

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 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、 He^3 の NMR の核磁気緩和を測定することにより、 He^3 原子の運動を直接観測することが可能である。¹⁾ 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 He^4 中の微量 He^3 の NMR、微量 He^4 を含む固体 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。

He^3 のスピナー格子緩和時間、 T_1 、とスピナー スピン緩和時間、 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

はなされて、ゼーマン系からのエネルギーの流れのネックがトンネリング系と格子系の間になる領域である。§2 では、固体 He^4 中の不純物 He^3 の核磁気緩和、§3 では、 He^4 不純物を含む固体 He^3 の核磁気緩和の結果を述べる。

§ 2. 固体 He^4 中の微量 He^3 の NMR

領域 I では、 T_1 と T_2 は、

$$1/T_1 \simeq M_2 X_3 / \omega_0^2 \tau_v$$

$$1/T_2 \simeq M_2 \tau_v$$

$$1/\tau_v \simeq z \omega_{3-v} e^{-\phi/kT}$$

の式で実験結果を整理することが出来る。^{2),3)} ここで、 M_2 は純固体 He^3 の Van Vleck の二次モーメント、 X_3 は He^3 の濃度、 z は最近接格子数、 ω_{3-v} は空格子と He^3 原子間のトンネリング周波数である。 ϕ は熱力学的な量から求められた空格子の生成エネルギーと一致していることから、空格子はトンネリングで動いていると考えられる。又、 $z \omega_{3-v}$ は数度のオーダーである。

領域 II では、図 2 で示すような緩和機構が考えられる。 $\text{He}^3 - \text{He}^4$ 間のトンネリングによる運動は不純物 He^3 間の相対的な位置を変えるが、不純物間には歪場に基づく強い相互作用が働いている。このため $\text{He}^3 - \text{He}^4$ 間の自由なトンネリング運動は強くさまたげられている。一方、 $\text{He}^3 - \text{He}^3$ 間のトンネリングは対で起るため、歪場の影響は受けない。

