

単一原子トラップを用いた原子操作

量子・物質工学専攻 中川研究室 中川悠輔

1. はじめに

現在世界各国において量子情報処理への取り組みが、様々な手法（媒体）を用いて行われている。その中でレーザー冷却技術の発展とともに中性原子を量子ビット（Qubit）として利用しようというアプローチも進められている。Qubitとは2つの重ね合わせが可能なビットであり、私は図1の2つの基底状態で定義している。中性原子には①核スピン(超微細構造(図1))を利用することで、ロバストな量子状態の保持ができること(>1s)、②光・磁場・電場で容易に量子状態を制御できること、③初期状態にボーズ凝縮体(BEC)を利用することで1000Qubit以上の系に拡張できること、④蛍光により状態観測ができることといったQubitになり得る条件が備わっている。

これを用いて任意の量子ゲートを作るには、『任意の1Qubit操作』と『2Qubit操作(C-NOTゲートやエンタングルメント生成)』が必要となることが数学的に証明されている[1]。そこで私は、中性原子(ルビジウム $87:87\text{Rb}$)を1個レベルでトラップ[2]し、原子1個をQubitとして用意し、光や磁場でまずは1Qubit操作[3]を目指している。この手法はBECのように個数の拡張性はあまりないが、中性原子をQubitとして用いた基礎的なデモンストレーションを行うには有効な手段だと考えている。また、単一原子を用意すれば、単一光子源にもなることが可能[4]なので、量子暗号等の分野にも応用可能な方法だと考えている。

本研究の目的に対する流れは、まず①高磁場勾配($\sim 390\text{G/cm}@30\text{A}$)の磁気光学トラップ(以下MOT)を用い、その蛍光により観測を行う。そして、単一原子(希望の個数)がトラップされたときだけ②MOTから双極子トラップへと移行させ、原子の個数と内部状態を保存させる。その後、③2光子誘導ラマン遷移を用いた任意の内部状態制御(1Qubit操作)を考えている。

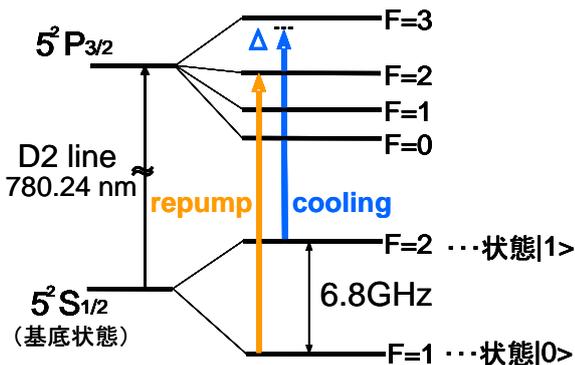


図1. 87Rb の超微細構造と冷却遷移

2. 単一原子トラップ

2.1 磁気光学トラップ(MOT)

1組のアンチヘルムホルツコイルが作る四重極磁場の中心に向かって、図2のような偏光でレーザーを照射すると、原子はレーザーから散乱力を受け、中心付近はそれが復元力となり、原子が冷却およびトラップされる。

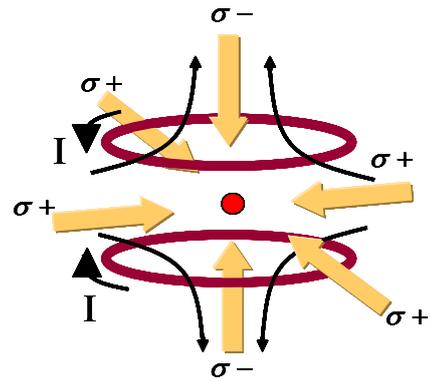


図2. 磁気光学トラップ(MOT)の配置図

MOTで原子1個レベルをトラップし、有効に検出および双極子トラップへと移行させるには、『少数』かつ『微小領域($\sim 30\mu\text{m}$)』でのMOTが必要である。この2つの条件を満足するため、私は高磁場勾配のMOTを用いた。その理由を以下に示す。

