

高温超导量子干涉器中的约瑟夫森结*

高吉 马平[†] 戴远东

(北京大学物理学院 人工微结构和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

摘要 超导量子干涉器(SQUID)是以约瑟夫森结为核心元件的极其灵敏的磁通-电压转换器.在最近20年间,超导电子学界利用多种铜氧化物高温超导材料,制造出了高温超导约瑟夫森结乃至高温超导量子干涉器(高 T_c SQUID).特别是,利用 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO)制出了多种高温超导约瑟夫森结,并进而制成了具有一定实用性的高 T_c SQUID.文章主要是对高 T_c SQUID中所使用的高温超导约瑟夫森结进行评述.

关键词 凝聚态物理学,高温超导约瑟夫森结,超导量子干涉器,YBCO

Josephson junctions in high-transition-temperature superconducting quantum interference devices

GAO Ji MA Ping[†] DAI Yuan-Dong

(School of Physics, State Key Laboratory for Artificial Microstructures and Mesoscopic Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract A superconducting quantum interference device (SQUID) is an extremely sensitive flux-to-voltage transducer with one or two Josephson junctions as its key elements. During the last two decades, high temperature superconducting Josephson junctions and even high-transition-temperature (high- T_c) SQUIDs have been fabricated from different kinds of high-transition-temperature superconducting cuprate materials. In particular, various types of high-temperature Josephson junctions, and even high- T_c SQUIDs of some practical value, have been fabricated from $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO). This paper will mainly review the high-temperature Josephson junctions that have been used in high- T_c SQUIDs.

Keywords condensed matter physics, high temperature superconducting Josephson junctions, SQUID, YBCO

1 引言

自从1986年铜氧化物超导体被首次发现^[1]之后,超导转变温度 T_c 在液氮沸点(~ 77 K)以上的各种铜氧化物高温超导材料引起了超导电子学界的极大关注.为了能用铜氧化物高温超导材料制造出基于约瑟夫森效应的实用化器件,超导电子学界付出了大量的心血,并且取得了一定的进展,主要体现在利用 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO)制出了多种高温超导约瑟夫森结,并进而制成了具有一定实用性的高温超导量子干涉器(高 T_c SQUID).

超导量子干涉器(superconducting quantum interference device,简称SQUID)本质上是一种利用约瑟夫森效应和磁通量子化现象,将磁通信号转化为电压

信号的极灵敏的传感器.超导量子干涉器的核心元件是约瑟夫森结(约瑟夫森结就是由两块弱耦合的超导体形成的能够呈现约瑟夫森效应的结构).根据所含约瑟夫森结的数目,超导量子干涉器可以分为两种:其一是直流超导量子干涉器(dc SQUID),它是用直流偏置的含有两个约瑟夫森结的超导环.还有一种是射频超导量子干涉器(rf SQUID),它的核心部分是只含一个约瑟夫森结的超导环.该单结超导环和一个被射频信号驱动的谐振器通过互感耦合起来,共同构成射频超导量子干涉器.

历史上,第一个 dc SQUID^[2]和第一个 rf

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB601007)、国家自然科学基金(批准号:10674006)资助项目
2007-05-31 收到初稿

[†] 通讯联系人. Email: maping@pku.edu.cn

SQUID^[3]分别于1964年和1967年问世. 它们是由常规的金属超导体制成的, 只能利用沸点为4.2 K的液氦来实现超导转变, 因此它们都可称为低温超导量子干涉器(低 T_c SQUID). 低温超导量子干涉器的发展非常迅猛. 在20世纪70年代, 低温射频超导量子干涉器(低 T_c rf SQUID)就实现了商品化生产. 到了80年代末期, 低温直流超导量子干涉器(低 T_c dc SQUID)也开始有商品问世. 低 T_c SQUID是迄今最灵敏的磁通传感器, 它已被广泛应用于和微弱磁信号检测有关的许多领域, 例如: 脑磁测量、心磁测量、地磁测量、金属无损探伤、静磁场显微成像、引力波检测等等. 可以说, 低 T_c SQUID灵敏度高, 技术成熟, 在某些领域(如脑磁测量)中是不可或缺的探测手段, 但是, 由于液氦价格昂贵, 低 T_c SQUID成本很高, 这便非常不利于它的实际应用.

正是因为低 T_c SQUID成本太高, 所以, 当1987年 T_c 超过液氮沸点的Y-Ba-Cu-O出现^[4]之后, 人们立即以极大的热情开始研发高 T_c SQUID, 希望高 T_c SQUID能够在液氮环境中工作, 从而摆脱昂贵的液氮所带来的高成本(液氮的价格是液氦的1/50至1/100). 很快, 人们^[5]就利用离子注入技术, 在约为1 μm 厚的YBCO多晶薄膜中, 制造出超导环路和两个17 μm 宽的弱连接, 从而制得了第一个高温直流超导量子干涉器(高 T_c dc SQUID). 几乎就在同时, 人们^[6,7]还利用YBCO块材, 制造出了最早的高温射频超导量子干涉器(高 T_c rf SQUID). 虽然这些最初的高 T_c SQUID性能并不理想, 但这并没有削减人们研发高 T_c SQUID的热情. 后来, 随着YBCO物性研究的不断深入, 随着YBCO薄膜制备技术的迅速发展, 也随着其他铜氧化物高温超导材料的相继出现, 高 T_c SQUID得到了一定程度的发展: 多种铜氧化物高温超导材料(主要包括: $T_c \approx 90$ K的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 以及 T_c 远高于77 K的Bi-Sr-Ca-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O)都被用于制造高 T_c SQUID; 但是, 绝大多数高 T_c SQUID都是利用YBCO制造的, 而且也只是YBCO高 T_c SQUID有商品出售. 其实应该说, 到目前为止, 高 T_c SQUID的研发工作基本上是围绕着YBCO这种材料展开的. 这主要是因为^[8]: 在众多的铜氧化物高温超导材料中, 只有YBCO的 c 轴外延薄膜在77 K下磁通钉扎足够强, 这一方面可保证 ab 面(铜氧面)内有高达 10^6 A/cm²的临界电流密度, 另一方面又可保证 $1/f$ 噪声维持在可接受的水平. 截至目前, 虽然高 T_c SQUID的研发取得了一定

的成绩, 但是, 高 T_c SQUID的制备技术还不够成熟, 高 T_c SQUID的灵敏度一般不能和低 T_c SQUID相媲美, 高 T_c SQUID的应用也主要是局限在心磁测量、地磁测量、无损检测、静磁场显微成像等为数不多的几个领域. 在上述问题当中, 最根本的原因就是高 T_c SQUID不成熟的制备技术, 主要体现在高 T_c SQUID的核心元件——高温超导约瑟夫森结的制备技术不成熟.

