

高温超导体磁通动力学和混合态相图(I)*

闻海虎[†]

(中国科学院物理研究所 超导国家重点实验室 北京 100080)

摘要 文章简要介绍了高温超导体磁通动力学和混合态物理在过去十余年的发展. 高温超导体由于其自身的一些特点, 使得它与常规超导体相比较拥有极其丰富的相图, 磁通动力学也表现出了非常丰富的研究内容, 很多新的概念被提出, 新的现象被观察到. 比如说涡旋玻璃态, 集体钉扎和蠕动, 磁通格子的一级和二级熔化相变, 布拉格玻璃, 峰值效应, 二维涡旋饼态, Josephson 磁通运动等等, 均是在高温超导体发现之后提出来的新的概念或新发现的现象. 有些研究结果目前尚无定论, 如关于涡旋玻璃态存在与否的争论至今仍然在进行, 但是这些研究内容无疑会大大促进超导物理的发展. 高温超导体磁通动力学纷繁复杂的研究内容可以归结为三个相互关联的数字: Ginzburg 数 $(T_c/H_c^2 \epsilon \zeta^3)^2/2$, 量子电阻 $Q_n = (e^2/h) \chi \rho_n / \epsilon \zeta$ 和临界电流的比值 j_c/j_0 , 这里 ζ 是相干长度, H_c 是热力学临界磁场, ϵ 是有效质量的各向异性度, ρ_n 是正常态电阻率, j_c 是零温临界电流, j_0 是拆对临界电流. 对于高温超导体前两个数值(Ginzburg 数和量子电阻)很大, 而临界电流比值较小, 因此导致有强的热涨落和量子涨落, 以及很强的磁通运动行为(对应小的实测临界电流). 磁通动力学的研究从更深层次影响超导体的临界电流问题和强电应用的发展, 最后简要地介绍了这方面的情况.

关键词 高温超导体, 磁通动力学, 混合态相图

Flux dynamics and vortex phase diagram of cuprate superconductors(I)

WEN Hai-Hu[†]

(National Laboratory for Superconductivity, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract A brief introduction to the development of flux dynamics and the vortex phase diagram of high temperature superconductors over the past decade is presented. Due to its intrinsic properties, high- T_c cuprates exhibit very rich and complex characteristics. Many new concepts have thus been proposed and new phenomena observed, including the vortex glass state and transition, collective pinning and creep, first order and second order melting of the vortex matter, Bragg glasses, the peak effect, 2D vortex pancakes, Josephson vortex motion, and so forth. Many of the concepts are still under debate. In the complex vortex phase diagram, the system is characterized by three important parameters, i. e., the Ginzburg number, quantum resistivity, and the critical current density ratio. For cuprate superconductors, the former two parameters are one to two orders of magnitude larger than those in their conventional counterparts, while the last parameter is about one order of magnitude smaller. Investigations on the flux dynamics in cuprates will greatly help our understanding of the limitations on large scale application.

Keywords high temperature superconductors, flux dynamics, vortex phase diagram

过程, 磁力线可以进入到超导体中而成核, 形成量子

1 引言

超导体在进入超导态后, 由于载流子之间相位相干, 对外界磁场具有一个排斥作用. 当外磁场超过一定值(下临界磁场 H_{c1})后, 借助于热激活或量子

* 国家杰出青年科学基金(批准号 :19825111), 国家重点基础研究发展计划(批准号 :G1999064602, 2006CB01000), 中国科学院知识创新工程资助项目

2005-08-10 收到

[†] Email: hhwen@aphy.iphy.ac.cn

磁通线. 由于超导体的波函数具有单值性的要求, 因此超导体环绕的任何面积内的磁通量必须是量子化的. 根据超导和正常态之间的界面能的正负性(比较磁场穿透深度内的磁能和相干长度深度内的凝聚能的大小), 把超导体分为第 I 类超导体(正界面能) 和第 II 类超导体(负界面能). 由于第 II 类超导体的界面能为负, 因此宏观尺度超导体内部的磁通量会是一个磁通量子 $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb. 这样一根由超导电流环绕的、磁通量为一个磁通量子的特殊结构的线, 被称为磁通线或量子涡旋线. 目前能够使用扫描 SQUID 显微镜, 或扫描 Hall 探头直接观测这些量子磁通线. 这种由超导区和磁通线所构成的状态叫做混合态. 大部分超导体都是 II 类超导体, 具有混合态. Ginzburg 和 Landau 从描述 II 类超导体相变的 Landau 理论出发, 建立了超导体的 Ginzburg - Landau 理论^[1], 很好地描述了超导体中配对波函数和磁场的变化行为, 给出了涡旋线结构及表征超导混合态的一些重要参量, 如超导配对相干长度 ξ , 磁场对超导体的穿透深度 λ (为了与 London 表面穿透深度相区别, λ 称为 G - L 穿透深度), 超导体的 G - L 参量 κ ($\approx \lambda/\xi$) 等. 当外磁场继续增加到一定值(H_{c2}) 后, 超导体就变成了完全正常态, 因此 H_{c2} (T) 被称为超导体的上临界磁场. 由于磁通线之间具有相互排斥的作用, 距离越近, 排斥力越大, 因此在热涨落较弱和样品中缺陷较少时, 磁通线会形成一定的周期排布, 很像原子晶体中的周期格子. 后来 Abrikosov 利用 G - L 理论仔细计算了 s 波超导体的磁通格子^[2], 发现在上临界磁场 H_{c2} (T) 附近, 磁通格子应该是一种三角点阵. 这些由磁通线所组成的状态称为磁通物质(vortex matter). Ginzburg 和 Abrikosov 因为这项重要的工作而获得 2003 年度的诺贝尔物理学奖. 如果超导材料是没有缺陷的, 则这样一个有序的磁通格子态不能承载宏观超导电流(假设此时磁通运动在样品表面的势垒不起作用) 因为磁通线在电流作用下会运动. 庆幸的是材料中一般都是有缺陷的. 这些缺陷在超导体中就构成了磁通线的势阱. 磁通线会被这些势阱钉扎住, 从而超导体即便在混合态也可以承载大的超导电流. 这是为什么 II 类超导体可以被制备成产生强大磁场的超导磁体. 由于磁通物质态的性质直接关系到一些基本的超导物理和超导体的强电应用, 因此研究磁通动、静力学和混合态相图就变得非常重要.

自从 1986 年底高温超导体被发现以来, 磁通

动力学作为超导物理研究的一个重要分支得到了迅速的发展. 一些新的物理概念和模型被提出来, 很多新的现象被观察到, 这些都大大丰富了超导物理的内容, 同时也为高温超导体在强电方面的应用奠定了一个很好的理论基础. 纵观磁通动力学在过去十余年里的的发展, 可以用“ 热闹非凡 ” 几个字来形容. 理论和实验交替领先, 热点不断. 尽管目前这门学科仍然在向纵深发展, 但是它的大致轮廓已经形成. 超导体中的磁通动、静力学在较早的教科书中仅仅作为配合解释 G - L 理论的一章, 但是经过过去十余年的发展, 它已经变成了一个庞大的学科分支, 是超导物理中不可或缺的重要部分. 本文将顺着过去十余年中的发展脉络, 对此作一个简单的介绍.

