

이중 전이와 자화 상전이: 초전도성에 대한 전자 유체의 응축 모델

朴成薰 · 崔東權* · 申斗淳 · 金元洙[†]

고려대학교 화학과

[†]홍익대학교 금속공학과

(1998. 1. 22 접수)

Double Transition and Magnetic Phase Transition: An Electron Fluid Condensation Model for Superconductivity

Sung-Hoon Park, Tong-Seek Chair*, Doo-Soon Shin, and Wonsoo Kim[†]

Department of Chemistry, Korea University, Seoul 136-701, Korea

[†]Department of Metallurgical Engineering, Hong Ik University, Chochiwon 339-800, Korea

(Received January 22, 1998)

요약. 산화물 초전도체 발견 후 많은 이론적 발전이 있었으나, 초전도 상전이를 정확히 설명하는 이론은 아직 없다 하겠다. 특히 상전이점 근처에서 발견되는 이중전이(double transition)나 다양한 자기적 상전이에 대해서는 아직 정확한 이해가 없는 상태이다. 본 논문에서는 전자유체의 응축모델을 사용하여 초전도 전이에 있어서, 전자기체의 응축과정이 CONFINEMENT와 TRAP의 두 단계로 일어남을 알았다. 이 두 단계 전이 메커니즘은 이중전이를 잘 설명할 뿐만 아니라, 여러 형태의 초전도체에서 보이는 자기적 성질, 특히 다양한 vortex structure를 보여주는 magnetic phase transition을 잘 설명할 수 있었다. 여러 종류의 초전도체들에서 공통적으로 발견되는 double transition과 다양한 magnetic phase transition을 잘 설명할 수 있는지 여부가 초전도 현상 설명의 일반이론으로 적합한지를 결정할 것이다.

ABSTRACT. Since the discovery of ceramic superconductor the various theoretical developments has progressed but there are no definitive description about the superconducting transition mechanism. In special, both the double transition and the various magnetic phase transition add to the complication of the understanding of HTSC. In this paper, we presented the idea of the two-step mechanism for the superconducting transition in view of the condensation model of electron fluid for superconductivity. And these concepts are successfully applied to the double transition and the magnetic phase diagram of various types of superconductivity. Therefore, both the double transition and magnetic phase transition should be the touchstone of general theory for superconductivity.

서 론

초전도체의 온도를 낮추어 가면 임계온도에서 급격한 전기저항의 감소가 일어나며, 전기저항이 0인 초전도 현상이 나타나게 된다. 이때 초전도 전이 현상은 열용량의 급격한 증가, 음파의 흡수 peak, 음속의 감소 등의 열역학적 성질의 변화를 수반한다.

그러나 산화물 초전도체 발견 당시부터 전이점 근처에서 발견되는 이중전이(double transition)¹에 대해서는 아직 정확한 이해가 없는 상태이다. Double transition이란 전이온도 근처에서 열용량의 변화나

전기저항의 감소 변화, 자화율의 감소변화에 있어서 두 번의 변화가 관측되는 것이다. 일반적으로 열역학적 성질은 그 물질의 거시적 특성(bulk property)을 반영하기 때문에 초전도 현상의 특성을 알아내는데 있어서 가장 중요하며, 일반이론의 완성에 있어서 필수적인 과정이다. 그러나 많은 관측에도 불구하고 타당한 설명이 없는 것은 물질에 따라 그 거동이 서로 상이하여 규칙성을 쉽게 발견할 수 없었기 때문이다(Fig. 1).

지금까지의 이중전이에 대한 의견은 다음 4가지로

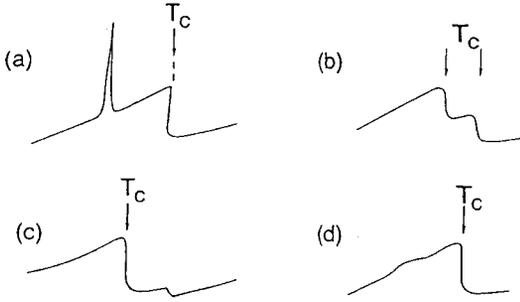


Fig. 1. Sketch of various shapes of double transitions.

구분할 수 있다: 입재온도 이하에서 입상(granular) 초전도체에서의 coherence가 시작된다²(case a); 산소 결손(oxygen vacancy)의 서로 다른 질서화(ordering)가 두 개의 서로 다른 입재온도를 가져온다³(case b); 독립적인 구조변화와 초전도 변화에 의한 것이다⁴(case c); twinning plane 영역에서 초전도성이 향상된다⁵(case d). 그러나 이들 설명은 개별적인 실험적 사실에 치우친 경우로, 이중전이를 명확하게 설명하는 것은 아직 없다. 지금까지는 이러한 실험사실에 대해 현상학적인 G-L이론(Ginzburg-Landau theory⁶)을 사용, 즉 상전이가 일어날 때 엔트로피 변화와 깁스 자유에너지 최소화 원칙을 지켜가면서 질서 파라미터를 등장시켜 설명하려고 하였다. 그러나 이 이론은 각 전이에서 order parameter의 원인을 설명해 주지 못하고 있으며 Symmetry breaking transition이 없는 상황임에도 이중변환이 오히려 더 활발하게 일어나는 것을 설명하기 어렵다. 또한 지금까지 잘 알려진 미시적인 초전도 이론인 BCS이론⁷ 또한 그들의 Cooper pair로서 이 현상을 설명할 수 없었다. 고온초전도 현상을 설명한다는 polaron, bipolaron, exciton, anyon 등의 많은 이론⁸들이 있으나 이것들은 고온 초전도체를 모두 설명할 수 없으며 이중전이 현상도 해석하지 못한다. 따라서 이 난제를 명확하게 해결해줄 수 있는 모델이 필요하다. 그것이 바로 전자유체의 응축 모델⁹이다.

