

気体原子のレーザー冷却, 捕獲, ボーズ凝縮

久我隆弘

気体原子をレーザーを用いて冷却するアイデアは, 1975年に HänschとSchawlow¹⁾ および WinelandとDehmelt²⁾により提案された後, 85年のChuのグループ(当時ベル研究所)による初の実現³⁾を皮切りに急速に発展した。表1に主な進展をまとめてみたが, 88年にはドップラー限界温度が実験的にいとも簡単に更新され⁴⁾, 同年には反跳限界温度でさえも原子の内部状態をうまく選ぶことで打ち破ることが可能と示唆され⁵⁾, 速度選択コヒーレント分布トラップ法(VSCPT)で1 nK程度の超低温が実現された⁶⁾。そして97年にはノーベル物理学賞が, この研究の発展に大きく貢献したSteven Chu (Stanford大), Claude Cohen-Tannoudji (France大, École Normale Supérieure), William D. Phillips (National Institute of Standards and Technology)の3氏に贈られた。

このように85年の初の実現からわずか10年あまりのあいだにレーザー冷却の研究は大きく発展し, 物理を志す者にとっては最高の荣誉でもあるノーベル賞を獲得するに至った。この背景には, 95年の気体原子のボーズ・アインシュタイン凝縮(BEC)の実現⁷⁻¹⁰⁾が大きく関与していると思われる。

20年代半ばにBoseとEinsteinにより提唱された相互作用をしないボーズ気体の巨視的な凝縮現象は, 通常は粒子とみなされる原子が示す波動性にその基礎をおいている意味で, 量子論の根幹を形成する重要な現象である^{11)*}。またBECは超伝導現象や超流動現象など, 凝縮系ではすでに観測されているが, 気体原子のような原子間相互作用の弱い非常に希薄な系で実現したのは初めてであり, これま

で議論されてきたBECとは質的にも異なり, BECという, 量子統計性の顕著に表れる物理現象の本質により迫ることが可能である。

このような興味から現在では, 水素原子のBECも含めて, 世界でも20か所ほどの研究機関で原子気体BECは実現されており, 原子波レーザーから四原子波混合など, 光の世界では60年にレーザーが開発されて以来現在まで綿々と続けられてきた研究の原子波版がここ4年間のあいだに一気に進められている。

本稿では, レーザー冷却法の解説から気体原子BECの現状までを簡単にまとめるつもりである。

1. 準備

1.1 電磁波(レーザー)が原子に及ぼす力¹²⁾

電磁波(レーザー)が原子に及ぼす力は, 散乱力と双極子力に分けることができる。散乱力は輻射圧とも呼ばれ, 電磁波(光子)を吸収・放出する際に原子の運動量変化を引き起こす撃力である。電磁波の周波数を ω_1 , 原子の共鳴周波数を ω_a としたとき, 波数ベクトル \mathbf{k} の平面電磁波が速度 \mathbf{v} で運動している原子に与える平均輻射圧は,

$$F_r(\mathbf{r}, t) = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_1^2/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4) + (\Omega_1^2/2)} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数), Γ は遷移の自然幅(半値全幅), $\delta = \omega_1 - \omega_a - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ はドップラー効果を考慮したときの離調, $\Omega_1(\mathbf{r}) = -\mu E(\mathbf{r})/\hbar$ はラビ周波数(μ : 遷移双極子能率, $E(\mathbf{r})$: 電磁波の電場振幅)である。

双極子力は, 光電場により誘起された原子の双極子モーメントが光電場強度の空間的な不均一性を感じることに起因し, 保存力である。

東京大学大学院総合文化研究科 (〒153-8902 目黒区駒場 3-8-1)
E-mail: kuga@phys.c.u-tokyo.ac.jp

*いろいろな教科書にも書いてあるのだろうが, ここでは数年前のレビュー本をあげておく。

表1 レーザー冷却の主な進展と達成された温度.

1975	レーザー冷却の原理	Opt. Commun., 13 (1975) 68.	
1985	光糖蜜状態	Bull. Am. Phys. Soc., 20 (1975) 637.	
1987	磁気光学トラップ (MOT)	Phys. Rev. Lett., 55 (1985) 48.	240 μ K (Na)
1988	偏光勾配冷却 (PGC)	Phys. Rev. Lett., 59 (1987) 2631.	
	速度選択コヒーレント分布トラップ (VSCPT in 1D)	Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 169.	40 μ K (Na), 10 μ K (Rb)
1992	ラマン冷却 in 1D	Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 826.	2 μ K (He, 1D)
1994	ラマン冷却 in 3D	Phys. Rev. Lett., 69 (1992) 1741.	100 nK (Na, 1D)
	VSCPT in 2D	Phys. Rev. Lett., 72 (1994) 3158.	1 μ K (Na)
1995	VSCPT in 3D	Phys. Rev. Lett., 73 (1994) 1915.	
	ボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC)	Phys. Rev. Lett., 75 (1995) 4194.	180 nK (He)
		Science, 269 (1995) 198.	0 K (Rb, Li, Na)
		Phys. Rev. Lett., 78 (1997) 985.	
1997	ノーベル物理学賞	Phys. Rev. Lett., 75 (1995) 3969.	

$$F_d(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar\delta}{4} \frac{\Gamma\Omega_i^2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4) + (\Omega_i^2/2)} \quad (2)$$

と表すことができ、そのポテンシャルは

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left[1 + \frac{\Omega_i^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}\right] \quad (3)$$

