

自旋 $S=1$ 淬灭键稀释蜂窝格子伊辛模型

王 振 林 高 瞻

江南大学基础部, 无锡, 214063

李 振 亚

苏州大学物理系, 苏州, 215006

1990年11月8日收到

本文提出一种新的缀饰方法, 将交换作用参数处在子空间 $\exp(K)\cosh(J) = 1$ 的自旋 $S=1$ 淬灭键稀释伊辛模型映象到混合自旋淬灭座稀释缀饰格子系统. 对此混合自旋缀饰系统, 应用退火模型近似求得自旋 $S=1$ 淬灭键稀释蜂窝格子伊辛系统的临界温度、磁化强度与键浓度之间的解析关系.

PACC: 7510H; 0550

一、引 言

自70年代中期以来, 无序磁性的研究已引起人们的广泛注意^[1]. 现在人们已将无序磁性的研究思想移植到无序合金中的电荷密度波、无序表面的浸润和吸附、多孔介质中的流体和超流体等现象的研究^[2]. 而最近发现的高 T_c 超导体共同的结构特征是存在铜-氧面. 理论研究^[3,4]与实验观察^[5,6]都表明: 这样一个二维系统的磁性可能在高 T_c 超导机制方面起着至关重要的作用^[7]. 可以说高 T_c 超导体的发现再次引起人们对无序磁性尤其是低维无序磁性研究的极大兴趣^[4,7].

在无序磁性的研究中, 淬灭无序一直是人们比较感兴趣的课题之一^[8]. 淬灭无序对自旋 $\sigma = 1/2$ 伊辛系统临界行为的影响经过一系列的争论直到最近才有一个清晰的图象^[9-11]. 然而无序对自旋 $S=1$ 的 BEG (Blume-Emery-Griffiths) 模型临界行为影响的研究目前还不多见.

自旋 $S=1$ 的 BEG 模型的哈密顿量可表示为

$$-\beta H = \sum_{i,j} JS_i S_j + \sum_{i,j} KS_i^2 S_j^2 - \Delta \sum_i S_i^2, \quad (1)$$

式中自旋 $S_i = 0, \pm 1$; $\sum_{i,j}$ 限于最近邻自旋对. 最近一些作者^[12,13]研究发现: 若(1)式中的交换作用参数 J 、 K 满足约束条件

$$\exp(K)\cosh(J) = 1, \quad (2)$$

则蜂窝格子 BEG 模型可以严格求解. 随后 Urumov^[14,15]发现: 在约束子空间(2)式蜂窝格子 BEG 模型的退火座稀释及退火晶场无序问题均可以严格求解. 纯 BEG 模型有着丰富的临界性质^[16], 如果在此模型中引入淬灭无序, 则必然会对其临界行为产生影

响^[17]。在淬灭无序问题的诸近似方法中,退火模型近似^[18]在处理自旋 $S = 1/2$ 淬灭无序伊辛问题时,已取得相当的成功^[18-20]。应用这种方法所得到的结果^[18],不仅在弱无序极限下与微扰方法^[21]所得到的结果相一致,而且所求得临界浓度和零温磁化分别与相同格子上的渗流阈值及渗流概率符合得很好^[22](与相应渗流问题中的渗流阈值及渗流概率作比较是检验淬灭无序问题近似方法有效性的标准之一^[23])。文献[24]中曾将退火模型近似推广应用到交换作用参数处在子空间(2)式蜂窝格子各向同性 BEG 模型的淬灭座稀释问题,并得到了令人满意的结果。本文将此方法进一步推广应用到淬灭键稀释问题。为此提出一种新的缀饰方法^[25],将作用参数处在子空间(2)式淬灭键稀释各向同性 BEG 模型严格映象到混合自旋淬灭座稀释缀饰格子系统,然后对缀饰系统应用退火模型近似,求得淬灭键无序蜂窝格子各向同性 BEG 模型的临界温度、磁化强度与键浓度之间的解析关系。

