

# 非理想第二类超导体局域磁弛豫的计算模拟： 非均匀钉扎势和表面势垒影响\*

刘 峰 阎守胜

(北京大学物理系和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

(2000 年 4 月 2 日收到)

从热激活模型出发,对非理想第二类超导的局域磁行为进行了计算模拟.讨论了超导体体内非均匀钉扎势和表面势垒对局域磁通运动的影响.计算结果表明,体内非均匀钉扎势对磁通线的运动产生大的阻碍,表面势垒明显抑制了磁通线的进入和离开样品.相对于样品的平均磁弛豫行为和平均磁滞回线,非均匀钉扎以及扫场速率的差异更强地显示在样品的局域磁行为中.

关键词:非理想第二类超导体,局域磁弛豫,非均匀钉扎,表面势垒

PACC: 7460G, 7560, 7440

## 1 引 言

高温超导体由于具有高临界转变温度、小的相对于长度和大的各向异性,成为研究磁通性质的理想材料.其中磁通动力学是研究工作的一个热点<sup>[1]</sup>.

Anderson 等人<sup>[2]</sup>提出了磁通线运动的热激活模型,预言了磁化强度随时间对数的衰减规律,并为实验所证实.在高温超导体磁弛豫行为的研究中,人们又进一步修正 Anderson-Kim 模型,提出了基于  $U(j)$  非线性的形式<sup>[3-5]</sup>.由于无法从实验上直接测量  $U$  与  $j$  的关系<sup>[6]</sup>,一般的做法是测量样品的宏观磁矩随时间的关系,与相应的理论模型比较,从中得到有效激活能和磁通蠕动的对数时间尺度<sup>[7]</sup>,其结果显然依赖于使用的模型以及所用的拟合参数.而由于 Anderson-Kim 模型的简洁和方便,在理论分析和对实验结果的了解中仍被广泛采用.

Frankel 等人<sup>[8]</sup>提出几何效应对磁弛豫测量的影响. Tamegai 等人<sup>[9]</sup>利用一组霍尔探头测量了 YBCO 单晶样品的磁化曲线,得到了与平均磁测量不同的结果.之后 Brawner 等人<sup>[10,11]</sup>进一步对局域磁弛豫进行了研究. Abulafia 等人<sup>[11]</sup>在 YBCO 单晶样品上,利用一组微 Hall 晶片测量了样品局域磁场分布随时间的演化过程,他们利用扩散方程对实验

结果进行分析,得到了与模型无关的局域有效激活能.同时,实验结果清楚地显示了样品中不同位置磁弛豫行为的差异.随后的一些实验进一步证实了局域的磁测量可以揭示出在整体测量中观测不到的一些重要行为,局域磁行为从而引起了人们广泛的关注.

在高温超导体的磁弛豫研究中,计算模拟是另一种重要的研究方法,它可以较容易地给出对理论模型的检验以及对局域电磁行为的研究. Brandt 等人<sup>[12-14]</sup>先后对超导体的磁行为进行了计算模拟,并给出了各种模型比较. 聂惠芬等人<sup>[15]</sup>曾经较详细的研究了均匀钉扎势情况下加场速率和自组织临界现象对磁弛豫的影响.对于实用的高温超导材料,如用熔融织构等方法生长的 YBCO 块状样品,样品中将有许多的缺陷,形成一系列不同强度的影响磁通线在其体内运动的钉扎势.本工作详细讨论了非理想第二类超导样品局域磁场在存在非均匀钉扎势情况下磁弛豫行为和不同扫场速率对磁滞回线的影响.同时讨论了表面钉扎势对超导体磁行为的影响.

## 2 模型及计算方法

对非理想第二类超导体,当外磁场  $H > H_{c1}$  时,磁场在其体内以磁通线的形式存在.磁通线的运动

\* 国家自然科学基金(批准号:19734001)资助的课题.

可用扩散方程描述<sup>[12]</sup>

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}), \quad (1)$$

其中  $\mathbf{v}$  是磁通线运动的速度. 根据 Anderson-Kim 的热激活模型, 磁通线越过钉扎点的概率可以用 Arrhenius 关系式表示,

$$\omega = \omega_0 \exp\{-U/k_B T\}, \quad (2)$$

其中  $\omega$  是磁通线跃迁的概率,  $\omega_0$  为磁通线跃迁的尝试频率,  $U$  是有效激活能. 局域磁场行为可用磁通线的运动来描述. 为了方便, 将局域磁场同样记为  $B$ . 在一维情况下利用 (1) 和 (2) 式可得到局域磁场  $B(r, t)$  的表达式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_{\text{out}}(r, t)}{\partial t} &= -\omega_0 \sum_{r'} B(r', t) \exp\left\{-\frac{U_{r, r'}}{k_B T}\right\}, \\ \frac{\partial B_{\text{in}}(r, t)}{\partial t} &= \omega_0 \sum_{r'} B(r', t) \exp\left\{-\frac{U_{r', r}}{k_B T}\right\}, \\ \frac{\partial B(r, t)}{\partial t} &= \frac{\partial B_{\text{out}}(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial B_{\text{in}}(r, t)}{\partial t}, \quad (3) \end{aligned}$$

