第 53 卷 第 1 期 2004 年 1 月
1000-3290/2004/53(01)/0265-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.53, No.1, January, 2004

自对耦无序分布随机链 Potts 模型的临界普适性研究*

任 浩[1)] 顾德炜[2)] 潘正权[1)] 应和平[1)]

[1)](浙江大学物理系，浙江近代物理中心，杭州 310027)

[2)](杭州成人科技大学，杭州 310006)

(2003 年 5 月 30 日收到；2003 年 6 月 30 日收到修改稿)

以蒙特卡罗模拟方法对自对耦分布二维随机链 q 态 Potts 模型的短时临界行为进行了数值研究.利用初始非平衡演化阶段存在的普适幂指数和有限体积标度行为，数值模拟了在不同形式随机分布时 $q=3$ 和 $q=8$ 态 Potts 模型磁临界指数 η 和动力学临界指数 z.计算结果发现 η 不依赖于自对偶无序分布的具体形式，从而以数值方法给出了一个关于淬火掺杂自旋系统的临界普适行为的验证.

关键词：随机链 Potts 模型，动力学蒙特卡罗模拟，临界普适性

PACC：7540M，6460F，6460H

1. 引　　言

研究具有淬火掺杂(引入随机相互作用链)的物理体系的临界相变性质早已成了平衡态统计物理(主要应用 Monte Carlo 模拟和转移矩阵方法)中一个非常活跃的领域[1—6].最初，研究淬火条件下随机耦合相互作用的引入对于某些经典体系(纯净态时具有连续相变)的影响是一个人们关注的重要问题.对此，Harris[7] 判据表明，如果系统的比热临界指数 $\alpha>0$，则无序态是相干的，即在淬火掺杂的效应下，系统出现新的临界点，导致新的临界行为产生；相反，如果比热指数 $\alpha<0$，无序态是非相干参量，系统临界行为不会随之改变.然后，在 Imry 和 Wortis[8] 的工作中，讨论了淬火条件下的随机掺杂可以对纯系统时具有一阶相变的掺杂系统产生显著影响，能够使该系统演变成产生新的二阶相变，从而在具有一阶相变的纯净系统中引入随机链作为研究淬火掺杂物理体系也受到了广泛的认可.Hui 和 Berker[9] 从重正化群的角度，论证了耦合链的随机性将会引发具有一阶相变的体系产生二阶相变.而且在空间维数 $d\leqslant 2$ 时任何微小的随机性都将导致系统产生二阶相变(非严格证明)，多重临界点和临界端点在 $d\leqslant 2$ 时完全消失；当 $d>2$ 时，多重临界点和临界端点会被压迫到更低的温度点上.Aizenman 和 Wehr[10] 则推导出一个严格的数学定理.一般情况下对于 $d\leqslant 2$ 吮，任何淬火条件下的微弱的链随机性都可以消除涨落参数的共厄变量密度中存在的不连续.因此，接着的问题就是，这种一阶相变的软化对于各种特殊的模型是否适用，这些新产生的二阶相变的普适类又是什么？这方面的研究国际上早已开始[11]，国内最近也有了相关实验和模拟结果[12,13].

在用蒙特卡罗模拟方法研究淬火无序性对纯净体系的影响时，二维 q 态随机链 Potts 模型(Random-bond Potts Model，RBPM)是一个非常有趣的工作框架[14—16].当 $q>2$ 时，系统的 $\alpha>0$，无序性就像施加了一个有效扰动；对于 $q>4$ 时，它甚至改变了原系统的相变性质，使之从一阶转变成二阶相变.Olson 和 Young[17] 利用引入特殊连续无序分布，针对不同的 Potts 态 q，用 Monte Carlo 模拟方法对二维 RBPM 进行了研究.他们的结果证实了用磁临界指数来检验随机链自旋模型的普适性是有意义的.

而在以前的研究中，从不同的概率分布中得到的临界指数的普适性并没有得到完全的证实，不同的概率分布下得到的临界指数值也存在偏差[15,18].所以一直存在着对无序系统存在普适的临界行为的怀疑.对于无序(随机)概率分布而言，在计算临界指数时，要用到固定点的概念，随机固定点会受纯净态

* 国家自然科学基金(批准号：10074055)和教育部博士点基金资助的课题.

