□ 特輯 : 超電導 □

超電導의 原理

金 廷 九*

□ 차 례 □

1. 서 론
2. 초전도이론
2.1 London 현상학적 이론
2.2 Cooper 전자쌍
2.3 BCS이론
3. Tunneling과 Josephon효과
4. 초전도체의 응용
참 고 문 헌

1 서 론

자연현상중 금속을 임계온도(T_c) 이하의 극저온(0~20°K)으로 냉각시킬때 나타나는 초전도(Superionductivity)현상만큼 20세기 과학자들을 당혹하게 만든 현상은 없으리라 짐작된다. 초전도 현상은 1911년 네덜란드의 H. Kamerlingh Onnes에 의하여 우연히 발견되었다.[1] Helium액화(비등점 4.2°K)에 성공한 Onnes는 Hg를 온도계로 쓸 목적으로 Hg의 전기적 저항을 극저온에서 측정하던중 약 4.2°K에서 Hg의 전기적 저항이 갑자기 소멸됨을 발견하게 된 것이다. [그림 1] 이 특이한 현상을 초전도라고 불리며 이 현상이 일어나는 임계온도를 T_c라고한다.

이후 1933년 Meissner, Ochsenfeld가 초전도 상태의 금속내부에는 자장이 없다는 즉 완전 반자성체임을 발견하였다.

이렇게 완전도체 성질과 완전 반자성체 성질로 나타낼 수 있는 초전도체 현상에 대하여 Heisenberg를 포함한 많은 물리학자들이 연구하였으나 궁극적인 해답은 1957년 BCS 이론이 나올때까지 얻을 수 없었다.

초전도현상에 대한 이해가 어떻게 발전하였나를 알기 위하여 초전도현상에 관한 역사적인 기술을 하면

1911— H. K. Onnes 초전도 현상 발견

1933— Meissner 와 Ochsenfeld 초전도체내의 자

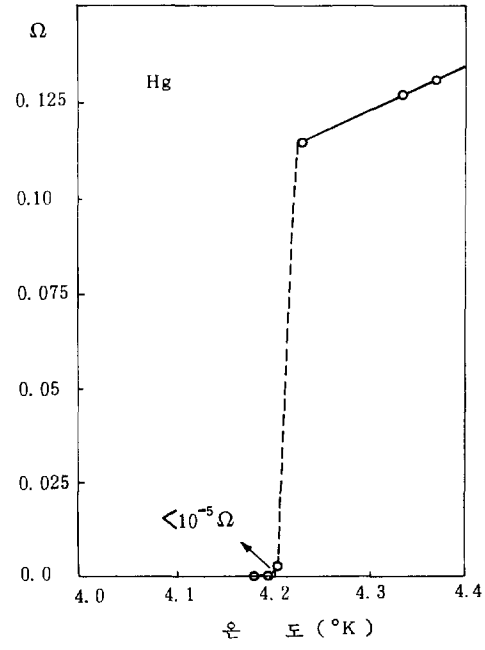

그림 1. H. K. Onnes가 1911년 조사한 Hg의 전기적 저항

* 서울大 自然大 物理學科 敎授 · 工博

장소멸(flux exclusion)현상 발견

1935— London의 현상학적 이론

1950— Reynold 와 Maxwell 동위원소 효과(Isotoge effect, $T_c \propto M^{-1/2}$) 발견
Fröhlich 전자 포논 상호작용의 중요성 제창

