

磁通运动的电压噪声频谱分析和动力学相变^{*}

徐海英[†] 赵志刚 刘 楣[‡]

(东南大学物理系, 南京 210096)

(2004 年 10 月 9 日收到, 2004 年 11 月 18 日收到修改稿)

用 Langevin 分子动力学方法模拟磁通运动的纵向电压噪声谱随磁场和电流的变化. 计算结果表明, 外加磁场增大到磁通运动动力学相变场 F_p , 电压噪声谱中低频宽带噪声减小而出现洛伦兹形高频窄带噪声. 外加磁场增大到熔化场 F_m 附近, 高频窄带噪声峰值增高, 峰值对应频率增大. 在外加电流增强到磁通弹性运动区域, 高频窄带噪声频谱呈现搓衣板形式. 搓衣板高频窄带噪声产生于磁通平移速度的周期性调制, 它表明层状超导体中运动的磁通格子存在有平移序的 BG 相.

关键词: 第 II 类超导体, 电压噪声, 动力学模拟

PACC: 7460, 7460E, 6120J

1. 引 言

近年来对第 II 类超导体磁通运动研究的一个重要理论预言是电流驱动磁通运动能使磁通格子重新有序^[1]. 一些实验和模拟证明磁通运动存在两个动力学熔化相变^[2-5]. 随着驱动电流的增大, 磁通运动从塑性流动相到垂直于通道方向有横向序的近晶相(相变场 F_p), 然后进入沿运动方向有平移序的弹性流动相(熔化场 F_m). 但一些观点认为沿磁通运动方向不存在有平移序的布拉格玻璃(BG)相^[6,7]. 因此测量磁通运动噪声谱是验证运动 BG 相存在的有力工具. Tsuboi^[8] 等用 2DEG 霍尔探测器测量了 BSCCO 中由电流驱动的磁通电压噪声谱, 发现当被钉扎的磁通开始运动时出现低频宽带噪声(BBN), BBN 谱密度在小速度范围内为 $1/f$ 形, 随着磁通运动速度增加 BBN 消失, 而谱中出现有一尖锐峰的洛伦兹形高频窄带噪声(NBN).

Tagawa 研究组^[9]首次在 Bi2212 中观察到磁通运动在熔化场 F_m 附近的 BBN 向 NBN 转移, 并提出这是对运动磁通重新有序的直接观察. 对磁通电压噪声谱密度的测量可以看到, 在低磁场 1146A/m 到

3804A/m, BBN 增大到极大. 当磁场增大到 4774.6 A/m, BBN 逐渐减小直到消失, 同时在一特定频率 f_p (NBN) 还出现一个窄而高的指尖形峰值信号. f_p (NBN) 是洛伦兹形频谱 $W(f) = W(0) [1 - (\pi f/f_p)^2]^{-1}$ 中的频率奇点. 这一传导噪声峰值信号称为洛伦兹形 NBN. NBN 峰值频率位置 f_p (NBN) 向高频移动. 当磁场增大到 5077A/m 接近熔化场 F_m , 洛伦兹形 NBN 峰值加宽而高度减小.

根据一维电荷密度波数值模拟^[10]表明, 在高驱动力作用下, NBN 应加强和变尖, 并由于其频谱有周期性峰值形成搓衣板高频窄带噪声. 文献 [8] 没有直接观察到搓衣板形 NBN. 但对 YBCO 的实验测量和层状 HTSC 中数值模拟证明强驱动力下磁通运动的搓衣板 NBN 存在^[11,4,5]. 最近的理论发展用 3D 各向异性 XY 模型数值模拟也首次得到了在强电流驱动下, 磁通运动出现搓衣板 NBN 谱^[12]. 以上实验和模拟工作最重要的结论是, 如噪声谱中出现周期性 NBN 即可证明磁通运动存在有平移序的 BG 相, 这可以反驳认为在沿磁通运动方向不存在平移序的理论观点^[6,7].

目前, 实验和理论都证明 BBN 和 NBN 分别表示塑性和相干关联运动. 当磁通开始运动并呈塑性流

^{*} 国家自然科学基金项目(批准号:10174011, 10274008)和江苏省自然科学基金项目(批准号: BK2001002)资助的课题.

