

光マイクロトラップアレー中の
冷却リユードベリ原子を用いた量子シミュレータ

田村 光

電気通信大学 大学院
情報理工学研究科

博士（理学）の学位申請論文
2018年3月

光マイクロトラップアレー中の
冷却リュードベリ原子を用いた量子シミュレータ

博士論文審査委員会

主査	中川	賢一	教授
委員	渡辺	信一	教授
委員	斎藤	弘樹	教授
委員	宮本	洋子	准教授
委員	岸本	哲夫	准教授

著作権所有者

田村 光

2018年

Quantum simulator for Ising spin systems using cold Rydberg atoms in microtrap arrays

Hikaru Tamura

Abstract

The physical functionalities of various substances such as metals, superconductings, and magnetic materials are governed by individual electrons and their interactions. However, it is difficult to exactly calculate the behavior of the quantum many-body systems containing over 50 particles with a classical computer, since the computational resource grows exponentially with the system size. Quantum simulation is an alternative approach to the many-body problems, which consists in building a well-controllable quantum system. The main objective of the quantum simulation is a deep understanding of many-body quantum phenomena ranging from dynamics of energy transport and particle localization to quantum-to-classical transition. To date, several platforms, from atoms and ions to superconducting circuits, have demonstrated the basic functionality of quantum simulation. The current challenges are not only to increase the number of particles but also to extend the versatility of the simulator.

In this thesis, I describe the development of and scientific results from a experimental platform for a versatile quantum simulation using laser-cooled Rydberg atoms. We create 2D arrays of optical microtraps using a spatial light modulator (SLM). Single ^{87}Rb atoms can be trapped in geometry-tunable and reconfigurable arrays with interatom spacings of a few micrometers.

We first focused on one crucial prerequisite for the implementation of quantum simulation, i.e. detecting individual atoms with high efficiency. A fluorescence imaging yields single-atom-resolved information about the trap occupation and internal states of the trapped atoms. However, poor uniformity of trap-induced light shifts in arrays increases the detection error due to the variance of cooling efficiency and the photon scattering rate from each atom. Moreover, as each trap has a finite detection efficiency η , an N -atom system has an exponentially small detection efficiency η^N , that limits accuracy of experimental simulations. To overcome this issue, we have developed the novel optimization method to realize highly uniform holographic arrays of microtraps

using in-trap fluorescence measurements. By applying this method to various arrays with up to $N = 62$ traps, the detection efficiency of all individual atoms, η^{62} , can be improved from $\simeq 55.0\%$ to $\simeq 99.6\%$. An optimization method such as the one presented in this work with holographic trap characteristics obtained by using in-trap atoms is useful for creation of finely optimized microtrap arrays.

In order to generate strong interactions between atoms in arrays, we coherently laser-couple ground states to Rydberg states using a two-photon transition. The Hamiltonian of this system can be mapped onto spin Ising models in magnetic fields. In one experiment, we observe the collective enhancement of Rydberg excitations in the fully Rydberg blockade condition, where the interactions are much stronger than the laser-coupling. The Rydberg pair correlations we observe indicate strong correlations between nearby atoms, and blockade breaking arises from system edges. In a second experiment, we have implemented spin Ising dynamics with opened- and closed-boundary conditions. We use an $N = 5$ 1D array and an $N = 6$ ring array with nearest neighbor interactions, and measure the dynamics of spin densities, correlations, and all many-body states. The obtained results are in good agreement with numerical simulations for a short time and show that spatial localization of excitations appears in the 1D array, while the ring system has almost spatially homogeneous behavior.

The experimental platform developed in this work has well-controllability ranging from atomic configurations to interactions, and paves the way for experimental investigation of synthetic or frustrated Ising magnets.

光マイクロトラップアレー中の 冷却リユードベリ原子を用いた量子シミュレータ

田村 光

概要

金属や超伝導素子、磁性体などの身の回りにある様々な物質の物理的特性は、物質中の個々の電子の振舞いやその相互作用により支配されている。しかしながら、このような複数の量子が相互作用しあう量子多体系は、粒子数が $N = 50$ 個でも現在のコンピュータでは厳密に解析することが難しいことが知られている。その理由は、粒子数の増加に対して系の取り得る量子状態が指数関数的に増大し、膨大な計算機リソースを要するためである。量子多体系を解析するもう一つのアプローチとして量子シミュレーションが挙げられる。量子シミュレーションは、中性原子・イオン・超伝導素子などの物理系を用いて量子多体系を記述するハミルトニアンを模擬的に再現し、個々の粒子の振舞いを実験的に解析する手法である。この手法により、未解決の物性の解明や物質の新たな機能探索が可能になるとして期待されている特に近年では粒子数の拡張だけでなく、量子シミュレータを構成する物理系の特色を生かし、粒子間の相互作用の相互作用パスや相互作用の大きさ、粒子配置などのパラメータの自由度の高い量子シミュレータの開発が着目されている。この技術により、多種多様な物質に対応させるだけでなく、対応物が存在しない系を実現することも可能になると期待されている。

本研究の目的は、冷却中性原子とリユードベリ状態間の大きな相互作用を用いて様々な量子多体系を再現可能な量子シミュレータの開発である。この手法の特徴は、リユードベリ状態間の大きな相互作用により各原子間距離を数 μm 以上離すことが可能となるゆえ、容易に単一サイトごとの観測・操作が実現できる点にある。さらに、空間光位相変調器 (Spatial Light Modulator: SLM) によって生成された光マイクロトラップアレーを用いることで、プログラマブルに原子配置を制御することが可能となる。

本量子シミュレータの開発にあたり、我々はまず単一原子の観測効率に着目した。蛍光観測を行うことによって、原子配置や各原子に刻まれたスピンの状態を読み取ることができる。しかしながら、各サイトの光シフトの不均一性が生じると、原子の冷却効率や蛍光散乱レートにバラつきが生じ、単一原子の観測効率の悪化をもたらす。例えば単一原子あたりの観測効率が $\eta = 0.99$ であっても、 $N = 50$ 個の原子では指数関

数的に観測効率が減少し、 $\eta^{50} \simeq 0.61$ となることが推測される。本研究では、実際のトラップ平面におけるピーク強度のバラつきを単一原子から得られる蛍光を用いて均一化する手法を開発し、 $N = 62$ 個のトラップ数においても全原子の検出効率 η^{62} を $\simeq 55\%$ から $\simeq 0.996\%$ まで向上できることを実証した。

数 μm 間隔のアレー状に並べられた単一原子間に強い相互作用を生成するために、我々は二光子遷移を用いて基底状態の原子をリュードベリ状態へのコヒーレント励起を行った。このようなリュードベリ原子系は磁場印加中のイジングスピンモデルにマッピング可能となる。一つ目の実験では、我々はリュードベリ原子間の相互作用が支配的な条件化において、リュードベリ状態への励起のダイナミクス測定を行った。ここでは、最大リュードベリ原子数が原子数 N に依存せず1個に制限されるリュードベリブロッケード効果や、 N 原子系のラビ振動が \sqrt{N} に比例して増大する集団励起効果を観測した。二つ目の実験では、開境界条件および閉境界条件を有するスピン系のダイナミクスの実験シミュレーションを行った。ここでは、 $N = 5$ 個の単一原子を一次元状に並べたアレーおよび $N = 6$ 個の単一原子をリング状に並べたアレーを用いて、スピンの密度分布やスピンスピン相関、多体状態のダイナミクスの測定を行った。得られた実験結果は、短時間領域においてイジングモデルの計算結果と良く一致するだけでなく、システムの境界の有無によってスピンの密度分布の局在化など系全体にもたらす効果を示す。

本研究で開発した実験プラットフォームは、個々の単一原子の高い制御性・観測効率だけでなく原子配置や相互作用領域の自由度を有し、幾何学的にフラストレートしたスピン系などの複雑なスピン系への応用が期待される。

目次

第1章	序論	21
1.1	研究背景	21
1.2	本論文について	25
第2章	2次元光マイクロトラップアレー	29
2.1	計算機によるホログラム生成	30
2.1.1	SLMによるトラップ光の位相変調とレンズのフーリエ変換作用	31
2.1.2	ホログラム計算アルゴリズムの選択	33
2.1.3	(Weighted) Gerchberg-Saxton アルゴリズム	36
2.2	空間光位相変調器を用いた光トラップの実装	45
2.2.1	実験セットアップ	46
2.2.2	空間光位相変調器を用いた光トラップの位置精度	49
2.3	2次元光マイクロトラップアレーの均一化	51
2.3.1	光強度測定結果を用いたトラップアレーの均一化フィードバック	53
2.3.2	トラップ内の単一原子からの蛍光測定結果を用いたトラップアレーの均一化フィードバック	56
2.4	任意の配置の2次元光マイクロトラップアレー	63
2.5	まとめ	63
第3章	単一原子ローディングと単一原子の内部状態操作	65
3.1	光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング	66
3.1.1	蛍光観測システム	66
3.1.2	蛍光観測および偏光勾配冷却中の残留磁場補正	68
3.1.3	光誘起衝突による単一原子ローディング	69
3.1.4	時間系列システムと原子配置のリアルタイム解析	74
3.1.5	欠陥の無い単一原子アレー	77
3.1.6	実験ステップのフローチャート	80

II

3.2	光マイクロトラップアレーの特性評価	82
3.2.1	トラップ周波数の測定	84
3.2.2	トラップ深さ・光シフトの測定	85
3.2.3	光マイクロトラップ中の単一原子の温度測定	89
3.3	トラップ内単一原子の内部状態の初期化	92
3.4	ラマン遷移による単一原子の基底状態間内部状態操作	98
3.4.1	実験系セットアップ	100
3.4.2	$ 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 間のラマン遷移	104
3.4.3	$ 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \leftrightarrow 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ 間のラマン遷移	106
3.5	まとめ	110
第4章	リユードベリ状態への励起とリユードベリブロックード効果の観測	113
4.1	リユードベリ状態の特性	114
4.2	実験セットアップ	118
4.2.1	リユードベリ励起用レーザーの開発	118
4.2.2	リユードベリ励起光のアライメント	125
4.3	単一原子のリユードベリ状態への励起	131
4.3.1	リユードベリ状態の観測と時間系列	131
4.3.2	基底状態-リユードベリ状態間のコヒーレント遷移	134
4.3.3	単一原子系におけるデコヒーレンス要因	136
4.4	リユードベリ状態間の相互作用	140
4.4.1	van der Waals 相互作用	142
4.4.2	相互作用の異方性	144
4.5	単一原子アレー中のリユードベリブロックード	146
4.5.1	少数原子系における集団励起効果の観測	150
4.5.2	2×2 単一原子アレーにおける励起パターン解析	153
4.5.3	リユードベリブロックード領域近傍の励起ダイナミクス	156
4.5.4	リユードベリブロックード領域内外の励起ペア相関	159
4.6	まとめ	162
第5章	リユードベリ原子を用いたスピニングモデルのダイナミクス	165
5.1	リユードベリハミルトニアンとイジングモデル	165
5.2	閉境界を持つ $N = 6$ リング原子アレー	167
5.2.1	実験セットアップ	170
5.2.2	励起パターンのダイナミクス解析	170
5.2.3	リユードベリ原子密度分布とスピン-スピン相関の解析	176

5.3	開境界を持つ $N = 5$ 次元原子アレー	182
5.3.1	実験セットアップ	184
5.3.2	励起パターンのダイナミクス解析	185
5.3.3	リュードベリ原子密度分布とスピン-スピン相関の解析	185
5.3.4	閉境界条件と開境界条件における励起ダイナミクス	192
5.4	様々な原子配置・相互作用領域における励起ダイナミクス	196
5.5	まとめ	201
第6章	まとめと今後の展望	203
	参考文献	207
	本論文に関連する発表リスト	223
	謝辞	227
	著者略歴	229

表 目 次

2.1	様々なアルゴリズムのパフォーマンス	37
2.2	CMOSカメラで測定したトラップ光の強度分布を用いたフィードバック 結果	57
2.3	EMCCDカメラで測定した単一原子の蛍光信号を用いたフィードバック 結果	60
3.1	原子蛍光の観測効率	68
3.2	蛍光フィードバック後の光マイクロトラップアレーの光シフト分散	89
3.3	バイアス磁場の設定値	108
4.1	Rb原子の量子欠損	115
4.2	リュードベリ状態の特性	117
4.3	リュードベリ励起用光源開発に用いたAOMのパラメータ	122
4.4	システムサイズとリュードベリ励起光のスポット半径	131
4.5	実験パラメータ	150

目 次

1.1	量子シミュレーションの概要図	22
1.2	本量子シミュレータのロードマップ	24
2.1	Fresnel 回折積分	30
2.2	空間光位相変調器による位相変調	31
2.3	SLM の回折効率	34
2.4	様々なアルゴリズムによる 10×10 正方格子アレー	36
2.5	Gerchberg–Saxton アルゴリズム	38
2.6	Gerchberg–Saxton アルゴリズムの評価	41
2.7	Gerchberg–Saxton アルゴリズムと Weighted Gerchberg–Saxton アルゴ リズムのパフォーマンス比較	42
2.8	その他の反復型アルゴリズム	43
2.9	空間光位相変調器の原理	44
2.10	SLM を用いた光マイクロトラップの実験系	45
2.11	光マイクロトラップの光学系の詳細	46
2.12	ブレイズ回折格子の回折効率	48
2.13	$3 \mu\text{m}$ 間隔 10×10 正方格子アレーのスポット位置揺らぎ	49
2.14	温度 T を持つ単一原子の捕獲確率	51
2.15	フィードバック前後のピーク強度のヒストグラム	54
2.16	フィードバックのパフォーマンス	55
2.17	蛍光信号を用いたフィードバック前後の蛍光ヒストグラム	58
2.18	観測効率の低いサイトの蛍光ヒストグラム	59
2.19	N 原子系の観測効率	61
2.20	任意の配置の 2 次元光マイクロトラップアレー	62
3.1	単一原子のローディングと蛍光観測の実験系	67
3.2	トラップ内の単一原子を用いた補正磁場 \vec{B}_{comp} の最適化	69

3.3	赤方離調光による光誘起衝突	70
3.4	衝突ブロッケード	71
3.5	青方離調光による光誘起衝突	72
3.6	光誘起衝突を用いた単一原子ローディング	73
3.7	ローディングの時間系列とメインの時間系列	75
3.8	時間系列の制御システム	76
3.9	原子配置および原子数のリアルタイム観測	78
3.10	ロードされた原子数のイベント確率	79
3.11	欠損のない単一原子アレー	80
3.12	実験ステップのフローチャート	81
3.13	単一原子を用いたトラップ周波数測定原理	83
3.14	動径方向のトラップ周波数の測定	85
3.15	光シフトの測定	86
3.16	5 × 5 正方格子アレーの光シフト測定	87
3.17	光マイクロトラップアレーの光シフトスケーリング	88
3.18	光マイクロトラップ中における単一原子の温度測定原理	90
3.19	単一原子の温度測定結果	91
3.20	単一原子の内部状態操作の典型的な時間系列	92
3.21	単一原子のオプティカルパンピング	93
3.22	2-2' ビームのデパンプレート測定	94
3.23	単一原子を用いたオプティカルパンプの最適化	96
3.24	単一原子のオプティカルパンピングレート測定	97
3.25	基底状態間誘導ラマン遷移におけるエネルギー準位	99
3.26	ラマン遷移用レーザー光源	101
3.27	全体の実験系 (オプティカルパンプ光とラマン光)	102
3.28	ラマン遷移の時間系列	103
3.29	$ 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 間のコヒーレント操作	104
3.30	ラマン遷移によるゼーマンシフト測定	106
3.31	オプティカルパンプ光最適化後のラマン遷移	109
4.1	^{87}Rb 原子のエネルギー準位	116
4.2	^{87}Rb リュードベリ状態への 2 光子励起	119
4.3	リュードベリ励起用光源のセットアップ	121
4.4	リュードベリ状態の電磁誘起透明化スペクトル	125
4.5	リュードベリ励起光の光学系	126
4.6	ラマン光の光シフトを用いたビームアライメント	128

VIII

4.7	光双極子トラップと光マイクロトラップアレー	130
4.8	リユードベリ励起の時間系列	132
4.9	トラップ光の開放時間と再キャッチ確率	133
4.10	単一原子のリユードベリ励起スペクトルとラビ振動測定	135
4.11	基底状態とリユードベリ状態間のラビ振動測定	139
4.12	双極子-双極子相互作用モデル	141
4.13	ペア状態のエネルギー間隔	143
4.14	van der Waals 相互作用係数 C_6 の計算結果	144
4.15	van der Waals 相互作用係数 C_6 の異方性	145
4.16	リユードベリブロッケードの原理	146
4.17	相互作用の大きさごとの励起確率	147
4.18	単一原子アレー ($N = 1 \sim 4$) の集団励起ラビ振動	151
4.19	集団励起ラビ周波数	152
4.20	リユードベリ原子数 N_r のイベントヒスト確率	154
4.21	2×2 アレー中の励起パターン	155
4.22	2×2 アレー中のリユードベリ原子ペアの励起ダイナミクス	157
4.23	2×2 正方格子アレーを単純化したモデル	158
4.24	2×2 アレー中のリユードベリ原子ペア相関	160
4.25	一次元アレー中のリユードベリ原子ペア相関	161
5.1	リング状に並べた $N = 6$ 原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,j} \gg \hbar\Omega$)	167
5.2	リング状に並べた $N = 6$ 原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$)	168
5.3	$N = 6$ リングアレー中のリユードベリ状態間相互作用	169
5.4	$N = 6$ リングアレーの励起ダイナミクス	171
5.5	$N = 6$ リングアレー中の $N_\uparrow = 3$ となる状態の確率分布	173
5.6	$N = 6$ リングアレー中のリユードベリ励起パターンごとのダイナミクス	174
5.7	$N = 6$ リング原子系の単純化モデル	175
5.8	$N = 6$ リングアレーのリユードベリ原子密度分布	177
5.9	$N = 6$ リングアレー中のリユードベリ原子連鎖数	178
5.10	$N = 6$ リングアレー中のスピン-スピン相関関数	181
5.11	$N = 6$ リングアレー中のスピン-スピン相関関数のダイナミクス	182
5.12	$N = 5$ 一次元原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$)	183
5.13	$N = 5$ 一次元原子アレー	184
5.14	$N = 5$ 一次元アレーの励起ダイナミクス	186
5.15	$N = 5$ 一次元アレー中の $N_\uparrow = 3$ となる状態の確率分布	187

5.16 $N = 5$ 次元アレーのリュードベリ原子密度分布	188
5.17 $N = 5$ 次元アレー中のリュードベリ原子連鎖数	189
5.18 $N = 5$ 次元アレー中のスピン-スピン相関関数	190
5.19 $N = 5$ 次元アレー中のスピン-スピン相関関数のダイナミクス	191
5.20 $N = 6$ リングアレーと $N = 5$ 次元アレーのヒルベルト空間	193
5.21 $N = 6$ リングアレーと $N = 5$ 次元アレーの励起ダイナミクス	194
5.22 様々な原子配置・相互作用領域における励起ダイナミクス	197
5.23 双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} の固有エネルギーの計算	200

序論

1.1 研究背景

金属や超伝導素子、磁性体などの身の回りにある様々な物質の物理的特性は、物質中の個々の電子の振舞いやその相互作用により支配されている。このような複数の量子が相互作用しあう量子多体系を古典コンピュータで厳密に解析するためには、量子の数の増加とともに指数関数的に膨大となる量子状態の記述を古典コンピュータのメモリに保存する必要がある。一例として、強磁性体や反強磁性体を単純化したイジングモデルを考えると、個々のスピンは $|\uparrow\rangle$ か $|\downarrow\rangle$ の2つの状態を持つ。従って、 N 個の粒子系を表す状態は 2^N 個の直行基底の重ね合わせ状態となる。 $N = 40$ の場合、各基底の確率振幅を実部、虚部ともに 32 bits の単精度型とすると約 8 TB のメモリを要する。さらに、固体中の電子を記述するハバードモデルでは単一スピンあたり 4 つの状態を取り得るため、必要なメモリは同じ粒子数でも 5×10^{12} TB と膨大に増加する。

解析困難な量子多体系を解析するアプローチとして量子シミュレーションが挙げられる [Georgescu et al. 2014]。量子シミュレーションは、1980 年代に Benioff や Feynman に最初に提唱されたアイデアである。現在その概念は拡張され、古典コンピュータでは粒子数 N に対しメモリ・計算コストが指数関数的に増加する量子多体系を制御可能な別の量子系で人工的に再現し、実験的にシミュレーションを行う技術となっている。一例として、ハミルトニアン \hat{H} で記述される量子多体系のダイナミクスシミュレーションの概要を図 1.1 に示す。2 つの状態を取り得るスピンを N 個考えた系では、時間発展演算子 $\hat{U} = \exp(-i\hbar\hat{H}t)$ は $2^N \times 2^N$ 個の複素数で表される。終状態 $|\varphi(t)\rangle$ の解析が困難な量子多体系のハミルトニアン \hat{H} や初期状態 $|\varphi(0)\rangle$ をシミュレータのハミルトニア

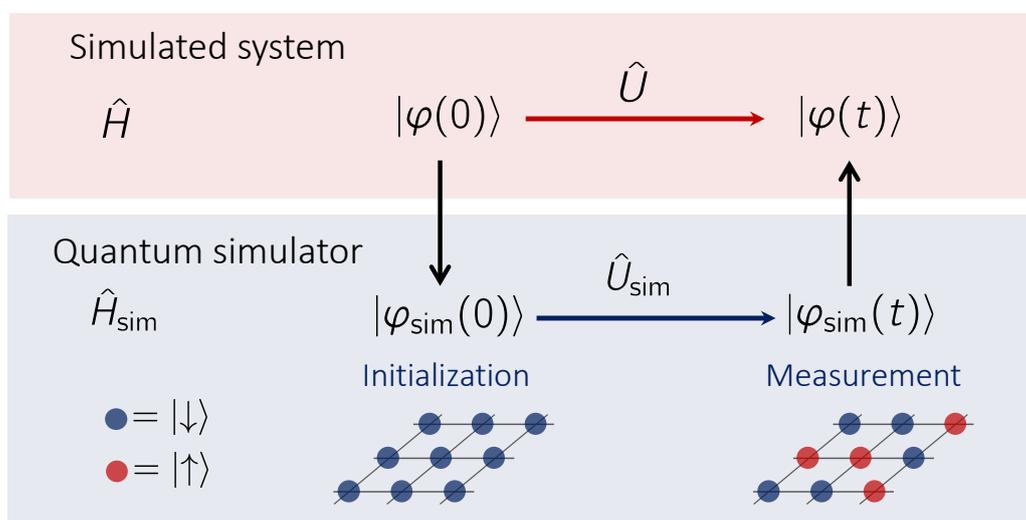


図 1.1: 量子シミュレーションの概要図. 量子多体系は初期状態 $|\varphi(0)\rangle$ から終状態 $|\varphi(t)\rangle$ へオペレータ $\hat{U} = \exp(-i\hbar\hat{H}t)$ で時間発展する. このハミルトニアンおよび初期状態を量子シミュレータにマッピング $\hat{H} \leftrightarrow \hat{H}_{\text{sim}}, |\varphi(0)\rangle \leftrightarrow |\varphi_{\text{sim}}(0)\rangle$ し、実験的に $|\varphi_{\text{sim}}(t)\rangle$ を測定することで未知の状態 $|\varphi(t)\rangle$ を解析する.

ン \hat{H}_{sim} および初期状態 $|\varphi_{\text{sim}}(0)\rangle$ にマッピングし、ダイナミクス $|\varphi_{\text{sim}}(0)\rangle \rightarrow |\varphi_{\text{sim}}(t)\rangle$ を実験的に測定することで、これに対応した未知のダイナミクス $|\varphi(0)\rangle \rightarrow |\varphi(t)\rangle$ の情報を得ることができる。量子間の相互作用やスピン配置などのパラメータが可変な量子シミュレータが実現できれば、複雑な量子多体系においてもそのダイナミクスを解析することが可能になる。

解析困難な量子多体系を制御性の良い物理系で再現する量子シミュレーションに対し、量子力学的な効果を用いて特定の問題の超高速計算を行う量子コンピューティング [Steane 1998] と呼ばれる技術がある。古典コンピュータが 0 もしくは 1 のみの値を持つ古典ビットを用いるのに対して、量子コンピュータでは 0 と 1 の重ね合わせ状態を取り得る量子ビットを利用する。そして、複数の量子ビットに量子ゲートからなるアルゴリズムを施すことで、古典コンピュータでは膨大な時間を要する素因数分解 [Shor 1994] や大規模データの探索 [Grover 1996] などの特定の問題を高速に解くことができると期待されている。

量子ビットの量子ゲート操作に基づくデジタル型の量子コンピュータの他にも、量子アニーリング [Kadowaki and Nishimori 1998] に代表されるアナログ型の量子コンピュータが存在する。量子アニーリングは、イジングモデルの最低エネルギー状態を探索する計算アルゴリズムであり、イジングモデルにマッピングされる様々な組み合

わせ最適化問題を高速に計算できると想定されている。

量子コンピュータや量子シミュレータは、次世代の計算プラットフォームとして期待され、世界各国で盛んに研究が行われている。量子コンピュータや量子シミュレータを構成する物理系に共通な条件として、外界と良く遮断され長いコヒーレンス時間をもつこと、単一量子レベルの操作や観測が可能な系であることが挙げられ、実験技術や基盤は共通する点が多くある。特に、量子シミュレータは、実在する量子多体系の定常状態や低温領域における状態を実験的に再現するものであるため、デジタル型の量子コンピュータよりも短期的に実用化が可能であると期待されている。現在までに、核磁気共鳴 [Peng et al. 2009]、超伝導素子 [Houck et al. 2012]、冷却原子 [Gross and Bloch 2017]、冷却イオン [Blatt and Roos 2012]、光子 [Aspuru-Guzik and Walther 2012]、量子ドット [Hensgens et al. 2017]、窒素空孔欠陥スピン [Cai et al. 2013] などの様々な物理系で量子シミュレーションのデモンストレーションが報告され、それぞれの物理系に特化した利点を持つ。

量子シミュレータを実現する物理系の中でも、冷却中性原子は外界と良く遮断された系となるゆえ長いコヒーレンス時間が期待できる。そのため以下からは、中性原子方式に着目して議論を行う。中性原子方式は、膨大な原子数を扱うトップダウン型と、扱う原子数を1個ずつ増やしていくボトムアップ型の2つに分けられる。

トップダウン型では、主に光格子トラップを用いて1度に $N \sim 10^6$ 個程度の原子を扱えることが特徴である。スピン間の相互作用はトンネル効果が主流であり、ボーズ気体の場合ボーズ・ハバードモデルで記述される [Bloch et al. 2008]。このモデルはイジングスピンモデル [Simon et al. 2011] やハイゼンベルグスピンモデル [Fölling et al. 2007; Trotzky et al. 2008] にマップ可能で、多種多様な量子多体系が実現可能であることも特徴の1つである。近年では、量子顕微鏡技術を用いることで単一サイト分解能での観測やスピン相関の直接測定が実現され、さらに単一サイト操作を行うことで、様々なスピンの初期状態やスピン欠損等のシミュレーションが報告されている [Fukuhara et al. 2013a,b; Preiss et al. 2015; Choi et al. 2016]。また、2016年に Parsons et al. によりフェルミ・ハバードモデルのスピン相関観測が実演され、さらに着目を浴びている。

ボトムアップ型では、主にリュードベリ状態間の相互作用を用いる。リュードベリ状態とは主量子数 n の大きな励起状態のことをいう。また、レーザーによってリュードベリ状態に励起された原子は、リュードベリ原子と呼ばれている。リュードベリ原子間には非常に大きな相互作用が働き、近傍原子のリュードベリ状態への励起を抑制する効果が生じる。この効果のことをリュードベリブロッケードと呼ぶ。リュードベリブロッケードを用いた量子もつれ状態の生成や量子ゲート操作が提案 [Jaksch et al. 2000; Lukin et al. 2001] されて以降、様々なアプリケーションに応用されている [Saffman et al. 2010; Lim et al. 2013; Browaeys and Lahaye 2016; Saffman 2016; Schauss 2017]。リュード

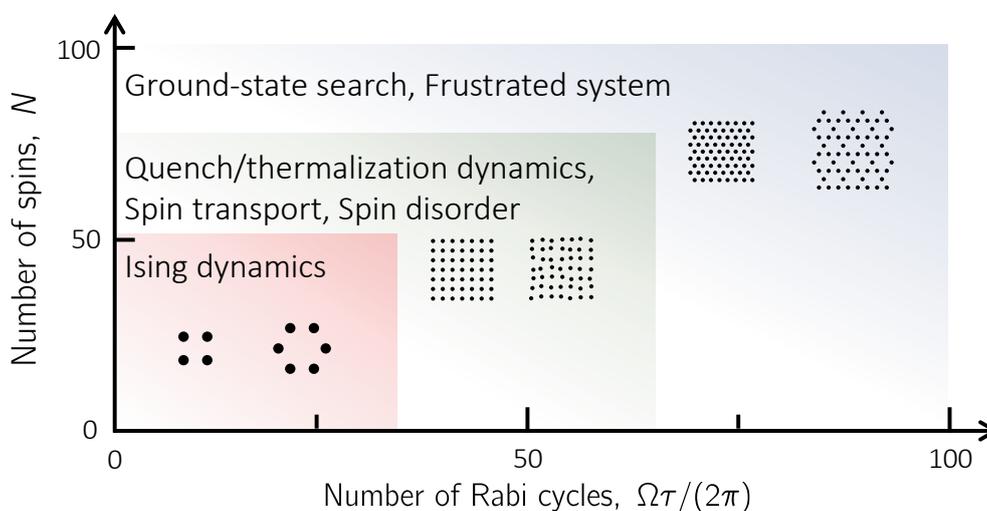


図 1.2: 本量子シミュレータのロードマップ。量子シミュレータの性能として、スピン数 N に対応する原子数と観測可能なラビサイクル数 $\Omega\tau/(2\pi)$ を用いる。ここで、 Ω は単一原子系におけるラビ周波数、 τ はシミュレーション可能時間である。本論文では、 $N \leq 6$, $\Omega\tau/(2\pi) \lesssim 2$ の領域においてイジングモデルのダイナミクスのシミュレーションを行った。

ベリ原子の相互作用を用いたボトムアップ型の特徴は、相互作用が働く数 μm 程度まで原子間距離を拡張できるため、光格子系よりもはるかに容易・高効率に単一原子レベルでの観測・制御が可能となることである。二原子間のリユードベリブロッケードは 2009 年に初めて観測され [Urban et al. 2009; Miroschnychnenko et al. 2009]、その 1 年後には、このブロッケード効果を用いて二原子間の C-NOT ゲート操作 [Isenhower et al. 2010] や量子もつれ状態の観測 [Wilk et al. 2010] が実証された。近年では、AOD [Lester et al. 2015; Endres et al. 2016] や空間光位相変調器 [Nogrette et al. 2014] 等のプログラマブルな回折素子を用いることで、個々のトラップ位置を独立に制御でき、自由自在なトラップ配置が実現されている。そして、複数個の原子にレーザー光を照射した系は、イジングモデルとのマッピングが可能となる [Schauss 2018]。様々なスピン配置のイジングモデルのシミュレーションの第一報が Labuhn et al. (2016) により報告され、冷却イオントラップ方式や超伝導素子方式と同様にボトムアップ型で開発していく量子シミュレータとして着目を浴びている。

1.2 本論文について

本論文は、冷却リユードベリ原子を用いた量子シミュレータの開発を目的として行った研究をまとめたものである。空間光位相変調器を用いた光マイクロトラップアレー [Nogrette et al. 2014] とリユードベリ原子間相互作用を組み合わせることで、光格子系では実現が難しいスピン配置のシミュレーションが期待できる。例えば、三角格子やカゴメ格子、ハニカム格子等のフラストレートを有するスピン配置だけでなく、乱雑性を含んだスピン配置が挙げられる。さらに、原子間距離や励起するリユードベリ状態を変えることで、スピン間に働く相互作用の大きさや符号, 異方性といったパラメータを制御することも可能となる。

このような高い制御性, 高い自由度を持った量子シミュレータの性能目標やそれに対応するアプリケーションを図 1.2 に示す。縦軸はスピン数 N に対応する原子数、横軸は観測可能なラビサイクル数 $\Omega\tau/(2\pi)$ である。ここで、ラビ周波数 Ω はリユードベリ原子間の相互作用の大きさ V の制約 $\hbar\Omega < V$ があり、シミュレーション可能時間 τ の本質的限界はリユードベリ状態の寿命 τ_{lifc} となる。従って、観測可能なラビサイクル数の本質的限界は $\Omega\tau/(2\pi) < \tau_{\text{lifc}}V/h$ で与えられる。相互作用の大きさ V や寿命 τ_{lifc} は、リユードベリ状態の主量子数 n に依存し、 $V \propto n^{11}$, $\tau_{\text{lifc}} \propto n^3$ であるため、ラビサイクル数の本質的限界は主量子数 n の 14 乗に比例する。原子間距離 $R = 4 \text{ nm}$ および主量子数 $n \simeq 70$ における観測可能なラビサイクル数の限界値は $\sim 10^3$ となる。

本量子シミュレータの最終的な目標は、古典コンピュータでの計算が困難な原子数 $N = 50 \sim 100$ を扱うことができ、さらにラビサイクル数 $\Omega\tau/(2\pi) \sim 100$ 程度の時間スケールが観測可能なことである。これらの目標を実現することにより、フラストレートを有するスピン系のダイナミクスや基底状態探索、孤立量子系の熱平衡化 [Ates et al. 2012]、非平衡ダイナミクス [Gribben et al. 2018] など量子多体系における様々な現象を解析するため多目的プラットフォームとして期待できる。さらに、原子配置や原子温度を制御することでスピン配置の乱雑性 [Marcuzzi et al. 2017] が可変な系を構築でき、乱雑性が系にもたらす影響を検証することが可能となる。

本論文では、量子シミュレータ開発の第一ステップとして、 $N \leq 6$, $\Omega\tau/(2\pi) \lesssim 2$ の領域においてイジングモデルのダイナミクスのシミュレーションを行った。得られた実験結果とイジングモデルの理論計算結果を比較し、リユードベリ原子系特有の効果についての考察を行った。

本研究での着眼点を以下に挙げる。1つ目は、光マイクロトラップアレー中の単一原子の観測効率である。原子に刻まれたスピンの状態を読み取るためには、特定の内部状態にある単一原子の蛍光観測を行う。蛍光観測における単一原子あたりの観測効率が 0.99 であっても、 $N = 50$ 個の原子では、観測効率は $0.99^N \simeq 0.61$ まで低下するこ

とが推測される。それゆえ、精確なシミュレーション結果を得るためには、個々の原子の観測効率の向上が必須である。しかしながら、空間光位相変調器により多数の光トラップを形成すると、実際の光学系に依存して各ピーク強度にバラつきが生じ、単一原子の観測効率の悪化をもたらす。これは、各トラップの光シフトの不均一性により、蛍光の散乱レートが異なるためである。本研究では、実際のトラップ平面におけるピーク強度のバラつきを単一原子から得られる蛍光を用いて均一化する手法を開発し、先行研究の手法 [Nogrette et al. 2014] よりも個々の原子の検出効率を大幅に向上できることを実証した。

2つ目は、スピン配置の境界の効果である。Labuhn et al. (2016) らがデモンストレーションに使用した主なスピン配置は、リングや楕円に並べた閉じた境界となる配置であり、有限な大きさを持つシステムの境界に関する研究は少ない。本論文では、閉じた境界となるリングアレーと開いた境界を持つ次元アレーを用いて、スピンのダイナミクスや励起スピンの密度分布を測定し、境界の有無が系にもたらす効果を検証した。

本論文の構成

本論文は、冷却リユードベリ原子を用いた量子シミュレータの開発を目的として行った研究をまとめたものであり、次の順に構成されている。

第2章では、任意の配置の光マイクロトラップアレーを高均一度で生成する手法について述べる。

第3章では、磁気光学トラップから光マイクロトラップアレーへの単一原子のローディング手法や、ロードされた単一原子を用いて光マイクロトラップアレーのトラップ特性評価を行った実験について述べる。さらに、トラップ内の単一原子の内部状態の初期化を行い、基底状態間の内部状態操作を行うことで初期化効率の評価を行った。これらの実験により実験系におけるパラメータや初期化効率などを測定し、リユードベリ励起実験を行う準備を行った。

第4章では、リユードベリ励起光源開発から、単一原子系におけるリユードベリ状態への励起、さらにはリユードベリブロッケードを観測した実験について述べる。ここでは、リユードベリ半径内のダイナミクスから、リユードベリブロッケード領域近傍のダイナミクスに着目している。

第5章では、閉じた境界となるリングアレーと開いた境界となる次元アレーを用いてリユードベリ状態への励起スピンのダイナミクスや励起スピンの密度分布を測定した結果について述べる。また、イジングモデルのハミルトニアンから得られる計算結果と実験結果の比較も行った。

第6章では、以上の内容をまとめ、今後の展望について述べる。

2次元光マイクロトラップアレー

原子の共鳴遷移から大きく離調した光によって形成された光トラップは、光の吸収・放出を抑えながら原子を捕獲することが可能となる。特に、トラップ体積を数 μm^3 程度まで小さくした光トラップは、光マイクロトラップと呼ばれており、原子を微小領域に閉じ込めることが可能となる。本研究では、光マイクロトラップ内の単一原子の内部状態をスピンに対応させたスピン系量子シミュレータの開発を行う。

多数の量子スピンを拡張するためには、光マイクロトラップ数を増やし、各トラップに単一原子をロードし、さらに個々の単一原子を高効率に検出することが必要不可欠となる。光マイクロトラップ数を拡張する方法として、複数のトラップ光を重ね合わせていく手法 [Ebert et al. 2015] や光定在波を用いる手法 [Nelson et al. 2007; Wang et al. 2016]、固定型回折素子 [Urban 2009; Piotrowicz et al. 2013] を用いる手法等が挙げられる。しかし、これらの方法で形成された光トラップアレーは各トラップ位置の自由度に欠け、多種多様な光トラップアレーを形成することが難しい。近年では、音響光学偏向器 [Lester et al. 2015; Barredo et al. 2016] や空間光位相変調器 [Bergamini et al. 2004; Nogrette et al. 2014; Kim et al. 2016]、デジタルマイクロミラーデバイス [Kuhn 2014] 等を用いることにより、トラップ配置に関して高い自由度を持った光マイクロトラップアレーの形成が可能となっている。

我々は、空間光位相変調器 (Spatial Light Modulator: SLM) を用いて光マイクロトラップアレーの生成を行った。この手法の利点は、高い回折効率で 60 個以上の光トラップをプログラマブルに 2次元・3次元空間上に配置できる点である。しかし、実際の光学素子や光学アライメントの影響により、計算したホログラムにより形成されたトラップアレーは不均一なトラップ深さを持つ。トラップ深さの不均一性は、トラップ

内へロードされた単一原子の観測効率を悪化させる。そこで我々は、各トラップの強度分布とトラップ中の単一原子の蛍光を用いてトラップ深さを均一化する手法を開発し、高効率に単一原子を観測することが可能な光マイクロトラップアレーを実現した。

本章では、まず節 2.1 でホログラムの計算手法について述べる。節 2.2 では、SLM を実験系に組み込み、トラップアレーの強度分布を観測した結果について述べる。次に節 2.3 で、実際にトラップアレー内に単一原子をローディングし、トラップ中の原子から得られた蛍光を用いてフィードバックループを組み、トラップアレーの均一化を行った実験等について述べる。

なお、本論文では、ホログラムを計算する際のターゲット強度分布を white-black スケール、計算機上の強度分布を black-green スケール、測定したトラップ光の強度分布を black-red スケールの False-color 画像で示す。

2.1 計算機によるホログラム生成

所望の強度分布を得るために、現在までに様々なホログラムの計算手法が開発されている。節 2.1.1 では、SLM 平面における電場の位相変調がレンズの後焦点面の電場にどのような影響をもたらすかを考え、最もシンプルなホログラムの計算手法を述べる [大津元一 1994; Goodman 2005]。節 2.1.2 では、その他の様々なホログラムの計算手法の比較を行う。節 2.1.3 では、単一原子トラップに適したホログラムの計算手法である Gerchberg-Saxton アルゴリズムや Weighted Gerchberg-Saxton アルゴリズムの原理について述べる。

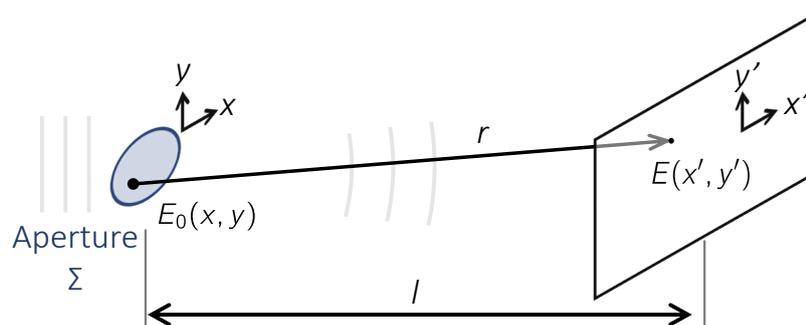


図 2.1: Fresnel 回折積分.

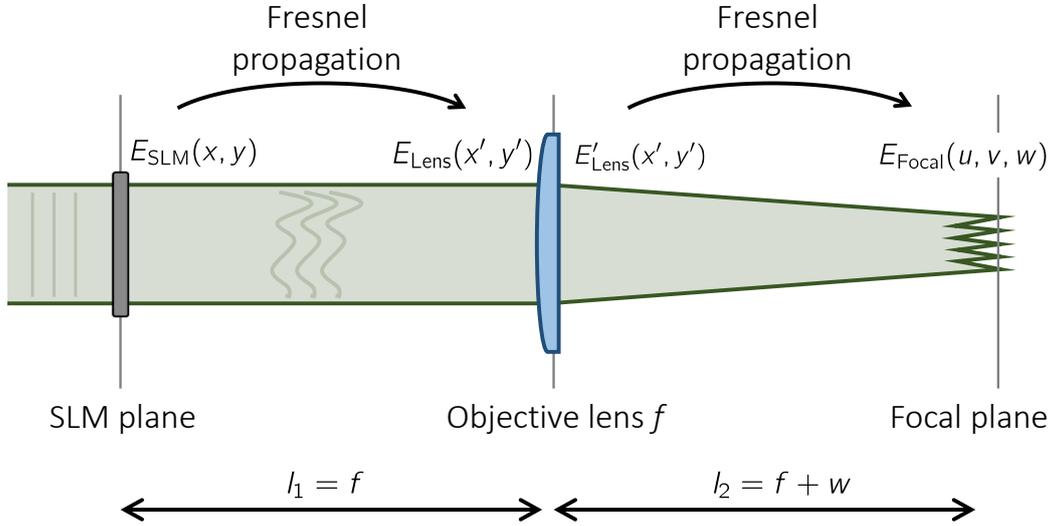


図 2.2: 空間光位相変調器による位相変調. SLM は、入射電場 E_{in} に位相 φ を加え、電場 $E_{\text{SLM}} = E_{\text{in}} e^{j\varphi}$ を生成する. φ を制御することで集光平面において任意の強度分布 $I \propto |E_{\text{Focal}}|^2$ を生成できる.

2.1.1 SLM によるトラップ光の位相変調とレンズのフーリエ変換作用

まず図 2.1 に示すように、 (x, y) 平面に開口 Σ があり、その前面から光が照射されているとする。開口中の点 (x, y) における光電場を $E_0(x, y)$ としたとき、 (x, y) 平面から距離 l だけ離れた (x', y') 平面に到達する回折光 $E(x', y')$ を考える。Rayleigh-Sommerfeld の回折積分を用いると $E(x', y')$ は次のように書ける。

$$E(x', y') = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} dx dy E_0(x, y) e^{ikr} \frac{\cos \theta}{r}. \quad (2.1)$$

ただし、 λ は光の波長、 $k = 2\pi/\lambda$ は波数、点 (x, y) と点 (x', y') 間の距離を $r \gg \lambda$ 、 $\cos \theta = l/r$ とした。ここで、近軸近似 ($l \gg |x' - x|, |y' - y|$) を用いることができる場合、すなわち $\theta \simeq 0$ の近似が成り立つことを仮定すると式 (2.1) 内の項 e^{ikr} は次のように近似できる。

$$e^{ikr} = e^{ik\sqrt{l^2 + (x'-x)^2 + (y'-y)^2}} \simeq e^{ikl} e^{i\frac{k}{2l}\{(x'-x)^2 + (y'-y)^2\}}. \quad (2.2)$$

その結果、 (x', y') 平面での回折光は、

$$E(x', y') = \frac{1}{i\lambda l} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}l} e^{i\frac{\pi}{\lambda l}(x'^2 + y'^2)} \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy E_0(x, y) e^{i\frac{\pi}{\lambda l}(x^2 + y^2)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda l}(x'x + y'y)}, \quad (2.3)$$

となる。式 (2.3) は、Fresnel 回折積分と呼ばれる。なお、 (x, y) 平面のうち開口 Σ 外では $E_0(x, y) = 0$ なので、積分区間を $-\infty \sim +\infty$ とした。

次に、SLM 平面の光とレンズの後焦点面における光の関係を定式化する。図 2.2 に示すように、焦点距離 f のレンズと SLM 間の距離を $l_1 = f$ 、レンズと後焦点面間の距離を $l_2 = f + w$ としたモデルを考える。レンズ前面における電場 $E_{\text{Lens}}(x', y')$ と SLM 平面における電場 $E_{\text{SLM}}(x, y)$ 間、およびレンズ後面における電場 $E'_{\text{Lens}}(x', y')$ と後焦点面における電場 $E_{\text{Focal}}(u, v)$ 間には式 (2.3) が成り立つため、

$$E_{\text{Lens}}(x', y') = \frac{1}{i\lambda f} e^{i\frac{2\pi}{\lambda f}} e^{i\frac{\pi}{\lambda f}(x'^2+y'^2)} \times \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy E_{\text{SLM}}(x, y) e^{i\frac{\pi}{\lambda f}(x^2+y^2)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x'x+y'y)}, \quad (2.4)$$

$$E_{\text{Focal}}(u, v) = \frac{1}{i\lambda(f+w)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda(f+w)}} e^{i\frac{\pi}{\lambda(f+w)}(u^2+v^2)} \times \iint_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' E'_{\text{Lens}}(x', y') e^{i\frac{\pi}{\lambda(f+w)}(x'^2+y'^2)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda(f+w)}(ux'+vy')}, \quad (2.5)$$

と表すことができる。また、薄いレンズを仮定すると、レンズ前面における電場 $E_{\text{Lens}}(x', y')$ と後面の電場 $E'_{\text{Lens}}(x', y')$ には、以下の関係がある。

$$E'_{\text{Lens}}(x', y') = E_{\text{Lens}}(x', y') e^{-i\frac{\pi}{\lambda f}(x'^2+y'^2)}, \quad (2.6)$$

式 (2.4)、(2.5) および (2.6) を用いて、後焦点面における電場 $E_{\text{Focal}}(u, v, w)$ を SLM 平面における電場 $E_{\text{SLM}}(x, y)$ を用いて表すと、最終的に次の式を得る。

$$E_{\text{Focal}}(u, v, w) = \frac{1}{i\lambda f} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(2f+w)} \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy E_{\text{SLM}}(x, y) e^{i\frac{\pi w}{\lambda f^2}(x^2+y^2)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(ux+vy)}. \quad (2.7)$$

特に $w = 0$ のとき式 (2.8) は、

$$E_{\text{Focal}}(u, v) = \frac{1}{i\lambda f} e^{j\frac{4\pi}{\lambda}f} \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy E_{\text{SLM}}(x, y) e^{-j2\pi(f_u x + f_v y)}. \quad (2.8)$$

となる。ここで、 f_u, f_v はそれぞれ $u/(\lambda f)$ 、 $v/(\lambda f)$ からなる空間周波数である。この場合、レンズが (x, y) 平面における電場 $E_{\text{SLM}}(x, y)$ を (u, v) 平面へ 2次元フーリエ変換 $E_{\text{Focal}} = \mathcal{F}[E_{\text{SLM}}]$ していることに対応する。SLM を駆動するためのホログラムを計算するために式 (2.8) の連続した座標軸 $\{u, v, w\}$ 、 $\{x, y\}$ をそれぞれ離散化した座標軸に変換すると次のようになる。

$$E_{\text{Focal}}(u_m, v_m, w_m) = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}w_m} \sum_n^{N_x N_y} E_{\text{SLM}}(x_n, y_n) e^{-j\{\frac{\pi w_m}{\lambda f^2}(x_n^2+y_n^2) + \frac{2\pi}{\lambda f}(x_n u_m + y_n v_m)\}}. \quad (2.9)$$

ただし、SLM の縦および横方向の pixel 数をそれぞれ N_x, N_y とし、 n, m は整数値 ($n = 1, 2, 3, \dots, N_x N_y$) をとる。なお、式 (2.8) における規格化項 $(j\lambda f)^{-1}$ および定位相項 $e^{j\frac{4\pi}{\lambda}f}$ は省いてある。式 (2.9) と同様に SLM 平面における光電場を後焦点面の光電場を用いて表すと、

$$E_{\text{SLM}}(x_n, y_n) = \sum_m^{N_x N_y} E_{\text{Focal}}(u_m, v_m, w_m) e^{j\left\{\frac{2\pi}{\lambda}w_m + \frac{\pi w_m}{\lambda f^2}(x_n^2 + y_n^2) + \frac{2\pi}{\lambda f}(x_n u_m + y_n v_m)\right\}}, \quad (2.10)$$

と書ける。

シンプルなホログラム

最もシンプルなホログラムは式 (2.10) を用いて計算することができる。例えば、ターゲット強度 I_t より後焦点面における電場振幅 $\sqrt{I_t}$ を定め、式 (2.10) の E_{Focal} に代入すればホログラム $\arg[E_{\text{SLM}}]$ を得ることができる。なお、後焦点面における電場位相 $\arg[E_{\text{Focal}}]$ は任意の値で構わない。ここで、式 (2.10) の 2 つの位相項

$$\varphi_{\text{Lens}}^{(m)}(x_n, y_n) = \frac{\pi w_m}{\lambda f^2}(x_n^2 + y_n^2), \quad (2.11)$$

$$\varphi_{\text{Grating}}^{(m)}(x_n, y_n) = \frac{2\pi}{\lambda f}(x_n u_m + y_n v_m), \quad (2.12)$$

に着目する。 φ_{Lens} は光軸方向に、 φ_{Grating} は光軸と垂直な方向にトラップの位置をシフトさせる位相パターンである。この計算手法は Lenses & Gratings (LG) アルゴリズム [Reicherter et al. 1999; Liesener et al. 2000] と呼ばれている。均一な電場振幅 A_0 を持つスポット型のトラップを N 個考えると式 (2.10) は、

$$E_{\text{SLM}}(x_n, y_n) = \sum_i^N A_0 e^{j\left\{\frac{2\pi}{\lambda}w_i + \varphi_{\text{Lens}}^{(i)}(x_n, y_n) + \varphi_{\text{Grating}}^{(i)}(x_n, y_n)\right\}}, \quad (2.13)$$

と簡略化でき、サイト i の位置情報 (u_i, v_i, w_i) を含む位相項を N 回積算すれば良い。この手法は、ホログラムを高速に計算できる利点があるが、回折効率が低くターゲットトラップの周辺に多数のスポット (ゴーストラップ) ができてしまう欠点がある [Georgiou 2010]。

2.1.2 ホログラム計算アルゴリズムの選択

現在までに、所望の強度分布 I_t に近い強度分布を実現するために様々なアルゴリズムが開発されている。これらのアルゴリズムは、後焦点面 (u, v, w) と SLM 平面 (x, y) を計算機上で何度も往復させる反復型と非反復型の 2 種類に分類される。

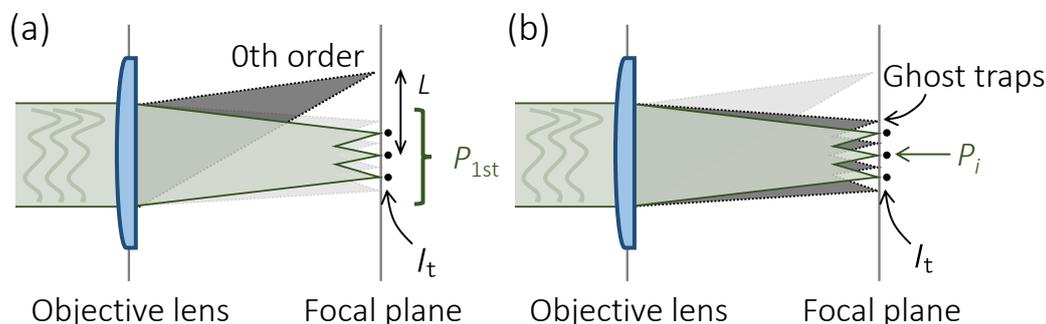


図 2.3: SLM の回折効率. (a) 1 次光の回折効率 η_1 は、無変調のときのパワー P_{non} と 1 次回折領域のトータルの光パワーを $P_{1\text{st}}$ より定義する. なお、後焦点面にける 0 次光スポットと 1 次光の回折領域の中心の距離を L とすると、トラップ領域は $2L$ となる. (b) 1 次光の内ターゲット I_t の位置に回折される効率を η_2 とする. 1 次光内には、目的としていないトラップ (ゴーストトラップ) も存在する.

非反復型の例としては、先程の LG アルゴリズム以外にも Random Superposition (RS) アルゴリズム [Lesem et al. 1969] や Random Mask (RM) アルゴリズム [Burckhardt 1970; Montes-Usategui et al. 2006] 等がある。一方、反復型の例としては、Gerchberg–Saxton (GS) アルゴリズム [Haist et al. 1997; Sinclair et al. 2004] や Weighted Gerchberg–Saxton (WGS) アルゴリズム [Di Leonardo et al. 2007]、Adaptive Additive (AA) アルゴリズム [Curtis et al. 2002]、Mixed-Region Amplitude Freedom (MRAF) アルゴリズム [Pasienski and DeMarco 2008] 等が挙げられる。以下では、 N 個のトラップから成る光マイクロトラップアレーにおいて、各サイトのピーク強度の分散値 σ と回折効率 η を定義する。そして、有限なトラップ光パワーで単一原子トラップを実現するために、これらのパフォーマンスが高いアルゴリズムの選択を行う。

回折効率 η

ここでは、2 つの回折効率 η_1 および η_2 を定義する。1 つ目は、以下の式で計算される 1 次光の回折効率である (図 2.3(a))。

$$\eta_1 = \frac{P_{1\text{st}}}{P_{\text{non}}}. \quad (2.14)$$

これは 1 次光のパワー $P_{1\text{st}}$ を位相を変調していないときの全光パワー P_{non} で割ったもので、 $P_{\text{non}}(1 - \eta_1)$ は 1 次光以外の光パワーを示す。SLM を用いた光トラップを実装する際には、0 次光や 2 次光により原子が捕獲されることを防ぐため、これらの回折光

を予めブロックする必要がある。そのため、0次光と1次光のスポット間距離を L とすると、後焦点面におけるトラップ領域 (回折方向) は $2L$ に制限される。なお、回折効率 η_1 は、節 2.2.1 で詳細に述べる。

2つ目は、1次光のパワーの内ターゲット強度分布 I_t と一致する領域に回折される効率である (図 2.3(b))。これは、以下の式で定義する。

$$\eta_2 = \frac{1}{P_{1st}} \sum_i^N P_i. \quad (2.15)$$

サイト i のスポットのパワーを P_i とし、トラップ N 個分の積算値を1次回折光のパワーで割ったものを η_2 とする。 η_2 が低いと、トラップ領域内にゴーストラップが生成され予期しない箇所に原子が捕獲される。ターゲットとするトラップ光の周辺に現れるゴーストラップ光は、事前にブロックすることができないため、 η_2 を極力抑えたホログラムを用いる必要がある。また、トータルの回折効率は $\eta = \eta_1 \eta_2$ となり、有限なトラップ光パワーでより多くのトラップを生成するためには、 η を大きくする必要がある。

トラップ光強度の分散値 σ

トラップアレーの個々のトラップ光強度のばらつきを示す指標としてピーク強度の分散値 σ を用いる。

$$\sigma = \frac{1}{\langle I_i \rangle} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N |I_i - \langle I_i \rangle|^2}. \quad (2.16)$$

ここで、 N はサイト数、 $i = 1, 2, 3, \dots, N$ はサイトラベル、 I_i はサイト i のトラップ光のピーク強度、 $\langle I_i \rangle$ は N 個のピーク強度の平均値を示す。均一なトラップを生成することは、単一原子を均一にロードし、高効率に観測する上で重要である。トラップ深さが浅いトラップは単一原子のローディング効率が 50% 以下となるとともに、蛍光観測中に原子ロスが生じ、観測効率を低下させる。一方でトラップ深さが深すぎると、衝突ブロッケードの効果が弱まり 2 個以上の原子がロードされる確率が増える他、大きな光シフトにより蛍光量が減り、観測効率の低下をもたらす。これらの問題の詳細は、節 2.3 で述べる。

図 2.4 は、いくつかの非反復型および反復型アルゴリズムで計算したホログラム φ と後焦点面における強度分布 $I_{cal} \propto |\mathcal{F}[A_{in} e^{j\varphi_{cal}}]|^2$ である。表 2.1 は、計算機上の強度分布 I_{cal} よりの各アルゴリズムのパフォーマンスを読み取った結果をまとめたものである。非反復型 (RM, LG, RS) は、計算時間が短い利点があるが、ピーク強度の分散 σ

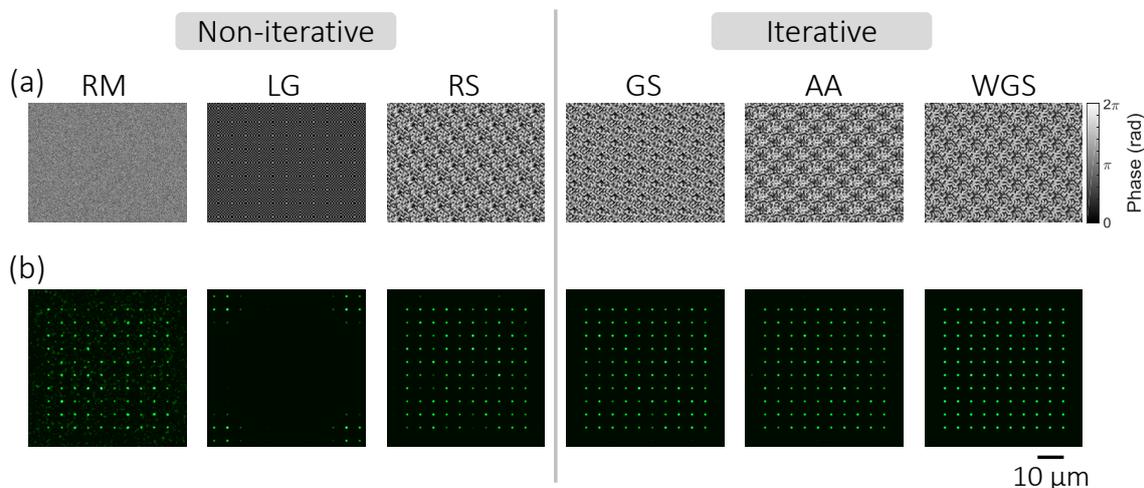


図 2.4: 様々なアルゴリズムによる 10×10 正方格子アレー. (a) 各アルゴリズムで計算した 8 bit ホログラム φ_{cal} である. 計算に使用したマトリックスサイズ $N_x \times N_y = 2000 \times 2000$ の内の一部 (サイズ 600×792) を示す. SLM の各 pixel サイズは $\Delta_x \times \Delta_y = 20 \times 20 \mu\text{m}^2$ 、レンズ焦点距離は $f = 8 \text{ mm}$ 、トラップ光波長は $\lambda = 850 \text{ nm}$ とした. (b) SLM へ入射する電場振幅 A_{in} を半径 6 mm のガウシアンビームと仮定した際に推測される強度分布 $I_{\text{cal}} \propto |\mathcal{F}[A_{\text{in}} e^{j\varphi_{\text{cal}}}]|^2$ である. なお、後焦点面における分解能は $\Delta_u \times \Delta_v = 0.17 \times 0.17 \mu\text{m}^2$ である.