1950— Landau Ginsburg 의 현상학적 이론

1957— BCS 이론

1957— Abrikosov Type Ⅱ 초전도체

1960— Giaver 전자의 Tunneling 측정에 의한 에너지 갭 △측정

1961— Deaver 및 Fairbank 자속의 양자화

1962— Josephson 효과

1964— Jaklevec, Lambe, Mercereau, Silver SQUID

Meissner 효과가 발견된지 얼마 후 London이 초전도체의 반자성성질과 완전도체 성질을 설명하기 위한 현상학적 이론을 제시하였다. 이후 초전도체의 임계온도(T_c)가 물질의 질량에 관계가 있다는 동위원소 효과 ($T_c \propto M^{-1/2}$)가 발견되고 곧 Fröhlich 가 초전도현상은 전자와 격자진동(phonon)사이의 상호작용이 중요한 역활을 할 것이라고 제안하였다. 이 무렵 소련의 Ginsburg 와 Landau 가 현상학적 입장에서 유명한 Ginsburg-Landau 이론을 발표하였다. 즉 초전도현상은 정상 상태와는 다른 위상으로 질서매개변수(order parameter)로 나타낼 수 있다는 입장이다. 비록 이 이론은 현상학적 입장에서 출발하였지만 온도가 임계온도 T_c 부근에서 BCS이론과 일치 한다는 것이 후에 증명되었으며, 실제 많이 응용되는 제이종 초전도체 (type Ⅱ supeconductor) 의 성질은 거의 G-L 이론에 의거하여 설명되고 있다. 1957년 스핀과운동량이 반대인 두 전자로 구성되는 Cooper 전자쌍 개념에 의하여 Bardeen, Cooper Schrieffer 가 초전도체에 대한 미시적이론을 발표함으로써 약 50년간 많은 물리학자에게 의문을 주었던 초전도체에 대한 궁극적인 해답을 제시했다. 즉 초전도현상은 금속내의 기저상태 (ground state)에있던 전자들이 저온에서 포논과의 상호 작용때문에 Cooper 전자쌍으로 변환하며, 이때 초전도 상태의 전자들은 정상상태의 전자들과는 달리 페르미 주위에 에너지 간격 $\Delta(r, t)$가 있다는 것을 밝혔다. 에너지 간격은 1960년 Giaver 가 행한 Tunneling실험에 의하여 명백히 밝혀졌고 몇년후 Josephson은 만약 Tunneling junction 의 부도체막이 얇다면(~10 Å) 초전도 전류 (Cooper 전자쌍) 가 흐를 수 있다는 Josephson 효과를 발표하였다. 이는 초전도체의 응용가능성을 높인 획기적인 발견이다.

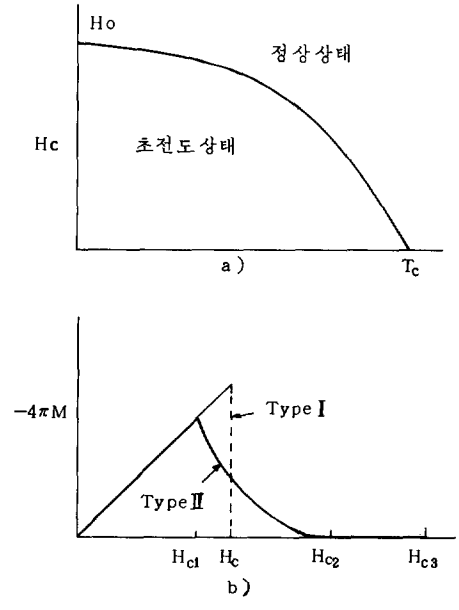

그림 2. a) 임계 자기장 H_c 의 온도 의존성
b) Type Ⅰ과 Type Ⅱ 초전도체의 자화곡선, Type Ⅰ은 H_c 까지 완전반자성임에 반하여 Type Ⅱ는 $H_{c1} < H < H_{c2}$ 에서는 vortex 상태를 나타낸다. $H_{c2} < H < H_{c3}$ 구간에서는 표면 초전도성을 보인다.

초전도체는 외부자기장의 변화에 따른 자화에 의하여 임계자기장까지 완전반자성을 보이다가 임계자기장 이상에서는 정상금속으로 변하는 Type Ⅰ 초전도체와 H_{c_1}까지는 완전반자석 $H_{c_1} < H < H_{c2}$에서는 혼합 미완전반자성을 나타내는 Type Ⅱ 초전도체로나눌 수 있다. Type Ⅱ 초전도체 경우 H_{c2}가 수십 Tesla에 이르기 때문에 실제응용에 많이 쓰인다.

초전도체의 임계온도 T_c는 1960～70년 대에는 초전도체의 개발에 따라 거의 매년 0.5°K증가 추대를 보였으나 지금은 그 증가추세가 둔하여 지금까지 개발된 초전도체중 가장 높은 T_c를 보이는 물질은 Nb_3Ge(박막)의 23°K이다. 더 높은 T_c 초전도체의 개발을 위하여 비포논 상호작용, 예를 들면 exciton에 의한 초전도, 자성 초전도 또는 저차원 물질의 초전도 가능성 등에 많은 연구가 진행되고 있는 실정이다. 그리고 초전도체의 응용은 첫째 완전도체 성질을 이용한 큰 스케일의 초전도 자석(발전기, 에

너지 스토리지, MHD자석, 송전)과 둘째 Josephson junction을 이용한 작은 스케일 (voltage standard, computer 소자, magnetometer)의 응용을 들수 있다.

