

石川正勝

ものとして定性的に理解することができる。

古典極限においては、低温に限り、ソリトンの寄与は、転送行列による結果を再現する。 j が有限のブリーザーの寄与は、自由フォノンの寄与を与え、デバイ切断を入れると等分配則を再現する。

この系の有限温度励起については、次の石川氏の報告を参照されたい。

この研究は、今田正俊（物性研）、石川正勝（道都短大）との共同研究である。

文 献

Review: H. B. Thacker Rev. Mod. Phys. **53** 253 (1981).

- 1) E. H. Lieb and W. Liniger P. R. **130** 1605 (1963); E. H. Lieb ibid. **130** 1616 (1963).
- 2) M. Ishikawa and H. Takayama JPSJ **49** 1242 (1980).
- 3) C. N. Yang and C. P. Yang J. Math. Phys. **10** 1115 (1969).
- 4) H. Bergknoff and H. B. Thacker P. R. **D19** 3666 (1979).
- 5) M. Imada, K. Hida, M. Ishikawa J. Phys. C **16** 35 (1983); K. Hida, M. Imada and M. Ishikawa 投稿中; M. Fowler and X. Zotos P. R. **B25** 5806 (1982); M. Fowler P. R. **B26** 2514 (1982).

また、量子サイン・ゴルドン系と関係の深いXYZスピン系及び8-vertex模型について R. J. Baxter Ann. Phys. **70** 193, 323 (1972)

またこの論文の詳しい解説が

桂重俊 物性研究 **38** 383 (1982)

この系の統計力学については

M. Takahashi and M. Suzuki PTP **48** 2187 (1972).

M. Takahashi PTP **50** 1519 (1973).

Massive Thirring—量子 sine Gordon 系の有限温度励起スペクトル

道都短大 石 川 正 勝

Massive Thirring—量子 sine Gordon (QSG) 系の有限温度における励起スペクトルについて、以下の結論¹⁾に関する報告を行なった。

① Zotos-Fowler (ZF)²⁾ は真木—高山 (MT)³⁾ の有限温度における励起スペクトルの理論を、ベーテ仮説 (BA) 法と関連付けて論じているが ZF の求めた励起スペクトルは等温励起

であることを示すことができる。

② 相互作用パラメータ p_0 が整数の場合には BA 法による ZF の励起スペクトルと, DHN の励起スペクトルの対応関係はよいと思われるが, p_0 が非整数の場合には両者の対応がよくない。

1. MT は QSG 系の DHN の理論を有限温度に拡張した。ソリトンの自由エネルギーを 1 ソリトン状態とソリトンのない状態の自由エネルギーの差 Ω_s として定義し, それを DHN と同様 SCHA + Bohr-Sommerfeld 量子化により計算し, 熱力学関係式 $E_s = \Omega_s - T d\Omega_s/dT$ よりソリトンのエネルギーを求めた。(ブリーザーについても同様) MT の理論では, 温度 T が $T=0$ のソリトン質量程度になると非連続的にソリトン質量がゼロになりよくない。これに対し, ZF はソリトン (及びブリーザー) の励起密度が低温では $N_{s,b} \simeq \exp(-\Omega_{s,b}/T)$ であることと, BA 法によるストリングの励起密度が低温で $N_j \simeq \rho_j(\alpha)/\rho_j^h(\alpha) \equiv \exp\{-\epsilon_j(\alpha)/T\}$ ($1 \leq j \leq \nu_1 - 2$ はブリーザーに, $j = \nu_1 - 1$ はソリトンに対応), 又は $N_{\nu_1}^h \simeq \rho_{\nu_1}^h(\alpha)/\rho_{\nu_1}(\alpha) \equiv \exp\{\epsilon_{\nu_1}(\alpha)/T\}$ (反ソリトンに対応) となることから $\Omega_{s,b} = \pm \epsilon_j$ と置き, MT の欠点を解決し, 低温では MT の結果との良い一致を得た。ここで $p_0 = \pi/(\pi - \mu)$, $\mu = \cot^{-1}(-g_0/2)$, g_0 は Massive Thirring モデルの相互作用定数であり, $p_0 = \text{整数} \equiv \nu_1$ の場合を考えている。又 $\rho_j(\alpha)$, $\rho_j^h(\alpha)$ は次数 n_j のストリング及びホールの熱平衡分布関数である。