二、模 型

自旋 $S = 1$ 淬灭键稀释蜂窝格子伊辛模型的哈密顿量可表示为

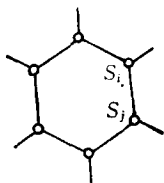
$$-\beta H^{(b)} = \sum_{\langle i,j \rangle} b_{ij} J \left(S_i S_j + \frac{K}{J} S_i^2 S_j^2 \right), \quad (3)$$

式中 b_{ij} 为键占据算符;交换耦合键 J, K 满足约束条件(2)式(此处只讨论 J, K 具有相同浓度的情形)。蜂窝格子如图 1(a) 所示。在这个系统中部分格点之间的交换耦合键已被无规地移去,使得键的浓度为 p 。

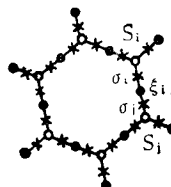
相应地建立一个混合自旋缀饰格子系统如图 1(b) 所示。在这样一个缀饰格子系统中除了在每条键上缀饰两个 $\sigma = \pm 1$ 的自旋^[19,20],我们提出:在两个缀饰自旋 σ_i, σ_j 之间还必须缀饰一个自旋 $\xi_{ij} = 0, \pm 1$ 的新的缀饰方法^[25](传统的缀饰方法是缀饰 $\sigma = \pm 1$ 的自旋^[26])。在图 1(b) 所示的无序系统中,处在用符号“×”表示的格点上的自旋 σ 是非无序的,而处在用符号“●”表示的格点上的自旋 ξ 是淬灭无规稀释的,其浓度为 p 。这个混合自旋淬灭座稀释缀饰格子系统的哈密顿量可表示为

$$-\beta H^{(d)} = \sum_{\langle i,j \rangle} \left[J'(S_i \sigma_i + S_j \sigma_j) + J' b_{ij} \xi_{ij} (\sigma_i + \sigma_j) - \frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2) \right], \quad (4)$$

式中 $S_i = 0, \pm 1$; $\sigma_i = \pm 1$; $\xi_{ij} = 0, \pm 1$ (自旋 ξ_{ij} 的下标 ij 表示该自旋处在 σ_i 与 σ_j 之间); b_{ij} 为自旋 ξ_{ij} 的占据算符, δ 为自旋 S_i 的晶场作用参数。由于缀饰了自旋 ξ ,



(a) 蜂窝格子格点 i 与格点 j 之间的交换耦合键是淬灭无规稀释的



(b) 缀饰蜂窝格子用符号“●”表示的格点上的自旋 ξ 是淬灭无规稀释的

图 1

缀饰系统中所有最近邻自旋之间的交换作用参数均可设为 J' 。

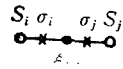
混合自旋淬灭座稀释缀饰蜂窝格子系统的配分函数为

$$Z^{(d)}(J', \delta) = \text{Tr}_{(S, \sigma, \xi)} \exp(-\beta H^{(d)}) = \text{Tr}_{(S, \sigma, \xi)} \left[\prod_{(i, j)} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) \right], \quad (5)$$

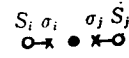
式中

$$-\beta H_{ij}^{(d)} = J'(S_i \sigma_i + S_j \sigma_j) + J' b_{ij} \xi_{ij} (\sigma_i + \sigma_j) - \frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2). \quad (6)$$

缀饰系统中任意一条键 ($-\beta H_{ij}^{(d)}$) 有两种可能构型如图 2 所示。



(a) 自旋 ξ 存在



(b) 自旋 ξ 不存在

图 2 键的两种构型 图中实线表示自旋之间的交换耦合键

构型图 2(a), (b) 出现的概率分别为 p 和 $(1-p)$ 。对每种构型中缀饰自旋 σ_i, σ_j 和 ξ_{ij} 求迹得到

1) 对于构型图 2(a) 有

$$\begin{aligned} \text{Tr}_{\sigma_i, \sigma_j, \xi_{ij}} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) &= 2 \exp \left[-\frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2) \right] \{ [1 + 2 \cosh(2J')] \\ &\quad \cdot \cosh[J'(S_i + S_j)] + 3 \cosh[J'(S_i - S_j)] \} \\ &\equiv A \exp(JS_i S_j + KS_i^2 S_j^2), \end{aligned} \quad (7)$$

