

磁通格子的有序-无序相变和反向熔化*

王 进 赵志刚 刘 楣

(东南大学物理系, 南京 210096)

邢定钰

(南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2003 年 2 月 28 日收到 2003 年 4 月 1 日收到修改稿)

考虑了无序钉扎、热涨落和磁通互作用, 用 Monte Carlo 分子动力学模拟方法研究二维磁通格子在无序钉扎强度和温度空间的相图, 以及由布拉格玻璃相到非晶磁通玻璃相和到磁通液体相的有序-无序相变. 为了决定磁通格子的序, 计算了静态结构因子和磁通格子位形的有限尺寸指数. 计算结果表明, Bragg 玻璃相在低温的无序磁通玻璃相和高温的磁通液体相之间, 表现出磁通格子的反向熔化行为. 分析后认为, 这一反向熔化行为起因于磁通之间互作用的温度效应.

关键词: II 类超导体, 磁通格子, 相图, 结构因子, 反向熔化

PACC: 7460G, 7450G

1. 引 言

II 类超导体混合态磁通的性质和相变研究是当今一个活跃的研究课题^[1-13]. 早先的理论和实验表明^[5-8] 在 II 类超导体磁场-温度相图中磁通晶格的有序-无序相变有两个相变分界线: 一个是在高温区热涨落效应产生的从有序的布拉格玻璃 (BG) 熔化到无序的磁通液体 (VL) 相的一级熔化相变 (FOT) 表现在磁化曲线上有一个不连续的跳跃; 另一个是在低温区, 由于无序效应产生的由 BG 相转变到非晶的磁通玻璃相 (VG) 的固-固连续相变 (或转变), 表现在磁化曲线中形成第二类磁化峰. 人们还把这两种相变的交接点定义为临界点 T_{cp} , 在临界点磁通格子的相变从热涨落效应产生的一级熔化相变过渡为无序效应产生的固相-固相转变, 并且一级熔化相变在 T_{cp} 终止.

过去的理论与数值模拟表明, 在 II 类超导体中, 磁通格子在高温区域的 BG-VL 一级熔化相变原因是热涨落与磁通之间互作用的竞争; 在低温区域 BG-VG 固-固连续相变的原因是无序钉扎作用与磁通之间互作用的竞争. 由于温度对无序钉扎的影响

很小, 通常的 BG-VG 相变线与温度无关. 最近对高温超导体相图中 BG-VG 相变线的温度关系以及相变性质实验研究又引起了广泛关注和争议^[9-17]. 对无序钉扎系统的理论研究和 3D XY 模型的数值模拟^[13-17] 还不能很好解释高温超导体相图和 BG-VG 相变线中的复杂行为.

近几年的实验研究表明, 高温超导体中弱钉扎、强热力学和量子涨落, 使其第二类磁化峰形状异常, 反映出磁通晶格的有序-无序相变曲线更加复杂. 最近 Avraham 等^[9] 在研究高温超导体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) 的磁化曲线时, 在平行于样品的表面加上一定的交变磁场减小对磁通的钉扎作用, 使磁滞回线中的二次磁化峰退化为磁化强度曲线中一个明显的跃变, 由跃变的位置决定一级熔化相变点. 他们测量得到了磁场-温度相图中的相变线如图 1(a) 所示. 由图 1(a) 可以看出, 在 $B-T$ 相图中磁通格子的一级熔化相变并没有在 T_{cp} 终止, 而是继续延伸至低温, 同时在 T_{cp} 附近区域, 一级相变线形成一个向上的突起. 当温度 $T > T_{cp}$ 时 $\partial B/\partial T < 0$, 磁通格子随着温度的升高, 发生 BG-VL 的一级熔化相变. 当 $T < T_{cp}$ 时 $\partial B/\partial T > 0$, 磁通格子随着温度的降低, 也发生 BG-VG 的熔化相变, 这种现象被称为磁通格子的反

* 国家自然科学基金(批准号: 10174011)和江苏省自然科学基金(批准号: BK2001002)资助的课题.

