

狭線幅遷移を用いた ${}^6\text{Li}$ 原子のレーザー冷却

先進理工学専攻 向山研究室 松田優衣

1.1 背景

電磁場および光を用いて捕獲・冷却された原子やイオンは、その外部自由度、内部自由度、ならびに粒子間相互作用を自由に制御できるため、様々な物理現象の観測のために研究ならびに応用がなされてきた。本論文では中性原子の極低温物理の解明のために改善されるべき当研究室での縮退原子生成上の課題、およびそれを解決するためのレーザー冷却方法の提案を行う。

本研究室では中性原子の超流動の観測を行うために中性原子である ${}^6\text{Li}$ の冷却を行っている。 ${}^6\text{Li}$ を冷却するための手順として磁気双極子トラップを用いた捕獲、ドップラー冷却および蒸発冷却が行われる。ドップラー冷却においては ${}^6\text{Li}$ の共鳴周波数に当たる 671nm 光を冷却光として用い、磁気光学トラップ(Magneto-Optical Trap :MOT)を構築して原子の捕獲・冷却を実行する。その後、光双極子トラップに原子を移行し蒸発冷却を開始する。図 1 に示すように蒸発冷却では運動量を持った原子を捨て運動量の少ない原子だけをトラップ中に残すことで、原子集団全体の温度を下げる。このためドップラー冷却終了時点での冷却温度が高いほど、蒸発冷却時に多くの原子をトラップから捨てるため、原子集団の密度が下がり、原子の縮退が起こりづらくなる。

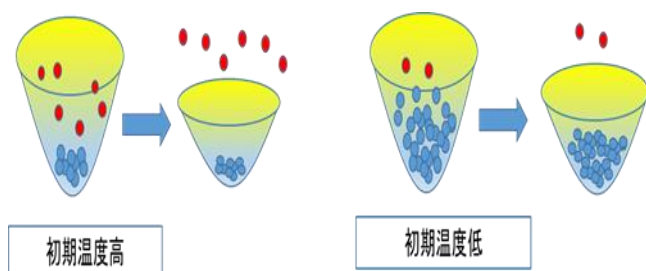


図 1：初期温度の異なる蒸発冷却の各イメージ図

本研究の目的は従来用いられてきた冷却遷移に比べより狭線幅にあたる $2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 遷移を用いてレーザー冷却を行い高密度の縮退原子を観測することである。レーザー冷却限界温度と冷却遷移の自然幅は比例関係にある。このため自然幅の狭い遷移を用いた冷却は、自然幅の広い遷移を用いた冷却より多くの原子を冷却できることが知られている。本研究では狭線幅遷移 $2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ を用いたレーザー冷却のために波長 323nm 紫外光レーザーの開発を行った。更に紫外光に周波数安定化を施すことで数百 kHz の吸収線幅を持つ原子にレーザー光を共鳴させレーザー冷却を実現する。

1.2 先行研究に対する本研究の位置づけ

狭線幅遷移を用いたドップラー冷却は 2011 年にトロント大学のグループによって 40K の冷却により実現している。彼らは $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ という遷移をもちいて 40K を $69\mu\text{K}$ まで冷却することに成功している。このときの冷却光は 405nm 光であり、MOT として 6 方向からの照射による捕獲と冷却に用いられた。2012 年アメリカ合衆国ライス大学の R.G.Hulet 氏のグループが狭線幅を用いた ${}^6\text{Li}$ 原子のレーザー冷却に成功し原子の温度を $59\mu\text{K}$ 以下まで冷やすことに成功した。彼らの行った研究では ${}^6\text{Li}$ の遷移の中で従来冷却に用いられてきた 671nm の遷移 ($2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$) よりも狭い自然幅を持つ 323nm の遷移 ($2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$) が用いられた。当グループでは波長 323nm の紫外光を 30mW 近く使用し MOT を構築している。この方法では原子の 6 方向からの閉じ込めと冷却を実現している。

