

極低温準安定状態ヘリウム原子の量子反射の研究

電気通信大学大学院 電気通信学研究科 量子・物質工学専攻 清水研究室

田代 欣久

1 序

光は、屈折率境界で反射する。原子は引力ポテンシャルの境界で反射するだろうか？

古典的に考えると、引力ポテンシャルの境界に差し掛かった原子は引力を感じ加速され反射は起こらない。しかし量子論で考えると、原子もまた波として振る舞う。原子の持つ原子波の波長が長くなると波動の性質は顕著となり、原子波の波長が引力ポテンシャルの急峻さと同程度となると、原子は引力ポテンシャル境界で反射される。

原子波の波長は、de Broglie 波長

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \quad (1)$$

で表される。

常温において数百 m/s 熱運動を行っている原子の原子波の波長は pm 程度である。pm のオーダーで急峻に変化するポテンシャルの実現は不可能であるため、この種の反射は従来観測されなかった。ところが、1970 年代に液体 He 表面へ入射した He 原子の反射率測定の実験 [1] から、十分低速の原子に対して、van der Waals ポテンシャルによる反射が起こり得ることが確認され、この種の反射は量子反射と名づけられた。

その後、レーザー冷却技術の進歩により、極低温の中性原子集団を得られるようになり、原子波の波長を nm のオーダーまで伸ばすことが可能となった。この技術を利用して、F. Shimizu らは極低温の準安定状態 Ne 原子の量子反射が固体 (Si) 表面でも起こることを初めて実証し [2]、固体表面に微細加工を施すことで飛躍期に反射率が向上することを発見 [3] した。

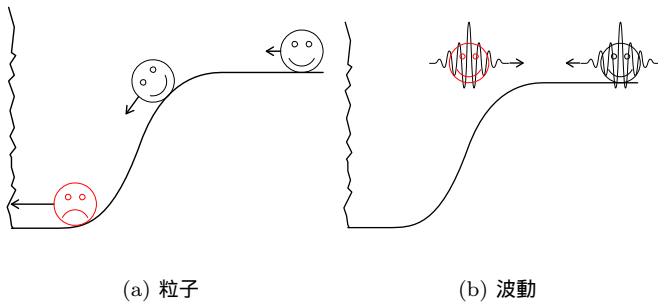


図 1: 引力ポテンシャルに出会ったときの振る舞い

2 本研究の目的

He 原子は質量が小さいため、量子反射率が高くなることが予想されている。原子光学の研究に当たり重要なデバイスのひとつは、実用的な反射率を持つ鏡である。本研究の目的は、原子光学で用いる鏡の開発に繋がる準安定状態ヘリウム (He*) 原子の固体表面における量子反射の観測である。

3 固体表面と原子の作るポテンシャル

原子の大きさに対して十分離れた距離において、原子と固体表面間の相互作用として

$$U(r) = -\frac{C_3}{r^3} \quad (2)$$

で表される双極子引力の相互作用がある [4][5]。ここで C_3 はポテンシャルの係数、 r は原子と固体表面との距離である。このポテンシャルは van der Waals ポテンシャルと呼ばれる。また、原子と固体表面の距離が原子の遷移波長より大きい場合は遅延の効果を検討して

$$U(r) = -\frac{C_4}{r^4} \quad (3)$$

のようにポテンシャルが変化する [6][7]。このポテンシャルは Casimir ポテンシャルと呼ばれる。

Si と He* 原子の場合 C_3, C_4 は

$$\begin{cases} C_3 = 1.1 \times 10^{-48} \text{ Jm}^3 \\ C_4 = 1.765 \times 10^{-55} \text{ Jm}^4 \end{cases} \quad (4)$$