MOTの原子数が少ない場合は、近似的に平均原子数Nは次のようになる。

$$N = R \cdot \tau$$

ここでRはローディングレート、 τ は寿命である。特に高磁場勾配モデルでは、ローディングレートRは 87Rb の密度 n_{Rb} と磁場勾配に関して次の関係があることが知られている[5]。

$$R \propto n_{\text{Rb}} \left(\frac{dB}{dz} \right)^{-14/3}$$

寿命 τ は観測できる程度に長く($\sim 1\text{s}$)することが必要なので、MOTの個数を減らしたければ、Rを減らすように密度と磁場勾配を制御すればよいことになる。単純な磁場勾配だけの比較をすると、 $B'=10\text{G/cm}$ で $R=10^7/\text{s}$ である[6]のに対し、 $R=1/\text{s}$ にするためには $B'=320\text{G/cm}$ 必要となる。このため、私は最大で $600\text{G/cm}@50\text{A}$ までだせるコイル(冷水)を作成して使用している。また、磁場勾配を高くするとなかなかMOTに原子が入ってこな

かったため、磁場勾配を時間的に変化させて使用している。(例えば、 $R \sim 1/\text{min} @ 325\text{G/cm} \Rightarrow R \sim 1/\text{s} @ 130\text{G/cm}$ となる。) 圧力制御にはUV-LED:30mWを用いて光誘起脱利法(Light Induced Atom Desorption :以下LIAD)を行っている (3.1章参照)。

また、図3より高磁場勾配にすると散乱力が復元力として働く領域(≡トラップ領域)は $500\mu\text{m}$ 以下と狭くなり(実際の原子はその1/10以下に閉じ込められる)、それはもはやビーム径では支配されなくなり、2つ目の条件もクリアできる。

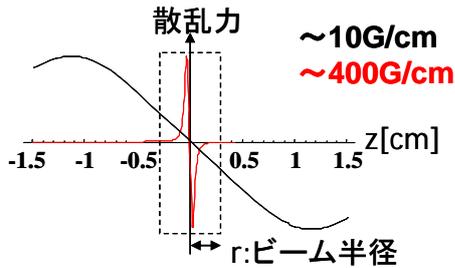


図3.散乱力の磁場勾配依存性

2.2 光双極子トラップ(Optical Dipole Trap)

MOTでは時間とともに個数が変化し、また散乱により量子状態が破壊されるので、応用を考えた場合に双極子トラップへの移行が必要となる。

そこで、Cooling 遷移に対して負に離調($\Delta < 0$)したレーザーを原子に照射すると、ライトシフトに起因する引力ポテンシャルを感じ、強度が最大であるビームウェスト付近に原子をトラップすることができる。(図4)上準位のライトシフトの符号は双極子トラップ光の波長に依存し、MOTと同時に行う場合にはred detunedを保てるような波長($\lambda=1064\text{nm}$ など)を選択する必要がある。

双極子トラップへ移行した後、2光子誘導ラマン遷移、または6.8GHzの共鳴マイクロ波を用いてラビ振動を観測する、すなわち図1の2つの基底状態間($|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$)で重ね合わせ状態を作ることにより任意の1Qubit操作を実行することができる。

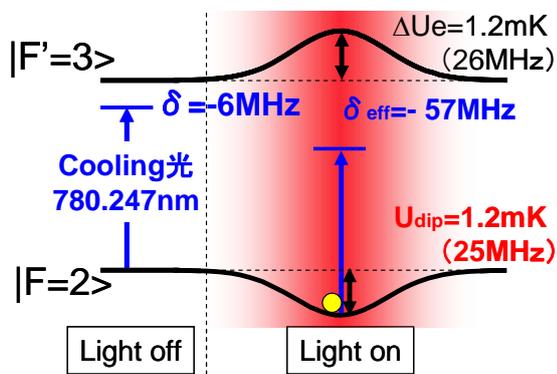
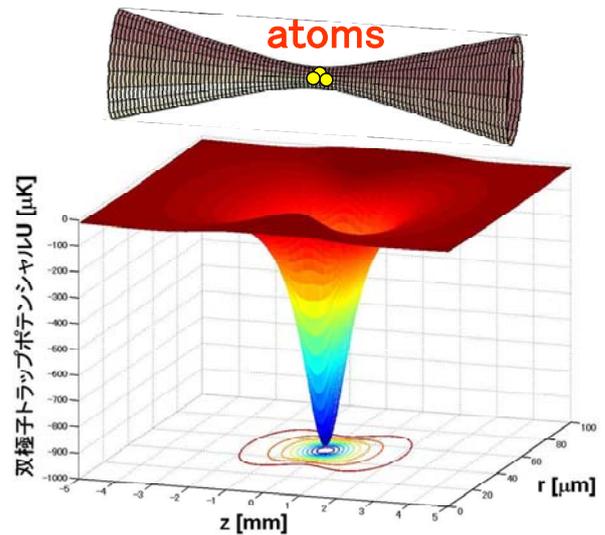


