

超导磁体物理研究的新实验技术

焦正宽

张其瑞 宋胜年

(中国科学院等离子体物理研究所)

(中国科学技术大学)

一、引言

在文献[1]中评述了超导磁体稳定性的各种理论,作为续篇,这里我们讨论有关磁体物理研究的实验新技术。

稳定化是建造超导磁体的关键所在。在讨论稳定化时,我们首先应该明确,我们是针对哪一种不稳定因素或扰动来进行稳定的。电磁不稳定性以磁通跳跃为表征,经过多年的研究已趋于解决;而机械不稳定性可以看成是在应力连续作用下的不连续反应:剪切式相变(李生和马氏体相变)引起的锯齿形屈服;浸渍剂的破碎;超导线的滑移或微滑移……。这些机械扰动的物理抽象是在磁体某一局域产生热脉冲,超导电性的猝灭是其次级效应。

当今磁体物理的前沿课题是有关扰动谱(disturbance spectrum)的定量化。扰动谱的定量化包含着这样一个总概念:扰动源的性质,扰动持续的时间,扰动涉及的空间范围,扰动的能量幅值或密度……。

目前人们对扰动涉及的空间范围了解得还甚少。从磁体设计的观点,分布扰动(distributed disturbance)和点扰动(point disturbance)两种极端情况具有重要的差异。前者所涉及的范围远大于最小传播区(MPZ)的尺度,这时热传导的影响是不重要的,导体的行为只取决于局部冷却、热容和温度裕度(临界温度与浴温之差)。扰动幅度由能量密度来表征,其空间范围是不重要的。相反,点扰动所涉及的体积小于MPZ,导体的热传导特点起关键作用。作为一级近似,点扰动可用总能量来加以表征。我们

已另文详述了形成MPZ的最小焓变和正常区传播速度的测量方法。

现在的问题是,机械扰动诱发的不稳定性长期以来还只局限于一种设想和定性阶段。一个磁体在某次猝灭中扰动源到底是什么?扰动发生的部位,磁体能够经受的扰动大小?所有这些问题都是磁体物理工作者感兴趣的。

二、扰动源的诊断和导线运动的估计

长期以来人们就设想导线在电磁力作用下发生运动,产生摩擦热,是造成绝热稳定磁体猝灭的主要根源,但一直没在实验上得到证实。

传统上,磁体的监测手段是电压测量。然而电压信号可能是电阻、电感或两者结合引起的,所以常无法诊断扰动源的性质。

O. Tsukamoto等^[2]将电压和声发射测量结合起来,进行超导体猝灭电流 I_q 的测量,发现猝灭可以分成三类(见图1)。

1. 伴随猝灭在电位曲线出现尖峰[图1(a)],同时产生猝发型声发射;2. 猝灭开始无电压尖峰,但有猝发型声发射[图1(b)];3. 猝灭时既无电压尖峰又无声发射。

第1类猝灭可以认为是导体运动引起的。可以说这是导体运动诱发猝灭的第一个实验证明。由电压尖峰的尺寸和持续时间,利用公式

$$V = BLdx/dt \quad (1)$$

估计导体位移的大小。

根据测量结果,式(1)中各量的典型值: $V \approx 2 \times 10^{-3}V$; $B \approx 7T$; $L \approx 20 \times 10^{-3}m$; $\Delta t \approx 100\mu s$ 。由此求出,当超导导线克服摩擦力