式中

$$A = 4[2 + \cosh(2J')], \quad (8)$$

$$\exp(2J) = [1 + 5 \cosh(2J')]^{-1} \{ 3 + \cosh(2J') [1 + 2 \cosh(2J')] \}, \quad (9)$$

$$\exp(K) = \exp \left(J - \frac{2}{3} \delta \right) [1 + 5 \cosh(2J')] [4 + 2 \cosh(2J')]^{-1}, \quad (10)$$

$$\exp(\delta) = \cosh'(J'). \quad (11)$$

2) 对于构型图 2(b) 有

$$\text{Tr}_{\sigma_i, \sigma_j, \xi_{ij}} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) = 12. \quad (12)$$

此处已利用 (9) 式。

对缀饰系统中每条键均作类似的处理可得

$$Z^{(d)}(J', \delta) = [12^{(1-p)} A^p]^{zN/2} Z^{(b)}(J, K), \quad (13)$$

式中 N 为总的格点数; z 为自旋 S 的配位数, 对于蜂窝格子 $z=3$; $Z^{(b)}(J, K)$ 为系统 (3) 式的配分函数 (写成 (13) 式这样的形式是考虑到此映象关系对于其它任意规则格子也成立)。至此我们建立了无序系统 (3) 式与无序系统 (4) 式之间严格的映象关系, 将一个淬灭键无规稀释问题转变为一个混合自旋缀饰格子系统的淬灭座无规稀释问题。下面我们将对缀饰格子系统 (4) 式应用退火模型近似并联系映象关系 (13) 式来讨论系统 (3) 式的热力学性质。

三、退火模型近似

对应于系统(4)式的退火座无规稀释缀饰系统的哈密顿量可表示为^[18]

$$-\beta H_{\text{in}}^{(d)} = \sum_{(i,j)} \left[J'(S_i \sigma_i + S_j \sigma_j) + J' b_{ij} \xi_{ij} (\sigma_i + \sigma_j) - \frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2) + b_{ij} \alpha \right]. \quad (14)$$

系统的配分函数为

$$\begin{aligned} Z_{\text{in}}^{(d)}(J', \delta) &= \text{Tr}_{(S, \sigma, \xi, b)} \exp(-\beta H_{\text{in}}^{(d)}) \\ &= \text{Tr}_{(S, \sigma, \xi, b)} \left\{ \prod_{(i,j)} \exp \left[J'(S_i \sigma_i + S_j \sigma_j) + J' b_{ij} \xi_{ij} (\sigma_i + \sigma_j) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2) + b_{ij} \alpha \right] \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

式中 α 为化学势, 其取值要求满足 $\langle b_{ij} \rangle = p$.

对(15)式中的自旋 S , ξ 和算符 b 求迹可得到

$$Z_{\text{in}}^{(d)}(J', \delta) = B^{3N/2} C^N Z_{\text{pure}}(D, G), \quad (16)$$

式中

$$B^2 = 3[1 + \exp(\alpha)]\{3 + \exp(\alpha)[1 + 2\cosh(2J')]\}, \quad (17)$$

$$C^4 = [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(3J')] \cdot [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(J')]^3, \quad (18)$$

$$\exp(2G) = [3 + 3\exp(\alpha)]^{-1}\{3 + \exp(\alpha) \cdot [1 + 2\cosh(2J')]\}, \quad (19)$$

$$\exp(4D) = [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(3J')] \cdot [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(J')]^{-1}, \quad (20)$$

$Z_{\text{pure}}(D, G)$ 为图3所示自旋 $\sigma = \pm 1$ 扩展 Kagome 格子纯伊辛系统的配分函数, D 、 G 为自旋之间的交换作用参数。

根据退火模型近似并联系映象关系(16)式得到

$$Z^{(b)}(J, K) = [12^{(p-1)} A^{(-p)} B]^{3N/2} C^N Z_{\text{pure}}(D, G). \quad (21)$$

