

反強磁性体 MnF_2 における ^{19}F 核スピン波モード

The ^{19}F Nuclear Magnon Modes in Antiferromagnet MnF_2

田中 稔次郎^{*}
Toshijiro TANAKA

(Received September 28, 1979)

The energy spectrum of the ^{19}F nuclear magnon modes is investigated in antiferromagnetic MnF_2 . In the immediate vicinity of H_{SF} , the spin-flop field, the dispersion of the ^{19}F nuclear magnon appears weakly for small values of wave vector k . The wave function of the ^{19}F nuclear magnon modes is also calculated.

§ 1. はじめに

最近, King¹⁾達は反強磁性体 MnF_2 における核磁気共鳴の実験で, 外部磁場の大きさがスピントロップの起こる臨界磁場 H_{SF} に近づくにつれて ^{55}Mn 核スピンの個別的な運動が集団運動に連続的に移行し, 核スピン波としての振舞いを示すことを観測した。このことは MnF_2 において ^{19}F および ^{55}Mn 核スピン—格子緩和率が磁場が H_{SF} のごく近傍になると著しい増大を示すというPaquette²⁾達の実験と関連して興味深いものであった。この臨界磁場近傍で, われわれは反強磁性体における核スピン波モードのエネルギースペクトルの磁場依存性を計算し, その描像を明らかにした。^{3, 4)}また ^{55}Mn 核磁気緩和率の H_{SF} 近傍における異常については核スピン波の概念を導入することによって定量的な説明を与えたが,⁵⁾これらはいずれも磁性イオンに属する核スピン系の素励起に関するもので, 核スピンは原子内の超微細相互作用によって電子スピと強く結合している系の場合である。ところが電子スピン系の構造転移が非磁性イオンに属する核スピン系の動的振舞いにごのような効果を及ぼすかはこれまで調べられていない。この論文の目的は反強磁性体 MnF_2 において臨界磁場近傍での ^{19}F 核スピン波モードの描像を明らかにすることである。次の節で反強磁性体 MnF_2 における ^{19}F 核スピン系の運動を線型スピン波近似の範囲内で定式化し, § 3では数値計算と議論を行う。

§ 2. ^{19}F 核スピン波モードのエネルギー

反強磁性体 MnF_2 はルチル型結晶構造をもち, Mn^{2+} イオンは図1に示されるように単位胞内で $(0, 0, 0)$ と $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ に位置し, F^- イオンは $\pm(u, u, 0)$, $(\frac{1}{2}a \pm u, \frac{1}{2}a \pm$

*) Department of Physics, University of California, Santa Barbara, California 93106.

u , $\frac{1}{2}c$) に存在する。ここで a と c はそれぞれ x , y 軸方向および z 軸方向の格子定数で $u = 0.31a$, $c/a = 0.68$ である。ネール温度以下で Mn^{2+} の電子スピンは反強磁性配列を示し, c 軸を容易軸とする 2 部分格子模型でよく記述される。この MnF_2 で非磁性イオンに属する ^{19}F 核スピンの影響は, ^{19}F 核と ^{55}Mn 核スピンの直接的な相互作用が非常に小さいために省略する。

^{19}F 核スピンと Mn^{2+} 電子スピンの結合系は次のハイゼンベルグハミルトニアンによって記述される。

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & 2J \sum_{\langle j,l \rangle} S_j \cdot S_l - \frac{K}{2} [\sum_j (S_j^x)^2 + \sum_l (S_l^z)^2] - \gamma_e \hbar H_o (\sum_j S_j^z + \sum_l S_l^z) \\
 & - \sum_j \sum_{\rho_1=1}^2 [A_{\parallel} (S_j^x I_{j+\rho_1}^x + S_j^y I_{j+\rho_1}^y) + A_{\parallel}^z S_j^z I_{j+\rho_1}^z] \\
 & - \sum_j \sum_{\rho_1=3}^6 [A_{\perp} (S_j^x I_{j+\rho_1}^x + S_j^y I_{j+\rho_1}^y) + A_{\perp}^z S_j^z I_{j+\rho_1}^z] \\
 & - \sum_l \sum_{\rho_2=1}^2 [A_{\parallel} (S_l^x I_{l+\rho_2}^x + S_l^y I_{l+\rho_2}^y) + A_{\parallel}^z S_l^z I_{l+\rho_2}^z] \quad (1) \\
 & - \sum_l \sum_{\rho_2=3}^6 [A_{\perp} (S_l^x I_{l+\rho_2}^x + S_l^y I_{l+\rho_2}^y) + A_{\perp}^z S_l^z I_{l+\rho_2}^z] \\
 & - \sum_j \sum_{\rho_1=3}^6 A^{zy} S_j^z I_{j+\rho_1}^y - \sum_l \sum_{\rho_2=3}^6 A^{xx} S_l^z I_{l+\rho_2}^x \\
 & - \gamma_n \hbar H_o [\sum_j \sum_{\rho_1=1}^2 I_{j+\rho_1}^z + \sum_l \sum_{\rho_2=1}^2 I_{l+\rho_2}^z]
 \end{aligned}$$

