

# 一次元磁性体のソリトン

物性研 其波弘行

## §1 はじめに

一次元磁性体は以前からソリトン研究の一つの場を提供して来たが、<sup>1)</sup> CsNiF<sub>3</sub>の容易面に平行に磁場をかかると、適当な条件下で二スピン系が sine-Gordon 系と等価になることが Mikeška によって示されてから<sup>2)</sup> 実験的研究の対象にもなった。1980年末の時点での二分野のまとめは各沢ら<sup>3)</sup> のレビューに詳しい。ここではこのレビューの内容が読者に広く知られておくと仮定して、それ以後の二一年間の動きについておべる。1980年末までのソリトン研究の対象は CsNiF<sub>3</sub>, TMMC, CsCoCl<sub>3</sub> である。二一年間でも豊富的にこれかわりない。

## §2 CsNiF<sub>3</sub>

CsNiF<sub>3</sub> という強磁性的に結合した一次元スピン系の容易面内の磁場をかかたとき、低温でスピンのねじれに相当する励起があり、それを sine-Gordon の kink soliton と記述される。この Mikeška の指摘は、理論的にそのような kink soliton の存在を疑う者はいない。問題は熱励起として、中性子非弾性散乱のセントラルピークの支配的励起かどうかということである。Reiter<sup>4)</sup>, Allroth-Mikeška<sup>5)</sup> はセントラルピークに奇数個の励起として、この kink soliton と magnon density fluctuation の両者を量的に評価して Kjens と Steiner<sup>6)</sup> の実験のセントラルピークには両者がほぼ同程度ずつ奇数しているであろうと結論した。つまり CsNiF<sub>3</sub> の kink soliton は熱励起として存在するが実験的にあまりよく同定することが困難なように見える。最近 Steiner et al.<sup>7)</sup> は磁場をほぼ平行にするような散乱ベクトル  $Q = (0.6, 0, -q_c)$  ( $0 \leq q_c \leq 0.125$ ) と選んで ( $H \parallel x$ ) transverse response ( $S_{xy}$  と  $S_{zz}$ ) を測定し、それと理論の条件を設けた magnon density fluctuation が入りこまないような記述を測定をしたが、その結果は万人を納得させるものではない。

要するに熱励起ではなく外部の何らかの方法で soliton を励起しな...限り、この系について soliton の問題は解決しないと思う。

## §3 TMMC

TMMC ( $(CH_3)_4NMnCl_3$ ) の場合スピンは反強磁性的に結合して二スピン系容易面内の磁場をかかたとき磁場の Ising 的異方性を誘起し、その結果反強磁性 (AF) の二つの等価な Neel 状態をむすび domain wall が soliton になっている。低温で重要な熱励起である。<sup>3)</sup> CsNiF<sub>3</sub> と比べてこちらはほぼ問題がないことは ref. 3 に述べられている通りだが、磁場の強いときは ( $H > 60 kOe$ ) sine-Gordon 理論からのずれが見られる。<sup>8)</sup> そのずれは NMR 及び Neel 温度両方に顕著で、そのずれは Boucher ら<sup>8)</sup> は不純物効果としたが、これはおそらく正しくない。

図1に <sup>15</sup>N の NMR の  $T_1$  の  $H, T$  依存性を示す。ここで実験は Mikeška ら<sup>9-11)</sup> sine-Gordon soliton 理論で、この理論によれば soliton のエネルギーは  $g\mu_B H S$  と  $H$  に比例する。従って  $T_1^{-1} \propto \exp(\alpha H/T)$  となるが、この規則からの系統的ずれが  $H > 60 kOe$  で見られる。実はこのずれの原因は  $\pm c$  の磁場と強磁場での今迄の理論<sup>9-11)</sup> を修正する必要がある<sup>12)</sup>。その点について少し詳しく述べよう。

TMMC は一次元磁性体と比べるとそれは

$$H = 2J \sum_i [\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} - \delta S_i^z S_{i+1}^z] - g\mu_B H \sum_i S_i^z \quad (1)$$

とわかる。ここで  $J \sim 6.7 K$ ,  $S = 5/2$ ,  $\delta = 0.01 \sim 0.02$  である。実験は  $kT/2JS^2$ ,

