

高温超导本征结加工中的氩离子铣技术

姜振国^①, 钟扬音^①, 康琳^①, 陈健^{①*}, 袁洁^②, 羽多野毅^②, 王华兵^②, 吴培亨^①

^① 南京大学超导电子学研究所, 南京 210093;

^② 日本国立材料科学研究所, 筑波 3050047, 日本

* 联系人, E-mail: chenj63@nju.edu.cn

2011-03-02 收稿, 2011-04-28 接受

国家重点基础研究发展计划(2011CBA00107)、高等学校博士点基金(20090091110039)和中央高校基本科研业务费专项资金(1092021006)资助

摘要 最近, 用高温超导单晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 制备本征结器件从而实现太赫兹辐射源的研究有较大突破, 而本征结器件的样品制作仍需细致而深入的研究. 为此我们首先借助于单晶硅, 制作了矩形的高台(mesa)结构, 观测了在不同离子加速电压和不同离子束入射角度下, 氩离子铣的刻蚀速度和刻蚀形成台阶侧壁的形貌, 给出了一种刻蚀速率高、台阶侧壁陡峭、对样品损伤小的刻蚀方案, 用此方法加工出的高温超导本征结器件在一定条件下可以得到太赫兹辐射信号.

关键词

氩离子铣
高温超导本征结
太赫兹辐射

太赫兹辐射源是太赫兹技术应用的关键技术之一, 用高温超导单晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 制备本征约瑟夫森结器件(以下简称本征结)来实现太赫兹辐射源是近来的一个研究热点^[1,2]. 根据交流约瑟夫森效应, 约瑟夫森结在一定的直流偏置电压下会产生高频电磁辐射, 适当高的偏置电压对应于太赫兹振荡辐射, 但是单个约瑟夫森结所产生的信号非常微弱; 本征结是在一片高温超导单晶上加工大量的约瑟夫森结, 当这些结工作在谐振状态, 便有可能得到较大功率的信号^[3-5]. 而为了让大量的结工作在谐振状态, 结的尺寸需要有良好的的一致性. 氩离子铣技术是加工高温超导单晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 最常用的技术, 但是通常该方法得到的台阶壁并不是完美的垂直状态, 而且刻蚀过程中很大一部分能量在离子轰击的过程中转化成熟, 会对光刻胶和器件造成一定损伤. 因此, 如何提高刻蚀速率, 降低离子束对器件造成的损伤, 并且获得尽可能陡的侧壁, 成为工艺中很重要的问题. 虽然近年来高温超导本征结在世界范围引起了极大关注^[6], 但是尚没有关于本征结制备中氩离子铣技术的详细研究和报道. 本文详细研究了氩离子铣

过程中离子加速电压和离子束入射角度与刻蚀速率和台阶侧壁倾斜程度的关系, 从而设计一套有利于本征结制备的刻蚀工艺. 因为该研究要使用大量的样品, 而大尺寸、平整的 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶很难得到, 所以我们首先使用较廉价、容易加工的单晶硅片进行实验; 另一方面, Southern 等人^[7]的研究表明, 半导体单晶(Si, Ge)在氩离子轰击下的溅射速率与其晶面取向没有明显关系, 所以其刻蚀效果不会受到硅的晶面取向的影响. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶为强各向异性单晶, 但在层状结构的平面上没有特殊取向, 在使用硅完成实验之后, 我们将得到的方案应用于 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶加工进行验证, 成功得到了侧壁较陡峭的本征结, 并检测到太赫兹辐射信号, 进一步说明了此方案的可行性.

1 实验与分析

当能量在 10~5000 eV 的范围内时, 离子轰击材料有溅射发生, 而我们采用的离子加速电压在 50~250 V 之间, 因此我们使用的氩离子铣是一种离子溅射的物理刻蚀过程. 溅射刻蚀时, 入射离子将能

英文引用格式: Jiang Z G, Zhong Y Y, Kang L, et al. Influence of argon ion milling in the fabrication of high temperature superconducting intrinsic Josephson junctions (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2011, 56: 1696-1702, doi: 10.1360/972011-347

量传给靶材料原子,使这些原子获得能量而逃逸出靶材料表面^[8],从而实现刻蚀过程.影响离子溅射刻蚀速率的一个最重要的参数是溅射产额,即每个入射离子能产生的溅射原子数.在低能区(入射离子能量小于0.1 MeV),溅射产额 Y 与核能损 S_n 成正比,该过程可以用核溅射理论解释^[9].Sigmund^[10]对溅射过程做了系统的理论和实验研究,溅射产额可以用Sigmund的“线性连锁碰撞模型”计算:

$$Y(E, \theta) = \frac{0.042}{U_s} \alpha S_n(\varepsilon) \cos^{-f}(\theta), \quad (1)$$

