

第 II 类超导体中磁通运动的低频电压噪声研究^{*}

赵志刚 何国良 王永刚 刘 楣

(东南大学物理系, 南京 210096)

(2003 年 11 月 5 日收到, 2003 年 12 月 12 日收到修改稿)

用有限温度下的分子动力学方法模拟二维无序钉扎磁通系统的低频宽带电压噪声, 计算了磁通运动的电压噪声谱密度, 研究了宽带噪声(BBN)随驱动电流、钉扎强度和温度的变化规律. BBN 随钉扎强度的增加而增大, 反映了 BBN 是磁通运动受体钉扎阻碍而产生的内部耗散. BBN 随温度的升高而减小, 表明热运动部分抵消了体钉扎以及磁通之间相互作用, 软化了磁通线格子, 使磁通运动 BBN 减小. 以上结论与实验相符, 并能解释磁通运动的微观图像.

关键词: 第 II 类超导体, 电压噪声, 动力学模拟

PACC: 7460, 7460E

1. 引 言

对第 II 类超导体混合态中磁通运动的数值模拟不仅可以研究高温超导电磁及输运性质, 并且是探索驱动系统非平衡态行为的有效方法. 量化的磁通线穿过样品形成磁通线格子. 磁通线在磁场中由外加电流作用受到洛伦兹力($f_L = j \times B$). 若磁通被钉扎不产生运动, 则电阻为零; 若磁通以平均速度 v 沿洛伦兹力方向运动, 则产生电阻以及在外加电流方向产生电场($E = -v \times B$). 产生的电场可分为平均分量和噪声(涨落)分量, 后者起因于无规热运动和材料缺陷导致磁通运动的涨落. 研究磁通运动的电压噪声可给出磁通运动的微观图像.

近年来, 对磁通运动电压噪声的实验研究有了很大进展. Tsuboi 等^[1]测量了 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 中磁通熔化场附近由电流驱动的磁通电压噪声, 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 $1/f$ 型, 当磁通运动速度增加到线性流动, BBN 随着减小, 进而出现高频窄带噪声(NBN)^[2]. 体钉扎对 BBN 起重要作用, 而 NBN 被认为是由于表面效应引起的^[3]. Marley 等^[4]研究了干净 II 类超导体 2H-NbSe_2 尖峰效应附近的电压噪声与磁场和电流的关系. Lee 等^[5]报道

了转变温度宽度很大的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜样品中在零电阻温度和超导相变温度处的电压噪声, 并分析零电阻温度处的电压噪声与磁通运动有关, 而相变温度处的电压噪声与磁通的热运动有关. 对第 II 类超导体磁通运动噪声的数值计算表明电压噪声与磁通的运动有关^[6,7], 并用它判断动力学相变^[8-10], 但对电压噪声与热运动关系的理论计算研究尚未见报道.

本文用有限温度下的分子动力学模型模拟二维无序钉扎磁通系统的低频 BBN 的动力学行为. 我们计算了磁通运动的电压噪声谱密度, 发现低频 BBN 能反映磁通运动的电压涨落. 同时研究了 BBN 与驱动电流、钉扎强度及温度的关系. 发现 BBN 在磁通开始运动时有一个极大值, 而在磁通弹性流动区域减小, 表明了 BBN 值与磁通运动内部作用引起的耗散有关. 在磁通开始运动的临界电流处, BBN 的极大值随钉扎强度的增加而增大, 随温度的升高而减小. 这些结论与实验结果^[1-5]符合很好, 并能解释磁通运动的微观图像.

2. 运动方程及公式

我们构造了一个简单的二维($x-y$ 平面)磁通线格子模型, 磁场沿着平面的垂直方向. 选取 N_p 个钉

^{*} 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.

扎中心随机地分布在该平面上,形成一个无序钉扎系统.在该系统中,当沿着 x 方向施加驱动电流时,其作用在磁通格子上的洛伦兹力 $F_L = J \times \Phi_0$ 总是沿着 y 方向,这里 J 是外加的驱动电流, Φ_0 是磁通量子.考虑到磁通运动还受到无序分布的钉扎力 $F_p(r_i)$ 、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} 的作用,第 i 个磁通的过阻尼运动方程表示如下^[8]:

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

这里 η 表示粘滞系数(取 $\eta = 1$), V_i 是第 i 个磁通某一时刻的速度, r_i 表示第 i 个磁通的位置.我们用具有衰减因子的高斯势阱来模拟点钉扎势,得到作用在第 i 个磁通格子上的钉扎力为

$$F_p(r_i) = -F_{p0}f_0 \sum_{k=1}^{N_p} \frac{r_i - R_k}{R_{pin}} \exp(-|(r_i - R_k)R_{pin}|^2), \quad (2)$$

