

各向异性二维海森堡阻挫平方格子的基态性质*

斯宇豪, 胡爱元, 崔玉亭

(重庆师范大学 物理与电子工程学院, 重庆 401331)

摘要:【目的】研究二维各向异性海森堡阻挫平方格子的基态性质。【方法】采用线性自旋波理论, 分析零温磁化强度、基态相图和基态能与各向异性 η 和次近邻相互作用参数 J_2 之间的关系。【结果】当 η 和 J_2 取不同值时, 系统有 3 个态, 它们分别是奈尔态、共线态和自旋液态。同时也发现, 当 η 和 J_2 在一定范围内取值时, 奈尔态和共线态能共存。【结论】在相同参数下, 当 $0 \leq J_2/J_1 < 0.5$ 时, 奈尔态更稳定, 当 J_2/J_1 在 0.55 附近时, 奈尔态和共线态之间可以发生一阶相变, 在 $0.7 \leq J_2/J_1 \leq 1$ 时, 共线态更稳定。

关键词: 经典自旋模型; 磁各向异性; 反铁磁体; 单层薄膜的磁性性质

中图分类号: O441.2; O413.1; O484.4⁺3

文献标志码: A

文章编号: 1672-6693(2018)02-0114-05

自 2008 年发现铁基超导以来, 海森堡自旋阻挫模型受到了极大的关注^[1-3]。这是因为铁基超导材料的磁性质可以用共线(Collinear)型反铁磁模型来描述^[4], 从而激发了人们对自旋阻挫模型研究的热情。就理论研究而言, 研究二维自旋阻挫系统比其他维更有趣: 相比一维, 二维有更加丰富的拓扑结构; 对于三维, 它的量子扰动和阻挫效应没有二维强^[5]。因此目前理论研究热点主要集中在二维自旋阻挫模型。

一般而言, 二维自旋阻挫格子模型主要包括: 三角格子、平方格子、蜂巢格子、Kagome 格子等。其中, 研究最广泛的是二维平方格子的自旋阻挫模型, 通常称这种模型为 J_1 - J_2 阻挫模型^[6]。其中, J_1 和 J_2 分别是描述自旋间最近邻和次近邻相互作用的参数。二维平方格子 J_1 - J_2 阻挫模型的磁结构如图 1 所示。图 1a 描述的是奈尔(Néel)型反铁磁体, 它相应的波矢为 $Q_{\text{Néel}}(\pi, \pi)$; 图 1b 和图 1c 描述的是共线型反铁磁体, 它们最近邻格点的磁性离子自旋方向沿 x (y) 轴方向是反平行的, 沿 y (x) 方向是平行的, 它们相应的波矢为 $Q^1_{\text{Collinear}}(\pi, 0)$ 和 $Q^2_{\text{Collinear}}(0, \pi)$ 。因此, 共线型反铁磁体的磁结构是二重简并。

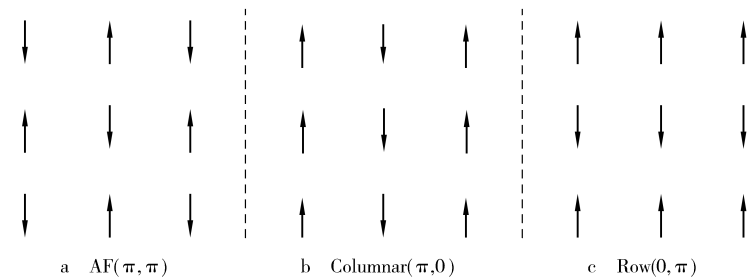


图 1 二维平方格子的 J_1 - J_2 阻挫模型的经典基态图

Fig. 1 Classical ground states

对于各向同性的二维平方格子 J_1 - J_2 阻挫模型, 当 $J_2 \leq 0.4J_1$ 时, 系统是奈尔态; 而当 $J_2 \geq 0.6J_1$ 时, 系统对应的是共线态; 当 $0.4J_1 < J_2 < 0.6J_1$ 时, 系统出现了一个非磁性的无序态^[7-8]。许多研究者对非磁性的无序态进行了探讨, 给出了一些不同的结论, 比如 Spin liquid State^[7-8], Spin Peierls State^[8], Chiral spin State^[9], Plaquette State^[10] 等等, 目前大家比较接受 Spin-liquid State^[7]。