和渗流态的不稳定的固定点引起的交叉效应的干扰.根据 Andreichenko 等人[19]的研究可知,对于 Ising 模型,无序幅只有取一个特殊的值时,交叉效应才可以被忽略.而在 Picco 的文章中[20],更进一步的分析了 RBPM 的磁化指数,明确了交叉效应对无序固定点的影响,确认存在一个静止的固定点,此时交叉效应消失.人们相信,无论从非常弱的无序态还是从非常强的无序态开始,中心荷的测量是受到了新的共形场的影响,而不是渗流效应.故在数值计算时无序幅的范围必须小心地给予确定(无序程度本文用无序幅 r 来表征).

因此,在 Chatelain 和 Berche 的文章中[21],用数值模拟计算随机系统的临界性质时,非常小心地确定了固定点所对应的无序幅的范围.超出了这个范围,很强的交叉效应就会扰乱临界指数的数据.他们定义了一个有效中心荷,并认为一个合适的无序幅 r 可以由有效中心荷的特性来得到:当系统接近非一元理论中的无序固定点时,中心荷会取极大值.在他们关于中心荷的计算结果中,中心荷的大小和无序幅显示了很强的关联性:随着 r 的增大,中心荷从弱无序极限开始上升到一个最大值,然后开始下降.通过这种方法,他们非常好地验证了 Ising 模型的中心荷的性质.通过模拟计算得到的无序幅的值和其他人得到的值吻合得非常好,充分说明了在无序固定点达到最佳无序幅 $r^*(q)$. Jacobsen 和 Cardy 得到的值[22]:$r^*(3)=7$,$r^*(8)=9$,$r^*(64)=10$.在取最佳无序幅的情况下,计算不同耦合强度分布下的自旋-自旋关联函数二次矩的指数时就不再受交叉效应的影响.

在 Chatelain 和 Berche 最近专门针对 $q=2$ 的 Potts 态(即 Ising 模型)的研究中[23],在特定的无序幅下,计算了不同分布下的自旋关联函数二次矩的衰减指数的普适行为.在他们的研究中,为了说明前人在不同分布下临界值的误差是由于受到了交叉效应的影响,而并非暗示缺乏普适性,他们引入了两种新的无序分布:三重态和四重态淬火无序分布.因此本文将用动力学蒙特卡罗方法来验证三重态和四重态分布下 RBPM 的动力学标度特征,用短时临界动力学方法来计算磁临界指数 $\eta=2\beta/v$,从而证实临界普适性.

2. 模型与模拟方法

二维正方格点随机链 q 态 Potts 模型的哈密顿为

$$-\beta H=\sum_{<i,j>}K_{ij}\delta_{\sigma_i\sigma_j}, \tag{1}$$

自旋 σ_i 定义在每个格点上,分别取值 $1,\cdots,q$,$\beta=1/k_B T$ 是温度倒数,$K_{ij}=J_{ij}/k_B T$ 代表最近邻链的无量纲耦合,J_{ij} 是相互作用常数. $<i,j>$ 求和是对于体积为 $N=L^2$ 的点阵上所有的最近邻链进行.无量纲耦合 K_{ij} 作为独立的随机变量,可以由一个给定的概率分布函数确定,称为无序分布函数.

在早期最简单的情形下,无量纲耦合 K_{ij} 由两个正数来决定:K_1 和 $K_2=rK_1$. $r=K_2/K_1$ 是一个表征无序性强弱耦合比率常数,称为无序幅. K_{ij} 相对应于一个双 δ 函数峰分布

$$P(K)=p\delta(K_{ij}-K_1)+(1-p)\delta(K_{ij}-K_2). \tag{2}$$

当 $p=0.5$ 时,体系是自对耦的,临界点方程满足

$$(e^{K_c}-1)(e^{rK_c}-1)=q, \tag{3}$$

K_c 就是无序体系的临界点. $r=1$ 时,系统对应于纯净体系临界点 $K_c=\log(1+\sqrt{q})$.此时,当 $q>4$ 时自旋系统存在一阶相变. $r=\infty$ 时,系统对应于渗流极限.这种分布方式已经应用在初期许多蒙特卡罗研究中[1,2,15].

