

## ボーズ凝縮生成の光学的アプローチ

香 取 秀 俊

1995 年にアルカリ原子気体で相次いでボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) の達成が報告され、基礎物理の検証はもとより、コヒーレントな原子源としても今後の広範な工学的応用が期待されている。これらの実現には、予備冷却の過程でレーザー冷却法が重要な役割を果たしたもの、このレーザー冷却法だけに頼って BEC を実現しようとする試みは、多大な努力にもかかわらず位相空間密度でまだ数桁足りないのが現状である。

レーザー冷却の過程は、原子がレーザー光子を共鳴吸収・自然放出する際の原子の運動エネルギーと光子のエネルギーの保存によって考えられる。これまでに開発されてきた各種のレーザー冷却法に共通しているのは、さまざまな工夫によって、吸収したレーザー光子よりも平均としてエネルギーの高い自然放出光を放出させることで、原子の運動エネルギーを自然放出光のエネルギーの一部として自由空間中に散逸することである。

希薄原子で非常にうまく働いていたこのようなレーザー冷却機構も原子間隔が波長のオーダーになってくると破綻してくる。このときには、多体原子系あるいは準分子と光との相互作用という観点から改めて冷却機構を再検討する必要が出てくるためである。レーザー冷却法によってボーズ・アインシュタイン凝縮を目指す試みは、このような、多体原子系と光の相互作用の制御という新しい問題を提示することになった。

本稿では、レーザー冷却によるボーズ・アインシュタイン凝縮への期待・その実現を困難にしているメカニズムについて解説した後、それを踏まえたレーザー冷却による量子縮退実現を目指す研究の動向について述べる。最後に、

凝縮実現まであと 1 桁のところに迫っている筆者らのストロンチウム原子を用いたレーザー冷却のアプローチを紹介する。

現在のところ磁場トラップ中の蒸発冷却法が量子縮退を実現する唯一の手法であるが、この手法では冷却時間が、原子間の弾性衝突による熱平衡の時定数に依存するため、凝縮原子を得るまでに数十秒ほど以上の非常に長い冷却時間が必要するのが難点である。凝縮原子の実用的な用途、たとえば重力の制限を受ける原子干渉計の干渉時間(<1 秒)などと比べると、この冷却の時間スケールは 2 桁以上も長い。逆に、数百ミリ秒程度の短時間で凝縮させる手法が開発できれば、準連続的な干渉実験を行うことも可能になり、実用的なツールとしての凝縮原子の重要性も高まるであろう。

また、蒸発冷却は原子種の電子状態に依存した弾性衝突特性を利用しているから、どの原子にも同様に適用できるわけではない。たとえば、時間標準や原子波干渉計の重要な候補として注目されているセシウム原子では、蒸発冷却が困難であることが報告されているし、偏極フェルミ粒子ではパウリの排他律によって極低温での衝突 (S 波散乱) は禁止されてしまうため、蒸発冷却をそのまま適用することはできない。

このような凝縮原子の応用的観点や、その冷却の高速性から、レーザー冷却による量子縮退の実現には(蒸発冷却による BEC 実現ののちも) 依然として大きな関心が寄せられ、精力的に実験が行われている。