式中

$$\alpha = 0.15 + 0.13 \frac{M_2}{M_1}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{E}{A}, \quad (3)$$

其中, E 是离子的能量, M_1 为离子的质量, M_2 为靶原子的质量, A 是一个常数, U_s 为靶材料表面键合能, S_n 是核能损, θ 是离子束入射角,即离子束与靶平面法线所成角度.在我们的研究中,离子束的入射角改变时,始终保持其在靶平面上的投影沿着高台(mesa)长边的方向.指数 f 是一个与粒子质量比 M_2/M_1 有关的近似因数(f 是当离子束入射角不是非常大的时候得到的近似值,当离子束入射角度接近 90° 时,近似不成立,(1)式不再适用.根据文献[10]的研究可知,当质量比 $M_2/M_1 \leq 3$ 时, $f \approx 5/3$,靶原子质量继续增大, f 值将减小,溅射产额 Y 随入射角 θ 的增长也会变得缓慢).

由公式(1)~(3)可知,溅射产额与入射离子能量、离子束入射角度、靶材料种类都有密切关系.虽然Sigmund的理论模型可以从理论上推算溅射产额,但实际的刻蚀速率还受到很多其他因素影响,如“二次效应”^[11],所以,刻蚀速率必须通过实际测试才能确定.在本研究中,我们使用控制变量的方法,分别研究了刻蚀速率与离子加速电压(决定了离子能量 E)和离子束入射角的关系,并结合Sigmund的理论模型进行了分析.此外,我们在加工过程中不仅希望有高的刻蚀速率,还要求得到样品的台阶侧壁平整、陡峭.我们在实验中通过改变上述条件来寻找一种最优的刻蚀方案,以获得结的尺寸一致性最好的样品.

本文中对氩离子铣特性的一系列研究是采用单晶硅片来进行的,硅片表面使用AZ5214型号的光刻胶做了矩形掩膜,经过氩离子铣之后使用丙酮和酒

精洗去光刻胶,然后使用原子力显微镜测量得到样品表面的情况.用作太赫兹辐射源的单晶 mesa 一般设计为长 $330 \mu\text{m}$ 、宽 $40\sim 60 \mu\text{m}$ 、高 $1 \mu\text{m}$.当离子束垂直入射(入射角为 0°)时,我们可以认为离子束与 mesa 的4个侧壁的夹角是相同的,但是当离子束倾斜入射(入射角不是 0°)时,刻蚀得到 mesa 四个侧壁的形貌不尽相同.实验设置如图1所示,迎着离子束的一面侧壁出现曲面,背对离子束的侧壁不够陡峭,平行于离子束方向的侧面比较陡峭.因为 mesa 的长比宽要大很多,也就是说长边的台阶侧壁形貌会对结的宽度造成相对较大的影响,根据谐振腔模型^[3],结的宽度会决定结内部电磁振荡的频率,所以,我们研究长边的台阶侧壁形貌.本文的所有研究都基于以下2个条件:离子束倾斜入射时,是沿 mesa 长边倾斜的(图1);我们测量台阶高度和台阶侧壁形貌都是以 mesa 长边对应的侧面为准.

首先,我们设定离子束入射角为 45° ,离子加速电压的范围为 $50\sim 250 \text{V}$,研究刻蚀速率和加速电压的关系.然后,将加速电压设定为 200V ,测试刻蚀速率和离子束入射角的关系.

