770 |
| AlNiCo dị hướng | 50 - 130 | 0,8 - 1,35 | 29 - 43 | 850 |
| SmCo ₅ dị hướng | 1000 - 2400 | 0,85 - 1,01 | 140 - 200 | 720 |
| Sm ₂ Co ₁₇ dị hướng | 650 - 2100 | 0,98 - 1,08 | 170 - 240 | 800 |
| NdFeB thiêu kết | 800 - 3300 | 1,05 - 1,42 | 170 - 390 | 360 |
| NdFeB nung sơ bộ | 1040 - 1800 | 1,15 - 1,3 | 240 - 300 | 360 |
| Nam châm dẻo ferit | 180 - 210 | 0,08 - 1,15 | 8 - 15 | 450 |
| N/C dẻo NdFeB | 1000 - 1600 | 0,85 - 1,05 | 130 - 180 | 360 |

Ngoài ra còn nhiều loại nam châm với các tính chất khác nhau nữa. Tùy theo nhu cầu sử dụng mà người ta chế tạo các loại nam châm khác nhau. Những lĩnh vực ứng dụng chủ yếu của các nam châm là làm loa điện, mô tơ điện, các thiết bị đo điện,

Trong vài năm gần đây phạm vi ứng dụng nam châm vĩnh cửu mở rộng rất nhiều, đặc biệt trong các ngành điện, điện tử, giao thông vận tải, y sinh học. Các máy phát điện chạy bằng sức gió, sức nước dùng động cơ nam châm vĩnh cửu, góp phần bổ sung nguồn năng lượng thiếu hụt và ngày càng đất đỏ trên trái đất, các mô tơ một chiều cho xe đạp, xe máy, ô tô chạy điện giảm ô nhiễm môi trường. Các viên từ chữa đau đầu, đau khớp, huyết áp cao... được sử dụng ngày một phổ biến. Đặc biệt các hạt bột từ cỡ nano mét trong chất lỏng từ để tải thuốc tới chữa trị các khối u đang được quan tâm nghiên cứu. Chính vì những

ứng dụng hết sức phong phú, đa dạng mà sản lượng nam châm cũng không ngừng được phát triển.

2 - Vật liệu từ mềm:

Đặc tính chủ yếu của loại vật liệu này là có cường độ trường khử từ rất nhỏ, cảm ứng từ dư lớn, độ từ thẩm ban đầu rất cao, có thể lên tới hàng trăm đơn vị, độ tổn hao từ trễ thấp, thích hợp để làm lõi các cuộn dây cảm ứng, lõi biến thế, lõi nam châm điện... Các vật liệu ferit có điện trở suất lớn (tới $10^6 \Omega \text{cm}$) được sử dụng rất hiệu quả trong lĩnh vực cao tần. Nhiều loại vật liệu có tính từ giao được sử dụng làm thiết bị siêu âm. Các sản phẩm đầu từ, băng từ, đĩa từ dùng trong lĩnh vực nghe nhìn, ghi âm ghi hình, tin học... chiếm sản lượng khổng lồ vật liệu từ. Các bộ linh kiện ghi nhớ áp dụng hiệu ứng từ trở có giá trị lên đến 40 tỷ USD vào những năm cuối thế kỷ 20. Gần đây người ta tìm ra vật liệu có từ trở khổng lồ hứa hẹn những ứng dụng rất hiệu quả trong các linh kiện tổng hợp đa lớp, các bộ cảm biến...

Các vật liệu từ mềm chủ yếu là sắt tinh khiết, sắt kỹ thuật điện, thép ít carbon, hợp kim FeSi, FeNi, FeAl, FeCo, FeNiMo, FeBSi..., các loại ferit MnZn, NiZn, MnMg... Các tính chất cơ bản của một vài trong số các vật liệu này được nêu ở bảng 15.5.

Bảng 15.5: Tính chất từ cơ bản của vài loại vật liệu từ mềm.

| Vật liệu | Cảm ứng từ bão hòa $B_s(T)$ | Lực khử từ jH_C (A/cm) | Độ từ thẩm μ_{\max} ở 50 Hz | Tổn hao P ở 20 kHz (W/kg) | Từ giao $\lambda_s \cdot 10^{-6}$ | Nhiệt độ Curie T_C ($^{\circ}C$) | Điện trở suất ρ (Ωcm) |
|--------------|-----------------------------|--------------------------|---------------------------------|---------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|---|
| FeNi (VDH) | 24-29 | 0,02 | ~300000 | ~30 | 30 | 420 | - |
| FeAl | 1,6 | 0,2 | 7000-8000 | - | 45-60 | 600 | 110 |
| FeSiAl | 1,2 | 0,03 | ~30000 | - | - | 500 | 90 |
| FeNi (lá) | 0,8 | 0,04 | ~30000 | - | 1 | 400 | - |
| FeCoMoMn | 0,8-0,95 | 0,01 | ~350000 | ~5 | 0,3 | 350 | - |
| Ferit MnZn | 0,42 | 0,1 | ~300000 | ~0,25 | - | 150 | 10^4 - 10^6 |
| Ferit NiZnCo | 0,32 | 1,2-12 | ~20000 | - | - | 250 | 10^3 - 10^4 |

