光トラップ法を用いたボース・アインシュタイン凝縮体の生成

高橋 義朗

京都大学大学院 理学研究科 (〒606-8502 京都市左京区北白川追分町)
(独) 科学技術振興機構, CREST (〒332-0012 埼玉県川口市本町4-1-8)

Formation of Bose-Einstein Condensates with Optical Trapping Method

Yoshiro TAKAHASHI

Graduate School of Science, Kyoto University, Oiwakecho, Kitashirakawa, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502
JST CREST, 4-1-8, Honcho, Kawaguchi, Saitama 332-0012

(Received February 18, 2004)

We have achieved Bose-Einstein condensation of rubidium (^{87}Rb) and ytterbium (^{174}Yb) atoms by optical trapping method. After collecting the atoms in the magneto-optical trap, we have performed evaporative cooling for the atoms in the optical trap. The Time-Of-Flight signals clearly showed the anisotropic expansion of the atom cloud, which is the evidence of the formation of the condensates. Along with these our works, we review the recent experiments on Bose-Einstein condensation with optical trapping method.

Key Words: Bose-Einstein condensation, Optical trapping, Ytterbium atoms

1. はじめに

量子統計力学によると, 理想ボース粒子系は, 位相空間密度 $\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3 = nh^3/(2\pi mk_{\text{B}}T)^{3/2}$ が 2.61 を超えたときに, 量子相転移を起こし, 基底状態に巨視的な数の粒子が落ち込む。これがボース・アインシュタイン凝縮である。ただし, n は原子数密度, $\lambda_{\text{dB}} = h/(2\pi mk_{\text{B}}T)^{1/2}$ は熱的ドブロイ波長, T は温度を表し, h , m , k_{B} はそれぞれ, プランク定数, 原子質量, ボルツマン定数である。1980年代から発展してきたレーザー冷却の技術を活用することで, 1995年にアルカリ金属のルビジウム(Rb)原子気体のボース・アインシュタイン凝縮(BEC)が実現された¹⁾。その後, 同じアルカリ金属のナトリウム(Na)²⁾, リチウム(Li)³⁾, カリウム(K)⁴⁾の各原子のBECも実現し, 様々な興味深い研究が猛烈な勢いで展開され, それに対して2001年度のノーベル物理学賞が希薄気体アルカリ原子のBECの実現とその基礎研究に対して与えられたことは記憶に新しい。さらに水素原子(H)⁵⁾や準安定状態のスピン3重項状態ヘリウム原子(He*)⁶⁾についてもBECは実現している。また, フェルミ粒子に対しての量子縮退状態であるフェルミ縮退状態もカリウム原子⁷⁾, リチウム原子⁸⁾に対して実現している。

以上に挙げた原子のBECやフェルミ縮退は, レーザー冷却法のみによって達成されたわけではない。光の吸収を伴うレーザー冷却法は, 数 μK 程度までの低温や 10^{12}cm^{-3} 程度の原子密度の原子集団を得るのには大変有効な方

法であるが, それ以上の低温や高密度を得る方法としては, 都合が悪い。まず, 温度の限界は, 単一光子の反跳によって決まり, この限界温度 $T = (\hbar k)^2/(2mk_{\text{B}})$ は通常数100 nK程度になる。また, 高密度集団に共鳴に近い光を入射したときには, トラップ中の原子の自然放出光を別の原子が吸収してしまい, 原子間に実効的な反発力が働き, 更なる高密度化が抑制されてしまう。また同時に, 光誘起の原子間衝突が起こり, 加熱や原子がトラップから逃げる原因となってしまうため, 極めて都合が悪い。そのため, 以上に挙げたアルカリ原子では, あらかじめレーザー冷却法により低温・高密度にした原子集団を, 空間的に不均一な磁場と原子の磁気モーメントの相互作用による磁気トラップ法を用いて長時間トラップし, そこで高周波磁場によるスピン反転を利用して, 高温の原子を選択的にトラップから逃がすことによる冷却法, いわゆる蒸発冷却法により, 通常100 nK程度のBECやフェルミ縮退への転移温度を達成している。すなわち, 最後の段階になって, レーザー冷却の利用をあきらめる, という選択をしたのである。

