探究亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件

胡爱元, 文林*

重庆师范大学物理与电子工程学院, 光电功能材料重庆市重点实验室, 重庆 401331

* 联系人, E-mail: w1qx@cqnu.edu.cn

2018-12-24 收稿, 2019-02-24 修回, 2019-02-25 接受, 2019-04-03 网络版发表

国家自然科学基金(11875010)和重庆高校创新团队建设计划(CXTDX201601016)资助

摘要 基于格林函数方法, 采用Tyablikov近似对格林函数运动方程中的高阶格林函数进行退耦, 我们研究了简单立方晶格亚铁磁系统的磁性, 详细探讨了外磁场对系统补偿温度的影响, 并对系统出现补偿温度的一般性条件进行了探究. 结果表明: 当小自旋方向的外场 h_a 为0时, 无论大自旋方向的外场 h_b 取何值, 系统都不会出现补偿温度. 当 h_a 有限时, 无论 h_b 为何值, 都存在一个最小的 h_a 值, 即 $h_a^{\min}$. 当 $h_a \geq h_a^{\min}$ 时, 系统出现补偿温度, 否则将不可能出现补偿温度, 且 $h_a^{\min}$ 的值会随着 h_b 的增大而增大. 因此, 对于本文所研究的亚铁磁模型, 出现补偿温度的前提条件是必须考虑小自旋的外场, 且其取值存在一个最小值 $h_a^{\min}$. 当且仅当 $h_a \geq h_a^{\min}$ 时, 系统出现补偿温度, 否则补偿温度消失. 通过对比分析以前的研究, 我们得到了亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件, 即: 至少存在一个额外的力使得大自旋的子晶格磁化强度随温度升高而下降的速度要大于小自旋的子晶格磁化强度的下降速度. 只有这样, 系统才有可能满足 $m_a = -m_b \neq 0$ 的关系, 其所对应的温度为补偿温度, 否则将不可能出现补偿温度.

关键词 亚铁磁性, 补偿温度, 相变温度, 格林函数

亚铁磁体中存在两种磁矩方向相反的原子, 其晶格可以分成两个子晶格, 相同子晶格的原子磁矩方向相同, 不同子晶格的原子磁矩方向相反, 这与反铁磁体的磁结构类似. 不同的是: 反铁磁体中不同子晶格的磁矩大小相等, 而亚铁磁体中不同子晶格的磁矩大小不相等. 于是, 当温度小于相变温度时, 亚铁磁系统存在一个可测量的非零磁化强度. 由于不同子晶格中的原子磁矩大小不相等, 它们与温度之间存在不同的依赖关系. 因此, 当温度低于相变点时, 系统就有可能在某一温度出现磁化强度为零的情况, 这一点所对应的温度称为补偿温度, 记为 T_{com} ^[1]. 由于在补偿点附近, 只需加一很小的外场, 就能改变系统磁化强度的符号. 因此, 在实验中, 如何使系统出现补偿点就成了一个非常重要的工艺, 这在热磁记录中有着非常重要的应用^[2,3].

因此, 研究亚铁磁系统出现补偿温度的条件具有现实意义.

目前已经有大量对不同亚铁磁系统补偿温度的研究. 比如二维平方格子: Espriella等人^[4]用蒙特卡洛模拟研究了单粒子各向异性对系统补偿温度的影响; Oitmaa和Enting^[5]采用低温和高温展开法研究了外场和单粒子各向异性对补偿温度的影响; Mert^[6-9]基于格林函数方法研究了次近邻相互作用、单粒子各向异性以及外磁场对补偿温度的影响. 二维蜂巢格子: Godoy等人^[10]和Yao等人^[11]研究了次近邻相互作用和单粒子各向异性对补偿温度的影响, 前者采用的方法为平均场和蒙特卡洛模拟, 后者采用的是格林函数方法. 简单立方晶格: Oitmaa^[12]和Zaim等人^[13]均采用蒙特卡洛模拟研究了次近邻和单粒子各向异性对系统补偿温度的影

引用格式: 胡爱元, 文林. 探究亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件. 科学通报, 2019, 64: 1471-1477

Hu A Y, Wen L. Investigating the general condition of compensation temperature appearance in ferrimagnetic system (in Chinese). Chin Sci Bull, 2019, 64: 1471-1477, doi: [10.1360/N972018-01289](https://doi.org/10.1360/N972018-01289)