高 T_c SQUID所需要的高温超导约瑟夫森结, 应该满足若干要求, 包括^[8] (1)结的电流-电压($I-V$)特性曲线必须是非回滞的, 且基本符合电阻分路结(RSJ)模型的预言 (2)结的特征电压 V_c (即结的临界电流 I_c 与正常态电阻 R_n 的乘积)要高 (3)结的各项电学参数(临界电流 I_c 、正常态电阻 R_n 、电容 C)要易于控制 (4)结的成品率要高 (5)结在室温储藏和热循环的情况下性能要稳定 (6)结的 $1/f$ 噪声要低. 时至今日, 虽然人们已经利用多种铜氧化物高温超导材料制出了高温超导约瑟夫森结, 并且也已经利用YBCO制成了若干种具有一定实用性的高温超导约瑟夫森结, 但是, 人们还尚未制造出一种完全满足上述要求的高温超导约瑟夫森结, 即人们还未能发展出一种真正适合于高 T_c SQUID的高温超导约瑟夫森结制备技术, 而造成这种情况的原因主要在于: 铜氧化物高温超导材料的超导相干长度 ξ 极短, 且具有强烈的各向异性(在 ab 面内的典型值约为1—2 nm, 在 c 轴方向的典型值不足0.2 nm)^[9]. 这样, 其晶体结构和化学组分在原子尺度上发生变化都会导致超导性能出现复杂改变, 正因如此, 高温超导约瑟夫森结的电学性能一直难以得到比较严格的控制.

而作为高 T_c SQUID的核心元件, 高温超导约瑟夫森结性能可控程度不高将直接影响高 T_c SQUID性能的优化.

鉴于高温超导约瑟夫森结对于高 T_c SQUID的重要意义, 本文将对已出现在高 T_c SQUID中的高温超导约瑟夫森结作一评述.

2 高 T_c SQUID中的高温超导约瑟夫森结

考虑到已出现的高 T_c SQUID大都是利用YBCO制成的, 本文将首先着重介绍已经被应用到高 T_c SQUID中的YBCO约瑟夫森结, 然后再简要介绍

已经出现在高 T_c SQUID 中的其他铜氧化物高温超导材料的约瑟夫森结。

2.1 高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结

已被应用到高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结,造型多样,原理复杂。为了能够条理分明地作介绍,本文需要对这些结进行分类。

本来,传统上用金属制造的低温超导约瑟夫森结一般是按照隧道结、临近效应结、颈缩结等三种基本类型进行归类^[9,10]。其中隧道结是由两个超导电极(S)和夹在它们中间的很薄的绝缘势垒层(I)形成的,超导弱耦合状况受绝缘层厚度控制,运输机制是电子对隧穿;临近效应结是由两个超导电极(S)和一个导电夹层形成的,夹层材料可以是正常态导体材料(N)、正常态半导体材料(SE)或者超导性比电极材料弱的超导态材料(S'),由于超导临近效应,该结的超导弱耦合情况由夹层材料本征性质和夹层厚度共同控制;颈缩结是由两个超导电极和位于它们之间的很窄的超导通路形成的(超导弱耦合性起源于几何形状上的收缩所引起的电流集中,运输机制比较复杂)。可是,对于高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结而言,由于其运输性质至今并未完全研究清楚,本文难以将它们像传统约瑟夫森结那样按照运输性质进行分类。

因此,本文下面在对高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结进行介绍时,将先根据结所用材料的形态,把高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结分为利用体材料制备的结和利用薄膜制备的结这两大类,然后,再借鉴文献[8,9],把利用薄膜制备的结按照结中界面的情况大致分成三小类:(1)不含明确界面的结,(2)具有本征界面的结,(3)具有非本征界面的结。

下面,本文就按照这种分类方法,对高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结加以介绍。

2.1.1 利用体材料制备的结

在高 T_c SQUID 的研发历史上,早期的高 T_c rf SQUID 通常是利用 YBCO 体材料(块材或厚膜)制成的。这些 YBCO 体材料 rf SQUID 所采用的约瑟夫森结,主要是裂缝结^[7,11]和多晶微桥型结^[12-16]这两种。其中裂缝结利用了裂缝两端 YBCO 电极的超导弱耦合性质,裂缝结是通过在低温下将 YBCO 块材弄断而形成的。而多晶微桥型结,其约瑟夫森效应是和两方面因素有关:一方面,通过摩擦腐蚀或手工雕刻的方法在 YBCO 块材或厚膜中制出的微桥(尺寸通常在 100 μm 量级)相对于它两端的 YBCO 电极

而言是一种颈缩结构,这就会造成桥区的临界电流低于两端电极的临界电流;另一方面,YBCO 块材或厚膜是由许多无规排列的 YBCO 晶粒组成的,因此桥区含有大量自然形成的不规则的 YBCO 晶界,而这些晶界本身就具有超导弱耦合性,这些晶界势必会对结的约瑟夫森效应造成影响。

像裂缝结和多晶微桥型结这样的利用 YBCO 体材料制备的结,其运输机制非常复杂,其电学性能的可控性非常不好。因此,历史上这样的结只是偶然具有一些实用价值。而以这样的结为核心元件的 YBCO 体材料 rf SQUID,便很少在实际生活中得到应用。

其实,在高 T_c SQUID 的研发历史上,那些具有一定实用性的 YBCO 高 T_c SQUID 及相应的 YBCO 约瑟夫森结,绝大多数都是利用高品质的 YBCO 薄膜制备出来的。

2.1.2 利用薄膜制备的结

在高 T_c SQUID 中出现过的利用 YBCO 薄膜制备的约瑟夫森结,可以按照结中界面的情况大致分成:不含明确界面的结;具有本征界面的结;具有非本征界面的结。

(1) 不含明确界面的结

不含明确界面的结主要包括:利用电子束^[17,18]或砷^[5]、氩^[19,20]、硅^[21]、氧^[22-26]等离子束对 YBCO 薄膜中微桥的局部进行辐射而形成的各种局部弱化微桥型结。其中通过电子束辐射而形成的局部弱化微桥型结,其基本制备原理是^[27-29]:用高能聚焦电子束直接对高品质 YBCO 薄膜中微桥的局部进行辐射,从而在 YBCO 微桥中形成一小段氧失序区,这个氧失序区的超导电性会低于 YBCO 微桥中其他部分的超导电性,这样就会在 YBCO 微桥中形成约瑟夫森结。经电子束辐射而形成的局部弱化微桥型结,大多可用电阻分路结模型来描述^[28,29],而且在“过度辐射再退火”的制备方案情况下能够获得长期稳定性^[27];但是,这种结的可控性不够理想^[27],而且这种结的制备需要耗费很长的时间^[24],因此,这种结的实用价值非常有限。事实上,利用这种结制造出的 SQUID^[17,18],也只是原型器件,并不具有实用性。