と表現できる。

1.2 冷却と捕獲

レーザーを用いて中性原子の運動を制御する際、しばしば「冷却 (cooling)」と「捕獲 (trapping)」の混乱を起こすことがあるのでここで注意しておく。国語辞典をひくまでもないが、冷却とは温度を下げることであり、単純には対象となる系からエネルギーを奪えばよい。つまり散逸が大きな役割を果たす。一方、捕獲はポテンシャル中に原子を閉じこめることであり、ここでは復元力 (保存力) が重要になってくる。中性原子の場合によく両者が混乱して用いられるのは、中性原子に対する高いポテンシャルを作ることができないため*、捕獲するには原子をあらかじめ冷却しておく必要があることと、保存力中に捕獲するには何らかのエネルギー散逸が必要なためである。

1.3 気体原子の温度, 熱的ドブロイ波長

熱平衡状態にある気体原子集団の温度は、 $k_B T = m\langle v^2 \rangle$ で定義される。ここで k_B はボルツマン定数、 m は気体原子の質量、 $\langle v^2 \rangle$ は2乗平均速度である ($\langle A \rangle$ は物理量 A のアンサンブル平均を表す)。さらに $\langle \Delta v^2 \rangle = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$ の関係が成り立ち、また通常、実験系と気体原子集団の重心系は同じだから $\langle v \rangle = 0$ であり $k_B T = m\langle \Delta v^2 \rangle$ となる。これより気体原子集団の温度はその集団の速度分布幅 Δv により定義されることがわかる。ここで、気体原子のような原子間相互作用の小さい希薄な系では各原子は独立に運動し

ていると考えてよいので、平均 $\langle A \rangle$ は1個の原子に関する量子論的な期待値とも考えることができる。これらより、気体原子の温度は運動量ゆらぎ $\Delta p (= m\Delta v)$ を使って、 $k_B T = \langle \Delta p^2 \rangle / m$ により定義される。

また、この運動量ゆらぎと不確定性関係で結びつく位置ゆらぎとして、気体原子を熱的ドブロイ波長 ($\lambda_{dB} = h / (2\pi m k_B T)^{1/2}$) の広がりをもつ波束と考えることができる。熱的ドブロイ波長はよく知られているドブロイ波長 ($\lambda = h/p$) とは異なり、気体原子のコヒーレンス長である。

1.4 原子気体 BEC, 位相空間密度

相互作用をしないボーズ粒子系の温度を下げていくと、ある臨界温度 (T_c) が存在し、この温度以下で粒子は最低エネルギー状態 (粒子を波数 \mathbf{k} の平面波と考えたとき $\mathbf{k} = 0$ の状態) に凝縮を始める (ボーズ・アインシュタイン凝縮: BEC)。この臨界温度 T_c は

$$k_B T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \left[\frac{\langle N \rangle}{2.612V} \right]^{2/3} \quad (4)$$

で与えられる ($\langle N \rangle$: 平均粒子数, V : 体積)¹³⁾。ここで気体原子を熱的ドブロイ波長の広がりをもつ波束と考えると、式(4)は粒子数密度 ($n = \langle N \rangle / V$) を用いて $n \cdot \lambda_{dB}^3 = 2.612$ となる。この $n \cdot \lambda_{dB}^3$ を ρ と表記して位相空間密度と呼び、実験的にはそれがどれだけ臨界値 2.612 に近いかが BEC 実現の目安となる。もっと直感的に言えば、熱的ドブロイ波長が平均の原子間距離を上回るあたりで原子気体の BEC が実現されることになる。

2. 種々のレーザー冷却法・捕獲法

レーザー冷却は、レーザー場・原子系・真空場のあいだで運動量とエネルギーを巧妙に交換することで原子系の温度を下げる方法である。したがって原理的にはすべての原子に対してレーザー冷却を行うことは可能であるが、実際には以下のような実験的な制約がある。

*たとえば双極子ポテンシャルの深さは、10 W クラスのレーザーを 100 μ m 平方程度に絞り込んだとしても mK 程度と非常に小さい。また、磁気トラップも K 程度のポテンシャルである。

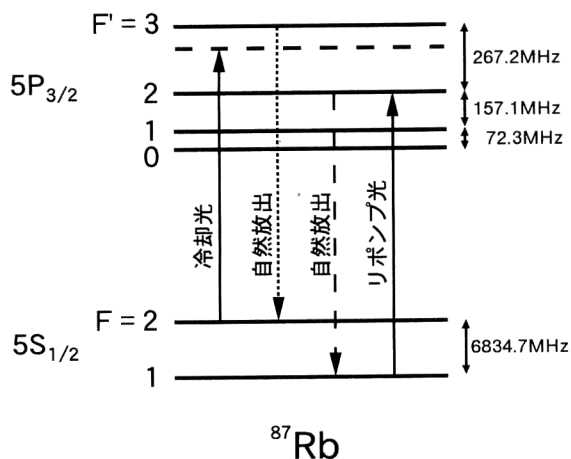


図1 ルビジウム 87 原子のエネルギー準位構造。

- ① 光の吸収放出 (冷却) サイクルが速い
- ② 冷却サイクルが閉じている。あるいは少数 (2 本以下) のレーザーで閉じることができる
- ③ 目的とする周波数帯に使いやすいレーザーが存在する