が大きい傾向がある。一方反復型 (GS, AA, WGS, MRAF) では、計算時間が長い、ピーク強度の分散 σ が小さく回折効率 η_2 が高いといった利点がある。本実験では、有限なトラップ光パワーで多数の光マイクロトラップを実現を目指すため、回折効率 η_2 が高い反復型アルゴリズムを採用した。その中でも GS アルゴリズムや WGS アルゴリズムは、ピーク強度の分散値 σ の特性が良いため、均一な光マイクロトラップアレーの実現が期待できる。以下では、主にこの 2 つのアルゴリズムを用いてホログラムの生成を行った。

2.1.3 (Weighted) Gerchberg–Saxton アルゴリズム

Gerchberg–Saxton (GS) アルゴリズムは、電子顕微鏡の像面と回折面で得られる 2 つの強度を用いて両面における未知の位相分布の回復手法として、R. W. Gerchberg と W. O. Saxton により提案された [Gerchberg and Saxton 1972]。現在では、最も基本的な反復型のホログラム計算アルゴリズムとして知られている。先行研究 [Nogrette et al. 2014] でもこのアルゴリズムを用いて単一原子トラップを実現している。本節で

表 2.1: 様々なアルゴリズムのパフォーマンス. 10×10 正方格子アレーの計算結果 φ_{cal} (図 2.4) における回折効率 η_2 、ピーク強度の分散値 σ 、計算時間 (CPU: Intel Core i5, RAM: 8.00 GB) をまとめたものである. 計算に使用したマトリックスサイズは $N_x \times N_y = 2000 \times 2000$ 、また、GS, AA, WGS アルゴリズムの反復回数は 50 である. AA, MRAF アルゴリズムの Mixing パラメータは 0.2 を用いた.

Type	Algorithm	η_2 (%)	σ (%)	Calculation time (s)
non-iterative	RM	9	27	0.2
	LG	45	272	8.7
	RS	88	35	8.5
iterative	GS	93	11	44
	AA	89	14	66
	WGS	92	0.4	137
	MRAF	6.2	2.2	83

は、GS アルゴリズムやこれを改良した WGS アルゴリズムの手順や原理について述べ [Fienup 1982; Di Leonardo et al. 2007]、これらのアルゴリズムの計算結果について議論する。

Gerchberg–Saxton アルゴリズム

ここでは、SLM 平面への入射強度 I_{in} と後焦点面におけるターゲット強度 I_t から SLM 平面における位相を回復させるために GS アルゴリズムを用いる。SLM 平面における電場を $A_{\text{in}} e^{j\varphi}$ とすると、計算機上の後焦点面における強度分布は $I_{\text{cal}} \propto |\mathcal{F}[A_{\text{in}} e^{j\varphi_{\text{cal}}}]|^2$ と書ける。アルゴリズムのゴールは、 I_{cal} と I_t が一致する SLM 平面の位相 φ を求めることである。そのアルゴリズムの手順を以下に記す。なお、図 2.5 はそのブロック図である。

1. SLM 平面への入射電場振幅 $A_{\text{in}} \propto \sqrt{I_t}$ とランダムな位相 φ_0 から、反復回数 $k = 0$ における電場 $A_{\text{in}} e^{j\varphi_k}$ を生成する。ただし、 I_{in} はガウシアンビームを仮定した強度分布を用い、 φ_0 の各 pixel での値は領域 $(0, 2\pi)$ よりランダムに選ぶ。
2. 電場 $A_{\text{in}} e^{j\varphi_k}$ をフーリエ変換 $\mathcal{F}[\cdot]$ することで、後焦点面における電場 $\tilde{A}_k e^{j\tilde{\varphi}_k}$ を

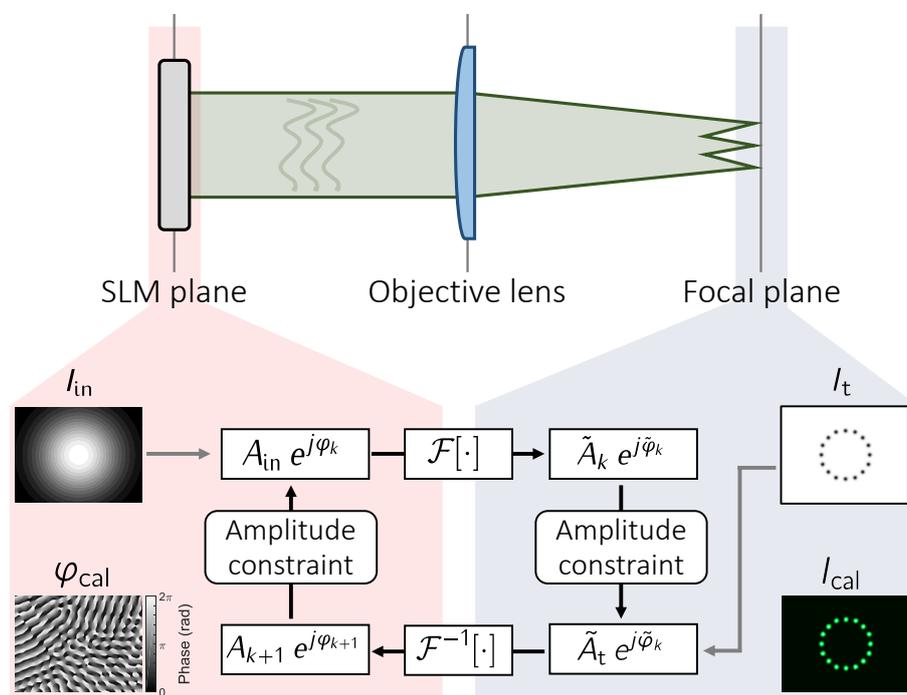


図 2.5: Gerchberg–Saxton アルゴリズム. SLM への入射光 I_{in} とターゲット強度 I_t より SLM 平面と後焦点面の位相を回復させるアルゴリズム. 各平面をフーリエ変換 $\mathcal{F}[\cdot]$ および逆フーリエ変換 $\mathcal{F}^{-1}[\cdot]$ により行き来し、その都度得られた電場振幅を既知の振幅 A_{in} , \tilde{A}_t に置き換える. 最終的に得られた SLM 平面での位相 φ_k が計算機により得たホログラム φ_{cal} となる. I_{cal} は、計算結果 φ_{cal} を用いて計算される後焦点面の強度分布 $|\mathcal{F}[A_{in} e^{j\varphi_{cal}}]|^2$ である.

求める。そして、振幅 \tilde{A}_k をターゲット強度 I_t より得られる振幅 \tilde{A}_t に強制的に置き換える。

3. 得られた電場 $\tilde{A}_t e^{j\tilde{\varphi}_k}$ に逆フーリエ変換 $\mathcal{F}^{-1}[\cdot]$ を行い、SLM 平面での電場 $A_{k+1} e^{j\varphi_{k+1}}$ を得る。そして、振幅 A_k を強制的に A_{in} と置換え、電場 $A_{in} e^{j\varphi_{k+1}}$ を生成する。ここで、反復回数 k を $k+1$ とする。
4. Step2-3 を式 (2.21) および式 (2.22) で定義される電場振幅の RMS エラーが収束するまで繰り返す。
5. 収束した際の SLM 平面における位相 φ_k を計算したホログラム φ_{cal} とする。

反復回数 k 回目で使用する計 4 つの電場を以下に定義する。

$$E_{\text{SLM},k}(x,y) = A_{\text{in}}(x,y) e^{j\varphi_k(x,y)}, \quad (2.17)$$

$$E_{\text{Focal},k}(u,v) = \tilde{A}_k(u,v) e^{j\tilde{\varphi}_k(u,v)} = \mathcal{F}[E_{\text{SLM},k}(x,y)], \quad (2.18)$$

$$E'_{\text{Focal},k}(u,v) = \tilde{A}_t(u,v) e^{j\tilde{\varphi}_k(u,v)}, \quad (2.19)$$

$$E'_{\text{SLM},k}(x,y) = A_{k+1}(x,y) e^{j\varphi_{k+1}(x,y)} = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{E}'_{\text{Focal},k}(u,v)]. \quad (2.20)$$

そして、SLM 平面および後焦点面における電場振幅の RMS エラーを以下のように定義する。

$$\epsilon_{\text{SLM},k} = \sum_{x,y}^{N_x, N_y} |A_{k+1}(x,y) - A_{\text{in}}(x,y)|^2, \quad (2.21)$$

$$\epsilon_{\text{Focal},k} = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} |\tilde{A}_k(u,v) - \tilde{A}_t(u,v)|^2, \quad (2.22)$$

GS アルゴリズムはこれらのエラーが反復回数 k を増やす度に減少もしくは等しくなるため、Error reduction アルゴリズムとも呼ばれている。

以下では、エラーが減少する理由を定式的に簡潔に説明する [Fienup 1982; Di Leonardo et al. 2007]。式 (2.21) は、位相 φ_{k+1} を持つ電場 $E'_{\text{SLM},k}$, $E_{\text{SLM},k+1}$ を用いると、

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{SLM},k} &= \sum_{x,y}^{N_x, N_y} \left| [A_{k+1}(x,y) - A_{\text{in}}(x,y)] e^{j\varphi_{k+1}(x,y)} \right|^2 \\ &= \sum_{x,y}^{N_x, N_y} \left| E'_{\text{SLM},k}(x,y) - E_{\text{SLM},k+1}(x,y) \right|^2, \end{aligned} \quad (2.23)$$

と書ける。ここで、Parseval の定理^{*1} を用いると式 (2.23) は、

$$\epsilon_{\text{SLM},k} = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} \left| E'_{\text{Focal},k}(u,v) - E_{\text{Focal},k+1}(u,v) \right|^2, \quad (2.24)$$

となる。ここでは、 $E'_{\text{SLM},k}$ や $E_{\text{SLM},k+1}$ がそれぞれ $E'_{\text{Focal},k}$ および $E_{\text{Focal},k+1}$ とフーリエ変換の関係にあることを用いた。そして、 $E'_{\text{Focal},k}$ よりも $E'_{\text{Focal},k+1}$ の方が $E_{\text{Focal},k+1}$

^{*1} 例えば、 $G(x,y)$ と $\tilde{G}(u,v)$ がフーリエ変換の関係 $\tilde{G}(u,v) = \mathcal{F}[G(x,y)]$ にあると、それぞれの関数の総和は等しくなる関係、すなわち、エネルギー保存則

$$\sum_{x,y}^{N_x, N_y} |G(x,y)|^2 = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} |\tilde{G}(u,v)|^2,$$

が成立する。これは Parseval の定理と呼ばれている。

により近い値を取ることから、以下の不等式が成立する。

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\text{SLM},k} &\geq \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} \left| E'_{\text{Focal},k+1}(u,v) - E_{\text{Focal},k+1}(u,v) \right|^2 \\
 &= \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} \left| \left[\tilde{A}_t(u,v) - \tilde{A}_{k+1}(u,v) \right] e^{j\tilde{\varphi}_{k+1}(u,v)} \right|^2 \\
 &= \epsilon_{\text{Focal},k+1}.
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

一方、式 (2.21) は、位相 $\tilde{\varphi}_k$ を持つ電場 $E_{\text{Focal},k}$ および $E'_{\text{Focal},k}$ を用いて表すと、

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\text{Focal},k} &= \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} \left| \left[\tilde{A}_k(u,v) - \tilde{A}_t(u,v) \right] e^{j\tilde{\varphi}_k(u,v)} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{N_x N_y} \sum_{u,v}^{N_x, N_y} \left| E_{\text{Focal},k}(u,v) - E'_{\text{Focal},k}(u,v) \right|^2,
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

となる。そして、Parseval の定理より、

$$\epsilon_{\text{Focal},k} = \sum_{x,y}^{N_x, N_y} \left| E_{\text{SLM},k}(x,y) - E'_{\text{SLM},k}(x,y) \right|^2, \tag{2.27}$$

と書き表すことができる。ここでは、 $E_{\text{Focal},k}$ や $E'_{\text{Focal},k}$ がそれぞれ $E_{\text{SLM},k}$ および $E'_{\text{SLM},k}$ とフーリエ変換の関係にあることを用いた。そして、 $E_{\text{SLM},k}$ よりも $E_{\text{SLM},k+1}$ の方が $E'_{\text{SLM},k}$ により近い値をとることから、以下の不等式が成立する。

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\text{Focal},k} &\geq \sum_{x,y}^{N_x, N_y} \left| E_{\text{SLM},k+1}(x,y) - E'_{\text{SLM},k}(x,y) \right|^2 \\
 &= \sum_{x,y}^{N_x, N_y} \left| \left[A_{\text{in}}(x,y) - A'_{k+1}(x,y) \right] e^{j\varphi_{k+1}(x,y)} \right|^2 \\
 &= \epsilon_{\text{SLM},k}.
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

式 (2.25) と式 (2.28) をまとめると、

$$\epsilon_{\text{Focal},k+1} \leq \epsilon_{\text{SLM},k} \leq \epsilon_{\text{Focal},k}, \tag{2.29}$$

が成立し、 $k+1$ 回目の反復における電場振幅の RMS エラーが k 回目の反復と比べると、減少もしくは等しいことが分かる。

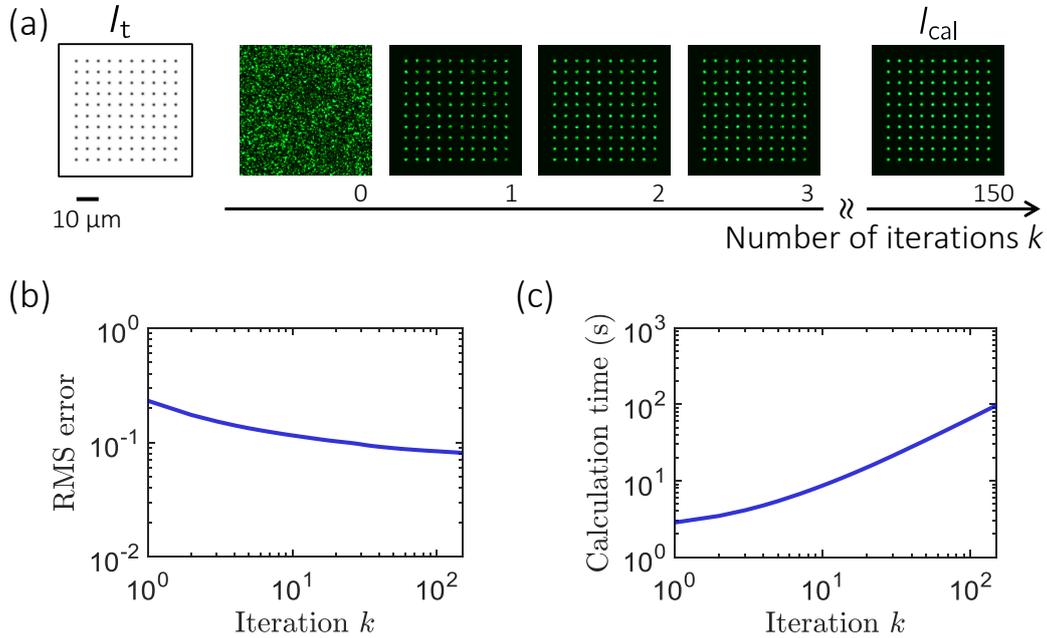


図 2.6: Gerchberg–Saxton アルゴリズムの評価. (a) ターゲット強度分布 I_t と φ_{cal} より得られる計算機上の強度分布 I_{cal} . ここで、 I_t は $5 \mu\text{m}$ 間隔の 10×10 の正方格子アレーを用いた. (b) 後焦点面における電場振幅の RMS エラー ϵ_{Focal} の反復回数 k 依存性. (c) Gerchberg–Saxton アルゴリズムの計算時間 (CPU: Intel Core i5, RAM: 8.00 GB).

Gerchberg–Saxton アルゴリズムの実装

我々は、MATLAB を用いてホログラム関連のアルゴリズムの実装を行った。図 2.6 に実装した GS アルゴリズムを用いてサイト間距離 $5 \mu\text{m}$ の 10×10 正方格子アレーをターゲット強度として計算した結果を示す。後焦点面内での空間分解能 $\Delta_u \times \Delta_v$ は $\lambda f / (\Delta_x N_x) \times \lambda f / (\Delta_y N_y)$ で与えられる。実際のパラメータ^{*2}を用いると $\Delta_x \times \Delta_y \simeq 0.43 \times 0.57 \mu\text{m}^2$ と低分解能になるため、ここでは仮想的な SLM の pixel 数 $N'_x \times N'_y = 2062 \times 2062$ を用いた。この際の空間分解能は $0.16 \times 0.16 \mu\text{m}^2$ である。なお、空間分解能の詳細は節 2.2.2 で述べる。

図 2.6(a) は各反復回数 k における計算機上の強度分布 I_{cal} 、図 2.6(b) は RMS エラー ϵ_{Focal} を示す。最初の数回の反復でエラー ϵ_{Focal} が劇的に減り、その後ゆっくりと減衰し、収束していくことが分かる。図 2.6(c) は、計算時間を示す。現在用いている PC で

^{*2} 波長 $\lambda = 850 \text{ nm}$, レンズ焦点距離 $f = 8 \text{ mm}$, SLM の pixel サイズ $\Delta_x \times \Delta_y = 20 \times 20 \mu\text{m}^2$, pixel 数 $N_x \times N_y = 792 \times 600$

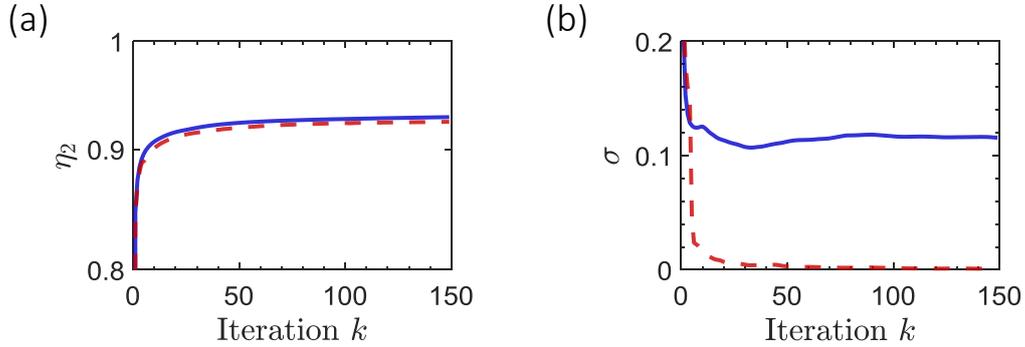


図 2.7: GS アルゴリズムと WGS アルゴリズムのパフォーマンス比較. $5 \mu\text{m}$ 間隔の 10×10 の正方格子アレーをターゲット強度とした際の (a) 回折効率 η_2 、(b) ピーク強度の分散 σ である. 各グラフにおいて、実線は GS アルゴリズム、破線は WGS アルゴリズムを示す.

も数分で収束する領域 ($k > 40 \sim 50$) まで達する。ただし、計算時間は pixel 数 $N'_x \times N'_y$ に比例して増加する。

図 2.7(a) は GS アルゴリズムの各反復回数 k における回折効率 η_2 を示す。 η_2 も ϵ_{Focal} と同様に最初の数回の反復で劇的に増加し、約 40 回程で収束領域に達し約 92% であった。また、各 k におけるピーク強度の分散値 σ を図 2.7(b) に示す。反復回数を増やしても σ は約 10% 程残ることがわかる。

Weighted Gerchberg–Saxton アルゴリズム

GS アルゴリズムは、式 (2.29) より収束性が保障されているが必ずしも収束性が良いとは限らない。WGS アルゴリズムは、計算機で実行できる有限な反復回数の中で、より均一なスポット状のアレーを生成する目的で考えられたアルゴリズムである [Di Leonardo et al. 2007]。WGS アルゴリズムでは、 $n + 1$ サイクル目のサイト i のターゲット強度 $I_{t,i}^{(n+1)}$ を新たに

$$I_{t,i}^{(n+1)} = a_{\text{cal},i}^{(n)} I_{t,i} \quad (2.30)$$

$$a_{\text{cal},i}^{(n)} = a_{\text{cal},i}^{(n-1)} \frac{\langle I_{\text{cal},i}^{(n)} \rangle}{I_{\text{cal},i}^{(n)}} \quad (2.31)$$

と設定する。ここで、 $I_{\text{cal},i}^{(n)}$ は n サイクル目におけるサイト i の計算機上でのピーク強度である。また、 $\langle I_{\text{cal},i}^{(n)} \rangle$ は n サイクル目における各サイトのピーク強度 $I_{\text{cal},i}^{(n)}$ の平均値を示す。比率 $\langle I_{\text{cal},i}^{(n)} \rangle / I_{\text{cal},i}^{(n)}$ は Weight であり、ピーク強度の小さいサイトは次のステッ

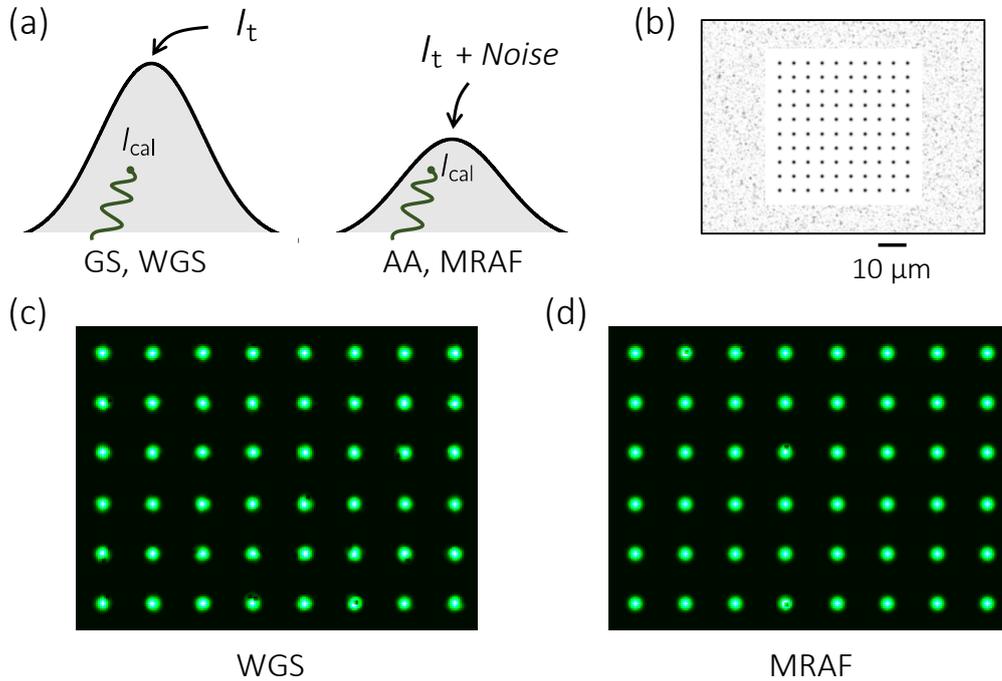


図 2.8: その他の反復型アルゴリズム. (a) アルゴリズムのイメージ図. 山頂は、アルゴリズムのゴール ($I_{cal} = I_t$) とする. GS アルゴリズムおよび WGS アルゴリズムでは頂上が高いが、"Noise" をターゲット強度に追加することで頂上を低くし、 I_{cal} を I_t に近づけることができる. (b) MRAF アルゴリズムの $I_t + \text{"Noise"}$. トラップ領域外に "Noise" を追加する. (c) WGS および (d) MRAF 計アルゴリズムによって得られた I_{cal} の拡大図. I_t は $5 \mu\text{m}$ 間隔の 10×10 正方格子アレーを用いた.

で大きい強度を得るように、またピーク強度の大きいサイトは次のステップで小さくなるような値をとる。残留残差を取り除くため $a_{cal,i}^{(n)}$ は、 $(n-1)$ 回目の値 $a_{cal,i}^{(n-1)}$ も参照している。初期値は、全サイトにおいて $a_{cal,i}^{(0)} = 1$ および $I_{t,i} = 1$ とする。

図 2.7 の破線は、WGS のパフォーマンス結果を示す。ここで、1 回目のサイクル $n = 0$ では GS アルゴリズムを $k_{\max} = 5$ 回反復させ、以降は 1 回のサイクル n につき $k = 1$ とした。グラフでは GS アルゴリズムの軸と一致させるため、 k の積算値を横軸とした。回折効率 η_2 は GS アルゴリズムより数% だけ小さくなるが、ピーク強度の σ は大幅に改善されていることが分かる。

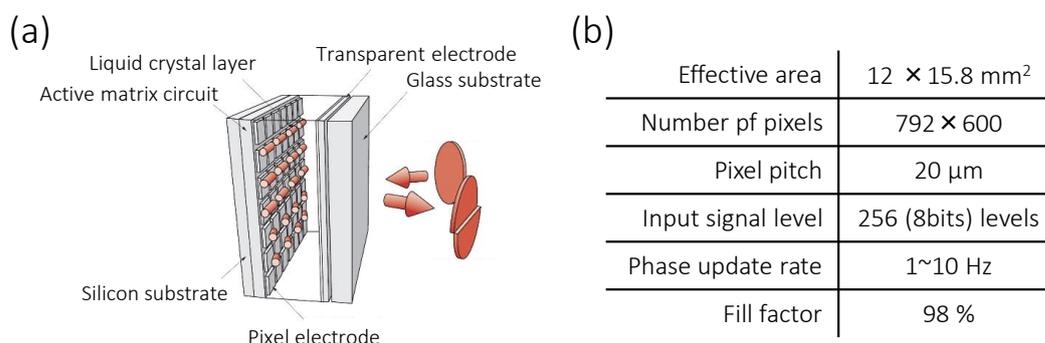


図 2.9: 空間光位相変調器の原理. (a) LCOS(Liquid Crystal on Silicon)-SLMの原理. 図は Hamamatsu より引用した. アレー状に並んだ電極と1枚の透明な共通電極が平行に配置されている. 各電極に加える電圧を制御することで液晶分子の配向を変え、屈折率を変化させ、光の位相を制御している. (b) X10468-02の主な特性.

その他の反復型アルゴリズム

ガウシアンビームスポットの形状の均一化を行うためには、さらに高度なアルゴリズムを用いる必要がある。その例として、AA アルゴリズム [Curtis et al. 2002] および MRAF アルゴリズム [Pasienski and DeMarco 2008] を挙げる。これらのアルゴリズムのアイディアイメージを図 2.8(a) に示す。GS や WGS では山頂 ($I_{\text{cal}} = I_t$) に辿り着くまで膨大な時間が掛かるため、有限時間内での到達点 I_{cal} は I_t とは遠いものとなる (左図)。AA や MRAF では、ターゲット強度分布 I_t に "Noise" を追加し山頂を低くすることで、有限時間内での到達点 I_{cal} を I_t に近づけることができる。

特に MRAF アルゴリズムは、冷却原子トラップを目的に開発されており、その $I_t + \text{"Noise"}$ を図 2.8(b) に示す。このようにトラップ領域外のみ "Noise" を追加することで、トラップ領域内で質の高いアレーを生成することができる。ただし、この "Noise" は I_{cal} から抜き取ったものを用いている。図 2.8(c) は WGS アルゴリズム、図 2.8(d) MRAF アルゴリズムにて計算した強度分布 I_{cal} である。なお、 I_t は $5 \mu\text{m}$ 間隔の 10×10 正方形格子アレーを用いており、これらはその拡大図である。WGS アルゴリズムではガウシアンスポットの形状が均一でないが、MRAF アルゴリズムのものはその形状までより均一なトラップを生成していることが分かる。

しかしながら、AA アルゴリズムや MRAF アルゴリズムでは "Noise" を追加したことにより、回折効率が大幅に低下する欠点がある。そのためパワーに制限がある現状では、計算機ホログラム φ_{cal} は主に GS アルゴリズムもしくは WGS アルゴリズムを用いて行った。

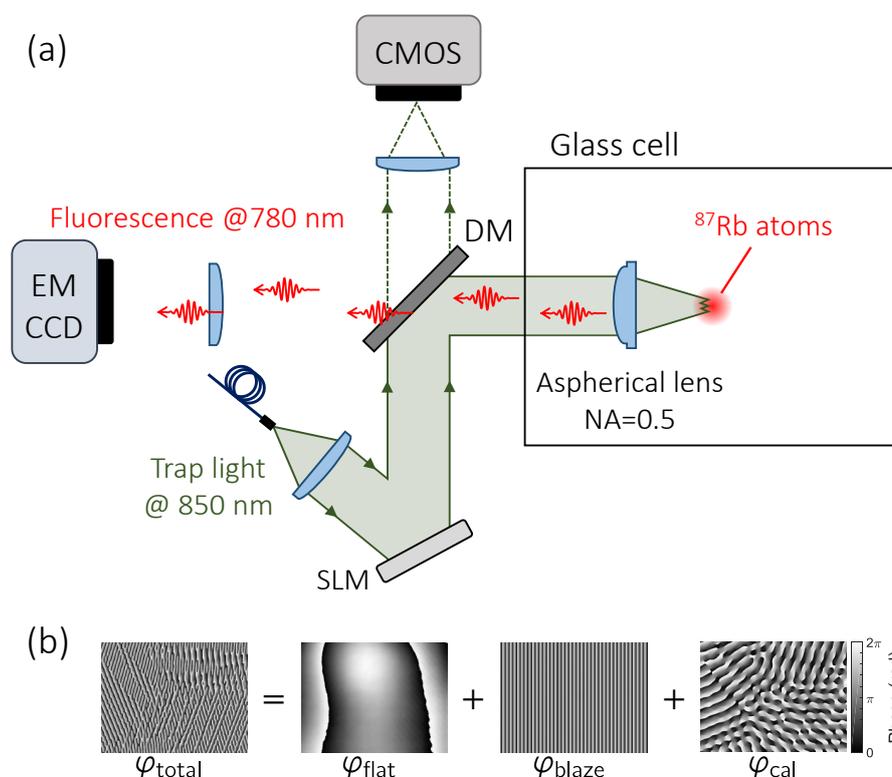


図 2.10: SLM を用いた光マイクロトラップの実験系. (a) 全体の実験系. SLM に回折されたトラップ光 (波長 850 nm) は、 $NA = 0.5$ の非球面レンズにより磁気光学トラップ領域に集光する. トラップ光に捕獲された原子からの蛍光 (波長 780 nm) は、同じレンズにより集められ、ダイクロイックミラー (DM) で分離し、EMCCD カメラに結像する. (b) SLM を駆動するホログラム. ホログラムは、 $\varphi_{\text{total}} = \text{modulo}[\varphi_{\text{flat}} + \varphi_{\text{blaze}} + \varphi_{\text{cal}}, 2\pi]$ より計算し、8 bit 化したものを使用する.

2.2 空間光位相変調器を用いた光トラップの実装

前節 2.1 では、任意の強度分布を得るためのホログラムの計算手法について述べた。本節では、SLM を用いた光トラップの実験系について詳細に述べる。なお、SLM の光学系は [Nogrette et al. \(2014\)](#) を参考に構築したものである。

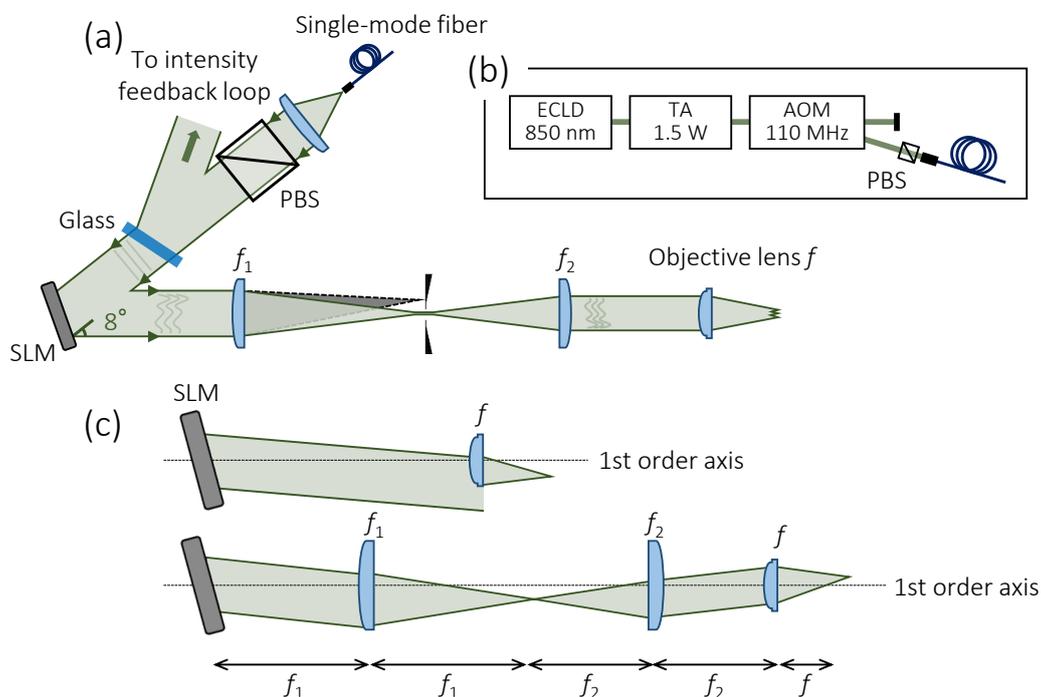


図 2.11: 光マイクロトラップの光学系の詳細. (a) 光マイクロトラップの光学系の詳細. トラップ光 (波長 850 nm) は PBS を透過後のパワーを一部モニターし、強度の安定化を行っている. SLM に回折された光は $f_1 : f_2$ のテレスコープを通し、0 次光や 2 次光をブロックした後非球面レンズ f に入射している. (b) トラップ光の光源 (ECLD) から単一モードファイバーまでの光学系を示す. (c) SLM とレンズ f 間の距離が遠いと、ビームが非球面レンズの開口から外れる (上図). テレスコープを組み込むことで、任意の回折角においても非球面レンズの開口内にビームを収めることが可能となる (下図).

2.2.1 実験セットアップ

我々が用いた SLM は、LCOS-SLM(X10468-02, Hamamatsu 社) である。図 2.9 に、動作原理および主な特性をまとめる。SLM の pixel 数は $N_x \times N_y = 792 \times 600$ 、各 pixel の大きさは $\Delta_x \times \Delta_y = 20 \times 20 \mu\text{m}^2$ 、位相の分解能は 8 bit である。SLM は、位相情報を含んだ BMP ファイルを DVI 信号 (大きさ 800×600) として PC からドライバーに送り、各電極に印加する電圧に変換し制御している。

図 2.10(a) は、全体の実験系である。我々は、 ^{87}Rb 原子をガラスセル内で冷却・捕獲している。トラップ光は SLM により回折し、ガラスセル内にマウントされた非球面レ

2.2. 空間光位相変調器を用いた光トラップの実装

レンズ (352240-B, Thorlabs: 焦点距離 $f = 8 \text{ mm}$, $\text{NA} = 0.5$, 作動距離 $\text{WD} = 5.92 \text{ mm}$, 開口 $A = 8 \text{ mm}$) に入射した。入射ビーム直径は $\approx 8 \text{ mm}$ とし、回折限界付近まで集光した。原子からの蛍光は、ダイクロイックミラー (Dichroic Mirror: DM) でトラップ光から分離し、EMCCD (iXon Ultra, Andor 社) で観測を行った。また、CMOS (Neo5.5, Andor 社) を用いて、DM を約 1% 程透過するトラップ光の強度分布をモニターした。SLM を駆動するホログラム φ_{total} (図 2.10(b)) は、以下に述べるホログラムを足し合わせ 2π で割った余りを 8 bit 化したものを使用した。1 つ目は、SLM の波面歪みを補正するためのホログラム φ_{flat} である。これは、SLM のメーカー (Hamamatsu 社) より供給されたものである。2 つ目は、0 次光と 1 次光を分離するためのホログラム φ_{blaze} である。3 つ目は、前節 2.1 で述べた計算手法で生成したホログラム φ_{cal} である。主にこの 3 つを用いた。

図 2.11(a) は、トラップ光の光学系の詳細である。トラップ用光源は、波長 $\lambda = 850 \text{ nm}$ の外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Laser Diode: ECLD) を用いた (図 2.11(b))。この光源を Tapered Amplifier (TA) により増幅し、Acousto-Optic Modulator (AOM) により高速なスイッチングが可能となっている。そして、単一モードファイバーでビームの空間モードをフィルタリングし、入射光の偏光を液晶分子の配向方向と一致させ、SLM へ入射した。入射光の $1/e^2$ 半径は、 6.0 mm である。PBS を透過した光の一部をフォトディテクターでモニターし、トラップ光強度の安定化 (制御帯域 $\sim 100 \text{ kHz}$) を行っている。なお、強度安定化では、PC からダイナミックに制御可能な 12bit-DAC を基準電圧としている。

SLM とレンズ f 間には DM 等の光学素子やガラスセル内のレンズマウント等があるため、2 つの距離は少なくとも $l \approx 300 \text{ mm}$ 以上離す必要がある。例えば、後焦点面で $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ のトラップ領域を得るためには、1 次光中心からの回折角を最大 $\theta \approx 0.21^\circ$ とし、レンズに入射する必要がある (図 2.11(c) 上図)。このとき、トラップ光のビーム中心は $l \tan \theta \approx 1.1 \text{ mm}$ だけレンズ中心から外れ、コマ収差が生じるとともにレンズの入射光パワーが低下する。そこで、図 2.11(c) 下図に示す $f_1 : f_2$ テレスコープを組み、これらの効果を抑えた光学系を構築した。テレスコープの倍率は $M = f_2/f_1$ である。Gerchberg-Saxton アルゴリズムでは、テレスコープの部分は計算に含めず、実効的な焦点距離を $f_{\text{eff}} = f/M$ としてホログラムを計算した。

また、ブレイズ回折格子型のホログラム φ_{blaze} (図 2.12(a)) を φ_{total} に含めることで 0 次光と 1 次光を空間的に分離することが可能となる。SLM への入射角 α と回折角 β の関係は、以下の Grating 方程式で表すことができる。

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda. \quad (2.32)$$

ここで、 m は回折次数、 $\lambda = 850 \text{ nm}$ はトラップ光波長、 d は格子間隔である。なお、実験では入射角を $\alpha \approx 4^\circ$ とした。図 2.12(b) は、式 (2.14) で定義した 1 次光の回折効率 η_1

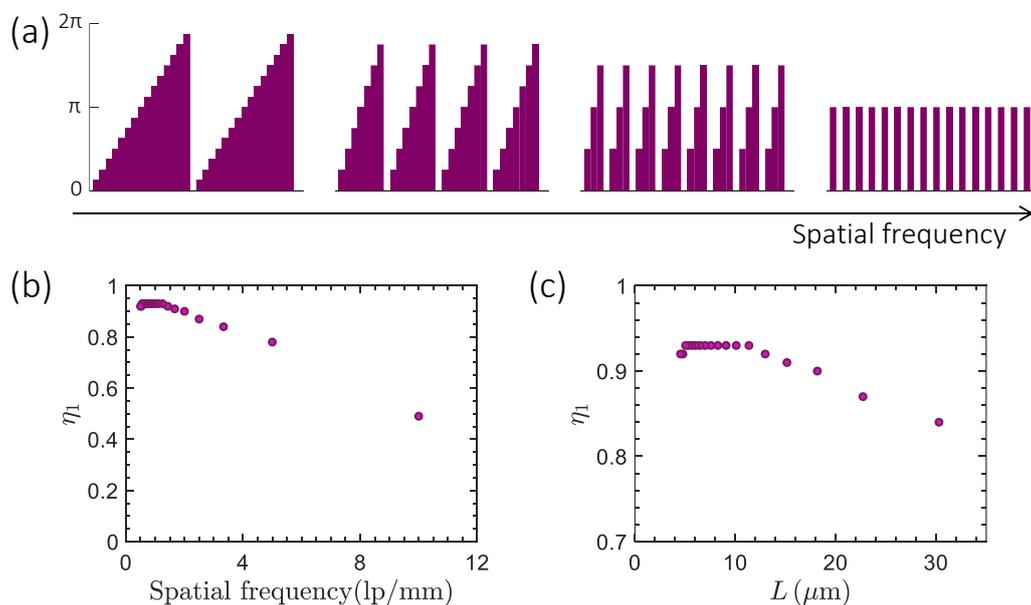


図 2.12: ブレーズ回折格子の回折効率. (a) 回折格子の空間周波数 $1/d$ を 3.125, 6.25, 12.5, 25 lp/mm とした際のブレーズ位相パターン φ_{blaze} である. (b) 空間周波数 $1/d$ ごとの 1 次光の回折効率 η_1 の実測値である. 回折効率 η_1 は式 (2.14) より定義した. (c) (b) の結果の横軸を、非球面レンズの後焦点面における 0 次光と 1 次光の距離 L に換算した結果である. なお、 L は式 (2.33) により計算した.

の実測値である。横軸は、ブレーズ回折格子の空間周波数 $1/d$ を表す。空間周波数が低い領域では、90% 以上の回折効率を得たが、空間周波数が高くなるにつれ効率の低下が見える。これは、SLM の各 pixel は有限の数および大きさを持つため、高い空間周波数では格子構造がブレーズ型でなくなり (図 2.12(a))、 -1 次や 2 次等他の次数の回折が生じたためである。これらの光は、トラップ平面において要求しない箇所にトラップを形成するため、望遠鏡内のレンズ f_1 の焦点付近でナイフエッジによりブロックする必要がある。式 (2.32) より導出される m 次項の回折角 $\beta_m = \sin^{-1}(m\lambda/d - \sin \alpha)$ を用いると、非球面レンズ f の 0 次光と 1 次光の間隔は、

$$L = f_{\text{eff}}(\tan \beta_1 - \tan \beta_0), \quad (2.33)$$

となる。図 2.12(c) は、回折効率 η_1 の L 依存性である。0 次以下および 2 次以上の回折光は遮光すると、回折方向 (水平方向) のトラップ領域は $\sim 2L$ となる。トラップ領域を大きくするためには φ_{blaze} の空間周波数を高くし、回折効率を犠牲にする必要がある。以降、本実験では $L = 20 \sim 30 \mu\text{m}$ となるような φ_{blaze} を用いた。この際、回折効

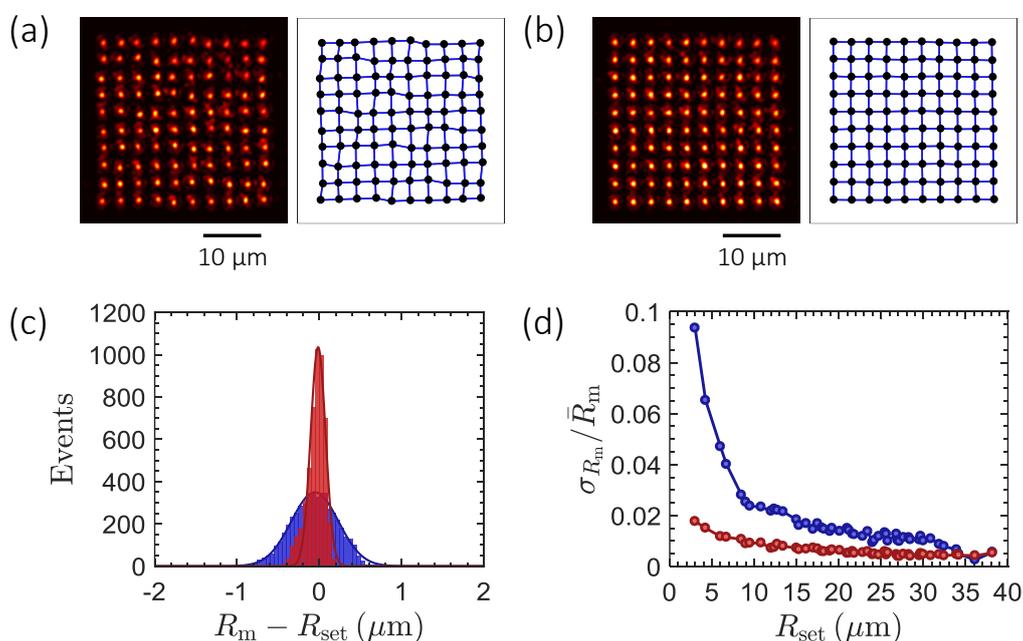


図 2.13: $3 \mu\text{m}$ 間隔 10×10 正方格子アレーのスポット位置揺らぎ. (a,b) 左は、CMOS カメラを用いて測定した強度分布である. 右は、各スポット位置を黒丸、最近接スポット間を青線で結んだ図である. (a) は 792×600 の pixel 数、(b) は 4122×4122 で計算したホログラムを使用した. (c) スポット間距離の正確度. R_m は測定値、 R_{set} は設定値である. このグラフは、合計 $\binom{100}{2} = 4,950$ 個の R_m について、それぞれ対応する R_{set} との差を取り、ヒストグラム化したものである. (d) スポット間距離の相対誤差. 各 R_{set} に対して、 R_m の分散 σ_{R_m} を平均値 \bar{R}_m で割った相対標準偏差を示す. (c) の青バーおよび (d) の青点は 792×600 、(c) の赤バーおよび (d) の赤点は 4122×4122 の pixel 数で計算したホログラムを用いた.

率は $\eta_1 \geq 80\%$ である。

2.2.2 空間光位相変調器を用いた光トラップの位置精度

本量子シミュレータでは、原子間の相関を生成するためにリュードベリ状態間の相互作用を用いる。リュードベリ状態間の相互作用は、原子間距離 R の 6 乗に反比例する van der Waals 相互作用 $V_{\text{vdW}}(R) = C_6/R^6$ となる。ここで、 C_6 は van der Waals 相互作用係数である。デザインしたリュードベリ状態間相互作用 $V_{\text{vdW}}(R)$ を得るためには、原子間距離 R を一定にする必要がある。 R の揺らぎは、原子温度に起因する原子

の位置揺らぎやトラップ自身の位置の揺らぎにより生じるが、本節では後者を考える。トラップ間距離の精度の要求値は、シミュレートする実験状況により異なるが、少なくともトラップ光のスポット半径 $w_0 \simeq 1 \mu\text{m}$ よりも十分小さくする必要がある。

ここでは、SLMにより生成された光トラップの位置精度について議論する。SLMの各 pixel の大きさを $\Delta_x \times \Delta_y$ 、pixel の総数を $N_x \times N_y$ とする。レンズの実効的な焦点距離を f_{eff} とすると、後焦点面上の分解能 $\Delta_u \times \Delta_v$ は、

$$\Delta_u \times \Delta_v = \frac{\lambda f_{\text{eff}}}{\Delta_x N_x} \times \frac{\lambda f_{\text{eff}}}{\Delta_y N_y} \quad (2.34)$$

と書ける。

我々は、後焦点面でのスポット形状の均一性の悪化を抑えるために、 I_t の各スポットはその位置に最も近い pixel を中心とし、各サイトで等しいピーク強度を持つガウシアンスポットを用いてターゲット強度 I_t を構成している。実際の SLM ($\Delta_x \times \Delta_y = 20 \times 20 \mu\text{m}^2$, $N_x \times N_y = 792 \times 600$) では、後焦点面における分解能が $\Delta_u \times \Delta_v \simeq 0.52 \times 0.69 \mu\text{m}^2$ となるため、数 μm 程度の間隔のアレーを生成すると、スポット位置のズレやスポット間距離の不均一性が生じる。

図 2.13(a) 左図は、間隔 $3 \mu\text{m}$ の 10×10 正方格子アレーをターゲット強度 I_t として設定し、実際に CMOS カメラで測定したトラップ光の強度分布である。スポット間距離をこれ以上小さくすると近接するスポット間に干渉が生じ、トラップ形状が大幅に悪化する。図 2.13(a) 右図は、測定した強度分布の個々のスポットに 2次元ガウシアンのフィッティングをかけ、各スポットの位置の中心を取得し、全 100 個のスポット位置を黒丸で示したものである。個々のスポット位置がばらつきを持っていることが分かる。この揺らぎを評価するため、計 $\binom{100}{2} = 4,950$ 組あるスポットペア間の距離を R_m とし、それぞれ対応するスポット間距離の設定値 R_{set} との差をヒストグラム化したものを図 2.13(c) 青バーに示す。 $R_m - R_{\text{set}}$ のヒストグラムの最確値は $-0.05 \mu\text{m}$ であるが、ばらつき (3σ) は $1.21 \mu\text{m}$ と大きな値をもつ。なお、 $R_{\text{set}} = 3 \mu\text{m}$ での相対標準偏差は 9.4% であった (図 2.13(d) 青点)。

そこで、我々は仮想的な SLM の pixel 数 $N'_x \times N'_y (\gg N_x \times N_y)$ で計算し、後焦点面における分解能 $\Delta_u \times \Delta_v$ の向上化を行った。なお、計算したホログラムを実際の SLM に表示させるため、中心から $N_x \times N_y$ だけ抜き取ったものを φ_{cal} とした。図 2.13(b) は、 4122×4122 の pixel 数を用いた結果である。このときの後焦点面での分解能は、式 (2.34) より $\Delta_u \times \Delta_v \simeq 0.1 \times 0.1 \mu\text{m}^2$ となる。スポット位置の揺らぎが減少し、各スポット間距離のヒストグラム R_m (図 2.13(c) 赤バー) では設定した距離 R_{set} で鋭くピークを取っていることが分かる。 $R_m - R_{\text{set}}$ のヒストグラムの最確値は $-0.02 \mu\text{m}$ 、および、ばらつき (3σ) は $0.38 \mu\text{m}$ まで減少させることができた。スポット間距離の相対標準偏差 σ_{R_m} / \bar{R}_m は、 $R_{\text{set}} = 3 \mu\text{m}$ において 1.7% と 5.3 倍改善できた (図 2.13(d) 赤点)。

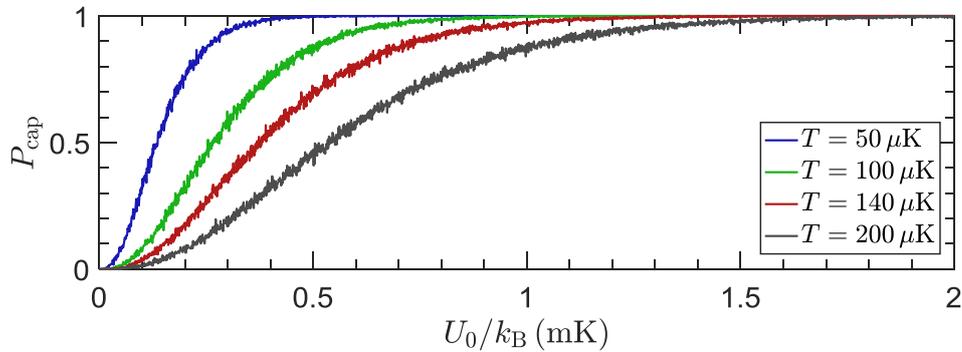


図 2.14: 温度 T を持つ単一原子の捕獲確率. 温度 $T = 50, 100, 140, 200 \mu\text{K}$ を持つ単一原子を光マイクロトラップ内に置いた際に捕獲される確率 P_{cap} を Monte Carlo シミュレーションで計算した結果を示す. 横軸は、トラップの深さ U_0 である. シミュレーションでは、1 点につき 1000 回の統計を取り、トラップ光のパラメータはスポット半径 $w_0 = 1 \mu\text{m}$, 波長 $\lambda = 850 \text{ nm}$ を仮定した.