본 논문에서는 이중 전이에 대한 열역학적 관점을 가지고 통계역학적 해석을 하고자 한다. 먼저 전자유체의 응축 모델을 소개하고 이 이론을 근거로한 두 단계 전이(two-step transition)로서 이중전이(double transition)를 설명한다. 특히 초전도체에 자장을 걸어 주었을 때의 자기적인 거동인 Type I과 Type II의 차이를 두 단계 전이 메카니즘으로 설명하고, 온도와

자기장의 함수로 일반화한 magnetic phase diagram을 설명한다. 따라서 전이점에서의 double transition과 magnetic phase transition을 잘 설명할 수 있는지 여부가 초전도 현상 설명의 일반이론으로 적합한지를 가리는 척도가 됨을 보이고자 한다.

전자유체의 응축모델

일반적으로 전도체 속 자유전자들은 높은 온도에서 기체처럼(gas-like) 행동한다. 즉 고체 전체에 퍼져 불규칙한 운동(chaotic motion)을 한다. 따라서 전압을 걸어주어 전류가 흐르게 되면, 전자기체의 운동 중 충돌이 전류의 흐름을 방해한다. 이것이 바로 전기저항이다. 이 전기저항은 온도가 낮아질수록 작은 값을 갖게 되는데, 이는 전자기체의 운동에너지가 작아지기 때문이다. 따라서 금속은 저항-온도 곡선에서 양의 기울기를 가진다.

그러나, 초전도체 속 전자들은 보통 전도체속 자유전자 기체와는 다른 행태를 보여주므로, 이것을 전자기체와 구분하기 위하여 Fermi liquid라 부른다. Landau¹⁰이후 많은 학자들에 의해 Fermi liquid에 대한 연구가 있었고, 극저온 액체 ⁴He에서 나타나는 초유체성과의 연관성¹¹에 대한 많은 연구가 있었다. 그러나 제대로 된 통계역학적 모델의 형태를 갖추지 못했기 때문에 초유체나 초전도체에 대한 전이 메카니즘을 내놓지는 못한 상황이다.

본 저자들은 "자유전자의 점성이 전기저항"이라는 발견적 해석을 한 후, 초전도 현상은 전자들이 전도층을 이루는 원자간 사이의 극부화된 공간에 갇혀, 좁은 공간속에서 자유전자의 응축이 일어나 응축된 전자들이 집단진동을 행함으로써 전자엔트로피를 줄이려는 현상이다. 그러므로 주된 초전도의 거동은 전자의 응축된 형태인 액체적 특징에 의함을 발견했다.

다시말하면 초전도체 속 자유전자는 높은 온도에서는 기체처럼 전 공간에 걸쳐 자유로운 거동을 보이다가, 온도가 낮아지면 에너지가 줄어들어 운동에 제약이 오게 되는데 이들 전자는 원자들 사이에 형성된 공간(interstitial)에 국소화된 3차원 조화진동의 퍼텐셜을 느끼게 된다. 이 국소화된 퍼텐셜 우물에 전자들이 응축하여 새로운 에너지 값을 갖게 된다. 이 연속적인 퍼텐셜 우물에 응축하여 서로 비슷한

에너지를 갖는 전자들끼리의 터널링에 의하여 형성하는 에너지 띠를 Interatomic Superconduction Band (ISB)라 한다. 이때 기체상태 전자의 에너지와 ISB에 응축된 전자의 에너지 차이를 초전도 에너지 갭 (superconducting energy gap)이라 한다. 이러한 ISB 상태의 전자들은 연속적인 집단진동을 행하며 한쪽 끝에서 전자가 유입되면 다른쪽 끝에서 빠져 나가는 한칸이동이 연속적으로 일어난다. 이러한 거시적인 집단운동은 에너지의 손실없이 전자를 이동시키기 때문에 초전도 현상이 일어나게 된다. 이와 같은 모델을 전자유체의 응축모델이라 한다. 이 모델은 기존의 전도체속 전자들의 거동을 원자가띠(valence band, VB)와 전도띠(conduction band, CB)로 잘 설명하는 band theory에 초전도체에서의 액체적인 특성을 설명할 수 있는 ISB를 새롭게 도입한 것이다.

이 전자유체의 응축모델은 알칼리 금속이나 Au, Ag, Cu와 같이 전도도가 좋은 금속에서 초전도체가 되지 못하는 이유를 설명할 수 있다. 즉 알칼리 금속에서는 VB와 CB간의 에너지 간격이 작기 때문에 그 사이에 ISB가 형성될 수 없고, Au, Ag, Cu 등에서는 원자구조나 층상배열의 symmetry가 너무 좋고 또 원자간 공간배열이 터널링에 적합하지 않기 때문에 좋은 전도체일 뿐 초전도체가 되지 못한다.