响; Xu和Yan^[14]采用有效场理论研究了单粒子各向异性性和外场对补偿温度的影响。

这些研究显示: 自旋间次近邻相互作用和/或单粒子各向异性是系统出现补偿温度的必要条件^[4~14]。但是, 这些文献并没有探讨必要条件背后的物理机理。换句话说讲, 之前的研究只是描述了其研究结果, 没有探究结果的物理机理(或者说出现补偿温度的物理机理)。基于前人的研究特点, 我们细致地探究了自旋间相互作用和单粒子各向异性对系统出现补偿温度的影响。结果表明: 小自旋间的次近邻相互作用和/或单粒子各向异性是系统出现补偿温度的必要条件^[15]。它首次明确了次近邻相互作用和/或单粒子各向异性所属对象, 修改了之前的结论。同时指出其物理机理为: 小自旋间的次近邻相互作用变大和/或单粒子各向异性的增强使小自旋翻转比大自旋翻转更加困难, 这一困难是系统出现补偿温度的原因。问题是: 当不考虑小自旋间的次近邻相互作用和/或单粒子各向异性时, 亚铁磁系统是否还会出现补偿温度? 如果出现, 那么其出现补偿温度的一般性条件是什么呢?

在这篇文章中, 我们将对亚铁磁系统出现补偿温度的条件进行探究。结果表明: 小自旋的自旋间次近邻相互作用和/或单粒子各向异性并不是系统出现补偿温度的必要条件。换句话说讲, 当系统不存在次近邻相互作用和/或单粒子各向异性时, 系统仍旧能出现补偿温度。通过对这一问题的探究, 指出亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件。

1 模型和方法

本文考虑的亚铁磁模型的晶格结构为一个简单立方晶格, 晶格中有两种不同的磁性离子, 它们的自旋方向相反, 大小分别为1/2和1, 这里分别采用 S_a , S_b 来标识, 将自旋方向相同的归为一个子晶格, 即晶格可以分成两个子晶格。其哈密顿量为

$$H = J \sum_{\langle i, j \rangle} \left[\frac{1}{2} (S_{ai}^+ S_{bj}^- + S_{ai}^- S_{bj}^+) + S_{ai}^z S_{bj}^z \right] - h_a \sum_i S_{ai}^z - h_b \sum_j S_{bj}^z, \quad (1)$$

式中 J 描述的是自旋间最近邻交换相互作用, $\langle i, j \rangle$ 表示对最近邻格点求和, h_a 和 h_b 分别表示两个子晶格的外磁场。选 z 轴为量子化轴, 则子晶格磁化强度定义为自旋算符的统计平均, 即 $m_a = \langle S_a^z \rangle$, $m_b = \langle S_b^z \rangle$ 。

根据格林函数方法的一般步骤, 首先要构建格林函数。在这里, 为了得到子晶格磁化强度, 构建了如下的4个格林函数:

$$\begin{aligned} G_{SS}^{aa} &= \langle \langle S_{ai}^+; e^{uS_{aj}^z} S_{aj}^- \rangle \rangle; & G_{SS}^{ba} &= \langle \langle S_{bi}^+; e^{uS_{aj}^z} S_{aj}^- \rangle \rangle; \\ G_{SS}^{bb} &= \langle \langle S_{bi}^+; e^{uS_{bj}^z} S_{bj}^- \rangle \rangle; & G_{SS}^{ab} &= \langle \langle S_{ai}^+; e^{uS_{bj}^z} S_{bj}^- \rangle \rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

这里的 u 是Callen参数^[16]。然后建立格林函数的运动方程, 在推导运动方程的过程中, 得到一组不闭合的高阶格林函数方程组。为了使格林函数方程组闭合, 必须采用退耦。采用Tyablikov退耦近似^[17,18], 即

$$\langle \langle S_i^z S_j^+; e^{uS_j^z} S_j^- \rangle \rangle = \langle S_i^z \rangle \langle \langle S_j^+; e^{uS_j^z} S_j^- \rangle \rangle \quad l \neq i. \quad (3)$$

