

柔性 FeSe 和 Nb 超导薄膜的制备与输运性质研究

张丽萍

北京科技大学

密 级： 公开
加密论文编号： _____

论文题目： 柔性 FeSe 和 Nb 超导薄膜的制备与输运性质研究

学 号： B20180229

作 者： 张丽萍

专 业 名 称： 材料科学与工程

2023 年 5 月 25 日

柔性 FeSe 和 Nb 超导薄膜的制备与输运性质研究

Preparation and transport investigations of the flexible
FeSe and Nb superconducting films

研究生姓名：张丽萍

指导教师姓名：苗君

北京科技大学材料科学与工程学院

北京 100083，中国

Doctor Degree Candidate: Liping Zhang

Supervisor: Jun Miao

School of Materials Science and Engineering

University of Science and Technology Beijing

30 Xueyuan Road, Haidian District

Beijing 100083, P.R.CHINA

分类号: O469

密 级: 公开

UDC:

单位代码: 1 0 0 0 8

北京科技大学博士学位论文

论文题目: 柔性 FeSe 和 Nb 超导薄膜的制备与输运性质研究

作者: 张丽萍

指 导 教 师: 苗君教授 单 位: 北京科技大学

指导小组成员: 金魁研究员 单 位: 中国科学院物理研究所

 朱北沂副研究员 单 位: 中国科学院物理研究所

论文提交日期: 2023 年 05 月 25 日

学位授予单位: 北 京 科 技 大 学

致 谢

博士生涯已经接近尾声，各种滋味尽在其中，难以一一表述。人生的际遇很是神奇，从未曾想过，我的五年时光会在北京科技大学和中科院物理所渡过。这段经历，给了我更加丰富的感触和收获，给了我影响一生的老师和挚友。

苗君老师给了我进入北京科技大学的机会，对此，我一直心怀感恩。苗老师是一个非常平和容易让人亲近的人，也非常的耐心和细致。在这五年之中，苗老师给了我学业和课题的指导，敦促我的科研进展，帮助我完成每一次的阶段性工作，付出良多。在科研上，苗老师紧跟前沿，坚持创新的思想，他在柔性超导方面的思考为我指明了科研的方向。

金魁老师是我在物理所的合作导师。首先要感谢的就是金老师为我们提供的研究环境，无论是科研还是生活，所有环节他总是尽可能的为我们提供帮助。科研上，组里有的，放手让大家去做，组里没有的就寻求合作；生活中，也总能关注到大家的情绪，为大家排忧解难。他是我们最强有力的后盾和支撑。

我还要感谢朱北沂老师，他带我进入了磁通的世界。虽然磁通是超导中的高难度专题，我学了这么久可能都没能入门。但是，朱老师不厌其烦的一遍遍给我分析，用最通俗的语言，形象的比喻帮助我理解磁通的运动。朱老师还根据我的特长，合理的帮我规划科研课题。朱老师教给我的除了科研知识，更重要的是对自己的严格要求，是对工作的认真仔细。

当然，我也要谢谢袁洁老师对我实验方面的指导，他总是能在我们遇到技术难题是时给我们答疑解惑，感谢王旭老师在铁电课题的帮助，感谢金彪老师给了我了解格林函数的机会，感谢陈其宏老师的开导，感谢李潜师兄在各个领域的答疑解惑，感谢单青老师和徐波老师对我生活上的关心和帮助，为我们创造的无忧的科研环境，感谢杨立红老师在 XRD 方面的指导和帮助，感谢黄伟文老师在 MPMS 方面的指导和帮助。老师们的指导和帮助，是我们前进路上的坚实后盾。

初来乍到，是魏鑫健师兄带我融入了这个集体。他教给了我高分子辅助沉积法制备薄膜。此后，在冯中沛师兄的帮助下，我又踏上了 PLD 制备 FeSe 超导薄膜的征程，在这个过程中，也感谢同为长膜人的林泽丰同学的帮忙。在秦明阳同学的带领和帮助下，我开始了关于柔性 FeSe 薄膜的工作，这是我们一起完成的第一个课题。在这个工作的过程中，我学到

了更加严谨的科研态度和如何更加有计划的去完成一个工作，为了实现最终目标，每个环节去设计去尝试，不断的试错也不断的进步。除此之外，在写作方面也给了我莫大的帮助。还有我的师妹徐娟，他们两个是我在博士期间互相鼓励陪伴一起前行的最可爱的伙伴。

张旭师兄和张若舟师弟对我编程和数据处理方面的指导，感谢魏忠旭在 PPMS 操作上给与的帮助。感谢李栋、江星宇、熊沛雨、许立、于晓东、陈赋聪、倪壮、赵展艺、张劲松、涂思佳、柏新博、陈欣甜、程文欣、刘天想、王雪玮、张翔宇、袁长虹、史秋燕等超导二组的每一位成员。当然，也要同时感谢苗老师组里的同门们，同为联培生的刘瑞雯在 PLD 薄膜制备方面的互帮互助，任增耀师兄的有问必答，吕宗霖和曹金鹏的有忙必帮，陈瑶和王超越师妹的陪伴，还有其他们的师弟们的随叫随到，感谢所有人的陪伴和帮忙。

回顾我的博士生涯，我所有的知识和技能都凝聚了老师和师兄们的心血和指导。我的生活的快乐都来源于好友的陪伴。这里，有我的老师和挚友，是我的美好时光。

摘 要

超导现象被发现的百余年间，各类超导体层出不穷，超导物理和应用的研究也在不断发展。本论文针对柔性超导实际应用，例如低温柔性超导电路、曲面超导射频腔等对柔性超导材料的需求，在柔性衬底上制备出 FeSe 和 Nb 超导薄膜，研究了弯曲对超导薄膜的超导电性以及磁通动力学的影响。为超导研究提供了新的调控手段。主要包括：

(1) 利用脉冲激光沉积技术在氟金云母 (F-mica) 衬底上制备 FeSe/F-mica 超导薄膜，系统摸索了 FeSe 薄膜的生长条件。衬底通过机械剥离被解理减薄至约 20 μm ，FeSe/F-mica 样品可获得机械性能良好的柔性。通过不同的弯曲模式对薄膜分别施加压缩应变 ($\epsilon < 0$) 和拉伸应变 ($\epsilon > 0$)。发现拉伸应变会降低 FeSe/F-mica 的超导转变温度，当 $\epsilon = 0.40\%$ 时，样品 T_{c0} 从最初的 5.3 K 下降到 5.0 K；压缩应变能够提高超导转变温度，当 $\epsilon = -0.41\%$ 时， T_{c0} 从最初 5.3 K 提高到至 6.5 K。FeSe/F-mica 薄膜样品的超导转变温度的变化率约 28%。该实验结果符合超导电性与向列序相互竞争的物理图像。

(2) 为了高效开展柔性超导薄膜的电输运测量，基于 PPMS 低温平台自行搭建了高通量输运测试系统，以 Keithley 7001 开关控制器核心通过源表实现 20 个通道电学信号并行测量。利用该系统对粘贴在 1/4 圆形弧面柔性 Nb/PI 超导薄膜不同区域进行了测试。结果表明随着 Nb 薄膜法线与磁场夹角的增大，即 Nb 薄膜表面与磁场从垂直趋于平行，Nb 薄膜超导转变温度逐渐增大。磁场对柔性 Nb 薄膜超导电性压制的减弱根源来自于磁场垂直分量减小，反映了柔性超导薄膜临界磁场的各向异性。

(3) 对比研究柔性 Nb/PI 和刚性 Nb/Al₂O₃ 两类薄膜体系在不同磁场夹角和电流条件下的电输运特性。发现当磁场夹角较大时，较高电流下 ($I \geq 700 \mu\text{A}$)，弯曲态 Nb/PI 薄膜的电阻率-温度曲线呈现一系列电阻率平台和超导再进入现象，其归结为弯曲态 Nb/PI 薄膜样品中的磁通密度梯度分布。由于磁通密度直接影响磁通间相互作用力，因此固定电流驱动下，密度较大区域的磁通会优先运动。电阻平台的出现则归结于磁通密度梯度分布的分段运动结果。

关键词： 柔性超导薄膜，应变调控，高通量电学测试系统，磁通运动

Preparation and transport investigations of the flexible FeSe and Nb superconducting films

Abstract

After the discovery of superconductivity 100 years ago, various superconducting systems have emerged and researches on physics and applications of superconductors have also been conducted steadily. In this paper, FeSe and Nb superconducting films were prepared on flexible substrates in view of the practical application of flexible superconductivity, such as low-temperature flexible superconducting circuits and radio-frequency applications, and the influence of bending on the superconductivity and vortex motion of superconducting films was investigated. This work provides a new gating method and research paradigm for the study of superconductivity. The main contents include:

(1) FeSe thin films were deposited on $\text{KMg}_3\text{Al}(\text{Si}_3\text{O}_{10})\text{F}_2$ (F-mica) substrates by the pulsed laser deposition technology, and the deposition parameters have been explored carefully. After the substrate was cleaved into about $20\ \mu\text{m}$ by mechanical exfoliation method, the FeSe/F-mica sample exhibits good flexibility. We applied compressive ($\varepsilon < 0$) and tensile ($\varepsilon > 0$) strains to the film by bending the flexible FeSe/F-mica sample. It is found that the tensile strain is unfavorable to the superconductivity of FeSe films, the sample T_{c0} decreases from 5.3 K to 5.0 K for $\varepsilon = 0.40\%$. Besides, the compressive strain is conducive to the superconductivity of FeSe films, the sample T_{c0} increases from 5.3 K to 6.5 K for $\varepsilon = -0.41\%$. What's more, the rate of superconducting transition temperature change is 28%. The experimental results are consistent with the physical image of superconductivity and nematic order competing.

(2) In order to efficiently measure the electrical transport properties of the flexible superconducting thin films, we built a high-throughput test system based on PPMS. The core component of the system is the Keithley 7001 switching controller which can simultaneously measure electrical signals of 20 channels by a set of source tables. This system was utilized to characterize the flexible Nb/PI superconducting thin films, which has been patterned into multiple transport channels and glued on a quarter circular curved surface. The results show that the T_c of Nb film increases with the increase of the angle between the film normal and the magnetic field, i.e., the surface of Nb film and the magnetic field tend to be parallel. Obviously, the weakening of the superconductivity compression in the film is due to a decrease in its vertical component, which reflects the anisotropy of the

critical magnetic field of the superconducting film.

(3) We studied and compared the electrical transport properties of the flexible Nb/PI and the rigid Nb/Al₂O₃ thin films under different angles and applied currents. When the angle is large, a series of resistivity plateaus appeared on the resistivity versus temperature (ρ - T) curves of the bending Nb/PI film for larger applied currents ($I \geq 700 \mu\text{A}$). The phenomenon may be caused by the gradient distribution of magnetic vortices in the bending films. Since the vortex density directly affects the interaction force between vortices, the high-density region will preferentially move due to a fixed current. In other words, the resistance platform arises from the piecewise motion of gradient-distributed vortices.

Key Words: Flexible superconducting thin films, stress tuning, high-throughput electrical characterization system, vortex motion

目 录

致 谢.....	I
摘 要.....	III
Abstract.....	V
1 序.....	1
2 引言.....	2
2.1 超导现象的发现.....	2
2.2 超导材料的发展.....	2
2.3 超导材料的基本特性.....	6
2.3.1 超导材料的特征参数.....	6
2.3.2 超导体的分类.....	8
2.3.3 混合态的磁通.....	9
2.4 超导体的应用.....	17
2.5 柔性超导材料简介.....	22
2.5.1 柔性超导材料.....	22
2.5.2 常用的柔性衬底材料.....	24
2.6 本论文的选题思路和意义.....	26
3 样品制备与表征方法.....	28
3.1 超导薄膜制备与加工.....	28
3.1.1 脉冲激光沉积.....	28
3.1.2 磁控溅射.....	30
3.1.3 紫外曝光和离子束刻蚀.....	31
3.2 样品的表征与测试.....	32
3.2.1 X 射线衍射.....	32
3.2.2 原子力显微镜.....	33
3.2.3 扫描电子显微镜.....	34
3.2.4 电输运测试系统.....	35
4 FeSe/F-mica 薄膜的制备与测试.....	38
4.1 研究柔性 FeSe 薄膜的意义.....	38
4.2 柔性 FeSe 薄膜制备和表征方法.....	38
4.3 结果与讨论.....	39
4.3.1 F-mica 衬底上 FeSe 薄膜生长条件的探索.....	39
4.3.2 柔性 FeSe/F-mica 薄膜的制备和基本表征.....	43

4.3.3 基于 Montana 的柔性 FeSe/F-mica 薄膜的弯曲测试	47
4.3.4 基于 PPMS 的柔性 FeSe/F-mica 薄膜的弯曲测试	51
4.4 本章小结	53
5 柔性超导薄膜的高通量电输运测试	55
5.1 高通量表征的重要性	55
5.2 研究流程简介	55
5.3 高通量测量系统的搭建	55
5.3.1 弯曲薄膜模型	55
5.3.2 弯曲薄膜的多通道桥路设计	56
5.3.3 高通量测试系统的装置组成	57
5.4 柔性 Nb/PI 超导薄膜高通量测量	59
5.4.1 柔性 Nb/PI 超导薄膜的制备	59
5.4.2 柔性 Nb/PI 超导薄膜的基本表征	60
5.4.3 柔性超导薄膜样品的处理	62
5.4.4 柔性超导薄膜样品的多通道 $R-T$ 测试	63
5.4.5 柔性超导薄膜样品的多通道 $I-V$ 测试	67
5.5 本章小结	69
6 弯曲态 Nb/PI 超导薄膜的磁通动力学分析	71
6.1 柔性超导薄膜中磁通动力学的研究意义	71
6.2 表征方法简介	72
6.3 结果与讨论	73
6.3.1 Nb/PI 和 Nb/Al ₂ O ₃ 超导薄膜的制备	73
6.3.2 Nb/PI 和 Nb/Al ₂ O ₃ 薄膜样品的超导特性	74
6.3.3 Nb/PI 和 Nb/Al ₂ O ₃ 薄膜样品在不同电流条件下的 $\rho-T$ 曲线	75
6.3.4 薄膜样品磁通密度与 θ 的依赖关系	79
6.3.5 $\rho-T$ 曲线上的级联结构与外加电流和磁场之间的依赖关系	84
6.4 本章小结	87
7 结论	89
参考文献	92
作者简历及在学研究成果	107
独创性说明	109
关于论文使用授权的说明	109
学位论文数据集	111

1 序

超导材料自被发现以来就凭借其独特的物理特性吸引了科学家们的广泛关注。百余年间，各种超导体相继被发现，对应的超导理论也蓬勃发展，理论与实验互相推动，催生出了多门与超导相关的学科。可以说，超导材料的发展极大地促进了材料科学的发展，开创了物理学的新篇章。

超导材料的零电阻和完全抗磁特性使科学家们意识到其在工程应用方面的巨大潜力，为电学、磁学方面的科技发展打开新的局面。事实上，目前已有成熟的金属化合物超导体以及铜氧化物高温超导体的线材和带材被应用到电力、交通、医疗、航空、信息等诸多方面。这些应用涉及到将超导材料拉伸成线缆，绕制成大磁体等，材料不可避免需要承受一定程度的形变。除此之外，也要求超导体须具备高临界参数，包括转变温度、临界电流和临界磁场。另外，磁通耗散也是一个至关重要的影响因素。磁通一旦运动起来就会产生耗散，从而影响超导体的应用。于是，对磁通运动的合理规避和控制也是物理学家们一直努力的方向。众所周知，超导薄膜是未来超导应用技术的关键所在，但目前针对超导特性的研究大都基于硬质单晶、刚性衬底上的薄膜等。很显然，具有柔性、可弯曲的超导薄膜更贴近超导谐振腔、超导线缆、低温超导电子系统等实际应用的场景。此外，柔性超导薄膜能实现准连续的应变改变，其有望成为探索超导物理及应用的理想平台。

本文选取氟金云母（F-mica）和有机高分子薄膜聚酰亚胺（Polyimide, PI）作为衬底，采用脉冲激光沉积和磁控溅射法成功在柔性衬底上制备出高质量的 FeSe/F-mica 和 Nb/PI 柔性超导薄膜样品。这将为研究柔性超导薄膜提供良好的平台。在此基础上，本实验对薄膜进行不同程度和不同方向的弯曲，对弯曲薄膜的电输运特性以及磁通动力学行为进行了测试，并将测试结果与刚性衬底上的超导薄膜做对比。实验结果表明 FeSe 的超导电性对应变十分敏感，弯曲的 Nb 薄膜也会因磁通梯度分布而出现异常电输运行为。这些实验结果为柔性超导材料的物性研究和未来超导应用打开了新的大门。

2 引言

2.1 超导现象的发现

超导现象自发现之初就引发科学家们的极大兴趣，经过百余年的发展，已成为凝聚态物理领域最重要的方向之一。1908年，荷兰物理学家 Onnes 首次实现了氢气的液化，开启了低温物理学的崭新篇章。随后，在 1911 年，他在液氮温度下观测到汞的电阻率为零（如图 2-1 (a) 所示），这预示着一个新领域的诞生！同一时期，莱顿的研究小组又陆续发现铅和锡在温度为 6 K 和 4 K 时也分别出现了零电阻转变。这种前所未有的现象，被科学家们称为超导转变，由正常态转变为超导态的温度被称为超导转变温度 (T_c)。这些材料也是最早发现的单元素超导体。

根据 Maxwell 方程，理想导体在外加磁场中冷却时，其内部磁通会保持不变^[1]。此时几乎所有人都认为超导体就是理想的导体。然而在 1933 年，Meissner 等人发现，在外加磁场（一个相对较小的磁场）下，超导体内部磁感应强度 (B) 总是等于零，并且与加磁场的次序无关。也就是说，当物质由正常态进入超导态时，会将内部的磁场完全排出（如图 2-1 (b) 所示）。这个效应被称为迈斯纳效应 (Meissner effect)^[1]。迈斯纳效应表明物质在 T_c 以下进入的超导态是一种新的热力学平衡态，超导体并不等同于理想导体。零电阻和迈斯纳效应的发现，引起科研人员进一步了解超导体的极大兴趣。

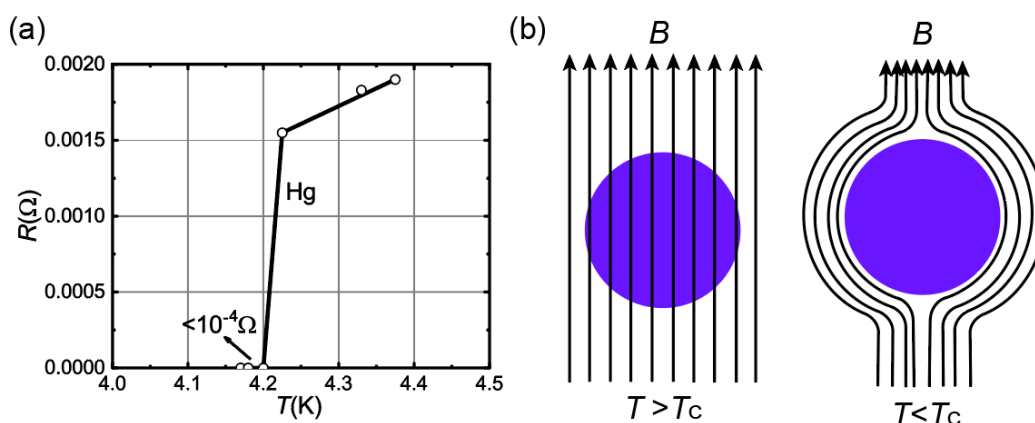


图 2-1 (a) Hg 金属单质的零电阻转变。(b) 外加磁场 B 作用下的迈斯纳效应。

2.2 超导材料的发展

氢气液化技术的封锁在 1923 年被打破，到 1930 年间又有三种重要的金属超导体被发现，分别是钽 (Tantalum, $T_c = 4.4$ K)、钍 (Thorium, $T_c = 1.4$

K) 和铌 (Niobium, $T_c = 9.2$ K)。铌和钛的合金 (Nb-47%Ti) 是当今非常重要的商业超导体, 被广泛用于医院核磁共振成像、超导射频腔等^[2]。Meissner 的小组又连续发现 IV 族和 V 族中的大多数过渡元素都是超导的。此后, 科学家们陆续发现很多单元素在一定压力条件下都具有超导电性, 图 2-2 展示了迄今为止发现的单元素超导体及其在元素周期表中的位置。

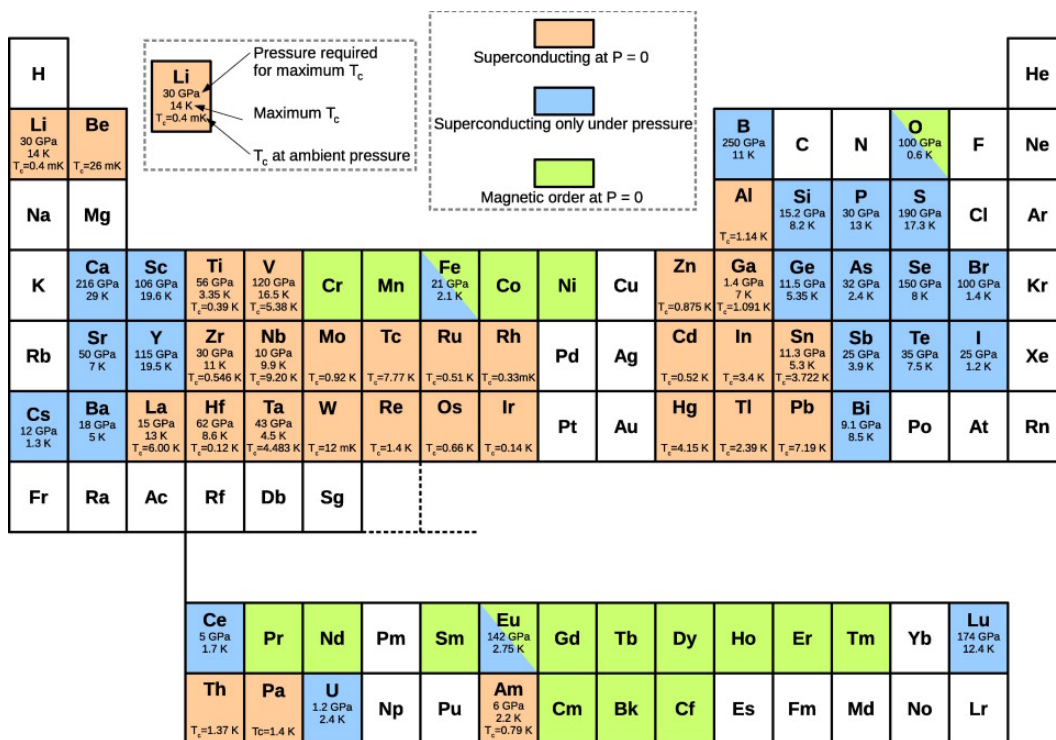


图 2-2 超导单质元素周期表^[3]。

随后 Meissner 的小组又发现了大量具有超导转变的碳化物和氮化物, 特别是 NbC ($T_c > 10$ K)^[4, 5]。后来, 德国的 Ascherman 及其同事发现氮化铌的 T_c 为 15 K^[6], 这是首次发现高于 10 K 的化合物。自此之后, 化合物超导体层出不穷, 到 1974 年 Testradi 等人^[7]制备出 T_c 为 23.2 K 的 Nb₃Ge 薄膜, 创造了化合物超导体 T_c 的新记录。时至今日, 人们仍致力于提高 Nb 的合金在高场应用中的性能^[8]。

当然, 与此同时, 物理学家对超导物理特性的认知也进一步加深, 二流体模型^[9]、伦敦方程^[10]、金兹堡-朗道方程^[11] (Ginzburg-Landau, G-L 方程) 等理论相继被提出, 磁场穿透深度、相干长度等重要概念应运而生。Bardeen、Cooper 和 Schrieffer 三位科学家共同提出了著名的 BCS 理论, 成功地解释了超导的形成机制^[12]。BCS 理论基于电子-声子相互作用阐述了库珀对的形成, 成功解释了包括同位素效应、单电子隧道效应在内的大部分实验结果, 一举确立了超导电性的微观图像^[13]。能够用 BCS 理论阐释的超导体通常被称为常

规超导体。

然而，McMillan 宣布超导体存在麦克米兰极限^[14]，即最高 T_c 不超过 40 K。这严重打击了科学家们寻找转变温度更高的超导体的热情，似乎预示着超导的前景有限。但是科学总是充满惊喜，Müller 和 Bednorz 突破传统思维定式，发现了 T_c 高达 35 K 的氧化物陶瓷材料^[15]。从此之后，铜氧化物超导材料高速发展，最高 T_c 不断被刷新。最为重要的就是赵忠贤团队和朱经武团队先后独立发现钇钡铜氧（YBCO）的 T_c 高达 93 K^[16-18]。麦克米兰极限的打破为超导材料的发展注入了强心剂，各种氧化物超导材料开始井喷式地出现。铜氧化物高温超导体的分子结构一般为层状钙钛矿类结构，由导电的铜氧层和绝缘的稀土氧化物层交替堆叠而成（如图 2-3），通过改变稀土层的化学组分可以为铜氧层提供载流子。

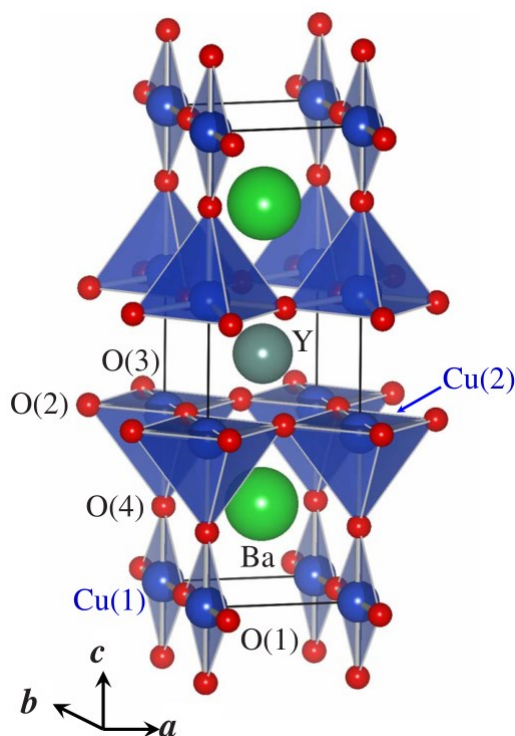


图 2-3 钇钡铜氧化物 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 分子结构图^[19]。

在 2001 年，日本 Akimitsu 等人发现金属合金化合物 MgB_2 具有高达 39 K 的 T_c ，该发现刷新了合金化合物块状超导体 T_c 的纪录^[20]。这也是截至今日二元化合物的最高 T_c 。由于 20 K 左右的温区可以通过液氮或制冷机较为容易地达到，因此 MgB_2 被认为比传统低温超导体更具应用前景。此外， MgB_2 原料丰富、重量轻，也使其具有大规模实际应用的潜力。到 2008 年，新一代超导材料被发现——日本 Hosono 研究小组在母体材料 LaFeAsO 中掺入 F 元素，得到 $T_c = 26$ K 的铁基超导体^[21]。铁基超导材料的出现打破了大家关于磁

性破坏超导的传统认知。此后，科学家们很快就发现了更多含 Fe 的超导材料，发展出了超导的另一个重要体系——铁基超导。更进一步，中科院的研究团队采用高压法合成烧结制备出 $T_c = 55 \text{ K}$ 的 $\text{Sm}(\text{O}_{0.9}\text{F}_{0.1})\text{FeAs}$ ^[22] 超导单晶，其 T_c 再次打破麦克米兰极限，这标志着铁基材料成为继铜氧化物之后的第二个高温超导体系。

同在 2008 年，Wu 等人发现了 FeSe_{1-x} 超导体，其 T_c 约为 8 K ^[23]。与 LaOFeAs 相比， FeSe 的组成元素显然更安全。更加引人注目的是，这种化合物具有非常简单的层状结构，这一结构为更好地理解这类非常规超导体的机理提供了机会。图 2-4 给出了 FeSe 的晶体结构图。

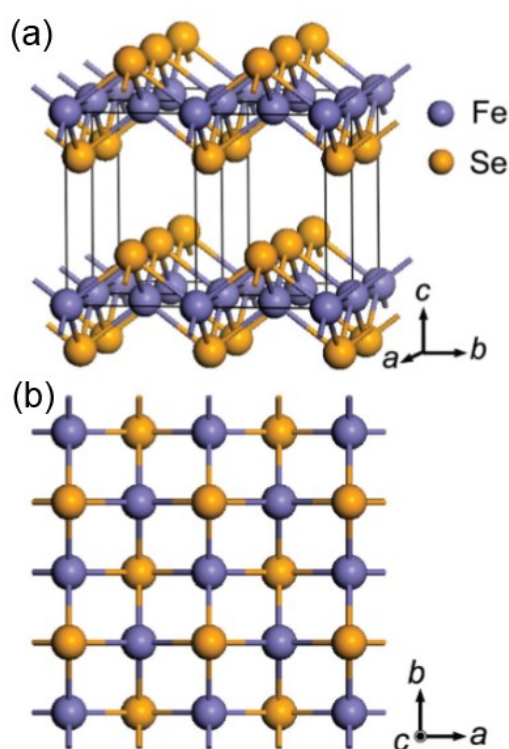


图 2-4 FeSe 晶体结构示意图^[23]。

2012 年，薛其坤的研究团队首先在 SrTiO_3 衬底的 TiO 面上成功制备出只有单个原胞层厚度的 FeSe 薄膜，并用角分辨光电子能谱仪 (ARPES) 对退火后的薄膜进行表征，结果显示超导能隙甚至可以持续至约 65 K ^[24-26]。单层 FeSe 的这一表现为界面超导研究注入新的能量。图 2-5 列出超导被发现以来数种超导材料出现的时间及其 T_c 。

除了这些经典的超导体系，科研人员还发现了许多不同寻常的超导材料，如重费米子超导体^[27]、有机超导体^[28]、镍基超导体^[29]、魔角石墨烯超导体^[30, 31]、高压富氢化合物^[32, 33]、笼目结构^[34, 35]等。这些超导体无一不具有复杂的正常态和超导态，不能由 BCS 理论很好地描述，被统称为非常规超导体。因

此,探索非常规超导电性微观机理是目前基础物理学的最前沿研究课题之一。同时,逐渐丰富的超导体体系为超导体应用的多样化带来更多的契机。

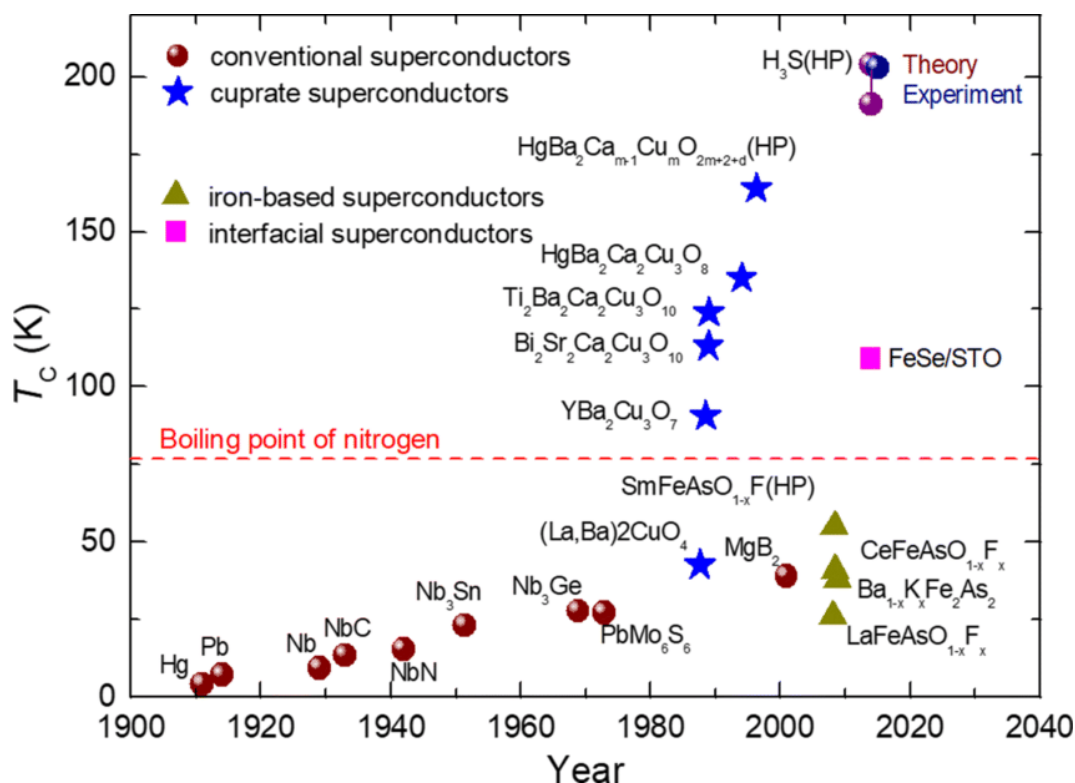


图 2-5 超导体的发现时间和临界温度^[36]。

2.3 超导材料的基本特性

2.3.1 超导材料的特征参数

临界温度 T_c 、临界磁场强度 H_c 和临界电流密度 J_c 是超导体的重要特征参数,如图 2-6 所示。超导体最有用的特性之一是能够在没有欧姆损耗的情况下传导电流,但只有在电流足够小的情况下才能实现。超过临界值的电流会抑制超导电性,导致损耗的出现,这个临界值即为 J_c 。同样地,超导体只有在一定的磁场范围内才具有完全抗磁性,该磁场临界值即为 H_c 。磁场增大也会抑制超导电性,使得磁场进入超导体,破坏其完全抗磁性。根据广义的 Silsbee 假设^[37],当运输电流和外加磁场在超导体表面任一点超过临界值,超导体就会失去无阻载流能力。显然,超导的三个临界参数互相关联影响,在实际应用中是至关重要的。

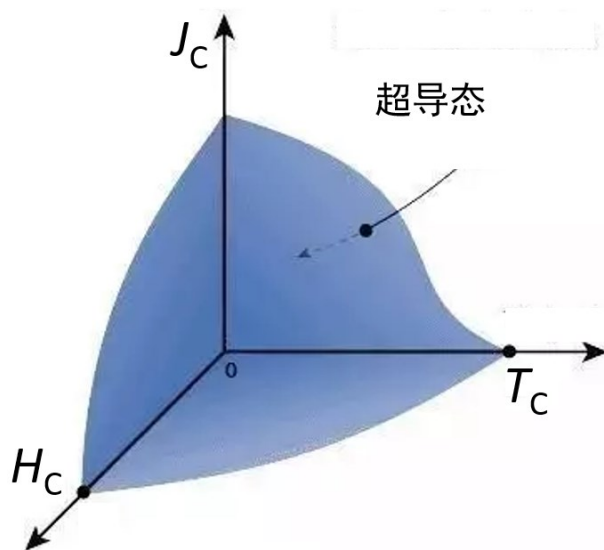


图 2-6 超导材料的临界参数。

当超导材料处于外加磁场下，即便超导体具有抗磁性，磁场仍可以进入超导体，在超导体的表面产生磁场和电流。事实上，磁场在穿透超导体表面后会向超导体内指数衰减，衰减的特征长度为

$$\lambda = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}} \quad (2-1)$$

式中 m_s ——超导电子的有效质量；

n_s ——超导电子数密度；

q_s ——超导电子的有效电荷量；

μ_0 ——真空磁导率。

式中的 λ 就是磁场穿透层的尺度，被称为穿透深度。如图 2-7 所示，超导态与正常态之间存在过渡区。在过渡区内，磁场穿透进入超导体内部 λ 的深度，超导电子密度 n_s 则在 ξ 范围内下降。其中 ξ 称为相干长度，即超导电子运动相互关联的空间尺寸。当超导体所在的环境温度接近超导临界温度 (T_{c0}) 时，穿透深度和相干长度随温度变化的公式可以写成

$$\begin{cases} \lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_{c0}}} } \\ \xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_{c0}}} } \end{cases} \quad (2-2)$$

二者变化引起的单位面积吉布斯自由能的变化被称为界面能，界面能与 λ 和 ξ 的相对大小都密切相关，反映了超导体的主要特征。

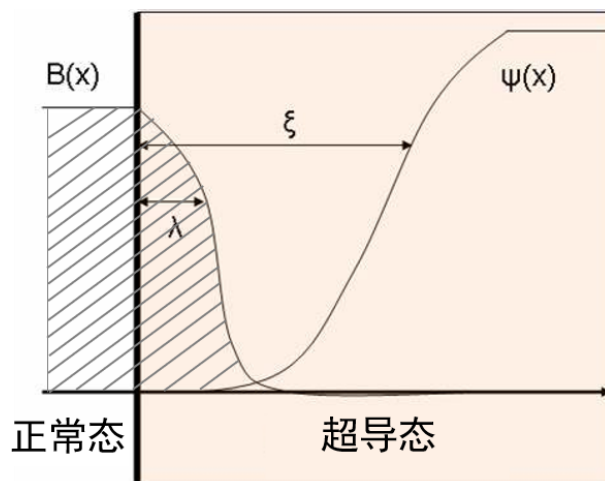


图 2-7 相干长度 ξ 和穿透深度 λ 的示意图。

2.3.2 超导体的分类

上文中提到, λ 和 ξ 直接影响超导体的界面能, 因此是将超导体进行分类的重要参数。在 1957 年, Abrikosov 以 G-L 参量 $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$ 为判据, 将超导体分为两类: 1) 第 I 类超导体, $\kappa < 1/\sqrt{2}$, 超导体的界面能为正。2) 第 II 类超导体, $\kappa > 1/\sqrt{2}$, 超导体的界面能为负。图 2-8 (a) 给出两类超导体的临界磁场曲线, 对于 I 类超导体, 当外加磁场 H 小于 I 类超导体的临界磁场 H_c 时, 超导体内部将磁场完全屏蔽, 当外加磁场高于临界磁场时, 超导电性被破坏, 材料进入正常态, 从而允许外加磁场完全渗透到样品中。对于 II 类超导体, 外加磁场 H 低于下临界场 (H_{c1}) 时也会被完全屏蔽, 但是当 H 超过 H_{c1} 时, 外加磁场将开始部分穿透样品。当 H 大于上临界场 H_{c2} 时, 此时材料的超导电性被破坏, 进入正常态, 如图 2-8 (b) - (c) 所示。因此, 当外加磁场介于 H_{c1} 与 H_{c2} 之间, 即 $H_{c1} < H < H_{c2}$ 时, 正常态和超导态能同时存在, 称为混合态 (mixed state)。

最初发现的单元素超导体大都是第 I 类超导体, 而大多数合金化合物、氧化物超导体等都是第 II 类超导体。值得一提的是, 1960 年之后发现的大多数新超导材料都是第 II 类超导体。事实上, 特征参量 λ 的大小也与超导材料的厚度有关, 当超导材料从块材变为尺寸较小的薄膜时, 其也可能从第 I 类超导体变为第 II 类超导体。因为第 I 类超导体的 H_c 较低, 所以在实际应用中, 一般采用第 II 类超导体。为推动超导材料的实用化, 全世界范围内的科学家开始寻找性能优越的第 II 类超导材料, 而高温超导体恰恰基本都属于第 II 类。从实验中还可知, $H_{c1}(T)$ 和 $H_{c2}(T)$ 随温度 T 的变化关系一般可以写为经验公式^[38]:

$$H_{ci}(T) = H_{ci}(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right), i = 1, 2 \quad (2-3)$$

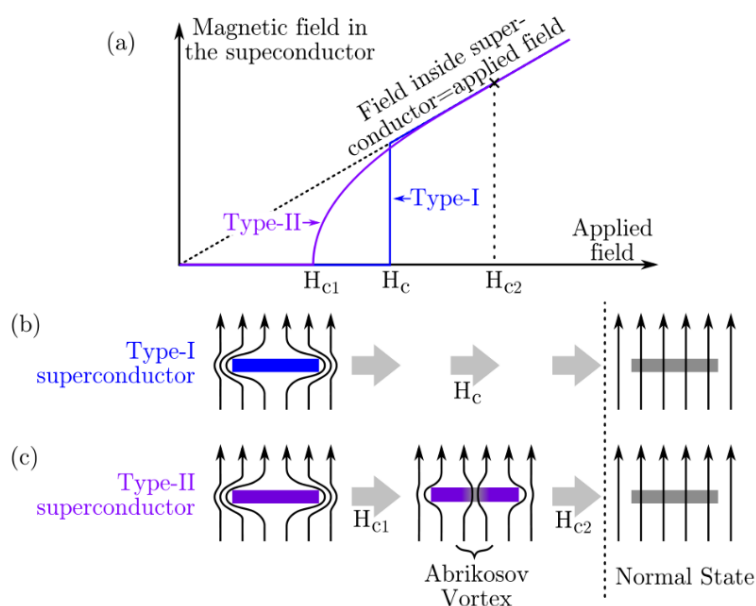


图 2-8 第 I 类超导体和第 II 类超导体的分类示意图^[39]。

2.3.3 混合态的磁通

显然，对于第 II 类超导体，混合态是不完全抗磁的超导状态^[40]。部分磁场进入超导体，以磁通（涡旋）的形式存在，称为 Abrikosov vortex。图 2-9 展示了涡旋线的结构图，其中实线表示的是超导波函数的空间分布，其在距涡旋线 ξ 范围内几乎为 0。该范围内即为磁通的正常态芯子，半径为相干长度 ξ 。虚线范围是磁通线周围的局域磁感应强度在空间的分布，其分布范围大约为穿透深度 λ ^[41]。磁通与磁通之间的区域是超导态，每个磁通周围有超导涡流 j 环绕。通常情况下，磁通间的相互作用会使磁通规则排列成三角点阵格子，图 2-10 给出理想状态下三角磁通点阵格子的示意图。这是 1957 年 Abrikosov 利用 G-L 方程对 s 波超导体进行计算得出的结论^[42]，他也以此重要成果获得诺贝尔奖。超导体中磁通总量是单个磁通量子的整数倍，而单个磁通量子 $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} T \cdot m^2$ （其中， h 为普朗克常数， e 为电子电荷），这是超导体的另一个重要基本特性。

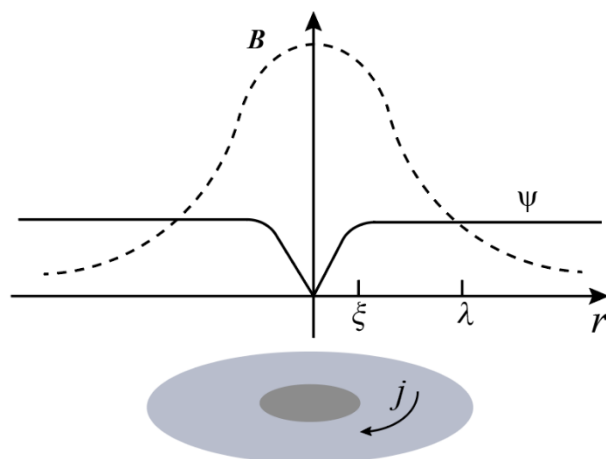


图 2-9 单个磁通示意图， λ 为穿透深度， ξ 为相干长度。

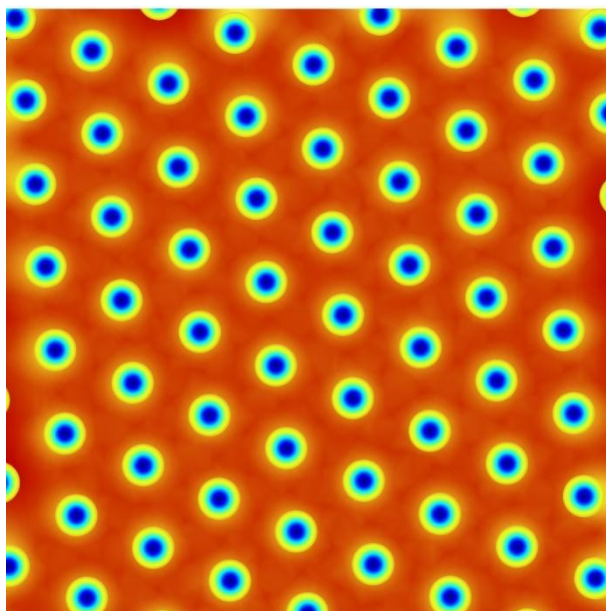


图 2-10 磁通三角点阵格子示意图。

随着实验和理论工作的不断展开，尤其是高温超导体研究的迅速推进，超导体的混合态相图也逐渐丰富起来。图 2-11 为常规超导体和高温超导体的磁通相图，给出不同磁通态的区域分布。对于常规超导体，混合态相图上只有下临界场 $H_{c1}(T)$ 和上临界场 $H_{c2}(T)$ 两根标志性边界线，混合态存在于边界线中间。然而在磁通玻璃态理论发表后，磁通相图有了更多区域的划分。由于高温超导体中的涨落较强， $H_{c2}(T)$ 以内的较大的区域内形成磁通液态。磁通液态与磁通固态的分界线为不可逆线 $H_{irr}(T)$ （磁通钉扎是否可逆），其中磁通固态即磁通玻璃态或者磁通格子有序态。在 $H_{c1}(T)$ 附近，如果无序结构较少，则可能会形成再入式磁通液态。这可能是由于磁通密度降低使得磁通

