

擬一次元反強磁性体の基底状態

東大・物性研 坂井 徹

ハイゼンベルグ反強磁性体の基底状態は，二次元（正方格子）及び三次元（立方格子）の場合は長距離秩序を持つが，一次元鎖の場合はこれを持たないことが知られている。従って，二，三次元格子上で，鎖間と鎖内の結合定数の比 $J(=J_{\perp}/J_{\parallel})$ を変化させるとき， $0 \leq J \leq J_c$ が無秩序状態， $J_c < J \leq 1$ が Néel 状態となるような臨界点 J_c が存在することが予想される。スピン波の計算によると， J_c は非常に小さく，無秩序相は存在するとしても擬一次元的領域に限られることが示される。これをもとに，鎖間の相互作用を平均場として扱う近似を使って， $S = 1/2$ のとき $J_c = 0$ ， $S = 1$ のとき， $J_c \geq 0.025$ （二次元）， $J_c \geq 0.013$ （三次元）という結果を得た。これによると，NENP と呼ばれる擬一次元反強磁性体（ $S = 1, J = 0.0004$ ）は，絶対零度ですら Neel order を持たないことが予想される。

フラストレートした量子スピン系のスピン波理論

東工大・理 雑賀 洋平，西森 秀稔

最近高温超伝導との関連から，2次元正方格子上の量子効果も入れたスピン系についての研究が盛んになっている。モデルは2次元正方格子上で次近接交換相互作用も考慮したハイゼンベルグモデルで最近接，次近接共に反強磁性的であるためにフラストレーションが生じている。

ここでは，このモデルの基底状態への1つのアプローチとして我々は修正スピン波理論（高橋の方法）⁽¹⁾ を用いている。なお，これまでなされた議論としては，[1] 古典まわりに量子ゆらぎを考慮するスピン波理論^{(2) (3) (4)} [2] 数値計算による少数系の対角化^{(5) (6)} [3] 厳密な長距離秩序の存在証明⁽⁷⁾ などがある。しかし今のところどの方法もあまり成功しているようには思えない。

(1) 古典的秩序状態（スピン波の出発点）

スピン波理論では古典まわりに量子ゆらぎを考慮するものだから古典状態がどのようなになっているのかを見なければならない。 α は次近接交換相互作用の最近接交換相互作用に対する比でこれをパラメーターとすると

$0 \leq \alpha < 0.5$: 2 副格子反強磁性

$\alpha = 0.5$: 連続縮退状態

$0.5 < \alpha$: 4 副格子反強磁性（連続縮退有り）

が基底状態となっている。 $\alpha = 0.5$ はフラストレーションの効果が最も強く量子ゆらぎを考慮した場合どのような基底状態が実現しているのか興味深いところである。まず P. Chandra and

B. Doucot⁽²⁾ によるスピン波理論からみていきたい。

(2) P. Chandra and B. Doucot によるスピン波理論

従来の独立スピン波を用いた手法である。つまり, Holstein-Primakoff 変換でボソン表示にしてハミルトニアンでボソンについて2次で切り, Bogoliubov 変換で対角化しスピン波0個の状態を基底状態とする。これから相図1が与えられる。 α の増加に対していずれ2副格子反強磁性が壊れ, スピン液体状態となるというものである。但し phase boundary は部分格子自発磁化が0となるところにいる。しかしながら, 2点相関は $\alpha=0.5$ で発散し矛盾が生じている。

(3) 修正スピン波理論 (高橋の方法)

修正スピン波理論では, ボソン展開に Holstein-Primakoff 変換の代わりに, Dyson-Maleev 変換を用いている。更に部分格子自発磁化の期待値が0という条件のもとで, エネルギー最小となるようなスピン波0個の状態として基底状態を求める。結果は相図2である。 α の増加に対して2副格子反強磁性が壊れる前に4副格子反強磁性に一次転移するというもので, フラストレーションの効果では(量子系において)スピン液体状態が実現しないという結果が得られた。また部分格子自発磁化が0の条件のためにスピン波の数が制限され相関関数が発散することはない。条件のためにスピン波の数が制限され相関関数が発散することはない。

(4) 問題点

修正スピン波理論では, Dyson-Maleev 変換を用いているためにハミルトニアンのエルミート性が失われ非物理的状态が入るための影響がどうなるのか気になるところである。ともかく, この問題に関してはまだびったりした解決策が見つからないのが現状のようである。

(1) M. Takahashi, Phys. Rev. **B40** 2494 (1989)

