

レーザー冷却技術とその応用

高橋 義朗

Laser Cooling Techniques and Its Application

Yoshiro TAKAHASHI

I review the recent applications of the laser cooling technique with brief explanation of the underlying principles. In particular, I introduce the recent development towards the quantum simulation of quantum many-body system using laser cooled atoms in optical lattices.

Key words: laser cooling, quantum simulation, Bose-Einstein condensation, optical lattice, Mott-insulator

量子力学によると原子のエネルギーは、原子ごとに決まったとびとびの値をもち、それらの差に相当するエネルギーをもつ光を、放出したり吸収したりすることができる。こうした原子のとびとびのエネルギーを精度よく決定することにより、原子の内部の電子や原子核の情報を得ることができる。これが原子分光學とよばれる学問分野である。一方、光はエネルギーだけでなく、運動量も担っている。したがって、運動量保存則に従うと、原子が光を吸収・放出する際には、原子の運動量も変化することになる。ある方向に高速で運動している原子に、対向する向きから光を加えて吸収させ続けることができたとしたら、原子は光から運動量を与え続けられるため、減速して最後には速度ゼロ付近にまでさせることができる。これがレーザー冷却とよばれる方法である。

レーザー冷却などの方法を用いることにより、原子の速度をきわめて遅くすることができる。原子は「粒子」としての振舞いだけでなく、「波」としての振舞いも示しはじめるようになる。この「粒子」と「波」の二重性は、量子力学の基本となっている。原子集団の速度が十分遅くなり、原子の「波」の大きさが、原子間の距離と同じくらいにまで広がって、「波」同士が重なりはじめると、量子力学が予言する「相転移」が起こり、すべての原子が1つの

巨大な「波」で表されるようになる。これがボース・アインシュタイン凝縮¹⁾とよばれているものである。ボース・アインシュタイン凝縮を用いて、原子が自由に動きまわれる状態（超流動状態）と、原子間の斥力相互作用によってそれぞれが局在してしまった状態（モット絶縁状態）との相転移を見事に再現できたことも大きなブレイクスルーである²⁾。さらにフェルミ原子については、固体中の超伝導状態に相当するバーディーン・クーパー・シュリーファー状態が実現されている³⁾。

これまで原子物理学は、孤立原子系を対象とし、その高感度検出や高分解能測定技術の確立してきたが、レーザー冷却法による孤立原子系の運動制御を経て、いまや量子多体系にまでその対象を広げてきている。その結果、この分野は固体物理学・量子凝縮系物理学まで内包した巨大な分野になり、最も活発な研究分野のひとつになっている。本稿では、このような中性原子のレーザー冷却の発展を、歴史的背景から最近の研究の展開まで、原理の簡単な説明も含めて解説していきたい。応用例の中で、レーザー冷却された原子集団を用いた量子多体系のシミュレーション「量子シミュレーション」に関して、特に詳しく紹介したい。

1. 歴史的背景

1980年代以前では、原子分光学においては、原子が吸収する、または発光する光の周波数をいかに精度よく決められるか、がひとつの大きな研究の方向性であった。気体の場合、ランダムな熱運動によるドップラー効果のため、たとえば室温のガラスセル中のアルカリ原子の吸収線は、1 GHz 程度の線幅の広がり、いわゆるドップラー広がりを示す。ところが、アルカリ原子の光吸収線本来の周波数幅は、その準位からの発光の寿命で決まっています、10 MHz 程度しかなく、さらに原子核スピンと電子角運動量の相互作用である超微細相互作用のうち、原子核スピンと電子の軌道角運動量との相互作用は数 100 MHz 以下で、単に吸収線を観測するだけでは、これらはドップラー広がりによって隠されて観測することができない。これに対して、ヘンシュとシャウローは飽和吸収分光法とよばれる非線形効果を巧みに利用した分光法を開発し、これにより、ドップラー広がりによって埋もれていた情報を得ることに成功した。これ以降、ランダムな原子の熱運動はそのままにして、巧みな工夫でドップラー広がり以下の周波数幅の光吸収信号を得る、いわゆるドップラーフリー分光法が数多く開発されてきた。

1980年代以降、新たな研究の方向性として、レーザー冷却・トラップ⁴⁾の研究が本格的に開始された。高速に熱運動している原子集団から、レーザーを使って巧みに原子の情報を引き出す、というそれまでの研究姿勢と大きく異なり、原子のランダムな運動自体を、レーザー光を用いて制御するというものである。代表的なレーザー冷却・トラップ法にドップラー冷却法、シシュフォス冷却法、および磁気光学トラップがあり、次章で詳しくこれらの手法を解説する。