2 초전도 이론

금속 1cm³에는 약 10^{23}개의 전자가 Coulomb상호작용 및 스핀상호작용을 하며 움직인다. 이 전자의 성질은 파수백터 k또는 운동량 $p=\hbar k$로써 기술하며 상호작용이 아주 약하다면 자유전자 모델로써 기술이 가능하며 에너지 E는 운동량의 함수 $E=p^2/2m$로 나타낸다. 이들 상호작용 중 중요한 것은 배척력인 Coulomb 상호작용과 전자-포논 상호작용이 있다. 그러나 금속내에는 Avogadro 의 수 만큼 전자가 있기 때문에 배척력인 Coulomb 포텐셜이 Yugawa 형태 ($\frac{e^2}{r}e^{-\lambda r}$)의 Screened interaction이 되어서 상당히 약화 된다. 만약 전자-포논 상호작용에 의한 간접적 전자-전자 상호작용이인력이 되어서 배척력인 Screened Couiomb 포텐셜보다 커지게 되면 전자-전자 간의 유효 상호작용은 인력이 되어 전자쌍을 이룰 수 있게 된다. 이러한 전자쌍을 Cooper 전자쌍이라고 하며 초전도의 궁극적인 원인이 된다. 이러한 현상을 개념적으로 그림(3)과 같이 나타내면, 한 전자가 규칙적인 + 이온 사이를 지나가면 전기적 작용에 의하여 +이온이 전자쪽으로 끌리게 되며(phonon) 결과적으로 전자 주위는 +전하를 띄게 되어 다른 전자가 이 쪽으로 끌리게 된다는 것이다. 즉 결과적으로 두개의 전자가 묶이어 운동하게 된다. 이러한 Cooper 전자쌍을 기초로하여 BCS이론이 나오게 되었다. 그러나 초전도 현상은 전자쌍의 개념이 필연적임을 보기 위하여 우선 London 이론부터 살펴 보기로 하자.

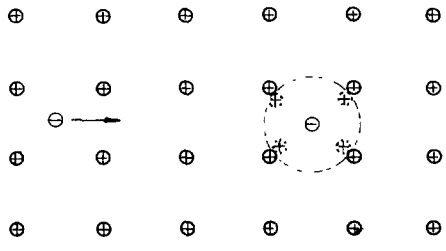

그림 3. 전자가 양이온 사이를 지나면 양이온의 움직임(점선)으로 인하여 전자 주위는 마치 +전하를 띈것 처럼되어 다른 전자가 이쪽으로 움직이게 된다.

2.1 London 현상학적 이론

위에서 언급한 바와 같이 초진도체는 완전도체및 완전반자성의 두가지를 특징지어 진다고 하였다

이를 설명하기 위하여 1935년 London은 다음의 식을 제안했다.

$$E=4\pi\lambda_L^2/c^2 \quad j \tag{1}$$

$$H=-4\pi\lambda_L^2/c \quad D\times J \tag{2}$$

식(6)은 완전도체 성질을 나타내고 식(2)는 meissner 효과(완전반자동)를 나타낸다. 여기서 $\lambda_L^2=(mc^2/4\pi ne^2)$로 정의된다.

London방정식(2)에 $\nabla\times H=\frac{4\pi}{c}J$를 적용하면

$$\nabla^2H=H/\lambda_L^2 \tag{3}$$

이 되며 해는,

$$H(x)=H(o)e^{-x/\lambda_L} \tag{4}$$

이 된다. 이로 부터 초전도체의 내부($x>\lambda_L$)에서는 $H=0$임을 알 수 있으며 meissner 효과를 잘 설명하고 있다.

그러면 London방정식이 내포하는 물리적 의미를 보기 위하여 $\nabla\times A=H$를 이용하면, 식(2)는 다음과 같은 형태를 바꿀 수 있다.

$$A=-\frac{4\pi\lambda_L^2}{c}J \tag{5}$$

자기장이 가해진 경우 전하의 운동량은

$$P=mv+\frac{e}{c}A \tag{6}$$

임을 잘 알려져 있다. 이것을 다시 고치면

$$P=\frac{e}{c}\left[\frac{4\pi\lambda_L^2}{c}J+A\right] \tag{7}$$

이며, 초전도체의 경우 London방정식 (5)에 의하여 $P=0$이다. 즉, London방정식은 초전도체에서 전자들이 응축되어 정준운동량이 0인 상태로 되어 있다는 것을 의미한다. 이는 운동량이 $\hbar k$인 전자와 반대의 운동량 $-\hbar k$을 가진 전자가 결합하여 전자쌍을 이루어야만 가능하다. 비록 London은 그 당시 전자쌍의 개념을 염두에 두지 않았겠지만, 그의 방정식은 분명히 전자쌍이 초전도체의 기본적인 성질이라는 것을 보여 주고 있다.

