

ボーズ凝縮の原理

山下 眞

レーザー冷却や蒸発冷却をはじめとした最近の原子操作技術の著しい進歩は磁気的にトラップされた中性原子気体を $0.1\sim 1\ \mu\text{K}$ 程度にまで冷却することを可能にした¹⁾。このような極低温領域では原子はもはや古典的な粒子とは異なり量子力学に支配された波としての性質を示すようになる。波動関数の広がりや程度を表す熱的ドブロイ波長が気体原子間の平均距離程度になるとボーズ統計に従う原子では最低エネルギー単位に巨視的な数の原子が落ち込むボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) が起きる。BEC を示す系として従来より液体ヘリウムがよく知られているが、粒子間の相互作用が強く理想ボーズ粒子系からはかけ離れたものであった²⁾。しかし 1995 年に ^{87}Rb ³⁾, ^7Li ⁴⁾, ^{23}Na ⁵⁾ の中性アルカリ原子気体で相次いで BEC が観測され、さらに 1998 年には永年研究されてきた水素原子気体⁶⁾ でもついに BEC が実現された。これらの系はいずれも原子間の相互作用が弱く理想ボーズ気体に近い量子系になっており、中性原子気体での BEC 実現により BEC の研究は新たな局面を迎えたといえる。特に温度や密度などのパラメーターが実験的に制御可能であるため、凝縮相の物性探求をはじめ原子波干渉や原子レーザーへの応用に至る研究が現在も精力的に行われている。本稿ではこのような中性原子気体の BEC について原理的な部分に重点をおいて解説を試みる。ただしなるべくイメージがつかめるようにと内容をかなり限定したため、より広範囲な理論研究のテーマについては文献に挙げた最近の詳細なレビュー⁷⁻⁹⁾ を参照していただきたい。

1. 原子気体の熱的ドブロイ波長

量子力学では原子のような質量をもった粒子でも運動量

p に対して h/p (h はプランク定数) で与えられるドブロイ波長をもつ¹⁰⁾。いろいろな運動量をもった原子が温度 T で熱分布している気体の場合この波長は原子の波動関数の平均的広がりや程度を表す熱的ドブロイ波長 $\lambda_{\text{dB}}(T) = h/\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}$ となり温度に依存する。これは m を質量、 k_{B} をボルツマン定数として原子の平均熱運動量が $p = \sqrt{\langle p^2 \rangle} \sim \sqrt{mk_{\text{B}}T}$ で与えられ、さらに $\lambda_{\text{dB}} \sim h/p$ となることから理解できる。したがって温度 T の気体は平均として熱的ドブロイ波長 λ_{dB} 程度の大きさをもった原子の集団とみなすことができ、その大きさは温度の低下に伴い増大する。

低温で熱的ドブロイ波長が気体原子間の平均距離と同じ程度になると原子の波動関数が互いに重なりはじめ量子効果が出現する。すなわちボーズ気体では BEC が、フェルミ気体ではフェルミ縮退が観測されることになる。この条件は気体原子の数密度を n として、位相空間密度 $\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3$ が 1 のオーダーになることに相当する。位相空間密度 ρ は量子効果を議論する際の目安となる重要なパラメーターで、 $\rho \ll 1$ となる領域では原子気体は古典的でボルツマン統計に従う。原子冷却の実験ではこの位相空間密度をいかに増大させるかが課題であった。中性アルカリ原子気体の場合、室温での熱的ドブロイ波長は $\lambda_{\text{dB}} \sim 0.1\ \text{\AA}$ と非常に小さく原子は古典的粒子と考えられる。しかし $1\ \mu\text{K}$ まで温度を下げると $\lambda_{\text{dB}} \sim 0.1\ \mu\text{m}$ となり、原子密度が $10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ 程度あれば位相空間密度は $\rho \sim 1$ となる。中性アルカリ原子気体で BEC が実現できたのはレーザー冷却ならびに蒸発冷却を駆使してこのような極低温、高密度の状態を作成できたからである。