在介绍新的进展之前, 我们先将高温超导体与常规超导体相比较, 看看有哪些本征特点决定了它们在磁通动力学方面的异同. 第一, 高温超导体相干长度 ξ 约为 10\AA 左右, 比常规超导体要小约 1—2 个量级, 而基于凝聚能钉扎的物理图像, 单元钉扎中心对磁通线的钉扎能与 ζ^n ($n=1-3$) 成正比, 因此, 高温超导体的单元钉扎能比常规超导体要低很多. 第二, 很多高温超导体具有极强的各向异性, 这样一个体系可以用准二维的超导平面和面间的 Josephson 耦合来描述, 而磁通线也可以用超导平面上的涡旋饼(vortex pancake) 加上其间的 Josephson 链(Josephson vortex string) 的图像来描述. 这样一个图像对极度各向异性的体系, 如 Bi, Tl, 或 Hg 的 2212 和 2223 体系或 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 多层膜非常适合. 但值得一提的是, 人们对于各向异性度不是很高的 Bi, Tl, 或 Hg 的 1212 和 1223 体系, 以及 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 体系, 仍然用具有各向异性的三维连续模型来描述. 正由于这些各向异性, 高温超导体的混合态相图表现出了非常复杂而有趣的精细结构, 这其中包括很多以前人们没有发现的相变线. 第三, 高温超导体的工作温度可以很高, 这就意味着可以有很强热涨落, 而强的热涨落会降低集体钉扎势 U_c , 同时大大增强热激活磁通蠕动过程. 第四, 高温超导体具有较大的比值 ρ_n/ξ , 大的 ρ_n 对应小的磁通运动阻尼常数 η (Bardeen - Stephen 常数), 小的 ξ 使得最可几磁通跳跃(或隧穿) 的体积大大减小, 这些都有利于量子隧穿过程, 从而导致很大的量子隧穿率和量子涨落的幅度, 这里 ρ_n 代表正常态的电阻. 以上 4 个基本特点中的任何 2 个或 3 个结合在一起, 就会构成高温超导体的一个新的特点. 表 1 将高温超导体的一些参量的范围与常规超导体作一个比较.

表1 高温超导体与常规超导体一些参量的比较

序号	物理量	符号	常规超导体	高温超导体	高温超导体的特性
1	临界温度	T_c	<24K	<165K	高使用温度, 强热涨落
2	相干长度	$\xi(0)$	5—100 nm	~ 1 nm	弱钉扎, 强涨落
3	上临界场	$H_{c2}(0)$	~ 20 T	~ 100T	可得强磁场, 宽混合态范围
4	穿透深度	$\lambda(0)$	~ 100nm	~ 100nm	两者相差不多
5	下临界场	$H_{c1}(0)$	~ 100Oe	~ 100Oe	两者相差不多
6	各向异性	$1/\epsilon$	1—5	5—100	层状特性与较小的磁通弯曲模量(倾斜弹性模量 C_{44})
7	正常电阻	ρ_n	$1\mu\Omega \cdot \text{cm}$	$20\text{—}200\mu\text{W} \cdot \text{cm}$	2.7 结合导致强的量子隧穿和量子涨落

下面我们就高温超导体磁通动力学方面的一些重要进展作进一步的介绍。

2 磁通钉扎的起源和磁通运动的耗散

为了研究磁通钉扎的起源, 我们首先来看看磁通线的结构。如前所述, 磁通线由正常态芯子和环绕它的超导电流所构成。图1给出了一根磁通线的剖面图。磁通线的正常态芯子的尺寸为相干长度 2ξ , 而芯外电流环绕或磁场所延伸的范围大约为穿透深度 λ 。根据 G-L 理论, 混合态单位体积的自由能可写成:

$$G_s = G_n + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |\mathbf{p} - i\hbar \nabla\psi - 2e\mathbf{A}|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}, \quad (1)$$

其中 G_n 是同样温度下正常态的自由能, α 和 β 是依赖于温度的参量 $\alpha \approx \alpha_0(T - T_c)$ 。(1)式右边第二项和第三项是超导态的凝聚能, 在正常态芯子里面, 这两项均为零。因此, 在超导体中, 如果有小的正常区域或转变温度较低的区域, 当正常态芯子刚好处于这些弱超导区域时, 体系的总能量最低, 从而对磁通线起到钉扎作用。这类钉扎称为 δT_c 钉扎, 或称为凝聚能钉扎。另外(1)式右边第4项对应的是环绕正常芯的超流电子的动能项。在特殊样品中, 如原位生长的高温超导薄膜, 超导转变温度可以在相干长度尺度内都是均匀的, 因此凝聚能对钉扎的贡献非常小。但是, 缺陷密度的分布导致电子运动的平均自由程在空间有涨落, 因此能够影响到超流电子的动能项, 从而起到钉扎的作用。这类钉扎称为 δl 钉扎, 即平均自由程涨落钉扎。要确定磁通钉扎的种类, 需要把超导体的一些本征量, 如本征钉扎势 U_c , 临界电流 j_c 等随温度的变化关系确定下来, 然后与理论的预言进行比较, 最后得以确认。有关 δT_c 钉扎和 δl 钉

扎, Blatter 等人在他们发表的长篇评述性文章^[3]中作了介绍。Griessen 等人^[4]针对高质量的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 薄膜进行了研究, 发现了 δl 钉扎的强有力证据。后来 Wen 等人^[5]分析了掺 Pr 的 $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 单畴样品和缺氧的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 单晶的磁通运动, 发现此类样品中的磁通钉扎属 δT_c 钉扎。

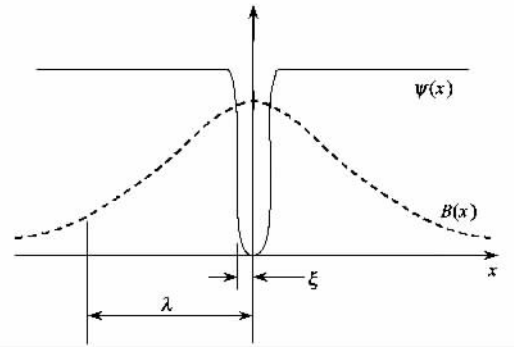


图1 涡旋线的结构图(实线所描述的是超导波函数在空间的分布, 它在离涡旋线中心为 ξ 的范围之内几乎为零; 虚线表述的是磁通线周围的局域磁感应强度在空间的分布, 其分布范围大约为穿透深度 λ 。此图像在 d 波超导或一些奇异超导配对的情况下会有所改变)

除了上述的两类基本的元钉扎之外, 在超导体中大尺度的缺陷, 如孪晶界和非超导的颗粒(如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中的 Y_2BaCuO_5 颗粒), 其超导和正常界面也能起到对磁通运动的阻碍作用。此类界面钉扎来自于磁通运动的表面势垒。它可以分为两类: 一类是由于磁通与其镜像吸引所致的势垒, 即通常所说的 Bean - Livingston 势垒^[6]; 第二类为磁通线在超导体浅表层内的弯曲所致的几何势垒^[7], 对于磁通线进入超导体时作用明显。对于干净的单晶样品, 当厚度较薄而且外场加在厚度方向时, 几何势垒起主要作用, 而当厚度较厚时, 表面的镜像吸引势垒起主要作用。这些在后面的峰值(鱼尾) 效应的一节有进一步的解释。

从上面的自由能方程中还可以看出,外场 H 和局域的磁化或磁感应强度 B 也有相互作用. 在超导体内部的磁性颗粒或表面上的磁性颗粒与磁通线之间的相互作用可以起到钉扎作用. 因此, Van Bael 等人在超导薄膜表面制备出磁性的岛^[8], 清楚地看见临界电流有提高. 有人在超导体的混合态时蒸发磁性颗粒粉末^[9], 这些细小的粉末会沉积到磁通线所在的位置. 当超导体从高温再次降到低温时, 这些细小的磁性颗粒岛反过来又对磁通线的运动起到钉扎作用, 临界电流又再次提高.

综上所述, 磁通钉扎可以通过凝聚能钉扎、平均自由程涨落钉扎、表面势垒和几何势垒, 以及磁性相互作用等方式来实现. 实际上, 任何形式的缺陷或构形, 只要使得超导混合态的系统能量有所降低均能起到钉扎作用. 最近人们利用高能重离子辐照技术^[10, 11], 以及在超导材料中植入裂变反应粒子 U^{235} , 然后利用热中子辐照产生裂变反应的技术^[12], 在超导体中制造出柱状缺陷, 对磁通运动构成很好的钉扎源. 高能重离子辐照技术形成的是 10nm 左右的柱状钉扎中心, 对二维性质较强的磁通体系的钉扎尤为明显^[13, 14]. 另外此类柱状缺陷还有利于超导波函数在缺陷方向上的关联作用, 有效地克服二维性所带来的强的热涨落. 裂变反应后所留下的产物是直径为 5nm 左右, 长度为微米量级的高度交错的缺陷, 对磁通运动也能起到明显的钉扎作用. 最近 Shan 等人发现, 这样的缺陷会导致磁通的高度扭结态, 而运动方式为塑性运动^[15].