向熔化行为^[9].

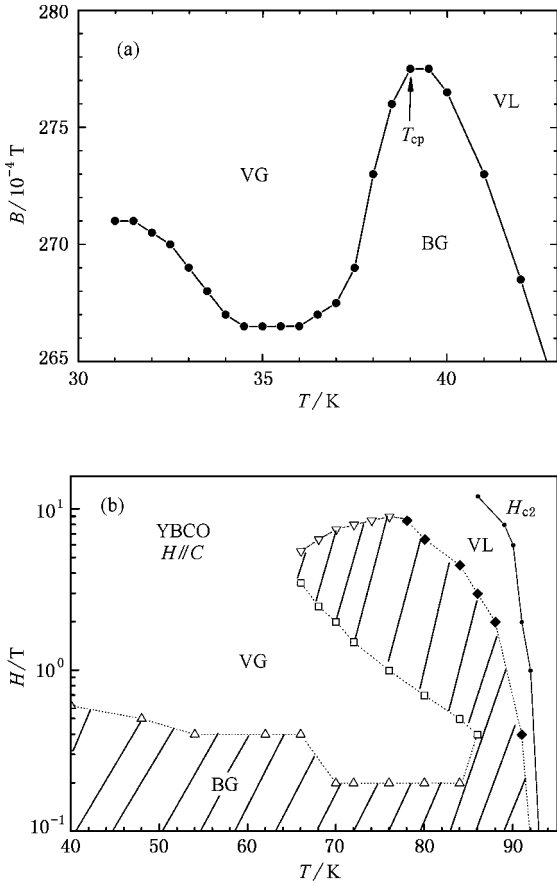


图 1 BSCCO 在反向熔化区域和临界点 T_{cp} 附近的 $B-T$ 相图 (a) 和 YBCO 的 $H-T$ 相图 (b) 阴影部分定义为 (BG) 相

Pal 等^[10] 在研究弱钉扎情况下 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) 的 $H-T$ 相图时,发现磁通格子的有序-无序相变线形状如图 1(b) 所示.可以看出高温超导体 YBCO 的有序 BG 态在中等温度区域有一个向上的突起,形成一个三明治区域.在这一区域中,随温度升高,磁通格子会从有序的 BG 相向无序的 VL 相转变,随着温度的降低,则会重新进入无序的 VG 相,表现出磁通格子的重新进入无序行为.此结论与文献^[9] 的反向熔化行为一致.

为了解释 BSCCO 磁通晶格有序-无序的反向熔化现象,Avraham 等^[9] 认为高温超导体在中等温度区域,强的热涨落效应部分抵消了无序钉扎作用,需增大磁场(增大无序强度)才能与磁通之间相互作用相竞争发生相变.因此,在 $B-T$ 相图中的中等温度区域 BG-VG 相变线形成一个向上的突起,出现磁通格子有序-无序相变中反向熔化的异常行为.我们就此提出一个新的模型,即在上述温度区域中,低密

度磁通格子间相互作用随温度的升高而增大,需增大磁场或增大无序钉扎强度才能与磁通之间相互作用相竞争,发生反向熔化相变.

高温超导体中的穿透深度 λ 是温度 T 的函数,而磁通之间相互作用的力程是由 $\lambda(T)$ 决定的.将 $\lambda(T)$ 代入磁通之间相互作用能表达式中^[18,19],会得到磁通间相互作用力在一定晶格密度范围内随温度的升高而增大.我们采用随温度的增减呈非单调性变化的磁通相互作用形式和考虑热噪声作用,在随机分布的 2D 点钉扎系统中,对磁通格子的动力学行为进行数值模拟.通过固定无序钉扎强度 F_{p0} 计算磁通格子的结构因子随温度的变化和固定温度计算磁通格子的结构因子随无序钉扎强度 F_{p0} 的增大而发生的变化,来研究磁通格子的有序-无序相变,得到 $F_{p0}-t$ 相图($t = T/T_c$).由于固定磁场而增加有效的无序强度与实际上固定无序强度而增加磁场有类似作用^[8,45,46],本研究工作中在磁通格子的 $F_{p0}-t$ 相图中得到 BG-VG 相变线的温度行为,可以解释 $H-T$ 相图中反向熔化的异常行为.