[†] 联系人

[‡] 永久联系人. E-mail: dyxing@nju.edu.cn

动时有一个极大的低频宽带噪声存在,而在磁通弹性流动区域中 BBN 减小到消失,表明 BBN 是磁通运动内部拖拽作用引起的耗散,它与体内钉扎有关。但目前对于 NBN 的变化规律及性质还没有系统的理论研究。本文用 Langevin 分子动力学模拟二维磁通系统在弱无序钉扎和外加电流作用下的非线性输运性质,计算磁通运动的电压噪声谱在动力学相变附近随磁场的变化。着重研究磁通在外加磁场逐渐增大情况下的 BBN 和 NBN 变化规律。最后研究磁通运动在强电流驱动情况下形成搓衣板 NBN 的变化规律。

2. 磁通运动方程

由于层状高温超导体中存在不均匀弱本征钉扎,垂直平面磁场导致的磁通线格子可以用一个简单的二维平面磁通涡旋饼模型表示,我们可以选取 N_v 个磁通和 N_p 个钉扎中心随机地分布在二维系统中,系统的尺寸为 $24 \times 12\sqrt{3}a_0^2$ 。在该系统中,当沿着 x 方向施加驱动电流 J 时,其作用在磁通格子上的洛伦兹力 F_L 总是沿着 y 方向。考虑到磁通运动还受到钉扎力 $F_p(r_i)$ 、磁通间相互作用力 $F_{vv}(r_i)$, 以及热涨落引起的布朗力 $F_{th}(r_i)$ 的作用,第 i 个磁通的过阻尼运动方程表示如下^[13,14]

$$\eta V_i(t) = F_p(r_i, t) + F_{vv}(r_i, t) + F_{th}(r_i, t) + F_L, \quad (1)$$

这里 η 表示粘滞系数(取 $\eta = 1$), $V_i(t)$ 是第 i 个磁通某一时刻 t 的速度, r_i 表示第 i 个磁通的位置。我们用具有衰减因子 R_{pin} 的高斯势阱来模拟点钉扎势, F_{p0} 代表钉扎力强度。磁通间互作用采用具有对数形式的长程排斥作用,其中 F_{vv0} 代表磁通间相互作用力的强度,该作用力的范围取 4λ , 其中 λ 为超导穿透深度。热涨落效应的影响用高斯白噪声产生的布朗力,用 F_{th0} 代表热涨落力的强度。模拟中所取的长度都以 $a_0 = 1$ 为单位,并采用周期性边界条件。该系统中弱无序分布的钉扎数 $N_p = 900$, 钉扎强度 $F_{p0} = 2.0$, 点钉扎衰减长度 $R_{pin} = 0.2$ 。对于层状 HTSC 材料,我们取大的穿透深度 $\lambda = 4.0$ 。其它参数为 $F_{th0} = 1.0$, 时间步长 $\Delta t = 0.01$ 。我们用非平衡统计中过阻尼运动方程(1)计算每个磁通 t 时刻的运动速度 $V_i(t)$ 然后求 N_v 个磁通运动的某一时刻 t

在 y 方向的平均速度为 $V(t) = \sum_{i=1}^{N_v} V_i(t)$ 。为了求磁通格子的平均速度,从 1 到 10000 个处于不稳定态的 Monte Carlo 时间步不计入计算。对有效的 131072 个 Monte Carlo 时间步进行系综平均,磁通格子的平均速度为 $V = \langle V(t) \rangle$ 。因为磁通运动产生的瞬时霍尔电压正比于瞬时速度 $NeV(t)$, 所以纵向电压涨落正比于瞬时速度平方平均值。我们定义纵向电压噪声的谱密度 $S(f)$ 为电压涨落的傅里叶展开:

$$S(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt V(t) e^{i2\pi ft} \right|^2, \quad (2)$$

式中时间 t 的积分从 1 到 131072 个有效的 Monte Carlo 步。低频宽带噪声 S_0 为谱密度 $S(f)$ 在低频 $f_1 = 27/131072$ 和 $f_2 = 54/131072$ 之间的积分, $S_0 = \int_{f_1}^{f_2} df S(f)$ 。

3. 计算结果和讨论

在 Langevin 模拟中磁场可以用两个量表示:磁通量子数密度 N_v 和 F_{v0} 。当固定 $N_v = 200$ 的稀密度情况下,逐步增大 F_{v0} 即表示逐步增大磁场。首先我们逐步增大 F_{v0} 分别为 0.03, 0.1, 0.5, 1.5, 计算磁通运动平均速度 V 随驱动力 F_L 的变化关系,表示在图 1 中。

