

# 高温超导体磁通动力学和混合态相图( II )\*

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)

(上接 2006 年第 1 期第 16 页)

## 5 涡旋态相图的发展

随着理论和实验工作的不断进展,高温超导体混合态相图变得丰富多彩.首先在涡旋玻璃态理论出现后,相图就较常规超导体有了很大的变化.在常规超导体中,相图上就只有两根标志相边界的线,即上临界场  $H_{c2}(T)$  和下临界场  $H_{c1}(T)$ .在  $H_{c2}(T)$  和  $H_{c1}(T)$  之间就是混合态.由于涨落较弱,  $H_{c2}(T)$  和磁通运动的不可逆线  $H_{ir}(T)$  很靠近.而高温超导体中由于涨落较强,  $H_{c2}(T)$  以下较大的区域内形成了涡旋液态,而  $H_{ir}(T)$  以下才能形成涡旋固态(可以是涡旋玻璃或磁通格子有序态).在下临界场  $H_{c1}(T)$  附近,如果结构无序较少,则可能会形成所谓再入形式的涡旋液态,这主要是由于磁通线密度足够稀疏,以至于磁通线之间的相互作用呈指数<sup>31</sup>形式下降,最后不足以维持磁通线之间的长程序.图 14 给出了高温超导体和常规超导体在相图上的区别.对于高温超导体,涡旋态相图要复杂得多,现在还在进一步研究之中.

由于磁通线之间有相互作用,因此涡旋物质相可以像原子所构成的物质态一样,有很多种形式及相变,如完善格子的一级融化,无序格子的二级(玻璃)融化,在各向异性度较高时,随着磁场的升高,应该出现从三维向二维特性的转变等等.在三维情况下,磁通线主要以弹性的方式蠕动,而在二维情况下,磁通将以塑性方式运动,并有线性电阻出现.下面我们介绍一下这些丰富多采的现象.

### 5.1 不可逆线的发现

在常规超导体中,在所有的混合态,磁通运动受阻,表现在临界电流出现非零值.这样,不可逆线  $H_{ir}(T)$  和上临界场  $H_{c2}(T)$  非常接近.而在高温超导体中,涨落区的面积很大,因此  $H_{c2}(T)$  线和不可逆线  $H_{ir}(T)$  之间有限温度下的距离很大.由于磁

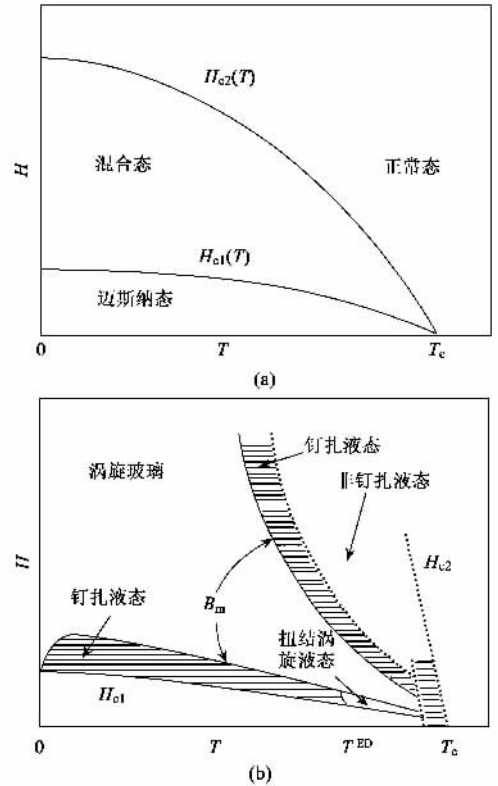


图 14 (a) 常规超导体的相图. 上临界磁场  $H_{c2}(T)$  和下临界磁场  $H_{c1}(T)$  之间是涡旋固态, 热涨落区可以忽略不计. (b) 高温超导体的混合态相图. 在上临界磁场  $H_{c2}(T)$  以下和不可逆线  $H_{ir}(T)$  以上, 存在磁通液态区域. 在靠近下临界磁场附近, 由于磁通线之间的作用力随距离会指数减小, 因此也可能有一个小的液态区域出现, 即所谓再入液态区.

通的非自由运动,在不同的升温 and 降温过程中,样品内部的磁场分布会有所不同,因此会有不同的磁化值,出现所谓磁通运动的不可逆.不可逆线可以通过测量所谓零场冷却(zero-field-cooling)和场冷却

\* 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 收到初稿,2005-11-10 修回

† Email: hhwen@aphy.iphf.ac.cn

( field-cooling ) 过程中的磁化的分开点来确定 , 也可以通过测量磁滞回线升降场过程中磁化的分开点来确定. 不可逆线直接反映的是磁通运动的强弱和超导电流的大小. 尽管不可逆线在实验中是由动力学的方法确定下来的 , 但由于它反映的是磁通运动的强弱 , 因此有人赋予它以静力学相变的含义 , 即磁通固态的融化线. Houghton 等人将不可逆线按照热力学的融化线来解释. 他们将磁通物质考虑成三维的弹性体 , 计算出磁通线在  $z$  高度的横向平均位移

$$u^2 \text{ }^{1/2} = (R - R_0)^2 \text{ }^{1/2}. \quad (19)$$

利用 Lindemann 判据  $u^2 \text{ }^{1/2} = C_L a_0$  , 得到融化线为

$$\left[ \frac{t}{(1-t)^{1/2}} \right] \left[ \frac{b^{1/2}}{1-b} \right] \left[ \frac{4\sqrt{2}-1}{(1-b)^{1/2}} + 1 \right] = \alpha_L, \quad (20)$$

这里  $\alpha_L$  是与 Lindemann 常数  $C_L$  和各向异性度相关的一个量 , 一般  $C_L = 0.15 - 0.25$  ;  $t = T/T_c$  ,  $b = H/H_{c2}$ . Houghton 等人用上式对钇钡铜氧超导体的不可逆线进行拟合 , 理论曲线与实验数据能很好地符合. 实际上 , 上式给出的融化线只是一个唯象的描述. 李定平等人<sup>[42]</sup>利用各向异性的 GL 方程来定量研究磁通的热涨落行为 , 发现涡旋物质的有序—无序转变线 , 得到了钇钡铜氧体系的磁通融化相图 , 发现了相变线在实验中所观察到的“临界点”附近转弯行为 , 比使用唯象的 Lindemann 判据来确定磁通融化或不可逆线更进了一步. 融化转变从其性质上看可以分为有序格子的一级融化和无序格子(如涡旋玻璃)的二级融化.

### 5.2 磁通格子的一级融化

如果样品中的缺陷很少 , 磁通之间会由于电磁相互作用形成有序的晶格 , 因此磁通线位置的平移对称性破缺. 这样一个相变在理论上先被预言 , 后被大量实验所证明. 可以说 , 磁通格子的一级融化是磁通动力学领域里被实验严格证明了为数不多的重要现象. 实验上人们首先看到 , 在一定磁场中 , 电阻在临界温度处首先缓慢下降 , 然后在某一个较低的温度 , 电阻突然消失 , 线性电阻降为零(如图 15 所示). Safar 等人<sup>[43]</sup>首先把它与磁通格子的一级融化联系起来. 这一电阻的陡降在无孪晶畴界的单晶中很容易观测到 , 但是在有很多孪晶畴界的单晶中 , 这一陡降会被抹平 , 而呈现出二级连续相变的特征 , 这可以从反面证明磁通格子一级融化. 基于同样的想法 , 很多类似的实验被重复出来<sup>[44]</sup>. 后来 , Zeldov 等

人用灵敏 Hall 探针法在可逆磁化上观测到一个小的跳跃<sup>[45]</sup>(如图 16 所示) , 并证明与电阻的陡降发生在同一温度<sup>[44]</sup>. Zeldov 等人把这一跳跃解释成为磁通格子的一级融化 , 并发现磁化跳跃的幅度与相变中熵的改变相一致. 这一跳跃后来在其他的高温超导体中用其他方法都得到了验证. Cubbit 等人用中子衍射的方法在 Bi-2212 的单晶中看到在低温下出现规则的衍射斑点 , 到高温下这些衍射斑点就消失了 , 这也证明了磁通格子的一级融化<sup>[46]</sup>. 对这一现象作出决定性结论的实验是由 Schilling 等人所做的实验 , 他们在实验中观察到比热的潜热峰<sup>[47]</sup>. 按照热力学的规律 , 一级相变一般对应着有潜热的放出. 通过以上 4 个方面的实验 , 磁通格子的一级融化几乎可以肯定下来. 此外 , 实验发现 , 在磁通液态区 , 由于边界势垒的作用 , 磁通的进出也会受到阻碍 , 因此磁通液态区的电阻会在很大程度上依赖于边界势垒的作用<sup>[48]</sup>. 关于边界势垒问题 , 现在还没有彻底弄清楚. 有人设计了很奇特的实验 , 发现在有和没有边界势垒存在时 , 电阻随着温度的变化行为没有区别<sup>[49]</sup> , 从而对边界势垒提出疑问.

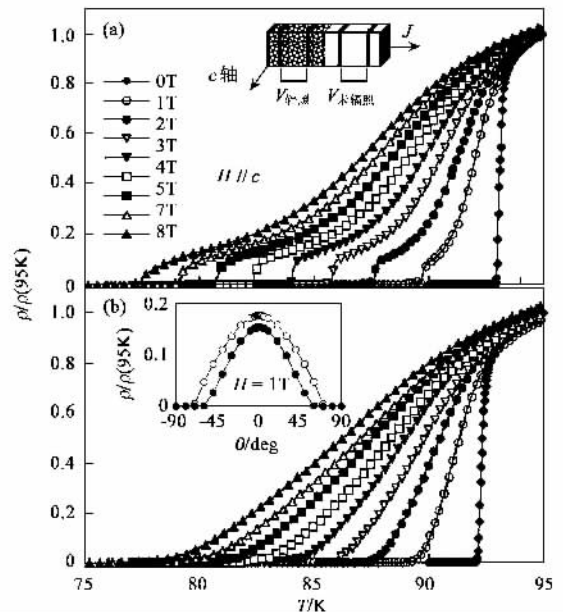


图 15 YBCO 单晶样品在质子辐照前 (a) 和辐照后 (b) 测量到的电阻转变曲线. 很明显 , 在辐照前 , 电阻曲线上有一个“陡降” , 对应的是完善磁通晶格的一级融化. 经过辐照以后 , 这个“陡降”消失 , 取而代之的是连续的类似二级的转变. 此图取自文献 [43]

对于各向异性超导体 , 涡旋态相图会很复杂 , 牵涉到涡旋线的维度转变和融化相变. 图 17 给出了 Blatter 等人画出的各向异性超导体的混合态的相图. 该相图在磁场上有一个分界 , 即从三维向二维转