在本文中,采用近来年新引入的更为复杂的三重和四重淬火无序分布函数[23].三重淬火无序分布函数形式定义为

$$P(K)=\frac{1}{3}[\delta(K_{ij}-K_0)+\delta(K_{ij}-K)+\delta(K_{ij}-rK)], \tag{4}$$

临界点 $K_c(r)$ 满足的自对耦方程为

$$[e^{K_c(r)}-1][e^{rK_c(r)}-1]=[e^{K_0}-1]^2=q. \tag{5}$$

而四重淬火无序分布函数形式定义为

$$P(K)=\frac{1}{4}[\delta(K_{ij}-K)+\delta(K_{ij}-rK)+\delta(K_{ij}-K')+\delta(K_{ij}-r^2K')], \tag{6}$$

临界点 $K_c(r)$ 满足的自对耦方程为

$$[e^{K_c(r)}-1][e^{rK_c(r)}-1]=[e^{K'_c(r)}-1][e^{r^2K'_c(r)}-1]=q. \tag{7}$$

把三重、四重分布应用到 $q=3$ 的 RBPM 的计算中去,Chatelain 和 Berche 得出了他们关于最理想的无序幅 $r^*(q)$ 和磁化指数 η 在三重、四重淬火无序分布的结果(见表 1),并与二重淬火无序分布得到的临界指数值吻合得很好.由此得出一个结论,以前临界指数在不同的分布下得到的值有偏差,是受到交叉效应的影响,并非暗示缺乏普适性.在取了最佳无

序幅,消除交叉效应的影响后,无序系统的临界现象的确存在普适性.本文用动力学 Monte Carlo 方法对这两种分布下,临界点上的动力学性质进行研究,选择最佳的概率分布函数的无序幅,用短时临界动力学方法得到的数值结果来验证他们的结论.

表 1　$q=3$ 态 RBPM 的理想无序幅 r^* 和相对应的磁化强度的临界指数 η 的计算结果[23]

无序分布	临界点 K_c	最佳无序幅 r^*	$\eta/2$
3 重态分布	0.37698853	5.363	0.1344(8)
	0.28777936	8.0	0.1344(10)
4 重态分布	0.69314718	2.0	0.1343(6)

临界动力学方法是用 Monte Carlo 模拟方法模拟自旋体系在临界区域从非平衡态向平衡态的演化过程.对于临界动力学体系,一般认为标度普适行为只是存在于长时动力学演化过程中(平衡状态下).近年来的研究发现[24],从初始态出发,在宏观短时区域的动力学过程中只需经过一个微观时间标度 t_{mic},普适的临界标度行为已经存在了.一个典型的例子是,初始处于高温的磁化体系,$T\gg T_c$,突然淬火到临界点 T_c 或附近(无外加磁场),然后按照动力学模型 A(序参数不守恒)演化.该过程的动力学临界标度形式可以表示为

$$M^{(k)}(t,\tau,L,m_0) = b^{-k\beta/\nu}M^{(k)}(b^{-z}t,b^{1/\nu}\tau,b^{-1}L,b^{x_0}m_0),\quad(8)$$

其中,$M^{(k)}$ 是序参数 M 的 k 阶累积量,t 是演化时间,$\tau=(T-T_c)/T_c$ 是约化温度,L 是体积的线性尺度,b 是体系的体积标度变化系数.β 和 ν 分别是序参数和关联函数的临界指数.此时,最重要的是引入了 x_0 来描述体系初始行为的参量 $m_0\sim0$,它被称为 m_0 的反常标度维度.

当系统从在完全有序态的动力学弛豫过程中,初始磁化强度恰好位于系统的另一个固定点 $m_0=1$ 上,这时临界体系的动力学有限体积和时间的标度形式修改为

$$M^{(k)}(t,\tau,L) = b^{-k\beta/\nu}M^{(k)}(b^{-z}t,b^{1/\nu}\tau,b^{-1}L),\quad(9)$$

这个形式在平衡态下长时与动力学体系形式非常相像,但此时假设在宏观短时状态下这个方程仍然是成立的.取 $b=t^{1/z}$,对于系统处在临界点($\tau=0$)上和在定义足够大的点阵上,取 $k=1$,从(9)式可导出关于 M 的幂指数衰减形式

$$M(t,\tau=0) = t^{-c_1},\ c_1=\beta/\nu z,\quad(10)$$

这个公式可以用来计算临界指数 $\eta=2\beta/\nu$ 或 z.同样,在足够大的点阵上,考察在临界点 $\tau=0$ 时,Binder 累积量 $U(t,L)=M^{(2)}(t,L)/M^2(t,L)-1$ 的幂指数形式演化过程.在临界点 $\tau=0$,它显然满足

$$U(t,L)\sim t^{c_u},\ c_u=d/z.\quad(11)$$

由方程(10)和(11)能够计算得到临界指数 $\eta=2\beta/\nu$ 和动力学指数 z 作为无序幅分布的函数.