BA 法による励起スペクトルの理論は以前から Yang-Yang (YY)⁴⁾ の断熱励起に関するものがあるが, YY の励起スペクトルではソリトン質量は温度と共に増大してしまう。混乱を招くことには, YY の励起スペクトルでは ϵ_j が (自由エネルギーではなく) 励起エネルギーとして現れる。断熱励起による励起状態は熱平衡状態にはないので, ZF の理論において上述の熱力学関係式が成り立つかどうか検討を要する。

ZF の理論は以下の様にして正当化され, 又等温励起であることが示される。XYZ スピンモデルで $J_x - J_y \rightarrow 0$ と連続体極限を同時に行なうと, それは Massive Thirring モデルに移行するので, XYZ モデルの高橋-鈴木の BA 統計力学⁵⁾ を利用することができる。一般に, 系の擬粒子数 (の平均値) を一定にしてストリング (l_α, x_α) 及びホール (l_β, x_β) を固定し, 他のストリングについては熱平衡分布 $\tilde{\rho}_j, \tilde{\rho}_j^h$ をとるものとする, それは周期境界条件

$$\begin{aligned} a_j(x) = & (-1)^{r(j)} \{ \tilde{\rho}_j(x) + \tilde{\rho}_j^h(x) \} + \sum_{k=1}^{\infty} \oint_{-Q}^Q dx' T_{jk}(x-x') \tilde{\rho}_k(x') \\ & + \frac{1}{N} \sum_{\alpha} T_j l_{\alpha}(x-x_{\alpha}) \end{aligned}$$

のもとに, 自由エネルギー

$$\tilde{F} = \tilde{E} - T \tilde{S}$$

$$\tilde{E} = -NA \sum_{j=1}^{\infty} \int_{-Q}^Q dx \mathbf{a}_j(x) \tilde{\rho}_j(x) - A \sum_{\alpha} \mathbf{a}_{l\alpha}(x_{\alpha})$$

$$\tilde{S} = N \sum_{j=1}^{\infty} \int_{-Q}^Q dx \{ (\tilde{\rho}_j + \tilde{\rho}_j^h) \ln (\tilde{\rho}_j + \tilde{\rho}_j^h) - \tilde{\rho}_j \ln \tilde{\rho}_j - \tilde{\rho}_j^h \ln \tilde{\rho}_j^h \}$$

を極小化することにより求められる。ここで $\int_{-Q}^Q dx$ は積分において状態 (l_{α}, x_{α}) 及び (l_{β}, x_{β}) を除くことを意味し、その幅は周期境界条件により決められる。求めた $\tilde{\rho}_j, \tilde{\rho}_j^h$ を使うと系の自由エネルギーは

$$\tilde{F} = F + T \sum_{\alpha} \ln (1 + e^{\varepsilon_{l\alpha}(x_{\alpha})/T}) + T \sum_{\beta} \ln (1 + e^{-\varepsilon_{l\beta}(x_{\beta})/T}) + O(N^{-1})$$

となる。ここで F は完全熱平衡状態の自由エネルギーである。これから $\Omega_{s,b} = \pm \varepsilon_j$ は容易に示される。又、 $\tilde{F}$ は確に関係式 $\tilde{S} = -\partial \tilde{F} / \partial T$ をみたしていることが証明される。

