

磁気双極子相互作用するボース・アインシュタイン凝縮体  
川口由紀<sup>1</sup>, 斎藤弘樹<sup>2</sup>, 上田正仁<sup>1</sup>  
東京大学大学院理学系研究科<sup>1</sup>, 電気通信大学量子・物質工  
学科<sup>2</sup>

希薄な原子気体に働く磁気双極子相互作用は非常に微弱であるが, 原子気体がひとたびボース・アインシュタイン凝縮すれば巨視的な現象を起こしうる. 特にスピン内部自由度を持った凝縮体 (スピノル BEC) では, スピンの空間構造 (テクスチャー) の形成を通して超流動やスピン流を生じさせることがわかってきた. 本稿では, スピノル BEC の基本的な性質について解説した後に, 双極子相互作用のみならず凝縮体の新奇な性質を紹介する.

## 1. はじめに

ボース・アインシュタイン凝縮体 (Bose-Einstein condensation, BEC) とは, ボース粒子の対称性によって巨視的な数の粒子がある一粒子状態に凝縮した状態である. BEC 中では巨視的な数の粒子がコヒーレントに振る舞うために, 通常は熱揺らぎによって消えてしまうような低エネルギーの物理でも, 凝縮が起こることで粒子数の分だけ増幅されて観測が可能になる. 例えば, ヘリウム 3 の超流動 (スピン 3 重項 p 波クーパー対の BEC) における磁気双極子相互作用は凝縮エネルギーのわずか千分の一であるが, クーパー対の構造を決める上で本質的に重要であることが知られている. 同様に, 冷却原子気体の BEC における磁気双極子相互作用も非常に微弱ながら巨視的な効果を生むことが最近明らかになってきた.

冷却原子気体 BEC とは, 磁場やレーザー光を用いて真空中に浮かせた約 100 万個の原子集団がボース凝縮を起こしたもので, 温度が数 100 nK, 密度が空気よりも 5 桁も希薄という超低温・超低密度の気体である. 従来の超伝導・超流動に比べ, 相互作用の強さを始めとした様々なパラメー

タを何桁も変化させることができ、かつ精密に制御できる点が最大の特徴である。

原子間の相互作用の主要項はハードコア斥力とファン・デル・ワールス力であるが、原子気体が超低温・超低密度であるために、事実上、二原子がほとんど同じ場所に来たときのみ相互作用が働き、原子間距離の  $\delta$  関数で近似することができる。以下ではこれを短距離力と呼ぶ。

これに対し、双極子相互作用は原子間距離の  $-3$  乗で減衰する長距離力である。磁気双極子相互作用は原子の磁気モーメント間に働く古典電磁気学的な力であり、原子スピンを  $F_{1,2}$  として、

$$V_{\text{dd}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} (g\mu_B)^2 \frac{\mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_2 - 3(\mathbf{F}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{F}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})}{r^3} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $\mu_B$  はボーア磁子、 $g$  はランデの  $g$  因子、 $r$  は 2 原子の相対座標で  $r = |\mathbf{r}|$ ,  $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$  である。原子の磁気モーメント  $\boldsymbol{\mu}$  はスピン  $F$  を用いて  $\boldsymbol{\mu} = g\mu_B F$  と表される。(1) 式より、双極子相互作用は長距離力であることに加えて、 $r$  と  $\boldsymbol{\mu}$  の相対角に依存した異方的な力であることがわかる。この異方的長距離力という特徴は、凝縮体の形状を変えたときに顕著に確認できる。図 1 に示すように、スピンを縦に並べた場合 (左) は双極子相互作用は引力として働き、スピンを横に並べた場合 (右) は斥力として働く。つまり、双極子相互作用の実効的な符号は BEC の形状とスピンの向きに依存する。引力が強い BEC はトラップ中でも安定に存在できないため、双極子相互作用の強い BEC を縦長のトラップに入れ、スピンを長軸方向に偏極させると崩壊が起こる。

しかし、原子気体 BEC は非常に希薄で平均原子間距離が大きいため、一般に磁気双極子相互作用は非常に弱い。アルカリ原子の場合、磁気モーメントの最大値は最外殻にある電子 1 個分の  $\mu_B$  であり、実験でよく用いられるルビジウム ( $^{87}\text{Rb}$ ) 原子の超微細スピンの状態では  $\boldsymbol{\mu} = -\mu_B/2$  ( $g = -1/2, F = 1$ ) となる。 $r$  を平均原子間距離として双極子エ