而借助砷、氩、硅、氧等 4 种离子束的辐射而形成的 4 种局部弱化微桥型结,它们的制备原理不完全相同,但大体上也都是通过辐射降低 YBCO 微桥局部的超导电性。在这 4 种结中,只有通过氧离子辐射而形成的局部弱化微桥型结具有一定的实用性——利用这种结制出的 SQUID 可工作在液氮沸点

温度^[22-26], 并已被应用于地磁测量和无损检测等领域^[23, 24], 而利用其他三种结制成的 SQUID, 都难以工作在 77 K^[5, 19-21]. 事实上, 那些具有一定实用性的通过氧离子辐射而形成的局部弱化微桥型结, 都是利用高品质的 YBCO *c* 轴外延薄膜制备出来的. 这些结基本符合电阻分路结模型^[24, 26], 它们的电学性能不但可以比较方便地由氧离子辐射剂量进行控制, 而且能够在室温储藏和热循环的情况下基本保持稳定^[23, 24, 26]; 但是, 这些结的特征电压很不理想 (在 77 K, $V_c = I_c R_n$ 的典型值大约为 10 μ V)^[24, 26], 这就大大限制了这些结的应用范围 (原因是约瑟夫森结工作频率的上限由特征电压决定).

以上所说的各种通过电子束或离子束辐射而形成的局部弱化微桥型结, 都不含有轮廓分明的分界面, 因此它们可称为“不含明确界面的结”. 在高 T_c SQUID 的研发历史上, 利用这一类结制备的高 T_c SQUID 数量不多, 而且实用性不强. 其实, 历史上那些更具实用性的高 T_c SQUID, 大多是采用了下面将要介绍的具有本征界面的 YBCO 约瑟夫森结.

(2) 具有本征界面的结

在高 T_c SQUID 中出现过的利用 YBCO 薄膜制成的具有本征界面的结, 主要包括双晶晶界结、台阶边沿晶界结以及双外延晶界结.

(A) 双晶晶界结:

YBCO 双晶晶界结的产生要从 IBM 所做的一系列实验说起. 1988 年, IBM 的研究人员^[30]对 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 多晶薄膜中晶界及其两侧晶粒的电磁性质进行了测量, 他们发现: $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶界的临界电流密度总是低于晶界两侧晶粒的临界电流密度; $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶界的临界电流可用垂直于膜平面但平行于晶界面的磁场来调制, 而 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶

界两侧晶粒的临界电流则与磁场无关. 由此, IBM 的研究人员认为 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶界具有超导弱耦合性质, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶界含有约瑟夫森耦合区域.

此后, 为了进一步研究 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 晶界的超导弱耦合性质, IBM^[31]首创了在 $SrTiO_3$ 双晶衬底上外延生长出晶界夹角可控的 YBCO 超导薄膜晶界的方法, 制出了一系列膜平面内晶界夹角 θ 不同的 YBCO 晶界. 然后在 YBCO 晶界处及晶界两侧 YBCO 晶粒内分别做出大约 10 μ m 宽的微桥, 测量桥区的临界电流密度, 从而获得了 YBCO 晶界的临界电流密度与膜平面内晶界夹角 θ 的关系. 结果表明, YBCO 晶界的临界电流密度与晶界两侧 YBCO 晶粒的临界电流密度的比值 J_c^{gb}/J_c^G 会随着 θ 的增加而减小.

接着, 为了更加全面地了解 YBCO 晶界的超导运输性质, IBM^[32]针对 $SrTiO_3$ 双晶衬底上外延生长出的三种基本的 YBCO 晶界展开了研究. 这三种晶界包括 [001] 倾侧晶界、[100] 倾侧晶界以及 [100] 扭转晶界 (如图 1 所示). 通过研究这三种晶界的 *I-V* 特性, 以及临界电流密度与外磁场、温度、晶界夹角等因素之间的关系, IBM 得出结论: 这三种 YBCO 晶界的运输性质本质上相同, 取向夹角大于 10° 的相邻 YBCO 晶粒所形成的晶界是约瑟夫森结, 相邻 YBCO 晶粒间的弱超导耦合是 YBCO 晶界本身结构失序的结果.

通过上述实验, IBM 的研究人员不仅使人们看到了利用 YBCO 晶界制作约瑟夫森结的可行性, 而且, 他们事实上也创立了 YBCO 双晶晶界结的基本制作方法, 那就是: 先通过热压或烧结, 将两块具有适当相对取向的适合 YBCO 外延生长的单晶合成一块双晶衬底, 然后, 在该衬底上外延生长 YBCO 超

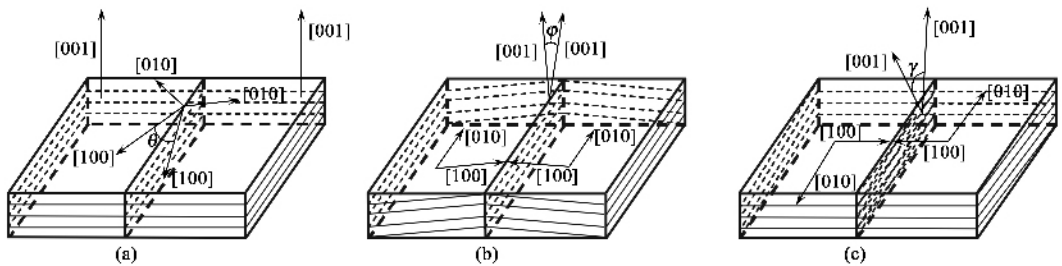


图 1 三种基本的 YBCO 晶界^[32] (a) [001] 倾侧晶界: 该晶界由 *c* 轴 [001] 均垂直于膜平面但 *a* 轴 [100] 有一定夹角 θ 的两相邻 YBCO 晶粒形成 (b) [100] 倾侧晶界: 在与该晶界垂直的平面内, 形成该晶界的两晶粒的 *c* 轴 [001] 存在一定夹角 ϕ , 两晶粒的 *a* 轴 (或 *b* 轴) 与晶界面平行 (c) [100] 扭转晶界: 在与该晶界平行的平面内, 形成该晶界的两晶粒的 *c* 轴 [001] 存在一定夹角 γ , 两晶粒的 *a* 轴 (或 *b* 轴) 与晶界面垂直 (注: YBCO 的 *a* 轴 [100] 和 *b* 轴 [010], 晶格常数非常接近, 超导相干长度基本相同, 因此这两个晶轴常被认为是等价的)

导薄膜, YBCO 超导薄膜“复制”衬底双晶的相对取向, 于是, 一条 YBCO 晶界就会在衬底双晶晶界上方形成, 最后, 在该 YBCO 晶界处做出一条穿越晶界的微桥, 桥中的晶界部分就是 YBCO 双晶晶界结。

YBCO 双晶晶界结的晶界夹角可以灵活设定, 而晶界夹角又是决定晶界临界电流密度的重要因素, 因此人们可以通过调整晶界夹角来对 YBCO 双晶晶界结的临界电流进行一定程度上的控制。再者, YBCO 双晶晶界结的制备方法比较简单——只需制备单层 YBCO 外延薄膜, 而且晶界面的形成比较容易。于是, 因为这些优点, YBCO 双晶晶界结成为备受青睐的一种高温超导约瑟夫森结, 在高 T_c SQUID 的研发过程中得到了广泛的应用。