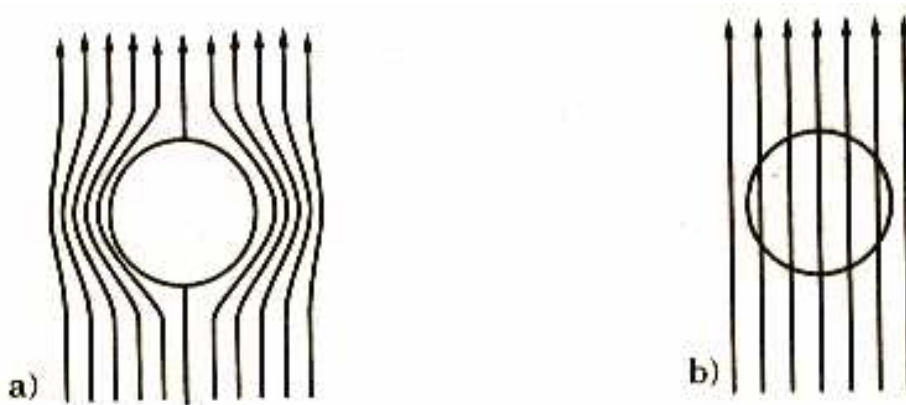
§15.7 VẬT LIỆU SIÊU DẪN

1 - Hiện tượng siêu dẫn-Tính chất của vật liệu siêu dẫn:

Các vật liệu mà ở trong vùng nhiệt độ $T < T_C$ (nhiệt độ tới hạn Curie) nào đó, có điện trở gần như bằng 0 gọi là vật liệu siêu dẫn. Người ta cũng xác định được rằng vật liệu siêu dẫn có độ cảm từ $\chi = -1$ nên siêu dẫn còn được xếp vào vật liệu nghịch từ lý tưởng.

Hiện tượng siêu dẫn được Heike kamerlingh Onnes, nhà Vật lý người Hà lan phát hiện lần đầu tiên vào năm 1911 khi ông đặt một thanh thủy ngân Hg vào trong heli lỏng ở khoảng 4,2K thì thấy điện trở của Hg đột ngột giảm tới 0. Onnes gọi đó là hiện tượng siêu dẫn và nhiệt độ mà dưới nó xảy ra hiện tượng siêu dẫn là nhiệt độ tới hạn Curie. Khi $T > T_C$ thì vật trở lại dẫn điện bình thường. Những năm tiếp theo Onnes cùng nhiều nhà khoa học ở nhiều nước khác còn nhận thấy cả Pb, Sn, Tl, In, Ga, Nb...cũng có tính siêu dẫn. Trạng thái siêu dẫn điện trở của vật bằng 0 đã được thực nghiệm xác nhận khi người ta cho dòng điện chạy trong một vòng xuyên siêu dẫn (chẳng hạn Nb_{0,75}Zr_{0,25}) suốt một năm mà nó không bị suy giảm. Ở vật liệu siêu dẫn còn hai đặc tính quan trọng và thú vị nữa là:

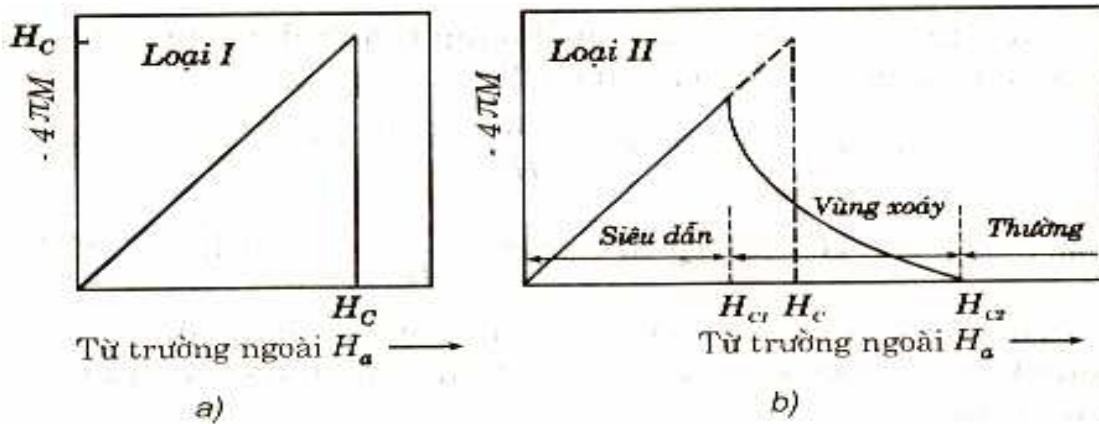
1. Ở trạng thái siêu dẫn, từ trường bị đẩy ra khỏi chất siêu dẫn (cảm ứng từ trong lòng chất siêu dẫn $B = 0$). Hiện tượng này gọi là hiệu ứng Meissner (do n Meissner và Ochsenfeld phát hiện ra năm 1933, hình 15.26).



