

金属铁磁性理论及其某些进展

姜寿亭 郭贻诚

(山东大学物理系)

1928年海森堡把铁磁物质的自发磁化归结为原子磁矩之间的直接交换作用,这是铁磁性理论发展史上的里程碑,从此揭开了铁磁性量子理论的序幕.用海森堡的理论模型不但正确地解释了物质存在铁磁性、反铁磁性和亚铁磁性等实验事实,而且还进一步发展了低温自旋波理论、铁磁相变理论和铁磁共振理论.后来克喇末(Kramers)又提出(安德森进而完善)了超交换作用理论,这一理论以氧离子作媒介正确地解释了磁性氧化物所存在的反铁磁性和亚铁磁性.差不多与此同时,槽谷(1956)和芳田(1957)在研究Mn在Cu中的稀释合金的超精细结构时,推广了鲁德曼(Ruderman)和基特耳(Kittel 1954)关于核磁矩之间的间接交换作用机制,提出了RKKY(鲁德曼-基特耳-槽谷-吉田)交换作用理论.这一理论借传导电子的极化实现了原子磁矩之间的交换作用,从而成功地解释了稀土金属及其合金中的复杂磁结构现象.至此为止,铁磁物质的磁性问题的3d,4d过渡金属外,都在理论上得到较好的解决.而关于3d,4d过渡金属磁性的研究已有近六十年的历史,近几年取得较大进展,并且有希望获得实质性的突破.本文即是对于这一研究的历史沿革和某些新近进展所作的综合评述.

一、局域模型和巡游模型的长期争论

3d和4d金属及其合金磁性的理论研究始于布洛赫(Bloch).他最早(1929)用哈特里-福克近似论述了电子气显示铁磁性的可能性^[1].从那时起,关于3d和4d金属(以下称过渡金属)的磁性起源问题便开始了旷日持久的

争论,争论的中心是d电子应该用局域态来描写还是用扩展态来描写.关于这个问题建立了两种模型:

一种模型认为过渡金属的d电子由于强烈的关联效应被局域于各原子的周围,它们最多只能从一个原子的局域态跃迁到另一个相邻原子的局域态,这样的电子应该用原子波函数来描写.实际上,这是海森堡模型的推广,称为广义海森堡模型,又称局域电子模型.这是范弗列克(Van Vleck)早期所采用的模型^[2].

另一种模型认为,过渡金属的d电子并非局域于一个原子的周围而是游动于各原子之间,它们可以从一个原子的d轨道游动到另一个原子的d轨道,从而形成一窄能带.这样的电子应该采用集体模式的能带理论描写.这就是带模型,或称巡游电子模型.这是布洛赫,莫特(N. F. Mott),斯东纳(E. C. Stoner)和斯来特(J. C. Slater)建立并发展的模型.

前一理论模型在导出高温下的居里-外斯定律、低温自旋波谱以及在解释Fe, Co的电阻率在居里点附近出现极大值方面取得了成功.但它无法解释过渡金属的如下性质:(1)过渡金属的原子磁矩不是玻尔磁子的整数倍;(2)Fe, Co和Ni与其他金属所组成合金的磁矩遵从泡令-斯来特关系曲线;(3)由磁化率实验值导出的居里常数无法给出整数或半整数倍的自旋量子数,并且此量子数与饱和磁矩无关;(4)由测量比热所推算的自旋量子数比从测量饱和磁矩所得的结果小得多;(5)过渡金属的电子比热比一般金属大5—10倍.后一理论模型虽然可以解释前一理论模型所无法解释的现象,但在解释过渡金属的下列实验事实方面却

遇到困难：(1)由该模型得不到低温自旋波谱，因而无法导出磁化强度随温度变化的 $T^{3/2}$ 定律；(2)由该模型求出的居里点远远大于实验测定值；(3)由该模型得不到过渡金属在高温顺磁状态所遵守的居里-外斯定律。