由图2(a)可见,刻蚀速率随离子加速电压的增加

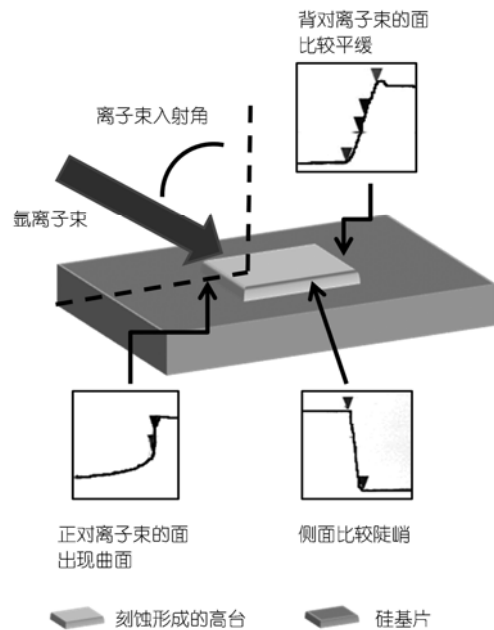


图1 测试离子铣的示意图以及离子铣形成的 mesa 不同侧面的原子力显微镜剖视图

离子束入射角是指离子束与 mesa 平面法线之间的角度,在我们的实验中,离子束是沿着 mesa 长边倾斜的,即离子束在靶平面上的投影是与 mesa 长边平行的

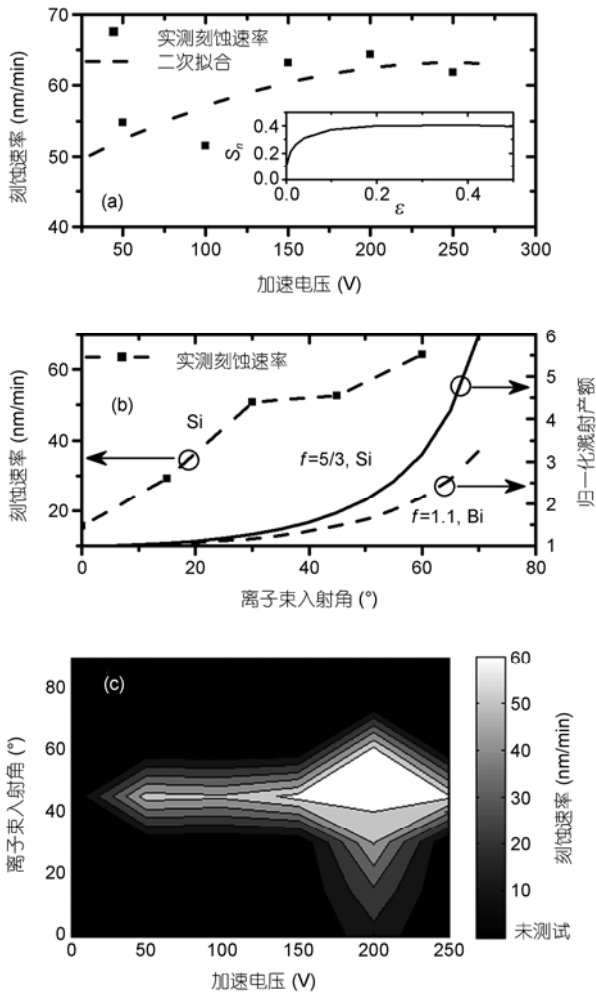


图 2

(a) 不同离子加速电压下的刻蚀速率, 氩离子束入射角为 45° , 方形黑点为实际测得的刻蚀速率, 虚线为实验数据的二次拟合曲线; 插图: 核能损 S_n 与参数 ϵ 的关系. S_n 与 ϵ 的经验数据来自文献[10]; (b) 由虚线连接的方形黑点为实际测到的不同离子束入射角下的刻蚀单晶硅片的速率, 加速电压为 200 V; 连续实线为 $f=5/3$ 时, 归一化的溅射产额与离子束入射角的关系, 对应 Si, Sr, Ca, Cu, O 等较轻的靶原子; 虚线为 $f=1.1$ 时, 归一化溅射产额与离子束入射角的关系, 对应靶原子为 Bi 原子的情况; (c) 综合考虑离子加速电压和离子束入射角时的刻蚀速率分布. 注: 黑色部分对应的加速电压和离子束入射角实验中未作测试, 不代表刻蚀速率为 0

略有增加, 但是电压到达 150 V 之后, 刻蚀速率的增加并不明显, 这是因为溅射产额和入射离子能量并不是成正比. 此问题在文献[10]中有详细论述, 根据 Sigmund 的理论模型, 溅射产额与核能损 $S_n(\epsilon)$ 成正比; 由公式(3)可知, 参数 ϵ 与入射离子的能量成正比; 然而, $S_n(\epsilon)$ 与 ϵ 并不是成正比, 而是图 2(a) 中插图所示的关系: 随着 ϵ 的增大, 核能损 $S_n(\epsilon)$ 迅速增大到某

一个值然后停止增长; 实际上, 当入射离子的能量继续增大, 入射离子的核能损会逐渐变小, 核溅射过程会逐渐减弱^[12]. 所以, 溅射产额不能随电压增大而无限增大, 当电压过大时, 多余的能量在碰撞时转化为热量, 会对光刻胶和样品造成损伤. 我们在加工样品时选择的加速电压为 150~200 V.

