

二次元ハイゼンベルグ強磁性体

講師 電総研 近 藤 淳

分子場近似によると、次元の如何に拘らず自発磁化を生ずる。二次元ハイゼンベルグ系が、自発磁化を持たないことはMermin-Wagnerにより証明された。1, 2, 3 次元それぞれについて示すと、磁場 $H \rightarrow 0$ の極限において1スピンの磁化は $\sigma_z \propto \text{const}/T^{2/3} \cdot H^{1/3}$ (1次元), $\text{const}/T^{1/2} |\ln H|^{1/2}$ (2次元), $\text{const}/T^{1/2}$ (3次元)。3次元のみが自発磁化を生じ、1, 2次元は強磁性が不安定であることを示している。

この系を扱う1つの方法は高温展開である。ハミルトニアン $H = -2J \sum_{\ell m} \mathbf{S}_\ell \cdot \mathbf{S}_m - g\mu_B H \sum_{\ell} S_\ell^z$ で、状態和 $Z = \text{Tr} e^{-\beta H}$ ($\beta = 1/kT$) を、 $J\beta, g\mu_B H\beta \ll 1$ として展開し、この展開を高次まで取り低温まで extrapolate することを考える。今、帯磁率 $\chi = [Ng^2 \mu_B^2 S(S+1)/3J] \theta^{-1} (1 + \sum_n a_n \theta^{-n})$; $\theta = kT/J$ になったとして、 χ の発散点 $\theta_c = \lim_{n \rightarrow \infty} a_n/a_{n-1}$ を求める。

Stanley-Kaplanによりこの系で、係数 a_n が $n=6$ まで求められ、 $a_n/a_1 a_{n-1}$ を $1/n$ でプロットすると滑らかに収束するように見える。彼等によると χ は有限温度で発散するが、それは自発磁化の発生を意味しない。新しい相転移が起きているのではない。山地-近藤両氏によると $n=8$ まで係数を求めたが上記の結果を得るのは困難なようである。四角格子、三角格子等で特に $S=1/2$ の場合、 $a_n/a_1 a_{n-1} \sim 1/n$ のプロットをみると振動しており収束する様子は見られない。なお、 $1 + \sum_n a_n \theta^{-n}$ が θ_c 以外の複素値で極を持ち且つその絶対値が θ_c より大なる時、 θ_c を正確に決定できない。そこで Padé 近似を用いたが有理式の分母及び分子の次数 L, M の取り方により、まちまちで決定的なことはいえない。別のアプローチとして、 $S_0^+ = S_0^x + iS_0^y$ の運動方程式をたて、 $S_0^z S_\ell^+$ を $\langle S_0^z \rangle S_\ell^+$ と置き換え線型化する。(グリーン関数の一次切断) 更に $S_0^z S_\ell^+$ の運動方程式をたて、 $S_0^z S_\ell^z S_\ell^+$ を $\langle S_0^z S_\ell^z \rangle S_\ell^+$ と置き換え線型化する。求められた帯磁率は $T=0$ で発散し、比熱は一次元と同様になだらかな山を作る。また Tyablikov's decoupling よりも一段上の2次の decoupling を行なっている。これによると、比熱は T に比例し、帯磁率は $\exp(\text{const}/T)/T$ に比例する結果が

出ている。

実験面では、 K_2CuF_4 、 $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_2)_2\text{CuX}_4$ ($\text{X}=\text{Cl}, \text{Br}$)等のように面間の相互作用 J' が J に比べて小さいので、相互作用の点で二次元的といってよかろう。だが、これらの物質も転移点 T_c 以下で自発磁化が表われてしまう。これは、 J' によるものと考えられており、 $J' \rightarrow 0$ にすると T_c は有限温度に近づくようにみえる。しかし、双極子相互作用だけでも、実験に表れた位の有限温度の転移点はあってもよい。従って純粹の交換相互作用（異方性、双極子相互作用のない）による転移点を求めるには、実験結果からこれらの相互作用を取り除かねばならない。

文責 阪大理 脇 島 修