式中 R_k 表示第 k 个钉扎中心位置, $F_{p0}f_0$ 代表钉扎力强度.取 $f_0 = \Phi_0^2/8\pi^2\lambda^3$ 作为单位力,其中 λ 为超导穿透深度.磁通间相互作用采用具有对数形式的长程排斥作用,其作用力为

$$F_{vv}(r_i) = F_{v0}f_0 \sum_{(i \neq j)} \frac{(r_i - r_j)\lambda}{|(r_i - r_j)\lambda|^2}, \quad (3)$$

式中 $F_{v0}f_0$ 代表磁通间相互作用力的强度,该作用力的范围取 4λ .考虑到热涨落效应的影响,高斯热噪声产生的布朗力为

$$F_{th} = F_{th0}f_0(T) \sum_j \delta(t - t_j) \chi(t_j) \Theta(p - q_j), \quad (4)$$

式中 $F_{th0}f_0$ 代表热涨落力的强度,它正比于温度值^[9]. $\chi(t_j)$ 是具有平均值为零、宽度为 1 的高斯分布随机数, t_j 表示第 j 个时间步长. p 是噪声项在给定磁通上的概率, q_j 取 0 到 1 之间均匀分布的随机数. $\Theta(x)$ 是单位阶梯函数.

模拟中所取的二维矩形系统的尺寸为 $24 \times 24 a_0^2$ (长度都以 $a_0 = 1$ 为单位),并采用周期性边界条件.该系统中,选取磁通量子数 $N_v = 200$,系统钉扎数 $N_p = 1000$.其他参数为 $\lambda = 4.0$, $R_{pin} = 0.2$, $p = 0.4$, $F_{p0} = 2.0$, $F_{v0} = 0.1$ 和 $F_{th0} = 1.0$,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 个磁通运动的速度平均值 $V(t) = \langle V_i(t) \rangle$.为了计算磁通运动噪声,首先定义纵向电压噪声谱密度

$S(f)$,

$$S(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt V(t) e^{i2\pi ft} \right|^2, \quad (5)$$

式中 $V(t)$ 是 t 时刻所有磁通 y 方向的平均速度,它表示纵向电压.时间 t 积分从 1 到 131072 个有效的 Monte-Carlo 步.在计算积分时,前 10000 个 Monte-Carlo 步不计入计算.纵向电压噪声 S_0 (或 BBN) 的公式为 $S_0 = \int_{f_1}^{f_2} df S(f)$,对于低频 BBN,式中 $f_1 = 27/131072$, $f_2 = 54/131072$ ^[8].

3. 计算结果及讨论

首先固定洛伦兹力而对磁通运动产生的电压噪声进行频谱分析.我们计算了在 $F_L = 0.6$ 时(磁通以低流速运动)电压噪声 $S(f)$ 与频率 f 的关系,计算结果表示在图 1 中.从图 1 可以看出,在 $f < 0.004$ 的频率区, $S(f)$ 随频率的增加在一个很宽的区域平稳下降.在 $f > 0.004$ 的频率范围, $S(f)$ 的值并无规律,噪声的频率平均值趋于零.根据电压噪声的频谱展开我们可以看出,在计算 S_0 时, f 值取 $f_1 = 27/131072$ 和 $f_2 = 54/131072$ 之间的低频平均值得到的 BBN 能有效和正确地反映磁通运动的电压涨落.而在高频区的电压噪声不能反映磁通运动的耗散情况.

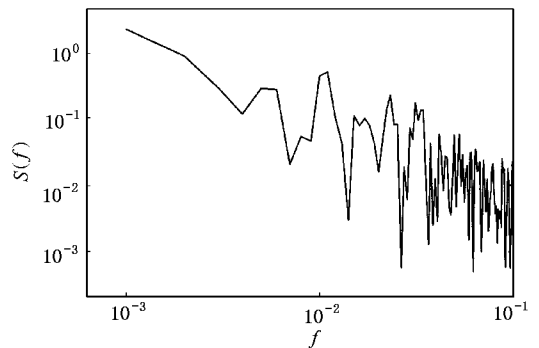


图 1 电压噪声的频谱展开图

其次,我们计算了磁通运动的平均速度 V 以及 BBN 随洛伦兹力 F_L 的变化关系,如图 2 所示.图 2 中平均速度 V 用方块和虚线表示,纵向电压噪声 S_0 用黑圆点和实线表示.把纵向平均速度刚出现(取 $V = 0.01$)所对应的驱动力定义为临界脱钉扎力 F_c .