离子束入射角也是影响刻蚀速率的一个重要原因. 我们设定离子加速电压为 200 V, 离子束入射角度在 $0^\circ \sim 60^\circ$ 改变, 实验结果如图 2(b) 中“实际刻蚀速率”曲线所示. 可以发现, 刻蚀速率随离子束入射角度的增大而增大. 这一现象也是与 Sigmund 的理论模型相符的, 由公式(1)可知: 对于特定的离子源和靶材料, 当离子加速电压不变时, 溅射产额只与离子束入射角 θ 有关, 我们使用归一化的溅射产额

$$\frac{Y(\theta)}{Y(\theta=0)} = \cos^{-f}(\theta)$$

来表征刻蚀速率与离子束入射角的关系. 当质量比 $M_2/M_1 < 3$ 时, $f \approx 5/3$; 硅原子与氩离子的质量比为 $7/10 < 3$, 从而可以得出归一化溅射产额与离子束入射角符合 $f=5/3$ 的关系, 如图 2(b) 中, $f=5/3$ 曲线所示, 溅射产额随离子束入射角增大而单调增大, 这与我们实际测到的刻蚀速率随离子束入射角的变化趋势相同. 注意, 此处归一化溅射产额只用来讨论溅射产额的相对变化趋势, 而无法表征溅射产额的绝对值.

实际的刻蚀速率不仅与溅射产额有关, 还会受到溅射原子的反弹、再沉积和扩散情况的影响, 所以, 理论计算结果只能定性地解释图 2 中的实验数据. 图 2(c) 为综合以上研究得出的不同离子加速电压和离子束入射角下的刻蚀速率. 由图中可以看出, 白色区域刻蚀速率最高.

同时, 我们还要考虑台阶侧壁的形貌. 在离子铣的过程中, 溅射原子的逃逸有一定的角度分布, 一部分原子直接离开样品, 另一部分原子打到台阶侧壁上沉积下来, 称为再沉积, 这个过程便会影响到台阶侧壁的形貌. Emmoth 等人^[13]对溅射原子逃逸时的角分布做了详尽的研究, 他们的研究表明: 溅射原子的角分布近似符合 $\cos^\beta \theta_e$ 规律, 其中 θ_e 为逃逸方向与逃逸分布轴之间的角度, β 为与离子束入射角有关的变量, 离子束入射角会影响到溅射原子的角分布, 从而决定了再沉积过程. 目前关于溅射原子角分布的研究主要是针对单原子单晶或多晶, 而我们使用的 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶是由多种原子构成的, 其溅射

原子的角分布尚待研究, 所以此处的讨论是针对我们对单晶硅片的研究. 单晶硅的溅射原子的角分布是旋转对称的, 当离子束垂直于靶面入射, 溅射原子的通量近似符合余弦分布($\beta=1$), 如图 3(a)所示, 由 O 点溅射出的原子射向侧壁上 S 点的通量为 OA; 当离子束倾斜入射时, 溅射原子的通量不再符合余弦分布, 而是近似符合“过余弦”分布($\beta>1$), 如图 3(b)中虚线所示, 图 3(b)表示的平面为入射平面(靶平面法线与入射离子束构成的平面), 与图 3(a)和(c)所示的平面垂直(在我们的研究中, 入射平面是与 mesa 长边平行的, 样品在图 3(b)中没有画出). Emmoth 等人^[13]的研究表明, 当离子束倾斜入射时, 逃逸原子的角分布的主轴方向偏离了法线方向, 并且主轴的方向受离子束入射角的影响并不大; 离子束入射角在 $45^\circ\sim 60^\circ$ 改变时, 逃逸原子角分布主轴与法线的夹角保持 45° 左右不变(如图 3(b)中虚线所示), 所以, 本文使用 45° 入射的情况来说明倾斜入射对溅射原子再沉积的影响. 如图 3(c)所示, 离子束 0° 入射时, O 点溅射出的原子逃逸到侧壁上 S 点的通量为 OB; 离子束 45° 入射

时, O 点溅射出的原子逃逸到侧壁上 S 点的通量为 OC, 很明显 $OB>OC$, 所以倾斜入射可以减少再沉积, 从而改善台阶侧壁形貌.