式中  $U_{r, r'}$  是磁通线从点  $r$  跃迁到  $r'$  点时的有效激活能, 与局域的电流密度有关. 在研究非均匀钉扎势的影响时, 这里仍简单地采用 Anderson 等人的有效激活能与等效电流间的线性关系  $U = U_0(1 - j/j_0)$ , 其中  $j$  是超导体体内的等效电流密度,  $j_0$  是临界体电流密度. 在局域磁通蠕动的计算模拟时, 可以将等效电流用磁场在超导体内的分布表示<sup>[16]</sup>. 将有效激活能改写为

$$U_{r, r'} = U_r - U_r \frac{[B(r, t) - B(r', t)] \times \text{sgn}\{B(r, t)\}}{\alpha j_0}, \quad (4)$$

其中  $U_r$  和  $U_{r'}$  分别为点  $r$  和  $r'$  处的局域钉扎势,  $\alpha$

是与样品几何性质有关的系数,  $B(r', t)$  是与  $r$  点相邻的  $r'$  点附近的平均磁感应强度.

### 3 结果及讨论

#### 3.1 非均匀钉扎势的影响

实用高温超导材料由于本身的特征和制备工艺等的原因, 其体内存在各种缺陷, 导致非均匀钉扎势存在. 通过计算模拟对存在非均匀钉扎势的情况进行了讨论. 为了与均匀钉扎势的情况相对照, 同时给出了相同参数下的两种情况的结果. 计算中取样品点阵为 51 点, 点间距为  $20 \mu\text{m}$ ,  $U_0 = 16 k_B T$ ,  $\alpha j_0 = 0.25 T$ ,  $\omega_0 = 10^6/\text{s}$ ,  $\Delta t = 10^{-2} \text{s}$ , 外磁场变化速率为  $0.005 T/\text{s}$ . 图 1(a) 是均匀钉扎势下的结果, 随外场的增加, 磁场逐渐进入样品内部, 并直接形成了 Bean 模型<sup>[17]</sup>的磁场随样品各点的位置线性变化的结果, 从而验证了 Bean 模型对均匀钉扎势的有效性. 图 1(b) 给出了非均匀钉扎势的结果, 钉扎势的分布是从  $12 k_B T$  到  $20 k_B T$  随机产生的, 计算中所用的钉扎势随位置的分布在图 2 中给出. 从图 1(b) 中可见, 由于非均匀钉扎势的影响, 样品内部磁场分布明显不同于均匀钉扎时的情况. 磁场从样品边缘不对称的进入体内, 形成穿透中心的偏移. 同时, 相同外场下, 磁通线进入超导体体内的量显著减小, 可见非均匀钉扎势对磁通线的运动有明显的阻碍作用. 需要指出的是, 由于磁通线的跃迁概率与钉扎势有关, 因而非均匀钉扎势随位置分布的不同, 得到的局域磁场的行为也会有差异.

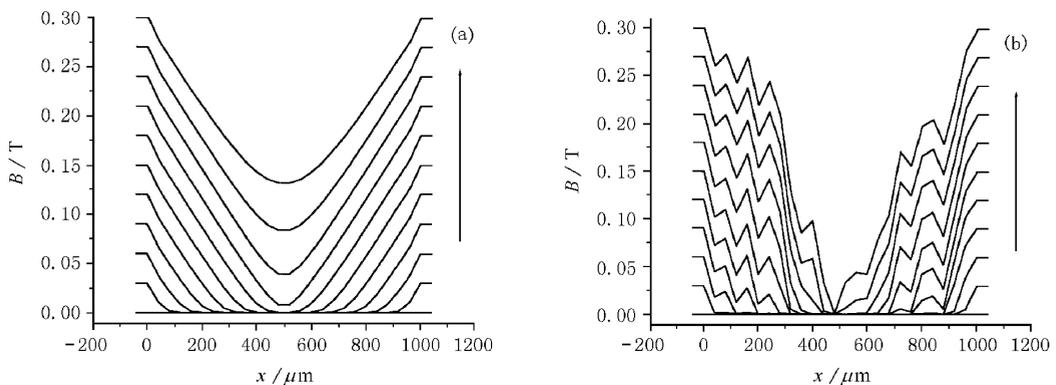


图 1 升场速率为  $0.005 T/\text{s}$  外场从  $0 T$  到  $0.3 T$  每隔  $0.03 T$  时, 样品的局域磁场分布随外场的变化 (a) 均匀钉扎情况 (b) 非均匀钉扎情况

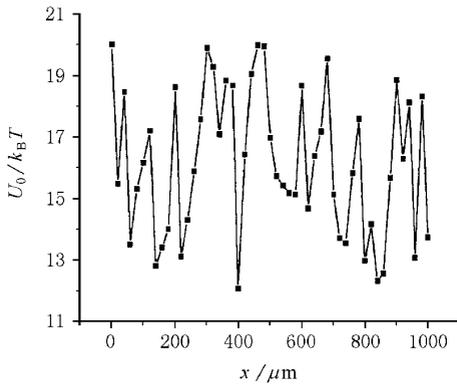


图 2 非均匀钉扎势的分布

### 3.2 固定外场下的磁弛豫

当非理想第二类超导体外部瞬时加一外场  $H > H_{C1}$  时,由于存在磁场梯度,磁通线将逐渐进入超导体内部,在外场减小到零时,磁通线将逐渐从超导体体内逸出.根据 Anderson 的磁通热激活理论,磁通线在驱动力和钉扎力的作用下,将导致样品的磁化强度随对数时间变化.图 3 给出了均匀钉扎势和非均匀钉扎势时样品局部点和样品整体平均的磁场随时间的变化情况.从图中可见,对于非均匀钉扎势