令

$$\Theta_F(u) = \langle \langle S_{Fi}^+; e^{uS_{Fj}^z} S_{Fj}^- \rangle \rangle, \quad (4)$$

$$\frac{2}{N} \sum_k \langle e^{uS_{Fj}^z} S_{Fj}^- S_{Fi}^+ \rangle(k) = \Theta_F(u) \phi_F, \quad (5)$$

这里 $F=a, b$, N 是晶格格点数。对波矢 k 求和遍及第一布里渊区。当 $u=0$ 时有: $\Theta_F(0) = 2m_F$ 。应用谱定理, 通过对 $\langle e^{uS_{Fj}^z} S_{Fj}^- S_{Fi}^+ \rangle$ 进行傅里叶变换得到 $\langle e^{uS_{Fj}^z} S_{Fj}^- S_{Fi}^+ \rangle(k)$ 。所以有

$$\begin{aligned} \langle e^{uS_{Fj}^z} S_{Fj}^- S_{Fi}^+ \rangle(k) &= \frac{\Theta_F(u)}{2(\omega_1 - \omega_2)} \left[(\omega_1 + E_F) \coth \frac{\omega_1}{2k_B T} \right. \\ &\quad \left. - (\omega_2 + E_F) \coth \frac{\omega_2}{2k_B T} \right] - \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (6)$$

这里

$$\begin{aligned} E_a &= Jzm_a - h_b; & E_3 &= Jzm_a \gamma_k; \\ E_b &= Jzm_b - h_a; & E_4 &= Jzm_b \gamma_k, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\omega_{1,2} = \frac{-(E_a + E_b) \pm \sqrt{(E_a - E_b)^2 + 4E_3 E_4}}{2}, \quad (8)$$

$$\gamma_k = (\cos k_x + \cos k_y + \cos k_z) / 3, \quad (9)$$

式中 k_B 是玻尔兹曼常数, z 是晶格配位数。利用关系: $\langle S_{Fi}^+ S_{Fi}^- \rangle = S_F(S_F + 1) - \langle S_{Fi}^z \rangle - \langle (S_{Fi}^z)^2 \rangle$, 得到子晶格磁化强度的表达式^[17,18]:

$$m_F = \frac{(S_F - \phi_F)(1 + \phi_F)^{2S_F+1} + (1 + S_F + \phi_F)\phi_F^{2S_F+1}}{(1 + \phi_F)^{2S_F+1} - \phi_F^{2S_F+1}}, \quad (10)$$

这里

$$\phi_F = \frac{2}{N} \sum_k \frac{1}{2(\omega_1 - \omega_2)} \left[(\omega_1 + E_F) \coth \frac{\omega_1}{2k_B T} - (\omega_2 + E_F) \coth \frac{\omega_2}{2k_B T} \right] - \frac{1}{2}. \quad (11)$$

系统总的磁化强度定义为

$$m = m_a + m_b. \quad (12)$$

2 结果和讨论

假设两个子晶格的外磁场是不相等的, 接下来分别探讨两个子晶格的外磁场对系统补偿温度的影响.

图1给出了当 $h_a=0$ 时, 不同 h_b 下的磁化强度与温度之间的关系. 当 $h_b=0$ 时, 子晶格磁化强度的绝对值正像人们所期待的那样随着温度的升高而平滑下降, 并在相变点汇合, 见图1(a). 在此条件下得到的相变温度为1.62 K, 比平均场近似得到的2.45 K要低, 其原因是平均场近似忽略了系统的关联效应, 导致其过高地估计了相变温度. 当 $S_a=S_b=1$ 时, 方程(1)描述的是一个普通的三维反铁磁体模型, 此时我们得到的相变温度值为2.64 K, 其结果接近Linked-cluster series expansion method (2.74 K)^[19], Ratio method (2.72 K)^[20]和High-temperature series expansion method (2.73 K)^[21].