図4-a 双極子トラップ光によるライトシフト ($\lambda_{\text{dip}}=1064\text{nm}, P=3\text{W}, w_0=15.5\mu\text{m}$)



$$U_{\text{dip}}(z, r) \approx \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{\Gamma}{\Delta} \frac{I(z, r)}{I_0} \propto \frac{I(z, r)}{\Delta}$$

図4-b.双極子トラップの原理図

3 実験・結果

3.1 MOTのセットアップ

図6がMOTのセットアップ図である。MOTは超高真空中($\sim 10^{-10}\text{Torr}$)のガラスセル中で行い、原子からの蛍光をガラスセル内部の非球面レンズ($\text{NA}=0.5, f=8\text{mm}$)で集めている。このレンズはLDのコリメート用に用いられる物で、つけ方はガラスの筒の一方にレンズを、他方に窓を超高真空用接着剤(VACSEAL II)で取付け、さらに窓とガラスセルも同接着剤で付けて“真空の蓋”として使用した。そして、Photon Counting用 Avalanche Photo Diode(以下APD: PerkinElmer, SPCM-AQR-14)と冷却CCDカメラ(Roper Scientific, Cascade650)を蛍光観測用として用いている。APDは5MCounts/s(原子約100個分)以上の光を入れるとダメージを受けるので、原子数を十分減らしてから使用した。

原子源にはRbディスペンサーを用いているが、圧力制御にはLIADを用いている。LIADとはガラスの内側に吸着している ^{87}Rb をUV-LEDを照射して脱利させ、LEDをつけたときだけ ^{87}Rb の圧力が上昇する効果である(図5)。これにより、ディスペンサーをたかない圧力制御ができるため真空悪化の心配はなく、LEDを付けた時だけMOTに数個の原子がトラップされる環境を作っている。(ディスペンサーは月1回3分程度たくのみ)これにより、単一原子の長い寿命が期待でき、またUVなので干渉フィルターで容易に迷光はカットできるという利点もある。

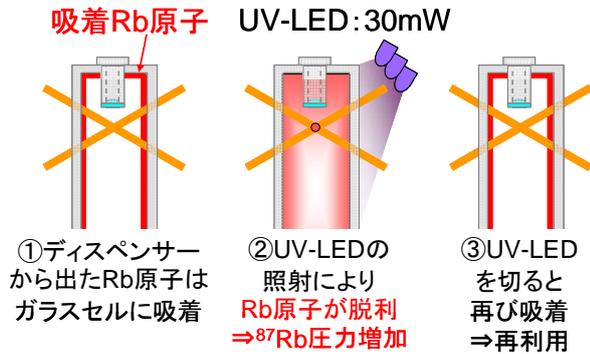


図 5.LIAD の原理図

MOTビームは2台の外部共振器型半導体レーザーを用い、迷光を最小限におさえるためビーム径をアイリスで直径1~2mmとし、さらに蛍光検出部にはピンホールを使っている。アイリスはx,y,z方向にビームを分ける前に1つ全方向のビーム径を合わすために用いている。また、ガラスセル直前にも各軸1つずつ使用し、これは完全にガウシアンビームの裾をきり、迷光を抑える最終段階として使用している。Repump光はCooling光と3次元方向に重ねて入射した。MOTビームは各軸ともミラーで折り返した6本ビームを用い、ビーム間の鋭角は60度で行った。また迷光を避けるため、強度はできるだけ下げて使用した。

(Cooling:合計s=3.6~,Repump:合計s₀=0.5~(s₀は共鳴飽和パラメータ))実験における主な迷光はCooling光であり、迷光の約90%以上を占める。(蛍光灯やUV-LED,双極子トラップ光の迷光は1枚のバンドパス干渉(BP)フィルターでカットできる。)

磁場勾配は390G/cm(30A)以下で最適化を行った。検出用レンズは固定なので、冷却 CCD カメラで観測しながら原子にピントが合うように、MOT コイルを x,y,z ステージで微調し、その四重極磁場に対して MOT ビームのアライメントを行った。