### 1. レーザー冷却法の現状と限界

1990 年代初めにはレーザー冷却の基礎技術は理論・実験の両面でほぼ完成し、自由空間中の原子に対しては理論的な冷却限界はなくなり、また調和ポテンシャル中にトラッ

東京大学工学部附属総合試験所 (〒113-8656 東京都文京区弥生 2-11-16)  
E-mail: katori@net.ksp.or.jp

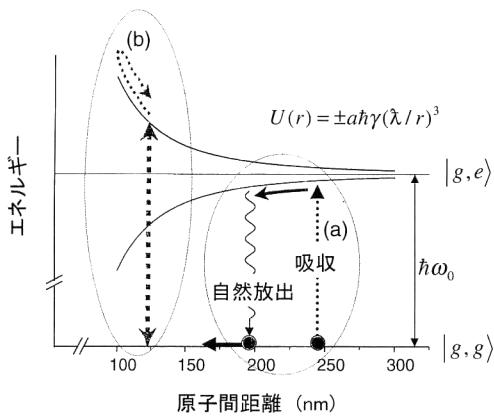


図1 近接する2原子間での断熱ポテンシャル曲線。基底状態原子どうしは短距離力のファン・デル・ワールスポテンシャルとなり、図に示す範囲ではほぼ平坦である。一方の原子が励起状態にあるときには、長距離力の共鳴双極子相互作用ポテンシャルとなる。(a)  $\delta = \omega_L - \omega_0 < 0$  の冷却レーザー光によって引力ポテンシャルが励起されると、原子対は引力ポテンシャル上の加速により、運動エネルギーの獲得や非弾性衝突を生じる。(b)  $\delta > 0$  となるレーザーによって、斥力ポテンシャルを励起すれば、衝突の抑制も可能になる。

された原子・イオンでは零点振動エネルギーまで冷却できることが実験的にも示された。したがって、今日、単純に冷却するという観点からみれば、レーザー冷却法は非常に完成度の高い手法である。

波長 $\lambda$ の可視光によるレーザー冷却を行って、1光子の反跳運動量 $p = h/\lambda$ まで（質量 $m$ の）原子の運動量ゆらぎを抑えられたとすると、原子温度は光子反跳温度 $k_B T_R/2 = (h/\lambda)^2/2m$ と呼ばれる数百nK程度になる。このときの原子のドブロイ波長は反跳を受けた光の波長 $\lambda$ に等しくなるから、平均原子間隔を $\lambda$ 程度、あるいは原子密度を $n \sim 1/\lambda^3 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ にすれば、原子の波動関数に重なりを生じ、量子縮退実現の必要条件が達成できる。ところが、このような高密度原子集団では、レーザー冷却に使っている光子を介して、原子間に強い相互作用が生じる結果、非常に希薄な原子集団を前提にして開発してきた従来の冷却法はあまり効果的ではなくなることが90年代に入るころから実験的にもわかつってきた。

この高密度化の過程で生じる物理現象の解明は、1987年にRaabら<sup>1)</sup>が磁気光学トラップを開発したのを契機に一気に加速した。磁気光学トラップでは、原子の共鳴周波数 $\omega_0$ よりもその遷移の自然幅( $\gamma$ )程度低く設定した近共鳴レーザー光( $\omega_L$ )の吸収・自然放出の過程で、原子が光子から受ける反跳運動量(散乱力)を利用してドップラー冷却・トラップを行う。これによって、原子密度 $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 $0.1 \sim 1 \text{ mK}$ の極低温原子を得られ、現在最も一般的な冷却法になっている。この極低温原子集団と近

共鳴光相互作用の研究は、大きく2つの方向で行われた。一方は光誘起衝突であり、他方は輻射トラップと呼ばれる現象である。

### 1.1 共鳴双極子相互作用と光誘起衝突

1988年Prentissらは、トラップ原子密度の高いとき、その原子密度の2乗に比例したトラップロスが生じることを観測<sup>2)</sup>した。その後まもなく、近共鳴のレーザー中では、原子の共鳴双極子相互作用によって、極低温原子の衝突特性が大きく変わるというモデルがGallagherとPritchard<sup>3)</sup>によって提案された。共鳴波長 $\lambda$ に対して、原子間距離が $r < \lambda$ （ここで、 $\lambda = \lambda/2\pi$ ）となるとき、原子の共鳴エネルギーは原子間の双極子-双極子相互作用によって変化する。この共鳴双極子相互作用エネルギーは、

$$U_{\pm}(r) \sim \pm a\hbar\gamma(\lambda/r)^3 \quad (1)$$

（ただし、 $a$ は原子の磁気副準位に依存した1程度の定数、 $\gamma$ は原子の励起状態自然幅）の形に書くことができる。したがって、光と相互作用する $\lambda$ 程度離れた同種原子では、もはや孤立原子と考えることは妥当ではなく、この相互作用からなる準分子状態への励起を考える必要がある。磁気光学トラップでは、原子の共鳴よりも低周波側にシフトさせた $\delta = \omega_L - \omega_0 \sim -\gamma$ となるレーザー光を用いるから、この光は、式(1)より $r \sim \lambda$ 離れた原子対の引力準分子ポテンシャルを共鳴的に励起することになる。

