

# 无序超导体磁通运动的两次退钉扎 效应和重新进入超导相<sup>\*</sup>

何国良 贺延文 赵志刚 刘 楣<sup>†</sup>

(东南大学物理系, 南京 210096)

(2005 年 5 月 24 日收到 2005 年 7 月 1 日收到修改稿)

考虑平面内和不同平面磁通之间的相互作用力, 计算了无序各向异性超导体中磁通运动的平均速度、微分电阻随驱动力  $F_1$  的变化规律, 用层间关联函数  $C_z$  的值来判断 2D 塑性流动和 3D 关联流动的运动图像. 观察到随着外驱动力的增大微分电阻出现两个尖峰, 它对应着磁通运动存在两次退钉扎现象. 在一定层间耦合条件下, 在微分电阻双峰之间, 可观察到重新进入微分电阻为零的钉扎相. 这与最近实验上新发现的无序弱钉扎超导体有重新进入超导相的巨大峰值效应相吻合. 同时, 也可发现随着驱动电流的增大, 磁通运动出现由 2D 塑性流动到 3D 弹性流动的相变, 这一维度的变化对应着微分电阻  $dV/dI$  曲线中的二次峰位置. 并证明当层间耦合(即代表磁场的大小)在一定范围时, 3D-2D 相变对应的临界电流随磁场的增大而增大, 反映了第二磁化峰附近的磁通格子软硬度改变的微观图像.

关键词: 第 II 类超导体, 磁通线格子, 钉扎, 峰值效应

PACC: 7460, 7460E, 7430F

## 1. 引 言

在第 II 类超导体混合态中磁通线穿过样品, 由于涡旋状超流的屏蔽形成了一个关联的磁通线格子系统(简写 FLL). 对 FLL 的动力学性质研究已提出了塑性流动和关联流动的图像<sup>[1]</sup>. 首先, 第 II 类超导体  $\text{NbSe}_2$  材料中的小角度中子散射实验<sup>[2]</sup>和磁谱法<sup>[3]</sup>发现, 磁通运动作为驱动力的函数可分为三个状态: 磁通塑性流动态和在较高速度下的近晶态和运动布拉格玻璃态(MBG). 当外加电流超过临界电流时, 部分磁通开始运动, 使得磁通整体流动速度不为零, 此状态称为塑性流动相; 进一步增大外加电流, 所有的磁通都脱离了钉扎的束缚, 开始运动并逐渐出现有横向序的近晶相, 最后形成了整体关联流动的 MBG 相.

最近的实验研究发现在  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}\text{Zr}_2$  超导体中<sup>[4]</sup>, 磁通运动随磁场或随驱动力的变化出现不平常的新现象, 即在塑性流动中的两次退钉扎现象和

重新进入超导相行为. 他们首次发现在弱无序第 II 类超导体中, 当磁场或驱动力增大到临界状态时磁通第一次退钉扎产生了非零电阻. 在电阻增大到第一峰值后转而变小, 磁通又重新进入钉扎态(甚至进入到零电阻的超导相)称为重新进入超导相行为. 然后随着磁场或驱动力增大又发生了第二次退钉扎运动, 电阻增大到第二峰值时进入关联运动. 他们证明了弱钉扎超导体具有两次退钉扎现象和重新进入超导相的巨大峰值效应.

在理论研究方面, Olson 等<sup>[5]</sup>用三维分子动力学方法研究无序钉扎系统中的磁通运动. 他们发现, 随着驱动电流的增大磁通运动出现了明显的 3D-2D 相变, 这一维度的变化正对应着微分电阻  $dV/dI$  曲线中的二次尖峰位置. 并证明当磁场增大到某一值时, 3D-2D 相变对应的临界电流相对增大表现了二次磁化峰的现象. 然而到目前为止, 对于高温超导体输运性质及动力学相变的研究仍是第 II 类超导体研究中的热点课题.