ただし, S_j , S_l は電子スピン演算子, $I_{j+\rho_1}$, $I_{l+\rho_2}$ は核スピン演算子を表わし, 添字 j および l についての

和はそれぞれ上向きおよび下向き部分格子上のすべてのスピンについて行う。また $j+\rho_1$, $j+\rho_1'$ はそれぞれ j 番目の格子点の Mn^{2+} の最近接および第 2 近接 ^{19}F 核スピンの位置を示し, $l+\rho_2$, $l+\rho_2'$ は l 番目の格子点について同じ意味である。 J は電子スピン系の反強磁性的交換相互作用 ($J > 0$), K は単軸異方性定数 ($K > 0$), A_{\perp} , A_{\parallel} , A_{\perp}^z , A_{\parallel}^z , A^{zy} , A^{xx} は異方的超微細結合定数であり, すべて正と仮定する。 γ_e と γ_n はそれぞれ電子および核スピンの磁気回転比, \hbar はプランク定数である。さらに外部磁場は磁化容易軸, すなわち z 軸方向に加えられているものとする。

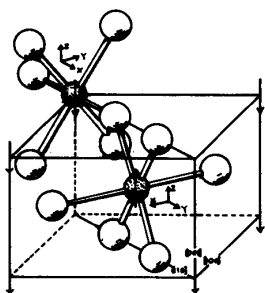


図1 反強磁性体 MnF_2 の磁気構造
 Mn^{2+} 電子スピンの向きは矢印で示してある。大きい円は F^- イオンを表わし, ^{19}F 核スピンは, その位置に存在する。

電子スピンと核スピンの結合系の固有モードのエネルギーとその振幅を Ninio と Keffer⁶⁾ の方法に従って定式化する。我々はスピフロップの起こる臨界磁場 H_{SF} 近傍の ^{19}F 核スピンの振舞いに興味があるので, 外部磁場の大きさが H_{SF} に近い値の場合を考察する。このときすべての ^{19}F 核スピンは外部磁場の方向に整列するので, 1 スピン反転の励起状態を求めるために Holstein-Primakoff の方法⁷⁾ を核スピン系について次のように導入する。

$$\begin{aligned}
 I_{j+\rho_1}^+ &= (2 | \langle I_A^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} c_{j+\rho_1}, & I_{j+\rho_1}^- &= (2 | \langle I_A^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} c_{j+\rho_1}^+, & I_{j+\rho_1}^Z &= \langle I_A^Z \rangle - c_{j+\rho_1}^+ c_{j+\rho_1}, \\
 I_{j+\rho_1'}^+ &= (2 | \langle I_B^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} d_{j+\rho_1'}, & I_{j+\rho_1'}^- &= (2 | \langle I_B^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} d_{j+\rho_1'}^+, & I_{j+\rho_1'}^Z &= \langle I_B^Z \rangle - d_{j+\rho_1'}^+ d_{j+\rho_1'} \quad (2) \\
 I_{l+\rho_2}^+ &= (2 | \langle I_B^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} d_{l+\rho_2}, & I_{l+\rho_2}^- &= (2 | \langle I_B^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} d_{l+\rho_2}^+, & I_{l+\rho_2}^Z &= \langle I_B^Z \rangle - d_{l+\rho_2}^+ d_{l+\rho_2} \\
 I_{l+\rho_2'}^+ &= (2 | \langle I_A^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} c_{l+\rho_2'}, & I_{l+\rho_2'}^- &= (2 | \langle I_B^Z \rangle |)^{\frac{1}{2}} c_{l+\rho_2'}, & I_{l+\rho_2'}^Z &= \langle I_A^Z \rangle - c_{l+\rho_2'}^+ c_{l+\rho_2'}
 \end{aligned}$$