これらの条件を具体的に図1のルビジウムのエネルギー準位構造を参考に解説する。

①について、室温で $\sqrt{\Delta v^2} \approx 100$ m/s で運動している原子に対し、1 回可視光を吸収した際の原子の速度変化 ($\hbar k/m$) は約 1 cm/s であるため、原子を止めるには 10^4 回程度の冷却サイクルを必要とする。その時間内に原子の動く距離が実験室の真空装置内に収まる程度 (~ 1 m) であることを考えると、1 サイクルは $1 \mu\text{s}$ 以下が要求される。図1で冷却サイクルは $5S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=3)$ 遷移 (電気双極子許容遷移) により形成される。この冷却サイクルの周期は自然放出の寿命でほぼ決まり 10 ns のオーダーであるため十分に①の条件を満たしている。

また、上記の冷却サイクルは輻射遷移に関しては閉じているように見えるが、隣接する $5P_{3/2} (F'=2)$ を介して自然放出により $5S_{1/2} (F=1)$ 状態に落ち込み冷却サイクルからはずれる原子がある。これはリポンプ光と呼ばれる $5S_{1/2} (F=1) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2)$ 遷移周波数近辺のレーザーを用いて冷却サイクルに戻すことができる (条件②)。

さらにルビジウムの場合、冷却光、リポンプ光とも 780 nm 帯の半導体レーザーあるいはチタンサファイアレーザーにより得ることができるため、③の条件も満たしている。

以上のように、ルビジウム原子を参考にして考えてきたが、一般にアルカリ金属原子はレーザー冷却するのに適した系である。そのほか、アルカリ土類、IV 族原子、希ガス原子の準安定状態などがレーザー冷却に適している。

ここではドップラー冷却、磁気光学トラップ (MOT)¹⁴⁾、偏光勾配冷却¹⁵⁾ について解説する。さらに進んだ冷却法としてランマン冷却¹⁶⁾、速度選択コヒーレント分布トラップ (VSCPT)⁶⁾ などもあるが、誌面の都合とそれらは直接 BEC には用いられていないので省略する。興味のある読者は他の文献を参照していただきたい^{17,18)}。

2.1 ドップラー冷却

式(1)によると、原子はレーザーの進行方向に輻射圧を受け、それは $\delta = \omega_1 - \omega_a - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$ のとき最大になる。すなわち、レーザー (冷却光) 周波数を吸収遷移周波数に対して低周波数側 ($\delta_0 = \omega_1 - \omega_a < 0$) に選ぶと、冷却光に対向して進む原子は強い輻射圧を受け減速する。一方、自然放出は等方的に起こるため原子の運動量変化は平均するとゼロである。つまり $\delta_0 < 0$ のとき、冷却光に対向して進む原子は光の吸収・自然放出を繰り返すことで減速され続ける。

冷却光の周波数により効率的に冷却される原子の速度成分 (冷却光方向) が決まるため、速度成分が小さくなるにつれて冷却光の周波数を原子の吸収遷移周波数に近づけていかなければならない。一方、共鳴周波数に近づくと、冷却光と同方向に運動する原子を加速する効果が現れてきて冷却効率が下がる。この加熱と冷却効果が均衡し冷却効率がゼロとなるところが、ドップラー冷却の限界温度 T_D を決め、 $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$ である。この限界温度は Na で $240 \mu\text{K}$ 、Rb で $140 \mu\text{K}$ である。

85 年に Bell 研究所 (当時) の Chu のグループは 10^5 個の Na 原子を $200 \mu\text{K}$ にまで冷却することに成功した⁹⁾。この温度は Na 原子のドップラー冷却による到達限界温度 $240 \mu\text{K}$ にほぼ等しかった。ドップラー冷却で十分に冷却された原子は速度に比例する力を受け、粘り気のある流体のように振る舞う。Chu はこの冷却された原子集団のことを光糖蜜状態と名付けた。

ドップラー冷却では原子の冷却は可能だが捕獲することはできない。捕獲するためには式(2)の双極子力を用いた方法と磁気光学トラップ (magneto-optical trap, MOT) がある¹⁴⁾。前者は冷却された原子中にもう 1 本のレーザーを照射し、光が作る双極子力ポテンシャル中に原子を閉じこめる方法である。通常は赤方に大きく離調をとった ($\omega_1 < \omega_a$) 強力なレーザー光を集光し、レーザー強度の最大のところに原子を捕獲するが¹⁹⁾、光強度がドーナツ状の分布をする中空ビームを用いて離調を正 ($\omega_1 > \omega_a$) にとり、ビーム中心の暗い部分に捕獲することもできる²⁰⁾。詳しくは文献 12, 17, 18) を参照していただきたい。

2.2 磁気光学トラップ

MOT は比較的簡単に組み立てることができるため、現

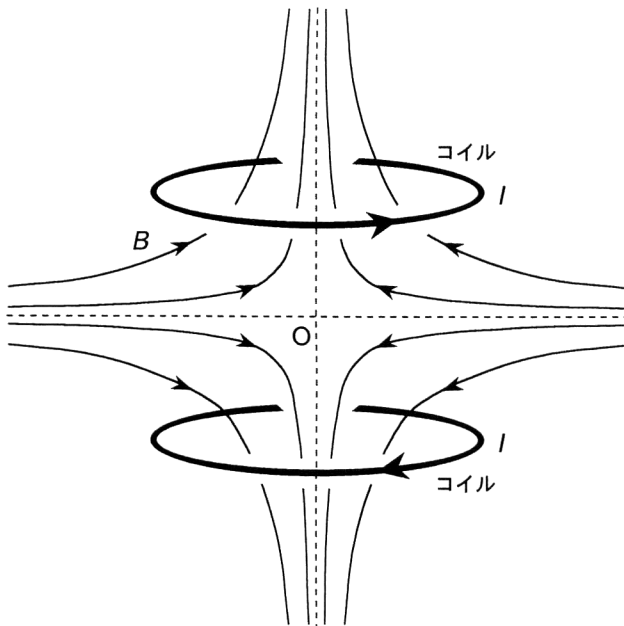


図2 磁気光学トラップの四重極磁場。

在では広く使われている (図2)。ただし、MOT は冷却サイクルの上準位の全角運動量が下準位よりも大きくないと働かない点で、原理的にはあらゆる原子に適用可能な双極子力トラップとは異なる。以下の説明では簡単のため $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ の遷移を考える。