间相互作用呈指数形式下降^[43]，以至于无法维持磁通的长程有序。当然，高温超导体的磁通相图还在进一步的完善中^[41]。

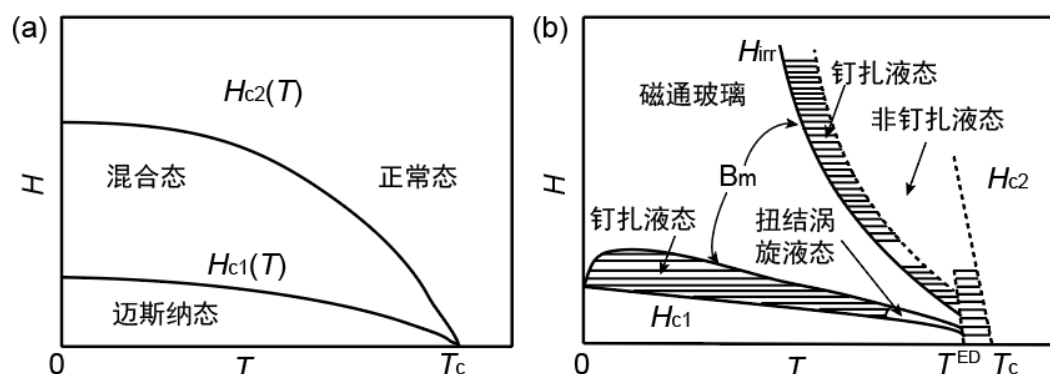


图 2-11 磁通相图^[44]。(a) 常规超导体的相图，混合态区域为磁通固态。(b) 高温超导体的混合态相图。 $H_{c2}(T)$ 和 $H_{irr}(T)$ 之间为磁通液态区， $H_{c1}(T)$ 附近可能存在再入液态区。

2.3.3.1 磁通钉扎

由于磁通量子内部为正常态芯子，因此对超导体施加电流时，磁通会受到洛伦兹力的作用。一旦电流达到临界阈值，即临界电流密度，磁通便在洛伦兹力的驱动下开始运动，如图 2-12。这些运动的磁通产生有限的电压，从而抵消超导体理想的零电阻特性。如果磁通的运动没有阻碍，那么这样一个有序的磁通格子态就不能承载宏观的超导电流^[45]。

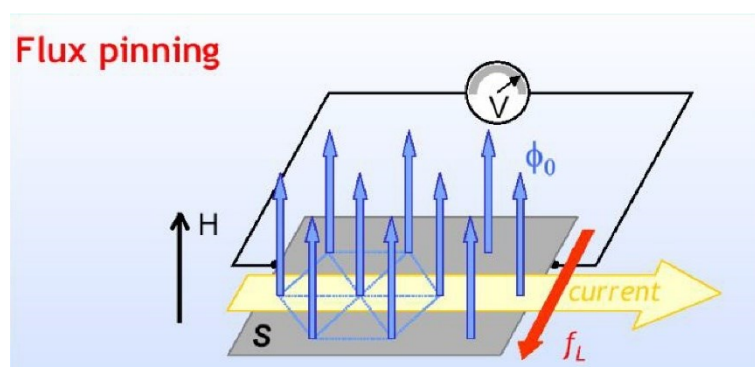


图 2-12 磁通钉扎示意图及磁通运动受力示意图。

所谓的磁通钉扎，就是阻碍磁通的运动，对磁通量子起到固定作用。根据 G-L 理论，混合态单位体积的自由能可写成：

$$G_s = G_n + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |-i\hbar \Delta \psi - 2eA|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - B \times H \quad (2-4)$$

其中 G_n 是正常态的自由能， α 和 β 依赖于温度， $\alpha \approx \alpha_0(T - T_c)$ 。上式中， α 和 β

所在项是超导态的凝聚能。在超导体中，这两项显然不为零。但是当磁通所在区域为正常态或者超导的转变温度比较低时，体系的总能量会变小，从而对磁通起到钉扎作用，这类钉扎称为凝聚能钉扎。上式中的第四项对应环绕磁通芯子的超流电子的动能项。在部分高质量的样品中，例如原位生长的高质量高温超导薄膜，超导转变温度在相干长度尺度内都可以是均匀的，因此凝聚能对钉扎的贡献非常小。但是，缺陷密度的分布会导致电子运动的平均自由程在空间有涨落，因此能够影响超流电子的动能项，从而起到钉扎的作用，此类钉扎被称为平均自由程涨落钉扎^[41]。

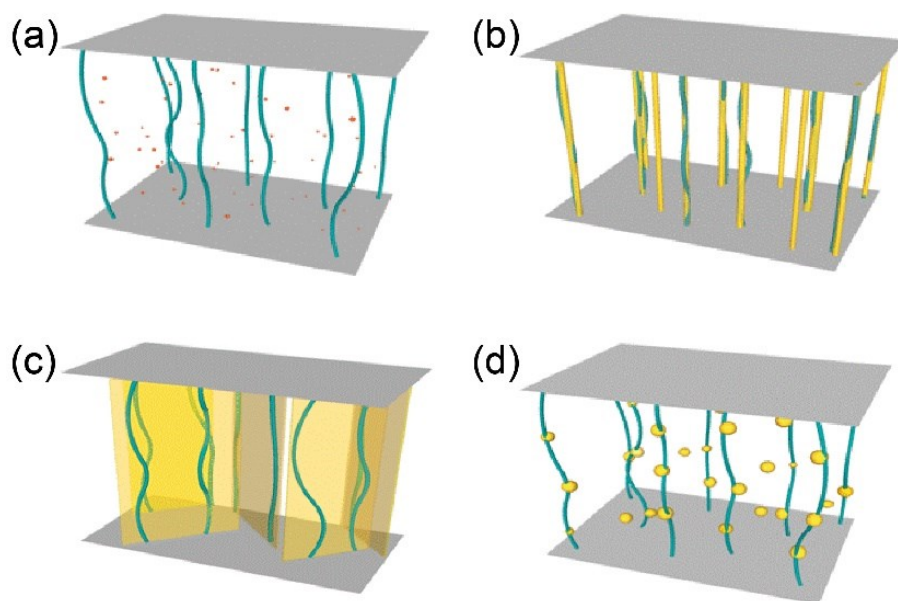


图 2-13 几种不同的磁通钉扎中心示意图^[46]。(a) 空位、元素取代、点缺陷等。(b) 位错和柱状缺陷等。(c) 晶界、孪晶界、平面缺陷等。(d) 析出相、二次相、局部应变等。

由此可见，超导体中只要对吉布斯 (Gibbs) 自由能中的能量项造成影响就可能会产生相应的磁通钉扎效应。除上述的钉扎外，超导体中还存在各种类型的不同尺寸的缺陷^[47]，如空位、元素取代、点缺陷、位错、柱状缺陷、晶界、孪晶界和平面缺陷等。除了缺陷，超导体中的析出相、二次相、局部应变等也会对磁通产生钉扎。图 2-13 给出几种不同类型的钉扎中心的示意图^[46]。

当然，超导态和正常态界面也会对磁通运动造成阻碍作用。此类界面会产生表面的势垒，从而产生钉扎阻碍磁通运动。界面钉扎可以分为两类：一类是 Bean-Livingston 势垒，即磁通与其镜像吸引导致的势垒^[48]；另一类是磁通线在超导表面下弯曲导致的几何势垒，这种势垒对磁通进入超导时的阻碍

非常明显。对于干净的单晶超导样品，样品的厚度、几何形状与磁场的关系会直接影响势垒的种类^[41]。

2.3.3.2 几何形状对磁通状态的影响

针对超导体几何形状对磁通行为的影响，科学家们已经做了大量的理论研究。随着科学技术的进步，研究人员不再局限于理论研究，通过扫描霍尔显微镜（Scanning hall probe microscope, SHPM）、扫描隧道显微镜（Scanning Tunneling Microscope, STM）、磁力显微镜（Magnetic force microscope, MFM）等^[49]高精尖技术直接观察到磁通的形态以及运动轨迹，这为磁通研究带来极大便利。

Gladilin 等人利用 G-L 理论，分析了具有单向厚度梯度的楔形 I 类超导体薄膜中的磁通状态^[50]。如图 2-14 (a) 中，在楔形结构模型最薄的位置，量子磁通都是单个的（如图 2-14 (b) - (c)）。而在厚度较大的区域，单个量子磁通和巨磁通同时存在，磁通的核心增多为两个并且变大。这与在相对较厚的 Pb 薄膜上的 SHPM 测量结果一致。在垂直于厚度梯度方向的外部电流作用下，通过最薄边缘进入楔形超导体的单个量子磁通会向较厚部分传播，并最终合并成巨磁通。图 2-14 给出模型示意图和磁通运动的模拟结果。

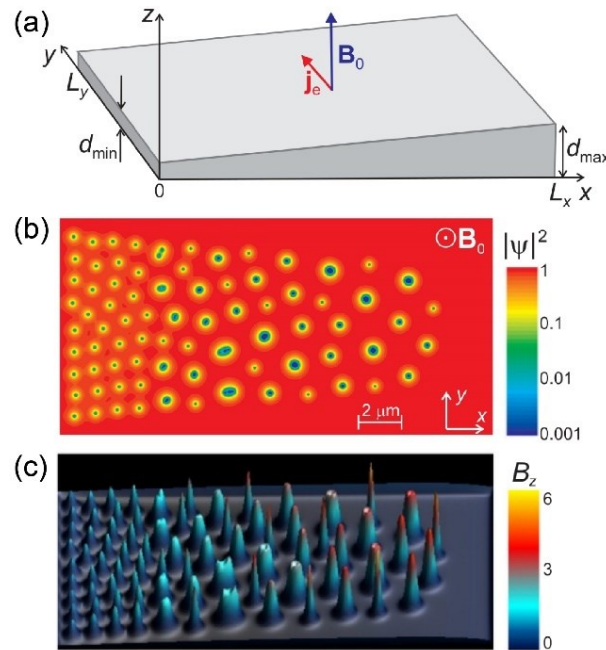


图 2-14 楔形结构模型和磁通分布示意图^[50]。(a) 楔形超导体的结构示意图。楔形的长 $L_x = 20 \mu\text{m}$ ，宽 $L_y = 10 \mu\text{m}$ ， $\lambda = 50 \text{ nm}$ ， $\xi = 250 \text{ nm}$ ， $d_{\min} = 20 \text{ nm}$ ， $d_{\max} = 200 \text{ nm}$ 。(b) - (c) 磁场为 0.8 T 时磁通分布图。在楔子最薄的部分（左侧），只出现单个磁通，而在较厚的部分，它们与巨大的磁通和磁通簇共存。

Romaguera 和 Xu 等人研究了三维介观超导体中磁通在不同磁场方向中的运动状态^[51, 52], 研究模型有圆柱体^[53]、球体^[54]等, 如图 2-15 所示。利用 G-L 方程他们得到介观超导球的磁通图, 发现磁通线是自然弯曲的, 并且在赤道面上彼此最接近, 如图 2-15 (i) - (l) 所示。对于有限高度的超导盘, 他们得到了平行和垂直于柱体轴方向上的临界场和匹配场, 发现当超导体的比表面积较大时, 磁通线倾向于沿着磁场方向排列, 在近表面处产生弯曲并垂直于表面排出 (如图 2-15 (a) - (h))。通过改变外加磁场的角度, 也可以控制磁通在超导体中的进出。

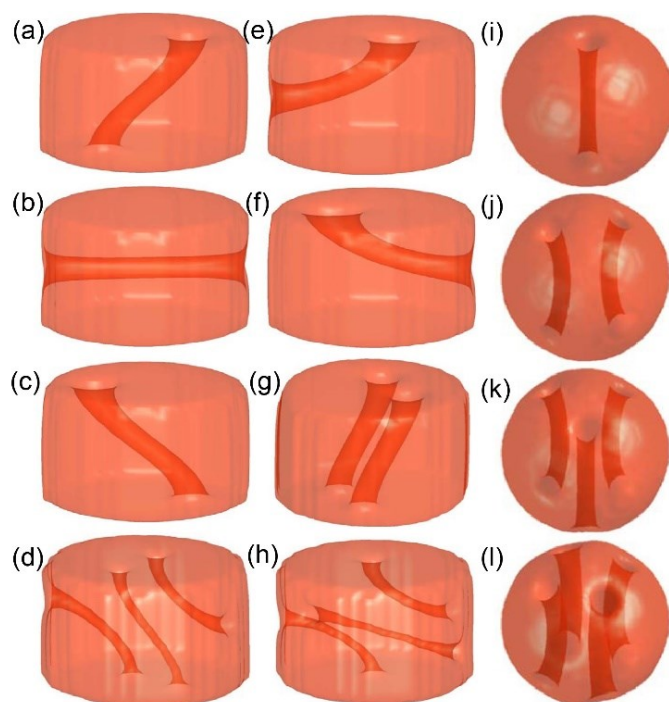


图 2-15 圆柱体和球体模型在不同磁场下的磁通形态示意图^[51, 53]。

Herrera 等人利用 STM 研究了在倾斜磁场下各向同性超导体 β -Bi₂Pd 的磁通晶格结构^[55]。图 2-16 (a) 给出超导体中磁通晶格结构沿不同磁场方向的拉伸情况。从图中可以看出, 磁通格子的结构拉伸与磁场角度存在依赖关系, 其拉伸规律符合图 2-16 (b) 给出的磁通格子投影模型。需要说明的是, 磁通芯子的结构并没有明显拉伸, 该工作认为这是因为磁通在接近薄膜表面的位置发生弯曲后垂直于薄膜表面排出。当倾斜角度较大时, 杂散场在样品表面的相互作用对超导体磁通晶格结构起着决定性的作用。

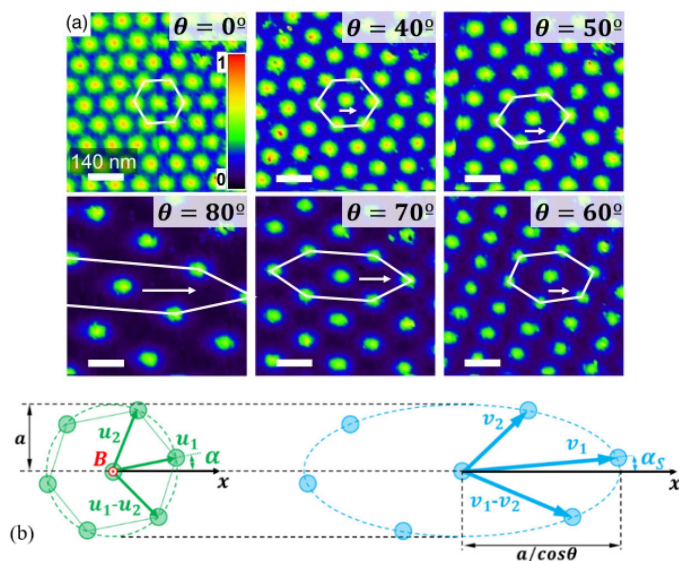


图 2-16 不同磁场条件下各向同性超导体 β -Bi₂Pd 的磁通晶格结构示意图^[55]。(a) 不同磁场倾斜角度 θ 下磁通格子的排列。左上方面板中的颜色刻度表示归一化电导。白色箭头表示倾斜方向。(b) 磁通格子的示意图 (左图), 磁通晶格向量 u_1 和 u_2 , 以及它在样品表面的投影 (右图), 磁通晶格向量 v_1 和 v_2 沿 x 轴方向拉伸。

除超导体宏观的几何形状, 超导体的微观结构也可能会产生同样的效果。例如层状结构的氧化物超导体 Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} (Bi-2212), 其导电层和绝缘层沿着 c 轴方向交替分布。因此, 磁场与 c 轴平行或者垂直对磁通的影响有着明显差异性, 这与超导体的各向异性相关。事实上, 磁场与此类超导体的关系显然不止平行和垂直, 也可能是中间存在夹角的倾斜关系。这在实际应用以及理论研究中都是常见的^[56]。

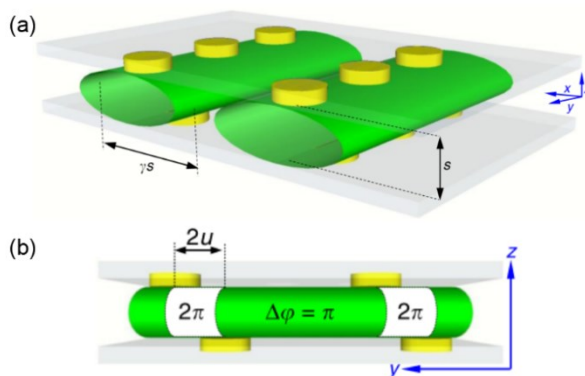


图 2-17 交叉排列的 pancake 和 Josephson 磁通^[56]。在 (a) 图中, 灰色平面表示超导层。Josephson 磁通由长轴为 γs 、短轴为 s 的椭圆管表示, 其中 γ 为各向异性参数, s 为层间距离。黄色圆盘为 pancake 磁通。(b) 给出 pancake 磁通存在的情况下, 沿 Josephson 磁通中心 ($y = 0$) 连续层之间的相位差。在白色区域 $\Delta\Phi = 2\pi = 0$, 在绿色区域 $\Delta\Phi = \pi$ 。

需要说明的是，除前文中 Abrikosov 磁通，还存在另外一种磁通——Josephson 磁通。1963 年，Rowell^[57]等人观测到超导结在磁场中的临界电流振荡。自此开创性发现之后，这种效应也在由“超导体—正常态金属—超导体（SNS）”组成的结中被发现^[58]。这种宏观量子干涉效应通常与隧穿结的 Josephson 磁通相关。相比于 Abrikosov 磁通，Josephson 磁通被定义为净环流为零和一个磁通量子 $\Phi_0 = h/2e$ 的区域^[38]。这种磁通往往出现在涉及到分层材料和相对于分层任意方向施加磁场的高温超导体中。例如在各向异性极大的铜氧化物超导体中，当垂直于铜氧（Cu-O）面施加磁场时，会形成 pancake 磁通格子，而当施加磁场平行于 Cu-O 面时，则会形成椭圆柱状 Josephson 磁通格子，其具体形态如图 2-17。

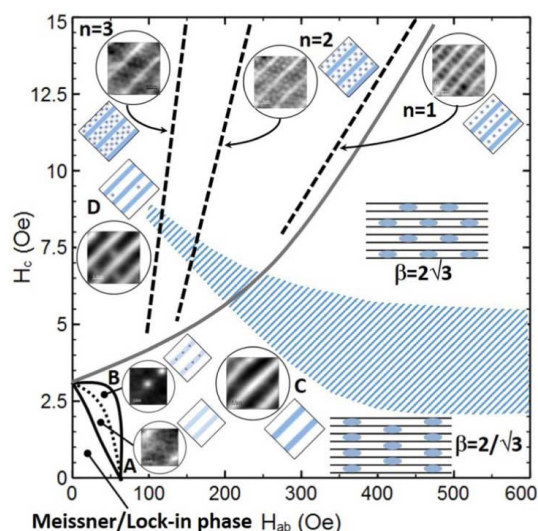


图 2-18 复合磁通物质的相图。粗灰色线将相图分为有 pancake 磁通的区域（左上）和没有 pancake 磁通的区域（右下）。蓝色阴影区域表示发生场驱动 Josephson 磁通格子跃迁的磁场的范围。正方形图形显示了指定区域投影的 pancake 磁通结构的草图。

被圆包围的方形显示了与这些草图相对应的 pancake 磁通 SHPM 图像^[59]。

在倾斜磁场下，这些不同类型的磁通以复杂的方式相互作用，形成磁通链^[60]和复合的磁通晶格，该现象在铜酸盐中尤为明显。铜氧化物高温超导电性存在于平行 $a-b$ 面的铜氧面中，并沿 c 轴方向弱耦合，这种结构的强各向异性导致非常大的磁各向异性。垂直于 CuO_2 双分子层的磁场导致二维 pancake 磁通的成核堆叠，其超导电流在 CuO_2 平面内流动，并相互作用，在高质量单晶中形成有序的三角点阵 Abrikosov 磁通格子。另一方面，如果磁场作用于 $a-b$ 平面，Cu-O 层之间则会形成 Josephson 磁通。Curran 等人使用高分辨率 SHPM 绘制了 Bi-2212 单晶在倾斜磁场中丰富的磁通相图，如图 2-18^[59]。研究发现，Josephson 磁通格子间距与 pancake 磁通密度有着意想不到

的非单调依赖关系，这反映了磁通间引力和斥力之间的微妙平衡，并且随着面外磁场的增加经历了场驱动的结构转变^[59]。

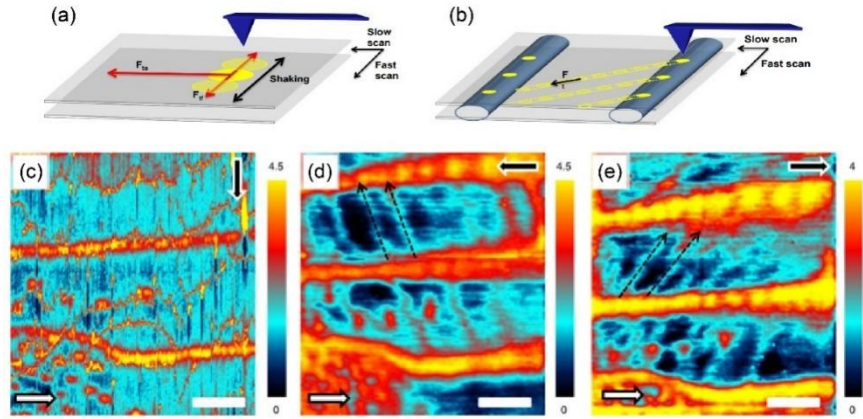


图 2-19 图 (a) 和 (b) 为 MFM 的磁性针尖驱动 pancake 磁通运动的示意图。(c) - (e) Pancake 磁通在平行于平面的 200 G 磁场条件下的运动。白色箭头表示平面内磁场方向。黑色宽条箭头表示针尖快速扫描的方向，黑色虚线箭头表示 pancake 磁通的运动痕迹，在 (d) 中稍微向左，在 (e) 中稍微向右。图像 (c) 是在 5.5 K 下拍摄的，(d) 和 (e) 是在 12 K 下拍摄的。图像中的白色宽条比例尺为 $2.6 \mu\text{m}$ ^[56]。

Correa 等人利用 MFM 也对 Bi-2212 在倾斜磁场中的磁通分布进行了观察^[56]。此外，该团队利用 MFM 的磁性针尖在远低于临界温度的旋转磁场下来操纵 pancake 磁通和 Josephson 磁通，如图 2-19(a)-(b)。实验发现 pancake 磁通可以被拖进 Josephson 磁通之间，且不同层的 Josephson 磁通可以相互叠加。揭示了位于 Josephson 磁通内部的 pancake 磁通之间有效的相互作用。当旋转磁场时，交叉的 Josephson 磁通是相当稳定的，并保持不变。这表明在非常低的磁场下，钉扎对磁通运动起到主要作用。事实上，以上两个工作也证实以往对于磁通钉扎、扭结以及磁通之间相互作用的研究^[61]。更进一步地，Roditchev 等人利用 STM 在岛状的结构中发现了有核心的 Josephson 磁通^[62]。

2.4 超导体的应用

超导材料因其具有直流零电阻特性和迈斯纳效应在电与磁等方面有着巨大的应用潜力，已为电力和磁场等技术带来根本性的变化，例如高效发电、大容量无损电力传输、小型轻量化电气设备、高速磁浮运输、高分辨率磁共振成像系统中超强磁场的产生、核磁共振系统、未来先进的高能粒子加速器、核聚变反应堆、先进的量子探测技术、量子计算技术等等。这些应用的性能、经济性和技术参数在很大程度上取决于超导体的电磁性能和机械性能。

超导体的应用大致可分为三类：弱电应用、弱电应用和抗磁性应用。弱电应用即大电流应用，包括超导磁体、超导发电、输电和储能等。根据其无阻载流的特性，使用超导材料进行电力传输，可以实现远距离、无焦耳热损耗的大电流输送，这将减少在传统电力输送过程中的能量损耗，从而节约能源。超导体在超导态时电阻为零，而在正常态时电阻非常大，因此也可以利用这一特点制作超导限流器^[63]。图 2-20 列出了超导材料在不同领域以及不同磁场强度下的多种应用，例如利用超导线材可以绕制成超导电机^[64, 65]，可以大大提高效率并降低损耗；由超导股线绕制的磁体已经被广泛地应用于核磁共振磁体^[66, 67]、磁约束核聚变装置^[68]、高能粒子加速器^[69, 70]等。

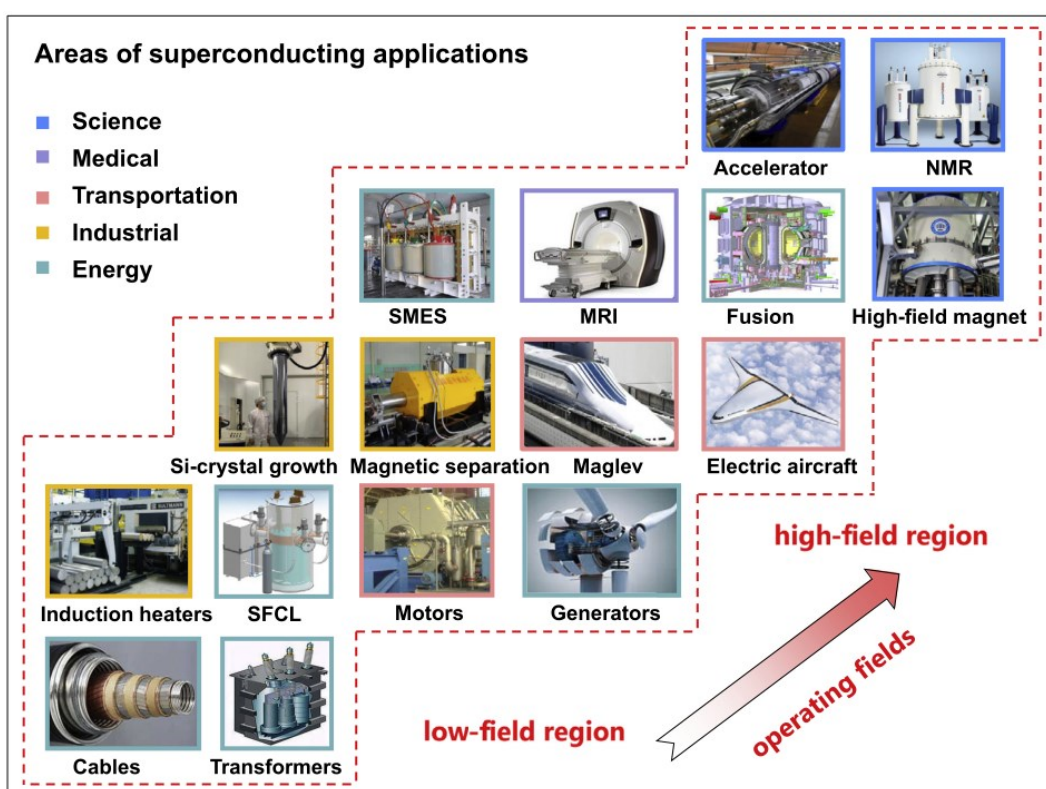


图 2-20 超导电力和磁性技术的主要应用及其工作磁场范围^[71]。

超导工程应用的开端是在 1954 年，Yntema 等人成功制造出第一个超导磁体。Yntema 使用 Nb 线制造的磁体在 4.2 K 时能产生 0.71 T 的磁场。在这个过程中，研究者们也意识到临界电流密度 J_c 是独立于 H_{c2} 和 T_c 的又一关键特性。

到 1960 年 8 月，Autler 再次使用 Nb 在 4.2 K 下产生 2.5 T 的场。这次的目的是给固态激光器提供磁场，这可能是超导磁体的第一次应用。随着超导材料的发展，超导的应用逐渐集中在 Nb 的化合物 Nb_3Sn ^[72]、Nb-Zr ($T_c \sim 12$ K)、Nb-Ti ($T_c = 7-10$ K) 等^[73-77]材料上。图 2-21 给出几种技术相对成熟的

低温超导材料。目前, Nb_3Sn 复合线的生产方法主要有三种: 青铜、内锡 (IT) 和管中粉末 (PIT) [78]。由这些材料制成的超导线材在液氦环境中具有良好的电磁与力学性能, 因此在国际热核聚变实验堆计划 (ITER) [72] 项目中被大量使用。当然, 低温超导材料也存在一些缺陷, 例如低温环境成本高, 由于力学形变导致 Nb_3Sn 在高磁场条件下退化、上临界场较低等, 这些也促使科研人员寻找性能更好的超导材料。

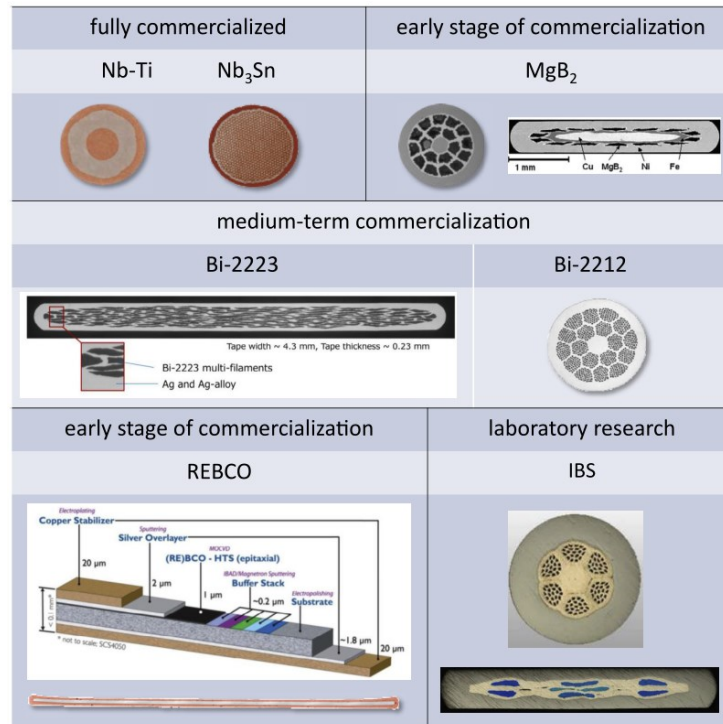


图 2-21 实用超导材料的示意图。铌基超导体 (Nb-Ti 和 Nb_3Sn) [79]、铜基氧化物 (Bi-2223 [80]、 Bi-2212 [81]、 REBCO [82])、 MgB_2 [83] 和铁基超导体 [84]。

事实上, 传统低温超导体只是目前商用超导体的一部分, 图 2-22 展示了应用超导体中最先进的工程临界电流密度 [85]。科研人员发现, 高温超导材料在低温下具有极高的临界场, 具有高场应用的巨大潜力。如 REBCO [82, 86] (由薄层焊料 $\text{In}_{52}\text{Sn}_{48}$ 或 $\text{Pb}_{38}\text{Sn}_{62}$ 夹在两个稀土层 $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中间, REBCO , 其中 $\text{RE} = \text{Y}, \text{Dy}, \text{Sm}, \text{Gd}$ 或其它种类的稀土元素如图 2-21 所示)、 MgB_2 与 Bi 系超导材料在 4.2—20 K 的低温环境中都具有较高的临界温度和上临界磁场。这些特性可以被用来进一步提高加速器磁体中的磁场, 超过 Nb_3Sn 的 18 T 限制。然而, MgB_2 与 Bi 系超导体的制备方法复杂, 材料属性较脆导致其力学性能较差 [87], 并且 MgB_2 会在高场下发生明显退化 [88]。相比之下, REBCO 带材能在高场下仍保持较高临界电流密度, 并且基底层通常为高机械性能材料使其具有更好的力学性能 [89, 90]。同时, 近些年随着 REBCO 带材制备技术的

改进使其造价逐年下降^[91]。这些优点使 REBCO 带材的市场占有率逐年升高。

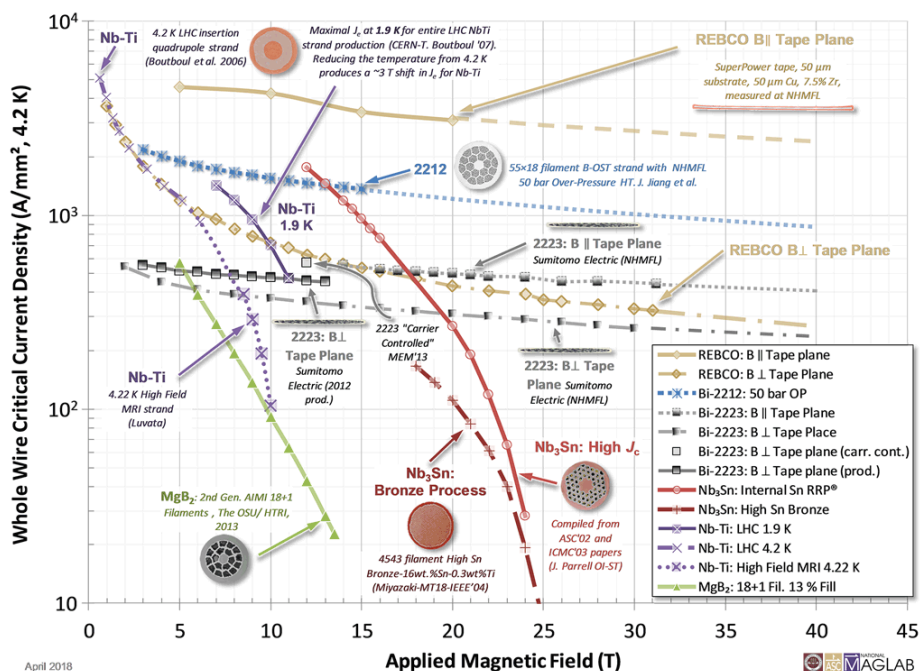


图 2-22 应用超导体中最先进的工程电流密度（所有材料的环境温度为 4.2 K，Nb-Ti 环境温度为 1.9 K）^[79]。

高温超导材料及 MgB_2 在大型强子对撞机^[85]的超导母线电缆中应用广泛。这些超导线路允许将包括电源转换器、控制电子设备以及保护二极管等在内的电力设备放置在能够屏蔽辐射的区域。当然，与 Nb-Ti 和 Nb_3Sn 相比，这些材料仍处于工业初级阶段并且逐渐趋于成熟。

在弱电应用领域，利用约瑟夫森效应制造的超导量子干涉仪（SQUID）^[92,93]是最灵敏的磁力计，可以用来测量单个纳米颗粒的磁性或探测亚微米尺度下样品的局部磁性^[94]。可以检测到极其微弱的磁场信号使其在工程探伤和检测微弱信号方面有着广泛的应用。此外，利用超导量子器件可以制成超导计算机^[95,96]，其中的大规模集成电路之间以零电阻超导器件连接，不会发热，能够大幅度提高计算机的运算速度。超导单光子探测器主要元器件也是约瑟夫森结^[97]，利用超导材料对可见光和红外波长的单光子敏感性。随着技术进步，已经发展出多种约瑟夫森结的结构，图 2-23 给出三种约瑟夫森结的结构图。

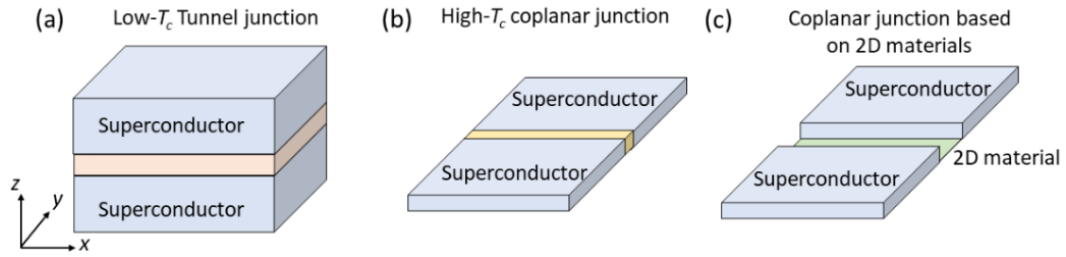


图 2-23 不同类型的约瑟夫森结示意图^[98]。(a) 低 T_c 隧道结。(b) 高 T_c 共面结。
(c) 基于二维材料的共面结。

需要说明的是，无论是强电应用还是弱电应用，磁通都是不可忽视的影响因素。磁通一旦出现，其运动就会消耗能量并产生内部噪声，因此对磁通运动进行调制会直接影响超导材料以及器件的使用^[99]，例如需要高临界磁场和电流参数的超导传输线路^[100]，需要降低磁通噪声影响的 SQUID^[101]等。目前，已经有多种有效措施来降低磁通引发的耗散，例如通过掺入杂质和缺陷来增加磁通钉扎，构建磁通进出的通道^[102]，像构建弱连接、约瑟夫森结、构建槽和孔等结构、构建磁场屏蔽等，这些方法或阻止了超导体中新的磁通渗透，或减少了超导装置附近的磁场。当然，最理想的方法是从超导体中去除磁通，但迄今为止还没有已知的手段可以达到这样的目的。换个角度来讲，磁通虽然无法剔除，但是可以通过控制磁通运动实现对磁通的利用。Lee 等人证明，将交流电应用于具有非对称钉扎势的超导体上，可以导致磁通定向运动，磁通运动的方向仅由图案的不对称性决定。这一现象被称为“棘轮效应”^[103, 104]，其工作原理适用于低温和高温超导体。从理论上讲，只要选择合适的钉扎势，“棘轮效应”可以在各种应用所需的参数范围内去除低温超导体中的磁通。“棘轮效应”为理解基本的磁通输运特性和探索新型固态器件提供了一条崭新的途径。目前，科研人员基于“棘轮效应”已经实现了磁通泵和 MFM、整流器、二极管和开关等的设计和应用。季江东等人研究了一个微观超导非对称环形器件中的磁通棘轮效应^[105]。这种独特的结构更突出了磁通的集体运动，也反映了环形几何形状对各种超导桥梁和电路中磁通运动的影响。Adami 等人研究了角形铝超导微带的超导临界电流^[106]。他们发现急转弯会导致非对称磁通动力学，磁通更容易从内凹角渗透。在磁场和电流极性的特定组合下，临界电流随着磁场的增加而增强，这证实了理论预测的超导屏蔽电流和在转弯内侧所施加电流之间的相互竞争。然而，这些研究都是建立在刚性超导体基础上的，对于柔性非对称超导体的研究仍然是匮乏的。

2.5 柔性超导材料简介

2.5.1 柔性超导材料

从上一节介绍的超导应用中可以发现，对柔性超导材料的需求是十分急迫的，如电路传输的电缆，绕制磁体的超导线和超导带材，大型的曲面射频腔等^[2, 107]。但是，大多数超导材料的制备以及超导特性的研究都是基于刚性衬底上的薄膜完成的，这极大地限制柔性超导薄膜的应用，阻碍柔性超导体在实际应用场景中特性的研究。因此，开发柔性超导材料的体系并深入探究柔性超导材料的物理特性很重要。

当然，目前柔性超导材料也有一定程度的发展。除技术已经相对成熟的超导线材和 REBCO 带材。有部分科学家将目光转移到二维材料上。陈根富研究员的课题组利用溶胶凝胶法配制 MgB_2 墨水，在铜箔上用笔直接写出 MgB_2 的纳米线，后转移到 PDMS 上^[108]。该方法实现了在柔性衬底上制备高温超导纳米线阵列，如图 2-24 (a)。排布紧凑且交错的纳米线可以承受弯曲条件下的张力或应力，Ren 等人利用 EGaInSn 纳米金属颗粒做为墨水也在 PET 和 PDMS 衬底上写出了数字图像和线路^[109]。Xue 等人在碳纳米管(CNT)上蒸镀上 NbN，制备出了具有柔性的可纺织的 NbN/CNT 纳米线，如图 2-24 (b)^[110]。Zhang 等人利用磁控溅射技术在 Mica 上制备了 TiN 薄膜，图 2-24 (c) 为弯曲的 TiN/Mica 薄膜样品示意图^[111]。该工作将 TiN/Mica 样品进行了弯曲，发现压应变能够增大薄膜的超导转变温度，增大约 0.1 K。

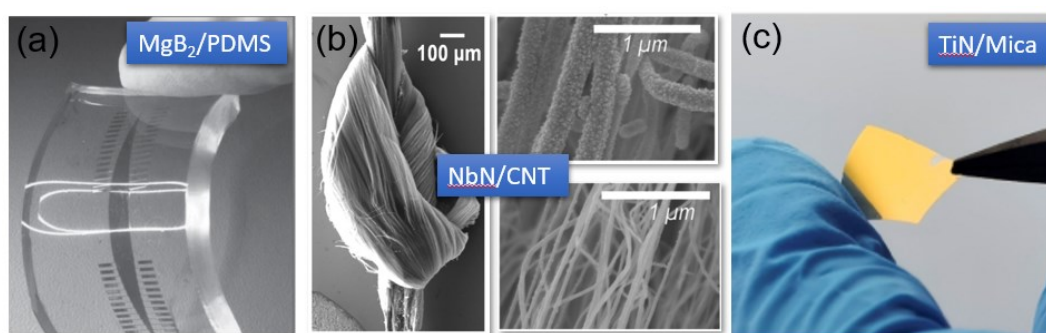


图 2-24 (a) 具有良好的柔性和透明度的 PDMS 衬底与 MgB_2 阵列的实物图^[108]。
(b) 左侧为 NbN/CNT 纳米线束打结实物图，右上角和做下加分别有 NbN 镀层和没有 NbN 镀层的 CNT 纳米线^[110]。(c) TiN/Mica 薄膜样品的弯曲示意图^[111]。

更进一步的，Huang 等人已经在柔性云母 (Mica) 基板上成功地沉积了不同厚度的 $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ (FST) 超导薄膜^[112]，如图 2-25 (a)。薄膜沿 c 方向生长良好，且未发现杂质相。此外，FST 薄膜与云母基板之间没有相互扩散，在

弯曲条件下也没有出现裂纹。90 nm 厚的样品的 T_c 值最高，电阻在约 11 K 时开始下降，在约 8 K 时完全为零。此外该样品的 H_{c2} 值约为 24 T，表明该样品有潜在的高场应用价值。但是该工作并未对弯曲的 FST 的超导特性做进一步的研究。中国科学技术大学陈仙辉院士团队采用机械解理方法将 FeSe 单晶解理成厚度约为 25 nm 的薄片，然后将这些 FeSe 薄片转移到柔性 PET 衬底上^[113]。通过弯曲柔性衬底对样品施加单轴应变，原位拉曼结果表明，单轴应变有效地传递到 FeSe 薄片上。当拉伸应变高达 0.61% 时， T_c 从最初的 9.6 K 减少到 6.9 K。与之相反，当压缩应变为 -0.63% 时， T_c 从最初的 8.7 K 增加到 11.3 K。由此可见，FeSe 超导薄膜在柔性器件方面有一定的发展潜力。

Ronseaux 等人构建了一种机械柔性的石墨烯基金属涂层薄膜（如图 2-25 (b)），其在低温下表现出可调谐的超导性能^[114]。石墨烯的两个界面与顶部和底部组件的非共价耦合，使得石墨烯保持特殊的电子性能，同时获得超导性。这种原始的结构提供了互补的特性，如高电导率和低热导率。特别地，由于石墨烯的半金属特性和二维特性，石墨烯界面中的超导电性对垂直磁场高度敏感。这项工作指出石墨烯在制作通用器件方面的潜力。

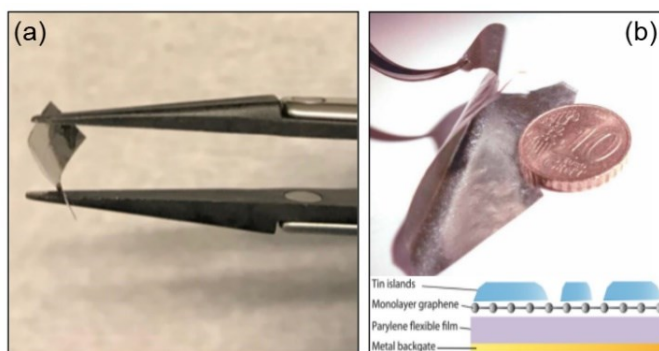


图 2-25 (a) 弯曲的 $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}/\text{Mica}$ 超导薄膜照片^[112]。(b) 聚苯乙烯薄膜、石墨烯和金属电极锡的超导柔性复合薄膜的照片以及结构示意图^[114]。

近年来低温柔性超导电子器件也在发展，尤其是低温电子集成系统，如超导量子计算机^[115]和低温探测器阵列^[116]等。这些低温系统预期需要大量电子互联来传输敏感信号，电子通道数量总是在增加，而每一个电路都会产生热泄露，因此热泄露会随着电路数量的增加而成倍增加。大量的漏热会影响器件在低温环境中的使用。这就需要用到多层、多信号超导柔性电缆^[115]来实现低温环境中的电子线路互联。

