

- 9) R. B. Kummer, E. D. Adams, W. P. Kirk, A. S. Greenberg, R. M. Mueller, C. U. Britton and D. M. Lee, Phys. Rev. Letters, **34**, 517 (1975).
- 10) G. A. Baker, Jr., H. E. Gilbert, J. Eve and G. S. Rushbrooke, Phys. Rev., **164**, 800 (1967).
- 11) J. D. Johnson and E. G. D. Cohen, Phys. Rev. B12, 297 (1975).
- 12) A. K. McMahan and R. A. Guyer, Phys. Rev., A7, 1105 (1973).
- 13) A. K. McMahan and J. W. Wilkins, Phys. Rev. Letters, **35**, 376 (1975).
- 14) K. Utsumi and T. Izuyama, Prog. Theo. Phys., **58** (1977)
- 15) J. B. Sokoloff and A. Widom, Phys. Rev. Letters, **35**, 673 (1975).
- 16) J. H. Hetherington and F. D. C. Willard, Phys. Rev. Letters, **35**, 1442 (1975).
- 17) J. D. Johnson and E. G. D. Cohen, Phys. Rev. B13, 2231 (1976).

B. C. C. 固体 He^3 における

4 体交換相互作用モデルでの磁気秩序

横浜市立大 石 川 幸 志
岡 田 勇

固体 He^3 中の He^3 原子は、量子効果としての大きな零点振動によってその位置を交換し、その結果 He^3 の核スピン間に最隣接間で負の交換相互作用が働らく。固体 He^3 に対する現在までの実験結果は以下の三点で、二粒子交換のみを考慮する通常の Heisenberg モデルでは説明できない。

1. 高温展開の理論値と実験値を比べて、求めた exchange parameter J の値からきめた T_N は、実験の T_N より高い。
2. 他の量の高温展開から決めた J の値は、磁場 H をかけた場合の magnetic pressure $P(H)$ の磁場依存性を説明できない。
3. 0.4 テスラ以上の磁場 H による転移温度 T_N の変化¹⁾ $-H$ と共に T_N は一次で増加する。この変化は Heisenberg モデルでは磁場によりスピンがそろう効果である。

$J=0$ のスピン系の比熱が最大になる温度は、 $H=1.5 T_N$ (H はテスラの単位、温

B.C.C. 固体 He^3 における 4 体交換相互作用モデルでの磁気秩序度 (mK 単位) となる。実験値はこの線より傾きが小さいのであるから、強磁性的な J の値をとらなければならない。

この為、現在までに種々のモデルが提案されているが、理論的にも問題があり、又実験とも一致しない。我々は、これらのモデルの中で、Hetherington and Willard²⁾ と McMahan and Wilkins³⁾ によって提案された 4 粒子交換まで考慮したハミルトニアンをとり、その交換積分の値をパラメーターとして分子場近似で、どの様な磁気秩序相が生ずるかを調べた。交換積分の値をパラメーターにとる理由は、この問題の現時点までの進展が必ずしもどのモデルでどの点まで説明しうるのかが明確でない点、又交換積分の値の第一原理からの計算が定まっていない点にある。

最近 Utsumi and Izuyama⁴⁾ によって、同じモデルで同じ近似での相図が調べられたが、彼等の取り扱いには weak ferro 相が落ちている。

4 体交換相互作用まで入れたハミルトニアンとして

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -2J_1 \sum_{n,n} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - 2J_2 \sum_{n,n,n} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \\ & - 4 \sum_{\alpha=P,F} K_\alpha \sum_{(i,j,k,l)} \{ (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)(\mathbf{S}_k \cdot \mathbf{S}_l) + (\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_k)(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_l) \\ & - (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_k)(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_l) \} \end{aligned}$$

をとる。ここで J_1 は最隣接スピンの交換相互作用定数で、符号は負にとる。 J_2 は、next nearest neighbour スピン間の exchange coupling constant である。 K_α は互いに最隣接の 4 粒子による 4 体の交換相互作用定数で、 P は 4 粒子が一平面上に、 F は一平面にないものを表わす。 J_1 の絶対値と他の交換相互作用定数との比をパラメーターにとり、この後小文字で表わす。温度 T も $|J_1|$ を単位とする。

このハミルトニアンをもつ系の絶対零度での様子を調べるために、スピンを classical number として four sublattice の範囲内でスピンエネルギーを最小にする配置を求めた。結果は、パラメーター (j_2, k_P, k_F) の値によって、通常 of 反強磁性相 (A. F.) 弱強磁性相 (W. F.) S. C. A. F. $\parallel$ と、S. C. A. F. $\perp$ の 4 相に分れる。W. F. 相では body と corner のスピンの $\cos \theta = \frac{1}{3(k_P + k_F)}$ によって決まる角度 θ をなす。S. C. A. F. では body 同志、corner 同志が simple cubic の反強磁性となり、さらに $\parallel$ では、body と