図2のように一对のコイルに逆向きに電流を流し四重極磁場を作る。このとき、原点付近での磁場の大きさはほぼ位置座標に比例するので、原子のエネルギー準位は図3のようにゼーマン分裂を起こし、たとえば磁気量子数 M が1増える遷移は周波数が上がり、逆に減る遷移は周波数が下がる (量子化軸の違いに注意)。ここで原点方向に向かうレーザーの偏光を $\Delta M = -1$ の遷移が起こるように決めると (σ^- 偏光), 原子が x_0 の位置にくると原子には中心に向かう輻射圧が働く (同じレーザー光が原点を通りすぎて、原点から離れる方向に進むときは, $\Delta M = +1$ が許容遷移になる)。さらに離調 δ_0 を負にしておけばドップラー冷却作用も同時に働く。こうして原子の冷却と同時に捕獲が可能となる。

2.3 偏光勾配冷却

Lett らは冷却された Na 原子の温度を詳しく測定してドップラー限界温度よりも1桁ほど低い温度が実現されていることを見いだした⁴⁾。これは、MOT 中ではドップラー冷却だけでなく偏光勾配冷却と呼ばれるメカニズムが働き、さらに冷却されたためである¹⁵⁾。

偏光勾配冷却では冷却に用いる遷移の上準位の全角運動量が下準位よりも大きいことと、下準位が縮退しているこ

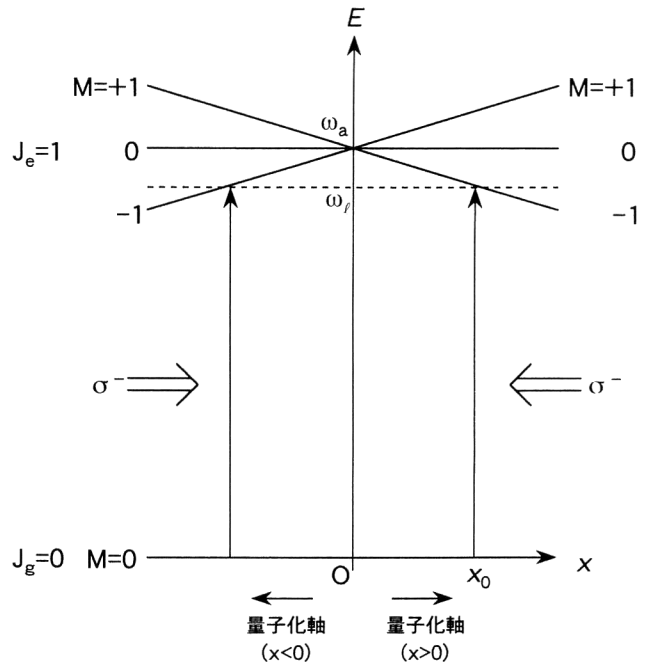


図3 四重極磁場中のエネルギー準位構造 ($J_g=0, J_e=1$)。

と ($J_g \neq 0$) が本質的な役割を演じている。角運動量 J_g をもつ下準位は $2J_g + 1$ 重に縮退しており、遷移確率はレーザー光の偏光状態および磁気副準位により異なる。ここでレーザー光の離調 δ_0 を負にとると、式(3)より遷移強度 ($\propto \Omega^2$) が最も大きい磁気副準位のエネルギーが最も低くなる。また光の吸収・放出を繰り返すことで原子は遷移強度の最も大きい準位に分布する (光ポンピング)。すなわち $\delta_0 < 0$ のとき、光ポンピングにより原子は最低エネルギー準位に分布する。もしも空間的に光の偏光状態が変化していると、遷移強度が異なるので最低エネルギー準位も空間的に変化する。

ここでは最も簡単な $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ の遷移を考え、図4(a)のように直交する直線偏光の光が逆方向に進むことで空間的に変化する偏光状態を作り出しているものとする。レーザーの強度が弱くラビ周波数 Ω_1 よりも離調 δ_0 のほうがずっと大きいとすると、相互作用によるエネルギー変移量 A は式(3)より $A \approx \hbar \Omega_1^2 / (4\delta_0)$ となるので、 A は遷移強度に比例する。下準位からの遷移強度は図4中の Clebsh-Gordan 係数から、右回り円偏光の位置では $M = +1/2$ 準位のほうが $M = -1/2$ 準位よりも3倍大きく、その分 $M = +1/2$ 準位のエネルギーは低くなる。左回り円偏光の位置ではこの関係は逆になり、直線偏光の位置ではエネルギーは等しくなる。今、図4(b)のAの位置にいる $M = +1/2$ 準位の原子が右方向に運動すると、原子はBの位置で光ポンピングを受け $M = -1/2$ 準位へ乗り移る。こ

