

高温超导体的“尖峰效应”<sup>\*</sup>

李世亮 闻海虎

(中国科学院物理研究所 国家超导实验室 北京 100080)

**摘要** 文章介绍了高温超导体中的“尖峰效应”,即临界电流随着磁场增加反而升高的反常现象.在很多超导体中,包括常规超导体和高温超导体,都存在着“尖峰效应”,这说明“尖峰效应”反映了磁通晶格的普遍性质.“尖峰效应”和钉扎以及温度密切相关,并且由于钉扎和热激活效应的相互作用,其表现非常复杂.目前对尖峰效应的主要理论解释是基于尖峰效应对应于从低场下的布拉格玻璃态到高场下的磁通玻璃态的相变.该理论和最近的很多实验结果符合得很好.文章最后对仍然存在的大量问题进行了介绍,例如尖峰附近的历史效应和亚稳态以及磁通相图上的临界点.

**关键词** 高温超导体,磁通动力学,尖峰效应

## PEAK EFFECT IN HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTOR

LI Shi Liang WEN Hai Hu

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

**Abstract** The phenomenon of the peak effect in high temperature superconductors, which is characterized by a fast increase of critical current with increase of magnetic field, is discussed. The peak effect has been observed in both conventional superconductors and high temperature superconductors, manifesting this to be a general property of vortex matter. The interaction of pinning and thermal fluctuation plays an important role in the peak effect and makes it even more complex. The main theoretical explanation of this effect is based on the phase transition between Bragg glass and vortex glass, which has been supported by many recent experimental results. Some unresolved problems, such as the history effect and metastable state around the region of the peak effect, and the critical point in the vortex phase diagram are also discussed.

**Key words** High  $T_c$  superconductors, flux dynamics, peak effect

## 1 引言

对于第二类超导体,当磁场超过下临界场  $H_{c1}$  时,磁通线将以磁通量子  $\Phi_0$  的形式进入超导体内部.在理想第二类超导体中,磁通线将形成 Abrikosov 晶格结构.而在实际的第二类超导体,特别是高温超导体中,由于缺陷引起钉扎,加上热激活效应以及量子效应,磁通线将形成磁通晶格.磁通液体.磁能玻璃等不同的状态,同时也出现了各种复杂的实验现象,如磁通格子的一级融化.磁通线的量子隧穿和量子融化.反常霍尔效应等<sup>[1]</sup>.在这些实验中,一个非常令人感兴趣的现象是所谓“尖峰效应”(peak effect).

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,这实际上对应于临界电流随着外场的增加而增加.如图1所示,尖峰效应大致可以分为三类:一类是常规超导体中,如  $2H-NbSe_2$ 、 $CeRu_2-Nb$  等;另一类是高温超导体的 RBCO 中 ( $R = Y, Nd, Sm$  等)的晶体或块材,由于尖峰的形状,通常也被称为“鱼尾效应”(fishtail effect);第三类是 Bi-2212 体系,同样由于其形状,也被称为“箭头特征”(arrowhead feature).近几年的研究表明,尖

<sup>\*</sup> 国家杰出青年基金(批准号:19825111)和科技部 973 计划(NKBRF-GI999064602)资助项目  
2000-06-27 收到初稿,2000-09-28 修回