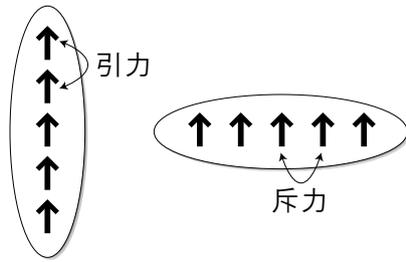


図 1: 双極子相互作用の異方性．双極子モーメントを縦に並べると引力，横に並べると斥力が働く [(1) 式参照] ．

エネルギーを評価すると， $^{87}\text{Rb}$  原子の場合は約  $0.1 \text{ nK}$  で，短距離力によるハートリーエネルギーの  $0.1\%$  しかない．これに対し，2005 年にシュトゥットガルト大学のグループがクロム ( $^{52}\text{Cr}$ ) 原子の BEC を実現し，双極子相互作用が強い系として注目を集めている<sup>1)</sup>． $^{52}\text{Cr}$  原子は最外殻電子を 6 個持つため，磁気モーメントが  $6\mu_{\text{B}}$  ( $g = 2, F = 3$ ) となり  $^{87}\text{Rb}$  原子の 12 倍，双極子エネルギーにすると 144 倍強くなる．それでも双極子相互作用は短距離力の 1 割程度なのだが，シュトゥットガルト大学のグループは，さらにフェッシュバハ共鳴という手法を用いて短距離力を弱めることで，双極子相互作用が支配的な BEC を実現させた<sup>2)</sup> ．

このように，現在の実験ではスピン偏極した原子気体で双極子相互作用を相対的に強くして双極子効果を観測しているが，実は双極子相互作用が弱くても BEC にスピン自由度を持たせることで，その効果を顕著に引き出すことができる．以下ではそれを解説していく．

## 2. スピンと軌道の結合

### –アインシュタイン-ド・ハース効果–

まず，スピン自由度によって双極子相互作用が劇的に効いてくる例を紹介しよう．一様な外部磁場中にスピン偏極した BEC を用意する．双極子相互作用が短距離力に比べて十分弱ければ BEC の状態にほとんど影響を及ぼさず，この BEC は安定である．しかし，ここで突然外部磁場を切って

BEC にスピン自由度を与えるとどうなるだろうか．BEC は双極子相互作用によって自発的に回転を始めるのである (図 2 参照) ．

この現象は，双極子相互作用がスピン軌道結合相互作用であることに起因する．(1) 式にスピンと空間座標の内積 ( $F_j \cdot \hat{r}$ ) が含まれるため，双極子相互作用はスピン空間のみの回転に対して不変ではない．つまりスピン角運動量を保存しない．相互作用を不変に保つにはスピンと同時に実空間も回転させなくてはならず，これは，スピンと軌道を合成した全角運動量のみが保存されることを意味する．

磁場中ではスピンの方向が固定されてしまうが，磁場を切るとスピンは自由に方向を変えることができるようになる．もともとスピン偏極した BEC はトラップの形状に依存して非一様な双極子場を作っているため，個々の原子はその双極子場を感じてラーモア歳差運動を始める．その結果スピン緩和が起こり，全角運動量を保存するために BEC は軌道角運動量を得て回転を始める．このようにスピンから軌道へと角運動量に移り変わる現象は強磁性固体では磁気回転効果，またはアインシュタイン-ド・ハース効果として知られているが，図 2 の例はその BEC 版といえよう<sup>3,4)</sup>．その結果，波動関数は一つの巨視的なスピン渦状態になる<sup>3)</sup> ．

このように BEC がスピン自由度を持つことで双極子相互作用の現れ方が全く異なってくる．そこで，次節ではスピン自由度を持った BEC (スピノル BEC) の基本的な性質を説明し，第 4, 5 節で温度に換算して 0.1 nK という非常に弱い双極子相互作用が基底状態やスピンドYNAMICS を全く異なったものにすることを述べる．