Hình 15.26: Sơ đồ minh họa hiệu ứng Meissner. a/ Ở trạng thái siêu dẫn các đường sức từ bị đẩy ra khỏi vật siêu dẫn (hình tròn). b/ Ở trạng thái dẫn điện bình thường.

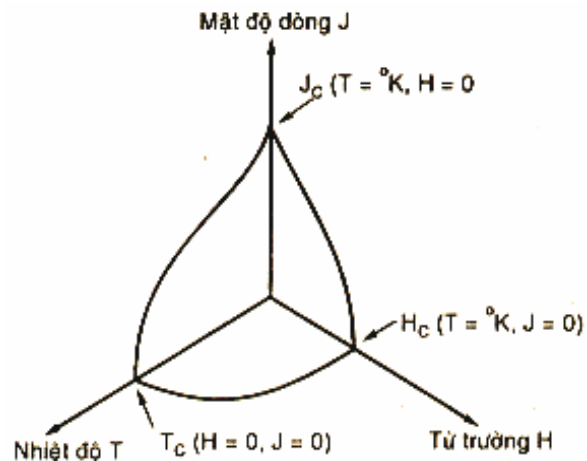
Người ta cũng thấy rằng có một số chất siêu dẫn khi có từ trường $H < H_C$ (từ trường giới hạn) thì nó là siêu dẫn, còn khi $H > H_C$ thì nó trở về trạng thái dẫn điện bình thường, gọi là siêu dẫn loại 1. Ở một số chất siêu dẫn khác có hai từ trường giới hạn H_{C1} và H_{C2} mà khi $H < H_{C1}$ thì chúng là siêu dẫn, khi $H_{C1} < H < H_{C2}$ đường sức từ trường xuyên dần vào mẫu chất siêu dẫn dưới dạng các

đường xoáy (hiệu ứng Meissner một phần), chỉ khi $H > H_{C2}$ vật mới dẫn điện bình thường, gọi là các chất siêu dẫn loại 2 (hình 15.27).



Hình 15.27: Từ tính của siêu dẫn loại 1 (a, chỉ có một giá trị giới hạn H_C) và siêu dẫn loại 2 (b, có hai giá trị giới hạn H_{C1} và H_{C2} , giữa chúng có siêu dẫn một phần).

2. Trạng thái siêu dẫn sẽ biến mất nếu đưa vào nó dòng điện có mật độ J_C đủ lớn, tức là khi $J > J_C$ thì tính siêu dẫn của vật không còn tồn tại, cho dù có $T < T_C$. Như vậy giới hạn giữa trạng thái siêu dẫn và dẫn điện bình thường của một chất phải tuân theo cả ba điều kiện tới hạn về nhiệt độ T_C , từ trường H_C và mật độ dòng J_C (hình 15.28).



Hình 15.28: Giản đồ T_C - H_C - J_C phân chia các trạng thái siêu dẫn và dẫn điện bình thường.

Gần một thế kỷ đã trôi qua kể từ khi phát hiện ra hiện tượng siêu dẫn, người ta đã hết sức quan tâm tìm kiếm các vật liệu siêu dẫn mới và tìm cách nâng cao nhiệt độ tới hạn của chúng để có thể ứng dụng một cách hiệu quả loại vật liệu này vào thực tế vì tính năng kỹ thuật đặc biệt của chúng. Đến nay đã có nhiều loại vật liệu siêu dẫn được chế tạo và người ta cũng đạt được nhiệt độ T_C khoảng 160K. Bảng 15.6 liệt kê các chất siêu dẫn có kỷ lục về nhiệt độ T_C cùng với năm phát hiện ra chúng.

Các chất siêu dẫn có $T_C > 30K$ gọi là siêu dẫn nhiệt độ cao. Từ bảng 15.6 có thể thấy siêu dẫn nhiệt độ cao đều là vật liệu gốm và trong thành phần đều có các ôxit BaO và CuO. Như vậy với vật liệu siêu dẫn nhiệt độ cao có thể áp dụng công nghệ gốm để chế chúng và tạo trạng thái siêu dẫn bằng cách đưa các vật liệu này vào trong môi trường làm lạnh bằng He hoặc N lỏng.

Phần lớn các kim loại đơn chất là siêu dẫn loại 1, có từ trường giới hạn H_C rất nhỏ, chỉ cỡ 0,1-0,2 T và giá trị J_C cũng nhỏ $\sim 10A/cm^2$. Các siêu dẫn là hợp chất của Nb, Mg và các gốm là những chất siêu dẫn loại 2, chúng có H_{C2} rất lớn, từ 1 tới vài trăm Tesla và J_C cỡ $10^4-10^7 A/cm^2$.