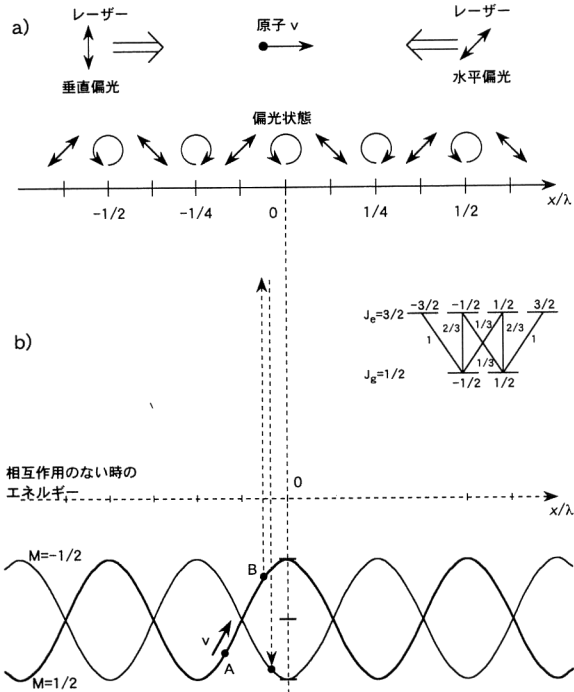


図4 偏光勾配冷却。(a) 直交するレーザー光により作られる偏光の空間的变化。(b) 基底状態のエネルギー変移。

のとき吸収するエネルギーよりも放出するエネルギーのほうが大きいため、原子はその差だけ運動エネルギーを失う。このように原子はポテンシャルの山を登っては谷底に戻されるためエネルギーを失い続け、ついにはポテンシャルを乗り越えられなくなるまで運動エネルギーを失い冷却される。

偏光勾配冷却法での冷却限界温度 T_p は原子がポテンシャルの超えられなくなる温度、 $k_B T_p = \hbar \Omega^2 / \delta_0$ と期待されるが、これではレーザー強度を下げ Ω_1 を小さくすればいくらかでも冷却できることになる。実際には、原子は光ポテンシャル中で常に光の吸収・放出を繰り返しているため、静止している原子が光子を1個吸収した際に受け取る運動量に相当する温度(反跳限界温度 T_R)よりも下げることができない。すなわち、 $k_B T_R = \frac{1}{2} (\hbar k)^2 / m$ である。反跳限界温度は、Heで $2.0 \mu\text{K}$ 、Naで $1.2 \mu\text{K}$ 、Rbで 180 nK である。

上述のとおり、光の吸収・放出を常に伴う冷却法では原子を反跳限界温度以下にすることはできない。ところが、冷却された原子をある時点で光の吸収・放出サイクルから抜け出させることができれば、反跳限界以下にまで冷却す

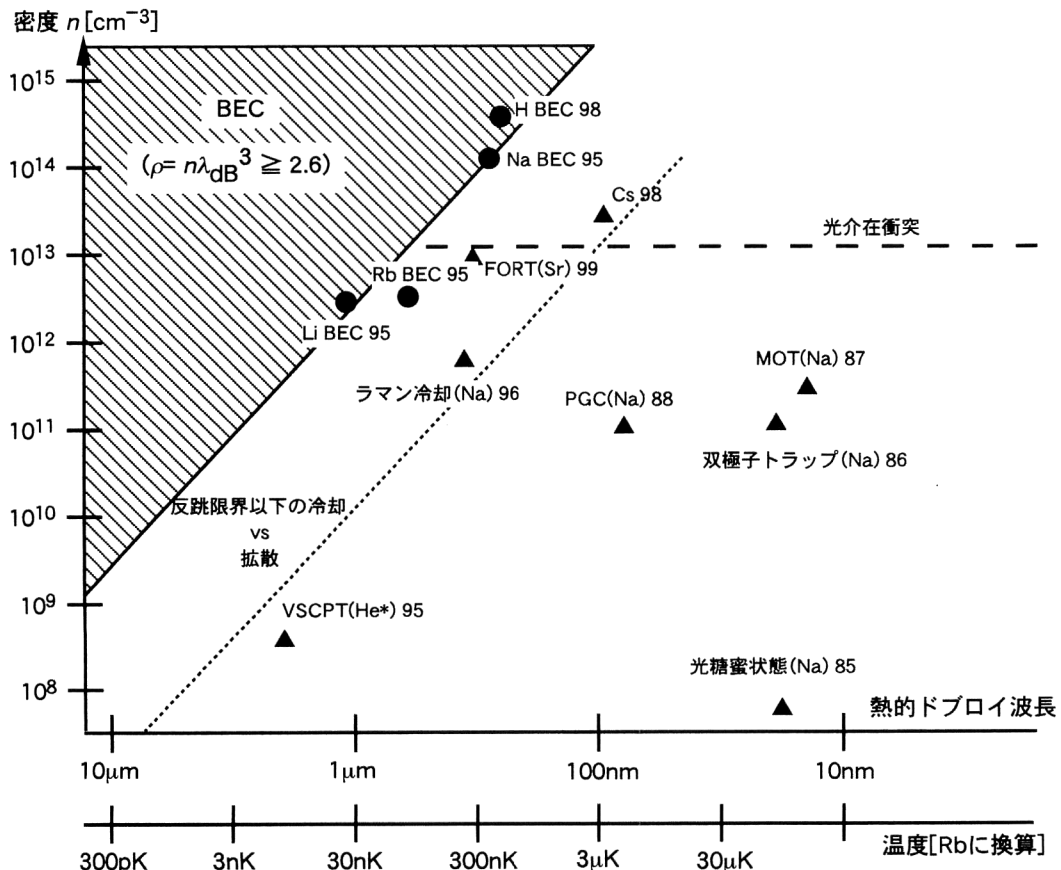


図5 各種冷却法で達成された位相空間密度。▲：レーザー冷却法、●：予備冷却+蒸発冷却。

表2 これまで (Jun '99) に BEC を実現した研究機関.