除已经实现商业化应用的铜基超导带材，由于金属本身就具有非常好的延展性，很多科学家也将目光放到成熟的金属超导体上。Zhu 和 Zou 等人将 Nb 膜嵌入到聚酰亚胺 (PI) 中，成功设计出 Nb 超导微带传输线谐振器 (如

图 2-26 所示), 并对其微波性能进行了测试^[115, 117-120]。将嵌入式结构性能提升至与非嵌入式结构相当, 在频率范围为 2-21 GHz, 温度为 1.2 K 时, 介电损耗可以小于 5×10^{-5} 。

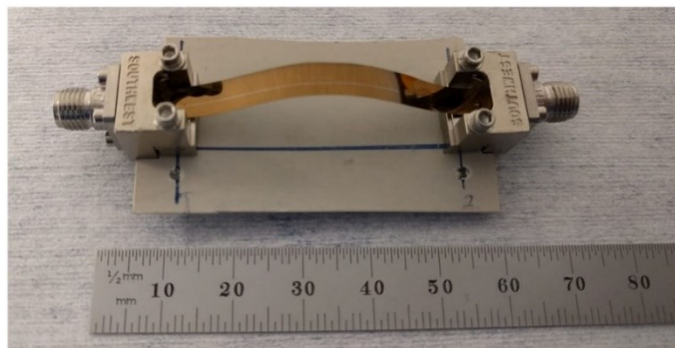


图 2-26 柔性的 Nb 谐振器组件与发射连接器安装^[118]。

Broïse 等人开发出高密度可弯曲以 PI 为基底的超导电路板 (PCB)^[121]。PCB 结合铌和 PI 的优点: 铌的 T_c 为 9.3 K, PI 的低导热率 ($1.17 \times 10^{-4} \text{ W/K/cm}$) 使其成为一种优秀的热绝缘体, 并且可以在非常低的温度下保持机械灵活性。在此基础上他们先后开发出四种 PCB, 如图 2-27 所示。这几种 PCB 分别包含不同数量和层数的磁道。该技术的多层超导结构据说是世界首创。在 K 和 mK 温度下, 它在许多其它应用方面也有很大的潜力, 例如实现量子密码或量子计算的某些功能。

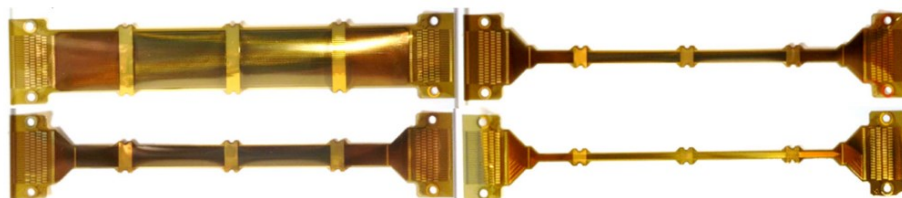


图 2-27 四种不同类型的 PCB 照片, 其长度为 100 mm, 其最大宽度 (在连接器级别) 为 19 mm^[121]。

2.5.2 常用的柔性衬底材料

柔性电子设备往往需要承受较大的机械变形, 如弯曲、拉伸、扭曲和折叠, 甚至变形成更复杂的形状, 同时保持较高的性能。这要求应用于柔性电子器件的材料需具有极大的柔韧性和优异的物理、化学特性。无论是柔性半导体薄膜材料还是柔性超导薄膜材料的研究都离不开柔性衬底。因此选择合适的柔性衬底对于柔性超导材料研究非常重要。

目前, 柔性器件元件可以直接在金属箔、超薄玻璃或各种塑料基板上制

作。薄金属箔是柔性电子产品的良好选择，因为它们能在许多环境中提供优越的耐化学性，可作为良好的屏障，并与高温处理兼容。然而，金属箔存在导电、易氧化、易塑性形变等缺点也限制了其使用范围。尤其对于超导材料体系，其与薄金属箔的晶格适配是存在困难。同样的晶格失配问题也存在于超薄玻璃（50–200 μm ）。当然超薄玻璃具有柔韧性、防扩散、透明、表面质量高、耐化学腐蚀、耐热等优点。然而它成本较高、易损、处理难度相对较大。

云母（Mica）是透明柔性电子器件应用的理想基材，因为云母具有二维（2D）原子平面结构^[122]。2D 材料作为基材具有优势的主要原因是，过渡生长的薄膜材料会在无悬垂键的基材表面上，为范德华外延模式，而不是原子被严格地绑定在基材表面上的常规外延模式。显然范德华外延模式减轻了上层和底层 2D 基材之间的晶格和热的不匹配，如图 2-28 所示。因此，云母的范德华外延，为多功能柔性材料发展提供了平台。除此之外，云母具有透明、弹性、柔韧性、化学惰性、无毒、导热和电绝缘性等优良特性。此外，云母是非磁性的、质量轻，具有生物相容性，相对廉价，并兼容几乎目前的薄膜沉积技术。最重要的一点是，云母的熔点超过 1000 $^{\circ}\text{C}$ ，这使得云母可以承受较高的薄膜制备温度。在实现高性能柔性电子应用方面，云母被认为是迄今为止最好的柔性衬底^[123]。

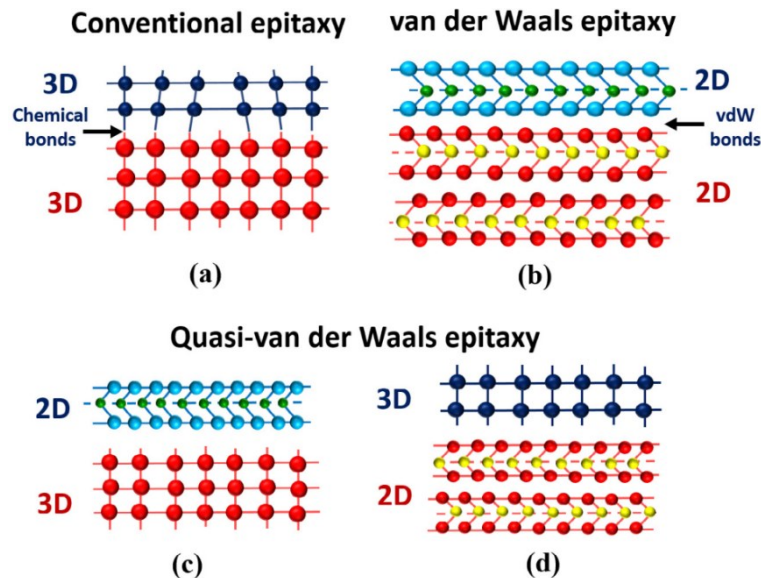


图 2-28 常规外延和范德华外延的示意图^[123]。

与玻璃基板相比，大部分的聚合物衬底存在对热处理和化学药品敏感、气体易渗透、热膨胀系数大、表面粗糙度较高等缺陷。此外，大部分聚合物不能承受高温，没有稳定熔点，受热易变形。这些问题的存在限制了它们的

高性能应用。但是有机聚合物具有更好的机械性能以及柔韧性。在种类繁多的聚合物材料中，PI 具有较好的机械性能、导热性和电绝缘性，其表面平整度可达到纳米量级，满足薄膜生长条件^[124]。更重要的是，PI 能够在-200 °C—300 °C温度范围内长期服役，这使得 PI 成为超导柔性衬底的优良候选材料。

2.6 本论文的选题思路和意义

超导现象自发现以来，科学家们已经开展了大量的理论和实验研究。但是这些工作大都集中在刚性的超导材料上，无法贴合超导线缆、曲面器件等实际应用场景。此外，弯曲的超导体显然提供了应变、角度梯度等特殊的调控参量维度，为探索新奇的超导物理现象提供了理想平台。因此，我们尝试制备出具有柔性的超导薄膜，并且研究弯曲对其超导输运特性的重要影响。

本论文选择制备技术相对成熟、结构简单的 FeSe 高温超导薄膜和 Nb 超导薄膜作为研究对象，系统探究了两类柔性超导薄膜的制备工艺、高效的电输运表征方法以及弯曲对超导体输运性质的影响。

研究思路主要分三个方面：

(1) F-mica 衬底具有原子级光滑的表面，解理后的几十微米厚的 F-mica 薄片能够反复弯曲，且机械性能良好。此外，F-mica 衬底能够承受 700 °C 左右的高温，适合用来制备 FeSe 超导薄膜。FeSe 是结构和化学组成最简单的铁基超导体，其超导电性对载流子浓度、应变、压强等参量十分敏感。此外，FeSe 生长温度一般在 300—400 °C 范围内，低于 F-mica 能承受的高温极限。因此，我们尝试在 F-Mica 衬底上制备超导的 FeSe 薄膜，并对不同弯曲程度（应变）下的 FeSe/F-mica 超导薄膜样品进行电输运表征，系统探究超导电输运性质对应变的响应。

(2) 弯曲的超导薄膜具有连续的变形，因而即使在恒定的外加磁场下，超导薄膜的不同位置与磁场夹角也存在天然的梯度变化。这意味着对弯曲超导薄膜的不同位置进行并行电输运表征可以获得系列磁场夹角下薄膜的电输运行为。为此，我们自主设计了高通量多通道电输运测试系统，并选择柔性 PI 衬底的超导 Nb 膜进行测试，开展了不同磁场条件下的高通量电输运表征。该工作对超导薄膜磁场响应的高通量表征手段的设计具有启发意义。

(3) 磁通动力学是超导研究的重要课题之一。以往对于在不同几何形状超导体的磁通动力学研究，基本都是构建刚性超导体模型进而模拟磁通运动，而对柔性超导体的磁通动力学研究仍存在较多空白。因此，我们将所生长的 Nb/PI 柔性超导薄膜进行弯曲，通过电磁输运测量，获得弯曲超导薄膜的输运

特性，进而分析应变对其磁通运动的影响。该实验为超导体中磁通动力学的研究提供了新的研究对象和思路。

3 样品制备与表征方法

3.1 超导薄膜制备与加工

薄膜制备技术发展至今已逐渐趋于成熟，稳定制备出的高质量薄膜极大地促进了凝聚态物理实验研究的发展。薄膜制备技术主要包括物理沉积与化学沉积。对于超导薄膜，常用的物理沉积法有脉冲激光沉积、分子束外延和磁控溅射等。其中，脉冲激光沉积生长速度快，组分调节方便，适用于制备厚膜；分子束外延可以在室温下生长薄膜，且薄膜纯度高并可以进行原位检测分析；磁控溅射可用于生长大面积薄膜，适合用于制备金属单质。常用的化学沉积法有溶胶凝胶法、有机金属化学气相沉积和高分子辅助沉积法等。这些方法都有一个共同点，就是用驱体溶液在衬底上形成一层均匀的有机膜，然后高温烧结，可用于大规模的薄膜制备。

事实上，考虑到化学沉积法的优势，本人在博士期间曾利用高分子辅助沉积法对 $\text{Pr}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ 薄膜在 SrTiO_3 衬底上的生长条件进行摸索，并且经过大量的参数摸索后成功制备出超导的 $\text{Pr}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ 薄膜，其最佳烧结温度约为 $850\text{ }^\circ\text{C}$ 。但后续的实验发现云母在经 $850\text{ }^\circ\text{C}$ 烧结后极易分层，表面层断裂，粗糙度增大，不再适宜薄膜生长（该部分工作不在本论文中详细阐述）。因此，本工作主要使用脉冲激光沉积技术制备出生长温度相对较低的超导 FeSe 薄膜，使用磁控溅射技术制备出超导 Nb 膜。本章主要介绍实验中所用到的薄膜制备方法和表征设备。

3.1.1 脉冲激光沉积

脉冲激光沉积（pulsed laser deposition, PLD）目前广泛应用于制备高质量的多组分化合物薄膜。PLD 具有溅射动能高、元素均匀可控、组分调节方便、适合外延生长等优点。其原理图如图 3-1 所示，激光器发出的激光通过各种透镜组成的光路聚焦进入 PLD 腔体内的靶材上，高能激光使得靶材表面瞬间熔蚀产生等离子体。等离子体垂直于靶材表面形成羽辉向外膨胀，羽辉中的粒子在衬底表面沉积。沉积的粒子在一定温度的衬底上形核结晶，最后形成薄膜。腔体中的气体环境可根据薄膜需求设定，溅射前一般为高真空状态。

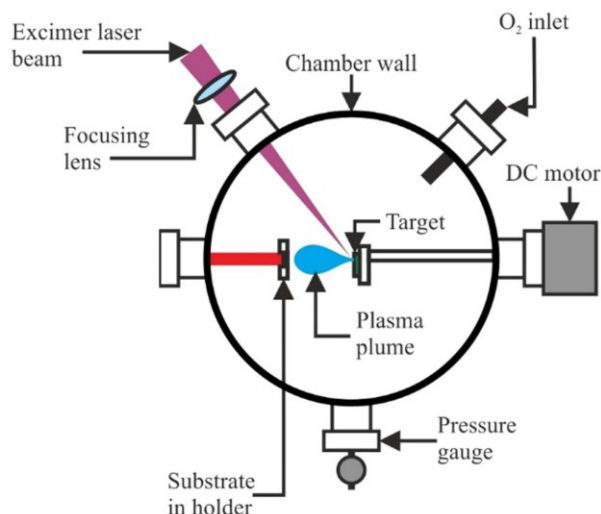


图 3-1 脉冲激光沉积系统示意图^[125]。



图 3-2 本文用于制备 FeSe 超导薄膜的脉冲激光沉积设备实物图。

图 3-2 为本文中用于制备 FeSe 薄膜的 PLD 腔体实物图。PLD 腔体使用机械泵和分子泵共同抽真空，本底真空一般为 10^{-7} Torr。样品台通过电阻丝加热，衬底温度一般控制在 $280\text{ }^{\circ}\text{C}$ — $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ 范围内。激光器的工作气体为 KrF，产生的激光波长为 248 nm。

3.1.2 磁控溅射

磁控溅射的原理如图 3-3 所示，靶材为阴极，样品托和基片为阳极。在高真空环境下，电子在电场的作用下与 Ar 气碰撞，使 Ar 原子电离出新的 Ar⁺ 离子和电子。Ar⁺ 在电场的作用下高速冲向阴极靶，轰击阴极靶材的表面，使靶面的原子脱离，脱离后的中性粒子沉积在基片上形成薄膜。在此过程中，形成的二次电子继续运动，持续电离 Ar 原子，这些粒子的不断碰撞形成一个级联的过程。这个级联过程使靶材表面的原子不断脱离形成粒子流，并在基片上沉积形成薄膜。

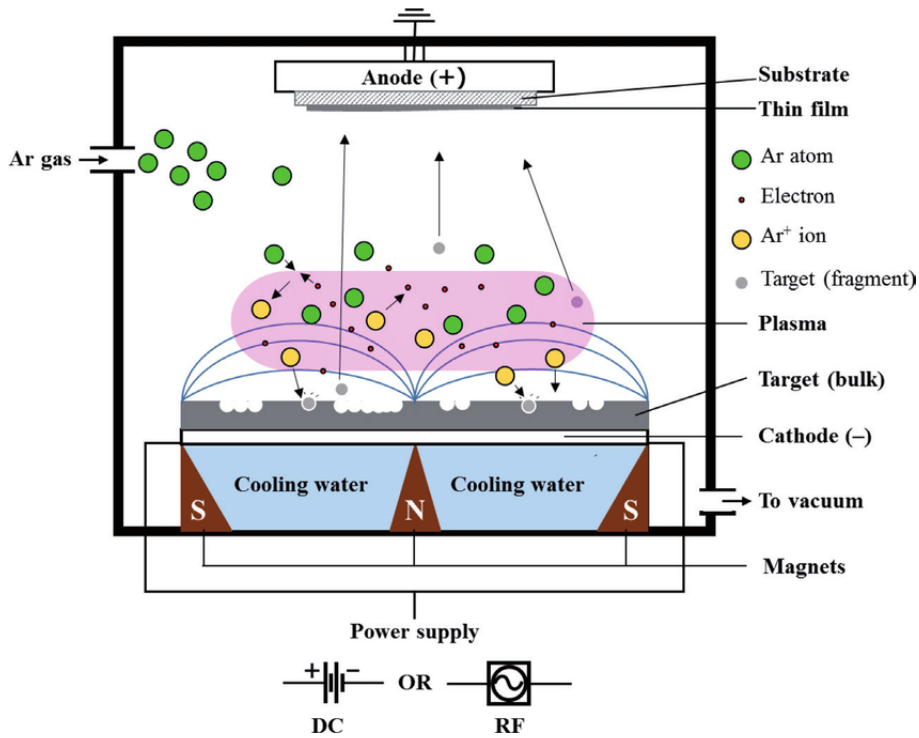


图 3-3 磁控溅射原理示意图^[126]。

本文使用的磁控溅射系统如图 3-4 所示。该系统为南京大学王华兵教授课题组自行设计研发的一套原位微加工系统。系统通过真空级联管道将手套箱、热蒸发设备、刻蚀设备以及磁控溅射设备连接在一起。级联管道的本底真空度高达 10^{-8} Torr。



图 3-4 本文用于制备 Nb 超导薄膜的磁控溅射系统。

3.1.3 紫外曝光和离子束刻蚀

紫外曝光技术是指利用一定波长的紫外光去照射光刻胶，光刻胶经曝光之后发生变性，通过改变其在显影液中的溶解度得到与掩模版相同的图案。紫外曝光的光刻胶分为正胶和负胶两种，正胶是指被紫外光照到的光刻胶更容易在显影液中溶解，显影定影后留下未被紫外光照到的部分。与之相反，负胶被紫外光照射后不会在显影液中溶解，因此显影定影后留下的是被紫外光照到的部分。图 3-5 (a) 展示了紫外曝光设备，3-5 (b) 展示了离子束刻蚀设备。

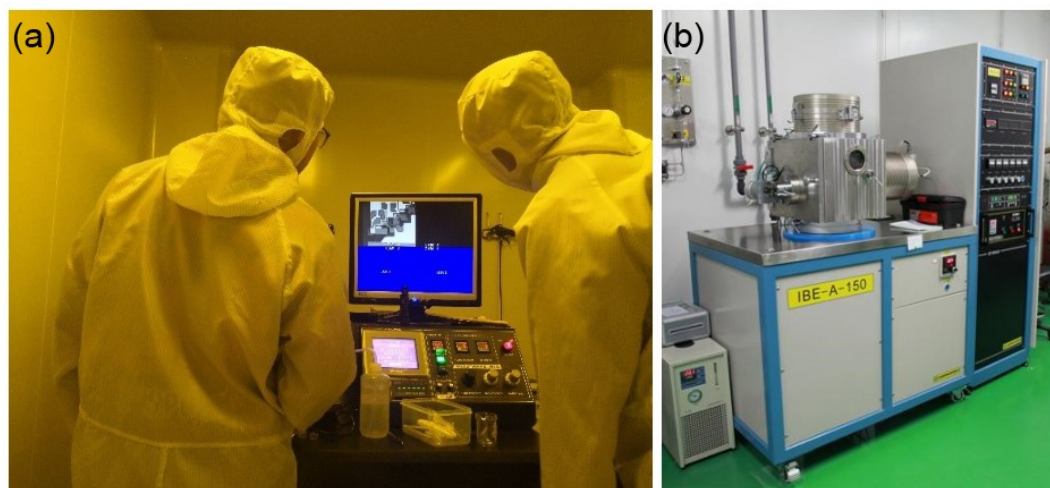


图 3-5 紫外曝光系统和离子束刻蚀系统实物图。

离子束刻蚀 (Ion Beam Etching, IBE) 利用辉光放电原理将氩气电离成

氩离子，而后离子经过阳极电场加速轰击到样品表面以达到刻蚀的目的。离子束刻蚀技术与紫外曝光技术相辅相成。样品经过曝光之后在薄膜上形成有光刻胶保护的图案，当使用离子束轰击样品时，尽管该过程中光刻胶同样会被刻蚀，但其厚度远大于薄膜厚度，且刻蚀速率也低于金属、氧化物薄膜的刻蚀速率。因此，被光刻胶覆盖的部分可以被保护，未被覆盖的部分会被刻蚀掉，最终形成所需要的图形。该流程一般可被总结为匀胶、曝光、刻蚀、去胶。有关去胶部分，利用丙酮浸泡配合超声清洗来去掉剩余的光刻胶，具体流程如图 3-6 所示。

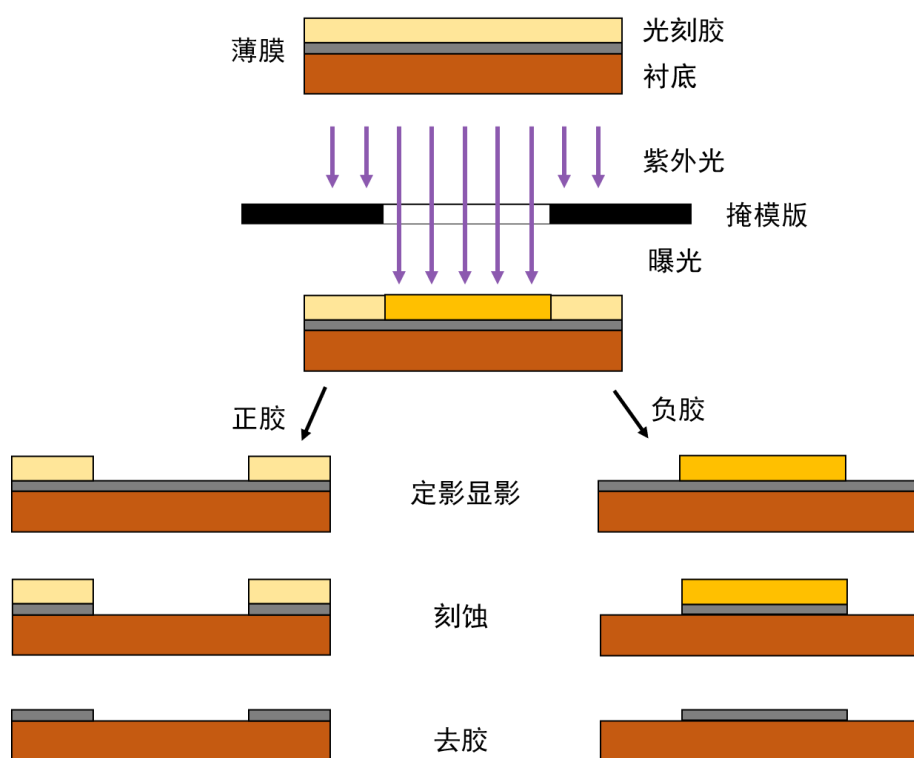


图 3-6 紫外曝光正胶和负胶工艺流程图。

3.2 样品的表征与测试

在对薄膜的超导特性进行研究之前，往往需要对薄膜做基本表征以了解薄膜的质量与基本物理特性，包括薄膜表面形貌、厚度、晶体结构、超导转变温度等。本节重点介绍几种常用的基本表征技术。

3.2.1 X 射线衍射

X 射线衍射 (X-ray diffraction, XRD) 是研究薄膜晶体结构的有效手段。一般的 X 射线激发光源都为 Cu 靶，X 射线从 Cu 靶发出经过由多层镜、狭缝

选择器、入射狭缝等组成的光学系统形成波长为 $\lambda_{K\alpha 1} = 1.5406 \text{ \AA}$ 的单色射线，并照射到样品上。样品反射的 X 射线再经索拉狭缝和衰减器被探测器接收。图 3-7 给出本文所用 XRD 设备的原理图和实物图。

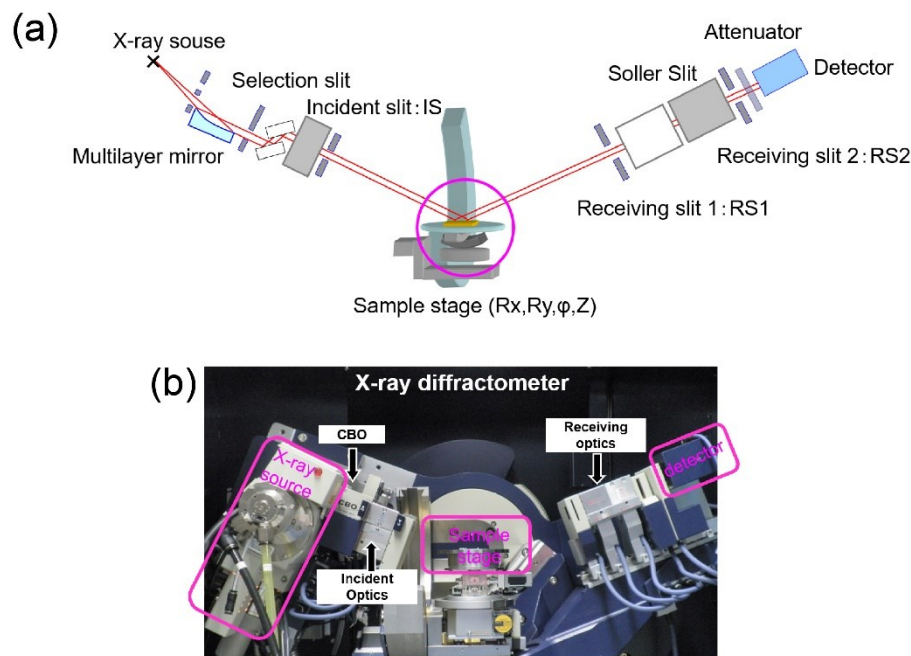


图 3-7 (a) X 射线衍射仪结构示意图。(b) X 射线衍射仪实物图。

3.2.2 原子力显微镜

原子力显微镜 (atomic force microscopy, AFM) 是一种高分辨率扫描探针显微镜，具有纳米以下的分辨率。AFM 主体是一个悬臂，其末端有一个锋利的针尖 (探针)，用于扫描样品表面。悬臂通常由硅或氮化硅制成，针尖的曲率半径为纳米级。图 3-8 给出 AFM 的工作原理，当针尖逼近样品表面时 (距离为几个纳米)，其与样品之间的原子力会导致悬臂偏转。此偏转可用激光束测量：激光束照射在悬臂上，反射光由一个四扇形光电探测器收集。在大多数情况下，AFM 采用反馈机制来调整针尖到样品的距离，以保持二者之间的力恒定。针尖安装在压电系统上，负责在 x 、 y 和 z 三个方向上扫描。AFM 通常在两种模式下工作：静态模式和动态 (交流或“攻丝”) 模式。在静态模式下，悬臂在扫描过程中与样品表面保持接触。在动力模式下，悬臂梁的外部振荡接近其本征共振频率。

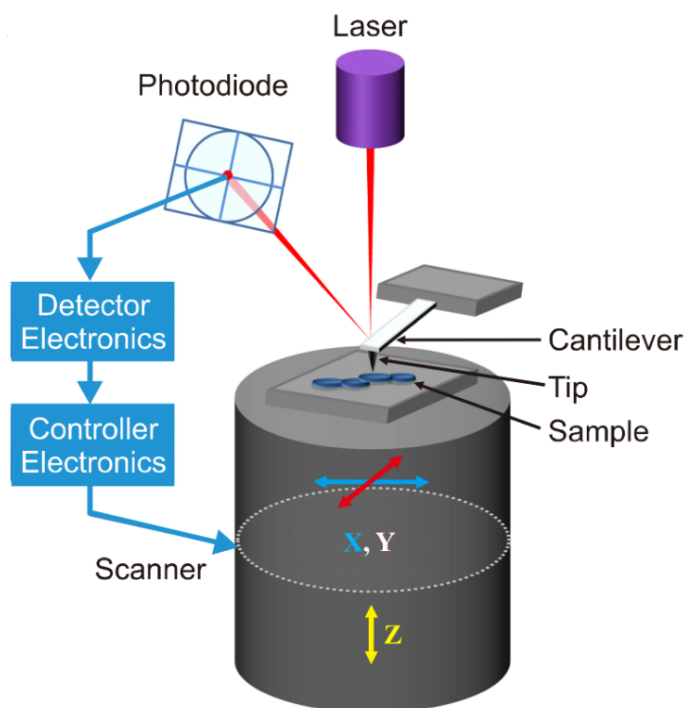
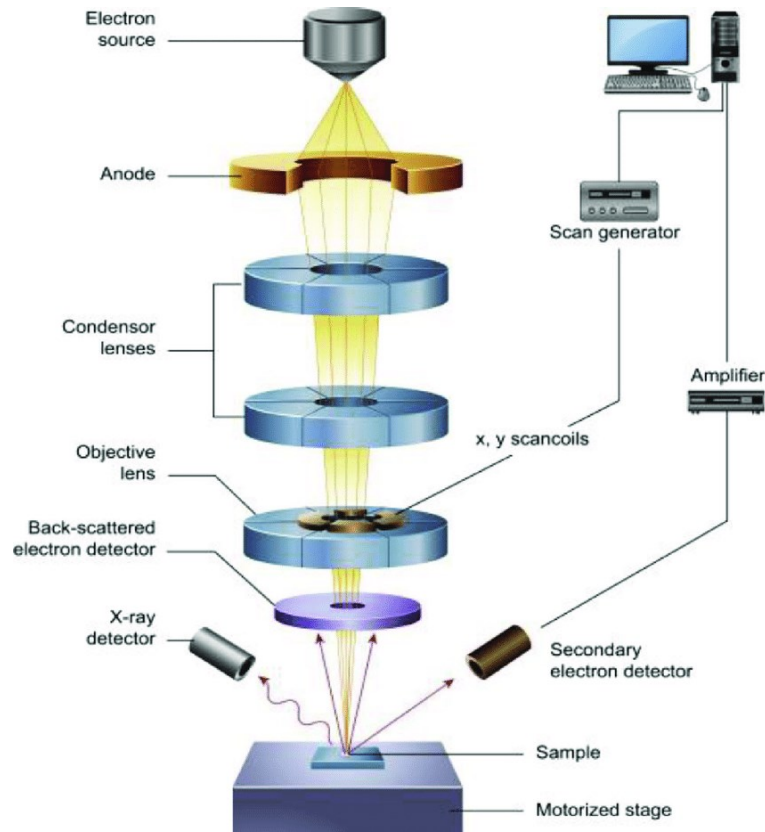


图 3-8 AFM 结构示意图^[127]。

3.2.3 扫描电子显微镜

扫描电子显微镜（Scanning electron microscopy, SEM）利用聚焦的高能电子束在固体样品表面产生各种信号，该信号携带着样品的物理特性，包括外部形态（纹理）、化学成分以及晶体结构等。其基本原理如图 3-9 所示，扫描电镜中被加速的电子动能很大，当电子入射固体样品时，电子-样品相互作用会产生二次电子、背散射电子等。二次电子能反映样品的表面形貌，而背散射电子则能反映多相样品中的成分对比（即用于快速相鉴别）。SEM 测量被认为是“无损的”，也就是说，电子-样品相互作用不会导致样品体积的损失，因此可以对同一材料进行重复分析。

在大多数应用中，SEM 会在样品表面的选定区域收集数据，并生成显示这些属性空间变化的二维图像。宽度约 1 厘米到 5 微米的区域可以使用传统的 SEM 技术在扫描模式下成像（放大倍数从 20 倍到约 30000 倍，空间分辨率为 50 到 100 纳米）。SEM 还能够对样品上选定的点进行分析。这种方法特别适用于化学成分的定性或半定量分析（使用能谱仪）。

图 3-9 SEM 工作原理示意图^[128]。

3.2.4 电输运测试系统

Montana 是一种通过压缩机制冷，制冷温度可达 3 K 左右的光学低温恒温系统，其主要部件有压缩机、控制单元、低温恒温器和样品室、带有用户界面的电脑，如图 3-10 所示。低温恒温器是由一个两级 Gifford-McMahon 冷头和一个单独的变流量氦气压缩机组成的氦气闭环流动系统。每一级冷头都安装有温度计和加热器，分别用来监测温度和预热。样品室由样品平台、辐射屏蔽罩及光学窗口等组件组成。控制单元内的真空泵将样品室中的空气抽离，以达到测试所需的高真空状态。在冷却过程中，样品平台的温度滞后于低温恒温器冷头的最低温度，以便在样品平台冷却之前，使安装在冷头上的低温泵发挥吸附作用，保证样品台所在的腔体处于高真空状态，这样可以保持样品清洁、免于水汽凝结。控制单元可以实现样品台温度、真空度、加热功率及恒温器压缩机速率、阀门状态等的实时监测及控制。除了自带的 Cryostation 软件外，也提供了 LabView 的接口程序，方便用户实现自动化测量。

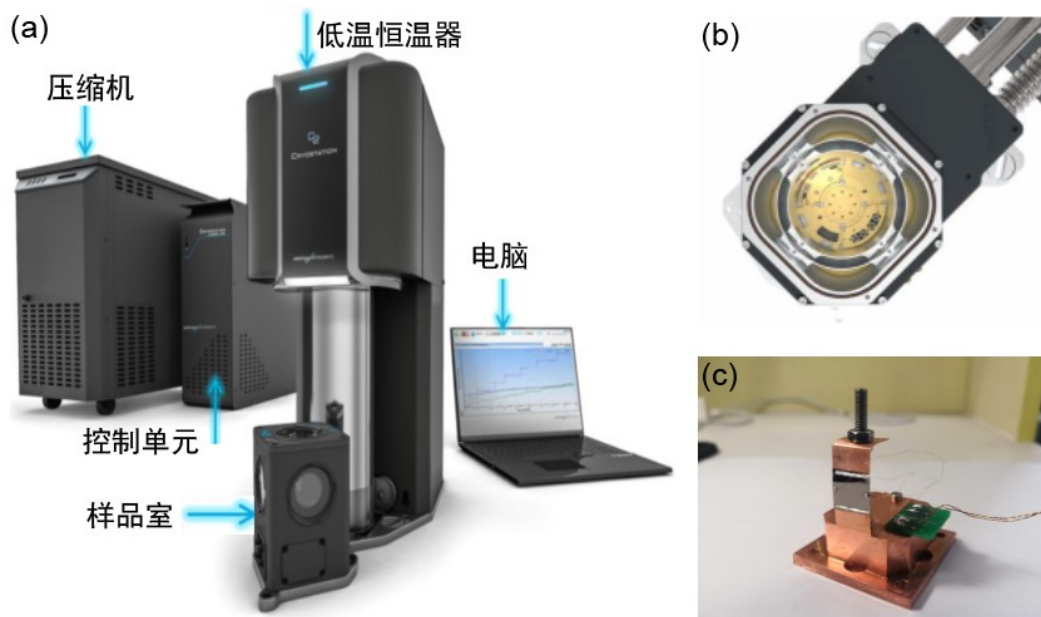


图 3-10 (a) Montana 实物图。(b) Montana 样品台实物图。(c) 自行设计的与 Montana 样品台匹配的弯曲装置。

综合物性测量系统 (Physical property measurement system, PPMS) 是一种可变温变磁场的开放式系统, 旨在实现各种自动化测量, 包括电阻率、热容、交流/直流磁化强度等, 是同类系统中最为通用的系统。PPMS 的低温杜瓦一般可以提供 1.9 K—400 K 的温度环境、-9 T—+9 T 的磁场环境, 所配备的旋转杆可以 360° 旋转。图 3-11 为本文所用的 PPMS 低温系统和用于电输运测量的样品托。

PPMS 的杜瓦中的电极引脚可以通过转接盒与其它电学仪表相连, 满足不同的测试需求。在本文的第五章和第六章中, 我们就自行制作了转接的电路盒子并连接测试仪表来实现更大电流范围的电输运测量, 外接仪表包括 Keithley 6221 型电流源、Keithley 2182 型纳伏电压表和 Keithley 7001 多通道开关控制表。为了实现不同功能的控制, 也可以使用 LabView 程序实现对系统的整体控制。

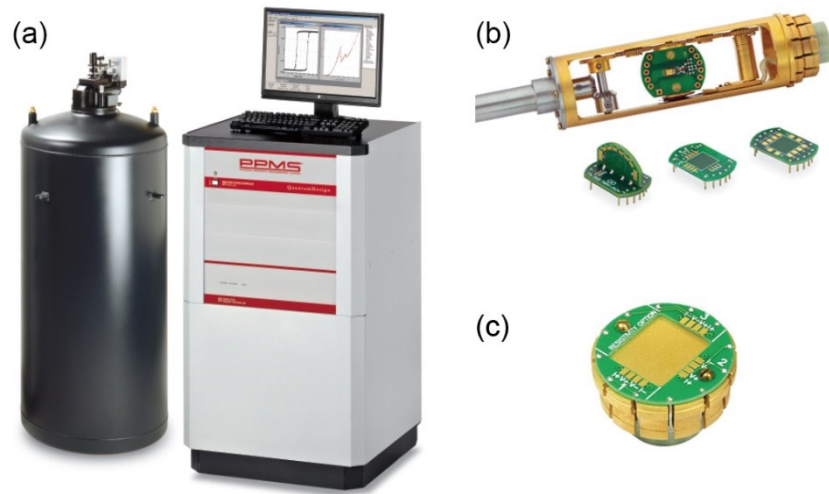


图 3-11 (a) PPMS 系统。(b) 旋转杆配件。(c) 电输运测试的样品托。

4 FeSe/F-mica 薄膜的制备与测试

4.1 研究柔性 FeSe 薄膜的意义

寻找具有优异物理特性的超导材料一直是凝聚态物理学的重要前沿领域, 它将有效促进无损功率传输^[71]、磁悬浮传输^[129]、磁共振成像^[130]等关键技术的发展。此外, 由于超导体具有较低的微波表面阻抗^[2, 131, 132]和 Josephson 效应^[92, 133], 还可用于制造高性能的电子器件。铁基超导体自 2008 年被发现以来, 已成为高温超导体的重要家族^[23]。在铁基超导体中, FeSe 具有最简单的结构和化学组分。此外, FeSe 还具有较高的临界电流密度 J_c ^[134]和上临界磁场 H_{c2} ^[135], 特别是其 T_c 能在很宽的范围内通过离子液体调控、插层、掺杂、加压等手段调节^[25, 136-139]。值得一提的是, 镍氧化物中非常规超导电性的发现体现了氢化物在调控超导上的优势^[29]。本人在博士前期也曾尝试利用 CaH₂ 对 FeSe 薄膜进行处理, 发现其超导转变温度确实有所变化。总之, FeSe 超导体^[140, 141]具有很大的应用潜力。

正如 2.5 节所述, 柔性超导薄膜在工程技术中非常需要, 特别是对未来的可穿戴、可折叠电子产品十分关键。然而, 目前的超导研究主要集中于刚性衬底上的薄膜。换句话说, 关于超导薄膜弯曲效应的研究十分缺乏^[111-113, 142], 这严重限制柔性超导电子技术的进一步发展。因此, 探索超导薄膜在柔性衬底上的生长, 并研究弯曲对超导电性的影响是当务之急。

在本章中, 氟金云母 ($\text{KMg}_3\text{Al}(\text{Si}_3\text{O}_{10})\text{F}_2$, F-mica) 被选为柔性衬底。F-mica 是一种人工合成的准二维范德华层状材料, 具有原子级光滑的表面、化学惰性、热稳定性^[143]、优异的光学和力学性能, 已广泛用于沉积各种氧化物或纳米复合材料^[144-147]。本实验中利用 PLD 技术在 F-mica 衬底上沉积了 FeSe 薄膜。通过系统地摸索沉积条件, 成功制备出超导临界转变温度 $T_{c0} \approx 6$ K、 $H_{c2} \approx 15$ T 的超导 FeSe 薄膜, 该薄膜在具有良好的结构特征和超导电性, 且经反复弯曲后性能稳定、可逆。此外, 通过自制的低温连续形变装置实现薄膜 T_c 对应变的依赖性研究, 发现压缩应变对 FeSe 的超导电性有利。

4.2 柔性 FeSe 薄膜制备和表征方法

通过 PLD (KrF 准分子激光, $\lambda = 248$ nm) 在 F-mica 衬底上沉积了 FeSe 薄膜, 衬底厚度为 0.2 mm。靶材化学计量比为 Fe : Se = 1 : 0.97, 靶材与基片台之间的距离约为 50 mm。沉积前, 基片台要升温至设定温度, 升温后真空腔室的真空度要优于 1×10^{-6} Torr。本节中, 对薄膜的生长参数如沉积温度、

激光能量、激光频率等参数进行了探索，并制备出不同输运特性的 FeSe 薄膜。通过将 F-mica 衬底解理减薄，获得具有柔性的 FeSe/F-mica 超导薄膜。为研究柔性 FeSe/F-mica 薄膜的超导特性，我们还自主设计了基于 Montana 和 PPMS 的低温连续形变装置，研究了绝缘和超导 FeSe/F-mica 柔性薄膜的电输运特性对应变的响应。

4.3 结果与讨论

4.3.1 F-mica 衬底上 FeSe 薄膜生长条件的探索

为获得高质量的 FeSe 薄膜，我们对衬底温度、激光能量、溅射频率等重要生长参数进行细致摸索。前期，已在 FeSe 薄膜 (CaF₂, LiF, SrTiO₃ 等单晶刚性衬底上) 制备方面积累大量经验。在此基础上，首先在 CaF₂ 衬底上生长了 FeSe 薄膜，了解 FeSe 的生长参数。在这个过程中，首次通过控制薄膜制备参数生长出具有绝缘特性的 FeSe/CaF₂ 薄膜。样品的衬底温度分别为 300 °C、350 °C 和 350 °C，对应的样品激光能量分别为 250 mJ、250 mJ 和 350 mJ。薄膜厚度约为百纳米，激光脉冲频率为 4 Hz，溅射前腔体真空约为 10⁻⁷ Torr。

图 4-1 (a) 给出三种不同性质的 FeSe/CaF₂ 薄膜的 ρ - T 曲线。从图中可以看出，样品 S1 和 S2 是绝缘体 (电阻率存在随温度降低而增加的区域)，S3 是超导体 (电阻发生超导转变的起始温度 $T_c^{\text{onset}} \sim 10$ K)。事实上，样品 S1 和 S2 的绝缘性也存在差别，S1 表现出更强的绝缘性，其电阻随着温度的降低单调增大。S2 的绝缘性较弱，随着温度的降低电阻先减小后增大。接下来，利用 XRD 表征样品的晶体结构，如图 4-1 (b)。显然 FeSe 的衍射峰都已经形成且 XRD 曲线中没有其它的杂相。图中可以看出，FeSe 的衍射峰尖锐，三个样品的衍射峰强度随着金属性的增加而逐渐增强。进一步的，通过 SEM 对样品的表面形貌进行测量，结果如图 4-1 (c) 所示。从图中可以看出，三个样品的表面状态也存在很大的差别。其中 S1 样品的表面呈现出明显的颗粒性，而 S2 和 S3 的样品表面都相对均匀。除此之外，使用 SEM 测量这三个样品的能量色散能谱，发现样品中的 Fe 和 Se 的元素比分别为 0.68、0.74 和 0.81^[148]。因此，我们认为两个样品的绝缘性可能源于样品中 Fe 空位的存在，这也与最近的一些研究结果也一致^[149, 150]。另外，对三个样品的磁阻也进行了详细测试，发现随着金属-绝缘转变的过程伴随着正负磁阻的转变，相关结果正在进一步分析中。总之，我们利用这三种具有不同输运性质的薄膜，通过离子液体调控和双线圈互感技术研究发现当电阻满足 $\ln(1/T)$ 的变化条件时

超导才会出现。这揭示了薄膜由绝缘到超导的电阻临界条件，具体细节见已发表文章[190]。

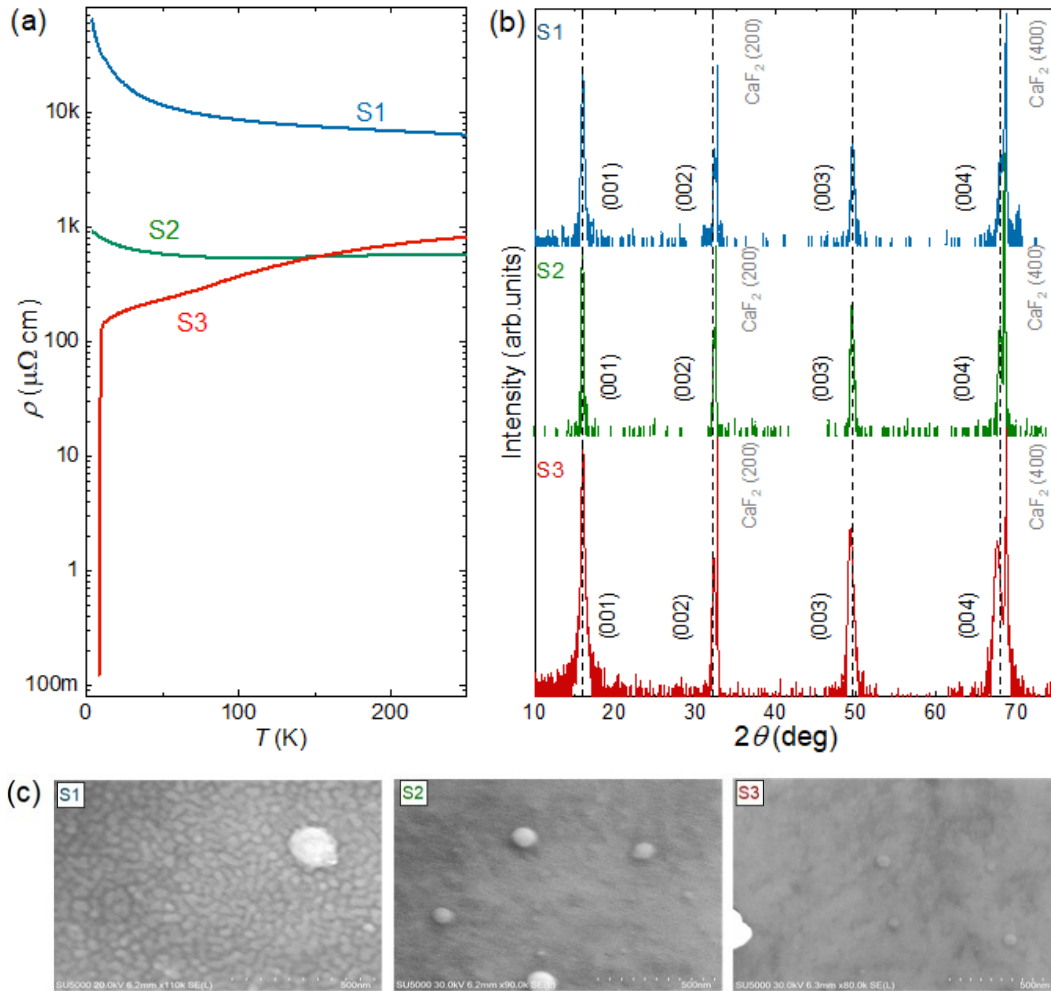


图 4-1 FeSe/CaF₂ 薄膜样品 S1、S2 和 S3 的结构和性能表征。(a) 薄膜样品的 ρ - T 曲线 (b) XRD 曲线和 (c) SEM 图片^[151]。