2. レーザー冷却・トラップの原理⁴⁾

ドップラー効果によるレーザー光の周波数シフトを巧みに利用したものが、ドップラー冷却法である。図1を参照していただきたい。原子の吸収線 (ω_0) に対してわずかに低い周波数 (ω) に設定したレーザー光を、両側から照射する。原子の運動している向きと逆の方向から照射されたレーザー光の周波数は、ドップラー効果により高い周波数 ($\omega + kv$) に偏移するため、原子に吸収されやすくなる。一方、原子の運動している向きと同じ方向から照射されたレーザー光の周波数は、ドップラー効果により低い周波数 ($\omega - kv$) に偏移するため、原子に吸収されにくくなる。以上の議論は、原子がどちらの向きに運動していても同じであるので、結局、原子の運動方向と逆向きの光の運動量

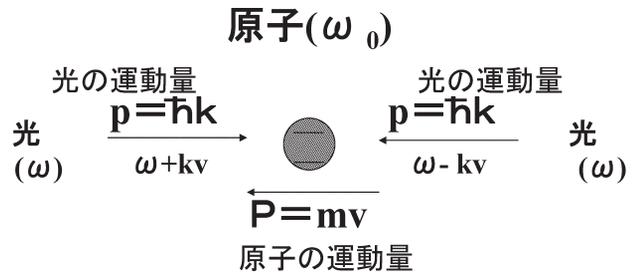


図1 ドップラー冷却法の原理。原子の吸収線 (ω_0) に対してわずかに低い周波数 (ω) に設定したレーザー光を、両側から照射する。原子の運動している向きと逆の方向から照射されたレーザー光の周波数は、ドップラー効果により高い周波数 ($\omega + kv$) に偏移するため、原子に吸収されやすくなる。その結果、光の運動量が原子に移行し、原子の運動が減速される。

が原子に移行し、原子の運動が減速される。また、以上の説明は一次元でのものであったが、6方向からレーザー光を照射することにより、原子を三次元的に冷却することができる。このドップラー冷却法を行ったときの冷却限界は、上記の輻射圧による冷却力とランダムな自然放出による加熱とのバランスで決まり、 $k_B T_D = \hbar \gamma / 2$ で与えられる T_D (ドップラー限界温度) となる。ここで \hbar , k_B , γ はそれぞれ、プランク定数 / (2π)、ボルツマン定数、および自然幅である。ルビジウム原子の D2 線を用いた場合は $T_D = 240 \mu\text{K}$ となる。上記の式からわかるように、ドップラー限界温度は、自然幅が狭いほうが、すなわち寿命が長いほうが、低くなる。例えば約 $1 \mu\text{s}$ の寿命をもつイッテルビウム原子のスピンの遷移を用いた場合は、約 $4 \mu\text{K}$ という超低温がこのドップラー限界温度となり、実際 $10 \mu\text{K}$ 程度の温度が得られている。また、カルシウム原子には $400 \mu\text{s}$ という非常に長い寿命の遷移があり、このドップラー限界温度は約 10nK になるが、光の吸収・放出サイクルが遅くなるため非常に弱い輻射圧しか期待できない。したがって、より強い輻射圧を得る工夫が必要になるが、励起状態からの別の吸収線に共鳴するレーザー光を入射することにより強制的により速く基底状態に戻すことにより、重力に打ち勝って三次元での冷却が可能になり、実際 $4 \sim 6 \mu\text{K}$ の超低温が実現されている。ただし、こうしたドップラー冷却の実験を行うためにはレーザー光の周波数を原子共鳴付近 (ω_0) に固定して実験を行うことが必要であるが、このころまでにレーザー光の周波数制御の技術も熟し、比較的容易にこのような高度な実験を行えるようになってきた。