一方, 最近になって, 全光学的方法によって, 原子のBECやフェルミ縮退を実現できることが報告されている。これは, 蒸発冷却を採用したうえで, そのトラップの「器」として光トラップを利用するというものである。すなわち, レーザー冷却により予備冷却したのち, 磁気トラップではなく, 光によるトラップに導入し, そこで光強度を徐々に低くしていくことにより蒸発冷却を行い, 量子

縮退領域に到達している．これまでに、 ^{87}Rb 原子BEC⁹⁾、 Cs 原子BEC¹⁰⁾、 Li 原子フェルミ縮退¹¹⁾、そして2電子系原子であるイッテルビウム(Yb)原子のスピンが無い状態でのBECが筆者のグループにより実現されている¹²⁾．さらに最近、 Li 分子のBECの全光学的生成¹³⁾も報告されている．このように、希薄原子気体の量子縮退研究の分野では、2001年度のノーベル物理学賞以降も、画期的な成果の報告が後を絶たないが、これを支えている技術の一つが光トラップ法であり、本論文ではこれについて、我々の研究結果も交えて解説したい．

2. 光トラップ

本章では、光トラップについての基本事項をまとめておくことにする¹⁴⁾．

まず、話を簡単にするために、共鳴周波数 ω_0 の2準位原子に周波数 ω_L の光を入射した場合を考える．このとき、光によるポテンシャルは、

$$U = -\hbar\Delta/2 \times \ln\left[1 + \Omega^2/2(\Delta^2 + (\gamma/2)^2)\right] \quad (1)$$

と表すことができる．ここで、 $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ は離調、 Ω はラビ周波数、 γ は自然幅をそれぞれ表す．これは、光による原子のエネルギー準位のシフトでもあり、ライトシフトとも呼ばれている．また、正弦波の光電場によるシフトでもあり、ACシュタルクシフトとも呼ばれる．ここで、離調 $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ が原子の自然幅 γ よりも十分大きい場合には、(1)式は

$$U \cong -\hbar\Omega^2/4\Delta = -\hbar\gamma^2/8\Delta \times (I/I_s) \quad (2)$$

となる．ここで I は光強度、 I_s は飽和光強度で、

$$2\Omega^2/\gamma^2 = I/I_s \quad (3)$$

の関係がある．

このような場合をFar-Off Resonant optical Trap, 略してFORTと呼ぶ．ほとんどの光トラップの実験は、この条件で行われている．

また、この表式から明らかなように、赤方離調 $\Delta > 0$ の場合には、光ポテンシャルは負になる．したがって、ガウスビームをレンズ等でフォーカスさせるだけで、強度が最も高い焦点に原子をトラップすることが可能になる．青方離調 $\Delta < 0$ の場合には、光ポテンシャルは正になり、原子をトラップするには工夫が必要になる．ボーズ凝縮生成に使われているのは、単純な赤方離調 $\Delta > 0$ の場合のみであり、以下、この場合に限って話を進める．

FORTでは非共鳴光を用いているからといっても、光の吸収はゼロではない．一般に、光散乱レートは、

$$\Gamma_{sc} = 3\pi c^2 / (2\hbar\omega_0^3) (\omega_L/\omega_0)^3 \left\{ \gamma/(\omega_L - \omega_0) + \gamma/(\omega_L + \omega_0) \right\}^2 \times I \quad (4)$$

で与えられ、これにより、加熱やトラップロスを引き起こす．深いポテンシャル中で長い時間を要する蒸発冷却のときには特に注意が必要である．

一方、炭酸ガスレーザーによる光トラップは、多少事

情が異なる．この場合は、特に準静的光トラップ(QUEST)とよばれている．炭酸ガスレーザーの波長は $10.6\mu\text{m}$ と非常に長い．可視領域の共鳴線に対しては、一桁も長いので、 Γ_{sc} の表式において、 $(\omega_L/\omega_0)^3$ の項が 10^{-3} のオーダーになり、このため、炭酸ガスレーザーによる光トラップQUESTでは、光散乱レートは無視できるほど小さいという大きな利点がある．