到目前为止, 高 T_c SQUID 中所采用的 YBCO 双晶晶界结, 绝大多数都是 [001] 倾侧晶界类型的结。之所以采用 [001] 倾侧晶界类型的结, 是因为这种结所使用的是 c 轴取向 (c 轴垂直于衬底) 的 YBCO 外延薄膜, 而 c 轴取向的 YBCO 外延薄膜具有较强的磁通钉扎、较高的临界电流密度以及较低的 $1/f$ 噪声^[8]。

大量研究^[33—37]表明: YBCO [001] 倾侧晶界的临界电流密度会随晶界夹角 θ 的增加而大致按照指数方式下降。因此, 为保证 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结呈现良好的约瑟夫森效应并具有较高的特征电压, 这种结的晶界夹角 θ 就既不能太小也不能太大——若 θ 太小, 则晶界临界电流密度就会过高, 造成结不能很好地呈现约瑟夫森效应, 反之, 若 θ 太大, 则晶界临界电流密度就会过低, 从而造成结的特征电压过低。事实上, 高 T_c SQUID 中的 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结, 其晶界夹角 θ 基本取在 20° — 40° 之间, 而且以 24° , 30° , 36.8° 最为常见。

虽然最初的 YBCO 双晶晶界结是用 SrTiO_3 来作双晶衬底, 但是高 T_c SQUID 中的 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结, 其双晶衬底早已扩展到了多种材料。除 SrTiO_3 之外, MgO 和钇稳定的 ZrO_2 也常用于双晶衬底的制作。而人们在为高 T_c SQUID 中的 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结制作双晶衬底时, 通常都是令衬底双晶的晶体取向关于双晶晶界对称, 以保证外延生长出的 YBCO [001] 倾侧晶界从宏观上看平分其晶界夹角 θ 。这样做的原因是: 关于宏观 YBCO [001] 倾侧晶界对称的晶界夹角 θ 有利于晶界两边具有 d 波对称性的 YBCO 超导波函数之间的耦合, 从而有利于 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双

晶晶界结具有比较高的临界电流密度及特征电压。

高 T_c SQUID 中的 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结, 在 77 K 的温度下, 通常具有接近于电阻分路结模型的特性^[37—41], 临界电流密度 J_c 和特征电压 V_c 可以得到一定程度的控制。例如 $\theta = 24^\circ$ 的结, J_c 的量级为 10^4 A/cm^2 , V_c 的典型值为 100 — $300 \mu\text{V}$ ^[8, 40]; $\theta = 36.8^\circ$ 的结, J_c 的量级为 10^3 A/cm^2 , V_c 的典型值在 $100 \mu\text{V}$ 左右^[40]。但是, 即便是同一双晶衬底上的各 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结, 它们的特征电压 V_c 也可以呈现高达 18% 的标准差^[39]。这是因为^[42] YBCO 超导薄膜是按岛状模式生长出来的, 双晶衬底上那条宏观上笔直的 YBCO [001] 倾侧晶界实际在微观上是蜿蜒曲折的, 它包含许多取向不同、尺度在纳米量级的晶界小面, 而晶界小面在膜平面内的方向与晶界小面两侧 YBCO 晶粒 a 轴方向之间的两个夹角 (α_1, α_2) 是影响晶界小面临界电流密度的重要因素, 因此, 一条宏观 YBCO [001] 倾侧晶界实际是由许多具有不同临界电流密度的微观晶界小面组合而成的, 这样, 即使是利用同一条宏观 YBCO [001] 倾侧晶界制成的若干结, 它们的临界电流及特征电压也极易呈现出较大的偏差。

除了特征电压 V_c 的标准差较大之外 [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结还有两个明显的缺点: 一是这种结的位置被衬底晶界严格限定; 二是这种结衬底中的那条双晶晶界实在太长 (横穿整个衬底)。这两点决定了这种结不适用于集成电路。而且, 也正是由于那条横贯整个衬底的双晶晶界, [001] 倾侧晶界型 YBCO 双晶晶界结只是被广泛应用于高 T_c dc SQUID 的制造, 而并没有被普遍地应用到高 T_c rf SQUID 之中, 这是因为那条衬底晶界一般不会给 dc SQUID 的设计带来麻烦, 但却极易给 rf SQUID 带来能够大大增加其噪声的多余的 YBCO 晶界。

其实, 到目前为止, 用于制造高 T_c rf SQUID 的主要是另外一种 YBCO 晶界结——台阶边沿晶界结。

(B) 台阶边沿晶界结

1990 年 Simon 等人^[21]发明了 YBCO 台阶边沿晶界结, 并且利用这种结制造出了 dc 及 rf SQUID。

YBCO 台阶边沿晶界结的基本制备方法是: 首先, 在适合 YBCO 外延生长的单晶衬底上制备出台阶 (该衬底台阶通常是用氩离子束刻蚀而成的); 然后, 在衬底上外延生长 YBCO 超导薄膜, 由于衬底台阶坡面上的 YBCO 薄膜会具有与台阶上下面上 YB-

CO 薄膜不同的取向,于是在衬底台阶的上下边沿通常各会形成一个 YBCO 晶界,最后,制造出跨越衬底台阶的 YBCO 微桥,从而形成 YBCO 台阶边沿晶界结。

YBCO 台阶边沿晶界结,其制备方法比较简单,其制备成本低于 YBCO 双晶晶界结,而且,这种结衬底台阶的位置可以灵活确定。因此,在高 T_c SQUID 的研发历史中,这种结也受到了广泛的关注。

可是, YBCO 台阶边沿晶界结的性能与很多因素有关。YBCO 薄膜的平整度、均匀性,衬底材料的种类,衬底台阶边沿的整齐程度,以及衬底台阶的高度 h 、坡度角 α 、YBCO 薄膜的厚度 d 、结的宽度 w 等参数,都会对结的性能造成影响。

