

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	高効率冷却原子ビーム生成のための低損失エバネッセント光ファネルの開発
Title(English)	
著者(和文)	佐川研太
Author(English)	Kenta Sagawa
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10003号, 授与年月日:2015年9月25日, 学位の種別:課程博士, 審査員:伊藤 治彦,宗片 比呂夫,梶川 浩太郎,渡辺 正裕,宮本 智之, 小林 潔
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10003号, Conferred date:2015/9/25, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成27年度

博士論文

**高効率冷却原子ビーム生成のための
低損失エバネッセント光ファネルの開発**

東京工業大学 大学院総合理工学研究科
物理電子システム創造専攻

佐川 研太

指導教員：伊藤 治彦 准教授

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 冷却原子ビームによる原子供給	2
1.3 本研究の目的	5
1.4 論文の構成	8
第2章 原子と光の相互作用	13
2.1 エバネッセント光	13
2.1.1 平面波	13
2.1.2 エバネッセント波	18
2.2 光が原子に及ぼす力	19
2.2.1 2準位原子	19
2.3 磁気光学トラップ	23
2.4 エバネッセント光による Sisyphus 冷却	24
2.5 モンテカルロシミュレーション	26
2.6 第2章のまとめ	33
第3章 エバネッセント光ファネル	36
3.1 冷却原子集団の生成手順	36
3.2 出射原子の評価	39
3.2.1 冷却原子の生成、評価	39
3.3 中空光ビーム励起	40
3.4 第3章のまとめ	42
第4章 中空光ビームによる原子誘導	49
4.1 中空光ビームにおける光ポテンシャルによる原子の非弾性反射	49
4.2 中空光ビームの形成	53
4.3 冷却原子誘導実験配置	54

4.4	冷却原子誘導実験	59
4.5	第4章のまとめ	62
第5章	表面プラズモン増強エバネッセント光ファネル	65
5.1	表面プラズモン	65
5.2	エバネッセント光強度測定	69
5.3	ファネル構造	72
5.4	幾何学的特性	73
5.5	第5章のまとめ	80
第6章	ファネル-中空光ビームカプラー	82
6.1	カプラー構造	82
6.2	3D プリンターを用いた作製	88
6.3	光伝達効率評価	89
6.4	エバネッセント光強度測定	90
6.5	第6章のまとめ	98
第7章	高効率原子検出器	100
7.1	ナノスリット検出器	100
7.2	ナノスリット作製	101
7.3	SNOM 測定	102
7.4	SNOM 測定結果とイオン化効率の評価	103
7.5	第7章のまとめ	104
第8章	結論	113
8.1	まとめ	113
	謝辞	117
	本研究に関する発表	118

第1章 序論

1.1 研究の背景

レーザー技術の発達に伴い、光による原子操作に関する研究が盛んに行われている。光を用いて原子操作を行うことには次のような利点がある。(1) 原子は電氣的に中性であるので、電子やイオンのように磁場や電場との相互作用によって操作することが難しいが、原子の共鳴周波数付近のレーザーを用いて原子の内部構造に働きかける手法が有用である。(2) 原子は複雑な内部構造を持っているが分光学の手法を用いることでその位置や速度を正確に測定することができる。(3) 励起された原子は自然放出という過程を持っているため、光を用いて原子を冷却することができる。これらの利点を活かした原子操作の形式は、ドップラー冷却 [1] や偏光勾配冷却 (PGC)[2] を用いた原子ビームの減速や原子の冷却、磁気光学トラップ (MOT)[3] に代表される原子の捕獲がある。また、光ポテンシャルを用いた原子反射 [4][5] や原子回折 [6] がある。原子操作が可能になったことにより、高精度周波数標準としての原子時計 [7] や、ナノ構造作成プロセスのための原子リソグラフィ技術 [8] が実現し、超高密度記録媒体としてスピנקラスタ [9] の実現が期待される。

近接場光を用いた原子制御の例として図 1.1 に近接場光原子偏向技術を示す。プローブの開口近傍に近接場光を励起し、冷却原子と近接場光を相互作用させることで原子を直接コントロールし分解能 100nm 程度の回折パターンを描くことができる。このとき 10nm 程度の広がりを持つ近接場光を利用することを考えると、相互作用領域が極めて狭いため、高密度の冷却原子源が必要となる。まず原子と近接場光が効率よく相互作用するためには原子の励起状態の寿命程度の時間が必要となる。その時間は寿命 $\gamma \simeq 1/\Gamma \sim 10\text{ns}$ 程度となり、近接場光領域 10nm を 10ns で通過する原子の運動エネルギーを温度換算すると $100\mu\text{K}$ 程度となり冷却原子が必用であること

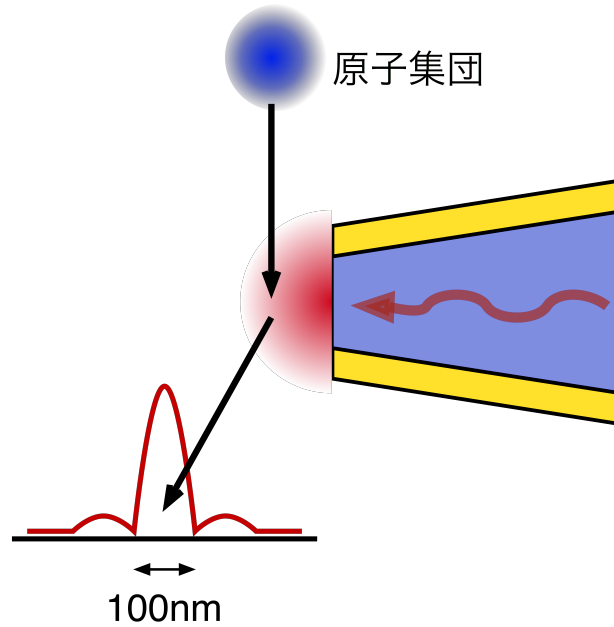


図 1.1: 近接場光を用いた原子偏向技術。冷却原子と近接場光が相互作用することで高精度に原子の運動をコントロールする

が分かる。また、近接場光領域に毎秒 1 個の原子を供給する場合、 $1\text{atom}/(10\text{nm})^2\text{s} = 10^{12}\text{atom}/\text{cm}^2\text{s}$ となり、高いフラックス強度が必用であることも分かる。したがって、これらの要求に応えるためには冷却原子をビームとして供給することが重要となる。

1.2 冷却原子ビームによる原子供給

冷却原子ビームは Phillips[10] らによって 1982 年に初めて報告された。この手法はドップラー冷却を利用したもので 1 次元的な原子の冷却が行われた。これ以降、これまでに様々な手法の原子ビーム生成法が報告されているのでここで紹介する。原子の減速にともなって変化するドップラーシフトを補償するために、図 1.2 に示すようなゼーマン同調法 [10][11] や周波数チャープ法 [12] などが用いられた。これらの方法では磁場中で原子の共鳴周波数が変化することを利用し、速度広がりを持つ原子を低速化する。

1 次元的な減速では、光子放出に伴う加熱が横方向に起こり、速度が下がるにつれレーザーに対向する原子の減速に対して横方向への拡散が大きくなりビーム形状と

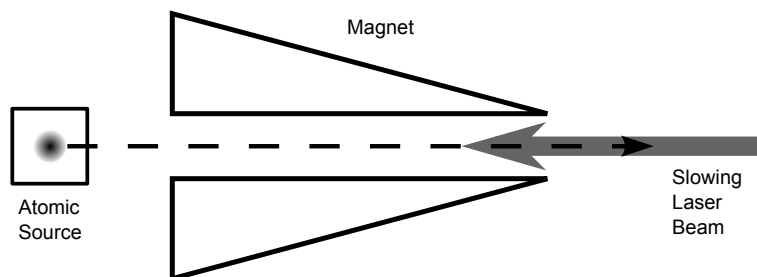


図 1.2: ゼーマン同調法による原子冷却。磁場中を進行する原子に対向してレーザー光を照射し減速する。

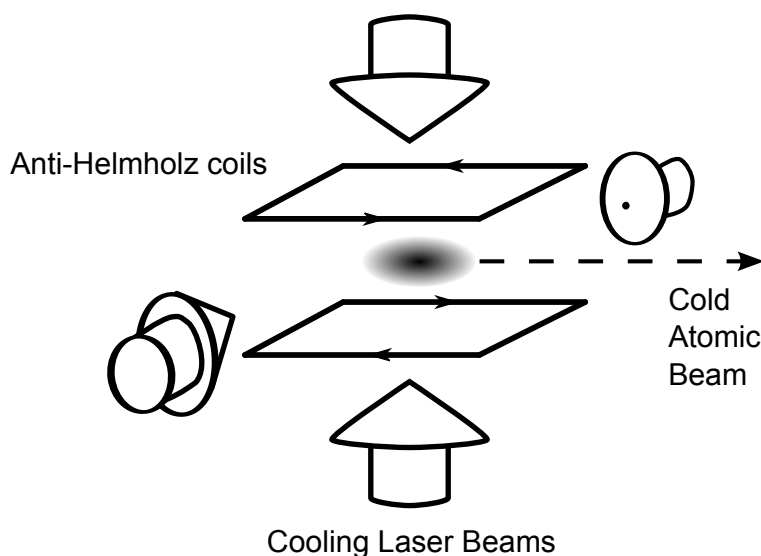


図 1.3: 2D-MOT 法による冷却原子ビーム。2 次元的に原子冷却し、ビーム化する。

はならなくなる。そこで図 1.3 に示すような 2 次元的に冷却する 2 次元の磁気光学トラップ (2D-MOT) によって冷却原子ビームの横方向の圧縮・冷却が行われた [13][14]。Nellessen らの 2D-MOT では、高フラックス強度 $4 \times 10^{12} \text{atom/cm}^2\text{s}$ ではあるが、縦方向平均速度が 40 m/s と大きい [13]。

これを改善するために 3 次元的な減速手法が用いられる。Riis らによって報告された手法では周波数チャープ法によって減速した熱 Na 原子ビームを 2D-MOT により横方向の減速した。さらにこの 2D-MOT から定在波のドリフトにより冷却原子ビームを取り出した。これによりフラックス強度は $10^{10} \text{atom/cm}^2\text{s}$ 、平均速度は 2.7 m/s となり低速かつ高密度な冷却原子ビームとなった [15]。この後、この手法を用いた Berthoud らの実験によって平均速度 1 m/s の冷却セシウム原子ビームが形成された

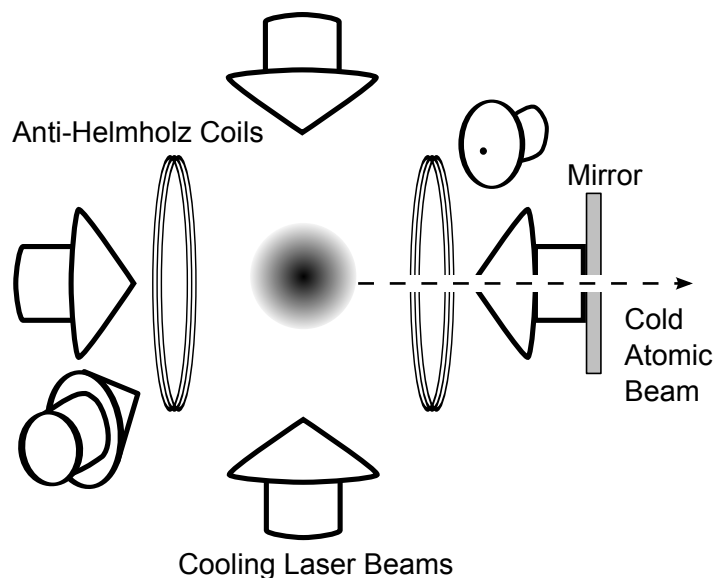


図 1.4: LVIS 法による冷却原子ビーム。3 次元的に原子冷却し、対向するレーザー光の一部に暗点を設けて原子ビームを抜き出す。

[16]。Lu らは、図 1.4 に示すような MOT の 3 組の互いに垂直な円偏光ビームの 1 本に微小な暗部を設け原子に非対称な散乱力をはたらかせ、冷却原子集団から Rb 原子を抜き出した (LVIS 法)[17]。この方法によって、フラックス強度 $2 \times 10^{12} \text{ atom/cm}^2\text{s}$ 平均速度 14 m/s の冷却原子ビームが形成された。Dieckmann らは、2D-MOT と LVIS 法を組み合わせフラックス強度 $2 \times 10^{12} \text{ atom/cm}^2\text{s}$ 、平均速度 8 m/s の冷却ルビジウム原子ビームを形成した [18]。Fukuyama らは、MOT トラップビームの 1 本を遮光して一度に冷却原子を押し出すパルスビームを形成した [19]。また、Arlt らは図 1.5 に示すような漏斗形中空鏡の開口方向から円偏光ビームを 1 本照射して一筆書き的につくった MOT を用いて、LVIS と類似の方法によって冷却原子ビームを形成する [20]。

このように、冷却原子ビームの形成手法には沢山の種類があるが、いずれも近接場光による原子操作には適していない。なぜなら、一般的な冷却原子ビームの用途では平均速度数 m/s (温度換算 100mk 程度) で十分であり、従来手法では平均速度を下げることも速度広がり小さくすることに焦点が当てられていることが多く、近接場光と原子が相互作用できる高密度かつ低速な原子ビームとはなっていないためである。また、回折限界を持つ伝搬光を用いた従来手法では波長以下の原子制御

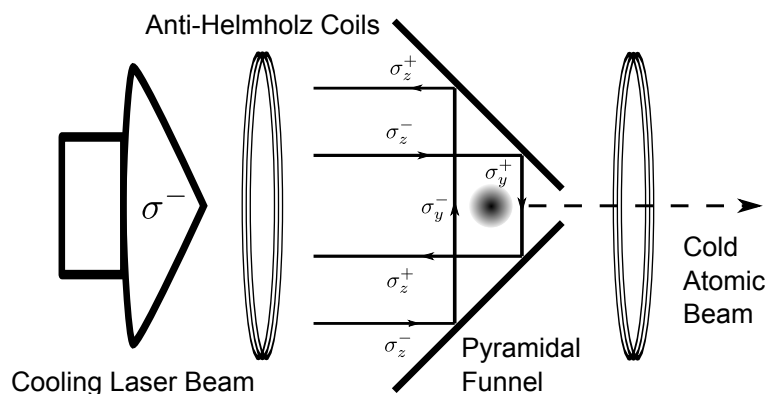


図 1.5: 中空鏡による冷却原子ビーム。漏斗形中空鏡内に MOT を生成し原子ビーム化する。

が原理的に不可能であり、近接場光領域に対して大きなビーム径で原子を供給してしまいノイズとなってしまう。

1.3 本研究の目的

本研究では高密度な冷却原子を供給するために、漏斗型中空オプティクス(ファネルプリズム)を用いたエバネッセント光ファネルシステムによる冷却原子ビームの生成及びその出力増強を目的とした。図 1.6 にエバネッセント光ファネルの模式図に示す。

波長可変レーザーでコントロールできる原子として本研究では Rb 原子を使用する。まず MOT によりファネルプリズム内部に温度 $10\mu\text{K}$ 程度の冷却 Rb 原子集団を生成する (2.3 節)。この MOT を解放し冷却原子集団を自由落下させる。ここで下方から光ビームを照射し、ファネル内部に入射した光ビームをファネル内壁で全反射することによってファネルプリズムの内壁にエバネッセント光を励起する。正離調条件下では、内壁に近づいた原子は近接場光から双極子斥力を受けて反射される。さらに、Rb 原子は 2 つの基底状態と 1 つの励起状態を持つ Λ 型 3 準位原子で、上方からポンピング光を照射して下の基底準位を原子が占有するようにすると、反射の際に原子は Sisyphus 冷却によって運動エネルギーを失う (2.4 節)。反射と冷却をファネルプリズム内部で何度も繰り返して、原子はファネルプリズム底部に集められ、底部に設けられた微小な出射口から冷却原子ビームとして出射する。エバネッセン

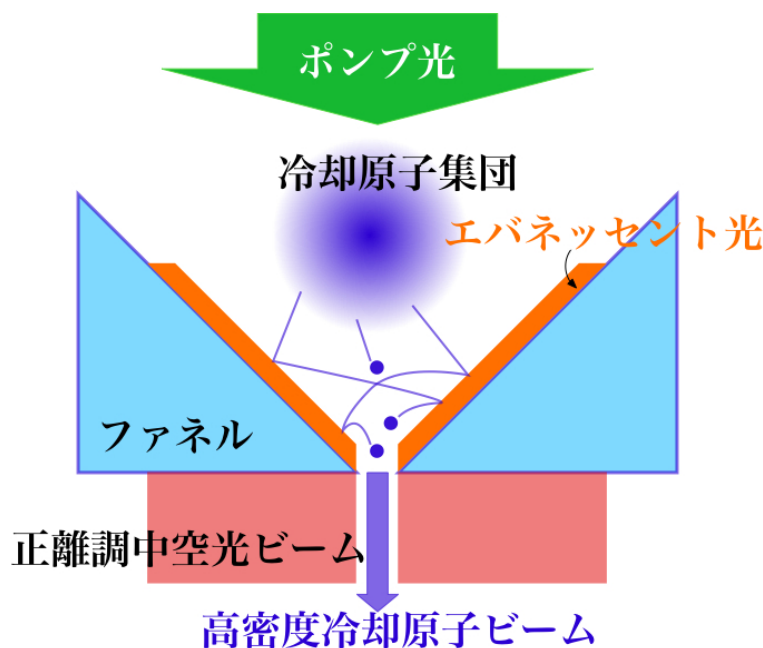


図 1.6: エバネッセント光ファネルによる冷却原子の高密度・冷却化。下方から照射された正離調レーザ光の全反射によって、ファネルプリズム内壁にエバネッセント光が励起される。エバネッセント光によって原子は双極子斥力を受けて反射される。加えて、上方からポンピング光を照射しておくと、原子反射時に Sisyphus 冷却を受ける。こうした原子反射と冷却が繰り返された後、ファネルプリズム底部の出射口から冷却原子ビームが出射する。

ト光ファネルは反射過程に Sisyphus 冷却が起きるため、高密度化と冷却化が同時に満たせるという他の手法にはない独特の特徴を持つ。エバネッセント光ファネルの出射口径の最小値は出射口部に励起されるエバネッセント光の染み出し長によって決まり、原理的には光の波長以下のビーム形を持つ冷却原子ビームが生成できる。

ここで、1.2 節で示した他の手法とエバネッセント光ファネルのフラックス強度と冷却温度の特性を表した図 1.7 を示す。従来の手法は冷却化と高密度化がトレードオフになる。これは冷却原子集団を原子ビームにする際に冷却過程が働かないためである。一方でエバネッセント光ファネルでは原子ビーム生成時に Sisyphus 冷却が起こるため両立が可能となる。

エバネッセント光ファネルは次のような冷却原子ビームが生成できることが望まれる。

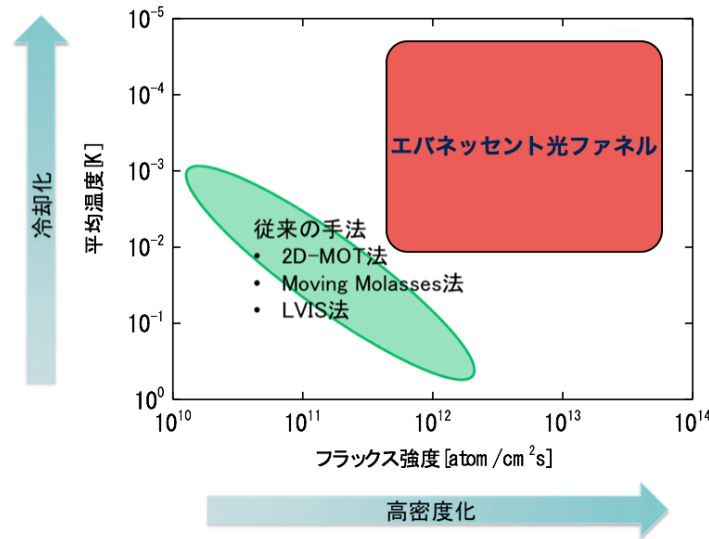


図 1.7: 冷却原子ビームの生成手法。一般には冷却化と高密度化はトレードオフになるが、エバネッセント光ファネルは2つの特性を両立することができる。

1. 高フラックス強度の冷却原子ビームが形成できる
2. 出力原子ビームの拡散を抑制した原子誘導機能を持つ

本研究ではまず原子ビームを出力を増加させつつ閉じ込めを起こすシステムとするため、中空光ビームを用いたエバネッセント光励起を行った(第3-4章)。ここで得られたフラックス強度は、シミュレーションにより見積もられるフラックス強度 $10^{10} \text{ atom/cm}^2$ に対して実験値 $7 \times 10^7 \text{ atom/cm}^2 \text{ s}$ であり、ファネル過程において損失が生じていることが考えられる。そのためファネルシステムの低損失化に向け、エバネッセント光強度の増強と出射口付近での迷光抑制が課題となる。

モンテカルロシミュレーション(2.5節)によりファネル出射原子を見積もると、ファネル開口径の微小化に伴いフラックス強度が増強されることが示される。微小開口から出射した原子を評価するためには高空間分解能を持つ検出器が必要となる。近接場光による原子制御を実現するためのフラックス強度 $10^{12} \text{ atom/cm}^2 \text{ s}$ は開口径が $10 \mu\text{m}$ 程度のときに実現すると見積もられる。そのためこの開口径よりも十分小さな空間分解能を持つ検出器の開発も本研究の課題となる。

1.4 論文の構成

本研究では高密度冷却原子ビーム生成のためにエバネッセント光ファネルシステムを開発し、冷却原子ビームの生成とその損失抑制方法の開発、及び高空間分解能な原子検出器の作製を行った。以下に本論文の構成を示す。

第 1 章 序論

原子を用いた量子機能デバイスやスピン機能デバイスの開発のために高密度冷却原子ビームが有用であることとその生成には既存の手法に比してエバネッセント光ファネルが優れていることを示し、エバネッセント光ファネルシステムの課題を明らかにし本研究の位置付けについて論じる。

第 2 章 原子と光の相互作用

冷却原子を生成する磁気光学トラップの原理と、エバネッセント光が及ぼす双極子斥力による原子反射と光強度勾配冷却に基づくレーザー冷却原子の高密度化過程について説明し、マクスウェルボルツマン分布に従う原子集団のランダムな自然放出を伴う光学遷移を取り扱うモンテカルロシミュレーションについて説明する。

第 3 章 エバネッセント光ファネル

エバネッセント光ファネルを用いた冷却原子ビーム生成の実証実験についてと、ファネル出射口部付近の迷光による原子擾乱を抑制した中空光ビーム励起によるフラックス強度増強について述べる。

第 4 章 中空光ビームによる原子誘導

レーザー冷却 Rb 原子の閉じ込め実験について述べ、双極子斥力による原子反射と Λ 型ドレド原子 3 準位間遷移に起因する光強度勾配冷却との協同効果によって原子の中空光ビーム内閉じ込めが起こることを説明し、原子伝送効率を評価してファネルから出射される冷却原子ビームのコリメートについて述べる。

第 5 章 表面プラズモン増強エバネッセント光ファネル

ファネル内壁表面での原子損失を減らすために表面プラズモンによる電場増強を図る。共鳴条件に適する中空光ビームの偏光とファネルの形状についての幾何学的特性をモンテカルロシミュレーションにより解析し、最適構造について評価する。

第 6 章 ファネル-中空光ビームカプラー

エバネッセント光を効率よく誘起しかつファネル内部への迷光を抑制する付加構造について述べる。迷光によって原子損失が起こることを数値計算によって明らかにし、最適な中空光ビームとカプラーの形状について評価する。設計形状の実現には 3D プリンタを用いた造形を行い、実用性を示す。

第 7 章 高効率原子検出器

出射原子の個数計測を直接行うためのナノスリットデバイスについて述べる。集束イオンビームを用いたナノスリット型原子検出器の作製を行い、走査型近接場光学顕微鏡により近接場光を測定し、検出効率を評価する。

第 8 章 結論

本研究の成果をまとめ、今後の展望を示す。

参考文献

- [1] T. Hänsch and A. Schawlow: “Cooling of gases by laser radiation”, *Opt. Commun.*, **13**, 1, pp. 68–69 (1975).
- [2] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc and G. Grynberg Eds.: “Atom—Photon Interactions”, Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, Germany (1998).
- [3] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard: “trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 23, pp. 2631–2634 (1987).
- [4] R. Cook and R. Hill: “An electromagnetic mirror for neutral atoms”, *Opt. Commun.*, **43**, 4, pp. 258–260 (1982).
- [5] V. I. Balykin and V. S. Letokhov: “Atomic cavity with light-induced mirrors”, *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, **48**, 6, pp. 517–523 (1989).
- [6] C. Henkel, H. Wallis and N. Westbrook: “Theory of atomic diffraction from evanescent waves”, *Appl. Phys. B*, pp. 1–14 (1999).
- [7] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi and H. Katori: “An optical lattice clock.”, *Nature*, **435**, 7040, pp. 321–4 (2005).
- [8] J. Fujita, S. Mitake and F. Shimizu: “Interferometric Modulation of an Atomic Beam by an Electric Field: A Phase Hologram for Atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 18, pp. 4027–4030 (2000).

- [9] X. Liu, H. Ito and E. Torikai: “A numerical study of spin-dependent organization of alkali-metal atomic clusters using density-functional method”, *J. Nanoparticle Res.*, **14**, 8, p. 1050 (2012).
- [10] W. Phillips and H. Metcalf: “Laser Deceleration of an Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 9, pp. 596–599 (1982).
- [11] T. Barrett, S. Dapore-Schwartz, M. Ray and G. Lafyatis: “Slowing atoms with $\sigma^{\wedge}\{-\}$ polarized light”, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 25, pp. 3483–3486 (1991).
- [12] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka and W. Ertmer: “Temperatures near the recoil limit in an atomic funnel”, *Opt. Commun.*, **134**, 1-6, pp. 423–430 (1997).
- [13] J. Nellessen, J. Werner and W. Ertmer: “Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam”, *Opt. Commun.*, **78**, 3-4, pp. 300–308 (1990).
- [14] T. B. Swanson, N. J. Silva, S. K. Mayer, J. J. Maki and D. H. McIntyre: “Rubidium atomic funnel”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 9, p. 1833 (1996).
- [15] E. Riis, D. Weiss, K. Moler and S. Chu: “Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam.”, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 14, pp. 1658–1661 (1990).
- [16] P. Berthoud, E. Fretel and P. Thomann: “Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms”, *Phys. Rev. A*, **60**, 6, pp. 4241–4244 (1999).
- [17] Z. Lu, K. Corwin, M. Renn, M. Anderson, E. Cornell and C. Wieman: “Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap.”, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 16, pp. 3331–3334 (1996).
- [18] K. Dieckmann, R. Spreeuw, M. Weidemüller and J. Walraven: “Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms”, *Phys. Rev. A*, **58**, 5, pp. 3891–3895 (1998).
- [19] Y. Fukuyama, H. Kanou, V. Balykin and K. Shimizu: “Bright atomic beam by a temporal Zeeman acceleration”, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **70**, 4, pp. 561–565 (2000).

- [20] J. Arlt, O. Marago, S. Webster, S. Hopkins and C. Foot: “A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms”, *Opt. Commun.*, December, pp. 303–309 (1998).

第2章 原子と光の相互作用

本章では光と原子の相互作用について述べる。まずエバネッセント光をマクスウェル方程式から出発し導出する。そして2準位原子を用いて、光が原子に及ぼす力について概説する。光の原子に及ぼす力は散乱力と双極子力の2つに分類される。散逸力は光の波数の向きに作用し、双極子力は光強度勾配の向きに作用することを示す。散逸力を用いてレーザー冷却について説明する。さらに、双極子力を用いてファネルにおいて重要となる原子反射と Sisyphus 冷却について説明し、数値解析によりファネルのないに解放した原子のふるまいを調べるためのモンテカルロ法を用いたシミュレーションについて述べる。

2.1 エバネッセント光

まずマクスウェル方程式から平面波を導出し、2つの媒質の界面における平面波のふるまいを説明する [1]。さらに全反射が起こる際には界面近傍に局在するエバネッセント光が励起されることを示す。

2.1.1 平面波

マクスウェルの電磁理論によると、媒質中での電磁波の伝搬は時間と空間座標の関数である電場 $\boldsymbol{E}$ と磁場 $\boldsymbol{H}$ により記述される。これらはマクスウェル方程式で次

式のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

ここで $\mathbf{B}$ は電束密度、 $\mathbf{D}$ は磁束密度、 $\mathbf{j}$ は電流密度、 ρ は電荷である。さらに、これらは構成方程式により結び付けられる。

$$\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで ϵ_0 、 μ_0 は真空の誘電率と透磁率、 ϵ 、 μ は媒質の比誘電率と比透磁率、 σ は電気伝導度である。これ以降は比誘電率および比透磁率はそれぞれ誘電率および透磁率と呼ぶ。

$\mathbf{j} = 0$ 、 $\rho = 0$ の媒質中の場合、式 (2.1) の回転は、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.8)$$

となる。ここで、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) \equiv \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.9)$$

と式 (2.5)、式 (2.6) を用いると式 (2.9) は次のように書ける。

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - (\nabla^2) \mathbf{E} = -\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

また、この式の左辺の第1項は式 (2.3) より0なので、

$$(\nabla^2) \mathbf{E} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

となる。ここで真空中では $\epsilon = 1$ 、 $\mu = 1$ で、光速 c は次式で定義される。

$$c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (2.12)$$

これを用いると、式 (2.11) は

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

と書け、電場の波動方程式が得られる。同様に磁場の波動方程式は

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

と得られる。

波動方程式の一般解として次式で与えられる平面波を用いる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.16)$$

ここで $\mathbf{k}$ は波数ベクトルで、 $\mathbf{r}$ は位置ベクトルである。式 (2.15) を波動方程式 (2.13) に代入すると次の平面波の分散関係が得られる。

$$|\mathbf{k}|^2 = \mu\epsilon \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (2.17)$$

平面波は TEM(Transverse ElectroMagnetic) 波とも呼ばれる。平面波が界面に入射する場合は、電場が入射面に垂直な場合を TE(Transverse Electric) 波、磁場が入射面に垂直な場合を TM(Transverse Magnetic) 波と定義される。TE 波、TM 波はそれぞれ s 偏光、p 偏光とも表現される。TM 波の場合、 $H_x = H_z = 0$ なので磁場を与えると電場は式 (2.2) より求めることができる。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = -i\epsilon\epsilon_0\omega \mathbf{E} \quad (2.18)$$

これは次のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{bmatrix} = -i\epsilon\epsilon_0\omega \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

$H_x = H_z = 0$ を用いて、

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{i}{\epsilon\epsilon_0\omega} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{i}{\epsilon\epsilon_0\omega} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_z}{\epsilon\epsilon_0\omega} H_y \\ 0 \\ -\frac{k_x}{\epsilon\epsilon_0\omega} H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_0}{\epsilon} \frac{k_z}{k_0} H_y \\ 0 \\ -\frac{Z_0}{\epsilon} \frac{k_x}{k_0} H_y \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

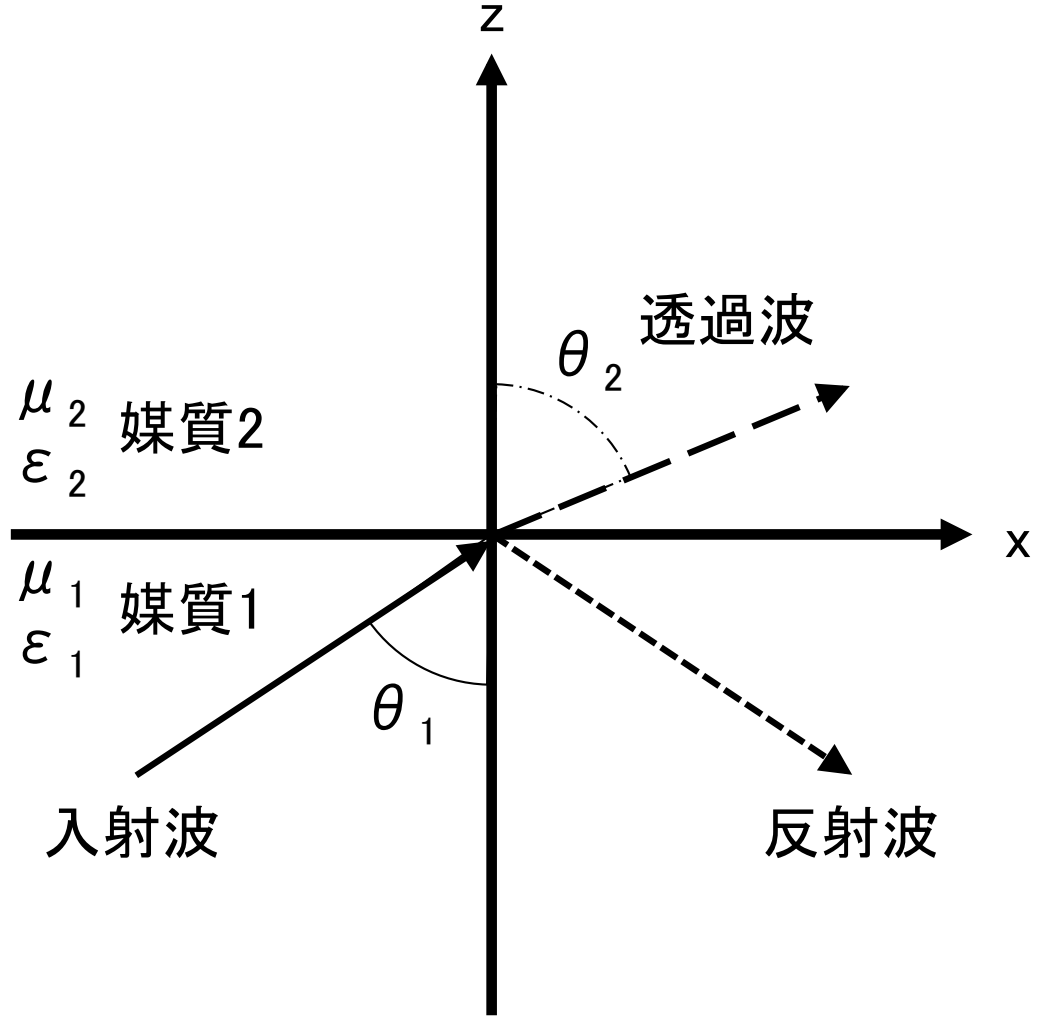


図 2.1: 平面界面における透過と反射

となる。ここで k_0 は真空あるいは空气中を伝搬する電磁波の波数で、 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ は真空のインピーダンスである。

TE 波の場合も同様に $E_x = E_z = 0$ 条件より求まる。

図 2.1 に示すような半無限の媒質の境界面における平面波の反射と透過について考える。媒質 1 と媒質 2 が $z = 0$ で接していて、その界面に媒質 1 側から平面波が入射する。入射平面波は次式で表される。

$$S_i \exp[i(k_x + k_{z1}z)] \quad (2.21)$$

反射波は

$$S_r \exp[i(k_x - k_{z1}z)] \quad (2.22)$$

透過波は

$$S_t \exp[i(k_x + k_{z2}z)] \quad (2.23)$$

で表される。ここで S_i 、 S_r 、 S_t は TE 波の場合は電場を、TM 波の場合は磁場を表す。

媒質 1、媒質 2 それぞれの領域の平面波は次のように書ける。

$$S_1 = S_i \exp[i(k_{x1} + k_{z1}z)] + S_r \exp[i(k_{x1} - k_{z1}z)] \quad (2.24)$$

$$S_2 = S_t \exp[i(k_{x2} + k_{z2}z)] \quad (2.25)$$

さらに、 $z = 0$ での電場と磁場の境界条件より

$$S_i + S_r = S_t \quad (2.26)$$

$$\frac{k_{z1}}{\zeta_1} S_i - \frac{k_{z1}}{\zeta_1} S_r = \frac{k_{z2}}{\zeta_2} S_t \quad (2.27)$$

与えられる。ここで ζ_i は TE、TM 波の場合それぞれ μ_i 、 ϵ_i である。S について解くと、反射係数 r_{12} および透過係数 t_{12} は

$$r_{12} = \frac{S_r}{S_i} = \frac{k_{z1}/\zeta_1 - k_{z2}/\zeta_2}{k_{z1}/\zeta_1 + k_{z2}/\zeta_2} \quad (2.28)$$

$$t_{12} = \frac{S_t}{S_i} = \frac{2k_{z1}/\zeta_1}{k_{z1}/\zeta_1 + k_{z2}/\zeta_2} \quad (2.29)$$

と得られる。ここで r_{12} 、 t_{12} は媒質 1 側から入射する場合の係数で、逆に媒質 2 から入射する場合の係数を r_{21} 、 t_{21} とすると、これらには $r_{12} = -r_{21}$ 、 $t_{12} = 1 + r_{12}$ 、 $t_{21} = 1 + r_{21}$ の関係がある。透磁率 $\mu = 1$ とみなせる媒質では、s 偏光と p 偏光のフレネル係数を求めることができ、式 (2.28) と式 (2.29) より、s 偏光について

$$r_s = r_{12}^{TE} = \frac{k_{z1} - k_{z2}}{k_{z1} + k_{z2}} \quad (2.30)$$

$$t_s = t_{12}^{TE} = \frac{2k_{z1}}{k_{z1} + k_{z2}} \quad (2.31)$$

となる。また、p 偏光についても

$$r_p = r_{12}^{TM} = \frac{k_{z1}/\epsilon_1 - k_{z2}/\epsilon_2}{k_{z1}/\epsilon_1 + k_{z2}/\epsilon_2} \quad (2.32)$$

$$t_p = t_{12}^{TM} = \frac{n_1}{n_2} \frac{2k_{z1}/\epsilon_1}{k_{z1}/\epsilon_1 + k_{z2}/\epsilon_1} \quad (2.33)$$