前期对薄膜制备参数的探索为成功在云母衬底上制备 FeSe 薄膜打下坚实的基础。并且，从前期的实验结果也可以看出，FeSe 薄膜对衬底温度^[152]和激光能量等参数都很敏感。因此，首先对衬底温度的参数进行摸索，在 280 °C 至 450 °C 的不同衬底温度下生长了一系列 FeSe 薄膜。同时，激光能量 (300 mJ)、溅射频率 (4 Hz) 和退火温度 (450 °C) 等条件保持不变。不同生长温度所对应的 R - T 曲线如图 4-2 (a) 所示。可以看到，除 280 °C 之外，其余温度生长的薄膜均呈现出超导转变。随着衬底温度的升高，超导零电阻转变温度 (T_{c0}) 呈先增大后减小的趋势。同时，图 4-2 (b) 给出不同温度下的 FeSe 薄膜的 XRD 曲线，从图中可以看出 FeSe 的晶格结构已经形成，并且衍射峰相对尖锐。需要注意的是，XRD 曲线中有其它相的衍射峰，这说明样品存在

杂质相。并且，随着衬底温度的升高薄膜样品中杂相增多。通过对比 FeSe 的 PDF 卡片可知，这几个衍射峰对应 FeSe(101)、Fe₇Se₈(006)和 Fe₇Se₈(0012)的衍射峰。通常，衬底的温度直接影响薄膜的生长和晶体结构，而激光能量会影响羽辉中元素的偏析，因此，衬底温度和激光能量都可能导致杂相的形成^[153-155]。杂相也可能是导致薄膜样品失超或者 T_{c0} 较低的原因。

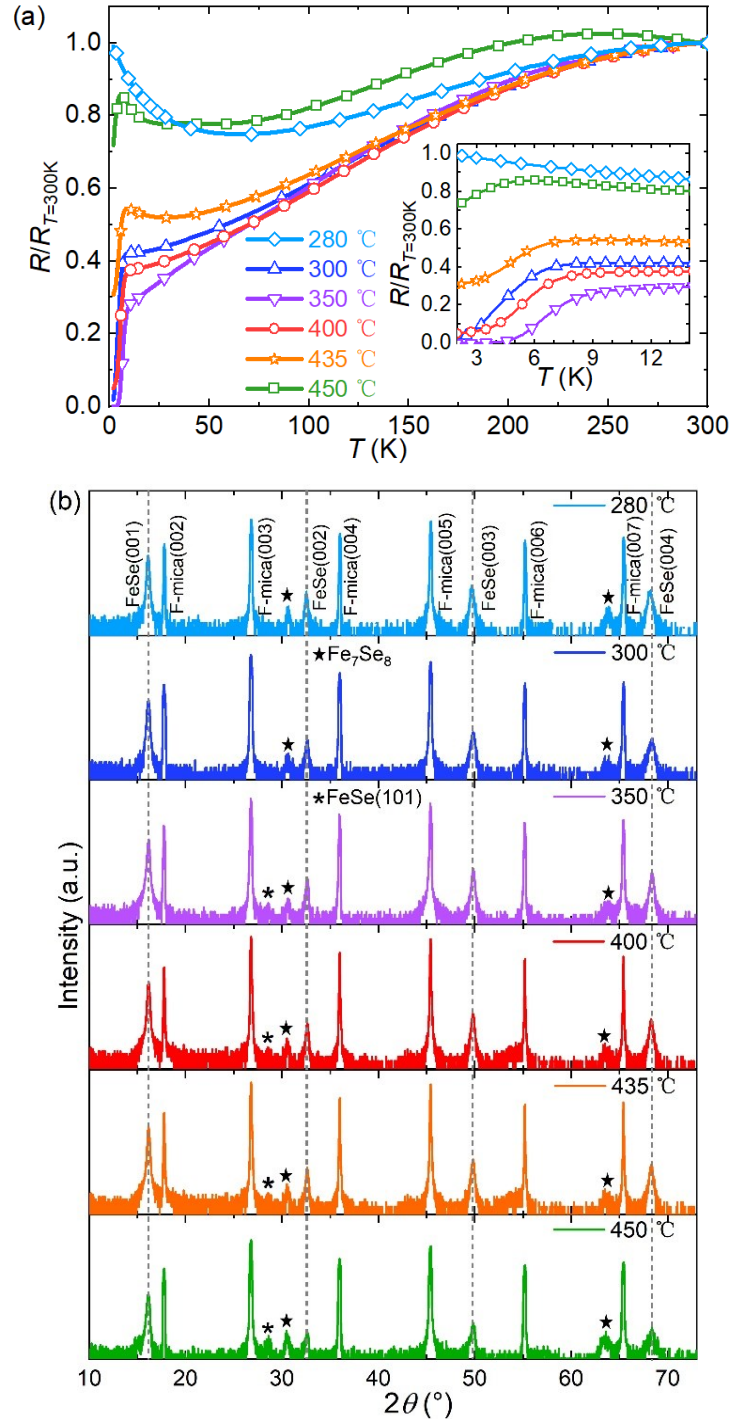
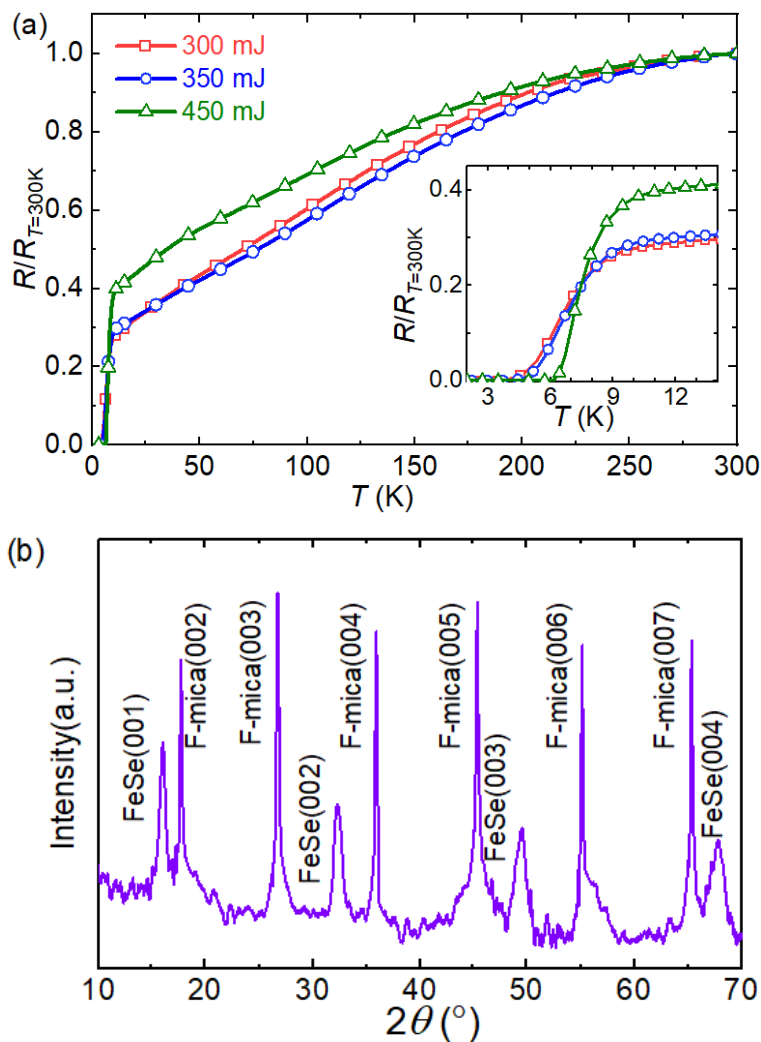


图 4-2 不同衬底温度下制备的 FeSe/F-mica 薄膜样品的 (a) 归一化 $R-T$ 曲线^[156]和 (b) XRD 曲线。

由于当衬底温度为 350 °C 时 T_{c0} 达到最大值 (约 5 K), 因此 350 °C 被选为最佳的生长温度。考虑到不同强度的激光能量会影响羽辉的饱满程度和化学计量的偏析^[154], 分别选取 300 mJ、350 mJ 和 450 mJ 的激光能量进行薄膜生长。图 4-3 (a) 为不同激光能量下薄膜的 $R-T$ 曲线。从图中可以看出, 当激光能量为 450 mJ 时, 薄膜的 T_{c0} (约 6 K, $T_c^{\text{onset}} \sim 9$ K) 最大。总之, 通过仔细地调整沉积条件, 成功地在 F-mica 衬底上制备出超导的 FeSe 薄膜。

进一步, 对上述实验中 $T_{c0} \sim 6$ K 的薄膜的晶体结构和电输运特性进行表征。图 4-3 (b) 为 $\theta-2\theta$ 的 XRD 谱图, 图中只存在 FeSe 的 (001) 峰, 说明尽管 FeSe 薄膜与 F-mica 衬底^[123]之间存在不可忽略的面内晶格参数失配, 但仍然显示 c 轴取向。这表明 FeSe 在 c 轴方向上具有良好的取向性, 与之前的报道一致^[142]。该样品的 XRD 曲线未出现杂相, 说明此时样品结晶良好, 这也可能是 T_c 较高的原因。此外, 根据 XRD 曲线, 可估算 FeSe 的 c 轴晶格常数为 5.53 Å, 与块体 FeSe^[23]的晶格常数相近, 因此我们认为 F-mica 上 FeSe 的晶格应变很小。



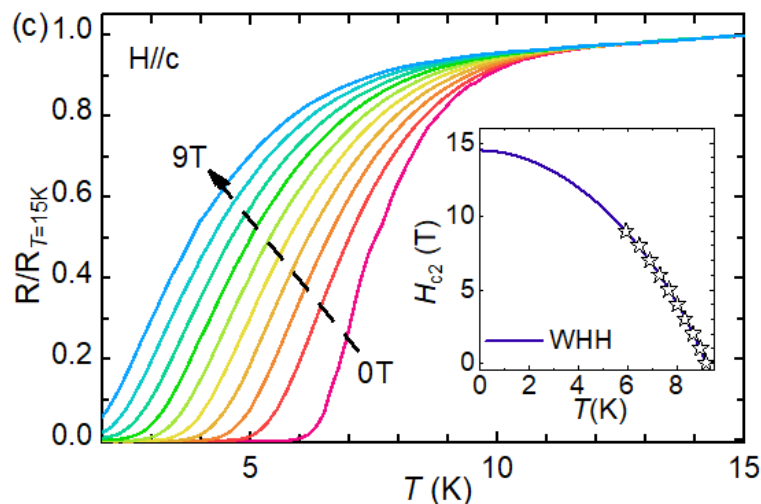


图 4-3 (a) 不同的激光能量下沉积的 FeSe/F-mica 薄膜的归一化 $R-T$ 曲线^[156]。(b) FeSe/F-mica 薄膜的 $\theta-2\theta$ 扫描 XRD 谱^[156]。(c) 不同磁场下 FeSe/F-mica 薄膜的归一化 $R-T$ 曲线^[156]。在插图中，星号是图 4-3 (c) 中提取的 H_{c2} 数据，实线表示 WHH 模型的拟合。Maki 参数 $\alpha=3$ ，自旋-轨道耦合常数 $\lambda_{so}=1$ 。

图 4-3 (c) 给出不同磁场（垂直于薄膜表面）作用下薄膜的 $R-T$ 曲线，外加磁场 H 从 0 到 9 T 变化，间隔为 1 T。可以看出，FeSe 薄膜的 T_{c0} 随着磁场的增加逐渐减小，但即使磁场达到 9 T，薄膜仍展现出超导转变。因此，我们利用薄膜正常态电阻的 90% 来提取 FeSe/F-mica 薄膜的 $H_{c2}(T)$ 。之后利用 werthmer-helfand-hohenberg (WHH) 公式对 $H_{c2}(T)$ 进行拟合，得到 FeSe/F-mica 的 $H_{c2}(0)$ 为 14.5 T，如图 4-3 (c) 中的插图所示。虽然 FeSe/F-mica 的上临界磁场相对较低^[136]，但其 T_{c0} 和晶体结构均与 MgO、LaAlO₃ 等刚性晶体衬底上的 FeSe 超导薄膜可比^[152]。当然，在以后的工作中需通过优化沉积条件进一步提高薄膜的质量。

4.3.2 柔性 FeSe/F-mica 薄膜的制备和基本表征

F-mica 衬底呈层片状结构，层间范德华相互作用较弱，因此极易剥离出独立的片状结构^[123]。云母解理过程如图 4-4 (a) - (b) 所示，用双面胶把云母粘贴到载玻片上，在显微镜下可清晰的看到云母衬底的边缘。将薄刀片从云母衬底的边缘插入即可获得一定厚度的薄片（如图 4-4 (b)），采用这种机械解理方法，可将厚度为 0.2 mm 的 F-mica 基板剥离成厚度为几十微米的薄片。使用螺旋测微器测量云母薄膜的厚度并尝试对其弯曲，从图 4-4 (c) - (d) 中可以看出，20 μm 厚的 F-mica 薄片比 38 μm 厚的更易弯曲。说明当 F-mica 的厚度在 20 μm 左右时，通常就开始展现出较好的柔韧性^[157]。需要说明的

是，薄膜制备时，为更好的传递热量，衬底通常会用银胶粘到基片台上，银胶经高温加热后凝固在衬底上，这种衬底的粘贴方式显然不适合减薄后的 F-mica 薄片。因此，本实验先在较厚的 F-mica 衬底上生长 FeSe 薄膜，再对 FeSe/F-mica 样品进行解理减薄。

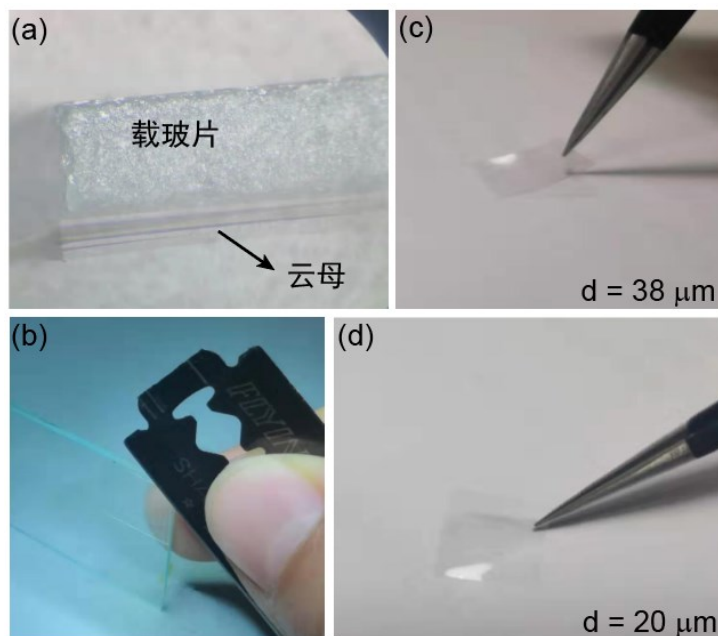


图 4-4 (a) 粘贴到载玻片上的云母在显微镜下放大后的照片。(b) 刀片从云母侧面切入的演示图。(c) 38 μm 厚的云母弯曲的照片。(d) 20 μm 厚的云母弯曲的照片。

减薄前后的 FeSe/F-mica 薄膜样品如图 4-5 (a) - (b) 所示，从中可以看出机械解理后的 FeSe/F-mica 很容易被弯曲。同时，使用 SEM 对薄膜的厚度进行表征。需要说明的是，F-mica 因其层片状结构特性，很难获得干净整齐的截断面，因此其上薄膜的厚度无法用 SEM 来确定。于是在本工作中，采用相同的生长条件在 LiF 单晶衬底上沉积 FeSe，获得相近厚度的 FeSe 薄膜来估计 F-mica 衬底上 FeSe 薄膜的厚度。结果如图 4-5 (c) 所示，可见 FeSe 的厚度约为 330 nm。

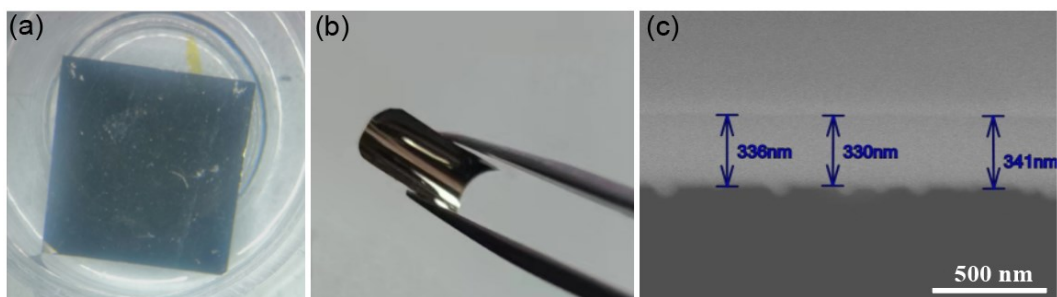


图 4-5 (a) 解理前的 FeSe/F-mica 薄膜样品实物图。(b) 解理后弯曲状态下的 FeSe/F-mica 薄膜样品实物图。(c) LiF 衬底上 FeSe 薄膜的截面 SEM 图。

为测试柔性 FeSe/F-mica 薄膜的弯曲特性，利用绕线机自制简易的反复弯曲装置。如图 4-6 (b) 所示，金属棒在绕线机的带动下作圆周运动，反复按压粘着 FeSe/F-mica 样品的不锈钢片。图 4-6 (a) 为弯曲样品放大后的图片，不锈钢片约 $50\ \mu\text{m}$ 厚，具有良好的弹性。利用该装置，可在两个方向上对样品进行 100 次以上的反复弯曲。弯曲过程中的最大应变可估算为约 0.46%，详细的描述将在后文中提供。

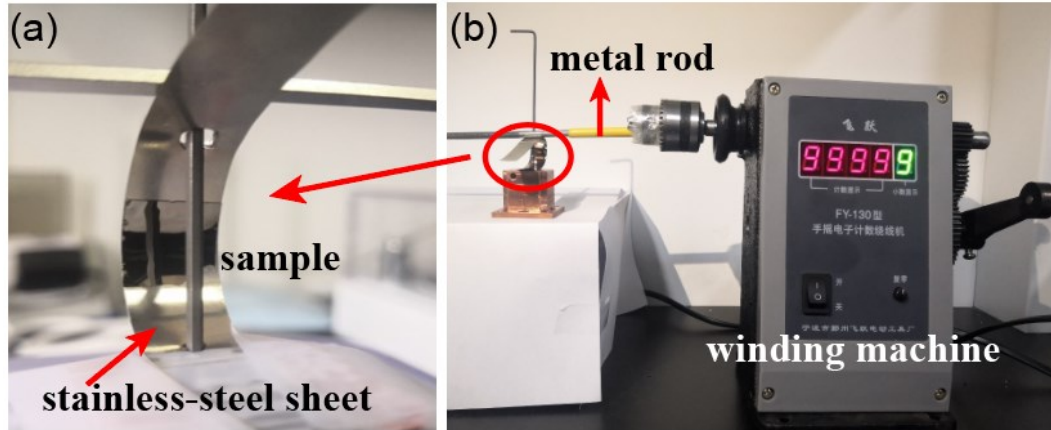


图 4-6 (a) 粘贴在不锈钢片上的柔性 FeSe/F-mica 薄膜。(b) 使用绕线机自制弯曲器件的实物图。

为研究解理和反复弯曲对薄膜结构和超导特性的影响，将弯曲后的柔性 FeSe/F-mica 薄膜的物理特性与解理之前的原始样品进行比较。图 4-7 展示了表面形貌的测试结果。其中，图 (a) - (c) 为不同放大倍数下原始 FeSe/F-mica 薄膜的表面形貌。可以看到，薄膜表面光滑，结构致密。图 (d) - (i) 展示了柔性 FeSe/F-mica 薄膜弯曲后在不同放大倍数下及相同放大倍数不同位置的表面形貌，图中没有出现明显的褶皱和裂纹，表明 FeSe 具有良好的延展性。与此同时，利用 AFM 对比薄膜弯曲前后的表面粗糙度，如图 4-8 所示。可以看出薄膜样品反复弯曲前后表面形貌无明显变化。薄膜表面存在较大的起伏，可能是因为存在析出物、颗粒杂质等。并且，图片的清晰度也略低，这些因素阻碍弯曲效应对表面形貌影响的进一步分析。因此，在未来的研究中继续提高薄膜质量获得更为平整的表面形貌来研究弯曲应变对薄膜的影响是非常必要的。

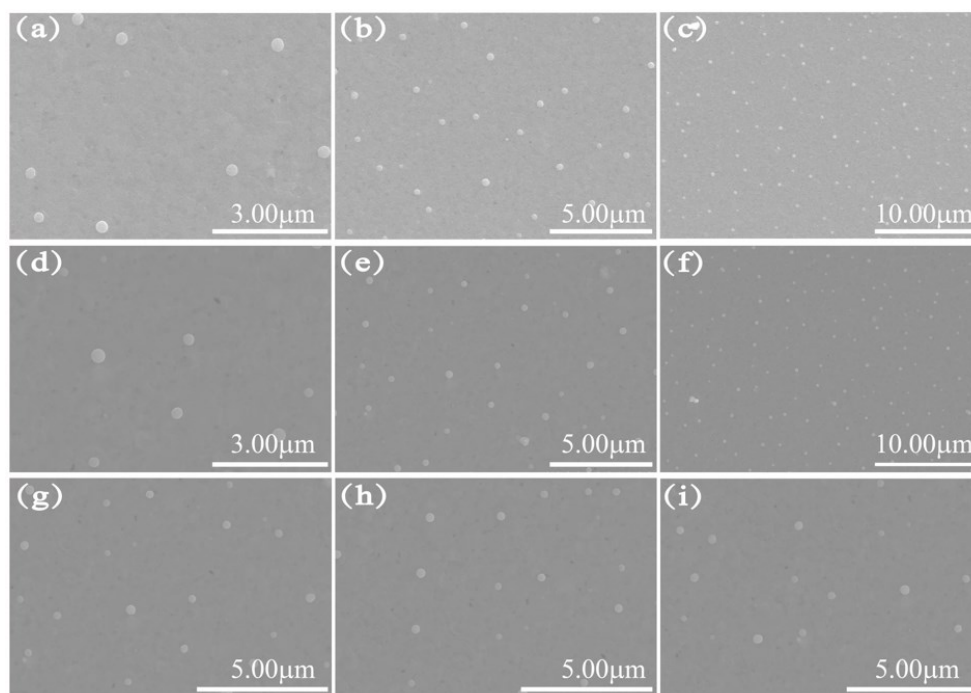


图 4-7 FeSe/F-mica 薄膜表面的 SEM 图片。(a) - (c) 未解理样品的表面形貌。(d) - (f) 解理弯曲后在不同放大倍数下的样品表面形貌。(g) - (i) 解理弯曲后样品不同位置的表面形貌。

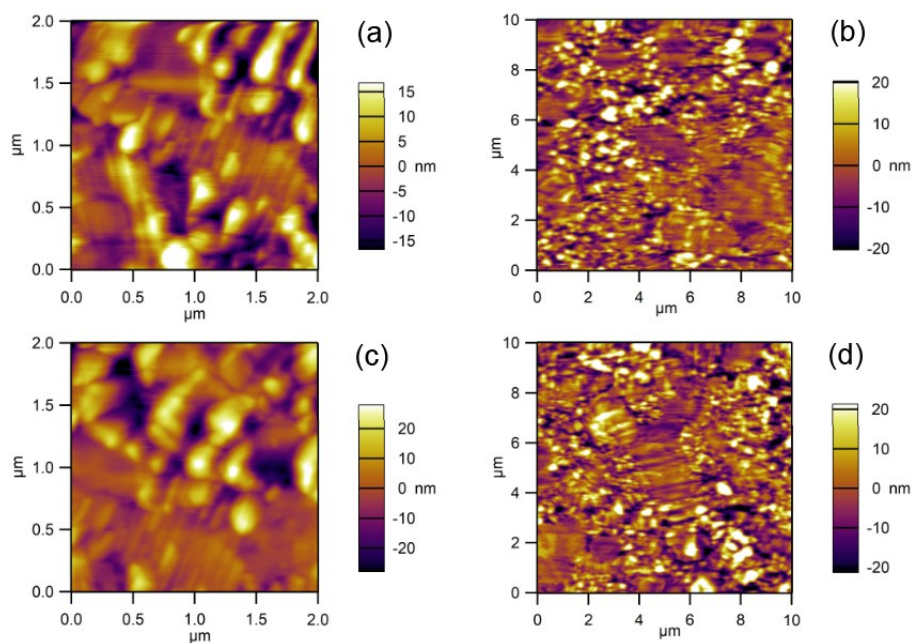


图 4-8 FeSe/F-mica 薄膜弯曲前 (a) - (b) 和弯曲后 (c) - (d) 的 AFM 图像。

图 4-9 (a) 和 (b) 分别为原始样品和解理弯曲后样品的 XRD 图谱和 $R-T$ 曲线，二者没有明显区别，这说明机械剥离和反复弯曲对样品的晶体结构和电输运性能几乎没有影响。需要注意的是，该样品中的 XRD 曲线中也存在

FeSe (101)、Fe₇Se₈ (006) 和 Fe₇Se₈ (0012) 的衍射峰，这可能是样品生长参数不是最佳导致的^[152, 154, 158]，杂相的存在也导致该薄膜样品 T_{c0} 较低。不管怎样，本工作的测试结果表明柔性 FeSe 薄膜的力学特性、晶体结构和输运特性均可在弯曲条件下保持稳定，这为未来柔性超导器件的发展展示了良好的前景。

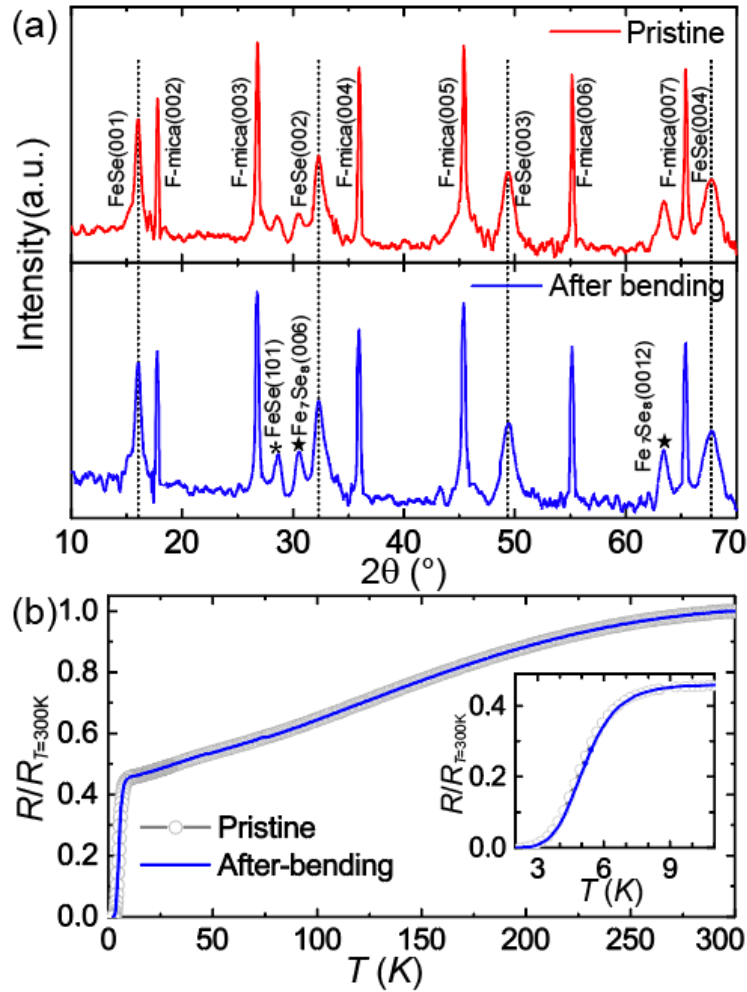


图 4-9 FeSe/F-mica 薄膜弯曲前后的晶体结构和电输运特性图^[156]。(a) θ - 2θ 扫描的面外 XRD 谱。星号代表 FeSe (101) 峰，五角星标出 Fe₇Se₈ (006) 峰和 Fe₇Se₈ (0012) 峰。(b) 归一化 R - T 曲线^[156]。

4.3.3 基于 Montana 的柔性 FeSe/F-mica 薄膜的弯曲测试

在工作初期，基于 Montana 自主设计并改进了弯曲器件，图 4-10 (a) - (c) 给出弯曲器件每次改进后的实物图。三个器件中都采用具有良好的机械性能的铍铜片作为施加应变的元件。在对铍铜片进行弯曲时发现，图 4-10(a) 中的器件弯曲后无法固定弯曲状态。图 4-10 (b) 将铍铜片弯曲成一个近圆，

此时弯曲状态可固定，但是调整铍铜的曲率半径后，应变的量化较为困难。综合考虑弯曲状态固定和应变量化这两个问题后，我们设计出图 4-10 (c) 中的弯曲器件。如图所示，柔性的 FeSe/F-mica 薄膜被粘贴到厚度约 100 μm 且具有良好的弹性和导热性的铍铜片上，铍铜片两端通过螺母向内挤压产生弯曲，从而带动薄膜弯曲。需要注意的是，本实验中，弯曲薄膜样品需要在极低温环境中进行测试，这就要求粘贴样品的胶水需要耐低温。因此，我们与中国科学院理化技术研究所的王维老师（现为松山湖材料实验室研究员）和张华老师合作，使用他们提供的专业低温胶帮助我们顺利完成实验。

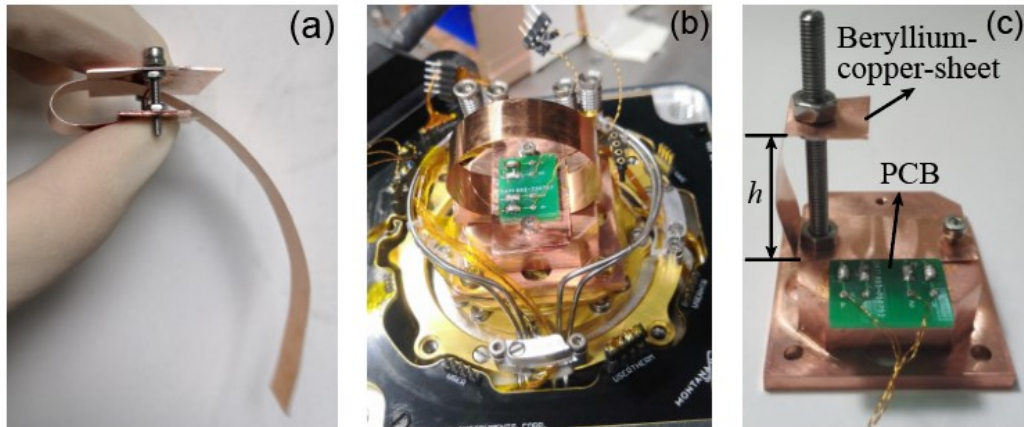


图 4-10 (a) - (c) 薄膜样品弯曲器件的实物图。

图 4-11 (a) 给出不同弯曲模式的示意图。从图中可以看出，弯曲主要分为两种模式，在本文中分别定义为内弯 (flex-in) 和外弯 (flex-out)，分别对应压缩应变和拉伸应变^[123]。图 4-11 (b) 给出弯曲样品的示意图，弯曲的样品可近似看作一段规则的圆弧。图中定义了样品的厚度 (t ，本工作中的样品厚度是指样品整体厚度)、曲率半径 (R)、圆心角 (θ)、弯曲前样品的长度 (l_0) 和弯曲后样品上表面的长度 (l)。通常，应变 ε 可写成 $\varepsilon = \frac{l-l_0}{l_0}$ ，其中 $l = R\theta$ ， $l_0 = (R - \frac{t}{2})\theta$ 。据此可以得到如下算式：

$$\varepsilon = \frac{l-l_0}{l_0} = \frac{R\theta - (R - \frac{t}{2})\theta}{(R - \frac{t}{2})\theta} = \frac{t}{2R-t} \quad (4-1)$$

当样品的曲率半径 R 远大于样品的厚度 t 时，应变 ε 满足公式 $\varepsilon \approx t/2R$ ，该公式在与弯曲相关的工作中经常被使用^[113, 159]。在该实验中，铍铜片两端点之间的距离被定义为 h ，则有 $\sin(\theta/2) = \frac{h/2}{R}$ ，与弧长公式联立可求得不同 h 值时对应的曲率半径 R 以及应变 ε 的值，显然应变会随着 h 的减小而增大。此外，根据式 (4-1)， ε 的正值和负值分别对应拉伸应变和压缩应变，本实验中的应变值计算时。

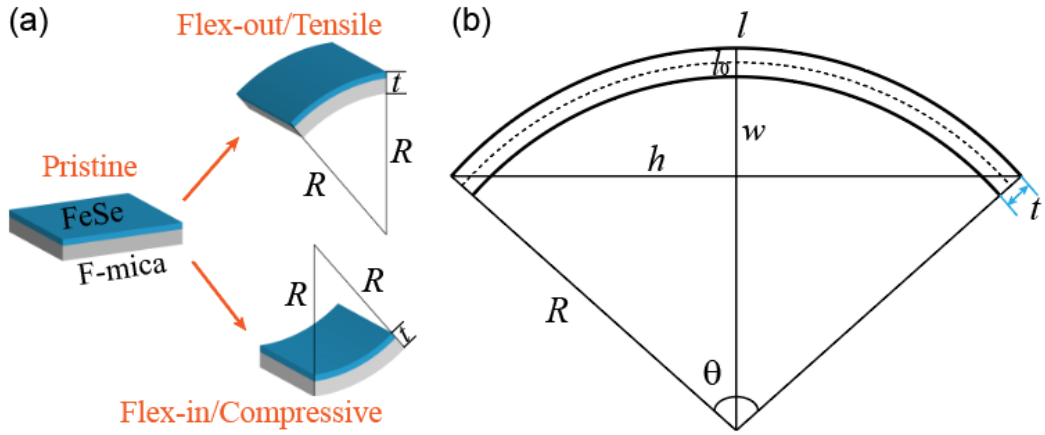


图 4-11 (a) 弯曲模式的原理示意图^[156]。(b) 计算应变的弯曲薄膜模型示意图^[156]。

利用图 4-10 (c) 中的弯曲器件在室温下对柔性的 FeSe/F-mica 薄膜进行弯曲测试。薄膜样品被贴到铍铜片的内测，连续调整顶端的螺母挤压铍铜片对薄膜施加压应变，此时同时对 FeSe/F-mica 薄膜的室温电阻进行表征，如图 4-12。从图中可以看出，薄膜未弯曲时的电阻约为 61.75Ω 。对薄膜进行第一次弯曲时，薄膜电阻随应变的增强而减小，停止施加应变，薄膜电阻逐渐趋于稳定，为 61.55Ω 。再次对薄膜施加应变，薄膜电阻继续减小，并随时间稳定于 61.2Ω 。由此可见，室温下弯曲薄膜的电阻与应变存在明显的依赖关系，电阻随应变的增加而减小。

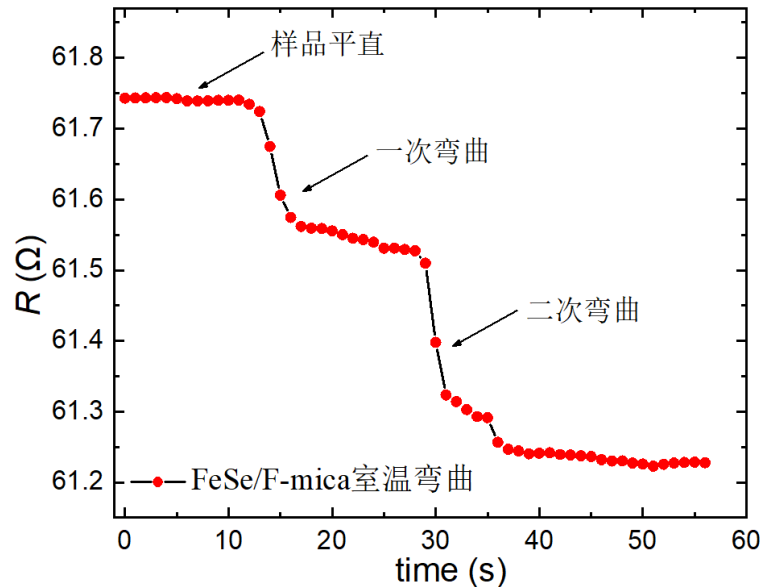


图 4-12 柔性 FeSe/F-mica 薄膜室温下电阻随弯曲状态变化的曲线。

在此基础上，首先对低温呈现绝缘行为（upturn）的柔性 FeSe/F-mica 薄膜进行弯曲和电输运表征。实验过程如图 4-13 所示，做有电极的样品通过胶

水粘到铍铜片上。为了确保应变能够有效地施加到 FeSe 薄膜上，样品粘贴在铜弹片的中间位置。图 4-13 (a) 是样品未弯曲时的状态。通过调整上下两个螺母之间的距离来挤压铍铜片，从而准连续地控制样品的弯曲程度。通过调整铜片的弯折方向即可实现对样品不同方向的弯曲，图 4-13 (b) 和 (c) 分别给出样品内弯和外弯两种模式的图片。需要注意的是，对同一个样品的内弯和外弯都需要在样品的弯曲极限范围内完成。另外，样品电输运表征的线路连接到粘贴在底座的 PCB 电路板上。

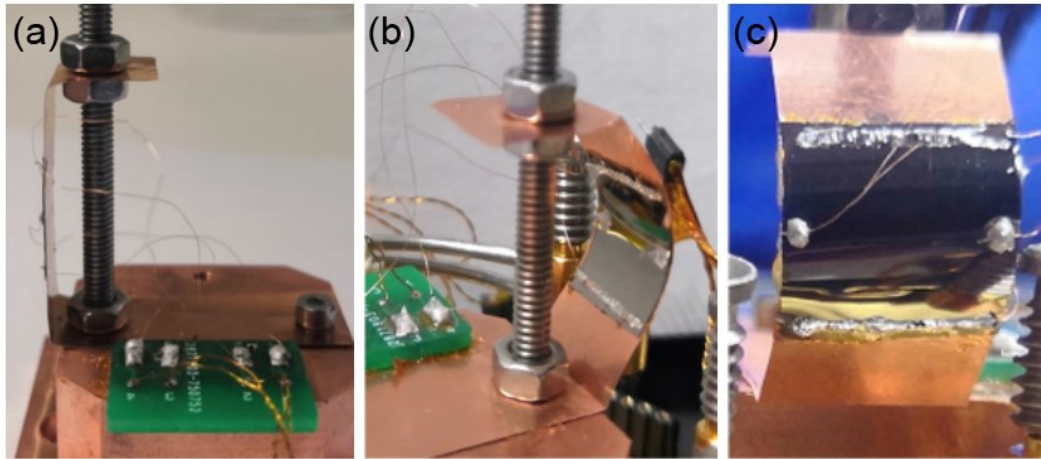


图 4-13 (a) 未弯曲样品的示意图。(b) 样品内弯示意图。(c) 样品外弯示意图。

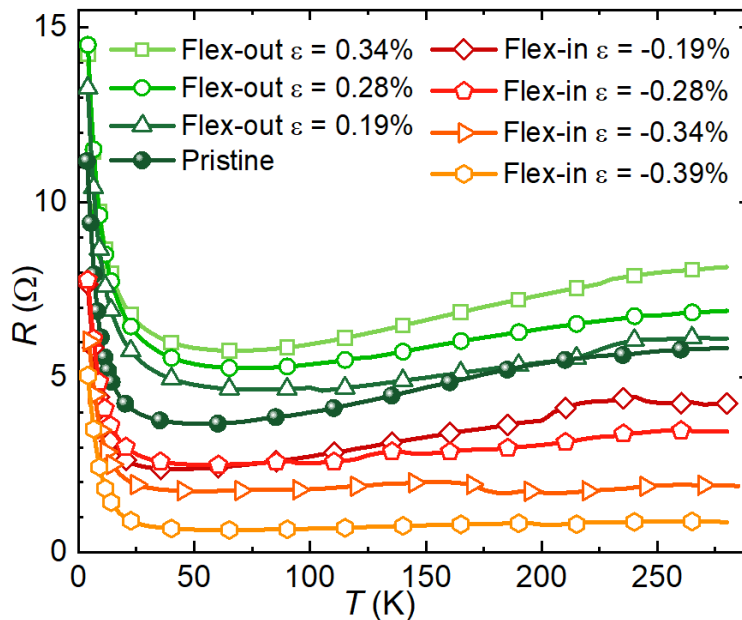


图 4-14 绝缘 FeSe/F-mica 薄膜内弯和外弯的 $R-T$ 曲线。

绝缘柔性 FeSe/F-mica 薄膜的表征结果如图 4-14 所示。通过调整螺母之间的距离来有规律地控制对样品施加应变的大小，每次螺母移动的距离尽可

能相同。从图中可以看出，当薄膜外弯时，随着拉伸应变的增大，薄膜正常态的电阻也随之增大。与之相反，当薄膜内弯时，薄膜正常态的电阻随着压缩应变的增大而减小。正常态电阻的变化与室温下进行的预实验的电阻变化规律一致。

接下来，用同样的方法测试了柔性 FeSe/F-mica 超导薄膜的电输运特性，结果如图 4-15 所示。可以看到，薄膜的 T_c^{onset} 与应变大小存在明显的依赖关系。当施加拉伸应变时，FeSe/F-mica 薄膜的 T_c^{onset} 随应变的增大而减小。当 ε 增大到 0.37% 时， T_c^{onset} 由原始状态的 7.6 K 减小到约 6.6 K。当施加压缩应变时，随着 ε 增大到 0.37%，薄膜的 T_c^{onset} 由原始状态的 7.6 K 增大到约 8.0 K。显然，该测试结果再次证实了压缩应变有利于超导电性的增强，而拉伸应变的作用恰恰相反。

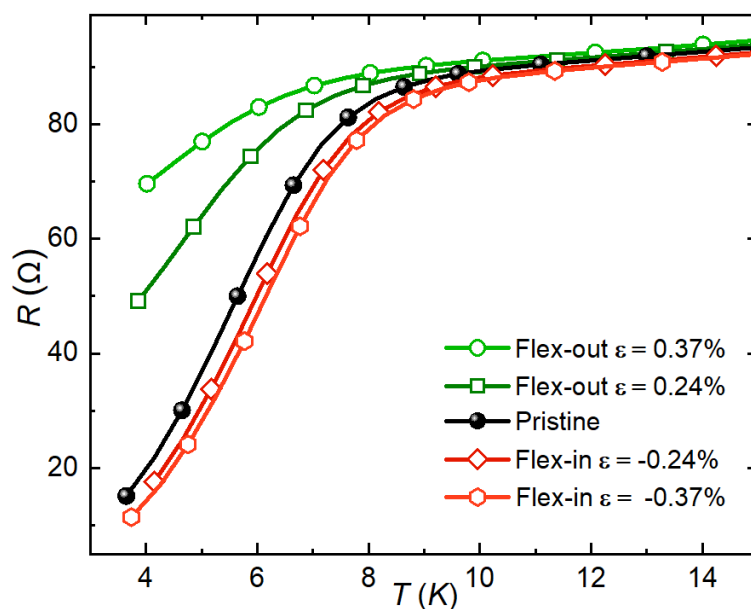


图 4-15 FeSe/F-mica 超导薄膜内弯和外弯的 $R-T$ 曲线。

4.3.4 基于 PPMS 的柔性 FeSe/F-mica 薄膜的弯曲测试

上一节中，绝缘和超导电的 FeSe/F-mica 薄膜都在 Montana 中完成弯曲测试。但 Montana 的最低温度大于 3.8 K，不适合测量更低温度区间内超导电性对应力的响应。此外，基于 Montana 的弯曲装置也不具有原位连续弯曲的功能，测量效率较低。为克服以上问题，我们自主设计、加工了一套可用于 PPMS 低温系统的螺旋推进式测量杆，该装置在 PPMS 低温杜瓦中可达到的最低温约为 2 K，可以很方便地实现柔性超导薄膜的低温原位连续弯曲。图 4-16(a) 是测量杆的模型示意图，图 4-16(b) - (c) 是测量杆的实物局部放大图。为