由于这两个早期模型的任何一个都无法单独解释过渡金属的所有物性，因此自五十年代以来，吉纳 (C. Zener)^[3]、泡令 (L. Pauling)^[4]、范弗列克^[2]、斯来特^[5]、莫特^[6] 以及冯索夫斯基 (S. V. Vonsovsky)^[7] 等人一直就这两种模型进行争论。近几年，虽然这种争论还未完全结束，但巡游电子模型已为越来越多的人所承认，这主要基于如下的事实：

(1) 巡游电子模型得到重要改进。例如，考虑到热激发电子与费米球内空穴之间的相互作用后导出了自旋波；考虑到自旋涨落后导出了高温下的居里-外斯定律，并使计算出的居里点大为降低。

(2) 用德·哈斯-范·阿耳芬实验观察到了 $3d$ 电子的费米面。由该实验得到的 Fe 的费米面与用能带理论计算的结果相符合。

(3) 发现了 $ZrZn_2$ 和 Sc_3In 等弱铁磁性金属。它们的居里点分别为 25K 和 6K，过渡金属的原子磁矩分别为 $0.12\mu_B$ 和 $0.04\mu_B$ 。显然，这类金属的磁性是无法用局域电子模型解释的。

二、巡游电子磁性的量子理论模型

对于能带模型的重要改进是计入电子的关联效应，这一效应主要表现在电子的运动由于库仑排斥而互相回避。这就使电子的动能增加，库仑能降低，总能量达到最小值。电子关联效应对于过渡金属铁磁性的重要性早为范弗列克^[2]、沃尔法斯和金森^[8] 所注意。后来，赫伯德 (Hubbard) 提出了处理窄能带电子关联效应的简单模型^[9]。他考虑了同一原子内的关联效应；不同原子的电子关联由于受 s 电子的屏蔽而被忽略不计。按照这一模型，在不考虑 d 带同 s 带混合的情况下， d 电子系统的哈密顿量

可以写为

$$\mathcal{H} = \sum_{\sigma} \sum_{i,j} \sum_{m,m'} T_{ij}^{m,m'} a_{im\sigma}^* a_{jm\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{\sigma,\sigma'} \sum_i \sum_{m,m'} \sum_{l,l'} U_{m,m',l,l'}^{\sigma,\sigma'}(i) \times a_{im\sigma}^* a_{im'\sigma'} a_{il\sigma} a_{il'\sigma'}, \quad (1)$$

其中 i, j 代表原子的位置， m, m', l, l' 代表轨道简并态， σ 和 σ' 代表电子自旋，而

$$T_{ij}^{m,m'} = \int \varphi_{im}^*(r - R_i) \left[\frac{p^2}{2m} + V(r) \right] \times \varphi_{jm'}(r - R_j) d\mathbf{r} \quad (2)$$

代表 d 电子在离子实形成的晶格中运动的能量，

$$U_{m,m',l,l'}^{\sigma,\sigma'}(i) = \iint \varphi_{im}^*(r_1 - R_i) \varphi_{jm'}^*(r_2 - R_j) \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \varphi_{il\sigma}(r_1 - R_i) \times \varphi_{il'\sigma'}(r_2 - R_j) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (3)$$

代表第 i 个原子内 d 电子间的相互作用能。

将 (1) 式中第一项取为基态哈密顿量，其基态本征函数显然是布洛赫函数。将 (1) 式中的第二项取为微扰哈密顿量，考虑到基函数的正交性及电子的全同性原理，并为简单起见，认为每个原子只有一个 d 轨道，则 (1) 式变为

$$\mathcal{H} = \sum_{\sigma} \sum_{i,j} T_{ij} a_{i\sigma}^* a_{j\sigma} + u \sum_i a_{i\uparrow}^* a_{i\uparrow} a_{i\downarrow}^* a_{i\downarrow}, \quad (4)$$

其中 \uparrow, \downarrow 代表电子自旋取向，而

$$u = \iint |\varphi_m(r_1)|^2 \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} |\varphi_m(r_2)|^2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (5)$$

代表同一轨道态上两电子之间的相互作用能，包括库仑能和交换能。

对 $a_{i\sigma}$ 作傅里叶变换：

$$a_{K\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}_i} a_{i\sigma}, \quad (6)$$