我们进一步在实验上对上述结论进行验证. 我们设定离子加速电压为 200 V, 测试了不同离子束入射角度下的 mesa 台阶侧壁的角度. 由图 4(b)可见, 离子束在接近垂直入射时得到的台阶侧壁角度比 45° 入射得到的台阶侧壁角度稍小, 这与上述的讨论相符; 而在入射角度非常大(60°)时, 台阶侧壁状况迅速恶化. 为了更好地研究这种恶化现象, 我们进一步使用原子力显微镜测试比较了离子束入射角为 45° 和 60° 时样品台阶侧壁的形貌, 图 5 为使用图形处理软件对原子力显微镜测试数据进行分析比较的结果.

从图 5 可以看出, 当离子束入射角为 60° 时, 虽然刻蚀的深度比入射角为 45° 时的要稍大, 但是得到台阶的侧壁变得不平整, 如图 5(b)所示, 当离子束入射角度为 60° 时, 台阶侧壁明显分为两段, 上段部分较为陡峭, 下半部分较为平缓, 台阶底部拐角趋于平滑. 根据前面的讨论, 离子束 45° 入射和 60° 入射都能

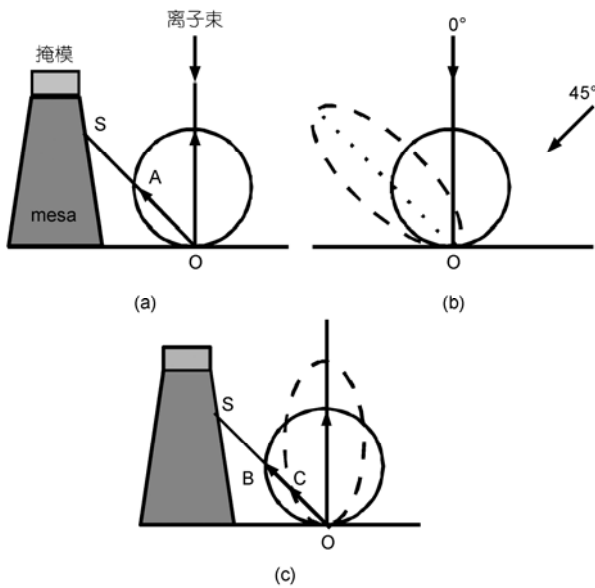


图 3

定义入射平面为靶平面法线与入射离子束构成的平面, 在我们的实验中, 入射平面与 mesa 的长边是平行的; 图中的实线圆均表示离子束垂直(0°)入射时溅射原子的通量分布, 虚线“类椭圆”均表示离子束 45° 入射时溅射原子的通量分布. (a) 离子束 0° 入射, 垂直于入射平面的截面上, 溅射原子通量分布示意图; (b) 在入射平面上, 离子束分别以 0° 和 45° 入射的溅射原子通量分布示意图; (c) 垂直于入射平面的截面上, 离子束 0° 和 45° 入射时溅射原子通量分布比较

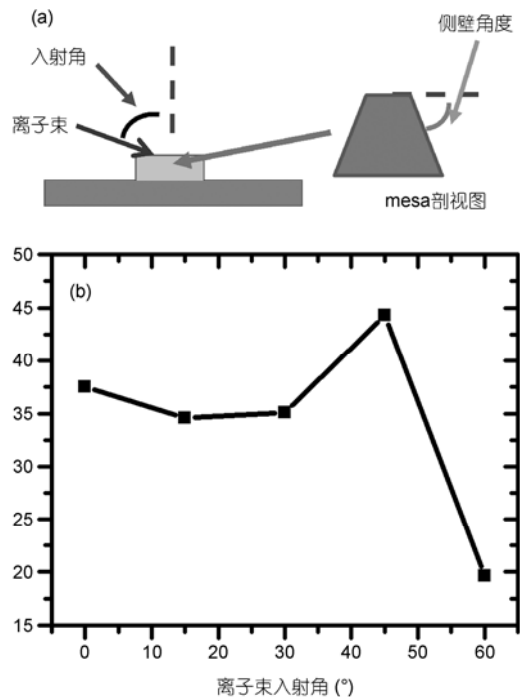


图 4 测试侧边情况的示意图(a)和不同离子束入射角下的侧壁角度(b)