### 3. 強磁性 BEC におけるベリーの位相とスピン・ゲージ対称性

BEC の秩序変数は巨視的な数の粒子が占有する一粒子状態の波動関数  $\psi(\mathbf{r})$  である．スピノル BEC の場合はこの一粒

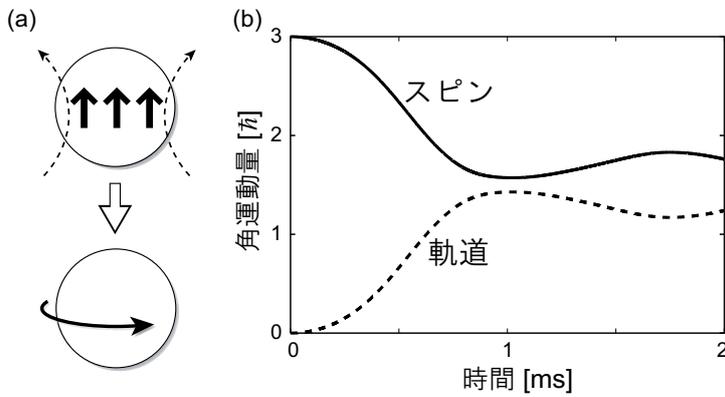


図 2: (a) トラップ中のスピン偏極した BEC は点線で示すような非一様な双極子場を作る．この双極子場の回りに原子スピンのラーモア歳差運動することによってスピン緩和が起こり，全角運動量を保存するように BEC は回転を始める．(b)  $^{52}\text{Cr}$  原子 BEC における 1 粒子あたりのスピン角運動量と軌道角運動量の時間変化．平均場近似を用いた数値シミュレーションによる．

子状態が異なるスピン状態の重ね合わせになり，多成分の秩序変数で記述される．例えばスピン 1 の BEC の場合，磁気量子数  $m = 1, 0, -1$  に対応して秩序変数は 3 成分  $\Psi = (\psi_1, \psi_0, \psi_{-1})^T$  となる ( $T$  は転置行列)．スピノル BEC にはスピンの大きさやスピン交換相互作用によって様々な対称性を持つ相が存在するが<sup>5)</sup>，以下では実験でもっともよく用いられるスピン 1 の  $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC の場合について説明しよう．

スピン 1 の  $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC は強磁性であるためゼロ磁場中で自発磁化を持つ． $z$  方向 (量子化軸の方向) に自発磁化を持った状態は，BEC の粒子数密度を  $\rho$  として， $\Psi_0 = \sqrt{\rho}(1, 0, 0)^T$  と書ける．磁化は任意の方向に向いてよく，また秩序変数は任意の位相を取りうるので，強磁性 BEC の秩序変数の一般的な形は位相変換  $e^{i\theta}$  とオイラー回転  $U(\alpha, \beta, \gamma)$

を  $\Psi_0$  に作用させた

$$\begin{aligned}\Psi &= e^{i\theta}\mathcal{U}(\alpha, \beta, \gamma)\sqrt{\rho}(1, 0, 0)^T \\ &= \frac{\sqrt{\rho}}{2}e^{i(\theta-\gamma)}\begin{pmatrix} e^{-i\alpha}(1 + \cos\beta) \\ \sqrt{2}\sin\beta \\ e^{i\alpha}(1 - \cos\beta) \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2)$$

で与えられる．ここで，オイラー角  $(\alpha, \beta, \gamma)$  は図 3(a) に示した通りで， $\alpha, \beta$  が自発磁化の方位に対応している．また (2) 式は  $\theta - \gamma$  を一定に保ちつつ  $\theta$  および  $\gamma$  を変えても不変であることから，秩序変数はスピンとゲージの結合した  $U(1)$  対称性をもつ．これをスピン・ゲージ対称性という．

一般には位相やオイラー角は空間座標に依存し，外場や双極子相互作用により空間構造が作られる．それに伴って BEC には次式で与えられる速度を持った超流動が生じる．

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_s(\mathbf{r}) &= \frac{\hbar}{M\rho}\text{Im}\left[\sum_m\psi_m^*(\mathbf{r})\nabla\psi_m(\mathbf{r})\right] \\ &= \frac{\hbar}{M}[\nabla(\theta - \gamma - \alpha) + (1 - \cos\beta)\nabla\alpha]\end{aligned}\quad (3)$$

