

卒業論文

光トラップ中の極低温混合気体の
相互作用制御

指導教員 井上 慎 准教授

東京大学物理工学科
070465 大島淳

2009 年 2 月

目次

第 1 章	序論	4
1.1	研究の背景	4
1.1.1	極低温原子	4
1.1.2	相互作用制御	4
1.2	研究の目的	5
1.2.1	井上研究室の研究	5
1.2.2	本研究の目的	5
1.3	本論文の構成	7
第 2 章	原理	8
2.1	磁気トラップ	8
2.2	原子と光の相互作用	9
2.2.1	双極子力と輻射圧	10
2.2.2	光トラップ	13
2.3	原子間相互作用制御	17
2.3.1	中性原子の 2 体散乱	17
2.3.2	内部自由度を持つ原子間散乱	19
第 3 章	実験装置	26
3.1	装置概略	26
3.2	極低温原子の生成	26
3.3	光トラップ	27
3.3.1	パンケーキ型光トラップの設計	28
3.3.2	ビーム径測定装置	29
3.3.3	光トラップ光源	30
3.3.4	光トラップ用光学系	33
3.4	磁場制御	42

3.4.1	catch coil,antibias coil	42
第 4 章	$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の光トラップ	44
4.1	実験手順	44
4.1.1	パン・ケーキ型ビームウエストの実現	45
4.1.2	$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の光トラップ	46
4.2	結果	54
4.2.1	^{87}Rb の光トラップ周波数と光トラップのビームウエスト	54
4.2.2	光トラップ中の ^{87}Rb の温度, 密度	54
4.2.3	ステップ 6: $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップ	56
4.3	結果の考察	57
第 5 章	$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 原子間相互作用制御	59
5.1	実験手順	59
5.2	実験結果	62
5.2.1	Feshbach 共鳴の観測結果	62
5.3	考察と今後の展望	63
付録 A	光トラップ中の原子気体の蒸発冷却	65
謝辞		67
参考文献		70

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

1.1.1 極低温原子

1920年代にアインシュタインは、相互作用をしない有限の質量を持ったボーズ粒子の気体を考察し、ある温度以下で全粒子の有意の割合が最低エネルギーの一粒子状態を占有すると結論し、いわゆる BEC(ボーズ・アインシュタイン凝縮)を予言した。そして1995年にレーザー冷却と磁気トラップ、蒸発冷却を組み合わせることによって、Cornell と Wieman ら (JILA), Hulet ら (Rice 大), Ketterle ら (MIT) がそれぞれアルカリ原子 (^{87}Rb , ^7Li , ^{23}Na) のボーズ・アインシュタイン凝縮体を実現した。その後、その他のアルカリ原子のアボーズ・アインシュタイン凝縮体や、Fermi 粒子の量子縮退が実現された。

極低温原子系に関する研究は理論と実験共々大きく発展し、多くの成果が得られている。

1.1.2 相互作用制御

単一原子種のボーズ・アインシュタイン凝縮体の振る舞いは理論、実験の上でも大きく研究が進んだ。

一方、同じ極低温物理でも液体 ^4He のように相互作用が強い系の物理現象は、未だによく分かっていない。極低温原子気体は、固体物理にみられるような不純物や欠損が見られず、かつ Feshbach 共鳴として磁場を用いて相互作用制御が出来て、物性物理の量子多体系の現象をあらゆる理想的なモデルとして有用である [1]。

1.2 研究の目的

1.2.1 井上研究室の研究

振動基底状態の ^{41}K - ^{87}Rb 極低温極性分子の実現が, 井上研究室の現在の目的である. 極低温極性分子は電気双極子を持ち, 極低温極性分子どうしには, 原子間に比べて異なり双極子双極子相互作用が働く. 原子間の相互作用は原子同士の衝突に起因する短距離相互作用であり, 等方的な相互作用である. 一方, 極性分子間の相互作用は電気双極子同士が長距離間でも作用する長距離相互作用であり, 分子同士の双極子の向きにより斥力や引力が働く異方性相互作用である. この双極子双極子相互作用を有する極低温極性分子系は, 新たな量子多体系の研究に非常に有用である (図 1.1). [2]

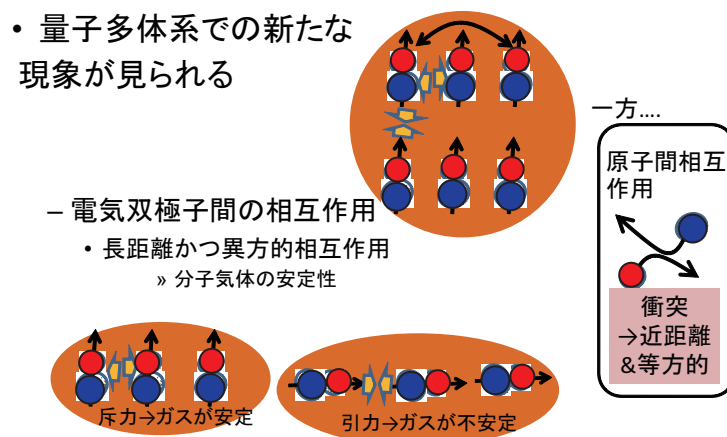


図 1.1 極性分子間の双極子双極子相互作用の特徴.

1.2.2 本研究の目的

井上研究室の極低温極性分子の実現プランは (図 1.2),

1. 磁気トラップ中で ^{41}K と ^{87}Rb の各原子のボーズ・アインシュタイン凝縮体を作成する.
2. 磁気トラップ中の原子を光トラップに移し, マイクロ波を加えて原子を最低エネルギーのスピンの状態に落とす.
3. 光トラップから, 光格子に移す. 光格子の各格子中には 2 つ 1 組 (^{41}K と ^{87}Rb) ずつ配置する.
4. Feshbach 共鳴を用いて, 浅い束縛状態の $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ 分子を作成する.

5. STIRAP(Stiulated Raman Adiabatic Passage)^{*1}によって分子を振動の基底状態に落とす.

という構成である.

井上研究室では,既に ^{41}K と ^{87}Rb のボーズ・アインシュタイン凝縮体の,単1原子種での光トラップや Feshbach 共鳴は観察されている. 本研究は, ^{41}K と ^{87}Rb の混合気体を取り扱う点が大きな特徴である. 本研究は,上の一連の流れにおいて 2,3,4 に関わっている.

本研究の目的は,

- 光格子中での $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ 分子生成へ向け,混合原子気体の最適な光トラップを実現すること
- 外部磁場を操作して ^{41}K と ^{87}Rb の2原子間相互作用制御を行うこと

である.最適な光トラップとは,

- 光トラップ中の原子気体密度が十分低く
- ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なりが十分大きい

という条件を満たす光トラップを指す. 詳しい説明は,次章以降で説明する.

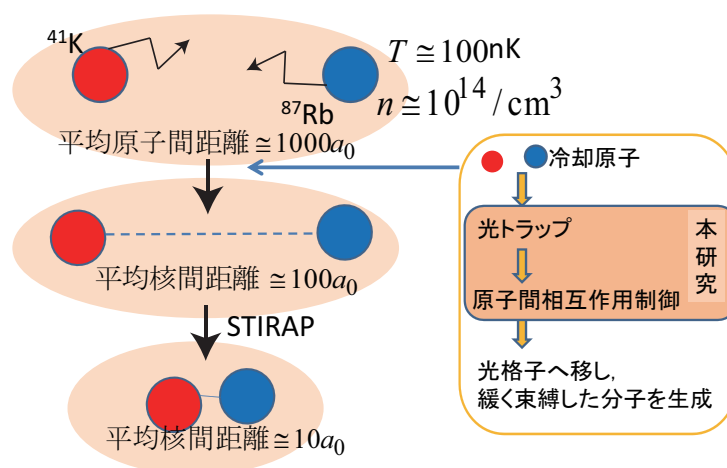


図 1.2 本研究室の $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ 極性分子の実現プラン. 極低温原子の2原子 (^{41}K , ^{87}Rb) を, Feshbach を利用して緩く束縛した分子にして, その分子を STIRAP によって振動基底状態に移行する.

^{*1} 詳しくは本研究室の学位論文 [3] を参照.

1.3 本論文の構成

序論において, 極低温極性分子研究へ至る歴史を振り返りつつ, 井上研究室の研究活動を述べた. また本研究の目的, 及び井上研究室における位置づけを説明した. 2章では本研究に関わる諸原理を説明する. 磁気トラップ, 光双極子力トラップの原理, 及び相互作用制御で現れる Feshbach 共鳴という現象を中心に解説する. 3章では, 各実験装置の役割を説明をする. 本研究のテーマに関わる装置を中心に解説する. 極低温混合原子気体の生成には数多くの装置を要するが, 本論文では概略だけ述べるに留まり, 詳しい説明は井上研究室の学位論文 [4, 5] に譲る. 4,5章では, 実験手順を説明し, 得られた結果の考察を行う.

第 2 章

原理

本章では, 本実験に関わる重要な物理現象の原理について説明する.

2.1 節で磁気トラップの原理, 2.2 節で光トラップの原理を説明する. そして 2.3 節では原子間相互作用, つまり散乱長制御の原理を説明する. Feshbach 共鳴を導入して, 散乱長と外部磁場の関係式を導く. また, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の散乱長制御の実効的效果として現れる phase separation を説明する.

2.1 磁気トラップ

磁気モーメント μ を持つ原子に, 外部磁場 \mathbf{B} を印加すると, 原子のエネルギー準位は $\mathbf{U} = -\mu \cdot \mathbf{B}$ だけゼーマンシフトをする. ゼーマンシフトを用いて, 空間的な磁場勾配における磁場の極小点に原子を閉じ込める方法を磁気トラップという. 以下, 参考文献 [7] を基に磁気トラップを説明する.

一般に磁場が小さい時は線形にゼーマンシフトする. 全角運動量 F のランダウの g_F 因子, ボーア磁子 $\mu_B (\equiv e\hbar/em_e c)$ と原子の磁気副準位 m_F を用いて, $\mathbf{U} = g_F \mu_B m_F B$ と表される. 全角運動量 $\mathbf{F} = \text{電子の角運動量 } \mathbf{J} + \text{核スピン } \mathbf{I}$ である. 電子の角運動量 \mathbf{J} とは, 電子の軌道角運動量 \mathbf{L} と電子のスピン \mathbf{s} を用いて $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s}$ と表わされる. m_F は磁気副準位 $= -F, -F+1, \dots, F-1, F$ をとる. g_F は $g_F = g_J \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)}$ [g_J は電子系の全スピン J の g 因子で $g_J = 1 + \frac{J(J+1)+s(s+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$ と表わされる] と記される.

^{87}Rb の基底状態 $5S_{\frac{1}{2}}$ のゼーマンシフトは, 図 2.1 の様に振舞う. $5S_{\frac{1}{2}}$ とは, 主量子数 5, S 軌道, 全角運動量 $J = 0 + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ のスピン状態を表す. . 全角運動量 F として, $5S_{\frac{1}{2}}$ の安定な磁気トラップが可能なスピン状態は, $5S_{\frac{1}{2}} : F = 2, m_F = +2$ (以後 $|2, 2\rangle$) と $5S_{\frac{1}{2}} : F = 1, m_F = -1$ (以後 $|1, -1\rangle$) の 2 種類である.

本実験では Feshbach 共鳴を使うために, 磁気トラップした原子を光トラップへ移す. 磁場を Feshbach 共鳴磁場 B_0 付近で操作することで, 原子間相互作用を制御する. そのため

に, 外部磁場を自由に操作できる光トラップに移す必要がある.

そして, 原子を磁気トラップから光トラップへ移すわけであるが, その磁気トラップと光トラップを切り替えるタイミングは非常に重要である. Feshbach 共鳴で (^{41}K , ^{87}Rb は同様に) $|1,1\rangle$ を用いる都合上, 磁場トラップした $^{87}\text{Rb}|2,2\rangle$ をマイクロ波 (6.8[GHz]) で $|1,1\rangle$ へと M1 遷移させておく必要がある. しかし $|1,1\rangle$ は磁気トラップから外れてしまう. なぜなら, 図 2.1 より $|1,1\rangle\text{Rb}$ は空間的磁場勾配の極小点で, エネルギー準位が最大値をとるからである. そこで磁気トラップを切る直前に, 代わりに光トラップで原子を閉じ込め, それから光トラップ中で M1 遷移を行のが適当である.

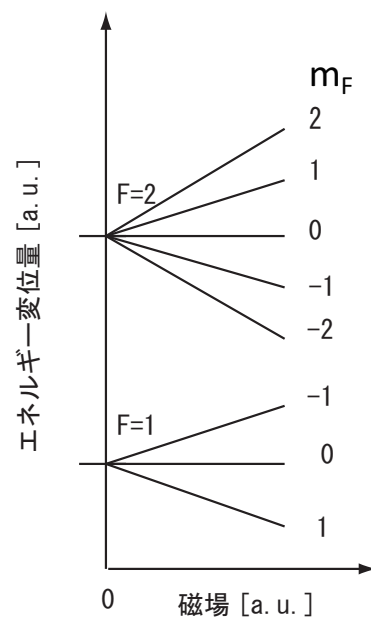


図 2.1 ^{87}Rb の基底状態 $5S_{\frac{1}{2}}$ のゼーマンシフト. F は全角運動量, m_F は磁気副準位 $=-F, -F+1, \dots, F-1, F$ とした.

2.2 原子と光の相互作用

本研究に関わる, 原子と光の電氣的相互作用の原理を説明する.

本稿では [8] を参考に, 光トラップの原理を細かく説明する. またその説明とは別に, より直観的なアプローチがある. 詳しくは参考文献 [6] を参照のこと. 図 2.2 では, その直観的な光トラップの説明の概略を示した.

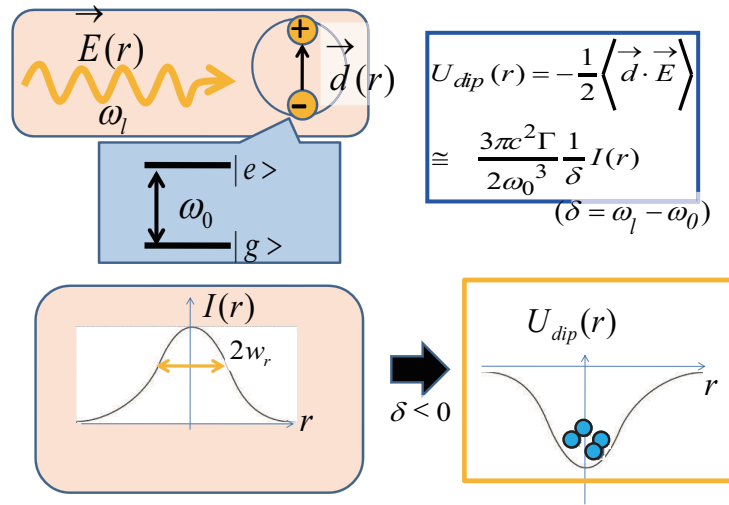


図 2.2 直観的な光トラップの原理の説明. 2 準位系の原子を考える. その原子にレーザー, つまり電場 $\vec{E}(r)$ を与えると, 原子には電気双極子 $\vec{d}(r)$ が誘起される. r は, レーザー中心から動径方向の距離である. その電気双極子 $\vec{d}(r)$ と電場 $\vec{E}(r)$ との相互作用によって, 原子が受けるポテンシャル $U_{dip}(r)$ が表わされる. その大きさは, レーザー強度 I に比例する. レーザーは, 強度分布がガウシアンをるので, 光トラップポテンシャル $U_{dip}(r)$ は図右下のようになり, レーザー強度 I が強いところに原子はトラップされる.

2.2.1 双極子力と輻射圧

原子とレーザーの相互作用の半古典論

2 準位間の共鳴周波数が ω_0 , 励起状態 $|e\rangle$ と基底状態 $|g\rangle$ で表される 2 準位系原子を考える. レーザー電場は単一モードであると仮定する. 原子, 電磁場, 及び相互作用ハミルトニアンを $\hat{H}_A, \hat{H}_F, \hat{H}_{AL}$ とし, M を原子の質量で $\hat{\mathbf{P}}$ は重心運動量演算子とすると, 電気双極子近似の元で全系のハミルトニアン^{*1}は,

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_F + \hat{H}_{AL} \quad (2.1)$$

$$\hat{H}_A = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \hbar\omega_0\hat{\sigma}_z \quad (2.2)$$

$$\hat{H}_F = \sum_k E_k \left(\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2} \right) \quad (2.3)$$

$$\hat{H}_{AL} = -\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{R}) \quad (2.4)$$

^{*1} 実際には自然放出を記述する真空場との相互作用も加わるが, 原子に働く力を求める際, 自然放出が等方的であることから 0 になるので, 真空場との相互作用項は省略した.

と表される. パウリのスピン行列は $\hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ と表わされる. $\hat{\mu}$ は電気双極子モーメント演算子で, 大きさを μ , その方向の単位ベクトル \mathbf{e}_μ とし,

$$\hat{\mu} = \mu \mathbf{e}_\mu (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) = \mu \mathbf{e}_\mu (\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) \quad (2.5)$$

と表される. パウリのスピン行列は, $\hat{\sigma}_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\hat{\sigma}_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ と表わされる. 一方レーザー電場 $\hat{E}(\mathbf{R})$ は,

$$\hat{E}(\mathbf{R}) = e(\mathbf{R}) \mathcal{E}_O(\mathbf{R}) (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (2.6)$$

と表される. ここで \mathbf{R} は原子の重心位置で, $e(\mathbf{R})$ は偏光方向の単位ベクトル, $\mathcal{E}_O(\mathbf{R})$ は電場の振幅を表すものとする. (2.5),(2.6) 式を (2.4) 式に代入すると相互作用ハミルトニアンは,

$$\hat{H}_{AL} = \mu \hat{\mathbf{e}}_\mu \cdot \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{R}) \mathcal{E}_O(\mathbf{R}) (\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) = -\hbar \Omega(\mathbf{R}) (\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (2.7)$$

となる. ここで $\Omega(\mathbf{R})$ はラビ周波数で,

$$\Omega(\mathbf{R}) \equiv - \frac{\mu (\hat{\mathbf{e}}_\mu \cdot \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{R}))}{\hbar} \mathcal{E}_O(\mathbf{R}) \quad (2.8)$$

と定義される. そして回転波近似^{*2}により,

$$\hat{H}_{AL} = -\hbar \Omega(\mathbf{R}) (\hat{\sigma}_+ \hat{a} + \hat{\sigma}_- \hat{a}^\dagger) \quad (2.9)$$

となる. レーザー場は古典的である (半古典近似), すなわち $\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{R}) \mathcal{E}_O(\mathbf{R}) \cos(\omega_l t + \Phi(\mathbf{R}))$ として相互作用ハミルトニアンを求めると,

$$\hat{H}_{AL} = -\frac{\hbar \Omega(\mathbf{R})}{2} (e^{-i\Phi} e^{i\omega_l t} \hat{\sigma}_+ + e^{i\Phi} e^{-i\omega_l t} \hat{\sigma}_-) \quad (2.10)$$

となる. ω_l は電場の振動数, $\Phi(\mathbf{R})$ は電場の空間位相を表している. すると全系のハミルトニアンは,(2.1)(2.2)(2.3)(2.10) より,

$$H = \hat{H}_A + \hat{H}_F + \hat{H}_{AL} = \frac{P^2}{2M} + \hbar \omega_0 \hat{\sigma}_z + \hbar \omega_l \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar \Omega(\mathbf{R})}{2} (e^{-i\Phi} e^{i\omega_l t} \hat{\sigma}_+ + e^{i\Phi} e^{-i\omega_l t} \hat{\sigma}_-) \quad (2.11)$$

となる.

^{*2} $\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_+$ は, 物理的には電磁場の光子を一つ増やし原子を基底状態から励起状態へと遷移させることを意味しており, 量子論ではそのようなエネルギー保存則を破るものがあるが, 非常に短い時間の間ではかきないため, 無視する.

輻射圧 双極子力の導出

Ehrenfest の定理により, レーザー場から原子に働く平均の力 $\mathbf{F}(\mathbf{R}, t)$ は, 重心運動量 \mathbf{P} の時間変化の期待値をとって,

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}, t) = \left\langle \frac{d\mathbf{P}}{dt} \right\rangle \quad (2.12)$$

となる. 原子の重心運動演算子は, ハイゼンベルクの運動方程式より,

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{P}, \mathbf{H}] = -\frac{\partial \hat{H}}{\partial \mathbf{R}} = -\nabla \hat{H}_{AL} \quad (2.13)$$

となる^{*3}. よって $\mathbf{F}(\mathbf{R}, t)$ は,

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}, t) = -\nabla \left\langle -\frac{\hbar\Omega(\mathbf{R})}{2} (e^{-i\Phi} e^{i\omega_1 t} \hat{\sigma}_+ + e^{i\Phi} e^{-i\omega_1 t} \hat{\sigma}_-) \right\rangle = \mathbf{F}_d(\mathbf{R}, t) + \mathbf{F}_r(\mathbf{R}, t) \quad (2.14)$$

$$\mathbf{F}_d(\mathbf{R}, t) = \hbar \text{Re}[e^{-i(\Phi+\omega_1 t)} \rho_{ge}(t)] \nabla \Omega(\mathbf{R}) \quad (2.15)$$

$$\mathbf{F}_r(\mathbf{R}, t) = \hbar \text{Im}[e^{-i(\Phi+\omega_1 t)} \rho_{ge}(t)] \nabla \Phi(\mathbf{R}) \quad (2.16)$$

と表される.

ここで密度行列 ρ を導入した. 時刻 t での内部状態を $|\phi(t)\rangle = c_e(t)|e\rangle + c_g(t)|g\rangle$ として, 密度行列は,

$$\rho = |\phi(t)\rangle \langle \phi(t)| \quad (2.17)$$

$$\rho_{ij} = \langle i|\rho(t)|j\rangle = \langle i|\phi(t)\rangle \langle \phi(t)|j\rangle = c_i^*(t)c_j(t) \quad (2.18)$$

と表される.

$\mathbf{F}_d(\mathbf{R}, t)$ は双極子力, $\mathbf{F}_r(\mathbf{R}, t)$ は輻射圧と呼ばれる. 双極子力は, ガウシアンレーザーのように空間的強度変化がある場合に働く力である. 輻射圧は, $\nabla \Phi(\mathbf{R})$ の項を持ち, レーザー電場の位相の空間的変化によって働く力である.

双極子力と輻射圧は, Bloch 方程式を導入し自然放出を考慮した $[e^{-i(\Phi+\omega_1 t)} \rho_{ge}(t)]$ の項を具体的に求めることで, 飽和パラメーター $s(\mathbf{R}) \equiv \frac{1}{2} \frac{\Omega^2(\mathbf{R})}{\delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}$ を用いて簡単に記述でき^{*4},

$$\mathbf{F}_d(\mathbf{R}) = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s(\mathbf{R})}{1+s(\mathbf{R})} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{F}_r(\mathbf{R}) = -\hbar \frac{\Gamma}{2} \frac{s(\mathbf{R})}{1+s(\mathbf{R})} \nabla \Phi(\mathbf{R}) \quad (2.20)$$

^{*3} $\mathbf{F}(\mathbf{R}, t)$ は期待値の形をとっており, ハイゼンベルク表示を使おうが, シュレディンガー表示を使おうが, この式の有用性には変わりはない.

^{*4} 計算の詳細は参考文献 [8]P.84-85 を参照のこと.

となる. δ は共鳴周波数 ω_0 とレーザー周波数 ω_l との差, 離調 $\delta \equiv \omega_l - \omega_0$ である. Γ は, 原子の 2 準位間の自然幅である.

2.2.2 光トラップ

光トラップとレーザー強度の関係

光トラップとレーザー強度の関係について述べる.

双極子力 $\mathbf{F}_d(\mathbf{R})$ は保存力であり, ポテンシャル U_{dip} は,

$$U_{dip} = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left[1 + \frac{\Omega^2(\mathbf{R})/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}\right] = \frac{\hbar\delta}{2} \ln[1 + s] \quad (2.21)$$

となり, $\mathbf{F}_d(\mathbf{R}) = -\nabla U_{dip}$ と表される. U_{dip} は双極子力ポテンシャルと呼ばれる.

次に双極子力ポテンシャル U_{dip} を, レーザー強度 $I(R)$ に比例するポテンシャルとし記述する.

離調 δ を $|\delta| \gg \Gamma$ ととると (2.21) 式は Taylor 展開を行い,

$$U_{dip} \simeq \frac{\hbar\delta}{2} \frac{\Omega^2}{2\delta^2} \quad (2.22)$$

と展開される. ラビ周波数 $\Omega(R)$ は (2.8) 式で定義されており, レーザー強度 $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \mathcal{E}_O(\mathbf{R})^2$ を用いると,

$$\Omega^2(R) = \frac{2\mu^2}{\hbar^2 \epsilon_0 c} I \quad (2.23)$$

と表される. 従って, 双極子力ポテンシャル U_{dip} は,

$$U_{dip} = \frac{\mu^2}{2\hbar\epsilon_0 c} \frac{I}{\delta} = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\mathbf{R}) \quad (2.24)$$

と記述できる. ただし自然幅 $\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \mu(\hat{\mathbf{e}}_\mu \cdot \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{R}))$ を用いた.

