

# CeB<sub>6</sub>の核磁気共鳴

滝川仁 宇岡弘志 田中高穂 石沢若夫 東大物性研 無機材研

CeB<sub>6</sub>は、Kondo効果とCeエ-メント間の交換相互作用の競合する系として、常磁性領域での dense Kondo 効果、反強磁性相での特異な磁気相図などの多彩な現象を示す。今回 <sup>139</sup>B核の NMR により常磁性相におけるスピンダイナミクス及び中向の反強磁性相 (phase II)<sup>1)</sup> における静的な性質について調べた結果を報告する。

## §1 常磁性相における核磁気緩和

単結晶を用いた <sup>139</sup>B核 NMR スペクトルの解析により、Ceエ-メントから受ける hyperfine field は [001] を主軸とする軸対称性を持ち、その等方的及び異方的成分は  $A_{iso} = 350 \text{ Oe}/\mu_B \cdot \text{Ce}$ ,  $A_{ax} = -370 \text{ Oe}/\mu_B \cdot \text{Ce}$  と求めた。  $A_{ax}$  の値は、Ce位置に point dipole を置いたときの値

(-370 Oe) とほぼ同じである。

図1に核磁気緩和率 ( $1/T_1$ ) の温度変化を示す。  $1/T_1$  は、Ceスピン系の動的帯磁率 ( $\chi''(\omega)$ ) と次のような関係にあり、

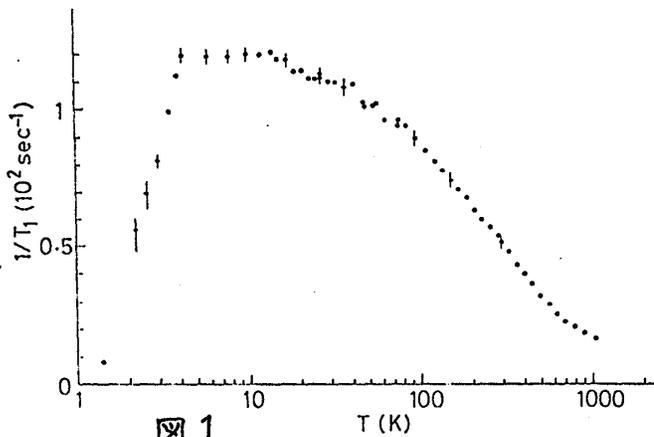


図1

$$\frac{1}{T_1} = 2\delta_N^2 g_J^2 k_B T \sum_q A_q^2 \text{Im} \frac{\chi''(\omega_0)}{\omega_0}$$

$\omega_0 = \gamma_N H$ : ラ-マ-周波数

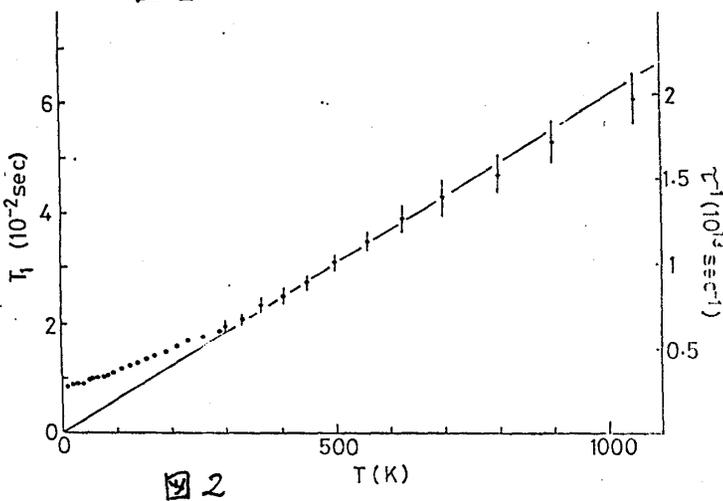


図2

$\text{Im} \chi''(\omega_0)$  は、Ceスピン間の exchange と、伝導電子との f-d 相互作用によって決まる。20 K 付近までは  $1/T_1$  の温度変化は小さく、高温では温度と共に減少する。この減少は、

$1/T_1 (T)$  の温度変化。実線(図2)は、 $\tau^{-1} = 1.95 \times 10^{10} \cdot T \text{ (sec}^{-1}\text{)}$  の Korringa 関係式を示す。

f-d 相互作用によって、Ceスピン

の緩和時間が短くなってくるためと考えられる。 $(\sum_j \text{Im} \chi(\mathbf{R}, \omega) / \omega_0 \approx \chi_{loc} \tau = 2(\hbar + 1) \tau / 3k_B T, \chi_{loc} = \sum \chi_q)$  S-dモデルに立てば、 $\tau$ は電気抵抗 $\rho$ との間に、 $1/\tau \propto k_B T \cdot \rho$ の関係があると考えられるが、実際に $T$ と $\rho \cdot T$ の間にlinearな関係があり、それは、状態密度、有効質量等に関し適当な値を用いれば、定量的にも妥当であることが確かめられた。約300 Kより高温では、 $\tau$ は $T$ に比例しKorringa型の振舞を示す<sup>(図2)</sup>。20 K付近より低温では、 $1/T_1$ は $d$ スピン間のexchangeによってほぼ決まるといえるものと思われる。温度を下げてphase IIの領域に入ると $1/T_1$ は急激に減少するが、現在のところ $1/T_1$ の臨界挙動は観測されておらず、short range order はかなり小さいのではないかとと思われる。この領域での緩和の機構はまだ不明である。以上のように常磁性相高温でのスピンのうらまは、局所的な $f-d$ 相互作用で決まるとあり、その振舞はdiluteな系(single impurity)の性質にかなりよく似ていると考えられる。