系统(3)式的交换耦合键浓度 p 可表示为

$$\begin{aligned} p &= \{4[\cosh(2J') - 1]\}^{-1} \{3[\exp(2G) - 1][1 - \varepsilon_G(D, G)] \\ &\quad + [1 + 2\cosh(2J')][1 - \exp(-2G)][1 + \varepsilon_G(D, G)]\}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中 $\varepsilon_G(D, G)$ 为扩展 Kagome 格子上由键 G 耦合的最近邻自旋关联函数, 其具体表达式的推导见附录。

四、临界温度

在临界点, 方程(9)、(11)、(20)及(22)式中 J, J', D, G 均应为相应的临界值 J_c, J'_c, D_c, G_c 所代替。同时在临界点还有下列关系(见附录):

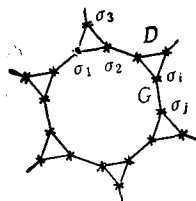


图3 扩展 Kagome 格子(或称为3-12格子) 格点“×”上的自旋 $\sigma = \pm 1$

$$\varepsilon_G(D_c, G_c) = \varepsilon_H(Q_c) + 2[\cosh^2(2R_c) - 1]^{-1} \{ \cosh(2R_c) \cdot [\sinh(2Q_c) - \varepsilon_H(Q_c)\cosh(2Q_c)] + \varepsilon_H(Q_c) \}, \quad (23)$$

$$\exp(4D_c) = 2\cosh(2R_c) - 1, \quad (24)$$

$$\exp(2Q_c) = [\exp(2G_c)\cosh(2R_c) + 1][\exp(2G_c) + \cosh(2R_c)]^{-1}, \quad (25)$$

式中 $\varepsilon_H(Q_c)$ 为自旋 $\mu = \pm 1$ 蜂窝格子伊辛系统的最近邻自旋关联函数在临界点的取值, Q_c 为交换作用参数的临界值。

联立 (11)、(20)、(22) 和 (23)–(25) 式消去 D_c, G_c 可得到下列关系:

$$A_4 \cosh^4(2R_c) + A_3 \cosh^3(2R_c) + A_2 \cosh^2(2R_c) + A_1 \cosh(2R_c) + A_0 = 0, \quad (26)$$

$$\cosh(2J'_c) = [5\cosh(2R_c) - 1][5 - \cosh(2R_c)]^{-1}, \quad (27)$$

式中系数

$$A_0 = 12(3 + \sqrt{3})p - (17\sqrt{3} + 21), \quad (28)$$

$$A_1 = -72(3 + \sqrt{3})p + 4(19 + 13\sqrt{3}), \quad (29)$$

$$A_2 = -120(3 + \sqrt{3})p + 40\sqrt{3}, \quad (30)$$

$$A_3 = -72(3 + \sqrt{3})p + 12(3 + \sqrt{3}), \quad (31)$$

$$A_4 = 12(3 + \sqrt{3})p - (11 + 7\sqrt{3}). \quad (32)$$

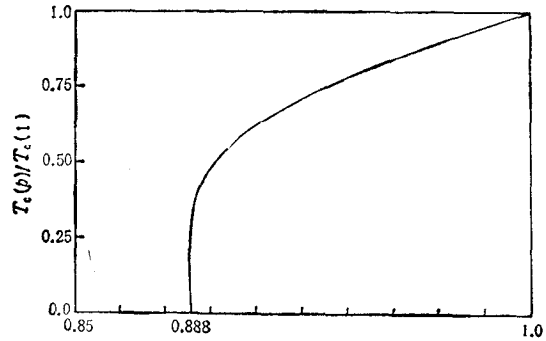


图 4 $T_c(p)/T_c(1)$ 随浓度 p 的变化曲线

对于给定的键浓度 p , 根据 (26) 和 (27) 式可求出临界值 J'_c , 从而通过 (9) 式可得到系统 (3) 式的临界温度 J_c^{-1} . 图 4 给出 $T_c(p)/T_c(1)$ 随浓度 p 的变化曲线。

根据图 4, 键浓度的临界值 $p_c = 0.888$, 这一数值小于淬灭座无序情形的自旋原子浓度的临界值^[24], 这是因为在解除座的相互连接方面座稀释比键稀释更为有效^[27]. 当 $p = 1$ 时数值计算给出 $J_c = 1.317$, 这一结果与严格解^[12]是完全一致的。