Bảng 15.6: Các chất siêu dẫn với nhiệt độ tới hạn T_C và năm phát hiện.

| Vật liệu | T_C (K) | Năm | Vật liệu | T_C (K) | Năm |
|--------------------------|--------------|------|-----------------------------------|--------------|------|
| Hg | 4,1 | 1911 | $(La_{0,9}Ba_{0,1})Cu_{4-x}$ | 52 | 1986 |
| Pb | 7,2 | 1913 | $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ | 95 | 1987 |
| Nb | 9,2 | 1930 | $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ | 110 | 1988 |
| NbN | 15,2 | 1950 | $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ | 125 | 1988 |
| Nb_3Sn | 18,1 | 1954 | $(CuO_2)_3Ca_2Ba_2O_2Tl_2O_2$ | 131 | 1993 |
| $Nb_3(Ai_{0,5}Ge_{0,5})$ | 20,0 | 1966 | $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ | 133 | 1993 |
| Nb_3Ga | 20,3 | 1971 | $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+5}$ | 155 | 199 |
| Nb_3Ge | 23,2 | 1973 | $Hg_{0,8}Pb_{0,2}Ba_2Ca_2Cu_3O_x$ | 133 | 1994 |
| $Ba_xLa_{5-x}Cu_5O_y$ | 30-35 | 1986 | $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ | 164 | 1994 |

Ngoài các đặc điểm trên siêu dẫn còn những tính chất khác như:

- Không có kim loại đơn hóa trị nào (trừ Cs ở áp suất cao) có tính siêu dẫn,
- Không có kim loại sắt từ nào có tính siêu dẫn,
- Không có kim loại đất hiếm nào (trừ La) có tính siêu dẫn,
- Nhiệt dung của siêu dẫn có phần đóng góp của điện tử dưới dạng hàm e

mũ với số mũ tỷ lệ với $-1/T$:
$$\frac{C}{\gamma T_C} = 7,46e^{-\frac{1,39T_C}{T}} \quad (15.72)$$

- Nhiệt độ tới hạn của các chất siêu dẫn biến đổi theo khối lượng đồng vị. Chẳng hạn T_C của Hg biến đổi từ 4,185-4,146K khi khối lượng nguyên tử trung bình M của Hg biến đổi từ 199,5-203,4 đơn vị nguyên tử (hiệu ứng đồng vị). Kết quả thực nghiệm cho thấy:

$$M^\alpha \cdot T_C = \text{const} \quad (15.73)$$

- Dòng điện siêu dẫn có khả năng truyền qua một lớp chất cách điện mỏng (“hiệu ứng đường hầm” B. Josephson).

2 - Lý thuyết siêu dẫn:

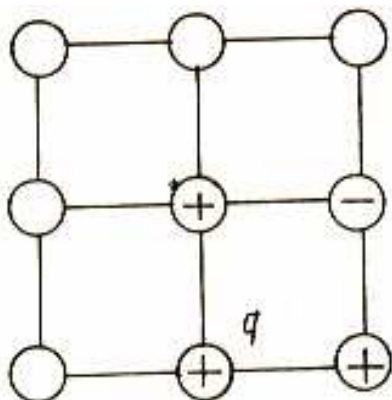
Một trong những trở ngại lớn hạn chế sự phát triển của chất siêu dẫn là cho đến nay người vẫn chưa tìm ra được cơ chế chính xác để giải thích hiện tượng siêu dẫn, chiếc chìa khóa để chế tạo vật liệu siêu dẫn, đặc biệt là siêu dẫn nhiệt độ cao.

Tuy nhiên đã có nhiều công trình nghiên cứu lý thuyết về cơ chế hiện tượng siêu dẫn khả dĩ có thể chấp nhận được, sẽ trình bày dưới đây.

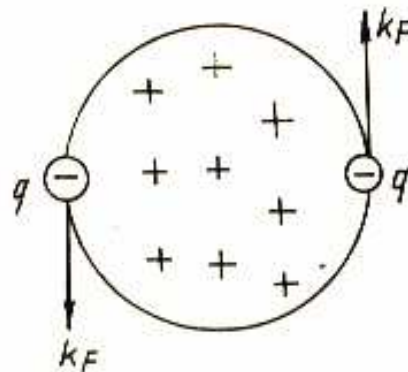
2.1 Giải thích về siêu dẫn nhiệt độ thấp:

a. Lý thuyết cặp Cooper (BCS):

