て，これも状態密度曲線をならす効果を与えるものと考えられる。

本稿では単に帯磁率のデーターだけから勝手な推測をたくましくした感があるが，液体遷移金属に関しては，もっと多くの系統的な諸物性の測定が望まれ，理論の側からも，もう少し固体構造を取り入れた電子構造の解明が必要であろう。

文　　献

1) F.Cyrot-Lackmann ; J.Physique 27 (1966) 627;Adv. in Physics 16 (1967) 401.
2) Y.Nakagawa ; J.Phys.Soc.Japan 11 (1956) 853.ibid 12 (1957) 70
G.Urbain and E. Übelacker;Adv.in Phys.16 (1967) 429
3) K.Adachi et al. unpublished.

稀薄及び非晶質強磁性体の理論

名大・理　　金　吉　敬　人

1　此度の研究会の主題の一つとして液体状態に於いて強磁性体が存在するかどうかが問題となっておったように思れるが，現在の所実験家の意見は否定的であったように思れる。（即ち融解点がキュリー点よりも相当高い所に位置するため）。一方非晶質及びガラス状強磁性体の存在することが幾つかの物質で見出されておる。この方面の研究の出発点はGubanov[1]の

suggestion に基づいていると思う。彼は論文の中で次のように述べている。「強磁性体は主として隣接原子間の交換相互作用により生ずるものであるから，強磁性体となるために磁性原子が周期格子を作らねばならない必然性はない」。従って先に述べたように液体状態の強磁性体の存在はともかくとして，「非晶質及びガラス状の強磁性体は十分低温で存在するであろう。しかもこのような強磁性体を研究することは実用面でも重用であろう」と。しかしGubanov の論文は理論としては不十分なものである。昨今のように disordered systemsの理論研究が発展する以前の当節にあってはあの程度以上は望めないであろう。ここでは最近私達が不純物伝導の問題で展開した理論（M－K）[2]及びその理論を非晶質及びガラス状物質に拡張しようと試みているWu et al の理論[3]に基づいて展開した稀薄及び非晶質強磁性体の理論の概略をお話ししたいと思う。詳細の一部はすでに発表されておるので，関心を御持の方はそちらを御参考して下さるよう[4),5)]。以下2°で稀薄強磁性体の理論を3° で非晶質及びガラス状質強磁性体の理論を示す。

2° 磁性体の理論に於いて分子場近似は重用な意味を有しているので，最初にこの場合を議論する。i 番目の格子点にあるスピン $\tilde{S}_i$ の期待値は$S=\frac{1}{2}$の場合は

$$\frac{\langle \tilde{S}_i \rangle}{S}=\langle S_i\rangle=\tanh\left(\tfrac{1}{2}\beta\sum_{\{j\}} J_{ij}\langle S_j\rangle\right) \qquad (2.1)$$

但し$\sum_{\{j\}}$ はある定まった結晶格子点にランダムに配置された，磁性原子の位置を加え合せることを示している。Sが任意の大きさを有する場合は$\tanh(\frac{1}{2}x)$を $R_s(Sx)$ に置き換えると良い。 ここで磁性原子が格子点にランダムに分布されているために，次のようなランダムの度合を表現する函数を用いる。

$$\sigma(k)=\sum_{\{i\}}\langle S_i\rangle e^{ik\cdot R_i} \qquad (2.2)$$

（2.1）を（2.2）で展開し，ランダム平均を実行するために（2.1）の $\tanh(\frac{1}{2}\beta x)$ の中の変数 $x=\sum_{\{j\}} J_{ij}\langle S_j\rangle$ を δ 函数で表現し，更にM－K の（5.6）式と同様な意味で次のような函数，

$$G_k(z) = \sum_{\{i\}} \langle S_i \rangle G_i(z)\, e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i} \tag{2.3}$$

及び

$$G_i(z) = \left[z - cJ_0\langle S\rangle - \frac{1}{N}\sum_k e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i} J_k \sigma_a(k) \right]^{-1} \tag{2.4}$$