であり、Si 表面近くで He* 原子が感じるポテンシャルは

$$U(r) = -\frac{C_4}{r^3(r + C_4/C_3)} \quad (5)$$

の形で近似できる。

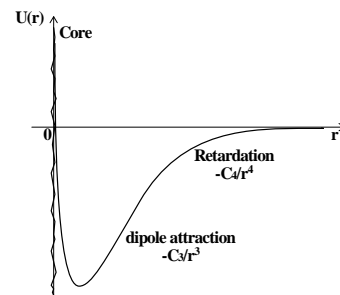


図 2: 固体表面と原子の作るポテンシャル

4 量子反射

4.1 概論

あるポテンシャル U の中に存在する質量 M の原子に対する時間に依存しない Schrödinger 方程式は,

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dx^2} \phi(x) + U\phi(x) = E_i \phi(x) \quad (6)$$

ここで, E_i は十分遠方で原子の持つエネルギーである。

$k_i = Mv_i/\hbar$ を入射波の波数として

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M} \quad (7)$$

より, このポテンシャル中での波数は

$$k = \sqrt{k_i^2 - \frac{2MU}{\hbar^2}} \quad (8)$$

と表せる。

ポテンシャルの急峻さを波長あたりの波数 k の変化率で評価すると

$$\varphi = \frac{1}{k^2} \left| \frac{dk}{dx} \right| \quad (9)$$

と表せる。原子の感じるポテンシャルを U を C_n を係数として

$$U = -\frac{C_n}{x^n} \quad (10)$$

とすると, $n > 2$ のとき φ は有限の x で

$$\varphi_{\max} = \frac{(n+1)(n+2)^{\frac{1}{2}}}{3^{\frac{3}{2}} n^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{k_i x_{\max}} \quad (11)$$

の極大値をもち, このときの x_{\max} の値は

$$x_{\max} = \sqrt[n]{\frac{(n-2)MC_n}{(n+1)\hbar^2 k_i^2}} \quad (12)$$

となり, 原子は主にこの位置で反射されると考えられる。

ここで, k_i が 0 に近づくと φ は ∞ に発散する。つまり k の変化率が ∞ に発散し, 反射率は 1 に近づく。

よって, 原子の入射速度が小さいほど量子反射率は 1 に近づく。

4.2 スケーリング則

式 (6) において, $U = -C_n/x^n$ として

$$\tilde{x} = \beta x, \quad \tilde{E}_i = \eta E_i \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta = \left(\frac{\hbar^2}{C_n M} \right)^{\frac{1}{n-2}} \\ \eta = \frac{M}{\hbar^2 \beta^2} \end{array} \right. \quad (13)$$

の置換をすると

$$\frac{d^2}{d\tilde{x}^2} \phi(\tilde{x}) - \frac{2}{\tilde{x}^n} \phi(\tilde{x}) = \tilde{E}_i \phi(\tilde{x}) \quad (14)$$

のように式 (6) を無次元化できる。

式 (14) より,

$$\tilde{E}_i = \eta E_i = \frac{M}{\hbar^2} \left(\frac{C_n M}{\hbar^2} \right)^{\frac{2}{n-2}} \frac{M v_i^2}{2} \quad (15)$$

が等しければ, 同等の量子反射率を持つ。 \tilde{E}_i が等しく M, v_i, C_n が異なる場合

$$\frac{v_{i1}}{v_{i2}} = \frac{M_2(M_2 C_{n2})^{\frac{1}{n-2}}}{M_1(M_1 C_{n1})^{\frac{1}{n-2}}} \quad (16)$$

と表すことができる。つまり, 質量 M , ポテンシャルの係数 C_n が小さいほど速い入射速度でも等しい量子反射率を得られる。言い換えると, 入射速度が等しいならば M, C_n が小さいほど高い量子反射率が得られることになる。

4.3 He*原子と Ne*原子の比較

He*原子と Ne*原子を比較する。

| | He* | Ne* |
|--------------------------|-------------------------|------------------------------|
| M [kg] | 6.64×10^{-27} | 3.32×10^{-26} |
| C_3 [Jm ³] | 8.8×10^{-49} | ? |
| C_4 [Jm ⁴] | 1.202×10^{-55} | 6.8×10^{-56} [2][8] |