Bardeen 和 Stephen^[16]证明, 磁通线运动时, 在磁通线的正常芯子面和周围超流电子流经的区域会产生电场, 此电场会对正常的电子进行加速, 造成能量的损耗. 在常规超导体中, 磁通运动耗散的基本方程是基于热激活思想的, 运动所产生的横向电场为:

$$E = v_0 B \times \exp\left[-\frac{U(j)}{k_B T}\right], \quad (2)$$

这里的 v_0 是该体系中磁通运动的最快速度, 由磁通运动的粘滞系数 η (Bardeen - Stephen 常数, $\eta = \Phi_0 H_{c2} / \rho_n$) 等决定. v_0 等于试跳频率 ω_0 和每次跳跃之间平均距离的积. B 是局域的磁感应强度, $U(j)$ 是考虑到电流的作用后磁通从一点跳到下一点的有效势垒, 或称为热激活能 (见图 2), j 为局域的电流密度. Kim - Anderson 早在 1967 年从能量守恒的角度提出激活能是本征钉扎势 U_c 减去在跳跃过程中 Lorentz 力所做的功, 即得到著名的线性 $U(j)$ 依赖关系^[17]:

$$U(j) = U_c \left(1 - \frac{j}{j_c}\right). \quad (3)$$

这一方程在描述常规超导体的磁通运动耗散时获得了相当的成功, 但是在解释高温超导体的磁通运动时却遇到了麻烦. 这将在下一节作详细说明.

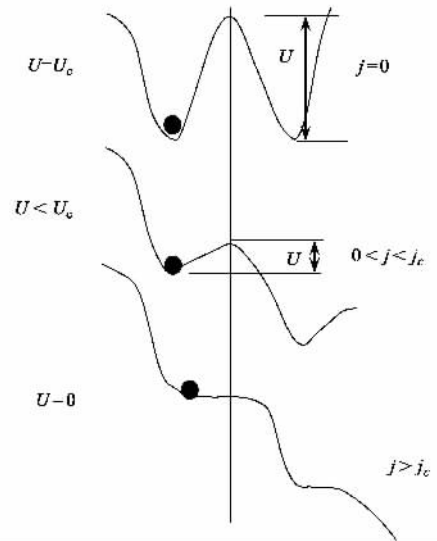


图 2 在传统图像下, 对涡旋线运动构成障碍的有效势垒 U 随着外驱动力 (电流 j) 的变化 ($j=0$ 时, 激活能 $U = U_c$; 当 $0 < j < j_c$ 时, $U < U_c$. 磁通线通过热激活方式而运动; $j \geq j_c$ 时, 磁通线会脱钉扎而发生磁通流动)

3 涡旋玻璃态和集体蠕动 (钉扎) 模型

从 (2) 式和 (3) 式出发, 并考虑到电场 $E \propto -dM/dt$ 和 $M \propto j$, 人们不难得到超导体的磁化强度 M 随时间的对数依赖关系, 即

$$M(T, t) = M(T, t=0) \times \left[1 - \frac{k_B T}{U_c(T)} \ln\left(\frac{t}{t_0} + 1\right)\right], \quad (4)$$

式中 t_0 由 v_0 等因子决定. 当人们把上面的方程用于高温超导体在低温下的数据时, 发现还基本上符合, 但是到中温和高温区, 这一关系明显得不到满足. 人们从实验数据中总结出了大量的经验性的规律, 如 $U(j) \propto 1/j^\mu$ 关系, 给理论研究人员以很大的启示. 就在此后不久, 美国 IBM 的 Fisher 等人和原苏联 Landau 理论研究所的 Vinokur 和 Geshkenbein 等人相继提出了涡旋玻璃理论^[18]和集体蠕动 (钉扎)^[19]的理论, 从而开创了高温超导体中磁通动力学研究的新的思路. 这两个理论可以说是异途同归, 都能很好地

解释高温超导体的磁通动力学,但是涡旋玻璃理论更加接近物理本质.

Kim - Anderson 模型中的基本假设是参与运动的磁通线或磁通束的体积不随电流变化.这在磁通线的刚性较强和单元钉扎中心较强时是基本成立的,尽管物理本质上也是不对的(未考虑到磁通运动与超导长程相位关联的破坏).但是,在高温超导体中,磁通线(束)比较柔软而且单元钉扎中心较弱且密度很高,这就构成了众多的钉扎中心对磁通线的集体钉扎.当外加的电流密度 j 与临界电流密度 j_c 接近时,最可能跳跃的长度是集体钉扎的长度 $L_c = \xi(j_c/j)^{1/2}$;可是,当 $j \ll j_c$ 时,最佳的跳跃方式是一段较长的磁通线或较粗的磁通束从外电流中获取能量而跳过一个不太高的势垒 $U(j)$.这就意味着磁通的最佳跳跃长度或体积会随着 j 的变化而改变. Vinokur 等人从弹性体理论出发推导出了 $U(j) \propto 1/j^\mu$ 关系式.图3清楚地说明了这种非线性 $U(j)$ 关系的来源.

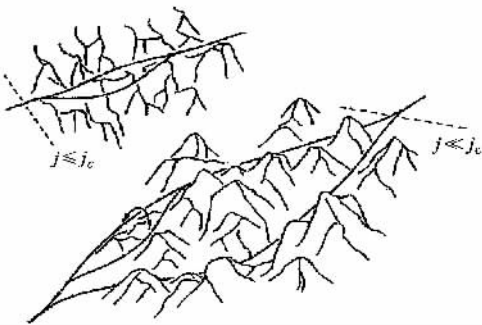


图3 集体钉扎情况下,非线性 $U(j)$ 关系来源示意图 {当外电流 j 与临界电流 j_c 接近时,最可能跳跃的长度是一个较短的集体钉扎长度 L_c .当外电流远远小于临界电流时,最佳的跳跃方式是一段较长(长度为 L)的磁通束从外电流中获取能量,然后跳跃一个不太高的势垒 U ,而 $L/L_c > j_c/j$.因此热激活长度或体积将会随着外力(电流)的变化而变化.该图取自文献 [3]}

新的模型与传统的 Kim - Anderson 模型的一个本质区别表现在 $j \rightarrow 0$ 的极限情况下,即所谓线性电阻 $\rho|_{j \rightarrow 0}$ 是零或有限值的争论.从(3)式和(4)式出发,可以看出总有一个耗散,即使 $j \rightarrow 0$,这就意味着没有真正意义上的超导态.但是如果果真像新的模型所描述的那样,即 $U(j) \propto 1/j^\mu$,则 $j \rightarrow 0$ 时,势垒为无穷大,因此磁通不会运动而耗散为零.而这一结论的前提是在 $j \rightarrow 0$ 时的最佳跳跃长度 $L(j)$ 不会有一个截止,也就是说,超导体仍然具有长程的超导相位关联.线性电阻一般反映平衡态的性质,线性电阻

为零表示玻璃态具有电阻为零的特性.这个要求刚好是传统的混合态理论所没有顾及到的. Fisher 等人意识到,就像在 Meissner 态,超导体中的各处相位是相干的,在低温下的混合态,由于钉扎的参与,超导体中各处的相位可能会不同,但是其空间上的相位关联会被冻结下来,从而磁通体系也会被冻结下来.任何磁通运动对应于 2π 的相位滑移过程.由于这样一个图像与自旋玻璃的图像非常相像,因此 Fisher 等人把它定义为涡旋玻璃态(vortex glass).而且从理论上论述了存在一个二级涡旋玻璃融化相变.因此,可以说涡旋玻璃理论与集体钉扎和集体蠕动的理论相辅相成.涡旋玻璃理论预言的融化温度 T_g 以下的磁通运动方式是集体蠕动,而集体钉扎和集体蠕动物理在小电流的情况下又需要涡旋玻璃态的概念.在图4中,我们给出了在新的图像下的耗散行为,在传统图像下,由于总是存在线性电阻,因此没有图中虚线(相变线)以下的部分.