を導入すると，（2. 1）式は次のようになる。

$$\sum_{\{i\}} \{\langle S_i\rangle\}^2 e^{ikR_i} = \int_{-\infty}^{\infty} dE \tanh\left(\tfrac{1}{2}\beta E\right) \left[\lim_{\varepsilon\to+0} \frac{i}{2\pi} \{ G_k(E+i\varepsilon) - G_k(E-i\varepsilon) \} \right] \tag{2.5}$$

但し c は磁性原子の濃度及び $\sigma_a(k) = \sigma(k) - \langle \sigma(k)\rangle_r$, $\langle \cdots \rangle_r$ はランダム平均を意味する。

（2. 5）及び（2. 3）式は磁性原子のある特別な配置に対して成立しているので，それら磁性原子のランダム平均を実行することが必要である。ランダム平均を実行する方法はM－K及び参考論文4で詳細に議論されているので省略する。第1次近似では1原子あたりの平均化された磁気能率は次のように求められる。

$$\langle S\rangle = \tfrac{1}{2}\{ \tanh(\tfrac{1}{2}\beta\alpha_+(c)) + \tanh(\tfrac{1}{2}\beta\alpha_-(c)) \} \tag{2.6}$$

但し $\alpha_\pm(c) = cJ_0\langle S\rangle \pm \langle S\rangle \sqrt{c(1-c)\left(\frac{1}{N}\sum_k J_k^2\right)}$ (2.7)

この式は定性的に田村－遠藤によって求められた非晶質Ni[6] の磁気能率を説明しているように思れる。また Cu-Mn alloy のような J_{ij} が R－K－Y タイプの物質にも適用可能であり，このような場合には高次の項も重用になると思われる。更に参考論文4ではGreen 函数を用いて，Tyablikov 近似で，J_{ij} が隣接原子だけに作用する場合の一般式も求められておる。また参考論文5ではこのモデルに於いて長波長スピン波が存在するための条件（即ち強磁性体でなくなる境界濃度及び緩和時間に対する制限）及びマグノンのスペクトルを求める式が議論されておるが，この問題は3° と関連するので次の3° で議論する。

3° ここでは稀薄及び非晶質強磁性体にスピン波が存在するかどうかを議論する。周期格子の場合と比較して，非周期系の理論を作り上げる場合の困難な点として，1つは波数ベクトルの概念を明確に定義できないことが上げられる。M－K理論はこの問題をランダムオペレーター p(k) を用いることにより乗越えている。Wu et al はこの問題を次のように取り扱かっておる。周期格子の場合にマトリックス

$$S_{i,k}=N^{-\frac{1}{2}}e^{-i\,k\cdot R_i} \tag{3.1}$$

はマトリックスSがユニタリーであるため，その逆マトリックスとして

$$E_{k,i}=N^{-\frac{1}{2}}e^{i\,k\cdot R_i} \tag{3.2}$$

を持っている。(但しNは原子の数，kは第1ブリルアン帯で定義されている。) しかし非晶質の場合には，sがユニタリーではなくなり，ブリルアン帯も明確に定義できないが，(3.1) 及び (3.2) 式はやはり成立するとすると，sの逆マトリックスは従って次のようになる。

$$(I+R)\,S^{-1}=E \tag{3.3}$$

但しIはユニット・マトリックス。よってRの (k, k′) エレメントは

$$R_{kk'}=\frac{1}{N}\sum_{\{i\}}e^{i(k-k')R_i}-\delta_{kk'} \tag{3.4}$$

Wu et al は例えば具体的な計算を行なうために波数ベクトルkを系全体が周期境界条件を満たすものとし，格子振動のDebye カットのように平均の原子間々隔を用いて $k_{max}=\left(\frac{6N\pi^2}{V}\right)^{\frac{1}{3}}$ まで取れるものとしている。また Wu et al に基づいて求められる式等をランダム格子のM－Kに引き直すためには，

$$N(I+R)_{kk'}=\rho(k-k') \tag{3.5}$$

であることを考慮すれば良い。参考論文5より，稀薄及び非晶質強磁性体のスピン波は次のGreen 函数を満すことが知れている。

$$E\,[G(E)]_{ij}=\delta_{ij}+2S\sum_{\{m\}}J_{mi}\,[G(E)]_{ij}-2S\sum_{\{m\}}J_{im}\,[G(E)]_{mj} \tag{3.6}$$