場 所	原子種	収集法/冷却法	磁気トラップ
JILA	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	TOP, IP (baseball)
MIT	²³ Na	Beam/MOT	IP (cloverleaf) (hybrid optical)
Rice	⁷ Li	Beam/Molasses	IP (permanent magnet)
Rowland Institute	²³ Na	Beam/MOT	IP (four-dee)
Yale	⁸⁷ Rb	Vapor/MOT	TOP
UTexas	⁸⁷ Rb	Beam/MOT	TOP
Konstanz	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (bars)
München	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (3 coils)
NIST Gaithersburg	²³ Na	Beam/MOT	TOP (transverse)
Paris	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (3 coils)
MIT	H	Dilution refrigerator/He-II surface	IP (superconducting)
Orsay	⁸⁷ Rb	Beam/MOT	IP (pole-piece)
Hannover	⁸⁷ Rb	Beam/MOT	IP (cloverleaf)
Otago	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	TOP
Sussex	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (baseball)
Tokyo	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (cloverleaf)
Kyoto	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (cloverleaf)
Oxford	⁸⁷ Rb	Pyramid MOT/MOT	TOP
Florence	⁸⁷ Rb	MOT/MOT	IP (3 coils)

MOT: 磁気光学トラップ¹⁴⁾, TOP: 時間平均軌道ポテンシャル⁷⁾, IP: ヨッフエ・ブリチャード型²⁴⁾.

ることが可能である。方法としては、ひとつは光を使わない捕獲・冷却法に移行する方法、すなわち磁気トラップ・蒸発冷却であり、気体原子の BEC が初めて実現されたときに用いられた方法である。別の方法としては、光を使うが光と相互作用させない方法としてラマン冷却と VSCPT がある。ここでは説明を省略するので興味のある読者は他の解説を参照していただきたい^{17,18)}。

3. 気体原子のボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC)*

1.4 節でも述べたが、気体原子(ボーズ粒子)の位相空間密度 $\rho = n \cdot \lambda_{dB}^3$ が 2.6 を超えると BEC が起こる。このためには原子の数密度 n を上げ、さらに原子を冷却する。原子を冷却するにはレーザー冷却法が有効であるが、アルカリ金属原子などで通常用いられている電気双極子遷移による冷却法では位相空間密度を上げるための限界がある。図5は実験的に得られた位相空間密度をプロットしたもののだが、各種レーザー冷却法で得られた値(▲印)は BEC の臨界値よりも4桁以上小さい。このレーザー冷却法の限界を決める要素として、まず隣の原子が放出した光を再吸収することで実効的な原子間斥力(光介在衝突)が生じ、原子の高密度化が阻まれることが考えられる(図5の破線)。また反跳限界温度以下の冷却が可能で温度を下げて、この冷却法は運動量空間での原子の拡散を利用しているため、原子数密度は冷却とともに小さくなり、結果として位相空間密度は上昇しない(図5の点線)。このようにレ

ーザー冷却法は常温の原子気体で 10^{-16} 程度であった位相空間密度を一気に10桁も向上させることができるが、通常的手法では図5中に示した位相空間密度の限界を大きく超えることは難しい。したがってこの段階でレーザー冷却法をあきらめ他の方法に移行する。

これまでに実現したアルカリ金属原子気体 BEC の一般的なシナリオは以下のとおりである。

- ① レーザー冷却された気体原子を超高真空中 (10^{-8} Pa 以下) で大量に集める ($\rho \sim 10^{-5}$)
- ② 磁場トラップに移行し断熱圧縮する ($\rho \sim 10^{-5}$)
- ③ 蒸発冷却法により原子を冷却する ($\rho \sim 1$)
- ④ BEC を確認する

①で超高真空が必要なのは、蒸発冷却に要する時間(数十秒)内に背景ガスとの衝突などでトラップから原子が失われることを極力避けるためである。②の断熱圧縮では位相空間密度を上げることはできないが、③の蒸発冷却で位相空間密度を効率的に上昇させるために必要な手続きである。③の段階で BEC は実現し④でそれを確認することになる。表2に現在(99年6月)までに BEC を実現した研究機関をまとめてある*。

3.1 磁気トラップ

磁気モーメントをもつ原子のエネルギー準位は磁場中でゼーマン分裂を起こし、磁気量子数に応じて磁場の弱いほうがエネルギーを得する準位 (weak field seeker) と高いほうが得する準位 (strong field seeker) に分かれる。した