この準分子ポテンシャル上に励起された原子対は、図1(a)に示すように、 $F = -dU_-/dr$ の力を受けて原子が互いに近づく方向に加速される。極低速の原子衝突では準分子ポテンシャルによる加速の途中で準分子状態の緩和が起こるため（緩和時間～原子の寿命 $\tau = 1/\gamma$ ），原子は加速によって獲得した運動エネルギーをもったまま基底状態に戻る結果、加熱が生じる。もし、この運動エネルギーが磁気光学トラップの実効的な深さよりも大きいときには、トラップロスとなる。一方、原子が励起状態にいるときにこの加速によって衝突が起こると、原子の内部状態が変化する非弾性衝突が生じ、やはり原子の加熱やトラップロスの原因となる。

このように、冷却レーザーは原子の非弾性衝突を誘起し、二体衝突によるトラップロスレート $\beta$ を数桁増加させる。トラップ原子密度を $n$ 、体積を $V$ 、トラップへの原子の供給レートを $\phi$ とすると、高密度時の $n$ の変化は次のレート方程式で表される。

$$dn/dt = -\beta n^2 + \phi/V \quad (2)$$

したがって、定常原子密度は $n = \sqrt{\phi/\beta V}$ となり、光誘

起衝突による  $\beta$  の増大はトラップ密度を制限する要因となる。

このロスは、冷却レーザーによる準分子の引力ポテンシャルの励起に起因するから、レーザー離調を  $\delta > 0$  として斥力ポテンシャルを励起すれば、(冷却作用とは相容れないが)原子間衝突を抑制することが可能になる<sup>4)</sup>。さらにこの手法で、図 1(b)に示すように、レーザーと準分子の結合を強くして自然放出の過程を無視できるようにしてこの散乱過程を弾性的にすることで、弹性衝突断面積を制御しようという提案もなされている。

## 1.2 辐射トラップ

光誘起衝突の効果が観測されたのとほぼ同じころに、トラップ原子密度を制限する要因として、輻射トラップの機構が実験的に明らかにされた。Walker らは、磁気光学トラップ中の原子数が  $10^7$  個を超えると、トラップ体積が原子数に比例して大きくなり始め、原子密度が増加しなくなることを確認し<sup>5)</sup>、この現象を、図 2 に示すような、自然放出光の授受を通じて原子間に働く斥力とトラップレーザー光による閉じ込め力との釣り合いによって生じるというモデルで説明した。

この効果は、平均原子間隔が波長程度の高密度になると顕著に表れる。原子の共鳴光に対する吸収断面積は  $\lambda^2/2\pi$  程度であるから、このような密度では、自然放出光が原子集団から出ていく前に原子間での多重散乱を繰り返し輻射トラップが生じるためである。これが起こると、上記の機構で密度限界が生じると同時に、原子が自然放出によって運動エネルギーの散逸を行えなくなるから、到達温度も強く制限されるようになる。

この輻射トラップの抑制に対する最初の試みは、Ketterle らによる Dark-SPOT と呼ばれる手法であった<sup>6)</sup>。彼らは、磁気光学トラップ中で十分に冷却・トラップされた原子を冷却光と相互作用しない超微細準位に光ポンプして冷却原子による光の再吸収を減らし、 $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  の原子密度を達成した。

## 2. 位相空間密度向上に向けた実験的アプローチ

光誘起衝突や輻射トラップがもたらす困難で共通しているのは、原子密度が高くなるにしたがって自然放出によるエネルギーの散逸が難しくなることである。これらの影響を少しでも軽減するためには、冷却・トラップを最小限の散乱光子数で行い、原子が励起状態にいる時間を極力少なくすることが有効である。

磁気光学トラップは原子の冷却・トラップが同時に可能であるという利点をもつが、このとき原子はつねに共鳴光

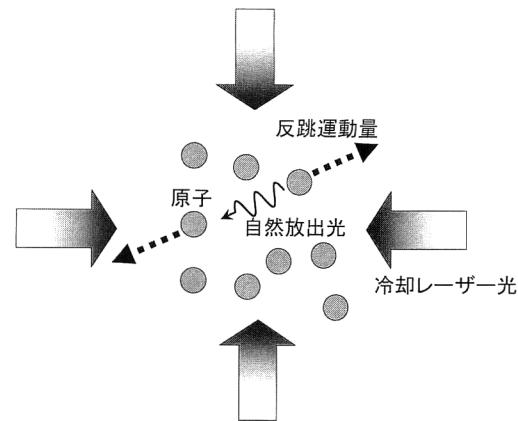


図 2 平均原子間隔が  $r \sim \lambda$  になると、自然放出光は近接原子に高い確率で再吸収されるようになる結果、それらの 2 原子間には自然放出光子の授受を通じて斥力が働く。