为了实现薄膜弯曲，薄膜仍然被粘贴在弓形的铍铜片（约 $100\ \mu\text{m}$ 厚）的中间位置。铍铜片的两端分别被螺母固定在底部的铜柱和顶部的推进杆上，推进杆上下运动带动铜片的一端进行运动。通过调整铍铜片两端的距离即可实现柔性超导薄膜的准连续弯曲。推进杆与测量杆顶端带刻度的差动螺旋相连，可实现对推进杆运动距离的精准控制，从而精准控制薄膜的弯曲。测量杆的差动螺旋器和底端的样品托之间使用分立的不锈钢细管连接，不锈钢细管之间连接隔热片增大热阻，能够有效减少测量杆的漏热，保证样品能降低到理想的低温条件。PCB 板固定在样品托侧壁上，样品的电极线为 $40\ \mu\text{m}$ 粗的无氧铜漆包线。测量杆装配完成后，对其进行真空和低温测试。该系统能顺利降至 $2\ \text{K}$ 并且能持续保持在 PPMS 系统的极限真空。

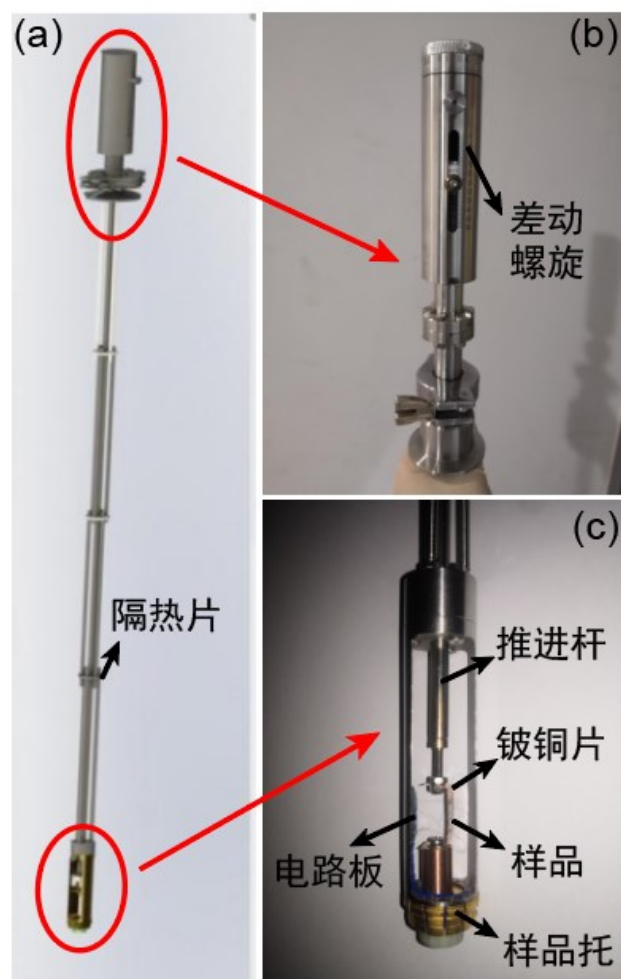


图 4-16 适用于 PPMS 的柔性薄膜测量杆。(a) 柔性薄膜测量杆模型图。(b) 测量杆顶端差动螺旋推进器实物图。(c) 测量杆底部样品安装处实物图。

随后，利用该系统对具有零电阻超导转变的柔性 FeSe/F-mica 薄膜进行电输运测试，结果如图 4-17 所示。图 4-17 (a) 示意了部分几何参数的定义。

图 4-17 (b) 给出样品在不同 ε 值下的 $R-T$ 曲线。当 $\varepsilon=0.39\%$ 和 $\varepsilon=0.40\%$ 时，样品的 T_{c0} 从 5.3 K 分别下降到 5.2 K 和 5.0 K，这表明拉伸应变会抑制 T_{c0} 。相反，对于内弯模式对应的压缩应变，即 $\varepsilon=-0.41\%$ 时， T_{c0} 从最初的 5.3 K 提高到约 6.5 K。可以看出，对样品施加拉应变和压应变后，薄膜的 T_c 变化率为 $[(6.5\text{ K}-5.0\text{ K})/5.3\text{ K}]\times 100\%=28\%$ 。总而言之，拉伸应变（正）不利于 FeSe 薄膜的超导电性，压缩应变（负）的效果正好相反。我们注意到陈仙辉院士团队也报道了类似的结果，他们将减薄的 FeSe 薄片转移到柔性 PET 衬底上，通过弯曲 PET 对 FeSe 薄片施加应变来大范围调控 FeSe 的超导电性。他们发现 T_{c0} 在应变约 0.63% 下变化约 2.8 K^[113]，与本实验的测试结果存在规律上的一致性。此外该团队认为 FeSe 中向列序与超导电性呈相互竞争的关系，当向列相变在最大压缩应变下被强烈抑制时，超导转变温度最大。与之类比，我们的实验结果也符合该物理图像。可见，柔性超导体在研究高温超导机理方面也具有广阔的前景。

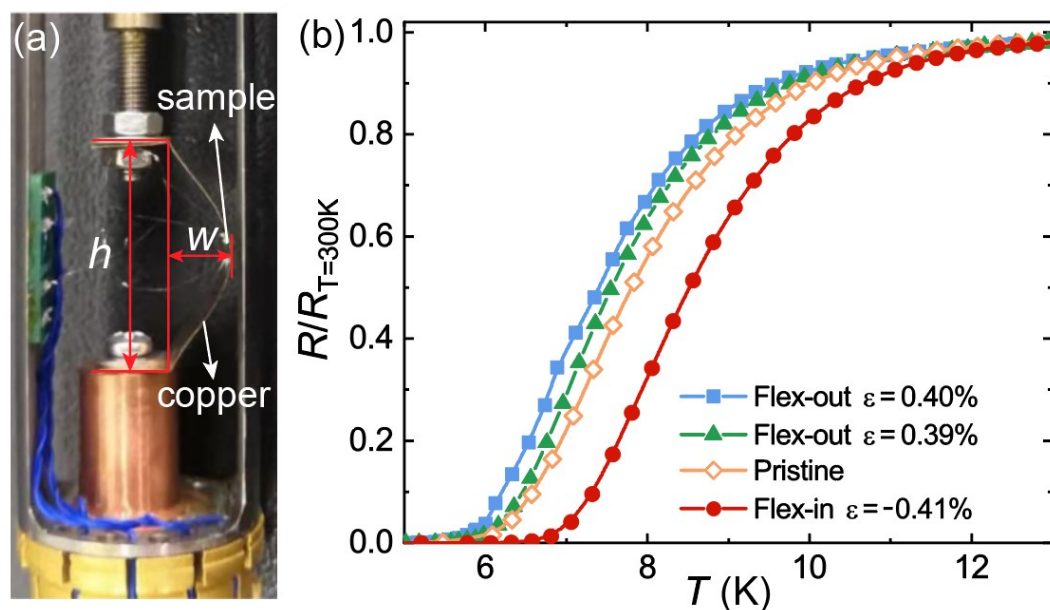


图 4-17 (a) 弯曲 FeSe/F-mica 样品的几何参数示意图^[156]。(b) FeSe/F-mica 在内弯和外弯条件下的归一化 $R-T$ 曲线。应变值用 $\varepsilon=t/2R$ 和 $R=(h^2+4w^2)/8w$ 估计，其中 h 和 w 的几何意义在图 4-13 (a) 中已作解释^[156]。

4.4 本章小结

本章利用脉冲激光沉积成功制备一系列不同输运特性的 FeSe/F-mica 薄膜，并利用机械解理的办法减薄 F-mica 使样品具备柔性。在此基础上我们研究了 FeSe 体系输运特征对应力的响应。具体内容包括：

(1) 系统探索了 FeSe 薄膜制备的工艺参数, 获得了一系列从绝缘到超导的 FeSe/F-mica 柔性薄膜, 得到 $T_{c0} \sim 6$ K 的 FeSe/F-mica 超导薄膜的最佳制备参数为: 衬底温度 350 °C, 激光能量 450 mJ, 溅射频率为 4 Hz, 退火温度为 450 °C。

(2) F-mica 衬底经机械剥离至厚度约 20 μm 后, FeSe/F-mica 样品获得较好的柔性。样品经过反复弯曲后, 表面形貌、晶体结构和输运特性几乎保持不变, 表明 FeSe 可以作为未来柔性器件的候选材料。

(3) 我们自行设计薄膜弯曲装置, 利用 Montana 测试了 FeSe/F-mica 薄膜对外加应变的输运响应。发现 FeSe/F-mica 薄膜样品在压缩应变下的正常态电阻会减小, 在拉伸应变下薄膜样品的正常态电阻会增大; T_c^{onset} 在压缩应变下会增大, 在拉伸应变下减小。

(4) 利用自主设计的螺旋推进式测量杆, 利用 PPMS 低温系统研究了 FeSe/F-mica 薄膜超导电性对外加应变的响应。发现 FeSe/F-mica 的 T_{c0} 随拉伸应变下减小, 当 $\varepsilon = 0.40\%$ 时, 样品的 T_{c0} 从最初的 5.3 K 下降到 5.0 K; 在压缩应变下会增大; $\varepsilon = -0.41\%$ 时, T_{c0} 从最初的 5.3 K 提高到约 6.5 K。FeSe/F-mica 薄膜样品的超导转变温度的变化率可达 28%。这与以往报道的应变调控转移到 PET 的 FeSe 薄片 T_c 的规律相一致^[113]。本研究表明柔性 FeSe 薄膜在未来电子器件应用和超导基础研究中的巨大潜力。

5 柔性超导薄膜的高通量电输运测试

5.1 高通量表征的重要性

柔性超导应用中，无论是模拟实际应用场景还是研究超导电性对应力的响应，都需要超导薄膜具有可弯曲的特性。弯曲后的超导体自然形成连续的空间形变，结果是外场与样品的空间几何关系产生梯度变化。例如，当对一个弧形薄膜施加恒定磁场时，薄膜表面法线与磁场方向的夹角会连续变化。如果此时沿着弯曲方向在样品中通入恒定电流，电流方向也会与磁场存在夹角梯度。在这种情况下，薄膜不同位置处的输运性质显然会截然不同。为高效地获取柔性超导薄膜电输运性质随着空间位置的演化规律，高通量的并行输运测试是不可或缺的。

本章设计了弯曲柔性薄膜的简单结构模型，并在此基础上设计了微区电输运测试图案以及用于薄膜弯曲的器件。更加重要的是，为了进行高效地测量，自行设计搭建了针对柔性超导薄膜的高通量电输运低温测试系统。接下来将以柔性 PI 衬底上制备的超导 Nb 膜为例，对该表征系统进行测试。该实验能够直观地观察到弯曲柔性超导薄膜的超导电性随着空间位置的规律变化，证明该测试系统的高效性。

5.2 研究流程简介

首先构建弯曲薄膜模型，再据此设计出弯曲器件及高通量电输运测试所用的多通道图案（光刻 pattern）。结合 PPMS 系统和各种测试仪表，对硬件（连接电缆、转接电盒等）、软件（LabView 编程）均进行自主设计加工。薄膜生长前，先用丙酮清洗 PI 衬底，然后采用离子束轰击衬底表面。通过磁控溅射技术在 PI 衬底上制备超导 Nb 膜，生长温度为室温。制备完成后，采用光学显微镜、SEM 等设备对薄膜的基本物理特性进行表征。随后对薄膜进行微纳加工处理，刻蚀出可同时进行多通道电学输运测量的桥路图案。制备好的薄膜被粘贴到具有规则曲面的弯曲器件上。

5.3 高通量测量系统的搭建

5.3.1 弯曲薄膜模型

为方便分析，假设弯曲后的薄膜是规则圆形的 1/4 弧面，如图 5-1 (a)

所示。于是，当对该弧面施加均匀磁场时，磁通线在薄膜不同位置上的密度是不同的。从定量的角度来讲，如果将薄膜均分成几个等份，每一份在垂直于磁场方向上的投影面积不同。此时，穿过薄膜单位面积的磁通量也就会随着空间位置连续变化。同样地，若此时在薄膜上再通过一稳恒电流，薄膜不同位置对电流的响应也必然不同。平直态样品模型则与弯曲态样品模型有显著区别，如图 5-1 (b) 所示，即便样品倾斜，由于样品与磁场的夹角在不同位置都是一致的，单位面积上的磁通量也是一致的，无法产生梯度分布。正是因为这样，高通量电输运测量系统在表征弯曲超导薄膜上才具有必要性和独特优势。

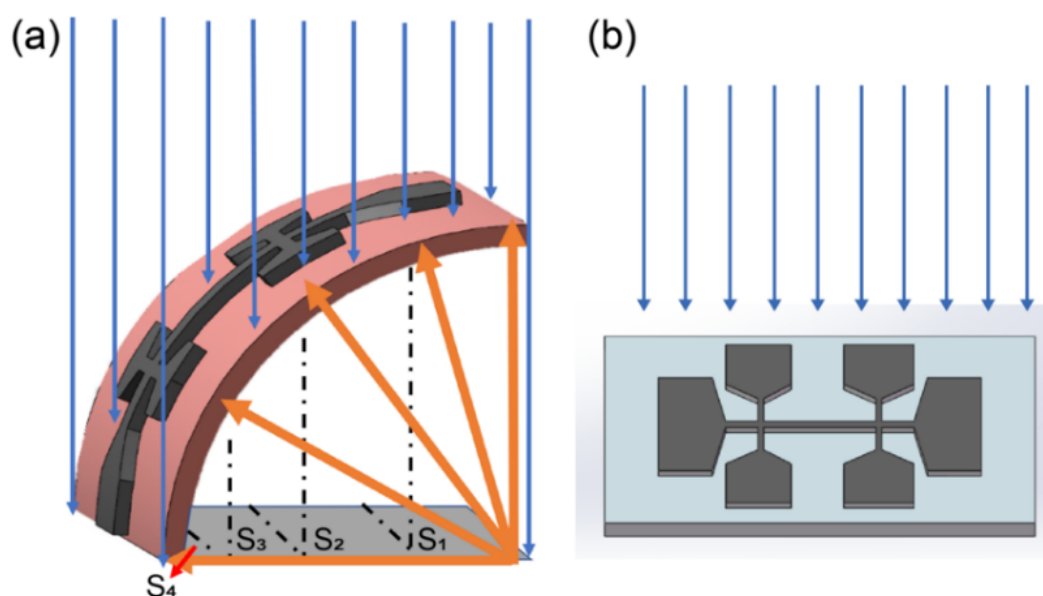


图 5-1 弯曲态和平直态薄膜样品在磁场中的示意图。

5.3.2 弯曲薄膜的多通道桥路设计

为了能够精细地测量柔性超导薄膜不同位置的输运特性，首先根据上一节提供的弯曲模型设计了具有多个输运通道的光刻图案，桥宽为 $40\ \mu\text{m}$ ，如图 5-2 (b) 所示。该桥路弯曲后对应的圆心角为 90° ，曲率半径 r 为 $4.58\ \text{mm}$ ，每对电极引脚之间的距离对应的圆心角恰好为 10° ，如图 5-2 (c) 所示。同时，将弧面法线与磁场的夹角定义为 θ 。为使薄膜能够弯曲成这种标准的圆弧，设计了一个规则的具有四分之一圆的弧面模型，如图 5-2 (a) 所示。弧面的半径 r 也为 $4.58\ \text{mm}$ 。为方便薄膜粘贴，弧面的两端留有一定面积的平直区域。模型用导热良好的紫铜加工而成。薄膜样品在被粘贴到弧面上后，测试桥路的长度恰好能够横跨整个弧面。显然，样品的测试桥长与弧面的长度相同，即 $7.2\ \text{mm}$ 。

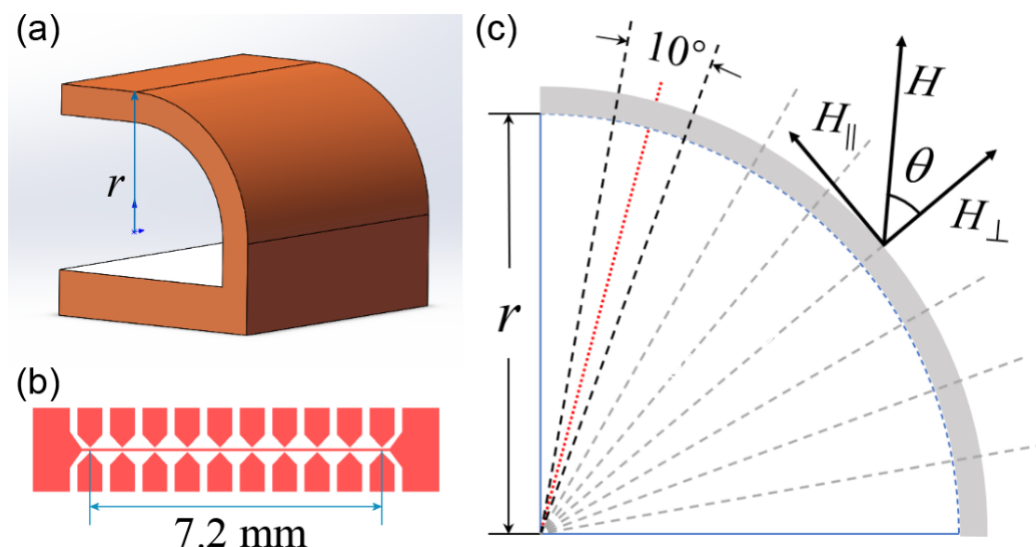


图 5-2 (a) 弯曲器件的设计示意图。(b) 多通道测试桥路的图案示意图。(c) 样品弯曲后的示意图。

5.3.3 高通量测试系统的装置组成

PPMS 测试系统的电极引脚通常有 12 个，分别连接样品托的 12 个金手指电极。样品托连接 PPMS 系统内部的测试仪表，对应的独立测试通道只有三个（每 4 个金手指电极为一个通道，分别连接样品的两个电流端和两个电压端）。显然，PPMS 自带的测试仪表及电路连接方式不能满足图 5-2 (b) 的测试需求。因此，通过电路转接盒子将 PPMS 低温杜瓦中的电极引脚引到 PPMS 转接盒中，然后利用外接的仪表来施加电流和测试电压，组合成这套多通道高通量测试系统，如图 5-3 (a) 所示。

该系统的核心部件是 Keithley 7001 多通道扫描表，能同时控制多个通道的开关和切换。本实验中的 7001 扫描表可以同时控制 20 个测试通道，对应 40 个电压端和 40 个电流端，将这些电压端和电流端引出到 7001 通道定义盒中对应单独的 BNC 接头。7001 通道定义盒上的 BNC 接头和 PPMS 转接盒上的 BNC 接头通过 BNC 线连接实现互联，即可实现样品电极任意组合的测试。PPMS 转接盒连接 PPMS 系统的 12 个电极引脚，详细连接方式如图 5-3 (b) 所示。需要说明的是，为了充分利用样品的电极引脚，在实际测试中对测试通道的电流端进行短接，所有的通道共用一对电流引脚。此外，PPMS 测试系统的参数范围有限，例如其电流源的阈值低于 5 mA。因此，该多通道测试系统中另外接入 Keithley 6221 电流源表和 Keithley 2182 纳伏表，分别用于施加电流和测试电压，提高薄膜电性能测试的参数范围和精度。所有设备通过

通用接口总线连接，并通过 GPIB 卡连接到测试电脑上。图 5-3 展示了整个高通量测试系统所使用的仪器设备以及连接方式。

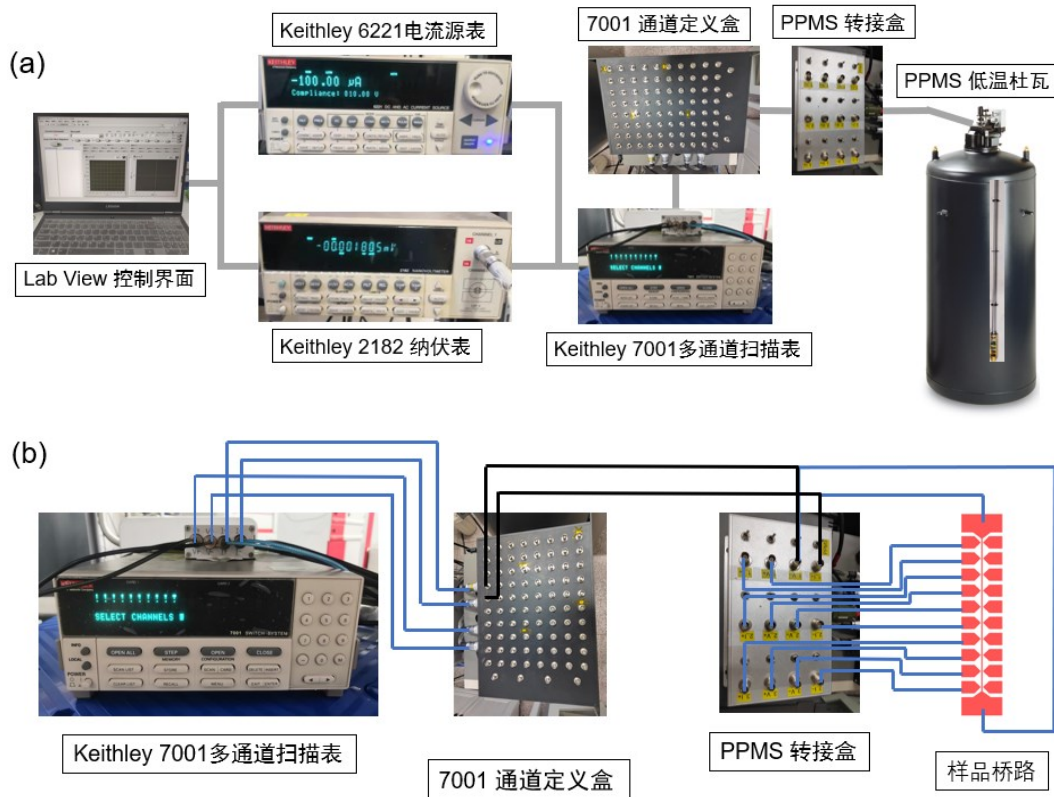


图 5-3 (a) 高通量的多通道测试系统设备连接图。(b) 多通道系统线路连接图。

为实现测试的自动化、进一步提高测试效率，使用 LabView 编写了多通道电输运测量控制程序。LabView 是通用的编程系统，有一个可以完成各种任务的函数库，该函数库包括数据采集、串口控制、数据分析、数据显示及数据存储等等。针对不同的测试需求以及参数控制需求分别编写相应的程序，将对 PPMS 的温度和磁场的控制、外接仪表电流和电压等参数的控制、7001 多通道扫描表的开关控制集成起来。图 5-4 展示了程序的集成应用界面。LabView 程序界面左侧的命令栏可以直接输入控制程序，右侧的显示窗口集成了所有通道的 $R-T$ 和 $I-V$ 曲线。通过 GPIB 卡实现程序与整个系统的通讯，最后完成对柔性超导薄膜样品的高通量测试。在接下来的工作中，我们将选择合适的样品进行高通量电输运测试，以检验该系统的测试效果。

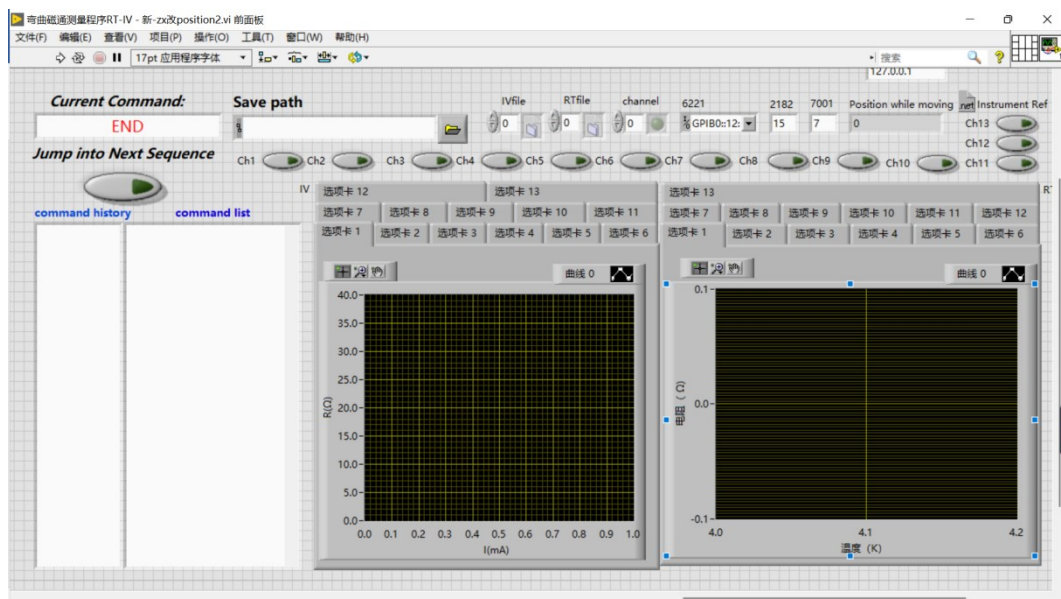


图 5-4 LabView 程序面板图片。

5.4 柔性 Nb/PI 超导薄膜高通量测量

5.4.1 柔性 Nb/PI 超导薄膜的制备

柔性超导薄膜的制备往往较为困难，目前最为成功的多是带材和二维材料。除了受超导材料本身物理特性的影响外，也与超导薄膜的制备工艺参数以及制备技术成熟度有关。一方面，超导材料多为氧化物陶瓷类材料，本身不易弯曲，并且对衬底的晶格适配度要求极高，目前常用的柔性衬底难以满足；另一方面，超导材料的生长温度相对较高，而柔性衬底多为有机衬底，难以承受高温。从这两方面考虑，我们首先选择生长技术相对成熟的 Nb 膜，其本身为金属材料，具有良好的延展性。另外，其生长温度为室温，一般的有机衬底都能承受。因此，选择 PI 作为薄膜生长的衬底。PI 综合性能优良，能够在 $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ — $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的环境中长久工作，是非常好的柔性衬底材料。然而，PI 是有机高分子聚合物，其表面的粗糙度可能会因为生产条件的差别而差异巨大，需要对其表面进行筛选。利用光学显微镜以及 SEM、AFM 等设备对厚度为 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的 PI 衬底的表面形貌进行表征测试，测试结果如图 5-5 所示。从图 5-5 (a) 中可以看出，PI 衬底表面在大范围内相对平整。图 5-5 (b) 中展示了衬底表面的粗糙度， R_q （均方根粗糙度）和 R_a （算数平均粗糙度）值分别为 4.0 nm 和 2.6 nm ，满足薄膜生长对衬底表面粗糙度的要求。

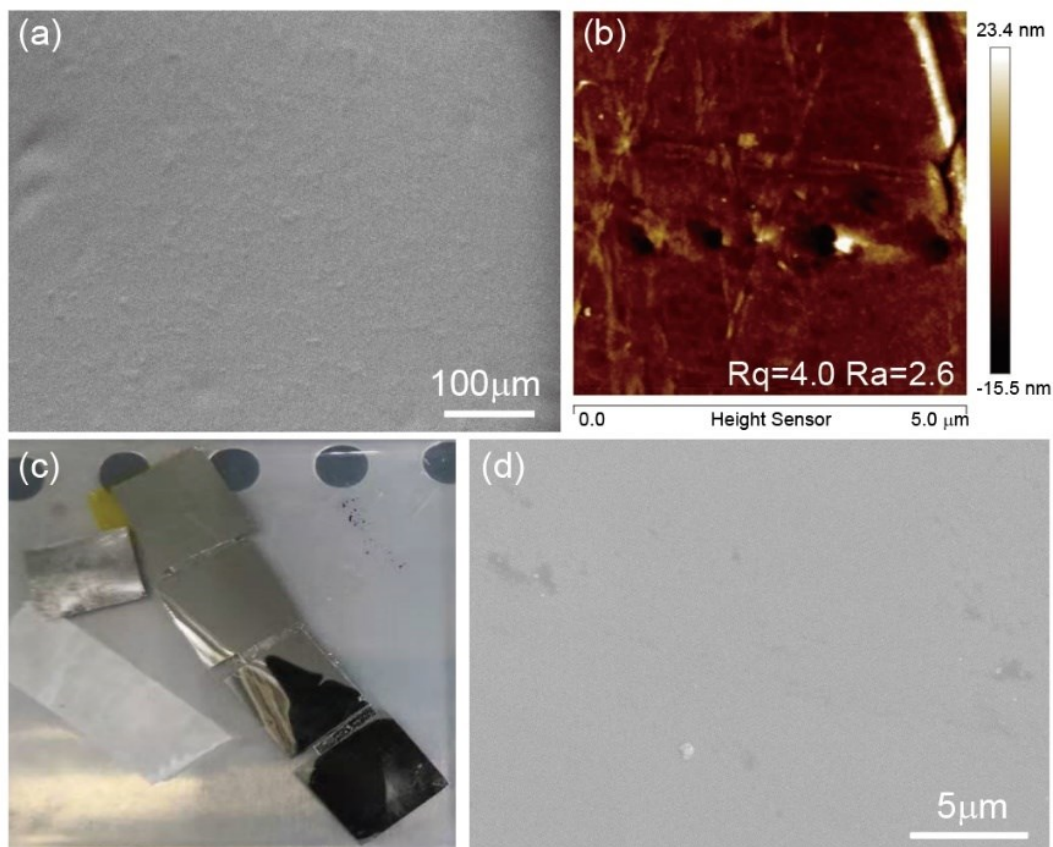


图 5-5 (a) PI 衬底的 SEM 图片。(b) PI 衬底的 AFM 图片。(c) 柔性 Nb/PI 超导薄膜实物图。(d) Nb/PI 薄膜样品表面 SEM 图片。

我们与南京大学的王华兵教授课题组合作，该课题组具有丰富的 Nb 膜制备经验。使用该课题组自主搭建的磁控集成系统，首先利用离子束刻蚀系统刻蚀清洗 PI 衬底的表面，再传送到磁控腔体进行溅射，溅射温度为室温，本底真空为 10^{-10} Torr。图 5-5 (c) 是 Nb/PI 薄膜的实物图。从图中可以看出，样品表面比较光滑。但是，样品本身略有弯曲，这可能是 PI 本身的柔性特征导致的。另外一个可能原因是在薄膜制备过程中，溅射粒子沉积到 PI 衬底上造成衬底温度升高，当样品取出腔体时 PI 降温收缩。为探究这种收缩是否会对薄膜造成影响，使用 SEM 对薄膜表面进行表征。从图 5-5 (d) 中可以看出，薄膜表面在相对大的范围内均较为平整，没有出现褶皱、裂纹等缺陷，说明薄膜与衬底的结合是较为紧密的。

5.4.2 柔性 Nb/PI 超导薄膜的基本表征

接下来，利用 SEM 对薄膜的厚度进行表征，测试结果如图 5-6 (a) - (b) 所示。5-6 (a) 给出薄膜断面的图像，可以看出薄膜边缘略微卷曲。在图 5-6

(b) 中, 尝试对薄膜厚度进行标注 (约为 98 nm), 但柔性的 PI 衬底无法形成整齐干净的解理断面, 且卷曲的边缘也会带来测试误差。因此, 用相同的薄膜生长条件在 Al_2O_3 单晶衬底上制备带有台阶的 Nb 膜, 利用台阶仪对样品厚度进行表征可估计出生长在 PI 上的薄膜样品的厚度。如图 5-6(c) 所示, 薄膜的厚度约为 100 nm。在后续的实验中, 薄膜样品的制备条件保持不变, 其厚度均为约 100 nm。图 5-7 给出 Nb/PI 超导薄膜的 R - T 曲线, 薄膜的 T_{c0} 为 8.2 K, T_c^{onset} 为 9.0 K, 超导转变温区相对较小, 说明薄膜质量良好。

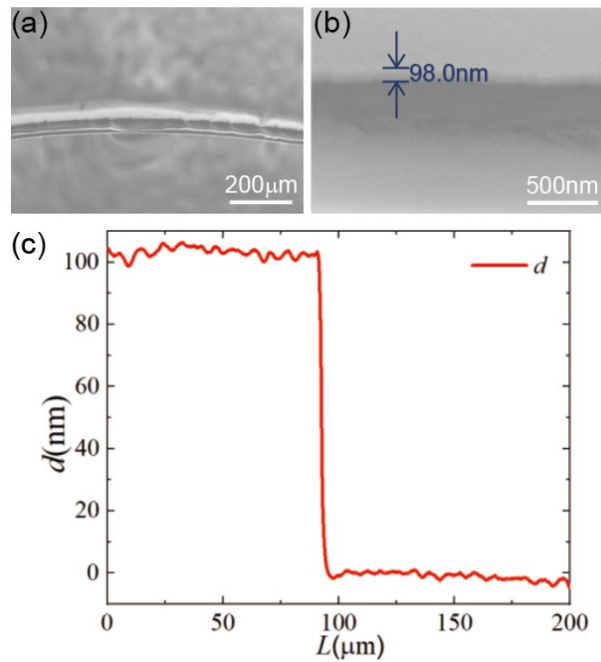


图 5-6 (a) 和 (b) 为 Nb/PI 薄膜的 SEM 断面图。(c) 台阶仪测得的 Al_2O_3 衬底上生长的 Nb 膜厚度曲线图。

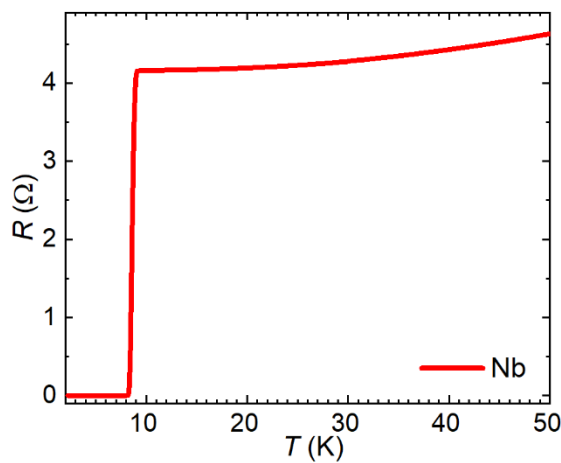


图 5-7 柔性 Nb/PI 超导薄膜的 R - T 曲线。

5.4.3 柔性超导薄膜样品的处理

为了获得多通道的电输运测试桥路，通过紫外曝光和离子束刻蚀工艺对柔性的 Nb/PI 薄膜样品进行处理。相对于刚性薄膜，柔性薄膜微加工的前期处理和部分参数需进行调整。薄膜样品被加工成长条形，图 5-8 (a) 展示了 Nb/PI 薄膜样品的实物图。将每个电极引脚进行编号，每相邻两个引脚是一个电压测试通道。通道名称按顺序分别命名为 Channel 1、Channel 2、...、Channel 9 (CH1、CH2、...、CH9)。实际测试过程中，在薄膜两端加电流，通过测试相邻两电极之间的电压即可求得薄膜样品的电阻率。

将薄膜超声清洗，再采用焊锡法在薄膜引脚上制备钢电极，最后将薄膜粘贴在曲面的测试模型上。粘贴方式如图 5-8 (b) 所示，引脚①与弧面的起始位置对齐，引脚①和②之间的桥路长度恰好为整个弧面的 $1/9$ ，对应圆心角为 10° 。整个弯曲模型被粘贴到 PPMS 系统测试常用的样品托上，测试引脚顺序如图 5-8 (b) 所示。在 PPMS 系统中，外加磁场的方向总是竖直向下且垂直于样品托表面的，因此随着电极引脚序号的增大，引脚间的桥路法线与磁场的夹角是越来越大的，这与图 5-2 的示意图一致。

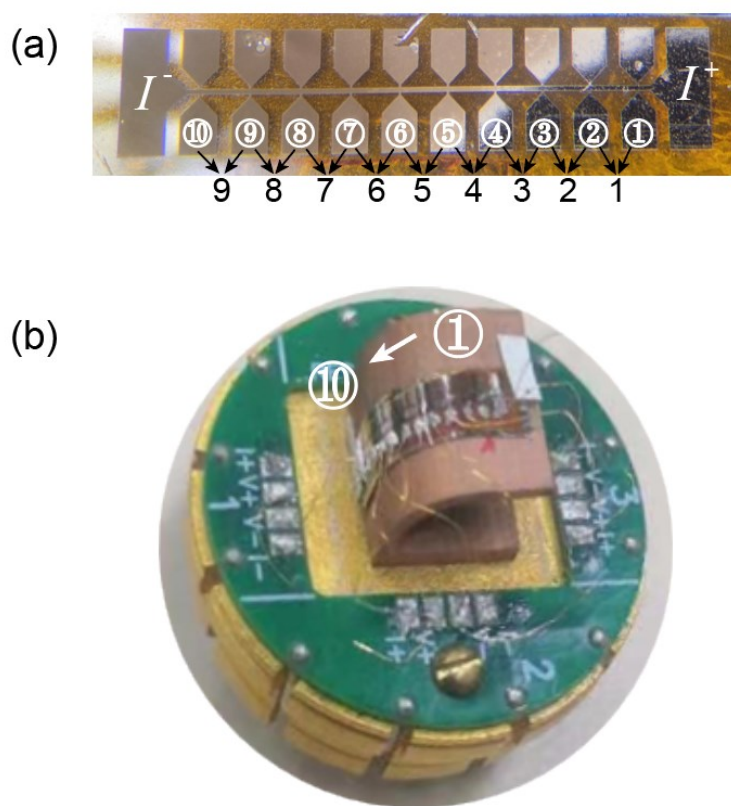
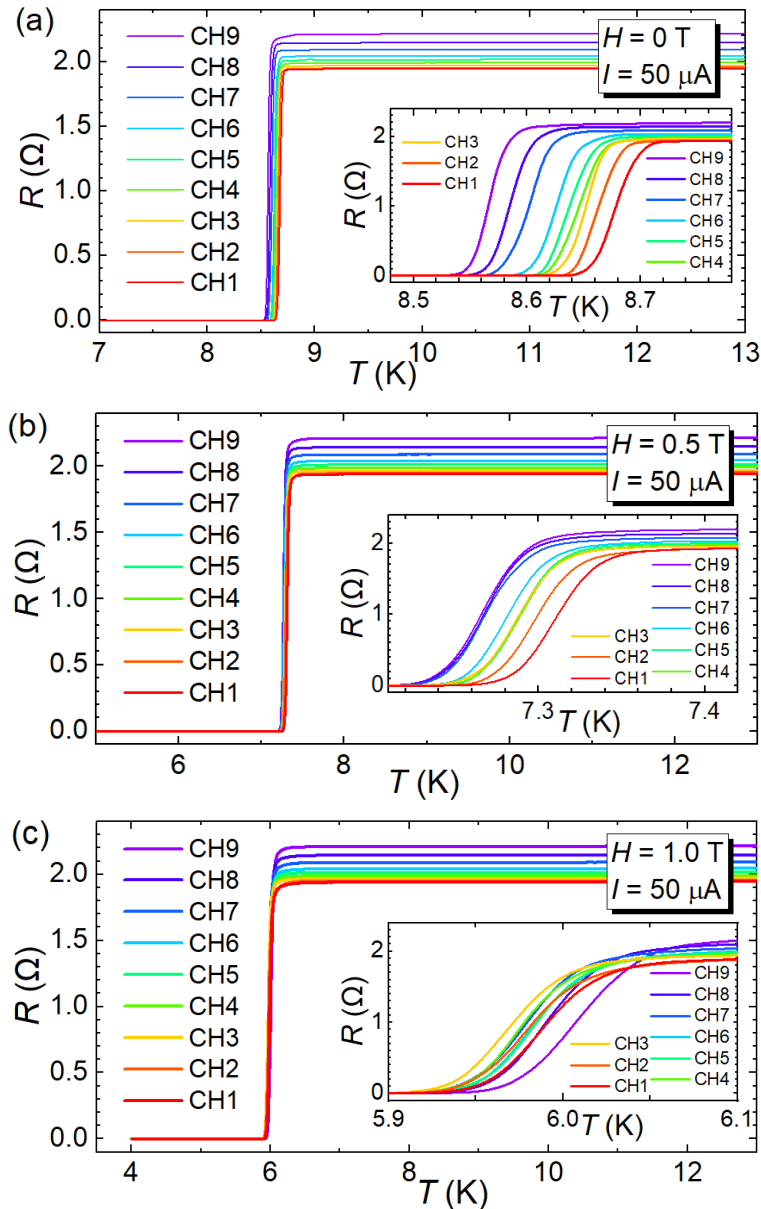


图 5-8 (a) Nb/PI 样品刻蚀后的实物图。(b) 弯曲薄膜样品的实物图。

5.4.4 柔性超导薄膜样品的多通道 $R-T$ 测试

首先，利用高通量电输运低温测试系统对未弯曲 Nb/PI 超导样品进行不同磁场下的 $R-T$ 测试。磁场 H 分别为 0 T、0.5 T、1.0 T 和 1.5 T，方向垂直于样品表面，测试电流固定为 $50 \mu\text{A}$ 。测试结果如图 5-9 所示，从图中可以看出随着磁场的增大，薄膜所有通道的 T_{c0} 都在减小，即超导转变被磁场压制。将混合态的温区进行放大，效果如每幅图的插图所示。可以看到，随着磁场增大，薄膜的 $R-T$ 曲线的拖尾现象愈发明显。以 CH9 为例，从 0 T 增加至 1.5 T 的过程中，超导转变的温度区间由约 0.06 K 逐渐增大到约 0.2 K。另外，从图中还可以看出，在相同磁场条件下，磁场对不同通道 T_c 的压制程度是不一样的。这说明，同一片样品上不同桥路的样品质量存在差异。



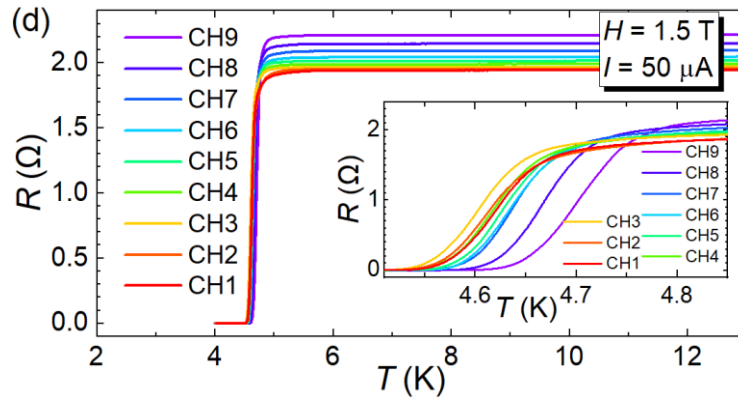


图 5-9 平直态 Nb/PI 超导薄膜在不同磁场下的多通道的 R - T 曲线, H 分别为 0 T、0.5 T、1.0 T 和 1.5 T。

接下来, 对图 5-8 (b) 所示的弯曲薄膜样品进行不同磁场条件下的 R - T 测试, 磁场 H 同样为 0 T、0.5 T、1.0 T 和 1.5 T, 测试结果如图 5-10 所示。对比图 5-9 (a) 与图 5-10 (a), 发现: 在磁场为零时, 平直态和弯曲态 Nb/PI 样品的 T_{c0} 都在 8.54-8.66 K 之间。这说明薄膜在弯曲后, 超导特性没有明显变化。此外, Nb/PI 薄膜能承受较大的弯曲且不发生断裂, 说明 Nb 具有很好的延展性和机械性能。随着磁场的增大, 薄膜超导特性的压制也被观察到。

但是, 随着磁场的增大, Nb/PI 薄膜的 T_{c0} 与通道位置表现出十分明显的依赖关系。事实上, 示意图 5-2 (c) 和实物图 5-8 (b) 均已明确给出通道位置和磁场的关系, 作用在样品上的磁场可以分解为垂直和平行两个方向的分量。从图 5-8 中可以看出, CH1 的测试桥路趋近于与磁场垂直, CH9 的测试桥路趋近于与磁场平行。当磁场与样品的关系从垂直逐渐变为平行时, 磁场的垂直分量减小, 平行分量增大, 显然垂直磁场对薄膜超导特性的压制更明显。我们在下章节中对磁场垂直分量的提取和拟合结果也表明, T_c 的增大是由于垂直分量的减小, 反应了弯曲薄膜上临界磁场的各向异性。另外, 当磁场大于 1 T 时, Nb/PI 薄膜的 R - T 曲线上出现了明显的拐点。测试通道的桥路越趋向与磁场平行, 对应的 R - T 曲线上的拐点就越明显。显然, 拐点与磁场的大小和角度呈现明显的依赖关系, 这可能是磁场垂直分量与平行分量共同作用的结果^[160-162]。更详细的研究将在下一章呈现。

