≪해설논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society, Volume 22, Number 2, April 2012 http://dx.doi.org/10.4283/JKMS.2012.22.2.066

강자성 초전도체의 연구동향과 전망

한상욱*
울산대학교 기초과학연구소, 울산시 남구 대학로 93번지, 680-749

(2012년 3월 26일 받음, 2012년 4월 20일 최종수정본 받음, 2012년 4월 20일 게재확정)

강자성 초전도체의 발견은 상극으로 알려진 강자성과 초전도성이 어떻게 상호작용하여 조화롭게 공존하는지에 대한 학문적인 연구뿐만 아니라 새로운 기술적인 응용을 위한 광범위한 탐구를 이끌고 있다. 본 해설논문에서는 강자성 초전도체에 대한 이해를 돕기 위하여, 먼저 초전도체의 쿠퍼쌍을 깨뜨리는 강한 자기장의 궤도 효과와 상자성 효과에 대하여 설명한다. 자기장의 이러한 효과 이외에도 초전도체/강자성체 복합 구조의 계면에서 발생하는 근접 효과에 의해 단일상 쿠퍼쌍은 강자성체를 지나가는 동안 불안정하여 아주 짧은 침투깊이를 가진다. 그러나 쿠퍼쌍이 홀-진동수 삼중상인 경우 안정되고 긴 유효길이를 가지게 되는데, 새로운 스핀 전자소자로서의 개발을 위해 그 연구의 중요성이 높아지고 있다. 마지막으로 다양한 강자성 초전도체와 양자구속효과에 의해 두 성질이 공존하는 저차원의 물질들을 소개한다.

주제어 : 강자성 초전도체, 궤도 짝-깨뜨림 효과, 상자성 짝-깨뜨림 효과, 근접효과, 홀-진동수 삼중상, 양자구속효과

I. 서 론

2008년 H. Hosono 교수 연구 그룹에서는 임계온도(T_c)가 26 K인 새로운 철(Fe) 기반 초전도 물질 LaFeAsO : F를 보고하였다[1]. LaFeAsO는 반강자성-금속 성질을 가지고 있는 반면, LaO 층에서 산소(O) 자리를 불소(F)로 치환하면 반강자성은 점차 감소하고 전자는 증가하여 FeAs 층에 공급되어 초전도 현상이 나타나는 것으로 알려져 있다. 이후, 다양한 구조의 유사 화합물인 $SrFe_2As_2$, LiFeAs, Fe(Se,Te) 등에서 새로운 초전도 현상이 발견되어 철 기반의 초전도 연구가 활발해졌다[2]. 한편 다른 관점에서, 철은 전형적인 강자성 물질이다. 일반적으로 강자성 물질의 전자들 스핀은 교환 상호작용(exchange interaction)에 의해 같은 방향으로 정렬된다. 반면에 BCS(Bardeen-Cooper-Schrieffer) 이론에서 쿠퍼쌍(Cooper pair)의 두 전자는 포논과 상호작용하여 파울리 배타원리에 의해 반대 스핀 자기모멘트와 운동량을 가지며 전체 합은 영이다(Fig. 1a). 이러한 상반되는 두 특성이 한 물질 내에 공존하여 나타나는 초전도와 강자성의 상호작용에 대한 새로운 이해가 필요하다. 강자성 초전도체에 대한 이해를 돕기 위해, 본 논문에서는 (II) 초전도와 자기장의 상호작용과 (III) 초전도체(S)/강자성체(F) 다층박막구조의 근접효과(Proximity effect)를 설명하고 (IV) 한 물질 내에서 초전도와 강자성이 공존하는 강자성 초전도체(Ferromagnetic superconductor)에 대한 연구 동향을 정리하였다. 마지막으로 (V) 크기(size) 감소에 따른 현상, 즉 양자구속효과(Quantum confinement effect)에 의한 사례들을 소개하고 마무리하였다.

*Tel: (052) 259-1477, E-mail: swhan72@gmail.com

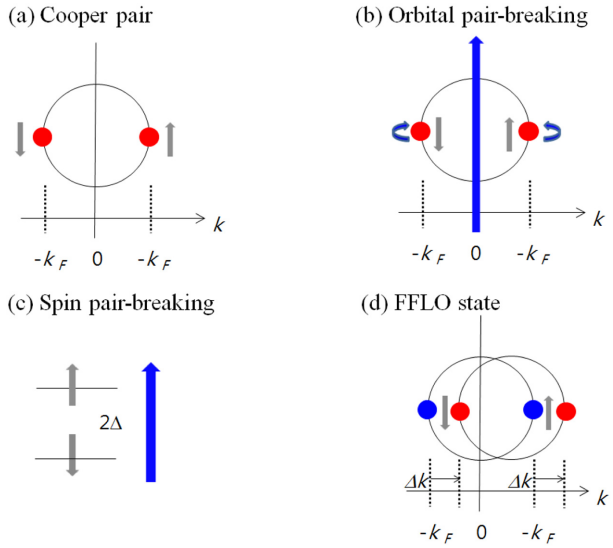


Fig. 1. (Color online) (a) 쿠퍼쌍. 자기장에 의한 (b) 궤도운동 쿠퍼쌍 깨뜨림 효과와 (c) 상자성 쿠퍼쌍 깨뜨림 효과. (d) FFLO(Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov) 상태(k_F는 페르미 준위에서 운동량).