を散乱するため、原子密度が高いときには上記の影響が不可避である。したがって、冷却が完了したら一刻も早く、共鳴光を使わないもっと静かなトラップに移すことが必要で、これには非共鳴光双極子トラップの手法が現在広く用いられている。

## 2.1 非共鳴光双極子トラップ

双極子トラップでは、光シフトと呼ばれる、光電場  $E(r)$  中で原子に誘起される双極子モーメント  $\mu = \alpha E(r)$  ( $\alpha$  は原子の分極率) とその光電場との相互作用  $U(r) = -\mu \cdot E(r) = -\alpha |E(r)|^2$  を利用する。光電場の振動数  $\omega$  が原子の共鳴周波数よりも低いときには、双極子の振動の位相は光電場の振動の位相と同位相 ( $\alpha > 0$ ) となるために、光電場強度の極大の位置でポテンシャルエネルギーが極小になるから、ガウス型の強度分布をもつレーザー光の場合には、原子はそのビームの中心にトラップされるようになる。さらに  $\omega$  を原子の共鳴周波数よりも十分遠く離すことで、原子の光子散乱レートを無視できるほど小さくできるので、理想的な保存力ポテンシャルとして働く。現在最も安定な光双極子トラップは、CO<sub>2</sub> レーザーを用いたリチウム原子トラップで実現されている<sup>7)</sup>。レーザー離調を大きくとり、しかもその安定度を高めることで 5 分間ものトラップ寿命を実現している。

## 2.2 量子縮退を目指したこれまでの実験例

最近の位相空間密度の向上を狙うレーザー冷却実験のほとんどは、この非共鳴光双極子トラップ中で行われている。冷却手法には、なるべく散乱光子数を減らすという観点から暗黒状態(Dark-state)を用いる極低温冷却法が主流である。これには大別して速度選択コヒーレントポピュレーション・トランジション・ラッピング(VSCPT)とラマン冷却がある。

スタンフォード・グループは双極子トラップ中のナトリ

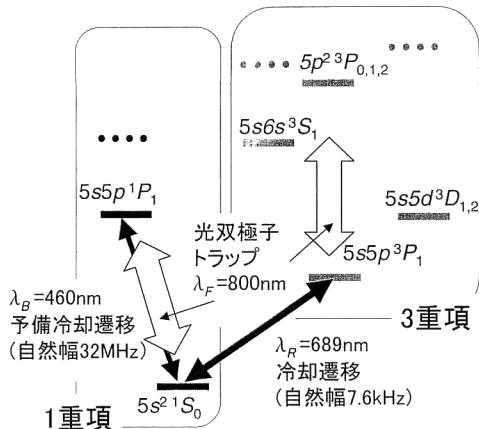


図3 ストロンチウムのエネルギー図。最外殻の軌道に2個の価電子をもつために、励起状態の電子配置には電子スピンが反平行の一重項と、平行の三重項が現れる。

ウム原子のラマン冷却によって $2.8\mu\text{K}$ まで冷却し $5.6\times10^{-3}$ の位相空間密度を達成<sup>8)</sup>、一方、パリのグループでは、セシウム原子に対してブルーモラセス<sup>9)</sup>やラマン冷却の手法で同じく $10^{-3}$ を達成したのが、これまでのトップデータである。これらの冷却実験では、原子が励起状態にいる時間を極力減らし、散乱光子数を最小限に抑えることで比較的高い位相空間密度を得ているが、この自然放出光の再吸収は抑制できないために、最終的には輻射トラップが密度の上限を与えていている。