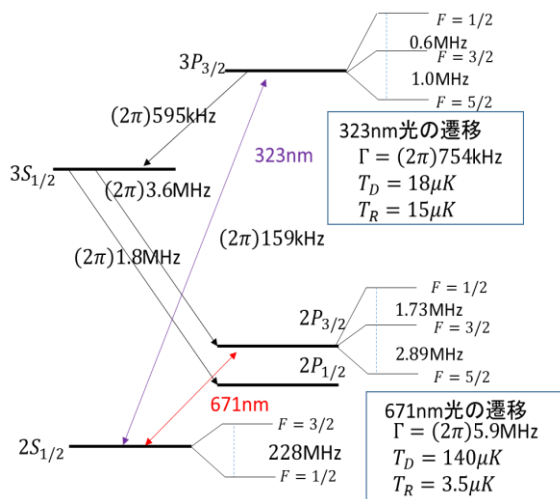


図 2 : ${}^6\text{Li}$ のレーザー冷却に用いられる遷移

図 2 は先行研究で用いられた ${}^6\text{Li}$ の冷却遷移である。従来冷却に用いられてきた $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ 間の自然幅 6MHz と比べ自然幅は 754kHz と 10 分の 1 近く狭くなっている。自然幅が狭くなった結果冷却限界温度も $18\mu\text{K}$ とおよそ 10 分の 1 程度小さくなる。しかし紫外光の磁気光学トラップによって高温の原子集団を捕獲・冷却するために光の周波数離調を大きくとること、また原子の捕獲にあわせ、紫外光強度を強くしなければならないこと。加えて捕獲時間の寿命の短さのため、冷却に十分な時間、紫外光を当てることができないなど制限が多い。それに加え強力な磁場や重力を原子が感じている中で冷却を行うことも、純粋なレーザー冷却のみを行いたい状況ではできれば避けたい。このように MOT を用いた手法では冷却に最適な周波数離調・パワー・照射時間・環境を適用することができず、線幅の細さを十分に発揮した冷却が行われたとは言い切れない。そこで当研究室では、まず MOT による原子の捕獲・冷却を 671nm 光で行い、ある程度原子を冷却し終えたところで光双極子トラップに移し、トラップ中の原子集団に紫外光のシングルビームを照射してレーザー冷却を行う。この法では光双極子トラップが原子の捕獲を担うため、紫外光の周波数離調・パワー・照射時間を捕獲という目的を無視し、冷却に最適な値に

調整することができる。更に MOT を構築しないため小さな出力でレーザー冷却を行うことができる実験室できるため、冷却用の紫外光レーザーを比較的簡単に用意できる。

本研究では先行研究で用いられた波長 323nm 紫外光源を実験室において製作し、周波数安定化を施した。更に光双極子トラップを用いて原子を捕獲している間に製作した紫外光を用いてドップラー冷却を行った。この研究の最終目標は原子の冷却温度を従来冷却に用いられてきた $2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 遷移における冷却限界温度まで下げることが目標としている。本研究で用いた方法で冷却を実現できれば、MOT を組まずとも実験室で製作できるような微量の紫外光で狭線幅遷移 $2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ レーザー冷却が可能であることが示され多くの実験室で応用が期待できる。ドップラー冷却限界温度まで冷却ができなくとも、光双極子トラップを用いた蒸発冷却の開始点において運動量を持った原子を減らすことができ、蒸発冷却終了後の光トラップ中の冷却原子の密度を上げることが見込まれる。

2.1 紫外光の生成と連続発振

本研究で行うレーザー冷却には波長 323nm の紫外光連続波光源が求められる。その発振方法として固体レーザーの三倍波、色素レーザーによって 646nm を発振させ倍波として紫外光を取り出す方法などが上げられるが、どれもパワーやコストが大きくなりオーバースペックとなる。更にレーザー冷却のために周波数を自由に掃引できることが望ましい。そこで本研究ではより低コストで周波数掃引の容易な半導体レーザーによって波長 646nm の赤色レーザーを発振させ、その光を基本波として非線形結晶 (LBO 結晶) に入射させることで倍波として波長 323nm の紫外光を取り出している。