測定した強度分布 (図 2.13(a,b)) の各サイトのピーク強度に着目すると、計算機上の強度分布 I_{cal} では均一なピーク強度を得ることができたが、実際に測定した強度分布は均一でないことが分かる。これは、実際の光学素子やアライメント等に起因するものである。次節では、このピーク強度の均一化手法について述べる。

2.3 2次元光マイクロトラップアレーの均一化

本節では、光マイクロトラップアレーにおける各ピーク強度の均一化を行った結果について議論する。トラップの深さ U_0 やトラップ光による光シフト Δ は、トラップ光のピーク強度に比例する。 U_0 や Δ の均一度は、単一原子のローディング効率や観測効率を大きく左右する。

単一原子のローディング効率

我々は、磁気光学トラップ (MOT) により捕獲・冷却された原子雲と光マイクロトラップアレーを 3次元空間的にオーバーラップさせ、単一原子のローディングを行っている。この際のローディング効率は、MOT と光マイクロトラップアレーのオーバーラップとトラップの深さに大きく依存する。ここでは、後者について議論する。

図 2.14 は、温度 T を持つ原子をトラップ内に置いた際そのまま捕獲される確率 P_{cap} のトラップ深さ U_0 依存性を Monte Carlo シミュレーションで計算した結果である。計算手法は、まず、原子の 3次元相空間 $(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = (\vec{r}, \vec{v})$ を温度 T のマクスウェルボルツマン分布よりランダムに抽出し、原子のエネルギー $E_{\text{tot}}(\vec{r}, \vec{v}) = E_p(\vec{r}) + E_k(\vec{v})$ を算出した。ここで、 $E_p(\vec{r})$ は位置エネルギー、 $E_k(\vec{v})$ は運動エネルギーである。そして、 $E_{\text{tot}}(\vec{r}, \vec{v}) \leq 0$ を満たした場合のみ、原子はトラップ内に捕獲されると判断した。各温度 T ごとの計算結果を見ると、いずれの温度においても $10T \leq U_0/k_B$ であれば、捕獲確率は $P_{\text{cap}} \simeq 1$ となることが分かる。我々の実験系では、MOT における原子温度が $100 \sim 140 \mu\text{K}$ であるため、深さ $1 \sim 1.4 \text{ mK}$ のトラップを構成している。単一サイトあたりのローディング効率は、衝突ブロッケード効果が生じるため $0.5P_{\text{cap}}$ となることが予想される。従って、原子を捕獲するのに十分な深さを持つトラップ ($P_{\text{cap}} = 1$) であれば、ローディング効率は 50% となる。なお、衝突ブロッケードに関する議論は節 3.1.3 で詳細に行う。しかしながら、光マイクロトラップアレー内に浅いトラップ深さを持つトラップが存在すると、そのサイトは原子の捕獲確率が低下し、結果としてローディング効率が 50% を下回る。

単一原子の蛍光観測効率

光トラップ中の単一 Rb 原子を観測するために、近共鳴に離調したイメージング光を原子に照射し、蛍光観測を行う手法が一般的に用いられている。ここでは、光マイクロトラップアレー内の原子にグローバルに等しい強度でイメージング光を照射した場合を考える。二準位系の単一原子を仮定すると、サイト i の原子から散乱される光子数は以下の散乱レートに従う。

$$R_{\text{sc},i} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4(\delta + \Delta_i)^2/\Gamma^2}. \quad (2.35)$$

ただし、 Γ は自然幅、 δ はイメージング光の離調、 s_0 はイメージング光の強度 I と飽和強度 I_{sat} の比率 $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ 、 Δ_i はサイト i のトラップ光による光シフトである。単一原子を高効率に観測するためには、原子からの蛍光と迷光によるバックグラウンドを明確に区別する必要がある。また、原子が光の吸収・放出に伴う加熱によりトラップから逸脱することを避けるため、イメージング光は偏光勾配冷却 (Polarization Gradient Cooling: PGC) や Sisyphus 冷却の条件にして原子に照射する必要がある。

光シフト Δ_i が大きなサイトが生じると、式 (2.35) より散乱レートが減少し、バックグラウンドと区別するのに十分な蛍光量を得ることが困難となる。一方、光シフト Δ_i が小さなサイトが存在すると散乱レートが増加するため、蛍光観測中に原子が加熱され、トラップから逃げる確率が生じる。

我々は、全てのサイトが単一原子を捕獲可能であり、さらに高効率に単一原子を観測することが可能な光マイクロトラップアレーを実現するために、2つのステップによりピーク強度の均一化を行った。1つ目は、節2.3.1で述べるトラップ光強度の測定結果を用いた手法である。光マイクロトラップアレーの光強度分布から各サイトのピーク強度の値を読み取り、ピーク強度が均一となるようにフィードバックを行った。このステップにより、ピーク強度が極端に小さいサイトのローディング効率の改善が可能となる。さらに、ピーク強度が大き過ぎることが要因で単一原子の蛍光観測を行うことが難しいサイトが無くなり、各サイトの蛍光強度の取得が可能となる。2つ目は、節2.3.2で述べる単一原子からの蛍光強度を用いた手法である。個々のサイトにローディングされた単一原子からの蛍光強度から、ピーク強度を算出し、ピーク強度が均一となるようにフィードバックを行った。このステップにより、実際のトラップ平面におけるピーク強度を均一化することが可能となり、単一原子の観測効率を大きく向上させることができる。

2.3.1 光強度測定結果を用いた

トラップアレーの均一化フィードバック

図2.15(a)左図は、 $5\mu\text{m}$ 間隔の 10×10 正方格子アレーをターゲット強度 I_t として設定し、CMOSカメラで測定したトラップ光の強度分布である。図2.15(a)右図は、測定した強度分布の個々のスポットに2次元ガウシアンフィットをかけ、各スポットのピーク強度の値 $I_{m,1}, I_{m,2}, I_{m,3}, \dots, I_{m,100}$ を取得し、計100個のピーク強度のヒストグラムを示したものである。横軸は、全ピーク強度の平均値 $\langle I_{m,i} \rangle = \sum_i I_{m,i}/N$ を100に規格化した値である。ここで、 i はサイトラベル、 N はトラップ数である。式(2.16)で定義したピーク強度の分散値は $\sigma_{\text{int}} \simeq 22.5\%$ 、ピーク強度の最小値は $\min[I_{m,i}] \simeq 53.7$ 、最大値は $\max[I_{m,i}] \simeq 164$ であった。このように節2.1.3で議論した計算機上の結果と大きく異なる結果を得た理由として、実際のデバイスや光学素子、アライメント等が挙げられる。このままではローディング確率が極端に低いサイトやロードされた単一原子の蛍光観測が困難となるサイトが生じる。そこで、本節では光強度の測定結果より得られたピーク強度を用いて、光マイクロトラップアレーの均一化を行った実験について述べる。

各サイトのピーク強度を均一化する手法は、節2.1.3で述べたWGSアルゴリズムと同様にGSアルゴリズムのターゲット強度にフィードバックを行うものである。WGSアルゴリズムと異なる点は、計算機上での強度分布 I_{cal} の代わりに実際に測定した強

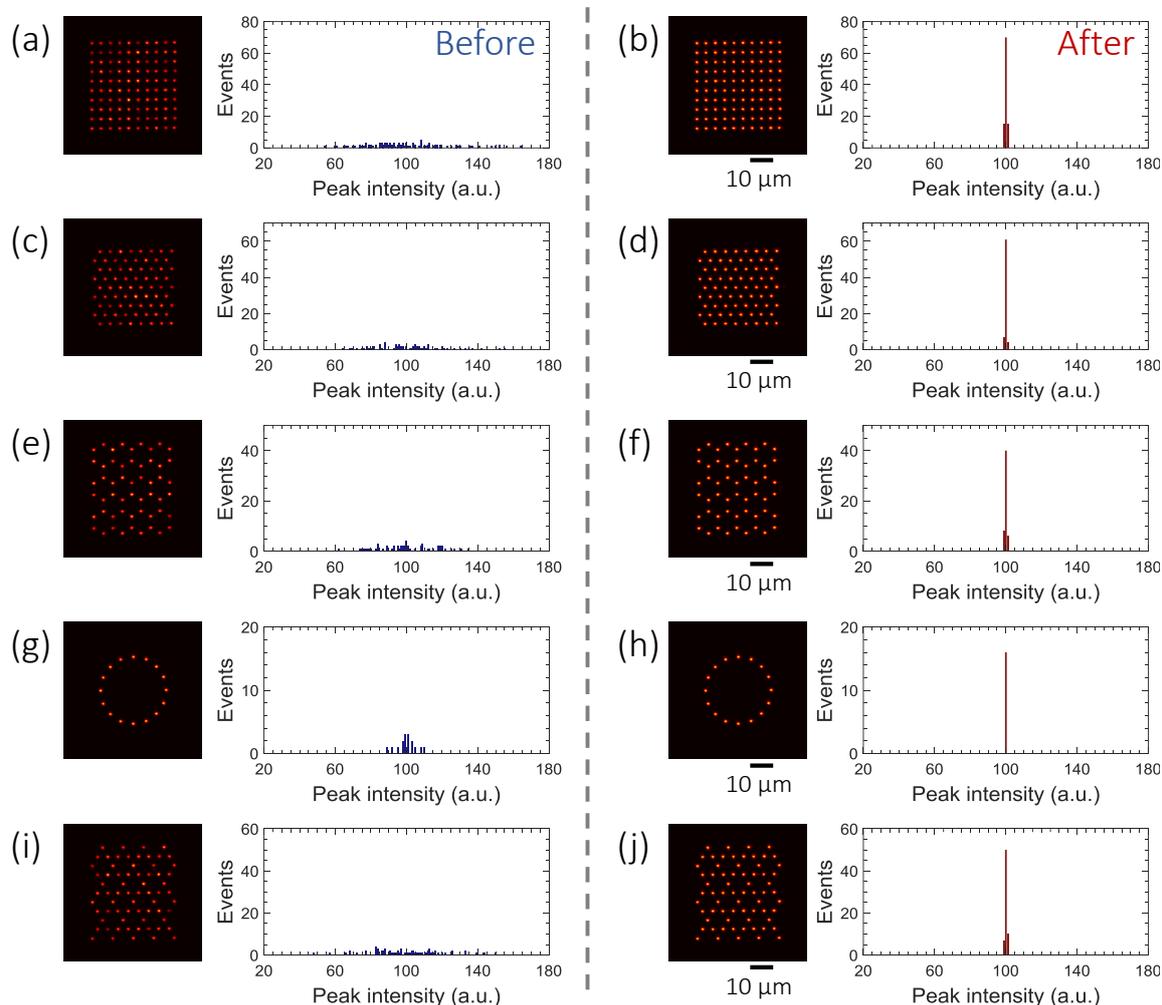


図 2.15: フィードバック前後のピーク強度のヒストグラム. フィードバック前 (a, c, e, g, i) 後 (b, d, f, h, j) のトラップ光強度分布とピーク強度のヒストグラムを示す. トラップ配置はそれぞれ (a, b) 正方格子、(c, d) 三角格子、(e, f) ハニカム格子、(g, h) リング格子、(i, j) カゴメ格子である.

度分布 I_m を用いる点である。我々が行った均一化フィードバックの手順は、以下の通りである。 n 回目のサイクルでの位相 $\varphi_{\text{cal}}^{(n)}$ を他の位相 φ_{flat} , φ_{blaze} (図 2.10(b)) と重ね合わせることで φ_{total} を計算した。そして、計算された位相パターン φ_{total} を用いて SLM を駆動し、CMOS カメラでトラップ光の強度分布を測定した^{*3}。測定した強度分布中の各サイトに 2次元ガウシアンフィッティングを行うことで、 n 回目のサイクルにおけ

*3 使用した CMOS カメラ (Neo5.5, Andor 社) は、16 bit の A/D ダイナミックレンジをもつ。

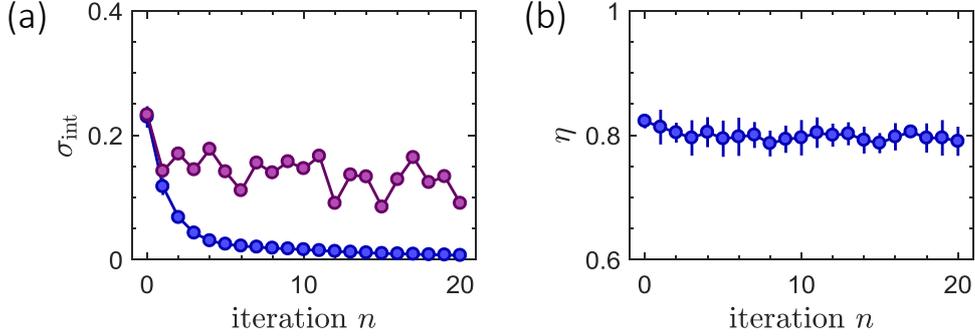


図 2.16: フィードバックのパフォーマンス. (a) フィードバックサイクル n ごとのピーク強度分散 σ_{int} . 青点は GS アルゴリズムの反復回数を $k = 1$ 、紫点は約 $k \approx 40$ としたときの結果である. (b) フィードバックサイクル n ごとのトータルの回折効率 η . 各青点のエラーバーは、5 回の実験の統計誤差を示す.

るサイト i のピーク強度 $I_{m,i}^{(n)}$ を取得した。 $n + 1$ 回目のサイクルにおける新たなターゲット強度 I_t は、式 (2.30) および式 (2.31) と同様に

$$I_{t,i}^{(n+1)} = a_{m,i}^{(n)} I_{t,i}, \quad (2.36)$$

$$a_{m,i}^{(n)} = a_{m,i}^{(n-1)} \left(\frac{\langle I_{m,i}^{(n)} \rangle}{I_{m,i}^{(n)}} \right)^\alpha, \quad (2.37)$$

より求めた^{*4}。ただし、 $\langle I_{m,i}^{(n)} \rangle$ は n 回目のサイクルの全サイトのピーク強度の平均値である。通常の WGS アルゴリズムと異なる点は、フィードバックのゲイン α を導入し、フィードバックの発振が起こった際には $\alpha < 1$ としている。そして、このターゲット強度 I_t と初期位相 $\varphi_{\text{cal}}^{(n)}$ を用いて GS アルゴリズム (反復回数 k) 実行し、新たな位相 $\varphi_{\text{cal}}^{(n+1)}$ を計算した。そして再び他の位相と重ねた後に SLM に表示させ、トラップ光の強度分布を測定した。以上のステップを繰り返し、ピーク強度の均一化を行った。

図 2.15(b) 左図は、 $5 \mu\text{m}$ 間隔 10×10 正方格子アレーにおいて均一化フィードバックを $n = 20$ サイクル施した後の強度分布である。なお、各サイクルにおける GS アルゴリ

^{*4} n サイクル目のサイト i におけるエラー信号を $e_i^{(n)} = \log I_{m,i} - \log \langle I_{m,i}^{(n)} \rangle$ と定義すると式 (2.36) および式 (2.37) は、

$$\log \left(\frac{I_{t,i}^{(n+1)}}{I_{t,i}} \right) = -\alpha \sum_n e_i^{(n)},$$

と書ける。従って、各グループ n では過去のエラー $e_i^{(n)}$, $e_i^{(n-1)}$, $e_i^{(n-2)}$, \dots を積算し積分ゲイン α でフィードバックしていることに対応する。

ズムの反復回数は $k = 1$ と設定した。図 2.15(b) 右図は、各サイトのピーク強度をヒストグラム化した結果である。フィードバック前の結果 (図 2.15(a) 右図) と比較すると、ピーク強度の分散値 σ_{int} は 22.5% から 0.5% に大幅に改善され、平均値 $\langle I_{m,i} \rangle = 100$ で鋭いピーク値を取っていることが分かる。

図 2.16(a) の青点は、GS アルゴリズムの反復回数は $k = 1$ と設定し、フィードバックサイクル n ごとのピーク強度の分散値 σ_{int} である。各点は計 5 回の実験結果の平均値、エラーバーはその統計誤差を示す。なお、各実験で用いた位相パターンは異なるランダム初期位相パターンからスタートしたものを使用した。各サイクル n において、GS アルゴリズムの反復回数 k をエラー ϵ_{Focal} が収束する ($k \simeq 40$) まで増やした場合を紫点で示す。この場合、 α を調節しても σ_{int} が 10% 以下に下がらなかった。これは、フーリエ変換・逆フーリエ変換を反復するにつれ、あるサイトのピーク強度と周辺のサイトとの間に正もしくは負の相関が生じたためである。各サイトの強度分布を独立に制御をするために、1 回のフィードバックサイクル n につき、GS アルゴリズムの反復回数を 1 回に制限することで、 σ_{int} を単調減少させることができた (青点)。また、各 n におけるトータルの回折効率 η を図 2.16(b) に示す。回折効率はフィードバックサイクル中、わずか数%程の減衰が見られた。

図 2.15(c-j) は、様々なトラップ配置におけるフィードバック前後のピーク強度のヒストグラムである。横軸は、平均値 $\langle I_{m,i} \rangle$ を 100 に規格化した値である。任意のトラップ配置においてもピーク強度のばらつきが抑えられていることが分かる。表 2.2 にこれらの配置のフィードバック前後の σ_{int} および η をまとめる。フィードバック前の σ_{int} は、配置やトラップ数 N に大きく依存するが、フィードバック後はどの配置においても σ_{int} は 1% 未満に抑えられることができた。

2.3.2 トラップ内の単一原子からの蛍光測定結果を用いた

トラップアレーの均一化フィードバック

前節 2.3.1 で述べた手法を用いることで、光強度測定面におけるピーク強度を容易に均一化することが可能となった。しかしながら、実際のトラップ平面における強度分布は CMOS カメラで測定した強度分布とわずかに異なる。これは別の光学素子を用いていることに起因する。そのため、実際のトラップ平面ではトラップが不均一となり、アレー内に観測効率が低いサイトが存在する。本節では、トラップ内原子からの蛍光量を観測し、これを用いて実際のトラップ平面における光マイクロトラップアレーの均一化を行った実験について述べる。

我々は、光マイクロトラップアレー内の単一原子を観測するために、ビーム半径 1.3 mm を持つイメージング光を全てのサイトに向けて照射し、EMCCD を用いて蛍

表 2.2: CMOS カメラで測定したトラップ光の強度分布を用いたフィードバック結果. フィードバック (サイクル数 $n = 20$) 前後のピーク強度の分散 σ_{int} および回折効率 η . 各値は5回の実験の平均値、括弧内はその統計誤差を示す.

Structure	N	σ_{int} (%)		η (%)	
		Before	After	Before	After
4×4 square	16	11.6(1.6)	0.6(0.2)	81.0(1.2)	80.1(1.4)
10×10 square	100	22.9(1.7)	0.7(0.2)	82.3(1.2)	79.0(2.3)
Triangle	72	22.2(2.1)	0.6(0.2)	81.2(2.2)	80.2(1.5)
Honeycomb	54	15.8(0.7)	0.5(0.1)	76.6(1.8)	76.1(1.8)
Ring	16	5.8(2.3)	0.2(0.0)	69.1(0.7)	69.7(0.3)
Kagome	67	21.0(1.1)	0.6(0.1)	78.1(1.5)	76.8(2.3)

光観測を行った。イメージング光は、 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle - |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 間の遷移周波数に近共鳴した光を用いた。なお、イメージング光の光学系の詳細は節 3.1.1 で述べる。 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ と $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ の二準位系を仮定すると、EMCCD カメラで観測されるトラップ i 内の単一原子からの蛍光量 f_i は、式 (2.35) で定義される散乱レート $R_{\text{sc}, i}$ を用いて

$$f_i = \zeta R_{\text{sc}, i} \Delta\tau = \zeta \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4(\delta + \Delta_i)^2/\Gamma^2} \Delta\tau, \quad (2.38)$$

と表すことができる。ここで、 ζ は光学系の観測効率、 $\Delta\tau$ は露光時間、 Γ は $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ の自然幅、 δ はイメージング光の離調、 Δ_i はトラップ i による光シフト、 s_0 はイメージング光強度 I と飽和強度 I_{sat} の比率 $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ である。実際のパラメータ^{*5} では、露光時間 $\Delta\tau = 50$ ms において約 570 photons と推測される。

図 2.17(a) は $5 \mu\text{m}$ 間隔の 4×4 正方格子アレー中の原子の蛍光画像のサンプル (右: グレー枠内) と 1000 枚のサンプルの平均画像 (左) である。ここで用いた位相パターンは、前節 2.3.2 で述べたフィードバックを施した後のものである。CMOS カメラで測定した光強度分布を解析した結果では、計 16 個のピーク強度の分散は 0.6% であった。個々のトラップ内に原子が存在するか存在しないかを判断するために、一枚一枚のサ

*5 ここでは、光学系の観測効率 $\zeta \simeq 2.2\%$ 、イメージング光の離調 $\delta/2\pi \simeq 8$ MHz、イメージング光強度 $I \simeq 3I_{\text{sat}}$ 、トラップによる光シフトの平均値 $\langle \Delta_i \rangle / 2\pi \simeq 23$ MHz を用いた。

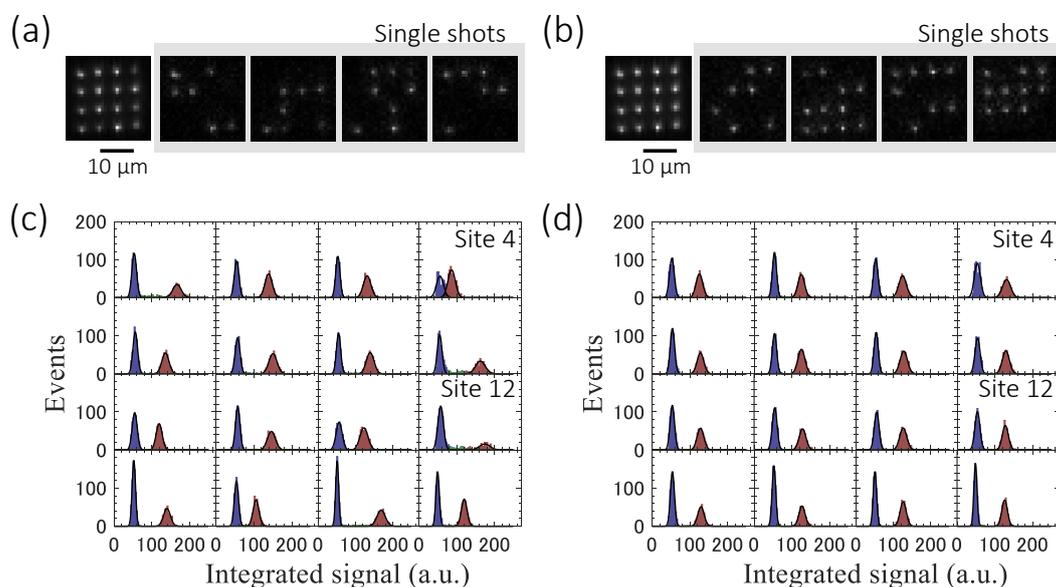


図 2.17: 蛍光信号を用いたフィードバック前後の蛍光ヒストグラム. $5 \mu\text{m}$ 間隔の 4×4 正方格子アレーの (a,b) 蛍光画像および (c,d) 個々のサイトの蛍光ヒストグラムを示す. (a,b) の左図は、1,000 枚の蛍光画像を平均化したものである. 青枠内の画像は 1 回のローディングで得られる蛍光画像のサンプルである. (a,c) はトラップ光の強度分布を用いたフィードバック後、(b,d) は蛍光信号を用いたフィードバック後の結果である. これらは 1,000 枚の画像の各サイトのトラップ領域を積算して得た結果である.

ンプル画像の各サイトのトラップ領域を積算し、そのヒストグラムを取った結果を図 2.17(b) に示す. なお、各サイトのトラップ領域は蛍光信号が最も大きくなり、かつ他のサイトの蛍光を含まないように最適化している. 本節では 5×5 pixels の積算領域を用いており、これは $3.2 \times 3.2 \mu\text{m}^2$ に対応する. 衝突ブロッケードの効果により 2 個以上の原子は捕獲されないため、青バーは単一原子が存在しないとき、赤バーは単一原子が存在するときの信号であると判断できる. そして、トラップ i 中の原子からの蛍光信号 f_i はサイト i のヒストグラムの 2 つの分布のピークの差となる.

トラップ中の単一原子を高効率に観測するためには、2 つの分布のオーバーラップを無くし、かつ、観測中の原子ロスを抑える必要がある. ところが、ピーク強度が大きすぎると、光シフト Δ_i が大きくなるため蛍光信号 f_i が減少する. これにより 2 つの分布が重なるため、観測効率の低下を導く (図 2.17(c) site 4 および図 2.18(a) 上). 2 つの分布にガウシアンフィッティングをかけ、そのオーバーラップエラーを見積もると、サイト 4 の単一原子の観測エラー ϵ_4 は 5.2% であった. 一方で、ピーク強度が小

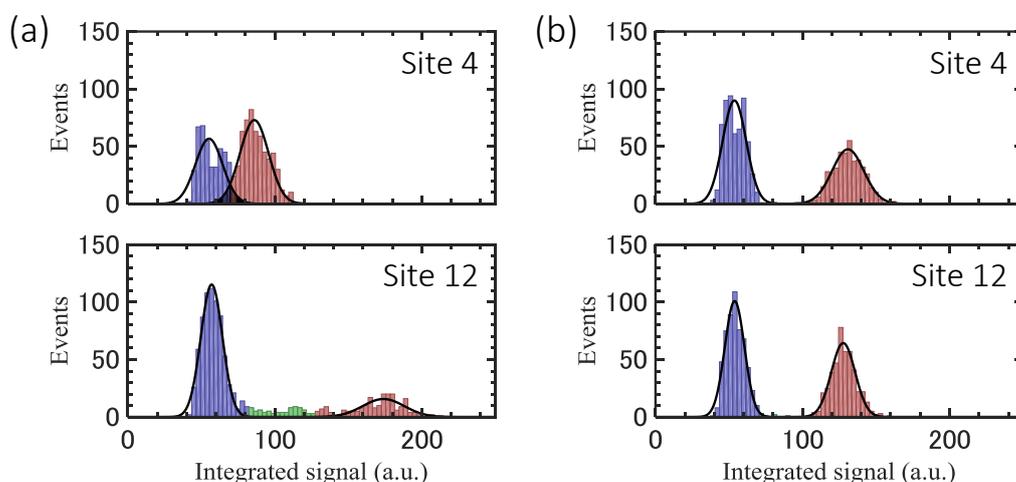


図 2.18: 観測効率の低いサイトの蛍光ヒストグラム. 蛍光信号を用いたフィードバック前 (a) 後 (b) のサイト 4 およびサイト 12 の蛍光ヒストグラムである. 青バーは迷光, 赤バーは単一原子, 緑バーは観測中にロスした原子からの蛍光である. また, 黒で塗りつぶされた領域は, 迷光と蛍光のオーバーラップを示す.

さすぎると、光シフト Δ_i が小さくなるため蛍光信号 f_i が増加するが、その分原子を加熱するため観測時間中の原子ロスを導く。その結果として、蛍光ヒストグラムには、2つの分布の間の値を取るケースが現れる (図 2.17(c) site 12 および図 2.18(a) 下)。サイト 12 において、観測時間 50 ms 中に原子ロスする確率は 8.0% であった。

我々は、実際のトラップ平面でのトラップ深さの分散を減らすために、蛍光信号 f_i を用いたフィードバックループの構築を行った。蛍光を用いたフィードバックの手法は前節 2.3.1 と同様の手法であるが、異なる点は式 (2.36) および式 (2.37) で用いる強度 $I_{m,i}^{(n)}$ およびその平均値 $\langle I_{m,i}^{(n)} \rangle$ を蛍光信号 f_i から見積もることである。サイト i の光シフト Δ_i と光強度 $I_{m,i}^{(n)}$ は比例関係にあるため、式 (2.38) より Δ_i を計算すればよい。そして、ループサイクル $n+1$ における新たなサイト i の強度 $I_{m,i}^{(n+1)}$ と前のループで得られた位相 $\varphi_{\text{cal}}^{(n)}$ を GS アルゴリズムに入力し、SLM を駆動させる位相 φ_{total} を GS アルゴリズムの計算結果 $\varphi_{\text{cal}}^{(n+1)}$ を含んだものにアップデートする。なお、蛍光強度を用いたフィードバックの初期値 $a_{m,i}^{(0)}$ および $\varphi_{\text{cal}}^{(0)}$ は、前節 2.3.1 の最終値を用いることで、発振等を起こすことなく 2つのフィードバックをつなげることができる。また、各サイクル n ごとの GS アルゴリズムの反復回数は、ここでも $k=1$ に制限した。

まず、蛍光を用いたフィードバックをトラップ数 $N=16$ 個の 4×4 正方形格子アレーを行った。フィードバック後の蛍光画像および各サイトの蛍光ヒストグラムを図 2.17(b,d)

表 2.3: EMCCD カメラで測定した単一原子の蛍光信号を用いたフィードバック結果. 蛍光信号の分散値を σ_{fluo} 、蛍光信号から推測されるトラップ深さの分散値を σ_{trap} とする. ϵ_{max} は、各サイトの単一原子の観測エラー $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_N$ を比較し、その中で最も悪い値を抽出した結果である. n はフィードバックが収束するまでのサイクル数を示す.

Structure	N	σ_{fluo} (%)		σ_{trap} (%)		ϵ_{max}		n
		Before	After	Before	After	Before	After	
4 × 4 square	16	28.4	2.4	20.8	1.7	5.2×10^{-2}	2.0×10^{-5}	5
7 × 7 square	49	16.3	4.0	11.5	2.8	6.0×10^{-3}	4.2×10^{-5}	10
Ring	16	24.6	2.7	17.8	1.9	2.6×10^{-3}	8.1×10^{-5}	3
Kagome	62	18.0	5.8	12.8	4.0	9.6×10^{-3}	7.1×10^{-5}	8
Honeycomb	54	14.8	4.6	10.4	3.2	1.3×10^{-2}	8.4×10^{-5}	9
Triangle	42	13.0	5.7	9.1	4.0	2.1×10^{-2}	2.6×10^{-5}	8

に示す。わずかに $n = 5$ 回のフィードバックサイクルで、蛍光量のばらつきが 28.4% から 2.4% まで抑えられた。これは式 (2.38) より、トラップ深さや光シフトの分散は 20.8% から 1.7% に減少したことに対応する。計 16 個の蛍光ヒストグラムがもつ 2 つの分布にそれぞれガウシアンフィッティングをかけ、これらの分布のオーバーラップエラー ϵ_i を見積もると、最大観測エラー $\epsilon_{\text{max}} = \max[\epsilon_i]$ は 5.2% から 0.002% まで改善した。また、サイト 12 で観測された原子ロス (図 2.18(a) 下) は、トラップ深さが均一化されたことにより 8.0% から、トラップ寿命の制限である 0.3% まで減らすことができた (図 2.18(b) 下)。

表 2.3 は、様々なトラップ配置のアレーに蛍光フィードバックを用いた結果である。ここで、フィードバックサイクル n は σ_{fluo} が収束するまでの回数を示す。収束速度はトラップ配置や個数 N に依存しているが、どの配置においてもサイクル数 $n = 10$ 回以内で f_i の分散 σ_{fluo} を 6% 以下に抑えることができた。現状のトラップ光パワーで実現可能な最大のトラップ数 $N = 62$ では、単一サイトあたりの観測エラーの最大値 ϵ_{max} を 9.6×10^{-3} から 7.1×10^{-5} まで大幅に減らすことができた。

N 原子系における実験では、全てのサイト内の単一原子の存在を同時に観測する必要がある。その際の観測効率、サイト i の観測エラー ϵ_i を用いて、

$$\eta_{\text{det}}^N = \prod_i (1 - \epsilon_i), \quad (2.39)$$

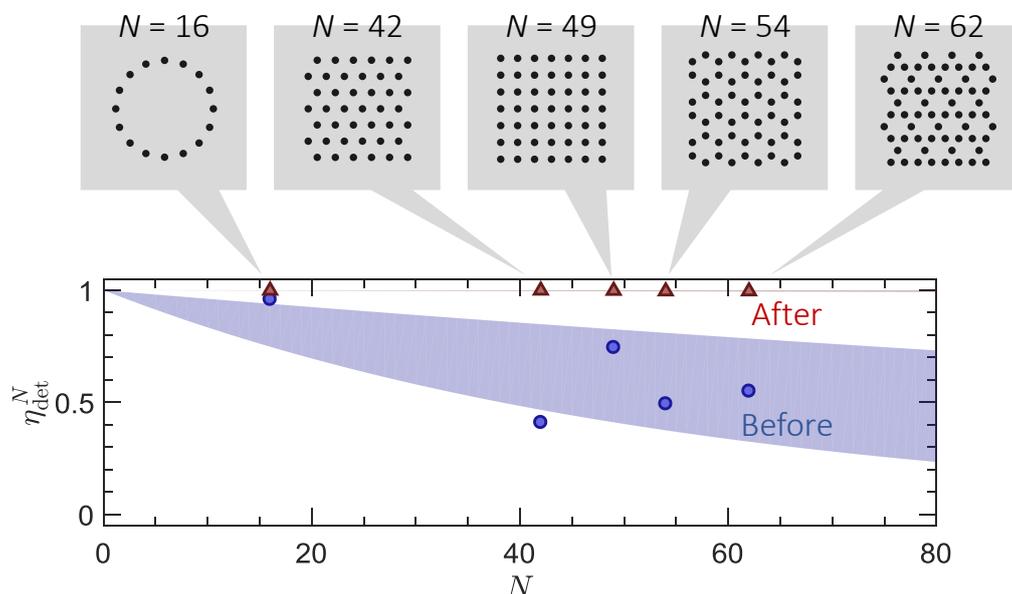


図 2.19: N 原子系の観測効率. 横軸はトラップ数 N 、縦軸は N 原子系の観測効率 $\eta_{\text{det}}^N = \prod_i (1 - \epsilon_i)$ であり、ここで使用した光マイクロトラップアレーの配置図をグラフ上部の灰色枠内に示す. 青丸、赤三角はそれぞれ蛍光信号を用いたフィードバック前、フィードバック後の結果である. 塗りつぶしの領域は、関数 a^N でフィッティング (a はフィッティングパラメータ) を行った際のフィッティング誤差領域を示す.

と与えられ、原子数 N の増加に対し指数関数的に減少することが推測される。図 2.19 は、蛍光信号を用いたフィードバック前後の N 原子系の観測効率 η_{det}^N の実測値である。蛍光信号を用いたフィードバックを行うことで観測効率 η_{det}^N の低下を抑えられ、 $N = 62$ 個の原子系においても η_{det}^N は 99.6% 以上の結果を得た。関数 a^N のフィッティング結果より、平均的な単一サイトあたりの観測効率を推測すると、フィードバック前は 98.91 ± 0.71 、フィードバック後は 99.99 ± 0.01 であった。従って、 $N = 100$ 個まで原子数を増やした際の N 原子系の観測効率はフィードバックを行うことで 33.42% から 99.00% まで向上できることが推測され、原子数を増やした際の観測効率を大きく向上させることが可能である。なお、図 2.20(a) は、表 2.3 や図 2.19 で示した配置のトラップ光の強度分布と捕獲された単一原子の平均蛍光画像である。

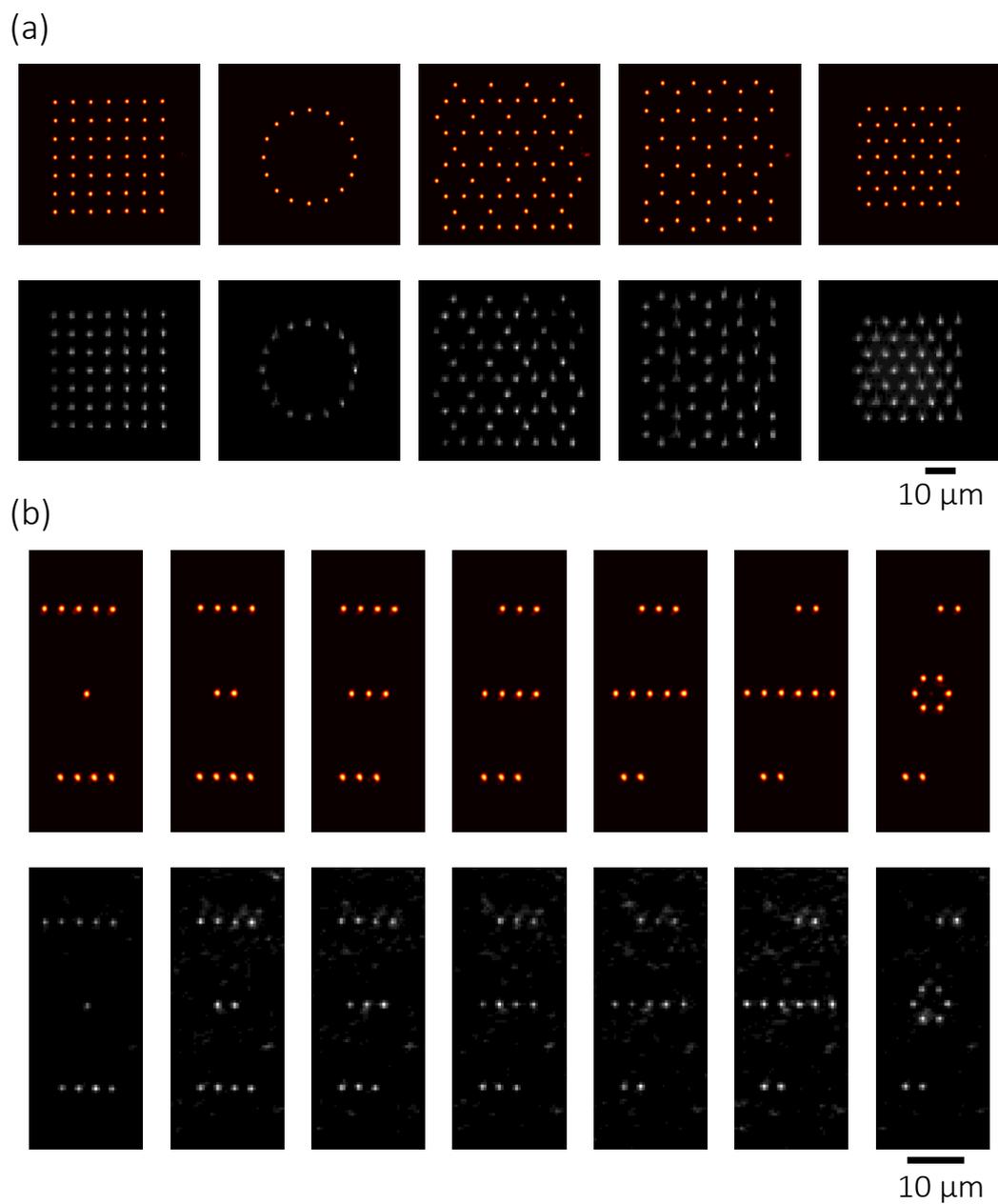


図 2.20: 任意の配置の 2次元光マイクロトラップアレー. (a) $5\ \mu\text{m}$ 間隔および (b) $3\ \mu\text{m}$ 間隔のトラップアレーである. それぞれ上図は CMOS カメラで測定した強度分布、下図は EMCCD カメラで測定した単一原子の平均蛍光画像である.

2.4 任意の配置の2次元光マイクロトラップアレー

我々は、節 2.1 で述べた手法でホログラムを計算し、前節 2.3.1 および本節 2.3.2 で開発した手法を用いてホログラムの最適化を行った。これらの手法により、任意の配置においても単一原子の検出効率が高く、かつ、均一度の高いアレーの実現が可能となった。これまでに作成した2次元光マイクロトラップアレーの一例を図 2.20 に示す。各画像の上図は CMOS カメラで測定した強度分布、下図は EMCCD カメラで測定した単一原子の平均蛍光画像である。最大トラップ数は $N \sim 60$ 個まで拡張でき、最小トラップ間距離は $d \sim 3 \mu\text{m}$ となっている。トラップ間距離を $3 \mu\text{m}$ 未満にすると近傍のガウシアンスポットの裾部分の干渉が起こり、トラップ形状の悪化が見られた。

本章で述べた最適化手法は、 $N \geq 10$ で非常に安定かつ収束速度が速いフィードバックとなる。 $N < 10$ では、平均値 $\langle I_{m,i}^{(n)} \rangle$ の統計誤差が大きいことが要因でピーク強度の発振が起こる。そのため、 $4 \leq N < 10$ ではゲイン α を調整することで発振を抑え、ループサイクルを増やしてフィードバックを行う必要がある。なお、最適なゲイン α はトラップ配置や個数に依存する。 $2 \leq N < 4$ では、2通りの方法でホログラムを生成している。1つ目は、フィードバックは行わず、各 $I_{t,i}$ の値を変えたターゲット強度でホログラムを何パターンか作っておき、実際の強度分布や単一原子の蛍光が均一となるホログラムを選ぶ方法である。2つ目は、ターゲットとするトラップを中心に配置し、その他のトラップをリユードベリ状態間の相互作用が働かない領域に配置して $N \geq 10$ のアレーを構成する手法である (図 2.20(b))。後者の方法を用いることで、目的とするトラップ数が少なくても安定かつ収束速度が速い領域でフィードバックを実現できる。

2.5 まとめ

本章では、空間光位相変調器を用いて光マイクロトラップアレーを生成する手法を確立し、様々な配置の二次元光マイクロトラップアレーを実現した。光マイクロトラップアレーのトラップ数は $N \sim 60$ まで向上し、最小サイト間隔 $\sim 3 \mu\text{m}$ で $\sim 60 \times 60 \mu\text{m}^2$ の領域までアレーサイズを拡張することが可能である。現状における最大トラップ数は、SLMに入射しているトラップ光 (波長 850 nm) の光パワーに制約されている。

空間光位相変調器を制御するホログラムの計算手法では、基本となる Gerchberg-Saxton アルゴリズムや Weighted Gerchberg-Saxton アルゴリズムの原理をまとめ、また、将来の実験でより高精度にトラップ位置や形状を作成するために有望な Mixed-Region Amplitude Freedom アルゴリズムも紹介した。

我々は、原子のトラップ平面において高い均一度のトラップアレーを生成することを目的としたフィードバックアルゴリズムを開発した。そのフィードバック手法は、次の2つのステップから構成した。1つ目は、光マイクロトラップアレーの光強度分布の測定結果を用いたフィードバックである。フィードバックにより最適化された位相パターンを用いることで、ローディングされないサイトや蛍光観測が困難なサイトが無くすることが可能となる。2つ目は、ローディングされた単一原子からの蛍光信号を用いたフィードバックである。蛍光信号を用いることで、実際のトラップ平面におけるピーク強度のばらつきを抑えることが可能となる。トラップ光強度、すなわち光シフトが均一化されたことにより、蛍光観測中の散乱レートも均一化することがされ、単一原子の観測エラーを大幅に低減させることに成功した。

将来、ラマンサイドバンド冷却 [Kaufman et al. 2012] を用いて原子の温度をさらに冷やし、リユードベリ状態の観測効率などを向上させる必要がある。光マイクロトラップアレー内の原子をグローバルに冷却するためには、トラップ周波数のばらつきを抑える必要がある。本章で開発した手法は、フィードバック対象を蛍光強度から各サイトの光シフトやトラップ周波数に変更することで、特定のトラップ特性の均一化に応用可能であることが考えられる。

単一原子ローディングと単一原子の内部状態操作

第2章では、空間光位相変調器によりトラップ光に位相を印加し、任意の配置の光マイクロトラップアレーを実現した。光強度の測定結果や各サイトに捕獲された単一原子からの蛍光強度を用いてフィードバックループを組むことで、実際のトラップ平面におけるピーク強度のばらつきを抑え、高い効率で単一原子の検出を可能にした。

スピン系量子シミュレータを実現するためには、光マイクロトラップアレーの各サイト内にスピン素子に対応する単一原子をローディングすることが必要となる。光マイクロトラップ内へ単一原子を充填する手法として、赤方離調光による光誘起衝突を用いる手法が挙げられる [Kuppens et al. 2000; Schlosser et al. 2002]。しかしながら、この手法では単一サイトにおけるローディング確率は約0.5となるため、 N 個のトラップ全てにローディングできる確率は 0.5^N となり、トラップ数が増加するにつれ指数関数的に減少することが大きな問題となっている。この問題を解決するため、リユードベリブロッケード効果を用いた手法 [Ebert et al. 2014] やランダムにロードされた原子を再配置する手法 [Kim et al. 2016; Barredo et al. 2016; Endres et al. 2016]、青方離調光による光誘起衝突を用いた手法 [Fung and Andersen 2015; Lester et al. 2015] が既に提案・実証されている。我々は、将来的に後者2つを組み合わせることにより任意の配置のトラップアレーへの単一原子ローディングを確立する予定である。そして、スピン系量子シミュレータを実現するための次のステップとして、量子スピンの状態に対応する単一原子の内部状態の初期化が挙げられる。 N 原子系における初期化効率は、観測効率と同様に原子数 N の増加に対して指数関数的に減少するため、精度の高いシミュレータ開発のためには高い初期化効率が望まれる。

本章では、光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディングおよび単一原子の

内部状態の初期化について議論する。初めに節 3.1 では、青方離調光による光誘起衝突による単一原子ローディングの予備実験や現段階のローディング手法について述べる。節 3.2 では、実際にローディングされた単一原子を用いて、光マイクロトラップアレーのトラップ特性評価を行った結果についてまとめる。節 3.3 では、オプティカルパンプ光を用いた内部状態の初期化方法について述べる。ここでは、トラップ内の単一原子を用いてオプティカルパンプ光の偏光やオプティカルパンプ光照射中の磁場等の最適化手法を確立し、初期化効率の向上を図った。そして節 3.4 では、単一原子の内部状態をラマン遷移を用いて操作し、初期化効率の評価を行った結果について述べる。

3.1 光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング

一回のローディングショットにおいて、一つの光マイクロトラップ内に単一原子を充填できる確率は約 0.5 となる。その主な理由は、2 個以上の原子が同じ光マイクロトラップ内に充填されると磁気光学トラップ (MOT) のクーリング光である赤方離調光によって光誘起衝突が生じ、光マイクロトラップ内の原子数が 0 もしくは 1 個のみとなるためである [Kuppens et al. 2000; Schlosser et al. 2002]。従って、 N 個の光マイクロトラップ全てに単一原子を充填できる確率は、 N が増えるにつれ指数関数的に減少し約 0.5^N となる。本節では、まず節 3.1.1 および節 3.1.2 で実験セットアップについて説明する。次に節 3.1.3 では、上述した赤方離調光による光誘起衝突について述べた後、単一原子の充填率向上のために提案された青方離調光による光誘起衝突を用いた単一原子ローディング手法 [Fung and Andersen 2015; Lester et al. 2015] について議論する。

節 3.1.4 および節 3.1.5 では、少数個 ($1 \leq N \leq 9$) のトラップ全てに単一原子をロードした“欠損の無い単一原子アレー”を用意した状態で実験の主要部分 (内部状態の初期化や操作等) を開始することを目的として開発した観測システムや制御システムについて述べる。その手法は、アレー内にランダムにロードされた単一原子の個数や配置をリアルタイムに観測し、全てのサイトに充填された瞬間にローディングを止め、実験の主要部を開始するものである。非常にシンプルな手法であるが、充填率が 100% でない条件下で単一原子アレーを効率良く準備することが可能となる。さらに、本節で開発したリアルタイム解析システムは、将来実装予定である単一原子の再配列実験 [Kim et al. 2016; Barredo et al. 2016; Endres et al. 2016] に大いに有用である。

3.1.1 蛍光観測システム

我々の実験は、室温 ^{87}Rb 原子を MOT により冷却・捕獲するところから始めている。その実験系を図 3.1 に示す。MOT のビームは、クーリング光とリパンプ光から構成されて

3.1. 光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング

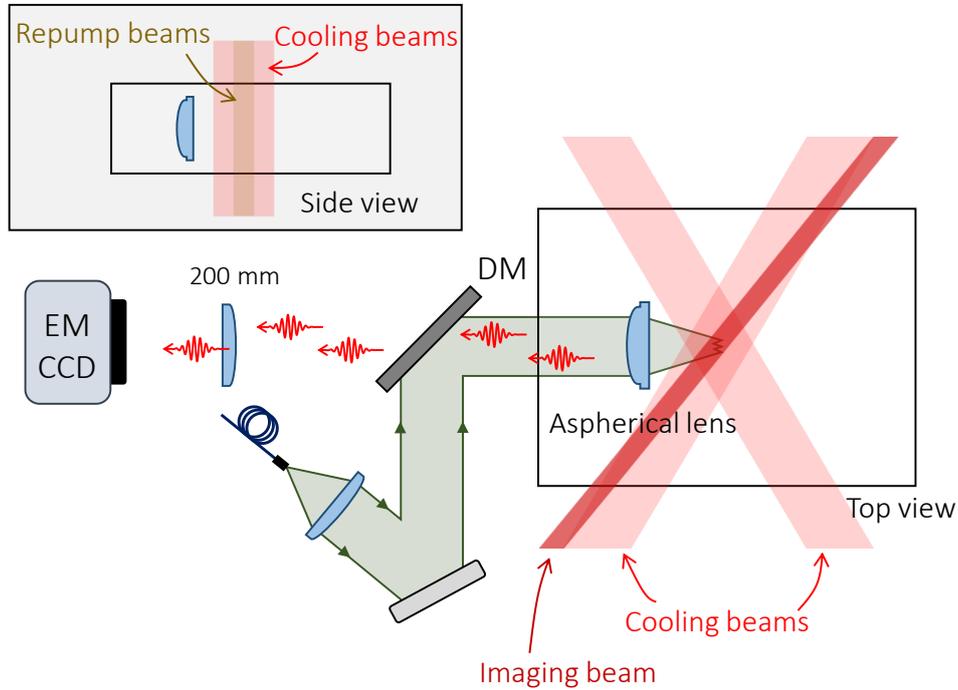


図 3.1: 単一原子のローディングと蛍光観測の実験系. MOT と光マイクロトラップアレーを空間的にオーバーラップさせ、トラップ内に原子をロードしている. イメージング光により放出された原子からの蛍光を焦点距離 8 mm の非球面レンズで集め、焦点距離 200 mm のレンズで EMCCD のチップ表面に集光している. トータルの倍率は 25 倍である. EMCCD の各 pixel の大きさは $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ 、分解能は $0.64 \mu\text{m}/\text{pixel}$ である.

いる。クーリング光は自由空間中の $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移から約 3Γ だけ赤方離調した光であり、リパンプ光は自由空間中の $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ 遷移に共鳴した光である。MOT へのローディングレート向上のため、クーリング光のビーム半径は 2.5 mm とし、非球面レンズに当たる限界まで大きくしている。リパンプ光のビーム半径は 1.3 mm である。MOT と光マイクロトラップアレーは空間的にオーバーラップさせ、MOT から光トラップ内にローディングを行う。

トラップ内の原子の蛍光観測を行う際は、MOT コイルやクーリング光を切り、ビーム径 1.3 mm のイメージング光を照射する。イメージング光は、トラップ中における $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移の共鳴から $\sim 2\Gamma$ 程離調を取っている。蛍光観測中の原子ロスを抑えるため、イメージング光の偏光は $lin \perp lin$ 配置にし、Sisyphus 冷却の効果을働かせている [Dalibard and Cohen-Tannoudji 1989]。なお、蛍光観測を行う際のリパンプ光は、MOT のリパンプ光の強度を ~ 0.1 倍したものをを用いている。原

表 3.1: 原子蛍光の観測効率. 波長 780 nm における蛍光の観測効率を示す.

蛍光ロス要因	効率 (%)
非球面レンズ集光効率	6.7
ガラス窓 (両面 AR コート済)	98
ダイクロイックミラー透過率	91
レンズ透過率 ×2	96
ミラー反射率 ×2	99
干渉フィルター透過率 ×2	81
EMCCD 量子効率	80
トータルの蛍光観測効率	3.7

子から散乱した蛍光は、焦点距離 8 mm の非球面レンズで集めている。その集光効率は、以下の式で計算される。

$$\frac{\Omega_{\text{lens}}}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \text{NA}^2} \right) \simeq 6.7\%. \quad (3.1)$$

ただし、 Ω_{lens} はレンズの立体角である。非球面レンズによりコリメートされた蛍光は、焦点距離 200 mm のアクロマートレンズにより 16bit-EMCCD のチップ表面に集光している。EMCCD は、サイズ $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ 、数 512×512 の pixel を持つ。非球面レンズの焦点平面にマップされる各 pixel の大きさは $0.64 \times 0.64 \mu\text{m}^2$ 、撮影可能領域は $328 \times 328 \mu\text{m}^2$ に対応する。

光マイクロトラップアレー内の各サイトにローディングされた単一原子からの蛍光を解析する際は、ランダムにロードされたアレーで 1,000 枚程の画像を撮り、個々のサイトの積算領域の位置などを最適化している。本章以降の単一原子の蛍光観測では、積算領域を 3×3 pixels と設定していて、これはトラップ平面での領域 $1.9 \times 1.9 \mu\text{m}^2$ に対応する。全ての実験において、EMCCD カメラの読込速度を上げるため、合計 512×512 個ある pixel の内、実際のトラップアレー大きさ ($\sim 20 \times 20$) の分のみ使用している。露光時間 20 ms での読込速度は ~ 4 ms となる。

3.1.2 蛍光観測および偏光勾配冷却中の残留磁場補正

イメージング光の偏光を $lin \perp lin$ 配置や $\sigma^+ - \sigma^-$ 配置にすることで、Sisyphus 冷却や偏光勾配冷却の効果を働かせることができる。この効果により、光の吸収・放出に伴

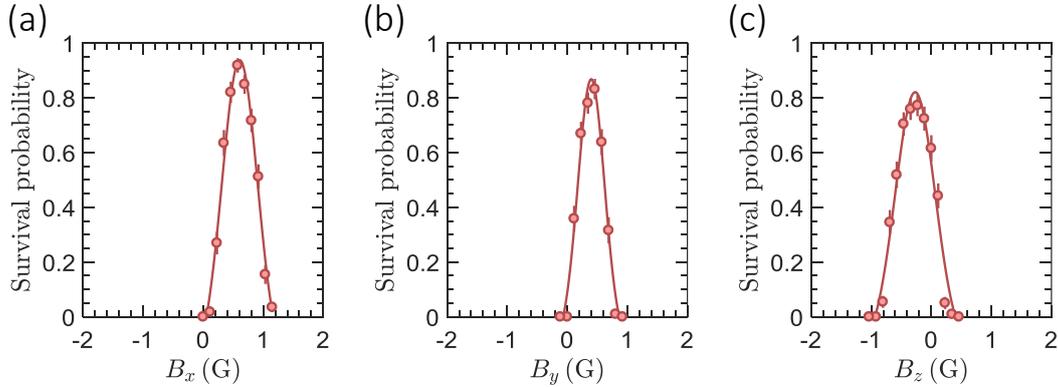


図 3.2: トラップ内の単一原子を用いた補正磁場 \vec{B}_{comp} の最適化. (a-c) は、イメージング光照射後の原子の生存確率と B_i ($i = x, y, z$) の関係である。

加熱により観測中に原子がトラップから逸脱する確率を抑えることができる。しかしながら、原子の位置に残留磁場が存在すると、イメージング光を照射した際に原子はすぐさまトラップから逃げてしまう。この理由は、残留磁場の存在下では、原子速度が0となる方向に放射圧力が働かなくなり [Walhout et al. 1992; Chang et al. 2002]、結果として冷却効果が弱まるためである。本節では、トラップ中の単一原子を用いて冷却効果が働く方向にバイアス磁場を調整し、残留磁場をキャンセルする磁場 \vec{B}_{comp} の測定を行った。

まず、最適化前のバイアス磁場において、冷却光 (ここではイメージング光) 照射中における原子の生存寿命を測定したところ、 $1/e$ 緩和時間は $\tau \sim 1\text{s}$ であった。図 3.2 は、冷却光の照射時間を τ に固定し、照射後の生存確率のバイアス磁場 B_i ($i = x, y, z$) に対する依存性を測定した結果である。残留磁場が存在すると光の吸収・放出に伴う加熱により原子の生存確率が低下し、残留磁場がキャンセルされると冷却効果が働くため原子の生存確率が増加する。従って、生存確率が最も高くなる時のバイアス磁場 B_i がその軸方向の残留磁場をキャンセルする磁場だと推測できる。この手法を3軸全てに行い、補正磁場 \vec{B}_{comp} を測定した。そして、イメージング中のバイアス磁場を \vec{B}_{comp} に設定することで、イメージング光照射中の寿命を $\sim 7\text{s}$ まで向上させることができた。なお、 \vec{B}_{comp} の値は、表 3.3 にまとめる。

3.1.3 光誘起衝突による単一原子ローディング

トラップ光は、 ^{87}Rb 原子の遷移から大きく赤方離調した波長 $\lambda = 850\text{nm}$ のレーザー光を用いている。これを $\text{NA} = 0.5$ の非球面レンズにより、スポット $1/e^2$ 半径

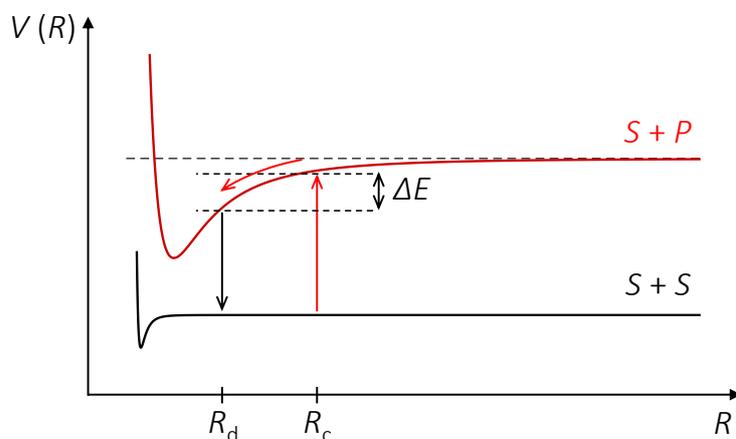


図 3.3: 赤方離調光による光誘起衝突. 原子間距離 $R = R_c$ において、赤方離調光 (MOT の冷却光) は、原子ペアを $|S + S\rangle$ から $|S + P\rangle$ に遷移させる. 励起された原子ペアは、原子間距離 $R = R_d$ にて $|S + S\rangle$ に自然放し、運動エネルギー $\Delta E = |V_{S+P}(R_c) - V_{S+P}(R_d)|$ を得る.

$w_0 \simeq 1 \mu\text{m}$ まで絞り込むことで、光マイクロトラップを実現している。 ^{87}Rb 原子は、MOT により室温から $100 \sim 140 \mu\text{K}$ まで冷却された後、深さ $U_0 \sim k_B \times 1 \text{mK}$ 程度の光マイクロトラップへロードされる。光マイクロトラップのトラップ体積は、 $\sim 1 \mu\text{m}^3$ と非常に小さいため、光マイクロトラップ内の原子は非常に高い衝突レートを持つ。

赤方離調光による光誘起衝突

赤方離調光 (MOT のクーリング光) の存在下では、非弾性衝突が生じるため、光マイクロトラップ内の原子数は 0 個もしくは 1 個となる。ここでは、その原理について述べる。

2 個の原子が光マイクロトラップ内にロードされると、原子間相互作用が働く。図 3.3 は、 $|S + S\rangle$ および $|S + P\rangle$ の相互作用を示す。赤方離調 ($\delta < 0$) したクーリング光により、距離 R 離れた原子ペアの内 1 つが S から P の状態へ励起されると、原子ペアは Condon ポイント R_c にて $|S + P\rangle$ (双極子-双極子型: C_3/R^3) に遷移する。なお、 $R = R_c$ 付近において、 $|S + P\rangle$ は基底状態間の相互作用 (van der Waals 型: C_6/R^6) よりも十分大きいため、ここでは $|S + S\rangle$ は原子間距離 R に依存せず一定とみなす。原子ペアは $|S + P\rangle$ ポテンシャルを降り、原子の運動エネルギーが増加する。その状態の寿命により、原子ペアは $|S + S\rangle$ に自然放しする。このときの原子間距離を R_d とすると、原子ペアは R_c および R_d における $S + P$ のエネルギー差 ΔE だけ運動エネルギーを得る。 ΔE は U_0 よりも大きいため、2 個の原子はトラップから逃げる。

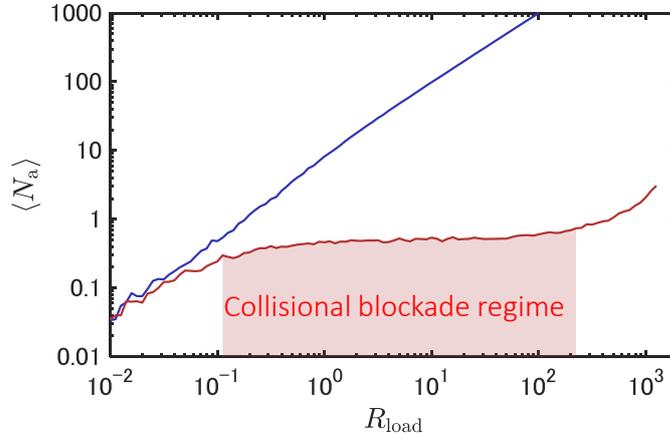


図 3.4: 衝突ブロッケード. 式 (3.2) で記述されるトラップ内の原子数の平均値 $\langle N_a \rangle$ を Monte Carlo シミュレーションを用いて計算した結果である. 青線は衝突レートが低い条件 ($\gamma = 0.2, \beta' = 0.01$)、赤線は衝突レートが大きい条件 ($\gamma = 0.2, \beta' = 1000$) での結果である. 衝突レートが大きい条件では、衝突ブロッケードの効果が現れる. 赤塗りは衝突ブロッケード領域 $\gamma/2 < R_{\text{load}} < \beta'/4$ を示し、この領域下での平均原子数は $\langle N_a \rangle = 0.5$ となる.