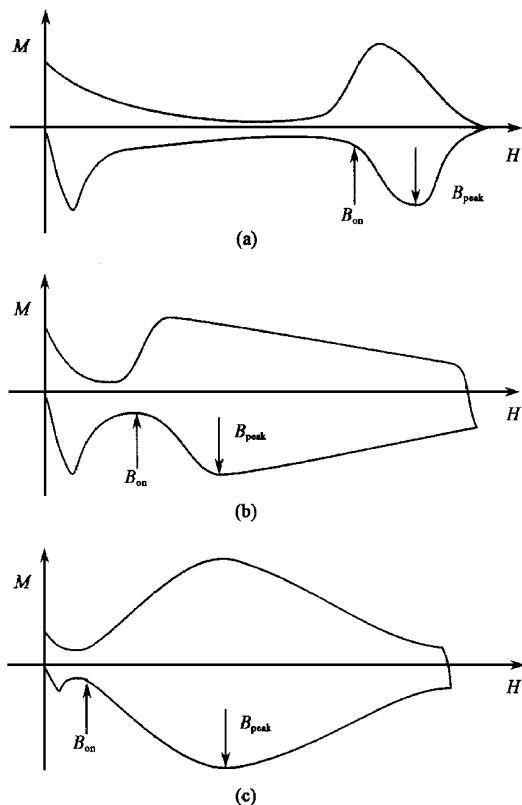


图1 分别在(a) 2H - NbSe<sub>2</sub>, (b) Bi - 2212, (c) YBCO 中的尖峰效应示意图

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。

本文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,给出目前研究现状的大致轮廓.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[ $J(B)$ ]并没有关系[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]。

## 2 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>[2]</sup>.常规超导体的尖峰效应以 2H - NbSe<sub>2</sub> 为典型代表,其磁滞回线如图 1(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>[3]</sup>就认为尖峰效应和磁通晶格的软化有关,Larkin 和 Ochinnikov<sup>[4]</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>[5]</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在接近上临界场时存在不同,高温超导体发生尖峰效应的场要低得多.而由于高温超导体的特点,即弱钉扎、强热力学和量子涨落,所以使尖峰效应更加复杂.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峰效应。

Bi - 2212 典型的磁滞回线如图 1(b) 所示,其特征是尖峰效应只在温度为 20 K 到 50 K 的范围内可以观察到,而且尖峰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>[6,7]</sup>.可以通过很多方法改变 Bi - 2212 尖峰的形状、大小和位置. Chikamoto 等<sup>[7]</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>[8]</sup>在样品中掺入铅替换钡,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<sup>[9]</sup>、低温下氧退火<sup>[10]</sup>和引入结构缺陷<sup>[11]</sup>同样可以对尖峰效应产生影响。

图 1(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 的尖峰在非常大的场范围内存在.对 Bi - 2212,  $B_{peak}$  和  $B_{on}$  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,并且随温度变化. 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>[12]</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,将会抑止尖峰效应.采用重离子辐照,使样品在存在柱状缺陷的情况下尖峰效应消失<sup>[13]</sup>. 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>[14]</sup>仔细研究了不同氧缺陷分布下的尖峰效应,表明在  $T < 70$  K 时,尖峰的位置基本与氧处理即氧缺陷位置的

贡献无关.他们将此现象归结为低温下氧空位的点缺陷分布和团簇分布的钉扎性质相同.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.

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、样品不均匀性<sup>[15]</sup>、动力学效应<sup>[16]</sup>、3D 到 2D 的转变<sup>[17]</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,其超导性被抑止,变为正常态,从而作为有效钉扎,提高了临界电流<sup>[15]</sup>;从单根磁通蠕动到集体磁通蠕动的转变<sup>[16]</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>[18]</sup>.但是越来越多的理论和实验表明,尖峰效应实际上对应了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.

### 3 布拉格玻璃

早期的理论认为,磁通晶格在无序的作用下,将形成线性电阻消失的玻璃态<sup>[19]</sup>,同时将破坏大尺度上的完整磁通晶格.低温相通常被认为是拓扑无序相,没有平移有序,同时缺陷也通常被认为将导致磁通晶格位错.然而, Gia marchi 等<sup>[20]</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,其平移有序的衰减基本上为代数衰减,而后者是指数衰减.因此,布拉格玻璃并不存在位错,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,确实发现在低场中存在着布拉格散射峰,并且随着磁场升高,布拉格峰逐渐模糊并最终消失<sup>[21]</sup>,如图 2 所示.

