第18卷 第3期 物 理 学 报 Vol. 18, No. 3
1962 年 3 月 ACTA PHYSICA SINICA March, 1952

关于磁性物質的自旋位形的某些問題*

蒲富恪 鄭庆祺

提 要

本文用 Lyons-Kaplan 的方法，討論了具有一种磁性离子組成的布拉維点陣的自旋位形在外磁場作用下的变化及磁晶各向异性对它的影响．存在有一个反鉄磁-鉄磁性結构轉变的临界磁場，外磁場大于临界磁場时一切反鉄磁結构都消失．磁場(小于临界磁場)和各向异性都使自旋位形的簡并部分消失．最后还討論了所得到的自旋位形的稳定性．

1. Villain[1] 用分子場近似考虑分布于一种布拉維 (Bravais) 点陣上的磁性离子自旋間的相互作用，由求自由能的最小值得到在給定了諸交換积分的数值后，在一定温度下的自旋位形 (spin configuration)．这种确定磁結构的方法正如 Villain 所指出的，其优点在于不用預先人为地假定存在几个次点陣(如 Neel 理論所做的那样)．次点陣的划分是理論的自然結果，而且可以看到交換积分的数值与磁結构間的关系．尤其是在最近发現的自旋的螺旋形排列的結构，在这情形下不可能分解成次点陣，Villain 的理論便是唯一可用的办法了．

比 Villain 稍早，Yoshimori[2] 将 Heisenberg 交換模型的哈密頓量看成是經典的量，从求基态能量最小的条件，具体地考慮了具有三种交換积分的正方体心点陣，第一次提出了自旋的螺旋形位形，解释了 MnO_2 的中子衍射实驗結果．Cooper[3] 对体心立方点陣考虑了三种交換积分，得到与 Cr 的实驗相符的結果．

最近 Lyons 和 Kaplan[4] 更进一步地闡明了这种处理方法的特点，同时将它推广到由几种布拉維点陣穿插迭加而成的复杂的点陣情形，并具体地应用到正型尖晶石型結构的鉄氧体，得出 Neel 型次点陣結构(反平行)稳定的条件．

本文采用 Lyons-Kaplan 的处理方法，考虑在外磁場作用下自旋位形的变化，以及各向异性对自旋位形的影响．作为初步的結果我們限于討論布拉維点陣的簡单情形．

2. 为了便于和以后討論的結果比較，我們首先簡单地重述一下不加磁場、沒有磁晶各向异性时一种磁性离子組成的布拉維点陣可能具有的自旋位形[1]，不过这里是利用 Lyons-Kaplan 方法討論的．

按 Heisenberg 交換模型，自旋系統的哈密頓量可写成

$$\mathscr{H} = -\sum 2J(f, f')\mathbf{S}_f\mathbf{S}_{f'}, \tag{1}$$

其中 $J_{ff'}$ 表示 f 和 f' 格点間的交換积分，$\mathbf{S}_f$ 为 f 格点的自旋．我們将它不看成量子力学算符而看成經典矢量，这样 $\mathscr{H}$ 直接代表系統的能量．另外为簡单起見，只考虑一种磁性离子，这样所有格点自旋的絕对值都是一样的，即

* 1961 年 9 月 6 日收到

$$S_f^2 = S^2 \tag{2}$$

現在的問題是要求在滿足条件(2)下使能量 $\mathscr{H}$ 最小的自旋 $\mathbf{S_f}$ 的位形．为此，作变換

$$\mathbf{S_f} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{f}} \mathbf{S_k} \tag{3}$$

S_f 滿足周期性边界条件，k 限于在第一个布里渊区內，代入(1)得到

$$\mathscr{H} = -\sum_{\mathbf{k}} J(\mathbf{k}) \mathbf{S_k} \cdot \mathbf{S_k^*}, \tag{4}$$

其中

$$J(\mathbf{k}) = \sum_{f'} J_{(f,f')} e^{-i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{f}'-\mathbf{f})}. \tag{5}$$

为了求解容易起見，常常将条件(2)对格点 $\mathbf{f}$ 求和得到比(2)較弱的条件：

$$\sum_f \mathbf{S_f} \cdot \mathbf{S_f} = \sum_k \mathbf{S_k} \mathbf{S_k^*} = NS^2, \tag{6}$$