2.2 Cooper 전자쌍

BCS이론의 가장 핵심적인 개념이 1956년 Cooper가 제안한 Cooper전자쌍이다. 만약 두전자사이에 약한 인력이 작용하면, 이 인력이 아무리 약하더라도 정상상태의 바닥상태의 파동함수가 불안정하여져서 두개의 전자가 하나의 쌍을 이루는 새로운 속박상태로 전환한다는 것이 Cooper에 의하여 밝혀졌

다. 온도 T=0인 전자가스계에 쌍을 이루는 두개의 전자를 더해주는 경우, 이 두 전자의 파동함수는

$$\psi_0(r_1, r_2)=\Sigma g(k)e^{ik\cdot(r_1-r_2)} \quad (8)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 $g(k)$는 두전자가운동량($\hbar k$, $-\hbar k$)상태에 있을 확율진폭을 나타낸다.

이 두 전자의 Schrodinger방정식

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\{\nabla_1^2+\nabla_2^2\}\psi_0(r_1, r_2)+V(r_1, r_2)\psi_0(r_1, r_2)=(E+\frac{\hbar^2}{m}k_F^2)\psi_0(r_1, r_2) \quad (9)$$

에 식(8)을 대입하면, $g(k)$는 다음 식을 만족한다.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}k^2g(k)+\sum_k g(k')V_{kk}=(E+\frac{2\hbar^2}{2m}k_F^2)g(k) \quad (10)$$

여기서 V_{kk}는 전자쌍이 $(k\uparrow, -k\downarrow)$상태에서 $(k'\uparrow, k'\downarrow)$상태로 전환하는 상호작용을 의미하는 행열요소로서

$$V_{kk}=\frac{1}{\Omega}\int V(r)e^{i(k-k')r}dr \quad (11)$$

로 저의된다. Cooper는 이 유효포텐셜을 다음과 같은 간단한 형태로 택했다.

$$\begin{aligned} V_{kk}&=-V \quad |E_k|, |E_{k'}|<\hbar w_c \\ &=0 \quad |E_k|, |E_{k'}|>\hbar w_c \end{aligned} \quad (12)$$

즉 각 전자의 에너지가 페르미에너지$\pm\hbar w_c$에 있으면 인력이 작용한다는 의미이다.

여기서 $\hbar w_c$는 포로의 에너지를 나타내는 cutoff energy이다. 이를 대입하면 다음과 같은자체충족조건을 얻을 수 있다.

$$1=\frac{V}{\Omega}\Sigma\frac{1}{2\xi-E}=\int_0^{\hbar w_c}N(\xi)\frac{d\xi}{2\xi-E} \quad (13)$$

여기서 $\xi=\frac{\hbar^2}{2m}k^2-E_F=\frac{\hbar^2}{2m}(k^2-k_F^2)$으로 정의되며 $N(\xi)$는 전자상태밀도이다. $\hbar w_c \ll E_F$ 이므로, 전자상태밀도 $N(\xi)=N(0)$를 이용하면 전자쌍의 에너지는

$$E=-2\,tw_c\,e^{-2/N(0)V} \quad (14)$$

로 주어진다. 이 결과는 두전자 사이의 유효포텐셜이 아무리 약하더라도 인력이면 이 전자들은 정상상태의 페르미에너지보다 낮은 새로운 속박상태로 존재한다는 것을 의미한다. 그리하여 정상상태의 전자들은 불안정하여 에너지가 더욱 낮은 전자쌍을 형성하게 될 것이다.