具体对于 RBPM,磁化是由下面的定义来测量的,

$$M(t) = \frac{1}{N}\left[\left\langle\left(\frac{qM_0(t)-N}{q-1}\right)\right\rangle\right],\quad(12)$$

其中 $M_0=\max(M_1,M_2,\cdots,M_q)$,$M_j$ 是第 j 个自旋态的自旋数,$j=[1,q]$.$<\cdots>$ 代表对初始态和随机数序列的热平均,$[\cdots]$ 代表对淬火随机分布的无序分布平均.时间的单位定义为用蒙特卡罗方法遍历整个点阵上所有的自旋一遍为一个步长.含时磁化系数(二阶磁化强度)通常定义为

$$M^{(2)}(t) = \langle M^2(t)\rangle-\langle M(t)\rangle^2,\quad(13)$$

这个形式在平衡态下确定磁临界指数 $\eta=2\beta/\nu$ 中也扮演了很重要的作用.

3.模拟计算结果

在蒙特卡洛模拟运算过程中,我们最多采用 90000 个系统样本作为蒙特卡罗平均(取 300 个无序状态的样本作为随机链分布的无序状态的平均;对于每一个给定的无序分布,取 200—300 种初始自旋组态进行动力学演化作为热力学平均).统计误差以三组独立的上述过程求平均来估算.计算中采用周期边界条件,点阵大小 $N=L^2$ 的线性尺寸分别为 $L=32$,64 和 128,以热浴迭代(heat-bath)构造 Monte Carlo 迭代过程,在临界点 $K_c(r_i^*)$ 上关于自旋系统的动力学作模拟运算.为了确认由淬火自由度引起的相变规律的改变,我们分别选择了 $q=3$ 和 $q=8$ 两种 Potts 模型来进行模拟计算.这两种模型在未掺杂时,分别在临界点 $K_c=\log(1+\sqrt{q})$ 点发生二阶(一阶)相变.掺杂后这两种模型的临界点 K_c 发生移动.已有的 $q=3$ RBPM 的关于两种无序分布的普适行为由表 1 中的临界指数显示.

本文首先计算在有序态下三重态分布时的临界指数 η 和 z.为此,以磁化强度的随时间(蒙特卡罗迭代数)的变化曲线作为一个模拟计算量,从 $m_0=1$ 初始状态开始观察它的临界演化过程是否满足方程

(10)的幂指数演化行为. 经过上述具体的蒙特卡罗模拟运算,在图 1 中得到了 $q=3$ 态 RBPM 在 $L=64$ 点阵下的计算结果.此时,分别取最佳无序幅 $r^*=5.363$ 和 $r^*=8.000$(三重态分布),和 $r^*=2.00$(四重态分布).可以看到,图中三条磁化强度的时间演化曲线显示了非常好的幂指数衰减行为.用标准最小方差拟合法可以得出双对数坐标下的曲线斜率,即幂指数 $c_1=\beta/\nu z$.

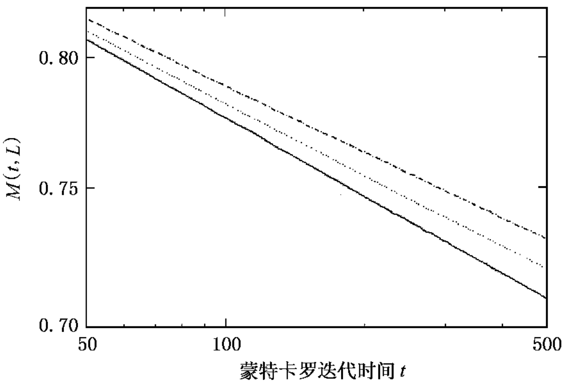

图 1 $q=3$ 态 RBPM 的磁矩 $M(t)$ 关于蒙特卡罗迭代时间 t 的双对数坐标下的幂指数衰减形式(从下到上的曲线分布对应四重态分布时 $r^*=2.0$,及三重态时分布 $r^*=5.363$ 和 $r^*=8.0$ 的无序系统)