$h = g\mu_B H / 4JS$  が小さいときは成り立っている。そこでこれらと小さいパラメータ  $\delta$  と  $2\delta$  (  $\delta$  と  $2\delta$  のパラメータと  $\delta$  と  $2\delta$  )、この小さい量  $h$  を 2次までとると上の式は (2)

$$\frac{\gamma\delta}{2JS^2} = \frac{1}{2} \int \frac{d\Omega}{\Omega} \left[ \left( \frac{1}{4JS} \right)^2 \left( \left( \frac{\partial\theta}{\partial t} \right)^2 + \left( \sin\theta \frac{\partial\phi}{\partial t} \right)^2 \right) + a^2 \left( \left( \frac{\partial\theta}{\partial t} \right)^2 + \left( \sin\theta \frac{\partial\phi}{\partial t} \right)^2 \right) + \left( h^2 \sin^2\theta \sin^2\phi + 2\delta \sin^2\theta \cos^2\phi \right) \right] \quad (2)$$

但し  $\theta, \phi$  は対応する canonical momentum は  $P_\theta, P_\phi$  は

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = 8JP_\theta - g\mu_B H \cos\phi, \quad \sin\theta \frac{\partial\phi}{\partial t} = 8J \frac{P_\phi}{\sin\theta} + g\mu_B H \cos\theta \sin\phi \quad \text{[図 1]}$$

これは成り立っている。そこで  $\theta, \phi$  は  $\vec{S}_i = (-1)^i S \left( \sin(\theta_i + (-1)^i \vartheta_i) \sin(\phi_i + (-1)^i \varphi_i), \cos(\theta_i + (-1)^i \vartheta_i), \sin(\theta_i + (-1)^i \vartheta_i) \cos(\phi_i + (-1)^i \varphi_i) \right)$  と定義されている。

(2)式で見ると  $h^2$  と  $2\delta$  の大小関係により 2つの場合にわかれる。

[1]  $h^2 \ll 2\delta$  のときは soliton は 図2 の path A に対応する  $h^2 \ll 2\delta$  の soliton ( in-plane soliton ) のエネルギーは  $4JS^2 h - g\mu_B HS$  である。

[2]  $h^2 \gg 2\delta$  のときは path B に対応する out-of-plane soliton の in-plane soliton に比べてかわる。

[3]  $h^2 \sim 2\delta$  のときは path A の path B へ switching が起きる。

このような switching field  $h_c = \sqrt{2\delta}$  の存在はこれまでみられていたが、強磁場での TMMC の soliton を考慮するとき忘れなければならない。別の言い方をすれば TMMC の soliton の記述は sine-Gordon では不十分である  $\theta, \phi$  という 2つの field を考慮しないといけない。

このように測定可能な物理量で見ると例として 相間距離  $a$  の逆数  $1/a$  の  $H, T$  依存性と類似するものがある。標準的な transfer integral method を用いると (2) のモデルで  $K$  を計算。次に "Schrodinger eq." の固有値を求めるとは帰着する

$$\hat{H}_{\text{eff}} \Psi = E \Psi$$

そこで

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) - \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} + \left( \frac{2JS^2}{kT} \right)^2 \left[ h^2 \sin^2\theta \sin^2\phi + 2\delta \sin^2\theta \cos^2\phi \right]$$

これから求める  $K$  はプロットすると 図3 のようになる。もし Boucher らの解析に用いている sine-Gordon モデル (9-11) が成り立つのであれば  $T$  による同一曲線になるはずであるが、このように強磁場、高温で明瞭なずれがみられる。この傾向は 図5 に示す  $T_N$  のデータ (8) のずれの傾向と同じである。また  $K$  の結果を用いて、3次元秩序温度 (Neel 温度)  $T_N$  を計算できる。その結果が 図4 で 2次元は実験データと直接比較してある。なお 図の中での破綻は refs. 9~11 の sine-Gordon model であり、これからは単純な sine-Gordon model は強磁場