このほかレーザー冷却原子の位相空間密度の向上には、さまざまな方法が提案されている。輻射トラップを抑えるためには、自然放出光の自由空間への逃げ道があればよいから、もっと低次元の2次元・1次元の原子トラップをつくればいいことが提案、実験されている<sup>10)</sup>。また、筆者らのグループではリコイルシフトと同程度に狭い遷移を用いて、自然放出光の再吸収を抑制している。

### 2.3 レーザー冷却の処方箋：新たな戦略

以上をまとめると、高い位相空間密度の達成のために、(1)冷却の際の自然放出光の再吸収によって生じる輻射トラップを極力減らし、(2)光誘起衝突での原子の加熱やロスを抑制することができればよい。

輻射トラップを本質的に軽減するためには、自然放出光の再吸収を妨げられればよいが、これに類した現象として、自由粒子の $\gamma$ 線分光では自然放出光の反跳シフト\*が励起状態の自然幅より大きくなる結果、共鳴吸収が起きなくなることが知られている。可視光領域での光子の反跳シフトは、 $10\text{ kHz}$ 程度と非常に小さいが、それよりも狭い

(たえばスピン禁制の)遷移を用意すれば、この状況をつくることができて、輻射トラップの影響を効果的に回避することができるだろう。

もうひとつ対処すべき問題は、非弾性衝突によるトラップ原子のロスである。式(2)より最大トラップ原子密度は $n \sim \sqrt{\phi/\beta V}$ で与えられるから、原子密度を上げるには、原子流束 $\phi$ を増やすかトラップ体積 $V$ を減らすかすればいい。つまり、冷えた原子で比較的高密度な原子だめをつくり、それを一気に微小領域へ冷却しながら圧縮するような工夫で $\phi/V$ を増大させてトランジエントにでも原子密度を増やすことができればよい。

### 3. ストロンチウム原子のレーザー冷却

アルカリ原子の冷却特性は、レーザー冷却のモデルケースとしてこの10数年間に非常によく研究されてきたが、その他の原子種では量子縮退に向けた研究はまだあまり着手されていない。アルカリ土類原子では、スピン禁制の狭い遷移があることから、いくつかの研究室で光周波数標準に有望な原子種として冷却実験が行われている程度であった。筆者らはこの $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ 間のスピン禁制遷移に着目し実験を開始した。この遷移を使うことで、光子の反跳温度までのドップラー冷却が可能になると同時に、輻射トラップの影響を最小限にすることができる。一方、アルカリ土類原子では、基底状態が閉殻であるため、非弾性衝突チャネルがなく高密度トラップの可能性があり、また、同位体中に含まれるボーズ粒子・フェルミ粒子を使えば、同一の実験系で統計性の違いを顕著に示す巨視的量子現象（ボーズ凝縮・フェルミ縮退）が観測可能になる、などの特長がある。

アルカリ土類原子では、周期律表で原子番号が大きくなるほどスピン禁制の度合いが弱まり遷移強度が増加するから、実験に都合のよい遷移強度を考えて都合のよい原子を選べばよい。ストロンチウム原子では、図3に示すスピン禁制遷移の自然幅が $\gamma = 2\pi \times 7.6\text{ kHz}$ となるので、これが決めるドップラー冷却温度は $400\text{ nK}$ という極低温になり、一方で、 $h/\lambda \times \gamma/2$ で与えられる光の散乱力は、原子にかかる重力 $mg$ の数倍になり、原子を安定に支えることができる。

#### 3.1 スピン禁制遷移を用いた2段階冷却

ストロンチウム原子の冷却装置の概略を図4に示す。まず、ストロンチウム原子線に対向して強い双極子遷移 $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ に同調したレーザー光を照射し、原子を数ケルビン程度まで冷却する。その後、レーザー光を6方向から照射して3次元的な冷却・磁気光学トラップを行い、ドッ

\* 波長 $\lambda$ の光子が放出される際、原子は $p_R = h/\lambda$ の反跳運動量を受けて $E_R = p_R^2/2m$ の運動エネルギーをもつようになる。このときエネルギー保存則から、自然放出光子のエネルギーは、この反跳エネルギーの分だけ低くなる。この $E_R/h$ を反跳シフトと呼ぶ。

