

Title	4.固体He <sup>3</sup> の核帯磁率(基研長期研究計画「量子固体」,研究会報告)
Author(s)	森井, 幸生
Citation	物性研究 (1977), 28(6): F18-F22
Issue Date	1977-09-20
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2433/89404">http://hdl.handle.net/2433/89404</a>
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

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。 $\lambda$  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  $\text{He}^3$  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 $\text{He}^3$ の核帯磁率

大阪市立大学理学部 森 井 幸 生

### § 1. 目 的

固体  $\text{He}^3$  の磁気転移に関する研究は、W. P. Halperin 等<sup>1)</sup>、P. B. Kummer 等<sup>2)</sup> 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

移温度前後での磁気的なふるまい及び秩序相の性質に関する実験はほとんど行なわれていないと言って良い。理論的にも J. D. Johnson 等<sup>3)</sup> が反強磁性転移を予測し、J. B. Sokoloff 等<sup>4)</sup> は凝固曲線に沿って強磁性領域が存在すると主張するといった具合で、これらの諸問題に知見を与える実験が望まれている。

我々は Pomeranchuk 冷却によって転移温度前後に到る固体  $\text{He}^3$  を得、パルス NMR 法によってその核帯磁率を測定しつつある。この稿では研究会以後の経過をも含めて報告を行い、問題点の提起を行いたい。

## § 2. 方 法

Pomeranchuk 冷却は凝固曲線上で固体  $\text{He}^3$  が生成される過程なので、圧力を一定に保って加圧固化するとその圧力に対応する温度の固体を得ることができる。圧力を保ちながら、NMR コイル内に一様につめ込んだ銅細線ヒーターで熱  $\Delta Q$  を発生させると、その熱量に見合う一定温度の固体  $\Delta n$  が細線のまわりに成長する。熱注入の前後での磁化の変化  $\Delta M$  を 227.5 k Hz パルス NMR 法によって測定し、帯磁率  $\chi$  の計算を行った。

$$\chi^{-1} \propto \Delta Q / \Delta M T \Delta S \quad (1)$$

ここで  $\Delta S$  は固化の際のエントロピー変化で、文献 2) のデータに従った。測定はコイル内の固体が三割程度の範囲で行い、熱量と磁化変化の比例関係がくずれないように注意した。この条件は固体の量が増えた際に起こりやすい固体間の摩擦による熱発生を防ぐ意味からも重要である。以前コイル内を完全に固体で満たして測定する方法を採ったが、転移温度近くの固体を作る際にどうしても系の温度が上昇した経験がある。

## § 3. 装 置

Pomeranchuk セルはエポキシ樹脂 Stycast 1266 でできている。希釈冷凍機とはスズの超伝導熱スイッチを経て結ばれており、23mK 程度まで予冷される。燐青銅ベローズによってセル体積を 9.6 % 圧縮でき、セル内を全て固体に変える。圧力測定は Be-Cu ダイアフラムによる容量圧力計を用いるが、1.5K で quartz ブルドン管絶対圧力計で校正を行い、 $\text{He}^3$  超流動転移点 (A 点) で規格化を行っている。その精度は

森井幸生

0.01%，分解能  $1 \times 10^{-3}$  torr. 再現性 0.001% である。磁気転移付近の温度は文献 2) の凝固曲線データに従って圧力測定から求めている。予冷状況をモニターする為松下カーボン抵抗 ERC-18SG 公称  $68 \Omega$  を使用している。

$\text{He}^3$  圧力コントロールはこの実験で重要な役割を果たすが、それは次のように行う。 $\text{He}^4$  加圧系の 4.2K 部に内容積 8cc の Stycast ボンベがつけられており、活性炭と  $380 \Omega$  ヒーターが封入されている。 $\text{He}^3$  容量圧力計の容量ブリッジが設定値(圧力)で常にバランスするように圧力コントローラーからヒーターに電流が流される。 $\text{He}^3$  圧力はこの装置によって  $\pm 1.6 \times 10^{-4} \text{ Kg/cm}^2$ ，温度に換算して約  $\pm 5 \mu\text{K}$  の範囲でコントロールされる。

NMR コイルは内径  $6 \phi$ ，長さ 10mm のサドル型で  $0.05 \phi$  ホルマル被覆銅線を 300 ターンずつ巻いてあり， $444 \Omega$  内部ヒーターは  $0.015 \phi$  のホルマル被覆銅線約 180 m で、内径  $5 \phi$  のヒーターケースにつめ込まれている。そのパッキングファクターは約 20% である。コイル内の静磁場一様性は  $8 \times 10^{-4}$  程度である。図 1 にセルの概略と圧力コントロール系を示す。