$n = 3$ (van der Waals) のとき ($C_{3,He*} = C_{3,Ne*}$ と仮定)

$$\frac{v_{He*}}{v_{Ne*}} = \left(\frac{M_{Ne*}}{M_{He*}} \right)^2 \simeq 25$$

$n = 3$ (Casimir) のとき

$$\frac{v_{He*}}{v_{Ne*}} = \left(\frac{M_{Ne*}^{\frac{3}{2}} C_{4,Ne*}^{\frac{1}{2}}}{M_{He*}^{\frac{3}{2}} C_{4,He*}^{\frac{1}{2}}} \right)^2 \simeq 8.2$$

よって, He*原子の場合 Ne*原子と比較して van der Waals ポテンシャルで 25 倍, Casimir ポテンシャルでは 8.2 倍速い速度で入射しても Ne*と同等の反射率を得られると考えられる。

5 実験

5.1 実験に用いる He*原子のエネルギー準位

本実験に関する He*原子のエネルギー準位を図 3 に示す。

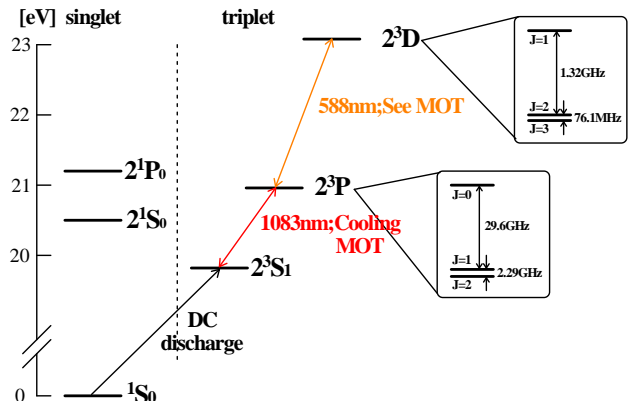


図 3: He*のエネルギー準位

He 原子の電子励起状態のうち 2^1S と 2^3S の状態は、基底状態との間が禁制遷移となるため長い励起寿命 (3S_1 で $\sim 8000s$) を持ち準安定状態と呼ばれる。

レーザー冷却に用いる遷移は 3S_1 - 3P_2 の閉じた遷移で、遷移波長は $1083nm$ である。励起状態の寿命は $\tau \sim 100ns$ (自然幅 $\gamma = 1.6MHz$) と比較的長く、ドップラー冷却限界温度は $40\mu K$ と低い。また、 3P_2 - 3D_3 の遷移は $588nm$ の可視光で、この遷移を用いて磁気光学トラップ (MOT) の観測を行うことができる。

5.2 実験装置

5.2.1 真空装置

本実験で用いた真空装置の概略図を図 4 に示す。

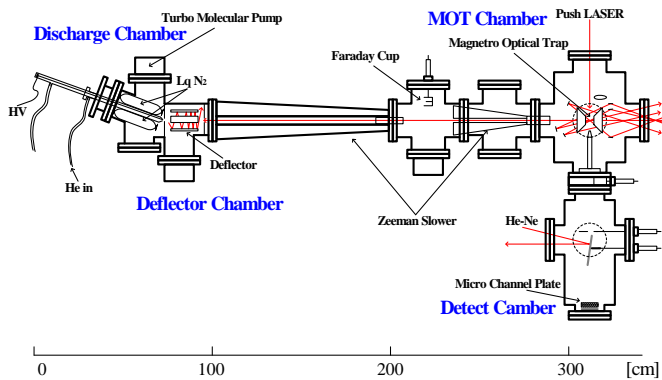


図 4: 真空装置

この真空装置は大まかに、放電チャンバー、Deflector チャンバー、MOT チャンバー、観測チャンバーに分けられる。チャンバーは、それぞれピンホールやアルミパイプで結合され、放電チャンバー、Deflector チャンバー、観測チャンバーに各 1 台、MOT チャンバーに 2 台の合計 5 台のターボ分子ポンプにより差動排気されている。到達圧力は、Deflecotor チャンバーが $\sim 10^{-8}torr$ 、MOT 及び観測チャンバーが $\sim 10^{-10}torr$ 程度である。MOT チャンバーと観測チャンバーの間にはバルブがあり、実験に用いる試料を交換したい場合は観測チャンバー部分のみを装置から分離し、真空を空けるけられるようになっている。