で表される。界面への平面波の入射角と屈折角を θ_1 、 θ_2 、媒質1と媒質2の屈折率を n_1 、 n_2 とすると、平面波の波数を界面に平行な k_x と垂直な k_z の関係は、

$$k_{zi} = \sqrt{\epsilon_i k_0^2 - k_x^2} = \sqrt{n_i^2 k_0^2 - n_i^2 k_0^2 \sin^2 \theta_i} = n_i k_0 \cos \theta_i \quad (2.34)$$

となり、フレネル係数は次のように簡潔に書ける。

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.35)$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.36)$$

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.37)$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (2.38)$$

2.1.2 エバネッセント波

媒質1において k_x 、 k_{z1} は実数であるが、媒質2で k_{z2} は虚数となる場合がある。
 k_{z2} は式 (2.34) で

$$k_{z2} = \sqrt{\epsilon_2^2 \mu_2^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (2.39)$$

より、

$$k_x^2 > \epsilon_2 \mu_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (2.40)$$

のときに k_{z2} は虚数となり、 $k_{z2} = i|k_{z2}|$ と書ける。(2.28)の反射係数 r_{12} は

$$r_{12} = \frac{k_{z1}/\zeta_1 - i|k_{z2}|/\zeta_2}{k_{z1}/\zeta_1 + i|k_{z2}|/\zeta_2} \quad (2.41)$$

となり、反射率 R_{12} は

$$R_{12} = |r_{12}|^2 = 1 \quad (2.42)$$

となり、全てのエネルギーが反射され、全反射となる。この条件を界面への平面波の入射角と屈折角を θ_1 、 θ_2 、媒質1と媒質2の屈折率を n_1 、 n_2 として表すと、スネルの法則

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.43)$$

で θ_2 が 90° を超える条件より

$$\theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.44)$$

で表される θ_c が全反射を起こす下限の角度で臨界角と呼ばれる。

このときの波数ベクトル $\mathbf{k}$ は

$$\mathbf{k} = \begin{bmatrix} k_x \\ 0 \\ \sqrt{\epsilon_2^2 \mu_2^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_x \\ 0 \\ i\sqrt{k_x^2 - \epsilon_2^2 \mu_2^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_x \\ 0 \\ i|k_z| \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

で与えられる。これを式 (2.23) に代入すると、

$$S = S_t \exp[i(k_x - |k_z|z)] \quad (2.46)$$

となる。これは界面平行方向の x 方向には振動しながら伝搬するが、 z 方向には指数関数的に減衰し、 $z = 1/|k_z| = \Lambda$ の距離で振幅は $z = 0$ の値の $1/e$ になる。すなわち厚み Λ をもって媒質2側に染み出した表面波を表していることが分かる。エバネッセント光強度は電場振幅の2乗で与えられ、式 (2.46) に染み出し長 Λ を用いると次式で表される。

$$I(z) = I_0 \exp[-2z/\Lambda] \quad (2.47)$$

I_0 は $z = 0$ の界面でのエバネッセント光強度で、界面からの位置 $z = \Lambda$ で I_0 の e^{-2} の光強度になる。

2.2 光が原子に及ぼす力

2.2.1 2準位原子

原子と光電場からなる系のハミルトニアン H は電気双極子近似により次式で表される。

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + H_0 - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{R}) \quad (2.48)$$

$\mathbf{P}$ は原子の運動量、 $\mathbf{R}$ は重心の位置、 $\mathbf{P}^2/2M$ は重心の運動エネルギー、 H_0 は内部エネルギーにおけるハミルトニアン、 $\boldsymbol{\mu}$ は双極子モーメント、 $\mathbf{E}(\mathbf{R})$ は重心位置で

の電場を示す。ハイゼンベルグ表示では $\mathbf{R}$ と $\mathbf{P}$ は

$$\dot{\mathbf{R}} = \frac{1}{i\hbar}[\mathbf{R}, H] = \nabla H = \frac{\mathbf{P}}{M} \quad (2.49)$$

$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{1}{i\hbar}[\mathbf{P}, H] = -\nabla H = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}) \quad (2.50)$$

と表される。 $\mathbf{r} = \langle \mathbf{R} \rangle$ とすると、エーレンフェストの定理より次のようになる。

$$\mathbf{F} = M\ddot{\mathbf{r}} = \langle \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}) \rangle \quad (2.51)$$

電場を偏光ベクトル $\mathbf{e}_L$ を用いて $\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \mathbf{e}_L E(\mathbf{x})$ と表すと式(2.51)は

$$\mathbf{F} = \langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e}_L \nabla E \rangle \quad (2.52)$$

と書け、原子の大きさが光の波長よりも十分小さいとき次のように近似できる。

$$\mathbf{F} \simeq \langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e}_L \rangle \nabla E(\mathbf{r}) \quad (2.53)$$

2準位原子基底状態と励起状態をそれぞれ $|g\rangle$ 、 $|e\rangle$ とし、 $\langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e} \rangle$ は密度行列の成分を用いると次式で表される。

$$\langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e}_L \rangle = \mu(\rho_{ge} + \rho_{eg}) = \mu(\rho_{ge} + \rho_{ge}^*) \quad (2.54)$$

ここで双極子モーメント μ_{ge} を

$$\mu_{ge} = \langle g | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e}_L | e \rangle = \langle e | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e}_L | g \rangle \quad (2.55)$$

と書くと、ラビ周波数は次式で表される。

$$\Omega(\mathbf{r}) = \frac{\mu_{ge} E(\mathbf{r})}{\hbar} \quad (2.56)$$

光電場を

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E(\mathbf{r}) \exp[-i\omega_L t + i\phi] \quad (2.57)$$

とし、振幅および位相は空間的に変化するが、偏光は位置によらないとする。式(2.54)

と式(2.57)を式(2.53)に代入し回転波近似を行なうことで次式を得る。

$$\mathbf{F} = M\ddot{\mathbf{r}} \simeq \frac{1}{2} \mu \rho_{ge} (iE \nabla \phi + \nabla E) \exp[-i\omega_L t + i\phi] \quad (2.58)$$

この第1項は位相勾配に比例する力であり、第2項は電場振幅の勾配に比例する力を示している。これらの力はそれぞれ散乱力、双極子力と呼ばれ原子の冷却に用いられる。

定常状態における密度行列の成分 ρ_{ge} は

$$\rho_{ge} = -\frac{\Omega}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} (2\delta + i\Gamma) \exp[i\omega_L t - i\phi] \quad (2.59)$$

で表される [2]。ここで $\delta = \omega_L - \omega_0$ は周波数離調で、 Γ は励起状態 $|e\rangle$ の自然幅である。ラビ周波数は光強度 $I(\mathbf{r})$ と飽和強度 I_s を用いて $\Omega(\mathbf{r}) = \Gamma \sqrt{I(\mathbf{r})/2I_s}$ と表されるので、式 (2.58) はこれらを用いて次式のように表せる。

$$\mathbf{F} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I + I_s \left(1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}\right)} \nabla \phi - \frac{\hbar \delta \Gamma^2}{2I_s \left\{4\delta^2 + \left(1 + \frac{I}{I_s}\right) \Gamma^2\right\}} \nabla I \quad (2.60)$$

例として、式 (2.15) で表される平面波、の場合、位相勾配は $\nabla \phi = \mathbf{k}$ 、光強度勾配 $\nabla I = 0$ となるので双極子力は働かず、散乱力は次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_{scat} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I + I_s \left(1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}\right)} \quad (2.61)$$

散乱力は波数ベクトル $\mathbf{k}$ の向きに作用することがわかり、この散乱力は光強度が弱い時には光強度 I に比例し、光強度が強い場合は光強度に依らない次のような値になる。

$$\mathbf{F}_{scat} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \quad (2.62)$$

この力は原子の冷却において効果的に働き、2.3 で述べる磁気光学トラップで利用する。

平面波ではなく、光強度に勾配が生じる場合は式 (2.60) の第2項の双極子力が働く。このとき、双極子力 F_{dip} は光強度勾配に比例し、周波数離調 δ に反比例する。図 2.2 に双極子力の周波数離調依存性を示す。周波数離調が正離調 ($\delta > 0$) の場合は光強度が弱くなる向きに斥力が働き、負離調 ($\delta < 0$) の場合は光強度が強くなる向きに引力が働く。

$$\mathbf{F}_{dip} = -\frac{\hbar \delta \Gamma^2}{2I_s \left\{4\delta^2 + \left(1 + \frac{I}{I_s}\right) \Gamma^2\right\}} \nabla I \quad (2.63)$$

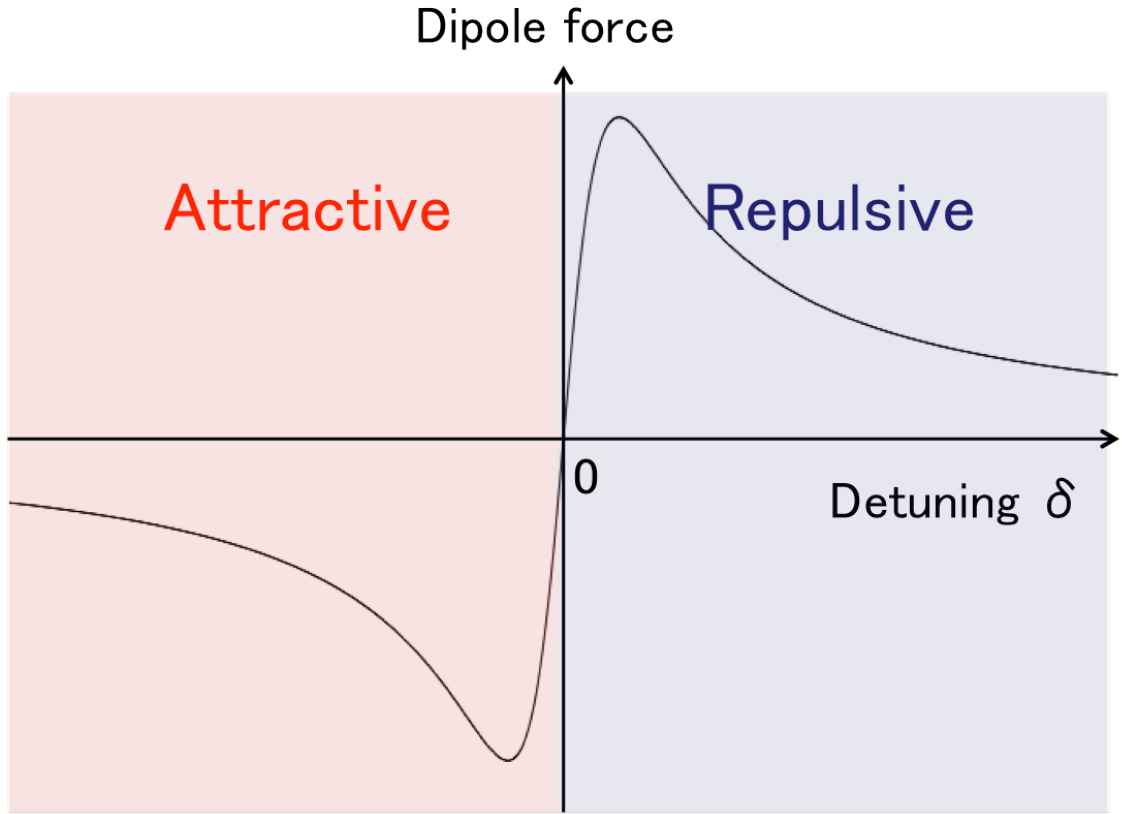


図 2.2: 双極子力の周波数離調依存性

双極子力は保存力であり、次式のようなポテンシャルを持つ力として働く

$$\mathbf{F}_{dip} = -\nabla U \quad (2.64)$$

$$U = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[1 + \frac{2\Omega^2}{4\delta^2 + \Gamma^2} \right] \quad (2.65)$$

ここで、飽和パラメータ s は

$$s = \frac{2\Omega^2}{4\delta^2 + \Gamma^2} \quad (2.66)$$

であり、式 (2.65) は次式のように簡潔に表現できる。

$$U = \frac{\hbar\delta}{2} \ln [1 + s] \quad (2.67)$$

周波数離調の絶対値が $|\delta| \gg \Gamma$ で $s \ll 1$ となる場合には次のように近似できる。

$$U_{dip} \simeq \frac{\hbar\delta s}{2} = \frac{\hbar\Omega}{4\delta} \quad (2.68)$$

Ω^2 は光強度に比例するので、双極子ポテンシャル U_{dip} も近似的に光強度 I に比例し、周波数離調 δ に反比例する。

2.3 磁気光学トラップ

前節 2.2 では光が原子に及ぼす力を求めた。散乱力は式 (2.61) で表したが、原子が速度 v で運動していることを考慮するとドップラー効果により原子から見た光の周波数は $\omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ となる。よって

$$\delta = \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \omega_0 \quad (2.69)$$

が運動している原子が感じる周波数離調となる。これが $\delta = 0$ の共鳴となるときに最も散乱力が働く。光の周波数を共鳴周波数よりも小さくすると、光の波数と逆向きに運動する原子が共鳴になり冷却される。この冷却過程をドップラー効果と呼ぶ。

ドップラー冷却は原子の運動速度が散乱力に依存することを利用する。そのため速度依存性はあるが位置依存性はない。原子を長時間捕獲するためには位置依存性を持つ散乱力が必要になる。これを解決するのが磁気光学トラップである [3]。図 2.3 はその概念図を示す。

円偏光を用いた 3 次元のドップラー冷却系に中心部で磁場が 0 になるアンチヘルムホルツコイルを導入したものである。簡単のためにまず 1 次元で考えてみる。図 2.3 の実験系の磁場は中心部では 0 で中心部から離れるほど大きくなる。磁場の中では原子の共鳴周波数は磁場の強さに依存したゼーマンシフトを起こす。つまり磁場が位置に依存するため、共鳴周波数も位置に依存することになる。基底状態の全角運動量 $F = 0$ 、励起状態に全角運動量 $F = 1$ の 2 準位系を考える。図 2.4 に示すようにエネルギー準位がゼーマンシフトする。

σ_+ 円偏光は $\Delta m = +1$ のみ、 σ_- 円偏光は $\Delta m = -1$ のみの遷移を許容するため、 $x > 0$ の領域では左向きの σ_- 偏光が、 $x < 0$ の領域では σ_+ 偏光が原子の共鳴周波数に近くなり散乱力が働く。この結果、系全体で中心に原子を押し戻す向きに復元力が働く [3][4]。磁場が位置に比例した系を仮定すると、その磁場は $\Delta B = \beta z$ と書け、位置に依存した周波数離調は

$$\delta_{\pm} = \omega_L \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \omega_0 \mp \beta z \quad (2.70)$$

となる。このときの散乱力は式 (2.61) より次式が得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{F}_{\sigma_+} + \mathbf{F}_{\sigma_-} \\ &= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \Omega^2 \times \left[\frac{1}{(\delta - kv - \beta z)^2 + (\Gamma/2)^2} - \frac{1}{(\delta + kv + \beta z)^2 + (\Gamma/2)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.71)$$

ここで速度とゼーマンシフトが小さい場合は次のように近似できる。

$$\mathbf{F} \simeq 4\hbar k \frac{\Gamma}{2} \Omega^2 \frac{\delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \beta z)}{[\delta^2 + (\Gamma/2)^2]^2} \quad (2.72)$$

これは負離調に対して冷却力と原子をトラップ中心に押し戻す再捕獲力となる。

2.4 エバネッセント光による Sisyphus 冷却

双極子力は式 (2.63) で分かるように光の強度が急激に変化する場で強く働く。エバネッセント光は式 (2.47) で示すように距離が離れるに伴い指数関数的に減衰する。そのためエバネッセント光の双極子力は伝搬光などで生じる双極子力よりも強くなる。この特性を利用し、図 2.5 に示すような、エバネッセント光による原子反射鏡が Cook と Hill により提案された [5]。Rb などのアルカリ金属原子は図 2.6 に示すような 2 つの基底状態 $|g_1\rangle$ 、 $|g_2\rangle$ と励起状態 $|e\rangle$ を持つ 3 準位原子とみなすことができ、光と原子が結合した状態である dressed 状態を考えると原子反射の際に冷却過程が生じる。

このとき基底状態は超微細構造によって $\hbar\delta_{hfs}$ だけ離れている。光の周波数は基底状態と励起状態の共鳴周波数に対して正離調 ($\delta = \omega_L - \omega_0 > 0$) とし、 $\delta \gg \Gamma$ とする。ここで ω_L は光の周波数で ω_0 は $|g_1\rangle$ と $|e\rangle$ の共鳴周波数、 Γ は自然幅である。

光強度が式 (2.47) で与えられ、染み出し長 Λ が次式で与えられるエバネッセント光を考える。

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 \sin^2(\theta) - 1}} \quad (2.73)$$

ここで n はプリズムの屈折率、 θ は入射角である。

エバネッセント光領域に飛来した原子は図 2.7 に示すような dressed 状態となり、光子数 n と原子の状態を組み合わせで表記すると 2 つの超微細構造基底状態 $|g_1, n+1\rangle$

が $|1, n\rangle$ に、 $|g_2, n+1\rangle$ が $|2, n+1\rangle$ に、励起状態 $|e, n+1\rangle$ が $|3, n+1\rangle$ になる。このときの光ポテンシャルは 2 つの基底状態について、

$$U_1(r) = \frac{2}{3} \frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \frac{I(r)}{I_s}$$

$$U_2(r) = \frac{2}{3} \frac{\hbar \Gamma^2}{8(\delta + \Delta_{hfs})} \frac{I(r)}{I_s} \quad (2.74)$$

$$(2.75)$$

だけ変化し光シフトとよばれる [6]。ここで r はプリズム表面からの距離を表し、 $I(r)$ はエバネッセント光強度、 I_s は飽和強度、 Δ_{hfs} は基底状態間の周波数差を示す。この光シフトは光強度に比例し、周波数離調に反比例するため、 $\delta > 0$ とした正離調光によるエバネッセント光中では $U_1 > U_2$ となる。つまり、dressed 状態 $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ に遷移するとそのポテンシャル差 $\Delta U = U_1 - U_2$ のエネルギーを失いながら反射される。光ポンピングにより dressed 状態 $|1, n\rangle$ に戻すことで反射冷却が繰り返し引き起こされることになり、Sisyphus 冷却と呼ばれる [7][8][9]。

この光シフトにより原子が受ける双極子力は式 (2.64) の $\mathbf{F}_{dip} = -\nabla U_i$ で表される。

基底状態 $|g, n+1\rangle$ 由来の dressed 状態 $|1, n\rangle$ は光子との結合により励起状態との混合になっており、自然放出により下位の $|i, n-1\rangle$ 状態に遷移することがある。

$|1, n\rangle$ から $|i, n-1\rangle$ への自然放出レートは飽和強度 s に依存し次式で書ける。

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &\simeq \Gamma \frac{s}{3} q_{ev} \\ \Gamma_{12} &\simeq \Gamma \frac{s}{3} (1 - q_{ev}) \\ \Gamma_{13} &\simeq \Gamma \left(\frac{s}{3}\right)^2 \left(1 + \frac{\delta^2}{(\delta + \Delta_{hfs})^2}\right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

ここで q_{ev} は $|1, n\rangle$ から $|1, n-1\rangle$ への分岐比、 s は飽和パラメータでありラビ周波数 Ω を用いて

$$s = \frac{\Omega^2}{2\delta^2} \quad (2.77)$$

と書ける。式 (2.76) より反射の際に自然放出が生じる確率 p_{sp} とは次式で書ける [6]

$$p_{sp} = 1 - \exp \left[\int \Gamma \frac{s}{3} dt \right] = 1 - \exp \left[-\frac{mv_r \Lambda \Gamma}{\hbar \Delta_{hfs}} \right] \quad (2.78)$$

また、 $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ に遷移して失われる運動エネルギーの期待値 $\langle \Delta K \rangle$ は

$$\langle \Delta K \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (U_1 - U_2) \Gamma_{12} dt = \frac{2}{3} \frac{\Delta_{hfs}}{\delta + \Delta_{hfs}} K(1 - q_{ev}) p_{sp} \quad (2.79)$$

となる。

2.5 モンテカルロシミュレーション

エバネッセント光による原子の反射冷却過程を数値解析的に調べる。光と原子の相互作用は自然放出確率などに影響を及ぼす。そのためシミュレーション過程にも確率的な要因を持たせることが必用である。モンテカルロ法では大量の乱数を用い、原子の運動を追跡する [7][10][11]。

モンテカルロ法のフローチャートを図 2.8 に示し、例としてエバネッセント光ファネル内での原子の運動について説明する。まず冷却原子集団のふるまいをシミュレートするために 1000 個程度のサンプルを用意し、位置分布と速度分布をそれぞれ乱数を用いてガウス分布で与える。高さの平均値はファネル内にトラップする MOT の高さとし、標準偏差として MOT の半径を全方位に与える。速度は平均 0、分散に MOT の平均冷却温度 T を用いて $k_B T/m$ として全方位に与える。ここで k_B はボルツマン係数、 m は原子の質量。プリズムの屈折率を n_p とし、頂角の 1/2 を θ_{in} とし、これがファネル下部から平行光を入射し内壁で全反射させた際の入射角となる。1 つ 1 つのサンプルについて、離散化した時間 dt 後の位置と速度を運動方程式の数値解析により求め、ファネル内を自由落下する原子を追跡する。ここで原子がファネル出射口に到達すると出射原子として計測される。またファネル表面に到達した原子は光ポテンシャルによる反射が生じるかどうか評価する。光強度と光シフトによるポテンシャルは式 (2.47) と (2.75) で与えられる。ただしここではエバネッセント光強度の位置分布を考え、例えば z 軸方向に進行する TEM_{00} ガウシアンビームであれば次式でその分布を与える。

$$I_{gauss}(x, y) = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right] \quad (2.80)$$

ここで P_0 は入射光全パワー、 w_0 は中心に比べ電場振幅が $1/e$ になるビーム半径。また、ドーナツビームとして次式を与える。

$$I_{donut}(x, y) = \frac{2P_0}{\pi w_{out}^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_{out}^2}\right] - \frac{2P_0}{\pi w_{in}^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_{in}^2}\right] \quad (2.81)$$

ここで w_{out} 、 w_{in} はそれぞれ中空光ビームの外径と外径のパラメータである。原子に働く力は式 (2.64) で与えられる。表面方向への原子の運動エネルギーがポテンシャルよりも低い場合に原子反射が起こり、ポテンシャルを超えてしまう場合は表面に衝突し損失となってしまう。反射された原子はその際に自然放出が生じたかどうかを式 (2.78) で判定する。ここでも乱数を発生させ、確率的に原子のふるまいを追跡する。自然放出が生じた際はさらに反射冷却が生じる $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ に遷移するかを乱数を用いて評価する。 $|1, n\rangle$ から $|1, n-1\rangle$ への分岐比を q_{ev} とした場合、 $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ への分岐比は $(1 - q_{ev})$ であり、自然放出が起こり反射冷却も生じる確率は $p_{sp}(1 - q_{ev})$ と表せる。このとき損失するエネルギーは式 (2.79) である。さらにこの冷却過程を繰り返し引き起こし Sisyphus 冷却とするためにポンプ光により $|2, n-1\rangle$ 状態の原子を再び $|1, n-1\rangle$ に遷移させると、共鳴光の吸収による加速を受ける。上方からポンプ光を照射した場合、原子は鉛直下方に加速され、 v_z は $-n_p \hbar k v_z + n_p^2 E_{rec}$ だけ変化する [6]。ここで n_p は1回の反射の際に生じる散乱光子数で $n_p \simeq 2\Lambda m v \Gamma / \hbar \Omega$ で与えられる [12]。また $E_{rec} = (\hbar k)^2 / m$ は光子一つの反跳エネルギーである。次に自然放出は起こるが $|1, n\rangle$ から $|1, n-1\rangle$ に遷移し光シフト差による冷却が生じない場合、エバネッセント光の光子吸収と自然放出による2光子の反跳を受けそのエネルギーは $(n^2 + 1)E_{rec}$ となる。自然放出が生じない場合は、運動エネルギーに変化を受けず反射されることとなる。

以上のように、初期位置から解放された原子がやがてファネルから出射されるか、ポテンシャルを超えられずに表面で損失となるか、この2つのどちらかが決まるまで逐次原子の運動を調べることで出射原子数を評価し、フラックス強度増強へ向けた解析を行う。

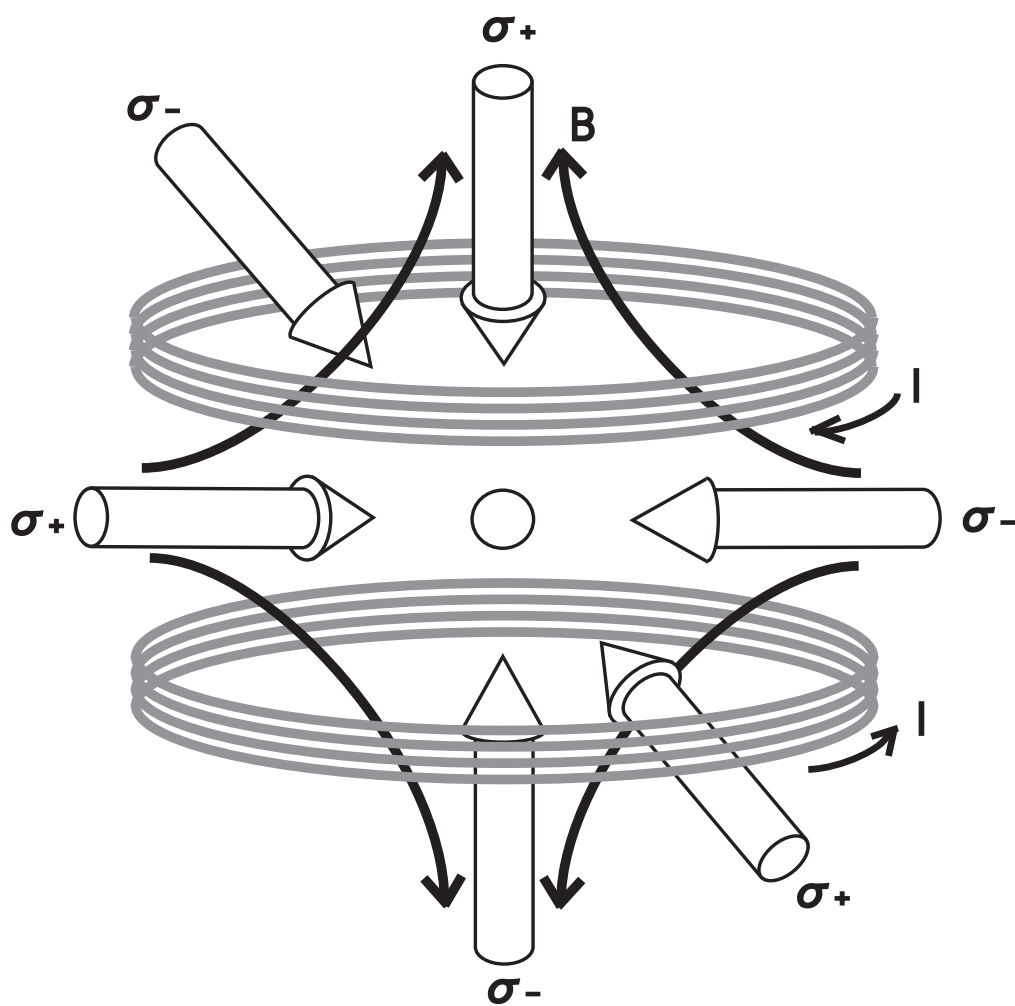


図 2.3: 磁気光学トラップの概念図。3組の対向する円偏光とアンチヘルムホルツコイルによる磁場により散乱力に原子の速度依存性と位置依存性を持たせることで一箇所に原子を冷却し集める。

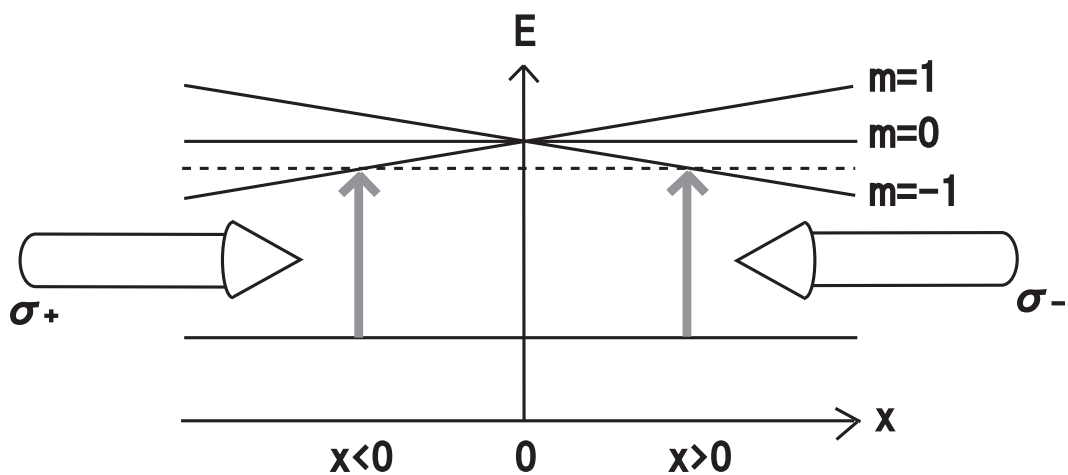


図 2.4: 磁気光学トラップにおけるエネルギー準位図。 σ_+ と σ_- の円偏光はそれぞれ $m_F = +1$ 、 $m_F = -1$ への遷移を起こす。ゼーマンシフトにより共鳴周波数が空間的に変化し、光の周波数を負離調にすることで原子は原点に向かって押し戻される散乱力が働く。

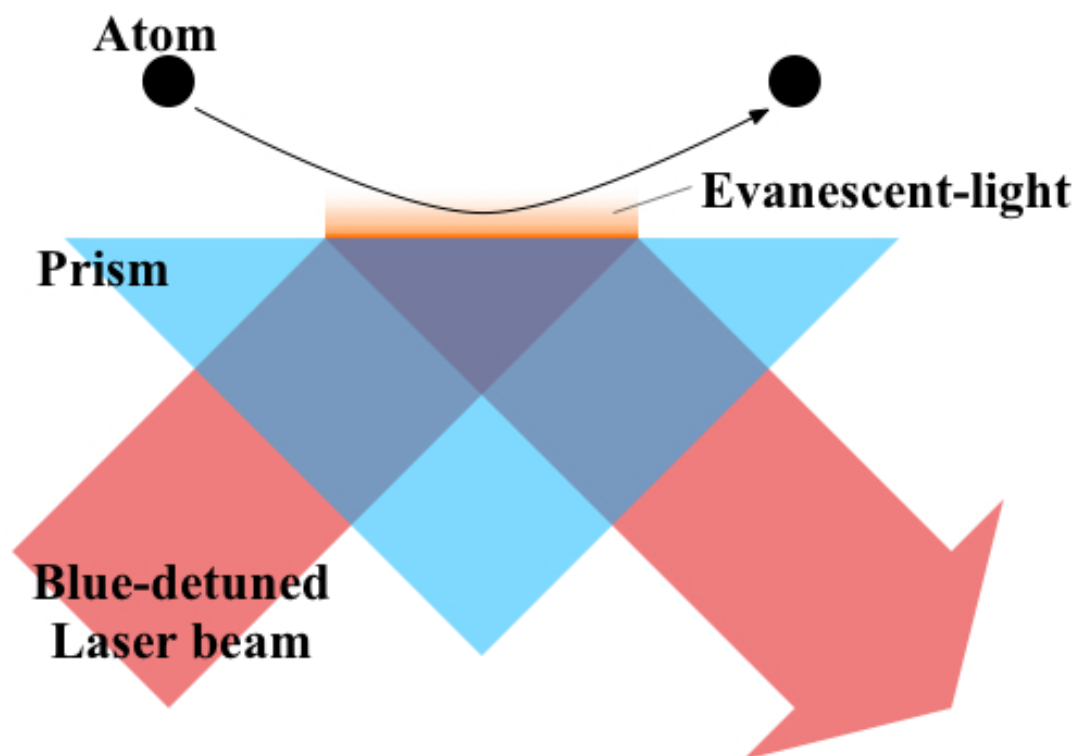


図 2.5: エバネッセント光による原子反射

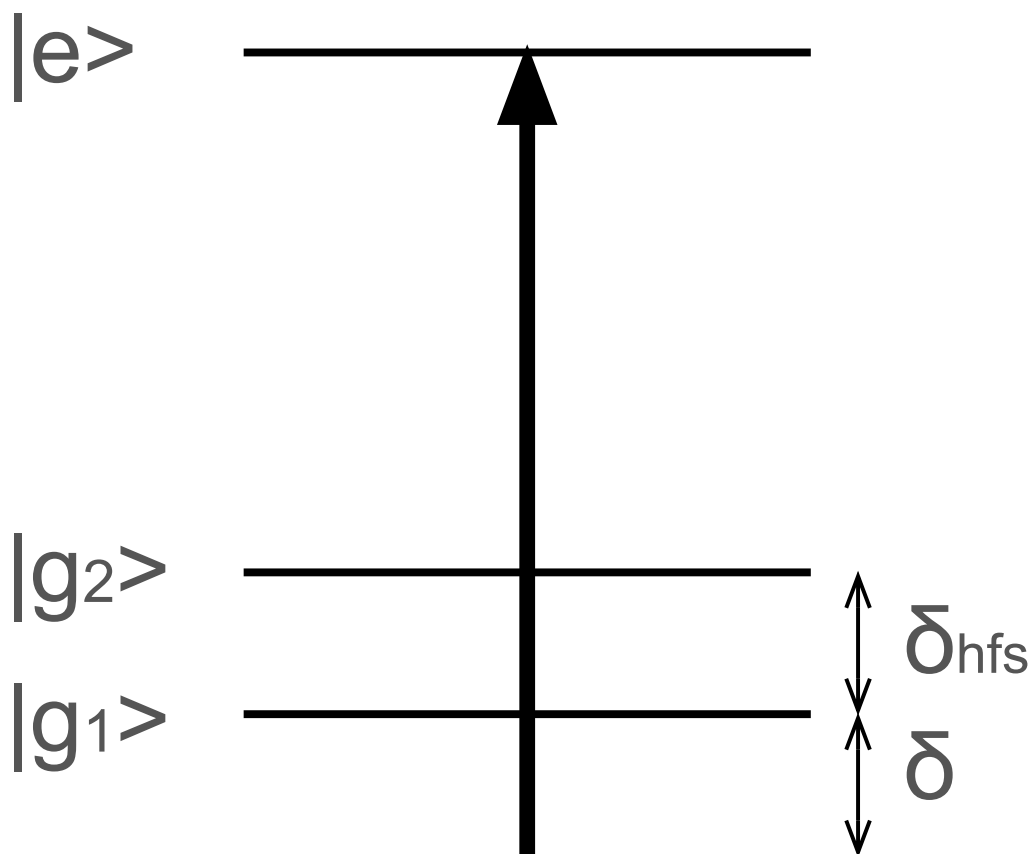


図 2.6: 正離調した光と Λ 型 3 準位原子のエネルギー準位図。二つの基底状態 $|g_1\rangle$ 、 $|g_2\rangle$ と励起状態 $|e\rangle$ からなる。

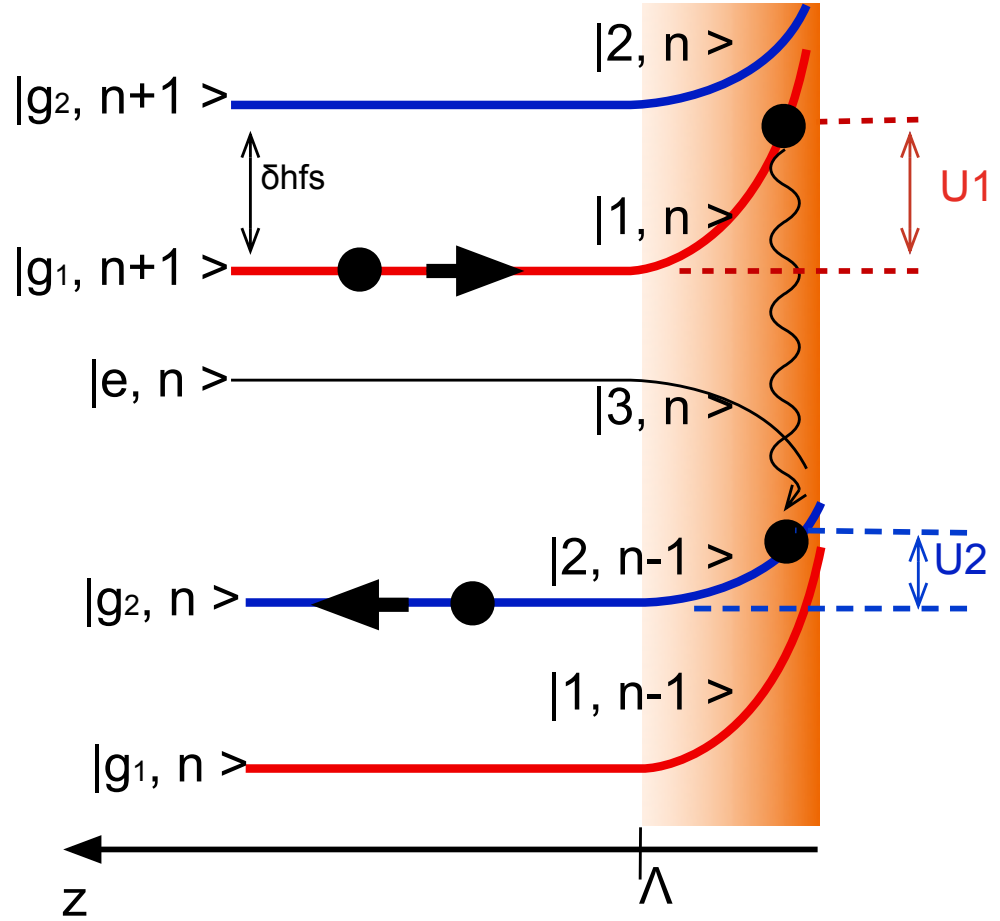


図 2.7: エバネッセント領域中の Λ 型 3 準位系の dressed 状態のエネルギー準位図。基底準位 $|g_1, n+1\rangle$ はエバネッセント光領域で dressed 状態 $|1, n\rangle$ になり、光強度の増加に伴い光シフトも増加する。同様に $|g_2, n+1\rangle$ の光シフトも増加する。一方励起状態 $|e, n+1\rangle$ は dressed 状態の $|3, n\rangle$ において光シフトは減少する。この光シフトがポテンシャルとして原子に働く。基底状態の原子の運動エネルギーがこのポテンシャルよりも低い場合原子はエバネッセント光により反射される。また、 $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ に遷移すると光シフトの差に相当するエネルギーを失いつつ反射される。