得

$$\mathcal{H} = \sum_K \varepsilon_K a_{K\sigma}^* a_{K\sigma} + \frac{u}{N} \sum_{K,K',q} a_{K+q,\uparrow}^* a_{K',\uparrow}^* a_{K',\downarrow} a_{K,\downarrow}, \quad (7)$$

此为动量空间的哈密顿量,其中 K, K', q 均为波矢量。(7)式便是著名的赫伯德 (Hubbard) 模型,也是迄今所建立的电子局域性较强的最简单的量子理论模型。这个模型的缺点是忽略了库仑作用的长程部分及原子间的电子关联效应,并且没有考虑 d 带同 s 带的混合问题。但是,即使这样一个简单模型现在还无法严格求解。这里仅介绍关于这个模型的一些研究方法和结果:

1. 金森最初用电子多重散射计算了低电子密度的情况^[8]。后来人们据此得到图 1 所示的结果^[10]。其中 $\rho_c = 0.136$ 为临界电子密度。

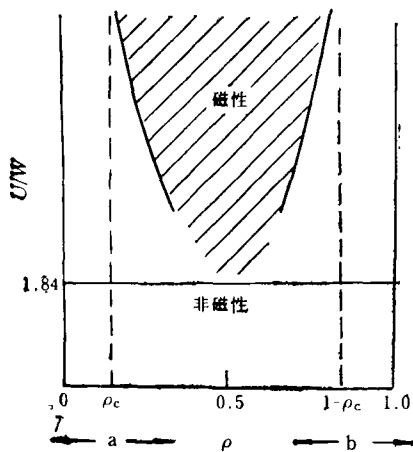


图 1 $T = 0K$ 时赫伯德模型的相图

区域 a 对应低电子密度,区域 b 对应低空穴密度;磁性区域用阴影标出,其中 $\rho \sim 0.5$ 附近的高密度区是不可靠的

2. 赫伯德本人曾用“模拟合金”方法对(7)式进行求解^[9]。他先假设 $-\sigma$ 自旋电子被束缚于某些特定的原子上。如果 σ 自旋电子入射到一个无 d 电子存在的原子上,则 σ 自旋电子必被吸收而发生跃迁,相应的共振能为 T_{ij} 。另一方面,如果原子上已先存在着 $-\sigma$ 电子,则共振能变为 $T_{ij} + u$ 。任何原子是否存在着一 σ 电子的几率分别为 $n_{-\sigma}$ 和 $1 - n_{-\sigma}$ 。这相当于 σ 电子在两种原子作无序分布的合金中的运动。后来 Soven 也独立地发现了这种方法,称为相干势近似 (CPA)。这种方法对于计算铁磁和顺磁状态的电子态密度是相当可靠的。

3. 赫伯德还用原子构型方法对这一问题

进行了研究。他把过渡金属想象为具有不同构型的原子集合。比如说,把具有不同 d 电子的原子视为具有不同构型的原子,而把电子在能带中的运动设想成原子在迅速地改变构型。这一问题的关键是要考虑相邻晶位原子构型间的动力学关联。而这一问题的深入研究,有可能为赫伯德模型的总解决带来一线光明。

三、巡游电子磁性的唯象理论模型

巡游电子磁性的唯象理论模型是斯东纳等人提出的^[11]。它是对赫伯德量子理论模型所作的哈特里-福克 (H-F) 近似 (实际上斯东纳模型的提出比赫伯德模型早了二十多年)。

设

$$n_{i\uparrow} = a_{i\uparrow}^* a_{i\uparrow}, n_{i\downarrow} = a_{i\downarrow}^* a_{i\downarrow}, \quad (8)$$

对(7)式作非限定的哈特里-福克近似,得

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \sum_{\sigma} \sum_K \epsilon_K n_{K\sigma} + \frac{u}{N} \sum_{K,K'} (\bar{n}_{K'\uparrow} n_{K\downarrow} \\ &\quad + \bar{n}_{K'\downarrow} n_{K\uparrow}) \\ &= \sum_{\sigma} \sum_K E_{K\sigma} n_{K\sigma}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$E_{K\sigma} = \epsilon_K + \frac{u}{N} \sum_{K'} \bar{n}_{K',-\sigma} \quad (10)$$