(2.19)(2.21) より双極子力 $\mathbf{F}_d(\mathbf{R})$ によって, 赤方離調 $\delta < 0$ では原子はレーザー強度 $I(R)$ ($\propto \mathcal{E}_O(\mathbf{R})^2$) が最大のところ ($\min U_{dip} < 0$) へ引き付けられる. 青方離調 $\delta > 0$ では原子はレーザー強度 $I(R)$ が最小のところ ($\min U_{dip} > 0$) へ引き付けられる.

また (2.24) 式より, 双極子力ポテンシャル U_{dip} の形状はレーザー強度 $I(R)$ の空間分布に依存する.

上記のように, 双極子力の原理に基づき, レーザー強度の空間分布を用いたトラップは, 光トラップ (あるいは光双極子力トラップ) と呼ばれる.

本研究では, 赤方離調 $\delta < 0$ の光トラップを行った. 以後の説明では, 離調は常に $\delta < 0$ としている.

光トラップ中の原子気体の振る舞い

本研究では, ガウシアンレーザーを光トラップの光源として用いた. そして, 赤方離調 $\delta < 0$ の光トラップ ($U_{dip} < 0$) を行った.

以後, その光トラップ中での原子の振る舞いについて説明する. 具体的にはガウシアンレーザーのビーム径 $w(z)$, 原子のトラップ周波数 ω_{trap} , 原子気体密度 n の関係を述べる.

ガウシアンビームの強度 I は,

$$\begin{aligned} I(r, z) &= \frac{2P}{\pi w_x(z)w_y(z)} \exp\left(-2\frac{x^2}{w_x^2(z)}\right) \exp\left(-2\frac{y^2}{w_y^2(z)}\right) \\ &= I_0 \frac{w_{x0}w_{y0}}{w_x(z)w_y(z)} \exp\left(-2\frac{x^2}{w_x^2(z)}\right) \exp\left(-2\frac{y^2}{w_y^2(z)}\right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_{x0}w_{y0}} \quad (2.26)$$

と表わされる. レーザーの伝搬方向に z 軸, 伝搬方向と垂直方向に x, y 軸を取った (図 2.3). $i = x, y$ として, w_i は i 軸方向のレーザーの $1/e^2$ 幅である. P は z 軸方向レーザーのパワーである. I_0 は x - y - z 軸の原点におけるビームの強度である.

w と z は,

$$w_i(z) = w_{i0} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{Ri}}\right)^2} \quad (2.27)$$

$$z_{Ri} = \frac{\pi w_{i0}^2}{\lambda} \quad [i = x, y] \quad (2.28)$$

という関係にある. z_{Ri} はレイリー波長, λ はレーザー光の波長, w_{i0} はビームウェストである. (2.24) 式より $U_{dip} = \frac{\mu^2}{2\hbar\epsilon_0 c} \frac{I}{\delta} = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I$ なので, $x \simeq 0, y \simeq 0, z \simeq 0$ において $I(r, z)$ を展開すると U_{dip} は,

$$U_{dip}(x, y, z) = -U_0 \left[1 - 2\left(\frac{x}{w_{x0}}\right)^2 - 2\left(\frac{y}{w_{y0}}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \quad (2.29)$$

$$\frac{1}{z_R^2} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_{Rx}^2} + \frac{1}{z_{Ry}^2} \right) \quad (2.30)$$

$$U_0 \equiv |U_{dip}(0, 0, 0)| = \left| \frac{\mu^2}{2\hbar\epsilon_0 c} \frac{I_0}{\delta} \right| = \left| \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I_0 \right| \quad (2.31)$$

と記述できる.

次にトラップされている原子のふるまい (トラップ周波数と原子空間密度分布) を記述する. 以後原子は質量 m の調和振動子として振る舞い, 原子集団は非等方調和ポテンシャル

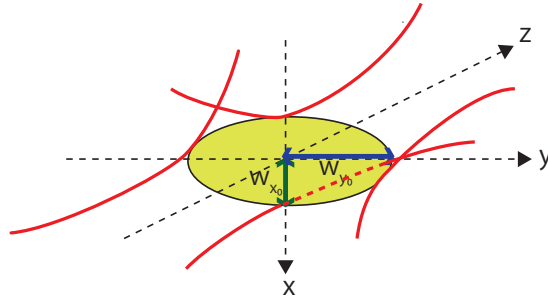


図 2.3 光軸 z 方向に対して楕円形の広がりを持つビーム. ビームと各平面 (xy, yz, zx 平面) が交わる部分を赤線で示した.

$U = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ 中にある場合を考える.

このポテンシャルと (2.29) 式を比較すると原子のトラップ周波数は,

$$\omega_i = \sqrt{4U_0/m\omega_{i0}^2} \quad (i = x, y) \quad (2.32)$$

$$\omega_z = \sqrt{2U_0/mz_R^2} \quad (2.33)$$

となる.

ところで, 原子集団の空間密度分布 $n(\mathbf{r})$ はどのように記述されるのであろうか. ここでは各分布関数の導出は省略し, 参考文献 [7] に譲る. 調和ポテンシャル U 中の温度 T である原子気体の空間密度分布 $n(\mathbf{r})$ は,

$$n_{MB}(\mathbf{r}) = N\omega_x\omega_y\omega_z \left(\frac{m\beta}{2\pi}\right)^{3/2} \exp[-\beta U] \quad (2.34)$$

$$n_B(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_{dB}} g_{3/2} \exp[-\beta(U - \mu)] \quad (2.35)$$

$$n_{TF}(\mathbf{r}) = \max\left[\frac{\mu - U}{V_0}, 0\right] \quad (2.36)$$

と表わされる. ただし $\beta = 1/k_B T$, N は原子数, $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ は熱的ド・ブロイ波長, $\mu = \frac{15^{2/5}}{2} \left(\frac{Na}{\bar{a}}\right)^{2/5} \hbar \bar{\omega}$ は化学ポテンシャルである. N は全粒子数, $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ は 3 つの方向の周波数の幾何平均, $\bar{a} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}}$ は特徴的な長さである. $V_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$ は 2 粒子間ポテンシャルである. ただし a は散乱長である. $n_{MB}(\mathbf{r})$ はマクスウェルボルツマン分布から, $n_B(\mathbf{r})$ は半古典近似を行った Bose 分布から, $n_{TF}(\mathbf{r})$ は Gross Pitaevskii 方程式での Thomas-Fermi 近似から導かれた空間密度分布である. $g_n(z) = \sum_{s=1}^{\infty} z^s / s^n$ はボーズ関数と呼ばれている. 温度 $T (> \text{転移温度 } T_C)$ ではマクスウェルボルツマン分布が有効であるが, 転移温度 T_C の付近では Bose 分布で考える方が適当である. また, ボーズ・アインシュタイン凝縮体には $n_{TF}(\mathbf{r})$ が有用される.

原子の安定した光トラップのためには, トラップされている原子の loss の割合を減らすこ

とが必要である。原子の loss を減らすには、原子気体の空間密度を下げれば良い。以下にその仕組みについて説明する。

トラップ中の原子気体空間密度 $n(t)$ と、トラップ原子の loss の関係式は、

$$\dot{n}(t) = -\Gamma n(t) - \alpha n^2(t) - \gamma n^3(t) \quad (2.37)$$

と表わされる [6]. α, γ は定数である。密度が下がれば、原子の loss の割合も小さくなることは明らかである。右辺第 1 項はトラップ中の原子が background gas と衝突に起因する loss である。第 2 項は two-body loss を表す。第 3 項は **three-body loss** を表す。(2.37) 式より、原子の密度が高い場合は第 3 項の three-body loss が強く働く。本研究では光トラップ中の原子気体は高密度である。したがって、three-body loss による loss が大きく影響する。

three-body loss は 3 つの原子の間で起こる非弾性衝突による loss である。three-body loss の過程を概説する。まず 2 原子間で束縛状態が形成される。するとその分放出されたエネルギーが、別の 3 つ目の原子に運動エネルギーとして加えられる。その運動エネルギーはトラップポテンシャルに対して非常に大きい。そして結果的に 3 つ全ての原子がトラップから外れる。three-body loss の生じる頻度は (2.37) 式で表わされ、定数 γ と密度 n で記述される。 γ は 2 原子間散乱過程において、ある入射チャンネル^{*5}からある出射チャンネルへと遷移する確率に比例する数である [9].

光トラップ中の混合原子気体の振る舞い

重力の効果を考慮すると、光トラップの重力方向の極小点が移動する (**gravitational sag**). 移動の大きさは原子の質量の寄与を受ける。その結果、光トラップ中の $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体では、両原子のトラップ位置にずれが生じる。詳しくは次節で説明するが、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の **phase separation** が生じている時に、gravitational sag に起因するずれは、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 原子気体の重なりあいの度合の指標となる。では、以下にこのずれとビーム径の関係を記述する。

ビームから原子の受けるポテンシャル U_{dip} ((2.29) 式) 及び重力の効果を含めると、 ω_x ((2.32) 式) を用いて原子が受ける全ポテンシャル U_{all} は、

$$\begin{aligned} U_{all} &= -U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{x}{w_{x0}} \right)^2 - 2 \left(\frac{y}{w_{y0}} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] - mgx \\ &= -U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{y}{w_{y0}} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] + \frac{m\omega_x^2}{2} (x-d)^2 - \frac{1}{2} mgd \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$d \equiv \frac{g}{\omega_x^2} = \frac{mgw_{x0}^2}{4U_0} \quad (2.39)$$

^{*5} チャンネルの記述は 2.3.2 項を参照。

と記される. ただし, 重力方向に x 軸を取った d は **gravitational sag** である. (2.39) 式はビームウェスト w_{x0} と d の関係を示している. **gravitational sag** により光トラップ中の ^{41}K と ^{87}Rb 混合気体では, 重力方向の ^{41}K と ^{87}Rb の光トラップの極少点のずれ Δd は,

$$\Delta d \equiv \left| \frac{g}{\omega_{Kx}^2} - \frac{g}{\omega_{Rbx}^2} \right| \quad (2.40)$$

となる. ω_{jx}, m_j (ただし $j = K$ もしくは Rb) は各原子のトラップ周波数, 質量を表す.

2.3 原子間相互作用制御

本実験では, Feshbach 共鳴という現象を利用し, 磁場の操作による相互作用制御を行う. 本節ではこの原理を説明する. まず中性原子の 2 体散乱について説明する. 次にアルカリ原子の散乱問題を取り上げ, 多チャンネル化, Feshbach 共鳴について説明する. なお, 極低温原子のみに注目しており, 以後低エネルギー散乱を取り扱う.

2.3.1 中性原子の 2 体散乱

s 波散乱

2 つの中性原子運動の相対座標を \mathbf{r} , 全波動関数を $\phi(\mathbf{r})$, 換算質量を m_r とおく. 相対座標に関するシュレディンガー方程式は,

$$\hat{H}\phi(\mathbf{r}) = \left(\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_r} + V(\mathbf{r}) \right) \phi(\mathbf{r}) = E\phi(\mathbf{r}) \quad (2.41)$$

となる. $V(\mathbf{r})$ は相互作用ポテンシャルであり, 相互作用ポテンシャルが散乱ポテンシャル $V(\mathbf{r})_{\text{scatt}}$ となって散乱が起きる.

冷却原子間の散乱は低エネルギー散乱, つまり s 波散乱である. よって, 散乱ポテンシャル V_{scatt} として中心力を取り扱う. 散乱ポテンシャルの及ぶ範囲を r_0 とする. すると $r \gg r_0$ の領域で, 波動関数とポテンシャル $V(\mathbf{r})$ は,

$$\phi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r} = \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) [(-1)^{l+1} e^{-ikr} + e^{2i\delta_l} e^{ikr}] \quad (2.42)$$

$$V_{\text{scatt}}(\mathbf{r}) = V_c + V(r) \cdots = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2} + V(r) \cdots \quad (2.43)$$

と表される. \mathbf{k} は入射粒子の相対波数ベクトル, θ は散乱の方向, $f(k, \theta)$ は散乱振幅, V_c は遠心ポテンシャルである.

さて、2粒子が真正面からややずれて衝突するとき、衝突係数^{*6}を b とする。この際、一方の原子が片方から受ける角運動量は $\hbar kb = \hbar l$ と書ける。散乱が起きるのは、散乱ポテンシャルが及ぶ範囲 r_c に対して、 $b < r_c$ が成り立つとき、つまり $l < kr_c$ のときである。よって r_c に対して k が十分小さい^{*7} ならば、 $l = 1$ 以上の散乱は無視できる。したがって、極低温原子の散乱問題を考える際は、s波 ($l=0$) 散乱が重要となる。

s波散乱のみを考慮すれば、散乱振幅、全散乱断面積は、

$$f(k, \theta) = \frac{e^{i2\delta_l} - 1}{2ik} \quad (2.44)$$

$$\sigma_{sc}^{tot}(k) = \frac{4\pi}{k^2} \delta_0^2 = 4\pi a_s^2 \quad (2.45)$$

となる^{*8}。 δ_0 は散乱前後での粒子が受ける位相変化である。 $a_s = -\lim_{k \rightarrow 0} f(k, \theta) = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0}{k}$ は散乱長である。散乱長 a_s の正負は、原子間相互作用の指標である。散乱長 $a_s > 0$ では、原子間に実効的に斥力が働く。また散乱長 $a_s < 0$ では、原子間に引力が働く。散乱長の正負は、BECの原子間相互作用を記述する際に重要である。

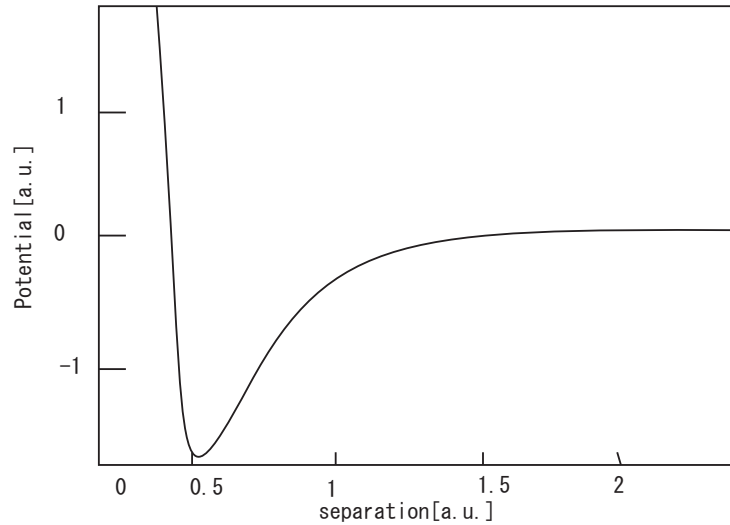


図 2.4 相互作用ポテンシャル V_{int} の模式図

また、シュレディンガー方程式 (2.41) は $\phi(r) = \chi_0(r)/r$ として、

$$\frac{d^2 \chi_0(r)}{dr^2} + \frac{2m_r}{\hbar^2} [E - V(r)] \chi_0(r) = 0 \quad (2.46)$$

^{*6} 2つの粒子が全く相互作用せずに通り抜ける場合の最近接距離

^{*7} 2原子の相対速度が小さい低エネルギー散乱では k は十分小さいのは明らか。

^{*8} 導出過程は [9]P104-107 を参照のこと。

となる. $r \gg r_c$ における束縛状態の解は,

$$\phi(\mathbf{r}) \propto \frac{e^{-\kappa r}}{r} \quad \kappa = \frac{\sqrt{2m_r |V_{bound}|}}{\hbar} \quad (2.47)$$

が得られる. 一方, s 波散乱の $r \gg r_c$ における波動関数は, (2.42)(2.44) 式より $k \rightarrow 0$ とすると,

$$\phi(\mathbf{r}) \propto 1 - \frac{a_s}{r} \quad (2.48)$$

が得られる. この式は, r 軸との切片を与える.

2.3.2 内部自由度を持つ原子間散乱

相互作用ポテンシャル

先ほどまで, 内部自由度のない中性原子の散乱問題を取り扱ってきた. 一方, 原子の内部自由度 (核スピンや電子スピン) を考慮すると, 相互作用ポテンシャル $V(r)$ は中性原子の場合とは異なる形を持つ.

本研究ではアルカリ原子 ^{41}K , ^{87}Rb を用いる. アルカリ原子は最外殻に S 軌道電子 1 つを有している. その電子スピンの相互作用により, アルカリ原子間の相互作用ポテンシャルは, 2 通りの形をとる (図 2.5). 電子 1 つの全角運動量は $s = \frac{1}{2}$ である. 原子間間隔が短距離では, 電子雲の重なりにより強い斥力が働く. そして間隔が大きくなると 2 つの価電子の spin 状態が triplet (3 重項, 電子の合成スピン $S=1$) に比べて singlet (1 重項, $S=0$) の方が引力ポテンシャルの深さが大きくなる. singlet では, スピンの異なる 2 つの電子が同じ軌道波動関数を占有することにより, 共有結合が生まれる. 原子間隔が更に大きくなると, ファンデアバルス相互作用による, 非常に弱い引力が働いている.

開チャンネルと閉チャンネル

原子の内部状態を考慮して, 2 原子の相対運動におけるハミルトニアン H を記述すると,

$$H = H_0 + V(\mathbf{r}), \quad H_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_r} + H_{spin}(1) + H_{spin}(2) \quad (2.49)$$

となる. 前述の中性原子のハミルトニアン (2.41) と比べると, $H_{spin}(1) + H_{spin}(2)$ の項が含まれている. これは内部状態に起因するハミルトニアンであり, 前者は原子 1 に, 後者は原子 2 に掛かる演算子である. このハミルトニアン (2.49) を基にシュレディンガー方程式を解くと, 散乱前後での内部状態つまりチャンネルの変化を示す波動関数が求まり, その関数形は

$$\phi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_{in} \cdot \mathbf{r}} + \sum_{k'} f(k_{in}, k') \frac{e^{ik'r}}{r} \quad (2.50)$$

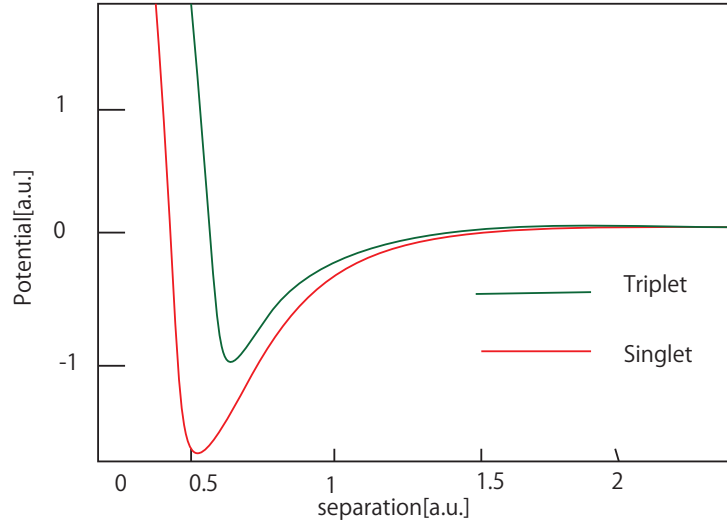


図 2.5 アルカリ原子の相互作用ポテンシャル V_{int} の模式図

となる. $\hbar k_{in}$ は入射チャンネル (状態) の相対運動量, $\hbar k'$ は散乱後の出射チャンネルの相対運動量を表す. 散乱前後の全エネルギー E_{th} は保存されているとすると,

$$E_{th} = \frac{\mathbf{P}_{in}^2}{2m_r} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \frac{\mathbf{P}'^2}{2m_r} + \varepsilon'_1 + \varepsilon'_2 \quad (2.51)$$

となる. 左辺は入射チャンネル, 右辺は出射チャンネルの全エネルギーを表す. ε はスピン・ハミルトニアン H_{spin} の固有値である. もし, $\frac{\mathbf{P}'^2}{2m_r} \leq 0$ なら出射チャンネルは閉じている (閉チャンネル) と呼ばれる. これに対応する項は (2.50) 式から取り除かれなければならない. 一方 $\frac{\mathbf{P}'^2}{2m_r} \geq 0$ なら出射チャンネルは開いている (開チャンネル) と表現される. ある入射チャンネルに対して出射チャンネルは限られていて, 閉チャンネルには分子は散乱しない.

Feshbach 共鳴

閉チャンネルに低エネルギーの束縛状態が存在する時, 外部パラメータを操作して入射エネルギー E_{th} と束縛エネルギー E_{res} が一致すると, **Feshbach** 共鳴が生じる. $E_{th} = E_{res}$ の時, 開チャンネルの 2 粒子は中間状態として閉チャンネルの束縛状態へ散乱され得る. その後 2 粒子は開チャンネルへと崩壊する.

Feshbach 共鳴を導く一般的な定式化の過程は [9] に譲るとして^{*9}, ここでは結果のみを議論する.

入射エネルギーが閉チャンネルの束縛エネルギーに非常に近いとする. 状態のエネルギー

^{*9} 開チャンネルと閉チャンネルを組み合わせたハミルトニアンを解く.T 行列を導入すると理解しやすい. 詳細は [9](P129-136) を参照のこと.

は磁場によるので (Zeeman シフト), Feshbach 共鳴を記述する一般的な式は,

$$a = a_{nr} \left(1 + \frac{\Delta E}{E_{th} - E_{res}} \right) = a_{nr} \left(1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right) \quad (2.52)$$

と散乱長と磁場で記述できる. (2.52) 式は, Feshbach 共鳴の効果により散乱長 a が変化することを示している. a_{nr} は非共鳴散乱長であり, 開チャンネルのみから影響を受ける. B_0 は $E_{th} = E_{res}$ となる時の外部磁場の値である.

幅パラメーター $\Delta E, \Delta B$ はそれぞれ,

$$\Delta E = \frac{m_r}{4\pi\hbar^2 a_{nr}} \left| \langle \phi_{res} | H_{QP} | \phi_0 \rangle \right|^2 \quad (2.53)$$

$$\Delta B = \frac{m_r}{4\pi\hbar^2 a_{nr}} \frac{\left| \langle \phi_{res} | H_{QP} | \phi_0 \rangle \right|^2}{\Delta\mu}, \quad \Delta\mu = \mu_{res} - \mu_1 - \mu_2 \quad (2.54)$$

と記述される. μ_{res} は閉チャンネルにある束縛状態の分子の磁気モーメントである. μ_1, μ_2 は開チャンネルの原子 1, 2 の磁気モーメントである. (2.54) 式より, $\Delta\mu$ が小さいほど, つまり開・閉チャンネル間の結合が強いほど Feshbach 共鳴の幅は広くなると分かる.

(2.52) 式は, 次のような磁場と原子間相互作用との関係を意味する. 入射エネルギー E_{th} が閉チャンネルのある束縛準位エネルギー E_{res} に近づく時は, つまり Feshbach 共鳴付近では散乱長 a は大きく変化する. また磁場の小さな変化で散乱長, つまり相互作用の符号が変化する. $E_{th} > E_{res}$ では相互作用は斥力 ($a > 0$) である. $E_{th} < E_{res}$ では相互作用は引力 ($a < 0$) が働いている (図 2.6).

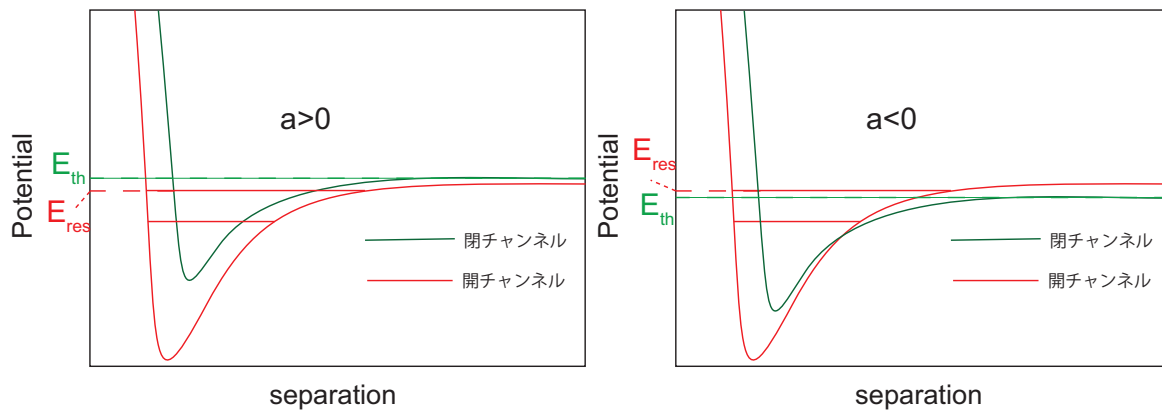


図 2.6 Feshbach 共鳴付近における, 外部磁場 B と相互作用の関係を表す模式図.