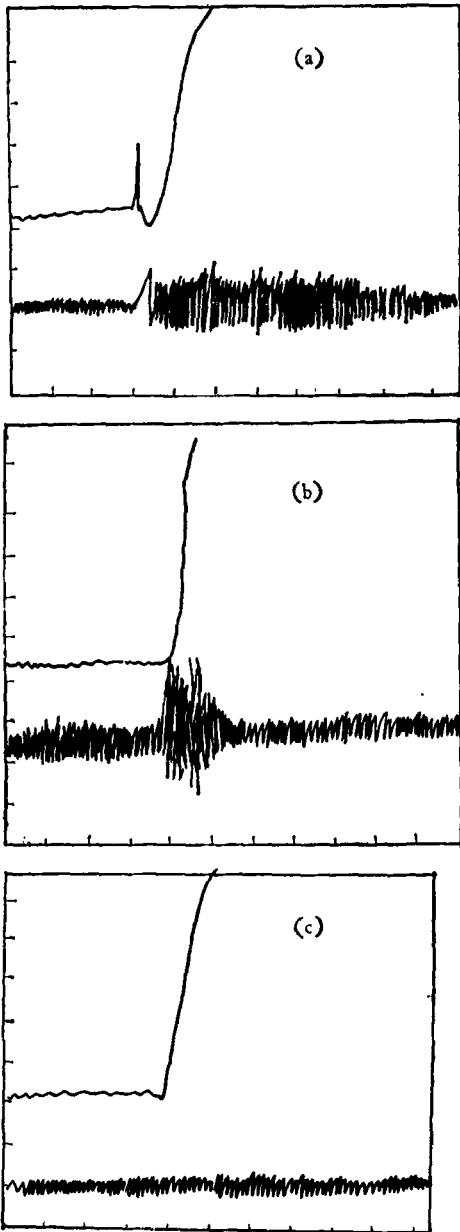


图1 三类猝灭事件的示波图形
(a) 为1类; (b) 为2类; (c) 为3类

(上面曲线为电压信号, 下面为声发射信号; 电压刻度:
0.8mV/div, 时间刻度: 1ms/div)

突然运动 $\Delta x \approx 1.5 \mu\text{m}$, 就足以将导体加热至猝灭。

加热触发猝灭, 声发射探头对纯加热效应无响应, 所以第3类猝灭是纯加热效应引起的, 如载流达到其临界电流值。作为旁证, 实验上发现第3类猝灭总是发生在 I_c 附近。图2给

物理

出一个在5T背景磁体中的锻炼图象。在锻炼初期猝灭总是第1类猝灭, 锻炼后期的猝灭为第3类猝灭。而且实验还发现每一锻炼过程的次数极敏感于样品夹持力的大小。作者之一在湿绕和干绕两种工艺下, 发现导线移动的启动力相差一个数量级, 而且声发射在某些场合下可以预报超导磁体的猝灭(见图3)。

第2类猝灭是较罕见也是较复杂的。一种可能的猝灭原因是由于内扰动引起的, 如环氧树脂的破碎。

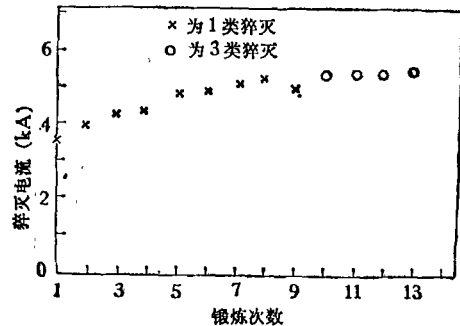


图2 编织带在5T外场下的锻炼图象
(临界电流为5500A)

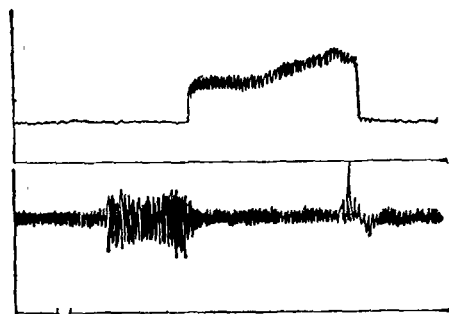


图3 Nb-Ti 超导体在猝灭前夕的声发射信号(下)和电压信号(上)

三、猝灭点的定位

从磁体物理和工艺的角度, 人们很想确切了解磁体猝灭的始点。这个问题一直没有得到解决。基于导体移动、磁通跳跃以及浸渍剂破碎等可以产生声发射这一事实, Iwasa^[3] 等最近用声发射技术进行猝灭点和扰动点的三点定位(triangulation)。将图4的样品结构置于背景场内, 在三个部位放置声发射探头。样品上设置