또한 초전도체 속에서 원자배열에 따라 전자기체의 응축이 일어나는 공간적인 차원이 달라짐에 따라 임계온도가 변할 수 있음을 설명할 수 있다.¹² 그러므로 구성원자들의 전자구조, 자유전자의 전자 밀도, 그리고 ISB를 쉽게 형성할 수 있도록 해주는 초전도체의 원자배열이 초전도체의 물성을 결정할 수 있다.

두단계 전이 메카니즘 (Two-step Transition Mechanism)

전자의 액체적 특성을 고려한 전자기체의 응축모델로서, 저자들이 제안하는 초전도체 두단계 전이 메카니즘은 다음과 같다.

초전도체 속 자유전자들은 임계온도 이상에서는 기체적(gas state)으로 행동한다. 그러나 온도가 낮아짐에 따라 자유전자의 운동에너지가 줄어들고, 자유전자는 초전도체에서 나타나는 포텐셜 에너지가 낮은 층(전도층)안에 갇힌 전자상태(confined state)로 있게 된다. 즉 자유전자의 상태가 달라지는 첫 번째

단계는 전자기체(gas state)가 절연층들 사이의 전도층들에 갇힘으로써 그 운동범위를 줄여 다른층으로의 이동이 금지된 전자상태(confined state)로 응축하는 과정이다. 이를 CONFINEMENT¹³라 한다. 이때 전자가 차지하는 공간의 축소로 전자밀도가 증가하게 되며, 밀도의 변화는 잠열 형태로 에너지를 저장할 것이며, 따라서 "1차 상전이"가 나타나게 될 것이다. 이 과정을 일반액체¹⁴의 응축과정과 비교할 때, 2차원 고밀도 전자기체(two-dimensional dense electron gas)라 할 수 있겠다.

이 과정은 구조적인 이방성이 두드러진 고온초전도체에서 잘 나타나게 되는데, 이는 마치 절연체층 사이에 갇힌 층간기체처럼 다른 층으로 이동할 수 없는 상태가 되는 것이다. 이 과정에서 current나 자기장의 변화에 따라 저항치가 달라지는 이방성(anisotropy)이 나타난다(Fig. 2-a¹⁵). 즉 전류를 가해 준 방향이나 전기장의 방향에 따라 전기저항치에 있어서 ab방향과 c방향의 값이 다르게 나타난다. 이때 층상구조에 대해 수직적인 c축 방향의 전기저항 값은 ab축 방향에 비해 매우 큰 값을 갖으며, 그 기율기에 있어서 ab축 방향은 양의 기율기($dp/dT > 0$)를 갖는 반면 c축 방향은 기율기가 달라져 최저값($dp/dT \cong 0$)을 갖는다.

이러한 이방성이 나타나는 이유는 Fig. 2-b¹⁶를 통해 잘 이해할 수 있다. Fig. 2-b는 일반유체의 온도에 따른 점성도의 변화를 온도, 압력의 의존성을 나타낸 그림으로, 보통의 기체는 low density limit로 표시된 것처럼 양의 기율기를 갖는 매우 작은 점성을 갖게 되고, dense gas는 높은 온도에서 양의 값을 낮은 온도에서는 음의 값을 갖는 전형적인 모습을 보여주며 그 값은 dilute gas에 비해 큰 값을 갖는다. Fig. 2-a, b에서 처럼 일반유체의 흐름을 방해하는 점성(viscosity)이나 전하를 갖는 전자유체의 흐름을 방해하는 전기저항(electrical resistivity)은 본질적으로 같은 물리적 성질을 갖는 전달현상이다. 따라서 이러한 초전도 전이점 근처에서 보이는 전기저항의 이방성은 전자기체(gas state)가 절연층들 사이의 전도층들에 갇힘으로써 그 운동범위를 안으로 줄여 다른층으로의 이동이 금지된 confined state의 존재를 확인시켜 준다. 즉 이 상태는 초전도체속의 층간자리에 응축된 2차원 고밀도 전자기체와 같은 confined state이므로 전기장이나 자기장의 변화는 전자의 운

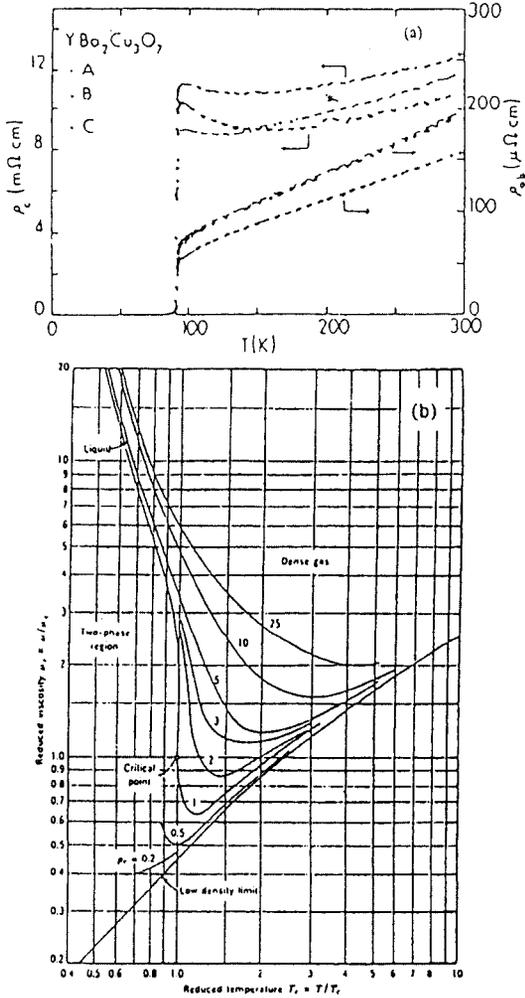


Fig. 2. (a) Resistivity for current flow parallel (ρ_{ab}) and perpendicular (ρ_c) to the CuO ab-planes of YBa₂Cu₃O₇. Data are given for three samples A, B, and C. Note from the change in scale that $\rho_{ab} \ll \rho_c$. (b) The reduced viscosity $\mu_r = \mu/\mu_c$ as a function of the reduced temperature $T_r = T/T_c$ at various values of the reduced pressure $P_r = P/P_c$.