ここで $c_{j+\rho_1}^+$, $d_{l+\rho_2}^+$ および $c_{j+\rho_1}$, $d_{l+\rho_2}$ は, それぞれ核スピン反転の生成, 消滅演算子である。これらの演算子はボーズの交換関係を満足する。 $\langle I_A^Z \rangle$, $\langle I_B^Z \rangle$ は対応する位置の ¹⁹F 核スピンの温度 T における熱平均値である。電子スピン反転の演算子および(2)を(1)に代入して定数項およびスピン波間の相互作用を表わす高次の項を無視しフーリエ変換を導入すると, ハミルトニアンは

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} &= \hbar \sum_{\kappa} [\widetilde{A} a_{\kappa}^+ a_{\kappa} + B b_{\kappa}^+ b_{\kappa} + \gamma_{\kappa} \omega_{e_x} (a_{\kappa} b_{\kappa} + a_{\kappa}^+ b_{\kappa}^+) + \sum_{\nu=1}^2 (D_1 c_{\kappa\nu}^+ c_{\kappa\nu} + D_2 d_{\kappa\nu}^+ d_{\kappa\nu})] \\
 &+ \hbar \sum_{\kappa} [\sum_{\rho_1=1}^2 F_A A_{\parallel} (\xi_{\kappa\rho_1} a_{\kappa} c_{\kappa\nu}^+ + \xi_{\kappa\rho_1}^* a_{\kappa}^+ c_{\kappa\nu}) + \sum_{\rho_2=1}^2 F_A A_{\parallel} (\xi_{\kappa\rho_2} b_{\kappa} d_{\kappa\nu}^+ + \xi_{\kappa\rho_2}^* b_{\kappa} d_{\kappa\nu})] \quad (3) \\
 &+ \sum_{\rho_1=3}^6 F_B A_{\perp} (\xi_{\kappa\rho_1} a_{\kappa} d_{\kappa\mu}^+ + \xi_{\kappa\rho_1}^* a_{\kappa}^+ d_{\kappa\mu}) + \sum_{\rho_2=3}^6 F_B A_{\perp} (\xi_{\kappa\rho_2} b_{\kappa} c_{\kappa\mu}^+ + \xi_{\kappa\rho_2}^* b_{\kappa} c_{\kappa\mu})
 \end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
 \hbar \widetilde{A} &= 2 J S Z + K S + \gamma_e \hbar H_o + 2 A_{\parallel}^Z \langle I_A^Z \rangle + 4 A_{\perp}^Z \langle I_B^Z \rangle \\
 \hbar B &= 2 J S Z + K S - \gamma_e \hbar H_o - 2 A_{\parallel}^Z \langle I_B^Z \rangle - 4 A_{\perp}^Z \langle I_A^Z \rangle \\
 \hbar D_1 &= (A_{\parallel}^Z - 2 A_{\perp}^Z) S + \gamma_n \hbar H_o \\
 \hbar D_2 &= -(A_{\parallel}^Z - 2 A_{\perp}^Z) S + \gamma_n \hbar H_o \quad (4) \\
 \hbar F_A &= -2 (S \langle I_A^Z \rangle)^{\frac{1}{2}}, \quad \hbar F_B = -2 (S \langle I_B^Z \rangle)^{\frac{1}{2}} \\
 \hbar \omega_{e_x} &= 2 J S Z \quad \gamma_{\kappa} = \cos\left(\frac{1}{2} k_x a\right) \cos\left(\frac{1}{2} k_y a\right) \cos\left(\frac{1}{2} k_z a\right) \\
 \xi_{\kappa\rho} &= e^{i k R \rho}
 \end{aligned}$$

となる。ここで ν, ν', μ および μ' はそれぞれ ρ_1, ρ_1', ρ_2 および ρ_2' の関数であり, ν, ν' は ρ_1, ρ_2 が偶数の ¹⁹F イオンの位置を示すか, 奇数の位置を示すかによって, 1あるいは2の値をとる。 μ, μ' についても同様の対応が成立つものとする。波数 k についての和は第1 Brillouinゾーンについて行う。