Ba nhà Vật lý người Mỹ là J.Bardeen, J.Schrieffer và L.Cooper lần đầu tiên vào năm 1957 đã nêu ra lý thuyết **cặp điện tử (cặp Cooper)** cho phép hiểu được bản chất vi mô của hiện tượng siêu dẫn. Lý thuyết này dựa trên quan niệm về sự hút nhau giữa các điện tử nhờ tương tác với các phonon (dao động mạng tinh thể). Giữa các điện tử luôn tồn tại lực đẩy Couloumb, mặc dù khoảng cách lớn, tương tác này bị suy yếu một cách đáng kể do hiệu ứng chắn bởi các điện tử khác. Trong vật dẫn, các điện tử tự do chuyển động trong toàn mạng tinh thể, tương tác với các ion dương ở các nút mạng, “kéo” các ion này lệch khỏi nút mạng, tạo ra các “điện tích dương dư” trong vết chuyển động của nó. Các “điện tích dương dư” này đến lượt mình có thể hút các điện tử khác gần bên nó (hình 15.29) và như vậy lúc này trong vật dẫn có các cặp điện tử tương tác nhau thông qua dao động mạng (vừa hút vừa đẩy nhau do bức xạ và hấp thụ phonon), cùng chuyển động dưới tác dụng của từ trường ngoài, tham gia vào việc dẫn điện (hình 15.30).



Hình 15.29: Các điện tử chuyển động, hút theo các ion dương ở các nút mạng, tạo ra “điện tử dương dư”



Hình 15.30: Cặp điện tử Cooper tương tác thông qua phonon (tán xạ ion dương), cùng chuyển động trong vật dẫn.

Theo thuyết lượng tử có thể diễn đạt hiện tượng siêu dẫn như sau: Khi nhiệt độ hạ thấp $T < T_C$ trong vật liệu siêu dẫn tồn tại **tương tác electron-phonon-electron** trong đó phonon là lượng tử phát xạ do dao động mạng tinh thể, tạo thành cặp electron có spin ngược chiều nhau. Ở nhiệt độ $T > T_C$ cặp ghép đôi bị tách ra. Như vậy ở điều kiện thích hợp xem như trong siêu dẫn tồn tại một loại hạt mới có khối lượng và điện tích gấp đôi, spin bằng 0. Chuyển động của hạt mới này hầu như không bị tán xạ bởi dao động nhiệt của mạng tinh thể và các nguyên tử tạp chất, do vậy điện trở của vật liệu gần bằng 0.

Dựa vào thuyết BCS có thể xác định được **năng lượng tương tác gián tiếp** “electron-phonon-electron”, đặc trưng cho sự tạo cặp Cooper và chuyển dời của điện tử:

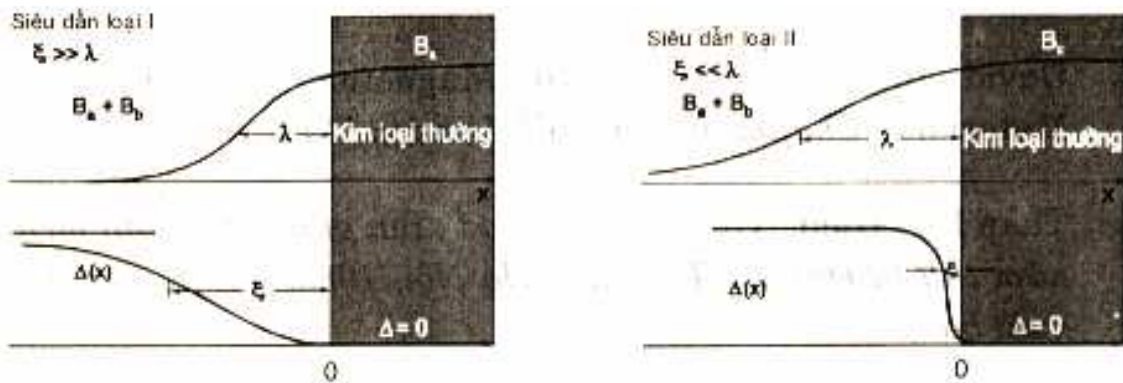
$$\hat{W}_{\vec{q}} = \frac{2|M_{\vec{q}}|^2 \hbar\omega(\vec{q})}{[\varepsilon(\vec{k}) - \varepsilon(\vec{k} - \vec{q})]^2 - \hbar^2\omega^2(\vec{q})} \quad (15.74)$$

trong đó $M_{\vec{q}}$ biểu thị cường độ tương tác electron-phonon, $\varepsilon(\vec{k})$ là năng lượng của điện tử ở trạng thái k ; $\hbar\omega(\vec{q})$ là năng lượng của phonon. Năng lượng tương tác cặp như vậy có thể thay đổi đáng kể sự phân bố năng lượng của điện tử ở nhiệt độ thấp. Trạng thái kích thích đầu tiên của các điện tử trong hệ cách trạng thái thấp nhất bởi một **khe năng lượng** E_g phụ thuộc nhiệt độ và từ trường. Khoảng cách của khe năng lượng có thể thay đổi và được đặc trưng bởi **độ dài**

kết hợp:
$$\xi = \frac{2\hbar v_F}{\pi E_g} \approx 10^{-4} \text{ cm} \quad (15.75)$$

Nếu $\xi \gg \lambda$ vật liệu là siêu dẫn loại 1, với λ là độ xuyên sâu.