$^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ の相互作用制御

本研究では ^{41}K と ^{87}Rb (各々 | 全角運動量 F , 磁気量子数 m_F $\rangle = |1, 1\rangle$ 状態) の相互作用制御を行う.

(2.52) 式から散乱長を求める. 理論的予測 [10] では, 磁場を 0[G] からスイープしていくと, 磁場 $B_0 = 39.4$ [G] 及び $B_0 = 78.92$ [G][10] において入射エネルギー E_{th} はある束縛準位エネルギー E_{res} と一致する. その他の諸定数は非共鳴散乱長 $a_{nr} = 284[a_0]$. 共鳴の幅は磁場 $B_0 = 39.4$ [G] では $\Delta B = 37$ [G], $B_0 = 78.92$ [G] では $\Delta B = 1.2$ [G] となる. 散乱長は図 2.7 の軌跡を描く.

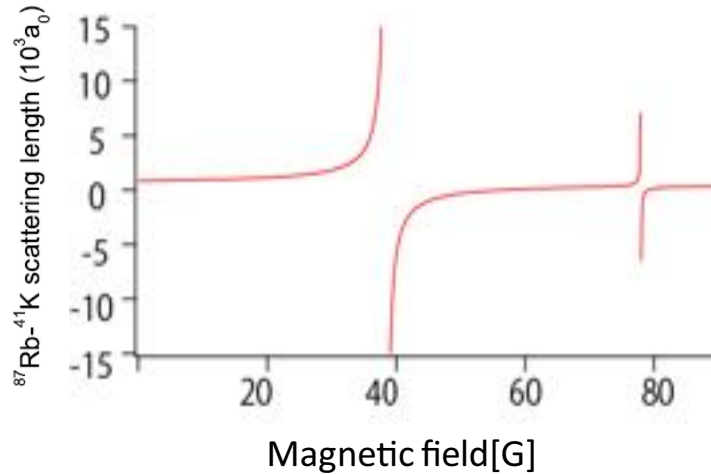


図 2.7 $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ 散乱長 a_{K-Rb} と磁場の関係. (2.52) 式において, 非共鳴散乱長 $a_{nr} = 284[a_0]$, 共鳴の幅は磁場 $B_0 = 39.4$ [G] では $\Delta B = 37$ [G], $B_0 = 78.92$ [G] では $\Delta B = 1.2$ [G] とした [10]. 磁場 $B = B_0$ の前後で散乱長 a_{K-Rb} の符号, つまり相互作用が変わっている.

先に述べたように Feshbach 共鳴付近における散乱長の符号の変化で, 原子間相互作用が変わる.

最初に, 散乱長 $a > 0$ の場合を説明する.

散乱長 $a > 0$ の時には原子間に実効的に斥力が働いている. そして ^{41}K と ^{87}Rb はエネルギー的により安定な状態へと移行して, ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体が混ざりあったり, あるいは完全に分離する場合がある. 完全に分離する現象は **phase separation** と呼ばれる. BEC の ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体間に phase separation が生ずる条件は, GP (Gross-Pitaevskii) 方程式で記述できる. Thomas-Fermi 近似^{*10} を行った GP 方程式^{*11} を光トラップ中の ^{41}K と ^{87}Rb に適用して, それらの 2 式を組み合わせた GP 方程式を用いることで phase separation が説明される. 以上の phase separation が生ずる条件の導出は参考文献 [25] に譲る

^{*10} GP 方程式において運動エネルギー項は十分小さいとして無視する.

^{*11} GP 方程式は BEC の振る舞いを記述する.

では次に ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体間の重なりあい (図 2.9) について詳しく説明する. $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 原子間生じている gravitational sag による空間的ずれ Δd ((2.40) 式) の大きさに従って, 原子気体の重なりが異なっている. 故に (2.40) 式より, 各原子気体の重なりあいとビームウェストとの関係がわかり, 各原子気体の重なり, つまり相互作用を大きくするにはビームウェストを小さくする必要がある. ^{41}K と ^{87}Rb 原子間に斥力が働いている時は, gravitational sag の大きさにより ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり具合が変わる. (1) 完全に重なり合っている場合, (2) 部分的に重なり合っている場合 (3) 完全に離れている場合, の3つがあり, 順に相互作用の割合が小さくなる (2.9). ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なりは gravitational sag により違いが出る.

重力方向 (x 軸方向) の ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり具合を具体的に数式で表す. 原子気体の半径 R_i ($i=\text{K}, \text{Rb}$), gravitational sag によるずれ Δd から ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり η は,

$$\eta = |R_K + R_{Rb} - \Delta d| \quad (\Delta d \geq |R_{Rb} - R_K|) \quad (2.55)$$

と記述する (図 2.8). $\eta = 2R_K$ (ただし $R_{Rb} > R_K$ とした) とは, 両原子気体は完全に重ね合

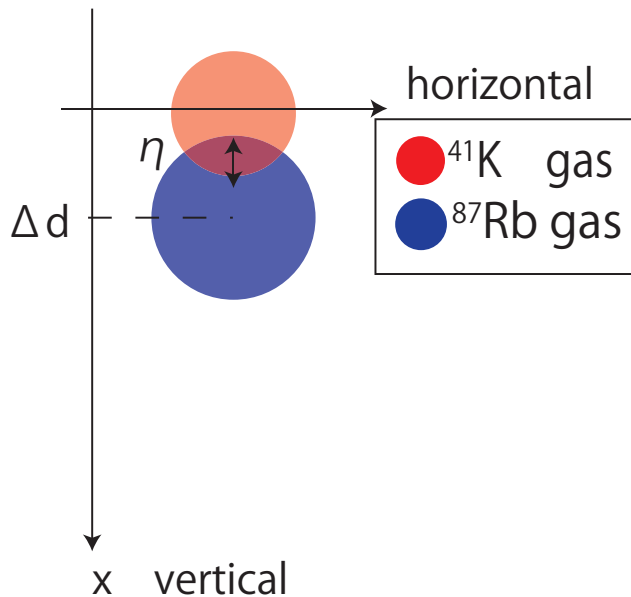


図 2.8 ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり η . ^{41}K 原子気体の中心を $x = 0$ とした. $x = \Delta d$ を ^{87}Rb 原子気体の中心とする.

わさっていることを示す.

重力方向 (x 軸方向) の光トラップ中の原子気体の半径 R_i を, 密度分布より記述する. ポーズ分布 (2.35) に従う時の質量 m の原子気体の半径は,

$$R_i = \sqrt{\frac{2\beta}{m\omega_i^2}} \quad (i = \text{K}, \text{Rb}) \quad (2.56)$$

となる. Fermi 近似した GP 方程式から導かれる密度分布 (2.36) を用いると, 原子気体の半径は,

$$R_i = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}} \quad (i = K, Rb) \quad (2.57)$$

となる. よって ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり η (2.55) は, トラップ周波数で記述できる.

一方, 原子間引力相互作用 ($a_{K-Rb} < 0$) が働いている時は明確な結果が現れる. ^{41}K と ^{87}Rb は互いに引き合うことで, 密度が非常に大きくなる. すると three-body loss ^{*12} が次々に生じて, 原子がトラップから外れるのである.

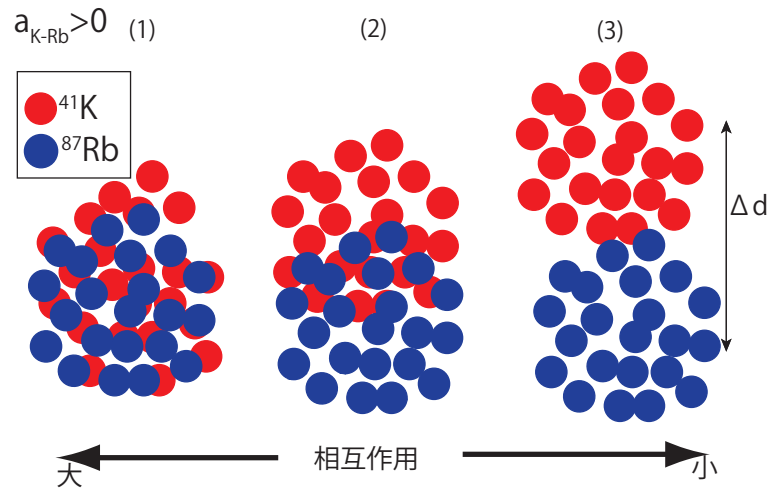


図 2.9 sag により ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なり合いの度合が変わることを示した模式図. いずれも散乱長 $a_{K-Rb} > 0$ である. また phase separation は生じていない.

ARP によるスピン状態の操作

ARP (Adiabatic Rapid Passage) とは, 10 割近い効率で電子スピンを反転させる技術である. 電子スピンの反転する共鳴付近を, 断熱的に磁場をスイープさせて行う. 本実験では, $|2, 2\rangle$ のスピン状態の原子 (^{41}K と ^{87}Rb) に ARP を行うことで, スピン状態を $|1, 1\rangle$ へと変えた^{*13} (図 2.10). 以下 ARP によるスピン状態の $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ への操作を詳しく説明する.

^{*12} 2.2.2 の少々節光トラップ中の原子気体の振る舞いにて解説.

^{*13} 全角運動量の大きさ F は $F = |\mathbf{J} + \mathbf{I}|$ で記述される. $5S_{\frac{1}{2}}$ のスピン状態 $|2, 2\rangle, |1, 1\rangle$ は F が異なる. この F の違いは核スピンの \mathbf{I} に対する電子スピン \mathbf{s} の違いである. 故に, 電子スピン \mathbf{s} を反転させることで, スピン状態 $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ (もしくは逆の方向へ) の操作を行う.

$|2,2\rangle$ と $|1,1\rangle$ の外部磁場 $B=0$ の時のエネルギー準位 E_2, E_1 は図 2.1 より, $E_2 > E_1$ である. 磁場を印加するとゼーマンシフトを起こし, 各スピン状態のエネルギー準位は変化する. さて, ここでスピン状態 $|1,1\rangle$ の原子にマイクロ波を与えている場合 ($|1,1\rangle + rf$ と表記.) を考える. ここで rf による $|1,1\rangle$ エネルギー準位の変化 E_{rf} が加わると, $E_1 + E_{rf} > E_2$ となる. すると磁場 B をスイープさせた時の, $|2,2\rangle$ と $|1,1\rangle + rf$ のエネルギー準位は図 2.10 の実線を描く. $B=0$ において, スピン状態が $|2,2\rangle$ であるとする. 外部磁場を $B=0$ からゆっくり増やしていく (図 2.10 の赤線). すると, 図 2.10 より, $B = B_0$ 付近では, スピン状態は $|2,2\rangle$ と $|1,1\rangle$ の共鳴状態である. また $B \gg B_0$ では, スピン状態は完全に $|2,2\rangle$ へと移っている. 以上, 磁場をゆっくりスイープさせることでスピン状態を断熱的に $|2,2\rangle$ から $|1,1\rangle$ へ変換する手法を示した.

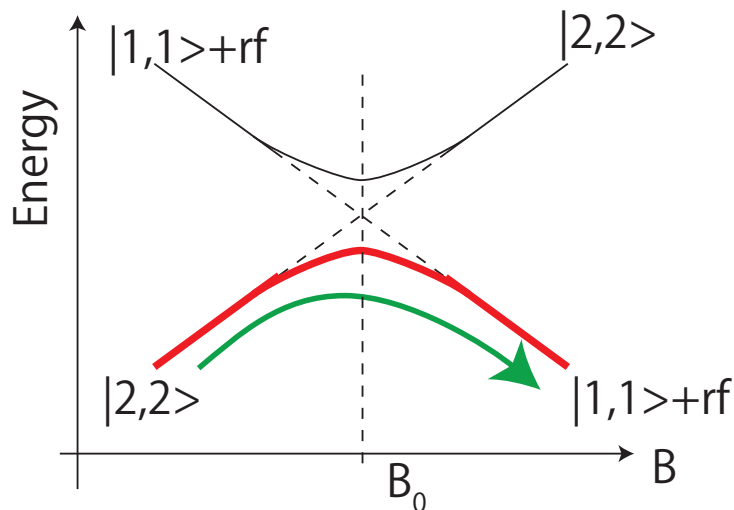


図 2.10 ARP の模式図.

第 3 章

実験装置

本章では実験装置について説明する. 3.1 節で全実験装置の概略を示す. 3.2 節で光トラップ用光学系について, 3.3 節で原子間相互作用制御装置について説明する. 極低温原子作成装置の説明は省略し, 詳しい説明は井上研究室の学位論文 [4][5] または参考文献 [7] に譲る. 極低温原子の作成は本実験のメインテーマではないので, 本節では概略を説明する程度にする.

3.1 装置概略

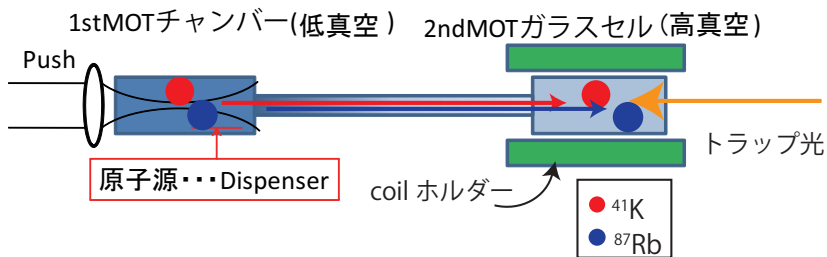


図 3.1 実験光学系. 蒸発冷却, 光トラップは 2nd MOT ガラスセル内で行われる.

3.2 極低温原子の生成

極低温原子生成の手順は次のようになっている.

1st MOT チャンバー内では ^{41}K , ^{87}Rb 原子の MOT (Magneto-Optic Trap) を行う. 1st MOT チャンバー内は ^{41}K , ^{87}Rb 混合原子気体で満たされてる. チャンバー内の気圧は 10^{-8}Torr である. MOT とは, レーザーによって原子をドップラー冷却し, 更に空間的磁場勾配を発生させ原子を捕獲する手法である. ドップラー冷却の冷却限界温度 T_d は冷却遷

移の自然幅 Γ で定まり $k_B T_d = \hbar\Gamma/2$ となる. $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ の T_d は $150\mu\text{K}$ 程度である.

その後原子に push 光を当てて, 2ndMOT ガラスセルに輸送する. push 光として $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ の共鳴光 ($^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ それぞれ $767\text{ nm}, 780\text{ nm}$) を用いる.

2ndMOT ガラスセルでは, 原子気体の CMOT(Compressed Magneto-Optic Trap) を行い, その後磁気トラップに移し蒸発冷却を行う. 2ndMOT ガラスセル内は, 冷却された原子がバックグラウンドガスとの衝突しトラップから外れるのを避けるため, 超高圧真空 (10^{-11}Torr) になっている. CMOT とは, 瞬間的にトラップ光の離調と磁場勾配を変化させて, MOT を圧縮かつ冷却する方法である. 磁気トラップによって原子は調和ポテンシャル中で振動している. 蒸発冷却とは, rf 波を原子に加え, 運動エネルギーの大きい原子から段階的にトラップから外し. 結果的にトラップ中原子集団の温度を下げる手法である. 蒸発冷却を行うと, 反跳エネルギー温度限界以下まで原子の温度を下げるができる. 本研究では $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ の混合原子気体の冷却に際し, ^{87}Rb はマイクロ波で蒸発冷却し, ^{41}K は ^{87}Rb との衝突による熱平行化を使って, トラップ中の混合原子気体の温度を下げる共同冷却を行った.

3.3 光トラップ

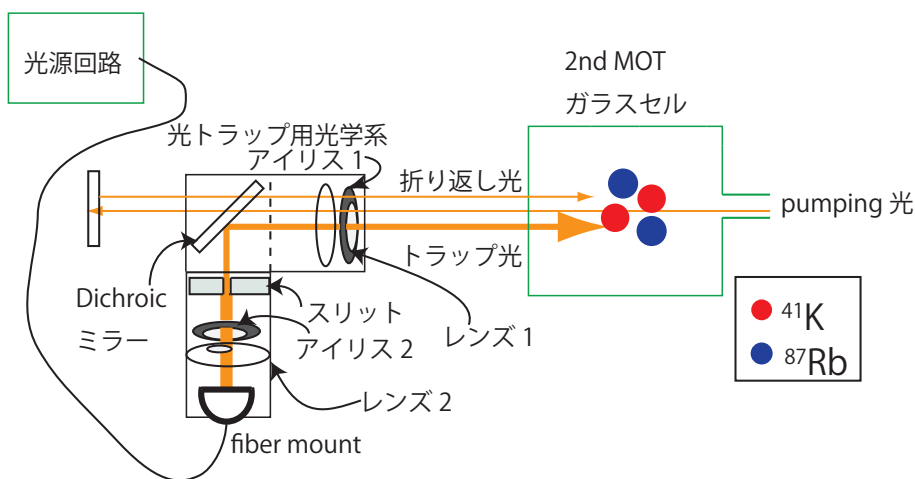


図 3.2 光トラップの光学系の概略図.

光トラップ用光学系はあらかじめ, スリットを入れない状況でビーム径が $10\mu\text{m}$ となるように, ビーム径測定装置を用いて調節する. fiber laser から出射されてた光は, 始め fiber mount でビーム径 $6\mu\text{m}$ で出射されて, 光トラップ用光学系上を介し最終的に, ビーム径が垂直方向 $10\mu\text{m}$, 水平方向 $100\mu\text{m}$, 光軸方向 $208\mu\text{m}$ に絞られるように設計した. その装

置を別の卓上で, 図 3.9 の光学系のように配置する. fiber laser から出た光は 4 つに分割され, そのうち 1 つが光トラップの光源となる. 以下にパンケーキ型光トラップの設計, そして各装置について詳細を述べる.

3.3.1 パンケーキ型光トラップの設計

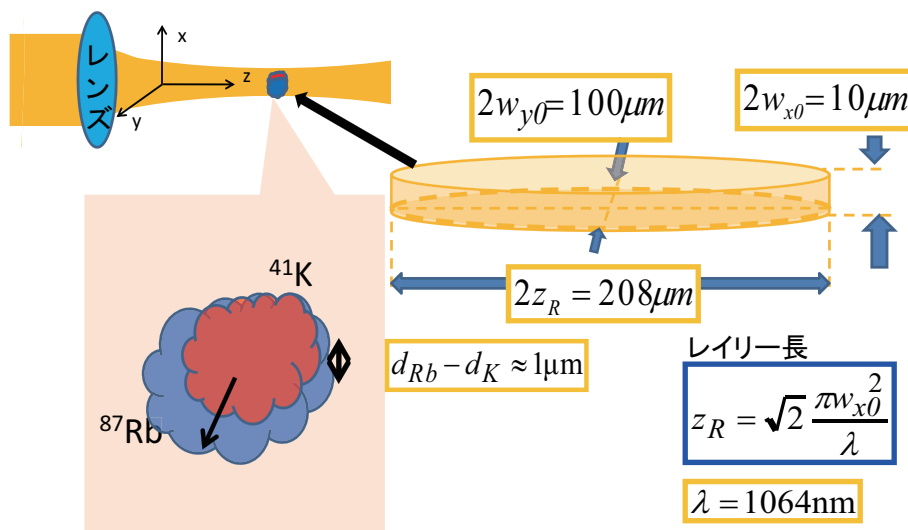


図 3.3 パンケーキ型光トラップの設計図. x 軸は垂直方向, y 軸は水平方向, z 軸は光伝搬方向を示す.

パンケーキ型光トラップの設計趣旨を各軸方向についてまとめると次のようになる. x 軸は垂直方向, y 軸は水平方向, z 軸は光伝搬方向を示す (図 3.3).

- ・ x 軸方向 ビーム径を $10\mu\text{m}$ と狭く絞ることにより, ^{41}K , ^{87}Rb 原子気体同士の重なりを大きくし, ^{41}K , ^{87}Rb 原子間の相互作用を実現する.
- ・ y 軸方向 ビーム径を $100\mu\text{m}$ と広めに絞ることで, 原子気体の密度を下げて, three-body collision を避ける.
- ・ z 軸方向 トラップポテンシャルの幅はレイリー長 z_R の 2 倍であり, x 軸方向のビーム径から自動的に決まる.

では以下で上記 x, y 軸に関してを具体的に詳しく説明する.

x 軸方向 ^{41}K , ^{87}Rb 原子気体の重なり具合の標識として, sag の大きさと原子気体の大きさの関係式 ((2.55) 式) を導入した. 同式をビームウェスト w_{x0} を用いて表す

と,(2.57),(2.31),(2.40) 式より,

$$\eta = |R_K + R_{Rb} - \Delta d| \quad (\Delta d \geq R_{Rb} - R_K)$$

$$R_K + R_{Rb} \propto w_{x0}^{3/2} \quad (3.1)$$

$$\Delta d \propto w_{x0}^2 \quad (3.2)$$

とビームウェスト w_{x0} を用いて表わされる. したがって, w_{x0} を小さくすると $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 原子気体同士の重なりが大きくなるのが分かる. 本研究では焦点距離 80mm のレンズを 2 枚並べて, ビーム径 $2w_{x0} = 10\mu\text{m}$ 程度まで絞られるように光学系を組み立てた. 詳しくはレンズの項で説明するが, 光学系のスペースの問題でレンズの有効径の大きさが限られている. レンズの有効径がレンズへの入射ビーム径に対して十分大きいならば, ビーム径 $2w_{x0}$ はファイバーの出射口径 $6\mu\text{m}$ と同じ大きさ $2w_{x0} = 6\mu\text{m}$ まで絞ることができる. 本研究では有効径 27mm のレンズを用いたので, なるだけ絞ったビーム径が $2w_{x0} = 10\mu\text{m}$ であった.

y 軸方向 BEC の原子気体密度は (2.36) 式で与えられ, 気体の中心の密度 $n(0)$ でビーム径が関わる項を取り出すと,

$$n(0) = \frac{\mu}{V_0} \propto \bar{\omega}^{6/5} \propto \left(\frac{1}{w_{x0}^5 w_{y0}^5 z_R^2} \right)^{1/5} \quad (3.3)$$

となる. ただしビーム径と U_0 の関係式 ((2.26),(2.31),(2.32),(2.33)) を用いた. $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の密度を下げるために, ビームウェスト w_{y0} を $100\mu\text{m}$ とした (図 3.3).

3.3.2 ビーム径測定装置

実際に光トラップを行う実験装置に設置する前に, 別のテスト用テーブル上で光トラップ用光学系をナイフエッジ法でビーム径を $10\mu\text{m}$ まで絞るようにアライメントした. 以下にナイフエッジ法, 及びビーム径を測定する装置を説明する (図 3.4).

ナイフエッジ法

ナイフエッジ法とは, ビームをナイフによって切り取り, その切り残された部分のパワーを測ることでビーム径 $w_i (i = x, y)$ を見積もる方法である.

ガウシアンビームの強度 I は (2.25) 式より, $I(x, y, z) = I_0 \frac{w_{x0} w_{y0}}{w_x(z) w_y(z)} \exp(-2 \frac{x^2}{w_x^2(z)}) \exp(-2 \frac{y^2}{w_y^2(z)})$ で与えられる. 図 3.5 のように, 垂直 (x 軸) 方向のビーム径 $w_x(z)$ が, ナイフによって光軸中心から x_0 以降切り取られている時に観測されるレーザーのパワー $P(x_0)$ は,

$$P(x_0) = \int_{-\infty}^{x_0} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w_x(z)} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\int_{-\infty}^{x_0} dx e^{-\frac{2x^2}{w_x^2}} \right) \quad (3.4)$$

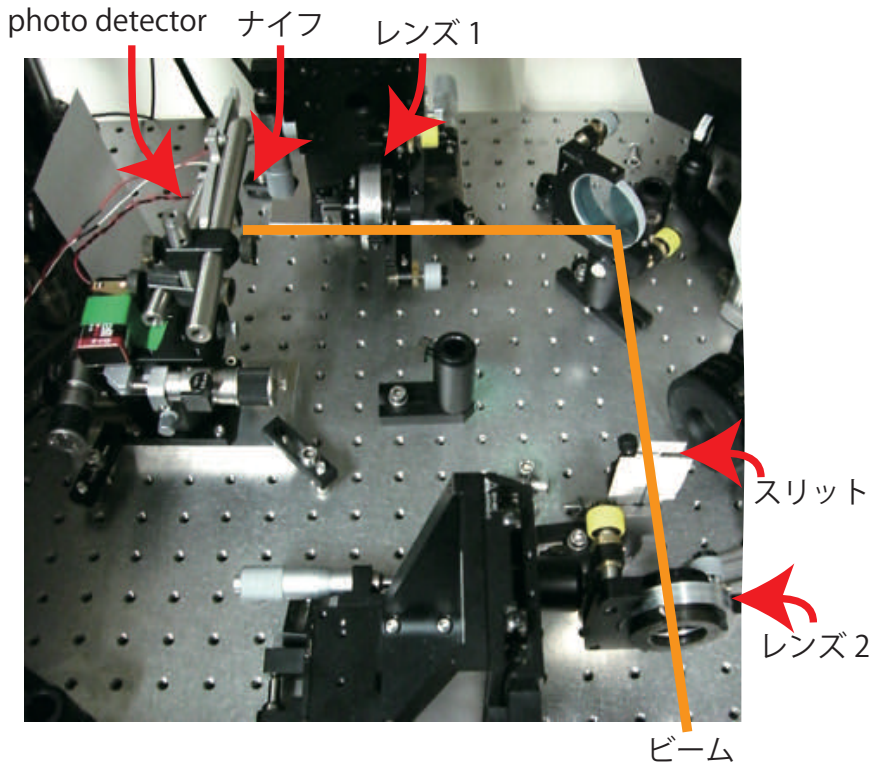


図 3.4 ビーム径測定に用いた光学系.