为了研究无序超导体中磁通运动的两次退钉扎

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10174011, 10274008)和江苏省自然科学基金(批准号: BK2002050)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: dyxing@nju.edu.cn

现象和重新进入超导相的峰值效应,我们发展一个 3D 磁通线格子模型<sup>[6,7]</sup>,计算了磁通运动的平均速度、微分电阻和  $z$  轴的关联函数随驱动力  $F_1$  的变化规律. 模拟结果发现随着驱动力的增大, FLL 系统经历了钉扎相、2D 塑性流相、近晶相流相,最后达到 3D 有序的 MBG 相. 在微分电阻随驱动力的变化图像中出现了二个峰值,分别对应着塑性流中两次退钉扎. 我们还从计算的磁通晶格的关联函数随驱动力的变化规律分析了磁通发生两次退钉扎的原因: 即分别退去磁通集体关联形成的钉扎和无序缺陷形成的点钉扎. 在微分电阻二个峰值之间,运动的磁通系统又重新被无序点钉扎固定进入钉扎态,甚至进入到零电阻的超导相. 从计算的  $z$  轴的关联函数判断出在微分电阻二个峰值之间重新进入钉扎相对应着磁通格子 3D-2D 软硬度的改变,微分电阻的第一次峰值对应于磁通线格子退耦合成为 2D 塑性流动,第二次峰值对应于从 2D 塑性流相进入 3D 集体关联运动相,解释了实验上观察到的峰值效应区间重新进入超导相的微观图象<sup>[4]</sup>. 我们还计算了对应于 3D-2D 相变的临界电流随着层间耦合强度的变化,发现对应于这一维度变化的临界电流随磁场增大而反常的增大,反映了第 II 类超导体中第二磁化峰异常行为.

## 2. FLL 模型

在各向异性超导体中,当外加磁场垂直于平面时用 Clem<sup>[6]</sup>建立的 FLL 模型能很好地描述超导混合态的磁性质. 本论文发展了 FLL 模型<sup>[7]</sup>如图 1 所示,用以研究各向异性第 II 类超导体的磁通动力学性质. FLL 系统由独立的磁通涡旋饼构成,磁通饼可以独立的在平面上运动. 在强层间耦合条件下,非关联的 2D 涡旋饼可以耦合成关联的 3D 磁通线格子.

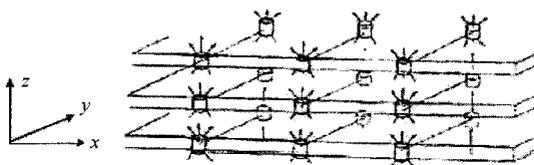


图 1 三维磁通线格子系统

我们构造了一个三维无序 FLL 系统. 面积为  $L_x \times L_y$  平面上有  $N_p$  个平方排列的磁通格子,  $z$  方向有  $L_z$  个平面. 在强层间耦合条件下,  $L_z$  个磁通格点

在  $z$  方向连成一条磁通线,  $N_v$  条磁通线组成了 FLL 系统.  $N_p$  个点钉扎中心随机分布在每个平面内. 当在  $x$  方向施加外电流,所有的磁通格点受到  $y$  方向的洛伦兹力. 我们列出第  $z_l$  层平面,第  $i$  个磁通格子的过阻尼运动方程<sup>[7,8]</sup>为

$$\eta v_i = F_1 + F_p(r_i) + F_{th} + F_w(r_i), \quad (1)$$

式中  $\eta$  是粘滞系数(取  $\eta = 1$ ),  $v_i$  表示第  $i$  个磁通格子的运动速度.  $F_p(r_i)$  是平面内无序钉扎对第  $i$  个格点的作用力,用  $F_{p0}$  表示无序力钉扎力的强度.  $F_{th}$  为高斯型白噪声热涨落力,用  $F_{th0}$  代表热涨落的强度,它正比于温度的平方根.  $F_w(r_i)$  是磁通之间相互作用力,它包括两种力:一种是同一平面内磁通间的相互作用  $F_{2d}(\rho_{i,j}z_l)$ ,另一种是位于同一条磁通线不同平面的相互作用  $F_{3d}(\rho_{i,j}z_l, z_k)$ .  $l$  平面内  $N_v$  个磁通对  $i(r_i, z_l)$  格点的作用力为

$$F_{2d}(r_i, z_l) = f_{2d} f_0 \sum_{i \neq j}^{N_v} K_1 \left( \frac{\rho_{i,j}}{\lambda} \right) \frac{r_{i,j}}{r_{i,j}}, \quad (2)$$