Nếu $\xi \ll \lambda$ vật liệu là siêu dẫn loại 2 (xem hình 15.31).



Hình 15.31: Sự biến đổi của từ trường B và thông số khe năng lượng $\Delta(x)$ ở mặt phân cách của vùng siêu dẫn và vùng bình thường đối với siêu dẫn loại 1 (hình bên trái) và siêu dẫn loại 2 (hình bên phải)

Đồng thời lý thuyết BCS cũng cho biết mối quan hệ giữa mật độ trạng thái của điện tử ở mức Fermi $N(E_F)$ và nhiệt độ Debye T_D với nhiệt độ chuyển

pha siêu dẫn:
$$T_C = T_D \exp\left[-\frac{1}{WN(E_F)}\right] \quad (15.76)$$

ở đây W là năng lượng tương tác điện tử-mạng; $WN(E_F) \ll 1$.

Lý thuyết BCS đã được thực nghiệm xác nhận.

b. Các phương trình London:

Hai anh em các nhà vật lý người Đức J.London và B.London cũng xây dựng một lý thuyết để giải thích tính siêu dẫn, đó là các phương trình London, dựa trên mô hình hai chất lỏng do Gorter và Casimir đề xướng. Theo đây trong

chất siêu dẫn có các điện tử thông thường (bị tán xạ khi chuyển động gây ra điện trở), tạo thành chất lỏng thông thường và các điện tử siêu dẫn (không bị tán xạ), tạo ra chất lỏng siêu dẫn. Ở 0K mọi điện tử tham gia vào chất lỏng siêu dẫn và chỉ có điện tử siêu dẫn chuyển tải điện tích. Khi nhiệt độ tăng dần lên, một phần điện tử “bay hơi” khỏi chất lỏng siêu dẫn, tạo thành chất lỏng bình thường. Hai chất lỏng cùng chảy trong vật dẫn, thẩm thấu lẫn nhau. Khi $T > T_C$ tất cả điện tử siêu dẫn chuyển qua chất lỏng bình thường, vật dẫn hết tính siêu dẫn.

Phương trình thứ nhất mô tả tính dẫn điện không có điện trở của siêu dẫn:

$$\vec{E} = \left(\frac{m}{n_s e^2} \right) \frac{d\vec{j}_s}{dt} \quad (15.77)$$

Phương trình thứ hai mô tả tính nghịch từ:
$$\vec{H} = \frac{mc}{n_s e^2} \text{rot} \vec{j}_s \quad (15.78)$$

Các phương trình London chỉ ra rằng từ trường ngoài chỉ có thể xuyên vào một lớp mặt ngoài mỏng của một chất siêu dẫn loại 1, độ xuyên thấu cỡ vài

trăm Å, được cho bởi biểu thức:
$$\lambda = \left(\frac{mc^2}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} \quad (15.79)$$

Khi pha tạp vào kim loại có thể làm tăng độ xuyên sâu.

Sử dụng các phương trình London còn thu được một kết quả quan trọng là sự lượng tử hóa của từ thông gửi qua một chất siêu dẫn. Từ thông qua một vòng xuyên làm bằng siêu dẫn đặt trong từ trường vuông góc với mặt phẳng của vòng không phải thay đổi liên tục mà là bội nguyên của lượng:

$$\Phi_0 = \frac{h}{|e|} = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (15.80)$$

$$\Phi_n = n \left(\frac{h}{|e|} \right) \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (15.81)$$

c. Lý thuyết nhiệt động học về chuyển pha siêu dẫn:

Năng lượng ổn định của trạng thái siêu dẫn đối với trạng thái thường chính là hiệu năng lượng của hai trạng thái này, có thể xác định bằng phương pháp đo nhiệt dung hoặc đo từ. Xét trường hợp xác định năng lượng ổn định bằng phương pháp đo từ thông qua hiệu ứng Meissner. Trong trạng thái siêu dẫn từ trường nội tại bằng 0, do đó ta có:

$$H_a + 4\beta\pi M = 0 \quad \text{hay} \quad M = -\frac{H_a}{4\pi} \quad (15.82)$$

Khi dịch chuyển một chất siêu dẫn từ xa vô cùng về gần một vị trí trong từ trường của một nam châm vĩnh cửu, siêu dẫn có thể bị chuyển sang trạng thái thường (hình 15.32).