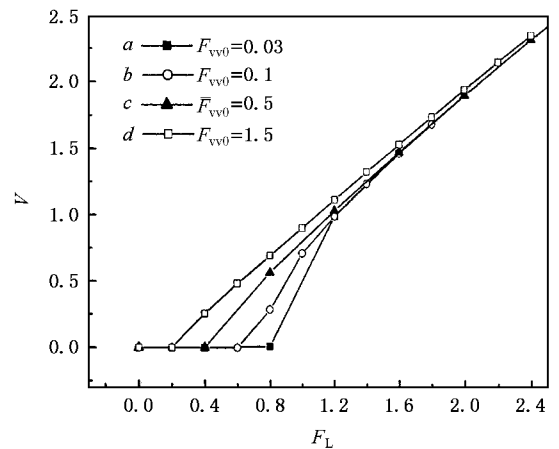


图 1 不同 F_{v0} 下的 $V-F_L$ 曲线

由图 1 中的曲线 a ($F_{v0} = 0.03$), 我们可以看到在低磁场情况下,磁通运动脱钉的临界电流 $F_c = 0.8$ 。当驱动力增大到 1.2, 磁通运动速度曲线的斜率从大到小有一个突变。在这个非线性电压输运性质

中,我们可以定义这个突变点为动力学相变点 F_p ($F_p = 1.2$). 驱动力小于 F_p 时,部分磁通运动,部分磁通仍被钉扎,磁通运动的电阻较大,磁通呈塑性流动. 驱动力等于 F_p 时,全部磁通脱钉形成整体运动状态,电阻突然变小. 驱动力大于 F_p 后磁通运动速度随驱动力的变化变慢,表明磁通格子逐步过渡到弹性流动状态. 曲线 b 和 c 表示磁场增大到 $F_{v0} = 0.1$ 和 0.5 , 脱钉临界力分别减小为 $F_c = 0.6$ 和 0.4 , 而动力学相变点分别减小为 $F_p = 1.0$ 和 0.8 . 曲线 d ($F_{v0} = 1.5$) 表示进一步增大磁场,磁通之间的相互作用力增强,整体运动关联增大,因此内部耗散较小,脱钉临界力减小为 $F_c = 0.2$, $F_p = 0.4$. 我们若固定驱动力 $F_L = 0.8$, 对应四种不同磁场的速度曲线,磁通运动状态分别属于临界脱钉态 F_c , 塑性流态, 塑性流和弹性流动的转变点 F_p 和磁通运动接近熔化场 F_m .

然后,我们还固定驱动力 $F_L = 0.8$, 分别计算了对应于 F_{v0} 为 0.03 , 0.1 , 0.5 , 1.5 时磁通运动的噪声频谱图,如图 2 所示. 在图 (a) 中,当 $F_{v0} = 0.03$, $F_L = 0.8$ 时磁通正处于临界脱钉态,从电压噪声

谱中我们可以看到在低频处出现最大宽带电压噪声 $S_0 = 0.0064$, BBN 的频谱随频率变化关系呈 $1/f$ 形式. 图 (b) 中 $F_{v0} = 0.1$, 由于磁场增大磁通之间相互作用增强,磁通在驱动力为 0.8 已处于塑性流动态,此时 BBN 减小 $S_0 = 0.024$. 图 (c) 中 $F_{v0} = 0.5$, 进一步增大磁场,磁通在驱动力为 0.8 已处于磁通整体运动相变点 F_p 附近,此时 BBN 减小到 10^{-3} 以下. 而在频率 $f_p(\text{NBN}) = 0.0083$ 处出现洛伦兹 NBN. 图 (d) $F_{v0} = 1.5$ 时,磁通在驱动力为 0.8 时已接近熔化场 F_m . 由于在此区间磁通之间相对运动的内耗减小,BBN 完全消失. 洛伦兹 NBN 峰值变高变尖,而对应频率 $f_p(\text{NBN}) = 0.0105$ 向大值方向移动. 图 2 中所得到的结论与文献 [9] 实验上观察到高温超导体 Bi2212 中磁通运动噪声谱的结果定性吻合. 但文献 [9] 测出接近熔化场 F_m 时 NBN 峰值加宽而高度变小,这与我们的计算不一致. 我们分析文献 [9] 中的异常是由于在磁通液相相干效应的退化所致,因此并不能反映磁通运动的微观状态.