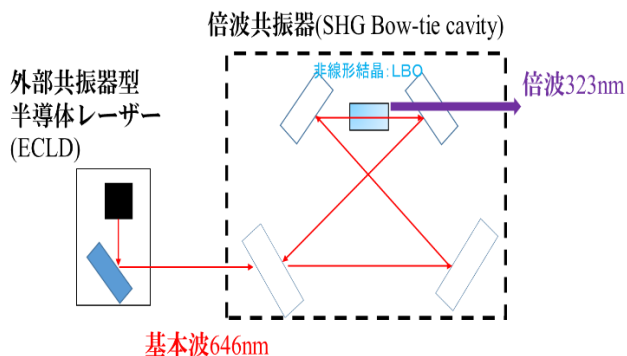


図 3 : 紫外光源生成のメカニズム

図 3 は本研究で製作した紫外光レーザーの全体像である。半導体レーザーによって波長 646nm 光を連続発振させた後四枚のミラーからなる Bow-tie 型共振器に入射する。共振器内には LBO 結晶が設置されており、共振器内で増幅された 646nm 光が結晶によって波長 323nm の紫外光に変換されることで、シングルパスで結晶に入射させたときと比べより強度の強い紫外光を得ることができる。また紫外光連続波発振のため 646nm 光の周波数が SHG 共振器に常に共鳴しつづけるよう、半導体レーザーの発振システムにフィードバック制御を施した。本研究はレーザーの周波数安定化に一般的に用いられている Pound Drever Hall (略 : PDH) 法を使って赤色レーザーの周波数を制御した。共振器に共鳴する周波数の光が入射した場合、光は全て透過するが、共鳴周波数からずれた光は反射される。この信号から共鳴に対する誤差信号を取得しレーザー機構にフィードバックを行うのが PDH 法である。この手法では共振器から反射された光により周波数が正・負どちらにずれたかの情報を得ることができる。

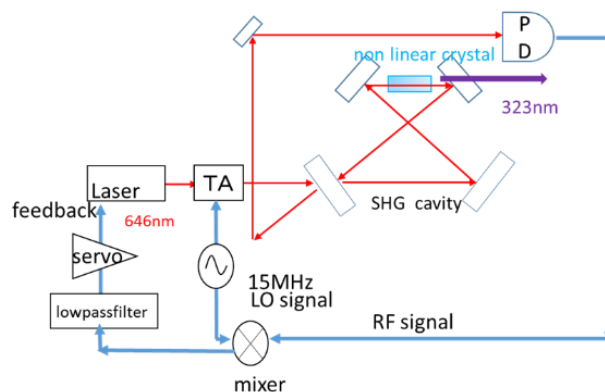


図 4 : PDH 法を用いた紫外光源連続発振の機構

図 4 は SHG 共振器の共振器長を安定化する機構の全体像である。ここで図中の TA はテーパーアンプの略称でありこれを用いて半導体レーザーの出力を 20 倍に増幅している。この増幅器に変調電圧 15MHz をかけ 646nm 光に位相変調を行っている。変調された光が倍波共振器に入射する際、非共鳴のときに生じる RF 信号をフォトダイオード(図中 PD)で検出する。変調信号(LO)と RF 信号をミキシングし、ローパスフィルターによって DC 成分のみを抽出することで共鳴からの誤差(エラー信号)を取得する。

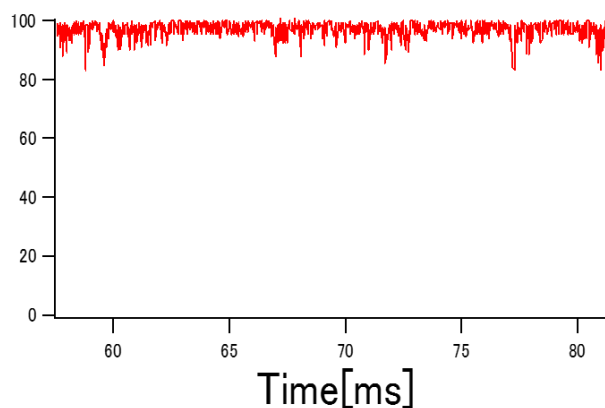


図 5 : PDH 法による紫外光源連続発振の結果

図 5 は周波数安定化された 323nm 光の SHG 共振器からの透過信号である。周波数の揺らぎは 10%程度に抑えられ紫外光を連続発振可能となっている。安定化された紫外光は最大出力 2mW を観測している。レーザー冷却時に原子に飽和強度