衝突ブロッケード

次に、光マイクロトラップ内へのローディングレートとトラップ内の原子数 N_a の関係を考える。原子間衝突が生じるとその原子ペアがトラップから逃げることを仮定すると、 N_a は以下のレート方程式に従う [Kuppens et al. 2000; Schlosser et al. 2002]。

$$\frac{dN_a}{dt} = R_{\text{load}} - \gamma N_a - \beta' N_a (N_a - 1). \quad (3.2)$$

ここで、 R_{load} は MOT から光マイクロトラップ内へのローディングレート、 γ は室温 300 K 程度の速い速度で動くバックグラウンドガスとの衝突レート、 β' は 2 原子ロスレートである。光マイクロトラップの場合、トラップ体積^{*1} が小さいため、2 個の原

^{*1} 原子温度 T とトラップ深さ U_0 の比率を η とし、光トラップの形状を円筒型とすると、トラップ体積 V は、

$$V = \pi w_0^2 z_R \ln \left(\frac{1}{1-\eta} \right) \sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}} \propto w_0^4,$$

と表すことができる。ここで、 w_0 は $1/e^2$ 半径、 z_R はレイリー長 $\pi w_0^2 / \lambda$ であるため、体積 V はスポット半径 w_0 の 4 乗に比例する。衝突レート β' は、 $\beta' \propto V^{-1}$ と書けるため、スポット半径 w_0 の 4 乗に反比例する。そのため、 w_0 を $1 \mu\text{m}$ から $5.6 \mu\text{m}$ に大きくすると、 β' は劇的に減少し 10^{-2}s^{-1} となる [Kulatunga et al. 2010]。

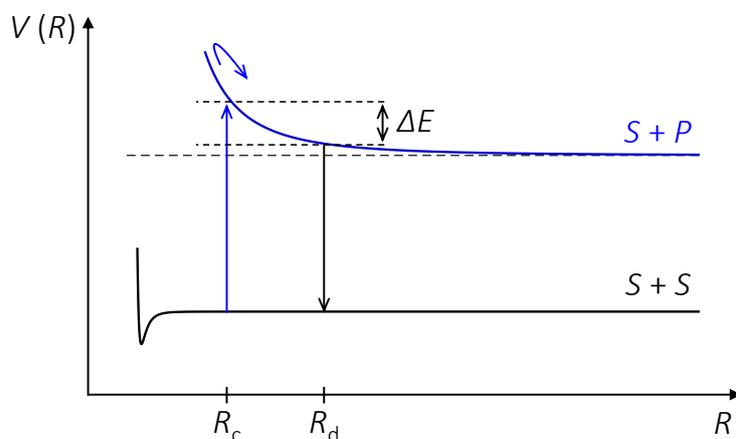


図 3.5: 青方離調光による光誘起衝突. 原子間距離 $R = R_c$ において、青方離調光は、原子ペアを $|S + S\rangle$ から $|S + P\rangle$ に遷移させる. 原子ペアは、初期運動エネルギーの分だけ $|S + P\rangle$ ポテンシャルを上昇した後、 $|S + P\rangle$ ポテンシャルを下りながら加速していく. その後、原子ペアは $|S + S\rangle$ に自然放出し、その際の原子間距離を R_d とすると、原子ペアに与えられる運動エネルギーは $\Delta E = |V_{S+P}(R_c) - V_{S+P}(R_d)| \leq \hbar\delta$ となる. 従って、衝突過程で原子ペアに与えられる運動エネルギーの最大値を離調 δ により制限することができる.

子のロスレートは大きな値 $\beta' \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$ となる [Fuhrmanek et al. 2012].

ローディングレートが小さい領域 $R_{\text{load}} < \gamma/2$ では、トラップ内原子の衝突効果を見捨て、定常状態における平均原子数は $\langle N_a \rangle \sim R_{\text{load}}/\gamma$ となる. ローディングレートが大きい領域 $R_{\text{load}} > \beta'/4$ では、衝突項が支配的となりバックグラウンドガスとの衝突を見捨て、定常状態における平均原子数は $\langle N_a \rangle \sim \sqrt{R_{\text{load}}/\beta'}$ となる. 光マイクロトラップでは、 β' が大きいゆえ、中間領域 $\gamma/2 < R_{\text{load}} < \beta'/4$ が現れる. この領域は、衝突ブロッケード領域 (もしくは単一原子領域) と呼ばれ、容易に単一原子を用意する手法として用いられている.

図 3.4 赤線は、この領域付近の平均原子数 $\langle N_a \rangle$ を Monte Carlo シミュレーションにより計算した結果である. 2 個目の原子がトラップ内にロードされるとすぐさま原子間衝突が生じるため、トラップ内原子数の最大値を 1 とすることができる. その結果として、衝突ブロッケード領域下での平均原子数は、 R_{load} に依存せず $\langle N_a \rangle = 0.5$ で一定値をとる. β' が小さいと衝突ブロッケード領域は現れず、 $\langle N_a \rangle$ は R_{load} に依存して増加する (図 3.4 青線). 衝突ブロッケード効果を用いたローディング手法では、1 つのトラップ内に単一原子を用意できる確率は約 50% となる. 従って、トラップ数 N を増やすと、全てのトラップ内に単一原子を用意できる確率は 0.5^N と指数関数的に減少

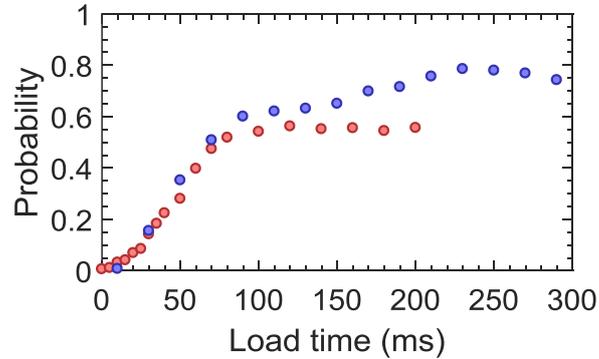


図 3.6: 光誘起衝突を用いた単一原子ローディング. 単一原子のロード確率のローディング時間に対する依存性を示す. 赤点は赤方離調光、青点は青方離調光による光誘起衝突を用いてローディングを行った実験である. 各点のエラーバー (マーカーサイズよりも小さい) は、統計誤差を示す.

することが問題となっている。

この問題を解決するため、リユードベリブロッケード効果を用いた手法 [Ebert et al. 2014] やランダムにロードされた原子を再配置する手法 [Kim et al. 2016; Barredo et al. 2016; Endres et al. 2016]、青方離調光による光誘起衝突を用いた手法 [Fung and Andersen 2015; Lester et al. 2015] が提案・実証されている。我々は、将来的に後者2つを組み合わせることにより任意の配置のトラップアレーへの単一原子ローディングを確立する予定である。

青方離調光による光誘起衝突

以下では、その予備実験として青方離調光による光誘起衝突を用いた単一原子ローディングを行った実験について簡潔に述べる [田村 2015; 山口 2017]。

光マイクロトラップ内の原子に青方離調光 ($\delta > 0$) を照射した場合を図 3.5 に示す。赤方離調の場合と同様に、Condon ポイント R_c で原子ペアは $|S + S\rangle$ から $|S + P\rangle$ へ遷移する。しかし、青方離調の場合は、相互作用する双極子の向きが変わり、反発型の $|S + P\rangle$ ポテンシャルとなる。従って、自然放出過程が起こり原子ペアが $|S + S\rangle$ へ戻ったとしても、原子ペアに与えられる運動エネルギー ΔE は $\hbar\delta$ 以下となる。原子ペアの内1個の原子のみがトラップから逃げる確率を増加させ、2原子ロスを抑えるためには $U_0 < \hbar\delta < 2U_0$ を満たすように青方離調光の離調を設定することで、50%以上の単一原子のローディング効率が見込める。

図 3.6 は、赤方離調光 (赤点) および青方離調光 (青点) を用いた際の単一原子のローディング確率の時間依存性を測定した結果である。時刻 0 で MOT を起動すると同時

に 1 個の光マイクロトラップ光を照射し、ローディング後に赤方離調光を用いて蛍光観測を行った実験である。赤方離調光の場合、単一原子のローディング確率は約 55% で飽和していることが分かる。飽和するまでの時間は、MOT へのローディング時間と MOT から光トラップへのローディング時間を含み、 $T_{\text{load}} \sim 80 \text{ ms}$ であった。一方で、青方離調光を用いた場合では、2 個目の原子がロードされる $\sim 2T_{\text{load}}$ 以降でローディング確率の上昇が観測された。これは原子ペアの内、1 個の原子のみがトラップから逃げる確率が増加したことを示す。ロード時間 $\sim 3T_{\text{load}}$ あたりで最大値 80% をとり、赤方離調光を用いた場合の 50% よりも改善することに成功した。このときのトラップ深さは、 $U_0 \simeq k_B \times 3.8 \text{ mK}$ と非常に深いトラップを用いた。その理由は、条件 $U_0 < \hbar\delta < 2U_0$ を満たし、かつ青方離調光によるトラップ内原子の過熱を抑えるためである。典型的に用いられている $U_0 \sim k_B \times 1 \text{ mK}$ 程度の浅いトラップでは、原子の過熱が支配的となり、ロード効率が大幅に低下する。

青方離調光による光誘起衝突を用いた手法でロードされた原子は、非常に深いトラップゆえ原子温度が $\sim 150 \mu\text{K}$ まで上昇することや、有限なトラップ光パワーのためトラップ数が減少するなどの他の問題が生じる。そのため、現段階では衝突ブロッケード (赤方離調光による光誘起衝突) を用いて、光マイクロトラップアレーへの単一原子のローディングを行っている。次節では、全てのサイトに単一原子を充填し、実験の主要部 (内部状態の初期化や操作等) を開始するためのシステムについて述べる

3.1.4 時間系列システムと原子配置のリアルタイム解析

赤方離調光を用いてローディングを行うとトラップ数 N 個の光マイクロトラップアレー中、約 $N/2$ 個のサイト内に原子がロードされる。これは、単一サイトあたりのロード確率が 0.5 であるためである。従って、ローディングショットごとに観測される原子配置はランダムな配置となる。我々は、原子配置をリアルタイムに解析し、特定の配置になった瞬間に実験の主要部をスタートさせる“原子配置トリガー”システムを開発した。ここでは、このシステムの詳細および実験全体の時間系列構成について述べる。

我々が使用している時間系列は、以下の 2 つに分けられる。1 つ目は、ローディングの時間系列である。その時間系列を図 3.7(a) に示す。まず、60 ms 間 MOT から光マイクロトラップアレー内へのローディングを行った後、MOT を切って原子配置を固定する。そして、露光時間 20 ms でトラップ内原子の蛍光観測を行う。なお、この際、バイアス磁場は MOT の位置合わせ用磁場 \vec{B}_{MOT} から残留磁場をキャンセルする補正磁場 \vec{B}_{comp} に切り替えている。この時間系列は、Raspberry Pi (Ver. 2 Model B, Raspberry Pi Foundation) の計 40 ch.GPIO の内 12 ch. を用いて構成している。時間分解能は $\sim 1 \text{ ms}$ であるが、これらのタイミングには十分である。この系列 1 回のサイク

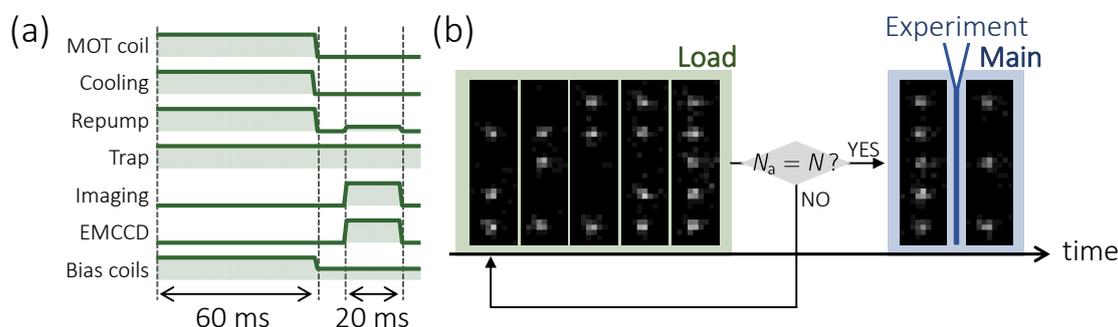


図 3.7: ローディングの時間系列とメインの時間系列. (a) ローディングの時間系列である. ここでは、単一原子のローディングから観測までを行う. 観測は MOT を切り、原子配置を固定した後に行う. 1 回のサイクルは ~ 80 ms である. (b) 全時間系列の概念図である. アレー内の原子数 N_a がトラップ数 N と一致するまで、ローディングショットをレート約 12 Hz で繰り返す. $N_a = N$ を満たした瞬間にメインの時間系列に移る. メインの時間系列では、蛍光画像を撮り初期の原子配置を確認し、リユードベリ励起光照射などの実験を行い、最後に再び蛍光画像を撮る.

ルは ~ 80 ms である.

2つ目は、オプティカルパンプやリユードベリ励起光の照射、初期・終状態観測などを行うメインの時間系列である. これは、計 2×32 ch. のデジタル I/O (PXIe-6535, National Instruments 社) および 8 ch. 12bit-アナログ I/O (PXIe-6713, National Instruments 社) から構成し、PC からボード内のメモリにデジタルおよびアナログ波形を書き込んで使用している. 有限なメモリサイズのため、サンプルクロックは 10 kHz で使用している (最大 10 MHz). この時間系列では、時間分解能 250 ps のパルス発生器 (Model-575, Berkeley Nucleonics Corporation) のタイミング制御も行っている. リユードベリ励起光や Raman 光などの高速な時間分解能を要求するスイッチングは、このパルス発生器を用いる.

我々は、以上の2つから、全体の時間系列を構成している. 図 3.7(b) は、全体の時間系列の概念図である. ここでは、例として $N = 5$ 個のトラップ全てに単一原子を充填した条件で実験を行うとする. なお、この条件は変更可能である. まず、アレー内の原子数 N_a がトラップ数 N と一致するまで、ローディングの時間系列をレート約 12 Hz で繰り返す. 一致した瞬間にメインの時間系列に移る. メインの時間系列では、まず初期蛍光画像を取得し、リユードベリ状態への励起光等を照射する実験を行う. 最後に再び蛍光画像を撮ることで、各サイトに原子が存在するか存在しないかを判定する. メインの時間系列を何度も繰り返すことで、励起光を照射した際における個々の原子

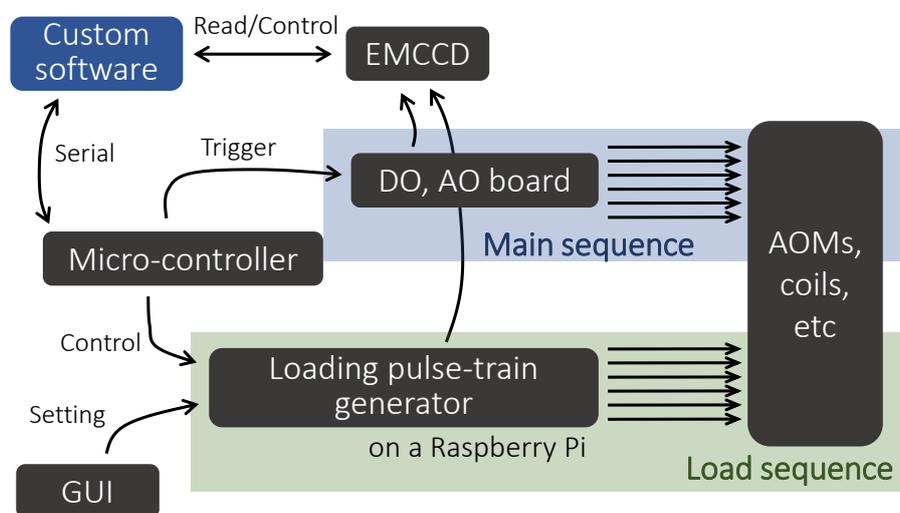


図 3.8: 時間系列の制御システム. 自作したソフトウェアで EMCCD で撮影した蛍光画像をリアルタイムに解析している. 観測された原子配置に応じて、マイクロコントローラを還し、メインの時間系列やローディングの時間系列を制御している. ローディングの時間系列は Raspberry Pi の GPIO(計 12 ch.) より出力し、メインの時間系列は計 64 ch. のデジタル I/O および計 8 ch. のアナログ I/O より出力し、AOM やコイル等のスイッチングを行う.

の存在確率を測定することが可能となる。

光マイクロトラップアレー内の原子数に応じて時間系列を制御するために、我々は PYTHON を用いて自作のソフトウェアを開発した^{*2}。このソフトウェアは、EMCCD の制御だけでなく、取得した原子配置や原子数に応じてローディングの時間系列やメインの時間系列の制御まで、全て自動化している (図 3.8)。その詳細を各ステップごとに述べる。まず、EMCCD から蛍光画像情報を PC に転送 (~ 4 ms) し、その画像から原子配置や原子数を解析する (< 1 ms)。そして、その原子配置に応じて次に行う時間系列の情報をシリアル通信でマイクロコントローラ (ATSAM3X8E, Atmel 社) に送り、各時間系列の制御に入る。ローディングの時間系列では、開始タイミングをマイクロコントローラから与えているだけでなく、原子数に応じ、光マイクロトラップアレーのロード時間なども変化させている。メインの時間系列においては、事前にボード内

^{*2} 高速な画像解析には `numpy`、高速なグラフィック描写には `pyqtgraph`、Graphical User Interface (GUI) には `Pyside` のライブラリを使用し、ソフトウェアを開発した。なお、Raspberry Pi を用いたローディング時間系列も PYTHON を用いて実装しており、Pyside により GUI を作成し、デジタル波形の設定を行っている。メインの時間系列で使用したデジタル I/O ボードおよびアナログ I/O ボードは、LABVIEW で開発したソフトウェアによりボード内に波形や設定を書き込んでいる。

のメモリに格納したデジタルおよびアナログ波形の開始タイミングのみをマイクロコントローラから与えている。蛍光画像を解析し終えてから、マイクロコントローラを介してメインの時間系列のトリガー信号を出力するまでの時間は1 ms 以下である。

3.1.5 欠陥の無い単一原子アレー

ここでは、前節 3.1.4 で開発したシステムを用いて、実際に光マイクロトラップアレー内に単一原子をローディングした実験について紹介する。節 3.1.3 で述べたように、光マイクロトラップ内の原子は高い衝突レートを持つ。特に赤方離調光 (MOT のクーリング光) 照射下では、非弾性衝突過程により原子ペアにトラップ深さよりも十分大きい運動エネルギーが与えられ、2 個の原子はトラップから逃げる。単一原子は個々のトラップ内にランダムにローディングされるが、既に原子を捕獲しているトラップ内に 2 個目の原子がロードされると、すぐさま 2 原子ロスが生じる。

図 3.9(b) は、5 個のトラップアレーを用いてローディングショットを連続して行った際の結果である。 $(12 \text{ Hz})^{-1}$ おきに撮影した蛍光画像をソフトウェアによりリアルタイムに解析し、個々のサイト領域を積算した蛍光を縦軸に示す。蛍光が離散的な 2 つの値を取っていることから、低い信号のときが 0 個の原子、高い信号のときが 1 個の原子がトラップ内に存在することが分かる。ソフトウェアでは、各サイトのバックグラウンドおよび単一原子の蛍光 f_b, f_a を過去 500 ~ 1000 点分 PC のメモリーに格納し、 $(\langle f_b \rangle + 3\sigma_{f_b} + \langle f_a \rangle - 3\sigma_{f_a})/2$ より閾値を定義し、閾値を自動的にアップデートしている。なお、 $\langle f \rangle$ および σ_f は蛍光 $f = f_a, f_b$ の平均値と分散値を示す。これらの解析より、原子配置や全原子数もリアルタイムに分かる (図 3.9(c))。

図 3.10 青バーは、計 3000 回のローディングショットを行い、 $N = 4, 9, 16, 25$ 個のトラップアレー内に N_a 個の原子がロードされる確率を測定した結果である。1 個のサイトのローディング確率を p 、さらに全てのサイトが同じ確率を持つと仮定すると、 N 個のトラップ内に N_a 個の原子がローディングされる確率 P_{N_a} は、

$$P_{N_a} = \binom{N}{N_a} p^{N_a} (1-p)^{N-N_a}, \quad (3.3)$$

と表すことができる。 $p = 0.5$ のときの P_{N_a} を図 3.10 紫線に示すと、実験値 (青バー) とよく一致していることが分かる。実験結果では $N = 4$ 個の場合は約 7%、 $N = 9$ 個の場合は約 0.2% であるが、計 3000 回の統計では $N = 16, 25$ においては、そのイベントが 0 であった。このように N が増えるにつれ全サイトに単一原子がロードされる確率は指数関数的に減少するため、現状の実験で実現可能な欠損のない単一原子アレーの原子数は少数個に制限される。

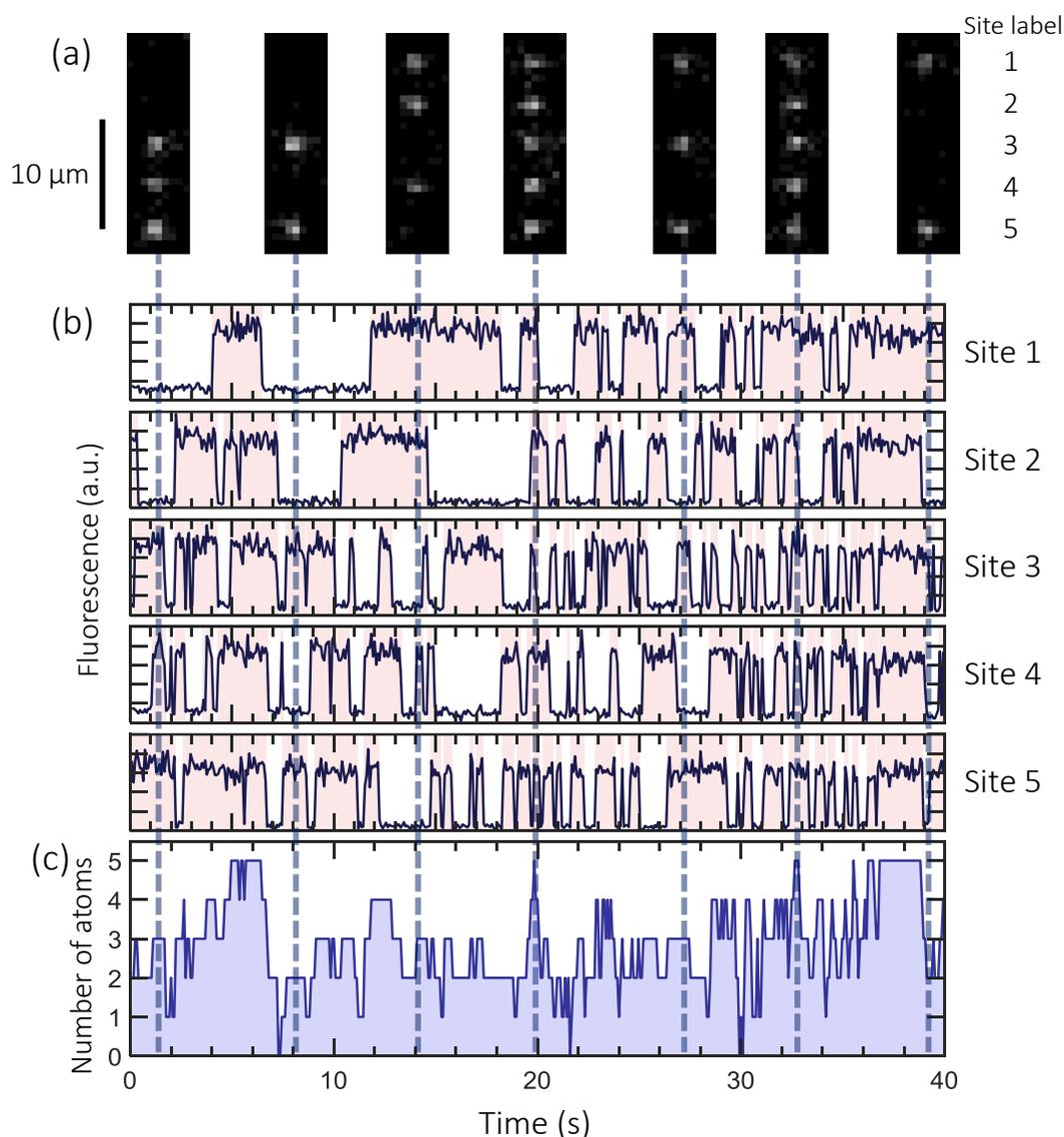


図 3.9: 原子配置および原子数のリアルタイム観測. ここでは、 $3\ \mu\text{m}$ 間隔の5個のトラップからなる1次元アレーを用いた. (a) EMCCDで観測した蛍光画像のサンプルである. (b) 蛍光画像の各サイトの領域 3×3 pixels を積算して得られた蛍光信号である. リアルタイムに蛍光信号を解析し、現在の原子配置を得る. 各サイトの信号のピンクで塗りつぶした領域は、単一原子がロードされた箇所である. (c) トラップアレー内にロードされたトータル原子数を示す.

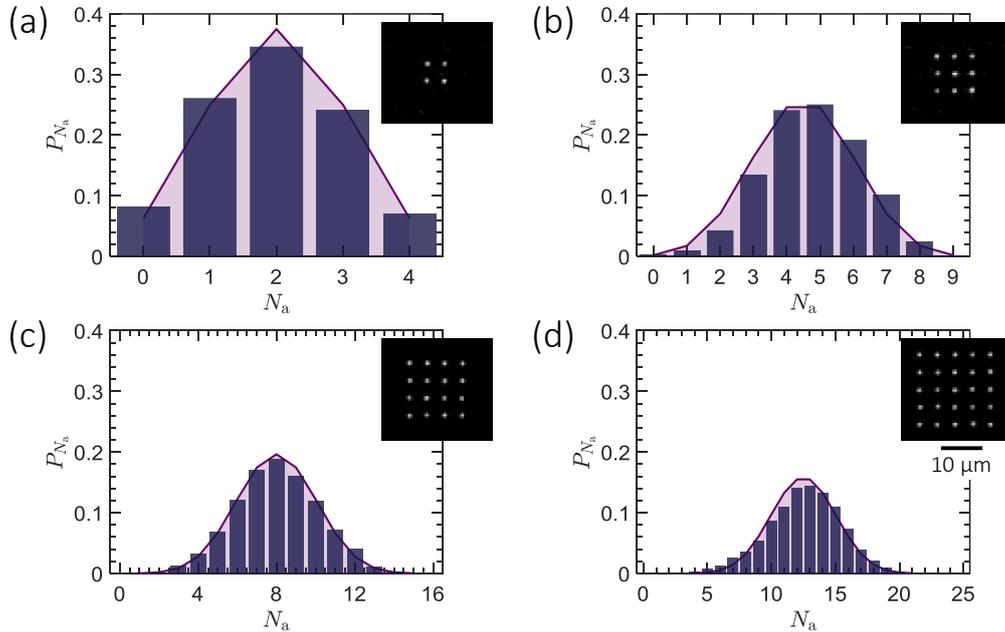


図 3.10: ロードされた原子数のイベント確率. 青バーは N_a 個の原子がロードされる確率 P_{N_a} を示す. 統計回数は 3,000 回である. 紫線は、一つのサイトのローディング確率を $p = 0.5$ とし、 N 個のトラップ全てが同じ確率でロードされると仮定した際の計算値である. トラップ配置は、(a) 2×2 、(b) 3×3 、(c) 4×4 、(d) 5×5 正方格子アレーを用いた. 各挿入図は、これらのトラップ内にロードされた原子の平均蛍光画像である.

高い充填率や欠損のない単一原子アレーを用いて実験を行う際は、リアルタイムにモニターしている原子数が、予め設定した条件になった瞬間にメインの時間系列をスタートさせる (図 3.7(b)). 図 3.11(a) は、欠損のない単一原子アレーを用意するのに必要なロード時間を測定した結果である. これは、原子数を 0 個にリセットしてから^{*3}、図 3.7(a) に示したローディングの時間系列 (60 ms のロードと 20 ms の蛍光観測) を繰り返して、全てのサイトがロードされるまでの時間を測定したものである. ロード時間は、 N を増やすと指数間的に増加し、 $N = 9$ 個では約 30 s となる.

次に、トリガ条件 $N_a = N$ を満たした状態でメインの時間系列をスタートできる確率 P_{trig} の測定を行った. メインの時間系列では、まず、MOT の条件より大きく離調したクーリング光とリパンプ光を照射し、偏光勾配冷却を 20 ms 間行う. その後、イメージング光とリパンプ光を用いて、メインの時間系列における初期配置を測定するため

^{*3} 実際の実験中では、原子数 0 からスタートすることは少ないため、ロード時間はわずかに短縮される.

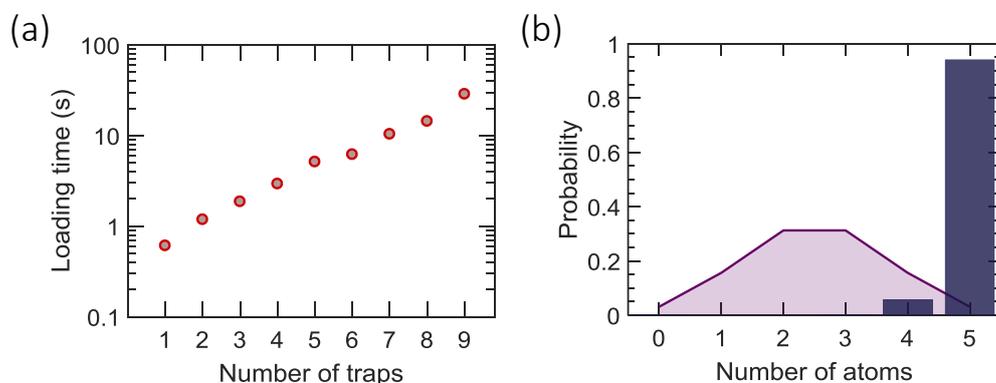


図 3.11: 欠損のない単一原子アレー. (a) N 個のトラップ全てを充填するのに要する時間である. 原子数を 0 にリセットしてから 1 ~ 9 個のトラップアレーの全サイトに充填されるまでレート 12 Hz でローディングの時間系列を繰り返した. 各点は 100 回の統計の平均値である. (b) メインの時間系列中の初期蛍光観測時における原子数分布である. 青バーは測定値、紫線は式 (3.3) より得られる確率分布を示す. トラップ数は $N = 5$ であり、条件 $N_a = N$ を満たす確率は $P_{\text{trig}} \simeq 94.3\%$ となった. なお、統計回数は 4,650 回である.

の蛍光観測を行う。図 3.11(b) は、 $N = 5$ 個のトラップにおいて、トリガ条件 $N_a = N$ を満たした瞬間にメインの時間系列を開始し、メインの時間系列中の初期蛍光観測時における原子数分布をプロットしたものである。初期蛍光観測時において条件 $N_a = N$ を満たす確率 (トリガ成功率) は $P_{\text{trig}} \simeq 94.3\%$ であった。トリガ成功率が 100% でない要因は、ローディングの時間系列中の原子は温度が高く、12 Hz のレートで行う蛍光観測の段階でトラップから逸脱するケースが生じるためである。これは、ローディングの時間系列内に偏光勾配冷却を追加することで原子ロスを抑えることができるが、現在はローディングのサイクル時間の短縮を優先している。そのため、初期蛍光観測時において条件 $N_a = N$ を満たしたサンプルをポストセレクトしてデータ処理を行っている。

3.1.6 実験ステップのフローチャート

本節では、実験パラメータ^{*4} $X = (X_1, X_2, \dots, X_{N_p})$ に対する原子の生存確率を測定する際の実験ステップについて述べる。図 3.12 は、欠損のない原子アレー (トラップ

^{*4} ここで、実験パラメータとはリユードベリ励起光の照射時間や離調等のことを示す。

3.1. 光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング

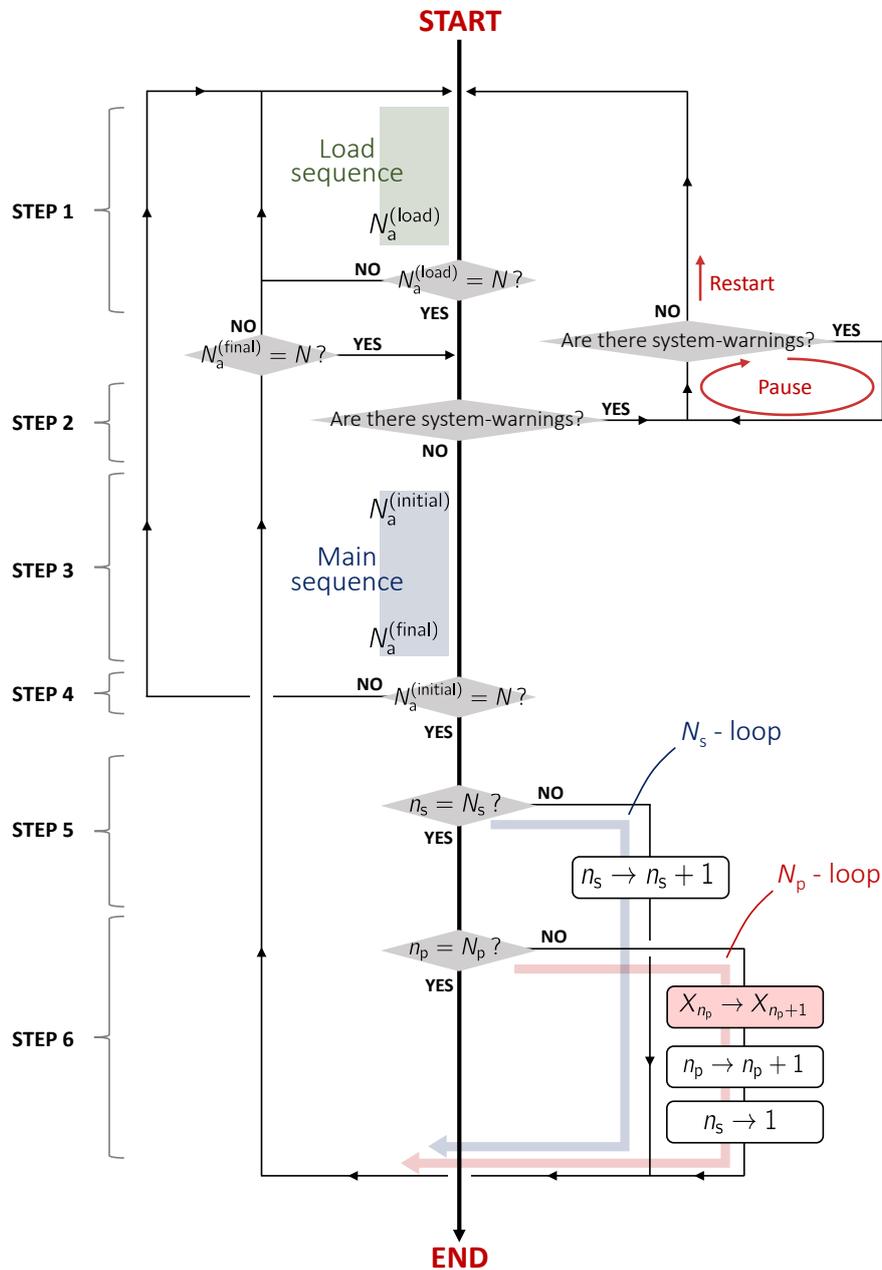


図 3.12: 実験ステップのフローチャート. 欠損のない原子アレー (トラップ数 N 個) を用いて計 N_p 個のパラメータ X を各点 N_s 回の統計回数で実験を行うためのフローチャートである.

数 N 個) を用いて計 N_p 個のパラメータを各点 N_s 回の統計回数で実験を行うためのフローチャートである。このフローチャートは、メインの時間系列を N_s 回行う N_s -loop と、 N_s -loop を N_p 回行う N_p -loop から主に構成されている。以下では、現在のループ回数をそれぞれ n_s, n_p とし、各ステップごとの説明を行う。なお、フローチャート開始時におけるループ回数は $n_s = 1, n_p = 1$ 、パラメータの値は X_1 とする。

1. ローディングの時間系列の蛍光観測で検出された原子数を $N_a^{(\text{load})}$ とし、 $N_a^{(\text{load})} = N$ となるまでローディングの時間系列を繰り返す。
2. ここで System-warning^{*5}を確認し、問題が無ければ次のステップへ進む。Warningが出た場合は、warningが無くなるまで待機状態に入る。
3. メインの時間系列を行う。初期蛍光観測および最終蛍光観測で取得した画像はPCのメモリ内に保存し、蛍光観測時に検出された原子数をそれぞれ $N_a^{(\text{initial})}, N_a^{(\text{final})}$ とする。
4. ここで、初期蛍光観測時における原子数が $N_a^{(\text{initial})} = N$ であれば次のステップに進み、 $N_a^{(\text{initial})} < N$ であれば Step 1 に戻る。
5. N_s -loop のループ回数 n_s が $n_s = N_s$ であれば次のステップに進む。 $n_s < N_s$ であれば $n_s = n_s + 1$ とし、再びメインの時間系列に戻る。この際、最終蛍光観測時における原子数が $N_a^{(\text{final})} = N$ であればローディングの時間系列を省き Step 3 に戻る。
6. N_p -loop のループ回数 n_p が $n_p = N_p$ であれば測定終了である。 $n_p < N_p$ であれば、パラメータの値を X_{n_p} から次の値 X_{n_p+1} に設定し、各ループ回数を $n_p = n_p + 1, n_s = 1$ とする。そして、Step 5 と同様に再びメインの時間系列に戻る。

次節以降の実験結果は、上述のフローチャートを全て自動化して取得したものである。

3.2 光マイクロトラップアレーの特性評価

動径・軸方向のトラップ周波数 ω_r, ω_a やトラップ深さ U_0 は、光マイクロトラップ中の単一原子の外部状態を評価する上で重要な指標となる。一般的なトラップの場合で

^{*5}より正確な実験データを取得するためには、常にレーザー光の周波数ロック等が行われた条件で実験を行う必要がある。そのため、我々は全てのロック箇所 warning 回路を取りつけ、ロックされていることを確認しながら実験を行っている。ここでは、1箇所でもロックが外れることを System-warning としている。

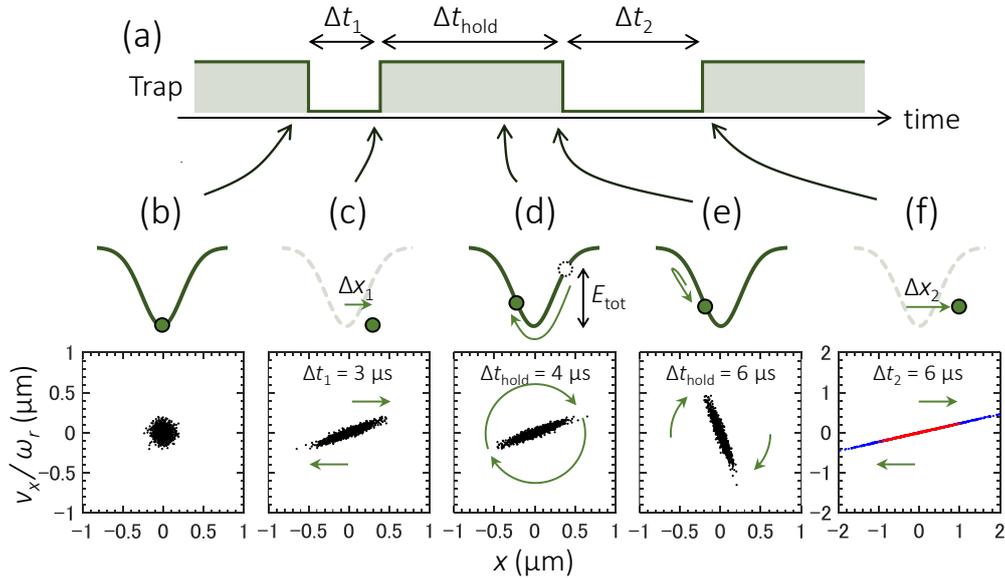


図 3.13: 単一原子を用いたトラップ周波数測定原理. (a) トラップ周波数測定の時系列. Δt_1 秒間トラップ光を切った後、 Δt_{hold} 秒間トラップ光を再度照射する. その後、再び Δt_2 間トラップ光を切り、最後にトラップ内に単一原子が存在するかチェックする. (b-f) は原子の運動のスケッチ (上図) と平面 $(x, v_x/\omega_r)$ の相空間である (下図). 相空間は、 $\lambda = 850 \text{ nm}$, $U_0/k_B = 1.46 \text{ mK}$, $\omega_r/2\pi = 125 \text{ kHz}$ のトラップを仮定し、Monte Carlo シミュレーションを用いて “3次元空間で” 計算した結果の動径成分である. 1,000 個の初期分布は、原子温度 $T = 30 \mu\text{K}$ のマクスウェルボルツマン分布よりランダムに抽出した. (f) の相空間は、 $\Delta t_1 = 3 \mu\text{s}$, $\Delta t_{\text{hold}} = 6 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 6 \mu\text{s}$ の条件において、トラップ内に原子が残る場合を赤点、逃げる場合を青点で示す.

は、これらはスポット $1/e^2$ 半径 w_0 やトラップ光パワー P_0 から見積もることができるが、 w_0 を回折限界程度まで小さくしている光マイクロトラップでは収差の影響が無視できない. そこで、我々は ω_r と U_0 をトラップ内の単一原子を用いて実験的に測定するとともに、これらの結果から実際の w_0 を見積もった. さらに、 $N = 4 \sim 25$ 個の光マイクロトラップアレーを用いて個々のサイトの光シフトを測定し、残留トラップ強度分散や、 N 個のトラップアレーを形成するためのパワーのスケール係数等を定めた.

3.2.1 トラップ周波数の測定

波長 λ のスポット半径 w_0 からなる光トラップを考えると、トラップ周波数は以下の式で与えられる。

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (3.4)$$

$$\omega_a = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}. \quad (3.5)$$

式 (3.4) は動径方向、式 (3.5) は光軸方向に原子がトラップ内を振動する周波数である。なお、 m は原子の質量、 $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ は、Rayleigh 長である。ここでは、トラップ内の単一原子を用いて、動径方向のトラップ周波数 ω_r を測定する手法について説明する [Sortais et al. 2007]。

図 3.13(a) は、トラップ周波数を測定するための時間系列である。トラップ内にロードされた原子は、トラップ中心付近に位置し、相空間 $(x, v_x/\omega_r)$ 上では対称なガウシアン分布となる (図 3.13(b))。 Δt_1 秒間トラップを開放すると、原子は初期速度 v_0 でトラップ中心から $\Delta x_1 = v_0 \Delta t_1$ だけ離れるため、相空間は楕円状に広がる (図 3.13(c))。このときの長軸と x 軸の角度を θ_0 とする。再度トラップ光を照射すると、初期運動エネルギー $E_{k0} = mv_0^2/2$ を持つ原子に、初期ポテンシャルエネルギー $E_{p0} = m\omega_r^2 \Delta x_1^2/2$ が加えられ、トラップ周波数 ω_r で運動する。相空間では、調和ポテンシャルを仮定すると楕円状に広がった分布が周波数 ω_r で回転することに対応する (図 3.13(d,e))。エネルギーが保存されることを考えると、 Δt_{hold} 秒後の原子の持つ運動エネルギーは、 $E_k(\Delta t_{\text{hold}}) = E_{\text{tot}} \sin^2(\omega_r \Delta t_{\text{hold}} - \theta_0/2)$ と表すことができる。 $E_{\text{tot}} = E_{p0} + E_{k0}$ は全エネルギーである。ここで、再度 Δt_2 秒間トラップを開放すると、原子はトラップから $\Delta x_2 = \sqrt{2E_k(\Delta t_{\text{hold}})/m} \Delta t_2$ だけ離れる (図 3.13(f))。従って、トラップに再キャッチされる確率は、 Δt_{hold} についてトラップ周波数 ω_r の 2 倍の周波数で振動する。

本節では、SLM の波面歪み補正用の位相パターン φ_{flat} とブレイズ位相パターン φ_{blaze} を合成したパターン $\varphi_{\text{tot}} = \text{modulo}[\varphi_{\text{flat}} + \varphi_{\text{blaze}}, 2\pi]$ により SLM を駆動した際に生成される単一トラップを用いた。図 3.14 は、単一原子の再キャッチ確率の測定結果である。横軸はホールド時間 Δt_{hold} であり、実線は減衰振動関数でのフィッティング曲線である。フィッティング結果より、動径方向のトラップ周波数の測定値は、

$$\omega_r \simeq 2\pi \times 125 \pm 6 \text{ kHz}, \quad (3.6)$$

であることが分かった。なお、再キャッチ確率の減衰は、図 3.13(c) の時点で原子が非調和ポテンシャル部分まで達し、位相がずれることが要因である。

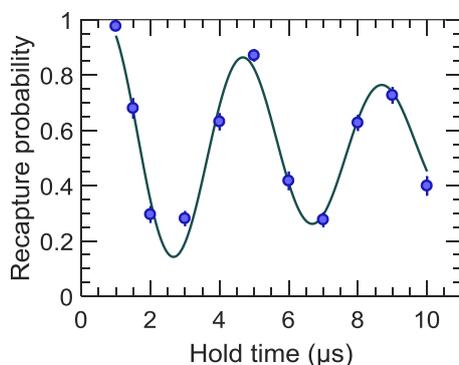


図 3.14: 動径方向のトラップ周波数の測定. $\Delta t_1 = 3 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 6 \mu\text{s}$ としたときの再キャッチ確率の Δt_{hold} に対する依存性を示す. 実線は、減衰振動関数 $y_0 + Ae^{-\Delta t_{\text{hold}}/\tau} \sin(\omega_r \Delta t_{\text{hold}})$ でフィッティングを行った結果である. 各点のエラーバーは統計誤差を示す.

3.2.2 トラップ深さ・光シフトの測定

次に、トラップ深さおよび光シフトの測定を行った実験について述べる。ここでは、トラップ光がサイクリング遷移 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ に作る光シフトに着目する (図 3.15(a))。トラップ中の単一原子はトラップ光のピーク強度近傍に分布するため、原子の光シフトの測定結果よりピーク強度やトラップ深さ U_0 がわかる。我々が用いた光シフトの測定方法は、トラップ中の単一原子に自由空間中の $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移から δ だけ離調したプローブ光を照射し、原子を加熱する。この際、プローブ光の散乱レート (式 (2.35)) は離調 δ や光シフト Δ に依存する。従って、原子のロスが大きくなる離調 δ を探すことで光シフト Δ を推測することができる。なお、トラップ光の偏光は π 偏光、プローブ光の偏光は σ^+ 偏光、プローブ光照射前の原子の状態は $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ である。

単一の光マイクロトラップにおける光シフト測定

まず、前節と同様に、位相パターン $\varphi_{\text{tot}} = \text{modulo}[\varphi_{\text{flat}} + \varphi_{\text{blaze}}, 2\pi]$ で SLM を駆動した際に生成される単一トラップを用いた。図 3.15(b) は、プローブ光照射後の原子の生存確率の測定結果である。プローブ光の離調は、自由空間中での $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ 遷移を基準としている。トラップ光により生じたトータルの光シフトは $\Delta \simeq 2\pi \times 33.5 \pm 1.2 \text{ MHz}$ であった。 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ および $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ に生じる光シフトの大きさをそれぞれ $\Delta_{|2,2\rangle}$, $\Delta_{|3',3\rangle}$ とする

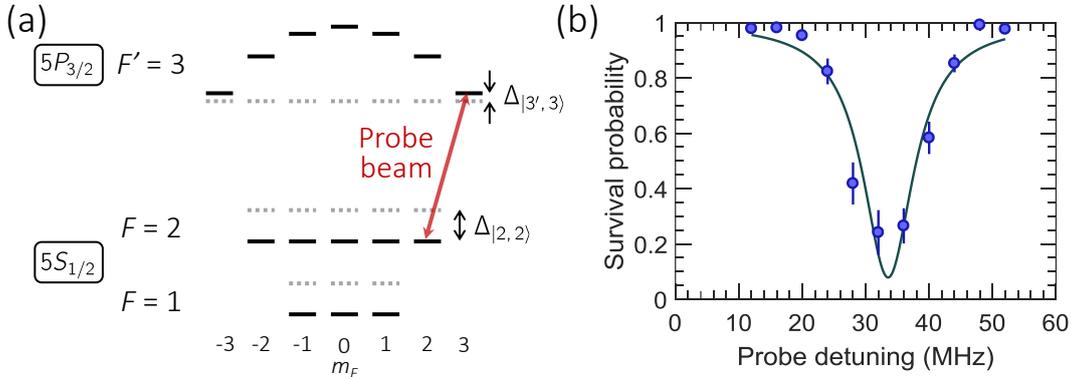


図 3.15: 光シフトの測定. (a) トラップ中の ^{87}Rb 原子のエネルギー準位図を示す. 波長 850 nm, π 偏光のトラップ光を照射した際に, $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ や $|5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ に生じる光シフトをそれぞれ $\Delta_{|2,2\rangle}$, $\Delta_{|3',3\rangle}$ とする. (b) 原子の生存確率のプローブ光離調に対する依存性である. プローブ光の離調は, 自由空間中での $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ 遷移を基準としている. 実線はローレンツ関数でのフィッティング結果である. 各点のエラーバーは統計誤差を示す.

と, $\Delta = \Delta_{|2,2\rangle} + \Delta_{|3',3\rangle}$ と書ける. 従って, トラップ深さ U_0 は基底状態 $5S_{1/2}$ に生じる光シフトであるため,

$$U_0 = \hbar\Delta_{|2,2\rangle} = \hbar\Delta - \hbar\Delta_{|3',3\rangle} \simeq k_B \times 1.46 \pm 0.06 \text{ mK}, \quad (3.7)$$

となる. ここでは, $\Delta_{|2,2\rangle}$ と $\Delta_{|3',3\rangle}$ の値は比例関係にあるため, トータルの光シフト Δ が実験結果と一致する条件から U_0 を推測した.

図 3.14 に示した ω_r の測定と図 3.15(b) に示した光シフトの測定では, 同じトラップ光パワー $P_0 \simeq 10.4 \text{ mW}$ を用いた. そのため, ω_r や U_0 の測定値を式 (3.4) に代入することで, 非球面レンズの焦点平面における実効的なスポット半径を推測することができ,

$$w_0^{(\text{eff})} \simeq 1.0 \pm 0.3 \mu\text{m} \quad (3.8)$$

となった. この結果は, スポット中心付近ではトラップ光が回折限界 $0.61\lambda/\text{NA} \simeq 1.04 \mu\text{m}$ まで絞られていることを意味する. また, $w_0^{(\text{eff})}$ より見積もられる実効的な Rayleigh 長は $z_R^{(\text{eff})} \simeq 3.7 \mu\text{m}$ となる.

実験で用いたトラップ光パワーと光シフトの測定値より, パワー 1 mW 当たりの光シフトは $\alpha_1 \simeq 3.2 \text{ MHz/mW}$ となる. スポット半径 $1 \mu\text{m}$ における計算結果 $\alpha_1^{(\text{cal})} \simeq 8.4 \text{ MHz/mW}$ と比較すると, 収差により約 $1 - \alpha_1/\alpha_1^{(\text{cal})} \simeq 60\%$ 程度の光パワーがガウ

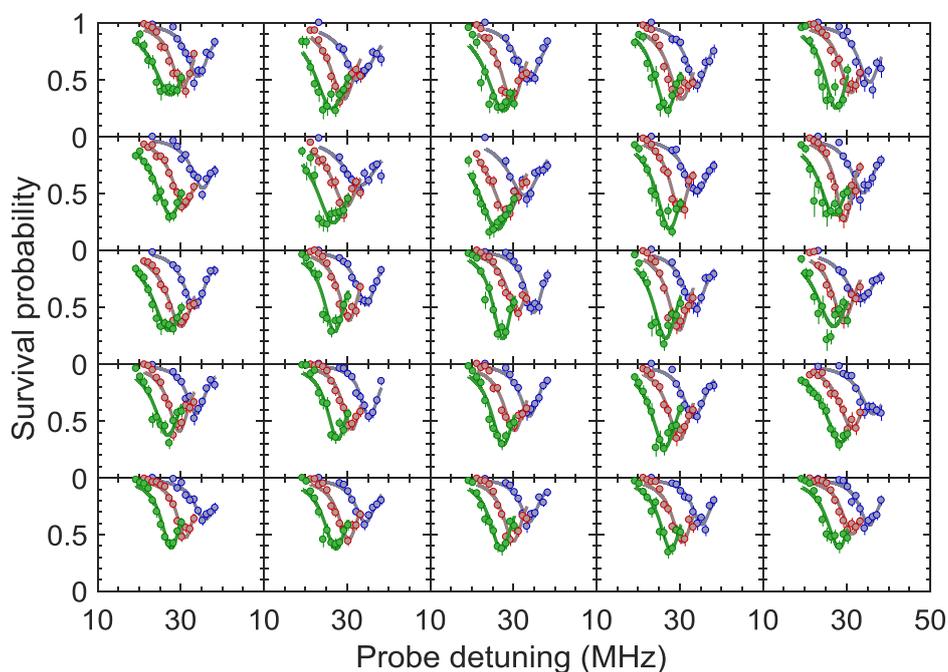


図 3.16: 5×5 正方格子アレーの光シフト測定. トラップ光パワーを $P_0 \simeq 222$ (緑), 250(赤), 282(青) mW とした際の光シフト測定結果である. 横軸はプローブ光の離調を示し、自由空間中での $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ 遷移を基準としている. 各グラフ配置はトラップ配置に対応していて、各点のエラーバーは統計誤差を示す.

シアンスポットの裾付近に分布していると推測できる。この収差の影響により、トラップを形成するために計算値の約 2.6 倍の光パワーを要する。収差を補正するためには、Shack–Hartmann 波面センサー等を用いて非球面レンズ入射前の波面を測定し、空間光位相変調器によりその波面歪みを抑える必要がある。波面補正を行うことで、トラップ光の集光効率を現状の $\sim 50\%$ 程の改善が報告されている [Nogrette et al. 2014]。

光マイクロトラップアレーにおける光シフト測定

N 個のトラップからなる光トラップアレーでは、トラップが均一であると仮定すると、トラップ光パワー当たりの光シフトは $\alpha_N = \alpha_1/N$ となる。図 3.16 は、 $4 \mu\text{m}$ 間隔の 5×5 正方格子アレーで、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ 遷移の光シフト測定を行った結果である。プローブ光のビーム半径を 2.5 mm まで大きくし、光マイクロトラップアレーの各サイトにおいて均一な強度分布を持つような光学

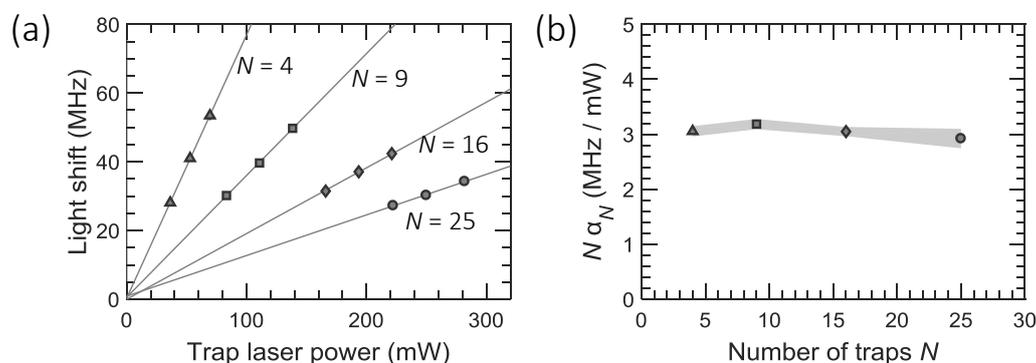


図 3.17: 光マイクロトラップアレイの光シフトスケーリング. (a) N 個のトラップアレイにおける光シフトのトラップ光パワー P_0 に対する依存性を示す. トラップ配置は、 2×2 , 3×3 , 4×4 , 5×5 の正方格子アレイを用いた. それぞれの配置におけるトラップ数は 4, 9, 16, 25 である. 各点は N 個の光シフト測定結果の平均値で、実線は線形関数でのフィッティング結果である. (b) α_N と N の関係である. 縦軸は $N\alpha_N$ を表し、個数を規格化している. 塗りつぶしの領域は、個々のサイトごとに α_N を求めた際の分散を示す.