截至目前,高 T_c SQUID 中所采用的 YBCO 台阶边沿晶界结,其衬底材料主要是 SrTiO_3 , LaAlO_3 和 MgO ,其中那些以 SrTiO_3 或 LaAlO_3 为衬底的结,其衬底台阶都比较陡峭($\alpha > 50^\circ$),这样, YBCO 微桥中会出现两个 90° 晶界,分别位于衬底台阶的上下边沿,而每个 90° 晶界又是由如图 2 所示的两种最基本的晶界—— $90^\circ[010]$ 对称倾侧晶界和 $90^\circ[010]$ 基面内的倾侧晶界^[43]——组合而成,并且这两种最基本的晶界在那个位于台阶下边沿的晶界中所占的比例与坡度角 α 有关^[44],而高 T_c SQUID 中以 MgO 为衬底的 YBCO 台阶边沿晶界结,其坡度角 α 的取值通常在 $30^\circ-70^\circ$,在这样的结中,衬底台阶坡面上的 YBCO 薄膜 c 轴垂直于坡面,而衬底台阶上方与下方的 YBCO 薄膜 c 轴垂直于衬底平面,因此, YBCO 微桥中通常会出现两个 $[100]$ 倾侧晶界,分别位于衬底台阶的上下边沿,而每个倾侧晶界的夹角都由衬底台阶的坡度角 α 决定^[45,46]。虽然每个 YBCO 台阶边沿晶界结通常都包含两个 YBCO 晶界,但是这两个晶界的超导弱耦合性质一般并不相同,而其中那个超导耦合性更弱的 YBCO 晶界常常决定 YBCO 台阶边沿晶界结的性能。

通常,在为高 T_c SQUID 制备 YBCO 台阶边沿晶界结时,都是令衬底台阶的边沿尽量平直,并且基本平行于衬底材料的某一晶轴。这样做的原因是,边沿平直的衬底台阶有利于提高 YBCO 薄膜成分的均匀性^[47],而且受 YBCO 超导波函数 d 波对称性的影响,边沿平行于某一衬底晶轴的衬底台阶有利于提高结的临界电流密度^[48]及特征电压。

此外,在为高 T_c SQUID 制备 YBCO 台阶边沿晶界结时,一般都是使衬底台阶高度 h 不小于 YBCO 薄膜厚度 d ,将 d 保持在 $100-300 \text{ nm}$,并设结的宽

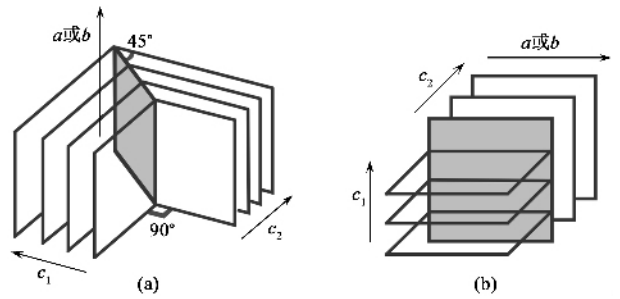


图 2 两种最基本的 90° YBCO 晶界^[43] (a) $90^\circ[010]$ 对称倾侧晶界 (b) $90^\circ[010]$ 基面内的倾侧晶界(图中灰色部分代表晶界)

度 w 为几 μm 。

高 T_c SQUID 中的 YBCO 台阶边沿晶界结,其各项电学参数及 $I-V$ 特性与 YBCO 双晶晶界结基本相同^[21,46,49],其 $1/f$ 噪声可比 YBCO 双晶晶界结更低^[50]。但是,由于其临界电流密度强烈依赖于衬底和薄膜的微结构,这种结临界电流密度的空间分布不均匀性比双晶晶界结更为严重。正因如此,虽然一般可以通过调整 $\alpha, w, h, h/d$ 的数值来对这种结的电学参数(I_c)进行一定程度上的控制^[51-55],但是这种结的可控性和成品率远不及双晶晶界结。

以上介绍了两种非常重要的 YBCO 晶界结——双晶晶界结,台阶边沿晶界结。它们在高 T_c SQUID 中得到了大量的应用。与这两种结不同,还有一种 YBCO 晶界结,虽然也曾被用来制造高 T_c SQUID,但却没能被大量应用于高 T_c SQUID 的制造。那就是双外延晶界结。

(C) 双外延晶界结

1991 年,Char 等人^[56]最先研制出了 YBCO 双外延晶界结,并且将它应用到了高 T_c dc SQUID 之中。

Char 等人在制作最初的 YBCO 双外延晶界结时,是先用 MgO 种子层覆盖一半 r 面蓝宝石衬底;然后,外延生长 SrTiO_3 过渡层,于是,根据外延关系 $\text{SrTiO}_3[110]//\text{Al}_2\text{O}_3[11\bar{2}0]$ 以及 $\text{SrTiO}_3[100]//\text{MgO}[100]//\text{Al}_2\text{O}_3[11\bar{2}0]$,在 SrTiO_3 过渡层中就出现了 $45^\circ[001]$ 倾侧晶界;此后,在 SrTiO_3 过渡层上再外延生长 YBCO 超导薄膜,于是根据外延关系 $\text{YBCO}[100]//\text{SrTiO}_3[100]$,在 YBCO 超导薄膜中也就形成了 $45^\circ[001]$ 倾侧晶界;最后,制造穿越该晶界的 YBCO 微桥,就造出了 YBCO 双外延晶界结。

YBCO 双外延晶界结制备技术的关键在于:利用人工构造的种子层改变一部分 YBCO 薄膜的取

向,从而在 YBCO 薄膜中形成晶界.

YBCO 双外延晶界结需要利用多层外延技术,制备难度较大,但是,这种结的位置可以任意确定,因而它非常适宜集成设计.

正因如此,多年来人们对这种结还是十分关注.人们不断发展这种结的制造技术,其中包括:人们在(001)面 MgO 衬底和(001)面 SrTiO₃ 衬底上,利用多种制备方案制出了 45°[001] 倾侧晶界型 YBCO 双外延晶界结,并且将它们应用到了高 T_c dc SQUID 之中^[57-60];此外,人们还利用(110)面 SrTiO₃ 衬底和 MgO 种子层,制造出了 45°[100] 倾侧晶界型 YBCO 双外延晶界结以及相应的 dc SQUID^[61-63].

可是,上述双外延晶界结,它们的特征电压都比较低,难以满足高 T_c SQUID 的实用化需求.

而提高 YBCO 双外延晶界结特征电压的方法之一就是降低结中晶界的夹角.可是,由于受到外延关系的限制,制造非 45° 的 YBCO 双外延晶界是非常不容易的.历史上,最为成功的非 45° YBCO 双外延晶界结是 20°[010] 倾侧晶界型 YBCO 双外延晶界结,人们利用这种结制造出了 dc SQUID,不过,该 dc SQUID 的性能也并不理想^[64].

可以说,到目前为止,人们还未能利用 YBCO 双外延晶界结制造出实用性较强的高 T_c SQUID.

以上介绍的双晶晶界结、台阶边沿晶界结和双外延晶界结均属于 YBCO 晶界结,这些结利用的是 YBCO 晶界天然的超导弱耦合性质.到目前为止,尽管人们已经认识到 YBCO 晶界所表现出的超导弱耦合性必定与 YBCO 晶界处结构的失序、化学计量比的变化,以及 YBCO 超导序参量的 d 波对称性等因素有关^[43],但是,人们还尚未对 YBCO 晶界的超导弱耦合现象作出一个全面而合理的解释.因此,上述三种 YBCO 晶界结的运输机制仍是待解之谜,这也使得这些结的参数控制变得更加困难.