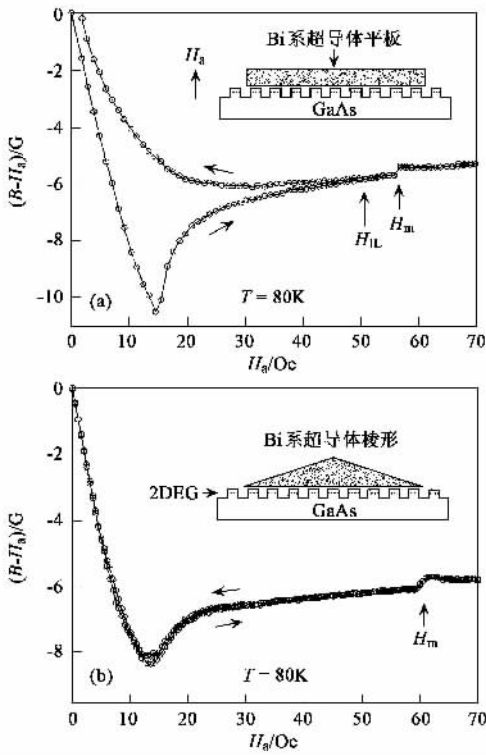


图 16 用二维电子气 Hall 探头阵列所测量到的局域磁滞回线 (a) 对应的是矩形样品 (b) 对应的是楔形样品 (大大压低几何势垒和表面势垒)<sup>[46]</sup>。它们共同特征是在一个标为  $H_m$  的磁场处, 磁化出现一个小台阶, 对应磁通密度在一级相变点的突变

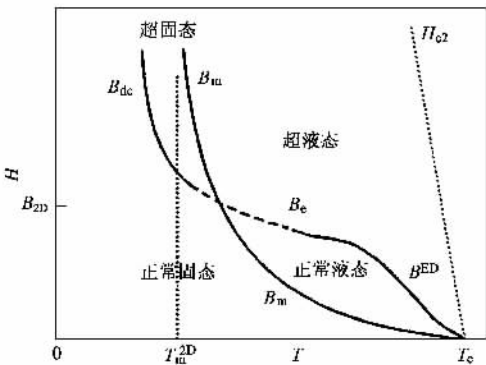


图 17 Blatter 等人<sup>[3]</sup>所预言的在有高密度缺陷存在时, 高度各向异性体系的涡旋态相图

变的磁场  $B_{2D}$ 。在低温低场下出现的是正常涡旋固态 (n-solid)。随着温度的升高, 此固态会融化成正常涡旋液态, 温度再进一步升高, 此由涡旋线所构成的液态会“蒸发”成  $c$  轴方向上毫无关联的涡旋饼液态, 或叫超液态。对于低磁场下磁通固态融化和蒸发 (或升华) 是否同时发生还不清楚, 有报道称磁通固态会直接升华成超液态<sup>[50]</sup>。在高磁场区域, 目前

很不清楚。Blatter 等人的相图显示首先发生了由正常固态到超固态 (准二维的涡旋饼所构成的固态) 的退耦合转变, 然后超固态再融化成超液态。实际的实验表明, 高磁场下的磁通运动非常接近高粘滞力的液态运动, 这也许说明超过维度转变磁场  $B_{2D}$  后, 磁通扭结非常严重, 其运动方式为塑性运动。

## 6 高温超导体的尖峰效应和布拉格玻璃

尖峰效应是指在磁滞回线上除了零场附近的尖峰外 (对应磁场对样品的全穿透) 很多超导体会出现第二个尖峰, 这实际上对应临界电流随着外场的增加而增加。如图 18 所示, 尖峰效应大致可以分为三类: 一类是常规超导体, 如  $2H-NbSe_2$ ,  $CeRu_2$ ,  $Nb$  等; 另一类是 Bi-2212 体系, 同样由于其形状, 也被称为“箭头特征” (arrowhead feature); 第三类是高温超导体的  $ReBa_2Cu_3O_7$  中 ( $Re = Y, Nd, Sm$  等) 晶体或块材, 由于尖峰的形状, 通常也被称为“鱼尾效应” (fishtail effect)。近几年的研究表明, 尖峰效应附近存在着丰富的物理现象, 并且和磁通相图密切相关。

本节将主要介绍高温超导体中尖峰效应的各种实验现象和理论解释, 大致给出目前研究现状的轮廓。需要说明的是, 在临界电流对温度的依赖关系  $J(T)$  中也存在尖峰效应, 它和本文所说的临界电流对磁场的依赖关系  $J(B)$  似乎没有关系 (在某些存在非常弱钉扎的晶体中, 同时存在  $J(B)$  和  $J(T)$  的尖峰, 但是二者在相图中的位置并不相同)。

### 6.1 尖峰效应概述

1960 年 Le Blanc 和 Little 首先描述了在常规超导体中的尖峰效应<sup>[51]</sup>。常规超导体的尖峰效应以  $2H-NbSe_2$  为典型代表, 其磁滞回线如图 18(a) 所示, 特征是在磁场靠近上临界场  $H_{c2}$  的时候, 存在着一个尖峰。早在 1969 年 Pippard<sup>[52]</sup> 就认为尖峰效应和磁通晶格的软化有关, Larkin 和 Ochinnikov<sup>[53]</sup> 给出了集体钉扎的概念, 并在此基础上讨论了磁通晶格软化和尖峰效应的关系。常规超导体中的尖峰效应可参阅 Cambell 和 Evetts<sup>[54]</sup> 给出的一个综述。

高温超导体被发现后, 同样观察到了尖峰效应。与常规超导体尖峰效应只发生在接近上临界场不同, 高温超导体发生尖峰效应的场要低得多。而且由于高温超导体的特点, 即弱钉扎、强热力学和量子涨落, 尖峰效应更加复杂。大致上看, 高温超导体中的尖峰效应可以分成两类, 一类是以 Bi-2212 为代表, 一类以 YBCO 为代表。下面我们分别介绍这两类尖

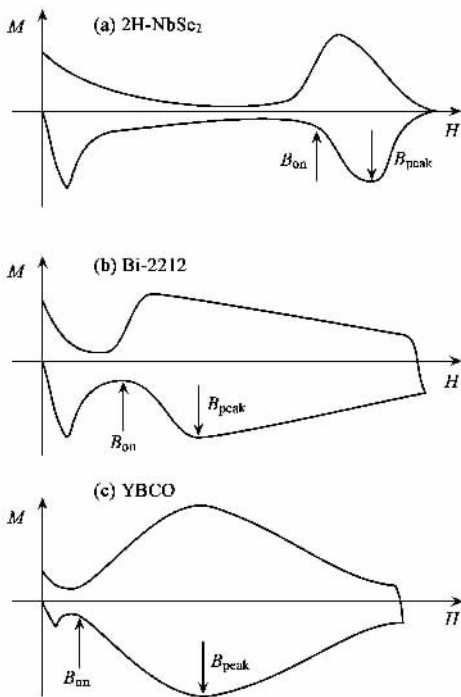


图 18 三种类型的“峰值效应”。(a)对应以  $2\text{H-NbSe}_2$  为代表的常规超导体中的“峰值效应”，发生在上临界磁场附近，一般认为与磁通晶格融化前的软化有关，磁通软化后更容易被有效钉扎住；(b)对应于以 Bi-2212 为代表的高度各向异性超导体的“峰值效应”，它的磁场大小一般不随温度移动，普遍认为它与准有序的磁通布拉格玻璃向另外一个无序的磁通（固）态的转（相）变有关；(c)是以 YBCO 块材为代表的“峰值效应”，其峰值位置随温度迅速移动，其机理目前尚无定论。有些人认为它也与布拉格玻璃有关。

### 峰效应。

Bi-2212 典型的磁滞回线如图 18(b)所示，其特征是尖峰效应只在温度为 20 K 到 40 K 的范围内可以观察到，而且尖峰出现的磁场位置基本与温度无关。Bi-2212 的磁滞回线非常不对称，表现在两个方面：一方面磁滞回线对于  $M = 0$  不对称；另一方面上下尖峰的磁场位置不对称。这种不对称主要是由于表面势垒的作用。大量实验表明，Bi-2212 单晶存在非常强的表面势垒，从而对磁滞回线的形状、动力学特性以及  $V-I$  特性产生很大影响。早期就曾有一种观点认为，表面势垒或者表面势垒到体钉扎的转变是尖峰效应的来源<sup>[55,56]</sup>。可以通过很多方法改变 Bi-2212 尖峰的形状、大小和位置。Chikumoto 等<sup>[56]</sup>对 Bi-2212 单晶进行了不同剂量的电子辐照，从而增加了表面缺陷的数量，改变了表面势垒。他们发现，随着电子辐照剂量的增加，即缺陷数量的增加，会导致样品临界电流下降，同时尖峰位置向低场移

动而高度增加。Cai 等<sup>[57]</sup>在样品中掺入铅，替换钡的位置，得到了处在过掺区的 (Bi, Pb)-2212 样品，其  $T_c$  各向异性参数都下降，尖峰存在的温区不但变大，而且尖峰场的位置呈现出很强的温度依赖关系。另外通过高压 (Yang<sup>[58]</sup>)、低温下氧退火 (Kishio<sup>[59]</sup>) 和引入结构缺陷 (Yang<sup>[60]</sup>)，同样可以对尖峰效应产生影响。后续的很多实验证明，Bi-2212 系统中的尖峰效应与磁通的布拉格玻璃转变有关。

图 18(c) 是 YBCO 典型的磁滞回线。与 Bi-2212 不同的是，YBCO 尖峰的位置对温度的依赖关系很强，其存在的温区则从能测量的最低温直到 80 K 以上。YBCO 的尖峰在非常大的磁场范围内存在。对 Bi-2212，对应磁化峰值的磁场  $B_{\text{peak}}$  和谷值的磁场  $B_{\text{on}}$  的差距不到几百高斯，非常尖锐，而在 YBCO 中，其差通常是几个特斯拉，变化很平缓，并且随温度移动。YBCO 尖峰效应同样受掺杂、辐照等影响。随着氧含量的增加，尖峰将向高场移动<sup>[61]</sup>。当存在少量孪晶时，对尖峰效应影响不大，而随着数量增加，将会抑制尖峰效应。采用重离子辐照，使样品存在柱状缺陷情况下同样将使尖峰效应消失。YBCO 尖峰效应在高温下可以通过适当的氧处理方法可逆地产生和消失。Kokkaliaris 等<sup>[61]</sup>仔细研究了不同氧缺陷分布下的尖峰效应，表明在  $T < 70\text{K}$  时，尖峰的位置基本与氧处理即氧缺陷位置的贡献无关。而  $T > 70\text{K}$  后，团簇比较不受热激活脱钉的影响，从而导致高氧压下处理的样品具有更强的尖峰效应。迄今为止，尖峰效应未在薄膜中观察到，这表明一个事实，那就是薄膜中大量的缺陷严重地压制了尖峰效应。