He 原子は質量が小さいため、同じ温度においても他の原子よりも最確速度が速い。また冷却遷移の上準位の寿命も長いこと減速度が小さい。例えば $300K$ の温度の He 原子のレーザー冷却を考えたとき、最確速度 (約 $1100m/s$) から完全に停止させるまでの距離は約 $140cm$ となり、大掛かりな装置が必要になる。本実験で用いた真空装置の場合、ゼーマンコイルの長さが約 $130cm$ 、 He^* 原子を生成する放電管から MOT の領域までの距離は約 $300cm$ である。

5.2.2 光源

レーザー冷却およびトラッピングのための光源は市販の外部共振器型半導体レーザー (TOPTICA Photonics 社 DL100) を MOT/Push 用、Deflector 用として 2 台用いた。このレーザーは、半導体レーザーからの光を回折格子に当て、その 1 次光を半導体レーザーに帰すリトロー配置の外部共振器を形成することにより周波数安定化を行っている。回折格子はピエゾ素子 (PZT) により微調が可能となっており、数 GHz の幅で周波数をスキャンすることが出来る。また、 $1083nm$ でシングルモード発振可能であり出力は最大 $30mW$ 程度である。

MOT/Push 用のレーザー光は Yb ファイバーアンプ (IP Group 社 EAM-2-C-PM) に光ファイバーでカップルされ、出力を $200mW$ 程度に増幅して実験に用いている。

レーザー冷却を行い MOT を生成するためには高い安定度でレーザーの周波数を冷却遷移にロックする必要がある。本実験では、飽和吸収分光法を用いて冷却遷移の周波数にレーザーを安定化した。

5.2.3 光学系

本実験で用いた光学系を図 5 及び、図 6 に示す。

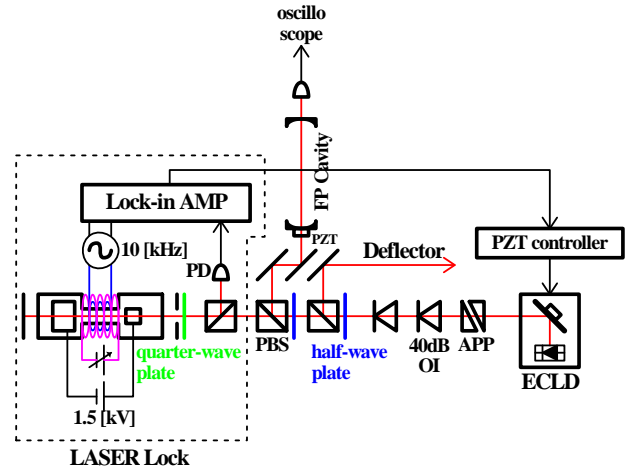


図 5: Deflector の光学系

半導体レーザーは戻り光に弱いため戻り光の対策をしっかりと行う必要がある。現在のセットアップでは $40dB$ のアイソレータを 2 段通して合計 $80dB$ のアイソレーションをそれぞれの半導体レーザーに対して行っている。

レーザー冷却を行うにあたり、レーザーはシングルモードで発振をしていなければならない。そこで、レーザーのモード及び周波数をスイープしたときの周波数幅を確認するため、MOT/Push 用、Deflector 用に FSR がそれぞれ $680MHz$ 、 $500MHz$ の掃引型 Fabry-Perot 共振器を作成した。

周波数ロック、モードの確認、冷却及びトラップ、Push、Deflector に用いるレーザー光を分ける場合には、それぞれ

$\lambda/2$ 板と偏向ビームスプリッタ (PBS) を組み合わせることで、それぞれの光強度を変えられるようにしてある。MOT と Push 用の光は 40MHz の音響光学素子 (AOM) を用いて +1 次光を実験に使いレーザー光のスイッチングが行えるようにした。MOT 用の光学系の調整は非常に大変なため、AOM から MOT 用の光学系の間シングルモード偏波面保持ファイバーをカップルすることで、光のパスがズレたり半導体レーザーや AOM の調子が悪くなった場合でも、MOT 用の光学系には一切触れずに修正作業が出来るようにした。