的情况,尽管样品的平均弛豫率在场和去场情况下和均匀钉扎势情形相比相差不大,但局域点的行为却有明显的不同.相对于均匀情形有的弛豫率增大,有的减小.一个显著的特点是当存在外场时,局域点的磁场经过较长时间的弛豫后并不趋于外场.去除外场后,磁场并不像均匀钉扎势时,在较长时间后完全消失,而是存在剩余磁通.这一结果虽然没有考虑表面钉扎势的影响,但它清楚地表明非均匀钉扎势对磁通线有更强的束缚力.在利用高温超导材料的剩余磁通做永磁体应用时,引入“强钉扎中心”是很有效的方法.

### 3.3 不同扫场速率的比较

Abulafia 等人<sup>[1]</sup>通过实验证实了磁通线的运动过程可以用扩散方程来描述.这样磁通线在超导体内的扩散过程将直接受到钉扎势和外场变化速率的影响.聂惠芬等人做了均匀钉扎势时磁场分布随外场变化的情况的研究.我们选取两种磁场变化速率 0.005 T/s 和 0.01 T/s,其他参数与图 1(b)计算中相关的参数相同,做了非均匀钉扎势时的模拟,图 4 和图 5 给出了结果.当外场变化速率小时,磁通线由于有充分的时间来调整它的位置,可较多进入样品

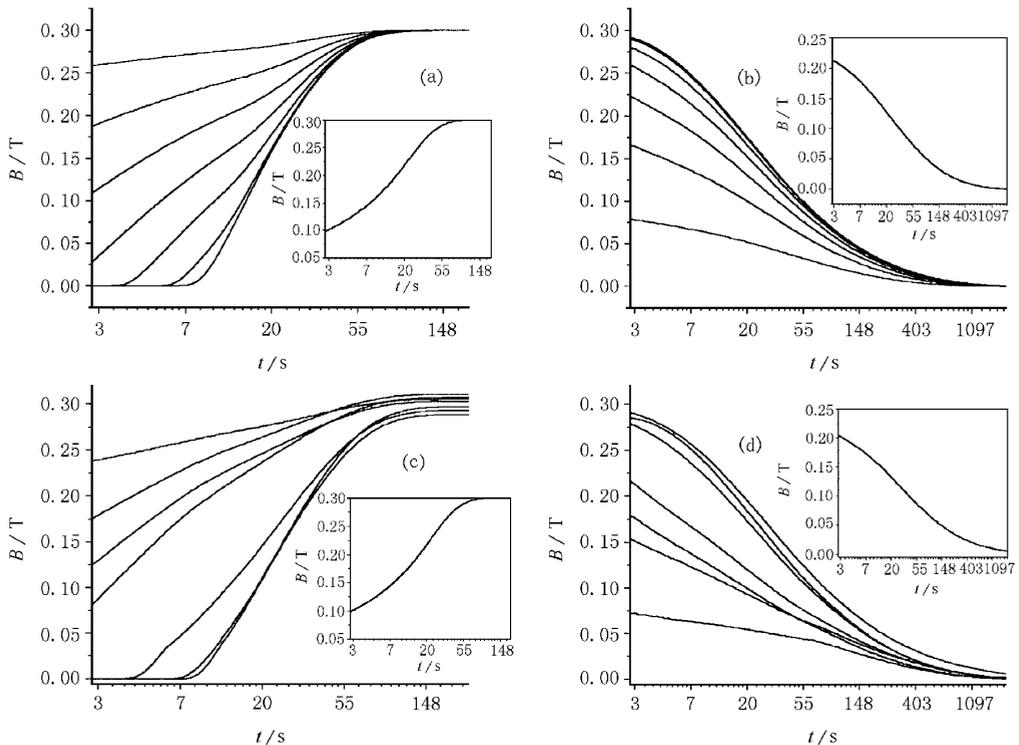


图 3 样品局域点的磁场随时间的变化 (a)(b)分别是均匀钉扎势加场和去场情况 (c)(d)分别是非均匀钉扎势加场和去场情况.图中的小图给出了样品平均磁场随时间的变化