对尖峰效应的解释是多种多样的。Bi-2212 尖峰效应的主要解释包括：前面提到的和表面势垒相关的解释，即低磁场下表面势垒之所以能够压过体钉扎，主要是因为低磁场时磁通系统会形成所谓有序的布拉格晶格，钉扎力较弱，样品不均匀性<sup>[63]</sup>、动力学磁通运动<sup>[64]</sup>、三维到二维的转变<sup>[65]</sup>等。而对 YBCO 尖峰效应的解释包括：氧缺陷的区域在场增加的时候，其超导性被抑制，变为正常态，从而作为有效钉扎，提高了临界电流<sup>[63,66]</sup>；从单根磁通蠕动到集体磁通蠕动的转变<sup>[64]</sup>，从而导致在中间场处磁场弛豫变慢，出现鱼尾峰，磁通晶格从弹性形变到塑性形变的过渡<sup>[67]</sup>。但是越来越多的理论和实验表明，尖峰效应实际上对应于一种从低场相到高场相的相变，反映的是磁通晶格的性质，而非样品或动力学效应。下面主要介绍这方面的一些进展。

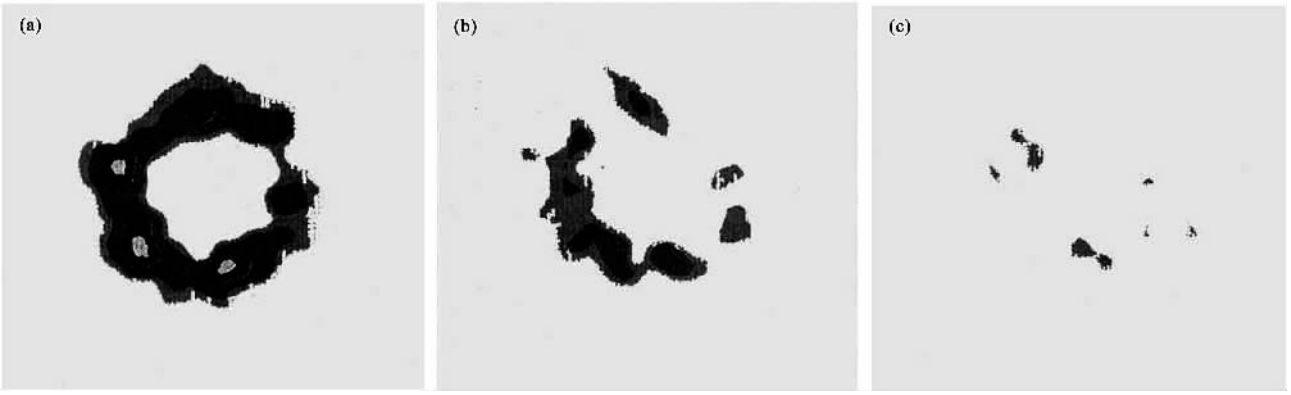


图 19 Bi-2212 单晶中子衍射反演到倒空间的图形, 磁场为 475G, 方向平行于  $c$  轴. 可见, 低温下磁通晶格的长程序到高温下就消失了. 对应磁通系统的一级融化 [ ( a ) 1.5K ( b ) 56K ( c ) 62K ]

### 6.2 布拉格玻璃

早期的理论认为, 磁通晶格在弱无序的作用下, 将形成线性电阻消失的玻璃态<sup>[18, 19]</sup>, 同时将破坏大尺度上的完整磁通晶格. 然而, Giamarchi 等<sup>[68]</sup>探讨了在点无序下的弹性磁通晶格, 认为在低场低温下存在所谓“布拉格玻璃”. 布拉格玻璃与磁通玻璃不同, 其位移关联函数的衰减为代数衰减, 而后者是指数衰减. 因此, 布拉格玻璃并不存在磁通位错, 而存在准长程有序. 布拉格玻璃名称的来历则是因为在小角度中子衍射实验中将出现布拉格衍射峰. 实验上确实发现在低场和低温下存在着布拉格散射峰, 并且随着温度 ( 磁场 ) 升高, 布拉格峰逐渐模糊并最终消失<sup>[46]</sup>, 如图 19 所示.

下面基于 Giamarchi 等的布拉格玻璃理论给出一个简单的描述. 高温超导体可以看作是由耦合的超导平面堆积而成, 因此采用很多层内的二维三角磁通晶格的模型来描述. 设  $R_i$  为磁通线在  $x$ - $y$  平面的平衡位置,  $\rho(R_i, z)$  为层内偏离  $(R_i, z)$  的位移, 磁场方向沿  $z$  轴, 坐标为  $x \equiv (r, z)$ , 则在弱无序下, 总能量为<sup>[3]</sup>

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \int d^2r dz [ (C_{11} - C_{66}) (\partial_\alpha u_\alpha)^2 + C_{66} (\partial_\alpha u_\beta)^2 + C_{44} (\partial_z u_\alpha)^2 ] + \int d^2r dz V(r, z) \rho(r, z), \quad (21)$$

式中第一项是磁通晶格的弹性能量,  $\alpha$  和  $\beta$  是层内坐标,  $C_{11}$ ,  $C_{44}$ ,  $C_{66}$  分别是磁通晶格的压缩、弯曲和切变弹性模量常数. 第二项是钉扎能, 磁通线密度简单地取为  $\rho(x) = \sum_i \delta(x - R_i - u(R_i, z))$ , 钉扎势则采用关联长度为  $\xi$  的高斯随机势  $V(x)$ . 假设层间无耦合, 则  $V(x)V(x') = \Delta(r - r')\delta(z - z')$ ,  $\Delta(r)$  是一个短程函数:

$$\Delta(r) = dU_p^2 e^{-r^2/2\xi_0^2}, \quad (22)$$

其中  $d$  是层间距离,  $U_p$  是沿  $z$  轴的单位长度钉扎势. 采用常数弹性模量, 经过一些计算, 可以得到维度在 2 到 4 之间时磁通线平均相对位移呈对数增长,

$$B(r) = \frac{1}{[u(r) - u(0)]^2} = \frac{2n}{K_0^2} A_d \ln |r|, \quad (23)$$

其中  $A_d = 4 - d$  (维数). 而定义横向和纵向关联函数为

$$C^{L,T}(r) = e^{-\frac{K_0^2}{2} B^{L,T}(r)}, \quad (24)$$

将 (23) 式代入, 可以很容易地得到相对平均位移的关联函数是代数衰减的, 即

$$C^{L,T}(r) \propto (1/r)^{A_d}, \quad (25)$$

它比涡旋玻璃态所预言的指数衰减要慢得多, 因此磁通晶格的平移周期性可以维持. 利用弹性中子衍射可以观察到布拉格衍射峰. 按照 Lindemann 规则, 当磁通线平均位移  $B(r = a) = c_L^2 a^2$  时, 布拉格玻璃的晶格周期性已经不复存在. 这里  $c_L$  是 Lindemann 常数,  $c_L \approx 0.15 - 0.25$ , 而  $a$  是磁通晶格常数. 无序和热力学涨落都可以增加磁通线位移. 实际上, 布拉格玻璃可以在以下两种情况下消失: 温度增加, 热力学涨落增加, 进入涡旋液相; 磁场增加, 导致位错的大量出现, 磁通晶格变得非常无序, 最后进入磁通玻璃或磁通高度扭结区 (可能具有塑性运动行为).

图 20 给出了在这种理论下的一个简单的相图. 在低温低场下, 磁通线形成布拉格玻璃, 而随着温度升高或场的增加, 布拉格玻璃将发生相变, 进入其他区域. 在高温端, 布拉格玻璃直接融化为磁通液体, 而在低温端则转变为磁通玻璃. 我们考察布拉格玻

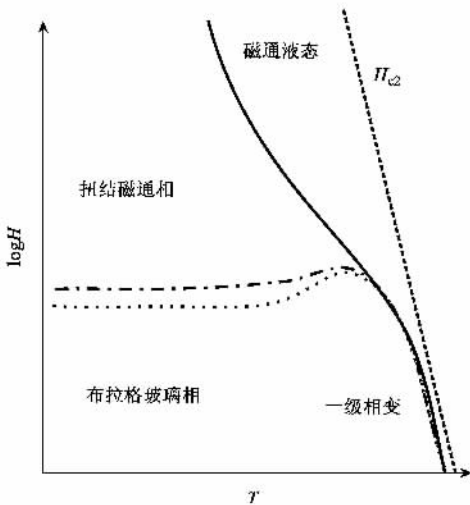


图 20 布拉格玻璃理论的涡旋态相图. 磁通液态, 扭结磁通(固态)相和布拉格玻璃相交于一个多临界点. 布拉格玻璃随温度升高会发生一级融化, 有人认为在此处发生了涡旋固态的升华<sup>[50]</sup>. 随着样品缺陷的增加, 布拉格玻璃线会从虚线向点状线移动. 在薄膜当中, 由于高度无序的出现, 布拉格玻璃很难看见

璃到磁通玻璃的转变线, 可以看到, 在温度较低时, 布拉格玻璃主要由无序影响, 因此其相变线基本与温度无关, 而温度升高时, 热激活效应开始逐渐明显, 点无序引起的钉扎减弱, 因此位错必须要在更高的场才能增加, 从而导致布拉格玻璃到磁通玻璃的转变线将稍向高场移动. 类似地, 如果增加点无序的数量, 那么无序的影响将增强, 而此时磁通晶格的弹性性能却没有改变, 所以布拉格玻璃到磁通玻璃的转变线将向低场移动, 如图 20 所示, 虚线将向点状线移动. 在所有的薄膜当中未能观察到尖峰效应也许就是因为缺陷太多导致钉扎太强.