五、磁化强度

不难证明, 淬灭键稀释系统 (3) 式在温度为 J^{-1} 时的磁化强度与混合自旋淬灭座稀释缀饰系统 (4) 式中自旋 S 在温度为 J'^{-1} 时的磁化强度是相等的。即

$$M^{(b)}(J, K, p) = M^{(d)}(J', \delta, p), \quad (33)$$

式中

$$M^{(b)}(J, K, p) = \frac{1}{N} \frac{\text{Tr}_{(S)} \left[\sum_K S_k \exp(-\beta H^{(b)}) \right]}{\text{Tr}_{(S)} \exp(-\beta H^{(b)})} \quad (34)$$

为系统 (3) 式的磁化强度;

$$M^{(d)}(J', \delta, p) = \frac{1}{N} \frac{\text{Tr}_{(S, \sigma, \delta)} \left[\sum_k S_k \exp(-\beta H^{(d)}) \right]}{\text{Tr}_{(S, \sigma, \delta)} \exp(-\beta H^{(d)})} \quad (35)$$

为系统 (4) 式中自旋 S 的磁化强度。

根据退火模型近似有

$$M^{(d)}(J', \delta, p) = M_{\text{in}}^{(d)}(J', \delta, p), \quad (36)$$

式中

$$M_{\text{in}}^{(d)}(J', \delta, p) = \frac{1}{N} \frac{\text{Tr}_{(S, \sigma, \xi, b)} \left[\sum_k S_k \exp(-\beta H_{\text{in}}^{(d)}) \right]}{\text{Tr}_{(S, \sigma, \xi, b)} \exp(-\beta H_{\text{in}}^{(d)})} \quad (37)$$

为混合自旋退火座稀释缀饰系统 (14) 式中自旋 S 的磁化强度。

联系 (33) 和 (36) 式 $M^{(b)}(J, K, p)$ 可表示为

$$M^{(b)}(J, K, p) = E \langle \sigma \rangle (D, G) + F \langle \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \rangle (D, G), \quad (38)$$

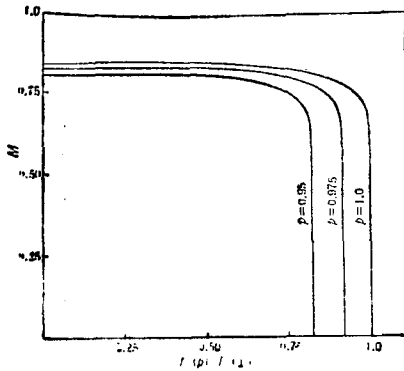


图 5 不同键浓度下磁化强度 M 随 $T_c(p)/T_c(1)$ 的变化曲线 曲线所取浓度分别为 1.0, 0.975 和 0.95

$$\text{式中 } E = \frac{3}{4} \frac{\exp(4D) - 1}{\cosh(3J') - \cosh(J')} \cdot [\exp(-4D) \sinh(3J') + \sinh(J')], \quad (39)$$

$$F = \frac{1}{4} \frac{\exp(4D) - 1}{\cosh(3J') - \cosh(J')} \cdot [\exp(-4D) \sinh(3J') - 3 \sinh(J')], \quad (40)$$

$\langle \sigma \rangle (D, G)$, $\langle \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \rangle (D, G)$ 分别为扩展 Kagome 格子的磁化强度和处在三角形基元上的三自旋关联函数。

在图 5 中给出几种不同键浓度下系统 (3) 式的磁化强度随 $T_c(p)/T_c(1)$ 的变化曲线。从图 5 可以看出：在相变温度 $T_c(p)$ 附近磁化强度随着温度的增加而迅速下降；在远离 $T_c(p)$ 的低温区域，磁化强度的变化非常缓慢。当 $p = 1$ 时饱和磁化强度为 0.8395，这一结果与文献 [24, 25] 的结果一致。

六、结 论

1. 本文提出一种新的缀饰方法，将自旋 $S = 1$ 淬灭键无规稀释伊辛模型在参数子空间 $\exp(K) \cosh(J) = 1$ 将其映象到 $S = 1$ 和 $\sigma = 1/2$ 混合自旋淬灭座无规稀释缀饰系统。