ハミルトニアン(3)の固有モードを求めるために運動方程式の方法を用いる。演算子 a_k , b_k^+ , c_{k1} , c_{k2} , d_{k1} , d_{k2} についての運動方程式から次の固有方程式が得られる。

$$\begin{vmatrix} \tilde{A}-\omega & \gamma_k \omega_{ex} & \sigma_{11}^{k*} & \sigma_{12}^{k*} & \sigma_{13}^{k*} & \sigma_{14}^{k*} \\ -\gamma_k \omega_{ex} & -B-\omega & -\sigma_{21}^{k*} & -\sigma_{22}^{k*} & -\sigma_{23}^{k*} & -\sigma_{24}^{k*} \\ \sigma_{11}^k & \sigma_{21}^k & D_1-\omega & 0 & 0 & 0 \\ \sigma_{12}^k & \sigma_{22}^k & 0 & D_1-\omega & 0 & 0 \\ \sigma_{13}^k & \sigma_{23}^k & 0 & 0 & D_2-\omega & 0 \\ \sigma_{14}^k & \sigma_{24}^k & 0 & 0 & 0 & D_2-\omega \end{vmatrix} = 0 \quad (5)$$

ただし

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^k &= F_A A_{II} \xi_{k1}, & \sigma_{12}^k &= F_A A_{II} \xi_{k2}, & \sigma_{13}^k &= F_B A_I (\xi_{k3} + \xi_{k5}), & \sigma_{14}^k &= F_B A_I (\xi_{k4} + \xi_{k6}) \\ \sigma_{21}^k &= F_A A_I (\xi_{k3} + \xi_{k5}), & \sigma_{22}^k &= F_A A_I (\xi_{k4} + \xi_{k6}), & \sigma_{23}^k &= F_B A_{II} \xi_{k1}, & \sigma_{24}^k &= F_B A_{II} \xi_{k2} \end{aligned} \quad (6)$$

である。これは電子スピンと核スピンの結合系における固有モードのエネルギーを与える式で一般には6つの固有解をもち、振動数の高い2つの分枝は電子スピン波的、他の4つの分枝は核スピン波的な集団運動に対応する。MnF₂ではF⁻イオンの対称性から2つの核スピン波モードのエネルギーは縮退している。

次に結合系における固有モードのスピン波振幅の表式を、反強磁性体における核スピン波の理論⁴⁾において述べたのと同じ方法で求める。電子スピン波的モードの振動数を ω_1, ω_2 , そして核スピン波的モードの振動数を $\omega_3, \omega_4, \omega_5, \omega_6$ とすると、変換行列 S は,

