

초전도 특성 향상과 양자 자속(보텍스) 고정의 상호 연관성 이해

송규정*

전북대학교 과학교육연구소, 전북대학교 사범대학 과학교육학부, 전주 54896

Understanding the Connection between Enhancing Superconducting Properties and Quantum Magnetic Flux (Vortex) Pinning

Kyu Jeong Song*

Institute of Science Education and Division of Science Education, Jeonbuk National University, Jeonju 54896

초 록: 초전도 특성 및 성능 향상이 초전도체 내부에 존재하는 Vortex를 고정(pinning)하는 것과 상호 관련이 있음을 예비 교사 혹은 물리학 전공자 학생들이 이해하기 쉽도록 학부 수준의 전자기학 지식으로 서술하였다. 외부 자기장 환경에서 전류가 흐르는 초전도 선재 내부에 존재하는 Vortex가 인위적으로 도입한 선형적인 Columnar 결함(defect) 안에 포획되어 고정됨에 따라, 초전도 선재의 특성 및 성능 등이 현저하게 향상됨을 서술하였다. 또한, Vortex가 쉽게 포획되어 고정될 수 있는 결함 형태, 즉 초전도체 내부에 선형적인 Columnar 결함들을 인위적으로 형성하는 방법 등을 서술하였다.

중심어: 제2종 초전도체, 양자 자속(보텍스), 보텍스 고정, 칼럼형 결함, 고온초전도체

Abstract: The enhancement of superconducting properties and performance is related to the pinning of vortices inside the superconductor. This concept was explained at an undergraduate level of electromagnetism to make it easier for pre-service teachers and physics majors to understand. It was noted that the characteristics and performance of superconducting wire are significantly improved when vortices, which exist inside the wire through which current flows in an external magnetic field, are captured and pinned within artificial linear columnar defects. Additionally, a method for artificially forming linear columnar defects - defects that facilitate the easy capture and pinning of vortices - was also described.

Keywords: Quantum magnetic flux, Vortex, Vortex pinning, Columnar defects, Type-II superconductor, High T_c Superconductor (HTS)

1. 서 론

전기 저항이 영(제로)인 초전도 현상은 1911년 세계 최초로 H. Kamerlingh-Onnes가 발견하였고[1], 초전

도체 내부에 자기장이 존재할 수 없는 반자성 현상인 Meissner 효과는 1933년 Meissner와 Ochsenfeld에 의해 발견되었다[2]. 특히, 전기 저항이 없는 초전도만의 특성은 초전도의 산업적 응용을 위한 초전도 선재

*Corresponding Author: Kyu Jeong Song
Phone: +82-63-270-2803
Email: songkj@jbnu.ac.kr



All the content in Journal of Science & Science Education(JSSE) is Open Access, meaning it is accessible online to everyone, without fee and authors' permission. All JSSE content is published and distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). Under this license, the authors retain full ownership of their work, while permitting anyone to use, distribute, and reproduce the content in any medium, as long as the original authors and source are cited. For any reuse, redistribution, or reproduction of a work, users must clarify the license terms under which the work was produced.

개발을 유도하였고, 이에 따라 1960년대에 NbTi 및 Nb₃Sn 저온초전도(LTS: Low T_c Superconductor) 선재들이 개발되었다[3-5]. 개발된 저온초전도 선재들은 NMR, MRI 등의 초전도 자석으로 응용되고 있는데, 비경제적인 값비싼 액체헬륨 냉각 때문에 특수 분야 외의 일반적인 저온초전도 선재 활용은 거의 없다. 한편, 저온초전도체 메커니즘을 Cooper 쌍의 BCS 이론으로 설명할 수 있는데, BCS 이론에 의하면, 저온초전도체의 임계전이온도 T_c는 30 K 미만이어야 한다[6]. 그러나 1986년 J. G. Bednorz와 K. A. Muller는 BCS 이론을 벗어나는 임계전이온도 T_c가 30 K 이상인 (La-Ba)₂CuO₄ 산화물 초전도체를 발견하였다[7]. 1986년 이후에 임계전이온도 T_c가 90 K 이상인 새로운 고온초전도(HTS: High T_c Superconductor) 세계가 열렸고, Y-계 산화물, Bi-계 산화물, TI-계 산화물, 그리고 Hg-계 산화물 등 다양한 고온초전도 물질들이 발견되었으며[8-13], Bi-계 산화물 초전도 물질을 이용한 제1세대 고온초전도 PIT(Powder In Tube) 선재[14]와 Y-계 산화물인 REBCO 물질을 이용한 제2세대 고온초전도 박막 선재(CC: Coated Conductor)들이 개발되어 상용화되었다[15]. 값비싼 액체헬륨(4.2 K)으로 냉각하는 저온초전도 선재에 비하여, 값싸고 경제적인 액체질소(77 K)로 냉각하는 고온초전도 선재들의 산업적 응용은 매우 희망적이나, 아직 다양한 분야에서 많은 활성화가 이루어지지 않고 있다.

개발된 고온초전도 선재들의 활발한 산업적 응용을 위해서는 기본적인 초전도 특성 및 성능들이 획기적으로 향상되어야 한다. 세계의 많은 연구그룹들은 고온초전도 선재들의 성능 향상을 위해 인위적인 양자 자속(Quantum magnetic flux or Vortex) 고정(Pinning) 방법들을 도입하여 초전도 특성 및 성능들이 획기적으로 향상된 다양한 고온초전도 선재들을 개발하고 있다[16]. 따라서 본 논문은 초전도에 관심이 있는 학교 현장 학생들 혹은 예비 교사들을 위하여 기본적인 초전도 특성들과 양자 자속(혹은 Vortex)들의 형성 메커니즘, 그리고 전자기학 개념으로 양자 자속 고정과 초전도 성능 향상과의 상호 연관성 등을 자세히 서술하고자 한다.