ドップラー限界温度以下の温度を達成できる方法として、シシュフォス冷却法というものが開発されている。この冷却法は、例えば、 x 方向と y 方向という互いに直交し

た偏光面をもつ直線偏光のレーザー光を、 z 方向に沿って、対向して原子に照射するという配置で行う。このとき、印加したレーザー光の波長の8分の1の周期で、直線偏光 ($x+y$)、右回り円偏光、直線偏光 ($x-y$)、左回り円偏光、が繰り返される、いわゆる偏光勾配が形成される。ここで、基底状態にスピン自由度がある場合を考える。アルカリ原子では超微細準位がこれに対応している。いま、簡単のため、基底状態スピンを $1/2$ とすると、スピニアップとスピンドアウンの状態とで形成されている偏光勾配に対応して交互に深さが入れ替わるような、波長の2分の1の周期をもつ周期ポテンシャルが形成される。この周期ポテンシャルの山と谷の間を原子が移動するわけであるが、「ポテンシャルの谷から山へ登る」=「運動エネルギーを失ってポテンシャルエネルギーを得る」過程と、「ポテンシャルの山から谷へ下る」=「運動エネルギーを獲得してポテンシャルエネルギーを失う」過程とがあり、これを繰り返しては、冷却にはならない。ここで光ポンピング効果が重要な役割を演じる。例えばスピニアップの状態にある原子がポテンシャルの「山」にたどりついたときに、光ポンピング効果によりスピンドアウンの状態に変わり、それと同時に感じるポテンシャルも「谷」に変わる、ということが起こる。スピンドアウンに変わった原子は、またポテンシャルを登り「山」にたどりついたときには、再び光ポンピング効果によりスピニアップに変わると同時に、感じるポテンシャルも「谷」に変わる。これを繰り返すと、原子は常にポテンシャルを登り続けていて、これは運動エネルギーを減少させることになる、すなわち温度が低下したことになる。この“せつかく（ポテンシャルの）山に登ったのに、また（ポテンシャルの）谷に落とされて、絶えず登りつづけないといけない”という状況が、ギリシャ神話のシシュフォスと同じ状況ということで、シシュフォス冷却という名前が付けられている。この冷却法を行ったときの冷却限界は、上記の冷却過程とランダムな自然放出による加熱とのバランスで決まり、一般に光強度に比例した温度 $k_B T_S = \hbar(\chi^2/\Delta)$ となる。ここで χ は冷却に用いた遷移のラビ周波数であり、 $\Delta = \omega_0 - \omega$ である。この冷却限界温度は χ^2 、すなわち光強度や離調 Δ を調節することによりドップラー冷却法の限界温度 T_D よりも低くすることが可能である。ただし、この方法でも、光の吸収放出過程を用いているため、1光子の反跳エネルギーで決まる反跳限界温度 $k_B T_R = (\hbar k)^2/m$ 以下には冷却することはできない。ここで、 m は原子質量、 k は冷却に用いたレーザー光の波数である。Rb 原子の場合、この反跳限界温度は約 360 nK になる。

この1光子反跳限界温度以下の超低温を実現するレーザー冷却法も開発されている。速度がゼロになった状態で、光を吸収しないような状態、いわゆるダーク状態になるように工夫された配置で行う、「速度選択コヒーレントポピュレーショントラッピング法」や、アルカリ原子の基底状態の超微細構造間のラマン遷移の鋭い速度選択性を活用した「ラマン冷却法」などが開発されている。これらにより実際に、1光子反跳限界温度以下の超低温が実現されている。

磁気光学トラップ法などの原子を空間的に閉じ込める技術も開発された。ここで磁気光学トラップ法とは、前述のドップラー冷却法の配置、すなわち三次元的に対向するレーザー光を原子に加えると同時に、反ヘルムホルツコイルの作る空間的に不均一な磁場を原子に加えて、それによる原子のエネルギー準位の空間変化を利用して、原子に光の吸収・放出を繰り返させながら、空間のある一点に閉じ込め、かつ冷却する、という方法である。ただし、対向して加えるレーザー光は互いに逆の円偏光になるように設定しておく。励起状態の全角運動量を $F=1$ 、基底状態の全角運動量をゼロとすると、反ヘルムホルツコイルの中心以外の点では、磁場はゼロでなく、励起状態の磁気副準位にゼーマンシフトが生じる。離調 Δ がゼロでない、基底状態から励起状態の磁気量子数 $m_F = +1$ への遷移と、 $m_F = 1$ への遷移の一方がより共鳴に近くなり、2種類の円偏光の吸収レートにアンバランスが生じる。ドップラー冷却の場合は速度に応じた吸収レートのアンバランスが生じたのだが、磁気光学トラップの場合は、各点での位置に依存した磁場の値に応じた吸収レートのアンバランスが生じることになる。うまく円偏光の極性を選べば、反ヘルムホルツコイルの作り出す四重極磁場の原点に引き戻すような力を生じさせることができ、三次元的に原子を閉じ込めることができることになる。これにより、1億個以上の中性原子を冷却・トラップすることが可能になった。このときの到達可能温度は、基底状態に縮退がない場合はドップラー限界温度と同じであるが、縮退がある場合は、直線偏光が螺旋状に変化している偏光勾配が形成されることが原因で、前述のシシュフォス冷却とは異なった冷却機構が働き、やはりドップラー限界温度以下の温度が達成される。