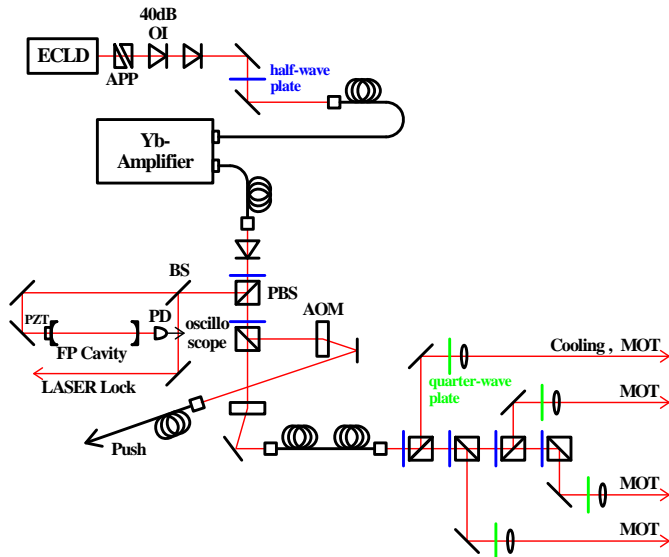


図 6: MOT/Push の光学系

5.3 実験方法

5.3.1 MOT への原子のローディング

まず、基底状態 (1S_0) の He 原子は、DC 放電により準安定状態 (3S_1) に励起した。

DC 放電によって得られた He*原子を原子線源として実験を行った。He*原子を生成しているときの Deflector チャンバーの真空度は、 2×10^{-6} 程度である。また、DC 放電によって原子が加熱されてしまうため、放電管のノズル部分は液体窒素により冷却されており、取り出される He*原子の温度は 300K 程度であると考えられる。

DC 放電により放電管から取り出された原子線には、我々が実験で使いたい 3S_1 状態の He 原子の他に、 2S 状態の He 原子やその他のイオンなど不純物が多く含まれている。これらの不純物をゼーマンコイルや MOT チャンバーまで取り込んでしまうと真空度が悪くなり、実験の条件が悪化する。 3S_1 状態の He 原子以外の不純物がゼーマンコイルに入射して来るのを防ぐため、ゼーマンコイルと放電管の間に Deflector を設置し実験に必要な 3S_1 の状態の原子のみがゼーマンコイル方向に偏向され、ゼーマン同調法を用いてレーザー冷却された後、MOT にローディングされる。本

実験で用いたゼーマンコイルは全長 130cm、コイル入り口の磁場 400Gauss で初速度 600m/s 以下の原子を冷却する設計となっている。ゼーマンコイルは 2 つに分かれている。前段のゼーマンコイルは全長約 100cm で、オフセットの磁場を与えるコイルと勾配を与えるコイルに分かれて巻かれている。後段のコイルは、全長約 30cm である。それぞれのコイルに、7A、10A、90A の電流を流し目的の磁場を達成している。それぞれのコイルは大電流を流し発熱するため実験中は水冷されている。

5.3.2 MOT

MOT の構成には、4 本ビームの配置を用いた。

飽和吸収分光法を用いて冷却遷移に安定化したレーザー光はスイッチングのため AOM を通った後、ファイバーを経由して MOT の光学系に入る。MOT 生成のためにレーザーは $\lambda/2$ と PBS を用いて 4 本に分けられた後、それぞれ $\lambda/4$ を通り円偏向とされレンズで約 1cm にビーム径を広げて MOT チャンバーに入射した。4 本の光のうちの 1 本はゼーマン同調法による冷却光を兼用している。レーザーの離調は -3MHz 程度、パワーはそれぞれ 20mW 程度である。

MOT のための反ヘルムホルツコイルには 40A 程度の電流を流し、コイルの中心付近で 40Gauss/cm 程度の磁場勾配を得た。実験中は放熱のためコイルを水冷している。

5.3.3 MOT からの原子の開放

MOT にトラップされた原子は、MOT チャンバーの上部に設置された光ファイバーからの Push 光によって MOT から鉛直方向に取り出され、観測チャンバーに入る。