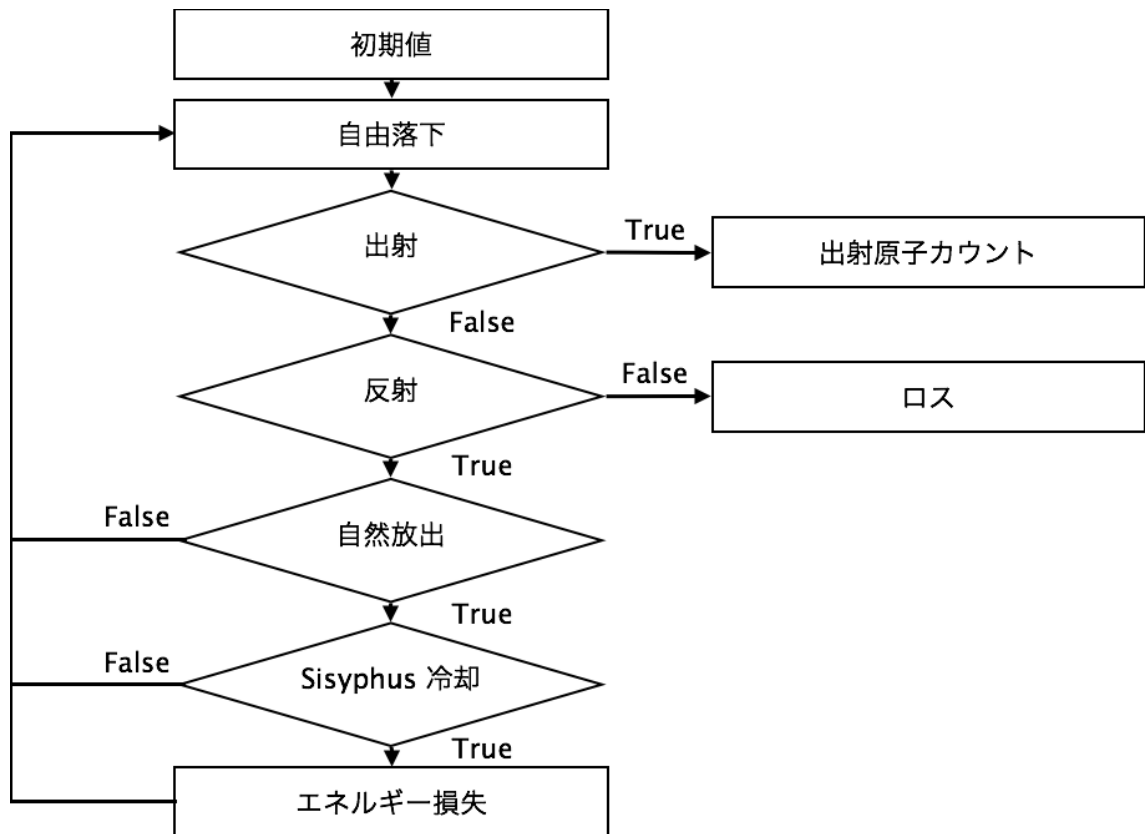


図 2.8: モンテカルロ法による原子追跡シミュレーション。MOT による冷却原子の位置と速度の初期値としてガウス分布を与え、時間を離散化し運動を追跡する。自由落下した原子がファネル開口部に到達すると出射原子として計測される。一方ファネル表面に到達した原子は光ポテンシャル内による反射の有無を判定する。運動エネルギーがポテンシャルよりも低い場合は反射される。さらにエバネッセント光により反射される際に自然放出が生じるかを評価する。自然放出が生じる場合は光子の反跳によるエネルギーを受ける。さらに自然放出が起こり dressed 状態 $|1, n\rangle$ から $|2, n-1\rangle$ に遷移すると Sisyphus 冷却によりエネルギー損失が生じる。一つの原子について出射するか表面に吸着し損失となるかを追跡し、これを繰り返し計算し MOT から解放した原子集団のふるまいを調べる。

2.6 第2章のまとめ

本章ではまずマクスウェル方程式からエバネッセントファネルシステムの基礎となるエバネッセント光を導いた。また、2準位原子の電気双極子相互作用から光が原子に及ぼす力として光の進行方向に働く散乱力を導き、冷却原子生成の基本となる磁気光学トラップにおいて原子捕獲力となることを示した。また、光が原子に及ぼすもう一つの力として光強度勾配の向きに働く双極子力を導き、ガラス表面に生じるエバネッセント光と Λ 型3準位原子が結合したdressed状態における冷却過程の仕組みを示した。さらに乱数を用いたモンテカルロシミュレーションにより原子の確率過程を追跡し冷却原子がエバネッセント光で反射冷却されるファネル過程を示した。

参考文献

- [1] John David Jackson: “Classical Electrodynamics”, Vol. 67, Wiley (1975).
- [2] C. Adams, M. Sigel and J. Mlynek: “Atom optics”, Phys. Rep., **240**, 3, pp. 143–210 (1994).
- [3] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard: “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, Phys. Rev. Lett., **59**, 23, pp. 2631–2634 (1987).
- [4] H. Metcalf: “Magneto-optical trapping and its application to helium metastables”, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 11, p. 2206 (1989).
- [5] R. Cook and R. Hill: “An electromagnetic mirror for neutral atoms”, Opt. Commun., **43**, 4, pp. 258–260 (1982).
- [6] J. Söding, R. Grimm and Y. Ovchinnikov: “Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling”, Opt. Commun., **119**, 5-6, pp. 652–662 (1995).
- [7] H. Nha and W. Jhe: “Sisyphus cooling on the surface of a hollow-mirror atom trap”, Phys. Rev. A, **56**, 1, pp. 729–736 (1997).
- [8] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 11, p. 2023 (1989).
- [9] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu: “Optical molasses and multilevel atoms: theory”, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 11, p. 2058 (1989).

- [10] H. Ito, K. Sakaki, W. Jhe and M. Ohtsu: “Atomic funnel with evanescent light”, Phys. Rev. A, **56**, 1, pp. 712–718 (1997).
- [11] W. Seifert, C. Adams, V. Balykin, C. Heine, Y. Ovchinnikov and J. Mlynek: “Reflection of metastable argon atoms from an evanescent wave”, Phys. Rev. A, **49**, 5, pp. 3814–3823 (1994).
- [12] M. A. Kasevich, D. S. Weiss and S. Chu: “Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave”, Opt. Lett., **15**, 11, p. 607 (1990).

第3章 エバネッセント光ファネル

本章でエバネッセント光ファネルにおいて、原子源となる冷却原子集団をファネル内に生成し、またそれを解放し観測した実験手法について述べる。エバネッセント光ファネルによる冷却原子ビームの生成手法は以下の手順に従う。

1. 磁気光学トラップ (MOT: Magneto-Optical Trap) により超高真空装置内で Rb 原子を冷却・捕獲する。
2. ファネル内壁に原子を反射冷却するためのエバネッセント光を励起する。
3. 冷却原子集団を開放し、拡散する原子がエバネッセント光ファネル内で反射・冷却を経て底部の出射口から出力される。
4. 出力した原子を再び磁気光学トラップにより捕獲し、蛍光観測により計測する。

本研究で用いる磁気光学トラップ [1] と偏光勾配冷却 [2] は Rb 原子では標準的な手法である。一方でエバネッセント光ファネルを用いたビーム化の手順は高密度化と冷却を同時に起こす特徴的な手法である。磁気光学トラップから解放した原子の運動観測には吸収イメージング法 [3] を用いることが多いが、出力原子数が少ない場合十分な SN 比で信号を得ることが難しく、本研究では出力原子を積算し評価するため再トラップして評価する積算検出法 [4] により出射原子数およびフラックス強度を評価した。さらに出力原子を増加するために中空光ビームによるエバネッセント光励起を行いファネル内部への迷光を減らし原子の擾乱を抑制し出力を増大した。

3.1 冷却原子集団の生成手順

まず初めに前章 2.3 節で述べた磁気光学トラップにより冷却原子集団の生成を行った。本実験で取り扱う Rb は 2 つの同位体 (^{87}Rb 、 ^{85}Rb) を持つアルカリ金属原子

である。式 (1.79) で分かるように、基底状態間の超微細分裂 Δ_{hfs} が大きいほうが Sisyphus 冷却の効果が高まる。Rb 原子に関しては、 ^{87}Rb 、 ^{85}Rb についてそれぞれ $\Delta_{hfs} = 6835\text{MHz}$ 、 3036MHz であり、本実験では ^{87}Rb を用いる。図 3.1 の D_2 線におけるエネルギー準位図である。MOT を行なうためには励起状態の全角運動量が基底状態のものよりも多いことが必要になる。また、原子冷却を効率よく起こすためには光の吸収・放出が早く、光を吸収し励起状態になった原子が自然放出により元の準位に戻る閉じた系であることが必要になる。このような要求を満たすのが $5S_{1/2}(F=2)$ から $5P_{3/2}(F=3)$ の遷移である。また、 $5S_{1/2}(F=1)$ に落ちた原子は $5P_{3/2}(F=1)$ への遷移に共鳴したりポンプ光を用いて再び $5S_{1/2}(F=2)$ に汲み上げる。

ファネルシステムの実験配置を図 3.2 に示す。

実験は冷却原子が室温の原子と衝突するのを防ぐために超高真空チャンバ内で行う。2つのチャンバを連結した上部チャンバにファネルプリズムをガラス製の支持筒に乗せて固定する。上部チャンバ内はターボ分子ポンプとイオンポンプによって 10^{-10} torr に真空引きし、蒸気圧 10^{-9} torr の Rb 原子気体をロードする。4重極磁場を発生させる反ヘルムホルツコイルによりファネル中心部に磁場が極小になる点を形成し、負離調した円偏光を用いてファネルプリズム内部で ^{87}Rb 原子を冷却・トラップする。

冷却用の円偏光にはリポンプ光として、 $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ の共鳴に合わせた光を重ねる。トラップ後、反ヘルムホルツコイルの電流を切り、すばやく円偏光の負離調を大きくして偏光勾配冷却 (PGC: Polarization Gradient cooling)[5] により、 ^{87}Rb 原子集団の平均温度を $10\mu\text{K}$ 程度にまで下げる。その後すべての光を切り、冷却原子を解放すると自由落下し始める。

ファネル内で光ポテンシャルを高くし、また Sisyphus 冷却を効率よく起こすた上方から弱いポンピング光を照射して、 $5S_{1/2}, F=1$ にポンピングする。ファネルプリズムの下部から正離調した光ビームを照射し、ファネル内壁で全反射させエバネッセント光を励起する。落下してきた原子は内壁に近づくたびにエバネッセント光が形成する光ポテンシャルによる反射と Sisyphus 冷却を繰り返し起こすことで運動エ

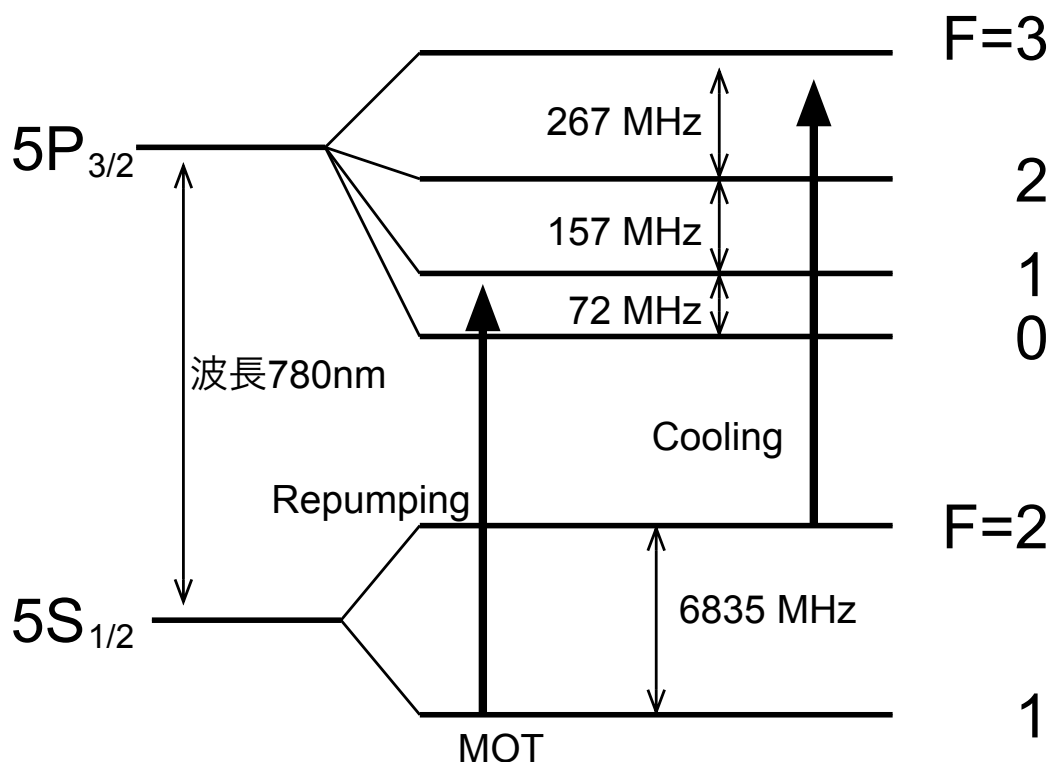


図 3.1: ^{87}Rb の D_2 線におけるエネルギー準位図。

エネルギーを失ながらプリズム下部に集まり、底部の出射口から出力される。原子冷却用の光源には半導体 LD を用いた外部共振器型半導体レーザーを用い、Rb 原子の飽和吸収線にロックし周波数の安定化を行った。このときの線幅は 1MHz 程度である。エバネッセント光励起用の光源には Ti:Sapphire レーザー (Coherent MBR110) を用いた。光のスイッチングには音響光学変調器 (AOM) を半導体レーザーに、電子制御式メカニカルシャッターを Ti:Sapphire レーザーに用い、全て PC でタイミングを管理し実験を行った。

冷却原子ビームの評価は下部チャンバ内で行う。ターボ分子ポンプとイオンポンプを用いて 10^{-10} torr の超高真空にし、到達した ^{87}Rb 原子を再び MOT によりトラッ

プする。2つの MOT の距離は 26cm で、再トラップされた ^{87}Rb 原子の共鳴蛍光を CCD カメラによって計測し、その蛍光強度から捕獲した原子数を評価する。

3.2 出射原子の評価

3.2.1 冷却原子の生成、評価

前節で述べた手順で図 3.2 の実験配置でファネル内に冷却原子集団を MOT により生成した。半導体レーザー光 3 本に分け、 $\lambda/4$ 板に通して光強度 $7\text{mW}/\text{cm}^2$ 、ビーム径 1cm の 3 本の円偏光であるトラップ光にした。その 3 本をそれぞれ直交した軸になるように真空チャンバの窓からファネルプリズムに照射し、透過してチャンバ外に到達した光をそれぞれ $\lambda/4$ 板に通した後ミラーによって反射し再び $\lambda/4$ 板に通すことで逆回りの円偏光として入射ビームに重ねる。これにより円偏光対による PGC が働く形になる。トラップ光は -10MHz だけ負離調し、リポンプ光は光強度 $5\text{mW}/\text{cm}^2$ 、ビーム径 1cm で円偏光ビームに重ねる。反ヘルムホルツコイルを用いて磁場勾配 $10\text{G}/\text{cm}$ の 4 重極磁場をかけ冷却原子集団を生成した。ここで ^{87}Rb 原子を冷却・トラップする。冷却 ^{87}Rb 原子集団の生成に要する時間は約 1s である。

次にトラップ原子数の評価を行った。トラップ光・リポンプ光および磁場を切り、 $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ の共鳴に合わせた直線偏光をプローブ光として照射する。プローブ光の直径このときの吸収変化を CCD カメラを用いて計測し評価した。

3 次元直交座標系で中心からそれぞれの軸に対称に原子が分布したとき、1 方向 (ここでは z 軸) にある面積で積算し得られる原子数分布を $n_z(x, y)$ とすると、それぞれの位置での積算値は $(x, y) = n_z(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x, y, z) dz$ である。ここで飽和パラメータ $s \ll 1$ が成り立つ、つまり光強度が非常に弱いときプローブ光の光軸上に存在する原子数は入射光 I_0 と透過光 I_t を用いて次式で表せる [6]。

$$n_z(0, 0) \simeq \frac{1}{\sigma_{abs}} \ln \frac{I_t}{I_0} \quad (3.1)$$

ただし σ_{abs} は共鳴吸収断面積で、

$$\sigma_{abs} = 0.47 \times \frac{3\lambda^2}{2\pi} = 1.4 \times 10^{-13} \text{ (m}^2\text{)} \quad (3.2)$$

ここで係数の 0.47 は完全な 2 準位原子ではないことに由来する値である。

2 次元の空間分布を $n_z(x, y)$ は、2 次元の原点を垂直に通る光線上の原子数の総和、つまり $n_{0,0}$ と $G(x, y)$ を用いて

$$n_z(x, y) = n_z(0, 0)G(x, y) \quad (3.3)$$

と書け、 $G(x, y)$ の分布をプローブ光を通す位置を変え、蛍光を CCD カメラで観測することで $G(x, y)$ を得ることができる。 $n_z(x, y)$ を用いて全原子数 N は

$$N = \int n_z(x, y) dx dy \quad (3.4)$$

で得られる。

これらを用いてトラップ原子は 3×10^6 個と評価した。また、飛行時間 (TOF: Time of Flight) 法 [付録 A] より冷却温度は $10 \mu\text{K}$ と評価した。

次に、ファネル下部から Ti:Sapphire レーザーを照射し、ファネル内壁にエバネッセント光を励起した。このとき TEM₀₀ のガウシアンビームをビームパワー 1W、ビーム直径 4mm で励起し、上部から Sisyphus 冷却を引き起こすポンプ光を照射しファネル過程を経て出力される原子を再トラップし、積算検出法 [4] にてフラックス強度を評価したところ、 $7 \times 10^7 \text{atom/cm}^2\text{s}$ であった。

3.3 中空光ビーム励起

前節で述べたようにファネル出射原子の観測ができたが、同様の実験配置を想定したモンテカルロシミュレーションを行なうと、期待されるフラックス強度は $1 \times 10^{10} \text{atom/cm}^2\text{s}$ 以上と実測値より 100 倍程度も多い。原因としてはファネル下部から照射するエバネッセント光励起光がファネル内部に侵入していることが考えられる。この残留光はファネルから出射された冷却原子に上向きの散乱力を及ぼし、原子を擾乱している可能性がある。

まずはファネル底部の開口から内部へ入射する迷光による原子の擾乱を抑制し、出力原子数を増大させるために微小開口径を持つ中空光ビームを形成した。図 3.3 に Ti:Sapphire レーザーからの出力光を微小中空径光ビームに変換した実験系を示す。

この中空光ビームは微小中空径ラゲールガウス (LG_{01}) ビームと大外径ドーナツビームの重ね合わせで形成される。図 3.4 に形成した中空光ビームの CCD 画像を示す。(a) のホログラムによる形成した LG ビームは中空径 $300\mu m$ 、外径 $1.1mm$ で、(b) のガウシアンフィルタにより形成したドーナツビームは中空径 $1.2mm$ 外径 $4.5mm$ である。これらを重ねあわせたのが (c) で、中空径 $300\mu m$ 、外径 $4.5mm$ の中空光ビームを形成した。

中空光ビームを用いてエバネッセント光を励起したファネルシステムの評価を行った。厚さ $3mm$ のガラスを張り合わせた 3 面型の合成石英ガラスファネルにおいて、前述したような中空光ビームを形成しエバネッセント光を励起した。このとき Ti:Sapphire レーザーからの出力 $1W$ を $1:8$ に分割し、ホログラム:ガウシアンフィルタへの入力とした。これはビーム形状が連続的になるように調整した値で、それぞれの中空光ビームへの変換効率は 0.41 と 0.78 であり、全体としての中空光ビームへの変換効率は 0.68 であった。

中空光ビームがファネルプリズムに入射すると、内壁へは入射角 55° となり、全反射によりエバネッセント光が生じる。このときのエバネッセント光の染み出し長は式 (1.73) で与えられ屈折率 $n = 1.45$ のガラスプリズムを用いているため $\Lambda = 190nm$ 程度と見積もられる。用いる光源の周波数は図 3.5 に示す。MOT 光源に加え、中空光ビームをファネルプリズムに照射する。中空光ビームは原子の共鳴周波数に近いと散乱力が強く働くため、 $1GHz$ 程度の離調を取る。

図 3.6 にフラックス強度の周波数離調特性を示す。白丸で示したプロットはポンプ光を照射しない場合で、黒丸で示したプロットはポンプ光を照射した場合である。ポンプ光を照射することでファネル内の原子は Sisyphus 冷却を起こし効率よく出射されていることが分かる。ポンプ光照射時には最大で $2.1 \times 10^8 atom/cm^2s$ の出力を得られた。さらに中空径を最適化した場合のフラックス強度を図 3.7 に示す。この時最大で $6.2 \times 10^8 atom/cm^2s$ のフラックス強度が得られた。中空径を小さくしてゆくとフラックス強度が増えるが小さくし過ぎると減るのは、中空径を小さくするとファネル出射口付近のエバネッセント光強度が強まりより原子損失が減るが、小さくなりすぎるとファネル内部への迷光となり原子状欄が生じているためと考えられ

る。この擾乱をなくしつつエバネッセント光強度を強めるためのカプラーについては第6章で述べる

3.4 第3章のまとめ

磁気光学トラップにより Rb 冷却原子集団を生成した。トラップ原子数は 3×10^6 個で、温度は $10\mu K$ と評価した。この冷却原子集団をガウシアンビームで励起したエバネッセント光ファネル内に解放し、出射原子を評価したところフラックス強度は $7 \times 10^7 \text{atom/cm}^2\text{s}$ であった。

次にラゲールガウスビームとドーナツビームを合成した中空光ビーム内径 $300\mu m$ 、外径 4.5mm で励起したエバネッセント光ファネルを用いた。このとき生成された冷却原子集団は 1×10^7 個で温度は $10\mu K$ で、ファネル出射後のフラックス強度を評価すると最大で $6.2 \times 10^8 \text{atom/cm}^2\text{s}$ となりエバネッセント光ファネルには中空光ビームによる励起が有効であることがわかった。

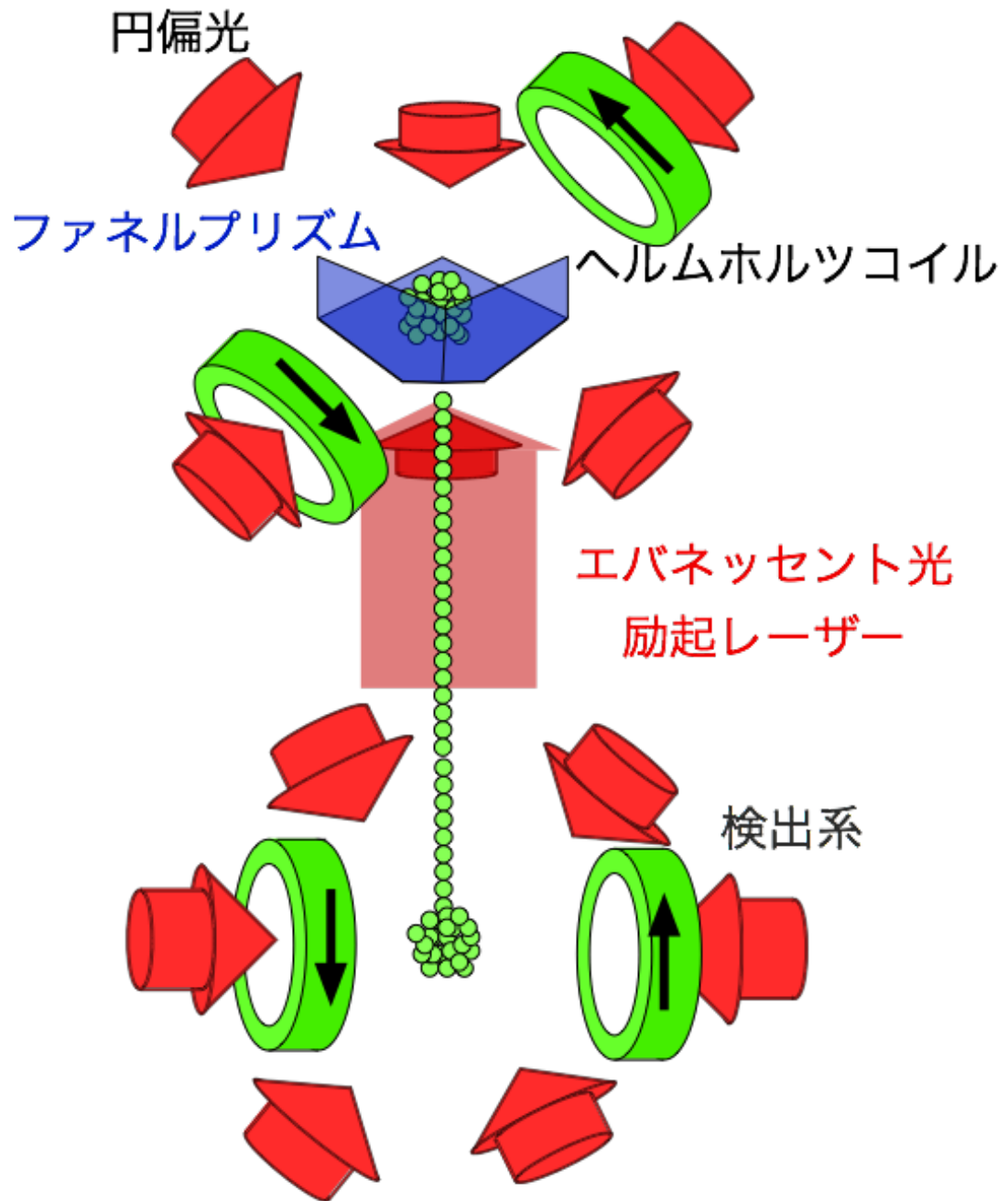


図 3.2: 冷却原子ビーム生成実験の概略図。上部 MOT でファネル内に冷却原子集団を生成し、正離調励起したエバネッセント光により原子ビームを生成する。下部 MOT で再トラップし出射原子数を評価する。

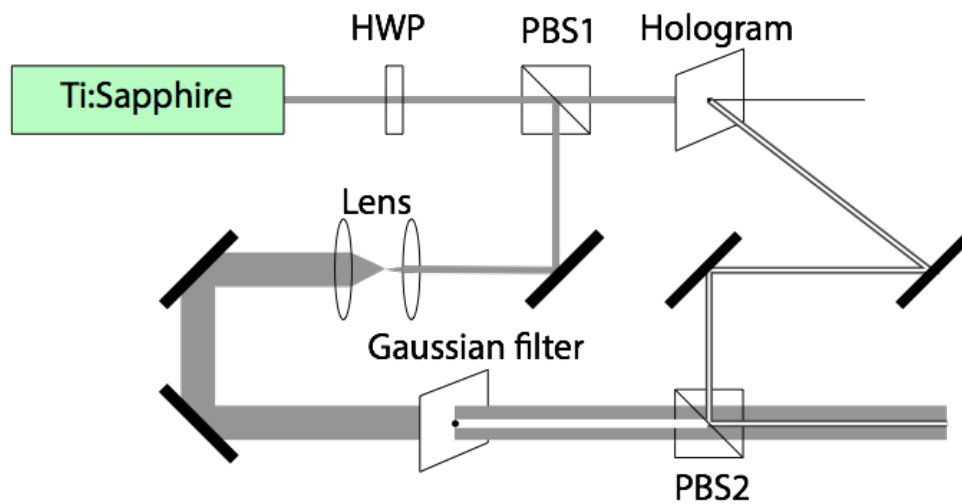


図 3.3: 中空光ビームの形成。波長 780nm の Ti:Sapphire から出力されたレーザーを PBS1 で半分ずつに分割し、一方をホログラムに照射し、回折によりラゲールガウスビームに変換する。もう一方をガウシアンフィルターに照射しドーナツビームに変換する。PBS2 で二つのビームを重ねあわせる。

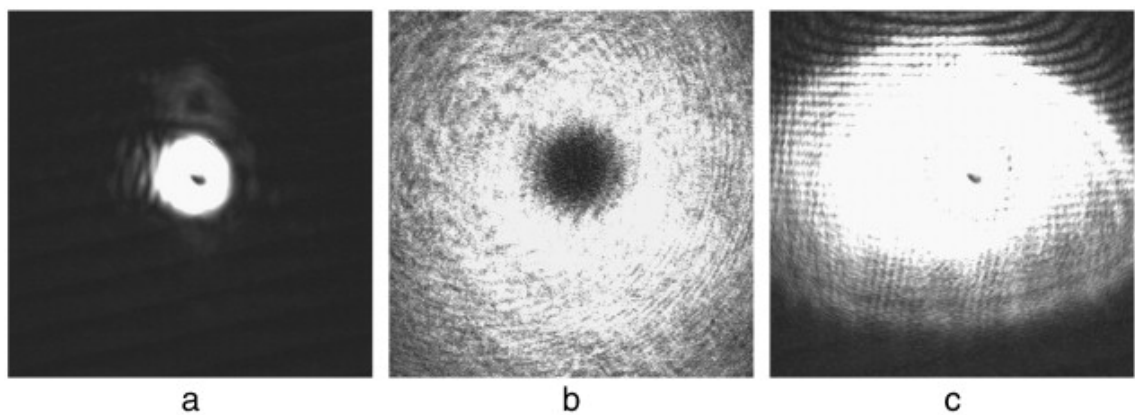


図 3.4: 中空光ビームの CCD 像。(a) ホログラムにより形成した LG ビーム。中空径 $300\mu\text{m}$ 、外径 1.1mm 。(b) ガウシアンフィルターにより形成したドーナツビーム。中空径 1.2mm 外径 4.5mm 。(c) 2 つのビームの合成。中空径 $300\mu\text{m}$ 、外径 4.5mm

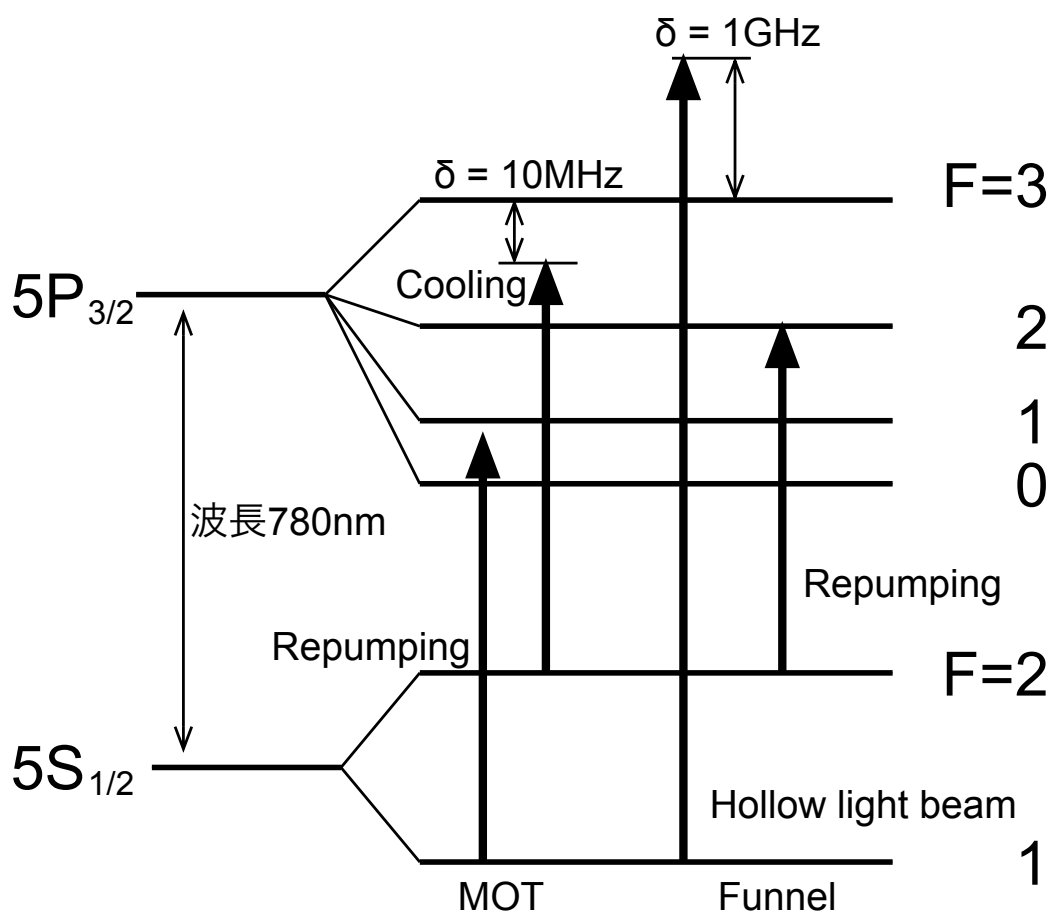


図 3.5: ファネルシステム実験系の光源の周波数。 ^{87}Rb の D_2 線を利用する。MOT 用の光源に加えファネルへのエバネッセント光励起に中空光ビームを正離調で照射する。また、基底状態 $5S_{1/2}(F=2)$ に遷移した原子は $5S_{1/2}(F=1)$ にポンピングする

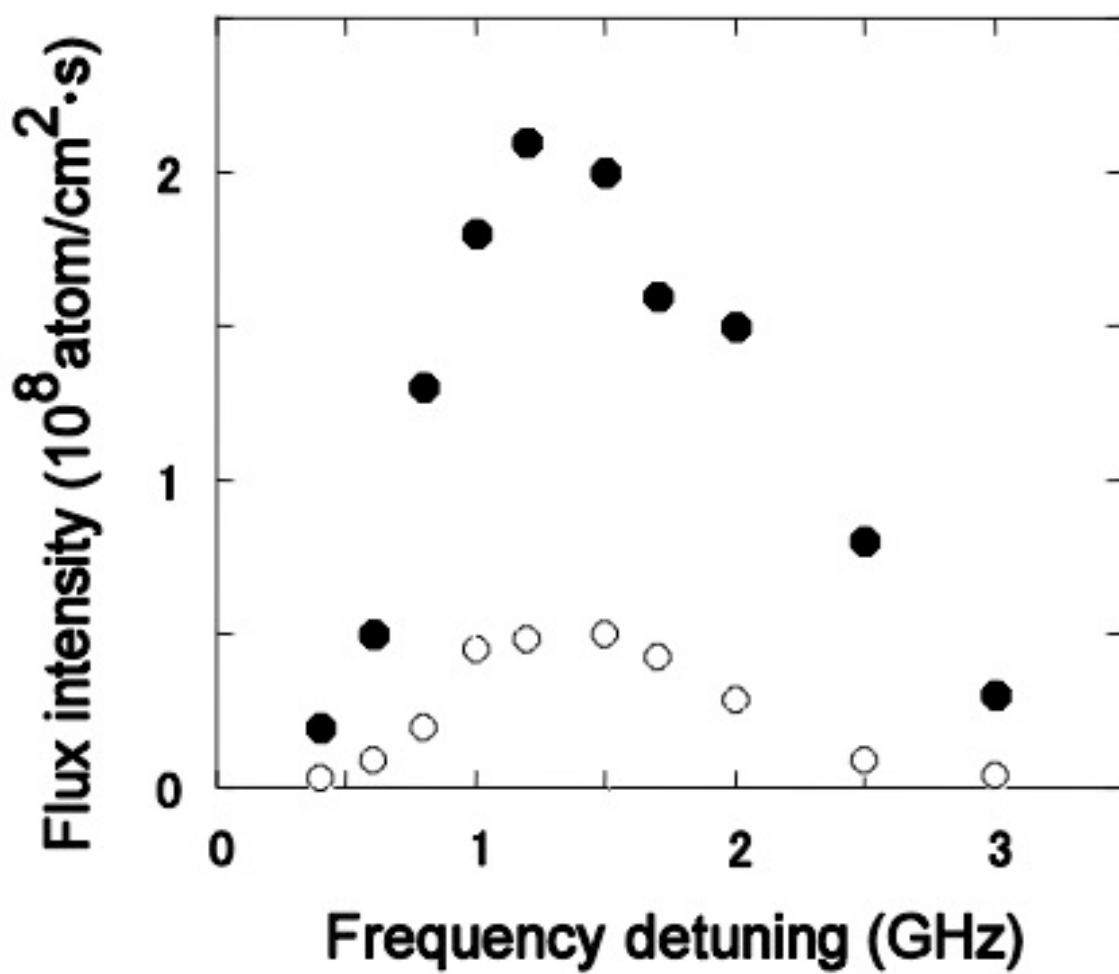


図 3.6: フラックス強度の周波数離調依存性。白丸はポンプ光無し、黒丸はポンプ光有りの値。

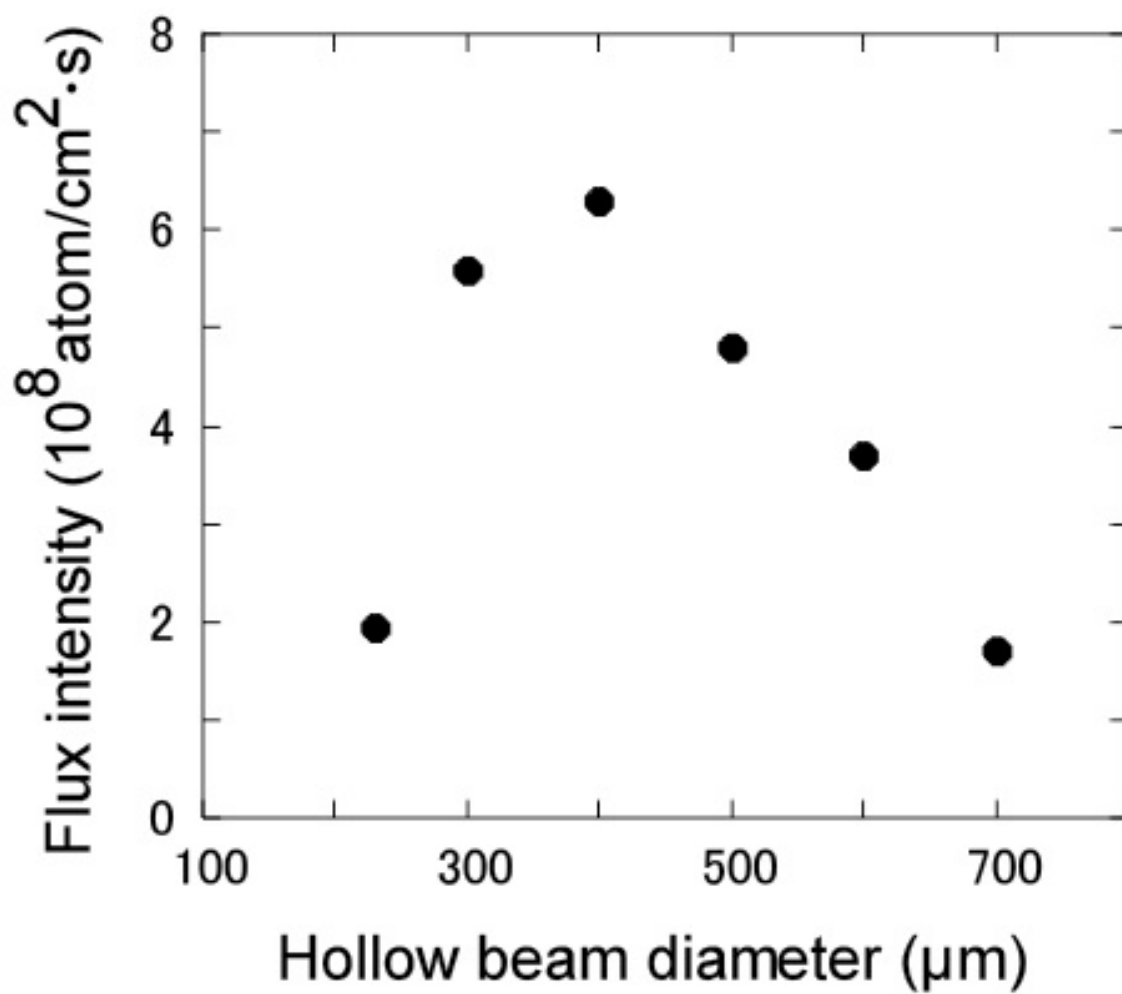


図 3.7: フラックス強度と中空径の関係。中空径 400μm で最大値 $6.4 \times 10^8 \text{ atom/cm}^2\text{s}$

参考文献

- [1] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard: “trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 23, pp. 2631–2634 (1987).
- [2] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: “Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 11, p. 1707 (1985).
- [3] C. E. W. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews and E. A. Cornell: “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor on JSTOR”, *Science* (80-.), **269**, 5521, pp. 198–201 (1995).
- [4] A. Takamizawa, H. Ito, S. Yamada and M. Ohtsu: “Accumulative Atom Detection by Magneto-Optical Trap for Near-Field Optical Funnel”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, Part 1, No. 6A, pp. 3658–3661 (2003).
- [5] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 11, p. 2023 (1989).
- [6] H. J. Metcalf and P. van der Straten: “Laser Cooling and Trapping”, *Graduate Texts in Contemporary Physics*, Springer New York, New York, NY (1999).