(2) P. Chandra and B. Doucot, Phys. Rev. **B38** 9335 (1988)

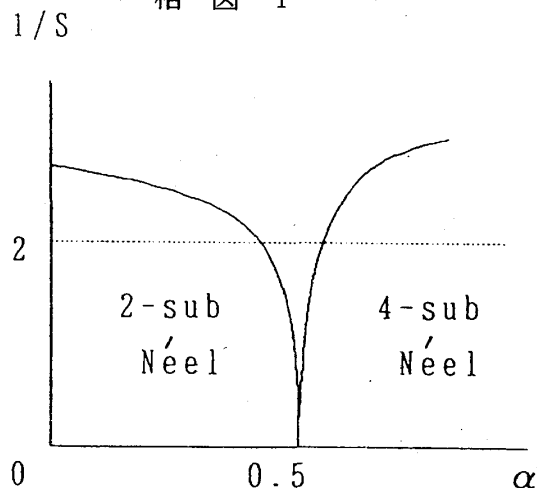
(3) J. E. Hirsch and S. Tang, Phys. Rev. **B39** 2887 (1989)

(4) T. Oguchi and H. Kitatani, preprint

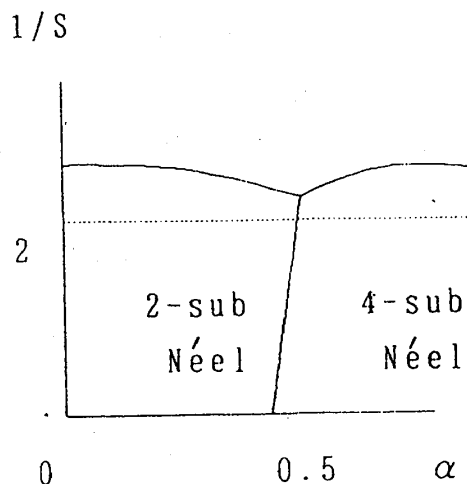
(5) E. Dagotto and A. Moreo, Phys. Rev. Lett. **63** 2148 (1989)

(6) K. Sano, I. Doi and K. Takano, preprint

相 図 1



相 図 2



(7) T. Kishi and K. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. 58, 2547(1989)

絶縁体からの超伝導

東大・物性研 高田 康民

最近, 伝導帯の電子と価電子帯の電子の間に実効的に引力が働きうるような有機物質の可能性を提案した。¹⁾ 本講演では, 一般に, 絶縁体の価電子が伝導電子と引力的に結びつくことによって, 新しい形の電子対形成が可能であることを示したが, この新しい電子対は, 従来のクーパー対とは, 全く異なった性格を持っている。まず第1に, クーパー対は時間反転対称な状態間のペアであるのに対し, 今はパリティの異なる状態間のペアであり, 光吸収の実験には, その特異性が現われることが期待される。又, 対形成は, 必ずしも, 2次の相転移に限られず, 1次相転移にもなりうることも, 更に, クーパー対の時に導びかれたいろいろな universal relations は, 一切成り立たないことなどである。マイスナー効果についても, クーパー対は, 逆の速度をもった電子の対のため, 波動関数の外場に対する堅さは完全だが, 今の場合はそうでないため, 完全な堅さではなくなる。また, バンドの形や, ペアリングのポテンシャルの大きさによっては, ロンドン方程式の係数の符号が逆転し, マイスナー効果ではなく, 磁場が振動的に結晶中に侵入するような超伝導状態も予言された。

以上のように, 価電子と伝導電子との対形成は, 超伝導研究に新しい局面を拓くことが予想され, これに関連する物質の発見, あるいは合成が強く期待される。

1) Y. Takada and M. Kohmoto, Phys. Rev. B41, 8872 (1990)

Spectrum and the Quantum Hall Effect on the Square Lattice with Next-Nearest-Neighbor Hopping

東大・物性研 甲元 真人

We study the energy spectrum and the Hall effect of electrons on the square lattice with next-nearest-neighbor(NNN) hopping as well as nearest-neighbor hopping. This lattice includes the triangular as a special case. We study the system under general rational values of magnetic flux unit per unit cell $\phi = \frac{P}{q}$. The structure of the secular equation is studied in detail and the k dependence of the energy is analytically obtained. In the absence of NNN hopping, the two bands at the center touch for q even, thus the Hall conductance is not well defined at half filling. An energy gap opens there by introducing NNN hopping. When $\phi = \frac{1}{2}$, the NNN model coincides with the mean field Hamiltonian for the