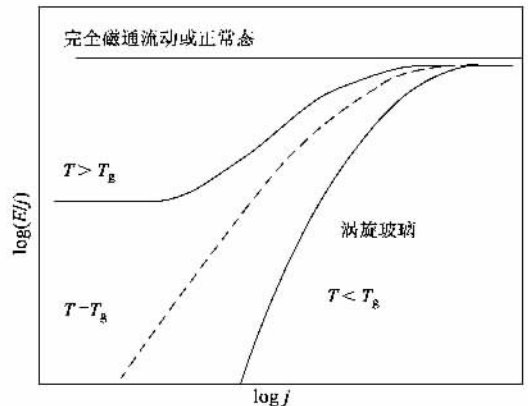


图4 涡旋玻璃图像下的耗散行为(在 $T = T_g$ 时,发生了磁通固体的二级融化相变.在融化温度以上,有一个线性电阻存在,其耗散可以用热激活磁通流动模型描述.融化温度以下对应着涡旋固态,尽管磁通晶格的有序不再存在,但是超导的长程位相关联仍然存在,因此系统线性电阻为零.类似于自旋玻璃态, Fisher 等人把它定义为涡旋玻璃态)

这里需要说明一下,在验证涡旋玻璃图像过程中的一个小插曲. Kes 等人在解释磁化弛豫数据偏离方程4时,提出方程3和4中只考虑了磁通前跳项而忽视了小电流时的后跳项.基于 Kim - Anderson 早期同样的能量守恒的想法,他们认为后跳的势垒是 $U(j) = U_c [1 + j/j_c]$.把前跳和后跳的势垒全部考虑后,在 $j \rightarrow 0$ 时仍然给出一个非零的耗散.这一理论后来被称为 TAFF (thermally activated flux flow)^[20].可以说这一理论没有跳出 Kim - Anderson 的框架,但是根据这一图像,可以得出不可逆线在热

激活框架下的判据^[21],大约是 $U_c(T_{irr}, B_{irr}) \approx 0.1k_B T$. 在 TAFF 图像下,不可逆线 $H_{irr}(T)$ 仅仅是磁通热激活运动强到一定值时的过渡线,而不是像涡旋玻璃态模型所预言的二级相变线. 需要指出的是,尹道乐等人考虑到样品的尺寸受限效应,同时将热激活运动模型中的势垒 $U(j)$ 中的电流密度 j 换成由被钉涡旋对传输电流的贡献 j_p ,即作一个变换^[22]: $U(j) \rightarrow U(j_p \equiv j - E(j)/\rho_{BS})$ 就能得到一个普适的约化伏安方程. 变换的物理基础是考虑到磁通跳跃过程中的阻尼项. 这个方程也能够描述双对数数据 $E(j)$ 关系上的“S”形状.

涡旋玻璃态理论提出后,引发了大量的实验研究工作. 有对低温下磁化弛豫进行研究的,也有对磁场下的电输运测量进行研究的. 大部分的实验结果都声称支持了涡旋玻璃理论. 最为典型的实验有两个. 第一个是由 Koch 等人做出的^[23],他们在理论提出后不久就发表了电输运测量的结果. 根据涡旋玻璃态的理论,超导体的耗散曲线 $E(j)$ 应该满足下面的标度规律:

$$\frac{E}{j} \frac{1}{|T - T_g|^{z+2-D}} = f\left(\frac{j}{|T - T_g|^{z+2-D}}\right), \quad (5)$$

这里 T_g 是涡旋玻璃的相变温度, ν 和 z 是标度指数,来自于涡旋玻璃态的超导位相关联长度 $\zeta_{VG} \propto |T - T_g|^{-\nu}$ 和弛豫时间 $\tau_{VG} \propto \zeta_{VG}^z$. 而在玻璃转变点,线性电阻 $\rho_{lin} = (E/j)|_{j \rightarrow 0}$ 随温度的变化关系是:

$$\rho_{lin}(T) \propto (T - T_g)^{(z+2-D)}. \quad (6)$$

上式表明,线性电阻在温度低于玻璃转变温度后会变成零,说明存在真正的零耗散态. 图 5 中给出了 Koch 等人^[23]在微米尺寸的 $YBa_2Cu_3O_7$ 薄膜上所测量到的 $E(j)$ 曲线和标度的情况. 所得到的 $\nu \approx 1.7$ 和 $z \approx 5$ 值在不同磁场下几乎一致. 类似的工作在随后的时间里不断被人重复,大部分结果是一致的,从而给出了支持涡旋玻璃态理论的证据. 另一个重要工作是在三年后,由 Charalambous 等人进行了非常低电场下的测量(见图 6),数据进一步证明了涡旋玻璃理论^[24]. 尽管如此,有关这一理论的争论仍然存在,并需要更灵敏的实验或有新的物理构思的实验去验证.

Fisher 等人在其后发表的一篇详细的理论文章中,对涡旋玻璃及其临界涨落(二级相变)作了深入的阐述^[25],并预言了二维(2D)的涡旋体系的融化温度为绝对零度. 按照 Fisher 等人的观点,在二维的情况下,超导非对角长程序不能存在,但是在趋向 2D 的涡旋玻璃温度 $T_g = 0K$ 时,涡旋玻璃的关联

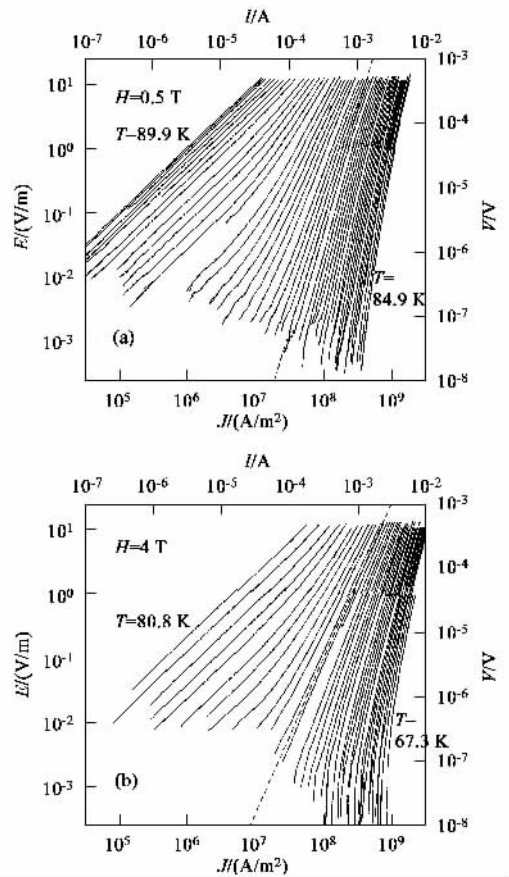


图 5 验证涡旋玻璃最早的数据之一: 磁场为 0.5T (a) 和 4T (b) 时在 YBCO 薄膜制备的微桥上测量到的 $E-j$ 耗散关系(Koch 等^[23]将不同磁场下测量到的数据利用二级相变的标度率进行标度,发现其临界指数均接近 $z \approx 5, \nu \approx 1.7$)

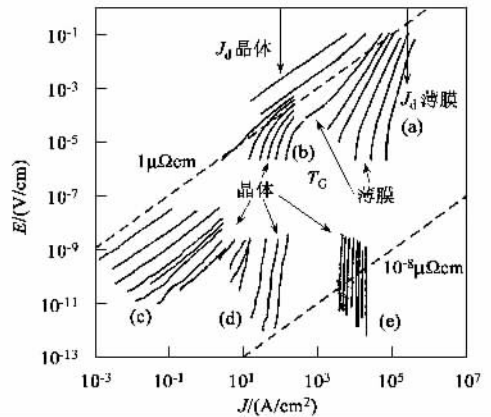


图 6 宽电场范围内的耗散关系[上部分为电输运测量结果,下部分为磁感应测量结果.按照 Charalambous 的推测^[24],在非常低的电场下($10^{-12} V/m$),耗散仍然可以用涡旋玻璃模型来描述,因此进一步证明了涡旋玻璃的存在]