Push 用のレーザー光は、MOT 用と同じ周波数の光を用いている。このレーザー光は MOT の中心にビームウェストが来るようにレンズによって絞られている。また、広い範囲から原子が観測チャンバーに入射するのを防ぐため、MOT の真下に $100\mu\text{m}$ のピンホールを設置した。

MOT から取り出される原子線の速度は Push 光の強度と照射時間によって決定される。AOM をスイッチングすることで Push 光の照射時間を 0.1 から 0.5ms に変化させ、最低 30m/s ~ 最高 70m/s の速度を持った原子線を MOT から取り出した。

5.3.4 量子反射の観測

MOT から Push 光により取り出された原子を用いて観測チャンバーで量子反射の実験を行った。量子反射実験のセットアップを図 7 に示す。

量子反射を行う Si 板の上部には、観測の邪魔になる原子が落ちてこないように移動可能なスリットを設置した。

量子反射率の測定において最も重要なパラメータは、原子の Si 板への入射速度である。本実験において、He*原子

の鉛直方向の速度は Push 光により MOT から取り出した場合、最低でも 30m/s 程度の速度を持ってしまう。この速度の原子を Si 板に垂直入射させても、速度が速すぎるため物質波の波長が小さく ($\lambda \sim 3\text{nm}$)、量子反射率の測定はほぼ不可能である。

Si 板を鉛直方向から僅かに傾け ($\sim 10\text{mrad}$)、原子を Si 板とほぼ平行に入射する配置にすると、原子の Si 板に対する法線方向速度を小さくすることが出来る。例えば、鉛直方向に 30m/s の速度を持つ He*原子が鉛直方向から 1mrad 傾いた Si 板に入射した場合、Si 板の法線方向の入射速度は $30\text{mm/s}(\lambda \sim 3\mu\text{m})$ となり量子反射の観測が十分可能となる。

本実験では、He*原子の Si 板への入射速度を選択する方法は 2 つある。1 つは Push 光の照射時間、強度を変える方法、もうひとつは Si 板の角度を変える方法である。観測のとき He*原子検出用のマイクロチャンネルプレート (MCP) にゲートを掛けることで、その時間により鉛直方向の速度を選択をし、Si 板の傾きによって Si 板に対する法線方向の入射速度を選択した。

He*原子を Push する瞬間には MOT の光と MOT のコイルに流す電流を切り、MCP で量子反射の観測のデータを取り込みしているときは MOT の光のみを切っている。MOT、Push 光のスイッチには AOM を、MOT コイルのスイッチには IGBT をそれぞれ用いて高速のスイッチングを行った。これらのスイッチングの制御は、NI 社の 32Ch digital I/O ボード:PCI-DIO-32S を、同じく NI 社の LabView で構築したプログラムを用いて PC で行った。