其次,通过对含时动力学标度关系中 Binder 累积量 $U(t)$($m_0=1$ 初始态)的临界标度行为(11)式来确定幂指数 $c_u=d/z$.相比于从无序态的演变不同,从有序态出发引起的随机涨落要小得多.因此,对于完全有序态的平均而言,200 初始自旋组态作为热力学平均就足够了.图 2 给出了 Binder 累积量

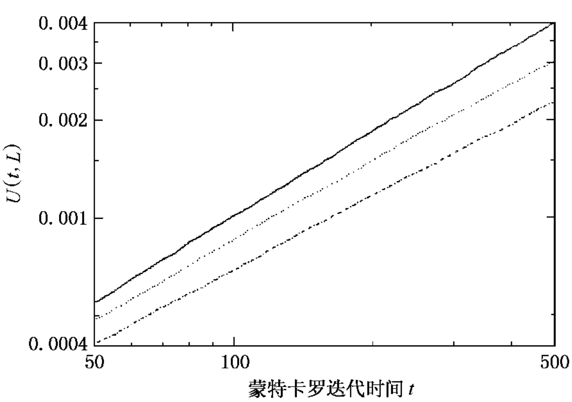

图 2 $q=3$ 态 Binder 累积量 $U(t)$ 关于蒙特卡罗迭代时间 t 的双对数坐标下的幂指数演化形式(从上到下的曲线分布对应四重态分布时 $r^*=2.0$,及三重态分布时 $r^*=5.363$ 和 $r^*=8.0$ 的无序系统)

$U(t)$在三重态分布和四重态分布下的时间演化曲线.在 $t=[50,500]$ 区间,三条 $U(t)$ 的时间演化曲线表现了由方程(11)表征的幂指数演化行为.同样地,用标准最小方差拟合法得出曲线的斜率 $c_u=d/z$,从而确定了在两种随机链发布和不同的最佳无序幅 r^* 条件下的幂指数 d/z 计算结果.最后,基于上述两种模拟过程的 c_l 和 c_u 计算结果,可以确定磁临界指数 β/ν.在表 2 中总结了相应的三重态和四重态分布下 $q=3$ 态 RBPM 的临界指数 β/ν 的数值结果.

表 2 $q=3$ 态 RBPM 从有序态出发计算三重态和四重态分布时的磁临界指数 $\beta/\nu=\frac{1}{2}\eta$ 结果

$q=3$	K_c	无序幅 r^*	β/ν	z
三重态分布	0.37698853	5.363	0.132(2)	2.52(3)
	0.28777936	8.0	0.131(2)	2.60(3)
四重态分布	0.69314718	2.0	0.131(2)	2.13(4)

更重要的,希望能够通过有限体积标度关系来独立地获得临界指数 β/ν 的计算数据,从而确认上述模拟结果.因此,从 $m_0\sim0$ 的无序初始组态出发进一步开展动力学演化模拟.从方程(9)出发,取 $m_0=0$ 初始条件,通过标度分析[25],可以导出磁化强度的二阶矩 $M^2(t,L)$满足如下的动力学有限体积标度关系

$$M^{(2)}(t,L)=b^{-2\beta/\nu}M^{(2)}(b^{-z}t,b^{-1}L),\quad(14)$$

因此,临界指数 β/ν 和 z 可以同时由标度变换拟合方法从整体标度因子 $b^{\beta/\nu}$ 和时间标度因子 t^z 来获得.为此,从完全随机初态 $m_0=0$ 出发作磁化强度的随时间演化模拟,计算在 $L=32$,64 和 128 三种点阵下的二阶矩 $M^2(t,L)$行为.图 3 和图 4 分别给出了 $q=3$ RBPM在三重态和四重态分布下的时间曲线.在每一种分布下,我们作了 128→64,128→32,和 64→32 的整体标度拟合,分别估算出最佳的标度因子 $2^{2\beta/\nu}$($4^{2\beta/\nu}$)和时间标度因子 t^z.从这一动力学有限体积标度行为的发现三套点阵拟合出的关于 β/ν 和 z 的结果互相自洽,都满足 $\beta/\nu=0.131(2)$数据.这些结果与从有序态出发的以 c_u 和 c_1 的模拟结果(见表 2)获得的数据一致.