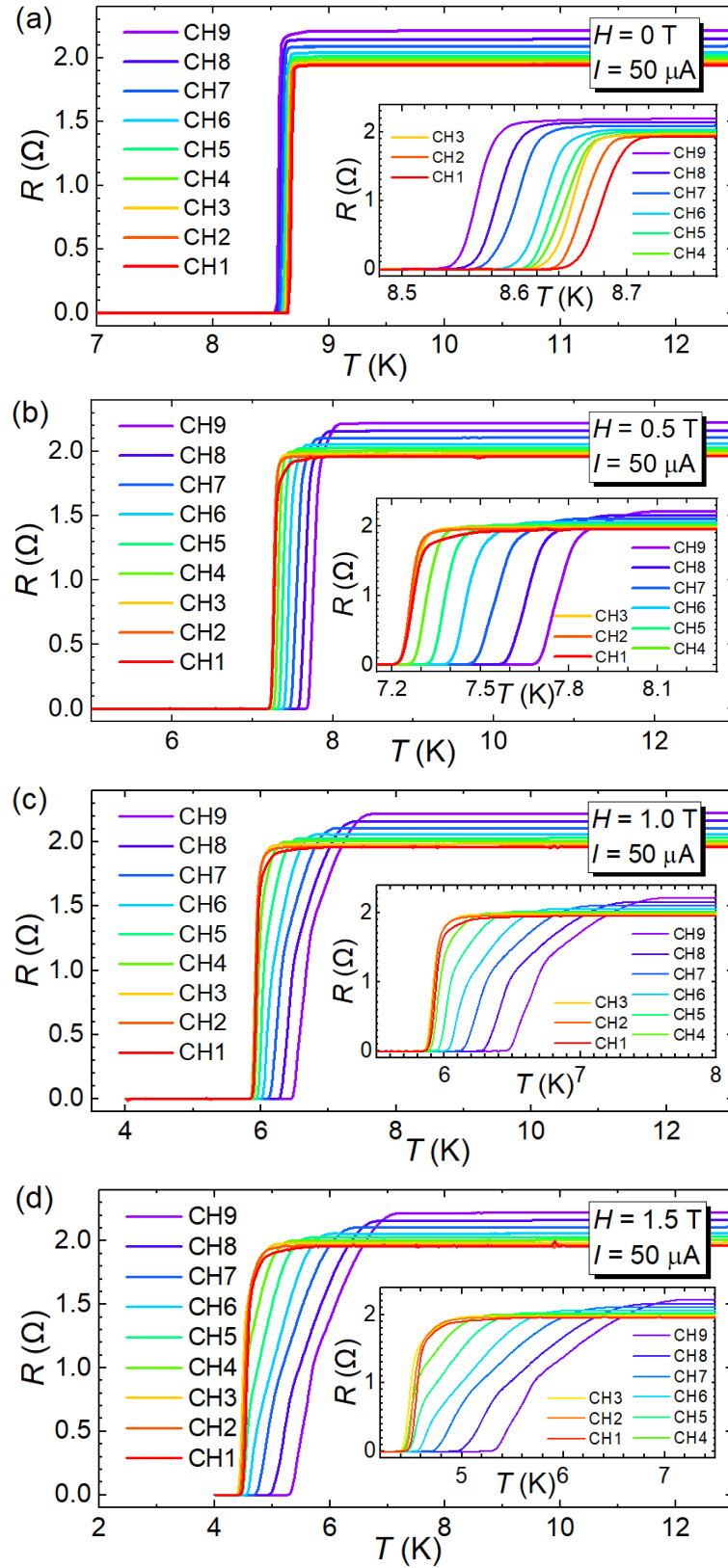


图 5-10 弯曲态 Nb/PI 超导薄膜样品在不同磁场下的多通道的 R - T 曲线, H 分别为 0 T、0.5 T、1.0 T 和 1.5 T。

真实的样品结构跟图 5-2 给出的模型结构的规则是一样的，那么将电极排列组合后的测试信号应该满足线性叠加关系。基于高通量测试磁通可以任意组合测试通道的优势，对样品进行二次测试，但是选取与图 5-8 (a) 不同的桥长。通道选取如图 5-11 所示。根据电阻与材料长度的关系可知，随着桥长的成倍增长，电阻值也应该成倍增加。 $R-T$ 曲线的测试结果如图 5-12 所示。

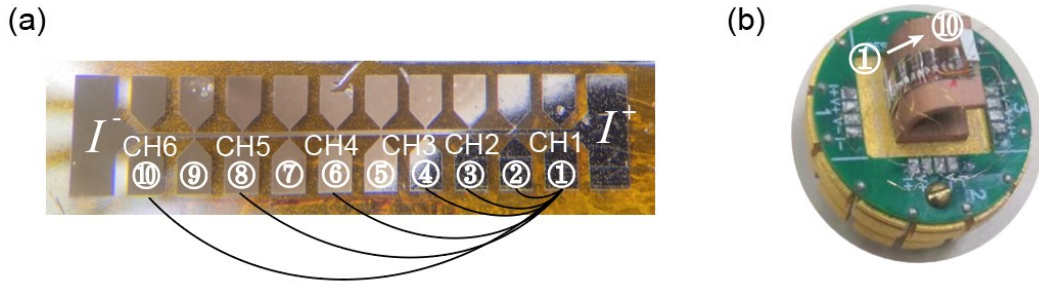
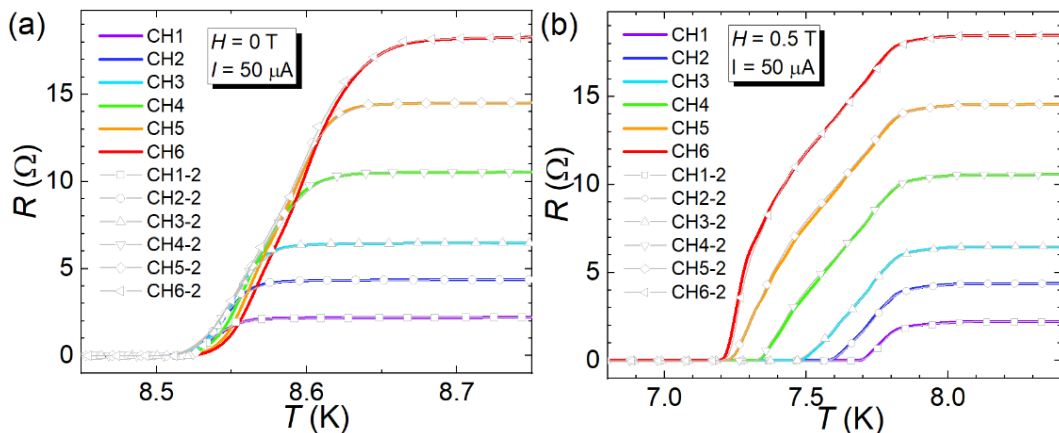


图 5-11 (a) Nb/PI 超导薄膜测试通道选择示意图，其中通道和引脚的对应关系为 CH1 (①②)，CH2 (①③)，CH3 (①④)，CH4 (①⑥)，CH5 (①⑧) CH6 (①⑩)。(b) 弯曲样品制备时引脚位置的实物图。

图 5-12 (a) 给出外加磁场为 0 T 时的不同通道对应的 $R-T$ 曲线，从中可以看出正常态的电阻与桥路长度呈现正相关关系。后将图 5-10 中相同磁场条件下的单个桥路的测试结果按照图 5-11 (a) 中的方式进行累加，并在图中用灰色线条画出。分析发现累加的结果与测试结果几乎完全重合，这说明多通道的测试结果非常准确。



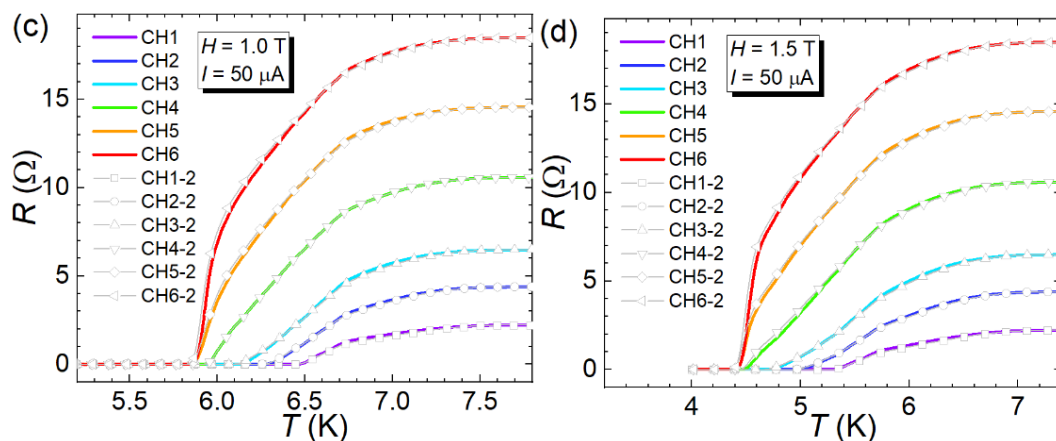


图 5-12 在不同磁场条件下不同桥长的 $R-T$ 曲线测试与计算结果对比图。其中实线的 $R-T$ 曲线为测试结果，灰色线为计算结果。

随着磁场的增加，桥路较长的通道对应的 $R-T$ 曲线展示出更为复杂的现象。以最长的桥路的测试通道（CH6）对应的 $R-T$ 曲线为例。当磁场为 0 T 时，CH6 的 $R-T$ 曲线的转变温度较宽，拖尾现象明显。当磁场为 0.5 T 时，其 $R-T$ 曲线上出现拐点（kink）。随着磁场进一步增大， $R-T$ 曲线上甚至出现两个拐点。我们认为整个桥路的 $R-T$ 曲线特征是每个小桥路特征的集合，因此单个小的桥路便能清楚地展示出薄膜超导特性与磁场的依赖关系。

5.4.5 柔性超导薄膜样品的多通道 $I-V$ 测试

除了磁场之外，电流也是影响超导特性的重要参数。基于高通量测试系统，首先对平直态 Nb/PI 薄膜样品进行 $I-V$ 曲线测试。通道连接方式与图 5-8 (a) 一致，所有的通道都测试了电流增大和电流减小的 $I-V$ 曲线，测试结果如图 5-13 (a) - (i) 所示。可以看出几乎所有的 $I-V$ 曲线升降电流的结果都存在回滞。这可能是由于测试过程中电流升降速率稍快，存在热耗散。图 5-13 (g) - (i) 的回滞现象更为明显可能是由于此时的测试电流较大，产生的热耗散更多；另一方面，这可能是由于这几个通道的薄膜中缺陷较多，更容易引起磁通钉扎造成的。

有趣的是，图 5-13 (a) - (e) 中 T_{c0} 附近出现较为明显的拐点，即图中椭圆圈出的部分。在下一章的磁通动力学研究中发现了类似的现象，具体机理也会在后续的工作中讨论。需要说明的是，图 (b) - (e) 中的 $I-V$ 曲线的 I_c 明显低于其它通道的 I_c ，曲线上还存在多个拐点。这说明本次测试的薄膜样品不够均匀，薄膜中可能存在大量缺陷。缺陷的存在降低薄膜质量，并且产生大量磁通钉扎，影响薄膜超导电性。

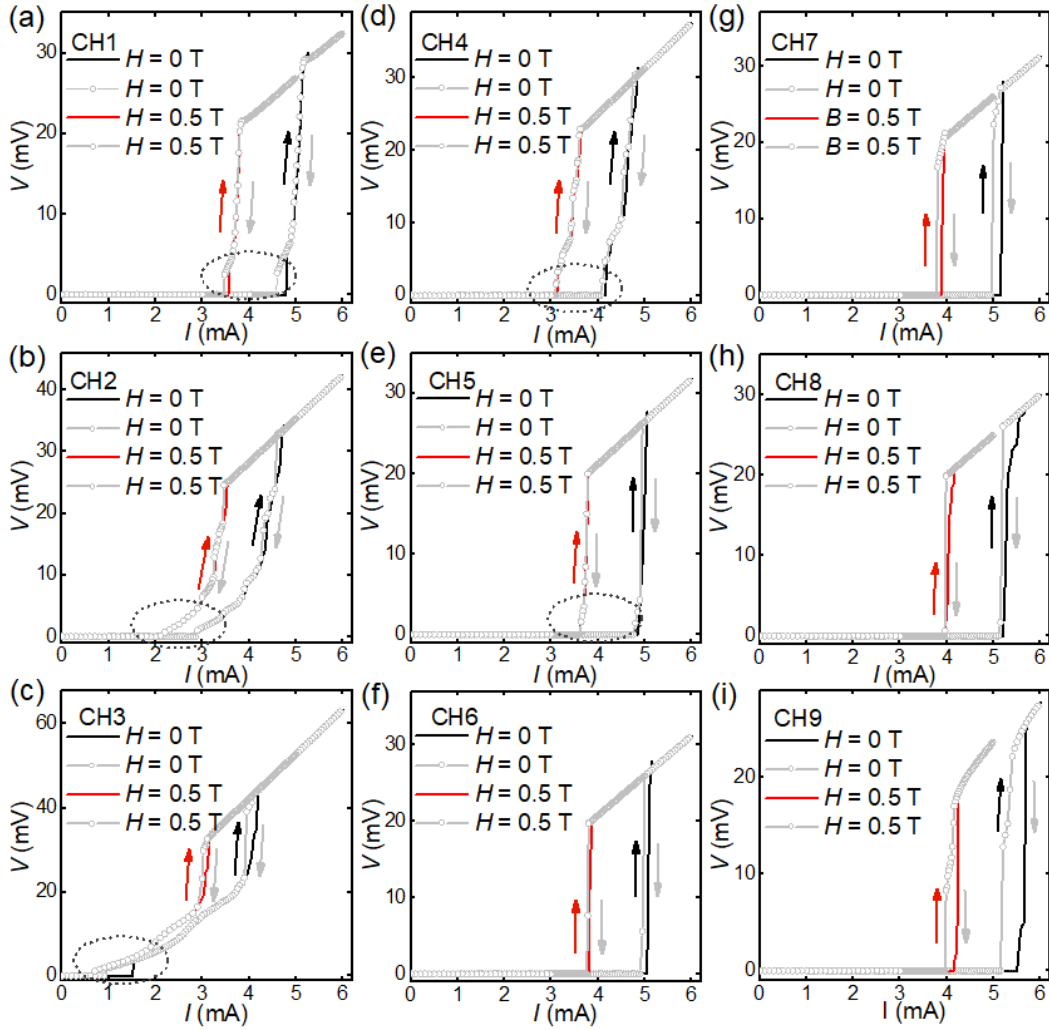


图 5-13 不同磁场下 Nb/PI 薄膜的多通道 I - V 曲线，图中黑色和红色箭头分别表示 0 T 和 0.5 T 磁场下的升电流测试，灰色箭头表示降电流测试，黑色点线的椭圆内为 I - V 曲线的拐点。

对 Nb/PI 薄膜 R - T 曲线的测量也可以印证以上问题，结果如图 5-14 所示。显然，当磁场为 0 T 时，薄膜所有通道的 T_{c0} 并没有明显的差别，均为 5.8 K 左右。当施加 0.5 T 的磁场后，Nb/PI 薄膜的 R - T 曲线便表现出了差异：图 5-14 (b) - (c) 两幅图中的 R - T 曲线展现出了明显的拐点，超导转变温度变宽；在相同电流条件下，二者在 0.5 T 磁场下的正常态电阻甚至比零磁场的电阻还要小。这显然与本章节前期的测量结果存在差异，这很可能是薄膜不均匀导致的。由此可见，多个通道的测量可以一次性的展示薄膜不同位置的电输运行为，方便判断薄膜质量以及均匀性，极大提高柔性超导薄膜的研究效率。

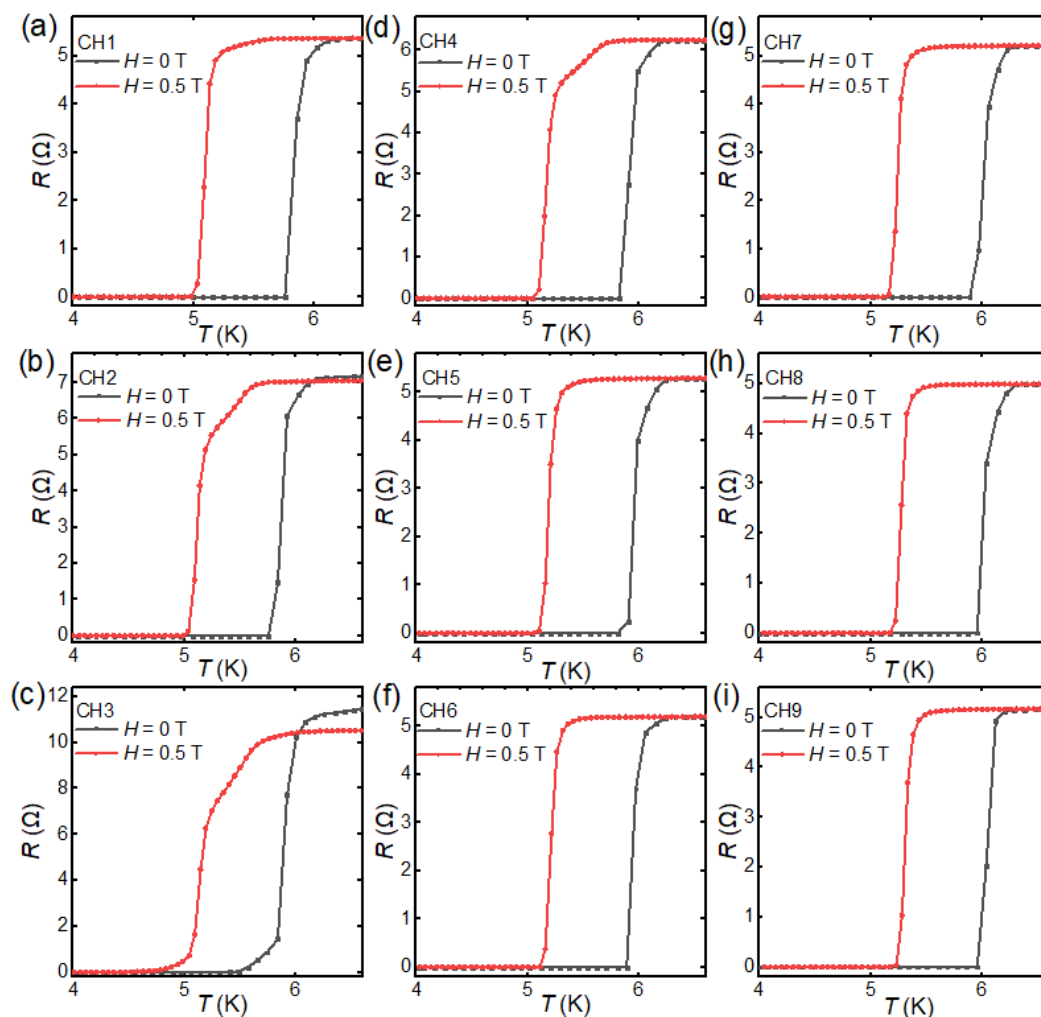


图 5-14 不同磁场下 Nb/PI 薄膜多通道的 $R-T$ 曲线。

5.5 本章小结

为了快速测量柔性超导薄膜不同空间位置的运输特征，提高研究效率，我们自主研究搭建了高通量的多通道电运输测试系统，设计用于光刻的高通量多通道测试桥路。并且成功在柔性 Nb/PI 超导薄膜进行测量。具体内容包括：

(1) 基于 PPMS 低温系统和多通道扫描表搭建了用于柔性超导薄膜高通量表征的电运输测量系统，来直接获取随着薄膜弯曲状态变化的电运输结果。构建了 1/4 圆形的弧面模型，基于此获得了超导薄膜中磁场的梯度分布。

(2) 选用柔性 Nb/PI 超导薄膜进行高通量电运输测量。对比了平直态和弯曲态 Nb/PI 柔性超导薄膜在不同磁场下的运输特征。发现磁场对 Nb/PI 薄膜的超导电性的压制与磁场角度存在依赖关系。随着 Nb/PI 薄膜与磁场趋近于平行，磁场对 Nb 薄膜超导电性的压制减弱，Nb 薄膜 T_c 逐渐增大， $R-T$ 曲

线上出现拐点。

(3) 在不同磁场条件下, 测试了 Nb/PI 薄膜的 $I-V$ 曲线。发现 $I-V$ 曲线 Nb 薄膜都存在热滞现象, 且部分通道 Nb/PI 薄膜的 $I-V$ 曲线在超导转变点处出现拐点。对应通道的 Nb/PI 薄膜的 $R-T$ 曲线也呈现拐点和更宽的转变温度。这些现象归结于不同通道的 Nb 薄膜质量 (如缺陷、表面粗糙度等) 的差异。

本工作中自主设计搭建的高通量表征系统, 能够快速获得弯曲薄膜的超导特性演化规律以及不同位置的薄膜的质量, 可以有效提高弯曲薄膜测试表征的效率。

6 弯曲态 Nb/PI 超导薄膜的磁通动力学分析

6.1 柔性超导薄膜中磁通动力学的研究意义

众所周知，在第 II 类超导体中，当磁场处于 H_{c1} 和 H_{c2} 之间时，磁场会以量子化磁通的形式穿透超导体。在过去的几十年里，超导体中磁通物质的研究引起研究人员们极大的关注。磁通钉扎、磁通间相互作用、热耗散等现象的相互作用导致现象丰富、有趣又复杂的磁通动力学相图。研究磁通动力学也是超导材料应用发展的基础。一方面，磁通运动总是在超导线缆和超导射频腔中引起不必要的耗散^[2, 163, 164]。另一方面，磁通整流器^[165]、超导量子干涉器件^[166]、单光子探测器^[167, 168]、量子比特等许多新型器件也都需要控制磁通运动。迄今为止，绝大多数与磁通相关的理论和应用研究都是基于刚性衬底上生长的超导薄膜进行的，虽然理论和实验上已经初步研究了圆柱体或球形等^[51, 52, 169-171]介观曲面体超导体中的磁通动力学特性（如图 6-1）^[171]，但对宏观柔性超导薄膜中磁通动力学的详细实验研究仍处于起步阶段^[112, 171-174]。

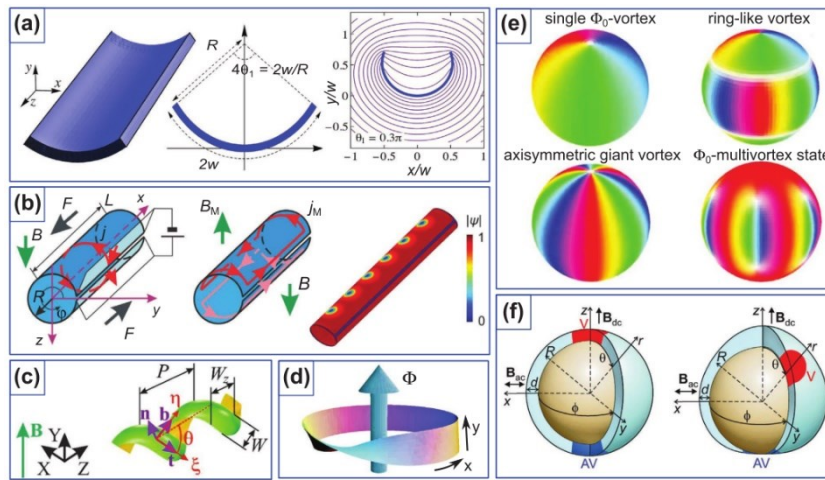


图 6-1 曲面超导体的示意图^[171]。(a) 弯曲的带材及其周围的磁场分布。曲面的横截面为半径为 R 的圆弧形，圆心角为 $4\theta_1 = 2w/R$ ，其中 $0 < \theta_1 = w/2R < \pi/2$ ^[175]。(b) 左侧为开放式超导管示意图，红色箭头表示传输电流的方向，狭缝两侧半透明的长条为电极。中间为管内两种迈斯纳电流 j_M 流动模式的示意图。右侧为半径 $R = 280 \text{ nm}$ ，长度 $L = 3.5 \text{ }\mu\text{m}$ 的超导管中序参量在 $\Phi/\Phi_0 = 8.5$ 处的平衡分布示意图^[176]。(c) 螺旋线圈和相关几何参数的示意图^[177]。(d) 磁通穿过超导莫比乌斯带的示意图^[178]。(e) 球状壳体上的磁通结构示意图。振幅和相位分别显示为色阶的饱和度和色相。磁通核心区域对应白色区域^[179]。(f) 具有均匀（左）和不均匀（右）厚度的纳米壳体示意图。红色和蓝色阴影部分分别表示磁通和反向磁通^[180]。

本章节分别对柔性 Nb/PI 和刚性 Nb/Al₂O₃ 高质量薄膜体系进行输运特性的详细测量。在前期的实验工作中，已经制备出高质量的 Nb/PI 超导薄膜，并且在通过高通量的测试手段观察到弯曲薄膜的超导特性与外加磁场间的角度依赖关系。同样的我们也发现，对超导性的进一步研究需要使用均匀的高质量薄膜来避免薄膜的不均匀性带来的干扰。但是过长的薄膜很难保证薄膜的均匀性，因此在本章节中采用较短的薄膜桥路做旋转测试来进一步研究弯曲样品中的超导电性。

研究发现弯曲超导薄膜中的磁通动力学与平直态超导薄膜中的磁通动力学是显著不同的。特别是在较大电流的作用下，弯曲态 Nb/PI 薄膜的 ρ - T 曲线上出现意想不到的不连续跳变（称为级联结构），这可以归因于磁通密度在弯曲态超导薄膜中的梯度分布。此外，在弯曲态 Nb/PI 薄膜中发现了一个重入的超导相，该现象仅在一定磁场和电流范围才能观察到。这项工作为柔性超导材料的磁通动力学提供了新的见解，揭示了弯曲态超导薄膜的复杂输运特性，有望促进超导理论研究，并为未来的超导技术应用奠定基础。

6.2 表征方法简介

与前面几章相同，通过紫外光刻和离子束刻蚀成功在样品上制备出多通道测试桥路，这便于挑选出 T_{c0} 高且转变窄的桥路进行下一步表征。桥宽 $w = 40 \mu\text{m}$ ，每一小段的桥长 $l = 800 \mu\text{m}$ 。为方便对薄膜弯曲的控制和重复，本章使用铝合金材料自制了一个规则的曲面，曲面的曲率半径 $r \sim 4.58 \text{ mm}$ ，根据弧长公式 $l = (r/180) \cdot \pi \cdot \theta$ 可计算出圆心角 θ 的值。样品的旋转是通过 PPMS 系统自带的旋转杆完成的，样品以及测量杆的实物图如图 6-2 所示，测量杆顶端的刻度盘可以精细控制样品旋转的角度，从而控制薄膜样品与磁场的夹角。薄膜的电阻率由外接的 Keithley 6221 电流源表、Keithley 2182 纳伏表测得。

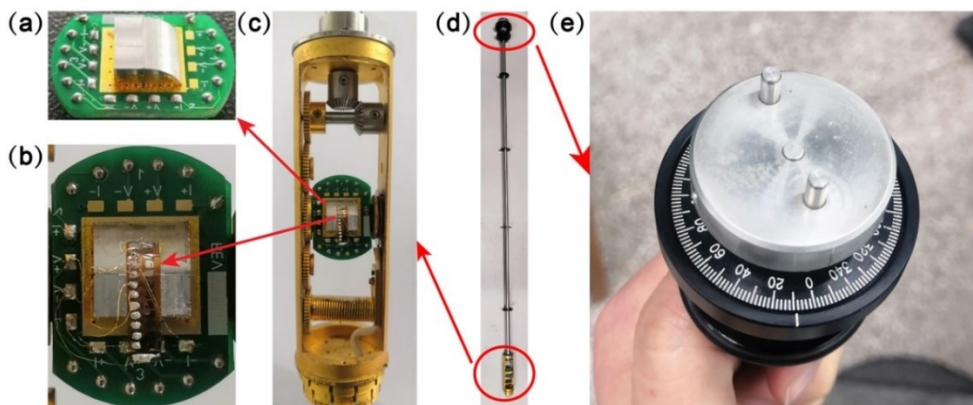


图 6-2 (a) - (c) 样品托和 Nb/PI 薄膜的实物图。(d) - (e) PPMS 系统旋转杆和旋转刻度盘的实物图。

6.3 结果与讨论

6.3.1 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 超导薄膜的制备

基于前面章节对柔性 Nb/PI 超导薄膜的特性分析发现 Nb/PI 薄膜样品很难实现真正意义上的平整,如图 6-3(a)中的样品在自然状态下都略显弯曲。所以在本章的实验中,为了更为直观地与柔性 Nb/PI 薄膜对比,降低其他因素的干扰,通过磁控溅射采用相同的薄膜制备条件在刚性的 Al₂O₃ 衬底上生长了超导 Nb 膜。接下来,通过多通道测量挑选出满足测试需求的桥路(如,在不同磁场条件下,该通道的正常态电阻和超导电性变化规律稳定。)。图 6-3(b)是 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 $R-T$ 曲线图,从图中可以看出两种薄膜的 T_{c0} 分别为 8.7 K 和 8.9 K,且超导转变宽度低于 0.3 K,说明两种薄膜的质量都较高。

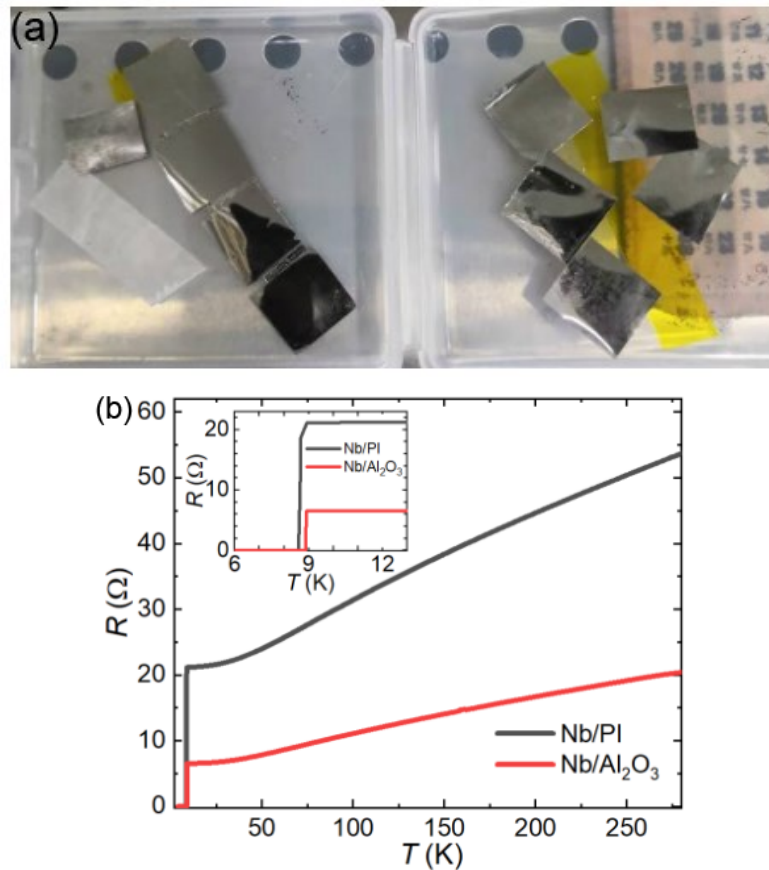


图 6-3 (a) Nb/PI 薄膜的实物图。(b) Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 $R-T$ 曲线。

由于 Nb/PI 具有柔软的特性,实验中对薄膜样品的各种操作与处理(如镊子夹取、光刻、刻蚀等)将不可避免地使样品产生一定程度的形变。因此,样品是否会因这些形变而产生损伤是需要验证的。利用光学显微镜(SKU:NI-

Eclipse-LV150N) 和 SEM 对待测薄膜样品的表面形貌进行观察, 结果如图 6-4 所示。其中图 6-4 (a) - (c) 为 Nb/PI 薄膜在不同放大倍数下的光学显微镜照片。所有图像都展示出一个均匀且相对光滑的表面。当然, 样品上仍存在少数的颗粒缺陷。部分缺陷可能是聚合物衬底 PI 固有缺陷的影响^[181], 也有部分缺陷可能是由样品制备工艺参数引起的。从图 6-4 (d) - (e) 也可以看出, 样品的表面形貌均匀, 晶粒杂质较少。在较高分辨率下, 可以看到薄膜表面致密, 无微裂纹和微孔, 这也进一步说明薄膜质量较高。

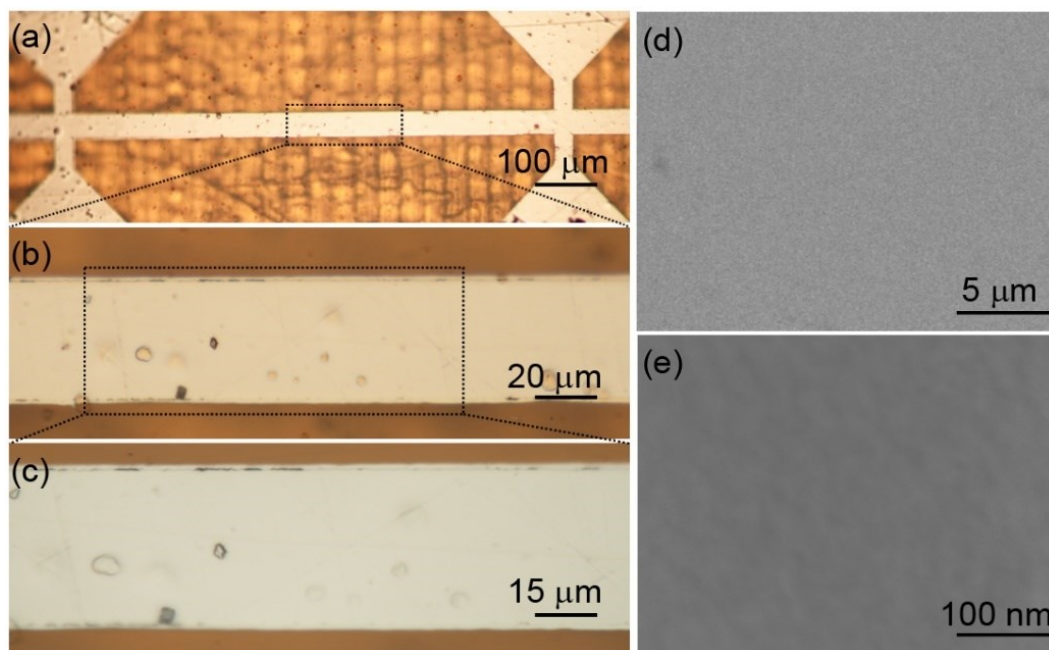


图 6-4 (a) - (c) 不同放大倍数下的 Nb/PI 薄膜测试桥路的光学显微镜照片。(d) - (e) Nb/PI 薄膜表面的 SEM 照片^[182]。

6.3.2 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 薄膜样品的超导特性

为研究弯曲对 Nb 膜超导电性的影响, 首先对平直态的 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 薄膜在不同磁场下的 $\rho-T$ 进行测量。如图 6-4 所示, 当 $H = 0$ T 时, 平直态 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 样品的 T_{c0} 分别为 8.7 K 和 9.0 K。随着磁场的增加, 样品的超导转变仍然非常陡峭, 表明薄膜样品的质量较高。此外, 当磁场约为 1 T 时, Nb/PI 的 T_{c0} 明显大于 Nb/Al₂O₃, 这表明 Nb/PI 具有更强的磁通钉扎效应, 可能是因为 PI 衬底^[183]的界面较为粗糙, 会在样品中产生更多的钉扎。为了更精确地比较弯曲态 Nb 薄膜和平直态 Nb 薄膜的超导电性的差别, 后续的测量主要在磁场 $H = 0.5$ T 下进行, 因为此时两种薄膜的 T_{c0} 大小非常接近, 如图 6-5 (a) 和 (b) 所示。

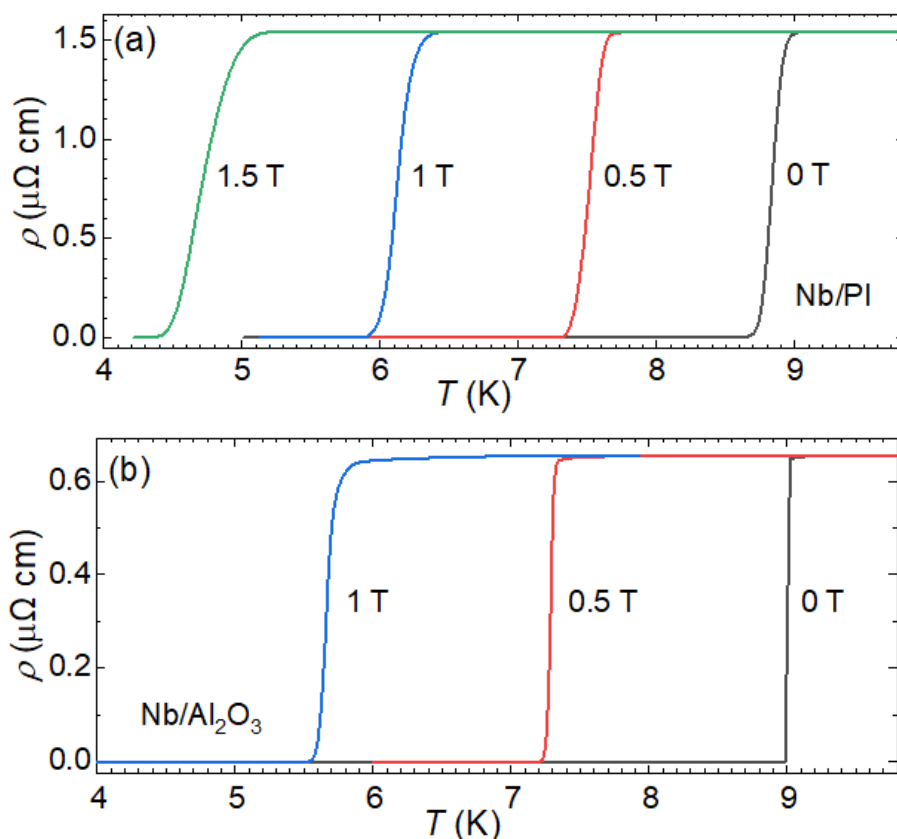


图 6-5 (a) 平直态 Nb/PI 薄膜和 (b) Nb/Al₂O₃ 薄膜在外加电流 $I = 50 \mu\text{A}$ 时, 在不同磁场下的 ρ - T 曲线^[182]。

6.3.3 Nb/PI 和 Nb/Al₂O₃ 薄膜样品在不同电流条件下的 ρ - T 曲线

影响超导系统中磁通分布、磁通钉扎效应和磁通运动的因素有很多, 例如电流大小、磁场大小和方向等。首先在较小的电流 $I = 50 \mu\text{A}$ 和磁场 $H = 0.5 \text{ T}$ 下测量弯曲态 Nb/PI 薄膜的电输运特性, 对应电流密度 $J = \frac{I}{s} = \frac{I}{wd} = 1.25 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ 。为方便对比弯曲对薄膜超导特性的影响, 对平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜进行相同条件下的电输运表征。结果如图 6-6 所示。

图 6-6 (a) 的插图为旋转测量装置的示意图。其中, θ 角为磁场方向与薄膜表面法线之间的夹角, H_{\perp} 和 H_{\parallel} 分别代表垂直于薄膜表面的磁场分量和平行于薄膜表面的磁场分量。在本节中, 主要研究 ρ - T 曲线随 θ 的变化, 测试角度 θ 有 15° 、 45° 、 65° 和 85° 。图 6-6 (b) 的插图为弯曲态和平直态薄膜上测试桥路的示意图, 其中桥的宽度 w 和长度 l 分别为 $40 \mu\text{m}$ 和 $800 \mu\text{m}$ 。对于弯曲态 Nb/PI 薄膜, 弯曲桥的圆心角为 10° , 对应的半径 $r \approx 4.58 \text{ mm}$ 。需要说明的是, 尽管薄膜在弯曲之后会有应变产生, 但应变在样品测量区域分布应该是均匀且一致的。因此, 在不同的测量角度 θ 下, 应变始终是相同的, 因

此后文中对于超导特性和磁通动力学的分析不考虑应变的影响。

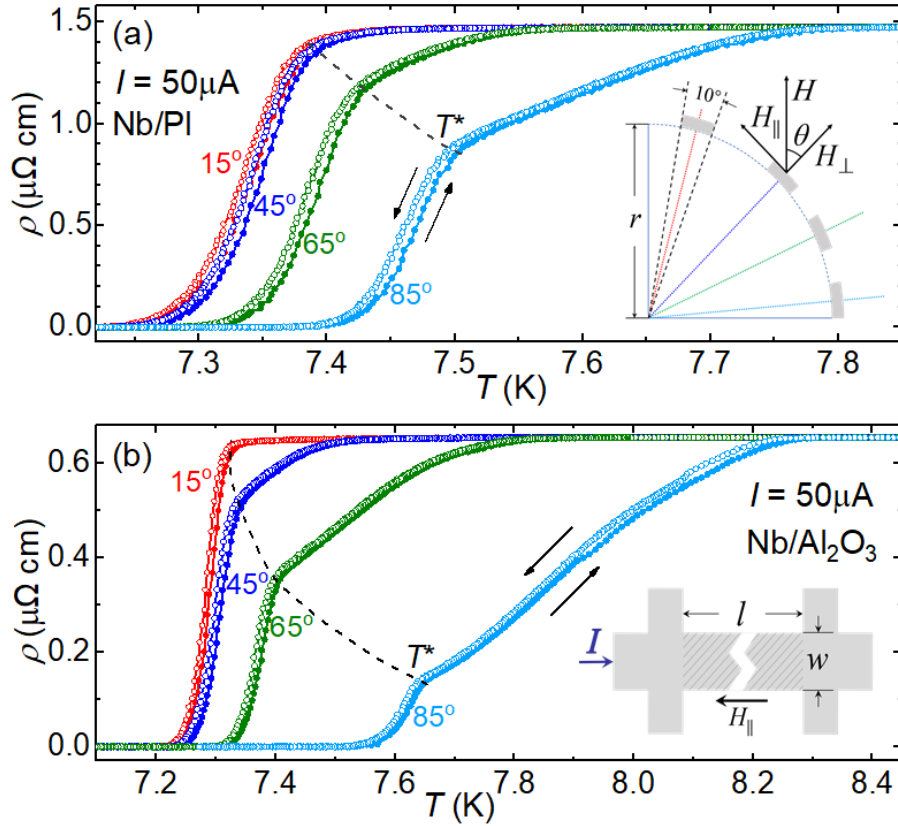


图 6-6 (a) 弯曲态 Nb/PI 和 (b) 平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的在 $H = 0.5 \text{ T}$, $I = 50 \mu\text{A}$ 时的升降温 ρ - T 曲线，一对相反的箭头表示温度变化方向。(a) 的插图为磁场与弯曲态的 Nb/PI 薄膜样品位置关系的示意图，(b) 的插图为薄膜样品测试桥路的示意图^[182]。

从图 6-6 中可以看出，当外加电流较小 ($50 \mu\text{A}$) 时，无论是弯曲样品的还是平直态样品， ρ - T 曲线升降温的差异非常微小。随着 θ 的增大，即薄膜表面逐渐平行于磁场，两种薄膜的 T_{c0} 均增大。更准确地说，随着 θ 的增大， T_{c}^{onset} 增大， T_{c}^{onset} 与 T_{c0} 之间的超导转变温区变宽，此时混合态开始发生超导转变。这可能是由于超导的 T_c 主要受磁场法向分量的影响。

为理解上述现象，我们尝试利用磁场的法向分量 $H_{\perp} = H \cos \theta$ 提取 Nb 薄膜的相干长度 $\xi(0)$ 。根据 G-L 方程

$$H_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(0)} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \quad (6-1)$$

推导得 $\frac{dH_{c2}}{dT} = -\frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(0)}$ ，则 $\frac{dT}{dH_{c2}} = -\frac{2\pi T_c \xi^2(0)}{\Phi_0}$ ，因此估算 ξ 时需要首先知道 $\frac{dT}{dH_{c2}}$ 的值。为了获取 $\frac{dT}{dH_{c2}}$ 的值，利用 Nb 膜正常态电阻的 90% 提取 $H_{c2}(T)$ 。该过程使用了图 6-6 (b) 的实验数据，提取结果如图 6-7 所示，可以得到 $\frac{dT}{dH_{c2}} =$

$-2.13[\frac{K}{T}]$ 。因此，将 $\Phi_0 \approx 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$, $\frac{dT}{dH_{c2}} = -2.13[\frac{K}{T}]$, $T_c^{\text{onset}} \approx 8.3 \text{ K}$ 等参数代入可得

$$\xi(0) = \left[-\frac{\Phi_0}{2\pi T_c} \frac{dT}{dH_{c2}(T)} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[-\frac{2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}}{2\pi \cdot 8.3 \text{ K}} (-2.13) \right]^{\frac{1}{2}} \approx 9.2 \text{ nm} \quad (6-2)$$