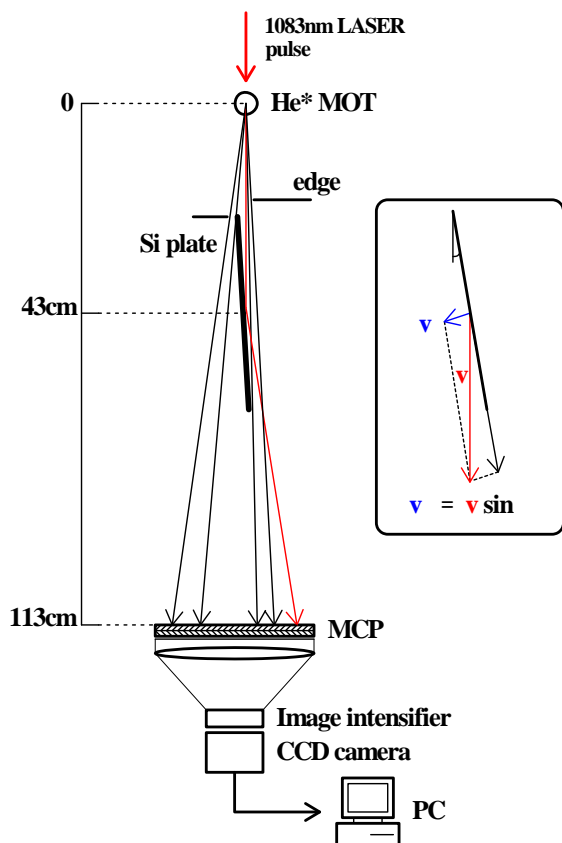


図 7: 量子反射実験のセットアップ

5.3.5 MCP での検出

MCP は 2 層の構造になっていて、表面には負の高電圧が印加されている。He*原子は大きな内部エネルギー ($\sim 19.8\text{eV}$) を持つため、MCP 表面に衝突すると脱励起し 2 次電子を叩き出す。叩き出された電子は MCP の毛細管内で加速されながら増倍され最終的に蛍光板に衝突し蛍光を発する。この蛍光をインテンシファイアをつけた CCD カメラでモニターすることで原子の位置検出を行った。

蛍光版の蛍光を記録するために、NI 社の 4Ch モノクロ画像取り込みボード:PCI-1409 を用いた。画像取り込みトリガがボードに入ると、CCD から 1 フレームの画像データを PC に取り込む。取り込まれた画像は設定した閾値で 2 値化された後、He*原子の衝突した蛍光スポットは各々円でフィティングされ、中心座標が記録される。これを多数回加算することで量子反射された原子がどの位置に何個飛んできたのかを図示できる。制御プログラムもスイッチング制御と同じく LabView で構築した。

6 実験結果

6.1 MOT の観測

MOT 生成の実験を行ったところ、MOT を CCD カメラで撮影することは出来なかった。この理由は、MOT に用いている 1083nm の光は CCD の分光感度が低く撮影しにくいと考えられる。また、MOT にトラップされている原子数が少ない可能性もある。そこで、 $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ の遷移の光を用いて MOT の観測を試みた。この遷移は 588nm の可視光である。MOT チャンバー内に新たに鏡を 1 枚入れ、588nm の光を折り返して定在波を作る配置で実験を行ったところ、MOT の蛍光が観測された (図 8)。現在 588nm の光はロックされていないため、レーザーの周波数がドリフトしてしまうと蛍光が消えてしまう。MOT の詳細なパラメータを詳しく観測するためには 588nm の光を遷移周波数にロックする必要がある。

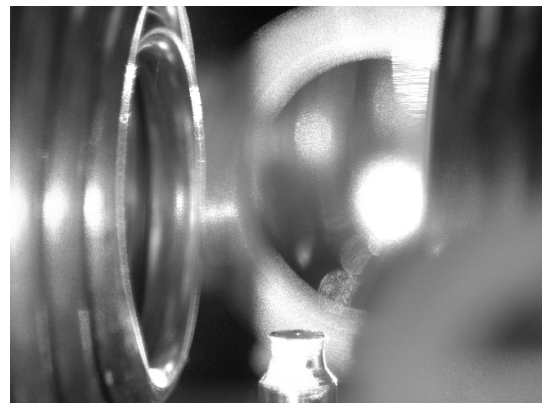


図 8: 588nm の光による MOT の蛍光

6.2 量子反射の観測

量子反射の実験の結果，得られた画像の例を図9に示す。これはHe*原子のSi板に対する法線方向入射速度を6.9cm/sとして，1時間程度の積算を行い得られた画像で，量子反射率は3.7%の結果が得られた。

量子反射率は，Si板の後ろ側を落ちてきたHe*原子数を基準としてSi板上に入射したHe*原子数を推定し，反射されたHe*原子数との比を取り決定した。

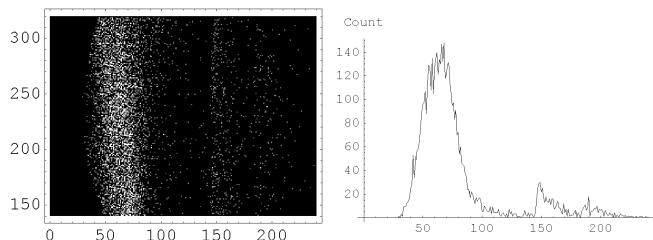


図9: MCP像(反射率3.7%，Si板の角度2.6mrad)