式中平面内磁通的间距  $\rho_{i,j} = |r_i - r_j|$ ,  $\lambda$  为超导穿透深度,  $f_0$  为单位力,  $f_{2d}$  代表相互作用的强度.  $K_1(x)$  是第二类一阶贝塞尔函数. 此作用力随距离的增大而减小,表现为长程力. 同一条磁通线而在不同平面之间的磁通相互作用力为

$$F_{3d}(\rho_{i,j}, z_l, z_k) = -S_{l-k} \frac{A_{v0}}{\rho_{i,j}} \left[ \exp\left(-\frac{|z_l - z_k|}{\lambda}\right) - \exp\left(-\frac{R_{i,j}}{\lambda}\right) \right] \frac{r_{i,j}}{r_{i,j}}, \quad (3)$$

式中,  $R_{i,j} = \sqrt{\rho_{i,j}^2 + (z_l - z_k)^2}$ , 平面间距离  $d = 0.005$ . 式中负号表示不同平面间的磁通作用为吸引力,它的作用是使得磁通格点排列成有序的磁通线结构.  $S_{l-k}$  是平面间耦合系数.  $A_{v0}$  是调节参数,本文中仅考虑同一条磁通线上最近邻格点的作用  $S_m = S_1 A_{v0}$ .

我们所取的系统尺寸为  $L_x = L_y = 16\lambda$ ,  $L_z = 10d/\lambda = 0.6$ , 并采用周期性边界条件. 为了形成一个中等密度的磁通系统,选取参量  $N_p = 256$ ,  $N_v = 49$ ,  $F_{th0} = 0.0$ ,  $F_{p0} = 6.0$ ,  $F_{2d} = 0.5$ ,  $S_m = 0.005$ . 用 Monte-Carlo 方法数值模拟磁通动力学方程(1),首先求出每个磁通  $t$  时刻在平面内  $y$  方向的运动速度  $v_i(t)$ . 磁通运动的平均速度  $v = \sum_{i,t} v_i(t)$ , 它也表示磁通运动产生的纵向电压. 为了表示 FLL 系统的整体关联状态,我们用所有磁通的位置  $r_{i,j}$  来定义  $z$  轴

的关联函数  $C_z$ .

$$C_z = 1 - [ |r_{i,l} - r_{i,l+1}| / (a_0/2) ] \Theta [ a_0 - |r_{i,l} - r_{i,l+1}| ] , \quad (4)$$

这里  $a_0$  是平均磁通间距.  $C_z$  所表明的 FLL 运动状态是: 当  $1.0 > C_z > 0.9$  时磁通格点沿  $z$  方向排成直的磁通线作关联运动, 称为 MBG 相, 如图  $\chi$  (b) 中右插图所示. 当  $C_z < 0.5$  表明磁通格点在平面内作无关联运动, 平面磁通格点的运动在  $z$  方向退耦合成 2D 塑性流, 如图  $\chi$  (b) 中左插图所示. 当  $0.9 > C_z > 0.5$  时称为近晶流动相. 本文中我们用层间关联函数  $C_z$  的值来判断 3D 流动和 2D 塑性流动的运动图象.

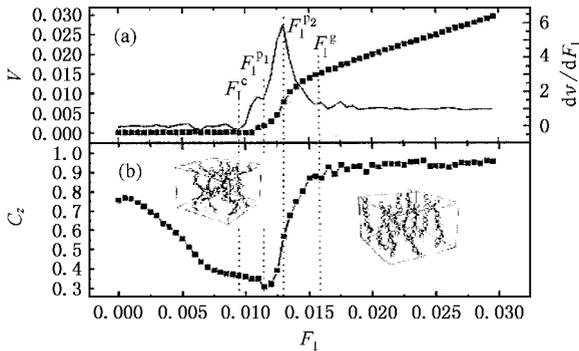


图2 磁通的  $v$ 、 $dv/dF_1$  和  $C_z$  随  $F_1$  的变化曲线 (各量均为无量纲)