六对电位引线,同时测出电位和声发射信号(图5)。

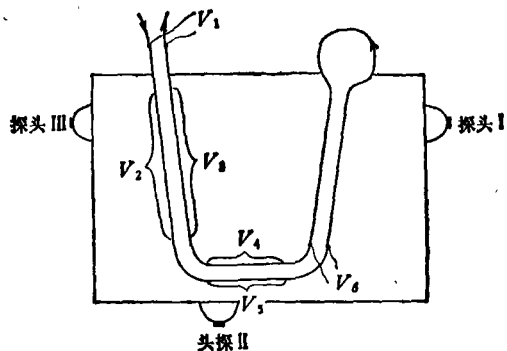
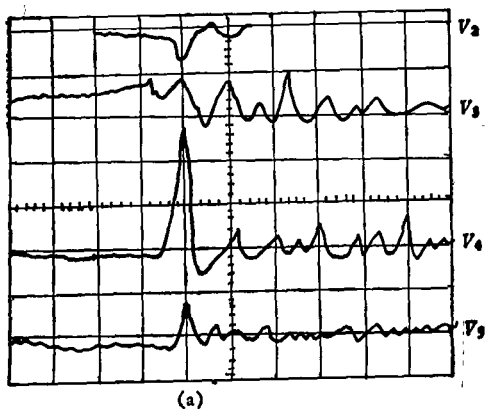
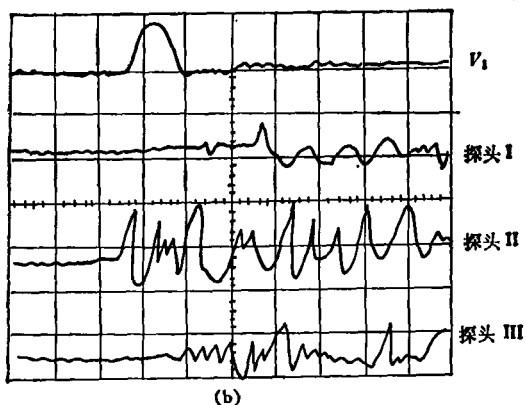


图4 样品结构、电位引线及声发射探头



(a)



(b)

图5 导线移动感生的电位及声发射信号

由图5可见,电位引线 \$V_1\$ 和 \$V_4\$ 提前出现电位差,与此同时探头 II 在 I, III 之前测出明显的声发射,由此可以判断导体在探头 II 附近发生了位移。

采用图6所示的三点定位技术还测出了超导磁体的猝灭点。声发射探头置于 T, M, B 三点,与不锈钢芯管相接触,用探测线圈测出磁通跳跃,每次跳跃伴随着猝发型声发射。求出磁通跳跃出现的时刻,然后测出第 \$i\$ 个探头的信号相对于磁通跳跃的弛豫时间 \$\Delta t_i\$, 根据声波在不锈钢内的传播速度,可以求出扰动源和猝灭点的位置。

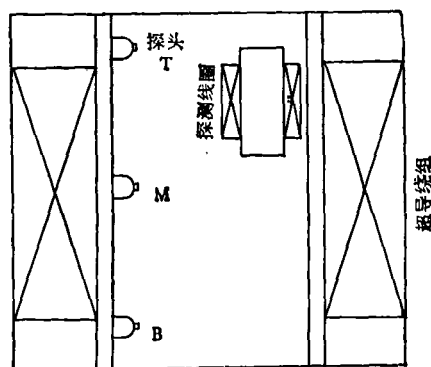


图6 螺线管横截面及声发射探头的位置

例如,对于图7所示的猝灭事件,扰动源是在螺线管的中点附近,故声波最先达到探头 M, 通过不锈钢几乎同时到达探头 T 和 B (如箭头所示)。由弛豫时间和距离可以求出声发射速度为 2.1km/s。