及びスペクトルD(E)は

$$D(E) = -\lim_{\varepsilon \to +0} \mathrm{Im} \left[\frac{1}{\pi} \sum_{\{i\}} [G(E+i\varepsilon)]_{ii} \right] \tag{3.7}$$

ここでsiteで表現されているこれらの式を周期格子の場合のように波数ベクトルの空間で表現する場合に先の問題が生じてくるのである。

Wu et al の概念に従うと，（3.7）式は

$$D(E) = -\lim_{\varepsilon \to +0} \mathrm{Im} \left[\frac{1}{\pi} \sum_{k} [G(E+i\varepsilon)]_{kk} \right] \tag{3.8}$$

但し

$$[G(z)]_{kk'} = (S^{-1}GS)_{kk'}$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{k''} \sum_{\{i\}} \sum_{\{j\}} [(I+R)^{-1}]_{kk'} e^{ik''R_i} [G(z)]_{ij} e^{-ik' \cdot R_j} \tag{3.9}$$

（3.9）式に（3.6）式を代入し，整理するとスピン波のGreen 函数は一般に次のようになる。

$$\{ z - \varepsilon_k - \Gamma_k(z) \} \langle [S^{-1}GS]_{kk'} \rangle = \triangle_{kk'}(z) \tag{3.10}$$

但し<‥‥>は原子の配置に関する平均操作を行った。ここで

$$\varepsilon_k = 2S(K(0) - K(k)) \tag{3.11}$$

$$K(0) = \left\langle \frac{1}{\pi} \sum_{k_1} \sum_{\{i\}} [(I+R)^{-1}]_{kk_1} e^{i(k_1-k)R_i} \tilde{J}(i,0) \right\rangle \tag{3.12}$$

$$K(k) = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{k_1} \sum_{\{i\}} [(I+R)^{-1}]_{kk_1} e^{i(k_1-k)R_i} \tilde{J}(i,k) \right\rangle \tag{3.13}$$

及び $\tilde{J}(i,k) = \sum_{\{j\}} J_{ij} e^{ik(R_i - R_j)}$ (3.14)

（3.11）式は非晶質強磁性体の0次近似で現われるマグノンのエネルギーである。（3.10）式の$\Gamma_k(z)$，$\triangle_{kk'}(z)$ を参考論文5の§3と同様にして書下すことが可能である。また長波長スピン波のdispersionは$E = (2s)k^2 \phi$となる。但し函数ϕはJ及び構造の乱れさに依存する函数である。

しかしランダム格子の場合とは異なり長波長スピン波のlife timeが同じorder；O(k²)であるため果して参考論文5の場合のように長波長スピン波が明確に定義できるかどうかは，その構造の乱れ方によって決るであろう。また（3.10）式以下は（3.5）式を考慮するとランダム格子の場合の参考論文5と全く一致する。

参考論文

1) A.I.Gubanov, Soviet Phys-Solid State 2(1960),468
2) T.Matsubara and T.Kaneyoshi, Prog.Theor.Phys.36(1966).695.
3) P.L.Taylor and S.Wu, preprint (1970)
K.S.Dy and S.Wu, preprint (1970)
4) T.Kaneyoshi, Prog.Theor.Phys. 42 (1969),477
5) T.Kaneyoshi, Prog.Theor.Phys. 44 (1970),No2
6) K.Tamura and H.Endo, Phys Letters.29A (1969).52

自　由　討　論

(A) 第一日午前のまとめ（松田）

liquid metalの性質（松田）

	a(k)	mixture	pair potential
simple	rigid sphere ?	simple interpolation	かなりよい
non-simple	clustering	not	?

（中島）

N.F.E.	①Ziman流　②Mott流
coupling	electron-ion (Andersonの localization) electron-electron (Mottの 〃)