

るところと一致する。このリエントラント相における緩和現象は、スピングラス成分が主役となっていることをデータは示唆している。また、 $x = 0.38$  の試料においては、同様の現象が 21 K 付近において観測された。こうして求められたのが、図 3 の相図である。

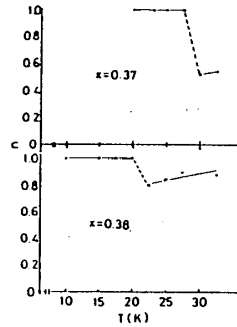


図 2

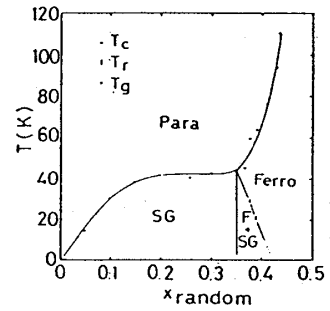


図 3

リエントラント転移が実験的に確かめられた例はいくつか報告されているが、そのほとんどは異方性のないハイゼンベルグスピン系におけるものである。よって本研究は、イジングスピン系においてリエントラントスピングラス転移が確かめられた数少ない一例となるものである。

References

- 1) 吉岡俊博, 修士論文, 1985
- 2) D. Sherrington and S. Kirkpatrick: Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1792.
- 3) H. Maletta, J. Appl. Phys. 53 (1982) 2185.

6. Pt 微粒子表面に吸着した  $^4\text{He}$  の超流動

白 浜 圭 也

§ 1. 序論

超流動と BOSE 凝縮とがどのように関係するかという、古くて新しい問題への実験的試みとして、平面や狭いトンネル内のような制限された空間— RESTRICTED GEOMETRY—における  $^4\text{He}$  の研究が注目されている。その代表例として、Reppy らによる、多孔質バイコールガラス中の微小細孔 (平均径 60Å) に吸着した  $^4\text{He}$  薄膜の研究がある。この細孔は 3 次元のつながりをもつため、細孔壁に吸着した  $^4\text{He}$  薄膜は 3 次元の超流動をおこすことが実験的に確かめられた。

我々は、彼らの研究からさらに進んで、次のように考える。微粒子を充填した基盤に吸着した  $^4\text{He}$  は、粒子径が小さいときはバイコール中  $^4\text{He}$  と同様に 3 次元の超流動を示すと考えら

れる。しかし粒子径が非常に大きい場合は、2次元の Kosterlitz-Thouless 転移を示すはずである。3次元の超流動とKT転移とは、全く異なる相転移であると理解されているが、粒子径を変えることで、2次元-3次元超流動のクロスオーバー現象がみられるはずである。このような観点からの研究は、超流動とその転移の問題により深い知見を与えると考え、我々はパックされたPt微粒子の表面に吸着した $^4\text{He}$ 薄膜の超流動密度を、TORSIONAL OSCILLATOR(ねじれ振り子)を用いて測定した。

## § 2. Pt 微粒子

使用したPt微粒子は直径が500, 60Å(還元法で作製), および100Å(ENGELHARD社製)の3種類で、粒子直径はX線回折像の広がりから見積もり、表面積は $\text{N}_2$ 吸着(BET法)で測定した。微粒子は約200 kg/cm<sup>2</sup>の圧力で真ちゅう製サンプルセルに詰められる。吸着等温線より求めた細孔分布を図(1)に示す。

## § 3. TORSIONAL OSCILLATOR

TORSIONAL OSCILLATORの構造と電気回路を図(2)(3)に示す。ベリリウム銅製ねじれロッドに装着されたサンプルセルは、ドライブ電極より加えられた矩形波によって振動する。その振幅と周波数は、ディテクト電極にあらわれた信号によって知る。回路はFEED BACK LOOPを形成し、フィルタと移相器を調節することによって、振り子に固有ねじれ振動を起こす。吸着 $^4\text{He}$ の超流動密度 $\rho_s$ は、超流動成分が基盤の振動にひきずられないことによって生ずる振り子の周波数シフト $\Delta f$ に比例している(図4)。よって $\Delta f$ を $\rho_s$ とみなして解析した。