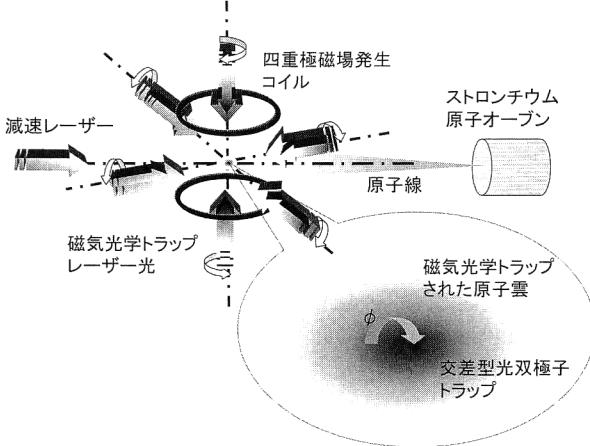


図4 実験配置図。ストロンチウム原子線を1次元的に減速後、磁気光学トラップで、3次元的な冷却・トラップを行う。 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  遷移により予備冷却した後、スピン禁制遷移 ( $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  遷移) によりサブ  $\mu\text{K}$  まで冷却する。さらにこの原子を流束  $\phi$  で光双極子トラップに移す(右下の拡大図)。

ドップラー冷却温度と呼ばれる冷却遷移の自然幅  $\gamma$  で決まる温度  $k_B T = \hbar \gamma / 2$  ( $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  遷移の場合、およそ 1 mK 程度) まで冷却する。

さらに冷却するために、レーザー波長を切り替えて、自然幅の3桁以上狭いスピン禁制遷移  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  でレーザー冷却を行う。遷移の自然幅に比例するドップラー冷却温度は、この2段階冷却によってさらに3桁ほど低いサブ  $\mu\text{K}$  になる。しかも、狭い遷移によって輻射トラップも抑えることができるから、極低温を保ったまま  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  近い原子密度が得られ、位相空間密度は 0.01 に達した<sup>11)</sup>。

### 3.2 光ポテンシャルの最適設計と高速ローディング

磁気光学トラップでの光誘起衝突によるロスを避けるためには、前述の非共鳴光双極子トラップなどの保存力ポテンシャルに原子をロードすればよい。ところが、リウビルの定理として知られているように、保存力のもとでは位相空間密度は変化しないから、これを上げるために、同時に散逸力を加える必要がある。これを実現するために、筆者らはドップラー冷却機構と共に存可能な光双極子トラップを開発した<sup>12)</sup>。

ストロンチウム原子では、通常の双極子遷移に比べて2桁ほど遷移モーメントが小さいスピン禁制遷移を冷却遷移として用いている。この結果、図3に示すように、非共鳴な光電場を入れると、冷却遷移の上下準位  $^1S_0$ ,  $^3P_1$  はそれぞれ同じスピン状態間の双極子遷移で結ばれた準位と強く結合する。したがって適当なレーザー波長  $\lambda_F$  を選び、冷却遷移の上下準位  $^1S_0$ ,  $^3P_1$  の光シフトポテンシャルを等しくすれば正味の共鳴周波数を空間的に一定にできる。この結果、光双極子トラップと磁気光学トラップを共存させることが可能で、この条件は  $\lambda_F \sim 800 \text{ nm}$  によっ

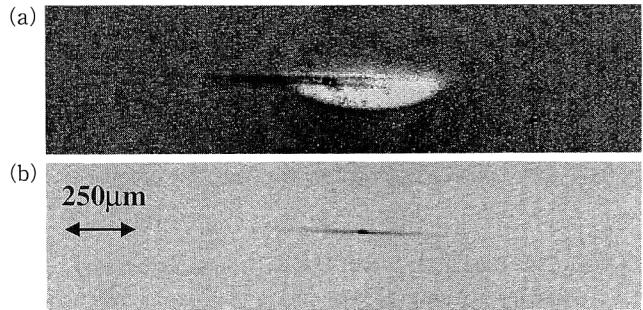


図5 (a) 極低温ストロンチウム原子は、重力のため、回転椭円体をした磁気光学トラップの下方に沈み、半月状の原子雲を形成する。これに交差型双極子トラップを加えることで、ローディングを開始する。(b) 30 ms 後、原子は双極子トラップの微小領域に圧縮・トラップされる。