### 3. 磁通动力学相变和两次退钉扎

首先我们计算磁通运动的平均速度  $v$  和微分电阻  $dv/dF_1$  随洛伦兹驱动力  $F_1$  的变化关系表示在图  $\chi$  (a) 中, 对应的关联函数  $C_z$  随洛伦兹驱动力  $F_1$  的变化关系表示在图  $\chi$  (b) 中. 从图 2 中我们可以看到  $dv/dF_1$  随  $F_1$  的变化曲线在塑性流动区间表现了不平常的两个峰值现象. 为了用微分电阻变化的特征来表示磁通运动的微观图象, 我们以一些特征力来定义磁通运动的动力学相变点. 首先以  $F_1^c (= 0.0093)$  为磁通从钉扎相进入塑性流动相的临界力. 由微分电阻的第一个峰值和第二个峰值处的驱动力  $F_1^{p1} (= 0.0116)$  和  $F_1^{p2} (= 0.0131)$  来划分在塑性流相中磁通运动微观面貌变化的分界点. 而  $F_1^{p2}$  定义了磁通运动从 2D 塑性流相到 3D 近晶流相的临界力.  $F_1^g (= 0.0159)$  处微分电阻减小到 1, 表示它为磁通进入 3D 弹性运动的临界力. 我们分析磁通运动的平均速度  $v$ , 微分电阻  $dv/dF_1$  及关联函数  $C_z$  在以

下几个区域的状态得到下列结论:

1)  $F_1 < F_1^c$  时 FLL 系统在钉扎区域. 在钉扎区域磁通由于受到两种钉扎力而处于速度和电阻为零状态. 这两种钉扎力就是 FLL 系统集体关联效应而形成的本征钉扎力和由非均匀缺陷造成的无序点钉扎力. 当磁通处于钉扎态时, 磁通线格子的关联函数  $C_z$  随驱动力增大而减小, 说明有序的 FLL 系统逐渐进入了无序玻璃状态.

2)  $F_1^c < F_1 < F_1^{p1}$  为磁通 2D 塑性流动相. 在这个区域磁通逐渐克服第一种钉扎力而退耦合成塑性流动. 其电阻是由部分运动磁通之间摩擦耗散而引起的. 当驱动力增加到  $F_1^{p1}$  时, 此时 FLL 系统已处于无序 2D 塑性流动态, 集体关联钉扎已达到极小, 电阻增大到一个平衡值. 在  $F_1^{p1}$  处关联函数  $C_z$  达到极小, 可以看出磁通运动在此为 2D 塑性流动相.

3)  $F_1^{p1} < F_1 < F_1^{p2}$  时磁通运动也处在 2D 塑性流动相. 但这时第二种钉扎力对电阻起主要作用. 在  $F_1^{p1}$  点之后, 无序点钉扎势阱开始逐渐钉扎住已运动的磁通格点, 使其重新进入无序钉扎态, 这是驱动导致的钉扎态<sup>[4]</sup>. 当驱动力增加到  $F_1^{p2}$  时, 磁通克服了无序点钉扎产生的阻力达到平衡值. 这时由磁通格子集体关联和无序点钉扎共同产生的电阻达到极值, 因此微分电阻在  $F_1^{p2}$  达到第二个极大峰值. 从  $C_z$  值在两个峰之间逐渐增大可以看出在此区间磁通流动由无序钉扎态逐渐进入 3D 关联流动. 这是由于当  $F_1 > F_1^{p1}$  后, 部分流动磁通在其相互之间的作用力下开始一面流动一面排序, 当驱动力增加到  $F_1^{p2}$  时已由部分流动相形成了整体流动相. 在  $F_1^{p2}$  点,  $C_z$  值已增大到 0.6, 可以看出磁通运动在此进入了 3D 近晶流动相. 因此微分电阻在两峰  $F_1^{p1}$  和  $F_1^{p2}$  之间, FLL 系统经历了钉扎到流动和格子软硬度的复杂转变.

4)  $F_1^{p2} < F_1 < F_1^g$  为磁通 3D 近晶流动相. 全部脱钉的磁通流动进入了部分有序的运动近晶态. 由于关联的磁通格子之间内摩擦和内耗减小, 集体关联效应形成的电阻减小到零, 微分电阻逐渐减小到常数 1.

5)  $F_1 > F_1^g$  为 MBG 相. 在此区间磁通的微分电阻保持为 1, 说明进入磁通运动平均速率与驱动力大小成线性关系的弹性流区域. 磁通  $z$  轴的关联函数大于 0.9 而且保持不变, 说明磁通运动进入有序的整体流动相.