相比各向同性的二维平方格子阻挫模型, 各向异性的情况则多了一个可以调控系统相变的自由度, 一些研究表明: 当系统各向异性增强时, 非磁性的无序态会消失, 同时出现奈尔态和共线态共存^[9-10]。这不仅表明各向异性能有效调控系统的相变, 而且也暗示一些重要的问题可能被隐藏, 比如目前未见报道零温奈尔态和共线态共存时哪一个更稳定的问题等; 因此进一步研究是必要的。

* 收稿日期: 2017-11-23 修回日期: 2018-01-12 网络出版时间: 2018-03-23 15:54

资助项目: 重庆高校创新团队建设计划(No.CXTDX201601016)

第一作者简介: 斯宇豪, 男, 研究方向为磁性功能材料, E-mail: 171044337@qq.com; 通信作者: 胡爱元, 教授, E-mail: huaiyuanhuyuanai@126.com

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/50.1165.N.20180323.1554.034.html>

基于此,本研究考虑一个交换各向异性的二维平方格子的阻挫模型,采用线性自旋波理论,探讨各向异性对系统基态性质的影响。结果表明:在不同各向异性参数和次近邻相互作用参数下,系统出现了 3 个态,即:奈尔态、共线态和自旋液态。在基态相图中,出现了奈尔态与共线态交叉区域,这表明在这个交叉区域内,不同的两个态在相同的参数下能共存,即:此时系统有可能是奈尔态,也有可能是共线态,或两态共存。一个自然的问题是:在共存区域中两个态哪个更稳定?显然,回答它将是一件有意义的工作。

1 模型和方法

交换各向异性的二维平方格子 J_1 - J_2 阻挫模型磁结构见图 1,它的哈密顿量可以描述为:

$$H = J_1 \sum_{(i,j)} \left[\frac{\eta}{2} (S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+) + S_i^z S_j^z \right] + J_2 \sum_{[i,j]} \left[\frac{\eta}{2} (S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+) + S_i^z S_j^z \right]. \quad (1)$$

其中, J_1, J_2 分别描述二维平方格子自旋间最近邻 (i, j) 和次近邻 $[i, j]$ 的相互作用参数。为了方便讨论,取 $J_1 = 1$, 在计算中只需考虑改变 J_2 的值。同时令玻尔兹曼常数 $\kappa_B = 1$, 那么系统所有的物理量都是无量纲的量。 η 为交换各向异性参数,取值范围为 $0 \leq \eta \leq 1$ 。当 $\eta = 0, \eta = 1$ 和 $0 < \eta < 1$ 时,它们分别对应描述的是 Ising 模型、各向同性的海森堡模型和各向异性的海森堡模型。 S_i^\pm 描述的是自旋升降算符,它满足如下对易关系:

$$[S_i^+, S_j^-] = 2\delta_{ij} S_i^z, [S_i^+, S_j^z] = \mp 2\delta_{ij} S_i^\pm.$$

本文采用线性自旋波理论来研究交换各向异性的二维平方格子的基态性质。为了便于讨论,将晶格划分成两个子晶格,即相同子晶格的自旋方向相同,不同子晶格间自旋方向相反。这两个子晶格分别用字母 A, B 表示。如果假定子晶格 A 的自旋方向向上,则子晶格 B 的自旋方向向下,子晶格磁化强度有 $m_A = -m_B$, 反之亦然。令 $m_A = -m_B = m$ 。