该数值与以往的研究工作非常相似^[160, 184]。磁通的尺寸远小于薄膜的宽度 ($40 \mu\text{m}$)，因此磁场法向分量更容易诱导法线方向的磁通进入薄膜。随着角度的增大，法向磁场减小，薄膜内磁通量减少，对薄膜的超导性压制减弱。所以，我们认为 T_c^{onset} 的增加可能是由于磁场法相分量 H_{\perp} 的减少^[160, 162, 185]。

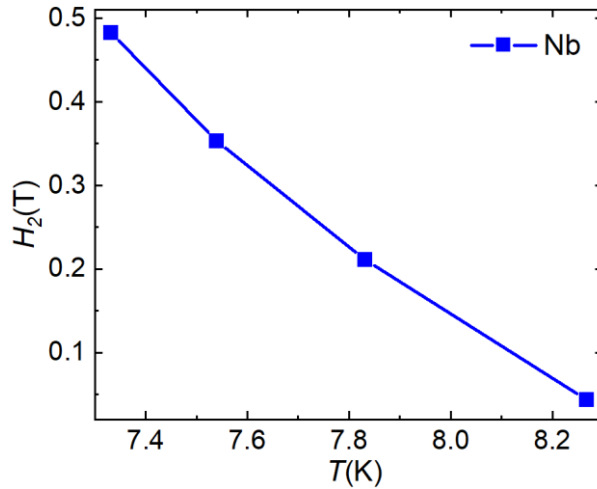


图 6-7 Nb 膜的 $H_{c2}(T)$ 曲线。

此外，弯曲态 Nb/PI 和平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜样品的 ρ - T 曲线随着 θ 的增大在 T^* 处出现了意想不到的拐点，如图 6-6 中的虚线所示。当 θ 值相同时，Nb/PI 薄膜样品的 ρ - T 曲线上的拐点相对 Nb/Al₂O₃ 薄膜的更加平滑。这两种薄膜的拐点行为都在较小的 θ 处消失，其中弯曲态 Nb/PI 薄膜拐点在 $\theta \sim 45^\circ$ 消失，平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的拐点在 $\theta \sim 15^\circ$ 处消失。据此推测，当 θ 值较大时，外加磁场的平行分量更大，此时随着温度的升高， ρ - T 曲线中会存在两种不同的超导转变。

接下来研究了大电流对弯曲态 Nb/PI 和平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜样品的磁通动力学的影响。如图 6-8 所示，两种薄膜的 T_{c0} 明显低于图 6-5 中低电流时的测量值，这是因为大电流不仅压制超导，并且提供足够的力来驱动磁通克服钉扎，使其在相对较低的温度下便开始运动，造成有限电阻。

更为重要的是，在大电流的作用下，弯曲态 Nb/PI 与平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 ρ - T 曲线明显不同。对于弯曲态 Nb/PI 薄膜，在不同角度下的 ρ - T 曲线上都出现了新奇的级联结构。也就是说，随着温度的升高或降低，弯曲态 Nb/PI

薄膜的电阻率会经历一系列的平台。据我们所知，这种 ρ - T 曲线上的级联结构迄今还没有报道过。此外，对于几乎所有的薄膜取向（不同的 θ 值）， ρ - T 曲线在电阻约 $1.3 \mu\Omega \text{ cm}$ 附近都有一个显著的平台结构，如图 6-8 (a) 所示。随着 θ 的增大，该平台结构的温度范围变宽。当薄膜样品几乎平行于外加磁场时 ($\theta = 85^\circ$)， ρ - T 曲线上又出现了一个较小的平台，对应的电阻率约为 $1.1 \mu\Omega \text{ cm}$ 。

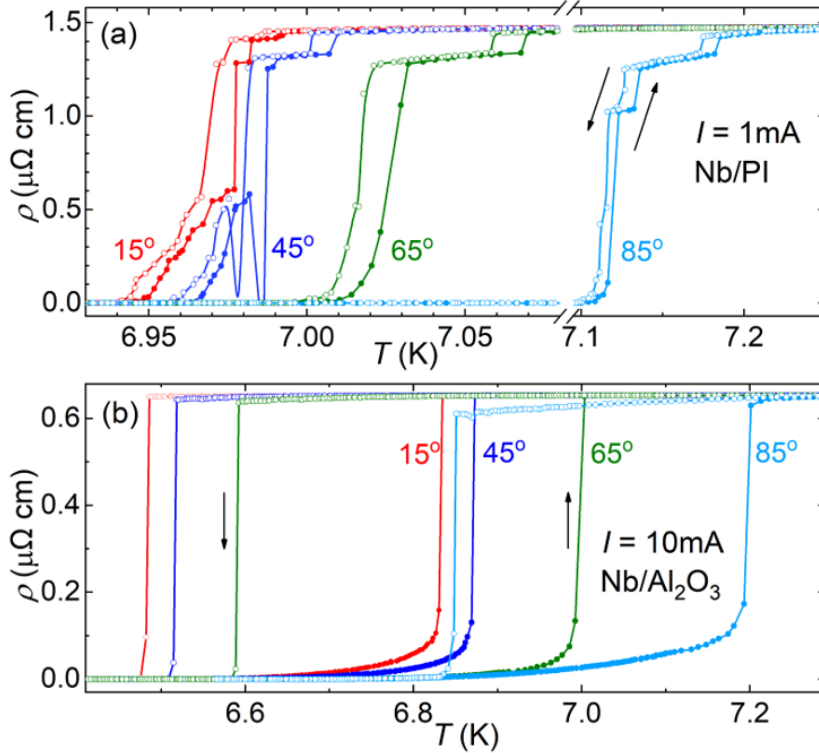


图 6-8 (a) $I = 1 \text{ mA}$ 时弯曲态 Nb/PI 薄膜和 (b) $I = 10 \text{ mA}$ 时平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 ρ - T 曲线，磁场 $H = 0.5 \text{ T}$ ，角度 $\theta = 15^\circ, 45^\circ, 65^\circ$ 和 85° ^[182]。

有趣的是，如图 6-8 (a) 所示，Nb/PI 薄膜样品在接近 $\theta = 45^\circ$ 时，会出现超导重入现象，即在 T_{c0} 以下再次出现非零的电阻，这在很多超导体中都有报道^[186-192]。通过分析发现，在小角度、低电流或大角度、大电流条件下，弯曲态样品可以获得超导重入，如图 6-8 (a)、6-13 (a) 和 6-15 所示。超导重入是一个复杂的现象，它综合了磁通钉扎、外加电流强度、样品尺寸等多种因素。例如，在本工作中，即使在弯曲态 Nb/PI 薄膜样品中，也无法在低电流下测得超导重入和级联结构现象，如图 6-6 (a) 所示。然而，在介观超导系统的输运测量中，随着磁场的增加，由于边界的强钉扎效应^[193]，周期性和随机磁通线的交替出现会导致磁阻振荡和超导重入的出现。

对于平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜，即使外加电流增加到 10 mA ， ρ - T 曲线上也

不存在级联特征和超导重入现象，如图 6-8 (b) 所示。此外，Nb/Al₂O₃ 薄膜的 ρ - T 曲线在高电流下表现出非常大的热滞行为，这可能是由于冷却过程中快速移动的涡流产生损耗。

当然，人们可能会将实验中测得的超导重入和级联现象与过热效应联系在一起。为排除这一可能，对 PPMS 温度和时间的数据进行了采集，并绘制出图 6-9。该图展示了弯曲态 Nb/PI 薄膜在 $\theta = 45^\circ$ ， $H = 0.5$ T， $I = 1$ mA 条件下电阻率与时间的关系。可以看到，在相同时间段内，当电阻率的平台和超导重入现象出现时，PPMS 系统的温度并没有出现突变，这说明测试温度非常的稳定。需要说明的是，为保证测试过程中温度的准确性和稳定性，PPMS 的升温速率被设定在一个极小的值约 0.1 K/min。并且，为了更好的采集温度和电阻率的信息，通过 LabView 实时采集电阻（由 LabView 与 Keithley 6221 电流源表和 2182 电压表通信获得）和温度（由 LabView 与 PPMS 通信获得）的数据。因此，过热效应对本实验中测得的电阻率行为的影响可以排除。

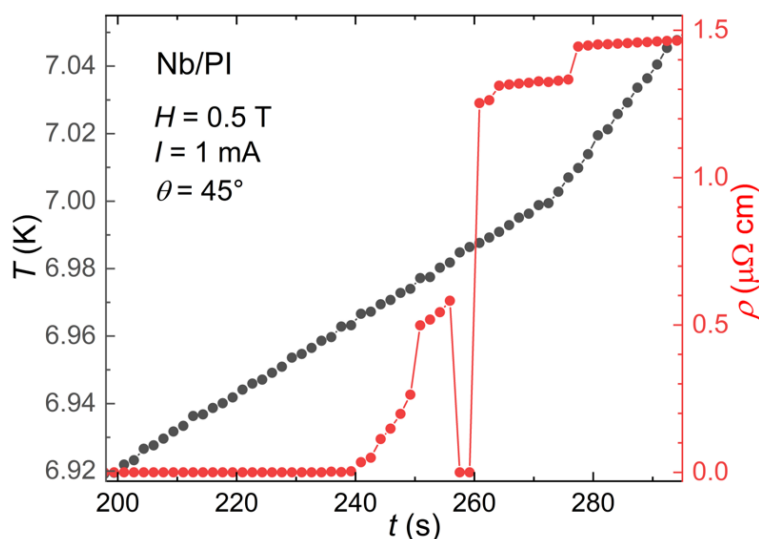


图 6-9 弯曲态 Nb/PI 薄膜在 $\theta = 45^\circ$ ， $H = 0.5$ T， $I = 1$ mA 条件下测量时的电阻率和温度与时间的关系曲线。

6.3.4 薄膜样品磁通密度与 θ 的依赖关系

在本节中，基于之前的实验和理论工作^[55, 194, 195]提出一个简单的磁通格子模型，用来解释磁通在薄膜样品中的分布情况。由于 Nb 是 s 波超导体，在足够高的磁场^[196]下，磁通格子应该是三角形的。当磁场垂直于薄膜 ($\theta = 0^\circ$) 时，磁通六边形格子的外接圆以 a 为半径，且 a 满足 $a^2 = 2\Phi_0/\sqrt{3}H$ ，其中 Φ_0 为磁通量子，如图 6-10 (a) 的上面板所示。当磁场倾斜 ($\theta > 0^\circ$) 时，磁通格子的对称性被打破，各向同性的圆被拉伸成长半轴为 $a/\cos\theta$ 的椭圆，如

图 6-10 (b) 的下面板所示。在这种情况下, 平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜中的磁通数 n 满足 $n\Phi_0 = H \cdot S$, 其中 $S = wl \cos\theta \approx 800 \mu\text{m}$ 为样品测试桥路在水平面上的投影面积。对于弯曲态 Nb/PI 薄膜, 可使用弯曲态测试桥路的弦 $l' = 2r \cdot \sin(lr \cdot 180^\circ/\pi) \approx 799 \mu\text{m}$ 来计算有效面积, 如图 6-10 (b) 的插图所示。基于此, 分别对不同夹角 θ 下弯曲态 Nb/PI 和平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜上的磁通个数 n 进行计算, 结果显示 n 随着 θ 的增大而减小, 并在 90° 附近迅速下降, 如图 6-10 (b) 所示。

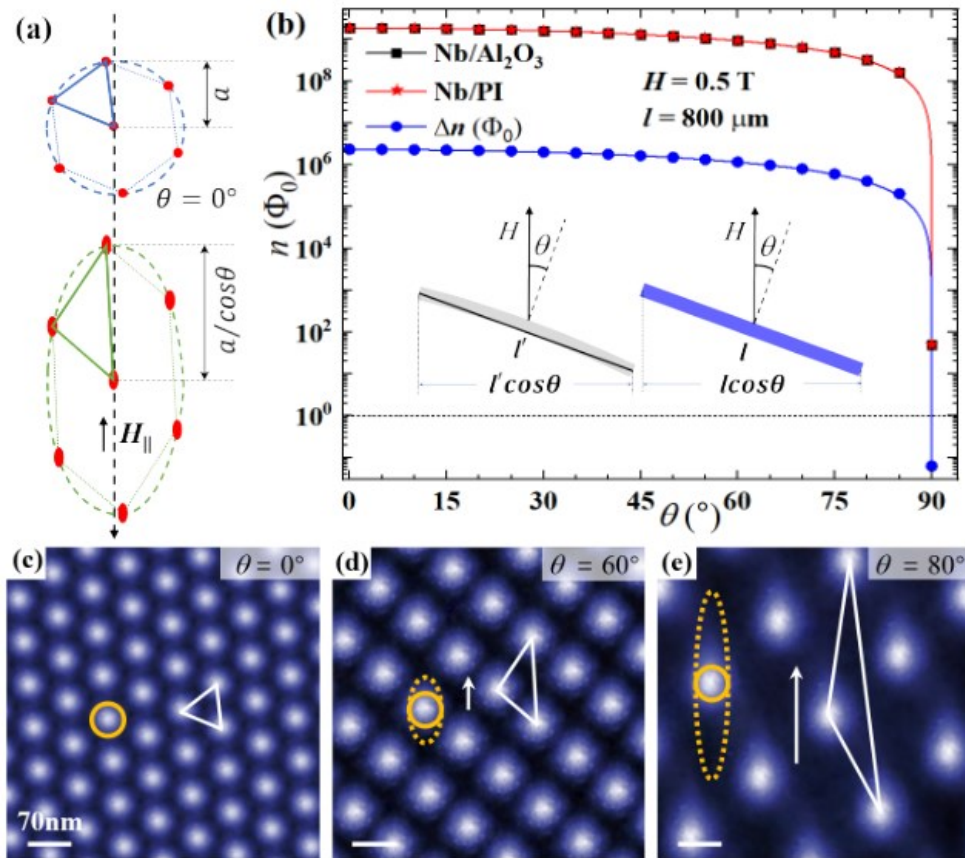


图 6-10 (a) 上半部分为 $\theta = 0^\circ$ 时磁通格子示意图, 下半部分为 $\theta \neq 0^\circ$ 时磁通格子示意图, 红色实点代表单个磁通量子的位置。(b) 平直态 Nb/Al₂O₃ 和弯曲态 Nb/PI 薄膜的磁通随 θ 的变化曲线。蓝色曲线为 Nb/Al₂O₃ 与 Nb/PI 曲线的磁通数之差。插图分别为垂直磁场中 Nb/Al₂O₃ 和 Nb/PI 薄膜的测试桥路在水平方向投影的示意图。(c) - (e) $0.5 \mu\text{m} \times 0.5 \mu\text{m}$ 范围内不同角度下的磁通格子示意图。白色箭头表示磁通格子的拉伸方向。橙色实线圆的半径为 $\sim \xi$, 橙色虚线椭圆的长半轴为 $\sim \xi/\cos\theta$ ^[182]。

为了使薄膜内磁通的数量和形态随角度的变化情况更加清晰, 绘制出 $0.5 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ 内不同 θ 值下的磁通格子示意图, 如图 6-10 (c) - (e) 所示。当 $\theta = 0^\circ$ 时, 磁通数 n 满足 $n\Phi_0 = H \cdot S = 0.5 \text{ T} \times 0.5 \mu\text{m} \times 0.5 \mu\text{m} \approx 60\Phi_0$ 。在理想

的情况下，如果薄膜内部的磁通管与外加磁场的方向完美平行，那么薄膜表面的每个磁通的形状都将接近于一个椭圆，短轴和长轴分别为 ξ 和 $\xi/\cos\theta$ 。因此，当 θ 值较大时，椭圆长轴要远大于短轴，如图 6-10 (c) - (e) 中的虚线椭圆所示。显然，这种夸张的椭圆与以往的实验观察是不一致的^[55, 195]。这些工作也都指出磁通倾向于垂直于薄膜表面排出。事实上，根据以往的理论 and 实验结果，对磁通在曲面中分布的断面示意图进行绘制。如图 6-11 所示，薄膜垂直于表面排出，并且磁通取向与磁场平行，那么在接近表面的位置，磁通必然会发生一定的弯曲。因此，样品表面上磁通的形状不会有太大的变形。因此，根据之前的实验以及理论工作^[55, 194, 195]对单个磁通的大小和形状进行修正，结果如图 6-10 (c) - (e) 所示。

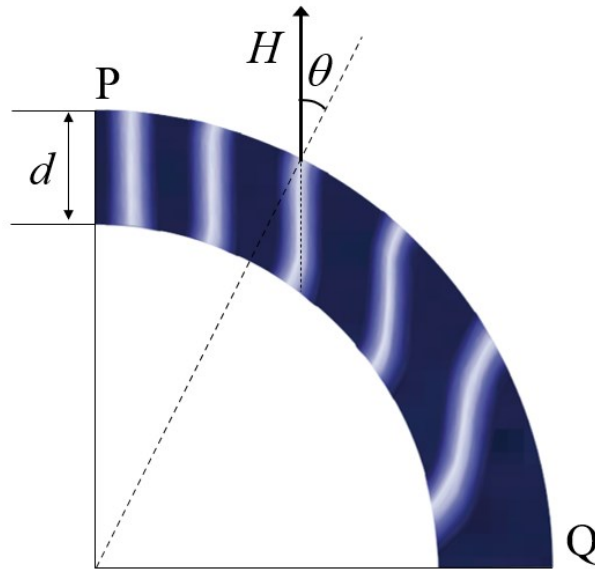


图 6-11 弯曲态超导样品中磁通断面示意图。

在超导体中，磁通运动引起能量耗散，电阻率取决于磁通流动的速度。虽然超导体中的磁通运动主要由洛伦兹力 $F_L = I \times \Phi_0$ 决定，但磁通-磁通相互作用和磁通钉扎对磁通运动也有显著影响。磁通-磁通相互作用有利于促进磁通脱钉扎。因此，无论是弯曲态 Nb/PI 薄膜还是平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜，在小角度时磁场几乎垂直于薄膜，此时磁通密度较大，磁通间相互作用明显，钉扎作用减弱。与之相反的，随着 θ 的增大，磁通密度减小，磁通间相互作用减弱，钉扎作用增强^[160, 185]。磁通间相互作用与磁通钉扎效应存在一定的竞争关系，显然这些相互作用也受温度的影响。在这种情况下，磁通间相互作用和磁通钉扎效应之间的竞争可能导致磁通运动的变化从而影响样品的超导特性，如图 6-6 中的 $\rho-T$ 曲线上的拐点。值得一提的是，不同于平直态 Nb/Al₂O₃，对于弯曲态 Nb/PI 薄膜， θ 沿着桥路方向逐渐变化，那么磁通密度也是存在

渐变的，如图 6-6 的插图所示。因此，弯曲态 Nb/PI 薄膜 ρ - T 曲线上的拐点比平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜 ρ - T 曲线上的更加平滑。

接下来，在图 6-12 中提供一个 1/4 圆的规则曲面的磁通分布示意图，以解释在外加磁场下测量的 ρ - T 曲线上的级联结构。如图 6-12 所示，弯曲态薄膜中的磁通密度呈梯度分布，图中也展示了不同角度下的磁场在样品表面的切向分量和法向分量，磁场大小为 0.5 T。随着 θ 的增大，磁场的法向分量 H_{\perp} 从 H 逐渐减小到 0，而磁场的切向分量 H_{\parallel} 从 0 逐渐增大到 H 。

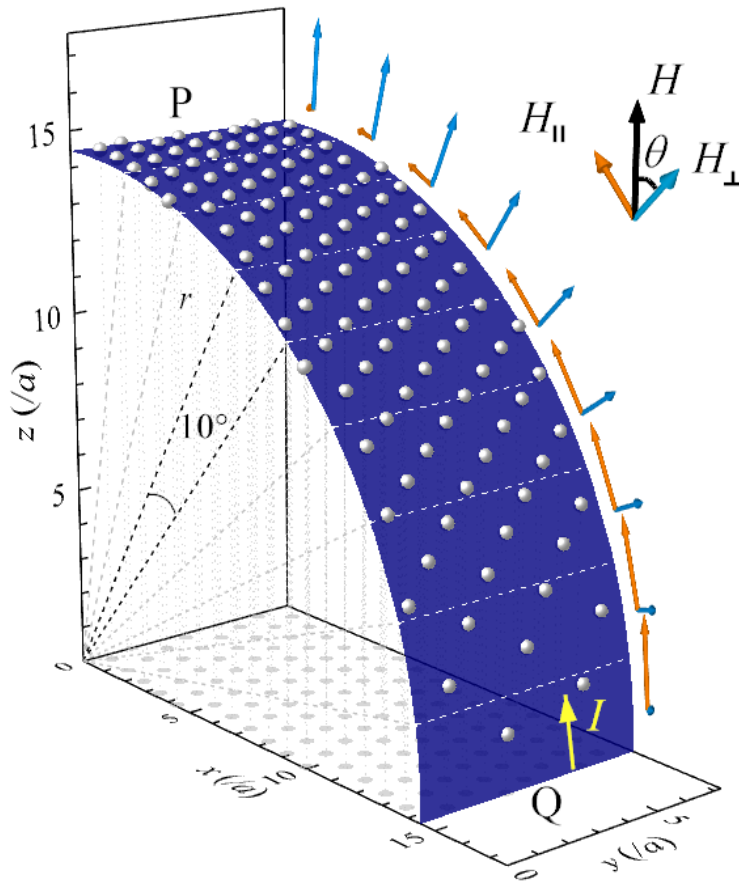


图 6-12 均匀磁场下半径为 r 超导薄膜的磁通密度分布模型图。橙色和蓝色箭头分别表示磁场 H 的 H_{\parallel} 和 H_{\perp} 分量，它们随 θ 的变化而变化。设定弧面的宽度 $y = 0.5 \mu\text{m}$ ，弧面的长度为 $\pi r/2$ ，半径为 $r = 1 \mu\text{m}$ 。黄色箭头表示外加电流。坐标轴的刻度单位是磁通在水平面上投影的等边三角形的边长 $a \approx 69 \text{ nm}$ ^[182]。

事实上，在如图 6-12 所示的均匀磁场中，超导薄膜的弯曲不仅使样品中的磁通密度随着 θ 的增加而逐渐减小，超导临界温度 T_c 、临界磁场 H_c 和临界电流 J_c 等参数也沿弯曲方向不断变化。早期的经典理论和实验已经证实，超导在衰减场中的出现总是首先发生在材料表面附近^[197, 198]。更特殊的是，对于 I 类或 II 类超导体，层状材料或薄膜可以在大于最大体临界场 H_c 或 H_{c2} 的

磁场中保持超导。当磁场平行于超导体表面时，系统会保留更高的磁场，最高可达 $H_{c3} = 1.69 H_{c2}^{[197, 198]}$ ，该式给出超导表面成核的第三个上临界场。

因此，不同的磁场方向下薄膜应有不同的上临界场，可定义为 $H_c(\theta)$ 。在如图 6-12 所示的弯曲态超导样品中，样品边 P 表示外加磁场垂直于样品表面 $H_{\perp} = H$ ，其上临界场为 $H_{c2}^Q = H_{c2}(\theta = 0^\circ) = H_{c2}$ 。随着角度 θ 的增大，平行于薄膜的磁场 H_{\parallel} 逐渐占主导地位。如图 6-12 所示，在 Q 边 H 完全平行于膜面，其上临界场应为表面超导临界场，即 $H_{c2}^Q = H_{c2}(\theta = 90^\circ) = H_{c3} > H_{c2}^P$ 。

混合态磁通的存在主要受超导体上临界场的限制。当样品角度 θ 较小时，磁场的垂直分量 $H_{\perp} = H \cos \theta$ 比 H_{\parallel} 起更大的作用。相反，当样品角度 θ 足够大时，平行分量 H_{\parallel} 占主导地位。从另一个角度来说，Brandt 和 Valsko-Vlasov 等人给出倾斜磁场中磁通在带材中的扩散示意图（如图 6-13），他们认为垂直于 H_{\parallel} 的磁通很难移动^[160, 185]。因此，对于一个固定的 H ， θ 越大， H_{\parallel} 就越大，这种效应倾向于增加 J_c 。

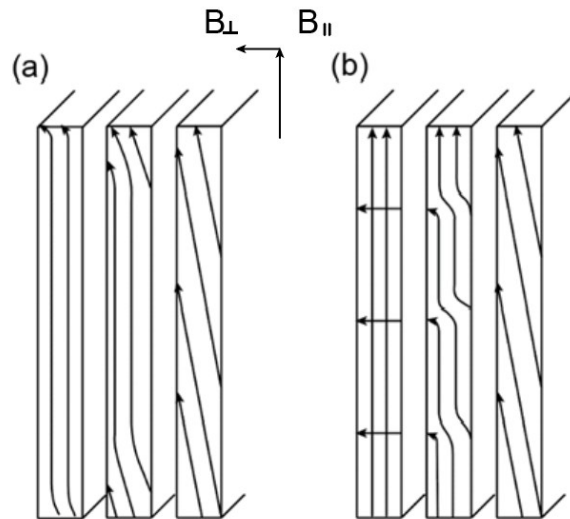


图 6-13 倾斜磁场下超导带中的磁通分布剖面图^[160]。(a) 在超导带的长边处加入一个小的外加垂直磁场，外加电流的驱动下，纵向磁通从超导带的边缘开始渗透。经过一段时间的扩散或垂直磁场增加，倾斜的磁通已经完全穿透超导带。(b) 长边缘施加垂直磁场后带材内产生的磁通可以描述为纵向磁通线和垂直磁通线的切割和重连，由此产生轻微倾斜的磁通线，当倾斜角度较小时，驱动力小于钉扎力^[160]。

我们已经在图 6-6 (a) 中展示了 $H = 0.5 \text{ T}$ 时弯曲态 Nb/PI 薄膜在不同磁场下的曲线，可以清楚地看到 T_{c0} 和 T_{c}^{onset} 对薄膜取向 θ 的依赖性。如图 6-8 (a) 所示，由于外加磁场 H_{\perp} 的抑制，弯曲态薄膜 θ 较小的区域的 T_{c0} 相对较低。另外，对于 θ 较小的区域来讲磁通密度较大磁通间相互作用较强，在外

加电流的驱动下，磁通更容易脱钉扎进行运动产生耗散，而样品其它位置的磁通保持固定状态。随着温度升高，磁通间相互作用继续增强，钉扎效应继续减弱，部分磁通再次运动。当温度足够高时，大 θ 区域的涡流也可以逐步脱钉扎，从而导致 ρ - T 曲线的跳变，如图 6-8(a)所示。

综上所述，对于磁场中弯曲态超导薄膜，不同的角度范围内的磁通状态存在较大差别。对于平直态样品，样品倾斜后只存在一个角度，因此在理想状态下，薄膜中的磁通状态应该是相同的。这可以解释图 6-8 (b) 中平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 ρ - T 曲线中没有级联特征。因此，我们将 ρ - T 曲线中的级联结构归因于磁通密度的梯度分布和超导电性随 θ 的连续变化，这导致样品中磁通沿弯曲方向的迁移率不同。换句话说， ρ - T 曲线上的级联结构可能是由于样品中运动磁通和钉扎磁通共存使得磁通分段运动的结果。

6.3.5 ρ - T 曲线上的级联结构与外加电流和磁场之间的依赖关系

从前面的测量和分析结果来看，弯曲态 Nb/PI 薄膜 ρ - T 曲线上级联结构的出现不仅取决于其与磁场方向的夹角以及外加电流大小，该现象还会在大角度和大电流时更加明显。因此，选择在较大夹角 $\theta = 65^\circ$ 和外加磁场 $H = 0.5$ T 的条件下系统测量弯曲态 Nb/PI 薄膜和平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的 ρ - T 曲线随外加电流的变化。如图 6-14 (a) 和 6-14 (b) 所示，随着电流的增加，弯曲态 Nb/PI 薄膜和平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的超导转变变得非常陡峭。

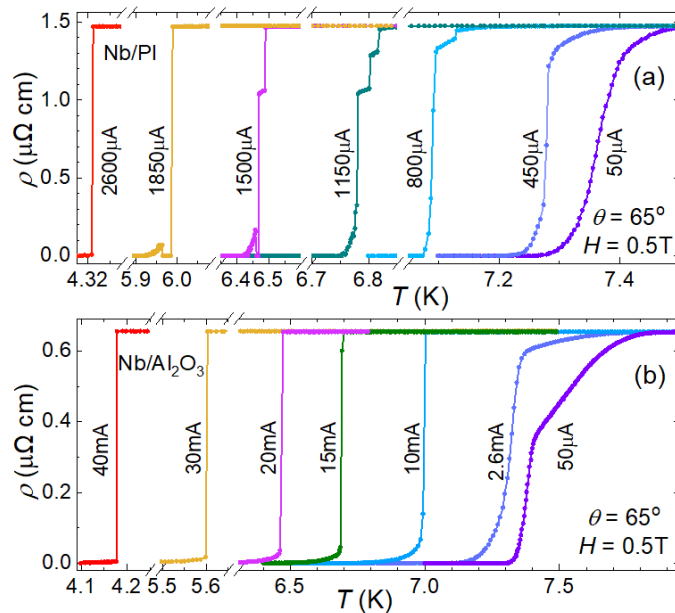


图 6-14 在 $\theta = 65^\circ$ 和 $H = 0.5$ T 时测得的不同外加电流条件下的 ρ - T 曲线^[182]。(a) 弯曲态 Nb/PI 薄膜， $I = 50, 450, 800, 1150, 1500, 1850$ 和 $2600 \mu\text{A}$ 。(b) 平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜， $I = 50 \mu\text{A}, 2.6 \text{ mA}, 10 \text{ mA}, 15 \text{ mA}, 20 \text{ mA}, 30 \text{ mA}$ 和 40 mA 。

在图 6-14 (a) 中, 弯曲态 Nb/PI 薄膜直到外加电流增加到 $800 \mu\text{A}$ 时才呈现出级联结构。以 $1150 \mu\text{A}$ 为例, ρ - T 曲线在 $1.3 \mu\Omega \text{ cm}$ 和 $1.1 \mu\Omega \text{ cm}$ 附近存在两个明显的电阻率平台。当电流增加到 $1500 \mu\text{A}$ 时, 电阻率约 $1.3 \mu\Omega \text{ cm}$ 处的平台消失。另外, 随着电流的增大, 超导重入现象出现。然而, 在电流进一步增大后, 级联结构和超导重入现象都逐渐消失, 这可能是因为在外加电流较大时, 超导转变的 T_c^{onset} 和 T_{c0} 之间的温度差被高度抑制。

根据上文的分析, 弯曲态 Nb/PI 薄膜的 ρ - T 曲线上是否存在级联结构也依赖于磁通间相互作用, 而磁通间相互作用由穿透深度决定。当温度远低于 $T_c \approx 8.7 \text{ K}$ 时, 磁通间相互作用严重减弱。在极低温下可以忽略的磁通间相互作用也可以帮助我们理解为什么在高电流作用下, 弯曲态 Nb/PI 薄膜中的级联结构和超导重入会消失。此外, 对于图 6-14 (b) 中平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜, 即使施加电流增加到 40 mA , ρ - T 曲线上也没有级联结构和超导重入的信号。

为进一步说明实验结果的本征性, 对弯曲态 Nb/PI 薄膜进行更为细致的变电流测试, 结果如图 6-15 所示。可见, 无论是图 6-8 (a) 还是图 6-14 (a) 给出的级联和超导重入现象都是可重复的。在图 6-8 (a) 中, 外加电流和磁场是恒定的, 只有样品角度是变量, 这更加说明该现象的可靠性。由图 6-15 可知, 当外加电流为在 $600 \mu\text{A}$ 左右时, ρ - T 曲线上的台阶开始出现, 随着电流的增加, 曲线上的台阶逐渐增加到两个。直到外加电流为 $1700 \mu\text{A}$ 左右时, 台阶现象逐渐消失。这说明在角度和外加磁场一定的情况下, 台阶只能在一定的电流范围内出现。当外加电流为 $1350 \mu\text{A}$ 时, 出现超导重入现象, 随着电流的进一步增大, 振幅逐渐减小, 最终消失。需要强调的是, 超导重入现象的演变与外加电流的增加有明显的依赖性。此外, 该现象在升温 and 降温过程中均存在 (图 6-8 (a))。因此, 与 Nb 膜的平直态相比, 我们认为 ρ - T 曲线上的级联结构和超导重入现象共存是弯曲态超导薄膜所特有的。

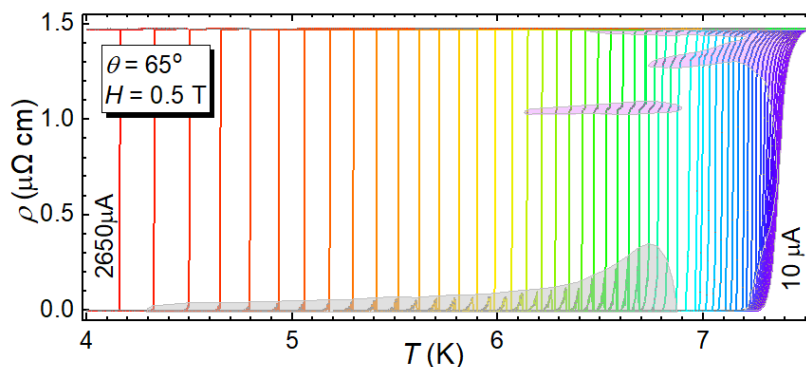


图 6-15 弯曲态 Nb/PI 薄膜在 $\theta = 65^\circ$ 和 $H = 0.5 \text{ T}$ 时测得的不同外加电流条件下的 ρ - T 曲线, 外加电流范围为 $10 \mu\text{A}$ - $2700 \mu\text{A}$, 其中 $10 \mu\text{A}$ - $50 \mu\text{A}$ 的电流间隔为 $10 \mu\text{A}$, $50 \mu\text{A}$ - $2700 \mu\text{A}$ 的电流间隔为 $50 \mu\text{A}$ 。

在图 6-16 中, 展示了 $\theta = 65^\circ$ 和 $I = 1 \text{ mA}$ ($J = 1.25 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$) 时弯曲态 Nb/PI 薄膜的 ρ - T 曲线上级联结构对磁场的依赖性。从图中可以看出, 随着磁场的增大, 磁场对薄膜超导电性的抑制明显增强。在电阻率 $1.3 \mu\Omega \text{ cm}$ 处的 ρ - T 曲线上的平台先变宽后减小直至磁场约为 1.1 T 处消失。此时, 在电阻率 $0.5 \mu\Omega \text{ cm}$ 处又出现一个平台。当 $H \approx 0.7$ -1.1 T 时, 两个电阻率平台共存于 5.1-6.4 K 之间。值得一提的是, 在本次测试的磁场条件下, ρ - T 曲线上并没有出现超导重入现象。根据前述的实验规律 (图 6-7 和图 6-13), 我们猜测这是由于 θ 偏大或测试电流不够大。

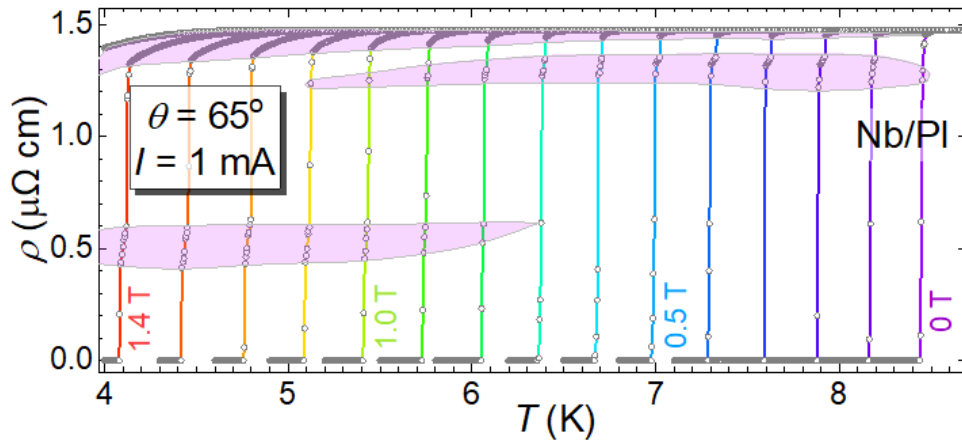


图 6-16 弯曲态 Nb/PI 薄膜在 $\theta = 65^\circ$ 和 $I = 1 \text{ mA}$ ($J = 1.25 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$) 时测得的不同磁场条件下的 ρ - T 曲线, 外加磁场从 0 T-1.5 T, 间隔为 0.1 T。粉红色区域显示了 ρ - T 曲线上的级联现象随磁场的演变^[182]。

事实上, 我们还使用相同方法在其它样品上做了其它不同磁场下的变电流测试, 结果如图 6-17 所示。从图中可以看出, 随着电流的增大, 二者均在约 $700 \mu\text{A}$ 时出现了级联结构, 台阶的电阻率约为 $1.3 \mu\Omega \text{ cm}$ 。有趣的是, 该样品 ρ - T 曲线上的台阶数量甚至出现了三个。显然, 在相同的角度和磁场条件下, 级联现象只会有一定的电流范围内稳定出现。遗憾的是, 本次测试的电流范围较小, 薄膜角度也偏大, 所以没有观察到台阶消失和超导重入现象。但是该实验也从侧面验证了两种现象的出现与薄膜角度、电流大小、磁场大小三者都密切相关, 合理调整参量的范围即可控制这两种现象的出现, 这有助于对磁通运动的进一步研究。

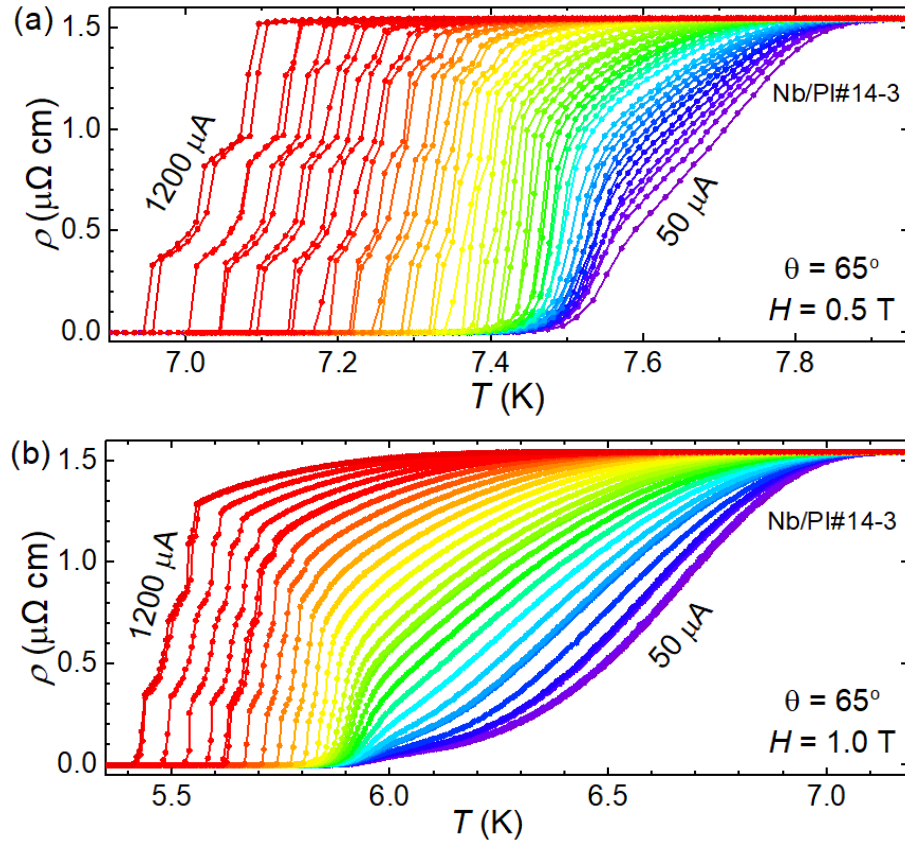


图 6-17 弯曲态 Nb/PI 薄膜在 $\theta = 65^\circ$ ，磁场为 (a) $H = 0.5 \text{ T}$ 和 (b) $H = 1.0 \text{ T}$ 时测得的不同外加电流条件下的 ρ - T 曲线，外加电流范围为 $50 \mu\text{A}$ - $1200 \mu\text{A}$ ，电流间隔为 $50 \mu\text{A}$ 。

6.4 本章小结

本章利用磁控溅射技术在柔性 PI 和刚性 Al_2O_3 衬底上成功制备了高质量的 Nb 薄膜，并系统的对比平直态和弯曲态 Nb 超导薄膜在不同磁场和电流下的电输运特性。主要包括：

(1) 对平直态 Nb/ Al_2O_3 和弯曲态 Nb/PI 超导薄膜做了对比测试，发现在不同外加电流下，二者的 ρ - T 行为截然不同。当外加电流较小时，两种样品都观察到平滑的超导转变。当施加的电流较大时，弯曲态 Nb/PI 薄膜的 ρ - T 曲线上出现了级联结构（一系列电阻率平台），平直态 Nb/ Al_2O_3 薄膜则没有该现象。

(2) 发现弯曲态 Nb/PI 薄膜 ρ - T 曲线上的级联结构取决于薄膜表面法线与磁场的夹角 θ 、外加电流和磁场的大小。分析表明该结构归因于弯曲态超导薄膜在磁场下磁通密度的梯度分布。

(3) 在一定的电流、磁场和 θ 范围内，弯曲态 Nb/PI 薄膜能呈现出超导

重入现象。

该工作得益于柔性超导薄膜天然的几何特性，首次观察到磁通密度梯度导致的电阻级联结构。此外，通过合理控制外加电流和磁场，柔性超导薄膜可以呈现出超导重入现象。这些新现象对磁通动力学研究及柔性超导应用均具有研究意义。

7 结论

本论文对柔性超导薄膜 FeSe/F-mica 和 Nb/PI 的制备以及薄膜弯曲后的运输特性开展细致的研究。探究了压缩及拉伸应变对 FeSe 薄膜超导电性的影响，自主设计了适合表征柔性超导薄膜的高通量多通道电输运测试系统，对比研究了弯曲态和平直态 Nb 薄膜的磁通动力学。主要结论如下：

(1) 在 F-mica 衬底上成功制备出超导 FeSe 薄膜，通过解理减薄 F-mica 衬底至约 20 μm 获得具有良好机械性能的柔性 FeSe/F-mica 薄膜。通过内弯和外弯两种弯曲模式对 FeSe/F-mica 薄膜施加压缩应变和拉伸应变，并基于 Montana 和 PPMS 系统对弯曲 FeSe/F-mica 薄膜开展电输运测试。结果表明，压缩应变有利于 FeSe/F-mica 薄膜超导转变温度的增大，当 $\varepsilon = -0.41\%$ 时， T_{c0} 由最初的 5.3 K 提高到约 6.5 K。拉伸应变则对 FeSe/F-mica 薄膜的超导转变有压制作用，当 $\varepsilon = 0.40\%$ 时，样品 T_{c0} 下降到 5.0 K。FeSe/F-mica 薄膜的超导转变温度 T_c 的整体变化率可达 28%。结合前人的研究成果，我们认为应力对 FeSe 临界温度的调控或与超导电性和向列序的相互竞争有关。

(2) 利用弯曲态 Nb 薄膜的几何特性，构建了弧面中磁场的梯度分布。成功搭建了高通量电输运表征系统，并对 Nb/PI 柔性超导薄膜开展高通量的电输运测量。发现平直态和弯曲态 Nb/PI 柔性超导薄膜在不同磁场下的运输特征不同。磁场对弯曲态 Nb 薄膜超导电性的压制与磁场角度存在显著的依赖关系，随着 Nb 薄膜表面与磁场趋于平行，磁场对 Nb 薄膜超导电性的压制减弱，这反映了超导薄膜面内与面外临界磁场的差异。此外，弯曲态 Nb/PI 样品的 $R-T$ 曲线上出现拐点。不同磁场条件下的平直态 Nb/PI 超导薄膜的 $I-V$ 曲线都存在热滞现象，部分通道 (CH4、CH5、CH6) 的 $I-V$ 曲线在超导转变点处出现拐点，本质起源于不同通道对应的 Nb 薄膜样品中的无序程度存在差异。

(3) 针对柔性 Nb/PI 和刚性 Nb/Al₂O₃ 薄膜，系统地研究了两类 Nb 薄膜在不同外加磁场和电流条件下的运输特性。当外加电流较小时，两类 Nb 薄膜样品都观察到平缓的超导转变。然而当施加的电流足够大时 (一般大于 600 μA)，在弯曲态 Nb/PI 薄膜的 $\rho-T$ 曲线上出现级联结构 (一系列电阻率平台)，而在平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜中则没有出现该现象。 $\rho-T$ 曲线的级联结构取决于薄膜法线与磁场的夹角 θ 、外加电流和磁场的大小。分析表明该级联结构可能归因于薄膜内磁通密度的梯度分布。磁通密度会影响磁通间的相互作用力，因此在一定的电流和钉扎力下，密度较大区域的磁通会先运动起来。此外，在一定的电流、磁场和 θ 的条件下，弯曲态 Nb/PI 薄膜的低温输运测量中还

出现了超导重入现象。

本论文的创新点：

(1) 首次在柔性衬底 F-mica 上制备 FeSe 超导薄膜，通过解理薄膜衬底获得具有良好力学性能的柔性 FeSe/F-mica 薄膜，并通过机械弯曲对柔性的 FeSe/F-mica 薄膜样品施加应变，研究应变对 FeSe 薄膜电输运特性的影响。因此 FeSe/F-mica 样品为柔性超导薄膜的制备提供了新思路，为柔性超导材料应用研究提供了较为理想的平台。

(2) 自主搭建了用于柔性薄膜电输运表征的高通量测试系统，该测量系统能同时获取多个电学通道在不同温度、不同磁场下的信号，契合“材料基因组”的战略思想。利用该系统首次测量了弯曲态 Nb/PI 超导薄膜的样品电输运特性。Nb/PI 超导薄膜样品具有非常好的机械性能，为研究超导材料在实际应用场景中的工作状态提供了可能。

(3) 研究了弯曲态超导薄膜的电输运特性与电流大小、磁场角度等参数的依赖关系。通过与刚性衬底上的平直态样品进行对比，发现了弯曲态 Nb/PI 超导薄膜中不同于平直态 Nb/Al₂O₃ 薄膜的特征—超导重入和电阻台阶现象，这可能与弯曲态超导体在磁场中的磁通不均匀分布有关。该工作填补了柔性弯曲态超导薄膜中磁通动力学研究的部分空白。同时柔性 Nb/PI 超导薄膜样品为研究超导重入等物理现象提供了新的平台。

下一步的工作计划和展望：

(1) 对 FeSe/F-mica 柔性超导薄膜的研究可以从两个方面着手。首先，可以对 FeSe/F-mica 柔性超导薄膜制备参数做更为细致地摸索，使其超导转变温度进一步提升，提高薄膜质量，有利于对薄膜超导特性的进一步分析。其次，可以将薄膜尺寸以及电输运测试的桥路尺寸都缩小，方便测得更加局域和本征的信号，还可以将弯曲 FeSe/F-mica 薄膜与多通道输运表征系统相结合，系统研究弯曲和磁场对 FeSe/F-mica 超导薄膜的超导特性的影响。此外，原位测量弯曲超导薄膜的晶格常数、电热输运性质对应力的响应对揭示高温超导机理很有帮助。

(2) 多通道测量系统能提高测试效率，能减少测量误差，使得规律性更加清晰。但现在的测试通道只用到了 10 个，显然还是比较少，无论是电极数量还是通道数量都需要更进一步地开发和完善。另外，Nb/PI 超导薄膜具有良好的机械性能，其曲率半径有较大的调整空间，曲率半径对薄膜超导电性的影响需进一步研究。

(3) 对于弯曲态 Nb/PI 超导薄膜，本工作仅研究了薄膜的 ρ - T 曲线在磁场、电流等外加条件下与薄膜弯曲角度的依赖关系。事实上，柔性超导薄膜

中的磁通动力学还可以通过测试霍尔效应、 I - V 曲线进行更深入的研究。弯曲超导薄膜上磁场沿着弯曲方向的梯度分布是天然的变量，在此基础上，施加不同方向的外加电流也必然会影响磁通的运动状态，导致不同的电输运现象，有望改进整流器等磁通器件的性能。

柔性超导体是超导研究的一个重要前沿课题，在磁场传感、探测和通量器件方面具有巨大潜力。通过对平直态超导薄膜与柔性超导薄膜的超导电性和磁通动力学性质进行对比研究，我们发现柔性超导薄膜中蕴含了更加丰富的物理现象。为高效研究柔性超导体的超导特性、促进柔性超导材料从实验探索到工业原型和实际产品的快速过渡提供了一个全新的平台。

参考文献

- [1] Meissner W, Ochsenfeld R. Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit [J]. Die Naturwissenschaften, 1933, 21(44): 787-8.
- [2] Lin Z, Qin M, Li D, et al. Enhancement of the lower critical field in FeSe-coated Nb structures for superconducting radio-frequency applications [J]. Superconductor Science and Technology, 2020, 34(1): 015001.
- [3] Hamlin J J. Superconductivity in the metallic elements at high pressures [J]. Physica C: Superconductivity and its Applications, 2015, 514: 59-76.
- [4] Meissner W, Franz H. Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. IX. Supraleitfähigkeit von Carbiden and Nitriden [J]. Zeitschrift für Physik, 1930, 65(1-2): 30-54.
- [5] Matthias B, Hulm J. A search for new superconducting compounds [J]. Physical Review, 1952, 87(5): 799.
- [6] Aschermann G, Friederich E, Justi E, et al. Supraleitfähige Verbindungen mit extrem hohen Sprungtemperaturen (NbH und NbN) [J]. Technischwissenschaftliche Abhandlungen der Osram-Gesellschaft: 5 Band, 1943: 401-416.
- [7] Testardi L, Wernick J, Royer W. Superconductivity with onset above 23° K in Nb-Ge sputtered films [J]. Solid State Communications, 1974, 15(1): 1-4.
- [8] Tarantini C, Kametani F, Balachandran S, et al. Origin of the enhanced Nb₃Sn performance by combined Hf and Ta doping [J]. Scientific Reports, 2021, 11(1): 17845.
- [9] Gorter C J, Casimir H. On supraconductivity I [J]. Physica, 1934, 1(1-6): 306-20.
- [10] London F, London H. The electromagnetic equations of the supraconductor [J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical and Physical Sciences, 1935, 149(866): 71-88.
- [11] Ginzburg V L, Ginzburg V L, Landau L. On the theory of superconductivity [M]. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [12] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Theory of superconductivity [J]. Physical review, 1957, 108(5): 1175.
- [13] 魏忠旭. 尖晶石结构氧化物超导电性研究与新一代高通量设备搭建 [D]; 中国科学院大学 (中国科学院物理研究所), 2021.
- [14] McMillan W. Transition temperature of strong-coupled superconductors [J]. Physical Review, 1968, 167(2): 331.