*気体原子の BEC の解説と今後の展望については、文献 21) を参照。

*最新の BEC をめぐる世界の動向は、たとえば <http://amo.phy.gasou.edu/bec.html/>などを参照。

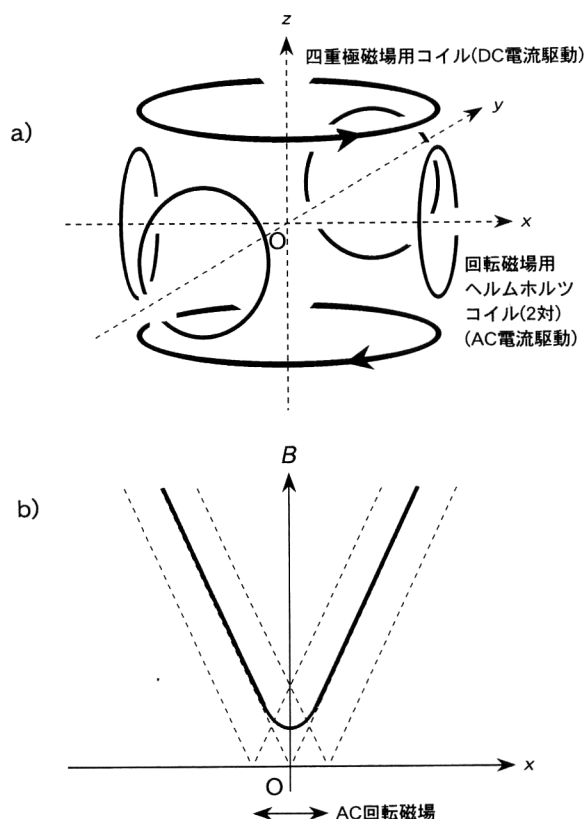


図6 TOPトラップと磁場の大きさ。

がって、磁場の極小値を空間的に作れば、そこに磁場の弱いところを好む準位にある原子を捕獲することができる。磁場の極小値を作るにはいくつかの方法があるが、アルカリ金属原子気体の BEC に広く用いられている主なものとして、時間平均軌道ポテンシャル (time-averaged orbital potential: TOP) と四重極磁場にヨッフエ棒を組み合わせたもの (Ioffé-Pritchard (IP) 型; cloverleaf trap (CLT)) が代表的などがある。ここでは TOP トラップのみを解説する。

図 6(a) は TOP トラップを模式的に描いたものである⁷⁾。一对のコイルに逆向きに電流を流したときに発生する磁場の大きさは図 6(b) の点線となり、原点に磁場のゼロ点ができる。したがって、この磁場で原子を捕獲すると、原子は原点でスピントラップを起しトラップから失われる。原子が冷却されて中心付近に集まり、原点を通過する頻度が高くなるとこの損失レートは上昇するので、この原点にある「穴」を塞ぐ必要がある。TOP では 2 対の直交するヘルムホルツコイルに位相を 90 度変えた AC 電流を流して回転磁場を作り、四重極磁場をコマ (top) のように回転させる。ポテンシャル内で原子が振動する周期よりも速く磁場を回転させれば時間平均として実効的に穴を塞ぐことができ (図 6(b) 実線)、原子を捕獲し続けることがで

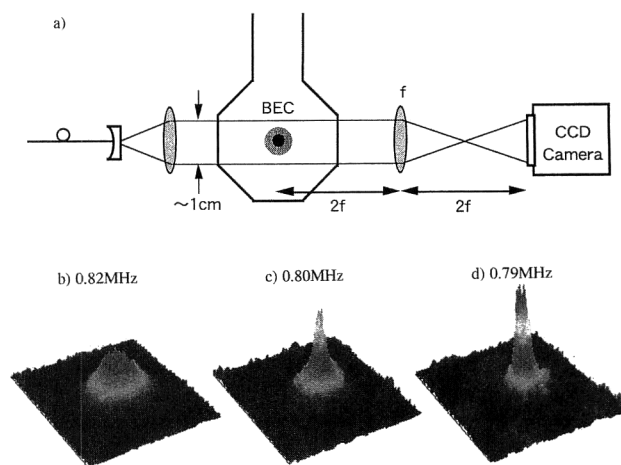


図7 吸収撮像法。(a) 概念図。(b)~(d) 測定された原子の運動量分布を 3 次元的に表現したもの。

きる。

3.2 観測法

これまで気体原子の BEC は、撮像法 (アルカリ金属 BEC)、二光子吸収法 (水素原子 BEC)²²⁾ で観測されている。後者は水素原子の 1s-2s 二光子吸収線の線幅と低温衝突による変移量から原子密度と温度を見積もる方法であるが、ここでは説明を省略する。

撮像法は、BEC をトラップから解放し自由落下させ、原子が最初速度分布によりある程度広がったところでレーザー光を照射して、速度分布を空間分布に焼き直して測定するものである。吸収による影の大きさと濃さを測定する吸収撮像法⁷⁾、屈折率変化による位相シフトの量と空間的広がりを測定する位相差撮像法²³⁾ があり、前者は測定後 BEC は破壊されるが、後者はレーザー光の周波数を共鳴から線幅の 100 倍以上離すことが可能であるためほぼ非破壊的に測定することができる。

吸収撮像法は比較的容易に行えるため BEC の観測には広く用いられている。図 7 にその概念図および測定結果を示す。その測定結果から気体原子の BEC を決定づけるには、(a) 密度の急激な増加、(b) 二重構造、(c) 非対称な広がり方、(d) 転移温度の実験と計算の一致、などの条件を満たさなければならない。

(a) は BEC 転移温度 (T_c) 以下で原子は最低エネルギー状態 (ここではポテンシャルの最低振動準位) に凝縮するので、トラップの中心の原子数密度が急激に上昇する。(b) は (a) で凝縮した原子と熱分布している原子が混在するところに起因する。(c) は CLT に特有なものであり、軸方向と動径方向のポテンシャル形状が異なるため、原子はその非対称性を反映した広がり方をする。つまり、動径方向には強く束縛されており軸方向の束縛は緩いので、原子を解

表3 気体原子 BEC を使った主な応用実験.