对以上介绍的三种 YBCO 晶界结而言,YBCO 超导薄膜是被其自身的晶界面分开,所以,这三种结可以称为“具有本征界面的结”.与“具有本征界面的结”不同,高 T_c SQUID 中还有一类 YBCO 约瑟夫森结,其两个 YBCO 薄膜电极是被一个很薄的轮廓清晰的人工夹层隔开.这类结涉及 YBCO 电极与人工夹层之间的“非本征界面”,因此被称为“具有非本征界面的结”.

(3) 具有非本征界面的结

具有非本征界面的结主要包括台阶边沿 SNS 结和坡道边沿结.

(A) 台阶边沿 SNS 结

1991 年,DiIorio 等人^[65]率先制备出了以 YBCO 超导薄膜为电极的台阶边沿超导(S)-正常态金属(N)-超导(S)结,并且利用这种结制造出了可工作在 77 K 的高 T_c dc SQUID.此后,他们不断研发以 YBCO 薄膜为超导电极、以 Ag 或 Ag-Au 合金为正常态金属夹层的台阶边沿 SNS 结,并在此基础上研制出了噪声足够低的高 T_c dc SQUID^[66]乃至可用于生物磁测量的高 T_c dc SQUID 磁强计系统^[67].

与 DiIorio 等人不同, Lee 等人^[68]将具有金属导电性的 CaRuO₃(CRO)作为正常态金属夹层,制出了 YBCO/CRO/YBCO 台阶边沿 SNS 结,并且将这种结用到了 dc SQUID 之中. Lee 等人制作的这种以 YBCO/CRO/YBCO 台阶边沿 SNS 结为核心元件的 dc SQUID,虽然也可以工作在 77 K^[69],但却并没有达到实用化水平.

台阶边沿 SNS 结,其制备方法不是非常复杂,大体包括 4 个步骤:(1)用氩离子束在适当的衬底(例如 LaAlO₃, SrTiO₃ 单晶)上刻蚀出非常陡峭的台阶;(2)利用偏轴沉积的方法,使衬底上外延生长出厚度比衬底台阶高度小、c 轴垂直于衬底平面的 YBCO 超导薄膜,该薄膜在衬底台阶处断开(开口的大小在很大程度上由衬底台阶高度和 YBCO 薄膜厚度决定,通常都使这个开口大小接近于正常态夹层的相干长度 ξ_N);(3)原位沉积一层具有金属导电性的正常态材料(如:Ag, Ag-Au 合金, CaRuO₃),该材料填充台阶处 YBCO 薄膜的缝隙;(4)制造出由正常态金属膜和 YBCO 膜构成的跨越衬底台阶的微桥,于是在微桥中就会形成台阶边沿 SNS 结.

研究^[70,71]表明,缩短正常态金属膜在 YBCO 电极上覆盖的范围(即减小图 3(a)中所示的 L_{ovlp}),可以提高台阶边沿 SNS 结的正常态电阻 R_n 及特征电压 V_c .正是利用这种方法,历史上曾经制出过在 77 K 特征电压高达 1 mV 的结^[70].

可是,台阶边沿 SNS 结的运输机制并不简单:通常,结中的 SN 界面会呈现很大的界面电阻 R_B ,这表明在超导电极和正常态金属之间很可能存在介电性质的失序层,因而结很可能并非只涉及 SNS 邻近效应^[66,71].

此外,受结中 SN 界面复杂性的影响,台阶边沿 SNS 结电学参数的可控性并不尽如人意.特别是临界电流 I_c ,其可控性很不理想^[72].正是因为这个问题的存在,台阶边沿 SNS 结并没有被广泛应用到 SQUID 中去.

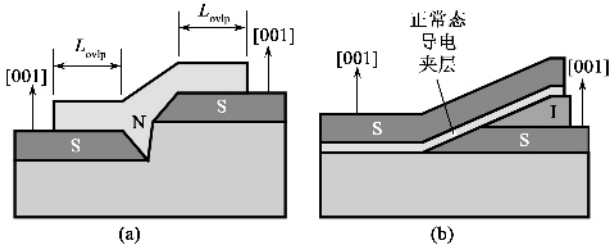


图3 两种具有非本征界面的结 (a)台阶边沿 SNS 结(图中 L_{ovlp} 代表在每个 YBCO 电极上覆盖的正常态金属膜的长度); (b)坡道边沿结

(B) 坡道边沿结

1990 年, Gao 等人^[73-74]将 $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (PBCO) 作为正常态导电夹层, 首先制造出了以 YBCO 超导薄膜为电极的坡道边沿结, 并且利用这种结制造出了 dc SQUID. 此后, 人们又陆续用许多不同于 PBCO 的材料——例如 $CaRuO_3$ ^[75], T_c 为零的四方相 YBCO^[76], T_c 远低于 77 K 的 $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (NBCO)^[77] 以及掺杂的 YBCO^[78-80]——作为正常态导电夹层, 也制造出了以 YBCO 超导薄膜为电极的坡道边沿结以及相应的高 T_c dc SQUID.

坡道边沿结的基本构造如图 3(b) 所示. 这种结的制作方法基本可以分为如下几步 (1) 在衬底上外延生长一层 c 轴取向的 YBCO 超导薄膜 (S), 并用一层比较厚的绝缘外延膜 (I) 覆盖它 (2) 利用氩离子刻蚀技术, 使这两层膜形成很平缓的坡道 (3) 先后沉积正常态导电夹层和顶部的 YBCO c 轴超导薄膜 (S)——这两层膜也是外延生长的, 它们的厚度比较均匀 (4) 将坡道处的夹层及其顶部的 YBCO 薄膜制成微桥, 从而会在坡道下边沿附近形成以正常态导电材料为夹层、以 YBCO 为电极的约瑟夫森结.

由于坡道的倾斜角度足够小, 所以正常态导电夹层和顶部的 YBCO 薄膜并不在坡道边沿形成晶界. 而坡道边沿结的约瑟夫森耦合, 其实是需要依靠临近效应.

研究表明^[75, 77, 81-84], 随着正常态导电夹层厚度的增加, 坡道边沿结的临界电流密度会大致按指数方式下降. 因此, 通过调整正常态导电夹层的厚度, 可以对坡道边沿结的临界电流进行一定程度上的控制.

可是, 坡道边沿结的电学性能毕竟不是只由夹层厚度决定, 夹层材料的本征性质、夹层与 YBCO 电极之间界面的性质, 都是影响坡道边沿结电学性能的重要因素.

到目前为止, 虽然已有多种夹层材料被用于坡道边沿结的制造, 可是, 这些夹层材料都存在不如人意之处: 有的材料, 其本征电阻率过低, 以致结的正常态电阻难以满足 SQUID 的实用化需求; 有的材料, 其本征电阻率对于这种材料的化学计量比 (氧含量、掺杂浓度) 过分敏感, 致使结的可控性大大下降; 有的材料, 其晶格常数与 YBCO 电极不是非常匹配, 导致夹层与 YBCO 电极之间出现很大、很不均匀的界面电阻, 致使结的行为严重偏离临近效应理论的预言, 同时结的可控性大大降低.