동에너지에 영향을 주게 되어 전기저항값도 외부 조건에 의해 달라지게 된다. 그러나 3차원적인 금속에서는 구조적 이방성이 관측되지 않는다. 즉 confined state가 구조적으로 덜 안정해지게 된다.

따라서 초전도체의 구조적인 원자배열은 전자기체의 응축과정의 첫 단계, CONFINEMENT에서 매우 중요하다.

두번째 단계는 전자기체(gas state)가 절연층들 사

이의 전도층들에 갇힘으로써 그 운동범위를 줄여 다른층으로의 이동이 금지된 전자(confined state)의 움직임이 줄어들어 원자들 사이에 형성된 공간(interstitial)에 빠져 비슷한 에너지를 갖는 이웃 전자들과 상호관계(correlation)하여 ISB를 형성하게 하는 과정이다. 이 과정을 TRAP이라 한다 이 단계에서는 전자밀도의 변화 없이, 액체전자의 확일적인 전자운동(collective oscillation¹⁷)으로 인하여 전자 엔트로피의 감소가 일어나므로, 따라서 "2차전이"가 될 것이다.

이 과정에서는 액체전자가 집단진동에 의해 에너지 띠(ISB)를 형성하는 단계이므로, testing current나 외부 자기장은 에너지 띠에 갇힌 전자의 운동에너지를 변형시켜 전자의 에너지 분포만을 바꿀 뿐 큰 변화가 없게 된다. 따라서 구조적인 방향성과 관계없이 초전도상태는 유지된다.

이러한 두 단계 전이 메커니즘은 이중전이(double transition) 현상을 잘 설명할 수 있다. 우선 double transition에 관련된 많은 실험 중 열역학적 해석이 가능한 것을 선택할 필요가 있다. 왜냐하면 많은 실험들이 polycrystalline sample에서 행해져 왔기 때문에 가능한 시료의 성질에 영향을 받지 않는 single phase에서의 결과가 중요하기 때문이다. 따라서 single phase YBa₂Cu₃O_{6.9}에서 전이부근의 열용량 데이터가 정밀한 R. A. Butera^{3(b)} (Fig. 3)의 것을 선택하기로 한다.

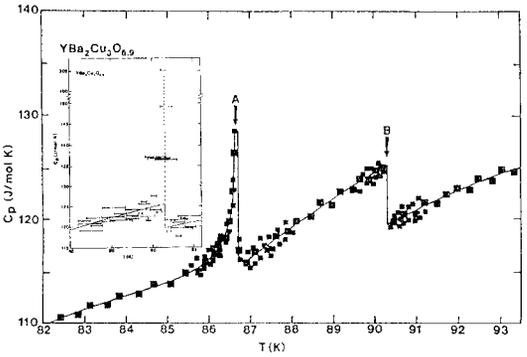


Fig. 3. Heat capacity of YBa₂Cu₃O_{6.9} vs temperature ■, $\Delta T = 0.25$ K; ▴, $\Delta T = 0.01$ K; Label A indicate the 2nd.-order transition and appears the critical behavior Label B indicate the 1st.-order transition with latent heat, $L = 3.67$ J/f.u., entropy $\Delta S = 0.041$ and $\Delta C_p/T = 62$ mJ/f.u. · K² Inset shows both the jump in C_p and the first-order nature of the transition at 90.30 K (B).

R. A. Butera의 실험에 의하면 두 개의 열용량의 이상성이 관측되는데 86.65 K(A)에서의 전이는 2차 상전이를 하고 임계거동을 보인다. 그리고 90.30 K (B)에서 관측되는 전이는 잠열($L=3.67$ J/f.w)이 나타나고 열용량의 증가($\Delta C_p/T=62$ mJ/K²·f.w.)가 생기는 전형적인 1차 전이로 확인된다(Fig. 3의 inset). 또한 그는 특이점 A와 B의 특성을 알아내기 위해 온도에 따른 시작전류(onset current)와 전기저항을 측정했는데, A점에서 onset current와 resistivity가 0으로 나왔다. 이는 A점이 초전도 전이온도임을 알 수 있으며, 이는 이미 보고된 elastic modulus,¹⁸ sound velocity의 기울기¹⁹ 등에서 이미 확인되었다. 또한 B점에서는 전기저항의 감소가 일어나는 시작점(onset point)임을 알 수 있었다. 또한 neutron diffraction연구²⁰에 의하면 실온부터 10 K까지 아무런 구조변화가 없었다. 위의 결과들로 보아 특이점 A와 B가 각각 서로 다른 열역학적 특이점임을 알 수 있다. 즉 여기에는 구조적 특성으로 나오는 것이 아니라 순수한 전자적인 현상임을 알 수 있다. 즉 90.30 K (B점)에서의 1차 상전이는 전자기체가 confined state로 공간적인 응축이 일어나는 것으로, 이때 전기저항은 0이 아닌 보통상태(normal state)이다. 86.65 K(A점)에서의 2차 상전이는 confined state에서 trapped state로의 전이로, ISB를 형성하여 초전도 성질이 나타나게 된다. 이때가 초전도체의 임계온도가 된다. 이때 A와 B점 사이의 온도구간에서 confined state의 존재를 확인할 수 있는데 이 구간에서의 전자의 거동은 다음의 magnetic phase diagram에서 잘 설명할 수 있다.