到此,从两个独立的模拟过程中,即从有序态下的磁化强度 $M(t)$和 Binder 累积量 $U(t)$随时间的幂指数行为,和从无序初始态出发的磁化强度二次矩 $M^{(2)}(t)$的动力学有限体积标度行为,分别独立地计算得到了两种临界指数的计算结果.计算结果发现 β/ν 和 z 的两种模拟过程数据分别自洽,并且

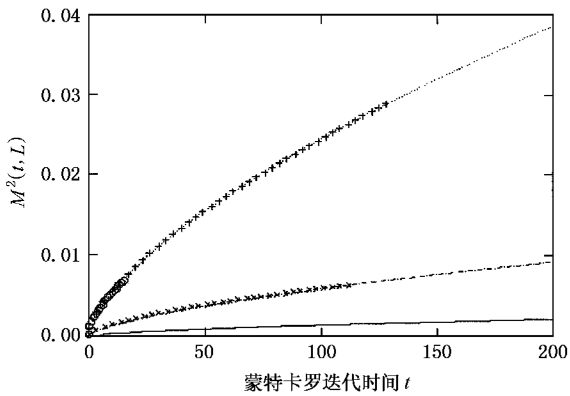

图 3　$q=3$ 三重态分布下的二阶矩 $M^2(t,L)$ 随蒙特卡罗迭代时间 t 的演化曲线(从上到下分别对应 $L=32,64,128$ 点阵).'×'对应 128→64,'○'对应 128→32,和'+'对应 64→32,分别标出作相应有限体积标度拟合后的 $M^2(t,L)$ 数据

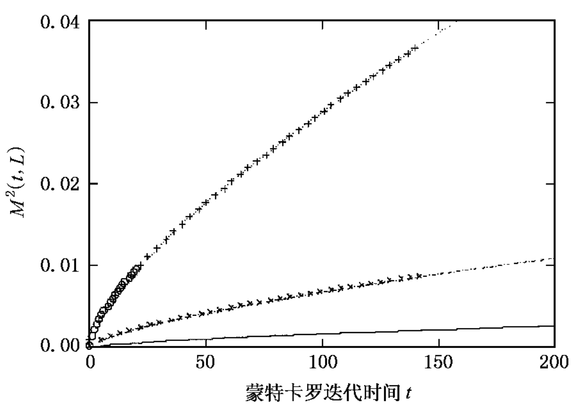

图 4　$q=3$ 四重态分布下的二阶矩 $M^2(t,L)$ 随蒙特卡罗迭代时间 t 的演化曲线(从上到下分别对应 $L=32,64,128$ 点阵).'×'对应 128→64,'○'对应 128→32,和'+'对应 64→32,分别标出作相应有限体积标度拟合后的 $M^2(t,L)$ 数据

与 Chatelain 和 Berche 利用转移矩阵方法所得到的临界指数值(见表 1)一致.这个事实说明两点,第一,本文的计算过程是可信的.第二,本文的数值计算证实了在最佳无序幅 r^* 条件下关于无序分布的普适行为.

如何能够进一步证实 RBPM 在最佳无序幅 r^* 掺杂条件下关于无序分布的普适性?我们设想用另一种 q 态 Potts 模型来进行模拟计算.因此,选择 $q=8$ RBPM 继续进行模拟计算,原因是 $q=8$ 态 RBPM 的相变规律已从纯系统下的一阶相变改变成目前的二阶相变.分别选从有序态出发的磁化强度 $M(t)$ 和 Binder 累积量 $U(t)$ 随蒙特卡罗迭代时间演化的幂指数行为,及从无序初始态出发的磁化强度二次矩 $M^{(2)}(t)$ 的动力学有限体积标度行为.经过与上述关于 $q=3$ 态模型同样的模拟迭代过程,得到了如表 3 所示的两种临界指数计算结果.图 5 和图 6 分别给出了在 $L=32,64$ 和 128 三种点阵下的磁化强度幂指数行为的有限体积效应和磁化强度二次矩的动力学有限体积标度行为的拟合.这两个独立的模拟过程得到一致的 β/v 和 z 的数据结果,即 β/v 的数值仍然关于无序幅 r^* 保持不变.从而,我们的计算结果又一次(数值)意义下证实了 RBPM 在最佳无序幅 r^* 条件下关于无序分布的普适行为.同时,通过比较 $q=3$ 态和 $q=8$ 态 RBPM 的两种临界指数的一致性,能够给出 $q=8$ 态 RBPM 的相变规律已从纯系统下的一阶相变改变成目前的二阶相变的一个数值证据.