根据自旋波理论的标准步骤,首先将哈密顿量进行玻色化。这里采用 Dyson-Maleev 变换^[11-12], 即:

$$\begin{aligned} S_{a_i}^+ &= \sqrt{2S} (a_i - \frac{1}{2S} a_i^+ a_i a_i), S_{a_i}^- = \sqrt{2S} a_i^+, S_{a_i}^z = S - a_i^+ a_i; \\ S_{b_j}^+ &= \sqrt{2S} (b_j^+ - \frac{1}{2S} b_j^+ b_j^+ b_j), S_{b_j}^- = \sqrt{2S} b_j, S_{b_j}^z = b_j^+ b_j - S. \end{aligned} \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式得到玻色化后的哈密顿量,保留二次项。其奈尔态和共线态的哈密顿量可以表示为:

$$\begin{aligned} H_{NS} &= 4(J_2 - J_1)NS^2 + J_1 S \sum_{ij} [\eta(a_i b_j + a_i^+ b_j^+) + (b_j^+ b_j + a_i^+ a_i)] + \\ &\frac{J_2 S}{2} \sum_{ij} [\eta(a_j^+ a_i + a_i^+ a_j) - a_j^+ a_j - a_i^+ a_i] + \frac{J_2 S}{2} \sum_{ij} [\eta(b_i^+ b_j + b_j^+ b_i) - b_i^+ b_i - b_j^+ b_j], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H_{CS} &= -4J_2 NS^2 + \frac{1}{2} J_1 S \sum_{(i,j)} [\eta(a_j^+ a_i + a_i^+ a_j) - a_j^+ a_j - a_i^+ a_i] + \frac{1}{2} J_1 S \sum_{(i,j)} [\eta(b_i^+ b_j + b_j^+ b_i) - b_i^+ b_i - b_j^+ b_j] + \\ &J_1 S \sum_{(i,j)} [\eta(a_i b_j + a_i^+ b_j^+) + b_j^+ b_j + a_i^+ a_i] + J_2 S \sum_{[i,j]} [\eta(a_i b_j + a_i^+ b_j^+) + b_j^+ b_j + a_i^+ a_i]. \end{aligned} \quad (4)$$

以上两式中下标 NS 和 CS 分别对应描述的是奈尔态和共线态。对(3)式和(4)式进行空间傅里叶变换,即:

$$a_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{ik \cdot R_i} a_k, b_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{ik \cdot R_j} b_k.$$

则(3)式和(4)式在动量空间的表示为:

$$H_{NS} = 4(J_2 - J_1)NS^2 + J_1 z_1 \eta S \sum_k \gamma_{1k} (a_k b_k + a_k^+ b_k^+) + 4S \sum_k [J_1 - J_2(1 - \eta \gamma_{2k})] (a_k^+ a_k + b_k^+ b_k), \quad (5)$$

$$H_{CS} = -4J_2 NS^2 + 2S \sum_k [J_1(\eta \gamma_{k_x} - 1) + J_1 + 2J_2] (a_k^+ a_k + b_k^+ b_k) + 2\eta S \sum_k (J_1 \gamma_{k_y} + 2J_2 \gamma_{2k}) (a_k b_k + a_k^+ b_k^+). \quad (6)$$

其中, $\gamma_{1k} = \frac{1}{2} (\cos k_x + \cos k_y)$, $\gamma_{2k} = \cos k_x \cos k_y$, $\gamma_{k_x} = \cos k_x$, $\gamma_{k_y} = \cos k_y$ 。

对(5)式和(6)式进行对角化。这里采用玻戈留玻夫变换,即:

$$\begin{aligned} a_k &= \cosh \theta_k \alpha_k + \sinh \theta_k \beta_k^+, a_k^+ = \cosh \theta_k \alpha_k^+ + \sinh \theta_k \beta_k, \\ b_k &= \cosh \theta_k \beta_k + \sinh \theta_k \alpha_k^+, b_k^+ = \cosh \theta_k \beta_k^+ + \sinh \theta_k \alpha_k. \end{aligned}$$

对角化后的哈密顿量为:

$$H_{NS} = E_{NS} + \sum_k \omega_{1k} (\alpha_k^+ \alpha_k + \beta_k^+ \beta_k), \quad (7)$$

$$H_{CS} = E_{CS} + \sum_k \omega_{2k} (\alpha_k^+ \alpha_k + \beta_k^+ \beta_k). \quad (8)$$