($= 0.6$), S_0 峰值所对应的驱动力定义为 F_p ($= 1.0$), S_0 趋于零 (< 0.01) 所对应的驱动力定义为 F_m ($= 2.2$). 通过分析磁通运动与 S_0 的关系, 我们得到下述推论.

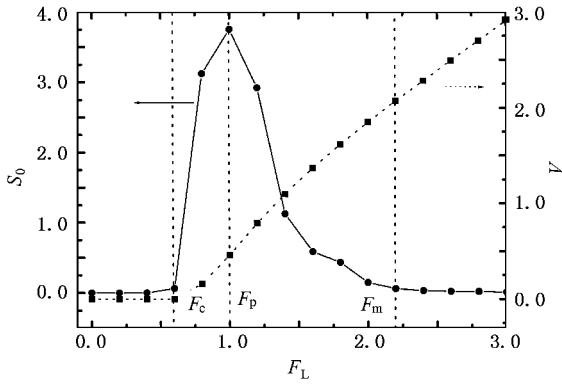


图2 V 和 BBN 随洛伦兹力 F_L 的变化关系

(1) $F_L < F_c$. 磁通晶格处于钉扎状态. 此时磁通不能运动, 也没有电压噪声产生.

(2) $F_c < F_L < F_p$. 磁通晶格处于塑性流动区域 ($V > 0.01$). 此时部分磁通脱钉流动, 部分磁通仍被钉扎住, 运动速度相差很大, 磁通之间由于相对运动产生了较大的内耗, 在这个区域内纵向电压噪声很快增大. 到 $F_L = F_p$ 时所有磁通都脱钉, 此时 BBN 也达到了极大值, 然后开始减小.

(3) $F_p < F_L < F_m$. 随 F_L 进一步增大, 磁通逐渐以相同的速度流动, 在 $F_L = F_m$ 处磁通晶格已形成整体运动状态. 由于在此区间磁通之间相对运动的内耗减小, 电压噪声从 F_p 处极大值开始下降. 当 $F_L > F_m$ 时, 可以看出此时磁通运动的平均速度随着驱动力的增大呈线性变化, 磁通之间几乎没有相对运动, 因此电压噪声基本上消失.

我们的计算结果与实验基本一致^[1-4], 由此得到以下结论: 磁通运动的电压噪声主要由磁通之间的相对运动所产生的内耗引起, BBN 在磁通运动起始时极大, 在运动呈稳定的线性变化状态减小到零.

随后, 改变系统中的钉扎强度 $F_{p0} = 1.0, 1.5, 2.0$, 我们得到了电压噪声与 F_L 的变化关系, 如图 3 所示. 分析图 3 曲线可以看出, 系统中的钉扎强度 F_{p0} 由 1.0 增加到 1.5 和 2.0 时, 临界脱钉扎力 F_c 由 0.2 增大到 0.4 和 0.6, BBN 的极大值分别为 1.70, 2.75, 3.80. 这是因为在无序钉扎的磁通系统中, 钉扎强度越大, 钉扎中心对磁通线运动的阻碍越大. 为

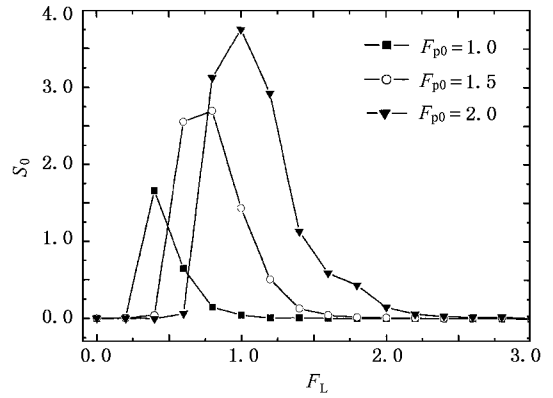


图3 不同钉扎强度下 BBN 与 F_L 的变化关系

了使磁通线能够脱钉运动, 必须有更大的外加驱动力, 所以临界脱钉扎力 F_c 会随着钉扎强度的增大而增大. 而 BBN 的大小反映磁通线运动受阻尼情况, 随钉扎强度增大, 磁通线运动受阻尼而产生的内耗增大, 因而 BBN 增大. 这与文献 [4] 报道的 $2H-NbSe_2$ 中 BBN 随磁场和电流的增加而增大是相符的. 在尖峰效应附近, 增强磁场可等价地用增大系统的无序钉扎强度来表示^[9].