下面给出一个基于 Gia marchi 等的布拉格玻璃理论的简单描述.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,  $u(R_i, z)$  为层内的位移,磁场方向沿  $z$  轴,坐标为  $x \equiv (r, z)$ ,则在弱无序下,总能量为

$$H = \frac{1}{2} \sum_{a\beta} \int d^2 r dz \left[ (c_{11} - c_{66}) (\partial_a u_a)^2 + c_{66} (\partial_a u_\beta)^2 + c_{44} (\partial_z u_a)^2 \right] + \int d^2 r dz V(r, z) \rho(r, z), \quad (1)$$

其中第一项是磁通晶格的弹性能量,  $a\beta$  是层内坐

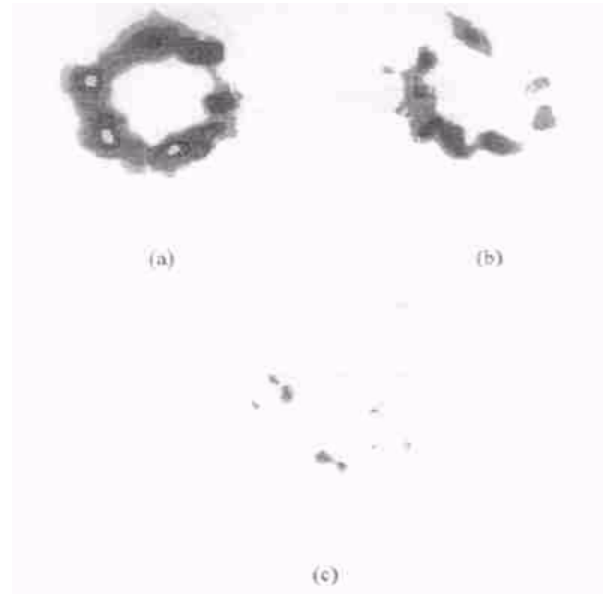


图 2 Bi - 2212 的磁通晶格中子衍射图 [ 磁场是 47.5 mT, 温度分别为:(a) 1.5 K;(b) 56 K;(c) 62 K.可以清楚地看到在低温低场下的布拉格峰(摘自文献[21]的图1) ]

标,  $c_{11}, c_{44}, c_{66}$  是磁通晶格的弹性常数.第二项是钉扎能,磁通线密度简单地取为  $\rho(x) = \sum_i \delta[r - R_i - u(R_i, z)]$ .钉扎势则采用关联长度为  $\xi_0$  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:

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

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,磁通线平均位移成对数增长.

$$B(r) = \overline{[u(r) - u(0)]^2} = \frac{2n}{K_0^2} A_d \ln |r|, \quad (3)$$

其中  $A_d = 4 - d$  (维数).而定义横向和纵向关联函数为

$$C^{L,T}(r) = e^{-\frac{K_0^2}{2} B^{L,T}(r)}, \quad (4)$$

将(3)式代入可以很容易地得到有序是代数衰减的.

按 Lindermann 规则,当磁通线平均位移  $B(r = a) = c_L^2 a^2$  时,布拉格玻璃变得不稳定.这里  $c_L$  是 Lindermann 常数,  $c_L \approx 0.1 - 0.2$ ,  $a$  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,布拉格玻璃可以在两种情况下消失:温度增加,热力学涨落增加,进入液相;磁场增加,导致无序的作用加强,磁通线非常无序,位错开始出现,进入磁通玻璃或磁通液相区.

图 3 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,布拉格玻璃直接熔化为磁通液体,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下才能增加,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,如图中破折线所示.在所有的薄膜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.