초전도체의 자화 상전이 (Magnetic Phase Diagram of Typical Types of Superconductors)

일반적으로 자기적 성질에 따라 Type I과 Type II 로 초전도체를 분류한다. 이것은 자기장을 가하면서 자화된 정도(Fig. 4)를 나타낸 것으로, 이는 전자유체 응축과정의 역과정으로 이해할 수 있다.

금속처럼 symmetry가 좋은 등방성 구조물질들은 confinement와 trap이 동시에 전환되기 때문에, 자기장을 가하게 되면 액화된 전자는 임계자기장, Hc에서 완전히 기화(vaporized)된다(Type I, Fig. 4-a). 그러나 고온초전도체와 같은 Type II의 경우(Fig. 4-b)는 confinement와 trap이 단계적으로 전이되기 때문

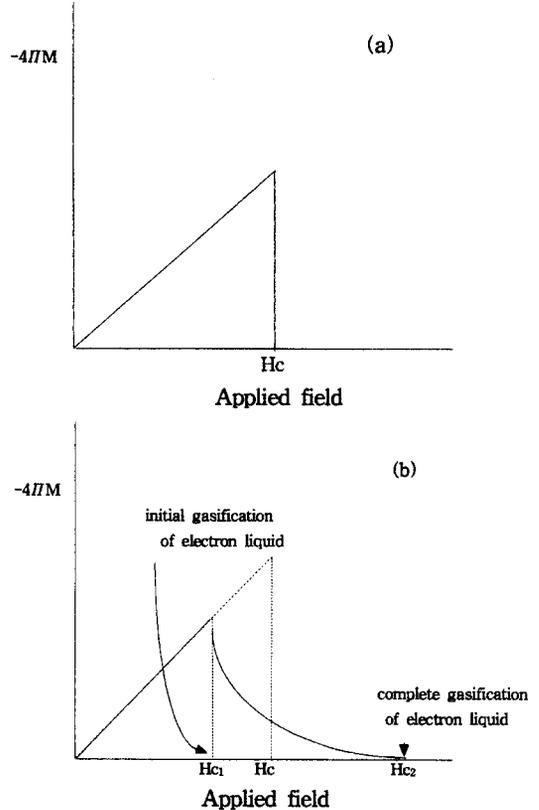


Fig. 4. Type I and Type II Superconductors explained by the concept of gasification of the electron liquid.

에, 자기장을 가하면 Hc1에서 trapped state의 전자가 원자간 사이에서 기화되기 시작하여 Hc2가 되면 완전히 기화되어 전 공간에 자유롭게 움직이는 전자기체가 된다. 따라서 Type II의 경우, 액체전자와 기체 전자 사이의 고밀도 전자기체(confined state)가 공존하는 mixed or vortex state에서 존재한다. 따라서 Type I과 Type II의 분류는 전자기체-액체 상전이에 있어서 고밀도 전자기체(confined state)가 존재할 수 있느냐 없느냐에 따른 분류라 할 수 있다.

위에서 밝힌 Type I & II의 거동을 자기장과 온도의 함수로 나타낸 일반화한 magnetic phase diagram²¹ (Fig. 5)을 다음과 같이 설명할 수 있다.

일반적으로 Type I(Fig. 5-a)들은 자기장이 없을 때, Hc1(T)와 Hc2(T)는 겹쳐 Hc(T)로 한 개의 phase boundary로 나타나게 된다. 이것은 3차원적 원자배열에 의해 confined state가 안정화되지 않기 때문에 두 단계의 confinement와 trap단계가 거의 동시에 나