Bằng thực nghiệm xác định năng lượng của vật ở trạng thái siêu dẫn $U_S(0)$ và trạng thái thường $U_N(0)$ sẽ tính được năng lượng ổn định ở 0K (xem hình 15.33):

$$\Delta U = U_N(0) - U_S(0) = \left(\frac{1}{8\pi}\right) H_{ac}^2 \quad (15.83)$$

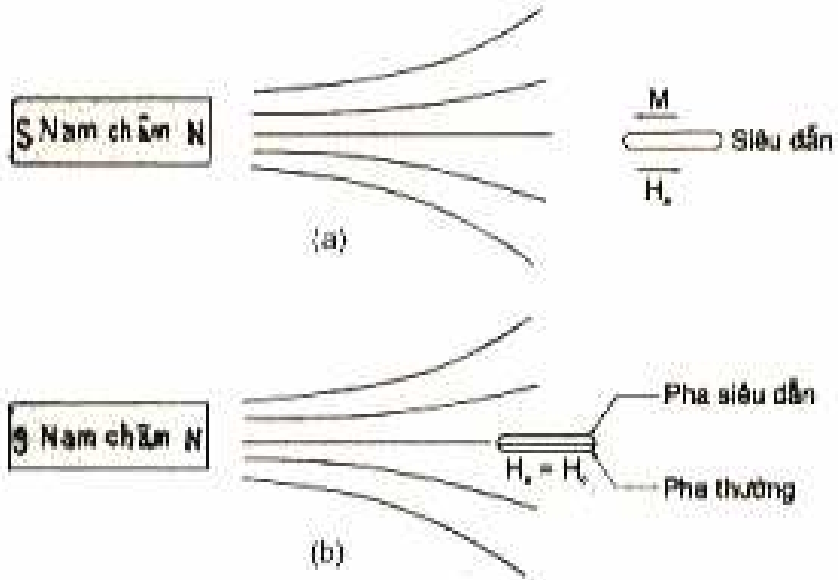
Khi nhiệt độ $T > 0K$ phải xét năng lượng tự do $F = U - TS$ cho hai trạng thái.

Các lý thuyết nêu trên cho phép làm sáng tỏ cơ chế hiện tượng siêu dẫn nhiệt độ thấp. Tuy nhiên với các chất siêu dẫn nhiệt độ cao, chủ yếu là các hợp kim và hợp chất ôxit gốm mà hiệu ứng đồng vị không có giá trị thì các lý thuyết này chưa có sức thuyết phục. Dầu vậy trong thực tế siêu dẫn nhiệt độ cao vẫn đang được triển khai mạnh mẽ và cũng có nhiều ý tưởng khám phá cơ chế lý thuyết của chúng.

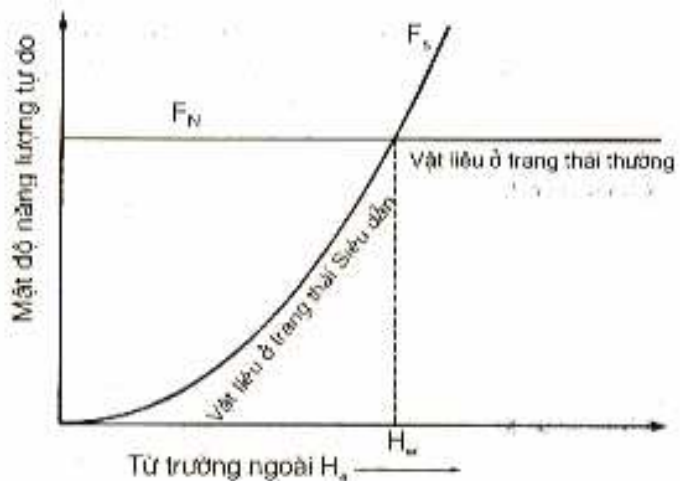
2.2 Giải thích tính siêu dẫn nhiệt độ cao:

- Về mặt cấu trúc, các **tinh thể siêu dẫn** nhiệt độ cao được xem như các **khối perovskite** ghép lại (ít nhất ba khối).

- Năm 1964 nhà vật lý người Mỹ W.Little giả định rằng **sợi polime hữu cơ** có thể đạt được nhiệt độ T_C cao hơn ở kim loại. Ông giải thích rằng trong sợi polime các điện tử dẫn chuyển động dọc theo sợi còn điện tử trung gian phân bố ở các mạch bên và chúng cũng tạo thành cặp như trong siêu dẫn kim loại, khi đó T_C sẽ tỷ lệ nghịch với căn bậc hai



Hình 15.32: Ảnh hưởng của từ trường lên chuyển pha siêu dẫn: a/ Chất siêu dẫn ở xa, $H_a < H_c$, hiệu ứng Meissner hoàn toàn. b/ Chất siêu dẫn lại gần, $H_a = H_c$ tồn tại hai trạng thái.