2.3 BCS 이론

앞에서 두개의 전자가 있는 경우 포논에 의한 전자전자간의 상호작용에 의하여 응축된 상태가 가능하다는 사실을 알았다. 전도대 전자가 10^{23}개 있는 금속의 경우 이들로 구성된 N개의 전자쌍을 기술하기 위하여 제2양자화 방법을 이용하는 것이 간편하다. 이 방법에서는 바닥상태를 진공상태$|0>$로 보고 여기상태는 바닥상태 (진공상태) 에 여기상태의 에너지와 운동량을 가진 입자를 대성시키는 것으로 보는 입장이다. 그러므로 여기상태는 생성및 소멸연산자 $C_k^+\uparrow$, $C_k\uparrow$를 이용하여 나타낸다. 이를 이용하여 BCS 이론에서는 BCS 바닥상태함수를 다음과 같이택했다.

$$\psi_{BCSG}=\prod_{k=k_1\cdots k_M}(U_k+V_k\,C_k^+\uparrow C_k^+\downarrow)\,|0> \quad (15)$$

여기서 확율진폭 U_k, V_k는 규격화 조건에 의하여 $U_k^2+V_k^2=1$ 이며 V_k^2은 전자쌍 상태 $(k\uparrow, -k\downarrow)$ 가 차있을 확율 그리고 $U_k^2=1-V_k^2$ 은 비어 있을 확율을 나타낸다. 이 BCS 바닥상태함수는 모든 가능한 상태의 곱으로

$$\psi_{BCSG}=\Sigma\lambda_N\psi_N \quad (16)$$

입자수가 잘 정의되지 않은 상태이다. 그러나 다행히 λ_N이 계의 입자수 N근처에서 높은 값을 가리고 또 규격화 조건 $(\Sigma\lambda_N^2=1)$을 만족시키므로 어떤 양 A의 기대치는

$$<\psi_{BCSG}|A|\psi_{BCSG}>=\frac{\Sigma}{N}\lambda_N^2<\psi_N|A|\psi_N>=<\psi_N|A|\psi_N> \quad (17)$$

이므로 ψ_{BCSG} 로 부터 계의 정보를 알수 있다. 전자의 상호작용중 두전자가 $(k\uparrow, -k\downarrow)$ 상태에서 $(\ell\uparrow, -\ell\downarrow)$상태로 천이하는 쌍상호작용$V(\ell-\ell|k,-k)$ 항만을 다룬 BCS 하밀토니안은

$$H_{BS}=\Sigma\xi(k)C_{k\sigma}^+C_{k\sigma}+\frac{1}{2}\sum_{k,l}V(\ell-\ell|k-k)\,C_l^+\uparrow C_l^+\downarrow C_k\uparrow C_{-k}\downarrow \quad (18)$$

로 표시 된다. 식(15)를 위에 적용하여 변분원리방법을 이용하면, 자체충족조건

$$\triangle_k=-\frac{1}{2}\sum_l\frac{\triangle_l}{(\xi_l^2+\triangle^2)^{1/2}}V_{kl} \quad (19)$$

을 얻을 수 있다. 여기서 $\triangle_k$ 는 에너지 간격을 의미하며

$$\triangle_k=-\sum_l V_{kl}\,U_l\,V_l \quad (20)$$

로 정의된다. 식(19)에 BCS 모형 (식(12))을 대입하면

$$\triangle_k = \triangle = 2\hbar\omega_c e^{-1/N(0)V} \quad (21)$$

로 된다. 그리고 BCS 바닥상태에서 ($k\uparrow, -k\downarrow$) 상태가 차 있을 확율 V_k^2 은

$$V_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\xi_k}{\sqrt{\xi_k^2 + \triangle^2}}\right) \quad (22)$$

또 이어 있을 확율 $U_k^2 = 1 - U_k^2$ 은

$$U_k^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\xi_k}{\sqrt{\xi_k^2 + \triangle^2}}\right) \quad (23)$$

이다. 위에서 구한 △의 의미를 뚜렷이 하기 위하여 N개의 Cooper 전자쌍으로 이루어진 BCS 바닥상태의 계에 ℓ_α 상태의 전자가 하나 더 있는 여기상태를 생각하자. 이 때의 파로함수는

$$\psi_{l\alpha} = \prod_{k\neq l} \left(U_k + V_k\ C_k^{+}\uparrow\ C_{-k}^{+}\downarrow\right) C_{l\alpha}^{+} 10\rangle$$