$h_a=0, h_b \neq 0$, 即子晶格a没有外磁场, 而子晶格b有, 且磁场 h_b 的方向与子晶格b中的自旋方向相反, 这会使得子晶格b的自旋 S_b 的取向倾向磁场方向, 即在一定的外界条件下 S_b 会翻转到和磁场一个方向. 又由于温度越高, 系统的热扰动越强, 这会加速自旋翻转. 由于这两个原因, 于是我们看到了磁场 h_b 越强, S_b 翻转所需温度越低, 反之亦然. 图1(a)中A, B, C点即为自旋 S_b 在不同 h_b 下所对应的翻转点. 在自旋翻转点有两个特征. (1) 在自旋 S_b 翻转的同时, 子晶格a的自旋 S_a 也翻转了, 即: 在翻转点, 两个子晶格的自旋方向对调了, 见图1(b). (2) 翻转后, 两个子晶格的磁化强度的绝对值都增大了. 为了弄清这个问题, 我们计算了 $S_a=S_b=1$ 的情况, 即普通反铁磁体的情况(在这里没有给出计算结果). 结果表明: 子晶格b的自旋 S_b 翻转时, 子晶格a的自旋 S_a 不翻转, 此时两个子晶格的自旋取向相同. 进一步计算内能发现: 无论是亚铁磁体还是反铁磁体, 翻转后的内能比翻转前的内能都变低了, 见图1(b). 这表明在自旋 S_b 翻转时, 自旋 S_a 是否也翻转取决于翻转后系统的内能是否变低, 或者说翻转后系统是否变得更稳定了. 因此, 翻转后系统变得更稳定是前面两个特征的原因.

图2给出了在 $h_a=0$ 时, 不同 h_b 下的系统磁化强度 m 与温度之间的关系. 从图可以看出, 在 $h_a=0$ 的条件下,

图1 (网络版彩色)当 $h_a=0$ 时, 对不同的 h_b , 两个子晶格磁化强度、系统内能与温度之间的变化关系. (a) 当 $h_b=0, 0.001, 0.01, 0.015$ 时, 两个子晶格磁化强度与温度之间的变化关系; (b) 当 $h_b=0.01$ 时, 子晶格磁化强度和系统内能与温度之间的变化关系

Figure 1 (Color online) The two sublattice magnetizations and internal energy of the system as a function of temperature for different h_b values when $h_a=0$. (a) The two sublattice magnetizations as a function of temperature for $h_b=0, 0.001, 0.01, 0.015$; (b) the sublattice magnetization and internal energy of the system as a function of temperature at $h_b=0.01$

图2 (网络版彩色) 当 $h_a=0$ 时, 对于不同的 h_b , 磁化强度与温度之间的变化关系

Figure 2 (Color online) The magnetization as a function of temperature for different h_b values when $h_a=0$

无论 h_b 取何值, 在温度低于相变点时始终有 $m \neq 0$, 即不可能出现 $m_a = -m_b \neq 0$ 的情况, 它表明在这种情况下, 系统是不可能出现补偿温度的。

图1和2体现了一个事实: 即当 $h_a=0$ 时, 系统是不可能出现补偿温度的。基于此, 接下来探讨当 $h_a \neq 0$ 时, 系统是否会出现补偿温度。图3给出了在 $h_b=0$ 时, 不同 h_a 下的磁化强度绝对值与温度之间的变化关系。从图3(a)可以看出, 在低温时, m_a 随着 h_a 的增大而变大, 其随温度变

化的曲线呈水平状, 且 h_a 越大, 其水平线越长。这是由于在低温时, 子晶格a的热力学扰动很弱, 其使子晶格a的自旋发生偏离的能力很弱。又由于外磁场 h_a 与子晶格a的自旋方向相同, 它具有抑制子晶格a的自旋发生偏离的作用。因此, 当 h_a 越大, 子晶格a的磁化强度越不容易受到温度的影响, 从而出现磁化强度曲线延长的现象。对于子晶格b, 在低温时, 它的磁化强度曲线也呈水平状, 但是其长度明显比子晶格a短。这是由于子晶格a的自旋方向与磁场方向一致, 而子晶格b没有磁场。因此, 当温度升高时, 子晶格b的磁化强度更容易受到影响。也正是由于这个原因, $|m_b|$ 随温度升高而下降的速度要比 $|m_a|$ 快, 这意味着两个子晶格磁化强度之间的差异也会随着温度的升高而变小, 同时也会随着磁场 h_a 的增大而变小。当 h_a 增大到一定值时, 在低于相变温度的某一温度点会出现两个子晶格磁化强度曲线相交, 交叉点所对应的温度为补偿温度, 见图3(a)。