长度可以写成 $\zeta_{2D} = a_0 (\varepsilon_0 / k_B T)^{\nu_{2D}}$, 在零温度时发散, 这里 ν_{2D} 是 2D 玻璃态指数, a_0 是磁通格子的周期长度, $\varepsilon_0 \propto \rho_s d / m$ 表示为长度为 d 的涡旋线的自能, ρ_s 为超流密度, m 为电子的有效质量. 磁通系统的耗散来自于磁通的激发. 假设 2D 磁通体系中出现一个 L 尺度的涡旋激发, 则其势垒 $V_{2D} \propto L^\alpha$ ($\alpha > 0$). L 一般被 2D 涡旋玻璃的关联长度所截断, 因此在小电流极限的情况下, 线性电阻是:

$$\rho_{lin} \propto \exp\left(-\frac{V_{2D}}{k_B T}\right) \propto \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^p\right). \quad (7)$$

不难看出, T_0 与 ε_0 是同样量级的一个参量, $p = 1 + \alpha\nu_{2D} > 1$. Decker 等人^[26]从这个基础出发, 建议在准 2D 的体系中应该有标度关系:

$$\frac{E}{j} \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^p\right] = g\left(\frac{j}{T^{1+\nu_{2D}}}\right). \quad (8)$$

可以看出, 上面的标度关系只有液态分支, 而零温是这个标度的极限. 在任何有限温度下, 线性电阻都不为零. 图 7 中给出 Decker 等人在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 超薄膜上看到了 2D 涡旋玻璃在 0K 标度的迹象. 对于高度各向异性的高温超导体, 超导平面具有本征的准二维特性. 人们关注在这个系统中上述标度关系是否存在. Wen 等人发现在高磁场的情况下, 在 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 薄膜中存在这种标度. 图 8(a) 和图 8(b) 给出了 Wen 等人^[27]在 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 薄膜上测量到的数据. 他们发现, 强磁场会破坏超导层间的 Josephson 耦合, 从而使磁通体系变成真正的二维涡旋饼, 它们所构成的涡旋体系的融化温度为 0K^[27].

最近, Safrei 等人发现^[28], 对于 3D 性质较强的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超导体, 在欠掺杂区, 各向异性度较大时, 其输运性质也表现出 2D 涡旋玻璃的标度行为. 可见, 高温超导体的双层铜氧面本身就是超导的. Wen 等人还证明了在 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 薄膜上, 厚度为邻近铜氧层间距 (0.35 nm 左右, 称为 bi-layer 厚度) 的涡旋饼系统是 2D 磁通运动的主体^[27].

与磁通玻璃理论相类似的, 如果钉扎中心是柱状的, 则在低温下就是冻结的玻色玻璃态. 在集体蠕动的理论出现后, Blatter 等人^[3, 19]把磁通体系考虑成 3D 均匀的介质中的 1D 弹性线组成的弹性体, 对弹性体理论做了大量的工作, 推导出了不同的蠕动区域, 对应的蠕动常数 $\mu = 1/7$ (单涡旋蠕动), $\mu = 3/2$ (小磁通束蠕动), $\mu = 7/9$ (大磁通束蠕动). 蠕动常数还会随着维度的改变而改变. 有兴趣的读者可以参阅 Blatter 等人写的一篇著名的评论性文章^[3].

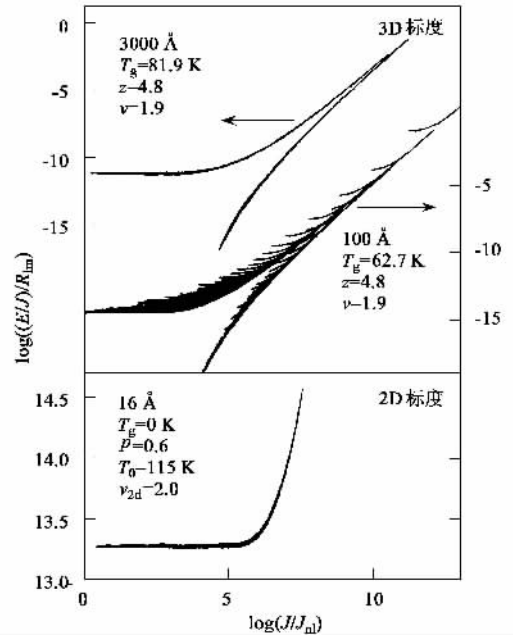


图 7 较厚 (3000Å) 的和超薄 (16Å) YBCO 薄膜的 $E-j$ 耗散关系分别用 3D 涡旋玻璃模型 (在有限温度下融化) 和 2D 模型 (在零温融化) 标度后的结果^[26] (很明显, 厚膜的数据满足 3D 模型, 而超薄膜的数据满足 2D 模型)

4 磁弛豫、非线性 $U(j)$ 关系和 μ 指数

上节提到高温超导体磁通运动的热激活能 $U(j) \propto 1/j^\mu$ 中有个关键的 μ 指数, 它直接决定了在涡旋玻璃态时的磁通运动耗散行为. 按照涡旋玻璃理论^[18, 25]和集体蠕动的理论^[19], 磁通蠕动过程是在 3D 的超导介质中由热激发而出现的涡旋线环 (vortex loop) 推动的. 其过程如图 9 所示. 假设涡旋线环的尺寸为 L , 则激发的势垒高度为 L^α , 由自由能最小原理决定的最可机跳跃长度为 $L_{opt} \propto 1/j^\beta$, 因此热激活的势垒是 $U(j) \propto 1/j^\mu$, $\mu > 0$.

Vinokur 等人对弹性体理论做了大量的工作, 推导出了不同的电流区域, 对应的蠕动常数 $\mu = 1/7$ (大电流时单涡旋蠕动), $\mu = 3/2$ (中电流时的小磁通束蠕动), $\mu = 7/9$ (小电流时的大磁通束蠕动)^[19]. 为了验证涡旋集体蠕动的运动方式, 人们利用多种实验方法, 力图从实验数据中获得 μ 指数. 由于关系 $U(j) \propto 1/j^\mu$ 不能保证当外加电流密度 j 趋近临界电流 j_c 时, 磁通线脱钉扎而出现流动, 也即热激活能应该为零, 因此 Malozemoff 提议将热激活能改写成下列形式:

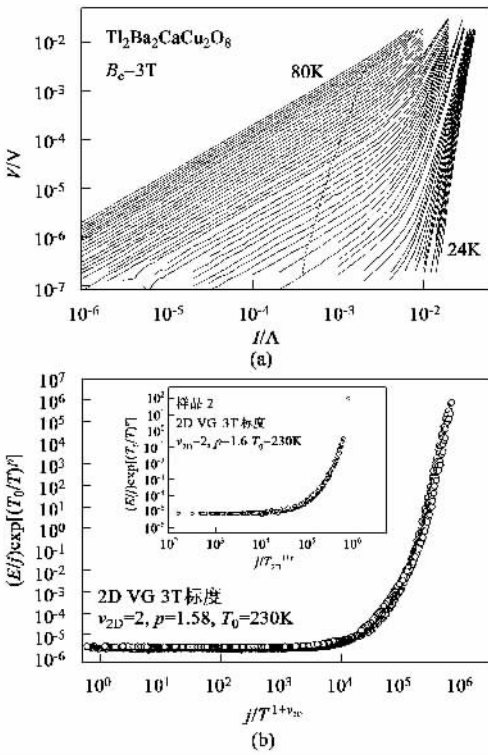


图8 在 $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ 薄膜上获得的 3T 外场下的 (a) $E-j$ 耗散关系及 (b) 用 2D VG 模型标度后的结果 (从 24 K 到 80 K 共 39 条曲线, 1500 余个数据点均能很好地标度到一个液态分支上)