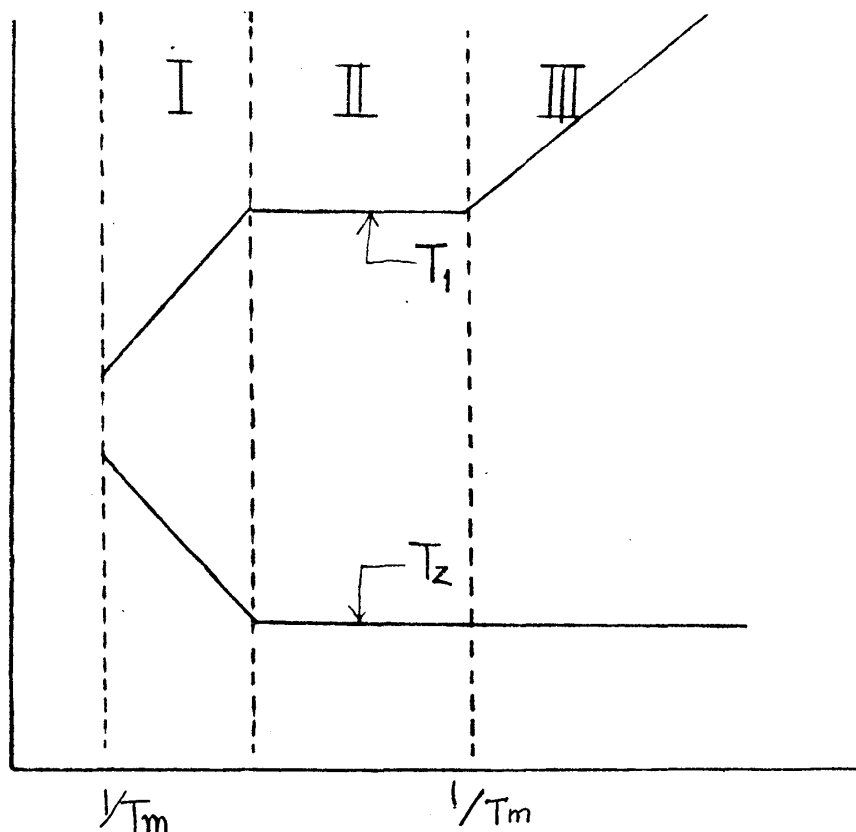


図 1. 典型的な T_1 と T_2 の温度変化。 T_m は固体の融解温度

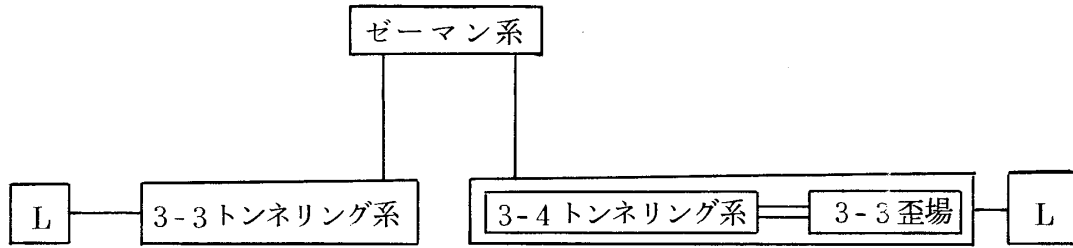


図2. 領域Ⅱにおけるゼーマン系から格子系(L)へのエネルギーの流れ図

この領域における T_1 と T_2 は二種類の緩和機構が共存しており，総和則； $\int_0^\infty 1/T_1(\omega) d\omega = \pi M_2 X_3$ ，を考慮して，以下の相関関数を用いて T_1 , T_2 及び回転系における $T_1(T_{1\rho})$ の周波数，分子容及び濃度依存性を説明出来る。^{4),5)}

$$J(\omega) = c J(\omega)|_{3-4} + (1-c) J(\omega)|_{3-3}$$

$$J(\omega)|_{3-3} = 0.96 \frac{M_2 X_3}{\sqrt{X_3} \omega_T} \exp \left\{ \frac{-1.6(\omega/\sqrt{X_3} \omega_T)^2}{\omega/\sqrt{X_3} \omega_T + 1} \right\}, \quad (2)$$

$$J(\omega)|_{3-4} = M_2 X_3 \tau \int_0^\infty J_{3/2}(kx) \frac{(1 - \sin x/x) dx}{(1 - \sin x/x)^2 + (\omega \tau/2)^2},$$

$$c = (1 - X_3)^2$$

ここで， $J(\omega)|_{3-3}$ は Miyoshi 等⁶⁾によって求められた $\text{He}^3\text{-He}^3$ 間のトンネリングの運動からくる相関関数であり， ω_T は $\text{He}^3\text{-He}^3$ 間のトンネリング周波数 J_{33} と $\omega_T = 6.5 J_{33}$ の関係にある。 $J(\omega)|_{3-4}$ は Torrey⁷⁾によって導かれたランダム・ウォーク型相関関数であり， $k = 0.743$ 。 τ は Landesman⁸⁾によって計算され，

$$1/\tau = 23.3 \frac{\hbar J_{34}^2}{V_0 X_3^{1/3}}$$

J_{34} は $\text{He}^3\text{-He}^4$ 間のトンネリング周波数， V_0 は不純物 He^3 間の歪場の強さを表わす

パラメーターである。 $J_{34} = J_{33}$ と仮定すると、NMR より求めた τ の値より $V_0/2\pi\hbar \simeq 2500 \text{ MHz}$ である。なお、今後の問題点として、低濃度あるいは小さい分子容の試料の T_2 は (2) 式では説明出来ないことが明らかとなり、検討が必要である。我々の実験は $X_3 \simeq 0.2 \sim 8\%$ の濃度について調べたが、さらに低濃度の実験⁹⁾と比較して、トンネリングによって起る He^3 の運動の様子が $X_3 \simeq 0.3\%$ を境にして異なることがわかった。

領域Ⅲは、温度を下げていった時に固体内の $\text{He}^3 - \text{He}^4$ 相分離 ($T \sim 0.3 \text{ K}$) が先に起ってしまい現われない。