2. 模型及公式

在 2D 无序钉扎系统中,我们用 Monte Carlo 分子动力学方法模拟研究磁场垂直于平面的磁通运动.虽然 3D 磁通线格子模型比 2D 磁通格子更接近实际系统,考虑到 BSCCO 的层状结构和各向异性,忽略了磁通线的纠缠和磁通的层间耦合无序效应,在本文中仅考虑层内钉扎所产生的无序效应.我们选取了 $N_p = 1000$ 个钉扎中心随机地分布在一个平方面积内,构成一个 2D 无序钉扎系统.考虑到作用在第 i 个磁通上的力有 N_p 个钉扎中心对它的吸引力, N_v 个磁通对它的排斥力和由高斯热噪声产生的布朗力,则磁通 i 的运动方程可表示为^[18]

$$\eta V_i = F_{pm}(r_i) + F_{vn}(r_i) + F_{th}, \quad (1)$$

式中 η 是粘滞系数(取 $\eta = 1$), r_i 代表第 i 个磁通的位置.由于外加磁场渗入而形成的量子化磁通将垂直于二维平面,我们用具有衰减因子 R_{pm} 的高斯势阱来模拟点钉扎中心,钉扎力为

$$F_{pm}(r_i) = -F_{p0}f_0 \sum_{k=1}^{N_p} \frac{r_i - R_k}{R_{pm}} \exp\left[-\left|\frac{r_i - R_k}{R_{pm}}\right|^2\right], \quad (2)$$

式中 R_k 表示二维系统中第 k 个钉扎中心的位置,

$F_{i0}f_0$ 为钉扎力的强度, $f_0 = \Phi_0^2/8\pi^2\lambda_0^3$ 为单位力. 按照修正的伦敦方程^[9], 2D 平面磁通间相互作用势为

$$E_{vv}(r_{ij}, T) = \frac{L\phi_0^2}{2\pi\mu_0\lambda^2(T)}K_0\left(\frac{r_{ij}}{\lambda(T)}\right), \quad (3)$$

式中 $K_0(z)$ 是第二类零阶贝塞尔函数, 当 $z \ll 1$ 时, $K_0(z) \approx -\ln(z)$; 当 $z \gg 1$ 时, $K_0(z) \approx (\pi/2z)^2 \times \exp(-z)$. Φ_0 代表磁通量子, μ_0 是真空磁导率, L 是磁通线长度. 高温超导体中的穿透深度 λ 是温度 T 的函数 $\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-(T/T_c)^2}}$. 把 $\lambda(T)$ 代入(3)

式, 我们可以计算出磁通间相互作用势随温度的变化. 进而根据 $F_{vv}(r) = -\nabla_r E_{vv}(r)$, 可以得到 N_v 个磁通对第 i 个磁通上的作用力为

$$F_{vv}(r_i, T) = F_{v0}f_0(1-(T/T_c)^2)^{3/2} \sum_{i \neq j}^{N_v} K_1\left(\frac{r_{ij}}{\lambda(T)}\right), \quad (4)$$

式中 $F_{v0}f_0$ 表示磁通间相互作用力的强度, $K_1(z)$ 是第二类一阶贝塞尔函数. 我们作出了 F_{vv} 在不同磁通密度时随温度的变化曲线, 如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 在高磁通密度 $s < 4.0$ 时, F_{vv} 在整个温度区域随温度的升高几乎不变或呈单调减小. 当低磁通密度 $s > 4.0$ 时, F_{vv} 随温度的升高而增加.