로 나타낼 수 있다. 이 계의 여기상태에너지를 변분원리에 의하여 구하면

$$E_{l\alpha} = \sqrt{\xi_l^2 + \triangle^2} \quad (25)$$

임을 알 수 있다. 여기서 ξ_l 은 정상상태의 에너지이다. 여기서 비록 정상상태 여기에너지 ξ은 0이라 하드라도 초 전도체의 여기에너지는 △임을 주목해야 한다. (그림 4)그러므로 초전도체의 Cooper 전자쌍을 깨어서 두개의 독립된 전자를 생성시키는데는 적어도 2△의 에너지가 필요할 것이다. 초전도체의 페르미 준위에 에너지간격 $E = 2\triangle$의 존재와 그림(5)에서 보는 바와 같이 Cooper 전자쌍의 존재확율 (Occupation probility) V_k^2의 연속적 분포가 초전도체를 기술하는데 중요한 역할을 하게 된다. 여

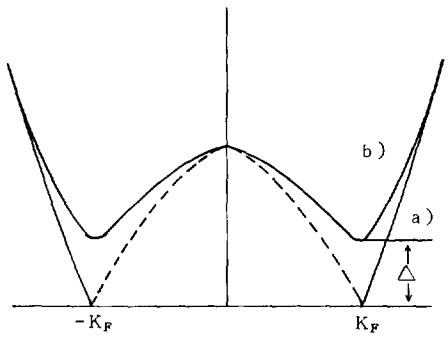

그림 4. 금속 a) 과 초전도체의 b) 의 여기 에너지 점선은 홀의 상태를 의미한다.

기상태의 상태밀도 (density of states) 는

$$N(E) = \mathrm{Re}\left\{\frac{E}{\sqrt{E^2 - \triangle^2}}\right\} \quad (26)$$

로 주어진다.

그리고 $T \neq 0$°K인 경우, 자체충족조건식(19) 으로부터 임계온도 T_c 는

$$k_B T_C = 1.13\hbar\omega_c\, e^{-1/N(0)V} \quad (27)$$

임을 보였다. BCS 의 약한 결합이론 ($N(0)V<0.3$)에서 임계온도와 에너지 간격

$\triangle(T=0) = \triangle_0 = 2\hbar\omega_c\, e^{-1/N(0)V}$

의 비는

$$\triangle 0\ /k_B T_C = 1.76 \quad (28)$$

으로 주어지며 Al , Zn, In, Sn 등의 경우 실험치와 잘 맞고 있다. 단지 Nb, Pb및 Hg 등의 경우 $2\triangle/K_B T_c$가 BCS 의 값 3.4보다 큰것을 볼 수 있는데 이들 물질은 전자—포논의 상호작용이 강한 물질 (strong cupling superconductor) 이다. 강한결합을 고려한 임계온도는

$$T_C = \frac{\theta_D}{1.45}\exp\left[-\frac{1.04\,(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\,\lambda)}\right] \quad (29)$$

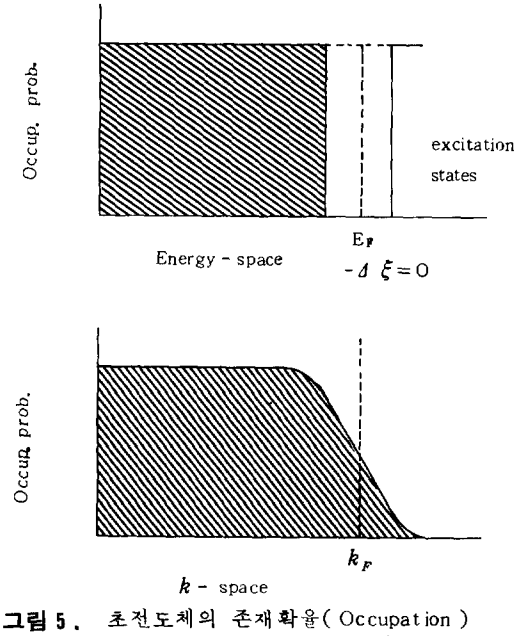

그림 5. 초전도체의 존재확율(Occupation) 비록 에너지 간격이 있지만 k공간에서의 존재확율은 연속적이다. 그러므로 여기상태는 전자와 홀의 혼합 상태임을 알 수 있다.

이며 여기서 μ^*는 Coulomlo 상호작용을 나타내는 계수로서 약 0.13정도이며 λ는 전자—포논의 결합상수이다. 이 식에서도 알 수 있듯이 λ가 배척력인 μ^*보다 커야지만 초전도체가 될 수 있다.