II. 본 론

2.1. 초전도 특성

초전도 특성을 정의하는 가장 기본적인 물리량은 초전도 상태(Superconducting state)와 정상 상태(Normal state)의 경계로 구분하는 임계값(Critical value)들인 임계 전이온도(Critical transition temperature) T_c, 임계 자기장(Critical magnetic field) H_c, 임계 전류밀도(Critical current density) J_c 등이 있다. 초전도체가 초전도 상태를 유지하기 위해서는 임계 전이온도 T_c 이하 영역, 임계 자기장 H_c 이하 영역, 그리고 임계 전류밀도 J_c 이하 영역이 동시에 만족해야 한다. 따라서 그림 1에 나타내었듯이, 위의 3종류 임계값들 이하의 공통영역에서 전기 저항이 제로(R=0)인 초전도 상태를 나타낸다.

한편, 초전도체는 임계 자기장의 특성에 따라 제1종 초전도체(Type-I Superconductor)와 제2종 초전도체(Type-II Superconductor)로 구분한다. 그림 2는 제1종 초전도체와 제2종 초전도체의 온도(T)-자기장(H) Phase diagram을 보여주고 있다[17-21]. 그림 2(a)에 나타내었듯이 제1종 초전도체는 초전도 상태와 정상 상태를 구분하는 임계 자기장 H_c 경계값이 존재한다. 즉, 제1종 초전도체는 임계 자기장 H_c 이하의 영역을 초전도 상태인 Meissner 상태(R=0, H=0)라 부르는데, 자기장이 초전도체 내부에 존재할 수 없고, 인가하는 자기장이 초전도체 내부에 침투하는 순간인 임계 자기장 H_c 이상의 영역을 초전도 상태가 아닌 정상 상태(R>0, H>0)라고 한다. 여기서 R은 전기 저항이고,

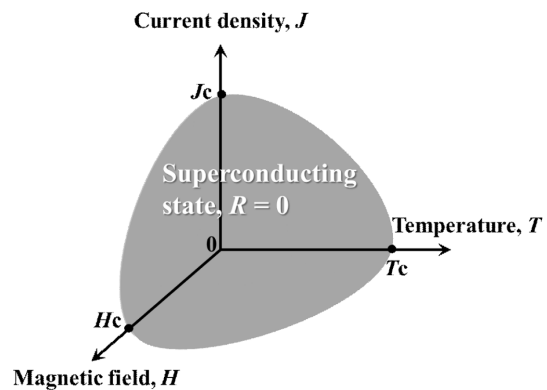


그림 1. 기본적인 물리량으로 나타낸 초전도 상태 영역

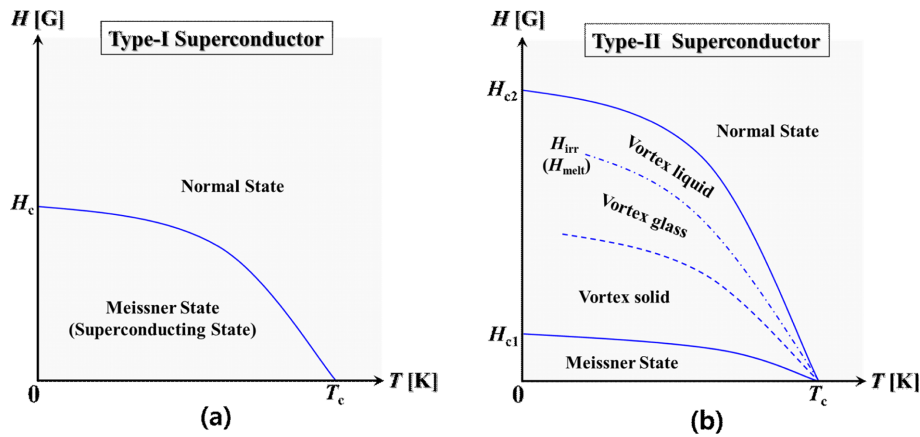


그림 2. (a) Type-I 초전도체와 (b) Type-II 초전도체의 Phase diagrams

H 는 자기장 세기이다.

그러나 제2종 초전도체는 외부에서 인가하는 자기장이 침투할 수 있는 초전도 상태가 존재한다. 그림 2(b)에 나타내었듯이 하부 임계 자기장(Lower critical magnetic field) H_{c1} 값과 상부 임계 자기장(Upper critical magnetic field) H_{c2} 값이 존재한다. 하부 임계 자기장 H_{c1} 값은 초전도 상태에서 초전도체 내부에 자기장 존재 유/무에 따라, 자기장이 존재하지 않는 Meissner 상태($R=0, H=0$) 영역과 자기장이 존재하는, 즉 양자 자속(Vortex)이 존재하는 Vortex 상태(혹은 Mixed state; $R=0, H>0$) 영역을 구분하는 경계값이다. 그리고 상부 임계 자기장 H_{c2} 값은 초전도(즉, Vortex) 상태($R=0, H>0$)와 초전도 상태가 아닌 정상 상태($R>0, H>0$) 영역을 구분하는 경계값이다. 특히, 초전도체 내부에 자기장이 존재할 수 없는 제1종 초전도체와 다르게, 제2종 초전도체는 초전도체 내부에 자기장이 존재할 수 없는 Meissner 영역($R=0, H=0$)과 자기장이 존재할 수 있는 Vortex 영역($R=0, H>0$)으로 구분되어 있다. 따라서 일반적으로 자기장에 노출되어 있는 일상생활에서 자기장을 완전히 배척하는 제1종 초전도체의 응용보다는 자기장의 침투를 허락하는 제2종 초전도체의 응용이 획기적으로 매우 많이 진행되고 있다.

2.2. 양자 자속 (Vortex)

앞서 서술하였듯이 제1종 초전도체와 제2종 초전도체의 가장 큰 차이점은 양자 자속(Quantum magnetic

flux) 즉, Vortex 상태($R=0, H>0$)의 존재 유/무이다. 그림 2(b)에 나타내었듯이, 제2종 초전도체는 $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ 인 Vortex 상태가 존재하는데, 양자 자속 상태 혹은 혼합(Mixed) 상태로 부르기도 한다[17-21]. 본 논문에서는 $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ 영역을 Vortex 상태로 서술할 것이다.