$$\begin{vmatrix} \lambda_1 & -\frac{L_2}{M_2} \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 & \lambda_5 & \lambda_6 \\ -\frac{L_1}{M_1} \lambda_1 & \lambda_2 & -\frac{L_3}{M_3} \lambda_3 & -\frac{L_4}{M_4} \lambda_4 & -\frac{L_5}{M_5} \lambda_5 & -\frac{L_6}{M_6} \lambda_6 \\ \frac{\sigma_{21}^k L_1 - \sigma_{11}^k M_1}{(D_1 - \omega_1) M_1} \lambda_1 & \frac{\sigma_{11}^k L_2 - \sigma_{21}^k M_2}{(D_1 - \omega_2) M_2} \lambda_2 & \frac{\sigma_{21}^k L_3 - \sigma_{11}^k M_3}{(D_1 - \omega_3) M_3} \lambda_3 & \frac{\sigma_{21}^k L_4 - \sigma_{11}^k M_4}{(D_1 - \omega_4) M_4} \lambda_4 & \frac{\sigma_{21}^k L_5 - \sigma_{11}^k M_5}{(D_1 - \omega_5) M_5} \lambda_5 & \frac{\sigma_{21}^k L_6 - \sigma_{11}^k M_6}{(D_1 - \omega_6) M_6} \lambda_6 \\ \frac{\sigma_{22}^k L_1 - \sigma_{12}^k M_1}{(D_1 - \omega_1) M_1} \lambda_1 & \frac{\sigma_{12}^k L_2 - \sigma_{22}^k M_2}{(D_1 - \omega_2) M_2} \lambda_2 & \frac{\sigma_{22}^k L_3 - \sigma_{12}^k M_3}{(D_1 - \omega_3) M_3} \lambda_3 & \frac{\sigma_{22}^k L_4 - \sigma_{12}^k M_4}{(D_1 - \omega_4) M_4} \lambda_4 & \frac{\sigma_{22}^k L_5 - \sigma_{12}^k M_5}{(D_1 - \omega_5) M_5} \lambda_5 & \frac{\sigma_{22}^k L_6 - \sigma_{12}^k M_6}{(D_1 - \omega_6) M_6} \lambda_6 \\ \frac{\sigma_{23}^k L_1 - \sigma_{13}^k M_1}{(D_2 - \omega_1) M_1} \lambda_1 & \frac{\sigma_{13}^k L_2 - \sigma_{23}^k M_2}{(D_2 - \omega_2) M_2} \lambda_2 & \frac{\sigma_{23}^k L_3 - \sigma_{13}^k M_3}{(D_2 - \omega_3) M_3} \lambda_3 & \frac{\sigma_{23}^k L_4 - \sigma_{13}^k M_4}{(D_2 - \omega_4) M_4} \lambda_4 & \frac{\sigma_{23}^k L_5 - \sigma_{13}^k M_5}{(D_2 - \omega_5) M_5} \lambda_5 & \frac{\sigma_{23}^k L_6 - \sigma_{13}^k M_6}{(D_2 - \omega_6) M_6} \lambda_6 \\ \frac{\sigma_{24}^k L_1 - \sigma_{14}^k M_1}{(D_2 - \omega_1) M_1} \lambda_1 & \frac{\sigma_{14}^k L_2 - \sigma_{24}^k M_2}{(D_2 - \omega_2) M_2} \lambda_2 & \frac{\sigma_{24}^k L_3 - \sigma_{14}^k M_3}{(D_2 - \omega_3) M_3} \lambda_3 & \frac{\sigma_{24}^k L_4 - \sigma_{14}^k M_4}{(D_2 - \omega_4) M_4} \lambda_4 & \frac{\sigma_{24}^k L_5 - \sigma_{14}^k M_5}{(D_2 - \omega_5) M_5} \lambda_5 & \frac{\sigma_{24}^k L_6 - \sigma_{14}^k M_6}{(D_2 - \omega_6) M_6} \lambda_6 \end{vmatrix} \quad (7)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned}
 L_j &= \tilde{A} - \omega_j - \frac{|\sigma_{11}^k|^2 + |\sigma_{12}^k|^2}{D_1 - \omega_j} - \frac{|\sigma_{13}^k|^2 + |\sigma_{14}^k|^2}{D_2 - \omega_j} \\
 M_j &= \gamma_k \omega_{ex} - \frac{\sigma_{21}^k \sigma_{11}^{k*} + \sigma_{22}^k \sigma_{12}^{k*}}{D_1 - \omega_j} - \frac{\sigma_{23}^k \sigma_{13}^{k*} + \sigma_{24}^k \sigma_{14}^{k*}}{D_2 - \omega_j} \\
 L_2 &= B + \omega_2 - \frac{|\sigma_{21}^k|^2 + |\sigma_{22}^k|^2}{D_1 - \omega_2} - \frac{|\sigma_{23}^k|^2 + |\sigma_{24}^k|^2}{D_2 - \omega_2} \\
 M_2 &= \gamma_k \omega_{ex} - \frac{\sigma_{11}^k \sigma_{21}^{k*} + \sigma_{12}^k \sigma_{22}^{k*}}{D_1 - \omega_2} - \frac{\sigma_{13}^k \sigma_{23}^{k*} + \sigma_{14}^k \sigma_{24}^{k*}}{D_2 - \omega_2}
 \end{aligned} \quad (j=1,3,4,5,6) \tag{8}$$

である。ここで λ_j は次の式を満足する。

$$\begin{aligned}
 \left[1 - \frac{|L_j|^2 + |\sigma_{21}^k L_j - \sigma_{11}^k M_j|^2 + |\sigma_{22}^k L_j - \sigma_{12}^k M_j|^2}{(D_1 - \omega_j)^2 |M_j|^2} + \frac{|\sigma_{23}^k L_j - \sigma_{13}^k M_j|^2 + |\sigma_{24}^k L_j - \sigma_{14}^k M_j|^2}{(D_2 - \omega_j)^2 |M_j|^2} \right] |\lambda_j|^2 &= 1 \\
 \left[\frac{|L_2|^2}{|M_2|^2} - 1 + \frac{|\sigma_{11}^k L_2 - \sigma_{21}^k M_2|^2 + |\sigma_{12}^k L_2 - \sigma_{22}^k M_2|^2}{(D_1 - \omega_2)^2 |M_2|^2} + \frac{|\sigma_{13}^k L_2 - \sigma_{23}^k M_2|^2 + |\sigma_{14}^k L_2 - \sigma_{24}^k M_2|^2}{(D_2 - \omega_2)^2 |M_2|^2} \right] &= -1
 \end{aligned} \quad (j=1,3,4,5,6) \tag{9}$$