3. ボース・アインシュタイン凝縮の実現

このレーザー冷却・トラップの技術を応用して、非常に多くの研究が行われてきている。原子時計の精度向上や、量子光学実験用の理想的なサンプル、原子干渉計などの原子光学研究、量子計算などの量子情報処理への応用、など

があるが、重要な応用のひとつとして、1995年に実現された希薄中性原子のボース・アインシュタイン凝縮が挙げられるであろう。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 $\rho = n\lambda_{dB}^3$ 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 は原子数密度である。 $\lambda_{dB} = h/(2\pi mk_B T)^{1/2}$ は、温度 T で熱平衡に達している原子集団の物質波としての性質を示す長さで、温度 T での平均速度をもった原子のドブロイ波長で、特に熱的ドブロイ波長とよばれている。このボース・アインシュタイン凝縮の実現以来、原子物理学、量子エレクトロニクスの分野のみならず、低温物理学、統計物理学、原子核物理学、などの研究者を巻き込んで急速な勢いで研究が進み、2001年度のノーベル物理学賞は、希薄な気体のアルカリ原子のボース・アインシュタイン凝縮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。

この原子気体のボース・アインシュタイン凝縮を用いて数多くの物性の研究が行われ、超流動現象の理解が大いに進み、低温物理学において大きな進歩をもたらした。超流動とは、原子が摩擦なく運動している状態である。また、ボース粒子だけではなく、フェルミ粒子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、リチウム原子、ヘリウム原子、およびイッテルビウム原子に対して実現し、さらには、長寿命の分子ボース・アインシュタイン凝縮の生成にも成功したことが報告されている。さらに、これらの超低温フェルミ原子を用いて、金属における超伝導状態と本質的に同じ状態、すなわちフェルミ原子がペア（クーパーペア）を形成してボソンとして振舞い、それが超流動状態となっているもの、いわゆるバーディーン・クーパー・シュリーファー状態が、極低温への冷却とともに磁場を用いて原子間の相互作用をコントロールする技術により実現され、その詳しい振舞いがさまざまな手法で研究されてきている。このように、レーザー冷却原子を用いた量子縮退の研究の勢いは、いまだ止まるところを知らない。

以上に挙げた原子のボース・アインシュタイン凝縮やフェルミ縮退は、実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 $10^{12}/\text{cm}^3$ 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、原子が光を吸収・放出という過程を繰り返していることに起因して、最低でも原子は光子1個分の運動量をもつようになる。これが原子の温度の限界を与え、それは通常数百 nK

程度になる。また、高密度集団に共鳴に近い光を入射させたときには、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、さらなる高密度化が抑制されてしまう。そこで超低温までの冷却が可能な新たな冷却法が必要となる。アルカリ原子では、まず、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閉じ込める。ここで、高温の原子を選択的にトラップから逃がすことによって、トラップに残った原子集団の温度を下げる、ということを行う。これは蒸発冷却法とよばれ、通常百 nK 程度のボース・アインシュタイン凝縮やフェルミ縮退への転移温度以下の冷却に成功している。

一方、全光学的方法によって、原子のボース・アインシュタイン凝縮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。この光トラップにおいては、レーザー光を用いてはいるものの、吸収を利用しているわけではなく、加えた光電場と原子の相互作用であるいわゆる AC シュタルク効果を利用するものであり、磁気トラップと同様に保存力によるトラップになる。したがって、全光学的方法においては、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、量子縮退領域の超低温原子集団を実現させている。

4. 光トラップと光格子

ここでは、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⁹⁾。話を簡単にするために、共鳴周波数 ω_0 の二準位原子に周波数 ω_L の光を入射させた場合を考える。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ついては、光によるポテンシャルは、 $U \approx -\hbar\gamma^2/8\Delta \times (I/I_s)$ となる。ここで I は光強度、 I_s は飽和光強度である。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、ライトシフトともよばれている。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よばれる。 $\Delta \gg \gamma$ の場合を far-off resonant optical trap, 略して FORT とよぶ。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。ただ