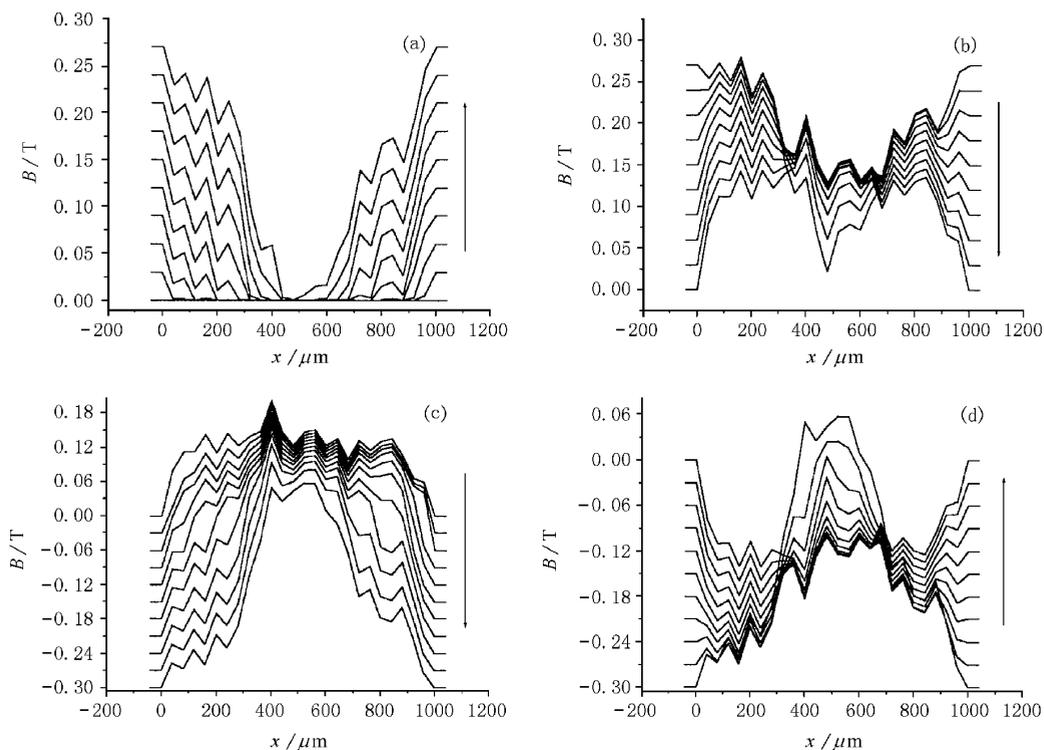


图4 非均匀钉扎情况外场变化速率为  $0.005 \text{ T/s}$  ,间隔  $0.03 \text{ T}$  时样品的局域磁场分布随外场的变化 (a)外场从  $0 \text{ T}$  升至  $0.3 \text{ T}$  (b)外场从  $-0.3 \text{ T}$  降至  $0 \text{ T}$  (c)外场从  $0 \text{ T}$  降至  $-0.3 \text{ T}$  (d)外场从  $-0.3 \text{ T}$  升至  $0 \text{ T}$

内部.当外场变化速率大时,只有边缘点的磁场可以跟上外场变化,磁通线穿入较少.从图4(a)和图5(a)中可见开始阶段在相同的外场下磁通的进入量仅略有不同.但是,随着扫场的进一步进行,不同扫场速度对应的磁场分布的差别明显增大,以至于图4(c)和图5(c)中的分布显示出明显不同.这主要是由于磁通线在超导体体内的运动不但取决于钉扎势的作用,而且与磁通分布的历史状态有关.从(4)式可见,由于相邻点磁场梯度的不同,会使磁通线的跃迁概率有大的变化.

同时我们给出了非均匀钉扎势时两种速度下各点的磁滞回线,如图6和图7作为对比,同时给出了均匀钉扎势在  $0.005 \text{ T/s}$  下的磁滞回线图8.从图中可见,具有非均匀钉扎势时,局域点的磁滞回线随外场有明显的不同于均匀钉扎势的线型,这主要是由于(2)式中磁通线的跃迁概率不是随磁场梯度线性变化的,以至于在磁滞回线的某些位置出现较大的磁场变化.从图7中可看到当外场变化速率增加时,样品中心点磁场明显滞后于外场的变化.图9给出了不同情况下样品平均磁场的磁滞回线.图9(a)与(c)比较可见,在相同条件下,非均匀钉扎势的存在

起到了阻碍磁通线运动的作用.但由于样品的平均磁场主要决定于边缘点的磁场大小,因而样品的平均磁场随加场速率的变化差别不大,图9(a)(b)中表明随加场速率的增大,在外场相同时,磁通线向样品的穿透略有减弱.由于均匀钉扎和非均匀钉扎和以后讲到的表面钉扎,以及磁场变化速率的不同,仅导致样品整体磁滞回线在量值上有小的差别,而回滞有大体相同的线型,表明了虽然样品宏观性质基本相同,但是其微观表现却可以相差很大.样品的局域磁行为是研究各种影响因素的十分灵敏和重要的方法.

### 3.4 表面势垒的影响

高温超导体在制备过程中,不但会引入体缺陷,在其表面也会存在一些缺陷,形成几何表面钉扎.同时当磁场不为零时,在样品表面将产生屏蔽电流,而当样品内部磁通线运动到样品表面附近时,磁通结构会产生畸变,其结果可以用镜像力来描述.一般随着样品制备质量的提高,可以显著抑制几何表面钉扎,因而在本工作中不计算在内.屏蔽电流引起的表面斥力总是排斥磁通线向样品表面运动,镜像力则吸引磁通线向表面运动,两者的竞争形成了表面