为 $T = 0K$ 时哈特里-福克能量。记为

$$n_{\sigma} = \frac{1}{N} \sum_K \bar{n}_{K\sigma}, \quad (11)$$

则可得每个原子的总能量为

$$E = \frac{1}{N} \sum_{\sigma} \sum_K \epsilon_K n_{K\sigma} + u n_{\uparrow} n_{\downarrow}. \quad (12)$$

由(12)式可建立起斯东纳模型,其基本概念是:过渡金属的 d 电子形成了一窄能带 (例如铁族金属的 s 带宽约为 20eV,而 d 带宽约为 4eV),自旋向上(\uparrow)的电子和自旋向下(\downarrow)的电子分别位于两个次能带中。由于交换作用使自旋简并的两个次能带发生相对位移。一个次能带的费米面上升称为主能带;另一个次能带的费米面下降,称为副能带。主副能带的劈裂称为交换劈裂,如图 2 所示。过渡金属的 d 电子则按费米-狄喇克统计分布于两个次能带中。在磁场

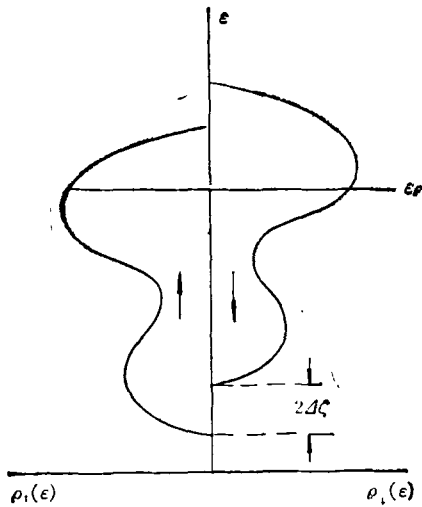


图2 交换作用引起的能带劈裂示意图

或热激发的作用下,一个次能带中的电子可以改变自旋方向跳到另一个次能带中去,这称为斯东纳激发。斯东纳激发是一种单体激发。由斯东纳模型容易得到铁磁性的稳定条件是

$$u\rho(E_F) > 1,$$

这称为斯东纳条件。在这一条件下,可能出现强铁磁状态,也可能出现弱铁磁状态,这取决于过渡金属的能带结构。对于自由电子气模型得到

(i) $\frac{u}{E_F} < \frac{2}{3}$ 时,无自发磁化;

(ii) $\frac{2}{3} < \frac{u}{E_F} < 2^{-1/3}$ 时,产生部分自发磁化;

化;

(iii) $\frac{u}{E_F} > 2^{-1/3} \approx 0.7937$ 时,产生完全自发磁化。

根据斯东纳模型,志水正男(Shimizu, 1956)导出了关于磁自由能的唯象表达式^[12]。它代表铁磁状态 $M \neq 0$ 时的自由能与顺磁状态 $M = 0$ 时的自由能之差,其形式为

$$f = \frac{1}{g\mu_B} \int_0^M \Delta\zeta(M, T) dM + E_{ex}, \quad (13)$$

其中 $\Delta\zeta$ 为交换裂矩,它是自旋向上的电子与自旋向下的电子化学势差; E_{ex} 为电子的交换能,斯东纳最初将它等效为分子场的形式:

$$E_{ex} = -\frac{1}{2} \alpha M^2,$$

并认为 α 为一常数。后来知道 α 微弱地依赖 M 和 T 。

由巡游电子磁性的唯象理论所计算的过渡金属的许多性质,不同于局域电子模型所得的结果,其主要的有:

(1) 在低温下,磁化强度随温度的变化由自旋波激发和斯东纳激发联合决定,其形式为

$$\Delta M = -a_{sw} T^{3/2} - a_{st} T^2, \quad (14)$$

其中第一项来自自旋波激发,第二项来自斯东纳激发。一般地说,当 T 升高时 ΔM 为负值,但是由于 a_{st} 可以小于零,因此 ΔM 有时也可为正。巡游电子模型的这一重要结果已经得到实验证明。