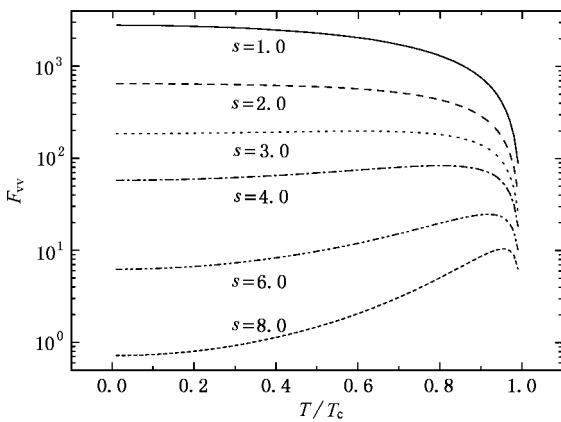


图 2 磁通间相互作用力 $F_{vv}(r)$ 随温度的变化曲线. 图中磁通间距 $s (= r/\lambda_0)$ 分别为 1.0 2.0 3.0 4.0 6.0 8.0.

此外, 我们考虑了磁通受到热涨落力的作用, 假定热噪声为高斯白噪声 F_{th} , 满足 $\langle F_{th}(t) \rangle = 0$ 和 $\langle F_{th}(t)F_{th}(t') \rangle = 2\eta k_B T \delta(t-t')$, 其中 η 是粘滞系数 ($\eta = 1$). 采用分立的时间步长 Δ 来解方程. 因此, 由高斯热噪声产生的布朗力有以下形式^[17,20]:

$$F_{th} = F_{th0}f_0 \sum_j \delta(t-t_j) \chi(t_j) \Theta(p-q_j), \quad (5)$$

式中 $F_{th0}f_0$ 代表热涨落力的强度, 它正比于温度的平方根. $\chi(t_j)$ 是具有平均值为 0, 宽度为 1 的高斯分布随机数. q_j 满足在 0 到 1 之间均匀分布的随机数, p 为概率. $\Theta(x)$ 是单位阶梯函数.

假定模拟中所涉及到的长度都以 $a_0 = 1$ 为单位, 选定二维系统的尺寸 $36a_0 \times 36a_0$, 并采用周期性边界条件. 模拟中分立的时间步长 $\Delta = 0.01$. 我们采用的模拟参数为 $R_{pin} = 0.04$, $N_v = 196$, $N_p = 1000$, $F_{v0} = 3.0$, $\lambda_0 = 0.6$, $p = 0.4$ 和 $F_{th0} = 0.01$.

3. F_{p0} - t 相图和反向熔化

最近的理论工作^[8,15,16] 提出固定磁场 B 增加无序作用, 其物理效应相似于固定无序效应. 增加磁场的实际过程. 故在我们的模拟中, 固定磁场 B , 增加无序钉扎强度 F_{p0} 来研究 F_{p0} - t 的相图. 为了讨论磁通格子的有序-无序相变, 我们由磁通格子的位置计算平均结构因子 $S(k)$ ^[17,21]

$$S(k) = \left\langle \left| \frac{1}{N_v} \sum_i \exp[ik \cdot r_i(t)] \right|^2 \right\rangle. \quad (6)$$

在计算中, 由于没有外加洛伦兹驱动力, 所以在 k 平面中横向和纵向结构因子是完全对称的. 我们选取 4 个稳定对称的结构因子, 以它们峰值的平均值作为整个磁通晶格的平均结构因子. 因为结构因子布拉格峰强度应与系统尺寸无关, $S(k) = N_v^{-\sigma_k}$, 定义有限尺寸标度因子 $\sigma_k = -\ln S(k)/\ln N_v$, 用 $S(k)$ 与 σ_k 的值来判断有序度. $S(k) = 1$, $\sigma_k = 0$ 表明磁通格子排列为完整的 Abrikosov 晶格, 具有严格的周期性和长程序. 定义 $0.2 < S(k) < 1$ 或 $0 < \sigma_k < 0.3$ 为 BG 态, 磁通格子仅存在准长程序 (QLRO). 定义 $S(k) < 0.2$ 或 $\sigma_k > 0.3$ 为低温态的无序 VG 相或在高温态的 VL 相, 磁通格子只有短程序或无序.