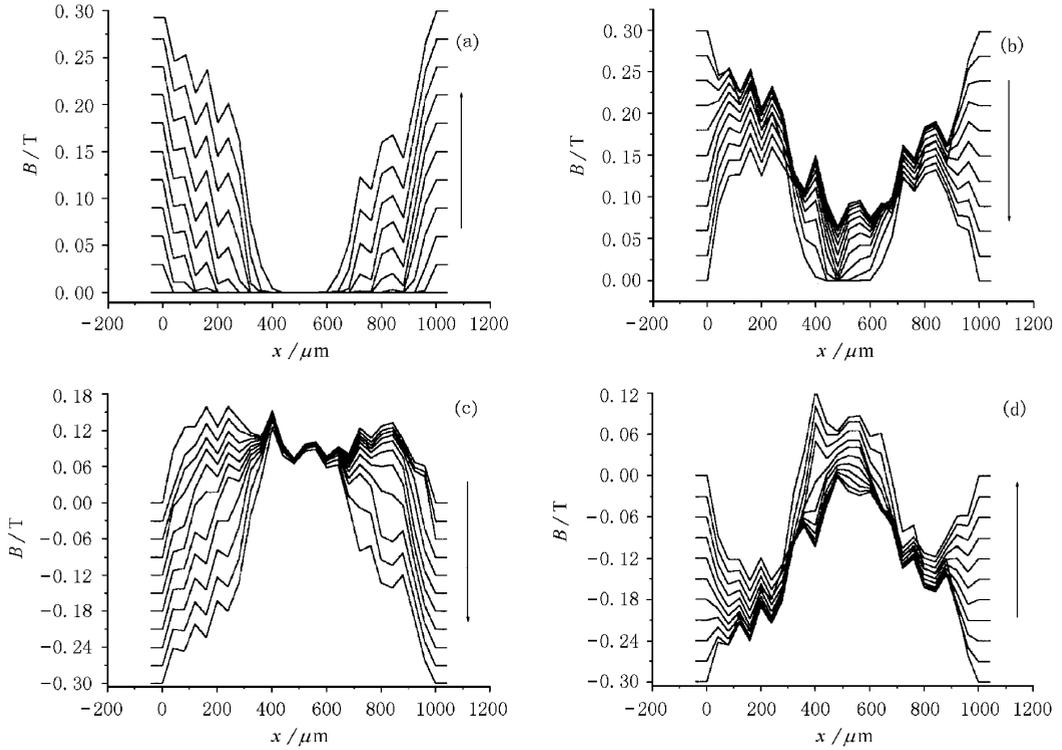


图5 非均匀钉扎情况外场变化速率为 $0.01 \text{ T/s}$ ,每隔 $0.03 \text{ T}$ 时样品的局域磁场分布随外场的变化 (a)外场从 $0 \text{ T}$ 升至 $0.3 \text{ T}$  (b)外场从 $0.3 \text{ T}$ 降至 $0 \text{ T}$  (c)外场从 $0 \text{ T}$ 降至 $-0.3 \text{ T}$  (d)外场从 $-0.3 \text{ T}$ 升至 $0 \text{ T}$

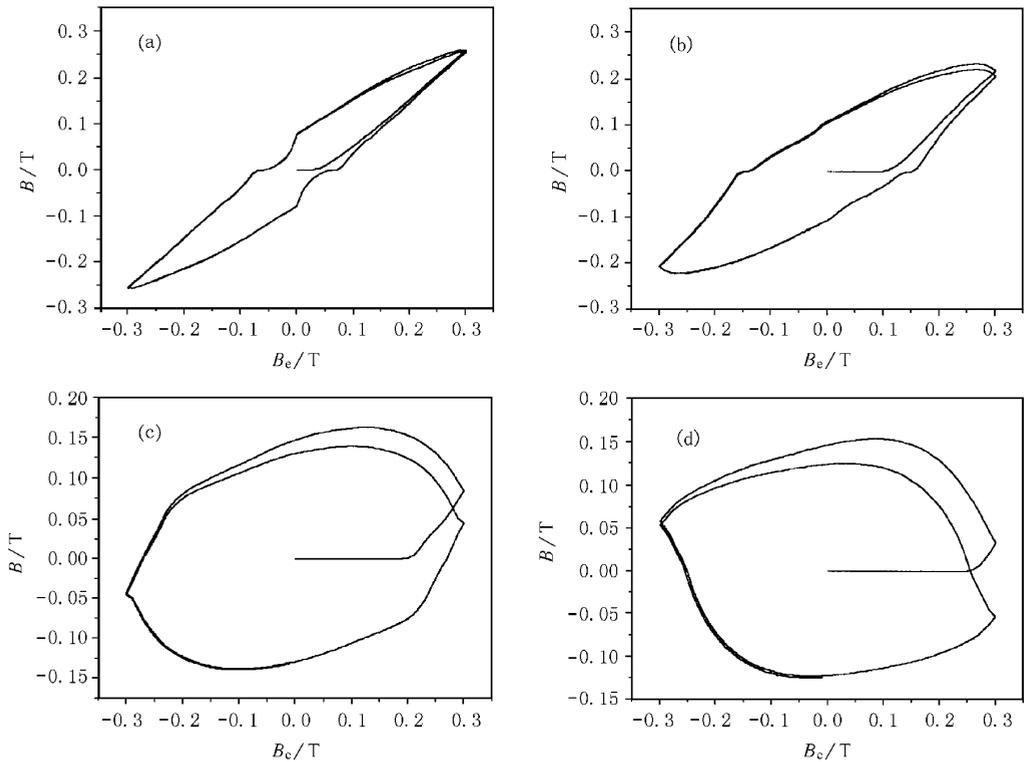


图6 非均匀钉扎势时 $0.005 \text{ T/s}$ 的外场变化速率下局域点的磁滞回线 (a) $x = 20 \mu\text{m}$  (b) $x = 180 \mu\text{m}$  (c) $x = 340 \mu\text{m}$  (d) $x = 500 \mu\text{m}$