となるガウス関数の積分となる. したがって, ある z 軸座標でナイフを x 軸方向に振り各 x_0 でのパワー P を測ることにより, その z 座標での x 軸方向のビーム径 $2w_x$ が得られる. 本研究では, PZT (piezo-electric transducer) を使ってナイフを x 軸方向に振動させて, そのパワー P を photo detector で測定し, パワー P の振動を微分した信号をオシロスコープで観測した (図 3.6).

ビーム径測定装置

ビーム測定装置の光学系は図 3.4 に示した. ナイフとして, 図 3.7 のものを用いた.

3.3.3 光トラップ光源

今回作成した光トラップは, パワー 5W, 波長 1064nm の fiber laser を光源としている. fiber laser から出射された光は, PBS (Polarizing beams splitter) を経て 4 つに分かれる. その 1 つを光トラップ用に用いる. 残りの 3 つは光格子に用いる. 光トラップ用の光は AOM (Acoustic Optical Modulator) を経て, 光トラップ用光学系に送られる (図 3.8). 光トラップと光格子を実現するためには, fiber laser のパワーと波長の選定は重要である. 本小節では光トラップと fiber laser 出力の関係を説明する.

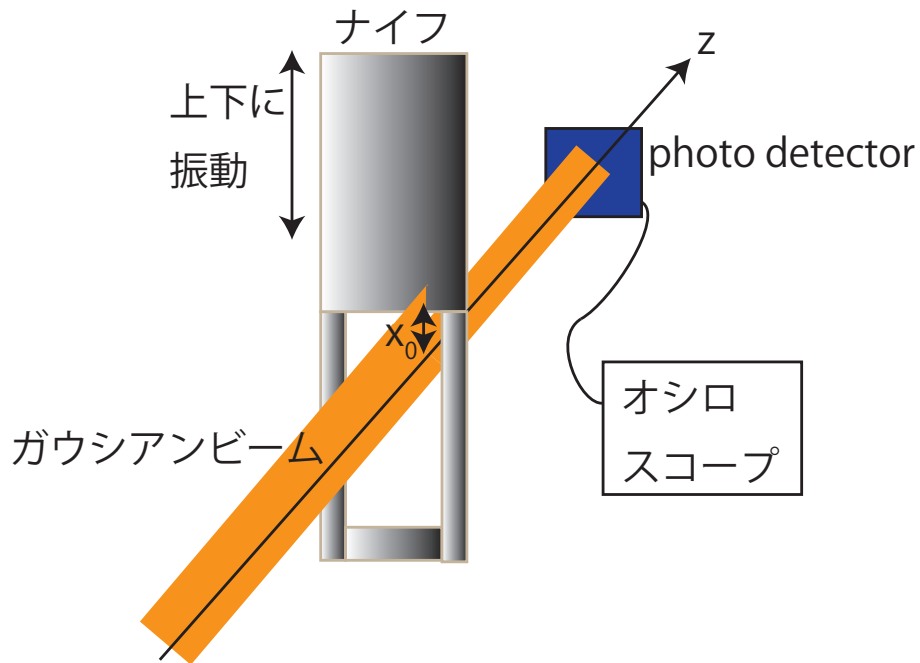


図 3.5 ナイフエッジ法の模式図.

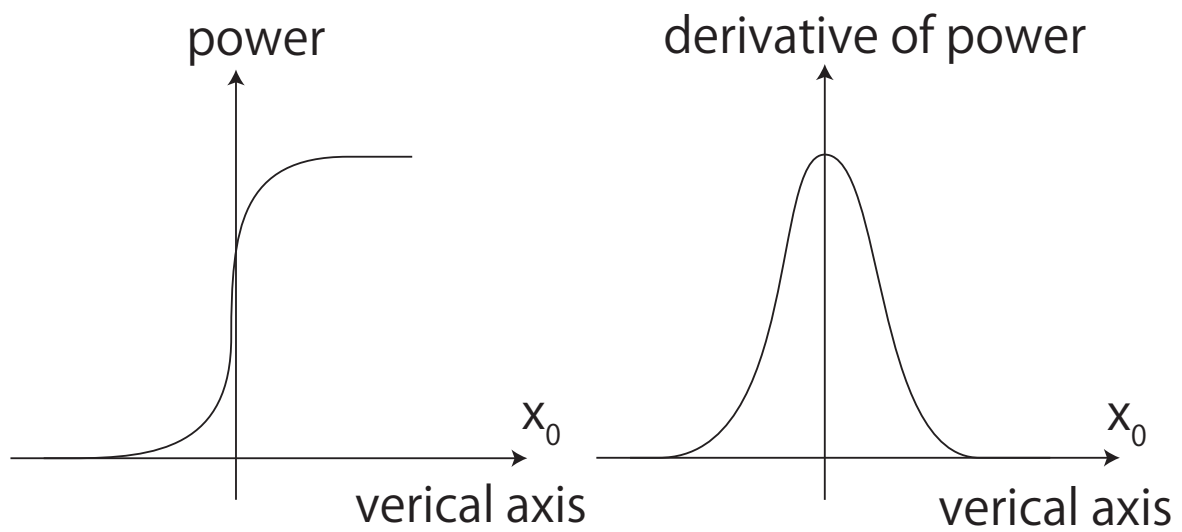


図 3.6 ナイフを振るとオシロスコープで得られる信号 (左図), その微分信号 (右図) の模式図

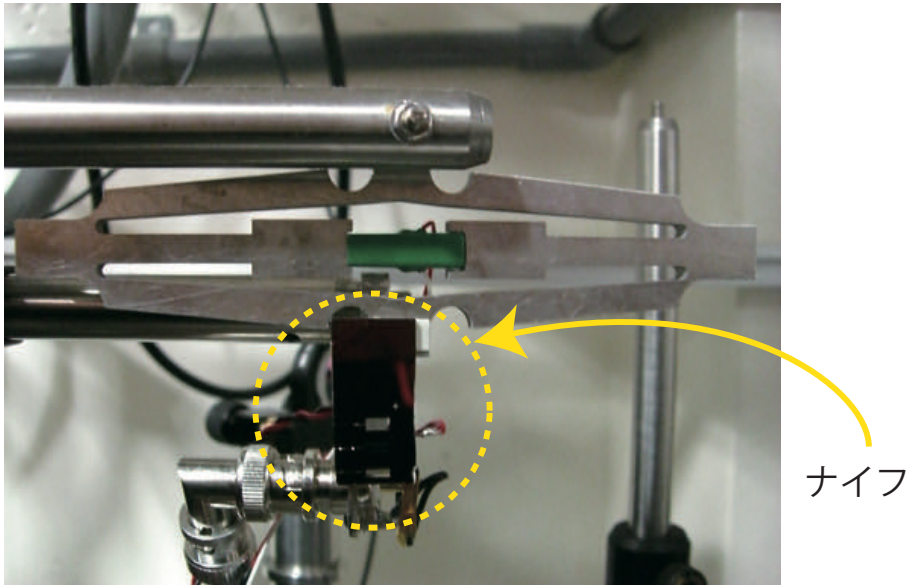


図 3.7 本研究で使ったナイフ.

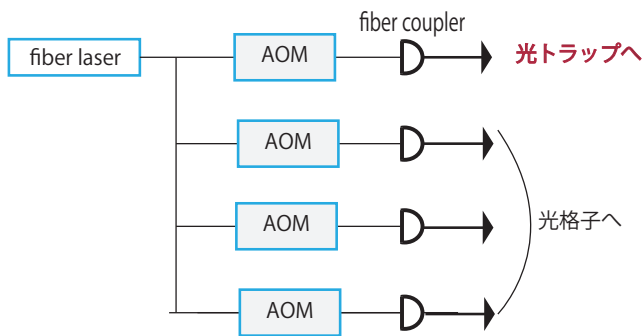


図 3.8 光トラップ光源の光学系の模式図.

光トラップと光源の波長の関係

レーザーから原子に加わる力は, 双極子力 $F_d(\mathbf{R}, t)$ ((2.19) 式) と輻射圧 $F_r(\mathbf{R}, t)$ ((2.20) 式) である.

$$F_d(\mathbf{R}) = -\frac{\hbar\delta}{4} \frac{\nabla\Omega_R^2(\mathbf{R})}{\delta^2 + (\Gamma^2/4) + (\Omega_R^2(\mathbf{R})/2)}$$

$$F_r(\mathbf{R}) = -\hbar\frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_R^2(\mathbf{R})/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4) + (\Omega_R^2(\mathbf{R})/2)} \nabla\Phi(\mathbf{R})$$

離調 $\delta = \omega_l - \omega_0 \simeq \Gamma$ では輻射圧が強く働き, $|\delta| \gg \Gamma$ では双極子力が強く働く. よって光トラップを行うには離調 $|\delta| \gg \Gamma$ となる必要がある. また, レーザー強度が強い位置に原子をトラップするためには, $\delta \ll 0$ (赤方離調, red detuned) である必要がある. ^{41}K , ^{87}Rb の自然幅は $\Gamma = 2\pi \cdot 6\text{MHz}$ である. D2 遷移波長は, ^{41}K が 766.7 nm [6], ^{87}Rb が 780.2 nm [12] である (共に実験値). また, D1 遷移波長は, ^{41}K が 769.9 nm [6], ^{87}Rb が 795.0 nm [12] である (共に実験値).

本レーザーの波長は 1064 nm である. 故に本レーザーと各原子 (^{41}K , ^{87}Rb) の離調 (δ_K, δ_{Rb}) は, D2 遷移波長で ($\delta_K = -6.86 \times 10^2\text{THz} \ll \Gamma, \delta_{Rb} = -6.42 \times 10^2\text{THz} \ll \Gamma$) となり, D1 遷移波長で ($\delta_K = -6.76 \times 10^2\text{THz} \ll \Gamma, \delta_{Rb} = -5.99 \times 10^2\text{THz} \ll \Gamma$) となる. したがって本レーザーの波長は光トラップを行う条件を満たしていることが分かる.

光トラップと光源のパワーの関係

光トラップ周波数とパワー P の関係を示す. (2.26)(2.31),(2.32),(2.33) 式より光源のパワー P と光トラップ周波数の関係式は,

$$\omega_i = \sqrt{\frac{4U_0}{m\omega_{i0}^2}} = \sqrt{\frac{12c^2\Gamma}{m\omega_0^3 w_{x0} w_{y0} w_{i0}^2 |\delta|}} P^{1/2} \quad (i = x, y) \quad (3.5)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} = \sqrt{\frac{12c^2\Gamma}{m\omega_0^3 w_{x0} w_{y0} z_R^2 |\delta|}} P^{1/2} \quad (3.6)$$

と書ける. よって光トラップ周波数は, 光源のパワー $P^{1/2}$ に比例することが分かる. 光トラップ周波数の選択は, 光トラップした原子を光格子に断熱的に輸送する際に重要になる.

3.3.4 光トラップ用光学系

光トラップ用光学系は, 本研究の要の装置である. 光トラップ用光学系の役割は,

- パン・ケーキ型光トラップを作成する.
- 光トラップの位置を調節する.

である. この装置上で光のパスは 2 枚のレンズ, アイリス, 1 枚のスリット, Diconic ミラーを通る (図 3.9). fiber から発射されたトラップ光はレンズ 2 によって平行光になり, スリットによって水平 y 軸方向のビーム径が狭められ, Dichroic ミラーにより反射され, レンズ 1 によって集光される (図 3.9). なお, アライメントに際して調節できるのは, レンズ 1・2 の角度, レンズ 2 の前後の位置, アイリスの絞り度, スリット間の幅, Dichroic ミラーの角度である.

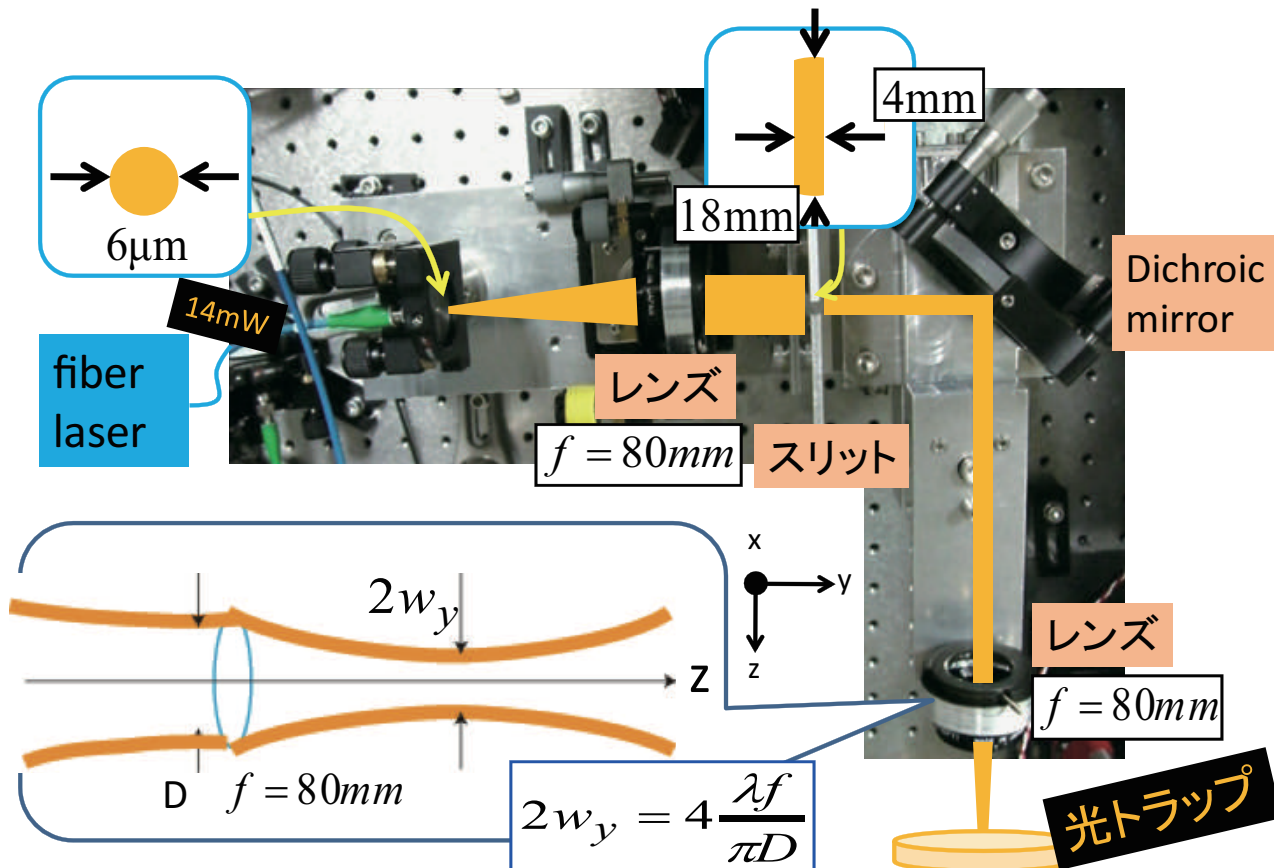


図 3.9 本研究において組み上げた光束径をパンケーキ型トラップ用に絞る光学系。図の左下に、後に詳しく説明するが、レンズへの入射平行光光束径と光束ウェストの関係について示している。

スリット

光トラップ中の原子気体密度を下げるためにスリットを置いた。スリットによって、トラップ光の水平 y 軸方向の光束径を広げた。光束径が 1mm まで広がるようにスリットを設計、配置した。スリットの役割について述べる前に、ガウシアンビームとレンズによる集束の関係を記述する。

ガウシアンビームのレンズによる集束を考える。図 3.10 のように光束ウェスト w'_0 のガウシアンビームが焦点距離 f のレンズで集束して、光束ウェスト w_0 のガウシアンビームになるとする。集束前・後の光束ウェストの位置からレンズまでの距離を z', z とする。集束前のレイリー長を z'_R とする。集束前後のパラメーターの関係式として次の式が与えられる ([13] を参考にした)。

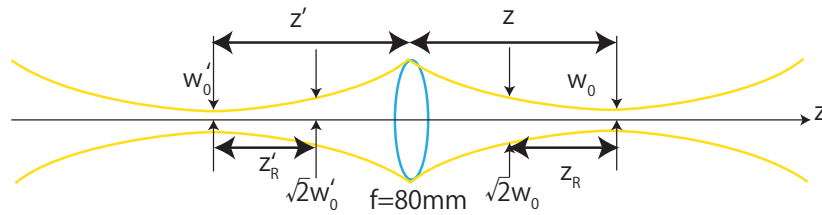


図 3.10 ガウシアンビームとレンズの一般的な関係の模式図.

$$w_0 = Mw'_0 \quad (3.7)$$

$$(z - f) = M^2(z' - f) \quad (3.8)$$

$$M = \frac{1}{(1 + r^2)^{1/2}} \left| \frac{f}{z' - f} \right| \quad \left[r = \frac{z'_R}{z' - f} \right] \quad (3.9)$$

M はビームウェストの拡大倍率である. ここで, レンズへの入射ビームのビームウェストにレンズがあるとする ($z'=0$)(図 3.11).

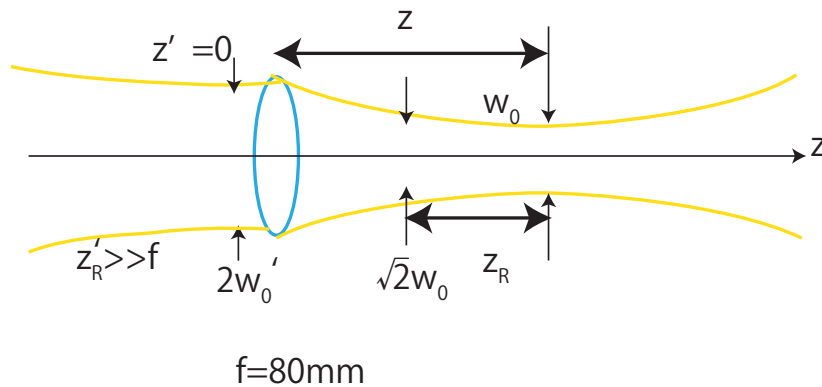


図 3.11 レンズへの入射ビームのビームウェストにレンズがある ($z'=0$) 時の, ガウシアンビームとレンズの関係の模式図. 本研究で設計した光学系である.

すると,(3.7),(3.8),(3.9),(2.28) 式より,

$$M = \frac{1}{(1 + (z'_R/f)^2)^{1/2}} \quad (3.10)$$

$$z = \frac{f}{1 + (f/z'_R)^2} \quad (3.11)$$

となる. レイリー長 $z'_R \gg f$ であるとする,

$$w_0 \approx (f/z'_R)w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi} \frac{1}{w'_0} \quad (3.12)$$

$$z \approx f \quad (3.13)$$

という関係式を得る。(3.13)式より, レンズへの入射光は平行光であると分かる. また,(3.12)式は, ガウシアンビームが平行光としてレンズに入射する時の, レンズでのビーム径とレンズにより集束したビームのビームウェストの関係を表す.

さて, 以上の議論を基にスリットの役割について説明する. 本実験においてスリットは水平 y 軸のビーム径を狭める. またレンズの焦点距離 $f = 80\text{mm}$, ビームの波長 1064nm は与えられている. よって平行光がレンズ1を通過し, ガウシアンビームになり, そのビームウェストでのビーム径は(3.12)式より,

$$w_{y0} \approx 2.7 \times 10^{-8} \frac{1}{w'_{y0}} [m] \quad (3.14)$$

と記述できる. つまり, スリットによってレンズへの入射ビーム径 $D = 2w'_{y0}$ を狭めると, レンズ1通過後のビームウェストでのビーム径は広がることが表わされた.

ところで光トラップ中の原子気体の密度分布の $1/e$ 幅 σ は,(2.28),(2.30)(2.32),(2.33)式, そして Bose 分布の密度分布(2.35)式より, トラップ光のビームウェストを w_{i0} ($i = x, y$) として,

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{w_{i0}^2}{2\beta U_0}} = \sqrt{\frac{\lambda z_{Ri}}{2\pi\beta U_0}} \quad (i = x, y) \quad (3.15)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{z_R}{U_0\beta}} \quad (3.16)$$

と表わされる.

従ってスリットを置くと, レンズ1通過後に水平 y 軸方向のビームウェスト w_{y0} が広がり((3.14)式), 密度分布が広がり密度が下がる((3.15)式). その結果ビームウェストでトラップ光のビーム径は, 重力 x 軸方向に比べて水平 y 軸方向に大きく広がり, パン・ケーキ型の光トラップが作られる(図 2.3).

またスリットによってトラップ光はビーム径が狭められる一方で, 伝搬する光のパワーが減少する(図 3.12).

レンズ

我々はトラップ光のビームウェストをできる限り狭めるために, 次の規格のアクロマートレンズを用いた. レンズの焦点距離は 80mm , 有効径 27mm , F 値は 3.0 , ワーキングディスタンスは 67.6mm , 色収差は -0.3mm である. このレンズを2枚用いた(図 3.14).

本研究では, 原子をトラップしていない時, トラップ光はビーム径 $2w_{x0} = 10\mu\text{m}$ であった(図 3.19). それから ^{87}Rb 原子気体をトラップするために光学系の調整を行ったら, ビーム径 $2w_{x0} = 12\mu\text{m}$ であった(図 4.1). レンズ1をトラップ光伝搬方向軸で動かすことでトラップ光の focal point の光伝搬軸方向の位置を調節した.

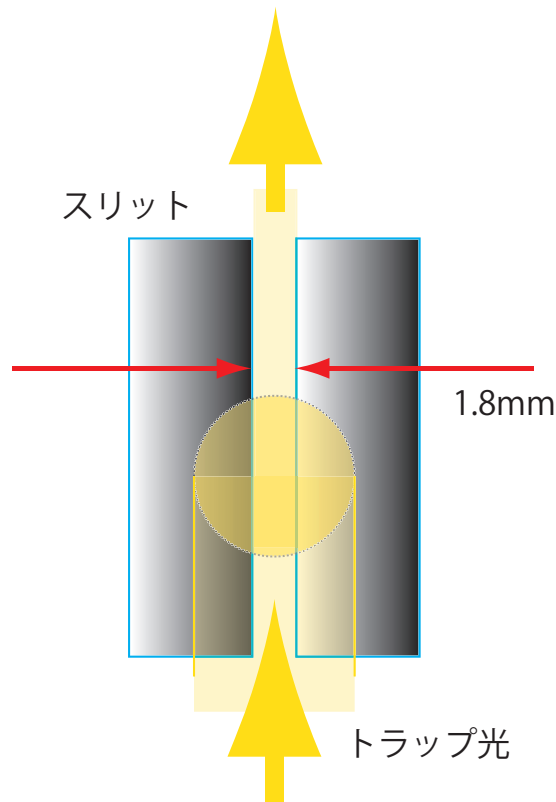


図 3.12 スリットによるトラップ光パワーの減少の模式図.

次に、本規格のレンズを用いた理由を説明する。

光トラップを行う 2nd MOT ガラスセル周辺は非常に混み入っており (図 3.13), 光トラップ用光学系 (図 3.9) を配置できる空間は限られている。この限られた空間では、光トラップ用のレンズの径の大きさ、そしてレンズから 2nd MOT ガラスセルまでの距離が制限される。この限られた空間でビームウェストを最も絞ることができたのは、焦点距離 80mm のレンズを 2 枚並べた場合であった (図 3.15)。

Dichroic ミラー

Dichroic ミラーは、折り返し光を 2nd MOT 中の原子に当てるために採用した (図 3.9)。pumping 光によって原子は 1st MOT ガラスセルから 2nd MOT ガラスセルに輸送される。2nd MOT ガラスセル中で位置を保つために、折り返し光が原子に当たる必要がある。一方光トラップ用の光、pumping 光、折り返し光は同じパスを通る。それゆえ光トラップ用光学系のミラーが pumping 光を反射すると、折り返し光が作られなくなる。その位置のミラーを Dichroic ミラーに差し替えることで、この問題は解決される。

Dichroic ミラーとは、反射する光の波長が制限されているミラーである。本研究で取り

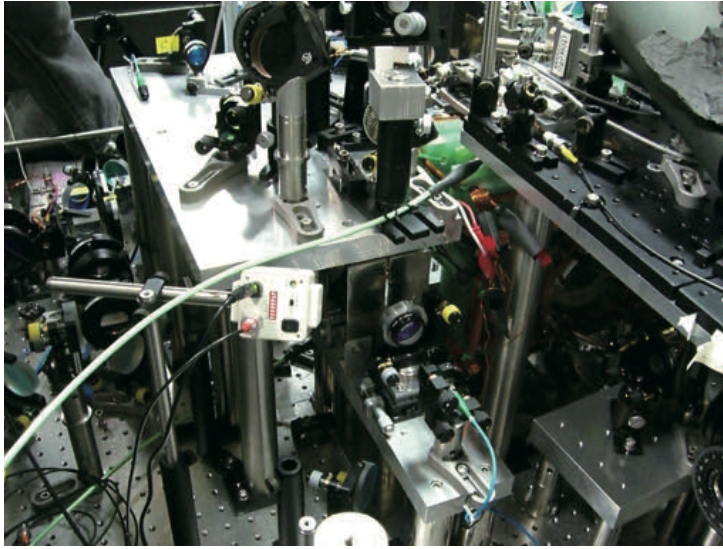


図 3.13 光トラップ用光学系が組み込まれた, 光学系全体の写真. 奥には 2nd MOT ガラスセルがある. 非常に混み入っている.