其中,

$$E_{NS} = 4(J_2 - J_1)NS^2 - S \sum_k [J_1 z_1 - J_2 z_2 (1 - \eta \gamma_{2k})] + \sum_k \omega_{1k},$$

$$E_{CS} = -4J_2 z_2 NS^2 - 2S \sum_k [J_1 \eta \gamma_{k_x} + 2J_2] + \sum_k \omega_{2k};$$

$$\omega_{1k} = 4S \sqrt{[J_1 - J_2(1 - \eta \gamma_{2k})]^2 - (\eta J_1 \gamma_{1k})^2}, \omega_{2k} = 2S \sqrt{(J_1 \eta \gamma_{k_x} + 2J_2)^2 - \eta^2 (J_1 \gamma_{k_y} + 2J_2 \eta \gamma_{2k})^2}.$$

根据统计物理,对玻色子有: $\langle \alpha_k^+ \alpha_k \rangle = \langle \beta_k^+ \beta_k \rangle = \frac{1}{e^{\beta \omega_k} - 1}$ 。其中 $\beta = 1/(\kappa_B T)$, κ_B 是波尔兹曼常数。利用 $m = S - \langle a_i^+ a_i \rangle$ 这一关系式,则可很容易得到零温时的磁化强度表达式,即:

$$m_{NS} = S - \frac{1}{2N} \sum_k \left\{ \frac{4S[J_1 - J_2(1 - \eta \gamma_{2k})]}{\omega_{1k}} - 1 \right\}, m_{CS} = S - \frac{1}{2N} \sum_k \left[\frac{2S(J_1 \eta \gamma_{k_x} + 2J_2)}{\omega_{2k}} - 1 \right].$$

利用对角化后的哈密顿量,根据关系式 $F = -\frac{\ln \text{tr} e^{-\beta H_{NS(CS)}}}{2N\beta}$ ($H_{NS(CS)}$ 是对角化后的哈密顿量),则有限温度时自由能的解析表达式可表示为:

$$F_{NS(CS)} = \frac{E_{NS(CS)}}{2N} - \frac{1}{N\beta} \sum_k \ln \left[\frac{1}{2} (\coth \frac{\beta \omega_{1(2)k}}{2} + 1) \right]. \quad (9)$$

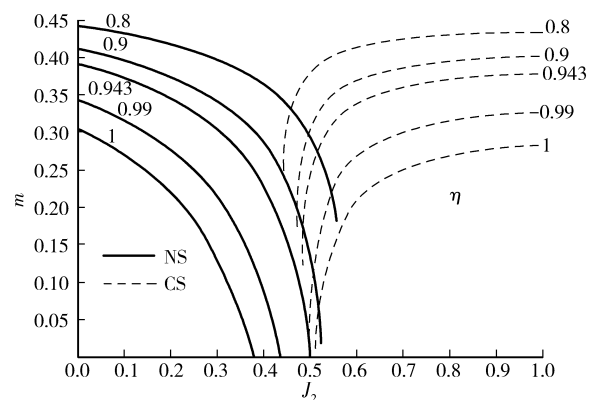
零温时 $\coth \frac{\beta \omega_{1(2)k}}{2} \cong 1$,将它代入(9)式结合(7),(8)式可得 $F_{NS(CS)} = \frac{\langle H_{NS(CS)} \rangle}{2N}$ 。这说明零温时系统的自由能与基态能相等。

2 结果与讨论

图 2 给出了 $S=1/2$ 时,不同 η 值下零温磁化强度 m 与 J_2 之间的变化关系。从图 2 可见:无论 η 取何值,对于奈尔态, m 始终随着 J_2 的增大而减小;对于共线态却恰好相反。这不难理解:当 $J_2=0$ 时,方程(1)描述的是一个普通的反铁磁模型;当 J_2 从 0 开始增大时, J_1 与 J_2 之间将出现相互竞争,这种竞争引入了阻挫。对于确定的 J_1, J_2 值越大,系统的阻挫越强,阻挫越强系统越无序。当 J_2 值增大到一定值时,这种竞争达到最大,系统出现了无序临界点,这种情况对应的是奈尔态。 J_2 值继续增大,出现了一个新的有序临界点,此时系统对应的是共线态。与奈尔态不同,共线态时, J_2 值越大,阻挫越弱。在这种情况下, J_2 值越大, m 值越大。综合上面的分析,图 1 的结果可归结于 J_1 与 J_2 之间相互竞争的结果。