### 6.3 基于布拉格玻璃到磁通玻璃相变的解释

大量的实验事实表明, 尖峰效应确实对应着从布拉格玻璃到另外一个无序相的转变. 首先, 我们看一下 Bi-2212 样品的情况. 考虑到 Bi-2212 的尖峰与温度基本无关的特点, 很容易将它和相图上的布拉格玻璃到磁通玻璃的相变线联系起来. Khaykovich 等<sup>[69]</sup>利用霍尔探头对 Bi-2212 单晶的磁滞回线进行了测量(图 21), 发现由局域磁滞回线推出的  $J_c$  在尖峰处的增加实际上非常尖锐, 因此排除了认为尖峰效应是一种“过渡区”的观点. 在相图上标出  $B_{peak}$ , 可以得到和图 20 类似的相图. 同时与理论预言相类似, 随着氧含量的增加, 各向异性减少, 转

变线将向高场移动. 他们考虑到高温区得到的磁通点阵一级融化线, 得出了和图 20 类似的相图. 他们认为, 尖峰处的转变是二级相变. 在 20 K 以下进行磁化测量时为什么尖峰效应消失仍然不是十分清楚. 对接近平衡态的磁通系统进行的中子衍射实验, 发现即便是在很低温度下, 布拉格衍射峰仍然存在, 这表明布拉格玻璃相仍然存在. 布拉格玻璃到磁通玻璃转变线是否是一级相变? 是否如通常的磁滞回线测量所示? 低于 20 K 时布拉格玻璃相就不存在了? 带着这些问题, 最近李世亮和闻海虎等人利用非常长时间的弛豫实验, 使得磁通系统接近平衡态, 测量到了低温下接近平衡态时的磁通动力学行为, 发现尖峰效应会再次在低温下出现, 他们的实验把尖峰效应出现的温度压低到 5 K<sup>[70]</sup>, 从根本上否定了磁通系统在低温下有一个截止点的图像. 然而 Goffman 等人却持另外的观点<sup>[71]</sup>, 他们测量了 Bi-2212 单晶的线性交流横向磁导率, 认为在低场下  $c$  轴磁通关联长度  $l_c$  等于样品厚度  $d$ . 当磁场超过  $H_{ent}$  时, 开始进入高场相, 但此时  $l_c$  并不减少, 而是在场大于另一个值  $H_{cr}$  的时候开始减小. 在低温下, 由于钉扎增强, 磁通体系会处于一个无序所主宰的强钉扎的亚稳态, 即所谓零维钉扎, 因此他们认为低温低磁场下没有涡旋玻璃相. Gaifullin 等<sup>[72]</sup>利用约瑟夫森等离子共振方法(JPR), 发现在尖峰区域, JPR 共振尖峰弱化甚至消失, 而且其位置在尖峰区域发生了很大变化. 层  $n$  和层  $n+1$  之间的规范不变相差  $\langle \cos \varphi_{n, n+1} \rangle$  随磁场的变化在尖峰处存在一个跳跃, 有力地说明了该处相变是一级相变. 同时, 该实验还表明, 这个一级相变直到 6.4 K 仍然存在. Van der Beek 等<sup>[73]</sup>采用磁光法测量了 Bi-2212 单晶表面的磁感应强度, 从而得到了升场过程中单晶内部的磁场分布. 图 22 取自文献<sup>[73]</sup>中的图 1(b). 图中低场下的边界位形是表面势垒造成的, 而中间的拱形起因则是因为几何势垒<sup>[748]</sup>. 从图中可以清楚地看出, 当样品中间场先到达  $B_{on} = 380G$  时, 由于开始出现位错, 磁通线更容易被钉扎, 因此内部磁场并不增加, 而是随着外场的增加逐渐展平. 当外场高于  $B_{peak}$  后, 高场态的磁通蠕动开始起作用, 形成类似 Bean 模型的位形. 文献<sup>[73]</sup>同时考察了快速降场和升场时内部的磁场位形, 发现存在过冷现象, 即在从高场快速降至低场时样品中间存在高场无序相, 而从低场快速升至高场时同样存在低场相, 这个结果有力地说明了该相变是一级相变. 另外在低于 14 K 下仍然存在该相变, 这和 Gaifullin 的结果是一致的.

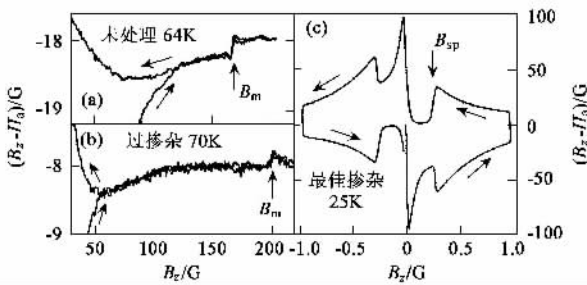


图 21 利用微小 Hall 探头阵列所测量到的 Bi-2212 单晶的局域磁滞回线<sup>[69]</sup>。(c) 图显示第二峰位置磁化曲线出现一个很陡的改变,预示着相变的可能

似<sup>[69]</sup>。Nishizaki 等对辐照后的 YBCO 磁滞回线的研究,不仅得到了与图 20 类似的相图,而且发现在  $B_{peak}$ 、一级融化  $H_m$  和玻璃融化  $H_g$  的三条线交汇处,存在着一些复杂的多临界点现象<sup>[77]</sup>。

一些数值计算也支持尖峰效应来源于布拉格玻璃到磁通玻璃相变的结论。Cha 等<sup>[78]</sup>通过在通常磁通线间的长程排斥势上加入一个假想的短程吸引势,从而调整了切变模量  $C_{66}$ 。他们的计算得到了尖峰效应对应从弹性钉扎到塑性钉扎的转变。Van Otterlo 等<sup>[79]</sup>采用了描述磁通线过阻尼运动的 Langevin 方程,对磁通动力学进行了数值模拟,得到了与图 20 类似的相图,并且导出了在磁通相从硬向软相变时,临界电流都会产生尖峰效应。

### 6.4 存在的问题

尽管如上所述,对尖峰效应基本取得了共识,但是这个问题并没有彻底解决,同时尖峰效应区域的复杂磁通动、静力学仍需要进一步考察。

尖峰效应的  $B_{on}$  区域对应着布拉格玻璃到高场磁通固态相区的相变,这已经基本被确认,但是对  $B_{peak}$  处的机制以及  $B_{on}$  和  $B_{peak}$  之间的物理特性,还不完全清楚。一种观点认为,该处代表了从弹性钉扎到塑性钉扎的转变<sup>[78,79]</sup>。Giller 等<sup>[80]</sup>测量了场冷下的磁矩温度关系,发现在该曲线上存在一个突然增加点。该点的位置和磁滞回线上处于  $B_{on}$  和  $B_{peak}$  间的一个拐点吻合,因此他们认为该点代表了布拉格玻璃到磁通玻璃的转变,而将  $B_{on}$  和  $B_{peak}$  归结于动力学特性区间的过渡。Zhukov 等<sup>[81]</sup>在 YBCO 和 2H-NbSe<sub>2</sub> 的尖峰上升区发现了负蠕变速率。对 Bi-2212, Sun 等人认为,其  $B_{peak}$  对应了热力学破坏层间耦合的结果<sup>[82]</sup>。他们在 Bi-2212 中掺入 Pb,替代 Bi 的位置,从而使其处在过掺区。此时  $T_c$  下降,而尖峰出现的温区变宽,且尖峰对温度有很强的依赖关系。他们拟合了  $H_{on}$  和温度的关系,与 Giller 等<sup>[80]</sup>得出的结果吻合得很好。而对  $B_{peak}$  和温度关系的拟合则给出了热力学破坏层间耦合的结果。最近李世亮和闻海虎等仔细测量了布拉格玻璃转变磁场以上的磁通动力学行为<sup>[83]</sup>,发现在小电流极限下,布拉格玻璃转变磁场以上的磁通区域是塑性运动区,随着测量电流的不同,会出现很多亚稳的磁通相。这说明这个区域没有磁通玻璃态的存在。

一个非常令人感兴趣的现象就是所谓“记忆效应”和“历史效应”。这两种效应都是发生在尖峰效应附近。这方面的研究主要集中在常规超导体 2H-

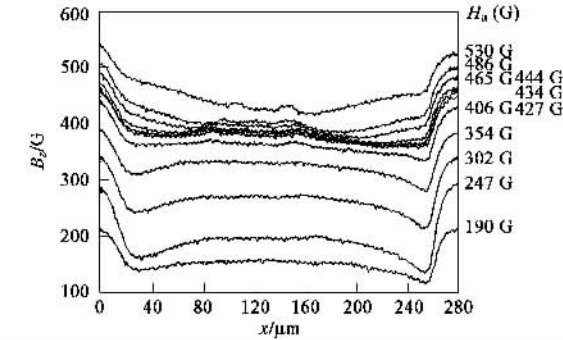


图 22 利用磁光技术测量的在第二峰值附近磁感应强度在空间的分布图<sup>[73]</sup>。在第二峰值磁场(380 G)以上,样品内部会很快建立起一个类似 Bean 临界态的磁场分布。在第二峰值以下,主要是由边界势垒在阻止磁通运动

对于 YBCO,因为其尖峰出现区域很宽,因此不像是来源于相变。但是 Safar 等<sup>[74]</sup>比较了不同温度和磁场下的电阻,认为  $I-V$  曲线上的低谷代表了从布拉格玻璃到磁通玻璃的转变。Kokkaliaris 等<sup>[75]</sup>利用部分磁滞回线法测量了去孪晶单晶的 YBCO 单晶,确认了尖峰效应确实代表了相变。所谓部分磁滞回线法,就是将磁场升至一个最大值  $B_{max}$ ,然后降到零,在测量中,  $B_{max}$  是逐渐增大的。在  $B_{on}$  到  $B_{peak}$  之间,部分磁滞回线和完整的磁滞回线(即高场下闭合)在降场支是不一致的,即存在着历史效应,从而排除了动力学效应和样品不均匀的说法。他们将该不一致发生的最小场定义为  $B_{pl}$ (基本与  $B_{on}$  一致),认为  $B_{pl}$  即对应于从布拉格玻璃到磁通玻璃的转变。在低温下,  $B_{pl}$  基本不随温度改变,而随着温度升高,  $B_{pl}$  也呈上升趋势,和图 20 的情况一致。Deligiannis 等人<sup>[76]</sup>认为,  $B_{peak}$  代表了布拉格玻璃到磁通玻璃的转变,并给出了与图 20 类似的相图。当  $T$  大于 73K 左右后,尖峰分裂为两个。同时,他们发现,与 Khaykovich 等在 Bi-2212 单晶上得到的结果类

NbSe<sub>2</sub> 和 CeRu<sub>2</sub> 中<sup>[84]</sup>. 在高温超导体中, Kokkaliaris 的部分磁滞回线得到了历史效应, 并且表明  $B_{on}$  与历史效应发生场  $B_{pl}$ ,  $B_{peak}$  和历史效应的结束场  $B_{sat}$  并不一致, 揭示了该处复杂的动力学效应. Sas 等<sup>[85]</sup> 利用超快速手段观测了 Bi-2212 中磁通体系的亚稳性, 实际上这种亚稳性和历史效应是联系在一起的. 目前对历史效应还没有一个合适的理论解释, Ravikumar 等<sup>[86]</sup> 给出了一个唯象的理论, 可以简单拟合历史效应. 历史效应包含了磁通晶格在发生位错后复杂的动力学行为, 反映了物质的一类普遍特性, 详细的研究不但对超导体磁通动力学, 而且对其他学科同样有非常大的意义.