(2) 高场磁化率 χ_{hf} 应包括高场自旋磁化率 χ_{hfs} 及高场轨道磁化率 χ_{hfb} 。关于高场自旋磁化率可由磁自由能求出。当 $T = 0K$ 和 $H = 0$ 时,得到

$$\chi_{hfs}^0 = g^2 \mu_B^2 [N_{\uparrow}^{-1} + N_{\downarrow}^{-1} - g^2 \mu_B^2 \bar{\alpha}_0]^{-1}, \quad (15)$$

其中 $N_{\pm} = N(\zeta_{\pm}^0)$, 为 $0K$ 时两种自旋在费米面 ζ_{\pm}^0 处的电子态密度, $\bar{\alpha}_0 = \alpha|_{M=M_0}$ 。可见, $0K$ 下高场自旋磁化率 χ_{hfs}^0 并不为零。这一与局域电子模型相悖的重要结果同过渡金属的实验事实相符合。关于布洛赫电子的轨道磁化率,久保等人曾进行过计算,结果表明,有时甚至大于高场自旋磁化率,例如对于 Fe, χ_{hfs}^{cal} 为 $0.37 \times 10^{-4} \text{emu/mol}$, χ_{orb}^{cal} 为 10^{-4}emu/mol , 而实测值为 $2.31 \times 10^{-4} \text{emu/mol}$ 。

(3) 电子比热应包括顺磁比热 c_p 以及与自发磁化有关的磁比热 c_M 。关于顺磁比热可由威尔逊所提供的顺磁状态的自由能求出。在低温下近似为

$$c_p = \frac{2}{3} \pi^2 k^2 T N_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\pi k T)^2 \times \left[\frac{7}{5} (N_2/N_0) - (N_1/N_0)^2 \right] \right\}, \quad (16)$$

其中 $N(\epsilon)$ 是一种自旋的电子态密度;而

$$N_i = \left(\frac{\partial N(\epsilon)}{\partial \epsilon'} \right)_{\epsilon=\zeta_i}.$$

与自发磁化有关的比热可由磁自由能求

出:

$$c_M = -T \int_0^M \frac{\partial^2 \Delta \zeta}{\partial T^2} (g\mu_B)^{-1} dM - \frac{T}{g\mu_B} \frac{\partial \Delta \zeta}{\partial T} \frac{dM}{dT} - T \frac{d}{dT} \left(\frac{\partial E_{ex}}{\partial T} \right). \quad (17)$$

在居里点, c_M 有一突变, c_p 没有突变. 而由(16)式及(17)式对 Fe 和 Ni 的计算结果与实验完全一致^[13]. 在这里顺磁比热的存在是巡游电子模型又一重要成果.

(4) 过渡金属的磁相变温度由下式决定:

$$\chi_0(T_c)^{-1} = \alpha, \quad (18)$$

其中 $\chi_0(T)$ 为自旋顺磁磁化率, 由带结构所决定. 可见, 当 $\chi_0(T)$ 随 T 的变化出现极大值时, 存在两个相变温度: 前一个由顺磁状态转变为铁磁状态; 后一个由铁磁状态转变为顺磁状态. 这个对于局域电子模型所难以理解的重要结果已为实验所证实. 1980 年 Gignoux 等人在 Y_2Ni_7 中观察到了这一现象¹⁾.

由于磁自由能同磁化强度存在着复杂的关系, 因而除二级相变外, 还可导出一级相变. 这可解释 MnAs, R-Co 化合物, Fe-CoS₂ 化合物以及因瓦合金中的一级相变过程.

顺便指出, 关于斯东纳的唯象理论得不出居里-外斯定律以及计算的居里点偏高的问题, 通过考虑自旋涨落得到了一定的解决. 在这方面, 村田等人提出的模-模耦合模型是一个较好的方法^[14].