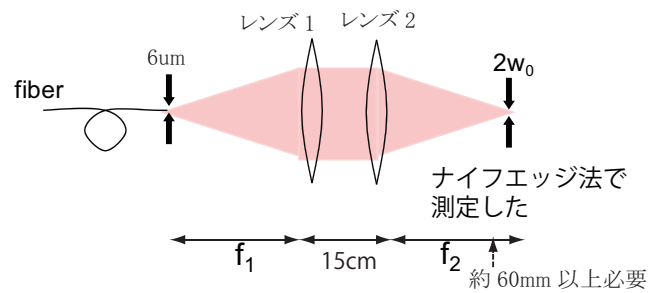


図 3.14 レンズはトラップ光の垂直方向ビーム径を $12\mu\text{m}$ まで絞る非常に重要な役割を果たす.

$f_1 \backslash f_2$	50mm	80mm	100mm
80mm	5.3 μm	10.7 μm	17 μm
100mm			15 μm

図 3.15 焦点距離 (f_1, f_2) が異なるレンズの組み合わせに対する, focal point でのビーム径の大きさ $2w_0$ の測定結果. 空白の欄は測定をしていない. ビーム径の大きさは $2w_0 = 2 \frac{\lambda f}{\pi} \frac{1}{w_0}$ (3.12) 式と記述され, 平行光のビーム径 $2w_0'$ が大きく, 焦点距離 f_2 が小さいほどビーム径 $2w_0$ は小さくなる. この測定結果から, 焦点距離 f が 80mm のレンズ 2 枚の組を採用した. ($f_1 = f_2 = 80\text{mm}$) ではビーム径 $2w_0$ が $10.7\mu\text{m}$ まで絞ることができた. $f_1 = 80\text{mm}, f_2 = 50\text{mm}$ のレンズの組で最もビーム径が絞られている. しかし, レンズ 2 から 2nd MOT ガラスセルまでの距離には制限があり, 約 60mm 以上の距離が必要なので, $f_2 = 50\text{mm}$ のレンズは焦点距離が足りず利用できない.

扱った Dichroic ミラーは光トラップ用の光 (波長 1064 nm) は反射するが, pumping 光 (波長 766.7nm と 780.2nm) は透過する. その結果光トラップ用光学系を入れる前後で変りなく, 折り返し光は 2nd MOT ガラスセル中の原子に当たることになる.

板バネ構造

光トラップのアライメントで, 重力方向の粗調を行うために板バネ構造 (図 3.16) をとった. 2つのねじを調節することで, トラップ光の高さ方向の粗調^{*1}を行う. 上板の上には, Dichroic ミラーとレンズ 2, アイリスが乗る.

板バネ構造は上板と下板の 2 枚のアルミ板, 両板をつなげるステンレス板, 高さを調節するねじ 2 つから成り立っている. 2 枚の板はステンレス板でつなげ止められている. その部分をピボットとして上板が傾く設計になっている. ねじをつかって上板の傾きを変えて, トラップ光の高さを粗調する. ねじ 1 を用いたトラップ光の高さの粗調方法は詳しくは次の通りである.

1. 初めねじ 2 は緩めた状態にある.
2. ねじ 1 で上板の傾きを調節する. ねじ 1 用のタップは上板のみに切られていて, ねじ 1 先端は下板の上部に乗っている. ねじ 1 を回して上板を押し上げて (図 3.16(d)), 上板の傾きを調節する.
3. 次にねじ 2 で高さを固定する. ねじ 2 用のタップは下板のみに切られている. ねじ 2 を締めることで上板を下板に押し付ける (図 3.16(d)) て, 傾きを固定する.
4. トラップ光の高さが調整された.

光トラップ用光学系の性能

ナイフ・エッジ法によって測定した, ビームウエストの結果を図 3.17 に示す. ビームウエストが約 $10 \mu\text{m}$ に絞られたことを表わしている.

次にビーム径 $10 \mu\text{m}$ を維持したまま, focal point を各軸方向にどのくらいの距離を, かつどのくらいの精度で動かすことができるかを調べるため 2 つのテスト (板バネ動作テスト, レンズ 1 動作テスト) をした.

- ・ 板バネ動作テスト (高さ方向) ねじ 1 を回して板バネを傾けることで板バネを振った.
- ・ レンズ 1 動作テスト (トラップ光伝搬方向) レンズ 1 を光伝搬方向に振った.

板バネ動作テストの結果を図 3.18 に示す. 本結果はビーム径 $10 \mu\text{m}$ を維持したまま focal

^{*1} トラップ光の高さの微調は, Dichroic ミラーで行う.

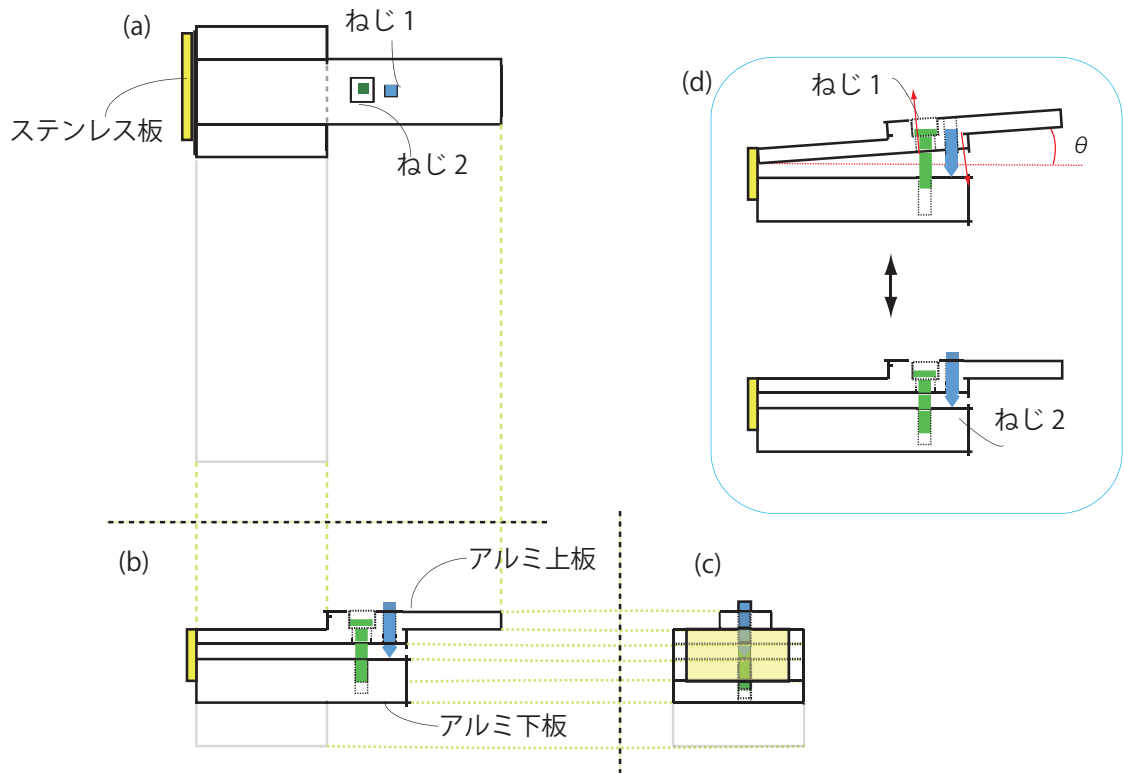


図 3.16 板バネ構造. (a) は光トラップ用光学系を上から見た図, (b, c) は水平方から見た図を示している. 板バネ構造は上板と下板の 2 枚のアルミ板, 両板をつなげるステンレス板 (黄色の部分), 高さを調節するねじ 2 つ (青, 緑の部分) から成り立っている. ねじ 1 を 100TPI.

point の高さをどの程度変えられるかを示している. ねじ 1 を 1 周動かすと, focal point の高さが約 $500 \mu\text{m}$ 動いた. またその範囲でねじ 1 を回しても, ビーム径は概ね変化がなかった.

また, スリットによってビームウェストがどのくらい広がるかをテスト (スリット動作テスト) した. スリット幅を変えることで, 水平 y 軸方向のビームウェストが広がることが確認された.

さて, 光軸方向のレンズ 1 動作テストの結果を図 3.19 に示す. テストの結果は次のことを示している.

- ・ ビーム径を $10 \mu\text{m}$ 以内に絞ることができた.
- ・ ビーム径を $10 \mu\text{m}$ に保ったままレンズ 1 を動かせる幅は, 4 mm 程度が限界である.
- ・ レンズ 1 を 1 mm 動かすと focal point も 1 mm 動く.
- ・ focal point の動く方向は, レンズ 1 が動く方向と逆である.

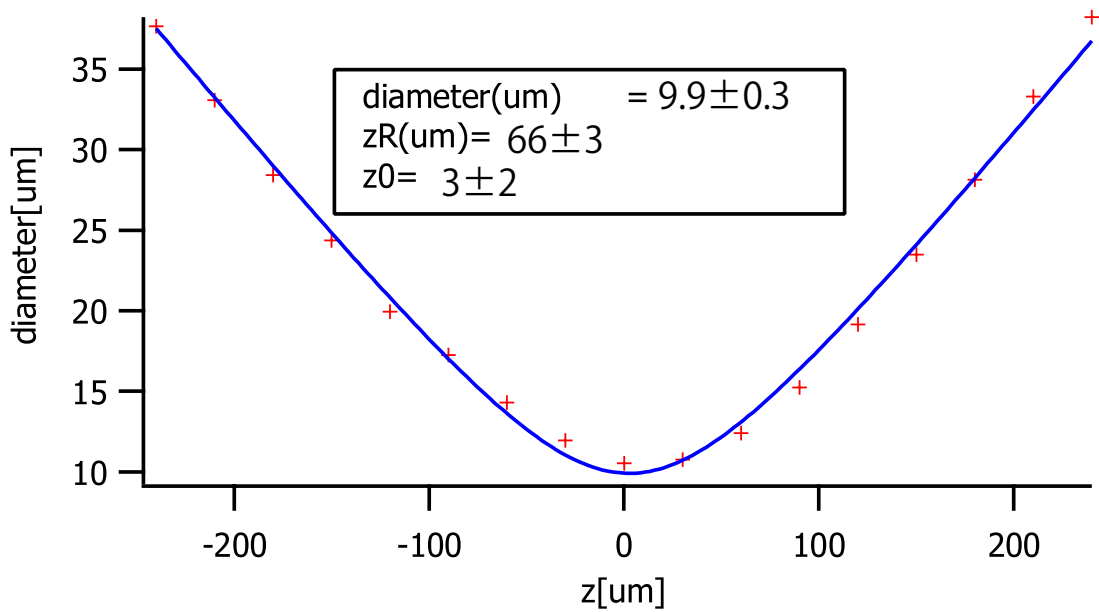


図 3.17 ビームウェストの測定結果. ナイフ・エッジ法で測定した. 横軸はトラップ光伝搬方向 z 軸上の座標である. ビームウェストの位置は $z_0 = 2.70\mu\text{m}$ である. 縦軸はビーム径である. レイリー長 $z_R = 66\mu\text{m}$ である.

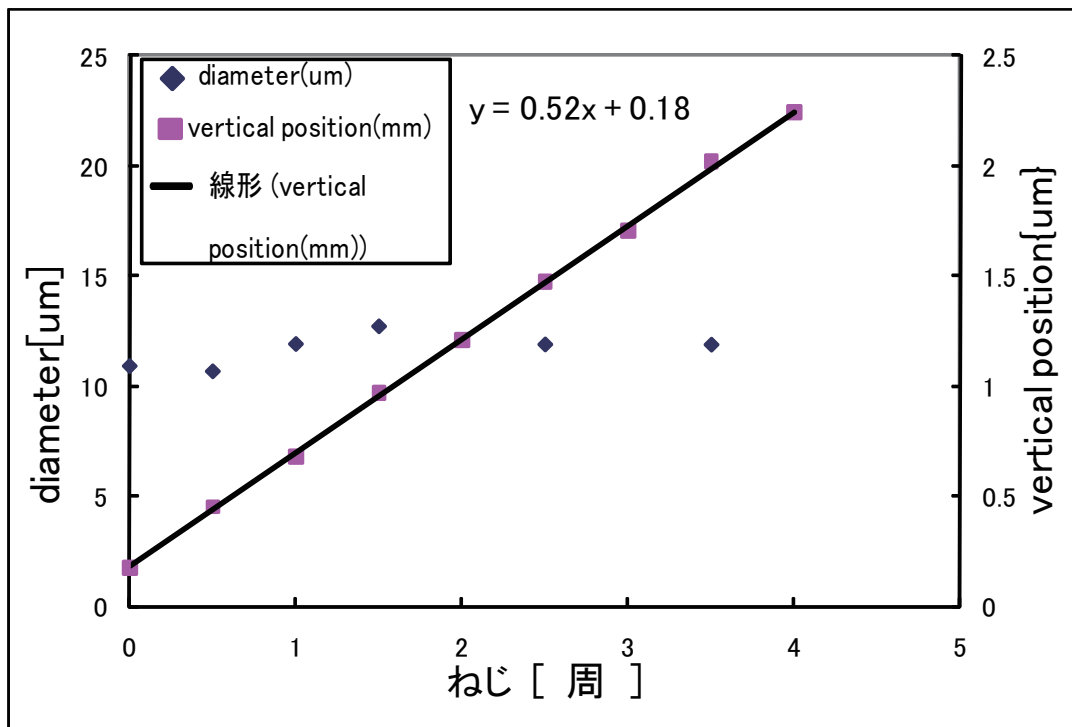


図 3.18 板バネの動作テストの実験結果. 板バネのねじ 1 を回した時の, Focal point の高さの変化 (vertical point), ビームウェストの変化.

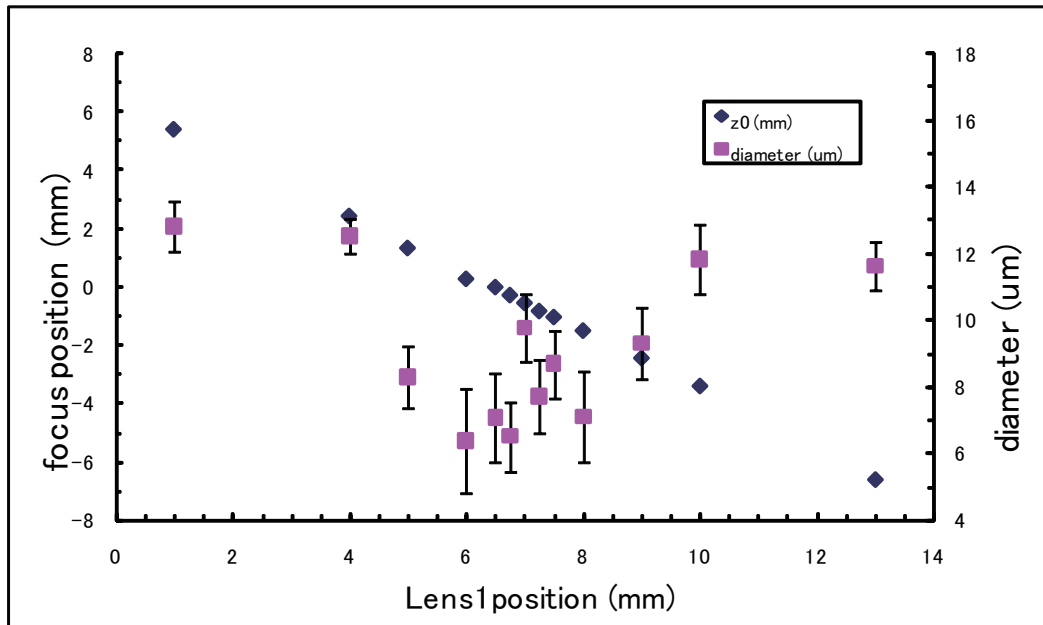


図 3.19 トラップ光伝搬方向軸の, レンズ 1 の動かした距離と focal point の位置との関係を示す実験結果. また, そのレンズ 1 の位置とビームウェスト (垂直方向) の関係. ビーム径が $10\mu\text{m}$ 以内に絞られていることを示している. ただし, ビーム径が $10\mu\text{m}$ 以内のデータは測定誤差が $\pm 2\mu\text{m}$ 程度あり, 疑わしいデータである.

3.4 磁場制御

3.4.1 catch coil, antibias coil

原子間相互作用制御は, 2ndMOT ガラスセル内で光トラップされている ^{41}K と ^{87}Rb 混合原子気体への印加磁場を操作することで実行する. 2ndMOT ガラスセル周りには図 3.20 のように 3 つの coil が配置されている. 各 coil の詳しい説明はこれらの coil の製作が主題となっている本研究室の学位論文 [14] に譲り, 以下では各 coil の本研究での役割を概説する.

磁気トラップでは cloverleaf coil, curvature coil, anti-bias coil が用いられる (図 3.21). そして原子間相互作用制御に用いる coil は anti-bias coil である. anti-bias coil はトラップ光伝搬方向に一様の磁場を発生させる. このコイルにより発生する磁場は, $2\text{G}/\text{A}$ 程度であり, 今回 50A の電源を用いることで 100G 程度の磁場を発生させることができた.

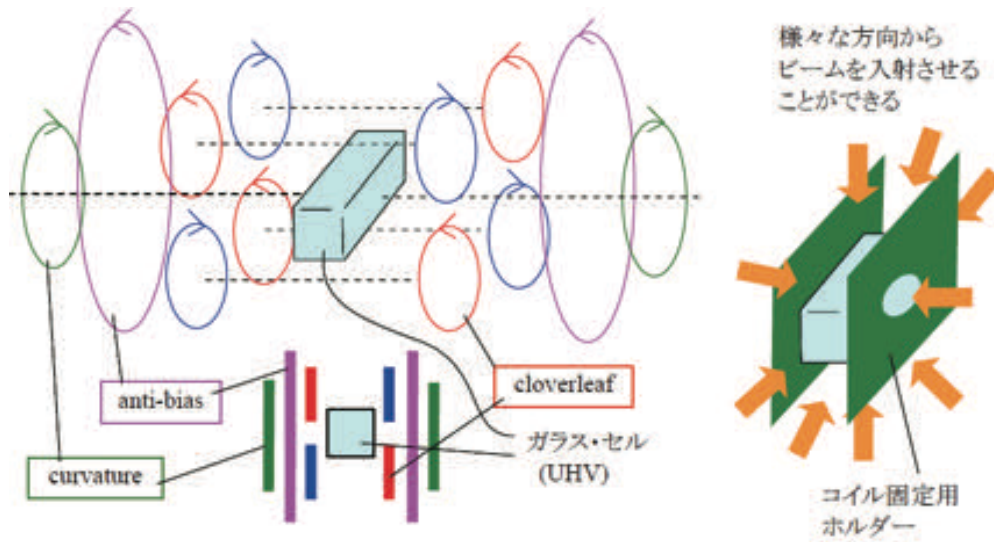


図 3.20 2ndMOT ガラスセル周りの coil の配置.

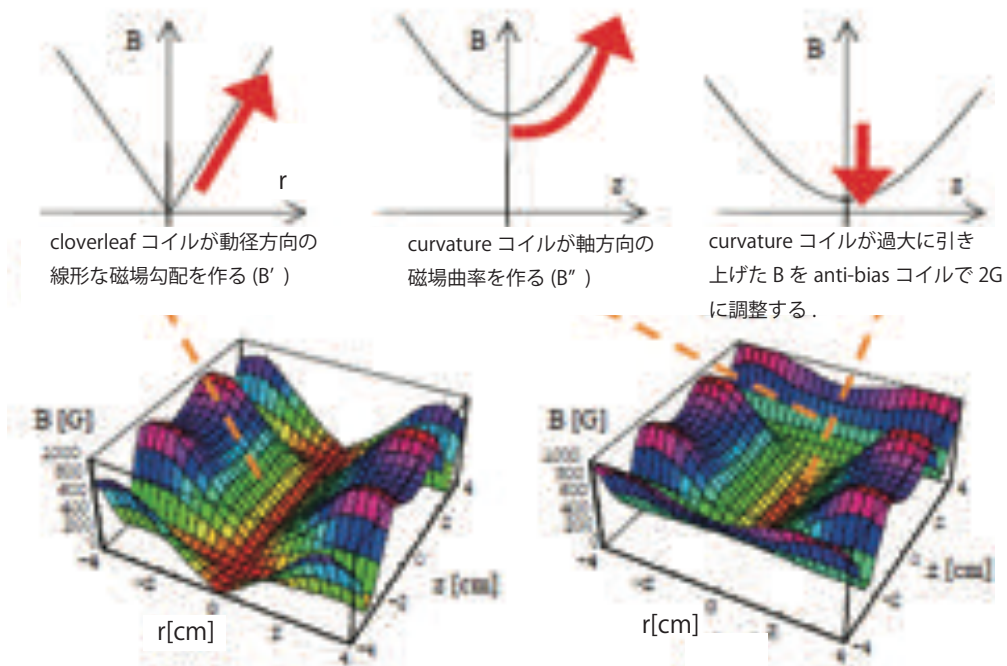


図 3.21 磁気トラップでの各 coil の役割. z 軸はトラップ光の伝搬方向, r 軸は動径方向である.

第 4 章

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の光トラップ

4.1 実験手順

光トラップを行う光学系は既に図 3.1 で示した. 本節では, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体を光トラップするまでの具体的な手順を説明する.

- MOTで原子を冷却かつトラップする
- 磁気トラップ中に原子を移し、蒸発冷却で更に冷却する($\sim 1\mu\text{K}$)
- 光トラップで捕える
 - CCDカメラで各時間ごとに位置を測定

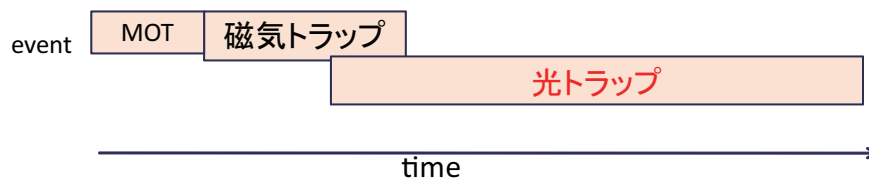


図 4.1 実験手順.

4.1.1 パン・ケーキ型ビームウェストの実現

光トラップ用光学系 (図 4.2) を用いて, トラップ光をパンケーキ型 (ビームウェスト垂直方向が $12\mu\text{m}$, 水平方向が $49\mu\text{m}$) に絞った. ガイド光を用いて光トラップ用光学系の光学機器の粗調を行い, そしてトラップ光を通してから, それらの光学機器の微調を行いトラップ光をパンケーキ型へと絞った. 以降にこの過程を詳しく説明する. なおトラップ光をパンケーキ型へ絞る光トラップ用光学系の仕組み, 及びビーム径を測定するナイフ・エッジ法については既に 3 章で詳しく説明した. また最終的に原子を光トラップするために, この調整を維持したまま光トラップ用光学系を, 原子が冷却されている光学系 (図 3.13) に配置した.

光トラップ用光学系上の光学機器の粗調

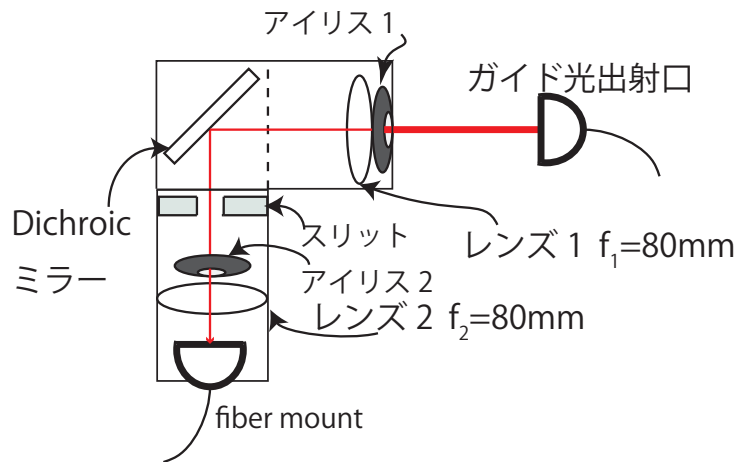


図 4.2 光トラップ用光学系の粗調時のセッティング. 粗調時はスリットは使わないので, スリットは十分に開いている.