图3(b)是(a)相同条件下系统磁化强度与温度之间的变化关系。从图可以看出, $|m|$ 先是随着温度的升高而下降到零(注意此时子晶格的磁化强度不为0, 见图3(a)), 然后上升, 这意味着 $|m_b|$ 随温度下降的速度要比 $|m_a|$ 快。在温度低于相变点时的 $m=0$ 处有 $m_a = -m_b \neq 0$, 即此时对应的温度为补偿温度。为了更加清楚磁场对补偿温度的影响, 在图4给出了当 $h_b=0, 0.01$ 时, 补偿温度

图3 当 $h_b=0$ 时, 对于不同的 h_a , 磁化强度与温度之间的变化关系。(a) 子晶格磁化强度; (b) 系统的磁化强度

Figure 3 The sublattice magnetization as a function of temperature for different h_a values when $h_b=0$. (a) It is the case of the sublattice magnetization; (b) it is the case of the magnetization of system

图 4 当 $h_b=0, 0.01$ 时, 补偿温度与磁场 h_a 之间的变化关系
Figure 4 The compensation temperature as a function of the magnetic field h_a when $h_b=0, 0.01$

T_{com} 与磁场 h_a 之间的关系. 作为比较, 在这里也将平均场理论的结果一并给出. 图中的 GF 和 MF 分别表示的是格林函数和平均场理论得到的结果. 从图可以看出, 无论 h_b 为何值, 都存在一个最小的 h_a 值, 即 h_a^{min} . 当 $h_a \geq h_a^{\text{min}}$ 时, 系统出现补偿温度, 否则将不可能出现补偿温度, 且 h_a^{min} 的值会随着 h_b 的增大而变小. 这是因为 h_a 具有抑制子晶格 a 自旋偏离的作用, 而对于子晶格 b, 磁场 h_a 和 h_b 的方向都与其自旋方向相反, 这就导致了越大的外场, 子晶格 b 的自旋越容易偏离, 当温度升高, 热扰动又起到了加速自旋偏离的作用. 于是我们看到了越大的 h_b , 对应着越小的 h_a^{min} 和越小的补偿温度. 在相同条件下对比平均场近似的结果, 发现格林函数得到的补偿温度要小. 其原因如前所述, 即平均场忽略了系统的关联效应.

接下来我们对亚铁磁系统出现补偿温度的原因作一般性讨论, 探究亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件. 对于一个亚铁磁系统, 由于存在两个自旋量子数大小不等且方向相反的自旋, 这意味着在温度低于相变点时存在 $m_a < -m_b$ (这里已经假定 $S_a < S_b$, 且 a 子格自旋方向为正方向), 这表明系统将不会出现 $m_a = -m_b \neq 0$ 的情况, 即系统不可能出现补偿温度. 为了使系统出现 $m_a = -m_b \neq 0$ 的关系, 就必须尽可能地减小 $|m_a|$ 和 $|m_b|$ 之间的差异, 本文考虑在两个子晶格中外加大小不等且方向与子晶格 a 自旋方向相同的磁场. 此时外场将会抑制自旋 S_a 翻转, 使得子晶格 b 的磁化强度随温度下降的速度大于子晶格 a 的磁化强度, 这将减少 $|m_a|$ 和 $|m_b|$ 之间的差异, 当磁场取到一定值时, 系统有可能会出现关系

$m_a = -m_b \neq 0$, 即系统出现补偿温度. 图 1 和 2 的结果表明: 即便外加磁场与自旋 S_a 的方向相同, 如果这个磁场不是加在小自旋子晶格 (即子晶格 a) 上, 系统仍旧不可能出现补偿温度, 反之则可以, 见图 3. 因此, 目前的研究表明, 对于一个亚铁磁系统, 在小自旋的子晶格外加一个磁场是亚铁磁系统出现补偿温度的必要条件, 之前的研究认为: 小自旋的单粒子各向异性 和/或次近邻相互作用是亚铁磁系统出现补偿温度的必要条件^[4~15], 这两个结论的实质可能蕴含了亚铁磁系统补偿温度出现的一般性条件. 为此, 对比这两个结论, 发现: 无论是在小自旋方向上考虑单粒子各向异性 和/或次近邻相互作用, 还是在其方向外加一个磁场, 它们有一个共同点, 即它们都具有使 $|m_b|$ 随温度升高而下降的速度要比 $|m_a|$ 快的能力. 因此, 我们认为, 对于一般的亚铁磁系统出现补偿温度的必要条件为: 至少存在一个额外的力使得大自旋的子晶格磁化强度随温度升高而下降的速度要大于小自旋的子晶格磁化强度的下降速度. 只有这样, 系统才有可能出现 $m_a = -m_b \neq 0$, 此时所对应的温度为补偿温度, 否则将不可能出现补偿温度. 对于本文, 这个外力为 h_a , 即为小自旋方向的磁场, 前人研究的这个外力要么为小自旋的单粒子各向异性, 要么为小的自旋间的次近邻相互作用, 或两者皆有.