在 2D 平面内固定无序钉扎中心的数目 $N_p = 1000$, 在平面内完全随机地选取低密度磁通格点 $N_v = 196$. 首先, 我们分别固定 $F_{p0} = 0.50$ 和 1.15, 研究磁通晶格的平均结构因子 $S(k)$ 和对应的 σ_k 随温度的变化行为. 计算结果表示在图 3 中. 对于弱钉扎强度 $F_{p0} = 0.50$, 从图 3(a)(c) 中 $S(k)$ 和 σ_k 随温度 t 变化曲线可以看到, 当 $t < t_m = 0.70$ 时, $S(k) > 0.2$, $\sigma_k < 0.3$, 磁通晶格处于有序的 BG 相; 当 $t > t_m$ 时, 磁通晶格产生结构相变, $S(k)$ 迅速减小并

趋于0, σ_k 也随着温度的升高突然增大超过 0.3, 并趋向无穷. 因而 t_m 可以定义为熔化温度. 表明弱钉扎系统的磁通格子当温度升至 t_m 时发生从 BG 相到 VL 相的熔化相变. 图 3(b)(d) 表示在强钉扎强度 $F_{p0} = 1.15$ 时, $S(k)$ 和 σ_k 随温度的变化曲线. 从图中可以看出, 由于集体钉扎的强无序作用, 磁通在低温时 $t < t_d = 0.35$ 已熔化为无序的 VG 固相; 当 $t_d = 0.35 < t < t_m = 0.55$ 时, $S(k)$ 发生跃变, 磁通形成有序的 BG 相; 当 $t > t_m = 0.55$ 时, $S(k)$ 再次发生跃变, σ_k 也随着温度的升高趋向无穷, 形成无序的

VL 相. 因此在一定磁场和中等温度区域, 升高温度能导致从 BG 相到 VL 相的熔化相变; 降低温度也能导致从 BG 相到 VG 无序固体相的熔化相变, 存在有序-无序相变的反向熔化现象. 另外, 我们又在不同的温度下, 改变无序钉扎强度 F_{p0} , 计算磁通晶格的 $S(k)$ 和 σ_k 随 F_{p0} 的变化行为. 发现在固定的温度下, 无序的集体钉扎效应增大到相变点 F_{pm} , 磁通格子从 BG 相转变成 VG 相, 这种有序固相-无序固相之间的转变主要是由于无序的集体钉扎效应大于磁通相互作用效应而引起的相变.