利用拉格郎日乘子的方法得到 S_k 必須滿足

$$-2J(\mathbf{k}) \mathbf{S_k} - \lambda \mathbf{S_k} = 0, \tag{7}$$

其中 λ 为和 $\mathbf{k}$ 无关的常数．由(7)乘以 $\mathbf{S_k^*}$ 并对 $\mathbf{k}$ 求和，就得到

$$\mathscr{H} = \lambda S^2 N = -2NS^2 J(\mathbf{k}). \tag{8}$$

因此相应于 $\mathscr{H}$ 的最小值乃是 $J(\mathbf{k})$ 的最大值 $J(\mathbf{k}_0)$．此时由(7)知，除 $\mathbf{S}_{k_0}$, $\mathbf{S}_{k_0}^*$ 外，其他的 $\mathbf{S}_k$ 都等于零．第 $\mathbf{f}$ 格点的自旋 $\mathbf{S}_f$ 可写为

$$\mathbf{S_f} = \frac{1}{\sqrt{N}} \{ \mathbf{S}_{\mathbf{k}_0} e^{i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}} + \mathbf{S}_{\mathbf{k}_0}^* e^{-i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}} \}, \tag{9}$$

这样的解还必須滿足条件(2)，亦即

$$S_{\mathbf{k}_0}^2 e^{2i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}} + (S_{k_0}^*)^2 e^{-2i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}} + 2\mathbf{S}_{\mathbf{k}_0} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{k}_0}^* = NS^2, \tag{10}$$

取

$$\mathbf{S}_{k_0} = (\mathbf{u} - i\mathbf{v}) S \frac{\sqrt{N}}{2}$$

其中 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 为两个实单位矢量，則(10)式成为

$$\mathbf{u}\cdot\mathbf{v} \sin 2\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = 0, \tag{10'}$$

而

$$\mathbf{S_f} = S\{\mathbf{u} \cos \mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} + \mathbf{v} \sin \mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}\}, \tag{11}$$

滿足(10′)式的有下列几种情形：

(i) $\mathbf{k}_0 = 0$, $\mathbf{S_f} = S\mathbf{u}$ 为鉄磁性結构．

(ii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\pi$, $\mathbf{S_f} = (-1)^n S\mathbf{u}$ 为反鉄磁結构，相应于 $n=$ 偶数的諸格点組成一組次点陣，相应于 $n=$ 奇数的格点組成另一組次点陣，每組次点陣上的自旋平行排列，不同次点陣上自旋反平行排列．

(iii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\dfrac{\pi}{2}$,

$$\mathbf{S_f} = \begin{cases} S\mathbf{u} & n = 4m \\ S\mathbf{v} & n = 4m+1 \\ -S\mathbf{u} & n = 4m+2 \\ -S\mathbf{v} & n = 4m+3 \end{cases}$$

为反鉄磁結构，相应于 $n=4m$ 的諸格点組成一組次点陣 A_1，$n=4m+2$ 的諸格点組成次点陣 A_2，$n=4m+1$ 的組成次点陣 A_3，$n=4m+3$ 的諸格点組成次点陣 A_4，同一次点陣中的自旋都平行排列，A_1 和 A_2 次点陣的自旋分別排列在 $\mathbf{u}$ 和 $-\mathbf{u}$ 方向，互相反平行. A_3 和 A_4 次点陣的自旋分別排列在 $\mathbf{v}$ 和 $-\mathbf{v}$ 方向互相反平行. $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 两者間取向可以是任意的.

(iv) $2\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}\neq n\pi$，$\mathbf{u}\cdot\mathbf{v}=0$，此时所有自旋都处于和 $\mathbf{w}=\mathbf{u}\times\mathbf{v}$ 垂直的各平面內，但一般而言，在同一平面內的諸自旋的取向并不平行，只有当 $\mathbf{k}_0$ 和 $\mathbf{w}$ 平行时，同一垂直于 $\mathbf{w}$ 的平面內的自旋都相互平行，这时整个晶体就成为在 $\mathbf{w}$ 方向上的螺旋形位形，其螺距为 $\frac{2\pi}{|\mathbf{k}_0|}$.