第4章 中空光ビームによる原子誘導

ファネルシステムにおいてフラックス強度を増強するために中空光ビームを用いたエバネッセント光励起が有効であることを第3章で述べた。中空光ビームは中心部に向かって光強度が弱くなる強度分布を持っている。そのため強度勾配に依存した双極子力が働き、これにより中空光ビーム内部に原子閉じ込めることができる。つまり中空光ビームを使う利点はファネル内での擾乱を減らすことだけではなく、出射後の原子の拡散を抑制する点も挙げられる。中空光ビームを用いない場合、ファネルからの出射原子は図4.1に示すように拡散してしまう。一方で中空光ビームで原子閉じ込め起こすと図4.2に示すように拡散を抑制し、原子ビームの形状を保つことができる。本章では中空光ビームによる原子閉じ込めについて説明し、ファネルシステムにおいて出射原子の拡散を抑制し原子ビームの形状を保つ原子誘導について述べる。

4.1 中空光ビームにおける光ポテンシャルによる原子の非弾性反射

原子を反射する力は双極子力に基づく。双極子力は光の強度が空間的に変化する場合に働き、光の強度勾配が大きいほど強い。中空光ビーム内面ではビーム強度が減衰するため双極子力が生じる。この力は光と原子の共鳴的な相互作用によって生じるものであり、光の周波数と原子の共鳴周波数の関係により力の大きさと方向が大きく変化する。中空光ビームにおいて光双極子力が形成する光ポテンシャルは次

の式で与えられる [1]。

$$U_1(r, \delta) = \frac{2}{3} \frac{\hbar \delta}{2} \ln\left(1 + \frac{I(r)}{I_s} \frac{\Gamma^2}{4\delta^2 + \Gamma^2}\right) \quad (4.1)$$

$$U_2(r, \delta) = \frac{2}{3} \frac{\hbar(\delta + \delta_{hfs})}{2} \ln\left(1 + \frac{I(r)}{I_s} \frac{\Gamma^2}{4(\delta + \delta_{hfs})^2 + \Gamma^2}\right) \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

ここで、 $\hbar$ はプランク定数、 $I(r)$ は中空光ビーム強度分布での中心からの距離 r の関数、 I_s は飽和光強度、 Γ は自然幅で、 δ は周波数離調。 $2/3$ は超微細構造準位間の遷移強度に由来する [2]。周波数離調が正の場合、斥力の双極子ポテンシャルが形成され、中空光ビーム強度の増加に伴いポテンシャルも増加する。中空光ビームとして LG_{0l} モードの中空光ビームを考えた場合、光強度分布は次式で与えられる [3]。

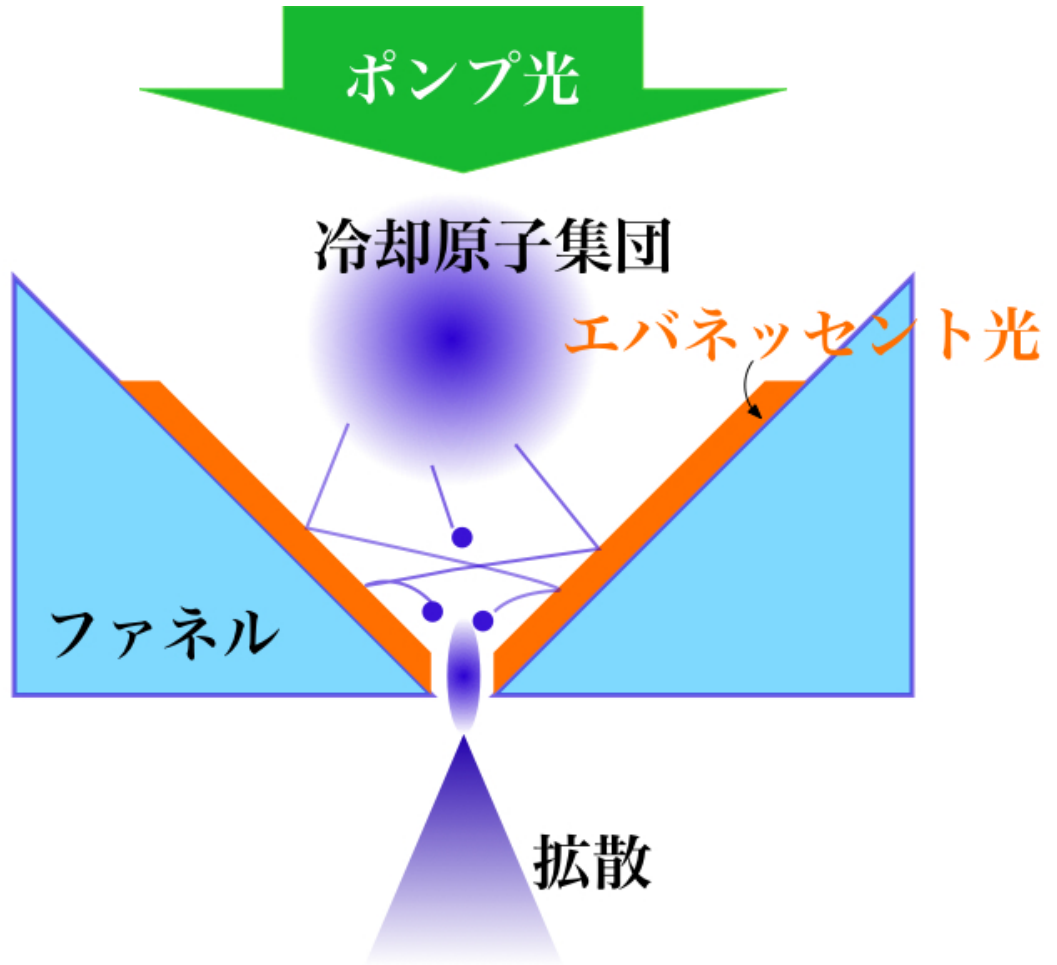


図 4.1: ファネル出射原子の拡散

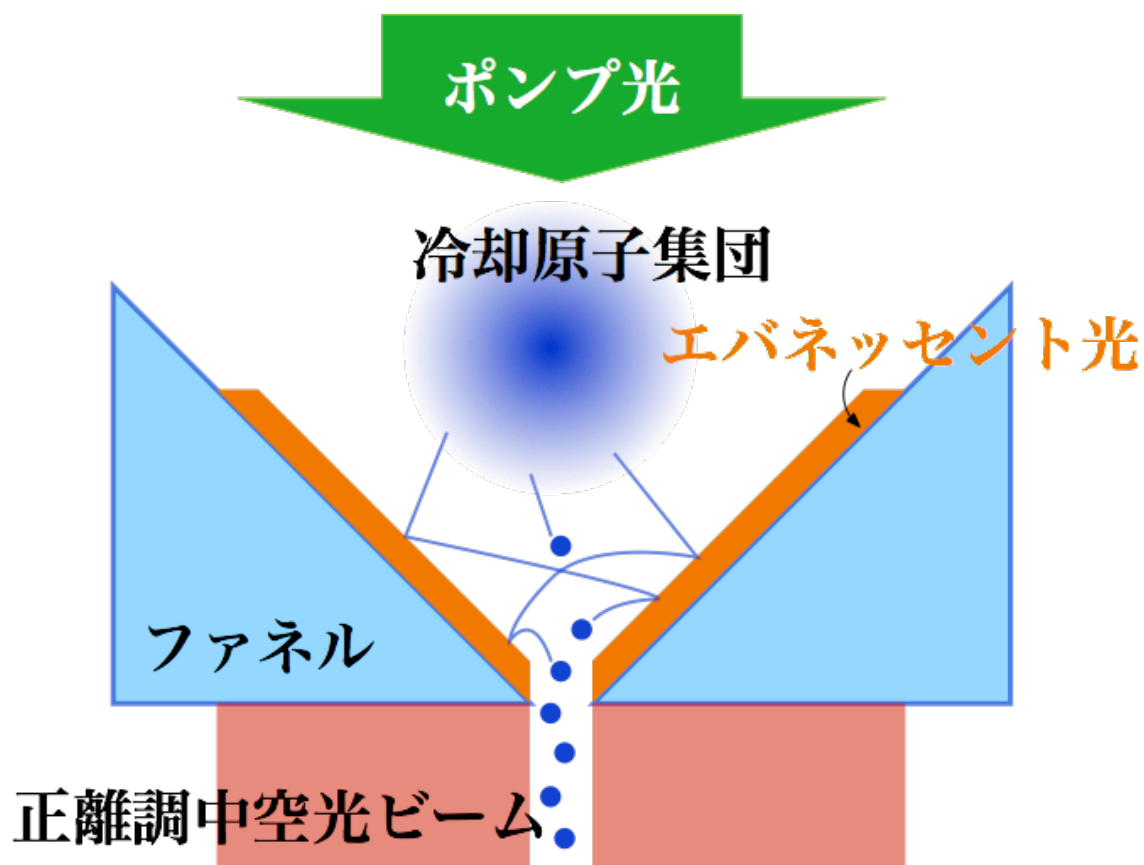


図 4.2: 中空光ビームによる拡散抑制

$$I(r) = I_0 \frac{2^{l+1} r^{2l}}{\pi l! r_0^{2(l+1)}} \exp \left[-\frac{2r^2}{r_0^2} \right] \quad (4.4)$$

ここで、 I_0 は中空光ビーム強度、 r_0 は e^{-2} 幅で中空ビーム径のパラメータ値である。

中空光ビームの光双極子力による中空光ポテンシャルは式 (4.1)、(4.2) で与えられるので、エバネッセント光ファネル表面での冷却過程と同様に、強度勾配領域で光ポテンシャルが変化し、自然放出による遷移が生じるとエネルギー損失が生じ非弾性反射となる。1 回の冷却過程でのエネルギー損失は

$$\Delta K = U_1 - U_2 \quad (4.5)$$

で与えられる。

図 4.3 に正離調中空光ビーム内での原子反射と Sisyphus 冷却の模式図を示す。原子の準位は中空光ビームとの双極子相互作用によりシフトしている。入射原子の運動エネルギーが光ポテンシャルよりも小さいと反射が起こる。また、基底状態 1 の原子が反射の際に基底状態 2 に遷移すると 2 つの準位に出来た光ポテンシャルの差に相当するエネルギーを損失する。式 (4.4) の強度で表される中空光ビームによって式 (4.1)、(4.2) の光ポテンシャルが形成される場合を考える。正離調で原子に斥力が働く場合、運動している原子の持つ運動エネルギーよりポテンシャルが高いと中空光ビーム内で原子反射が生じる。光ポテンシャルによる反射と反射の際に生じる Sisyphus 冷却の協同現象により中空光ビーム内での閉じ込めが生じ、原子が中空光ビーム内を誘導される。

MOT により一般的に数 $10\mu\text{K}$ の冷却原子集団が生成可能である。その速度分布は Maxwell-Boltzmann 分布となり

$$g(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right] \quad (4.6)$$

と表される。ただし m は原子質量、 k_B はボルツマン定数、 T は原子集団の温度。 $T[\text{K}]$ に冷却された原子集団の場合、速度 V と温度 T の関係は以下ようになる。

$$\frac{m}{2} V^2 = k_B T \quad (4.7)$$

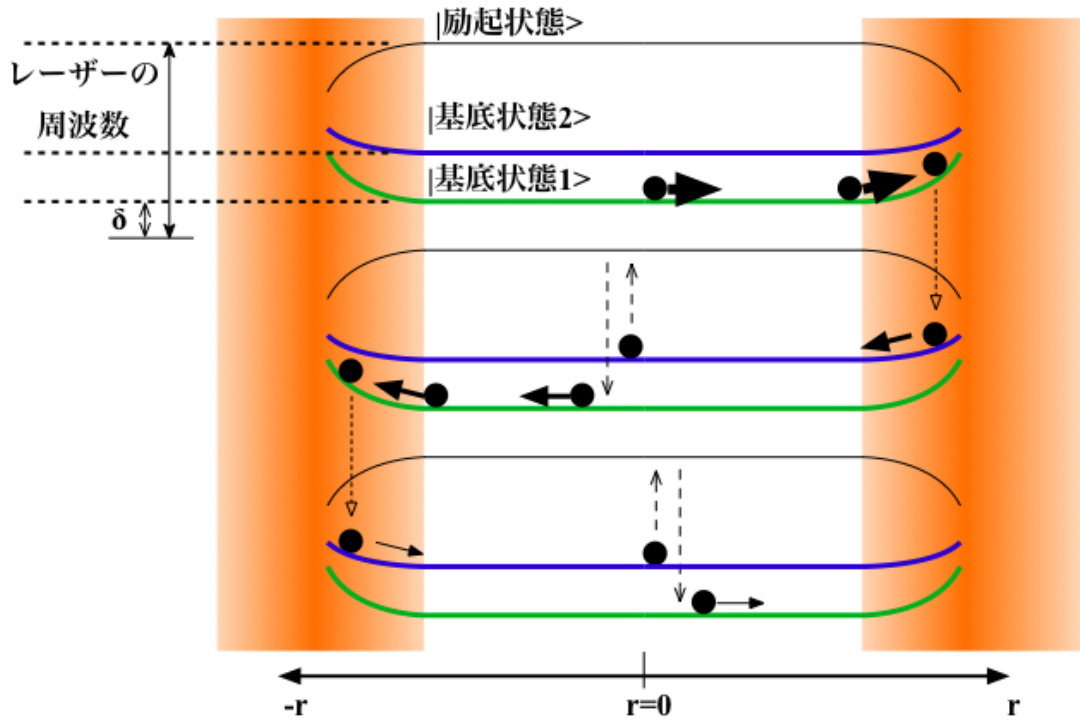


図 4.3: 中空光ビーム内における原子反射と Sisyphus 冷却の模式図。光強度が強くなるに従い dressed 状態 $|d_1, n\rangle$ 、 $|d_2, n\rangle$ の光シフトは増大し、一方 dressed 状態 $|d_3, n\rangle$ の光シフトは減少する。それぞれの準位の原子に対して光シフトがポテンシャルとして働く。 $|d_1, n\rangle$ 状態のポテンシャルを上る途中で $|d_2, n-1\rangle$ に遷移した場合、 $|d_2, n-1\rangle$

$$V = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (4.8)$$

したがって、双極子力ポテンシャルによる原子の閉じ込め効率は

$$G = \frac{\int_0^V g(v) dv}{\int_0^\infty g(v) dv} \quad (4.9)$$

となる。

4.2 中空光ビームの形成

冷却原子を誘導するための中空光ビームの形成を行った。本実験では形成方法が簡便なガウシアンフィルタを作製し用いる。ガウシアンフィルタはガウス分布の遮光性能を持つフィルタで、ガウシアンビームを透過させると中心部にガウス分布の

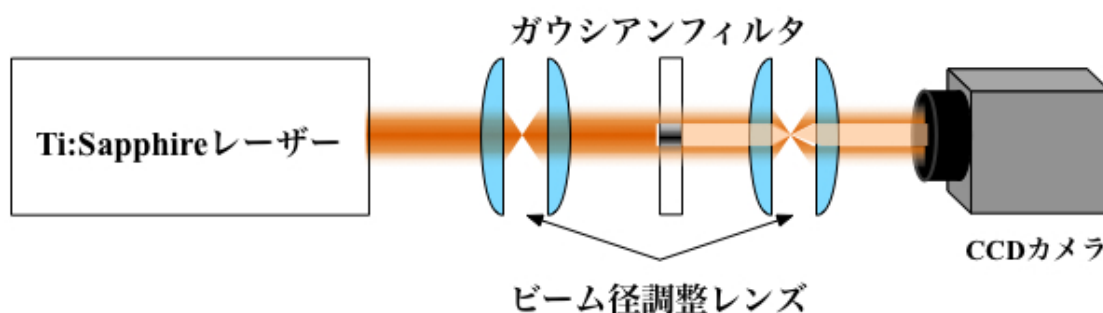


図 4.4: ガウシアンフィルタによる中空光ビームの形成

暗点を持つ中空光ビームが形成される。この方法はホログラムを用いた形成方法 [4] に比べて中心暗部から明光部への急峻な光強度変化では劣るが、パワー損失が少ないという点で優れる。

ガウシアン・フィルタの作製は銀塩感光剤を塗布したガラス乾板 (中央精機 PFG-01-45) に TEM_{00} モード波長 633nm の He-Ne レーザーをスペイシャルフィルタでビームを整形しビーム直径 2mm で露光した。その後現像液 (Kodak D-19) と定着液 (Kodak Fixer) による現像処理を施した。

作製したガウシアンフィルタを用いて図 4.4 のように中空光ビームを形成した。波長 780nm の Ti:Sapphire レーザーをガウシアンフィルタを通して中空光ビームにし、CCD カメラで光強度分布を調べた。図 4.5 に形成した中空光ビームの CCD 画像を示す。

4.3 冷却原子誘導実験配置

中空光ビームで冷却原子の誘導を行うための実験配置を図 4.6 に示す。本実験は 2 つの連結した超高真空チャンバ内で行われ、真空度は上部チャンバが 1×10^{-9} Torr で下部チャンバが 7×10^{-10} Torr である。2 つのチャンバの結合管は長さが 100 mm で直径は上端が 4 mm で下端が 14 mm のテーパ型で、上端は MOT 位置から 5 mm 下である。直線偏光の中空光ビームを真空チャンバ上部から導入する。Rb 原子は中空光内部に磁気光学トラップにより集められる。中空光ビームの周波数離調は超微

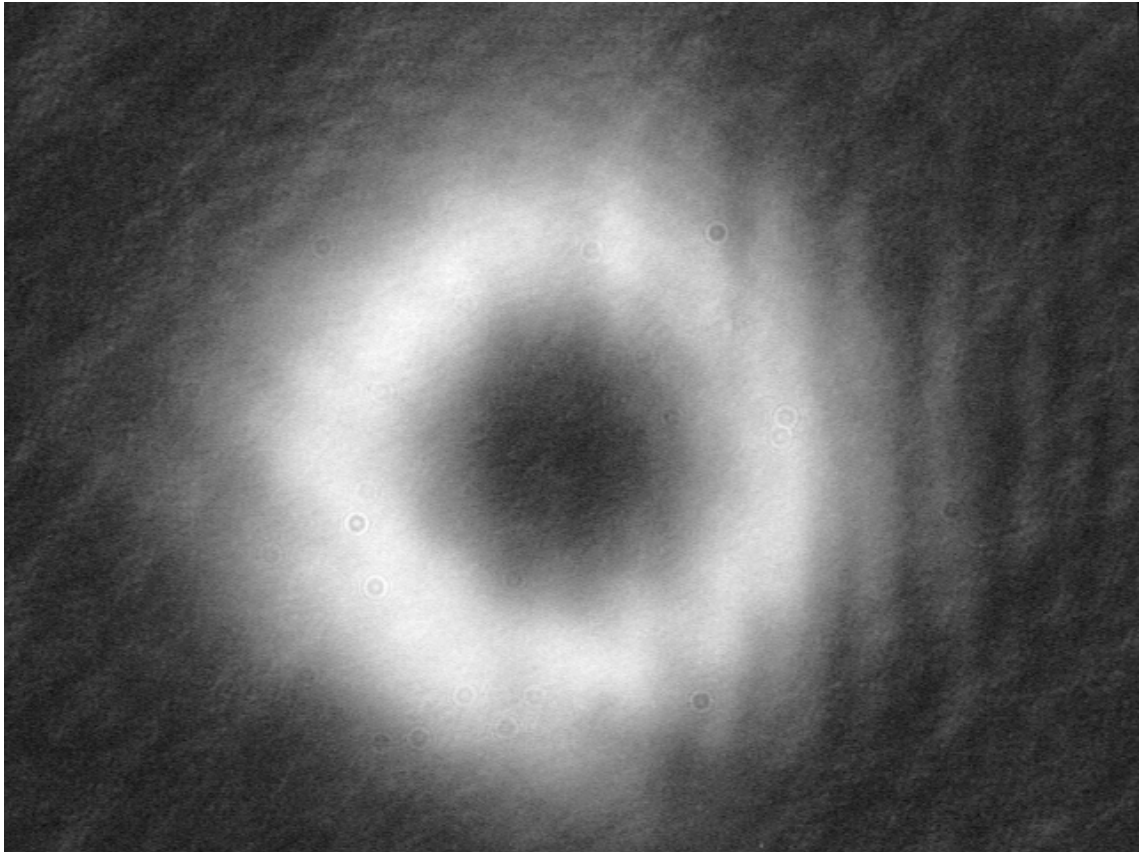


図 4.5: 中空光ビームの CCD 画像

細構造 $F=1$ から $F=2$ の遷移に対して正離調で与える。磁気光学トラップにより生成した $10\mu\text{K}$ 、 6×10^6 個の冷却原子集団を解放すると、原子は重力を受けて落下し正離調中空光ビーム内により下部チャンバに誘導される。誘導された Rb 原子はトラップ位置から 26 cm 下部の位置で二段階光イオン化によりイオン化され、-3 kV の負バイアスをかけたチャンネル電子増倍管によって検出される。二段階光イオン化では基底準位 $F=1$ と $F=2$ の原子を検出するために LD レーザーを $F=2$ から $F=3$ と $F=1$ から $F=2$ へロックする。そして波長 476.5nm の Ar イオンレーザーを中空光ビーム内に集光し照射する。Ti:Sapphire レーザーから出射された直径 10 mm のレーザービームを直径 2 mm のガウシアン・フィルタを通すことで中空光ビームを形成した。この時のビーム変換効率は 60% である。フィルタ通過後に $f=1200\text{mm}$ と $f=400\text{mm}$ のレンズを通りビーム径を調整した。この配置で中空光ビームが 60 cm の範囲でビーム形が崩れずに伝搬した。中空光ビーム強度は $I_0=270\text{ mW}$ で、トラップ位置と検出位置

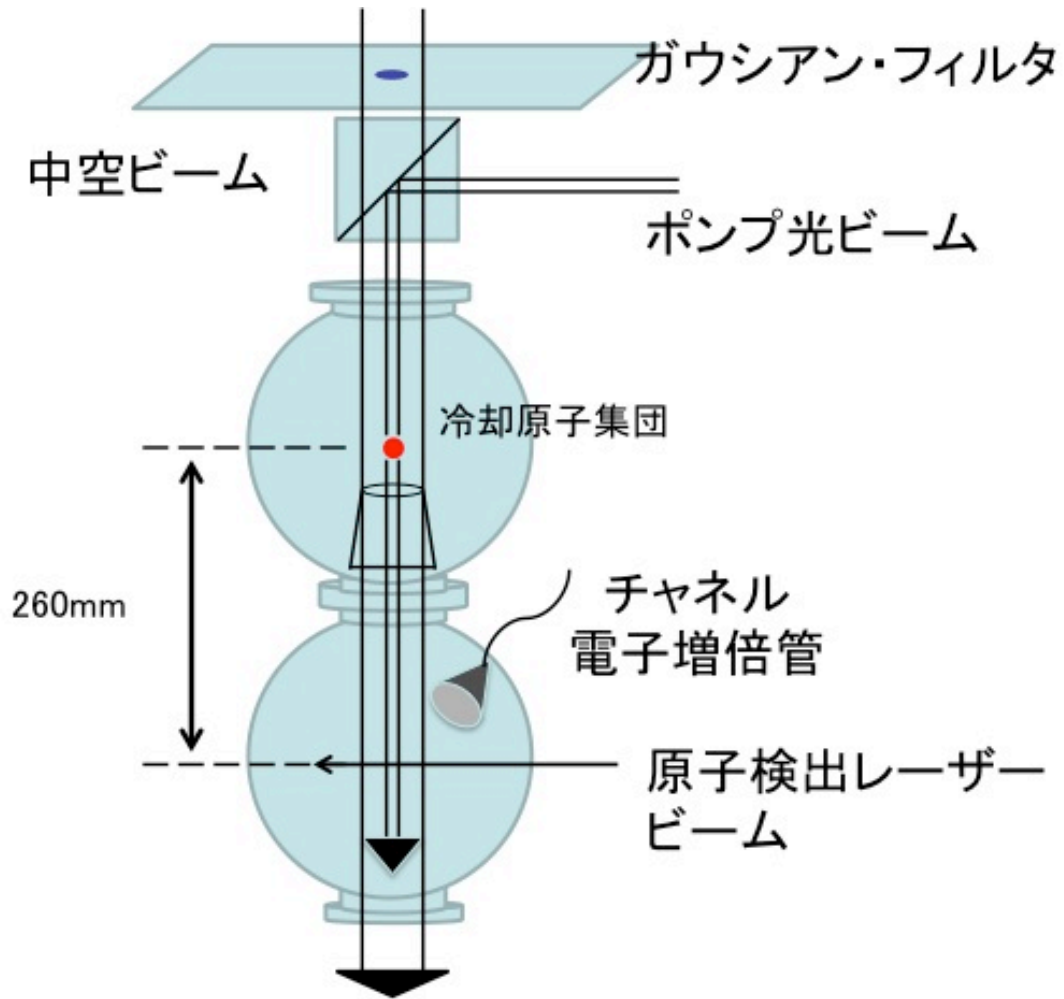


図 4.6: 原子誘導実験配置。正離調中空光ビームを用いた冷却原子集団の誘導実験配置。ガウシアン・フィルタを通して中空光ビームを形成し真空チャンバ内に導入する。直線偏光のポンプ光を中空部に重ねて導入する。誘導された Rb 原子は原子検出用のイオン化レーザーでイオン化されチャンネル電子増倍管 (CEM) で検出される。

での中空光ビームの内径の幅はそれぞれ 1.6mm と 1.1mm である。周波数離調 δ は $16 \times 2\pi\text{GHz}$ である。ポンプ光は中空光内の暗部中央に重ね照射し、強度 $0.2\mu\text{W}$ でビーム径はトラップ位置と検出位置でそれぞれ 0.55 mm と 0.45 mm である。イオン化レーザービームは $F=2$ から $F=3$ への遷移用 LD レーザーが強度 4.9 mW で、 $F=1$ から $F=2$ への遷移用半導体レーザービームが強度 1.1 mW で、Ar イオンレーザービームが強度 3 W であり、ビーム径は半導体レーザービームが $100\mu\text{m}$ で、Ar-ion レーザービームが $85\mu\text{m}$ である。これらの環境でのイオン化効率とチャンネルトロンの量子効率はそれぞれ 0.37 と 0.9 で、検出効率は 0.33 と見積もられる。

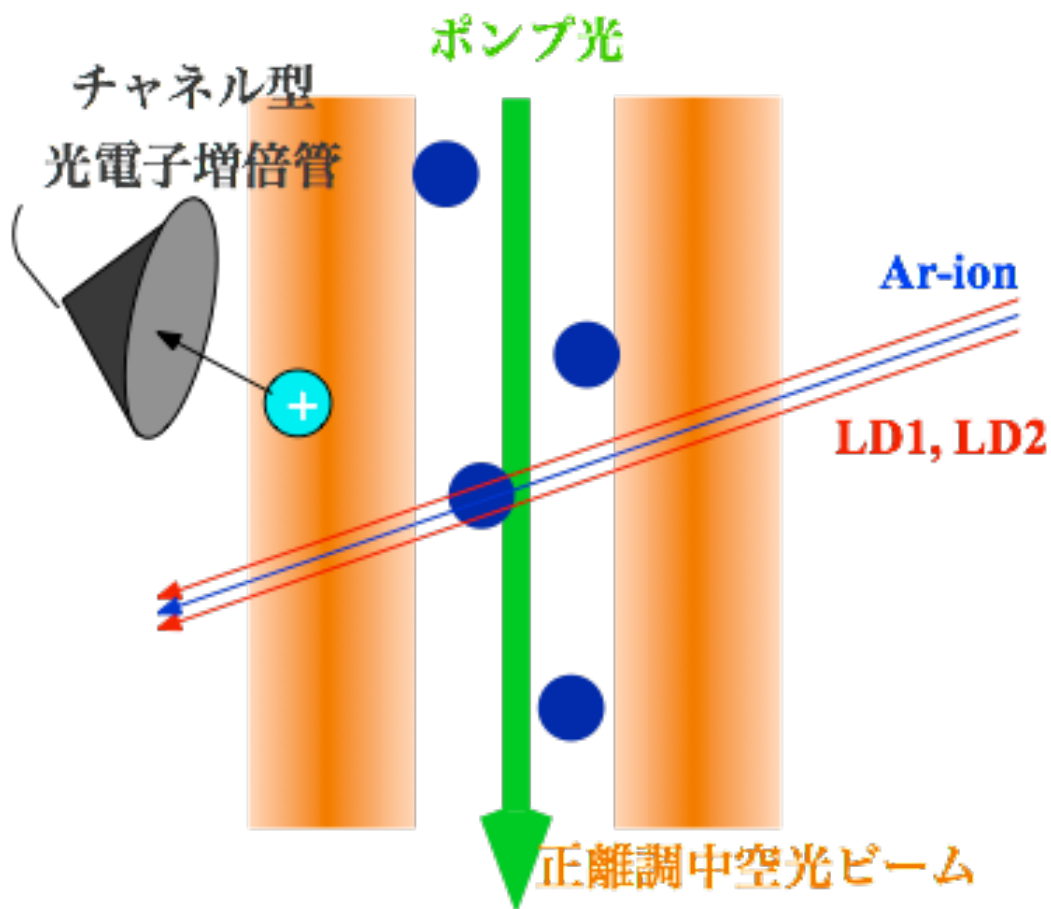


図 4.7: 二段階光イオン化

二段階光イオン化では原子をレーザー光を用いてイオン化する。イオン化された原子はチャンネル電子増倍管に印加された高電圧に引かれて捉えられる。イオンを捉えるとパルス電力が出力され、単位時間あたりの検出イオン数が計測される。この方法を用いることによって、原子種および量子状態を選択しての検出が可能となる。図 4.8 に Rb 原子のエネルギー準位図を示す。イオン化には3つの光源を用いる。周波数制御された2つの半導体レーザーによって原子を基底準位 $5S_{1/2}$ から励起準位 $5P_{3/2}$ に遷移させる。この時基底準位超微細構造準位 $F=1$ から $F=2$ の遷移を起こすことで基底準位超微細構造 $F=1,2$ 両方の原子を励起準位に遷移させる。そして Ar イオンレーザーによって励起準位からイオン化準位に遷移させる。Rb 原子には ^{85}Rb と ^{87}Rb の2つの同位体があり、その基底準位は2つの超微細構造準位に分かれてい

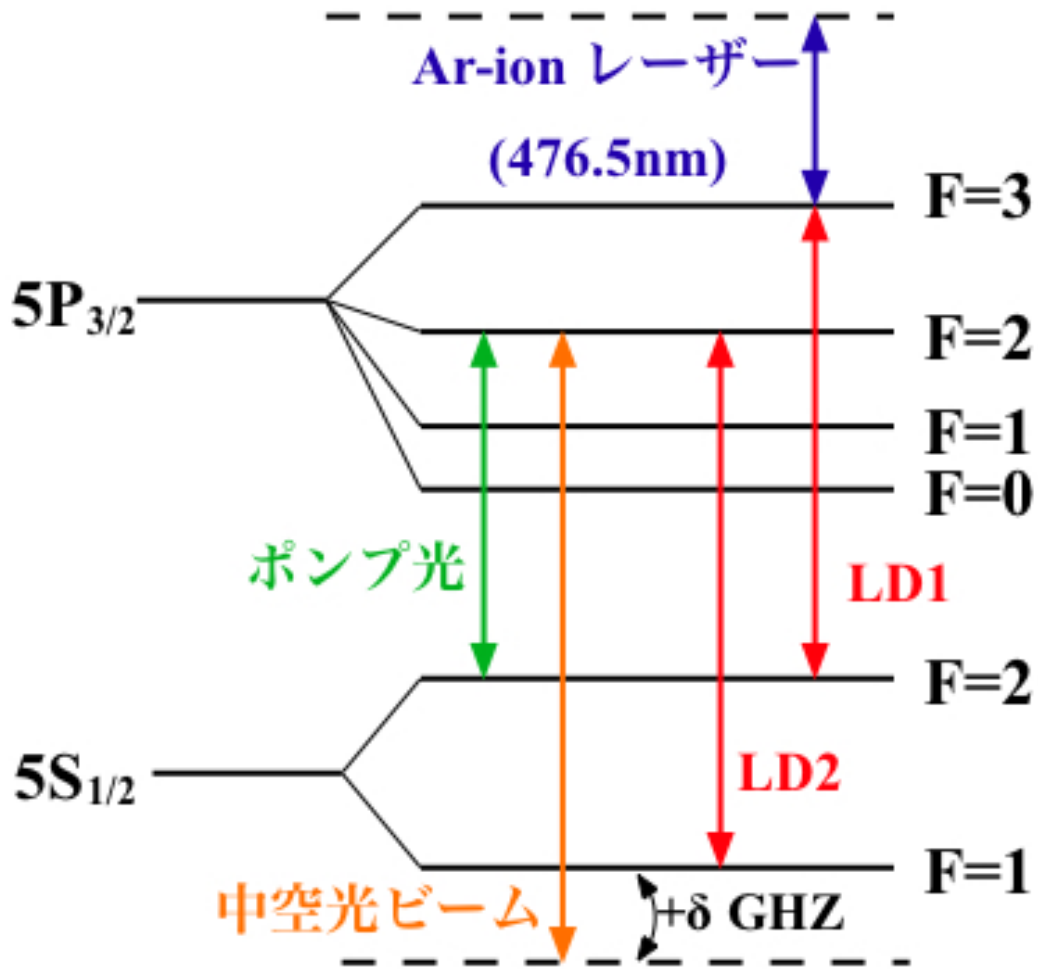


図 4.8: Rb のエネルギー準位図と使用するレーザー波長。

る。励起準位への遷移は半導体レーザーの周波数に一致した準位にある原子だけであり、その共鳴周波数を選ぶことで独立に検出することができる。半導体レーザーは外部共振器を用いた周波数制御により、目的の共鳴周波数で安定して発振する。