光トラップの形状については、用いた光ビームの性質に依存する．Z軸方向に進行するパワーPのガウスビームの光強度 $I(z, r)$ は、一般に次式で表される、

$$I(z, r) = 2P / (\pi w(z)^2) \exp(-2r^2/w(z)^2). \quad (5)$$

ここで、 r は光ビームの中心軸からの動径方向の距離で、 $w(z)$ は

$$w(z) = w_0 \left\{ 1 + (z/z_R)^2 \right\}^{1/2} \quad (6)$$

で与えられる、強度が $1/e^2$ になる半径であり、 $z=0$ で最小値 w_0 (ビームウエスト)をとる．また、 $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ はレイリー長である．したがってポテンシャル $U(z, r)$ は、(2)式と(4)式より

$$U(z, r) = U_0 \exp(-2r^2/w(z)^2) \quad (7)$$

で与えられ、ここでピークポテンシャル U_0 は、

$$U_0 = -\hbar\gamma^2 P / (4\Delta I_s \pi w(z)^2) \quad (8)$$

で与えられる．また、トラップの中心付近 $r=0$ 、 $z=0$ では、式(6)は、 $U(z, r) = U_0 \left\{ 1 - 2(r/w_0)^2 - (z/z_R)^2 \right\}$ と展開でき、調和ポテンシャルと近似できる．したがって、トラップ周波数は動径方向 ω_r および軸方向 ω_z について、

$$\omega_r = (4U_0/mw_0^2)^{1/2}, \quad \omega_z = (2U_0/mz_R)^{1/2} \quad (9)$$

で与えられる．これらのトラップ周波数は、パラメトリック共鳴現象を利用して実験的に求めることができる．基準振動数 ω で単振動する系のポテンシャルを振動数 ω' で微少変調させたときには、 $\omega' = 2\omega/n$ のときには系は不安定になり、トラップされた原子は加熱およびトラップロスとなる．ここで $n=1, 2, 3, \dots$ である．Fig. 1に我々が、 ^{87}Rb 原子を炭酸ガスレーザーでトラップしたときのパラメトリック共鳴の信号を示す． $n=1$ および2の信号が観測されている．これから、変調時の強度減少を考慮して、 $\omega_r = 2\pi \times 920\text{ Hz}$ と求めることができ、これは予想値とほぼ一致した結果であった．

このようにして原子を光トラップし、光強度を音響光学変調器(AOM)等を用いて徐々に下げることにより、蒸発冷却を行う．磁気トラップされた原子の蒸発冷却は、高周波磁場を印加しその周波数を徐々に下げていくことにより行うため、蒸発冷却の間、束縛の強さは変化しない．ところが、光トラップにおいては、上で見てきたとおり、光強度を下げるとトラップ周波数も減少してしまうため、都合が悪い．そのため、蒸発冷却時の光強度を減少させる時系列はより注意が必要になる．Thomasらは、光トラップ中での蒸発冷却を効率よく行うにはどのような時間依存性で光強度を下げていけばいいのかを議

Fig. 1 Parametric resonances of the optically trapped ^{87}Rb atoms. The trap loss is caused by modulation of the trapping potential.

論¹⁵⁾、それは彼らの実験結果ともほぼ一致している。蒸発冷却の過程で、原子間衝突による熱平衡化を利用するが、原子間の弾性衝突レート Γ_{el} は、 $\Gamma_{el} = nv\sigma$ で与えられる。ここで σ は衝突断面積、 v は平均速度である。これから分かるように、高密度な方が、言い換えれば、トラップ周波数が高い方が、 Γ_{el} は高い値をとることになる。一般に光トラップでは磁気トラップに比べて、高いトラップ周波数を実現できるため、光強度を下げることによるトラップ周波数の低下は致命的にはならず、蒸発冷却の最終段階においても高い弾性衝突レート Γ_{el} を維持でき、しかも比較的短時間で蒸発冷却を行うことが可能となる。これは、実験に用いる真空チャンバーの真空度に対する制限を大いに緩和する。