제2종 초전도체의 하부 임계 자기장 H_{c1} 값보다 큰 자기장을 인가하면($H_{c1} \leq H$), 초전도체 내부에 자속들이 침투하는 Vortex 상태($R=0, H>0$)가 되는데, 자속들은 Vortex 형태로써 선형으로 침투하며, 각각의 Vortex는 $\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-7}$ [Gcm²] 크기를 갖는 양자화된 일정한 크기의 값이다[17-21]. 그림 3(a)에 나타내었듯이, 인가하는 외부 자기장의 방향으로 Vortex가 선형적으로 침투하며, Vortex의 구조는 확대된 원형 그림으로 보여준 것처럼, 양자 자속과 양자 자속 주위를 도는 원형 전류로 나타낼 수 있다. 여기서 원형 전류의 방향은 양자 자속의 방향으로 오른손 엄지의 방향으로 놓고 자속을 4개의 손가락으로 감아쥐었을 때, 감아쥐은 4개의 손가락 방향으로 전류 방향을 놓으면 된다.

1957년 A. Abrikosov는 각각 Vortex 선들의 자유 에너지 밀도(Free energy density)와 Vortex 선들이 서로 배척하는 상호작용 등을 계산하여, 그림 3(b)와 같이 육각형 Vortex 결정구조(Hexagonal vortex lattice)로 형성됨을 이론적으로 보여주었다[22]. 따라서 인가하는 자기장에 따라 Vortex 선들은 초전도체 내부에 침투할 때, 무작위적으로 침투하는 것이 아니라,

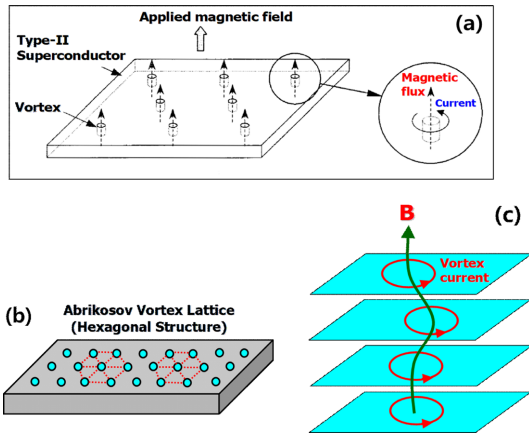


그림 3. Type-II 초전도체의 Vortex (or mixed) 상태에서 (a) Vortex 생성 모습과 (b) Abrikosov Vortex 육각형 결정구조 및 (c) 판상형 고온초전도체에서 Vortex 형상 모습

양자화된 ϕ_0 자속을 가지고 육각형 Vortex 결정구조처럼 침투하는 것이다. 이와 같은 육각형 Vortex 결정구조에서 Vortex 간의 거리는 $a = 1.057\sqrt{\phi_0/B}$ 이다. 그러나 Abrikosov 육각형 Vortex 결정구조는 유일한 정형화된 Vortex 구조가 아니며, 육각형 Vortex 결정구조가 온도와 자기장 세기의 조건에 따라 사각형 (Square) Vortex 결정구조로 변환됨을 1996년 확인하였으며, 사각형 Vortex 결정구조에서 Vortex 간의 거리는 $a = \sqrt{\phi_0/B}$ 이다[23-26]. 한편, 그림 3(c)는 판상형 고온초전도체 내부에 침투한 Vortex 형상을 나타낸 것이다[21].

일반적으로 저온초전도체와 고온초전도체의 구분은 임계전이온도 $T_c = 30$ K 온도를 경계로 하여, $T_c < 30$ K인 초전도체를 저온초전도체로 부르고, $T_c > 30$ K인 초전도체를 고온초전도체로 부른다. 우리에게 잘 알려진 산화물 고온초전도체는 일반적으로 $T_c > 77$ K(액체질소 온도)이다. 제2종 초전도체에 존재하는 Vortex 상태는 저온초전도체의 경우에 그 영역

이 매우 협소하지만, 고온초전도체의 경우에는 그 영역이 매우 넓다. 따라서 고온초전도체의 넓은 Vortex 영역 때문에, Vortex dynamics 분야로서 1990년도 이후에 관련된 연구들이 많이 진행되었고, 그림 2(b)에 다소 과장된 형태로 나타내었듯이 고온초전도체의 Vortex 영역은 Vortex solid(lattice), Vortex glass, 및 Vortex liquid 구조들로 세분화할 수 있다[17-21]. 그림 4는 Vortex 영역의 각각 세분화된 구조들에 대한 Vortex 형태들을 모식적으로 나타낸 것이다[21]. 인가하는 자기장의 세기가 증가함에 따라, Vortex solid (lattice) 영역은 고체 결정구조와 유사하게 규칙적인 육각형 배열 구조인 Abrikosov Vortex lattice를 나타내며, Vortex glass 영역은 비정질 유리 물질과 유사한 무작위(Random) 배열의 Vortex glass 결정구조를 나타내고, Vortex liquid 영역은 유체처럼 Vortex가 자유롭게 움직이는 Vortex liquid 구조를 나타낸다. 특히, Vortex가 자유롭게 움직이는 Vortex liquid 영역에서 임계전류밀도 $J_c \sim 0$ 이다. 그리고, Vortex glass 영역과 Vortex liquid 영역을 구분하는 경계선을 Vortex 녹는 선(Melting line; H_{melt})이라 하는데, 이는 Vortex 들이 자유롭게 움직이기 시작하는 지점들을 의미하는 것

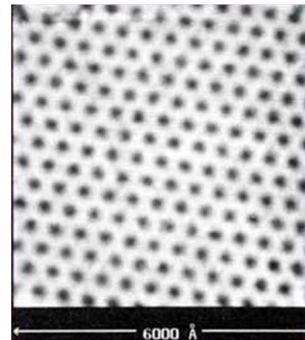


그림 5. NbSe₂ 초전도체 Vortex Solid 육각형 결정구조의 STM 이미지

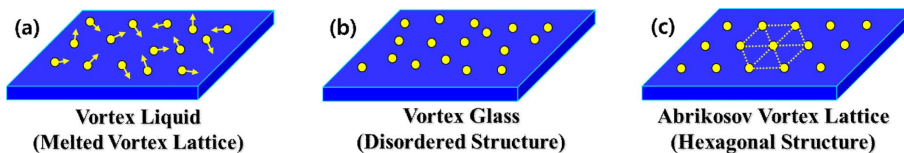


그림 4. Type-II 초전도체의 vortex (or mixed) 상태에서 일어나는 (a) Vortex Liquid 구조, (b) Vortex Glass 구조 및 (c) Vortex Solid 육각형 결정구조