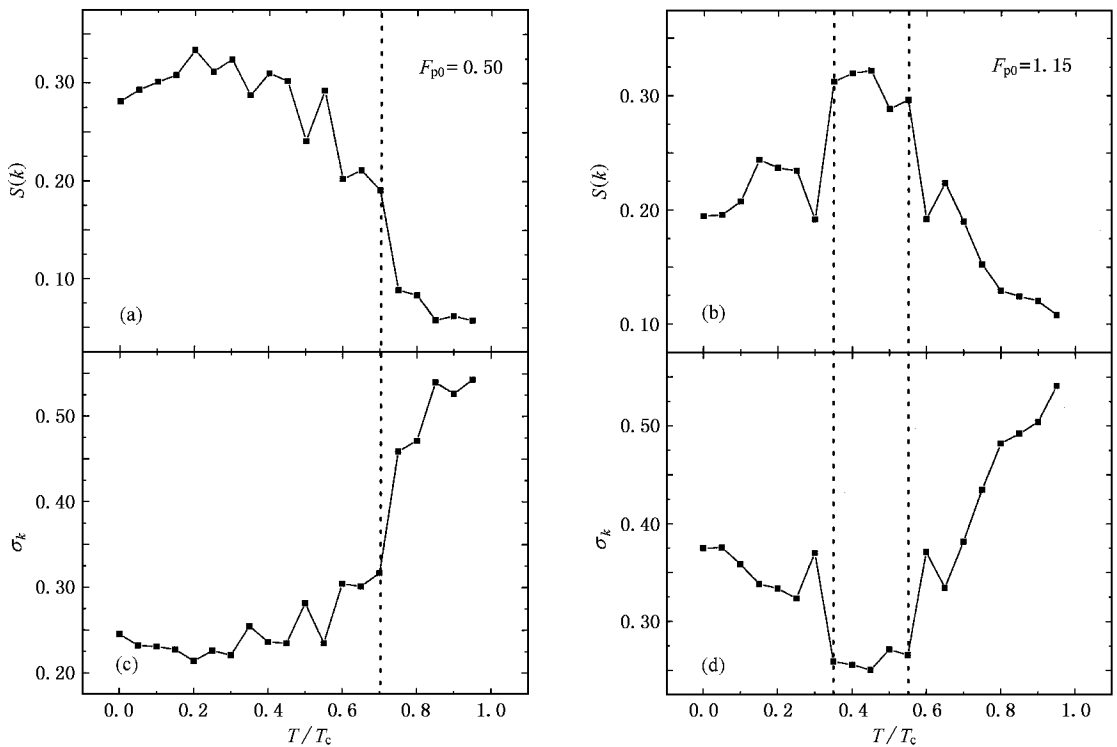


图3 磁通格子的平均静态结构因子 $S(k)$ 和对应的 σ_k 随温度的变化关系 (a)(c) $F_{p0} = 0.50$; (b)(d) $F_{p0} = 1.15$

最后, 我们总结以上数据, 画出磁通格子的钉扎强度 F_{p0} 随温度 T/T_c 变化的相图, 见图 4. 我们在图 4 中用实心方块的连线表示不同钉扎强度时相应的相变温度 (t_d, t_m). 然后用图中空心圆圈的连线表示在不同温度时磁通晶格随钉扎强度变化的相变点 F_{pm} . 我们发现用这两种判断所得到的 BG-VG 相变边界线形状是一致的, 但两条边界线(实心方块的连线和空心圆圈的连线)在具体数据上还有一些差异. 我们认为这是由于研究的系统是完全随机分布的无序钉扎系统, 它使得磁通状态与其经历的过程相关. 此外无序的集体钉扎效应产生的作用使 $S(k)$ 逐渐减小而不是一个跃变, 表现了连续相变的性

质. 我们认为这是由于大的无序作用(包括钉扎无序和热噪声产生的无序)模糊了 BG-VG 相变边界线, 表现出一个从有序向无序转变的过渡区域.

4. 结 论

本文中我们提出一个新的理论模型计算高温超导的 $F_{p0}-t$ 相图, 从而解释实验上测量得到的反向熔化相变的异常行为^[5,6]. 我们考虑了磁通穿透深度 $\lambda(T)$ 随着温度的升高而增大, 由此得到在一定晶格密度范围内, 磁通间相互作用力可以随温度的升高而增大. 磁通格子的相变行为主要由磁通之间互作