我们综合了对应于不同 F_{v0} 磁通运动的噪声频谱,找出洛伦兹 NBN 尖峰频率 $f_p(\text{NBN})$ 随磁场 F_{v0}

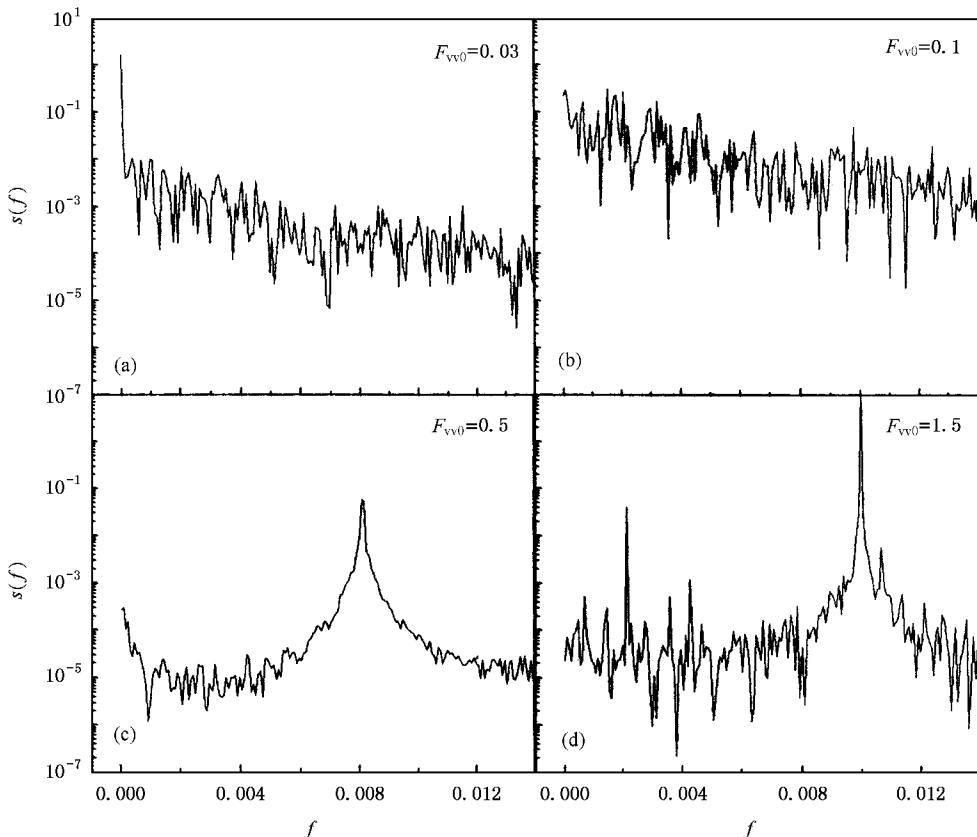


图 2 不同 F_{v0} 的 NBN 频谱

的变化关系.可以看出当 F_{v0} 逐步增大到熔化场 F_m 时 $f_p(\text{NBN})$ 随之增大,这与文献 [8,9] 的结果是一样的.低于熔化场的 NBN 是由于样品表面钉扎而产生的,其 $f_p(\text{NBN})$ 可以标度为跨越样品时间的倒数^[8].当外加磁场增强流速 V ,流过宽度为 d 样品的时间越小,定性的定义 $f_p(\text{NBN}) = 1/\tau_T = V/d$,从而使洛伦兹形 NBN 峰值所对应的频率随磁场的增加而变大.

最后,我们固定 $F_{v0} = 0.1$,增强驱动力 $F_L = 1.4, 1.8, 2.2$ 计算在不同驱动力下的磁通运动噪声频谱,表示在图 3 中.可以看到在强驱动力下,磁通运动高频窄带噪声谱有周期性振荡形式,称为搓衣板 NBN.这是因为在强驱动力下磁通进入弹性运动区域,在弱无序钉扎系统中的磁通格子运动已形成平移周期性的运动.周期性的速度交流分量形成了搓衣板形高频窄带噪声.按照文献 [12] 分析,在磁通弹性运动区域,由于关联磁通运动速度大体相同,周期性排列的磁通在各种亚稳运动态过渡,这个速度暂时关联直接导致了运动速度的周期性调制,

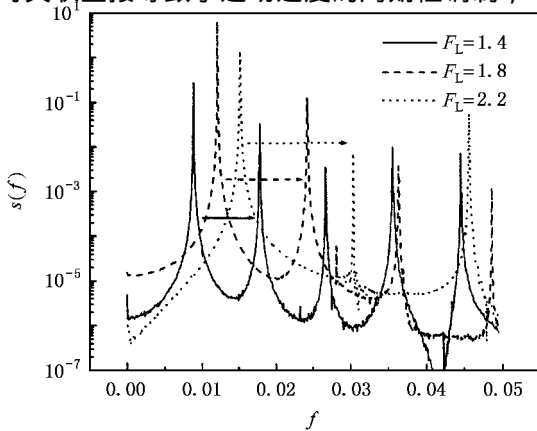


图 3 不同驱动力下的 NBN 的频谱

搓衣板 NBN 产生于磁通平移速度的周期性调制.搓衣板 NBN 出现表明在层状超导体中,磁通弹性流中存在有平移序的运动 BC 相.从图 3 可以看出搓衣板 NBN 尖峰频率间隔 $\Delta f_{v1}(\text{NBN})$ 也随驱动力的增加而变大.这是因为有平移序的磁通运动速度呈周期性调制,时间调制周期 $\tau_T = a/V$ (V 为速度, a 为格子长度).由于驱动力的增大,整体的磁通运动速度与驱动力成正比,使时间调制周期变短,即频率间隔变大,有 $\Delta f_{v1}(\text{NBN}) \Delta f_{v2}(\text{NBN}) \propto F_{L1}/F_{L2}$.