集団励起・振動モード	JILA	Rb	Phys. Rev. Lett., 77 (1996) 420.
	MIT	Na	Phys. Rev. Lett., 77 (1996) 988.
原子波レーザー (パルス)	MIT	Na	Phys. Rev. Lett., 78 (1997) 582.
干渉性	MIT	Na	Science, 275 (31 Jan 1997) 637.
音波の伝搬	MIT	Na	Phys. Rev. Lett., 79 (1997) 553.
高次コヒーレンス	MIT	Na	Phys. Rev. A, 56 (1997) 3291.
ボソニックスティミュレーション	MIT	Na	Science, 279 (13 Feb 1998) 1005.
Feshbach 共鳴	MIT	Na	Nature, 392 (12 Mar 1998) 151.
水素原子 BEC・分光 (1s-2s)	MIT	H	Phys. Rev. Lett., 81 (1998) 3811.
スピン (内部) 自由度をもつ BEC	MIT	Na	Nature, 396 (26 Nov 1998) 345.
巨視的干渉, モード同期原子波レーザー	Yale	Rb	Science, 282 (27 Nov 1998) 1686.
Bragg 回折	NIST	Na	Phys. Rev. Lett., 82 (1999) 871.
EIT・遅くなった光速度	Rowland	Na	Nature, 397 (18 Feb 1999) 594.
原子波レーザー (準連続発振)	NIST	Na	Science, 283 (12 Mar 1999) 1706.
四原子波混合	NIST	Na	Nature, 398 (18 Mar 1999) 218.
原子波レーザー (連続発振)	Munich	Rb	Phys. Rev. Lett., 82 (1999) 3008.
原子波増幅, 超放射	MIT	Na	Science, 285 (23 Jul 1999) 571.
Mach-Zehnder 干渉計	Tokyo	Rb	QELS '99 Post Deadline, cond-mat/9908160.
ボーテックスモードの観測	JILA	Rb	private communication, cond-mat/9908209.

放すると動径方向に速く広がることになる。これは波の回折と同じ現象である*。(d) は撮像法で見積もった BEC 転移したときの位相空間密度が 2.6 と一致するかどうかである。

図 7(b)~(d) はわれわれが吸収撮像法で観測した BEC であり, CCD カメラ上に結像させた 2 次元像の光学密度を高さ方向にとり 3 次元的に表現している。CLT 中に捕獲したルビジウム原子に rf 電磁波を照射し蒸発冷却を行っている。rf 周波数は 40 MHz 付近から掃引を始め, 図中に示した周波数まで段階的に下げていく。低い周波数になるほどトラップポテンシャルの高さが低くなるので, 原子はより冷却されピークの幅が狭くなる。図 5(b) では熱分布していた原子が, (c) で熱分布と凝縮相の二重構造を呈し, (d) ではほとんどの原子が凝縮相に入っていることがわかる。

1985 年の中性原子のレーザー冷却の成功からわずか 10 数年の間に, レーザーによる原子冷却法は非常に大きな発展をとげ, 95 年には気体原子の BEC という次世代の新しい研究対象を生み出した。BEC は超伝導現象や液体 He の超流動など, 凝縮系ではすでに観測されていたが, 気体原子のような原子間相互作用の弱い系で観測されたのは初めてであり, これは BEC のメカニズムを研究していく上で物理学上非常に意義深いものである。

*厳密には原子間相互作用のないときに限りこの記述は正しい。実際には原子間に斥力相互作用があるため, 束縛のきつい方向には緩い方向よりも強い斥力が働き, 回折による広がり方よりもさらに速く非対称に広がる。

現状は毎週新しい実験結果が報告されるように非常に活発に変貌を遂げている分野であるので, まだ結論で結んでしまうことはできない。ここでは, 表 3 にこれまでの主な進展をまとめることにとどめる。

文 献

- 1) T. Hänsch and A. Schawlow: Opt. Commun., **13** (1975) 68.
- 2) D. J. Wineland and H. Dehmelt: Bull. Am. Phys. Soc., **20** (1975) 637.
- 3) S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin: Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 48.
- 4) P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould and H. J. Metcalf: Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 169.
- 5) A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji: Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 826.
- 6) B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc and C. Cohen-Tannoudji: Phys. Rev. Lett., **79** (1997) 3146.
- 7) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Weiman and E. A. Cornell: Science, **269** (1995) 198.
- 8) C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett., **75** (1995) 1687.
- 9) C. C. Bradley, C. A. Sackett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett., **78** (1997) 985.
- 10) 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.
- 11) *Bose-Einstein Condensation*, eds. A. Griffin, D. W. Snoke and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- 12) C. Cohen-Tannoudji: Les Houche 1990 Session LIII, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, eds. J. Dalibard, J.-M. Raimond and J. Zinn-Justin (Elsevier, Amsterdam, 1992).
- 13) M. Plischke and B. Bergerson: *Equilibrium Statistical Physics* (World Scientific, Singapore, 1994) p. 339.

- 14) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard: Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2631.
- 15) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 2023.
- 16) N. Davidson, H.-J. Lee, M. Kasevich and S. Chu: Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 3158.
- 17) 清水富士夫：応用物理, **60** (1991) 864.
- 18) 久我隆弘：固体物理, **33** (1998) 813.
- 19) S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin and A. Cable: Phys. Rev. Lett., **57** (1986) 314.
- 20) T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa, T. Hirano, Y. Shimizu and H. Sasada: Phys. Rev. Lett., **78** (1997) 4713.
- 21) 上田正仁：日本物理学会誌, **53** (1998) 663.
- 22) 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.
- 23) M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Science, **273** (1996) 84.
- 24) 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.

(1999年7月12日受理)