

高温超导体中磁场诱导的能量耗散行为的转变^{*}

闻海虎

(中国科学院物理研究所,中国科学院凝聚态物理中心,超导国家重点实验室,北京 100089)

摘要 高温超导体在强电方面应用的关键问题是如何克服磁通运动所造成的能量损耗. 由于存在极强的各向异性、短的相干长度和小的磁通钉扎势,因此与磁通运动紧密相关的混合态相图变得很复杂. 文章综述了根据一系列灵敏的电磁测量所观察到的磁场诱导的能量耗散行为的转变.

关键词 磁通运动, 涡旋玻璃, 维度转变, KT 转变, 混合态相图

FIELD INDUCED CROSSOVER OF CRITICALITIES OF ENERGY DISSIPATION IN HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Wen Haihu

(State Key Laboratory for Superconductivity, Institute of Physics and Center for Condensed Matter Physics, Beijing 100080)

Abstract One of the unsolved problems of the high power application of high temperature superconductors is how to lower the energy dissipation induced by flux motion. Due to the extremely high anisotropy, small coherence length and weak pinning potential, the mixed state phase diagram which is tightly related to the flux dynamics becomes very complicated. A brief account is given of the field induced crossover of criticalities of energy dissipation, which has been observed in our recent sensitive electromagnetic measurement.

Key words flux motion, vortex glass, dimensional crossover, KT transition, mixed state phase diagram

高温超导体是典型的 d 类超导体. 众所周知, 对于 d 类超导体, 当磁场超过某一临界值 (下临界场 H_{c1}) 后, 由于量子化条件及自由能最低的要求, 通常的磁力线会以一束一束的形式进入超导体, 每一束具有一个磁通量子 Φ_0 , 称作磁通线. 当我们对超导体通上电流后, 这些磁通线在洛伦兹力的作用下会运动, 从而导致能量的耗散. 因此, 怎样阻止磁通线的运动是实现高温超导体强电应用的关键. 所幸的是, 超导体中总是存在一些缺陷, 这些缺陷会以各种各样的方式对磁通线起到钉扎作用. 在高温超导体中, 点缺陷 (如氧空位) 的密度很高, 因此, 一

般认为这样众多弱小的钉扎中心会对磁通线共同起钉扎作用, 称作集体钉扎. 由于这些无规缺陷的存在, 原本有序排列的磁通点阵 (称作 Abrikosov 格子) 会失去长程有序. 尽管如此, M. P. A. Fisher 首先意识到在这样一个新态中, 类似于迈斯纳 (Meissner) 态的超导配对场的长程位相关联仍然存在, 因此, 他根据这一新态与自旋玻璃的类似性, 提出了涡旋玻璃的概念^[1]. 根据涡旋玻璃理论, 当电流趋于无限小

^{*} 国家自然科学基金资助项目

1998 - 05 - 21 收到初稿, 1998 - 08 - 04 修回

时,就没有能量耗散,因此也可以说存在一个真正的超导态.对于3D形态的超导体,很多实验已经证明了涡旋玻璃态的存在.

由于高温超导体具有极强的各向异性,通常用2D的超导面加上面间的约瑟夫森(Josephson)耦合来描述这个体系.其磁通体系也具有各向异性,一般用在超导面内运动的涡旋饼(pancake vortex)加上饼间的串线(Josephson string)来描述.当面间的Josephson耦合不为零时,涡旋玻璃的理论仍然基本可用,低温下的线性电阻 $R(j=0)$ 为零,即存在一个真正的超导态.此时的涡旋玻璃态理论被修正成所谓准2D涡旋玻璃态理论^[2].理论上预言,当磁场强度高于一数值后,磁通体系的维度会最终发生从3D向2D的转变^[3].促成这一维度转变的主要原因有两个:首先,较高的磁场会压制层间耦合,其次会让层内涡旋饼之间的相互作用增强,从而导致2D性的出现.对于一个2D体系,由于涨落较强,任何形式的长程有序都不可能存在,因此在一定温度下,涡旋玻璃态不可能存在,这就意味着其线性电阻不为零,也就是说不存在真正的超导态.对于这样一个2D的磁通体系,M. P. A. Fisher等人对能量耗散进行了预言^[4]. C. Dekker等人随后在一个原胞厚的薄膜上对2D涡旋玻璃态理论进行了验证^[5].对磁场诱导的3D向2D的转变,A. Schilling等曾对高温区的磁通固态融化特征进行了研究^[6],但对这种3D向2D的转变是否发生在低温下以及在2D情况下涡旋玻璃温度是不是绝对零度仍然没有答案.这篇文章简要介绍了我们这方面的结果.