## §2 反強磁性相でのNMR

phase IIの領域に入ると、phase Iで1本であったNMRのラインが二本に分裂し、反強磁性にオナーしているものと考えられる。この二本のラインのシフトの平均値は、磁場を回転したときにphase Iでのシフトと同じ角度変化を示すことから、この平均のシフトは磁場によって誘起された強磁性モーメント

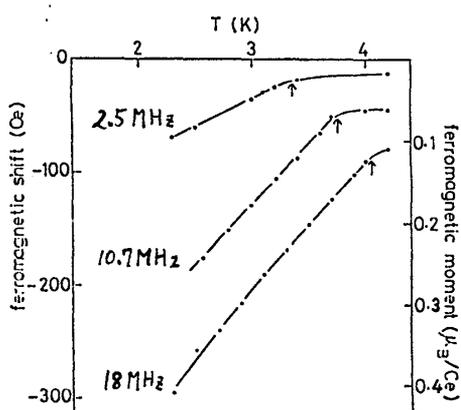


図3 強磁性モーメントの温度変化。↑はphase I-IIの境界を示す。

に対応することが分かる。図3に強磁性モーメントの温度変化を示す。phase I-IIの境界より低温で急激に増加する。この結果は、磁化測定の結果<sup>2)</sup>とだいたい一致している。外部磁場があるときのphase IIの磁気構造が未だ明らかでないのでNMRのパターンから反強磁性モーメントを決定することはできないが、磁場の方向を一定に保ったときの二本のラインの間隔の温度、磁場変化は、反強磁性

モーメントのそれに比例すると考えられる。図4, 5にそれらを示す。注目すべきことは、①反強磁性モーメントの大ききの温度変化は、外部磁場の方向によって異なること、( $H \parallel [001]$ では温度を下げてでも飽和しにくく、 $[111]$ 方向では飽和しやすい。) ②磁場を強くすると、反強磁性モーメントの大ききは(通常とは逆に)増加すること、である。特に、磁場を更に下げると、観測されていたラインの分裂が消えてしまうことも予想されるので、測定した磁場領域では0磁場の磁気構造<sup>3)</sup>とは異な、た構造が実現している可能性もある。これらの特異な性質を、ミクロなモデルから説明するとともに、phase IIの領域も含めて、有限の磁場の下での磁気構造を解明することが、残された課題であるう。

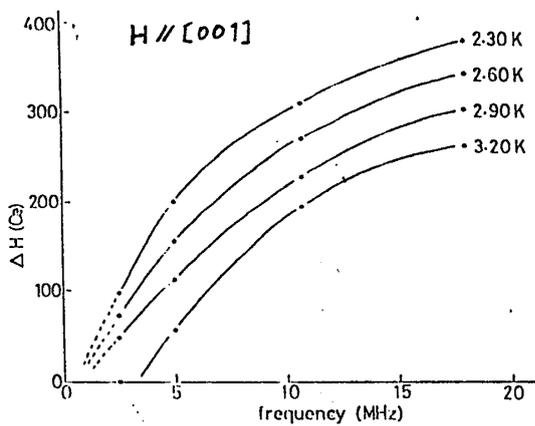


図4 分裂したライン間隔の周波数変化 ( $10 \text{ MHz} \sim 7.3 \text{ kOe}$ )

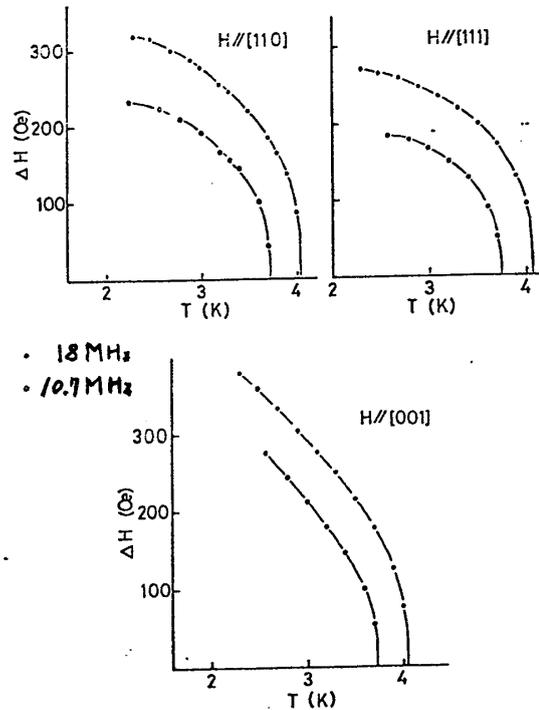


図5. 分裂したライン間隔の温度変化

#### 文献

- 1) A. Takase, K. Kojima, T. Komatsubara and T. Kasuya: *Solid State Commun.* **36** (1980) 461
- 2) M. Kawahami, S. Kunii, T. Komatsubara and T. Kasuya: *Solid State Commun.* **36** (1980) 435
- 3) J. Rossat-Mignod, P. Burlet, T. Kasuya, S. Kunii and T. Komatsubara: *Solid State Commun.* **39** (1981) 471