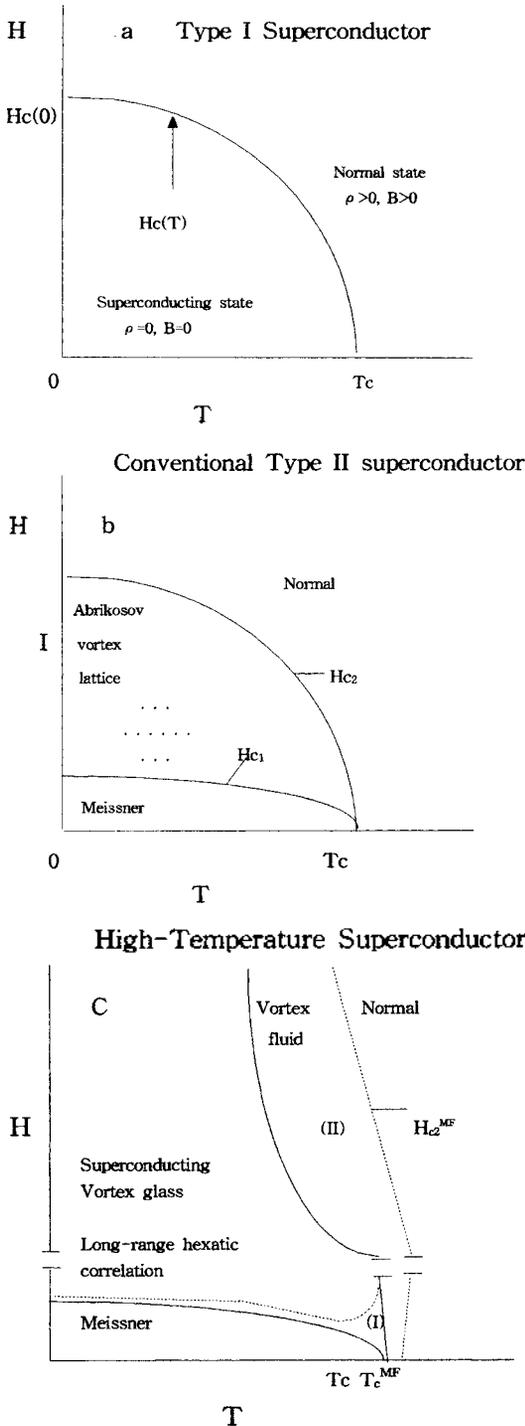


Fig. 5. The Magnetic Phase Diagram of Various Superconductors a) Phase Diagram of Type I superconductor, b) Phase Diagram of Type II superconductor, c) Phase Diagram of High-Temperature superconductor.

타나게 된다. 따라서 외부 자기장이 매우 작을 때 normal-superconductor transition의 경우 2차 상전이 가 나타나게 된다. 즉 일반유체의 임계점과 같은 거 동을 보여준다. 그러나 외부 자기장이 커지면, 자기 장은 전자의 에너지를 증가시켜 trapped electron의 전이온도를 낮추게 한다. 즉 normal-superconductor transition는 일반유체의 vaporization curve와 유사한 1차 상전이를 결과를 보인다.²²

Type II(Fig. 5-b, c)의 경우, 원자적인 배열이 confined state를 안정하게 하기 때문에 confinement 와 trap 과정 사이의 mixed state, 즉 초전도 상태와 보통상태가 섞여 있는 상태가 나타난다. 이 과정을 나타낸 것이 $H_{c1}(T)$ 와 $H_{c2}(T)$ 이다. 매우 큰 자기장을 가할 경우, 전자의 에너지를 키워 confinement를 일 어나게 못하게 하고, ISB내의 전자의 에너지를 상승 시켜 trap의 온도를 점차 낮출 것이다. 즉 상한 임계 자기장 $H_{c2}(T)$ 는 임의의 온도에서 confinement가 되 지 않도록 전자를 excitation 시키는데 필요한 자기장 의 크기이며, 하한 임계자기장은 $H_{c1}(T)$ 는 임의의 온 도에서 trap을 못하게 하는데 필요한 자기장의 크기 가 된다.

이때 고온초전도체의 경우, 자장의 세기에 따라 전형적인 Type II의 경우(Fig. 5-b)와 약간 다른 거 동을 나타낸다. 첫째로, 자기장을 걸어주지 않을 때, $H_{c1}(T)$ 와 $H_{c2}(T)$ 가 서로 만나지 않는다는 것이다. 이 것은 자기장이 없을 때에도 두 단계의 confinement 와 trap이 나타난다는 것으로, 즉 double transition에 서 보여주는 두 개의 전이의 존재는 zero current, zero field에서 초전도상과 일반상이 혼합된 mixed phase가 존재할 수 있음을 알 수 있다. 이것을 H-T phase diagram(Fig. 5-c)을 통해 잘 알 수 있다. 둘째 로 mixed state의 다양한 거동²³이다. 특히 H-T phase diagram에서 Meissner state위에는 대개 장거리 질서를 갖는 vortex lattice를 갖는 것이 일반적이데 반해, 고온초전도체에서는 vortex fluid가 자장이 작 은 곳(I)과 자장이 큰 곳(II)의 두 영역에 존재하며 두 영역 사이에 vortex lattice와 vortex glass상태가 존재 한다는 것이다. 아직까지 다양한 vortex structure에 대한 설명은 되어지지 않고 있다. 이것은 두 단계 전 이메카니즘을 통해 알 수 있는데, (I)영역에서 나타 나는 vortex liquid는 주로 작은 자기장에서 trapped electron이 기화되기 시작했을 때의 거동인데, 이때

liquid character를 보이는 것은 기화된 전자기체들의 양이 매우 작기 때문에 기화된 전자기체들이 돌아다닐 수 있는 공간이 커지므로 vortex의 fluidity가 커지는 경우로 실제로 vortex 한 개의 크기가 크다. 좀더 자장이 커지면 기화되는 전자기체가 늘어나게 되고 이 전자기체들은 전자 간의 repulsion에 의해 안정한 vortex lattice를 형성한다. 이때의 vortex 한 개의 크기는 (I)영역보다는 약간 작다. 더 자장이 커지면 자기장은 vortex를 형성하는 전자기체의 운동에너지를 크게 하여 전자간의 repulsion을 깨어지게 한다. 그러한 거동이 vortex glass이며, 자장을 더 키워주면 vortex 한 개의 크기는 작아지나 vortex의 운동은 더욱 원활하게 된다. 이것이 (II)영역의 vortex liquid이다.