ここで， $M$  は原子の質量である．(3) 式は通常の超流動速度と異なり位相の勾配のみでは書けないため，超流動の循環は量子化されない．しかし，右辺第二項の寄与  $\Omega_S = \oint(1 - \cos\beta)\nabla\alpha \cdot d\ell = \int d\alpha \int_0^{\beta(\alpha)} \sin\beta d\beta$  が経路に沿ったスピンの囲むベリーの位相 (図 3(b) 参照) であることに着目すると，

$$M\oint\mathbf{v}_s \cdot d\ell - \hbar\Omega_S = nh\quad (4)$$

という量子化条件が得られる ( $n$  は整数)．特に系が軸対称な場合には， $z$  軸 (対称軸) を中心とした円を経路として取れば，

$$l_z + f_z n_\alpha \hbar = n_{\theta-\gamma} \hbar\quad (5)$$

という角運動量の関係式が得られる．ここで， $l_z = (2\pi)^{-1}M\oint\mathbf{v}_s \cdot d\ell$  と  $f_z = \cos\beta$  (軸対称性より経路上で一定値をとる) は経

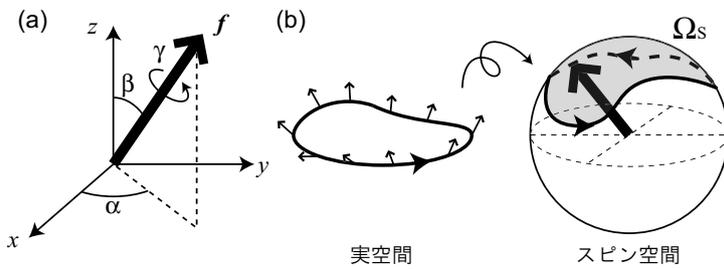


図 3: (a) オイラー回転の回転角． $\alpha, \beta$  が磁化  $f$  の方位角と天頂角を表わす．(b) 実空間での閉経路に沿ったスピン方位の変化を単位球 (スピン 1) 上に描くと,  $\Omega_S$  は閉経路の囲む立体角, すなわちスピン方位の空間変化に伴うベリーの位相になる．

路上の超流動の軌道角運動量とスピン期待値 (磁化) の  $z$  成分で,  $n_\alpha, n_{\theta-\gamma}$  は経路に沿った  $\alpha$  および  $\theta - \gamma$  の巻き付き数である． $l_z, f_z$  は  $z$  軸からの距離に依存して変化してよいが, (5) 式の右辺は不変に保たれる．

#### 4. 回転する基底状態

前節の議論を踏まえて, まずゼロ磁場中での強磁性 BEC の基底状態を考えてみよう．双極子相互作用が無い場合は磁化が一様に揃った状態が安定となる．しかし, 弱い双極子相互作用が存在すれば, 強磁性状態を保ちつつスピントクスチャ (スピンの空間構造) が形成される．これは強磁性固体中に磁区構造が生じるのと同じ物理である．ただし, 強磁性 BEC が強磁性固体と大きく異なる点がひとつある．それはスピントクスチャに伴って (3) 式で決まる超流動が生じるという点である．したがって, テクスチャの構造によっては基底状態で質量の循環流が存在することになる．実際に基底状態の相図を調べてみるとそのようなテクスチャが生じていることがわかる．

相図について説明する前に, 双極子相互作用によって作られるスピン構造について説明しておこう．強磁性固体は低磁場中では一様に磁化せず, 内部に細かい磁区構造を作るこ

とが知られている．安定な磁区構造は強磁性体の外部に磁場が漏れ出さないよう，磁化の発散がゼロとなるようなループ構造になっている (図 4(a) 参照)<sup>6)</sup>．これを還流構造と呼ぶ．強磁性 BEC においても同様に，双極子相互作用によってスピネクスタに還流構造ができる．このテクスタに特徴的な長さスケールは，双極子エネルギー  $E_{dd}$  と運動エネルギーの釣合から決まる双極子緩和長  $\xi_{dd} \equiv \hbar/\sqrt{2ME_{dd}}$  である．したがって，BEC のサイズが  $\xi_{dd}$  よりも大きければ明確なテクスタが形成される．テクスタ中に磁気欠陥が生じる場合には，欠陥のサイズはスピン交換相互作用エネルギー  $E_{sp}$  で決まるスピン緩和長  $\xi_{sp} \equiv \hbar/\sqrt{2ME_{sp}}$  となる．これらの緩和長をパラメータとして球形のトラップ中における基底状態の相図を描いたのが図 4(b) である<sup>7)</sup>．ただし緩和長は BEC のサイズ  $R_{TF}$  (トーマス・フェルミ半径) でスケールした．