MOTから取り出すHe*原子の鉛直方向の速度を23~70m/s，Si板の鉛直方向からの傾きを1.3~5.6mradに変化させ，He*のSi表面に対する法線方向の入射速度を3~30cm/sとしてSi表面でのHe*原子の量子反射率の入射速度依存性を求めた結果を図10に示す。図中の直線は，数値計算した結果得られたSi表面でのHe*原子の量子反射率である。

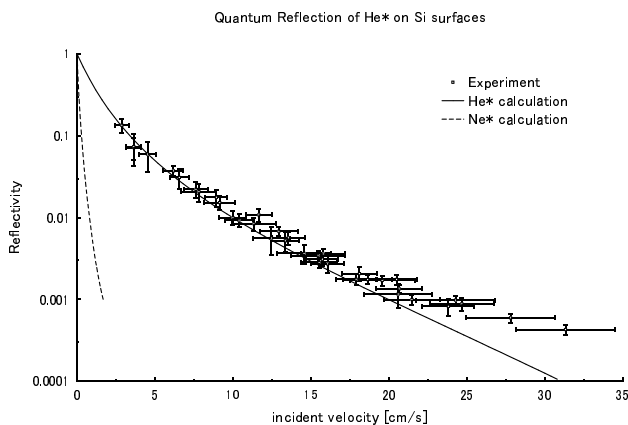


図10: He*原子のSi表面における量子反射率

実験結果を見ると，入射速度が速くなるほど数値計算で求めた結果よりも実験での量子反射率は高くずれている。この理由を考えると，1つは入射速度が速くなるにつれHe*原子はよりSi表面に近づくようになる。そのため，He*原子はよりSi表面近くのコアなポテンシャルを感じて反射，散乱されている可能性がある。もう1つは，Si表面にSiO_xの酸化膜が形成されていてその影響を受け，He*原子の感じるポテンシャルが純粋なSiの場合と異なった形状になっていることが考えられる。実験で用いたSi板の破片を用いて酸化膜の膜厚測定を行ったところ，Si表面の酸化膜はおよそ20nm以下であった。この厚さの酸化膜が，どの程度

量子反射率に影響するのかの検討が必要である。

He*原子とNe*原子の量子反射率を比較する。図10において，1%の反射率に注目したときNe*原子の入射速度1cm/sに対してHe*原子では10cm/s，0.1%の反射率に注目すると，Ne*原子の2cm/sに対してHe*原子は21cm/sと，He*原子の場合，約10倍速い速度で入射してきた原子に対してNe*原子の場合と同等の反射率を得ることができた。

7 まとめ

- 準安定状態ヘリウム原子のレーザー冷却及び磁気光学トラップを行った。
- 可視光(588nm)の遷移を用いてMOTが生成されていることを確認した。
- 0.1から0.5msの長さのPush光パルスを照射することで，30~70m/sの範囲で速度可変なHe*原子線をMOTから取り出した。
- He*原子をSi板とほぼ平行に入射させ，Si板の法線方向入射速度を小さくして，Siの(100)面におけるHe*原子の量子反射を観測した。
- He*原子のSi表面に対する法線方向入射速度に対して量子反射率を求め，Ne*原子と比較してHe*原子は約10倍の入射速度において同等の反射率を得た。

参考文献

- [1] V. U. Nayak, D. O. Edwards, and N. Masuhara. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 990 (1983).
- [2] F. Shimizu. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 987 (2001).
- [3] F. Shimizu and J. Fujita. *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 5 (2002).
- [4] R. Eisenschitz and F. London. *Z. Phys.* **60**, 491 (1930).
- [5] J. Lenerd-Jones. *Faraday Soc.* **28**, 333 (1932).
- [6] H. Casimir and D. Polder. *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [7] E. Lifshitz. *Sov. Phys. JETP* **2**, 73 (1956).
- [8] H-R. Noh, K. Shimizu, and F. Shimizu. *Phys. Rev. A* **61**, 041601 (2000).