由于实际上侧壁的倾斜角度是随着台阶的高度稍有变化的, 此处我们定义台阶侧壁角度为此侧壁的平均倾角

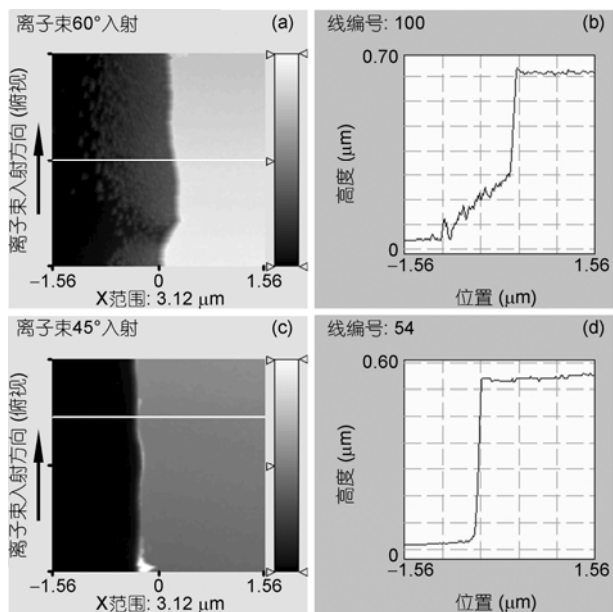


图5 (a) 离子束 60°入射刻蚀样品的原子力显微镜图像; (b) 离子束 60°入射得到台阶的剖面分析; (c) 离子束 45°入射刻蚀样品的原子力显微镜图像; (d) 离子束 45°入射得到台阶的剖面分析

减少再沉积,但是60°入射时台阶侧壁受到的再溅射效应很强,而离子束与台阶底面的夹角仅有30°,这导致台阶底面所接受到的入射离子通量减小,这2个因素导致了台阶底部拐角趋于平滑.

我们使用离子铣刻蚀,在提高刻蚀速率的同时还要兼顾刻蚀成型质量,所以图2(c)中的白色区域并非全都是最优刻蚀方案,我们根据图4的数据选择45°为离子束入射角,并选择图2(c)白色区域中最低的加速电压150V,便初步得到刻蚀方案.此刻蚀方案是以硅为研究材料得出的,我们将此方案用于Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}单晶,加工得到了若干矩形mesa样品,并成功检测到了太赫兹辐射信号.需要特别指出的是,高温超导单晶材料Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}和单晶硅的氩离子铣刻蚀速率有所不同,我们分别用垂直入射和45°倾斜入射加工了一个mesa进行对比.经计算,在我们的刻蚀系统中,离子束入射角为0°时对高温超导单晶的刻蚀速率约为35.4nm/min;45°入射时对高温超导单晶的刻蚀速率约为50.0nm/min,刻蚀速率增长了不到一倍,而硅的刻蚀速率从0°入射到45°入射有约3倍的增长,这个差异可以用Sigmund的理论模型进行解释.如前所述,归一化溅射产额

$\frac{Y(\theta)}{Y(\theta=0)} = \cos^{-f}(\theta)$ 是离子束入射角 $\theta(0^\circ \sim 90^\circ)$ 之间的增函数,而增长幅度是由指数 f 决定的. f 是一个与靶原子和工作离子之间质量比有关的量,当质量比 $M_2/M_1 < 3$ 时, $f \approx 5/3$;例如,硅原子与氩离子的质量比为 $7/10 < 3$,对应的 f 为 $5/3$;单晶Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}中Sr, Ca, Cu, O原子也满足上述条件,归一化溅射产额与离子束入射角的关系曲线与靶原子为Si原子时相同,如图2(b)($f=5/3$)所示;而较重的原子Bi与Ar的原子质量比为5.2,对应的 f 值约为1.1,计算出相应的归一化溅射产额与离子束入射角的关系如图2(b)($f=1.1$)所示,由图2(b)可知 $f=1.1$ 时归一化溅射随离子束入射角的增长比 $f=5/3$ 要慢,所以,我们认为Bi原子可能是导致高温超导单晶Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}的刻蚀速率随离子束入射角的增长比单晶硅片缓慢的主要原因之一.