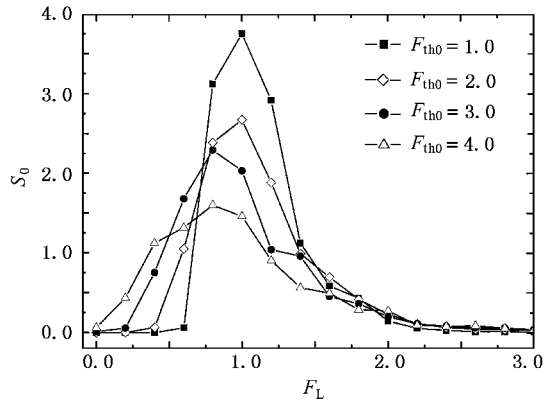


图4 不同热噪声强度下 BBN 与 F_L 的变化关系

最后, 我们调节与温度成正比的热噪声强度参数 F_{th0} 分别为 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 得到了在不同 F_{th0} 下的 BBN 与 F_L 的变化关系, 如图 4 所示. 由图 4 可以看出, 当 F_{th0} 增大时, 系统的临界脱钉扎力 F_c 由 0.6 逐渐减小到零, 而 BBN 分别为 3.8, 2.7, 2.3, 1.6, 也呈逐渐减小的趋势. 由此我们得到以下结论: 随着系统温度的增高, 磁通格子的 F_c 逐渐减小, 而且磁通运动的 BBN 也相应减小. 这是因为热运动也是磁通脱钉扎的动力. 当系统的温度增大时, 由于热激发能克服钉扎作用导致磁通“蠕动”, 所以磁通变

得容易脱钉.同时,热运动的增强压制了磁通之间相互作用,软化了磁通线格子,因此当系统的温度增高时,磁通运动的 BBN 反而减小.我们的计算结果能很好地解释磁通运动低频 BBN 是由于磁通运动涨落和无规热运动引起的^[5].

4. 结 论

我们研究了无序钉扎系统中低频 BBN 随驱动

电流、钉扎强度和温度的变化规律, BBN 随着钉扎强度的增大而增大,随温度的升高而减小,反映了 BBN 的本质是由磁通间的相对运动而产生的耗散.由于热激发能克服钉扎作用以及抵消了磁通之间相互作用,所以磁通变得容易脱钉运动而使 BBN 减小.因此,当系统的温度增大时磁通运动的纵向电压噪声减小.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动力学性质.

- [1] Tsuboi T , Hanaguri T , Maeda A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4550
 [2] Cooper K B , Eisenstein J P , Pfeiffer L N *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 22680
 [3] Anna G D , Gammel P L , Safar H *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3521
 [4] Marley A C , Higgins M J , Bhattacharya S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3029 ; Rabin M W , Merithew R D , Weissman M B *et al* 1998 *Phys. Rev. B* **57** R720

- [5] Lee J H , Lee S C , Khim Z G 1989 *Phys. Rev. B* **40** 6806
 [6] Olson C J , Reichhardt C , Nori F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3757
 [7] Kolton A B , Dominguez D , Niels G J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3061
 [8] 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]
 [9] Wang J , Zhao Z G , Liu M *et al* 2004 *Europhys. Lett.* **65** 89
 [10] Cao Y G , Jiao Z K 2000 *Chin. Phys.* **9** 61

Study on lower-frequency voltage noise of moving vortex lattice in type- II superconductors^{*}

Zhao Zhi-Gang He Guo-Liang Wang Yong-Gang Liu Mei
 (Department of Physics , Southeast University , Nanjing 210096 , China)
 (Received 5 November 2003 ; revised manuscript received 12 December 2003)

Abstract

Using finite-temperature molecular dynamic simulations , we study the lower-frequency voltage noise in two-dimensional random-pinning-vortex lattices . We calculate the voltage noise spectrum of the vortex motion , and obtain the broadband noise (BBN) as a function of the driving current , pinning strength , and temperature . It is found that BBN increases with the pinning strength , and decreases with increasing temperature . These results are consistent with experiments and may be understood in terms of the microscopic dynamics of vortex motion .

Keywords : type- II superconductors , voltage noise , dynamic simulation

PACC : 7460 , 7460E

* 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) .