さて数値計算を行う前に MnF₂ の磁氣的データを文献 2) からまとめると、4.2° K において次のようになる。

$$\begin{aligned}
 J &= 1.78^\circ \text{K}, \quad K = 0.415^\circ \text{K}, \quad S = \frac{5}{2}, \quad I = \frac{1}{2}, \quad Z = 8 \\
 A_I &= 13.69 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1} \quad A_I^Z = 17.83 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1} \\
 A_{II} &= 18.39 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1} \quad A_{II}^Z = 12.90 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1} \\
 A^{xy} &= A^{zx} = 4.4 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1} \\
 \langle I_A^z \rangle &= 0.0012, \quad \langle I_B^z \rangle = 0.0013
 \end{aligned} \tag{10}$$

§ 3. 数値計算と議論

反強磁性体 MnF₂ の電子スピソと ¹⁹F 核スピソの結合系における核スピソ波モードのエネルギーを臨界磁場の近傍で計算する。4.2° K の場合について固有方程式(5)を数値的に解き、 $[100]$ 方向に伝播する ¹⁹F 核スピソ波モードのエネルギースペクトル ν_{\uparrow}^k を求める。ここで ν_{\uparrow}^k における矢印、 $\uparrow \downarrow$ モードの意味は磁場が存在しないときに上向きにそろった ¹⁹F 核スピソが主に歳差運動するか、あるいは下向きのそれが主に歳差運動しているかに対応している。外部磁場が 92.0 K Oe の場合の ν_{\uparrow}^k モードのエネルギースペクトルを図 2 に示す。なお波数 $k=0$ の ν_{\uparrow}^k モードの振動数は 198.4772 MHz であり、¹⁹F 核スピソの Zeeman 振動数 $\nu_{\uparrow} = 199.2425 \text{MHz}$ に比べて $\Delta\nu = 7.653 \times 10^5 \text{Hz}$ だけ低くなっている。

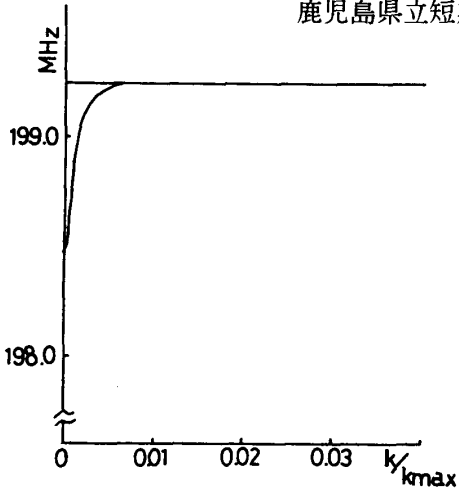


図2 4.2°Kにおける ^{19}F 核スピンの波モードのエネルギー・スペクトル

この図から ^{19}F 核スピンの波モードは波数 k が非常に小さい領域でのみ弱い分散をもち、 ^{55}Mn 核スピンの波モードのような著しい k 依存性^{4,5)}をもたないことがわかる。また数値計算の結果から $^{19}\nu_1^k$ モードはHSF近傍でも殆ど分散をもたないが、このことは ^{19}F 核スピンの見る Mn^{2+} スピンからの超微細磁場が、それらの位置が離れているために ^{55}Mn 核スピンの感じる内部磁場よりかなり小さく、電子スピンの波に起因する ^{19}F 核スピン同志の相関が弱いためである。しかしながら $^{19}\nu_1^k$ モードの存在から、HSFのごく近傍では ^{19}F 核スピン系は集団運動に移行し核スピン波として振舞うことがわかる。このことは MnF_2 における ^{19}F 核スピン—格子緩和率の臨界磁場近傍における著しい増大を理解するために、 ^{55}Mn の場合と同様に核スピン波による記述の重要性を示唆している。

最後に、この研究についていろいろと議論して頂いた大阪大学助教授興地斐男先生に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) A. R. King, V. Jaccarino and S. M. Rezende, Phys. Rev. Letters **37**, 533(1976)
- 2) D. Paquette, A. R. King and V. Jaccarino, Phys. Rev. B **11**, 1193(1975)
- 3) 田中稔次郎, 興地斐男, 日本物理学会予稿集, 物性B, 56(1977)
- 4) 田中稔次郎, 興地斐男, 鹿児島県立短期大学紀要 29号, 1(1978)
- 5) A. Okiji, H. Kasai and T. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan **45**, 89(1978)
- 6) F. Ninio and F. Keffer, Phys. Rev. **165**, 735(1968)
- 7) T. Holstein and H. Primakoff, Phys. Rev. **58**, 1098(1940)