图 2 有 3 点需要强调:1) 对于 $\eta=1$,方程(1)描述的是各向同性的情况,系统出现了 3 种相。在 $0 \leq J_2 \leq 0.377$ 时,系统对应的奈尔态;当 $0.512 \leq J_2 \leq 1$ 时,系统是共线态;对于 $J_2^1 < J_2 < J_2^2$ 时,系统是一个非磁无序相。当奈尔相向无序相转变的过程中,系统磁化强度是持续消失的,这意味着它们之间发生的相变是二阶相变;而从无序相向共线相转变时,磁化强度迅速上升,这表明它们之间的相变是一阶相变。表 1 是不同方法的 J_2^1 和 J_2^2 值,它显示本文结果与外推法、精确对角化和改进的自旋波方法的结果是一致的^[13-14];2) 对于确定的 J_2 ,越小的 η 对应越大 m ,这是由于各向异性抑制了系统的阻挫,且各向异性越强,其抑制能力越强;3) 图 2 清晰地显示了在 $\eta < 0.9$ 时,奈尔态和共线态共存。

图 3 给出了参数空间中模型的基态相图,它被分成了 4 个区域。图的最下面是奈尔态(NS);图的最上面是



注:这里 NS 和 CS 分别表示的是奈尔态和共线态。

图 2 不同各向异性下的零温磁化强度与次近邻 J_2 之间的变化关系

Fig. 2 The magnetization as a function of J_2 for different η values

共线态(CS);图的左边是奈尔态和共线态共存区域(NS 或 CS 或 Coexistence),这个区域表示系统可以是奈尔态,也可以是共线态,或者两态共存;图的右边有一个小的区域是自旋液态。

下面将依据自由能极小的原理来研究在共存区域的两个态哪个态更稳定。本研究具体做法是:确定 J_2 值,通过图 3 的共存

区域来确定 η 的取值范围,在 η 的取值范围内计算两个态的自由能,通过对比值的大小来判断哪个态更稳定。

基于上面的思路,图 4 给出了不同 J_2 值下的自由能与各向异性之间的关系。实线和虚线分别描述的是 NS 和 CS 的结果。从图 4a 看出,当 J_2 从 0.1 增大到 0.499 9 的过程中,始终有 $F_{NS} > F_{CS}$,这表明奈尔态更稳定。同时注意到两态自由能之间的差异逐渐减小,且这种趋势对小的 η 值尤为明显。通过反复的数值计算发现:当 $J_2 = 0.5$ 时(图 4b),在 $0 \leq \eta \leq 0.019$ 的范围内出现了两个态的自由能相等的情况(判断标准为:当 $\left| \frac{F_{CS} - F_{NS}}{F_{CS}} \right| \leq 0.000 1$ 时,认为两个态的自由能差异可以忽略,即可认为两个态的自由能相等),此时系统可以是奈尔态,也可以是共线态,或两态共存;在 $\eta > 0.019$ 时,始终有 $F_{NS} < F_{CS}$,此时奈尔态更稳定。

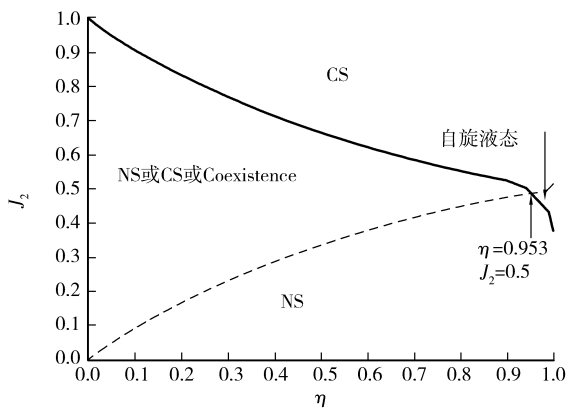


图 3 参数空间中模型的基态相

Fig. 3 Phase diagram showing the stability of different phases as a function of η and J_2