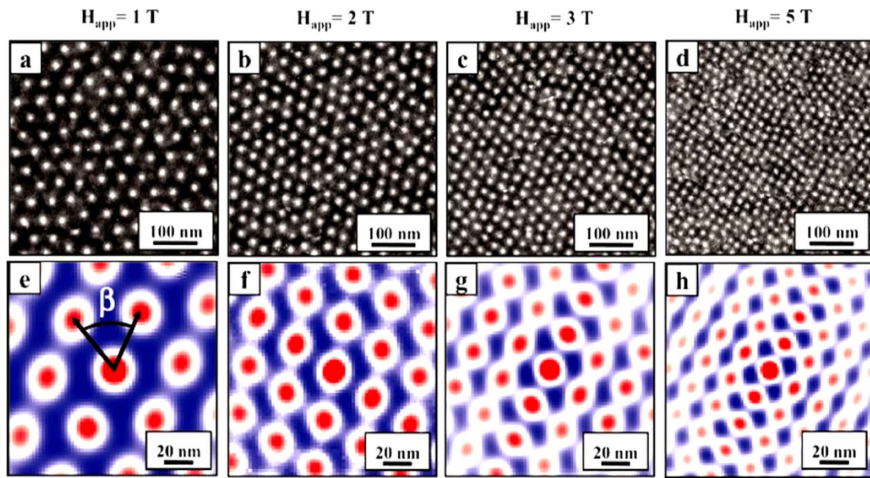


그림 6. $T = 2.3$ K에서 인가하는 자기장의 함수로서 V_3Si 초전도체 (a~d) Vortex 결정구조의 STM Fermi-level conductance 이미지와 (e~h) Vortex 결정구조의 unit cell을 나타내는 auto-correlation 이미지

이며, 또한 이는 Vortex의 비가역적인 출입이 시작하는 비가역자기장 H_{irr} 선이라고도 한다.

그림 5는 제2종 저온초전도체인 NbSe₂ 초전도체의 Vortex Solid 육각형 결정구조의 STM 이미지를 보여주고 있는데, 온도 $T = 1.8$ K에서 인가하는 자기장의 세기가 $H = 1$ T 크기일 때의 STM 이미지이다[27]. 그림 6은 $T = 2.3$ K에서 인가하는 자기장 세기에 따라 제2종 저온초전도체인 V_3Si 초전도체의 Vortex 결정구조 변화 과정을 나타낸 STM Fermi-level conductance 이미지들(a-d)과 Vortex 결정구조 변화 과정을 unit cell로 나타내는 auto-correlation 이미지들(e-h)을 보여주고 있다[26]. 그림 6(e)부터 (h)까지 Vortex 결정구조 변화 과정에서 알 수 있듯이, 인가하는 자기장 $H_{app} = 1$ T인 경우에 Abrikosov 결정구조로 알려진 일반적인 육각형(Hexagonal) 결정구조를 나타내고 있으나, 인가하는 자기장의 세기가 증가함에 따라 육각형의 Vortex 결정구조가 점점 사각형(Square)의 결정구조로 변화가 일어나고, $H_{app} = 5$ T인 경우에 완벽한 사각형(Square) Vortex 결정구조가 형성되어 있음을 알 수 있다.

2.3. 초전도 성능 향상과 양자 자속(Vortex) 고정의 상호 연관성

저온초전도체에 비하여 고온초전도체의 산업적 응용성이 큰 이유는 넓은 Vortex(혹은 Mixed) 상태의

영역이 존재하는 것이다. 현재 제1세대 고온초전도 PIT 선재와 제2세대 고온초전도 박막 선재들이 개발되어 상용화되었지만, 전체적으로 초전도 성능 향상이 요구되고 있다. 다양한 성능 향상 중에서 본 논문은 Vortex 상태 영역에서 통전 전류의 증가와 자기장의 증가에도 Vortex가 고정되는 효과들을 적용하여 자기장 특성 향상과 임계전류밀도 J_c 성능 향상 등에 초점을 맞춰 서술할 것이다. 따라서 먼저, 학생들이 쉽게 이해할 수 있도록 전자기학 개념을 이용하여 Vortex의 고정 및 움직임과 초전도 성능 향상의 상호 연관성을 서술하고자 한다.

그림 7(a)에 나타내었듯이 초전도체 면에 수직으로 자기장 H 를 인가하면, 초전도체 내에 유도 자기장 $\vec{B} (= \vec{H} + 4\pi\vec{M})$ 가 초전도체 면에 수직으로 형성되고, 이에 따라 초전도 내부에는 면에 수직 방향으로 선형적인 Vortex가 형성된다. 이때 그림 7(a)에 나타낸 방향으로 전류 \vec{J} 를 통전시키면, 유도 자기장 \vec{B} 와 통전 전류 \vec{J} 의 상호작용으로 각 Vortex에 $\vec{F}_L = \vec{J} \times (1/c)\vec{B}$ 인 로렌츠 힘(Lorentz force)이 작용하는데, 그림처럼 유도 자기장 \vec{B} 및 통전 전류 \vec{J} 와 수직 방향인 옆면 방향으로 로렌츠 힘이 작용하며, 로렌츠 힘과 동일한 방향으로 Vortex는 속력 \vec{v} 로 움직이게 된다. 따라서 Vortex의 속력 \vec{v} 방향은 로렌츠 힘의 방향이며, 유도 자기장 \vec{B} 및 통전 전류 \vec{J} 와 수직 방향인 옆면 방향이다. 한편, Vortex의 움직임, 즉 유도 자기장 \vec{B} 의