系を組んだ. なお、ここで用いた位相パターンは節 2.3 で述べた均一化フィードバックを施して最適化したものを用いた. 各グラフは原子の生存確率のプローブ光の離調に対する依存性を示し、得られた結果をサイトごとに解析することで各サイトの光シフト Δ_i がわかる. ここで $i = 1, 2, \dots, N$ はサイトラベルである.

図 3.17(a) は、様々な大きさのトラップアレイにおける光シフトの平均値 $\langle \Delta_i \rangle = \sum_i \Delta_i / N$ とパワー P_0 の関係の測定結果である. トラップアレイは $4 \mu\text{m}$ 間隔の 2×2 , 3×3 , 4×4 , 5×5 正方格子アレイを用いた. トラップ数は、それぞれ $N = 4, 9, 16, 25$ である. 光シフト Δ とトラップ光パワー P_0 は比例関係にあるため、線形関数 $A + \alpha_N P_0$ でのフィッティング結果よりトラップ光パワー当たりの光シフト α_N を得た. 図 3.17(b) は、 $N\alpha_N$ をプロットしたものである. トラップ数を $N = 4$ から $N = 25$ に変えると、わずか $\sim 4\%$ だけ $N\alpha_N$ の減少が見られた. これは、焦点平面におけるシステムサイズが $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ から $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ だけ変化したことにより、コマ収差の影響が現れスポット形状が悪化したものと思われる. 現状では、波面補正を行っておらず収差の制約の下実験を行っている. しかしながら、将来的にトラップ数を増やしシステムサイズが大きくなるアレイを用いて実験を行うためには、波面補正は必須な技術である.

表 3.2 は、全てのサイトにおける光シフト Δ_i を解析し、その平均値 $\langle \Delta_i \rangle$ や分散値 σ_{trap} を求めた結果である. 蛍光強度から推測される分散値 (表 2.3) と比較すると分散

表 3.2: 蛍光フィードバック後の光マイクロトラップアレーの光シフト分散. トラップ光パワー P_0 で N 個のトラップからなる光マイクロトラップアレーを形成し、そのときの $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ 遷移のトータルの光シフトの平均値 $\langle \Delta_i \rangle$ と分散値 σ_{trap} の測定値を示す. これらは、単一原子の蛍光信号を用いて均一化フィードバック (節 2.3.2) を行った後の結果である.

Structure	N	P_0 (mW)	$\langle \Delta_i \rangle / 2\pi$ (MHz)	σ_{trap} (%)
4 × 4 square	16	166	31.5	2.0
		194	37.1	2.4
		221	42.4	2.6
5 × 5 square	25	222	27.3	2.1
		250	30.2	2.4
		282	34.3	2.9

値がよく一致し、節 2.3 で述べた均一化フィードバックにより実際の光シフトが均一化されていることが分かる。

3.2.3 光マイクロトラップ中の単一原子の温度測定

次に、トラップ内の単一原子温度評価を行った実験について述べる。単一原子の温度測定は、Time-of-Flight (TOF) [Fuhrmanek et al. 2010] や Release & Recapture [Tuchendler et al. 2008] 等が挙げられる。ここでは、非常にシンプルな手法である後者を用いた。図 3.18(a) は、その時間系列である。単一原子を捕獲したトラップを Δt 秒間切り、再度トラップ光を照射する。このときの再キャッチ確率 P_{recap} は単一原子のトラップ解放前のエネルギーに依存する。

P_{recap} の測定データより、解放前の単一原子温度 T を推測するため、我々は Monte Carlo シミュレーションを用いた。トラップ解放前における 3次元相空間の初期分布 $(x_i, y_i, z_i, v_{x,i}, v_{y,i}, v_{z,i})$ は、3次元調和ポテンシャルを仮定の下、温度 T のマクスウェルボルツマン分布よりランダムに抽出した。 Δt 秒間だけトラップを開放すると、単一原子は自由空間中速度 $(v_{x,i}, v_{y,i}, v_{z,i})$ で動く。重力 g 方向を y 軸にとると、3次元相空間は $(x_i + v_{x,i}\Delta t, y_i + v_{y,i}\Delta t - g\Delta t^2/2, z_i + v_{z,i}\Delta t, v_{x,i}, v_{y,i} - g\Delta t, v_{z,i}) = (\vec{r}_f, \vec{v}_f)$ となる。そして、運動エネルギー $E_k(\vec{v}_f)$ を持つ単一原子に再度トラップ光を照射すると、

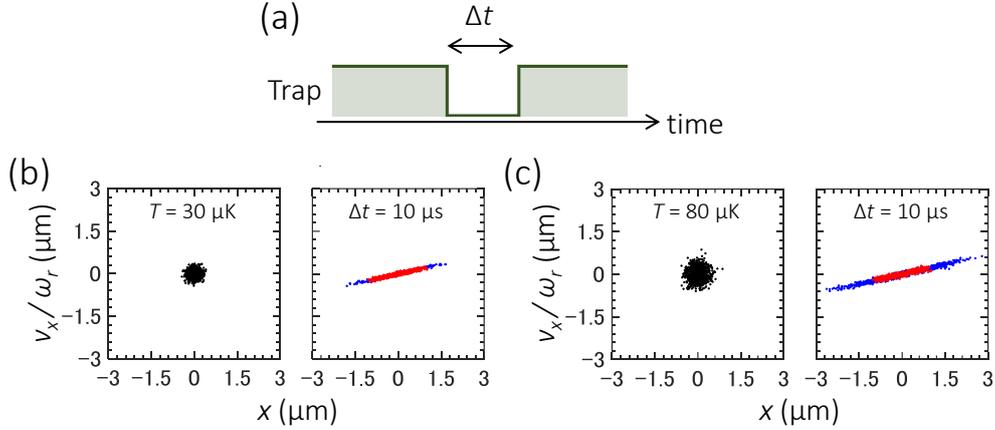


図 3.18: 光マイクロトラップ中における単一原子の温度測定原理. (a) 単一原子の温度測定のための時間系列. トラップを Δt 秒間開放し、単一原子の再キャッチ確率を測定する. (b,c) トラップ解放前 (左) と Δt 秒間解放後の平面 $(x, v_x/\omega_r)$ における相空間を示す. $\lambda = 850 \text{ nm}$, $U_0/k_B = 0.48 \text{ mK}$, $\omega_r/2\pi = 66 \text{ kHz}$ のトラップを仮定し、3次元空間で Monte Carlo シミュレーションを行った結果である. 初期原子温度は、(b) $T = 30 \mu\text{K}$ (c) $T = 80 \mu\text{K}$ を選んだ. 右の相空間は、再キャッチされる原子を赤点、されない原子を青点で示す.

ポテンシャル $E_p(\vec{r}_f)$ が加えられ、原子はエネルギー $E_{\text{tot}}(\vec{r}_f, \vec{v}_f) = E_p(\vec{r}_f) + E_k(\vec{v}_f)$ を持つ. このとき、 $E_{\text{tot}}(\vec{r}_f, \vec{v}_f) \leq 0$ の場合のみ単一原子がトラップ内に留まると判断できる. 図 3.18(b, c) は、それぞれ温度を $T = 30, 80 \mu\text{K}$ と設定した際の 1次元状の初期分布と Δt 秒後分布のシミュレーション結果 (1,000 回分) である. 赤点は $E_{\text{tot}}(\vec{r}_f, \vec{v}_f) \leq 0$ 、青点はそれ以外の単一原子を示す. このように Δt や温度 T ごとにその確率 P_{recap} を計算し、実験データと比較することで単一原子温度 T がわかる.

図 3.19(a) のプロットは、再キャッチ確率の開放時間 Δt に対する依存性である. このときのトラップ周波数の測定値は $\omega_r/2\pi \simeq 66 \text{ kHz}$ 、トラップ深さの測定値は $U_0/k_B \simeq 0.48 \text{ mK}$ である. ここで、各開放時間 Δt_i における再キャッチ確率の測定結果 $p(\Delta t_i)$ と数値シミュレーション結果 $P_{\text{recap}}(\Delta t_i)$ の比較を行うために、

$$\chi^2 = \sum_i \{ [p(\Delta t_i) - P_{\text{recap}}(\Delta t_i)]^2 / \sigma_i^2 \}, \quad (3.9)$$

と定義される χ^2 エラーを導入する. なお、 σ_i は実験値 $p(\Delta t_i)$ の統計誤差である. 図 3.19(b) は、様々な温度 T でシミュレーションを行った際の χ^2 エラーを表す. 実験結果を最も良く再現する原子温度は、 χ^2 エラーを最小にする温度である. その温度は χ^2

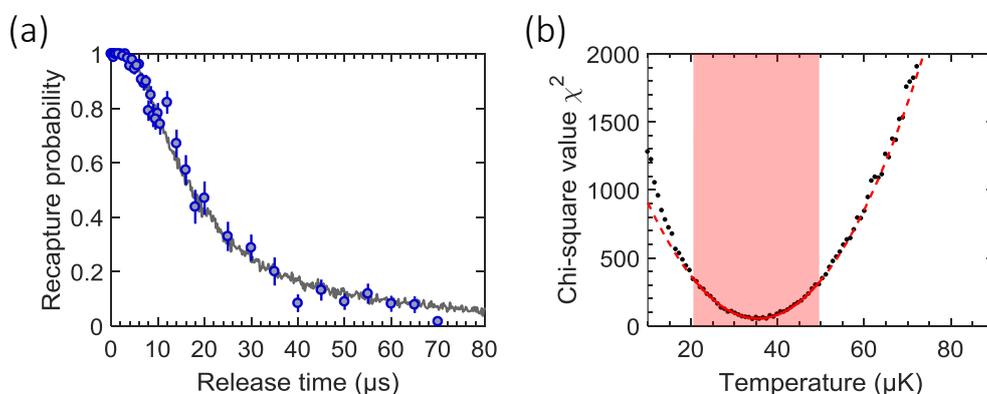


図 3.19: 単一原子の温度測定結果. (a) 単一原子の再キャッチ確率. このときの実験パラメータは、 $\omega_r/2\pi \simeq 66$ kHz, $U_0/k_B \simeq 0.48$ mK である. 実線は、Monte Carlo シミュレーションによるフィッティング結果である. シミュレーションは、各点 1,000 回の統計を取っている. (b) χ^2 エラーをシミュレーションで原子温度 T に対してプロットした結果である. 得られた χ^2 エラーに二次関数でのフィッティングを行う際は、赤塗りの領内のみのデータを加味した. 実線はそのフィッティング結果である. なお、破線は加味していないデータの領域におけるフィッティング曲線である. χ^2 を最小化する温度は、 $T_0 = 35 \pm 4$ μ K であった.

のフィッティング結果より、 $T_0 = 35 \pm 4$ μ K であることが分かった*6. 図 3.19(a) の実線は、温度 T_0 における数値シミュレーション結果を示す.

トラップ深さと原子温度の比は、 $k_B T_0/U_0 \simeq 7.3\%$ であり、調和ポテンシャルと近似できる領域である. また、原子温度と動径方向および軸方向のトラップ周波数の比率、すなわち振動準位は、それぞれ $k_B T/\hbar\omega_r \simeq 11 \pm 1$ 、 $k_B T/\hbar\omega_a \simeq 60 \pm 7$ であり、原子の外部運動は古典的な運動であることを意味する.

*6 χ^2 エラーは 2 次関数 $\chi^2 = A(T - T_0)^2 + B$ に従うと仮定し、 χ^2 を最小にする T_0 を求めている. 温度 T_0 のフィッティング誤差 σ_{T_0} は、

$$\sigma_{T_0}^2 = 2 \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial T^2} \right)^{-1},$$

と表すことができるため [Bevington and Robinson 2002]、パラメータ A より計算した.

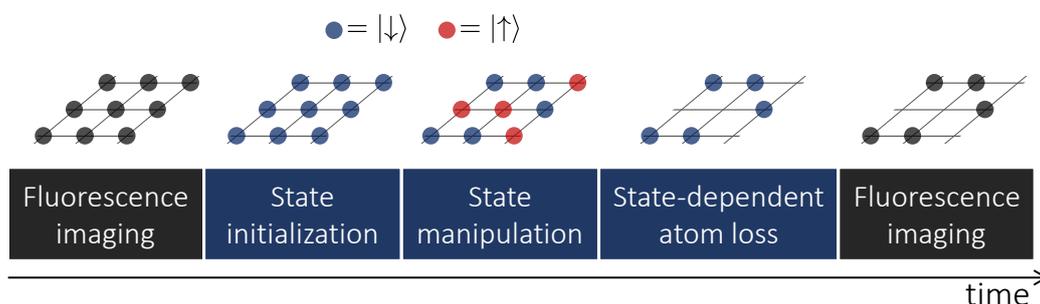


図 3.20: 単一原子の内部状態操作の典型的な時間系列. 節 3.1.4 で述べたメインの時間系列の構成図である. 内部状態の初期化 $|\downarrow\rangle$ 、操作 $|\downarrow\rangle \leftrightarrow |\uparrow\rangle$ 、および状態に依存した原子ロスの計 3 つの主要部と初期・最終蛍光観測部から成る. 状態に依存した原子ロスを生じさせることで、各サイトの内部状態 $|\downarrow\rangle$ もしくは $|\uparrow\rangle$ を単一原子が“存在する”もしくは“存在しない”状態にマッピングすることが可能となる. そして、初期・最終蛍光観測において取得した 2 つの原子配置を比較することで、各サイトの内部状態情報を得ることができる.

3.3 トラップ内単一原子の内部状態の初期化

我々は、節 3.1 で少数個の単一原子のローディング手法を確立し、節 3.2 で光マイクロトラップのサイズや深さなどを測定した. 後者の実験で測定したパラメータは有限温度を持つ単一原子の外部状態を記述する上で有用なパラメータである. 本節では、単一原子の内部状態に着目し、そのコヒーレント操作を行う実験の準備に入る.

図 3.20 は、内部状態 ($|\downarrow\rangle \leftrightarrow |\uparrow\rangle$) 間の操作を行う典型的な時間系列である. なお、これは節 3.1.4 で述べたメインの時間系列内で実行する. まず、1 回目の蛍光観測を行った後に基底状態磁気副準位の初期化を行う必要がある. 磁気副準位を揃える理由は、リユードベリ遷移やラマン遷移等の遷移強度が磁気副準位に依存するためである. 次に、リユードベリ励起光等を照射し、単一原子の内部状態操作を行う. そして、内部状態に依存した原子ロスを生じさせた後、2 回目の蛍光観測を行う. 撮影した計 2 枚の蛍光画像から原子配置を解析し、2 つの原子配置を比較することで、各サイトの内部状態情報が分かる. 1 回目の蛍光観測後に行う内部状態の初期化は、単一原子の状態操作において重要な部分である.

基底状態磁気副準位の初期化の手法として、磁場を印加することで磁気副準位の縮退を解き、オプティカルパンピングを行う手法が一般的に用いられている. 特に、ダーク状態を使用したオプティカルパンピングは光の吸収・放出に伴う原子の加熱を低減させることができるため、意図しない原子ロスが許されない本実験にとって有用である [Kaufman

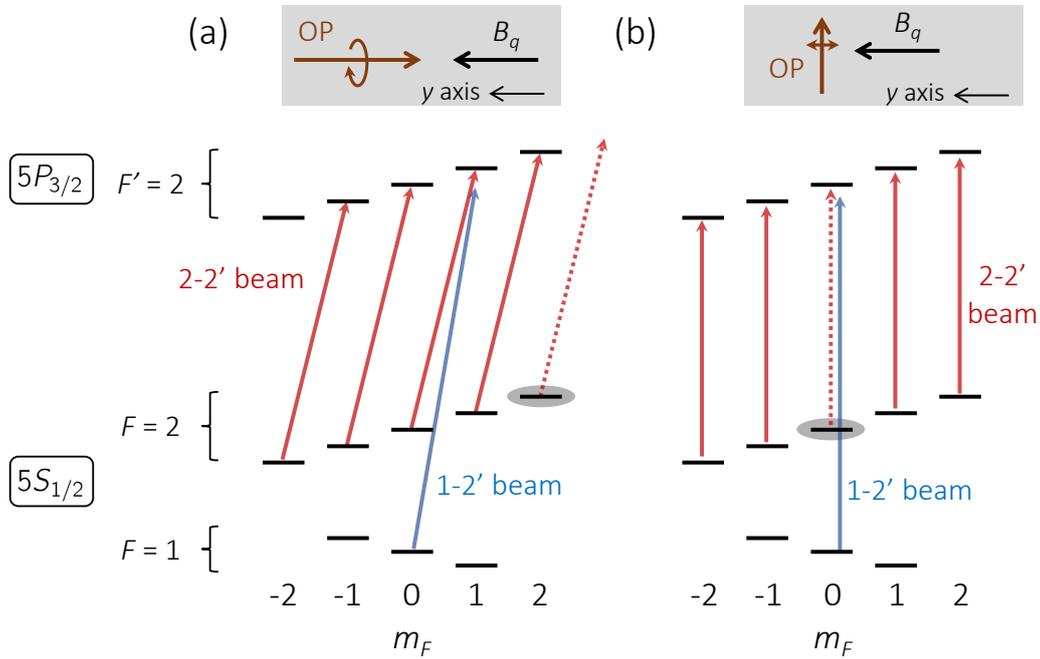


図 3.21: 単一原子のオプティカルパンプング. オプティカルパンプ光 (Optical pump: OP) は、トラップ中の $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2\rangle$ 遷移に共鳴した 2-2' ビームと $|5S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2\rangle$ 遷移の 1-2' ビームから成る. これらの偏光を量子化軸に対し、(a) σ^+ 偏光とすることで $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ がダーク状態となる. また、(b) π 偏光とすることで $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ がダーク状態となるため、これらの状態に原子がパンプングされる.

et al. 2012; Sompet et al. 2017]. 図 3.21 はオプティカルパンプングの概略図である. 我々は y 軸方向に磁場 \vec{B}_q を印加し、磁気副準位の縮退を解いている. オプティカルパンプ光は、トラップ光の光シフトも含めて $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2\rangle$ 遷移に共鳴させた 2-2' ビームと $|5S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2\rangle$ 遷移の 1-2' ビームより構成した. これら 2つのレーザー光の偏光を σ^+ もしくは π とすることで、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ もしくは $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ のダーク状態までパンプングするための光子数を最小化することができる. しかし、これらの状態をダーク状態とするためには、原子の位置における 2-2' ビームの偏光を量子化軸 (磁場の方向) に対し純粋な σ^+ もしくは π 偏光とする必要がある.

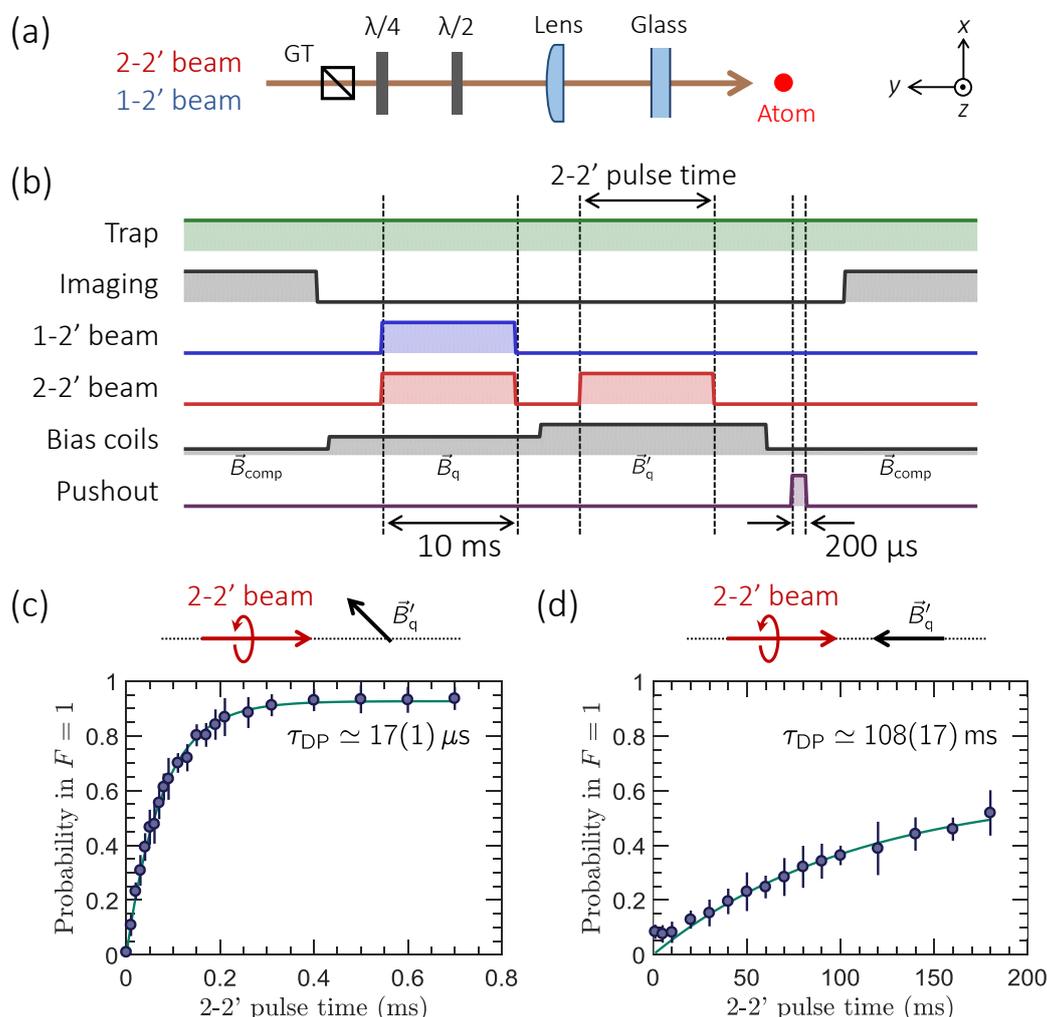


図 3.22: 2-2' ビームのデパンプレート測定. (a) 1-2' ビームと 2-2' ビームから構成されるオプティカルパンプ光の光学系. GT 透過後に $\lambda/4$ 波長板と $\lambda/2$ 波長板を挿入し、原子位置における偏光を σ^+ とした. (b) 2-2' ビームにより $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ から $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に落ちるデパンプレート $1/\tau_{\text{DP}}$ を測定するための時間系列である. (c) 2-2' ビームの光軸と量子化軸の角度を約 45° としたときの結果である. 縦軸は原子が $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に存在する確率、横軸は 2-2' ビームの照射時間である. 2-2' ビームは σ^- や π 成分の偏光を持つため、ダーク状態が消える. (d) オプティカルパンプの最適化を行った後の結果である. $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ が暗いダーク状態となり、(c) と比較すると約 1,400 倍散乱レートが減少した.

2-2' ビームによるデパンプレート測定

我々は、光マイクロトラップ内の単一原子を用いて、オプティカルパンプ光の最適化を行った。ここでは、 σ^+ 偏光のオプティカルパンプ光を用いて、単一原子の内部状態を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ に初期化した実験について述べる。なお、 π 偏光のオプティカルパンプ光の最適化も同様の手法で行うことが可能である。図 3.22(a) は、 σ^+ 偏光のオプティカルパンプ光の光学系である。ただし、1-2' ビームと 2-2' ビームの光軸は、Beam splitter (BS) を用いてオーバーラップさせている。これらの光を Glan-Taylor 方解石 (GT) を通すことで偏光を初期化し、 $\lambda/4$ 波長板および $\lambda/2$ 波長板を用いて原子位置で σ^+ 偏光を作っている。状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ をダーク状態とするためには、原子位置における量子化軸の方向である磁場 \vec{B}_q と 2-2' ビームの光軸を一致させ、2-2' ビームの偏光を σ^+ 偏光とする必要がある。我々は、ダーク状態の暗さの指標として、状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ にある単一原子に 2-2' ビームを照射した際に $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ に落ちるレート $1/\tau_{DP}$ を用いた。

図 3.22(b) は、デパンプレート $1/\tau_{DP}$ を測定するための時間系列である。まず、光マイクロトラップ内に単一原子をローディングした後にイメージング光を照射し、原子の存在を確認する。次に、バイアス磁場を補正用磁場 \vec{B}_{comp} から量子化軸用磁場 $\vec{B}_q = (B_{x,q}, B_{y,q}, B_{z,q})$ に切り替え、現状における最適な条件でオプティカルパンプ光 (2-2' ビームと 1-2' ビーム) を照射し、内部状態を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ に初期化する。続いて、バイアス磁場を \vec{B}_q から \vec{B}'_q に切り替え、2-2' ビームを照射する。ただし \vec{B}'_q は、 \vec{B}_q の x 成分 $B_{x,q}$ を B_x に変化させた磁場 $\vec{B}'_q = (B_x, B_{y,q}, B_{z,q})$ 、もしくは \vec{B}_q の z 成分 $B_{z,q}$ を B_z に変化させた磁場 $\vec{B}'_q = (B_{x,q}, B_{y,q}, B_z)$ である。2-2' ビームの磁場 \vec{B}'_q の方向に対する偏光に σ^- や π 成分が含まれるとダーク状態が無くなるため、原子は 2-2' ビームの光を吸収し $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ に励起され、 $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ もしくは $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ に等しい確率で自然放出する。ここで、 $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ へのデパンプレート $1/\tau_{DP}$ は、 σ^- および π 偏光成分の光による散乱レートの $1/2$ に依存する。原子の内部状態を観測するためには、状態に依存した原子ロスを生じさせる必要がある。そこで、我々はトラップ中の $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移に共鳴させたプッシュ光を照射し、 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ に残っていた原子をトラップから吹き飛ばした。最後に、再びイメージング光を照射し、トラップ内に単一原子が存在するか存在しないかをチェックすることで $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ にデパンプした確率 $P_{F=1}$ を測定することができる。

以下に示す実験結果は、磁場 \vec{B}_q, \vec{B}'_q の y 成分を $B_{y,q} \simeq 4.0$ G に固定して行った。図 3.22(c) は、2-2' ビームの光軸と磁場 \vec{B}'_q の軸の角度を約 45° に設定した際のデパンプ確率 $P_{F=1}$ である。横軸は、2-2' ビームの照射時間である。この条件化では、2-2' ビームの磁場 \vec{B}'_q の方向に対する偏光は σ^- 成分や π 成分を持つため、 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$

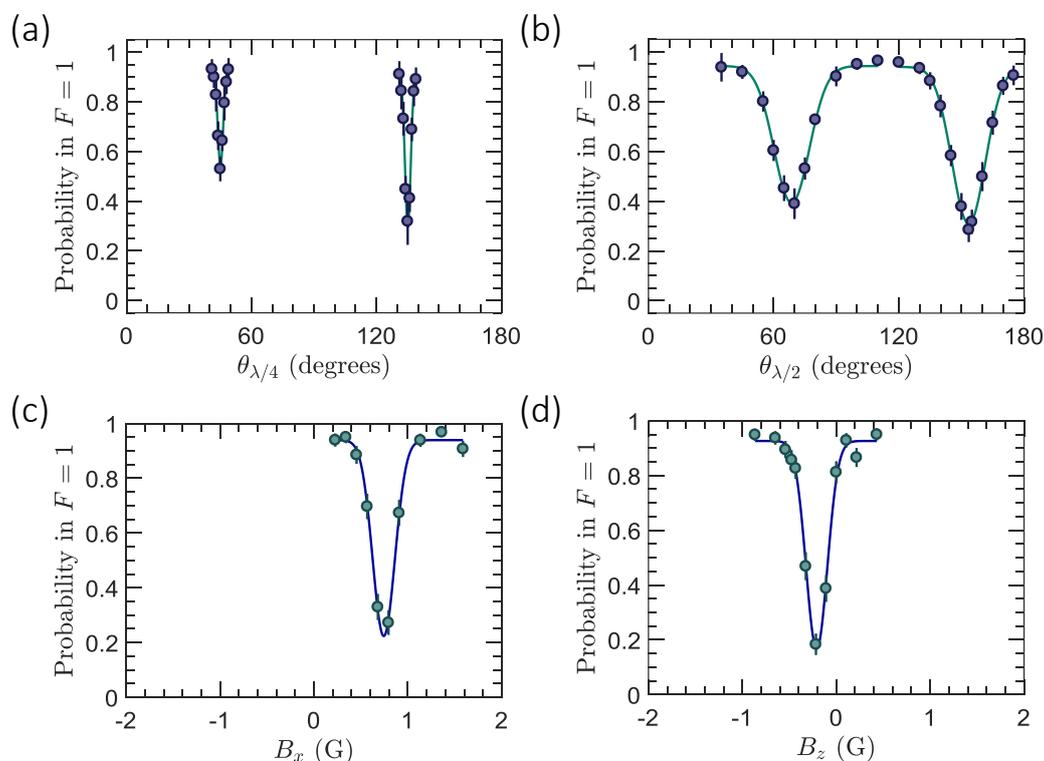


図 3.23: 単一原子を用いたオプティカルパンプの最適化. 原子の内部状態を $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に初期化した後、2-2' ビームを約 τ_{DP} 秒間だけ照射し、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ にデパンプする確率 $P_{F=1}$ を測定した. (a) $P_{F=1}$ の $\lambda/4$ 波長板の角度 $\theta_{\lambda/4}$ に対する依存性である. $\theta_{\lambda/4} \simeq 45^\circ$ における極小値は 2-2' ビームの偏光が σ^- 、 $\theta_{\lambda/4} \simeq 135^\circ$ における極小値は σ^+ 偏光となる. (b) $P_{F=1}$ の $\lambda/2$ 波長板角度 $\theta_{\lambda/2}$ に対する依存性である. なお、 $\lambda/4$ 波長板角度を $\theta_{\lambda/4} \simeq 135^\circ$ に設定した. (c, d) $P_{F=1}$ の B_x, B_z に対する依存性である. 2-2' ビームを照射する際の磁場は、それぞれ $\vec{B}'_q = (B_x, B_{y,q}, B_{z,q})$, $\vec{B}''_q = (B_{x,q}, B_{y,q}, B_z)$ と設定した.

はダーク状態ではなくなる. そのため、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に存在する原子は 2-2' ビームの光を吸収・放出するため、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ へデパンプされるレートが増加する. $1/e$ 緩和時間は $\tau_{\text{DP}} \simeq 17(1) \mu\text{s}$ であった.

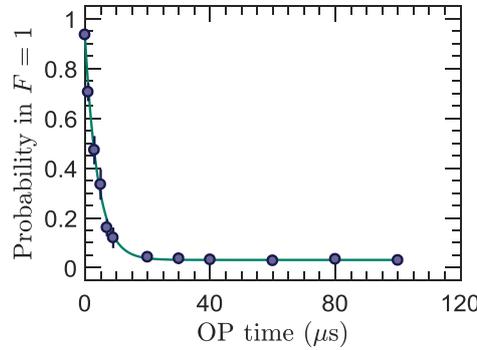


図 3.24: 単一原子のオプティカルパンプングレート測定. $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に初期化した単一原子にオプティカルパンプ光 (1-2' ビームと 2-2' ビーム) を照射し、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ のポピュレーションを測定した結果である. 縦軸は単一原子が状態 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ である確率 $P_{F=1}$ 、横軸はオプティカルパンプ光の照射時間である. この結果より、単一原子がダーク状態となった $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に $\tau_{\text{OP}} \simeq 4.1(2) \mu\text{s}$ の時間スケールでパンプングされること分かる.

オプティカルパンプ光の偏光や量子化軸用磁場の最適化

次に、図 3.22(b) に示した 2-2' ビームの照射時間を約 τ_{DP} 秒に固定した状態で、パラメータ $\theta_{\lambda/4}$, $\theta_{\lambda/2}$, B_x , B_z をスキャンし、 $P_{F=1}$ の各パラメータに対する依存性を測定を行った。ここで、 $\theta_{\lambda/4}$, $\theta_{\lambda/2}$ は $\lambda/4$ 波長板および $\lambda/2$ 波長板の角度 (図 3.22(a))、 B_x , B_z は \vec{B}'_q の x , z 成分である。

まず、 $B_x = B_{x,q}$, $B_z = B_{z,q}$ ($\vec{B}'_q = \vec{B}_q$) と設定し、波長板角度に対するデパンプ確率 $P_{F=1}$ を測定した。なお、以降では各パラメータをアップデートするごとにデパンプレート τ_{DP} を測定し、2-2' ビームの照射時間を再設定していった。図 3.23(a) は $P_{F=1}$ の $\theta_{\lambda/4}$ に対する依存性、図 3.23(b) は $P_{F=1}$ の $\theta_{\lambda/2}$ に対する依存性である。波長板角度を変え、2-2' ビームの偏光の σ^+ 成分の割合が大きくなると状態 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ が暗くなり、2-2' ビームを照射してもデパンプが起こらず $P_{F=1}$ が減ることが分かる。 $P_{F=1}$ が極小値をとったときの波長板角度 $\theta_{\lambda/4}$, $\theta_{\lambda/2}$ が、原子位置において最適な偏光条件であることが推測できる。このように単一原子から得られる情報を用いることで、原子のトラップ位置におけるオプティカルパンプ光の偏光を直接的に最適化することができる。

続いて、各波長板の角度 $\theta_{\lambda/4}$, $\theta_{\lambda/2}$ を $P_{F=1}$ が極小値となる値にアップデートし、磁場 \vec{B}'_q の x , z 成分の磁場に対するデパンプ確率 $P_{F=1}$ を測定した。図 3.23(c) は、 $P_{F=1}$ を B_x に対してプロットした結果である。2-2' ビームを照射する際の磁場は $\vec{B}'_q =$

$(B_x, B_{y,q}, B_{z,q})$ であるため、 \vec{B}'_q の x 軸方向のアライメントを行っていることに対応する。 $B_x \simeq 0.74$ G にて $P_{F=1}$ が極小値を取っていることから、ここで磁場 \vec{B}'_q の軸と 2-2' ビームの光軸の向きが x 軸成分に関して一致したことが分かる。量子化軸用磁場 \vec{B}_q の x 成分 $B_{x,q}$ を 0.74 G にアップデートした後、同様な手法で $P_{F=1}$ の B_z に対する依存性を測定した (図 3.23(d))。 $B_{z,q}$ の値を $P_{F=1}$ が極小となる磁場 $B_z \simeq -0.21$ G にアップデートすることで、量子化軸用磁場の z 軸成分の最適化を行った。

図 3.23 で示した結果の線幅は、2-2' ビームの照射時間に反比例するため、これらの測定を繰り返し行い、 $\theta_{\lambda/4}$, $\theta_{\lambda/2}$, B_x , B_z の測定精度を向上させ、量子化軸に対して純粋な σ^+ 偏光を作った。なお、最適化した量子化軸用磁場 $\vec{B}_q = (B_{x,q}, B_{y,q}, B_{z,q})$ の値は、表 3.3 にまとめる。この最適化手法により、暗いダーク状態 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ を生成することができる。

図 3.22(d) は、各パラメータを最適化した後にデパンプレートを測定した結果である。量子化軸と 2-2' ビームの光軸の角度を 45° と設定した結果 (図 3.22(c)) と比較すると、 $1/e$ 緩和時間 τ_{DP} は約 1,400 倍長くなり、デパンプレートが大きく抑圧されたことが分かる。これらの結果より、2-2' ビームの σ^+ 偏光成分の相対強度は $\frac{I_{\sigma^+}}{I_{\pi}+I_{\sigma^-}} > 1400$ であることが想定できる。次に、オプティカルパンプの定常状態において単一原子が $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に分布する確率、すなわち、初期化効率について考える。図 3.24 は、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ の単一原子を用意し、1-2' ビームと 2-2' ビームを同時に照射し、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ のポピュレーション変化を測定した結果である。このグラフより $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ へのパンプ時間は $\tau_{\text{OP}} \simeq 4.1(2) \mu\text{s}$ であることが予想できる。従って、定常状態において $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に原子が存在する確率 [Walker and Saffman 2012]、すなわち初期化効率は $\eta_{\text{OP}} = 1 - \tau_{\text{OP}}/\tau_{\text{DP}} \simeq 99.99\%$ まで達した。

3.4 ラマン遷移による単一原子の基底状態間内部状態操作

本節では、ラマン遷移を用いて単一原子の基底状態間におけるコヒーレント操作を行った実験について述べる。これらの準位は非常に長い寿命を持つため、量子メモリや量子ビット等の候補として挙げられている。さらに、数 GHz 程度離れた準位であるため、高速な状態操作が可能である。ここでは、 ^{87}Rb 原子の以下の 2 通りの準位ペアを用いて、ゼーマンシフト測定や基底状態間のコヒーレント遷移を行った実験について述べる。

$$|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle, \quad (3.10)$$

$$|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle. \quad (3.11)$$

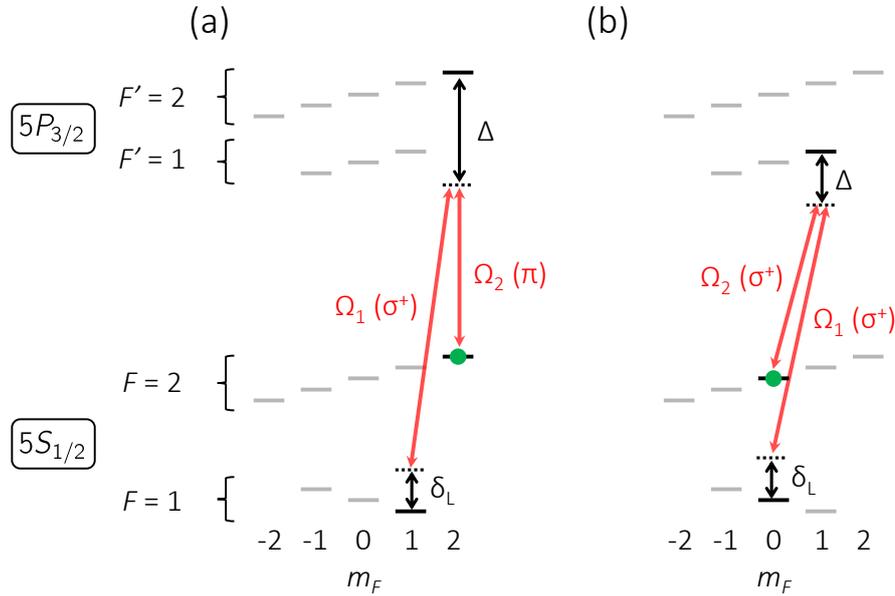


図 3.25: 基底状態間誘導ラマン遷移におけるエネルギー準位. (a) $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラマン遷移. (b) 時計遷移である $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ 間のラマン遷移. (a,b) 中の緑丸は、初期状態を示す.

使用した準位ペア1つ目は、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ と $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ のペアである (図 3.25(a)). $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に初期化した原子に2本のレーザー光 (π 偏光の Ω_2 と σ^+ 偏光の Ω_1) を照射し、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ にコヒーレント遷移させる。これらの光源は、中間状態 $|5P_{3/2}, F=2, m_F=2\rangle$ から離調 Δ を取り、この準位からの自然放出を抑えている。また、個々の準位が外部磁場によりゼーマンシフトするため、これらのエネルギー間隔 $\hbar\omega_0$ も磁場に依存する。従って、2本のレーザー光の差周波数 ω_L をスキャンして得られたスペクトルを解析することで、原子位置における磁場を測定することができる。

2つ目は、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ と $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ のペアである (図 3.25(b))。ここでは、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ に初期化した原子に σ^+ 偏光の2本のレーザー光 (Ω_1 と Ω_2) を照射し、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ にコヒーレント遷移させる。これらの準位は1次のゼーマンシフト項が0となるため、共鳴周波数 ω_0 の外部磁場による揺らぎが大幅に低減される。従って、1つ目のペアに比べ長いコヒーレンス時間を得ることができる。

中間状態からの離調 Δ が Ω_1, Ω_2 や中間状態自然幅 Γ よりも大きい条件下では、こ

これらの 3 準位系は 2 準位系に近似できる。そのときの実効的なラビ周波数 Ω は、

$$\Omega = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}, \quad (3.12)$$

となる。また、実効的な離調 δ は、

$$\delta = \delta_L - \left(\frac{\Omega_1^2}{4\Delta} - \frac{\Omega_2^2}{4\Delta} \right), \quad (3.13)$$

と与えられる。ただし、 $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ は 2 光子遷移過程におけるレーザー光の離調である。 $\Omega_1^2/4\Delta$ や $\Omega_2^2/4\Delta$ は、それぞれ $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ および $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ にラマン光自身が生成する光シフトである。従って、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ (もしくは $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$) に初期化された原子が $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ (もしくは $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$) に遷移する確率は、

$$P(\delta, \tau) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \tau \right), \quad (3.14)$$

となる。

3.4.1 実験系セットアップ

ラマン遷移に用いたレーザー光源システムを図 3.26(a) に示す。ここでは、波長 780 nm の 2 つの干渉フィルターベースの外部共振器型半導体レーザーを用いており、それぞれ $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ および $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ からの $D2$ 遷移に対応する。以下では、2 本のレーザー光をそれぞれ $F=1$ レーザー、 $F=2$ レーザーと呼ぶ。これらのレーザーは、60 dB のアイソレータ透過後、PBS で重ね合わせ、共通の AOM により高速なスイッチングを行っている。時計遷移 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ の実験を行う場合は、これら 2 本のレーザーの偏光を量子化軸に対して σ^+ で原子に照射する。そのため、AOM を回折した 2 本のレーザー光の偏光を PBS で初期化し、共通の単一モードファイバーに入射している。一方、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 遷移の実験では、偏光が π と σ^+ となるため、PBS で 2 本のレーザを分離し、独立の単一モードファイバーに入射し、メインの実験テーブルに持っていく。

$F=2$ レーザーの周波数は、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ から 40 MHz だけ離調した基準光にオフセットロックを行っている。その周波数ロックの実験セットアップを図 3.26(c) に示す。なお、この基準光は節 4.2.1 で述べる波長 780 nm のリユードベリ励起光源から分岐している。基準光の周波数安定化は Fabry-Perot 共振器と Modulation transfer 分光を用いている。基準光と $F=2$ レーザーとのビート信号をプリスケアラ

3.4. ラマン遷移による単一原子の基底状態間内部状態操作

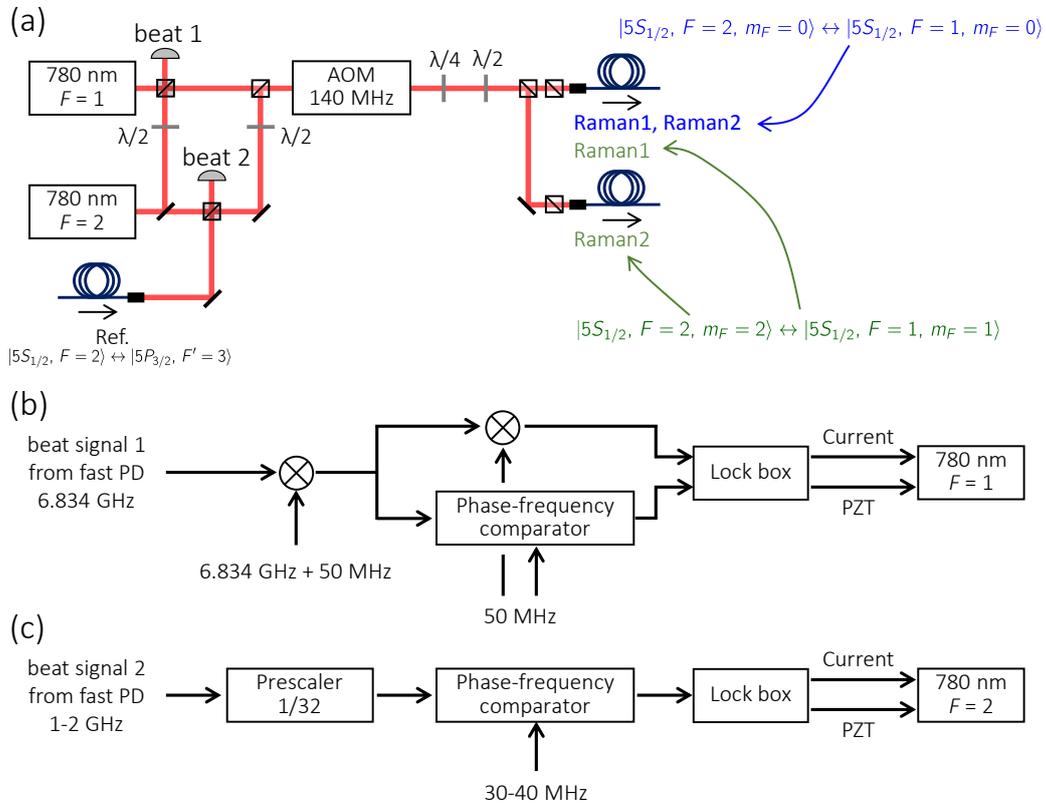


図 3.26: ラマン遷移用レーザー光源. (a) ラマン遷移を行うためのレーザー光源のセットアップ. ラマン遷移用光源は、 $F = 1$ レーザーと $F = 2$ レーザーの 2 台の ECLD から開発した. 2 つのレーザー光は、共通の AOM により回折され単一モードファイバーに入射する. AOM のスイッチング速度は 40 ns である. (b) $F = 1$ レーザーと $F = 2$ レーザーの光位相同期のセットアップ. (c) $F = 2$ レーザーの周波数安定化セットアップ.

で 32 分周し、位相周波数比較器を用いて RF 基準周波数との周波数差を検波している。そのエラー信号をアナログ回路で構成されたフィルターを通し、フィードバック信号として $F = 2$ レーザーの電流および PZT に帰介している。2 光子遷移過程の中間状態 ($|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$ もしくは $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$) からの離調 Δ は、位相周波数比較器に入力する RF 基準周波数により制御している。

そして、 $F = 1$ レーザーと $F = 2$ レーザーの差周波数は、これらの超微細構造間隔 $\nu_{\text{hfs}} \simeq 6.834 \text{ GHz}$ に安定化し、さらに数十 ms オーダーのコヒーレンス時間を得るために光位相同期を行っている。図 3.26(b) は、その光位相同期の実験セットアップである。まず、高速フォトディテクタで観測したビート信号 $\nu_1 - \nu_2$ と RF 基準信号 $\nu_{\text{hfs}} + 50 \text{ MHz}$

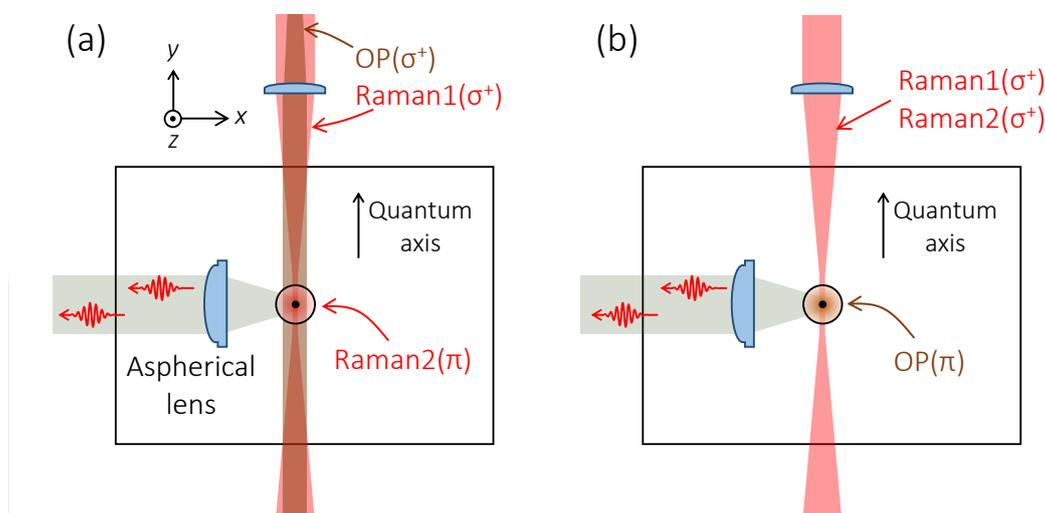


図 3.27: 全体の実験系 (オプティカルパンプ光とラマン光). (a) π - σ^+ 偏光のラマン光による $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ 遷移のセットアップ. σ^+ 偏光のオプティカルパンプ光を用いて初期状態を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ とする. (b) $\sigma^+-\sigma^+$ 偏光のラマン光による $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 遷移のセットアップ. π 偏光のオプティカルパンプ光を用いて初期状態を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ とする.

をミキサーで掛け合わせ、これらの差周波数の信号を得る。得られた信号と 50 MHz の RF 基準信号をミキサーに掛け、エラー信号を取り、 $F = 1$ レーザーの電流に帯域 ~ 2 MHz 程度の高速なフィードバック制御を行っている。さらに、位相差の検波レンジを広げるため、位相周波数比較器から得られたエラー信号も併用し、電流と PZT に制御信号を加算している。2 台のレーザーの差周波数は、1 つ目の RF 基準周波数より制御可能である。なお、RF 基準発振器は Rb 原子時計を基準としている。

図 3.27 は、メインの実験テーブルにおけるラマン光の光学セットアップである。各偏光状態に調節するラマン光 1,2 は、同一偏光のオプティカルパンプ光と BS で重ね、共通の光学素子 (GT $\rightarrow\lambda/4$ 波長板 $\rightarrow\lambda/2$ 波長板) を通している。これにより量子化軸方向に対するラマン光の偏光を σ^+ もしくは π としている。そして、 σ^+ 偏光 (π 偏光) のラマン光は、ガラスセル外に置かれたレンズにより絞られ、原子のトラップ位置でビーム半径 $45 \mu\text{m}$ を持つ。

図 3.28 は、ラマン遷移によるコヒーレント操作を行うための時間系列である。光マイクロトラップ内へ単一原子をローディングした後に、蛍光観測を行い、単一原子の存在を確認する。その後、オプティカルパンプにより内部状態磁気副準位の初期化を

3.4. ラマン遷移による単一原子の基底状態間内部状態操作

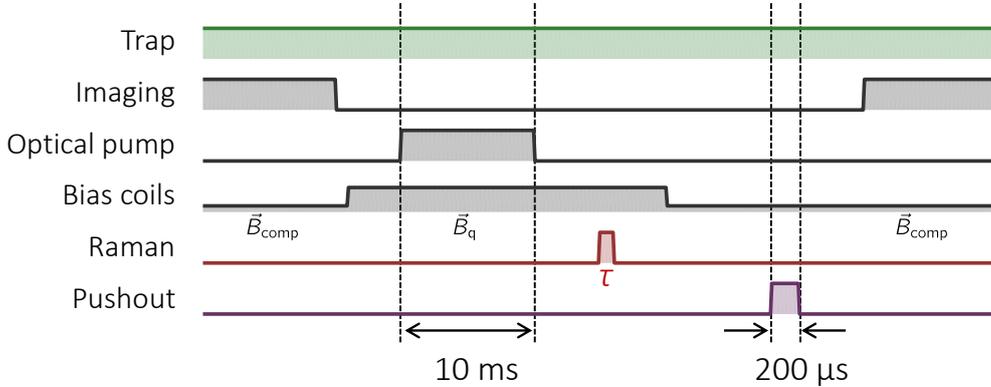


図 3.28: ラマン遷移の時間系列. 1 回目の蛍光観測後、バイアス磁場を補正磁場 \vec{B}_{comp} から量子化軸用磁場 \vec{B}_q にスイッチし、オプティカルパンプを行い内部状態磁気副準位を揃える. $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ (もしくは $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$) に初期化された単一原子に、2 本のレーザー光から成るラマン光を τ 秒間だけ照射する. ラマン遷移が起こると、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ (もしくは $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$) に遷移する. 次にバイアス磁場を \vec{B}_{comp} に戻し、トラップ内の $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ – $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 遷移に共鳴するプッシュ光を照射し、状態 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ にある原子のみをトラップから吹き飛ばす. 最後に再び蛍光観測を行う. ここで観測された原子は、ラマン遷移により $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に遷移した原子である.

行い、ラマン光を τ 秒だけ照射する. 次に、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 遷移に共鳴するプッシュ光を照射し、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ の原子を吹き飛ばすことで、内部状態に依存した原子ロスを生じさせる. なお、プッシュ光はトラップ内の光シフトをスキャンし、共鳴に離調したものを使用した. 最後に蛍光観測により単一原子の存在を確認する. ここで生き残っていた原子は、ラマン遷移により $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ (もしくは $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$) に遷移した原子である. 以上の時間系列を何度も繰り返すことで、照射時間 τ における遷移確率^{*7} を測定することができる. また、照射時間 τ を固定し、レーザー光の離調 δ_L ごとに遷移確率を測定することでラマン遷移ス

^{*7} トラップ中の $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 遷移に共鳴したプッシュ光を照射した際に、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ の原子がロスする確率を η_2 、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ の原子がロスしない確率を η_1 とすると、ラマン光により $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に遷移する確率 $P(\delta, \tau)$ は、

$$P(\delta, \tau) = (1 - \eta_2) + \eta_1 \tilde{P}(\delta, \tau),$$

と表される. ここで、 $\tilde{P}(\delta, \tau)$ は式 (3.14) で記述される真の遷移確率であり、 $P(\delta, \tau)$ は実験で観測される確率である.

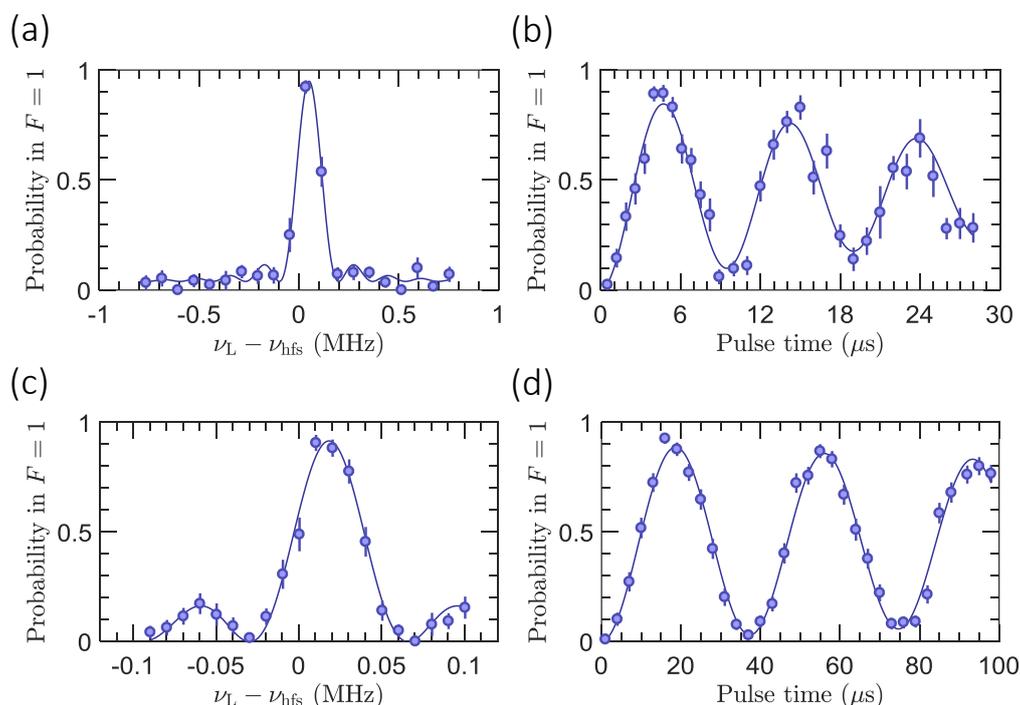


図 3.29: $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 間のコヒーレント操作. 単一原子の初期状態は $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ である. (a,c) は単一原子のラマン遷移スペクトルである. 横軸は 2 台のラマンレーザーの差周波数 ν_L と超微細構造間隔 $\nu_{\text{hfs}} = 6834.682$ MHz の差 $\nu_L - \nu_{\text{hfs}}$, 縦軸は状態 $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ に遷移した確率を示す. (b,d) は、ラビ振動である. 横軸はラマン光の照射時間、縦軸は状態 $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ に遷移した確率を示す. ラビ周波数は、(a,b) 102 kHz, (c,d) 26.8 kHz である.