图6是离子束45°入射刻蚀所得超导本征结样品的输运和太赫兹辐射测量结果,样品的尺寸为330μm×50μm×1μm,测试温度为20K.图6(a)是正偏置方向半周期扫描的电流-电压(I-V)曲线,实验中使用恒流源提供偏置电流,在本征结的上表面蒸镀上一层厚度为40nm的金膜,在金膜之上使用银胶固定金丝,作为注入电流的电极;结的下表面与单晶基底相连接地.在室温下样品不加电流,保持这种状态,通过温控系统逐渐降低样品环境温度至20K.当温控仪显示温度达到20K并稳定后,逐渐增大通过结的电流,此时随着电流的增大,结上电压为零(注:图6(a)中电极接触电阻部分已扣除),说明结均处于超导态;当电流达到15mA后,在I-V曲线上出现分支(电压跳变),电压不再为零,说明样品中有部分结由超导态变为电阻态;当电流达到35mA左右,所有的结都变为电阻态(电压跳变如图6(a)中箭头所示),结上的总电压约为0.8V,之后在一定范围内增大或减小偏置, I-V曲线连续变化;进一步减小偏置电流,结上的电压反而逐渐增大,呈现负阻状态,当电流减小至10mA时,再次出现跳变,结跳至电流约为8mA,电压接近1.6V的状态,根据低温扫描激光显微镜的测试,这是因为热点(hot spot)消失引起的^[14].在此环境温度下,此样品最高电压可接近1.6V,而我们检测到太赫兹辐射信号的区域正是在偏置电流从45mA逐渐减小过程中,样品上电压由0.8V单调变化至1.6V的范围内.需要指出的是,样品的最高偏置电

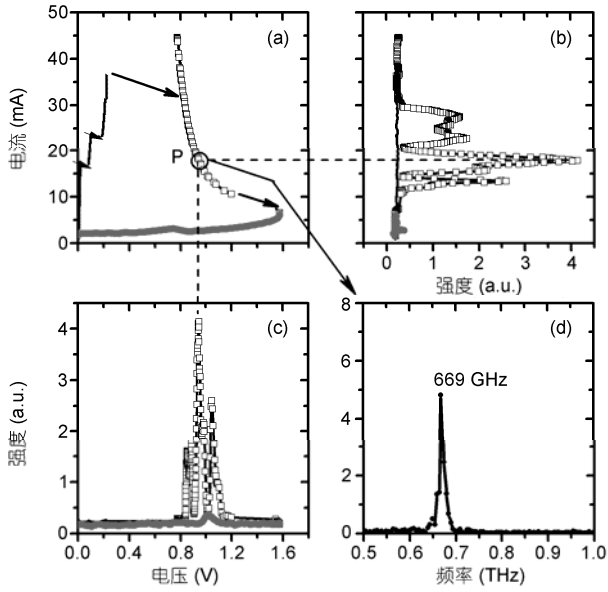


图 6 温度为 20 K 时的测试数据

(a)~(c)中用空心方块突出显示的曲线与高偏状态对应,用灰色粗实线突出显示的曲线与低偏状态对应. (a) 电流-电压关系曲线: 箭头表示电压跳变; (b) 信号强度与电流的关系; (c) 信号强度与电压的关系; (d) 偏置电压为 0.9435 V 时的信号频谱, 对应器件的偏置状态为(a)中的 P 点

压不仅与 mesa 结构的厚度有关, 还与测试温度、样品自热以及所用单晶的特性等其他因素有关. 图 6(b)和(c)是我们用低温 Bolometer 检测到的样品的辐射信号强度分别与样品电流和电压的关系曲线. 在此测试中我们检测到的最大太赫兹辐射功率约为 6 nW, 在电流 10~30 mA, 电压 0.8~1.1 V 范围内都可以检测

到太赫兹辐射信号, 信号的强度和频率随样品上偏置电压的不同而有所不同. 图 6(d)为通过干涉仪测量得到的结上偏置电压为 0.9435 V 时的信号频谱^[15]. 依据交流约瑟夫森效应, 单个结内部产生的约瑟夫森信号的频率 f_{rf} 与偏置电压 V_s 的关系为

$$f_{rf} = \frac{2eV_s}{h}, \quad (4)$$

其中 h 是普朗克常数, e 是电子电量, V_s 是加在单个本征结上的直流偏置电压. 根据此公式, 在单个结中 1 mV 偏置电压对应信号的频率为 0.48 THz, 由实验中的样品偏置电压 0.9435 V 和对应的信号频率 669 GHz 可以算出结的数目为 677 个, 在 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶中, 超导层与绝缘层周期结构厚度即每个结的厚度大约为 1.5 nm, 进而计算出样品的有效厚度应该为 1.0 μm , 这与通过刻蚀速率计算得到的样品厚度非常接近.