## § 4. 測定結果

### (1) 超流動密度とエネルギー吸収ピーク

3種類の微粒子に吸着した $^4\text{He}$ の超流動密度 $\rho_s$ の温度変化を図(5)(6)(7)に示す。直径500Åの微粒子上 $^4\text{He}$ の $\rho_s$ (図5)は転移点 $T_c$ 直下で鋭く立ち上がるのに対し、100Å, 60Åでの $\rho_s$ (図6,7)は $T_c$ 直下でゆるやかに変化する。いずれの微粒子でも、バイコール中 $^4\text{He}$ のような $\rho_s \propto (T_c - T)^{2/3}$ のふるまいはみられない。また、どの微粒子上 $^4\text{He}$ でも、 $T_c \geq 0.2\text{K}$ の領域で、 $T_c$ でのエネルギー吸収の増大がみられた。

### (2) 2次元の原子間距離 $d_2$ と熱的ド・ブロイ波長 $\lambda(T_c)$

超流動転移温度 $T_c$ は吸着量を減らすと下がる。各吸着量において、 $^4\text{He}$ 原子が壁面に吸着

しているとしたときの2次元原子間距離  $d_2$  の、転移点における  $^4\text{He}$  原子の熱的ド・ブロイ波長  $\lambda(T_c)$  に対する値を図(8)にプロットした。3種類の微粒子いずれにおいても、 $d_2$  は  $\lambda(T_c)$  に比例する。また比例係数は、粒子直径が大きいほど小さくなった。

## § 5. 考察

### (1) $d_2$ と $\lambda(T_c)$ との関係

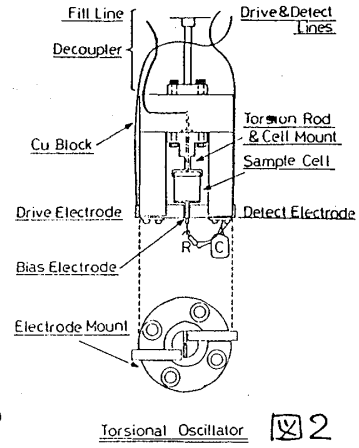
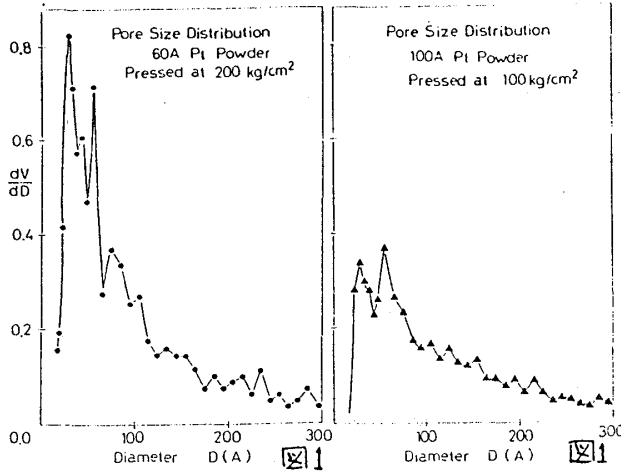
養口と長岡は、多孔質ガラス中吸着  $^4\text{He}$  の3次元理想 BOSE 凝縮を、熱的ド・ブロイ波長  $\lambda$  が細孔径より小さいときは運動エネルギーの状態密度が2次元的 ( $D(\epsilon) = \text{CONST.}$ ) であり、 $\lambda$  が孔径より大きいときは3次元的 ( $D(\epsilon) \propto \epsilon^{1/2}$ ) であるという、状態密度の2次元-3次元クロスオーバーを仮定して論じた。その結果、細孔径が大きくなるほど  $d_2 - \lambda(T_c)$  プロットの傾きが小さくなるという結論を得た。孔径に対する、傾きの概念的なふるまいを図(9)に示す。我々の実験結果は、このモデルの結論と定性的に一致する。

### (2) 超流動密度とエネルギー吸収ピーク

超流動密度のふるまいは KT 転移とは異なるが、 $T_c$  でのエネルギー吸収ピークの存在は、これらの超流動が、KT 転移のような渦対の解離・結合を伴うことを示していると考えられる。多孔質基盤上  $^4\text{He}$  の系を KT 転移の立場から扱った理論は無く、上記の問題の解決は今後の課題である。

## § 6. まとめと今後の課題

$d_2$  と  $\lambda(T_c)$  との関係が、理想 BOSE 気体の状態密度クロスオーバーモデルで説明できることから、微粒子上  $^4\text{He}$  薄膜は、希薄な BOSE 粒子系としてふるまうことがわかった。また  $T_c$  での吸収ピークの存在から、渦対が存在することが示された。今後はさらに、 $\lambda(T_c)$  が細孔径より大きくなる低温領域 ( $> 1\text{mK}$ ) での測定、および粒子サイズをさらに変えた測定を行ない、上記の問題を深く検討していきたい。



Block Diagram of Torsional Oscillator