II. 초전도와 자기장의 상호 작용

초전도 물질은 임계온도(T_c)보다 낮은 상태에서는 전기 저항이 0이며, 외부 자기장을 차폐하거나 밀어내는 완전 반자성 성질을 가지고 있다. 하지만 임계자기장(H_c)을 넘어서면 초전도 성질을 완전히 잃고 정상상태가 된다. 일반적으로 강한 자기장을 가할 경우(스핀-궤도 결합은 고려하지 않고) 초

전도 물질의 쿠퍼 전자쌍을 깨뜨리는 두 가지의 경우가 있다. 첫째는, 궤도 운동에 의한 쿠퍼쌍 깨뜨림 효과이다(Fig. 1b). 자기장 내에서 운동하는 전하는 로렌츠(Lorentz) 힘에 의해 자기장에 수직인 평면에서 원운동을 하게 된다. 따라서 페르미 준위의 초전도 전자쌍은 서로 반대되는 궤도 운동을 하므로 외부 자기장에 의해 쿠퍼쌍은 깨어질 수 있다. 자기장의 궤도 효과는 초전도 물질내부로 자속이 침투하여 생기게 되는 자기 소용돌이(vortex) 형성과도 관계 된다[3]. 두 번째는, 쿠퍼쌍의 스핀이 외부 자기장의 방향으로 평행하게 정렬(상자성 효과)하는 스핀 분극(제만 효과, Zeeman effect)에 의한 깨어짐이다(Fig. 1c)[4, 5]. 이 때 발생하는 제만에너지 또는 교환에너지는 스핀의 방향에 따라 차이를 가지며, 이 에너지 차이가 쿠퍼쌍을 이루기 위해 필요한 에너지(초전도 갭, 2Δ)보다 크게 되면 쿠퍼쌍을 깨뜨릴 수 있다. 자기장에 의한 궤도 운동과 상자성 효과의 관계는 Maki 변수 $\alpha_M = \sqrt{2}\, H_{c20}/H_p$로 구분 된다[6]. 여기서 $H_{c2}(0) \approx \Phi_0/2\pi\xi_0^2$는($\Phi_0$는 양자자속, $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta_0$는 초전도 결맞음 길이, v_F는 페르미 속도) 절대영도에서 궤도 운동 효과에 의해 구해지는 제2종 초전도체의 임계 자기장이며, $H_P = \Delta_0/\sqrt{2}\,\mu$는($\mu = g\mu_B/2$는 자기모멘트, Lande g-변수, μ_B 보어 자기모멘트) 상자성 효과에 의한 임계 자기장이다. 대부분의 초전도 물질은 자기장의 궤도 운동 효과에 의해서 정상 상태가 된다. 그러나 구조적인 제한 즉 결맞음 길이(Coherent length)가 작아지는 박막이나 저차원 또는 무거운 페르미온(heavy fermion) 초전도 물질에서는 궤도 운동 효과가 억제되고 상자성 효과가 충분히 커질 수가 있다. 이러한 상자성 효과가 큰 경우, 쿠퍼쌍이 유지될 수 있는 두 경우가 있다. 첫째는, 쿠퍼쌍의 스핀이 같은 방향을 가지는 경우이며(III 절 참조), 다른 하나는 질량 중심의 운동량이 영이 아닌 유한한 값을 가지는 FFLO(Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov 또는 LOFF) 상태가 있다[7]. Fig. 1(d)에서 강자성체의 교환장이 쿠퍼쌍의 한 방향으로 작용했을 때, 두 전자의 스핀은 반대 방향을 유지하면서 질량 중심의 운동량이 영이 아니며, 단일상(singlet)과 삼중상(triplet)이 혼합되게 된다. 지금까지 무거운 페르미온 초전도체 $CeCoIn_5$와 층상구조의 유기물 초전도체 κ-(BEDT-TTF)$_2$Cu(NCS)$_2$와 같이 제한된 물질들에서 FFLO 상태의 가능성이 확인되고 있다[8]. 이와 달리 근접효과(Proximity effect)가 작용되는 S/F 다층박막구조의 계면에서는 FFLO 상태가 실험적으로 많이 입증되고 있다[9]. 한 편, 외부 자기장은 초전도의 쿠퍼쌍을 깨뜨리는 역할만 하는 것이 아니라 쿠퍼쌍을 안정되게 유지하는 예외적인 경우도 있다. 강자성 원소가 포함된 물질의 경우[10], 교환 자기장이 외부 자기장과 반대 방향으로 작용하여 물질 내부로 들어오지 못하게 차폐하여 아주 강한 자기장에서도 쿠퍼쌍을 유지하게 된다(Jacarino-Peter 효과)[11].