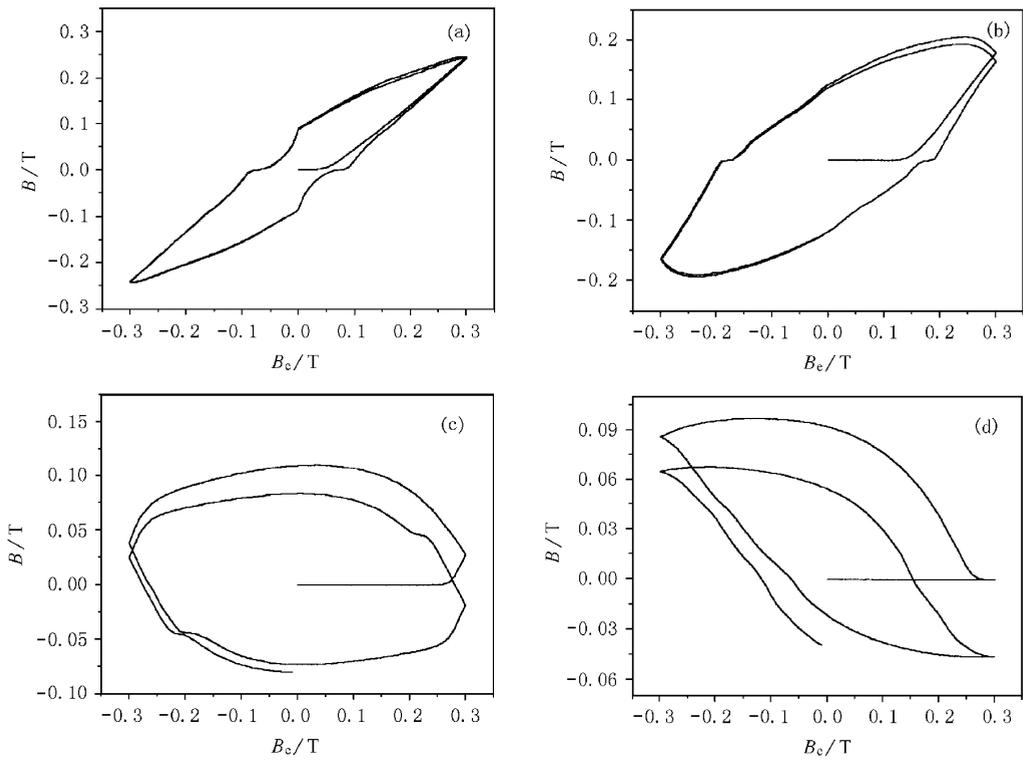


图 7 非均匀钉扎势时  $0.01 \text{ T/s}$  的外场变化速率下局域点的磁滞回线 (a)  $x = 20 \mu\text{m}$  (b)  $x = 180 \mu\text{m}$  (c)  $x = 340 \mu\text{m}$  (d)  $x = 500 \mu\text{m}$

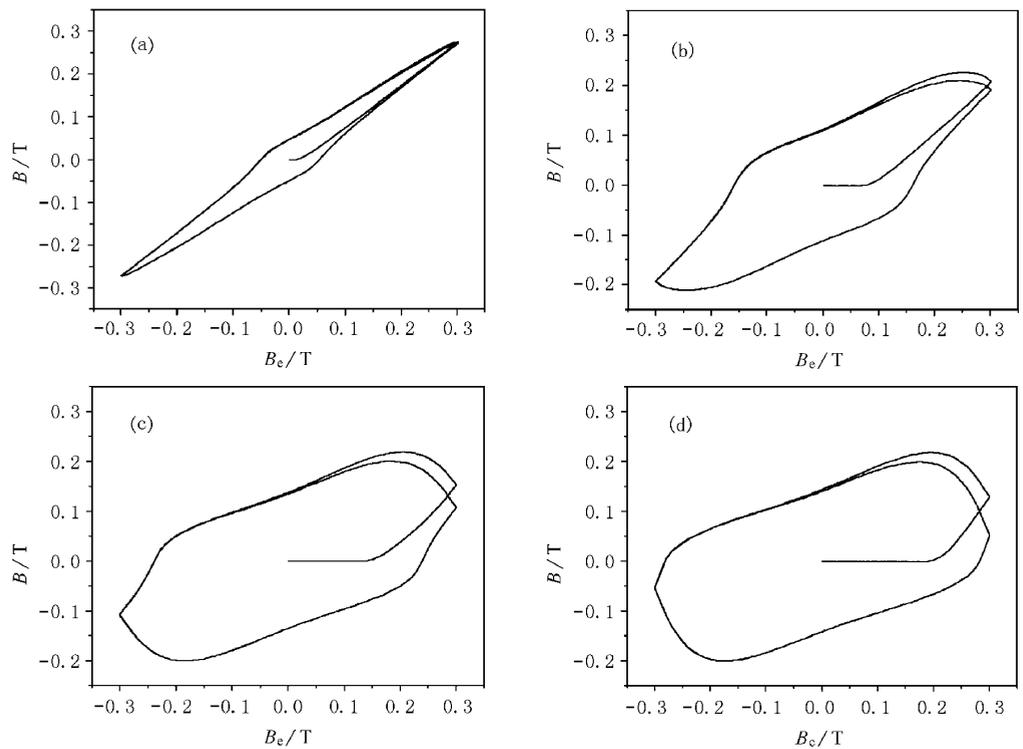


图 8 均匀钉扎势时  $0.005 \text{ T/s}$  的外场变化速率下局域点的磁滞回线 (a)  $x = 20 \mu\text{m}$  (b)  $x = 180 \mu\text{m}$  (c)  $x = 340 \mu\text{m}$  (d)  $x = 500 \mu\text{m}$