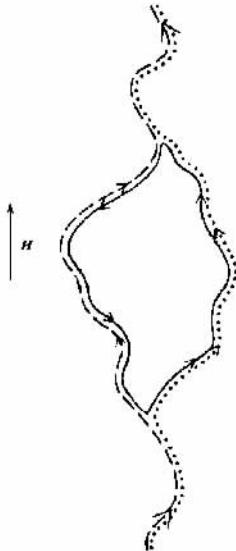


图9 涡旋玻璃或集体蠕动模型下, 磁通线以热激活发出涡旋环 (图中实线) 的方式蠕动. 原来磁通线的位形用虚线表示. 热激活出的涡旋环将磁通线推动到右边的点状线的位子. 此图取自文献 [3]

$$U(T, B, j) = \frac{U_c(T, B)}{\mu} \left[\left(\frac{j_c(T, B)}{j} \right)^\mu - 1 \right]. \quad (9)$$

这个关系尽管只从形式上作了改进,但是它却能够描述几乎所有各种形式的 $U(j)$ 关系. 如 $\mu = -1$ 时, 对应的是著名的 Kim - Anderson 线性 $U(j)$ 模型; $\mu = 0$ 时, 对应的是所谓的 Zeldov 指数模型^[29], $U(j) \propto \ln(j_c/j)$, 反映的是输运实验中经常观察到的 $E \propto j^\alpha, j \ll j_c$. 自然就过渡到了涡旋玻璃或集体蠕动的模型 $U(j) \propto 1/j^\mu$. 为了验证这样一个非线性的 $U(j)$ 关系和从中找到与磁通运动本质相关的一些物理过程, 人们提出过一些行之有效的方法. 下面将介绍其中的四种方法: Maley 的标度法^[30]、磁弛豫率方法^[31]、广义反演方法 (generalized inversion scheme)^[32, 33]、磁弛豫数据直接拟合法^[34]. 这些方法是为了解释高温超导体中强而复杂的磁通运动行为而提出来的, 反过来对描述常规超导体和其他各类超导体中的运动行为均有效. 在介绍这些方法之前, 先讲一下常用实验测量方法. 一般用于研究磁通运动的宏观测量方法有 (1) 直流输运法, 测量电流 - 电压 $V(I)$ 和 $E(j)$ 关系. 显然它可以直接测量磁通运动的耗散, 但是缺点是电场处于较高值 ($10^{-5} \text{ V/m} < E < 10^{-1} \text{ V/m}$), 在低温下, 超导电流较大时, 在技术上会带来电极加热等一系列问题, 因此适合测量较高温区的耗散行为; (2) 常规宏观磁化弛豫法, 零磁场下变化温度并固定温度, 加磁场到一定值 [此即所谓零场冷过程 zero-field-cooling], 固定磁场, 测量磁化随时间的变化 $M(T, H, t)$; (3) 动力学弛豫法, 固定温度后以不同的磁场扫描速度扫描磁场, 同时测量磁化曲线宽度的改变; (4) 交流感应法, 固定温度和直流磁场, 改变交流信号的频率和振幅, 在 Bean 的临界态模型严格成立时, 利用频率为 f 、振幅为 H_{ac} 的交变磁场, 测量交流损耗曲线的实部 χ' 和虚部 χ'' , 在虚部的峰值温度为 T_p 和外直流磁场为 H_d 时, 关系 $U(j, T_p, H_d) = k_B T_p \ln(1/ft_0)$ 成立, 亦即 $E \propto f, \chi(T_p) \approx H_{ac}/d$. 因此交流感应方法一样可以用于研究超导体的磁通动力学. Ding 和 Qin 等人利用这些关系和交流磁化率方法对 $HgBa_2Ca_2Cu_3O_y$ 和 $YBa_2Cu_3O_7$ 超导体 $U(j)$ 关系进行了深入的研究^[35, 36]. 上面的常规宏观磁化弛豫法和动力学弛豫法可以用下面的方程清楚地说明: 一个宽度为 w 、厚度为 d 、半径为 R 的超导环, 其在磁化过程中的感生电动势为

$$E = 2\pi R = \pi R^2 \mu_0 \frac{dH}{dt} - wdL \frac{dj}{dt}, \quad (10)$$

式中 L 为超导环的电感 $L = \mu_0 R [\ln(8R/w) - 1/2]$, j 为超导体中的电流密度. 当外磁场停止扫描时, 上式中右边第一项为零, 只剩下第二项, 即常规弛豫项, 因此有

$$E = - \frac{\mu_0 w d}{2\pi} \left[\ln \frac{8R}{w} - \frac{1}{2} \right] \frac{dj}{dt}. \quad (11)$$

一般常规弛豫的电场范围可以低至 $10^{-14} \text{ V/m} < E < 10^{-11} \text{ V/m}$, 因此可以用于研究非常低耗散. 当外场在快速扫描时, 上式中右边的第一项可以远远大于右边第二项, 因此, $E = (\mu_0 R/2) dH/dt$, 而此时的电流密度由磁滞回线的宽度确定, 这就是所谓动力学磁弛豫, 意思是迫使磁通线运动而发生弛豫. 动力学磁弛豫的优点是在较短的时间内获得较大电场量级的改变.

4.1 Maley 的标度法

结合(2)式和(11)式, 我们有

$$U(T, B, j) = k_B T \left[\ln \left(\frac{v_0 B}{Ldw} \right) - \ln \left| \frac{dj}{dt} \right| \right]. \quad (12)$$

Maley 等人^[30]首先提出, 尽管在特定温度和磁场下, 通过磁弛豫方法测得的 $M(t)$ 曲线所给出的 $U(j)$ 关系的电流范围太窄, 但是如果将同一磁场不同温度下的 $M(t)$ 曲线按照上式进行标度, 可以得到较宽电流范围内 $U(j)$ 关系. 图 10 显示了标度前和标度后的结果, 可以看出, 标度后, 不同温度下的数据可以被标度到同样一支曲线上. 有时候, 尽管标度看起来很完美, 但是所需采用的 v_0 很大, 甚至超过光速, 这明显有问题. 究其原因, 可以看出(12)式所给出的是温度不确定的一个笼统的结果. 严格的做法是将不同温度下测量到的 $M(t)$ 曲线转化成同一温度下的 $U(j)$ 关系.

4.2 磁弛豫率的方法

结合热激活磁通运动方程(2)式和激活能关系方程(9)式, 很容易得到

$$\chi(T, B, t) = \frac{j_c(T, B, t=0)}{[1 + \mu k_B TC / U_c(T, B)]^{1/\mu}}, \quad (13)$$

这里 $C = \ln(t/t_0 + 1) = \ln(v_0 B/E)$, 由于 C 是个对数变化的量, 一般可以看成是常数. 定义磁通运动导致的磁弛豫率为

$$S = - d \ln M / d \ln t, \quad (\text{常规磁弛豫}) \quad (14a)$$

$$Q = d \ln j / d \ln E = d \ln(\Delta M) / d \ln(dH/dt). \quad (\text{动力学磁弛豫}) \quad (14b)$$

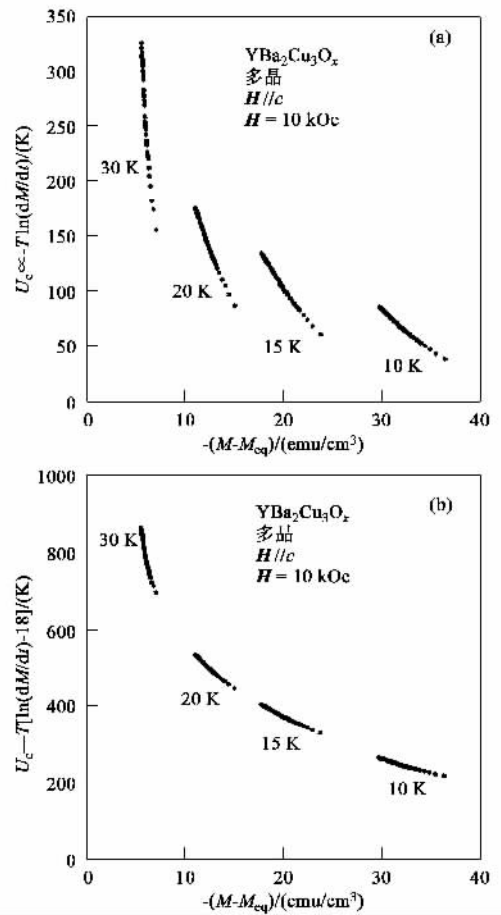


图 10 (a) 未经标度的 $U - M(\infty, j)$ 和 (b) 经过 Maley 方法标度后的 $U - M(\infty, j)$ 关系^[30] [可见经过标度后, $U(j)$ 关系更加光滑而且合理]