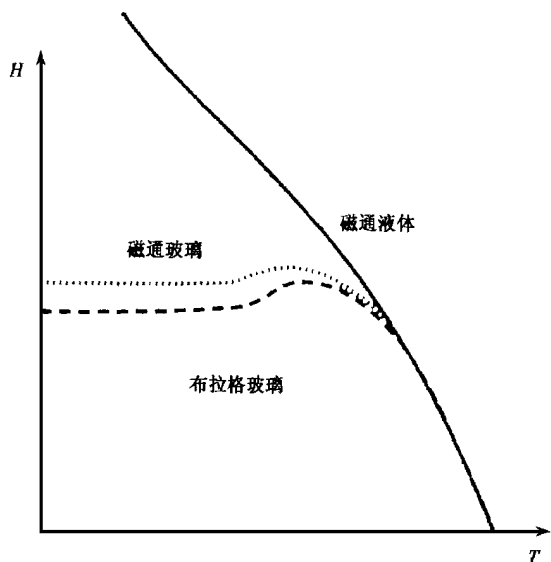


图3 磁通体系的简单相图(破折线代表更强的钉扎.注意对 Bi - 2212 体系,由于发生尖峰效应的温度较低,所以通常观测不到布拉格玻璃到磁通玻璃转变线在高温区的上升趋势)

#### 4 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磁通玻璃的转变.首先,我们看一下 Bi - 2212.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>[22]</sup>利用霍尔探头对 Bi - 2212 单晶的磁滞回线进行了测量(图4),发现由局域磁滞回线推出的  $J_c$  在尖峰处的增加事实上非常尖锐,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

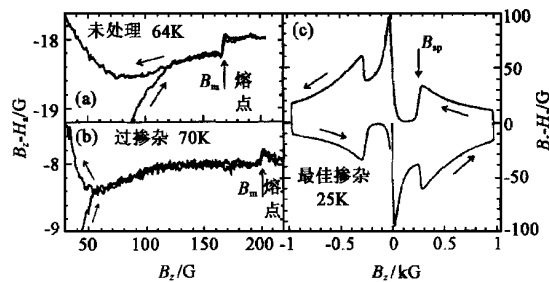


图4 在 Bi - 2212 单晶中间利用霍尔探头测量得到的局部磁滞回线.(a)  $T = 64\text{K}$ ;(b)  $T = 70\text{K}$ ,可以明显看到磁通晶格的一级相变;(c)  $T = 25\text{K}$ ,非常尖锐的尖峰效应(摘自文献[22]图1)

到和图3类似的相图.同时与理论预言相类似,随着掺杂增加,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熔化线,得出了和图3类似的相图.他们认为尖峰处的转变是二级相变. Goffman 等<sup>[23]</sup>测量了 Bi - 2212 单晶的线性交流横向磁导率.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  $H_{cr}$  的时候开始减少.在相图上标出  $H_{ent}$ , 得出了和图3类似的相图.

布拉格玻璃到磁通玻璃转变线是否是一级相变?是否如磁滞回线测量所示,低于 20 K 后就不存在了?最近的实验表明该转变是一级相变,同时在 20 K 下同样存在. Gaifullin 等<sup>[24]</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  $n + 1$  间的规范不变相差  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  随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>[25]</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5取自该文的图1b.图中低场下的边界位形是表面势垒造成的,而中间的拱形则是因为几何势垒<sup>[26]</sup>.在图中可以清楚地看出,当样品中间场先到达  $B_{on}$  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.该文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,和 Gaifullin 的结果是一致的.

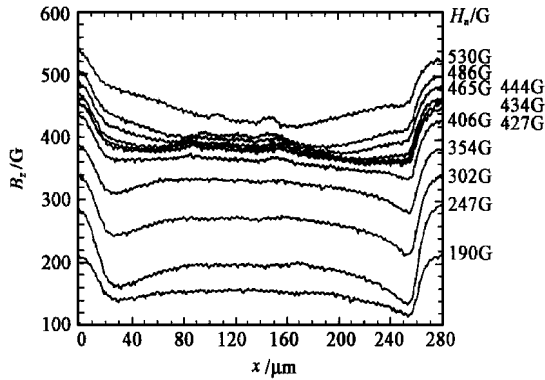


图5 利用磁光法得到的 Bi - 2212 沿磁场方向  $z$  的内部磁场位形(可以明显地看到,当样品中间的磁场升至约 380 G 时,随着外场的增加,内部磁场逐渐展平,形成一个平台.当外场大于 444 G 后,内部磁场才又开始增加,形成钉扎导致的磁场位形呈直线的特征)