与尖峰效应相联系的其他一些有待解决的问题包括 (1) 在涡旋态相图上存在一个多临界点(如图 20 所示), 它连接了布拉格玻璃、高场区的磁通相(可能是磁通玻璃相或磁通塑性相)和磁通液体三种相. 在高温区基本上认为发生了一级融化. 关于这个融化到底是从布拉格玻璃融化到涡旋线液态还是直接升华到涡旋饼气态目前尚存争议. (2) 从磁测量上看, 在 Bi-2212 系统中, 尖峰效应只是在 20 K 以上才出现, 这与布拉格玻璃的图像似乎有矛盾. 一种可能是在低温下由于钉扎的增强, 磁通玻璃相会延展到低场下, 但是这种解释似乎很勉强, 因为钉扎不会在 20 K 左右突然增强. 最近李世亮和闻海虎等人所进行的长时间弛豫实验说明, 低温下仍然存在布拉格玻璃相, 只是在接近平衡态时才会被观察到<sup>[70]</sup>. (3) 在高场区是否发生了涡旋玻璃的二级融化. Wen 等<sup>[87]</sup> 最近的磁测量表明, 在不可逆线附近, 在场冷的磁化随温度的变化关系上观察到一个台阶, 与涡旋玻璃的二级融化的图像不符.

### 7 磁通线的量子隧道和量子融化现象

由于高温超导体具有较大的  $\rho_n/\zeta$  比值和高度各向异性(使得磁通线的一小段或较小的体积容易发生运动), 因此量子隧穿和量子涨落效应很强. 在温度趋于零时, 人们发现几乎所有的高温超导体都有 1% 至 3% 左右剩余的磁化弛豫率<sup>[88]</sup>, 这就意味着磁通线仍然在运动(如图 23 所示). 人们把它归结为磁通线的量子隧道效应, 而且发现实验值与理论所估计的值相近<sup>[89]</sup>.

在热激活磁通运动中, 人们不关注磁通线在跳跃过程中所用的时间, 而只注意其跳出势垒的几率以及运动到下一个钉扎点所需要的平均时间. 在量子隧道过程中则不然, 人们关注这个涡旋段在隧道

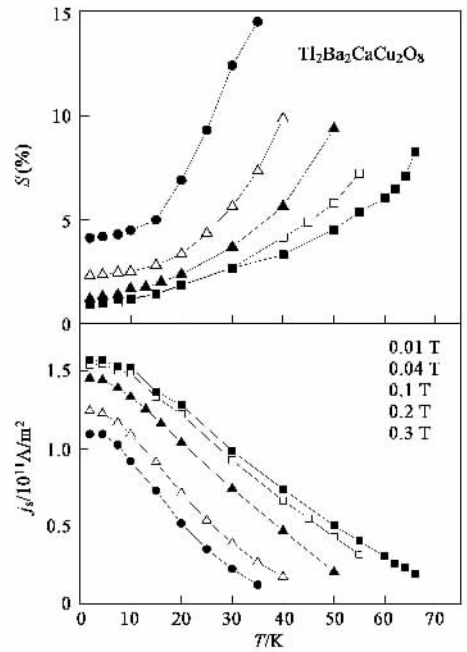


图 23 Tl-2212 薄膜的磁弛豫率和超导电流随温度和磁场的依赖关系. 一个明显的特征是磁弛豫率在低温下出现饱和, 而不像热激活磁通运动所预言的磁通会在零温下静止不动, 说明量子隧道过程可能在此发生. 相对应的是超导电流也会出现一个饱和的趋势

过程中所需的时间, 因此, 涡旋线与其环境的相互作用变得非常重要, 所以在所谓耗散区内(dissipative regime), 磁通的量子隧道几率与钉扎势垒的高度关系不大. 与量子过程相联系的是 Euclidean 作用量, 而不是能量. 一般认为, 在高于约 10 K 左右的温度后, 由于热激活效应很强而只能看到热激活的磁通运动, 量子隧道效应会被完全掩盖掉. 在耗散区内(dissipative regime), 因为量子隧穿而出现的磁弛豫率为<sup>[90]</sup>

$$Q = \frac{e^2 \rho_n(0)}{2\hbar L_c} \approx \frac{e^2 \rho_n(0)}{\varepsilon \hbar \zeta} \left( \frac{j_c}{j_0} \right)^{1/2}, \quad (26)$$

这里  $\rho_n(0)$  是低温下的正常态电阻率,  $L_c$  是单涡旋集体钉扎长度,  $\varepsilon$  是各向异性常数,  $\zeta$  是超导相干长度,  $j_0$  是拆对电流. 在干净极限的情况下, 磁通量子隧道过程可以通过 Hall 拽引方式完成的, 磁弛豫率可以写成<sup>[90]</sup>

$$Q_{Hall} = (\pi n_s \zeta^2 L_c)^{-1}. \quad (27)$$

一个更为广泛的表述式包含了这两种运动方式<sup>[91]</sup>:

$$Q(T=0, \Theta_H) = \frac{1}{\pi n_s L_c \zeta^2} \left[ \frac{1}{\tan \Theta_H} + \frac{1}{2} + \frac{\Theta_H}{\pi} \right], \quad (28)$$

这里  $\Theta_H$  是磁通运动方向和 Lorentz 力之间的夹角,



满足  $\tan\theta_H = \alpha/\eta$ ,  $\alpha$  是 Hall 拽引系数,  $\eta$  是 Bardeen - Stephen 磁通运动耗散系数. 它们可以用材料的一些本征参量描述:

$$\alpha = \pi\hbar n_s L_c \frac{(\omega_B \tau)^2}{1 + (\omega_B \tau)^2}, \quad (29)$$

$$\eta = \pi\hbar n_s L_c \frac{(\omega_B \tau)}{1 + (\omega_B \tau)^2},$$

式中  $\tau = m/n_s e^2 \rho_n$  是输运弛豫时间,  $\hbar\omega_B \approx \hbar^2/2m\zeta^2$  是涡旋线内部最低能级间距. 研究磁通线的量子隧道过程可以帮助我们了解磁通线运动的一些重要本征参量, 同时了解宏观量子载体在隧道过程中表现出的一些新规律.

与量子隧道效应相类似, 高温超导体中的量子涨落也很强. 当量子涨落所造成的磁通线与平衡位置的偏差达到一定值时, 磁通格子就会融化. 对于二维的涡旋体系, 其量子涨落会显著增强, 理论上预言会发生磁通格子的量子融化. 由于融化过程只发生在上临界场附近, 所以要观测到低温下才能凸现出来的量子融化很困难. 人们只有找到合适的体系(具有较低的上临界场)后才可能看到这一有趣的现象. Blatter 和 Ivlev 从分析量子涨落出发, 利用 Lindemann 判据获得了在一定温度下量子融化的表述式<sup>[92]</sup>:

$$H_m/H_c(0) \approx 4\theta^2/(1 + \sqrt{1 + 4S\theta/t})^2, \quad (30)$$

这里  $\theta = C_L^2(\beta_{th}/G)^{1/2}(1/t - 1)$ ,  $S = q + C_L^2(\beta_{th}/G)^{1/2}$ ,  $q$ ,  $G$  和  $\beta_{th}$  是与材料本征量有关的一些参量. 对于二维的涡旋饼系统, 量子融化磁场和上临界磁场的关系可以写成:

$$H_m(0)/H_c(0) = 1 - 1.2 \exp(-\pi^3 C_L^2 R_Q/4R_{2D}), \quad (31)$$

这里  $C_L$  是 Lindemann 常数,  $R_Q = \hbar/e^2 \approx 4.1 \text{ k}\Omega$ ,  $R_{2D}$  是面电阻 (sheet resistance). 由于上面的公式中未知参量太多, 因此通过对磁通运动不可逆线的简单拟合不能够得出是否有磁通量子融化的确切证据, 还需要配合其他的实验数据才能判明.

## 8 反常 Hall 效应

在高温超导体中, 如果测量 Hall 系数, 就会在转变温度附近发现 Hall 电压由负变为正的反常现象, 这种正负的振荡有时会出现多次(如图 24 所示). 大部分人把这种反常的 Hall 效应归结为与磁通运动有关的性质<sup>[93]</sup>. 最近王志等人发现, 在过掺杂的  $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_7$  样品中也观察到二次 Hall 反

常信号<sup>[94]</sup>, 否定了早期日本小组关于反常 Hall 效应只在欠掺杂样品中被观察到的论断<sup>[95]</sup>. 实际上它是高温超导体磁通运动中最不清楚的现象, 亟待进一步的工作去弄清楚. 最近发现这个现象不仅在高温氧化物超导体中出现, 同时在其他超导体, 如最近发现的二硼化镁超导体中也发现了这个现象<sup>[96]</sup>. 这一部分由于物理机理尚远未弄清楚, 是今后研究的重要课题之一. 这里就不再讨论, 有兴趣的读者可以参阅文献 [97].

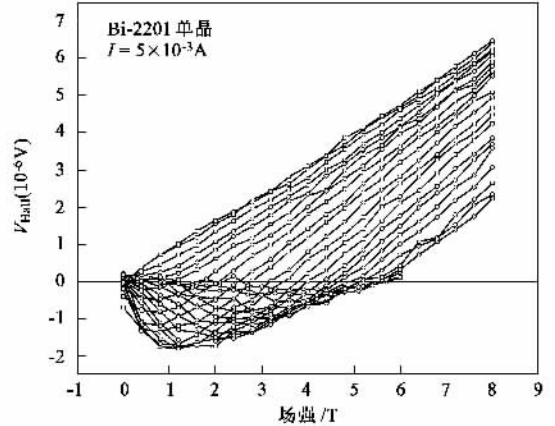


图 24 Bi-2201 单晶上不同温度下 Hall 电压随外磁场的改变. 在一定的温度范围之内 ( $T_c > T > T_{irr}$ ), Hall 电压会由零变负再变正. 这种现象被称为反常 Hall 效应

## 9 一些低维特性

从材料结构的角讲, 高温超导体是由具有金属(超导)特性的铜氧面和其间的载流子层所构成的. 因此无论是其超导特性还是正常态的输运特性, 都表现出强烈的各向异性. 这样一个超导体系可以用准二维的超导平面加上层间耦合的 Lawrence - Doniach 分离模型来描述. 当磁力线穿透超导体时, 在三维均匀超导体中出现的涡旋线就会变成铜氧面上的饼涡旋和连接这些饼涡旋的约瑟夫森涡旋链 (Josephson vortex string). 这种分离模型(相对于均匀超导体的连续模型而言)在描述层状特性明显的高温超导体[如 Bi(Tl)-2212, Bi(Tl)-2223 和  $YBa_2Cu_3O_7/PrBa_2Cu_3O_7$  的超晶格体系]时, 显得很有效. 其使用的前提是  $\tau_{cr} = 2\zeta_c^2(0)/d^2 \ll 1$ , 这里  $\zeta_c(0)$  是垂直于平面的超导相干长度. 对于高温超导体,  $\zeta_c(0) \approx 2\text{Å}$ ,  $d \approx 15\text{Å}$  (Bi-2212), 因此上述条件是能很好满足的. 下面我们分别叙述约瑟夫森涡旋、饼涡旋及其在物理上的一些结果.