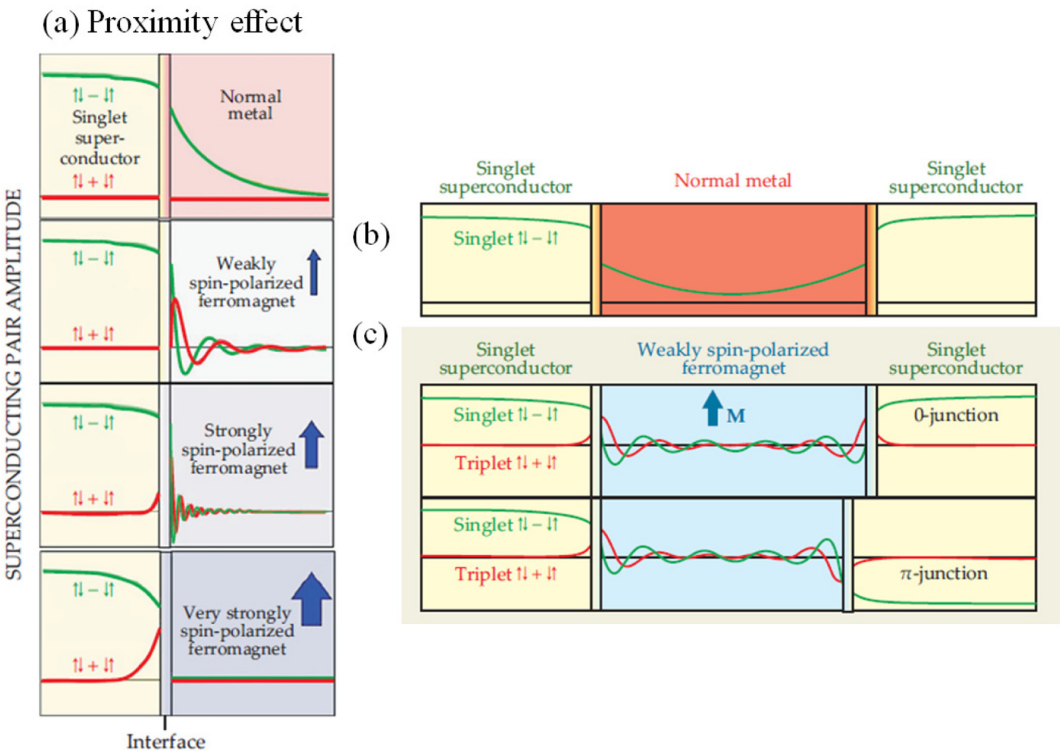


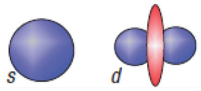
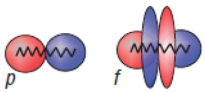
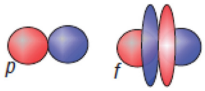
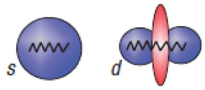
Fig. 2. (Color online) (a) The proximity effect describes penetration of the pair amplitude of the pair wavefunction as a function of distance from the superconductor-metal and ferromagnet interface. (b) The single state (green) and triplet state (red). (c) Josephson junction [15].

III. 근접효과

오래전부터 초전도체/강자성체 다층박막구조의 계면에 대한 많은 이론 연구와 실험이 행해져 왔다. 우선 초전도체가 보통 금속(N)과 접합을 이루게 되면, 쿠퍼쌍은 바로 소멸하지 않으며 어느 정도 위상 결맞음 길이가 유지된다. 이런 현상을 근접효과라고 한다[9]. 근접효과와 밀접한 관련이 있는 현상으로 Andreev 반사(reflection)가 있다[12]. 근접효과와 Andreev 반사는 같은 현상을 설명하는 두 가지 다른 언어라 할 수 있다.