2. 理想ボーズ気体

まず最初に相互作用のない理想ボーズ気体の BEC を考

NTT 物性科学基礎研究所 (〒243-0198 厚木市森の里若宮 3-1)
E-mail: makoto@will.brl.ntt.co.jp

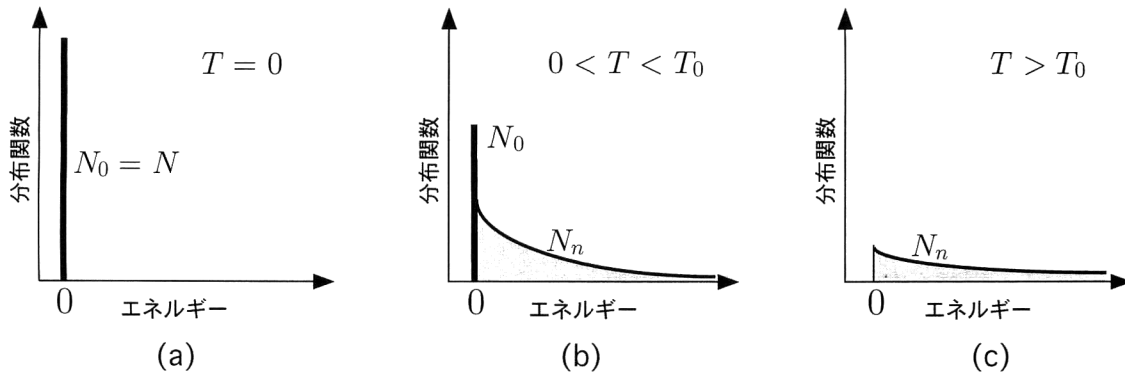


図1 ボーズ・アインシュタイン分布関数の温度変化の様子. (a) 絶対零度, (b) 転移温度 T_0 以下の極低温領域, (c) 転移温度以上の高温領域.

える. 空間的に一様な3次元系を想定し, 粒子のあらゆる状態は量子化された運動量 \mathbf{p} で指定されるものとする. 粒子の交換に対して対称な波動関数で記述されるボーズ粒子系は「1つの準位に粒子が何個でも入ることができる」というボーズ統計に従う¹¹⁾. それゆえ理想ボーズ気体の絶対零度での状態は図1(a)に示すように運動量 $\mathbf{p}=\mathbf{0}$ で運動エネルギー $\varepsilon_{\mathbf{p}}=\mathbf{0}$ の最低エネルギー準位にすべての粒子が落ち込んだ状態である (粒子は運動量空間で凝縮しており, 実空間では一様に分布していることに注意). このときボーズ凝縮した粒子の数 N_0 は全粒子数を N として $N_0=N$ となる. 温度 $T>0$ では粒子はあらゆる運動量 \mathbf{p} をもった励起状態にも熱分布し, その平均粒子数 $\langle n_{\mathbf{p}} \rangle$ は次のボーズ・アインシュタイン分布関数で与えられる.

$$\langle n_{\mathbf{p}} \rangle = \frac{1}{\exp[(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \mu)/k_B T] - 1} \quad (1)$$

ただし $\varepsilon_{\mathbf{p}}=p^2/2m$ は運動エネルギー, また μ は化学ポテンシャルで全粒子数が N に等しいという $N=\sum_{\mathbf{p}} \langle n_{\mathbf{p}} \rangle$ の条件から決まり, $\langle n_{\mathbf{p}} \rangle$ が負の値を取らないために理想ボーズ気体では $\mu \leq 0$ となる. 図1(b)のように温度が十分低く依然として BEC を起こしている状態では上式で $\mu \approx 0$ となり $\mathbf{p}=\mathbf{0}$ の粒子数 $\langle n_{\mathbf{p}=\mathbf{0}} \rangle$ のみが非常に大きな値を取る. したがって凝縮粒子数は $N_0=\langle n_{\mathbf{p}=\mathbf{0}} \rangle$, 一方, 凝縮せず熱分布している粒子の数はそれ以外の寄与を加えた $N_n=\sum_{\mathbf{p} \neq \mathbf{0}} \langle n_{\mathbf{p}} \rangle$ で与えられる. ここで N_n における運動量に関する和を運動エネルギー ε に関する積分で置き換え, $\mu \approx 0$ のもとで積分を実行すると全粒子数 $N=N_0+N_n$ として

$$N = N_0 + \int_0^{\infty} \frac{g(\varepsilon) d\varepsilon}{e^{\varepsilon/k_B T} - 1} = N_0 + 2.612 \frac{V}{\lambda_{\text{dB}}^3(T)} \quad (2)$$

の表式を得る*. ただし V は系の体積を表し, エネル

ギー積分内の状態密度 $g(\varepsilon)$ は3次元系では係数 $C=2\pi V(2m)^{3/2}/h^3$ を通して $g(\varepsilon)=C\sqrt{\varepsilon}$ で与えられる. 温度が上昇すると熱分布している粒子の数 N_n は増加するため, 全粒子数 N を一定とした条件のもとでは凝縮粒子の数 N_0 は減少することになる. 転移温度 T_0 は凝縮粒子が消失して $N_0=0$ となる温度であり, 式(2)から $\rho=n\lambda_{\text{dB}}^3(T_0)=2.612$ という条件で与えられることがわかる (ただし $n=N/V$). これは見方を変えれば位相空間密度 ρ が臨界値 2.612 に達したときに BEC が起きることを意味し, 「 ρ が1のオーダーのとき量子効果が表れる」という前述の条件をより正確に求めたことに対応している. また T_0 を用いて式(2)を変形すれば凝縮原子数の温度依存性として $N_0/N=1-(T/T_0)^{3/2}$ を得る.