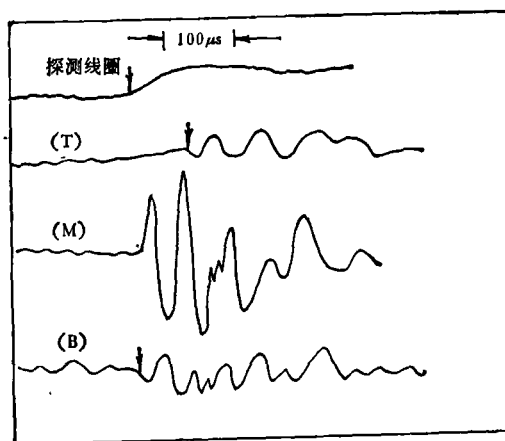


图7 猝灭事件的电压和声发射曲线

图8是 X-Y 记录仪记录下来的另一次猝灭事件。由该图可以判断,猝灭是来源于距磁体顶部的 \$1/4\$ 处,因为 T, M 探头同时记录出

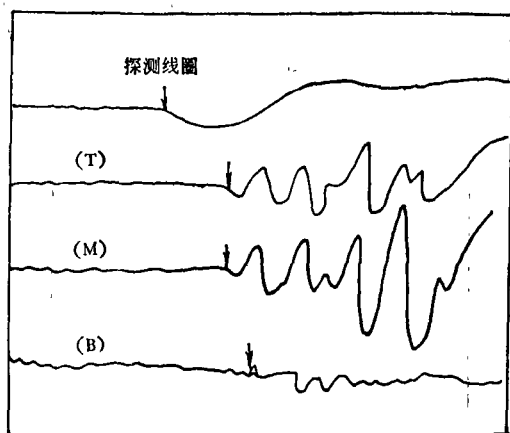


图 8 猝灭事件的电压和声发射曲线

声发射,而探头 B 的信号被延迟。

四、低温下金属-绝缘材料的摩擦和微滑移

当超导材料相对于绝缘材料滑移时,在界面上释放摩擦热。由于金属在 4.2K 下的热容很低,即使微量 (mJ) 的能量就足以将磁体猝灭。R. Kensley^[4] 和 H. Maeda^[5] 等系统地测量了各种材料之间的摩擦系数与温度、速度和滑移距离的关系。发现滑移有宏观和微观两种情况。所谓微滑移 (microslip) 是在滑移的早期阶段,当两块固体相接触时,只有原子-原子相接触的区域才产生强的相互作用。这些微区 (1-10 μm) 可以看成是一些“结” (Junctions)。微滑移过程是这些“结”的断开,类似于金属的范性流变,故发生猝发型声发射。

各材料“对”的摩擦滑移可以分成稳定的和不稳定的两种形式。在稳定滑移下滑移是慢而平滑的,故没有显著的热脉冲。当两种材料的硬度匹配良好时,就是稳定滑移。相反,不稳定滑移包含着系列粘着滑移 (stick slip), 突然的、微观尺度下的滑移引起局域温升,导致磁体猝灭。过去由于仪器分辨率的限制,这一机制并没有被实证。

O. Tsukamoto 等^[6]采用图 9 的装置进行了高分辨率的摩擦实验。通过正压力 F_n 将金属

物理

A 夹持在两块绝缘体 B 之间。 F_n 作用在滑移界面上。向上的 F_t 提拉材料 A,在每个滑移面上建立 $F_t/2$ 的切向力。 F_t 从零开始以恒定速率 ($\sim 10\text{N/s}$) 增加。

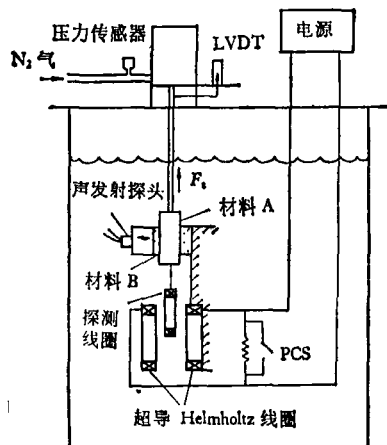


图 9 低温摩擦实验装置

为改善频率响应和位移测量的分辨率,采用一个超导 Helmholtz 型线圈-探测线圈系统,这样当探测线圈相对于超导线圈自由运动时,从而材料 A 相对于 B 摩擦滑移时,将在探测线圈的端部有电压输出。这样使频率响应和位移分辨率 (0.1 μm) 提高一个量级。同时根据声发射信号探测滑移事件。

图 10 是典型的微滑移示波图形。探测线圈电压输出比例于滑移速度,一次电压脉冲意味着一次滑移。将电压脉冲换算成最大滑移速

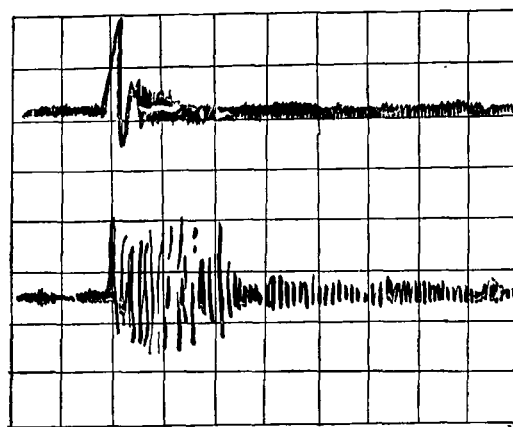


图 10 在摩擦实验中对应于滑移事件的电压(上)和声发射(下)信号(电压刻度: 2mV/div, 时间刻度: 1μs/div)