3. 全光学的ボース凝縮生成実験

3.1 Rb原子

本章において、これまでに報告されている全光学的ボース凝縮生成実験を原子ごとにみていくことにしよう。

初めて全光学的にボース凝縮体を生成させることに成功したのは、ジョージア工科大学のM. Chapmanらのグループで、用いた原子は ^{87}Rb 原子であった⁹⁾。 ^{87}Rb 原子は、散乱長 $a = 5.8 \text{ nm}$ と大きく、したがって弾性衝突断面積 $\sigma = 8\pi a^2$ も大きい。一方、非弾性衝突レートは小さく、蒸発冷却にとっては非常に適したサンプルである。筆者のグループでも最近、全光学的に ^{87}Rb 原子のボース凝縮体を生成させることに成功したので、それをもとに以下説明していきたい。

3.1.1 磁気光学トラップ

まず、磁気光学トラップ(MOT)法により 10^9 個程度の多数個の原子を超高真空中に集めることから実験は始まる。そのためによく採られる手法はダブルMOTと呼ばれる方法で、これは比較的低真空領域で行うMOTから超高真空領域で行うMOTに原子を移送させるものである。我々は、MOT光のビーム直径を約5 cmと広くすることで超高真空領域で行うMOTのみで 10^9 個の原子を集めること

に成功した。その後、基底状態の別の超微細準位に原子を移して、さらに低温・高密度化を行う。これはダークMOTと呼ばれている。後述する光トラップビームも同時に入射しており、このダークMOT時に原子は光トラップへ移行される。

3.1.2 光トラップ

光トラップ用光源として炭酸ガスレーザー($10.6 \mu\text{m}$)を用いた。このレーザー光を半径約50 μm までフォーカスし、ダークMOTにトラップされた原子集団に空間的に重ねた。50 Wの出力を、ビームスプリッターで2つに分け、それぞれのビームにAOMを挿入し、強度を独立に変えられるようにした。この2本の光をそれぞれのフォーカス点で重ねることで、いわゆる、交差型光トラップを実現した。このときトラップ深さは約100 μK で、平均トラップ周波数は $2\pi \times 780 \text{ kHz}$ 、原子数は約 2×10^6 、原子密度は約 $1.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、温度は約25 μK 、であった。特に、 10^{14} cm^{-3} という原子密度は、予想よりも極めて高いものであった。最初に述べた通り、MOT光が存在しているときには、このような高密度原子集団は形成されないはずである。Chapmanらが文献⁹⁾において予想するように、何か、極めて特殊な効果が働いているのであろうか？我々は、遅延交差型光トラップと我々が名づけた方法により、これは原子間衝突によって生成されていることを明らかにした¹⁶⁾。この遅延交差型光トラップ法では、最初は単一の光ビームによって原子をトラップする。その後、30 ms程度の遅延時間だけ待って、もう一方の光ビームを入射して交差型光トラップを形成する。これにより、交差領域での非常に高い原子密度が、MOT光を消した後に光トラップ中で原子間の衝突によって達成されるのか否かを、明らかにすることができる。最近行った我々の実験で、原子間衝突によって高密度原子集団が達成されていることを明確に示す結果を得ることができた。この実験は、トラップ形状を変形させることにより位相空間密度を上昇させている、とみることもできる。

3.1.3 蒸発冷却

このように高密度光トラップは実現したが、温度が比較的高いため、位相空間密度は約 3×10^{-3} 程度に留まっている。さらに位相空間密度を上昇させるために光トラップ中で蒸発冷却を行った。蒸発冷却では原子間衝突を利用するため、比較的長い時間を要する。磁気トラップを用いた場合では通常1分程度かけて、徐々に冷却を行う。光トラップ中では、最初の段階から高密度であるため、比較的短時間で済むことになるが、それでも長いトラップ時間を確保することは重要である。我々の実験では、光トラップ中での寿命10秒程度を達成することができた。

前述した交差型光トラップの配置で、約4秒かけて水平および垂直の光強度を徐々に下げることで蒸発冷却を行った。これにより、温度は約800 nK以下に冷却することができ、約 2×10^4 個の原子からなるBECを生成することができた。

実験結果をFig. 2に示す．これは飛行時間(TOF)信号と呼ばれるものであり，蒸発冷却を施した後に光トラップから開放し，一定時間自由運動させた後の空間分布を測定したものである．したがって，光トラップ解放直前の運動量分布を反映したものになる．非等方的分布が，BECの証拠であり，BECの転移前では，温度は低くても等方的である．