このようにみえてくると理想ボーズ気体の特徴的な振舞いはボーズ・アインシュタイン分布関数から導かれることがわかる. 図1に示すように転移温度以下の極低温では巨視的な数の粒子が最低エネルギー準位に凝縮し, 転移温度以上の高温では粒子は熱分布するのである. ここでこの「1つの量子状態に巨視的な数の粒子が落ち込んだ凝縮状態」はあらゆる状態に熱分布した非凝縮状態とは質的に異なっており, BEC が相転移現象であることを強調しておく. ただ BEC の場合は相転移といっても引力のような粒子間の相互作用をまったく必要とせず純粋に量子統計性のみによって引き起こされている点が特徴的である. BEC 転移が系の熱力学的物理量に与える影響として, 空間的に一様な理想ボーズ気体では比熱の温度依存性が転移温度を境に急激に変化し比熱の温度微分に飛びが生じる¹¹⁾. また BEC では系の次元も重要なパラメーターとなっている. 次元の違いは状態密度を通して現れ, 空間的に一様な d 次元系では $g(\varepsilon) \sim \varepsilon^{d/2-1}$ となる. 1次元や2次元の状態密度を式(2)に代入するとエネルギー積分項は発散してしまい, これら低次元系は BEC を示さないことがわかる. 空間的

*式(2)中の係数 2.612 は次の積分から導かれる.

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx \frac{\sqrt{x}}{e^x - 1} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^{3/2}} = 2.612\dots$$

に一樣な理想ボーズ気体の場合、BEC は 3 次元特有の相転移現象である。

3. 磁気的にトラップされた中性原子気体の BEC

3.1 トラップ原子の BEC

中性原子気体の BEC 実験では原子は磁気ポテンシャル中に閉じ込められているため、運動量空間で凝縮した前述の一樣な系での BEC とは異なってくる。実験で用いられている磁気ポテンシャルの低エネルギー領域は調和ポテンシャルで精度よく近似できるため、位相空間密度が臨界値を超えて $\rho = n\lambda_{dB}^3 > 2.612$ となれば原子はポテンシャルの最低エネルギー準位である零点振動モードに凝縮する。このため運動量がほとんどゼロで高密度の凝縮原子が磁気ポテンシャルの中心付近に出現することになる。BEC を観測する手段としては、気体を磁気トラップから解放させ共鳴光の吸収で原子の速度分布を観測する time-of-flight 法¹⁾と、非共鳴光を気体に照射させ屈折率の空間依存性から気体原子の密度分布を求める phase-contrast imaging¹²⁾の 2 つがある。図 2 は後者の観測法を用いて MIT のグループによって測定された磁気トラップ中 Na 原子気体の密度分布の温度依存性である⁸⁾。ただしこの場合の密度は $n(z) = \int n(x, 0, z) dx$ のように一軸方向に密度分布 $n(\mathbf{r})$ を積分した量でコラム密度 (column density) と呼ばれる。光を用いた計測の場合はこのコラム密度が測定される量で、積分

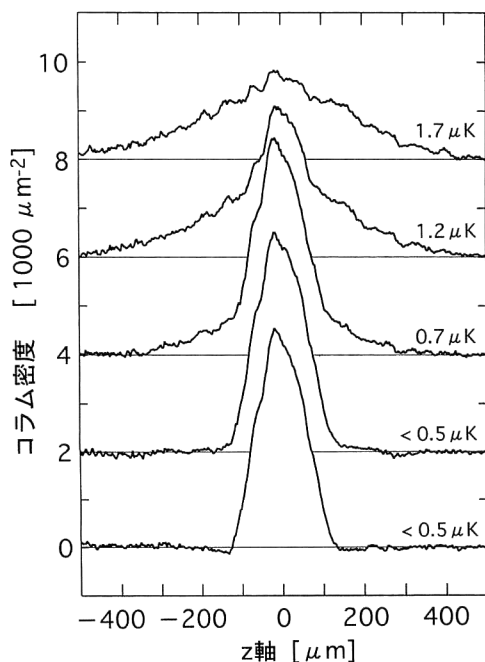


図2 phase-contrast imaging によって観測された磁気トラップ中 Na 原子気体の密度分布の温度変化。(文献 8) より転載.)