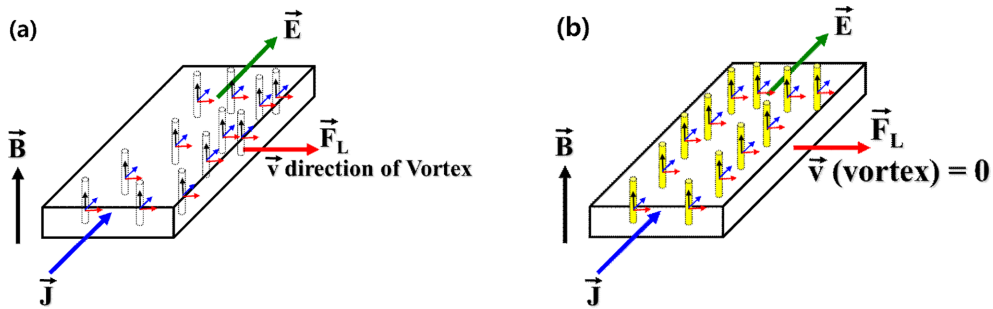


그림 7. Type-II 초전도체의 Vortex (혹은 Mixed) 상태에서 통전 전류에 의해 (a) Vortex가 받는 Lorentz 힘과 움직이는 Vortex의 속력 \vec{v} 방향, 그리고 (b) Vortex에 작용하는 두 힘의 크기가 $\vec{F}_p > \vec{F}_L$, 즉, Lorentz 힘보다 고정되는 힘이 클 때, 결합에 고정된 Vortex의 속력이 $\vec{v} = 0$ 상황을 모식적으로 나타낸 모습

움직임에 따라 $\vec{E} = (1/c)\vec{B} \times \vec{v}$ 인 전기장이 통전 전류 \vec{J} 와 같은 방향으로 생성되며, $\vec{E} \parallel \vec{J}$ 이다. 따라서 초전도체 내에 통전 전류 \vec{J} 의 흐름에 의한 전력 에너지 손실은 $P = \vec{E} \cdot \vec{J}$ 수식으로 나타낼 수 있는데, 초전도체 내부의 Vortex가 속력 $\vec{v} (\neq 0)$ 로 움직이면, 전기장 \vec{E} 가 생성되기 때문에, 전력 에너지 손실 $P (\neq 0)$ 가 발생하여 초전도 성능이 저하된다.

그러나 그림 7(b)에 나타냈듯이 초전도체 내부의 결합에 Vortex가 포획되고, 포획된 Vortex가 결합 공간 안에 고정(Pinning)되는 힘(\vec{F}_p)이 유도 자기장 \vec{B} 와 통전 전류 \vec{J} 의 상호작용으로 발생하는 로렌츠 힘(\vec{F}_L)보다 크다면, 즉 $\vec{F}_p > \vec{F}_L$ 이면, 초전도체 내부의 Vortex는 결합 공간들에 각각 고정되어 움직이지 않으며, Vortex의 속력은 $\vec{v} = 0$ 이다. 따라서 전기장 $\vec{E} = (1/c)\vec{B} \times \vec{v}$ 수식에서 알 수 있듯이, $\vec{v} = 0$ 이면, 전기장은 생성되지 않고 $\vec{E} = 0$ 이다. 이에 따라 전력 에너지 손실은 $P = \vec{E} \cdot \vec{J} = 0$ 이기 때문에, 자기장의 증가에 따른 전력 에너지 손실이 발생하지 않고 초전도 특성 및 성능 등이 향상된다.

III. 논 의

3.1. 자연적 양자 자속(Vortex) 고정 방법

초전도체에 외부 자기장을 인가하면, 초전도체 내부의 미세적인 결합 부분을 통해 선형적인 Vortex가 포획되어 고정될 수 있다. 불순물을 완전히 배제된 상태에서 완벽한 구조 및 성분으로 구성된 완전 순수한 물질을 제조한다는 것은 매우 어렵다. 일반적

으로 의도치 않게 아주 적은 양의 불순물들이 들어갈 수 있고, 제조 조건에 따라 미세한 구조 결함들이 발생하며, 마이크로 단위의 성분 합성 오차 등도 발생하여, 물질 제조 및 성장 과정에서 자연적으로 다양한 미세 결함들이 필연적으로 발생한다. 따라서 초전도체 제조 및 성장 과정에서 자연적으로 발생하는 불순물에 의한 점 결함(Point defect), 다양한 미세구조 형성에 의한 선 혹은 면 결함(Line or Plane defect) 등이 발생할 수 있다. 이와 같이 자연적으로 발생한 결함을 이용한 Vortex 고정이 가능하고 어느 정도 초전도 성능 향상을 달성할 수 있다. 그러나 물질 제조 및 성장 과정에서 발생하는 자연적인 결함들은 크기 및 종류들이 무작위적이고 일정하지 않으므로, 자연적인 결함들을 이용한 최적의 Vortex 고정 효과를 얻기가 어렵다.

3.2. 인위적 양자 자속(Vortex) 고정 방법

앞서 서술했듯이 초전도체 제조 및 성장 과정에서 자연적으로 발생하는 무작위 결함들을 이용한 Vortex 고정 효과는 작다. 따라서 최대의 Vortex 고정 효과를 달성하기 위해서 Vortex를 고정하는 효과적인 결함들을 인위적으로 만들어 줘야 한다. 따라서 가장 효과적이고 이상적인 결함들의 기하학적 형태를 파악하기 위해, 기본적으로 초전도체 내부에 존재하는 Vortex의 기하학적 구조 및 형태 등을 알아야 한다. 제2종 초전도체에서 $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ 인 Vortex 상태 영역에 존재하는 Vortex의 기본적인 기하학적 형태는 선형적이고, Vortex의 지름 크기는 초전도체

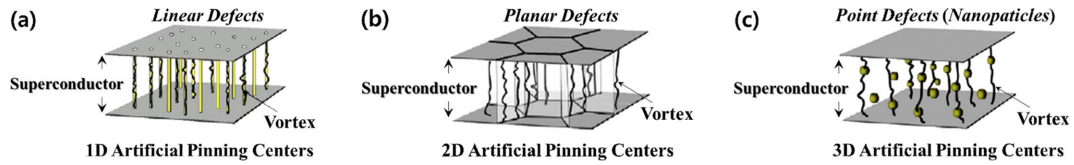


그림 8. Vortex 고정을 위한 (a) 선형 결함들에 의한 1D 인위적인 고정 센터들과 (b) 평면 결함들에 의한 2D 인위적인 고정 센터, 그리고 (c) 나노 입자들에 의한 점 결함들에 의한 3D 인위적인 고정 센터들을 모식적으로 나타낸 모습