1. 光トラップ用光学系上の光学機器を, Dichroic mirror 以外全て外した状態にする. ガイド光出射口の高さをトラップ光出射口 (図 4.2 の fiber mount) に合わせる. そしてガイド光が Dichroic mirror の中心に当たるように, Dichroic mirror を置く. トラップ光出射口中心にガイド光が当たるように, Dichroic mirror の角度を調節する.
2. 図 4.2 のように残りの光学機器を配置する. アイリス 1 を絞る. アイリス 1 の中心を通るようにガイド光の出射口の位置を合わせる. アイリスを開く.
3. レンズ 1 の表面の反射光を利用して, ガイド光が垂直にレンズ 1 に入射するようにレンズ 1 の角度を調節する.

4. レンズ1と同様にレンズ2も角度を調節する.
5. fiber mount への入射光のパワーが最大になるように, fiber mount の位置, 角度を調節する.

光トラップ用光学系上光学機器の微調

1. ガイド光を切る. トラップ光を fiber laser から発射する.
2. ナイフ・エッジ法を用いて, トラップ光のビーム径が $10\mu\text{m}$ になるようにレンズ2の前後の位置を調節する.
3. スリット幅を狭めて, 水平方向のビームウェストを広げる.

以上のプロセスで念願のパンケーキ型光トラップ用のビームウェストを実現した.

4.1.2 $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の光トラップ

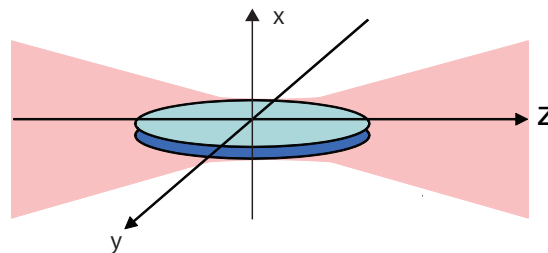


図4.3 パン・ケーキ型光トラップの模式図.z軸が光の伝搬方向,x軸が重力方向,y軸が水平方向である.

磁気トラップの中心に, トラップ光のビームウェストを合わせることで最終的な光トラップの調整を行った. このステップには困難を要した. なぜならば, 光トラップはビームウェストがパンケーキ型, つまり重力方向ビームウェストが極端に狭く (約 $10\mu\text{m}$) になっているからである. 重力方向ビームウェストが極端に狭いため, 磁気トラップの中心とトラップ光のビームウェストが数 $10\mu\text{m}$ ずれるだけで, 光トラップが不可能になってしまうからである. 本研究では吹き飛ばしによってこの光トラップの調整を行った.

さて, 混合原子気体のパンケーキ型光トラップは次の手順で行った.

1. 磁気トラップ中で ^{87}Rb 原子気体を冷却した.
2. ^{87}Rb の吹き飛ばしを利用して光学系の調整を行い, ^{87}Rb の光トラップを行った (図4.7).
3. ^{87}Rb の光トラップ周波数を測り, その値からビームウェストを導き出した (表4.1).[パンケーキ型光トラップの形状を確認]

4. 光トラップ中の ^{87}Rb の温度を測った.
5. 光トラップ中の ^{87}Rb の温度, トラップ周波数から密度, 及び位相空間密度を導いた.
6. 磁気トラップ中で $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体を冷却した.
7. $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体を光トラップした.

以降ではまず吹き飛ばしを利用した光学系の調整方法を説明する. それから, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップ手順を詳しく説明する.

吹き飛ばしを利用した光学系の調整

磁気トラップされた原子気体に光トラップ用の光を当てるため, 磁気トラップされている ^{87}Rb に対する吹き飛ばしを利用した. 吹き飛ばしとは, 原子に共鳴光をあてて原子を吹き飛ばすことである.

まず吹き飛ばしで実効的にどういう現象が起きているのかを説明する.

始め吹き飛ばしをする前に, ^{87}Rb は磁気トラップされている. 光トラップ用のパスに ^{87}Rb の共鳴光 (波長=780nm) を通す. 共鳴光が磁気トラップ中の原子に当たると, ^{87}Rb は輻射圧 ((2.16) 式) を受けて吹き飛ばされて磁気トラップから外れる. 一方共鳴光が磁気トラップ中の ^{87}Rb から外れた場合, ^{87}Rb は磁気トラップされ続ける. 吹き飛ばしの影響が図 4.4 で示されている. また吹き飛ばしに失敗した事が図 4.5 で表わされている. 両図とも TOF(Time of flight) 法で得られた画像, TOF イメージである. T_{TOF} はトラップ中の原子がトラップから外れて, イメージングされるまでの時間を示している.

そして, 吹き飛ばしを用いた光学系の調整方法は 2 つの段階を踏む.

1. 光トラップ用光学系の台全体の粗調
2. 光トラップ用光学系上の光学機器 (レンズ 2, Dichroic ミラー) の調整

1. 光トラップ用光学系の台全体を, 2ndMOT ガラスセルに対して配置した (図 3.13). ちなみに, この時点で既に光トラップ用光学系には, ビームウェストをパンケーキ型に絞る調整が施されている.

まず台全体を 2ndMOT ガラスセルを含む光学系に組み入れて, 目分量で台の位置を調整した. それから吹き飛ばしで台の水平方向の粗調を行った. その水平方向粗調として, 光トラップ用光学系の底板を 80TPI のねじで動かした (図 4.6).

2. 吹き飛ばしが成功した時, 磁気トラップ中の ^{87}Rb の位置に共鳴光が当たっている. ただし必ずしもトラップ光のビームウェストの位置と, ^{87}Rb の位置が完全に一致しているとは限らない. なぜならば, ビームウェスト以外でも ^{87}Rb に共鳴光が当たっていれば, 輻射圧が働き ^{87}Rb は吹き飛ばされるからである.

そこで共鳴光を垂直方向に振って吹き飛ばしを行い, ビームウェストの位置と磁気磁気ト

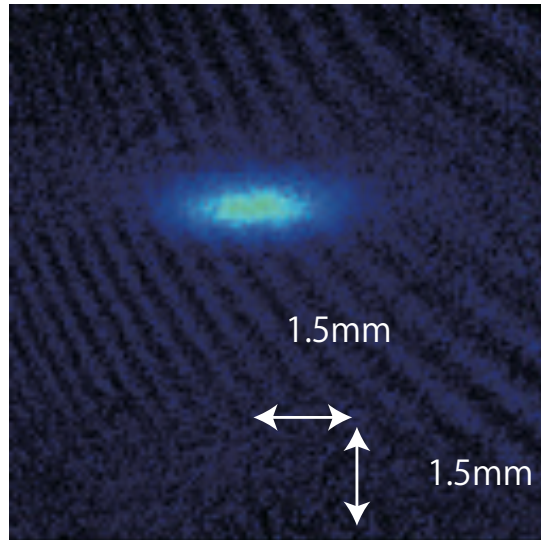


図 4.4 吹き飛ばしの影響が表れている ^{87}Rb の TOF イメージ. 磁気トラップ中で蒸発冷却を 30 s 行った. そして吹き飛ばしを 300 ms 行い, $T_{\text{TOF}} = 1 \text{ ms}$ 程度でイメージングした. 吹き飛ばし後, 原子数 $N = 4.683 \times 10^6$ であった.

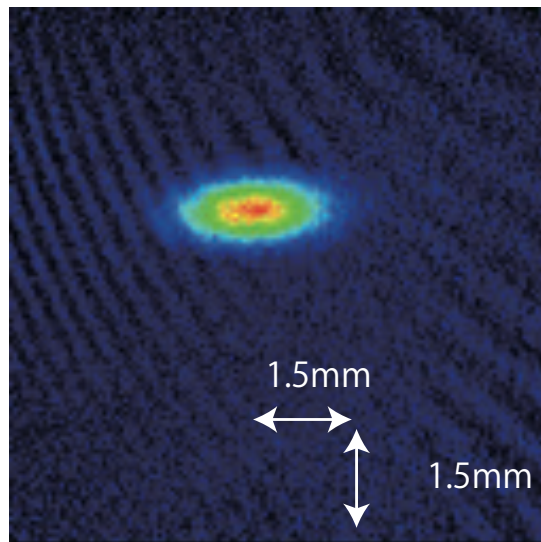


図 4.5 吹き飛ばし失敗時の ^{87}Rb の TOF イメージ. 磁気トラップ中で 30 s 蒸発冷却を行ってから, 吹き飛ばし 300 ms 行い, $T_{\text{TOF}} = 1 \text{ ms}$ 程度でイメージングした. 吹き飛ばし後, 原子数 $N = 8.183 \times 10^6$ であった. 共鳴光が磁気トラップ中の ^{87}Rb にあたっておらず, ^{87}Rb が吹き飛ばされずに, 図 4.4 に比べ多くの ^{87}Rb が残っている.

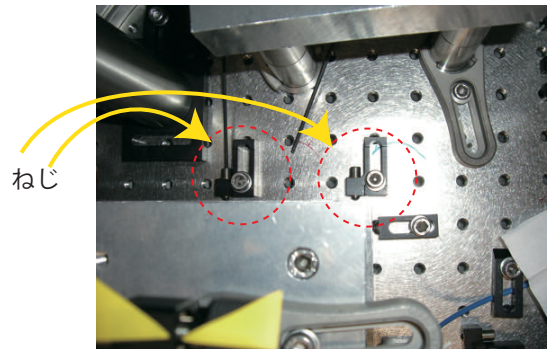


図 4.6 光トラップ用光学系の底板を動かすのに用いたねじ.80TPI である.

ラップ中の ^{87}Rb の位置を合わせた. 共鳴光の垂直方向への調整手段は, 粗調は板バネのねじ (図 3.16) を用いて, 微調には Dichroic mirror の傾きを変えた.

共鳴光のビームウェストの位置を, レンズ 2(図 4.2) で光伝搬方向 z 軸沿って少しずつずらして行き, 各 z 座標でトラップ光を上下に振り, 吹き飛ばしを行う. すると, 共鳴光が ^{87}Rb を吹き飛ばすことができる垂直方向の振れ幅が, 各 z 座標で差が出る. その振れ幅が最も小さい時には, 共鳴光のビームウェストと磁気トラップ中の ^{87}Rb の位置が一致している. 以上が吹き飛ばしを利用した光学系の調整である.

ステップ 1: ^{87}Rb の吹き飛ばしを利用して, ^{87}Rb の光トラップを行う

^{87}Rb の光トラップへの向けた, 光学機器の調整は大まかに 2 つ段階に分けられる. 1 つは共鳴光を用いた吹き飛ばし, 2 つ目は光トラップ用のトラップ光を用いた調整である. 更に他のパラメーターの操作を考えると, 全体で 18 つのステップを踏む (図 4.7).

ステップ 2: ^{87}Rb の光トラップ周波数計測とビームウェスト算出

磁気トラップの磁場勾配と光トラップのポテンシャル勾配の違いにより, 磁気トラップから光トラップに ^{87}Rb 原子気体を移した時に, ^{87}Rb 原子気体は運動エネルギーを持ち, 光トラップポテンシャル中で振動する. 各軸に対する ^{87}Rb 原子気体のトラップ周波数の測定方法を図 4.12 に示した. すべて in trap の原子気体の振動を測定した. trap している時間の変化に対し, 逐一振動している ^{87}Rb 原子気体の様子をイメージングした. breathing している原子気体は幅の変遷を観測した. sloshing している原子気体は, 原子気体の位置の変遷を観測した. またすべて拡大イメージングである.

x 軸方向は breathing を観測した. ^{87}Rb 原子気体の光トラップを一瞬切り, 再び光トラップを行うことで ^{87}Rb 原子気体全体をキックして breathing を起こした.

y 軸方向は sloshing を観測した. ^{87}Rb 原子気体を光トラップから磁気トラップから移し

No.	目的	手法	調整に用いる光	調整方向	調整光学機器	条件1	条件2	条件変更による変化	TOFイメージング方法	TOFイメージングNo.	備考
1				上下	板バネねじ	蒸発冷却前		トラップ中の原子数が多い	垂直イメージング		
2				左右	Dichroic ラー						
3				前後	Dichroic ラー						
4				上下	レンズ2						
5				左右	Dichroic ラー						
6	吹き飛ばしでアライメント	吹き飛ばし	共鳴光	前後	レンズ2			トラップ中の原子数が少ない			
7				上下	Dichroic ラー						
8				左右	Dichroic ラー						
9				前後	レンズ2						
10				上下	Dichroic ラー						
11				左右	レンズ2	蒸発冷却後		原子が吹き飛ばされにくくなり、高い精度で調整が可能	水平イメージング	図4.9	再現性のある結果が出ず、相違が分かるデータが出ず。
12	光トラップのポテンシャルを感じて、原子が動くのを観察する。			前後	Dichroic ラー		光トラップ用の光を磁気トラップと同時起動する	原子の位置は誤差程度しか動かず、光トラップの効果は判別できなかった。			
14				上下	Dichroic ラー				水平イメージング	図4.10	蒸発冷却中に光トラップ用のビームを入れると、最終的なトラップ原子数が減ることがわかった。
15	光トラップによって、原子が重力落下していないイメージを観察する。	トラップ光で調整	トラップ光	前後	レンズ2		光トラップ用の光を磁気トラップ、蒸発冷却の後に起動する	光トラップ成功			
16	トラップ原子数を増やすために、蒸発冷却の後に			上下	Dichroic ラー						
17	光トラップ用の光を ^{87}Rb に当てる			前後	レンズ2				図4.12	光トラップの $T_{\text{TOF}}=15$ での形が、点になった。	
18	光トラップ用のビームの focal point の位置を前後に調節する			前後	レンズ2		光トラップ用の光を、磁気トラップ、蒸発冷却の後に起動する				

図4.7 ^{87}Rb の光トラップを行うためのプロセス. 調整方向の上下とは垂直方向, 左右とは水平方向, 前後とはトラップ光の伝搬方向を示す.

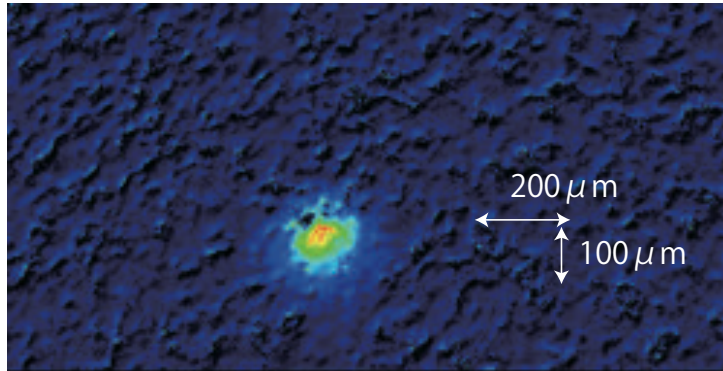


図 4.8 ^{87}Rb の水平 TOF イメージ. $T_{\text{TOF}}=20$ ms, かつ拡大イメージである. 図の上下は地面垂直方向 x 軸で, 上が重力方向である. 図の横は水平方向 y 軸である. ^{87}Rb が光トラップされておらず, 重力落下している.

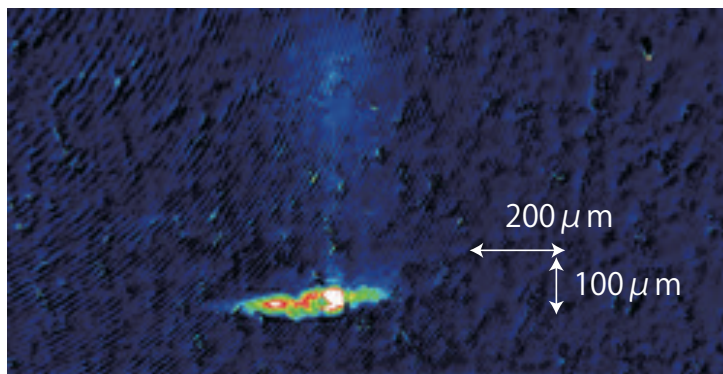


図 4.9 ^{87}Rb の水平 TOF イメージ. $T_{\text{TOF}}=15$ ms, 光トラップ時間は 15 ms, かつ拡大イメージである. ^{87}Rb 原子気体は完全に光トラップされていないので, トラップされなかった ^{87}Rb は重力落下している (図の上方向への白線) ^{87}Rb は光トラップ中にあり, パンケーキ型トラップの構造から ^{87}Rb 原子気体は重力方向への分布の幅が狭い.

たところ, sloshig が観測された.

z 軸方向は breathing を観測した. 磁気トラップのポテンシャル勾配に比べて, 光トラップのポテンシャルの幅が広い (設計目標値で幅が $208\mu\text{m}$) ので, breathing が起きたと考えられる.

また, トラップ光のビームウェストは測定したトラップ周波数から導かれる. 以下にその理由を説明する.

パンケーキ型光トラップは重力 x 軸方向ビームウェスト ($\sim 5\mu\text{m}$) に比べ水平 y 軸方向に広いビームウェスト ($\sim 50\mu\text{m}$) になるように設計した. 故に, (2.30), (2.28) 式より,

$$\frac{1}{z_R^2} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_{Rx}^2} + \frac{1}{z_{Ry}^2} \right) \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_{Rx}^2} \right) \quad (4.1)$$

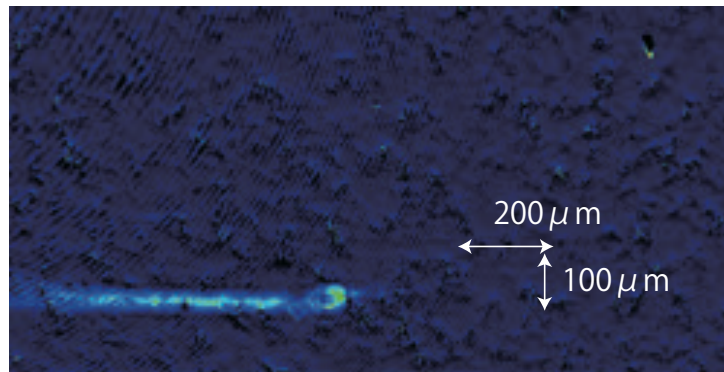


図 4.10 ^{87}Rb の水平 TOF イメージ. $T_{\text{TOF}}=10\text{ms}$, 光トラップ時間は 100 ms, かつ拡大イメージである. 長時間光トラップすると, 原子がトラップの位置からトラップ光伝搬方向 z 軸へ流れて行った. z 軸に対して, ^{87}Rb 原子気体の磁気トラップされている位置と, 光トラップ用ビームのビームウェストの位置が一致していないためだと考えられる.

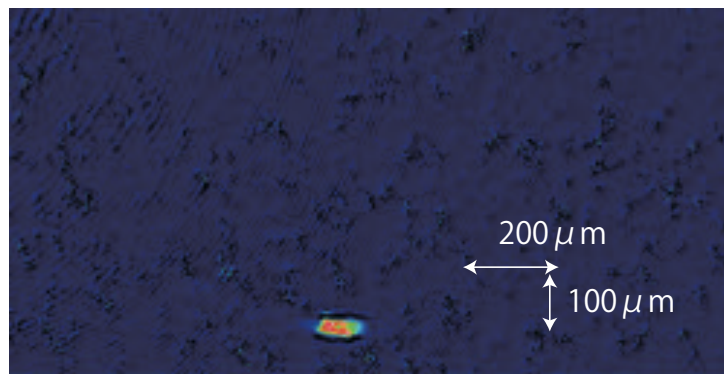
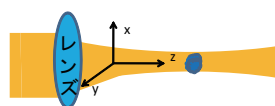


図 4.11 ^{87}Rb の水平 TOF イメージ. $T_{\text{TOF}}=15\text{ms}$, 光トラップ時間は 100 ms, かつ拡大イメージである. ビームの位置が図 4.10 から z 軸方向に対して改善されたことを表わしている. 図 4.10 の状態から, z 軸方向にトラップ光のビームウェストの位置を調整したところ, 光トラップの位置から z 軸方向に流れる原子がなくなった.



		振動の種類	イメージング方法
軸方向	x	breathing	水平イメージング
	y	sloshing	垂直イメージング
	z	breathing	垂直イメージング

図 4.12 ^{87}Rb 原子気体の各軸のトラップ周波数の測定方法. x 軸は垂直方向, y 軸は水平方向, z 軸は光伝搬方向である. 測定した振動の種類と, イメージング方法を示している.

となる. 従って,(2.32)(2.33) 式で与えられるトラップ周波数 ω_x, ω_z の間には,

$$\begin{aligned}\omega_x : \omega_z &= \sqrt{4U_0/m\omega_{x0}^2} : \sqrt{2U_0/mz_R^2} \\ &= 2/(w_{x0}) : 1/(z_x) \\ &= 1 : \lambda/2\pi w_{x0} \\ w_{x0} &= \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\omega_x}{\omega_z}\end{aligned}\quad (4.2)$$

という関係がある. 故に, x, z 軸方向のトラップ周波数から x 方向のビームウェスト w_{x0} が導かれることがわかった. (4.2) を用いて, 同様に y 方向のビームウェストもトラップ周波数で表わされて,

$$w_{y0} = w_{x0} \frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\omega_x^2}{\omega_y \omega_z}\quad (4.3)$$

と求まる.

ステップ 3: 光トラップ中の ^{87}Rb の温度計測

参考文献 [7] から, 温度と速度分布の幅の関係式が与えられる.

ボーズアインシュタイン凝縮体の転移温度よりも原子集団の温度 T が十分高い時は, マクスウェルボルツマン分布から温度 T は,

$$T = \frac{m}{k_B} \sqrt{\frac{\sigma^2(T, t_1) - \sigma^2(T, t_2)}{t_1^2 - t_2^2}}\quad (4.4)$$

となる. σ は速度分布の $1/e^2$ 幅である. 異なる時刻 t_1, t_2 で温度が T の幅を $\sigma^2(T, t_1), \sigma^2(T, t_2)$ とした. TOF イメージから速度分布の幅の変遷が分かるので, 各時刻 T_{TOF} での速度分布の幅から原子集団の温度 T が求まる.

ステップ 4: 光トラップ中の ^{87}Rb 気体の密度, 及び位相空間密度算出

光トラップ中の ^{87}Rb は thermal であったので, 密度 n は, マクスウェル・ボルツマン分布から求まる (2.34) 式から考えた. そのピーク密度は,

$$n_{\text{MB}}(\mathbf{0}) = N\omega_x\omega_y\omega_z \left(\frac{m\beta}{2\pi}\right)^{3/2}\quad (4.5)$$

となる.

ステップ 5: $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の磁気トラップ

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合気体を磁気トラップし, ^{87}Rb の蒸発冷却をおこなうことで混合原子気体の共同冷却を行った.

ステップ6: $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップ

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップを行った。

4.2 結果

4.2.1 ^{87}Rb の光トラップ周波数と光トラップのビームウェスト

i	x	y	z
ω_i [Hz]	820(30)	207(4)	23(2)
w_i [μm]	12(1)	49(8)	310(7)

表4.1 光トラップのトラップ周波数の測定結果. 及びそのトラップ周波数から得られた, ビームウェストの計算結果.

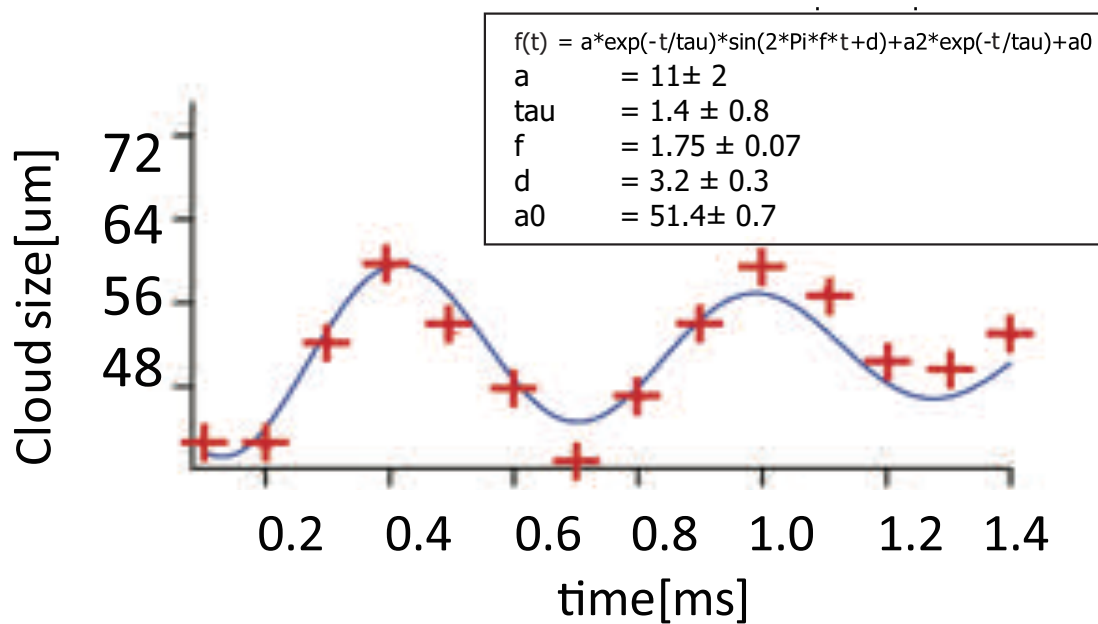


図4.13 垂直方向の方向の ^{87}Rb 原子気体の振動の測定結果.