ペクトルが測定できる。

3.4.2 $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 間のラマン遷移

ここでは、光マイクロトラップ中の単一原子を用いて $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ 間のコヒーレントラマン遷移を行った実験について述べる. 実験条件は、トラップ深さ $U_0 \simeq k_B \times 0.48$ mK、中間状態からの離調 $\Delta \simeq 2\pi \times 760$ MHz と設定した. 図 3.29(a, c) は、 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ に初期化し、時計遷移のスペクトルを測定した結果である. ラマン光の各ビーム強度は、それぞれ $\Omega_1 = \Omega_2 \simeq 2\pi \times 12.5$ MHz、

$\Omega_1 = \Omega_2 \simeq 2\pi \times 6.4$ MHzである。なお、2本のレーザー光の差周波数はRb原子時計を基準とした発振器を用いて安定化し、Rb原子時計はGPSで校正している。図3.29(a, c)のスペクトル測定結果より、2光子遷移の共鳴周波数はそれぞれ50 kHz, 18 kHzだけ超微細構造間隔 $\nu_{\text{hfs}} = 6834.682$ MHzからシフトしていることが分かる。

その要因として、以下の2つが挙げられる。一つは、 ν_{hfs} だけ離れた $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ と $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ でトラップ光による光シフトが異なるためである。トラップ光の波長850 nmの場合、準位間で異なる光シフト $\Delta_{\text{AC, trap}}$ は $\Delta_{\text{AC, trap}}/U_0 \simeq h/k_B \times 6.1$ kHz/mKである。二つ目は、ラマン光自身による光シフトである。式(3.13)の第2項で記した光シフトを超微細構造や磁気副準位まで考慮すると、 $\Omega_1 = \Omega_2$ の場合でも0ではなくなる。この条件の場合、準位間で異なる光シフト $\Delta_{\text{AC, Raman}}$ は、 $\Delta_{\text{AC, Raman}}/\Omega_{1,2} \simeq 4.5 \times 10^{-3}$ となる。従って、図3.29(a, c)の実験条件の場合、 $\Delta_{\text{AC, trap}} + \Delta_{\text{AC, Raman}}$ はそれぞれ59 kHz, 18 kHzと推測でき、実験結果と良く一致する。

図3.29(b, d)は、ラマン光の差周波数 ν_L を共鳴に合わせ、ラビ振動を観測した結果である。減衰振動関数 $y_0 + A_0 e^{-\tau/\tau_d} \sin^2(2\pi f\tau/2)$ によるフィッティングの結果、これらの減衰時間はそれぞれ $\tau_d \simeq 38(9)$ μs , 0.6(1) msであった。ラビ振動の減衰が生じる主な要因を以下に挙げる。1つは、原子が有限な温度を持つため原子位置 \vec{r} により準位間で異なる光シフト $\Delta_{\text{AC, trap}}(\vec{r})$ やドップラーシフトが生じるためである。他には、ラマン光の強度ノイズ (Ω_1, Ω_2 ともに5%程) が挙げられる。これによりラマン光自身による光シフト $\Delta_{\text{AC, Raman}}$ やラビ周波数 Ω に揺らぎが生じデコヒーレンスを導く。もう一つは、ラマン光により中間状態に励起され、自然放出が起こることによるデコヒーレンスである。前者は原子依存の不均一なデコヒーレンス、後者2つは原子に依存しない均一なデコヒーレンスである。均一緩和要因は、この他にもトラップの位置揺らぎや磁場揺らぎ等数多くの要因が挙げられる。 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ と $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ の準位を用いたゲート操作を行うためには、ラムゼー干渉実験やスピンエコー実験を行い、横緩和 (T_2) や縦緩和 (T_1) を詳細に調べる必要がある [Kuhr et al. 2005; Jones et al. 2007]。

また、図3.29(b, d)におけるフィッティング関数 $y_0 + A_0 e^{-\tau/\tau_d} \sin^2(2\pi f\tau/2)$ より、ラビ振動の振幅を解析すると、両者ともに $A_0 \simeq 0.90$ を得た。振幅が $A_0 \neq 1$ となる理由として、オプティカルパンプによる初期化効率やラマン光の遷移効率の悪化等が挙げられるが、後にラマン光1がわずかに漏れていることが要因であることが分かった。AOMをON/OFFした際の回折パワーの比率はラマン光1は30 dB、ラマン光2は50 dB程である。

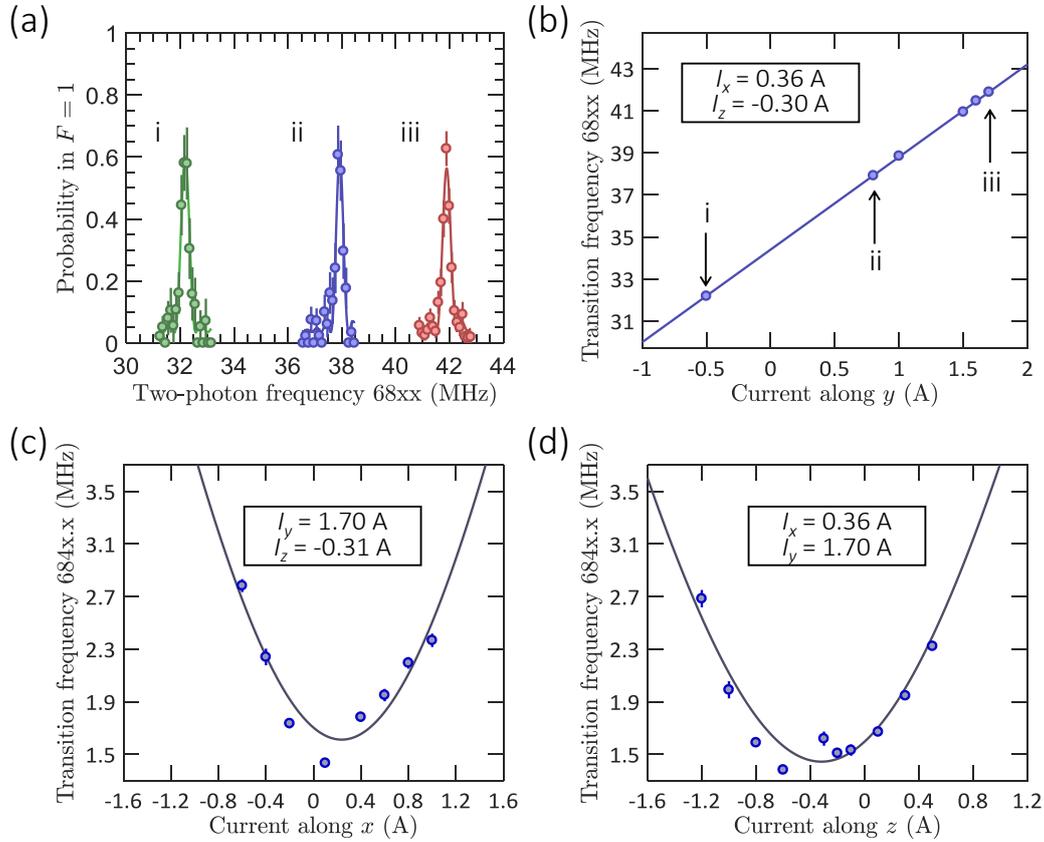


図 3.30: ラマン遷移によるゼーマンシフト測定. (a) y 軸方向の磁場を作るためのコイル電流値 I_y を (i) -0.5 A, (ii) 0.8 A, (iii) 1.7 A と設定した際の $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラマン遷移スペクトルである. スペクトルを解析することで、電流値 I_y における遷移周波数がわかる. (b) 遷移周波数の I_y に対する依存性. 実線は、線形関数でのフィッティング結果である. (c, d) 遷移周波数の I_x, I_z に対する依存性. 実線は、 $\nu_{\text{hfs}} + \sqrt{\alpha_i^2(I_i - I_{0,i})^2 + \nu_{\text{res}}^2}$ ($i = x, z$) でのフィッティング結果である. なお、これらの結果は節 3.3 で述べたオプティカルパンプの最適化を行う前の結果である.

3.4.3 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラマン遷移

本節では、まず、バイアス磁場用コイルに流す電流 I_i ($i = x, y, z$) とラマン遷移周波数の関係を調べることで、バイアス磁場 $B_i = \alpha'_i I_i$ の比例係数のキャリブレーション

を行った実験について述べる。この比例係数を用いることで原子位置における磁場を推測することが可能となる。次に、状態 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に初期化した原子にラマン光を照射し、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 間のラビ振動を観測し、初期化効率の推測を行った実験について述べる。

ゼーマンシフト

原子に一定の磁場 \vec{B} を印加すると、原子のもつ磁気モーメント $\hat{\mu}$ が磁場と相互作用する。そのときの相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} \left(g_S \hat{S} + g_L \hat{L} + g_I \hat{I} \right) \cdot \vec{B}, \quad (3.15)$$

と与えられる。 \vec{S} , \vec{L} , \vec{I} はそれぞれ電子スピン, 軌道, 核の角モーメント、 g_S , g_L , g_I は各モーメントの g 因子、 μ_B はボーア磁子である。本実験で使用する磁場の大きさは数 G 程度であり、これにより生じるエネルギーシフトは超微細構造間隔に比べて十分小さい。このとき、 \hat{H}_B は超微細構造のハミルトニアンの摂動として扱うことができ、全角モーメントの大きさである F が良い量子数となる。磁場 \vec{B} を量子化軸方向 (y) に取ると、式 (3.15) のハミルトニアンの 1 次項は、

$$\hat{H}_B^{(1)} = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F \hat{F}_y B_y, \quad (3.16)$$

となる。なお、 g_F は超微細構造のランデの g 因子であり、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ では $g_F \simeq -1/2$ 、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ では $g_F \simeq 1/2$ となる。このとき、各状態 $|F, m_F\rangle$ に生じるエネルギーシフトは、

$$\Delta E_{|F, m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B_y, \quad (3.17)$$

で与えられる。磁場を印加することで $|F, m_F\rangle$ にゼーマンシフトが生じさせ、計 $2F+1$ 個の磁気副準位の縮退を解くことができる。

ラマン遷移によるゼーマンシフト測定

$|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラマン遷移では、その遷移周波数が印加する磁場に依存する。 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ は、 $g_F = -1/2$ であるため -0.7 MHz/G となる。一方で $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ は、 $g_F = 1/2$ より 1.4 MHz/G のシフトとなる。従って、トータルのエネルギーシフトは 2.1 MHz/G となる。

図 3.30(a) は、 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に初期化した原子に $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラマン光を照射し、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ への遷移確率

表 3.3: バイアス磁場の設定値. 独立に制御可能な 3 軸方向のバイアス磁場は、主に 3 個の設定 \vec{B}_{MOT} , \vec{B}_{comp} , \vec{B}_{q} を使用する. \vec{B}_{MOT} は、光マイクロトラップアレーの中心に MOT の位置を合わせるための磁場である. \vec{B}_{comp} は、残留磁場をキャンセルするための磁場である. \vec{B}_{q} は、 y 軸方向に量子化軸を定め、 zx 平面の残留磁場をキャンセルする磁場である. 以下は、各軸 (x, y, z) 方向の設定値である.

Axis	Setting1: \vec{B}_{MOT} –	Setting2: \vec{B}_{comp} (Sec. 3.1.2)	Setting3: \vec{B}_{q} (Sec. 3.3)
x	~ 0.51 G	0.52 G	0.75 G
y	~ 0.46 G	0.37 G	4.0 G
z	~ 0.31 G	–0.28 G	–0.21 G

を測定した結果である。縦軸は $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ に遷移した確率、横軸はラマン光を構成する 2 つのレーザー光の差周波数を示す。各プロットは、 y 軸方向の磁場を作るためのコイル電流値を (i) $I_y = -0.5$ A, (ii) $I_y = 0.8$ A, (iii) $I_y = 1.7$ A と設定した際の結果である。なお、状態に依存した原子ロスと同様にトラップ中の $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移に共鳴させたプッシュ光を用いている。プッシュ光を照射することで $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ の原子を加熱し、トラップから逃がしている。ラマン遷移の共鳴周波数は、原子に印加している磁場に依存する。その共鳴周波数を I_y に対してプロットすると (図 3.30(b))、共鳴位置が I_y に対して線形であることが分かる。その比例係数は線形関数 $\alpha'_y I_y + \beta$ のフィッティングより得ることができ、 $\alpha'_y \simeq 4.40(2)$ MHz/A であった。従って、ヘルムホルツコイルが作る磁場 B_y とその電流値 I_y の比例係数 α_y は、 $\alpha_y = \alpha'_y / (2.1 \text{ MHz/G}) \simeq 2.09(1)$ G/A となる。

一方、 y 軸と垂直方向の磁場を形成するコイルの電流値 I_x, I_z を変化させると、量子化軸 $\vec{B}_{\text{q}} = (B_{x,\text{q}}, B_{y,\text{q}}, B_{z,\text{q}})$ が x 軸方向および z 軸方向に傾く。このとき、ラマン光として照射している光は量子化軸に射影された偏光成分のみが有効となる。ゼーマンシフトは、磁場の大きさ $\sqrt{B_{x,\text{q}}^2 + B_{y,\text{q}}^2 + B_{z,\text{q}}^2}$ に比例するため、共鳴位置は双曲線型の関数となる。図 3.30(c,d) は、 y 軸方向のコイルに流す電流値を $I_y \simeq 1.7$ A に固定したときの遷移周波数の I_x および I_z に対する依存性の測定結果である。これらより、電流値と磁場の比例係数は $\alpha_x \simeq 2.3(2)$ G/A, $\alpha_z \simeq 2.2(2)$ G/A を得た。

本実験で設定するバイアス磁場は、電流値より α_i ($i = x, y, z$) を用いて換算している。また、3次元方向バイアス磁場は時間系列に合わせ、主に計 3 個の値に切り替えて

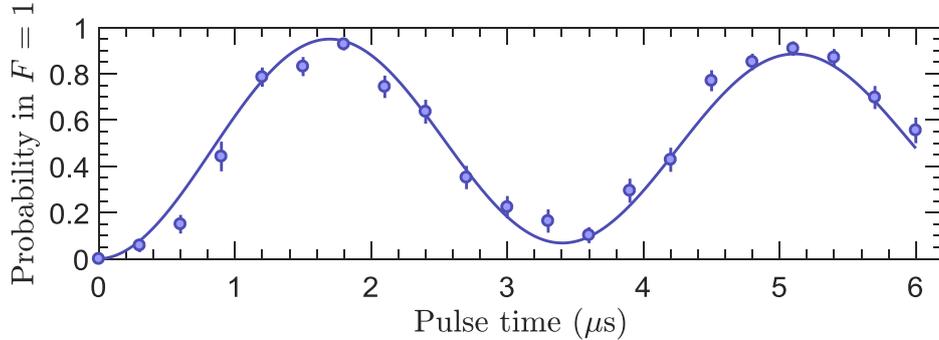


図 3.31: オプティカルパンプ光最適化後のラマン遷移. 光マイクロトラップ中の単一原子の内部状態を $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ に初期化し、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 遷移に対応するラマン光を照射した際のラビ振動である. 縦軸は単一原子が $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ に遷移した確率、横軸はラマン光の照射時間を示す.

使用している。表 3.3 は、その設定値をまとめたものである。1つ目は、MOT コイルの 0 磁場位置を動かす \vec{B}_{MOT} である。この磁場とクーリング光のアライメントで MOT と光マイクロトラップアレーの位置を容易に合わせることができる。2つ目は、原子の位置において磁場を 0 にするための補正磁場 \vec{B}_{comp} である。主にイオンポンプの漏れ磁場や地磁気を補正している。これは偏光勾配冷却や蛍光観測を行う際に用いる磁場である。なお、 \vec{B}_{comp} は節 3.1.1 で述べた方法により最適化している。3つ目は、量子化軸とする磁場 \vec{B}_q である。 y 軸方向に 4.0 G 印加し、 x および z 軸方向の磁場でわずかにトータルの磁場方向を変え、オプティカルパンプ光、ラマン光、リユードベリ励起光の光軸に一致させている。なお、 \vec{B}_q は節 3.3 で述べた方法により最適化している。

$|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラビ振動

図 3.31 は、内部状態の初期化を行う際のバイアス磁場や、オプティカルパンプ光の偏光を最適化した後に測定した $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 間のラビ振動である。これまでと同様に、初期状態は $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ で、ラマン光を照射後に $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ の原子を吹き飛ばし、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ に遷移した確率を観測している。実線は、減衰振動関数 $y_0 + A_0 e^{-\tau/\tau_d} \sin^2(2\pi f\tau/2)$ でのフィッティング曲線である。フィッティング結果より得られたラビ振動の振幅は、 $A_0 \simeq 0.99$ であった。この結果より、内部状態の初期化効率が少なくとも 99% 以上の効率で行わ

れていることが分かった。

3.5 まとめ

本章は、単一原子を数 μm 間隔 (リユードベリ状態間の相互作用が働く距離) で並べた単一原子アレーの用意と単一原子の内部状態の初期化を目的とし、以下の4つの課題に取り組んだ。

- (1) 光マイクロトラップアレー内への単一原子ローディング
- (2) 光マイクロトラップの特性とトラップ中の原子温度評価
- (3) オプティカルパンプ光による内部状態磁気副準位の初期化
- (4) ラマン遷移による初期化効率評価

1つ目の課題は、光マイクロトラップアレー内の全てのサイトに単一原子をローディングする手法の確立である。我々は、EMCCDを用いて光マイクロトラップ内の単一原子からの蛍光をリアルタイムに観測するためのシステムを開発した。このシステムにより、少数個 ($N < 10$) のトラップアレー内の全てのサイトが充填された瞬間に実験の主要部をスタートさせることが可能になった。リアルタイム観測システムは、将来単一原子の再配列 [Kim et al. 2016; Endres et al. 2016; Barredo et al. 2016] を行う際にも非常に有用となる。

2つ目の課題は、トラップ特性評価と単一原子の温度評価である。節3.2では、単一原子を用いたトラップ評価手法や原子温度の評価手法についてまとめた。測定結果より、波長850nmのトラップ光がスポット半径 $1.0 \pm 0.3 \mu\text{m}$ まで絞られていることを確認した。本章で行ったトラップ特性・原子温度の評価結果は、第4章においてリユードベリ状態の観測効率などを見積もる際に有用となる。また、光マイクロトラップアレー内の単一原子を用いて光シフト測定を行った結果、各トラップ深さのばらつきは蛍光量の残留残差から予想される値とおおよそ一致した。これは、第2章で述べたフィードバック手法で、実際にトラップ深さが均一化されていることを裏付ける結果である。

3つ目の課題は、オプティカルパンプ光による内部状態磁気副準位の初期化である。第4章において単一原子のリユードベリ状態への励起効率向上するためには、高い効率で内部状態の初期化を行うことが必須である。我々は、トラップ内の単一原子を用いてオプティカルパンプのパラメータを最適することで、実際の単一原子位置におけるオプティカルパンプ光の光軸と量子化軸を高い精度で一致させた。これにより、初期化効率の向上が見込める。

4つ目の課題は、ラマン遷移による初期化効率評価である。ここでは、基底状態の内部状態操作のためのラマン遷移光源を開発し、状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ への初期化効率の評価を行った。トラップ内の単一原子を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ から $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ へラマン遷移させ、 $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ への遷移確率から状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ への初期化効率を評価した。その結果、99%以上での初期化が確認された。第4章では、初期状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ からリユードベリ状態へ原子を励起する。また、本章で開発したラマン光は、将来サイドバンド冷却 [Kaufman et al. 2012] を実装する際に非常に有用となる。

第4,5章では、リアルタイム観測システムをフル活用し、内部状態を初期化した単一原子や単一原子アレーにリユードベリ励起光を照射し、励起ダイナミクスやリユードベリブロッケード効果の観測を行う。

リュードベリ状態への励起と リュードベリブロック効果の観測

第3章では、数 μm 間隔の光マイクロトラップアレー内へのローディング手法を確立し、少数個のトラップ内に単一原子を充填することが可能となった。さらに、ラマン光を用いてトラップ内の単一原子の基底状態間のラビ振動を測定し、原子の内部状態が特定の磁気副準位に初期化されていることを実験的に確認した。

本章では、スピン系量子シミュレータを開発する上で必須となるスピン間の相関を生成することを目的として行った研究についてまとめる。スピン間の相関は、原子の内部状態に依存した相互作用を用いることで実現できる。しかしながら、数 μm 程度離れた中性原子の基底状態間の相互作用は非常に小さいため、相関の生成が困難となる。中性原子間の相互作用を大きくする手法として、リュードベリ状態と呼ばれるエネルギーの高い励起状態を用いる手法が挙げられる [Saffman et al. 2010]。レーザーによってリュードベリ状態に原子を励起することで、数 μm 程度離れた中性原子に周波数にして数十 MHz オーダーの大きな相互作用を実現することが可能となる。

本章では、まず節 4.1 でリュードベリ状態の特性について述べた後、節 4.2 で基底状態の原子をリュードベリ状態に励起するためのレーザー光 (波長 780 nm と 480 nm) について述べる。節 4.3 では、開発した2本のレーザー光による二光子励起過程を用いて実際に単一原子のリュードベリ状態へのコヒーレント励起を行った実験について述べる。

本論文で扱うリュードベリ状態間の相互作用は van der Waals 相互作用であり、原子間距離 R の6乗に反比例し、 $V_{\text{vdW}}(R) = C_6/R^6$ と表される。この長距離型の相互作

用により、近傍の原子のリュードベリ状態への励起の抑圧効果が生まれる。この効果のことをリュードベリブロッケード、また、ブロッケード効果が働く長さスケールはブロッケード半径 R_b と呼ばれ、 $V_{\text{vdW}}(R_b) = \hbar\Omega$ より定義される。ここで、 Ω は単一原子におけるラビ周波数である。節 4.5 では、ブロッケード半径内に $N = 2 \sim 4$ 個の原子を並べ、リュードベリブロッケード効果の観測を行った実験について述べる。

原子間距離 R がブロッケード半径 R_b に近づくと、ブロッケード効果が弱まり、2 個目のリュードベリ状態の原子が現れる。節 4.5.4 では、ブロッケード領域内やブロッケード領域近傍、ブロッケード領域外に原子を配置し、リュードベリブロッケード効果による相関の観測を行った。

4.1 リュードベリ状態の特性

リュードベリ状態とは、1 つの電子が主量子数の大きな軌道に励起された状態のことを言う。特にその状態にある原子は、リュードベリ原子と呼ばれている。近年では、アルカリ金属のリュードベリ状態だけでなく外殻 2 電子原子 [Millen et al. 2010] や分子 [Niederprüm et al. 2016]、イオン [Higgins et al. 2017]、さらには酸化銅 [Kazimierczuk et al. 2014] でもその観測が報告されている。

リュードベリ状態の存在は、1885 年に Johann Jakob Balmer が発見した水素原子のスペクトル線を記述する実験式や、後の 1888 年に Johannes Rydberg が発見した他の原子種のスペクトル線を記述する実験式によって示された [Bransden and Joachain 2003]。その後、1913 年に Niels Bohr により、水素原子がもつ電子の角運動量を $L = nh/(2\pi)$ と量子化した理論モデルが提案された [Bohr 1913]。このとき質量 m_e の電子が持つ全エネルギーは、量子数 n に依存し、

$$E_n = -hc \frac{R_\infty}{n^2}, \quad (4.1)$$

と表すことができる。ここで、 R_∞ は Johannes Rydberg らの実験式で用いていたリュードベリ定数であり、 $R_\infty = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$ と物理定数のみから記されることが分かった。

以下では、アルカリ金属のリュードベリ状態を考える。この場合、原子は 1 つの陽イオンとなる閉殻構造と 1 つの電子から成る。このような原子の特性は、水素型原子のエネルギー準位を補正して扱うことができる。これは量子欠損理論 [Seaton 1983] と呼ばれ、リュードベリ状態 $|n, l, j\rangle$ の電子のもつエネルギーは以下ようになる。

$$E_{|n, l, j\rangle} = -hc \frac{R_\infty^*}{[n - \delta(n, l, j)]^2} = -hc \frac{R_\infty^*}{[n^*]^2}. \quad (4.2)$$

表 4.1: Rb 原子の量子欠損. 本論文でのリュードベリ準位の特性計算に用いた nS , nP , nD , nF の量子欠損 δ_0 , δ_2 をまとめる. なお, E_{ion} は $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ からのイオン化エネルギーである.

準位	量子欠損	測定対象	引用
$S_{1/2}$	δ_0	3.131 180 7(8)	^{87}Rb Mack et al. (2011)
	δ_2	0.178 7(2)	
$P_{1/2}$	δ_0	2.654 884 9(10)	^{85}Rb Li et al. (2003)
	δ_2	0.290 0(6)	
$P_{3/2}$	δ_0	2.641 673 7(10)	^{85}Rb Li et al. (2003)
	δ_2	0.295 0(7)	
$D_{3/2}$	δ_0	1.348 094 8(11)	^{87}Rb Mack et al. (2011)
	δ_2	-0.605 4(4)	
$D_{5/2}$	δ_0	1.346 462 2(11)	^{87}Rb Mack et al. (2011)
	δ_2	-0.594 0(4)	
$F_{5/2}$	δ_0	0.016 519 2(9)	^{85}Rb Han et al. (2006)
	δ_2	-0.085(9)	
$F_{7/2}$	δ_0	0.016 543 7(7)	^{85}Rb Han et al. (2006)
	δ_2	-0.086(7)	
E_{ion}/h	1 010.029 164 6(3) THz	^{87}Rb	Mack et al. (2011)

ここで, $R_{\infty}^* = \frac{1}{1+m_e/m} R_{\infty}$ は原子核の質量 m に依存した実効的なリュードベリ定数である。 $\delta(n, l, j)$ は量子欠損であり、状態 $|n, l, j\rangle$ に依存する。量子欠損の値は、リュードベリ状態のレーザー分光やマイクロ波分光の測定結果から推測することができる。典型的には、方位量子数 l , 主全角運動量量子数 j におけるエネルギーの主量子数 n に対する依存性を測定し、以下の式でフィッティングを行う。

$$\delta(n, l, j) = \delta_0(l, j) + \frac{\delta_2(l, j)}{[n - \delta_0(l, j)]^2}. \quad (4.3)$$

ここで, $\delta_0(l, j)$, $\delta_2(l, j)$ は方位量子数 l , 主全角運動量量子数 j におけるフィッティングパラメータである。現在までに様々な原子種や準位の量子欠損測定が報告されている。表 4.1 は、本論文での計算に使用した Rb 原子の量子欠損 [Li et al. 2003; Han et al. 2006; Mack et al. 2011] をまとめたものである。 $\delta(n, l, j)$ は、方位量子数 $l > 2$ では 0 に近づき、わずかに主全角運動量量子数 j に依存する値を持つことが分かる。

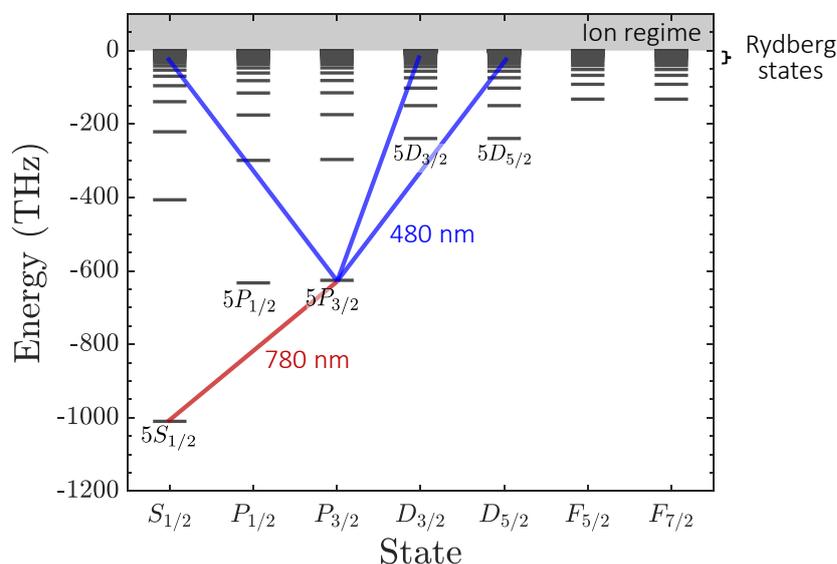


図 4.1: ^{87}Rb 原子のエネルギー準位. 軌道角運動量 $L \leq 3$ のエネルギー準位を示す. 本論文では、中間状態を $5P_{3/2}$ とした波長 780 nm と 480 nm の 2 光子遷移でリュードベリ状態 ($n \gg 1$) に励起している. 許容されるリュードベリ状態は $nS_{1/2}$, $nD_{3/2}$, $nD_{5/2}$ となり、ここでは $nD_{5/2}$ を用いた.

我々の研究室では光周波数コムを基準としたリュードベリ励起光も開発しており、基底状態 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ とリュードベリ状態 $nS_{1/2}$, $nD_{3/2}$, $nD_{5/2}$ 間の遷移周波数の絶対値を 250 kHz 以下の精度で測定することが可能となっている [Watanabe et al. 2017]。このシステムを用いて、 $53 \leq n \leq 92$ の遷移周波数を測定した結果、 δ_0 と δ_2 のパラメータだけで計算される遷移周波数 $(E_{|n,l,j\rangle} - E_{|5S_{1/2}, F=2\rangle})/h$ と 1 MHz 以下で一致し、量子欠損理論や Mack et al. らの測定精度の正しさを裏付ける結果を得た。

リュードベリ状態は、量子欠損を含めた実効的な主量子数 $n^* = n - \delta(n, l, j)$ に依存した特性を持つ (表 4.2)。図 4.1 は、式 (4.2) より得られる単一 ^{87}Rb 原子中の電子の束縛エネルギーである。エネルギー $E_{|n^*, l, j\rangle}$ は、 $(n^*)^{-2}$ の依存性を持ち、準位間隔は $(n^*)^{-3}$ で小さくなる。これに伴い、微細構造間隔 ν_{fs} も $(n^*)^{-3}$ で減少する。 ^{87}Rb 原子のリュードベリ状態 nD の場合、微細構造間隔は $n = 55, 100$ でそれぞれ $\nu_{\text{fs}} \simeq 69.4, 11.2$ MHz である。ゆえに、 $n \leq 100$ 以下の領域では、我々のリュードベリ励起レーザー光源で十分分解することができる。

一方、リュードベリ原子の電子の軌道半径は $(n^*)^2$ で大きくなる。従って、主量子数が増加すると電子の全角運動量 \vec{J} と原子核スピン \vec{I} 間の相互作用が減少するため、超微細構造間隔は非常に小さくなる。現在までに主量子数 $20 \leq n \leq 24$ における $nS_{1/2}$ の超微細構造間隔が測定され、超微細構造間隔は $\nu_{\text{hfs}} = 37.1(2) \text{ GHz } (n^*)^{-3}$ となって

表 4.2: リュードベリ状態の特性. リュードベリ状態は、量子欠損 $\delta(n, l, j)$ を考慮した実効的な主量子数 $n^* = n - \delta(n, l, j)$ に依存した特性を持つ. なお、 τ_{bbr} は温度 $T = 300$ K における黒体輻射寿命、 α は小さな定電場 $|E| \leq 1$ V/cm 中の定分極率、 R_b はラビ周波数 $\Omega = 2\pi \times 1$ MHz におけるリュードベリブロッケード半径である. $55D_{5/2}$, $63D_{5/2}$ は本論文で使用したリュードベリ状態であり、van der Waals 相互作用係数 C_6 は相互作用軸と量子化軸が一致した際の値を示す.

Property	Expression	Scaling	$55D_{5/2}$	$63D_{5/2}$	Unit
binding energy	$E_{ n\rangle}$	$(n^*)^{-2}$	-1143	-865	GHz
energy level spacing	$E_{ n\rangle} - E_{ n-1\rangle}$	$(n^*)^{-3}$	44	28.7	GHz
electron orbital radius	$\langle r \rangle$	$(n^*)^2$	0.23	0.30	μm
hyperfine structure splitting	ν_{fs}	$(n^*)^{-2}$	69.4	45.8	MHz
radiative lifetime	τ_0	$(n^*)^3$	171	259	μs
bbr lifetime	τ_{bbr}	$(n^*)^2$	177	230	μs
effective lifetime	τ_{eff}	$(n^*)^2$	87	122	μs
polarisability	α	$(n^*)^7$	-417	-1091	MHz/(V/cm) ²
van der Waals coefficient	C_6	$(n^*)^{11}$	-86	-356	GHz/ μm^6
dipole matrix element	$\langle 5P_{3/2} \hat{d} nD_{5/2} \rangle$	$(n^*)^{-3/2}$	0.022	0.017	ea_0
blockade radius	R_b	$(n^*)^{1/6}$	4.9	6.2	μm

いる [Tauschinsky et al. 2013]。このスケーリングによると主量子数 $n = 55$ では、 $\nu_{\text{hfs}} \simeq 266$ kHz となる。我々のリュードベリ励起レーザーの線幅と比較すると超微細構造間隔は分解できず、縮退しているとみなせる。

また、リュードベリ状態の寿命は、その準位の自然放射寿命 τ_0 と黒体輻射による寿命 τ_{bbr} によって決まる。後者は、リュードベリ状態間の遷移周波数が小さいことに起因する。温度 $T = 300$ K における黒体輻射のスペクトルが重なるゆえ、近傍のリュードベリ状態に遷移するためである。 τ_0 は $(n^*)^3$ 、 τ_{bbr} は $(n^*)^2$ でスケールし、実効的な寿命は、 $\tau_{\text{eff}} = (1/\tau_0 + 1/\tau_{\text{bbr}})^{-1}$ で与えられる。

そして、 $5P$ から nD への遷移強度 $\langle 5P_{3/2} | \hat{d} | nD_{5/2} \rangle$ は $(n^*)^{-3/2}$ でスケールされる。主量子数増加に伴い、 $5P$ とリュードベリ状態の波動関数重なりが減少する。リュードベリ状態間の相互作用は、基底状態 $5S$ 間の相互作用より約 10 桁以上大きくなる [Saffman et al. 2010]。本論文で使用するリュードベリ状態間の相互作用は、van der Waals 型と

なり $V_{\text{vdW}}(R) = C_6/R^6$ と記され、原子間距離 R によって急激に変化する。単一原子をレーザー光によりリュードベリ状態に励起する際のラビ周波数を Ω とすると、励起線幅は $\hbar\Omega$ と表される。相互作用 $V_{\text{vdW}}(R)$ が $\hbar\Omega$ と等しくなる原子間距離は、リュードベリブロッケード半径 R_b と呼ばれる。原子間距離が R_b 以上になると、相互作用の大きさが励起線幅 $\hbar\Omega$ 以下となる。

4.2 実験セットアップ

我々は、波長 780 nm と 480 nm の 2 本のレーザー光による 2 光子遷移を用いて、基底状態の原子をリュードベリ状態に励起する手法を用いた。本節では、リュードベリ励起用光源の開発やそのアライメント手法について述べる。

4.2.1 リュードベリ励起用レーザーの開発

レーザー光を用いて基底状態の原子をリュードベリ状態に励起する手法だけでも、現在までに様々なスキームが提案・実証されている。基底状態-リュードベリ状態間の遷移は一般的に紫外領域となる。例えばアルカリ金属の ^{87}Rb や ^{133}Cs の場合、その波長はそれぞれ 297 nm, 319 nm となり、 nP のリュードベリ状態に励起される。この紫外レーザーを用いて室温セル中原子の分光 [Thoumany et al. 2009; Wang et al. 2017] や冷却単一原子の励起 [Hankin et al. 2014] が報告されているが、紫外領域の光源の高出力化は技術的に容易でない。

一方、2 光子遷移過程を用いるとアルカリ金属の原子は nS または nD のリュードベリ状態に励起される。等方的となる nS 間の相互作用や異方的となる nD 間の相互作用 [Reinhard et al. 2007] を選択でき、レーザー光源の開発も可能となる。さらに現在では、2 光子励起用光源が商品化され、数多くのグループに利用されている。この他にも 3 光子遷移を用いた手法も提案 [Ryabtsev et al. 2011] されている。この手法の利点は、レーザー光の入射配置しただけでドップラー効果や反跳効果を相殺できることである。しかしながら、中間状態からの自然放出を押さえ、かつ遷移強度を大きくすることが困難であるため、主に分光に利用されている [Carr et al. 2012]。

コヒーレント励起を行うための条件

本論文では、波長 780 nm と 480 nm のレーザー光から成る 2 光子遷移過程を用いて、基底状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ の単一原子をリュードベリ状態 $|nD_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ に励起している。図 4.2 は、中間状態を $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ とした際のエネルギー準位

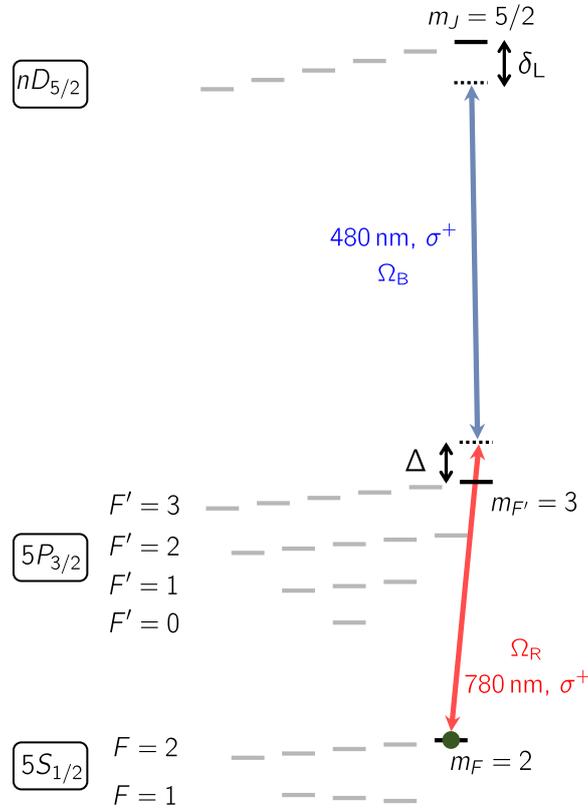


図 4.2: ^{87}Rb リュードベリ状態への 2 光子励起. σ^+ 偏光, 波長 780 nm の励起光は $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ 遷移、 σ^+ 偏光, 波長 480 nm の励起光は $|5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle \leftrightarrow |nD_{5/2}, m_J=5/2\rangle$ 遷移に対応する。 Ω_R , Ω_B はそれぞれの遷移間のラビ周波数、 Δ は中間状態 $|5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ からの離調、 δ_L は 2 光子遷移過程におけるレーザー光の離調を示す。

図である。波長 780 nm の励起光による $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ 遷移のラビ周波数を Ω_R 、波長 480 nm の励起光による $|5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle \leftrightarrow |nD_{5/2}, m_J=5/2\rangle$ 遷移のラビ周波数を Ω_B と表し、中間状態からの離調を Δ とする。このとき、2 光子遷移過程の実効的なラビ周波数は、

$$\Omega = \frac{\Omega_R \Omega_B}{2\Delta}, \quad (4.4)$$

と表すことができる。

以下では、単一原子をリュードベリ状態にコヒーレントに励起するための主な条件を考える。まず 1 つ目の条件として、中間状態 $|5P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3\rangle$ からの自然放

出を抑える必要がある点が挙げられる。中間状態の自然幅を Γ_m とすると、散乱レートは、

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma_m \Omega_R^2}{\Gamma_m^2 + 2\Omega_R^2 + 4\Delta^2} \simeq \frac{\Omega_R^2}{4\Delta^2} \Gamma_m, \quad (4.5)$$

で与えられる。 $2\pi/\Gamma_{sc}$ の時間スケールで単一原子が中間状態に遷移または中間状態からの自然放出が起こり、コヒーレンスが失われる。励起時間中において、中間状態の光の散乱を無視するためには $\Gamma_{sc} \ll \Omega$ とする必要がある。大きな離調 Δ をとり、ラビ周波数 Ω_R を小さくすることで、 Γ_{sc} を抑えることが可能である。2つ目の条件として、励起光の周波数揺らぎや周波数ドリフトを抑える必要がある点が挙げられる。周波数揺らぎ・ドリフトの大きさを $\delta\nu$ とすると $1/\delta\nu$ の時間スケールでコヒーレンスが失われる。励起時間中において $\delta\nu$ を無視するためには、 $\delta\nu \ll \Omega/2\pi$ とする必要がある。ラビ周波数 Ω を大きく取ることで、励起用光源の周波数揺らぎ・ドリフトの要求値を緩和することができる。

一方で、ラビ周波数 Ω の上限はリュードベリブロッケード効果が働く条件 $\hbar\Omega \ll V_{vdW}$ に制約される。ここで、 V_{vdW} はリュードベリ状態間の van der Waals 相互作用である。リュードベリ状態 $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 間の相互作用の大きさは、原子間距離 $R = 4\mu\text{m}$ において $|V_{vdW}| \simeq \hbar \times 13.8\text{ MHz}$ となる。我々は、ラビ周波数が $\Omega \simeq 2\pi \times 1\text{ MHz}$ 、周波数揺らぎ・ドリフトが $\delta\nu < 100\text{ kHz}$ 、散乱レートが $\Gamma_{sc} < 2\pi \times 100\text{ kHz}$ を目標値と設定した。また、リュードベリ状態を $40 \leq n \leq 100$ から選択的に可能にするためには、ラビ周波数 Ω_B に対応する励起光の波長可変領域を $479.3\text{ nm} \leq \lambda_B \leq 480.9\text{ nm}$ まで広げる必要がある。これは周波数の可変域にして約 2 THz に対応する。

我々が開発したリュードベリ励起用光源のセットアップを図 4.3 に示す。このセットアップは、トランスファー共振器による周波数安定化システム [Bohlouli-Zanjani et al. 2006; Miroshnychenko et al. 2010; Béguin et al. 2013] と中間状態の電磁誘起透明化 (EIT) [Fleischhauer et al. 2005; Abel et al. 2009] による絶対周波数測定システムから成る。なお、表 4.3 リュードベリ励起用光源開発に使用した音響光学素子 (Acousto-Optic Modulator: AOM) のパラメータをまとめたものである。

780 nm の光と 480 nm の光の周波数安定化

ここでは、2つの光源の周波数安定化手法について述べる。我々が作成したトランスファー共振器は、市販のミラー (LCBS-20C05-500, SIGMAKOKI) と長さ $L = 30\text{ cm}$ の Ultra Low Expansion (ULE) スペーサーから作成している。ミラーの反射率は、波長 780 nm および 960 nm において 99.0% 程度であるため、見積もられる共振器フィネスは $\mathcal{F} \simeq 310$ である。実測値は、波長 780 nm , 960 nm において、それぞれ 380 , 300 であった。Free spectral range (FSR) は $\nu_{FSR} = c/(2L) \simeq 500\text{ MHz}$ であるため、共振器

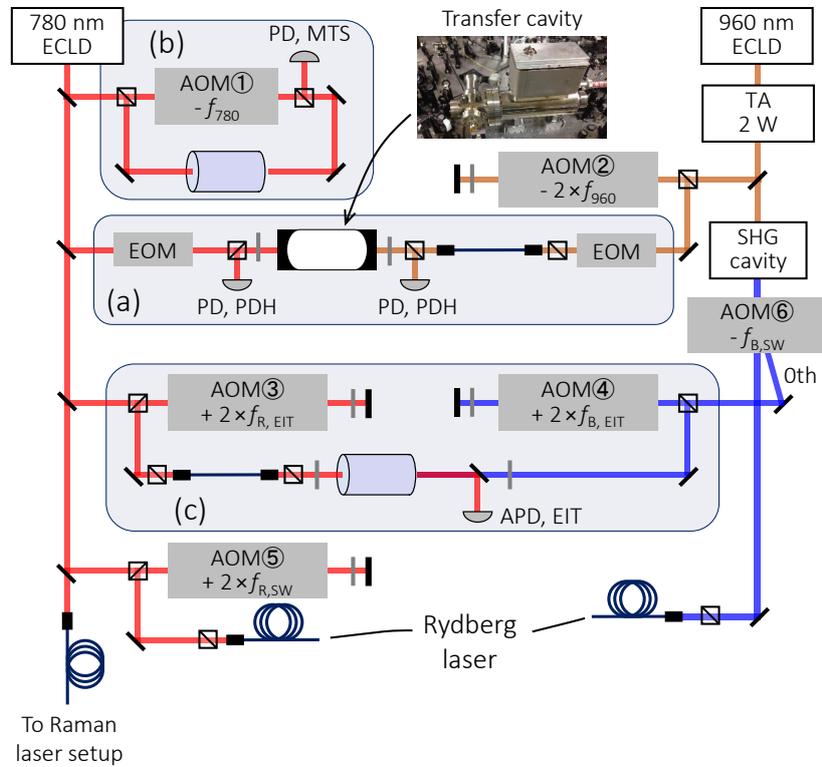


図 4.3: リュードベリ励起用光源のセットアップ. リュードベリ励起光は、波長 780 nm と 480 nm の 2 本のレーザー光から構成される. 波長 480 nm の光源は、波長 960 nm の ECLD の第二高調波 (SHG) を用いている. (a) 波長 780 nm の光源と波長 960 nm の光源は、真空内にマウントされた低フィネス共振器に周波数安定化を行う. (b) 共振器の共振器長は PZT により制御している. その共振器長は、波長 780 nm の光を介して MTS 信号に安定化している. (c) リュードベリ EIT 信号を常にモニターし、励起用光源の絶対周波数を監視している.

線幅はそれぞれ 1.3 MHz, 1.7 MHz である. そして、片側のミラーに PZT を取り付け、高真空中 (10^{-6} Torr) 内に設置した.

波長 780 nm の光源は干渉フィルター型の External Cavity Laser Diode (ECLD) を用いている. この光源をトランスファー共振器に入射し、Pound–Drever–Hall (PDH) 法 [Dreuer et al. 1983] を用いてエラー信号を取得している. 得られたエラー信号をループフィルターを通してフィードバック信号とし、波長 780 nm の光源の電流や ECLD の共振器長を制御するための piezoelectric (PZT) に還すことで周波数安定化を行っている.

トランスファー共振器の共振器長は、PZT により制御し、波長 780 nm の光を介し

表 4.3: リュードベリ励起用光源開発に用いた AOM のパラメータ. 図 4.3 のセットアップで使用した計 6 個の AOM のパラメータをまとめる. なお、トータルの周波数シフトは $\Delta f = \nu_f - \nu_i$ と定義し、 ν_i は AOM の光学系に入射するレーザー周波数、 ν_f は AOM によって周波数がシフトした後のレーザー周波数を表す. Single-pass 配置の AOM①と AOM⑥では、入力する RF 周波数を固定している. AOM⑤と AOM⑥は、それぞれ 780 nm, 480 nm の励起光の ON/OFF を行っている.

Label	Configuration	Input RF frequency	Total frequency shift Δf
AOM①	single-pass	$f_{780} = 80 \text{ MHz}$	$-f_{780}$
AOM②	double-pass	$f_{960} = 275 \sim 425 \text{ MHz}$	$-2 \times f_{960}$
AOM③	double-pass	$f_{R, \text{EIT}} = 60 \sim 100 \text{ MHz}$	$+2 \times f_{R, \text{EIT}}$
AOM④	double-pass	$f_{B, \text{EIT}} = 150 \sim 250 \text{ MHz}$	$+2 \times f_{B, \text{EIT}}$
AOM⑤	double-pass	$f_{R, \text{SW}} = 275 \sim 425 \text{ MHz}$	$+2 \times f_{R, \text{SW}}$
AOM⑥	single-pass	$f_{B, \text{SW}} = 80 \text{ MHz}$	$-f_{B, \text{SW}}$

て ^{87}Rb 原子の $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ に安定化している. 安定化手法は、Modulation Transfer Spectroscopy (MTS) [Raj et al. 1980] を用いている. この手法の利点は、ドップラー効果や近傍の吸収線に起因するオフセットが無く、長期安定度が期待できる点である. さらに、MTS を行う際のパンプ光の残留振幅変調に起因するエラー信号のオフセット [Jaatinen et al. 2008; Negnevitsky and Turner 2013] をなくすため、AOM①でパンプ光を $f_{780} = 80 \text{ MHz}$ だけシフトさせている. 従って、ロック点は $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 遷移から $\delta_{\text{offset}} = 2\pi \times 40 \text{ MHz}$ だけ離調した箇所となる.

波長 480 nm の光は、波長 960 nm の光源の第二高調波 (Second harmonic generation: SHG) を用いている. 使用した結晶は、Periodically-Poled, KTiOPO4: PPKTP であり、SHG の波長変換効率向上のため Bow tie 型の共振器内に配置されている. なお、SHG の基本波である波長 960 nm の光源は回折格子型の ECLD を使用し、Tapered Amplifier (TA) で増幅している. SHG 共振器の共振器長は、Hansch and Couillaud 法 [Hansch and Couillaud 1980] により安定化を行った. さらに、自動再ロックの機構 [Haze et al. 2013] を組み込み、一度ロックが外れても $\sim 20 \text{ ms}$ 以内で自動再ロックが可能となっている.

波長 960 nm の光の周波数は、共振器長が安定化されたトランスファー共振器を用い

て安定化している。PDH法によりトランスファー共振器のエラー信号を取り、960 nmの光源の電流・PZTにフィードバックしている。波長960 nmの光の周波数がトランスファー共振器の共振条件を満たす箇所がロック点となる。ロック点間の周波数間隔は、 $\nu_{\text{FSR}} = c/(2L) \simeq 500 \text{ MHz}$ である。ロック点の位置を可変にするため、我々はトランスファー共振器入射前の光学系にAOM②を挿入している。

リュードベリ EIT スペクトル

電磁誘起透明化 (electromagnetically induced transparency: EIT) は、Harris et al. (1990) に提案された概念である。3準位系において、2準位間に共鳴した強いカップリング光を照射すると、量子干渉効果によりもう一方の2準位間に共鳴した弱いプローブ光の吸収が抑圧される。Boller et al. (1991) により Λ 型 EIT が初めて観測され、現在では、その急激な屈折率変化を用いて光量子状態の再生・保存等の応用に向けた研究が盛んに行われている。

我々は、トランスファー共振器を用いて安定化された波長480 nmの光の絶対周波数を確認するため、Ladder型であるリュードベリ EIT の測定を行った。さらに、より確実な実験結果を得るために、実験中も常に EIT 信号をモニターし、前述したレーザーのロックが外れていないことを確認^{*1}可能なシステムを構築した。

以下では、対向させた780 nmの光と480 nmの光による EIT を考える (図4.3(c))。波長780 nmの光は $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 遷移から $\delta_{\text{R,EIT}}$ だけ離調した光を室温セル内の ^{87}Rb 原子に照射した。このとき波長780 nmの光を共鳴と感じる速度成分は、 $\delta_{\text{R,EIT}} = -\vec{k}_{\text{R}} \cdot \vec{v}$ を満たす。一方、波長480 nmの光の波数ベクトルを \vec{k}_{B} 、 $|5P_{3/2}, F'=3\rangle \leftrightarrow |nD_{5/2}\rangle$ 遷移からの離調を $\delta_{\text{B,EIT}}$ とすると、波長480 nmの光を共鳴と感じる速度成分は、 $\delta_{\text{B,EIT}} = +\vec{k}_{\text{B}} \cdot \vec{v}$ を満たす。ただし、 \vec{k}_{R} 、 \vec{k}_{B} はそれぞれ波長780 nm, 480 nm 光の波数ベクトルである。従って、2つの光を共鳴と感じる速度条件より、

$$\delta_{\text{B,EIT}} = -\frac{\lambda_{780}}{\lambda_{480}} \delta_{\text{R,EIT}}, \quad (4.6)$$

を得る。 $\lambda_{780}/\lambda_{480}$ は、Doppler-mismatch ファクターであり、 $\lambda_{780}/\lambda_{480} \simeq 1.625$ である。

次に、励起用光源開発に使用した AOM に入力する RF 周波数の設定方法について述べる。波長780 nmの光は、周波数オフセット $\delta_{\text{offset}}/2\pi$ からさらに AOM③で $+2f_{\text{R,EIT}}$

^{*1} より精確な実験データを得るためには、レーザーの周波数ロックが外れた際に取得されたデータサンプルを除外する必要がある。リュードベリ EIT 信号を常にモニターすることで、実験中に2本のリュードベリ励起光の周波数ロックが外れたか、外れていないか判断することが可能となる。この他にも、SHG共振器、トランスファー共振器、2本のラマン光、MOTクーリング光、リバンプ光の全てに Warning 回路を取り付け、1つでもロックが外れた際に取得したデータサンプルを自動的に除外するシステムを構築した。

だけシフトさせた光を EIT 用の室温セルに入射したため、EIT 用の室温セルに入射する離調は、

$$\delta_{R,EIT}/2\pi = \delta_{\text{offset}}/2\pi + 2f_1, \quad (4.7)$$

となる。波長 480 nm の光は、高速スイッチ用 AOM⑥の 0 次回折光を AOM④で $+2f_{B,EIT}$ だけシフトさせた光を室温セルに入射している。また、AOM⑥の -1 次回折光を単一モードファイバーに入射し、メインの実験テーブルへ運んでいる。ファイバー入射時における $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle \leftrightarrow |nD_{5/2}\rangle$ 遷移からの離調を $-\Delta$ とすると、EIT 用の室温セルに入射する離調は、

$$\delta_{B,EIT}/2\pi = -\Delta/2\pi + f_{B,SW} + 2f_{B,EIT}, \quad (4.8)$$

と表すことができる。ここで、 $f_{B,SW}$ は AOM⑥に入力する RF 周波数である。式 (4.7) と式 (4.8) を式 (4.6) に代入すると、

$$\Delta/2\pi = f_{B,SW} + 2f_{B,EIT} + \frac{\lambda_{780}}{\lambda_{480}} (\delta_{\text{offset}}/2\pi + 2f_{R,EIT}), \quad (4.9)$$

となる。AOM のパラメータ ($f_{R,EIT}$, $f_{B,EIT}$) を設定後、AOM②に入力する RF 周波数 f_{960} を調節して、EIT スペクトルの共鳴点とトランスファー共振器のロック点を合わせればよい。本論文では、 $\Delta/2\pi = 740$ MHz と設定したため、 $f_{R,EIT} = 80$ MHz, $f_{B,EIT} = 167.5$ MHz と選んだ。なお、波長 780 nm の光は、周波数オフセット $\delta_{\text{offset}}/2\pi$ からさらに高速スイッチ用 AOM⑤で周波数を $+2 \times f_{R,SW}$ だけシフトした後に単一モードファイバーに入射している。ゆえに、ファイバー入射時における $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 遷移からの離調を $+\Delta$ とすると、

$$\Delta/2\pi = \delta_{\text{offset}}/2\pi + 2 \times f_{R,SW}, \quad (4.10)$$

と表すことができる。従って、 $\Delta/2\pi = 740$ MHz とするためには、AOM⑤に入力する RF 周波数を $f_{R,SW} = 350$ MHz とすれば良い。

次に、EIT 信号の測定結果について述べる。EIT 用の室温セルを透過した 780 nm の光は、マルチモードファイバーに入射し、迷光を落とした後に APD module (C12703-01, Hamamatsu) で透過パワーを測定している。このモジュール (光感度 1.5×10^8 V/W、帯域 100 kHz) の出力を 12bitAD 変換し、自作ソフトウェアでモニターしている。さらに、このソフトウェアでは AOM②と AOM④の RF 周波数の制御も行っている。

図 4.4(a) は、 $\delta_{R,EIT} = 2\pi \times 200$ MHz を固定し、480 nm 光の周波数を 440 kHz ステップでスキャンした際の 780 nm の透過光を観測した結果である。なお、縦軸は 780 nm の光の透過光パワー、横軸は 480 nm の光の離調を示す。式 (4.6) を満たした時のみ、780 nm の吸収が抑圧され、EIT によるディップが生じる。63D_{3/2} と 63D_{5/2} の周波数

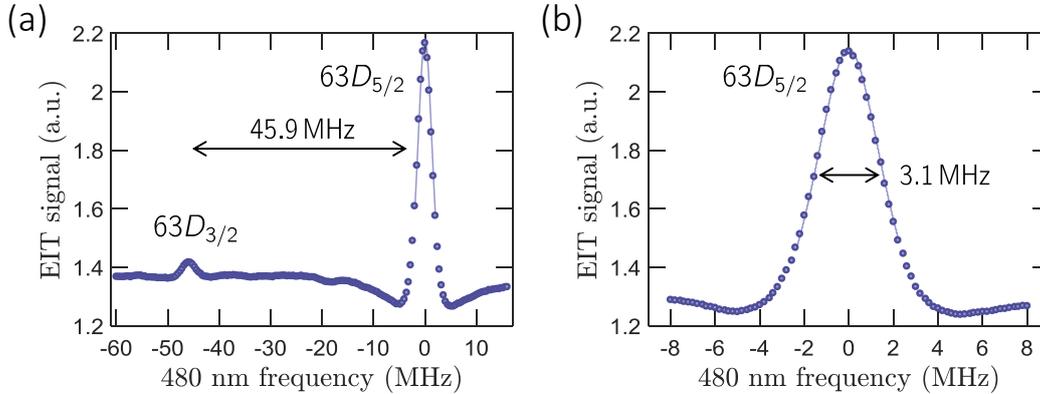


図 4.4: リュードベリ状態の電磁誘起透明化スペクトル. 780 nm の離調 $\delta_{R,EIT} = 2\pi \times 200$ MHz により速度選択されたリュードベリ状態の EIT スペクトルである. 縦軸は 780 nm の光の透過光パワー、横軸は 480 nm の光の離調 $\delta_{B,EIT}$ を示す. (a) 440 kHz および (b) 200 kHz ステップで 480 nm の光をスキャンし、100 回分のスキャンデータを積算した結果である. なお、横軸の基準はリュードベリ状態 $63D_{5/2}$ のスペクトル共鳴点としている.