3. 現在我們来考虑有外磁場 H 存在时自旋位形的变化，此时自旋系統的能量为

$$\mathscr{H}=-\sum_{ff'}2J_{ff'}\mathbf{S}_f\cdot\mathbf{S}_{f'}-g\beta\sum_f\mathbf{H}\cdot\mathbf{S}_f, \tag{12}$$

其中 g 为 Lande 因子，β 为玻尔磁子. 仿照 2 中的方法，得到滿足条件(6)的解 $\mathbf{S}_k$ 滿足的方程为

$$(4J(\mathbf{k})+2\lambda)\mathbf{S}_k+\sqrt{N}g\beta\delta_{0k}\mathbf{H}=0, \tag{13}$$

亦即

$$\begin{aligned}(4J(0)+2\lambda)\mathbf{S}_0+\sqrt{N}g\beta\mathbf{H}&=0,\\ (4J(\mathbf{k})+2\lambda)\mathbf{S}_k=0,\quad \mathbf{k}&\neq 0.\end{aligned} \tag{13'}$$

(13)式乘以 $\mathbf{S}_k^*$ 并对 k 相加，得到

$$\mathscr{H}=NS^2\lambda-\frac{1}{2}\sqrt{N}g\beta\mathbf{H}\cdot\mathbf{S}_0, \tag{14}$$

現在問題是求解(13')使(14)式的 $\mathscr{H}$ 最小.

(i) 若(13')的解为

$$\mathbf{S}_k=0,\quad \mathbf{k}\neq 0,$$

$$\mathbf{S}_0=\frac{-\sqrt{N}g\beta\mathbf{H}}{2\lambda+4J(0)},$$

可以証明，此时 $\mathbf{k}=0$ 相应于 $J(k)$ 的最大値. 由条件(2)可以求得

$$\lambda=-\frac{g\beta\mathbf{H}}{2S}-2J(0),$$

$$\mathbf{S}_f=S\frac{\mathbf{H}}{H},$$

$$\mathscr{H}=\mathscr{H}_1=-2NS^2J(0)-NSg\beta H. \tag{15}$$

以上的討論表明对鉄磁性自旋位形，外場的作用是使自旋平行于外場的方向.

(ii) 若(13')存在 $\mathbf{S}_{k_0}\neq 0(\mathbf{k}_0\neq 0)$ 的解，則

$$\mathbf{S}_0=\frac{\sqrt{N}g\beta\mathbf{H}}{4(J(\mathbf{k}_0)-J(0))}.$$

$$\lambda=-2J(\mathbf{k}_0).$$

由(14)式得到

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_2 = -2NS^2 J(\mathbf{k}_0) - \frac{N}{8}\frac{(g\beta\mathbf{H})^2}{(J(\mathbf{k}_0) - J(0))}, \tag{16}$$

可以証明，这时使能量 $\mathscr{H}$ 取最小值的 $\mathbf{k}_0$ 使 $J(\mathbf{k}_0)$ 取最大值. 令

$$\mathbf{S}_{k_0} = \frac{\sqrt{N}}{2} c(\mathbf{u} - i\mathbf{v})$$

$\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 的意义同前，c 为一待定常数，由(3)式有

$$\mathbf{S}_f = S\frac{\mathbf{H}}{H_c} + c(\mathbf{u}\cos\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} + \mathbf{v}\sin\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}),$$

其中

$$H_c = \frac{4S(J(\mathbf{k}_0) - J(0))}{g\beta} > 0, \tag{17}$$

要满足条件(2)，除要求

$$\mathbf{u}\cdot\mathbf{v}\sin 2\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = 0$$

外，尙須滿足

$$\mathbf{H}\cdot\mathbf{u} = \mathbf{H}\cdot\mathbf{v} = 0,$$

这时由条件(2)有

$$S^2 = S^2\frac{H^2}{H_c^2} + c^2, \tag{18}$$

$$c = S\sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_c}\right)^2}.$$

从而

$$\mathbf{S}_f = S\frac{\mathbf{H}}{H_c} + S\sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_c}\right)^2}(\mathbf{u}\cos\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} + \mathbf{v}\sin\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}). \tag{19}$$

由(18)式可知，以上解只有当 $H \leqslant H_c$ 时才能存在，此时 $\mathscr{H}_2(H) < \mathscr{H}_1(H)$，$H = H_c$ 时 $\mathscr{H}_2(H) = \mathscr{H}_1(H)$，$H > H_c$ 时只存在鉄磁結构的解.