4.2.2 光トラップ中の ^{87}Rb の温度, 密度

(4.4) 式より, T_{TOF} を変化させて y 軸方向の ^{87}Rb の速度分布幅 $\sigma(T, t)$ の広がりを見た. 結果を以下に示す.

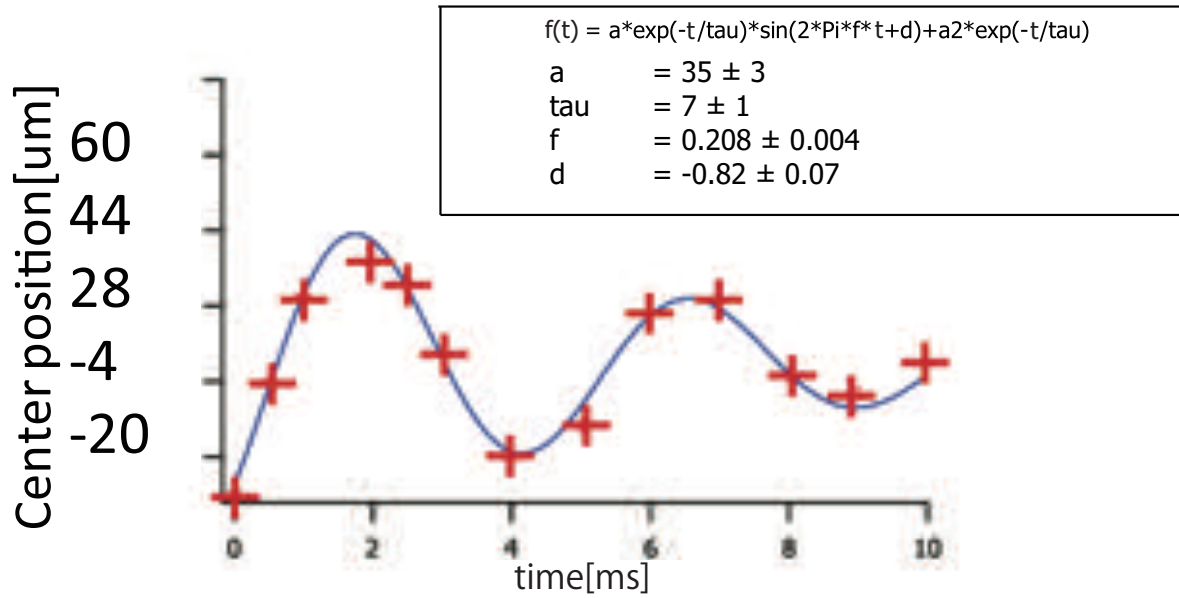


図 4.14 水平方向の方向の ^{87}Rb 原子気体の振動の測定結果.

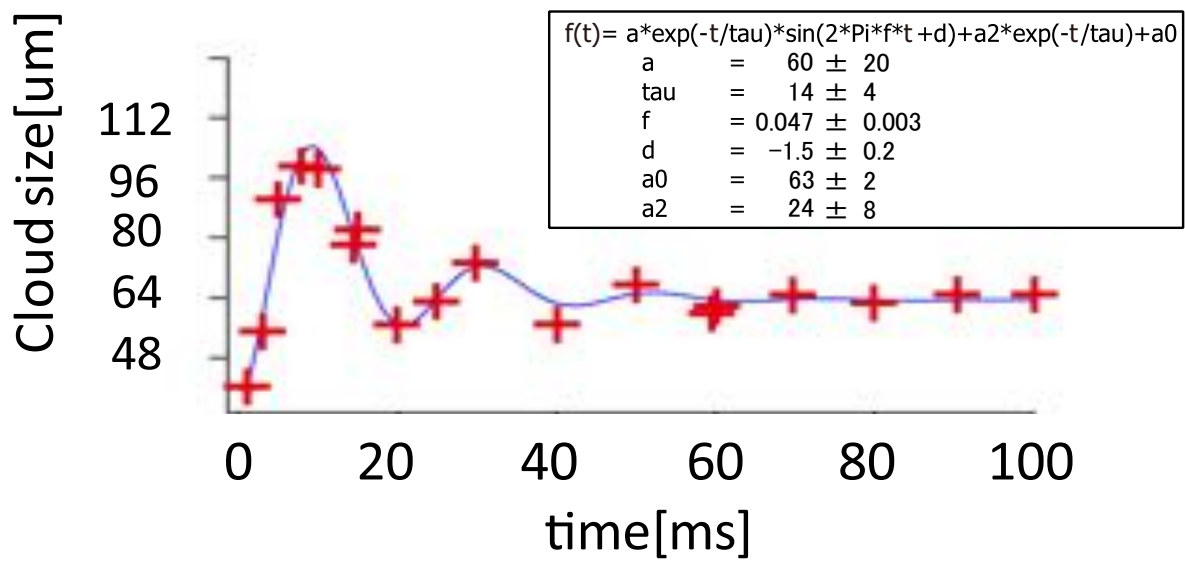


図 4.15 光軸方向の方向の ^{87}Rb 原子気体の振動の測定結果.

図(4.16)より ^{87}Rb 原子気体の温度は,263nK であった.

また, 密度は (2.34) 式で与えられ, $T = 263\text{nK}$, $N = 2.47 \times 10^4$, $\bar{\omega}^{1/3} = 165.5\text{Hz}$ を代入すると, 密度 $n = 1.4 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ と求まる.

位相空間密度 n_{PSD} は, $n_{\text{PSD}} = \left(\frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}\right)^3 n$ である. 従って $n_{\text{PSD}} = 0.67$ と求まる. BEC の条件は $n_{\text{PSD}} > \zeta(3/2) = 2.612 \dots$ である [7]. 故に, ^{87}Rb 原子気体は BEC まではない.

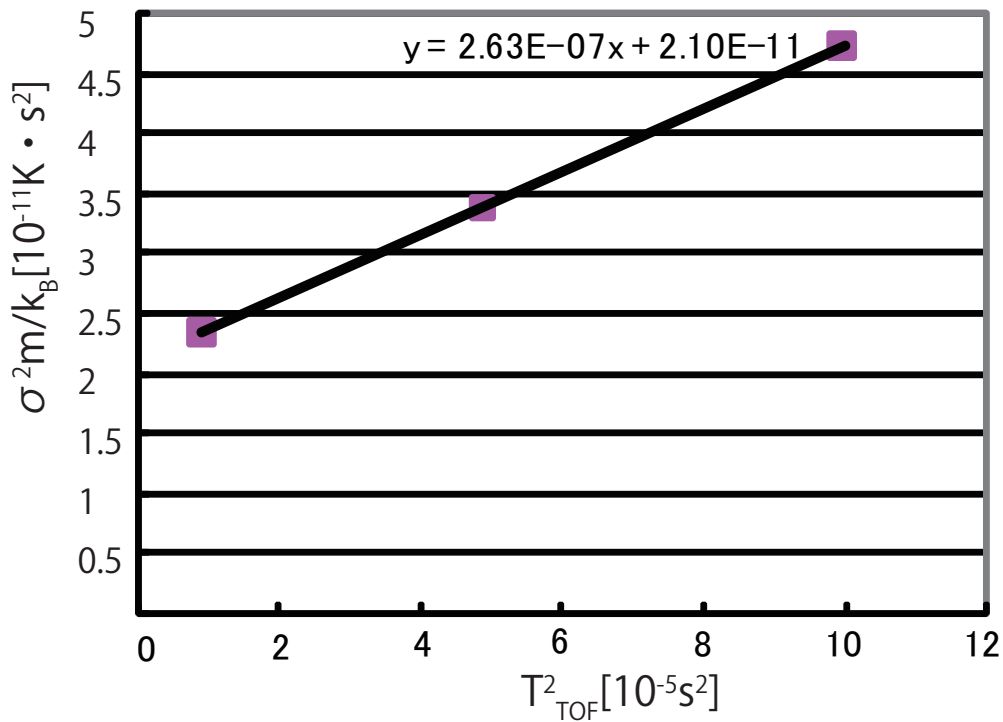


図 4.16 縦軸は $\sigma_v(T, t)^2 m / k_B$ である. σ_v は ^{87}Rb の速度分布幅, m は ^{87}Rb の質量である. 横軸は T_{TOF} の 2 乗を表している. 傾きが T である.

4.2.3 ステップ 6: $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップ

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の光トラップの結果を記す.

光トラップ中の $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ の TOF イメージ (図 4.17) が得られた.

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 間の Feshbach 共鳴へ向けて, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ の原子数比を等しくする必要がある.

ただ 10ms ほど光トラップを行うと, 原子数の大幅な減少が見られた.(図 4.17)

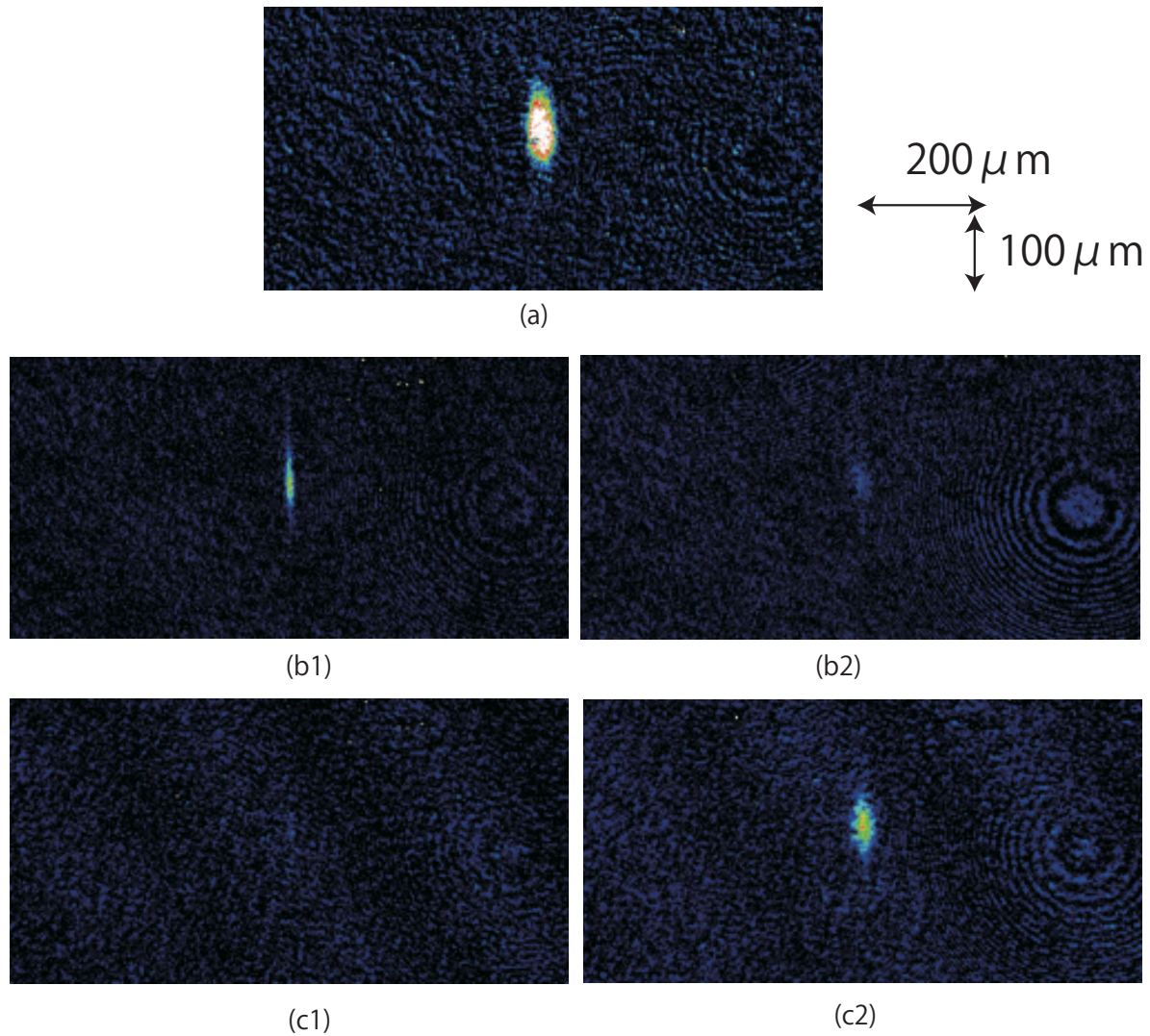


図 4.17 ^{87}Rb の光トラップの TOF イメージ (a). 光トラップ中の $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の TOF イメージで, 50ms 光トラップを行い, in-trap で撮影した (b)(c). (b)(c) は左が ^{41}K , 右が ^{87}Rb を示している. 単一原子種でトラップした時と比較して, 原子数が減少しているのが分かる.

4.3 結果の考察

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体パンケーキ型光トラップの評価を行う. 評価のポイントは次の点である.

- 光トラップはパンケーキ型になっているか
- Feshbach 共鳴を観察するのに適切な混合原子気体の状態を満たしているか

光トラップはパンケーキ型になっているか

本研究では, 水平方向 y 軸のトラップ光のビームウェストを広げ原子気体の密度を下げ, そして重力方向 x 軸のトラップ光ビームウェストを狭くして $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ の重なりを大きくするために, パンケーキ型の光トラップを設計した.

それでは, 設計目標値と実現した光トラップの形状を比べる. 図 4.18 に目標値と測定結果を示した. 我々は, この測定結果から次の結論に至った.

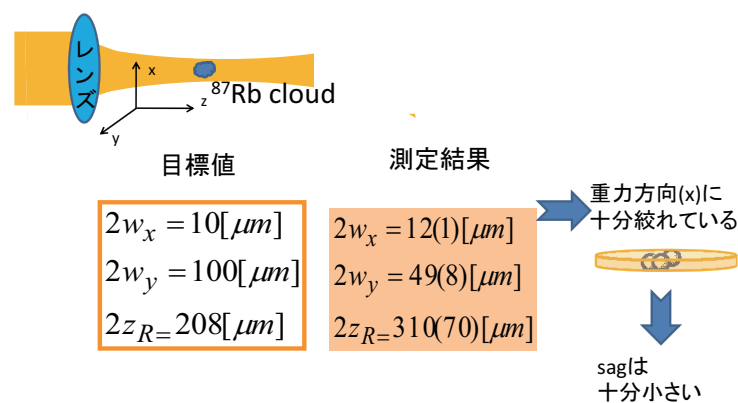


図 4.18 光トラップの形状の, 目標値と測定結果.

- 垂直方向のビーム径は十分に絞ることができた. 従って, ^{41}K と ^{87}Rb 原子気体の重なりを大きくすることができた.
- 水平方向に関しては, 目標値の半分程度しか絞られていなかった. 従って, (3.3) 式より密度は目標値の 2 倍になった.

Feshbach 共鳴を観察するのに適切な混合原子気体の状態を満たしているか

結果 (図 4.17) にあるように, 光トラップ中に原子の激しい loss が見受けられた. そして Feshbach 共鳴の効果が観測できない程度まで原子数が減ってしまった. 水平 y 軸方向にビームウェストが十分広がっておらず, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の密度が高いため, 非弾性衝突により loss が生じてしまったと考えられる.

第 5 章

$^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 原子間相互作用制御

既に井上研究室では, 単一原子種の光トラップは実現されていた. 本研究では $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体を光トラップした. しかし, 混合原子気体を磁気トラップから光トラップへ移したところ, 原子数が激減してしまった. どちらか一方の種類のみしか光トラップできず, 別の種類の原子はほぼ完全にトラップから外れてしまった. 光トラップに移され混合原子気体の密度が高かった ($\sim 10^{13}/\text{cm}^3$) ので, $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 間で three-body loss が頻繁に起きて, どちらか一方の種類がなくなるまでその loss が続き, その結果多くの原子が光トラップから外れたと考えられる. 本研究では混合原子気体密度を下げるために, 1次元光格子を用いた. また, 光トラップに原子気体を移した直後に ARP(Adiabatic Rapid Passage) を行った. これは ARP によって ^{41}K と ^{87}Rb を $|2,2\rangle$ から $|1,1\rangle$ へ移し, 各原子を基底状態へ移すことで, collision による two-body loss を避けるためである. ARP 後, 印加磁場を操作することで $^{41}\text{K} \cdot ^{87}\text{Rb}$ 原子間相互作用制御を行った. 本章では以上のプロセスを詳しく説明した後, 実験結果を示しその結果に対する考察を記す.

5.1 実験手順

$|2,2\rangle$ の $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体に均一磁場を印加する

cloverleaf coil, curvature coil に流れる電流を切り anti-bias coil のみに電流を流す. すると, anti-bias coil によって空間的に均一な磁場が与えられる. また $|2,2\rangle$ から $|1,1\rangle$ への ARP のために, あらかじめ $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体は $|2,2\rangle$ 状態だけにしたい. そのために, 各 coil へ流す電流の切り替えのタイミングに工夫を施した.

coil の関わる回路は図 5.2 である. anti-bias coil だけに電流を流すには, IGBT(A)(Insulated Gate Bipolar Transistor) だけで電流を流せばよい. 磁気トラップ時に各 coil は直列につながれているため, IGBT(D) を切ってから IGBT(A) を起動すると, その電流を切る過程で磁場 B が 0 の場所が生まれる (図 5.3). 磁気トラップでは $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ が $|2,2\rangle$ でトラップ

- MOTで原子を冷却かつトラップする
- 磁気トラップ中に原子を移し、蒸発冷却で更に冷却する
- 光トラップで捕える
- 原子のスピン状態を $|F=2, m_F=2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ変える
- Feshbach共鳴を観察する

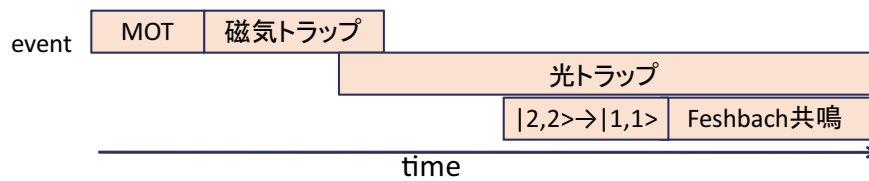


図 5.1 実験手順.

されている。しかし、磁場の 0 点では他のスピン状態 ($|2, 1\rangle, |2, 0\rangle, |2, -1\rangle, |2, -2\rangle$) が許されるので、IGBT(D) から流れる電流が 0 になると $|2, 2\rangle$ 以外の状態へ原子のスピン状態が変わってしまう。我々は ARP によってすべての原子のスピン状態を $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ移したいので、ARP 前には原子のスピン状態は $|2, 2\rangle$ だけに限る必要がある。そこで capture 用電源 IGBT(C) を用いて、この磁場 B の 0 点の問題を解決した。IGBT(D) から流す電流を切り、電流源を IGBT(A) に切り替えて anti-bias coil に切り替える間に、capture 用電源 IGBT(C) に電流を流し、curvature coil のみに強力な電流を流すことで磁場の 0 点をなくした。

ARP で $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ を基底状態 $|1, 1\rangle$ に落とす

スピン状態を基底状態 $|1, 1\rangle$ に移すことで two-body loss を避けるため、マイクロ波を当てながら、anti-bias coil で磁場を操作して、 $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ ARP を行った。

$^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ をそれぞれ別々に単種で $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ への ARP を行ったら、高効率 (> 95%) で成功した。

一方、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ への ARP を行った場合、原子数が大幅に減少した (< 10%)。

われわれは、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 原子同士の密度 ($\sim 10^{13}/\text{cm}^3$) が高いため、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 原子同士の非弾性衝突が頻繁に起きて、加熱が生じて原子がトラップから外れたと考えた。

そこで $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の密度を下げるために、1次元の光格子^{*1} で混合原子をトラップ

*1 1次元光格子は、本研究室の学位論文 [14] の研究で設営したものを用了。

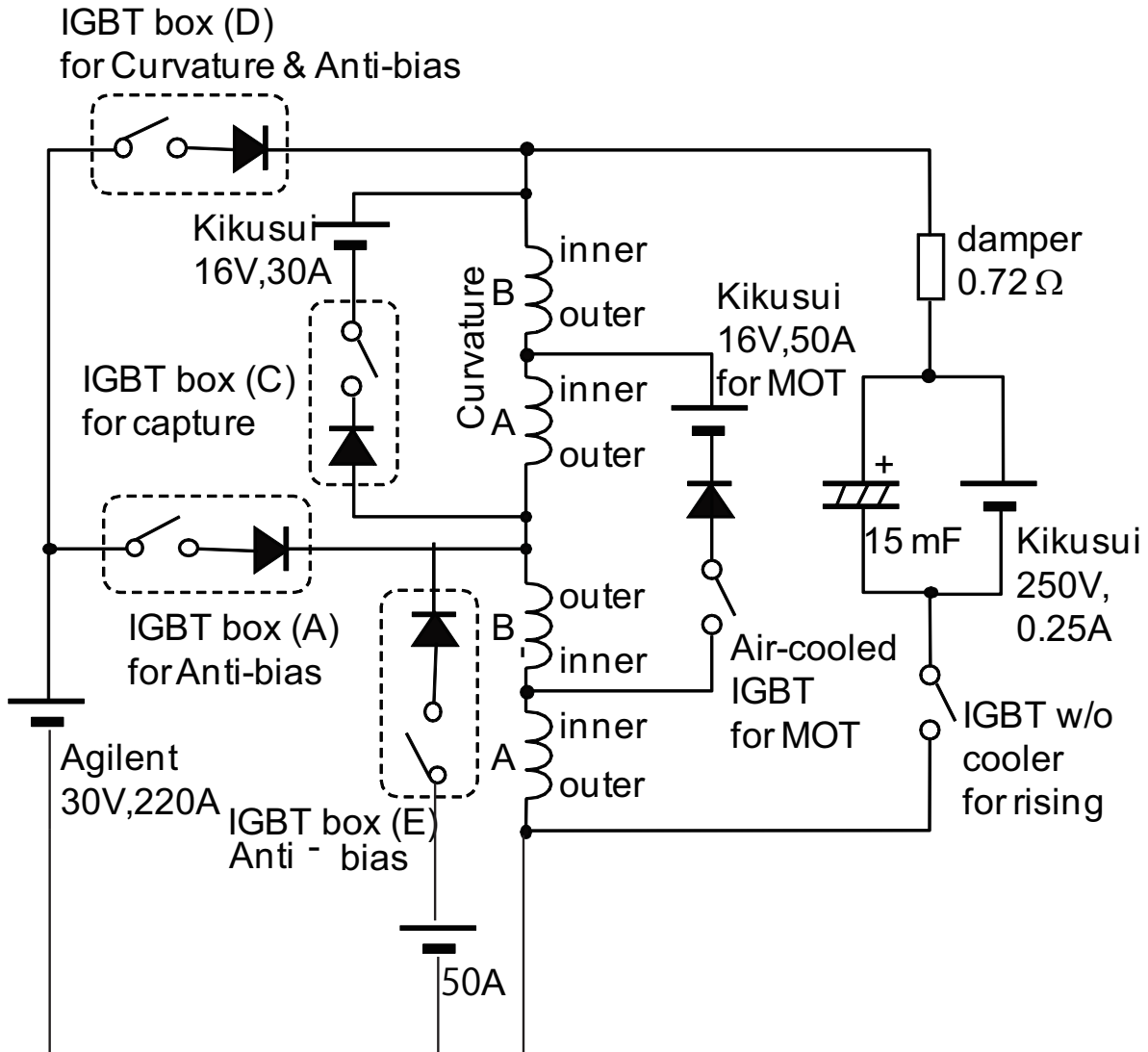


図 5.2 cloverleaf coil, curvature coil, anti-bias coil が関わる回路図.

した. $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合気体の密度は $10^{10}/\text{cm}^3$ 程度になり, 高効率で $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ ARP が成功した ($> 95\%$).

Feshbach 共鳴

光トラップ中の原子に加わる外部磁場を anti-bias coil で操作して, Feshbach 共鳴を観測した.