中空光ビームは LG_{05} で近似され、式 (4.4)、(4.1)、(4.2) より光ポテンシャルを求めると最大で $17\mu\text{K}$ のポテンシャルを形成することが分かる。この時中空光ビーム内に閉じ込め、誘導できる原子の最大運動速度は 5.7cm/s となり、平均温度 $9\mu\text{K}$ に冷却した原子集団が Maxwell-Boltzmann 分布の速度分布を持っているときの閉じ込め効率は 67% と見積もられ、捕獲できる原子の速度分布を図 4.9 に示す。

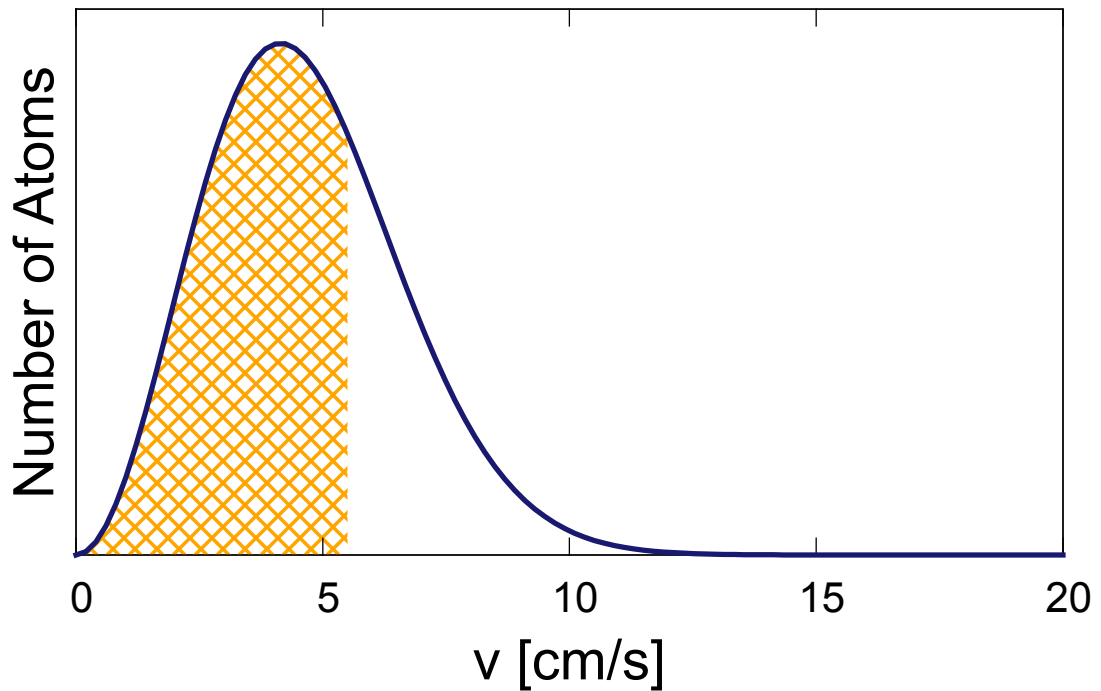


図 4.9: 中空光ビームによる斥力光ポテンシャルによる原子閉込め。10 μ K の冷却原子集団が、最大 17 μ K(最大閉じ込め速度:5.7cm/s) の光ポテンシャルによって 67%閉じ込められる。

4.4 冷却原子誘導実験

飛行時間 (TOF: Time of Flight) 法では原子検出用レーザーを照射して、その光軸上を通過する原子の検出信号の時間的な変化を見る [付録 A]。

中空光ビームの中心を横断するようにプローブビームを入射し、検出イオン数を計測した。図 4.10 は検出イオン数の時間発展を示し、MOT 解放時を 0s としたグラフである。全ての時間を積算して検出された合計イオン数としたものが表 4.1 である。中空光ビームのみの場合に比べてポンプ光を照射した場合のほうが検出イオン数は 1.6 倍増加した。この誘導効率の増加はポンプ光を照射したことによる Sisyphus 冷却と光ポテンシャルの増加の協同作用と考えられる。

次に中空光ビーム内での検出位置分布を調べ、閉じ込め効率を評価した。検出位置分布はプローブビームの位置をスキャンして計測した。その結果を図 4.11 に示す。赤線は式 (4.10) のガウス関数によるフィッティングで、半値全幅は 1.4mm である。

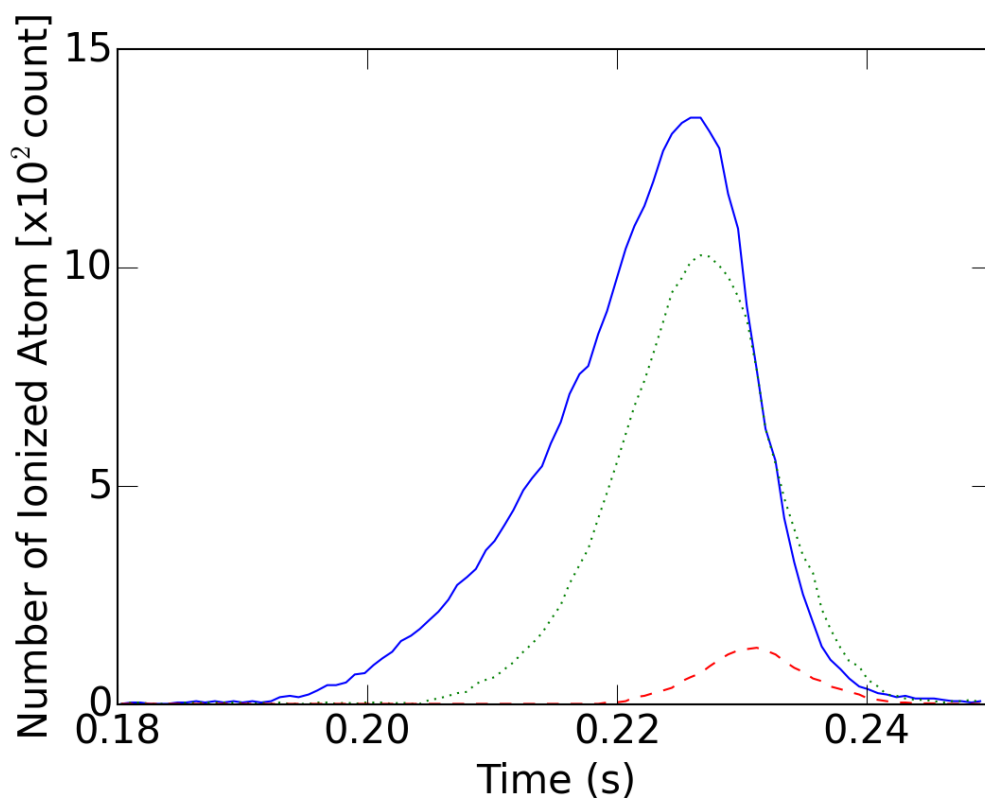


図 4.10: TOF 測定結果。プローブビームによりイオン化された原子数を示す。実線は中空光とポンプ光で、点線は中空光のみで、破線は中空光とポンプ光なしで冷却原子を誘導した場合。

$$\Phi(x) = \frac{A}{\sqrt{\pi}d_{atom}} \exp\left[-\frac{x^2}{d_{atom}^2}\right] \quad (4.10)$$

MOT 解放後、中空ビームにより閉込め・誘導され、検出位置でプローブビームを通過する原子数は式 (4.11) で表される。

表 4.1: 検出された合計イオン数

	中空光ビーム、ポンプ光なし	中空光ビームのみ	中空光ビーム + ポンプ光
合計イオン数	7.6×10^3	4.7×10^4	7.4×10^4

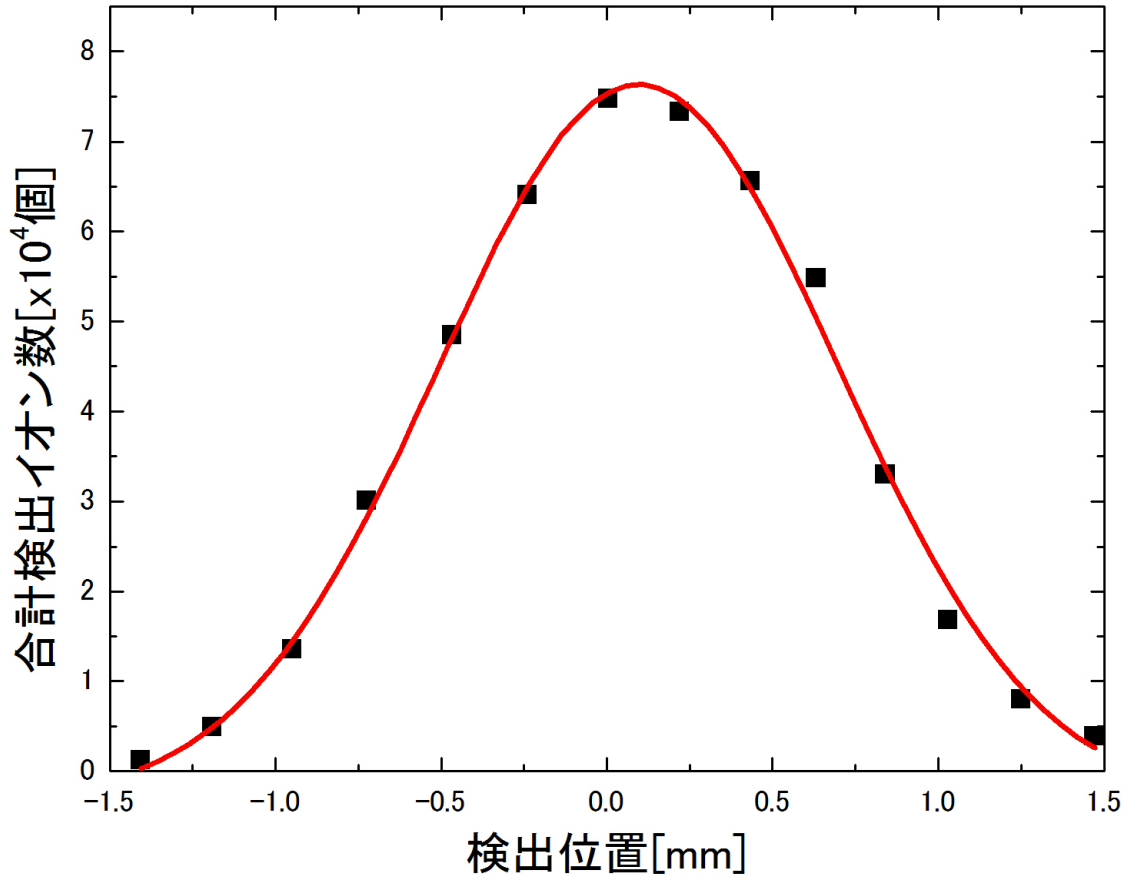


図 4.11: 中空光ビーム内を誘導された原子の検出位置。赤線はガウス関数でフィッティング。半値全幅は 1.4mm

$$\Phi = N_0 \int_{-d_i}^{+d_i} \frac{1}{\sqrt{\pi}d_{atom}} \exp\left[-\frac{x^2}{d_{atom}^2}\right] dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}d_{atom}} \exp\left[-\frac{y^2}{d_{atom}^2}\right] dy \quad (4.11)$$

N_0 は MOT により集められる原子数で 6×10^6 個、 d_i はプローブビーム半径で $42.5\mu\text{m}$ 、 d_{atom} は検出位置での原子広がり度で 0.83mm である。さらに、誘導された原子の誘導効率は次式で表され、イオン化検出効率は 0.33 である。式 (4.12) より誘導効率は表 4.1 のように中空光ビームのみの場合 0.40、中空光ビームとポンプ光の場合 0.63 と見積もられる。

$$\text{誘導効率} = \frac{\text{検出イオン数}}{\text{プローブビーム通過原子数} \Phi \times \text{イオン化検出効率}} \quad (4.12)$$

表 4.2: 中空光ビーム内径領域への到達率

	中空光ビーム、ポンプ光なし	中空光ビームのみ	中空光ビーム+ポンプ光
到達率 (誘導効率)	0.007	0.40	0.63

一方、中空光ビームとポンプ光を照射せずに、自由落下により冷却原子が中空光ビーム内径に相当する位置に到達する確率 η は、冷却原子集団の速度分布が Maxwell-Boltzmann 分布に従うとすると

$$f(r) = \exp \left[-\frac{r^2}{d_0^2 + \frac{4k_B T h}{mg}} \right]; \quad (4.13)$$

を用いて、

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2\pi \int_0^R r f(r) dr}{\int_0^\infty r f(r) dr} \\ &= 1 - f(R) \end{aligned} \quad (4.14)$$

で与えられる [5]。MOT 位置から 260mm 下部で、自由落下した原子が直径 $2R=1.6\text{mm}$ の領域で検出される確率は $\eta=0.007$ を得る。これは水平方向に速度を持つ冷却原子集団は解放後時間が経つと拡散してしまうことを意味し、中空光ビームとポンプ光を照射することで、直径 $2R=1.6\text{mm}$ の領域に 97 倍の原子が集められたと見積もられる。

ポンプ光を照射により原子が $F=1$ 状態にポンピングされより高い光ポテンシャルが形成されたことと Sisyphus 冷却によりエネルギーを失ったことに由来し、より高い閉込め・誘導効果が生じ、中空光ビームの光ポテンシャルによる原子の閉じ込めが有効に行われていると考えられる。

4.5 第4章のまとめ

中空光ビームによる冷却原子誘導を行い、内径 1.6mm の中空光ビーム内に半値全幅 1.4mm の分布で冷却原子が誘導されていることがわかった。誘導効率はポンプ光なしの場合 40% で、ポンプ光を照射し $F=1$ 基底状態に原子を集めた場合誘導効率は 63% に上昇した。離調 $\delta=1\text{GHz}$ 、中空光の外径 3mm、内径 $200\mu\text{m}$ 、パワー $I_0=1000\text{mW}$

とすると形成される光ポテンシャルは最大で $500\mu\text{K}$ 以上になり、ファネルの開口から出射された原子はほぼすべて中空光ビーム内を誘導される。中空光による原子誘導はファネル出射後の拡散を抑制することでき、直進性を持つ原子ビームとして有用である。

参考文献

- [1] M. Chevrollier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch and M. Ducloy: “High resolution selective reflection spectroscopy as a probe of long-range surface interaction : measurement of the surface van der Waals attraction exerted on excited Cs atoms”, *J. Phys. II*, **2**, 4, pp. 631–657 (1992).
- [2] J. Söding, R. Grimm and Y. Ovchinnikov: “Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling”, *Opt. Commun.*, **119**, 5-6, pp. 652–662 (1995).
- [3] H. Ito, K. Sakaki, W. Jhe and M. Ohtsu: “Atomic funnel with evanescent light”, *Phys. Rev. A*, **56**, 1, pp. 712–718 (1997).
- [4] S. Yamada and H. Ito: “Atom funnel running with evanescent light generated by a thick hollow light beam”, *Opt. Commun.*, **284**, 23, pp. 5440–5443 (2011).
- [5] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar and S. Chu: “Optical molasses and multi-level atoms: experiment”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 11, p. 2072 (1989).

第5章 表面プラズモン増強エバネッセント光ファネル

エバネッセント光ファネルの原子損失の原因の一つはエバネッセント光強度が原子反射に不十分であることである。エバネッセント光強度が弱いと冷却原子であっても反射することができず吸着ロスとなる。さらに、原子加熱の原因となる自然放出を減らすためには大きな離調を取ることが望ましいが、そうすると光ポテンシャルが低下してしまう。そのため励起用レーザー光強度と離調を保ったままでエバネッセント光強度を増強することが望ましい。これが実現すると、低出力レーザーの利用や、原子反射損失を極限まで減らした高出力原子ファネルへ利用できる。本章では表面プラズモンを利用したエバネッセント光の増強とエバネッセント光ファネルへの応用について述べる。

5.1 表面プラズモン

表面プラズモンとは金属表面に存在する自由電子波のモードで、近傍にエバネッセント光を伴いエネルギーは界面に集中している。まず半無限に広がった金属表面における表面プラズモンの分散関係を導く。媒質 1($z \leq 0$) と媒質 2($z > 0$) が平面界面 ($z=0$) で接している状態の時、界面に沿って x 軸方向に伝搬し界面から離れるにつれて指数関数的に減衰する電磁場はそれぞれの媒質中で次式で表される。

$$(z < 0) \quad \mathbf{H}_1 = (0, H_{y1}, 0) \exp[i(k_{x1}x - k_{z1}z - \omega t)] \quad (5.1)$$

$$\mathbf{E}_1 = (E_{x1}, 0, E_{z1}) \exp[i(k_{x1}x - k_{z1}z - \omega t)] \quad (5.2)$$

$$(z > 0) \quad \mathbf{H}_2 = (0, H_{y2}, 0) \exp[i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)] \quad (5.3)$$

$$\mathbf{E}_2 = (E_{x2}, 0, E_{z2}) \exp[i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)] \quad (5.4)$$

この電磁波は以下の Maxwell 方程式を満足する。

$$\nabla \times \mathbf{H}_j = \varepsilon_j \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_j}{\partial t} \quad (5.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_j = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_j}{\partial t} \quad (5.6)$$

$$\nabla \cdot \varepsilon_j \mathbf{E}_j = 0 \quad (5.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_j = 0 \quad (5.8)$$

ここで ε_j は物質の誘電率、 c は光速である。また次の連続の条件も満足する。

$$E_{x1} = E_{x2} \quad (5.9)$$

$$H_{y1} = H_{y2} \quad (5.10)$$

$$\varepsilon_1 E_{z1} = \varepsilon_2 E_{z2} \quad (5.11)$$

式 (5.9)、式 (5.10) より、 x 方向の波数ベクトル k_x の連続性が得られ、

$$k_{x1} = k_{x2} = k_x \quad (5.12)$$

となる。式 (5.5) より、次式が得られる。

$$k_{z1} H_{y1} = \frac{\omega}{c} \varepsilon_1 E_{x1} \quad (5.13)$$

$$k_{z2} H_{y2} = \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{x2} \quad (5.14)$$

式 (5.14) と、式 (5.9)、(5.10) より

$$H_{y1} - H_{y2} = 0 \quad (5.15)$$

$$\frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} H_{y1} + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} H_{y2} = 0 \quad (5.16)$$

が得られる。これらが解を持つ条件は

$$\frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} = 0 \quad (5.17)$$

であり、表面プラズモンの分散関係を与える。式 (5.5)、(5.6)、(5.14) より、 z 方向のそれぞれの媒質中の波数 k_{zj} と k_x の関係

$$k_x^2 + k_{zj}^2 = \varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (5.18)$$

が得られる。これにより式 (5.17) は次式のようになる。

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (5.19)$$

ここで、金属 ($\varepsilon_1 < 0$, $|\varepsilon| > 1$)/空気 ($\varepsilon_2 = 1$) の境界を考えると、 $k_x > \omega/c$ 、 k_{zj} は虚数となり、表面プラズモンに伴う電磁場は $z=0$ の界面で最大となり z 方向に指数関数的に減衰することがわかる。

金属の誘電率を $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1$ で $\varepsilon'_1 < |\varepsilon'_1|$ 、 $\varepsilon_2 > 0$ と仮定し、 $k_x = k'_x + ik''_x$ とすると

$$k'_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (5.20)$$

$$k''_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_1}{2(\varepsilon'_1)^2} \quad (5.21)$$

が得られる。式 (5.20) が実数であるための条件より、 $\varepsilon'_1 + \varepsilon_2 < 0$ および $\varepsilon'_1 \varepsilon_2 < 0$ が表面プラズモンが存在するための媒質の条件となる。2つの媒質のうち一方の誘電率または透磁率が負になる必要があり、金や銀は可視領域より低周波側で誘電率が負になるため表面プラズモンが存在する。

表面プラズモンの励起は式 (5.19) を満たすような光を入射すればよく、例えば図 5.1 に示す Kretschman 型の配置によって起こすことができる [1]。

このとき薄膜部分では多重反射による干渉を考慮する必要がある [2]。3層構造において干渉が生じる状況を図 5.2 に示す。入射光は境界 (0/1) で反射と透過が生じる。さらに境界 (0/1) からの透過光は境界 (0/1) において再び反射と透過が起こる。今回3層はそれぞれガラス/金属/空気であり、それぞれの境界におけるフレネルの反射係数は次式で表される。

$$r_{01}(\theta) = \frac{\varepsilon_m \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_g(\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta)}}{\varepsilon_m \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_g(\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta)}} \quad (5.22)$$

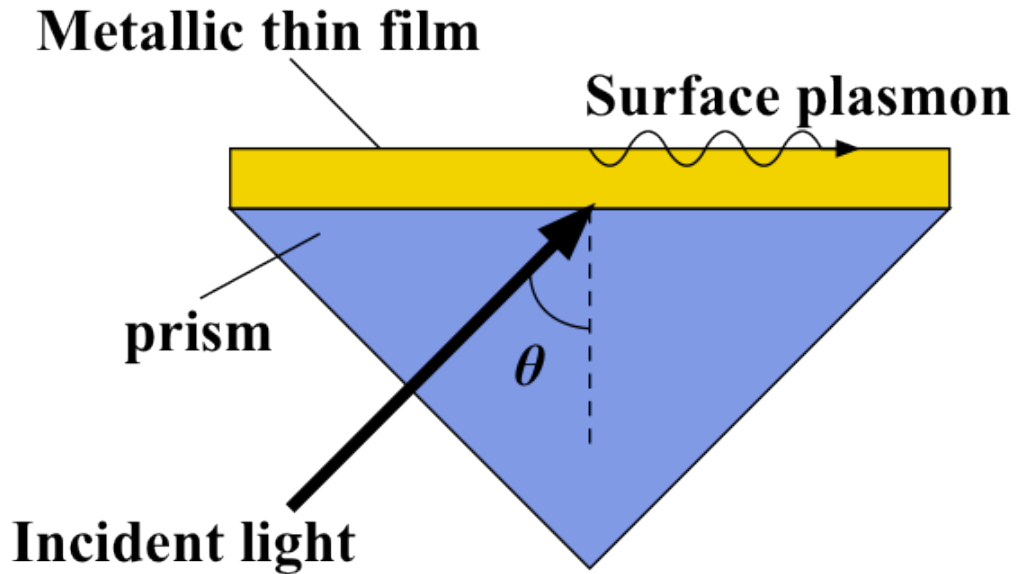


図 5.1: クレッチマン配置における表面プラズモン共鳴

and

$$r_{12}(\theta) = \frac{\sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta} - \varepsilon_m \sqrt{1 - \varepsilon_g \sin^2 \theta}}{\sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta} + \varepsilon_m \sqrt{1 - \varepsilon_g \sin^2 \theta}}. \quad (5.23)$$

入射光はp偏光で、 ε_m と ε_g は金属とガラスの誘電率を示す。式 (5.22)、(5.23) より、反射率の入射角依存性は次式で表される。

$$R(\theta) = \left| \frac{r_{01}(\theta) + r_{12}(\theta) \exp[4\pi i d \sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta} / \lambda]}{1 + r_{01}(\theta) r_{12}(\theta) \exp[4\pi i d \sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta} / \lambda]} \right|^2 \quad (5.24)$$

本研究では金属薄膜材料として金を用いた。理由は近赤外領域にプラズマ振動数を持ち、波長 780nm において誘電率の虚部が他の金属に比べて小さいためである [3]。これは励起された表面プラズモンの減衰が小さいことを意味し、そのような金属は金や銀があるが安定性から金を採用した。

薄膜基板の作製は合成石英ガラス上に、スパッタリングにより Au 薄膜を 45nm 作製した。作製した薄膜基板で表面プラズモン共鳴を全反射減衰法 (ATR: Attenuated Total Reflection) 配置における反射率測定 [4] により調べた。図 5.3 のように直角プリズム上に薄膜基板を接着し、エバネッセント光結合により表面プラズモンの励起を行った。表面プラズモン共鳴下では反射光が減少し、入射角をスキャンすると図

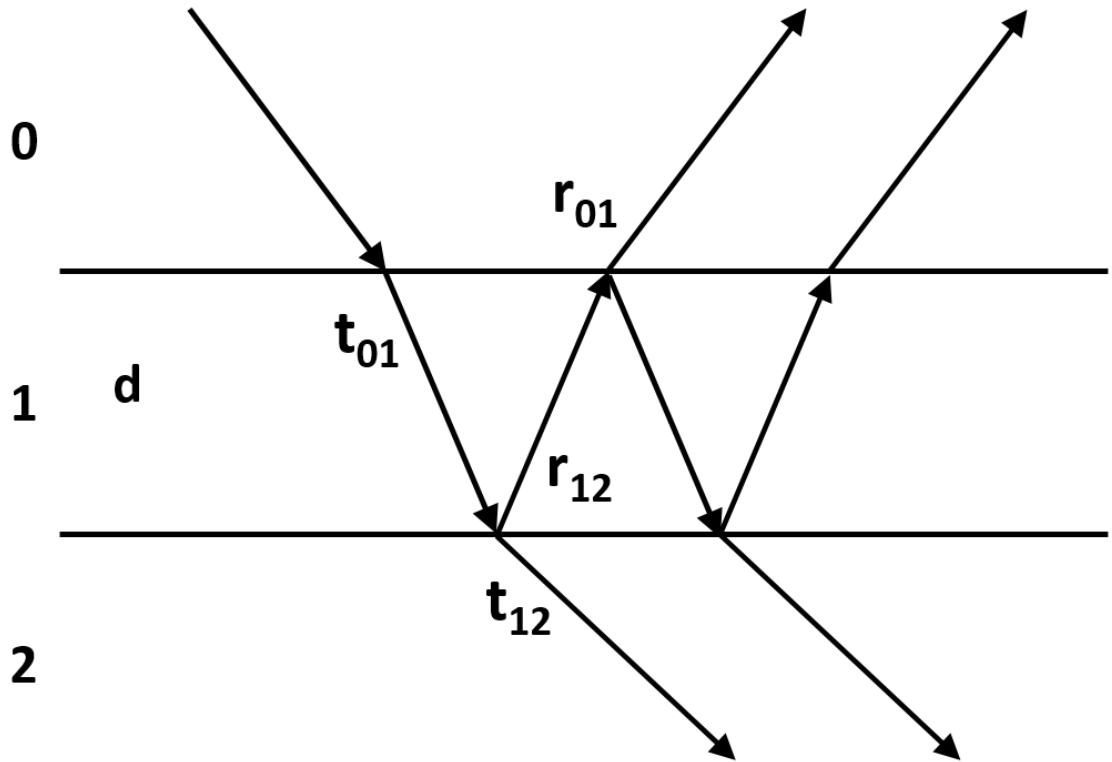


図 5.2: 3 層構造における透過と反射

5.4 に示すように、共鳴角は 44.6° であった。これは式 (5.24) で材料の誘電率、膜厚から予想される共鳴角 44.7° とほぼ等しく、表面プラズモン共鳴が起きていることが確認できた。

5.2 エバネッセント光強度測定

表面プラズモン共鳴下におけるエバネッセント光強度を測定し、従来のガラス基板上でのエバネッセント光強度と比較した増強度を評価した。ここで、ガラス基板上に p 偏光を入射し全反射により形成されるエバネッセント光強度 I_{TIR} は入射光を I_0 として次式で表される [5]。

$$I_{\text{TIR}}(\theta) = \frac{4\varepsilon_g \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta + \varepsilon_g^2 \sin^2 \theta - \varepsilon_g} I_0, \quad (5.25)$$

一方表面プラズモンにより形成されるエバネッセント光強度 I_{SPR} はフレネルの反射係数と透過係数を用いて次式で表される [2]。

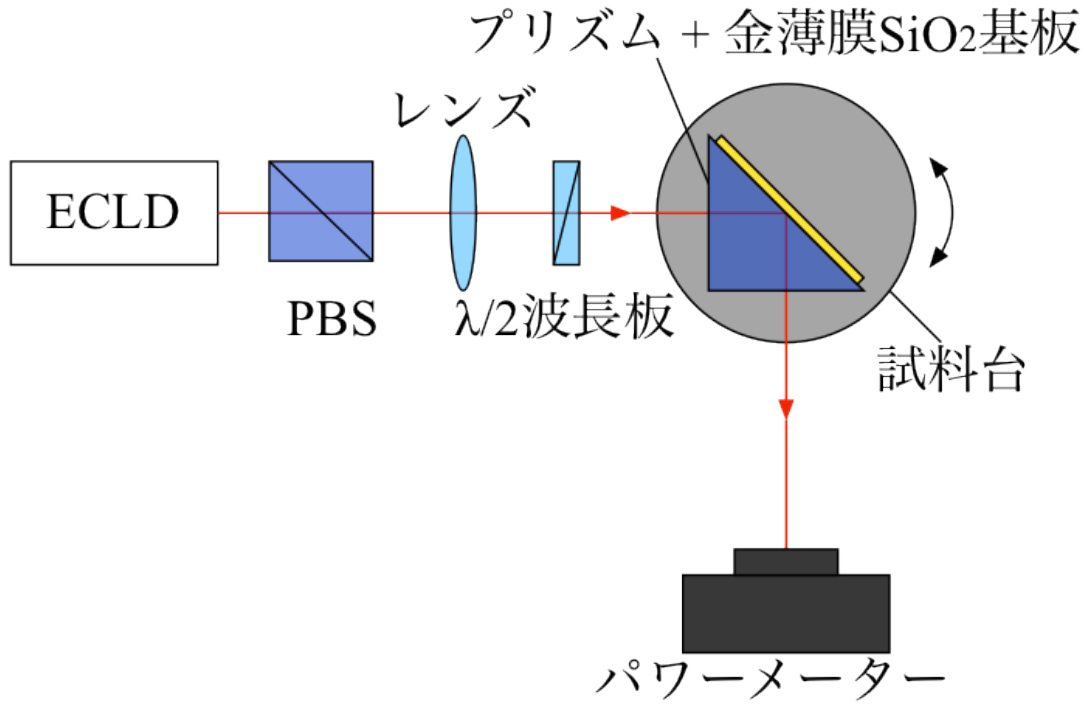


図 5.3: 反射率測定

$$I_{\text{SPR}}(\theta) = \varepsilon_g \left| \frac{t_{01}(\theta)t_{12}(\theta) \exp[2\pi i d \sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta / \lambda}]}{1 + r_{01}(\theta)r_{12}(\theta) \exp[4\pi i d \sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_g \sin^2 \theta / \lambda}]} \right|^2 I_0 \quad (5.26)$$

ここで、透過係数は

$$t_{01}(\theta) = 1 + r_{01}(\theta), \quad t_{12}(\theta) = 1 + r_{12}(\theta) \quad (5.27)$$

である。

図 5.5 に近接場光学顕微鏡 (SNOM: Scanning Near-Field Optical Microscope) を用いて表面近傍のエバネッセント光を測定した。半導体レーザーからの出力を変更し、を通して直線偏光にし、半波長板によって入射偏向を制御してプリズムに入射した。SNOM には開口 100nm の光ファイバプローブを使用し、プローブの特性を示す Q 値は 500 であった。プローブ開口をエバネッセント光領域に近づけると散乱により生じた伝搬光がプローブ内部を通り光電子増倍管 (PMT) に入力され、信号を得る。

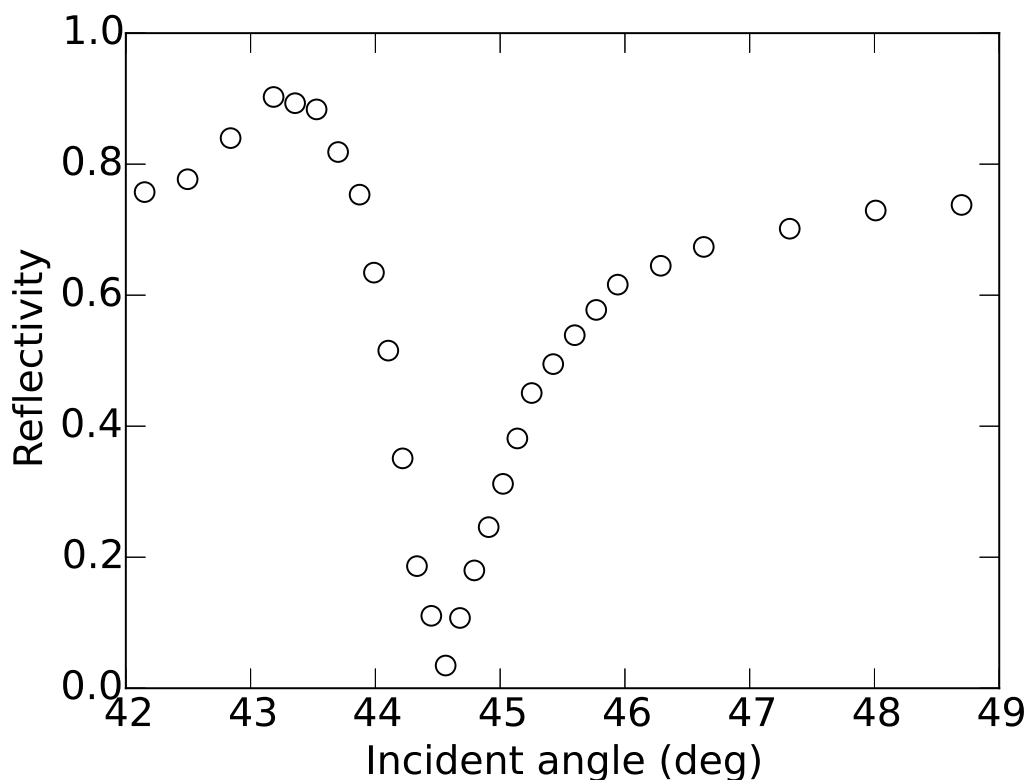


図 5.4: 反射率測定結果。反射率は角度 44.6 度で最小値。

プローブの位置は 3 軸 PZT と 1 軸 PZT により精密に制御されており、シアフォースによるフィードバックが表面 10nm 程度でかかるようコントロールされている。

図 5.6 に p 偏光と円偏光で表面プラズモンを励起した場合のエバネッセント光強度と、ガラス基板上でのエバネッセント光強度を示す。縦軸は相対値で、再接近距離でのガラス基板上でのエバネッセント光強度を 1 とし、横軸は表面からの距離を示している。エバネッセント光強度は指数関数的に変化し、表面近傍ではガラス基板における近接場光強度を 1 とすると、金属薄膜基板の場合 p 偏光で 14.4 倍、円偏光で 7.2 倍のエバネッセント光強度が得られた。さらに、共鳴条件下で直線偏光の偏光角を変えてエバネッセント光強度を測定した結果を図 5.7 に示す。偏光角 0 度は p 偏光、90 度は s 偏光示す。

式 (5.25)、(5.26) の比をとるとエバネッセント光の増強度の理論値が求まり、今回の実験パラメータを代入すると 18 倍の増強が期待された。実験結果は金属表面での

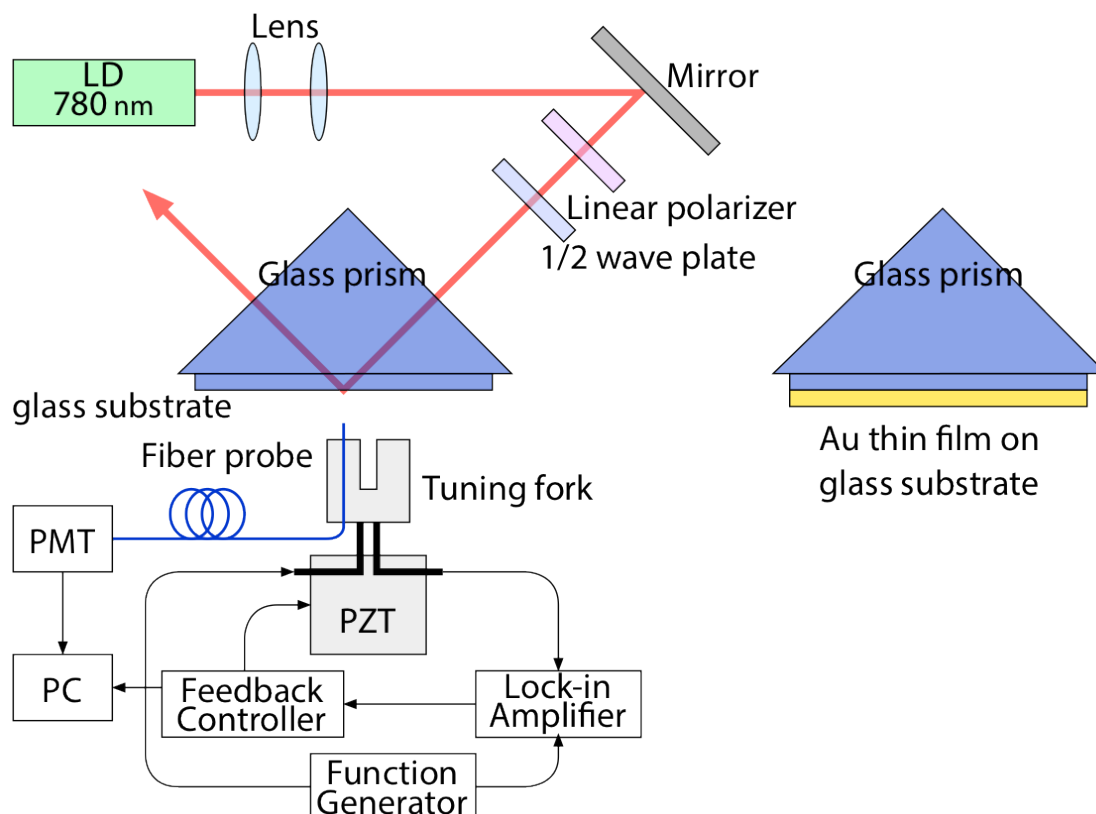


図 5.5: SNOM 測定実験配置

粗さの影響により理論値に及んでいないと考えられるが、それでも高い増強度を示しておりエバネッセント光ファネルにおいて原子反射ポテンシャルの向上に多いに役立つと見られる。