이와 같이 모든 초전도체의 자기적 성질들은 Type I, II에 관계없이 Fig. 5-c와 같은 형태로 일반화시킬 수 있다. Type I과 Type II의 분류는 전자기체-액체 상전이 과정에서 confined state가 존재할 수 있느냐 없느냐에 따른 분류라 할 수 있으며, 고온초전도체와 같이 구조적으로 confined state가 안정해질 경우, 다양한 vortex structure의 거동을 나타낸다.

위와 같이 전자유체의 응축모델의 두 단계의 전이 메카니즘은 double transition을 잘 설명할 수 있으며, Type I & II의 구분을 응축과정의 역과정인 기화현상(vaporization)으로서 설명할 수 있었다. 또한 온도와 자기장에 따른 여러 종류 초전도체의 일반화된 magnetic phase diagram의 다양한 vortex structure를 잘 설명할 수 있었다. 이러한 접근은 초전도 전이온도 근처에서 발견되는 현상인 metal-insulator transition²⁴ (MIT)도 전자기체의 confined state가 매우 안정해짐에 따라 trapped state로의 전이가 일어나지 않는 경우로서 잘 설명할 수 있으리라 생각된다. 따라서 corundum structure를 갖는 V_2O_3 ²⁵에서 보여주는 MIT나 최근 보고된 $\alpha-Al_2O_3$ ²⁶에서의 double transition도 이와같은 두 단계 전이 메카니즘으로 이해되어질 수 있겠다. 또한 전자유체의 응축모델을 통해서 열전체와 반도체의 중간적 특성을 갖는 액화된 전자기체가 보여주는 상온 액전체(electron-liquid conductor)도 합성할 수 있었으며, 이는 새로운 물질에서 상온 초전도체로의 가능성을 열 수 있을 것이다.

결 론

고온초전도체에서 주로 나타나는 이중 전이(double transition)는 전자유체의 응축모델을 통해, 전자기체의 응축현상에 있어서 CONFINEMENT, TRAP의 두 단계로 일어남을 알 수 있었다. 이는 전자기체가 온도가 낮아짐에 따라 gas state \rightarrow confined state, confined state \rightarrow trapped state로의 두 단계 전이함을 의미한다.

이 때 첫 단계 CONFINEMENT과정에서는 주로 구조적 원자배열에 의해 결정되며, 특히 구조적 이방성이 두드러질 때 confined state가 안정해진다. 이 단계에서는 electron gas가 국부적 영역으로 confinement 되어 나타나는 dense electron gas 상태이므로, 전기장이나 자기장은 전자의 운동에너지에 영향을 주므로 전기 저항값도 외부 에너지에 의해 달라지게 된다. 바로 confined state의 존재가 전이온도 근처에서 구조적 이방성에 따른 전기 저항치가 달라지는 이유이다. 두 번째 단계의 TRAP과정에서는 평균적으로 원자사이에 갇혀 국소화된 전자(confined state)의 움직임이 줄어들어 원자들 사이에 형성된 공간에 빠져 집단진동에 의하여 에너지 띠(ISB)를 형성하는 단계(trapped state)이므로, 전기장이나 외부 자기장은 에너지 띠에 갇힌 전자의 운동에너지를 변형시켜 전자의 에너지 분포만을 바꿀 뿐 큰 변화가 없게 된다. 따라서 초전도상태는 크게 달라지지 않는다.

또한 두 단계 전이 메카니즘은 초전도체의 자기적 성질을 잘 설명하고 있다. 즉 Type I의 경우, 3차원적 구조의 영향으로 두 단계 전이가 동시에 나타나기 때문에, 임계온도에서의 2차 상전이는 일반유체의 임계점과, 자기장이 걸릴 경우의 1차 상전이는 vaporization과 상당히 유사함을 알 수 있으며, Type II의 경우, confined state의 안정성이 커져 나타나는 다양한 vortex structure를 잘 설명할 수 있었다. 특히 고온 초전도체의 경우, 자기장이 매우 작을 때 나타나는 이중전이 현상과, 자기장이 커지면서 나타나는 vortex lattice, vortex glass, vortex liquid의 거동을 동시에 잘 설명할 수 있었다.

이와같이 두 단계 전이 메카니즘은 초전도체의 전이온도 근처의 double transition과 다양한 magnetic phase diagram을 잘 설명할 수 있었다. 또한 MIT와 관련된 현상에도 이 개념은 유용하리라 생각된다.

따라서 double transition과 magnetic phase transition을 제대로 설명하는 것이 초전도체 이론의 일반론이라 할 수 있겠다.