2. p_0 が非整数の時にはソリトン・反ソリトン励起に対応すると思われる BA 状態はやや複雑である。neutral sector では $n_{\nu_1+\nu_2} = \nu_1$, あるいは $n_{\nu_1+1} = \nu_1 + 1$ の次数のストリングを置くと $n_{\nu_1} = 1$ ストリング (Dirac sea) に 2 つのホールができる。 $T = 0$ では $\nu_1 + \nu_2$ あるいは ν_1 ストリングのエネルギー・運動量はゼロとなり、2 つの ν_1 ストリングのホールがソリトン・反ソリトンのエネルギー・運動量を担う。そして $\nu_1 + \nu_2$ あるいは $\nu_1 + 1$ ストリングと片方のホールがソリトンに、残りのホールが反ソリトンに対応すると考えられている。しかしこの対応は有限温度においてはよくない。有限温度においては $\nu_1 + \nu_2$ あるいは ν_1 ストリングのエネルギーと運動量は最早ゼロとはならないので、上述の対応付けではソリトンと反ソリトンが非対称となってしまう、おかしい。このような困難は p_0 が整数の場合には現れない。DHN 励起においては現れなかった p_0 が非整数の時のソリトン・反ソリトン励起における $\nu_1 + \nu_2$ あるいは $\nu_1 + 1$ ストリングの縮退についても、その対応に疑問を抱かせるものである。

(なお表題を少々変更した。)

References

- 1) M. Ishikawa, K. Hida and M. Imada, preprint (1983).
- 2) X. Zotos and M. Fowler Phys. Rev. **B26** (1982), 1430.
- 3) K. Maki and H. Takayama Phys. Rev. **B20** (1979), 3223, 5002.

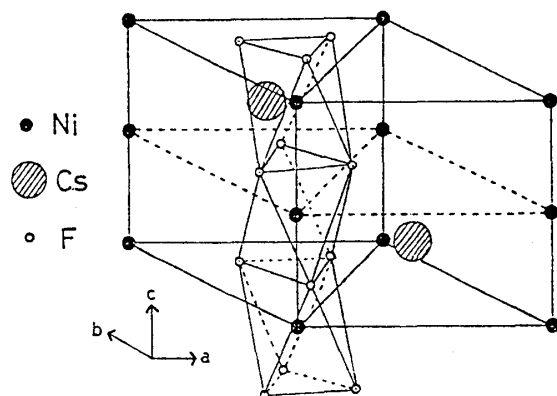
- 4) C. N. Yang and C. P. Yang J. Math. Phys. **10** (1969), 1115.
 5) M. Takahashi and M. Suzuki Prog. Theor. Phys. **48** (1972), 2187.

核磁気緩和による磁氣的ソリトンの検証

京大・教養 後 藤 喬 雄

物性に現われる非線形素励起の1つとして、1次元磁性体のソリトンが注目を集めている。研究の対象となっているのは、容易面型強磁性体及び同反強磁性体中の Sine-Gordon型ソリトンと Ising 型反強磁性体中の磁壁の伝播の三種類で、それぞれ、 CsNiF_3 , TMMC, CsCoCl_3 で中性子散乱を用いて観測されている¹⁾。ここでは、特に、その解釈をめぐって議論のある CsNiF_3 のソリトンを取り上げ、この問題に対する異った観点からのアプローチとして、核磁気緩和を利用した実験的検証を試みた²⁾。方法は、同塩中の ^{133}Cs の核スピン・格子緩和時間 T_1 の磁場依存性並びに温度依存性を詳細に調べ、これをソリトンモデルに基づく理論的予測と比較することである。

第1図に CsNiF_3 の結晶構造(単純六方晶系)を示す。各 Ni^{+2} イオンは、 c -軸に沿って伸びる1次元格子構造をとり、これが、 ab -面を容易面とする $S=1$ の強磁性1次元鎖 ($J/k=11.5\text{ K}$, $D/k=9.0\text{ K}$, $g=2.28$) となる。短距離秩序域 ($T>T_N=2.6\text{ K}$) で容易面内に磁場をかけると、磁場方向へのスピンの配向が起こる。磁場が強い時は、スピン波が励起されるが、適当な強さ ($H_0 \lesssim (kT)^2/JSg$

第1図 CsNiF_3 の結晶構造

μ_B) になると、ソリトンが現われる。 Cs^+ イオンは6個の最隣接 Ni^{+2} イオンの真中に配位し、従って、プローブとして選んだ ^{133}Cs 核は、これら6個のイオンからの等方的な transferred hyperfine interaction と同じイオンを含むまわりのイオンからの dipole interaction を受け