corner が平行に, $\perp$ では直角になる。

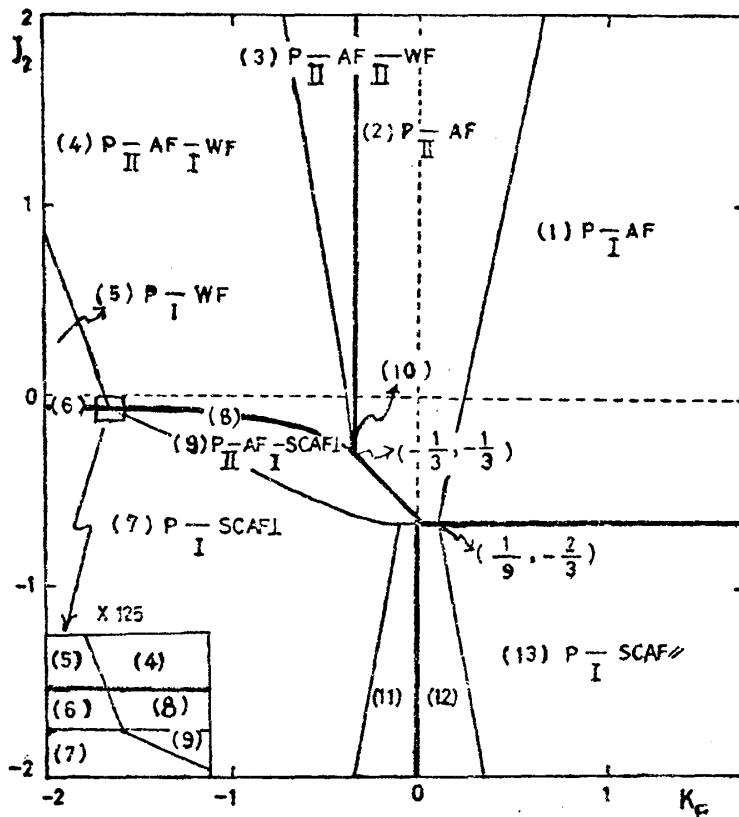
有限温度でのどの相が実現されるかを求めるには, 各相の自由エネルギーを分子場近似で計算し, その大小を比較した。一例として常磁性相 (P) の自由エネルギーを基点とした自由エネルギーと分子場 H_m は次のように書ける。

$$f_W = 6 j_2 m^2 - 72(k_P + k_F)m^2 + \frac{1}{3(k_P + k_F)} + T/2 \ln(1 - 4m^2)$$

$$H_m = 6 j_2 m - 48(k_P + k_F)m^3$$

又 θ は $\cos \theta = \frac{1}{12(k_P + k_F)m^2}$ によって決まる。ここで sublattice magnetization m は $m = \frac{1}{2} \tanh H_m/T$ によって self-consistent に決められる。 m を決める self-consistent な式をとくと, すべての相でパラメーターのある領域で, m は T の函数として二価になる。

この場合, 絶対零度より T を高くしていく時に, 秩序相の自由エネルギーは, m の有限な値で P 相の自由エネルギーより高くなる。従って, 秩序相から P 相への一次の転移となる。秩序相の各相でも絶対零度より T を増すと自由エネルギーの大きさが逆転し, 秩序相間の一次転移が生ずる場合がある。W.F. 相では, m が小さくなると $\cos \theta$ が -1 になり A.F. 相への二次転移が可能である。



以上の様々な状況を考慮すると、 j_2, k_F, k_P 空間での相図がえられる。 $k_P = k_F = \frac{1}{\sqrt{2}} k$ 面上と $k_P = 0$ 面上、 $j_2 = 0$ 面上の相図を計算した。一例として $k_P = 0$ 面で相図を示す。図中の I, II は、I が一次転移を、II が二次転移を表わす。又、(8), (10) の領域は 4 相が温度の上昇と共に、現れる領域である。

$k_P = 0$ 面上の相図

$$(6) \quad P \xrightarrow{\text{I}} \text{WF} \xrightarrow{\text{I}} \text{SCAF} \perp \quad (8) \quad P \xrightarrow{\text{II}} \text{AF} \xrightarrow{\text{I}} \text{WF} \xrightarrow{\text{I}} \text{SCAF} \perp$$

$$(10) \quad P \xrightarrow{\text{II}} \text{AF} \xrightarrow{\text{I}} \text{SCAF} \perp \quad (11) \quad P \xrightarrow{\text{II}} \text{SCAF} \perp$$

$$(12) \quad P \xrightarrow{\text{II}} \text{SCAF} \parallel$$

参 考 文 献

- 1) R. B. Kummer, E. D. Adams, W. P. Kirk, A. S. Greenberg, R. M. Mueller, C. V. Britton and D. M. Lee, Phys. Rev. Letters **34** (1975) 517
- 2) J. H. Hetherington and F. D. C. Willard, Phys. Rev. Letters **35** (1975) 1442
- 3) A. K. McMahan and J. W. Wilkins Phys. Rev. Letters **35** (1975) 376
- 4) K. Utsumi and T. Izuyama, preprint

固体 He^3 の磁気異方性

名大理 田 村 幾 夫

固体 He^3 の bcc 相における核スピンの秩序状態の議論で、磁気異方性は普通小さいものとして考慮されていないが、もしこれを考えに入れるとどんなことが期待されるだろうか。

bcc 相の He^3 の磁気異方性の特徴は、立方対称の結晶構造とスピン $S = \frac{1}{2}$ ということである。一般に異方性の起源としては次のようなものがある¹⁾。

- (1) まわりの結晶場の影響による 1 原子的な異方性：これは立方対称の場合、 a を