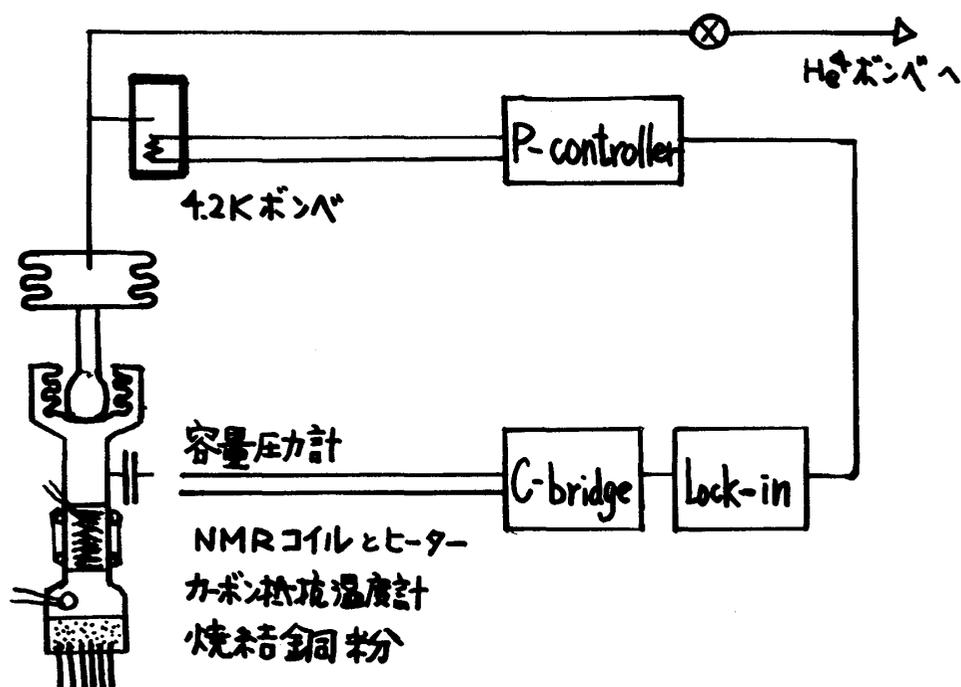


図 1. Pomeranchuk セルと圧力コントロール系

§ 4. 結 果

図2に熱注入による磁化の変化の様子を、図3に求めた $\chi^{-1}$ を温度に対してプロットした。現在測定中なので測定点が少なく断定できないが、1.1 mKまでCurie Weiss則に従っているようにみえる。より低温側での測定を行う事が急務である。