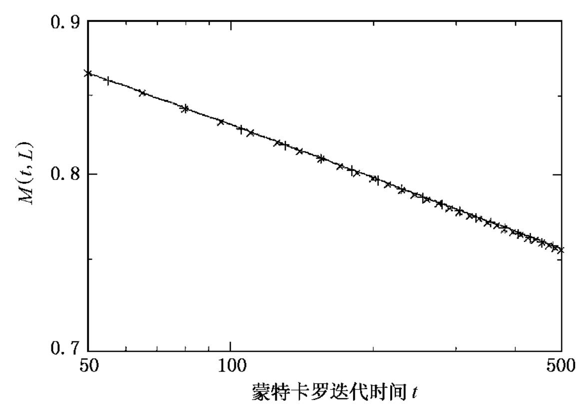

图 5　$q=8$ 四重态分布下的一阶矩 $M(t)$ 分别在 $L=32,64,128$ 格点上关于蒙特卡罗迭代时间 t 的双对数坐标下的幂指数衰减曲线('–'对应 128,'×'对应 64,'+'对应 32 点阵)

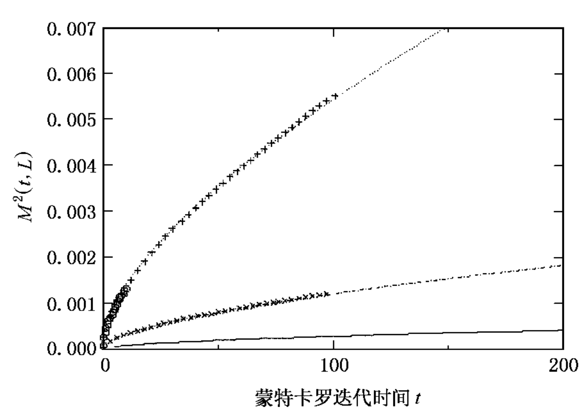

图 6　$q=8$ 四重态分布下的二阶矩 $M^2(t,L)$ 随蒙特卡罗迭代时间 t 演化曲线(从上到下分别对应 $L=32,64,128$ 点阵).'×'对应 128→64,'○'对应 128→32,'+'对应 64→32,分别标出作相应有限体积标度拟合后的 $M^2(t,L)$ 数据

表 3 从有序态出发计算四重态分布时的磁临界指数 $\beta/\nu=\frac{1}{2}\eta$ 结果

$q=8$	K_c	无序幅 r^*	β/ν	z
三重态分布	0.48819679	5.363	0.133(2)	2.48(3)
	0.36796315	8.0	0.131(2)	2.60(3)
四重态分布	0.92018527	2.0	0.131(2)	2.13(4)

4. 讨 论

本文用短时动力学方法和蒙特卡洛方法，以短时临界动力学有限体积标度关系，研究了 2 维正方点阵上淬火无序三重态分布和四重态分布的随机链 Potts 模型. 当我们对不同无序分布取了最佳无序幅以后，所得到的关于 $q=3$ 态和 $q=8$ 态 RBPM 的结果在淬火无序三重态分布和四重态分布下的平衡态临界指数 β/ν 不依赖于分布的具体形式，具有临界普适性(见表 2,3)，且与 Chatelain 和 Berche 的结果相同(见表 1). 为了确认这个问题，我们先后从完全有序态($m_0=1$)和无序态($m_0\sim 0$ 附近)出发的两种独立的模拟过程计算 RBPM 体系的磁临界指数 β/ν. 发现该临界指数的结果不依赖具体的模拟过程，而动力学临界指数 z 却发生改变. 这不仅证实了动力学模拟过程的自洽性，还验证了用动力学模拟方法计算临界指数来研究随机链 Potts 模型是有效的. 使我们的模拟计算结果更可信.