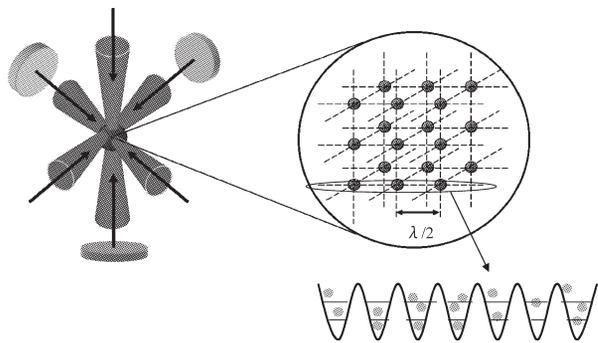


図2 光格子. 3方向の光ビームをミラーでそれぞれ打ち返すことにより三次元の光格子が形成される. その周期は波長の半分になる. 赤方離調した光を用いて光格子を形成した場合, 定在波の腹の部分でポテンシャルが低くなり, ここに原子がトラップされる.

し, 原子が光を頻りに吸収してしまうと, 温度が上昇してしまったりトラップから逃げ出したりと厄介なことが起こるわけであるが, 加えるレーザー光の周波数を原子の吸収線から大きく離すことで, 原子がほとんど光を吸収しない状況を作り出すことができる. このような場合でも, 光トラップは光の分散を利用しているため, 光の強度に比例した大きな力を原子に与えて閉じ込めることができる. 光トラップ用光源としては高出力のCWレーザー光で, 強度安定性やビームポインティングの安定性が優れたものが用いられていて, YAGレーザーやファイバーレーザーなどが特に頻りに実験で用いられている. また, 加工等で用いられている高出力の炭酸ガスレーザーを用いても原子をトラップすることができるのであるが, この場合は特に準静的光トラップとよばれていて多少事情が異なる. 炭酸ガスレーザーの波長は $10.6 \mu\text{m}$ と非常に長く, 可視領域の共鳴線に対しては1桁も長いので, 光散乱レートが無視できるほど小さいという大きな利点がある. また, 原子の吸収線よりも加えるレーザー光の周波数が高い場合 (青方離調) 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.

光トラップの中で特に重要なものとして, 光格子というものがある⁶⁾. これは光の定在波によって原子をトラップするものであり, 光の波長の半分の周期の周期的な格子状ポテンシャルが形成されている. 図2に光格子の作り方と, それによる周期的な格子点の様子を示す. 定在波がきちんと形成されるためには可干渉性のいい, 縦モードおよび横モードがシングルモードの良質の光ビームが必要になる. この光でできた周期ポテンシャルは, 結晶によって作られた固体中の格子との類似性から, 特に光格子という名前によられている.

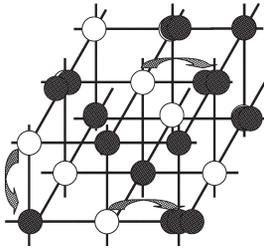
実際, 光格子に導入された冷却原子の系は, 原子が各格子点を移動する項と, 2つ以上の原子が1つの格子点に入ったときの原子間相互作用の項の2つの項の和で表される. これはハバードモデルとよばれている. このハバードモデルこそは, 超伝導や磁性など固体中の電子系の基本的振舞いを記述するモデルとして中心的役割を果たしているものである. きわめて簡単な項から成っているが, これを厳密に解くことは大変難しいことが知られている. したがって, 適当な近似を行って考察するしかなく, その近似の妥当性について議論が絶えないのが現状である. このレーザー冷却原子を光格子に導入した系は, ハバードモデルなどで記述される量子多体系を研究する舞台としてみたとき, 固体中の電子系と違って, いくつかのきわめて優れた特徴を備えている. それらをまとめてみよう. 光格子の系では,

- 1) 不純物や格子欠陥がない, スーパークリーンな理想的な格子系を提供することが可能である
- 2) 原子間相互作用や格子間の移動のしやすさを, 光の強度などにより自由にかつ精密にコントロールすることができる
- 3) 一次元系, 二次元系などの低次元系を容易に準備することが可能である.
- 4) 正方格子, 立方格子だけでなく, 超格子や三角格子など, さまざまな格子系を準備することが可能である
- 5) 系の重要なパラメーターを連続的に変化させることができる
- 6) 多様な原子種を用いることで, たとえばボース粒子とフェルミ粒子の混合量子系など, 固体では存在しないような系まで実現可能である

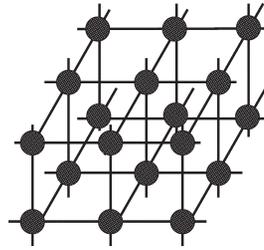
5. 超流動・モット絶縁体量子相転移の観測

最近, ボース・アインシュタイン凝縮をこの光格子に導入した実験が盛んに行われている⁶⁾. たとえば, 光格子中に導入された原子系は, バンド構造で特徴付けられるようになるが, 光格子ポテンシャルをゆっくりと消していったときの運動量分布を観測すると, ある範囲の運動量のみが観測され, これはバンド構造の第一ブリュアンゾーン内の運動量分布に相当する.