四、金属铁磁性理论的新进展

关于金属铁磁性理论的研究近几年有较大的进展. 一种理论认为, 即使在巡游电子系统里, 由于 d 电子的强关联效应也应保持一种局域磁矩. 这种想法早为范弗列克所提出, 后来斯特恩斯将其具体化, 对铁族金属的磁性给与很好的解释. 另一种理论则是通过自洽地处理自旋涨落来改进巡游电子模型, 把过渡金属的磁性作为自旋在实空间中局域与在倒易空间中局域之间的情形来处理. 这就是守谷等人所提出的自旋涨落的统一绘景. 下面我们分别介绍.

1. 斯特恩斯的理论

斯特恩斯 (M. B. Stearns) 最早提出^[15], 应把 3d 电子分为两部分: 一部分是局域的, 以 d_l 记之; 另一部分是巡游的, 以 d_i 记之. s 电子对磁性基本上没有影响. 3d 金属的铁磁性来源于 d_l 电子之间通过 d_i 电子的极化所产生的交换作用. 显然, 这种交换作用是 RKKY 交换作用, 其交换积分近似为

$$J(r) = - \frac{3NV}{16\pi E_F} |j(0)|^2 \times \frac{\cos(2K_F r) - \frac{\sin(2K_F r)}{2K_F r}}{r^3}, \quad (19)$$

其中 K_F 为费米面的波矢量, r 为离开中心原子的距离. 可见, 第一个节点发生在 $K_F r =$ 常数的地方. 因为 K_F 与传导电子数的三次方根成比例, 所以如果传导电子数目太多, 第一个节点可能在最近邻原子的位置以内. 这就是 s 电子的极化产生反铁磁性的原因. 对于 Fe, 为了使其具有铁磁性, 估计每个原子的 d_l 电子不超过 0.4 个. 斯特恩斯认为, 在 Fe 的 7 个 d 电子中, 有 0.35 个 d_i 电子, 有 6.65 个 d_l 电子. 并且进一步认为, 在 0.35 个 d_i 电子中有 0.30 个自旋向上, 有 0.05 个自旋向下. 在 6.65 个 d_l 电子中, 有 4.30 个自旋向上, 2.35 个自旋向下. 这样每个原子便有 $2.2\mu_B$ 的磁矩. 另外, 由于两个 d_l 电子间的交换能 ($\sim 1.5\text{eV}$) 大于 d_l 带的宽度 ($\sim 0.7\text{eV}$), 因此 d_l 电子能够长时间地停留在原子上以保持自旋平行.

对于 Sc, Ti 和 V, 原子序数太小, d 电子的束缚太松, 因此可以认为全部 d 电子都是巡游电子, 故呈顺磁性. Cr 的情况比较复杂, 它的磁状态是一种相当特殊的传导电子的自旋密度波的基态. Mn 是开始出现局域 d 电子的第一个铁族元素, 但由于 d_i 电子数太多, 因而是反铁磁性的. Fe 是呈现铁磁性的第一个铁族元素. Co 和 Ni 则应具有更好的铁磁性, 这一点

1) D. Gignoux et al., in Proc. 1980 Conf. Cond. Mat. Div. EPS, Antwerpen, (1980).

在其合金中表现了出来。

斯特恩斯关于 d₁ 电子极化的概念, 通过穆斯堡尔、核磁共振以及德·哈斯-范·阿耳芬实验得到了证实。这个模型的缺点是缺乏严格的理论计算, 因此有待于进一步的发展。

2. 守谷关于自洽的自旋涨落理论

前面已经指出, 自旋涨落的引入对于斯东纳模型是一个重要的改进。实际上, 自旋涨落对于磁性的影响有着更加深刻的含义。守谷 (T. Moriya) 通过研究弱铁磁金属的磁性认识到这一问题。我们知道, ZrZn₂ 和 Sc₃In 属于弱铁磁性合金, 从直观上可以看出, 它们不适用局域电子模型。中子衍射证明, 在 Zr 原子之间的电子自旋密度反而比 Zr 原子位置的密度高。对于这类金属, 斯东纳模型应是一种较好的近似, 但实际计算结果并不成功。主要表现在: (i) 这类金属在 $T_c < T < 10T_c$ 的温区内很好地遵守居里-外斯定律, 这正是斯东纳模型所无法得到的; (ii) 如果假设这类金属存在着局域磁矩并由居里常数求出其大小, 结果要比在低温下所观察到的磁矩大得多。这就提出了一个新课题, 即必须寻求不依赖局域矩而使居里-外斯定律成立的新机制。这个问题已被守谷解决^[16]。他用自洽的重整化方法 (SCR) 处理了弱铁磁金属中的自旋涨落问题, 得出了近似的居里-外斯定律并使按斯东纳模型所得到的居里点有明显的降低。这就告诉我们, 除局域矩之外, 自旋涨落是使居里-外斯定律成立的另一种机制。而这两种机制存在明显的不同^[17]:

(1) 在局域矩系统中, 自旋密度的局域性振幅的均方值 S_L^2 是一不随温度变化的常数。但在弱铁磁金属的自旋涨落理论中, 当 $T < T_c$ 时, S_L^2 随温度的升高而减小; 而当 $T > T_c$ 时, S_L^2 几乎随 T 线性增加。正是这种线性增加的形式, 成为产生居里-外斯定律的新机制。

(2) 在局域矩系统中, 自旋涨落是在实空间局域的; 而在弱铁磁金属中, 自旋涨落主要由小 q 成分所组成。因此, 可以认为弱铁磁金属的自旋涨落是在 q 空间 (倒易空间) 局域的。

由上述两点可以看出, 无论自旋涨落在实

空间中局域还是在 q 空间中局域, 都可以导出居里-外斯定律。所以, 居里-外斯定律实际上并非和局域矩有着必然的联系, 而是起源于连接局域矩和弱铁磁金属这两个极端情况的非常一般的自旋涨落。而一般的铁磁金属, 则作为介于两个极限之间的情况。根据这一想法, 守谷等人将各种磁性体按自旋密度的局域性振幅和空间关联的有序度进行了分类 (如图 3 所示), 从而建立了关于自旋涨落的统一绘景。图中的纵轴代表自旋涨落振幅的均方值 S_L^2 , 横轴代表自旋涨落空间关联的有序度, 各种磁性体在图中的位置则代表它的自旋涨落的性质。守谷等人指出, 今后的一个重要任务是深入研究中间区域自旋涨落的动态性质, 这方面的工作仅仅刚刚开始。

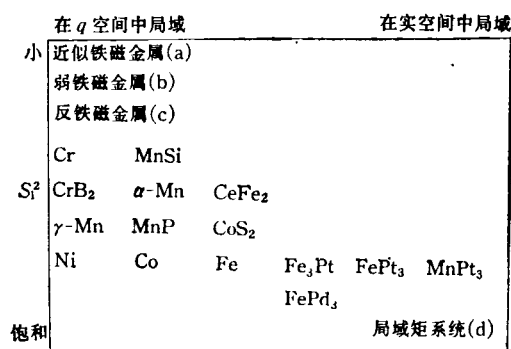


图 3 铁磁体按自旋涨落性质的分类

(a) Pd, HfZn₂, TiBe₂, YRh₂B₄, CeSn₃, Ni-Pt 合金等; (b) Sc₃In, ZrZn₂, Ni₃Al, Fe₂Co₂Si₂, TiBe_{2-x}Cu_x, LaRh₂B₄, CeRh₂B₄, Ni-Pt 合金等; (c) β -Mn, V₃Sc₄, V₃S₄, V₃Cr₃, Cr-Mo 合金等; (d) 磁性绝缘体化合物, 4f 合金, Heusler 合金 (Pd₂MnSn 等)

顺便指出, 最近由科学出版社出版的《金属电子论和游移电子磁性理论译文集》(李伯臧等译)中, 对于金属铁磁理论及某些进展有不少精辟的论述, 特此推荐给读者。

参 考 文 献

- [1] F. Bloch, *Z. Phys.*, **57** (1929), 545.
- [2] J. H. Van Vleck, *Rev. Mod. Phys.*, **25** (1953), 220.
- [3] C. Zener, *Phys. Rev.*, **81** (1951), 446.
- [4] L. Pauling, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **39** (1953), 551.

(下转第 479 页)