본 연구는 1997년 교육부 기초과학 연구소 학술 연구조성비(BSRI-97-3404)의 지원에 의해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

인 용 문 헌

- (a) Junod, A. Specific Heat of High Temperature Superconductors: A Review, Chapter 2 in "Physical Properties of High Temperature Superconductors II", Edited by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1990, p. 80. (b) Fisher, R. A.; Gordon, J. E.; Phillips, N. E. *Journal of Superconductivity*, **1988**, *1*, 231.
- (a) Voronel, A. V.; Linsky, D. L.; Kisliuk, A. and Drilikh, S. *Physica C153-155*, 1988, 1086. (b) Butera, R. A. *Phys. Rev. B37*, 1988, 5909. (c) Janod, E.; Junod, A.; Graf, T, Ke-Qin Wang, Triscone, G.; Muller, J. *Physica B 194-196*, 1994, 1939.
- (a) Ishikawa, M.; Nakajawa, Y.; Takabatake, T.; Kishi, A.; Kato, R.; Maesono, A. *Solid State Commun.*, **1988**, *66*, 201. (b) Ishikawa, M.; Nakajawa, Y.; Takabatake, T.; Kishi, A.; Kato, R.; Maesono, A. *Physica C153-155*, 1988, 1089.
- (a) Lazarev, V. B.; et al, *Physica C153-155*, **1988**, 1024. (b) Wang Ke-Qin; Chen Zha-jia; Xia Jian-Sheng, Chen Zuyao; Zhang Qirui, *Solid State Commun.*, **1989**, *69*, 1145. (c) Inderhees, S. E.; Salamon, M.B.; Goldenfeld, N.; Rice, J. R.; pazol, B. G.; Ginsberg, D. M.; Liu, J. Z.; Crabtree G. W. *Phys. Rev. Lett.* **1988**, *60*, 1178.
- (a) Buzdin, A. I.; Kulic, M.; Polonskij, S. V. *Physica C153-155*, 1988, 681. (b) Abrikosov, A. A.; Buzdin, A. I. *Physica Scripta*, *T27*, 1989, 74.
- (a) Toledano, J. C.; Toledano, P. *The Landau Theory of Phase Transitions*, World Scientific, New Jersey, 1987. (b) Sigrist, M.; Ueda, K. *Rev. Mod. Phys.*, **1991**, *63*, 238. (c) Kita, T., *Phys. Rev. B48*, 1993, 3949.
- Bardeen, J., Cooper, L. N. and Schrieffer, J. R., *Phys. Rev.*, **1957**, *108*, 175.
- (a) Lynn, J. W. *High Temperature Superconductivity*, Springer-Verlag; New York, U.S.A., 1990. (b) Edited by Halley, J. W. *Theories of High Temperature Superconductivity*, Addison-Wesley, Singapore, 1988.
- 최동식, 고려대학교 이학론집, **1992**, *33*, 33.
- (a) Landau, L. D. *Sov. Phys. JETP*, **1956**, *3*, 920. (b) Landau, L. D. *Sov. Phys. JETP*, **1957**, *5*, 101.
- Tilley, D. R.; Tilley, J. *Superfluidity and Superconductivity*, Adam Higer LTD., Bristol and Boston, 1986.
- 박성훈, 김미연, 최동식, 김원수, 대한화학회지, **1996**, *40*, 401.
- Fuksushima, K.; Sato, H. *Phys. Rev. B46*, **1992**, *22*, 14794.
- Hirschfelder, J. O.; Curtiss, C. F., Bird, R. B. *Molecular Theory of Gases and Liquids*; John Wiley & Sons: New York, U.S.A., 1954; p. 371.
- Hagen, S. J.; Jing, T. W.; Wang, Z. Z.; Horvath, J.; Ong, N. P. *Phys. Rev. B37*, 1988, 7928.
- Hougen, O. A.; Watson, K. M. *Chemical Process Principles*; Wiley, 1947.
- (a) Bohm, D.; Pines, D. *Phys. Rev.*, **1951**, *82*, 625. (b) Bohm, D.; Pines, D. *Phys. Rev.*, **1952**, *85*, 338, (c) Bohm, D.; Pines, D. *Phys. Rev.*, **1953**, *92*, 609, (d) Bohm, D.; Pines, D. *Phys. Rev.*, **1953**, *92*, 626.
- Mathias, H.; Moulton, W.; Ng, H. K.; Pan, S. J.; Pan, K. K.; Peirce, L. H.; Testardi, L. R.; Kennedy, R. J. *Phys. Rev. B36*, 1987, 2411.
- Bishop, D. J.; Ramirez, A. P.; Gammel, P. L.; Batlogg, B.; Rietman, E. A.; Cava, R. J.; Mills, A. J. *Phys. Rev. B36*, 1987, 2408.
- (a) Greedan, J. E.; O'Reilly, A. H.; Stager, C. V. *Phys. Rev. B35*, 1987, 8770. (b) Beech, F.; Miraglia, S.; Santoro, A.; Roth, R. S. *Phys. Rev. B35*, 1987, 8778.
- (a) Essmann, U.; Trauble, H. *Scientific American*, **1971**, *224*, 75. (b) Bishop, D. J.; Gammel, P. L.; Huse, D. A.; Murray, C. A. *Science*, **1992**, *255*, 165. (c) Crabtree, G. W.; Nelson, D. R. *Physics Today*, 1997, April, 38.
- London, F. *Superfluids, vol. 1: Macroscopic Theory of Superconductivity*, John Wiley & Sons, New York, 1950; p. 16.
- Edited by Bontemps, N. *The vortex state*, Kluwer Academic, Boston, 1994.
- Mott, N. F. *The Metal-Insulator Transitions*, 2nd ed., Taylor & Francis, London, 1990.
- Tsuda, N.; Nasu, K.; Yanase, A.; Siratori, K. *Electronic Conduction in Oxides*, Springer-Verlag, Berlin, 1991; p. 181.
- Pop, I.; Opera, C.; Burda, I.; Pop, O. *Mod. Phys. Lett. B11*, **1997**, *353*.