

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

$$a(S_x^4 + S_y^4 + S_z^4)$$

の形にかけると、 $S = \frac{1}{2}$ では、 $\frac{3}{16} a$ となり、異方性は与えない。

(2) 磁気的双極子相互作用および異方性交換相互作用による異方性： これらを Heisenberg モデルに対する摂動と考えたとき、立方対称の場合、1 次の項は共に異方性を与えない。以後、異方性交換相互作用は電子の励起エネルギーが大きいと考えないことにする。磁気的双極子相互作用の2 次の項は異方性を与える。²⁾ その大きさは

$$\ell^2/J \sim 10^{-8} \text{ mK}$$

である。(J は交換エネルギーで mK のオーダー、 ℓ は双極子相互作用のエネルギーで 10^{-4} mK のオーダー)

(3) 磁歪による異方性： これらの大きさは

$$\ell^2/C \sim 10^{-12} \text{ mK}$$

である。(C は弾性エネルギーで 10K のオーダー)、従って(2) の双極子による異方性に比べ無視できる。

(4) 結晶のひずみによる異方性： この大きさは、 e をひずみの大きさとして、

$$\ell e \lesssim 10^{-5} \text{ mK}$$

である。

(5) 表面にのみ働く異方性： 表面近くの結晶構造が内部と変わらないとしても、表面付近では立方対称が破れているため双極子相互作用の1 次の項が残り異方性を与える。従ってこれらの大きさは、

$$\ell \sim 10^{-4} \text{ mK}$$

である。

以上いろいろな起源を考えてわかったことは、無限に広がった完全結晶を考える限り異方性は ℓ^2/J の大きさで、交換エネルギーに比べ極めて小さいが、現実の結晶では表

面があり、また局所的なひずみもあったりしてその部分には比較的大きな異方性が生じていることである。

そこでここでは (5) で述べた表面の異方性を考えた場合、スピン配列はどのようなものになるかを調べてみることにする。

結晶を連続体でおきかえ、ずっと内部では一様な反強磁性状態が実現しており、スピンは x 軸に平行になっているものとする。 ($z \rightarrow -\infty$ で $\theta = 0$) 一方表面では (110) の方向が容易軸になっているものとする。 ($z = 0$ で $\theta = \pi/4$ が容易軸) スピン配列は一様 ($\theta = \text{一定} = 0$) か、 x - y 面内で少しずつ回転していわゆる Bloch wall 構造になるかのいずれかであろう。(図1参照)

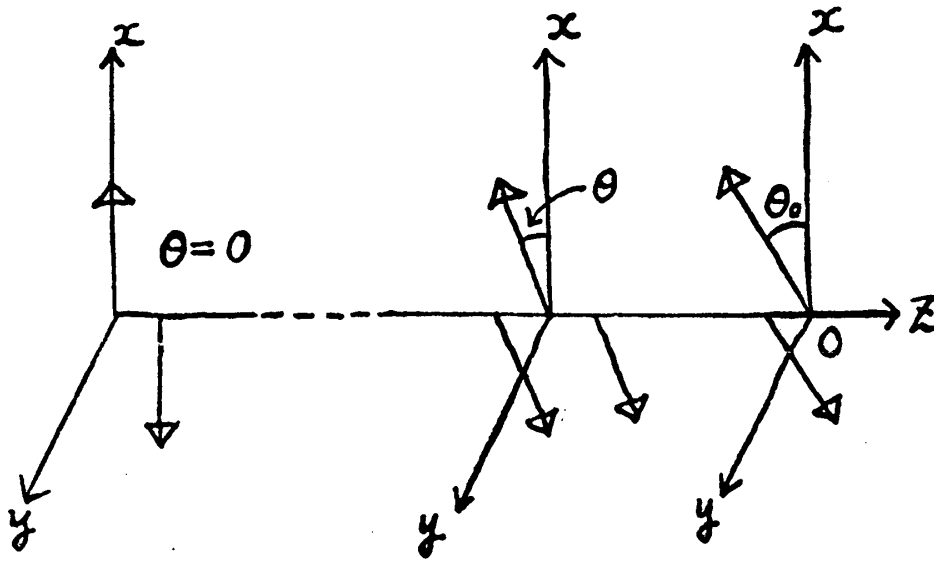


図 1

交換エネルギー E_{ex} , 内部の異方性エネルギー E_a , 表面の異方性エネルギー E_s をそれぞれ,

$$E_{\text{ex}} = 2J \sum_{(ij)} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

$$E_e = -K (\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4)$$

$$E_s = -L \alpha_x \alpha_y$$

(K, L , は正の定数で大きさはそれぞれ ℓ^2/J , ℓ のオーダー, α はスピン軸の主軸に

田村幾夫

対する方向余弦) とすれば wall 構造の方がエネルギー的に安定であることがわかる。

その構造は,

$$\sin 2\theta = \operatorname{sech} \frac{z - z_0}{\lambda}$$

但し,

$$\sin 2\theta_0 = \operatorname{sech} \frac{z_0}{\lambda} = \frac{L}{\sqrt{L^2 + JK}} \quad (z_0 > 0)$$

$$\lambda = \left(\frac{J}{K}\right)^{1/2} a \sim \frac{J}{\ell} a \sim 10^4 a \quad (a \text{ は格子定数})$$

で与えられる。 λ は wall の厚さを特徴づけるから、かなりの長距離にわたってスピンの向きが変化していることになる。

この簡単な計算から示唆されることは He^3 の現実の小さな固体では、表面とか結晶内部のみだれた部分で生じるスピン配列の空間的变化が長距離にわたるため、それらの存在を無視できないのではないかということである。実験にかかることとしては磁化過程と共鳴吸収などが考えられる。

参 考 文 献

- 1) J. Kanamori ; Magnetism I (Academic Press 1963) 127
- 2) J. H. Van Vleck ; Phys. Rev. 52, 1178 (1937)

固体 He^3 の核帯磁率

大阪市立大学理学部 森 井 幸 生

§ 1. 目 的

固体 He^3 の磁気転移に関する研究は、W. P. Halperin 等¹⁾, P. B. Kummer 等²⁾ による熱測定からその転移温度が 1.10 mK 近辺である事が明らかになってきた。しかし転