方向はレーザーの光軸方向である。図 2 では $1.7 \mu\text{K}$ で熱分布していた原子気体が BEC 転移を起こし、温度の低下に伴ってポテンシャルの中心部分に密度の高い凝縮相が成長していく様子が上から順に示されている。驚くべきことに最低温度では非凝縮原子がほとんど存在しないほぼ純粋な BEC が凝縮原子数 10^6 個のオーダーで得られている。理想ボーズ気体の場合、BEC の空間的広がり凝縮した準位の波動関数の幅と一致する。この実験で用いられた磁気ポテンシャルの零点振動モードの波動関数の幅は数 μm であるが、図 2 の凝縮原子は $200 \mu\text{m}$ 程度の幅で分布しており 2 桁近く大きくなっている。これは原子間の斥力相互作用により凝縮原子の波動関数が広がっていることを意味する。

3.2 気体原子間の相互作用

理想気体とは異なり実際の気体原子は原子同士で常に衝突を繰り返している。レーザー冷却や蒸発冷却で μK オーダーの極低温にまで冷却された原子の場合、平均速度が小さくなっているためさまざまな散乱過程の中でも低エネルギーで等方的な散乱過程である S 波弾性散乱が重要となる。S 波散乱は散乱長 a と呼ばれる量で特徴づけられ、 a の大きさが原子間相互作用の影響が及ぶ距離を表す¹¹⁾ (ただし斥力の場合は $a > 0$, 引力の場合は $a < 0$ である)。BEC が実現された中性アルカリ原子気体ではいずれも数ナノメートルオーダーの散乱長をもち、 ^{87}Rb と ^{23}Na は斥力相互作用を^{3,5)}、一方 ^7Li は引力相互作用をもつことが知られている⁴⁾。数ナノメートル程度の散乱長は気体原子の平均間隔よりもはるかに小さいので散乱ポテンシャルは原子間距離 r についてデルタ関数で近似して $V_{\text{int}}(r) = \tilde{U}\delta(r)$ で表すことができる。ただしポテンシャル強度 \tilde{U} は散乱長を通して $\tilde{U} = 4\pi\hbar^2 a/m$ で与えられる¹¹⁾。

相互作用によって原子同士がどの程度の相関をもっているかは、散乱長 a の範囲内にどれだけ他の原子が存在するかという na^3 の値を見積もればわかる。中性アルカリ原子気体の BEC 実験では凝縮原子の数密度は $n \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ であり $na^3 \sim 10^{-6}$ と非常に小さい。このため原子間の相関は弱く中性アルカリ原子気体は理想ボーズ気体に非常に近い系になっている。比較のため同じようにボーズ凝縮を起こす液体 ^4He についても相関の強さを求めてみる。密度 $n \approx 2 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ 、ハードコア径 $\sigma \approx 0.25 \text{nm}$ なので $n\sigma^3 \approx 0.3$ となり²⁾、中性原子気体の場合よりもはるかに大きい。すなわち液体 ^4He の原子間には強い相関が働いていることがわかる。

3.3 BEC に対する相互作用の影響

相互作用の存在により気体原子は常に自分の周りの他の

原子の影響を受けることになるが、運動エネルギーをほとんどもたず高密度でポテンシャルの底に局在している凝縮原子にとってはその影響はとりわけ顕著に表れる。簡単のためすべての原子がボーズ凝縮している場合を考える。1個の凝縮原子が平均的に受ける相互作用エネルギーの大きさは“平均場”として散乱ポテンシャル強度 \tilde{U} とその場所での凝縮原子の数密度 $n_0(\mathbf{r})$ との積 $\tilde{U}n_0(\mathbf{r})$ で与えられる。したがってこのとき原子が実質的に受けるポテンシャルは磁気ポテンシャル $V_{\text{mag}}(\mathbf{r})$ に平均場を加えた有効ポテンシャル $V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = V_{\text{mag}}(\mathbf{r}) + \tilde{U}n_0(\mathbf{r})$ となり、BECはこの有効ポテンシャルの最低エネルギー準位に原子が凝縮することによって起きる。

次にこの平均場が BEC に与える影響を具体的にみてみる。図2のように Na 原子気体を用いて 10^6 個のオーダーの BEC を生成した MIT の実験では、凝縮原子が受ける平均場のポテンシャルエネルギー $\tilde{U}n_0$ は温度に換算して 100 nK のオーダーで、これは凝縮原子 1 個当たりの運動エネルギーである磁気ポテンシャルの零点振動モードエネルギー $\hbar\omega/2 \approx 15$ nK に比べて 1 桁大きい¹³⁾。このような場合には凝縮原子の運動の寄与を無視して、「凝縮原子は有効ポテンシャルの中で静止して分布する」という描像がかなり良い近似になる^{8,9)}。ポテンシャルに勾配があると静止できないのでこの近似の枠内では凝縮原子は $V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \text{一定}$ となるように分布し、