以上のビームを入射すると、原子が大きくロスしてしまうことから実験に望ましい紫外光のパワーは飽和パワー程度である。その値を算出すると、飽和パワー P_s は $= 2\mu\text{W} \ll 2\text{mW}$ となるため紫外光パワーはレーザー冷却を行うのに充分である。

2.2 紫外光の長期周波数安定化

紫外光はレーザー冷却の間、周波数の長期安定度が保証されなければならない。加えて紫外光の周波数を自由に変化させて冷却に最も適した周波数を探すために紫外光の周波数を表示・制御する機構が必要である。紫外光の周波数は分光器で表示されるが、分光器の精度では数 MHz までの周波数分解能しか得られない。冷却遷移の自然幅からして数百 kHz のオーダーで周波数を表示し・安定化と掃引ができる機構が必要である。本研究では周波数の長期安定化のために、周波数安定化された波長 633nm の He-Ne レーザーを用いる。この方法では、He-Ne レーザーを長期安定化用共振器に透過させたときの透過スペクトルを周波数基準に用い、633nm 光と基本波 646nm 光の周波数差を計測しその周波数差を表示する。紫外光周波数のモニターに LabView による仮想計測器を用いることで紫外光周波数 200kHz までの分解表示が可能となっている。図 6 は周波数表示・長期安定化の機構の全体像を示す。

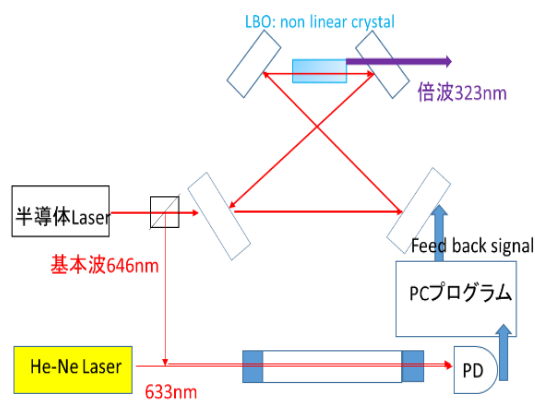


図 6 : He-Ne レーザーとトランスファー共振器を用いた周波数の長期安定化の機構

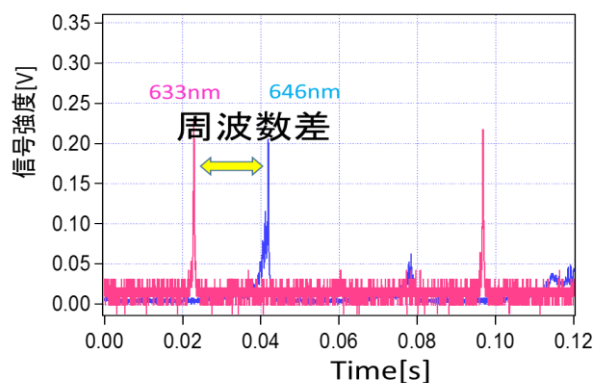


図 7 : トランスファー共振器からの透過信号

図 7 はトランスファー共振器を透過したビームの透過信号である。一つの周波数軸上に二つのビームのスペクトルを表示し、両スペクトルの周波数差を一定にするようフィードバックをかけることで、安定な He-Ne レーザーの安定度を不安定な 646nm 光に転写することができる。基本波の長期安定度が保たれることで紫外光の安定度が保証されている。

3.1 共鳴周波数の特定実験の結果

レーザー冷却を行う準備として狭線幅遷移間の共鳴周波数を特定した。原子に対して共鳴から正に離調した光を入射すると、原子は運動方向に加速される向きの光だけを吸収し過熱される。このことを用いて入射する紫外光の周波数を変化させたとき、原子がロスする周波数が共鳴周波数近傍であると判断できる。