结合(13)式和(14)式, 得到^[31]

$$\frac{T}{Q} = \frac{U_c(T, B)}{k_B} + \mu C T. \quad (15)$$

从上式中可以看出, 如果能剔除量子隧道效应在低温下对 T/Q 的影响, T/Q 延伸到零温度下的值就给出了本征钉扎势的大小 $U_c(T=0, B)$. 假设 $U_c(T, B)$ 在一段温度内几乎保持为常数, 则 T/Q 对 T 曲线的斜率就给出了 μC 值, 而 C 值又几乎是一个常数, 因此 μ 值就被确定下来. Wen 等人就利用这个方法确定了钇钡铜氧 (Y-123, Y-124)^[31] 和铊钡钙铜氧 (Tl-2212)^[37, 38] 薄膜在低磁场中的 μ 值, 发现对于三维性较强的钇钡铜氧 (Y-123, Y-124), 在中温区和 1—2 T 磁场下 $\mu \approx 0.5—0.8$, 而对于二维性较强的铊钡钙铜氧 (Tl-2212), 在中温区低磁场的情况下 $\mu \approx 0.1—0.2$. 磁通运动为弹性运动, 当磁场超过几千高斯后, μ 变成负值, 磁通运动变成塑性形式, 反映一个磁场诱导的磁通维度的转变^[38].

4.3 广义反演方法 (Generalized-inversion-scheme)

在常规超导体中,一般认为 Bean 临界态模型是严格成立的,即表示从总磁场强度 M 计算出来的电流密度 j 就是临界电流密度 j_c . 这种假设在磁通运动微弱时是成立的,但是对于具有强磁通运动特性的高温超导体就不再适用了. 在高温超导体中,测量到的电流仅仅反映的是弛豫后的电流 j ,它一般远离真正的临界电流 j_c . (13)式就反映了 j 和 j_c 的这种关系. 在(13)式中,未知参量太多,因此要得到诸如真正的临界电流 $j_c(T)$ 和本征钉扎势 $U_c(T)$ 就需要一定的反演方法. Griessen, Schnack 和 Wen 等人于 1994 年创立了广义反演方法 (generalized-inversion-scheme, GIS)^[32,33],在弱磁场的情况下,可以直接确定 $U(T=0K, j)$, $j_c(T)$, $U_c(T)$ 并进一步确定 μ 等参量.

除热激活磁通运动方程(2)式外, GIS 基于下面的两个非常广泛的假设 $U(j) = U_c(T)[j/j_c(T)]$ 和 $U_c(T) = [j_c(T)/j_c(0)]^p Q(T)$. 按照 GIS, 我们可以通过下列关系确定临界电流密度 $j_c(T)$ (16)式] 式中 $T, S(T), j_c(0)$ 和 C 均可以通过实验确定, p 值和 $Q(T)$ 一般依赖于磁通钉扎的种类和区域. 当 $j_c(T)$ 通过(16)式被确定后, $U_c(T)$ 就可以通过 $U_c(T) = [j_c(T)/j_c(0)]^p Q(T)$ 加以确定. 对于二维的涡旋饼, 厚度为 d , 则 $U_c(T) = j_c(T) \phi_0 d r_p$, 这里 r_p 是钉扎的范围, 通常认为等于相干长度 ξ . 所以在这个特殊情况下, $p = 1, G(T) = \sqrt{(1+t^2)(1-t^2)}$. 类似地, 对于三维的单涡旋线, 已经证明^[39,33,41] $p = 0.5$ 和 $Q(T) = (1-t^2)^{-1/4} (1+t^2)^{5/4}$. 可以看出, 只需要知道实验数据 $j(T)$ 和 $Q(T)$ 或者 $S(T)$, 我们就可以确定一定钉扎情况下的 $j_c(T)$ 和 $U_c(T)$, 并拓展出修正的 Maley 方法^[39]. 修改后的 Maley 方法将不同温度下测量到的磁化弛豫数据 $M(T, t)$ 标度到零温时的 $U(T=0, j)$, 从而可以分析出合理的 μ 指数, 同时克服了前面提及的标度过程必须采取超过光速的 v_0 值的困难. 图 11 中给出了 GIS 对 Tl-2212 薄膜数据计算的结果, 可见 $j(T)$ 和 $j_c(T)$ 在零温时自然地相等. 图 12 给出了使用修正的 Maley 方法所得到的标度结果以及标度所需的参量. 由于 GIS 在逻辑上讲是较完备的, 两个假设也是非常广泛的, 可以同时求出诸多本

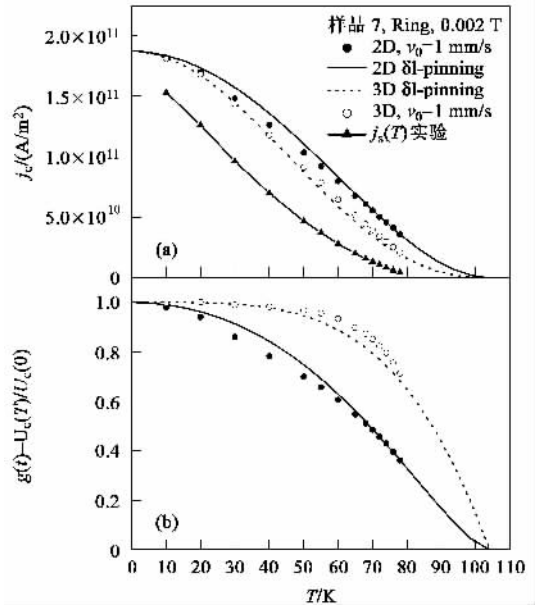


图 11 利用 GIS 计算出的 Tl-2212 薄膜样品在低磁场时的临界电流 $j_c(T)$ 和本征钉扎势 $U_c(T)$ 的温度依赖关系. 可见真实的临界电流 $j_c(T)$ 和实验临界电流 $j(T)$ 在零温下汇合到一起, 说明热激活磁通运动的重要性

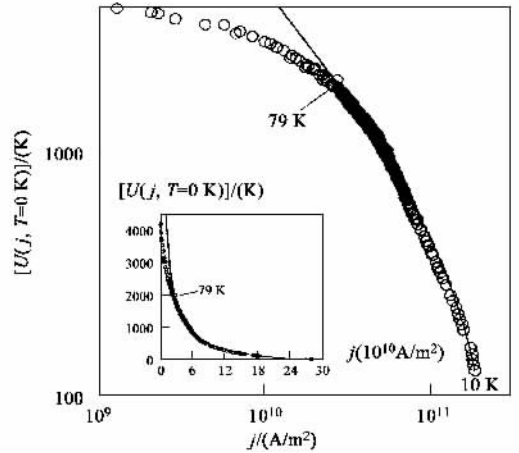


图 12 利用修正的 Maley 方法对 YBCO 薄膜在 0.5 T 所测量到的 $E-j$ 关系进行标度的结果, 即 $U(j_r=0K, T=0K)$ 关系. 图中 79 K 恰巧对应着涡旋玻璃转变温度. 在此温度下 (10—79 K), 所有的数据点均很好地标度到了一起. 从拟和曲线中 (实线所示) 还得到 $\mu \approx 0.79$, 与涡旋玻璃态理论预言值吻合

征量, 因此该方法被广泛地引用和验证. 但是, GIS 也有其缺点, 我们需要知道 p 值和 $Q(T)$ 关系才能够进行计算, 而对于一些复杂的钉扎位型, 如三维的

$$j_c(T) = j_c(0) \exp \left[\int_0^T \frac{CS(T') [1 - \ln(Q(T')/\ln T')] + \ln(j(T')/\ln T')}{1 + pS(T')C} dT' \right], \quad (16)$$

小磁通束和大磁通束集体蠕动的情况 μ 值和 $\alpha(T)$ 关系尚无讨论. 有兴趣的读者可以参阅相关的文献 [4 32 33 37 39 40].