$$n_0(\mathbf{r}) = n_0(0) - V_{\text{mag}}(\mathbf{r})/\tilde{U} \quad (3)$$

となる^{14,15)}。ただし $n_0(0)$ は原点すなわちポテンシャルの底における凝縮原子の数密度のピーク値であり、また $V_{\text{mag}}(\mathbf{r}_B)/\tilde{U} = n_0(0)$ となる境界 \mathbf{r}_B より外では $n_0(\mathbf{r}) = 0$ で凝縮原子は消失する。上式からわかるように凝縮原子は斥力相互作用による平均場で $1/\tilde{U}$ 倍に広げられた磁気ポテンシャルを逆さまにしたような分布を示し、分布の幅は相互作用がない場合の零点振動モードの波動関数の幅よりもはるかに広がる。図2の $200 \mu\text{m}$ にわたって広がった凝縮原子の密度分布は放物型の磁気ポテンシャルの形状を反映したものである。

以上は相互作用が斥力の場合であるが、引力の場合は凝縮原子の波動関数は収縮する。引力相互作用をもつ空間的に一様なボーズ粒子系の場合、温度を下げていくと気体相としては存在できず高密度な液体相あるいは固体相へと転位するため BEC 転移は起こらないと考えられている。しかしながら引力相互作用をもっている磁気ポテンシャルに閉じ込められた場合は BEC が準安定状態として存在することが ^7Li 気体を用いて実験的に明らかにされた⁴⁾。ただし凝縮原子数が 10^3 個程度の臨界値を超えると BEC が不

安定になり崩壊してしまうことが知られている¹⁶⁻¹⁸⁾。

4. BEC と誘導効果

4.1 誘導散乱

中性原子気体の BEC は“原子レーザー”として語られることが多いが、その理由のひとつに BEC が形成される過程で誘導効果が存在することが挙げられる^{19,20)}。これまでみてきたように BEC はボーズ粒子系が極低温で示す熱平衡状態の形態である。したがって BEC の形成過程を問題にしようとするとは必然的に熱平衡化過程を取り扱うことになる。気体原子が衝突を繰り返してさまざまな準位を遷移しながら熱平衡化する際に、いかに最低エネルギーの凝縮準位が選択されるかが重要なポイントとなる。

ボーズ粒子が衝突によってある準位へ遷移する場合、単位時間当たりの遷移確率は遷移後の状態の平均粒子数 $\langle n \rangle$ に 1 を加えた

$$P = A\tilde{U}^2(1 + \langle n \rangle) \quad (4)$$

で与えられる²¹⁾。ただし A は比例定数、 \tilde{U} は弾性衝突の散乱ポテンシャル強度である。注目すべき点はボーズ粒子の散乱過程にも光の放射遷移の場合と同じように誘導効果が存在するという点である。遷移先の粒子数 $\langle n \rangle$ に比例して散乱確率が増大する項を誘導放射との関連で誘導散乱と呼ぶ。また 1 に比例する項は自然放射に相当する。エネルギーの高い熱分布した状態へ遷移する場合は $\langle n \rangle$ はボーズ・アインシュタイン分布関数によって与えられるが、一般的に $\langle n \rangle < 1$ とみなせるため誘導散乱の恩恵は受けない。しかし系が BEC 転位を起こして最低エネルギー準位に巨視的な数 N_0 の粒子が凝縮すると、この凝縮準位への遷移確率は $1 + N_0$ に比例して増幅されることになる。したがっていったん BEC の種ができると(核形成と呼ばれる)エネルギーの高い非凝縮原子は熱平衡化過程で凝縮準位に優先的に遷移し、 N_0 は指数関数的に増大することになる。熱平衡化過程でのこのような誘導効果の存在は最近 MIT グループによって実験的に確認された^{22,23)}。

4.2 蒸発冷却

中性原子気体を用いた BEC 実験は冷却の最終段階で蒸発冷却を適用する^{1,24)}。この方法は図3のように磁気ポテンシャル内にトラップされスピン偏極した原子気体に rf-磁場を照射して実行する。原子が受ける磁気ポテンシャルのエネルギーと rf-磁場の周波数 ν_{rf} が共鳴するとスピン反転が生じ、原子はトラップされる磁気副準位からトラップ

*図3はトラップされる磁気副準位として $F=1$, $m_F=-1$ 準位を用いた場合に相当し、rf-磁場は $m_F=-1$ と $m_F=0$ の磁気副準位間のエネルギー差に共鳴させる。文献3)の BEC 実験のようにトラップ準位として $F=2$, $m_F=2$ 準位を用いた場合は $m_F=2$ と $m_F=1$ の磁気副準位間のエネルギー差に rf-磁場を共鳴させるため、図3の中で示された共鳴周波数 ν_{rf} の矢印の大きさは半分になる。