§ 3. He^4 不純物を含む固体 He^3 の NMR

領域Ⅰ、及びⅡにおいては、 T_1 と T_2 は He^4 不純物の影響を受けない。ところが、領域Ⅲでは極微量の He^4 が含まれると T_2 は変らないが、 T_1 は大きく変化する。この領域では、不純物 He^4 が緩和機構に重要な役割をはたしているが、 T_1 に対する緩和機構がいくつか提案された。bcc 相の固体 He^3 の実験¹⁰⁾に対して、Nakajima 等¹¹⁾の理論が成功している。

我々は、領域Ⅲにおいて hcp 相固体 He^3 の T_1 を He^4 濃度、 X_4 で 100 ppm より 6000 ppm の間で測定した。 $X_4 > 2000 \text{ ppm}$ では、ゼーマン系の回復が三段になる。三つの T_1 が求まることから、格子系から浮き上った三つの熱浴が考えられ、Nakajima 等¹¹⁾や Guyer¹²⁾によりゼーマン系、 $\text{He}^3 - \text{He}^3$ トンネリング系、 $\text{He}^4 - \text{He}^4$ 歪場系が導入されているが、我々の実験結果を十分に説明し得るものではない。 $X_4 < 2000 \text{ ppm}$ の試料では、二つの T_1 が観測され Nakajima 等の理論で説明されるように思われる。 $X_4 < 2000 \text{ ppm}$ の解析結果を基礎に、今後 $X_4 > 2000 \text{ ppm}$ の T_1 の詳細な実験と解析を進める予定である。

参 考 文 献

- 1) R. A. Guyer, R. C. Richardson and L. I. Zane, Rev. Mod. Phys. **43**, 532(1971)
- 2) T. Mizusaki, Y. Hirayoshi, S. Maekawa and A. Hirai, Phys. Lett. **50A**, 165(1974)
- 3) 平井章, 水崎隆雄, 日本物理学会誌 **30**, 540(1975)
- 4) Y. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maekawa and A. Hirai, Phys. Lett. **57A**, 359(1976)

- 5) Y. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maegawa and A. Hirai, J. Low Temp. Phys. Vol. 30 No 1/2 (to be published)
- 6) D. S. Miyoshi, R. M. Cotts, A. S. Greenberg and R. C. Richardson, Phys. Rev. A2, 870 (1970)
- 7) H. C. Torrey, Phys. Rev. 92, 962(1953)
- 8) A. Landesman, Phys. Lett. 54A, 137(1975)
- 9) M. G. Richards, J. Pope, P. S. Tofts and J. H. Smith, J. Low Temp. Phys. 24, 1(1976)
- 10) M. Bernier, J. Low Temp. Phys. 3, 29(1970)
- 11) K. Nakajima, T. Tsuneto and Y. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan 37, 1291(1974)
- 12) R. A. Guyer, Phys. Rev. A5, 2541(1972)

固体 $^3\text{He} - ^4\text{He}$ 系の NMR

京大・理 山下 芳文

§ 1. Introduction

固体 He では、相互作用が弱く零点振動が激しいために各格子点での波動関数が広がっており、かなりの大きさの交換積分 J が生じる。この交換積分があることは、Ar や Ne などの古典的固体と比べて、固体 He の大きな特徴の一つである。以下では少量の ^3He が固体 ^4He に含まれている場合を考えるが、互に最近接格子点にある ^3He と ^4He の間の交換積分 J_{34} によって不純物 ^3He は結晶中を動くことができ、この ^3He の運動を調べるのが興味を中心である。 ^3He は核スピンを持っているから、核スピンの運動を調べることによって ^3He の振舞いが明らかになる。NMR は核スピンの運動を調べる最適の方法であり、NMR の実験からスピン拡散係数 D 、スピン・スピン緩和時間 T_2 、スピン格子緩和時間 T_1 などのデータが得られる。

^3He は質量が小さいから、周りの ^4He より激しく零点振動をしており、 ^3He の原子容は ^4He のそれより少しだけ大きくなっている。従って ^3He の周りの格子は少し歪んでおり、弾性論的には不純物 ^3He は点欠陥と近似することができ、2つの点欠陥の間の