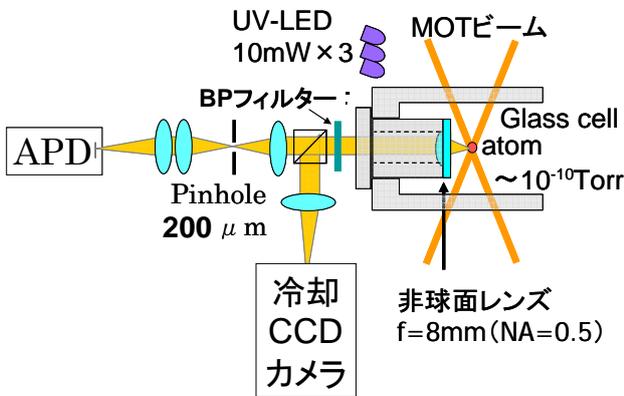


図 6.MOT のセットアップ図
(検出部は全て黒い筒で覆い、迷光を防いでいる)

3.2 MOT での原子の観測 (N>>1)

図7にMOTの原子数の磁場勾配依存性を示した。原子数は冷却CCDカメラで観測された蛍光量から見積もっている。ただし、Rbの圧力はやや高く、数×10⁻⁹Torrであることに注意してほしい。エラーバーは5回の測定結果の残差を示しており、フィット曲線は2.1章より

$$N = a + b \left(\frac{dB}{dz} \right)^{-14/3}$$

とし、磁場勾配 200G/cm 以上で非常に良いフィットを得た。

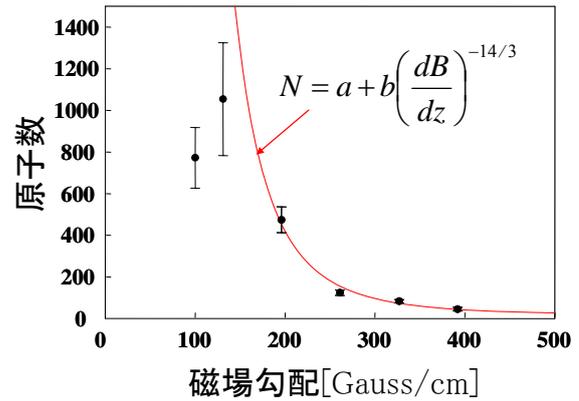


図 7. 原子数の磁場勾配依存性
(離調 δ = -15MHz)

3.3 MOT での単一原子の観測

次にさらに圧力を下げ(~10⁻¹⁰Torr)、LIADをしながらMOT (B'=260G/cm) を 15 分間行い続けたときのAPDでの観測結果が図8、それと同期して撮影した結果が図9である。