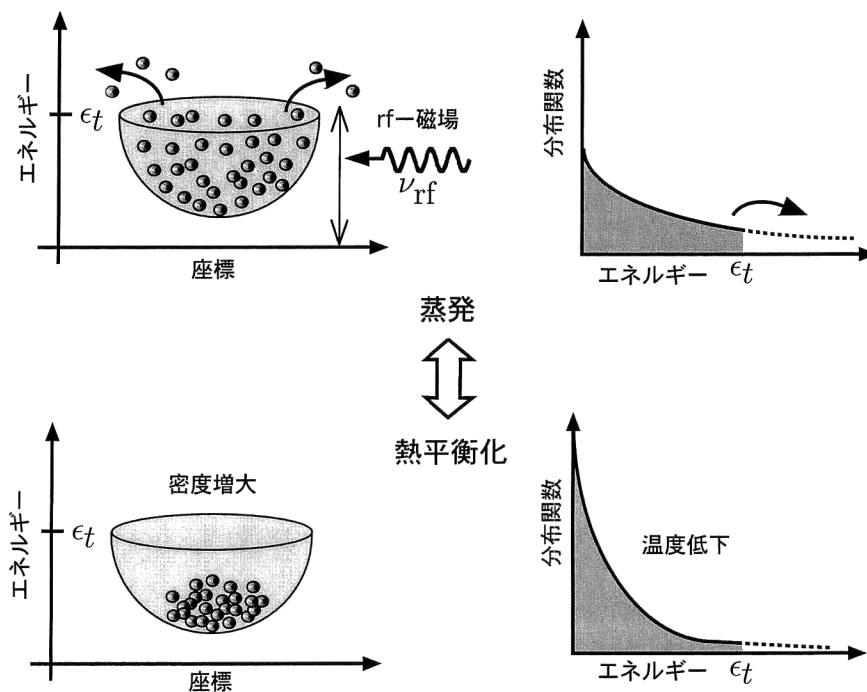


図3 蒸発冷却の概念図。“蒸発”と“熱平衡化”を繰り返して温度が下がり、密度は増加することを示す。グラフで示したカットオフ ϵ_t 以上のエネルギー状態が空のボーズ・アインシュタイン分布関数も蒸発冷却に応じて時間変化する。

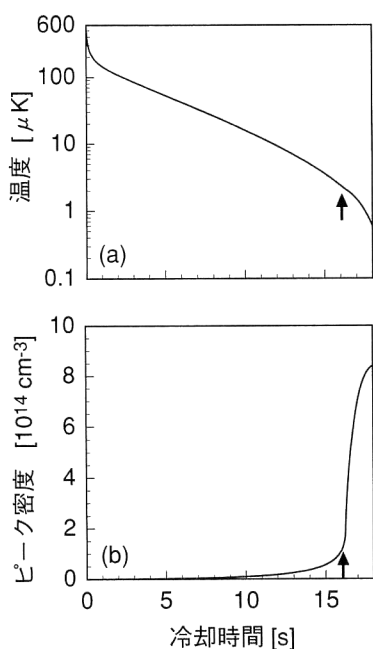


図4 蒸発冷却に伴う Na 原子気体の温度 (a) および原点におけるピーク密度 (b) の時間変化。図中の矢印は位相空間密度が臨界値 2.612 を超え系が BEC 転移したことを示す。

されない磁気副準位に遷移して放出される*。したがって磁気ポテンシャルには図に示したように rf-磁場周波数に応じたカットオフ ϵ_t が実効的につくられることになる。カットオフ以上の高いエネルギーをもった原子を蒸発させて選択的に取り除けばトラップに残された原子の平均エネルギーは減少するため、その後の熱平衡化によって温度が下が

る仕組みになっている。rf-磁場の周波数を徐々に下げていくとこの“蒸発”と“熱平衡化”がセットになって繰り返されトラップ内の原子の温度は下がり密度は上昇する、すなわち位相空間密度が増大することになる。中性アルカリ原子気体を用いた実験ではレーザー冷却後の数十秒にもわたるゆっくりとした高効率の蒸発冷却で位相空間密度を6桁も増大させて BEC 転移点に到達している³⁻⁵⁾。

蒸発冷却ではその冷却過程で原子の弾性衝突が巧みに利用されている。原子の蒸発は磁気ポテンシャル内の原子が衝突によってカットオフ以上のエネルギーレベルにたたき上げられるために生じ、また熱平衡化はトラップ内原子が繰り返し起こす衝突の帰結である。したがって系が BEC 転移を起こすと蒸発冷却の過程でも前述の誘導散乱が出現することになる。ここでは一例として Na 原子を用いた MIT の BEC 実験¹³⁾ に対応する解析結果を示す。解析法は図3に示したように蒸発冷却に伴ってボーズ・アインシュタイン分布関数が変化する過程を量子力学的運動論に基づいた運動方程式で記述し、その時間発展からトラップ原子の温度変化や密度の変化を求めるものである²⁵⁾。図4は rf-磁場の周波数を 30 MHz から 0.8 MHz まで18秒かけて指数関数的に掃引したときの温度とピーク密度の時間変化である。図4(a)をみるとレーザー冷却後の断熱圧縮で $600 \mu\text{K}$ だった温度は18秒間の蒸発冷却でほぼ指数関数的に $0.6 \mu\text{K}$ まで減少し3桁もの温度低下が得られている。また図中矢印で示したように温度が $2 \mu\text{K}$ になったとき、