正是由于上述这些问题的存在, 再加上坡道边沿结至少需要利用四层外延膜, 制备难度相当大, 因此, 坡道边沿结没有被非常广泛地应用到高 T_c SQUID 之中.

而且, 由于种种原因, 历史上那些利用坡道边沿结制造出的 SQUID, 也常常出现噪声太高或工作温度过低等问题.

以上对于高 T_c SQUID 中的 YBCO 约瑟夫森结进行了比较详细的介绍, 下面本文再来简单介绍一下高 T_c SQUID 中其他铜氧化物高温超导材料的约瑟夫森结.

2.2 高 T_c SQUID 中其他铜氧化物高温超导材料的约瑟夫森结

已出现在高 T_c SQUID 中的其他铜氧化物高温超导材料的约瑟夫森结, 主要包括: 利用 Bi-Sr-Ca-Cu-O 或 Tl-Ba-Ca-Cu-O 体材料制造的多晶微桥型结^[15, 85, 86]; 利用 $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 薄膜制造的氧离子辐射局部弱化微桥型结^[23]; 利用 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 、 $Tl_2Ba_2CaCu_2O_x$ 或 $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 薄膜制造的 [001] 倾侧晶界型双晶晶界结^[87-90]; 利用 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 薄膜制造的 45° [001] 倾侧晶界型双外延晶界结^[87]; 以及利用 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 单晶制造的本征结^[91, 92]. 其中, 除 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 本征结之外的那几种结, 它们的综合性能并不比相同类型的 YBCO 约瑟夫森结优越, 本文就不对这几种结再作介绍了.

而 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 本征结是比较新颖的一种结. 这种结充分利用了 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 晶体本征的约瑟夫森隧道效应: 各向异性比 YBCO 更强烈的 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 晶体, 它的铜氧面相当于超导电极 (S), 而铜氧面之间的 BiO、SrO 层则相当于绝缘势垒层 (I); 正是利用这一天然特性, 人们在 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ 单晶中制造出了沿 c 轴方向的本征约瑟夫森结, 它通常是由若干个以铜氧面为电极、以 BiO 和 SrO 层为绝缘层的 S-I-S 隧道

结通过互感耦合而成的。

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 本征结可以具有比较高的特征电压,它几乎能够呈现出理想欠阻尼隧道结的行为。但是这种结很少被应用于 SQUID 的制造,这主要是因为从制造工艺的角度来看,将这种结应用到 SQUID 之中是很不容易的。而且受技术水平的限制,即使是已经报道的 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 本征结 SQUID^[91,92],其 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 本征结的 $I-V$ 特性也很不理想,而该 SQUID 整体的各项性能也远没有达到实用化水平。

3 结束语

铜氧化物高温超导材料有别于常规金属超导体和 MgB_2 的一个显著特点,就是其超导相干长度 ξ 极短且具有强烈的各向异性。正是因为铜氧化物高温超导材料的这个固有特点,高温超导约瑟夫森结的制造极其不易。时至今日,人们并没有制造出可工作在 77 K 的含有人工绝缘夹层的隧道结,而且人们也没有研制出可控性可与低 T_c SQUID 中的 Nb 三明治隧道结相媲美的高温超导约瑟夫森结,即使是已在高 T_c SQUID 中得到了极广泛应用的 YBCO 双晶晶界结和台阶边沿晶界结,它们的可控性也只是差强人意。而高温超导约瑟夫森结可控性的不理想,其实严重地妨碍了高 T_c SQUID 的优化设计。可见,若想进一步改善高 T_c SQUID 的性能,一个必须要解决的问题就是如何降低由超导相干长度很短引发的高温超导约瑟夫森结电学性能的不可控性。而这一问题的解决,似乎并不能一蹴而就,因为它很可能是需要依靠技术与理论两方面的突破才能实现的。

参 考 文 献

- [1] Bednorz J G, Müller K A. Z. Phys. B: Condens. Matter, 1986, 64: 189
- [2] Jaklevic R C, Lambe John, Silver A H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1964, 12: 159
- [3] Silver A H, Zimmerman J E. Phys. Rev., 1967, 157: 317
- [4] Wu M K, Ashburn J R, Torng C J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58: 908
- [5] Koch R H, Umbach C P, Clark G J *et al.* Appl. Phys. Lett., 1987, 51: 200
- [6] Colclough M S, Gough C E, Keene M *et al.* Nature, 1987, 328: 47
- [7] Zimmerman J E, Beall J A, Cromar M W *et al.* Appl. Phys. Lett., 1987, 51: 617
- [8] Koelle D, Kleiner R, Ludwig F *et al.* Rev. Mod. Phys., 1999, 71: 631
- [9] Gross R, Alff L, Beck A *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1997, 7: 2929
- [10] Likharev K K. Rev. Mod. Phys., 1979, 51: 101
- [11] Harvey I K, Binks R A, Driver R. Appl. Phys. Lett., 1988, 52: 1634
- [12] Harrop S, Gough C E, Keene M N *et al.* Supercond. Sci. Technol., 1988, 1: 68
- [13] Harrop S P, Colclough M S, Gough C E *et al.* IEEE Trans. Magn., 1989, 25: 876
- [14] Tinchev S S, Hinken J H. Supercond. Sci. Technol., 1990, 3: 100
- [15] Khare Neeraj, Gupta A K, Chaudhry Sangeeta *et al.* IEEE Trans. Magn., 1991, 27: 3029
- [16] Khare Neeraj, Gupta A K, Chaudhry Sangeeta *et al.* Supercond. Sci. Technol., 1991, 4: 107
- [17] Moore D F, Pauza A J, Booij W E *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1997, 7: 2494
- [18] Kim S J, Chen J, Mizugaki Y *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1999, 9: 3089
- [19] Cui G, Zhang Y, Herrmann K *et al.* Supercond. Sci. Technol., 1991, 4: S130
- [20] Park C H, Kobayashi T, Goto T. IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 3: 2409
- [21] Simon R W, Bulman J B, Burch J F *et al.* IEEE Trans. Magn., 1991, 27: 3209
- [22] Tinchev S S. Supercond. Sci. Technol., 1990, 3: 500
- [23] Tinchev S S. IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 3: 28
- [24] Tinchev S S. Physica C, 1996, 256: 191
- [25] Barth R, Hamidi A H, Hadam B *et al.* Microelectron. Eng., 1996, 30: 407
- [26] Bergeal N, Lesueur J, Faini G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2006, 89: 112515
- [27] Pauza A J, Moore D F, Campbell A M *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1995, 5: 3410
- [28] Liang W Y, Yuanh J, Yan Y *et al.* Mater. Sci. Eng. B, 1996, 41: 5
- [29] Pauza A J, Booij W E, Herrmann K *et al.* J. Appl. Phys., 1997, 82: 5612
- [30] Chaudhari P, Mannhart J, Dimos D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60: 1653
- [31] Dimos D, Chaudhari P, Mannhart J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 219
- [32] Dimos D, Chaudhari P, Mannhart J. Phys. Rev. B, 1990, 41: 4038
- [33] Ivanov Z G, Nilsson P A, Winkler D *et al.* Appl. Phys. Lett., 1991, 59: 3030
- [34] Lu H B, Huang T W, Wang J J *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 3: 2325
- [35] Kisilinskiĭ Yu V, Stepanov E A, Ivanov Z G *et al.* Phys. Solid State, 2001, 43: 602
- [36] Tsai Jack W H, Chan S W, Kirtley J R *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 2001, 11: 3880
- [37] Huang T W, Niu D C. IEEE Trans. Appl. Supercond., 2005, 15: 173
- [38] Gross R, Chaudhari P, Kawasaki M *et al.* Appl. Phys. Lett., 1990, 57: 727
- [39] Miklich A H, Koelle D, Dantsker E *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 3: 2434
- [40] Balbashov A M, Parsegov I Yu, Kovev E K *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1997, 7: 2335
- [41] Fardmanesh Mehdi, Schubert Juergen, Akram Rizwan *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 2003, 13: 873
- [42] Chan S W, Jin Q, Tsai Jack W H *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 2003, 13: 2829