Fig. 2(a)의 S/N 구조에서는 금속의 두께가 증가하면 쿠퍼쌍(파동함수)의 진폭과 임계온도가 지수함수 형태로 감소하며 저온에서 근접효과의 침투깊이는 ~1 μm까지 유지 될 수 있다[13]. 반면에 S/F 구조에서는 강자성층의 두께가 증가함(교환장의 증가)에 따라 감쇠 진동 형태로 감소하며 침투깊이는 매우 짧은 수 nm 정도이다[9]. 그러나 강자성체의 두께에 따른 진동 형태는 인접한 초전도체의 위상 차이를 서로 같게 하는 0-접합과 180° 차이나는 π-접합을 구성할 수 있다(Fig. 2b). 따라서 두 개의 초전도체를 연결하는 얇은 절연체 또는 금속으로 이루어진 조셉슨(Josephson) 소자와 같은 기능을 구현할 수 있다. 한편, 절반금속(half-metal) 강자성 물질인 CrO_2 박막의 경우는 예외적으로 긴 침투길이(1 μm)가 보고되었다[14]. 비정상적으로 긴 유효길이를 나타낸 CrO_2 박막은 초전도 전자쌍이 단일상이 아닌 삼중상인 것으로 알려져 있다. 왜냐하면, S/F 다층구조에서 초전도 전자쌍이 단일상인 경우는 결맞음 길이($\xi = \sqrt{\hbar D_F/E_{ex}}$, D_F는 전자 확산 상수)가 강자성체의 교환에너지 E_{ex}에 의해 제한되는 반면에, 삼중상의 결맞음 길이($\xi = \sqrt{\hbar D_F/2\pi k_B T}$)는 저온에서 길어질 수 있기 때문이다[9]. 더욱이 홀-진동수 삼중상(odd-frequency triplet)에 대한 가능성이 발표되어 이에 대한 연구의 중요성이 높아지고 있다. 홀-진동수 삼중상은 강자성체에서 보다 긴 유효 길이를 가지며 스핀전자소자(spintronics)의 가능성이 있다[15]. 일반적으로 쿠퍼쌍 파동함수의 진폭(pair amplitude)은 두 전자를 교환하면 반전 대칭성(inversion symmetry)과 스핀 회전 대칭성(spin rotation symmetry)에 의해 부호가 바뀐다. 따라서 쿠퍼쌍은 스핀의 방향에 따라 단일상과 삼중상으로 구분되며, 공간 분포, 즉 궤도의 모양이 결정된다. 각운동량이 짝수이면 (*s*-궤도와 *d*-궤도), 짝수 반전성(even parity)의 단일상 쿠퍼쌍을 이루고, 반면에 홀수이면(*p*-궤도와 *f*-오비탈), 홀수 반전성(odd parity)의 삼중상 쿠퍼쌍을 구성한다. 이러한 쿠퍼쌍은 시간 대칭에 짝함수(even)인 경우이다. 일반적으로 쿠퍼쌍은 두 전자가 동시에 쌍을 이루는 것이 아니라 시간지연 효과(retardation effect)로 쌍을 형성한다. 두 전자의 시간 변수를 교환(commute)하면, 쿠퍼쌍 파동함수(진폭)의 부호가 바뀌어 시간 대칭에 홀함수(odd)가 되며, 시간 교환에 대한 푸리에 변환(Fourier transform)은 진동수가 되어 이를 홀-진동수라고 한다[16]. 페르미-디락(Fermi-Dirac) 통계에 따라, 네 종류의 쿠퍼쌍이 형성될 수 있다(Table I)[17]. 여기서, 시간 변수 교환은 시간반전대칭(time reversal symmetry)이 아니다.

Table I. The four classes of superconducting correlations following from the Pauli principle. All four symmetry components are induced in the superconducting regions next to the interface, but only the ↑↑-triplet ones in the half-metallic region. The dominating orbital contributions to the supercurrents in the half metal are shown in the lower two rows (triplet): even-frequency *p*-wave and *f*-wave, and odd-frequency *s*-wave and *d*-wave. Wavy lines symbolize the dynamical nature of the odd-frequency amplitudes [17].

Spin	Frequency	Momentum	
Singlet (odd) ↑↓ - ↓↑	Even	Even	
	Odd	Odd	
↑↑ ↓↓ Triplet (even) ↑↓ + ↓↑	Even	Odd	
	Odd	Even	

IV. 강자성 초전도체

초전도체와 강자성체의 상호 작용에 대한 연구는 오래전부터 알려져 왔다[18]. 제1종 초전도체인 란탄늄(Lanthanum)의 임계온도는 5.7 K이다. 그러나, 큐리온도가 292 K인 강자성체 가돌리늄(Gd)의 도핑 양을 증가시키면 초전도의 임계온도를 급격히 감소시키며 결국 강자성 상전이를 하게 된다(Fig. 3a). 이와 달리, 초전도와 강자성이 한 물질에 나타나는 물질들이 발견되었는데, 전이온도의 차이에 따라 초전도 강자성체(superconducting ferromagnet, $T_{sc} > T_c$)와 강자성 초전도체(Ferromagnetic superconductor, $T_{sc} < T_c$)로 구분된다. 3원소 화합물(Ternary compoundd) $REMo_6S_8$, $REMo_6Se_8$, $RERh_4B_4$ (Rare earth; RE), 유기물 초전도체$(TMTSF)_2X$와 2원소 화합물 Y_9Co_7 등의 초전도 강자성체는 초전도 상태에서 온도를 낮추면 강자성으로 전이되고 정상상태가 된다[19]. 구리 산화물계열의 고온 초전도체인 $YBa_2Cu_3O_7$(YBCO)의 Cu-O 체인(chain)층을 RuO_6 팔면체(Octahedra)로 바꾸고, Y을 Sm, Eu, Gd 등으로 치환하면 루테늄-구리 산화물인 $RuSr_2RCu_2O_8$