位相空間密度が臨界値 2.612 に達し BEC 転位が起きる。注目すべきは図 4(b) のピーク密度の時間変化である。BEC 転移を起こした後は密度が急激に増大し BEC が速やかに形成されることがわかる。蒸発冷却の過程でも凝縮していないトラップ原子が誘導散乱によって優先的に凝縮準位に落ち込むため BEC の形成が加速されるのである。これは閾値を超えたときに誘導放射によって特定の共振器モードにのみ利得が消費されるレーザー発振現象とよく似ている。

5. 原子波のコヒーレンス

5.1 BEC の干渉実験

BEC を起こしたときの系の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ は凝縮した原子の数を N_0 、規格化された最低エネルギー状態の波動関数を $\psi_0(\mathbf{r})$ として、 $\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{N_0} \psi_0(\mathbf{r})$ のように書ける。これは振幅が $\sqrt{N_0}$ 倍に増幅された巨視的な原子波が形成されていることを意味する。このような原子波を互いに重ね合わせれば光の場合と同じように干渉縞が見えるのであろうか。これに解答を与えたのが Na 原子を用いて行われた MIT グループによる 2 つの独立な BEC の干渉実験である²⁶⁾。図 5 に示すように実験ではまず非共鳴なアルゴンレーザーを磁気トラップの中心に照射してポテンシャル障壁をつくりトラップ原子を空間的に 2 つに分離させる。その後蒸発冷却によって 2 つの BEC を独立に作成し、rf-磁場を用いてそれぞれをトラップから同時にパルス的に取り出す。磁気ポテンシャルに閉じ込められていた 2 つの BEC は広がりながら空間を自由落下するため互いの波動関数が重なり合うことになる。これは 2 つの独立な BEC を光源として用いたヤングの干渉実験に相当する。光学的に計測された干渉後の原子の密度分布ではミリメートルオーダーの巨視的な範囲にわたって理論計算による予想値と等しい縞間隔 ($\approx 15 \mu\text{m}$) をもった明瞭な干渉縞が観測された²⁶⁾。この実験により中性原子気体の BEC では位相の揃った巨視的な原子波が形成されていることが明らかになった。ただし独立な BEC 間の位相差はランダムなので干渉縞の位置は測定ごとに変化することになる。

5.2 高次のコヒーレンス

BEC の干渉実験では原子波が 1 次のコヒーレンスをもつことは明らかになったが、その統計性にまでは踏み込んでいない。実際、熱的原子線を用いても同様なヤングの干渉縞はすでに観測されている¹⁰⁾。光の場合、レーザー光とフィルターによって単色化された自然光との違いは 2 次以上の高次のコヒーレンスを通して強度相関の違いとして現れる。具体的には光子数演算子 $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ を通して $g^{(k)}(0) =$

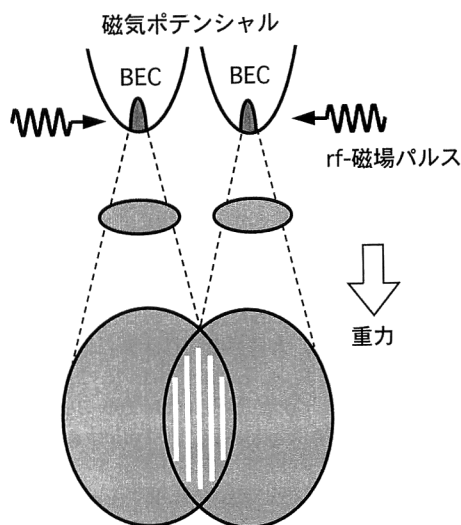


図5 2つの独立な BEC の干渉実験。磁気ポテンシャル中に閉じ込められていた BEC 原子は広がりながら自由落下してゆく。

$\langle : \hat{n}^k : \rangle / \langle \hat{n} \rangle^k$ で定義される規格化された k 次の相関関数がレーザー光のようなコヒーレント状態の場合は $g^{(k)}(0) = 1$ であり、自然光の場合は $g^{(k)}(0) = k!$ となる^{27,28)}。ただし相関関数の変数のゼロは同一時刻、同一地点における相関を取ることを意味しており、また $::$ は演算子を正規順序にすることを、 $\langle \rangle$ は期待値を取ることを表す。ボーズ統計に従う中性原子の場合もこのような 2 次以上の高次の相関関数を求めることによって原子波が高次コヒーレントであるか否かが判明する*。