의 상관 거리(Coherence length) ξ 와 연관이 있으며, 즉 $d \sim 2\xi$ 이다. 따라서 최적의 Vortex 고정 효과를 얻기 위해서는 초전도체 내부에 지름이 $\sim 2\xi$ 인 원통형 선형적인 결함들이 필요하다. 그리고 초전도체 내부에 존재하는 모든 Vortex가 고정되면 최대의 효과를 얻을 수 있으므로, 일반적으로 단위 면적당 결함의 개수가 단위 면적당 Vortex의 개수보다 조금 많으면 아주 최적인 조건이 된다. 그러나 단위 면적당 결함의 개수가 너무 과대하면, 초전도 영역 등이 감소하여, 오히려 초전도 성능 저하가 발생할 수 있다.

그림 8은 Vortex 고정을 위한 선형적인 원통형 결함(Linear cylindrical defect)들의 1차원(1D) 인위적인 고정 센터들(APC; Artificial Pinning Centers)과 평면 결함(Planar defect)들의 2차원(2D) 인위적인 고정 센터들, 그리고 나노 입자 불순물 도핑에 의한 다양한 점 결함(Point defect)들의 3차원(3D) 인위적인 고정 센터들에 대한 모식적인 모습을 보여주고 있다[28]. 현재 많은 연구그룹에서 1D APC 결함들 혹은 3D APC 결함들을 형성하기 위한 다양한 방법 등을 도

입하여, 최적의 Vortex 고정 효과를 통한 초전도 특성 및 성능 향상 연구들을 수행하고 있다. 일반적으로 가장 이상적인 1D APC 결함 형성 방법은 GeV 에너지를 가지고 있는 무거운 이온 입자의 Irradiation를 통한 칼럼형(Columnar) 결함들을 형성하는 방법이다. 그림 9(a)는 1 GeV 에너지를 가지는 무거운 Au 이온들의 irradiation으로 형성된 YBa₂Cu₃O_{7-y} 초전도체에 일정한 방향의 Columnar 결함들의 TEM 이미지를 보여주고 있다[29]. 또한 고온초전도 박막 성장 과정에서 불순물의 도핑과 성장 조건들의 조절에 의한 Columnar 결함들을 생성할 수 있는데, 그림 10은 YBCO 박막에 형성된 Columnar 결함 구조들의 TEM 이미지를 보여주고 있다[30].

한편, 1D APC의 단순한 Columnar 결함보다 더 효과적인 Vortex 고정 방법으로, T. Hwa 연구그룹은 서로 얽히고 무작위로 펼쳐진(Sprayed) Columnar 결함들을 이론적으로 제시하였다[31]. 따라서 L. Krusin-Elbaum 등은 Sprayed Columnar 결함들을 형성하기 위해 그림 9(b)와 같은 메커니즘을 고안하였다[32-33].

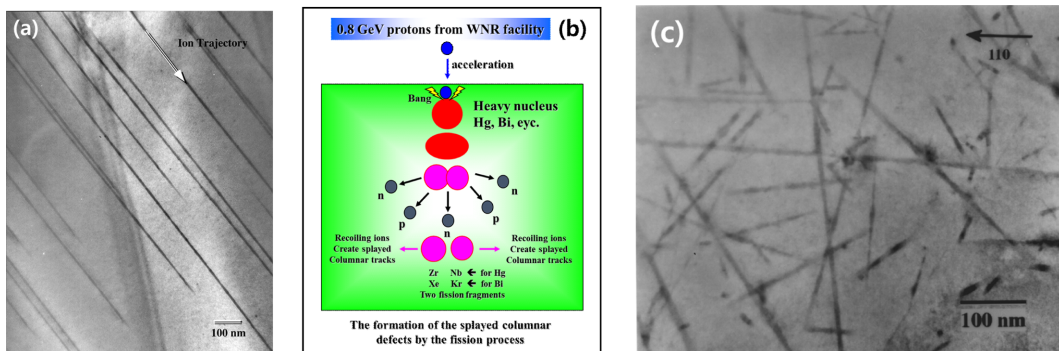


그림 9. 입자들의 irradiation 방법을 이용한 인위적인 선형적 결함 형성에서 (a) YBa₂Cu₃O_{7-y} 초전도체에 1 GeV 에너지를 가지는 무거운 Au 이온들의 irradiation으로 형성된 일정한 방향의 Columnar 결함들의 TEM 이미지, (b) 0.8 GeV 에너지를 가지는 가벼운 양성자들을 고온초전도체 내부에 irradiation 시켜 무작위로 펼쳐진 Sprayed Columnar 결함들을 형성하는 메커니즘, 그리고 (c) 서술한 (b)와 같은 메커니즘에 따라 Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ 초전도체 내부에 무작위로 펼쳐진 Sprayed Columnar 결함들이 형성된 TEM 이미지

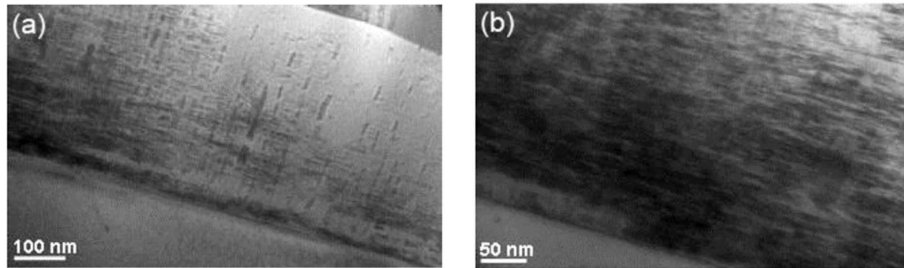


그림 10. 고온초전도 YBCO 박막에 형성된 Columnar 결합 구조들로서 (a) 낮은 배율 단면의 TEM 이미지와 (b) 높은 배율 단면의 TEM 이미지