2 结论

本文研究了氩离子铣的特性, 针对矩形 mesa 的结构, 讨论了不同的离子加速电压和离子束入射角度对 mesa 侧壁形貌的影响. 通过实验测试, 我们现在在离子加速电压为 150 V, 离子束入射角为 45° 的条件下, 氩离子铣过程的刻蚀速率较高、台阶侧壁陡峭、对样品损伤较小. 基于此提出了一套用于加工 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ 单晶 mesa 结构本征结的刻蚀工艺, 采用此工艺制备得到的样品在一定条件下测量得到了太赫兹辐射的信号.

致谢 本研究完成于日本国立材料科学研究所(NIMS), 感谢 NIMS Internship 项目提供的学术交流机会.

参考文献

- 1 Kleiner R, Steinmeyer F, Kunkel G, et al. Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals. *Phys Rev Lett*, 1992, 68: 2394–2397
- 2 Kadowaki K, Yamaguchi H, Kawamata K, et al. Direct observation of terahertz electromagnetic waves emitted from intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Physica C*, 2008, 468: 634–639
- 3 Ozyuzer L, Koshelev A E, Kurter C, et al. Emission of coherent THz radiation from superconductors. *Science*, 2007, 318: 1291–1293
- 4 Wang H B, Urayama S, Kim S M, et al. Terahertz oscillation in submicron sized intrinsic Josephson junctions. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 252506
- 5 Wang H B, Guénon S, Yuan J, et al. Hot spots and waves in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks: A study by low temperature scanning laser microscopy. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 017006
- 6 Wang H B, Wu P H, Yamashita T, et al. Stacks of intrinsic Josephson junctions singled out from inside $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ single crystals. *Appl Phys Lett*, 2001, 78: 4010–4012

- 7 Southern A L, Willis W R, Robinson M T. Sputtering experiments with 1- to 5-keV Ar⁺ ions. *J Appl Phys*, 1963, 34: 153–163
- 8 崔铮. 微米加工技术及其应用. 北京: 高等教育出版社, 2009. 340
- 9 Colla T J, Urbassek H M, Wucher A, et al. Experiment and simulation of cluster emission from 5 keV Ar → Cu. *Nucl Instr Meth Phys Res B*, 1998, 143: 284–297
- 10 Sigmund P. Theory of sputtering I: Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. *Phys Rev*, 1969, 184: 383–416
- 11 胡新宁, 刘刚, 田扬超. 离子束刻蚀入射角对图形侧壁陡度影响的研究. *微细加工技术*, 2003, 4: 14–17
- 12 薛建明, 二宫咎, 今西信嗣. MeV Si 离子轰击 SiO₂ 溅射行为研究. *Acta Phys Sin*, 2004, 53: 1445–1449
- 13 Emmoth B, Bergsaker H, Gudowska I, et al. Angular distribution of sputtered atoms from steel 316L, irradiated by D or He ions. *J Nucl Mater*, 1990, 176-177: 868–873
- 14 Wang H B, Guénon S, Gross B, et al. Coherent terahertz emission of intrinsic Josephson junction stacks in the hot spot regime. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 057002
- 15 Guénon S, Grünzweig M, Gross B, et al. Interaction of hot spots and terahertz waves in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ intrinsic Josephson junction stacks of various geometry. *Phys Rev B*, 2010, 82: 214506

Influence of argon ion milling in the fabrication of high temperature superconducting intrinsic Josephson junctions

JIANG ZhenGuo¹, ZHONG YangYin¹, KANG Lin¹, CHEN Jian¹, YUAN Jie², HATANO Takeshi², WANG HuaBing² & WU PeiHeng¹

¹Research Institute of Superconductor Electronics, Nanjing University, Nanjing 210093, China;

²National Institute for Materials Science, Tsukuba 3050047, Japan

Although terahertz (THz) emission has been recently reported in high temperature superconductor Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x} intrinsic Josephson junctions (IJJs), fabrication technique, especially the influence of argon ion milling, has yet to be further investigated. In this work, the fabrication process was systematically tested with silicon single crystals under various accelerating voltages and incident beam angles. The optimum conditions, under which silicon mesas can be fabricated with high etching rate, sharp step-profile and slight damage, were obtained and then applied to fabricating Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x} IJJs. These samples can emit THz signal successfully.

argon ion milling, high temperature superconducting intrinsic Josephson junctions, THz-emission

doi: 10.1360/972011-347