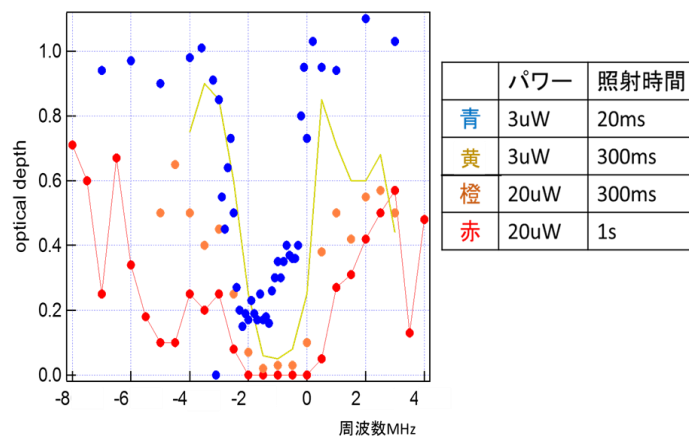


図 8 : 光学密度の紫外光周波数依存性

図 8 は入射パワーと照射時間を変えて実験したときの、それぞれの実験条件での光学密度-紫外光周波数依存性を表している。特定の周波数で光学密度が極端に下がっており、その付近が共鳴周波数と考えられる。更に照射する紫外光の入射パワーと照射時間を下げていくと光学密度が小さくなる周波数の幅が狭くなった。この付近の周波数を共鳴周波数とし冷却実験を行った。

3.2 紫外光を用いたレーザー冷却の結果

前節で特定した共鳴周波数付近にレーザー周波数を設定しレーザー冷却を行った。一度の冷却サイクルを終えた原子のうち基底準位の $F=3/2$ に戻った原子は紫外光を吸収できず冷却サイクルを繰り返せない。このため $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 遷移に共鳴する波長 671nm 赤のリパンプ光を用いて $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 間の遷移を起こし、基底準位の $F=1/2$ 状態に原子をリパンプする過程を取り入れレーザー冷却を行った。図 9、10 は実験時のビーム配置とタイムシーケンスをあらわす。

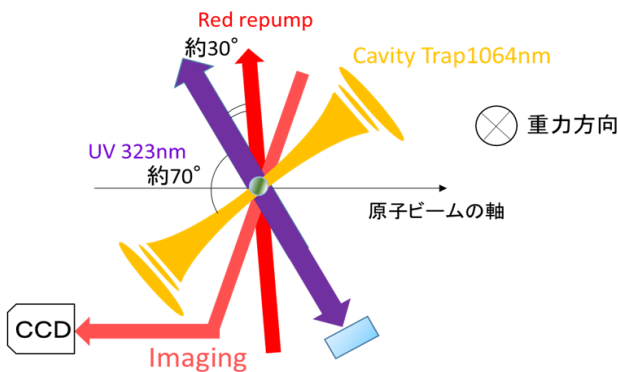


図 9 : レーザー冷却時の各ビーム配置

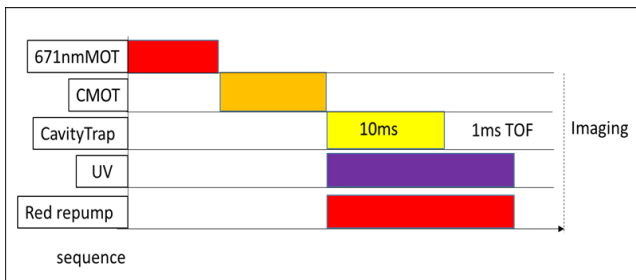


図 10 : 紫外光と赤のリパンプ光を用いた冷却のタイムシーケンス

はじめに波長 671nm の MOT を用いて原子を捕獲冷却する。共振器トラップにロードするために原子を CMOT を用いて圧縮した後、共振器トラップにロードする。この時点で原子温度は 500uK、原子数は 2×10^4 個程度である。共振器トラップにロードし数 m 秒間原子が安定したのを待ってから紫外光およびリパンプ光を用いたレーザー冷却を開始する。冷却後、共振器トラップを開放し 1m 秒後に原子の影を撮像する。TOF イメージングから得られた原子集団の広がり的大小から原子温度を計算した。