度为 10^{-2}ms^{-1} 的量级,总位移约为 $1 \mu\text{m}$ 。

图 11 是在临界电流测量时获得的典型的电压和声发射示波图。电压尖峰与声发射同时出现,接着产生非零电压,这表明导线移动诱发猝灭。滑移发生在 5T 背景场和 4000A 的载流下。作用在编织带 (25mm) 上的电磁力为 500 N。滑移速度约 $3 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$,总滑移为 $1 \mu\text{m}$ 。开始滑移频率为 3Hz,在 45 秒后逐渐增至 50Hz。能量近似分析表明,在绝热条件下, $1 \mu\text{m}$ 的滑移在每个接触面上的热脉冲 $\Delta E = (1/2)F_n \Delta L \approx 0.2 \text{mJ}$,铜在 4.2K 下的温升约 1K。这里假定滑移是均匀的,实际上局域温升将更高。

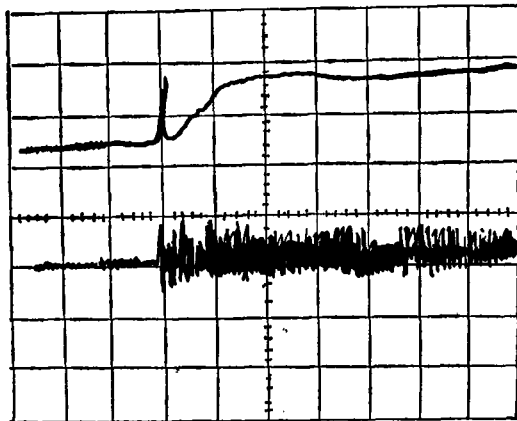


图 11 在猝灭电流实验中对应于滑移和猝灭的电压(上)和声发射(下)信号
(电压刻度: 2mV/div; 时间刻度: 1ms/div)

五、环氧树脂破碎和脱开的释热测量

浸渍环氧是克服超导磁体机械退化的主要措施。但是,当热收缩和电磁力大于某一临界值时,环氧将破碎或脱开 (debonding),从而发热并引起猝灭。人们用此机制来解释磁体的锻炼效应。

H. Maeda 等^[7]利用声发射、延伸仪和温度计,用类似于图 9 的装置成功地进行了热脉冲测量。

一块环氧板 M 夹在两片线路板之间,每侧

构成铜-环氧-铜的组合体。通过气动系统向上拉 M,直至环氧破碎或与铜脱开。样品结构如图 12 所示。

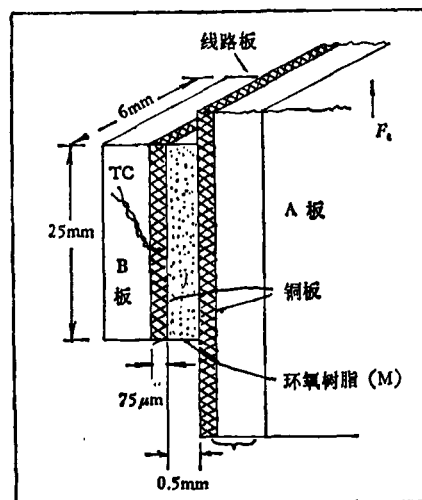


图 12 环氧破碎或脱开发热实验样品结构

通过压力传感器测 F_z ; 用压电晶体测出破碎或脱开的信号; 用超导线圈-探测线圈测出微小位移; 用 Ni-Cr/Au 热电偶 (TC) 测出热脉冲引起的温升,其记录波形如图 13 所示。可见破裂发生在 B 板上,温升 $\Delta T \approx 2\text{K}$ 。

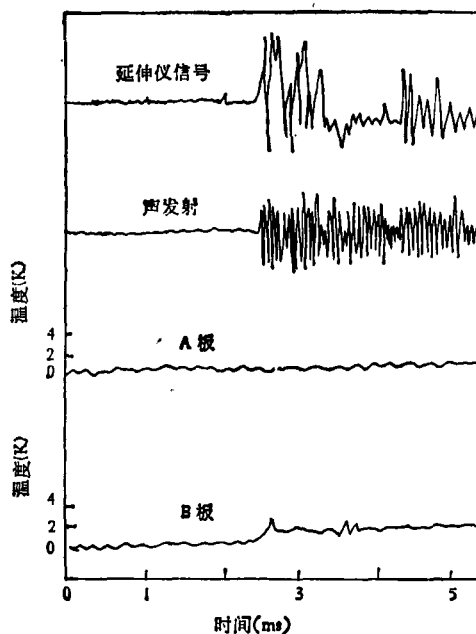


图 13 环氧破碎时的声发射和热脉冲

可以由 $E_{\text{crack}} \geq \delta \int_{T_i}^{T_p} cdT$ 估算出破碎能。式中 δ 为环氧密度, c 为比热, T_i 和 T_p 分别为其初始和峰值温度。由上述各值可求出破碎能约为 18kJm^{-3} 。相似地可求出脱开时的温度脉冲和粘结能量^[7]。