我们选择具有高度各向异性的 $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ 薄膜作为样品.为了使问题简单化,薄膜被刻蚀成细小的圆环.我们首先测量了该样品在0.4T外场和不同温度下,因磁场改变所引起的电流随时间的弛豫.通过一种修正了的Maley^[7]方法^[8],我们确定了磁通运动的势垒即激活能随电流的变化关系,从而发现磁通以弹性方式运动^[9].具体地说就是表征磁通热激活运动的激活能 $U(j) =$

$[U_0/\mu][j/j_0]^\mu - 1]$ 的指数 μ 在0.1—0.2之间.随后我们利用高度灵敏的磁扭矩测量仪对同样样品在宽温区和宽磁场范围内的电磁特性进行了仔细的研究,发现指数 μ 会随着磁场的增加发生从正向负的转变^[10].当磁场为0.7T以下时, μ 值为正,对应的是磁通体的弹性运动;当磁场在0.7T以上时, μ 值为负,对应的是磁通体的塑性运动(相当于液态).因此我们推论,由于磁场诱导了3D向2D的转变,而在2D情况下,由于涡旋玻璃态温度为零,在一定温度下测量到的电磁反应是一种对应于液态的行为,即一定有一非零的线性电阻.我们的结果显示了磁场诱导的涡旋玻璃温度消失现象.

为了直接验证高场时的磁通运动对应的是2D涡旋系统的液态行为,我们将薄膜进一步刻蚀成30 μ m宽的微桥,并且进行了高场下的电输运测量.测量到的 $I-V$ 曲线或 $E-j$ 曲线表明了如下几个特点:(1)所有的双对数曲线 $\text{Log } E - \text{Log } j$ 均给出正的曲率;(2)在部分曲线的小电流部分出现线性 $E-j$ 关系,从小电流的线性到大电流的非线性有一边界电流或称为非线性电流 j_{nl} .这些现象刚好是2D的涡旋玻璃理论所预言的.对数据的定量分析发现,所有的数据均非常好地符合2D涡旋玻璃理论,而且所得到的一些参量的值,刚好满足涡旋饼运动的要求.因此我们可以说,对于各向异性的超导体,高场下的涡旋态是一种2D的涡旋液态,它所对应的融化温度为0^[11].之所以在低温下其能量耗散也不是很严重,是因为涡旋饼运动的粘滞系数很大而已.像通常的窗户玻璃,虽然它可以作为固体来使用,但是它的原子运动还是液态行为,只是粘滞系数很大.

在电输运的测量当中,我们还发现当磁场为零时,其 $E-j$ 关系很好地满足Koesterlitz-Thouless转变的规律^[12],零电阻温度即为KT转变温度.这表明我们样品的各向异性非常大,由于强的热涨落,在 T_c 附近超导Cu-O面间的Josephson耦合实际上被完全破坏了.

最后,用图1所示的相图来总结一下我们

物理

的工作:在低温低场区出现的是磁通的 3D 弹性运动,线性电阻为零,其融化温度为非零值;在低温高场区出现的是 2D 涡旋液态,其线性电阻为非零值而融化温度为零.不可逆线反映

的仅仅是磁通运动强弱的一个界限,它并不一定反映磁通固态的融化.对于高度各向异性并且 T_c 较高的超导体,在 T_c 附近热涨落导致层间退耦合,因而零电阻温度由 KT 转变点决定.