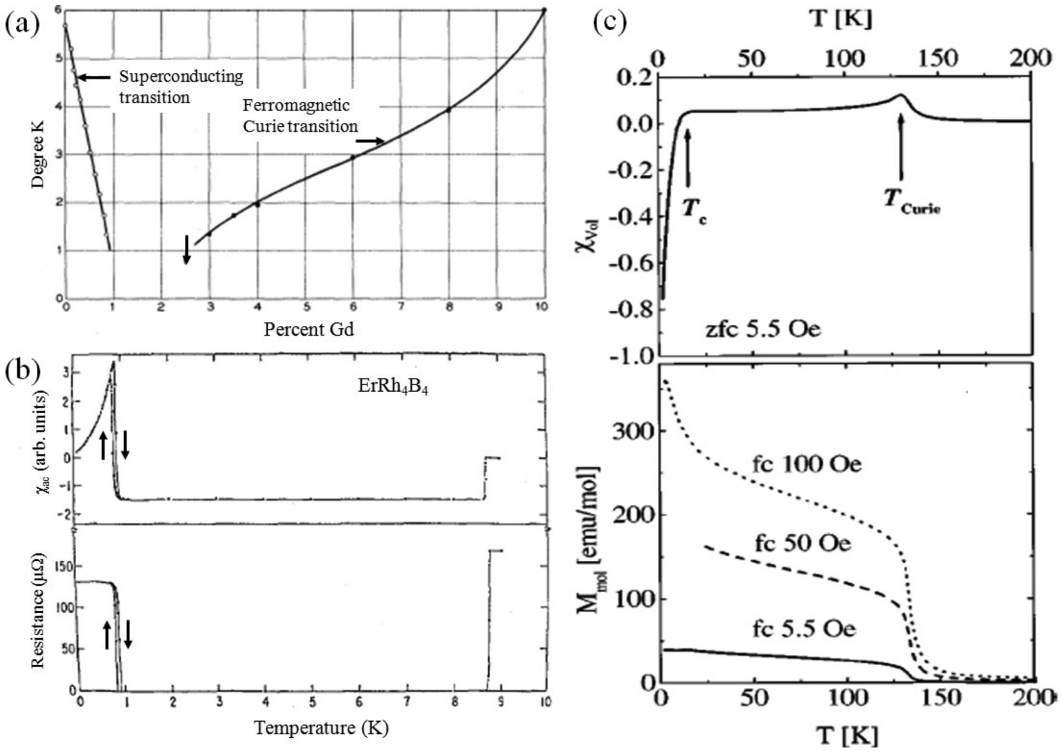


Fig. 3. (a) Ferromagnetic and superconducting transition temperatures of solid solutions of gadolinium in lanthanum [18]. (b) AC susceptibility and resistance of $ErRh_4B_4$ [19]. (c) Temperature dependence of the zero-field-cooled dc volume magnetization of $RuSr_2GdCu_2O_8$. The field-cooled molar magnetization for applied fields [20].

(R = Gd, Eu; Ru-1212)와 $RuSr_2R_{1.4}Ce_{0.6}Cu_2O_{10-\delta}$(Ru-1222)로 합성할 수 있다[20]. 이들 물질들의 강자성 큐리온도는 T_c = 100~150 K이며 초전도 임계온도는 T_{sc} = 10~50 K를 가진다. 초전도 임계온도 이하에서도 약한 강자성이 공존하는 특징을 가진다. 초전도는 CuO_2 층의 쿠퍼쌍에 의해서 나타나며, 약한 강자성은 RuO_2 층의 Ru 자기모멘트(Ru^{4+}/Ru^{5+})에 의해 나타나는 것으로 알려져 있다. 근본적인 메카니즘은 원자 단위의 S/F/S 구조의 조셉슨 접합으로 인한 근접효과로 이해할 수 있다. YBCO의 경우와 마찬가지로 초전도 성질은 홀 농도, Cu-O 층의 평평도(buckling), 격자의 대칭성, 전하보관층(charge reservoir)의 질서도 등에 크게 영향을 받는 것으로 알려져 있으며, 강자성의 경우는 루테늄(Ru)과 산소의 조성비, 원자가에 영향을 받는 것으로 알려져 있다.

이와 달리 대표적인 강자성 초전도체인 우라늄 화합물(UGe_2, URhGe, UCoGe, UIr)은 U 5*f* 전자가 초전도와 강자성 두 성질에 모두 기여하는 것으로 알려져 있다[21]. UGe_2와 UIr은 상압에서는 초전도를 나타내지 않고 높은 압력이 가해지면 초전도가 나타나는 반면, URhGe와 UCoGe는 상압에서도 초전도를 나타낸다(Table II).

전자의 경우는 강자성-초전도 전이 상태만 가지는 반면에 후자의 경우는 상자성-초전도 상전이를 포함하고 있다(Fig. 4)

Table II. Uranium compounds [21]. Crystal structure, Superconducting transition temperature T_{sc}, Curie temperature T_c, and ordered moment.