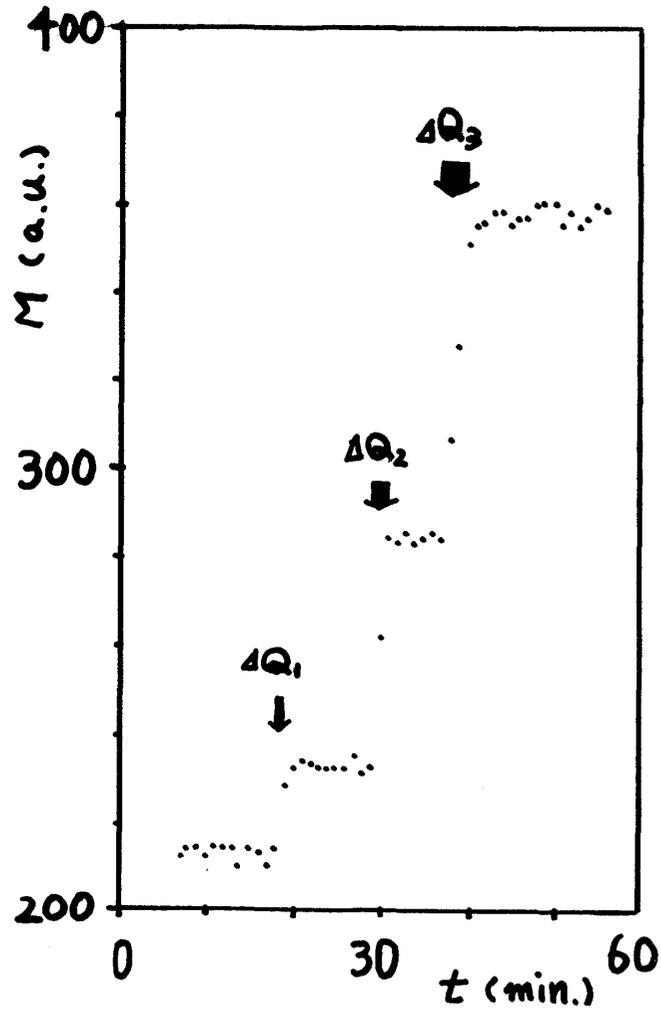


図2. 熱注入による磁化の変化 T = 7.50 mK

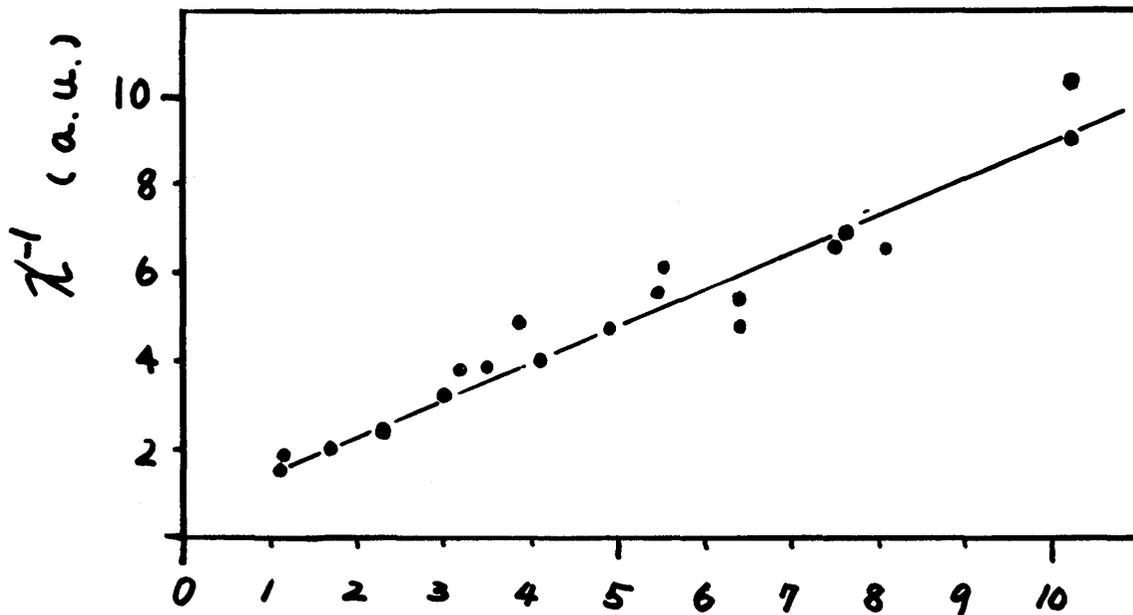


図3. 凝固曲線上における固体He<sup>3</sup>の核帯磁率

参 考 文 献

- 1) W. P. Halperin, C. W. Archi, F. B. Rasmussen and R. C. Richardson, Phys. Rev. Lett., **34**, 718 (1975)
- 2) R. B. Kummer, R. M. Mueller and E. D. Adams, J. L. T. P., **27**, 319 (1977)
- 3) J. D. Johnson and E. G. D. Cohen, Phys. Rev., **B13**, 2231 (1976)
- 4) J. B. Sokoloff and A. Widon, Phys. Rev., **B14**, 1146 (1976)

固体 He 中の  $\text{He}^3$  の NMR

京大理 平 井 章  
水 崎 隆 雄  
平 良 豊  
前 川 覚

§ 1. 諸 言

固体 He は、量子性の最も大きな固体として知られている。固体 He の量子性とは、He 原子の零点エネルギーに起因して出てくる諸々の性質を云う。固体を構成している原子は、量子性よりくるトンネリングによって固体内を動くことが出来、 $\text{He}^3$  の NMR の核磁気緩和を測定することにより、 $\text{He}^3$  原子の運動を直接観測することが可能である。<sup>1)</sup> 又量子固体中に含まれた不純物や格子欠陥も量子性を反映した特異な振舞をする。我々はこれらの量子性の詳細を調べるために、固体  $\text{He}^4$  中の微量  $\text{He}^3$  の NMR、微量  $\text{He}^4$  を含む固体  $\text{He}^3$  の NMR の研究を行ったので、両者の比較検討と合せて報告する。

$\text{He}^3$  のスピナー格子緩和時間、 $T_1$ 、とスピナースピナー緩和時間、 $T_2$ 、を温度の関数として模式的に示すと図 1 のようになる。領域 I は高温域で、 $T_1$  と  $T_2$  は温度に依存しており、双極子場が空格子の運動によってゆらぎ、その結果ゼーマン系から格子系へ緩和が起る。領域 II では、 $T_1$ 、 $T_2$  共に温度に依らなくなり、原子間のトンネリングが双極子場をゆらがせていることが緩和の機構である。領域 III は、領域 II においては強く格子系と結合していた原子のトンネリング系が、温度が低くなるにつれて格子から切り