Hình 15.33: Sự phụ thuộc của mật độ năng lượng tự do của vật liệu ở trạng thái thường và trạng thái siêu dẫn vào từ trường ngoài (để xác định năng lượng ổn định của hệ)

của khối lượng điện tử, vì vậy có thể đạt giá trị rất cao, thậm chí tới 300K. Tuy nhiên thực tế chưa có minh chứng nào về các sợi hoặc bó sợi polime siêu dẫn nhiệt độ cao.

- Nhà vật lý người Nga Ginzburg đề nghị cơ chế *siêu dẫn exciton* với mẫu là một miếng kim loại mỏng kẹp chặt giữa hai lớp điện môi, nhưng chưa thực hiện được.

- Một ý tưởng nữa là chế tạo *hydro kim loại* và các hợp kim của nó, có nhiệt độ Debye $T_D \sim 3000K$, tương ứng có $T_C \sim 100-300K$. Nhưng điều kiện chế tạo và bảo lưu hydro kim loại là vô cùng khó (phải nén dưới áp lực cực kỳ lớn).

- Từ 1986 người ta đưa ra cơ chế *dao động phi điều hòa*, tức là cơ chế dao động với biên độ lớn của các ion mạng tinh thể đối với siêu dẫn nhiệt độ cao. Thực tế cũng ghi nhận có sự giao động phi điều hòa mãnh liệt ở các liên kết có CuO chẳng hạn như $La(Ba,Sr)CuO_4$, $YBa_2Cu_3O_7...$ Nhưng để giải thích cơ chế siêu dẫn vẫn sử dụng tương tác điện tử - phonon mà người ta cho là không thích hợp vì ở đây không có hiệu ứng đồng vị.

- Ngoài ra người ta cũng phát hiện thấy rằng trong các chất siêu dẫn có fermion nặng như một số muối và hợp chất có chứa PF_6 , $ClO_4...$ không phải là sự kết đôi mà là sự *kết thành bộ ba* của các điện tử dẫn. Điều này không thể giải thích được bằng lý thuyết BCS.

Cho tới nay siêu dẫn vẫn còn nhiều điều bí ẩn, mới mẻ đối với con người.

3 - Ứng dụng của siêu dẫn:

- Trước hết là làm các nam châm siêu dẫn có từ trường cực mạnh nhưng lại có kích thước, khối lượng nhỏ, nhẹ, tránh được hiệu ứng nhiệt Joule, được sử dụng trong các máy gia tốc Tokamak, tạo môi trường Plasma để khống chế các phản ứng nhiệt hạch, tích tụ được năng lượng từ trường tới 600 triệu J nhờ đó tạo ra nhiệt độ plasma đến 200 triệu độ. Nam châm siêu dẫn cũng được dùng để chế tạo các động cơ điện, máy phát điện công suất cực cao, có thể đạt đến hàng trăm megawatt. Nhà máy điện siêu dẫn sử dụng các nam châm siêu dẫn có từ trường cực mạnh, có thể có công suất tới 20 tỷ watt (nhà máy thường chỉ đạt 1 tỷ watt).

- Các cuộn dây siêu dẫn lắp trên các con tàu siêu tốc chạy trên đệm từ không khí, tác dụng nâng các con tàu nặng hàng trăm tấn lên khỏi đường ray và kéo nó chạy với vận tốc cực nhanh, tới 400-500 km/h (gọi là các "tàu hỏa bay").

- Vận dụng hiệu ứng B. Josephson để chế tạo các thiết bị, dụng cụ giao thoa lượng tử siêu dẫn (SQUID) có độ chính xác, độ nhạy rất cao, có thể phát hiện những từ trường cực nhỏ phát ra từ tim, não người... Đồng thời cũng có thể sử dụng hiệu ứng này ở siêu dẫn để chế các bộ nhớ và bộ vi xử lý trong các thiết bị điện toán số.

- Sử dụng gốm siêu dẫn nhiệt độ cao làm các thiết bị trung gian và các bộ cảm biến lớp mỏng dùng cho quân sự, y học và nghiên cứu vũ trụ.

- Rất nhiều các dự án khác đang được triển khai thực hiện như:

+ Dùng dòng siêu dẫn không tắt để dự trữ nguồn năng lượng điện không lò không sợ bị tổn hao.

+ Truyền tải điện bằng dây cáp siêu dẫn dưới mặt đất, tăng hiệu suất tới 99,8%, đang được thử nghiệm ở Mỹ, Nhật, Nga.

+ Sử dụng các dây truyền dẫn siêu dẫn trong máy tính, thiết bị thông tin liên lạc tăng tốc độ cực nhanh, chính xác và trung thực...

Tiềm năng ứng dụng của siêu dẫn là vô cùng rộng lớn và quan trọng, sẽ đưa đến những thay đổi lớn lao và hiệu quả trong khoa học kỹ thuật, kinh tế và đời sống xã hội. Nhất là một khi tìm ra siêu dẫn sử dụng ở nhiệt độ phòng thì không thể lường hết được vai trò của siêu dẫn to lớn đến mức nào.