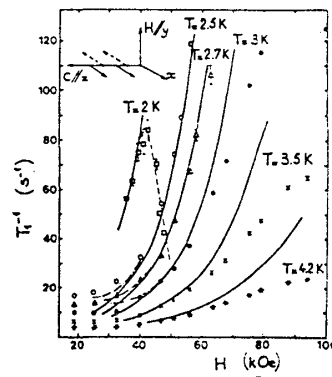


図 1

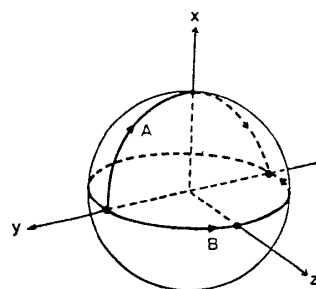


図 2

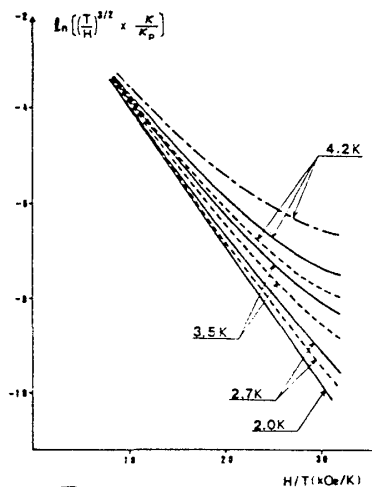


図 3

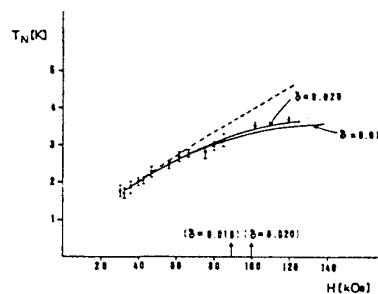


図 4

では不十分である。TMMC の実験データから  $H = 80 \sim 90 \text{ kOe}$  で上記の switching が起ることを期待され、この近辺は双極子相互作用から評価される  $\delta$  の大きさや、TMMC の 2 つの spin 波のエネルギーの磁場依存性<sup>16)</sup> とはほぼ矛盾がない。こうして  $h$  の増加と共に (2) 式の  $\chi$  の switching が起るわけであるが、このときの  $\chi$  の運動性<sup>17)</sup> の形を求めるとはまだ成功していない。この問題である。

スペースがなくて済むならば、極く最近 Boucher<sup>17)</sup> は TMMC に Cu E 稀薄なドーピング  $\chi$  の抗磁的運動を以てしらし、実験結果を述べている。一次元磁気結晶 TMMC は  $\chi$  の磁気的相互作用が弱く、系であるので Cu E ドーピングの場合において  $\chi$  の理論の展開が期待される。

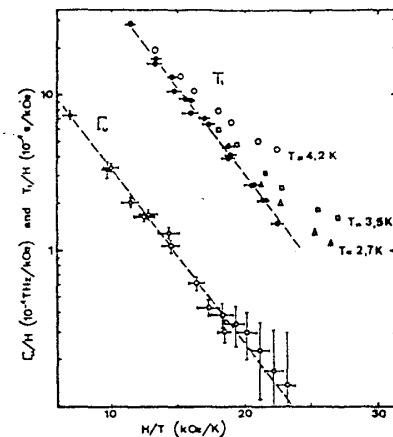


図 5

#### §4 CsCoCl<sub>3</sub>

この系は一次元イジング的の反強磁性結晶で spin が  $1/2$  のため、この  $\chi$  は量子力学的なものである。<sup>3)</sup> これについては吉沢ら<sup>13)</sup> に  $\chi$  の中子散乱が示されて、その存在が確認されている。この一年前にはこの系への ESR の実験<sup>14)</sup> がなされ、 $\chi$  の描像に基づく理論が提せられている<sup>15)</sup> ことを記すことである。

#### 文献

- 1) K. Nakamura and T. Sasada: *Phys. Letters* **48A**, 321 (1974)
- 2) H. J. Mikeska: *J. Phys. C* **11**, L29 (1978)
- 3) 吉沢英樹, 斯波弘行, 平川金四郎: *日本物理学会誌* **36**, 357 (1981)
- 4) G. Reiter: *Phys. Rev. Letters* **46**, 202 (1981) and **46**, 518 (1981).
- 5) E. Allroth and H. J. Mikeska: *J. Phys. C* **13**, L725 (1980)
- 6) J. K. Kjems and M. Steiner: *Phys. Rev. Letters* **41**, 1137 (1978)
- 7) M. Steiner et al: preprint
- 8) J. P. Boucher et al: *J. Appl. Phys.* **52**, 1956 (1981)
- 9) H. J. Mikeska: *J. Phys. C* **13**, 2913 (1980)
- 10) K. M. Leung et al: *Phys. Rev. B* **21**, 4017 (1980)
- 11) K. Maki: *J. Low Temp. Phys.* **41**, 327 (1980)
- 12) I. Harada, K. Sasaki and H. Shiba: *Solid State Comm.* **40**, 29 (1981).
- 13) H. Yoshizawa, K. Hirakawa, S. K. Satija and G. Shirane: *Phys. Rev. B* **23**, 2298 (1981).
- 14) K. Adachi: *J. Phys. Soc. Japan* (in press)
- 15) H. Shiba and K. Adachi: *J. Phys. Soc. Japan* **50**, 3278 (1981)
- 16) I. U. Heilmann et al: *Phys. Rev. B* **24**, 3939 (1981)
- 17) J. P. Boucher et al: preprint.