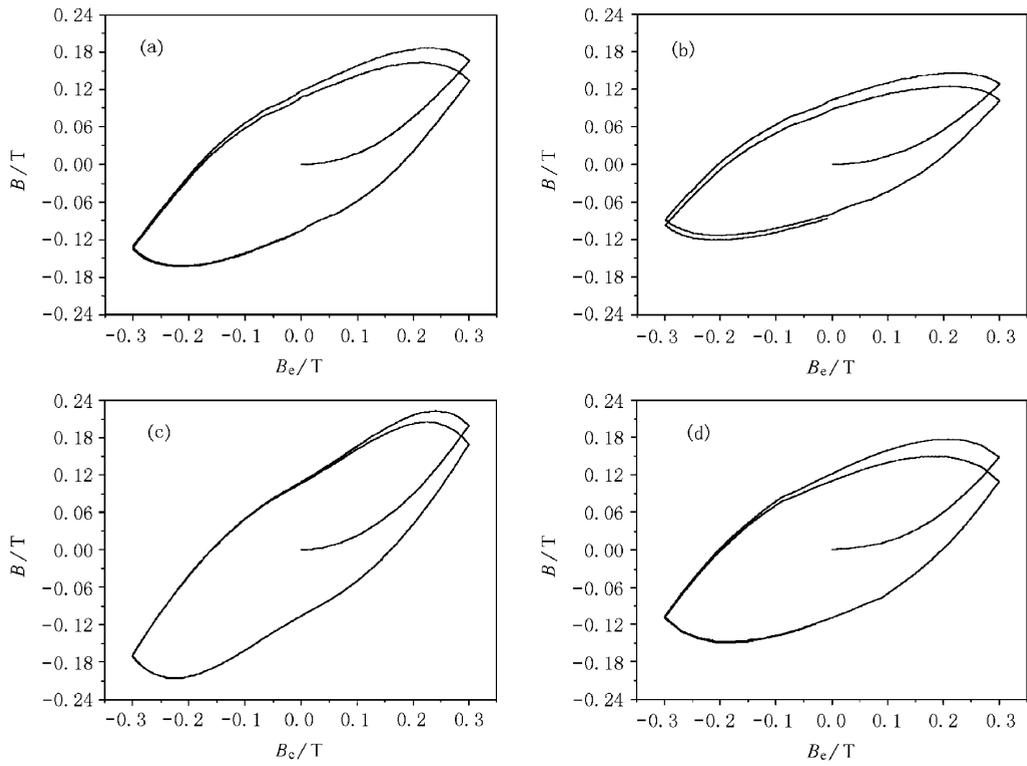


图9 样品平均磁场磁滞回线 (a)非均匀钉扎势,扫场速率为0.005 T/s (b)非均匀钉扎势,扫场速率为0.01 T/s (c)均匀钉扎势,扫场速率为0.005 T/s (d)表面钉扎势,扫场速率为0.005 T/s

