

光学格子 上 2 成分 Bose 粒子系における低励起モードの研究 2 次元人工強磁場下における渦度分布, 相構造

名古屋工業大学大学院工学研究科 久野義人

1 概要

光学格子と呼ばれる人工格子系を用いて極低温原子系の実験が盛んに行われている [1]. この実験技術により巨視的量子多体现象が観測、そして、原子間相互作用も自在に制御可能である.

我々は 2 成分極低温 Bose 粒子系 (Rb 同位体系) に焦点を当て極低温の有効モデルである 2 成分 Bosonic t-J モデル (BtJ)[3] を出発点とする. 擬スピン表示を用いて表現されており、極低温下では超流動状態と擬スピン秩序が競合するモデルである. 先行研究ではこのモデルの有効モデルである拡張された量子 XY モデル (QXY) を導き、相構造が調べられた [4].

今回の報告は以下の 2 つの内容である.

(1) GL 理論をリスペクトして BtJ モデルの有効作用を導出した. この有効作用によって QXY の極低温相における Nambu-Goldstone Boson (NGB) の個数、Higgs モードについて調べた結果を報告する [5].

(2) 最近、光学格子 上での人工磁場の生成に成功したとの報告 [2] をもとに. 我々は、BtJ の有効モデルである量子 XY モデル (QXY) を用いて、人工一様強磁場下下における QXY の相構造を経路積分モンテカルロシミュレーション (MCS) によって計算し 2 次元化における量子位相の vortex 励起を調べた. 格子モデルにおける強磁場の影響により特定の磁場の値で連続理論とは異なる vortex lattice 状態が出現することを確認した. これは量子位相が秩序化されたある種の Bose-Einstein 凝縮 (BEC) である [4][6].

2 モデルの説明

2 成分の Bose-Hubbard モデルにおいて強い斥力により各サイトにおいての二重占有を禁止したモデルが 2 成分 BtJ モデルである.

$$H_{tJ} = - \sum_{\langle i,j \rangle} t(a_i^\dagger a_j + b_i^\dagger b_j) + \sum_{x,\mu} (J_{XY} \vec{S}_{x+\mu} \vec{S}_x + J_Z S_{x+\mu,3} S_{x,3}) + V_0 \sum_i (\delta \rho_a^2 + \delta \rho_b^2 + \delta \rho_c^2) \quad (1)$$

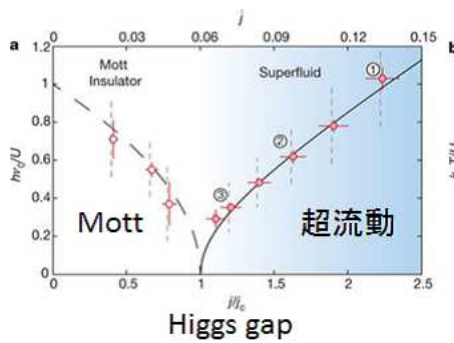
ここで、 i, j は再隣接サイトの組、 J_{XY} , J_z は XY 方向、z 方向スピン相互作用の強さ、 V_0 は各粒子濃度を均一化するポテンシャルの強さ. 他は通常の t-J モデルと同じである. ここで特に、擬スピン表示として、 $S_x^1 = a^\dagger b + b^\dagger a$, $S_x^2 = -i(a^\dagger b - b^\dagger a)$, $S_x^3 = a^\dagger a - b^\dagger b$, $S_x^3 = a^\dagger a - b^\dagger b$ を採用している. このモデルを *slave-particle* 表示に落とし込み $J_z = 0$ を仮定する. さらに、a 粒子、b 粒子、hole の場の演算子を振幅場と位相場に置き換え、経路積分形式に乗せる. 振幅の平均密度からのゆらぎについては絶対零度を想定した場合積分実行可能であり、以下に作用として QXY が導かれる [4].

$$A_{QXY} = -\frac{1}{V_0} \sum_{x,\tau,i} \cos(\phi_{i,x+\tau} - \phi_{i,x}) + \sum_{x,\mu,\tau} \left[C_1 \cos(\phi_{12,x} - \phi_{12,x+\mu}) \right. \\ \left. + C_2 \cos(\phi_{13,x} - \phi_{13,x+\mu}) + C_3 \cos(\phi_{23,x} - \phi_{23,x+\mu}) \right]$$

ここで、 C_1 、 C_3 をフリーパラメーターとして考える． $\phi_{12,x} = \phi_{1,x} - \phi_{2,x}$ 、 $\phi_{13,x} = \phi_{1,x} - \phi_{3,x}$ 、 $\phi_{23,x} = \phi_{2,x} - \phi_{3,x}$ である． この変数の長距離相関を見ることにより、XY スピン強磁性 (FM)、a 粒子 BEC(aSF)、b 粒子 BEC(bSF) の出現を判断できる．