Material	Structure	T_{sc} (K)	T_c (K)	μ_B/Uatoms
UGe_2	Orthorhombic	0.8 (p = 12 kbar)	53	1.5‖*a*
UIr	Monoclinic	0.1 (p = 27 kbar)	46	0.5‖[1, 0, –1]
URhGe	Orthorhombic	0.275	9.5	0.4‖*c*
UCoGe	Orthorhombic	0.8	3	0.07‖*c*

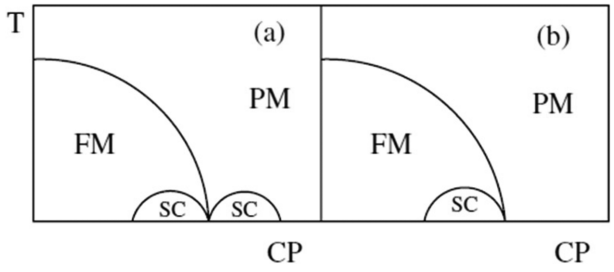


Fig. 4. Schematic phase diagram showing the paramagnetic (PM), ferromagnetic (FM), and superconducting (SC) phases in a temperature (T)-control parameter (CP) plane. (a) URhGe and UCoGe. (b) UGe_2 and UIr [22].

[22]. 우라늄 화합물은 비슷한 결정 구조를 가지며 대칭성이 낮은 구조로 인해 전자기적 성질은 강한 이방성을 가진다. 특

히, URhGe는 자기장을 인가하면, 초전도가 사라진다. 그러나 8 T와 12.5 T에서 다시 초전도가 나타나는 양자임계점(Quantum critical point) 현상을 나타낸다[23]. 앞에서 설명한 물질 안의 자기이온에 의해 외부 자기장이 차폐되는 Jaccarino-Peter 효과[11]는 아니며, 자기장에 대해서 안정되어 있는 초전도 전자쌍인 삼중상에 의한 것으로 많은 실험과 이론 연구에서 논의되고 있다. 그리고 우라늄 화합물은 전도전자의 스핀 업과 다운의 차이에 의해 발생되는 유동(itinerant) 강자성체이다. 가돌리늄의 4*f* 전자들이 이온에 국소(localization)되어 나타나는 강자성과는 다르다. 일반적으로 유동 강자성체는 스핀요동(spin fluctuation)을 가지며, 쿠퍼쌍을 약하게 한다[24]. 반면에 스핀요동은 자기장에 의해 약해지며 쿠퍼쌍을 안정되게 할 수 있다. 우라늄 화합물의 초전도 전이온도가 낮고 자기모멘트 값이 자유 이온의 값보다 훨씬 작은 경향은 초전도 전자쌍이 스핀요동에 의해 매개되고 안정되는 것으로 예견되어 왔으며 최근 실험적으로 입증되어 고온초전도체 연구에 중요한 실마리를 제공하고 있다[25].

V. 양자 구속 효과

1. 2차원 시스템

밴드 절연체(band insulator)이며 반자성 성질을 가지고 있는 $LaAlO_3$(LAO)와 $SrTiO_3$(STO)의 계면은 초전도, 강자성, 전기장 유도 금속-절연체 상전이, 초전도-절연체 상전이등 다양한 흥미로운 현상들이 보고되고 있다. 전도층 형성에 대한 주된 메커니즘은 LAO 층의 전하가 계면의 Ti^{2+} 이온으로 이동되는 경우와 산소의 결함(vacancy) 양에 의해 조절되는 것으로 알려져 있다. 더욱이 최근 저온에서 초전도와 강자성이 함께 나타나는 것이 발견되어 관심을 끌고 있다. 두 상태가 공존하는 원인은 계면에서 스핀-궤도 결합에 의한 FFLO 상태 형성으로 인한 것으로 설명되고 있다[26].

2. 1차원 시스템

일반적인 S/F/S 조셉슨 구조의 근접효과 결맞음 길이는 수 nm로 예상된다고 했으나, 나노선(nano wire)의 경우는 이보다 훨씬 긴 길이를 가질 수 있는 것이 실험적으로 입증되었다[27]. 직경 40 nm 또는 80 nm인 강자성 코발트(Co) 나노선의 유효길이는 600 nm로 측정되었으며, 니켈(Ni) 나노선도 같은 결과를 가진다.

이와 달리 초전도체 나노선이 연결된 S/S/S 구조에서는 근접효과와 반대되는 현상이 나타난다[28]. 직경 40 nm의 초전도체 아연(Zn) 나노선을 임계온도이상의 정상상태, 즉 금속 성질을 갖게 한 다음 나노선이 연결된 초전도 전극에 낮은 자기장을 가하여 초전도를 잃은 정상 상태로 만들었을 때 금속 성질의 아연 나노선이 초전도성을 가지는 현상을 발견하였다. 즉 N/S/N 구조가 되어 이를 역근접효과라고 한다. 보다 향상된 시료의 실험에서도 자기장에 의해 초전도 상태로 재진입 되는 것이 관측되었으나 좀 더 복잡한 결과를 보여 이해 대한 체계적인 연구가 요구되고 있다.