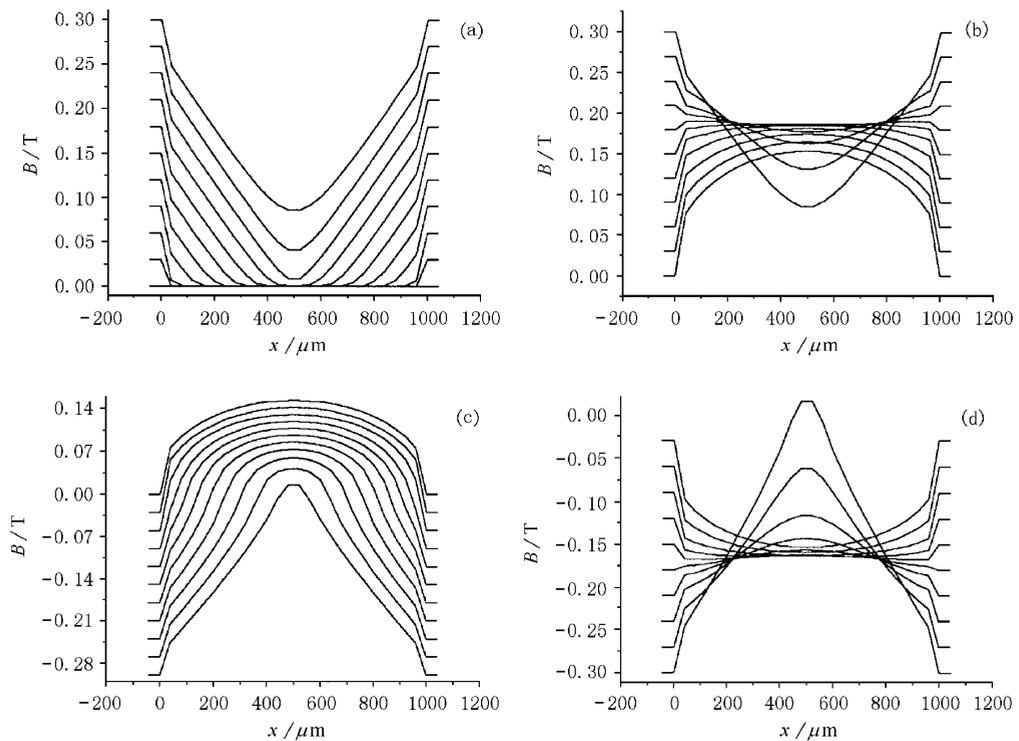


图10 存在表面钉扎势,外场变化速率为0.005 T/s时,每隔0.03T时样品的局域磁场分布随外场的变化 (a)外场从0 T升至0.3 T (b)外场从0.3 T降至0 T (c)外场从0 T降至-0.3 T (d)外场从-0.3 T升至0 T

势<sup>[18]</sup>. 由于表面斥力和镜像力均是单向力, 因而可能产生比体缺陷更大的影响. 我们计算了具有表面钉扎势为恒定的  $4k_B T$  时样品的磁行为. 如图 10 所示, 磁通线的运动明显受到该表面钉扎势的阻碍, 而且从整体的磁滞回线图  $\alpha(d)$  可见, 其结果与图 9 (c) 中具有从  $-4k_B T$ — $+4k_B T$  的体内非均匀钉扎势的情况相当. 同时由于表面钉扎势是样品磁行为本身固有的, 并且小样品的相对表面大, 因而其表面因素对样品的磁性质的影响是值得关注的.

## 4 结 论

本文在磁通线运动的热激活模型的基础上, 通过计算模拟讨论了体内非均匀钉扎势和表面钉扎势对非理想第二类超导体样品磁行为的影响. 计算结果表明, 体内非均匀钉扎势的存在, 明显阻碍了磁通线的运动, 对磁通线有更强的束缚作用. 相对于样品的平均磁滞回线, 均匀钉扎势和非均匀钉扎势以及不同扫场速率等的影响更灵敏的表现在样品局域磁行为上. 计算结果还表明, 表面势垒对小样品的磁行为可有重要的影响.

- [ 1 ] Wen Hai-hu, *Physics* **29**(2000), 69 (in Chinese) [ 闻海虎, 物理 **29**(2000) 69 ]  
 [ 2 ] P. W. Anderson, Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**(1964), 29.

- [ 3 ] M. R. Beasley, R. Labusch, W. W. Webb, *Phys. Rev.* **181**(1969) 682.  
 [ 4 ] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**(1989), 1415.  
 [ 5 ] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **63**(1989), 2303; *Phys. Rev.* **B43**(1991) 6263.  
 [ 6 ] J. R. Thompson, Y. R. Sun, F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B44**(1991) 458.  
 [ 7 ] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**(1994), 1125.  
 [ 8 ] D. J. Frankel, *J. Appl. Phys.* **50**(1979), 5402.  
 [ 9 ] T. Tamegai, L. Krusin-Elbaum, P. Santhanam, M. J. Brady, W. T. Masselink, C. Feild, F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B45**(1992), 2589.  
 [ 10 ] D. A. Brawner, N. P. Ong, Z. Z. Wang, *Phys. Rev.* **B47**(1993), 1156.  
 [ 11 ] Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **75**(1995) 2404.  
 [ 12 ] E. H. Brandt, *J. Mod. Phys.* **B5**(1995), 751; E. H. Brandt, *Physica C* **195**(1991), 1.  
 [ 13 ] O. Pla, F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **67**(1991) 919.  
 [ 14 ] R. Mulet, L. Flores, E. Altshuler, *Physica Status Solidi* **B182**(1994), K31.  
 [ 15 ] Hui-fen Nie, Yu-feng Liu, Yi-mei Huang, Shou-sheng Yan, *Chinese Physics* **9**(2000), 141.  
 [ 16 ] H. G. Schnack, R. Griessen, J. G. Lensink, C. J. van der Beek, P. H. Kes, *Physica C* **197**(1992), 337.  
 [ 17 ] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**(1962) 250.  
 [ 18 ] P. Bean, J. P. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**(1964), 14.

# SIMULATION ON LOCAL FLUX CREEP IN NON-IDEAL TYPE- II SUPERCONDUCTORS :THE EFFECT OF NON-UNIFORM PINNING POTENTIAL AND SURFACE POTENTIAL \*

LIU FENG YAN SHOU-SHENG

( *Department of Physics and Mesoscopic Physics State-Key Laboratory ,  
Peking University ,Beijing 100871 ,China* )

( Received 2 April 2000 )

## ABSTRACT

Based on the thermally activated model ,the flux creep process in the case of non-uniform pinning potential and surface pinning potential in nonideal type II superconductors is studied through computer simulation. Global and local magnetization curves are calculated and the logarithmic time dependence of local magnetic induction under a constant external field is examined. The results show that the motion of the flux is much restrained in the non-uniform case and the flux line is easy to be captured by the strong pinning center. The surface potential has marked effect in preventing the flux from going into and leaving the sample. Compared with the global behavior ,the local magnetization is much more sensitive to the non-uniform pinning potential and the magnetic field sweep rate.

**Keywords :** non-ideal type-II superconductor , local magnetic relaxation , non-uniform flux pinning , surface potential barrier

**PACC :** 7460G , 7560 , 7440

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 19734001 ).