3 Tunneling과 Josephon효과

Tunneling의 개념은 양자역학의 발생과 함께 생겼다. 즉 전자는 어떤 포텐셜벽(흔히 부도체막)을 뚫고 나갈 유한한 확률을 가졌다는 것이다. 이 개념을 바탕으로 하여 1960년 Giaver는 초전도체의 에너지 간격을 측정할 목적으로 정상금속—부도체막—초전도체(NIS) 또는 초전도체—부도체막—초전도체(SIS) junction의 I—V곡선을 측정하였다.

Junction에 바이어스를 가하여 전자관통에 의한 전류를 측정할 때 관통전류는 한쪽의 차있는 상태의 수

$$N_1(E-eV)f(E-eV) \tag{30}$$

와 다른 쪽의 비어 있을 상태의 수

$$N_2(E)\{1-f(E)\} \tag{31}$$

에 비례할 것이므로 전체 관통전류는

$$I(V)\alpha\int N_1(E-eV)N_2(E)\{f(E-eV)-f(E)\}\,dE \tag{32}$$

로 주어진다 그러므로 $I-V$곡선에서 에너지 간격에 의한 상태밀도의 변화 또는 전자—포논의 강한결합에 의한 상태밀도의 변화

$$N(E)=Re\left\{\frac{E}{\sqrt{E^2-\triangle^2(E)}}\right\}$$

를 알 수 있게 되어 정확한 에너지 간격 $\triangle(T)$와 전자포논의 결합계수

$$\lambda=2\int_0^\infty\{\alpha^2(w)F(w)/w\}dw \tag{33}$$

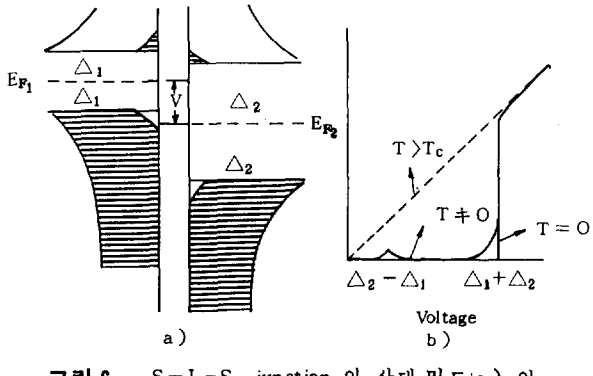

그림 6. S—I—S junction 의 상태 밀도 a) 와 I—V 특성 곡선 b)

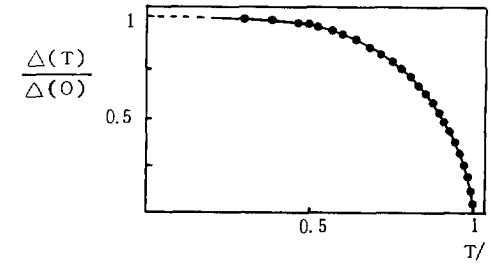

그림 7. 에너지 간격의 온도 의존성(Al) 실선은 BCS 이론과 결과 (Blackford March)

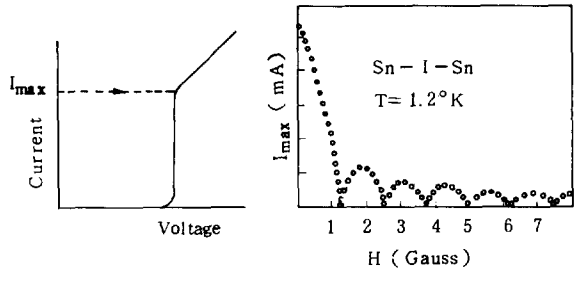

그림 8. Josephson junction 의 I—V 특성과 Imax (Josephson Current) 의 자기장 의존성 (Lanqen berg)

을 알 수 있다. 여기서 $\alpha^2(w)$는 전자—포논의 결합함수이며 $F(w)$는 포논상태밀도이다. $\triangle(T)$ 측정결과는 BCS이론과 잘 일치하고 있음을 그림(6)에서 알 수 있다. 그리고 Tunneling 실험에 의하여 구한 $\alpha^2F(w)$(또는 λ)가 주는 T_c(식(29))와 실험치와 대부분의 경우 잘 맞고 있다. 그러나 희토류금속 La과 천이원소 Nb 및 A—15 compound 의 경우 Tunneling의 결과와 이론이 잘 맞지 않아서 비포논 mechanign의 가능성을 암시하기도 한다.

1963년 Josephson은 만약 두초전도체사이의 포텐셜벽이 얇다면 Cooper전자쌍의 Tunneling이 가능하다는 가정하에 유명한 Josephson효과를 발표했다.