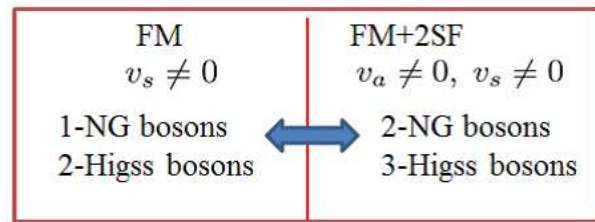
3 BtJ の有効理論と低エネルギー励起

我々は [5] において BtJ モデルから FM 相、aSF 相、bSF 相それぞれの秩序状態を表現する有効理論を構築した． 3 つ状態を記述するために、補助場を Hubbard-Stratonovich 変換により導入し、それは Ginzburg-Landau 型の作用となる． この作用を用いて特に FM+aSF+bSF 共存相 (FM+2SF) における低励起スペクトルの計算を行った． この計算により、各位相励起に起因する NGB の出現数と振幅の揺らぎに起因する Higgs mode の振る舞いを調べた [5]． 我々は、図 1 に示されるような結果を得た． 3 つの位相励起モードは 1 つの gap mode で、残り 2 つは NGB となり BtJ モデルが $U(1) \times U(1)$ の対称性を持っていることとコンシステントな結果を得た． また、FM+2SF 相と FM 相での相境界について実験 [7] と同じ機構が見れることを確認した． つまり、FM+2SF 相から FM 相に移行する際、1 つの NGB が消滅し、1 つの振幅励起モードが gapless になる． この gapless 励起モードはまぎれもなく Higgs mode であることがわかった．



(a) 実験での Higgs gap の観測例

M.Endres et al, Nature 487,454(2012)



Phase boundary で
1つの NG-Boson (2SF) が消滅して
1つの gap mode は潰れる \rightarrow Higgs mode

(b) FM+2SF 相と FM 相の相境界での解析の結果

図 1. 相境界での解析の結果

4 FM+2SF 下での人工強磁場による励起

2次元人工強磁場下における QXY モデルは以下のように拡張される [5]．

$$A_{QXY} = -\frac{1}{V_0} \sum_{x,\tau,i} \cos(\phi_{i,x+\tau} - \phi_{i,x}) + \sum_{x,\mu,\tau} \left[C_1 \cos(\phi_{12,x} - \phi_{12,x+\mu} - A_{a,i,\mu} + A_{b,i,\mu}) \right. \\ \left. + C_2 \cos(\phi_{13,x} - \phi_{13,x+\mu} - A_{a,i,\mu}) + C_3 \cos(\phi_{23,x} - \phi_{23,x+\mu} - A_{b,i,\mu}) \right]$$

ここで、ベクトルポテンシャルは格子の回転あるいはラマンレーザーを照射する技術を用いて再現できる [2]． 我々はこのモデルを用いて FM+2SF 相における人工磁場による励起状態を MCS を用いて調べた． ゲージ種類に依らず、1 プラケットあたりの磁場 flux の本数が各粒子の位相場に対して

1/3, 1/3, 2/3 のときのエネルギー的に得する状態が出現した. それらの状態相で位相 vortex は固体化 (vortex lattice) することがわかった. 図2にそれらの vortex 励起状態の snapshot を示す. さらに, これらの vortex lattice 状態には特定の Boson 相関 (もちろんゲージに依存する) が出現しある種の BEC と考えられる [6]. また, これら vortex lattice 状態は縮退状態であり, 磁場下の自由粒子の励起スペクトル, つまりは Hofstadter's butterfly [8] との対応を今後検討する必要があるのかもしれない.

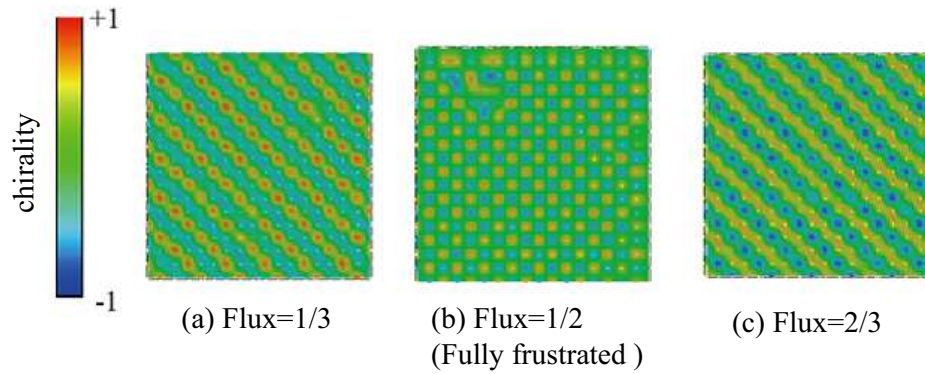


図 2. vortex lattice

参考文献

- [1] M.Greiner et al. ,Nature(London)415,39(2002).
- [2] M.Aidelsburger et al. ,Phys. Rev. Lett. 107, 255301 (2011).
J.Struck et al. ,Nature Physics(2013) DOI:10.1038/nphys2750
- [3] Ehud Altman et al. ,New J. Phys. **5** 113
K.Kataoka, Y.Kuno, and I.Ichinose , J.Phys.Soc.Jpn.81 124502 (2012) .
- [4] Y.Kuno, K.Kataoka, and I.Ichinose, Phys.Rev.B87, 014518 (2013).
- [5] Y.Kuno, K. Suzuki, and I.Ichinose arXiv:1306.2147v2 [cond-mat.quant-gas](投稿中)
- [6] T. Duric, D. K. K. Lee, Phys. Rev. B **81**, 014520 (2010)
- [7] M. Endres et al.,Nature **487**, 454-458 (2012)
- [8] D. R. Hofstadter, Phys. Rev. B **14** 2239 (1976) .