まず，相図は実線を境界として各粒子の全角運動量が  $J_z = 0, 1$  の 2 つに分けられる．第 2 節で述べたとおり双極子相互作用は全角運動量を保存する相互作用である．(5) 式で  $n_\alpha = 1$  とすると  $l_z + f_z \hbar = J_z \hbar$  という全角運動量保存の式になることから，双極子相互作用の作るテクスタは  $n_\alpha = 1$  であることがわかる．このとき， $J_z \equiv n_{\theta-\gamma}$  が全角運動量の  $z$  成分である．双極子相互作用がゼロ ( $R_{TF}/\xi_{dd} = 0$ ) のときは一様な方向に磁化するので，その方向を  $z$  軸として  $l_z = 0, f_z = 1$ ，つまり  $J_z = 1$  である．実線より下の部分は  $J_z = 1$  を保ったまま BEC 自身の作る双極子場に合わせてスピネクスタが生じており，相互作用の強さによってフラワー (flower, FL) 相とカイラルスピン渦 (chiral spin-vortex, CSV) 相という 2 つの相が現れる．どちらの相も外側で  $f_z$  が減少し，変わりに  $l_z$  が増加する．つまり，これらの相では超流動の循環流が存在する．2 相の違いは外側でのスピンの倒れ方で，CSV 相は上から見たときに還流構造が現れる (図 4(c) 参照)．スピンの傾きが大きい分，CSV 相の軌道

角運動量は FL 相に比べて大きい．一方， $J_z = 0$  の相では還流構造の中心に線状の磁気欠陥ができており，ポーラーコア渦 (polar-core vortex, PCV) になっている．PCV 相では  $l_z = f_z = 0$  であるため質量流は持たないが，上向きスピン ( $m = 1$ ) と下向きスピン ( $m = -1$ ) がちょうど逆向きに流れており，定常なスピン流が存在する．

$^{87}\text{Rb}$  原子 BEC は相図中で点線上に位置し，粒子数を増やすと左下から右上へ動く．したがって，3つの相全てを  $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC で実現することが可能である．特に CSV 相では巨視的な軌道角運動量を持ち，1 原子あたり最大で約  $0.4\hbar$  まで増加する<sup>7)</sup>．これは基底状態が通常の量子渦 1 本の持つ角運動量の 40% という大きな軌道角運動量を持って回転していることを意味している．しかし，残念ながらこのような現象はまだ観測には至っていない．それは外部磁場が強すぎるためである．双極子相互作用のスピン軌道結合という性質を見るには外部磁場を双極子場と同程度の強さまで抑える必要がある． $^{87}\text{Rb}$  原子の場合，双極子場の強さはわずか  $10 \mu\text{G}$  しかなく，日本での地磁気が約  $500 \text{ mG}$  であることを考えると双極子場が非常に弱いことがわかるであろう．基底状態における超流動の循環流は数  $10 \mu\text{G}$  という超低磁場下ではじめて現れる性質なのである．ただし，質量流を伴わない効果であれば磁場中であっても観測できる．その方法を次節で紹介する．

## 5. 磁場中でのテクスチャ形成とスピン流

外部磁場が双極子場よりも十分強ければ，原子スピンは高速でラーモア歳差運動を起こすため，その周期で時間平均をとった実効的な双極子相互作用が働く<sup>8)</sup>．この実効的な相互作用にはスピンと軌道を結合させる効果はないが，異方的長距離力という性質は残っており，やはりスピントクスチャを形成する．