3.2 Yb原子

我々はここ数年，永久電気双極子モーメントの探索による時間反転対称性の破れの検証を目的に¹⁷⁾，広く用いられてきたアルカリ原子ではなく，希土類のイットルビウム(Yb)原子のレーザー冷却の研究を行ってきた¹⁸⁾．Yb原子はパリティ非保存の研究¹⁹⁾や原子時計への応用²⁰⁾など幅広く興味を持たれている原子である．Yb原子のレーザー冷却研究を推し進めていった結果，最近，我々はこのYb原子のBECを全光学的に生成することに成功した¹²⁾．これは2電子系原子のスピン1重項状態についてはじめてのBEC成功例であり，このspinless BECには様々な応用が期待されている．

3.2.1 磁気光学トラップ

実験の第一段階はスピン禁制の異重項間遷移($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$)を用いたMOTである²¹⁾．Yb原子は，アルカリ土類原子と同様な2電子系の原子であり，Fig. 3のようなエネルギー準位構造を持つ． 3P_1 準位の輻射寿命は875 nsであり，アルカリ原子のD線などに比べて1桁以上長いため，ドップラー限界温度が4.4 μ Kと非常に低いことが特徴である． ^{174}Yb に対して実験を行った結果は，原子数は約 10^8 個，原子密度は約 10^{12} cm^{-3} ，温度は約10 μ K，トラップ寿命は約100秒，であった．この段階で，位相空間密度は 10^{-5} となっており，BECを作るのには，かなりいい初期条件となっている．

3.2.2 光トラップ

Yb原子の基底状態には電子スピンがないために，磁気トラップを行うことはできない．したがって，Yb原子の保存力によるトラップを実現するには，光によるトラップ(FORT)が唯一の方法である．我々の実験では，2本のFORT光をそれぞれのフォーカス点で重ねることで，いわ

Fig. 2 Time-Of-Flight (TOF) signal of the ^{87}Rb atoms after evaporative cooling. The anisotropic expansion is the evidence of the BEC.

Fig. 3 Energy level structure of Yb atom.

ゆる，交差型FORTを実現した¹⁶⁾．このときトラップ深さは約1 mKで，原子数は約 10^6 ，原子密度は約 10^{14} cm^{-3} ，温度は約100 μ K，であった． 10^{14} cm^{-3} という原子密度は，やはり極めて高いものであり，前述の ^{87}Rb 原子同様，これは原子間衝突によって生成されていることを我々は明らかにした¹⁶⁾．

さらに，我々の実験では10秒程度の光トラップ中での寿命を得ることができた．

3.2.3 蒸発冷却

最終的なBEC生成の実験セットアップをFig. 4に示す．当初，FORT光を水平面内で交差させた配置で実験を行っていたが，鉛直面内(1本は水平，もう1本は鉛直)で交差させた配置に改良した．後者の配置では重力の影響を利用することで，非交差領域に原子が留まってしまうことを回避できる．この配置で，FORT光強度を徐々に下げることによって交差型FORT中の ^{174}Yb 原子に対して蒸発冷却を行った．蒸発冷却においてポテンシャルを下げていく様子をFig. 5に示した．これにより，約 5×10^3 個の原子からなるBECを生成することができた．

TOF信号をFig. 6に示す．トラップ直後では縦長であった分布が，徐々に横長になっていくのが分かる．また，転移温度近傍での原子の運動量分布を示したのが，Fig. 7である．転移点では，二つの構造，すなわち熱原子の分布とより狭いBEC原子の分布が共存していることが分かる．これもBEC相転移が起こっていることの証拠である．

Fig. 4 Experimental setup of all-optical formation of BEC of ^{174}Yb atoms.

Fig. 5 Temporal changes of the FORT potential depths during the evaporative cooling.

Fig. 6 TOF signal of the ^{174}Yb atoms after evaporative cooling. The anisotropic expansion is the evidence of the BEC of the ^{174}Yb atoms.

Fig. 7 Bimodal atom density distribution near the BEC phase transition.