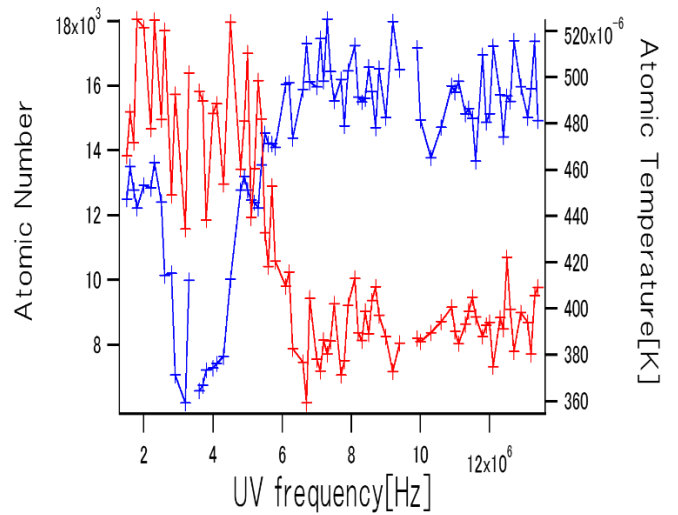


図 11 : レーザー冷却後の原子温度-紫外光周波数依存性 (測定間隔 200kHz)

図 11 はレーザー冷却の結果を示す。赤線が原子数、青線が原子温度を表す。測定間隔を 200kHz にして温度と原子数をプロットしている。特定の周波数で原子数を保ちつつも原子温度が小さくなる領域が見られた。また、その周波数から更に高周波の領域で原子数が半分近くロスし、原子温度が上昇する領域が観察された。冷却された原子温度は 360uK と、光トラップ中の初期温度からおおよそ 100uK 冷却されている。一方、検証実験で赤のリパンプ光なしのときでは原子のロスが大きく、冷却の効果が見られなかったことも確認された。このことから図 11 の実験結

果では紫外光によって原子が冷却されていることが裏付けられる。

まとめ

本研究では従来用いられてきた $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ 遷移に比べ狭線幅遷移にあたる $2^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 遷移を用いたレーザー冷却を行った。冷却は光双極子トラップ中の原子集団に対して行い、周波数安定化された紫外光と基底準位の $F=1/2$ 状態にリパンプする光を用いて実現された。現在観測された冷却後の最低温度は $360 \mu\text{K}$ と、限界温度からは遠ざかっているが、これは冷却後にも照射されている紫外光によって原子集団が紫外光の照射方向に広げられていることと、赤のリパンプ光の強度が最適化されておらず $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ 間の遷移が強く起きていることが原因と考えられる。今後の実験条件の改善とパラメータ調整を行い限界温度に近づけることが期待できる。

参考文献

- [1] 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, 3969 – Published 27 November 1995
- [2] P. M. Duarte, R. A. Hart, J. M. Hitchcock, T. A. Corcovilos, T. -L. Yang, A. Reed, R. G. Hulet “All-Optical Production of a Lithium Quantum Gas Using Narrow-Line Laser Cooling”
- [3] Takuya Nakasuji, Jun yoshida, and Takashi Mukaiyama Experimental determination of p-wave scattering parameters in ultracold 6Li atoms, Phys.Rev.A, 88 012710 (2013)
- [4] The National Institute of Standards and Technology (NIST)
- [5] Duarte, Pedro M (2012) Masters, Rice University. <http://hdl.handle.net/1911/70234> “Narrow line laser cooling of lithium: A new tool for all-optical production of a degenerate Fermi gas”
- [6] Jimmy Sebastian, Christian Gross, Ke Li, Huat Chai Jaren Gan, Wenhui Li, Kai Dieckmann” Two-stage magneto-optical trapping and narrow-line cooling of 6Li atoms to high phase-space density
- [7] 稲田安寿, 極低温フェルミオン原子 6Li における s 波及び p 波対形成, 博士論文
- [8] ”Atomic Physics” Christopher J. Foot
- [9] ”Atom Optics” Meystre, Pierre