由以上的分析我们可发现微分电阻随驱动电流的变化中出现了二个峰值,分别对应着塑性流中两次退钉扎效应。 $F_{P1}$  对应于 FLL 系统脱去本征钉扎,因而由内耗产生的电阻停止增大,微分电阻形成了第一个峰值。 $F_{P2}$  时磁通脱去由无序势阱部分产生的钉扎,由无序点钉扎产生的电阻停止增大,因此微分电阻形成了第二个峰值。在两个电阻峰值间,完成了 2D 塑性流和 3D 弹性流之间的转变。可以定义  $F_{P2}$  是 2D 塑性流与 3D 近晶流之间的一个动力学相变点。由于在塑性流中磁通之间相对运动产生了很大的内耗,微分电阻逐渐增大。近晶流中磁通逐渐排序减小了内耗电阻,因此在相变点  $F_{P2}$  后电阻减小,形成了微分电阻的峰值。图 3(b) 中  $C_z$  随  $F_1$  的变化曲线也表明,磁通格子随着驱动力增加到  $F_{P1}$  时,第一次脱钉已破坏了磁通的集体关联, $C_z$  也相应地下降到最小值,格子软化为 2D 塑性流。磁通格子随着驱动力的增加到  $F_{P2}$  时, $C_z$  相应地增加到 0.6,表明磁通第二次脱钉后,层间关联又在磁通逐渐运动中增强进入了 3D 近晶流。

#### 4. 重新进入钉扎相和峰值效应

随后,我们改变磁通层间耦合强度  $S_m$  为 0.005, 0.007, 0.01 时,分别计算磁通运动的  $v$ ,  $dv/dF_1$  和  $C_z$  随洛伦兹驱动力  $F_1$  的变化关系表示在图 3 中。从图 3 中我们可以得到如下有意义的结论。首先,当层间耦合强度  $S_m$  由 0.005 增加到 0.007 和 0.01 时,相应的磁通临界电流  $F_1^c$  的值由 0.0093 减小至 0.006 和 0.001。这是由于较强的  $S_m$  使 FLL 系统不易退耦合,而未退耦合的格子运动因没有内耗所以运动的阻力较小,使得临界电流值较低。这一点可以由图 3(c) 中  $C_z$  值的变化加以证明。 $S_m$  增大到 0.007 时  $C_z$  的最小值约为 0.55,表明磁通运动未能退耦合。当  $S_m$  增大到 0.01 时  $C_z$  的最小值大于 0.86,表明磁通运动由钉扎相直接进入有序的运动近晶相或 MBG 相。这一特征在图 3(a) 中也表现得很清楚。在  $S_m = 0.01$  时,运动速度曲线在  $F_1^c$  处的相变没有 2D-3D 一极相变的电压跳跃特征,而呈连续变化的特征。

其次,发现当  $S_m$  增强到 0.007 时,  $F_{P1}$  与  $F_{P2}$  两峰之间的微分电阻减小为零,磁通运动表现出重新进入钉扎相的特殊行为。这是因为在  $S_m$  为 0.007

时,足够低的驱动力和低速流动情况下,无序点钉扎足以能够将低速流动的磁通格子钉扎在势阱中,表现出电阻为零的重新进入钉扎相行为。这个特殊的钉扎行为与文献 [4] 中在实验上测量到的重新进入超导相行为是一致的。这个效应是在弱无序点钉扎与关联钉扎的大小可以比拟的情况下,由驱动力引起的重新进入钉扎行为。

最后,总结 2D 塑性流到 3D 关联流动的临界电流值  $F_{P2}$  随  $S_m$  的变化关系。由文献 [5] 分析可知磁场强度增大,平面上磁通间距减小,平面相互作用力增强(在一定情况下起无序作用),起关联作用的层间耦合则相对的减小,因此可以用  $S_m$  的减小表示磁场的增大。从临界电流值  $F_{P2}$  随磁场增大( $S_m$  减小)而增大使我们联想到第 II 类超导体中磁性测量或输运测量中所观察到的令人迷惑的第二峰效应,它应该对应着磁通格子 2D-3D 晶格变化,代表着 FLL 晶格的软硬度改变,是磁通运动微观图象在实验测量中的表现。