금속합금(intermetallic compound)인 Bi_3Ni은 강자성 Ni 금속이 포함되어 있지만, 자성이 없는 것으로 알려져 있다. 그러나, 마이크로 이하의 크기 입자와 준 1차원 나노 구조에서 강자성을 나타내며 초전도와 공존하여 높은 자기장에서도 안정되어 있음을 보였다[29].

3. 0차원 시스템

양자구속효과에 의해, 초전도체의 크기가 결맞음 길이보다 작은 나노입자는 전자의 평균 에너지 준위 간격(mean level spacing, δ)이 초전도 에너지 갭(Δ)보다 커지게 되어 초전도성을 잃는다. 그러나 이와 반대로 나노입자의 직경과 결맞음 길이가 비슷해지는 임계점에서 양자요동에 의해 초전도 갭이 증가하는 껍질효과(shell effect)가 제기되어 왔다. 최근 주석(Sn) 나노입자의 직경이 초전도성이 사라지는 5 nm($\delta \approx \Delta$)보다 크고 10 nm 이하인 경우 덩어리의 갭보다 60 % 증가되는 껍질효과가 실험적으로 입증되어 많은 관심을 이끌고 있다[30]. 이러한 현상은 이미 주석 나노입자 집합체(assembly)에서 발견되었으나, 특이하게 초전도와 강자성이 같이 나타나는 것으로 보고되어 이에 대한 기본 메카니즘의 연구가 요구된다.

고온 초전도체 YBCO를 고온 열처리 하여 생성된 나노입자들(100~200 nm)의 경우 덩어리의 초전도성을(T_c = 91 K) 유지하며 상온에서 강자성이 보고되었다. 표면의 산소 결함에 의한 것으로 고려되어지며, 초전도와 강자성이 공존하는지에 대해서는 불투명하다[31].

V. 결 론

강자성 초전도체의 발견은 응집 물질 연구의 다양한 분야에 있어서 상당한 활동들을 유도했고, 상극으로 알려진 강자성과 초전도성이 어떻게 상호작용하여 조화롭게 공존하는지에 대한 학문적인 연구뿐만 아니라 새로운 기술적인 응용을 위한 광범위한 탐구를 이끌고 있다. 강자성 초전도체에 대한 연구는 아직까지 풀리지 않은 고온 초전도체의 메커니즘 규명에 실마리를 제공해줄 것이며 새로운 응용 소자의 개발을 위한 연구의 중요성이 높아질 것으로 기대 된다.

감사의 글

이 논문은 2009년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한

국연구재단의 대학중점연구소 지원사업으로 수행되었으며 이에 감사드립니다(2009-0093818).