### 9.1 约瑟夫森涡旋

对于分离描述的 Lawrence - Doniach 模型,其 Gibbs 自由能函数为:

$$g[\psi_n, A] = \int d^2R \left\{ d \sum_n \left[ \alpha |\psi_n|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi_n|^4 \right] + \frac{\hbar^2}{2m} \left[ \frac{\nabla^{xy}}{i} + \frac{2\pi}{\phi_0} A^{(xy)} \right] \psi_n \right|^2 + \frac{\hbar^2}{2Md^2} \left| \psi_{n+1} \exp \left[ \frac{2\pi i}{\phi_0} \int_{nd}^{(n+1)d} A_z dz \right] - \psi_n \right|^2 + \int \left[ \frac{B^2}{2\mu_0} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} \right] \right\}, \quad (32)$$

这里  $\psi_n$  和  $A$  分别表示第  $n$  层上的超导波函数和矢势,  $m$  和  $M$  分别表示载流子在面内和面间的运动质量. 上式与 (1) 式的区别就是把  $z$  方向上的波函数的连续变化变成了分离型变化. 对上式求相位和矢势的变分, 获得面内和面间的 G-L 方程, 最后获得描述约瑟夫森涡旋的结构. 具体求解过程请参阅文献 [3]. 所求得的约瑟夫森涡旋的结构如图 25 所示. 在通常磁通涡旋的正常芯子附近的超导电流可以接近拆对电流  $j_0$ , 因此超导体的正常态芯子被严格限制在  $2\zeta$  范围之内. 对于约瑟夫森涡旋, 此电流被层间的约瑟夫森结的临界电流密度  $j_J$  所限制, 因此正常芯子沿着超导平面方向可以扩展到  $\Lambda = d(M/m)^{1/2} = d/\varepsilon$ , 这里  $\varepsilon = (m/M)^{1/2}$  是各向异性度, 对于 Bi-2212  $\varepsilon \approx 1/50$ . 在  $z$  方向上, 正常芯子的尺寸为  $d$ . 在中心区之外的区域, 分离描述与连续描述相差不大, 因此约瑟夫森涡旋的磁场(或电流)的分布与各向异性的连续超导体的描述大致一样, 即在  $xy$  方向上, 磁场衰减到  $1/e$  的尺度为  $\lambda/\varepsilon$ , 而在  $z$  方向上磁场衰减尺度为  $\lambda$ , 这里  $\lambda$  是体穿透深度. 可见约瑟夫森涡旋的正常芯子的形状和磁场延伸范围的形状是等比例放大的, 放大倍数为  $\lambda/d$ .

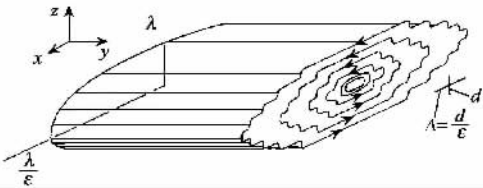


图 25 Josephson 涡旋线的结构图

与约瑟夫森涡旋相关联的有一些新的物理内容, 如磁通线的本征钉扎和外磁场接近平行于铜氧面时的锁定现象(lock-in effect). 本征钉扎是指外磁场平行于超导平面时, 磁通线处于面间弱超导耦合区时的强钉扎现象, 此时层间弱耦合超导区构成了

磁通线的强钉扎势阱. 本征钉扎已经在耦合较强的 Y-123 系统中得到证明. 然而对于耦合非常弱的系统, 当外磁场平行于超导平面时, 约瑟夫森涡旋会沿着平行于超导平面的方向很快进入到超导体的中心, 构成一定的点阵. 加上与表面的共同作用, 使其体系自由能随外磁场的增加出现振荡, 此即所谓锁定现象. 锁定现象在较少的场合已经观测到 [98]. 至于它为什么对样品的依赖性是如此之强, 尚有待进一步弄清楚.

最近对 Josephson 涡旋的研究成为热点分支领域 [99], 主要有下列 3 个原因. 第一, 理论上预期在层状高温超导体中, 当 Josephson 涡旋运动时, 由于层间的位相差会发生周期性的改变, 引起电子系统的等离子体振荡行为, 从而可能发射太赫兹的电磁波, 具有潜在应用前景 [100]; 第二, 磁通物理表现出了很多新的丰富的内容, 如量子振荡行为 [101], Josephson 涡旋和饼涡旋相互作用后形成的涡旋饼的一维链态 [102], 具有振荡性的相边界 [103], 等等; 第三, 利用本征 Josephson 结制备超导结型器件. 对 Josephson 涡旋的研究才刚刚开始, 预计会产生很多新奇和有趣的结果.

### 9.2 涡旋饼

对于一个高度各向异性的超导体, 当外磁场方向与超导平面严格垂直时, 涡旋系统将完全由准二维的涡旋饼所构成. 同层内的涡旋饼之间有排斥作用, 不同层之间的涡旋饼之间通过电磁(完全分离情况)或超导相位关联而发生吸引作用, 因而不同层上的涡旋饼会排成垂直于平面的一串. 下面我们考察一下这种涡旋饼的物理.

现考虑一个典型的二维超导平面, 设其厚度为  $d$ , 则磁场垂直于平面时的有效穿透深度为  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda^2/d$ , 这里  $\lambda$  是体穿透深度. 假设此涡旋饼的中心位置处于坐标轴原点, 则描述磁场的矢势为

$$A_\varphi(R, z) = \phi_0 \int_0^\infty \frac{dq J_1(qR) e^{-q|z|}}{2\pi (1 + \lambda_{\text{eff}} q)}, \quad (33)$$

这里  $J_1$  是贝塞尔函数. 利用麦克斯韦方程可以求出磁场在空间的分布. 其磁力线在空间的分布图如图 26(a). 当  $r \gg \lambda_{\text{eff}}$  时,

$$B(r \gg \lambda_{\text{eff}}) \approx \frac{\phi_0}{2\pi} \frac{z}{|z|} \frac{r}{r^3}. \quad (34)$$

超导面上的电流分布为

$$j_\varphi(R) \approx \frac{\phi_0}{4\pi^2 \lambda_{\text{eff}}^2} \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R} R \ll \lambda_{\text{eff}}, \quad (35a)$$

$$j_{\varphi}(R) \approx \frac{\phi_0}{4\pi^2 \lambda_{\text{eff}}^2} \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R} \quad R \gg \lambda_{\text{eff}} \quad (35b)$$

涡旋饼之间的相互作用势为

$$V^{\text{int}}(R) \approx 2d\varepsilon_0 \ln \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R}, \quad R \ll \lambda_{\text{eff}}, \quad (36a)$$

$$V^{\text{int}}(R) \approx 2d\varepsilon_0 \ln \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R}, \quad R \gg \lambda_{\text{eff}}. \quad (36b)$$

可见涡旋饼之间存在排斥力,两个涡旋线占据同样位置时需要无穷大的能量.相同的道理,两个相反的涡旋饼之间存在着吸引力.通过热激活可以产生方向相反的涡旋对,涡旋间距  $R \ll \lambda_{\text{eff}}$ . 这就是后面要讨论的 Berezinskii - Kosterlitz - Thouless 转变的起因.

当系统从一层超导平面变成多层结构时,无限制发散的磁力线会受到邻近层的压制,涡旋饼结构变成如图 26(b) 所示. 其面上电流密度分布为

$$j_{\varphi}(R, z=0) = \frac{\phi_0 c}{4\pi^2 \lambda_{\text{eff}}^2} \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R} \left[ 1 - \frac{d}{2\lambda} (1 - e^{-R/\lambda}) \right]. \quad (37)$$

同一层内的两个涡旋饼之间的相互作用势为

$$V_{\text{em}}^{\text{int}}(R, z=0) = 2d\varepsilon_0 \left[ \ln \frac{\xi}{R} + \mathcal{O}(d/\lambda) \right], \quad (38)$$

这里的  $\varepsilon_0 = (\phi_0/\lambda)^2$  为单位尺度涡旋线的自能. 对于邻近层内两个涡旋饼,它们之间的电磁相互作用能为

$$V_{\text{em}}^{\text{int}}(R, z \neq 0) \approx -\frac{1}{2} d\varepsilon_0 \frac{d}{\lambda} \frac{R}{\lambda}, \quad |z| \ll R \ll \lambda, \quad (39a)$$

$$V_{\text{em}}^{\text{int}}(R, z \neq 0) \approx -\frac{1}{2} d\varepsilon_0 \frac{d}{\lambda} e^{-|z|/\lambda} \ln \frac{R}{\lambda}, \quad R \gg \lambda. \quad (39b)$$

对于由很多涡旋饼所构成的系统,存在一个有趣的所谓涡旋饼的“蒸发”现象,即由排成一串的涡旋饼在某一个温度蒸发成没有关联的涡旋饼. 一般认为,对于高度各向异性的超导体,其涡旋饼的蒸发温度与单层超导面的 BKT (说明见下节) 转变温度相当. 因为一个涡旋饼脱离原来的涡旋链,相当于一个涡旋和反涡旋对的激发. 如果这个脱离的涡旋饼再也回不到原来的涡旋链上,则要求热激发出来的涡旋和反涡旋之间是自由的,这刚好对应于 BKT 转变的条件.