双極子相互作用の効果を見るには具体的に次のような実験を行えばよい．葉巻型のトラップを用意し，長軸方向に磁

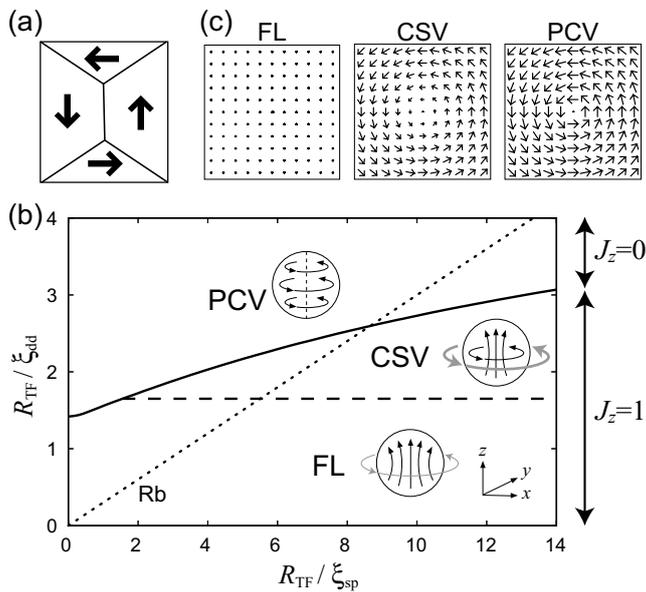


図 4: (a) 2次元強磁性固体における還流構造．固体中で一様に磁化せずに，磁化の循環がゼロとなる構造を作る．(b) 球形トラップ中における強磁性 BEC の基底状態．フラワー (FL) 相, カイラルスピント (CSV) 相, ポーラーコア渦 (PCV) 相の三つの相が存在する．各領域に示した図は，黒矢印がスピントクスチャ，灰色矢印が質量流の方向を示している． $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC は点線上を動く．(c) 各相における  $xy$  面内でのスピントクスチャをこの面に投影した断面図．FL 相  $\rightarrow$  CSV 相  $\rightarrow$  PCV 相と進むにつれて還流構造が現れてくる．[文献 7 より転載]

場をかけてその方向にスピン偏極した BEC をつくる．この BEC に rf 磁場をかけてスピンの偏極方向を磁場の軸から傾ける．するとスピンはラーモア歳差運動を始めるが，BEC 自身の作る双極子場が非一様であるために，歳差運動は空間的に非一様になる．したがって時間とともにスピンの方位にずれが生じて，図 5(a) に示すようならせん型のテクスチャが形成される．このテクスチャは質量流を伴わないがスピン流は発生し，磁場の強い方へと縦磁化が流れて磁化の分布が変化する (図 5(b) 参照)．これまでアルカリ原子の

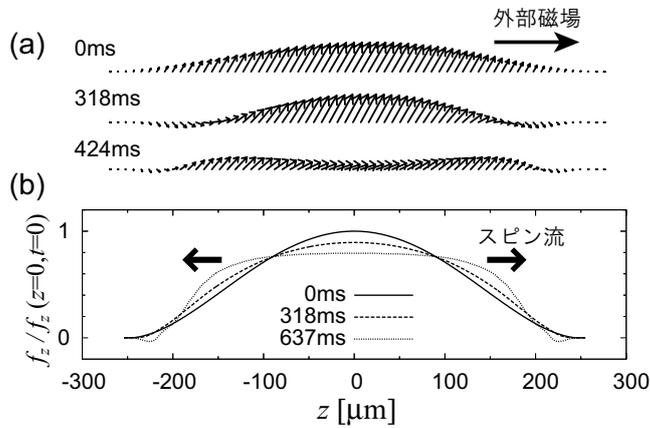


図 5: (a) 磁場下の  $^{87}\text{Rb}$  原子の BEC 中でスピントクスチャが形成される様子．図は紙面にスピンを投影したものであるが，3 次元的には左右で逆向きのらせん構造になっている．(b) 縦磁化の時間変化．初期状態は密度の空間分布に比例している．(a) のらせん構造に伴ってスピンの流が生じた結果，縦磁化の分布が時間変化する．

BEC における磁気双極子相互作用は非常に弱いため無視されてきたのだが，このダイナミクスは，たとえ磁場中であっても双極子相互作用を無視できないという明確な例になっている．

## 6. おわりに

本稿ではスピン自由度を持った BEC における双極子相互作用について解説してきた．双極子相互作用の異方的長距離力という特徴は，スピノル BEC 中にスピントクスチャを形成する．これまでの研究では，アルカリ原子の BEC における磁気双極子相互作用は非常に弱いために無視されてきたのだが，スピン自由度を持つ場合には，たとえ磁場中であっても無視することはできず，基底状態やスピンドイナミクスを変える効果があることが筆者らの一連の研究により明らかになった<sup>3,7,8</sup>．特に，数  $10 \mu\text{G}$  という超低磁場まで実験で到達できれば，双極子相互作用のスピン軌道結合相互作用という特徴により，スピンから軌道へと角運動