当 $J_2 > 0.5$ 时(图 4c),两个态的自由能曲线出现了交叉点,在交叉点的左边区域有 $F_{NS} > F_{CS}$,共线态更稳定。在交叉点的右边区域有 $F_{NS} < F_{CS}$,奈尔态更稳定。这一过程可以这样来理解:对于小 η ,此时系统的状态是共线态,随着 η 的增大,在交叉点系统将会从共线态向奈尔态转变,这个转变是一阶相变。过了交叉点,系统的状态是奈尔态。 J_2 继续增大,两个态的自由能曲线不再相交,它们之间的差异随着 J_2 的增大而变大,且始终有 $F_{NS} > F_{CS}$,即此时共线态更稳定。作为一个对比,表 2 是不同方法给出的自由能值。

表 1 给出了不同方法得到的 J_2^{c1} 和 J_2^{c2} 值

Tab. 1 The values of J_2^{c1} and J_2^{c2} for different methods

参数	有限外推法 ^[13]	精确对角化 ^[13]	改进的自旋波方法 ^[14]	本文结果
J_2^{c1}	0.378	0.35	0.4	0.377
J_2^{c2}	0.512	0.66	0.6	0.513

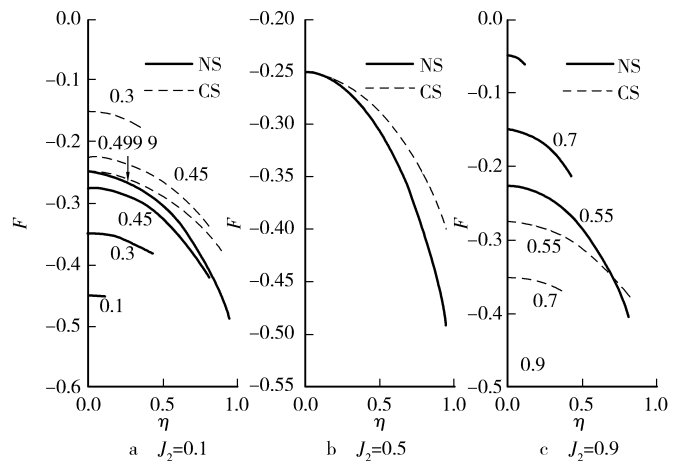


图 4 不同 J_2 下的自由能与各向异性交换参数 η 之间的关系

Fig. 4 The free energy as a function of η for different J_2 value

表 2 不同方法得到的基态能值

Tab. 2 The values of ground-state for different methods

J_2	本文结果	有限外推法 ^[13]	精确对角化 ^[13]	改进的自旋波方法 ^[14]
0	-0.657 95	-0.669 34	-0.668 23	-0.662 85
0.2	-0.583 60	-0.584 83	-0.587 40	-0.587 15
0.6	-0.461 48	-0.470 58	-0.483 18	-0.476 47
0.8	-0.571 2	-0.572 66	-0.583 09	-0.573 13
1	-0.692 45	-0.691 93	-0.711 56	-0.696 82

3 结论

本文采用线性自旋波理论,研究了自旋为 $1/2$ 的二维各向异性的阻挫平方格子的基态性质。基态相图显示了 4 个区域,即:奈尔态区域、共线态区域、自旋液体区域和奈尔态与共线态共存区域。本文重点讨论了在共存区域内两个态的稳定性问题,结果表明:对于 J_2 小的情况,奈尔态更稳定;在 $J_2=0.5$ 时,出现两态重叠的情况,即系统可能是奈尔态,也有可能是共线态,或者两态共存;当 J_2 在 0.55 附近取值时,两个态的自由能曲线相交,交点左边,共线态更稳定,右边奈尔态更稳定;对于 J_2 值大的情况,共线态更稳定。

参考文献:

- [1] MA F, LU Z Y, XIANG T. Arsenic-bridged antiferromagnetic superexchange interactions in LaFeAsO[J/OL]. Phys Rev B, 2008, 78 (22): 224517 [2017-11-23]. <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.78.224517>.
- [2] ISHIBASHI S, TERAOKURA K J. A possible ground state and its electronic structure of LaFeAsO[J]. Phys Soc Jpn, 2008, 77(Suppl C): 91-95.
- [3] YILDIRIM T. Origin of the 150K anomaly in LaFeAsO: competing antiferromagnetic interactions, frustration and a structural phase transition[J/OL]. Phys Rev Lett, 2008, 101(5): 057010 [2017-11-23]. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.101.057010>.
- [4] VUJINOVIĆ M, PANTIĆ M, KAPOR D, et al. Theoretical models for magnetic properties of iron pnictides[J/OL]. Phys B, 2013, 27(16): 1350071 [2017-11-23]. <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217979213500719>.
- [5] MISGUICH G, LHUILLIER C. Frustrated Spin Systems [M]. 2nd edition. DIEP H T, Singapore: World Scientific, 2013: 3-7.
- [6] BISHOP R F, LI P H Y, DARRADI R, et al. Effect of anisotropy on the ground-state magnetic ordering of the spin-half quantum $J_1^{XXZ}-J_2^{XXZ}$ model on the square lattice[J/OL]. Phys Rev B, 2008, 78(5): 054412 [2017-11-23]. <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.78.054412>.
- [7] DARRADI R, DERZHKO O, ZINKE R, et al. Ground state phase of the spin-1/2 J_1-J_2 Heisenberg antiferromagnet on the square lattice: a high-order coupled cluster treatment[J/OL]. Phys Rev B, 2008, 78(21): 214415 [2017-11-23]. <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.78.214415>.
- [8] DAGOTTO E, MOREO A. Phase diagram of the frustrated spin-(1/2) Heisenberg antiferromagnet in two dimensions[J]. Phys Rev Lett, 1989, 63(19): 2148-2151.
- [9] KALMEYER V, LAUGHLIN R B. Equivalence of the resonating-valence-bond and fractional quantum hall states[J]. Phys Rev Lett, 1987, 59(18): 2095-2098.
- [10] CAPRIOTTI L, SORELLA S. Spontaneous plaquette dimerization in the J_1-J_2 Heisenberg model[J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(14): 3173-3176.
- [11] DYSON F J. General theory of spin-wave interactions[J]. Phys Rev, 1956, 102(5): 1217-1230.
- [12] MALEEV S V. Scattering of slow neutrons in ferromagnets[J]. Zh Eksp Teor Fiz, 1958, 6(33): 776-784.
- [13] RICHTER J, SCHULENBURG J. The spin-1/2 J_1-J_2 Heisenberg antiferromagnet on the square lattice: exact diagonalization for $N=40$ spins[J]. Phys J B, 2010, 73: 117-124.
- [14] XU J H, TING C S. Phase diagram of the frustrated square Heisenberg lattice based upon a modified spinwave theory[J]. Phys Rev B, 1990, 42(10): 6861-6864.

Properties of Two-Dimension Anisotropic Frustrated Square Heisenberg Lattice on the Ground State

SI Yuhao, HU Aiyuan, CUI Yuting

(College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China)

Abstract: [Purposes] To studied the ground state properties of a two-dimension anisotropic square lattice Heisenberg frustrated model. [Methods] These properties were researched by means of the spin wave theory. The effects of anisotropy η and the next-nearest interaction J_2 on the magnetization and the ground state energy were explored in detailed. [Findings] The results indicate that, when the anisotropic and the next-nearest interaction parameters take the different values, there are three states, i.e., Néel state, collinear state and spin liquid state. And the Néel and collinear states can coexist. It means that the system can be either Néel sate or collinear state. [Conclusions] Under the condition of the same parameters, when $0 \leq J_2/J_1 < 0.5$, the Néel sate is more stable. In the vicinity of $J_2/J_1 = 0.55$, a first-order phase transformation between the Néel and collinear states may also occur. For $0.7 \leq J_2/J_1 \leq 1$, the collinear sate is more stable.

Keywords: classic spin-wave model; magnetic anisotropy; antiferromagnet; magnetic properties of monolayer thin film

(责任编辑 许 甲)