3.3 Cs原子

Cs原子は、その超微細構造間の遷移が原子時計として用いられ、また、原子番号が大きいために相対論的効果が顕著であることからparity非保存実験などに用いられている。レーザー冷却の対象としても当初から用いられており、当然、BEC実現への取り組みも早い段階から複数の研究機関で行われてきていた。しかし、磁場の広い範囲で、非弾性散乱レートが非常に大きいことが明らかにな

り、磁気トラップを用いる方法では、蒸発冷却が極めて困難であることが認識されるようになった。ところが、昨年、R. Grimmのグループは、光トラップの方法によりこの困難を克服し、Cs原子のBECに成功したことを報告した¹⁰⁾。

3.3.1 2段階の光トラップ

彼らは、ラマンサイドバンド冷却法により1 μK まで冷却された、密度 10^{11} cm^{-3} のCs原子約 10^7 個を、まず、交差型炭酸ガスレーザーに導入した。原子密度が低いので、蒸発冷却の効率も悪くなってしまうのを、Feshbach共鳴²²⁾を用いて、磁場を75 Gにすることにより散乱長を $a = 1200 a_0$ にまで増大させて、10秒間、蒸発冷却を行った。ここで a_0 はボーア半径である。その結果、位相空間密度は、導入時の 10^{-4} から 10^{-3} にすることに成功した。光トラップでは、磁場は自由に変えられることを有効に用いている。磁気トラップでも磁場を変えることは可能であるが、トラップの閉じ込めの強さも同時に変わってしまうのが難点である。その後、5秒かけて炭酸ガスレーザートラップから波長 $1.064 \mu\text{m}$ のファイバーレーザートラップに原子を移行させ、 10^{12} cm^{-3} ほどの高密度にして、位相空間密度 10^{-2} を達成している。その後、17秒かけてファイバーレーザー強度を徐々に下げることにより、BECを達成している。ここで、原子集団が高密度になるため磁場の値を23 Gまで下げて、散乱長を $300 a_0$ まで小さくして、非弾性散乱を抑えるという工夫をしている。このように、光トラップとFeshbach共鳴の組み合わせにより、散乱長を自由に制御することを可能にしたことが成功の原因である。

3.4 Li原子

この光トラップとFeshbach共鳴の組み合わせによる散乱長の制御は、フェルミ粒子である ^6Li に対しても極めて有効であり、Thomasらは、炭酸ガスレーザーを用いて、全光学的に ^6Li 原子のフェルミ縮退状態を実現し¹¹⁾、さらに原子相互作用を強相関の領域にまで到達させることに成功している²³⁾。また、Grimmらは、全光学的に ^6Li 原子のフェルミ縮退状態を生成したのち、Li分子のBECの生成にも成功している¹³⁾。

4. 今後の展望

光トラップ法を用いたボース凝縮生成実験について概観してきた。多少抽象的な言い回しになるが、今後の展望について簡単に触れてみたい。光トラップ法は、磁気トラップに比べて、様々な操作が可能になるため、これまでBEC到達が絶望的、もしくは極めて困難であった原子も、様々な工夫によってBECを生成することが可能になるのは、容易に想像がつく。例えば、磁気副準位の自由度を回復させてFeshbach共鳴により散乱長を制御することが可能になるため、 ^{85}Rb 原子のBECもより簡単に生成できるようになるかもしれない。また、アルカリ土類の原子の 3P_2 状態も光トラップの利用によりBECが可能になるかもしれない。この系では、磁気トラップすることが可能な

スピン状態が非常に大きなスピントリップによる非弾性散乱レートをもつことが、問題点として指摘されているが、光トラップ中ではスピン状態を自由に選択できるため、この問題を回避することが可能となるかもしれない。

また、光格子にBECやフェルミ縮退した原子を導入するとさらに興味深い実験が可能になる。特に、Yb原子には、準安定の光励起状態 3P_2 , 3P_0 状態が存在し、基底状態との間には、弱い光遷移が可能である。この遷移は、ともにmHz台の非常に狭い線幅を有しており、光周波数標準として有望視されている^{20,24)}。従来は、低温の熱原子集団を用いて実験が行われていて、熱運動が測定精度を制限している。BEC、特に、光格子中の各格子に1原子ずつ配置されたモット絶縁相にあるBEC²⁵⁾では、原子間相互作用もなく、また各原子は各格子ポテンシャルの振動基底状態にのみあるため、仮にいわゆるラムディッケ領域に束縛されてなくとも、測定精度の向上が望めるであろう。また、量子シミュレーターへの応用も大変重要である。光格子中のBECを用いてモット絶縁相と超流動状態の量子相転移を観測した実験²⁵⁾は非常に印象的であったが、フェルミ縮退した原子集団を光格子に導入した系を生成して、これを固体の結晶格子中の強相関電子系とみなし、そのシミュレーターとする研究は、最近非常に注目されている。BCS転移温度も高くなることも予想されており、その点でも興味深い²⁶⁾。