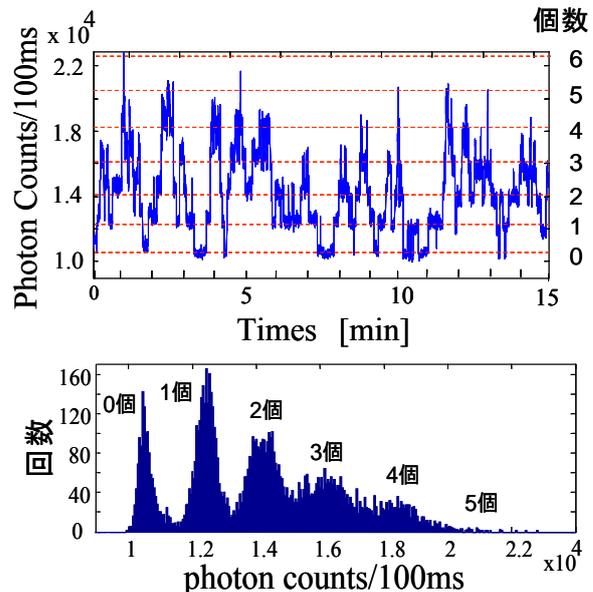


図 8. MOT からの蛍光とそのヒストグラム

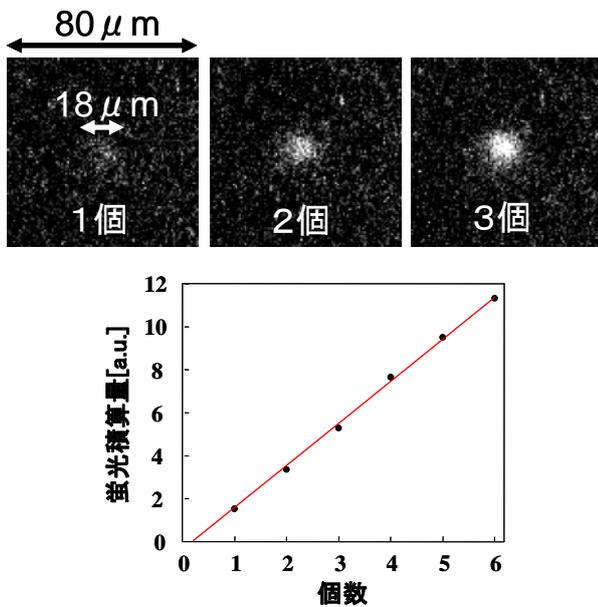


図 9. CCD カメラで見た原子(露光時間 1 秒)と原子数と蛍光積算量の関係
(離調 $\delta = -12\text{MHz}$, $B' = 260\text{G/cm}$, ビーム半径 1mm , Cooling光: $S_0 = 20$, Repump光: $S_0 = 0.6$)

これは明らかに離散的な蛍光であり、ヒストグラムでも 5 個までは分離されていることがわかる。原子 1 個分の蛍光量は計算値では $5000\text{Counts}/100\text{ms}$ であるのに対し、実験値は $2000\text{Counts}/100\text{ms}$ とオーダーとして良い一致が見てとれる。個数が増えるにつれてヒストグラムは広がりを見せるが、これはショットノイズのためではなく、個数の増大とともにピンホールにけられてしまう確率が増え、さらに焦点深度が $2\mu\text{m}$ と小さいため、原子からの蛍光の焦点方向の揺らぎが多くなると考えられる。(ピンホールなしの場合でも、個数の増加とともにヒストグラムの幅が増える傾向があった。)

単一原子の MOT での寿命は平均で 10 秒以上あり、 ^{87}Rb およびバックグラウンドガスの圧力を下げることによって、最長 150 秒という長い寿命を達成できた。また、個数が増えると MOT 内部での ^{87}Rb 同士の衝突によってロスがおき、ここでは 6 個以上は入りづらい環境であると考えられる。

図 9 の単一原子の画像はあまり SN が良くなく、双極子トラップのアライメントなどの面においても不都合な点が多い。そこで Cooling 光の離調を -6MHz と小さくして散乱レートを上げて同じ測定をした結果が図 10 である。図 10 より SN 比が約 2.5 倍程度向上していることが分かる。また、単一原子の寿命には変化が見られなかったため、離調はこの値で固定して実験を進めている。

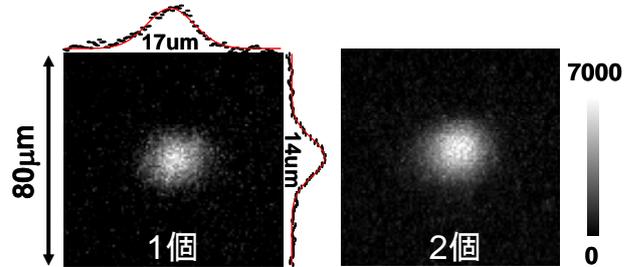
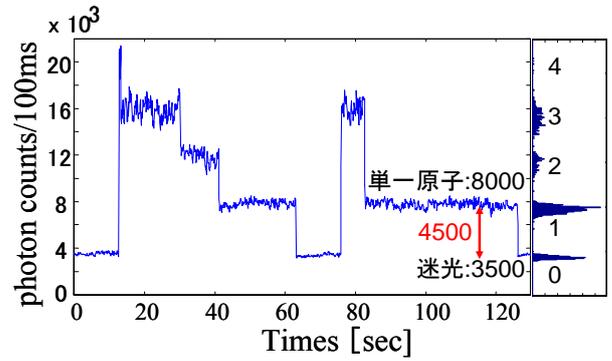


図 10. MOT からの蛍光 (露光時間 1 秒)
(離調 -6MHz , $B' = 325\text{G/cm}$, Cooling光: $S_0 = 3.6$)

3.4 光双極子トラップのセットアップ

双極子トラップの光学系を図 11 に示した。双極子トラップ (Far off resonance optical dipole trap: 以下 FORT) 光には $\lambda = 1064\text{nm}$, 最大パワー 3W でシングルモードの fiber amp を、光の制御には AOM (音響光学変調器) を用いた。