这样若在 $H = 0$ 时 $\mathbf{k}_0 \neq 0$ 的自旋位形对应于稳定态，则在外場 $\mathbf{H}$ 中，当 $H < H_c$ 时諸自旋沿 $\mathbf{H}$ 方向有一和磁場 H 成正比的分量，在和 $\mathbf{H}$ 垂直的平面內仍保持其原有的位形. 随着 H 的增大与 $\mathbf{H}$ 方向平行的分量亦增大，而和 $\mathbf{H}$ 垂直的方向的成分減小. 当 $H = H_c$ 时，则完全成为平行于磁場方向的鉄磁性結构. 在 $H < H_c$ 时，磁化率 χ 为

$$\chi = \frac{NS\beta g}{H_c}.$$

外磁場 $\mathbf{H}(H < H_c)$ 的作用除使发生磁化外，还使原先自旋位形的簡并度部分消失. 亦即无磁場时 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 在空間中的取向是任意的，当有外場 $\mathbf{H}$ 存在时，$\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 必須在和 $\mathbf{H}$ 垂直的平面內，但在該平面內仍可以是任意的.

在簡单的反鉄磁排列的情形下，若只考虑最近邻和次近邻的交换作用，并分别用 J_1 和 J_2 来表示，则

$$J(\mathbf{k}) = J_1(\mathbf{k}) + J_2(\mathbf{k}),$$

易見对 $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\pi$ 的反鉄磁排列的情形

$$J_1(\mathbf{k}_0) = -J_1(0),\quad J_2(\mathbf{k}_0) = J_2(0),$$

由(17)式得

$$H_c = \frac{4S(J(\mathbf{k}_0) - J(0))}{g\beta} = -\frac{8SJ_1(0)}{g\beta}, \tag{20}$$

与 Тябльков 在反鉄磁性理論的工作[5]中得到的結果相同.

4. 現在我們再来考虑最簡单的单軸磁晶各向异性的情形，这时哈密頓量 $\mathscr{H}$ 可以写成

$$\mathscr{H} = -2\sum J_{ff'}\mathbf{S}_f\cdot\mathbf{S}_{f'} + D\sum_f (S_f^z)^2, \tag{21}$$

其中 D 为和磁晶各向异性有关的常数，$D<0$ 表示 z 軸为易磁化軸，$D>0$ 表示 z 軸为难磁化軸，S_f^z 为 $\mathbf{S}_f$ 的 z 分量.

仍利用上述方法求在条件(6)下相应于(21)式最小值的 $\mathbf{S}_f$，得到 $\mathbf{S}_f$ 的傅立叶分量 $\mathbf{S}_k$ 滿足方程：

$$(-2J(\mathbf{k}) - \lambda)\mathbf{S}_k + D\mathbf{z}S_k^z = 0, \tag{22}$$

亦即

$$(-2J(\mathbf{k}) - \lambda)S_k^{x,y} = 0,$$
$$(-2J(\mathbf{k}) - \lambda)S_k^z + DS_k^z = 0. \tag{22'}$$

(22)式乘以 $\mathbf{S}_k^*$ 并对 $\mathbf{k}$ 求和，得到

$$\mathscr{H} = \lambda NS^2,$$

因而 $\mathscr{H}$ 的最小值相应于(22′)中 λ 的最小的本征值. 若 $J(\mathbf{k}_0)$ 为 $J(\mathbf{k})$的最大值，于是当

(A) $D<0$ 时，

$$\lambda_{最小} = D - 2J(\mathbf{k}_0),$$

由(22′)易見此时

$$S_{k_0}^z \neq 0, \quad S_{k_0}^{x,y} = 0,$$
$$\mathbf{S}_k = 0, \quad |\mathbf{k}| \neq |\mathbf{k}_0|,$$
$$\mathbf{S}_f = S_f^z\mathbf{z} = \frac{\mathbf{z}}{\sqrt{N}}\{S_{k_0}^z e^{i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}} + S_{k_0}^{z*}e^{-i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}}\} \tag{23}$$

中 $\mathbf{z}$ 为 z 方向单位矢量，而能量为

$$\mathscr{H} = -NS^2(|D| + 2J(\mathbf{k}_0)),$$

解(23)必須滿足条件(2)，此时(23)可改写成

$$S_f^z = S(\cos\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} + \sin\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}), \tag{23'}$$

其中 $\mathbf{k}_0$ 滿足

$$\sin 2\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = 0,$$

这可以分下列三种情形：

(i) $\mathbf{k}_0 = 0$，于是 $S_f^z = S$ 为諸格点的自旋都沿 z 軸(易磁化軸)的鉄磁性排列.