그림 9(b)에 나타내었듯이, 0.8 GeV 에너지를 가지는 가벼운 양성자들을 가속하여 Hg-계 혹은 Bi-계 초전도체에 irradiation 시키면, 초전도체 내부로 irradiation된 양성자는 초전도체 내부의 무거운 Hg 혹은 Bi 핵과 충돌을 일으킨다. 양성자와 충돌로 인해 Hg 혹은 Bi 핵에서 중성자와 양성자들이 튀어나오고 핵분열이 일어난다. Hg 핵의 경우에는 Zr과 Nb 핵으로 분열되고, Bi 핵의 경우에 Xe과 Kr 핵으로 분열되는데, 분열되어 서로 되튀김하는 두개 딸-핵들이 이동하는 트랙으로 선형적인 Columnar 결합들이 생성된다. 그리고 초전도체 내에서 또 다른 양성자들과 다른 무거운 임마 핵들의 충돌이 다발적 무작위 방향으로 발생하기 때문에, 서로 얽히면서 펼쳐진 Sprayed

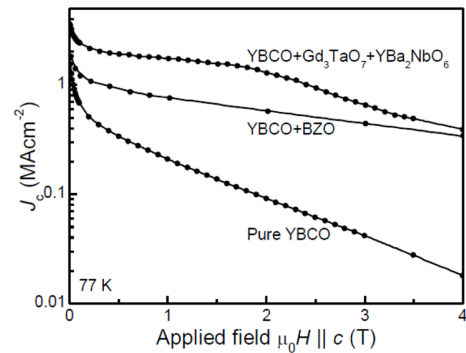


그림 11. 순수한 고온초전도 YBCO 박막 시료와 인위적인 Columnar 결합 구조들을 도입한 고온초전도 YBCO 박막 시료들의 임계전류밀도 J_c 와 자기장 의존성 비교 그래프

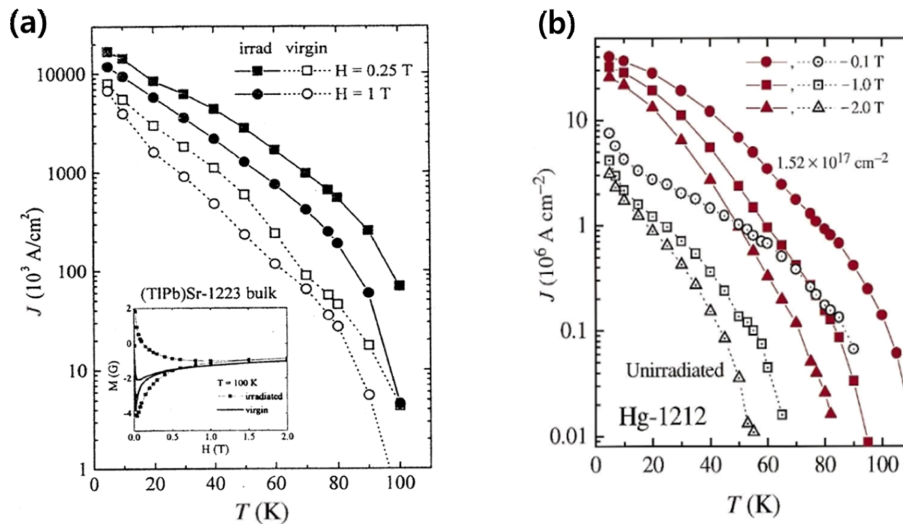


그림 12. 순수한 고온초전도 (a) (TlPb)Sr-1223 및 (b) Hg-1212 시료들(속이 빈 마크)과 0.8 GeV 에너지를 가지는 가벼운 양성자들의 irradiation으로 초전도체 내부에 무작위로 펼쳐진 Sprayed Columnar 결합들을 도입한 고온초전도 (a) (TlPb)Sr-1223 및 (b) Hg-1212 시료들(속이 찬 마크)의 임계전류밀도 J_c 와 온도 의존성 비교 그래프

Columnar 결함들이 형성된다. 그림 9(c)는 이와 같은 메커니즘에 따라 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 초전도체 내부에 형성된 Sprayed Columnar 결함들의 TEM 이미지를 보여주고 있다[32].

그림 11은 Columnar 결함을 도입하지 않은 순수한 고온초전도 YBCO 박막 시료와 나노 입자들의 도핑 방법을 도입하여 인위적으로 Columnar 결함 구조들을 형성한 고온초전도 YBCO 박막 시료들의 임계전류밀도 J_c 의 자기장 의존성 관계를 비교한 것이다 [30]. 인위적으로 형성된 Columnar 결함 구조들은 YBCO 박막 성장 과정에서 BZO 혹은 Gd_3TaO_7 및 YBa_2NbO_6 나노 입자들을 도핑하여 얻은 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 자기장이 증가할수록 인위적 Columnar 결함 구조들이 형성된 시료들의 임계전류밀도 J_c 값들이 10배 이상 향상되었음을 확인할 수 있다. 한편, 그림 12은 순수한 고온초전도 (TlPb)Sr-1223 및 Hg-1212 시료들과 그림 9(c)처럼 초전도체 내부에 무작위로 펼쳐진 Sprayed Columnar 결함들을 도입한 고온초전도 (TlPb)Sr-1223 및 Hg-1212 시료들의 임계전류밀도 J_c 의 온도 의존성 관계를 비교하여 나타낸 것이다[33-34]. 그림에서 알 수 있듯이 거의 모든 온도 영역에서 인위적인 Sprayed Columnar 결함 구조들을 도입한 시료들의 임계전류밀도 J_c 값들이 약 10배 정도 향상되었음을 확인할 수 있다.