量が移るダイナミクス (アインシュタイン-ド・ハース効果) や、軌道角運動量を持った基底状態の観測が期待される。

最後に当該分野の最近の研究動向について触れておくと、昨年  $^{52}\text{Cr}$  原子 BEC で双極子相互作用による異方的な崩壊現象が観測された<sup>9)</sup>。筆者らの行った平均場近似による数値計算はフィッティングパラメーターなく定量的に実験と一致し、スピン偏極している場合には相互作用が長距離的であっても平均場近似が有効であることが検証された<sup>9)</sup>。一方で、平均場近似を超えたスピノル BEC の議論も興味深い。平均場近似の範囲では、双極子相互作用は局所的なスピン期待値の間の相互作用であるので、スピン期待値がゼロとなる相ではほとんど影響がない。しかし、ポラー相やサイクリック相として知られる自発磁化を持たない相の多体波動関数は、スピン空間における全スピン角運動量ゼロのペアやトリオがボース凝縮した状態であることが知られており<sup>10)</sup>、双極子相互作用まで考慮すると、このペアやトリオの構造が変わる可能性がある。また、長距離相互作用する系では非対角長距離秩序 (超流動) と対角長距離秩序 (密度の周期パターン) との共存する超固体状態が安定になると言われている。双極子相互作用する BEC はまさにそのような系に相当し、光格子中における超固体相の存在が予言されている<sup>11)</sup>。実験でも UC バークレーのグループが  $^{87}\text{Rb}$  原子の BEC で規則的な磁気ドメインが形成される様子を観測し、磁気超固体である可能性を示唆している<sup>12)</sup>。また、筆者らは 2 成分の磁気量子流体で古典的な磁性流体に似たスパイク構造が生じることを見出し、BEC が回転しているにもかかわらずスパイク構造が静止するという現象を発見した<sup>13)</sup>。これはまさに、超流動と密度パターンの共存現象といえる。異方的長距離相互作用するという新しい性質を持った BEC にはまだまだ豊富な物理が隠されているようである。

## 参考文献

- 1) A. Griesmaier, et. al.: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 160401.
- 2) Th. Lahaye, et. al.: Nature **448**, (2007) 672.
- 3) Y. Kawaguchi, H. Saito, and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 080405.
- 4) L. Santos and T. Pfau: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 190404.
- 5) T.-L. Ho: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 742; T. Ohmi and K. Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1822; C. V. Ciobanu, S.-K. Yip, and T.-L. Ho: Phys. Rev. A **61** (2000) 033607.
- 6) Landau and Lifshitz: Electrodynamics of Continuous Media, Butterworth-Heinemann (1984).
- 7) Y. Kawaguchi, H. Saito, and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 130404.
- 8) Y. Kawaguchi, H. Saito, and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 110406.
- 9) Th. Lahaye, et. al.: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 080401.
- 10) M. Koashi and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1066; T.-L. Ho and S.-K. Yip: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4031.
- 11) K. Góral, L. Santos, and M. Lewenstein: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 170406.
- 12) M. Vengalattore, et. al.: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 170403.
- 13) H. Saito, Y. Kawaguchi, and M. Ueda: arXiv:0812.0278.

## Spinor Dipolar Bose-Einstein Condensates

Yuki Kawaguchi, Hiroki Saito, and Masahito Ueda

abstract: Magnetic dipole-dipole interaction in atomic Bose-Einstein condensates (BECs) can induce spin textures, even though it is weaker than other interactions. The key feature of the dipolar interaction is that it is spin-orbit coupling interaction which conserves total angular momentum. Therefore, at extremely low magnetic field, an initially spin-polarized BEC starts rotating spontaneously. Moreover, spin textures develop in the ground state, leading to spontaneous mass current. Such dipolar effect should be observed in a spinor BEC of  $^{87}\text{Rb}$  atoms.

キーワード : ボース・アインシュタイン凝縮, 冷却原子気体, 双極子相互作用