間隔の測定結果は 45.9 MHz であり、量子欠損理論による計算値 45.8 MHz と良く一致する結果を得た。図 4.4(b) は、 $63D_{5/2}$ 近傍を 200 kHz ステップ (f_{960} を 50 kHz ステップ) でスキャンした結果である。EIT を用いることで波長計を上回る精度で周波数を調整することができる。EIT スペクトルの線幅は、3.1 MHz であり、これは主に 2 本のレーザーのパワー広がり起因する。

また、EIT 信号を用いて波長 480 nm の励起光の周波数ドリフトを測定した結果、 ~ 10 kHz/day であった。

4.2.2 リュードベリ励起光のアライメント

本節では、波長 780 nm の光と波長 480 nm の光から成るリュードベリ励起光のアライメント手法について述べる。図 4.5 は、これらの光の光学セットアップである。780 nm の励起光は、ラマン光 1 ^{*2} と同じ偏光であるため、同一の単一モードファイバーに入射し、実験テーブルに運んでいる。そして、ファイバー出射光は、オプティカルポンプ光と光軸をオーバーラップさせ、Glan-Taylor 方解石 (GT) や $\lambda/4$ 板、 $\lambda/2$ 板を経て σ^+

^{*2} ここでは、節 3.4.3 で使用した $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 間のラマン遷移に着目する。ラマン光は $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2, m_{F'}=2\rangle$ 遷移の光と $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=2, m_{F'}=2\rangle$ 遷移の光から構成され、それぞれのレーザー光をラマン光 1, ラマン光 2 と呼ぶ。ラマン光 1 は σ^+ 偏光、ラマン光 2 は π 偏光である。

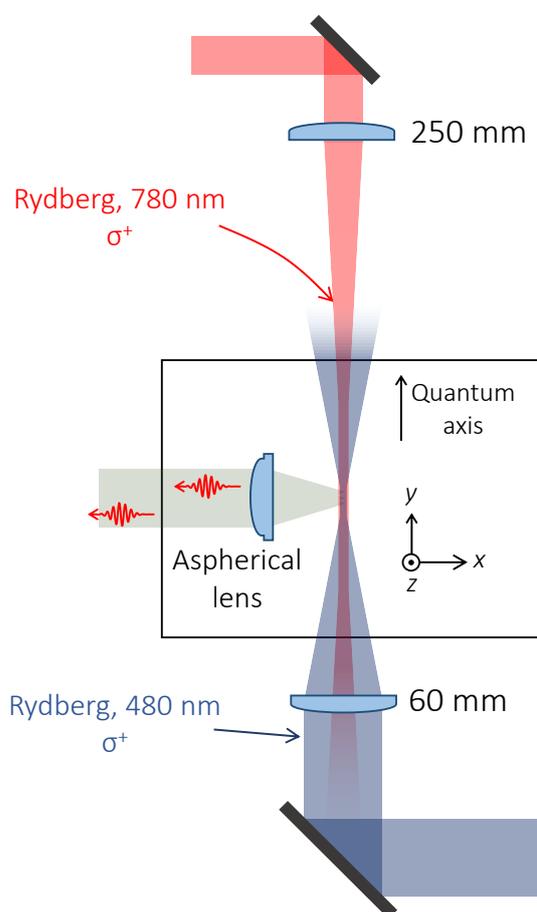


図 4.5: リュードベリ励起光の光学系. 波長 780 nm の励起光 (σ^+ 偏光) は、量子化軸の向きに対向させ、焦点距離 250 mm のレンズで集光した. 波長 480 nm の励起光 (σ^+ 偏光) は、780 nm の励起光に対向させ、焦点距離 60 mm のレンズで集光した.

偏光としている。偏光を定めた光は、焦点距離 250 mm の平凸レンズを用いて集光し、原子位置におけるビーム半径は $w_0 \simeq 45 \mu\text{m}$ である。480 nm の励起光は、単一モードファイバーからの出射光をコリメートした後、PBS を用いて偏光を初期化している。そして、 $\lambda/4$ 板により σ^+ 偏光とした後に焦点距離 60 mm のアクロマートレンズで集光している。2 本のリュードベリ励起光は、対向させることでドップラー効果を小さくしている。

光マイクロトラップアレー中の単一原子をグローバルに励起するためには、個々の原子位置における強度を均一にする必要がある。これらの光はガウシアンビームであ

るため、ミスアライメントによるビーム中心とシステム中心のズレが生じると、強度勾配が大きくなるため、式 (4.4) で定義されるラビ周波数に不均一性が生じる。そして、ラビ周波数の不均一性は系のデコヒーレンスの原因となるため、アライメントを精密に行う必要がある。以下では、我々が考案したアライメント手法について述べる。

波長 780 nm のリユードベリ励起光のアライメント

波長 780 nm のリユードベリ励起光とラマン光 1 は同一の単一モードファイバーを用いて実験テーブルに運び出射し、同じ光学素子を通してている。さらに波長も近いゆえ、ビーム径や強度分布を含め、同じプロファイルとなる。我々が考案したアライメント手法は、トラップアレー中の単一原子を用いてラマン遷移スペクトルを測定し、ラマン光自身の光シフト中心とシステム中心が一致するようにアライメントを行う方法である。

ここでは、節 3.4.3 で使用した $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ 間のラマン遷移を用いる。ラマン光は、 $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ 遷移に対応するラマン光 1 と $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ 遷移に対応するラマン光 2 から構成される。ラマン光 1 とラマン光 2 は、中間状態である $|5P_{3/2}, F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ から Δ だけ赤方に離調した光である。従って、ラマン光を照射すると、ラマン光 1 による光シフト $\Omega_1^2/(4\Delta^2) > 0$ とラマン光 2 による光シフト $-\Omega_2^2/(4\Delta^2) < 0$ が生じる (式 (3.13))。ラマン光 1 の光シフトを効率よく測定するために、図 4.6(a) に示すように光マイクロトラップアレーを配置した。トラップアレーは、 $5\ \mu\text{m}$ 間隔で並んだ一次元アレーであり、9 個のトラップから成る。従って、このシステムは z 軸方向に $40\ \mu\text{m}$ の長さを持つ。アレーをラマン光 2 の光軸に沿って並べることで、ラマン光 2 による光シフトの不均一性を抑え、ラマン光 1 により個々のサイトに生じる光シフトのばらつきを見ることができる。

図 4.6(b) の青プロットは、トラップアレー内にビーム中心を合わせた後に測定した個々のサイトのラマン遷移スペクトルである。サイトごとにスペクトルを解析すると、ラマン光 1 の光シフトにより遷移周波数が異なることが分かる。図 4.6(d) の青プロットは、各サイトの遷移周波数をプロットした結果である。横軸は、 z 軸方向の位置を示す。この結果より、ラマン光 1 のビーム中心は $z_0 \simeq -7.2\ \mu\text{m}$ であることが分かった。我々は、このズレを目安にアライメントを行った。ビームアライメントは、平凸レンズ前のミラーで行っている (図 4.5)。レンズの焦点距離は $f = 250\ \text{mm}$ であるため、ラマン光 1 のレンズの入射角度を $\theta = \tan^{-1}(z_0/f) \simeq 29\ \mu\text{rad}$ だけ変えれば良い。

図 4.6(b) の赤プロットは、ミラーによってレンズの入射角を調節した後の個々のサイトのラマン遷移スペクトルである。各サイトの遷移周波数 (図 4.6(d) の赤プロット)

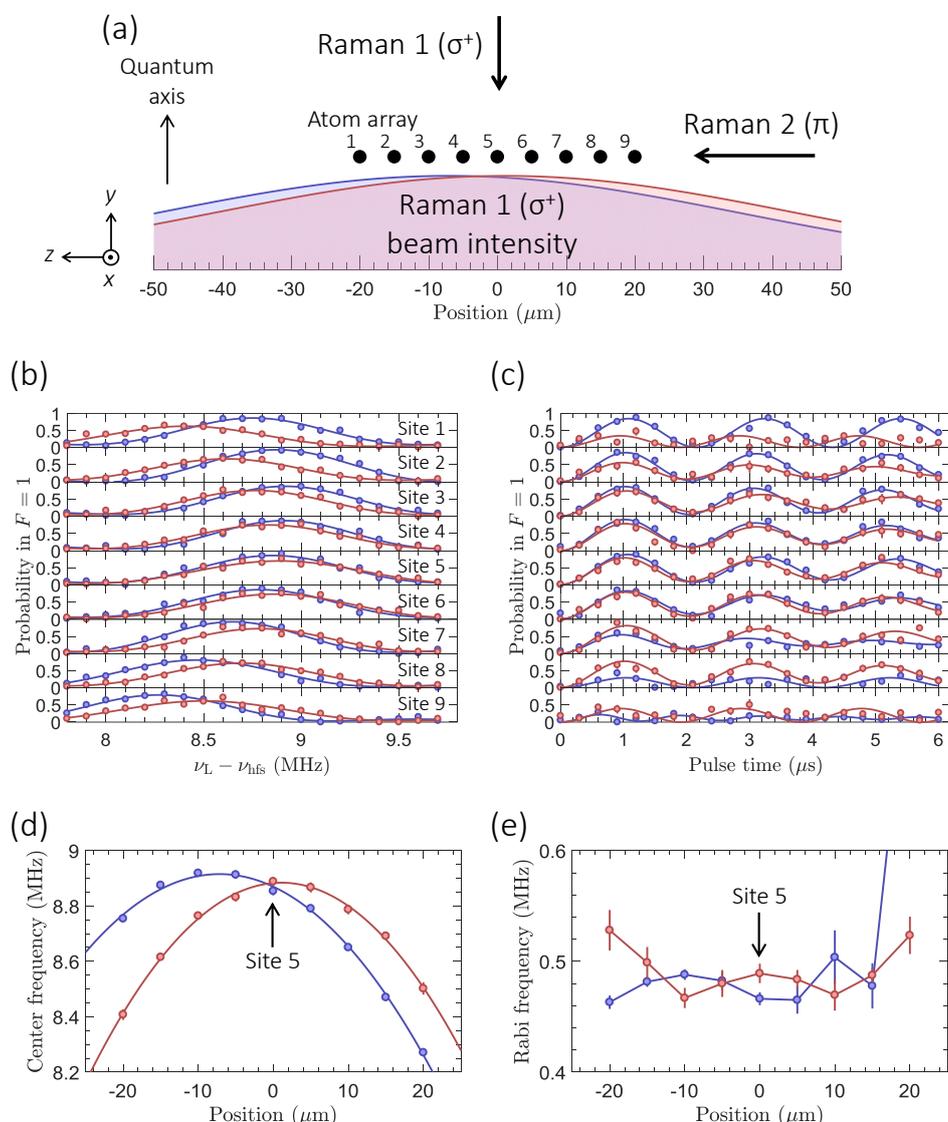


図 4.6: ラマン光の光シフトを用いたビームアライメント. (a) システム中心に $5\mu\text{m}$ 間隔の一次元アレーをラマン光 2 の光軸に沿って配置し、ラマン光 1 の強度に依存する光シフトの不均一性を観測する. (b) 個々のサイトのラマン遷移スペクトル. (a, b) の実線はフィッティング曲線である. (c) ラマン光の差周波数をサイト 5 の共鳴周波数に合わせ、個々のサイトのラビ振動を測定した結果である. (d) 個々のサイトの遷移周波数であり、実線はフィッティング曲線である. (e) 個々のサイトの実効ラビ周波数. なお、(a-e) の青線はアライメント前、赤線はアライメント後の結果である.

を解析した結果、光シフト中心とシステム中心を $1.1 \mu\text{m}$ まで合わせるができた。また、アライメント前後の遷移周波数の結果より、ラマン光 1 のビーム半径はそれぞれ $48(4)$, $44(2) \mu\text{m}$ であり、予想値 $45 \mu\text{m}$ と一致する。図 4.6(c) は、アライメント前後のラビ振動である。なお、2 本のラマンレーザーの差周波数は、システム中心であるサイト 5 の遷移周波数に合わせている。ラビ振動の振幅は、式 (3.14) より $\Omega^2 / (\Omega^2 + \delta^2)$ で与えられるため、サイト 5 から離れるとともに δ が増加し、振幅が減少することが分かる。図 4.6(e) は、個々のサイトのラビ振動に減衰振動関数でフィッティングを行い、実効的なラビ周波数 $\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ をプロットした結果である。なお、青・赤プロットはそれぞれアライメント前後の結果を示す。アライメントにより、システム中心に対して対称の実効ラビ周波数となっている。システム中心近傍に着目すると、中心に置かれたサイト 5 の原子の実効ラビ周波数が最も高く、その周辺のサイトは実効ラビ周波数が減少していることが分かる。この理由は、中心から離れるにつれラマン光 1 の強度が小さくなり、ラビ周波数 Ω が小さくなるためだと考えられる。この実験では、 $z \simeq \pm 10 \mu\text{m}$ で最小値を取った。一方、システム中心から $\pm 10 \mu\text{m}$ 以上離れたサイトに着目すると、実効ラビ周波数が急激に増加していることが分かる。これは、ラマン光 1 の強度変化に対する Ω の減少分よりも、光シフトによる δ の増加分の方が大きくなり、実効ラビ周波数が増加したと考えられる。

図 4.6(c) の各サイトのラビ周波数の結果より標準偏差を求めると、アライメント前は 20%、アライメント後は 4% であった。なお、これは z 軸方向 $-20 \sim 20 \mu\text{m}$ の領域におけるラビ周波数揺らぎである。波長 780 nm のリユードベリ励起光の不均一性から生じるラビ周波数 Ω_R の揺らぎも同程度であることが予想される。

波長 480 nm のリユードベリ励起光のアライメント

次に波長 480 nm のリユードベリ励起光のアライメント手法について述べる。我々は、 xz 平面における 480 nm の光のアライメント基準として、スポット半径 $3 \mu\text{m}$ 程度、波長 850 nm の光双極子トラップ (Far Off Resonance optical dipole force Trap: FORT) を用いた。図 4.7(a) は、 $4 \mu\text{m}$ 間隔の 3×3 正方格子アレーを生成するマイクロトラップ光と FORT 光の光学配置である。

図 4.7(b) は MOT と光マイクロトラップアレーを重ねたときの蛍光画像、図 4.7(c) は MOT と FORT を重ねたときの原子の蛍光画像である。トラップ内では、原子の空間密度が増すため MOT 内の原子雲よりも蛍光量が増加する。この蛍光画像からトラップ位置を視覚化することができる。我々は、光マイクロトラップアレーの位置を固定し、FORT 光の光軸が光マイクロトラップアレーの中心に合うようにアライメントを行った。その手法は、トラップアレーの深さを約 $400 \mu\text{m}$, FORT の深さを約 $500 \mu\text{K}$ と浅くし、2 つのトラップが 3 次元空間で重なったときのみロードされる条件に設定し

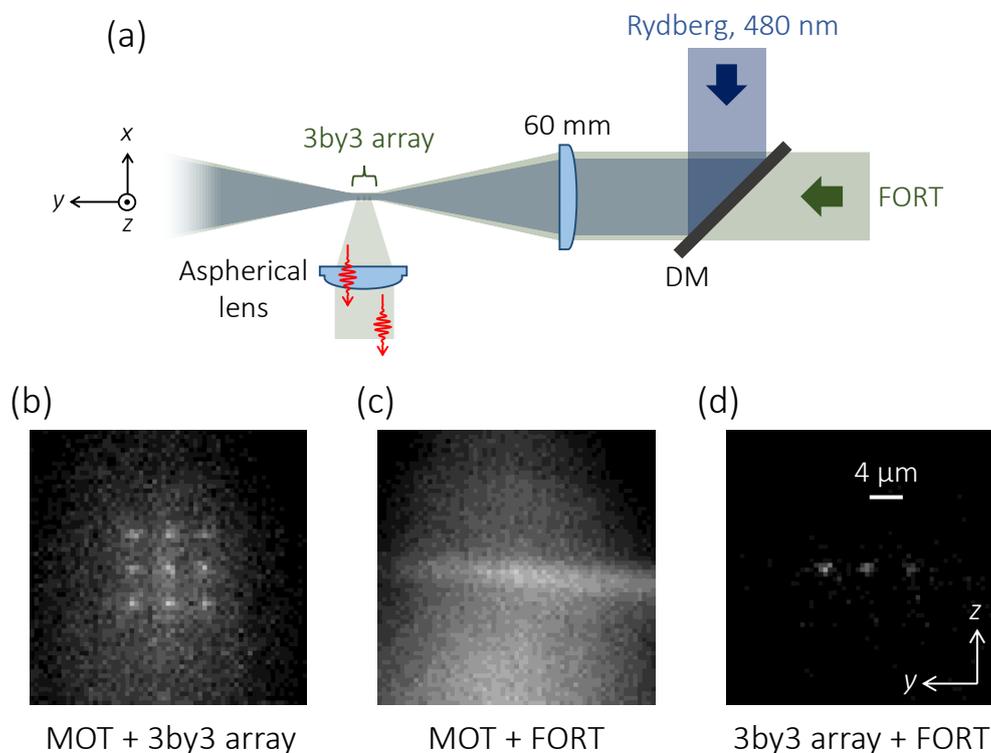


図 4.7: 光双極子トラップ (FORT) と光マイクロトラップアレー. (a) 3×3 正方格子アレーを生成するマイクロトラップ光と波長 480 nm のリュードベリ励起光、FORT 光の光学配置である. 480 nm の光と FORT 光は、ダイクロイックミラー (DM) で光軸を一致させた. (b) MOT と深さ 1 mK のトラップアレー、(c) MOT と FORT、(d) トラップアレーと FORT をオーバーラップさせた際の平均蛍光画像である. (c) は、深さ $\sim 400 \mu\text{K}$ のトラップアレーと深さ $\sim 500 \mu\text{K}$ の FORT を用いて、2 つのトラップがオーバーラップし、トラップ深さが大きくなったサイトのみロードされる. なお、原子からの蛍光は非球面レンズで集めている.

た。この条件化で単一原子のローディング効率が向上するように FORT 光の位置を微調した。図 4.7(d) は、アライメント後の 2 つのトラップ内の原子の平均蛍光画像をである。 3×3 正方格子のトラップの内、2 列目の計 3 個のトラップのみが FORT と空間的に重なったことが分かる。我々は、アライメント後の FORT 光の光軸と波長 480 nm のリュードベリ励起光の光軸を一致させた。なお、480 nm の光はダイクロイックミラー (DM) で FORT 光と重ね、焦点距離 60 mm のレンズで集光した (図 4.7(a))。

しかしながら、波長 850 nm の FORT 光に 480 nm の光をオーバーラップさせても、

表 4.4: システムサイズとリュードベリ励起光のスポット半径. 各節で使用したシステムサイズ、トラップ数 N 、リュードベリ励起光のビーム半径 $w_{R,0}$, $w_{B,0}$ をまとめる.

Dimension	Size	N	Section	$w_{R,0}$ (μm)	$w_{B,0}$ (μm)
–	–	1	4.3.2	45	5.7
2d	$3 \times 3 \mu\text{m}^2$	4	4.5.1	45	6
1d	$45 \mu\text{m}$	15	4.5.4	45	13
2d	$6 \times 6 \mu\text{m}^2$	6	5.2	45	13
1d	$15 \mu\text{m}$	5	5.3	45	13

色収差のため光軸方向 (y 軸) の焦点位置にずれが生じる。そこで、焦点距離 60 mm のレンズを y 軸方向に $20 \mu\text{m}$ ステップで変化させ、単一原子系の基底状態と励起状態間のラビ振動を観測し、ラビ振動が大きくなる位置にレンズを固定した。なお、 y 軸方向のレンズ位置を動かさず都度 x, z 軸方向を FORT を用いたアライメントを行った。

表 4.4 は、本論文で用いたシステムサイズとリュードベリ励起光のスポット半径をまとめたものである。中間状態とリュードベリ状態間の遷移双極子 $\langle 5P_{3/2} | \hat{d} | nD_{5/2} \rangle$ は $(n^*)^{-3/2}$ でスケールされるため、主量子数が大きくなるほど 480 nm の光源の強度を要する。従って、現状の波長 480 nm のレーザーパワーで主量子数の大きなリュードベリ状態にコヒーレント励起を行うためには、ビーム半径を小さくする必要がある。そこで、我々は 480 nm のビーム半径を $w_{B,0} \simeq 6 \mu\text{m}$ まで小さくした。このときのビーム半径、パワーで励起可能なリュードベリ状態の主量子数は $n \lesssim 63$ となるが、480 nm 光の光軸と垂直方向のシステムのサイズは $3 \mu\text{m}$ 程度に制限される。節 4.5.4 以降では、システムサイズを広げるためビーム半径を $w_{B,0} \simeq 13 \mu\text{m}$ とした。ビーム半径を大きくしたことにより光強度が低下し、励起可能なリュードベリ状態の主量子数は $n \lesssim 55$ となる。

4.3 単一原子のリュードベリ状態への励起

4.3.1 リュードベリ状態の観測と時間系列

原子をリュードベリ状態に励起し、観測するための時間系列を図 4.8(a) に示す。まず、蛍光観測により単一原子の存在を確認した後に、バイアス磁場を \vec{B}_{comp} から \vec{B}_q に

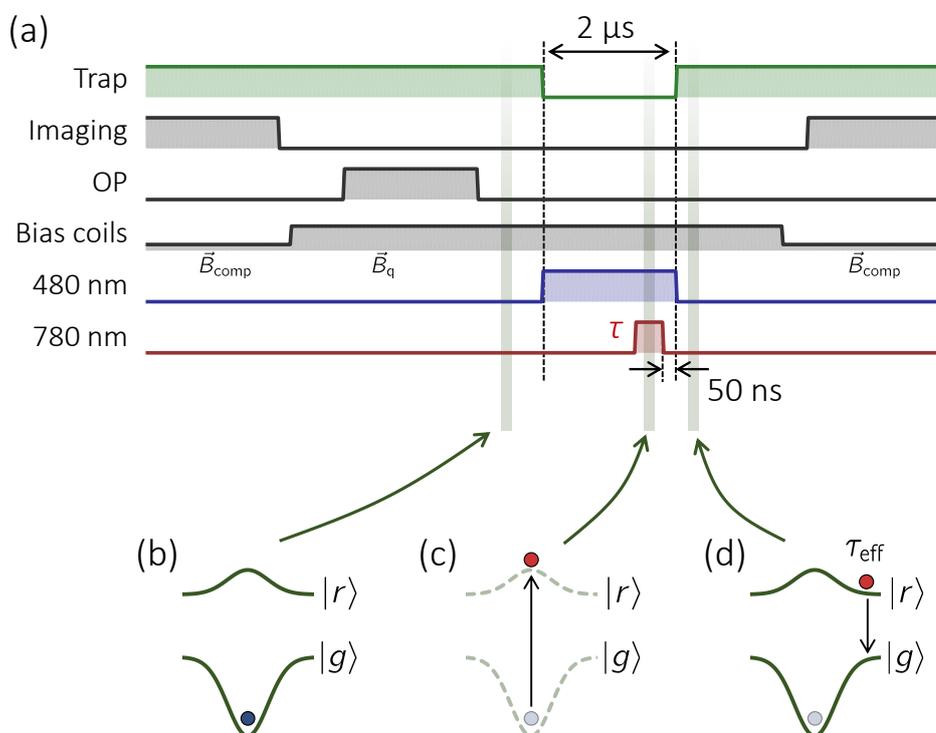


図 4.8: リュードベリ励起の時間系列. (a) $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ に内部状態を初期化し、 $|r\rangle = |nD_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ への励起光を照射する. (b) 波長 850 nm のトラップ光は $|r\rangle$ にアンチトラップポテンシャルを生成する. (c) アンチトラップポテンシャルを避けるため、励起光照射中はトラップ光を切り、(d) 内部状態が $|g\rangle$ の原子のみを再キャッチすることで、リュードベリ状態のロス検出を行う. $|r\rangle$ の原子がロスする確率は、 $|r\rangle$ の実効的な寿命 τ_{eff} に依存する.

変更して単一原子の内部状態を $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ に初期化する。これは、基底状態とリュードベリ状態間の遷移強度が磁気副準位に依存するためである。次に、マイクロトラップ光を切り、自由空間中の単一原子にリュードベリ励起光を照射する。そして、再びマイクロトラップ光を照射する。この際、単一原子が状態 $|g\rangle$ であれば再キャッチされ、 $|r\rangle$ ならばトラップから逃げる。最後に、再びトラップ内原子にイメージング光を照射し、蛍光観測により原子が存在するか、存在しないかを測定する。以上のシーケンスを各点につき 100 回以上繰り返し、単一原子のロス確率を見ることでリュードベリ状態の励起確率が分かる。波長 780 nm の励起光のスイッチング速度は約 40 ns、波長 480 nm の励起光のスイッチング速度は約 50 ns、トラップ光は約 40 ns である。これらは全て高速フォトディテクターでモニターし、2つの励起光とトラップ光が

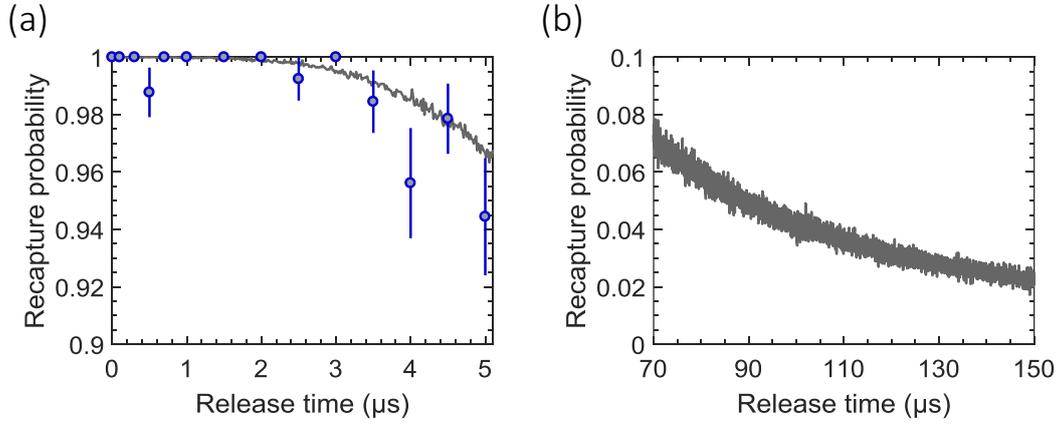


図 4.9: トラップ光の開放時間と再キャッチ確率. 測定手法は、節 3.2.3 で述べている. (a) 開放時間 0 ~ 5 μs 、(b) 開放時間 70 ~ 150 μs における再キャッチ確率である. (a) の青丸プロットは測定結果、エラーバーは統計誤差を示す. (a, b) の実線は、トラップ深さ $U_0 = k_B \times 0.48 \text{ mK}$ 、動径方向のトラップ周波数 $\omega_r = 2\pi \times 66 \text{ kHz}$ 、原子温度 $T = 35 \mu\text{K}$ における Monte carlo シミュレーション結果 (10,000 回の統計の平均値) である.

オーバーラップしないよう注意している。

以下では、“自由空間中で”リュードベリ励起光を照射する理由やリュードベリ状態の観測効率について述べる。 $D1$ 遷移や $D2$ 遷移から大きく赤方離調した波長 850 nm のトラップ光は、リュードベリ状態にアンチトラップポテンシャル (図 4.8(b)) を形成する。その光シフト量は、位置により振幅が変化する振動電磁波中の自由電子のモデルを用いると、ポンデロモーティブポテンシャルより計算できる [Markert et al. 2010]。時間平均では、

$$h\nu_{\text{ls}} = \frac{e^2 I}{2m_e \epsilon_0 c (2\pi\nu_L)^2}, \quad (4.11)$$

となる。ここで、 ν_L はレーザー周波数、 I は強度である。基底状態に 1 mK の光シフトを作るトラップ光強度を考えると、 $\nu_{\text{ls}} \simeq +3 \text{ MHz}$ であり、わずかにアンチトラップポテンシャルが形成される。我々は、このアンチトラップポテンシャルによりリュードベリ状態に励起された原子をトラップから逃がし、“原子ロス”を観測することでリュードベリ状態の観測を行う。

高効率にリュードベリ原子を観測するためには、リュードベリ状態の実効的な寿命 τ_{eff} よりも速くリュードベリ原子がトラップ領域外に移動する必要がある (図 4.8(d))。図 4.9(a) は、基底状態原子の光トラップ再キャッチ確率の開放時間依存性である。青丸プロットは測定値、実線は Monte carlo シミュレーション結果を示す。なお、シミュ

レーションでは節 3.2.3 で測定した原子温度 $T = 35 \mu\text{K}$ を仮定した。基底状態の原子が再キャッチされる確率は、開放時間 $2 \mu\text{s}$ 以下では $\eta_{\text{recap}} \simeq 0.998$ 以上を得ることができ (図 4.9(a))。一方で、リュードベリ状態 $55D_{5/2}$ ($63D_{5/2}$) の実効的な寿命 $\tau_{\text{eff}} \simeq 87 \mu\text{s}$ ($\tau_{\text{eff}} \simeq 122 \mu\text{s}$) 程解放後、基底状態の原子をロスする確率は、 $\eta_{\text{loss}} \simeq 0.95$ ($\eta_{\text{loss}} \simeq 0.97$) となる (図 4.9(b))。なお、実際にリュードベリ状態に励起されるとアンチトラップポテンシャルにより原子はさらに加速されるため、リュードベリ状態のロス検出による観測効率は η_{loss} 以上となることが推測される。

自由空間中で実験を行うことで、節 3.2.1 で調べた光マイクロトラップアレーの各サイト間の残留光シフト分散を無くすることができる利点がある。しかしながら、開放時間を伸ばすと基底状態の原子を再キャッチする確率 η_{recap} が低下するため、実験時間は $2 \mu\text{s}$ 程となる。ゆえに、単一原子系のラビ振動を 1 サイクル以上観測するためには、ラビ振動の周期を $2\pi/\Omega \lesssim 2 \mu\text{s}$ とする必要がある。

4.3.2 基底状態–リュードベリ状態間のコヒーレント遷移

以下では、図 4.8(a) の時間系列において、単一原子をロスした確率をリュードベリ原子の励起確率 P_r とし、 P_r の離調 δ_L 依存性や励起光の照射時間 τ 依存性を測定した結果について述べる。

$|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 遷移のスペクトル測定

リュードベリ状態 $nD_{5/2}$ のランダウの g 因子は $g_J \simeq 6/5$ であるため、 $nD_{5/2}$ の磁気副準位 $m_J = 5/2$ のゼーマンシフトは 4.2 MHz/G となる。また、基底状態 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ のゼーマンシフトは 1.4 MHz/G であるため、基底状態からリュードベリ状態への遷移周波数の磁場に対する依存性は 2.8 MHz/G となる。さらに、リュードベリ状態の励起光自身の光シフトを加味すると、量子化軸用磁場 \vec{B}_q 中の実効的な離調は、

$$\delta \simeq \delta_L - \left(\delta_{\text{zeeman}} - \frac{\Omega_R^2}{4\Delta^2} + \frac{\Omega_B^2}{4\Delta^2} \right), \quad (4.12)$$

となる。ここで、 δ_L は 2 光子励起レーザーの離調、 δ_{zeeman} はトータルのゼーマンシフト量、 Ω_R は波長 780 nm の光による $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ 遷移間のラビ周波数、 Ω_B は波長 480 nm の光による $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle \leftrightarrow |nD_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 遷移間のラビ周波数である。本論文では、波長 780 nm の励起光を中間状態である $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ から Δ だけ青方向に離調し、波長 480 nm の励起光は中間状態とリュードベリ状態から Δ だけ赤方向に離調している。そのため、これらの光による光シフトは $-\Omega_R^2/(4\Delta) < 0$ 、 $\Omega_B^2/(4\Delta) > 0$ となる。

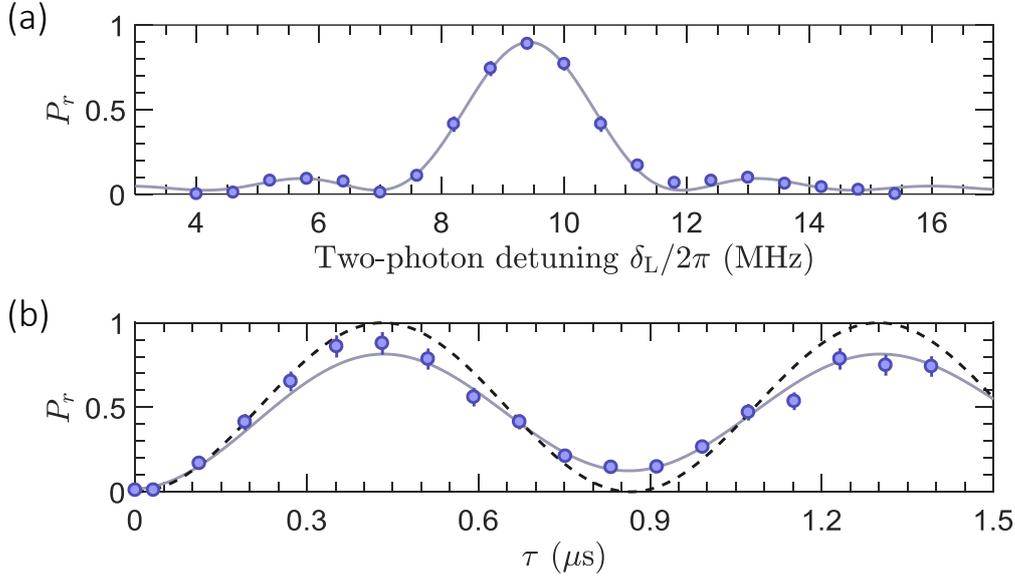


図 4.10: 単一原子のリュードベリ励起スペクトルとラビ振動測定. (a) 基底状態からリュードベリ状態への遷移スペクトルである. 縦軸は励起確率 P_r を示し、横軸は2光子励起レーザーの離調 δ_L である. 実線は式 (4.13) の関数によるフィッティング曲線である. (b) 2光子励起光の離調をスペクトルの共鳴に設定し、基底状態とリュードベリ状態間のラビ振動を測定した結果である. 縦軸は励起確率 P_r 、横軸は励起光の照射時間 τ を示す. 実線は減衰振動関数、破線は振動関数によるフィッティング曲線である. なお、(a, b) のエラーバーは統計誤差を示す.

各パラメータは、 $|\vec{B}_q| \simeq 4 \text{ G}$ 、 $\Delta \simeq 2\pi \times 740 \text{ MHz}$ 、 $\Omega_R \sim 2\pi \times 100 \text{ MHz}$ 、 $\Omega_B \sim 2\pi \times 30 \text{ MHz}$ と設定している。ゆえに式 (4.12) の括弧内の項は、 $\delta_{\text{zeeman}} \simeq 2\pi \times 11.2 \text{ MHz}$ 、 $\Omega_R^2/(4\Delta) \sim 2\pi \times 3 \text{ MHz}$ 、 $\Omega_B^2/(4\Delta) \sim 2\pi \times 300 \text{ kHz}$ となる。従って、非球面レンズ等の帯電による浮遊電荷により生成された電場による DC シュタルクシフトを考えなければ、 $\delta_L \sim 2\pi \times 9 \text{ MHz}$ 付近でリュードベリ遷移スペクトルが現れることが予測される。本論文で用いた実験系は電場を制御することができないため、前述した残留電場が存在するとリュードベリ状態の遷移周波数は大きくシフトする。 $63D_{5/2}$ の電場によるシフト量は $-1091 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ である。

図 4.10(a) は、励起光照射時間を $\tau = 0.4 \mu\text{s}$ としたときのリュードベリ状態 $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の遷移スペクトルである。横軸は、2光子遷移レーザーの離調 δ_L であり、自由空間中における $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 間の遷移周波数を基準としている。縦軸は、原子のロス確率を示し、これをリュードベリ状態への励起確率 P_r とし

ている。なお、実験はフィッティング曲線を示し、以下の関数を用いた。

$$P_r(\delta_L) = y_0 + A_0 \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\delta_L - \delta_0)^2} \sin^2 \left(\frac{\tau}{2} \sqrt{\Omega^2 + (\delta_L - \delta_0)^2} \right). \quad (4.13)$$

y_0, A_0, δ_0 がフィッティングパラメータである。フィッティング結果より、基底状態とリュードベリ状態間に共鳴となる励起光の離調 $\delta_L = \delta_0$ がわかる。得られた結果は、 $\delta_0 \simeq 2\pi \times 9.42(2)$ MHz であり、浮遊電荷による電場を加味しない予想値とおおよそ一致した結果を得た。

$|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 遷移のラビ振動測定

次に、励起光の離調 δ_L を図 4.10(a) で測定したリュードベリ状態への遷移周波数に合わせ、実効的な離調を $\delta = 0$ として $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 遷移間のラビ振動測定を行った。設定条件 $\Delta \simeq 2\pi \times 740$ MHz、 $\Omega_R \sim 2\pi \times 100$ MHz、 $\Omega_B \sim 2\pi \times 30$ MHz から予想されるラビ周波数は、式 (4.4) より $\Omega \sim 2\pi \times 4$ MHz となる。

図 4.10(b) は、実際に測定したラビ振動の結果である。縦軸はリュードベリ状態への励起確率 P_r 、横軸は励起光の照射時間 τ である。実線は関数:

$$P_r(\tau) = y_0 + A_0 e^{-\tau/\tau_d} \sin^2 \left(\Omega \frac{\tau}{2} \right), \quad (4.14)$$

によるフィッティング曲線を示す。ここで、 y_0, A_0, τ_d, Ω はフィッティングパラメータである。フィッティング結果より、ラビ周波数 $\Omega \simeq 2\pi \times 1.15(1)$ MHz が得られ、予想値 $\sim 2\pi \times 4$ MHz よりも大幅に下回る結果となった。予想値と測定値の差は、励起光のミスアライメントや原子位置における励起光のビーム半径・パワーの見積り誤差が考えられる。また、フィッティングより得られた緩和時間は $\tau_d \simeq 6.0 \pm 1.5 \mu\text{s}$ 、確率の振動振幅は $A_0 \simeq 0.79 \pm 0.03$ であった。次節では、緩和の起源や確率振幅 $A_0 \neq 1$ となる要因について述べる。

4.3.3 単一原子系におけるデコヒーレンス要因

基底状態 $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ およびリュードベリ状態 $|r\rangle = |63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ から成る 2 準位系を考えると、離調 $\delta = 0$ におけるラビ振動は、 $P_r(\tau) = \sin^2 \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right)$ 、と表される。しかしながら、実際に観測したラビ振動 (図 4.10(b)) は振動振幅が 1 とならず、振動の減衰が見られる。本節では、まず、これらの要因を列挙する。

中間状態からの自然放出

我々は、リュードベリ状態への励起に2光子遷移を用いている。なお、2本の励起光は中間状態から離調 Δ を取っている。基底状態からの遷移に対応する波長 780 nm の励起光を原子に照射すると、中間状態 $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ に遷移する確率がある。中間状態に遷移した原子は中間状態の自然幅 $\Gamma_m \simeq 2\pi \times 6.06$ MHz のレートでさまざま自然放出し、ラビ振動の減衰となる。基底状態から中間状態への遷移レート Γ_{sc} は式 (4.5) から計算でき、 Γ_{sc} を抑えるためには $\Omega_R \ll \Delta$ とする必要がある。我々の実験条件 ($\Omega_R \simeq 2\pi \times 100$ MHz, $\Delta \simeq 2\pi \times 740$ MHz) では、 $\Gamma_{sc} \simeq 2\pi \times 27$ kHz と推測される。これは時間スケールにすると $2\pi/\Gamma_{sc} \simeq 37$ μ s となる。

リュードベリ状態からの自然放出

リュードベリ状態は有限な寿命を持つ。図 4.10(b) の実験で用いたリュードベリ状態 $63D_{5/2}$ の実効的な寿命は $\tau_{\text{eff}} \simeq 122$ μ s である (表 4.2 参照)。従って、リュードベリ状態の寿命による緩和はレートは $1/\tau_{\text{eff}} \simeq 8.2$ kHz であり、ラビ周波数 $\Omega/2\pi \sim 1$ MHz よりも十分小さい値となる。

原子温度に起因する効果

ここでは、節 3.2.3 で測定した原子温度 $T \simeq 35$ μ K を仮定する。原子の速度分布は $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m} \simeq 58$ nm/ μ s だけ幅を持つ。我々は、実験毎に異なる速度を持つ原子を用いているゆえ、ドップラーシフトにより原子の共鳴周波数が揺らぎを持つことが予想される。周波数揺らぎの標準偏差は $|\vec{k}_R + \vec{k}_B| \cdot \sigma_v / (2\pi) \simeq 46$ kHz で与えられる。これは時間スケールに換算すると、約 22 μ s の緩和となる。さらに、原子温度に起因する原子の位置揺らぎが考えられる。その大きさは $\sigma_v \tau \leq 116$ μ m となる。ここで、 τ はリュードベリ状態への励起光照射時間であり、本論文では $\tau \leq 2$ μ s とした。位置揺らぎにより原子が感じる励起光の強度が変化し、ラビ周波数や励起光自身の光シフトに揺らぎが生じることが予想される。図 4.10(b) の実験で使用した波長 480 nm の光のスポット半径は約 6 μ m であり、位置揺らぎよりも一桁以上大きい。

リュードベリ励起用光源に起因する効果

節 4.2.1 で開発した波長 780 nm, 480 nm の励起用光源の周波数揺らぎは、それぞれ 210, 220 kHz 程度であった。従って、2光子励起光源トータルの周波数揺らぎは約 430 kHz となり、 ~ 2 μ s の時間スケールでラビ振動を減衰させる。現状の単一原子系

におけるデコヒーレンス要因は、励起光の周波数揺らぎが支配的となっている。また、励起用光源の強度揺らぎは、ラビ周波数の揺らぎや式 (4.12) で記した光シフトの揺らぎとなる。

状態観測エラー

我々は、リュードベリ状態の原子をのトラップから逃がし、基底状態の原子のみをトラップ内に残すことで状態の観測を行っている。基底状態原子の観測エラー ϵ_g やリュードベリ状態の観測エラー ϵ_r が存在するとき、原子が状態 $|i\rangle$ ($i \in g, r$) にあると実験的に判断される確率 P_i は以下のように表される。

$$P_g = (1 - \epsilon_g) \tilde{P}_g + \epsilon_r \tilde{P}_r \quad (4.15)$$

$$P_r = \epsilon_g \tilde{P}_g + (1 - \epsilon_r) \tilde{P}_r \quad (4.16)$$

ここで、 \tilde{P}_i ($i \in g, r$) は実際の確率である。式 (4.16) を例にとって説明すると、第一項は、基底状態の原子がロスする確率 ϵ_g により実際には $|g\rangle$ である確率が干渉することを示す。第二項は、リュードベリ状態の原子がロスしない確率 ϵ_r により実際には $|r\rangle$ である確率が減少することを示す。ここで、トータルの確率は $P_g + P_r = 1$, $\tilde{P}_g + \tilde{P}_r = 1$ であることから、 $\tilde{P}_g = 1 - \tilde{P}_r$ を式 (4.16) に代入すると、

$$P_r = \epsilon_g + [1 - (\epsilon_g + \epsilon_r)] \tilde{P}_r, \quad (4.17)$$

を得る。従って、2つの状態の観測効率の和 $\epsilon_g + \epsilon_r$ の分だけ式 (4.3.3) の振動振幅が減少し、 ϵ_g だけ観測される確率にオフセットが乗ることが分かる。節 4.3.1 で導入した $\eta_{\text{recap}}, \eta_{\text{loss}}$ を用いると、各状態の観測エラーは $\epsilon_g = 1 - \eta_{\text{recap}} \simeq 0.002$, $\epsilon_r \leq 1 - \eta_{\text{loss}} \simeq 0.03$ となる。これらの値から推測される振動振幅は、 $[1 - (\epsilon_g + \epsilon_r)] \gtrsim 0.97$ である。

内部状態の初期化効率

内部状態が $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ に初期化されなかった原子は、リュードベリ励起光とカップルしないため、基底状態として観測される。 $|g\rangle$ への初期化効率は、節 3.4.3 において $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ 間のラマン遷移を用いて測定しており、99% 以上であることを確認している。

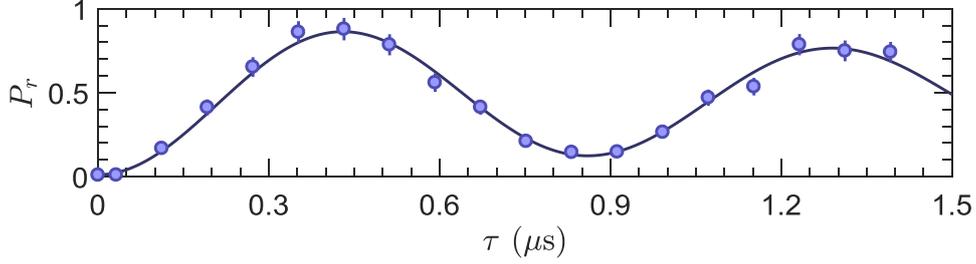


図 4.11: 基底状態とリュードベリ状態間のラビ振動測定. 縦軸はリュードベリ状態への励起確率 P_r 、横軸は励起光の照射時間 τ である. プロットは、図 4.10(b) と同じ実験結果を示す. 実線は、関数 $P_r(\tau) = y_0 + A_0 \tilde{P}_r(\tau)$ でのフィッティング曲線である. ここで、 $\tilde{P}_r(\tau)$ は式 (4.21) より与えられる.

次に、2 準位系システム $\{|g\rangle, |r\rangle\}$ に上述した緩和の効果を含んだ緩和オペレータ $\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}]$ を導入し、より詳細なモデルを考える. 緩和があるときのリュードベリ状態への励起確率は、緩和 $\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}]$ を含んだリュービル方程式:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{L}}, \quad (4.18)$$

より記述される. ただし、 $\hat{\rho}$ は密度行列、 \hat{H} は系のハミルトニアン:

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega/2 \\ \Omega/2 & \delta \end{pmatrix}, \quad (4.19)$$

である. なお、基底は $\{|g\rangle, |r\rangle\}$ 、 Ω は式 (4.4) で表される $|g\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 遷移間の実効的なラビ周波数、 δ は式 (4.12) で表される実効的な離調である. そして、緩和オペレータ $\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}]$ は、

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}] &= \frac{\gamma}{2} (2\hat{\sigma}_{gr}\hat{\rho}\hat{\sigma}_{rg} - \hat{\sigma}_{rr}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_{rr}) \\ &= \gamma \begin{pmatrix} \rho_{rr} & -\rho_{gr}/2 \\ \rho_{rg}/2 & -\rho_{rr} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

と表される. ただし、 $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j \in g, r$) は遷移演算子である. 式 (4.18) より、離調 $\delta = 0$ における励起確率の励起光照射時間 τ に対する依存性は、

$$\tilde{P}_r(\tau) = \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2} \left[1 - e^{-3\gamma\tau/4} \left(\cos(\Omega'\tau) + \frac{3\gamma}{4\Omega'} \sin(\Omega'\tau) \right) \right], \quad (4.21)$$

と与えられる [Loudon 2000]。ここで、 $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 - \gamma^2/16}$ である。緩和 γ が生じると照射時間 τ に対して $e^{-3\gamma\tau/4}$ の依存性でラビ振動が減衰することが分かる。

図 4.11 のプロットは、図 4.10(b) と同じ結果を示す。実線は、関数 $P_r(\tau) = y_0 + A_0 \tilde{P}_r(\tau)$ でのフィッティング曲線である。ここで、 $\tilde{P}_r(\tau)$ は式 (4.21) から与えられ、 y_0 , A_0 , Ω , γ をフィッティングパラメータとした。図 4.11 の実線と図 4.10(b) の実線 (減衰振動関数によるフィッティング) を比較すると、前者の方が実験結果との差が減り、より実験に近いモデルとなったことが分かる。フィッティング結果より得られた実効的なラビ周波数は $\Omega \simeq 2\pi \times 1.16 \pm 0.03$ MHz、実効的な緩和レートは $\gamma \simeq 2\pi \times 0.44 \pm 0.08$ MHz であった。従って、実効的な緩和時間は $2\pi/\gamma \simeq 2.3$ μ s となる。

また、 y_0 , A_0 のフィッティング結果は、それぞれ $y_0 \simeq 0.01 \pm 0.03$, $A_0 \simeq 0.91 \pm 0.08$ となった。式 (4.17) とフィッティング関数 $P_r(\tau) = y_0 + A_0 \tilde{P}_r(\tau)$ を比較すると、 y_0 は $\epsilon_g \simeq 0.002$ 、 A_0 は $[1 - (\epsilon_g + \epsilon_r)] \gtrsim 0.97$ に対応し、おおよそ一致する結果であった。

4.4 リュードベリ状態間の相互作用

リュードベリ状態間の相互作用は、基底状態間に比べ 10 桁以上も大きな相互作用となる [Saffman et al. 2010]。この長距離相互作用を用いることで、原子間距離を数 μ m まで離しても相互作用し合う量子系を実現することができるゆえ、中性原子系においても個々の原子の観測や制御が容易な実験系を組むことが可能となる。さらに、相互作用の符号や大きさ、相互作用の空間的異方性までもリュードベリ状態を選択することで可変なパラメータとなる。本節では、リュードベリ状態の相互作用の特性について述べる [Reinhard et al. 2007; Béguin et al. 2013; Browaeys et al. 2016]。

ここでは、位置 \vec{R}_A , \vec{R}_B にあるリュードベリ原子 A, B を考える。原子間距離 $R = |\vec{R}| = |\vec{R}_A - \vec{R}_B|$ は、各原子中の電子の軌道半径よりも十分離れた領域 $R \gg n^2 a_0$ にあるとすると、リュードベリ原子間の相互作用は、以下の双極子-双極子相互作用演算子より与えられる。

$$\hat{V}_{\text{dip}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{d}_A \cdot \hat{d}_B - 3 \left(\hat{d}_A \cdot \vec{n} \right) \left(\hat{d}_B \cdot \vec{n} \right)}{R^3}. \quad (4.22)$$

ここで、 \hat{d}_A , \hat{d}_B はリュードベリ原子 A, B の双極子モーメント演算子、 $\vec{n} = \vec{R}/R$ は \vec{R} 方向の単位ベクトル、 θ は相互作用軸 \vec{n} と量子化軸の角度である (図 4.12(a))。

そして、このときの二原子系におけるハミルトニアンは、自由空間中の単一原子系における原子 A, B のハミルトニアン \hat{H}_A , \hat{H}_B を用いて以下のように記述できる。

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_B + \hat{V}_{\text{dip}}. \quad (4.23)$$

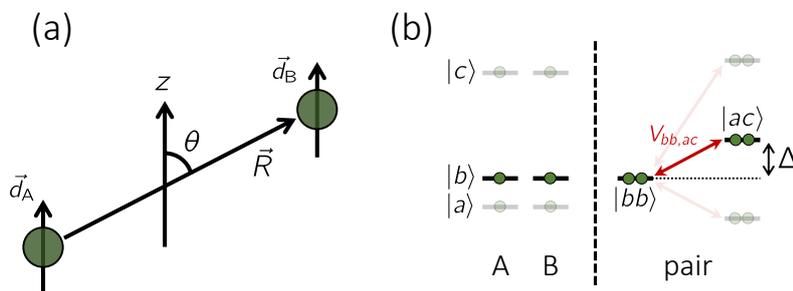


図 4.12: 双極子-双極子相互作用モデル. (a) 距離 $R = |\vec{R}|$ 離れた 2 個の原子間の双極子-双極子相互作用. 原子ペアの相互作用軸と量子化軸 (ここでは z 軸) の角度を θ とする. (b) リュードベリ状態 $|b\rangle$ の原子 A と原子 B の単一原子系におけるエネルギー (左側) と 2 原子系におけるエネルギー (右側) を示す. ペア状態 $|bb\rangle$ と $|ac\rangle$ 間のエネルギー差を $\Delta = E_a + E_c - 2E_b = E_{ac} - E_{bb}$ 、 $V_{bb,ac} = \langle bb | \hat{V}_{\text{dip}} | ac \rangle$ を $|bb\rangle$ と $|ac\rangle$ の相互作用 \hat{V}_{dip} によるカップリング強度とする.

相互作用する二原子系のエネルギー固有値を求めるためには、このハミルトニアンを全ての原子ペアの基底を考慮して数値的に対角化すれば良い。

以下では、図 4.12(b) のエネルギー準位に示すように、各原子の状態 $|n, L, J, m_J\rangle$ を $|a\rangle, |b\rangle, \dots$ とし、原子ペアの状態 $|ab\rangle = |a\rangle \otimes |b\rangle$ を用いて、リュードベリ状態間の相互作用の振舞いを簡潔に述べる。2 つの原子が同じ状態 $|b\rangle$ にあるとすると、原子ペアの状態 $|bb\rangle$ は他のペア準位とエネルギー間隔 Δ を持つ。その大きさは、 $|b\rangle$ とその前後の状態 $|a\rangle, |c\rangle$ のエネルギー E_b, E_a, E_c を用いて $\Delta = E_a + E_c - 2E_b = E_{ac} - E_{bb}$ と書ける。基底を $\{|bb\rangle, |ac\rangle\}$ のみ考えると、式 (4.23) の二原子系ハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & V_{bb,ac}^* \\ V_{bb,ac} & \Delta \end{pmatrix}, \quad (4.24)$$

と表すことができる。ただし、 $V_{bb,ac} = \langle bb | \hat{V}_{\text{dip}} | ac \rangle$ を $|bb\rangle$ と $|ac\rangle$ の相互作用 \hat{V}_{dip} によるカップリング強度とした。このときの固有値は、

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + 4V_{bb,ac}^2} \right), \quad (4.25)$$

となる。固有状態は、

$$\begin{cases} |+\rangle = \sin \Theta |bb\rangle + \cos \Theta |ac\rangle \\ |-\rangle = \cos \Theta |bb\rangle - \sin \Theta |ac\rangle \end{cases}. \quad (4.26)$$

と書ける。ただし、 $\tan 2\Theta = 2V_{bb,ac}/\Delta$ である。固有値および固有状態は、 Δ と $V_{bb,ac}$ の大きさに依存する。

- **van der Waals 相互作用領域:** $2V_{bb,ac} \ll \Delta$

原子間距離 R が大きくなり、エネルギー間隔 Δ よりも相互作用によるカップリング $2V_{bb,ac}$ が十分小さくなる領域を考える。この領域の固有値は、

$$E_{\pm} \simeq \frac{\Delta}{2} \pm \frac{\Delta}{2} \left(1 + \frac{2V_{bb,ac}^2}{\Delta^2} \right), \quad (4.27)$$

また、固有状態は $|+\rangle \simeq |ac\rangle$, $|-\rangle \simeq |bb\rangle$ と近似できる。従って、状態 $|bb\rangle$ におけるエネルギーシフトは縮退のない摂動として考えることができ、 $\Delta E \simeq -V_{bb,ac}^2/\Delta$ となる。 $d_A \cdot d_B \propto (n^*)^4$ および $\Delta \propto (n^*)^{-3}$ であるため、相互作用 $V_{bb,ac}$ は $(n^*)^4/R^3$ に比例する。よって、この領域におけるエネルギーシフト ΔE の大きさは、 $(n^*)^{11}/R^6$ のスケーリングとなる。

- **双極子-双極子相互作用領域:** $2V_{bb,ac} \gg \Delta$

双極子-双極子相互作用によるカップリング $2V_{bb,ac}$ が十分大きく、エネルギー間隔 Δ が無視できる領域を考える。このときの固有値は、

$$E_{\pm} \simeq \pm V_{bb,ac}, \quad (4.28)$$

となり、 $(n^*)^4/R^3$ の依存性を持つ双極子-双極子相互作用となる。固有状態は、 $|+\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(|bb\rangle + |ac\rangle)$, $|-\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(|bb\rangle - |ac\rangle)$ と近似でき、2つのペアの重ね合わせ状態で表される。

4.4.1 van der Waals 相互作用

ペア状態 $|bb\rangle = |n, L, J, m_J\rangle \otimes |n, L, J, m_J\rangle$ が他のペア状態と縮退していない場合、 \hat{V}_{dip} を縮退のない場合の摂動として扱うことができる。ここでは、二次の摂動論を用いて van der Waals 相互作用

$$V_{\text{vdW}} = \frac{C_6}{R^6}, \quad (4.29)$$

を計算した結果について述べる。状態 $|bb\rangle$ における係数 C_6 は、 \hat{V}_{dip} によりカップルするペアを全て考慮した以下の式で与えられる。

$$C_6 = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sum_{|ac\rangle} \frac{\left| \langle ac | \hat{d}_A \cdot \hat{d}_B - 3(\hat{d}_A \cdot \vec{n})(\hat{d}_B \cdot \vec{n}) | bb \rangle \right|^2}{\Delta}. \quad (4.30)$$

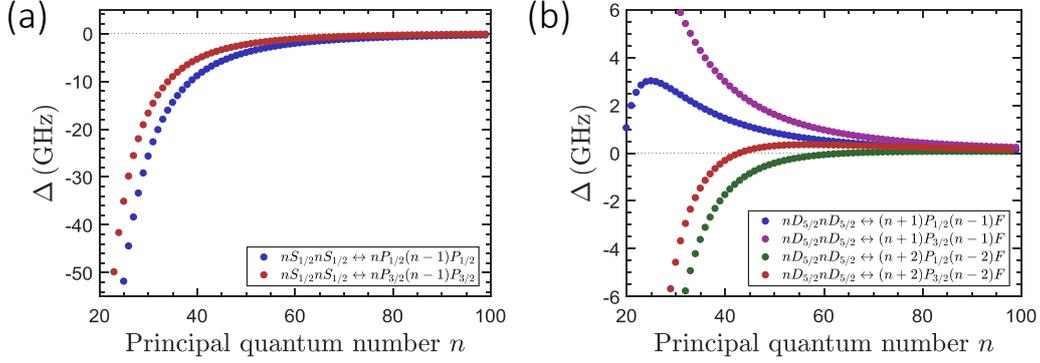


図 4.13: ペア状態のエネルギー間隔. (a) $|nS_{1/2}; nS_{1/2}\rangle$ と $|nP_{1/2}; (n-1)P_{1/2}\rangle$, $|nP_{3/2}; (n-1)P_{3/2}\rangle$ のエネルギー準位間隔. 全ての n において $\Delta < 0$ となるため、式 (4.30) より定義される van der Waals 相互作用係数は $C_6 > 0$ となる. (b) $|nD_{5/2}; nD_{5/2}\rangle$ と $|(n+1)P_{1/2}; (n-1)F\rangle$, $|(n+1)P_{3/2}; (n-1)F\rangle$, $|(n+2)P_{1/2}; (n-2)F\rangle$, $|(n+2)P_{3/2}; (n-2)F\rangle$ のエネルギー準位間隔. この場合、エネルギー間隔が 0 に近づくチャンネルが存在する.