5.3 ファネル構造

表面プラズモンはp 偏光で最も強く励起される。一方でファネルで利用する場合はファネル表面全てに対してP 偏光で励起することはできないため、形状依存性を調べる必要がある。図 5.8 に示した3つの形状のファネルを考える。いずれの場合も比較する際はファネルの出射口径と斜面の角度は同じで、異なるのは面の数である。(円錐形は360面を持つものとして考えた。)

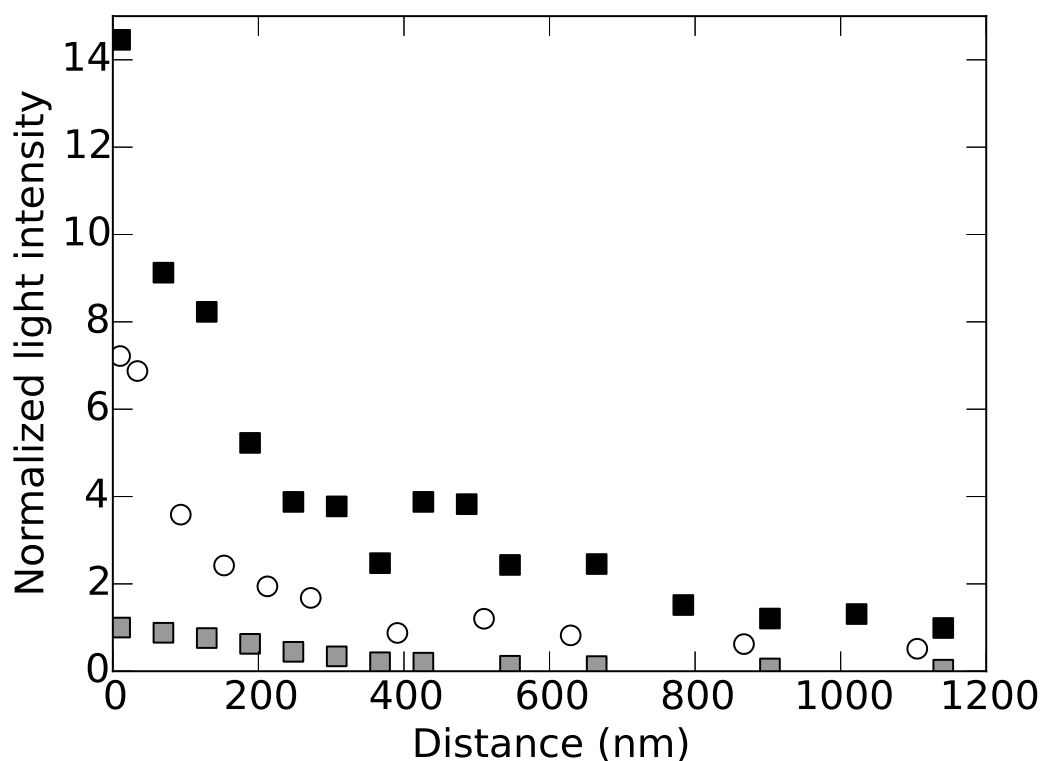


図 5.6: 共鳴条件下でのエバネッセント光強度の表面からの距離依存性。黒四角は p 偏光励起の場合で、白丸は円偏光励起の場合。灰色四角は金薄膜のないガラス表面でのエバネッセント光の場合。

5.4 幾何学的特性

まず三角錐形ファネルについて、円偏光と直線偏光ではどちらがフラックス強度の増強が見込めるかモンテカルロシミュレーションを行い評価した。三角錐形では 1 面に対して p 偏光で入射すると他の 2 面に対しては偏向角がずれた入射となる。この場合エバネッセント光は 1 面には p 偏光での増強度で励起され、他の 2 面には偏光角 60 度の場合の増強度で励起される。一方で円偏光を入射した場合はすべての面に均一な増強度が得られる。このような条件のもとで円偏光と直線偏光の 2 つの偏光特性についてプロットしたものが図 5.9 である。縦軸はフラックス強度を示し、横軸に入射光強度を示している。丸は円偏光による励起の場合で、四角は直線偏光による励起の場合。この結果より、直線偏光で励起した場合に比べ円偏光のほうが

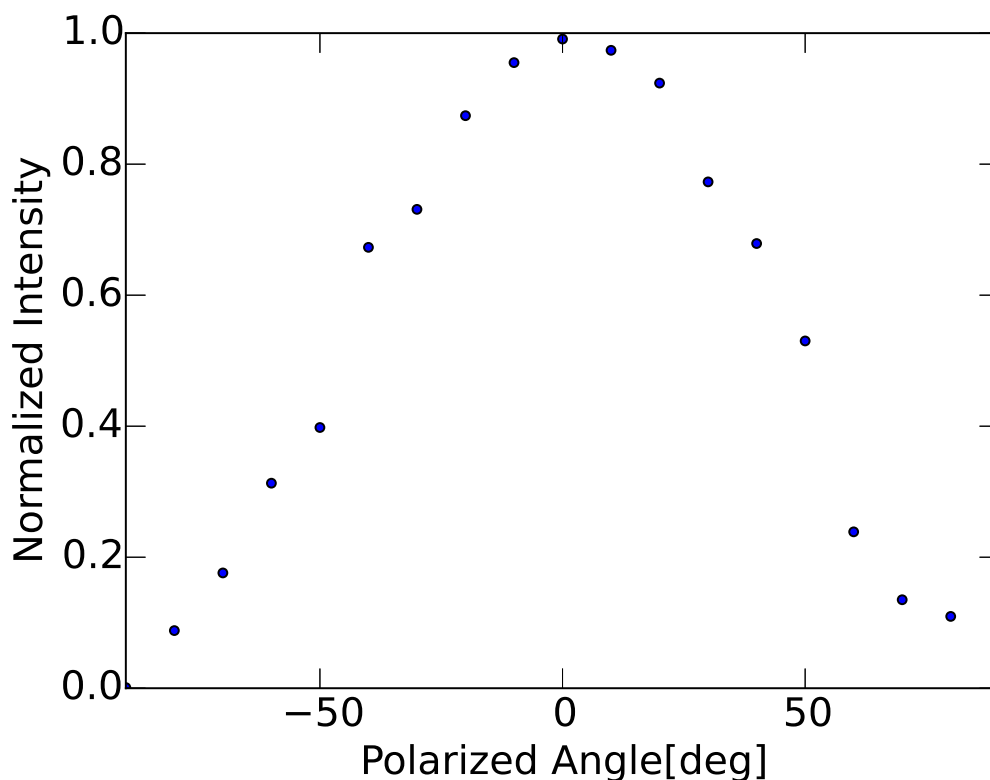


図 5.7: 近接場光強度の入射光偏光角特性。偏光角 0 度と 90 度はそれぞれ p 偏光と s 偏光を示す。

高いフラックス強度を示すことがわかった。

三角錐形状のファネルにおいて円偏光励起が良いことがわかったので、他の 2 形状についても同様に偏光特性を調べた。図 5.10 は 3 つのファネル形状において円偏光と直線偏光で励起した場合のフラックス強度の入射光強度の依存性を示す。いずれの形状でも円偏光を用いた場合が高いフラックス強度が見込まれることがわかった。さらに円錐形が最も高いフラックスが見込め、次に四角錐、三角錐の順になることがわかった。円錐形と四角錐形でフラックス強度が飽和しているのは、ファネル内での原子反射に十分な強度のエバネッセント光が励起されており、損失がほぼなくなるためと考えられる。

さらに、このような幾何学的な特性が出る原因について、ファネル内での原子損失位置をシミュレートすることで調べた。図 5.11 は直線偏光励起の場合のファネル

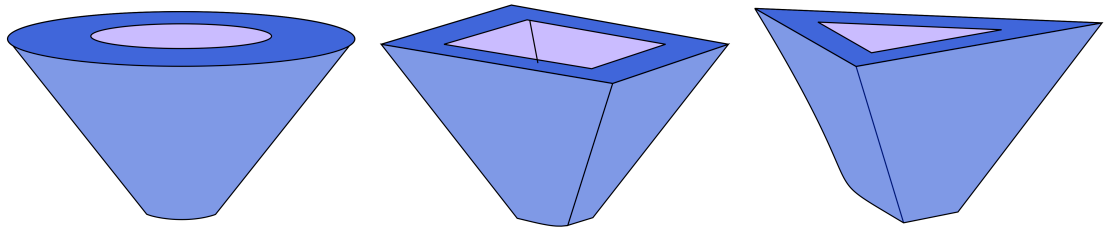


図 5.8: ファネル形状. (a) 円錐形 (b) 四角錐形 (c) 三角錐形

内部での原子が基板に衝突し損失となった点をプロットしたものである。損失の場所は原因はエバネッセント光強度不足であり、やはり幾何学的構造を持つファネルオプティクスに直線偏光で表面プラズモンを励起するのは得策ではないといえる。一方で円偏光励起の場合の損失位置プロットを図 5.12 に示す。この場合すべての面に対して対称に損失が起こっていることが分かる。損失が起こる位置は面と面の境界部分に偏っており。これは下部から円形ビームでエバネッセント光を励起しているため、角の部分は辺の部分に比べ中心からの距離が遠くなりエバネッセント光強度が不足するためと考えられる。図 5.12 を見ると中心部分にはっきりと空白部があり、周囲に損失位置が密集していることを考えると、最適なビーム直径があると考えられる。

最適なビーム直径を調べるためにモンテカルロシミュレーションを行い 3 形状についてプロットしたものが図 5.13 である。円偏光励起を行い中空ビーム外径を変化させた場合の最適値はいずれの形状も 10cm であることがわかった。この時のフラックス強度は $10^{11} \text{atom/cm}^2\text{s}$ を超え、従来のファネルシステムの出力より約 1 桁の出力増強が見込まれる。

さらに、ファネル開口径を小さくするとさらなる高フラックス強度化が期待できる [6]。図 5.14 は開口径 ω_{in} を微小化した場合のフラックス強度のシミュレーション結果を示しており、円錐形ファネルにおいて開口 $10\mu\text{m}$ で $10^{14} \text{atom/cm}^2\text{s}$ のフラックス強度得られると見積もられる。

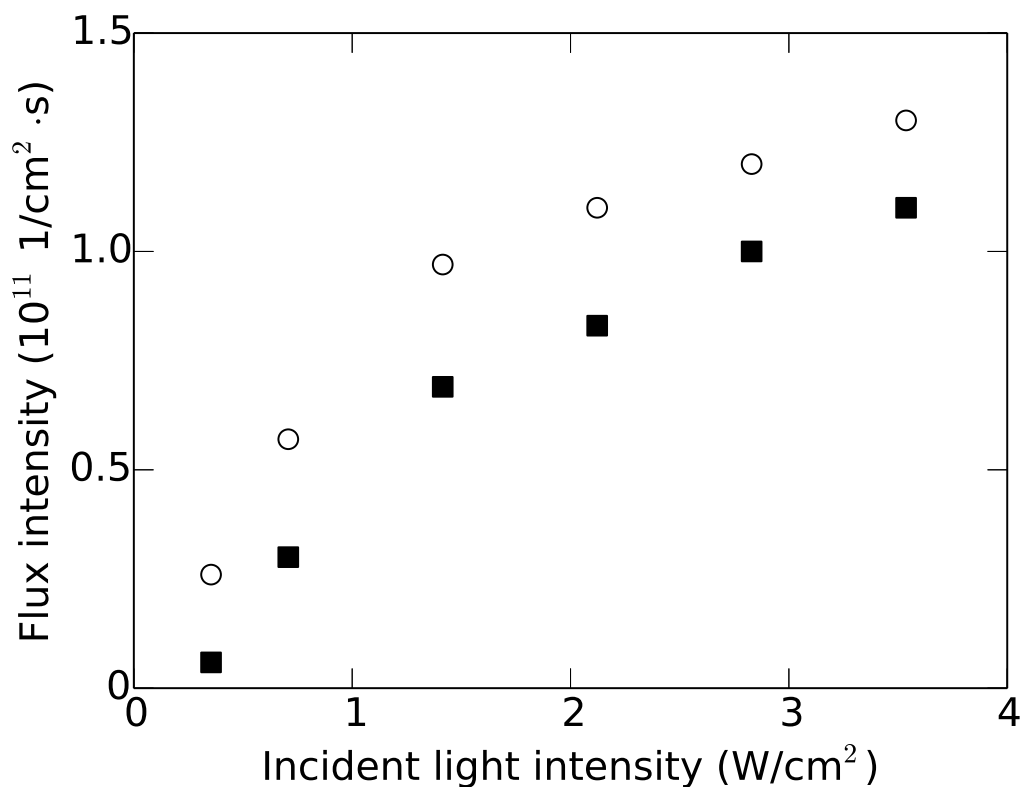


図 5.9: 三角錐形ファネルフラックス強度。白丸は円偏光。黒丸は直線偏光

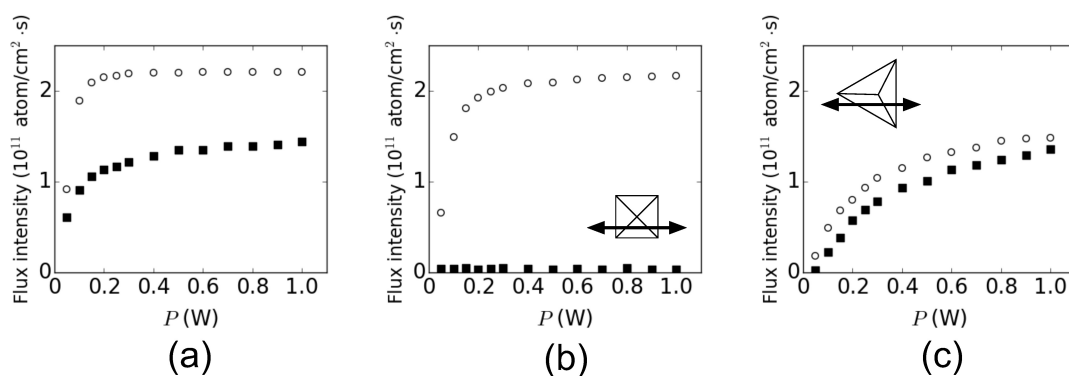


図 5.10: 3 形状のフラックス強度の入射光強度依存性。(a): 円錐形状 (b) 四角錐形状 (c) 三角錐形状。それぞれ丸は円偏光励起、四角は直線偏光励起を示す。直線偏光の向きを矢印で示している。

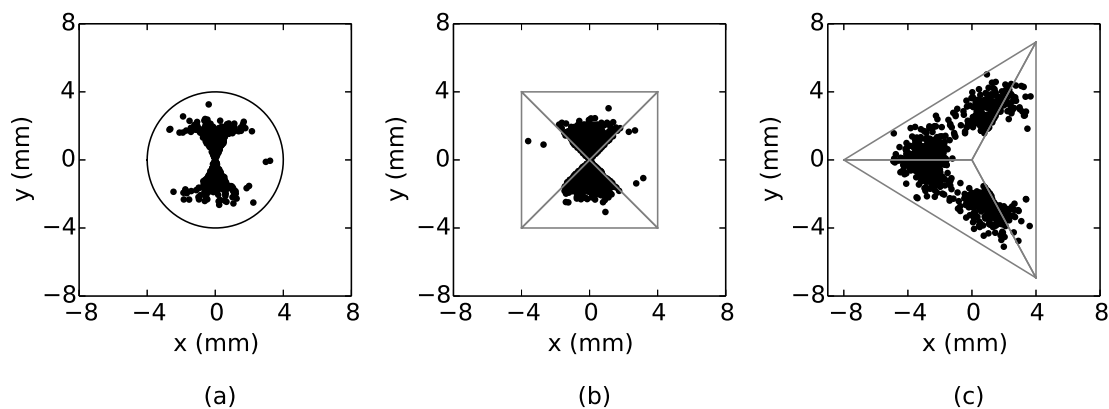


図 5.11: 直線偏光励起によるファネル内原子の損失位置プロット. (a) 円錐形 (b) 四角錐形 (c) 三角錐形

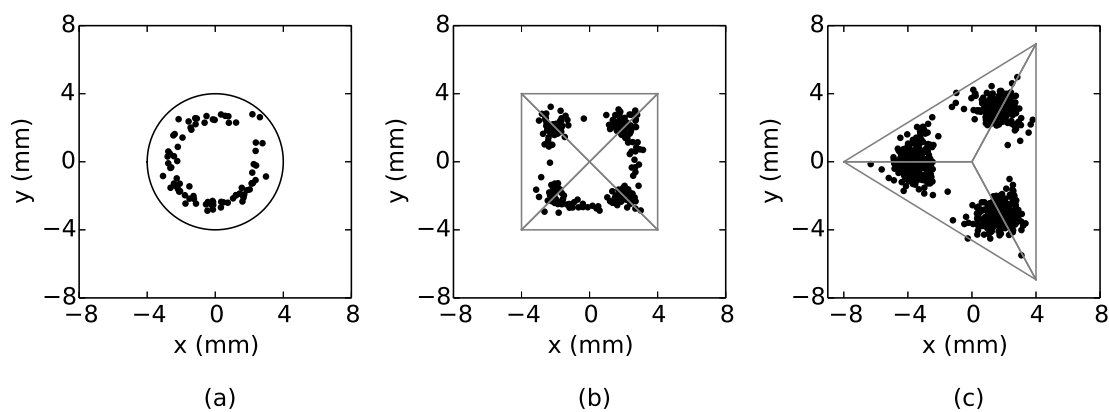


図 5.12: 円偏光励起によるファネル内原子の損失位置プロット. (a) 円錐形 (b) 四角錐形 (c) 三角錐形

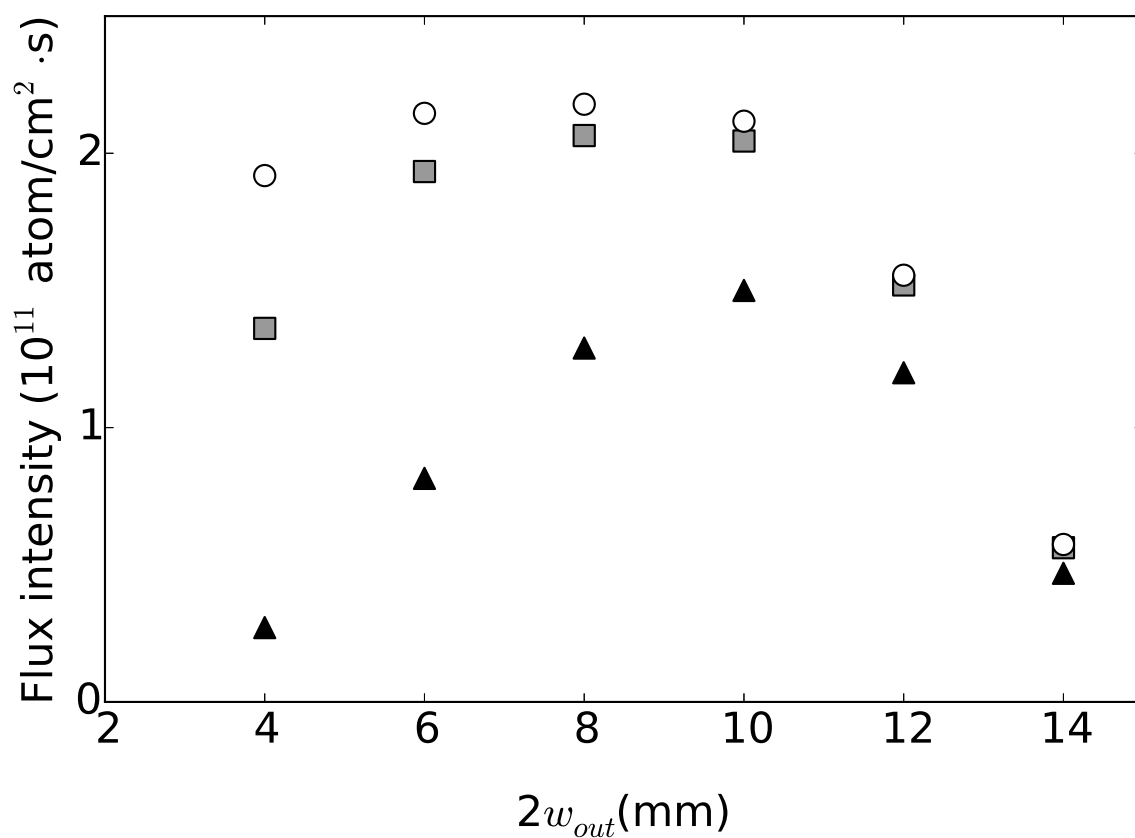


図 5.13: ファネル形状特性. 丸：円錐形 四角：四角錐形 三角：三角錐形

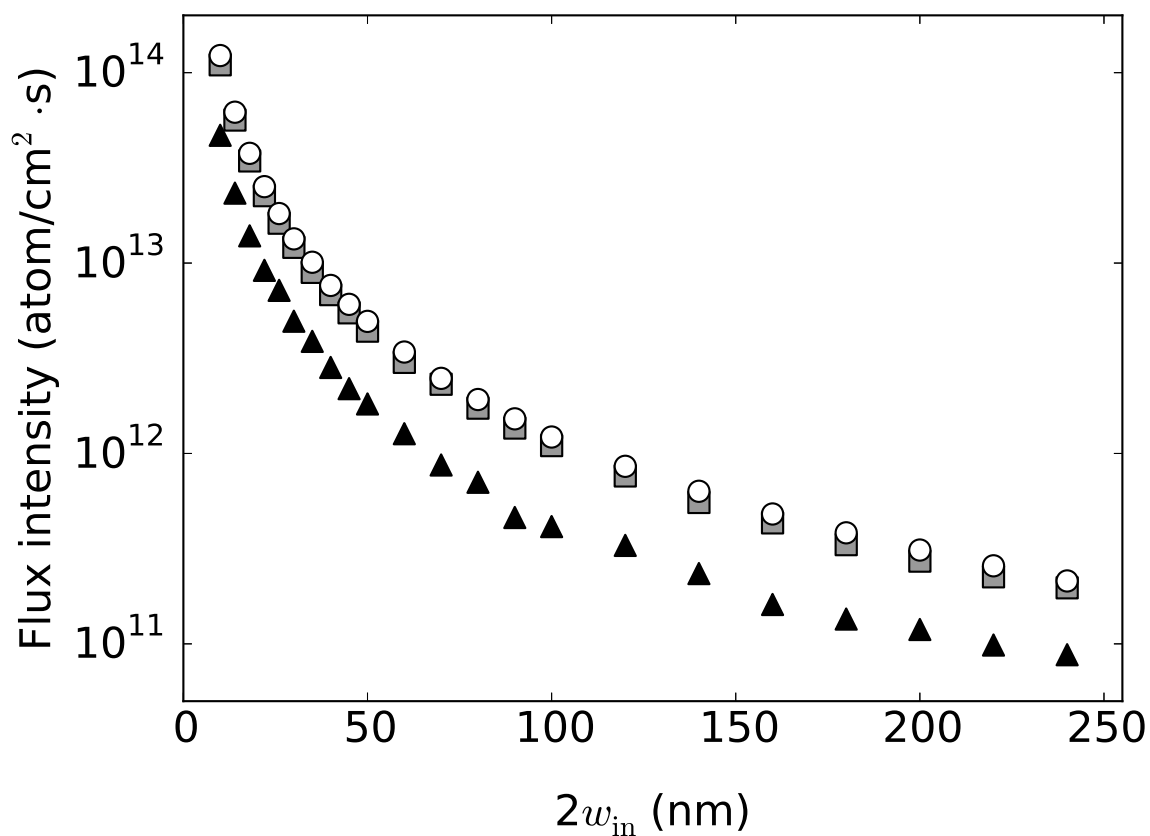


図 5.14: フラックス強度の出射口径依存性のシミュレーション結果。内径 ω_{in} =出射口径、外径 ω_{out} =6mm、光パワー 200mW の円偏光をファネルに照射し表面プラズモンを励起した場合。丸点は円錐形、四角点は四角錐形、三角点は三角錐形ファネルの結果を示す。

5.5 第5章のまとめ

ファネル内部でのエバネッセント光強度不足による原子損失を抑制するために表面プラズモン増強を利用した。Au45nm 薄膜基板上約 10nm の位置でのエバネッセント光強度はガラス基板上的エバネッセント光に比べ p 偏光で 14.4 倍、s 偏光で 0.0 倍、円偏光で 7.2 倍の増強を得た。幾何学的特性を評価するためにモンテカルロ・シミュレーションを行い円錐形、四角錐形、三角錐形でどの形状を用いて、どの偏光でエバネッセント光を励起するのが最適かを調べた結果、円錐形ファネルに円偏光励起するのが最適と分かった。励起光とファネル形状の最適化より、表面プラズモンを利用したファネルシステムでは $10^{11} \text{atom/cm}^2 \text{s}$ を超えるフラックス強度が見込まれ、同様に解析した従来のファネルシステムの出力より 1 桁多い出力が得られると見積もられる。

参考文献

- [1] E. Kretschmann and E. Kröger: “Reflection and transmission of light by a rough surface, including results for surface-plasmon effects”, J. Opt. Soc. Am., **65**, 2, p. 150 (1975).
- [2] H. Raether: “Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings”, Vol. 111 of Springer Tracts in Modern Physics, Springer Berlin Heidelberg (1988).
- [3] P. B. Johnson and R. W. Christy: “Optical constants of the noble metals”, Phys. Rev. B, **6**, 12, pp. 4370–4379 (1972).
- [4] W. P. Chen and J. M. Chen: “Use of surface plasma waves for determination of the thickness and optical constants of thin metallic films”, J. Opt. Soc. Am., **71**, 2, p. 189 (1981).
- [5] John David Jackson: “Classical Electrodynamics”, Vol. 67, Wiley (1975).
- [6] H. Kashiwagi and H. Ito: “Atom Funnel with a Micron-Sized Outlet Using Evanescent Light”, Jpn. J. Appl. Phys., **49**, 1, p. 012001 (2010).

第6章 ファネル-中空光ビームカプラー

互いに微小な中空径を持つファネルオプティクスと中空光ビームの結合が不完全な場合、励起されるエバネッセント光強度が低下するだけでなく、散乱光・迷光を生じ冷却原子の加熱を引き起こし出射原子数の損失につながる。そのためファネル-中空光ビームを効率よく結合し、なおかつ散乱光・迷光を抑制する構造のカプラーが求められる。本章では散乱光・迷光を抑制するためのカプラー構造と3Dプリンターを用いた作製、及び作成したカプラーの評価について述べる。

6.1 カプラー構造

エバネッセント光ファネルシステムで用いるファネルオプティクスや中空光ビームの中空径は数 μm ～数百 μm と小さく、迷光の影響により原子の擾乱が生じやすい。図6.1に開口径200 μm のファネルオプティクスにおける擾乱の影響を考慮した場合と考慮しない場合のフラックス強度のモンテカルロシミュレーション結果を示す。迷光による擾乱を考慮しない場合は中空径を小さくしてゆくとファネル出射口近傍のエバネッセント光強度が強くなり、フラックス強度も増加する。しかし、実際には迷光により擾乱生じ出射口付近の原子が吹き飛ばされて損失となるため、中空径を小さくし過ぎると出力が低下する。つまり、開口付近のエバネッセント光強度確保と迷光低減は、互いにトレードオフの関係にあるフラックス損失要因である。

図6.2に、これまでに実験で得られたフラックス強度をビーム中空径の関数として示す。開口径240 μm 、ビームパワー560mW、ビーム外径4.5mm、励起光離調1.2GHzである。実験値でも図6.1の解析結果と同様に、小さな中空径のときはフラックスが低下している。このことから、迷光による擾乱が実際に起きていることが確

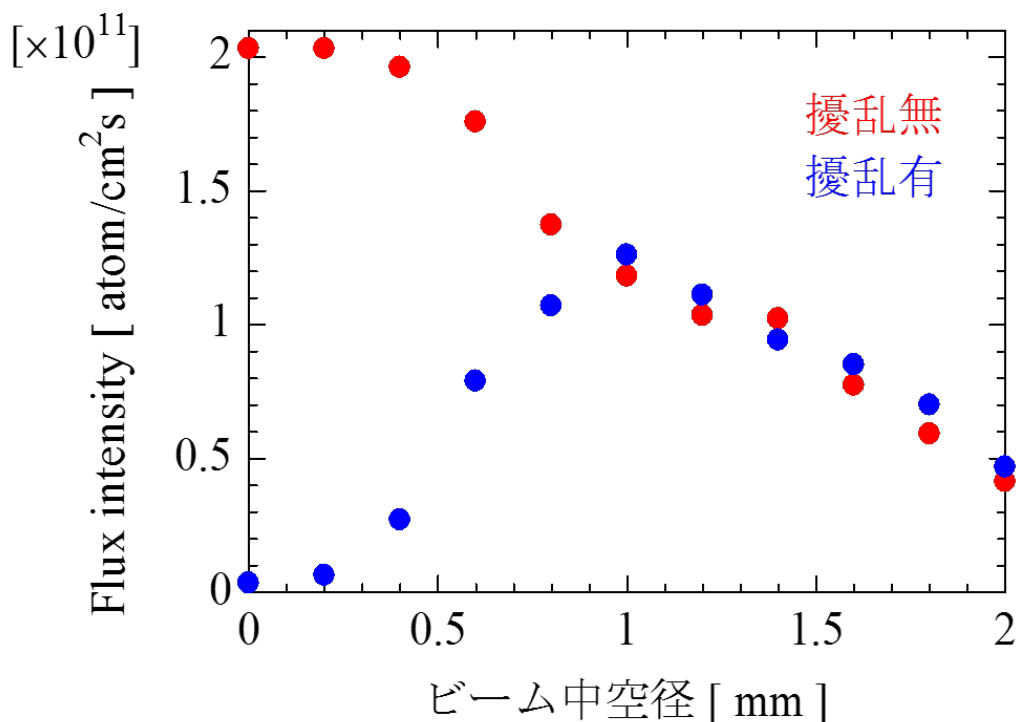


図 6.1: フラックス強度の中空光ビーム中空径依存性のモンテカルロ法による見積もり。ファネル内への迷光により擾乱が起きるため、中空径を小さくし過ぎるとフラックス強度が低下する。逆に中空径を大きくし過ぎると海溝付近におけるエバネッセント光強度が弱まりフラックス強度が低下する。

認できる。ここで現在のシステムにおける、ファネルと中空ビームの結合効率を大まかに見積もる。表 1.1 に中空径 200 μm のときのフラックス強度について、実験値、解析値（擾乱有・無）をそれぞれ示す。実験値と解析値（擾乱無）のフラックス比をとることで、結合効率を約 10% と見積もった。また、実験値と解析値（擾乱有）を比べるとフラックスは数%程度しか変わらない。このことから、結合効率低下要因のほとんどは擾乱によるものであるといえる。そこで擾乱による影響を無くすべく、中空径の大きな中空光ビームでエバネッセント光を効率よく励起するためのカプラー構造を設計した。カプラー導入により擾乱を無くすことで、開口 240 μm においてフラックスを 1 桁程度上げることができると考えられる。

図 6.3 に全反射型カプラー構造を示す。この構造はファネルオプティクス下部にファネルオプティクスを反転した構造を持ち、下部から入射した中空光ビームが全

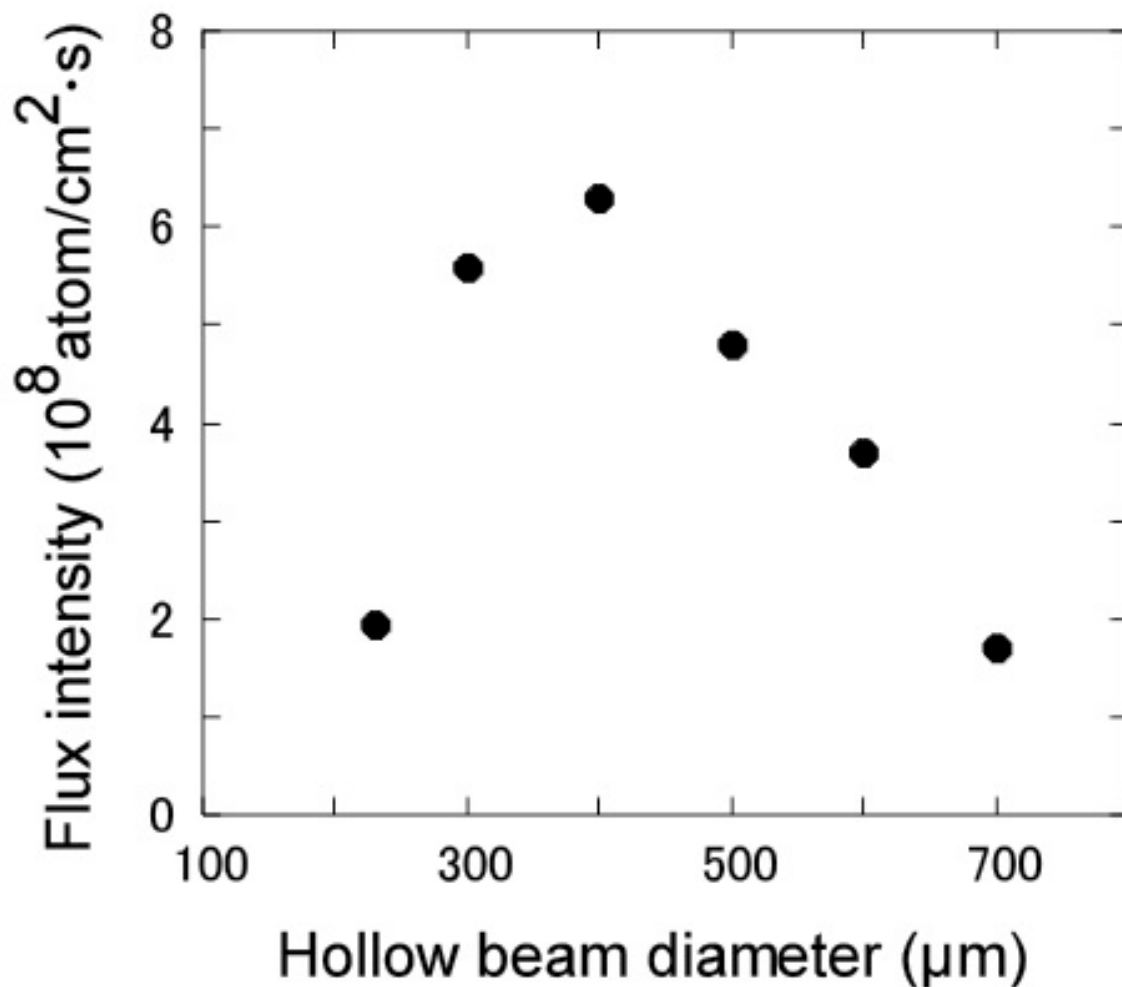


図 6.2: フラックス強度の中空径依存性の実験値。開口 240 μm 、ビームパワー 560mW、ビーム外径 4.5mm、励起光離調 1.2GHz。解析結果と同様に小さな中空径ではフラックス低下がみられることから、擾乱の影響を確認できる。

反射を経てファネルに結合しエバネッセント光を形成する。一方、中空光ビーム中心付近の光は図 6.4 に示すようにカプラー内壁を屈折しながら進み、出射口付近の原子に影響を与えない構造になっている。

図 6.5 に屈折透過型のカプラーを示す。ファネルオプティクス下部にファネルオプティクスと似た形状でギャップを設けて接合する。この場合、ファネル出射口径よりも大きな中空径を持つ中空光ビームを入射すると、カプラー内部で屈折し、中空形状が縮小されてファネルに結合する。ビーム中心付近の光は図 6.6 に示すようにカプラー先端付近で全反射を起こし出射口付近には到達しない構造になっている。