#### 5. 结 论

在不同磁通层间耦合强度条件下,计算了  $v$ ,  $dv/dF_1$  和  $C_z$  随洛伦兹驱动力  $F_1$  的变化关系。由微分电阻  $dv/dF_1$  随驱动力的变化关系明显的表示了磁通流动有两次不同性质的退钉扎现象。在关联钉扎与无序点钉扎大小可以比拟的情况下,我们发现两次退钉扎中间区域的重新进入钉扎相行为。这与最近在弱钉扎无序超导体中新发现的重新进入超导相行为是一致的。

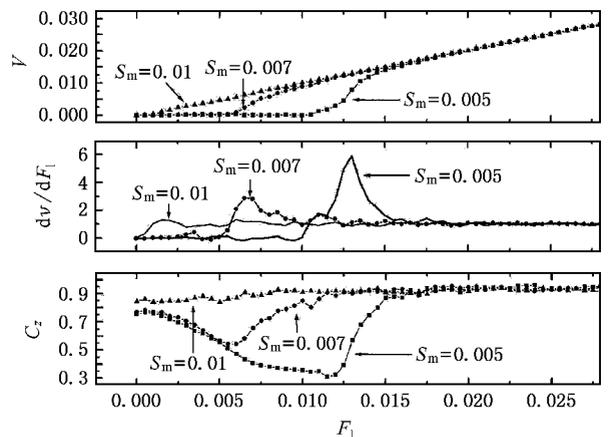


图 3 不同  $S_m$  值时  $v$ ,  $dv/dF_1$  和  $C_z$  随  $F_1$  的变化曲线 (各量均为无量纲)

当增大层间耦合强度  $S_m$  到 0.01 时,磁通运动速度的改变没有一极相变的电压跳跃特征,而呈连续变化的行为.我们发现对应着磁通格子 2D-3D 晶格变化的临界电流值  $F_{1/2}^c$  随磁场的增大而增大,表

现了第 II 类超导体实验测量中的第二峰效应.我们用磁通运动微观图象清晰的解释了第二峰效应对应着磁通格子软硬度的变化.

- [ 1 ] Troyanovski A M , Aarts J , Kes P H 1999 *Nature* **399** 665
- [ 2 ] Yaron U , Gammel P L , Huse D A *et al* 1995 *Nature* **376** 753
- [ 3 ] Pardo F , Cruz F de La , Gammel P L , Bucher E , Bishop D J 1998 *Nature* **396** 348
- [ 4 ] Hilke M , Reid S , Gagnon R , Altounian Z 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 127004
- [ 5 ] Olson C J , Zimányi G T , Kolton A B , Jensen N G 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5416
- [ 6 ] Clem J R 1991 *Phys. Rev. B* **43** 7837
- [ 7 ] Liu M , He Y W , Wu W J , Yang Y H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 224508
- [ 8 ] Zhao Z G , He G L , Wang Y G , Liu M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 275( in Chinese )[ 赵志刚、何国良、王永刚、刘 楣 2004 物理学报 **53** 275 ]

## Two-step depinning and reentrant superconducting phase of moving vortex lattice in disordered superconductors<sup>\*</sup>

He Guo-Liang He Yan-Wen Zhao Zhi-Gang Liu Mei<sup>†</sup>

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

( Received 24 May 2005 ; revised manuscript received 1 July 2005 )

### Abstract

We developed a 3D flux-line lattice model with magnetic interactions between intraplane and interplane vortices to simulate the transport properties and the dynamic behavior of disordered anisotropic superconductors. We observed a double peak in the differential resistivity as the driving current increases , which corresponds to a two-step depinning in the vortex motion. Between the two peaks we also observed a reentering pinning phase. We also show that the transition from 2D plastic flow to 3D elastic flow of vortex motion is a recoupling transition which is associated with the double peak in differential resistivity. The increase of critical current of 3D-2D transition with the increasing of magnetic field ( decreasing of relative interlayer coupling strength ) , indicates of a second peak effect.

**Keywords :** type II superconductors , flux line lattice , pinning effect , peak effect

**PACC :** 7460 , 7460E , 6120J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10174011 , 10274008 ) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province ,China( Grant No. BK2002050 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : dyxing@nju.edu.cn