4. 结 论

本文研究了 2D 弱无序钉扎系统中磁通运动纵向电压噪声频谱随磁场强度和驱动电流的变化规律.数值计算表明在低磁场下,磁通运动在临界脱钉力范围,产生了 $1/f$ 形式的 BBN.随着磁场增大磁通运动接近动力学熔化相变处 BBN 减小到消失,而洛伦兹 NBN 逐渐出现.在强驱动力作用下,磁通运动高频窄带噪声谱有周期性振荡形式,称搓衣板 NBN.纵向电压噪声是静态弱钉扎和运动态的有效钉扎与磁通间相互作用竞争的结果. BBN 是磁通运动内部拖拽作用引起的耗散,它与体内钉扎有关,磁场增大,相互作用使磁通变得容易脱钉运动而使 BBN 减小.当磁场增大到熔化场 F_m 附近,洛伦兹 NBN 产生.由于洛伦兹 NBN 是样品表面钉扎而产生的,其尖峰频率 $f_p(\text{NBN})$ 随磁场 F_{v0} 的增大而增大,峰值增高变尖.在强驱动力作用下,搓衣板 NBN 产生于磁通平移速度的周期性调制.搓衣板 NBN 尖峰频率间隔也随驱动力的增加而变大.搓衣板 NBN 出现表明在层状 HTSC 中,磁通弹性流中存在有平移序的运动布拉格玻璃相.以上计算结果能很好地符合实验结果,并反映了磁通运动的微观动力学性质.

[1] Koshlev A E and Vinokur V M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3580
 [2] Yaron U et al 1995 *Nature* **376** 753
 [3] Troyanovski A M et al 1999 *Nature* **399** 665
 [4] Kolton A B, Dominguez D and Niels G J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3061
 Dominguez D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 181
 [5] Olson C J, Reichhardt C and Nori F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3757; *Phys. Rev. Lett.* **80** 2197
 [6] Moon K et al 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2778
 [7] Balents L et al 1998 *Phys. Rev. B* **57** 7705

[8] Tsuboi T, Hanaguri T and Maeda A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4550
 [9] Tagawa Y et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3716
 [10] Matsukawa H 1989 *Synth. Met.* **29** F343
 [11] Anna G D, Gammel P L, Safar H, Alers G B and Bishop D J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3521
 [12] Chen Q H and Hu X 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 117005
 [13] Wang J, Zhao Z G, Liu M, Xing D Y and Dong J M 2004 *Europhysics Letters* **65** 89

[14] Zhao Z G , He G L , Wang Y G and Liu M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53**
2751 (in Chinese) [赵志刚、何国良、王永刚、刘 楣 2004 物理

学报 **53** 2751]

Spectrum analysis of voltage noise of moving vortex lattice and dynamic phase transition *

Xu Hai-Ying[†] Zhao Zhi-Gang Liu Mei[‡]

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

(Received 9 October 2004 ; revised manuscript received 18 November 2004)

Abstract

Using Langevin molecular dynamics method , we have studied the voltage noise spectrum generated by current-driven vortices as a function of the magnetic field and current . It is found that the broad band noise (BBN) at low frequencies decreases with increasing magnetic field , it decreases at the magnetic field near the vortex dynamic transition field F_p , and the Lorentz narrow band noise (NBN) at high frequencies appears . As the magnetic field increases near the melting field F_m , the NBN peak goes up and shifts towards higher frequencies . In the elastic motion region of vortices with strong driving currents , NBN exhibits the washboard-like shape . This behavior arises from the periodic modulation of the translational velocity of vortices , suggesting that there is a Bragg glass phase with the translation order in the vortex lattices of the layered superconductors .

Keywords : type II superconductors , voltage noise , dynamic simulation

PACC : 7460 , 7460E , 6120J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174011 and 10274008) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province , China (Grant No. BK2001002) .

[†] Corresponding author .

[‡] Permanent corresponding author . E-mail : dyxing@nju.edu.cn