

スピンの自由度を持った BEC

京大理 大見哲巨

通常の磁気トラップを用いてのアルカリ気体の BE 凝縮の実験に対して、磁場が十分弱い状況を考えてスピンの自由度が生きている BE 凝縮体が考えられる。最初我々は磁気トラップをはずした後の自由に運動している凝縮体を考えたが、ちょうどタイミングよく M. I. T. の Stamper-Kurn 達¹⁾によりレーザー光を用いて光学的にトラップした Na 原子で BE 凝縮が起ることが観測された。

アルカリ原子のスピンには電子のスピン S と原子核のスピン I があるが、BE 凝縮が起きる超低温では S と I を結合する超微細結合が温度に比べて十分強いので $F = S + I$ が原子のスピンを表すことになる。 F の大きさはボゾンの場合に一般には整数値をとるがここでは Na 原子がそうである一番簡単な $|F| = 1$ の場合を考えることにする。

$|F| = 1$ とすると秩序変数は $F_z = 1, 0, -1$ の状態を表わす $\Psi_1, \Psi_0, \Psi_{-1}$ と3成分を持つ。これは超流動 ^3He のスピン状態とまったく同じである。したがって、超流動 ^3He と同じように表示の基底を $|x\rangle, |y\rangle, |z\rangle$ にとり秩序変数を (Ψ_x, Ψ_y, Ψ_z) と表わすと表示が特定の量子化軸によらなくなり、取り扱いやすい。 α 成分 Ψ_α に対する運動方程式は G-P 方程式を求めたのと同様にして求められる。零磁場ではスピン空間の回転に対して不変ということから

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi_\alpha = -\frac{1}{2m}\nabla^2\Psi_\alpha + i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\omega_L\Psi_\gamma + g_1(\Psi_\beta^*\Psi_\beta)\Psi_\alpha + g_2(\Psi_\beta\Psi_\beta)\Psi_\alpha^* \quad (1)$$

を得る²⁾。ここで ω_L は大きさがラーマー振動数、向きは磁場方向のベクトルである。また、相互作用を表わす非線形項が g_1 の項と g_2 の項の二種類あるがこれが秩序変数が多成分あるときの特徴である。(1) 式はスピン自由度を持った凝縮体の運動を考えると基礎方程式になる。

磁場が零、空間変化のない一様な場合の基底状態を考える。それは g_2 の符号によって異なるが $g_2 < 0$ の時には秩序変数は例えば $(\Psi_\alpha) = \sqrt{n_0}(0, 0, 1)$ 、 n_0 は凝縮体の密度、のようになる。この状態は $F_z = 0$ の状態で基底状態は磁気モーメントを持たない。一方、 $g_2 > 0$ 時は $(\Psi_\alpha) = \sqrt{n_0/2}(1, i, 0)$ 、すなわち $F_z = 1$ となり自発的に磁気モーメントを持ったフェロ的な状態になる。Na 気体では $g_2 < 0$ であることが観測から分かっている。

ところで、 $g_2 > 0$ 、 $g_2 < 0$ いずれの基底状態もエネルギーについての縮退がある。実際、位相を一様に変化させても、また零磁場ではスピンを回転させてもエネルギーは変化しない。したがって、Goldstone モードとして音波とスピン

波が存在する。例えば、 $g_2 < 0$ での音速 c_1 およびスピン波の速度 c_2 は

$$c_1 = \sqrt{(g_1 + g_2)n_0/m}, \quad c_2 = \sqrt{|g_2|n_0/m} \quad (2)$$

となる。ここで、零磁場なのでスピン波には二重の縮退がある。音速 c_1 の表式は磁気トラップした場合と同じであり、Na 気体では観測もされて $c_1 \sim 1\text{cm/sec}$ 程度である。 c_2 は 1mm/sec くらいであろうと実験値 g_2 から推測される。

$|F| = 1$ の凝縮体のスピン状態と超流動 ^3He の類似については既に述べた。特に $g_2 > 0$ でのスピン状態は超流動 $^3\text{He-A}$ での軌道状態と同じ秩序変数で記述される。秩序変数 $(\Psi_a) = m + in$ 、 m 、 n は実ベクトルと書くことができ、 $m \times n = 1$ で定義される実のベクトル l は磁気モーメントの方向を表わす。 $^3\text{He-A}$ では (l, m, n) の組を triad と呼んでいる。 $^3\text{He-A}$ で考えられた l ベクトルの空間変化(織目構造)がこの系でも考えられる。 z 方向には変化しない二次元的な構造には radial, circular, cross disgyration などという織目構造があり、また Mermin-Ho 構造も考えられるが $^3\text{He-A}$ と違って l ベクトルが壁に垂直という境界条件がないことに注意しなければならない。

このようなスピンの自由度を持った Na 気体の BEC の実験が最近 M.I.T. グループにより行われている。それは主にドメイン構造についての実験である。ドメインを考えると重要なのは実験が行われる Na 気体のような希薄な系においては双極子相互作用は非常に小さく、系の全磁化は近似的に保存するという事で、磁場勾配があり $F_z = 1, 0, -1$ の成分が分離するとその構造は安定である。そのときドメイン ウォールの位置がどこにくるかは g_2 に依存し、したがって、ドメイン境界の測定から g_2 の値を求めることができる。このようにして g_2 が負であることが決められた³⁾。また g_2 が負であるときには $F_z = 1, 0$ の2成分が存在するとそれらは磁場勾配がなくても相分離することが知られている。 $F_z = 1, 0$ の成分が一様にまざった状態から出発して相分離の様子を時間を追って観測したのが文献4)である。

現在までのところ、スピンの内部自由度を持ったアルカリ原子気体の B.E. 凝縮体の実験は M.I.T. グループのみにより行われている。しかし、今後必ず他の多くのグループによりこのような実験が行われるようになるのは確実に多くの興味深い発展が期待される。

参考文献

- 1) D. M. Stamper-Kurn et al : Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2027.
- 2) T. Ohmi and K. Machida : J. Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1822.
- 3) J. Stenger et al. : cond-mat/9901072.
- 4) H. J. Miesner et al. : cond-mat/9811161.