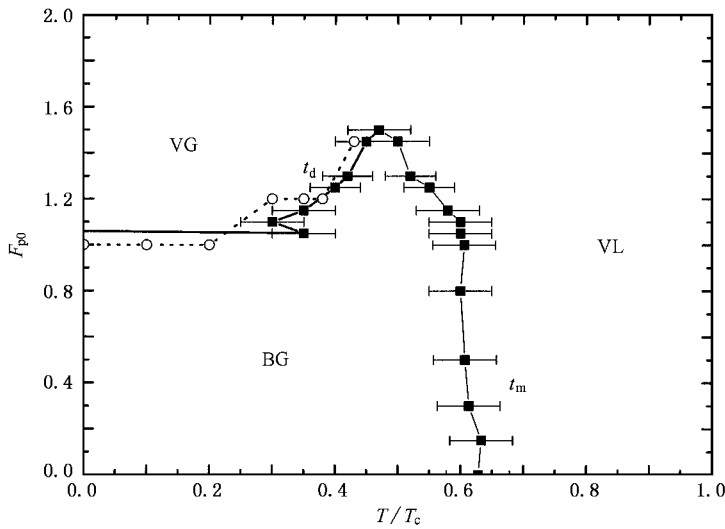


图4 磁通钉扎强度 F_{p0} 随温度变化相图 图中实心方块的连线为 t_d, t_m 熔化线, 空心圆圈的连线为 F_{pm} 相变线

用、磁通与钉扎之间的相互作用和磁通所受的热涨落三者相互竞争所决定。考虑了磁通间相互作用力的温度效应和热涨落效应, 数值模拟计算了2D无序电钉扎系统磁通格子的平均结构因子 $S(k)$ 及对应的有效尺寸标度因子 σ_k 随温度和钉扎强度的变化曲线, 由此得到有序-无序的相变点和 $F_{p0}-t$ 相图。相图中存在磁通格子的三个区域: BG 相、VG 相和 VL 相。当系统处于低温、弱钉扎强度时, 磁通之间的相互作用使磁通格点排成准长程序, 磁通格子以有序的 BG 相存在。当固定钉扎强度, 升高温度到熔化温度 t_m 时, 热涨落效应的影响使磁通晶格进入了无序的 VL 相, 发生由有序的 BG 相到无序的 VL 相的固-液相变。在固定温度, 增强钉扎强度到 F_{pm} 时, 由于无序的集体钉扎效应, 有序的 BG 相开始转变成无序的 VG 相。这种有序固相-无序固相的相变主要是由于无序的集体钉扎效应影响大于磁通相互作用而引起的, 与温度无关。所以, 低温的 BG-VG 相变线与温度轴平行, 而当系统处于中等温度区域 ($t_d < t < t_m$), BG-VG 相变线形成了一个突起。在物理上, 我们把 BG-VG 相变分界线的突起归因于磁通之间相互作用的热效应: 在中等温度区域, 随着温度升高, 磁通间相互作用弹性力的增大可以压倒无序的集体钉扎效应, 同时热噪声效应也部分抵消了钉扎对磁通的作用, 使磁通相互作用的影响处于主导地位, 磁通格子得以重新形成有序的 BG 相。在这个区域, 只有增大无序钉扎效应 (或增大磁场) 才能与磁通之

间相互作用相竞争发生相变, 形成了 $B-T$ 相图中 BG-VG 相变线一个突起。我们得到的有序-无序相变分界线的形状验证了最近实验上发现的高温超导体中有序-无序相变中的反向熔化或重新进入无序现象。

由以上讨论可知, 磁通格子的有序-无序相变线大体可分为两种类型: 一种是高温区主要由热涨落效应与磁通之间相互作用能竞争产生的 BG-VL 的一级熔化相变, 另一种是低温下主要由无序的集体钉扎效应与磁通之间相互作用能竞争产生的 BG-VG 相变。但在中等温度区域是由三种作用能相互竞争而产生的, 因而中等温度区域的相变线 (以及它们的交点) 是磁通格子相变从热涨落效应产生的一级熔化相变过渡为无序效应产生的固-固相变的过渡区域 (或过渡点), 而不是使一级熔化相变终止的临界点 T_{cp} [9, 15, 16]。

目前对于 BG-VG 相变性质和原因的研究有多种理论。一般的方法是用 Lindemann 判据找出有序-无序相变点。由文献 [17] 可知, 用 Lindemann 判据及用结构因子强度判断相变点在同样位置。但对于无序钉扎系统, 用结构因子强度的判据 [15, 17, 21] 比用磁通格子的相对位移平方平均值判据更明显。我们在用固定温度增大 F_{p0} 来判断 BG-VG 的相变点 F_{pm} 时, $S(k)$ 强度是逐渐减小而不是一个跃变, 表现了连续相变的性质。我们认为这是由于大的无序作用 (包括无序钉扎系统的钉扎无序和热噪声产生的无序) 及历史效应模糊了 BG-VG 相变边界线, 表现出一个从有序向无序转变的过渡区域。这与在 YBCO

中 BG-VG 相变有一个有序-无序共存的亚稳区域的 报道^[7,8]是一致的.