また, 前述の通り, 光の強度を調整することにより, ある格子点から隣の格子点への原子の移動のしやすさをコントロールして, いわゆる超流動-モット絶縁体転移を観測することに成功している²⁾. 図3にこの様子を模式的に示した. これは, すなわち, ボース・アインシュタイン凝縮状態の原子が各格子点を自由に移り変わる状態 (超流動



超流動状態



モット絶縁体

図3 超流動-モット絶縁体転移。光格子のポテンシャルの高さを調節することにより、原子が各格子点を自由に移り変わる状態（超流動状態：左）から、各格子点に局在してしまっている状態（モット絶縁体：右）へ相転移が起こる。

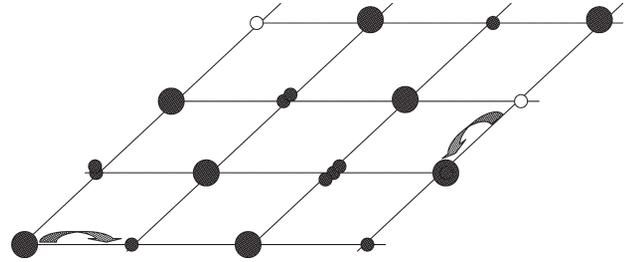


図4 超固体状態の模式図。特に二次元光格子中での様子を示した。大きな丸で示したチェッカーボード型といわれる1つおきの周期的な密度の濃淡がある状態と、小さな丸で示した原子分布が表す超流動体に特有の系全体にわたる長距離の秩序が、一つの系で両立している状態をいう。

状態) から、原子間の斥力相互作用のために原子が各格子点に局在してしまっている状態 (モット絶縁体) への相転移を実現した、ということである。ここで実現したモット絶縁体では、たとえばある格子点の原子の振舞いは、隣の格子点に原子があるかないかによって大きく左右されている状態となっている。このモット絶縁体はいわゆる強相関系といわれるもので、凝縮系物理学の中でも興味深い系として大変注目されているものである。実験では、原子集団をトラップから開放したときの振舞いの違いから、この2つの量子凝縮相の同定が行われた。すなわち、超流動相では、原子は絶えず各格子点を移り渡っているため、原子集団全体にわたって原子波の位相がきちんと定まっていて、全体として鋭い干渉を示す。モット絶縁相では、各格子点にいる原子は局在しているため、相対的な位相関係が消失し、原子波どうしの干渉は起こらず、幅の広い広がり観測されるのみである。また、調和型トラップが光格子とともに存在するため、原子数の多い場合のモット絶縁体相ではいわゆるウエディングケーキ型の層状構造をとることが理論的に予想されていたが、最近、原子間の平均場相互作用をプローブとした高分解能のマイクロ波分光や磁気共鳴イメージング法により、実験的にも確認された^{7,8)}。

6. 量子シミュレーションの可能性

前述の実験はボース・アインシュタイン凝縮にあるボース粒子を用いて行われたものであり、強相関系の現象を冷却原子系で再現した最初の実験として、非常に重要なデモンストレーションになっている。このボース粒子を光格子に導入した系を用いてさまざまな研究が期待されている。たとえば「超固体の研究」が挙げられる。超固体とは、固体としての周期的な密度の濃淡がある状態と、超流動体としての系全体にわたる長距離の秩序が、1つの系で両立している状態をいう。図4に超固体状態の模式図を示す。こ