最后，给出本文总结. 通过蒙特卡罗模拟，确认 Chatelain 和 Berche 关于最佳无序幅和临界指数的关系的重要结论是正确的. 原有的淬火掺杂条件下临界指数在不同无序分布下的数值各不相同，是因为受到了纯态与渗流态的交叉效应影响；当取了最佳无序幅之后，交叉效应消失，临界指数结果不变，无序系统存在临界普适性. 本文于数值意义下验证了淬火无序性改变了对应的纯系统的临界特性，确定具体无序分布形式没有改变掺杂模型的平衡态临界普适性. 同时，本文的结果与 Chatelain 和 Berche 利用转移矩阵方法所得到的临界指数值是一致的，其中存在约 2% 的系统误差. 随着点阵的增加($N>128$)，该误差会随之减小，可得到与已有结果更接近的数值. 进一步，利用动力学蒙特卡罗模拟方法研究无序量子自旋系统的临界普适性的工作是我们继续开展相关模拟计算的重点.

[1] Chen S, Ferrenberg A M and Landao D P 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1213
[2] Chen S, Ferrenberg A M and Landao D P 1995 *Phys. Rev.* E **52** 1377
[3] Wiseman S and Domany E 1995 *Phys. Rev.* E **51** 3074
[4] Kardar M, Stella A L, Sartoni G and Derrida B 1995 *Phys. Rev.* E **52** R1269
[5] Yasar F, Gündüc Y and Celik T 1998 *Phys. Rev.* E **58** 4210
[6] Chatelain C and Berche B 1998 *Phys. Rev.* E **58** R6899
[7] Harris A B 1974 *J. Phys.* C **7** 1671
[8] Imry Y and Wortis M 1979 *Phys. Rev.* B **19** 3580
[9] Hui K and Berker A N 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2507
[10] Aizenman M and Wehr J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2503
[11] Cardy J 1996 *J. Phys.* A **29** 1897
[12] Xiao J J *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1605 (in Chinese)[肖君军等 2001 物理学报 **50** 1605]
[13] Feng Q *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2911 (in Chinese)[冯 倩等 2003 物理学报 **52** 2911]
[14] Cardy J 1999 *Physica* A **263** 215
[15] Ying H P and Harada K 2000 *Phys. Rev.* E **62** 174
[16] Ying H P, Bian B J, Ji D R and Schuelke L 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1404
[17] Olson T and Young A P 1999 *Phys. Rev.* B **60** 3428
[18] Sourlas N e-print cond-mat/9811406
[19] Andreichenko V B, Dotsenko Vl S, Selke W and Wang J S 1990 *Nucl. Phys.* B **344** 531
[20] Picco M e-print cond-mat/9802092
[21] Chatelain C and Berche B 1999 *Phys. Rev.* E **60** 3853
[22] Jacobsen J L and Cardy J 1998 *Nucl Phys.* B **515**[FS]701
[23] Chatelain C and Berche B 2000 *Nucl Phys.* B **572**[FS]626
[24] Zheng B 1998 *Int. J. Mod. Phys.* B **12** 1419
[25] Wang L *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 344 (in Chinese)[王 磊等 2000 物理学报 **49** 344]

A study on critical universality of the random-bond Potts models with self-dual quenched randomness *

Ren Hao[1)]　Gu De-Wei[2)]　Pan Zheng-Quan[1)]　Ying He-Ping[1)]

[1)] (*Zhejiang Institute of Modern Physics and Physics Department*, *Zhejiang University*, *Hangzhou* 310027, *China*)

[2)] (*Hangzhou Science and Technology University for Adult*, *Hangzhou* 310012, *China*)

(Received 30 May 2003 ; revised manuscript received 30 June 2003)

Abstract

In this paper we present our numerical study on short-time critical dynamics for the q-state random-bond Potts model with self-dual quenched disorders. By exploring the universal power-law scaling behavior, the results of magnetic exponent η and dynamic exponent z are estimated for the $q = 3$ and $q = 8$ cases with two specific disorder distribution functions. Our Monte Carlo simulations show evidence that the results of magnetic exponent η are independent of distribution forms, which verifies the existence of universality for the general quenched random-bond models numerically.

Keywords: random-bond Potts model, dynamic Monte Carlo simulation, critical universality

PACC: 7540M, 6460F, 6460H

---

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074055) and the SRFDP of China.