참고문헌

[1] Y. Kamihar, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
[2] G. R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **83**, 1589 (2011).
[3] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, 2nd Ed., McGraw-Hill, New York (1996).
[4] A. M. Clogston, Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962).
[5] B. S. Chandrasekhar, Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962).
[6] K. Maki, Physics, Long Island City, New York, **1**, 127 (1964).
[7] P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135** A550 (1964); A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965).
[8] H. A. Radovan, N. A. Fortune, T. P. Murphy, S. T. Hannahs, E. C. Palm, S. W. Tozer, and D. Hall, Nature **425**, 51 (2003); R. Lortz, Y. Wang, A. Demuer, P. H. M. Böttger, B. Bergk, G. Zwicknagl, Y. Nakazawa, and J. Wosnitza, Phys. Rev. Lett. **99**, 187002 (2007).
[9] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
[10] H. W. Meul, C. Rossel, M. Decroux, Ø Fischer, G. Remenyi, and A. Briggs, Phys. Rev. Lett. **53**, 497 (1984); S. Uji, H. Shinagawa, T. Terashima, T. Yakabe, Y. Terai, M. Tokumoto, A. Kobayashi, H. Tanaka, and H. Kobayashi, Nature **410**, 908 (2001); L. Balicas, J. S. Brooks, K. Storr, S. Uji, M. Tokumoto, H. Tanaka, H. Kobayashi, A. Kobayashi, V. Barzykin, and L. P. Gor'kov, Phys. Rev. Lett. **87**, 067002 (2001).
[11] V. Jaccarino and M. Peter, Phys. Rev. Lett. **9**, 290 (1962).
[12] 이후종, 물리학과 첨단기술 **9**, 7/8호 (2000).
[13] N. R. Werthamer, Phys. Rev. **132**, 2440 (1963); P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964); K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
[14] R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao, and A. Gupta, Nature **439**, 825 (2006).
[15] M. Eschrig, Phys. Today **64**, 43 (2011).
[16] V. L. Berezinskii, JETP Lett. **20**, 287 (1974); F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
[17] M. Eschrig and T. Lofwander, Natue Phys. **4**, 138 (2008).
[18] B. T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, Phys. Rev. Lett. **1**, 92 (1958).
[19] K. Machida, Appl. Phys. A **35**, 193 (1984).
[20] I. Felner, U. Asaf, Y. Levi, and O. Millo, Phys. Rev. B **55**, R3374 (1997); J. L. Tallon, C. Bernhard, M. E. Bowden, P. W. Gilberd, T. M. Stoto, and D. J. Pringle, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 1696 (1999); C. Bernhard, J. L. Tallon, Ch. Niedermayer, Th. Blasius, A. Golnik, E. Brücher, R. K. Kremer, D. R. Noakes, C. E. Stronach, and E. J. Ansaldo, Phys. Rev. B **59**, 14099 (1999).
[21] S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, and J. Flouquet, Nature **406**, 587 (2000); D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.-P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, Nature **413**, 613 (2001); N. T. Huy, A. Gasparini, D. E. de Nijs, Y. Huang, J. C. P. Klaasse, T. Gortenmulder, A. de Visser, A. Hamann, T. Görlach, and H. v. Löhneysen, Phys. Rev. Lett. **99**, 067006 (2007); T. Akazawa, H. Hidaka, T. Fujiwara, T. C. Kobayashi, E. Yamamoto, Y. Haga, R. Settai, and Y. Onuki, J. Phys.: Condens. Matter **16**, L29 (2004).
[22] D. Fay and J. Appel, Phys. Rev. B **22**, 3173 (1980); T. R. Kirkpatrick, D. Belitz, Thomas Vojta, and R. Narayanan, Phys. Rev. Lett. **87**, 127003 (2001).
[23] F. Lévy, I. Sheikin, B. Grenier, and A. D. Huxley, Science **309**, 1343 (2005).
[24] S. Maekawa and M. Tachiki, Phys. Rev. B **18**, 4688 (1978).
[25] T. Hattori, Y. Ihara, Y. Nakai, K. Ishida, Y. Tada, S. Fujimoto, N. Kawakami, E. Osaki, K. Deguchi, N. K. Sato, and I. Satoh, Phys. Rev. Lett. **108**, 066403 (2012).
[26] D. A. Dikin, M. Mehta, C. W. Bark, C. M. Folkman, C. B. Eom, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **107**, 056802 (2011); L. Li, C. Richter, J. Mannhart, and R. C. Ashoori, Nature Phys. **7**, 762 (2011); K. Michaeli, A. C. Potter, and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **108**, 117003 (2012).
[27] J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, and M. H. W. Chan, Nature Phys. **6**, 389 (2010).
[28] M. Tian, N. Kumar, S. Xu, J. Wang, J. S. Kurtz, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. Lett. **95**, 076802 (2005); Y. Chen, S. D. Snyder, and A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **103**, 127002 (2009).
[29] T. Herrmannsdörfer, R. Skrotzki, J. Wosnitza, D. Köhler, R. Boldt, and M. Ruck, Phys. Rev. B **83**, 140501(R) (2011).
[30] S. Bose, A. M. García-García, M. M. Ugeda, J. D. Urbina, C. H. Michaelis, I. Brihuega, and K. Kern, Nature Mater. **9**, 550 (2010); W.-H. Li, C.-W. Wang, C.-Y. Li, C. K. Hsu, C. C. Yang, and C.-M. Wu, Phys. Rev. B **77**, 094508 (2008).
[31] S. A. Gomathi, A. Sundaresan, and C. N. R. Rao, Solid State Commun. **142**, 685 (2007).

한국자기학회지 제22권 2호, 2012년 4월

Research Trend and Prospect in Ferromagnetic Superconductor

Sang Wook Han*

Basic Science Research Institute, University of Ulsan, Ulsan, 680-749, Korea

(Received 26 March 2012, Received in final form 20 April 2012, Accepted 20 April 2012)

The findings of ferromagnetic superconductor have attracted much attention not only for fundamental research to investigate how the antagonistic properties of ferromagnetism and superconductivity coexist peacefully but also for potential technological applications. Firstly, in order to help for understanding the ferromagnetic superconductor, I have explained the orbital and paramagnetic pair-breaking effects of magnetic field, which breaks the superconducting Cooper pairs. In addition to such effects of magnetic field, the singlet Cooper pairs become unstable upon going through the ferromagnetic materials by the proximity effect. The proximity effect occurs at the interface of thin films composing of superconductor and ferromagnet and leads to have very short penetration depth of Cooper pairs. However, a type of odd-frequency triplet in comparison with the singlet could be very stable and has a longer effective depth. It needs to be explored for the innovative spintronic devices. Finally, various ferromagnetic superconductors coexist and the lower-dimensional materials under the Quantum confinement effect have been introduced.

Keywords : ferromagnetic superconductor, orbital pair-breaking effect, paramagnetic pair-breaking effect, proximity effect, odd-frequency triplet, quantum confinement effect