IV. 요약

제1세대 고온초전도 PIT 선재와 제2세대 고온초전도 박막 선재들을 이용한 초전도 전력기기 개발 등이 진행되고 있으나, 초전도 응용의 활성화를 위해서는 고온초전도 선재들의 특성 및 성능 향상이 필수적이다. 일반적으로 산업적 응용에 적합한 초전도체는 제2종 고온초전도체이고, 제2종 초전도체는 넓은 Vortex 상태 영역이 존재하며, 고온초전도 특성 및 성능 향상이 Vortex 상태에 존재하는 양자 자속(Vortex)들의 거동과 연관성이 있음을 학부 학생들과 학교 현장에 진출할 예비 교사들의 이해를 위해 기본적인 전자기학 개념을 적용하여 서술하였다. 즉, 자기장 환경에 놓여있는 초전도 선재에 전류를 흘렸을 때, Vortex의 고정 혹은 움직임이 전력 에너지 손실의 유무를 결

정할 수 있음을 기본적인 전자기학 개념을 적용하여 설명하였다. 특히, 인위적인 방법으로 선형적인 Columnar 결함을 초전도체 내부에 형성하였을 때, Vortex는 선형적인 Columnar 결함 안에 포획되고 고정되어, 인가하는 자기장의 세기에 따라 초전도 특성 및 성능 등이 현저하게 향상됨을 서술하였다.

참고문헌

- [1] H. Kamerlingh-Onnes, On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears, Leiden Comm. No. 124c (1911).
- [2] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften*, **21**, 787 (1933).
- [3] J. E. Kunzler, Superconductivity in high magnetic fields at high current densities, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 501 (1961).
- [4] A. Echarri and M. Spadoni, Superconducting Nb₃Sn: A review, *Cryogenics*, **11**, 274-284 (1971).
- [5] K.-S. Ryu, S.-S. Oh, Sang-Hyun Kim, Fabrication and Application of Nb-Ti Superconducting Wire, *The Journal of the Korean Institute of Electrical and Electronic Material Engineers*, **7**(3), 252-261 (1994).
- [6] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* **108**, 1175-1204 (1957).
- [7] J. G. Bednortz and K. A. Muller, Possible high Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system, *Z. Phys.*, **B64**, 189-193 (1986).
- [8] M. K. Wu, et al., Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 908 (1987).
- [9] R. J. Cava, et al., Bulk superconductivity at 91 K in single-phase oxygen-deficient perovskite $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{9-\delta}$, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1676 (1987).
- [10] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, A new high-Tc oxide superconductor without a rare earth element, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.*, **27**, L209 (1988).
- [11] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, Bulk superconductivity at 120 K in the Tl-Ca/Ba-Cu-O system, *Nature*, **332**, 138 (1988).
- [12] N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissen, and M. Marezio, Superconductivity at 94 K in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, *Nature*, **362**, 226 (1993).
- [13] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, and H. R. Ott, Superconductivity above 130 k in the hg-ba-ca-cu-o system, *Nature*, **363**, 56 (1993).

- [14] T. Nakashima, et al., Overview of the recent performance of DI_BSCCO wire, *Cryogenics*, **52**, 713-718 (2012).
- [15] C. Senatore, C. Barth, M. Bonura, M. Kulich, and G. Mondonico, Field and temperature scaling of the critical current density in commercial REBCO coated conductor, *Supercond. Sci. Technol.*, **29**, 014002 (2016).
- [16] Teruo Matsushita, *Flux Pinning in Superconductors* (Springer Series in Solid-State Science 198; Tokyo 2022).
- [17] A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity* (Pergamon; New York 1986).
- [18] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (Dover; New York 1996).
- [19] J. D. Doss, *Engineer's guide to high-temperature superconductivity* (Wiley; New York 1989).
- [20] G. Blatter, et al., Vortices in high-temperature superconductors, *Reviews of Modern Physics*, **66**, 1125-1388 (1994).
- [21] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, A. Shaulov, Magnetic relaxation in high-temperature superconductors, *Reviews of Modern Physics*, **68**, 911-949 (1996).
- [22] A. A. Abrikosov, On the magnetic properties of superconductors of the second group, *Sov. Phys. JETP*, **5**, 1174 (1957).
- [23] M. Yethiraj, D. McK. Paul, C. V. Tomy, and E. M. Forgan, Neutron Scattering Study of the Flux Lattice in $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4849 (1997).
- [24] V. G. Kogan, P. Miranovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, W. E. Pickett, and D. K. Christen, Vortex Lattices in Cubic Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 741 (1997).
- [25] M. Yethiraj, D. K. Christen, D. McK. Paul, P. Miranovic, and J. R. Thompson, Flux Lattice Symmetry in V_3Si : Nonlocal Effects in a High- κ Superconductor, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 5112 (1999).
- [26] C. E. Sosolik, J. A. Stroschio, M. D. Stiles, E. W. Hudson, S. R. Blankenship, A. P. Fein, and R. J. Celotta, Real-space imaging of structural transitions in the vortex lattice of V_3Si , *Phys. Rev. B*, **68**, 140503 (2003).
- [27] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, and J. V. Waszczak, Scanning-Tunneling-Microscope Observation of the Abrikosov Flux Lattice and the Density of States near and inside a Fluxoid, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 214 (1989).
- [28] K. Matsumoto and P. Mele, Artificial pinning center technology to enhance vortex pinning in YBCO coated conductors, *Supercond. Sci. Technol.*, **23**, 014001 (2010).
- [29] R. Wheeler, M. A. Kirk, A. D. Marwick, L. Civale, F. H. Holtzberg, Columnar defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ induced by irradiation with high energy heavy ions, *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 1573-1575 (1993).
- [30] J. L. MacManus-Driscoll and S. C. Wimbush, Future directions for cuprate conductors, *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*, **21**, 2495-2500 (2011).
- [31] T. Hwa, P. L. Doussal, D. R. Nelson, and V. M. Vinokur, Flux pinning and forced vortex entanglement by splayed columnar defects, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3545 (1993).
- [32] L. Krusin-Elbaum, J. R. Thompson, et al., Enhancement of persistent currents in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ tapes with sprayed columnar defects induced with 0.8 GeV protons, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3331-3333 (1994).
- [33] L. Krusin-Elbaum, D. Lopez, J. R. Thompson, R. Wheeler, J. Ullmann, C. W. Chu, and Q. M. Lin, Superconductivity enhanced by Hg fission, *Nature*, **389**, 243 (1997).
- [34] J. R. Thompson, et al., Current-density enhancements of the highest- T_c superconductors with GeV protons, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 536-538 (1997).