### 9.3 BKT 转变

在一个二维的体系当中,由于热激活会产生一些拓扑形激发,其结果是产生一些涡旋和反涡旋对. 在温度较高时,这些涡旋和反涡旋对之间的吸引作

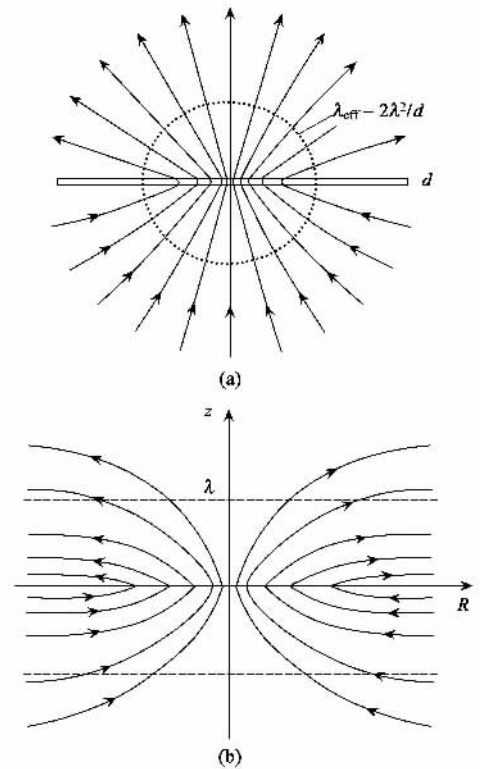


图 26 (a) 无限大超导平面上磁通涡旋所产生的磁感应强度的分布图,可见饼涡旋的有效尺寸为  $2\lambda^2/d$  (b) 层状超导体中饼涡旋的磁感应强度的分布图,可见由于邻近层超导平面的屏蔽效应,导致磁力线被压缩为饼状. 此图取自文献 [3]

用弱于热涨落,因此涡旋和反涡旋是自由的,在外电流作用下会运动从而产生损耗. 当温度较低时,涡旋和反涡旋之间的作用比热涨落强,因此会形成束缚的涡旋对,在小电流作用下,涡旋对不会被拆散,因此不会有宏观的运动,从而损耗为零. 这个从有线性损耗到无线性损耗的转变是由 Berezinskii, Kosterlitz 和 Thouless 所发现的<sup>[104]</sup>, 因此被称为 BKT 转变. BKT 转变的一个典型的特征是在 BKT 转变点,  $E(j)$  曲线呈幂指数关系,即  $E \propto j^\alpha$ , 其指数  $\alpha$  会从 3 (配对态) 跳到 1 (自由态). 而小电流时的幂指数

$$\alpha(T) = 1 + \frac{v_s \varepsilon_0 d}{T}, \quad (40)$$

这里  $v_s$  与超流密度成正比关系. 在 BKT 转变点  $T_{\text{BKT}}$  与平均场温度  $T_{c0}$  之间,线性电阻率会出现并由下式描述:

$$\frac{\rho(T)}{\rho_n} \approx 2\pi \left[ \frac{\xi}{\xi_{\text{BKT}}} \right]^2 \approx 2\pi \exp \left\{ -2 \left[ b \frac{T_{c0} - T}{T - T_{\text{BKT}}} \right]^{1/2} \right\}, \quad (41)$$

这里

$$\zeta_{\text{BKT}}(T) \approx \zeta(T) \exp \left\{ \left[ b \frac{T_{c0} - T}{T - T_{\text{BKT}}} \right]^{1/2} \right\} \quad (42)$$

即为 BKT 关联长度,它实际反映的是超导波函数的关联长度,因为  $\psi(R)\psi(0) \propto \exp[-R/\zeta_{\text{BKT}}(T)]$ . 当  $T \geq T_{\text{BKT}}$  时  $\zeta_{\text{BKT}}$  反映的是最大涡旋和反涡旋束缚对的尺寸. 图 27 为 Tl-2212 薄膜在零磁场下测量到的  $I-V$  曲线,在某个温度下,双对数曲线从凹形变成凸形,而在转变点的斜率  $d \ln V / d \ln I$  刚好等于 3. 此外,  $T_{\text{BKT}}$  以上的线性电阻可以用(41)式来拟合<sup>[105]</sup>. 最近 Jin 等人仔细分析了 Tl-2212 的数据,认为在高度各向异性的超导体中,其零磁场下的数据反映了 BKT 转变的特征<sup>[106]</sup>,但是要解释  $E(j)$  关系的细节需要考虑有限尺寸对关联长度的截止效应 (finite size effect).

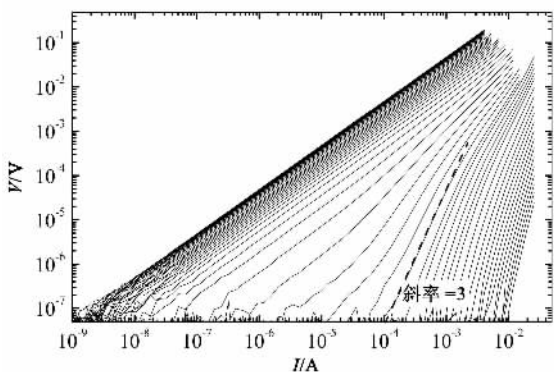


图 27 零磁场下 Tl-2212 薄膜中的  $I-V$  曲线(从 90K 到 116K). 在双对数曲线中,在某个温度和小电流极限下,斜率  $d \ln V / d \ln I$  从 3 突然跳到 1. 这种转变可能是 BKT 相变所导致的

关于 BKT 转变在高度各向异性超导体中的表现是尚未彻底弄清楚的一个有趣问题. 一系列数据表明,在高度各向异性的超导中存在 BKT 型转变,它牵涉到对低磁场时的电阻耗散行为的解释<sup>[105]</sup>. 最近有关 BKT 转变的研究又成为新的热点,因为有人认为,正常态的费能隙打开意味着超导预配对的形成,这时局域的超导关联会形成涡旋和反涡旋对,长程的超导序通过 BKT 转变而建立起来<sup>[107]</sup>. 这一图像尚需进一步的实验去验证.

## 10 一些新的实验方法

研究磁通动力学的实验方法也由于高温超导体的发现而出现了飞快的发展. 首先,通过测量超导体的宏观磁化,出现了所谓磁化弛豫(随时间的衰减)

和动力学弛豫(随磁场的扫描速度而改变)方法,得到了一些重要的信息. 后来,以微型 Hall 探针为代表的测量方法能测量样品表面局域的磁感应强度,从而能定出较小范围内的磁化强度. 通过这种微型 Hall 探针方法可以测量出纯净样品中磁通格子的一级融化<sup>[69]</sup>. 目前这一方法正得到广泛的应用,也得出了一些非常好的结果,如发现在 Bi-2212 单晶中,在涡旋液态,边界势垒是阻碍磁通运动的一个重要因素<sup>[108]</sup>. 此外,微小 Hall 探头技术同高精度三维扫描技术结合起来可以清楚地看见单根涡旋,甚至涡旋饼<sup>[109]</sup>. 此外,探测磁通点阵的方法还有小角度中子衍射<sup>[46,110]</sup>和  $\mu$  子自旋旋进 (muon-spin-rotation,  $\mu\text{SR}$ )<sup>[111]</sup>等技术. 在观测磁通的方法中,由 Tonomura 等人<sup>[112]</sup>利用局域磁场改变电子波相位的方法而实现了对众多磁通的动态观测. 此外,有人<sup>[113]</sup>也利用扫描隧道显微镜 (STM) 通过测量隧道电流的方法而得出了磁通的点阵图形. 最近利用 STM 已经能够看清高温超导体涡旋芯子内部的电子态密度分布的精细结构<sup>[114]</sup>,为高温超导机理的认识提供了重要信息. 这些新颖的方法必定会给磁通动力学研究带来新的结果.

## 11 高温超导体的强电应用简述

高温超导体磁通动力学研究的根本目的是要解决强电应用中的实际问题. 通过过去 10 余年的不懈努力,某些方面的指标已经达到或接近应用的要求,在此作一简单的概述,有兴趣的读者可参阅 Battlog 等人的一篇综述<sup>[115]</sup>.

以 Y-123 体系为代表的各向异性度较弱的超导体的应用主要表现在织构块材的磁悬浮、永久磁体、金属基带薄膜和超导短棒材的强电流方面. 由于各向异性度较低, Y-123 体系很容易被制成大块状. 用于磁悬浮的 Y-123 块材是织构而成的元片或六边形的片子. 把众多的片子拼凑成一个大板状而构成对磁通的束缚. 目前利用这种方法已经制成了超导飞轮储能的样机. 另外一种应用是利用  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  体系中强的鱼尾效应而制备出了高温超导体的永久磁体,在液氮温度 (77.3K) 下,可以获得 4 T 左右的冻结磁场. 利用 Y-123 块材还可以制成超导导线,以满足特殊情况下的需要,如用于核聚变研究的超导托卡马克的大电流引线就可以用这种方法制成. Y-123 体系在输电方面的一个应用是在金属基带 (如 Ni) 上镀膜,目前在液氮温度已经

获得了高于  $10^2 \text{ A/cm}^6$  的电流密度,长度可达 100m. 这项技术的缺点是镀膜速度很慢,很难获得很长的超导带材,材料学家们正在努力解决这个问题.

Bi 系和其他各向异性度较高的体系很容易长成片状,因此主要被制备成用于强电运输的带材. 目前 Bi 系的带材主要由银包套加热轧后经后处理的方法制成,电流密度也已经达到应用的要求(液氮温度下可获得的电流密度为  $1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ ). 这一方法制备成的带材的长度可达千米量级,可望在不久的将来制备成数千米长的带材. 在强电运输方面,银包套带材是很有潜力的技术. 利用高能重离子辐照或植入核裂变原子的方法可以在工业化的大量材料中引入强钉扎中心,大大提高超导体的临界电流和不可逆磁场. 此外,新型二硼化镁超导体在 20 K 时,磁通运动的不可逆磁场可以达到 3 T,因此它或许能够填充高温超导体和常规超导体应用的缝隙区,制备出在 20 K 使用的(由闭路循环制冷机制冷)的超导磁体<sup>[116]</sup>.

## 12 未来的发展展望

高温超导体的磁通动力学在过去的十余年当中得到了迅速的发展,不是这篇很短的综述所全能概括的,因此有遗漏和未叙述到的地方请各位同行谅解. 下面就未来的发展趋势作一个尝试性的介绍.

无畴单晶中的磁通格子的一级融化已被多种手段所证明,可以肯定下来. 此外,磁通弹性运动的理论得到了长足的发展,其中最重要的是涡旋玻璃理论和集体蠕动理论. 这两种理论可以说是异途同归但相互补充. 涡旋玻璃理论预言了一种新的涡旋态,即零耗散的涡旋玻璃态的存在. 尽管已经得到了电输运测量和磁测量的证明,但更灵敏的测量结果仍然很需要. 有关混合态相图,有很多概念被提出来了,有些已经被实验广泛证明,如布拉格玻璃相等. 但是有关涡旋态相图还有东西没有弄清楚,因此是目前研究的一个热点.