- [43] Hilgenkamp H , Mannhart J . *Rev. Mod. Phys.* , 2002 , 74 : 485
- [44] Herrmann K , Kunkel G , Siegel M *et al.* *J. Appl. Phys.* , 1995 , 78 : 1131
- [45] Edwards J A , Satchell J S , Chew N G *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1992 , 60 : 2433
- [46] Tanaka S , Kado H , Matsuura T *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1993 , 3 : 2365
- [47] Yi H R , Gustafsson M , Winkler D *et al.* *J. Appl. Phys.* , 1996 , 79 : 9213
- [48] Lee S G , Hwang Y , Kim J T *et al.* *Physica C* , 2000 , 341—348 : 1473
- [49] Herrmann K , Zhang Y , Mück H M *et al.* *Supercond. Sci. Technol.* , 1991 , 4 : 583
- [50] Kuriki S , Kamiyama T , Suzuki D *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1993 , 3 : 2461
- [51] Foley C P , Mitchell E E , Lam S K H *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1999 , 9 : 4281
- [52] Fardmanesh M , Schubert J , Akram R *et al.* *Physica C* , 2002 , 372—376 : 240
- [53] Schmidl F , Alff L , Gross R *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1993 , 3 : 2349
- [54] Shen Y Q , Sun Z J , Kromann R *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1995 , 5 : 2505
- [55] Du Jia . *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 2003 , 13 : 865
- [56] Char K , Colclough M S , Garrison S M *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1991 , 59 : 733
- [57] Char K , Colclough M S , Lee L P *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1991 , 59 : 2177
- [58] Petersen K , Stölzel C , Schmitt M *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1995 , 5 : 2180
- [59] Huang M Q , Chen L , Zhao Z X *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1997 , 71 : 2373
- [60] Yang S Y , Chen C H , Horng H E *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1999 , 9 : 3121
- [61] Tafuri F , Carilio F , De Nunzio L *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1999 , 9 : 3113
- [62] Testa G , Samelli E , Carillo F *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1999 , 75 : 3542
- [63] Carillo F , Lombardi F , Miletto Granozio F *et al.* *Int. J. Mod. Phys. B* , 2000 , 14 : 3074
- [64] Youm D , Kim J H . *Physica C* , 1995 , 251 : 399
- [65] DiIorio M S , Yoshizumi S , Yang K Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1991 , 58 : 2552
- [66] DiIorio M S , Yoshizumi S , Yang K Y *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1993 , 3 : 2011
- [67] DiIorio M S , Yang K Y , Yoshizumi S . *Appl. Phys. Lett.* , 1995 , 67 : 1926
- [68] Lee S G , Park K , Park Y K *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1994 , 64 : 2028
- [69] Lee S G , Park K , Kwon H C *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1995 , 5 : 2509
- [70] Rosenthal P A , Grossman E N , Ono R H *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1993 , 63 : 1984
- [71] Reintsema C D , Ono R H , Barnes G *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1995 , 5 : 3405
- [72] Ono R H , Vale L R , Kimminau K R *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1993 , 3 : 2389
- [73] Gao J , Aarnink W A M , Gerritsma G J *et al.* *Physica C* , 1990 , 171 : 126
- [74] Gao J , Aarnink W A M , Gerritsma G J *et al.* *IEEE Trans. Magn.* , 1991 , 27 : 3062
- [75] Char K , Colclough M S , Geballe T H *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1993 , 62 : 196
- [76] Agostinelli J A , Chwalek J M , Baron C J *et al.* *Physica C* , 1993 , 207 : 203
- [77] Oh B , Choi Y H , Moon S H *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1996 , 69 : 2288
- [78] Hunt B D , Forrester M G , Talvacchio J *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 1996 , 68 : 3805
- [79] Mallison William H , Berkowitz Stuart J , Hirahara Ann S . *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1997 , 7 : 2944
- [80] Song I H , Lee E H , Yoon S Y *et al.* *Supercond. Sci. Technol.* , 1999 , 12 : 795
- [81] Hunt B D , Foote M C , Bajuk L J . *Appl. Phys. Lett.* , 1991 , 59 : 982
- [82] Gao J , Boguslavskij Y M , Klopman B B G *et al.* *J. Appl. Phys.* , 1992 , 72 : 575
- [83] Barner J B , Hunt B D , Foote M C *et al.* *Physica C* , 1993 , 207 : 381
- [84] Alvarez G A , Kuroda M , Matsuda M *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1995 , 5 : 2755
- [85] Gupta A K , Chaudhry S , Khare N *et al.* *Solid State Commun.* , 1991 , 78 : 931
- [86] Han S G , Kang J H , Seo D M *et al.* *J. Korean Phys. Soc.* , 1997 , 31 : 423
- [87] Pfuch A , Schmidl F , Wiese A *et al.* *Cryogenics* , 1997 , 37 : 685
- [88] HAN B , CHEN G H , ZHANG L H *et al.* *Chin. Phys. Lett.* , 2000 , 17 : 847
- [89] Park Y K , Ha D H , Kim I S *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 1997 , 7 : 3351
- [90] Romans E J , Eulenburg A , Carr C *et al.* *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 2001 , 11 : 1347
- [91] Irie Akinobu , Oya Gin-ichiro . *IEEE Trans. Appl. Supercond.* , 2005 , 15 : 813
- [92] Okano S , Irie A , Oya G . *J. Korean Phys. Soc.* , 2006 , 48 : 1080