BEC 実験の場合には原子間の相互作用を利用して相関関数を求める。2 体の弾性衝突は密度の 2 乗の平均値 $\langle n^2 \rangle$ に比例して起きるため、衝突による相互作用エネルギーを見積もれば 2 次の相関関数 $g^{(2)}(0)$ が与えられる。time-of-flight 法によって測定された相互作用エネルギーから見積もった BEC の相関関数は実験精度の範囲内で ^{23}Na 原子、 ^{87}Rb 原子ともに $g^{(2)}(0) \approx 1$ と見なせ、原子波が 2 次のコヒーレンスをもつことが明らかにされている³⁰⁾。また ^{87}Rb 原子では $\langle n^3 \rangle$ に比例して起きる 3 体の相互作用を BEC 転移前後で調べることで、BEC が 3 次のコヒーレンスをもつことも実験的に示された³¹⁾。このように BEC で形成された巨視的な原子波は高次のコヒーレンスを持ち、いわゆる“原子レーザー”としての特性を示す。

以上述べてきたようにレーザー冷却や蒸発冷却によって極低温にまで冷却された中性原子気体を用いて BEC が理想に近い形で得られるようになった。弱いながらも存在す

*ボーズ統計に従う熱的原子の 2 次の相関関数が $g^{(2)}(0) = 2$ となることは冷却 Ne 原子線を用いて文献 29) で明らかにされている。

る原子間の相互作用はこの系の物理的内容をより豊富なものとしており、理論的にも興味深い題材を提供し続けている。特に最近の観測技術の進歩は BEC に対する理論の厳密な検証を可能としており、今後とも実験・理論の両面での進歩が期待される。

文 献

- 1) 久我隆弘：光学，**28** (1999) 596.
- 2) たとえば，山田一雄，大見哲臣：超流動（培風館，1995）.
- 3) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: Science, **269** (1995) 198.
- 4) C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett., **75** (1995) 1687.
- 5) K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett., **75** (1995) 3969.
- 6) D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner and T. J. Greytak: Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 3811.
- 7) 上田正仁：日本物理学会誌，**53** (1998) 663.
- 8) F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii and S. Stringari: Rev. Mod. Phys., **71** (1999) 463.
- 9) *Bose Einstein Condensation*, eds. A. Griffin, D. W. Snoke and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1995).
- 10) 清水富士夫：応用物理，**62** (1993) 871.
- 11) たとえば K. Huang: *Statistical Mechanics*, 2nd ed. (John Wiley and Sons, New York, 1987).
- 12) M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Science, **273** (1996) 84.
- 13) M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 416.
- 14) V. V. Goldman, I. F. Silvera and A. J. Leggett: Phys. Rev. B, **24** (1981) 2870.
- 15) J. Oliva: Phys. Rev. B, **38** (1988) 8811.
- 16) K. Watanabe, T. Mukai and T. Mukai: Phys. Rev. A, **55** (1997) 3639.
- 17) M. Ueda and A. Leggett: Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 1576.
- 18) M. Wadati and T. Tsurumi: Phys. Lett. A, **247** (1998) 287.
- 19) H. M. Wiseman: Phys. Rev. A, **56** (1997) 2068.
- 20) 清水富士夫：レーザー研究，**25** (1997) 254.
- 21) M. Toda, R. Kubo and N. Saito: *Statistical Mechanics I* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1983).
- 22) H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye and W. Ketterle: Science, **279** (1998) 1005.
- 23) C. W. Gardiner, P. Zoller, R. J. Ballagh and M. J. Davis: Phys. Rev. Lett., **79** (1997) 1793.
- 24) W. Ketterle and N. J. van Druten: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, eds. B. Bederson and H. Walther (Academic, New York, 1996), Vol. 37, p. 181.
- 25) M. Yamashita, M. Koashi and N. Imoto: Phys. Rev. A, **59** (1999) 2243.
- 26) M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Science, **275** (1997) 637.
- 27) R. J. Glauber: Phys. Rev., **131** (1963) 2766.
- 28) たとえば R. Loudon: *The Quantum Theory of Light*, 2nd ed. (Oxford University Press, 1983); 松岡正浩：量子光学（東京大学出版会，1996）.
- 29) M. Yasuda and F. Shimizu: Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 3090.
- 30) W. Ketterle and H.-J. Miesner: Phys. Rev. A, **56** (1997) 3291.
- 31) E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell and C. E. Wieman: Phys. Rev. Lett., **79** (1997) 337.

(1999年8月3日受理)