謝 辞

本論文で紹介した筆者のグループの実験のうち、Yb原子については、大学院生の高須 洋介、牧 賢一、加藤 豊、山口 敦史の諸氏、Rb原子については、大学院生の小林 淳、押切 洋平、泉 勇気の諸氏との共同研究であり、またともに藪崎 努教授および熊倉 光孝助手との共同研究でもあるので、ここに深く感謝したい。本研究は文科省科学研究費(11216203, 11640394, 11304023, 13640403, 15635001, 15340134, 15654055)、通信総合研究所(現情報通信研究機構)、総務省戦略的情報通信開発推進制度の支援を頂いたのでここに深く感謝する。

参考文献

- 1) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Andrews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell: Science **269** (1995) 198.
- 2) 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.
- 3) C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1687.
- 4) G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio: Science **294** (2001) 1320.
- 5) 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.
- 6) A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect: Science **292** (2001) 461.
- 7) B. DeMarco and D. S. Jin: Science **285** (1999) 1703.
- 8) A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. MacLenxander, G. B. Patridge, and R. G. Hulet: Science **291** (2001) 2570.
- 9) M. D. Barrett, J. A. Sauer, M. S. Chapman: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 010404.
- 10) T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nagerl, and R. Grimm: Science **299** (2003) 232.
- 11) S. R. Granada, M. E. Gehm, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas: Phys. Rev. Lett. **88** 120405 (2002).
- 12) Y. Takasu, K. Maki, T. Takano, K. Komori, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 040404.
- 13) S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm: Science **302** (2003) 2101.
- 14) R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov: Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (1999) 95.
- 15) K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granada, and J. E. Thomas: Phys. Rev. A **64** (2001) 051403.
- 16) Y. Takasu, K. Honda, K. Komori, M. Kumakura, Y. Takahashi, T. Yabuzaki: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 023003.
- 17) Y. Takahashi, M. Fujimoto, T. Yabuzaki, A. Dilip, M. K. Samal, and B. P. Das: in *Proc. CP Violation and its Origin*, edited by K. Hagiwara (KEK Reports, Tsukuba, 1997).
- 18) 高橋 義朗, 藪崎 努: 日本物理学会誌 **57** No.6 (2002) 413.
- 19) D. DeMille: Phys. Rev. Lett. **74** (1997) 4165.
- 20) J. Hall, M. Zhu, and P. Buch: Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 2194.
- 21) T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki: Phys. Rev. A **60** (1999) R745.
- 22) S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle: Nature **392** (1998) 151.
- 23) K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, S. R. Granada, and J. E. Thomas: Science **298** (2002) 2179.
- 24) H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsiannikov: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 173005.
- 25) M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch: Nature **415** (2002) 39.
- 26) W. Hofstetter, J. I. Cirac, P. Zoller, E. Demler, and M. D. Lukin: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 220407.

レーザーワード

光トラップ(optical trapping)

原子に非共鳴なレーザー光を照射することによってできるポテンシャルに原子を閉じ込めること。このポテンシャルは、光による原子のエネルギー準位のシフトでもあり、ライトシフトとも呼ばれている。また、正弦波の光電場によるシフトでもあり、ACシュタルクシフトとも呼ばれる。赤方離調の場合には、光ポテンシャルは負になる。したがって、光ビームをレンズ等でフォーカスさ

せるだけで、強度が最も高い焦点に原子をトラップすることが可能になる。青方離調の場合には、光ポテンシャルは正になるので、光強度の弱いところにトラップされることになる。また、非共鳴な光を用いているからといっても、光の吸収はゼロではなく、加熱やトラップロスを伴う。

(高橋 義朗)