2. 对缀饰系统应用退火模型近似，求得自旋 $S = 1$ 淬灭键稀释蜂窝格子伊辛系统在参数子空间 $\exp(K) \cosh(J) = 1$ 的临界温度、磁化强度与键浓度的解析关系以及键浓度临界值 p_c 。

3. 在弱稀释极限下所得结果与严格解完全一致。

为了阐明所用技术的特点，本文在考虑键稀释时没有同时考虑座稀释对系统热力学性质的影响。至于座-键均无序（淬灭无序）对系统热力学性质的影响将另文报道 [27]。

附 录

关联函数 $\varepsilon_G(D, G)$ 的计算

扩展 Kagome 格子上由键 G 耦合的最近邻自旋关联函数 $\varepsilon_G(D, G)$ 可表示为

$$\varepsilon_G(D, G) = \frac{\text{Tr}_{(\sigma)} \{ \sigma_i \sigma_j \exp[-\beta H_K(D, G)] \}}{\text{Tr}_{(\sigma)} \exp[-\beta H_K(D, G)]}, \quad (\text{A.1})$$

式中 $H_K(D, G)$ 为自旋 $\sigma = \pm 1$ 扩展 Kagome 格子伊辛系统的哈密顿量。

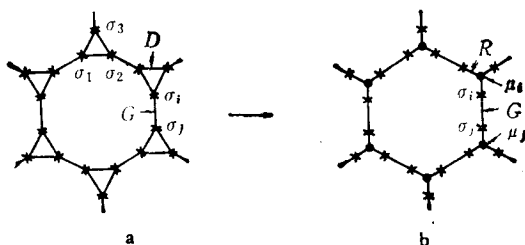
应用 Δ -Y 变换(附录图 1 所示)易得

$$\varepsilon_G(D, G) = \varepsilon'_G(D, G), \quad (\text{A.2})$$

$$\exp(4D) = 2 \cosh(2R) - 1, \quad (\text{A.3})$$

$$\varepsilon'_G(D, G) = \frac{\text{Tr}_{(\sigma, \mu)} \{ \sigma_i \sigma_j \exp[-\beta H_H^G(R, G)] \}}{\text{Tr}_{(\sigma, \mu)} \exp[-\beta H_H^G(R, G)]}, \quad (\text{A.4})$$

式中 $H_H^G(R, G)$ 为缀饰蜂窝格子伊辛系统(附录图 1(b)所示)的哈密顿量; R, G 分别为自旋 σ 与 μ, σ 与 σ 之间的最近邻交换耦合常数。



(a) 扩展 Kagome 格子 (b) 缀饰蜂窝格子, 格点“ $\times$ ”上的自旋 $\sigma = \pm 1$; 格点“ $\bullet$ ”上的自旋 $\mu = \pm 1$

附录图 1

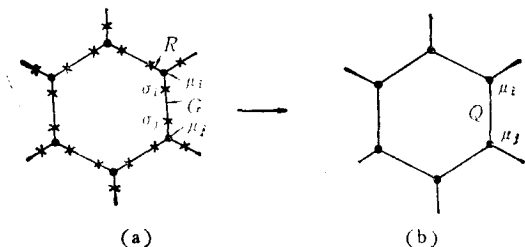
对 (A.4) 式中的自旋 σ 求迹可得到

$$\varepsilon'_G(D, G) = [1 + \varepsilon_H(Q)] [\exp(2G) \cosh(2R) - 1] [\exp(2G) \cosh(2R) + 1]^{-1} + [1 - \varepsilon_H(Q)] [\exp(2G) - \cosh(2R)] [\exp(2G) + \cosh(2R)]^{-1}, \quad (\text{A.5})$$

$$\exp(2Q) = [\exp(2G) \cosh(2R) + 1] [\exp(2G) + \cosh(2R)]^{-1}, \quad (\text{A.6})$$

$$\varepsilon_H(Q) = \frac{\text{Tr}_{(\mu)} \{ \mu_i \mu_j \exp[-\beta H_H(Q)] \}}{\text{Tr}_{(\mu)} \exp[-\beta H_H(Q)]}, \quad (\text{A.7})$$