のような状態が存在しうることは以前から理論的に議論されていたが、最近固体ヘリウムの系でその存在を主張する結果が報告され、近年注目を集めるようになってきている。固体ヘリウムの実験では、サンプルにおける欠陥の影響を慎重に考慮しないといけないが、光格子の系では欠陥のない格子を組むことが可能であり、このような特異な量子相の存在を検証する理想的な実験系として期待されている。ここで特に重要なのは、隣接格子間に大きな相互作用が必要であることである。大きい磁気双極子モーメントをもった原子による長距離相互作用を利用した、いわゆる拡張型ボース・ハバードモデルによる超固体相の発現機構が注目を集めているが⁹⁾、後述するように超低温が必要になる。そこで、三角格子中の極性分子の大きい電気双極子モーメントによる長距離相互作用を利用した提案や、また、ボース粒子とフェルミ粒子の混合系をともに二次元正方光格子に導入し、ボース粒子とフェルミ粒子との相互作用の大きさを最適化することによりボース粒子系に超固体を発現させる提案などがなされている¹⁰⁾。

一方、固体の量子現象の主役である電子は、フェルミ粒子である。現在、十分低温まで冷やされたフェルミ粒子を光格子に導入する実験が盛んに行われており、これはまさに固体中の電子の系と同じモデルである、(フェルミ)ハバードモデルで記述される系となり、凝縮系のシミュレーションという意味ではよりアナロジーがある系となっております。多くの重要な問題がこの「量子シミュレーション」の対象として期待されているが、特に重要なものとして、「斥力相互作用する強相関系の物理現象」¹¹⁾が挙げられる。これには、一格子に一原子の割合で光格子に原子を導入した系で発現する反強磁性相や、二次元系で期待される「高温超流動」相が含まれる。特に、銅酸化物の高温超伝導体の発現機構についていまだに統一的な理解に至っていない状況であるので、光格子を用いた「量子シミュ

レーション」が最終的な結論を導き出すことが期待されている。ごく最近になって、フェルミ粒子の系でもモット絶縁体を実現されたことが報告されており、上記の量子凝縮相実現に向けた大きな一歩である。また、「引力相互作用する系で発現する超流動」も興味深い対象といえる。パラメーターを最適化することにより、斥力系での「高温超流動」と同程度の温度での超流動が発現することが理論的に計算されている。さらに、最近、弱い調和型トラップが加わった光格子における引力相互作用するフェルミ系を注意深く計算すると、フェルミ粒子の超固体相がトラップ中に発現することが報告されており¹²⁾、引力系も大変興味深い。

また、光格子中ではないが、基底状態が三準位以上ある原子系に対して、光との相互作用により縮退した dark state を形成する場合、非アーベル群のゲージポテンシャルを原子に印加することが可能であるという理論的な指摘がなされている¹³⁾。これにより、スピン・軌道相互作用など半導体でみられる相互作用を冷却原子系で実現することが可能になり、大変興味深い。

7. 量子シミュレーションの実現性

現在のところ、フェルミ粒子を用いたこの方向の研究の重要な成果として、バンド構造の観測、特にフェルミ面の観測¹⁴⁾、およびモット絶縁体状態の実現の成功が挙げられる¹⁵⁾。また、原子間相互作用をフェッシュバハ共鳴という手法により大きく変えることにより、固体中の超伝導状態に相当するバーディーン・クーパー・シュリーファー状態を生成して、これを光格子に導入することに成功した実験が報告されている¹⁶⁾。さらに、ボース粒子とフェルミ粒子を同時に光格子に導入して、前述したボース粒子の干渉の効果を調べる研究が最近報告されている^{17,18)}。

しかしながら、さまざまな興味深い量子凝縮相を実現するには至っていないのが現状である。その最大の原因は、原子系の冷却が不十分であることが挙げられる。これは固体における状況と照らし合わせることで理解できる。まず、金属を特徴づけるフェルミエネルギーはおおよそ 1 eV であり、これは温度にして約 10000 K に相当する。たとえば、高温超伝導の発現温度は約 100 K 以下であり、フェルミエネルギーの約 1% 以下に相当する。一方、光格子中の原子系のフェルミエネルギーの典型的な値は、温度にして 100 nK であるが、光格子中の温度としては、フェルミエネルギーの 30% 程度である 30 nK 程度が現在のところ最低到達温度となっている。したがって、いかに光格子中の原子の温度を超低温まで下げるか、ということが当

面の課題となっていて、現在さまざまなアイデアが理論的に提案されており、その実験的な検証が待たれているところである。原子物理の研究が、新しいレーザー冷却法の開発により飛躍的發展を遂げたように、「量子シミュレーション」研究も、光格子中の原子に対する新しい冷却法が開発されたとき、大きく発展することが期待される。