对于 YBCO,因为其尖峰区域很宽,因此并不像是来源于相变.但是 Safar 等<sup>[27]</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>[28]</sup>利用部分磁滞回线法测量了去孪晶界的 YBCO 单晶,确认了尖峰效应代表了相变.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结果.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 3 的结果一致. Deligiannis 等<sup>[29]</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 3 类似的相图.当  $T$  大于 73 K 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似<sup>[22]</sup>,该转变线随着掺杂的增加而提高. Nishizaki 等对辐照后的 YBCO 磁滞回线的研究,不仅得到了与图 3 类似的相图,而且发现在  $B_{peak}$ 、一级熔化  $H_m$  和玻璃熔化  $H_g$  的三条线交汇处,存在着一些复杂的现象<sup>[30]</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>[13]</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>[32]</sup>采用了描述磁通线过阻尼运动的 Langevin 等式,对磁通动力学进行了数值模拟,得到了与图 3 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.

## 5 存在的问题

尽管如上所述,对尖峰效应基本取得了一定的共识,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现象仍需要进一步的考察.

尖峰效应的  $B_{on}$  区域对应着布拉格玻璃到磁通玻璃的相变,这已经被普遍承认,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.一种观点是该处代表了从弹性钉扎到塑性钉扎的改变<sup>[31,32]</sup>. Giller 等<sup>[33]</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  $B_{peak}$  归结于不同动力学特性间的过渡. Zhukov 等<sup>[34]</sup>在 YBCO 和  $2H - NbSe_2$  的尖峰上升区发现了负蠕动速率,同时在此处的  $I - V$  曲线为 N 形状.对 Bi - 2212, Sun 等<sup>[35]</sup>认为其  $B_{peak}$  对应了热力学破坏层间耦合的结果<sup>[36]</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>[37]</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.详细考察 Bi - 2212 中一级熔化和热力学破坏层间耦合将是令人感兴趣的.

理论和数值上的模拟还缺乏对尖峰大小问题的解决. Van Otterlo 等<sup>[32]</sup>认为考虑到磁通蠕动和磁滞回线测量的非平衡态特性,可能可以解释数值模拟中尖峰效应并没有实验中观测到的那么强.

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,说明此处磁通晶格的对外界条件的变化和过程有关.这方面的研究主要集中在常规超导体  $2H - NbSe_2$  和  $CeRu_2$  中<sup>[38]</sup>. 在高温超导体中, Kokkaliaris 的部分磁滞回线看到了历史效应,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>[39]</sup>

利用超快手段观测了 Bi-2212 中的亚稳性,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>[40]</sup>给出了一个唯象的理论,可以简单拟合历史效应.历史效应代表了磁通晶格在发生位错等缺陷后复杂的动力学行为,反映了一类物质的普遍特性,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 3 所示),它连接了布拉格玻璃、磁通玻璃和磁通液体三种相.在高温区基本上认为发生了一级熔化.关于这个熔化到底是从布拉格玻璃熔化到涡旋线液态还是从直接升华到涡旋饼气态目前还没有弄清楚.(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.另外一种可能性是在低温下的磁通相发生了变化而对可能出现的布拉格玻璃到涡旋玻璃的转变不敏感.(3)在高场区是否就发生了涡旋玻璃的二级熔化.Wen 等<sup>[41]</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,与涡旋玻璃的二级熔化的图像不符.