て実現できる。

磁気光学トラップによって得られる極低温原子雲に、交差型の光双極子トラップをつくる実験の様子を図5に示した。ビームウェスト半径  $17 \mu\text{m}$  程度に絞った2本のレーザー光を原子雲に交差して入射させることで、その交差する微小領域に急峻な3次元トラップを形成する。このトラップ中では、上述のように磁気光学トラップの散逸力を保持するから、原子をレーザー冷却しつつ微小トラップ領域に圧縮することで、位相空間密度の向上をはかれる。

このドップラー冷却を併用した冷却原子の高速ローディングによって原子流束  $\phi / V$  を高め原子密度  $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  を達成し、今までに位相空間密度 0.2 程度が得られている。この値は、これまでにアルカリ原子で報告されている全光学的冷却手法に比べて、10倍以上の改善になっている。

筆者らの開発した冷却スキームでは、500°Cのストロンチウム原子から出発して、わずか 150 ミリ秒で 400 nK まで冷却し量子縮退実現まであと 1 桁の位相空間密度に迫っている。この先の密度をどのように稼ぐかが残された課題である。供給する原子数の改善により、 $\phi / V$  を 100 倍上げることができればよいし、また、レーザー光を入れて図1(b)のように衝突を抑制する分子ポテンシャルの変調を行い非弾性衝突レート  $\beta$  の値を低減することも可能であろう。もちろん、最終段階でアルカリ原子の冷却の例にならって、冷却レーザーを切って光トラップ中の弾性衝突による蒸発冷却を行うこともできる。

レーザー冷却の手法に端を発した量子縮退原子気体の生成であったが、最終的な段階ではレーザー冷却に用いる光子そのものが原子系と多体の相互作用のために量子縮退達成を阻止するという皮肉な結果になっている。このため、量子縮退を狙うような高密度では、従来のレーザー冷却法

の1原子と光との相互作用という描像は破綻をきたし、近共鳴光によって誘起される準分子状態をどう制御するかを考えることが今後非常に重要になってくる。このようなレーザー冷却の手法と、量子縮退原子の生成の接点をどこで見いだすことができるかは、非常に興味深い課題であり、このような研究は今始まりつつある分子のBEC実現という観点からも重要性を増すであろう。本稿を書くにあたり、共同実験者の井戸哲也博士、磯谷良友氏、また日ごろより議論いただぐ、五神真教授、大門正博博士に感謝いたします。

## 文 献

- 1) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard: "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure," Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2631-2634.
- 2) M. Prentiss, A. Cable, J. E. Björkholm, S. Chu, E. L. Raab and D. E. Pritchard: "Atomic-density-dependent losses in an optical trap," Opt. Lett., **13** (1988) 452-454.
- 3) A. Gallagher and D. E. Pritchard: "Exoergic collisions of cold Na-Na," Phys. Rev. Lett., **63** (1989) 957-960.
- 4) H. Katori and F. Shimizu: "Laser-induced ionizing collisions of ultracold krypton gas in the 1s<sub>5</sub> metastable state," Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 2555-2558.
- 5) T. Walker, D. Sesko and C. Wieman: "Collective behavior of optically trapped neutral atoms," Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 408-411.
- 6) W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin and D. E. Pritchard: "High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap," Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 2253-2256.
- 7) K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm, T. A. Savard, S. Bali, C. Freed and J. E. Thomas: "Ultrastable CO<sub>2</sub> laser trapping of lithium fermions," Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 4204-4207.
- 8) V. Vuletic, C. Chin, A. J. Kerman and S. Chu: "Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities," Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 5768-5771.
- 9) D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg and C. Salomon: "Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps," Phys. Rev. A, **57** (1998) R4106-R4109.
- 10) H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau and J. Mlynek: "Quasi-2D gas of laser cooled atoms in a planar matter waveguide," Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 5298-5301.
- 11) H. Katori, T. Ido, Y. Isoya and M. K.-Gonokami: "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature," Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 1116-1119.
- 12) H. Katori, T. Ido and M. K.-Gonokami: "Optimal design of dipole potentials for efficient loading of Sr atoms," J. Phys. Soc. Jpn., **68** (1999) 2479-2482.

(1999年7月12日受理)