MOT の位置に FORT 光のビームウェストを合わせるアライメントは次のようにして行った。まず、MOT の原子に共鳴光を当てて吹き飛ばすように Dichroic ミラーを透過入射させ、これに 2 点で合うように FORT 光をあわせ、さらにライトシフトの影響で Cooling 光の実行的な離調が大きくなり (図 4)、結果として MOT の蛍光が最小になるように最適化をし、折り返し光はアイソレータに完全に入るまで行った。(原子は残っているが、蛍光は約 $1/4$ にまで減少した。) 後の誘導ラマン遷移の 780nm の 2 本の光はこの Dichroic ミラーを透過入射させる予定である。また、可動ミラーは定在波ポテンシャルを移動するためにセットした。

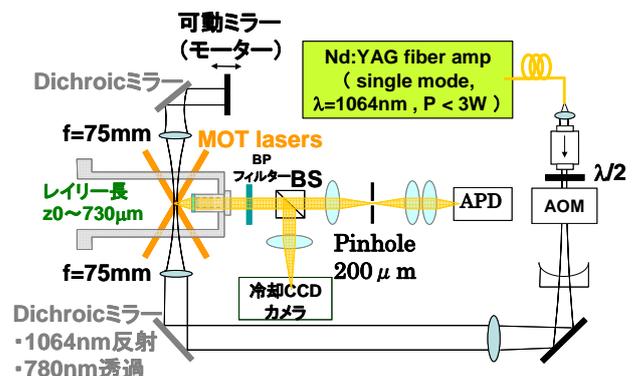


図 11. 双極子トラップ光学系

3.5 双極子トラップ中での原子の蛍光

図 12 は観測しやすいように MOT で原子を 10 個程度ためた直後、AOM を用いて瞬間的に FORT 光(1way)を入射した瞬間の画像である。全ての原子が双極子トラップポテンシャルへと移行し、かつ冷却が働いていることが分かる。(原子が吹き飛ばされたりはしない。) 逆に FORT 光を切ると、再び元の MOT に戻ってきた。これより、 $\lambda=1064\text{nm}$ は MOT と双極子トラップが両立する波長であると確認できた。

MOT レーザーのアライメントによっては、磁場勾配の異なる MOT では容易に $30\mu\text{m}$ 程度位置がずれてしまう。しかし、これを逆手にとって高磁場勾配 MOT の位置の原子からのみ APD で蛍光を取り出せるようにピンホールをセットしてある。その理由は、高磁場勾配の MOT に 1 個入ったら次の制御に移るといったプログラムは、希望の個数の蛍光値をトリガーにして動作させているため、誤動作を防ぐという意味で都合が良いためである。

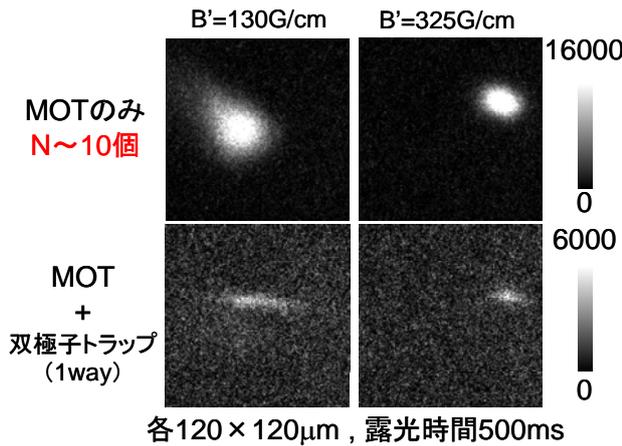


図 12. 双極子トラップ中の原子の蛍光($N\sim 10$ 個) ($2w_0=31\mu\text{m}$, $P=2.35\text{W}$, $U_{\text{dip}}\sim 1\text{mK}$)

3.6 単一原子の光双極子トラップへの移行

図 13 は 1 個または 2 個の原子を MOT から双極子トラップへと 500ms 間隔で移行した結果である。3.5 章の結果より、移行の際には 2 つのトラップを $5\sim 50\text{ms}$ 程度オーバーラップさせて効果的な移行を行っている。(これなしでは移行できなかった。)

移行できたかは、MOT \Rightarrow 双極子トラップ \Rightarrow MOT と再キャッチし、初期個数分の蛍光が☆印で再現性よくすぐに戻ってきたかどうかで判断できる。なぜなら、①自由空間中では原子は 1ms 以内に逃げる、②双極子トラップを行うときは完全に MOT コイルの磁場を切って磁気トラップになってしまう可能性がないこと、③LIAD をしながらの高磁場勾配 MOT のローディングレー

トは $R=1/\text{min}$ 程度なので、MOT に再キャッチする際に再現性よく周りからロードされてしまう確率はほぼ 100%あり得ないことが考えられるからである。