## 6 总结

尖峰效应是存在于 II 类超导体中的普遍效应.目前基本上认为尖峰效应对应着从布拉格玻璃到磁通玻璃的转变.这种转变是一级相变,向上和磁通晶格的一级熔化相连,向下则延伸到很低温度,具体延伸到多少温度以及延伸到磁通线量子现象明显的区域后有什么性质,目前还不清楚.由于布拉格玻璃是磁通线在点钉扎作用下的结果,所以钉扎对尖峰效应的影响很大.当温度较高时,热力学脱钉作用对尖峰效应同样有很大影响.尖峰效应和磁通相图以及磁通晶格性质密切相关,还有许多问题没有解决,对它的研究可以进一步揭示磁通动力学特性,并对理论和实际应用产生重大影响.

### 参 考 文 献

[ 1 ] Blatter G *et al.* Rev. Mod. Phys., 1994, 66:1125; Cohen L F

*et al.* Rep. Prog. Phys., 1997, 60:1581, 闻海虎.物理, 2000, 29:69 [ WEN Hai | Hu. Wuli(Physics), 2000, 29:69 (in Chinese) ]

- [ 2 ] Le Blanc M A R, Little W A. Proc. Seventh Int. Conf. Low Temp. Phys., 1960:198
- [ 3 ] Pippard A B. Phil. Mag., 1969, 19:217
- [ 4 ] Larkin A I, Ovchinnikov Yu N. J. Low Temp. Phys., 1979, 34:409
- [ 5 ] Campbell A M, Evetts J. J. Adv. Phys., 1972, 72:199
- [ 6 ] Kopylov V N *et al.* Physica C, 1990, 170:291
- [ 7 ] Chikamoto N, Konczykowski M, Motohira N *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69:1260
- [ 8 ] Cai X Y, Gurievich A, Larbalestier D C *et al.* Phys. Rev. B, 1994, 50:16774
- [ 9 ] Yang G, Abell J S, Gough C E. Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors. 1994.264
- [ 10 ] Kishio K, Shimoyama J, Kotaka Y *et al.* Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors. 1994.339
- [ 11 ] Yang G, Sutton S, Shang P *et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond., 1993, 83:1663
- [ 12 ] Kokkaliaris S, Zhukov A A *et al.* Phys. Rev. B., 61:3655
- [ 13 ] Vinokur V M. Physica C, 1998, 295:209
- [ 14 ] Kokkaliaris S *et al.* Physica C, 1999, 320:161
- [ 15 ] Däumling M, Seuntjens J M, Larbalestier C, Nature, 1990, 346:332
- [ 16 ] Krusin-Elbaum L, Civale L, Vinokur V M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69:2280; Yeshurun *et al.* Phys. Rev. B, 1994, 49:1548
- [ 17 ] Yang G *et al.* Phys. Rev. B, 1993, 48:4054; Tamegai T *et al.* Physica C, 1993, 213:33
- [ 18 ] Abulafia Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77:1596
- [ 19 ] Fisher M P A. Phys. Rev. Lett., 1989, 62:1415; Feigelman M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63:2303
- [ 20 ] Gia marchi T, Le Doussal P. Phys. Rev. Lett., 1994, 72:1530; Gia marchi T, Le Doussal P. Phys. Rev. B, 1995, 52, 1242
- [ 21 ] Cubbit R *et al.* Nature, 1993, 365:407; Johnson T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82:2792
- [ 22 ] Khaykovich B, Zeldov E, Majer D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 76:2555
- [ 23 ] Goffman M F *et al.* Phys. Rev. B, 1998, 57:3663
- [ 24 ] Gaifullin M B, Matsuda Yuji, Chikumoto N *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84:2945
- [ 25 ] van der Beek C J, Colson S, Indenbom M V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84:4196
- [ 26 ] Zeldov E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73:1428
- [ 27 ] Safer H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 66:953
- [ 28 ] Kokkaliaris S, de Groot P A J, Gordeev S. N *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82:5116

(下转第 85 页)