当初我々は, Feshbach 共鳴の効果による $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 間の散乱長 ($a_s = a_{nr}(1 + \frac{\Delta B}{B - B_0})$, 2.52 式) の変化を, トラップ原子数の増減から見出そうと考えたが, あまり明確な結果が得られなかった. そこで, Feshbach 共鳴の効果による $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 間の散乱断面積 ($\sigma_{sc} = 4\pi(a_{nr}(1 + \frac{\Delta B}{B - B_0}))^2$, 2.45 式) の変化を, $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度の変化で確認

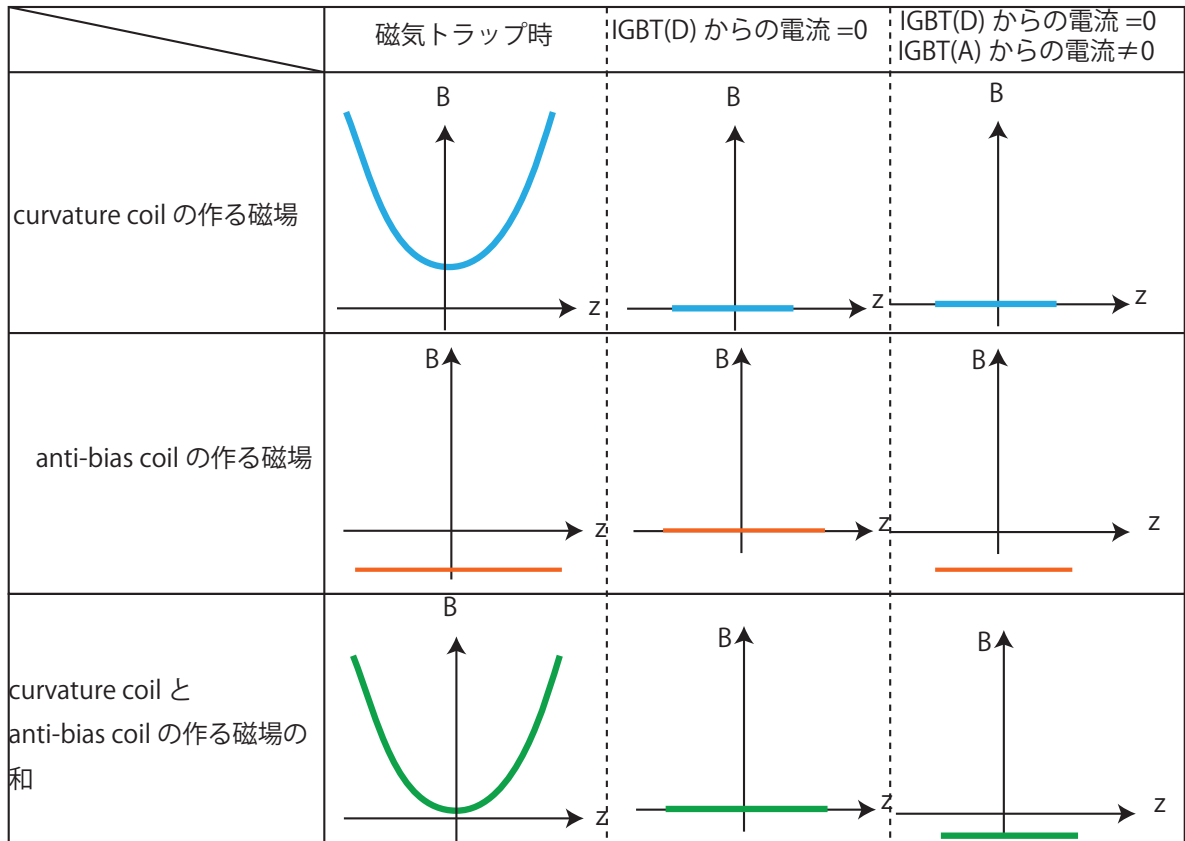


図 5.3 coil 回路に流す電流 I と、各 coil から作られる磁場との関係を表した模式図。

した。

原子気体の広がり σ_v と、原子気体の温度 T の関係式は、運動量分布をマクスウェル・ボルツマン分布で近似して考えると、

$$T = \frac{m\sigma_v(T, t)^2}{k_B} \quad (5.1)$$

となる [7]. よって原子気体の広がりの 2 乗 $\sigma_v(T, t)^2$ の変化を TOF 法で観測することで、温度 T の変化を観測した。

5.2 実験結果

5.2.1 Feshbach 共鳴の観測結果

我々は実験結果を、予想される結果と比較することで分析を行った。

我々は、磁場に対する散乱断面積 σ_{sc} の変化の計算結果 (図 5.4)[10] を基に、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の予想される温度 T の大まかな変遷を予想した (図 (5.5)). 付録 A で示したよ

うに, 散乱断面積 σ_{sc} が大きいほど原子気体の蒸発冷却が進む. それに比べて, 散乱断面積 $\sigma_{sc} = 0$ では蒸発冷却は進みにくく, $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度が比較的高くなると考えた.

図 (5.6) が本研究の実験結果である. 縦軸は $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の広がり a_s の 2 乗を表している. 横軸は $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体に加える磁場を表している.

我々は予想される結果 (図 5.5) と実験結果 (図 5.6) に 2 つの共通点を見出した. 1 つは共鳴磁場 78.92[G] 付近であり, もう 1 つは散乱断面積 σ_{sc} が 0 になる磁場 71[G], 85[G] 付近である. 共鳴磁場 78.92[G] 付近では, 原子気体の温度が大きく低下していた. また散乱長が 0 の 71[G], 85[G] 付近では, 原子気体の温度が高かった.

この 2 つの結果から, 我々は $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体において, 異種原子間相互作用での Feshbach 共鳴の効果を観察したと結論付けた.

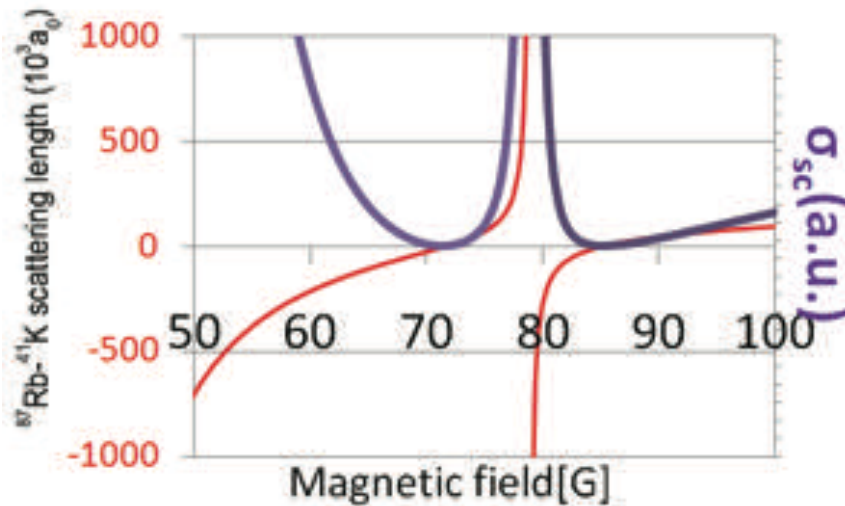


図 5.4 磁場の変化に対する, $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ の散乱長 a_s , 及び散乱断面積 σ_{sc} の変化の理論的予測 [10].

5.3 考察と今後の展望

我々は, $^{87}\text{Rb}, ^{41}\text{K}$ 混合原子気体の原子間相互作用を Feshbach 共鳴を用いて制御した. ただし, 本研究で設計したパンケーキ型の光トラップ中の, 高密度 ($10^{13} / \text{cm}^3$) の $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体を, スピン操作 ($|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ) した際に, 原子数の大幅な減少が見られた.

そこで今後の展望として,

- 原子数のロスの原因の解明
- 密度の低い光トラップの構築

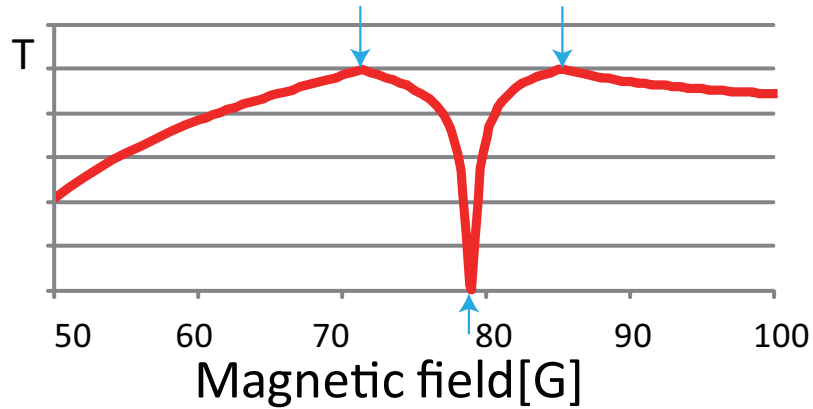


図 5.5 磁場変化に対する、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度変化の予想図. 散乱断面積 σ_{sc} が 0 になる磁場 71[G], 85[G] 付近で $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度は比較的高くなり, 共鳴磁場 78.92[G] 付近では蒸発冷却が進み $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度は低いと予想した.

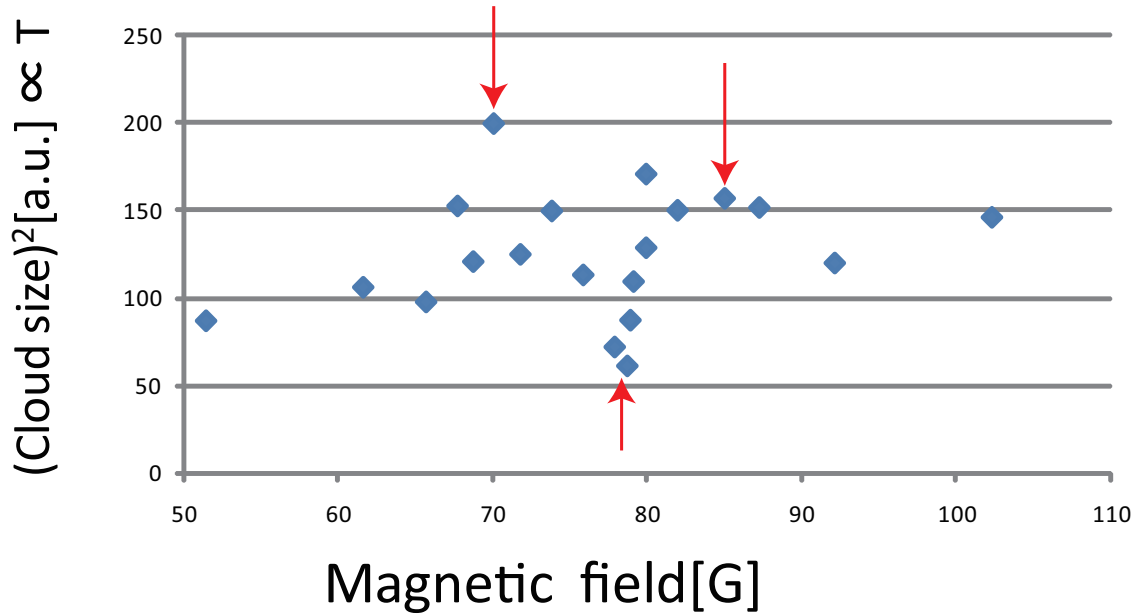


図 5.6 磁場の变化に対する、 $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$ 混合原子気体の温度の変遷の測定結果.

が挙げられる.

付録 A

光トラップ中の原子気体の蒸発冷却

原子気体が、マクスウェル・ボルツマン速度分布に従っているとす。この時、原子気体が光トラップ中にある時、光トラップの深さが有限であるため、ある速度以上の原子はトラップされない (図 A.1)。いくつかの原子がトラップから外れると、残された原子気体のエネルギーは下がる。つまり原子気体の温度が低下する。原子気体は熱平衡状態に移ろうとするので、新たな速度分布の広がり形成する。そして再び、ある速度以上の原子はトラップから外れ、原子気体の温度は下がり、また平衡状態が崩れる (A.2)。これが蒸発冷却の原理である。原子気体が非平衡状態から平衡状態へ移ろうとする速さは、弾性衝突レート $\Gamma = n\sigma_{sc}v$ で記述される。 n は原子気体の密度、 σ_{sc} は散乱断面積、 v は原子の速さである。

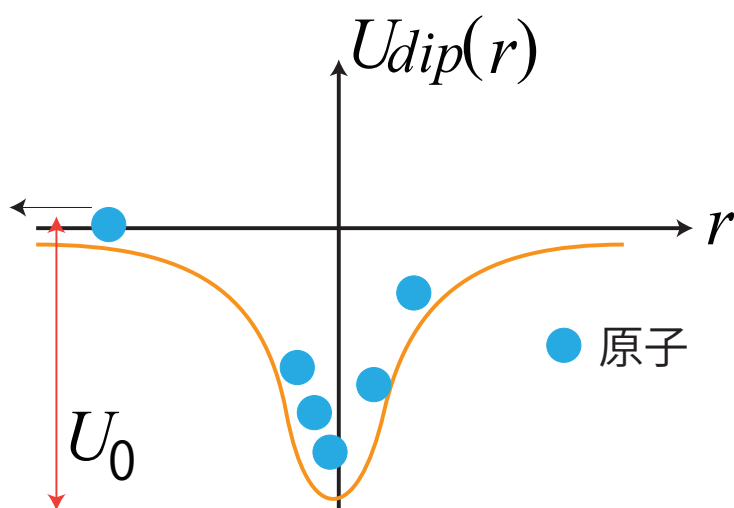


図 A.1 光トラップ中の原子が、光トラップから外れる模式図。光トラップの深さ U_0 が有限であるため、運動エネルギーの大きい原子から順に、トラップから外れていく様子を表わしている。

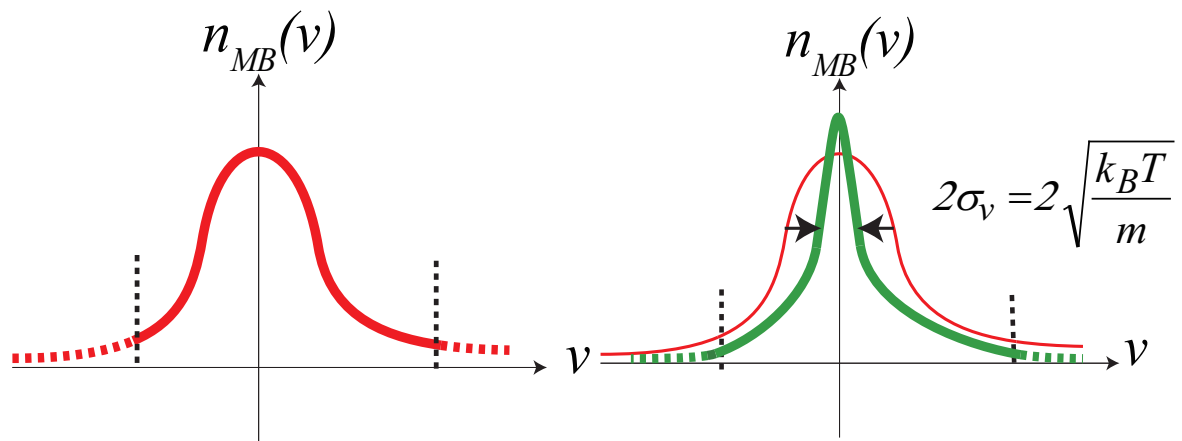


図 A.2 マクスウェル・ボルツマン速度分布に従う原子の密度分布 $n_{MB}(v)$ を表わしている。光トラップの深さが有限であるため、ある速さ以上の原子（密度分布の点線部分）はトラップから外れてしまい（左図点線）、トラップされている原子の広がりには限られる（左図実線）。すると、原子気体の温度は下がり、新たな密度分布を形成する（右図緑実線）。左図と同様に、ある速さ以上の原子はトラップから外れている（右図緑点線）。

謝辞

この場を借り、本研究活動においてお世話になった方々に謝辞を述べさせていただきます。

まず井上慎准教授に深くお礼を申し上げます。何事にも優柔不断の私が、お粗末な技量・知識ではありましたが、卒業研究に一心不乱に打ち込めたのも井上准教授の御指導があったからに他なりません。ミーティングでの議論や、プレゼンでの質問、あるいは私の就職活動に際して、井上准教授の一言にハッとさせれることが多々ありました。「自分のために精一杯やるのが、皆のためになる」の一言は、私の座右の銘になりました。

小林淳助教は卒業研究のほとんどの時間を共に過ごしました。小林博士なしでは到底卒業研究は成り立ちませんでした。蝶のように実験室を縦横無尽に駆け巡り、問題に対しては蜂のように的確かつ迅速に対応する、アクロバティックかつ華麗な立ち振る舞いは、共同実験者を圧倒し、かつ惚れ惚れさせるものがありました。翌朝や翌昼まで実験を進める中で、忍耐強く辛抱強く問題に立ち向かう姿勢、深夜の実験におけるお菓子の重要性を身をもって学ばせて頂きました。「MTはいくら熱くても、頭はクール・ガイに行こう」は、いつか私の座右の銘になるかもしれません。

電気通信大学特任助教の岸本哲夫博士は常にはつらつとしていらっしゃって、実験でたいへんな時にもジュースの差し入れなどを頂き、研究生活の中で活力を頂きました。

学術振興研究員、赤松大輔博士には、大学院入試の際にとりわけお世話になりました。まだ右も左も分からない洩垂れ学生であった私に、丁寧にロック回路の操作方法を教えてくださいました。

井上研究室所属博士課程1年の、いつも口元に笑顔を絶やさぬ相川清隆氏には、私の質問に対して毎度事細かに説明していただき感謝しております。研究室に入りたての頃からずっと、右も左もわからぬ私が質した疑問に対し、相川氏は私ができるまで懇切丁寧に説明して下さいました。

修士課程2年の林正泰氏は本論文執筆中に、物理の基礎的な質問をした時に懇切丁寧に教えて頂き、感謝しております。また熱力学の歴史、香水の魅力、夜の中華の文化、人の世の縁(えにし)あるいは午前零時のとぼりの文化を紹介していただくなど、氏の幅広い教養を基

に、ほど良い息抜きや活力を与えてくださいました。林氏のおかげで、卒業論文執筆作業もはじめと集中力をもって取り組めたと思います。

同修士課程2年の野田開氏からは、実験のイロハから尾道、業子力学、アンダーソン局在の使い方まで懇切丁寧に指導を頂きました。どのような課題にも完璧な解を追求し、それに向けてストイックに取り組んでいく姿は確実に私の心を燃え尽きるほどヒートになさいました。私の卒業研究とは、秋のあの日からそんな野田氏の背中をひたすら追っかけてきた半年間だった気がします。

修士課程1年の藤掛陽輔氏には、量子力学を中心に物理学全般をわかりやすく、時にはセクシーに教えていただきました。物理って面白いのね、っと大学に入って初めて思うきっかけになったのも藤掛氏の影響に他なりません。

同課程1年の山陸芳之氏は、小林助教と共に本卒業研究を行いました。研究中は熱心に働き、休憩中は冗談を言い合ったりと、はじめのついた生活を送ることができたのも、一重に山陸氏の人柄によると思います。研究室以外でも自学自習の修練を絶やさない、コツコツ努力する山陸氏の姿勢が、私の中に作り上げた山陸氏への尊敬と親しみの念は如何ばかりか量りかねます。

同期の学部4年の森圭輔氏とこの1年共に活動したことは、私にとって大きな刺激となりました。ほんわかした雰囲気醸し出しつつ笑顔を絶やさない森氏ですが、物理の問題に取り組む集中力にはいつも驚かされました。本論文執筆も、ドクターペッパー片手に何時間もキーボードを打ち続ける森氏からは、どれだけ力を頂いたことでしょうか。

JST,ERATOの上田マクロ量子制御プロジェクトの統括者である東京大学理学系研究科上田正仁教授にはERATO Meetingの際に、私の拙いレベルに見合った、的確かつ具体的なアドバイスを頂き感謝しております。

また上田マクロ量子制御プロジェクト相関量子制御グループリーダーの向山敬博士を始めとする、堀越宗一博士、工学系研究科五神研究室所属の博士課程3年稲田安寿氏、理学系研究科上田研究室所属博士課程1年中島秀太氏の向山グループの皆様、そして上田マクロ量子制御プロジェクト不確定性制御グループリーダーである東京工業大学の上妻幹旺准教授、及び同グループ所属の竹内誠博士には、知的興奮を呼び起こすハイレベルなセミナーや和幸での議論をたびたび提供して下さり、貴重かつ豊かな経験をさせていただきました。とりわけ、同じ居室で博士論文執筆作業に取り組んでいた稲田氏からは、本論文の執筆に際し多くの有益なアドバイスを頂きました。特に原子間相互作用制御に関する理解は稲田氏のおかげで格段と深まりました。我が生涯に一片の悔いなし、というくらい集中して論文執筆を行う姿は、居室全体に常に適度な緊張感を与えて下さいました。

また、上田マクロ量子制御プロジェクトの技術参事榎本陽一郎氏、同プロジェクト事務局佐藤敏彦氏、塩田美奈子氏、国府田愛氏は日々の居室での生活面や、夕方遅くまで工作室を提供して下さるなど研究面でも大いにお世話になりました。

最後に、私の家族の父、母、兄、祖父、祖母は、卒業研究など本校での学業全般、就職活動、あるいは部活動において、ある時にはよき相談相手となっただき、またある時には叱咤激励していただき、この愚息に無償の愛を供給していただき感謝しております。



参考文献

- [1] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hansch and Immanuel Bloch: "Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms" ,Nature 415, 39-44 (2002).
- [2] K. Goral,^{1,2} L. Santos,¹ and M. Lewenstein¹ "Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices" ,Phys. Rev. Lett. 88, 170406 (2002).
- [3] 森圭輔: 卒業論文: "冷却分子の超微細構造分光の研究", 東京大学 (2009)
- [4] 相川 清隆 修士論文: "Preparation of ultracold atomic sources towards ground state polar molecules", 東京大学 (2008)
- [5] 新栄 拓人, 野田 開: 卒業論文: "⁴1K の蒸発冷却のための磁気トラップの製作", 東京大学 (2007)
- [6] Rudolf Grimm, Matthias Weidemuller, Yurii B. Ovchinnikov Review Article: "Optical dipole traps for neutral atoms" , Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics Vol. 42, 95-170 (2000)
- [7] 鳥井 寿夫 博士論文: "ルビジウム原子気体のボース・アインシュタイン凝縮体の生成および原子波干渉計への応用", 東京大学 (2000)
- [8] 久我隆弘 朝倉物性物理シリーズ 3 『量子光学』 (朝倉書店,2003)
- [9] ペシィック・スミス 町田一成 訳 ボーズ・アインシュタイン凝縮 (吉岡書店,2005)
- [10] Andrea Simoni, Matteo Zaccanti, Chiara D'Errico, Marco Fattori, Giacomo Roati, Massimo Inguscio, and Giovanni Modugno: "Near-threshold model for ultracold KRb dimers from interisotope Feshbach spectroscopy" ,Phys. Rev. A 77, 052705 (2008).
- [11] K.Strecker et al: "Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas" ,Phys.Rev.Lett. 91, 080406(2003).
- [12] Daniel Adam Steck "Rubidium 87 D Line Data",Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon(2008)
- [13] 尾崎義治, 朝倉利光 基本 光工学 (森北出版株式会社,2006)

-
- [14] 野田 開: 修士論文: "光格子中のボース凝縮体の量子的振舞い", 東京大学 (2009)
- [15] 中島秀太 修士論文: "強く相互作用する冷却 ${}^{61}\text{Li}$ 原子気体の実験的研究", 東京工業大学 (2008)
- [16] 大橋 洋士: "フェルミ粒子系超流動の物理——BCS-BEC クロスオーバーと新しい物質科学——", (物性研究 Bussei Kenkyu Vol.85, No.2(20051120))
- [17] B.DeMarco, and D.S.jin: "Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas", *Science*, 285, 10(2001)
- [18] A.G.Truscott, K.E.Strecker, W.I.McAlexander, G.B.Patridge, and R.G.Hulet: "Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms", *Science*, 291, 2570(2001)
- [19] T.Fukuhara, Y.Takasu, M.Kumakura, and Y.Takahashi: "Degenerate Fermi Gases of Ytterbium", *Phys.Rev.Lett*, 98, 030401(2007)
- [20] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, and C. E. Wieman: "Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling", *Phys. Rev. Lett.* 78, 586 (1997)
- [21] S. B. Papp and C. E. Wieman: "Observation of Heteronuclear Feshbach Molecules from a 85Rb - 87Rb Gas", *Phys. Rev. Lett.* 97, 180404 (2006).
- [22] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio: "Two Atomic Species Superfluid", *Phys. Rev. Lett.* 89, 190404 (2002).
- [23] 宮戸 泰三 修士論文: "強相関シュミレーションに向けた縮退フェルミ原子気体の生成", 東京大学 (2007)
- [24] 稲田 安寿 博士論文: "極低温フェルミオン原子 ${}^6\text{Li}$ における s 波及び p 波対形成", 東京大学 (2009)
- [25] Luigi De Sarlo PhD theses: "Ultracold bosonic mixtures: cold collisions and optical lattices", *Universita degli Studi di Firenze* (2008)
- [26] Franco Dalfovo and Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, Sandro Stringari: "Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases", *Rev. Mod. Phys.* 71, 463 - 512 (1999).
- [27] J.J.Sakurai 桜井明夫 訳 現代の量子力学 (吉岡書店, 1989)