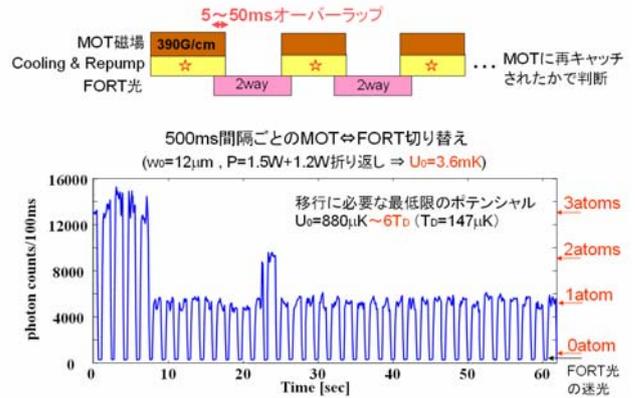


図 13. (単一)原子の双極子トラップへの移行

3.7 双極子トラップ中の単一原子の寿命測定

次に FORT 中での単一原子の寿命測定を行った。方法は、図 13 のように MOT から FORT へと移行させ、FORT だけの時間に対する、MOT に再キャッチされた確率を測定した。対象は単一原子のみとし、各点はそれぞれ約 100 回の測定値をプロットしたものである。図のフィット曲線によって、時定数 τ を FORT 中での単一原子の寿命、 p_0 を移行効率と定義している。

図 14 より 1way FORT では単一原子の寿命 $\tau=15\pm 4[\text{s}]$ 、移行効率 $p_0=100\pm 2 [\%]$ であった。一方、定在波 FORT 中では $\tau=12.4\pm 0.6[\text{s}]$ 、移行効率 $y_0=100\pm 2 [\%]$ であり、寿命はほぼ変わらないが、移行効率に大きな差がでた。これは、寿命は主にバックグラウンドガスとの衝突で制限される (FORT 光による加熱ロスは無視できるほど小さい: 1s あたり $36\text{nK}\ll U_{\text{dip}}=3.6\text{mK}$) のに対し、移行効率は 1way より定在波にしたほうが、ポテンシャルが深くなり、かつ局在化できるため MOT で再キャッチされやすいのではないかと考えている。

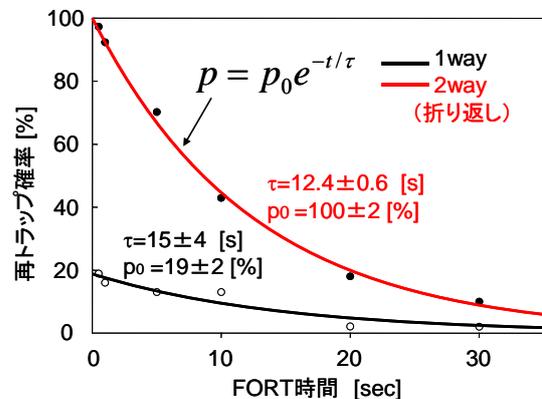


図 14. FORT 中での単一原子の寿命測定 ($P=1.5\text{W} (+1.2\text{W})$, $2w_0=24\mu\text{m}$, 1way: $U_{\text{dip}}=1\text{mK}$, 2way: $U_{\text{dip}}=3.6\text{mK}$)

3.8 双極子トラップ中の単一原子の状態選択

FORT 中の単一原子を対象に 2 光子誘導ラマン遷移を行う場合、その初期状態として基底状態の $F=1$ または $F=2$ に単一原子の内部状態を揃えることが必要になってくる。

そのため、私は図 15 のように単一原子を FORT に移行させた直後に、Cooling 光を 10ms 残して $F=1$ にそろえ、その後 Repump 光を数 ms 入れることで $F=2$ へと Optical Pump (OP) を行った。その後、 $F=2 \Rightarrow F'=3$ の共鳴光 (Push 光) で吹き飛ばして、再現性よく MOT に再キャッチされなければ $F=2$ に原子がいたという確認になるであろう [2]。

push 光の離調は FORT 光によるライトシフトをある程度考慮して +80MHz 程度とって吹き飛ばしており、強度 $I \sim 60 \text{ mW/cm}^2$ で行った。(計算では 160MHz は必要である。)