4.4 Thompson 拟合法

从(13)式出发, 考虑到 $j \propto M$, 可以得到

$$\left[\frac{M_c(T, B, t=0)}{M(T, B, t)} \right]^\mu = 1 + \mu \frac{k_B T}{U_c(T, B)} \ln \left(\frac{t}{t_0} + 1 \right). \quad (17)$$

在 T, B 一定时, 因为 t_0 一般在 10^{-3} 到 10^{-6} s, 因此应该有如下关系:

$$\frac{1}{M^\mu} = \alpha + \beta \ln t, \quad (18)$$

其中 α 和 β 为 T, B 和 μ 的函数, 在 μ 选取合适的时候, $1/M^\mu$ 和 $\ln t$ 应该有线性关系. 因此只要测量的时间足够长, 通过调整 μ 值和判断 $1/M^\mu$ 和 $\ln t$ 曲线线性的好坏, 就可以求得 μ 值. 这个方法由 Thompson 等人首先使用^[34]. 图 13 给出了他们的结果, 可见对应于 $\mu=1/7$ $\mu=3/2$ $\mu=7/9$ 的不同蠕动区域均可发现. 后来姚希贤等人从相同公式出发^[41], 推导出了 $d \ln(dH/dt) / d \ln j + \mu \ln(dH/dt) - C = 0$. 因为 dH/dt 与电场 E 成正比, 因此从 $\log E$ 和 $\log j$ 关系的局部的斜率 $d \ln E / d \ln j$ 与 $\ln E$ 的直线的斜率就可以确定 μ 值.

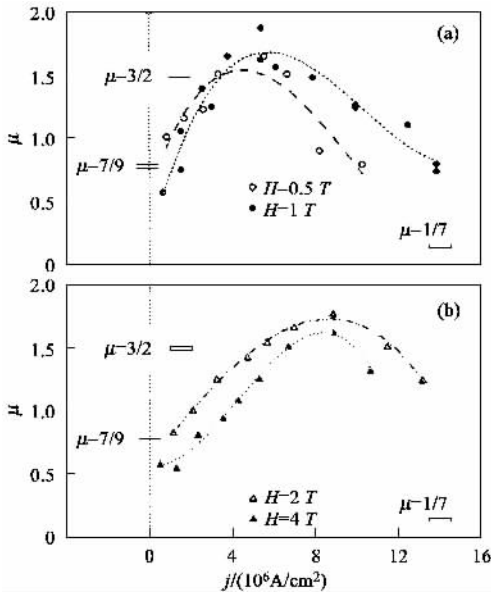


图 13 利用 Thompson 渐近法^[34]求得的 YBCO 单晶磁通运动的 μ 值随磁场和温度的变化

参 考 文 献

[1] Ginzburg V L, Landau L D. Zh. Eksp. Thor. Fiz. , 1950 , 20 :1064
 [2] Abrikosov A A. Zh. Eksp. Thor. Fiz. , 1957 , 32 :1442
 [3] Blatter G, Feigel'man V M, Geshkenbein V B et al. Rev. Mod. Phys. , 1994 , 66 :1125

[4] Griessen R, Wen H H, Van Dallen A J J et al. Phys. Rev. Lett. , 1994 , 72 :1910
 [5] Wen H H, Rong X S, Yin B et al. Physica , 1995 , C242 :365
 [6] Bean C P, Livingston J D. Phys. Rev. Lett. , 1964 , 12 :14
 [7] Morozov N, Zeldov E, Konczykowski M et al. Physica , 1997 , C291 :113 ; Doyle R A, Rycroft S F W R, Dewhurst C D et al. Physica , 1998 , C308 :123 ; Majer D, Zeldov E, Konczykowski M et al. Physica , 1994 , C235—240 :2765
 [8] Van Bael M J et al. Phys. Rev. , 1999 , B59 :14674
 [9] Fansano Y et al. Phys. Rev. , 1999 , B60 :15047
 [10] Gerhauser W et al. Phys. Rev. Lett. , 1992 :68 :879
 [11] Krusin - Elbaum L et al. Appl. Phys. Lett. , 1994 , 64 :3331
 [12] Schultz G W et al. Appl. Phys. Lett. , 1998 , 73 :3935 ; Gandini A et al. Physica , 2000 , C341—348 :1453. Dou S X et al. Physica , 2000 , C341 - 348 :2535
 [13] Krusin-Elbaum L et al. Phys. Rev. Lett. , 1996 , 76 :2563 ; Lopez D et al. Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79 :2588. Kwok W K et al. Phys. Rev. Lett. , 1998 , 80 :600
 [14] Indenbom M V, van der Beek C J, Konczykowski M et al. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 84 :1792
 [15] Shan L, Wen H H, Li S L et al. Physica , 2003 , C 390 :80
 [16] Bardeen J, Stephen M J. Phys. Rev. , 1965 , A140 :1197
 [17] Anderson P W. Phys. Rev. Lett. , 1962 , 9 :309
 [18] Fisher M P A. Phys. Rev. Lett. , 1989 :62 :1415
 [19] Feigel'man M V et al. Phys. Rev. Lett. , 1989 , 63 :2303
 [20] Kes P H et al. Supercond. Sci. Technol. , 1989 , 1 :242
 [21] Wen H H, Zhao Z X. Phys. Rev. B , 1994 , 50 :13853
 [22] Yin D L, Schauer W, Wind T E et al. Zeitschrift fur Phys. , 1994 , B94 :249
 [23] Koch R H et al. Phys. Rev. Lett. , 1989 , 63 :1511
 [24] Charalambous M et al. Phys. Rev. Lett. , 1995 , 75 :2578
 [25] Fisher D S, Fisher M P A, Huse D A. Phys. Rev. B. , 1991 , 43 :130
 [26] Dekker C et al. Phys. Rev. Lett. , 1992 , 69 :2717
 [27] Wen H H et al. Phys. Rev. Lett. , 1998 , 80 :3859
 [28] Sefrioui Z et al. Phys. Rev. , 1999 , 60 :15423
 [29] Zeldov E, Amer N M, Koren G et al. Phys. Rev. Lett. , 1989 , 62 :3093
 [30] Maley M P et al. Phys. Rev. , 1990 , B42 :2639
 [31] Wen H H, Griessen R, de Groot D G et al. J. Alloys and Comp. 1993 , 195 :427
 [32] Schnack H G, Griessen R, Lensink J G et al. Phys. Rev. , 1993 , B48 :13181
 [33] Wen H H, Schnack H G, Griessen R et al. Physica , 1995 , C241 :353
 [34] Thompson J R, Yang Ren Sun, Christen D K et al. Phys. Rev. , 1994 , B49 :13287
 [35] Ding S Y, Li J, Shao H M et al. Phys. Rev. , 1996 , B 53 :1996. Ding S Y et al. 1995 , B 51 :9107
 [36] Qin M J, Yao X X. Phys. Rev. , 1996 , B 54 :7536 ; Physica , 1997 , C282—287 :2229
 [37] Wen H H, Wang R L, Li H C et al. Phys. Rev. 1996 , B54 :1386
 [38] Wen H H et al. Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79 :1559
 [39] Wen H H, Zhao Z X, Wijngaarden R J et al. Phys. Rev. B , 1995 , B52 :4583
 [40] Wen H H, Ziemann P, Radovan H A et al. Physica , 1998 , C305 :185
 [41] Yao X X, Aruna S A. Supercond. Sci. Technol. 2000 :13 :1051

(未完待续)