实验还发现, 环氧的声发射具有明显的 Kaiser 效应^[8], 可以由此解释超导磁体在环氧浸渍后常见的锻炼效应。

六、超导体的应力探测技术

一个大型磁体类似于一个高压容器, 其安全运行在很大程度上是应力效应^[9]问题。

N. Tamada 等^[10]在超导磁体上放置一振荡器, 采用压电晶体测出磁体的频率响应(声发射曲线上的尖峰对应着响应频率)。它表征结构的某种激发模式, 也取决于结构应力的分布。因此, 响应频率以及它与应力的关系, 可以给出受胁结构的应力状态的有用信息。

在模拟实验和理论分析的基础上, 最近有人用这种技术进行 30T 混合磁体的应力监视。

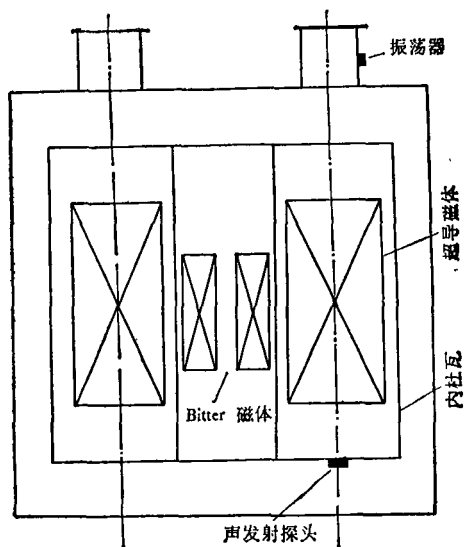


图 14 30T 混合磁体的应力监视

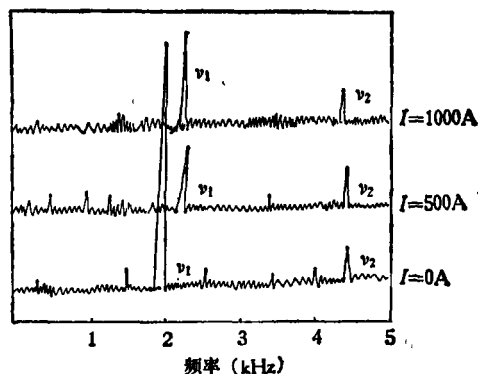


图 15 在不同励磁电流下磁体的频谱

如图 14 所示, 顶部设置一个声频振荡器, 底部放有压电晶体。图 15 为 7.5 T 超导磁体在 0, 500, 1000A 下的频率响应曲线。显然, 共振频率 ν_1 随电流亦即应力的大小而变化。它具有可重复性, 并不受振荡器放置位置的影响。同等重要的是, 第 2 共振频率 ν_2 不受电流值的影响。这意味着 ν_2 是一个结构部分相耦合而产生的激发模式。

三年来随着有关扰动谱的定量化, 有关机械稳定性问题的研究日益深入, 这是与磁体物理实验技术的发展, 尤其是与声发射技术的应用密切相关的。这给人们在定量基础上进行超导磁体的设计带来了希望。

参 考 文 献

- [1] 宋胜年、张其瑞、焦正宽, 物理, 12-9(1983), 538.
- [2] O. Tsukamoto et al., *Appl. Phys. Lett.*, 39-2 (1981), 172.
- [3] Iwasa et al., *Appl. Phys. Lett.*, 40-6 (1982), 538.
- [4] R. Kensley et al., *Cryogenics* 20-1 (1980), 25.
- [5] H. Maeda et al., *Cryogenics* 22-6 (1982), 287.
- [6] O. Tsukamoto et al., *Appl. Phys. Lett.*, 39-11 (1981), 918.
- [7] H. Maeda et al., *Cryogenics* 22-9 (1982), 473.
- [8] 王恩耀、焦正宽等, 低温物理, 5-3(1983), 192.
- [9] 焦正宽等, 低温物理, 2(1980), 280.
- [10] N. Tamada et al., *Appl. Phys. Lett.*, 41-1 (1983), 36.