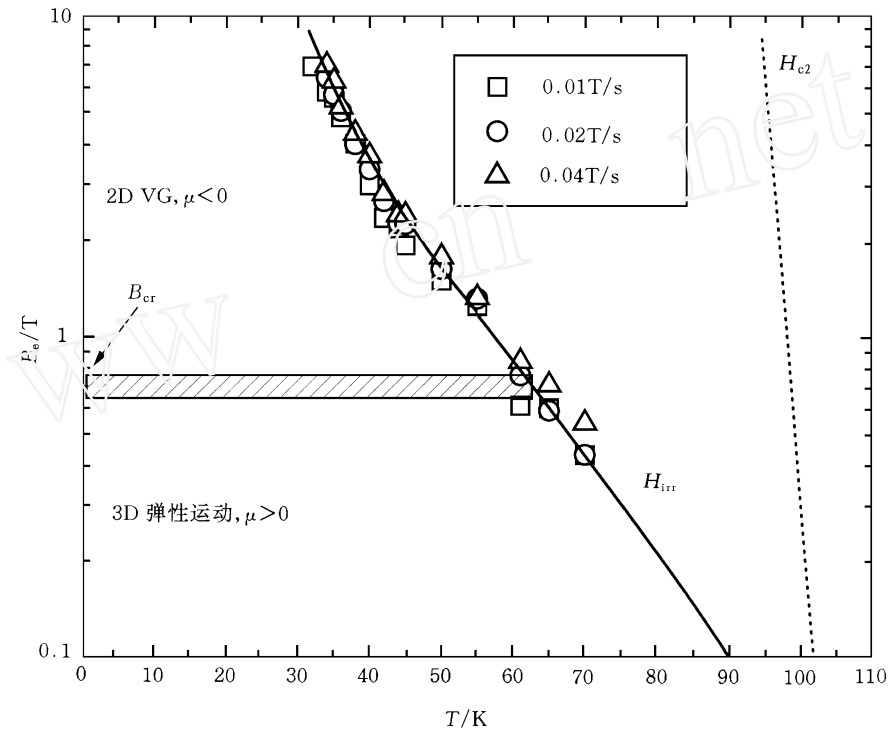


图1 $Ti_2Ba_2CaCu_2O_8$ 薄膜的 $H-T$ 相图.

(低场低温区对应的是磁通弹性运动.随着温度的升高,此磁通弹性体会在有限温度融化,即二级玻璃融化.当磁场超过一定值 B_{cr} 后,层间的 Josephson 耦合被破坏,磁通体系具有 2D 特性,其融化温度为零.图中的实验点是测量到的不可逆线.可见,不可逆线不一定反映融化线.最后,该样品的零场温度实际上对应的是 KT 转变温度.)

致谢 该工作分别是在赵忠贤院士领导的国家超导实验室、R. Griessen 教授领导的荷兰 Amsterdam 自由大学物理系和 P. Ziemann 教授领导的德国 Ulm 大学物理系完成的,部分工作得到德国洪堡基金 (Alexander von Humboldt Foundation) 的资助,在此一并表示感谢.

参 考 文 献

- [1] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1415; 丁世英, *物理*, **26**(1997), 470.
- [2] H. Yamasaki et al., *Phys. Rev. B*, **50**(1994), 12959.
- [3] L. I. Glazman, A. E. Koshelev, *Phys. Rev. B*, **43**(1991), 2835.
- [4] M. P. A. Fisher et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2931.
- [5] C. Dekker et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2717.
- [6] A. Schilling et al., *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 1899.
- [7] M. P. Maley et al., *Phys. Rev. B*, **42**(1990), 2639.
- [8] H. H. Wen et al., *Phys. Rev. B*, **52**(1995), 4583.
- [9] H. H. Wen et al., *Phys. Rev. B*, **54**(1996), 1386.
- [10] H. H. Wen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 1559.
- [11] H. H. Wen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 3859.
- [12] H. H. Wen et al., *EuroPhys. Lett.*, **42**(1998), 319.