目前的研究结论可以推广到二维平方格子、体心立方晶格和面心立方晶格的亚铁磁系统, 至于其他模型, 可能需要小心研究. 但不管怎么样, 基于本文的研究可以看出, 如果亚铁磁系统出现补偿温度, 一定存在至少一个外力使得自旋大的子晶格磁化强度随温度升高而下降的速度要大于小自旋的子晶格磁化强度的下降速度. 具体这个外力到底是什么, 则需要进一步探究.

3 结论

本文基于格林函数方法, 对亚铁磁系统的补偿温度进行了研究, 重点探究了外场对亚铁磁系统出现补偿温度的影响, 通过与以前研究结论对比得到了亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件为: 至少存在一个外力使得大自旋的子晶格磁化强度随温度升高而下降的速度要大于小自旋. 这个结论修改了之前“小自旋的子晶格的单粒子和/或次近邻相互作用是亚铁磁系统出现补偿温度的必要条件”的结论. 本文的结论具有一般性.

致谢 感谢清华大学物理系王怀玉教授的有益讨论.

参考文献

- 1 Néel L. Propriétés magnétiques des ferrites ferrimagnétisme et antiferromagnétisme. *Ann Phys*, 1948, 3: 137–198
- 2 Kiwi M. Exchange bias theory. *J Magn Magn Mater*, 2001, 234: 584–595
- 3 Berkowitz A E, Takano K. Exchange anisotropy—A review. *J Magn Magn Mater*, 1999, 200: 552–570
- 4 De La Espriella N, Mercado C A, Madera J C. Spin compensation temperatures in the Monte Carlo study of a mixed spin-2 and spin-5/2 Ising ferrimagnetic system. *J Magn Magn Mater*, 2016, 401: 22–29
- 5 Oitmaa J, Enting I G. A series study of a mixed-spin ferrimagnetic Ising model. *J Phys-Condens Matter*, 2006, 18: 10931–10942
- 6 Mert G, Mert H Ş. Magnetic properties of a mixed spin-1 and spin-2 Heisenberg ferrimagnetic system: Green's function study. *Phys A-Statist Mech its Appl*, 2012, 391: 5926–5934
- 7 Mert G. Green's function study of a mixed spin-1 and spin-3/2 Heisenberg ferrimagnetic system. *J Magn Magn Mater*, 2012, 324: 2706–2710
- 8 Mert G. Green's function approach of an anisotropic Heisenberg ferrimagnetic system. *J Magn Magn Mater*, 2013, 347: 105–110
- 9 Mert G. Green's function study of a mixed spin-1 and spin-3/2 Heisenberg ferrimagnetic system. *J Magn Magn Mater*, 2015, 374: 258–263
- 10 Godoy M, Leite V S, Figueiredo W. Mixed-spin Ising model and compensation temperature. *Phys Rev B*, 2004, 69: 054428
- 11 Yao K L, Li J W, Liu Z L, et al. Magnetic properties of a mixed spin-2 and spin-5/2 Heisenberg ferrimagnetic system on a two-dimensional honeycomb lattice: Green's function approach. *Commun Theor Phys*, 2007, 47: 741–746
- 12 Oitmaa J. Ferrimagnetism and the existence of compensation points in layered mixed spin (1/2, 1) Ising models. *Phys Rev B*, 2005, 72: 224404
- 13 Zaim A, Kerouad M, Boughrara M. Monte Carlo study of the magnetic behavior of a mixed spin (1, 3/2) ferrimagnetic nanoparticle. *Solid State Commun*, 2013, 158: 76–81
- 14 Xu C Q, Yan S L. Compensation behaviors of mixed Ising model with transverse crystal field in an external magnetic field. *J Magn Magn Mater*, 2013, 345: 261–265
- 15 Hu A Y, Zhang A J. The magnetic properties of a mixed spin-1/2 and spin-1 Heisenberg ferrimagnetic system on a two-dimensional square lattice. *J Magn Magn Mater*, 2016, 399: 22–25
- 16 Callen H B. Green function theory of ferromagnetism. *Phys Rev*, 1963, 130: 890–898
- 17 Wang H Y. Green's Function in Condensed Matter Physics. Beijing: Science Press; Oxford: Alpha Science International Ltd, 2012
- 18 Fröbrich P, Kuntz P J. Many-body Green's function theory of Heisenberg films. *Phys Rep*, 2006, 432: 223–304
- 19 Pan K K. Magnetic properties of spin-1 Heisenberg antiferromagnet with easy-axis single-ion anisotropy in three dimensions: Linked-cluster series expansion approach. *Phys Rev B*, 2009, 79: 134414
- 20 Gaunt D S, Guttman A J. In Phase Transitions and Critical Phenomena. New York: Academic Press, 1974
- 21 Pan K K. Magnetic phase transitions in Heisenberg antiferromagnetic films with cubic lattices. *Phys Rev B*, 2005, 71: 134524