Feynman의 방법을 따라서 두 초전도체의 파동함수를 $\psi_1=n_{s1}^{1/2}e^{i\varphi_1}$, $\psi_2=n_{s2}^{1/2}e^{i\varphi_2}$라 하고 두전도체사이에 바이어스 V를 가한 경우 이 계의 Schrödinger 방정식은

$$i\hbar\frac{\partial\psi_1}{\partial t}=\hbar T\psi_2+\frac{eV}{2}\psi_1 \tag{34}$$

$$i\hbar\frac{\partial\psi_1}{\partial t}=\hbar T\psi_1-\frac{eV}{2}\psi_2 \tag{35}$$

으로 주어진다. 여기서 $\hbar T$항은 Cooper전자쌍의 tunneling을 나타낸다. 이때 두 초전도체 사이의 전

류밀도는

$$J=\frac{\partial n_s}{\partial t}=Jo\sin(\psi_2-\psi_1) \quad V=0\text{인 경우} \tag{36}$$

$$=Jo\sin\left[\delta(o)-\frac{eV}{\hbar}t\right] \quad V\neq 0\text{인 경우} \tag{37}$$

로 주어진다 식(48)을 DC Josephson 효과라 부르고 식(49)를 AC Josephson효과라 한다.

또한 Josephson은 자기장을 가할 때 Josephson 전류는

$$J=Jo\sin\delta\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \tag{38}$$

로 주어진다는 것을 밝혔다 여기서 δ는 두초전도체의 위상차이 ($\varphi_2-\varphi_1$)이며 Φ_0는hc/ze 로 주어지는 flux quantum, Φ는 두초전도체 사이를 통과하는 자속이다.

Josephson효과가 발표된지 9개월후에 Rowell 및 Arderson등이 실험적으로 관측하였다.

4 초전도체의 응용

초전도체의 응용은 크게 나누어 첫째, 완전도체성질을 이용한 큰 규모의 응용과, 둘째, Josephson효과를 이용한 작은 규모의 응용으로 나눌 수 있다.

큰 규모의 응용은 i) 발전기, ii) 송전선, iii) Fusion reaetor, MHD, Energy Storage등의 초전도자석, iv) magnetic levitation등의 예가 있다.

이러한 용도에 주로 쓰이는 초전도체는 T_c, H_c 및 I_c가 큰 $NbTi$ ($T_c=9.5°K$, $H_{c2}=13$ Tesla) 와 Nb_3Sn ($T_c=18.4°K$, $H_{c2}=22$ Tesla)등이다.

초전도체 전선에서 유의하여야 할 점은 i) Cryogenic stability, ii) ac loss, iii) eddy current loss등이며, 이때문에 초전도체전선은 주로 Cu matrix속에 가는 filament ($d\sim 1\mu$)의 형태로 제작된다.

작은 규모의 응용은 i) SQUID(Superconducting Quautum Interference Device), ii) Computer소자, iii) Micro wave등의 예가 있다. SQUID는 Josephson jumction두개를 병렬로 연결한 것으로써 magnetometer, Gravity ave voltage standard 그리고 Quark 찾는데 응용되고 있다. 아직 확인되진 않았지만 stanford의 Cabrera가 측정한 magnetic monopole도 SQUID를 이용한 것이다.

Computer소자의 응용은 DC Josephson효과의 자기의존성을 이용한 것으로써 switching time ($\sim 10^{-11}$sec) 이 반도체 소자의 switching time 보다 100 ~ 1000배 빠르고 power소모도 적다는 이점이 있어서 많은 회사들이 이의 개발에 노력을 경주하고 있다.

이 장에서 초전도체의 역사, 원리, 응용에 관해서 간단히 서술하였으나 최근 초전도체에 대한 연구동향, 그리고 중요한 Ginsburg-Landon이론, typeⅡ 초전도체의 자기적 성질 등은 언급하지 않았다.

자세한 내용은 참고문헌을 참조하기 바란다.

참 고 문 헌

1) J. Bradeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer Phys. Rev 108,1175 (1957)
2) I. Giaver, Science 183 1253 (1974)
3) De Gennes,"Superconductivity of metals and Alloys", Benjamin, New York (1966)
4) Lynton, "Superconductivty", Methuen, London (1969)
5) R. C. Richardson, Physics Today 34, 46 (Aug. 1981)
6) Schrieffer, "Theory of Superconductovity" Benjamin (1964)