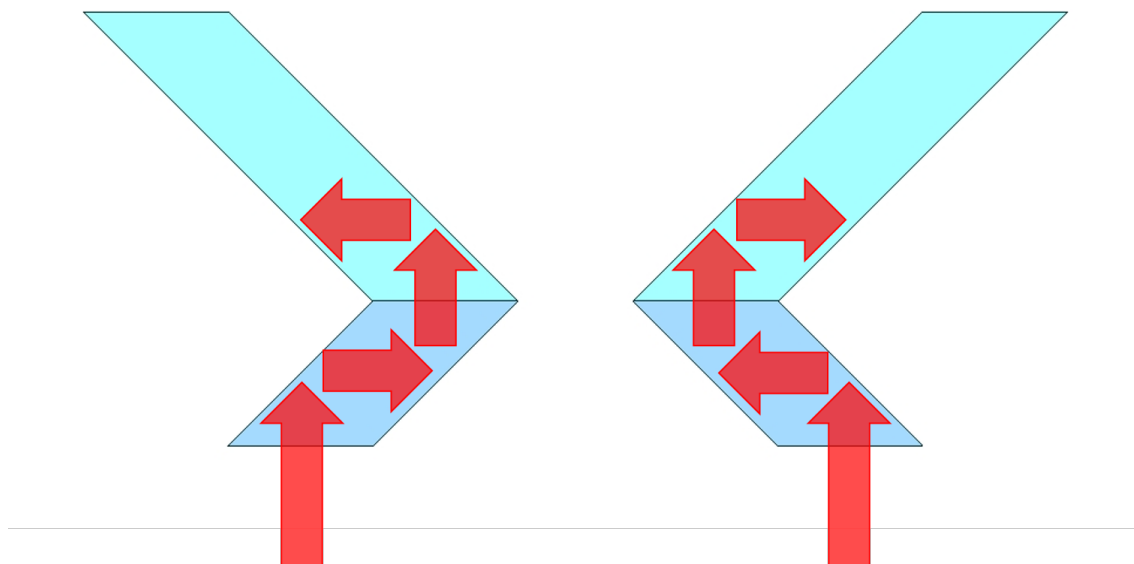


図 6.3: 全反射型構造。ファネル出射口よりも大きな中空径を持つ中空光ビームをカプラーに入射し、全反射によりファネルへ結合する。

表 6.1: 実験値と解析値 (擾乱無/有) のフラックス強度比較

	Flux Intensity [$\times 10^8 \text{atom/cm}^2 \times \text{s}$]
実験値	6.2
解析値 (擾乱無)	48
解析値 (擾乱有)	6.6

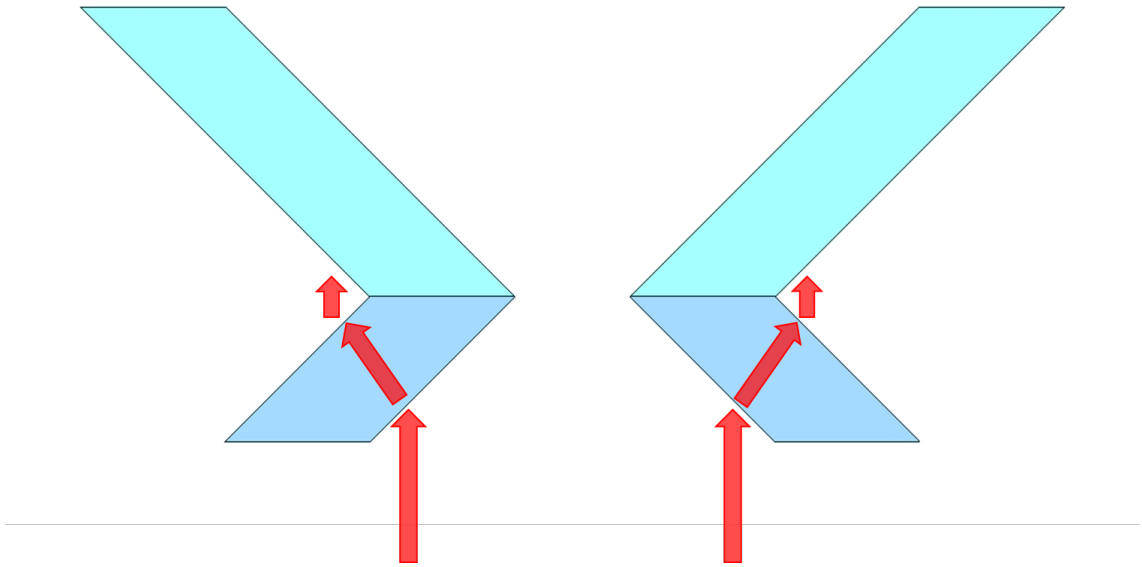


図 6.4: 全反射型構造の中空光ビーム中心付近の影響。中心部付近の残留レーザー光を排除する。

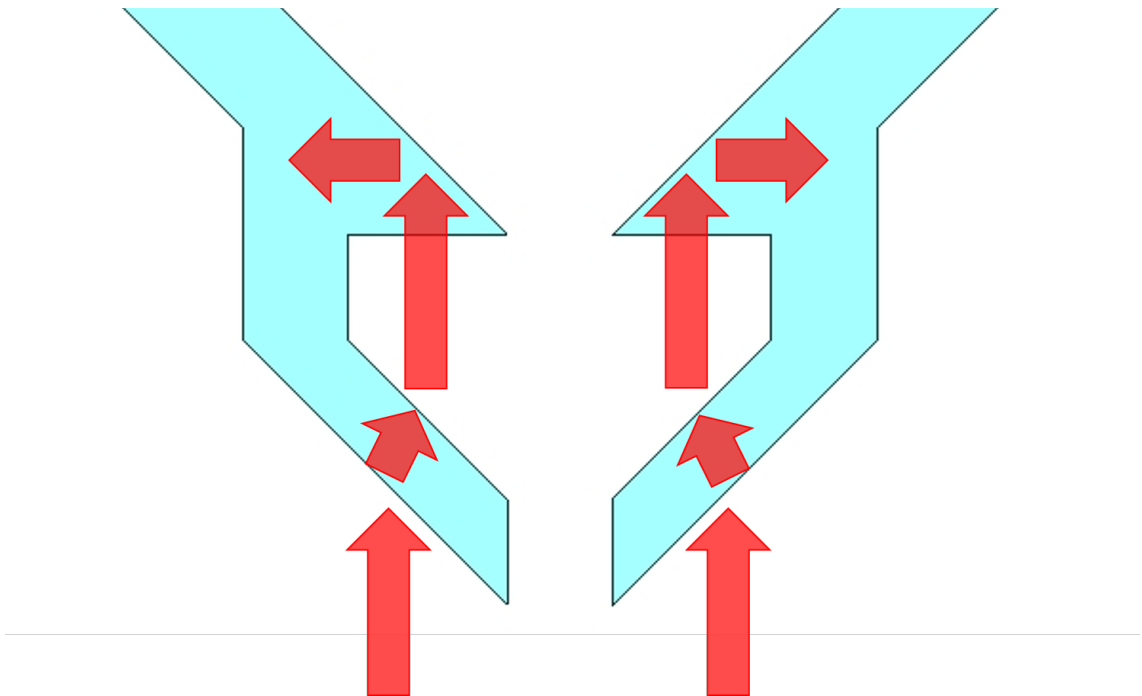


図 6.5: 屈折透過型構造。内径の大きな中空光ビームを屈折と透過によりファネル出射口に結合する。

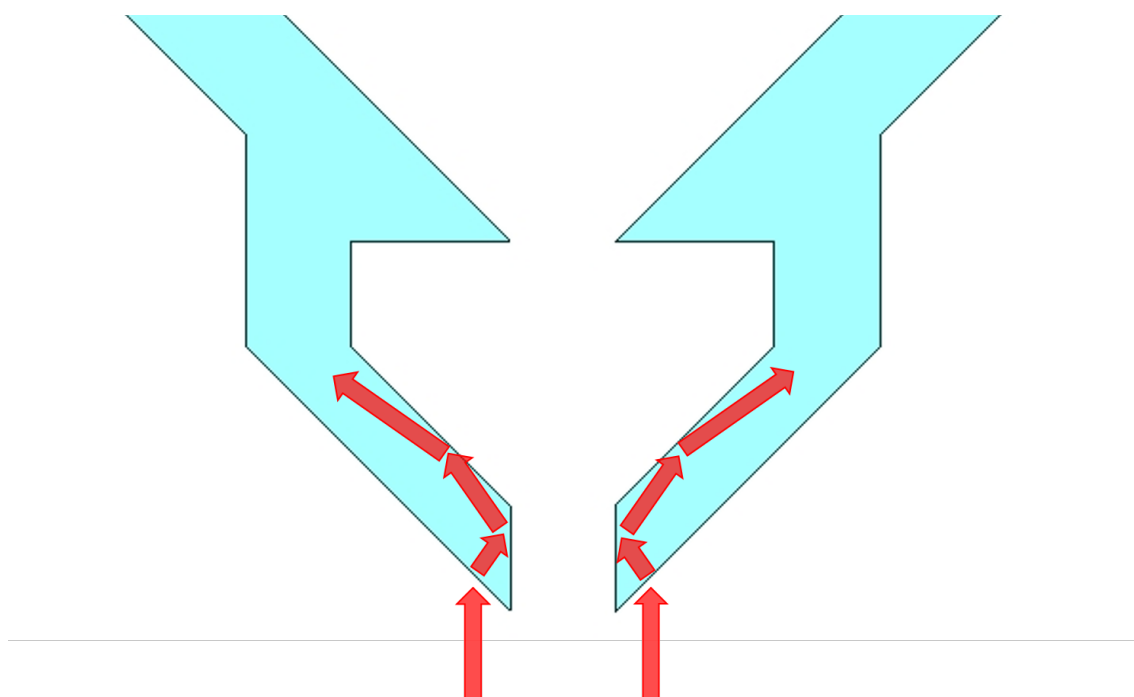


図 6.6: 屈折射透過型構造の中空光ビーム中心付近の影響。中心部付近の残留レーザー光を排除する。

表 6.2: AR – M2 成分

化学名または一般名	濃度 (%)
アクリル系モノマー	約 75%
ウレタンアクリレートオリゴマー	約 20%
光重合開始剤	約 5%



図 6.7: 全反射型カプラーと屈折透過型カプラー。上方から入射した中空ビームを下方へ導波する。

6.2 3D プリンターを用いた作製

作製するカプラーは 6.1 で述べた全反射型と屈折透過型の 2 つの構造で、ファネルと組み合わせると複雑な構造になってしまいガラスで作製することは難しい。そこで 3D プリンターによる作製を行った。3D プリンターはキーエンス社製 AGILISTA-3100 を用いた。解像度は $635 \times 400 \text{ dpi}$ で、Z 解像度は $15 \mu\text{m}$ である。モデル材は AR-M2 透明樹脂を使用し、成分は表 6.2 の通りである。

3D プリンタにより作製し、研磨を施した 2 種類のカプラー構造を図 6.7 に示す。全反射や屈折を起こすためには表面での散乱を抑制する必要があり表面研磨が重要となる。図 6.8 は 3D プリンターにより作製した直角プリズム研磨をバフ研磨した直角プリズムで全反射を利用してネジを写した画像であり、プリズムの影にあるネジを確認することができる。プリズムにレーザー光を入射しその屈折角を調べることで屈折率を 1.51 と見積もった。さらに直方体プリズムの 1 面に垂直にレーザー光を照射し、波長 780nm において光損失を測定すると -0.22 db/cm であった。またカプ

表 6.3: 表面粗さ評価。Ra は算術平均粗さ、Ry は最大高さ

評価基板	Ra(mm)	Ry(mm)
研磨済ガラス基板	3.6	16.9
研磨済 3D プリント基板	14.7	130.9
未処理 3D プリント基板	696.6	3846.0

表 6.4: 伝達効率評価

	入力 1[mW]	出力 2[mW]	伝達効率 [%]
全反射型	41	12	29
屈折透過型	41	22	53

ラーと一体型の円錐形ファネルを図 6.9 示す。

表面粗さを触針式段差径段差 (KLA テンコール アルファステップ 500) を用いて評価した結果が表 6.3 である。算術平均粗さと最大高さの両方において、未処理の 3D プリント基板に比べて 1/10 以下にすることができ、波長 780nm レーザーでの使用を考えると高精度光学素子として用いられる $\lambda/10$ の Ry に迫る表面を得ることができた。

6.3 光伝達効率評価

作製したカプラーを通過した中空光ビームの出力を調べるため伝達効率の評価を行った。実験配置を図 6.10 に示す。パワーメーターを用いてカプラー前後の入射光パワーと出射口パワーを測定した。

測定結果を表 6.4 に示す。伝達効率は全反射型が 29%、屈折透過型が 53%となった。全反射型はカプラー内部を何度か全反射する際に散乱が起き、高い伝達効率が得られなかったと考えられる。一方で屈折透過型はカプラー表面と裏面で一度ずつ屈折するだけなので全反射型に比べ高い伝達が行われたと考えられる。

カプラー形状の最適化を行なうためモンテカルロシミュレーションによるフラックス強度の見積もりを行った。条件は励起光パワー 100mW、周波数離調 0.7GHz、円

偏光、ファネル出射口径及び中空光ビーム中空径 $200\mu\text{m}$ MOT 温度 $10\mu\text{K}$ 、MOT 原子数 10^8 個とし、伝達効率 50% と仮定してある。全反射型カプラーではカプラーの高さの違いによってファネル表面に励起されるエバネッセント光強度分布が変化する。図 6.11 に示すように厚さ 0.3mm で最大値を取ることがわかった。このようにカプラー厚さの最適値をもつ理由は以下のとおりである。カプラーが薄いときには擾乱の影響を排除できずにフラックスが低下し、厚くなり過ぎるとカプラーへ入射するビームの中空径比が大きくなりビーム損失が大きくなるからである。この損失増加は、現在採用している中空ビーム作製にガウシアンフィルターの暗点を用いたことによるものである。

実際にカプラーを研磨することを考えると、この最適厚さ 0.3mm は薄すぎて現実的にねらって作製できる厚さではない。そこで、カプラーを厚くしてもフラックスが低下しない、すなわち入射ビームの中空径比を大きくしてもビーム損失の変わらない中空ビーム作製手法・アキシコンレンズによる中空ビームを採用することが有望である [1]。アキシコンレンズを用いた中空ビームは中空径比を損失無しに自在にコントロールできる。これにより、カプラーを厚くしていったときのフラックス低下はなくなり、研磨可能な mm オーダーのカプラーが導入可能となる。

伝達効率の向上に伴いフラックス強度がどう変化するかをモンテカルロシミュレーションにより調べた。図 6.12 にその結果を示す。条件はカプラー高さ 0.3mm で励起光パワー 1W 、周波数離調 0.7GHz 、円偏光、ファネル出射口径及び中空光ビーム中空径 $200\mu\text{m}$ MOT 温度 $10\mu\text{K}$ 、MOT 原子数 10^8 個である。伝達効率が上昇するとエバネッセント光のポテンシャルエネルギーも上昇し、温度の低い原子から反射することができるようになる。十分な光強度になるとほぼすべての原子を反射することができるようになるためフラックス強度が飽和する。透過型カプラーの光パワー伝達効率 50% では $8.0 \times 10^9 \text{ atom/cm}^2\text{s}$ のフラックスを得る。

6.4 エバネッセント光強度測定

3D プリンターにより出力した造形物にエバネッセント光を励起しその特性を調べた研究はこれまでにない。そこで今回作製した図 6.8 に示した三角プリ

ズムについて近接場光学顕微鏡を用いてエバネッセント光強度測定を行った。

実験配置は図(5.4)と同様でプリズム表面に p 偏光、波長 780nm のレーザー光を入射し全反射によりエバネッセント光を励起し微小開口を持つ光ファイバープローブを表面近傍約 10nm に接近させ、その後距離を離していった際の光強度減衰を調べた。

図6.13に測定結果を示す。信号強度は表面から離れるにつれ減少し減衰長は $271\text{nm} \pm 18\text{nm}$ であった。一方理論値は式(2.47)より 331nm であり一致はしなかったがエバネッセント光の特徴である指数関数的な減衰をよく表しており、エバネッセントの発生が確認できたと言える。

エバネッセント光ファネルにおいて最も重要となるエバネッセント光の発生を実際に確かめることに成功し 3D プリンターを用いた精密光学素子の実現性を示すことができた。



図 6.8: 3 D プリンターを用いて作製した直角プリズムの写真。表面を研磨したことで全反射の様子がはっきり確認できる。



図 6.9: カプラー一体型ファネル

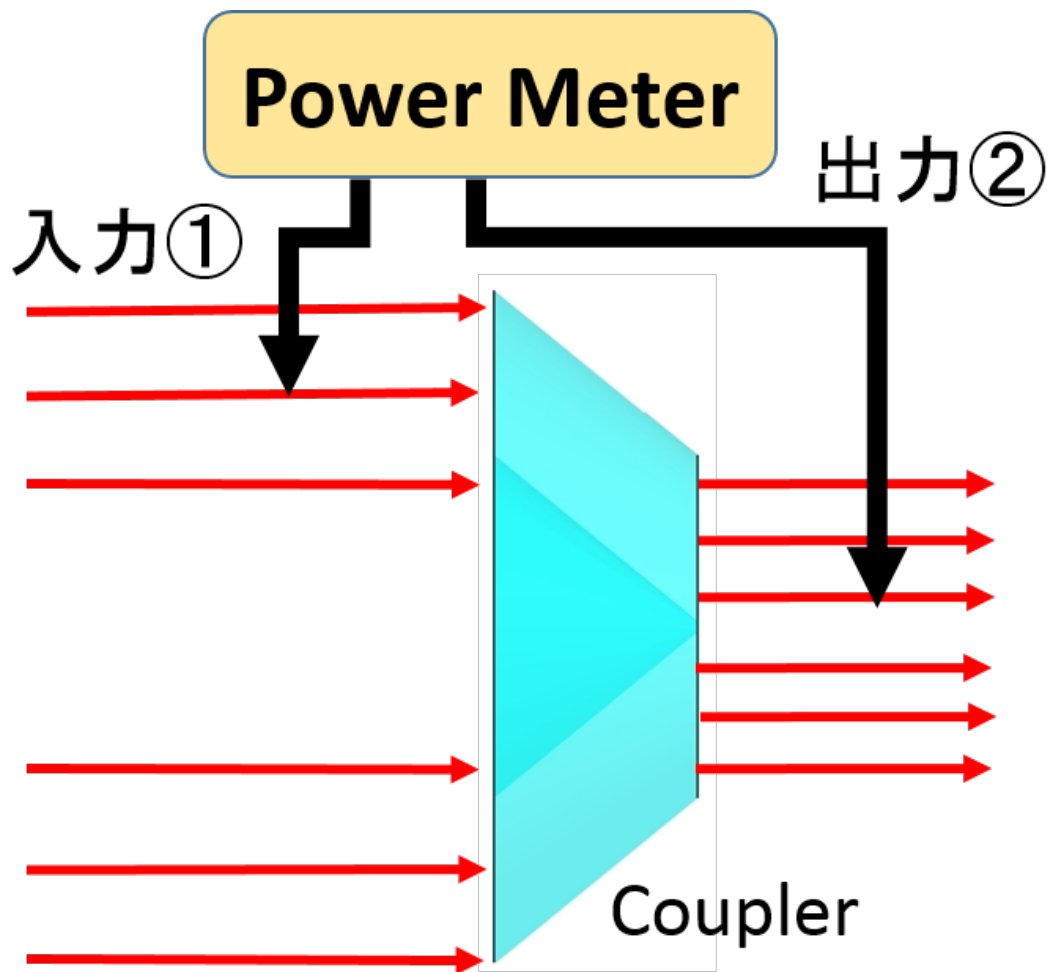


図 6.10: カプラーにおける光伝達効率の評価。入力 1 と出力 2 を測定し、伝達効率を評価した。

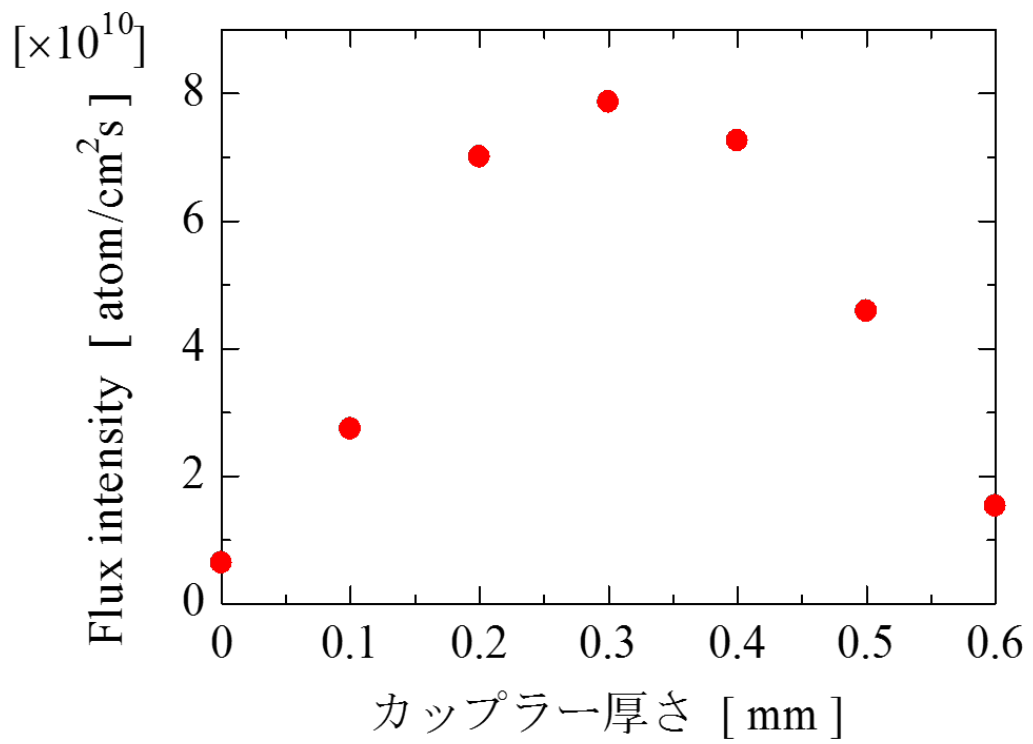


図 6.11: フラックス強度のファネルカプラー厚さ依存性。

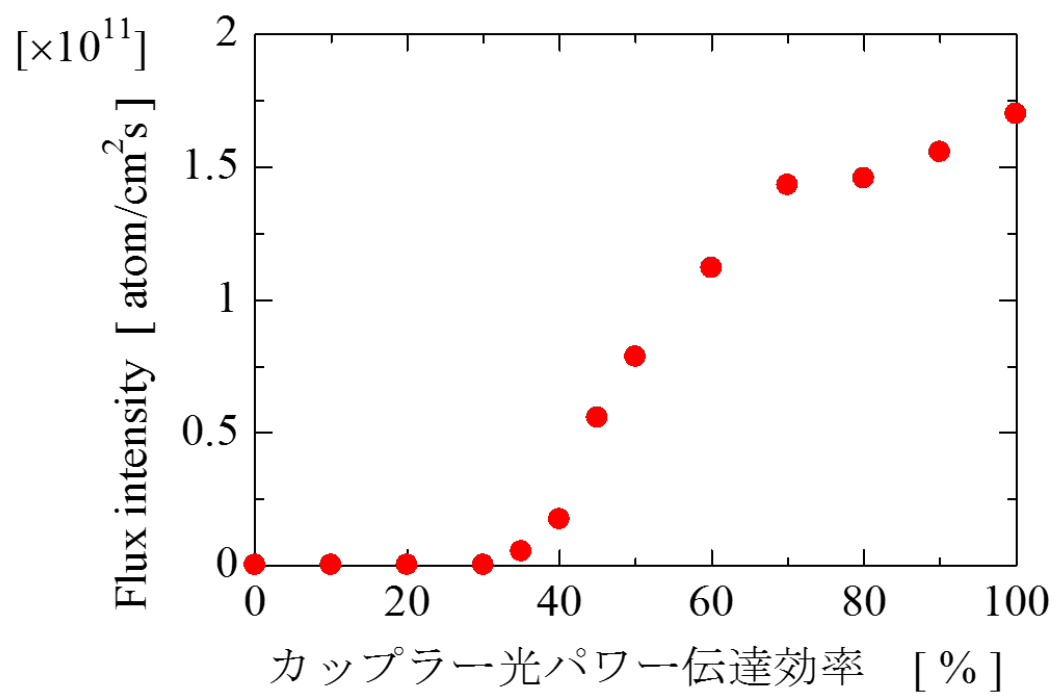


図 6.12: フラックス強度の伝達効率依存性。

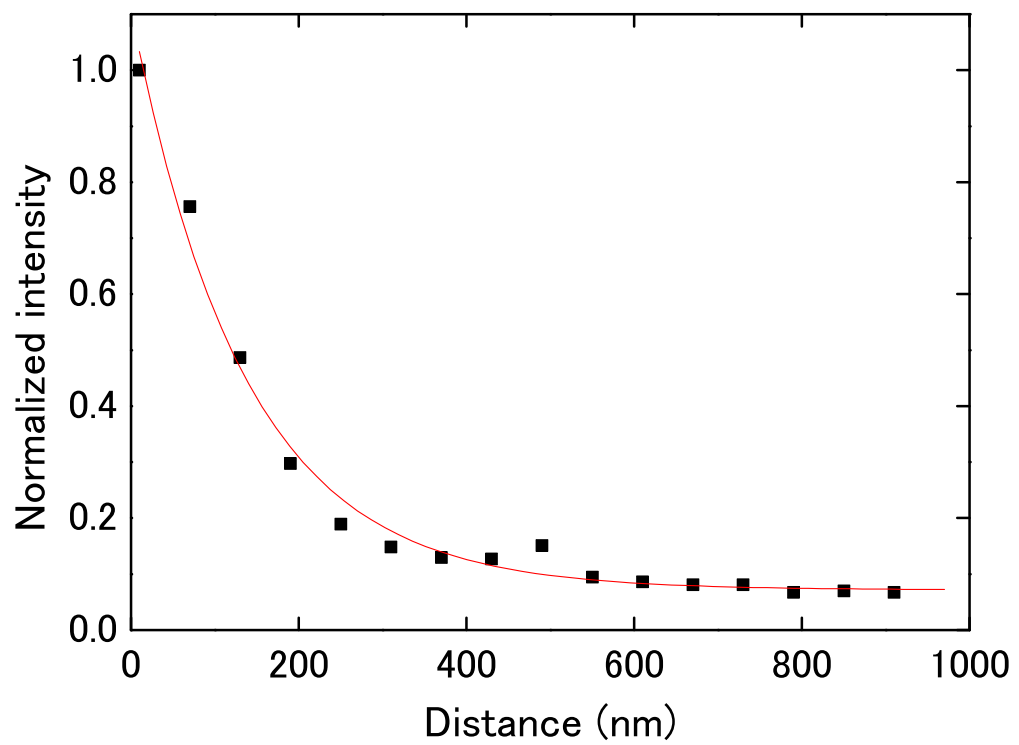


図 6.13: フラックス強度のエバネッセント光増強度依存性。SPR 非使用の場合 Enhance=1、円偏光励起による SPR 利用すると Enhance=7

6.5 第6章のまとめ

ファネル内部へ迷光が進入すると原子の擾乱が生じ出射原子数の損失となる。モンテカルロ法において迷光による原子擾乱を新たに考慮することで実験に即した解析が可能となった。その結果従来のエバネッセント光ファネルシステムではファネル内に解放した原子のうち 10%程度の原子しか出力されておらず、その損失のほとんどが迷光に原子擾乱によるものであると見積もられた。中空光ビームの中空径を大きくしてファネル開口付近の原子数損失を減らす事ができれば出力原子数を 1 桁程度増強することができることが明らかとなり、全反射型及び屈折透過型のカプラーを設計・作製した。作製には 3D プリンターを利用し、光パワー伝達効率は一全反射型で 29%、屈折透過型で 53%が得られた。波長 780nm のレーザー光を 3D プリンターを用いて作製したプリズムに入射し、全反射を起こし SNOM により表面近傍の光強度を測定することで指数関数的な減少を確認し、エバネッセント光強度の発生を確認した。作製に 3D プリンターを用いた光学素子でエバネッセント光を確認した例は現在まで報告されておらず、新たな作製手法ならびに 3D プリントエバネッセント光ファネルへの実現性を示すことができた。

参考文献

- [1] I. Manek, Y. Ovchinnikov and R. Grimm: “Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon”, Opt. Commun., **147**, 1-3, pp. 67–70 (1998).

第7章 高効率原子検出器

エバネッセント光ファネルにおいて、ファネルから出射された原子数を適切に計測することはフラックス強度の評価や出射原子分布の評価などに必須である。高空間分解能かつ高効率に中性原子を検出するためにナノスリット構造の原子検出器を作製した。本章ではまずナノスリット検出器の特徴とその作成方法について述べ、近接場光学顕微鏡により評価した検出性能について議論する。

7.1 ナノスリット検出器

エバネッセント光ファネルの開口径は数 $100\mu\text{m}$ 以下の大きさであり、直接的に出射原子の位置分布や出射時間を高分解能で観察することは難しい。原子ビームの出射原子数を磁気光学トラップ (MOT) を利用し評価する MOT 積算法 [1] では直径数 cm の領域に飛来した原子を積算するため検出原子数の下限が低いという点に優れるが、空間・時間分解能に劣る。また、エバネッセント光ファネルシステムにおいては、下部から高強度な中空光ビームを照射するためその中空部で原子を捕獲しようとする中空光と原子の相互作用が避けられない。そのため、より直接的かつ可算的に飛来原子数を評価できる検出器が必須である。図 7.1 に示すナノスリット型原子検出器 [2] では飛来した中性原子をスリット近傍に励起した近接場光でイオン化し負バイアスをかけたチャネル電子増倍管 (CEM: Channeltron Electron Multiplier) で可算的に検出する。さらに二色のプローブ光を用いたエバネッセント光によりナノスリットに近接場光を励起すると散乱光を抑制しつつ、原子種を選択的かつ高感度に検出できる [3]。

^{87}Rb 原子のエネルギー準位図と 2 段階光イオン化のプロセスを図 7.2 に示す。 ^{87}Rb のイオン化準位はイオン化準位は基底準位から 4.18eV 上部にある。まず ^{87}Rb 原子

の $5S_{1/2}$ 基底準位から $5P_{3/2}$ 励起準位へ励起する D_2 線に波長 780.2nm の LD 光源により誘起された 1 段目の近接場光を調整する。2 段目の波長 476.5nm の Ar-ion レーザーによる近接場光は $5P_{3/2}$ 励起準位からイオン化準位を超えるようにする。1 段目は共鳴遷移で飽和強度は 1.64mW/cm^2 である。一方 2 段目のイオン化断面積は $2.0 \times 10^{-17}\text{cm}^2$ と小さいため、高強度の近接場光が求められる。

近接場光は誘起する構造体の寸法に依存する光でナノスリットにおいてはそのエッジ部に局在する。したがって原子検出における空間分解能はスリット幅とエッジ形状に強く依存する。またナノスリット検出器において中性原子の検出に求められるイオン化効率は 10%以上とされる [4]。

7.2 ナノスリット作製

前述したようにナノスリットは狭い幅と急峻なエッジを持つことが高空間分解能を持つために重要となる。作成手順を図 7.3 に示す。まず板厚 0.525mm の合成石英ガラス基板 (信越化学 VIOSIL-SQ) を 1cm^2 の大きさにカットし、超音波洗浄した。次に真空度 $1.4 \times 10^{-5}\text{Torr}$ に真空引きした蒸着装置内に 8A の電流を流したタングステン V 字フィラメントを用いて直径 1mm、長さ 1cm のアルミ線を 5 本を 40 秒程間蒸発させアルミ薄膜を作製した。膜厚を触針式段差計 (KLA テンコール アルファステップ 500) を用いて表面を操作し測定したところ厚さは $50\text{nm} \pm 5\text{nm}$ であった。次に集束イオンビーム (FIB: Focused Ion Beam) 加工観察装置 (日立ハイテク FB2100) を用いて印加電流 $2.7\mu\text{A}$ で長さ $100\mu\text{m}$ 、幅 50nm の領域にビームを 300 秒照射しスリットを作製した。

作製したナノスリットを走査電子顕微鏡 (HITACHI S4800) により観察した SEM 像を図 7.4 に示す。SEM 像よりスリット上端部で幅 135nm、下端部で幅 44nm になっていることがわかり、さらに曲率半径は左肩が 37nm、右肩が 44nm である。

7.3 SNOM 測定

作製したナノスリットにおいて Rb 原子を検出するのに十分な近接場光強度が励起されるかを評価するため SNOM によりスリット近傍での近接場光強度分布を測定した。実験配置を図 7.5 に示す。

近接場光の励起には全反射を利用する。スリットに対して入射光には入射面に対する偏光特性が存在し、FDTD シミュレーションによる解析から s 偏光のレーザー光をスリットに対して平行に入射する場合に最大の近接場光強度となり、また得られる半値全幅もスリット幅程度になることが報告されている [4]。そのため本実験ではスリットに平行な入射で偏光角を変えて s 偏光照射時と p 偏光照射時の近接場光強度分布を調べた。

ナノスリットは合成石英ガラス基板ごと半円柱型プリズムに常温で屈折率 1.453 のシリコンオイルコンパウンド (MOMENTIVE TSK5353) を薄く塗布しマウントする。光源は 2 段階光イオン化の 2 段目の波長 476.5nm の Ar-ion レーザーを使用する。Rb 原子のイオン化効率は、1 段目が共鳴遷移であるため 2 段目の $5P_{3/2}$ 励起状態からイオン化準位に励起される効率に依存する。そのためスリット近傍に波長 476.5nm の Ar-ion レーザーにより励起された近接場光を調べる。入射光パワーは 80mW で合成石英ガラス/空気的全反射が生じる臨界角である 42 度よりも大きな入射角である 60 度で入射し、全反射により生じるエバネッセント光でナノスリットに近接場光を励起する。入射ビーム径は 0.5mm である。励起された近接場光は表面から 10nm 程度離れた位置で膜厚 300nm、開口 100nm の金コーティングが施された先鋭化ファイバープローブを通して光電子増倍管 (PMT: Photo Multiplier Tube) で検出される。また、プローブの位置はピエゾ素子により精密にコントロールされる。使用した PMT (浜松ホトニクス サイドオン型 R928) の特性を表に示す。

表 7.1: PMT パラメータ

波長 [nm]	780	476.5
陰極放射感度 β [mA/W]	21	65
増幅率 γ	4.0×10^7 (印加電圧 1.25kV)	
量子効率 q [%]	4	17
AD 変換効率 d	0.3	

7.4 SNOM 測定結果とイオン化効率の評価

ナノスリットに対して平行に入射した直線偏光で近接場光を励起した際に生じた近接場光分布を図 7.7 と図 7.8 に示す。近接場光によるイオン化効率は

$$\mu[\phi] = 1 - \exp\left[-\frac{\sigma_{ion}\phi\Lambda}{2v}\right] \quad (7.1)$$

で与えられ [3]、 ϕ はフォトンフラックス強度であり、

$$\phi = \frac{I_0\lambda}{hc} \quad (7.2)$$

である。 σ_{ion} は Rb のイオン化断面積 $2.0 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ 、 Λ は波長 476.5nm におけるエバネッセント光の染み出し長 90nm、 v は想定する冷却原子の運動速度 10cm/s、 h はプランク定数 $6.64 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ であり、 c は光速である。実験により得られた信号強度から近接場光強度への変換は

$$I_0 = \frac{V}{S\alpha\beta\gamma qd} \quad (7.3)$$

で行なう。 V は実験で得られた電圧値で、 α はプローブのスループットで開口径が 100nm の時 6.4×10^{-4} とした [5]。 S は開口径の面積でその他の値は表 7.1 に示してある。本実験では PMT の飽和を避けるため Ar-ion レーザーの出力を 80mW としているが、実際に検出器として稼働する際はそのような配慮は不要で数 W のレーザー光で近接場光を励起する。ここでは 2W のレーザー光を使う場合のイオン化効率を図 7.7 と図 7.8、式 (7.1)) より求めると、p 偏光励起の場合ピーク電圧 $V=1838\text{mV}$ 、近接場光強度 $I_0=6.1\text{kW/cm}^2$ 、イオン化効率=12%で、半値全幅=683nm である。s 偏

表 7.2: SNOM 実験結果

	p 偏光	s 偏光
ピーク電圧 V [mV]	1838	2202
近接場光強度 I_0 [kW/cm ²]	6.1	7.3
イオン化効率 ϕ [%]	12.2	14.5
FWHM[nm]	682(582)	482(382)

光励起の場合ピーク電圧 $V=2202\text{mV}$ 、近接場光強度 $I_0=7.3\text{kW/cm}^2$ 、イオン化効率 $=15\%$ で、半値全幅 $=482\text{nm}$ である。これらの結果を表 7.2 にまとめる。半値全幅はプローブの開口径の大きさを引いた括弧内の値が実効的な近接場光の分布幅と見積もられる。一方で FDTD シミュレーションによる近接場光強度とイオン化効率の見積もりは s 偏光で 13%、p 偏光では 1.9% となる。実験結果と比べると特に p 偏光で大きな差異がみられる。これは FIB 加工の影響とみられ、作製したナノスリットでは膜厚 50nm の Al 薄膜層より下部のガラス層へさらに 166nm の深さで削られているため散乱光が生じやすい p 偏光で強い近接場光が生じたと考えられる。

7.5 第7章のまとめ

近接場光により原子検出を行うナノスリットの作製を行った。従来スリットエッジ部の曲率半径を小さくすることが空間分解能とイオン化効率向上に必用と考えられていたが、スリット形状を正確に観察するには至っていなかった。本研究では作製したスリットの断面を SEM により観察し、具体的なスリット形状と近接場光強度分布の評価を行った。空間分解能は s 偏光励起の場合に 480nm 程度、イオン化効率は 14.5% と見積もられる。この空間分解能は従来の MOT 積算法による分解能の 2cm と比べてだけでなく、第 4 章で使用した光ビームによる 2 段階光イオン化の分解能 85 μm に比べも非常に小さい値で、ファネル開口が微小化した際にも出射原子を高い分解能で検出することができる。