在高温超导体的混合态相图和磁通动、静力学方面还有一些重要问题未弄清楚,这里列举其中一些供大家参考:

(1)混合态相图上很多相区内的物理仍需研究,尤其在强磁场区域,一个饶有趣味的问题是它对应的到底是线性电阻为零的磁通玻璃态还是有一定线性电阻的塑状态?

(2)多临界点附近的物理. 磁通融化和升华是否发生在同一处? 它们随各向异性度的改变如何变

化? 密集点钉扎情况下是否一定会导致涡旋玻璃态的出现? 伴随着磁通相变,什么情况下会出现超冷液态和超热固态? 流动的涡旋物质是否会重新变成有序?

(3)已经知道超流密度在部分高温超导体中在掺杂电荷浓度为  $p = 0.19$  的地方达到最大,磁通运动、临界电流、不可逆磁场随着电荷掺杂浓度如何变化? 这个问题不仅对理解高温超导物理问题有帮助,而且对应用也有重要启示作用,如可考虑通过加高压处理或离子掺杂方法,从而大大提高现有高温超导带材的临界电流.

(4)高温超导体涡旋芯子的结构问题. 除了 d 波配对所预期的各向异性的电流分布以外,涡旋芯子及其附近的电子态性质与高温超导体所依赖的金属基态性质密切相关,因此非常值得研究.

(5)利用现代微加工技术可否实现单根涡旋线或涡旋饼的操控,并进一步达到实现新的逻辑运算或量子计算的方法. 与此有关的是 Josephson 磁通运动和相变问题,这方面的研究才刚刚开始.

致谢 本文以及所涉及作者的很多相关工作均得益于与很多超导专家的有益讨论,如姚希贤,尹道乐,甘子钊,赵忠贤,张裕恒,丁世英,王强华,李定平等先生,在此深表谢意.

## 参 考 文 献

- [ 42 ] Li D P, Rosenstein B. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90 : 167004
- [ 43 ] Safar H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70 : 3800
- [ 44 ] Petrean A M, Paulius L M, Kwok W K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84 : 5852
- [ 45 ] Zeldov E *et al.* *Nature*, 1995, 375 : 373
- [ 46 ] Cubbit R *et al.* *Nature*, 1993, 365 : 407
- [ 47 ] Schilling A *et al.* *Nature*, 1996, 382 : 791
- [ 48 ] Majer E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 : 1166; Fuchs D T. *Nature*, 1998, 391 : 373; Fuchs D T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80 : 4971
- [ 49 ] Mazilu Z *et al.* *Phys. Rev. B*, 1998, 58 : 8913
- [ 50 ] Glazman L I, Koshelev A E. *Phys. Rev.*, 1991, B43 : 2835; Daemen L L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70 : 1167; Daemen L L *et al.* *Phys. Rev.*, 1993, B47 : 11291
- [ 51 ] Le Blanc M A R, Little W A. *Proc. Seventh Int. Conf. Low Temp. Phys.*, 1960, 198
- [ 52 ] Pippard A B. *Phil. Mag.*, 1969, 19 : 217
- [ 53 ] Larkin A I, Ovchinnikov Yu N. *J. Low Temp. Phys.*, 1979, 34 : 409
- [ 54 ] Campell A M, Evetts J. J. *Adv. Phys.*, 1972, 72 : 199
- [ 55 ] Kopylov V N *et al.* *Physica C*, 1990, 170 : 291

- [ 56 ] Chikomoto N ,Konczykowski M ,Motohira N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 ,69 :1260
- [ 57 ] Cai X Y ,Gurievich A ,Larbalastier D C *et al.* Phys. Rev. , 1994 ,B50 :16774
- [ 58 ] Yang G *et al.* Phys. Rev. ,1993 ,B48 :4054 ;Yang G ,Abell J S ,Gough C E. Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in superconductors ,1994 ,264
- [ 59 ] Kishio K ,Shimoyama J ,Kotaka Y *et al.* Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors ,1994 ,339
- [ 60 ] Yang G ,Sutton S ,Shang P *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond. ,1993 ,83 :1663
- [ 61 ] Kokkaliaris S ,Zhukov A A *et al.* Phys. Rev. ,2000 ,B61 :3655
- [ 62 ] Kokkaliaris S *et al.* Physica C ,1999 ,320 :161
- [ 63 ] Daeumling M ,Seuntjens J M ,Larbalastier C. Nature ,1990 ,346 :332
- [ 64 ] Krusin-Elbaum L ,Civale L ,Vinokur V M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 ,69 :2280 ;Yeshurun Y *et al.* Phys. Rev. , 1994 ,B49 :1548
- [ 65 ] Tamegai T *et al.* Physica ,1993 ,C213 :33
- [ 66 ] Wen H H ,Zhao Z X. Appl. Phys. Lett. ,1996 ,68 :856
- [ 67 ] Abulafia Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,77 :1596
- [ 68 ] Giamarchi T ,Le Doussal P. Phys. Rev. Lett. ,1994 ,72 :1530 ;Giamarchi T ,Le Doussal P. Phys. Rev. ,1995 ,B52 :1242
- [ 69 ] Khaykovich B ,Zeldov E ,Majer D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1996 ,76 :2555
- [ 70 ] Li S L ,Wen H H. Phys. Rev. ,2002 ,B65 :214515
- [ 71 ] Goffman M F *et al.* Phys. Rev. ,1998 ,B57 :3663
- [ 72 ] Gaifullin M B ,Matsuda Yuji ,Chikumoto N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :2945
- [ 73 ] van der Beek C J ,Colson S ,Indenbom M V *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :4196
- [ 74 ] Safar H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1991 ,66 :953
- [ 75 ] Kokkaliaris S ,de Groot P A J ,Gordeev S N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 :5116
- [ 76 ] Deligiannis K ,de Groot P A J ,Oussena M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 :2121
- [ 77 ] Nishizaki T *et al.* Phys. Rev. ,2000 ,B61 :3649
- [ 78 ] Cha Min-Chul ,Fertig H A. Phys. Rev. Lett. ,1998 ,80 :3851
- [ 79 ] van Otterlo A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,81 :1497 ;van Otterlo A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :2493
- [ 80 ] Giller D *et al.* Phys. Rev. ,1999 ,B60 :106. Giller D. *et al.* , Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 :2542
- [ 81 ] Zhukov A A *et al.* Phys. Rev. ,2000 ,B61 :R886
- [ 82 ] Sun Y P *et al.* Phys. Rev. ,2000 ,B61 :11301
- [ 83 ] Li S L ,Wen H H. Physica ,2003 ,390 :107
- [ 84 ] Paltiel Y *et al.* Nature ,2000 ,403 :398
- [ 85 ] Sas B *et al.* Phys. Rev. ,2000 ,B61 :9118
- [ 86 ] Rakumar G *et al.* Phys. Rev. B ,2000 ,61 :R6479
- [ 87 ] Wen H H ,Li S L ,Zhao Z X. Phys. Rev. ,2000 ,B62 :716 ; Wen H H ,Yang W L ,Zhao Z X *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 ,82 :410 ;Wen H H ,Chen X H ,Yang W L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 :2805
- [ 88 ] Wen H H ,Zhao Z X ,Griessen R. Science in China ,1995 ,A38 :717
- [ 89 ] Hoekstra A F T ,Testa A M ,Doornbos G. Phys. Rev. ,1999 ,B59 :7222
- [ 90 ] Griessen R ,Lensink J G ,Schnack H G. Physica ,1991 ,C185 -189 :337
- [ 91 ] Stephen M J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1994 ,72 :1534
- [ 92 ] Blatter G ,Ivlev B I. Phys. Rev. ,1994 ,B50 :10272
- [ 93 ] Hagen S J *et al.* Phys. Rev. ,1990 ,B41 :11630 ;Samoilov A V *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :2351. Kang W N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :2993
- [ 94 ] Wang Z ,Zhang Y Z ,Lu X F *et al.* Physica ,2005 ,C422 :41
- [ 95 ] Nagaoka T ,Matsuda Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,80 :3594
- [ 96 ] Jin R ,Paranthaman M ,Zhai H Y. Phys. Rev. ,2001 ,B64 :220506
- [ 97 ] Dorsey A T ,Fisher M P A. Phys. Rev. Lett. ,1992 ,68 :694 ;Wang Z D ,Ting C S. Phys. Rev. Lett. ,1994 ,72 :3875 ;Wang Z D ,Ting C S. Phys. Rev. Lett. ,1991 ,67 :3618 ;Vinokur V M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1993 ,71 :1242 ;van Otterlo A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,75 :3736
- [ 98 ] Zhukov A A *et al.* Physica ,1997 ,C282-287 :2151
- [ 99 ] Kleiner R ,Muller P. Phys. Rev. ,1994 ,B49 :1327
- [ 100 ] Ooi S ,Mochiku T ,Hirta K. Phys. Rev. Lett. 2002 ,89 :247002-1
- [ 101 ] Koyama T ,Tachiki M. Solid State Commun. ,1995 ,96 :367
- [ 102 ] Grigorenko A ,Bending S ,Tamegai T *et al.* Nature ,2001 ,414 :728
- [ 103 ] Hu X ,Tachiki M. Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 :2577
- [ 104 ] Berezinskii V L. Sov. Phys. JETP ,1971 ,32 :493 ;Kosterlitz J M ,Thouless D J. J. Phys. ,1973 ,C6 :1181
- [ 105 ] Wen H H ,Ziemann P ,Radovan H A *et al.* Europhysics Lett. , 1998 ,42 :319
- [ 106 ] Jin H ,Li S L ,Wen H H. Phys. Rev. B ,2002 ,68 :094516
- [ 107 ] Corson J *et al.* Nature ,1999 ,398 :211
- [ 108 ] Fuchs D T *et al.* Nature ,1998 ,391 :373
- [ 109 ] Grigorenko A *et al.* Nature ,2001 ,414 :728
- [ 110 ] Ling X S ,Park S R ,McClain B A. Phys. Rev. Lett. , 2001 ,86 :712
- [ 111 ] Blasius T ,Niedermayer Ch ,Tallon J L. Phys. Rev. Lett. , 1999 ,82 :4926
- [ 112 ] Harada K *et al.* Nature ,1992 ,360 :51 ;Science ,1996 ,271 :1393
- [ 113 ] Sakata H ,Oosawa M ,Matsuba K. Phys. Rev. Lett. 2000 ,84 :1583
- [ 114 ] Hoffman J E *et al.* Science ,2002 ,295 :466
- [ 115 ] Batlogg B J *et al.* J. superconductivity ,1997 ,10 :583
- [ 116 ] Service R F. Science ,2002 ,295 :786

( 全文完 )