本稿では、中性原子のレーザー冷却の發展を、歴史的背景から最近の研究の展開まで、原理の簡単な説明を含めて解説し、特にこれまで固体において観測されてきた量子多体系の現象をレーザー冷却された原子を用いてシミュレートしようという新しい研究について詳しく紹介した。この量子シミュレーション研究は、原子の冷却技術とともに、光格子という新しい光トラップ技術によりもたらされたものである。こうした研究の發展は、光・原子物理学の取り扱う領域が、もはや原子同士が強く関連しあう、本質的に多体系にまで及んできた、ということの意味し、きわめて印象的である。また、古典的な計算手法では困難な問題を、量子系を用いて「解決する」という観点から、本稿で取り上げた量子シミュレーションは、量子情報処理研究の重要なひとつのテーマであるともいえる。これを用いて将来実現することが期待される科学技術の發展として、新物質創生が挙げられる。新規高温超伝導体や磁性物質などの新規の機能を発現することが理論的に期待される強相関物理系に対して、光格子中の冷却原子という新しい量子多体系を実験対象として、その量子相の同定やその性質を決定的にすることが可能になれば、量子凝縮相の研究に対する新たなアプローチの確立として、大変インパクトがある。固体系では、最近でも、身近ではあったが今まで注目されていなかった系での高温超伝導体が「偶然」見いだされているが、確固たる設計指針が得られれば夢の常温超伝導体の実現すら不可能ではないかもしれない。

文 献

- 1) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Andrews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor", *Science*, **269** (1995) 198-201.
- 2) M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch and I. Bloch: "Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms", *Nature*, **415** (2002) 39-44.
- 3) C. Regal, M. Greiner and D. S. Jin: "Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs", *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 040403.
- 4) H. J. Metcalf and P. van der Straten: *Laser Cooling and Trapping* (Springer, Berlin, 1999).
- 5) R. Grimm, M. Weidemüller and Y. B. Ovchinnikov: "Optical

- dipole traps for neutral atoms”, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.*, **42** (2000) 95-170.
- 6) O. Morsch and M. Oberthaler: “Dynamics of Bose-Einstein condensation in optical lattices”, *Rev. Mod. Phys.*, **78** (2006) 179-215.
 - 7) G. Campbell, J. Mun, M. Boyd, P. Medley, A. Leanhardt, L. Marcassa, D. Pritchard and W. Ketterle: “Imaging the Mott insulator shells by using atomic clock shifts”, *Science*, **313** (2006) 649-652.
 - 8) S. Folling, A. Widera, T. Müller, F. Gerbier and I. Bloch: “Formation of spatial shell structure in the superfluid to Mott insulator transition”, *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 060403.
 - 9) K. Gøral, L. Santos and M. Lewenstein: “Quantum phases of dipolar bosons in optical lattices”, *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 170406.
 - 10) H. P. Büchler and G. Blatter: “Supersolid versus phase separation in atomic Bose-Fermi mixtures”, *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 130404.
 - 11) W. Hofstetter, J. I. Cirac, P. Zoller, E. Demler and M. D. Lukin: “High-temperature superfluidity of fermionic atoms in optical lattices”, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 220407.
 - 12) A. Koga, T. Higashiyama, K. Inaba, S. Suga and N. Kawakami: “Supersolid state of ultracold fermions in an optical lattice”, arXiv: 0804.1547.
 - 13) J. Ruseckas, G. Juzeliūnas, P. Öhberg and M. Fleischhauer: “Non-abelian gauge potentials for ultracold atoms with degenerate dark states”, *Phys. Rev. Lett.*, **95** (2005) 010404.
 - 14) M. Köhl, H. Moritz, T. Stöferle, K. Günter and T. Esslinger: “Fermionic atoms in a three dimensional optical lattice: Observing Fermi surfaces, dynamics, and interactions”, *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2004) 080403.
 - 15) R. Jördens, N. Strohmaier, K. Günter, H. Moritz and T. Esslinger: “A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice”, arXiv: 0804.4009.
 - 16) J. K. Chin, D. E. Miller, Y. Liu, C. Stan, W. Setiawan, C. Sanner, K. Xu and W. Ketterle: “Evidence for superfluidity of ultracold fermions in an optical lattice”, *Nature*, **443** (2006) 961-964.
 - 17) K. Günter, T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl and T. Esslinger: “Bose-Fermi mixtures in a three-dimensional optical lattice”, *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 180402.
 - 18) S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock and K. Bongs: “Localization of Bosonic atoms by fermionic impurities in a three-dimensional optical lattice”, *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 180403.

(2008年5月7日受理)