(ii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\pi$，于是 $S_f^z = (-1)^n S$ 为两組次点陣构成的反鉄磁排列，对 n 为偶数的諸格点 $S_f^z = S$，自旋沿 z 軸正方向；对 n 为奇数的諸格点 $S_f^z = -S$，自旋沿 z 軸負方向排列.

(iii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\dfrac{\pi}{2}$ 对于相应于 $n = 4m, 4m+1$ 的諸格点，自旋都沿 z 軸正方向排列，

而相应于 $n=4m+2, 4m+3$ 的諸格点，自旋都沿着 z 軸負方向排列． 整个点陣成反鉄磁的位形． 这表明具有 $D<0$ 的各向异性时，各向异性的作用使前面 2 中討論的状态 (iii) 的矢量 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 都和各向异性軸平行．

(*B*) 当 $D>0$ 时

$$\lambda_{最小} = -2J(\mathbf{k}_0),$$

此时

$$S_k^z = 0, \quad S_k^{x,y} = 0, \quad |k| \neq |k_0|$$

$$\mathbf{S}_{k_0} = \frac{\sqrt{N}}{2} S(\mathbf{u} - i\mathbf{v}),$$

其中 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 为在 (x, y) 平面內的单位矢量． 而

$$\mathbf{S}_f = S(\mathbf{u}\cos\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} + \mathbf{v}\sin\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}), \tag{24}$$

即自旋都在 (xy) 平面內．

$$\mathscr{H} = -2NS^2J(\mathbf{k}_0)$$

解(24)尙須滿足条件(2)，这样的解可分下列四种情形

(i) $\mathbf{k}_0 = 0$ 为自旋在 (xy) 平面內的鉄磁性排列．

(ii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\pi$ 相应于 $n=$ 偶数的諸格点組成一組次点陣，相应于 $n=$ 奇数的諸格点組成另一組次点陣，属于同一次点陣中格点上的自旋方向相同，不同次点陣的自旋互为反平行．

(iii) $\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} = n\dfrac{\pi}{2}$ 相应于 $n=4m$ 的諸格点組成次点陣 A_1 自旋都排列在 $\mathbf{u}$ 方向；相应于 $n=4m+2$ 的諸格点組成次点陣 A_2，自旋排列在 $-\mathbf{u}$ 方向；$n=4m+1$ 的諸格点組成次点陣 A_3，自旋排列在 $\mathbf{v}$ 方向；相应于 $n=4m+3$ 的諸格点构成次点陣 A_4，自旋沿 $-\mathbf{v}$ 方向，$\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 都在 (xy) 平面內，但彼此都是任意的，因而整个点陣由四个次点陣穿插迭合而成，当 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 平行(或反平行)时，四个次点陣蛻化为二个次点陣．

(iv) $\sin 2\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f} \neq 0$，$\mathbf{u}\cdot\mathbf{v} = 0$，与 2 中的情形 (iv) 相同，只是各向异性的作用确定了 $\mathbf{w} = \mathbf{u}\times\mathbf{v}$ 的方向必須和 z 軸(亦即各向异性軸)平行，即自旋必須在 (xy) 平面內．

容易証明，上面所討論的解是稳定的． 为此只需証明在滿足条件 (2) 下，任何自旋取向的变化都使能量增大．

按照(21)式，利用(3)，(5)，可以将能量写成

$$\mathscr{H} = -2\sum_{\alpha}\sum_{k} J(\mathbf{k})S_k^{\alpha}S_k^{*\alpha} + D\sum_{k} S_k^z S_k^{*z} - \lambda\left[\sum_{\alpha k} S_k^{\alpha}S_k^{*\alpha} - NS^2\right],$$

$\alpha = x, y, z$． 当 S_k 有一小变化 δS_k 时 $\mathscr{H}$ 的变化为

$$\delta\mathscr{H} = \frac{1}{2}\sum_{\alpha,\alpha'kk'} \frac{\partial^2\mathscr{H}}{\partial S_{k'}^{\alpha'}\partial S_k^{\alpha}} \delta S_k^{\alpha}\delta S_{k'}^{\alpha'}$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{\alpha,k}(-2J(\mathbf{k}) + D\delta_{\alpha z} - \lambda)\delta S_k^{\alpha}\delta S_k^{\alpha *}.$$

当 $D<0$ 时 $\lambda = D - 2J(\mathbf{k}_0)$，

$$\delta\mathscr{H} = \frac{1}{2}\sum_{\alpha,k}[2J(\mathbf{k}_0) - 2J(\mathbf{k}) + |D|(1-\delta_{\alpha,z})]\delta S_k^{\alpha}\delta S_k^{\alpha *} =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_k \{(2J(\mathbf{k}_0) - 2J(\mathbf{k}) + |D|)[(\delta S_k^x)^2 + (\delta S_k^y)^2] + $$
$$+ (2J(\mathbf{k}_0) - 2J(\mathbf{k}))(\delta S_k^z)^2\} > 0,$$

因 $J(\mathbf{k}_0)$ 是 $J(\mathbf{k})$ 的最大値.