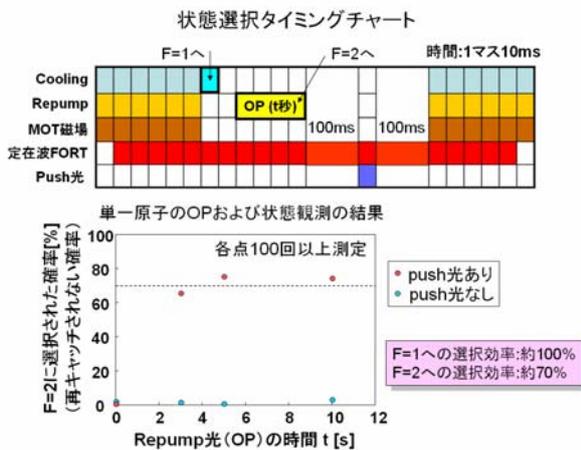


図 15. 状態選択のタイミングチャートとその結果 (最適化中)

図 15 がその結果である。各結果は約 100 回の試行回数で行っており、push 光がない場合 (青丸) だと $F=1, 2$ のどちらにいたとしても、単一原子は MOT に再キャッチされている。逆に push 光がある場合 (赤丸)、Repump 光による OP が無いときは (0ms) ほぼ 100% 再キャッチされ、3ms 以上 OP すると原子は push 光で吹き飛び、約 70% 再キャッチされない。これは、push 光では吹き飛ばせない $F=1$ への選択効率が約 100%、吹き飛ばせる $F=2$ への選択効率は 70% であったことを意味する。

$F=2$ への選択率が悪いのは、OP の効率が悪いのではなく、吹き飛ばす push 光の強度・離調などのパラメータに原因があるものと考えており、できるだけ弱いパワーで、かつ FORT 光のライトシフトを完全に (+160MHz) 考慮して、より $F=2$ のみを吹き飛びやすいパラメータにすること ($F=2 \Rightarrow F'=2 \Rightarrow F=1$ (dark state) へ遷移する確率を減らすこと) が求められる。

4 まとめ

私は高磁場勾配の MOT を用いて単一原子トラップ・観測・制御が全てできる装置や制御系をゼロから作成した。そして、フォトンカウンティング用 APD と冷却 CCD カメラで単一原子の観測に成功した。単一原子からの蛍光量は最大 4500 Counts/100ms (離調 $\delta = -6 \text{ MHz}$)、サイズは直径約 $17 \mu\text{m}$ と小さく、その平均寿命は 10 秒以上、最長で 150 秒と非常に長いことがわかった。また、APD でも冷却 CCD カメラでも離散的な蛍光により、原子数 1~6 個までを確定できた。

また、単一 (希望の数の) 原子を MOT から FORT 光へと移行させることにも成功した。定在波 FORT 中の単一原子の寿命は約 12 秒であり、移行効率は約 100% と高確率で達成している。さらに、そこでの単一原子の状態選択効率は、 $F=1$ へは約 100%、 $F=2$ へは約 70% の確率で成功しているが、さらに効率をあげるためには push 光の最適化が必要であると考えている。

5. 今後の展望

今後は FORT 中での単一原子の状態選択を磁気サブレベルまで含めて最適化していきたいと思う。それが再現性よくできたら、単一原子に対しての 2 光子誘導ラマン遷移の実行を考えている。

またその先には、MOT でトラップされた 2 個の原子を光空間変調器 (プログラマ的に任意の光パターンを生成できる) を用いて分け、個々の単一原子同士を独立に制御して、2 個の原子間に相関をもたせる [7] (原子-原子エンタングルメント状態の生成) 実験も長期的な目標にある。現在、原子-光子間でのエンタングル状態は生成されている [8] が、中性原子を用いた原子-原子間のエンタングル状態は達成されていないため、チャレンジしたいことのひとつである。

参考文献

- [1] 細谷 暁夫 著, 『量子コンピューターの基礎』, サイエンス社
- [2] D. Haubrich *et al*, *Europhys. Lett* **34**, 663(1996); D. Frese *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3777(2000)
- [3] S. Kuhr *et al*, *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005)
- [4] B. Darquié *et al*, *Science* **309**, 454 (2005).
- [5] D. Haubrich *et al*, *Optics Comm* **102** (1993) 225-230p
- [6] K. Nakagawa *et al*, *Applied Physics B*, DOI 10.1007/s00340-005-1953-8 (2005)
- [7] Fujio Shimizu, *J.J. Applied Physics*, Vol. **43**, No. 12, 8376 (2004)
- [8] Jürgen Volz *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030404 (2006)