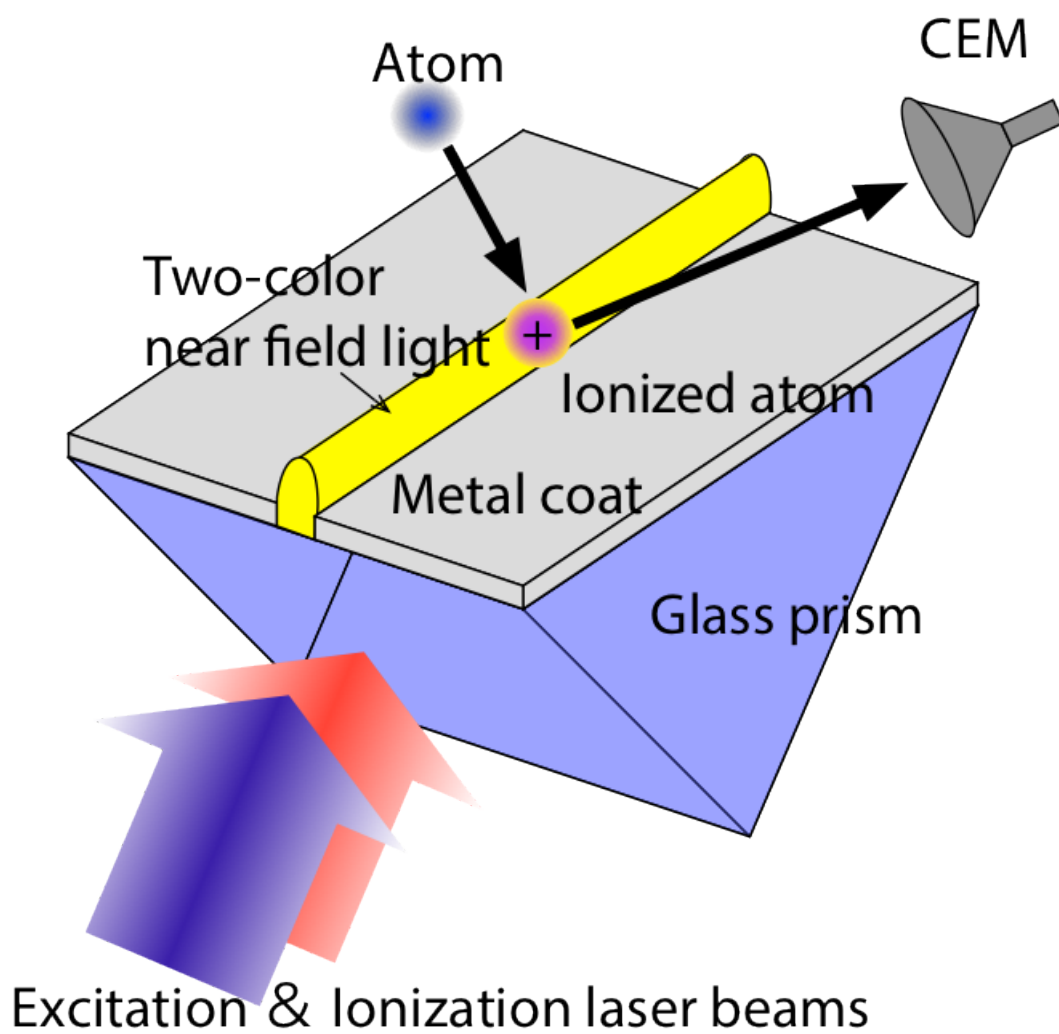


図 7.1: ナノスリット原子検出器の模式図。2 波長の光源を用い全反射により生じるエバネッセント光を介してガラス表面の金属薄膜に形成されたナノスリット部に近接場光が誘起される。中性原子が近接場光領域に入ると基底準位からイオン化され、負バイアスをかけた CEM により検出される。

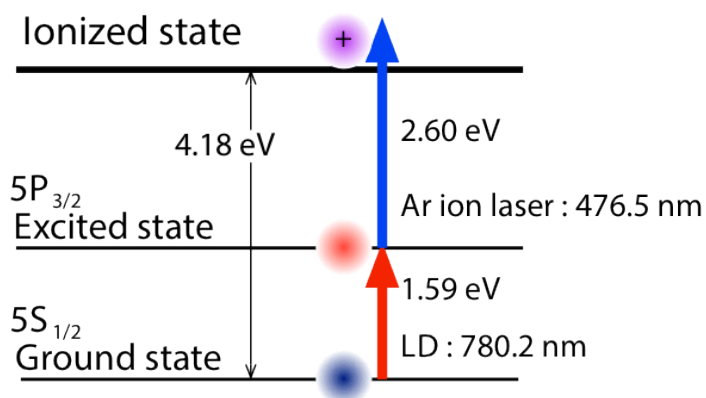


図 7.2: 2 色の近接場光による 2 段階光イオン化検出に利用する ^{87}Rb 原子のエネルギー準位図。1 段階目は波長 780.2nm の LD レーザーにより励起された近接場光による共鳴励起。2 段階目は波長 476.5nm の高強度 Ar-ion レーザーにより励起された近接場光によるイオン化。

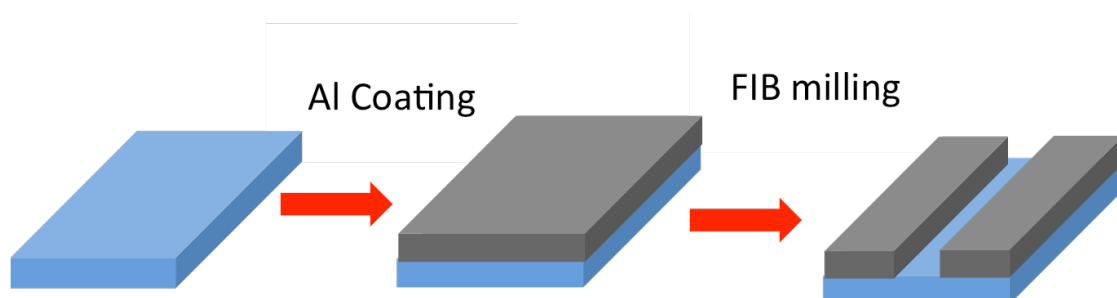
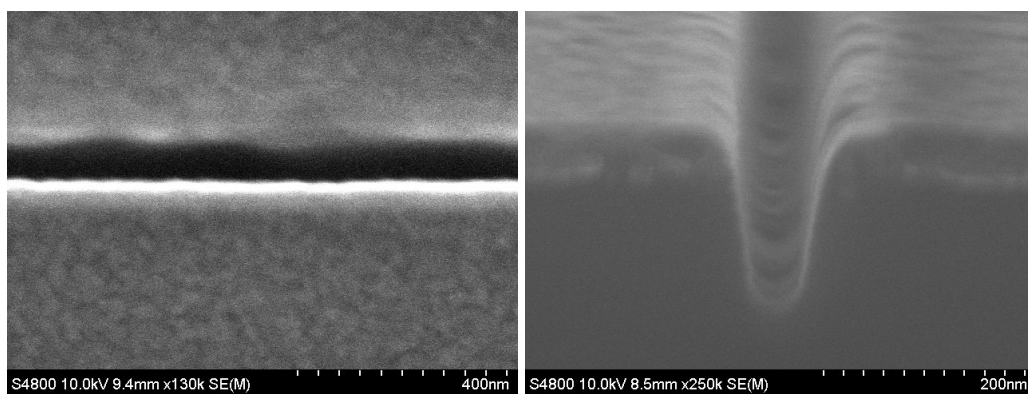
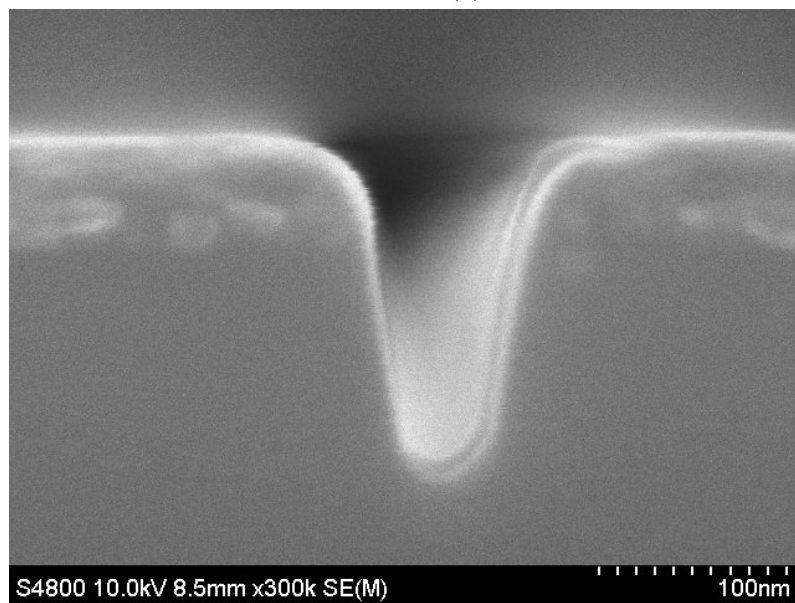


図 7.3: ナノスリット作製手順。合成石英基ガラス板上に Al を真空蒸着し、FIB によりスリットを作製する



(a) スリット上方からの俯瞰図

(b) スリット斜め上方からの鳥瞰図



(c) スリット断面図

図 7.4: ナノスリットの SEM 像

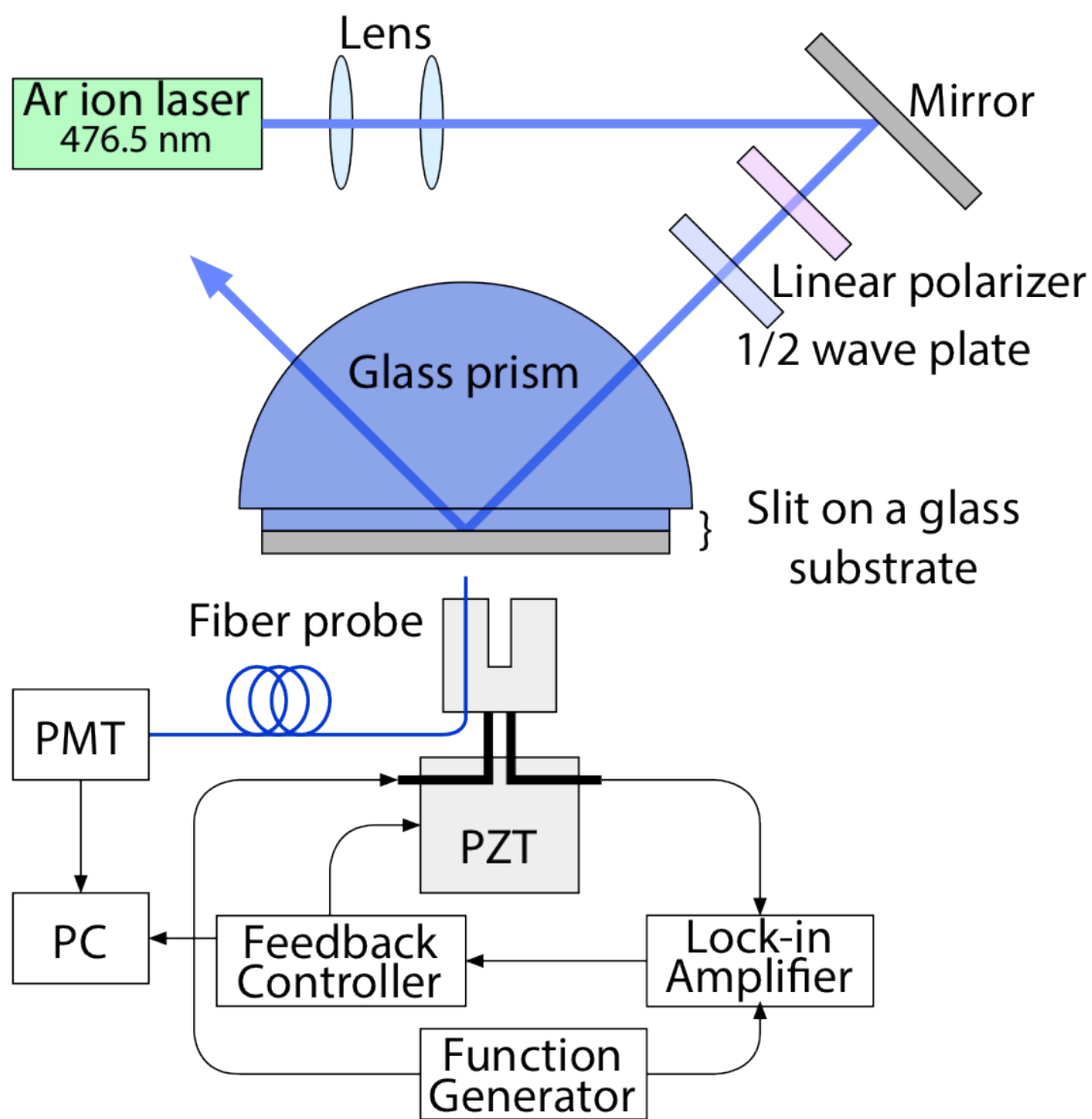


図 7.5

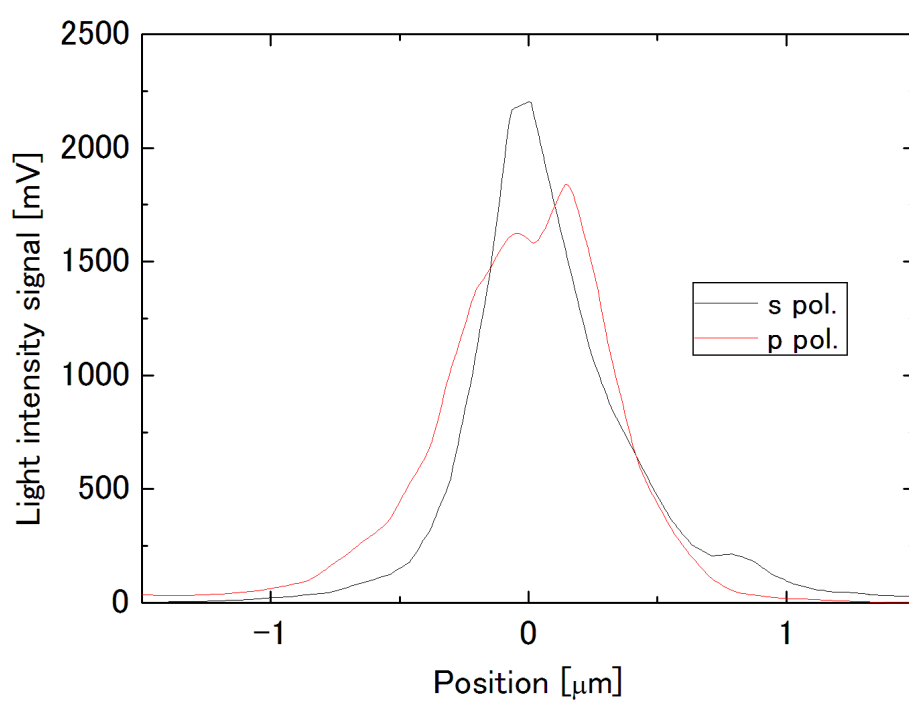


図 7.6

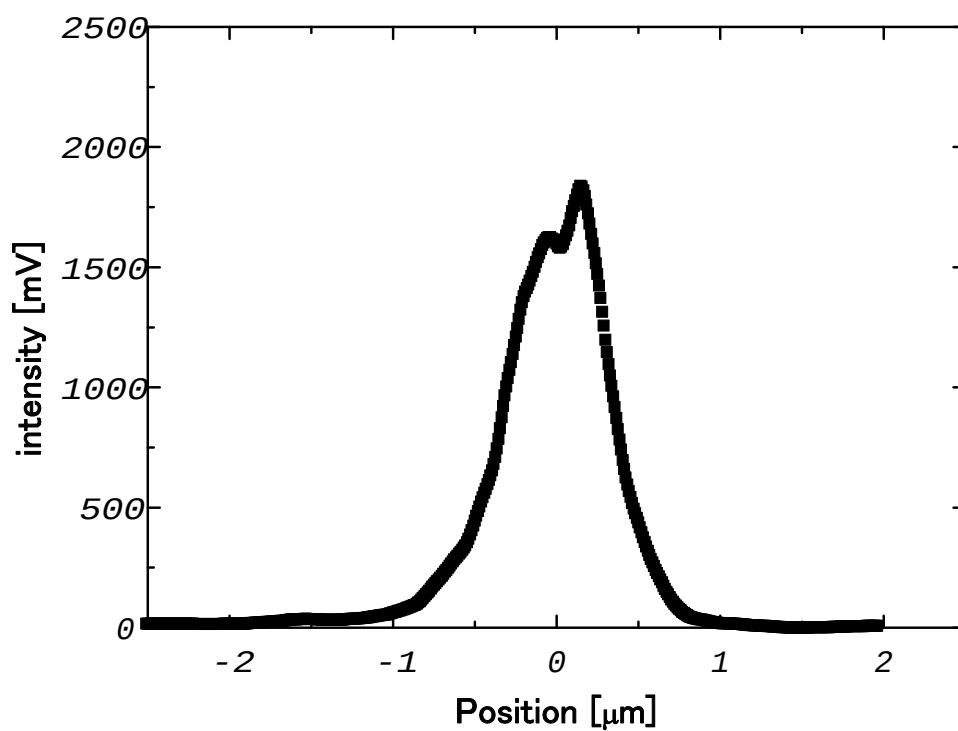


図 7.7: ナノスリットにおける近接場光強度分布。入射光は $\lambda=476.5\text{nm}$ 、p 偏光。ピーク値 1838mV、半値全幅 682nm

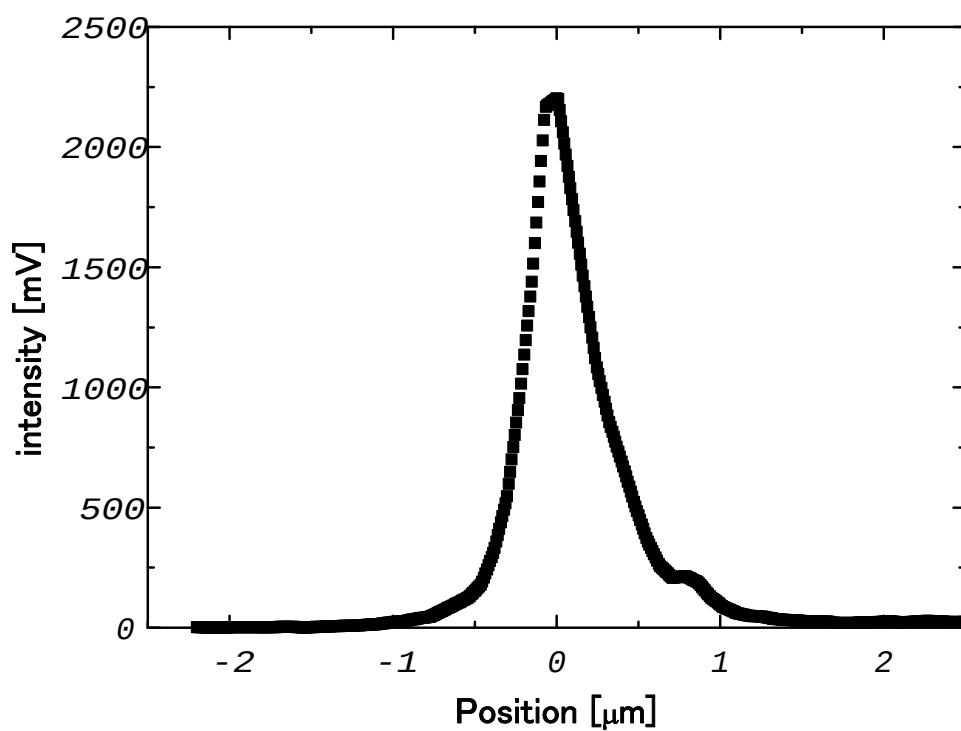


図 7.8: ナノスリットにおける近接場光強度分布。入射光は $\lambda=476.5\text{nm}$ 、s 偏光。ピーク値 2202mV、半値全幅 482nm

参考文献

- [1] A. Takamizawa, H. Ito, S. Yamada and M. Ohtsu: “Accumulative Atom Detection by Magneto-Optical Trap for Near-Field Optical Funnel”, Jpn. J. Appl. Phys., **42**, Part 1, No. 6A, pp. 3658–3661 (2003).
- [2] H. Ito, T. Sato, K. Totsuka and K. Yamamoto: “Two-step photoionization of cold atoms by two-color evanescent-light waves and application to atom detection with high spatial resolution” (2006).
- [3] T. Sato: “Sub-100-nm-wide slit for detecting ground state atoms with near-field photoionization”, J. Nanophotonics, **1**, 1, p. 011560 (2007).
- [4] T. Sato: “Generation of near-field light at a nanoslit with rounded edges”, J. Nanophotonics, **5**, 1, p. 053501 (2011).
- [5] T. Saiki and Y. Narita: “Recent Advances in Near-field Scanning”, **5**, 5, pp. 22–29 (2002).

第8章 結論

近接場光を用いた原子制御やスピン偏極原子の実現に必用とされる高フラックス強度を持つ冷却原子ビームを形成するためのファネルシステムの開発を行った。本研究の成果を以下にまとめる

8.1 まとめ

1. エバネッセント光と相互作用しながらファネル内を運動する ^{87}Rb 原子について3準位原子の dressed 状態を考え、ファネル内部でのふるまいをモンテカルロ法により解析し形成される原子ビームフラックス強度を見積もった。
2. ガラスプリズムのファネルオプティクス内部に ^{87}Rb 冷却原子集団を生成しそのトラップ原子数と温度を蛍光観測と飛行時間法により評価した。
3. ガウシアンビームによるエバネッセント光励起方法による原子出力を積算検出し、フラックス強度 $7.0 \times 10^7 \text{atom/cm}^2\text{s}$ を得た。
4. ファネル開口部での迷光による原子擾乱を抑制するため、ホログラムとガウシアンフィルターを用いた中空光ビームを形成した。ガウシアンビームからの変換効率は 0.68 であった
5. 中空光ビームによるエバネッセント光励起法により、1.2GHz の離調でビーム中空径を最適化し、最大でフラックス強度 $6.2 \times 10^8 \text{atom/cm}^2\text{s}$
6. エバネッセント光強度を増強し、出力を増大させるため表面プラズモン共鳴をファネルシステムに導入した。合成石英基板上に金薄膜 45nm を作製し、共鳴下におけるエバネッセント光強度を測定した。ガラスプリズムのエバネッセ

ント光強度に比べ、直線偏光では最大 14.4 倍、円偏光では 7.2 倍の増強が得られた。

7. 表面プラズモンとファネルシステムの組み合わせを考慮するため、モンテカルロシミュレーションにより偏光および形状特性を評価し、円錐形状のファネルに円偏光を入射した場合が最も高い出力が得られることが明らかになった。
8. 中空光ビームの中心部の残留光による原子状欄を抑制するため、中空光-ファネルカプラーを設計し、3D プリンターにより作製した。透過屈折型で伝達効率 53%を得た。円偏光円錐形状で、開口を従来と同じ大きさのままで出力を 1 桁増やせると見積もった。
9. 3D プリンタを用いた造形物に研磨を施し、エバネッセント光の発生を確認した。
10. 高空間分解能かつ高検出効率を持つナノスリットの作製を行い、近接場光強度を SNOM により測定した。s 偏光励起によりイオン化効率 14.5%、分解能 382nm と評価した。

以上のように、本研究ではまず中空光ビームを用いることでエバネッセント光ファネルの出力を増大させることに成功し、さらなる高出力化に向け、ファネル表面と出射口近傍での原子損失を抑制するシステムに発展させた。エバネッセント光ファネルのさらなる高出力化には開口部の微小化が課題になると考えられるため、微小領域で適切な原子検出を実現するためにナノスリット型原子検出器を作製した。

エバネッセント光ファネルおよびナノスリット原子検出器では原子と光の相互作用を利用するため、原子の状態選択性を持つ。この特徴により、必要な原子だけを高フラックスで出力したり、ノイズに紛れることなく検出することが可能となる。

本研究で実験により形成された原子ビームは開口 $240\mu\text{m}$ のファネルで最大で $10^8\text{atom}/\text{cm}^2\text{s}$ の桁である。表面プラズモンやカプラーを最大限に活用することができれば $10^{11}\text{atom}/\text{cm}^2\text{s}$ 以上に増強することができると見積もられるが、それ以上のフラックス強度を実現するためには微小化が欠かせない。モンテカルロシミュレーションによると、表面プラズモンを利用した場合、開口径約 $10\mu\text{m}$ で $10 \times 10^{14}\text{atom}/\text{cm}^2\text{s}$ 実現できると見

積もられる。このようなファネルは SOI 基板を加工し作製する試みがこれまで行われている [1]。これらを組み合わせたエバネッセント光ファネルは原子を 1 つずつ操作する原子スケールファブリケーションや、自己組織化を積極的に利用した新たな技術に不可欠な手法になり得る。

参考文献

- [1] H. Kashiwagi and H. Ito: “Atom Funnel with a Micron-Sized Outlet Using Evanescent Light”, Jpn. J. Appl. Phys., **49**, 1, p. 012001 (2010).

謝辞

本論文は東京工業大学大学院総合理工学研究科物理電子システム創造専攻伊藤研究室にて博士課程に行った研究をまとめたものです。この間、数多くの方々の協力により有意義な研究生を送ることができましたのでここに感謝の意を表したいと思います。

指導教員の伊藤治彦准教授には、研究を行う機会を与えていただき修士課程から5年間に渡り親身にご指導いただきました。ここに深く感謝いたします。

本論文を完成させるにあたり論文審査では山梨大学小林潔教授、本学梶川浩太郎教授、宗片比呂夫教授、宮本智之准教授、渡辺正裕准教授に大変有意義かつ的確なご意見をいただき心より感謝します。

研究室配属直後からファネルシステムやナノスリット原子検出器に関して多くの基礎知識や実験技術について指導いただきました山田俊吾氏、佐藤知広博士に感謝します。

4年半を共に研究室で過ごし、研究に限らず普段の生活に関しても良き相談相手となっていた劉カン (Xuam Liu) 博士に感謝します。

3D プリンターによるファネルカプラー造形で多くの工作を手伝っていただきました吉田貴広氏に感謝します。ナノスリットの作製において協力をいただいた根岸司氏、永井弥夕氏に感謝いたします。また、微細加工について有益な助言をいただいた技術部分析支援センターの畠山直之氏に感謝します。実験装置の整備や機材の準備などで協力していただきました美細津裕佑氏、鈴木匠氏、堀田一真氏、横山雄大氏、高橋幸佑氏に感謝します。伊藤研究室のその他のの方々にも支えられ充実した研究生をおくることが出来ました。

最後に、これまで私をあたたく応援してくれた家族に心から感謝します。

本研究に関する発表

論文

- 1 Kenta Sagawa, Haruhiko Ito, "High sensitive and spatial-resolution atom sensor using two-step photoionization with two-color near-field lights generated at a nanoslit", Key Engineering Materials, **605**, pp.412-415, April 2014.
- 2 Kenta Sagawa, Haruhiko Ito, "Geometric Properties of Atom Funnels with Surface-Plasmon Enhanced Evanescent Light", Optics Communications, **355**, pp.119 – 124, November 2015.

国際会議

- 1 Kenta Sagawa, Xuan Liu, Haruhiko Ito, "Atomic funnel with evanescent light enhanced by surface plasmon", The 9th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics, Singapore, July 5, 2013, p. 84.
- 2 Kenta Sagawa, Haruhiko Ito, "High sensitive and spatial-resolution atom sensor using two-step photoionization with two-color near-field lights generated at a nanoslit", The 3rd International Conference on Materials and Applications for Sensors and Transducers, Prague, Czech Republic, September 16, 2013.
- 3 Kenta Sagawa, Haruhiko Ito, "Geometric properties of atom funnels with surface plasmon enhanced evanescent light", The 13th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics, and Related Techniques (NFO-13), Utah, USA, September 3, 2014, p.153.

国内学会

- 1 佐川研太、劉カン、美細津裕祐、伊藤治彦「中空光ビームにおける冷却原子のコリメーション」第 59 回応用物理学会春季学術講演会, 早稲田大学, 2012 年 3 月 17 日
- 2 Kenta Sagawa, Xuan Liu, Haruhiko Ito, "Surface-plasmon enhanced evanescent-light atomic funnel", Workshop and IEEE EDS Mini-colloquium on Nanometer CMOS Technology (WIMNACT 37), Tokyo Institute of Technology, February 18, 2013.
- 3 佐川研太、劉カン、伊藤治彦「表面プラズモン増強エバネッセント光を用いた原子ファネル」第 60 回応用物理学会春季学術講演会, 神奈川工科大学, 2013 年 3 月 28 日
- 4 佐川研太、伊藤治彦「表面プラズモン共鳴を利用したエバネッセント光原子ファネル」第 61 回応用物理学会春季学術講演会、青山学院大学、2014 年 3 月 17 日
- 5 吉田貴広、佐川研太、伊藤治彦「エバネッセント光原子ファネルにおける中空光ビームの高効率結合」第 75 回応用物理学会秋季学術講演会、北海道大学、2014 年 9 月 18 日

付 録 A 飛行時間法

飛行時間 (TOF: Time of Flight) 法は図 A.1 のように原子検出用のプローブ光を照射してその光線上を通過する原子からの信号を検出する [1]。

冷却原子集団がマクスウェルボルツマン分布に従う速度分布を持つと仮定するとその分布は次式で与えられる。

$$g(v) \propto \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right] \quad (\text{A.1})$$

初速度 0m/s の原子が自由落下し距離 z の位置で検出される時間を t_d とすると、その時刻における原子数分布 $f(z)$ は鉛直下方を z 軸に取り

$$f(z) \propto \exp \left[-\frac{z^2}{d_0^2 + \sigma^2(t_d)} \right] \quad (\text{A.2})$$

と表せる。 d_0 は冷却原子集団の e^{-1} 半径である。式 (A.1) に $v = z/t_d$ を代入すると

$$g(z) \propto \exp \left[-\frac{z^2}{2k_B T t_d^2 / m} \right] \quad (\text{A.3})$$

となり、 $\sigma^2(t_d)$ について

$$\sigma^2(t_d) = \frac{2k_B T t_d^2}{m} \quad (\text{A.4})$$

という関係が得られる。重力加速度 g 、検出位置 h とすると $t_d = \sqrt{2h/g}$ 、検出位置での速度 $v_d = \sqrt{2gh}$ となる。式 (A.2) にこれらを代入することで検出信号の時間変化 $f(t)$ は次式のように表される。

$$f(t) = \exp \left[-\frac{t^2}{\frac{d_0^2}{2gh} - \frac{2K_B T}{mg^2}} \right] \quad (\text{A.5})$$

$f(t)$ の分散 σ^2 は次式のようになり、得られた信号を最小二乗フィッティングすることで冷却原子集団の温度を求めることができる。

$$\sigma^2 = \frac{d_0^2}{2gh} + \frac{2k_B T}{mg^2} \quad (\text{A.6})$$

実験によって得られる TOF 信号をガウス関数で最小二乗フィッティングすることで冷却原子集団の温度 T を求めることができる。

図 A.2 に冷却原子からの検出信号の時間分布の例を示す。分散 σ^2 は 18ms^2 で、式 (A.6) に $d_0=1\text{mm}$ 、 $h=26\text{cm}$ を代入すると $T=10\mu\text{K}$ を得る。

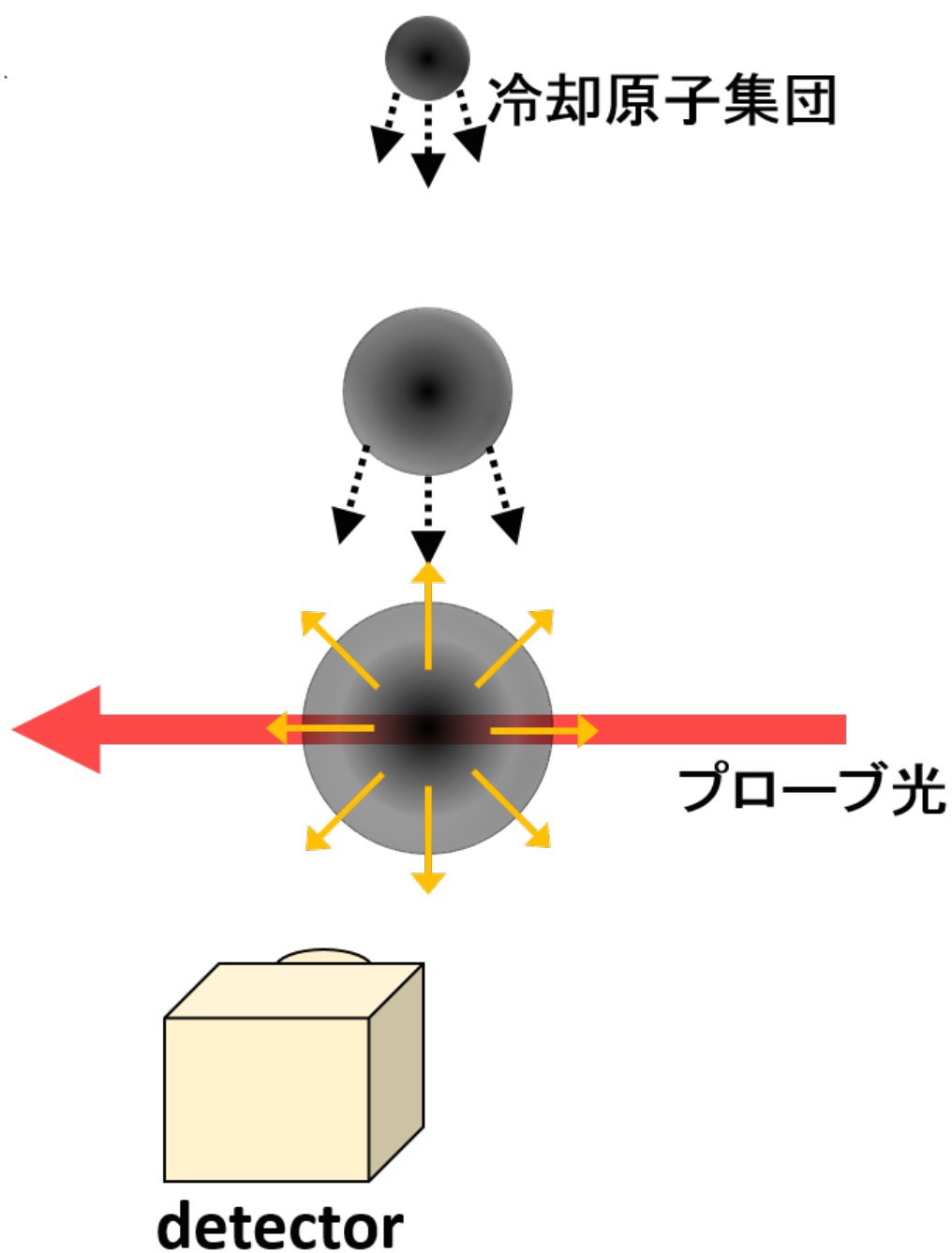


図 A.1: 飛行時間法実験配置。磁気光学トラップから解放した冷却原子集団にプローブ光を照射し、光線上を通過した原子からの信号を検出する。

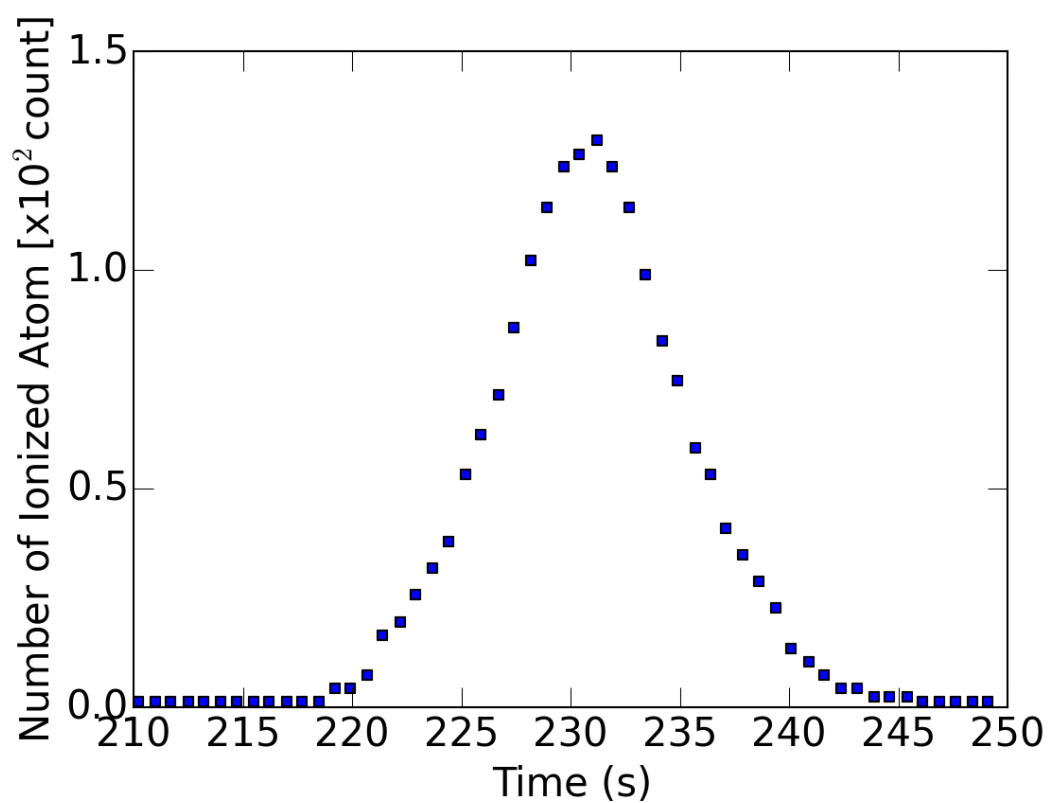


図 A.2: TOF 信号。縦軸は原子がプローブ光によりイオン化され検出されたイオン数、横軸は検出時間を示す。

参考文献

- [1] P. a. Molenaar, P. van der Straten, H. G. M. Heideman and H. Metcalf: “Diagnostic technique for Zeeman-compensated atomic beam slowing: Technique and results”, Phys. Rev. A, **55**, 1, pp. 605–614 (1997).