当 $D > 0$ 时，$\lambda = -2J(\mathbf{k}_0)$，

$$\delta\mathscr{H} = \frac{1}{2} \sum_k \{(2J(\mathbf{k}_0) - 2J(\mathbf{k}))((\delta S_k^x)^2 + (\delta S_k^y)^2) +$$
$$+ (2J(\mathbf{k}_0) - 2J(\mathbf{k}) + D)(\delta S_k^z)^2\}.$$

对于繞 z 軸自旋系統的均匀轉动 $\delta\phi$，有

$$\delta S_k^z = 0,$$

$$\delta \mathbf{S}_f = \delta\boldsymbol{\phi} \times \mathbf{S}_f = \frac{1}{\sqrt{N}} \{e^{i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}}\delta\mathbf{S}_{\mathbf{k}_0} + e^{-i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{f}}\delta S_{\mathbf{k}_0}^*\}$$

于是

$$\delta\mathscr{H} = 0.$$

对于自旋的其他改变(只要 $\delta S_k^z \neq 0$)，$\delta\mathscr{H} > 0$. 因而除繞 z 軸的均匀轉动外，前面求的解是唯一可能的稳定的解. 繞 z 軸轉动相当于矢量 $\mathbf{u}$ 和 $\mathbf{v}$ 在 (xy) 平面內的选择的自由性. 在这限度內自旋位形是簡并的，加上外磁場 H 将使这种簡并部分消失.

5. 以上我們用了 Lyons-Kaplan 的方法来討論外磁場及各向异性对自旋位形的影响，它們都使自旋位形的簡并部分消失，在反鉄磁位形的情况下，还存在着一个由反鉄磁到鉄磁性結构轉变的临界磁場 H_c，它和自旋間諸交換作用有关.

原則上讲，我們的計算，結果只适用于絕对零度的情况，若能考虑温度对自旋位形的影响将是很有兴趣的課題. Villain 用分子場的近似得到的結果，表明从絕对零度到居里点的温度范围內，自旋的位形都是不变的，温度的影响只是改变自旋的大小. 但近来許多实驗表明 Dy[6] Er[7] 等金属在低温下是鉄磁性的，而在某一轉变温度由鉄磁性变成反鉄磁性. 如 Dy 的这种轉变温度为 85°K，而在 85°K 到 178.5°K 間相应的反鉄磁結构为沿六次对称軸的螺旋形結构. 这种自旋位形随温度的变化是 Villain 的分子場近似无法解释的. Yosida 和 Miwa[8] 用自旋波近似討論了鉄磁-反鉄磁轉变，在这方面作了初步的尝試. 但由于自旋波理論只在低温下才适用，因而还不能討論整个温度范围的自旋位形. 发展这方面的方法是很有意义的.

参　考　文　献

[1] Villain, J., *J. Phys. Chem.* Solids, **11** (1959), 303.
[2] Yoshimori, A., *J. Phys. Soc.*, (Japan) **14** (1959), 807.
[3] Cooper, B. R., *Phys. Rev.*, **118** (1960), 135.
[4] Lyons, D. H., Kaplan, T. A., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1580.
[5] Тябликов, С. В., *Ф. М. М.*, **2** (1956), 193.
[6] Wilkinson, M. K. et al., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 48 s.
[7] Cable, J. W. et al., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 49 s.
[8] Yosida, K., Miwa, H., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 8 s.

SPIN CONFIGURATION OF MAGNETIC SUBSTANCES

PU FU-CHO, CHENG CHIN-CHI

ABSTRACT

The Lyons-Kaplan method is applied to the discussion of the change of spin configuration of a Bravias lattice in the presence of external magnetic field or magnetic anisotropy. It is shown that the antiferromagnetic structure transforms into ferromagnetic ones above a certain critical field and the formula for this critical field is derived. The stability of the corresponding spin configurations is also examined.