- [1] Li S L , Wen H H 2001 *Physics* **30** 68 [in Chinese] 李世亮、闻海虎 2001 物理 **30** 68]
- [2] Liu F , Huang J W , Liu W *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2001 [in Chinese] 刘 峰、黄钧伟、刘 伟等 2001 物理学报 **50** 2001]
- [3] Marchevsky M , Higgins M J , Bhattacharya S 2001 *Nature* **409** 591
- [4] Bouquet F , Marcenat C , Steep E *et al* 2001 *Nature* **411** 448
- [5] Ryu S , Kapitulnik A , Doniach S 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2300
- [6] Giamarchi T , Le Doussal P 1997 *Phys. Rev. B* **55** 6577
- [7] Gingras M J P , Huse D A 1996 *Phys. Rev. B* **53** 15193
- [8] Dominguez D , Gronbech-Jensen N , Bishop A R 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2644
- [9] Avraham N , Khaykovich B , Myasoedov Y *et al* 2001 *Nature* **411** 451
- [10] Pal D , Ramakrishnan S , Grover A K *et al* 2002 *Supercond. Sci. Technol.* **15** 258 ; Pal D , Ramakrishnan S , Grover A K 2001 *Phys. Rev. B* **63** 132505
- [11] Radzyner Y , Shaulov A , Yeshurun Y *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **65** 100503
- [12] Radzyner Y , Roy S B , Giller D *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **61** 14362
- [13] Mikitik G P , Brandt E H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 184514
- [14] Kierfeld J , Vinokur V 2000 *Phys. Rev. B* **61** R14928
- [15] Olsson P , Teitel S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 137001
- [16] Nonomura Y , Hu X 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5140
- [17] Reichhardt C , Zimanyi G T 2000 *Phys. Rev. B* **61** 14354
- [18] Liu X D , Wang J , Liu M *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1122 [in Chinese] 刘旭东、王 进、刘 楣等 2002 物理学报 **51** 1122]
- [19] Brandt E H 2002 *Physica C* **369** 10
- [20] Yates K , Newman D J , de Groot P A J 1995 *Physica C* **241** 111
- [21] Kolton A B , Dominguez D , Gronbech-Jensen N 1999 *Phys. Rev. Lett.* **15** 3061

Order-disorder transitions and inverse melting in vortex lattices *

Wang Jin Zhao Zhi-Gang Liu Mei

(Department of Physics , Southeast University , Nanjing 210096 , China)

Xing Ding-Yu

(State Key Laboratory of Solid Microstructures , Nanjing University , Nanjing 210093 , China)

(Received 28 February 2003 ; revised manuscript received 1 April 2003)

Abstract

Using Monte Carlo molecular dynamics simulation for a two-dimensional vortex lattice with random pinning , thermal fluctuations and vortex-vortex interactions , we study the order-disorder transition from a Bragg glass to an amorphous vortex glass or a vortex liquid in the pinning strength-temperature phase diagram. In order to determine the order in the vortex lattice , we calculate the static structure factor and evaluate the finite size exponent from the configurations of the vortex lattice. It is found that the Bragg glass region is sandwiched in between the disordered vortex glass phase at lower temperatures and the vortex liquid phase at higher temperatures , exhibiting inverse melting behavior. We attribute the unusual inverse melting behavior to the temperature dependence of the vortex-vortex interactions.

Keywords : type II superconductors , vortex lattice , phase diagram , structure factor , inverse melting

PACC : 7460G , 7450G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174011) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province , China (Grant No. BK2001002).