- [15] Bednorz J G, Müller K A. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system [J]. Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, 1986, 64(2): 189-93.
- [16] 赵忠贤, 陈立泉, 杨乾声, et al. Ba-Y-Cu 氧化物液氮温区的超导电性 [J]. 科学通报, 1987, 6(412): 14.
- [17] Chu C, Hor P, Meng R, et al. Superconductivity at 52.5 K in the lanthanum-barium-copper-oxide system [J]. Science Advances, 1987, 235(4788): 567-9.
- [18] Wu M K, Ashburn J R, Torng C J, et al. Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure [J]. Physical review letters, 1987, 58(9): 908.
- [19] Maiti K, Fink J, de Jong S, et al. Doping dependence of the chemical potential and surface electronic structure in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ and $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ using hard x-ray photoemission spectroscopy [J]. Physical Review B, 2009, 80(16).
- [20] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, et al. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride [J]. 2001, 410(6824): 63-4.
- [21] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, et al. Iron-based layered superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05-0.12$) with $T_c = 26$ K [J]. Journal of the American Chemical Society, 2008, 130(11): 3296-7.
- [22] Zhi-An R, Wei L, Jie Y, et al. Superconductivity at 55 K in iron-based F-doped layered quaternary compound $\text{Sm}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ [J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(6): 2215.
- [23] Hsu F-C, Luo J-Y, Yeh K-W, et al. Superconductivity in the PbO-type structure $\alpha\text{-FeSe}$ [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2008, 105(38): 14262-4.
- [24] Wang Q-Y, Li Z, Zhang W-H, et al. Interface-induced high-temperature superconductivity in single unit-cell FeSe films on SrTiO_3 [J]. Chinese Physics Letters, 2012, 29(3): 037402.
- [25] Burrard-Lucas M, Free D G, Sedlmaier S J, et al. Enhancement of the superconducting transition temperature of FeSe by intercalation of a molecular spacer layer [J]. Nature Materials, 2013, 12(1): 15-9.
- [26] He S, He J, Zhang W, et al. Phase diagram and electronic indication of high-temperature superconductivity at 65 K in single-layer FeSe films [J]. Nature Materials, 2013, 12(7): 605-10.
- [27] Steglich F, Aarts J, Bredl C, et al. Superconductivity in the presence of strong pauli paramagnetism: CeCu_2Si_2 [J]. Physical Review Letters, 1979, 43(25): 1892.

- [28] Jérôme D, Mazaud A, Ribault M, et al. Superconductivity in a synthetic organic conductor (TMTSF)₂PF₆ [J]. *Journal de Physique Lettres*, 1980, 41(4): 95-8.
- [29] Li D, Lee K, Wang B Y, et al. Superconductivity in an infinite-layer nickelate [J]. *Nature*, 2019, 572(7771): 624-7.
- [30] Cao Y, Fatemi V, Fang S, et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices [J]. *Nature*, 2018, 556(7699): 43-50.
- [31] Zhang Y, Polski R, Lewandowski C, et al. Promotion of superconductivity in magic-angle graphene multilayers [J]. *Science*, 2022, 377(6614): 1538-43.
- [32] Snider E, Dasenbrock-Gammon N, McBride R, et al. Room-temperature superconductivity in a carbonaceous sulfur hydride [J]. *Nature*, 2020, 588(7837): E18-E.
- [33] Dasenbrock-Gammon N, Snider E, McBride R, et al. Evidence of near-ambient superconductivity in a N-doped lutetium hydride [J]. *Nature*, 2023, 615(7951): 244-50.
- [34] Ortiz B R, Teicher S M, Hu Y, et al. CsV₃Sb₅:AZ₂ Topological Kagome Metal with a Superconducting Ground State [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(24): 247002.
- [35] Ortiz B R, Sarte P M, Kenney E M, et al. Superconductivity in the Z₂ kagome metal KV₃Sb₅ [J]. *Physical Review Materials*, 2021, 5(3): 034801.
- [36] Duan D, Yu H, Xie H, et al. Ab initio approach and its impact on superconductivity [J]. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 2019, 32: 53-60.
- [37] Hagedorn F B. Silsbee-Limit Critical Currents in a 1700Å Film of Tin [J]. *Physical Review Letters*, 1964, 12(12): 322-5.
- [38] Tinkham M. Introduction to superconductivity [M]. McGraw-Hill, New York, 1975.
- [39] Savinov V. Novel toroidal and superconducting metamaterials [D]; University of Southampton, 2014.
- [40] 季江东. 超导单环中的磁通整流效应 [D]; 南京大学, 2018.
- [41] 闻海虎. 高温超导体磁通动力学和混合态相图 (I) [J]. *物理*, 2006, 35(1): 16-26.
- [42] Slagter R J, Miedema P G. On the azimuthal alignment of quasars spin vector in large quasar groups and cosmic strings [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2021, 501(2): 3054-60.
- [43] Blatter G, Feigel'man M V, Geshkenbein V B, et al. Vortices in high-temperature superconductors [J]. *Reviews of modern physics*, 1994, 66(4):

- 1125.
- [44] 闻海虎. 高温超导体磁通动力学和混合态相图 (II) [J]. 物理, 2006, 35(2): 111-24.
- [45] Kwok W K, Welp U, Glatz A, et al. Vortices in high-performance high-temperature superconductors [J]. Reports on Progress in Physics, 2016, 79(11): 116501.
- [46] Obradors X, Puig T, Ricart S, et al. Growth, nanostructure and vortex pinning in superconducting YBa₂Cu₃O₇ thin films based on trifluoroacetate solutions [J]. Superconductor Science and Technology, 2012, 25(12): 123001.
- [47] Buchacek M, Geshkenbein V B, Blatter G. Role of rare events in the pinning problem [J]. Physical Review Research, 2020, 2(4): 043266.
- [48] Bean C, Livingston J. Surface barrier in type-II superconductors [J]. Physical Review Letters, 1964, 12(1): 14.
- [49] Kirtley J. Fundamental studies of superconductors using scanning magnetic imaging [J]. Reports on Progress in Physics, 2010, 73(12): 126501.
- [50] Gladilin V N, Ge J, Gutierrez J, et al. Vortices in a wedge made of a type-I superconductor [J]. New Journal of Physics, 2015, 17(6): 063032.
- [51] de C. Romaguera A R, Doria M M, Peeters F M. Tilted vortices in a superconducting mesoscopic cylinder [J]. Physical Review B, 2007, 75(18): 184525.
- [52] Xu B, Milošević M V, Peeters F M. Vortex matter in oblate mesoscopic superconductors with a hole: broken symmetry vortex states and multi-vortex entry [J]. New Journal of Physics, 2009, 11(1): 013020.
- [53] Doria M M, de C. Romaguera A R, Peeters F M. Effect of the boundary condition on the vortex patterns in mesoscopic three-dimensional superconductors: Disk and sphere [J]. Physical Review B, 2007, 75(6): 064505.
- [54] de C. Romaguera A R, Doria M M, Peeters F M. Transverse magnetization and torque in asymmetrical mesoscopic superconductors [J]. Physical Review B, 2007, 76(2): 020505.
- [55] Herrera E, Guillamón I, Galvis J A, et al. Subsurface bending and reorientation of tilted vortex lattices in bulk isotropic superconductors due to Coulomb-like repulsion at the surface [J]. Physical Review B, 2017, 96(18): 184502.
- [56] Correa A, Mompeán F, Guillamón I, et al. Attractive interaction between superconducting vortices in tilted magnetic fields [J]. Communications Physics, 2019, 2(1): 31.

- [57] Rowell J M. Magnetic Field Dependence of the Josephson Tunnel Current [J]. *Physical Review Letters*, 1963, 11(5): 200-2.
- [58] Veldhorst M, Snelder M, Hoek M, et al. Josephson supercurrent through a topological insulator surface state [J]. *Nature materials*, 2012, 11(5): 417-21.
- [59] Curran P J, Mohammed H A, Bending S J, et al. Tuning the structure of the Josephson vortex lattice in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ single crystals with pancake vortices [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 10914.
- [60] Koshelev A. Vortex-chain phases in layered superconductors [J]. *Physical Review B*, 2005, 71(17): 174507.
- [61] Luan L, Auslaender O M, Bonn D A, et al. Magnetic force microscopy study of interlayer kinks in individual vortices in the underdoped cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [J]. *Physical Review B*, 2009, 79(21): 214530.
- [62] Roditchev D, Brun C, Serrier-Garcia L, et al. Direct observation of Josephson vortex cores [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(4): 332-7.
- [63] Zhang G, Wang H, Qiu Q, et al. Recent progress of superconducting fault current limiter in China [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2020, 34(1): 013001.
- [64] Gamble B, Snitchler G, MacDonald T. Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2010, 21(3): 1083-8.
- [65] Qu T, Song P, Yu X, et al. Development and testing of a 2.5 kW synchronous generator with a high temperature superconducting stator and permanent magnet rotor [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2014, 27(4): 044026.
- [66] Wang L, Wang Q, Li L, et al. The effect of winding conditions on the stress distribution in a 10.7 T REBCO insert for the 25.7 T superconducting magnet [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2017, 28(3): 1-5.
- [67] Razeti M, Angius S, Bertora L, et al. Construction and Operation of Cryogen Free MgB_2 Magnets for Open MRI Systems [J]. *IEEE transactions on applied superconductivity*, 2008, 18(2): 882-6.
- [68] Devred A, Backbier I, Bessette D, et al. Challenges and status of ITER conductor production [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2014, 27(4): 044001.
- [69] Rossi L, Bottura L. Superconducting magnets for particle accelerators [J]. *Reviews of accelerator science technology*, 2012, 5: 51-89.
- [70] Rossi L. Superconductivity: its role, its success and its setbacks in the Large

- Hadron Collider of CERN [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2010, 23(3): 034001.
- [71] Yao C, Ma Y. Superconducting materials: Challenges and opportunities for large-scale applications [J]. *iScience*, 2021, 24(6): 102541.
- [72] Xu X. A review and prospects for Nb₃Sn superconductor development [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2017, 30(9): 093001.
- [73] Tsapleva A S, Abdyukhanov I M, Pantsyrnyi V I, et al. The Materials Science of Modern Technical Superconducting Materials [J]. *Physics of Metals and Metallography*, 2022, 123(9): 839-68.
- [74] Yanagisawa Y, Hamada M, Hashi K, et al. Review of recent developments in ultra-high field (UHF) NMR magnets in the Asia region [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2022, 35(4): 044006.
- [75] Uglietti D. A review of commercial high temperature superconducting materials for large magnets: from wires and tapes to cables and conductors [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2019, 32(5): 053001.
- [76] Cooley L D, Lee P J, Larbalestier D C. Processing of Low T_c Conductors: The Alloy Nb-Ti [J]. *Handbook of Superconductivity*, 2023: 187-212.
- [77] Abdyukhanov I M, Pantsyrny V, Tsapleva A, et al. Superconducting Properties of Nb₃Sn Superconductors, Doped With Ti, Zr and Ti, Ti and Ta [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2020, 30(4): 1-5.
- [78] Rogalla H, Kes P H. 100 years of superconductivity [M]. Taylor & Francis, 2011.
- [79] Lee P. Engineering critical current density vs. applied field for superconductors available in long lengths [Z]. 2018. <https://nationalmaglab.org/magnet-development/applied-superconductivity-center/plots>
- [80] Osabe G. Development of high strength Ag-Sheath Bi-2223 wire [J]. *Nippon Kinzoku Gakkai-Shi*, 2016, 80(7): 396-405.
- [81] Jiang J, Bradford G, Hossain S I, et al. High-performance Bi-2212 round wires made with recent powders [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2019, 29(5): 1-5.
- [82] Tsui Y, Surrey E, Hampshire D. Soldered joints--an essential component of demountable high temperature superconducting fusion magnets [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2016, 29(7): 075005.
- [83] Li G Z, Sumption M D, Zwayer J B, et al. Effects of carbon concentration and filament number on advanced internal Mg infiltration-processed MgB₂ strands [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2013, 26(9): 095007.
- [84] Yao C, Lin H, Zhang Q, et al. Critical current density and microstructure of

- iron sheathed multifilamentary $\text{Sr}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2/\text{Ag}$ composite conductors [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118(20): 203909.
- [85] Bottura L, Godeke A. Superconducting Materials and Conductors: Fabrication and Limiting Parameters [M]. *Reviews of Accelerator Science and Technology*. 2013.
- [86] Senatore C, Barth C, Bonura M, et al. Field and temperature scaling of the critical current density in commercial REBCO coated conductors [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2015, 29(1): 014002.
- [87] Kodama M, Suzuki T, Tanaka H, et al. High-performance dense MgB_2 superconducting wire fabricated from mechanically milled powder [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2017, 30(4): 044006.
- [88] Kim J H, Heo Y-U, Matsumoto A, et al. Comparative study of mono-and multi-filament MgB_2 wires with different boron powders and malic acid addition [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2010, 23(7): 075014.
- [89] Zhang Y, Hazelton D, Kelley R, et al. Stress-strain relationship, critical strain (stress) and irreversible strain (stress) of IBAD-MOCVD-based 2G HTS wires under uniaxial tension [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2016, 26(4): 1-6.
- [90] Suetomi Y, Yoshida T, Takahashi S, et al. Quench and self-protecting behaviour of an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil at 31.4 T [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2021, 34(6): 064003.
- [91] Song H, Brownsey P, Zhang Y, et al. 2G HTS coil technology development at SuperPower [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2012, 23(3): 4600806-.
- [92] Fagaly R L. Superconducting quantum interference device instruments and applications [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2006, 77(10).
- [93] Hazra D. Nanobridge superconducting quantum interference devices: Beyond the Josephson limit [J]. *Physical Review B*, 2019, 99(14).
- [94] Trabaldo E, Ruffieux S, Andersson E, et al. Properties of grooved Dayem bridge based $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconducting quantum interference devices and magnetometers [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(13): 132601.
- [95] Huang H-L, Wu D, Fan D, et al. Superconducting quantum computing: a review [J]. *Science China Information Sciences*, 2020, 63(8).
- [96] Liu W-Y, Zheng D-N, Zhao S-P. Superconducting quantum bits [J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27(2).
- [97] Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2012, 25(6): 063001.

- [98] Li T, Gallop J C, Hao L, et al. Josephson penetration depth in coplanar junctions based on 2D materials [J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, 126(17): 173901.
- [99] Fazio R, Schön G. Quantum vortex dynamics in Josephson arrays and optical lattices [J]. *Annalen der Physik*, 2012, 524(3-4): 113-7.
- [100] Liarte D B, Posen S, Transtrum M K, et al. Theoretical estimates of maximum fields in superconducting resonant radio frequency cavities: stability theory, disorder, and laminates [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2017, 30(3): 033002.
- [101] Yao M, Xu X, Li M, et al. Possible Origin of Low-Frequency Magnetic Flux Noise in Superconducting Devices [J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2023, 14: 1854-61.
- [102] Orus P, Sigloch F, Sangiao S, et al. Superconducting Materials and Devices Grown by Focused Ion and Electron Beam Induced Deposition [J]. *Nanomaterials*, 2022, 12(8): 1367.
- [103] Jiang J, Wang Y-L, Milošević M, et al. Reversible ratchet effects in a narrow superconducting ring [J]. *Physical Review B*, 2021, 103(1): 014502.
- [104] Dobrovolskiy O, Begun E, Bevz V, et al. Upper frequency limits for vortex guiding and ratchet effects [J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(2): 024012.
- [105] Ji J, Yuan J, He G, et al. Vortex ratchet effects in a superconducting asymmetric ring-shaped device [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(24): 242601.
- [106] Adami O A, Cerbu D, Cabosart D, et al. Current crowding effects in superconducting corner-shaped Al microstrips [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(5): 052603.
- [107] Pal K. *Sensors for stretchable electronics in nanotechnology* [M]. CRC Press, 2021.
- [108] Roldan R, Castellanos-Gomez A, Cappelluti E, et al. Strain engineering in semiconducting two-dimensional crystals [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2015, 27(31): 313201.
- [109] Ren L, Zhuang J, Casillas G, et al. Nanodroplets for Stretchable Superconducting Circuits [J]. *Advanced Functional Materials*, 2016, 26(44): 8111-8.
- [110] Xue M, Chen D, Long Y, et al. Direct Pen Writing of High- T_c , Flexible Magnesium Diboride Superconducting Arrays [J]. *Advance Materials*, 2015, 27(24): 3614-9.
- [111] Zhang R, Li X, Meng F, et al. Wafer-Scale Epitaxy of Flexible Nitride Films

- with Superior Plasmonic and Superconducting Performance [J]. ACS Appl Mater Interfaces, 2021, 13(50): 60182-91.
- [112] Huang J, Wang H, Wang H, et al. Superconducting Iron Chalcogenide Thin Films Integrated on Flexible Mica Substrates [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2019, 29(5): 1-4.
- [113] Cheng Z, Lei B, Luo X, et al. Revealing the A_{1g} -type strain effect on superconductivity and nematicity in FeSe thin flake* [J]. Chinese Physics B, 2021, 30(9): 097403.
- [114] Ronseaux P, Othmen R, Kalita D, et al. Highly flexible superconducting films with metal-decorated composite 2D materials [J]. Journal of Applied Physics, 2019, 126(16): 165301.
- [115] Tuckerman D B, Hamilton M C, Reilly D J, et al. Flexible superconducting Nb transmission lines on thin film polyimide for quantum computing applications [J]. Superconductor Science and Technology, 2016, 29(8): 084007.
- [116] Smith J P, Mazin B A, Walter A B, et al. Flexible Coaxial Ribbon Cable for High-Density Superconducting Microwave Device Arrays [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2021, 31(1): 1-5.
- [117] Zou S, Yelamanchili B, Gupta V, et al. Low-loss cable-to-cable parallel connection method for thin-film superconducting flexible microwave transmission lines [J]. Superconductor Science and Technology, 2019, 32(7): 075006.
- [118] Gupta V, Yelamanchili B, Zou S, et al. Distinguishing Dielectric Loss From Superconductor Loss Using Flexible Thin-Film Superconducting Resonator Structures [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2019, 29(5): 1-5.
- [119] Zou S, Cao Y, Gupta V, et al. High-Quality Factor Superconducting Flexible Resonators Embedded in Thin-Film Polyimide HD-4110 [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2017, 27(7): 1-5.
- [120] Gupta V, Yelamanchili B, Zou S, et al. Thin-Film Nb/Polyimide Superconducting Stripline Flexible Cables [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2019, 29(5): 1-5.
- [121] de la Broïse X, Le Coguie A, Sauvageot J-L, et al. Superconducting Multilayer High-Density Flexible Printed Circuit Board for Very High Thermal Resistance Interconnections [J]. Journal of Low Temperature Physics, 2018, 193(3-4): 578-84.
- [122] Bitla Y, Chu Y H. van der Waals oxide heteroepitaxy for soft transparent electronics [J]. Nanoscale, 2020, 12(36): 18523-44.

- [123] Bitla Y, Chu Y-H. MICAtronics: A new platform for flexible X-tronics [J]. FlatChem, 2017, 3: 26-42.
- [124] McKeen L W. Polyimides [M]. Film Properties of Plastics and Elastomers. 2017.
- [125] Grant-Jacob J A, Prentice J J, Beecher S J, et al. Particulate reduction in ternary-compound film growth via pulsed laser deposition from segmented binary-targets [J]. Materials Research Express, 2018, 5(3): 036402.
- [126] Philipus N H, Hiroki N, Mitsunobu S. Methods of Fabricating Thin Films for Energy Materials and Devices [M]. Lithium-ion Batteries. Rijeka; IntechOpen. 2020: chapter 2.
- [127] Jung S H, Park D, Park J H, et al. Molecular imaging of membrane proteins and microfilaments using atomic force microscopy [J]. Experimental and Molecular Medicine, 2010, 42(9): 597-605.
- [128] Ali A S. Application of nanomaterials in environmental improvement [J]. Nanotechnology the Environment, 2020.
- [129] Yang W, Queval L, Ma G. Numerical Studies of Dynamic Characteristics of a Stack-Type HTS Maglev System Based on H-Formulation [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2022, 32(6): 1-4.
- [130] Li Y, Roell S. Key designs of a short-bore and cryogen-free high temperature superconducting magnet system for 14 T whole-body MRI [J]. Superconductor Science and Technology, 2021, 34(12): 125005.
- [131] Arzeo M, Lombardi F, Bauch T. Microwave Losses in YBCO Coplanar Waveguide Resonators at Low Power and Millikelvin Range [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2015, 25(3): 1-4.
- [132] Kubo T. Multilayer coating for higher accelerating fields in superconducting radio-frequency cavities: a review of theoretical aspects [J]. Superconductor Science and Technology, 2017, 30(2): 023001.
- [133] Kawayama I, Zhang C, Wang H, et al. Study on terahertz emission and optical/terahertz pulse responses with superconductors [J]. Superconductor Science and Technology, 2013, 26(9): 093002.
- [134] Lei H, Wang K, Hu R, et al. Iron chalcogenide superconductors at high magnetic fields [J]. Science and Technology of Advanced Materials, 2012, 13(5): 054305.
- [135] Mele P. Superconducting properties of iron chalcogenide thin films [J]. Science and Technology of Advanced Materials, 2012, 13(5): 054301.
- [136] Miyata Y, Nakayama K, Sugawara K, et al. High-temperature superconductivity in potassium-coated multilayer FeSe thin films [J]. Nature Materials, 2015, 14(8): 775-9.

- [137] Lei B, Cui J H, Xiang Z J, et al. Evolution of High-Temperature Superconductivity from a Low- T_c Phase Tuned by Carrier Concentration in FeSe Thin Flakes [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(7): 077002.
- [138] Qin M, Jiang X, Zhang L, et al. Granular metallicity as a minimal normal state for superconductivity [J]. *Physical Review B*, 2021, 104(17).
- [139] Matsumoto J, Hanzawa K, Sasase M, et al. Superconductivity at 48 K of heavily hydrogen-doped SmFeAsO epitaxial films grown by topotactic chemical reaction using CaH₂ [J]. *Physical Review Materials*, 2019, 3(10): 103401.
- [140] Si W, Han S J, Shi X, et al. High current superconductivity in FeSe_{0.5}Te_{0.5}-coated conductors at 30 tesla [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1347.
- [141] Hosono H, Tanabe K, Takayama-Muromachi E, et al. Exploration of new superconductors and functional materials, and fabrication of superconducting tapes and wires of iron pnictides [J]. *Science and Technology of Advanced Materials* 2015, 16(3): 033503.
- [142] Huang J, Chen L, Jian J, et al. A simplified superconducting coated conductor design with Fe-based superconductors on glass and flexible metallic substrates [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2015, 647: 380-5.
- [143] Yen M, Lai Y H, Kuo C Y, et al. Mechanical Modulation of Colossal Magnetoresistance in Flexible Epitaxial Perovskite Manganite [J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30(40): 2004597.
- [144] Liu W, Liu M, Ma R, et al. Mechanical Strain-Tunable Microwave Magnetism in Flexible CuFe₂O₄ Epitaxial Thin Film for Wearable Sensors [J]. *Advanced Functional Materials*, 2018, 28(10):1705928.
- [145] Jing Y, Huang S, Zhang K, et al. Weak antilocalization and electron-electron interaction in coupled multiple-channel transport in a Bi₂Se₃ thin film [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(4): 1879-85.
- [146] Jiang J, Bitla Y, Huang C W, et al. Flexible ferroelectric element based on van der Waals heteroepitaxy [J]. *Science Advances*, 2017, 3(6): e1700121.
- [147] Yang C, Lv P, Qian J, et al. Fatigue-Free and Bending-Endurable Flexible Mn-Doped Na_{0.5}Bi_{0.5}TiO₃-BaTiO₃-BiFeO₃ Film Capacitor with an Ultrahigh Energy Storage Performance [J]. *Advanced Energy Materials*, 2019, 9(18): 1803949.
- [148] 秦明阳. 超导薄膜的双线圈互感测量 [D]; 中国科学院大学 (中国科学院物理研究所), 2021.
- [149] Chen T-K, Chang C-C, Chang H-H, et al. Fe-vacancy order and superconductivity in tetragonal β -Fe_{1-x}Se [J]. *Proceedings of the National*

- Academy of Sciences, 2014, 111(1): 63-8.
- [150] Yeh K-Y, Chen Y-R, Lo T-S, et al. Fe-vacancy-ordered Fe_4Se_5 : The insulating parent phase of FeSe superconductor [J]. *Frontiers in Physics*, 2020, 8: 567054.
- [151] Qin M, Jiang X, Zhang L, et al. Granular metallicity as a minimal normal state for superconductivity [J]. *Physical Review B*, 2021, 104(17): 174511.
- [152] Feng Z, Yuan J, He G, et al. Tunable critical temperature for superconductivity in FeSe thin films by pulsed laser deposition [J]. *Science Report*, 2018, 8(1): 4039.
- [153] Feng Z, Yuan J, He G, et al. Tunable critical temperature for superconductivity in FeSe thin films by pulsed laser deposition [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 4039.
- [154] Feng Z, Yuan J, Li J, et al. High-throughput investigation of tunable superconductivity in FeSe films [J]. *arXiv preprint arXiv:01273*, 2018.
- [155] Hua Y, Zhong-Pei F, Ze-Feng L, et al. Preparation and characterization of high-quality FeSe single crystal thin films [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(20): 207416.
- [156] Zhang L, Xu J, Qin M, et al. Growth and Characterizations of Superconducting FeSe Films on Flexible F-mica Substrates [J]. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2023, 33(3): 1800405.
- [157] Gao W, You L, Wang Y, et al. Flexible $\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3$ Capacitors with Giant Piezoelectric Response and Dielectric Tunability [J]. *Advanced Electronic Materials*, 2017, 3(8): 1600542.
- [158] Yang H, Feng Z-P, Lin Z-F, et al. Preparation and characterization of high-quality FeSe single crystal thin films [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(20).
- [159] Wang Y, Wang C, Liang S J, et al. Strain-sensitive magnetization reversal of a van der Waals magnet [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(42): 2004533.
- [160] Brandt E H. The flux-line lattice in superconductors [J]. *Reports on Progress in Physics*, 1995, 58(11): 1465.
- [161] Sudbø A, Brandt E. Flux-line cutting in superconductors [J]. *Physical review letters*, 1991, 67(22): 3176.
- [162] Brandt E H. Tilted and curved vortices in anisotropic superconducting films [J]. *Physical Review B*, 1993, 48(9): 6699.
- [163] Pathirana W P M R, Gurevich A. Effect of random pinning on nonlinear dynamics and dissipation of a vortex driven by a strong microwave current [J]. *Physical Review B*, 2021, 103(18).
- [164] Cordoba R, Baturina T I, Sese J, et al. Magnetic field-induced dissipation-free state in superconducting nanostructures [J]. *Nature Communications*,

- 2013, 4: 1437.
- [165] Geng J, Bumby C W, Badcock R A. Maximising the current output from a self-switching kA-class rectifier flux pump [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2020, 33(4): 045005.
- [166] de Graaf S E, Skacel S T, Hönlgl-Decrinis T, et al. Charge quantum interference device [J]. *Nature Physics*, 2018, 14(6): 590-4.
- [167] Taylor G G, Morozov D V, Lennon C T, et al. Infrared single-photon sensitivity in atomic layer deposited superconducting nanowires [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(19): 191106.
- [168] Charaev I, Bandurin D A, Bollinger A T, et al. Single-photon detection using high-temperature superconductors [J]. *Nat Nanotechnol*, 2023, 18(4): 343-9.
- [169] Du Q. Numerical approximations of the Ginzburg-Landau models for superconductivity [J]. *Journal of mathematical physics*, 2005, 46(9): 095109.
- [170] Sheka D D. A perspective on curvilinear magnetism [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(23): 230502.
- [171] Makarov D, Volkov O M, Kakay A, et al. New Dimension in Magnetism and Superconductivity: 3D and Curvilinear Nanoarchitectures [J]. *Advanced Materials*, 2022, 34(3): e2101758.
- [172] Fomin V M, Dobrovolskiy O V. A Perspective on superconductivity in curved 3D nanoarchitectures [J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(9): 090501.
- [173] Bick M, Leslie K E, Binks R A, et al. Axial high-temperature superconducting gradiometer with a flexibleflux transformer [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(26): 5347-9.
- [174] Han X, Gao M, Wu Y, et al. Gate-tunable two-dimensional superconductivity revealed in flexible wafer-scale hybrid structures [J]. *Journal of Materials Chemistry C*, 2020, 8(41): 14605-10.
- [175] Mawatari Y. Field distributions in curved superconducting tapes conforming to a cylinder carrying transport currents [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(18): 184508.
- [176] Fomin V M, Rezaev R O, Schmidt O G. Tunable generation of correlated vortices in open superconductor tubes [J]. *Nano letters*, 2012, 12(3): 1282-7.
- [177] Fomin V M, Rezaev R O, Levchenko E A, et al. Superconducting properties of nanostructured microhelices [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2017, 29(39): 395301.

- [178] Hayashi M, Ebisawa H, Kuboki K. Superconductivity on a Möbius strip: Numerical studies of order parameter and quasiparticles [J]. *Physical Review B*, 2005, 72(2): 024505.
- [179] Tempere J, Gladilin V, Silvera I F, et al. Coexistence of the Meissner and vortex states on a nanoscale superconducting spherical shell [J]. *Physical review B*, 2009, 79(13): 134516.
- [180] Gladilin V, Tempere J, Devreese J, et al. Negative- μ regime in the ac magnetic response of superconductor nanoshells [J]. *Solid state communications*, 2012, 152(18): 1781-5.
- [181] Vijayanand H V, Arunkumar L, Gurubasawaraj P M, et al. Synthesis and characterization of polyimide- γ -Fe₂O₃ nanocomposites [J]. *Journal of Applied Polymer Science*, 2007, 103(2): 834-40.
- [182] Zhang L, Xu Z, Li X, et al. Cascade excitation of vortex motion and reentrant superconductivity in flexible Nb thin films [J]. *Chinese Physics B*, 2022, 32(4): 047302.
- [183] Pautrat A, Scola J, Goupil C, et al. Quantitative analysis of the critical current due to vortex pinning by surface corrugation [J]. *Physical Review B*, 2004, 69(22).
- [184] Yanilkin I V, Gumarov A I, Rogov A M, et al. Synthesis of thin niobium films on silicon and study of their superconducting properties in the dimensional crossover region [J]. *Technical Physics*, 2021, 66(2): 263-8.
- [185] Vlasko-Vlasov V K, Colauto F, Buzdin A A, et al. Crossing fields in thin films of isotropic superconductors [J]. *Physical Review B*, 2016, 94(18).
- [186] Paramanik U B, Das D, Prasad R, et al. Reentrant superconductivity in Eu(Fe_(1-x)Ir_(x))₂As₂ [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2013, 25(26): 265701.
- [187] Knebel G, Knafo W, Pourret A, et al. Field-Reentrant Superconductivity Close to a Metamagnetic Transition in the Heavy-Fermion Superconductor UTe₂ [J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2019, 88(6): 063707.
- [188] Womack F N, Adams P W, Valles J M, et al. Critical field behavior of a multiply connected superconductor in a tilted magnetic field [J]. *Physical Review B*, 2019, 100(17): 174505.
- [189] Zhang E, Xu X, Huang C, et al. Magnetic-Field-Induced Re-entrance of Superconductivity in Ta₂PdS₅ Nanostrips [J]. *Nano Letters*, 2021, 21(1): 288-97.
- [190] Fijałkowski M, Maška M M, Deniszczyk J, et al. Magnetic field induced reentrance of superconductivity in the cage-type superconductor Y₅Rh₆Sn₁₈ [J]. *Physical Review B*, 2021, 104(16): 165306.

- [191] Ran S, Liu I L, Eo Y S, et al. Extreme magnetic field-boosted superconductivity [J]. *Nature Physics*, 2019, 15(12): 1250.
- [192] Wang Y L, Glatz A, Kimmel G J, et al. Parallel magnetic field suppresses dissipation in superconducting nanostrips [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2017, 114(48): E10274-E80.
- [193] Berdiyrov G R, Chao X H, Peeters F M, et al. Magnetoresistance oscillations in superconducting strips: A Ginzburg-Landau study [J]. *Physical Review B*, 2012, 86(22): 224504.
- [194] Zhu C-J, Liu L, Song P-B, et al. Direct observation of the scaling relation between density of states and pairing gap in a dirty superconductor* [J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(10): 106802.
- [195] Zhang S S, Yin J-X, Dai G, et al. Vector field controlled vortex lattice symmetry in LiFeAs using scanning tunneling microscopy [J]. *Physical Review B*, 2019, 99(16): 161103.
- [196] Muhlbauer S, Pfleiderer C, Boni P, et al. Morphology of the superconducting vortex lattice in ultrapure niobium [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(13): 136408.
- [197] Saint-James D, Gennes P d. Onset of superconductivity in decreasing fields [J]. *Physics Letters*, 1963, 7(5): 306-8.
- [198] Barnes L J, Fink H J. Critical Currents in the Superconducting Surface Sheath [J]. *Physical Review*, 1966, 149(1): 186-91.

作者简历及在学研究成果

一、作者入学前简历

起止年月	学习或工作单位	备注
2015年09月至2018年06月	在山东建筑大学材料科学与工程专业攻读硕士学位	

二、在学期间发表的论文

- [1] **L.P. Zhang**, J. Xu, M.Y. Qin, R.Z. Zhang, W. Hu, Y. M. Kwong, C.Q. Xia, F.T. Fung, J.S. Zhang, J. Yuan, B.Y. Zhu, J. Miao and K. Jin. Growth and Characterizations of Superconducting FeSe Films on Flexible F-Mica Substrates [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2023, 33(3): 1800405. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1109/TASC.2023.3235827.
- [2] **L.P. Zhang(张丽萍)**, Z.Y. Xu(徐祖雨), X.J. Li(黎晓杰), X. Zhang(张旭), M.Y. Qin(秦明阳), R.Z. Zhang(张若舟), J. Xu(徐娟), W.X. Cheng(程文欣), J. Yuan(袁洁), H.B. Wang(王华兵), A. V. Silhanek, B.Y. Zhu(朱北沂), J. Miao(苗君) and K. Jin(金魁). Cascade excitation of vortex motion and reentrant superconductivity in flexible Nb thin films [J]. Chinese Physics B, 2023, 32(4), 047302. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1088/1674-1056/acac16.
- [3] M.Y. Qin, X.Y. Jiang, **L.P. Zhang**, R.Z. Zhang, F.C. Chen, J. Xu, Z.X. Wei, P.Y. Xiong, X. Zhang, L. Xu, J. Yuan, B.Y. Zhu, Q.H. Chen, B. Leridon, K. Jin and Z.X. Zhao. Granular metallicity as a minimal normal state for superconductivity [J]. Physical Review B, 2021, 104(17), 174511. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.174511.
- [4] Z.F. Lin, M.Y. Qin, Dong. Li, P.P. Shen, **L.P. Zhang**, Z.P. Feng, P. Sha, J. Miao, J. Yuan, X.L. Dong, C. Dong, Q. Qin and K. Jin. Enhancement of the lower critical field in FeSe-coated Nb structures for superconducting radio-frequency application [J]. Superconductor Science and Technology, 2021, 34(1), 015001. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1088/1361-6668/abc568.
- [5] J. Xu, M.Y. Qin, Z.F. Lin, X. Zhang, R.Z. Zhang, L. Xu, **L.P. Zhang**, Q.Y.

- Shi, J. Yuan, B.Y. Zhu, C. Dong, R. Xiong, Q.H. Chen, Y.M. Li, J. Shi and Kui Jin. In situ electrical and thermal transport properties of $\text{Fe}_y\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$ films with ionic liquid gating [J]. *Physical Review B*, 2023, 107(9), 094514. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1103/PhysRevB.107.094514.
- [6] **L.P. Zhang**, Z.L. Lv, J.P. Cao, G.L. Zhao, W.H. Tian, J.T. Liu, J.P. Liu, Y. Chen, J. Miao and Y. Jiang. Enhanced ferroelectric and photoelectric properties in lead-free $\text{Bi}_{1.07}\text{FeO}_3$ -modified $\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{NbO}_3$ thin films [J]. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2021, 32(2), 2051. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1007/s10854-020-04972-6.
- [7] Z.Y. Ren, J. Miao, **L.P. Zhang**, Z.L. Lv, J.P. Cao, G. Jakob, J. Zhou, J.K. Chen, K.K. Meng, H.F. Li and Y. Jiang. Tailoring large magnetoresistance in Dirac semimetal SrIrO_3 films [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(11), 112402. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1063/5.0055713.
- [8] F. Shao, Z.L. Lv, Z.Y. Ren, L.P. Zhang, G.L. Zhao, J. Teng, K.K. Meng, X.G. Xu, J. Miao and Y. Jiang. High endurance of bipolar resistive switching in a $\text{Pt}/\text{LaNiO}_3/\text{Nb}:\text{SrZrO}_3/\text{Cu}$ stack: The role of Cu modulating layer [J]. *Chemical Physics Letters*, 2020, 739, 137040. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1016/j.cplett.2019.137040.
- [9] J.P. Liu, Z.L. Lv, Y.X. Hou, L.P. Zhang, J.P. Cao, H.W. Wang, W.B. Zhao, C. Zhang, Y. Bai, K.K. Meng, X.G. Xu, Jun Miao. Substantial reduction of leakage currents in $\text{La}/\text{Er}/\text{Zn}/\text{Ti}$ multielement-doped BiFeO_3 multiferroic thin films [J]. *Ceramics International*, 2022, 48(12), 17328. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.02.295.
- [10] F. Shao, L.P. Zhang, F.Q. Zhang, J. Teng, J.K. Chen, X.G. Xu, J. Miao and Y. Jiang. High nonvolatile modulation of resistance on a ferroelectric $\text{PbZr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}\text{O}_3/\text{Nd}_{0.3}\text{Sm}_{0.25}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ liquid-gated electric-double-layer transistors [J]. *Solid State Communications*, 2020, 309, 113848. 已发表. SCI 刊源. SCI 检索. DOI: 10.1016/j.ssc.2020.113848.

独创性说明

本人郑重声明：所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写的研究成果，也不包含为获得北京科技大学或其他教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

签名： 张丽萍 日期： 2023、05、25

关于论文使用授权的说明

本人完全了解北京科技大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵循此规定)

签名： 张丽萍 导师签名： 苗君 日期： 2023、05、25

学位论文数据集

关键词*	密级*	中图分类号*	UDC	论文资助
柔性超导薄膜， 应变调控，高通 量电学测试系 统，磁通运动	公开	O469		
学位授予单位名称*		学位授予单位 代码*	学位类别*	学位级别*
北京科技大学		10008	工学	博士
论文题名*		并列题名		论文语种*
柔性 FeSe 和 Nb 超导薄膜的制 备与输运性质研究				中文
作者姓名*	张丽萍		学号*	B20180229
培养单位名称*		培养单位代码*	培养单位地址	邮编
北京科技大学		10008	北京市海淀区 学院路 30 号	100083
学科专业*		研究方向*	学制*	学位授予年*
材料科学与工程		柔性超导材料	4 年	2023
论文提交日期*	2023.06.01			
导师姓名*	苗君		职称*	教授
评阅人	答辩委员会主席*		答辩委员会成员	
	张深根		周张健、徐晓光、袁洁、陈其宏	
电子版论文提交格式 文本 () 图像 () 视频 () 音频 () 多媒体 () 其 他 () 推荐格式: application/msword; application/pdf				
电子版论文出版 (发布) 者		电子版论文出版 (发布) 地		权限声明
论文总页数*	111			
共 33 项，其中带*为必填数据，为 22 项。				