式中 $H_H(Q)$ 为自旋 $\mu = \pm 1$ 最近邻自旋交换耦合常数为 Q 蜂窝格子伊辛系统的哈密顿量。变换如附录图 2 所示。



(a) 缀饰蜂窝格子 (b) 蜂窝格子, 格点“ $\times$ ”上的自旋 $\sigma = \pm 1$; 格点“ $\bullet$ ”上的自旋 $\mu = \pm 1$

附录图 2

联立 (A.2)、(A.3)、(A.5) 和 (A.6) 式消去 G 可得到

$$\varepsilon_G(D, G) = \varepsilon_H(Q) + 2 [\cosh^2(2R) - 1]^{-1} \{ \cosh(2R) \cdot [\sinh(2Q) - \varepsilon_H(Q) \cosh(2Q)] + \varepsilon_H(Q) \}. \quad (\text{A.8})$$

- [1] A. B. Harris and T. C. Lubensky, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1540.
- [2] D. S. Fisher *et al.*, *Physics Today*, **41**(1988), 56.
- [3] A. Auerbach and D. P. Arovas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 617.
- [4] S. Chakravarty *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 2344.
- [5] T. Thio *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 905.
- [6] R. J. Birgeneau *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 6614.
- [7] P. Kopietz, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 4846.
- [8] M. Aizenman and J. Wehr, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2503.
- [9] R. Shankar, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2466.
- [10] A. W. W. Ludwig, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2388.
- [11] H. A. Ceccatto and C. Naon, *J. Phys. A*, **22**(1989), 311.
- [12] F. Y. Wu, *Phys. Lett.*, **A116**(1986), 245.
- [13] A. Rosengren and R. Häggkvist, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 660.
- [14] V. Urumov, *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**(1989), 1159.
- [15] V. Urumov, *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**(1989), 7037.
- [16] I. D. Lawrie and S. Sarbach, in "Phase Transition and Critical Phenomena", Vol. 9, ed. C. Domb and J. L. Lebowitz, Academic press, London, (1984).
- [17] K. Hui and A. N. Berker, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2507.
- [18] A. R. McGurn, *J. Phys. C*, **13**(1980), 1055.
- [19] A. R. McGurn, *J. Phys. C*, **16**(1983), 5023.
- [20] Zhen-ya Li (李振亚) and Chuang-zhang Yang (杨传章), *Phil. Mag.*, **B52**(1985), 1165.
- [21] M. F. Thorpe and A. R. McGurn, *Phys. Rev.*, **B14**(1979), 2142.
- [22] A. R. McGurn, *J. Phys. C*, **15**(1982), 111.
- [23] M. F. Thorpe and S. Kirkpatrick, *J. Phys. A*, **12**(1979), 1835.
- [24] 王振林、李振亚, *物理学报*, **39**(1990), 1327.
- [25] Zhen-lin Wang (王振林) and Zhen-ya Li (李振亚), *J. Phys. Condens. Matter*, **2**(1990), 8615.
- [26] R. J. Vasconcelos dos Santos *et al.*, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 4527.
- [27] I. Syozi, in "Phase Transition and Critical Phenomena", Vol. 1, ed. C. Domb and M. S. Green, Academic press, London, (1972).

A SPIN-ONE QUENCHED BOND RANDOMLY DILUTED ISING MODEL ON A HONEYCOMB LATTICE

WANG ZHEN-LIN GAO ZHAN

Department of Basic Courses, Jiangnan University, Wuxi, 214063

LI ZHEN-YA

Department of Physics, Suzhou University, Suzhou, 215006

(Received 8 November 1990)

ABSTRACT

A new decoration method is proposed which can achieve an exact mapping between the quenched bond randomly diluted spin-1 Ising model on a regular lattice in the subspace: $\exp(K) \cosh(J) = 1$ and a certain class of mixed-spin quenched site randomly diluted decorated-lattice problem. Using this mapping in conjunction with the annealed model solution for the decorated-lattice problem, we have obtained the approximate results for the quenched bond randomly diluted spin-1 Ising model on the honeycomb lattice. The critical temperature and the magnetization of the diluted system as functions of bond concentration are calculated in detail.

PACC: 7510H; 0550