Summary for “探究亚铁磁系统出现补偿温度的一般性条件”

Investigating the general condition of compensation temperature appearance in ferrimagnetic system

Aiyuan Hu & Lin Wen*

Chongqing Key Laboratory of Photoelectric Functional Materials, College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China

* Corresponding author, E-mail: wlqx@cqnu.edu.cn

In this paper, we use the double-time Green's function method to study the magnetic properties of the mixed spin-1/2 and spin-1 Heisenberg ferrimagnets with magnetic fields on a simple cubic lattice. We derive the equations of motion of the Green's function by a standard procedure. In the course of this, the higher order Green's functions have to be decoupled. A Tyablikov or random phase approximation decoupling is used to decouple the higher order Green's functions. Based on the above procedures, the effects of the magnetic fields on the critical and compensation temperatures are investigated. The cause of compensation temperature appearance of a spin-1/2 and spin-1 ferrimagnetic system is discussed in detail. Our results show that the magnetizations of the two sublattices approach to zero at the phase transition point when $h_a=h_b=0$. When $h_a=0$, the dropping speed of the sublattice magnetization $|m_b|$ with the increase of temperature is slower than that of sublattice magnetization $|m_a|$ of small spin when the value of h_b increases. Under general condition, S_b is larger than S_a so that $|m_a|$ is always smaller than $|m_b|$. It means that the relation of $m_a=-m_b \neq 0$ cannot be satisfied. It indicates that when $h_a=0$, no matter what value of other parameters in the Hamiltonian is, the compensation temperature cannot appear. On the contrary, in the case of $h_b=0$, as the value of h_a increases, the dropping speed of $|m_b|$ with the increase of temperature is faster than that of $|m_a|$. It indicates that the difference between $|m_a|$ and $|m_b|$ decreases with the increasing of h_a below the critical temperature. As h_a increases to a certain value $h_a^{\min}$, we obtain $m_a=-m_b \neq 0$ below the critical temperature. It means that the compensation point appears. The compensation temperature increases with increasing h_a . And the value of $h_a^{\min}$ depends on $h_b=0$. Therefore the condition for T_{com} to appear is that h_a/h_b should be beyond some value that depends on h_b . By comparing and analyzing the previous research, we obtain the general condition for the appearance of compensation temperature of the ferrimagnetic system, that is, there is at least one additional force. This additional force causes that the decreasing speed of the sublattice magnetization of the large spin with increasing temperature is greater than that of the sublattice magnetization of the small spin. Only in this way, the relation $m_a=-m_b \neq 0$ can be satisfied, i.e., the compensation temperature appears. Otherwise the compensation point will not occur. Meanwhile, it should be noted that our Hamiltonian will recover an ordinary three-dimensional Heisenberg antiferromagnetic model with the nearest-neighbor interactions at $S_a=S_b$. Our results agree with the high temperature series, the linked-cluster series approach and ratio method results.

ferrimagnetic, compensation temperature, critical temperature, Green's function method

doi: [10.1360/N972018-01289](https://doi.org/10.1360/N972018-01289)