ここで、 $|ac\rangle = |n_A, L_A, J_A, m_{J,A}\rangle \otimes |n_B, L_B, J_B, m_{J,B}\rangle$ は $|bb\rangle$ 以外のペア状態である。 Σ 内の分母は、 $|bb\rangle$ と $|ac\rangle$ のエネルギー間隔 $\Delta = (E_a + E_c) - 2E_b$ である。

図 4.14 は、主量子数 n ごとに van der Waals 相互作用係数 C_6 を計算した結果である。なお、これらの結果は相互作用軸と量子化軸の角度が $\theta = 0$ の条件下で計算した。相互作用の大きさや符号は、主にエネルギー間隔が小さなペア状態間のカップリングに支配される。 $nS_{1/2}$ 間の相互作用の場合 (図 4.13(a))、 $|nS_{1/2}; nS_{1/2}\rangle$ は $|nP_{3/2}; (n-1)P_{3/2}\rangle$ とのカップリングにおいて最小のエネルギー間隔を持つ。そして、いずれの主量子数 n においても $\Delta < 0$ となるため、van der Waals 相互作用係数は $C_6 > 0$ となり、反発相互作用となる (図 4.14(a))。一方、本論文で使用する状態 $|nD_{5/2}; nD_{5/2}\rangle$ では、エネルギー間隔が 0 に近づくチャンネルが存在する (図 4.13(b))。35 $\lesssim n \lesssim$ 50 では、 $|(n+2)P_{3/2}; (n-2)F\rangle$ とのカップリングが最小のエネルギー間隔を持ち、 $|nD_{5/2}; nD_{5/2}\rangle$ とのエネルギー差は $n = 43$ において $\Delta < 0$ から $\Delta > 0$ となる。それゆえ、この主量子数近傍の相互作用係数の符号や大きさが急激に変化する (図 4.14(c))。

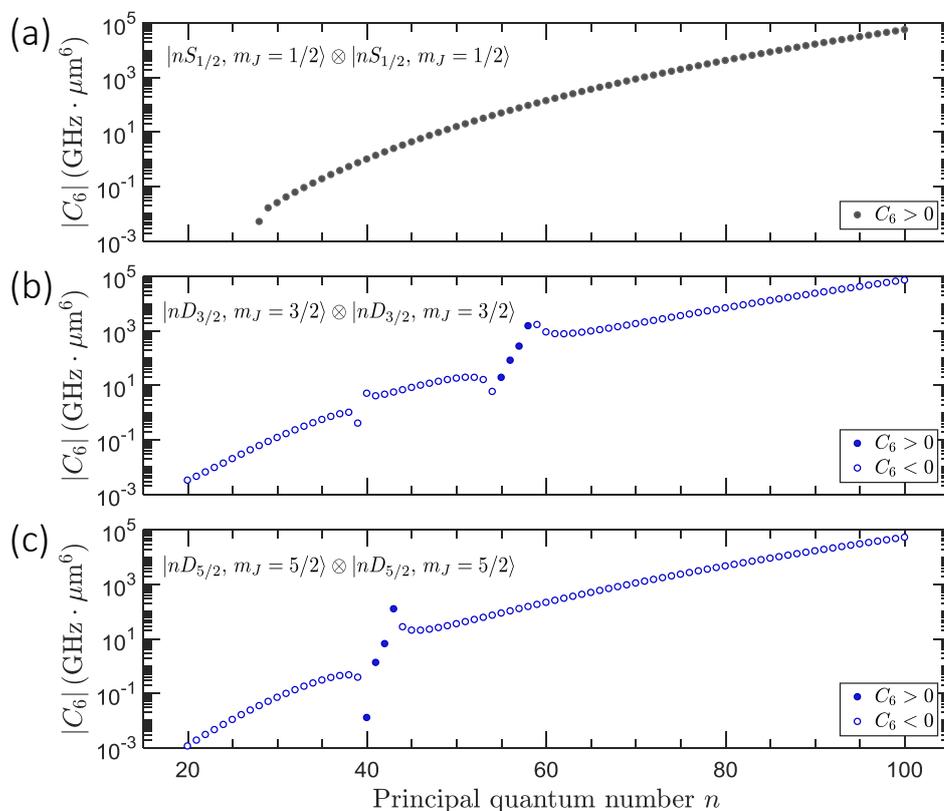


図 4.14: van der Waals 相互作用係数 C_6 の計算結果. 相互作用軸と量子化軸との角度が等しい条件 ($\theta = 0$) において、二次の摂動論により計算される van der Waals 相互作用係数の主量子数 n 依存性を示す. 縦軸は、ペア状態 (a) $|nS_{1/2}, m_J = 1/2\rangle \otimes |nS_{1/2}, m_J = 1/2\rangle$, (b) $|nD_{3/2}, m_J = 3/2\rangle \otimes |nD_{3/2}, m_J = 3/2\rangle$, (c) $|nD_{5/2}, m_J = 5/2\rangle \otimes |nD_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の相互作用係数の絶対値である.

4.4.2 相互作用の異方性

図 4.12(a) に示す配置を考えると、双極子モーメント演算子の要素 \hat{d}_x , \hat{d}_y , \hat{d}_z は以下の球テンソル演算子で表すことができる。

$$\begin{cases} \hat{d}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{d}_x + i\hat{d}_y) \\ \hat{d}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{d}_x - i\hat{d}_y) \\ \hat{d}_0 = \hat{d}_z \end{cases} . \quad (4.31)$$

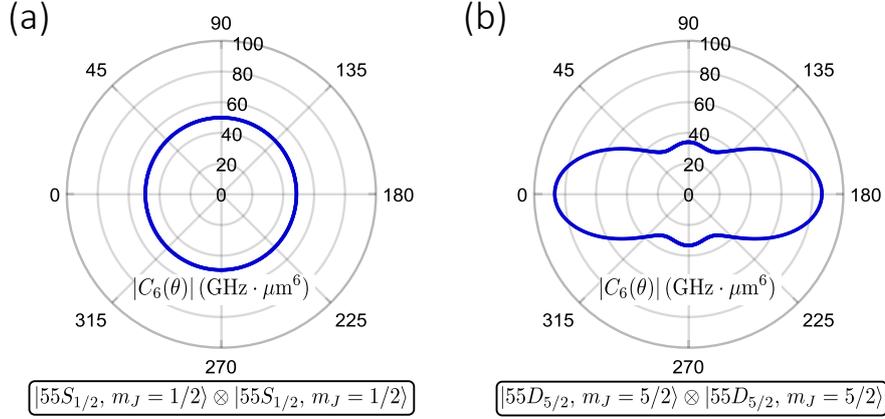


図 4.15: van der Waals 相互作用係数 C_6 の異方性. 二次の摂動論により計算される van der Waals 相互作用係数の角度 θ 依存性を極座標で示す. なお、 θ は相互作用軸と量子化軸との角度である. 青線は、(a) $|55S_{1/2}, m_J = 1/2\rangle \otimes |55S_{1/2}, m_J = 1/2\rangle$, (b) $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle \otimes |55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の相互作用係数の絶対値である.

ここで、演算子 \hat{d}_\pm は磁気副準位を $\Delta m_J = \pm 1$ だけ変化する状態間とカップルし、演算子 \hat{d}_0 は磁気量子数 m_J を保存する。また、相互作用軸方向の単位ベクトルは x, z 軸の単位ベクトル \vec{e}_x, \vec{e}_z を用いると、 $\vec{n} = \sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_z$ となる。従って、式 (4.22) の双極子-双極子相互作用演算子 \hat{V}_{dip} は、

$$\begin{aligned}
 \hat{V}_{\text{dip}} = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R^3} \left[\frac{1 - 3\cos^2\theta}{2} (\hat{d}_{A,+}\hat{d}_{B,-} + \hat{d}_{A,-}\hat{d}_{B,+} + \hat{d}_{A,0}\hat{d}_{B,0}) \right. \\
 & + \frac{3}{\sqrt{2}} \sin\theta \cos\theta (\hat{d}_{A,+}\hat{d}_{B,0} - \hat{d}_{A,-}\hat{d}_{B,0} + \hat{d}_{A,0}\hat{d}_{B,+} - \hat{d}_{A,0}\hat{d}_{B,-}) \\
 & \left. - \frac{3}{2} \sin^2\theta (\hat{d}_{A,+}\hat{d}_{B,+} + \hat{d}_{A,-}\hat{d}_{B,-}) \right], \quad (4.32)
 \end{aligned}$$

と展開できる。

原子 A および原子 B の状態をそれぞれ $|\phi_A\rangle, |\phi_B\rangle$ 、カップルする状態を $|\phi'_A\rangle, |\phi'_B\rangle$ とすると、 \hat{V}_{dip} 内の演算子 $\hat{d}_{A,i}\hat{d}_{B,j}$ は以下のように表すことができる。

$$\langle \phi'_A \phi'_B | \hat{d}_{A,i} \hat{d}_{B,j} | \phi_A \phi_B \rangle = \langle \phi'_A | \hat{d}_{A,i} | \phi_A \rangle \langle \phi'_B | \hat{d}_{B,j} | \phi_B \rangle. \quad (4.33)$$

なお、添え字 i, j は双極子の分極 $+, -, 0$ を示す。従って、トータルの磁気量子数を $M_{\text{tot}} = m_{A,J} + m_{B,J}$ とすると、式 (4.32) の第一項は M_{tot} を保存する項となる。そして、第二項はトータルの磁気量子数が $\Delta M_{\text{tot}} = \pm 1$ 、第三項は $\Delta M_{\text{tot}} = \pm 2$ だけ変化するペア状態とカップルする項となる。

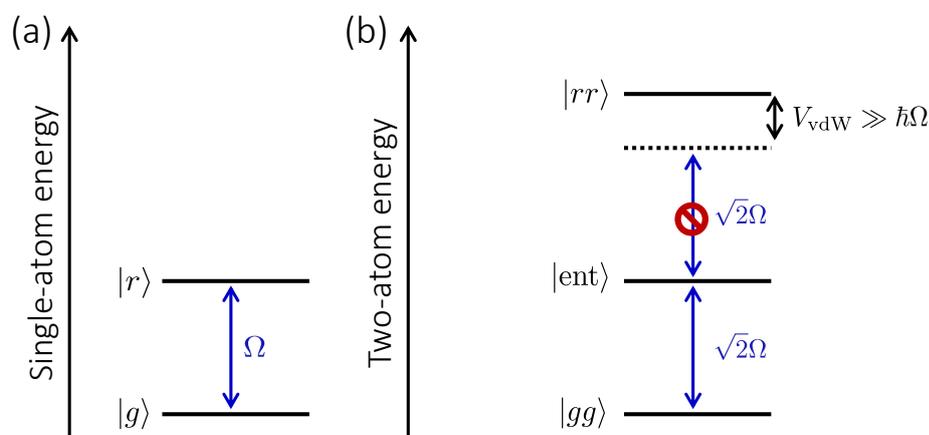


図 4.16: リュードベリブロックードの原理. (a) 単一原子系におけるエネルギー準位を示す. 励起光の離調を $\delta = 0$ 、基底状態とリュードベリ状態間のラビ周波数を Ω とする. (b) 二原子系におけるエネルギー準位を示す. 状態 $|gg\rangle$, $|\text{ent}\rangle$, $|rr\rangle$ 間のカップリング強度は、 $\langle \text{ent} | \hat{\Omega} | gg \rangle = \sqrt{2}\Omega$, $\langle rr | \hat{\Omega} | \text{ent} \rangle = \sqrt{2}\Omega$ となる. 相互作用 V_{vdW} により 2 原子励起状態 $|rr\rangle$ がエネルギーシフトする. 特に $V_{\text{vdW}} \gg \hbar\Omega$ のとき、2 つの原子が同時に励起される確率が抑圧される.

式 (4.32) の各項の角度に依存する係数に着目すると、第二項は $\frac{3}{2} \sin \theta \cos \theta$ と第三項は $\frac{3}{2} \sin^2 \theta$ である. よって、 $\theta = 0$ の場合では、第二項と第三項が 0 となり第一項の $\frac{1-3\cos^2\theta}{2}$ のみが残る. 図 4.15(a) は、ペア状態 $|55S_{1/2}, m_J = 1/2\rangle \otimes |55S_{1/2}, m_J = 1/2\rangle$ の van der Waals 相互作用係数 $C_6(\theta)$ の角度依存性である. この場合、 $\theta = 0^\circ$ と $\theta = 90^\circ$ における $C_6(\theta)$ の比率は、 $C_6(\theta = 90^\circ)/C_6(\theta = 0^\circ) \simeq 1.02$ であり、大よそ等方的な相互作用となる. 一方、図 4.15(b) に示す $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle \otimes |55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の場合、複数の磁気副準位間とのカップリングにより大きな異方性を持つ. $\theta = 0^\circ$ と $\theta = 90^\circ$ における van der Waals 相互作用係数の比率は、 $C_6(\theta = 90^\circ)/C_6(\theta = 0^\circ) \simeq 0.39$ である.

4.5 単一原子アレー中のリュードベリブロックード

二原子系におけるリュードベリブロックード

リュードベリブロックード効果の原理を図 4.16 に示す. なお、以下では原子 A の状態を $|\phi_A\rangle$ 、原子 B の状態を $|\phi_B\rangle$ とし、二原子系の状態を $|\phi_A\phi_B\rangle = |\phi_A\rangle \otimes |\phi_B\rangle$ と記す. 励起光は単一原子系の基底状態 $|g\rangle$ とリュードベリ状態 $|r\rangle$ 間の遷移に共鳴させ、この

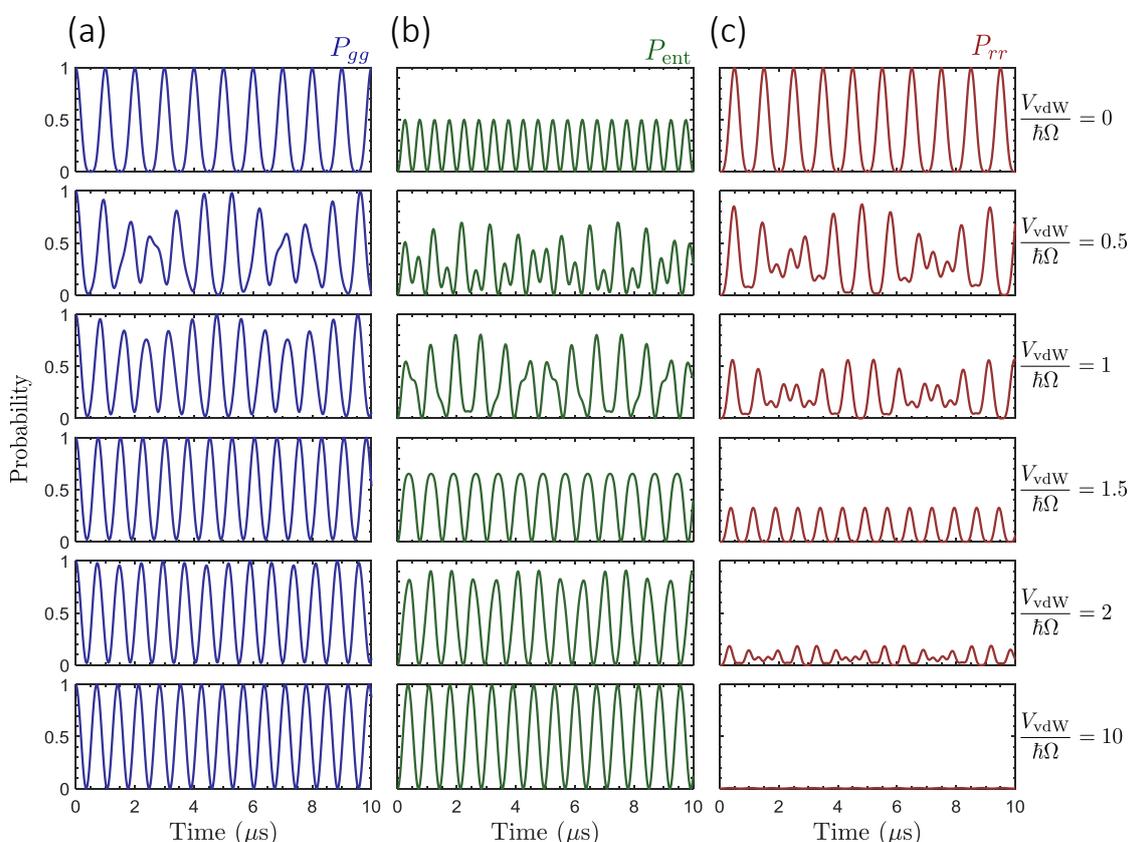


図 4.17: 相互作用の大きさごとの励起確率. 式 (4.35) の二原子系ハミルトニアンから計算される励起確率 (a) P_{gg} , (b) P_{ent} , (c) P_{rr} である. 初期状態は全ての原子が基底状態にある状態 $|gg\rangle$ である. ラビ周波数はどのグラフも $\Omega = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$ とし、横軸はリュードベリ状態への励起光の照射時間を示す. 相互作用の大きさは、上から順に $V_{vdW}/\hbar\Omega = 0, 0.5, 1, 1.5, 2, 10$ と設定した. 相互作用が大きくなるにつれ、2 個同時に励起される確率 P_{rr} が抑圧される.

遷移間のラビ周波数を Ω とする. 二原子系の場合 (図 4.16(b)), 2 個の原子が励起された状態 $|rr\rangle$ は、リュードベリ状態間の相互作用 $V_{vdW}(R)$ によりエネルギーシフトが生じる. 特にエネルギーシフト量が $V_{vdW}(R) \gg \hbar\Omega$ の場合、 $|rr\rangle$ は励起線幅^{*3} $\hbar\Omega$ よりも十分大きなエネルギーシフトが生じる. 従って、 $|rr\rangle$ は励起光の共鳴から外れ、2 個の原子が同時に励起状態となる確率が抑圧される. この効果のことをリュードベリブ

^{*3} ラビ周波数 Ω の励起光を $\Delta T = 2\pi/\Omega$ 秒間だけ照射すると、フーリエ限界より励起光の周波数は $\Delta f \sim 1/\Delta T$ だけ幅を持つ. 本論文では、この周波数幅をエネルギーに換算した $\hbar\Omega$ を励起線幅と呼ぶ.

ブロッケードという。リュードベリブロッケードにより、集団基底状態 $|gg\rangle$ の 2 つの原子に励起光を同時に照射すると、量子もつれ状態:

$$|\text{ent}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_A} |rg\rangle + e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_B} |gr\rangle \right), \quad (4.34)$$

が生成される。ここで、 $e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_A}$ と $e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_B}$ は、波数ベクトル \vec{k} の励起光を照射した際に印加される位相項であり、原子 A, 原子 B の位置 \vec{R}_A, \vec{R}_B に依存する。

次に、 V_{vdW} と $\hbar\Omega$ の比率を変化させた際の励起確率について述べる。基底状態 $|gg\rangle$ と 1 つの原子が励起された状態 $|\text{ent}\rangle$ 間のカップリングは $\langle \text{ent} | \hat{\Omega} | gg \rangle = \sqrt{2}\Omega$ 、また、 $|\text{ent}\rangle$ と $|rr\rangle$ 間のカップリングは $\langle rr | \hat{\Omega} | \text{ent} \rangle = \sqrt{2}\Omega$ である。よって、このときのハミルトニアンは、0, 1, 2 個の原子が励起された状態の基底 $\{|gg\rangle, |\text{ent}\rangle, |rr\rangle\}$ を用いると、

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2}\hbar\Omega/2 & 0 \\ \sqrt{2}\hbar\Omega/2 & 0 & \sqrt{2}\hbar\Omega/2 \\ 0 & \sqrt{2}\hbar\Omega/2 & V_{\text{vdW}} \end{pmatrix}, \quad (4.35)$$

と表すことができる。図 4.17 は、各状態 $|gg\rangle, |\text{ent}\rangle, |rr\rangle$ が観測される確率 $P_{gg}, P_{\text{ent}}, P_{rr}$ の時間発展を計算した結果である。初期状態は $|gg\rangle$ とし、時刻 0 においてラビ周波数 $\Omega = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$ の励起光を照射した結果である。リュードベリ原子間相互作用の大きさは、上から順に $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega = 0, 0.5, 1, 1.5, 2, 10$ と設定した。 $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega$ が大きくなるにつれ、1 個のみが励起される確率 P_{ent} が上昇し、2 個の原子が同時に励起される確率 P_{rr} が小さくなる様子が分かる。ただし、 $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega = 1.5, 2$ のように、 $V_{\text{vdW}} > \hbar\Omega$ の条件であっても P_{rr} は 0 にはならないことに注意したい。 $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega = 10$ においては、 P_{rr} は全ての時刻において 0.6% 以下となり、 $|gg\rangle$ と $|\text{ent}\rangle$ から成る二準位系のような振舞いをする。また、 $V_{\text{vdW}} > \hbar\Omega$ 条件化の定常状態 $\frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = 0$ における $|rr\rangle$ の確率は、

$$P_{rr}^{(\infty)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar\Omega}{V_{\text{vdW}}} \right)^2, \quad (4.36)$$

となり、励起線幅 $\hbar\Omega$ と相互作用 V_{vdW} の比率で記述され、ブロッケード効果の定量的な指標の 1 つとなっている [Saffman et al. 2010]。

van der Waals 型の相互作用の場合、 $V_{\text{vdW}}(R, \theta) = C_6(\theta)/R^6$ と書け、原子間距離 R の 6 乗に反比例する相互作用となる。相互作用 $V_{\text{vdW}}(R, \theta)$ と励起線幅 $\hbar\Omega$ が等しくなるときの原子間距離は、リュードベリブロッケード半径と呼ばれ、以下の式より計算される。

$$R_b(\theta) = \left(\frac{C_6(\theta)}{\hbar\Omega} \right)^{1/6}. \quad (4.37)$$

従って、相互作用と励起線幅の比率は、原子間距離 R とブロッケード半径 R_b を用いて $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega = (R_b/R)^6$ と書ける。例えば $R_b/R = 1.5$ の場合、 $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega \simeq 11.4$ となる。このとき、式 (4.36) より計算される励起確率は $P_{rr}^{(\infty)} \simeq 0.38\%$ となり十分確率が抑圧される。また、 $R_b/R = 1.2$ の場合では $P_{rr}^{(\infty)} \simeq 5.59\%$ となるように、 $R < R_b$ においても原子間距離がブロッケード半径に近づくと徐々に励起確率が上昇する。

N 原子系におけるリユードベリブロッケード

次に、原子数を N 個に一般化した系について述べる。 N 個の原子をブロッケード半径内に配置し、全ての原子ペア間の相互作用 $V_{\text{vdW},ij}$ が励起線幅よりも十分大きい場合、すなわち、 $V_{\text{vdW},ij} \gg \hbar\Omega$ を仮定する。なお、 $V_{\text{vdW},ij}$ はサイト i とサイト j の原子のリユードベリ状態間相互作用を示す。このとき、集団基底状態 $|0\rangle = |g_1 g_2 g_3 \dots\rangle$ に励起光を照射すると、1 個の原子だけが励起された状態:

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_i} |g_1 g_2 \dots r_i \dots g_N\rangle, \quad (4.38)$$

が生成される。ここで、 i は原子のラベルであり、原子 i の位置を \vec{R}_i と表記した。この系のダイナミクスは、2 個以上の原子が同時に励起される確率が抑圧されるため、基底 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ のみから記述できる。従って、 N 個の原子系のハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \frac{\hbar\sqrt{N}\Omega}{2} (|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|), \quad (4.39)$$

と非常にシンプルな形となる。そして、この2つの状態間のカップリング強度は $\Omega_N = \langle 1|\hat{\Omega}|0\rangle = \sqrt{N}\Omega$ となり、単一原子系におけるラビ周波数 $\Omega = \langle r|\hat{\Omega}|g\rangle$ に対し原子数の $1/2$ 乗に比例して増大する。この系は、 N 個の原子系にもかかわらず集団基底状態 $|0\rangle$ と集団励起状態 $|1\rangle$ の2準位からなる単一原子のような振舞いをするため“Super atom”と呼ばれている。

リユードベリブロッケード効果を用いた応用例の1つとして、量子ゲート操作が挙げられる。その手法が Jaksch et al. (2000); Lukin et al. (2001) らにより提案されて以降、2009年に初めてリユードベリブロッケード効果の観測が報告された [Urban et al. 2009; Miroshnychenko et al. 2009]。彼らが用いた原子数は2個であり、基底状態と集団励起状態間のラビ周波数が $\sqrt{2}\Omega$ であることが実証された。その1年後には、このブロッケード効果を用いて2原子間の C-NOT ゲート操作 [Isenhower et al. 2010] や位相項 $e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_i}$ を取り除いた量子もつれ状態の生成 [Wilk et al. 2010] が報告された。近年では、膨大な原子数を単一原子レベルで観測することが可能な量子気体顕微鏡を用いて、 $N = 1 \sim 185$ から成る Super atom の集団励起ラビ周波数が $\sqrt{N}\Omega$ のスケールに従う

表 4.5: 実験パラメータ. 単一原子アレー ($N = 1 \sim 4$) の集団励起ラビ振動観測の実験を行った際のパラメータである. 単一原子系におけるラビ周波数 Ω や単一原子系における緩和レート γ は、節 4.3.2 で述べた手法で事前に測定した結果である. ブロッケード半径 R_b は、 $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ における van der Waals 相互作用係数 $C_6(\theta = 0)$ と Ω より計算したものである. また、ブロッケード半径と原子間距離の比率 R_b/R は、各原子ペアの配置やその相互作用軸によって変化するため、ここではその最小・最大値を記す.

N	$\Omega/2\pi$ (MHz)	$\gamma/2\pi$ (MHz)	$R_b(\theta = 0)$ (μm)	$\min [R_b(\theta)/R]$	$\max [R_b(\theta)/R]$
1	1.16(3)	0.44(8)	–	–	–
2	1.08(2)	0.50(2)	6.1	2.0	2.0
3	1.32(3)	1.40(8)	5.9	1.7	2.0
4	1.47(3)	1.3(1)	5.8	1.2	1.9

ことが実験的に観測された [Zeihner et al. 2015]. もう 1 つの応用例として、単一光子源が挙げられる [Saffman and Walker 2002; Dudin and Kuzmich 2012]. これは、Super atom が多数の光子を原子集団に照射しても単一光子しか吸収されない効果を利用している。

4.5.1 少数原子系における集団励起効果の観測

本節では、ブロッケード半径内に配置した $N = 2 \sim 4$ の少数個の原子からなる単一原子アレーを用いて、集団ラビ振動の観測を行った実験について述べる。

実験セットアップ

我々が用意した原子配置を図 4.18(a) に示す。最近接原子間距離は $d \simeq 3 \mu\text{m}$ 、原子数は $N = 1 \sim 4$ 個、リュードベリ状態は $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を用いた。時間系列は、節 4.3.1 で述べたものと同様であり、初期および最後の蛍光観測結果を解析することで、励起パターンや励起原子数を直接測定した。なお、初期の蛍光観測の段階で全てのサイトに原子が充填されていないサンプルがあるため、ポストセレクトを行い全サイトが充填されたサンプルのみを使用している。

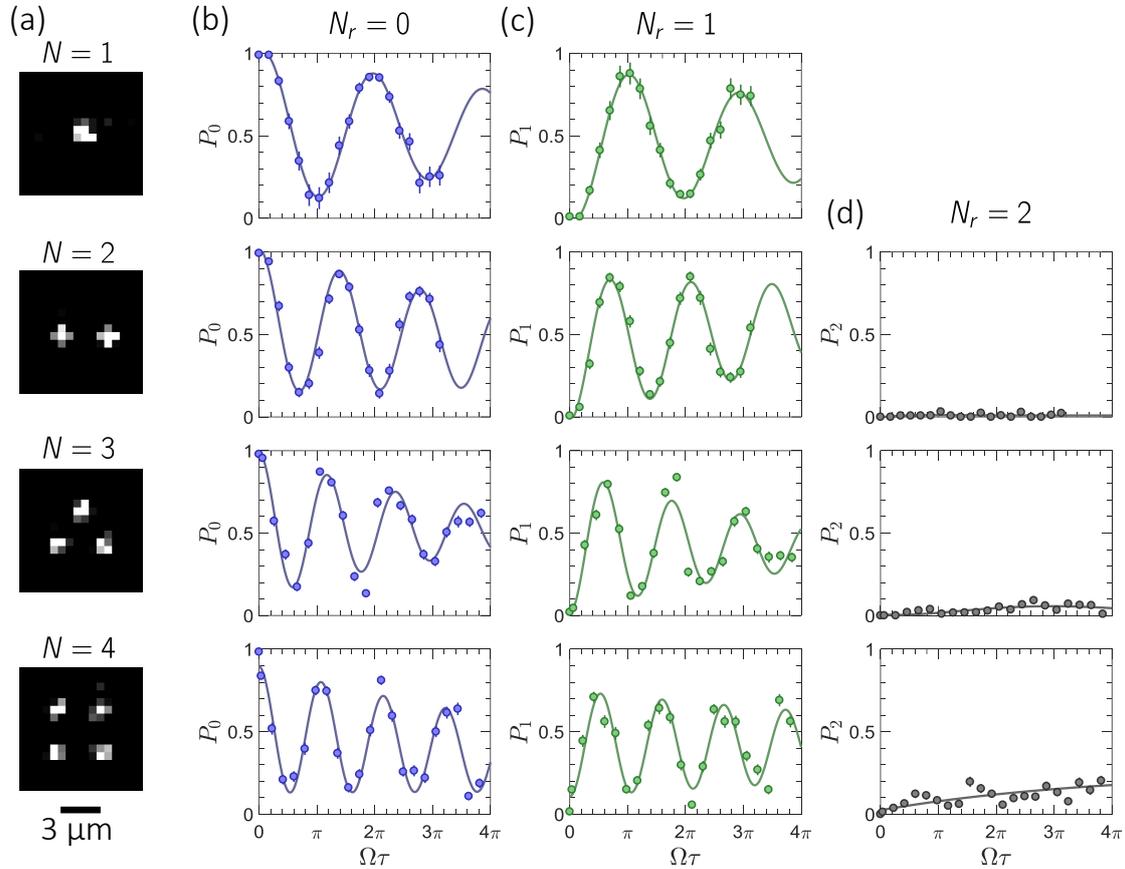


図 4.18: 単一原子アレー ($N = 1 \sim 4$) の集団励起ラビ振動. (a) 最小原子間距離 $3 \mu\text{m}$ の単一原子アレーの蛍光画像. これらは、 N 個のトラップを全て単一原子で充填した際に撮影した 1 ショットの画像である. (b,c,d) は、励起光 (単一原子系において $\delta \simeq 0$) の照射時間 τ を変え、 N 個の原子の内 $N_r = 0, 1, 2$ 個のリュードベリ原子が観測される確率 P_{N_r} を測定した結果である. 実線は減衰振動関数によるフィッティング曲線である. なお、リュードベリ状態は $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を用いた.

$N > 1$ の系で実験を行う際は、まず単一原子系においてリュードベリ励起スペクトルを測定することで共鳴点を探し、次にラビ振動を測定することでラビ周波数の測定を行っている。これらを 2 往復程度行い、実効的な離調を $\delta \simeq 0$ とし、単一原子系におけるラビ周波数 Ω や緩和レート γ の測定を事前に行っている。このとき、単一原子はシステム中心に置いている。表 4.5 は、各アレーでの実験前に測定した単一原子系の Ω, γ をまとめたものである。また、 Ω とリュードベリ状態の van der Waals 相互作用

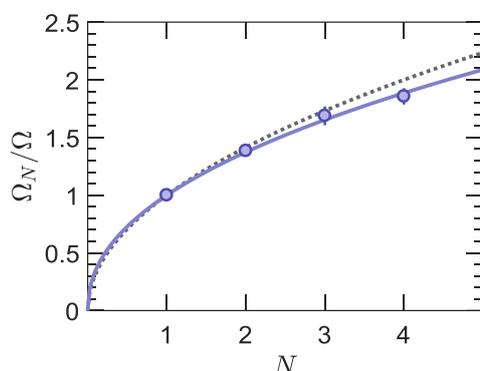


図 4.19: 集団励起ラビ周波数. $N = 1 \sim 4$ における規格化集団励起ラビ周波数 Ω_N/Ω を示す. これらは、図 4.22(b) の結果から得たものである. Ω は単一原子系におけるラビ周波数であり、各 N における Ω は表 4.5 にまとめた. 黒の破線は \sqrt{N} のスケーリングを示し、青の実線は N^α でフィッティングを行った結果である.

用係数 $C_6(\theta)$ より、原子 1 個が励起された際のリュードベリブロッキング半径 $R_b(\theta)$ を計算することができる. ここでは、全ての原子ペアにおいて $R_b/R > 1$ となるように設定し、実験を行った.

集団励起ラビ振動の観測

図 4.18(b, c, d) は、全てのサイトが充填されたサンプルの中から $N_r = 0, 1, 2$ 個のリュードベリ原子が観測された確率 P_0, P_1, P_2 をプロットしたものである. 横軸は、表 4.5 に記した単一原子系におけるラビ周波数を用いて $\Omega\tau$ としている. P_0, P_1 の測定結果に着目すると、集団励起の寄与により個数 N が増加するにつれ、振動周波数が大きくなっていることが分かる. また、リュードベリブロッキング効果により $N_r = 2$ 個の原子が同時に励起される確率 P_2 が抑制されていることが分かる.

我々は、各ラビ振動の結果から N 個の原子系における集団ラビ周波数 Ω_N を解析するために、 P_0 や P_1 の実験結果に非対称な減衰関数:

$$P_0(\tau) = Ae^{-\gamma\tau} \left[\cos^2 \left(\frac{\Omega_N}{2} \tau \right) + B \right] + C, \quad (4.40)$$

$$P_1(\tau) = Ae^{-\gamma\tau} \left[\sin^2 \left(\frac{\Omega_N}{2} \tau \right) + B \right] + C, \quad (4.41)$$

でフィッティングを行った. ここで、 A, B, C, Ω_N はフィッティングパラメータである.

図 4.18(b,c) の実線は、それぞれ式 (4.40), 式 (4.41) の関数によるフィッティング曲線を示す。

図 4.19 は、 N 個中 $N_r = 0$ 個励起される確率 P_0 のフィッティング結果より得られた集団励起ラビ周波数 Ω_N/Ω をプロットしたものである。点線は、リユードベリブロッケード効果が全原子に働いた場合のスケーリング $\Omega_N/\Omega = N^{0.5}$ である。原子数が $N = 2$ の場合は、 $\Omega_2/\Omega \simeq 1.38(3)$ であり $2^{0.5} = 1.41\dots$ と良く一致するが、 $N = 4$ の場合では $\Omega_4/\Omega \simeq 1.86(7)$ であり $4^{0.5} = 2$ よりも小さい値を得た。関数 $\Omega_N/\Omega = N^\alpha$ でのフィッティングの結果、観測されたスケーリングは $\alpha \simeq 0.45(1)$ であった。このように N が増えるにつれ Ω_N/Ω の実測値が $N^{0.5}$ から減少した主な理由として、ラビ周波数 Ω の不均一性 ($\sim 10\%$) が考えられる。サイト i, j におけるラビ周波数を $\Omega_i \neq \Omega_j$ と仮定すると、式 (4.38) は、

$$|\tilde{1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N |\Omega_i|^2}} \sum_{i=1}^N \Omega_i e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_i} |g_1 g_2 \dots r_i \dots g_N\rangle, \quad (4.42)$$

と書ける。従って、このときの集団励起ラビ周波数 $\tilde{\Omega}_N$ は、

$$\tilde{\Omega}_N = \sqrt{\sum_{i=1}^N |\Omega_i|^2}, \quad (4.43)$$

となり、ガウシアンビームのプロファイルを踏まえるとビーム中心から離れるにつれ Ω_i が小さくなるため、 $\tilde{\Omega}_N$ が減少する。

もう一つの理由として、相互作用の大きさが小さいペアが生じたことが挙げられる。図 4.20 は、各単一原子アレーにおいて観測されたリユードベリ原子数を解析し、ヒストグラム化したものである。なお、これらは全ての Ω_T について積算したトータルのイベント確率である。この結果より $N = 4$ のアレーから、リユードベリブロッケード効果が弱まり、 $N_r \geq 2$ のリユードベリ原子が観測される確率が増加していることがわかる。 $N = 4$ のアレーの対角成分の原子ペアがブロッケード半径に近づいたことが主な要因である。図 4.17(a) に示したように、比率 $V_{\text{vdW}}/\hbar\Omega$ が小さくなると P_0 (図 4.17 では P_{gg} に対応) の振動周波数は単一原子系のラビ振動に近づくため、 Ω_N が小さくなったと思われる。

次節では、 $N = 4$ の原子アレーの実験で観測された $N_r = 2$ の励起パターンの解析やそのダイナミクス解析を行った結果について述べる。

4.5.2 2×2 単一原子アレーにおける励起パターン解析

節 4.4.2 で述べたようにリユードベリ状態 $nD_{5/2}$ 間の van der Waals 相互作用係数は、相互作用軸と量子化軸との角度 θ に依存した異方性を持つ。本節では、前節で用いた

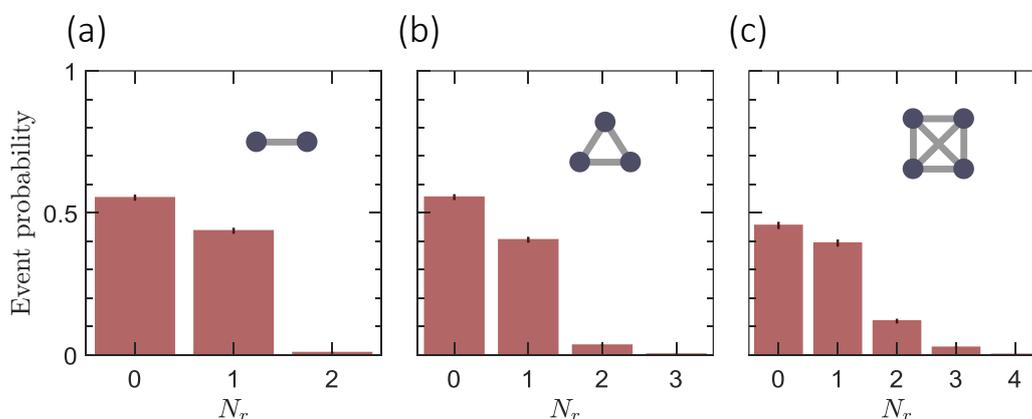


図 4.20: リュードベリ原子数 N_r のイベント確率. (a) $N = 2$, (b) $N = 3$, (c) $N = 4$ における集団励起ラビ振動 (図 4.18) の実験で観測されたリュードベリ原子数 N_r のイベント確率. なお、縦軸は全ての Ω_T について積算したトータルのイベント確率である。

2×2 正方格子アレーを用いて、実験結果が相互作用の異方性を反映していることを確かめる。

2×2 正方格子アレーと角度 θ に依存したリュードベリブロッケード半径 $R_b(\theta)$ を図 4.21(a) に示す。van der Waals 相互作用係数から計算されるブロッケード半径 R_b も角度 θ に依存した大きさを持つ。そして、この 2×2 正方格子アレーの各原子ペアの相互作用の大きさごとにグループ分けすると図 4.21(b) に示す 3 つに分けられる。各グループの相互作用の大きさは、 $|63D_{2/5}, m_J = 5/2\rangle$ のリュードベリ状態の van der Waals 相互作用係数より推測でき、大きい順に 78, 30, 4.5 MHz である。同様にブロッケード半径と原子間距離の比率は、 $R_b/R \simeq 1.9, 1.7, 1.2$ となる。特に、対角成分の原子ペアの原子間距離はブロッケード半径に近いことが分かる。

我々が開発した実験系では、アレー中のどの原子が励起されたかを直接測定することができる。以下では、 $N_r = 2$ 個のリュードベリ原子が観測されたサンプルを集め、励起パターンごとに並び替え、そのイベント確率の解析を行った結果について述べる。各原子に対して図 4.21(b) に示すようにラベル付けを行い、サイト i と j のペアが同時に励起される確率を P_{i-j} とする。

図 4.21(c) は、計 $\binom{4}{2} = 6$ 個の励起ペアのイベント確率 $P_{1-2}, P_{1-4}, P_{2-4}, P_{1-3}, P_{2-3}, P_{3-4}$ の解析結果である。原子間距離が等しく角度 θ のみが異なる原子ペア、すなわち、1-2 ペアと 1-4 ペアおよび 3-4 ペアと 2-3 ペアを比較すると、 $P_{1-2} < P_{1-4}$ および $P_{3-4} < P_{2-3}$ となり、相互作用の異方性を反映していることがわかる。一方、対角線上の 2-4 ペアと 1-3 ペアは他のペアよりも約 2 倍程大きい値となっている。このように相互作用の

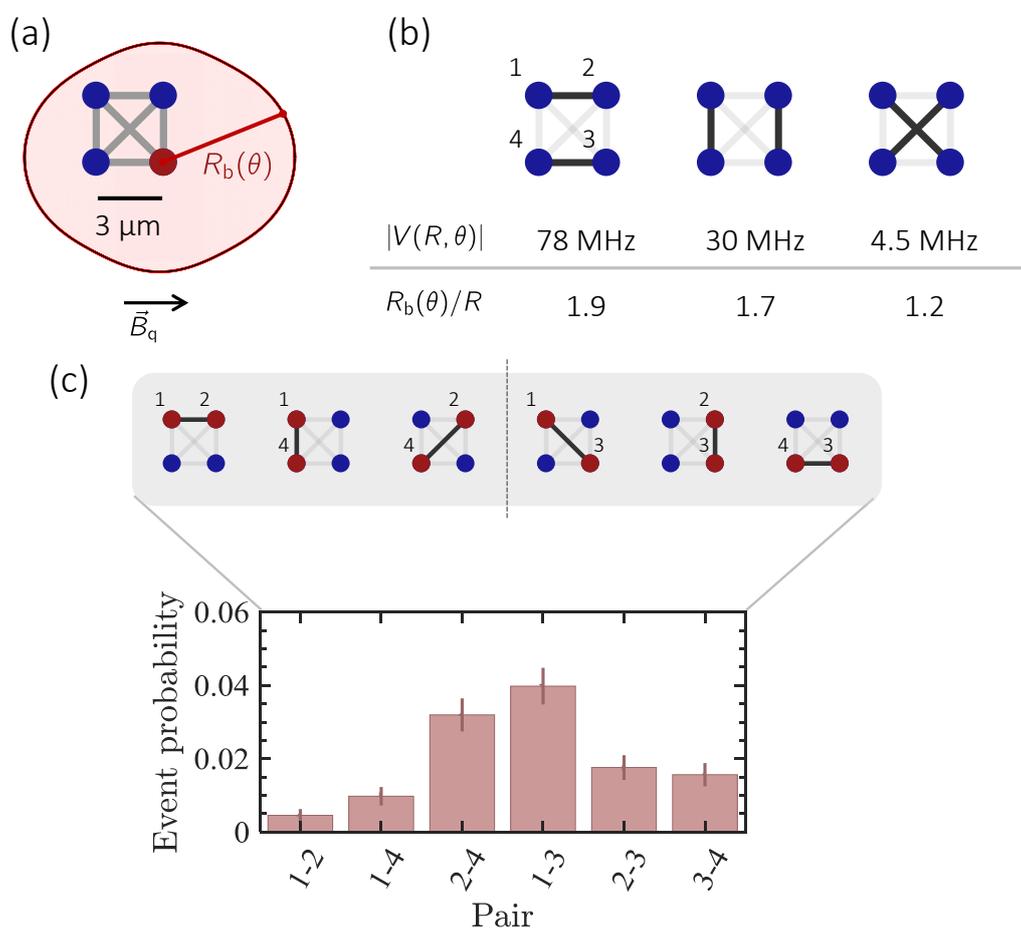


図 4.21: 2×2 アレー中の励起パターン. (a) 量子化軸と相互作用軸間の角度 θ に依存したリユードベリブロッケード半径 $R_b(\theta)$. (b) 2×2 正方格子アレー中の全原子ペアをリユードベリ状態間の相互作用の大きさでグループ分けを行うと、3グループに分けられる. 各グループの原子ペアの相互作用強度 $|V(R, \theta)|$ 、およびリユードベリブロッケード半径と原子間距離の比率 $R_b(\theta)/R$ を示す. なお、リユードベリ状態は $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を用いた. (c) 全部で $\binom{4}{2} = 6$ 個ある原子ペアの励起確率. これらは、全ての $\Omega\tau$ について積算したトータルのイベント確率である.

減少とともに確率 P_{i-j} が大きくなり、 $P_{1-2} < P_{1-4} < P_{2-4}$ および $P_{3-4} < P_{2-3} < P_{1-3}$ となる結果を得た. しかしながら、幾何学的に対称となるべき原子ペアである P_{1-2} と P_{3-4} や P_{1-4} と P_{2-3} 等を比較すると、非対称な励起確率となっていることが分かる. これは

主に、個々の原子におけるラビ振動 Ω_i の不均一性に起因すると考えられる。

4.5.3 リュードベリブロッケード領域近傍の励起ダイナミクス

全てのサイト間にブロッケード効果が働く系は、 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ のみの基底だけでダイナミクスを記述することができる非常にシンプルな系であった。しかし、原子間距離がブロッケード半径に近い原子ペアが存在する系では 2 個以上のリュードベリ原子が現れるため、そのダイナミクスをより詳細に記述するためには個々の原子ペアの原子間距離や相互作用を考慮する必要がある。個々の原子を基底状態 $|g\rangle$ と励起状態 $|r\rangle$ から成る 2 準位系であると仮定すると、 N 個の原子系のハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i (\hat{\sigma}_{gr}^{(i)} + \hat{\sigma}_{rg}^{(i)}) + \sum_{i \neq j} \frac{V_{\text{vdW}, ij}}{2} \hat{\sigma}_{rr}^{(i)} \hat{\sigma}_{rr}^{(j)}, \quad (4.44)$$

と書ける。ここで、第 1 項は基底状態とリュードベリ状態のコヒーレントカップリング項である。 $\hat{\sigma}_{gr}^{(i)} = |g_i\rangle \langle r_i|$ および $\hat{\sigma}_{rg}^{(i)} = |r_i\rangle \langle g_i|$ はサイト i の原子の遷移演算子である。第 2 項は、van der Waals 相互作用項であり、 $V_{\text{vdW}, ij} = C_6(\theta)/R_{ij}^6$ はサイト i とサイト j の原子のリュードベリ状態間の相互作用を表す。 $\hat{\sigma}_{rr}^{(i)} = |r_i\rangle \langle r_i|$ は、サイト i のリュードベリ状態の分布数を測定する演算子である。そして、この量子多体系のダイナミクスは、 2^N 個の基底から記述される。

図 4.22(a) は、節 4.5.1 や節 4.5.2 で用いた 2×2 正方格子アレーの平均リュードベリ原子数 $\langle N_r \rangle$ である。これは、各 τ の照射時間において N_r 個のリュードベリ状態が観測される確率 P_{N_r} を測定・計算し、以下の式より N_r の平均値を算出したものである。

$$\langle N_r \rangle = \sum_{k=0}^N k P_k. \quad (4.45)$$

実線は、単一原子系におけるラビ周波数 Ω (表 4.5) とリュードベリ状態 $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 間の相互作用を用いて、式 (4.44) により計算した結果である。計算結果においても $\langle N_r \rangle \simeq 1.1$ となる時間 τ が存在し、2 個以上のリュードベリ原子が現れることが分かる。

図 4.22(b) は、前節 4.5.2 で相互作用の大きさごとに分けた計 3 つのリュードベリ原子ペアグループの励起確率である。リュードベリ状態間の相互作用の大きさは、量子化軸方向に並んだ 1-2, 3-4 ペアが最も大きく、 $\theta \simeq 45^\circ$ の対角ペアである 2-4, 1-3 ペアが最も小さくなる。計算結果では、1-2 および 3-4 ペアの励起確率の最大値は 0.01% よりも小さく、1-4 および 2-3 ペアの場合は 0.06% 程度であった。一方、対角線上のペア (2-4, 1-3) は、わずかに確率が上昇し、計算結果では最大で約 5% となることが分かった。

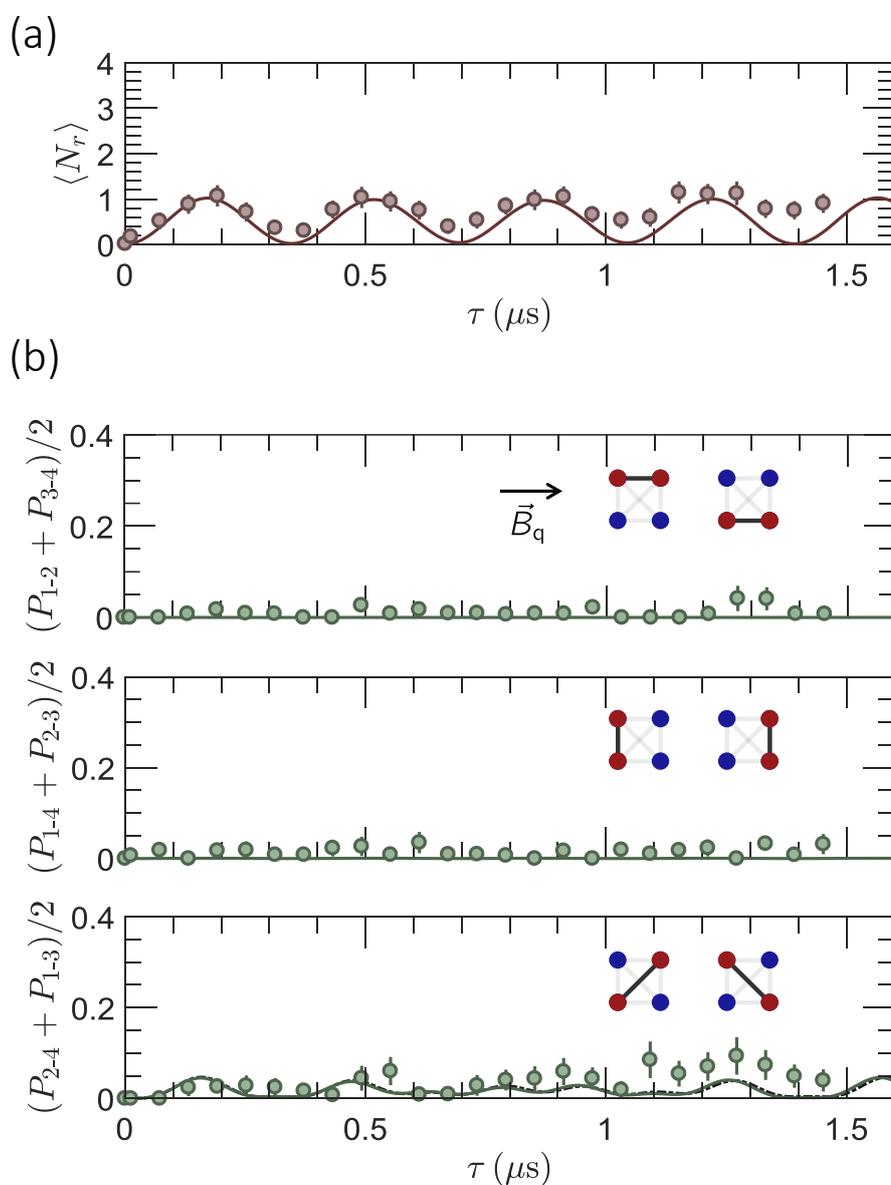


図 4.22: 2×2 アレー中のリュードベリ原子ペアの励起ダイナミクス. (a) 各 τ におけるリュードベリ原子数 N_r の平均値 $\langle N_r \rangle$. (b) 各グループに属するリュードベリ原子ペアの励起ダイナミクス. (a,b) の実線は、単一原子系で測定した Ω と $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 状態間の相互作用 $V_{\text{vdW}}(R, \theta)$ のみを用いて式 (4.44) より計算した結果であり、(b) 下図の破線は、式 (4.48) より計算した結果である.

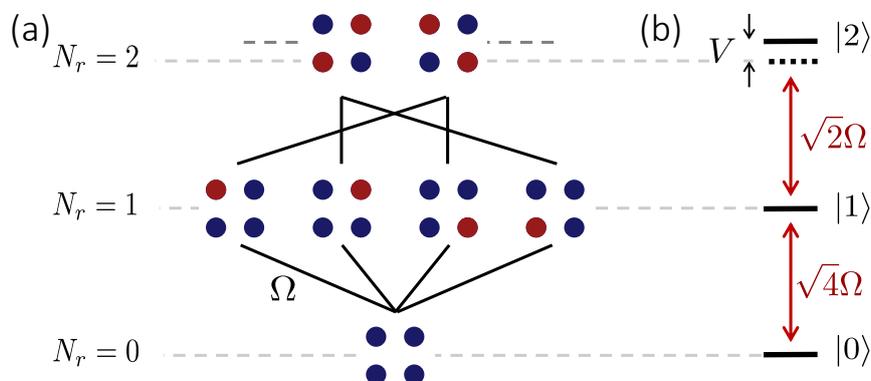


図 4.23: 2×2 正方格子アレーを単純化したモデル. (a) リュードベリ原子数が $N_r = 0, 1, 2$ となる状態配置を示す. 赤丸はリュードベリ状態, 青丸は基底状態である. $N_r = 2$ の配置では、ブロックード効果が小さな対角線上にリュードベリ原子が並んだ状態のみを考慮する. (b) 系の状態は基底 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle\}$ を用いて記述され、各状態間のカップリング強度は $\langle 1|\hat{\Omega}|0\rangle = \sqrt{4}\Omega$, $\langle 2|\hat{\Omega}|1\rangle = \sqrt{2}\Omega$ となる.

単純化したモデルによるダイナミクス解釈

対角線上のペアのダイナミクスを解釈するために、 2×2 原子アレーの内対角線上の 2 個の原子のみがブロックード半径に近いモデルを考える (図 4.23)。辺上に並んだ 1-2 および 3-4 ペアや 1-4 および 2-3 ペアの励起確率が十分に抑圧されていると仮定すると、2 個励起された状態 $|2\rangle$ は以下の様に見える。

$$|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|grgr\rangle + |rgrg\rangle). \quad (4.46)$$

ここで、 $|grgr\rangle$ は 2-4 ペア、 $|rgrg\rangle$ は 1-3 ペアの状態を示す。従って、式 (4.38) で表したどれか 1 つの原子のみが励起された状態 $|1\rangle$ とのカップリング強度は、

$$\langle 2|\hat{\Omega}|1\rangle = \frac{2+2}{\sqrt{2}\sqrt{N}}\Omega = \sqrt{2}\Omega, \quad (4.47)$$

となる。なお、 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ のカップリング強度は $\langle 1|\hat{\Omega}|0\rangle = \sqrt{N}\Omega = \sqrt{4}\Omega$ である。さらに、 $|2\rangle$ は相互作用 V_{vdW} だけエネルギー固有値がシフトするため、この近似モデルのダイナミクスは基底 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle\}$ を用いて以下のハミルトニアンで書ける [Schauss

2018]。

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \hbar\sqrt{4}\Omega/2 & 0 \\ \hbar\sqrt{4}\Omega/2 & 0 & \hbar\sqrt{2}\Omega/2 \\ 0 & \hbar\sqrt{2}\Omega/2 & V \end{pmatrix}. \quad (4.48)$$

このハミルトニアンより $|2\rangle$ となる確率 P_2 を計算した結果を図 4.22(b) 下の破線で示す。式 (4.44) のハミルトニアンを用いて計算した結果 (実線) を比較すると、観測した時間領域では良く一致していることがわかる。

4.5.4 リユードベリブロッケード領域内外の励起ペア相関

我々の実験系では、 N 個の原子全ての状態を観測することが可能である。本節ではこの利点を生かし、観測されたリユードベリ原子ペアの相関関数の測定を行い、リユードベリ原子間の空間秩序を調べた結果について述べる。リユードベリ原子ペアの相関関数は、以下の式より計算した [Gärttner et al. 2013]。

$$g^{(2)}(\Delta k) = \frac{1}{N_p(\Delta k)} \sum_i \frac{\langle \hat{\sigma}_{rr}^{(i)} \hat{\sigma}_{rr}^{(i+\Delta k)} \rangle}{\langle \hat{\sigma}_{rr}^{(i)} \rangle \langle \hat{\sigma}_{rr}^{(i+\Delta k)} \rangle}. \quad (4.49)$$

ここで、 $N_p(\Delta k)$ はサイト間隔が Δk となるペアの数である。この関数は、リユードベリ原子から Δk だけシフトしたサイトに負の相関があると $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ 、正の相関があると $g^{(2)}(\Delta k) > 1$ 、無相関ならば $g^{(2)}(\Delta k) = 1$ となる。

2 × 2 正方格子アレー

節 4.5.2 で用いた $3\mu\text{m}$ 間隔の 2×2 アレーを用いて、各サイトの励起確率と $g^{(2)}(\Delta k)$ を測定した結果を図 4.24(b,c) に示す。 $\Delta k = \pm 1$ の場合、リユードベリ状態間の相互作用の大きさは $|V_{\text{vdw}}| \leq h \times 30 \text{ MHz}$ となり、ブロッケード効果により励起が抑圧されるため、負の相関が生じていることが分かる。そして $\Delta k = \pm 2$ の場合、相互作用の大きさが $|V_{\text{vdw}}| \simeq h \times 4.5 \text{ MHz}$ まで減少し、リユードベリブロッケード半径 R_b と原子間距離 R の比率が $R_b/R \simeq 1.2$ となる。ゆえに、ブロッケード効果が弱まり、相関関数が 1 に近づいていることが分かる。

$N = 15$ 一次元アレー

ここでは、リユードベリブロッケード領域外の相関を調べるためシステムサイズ $L > R_b$ とした一次元アレー (図 4.25(a)) において同様の実験を行った実験について述

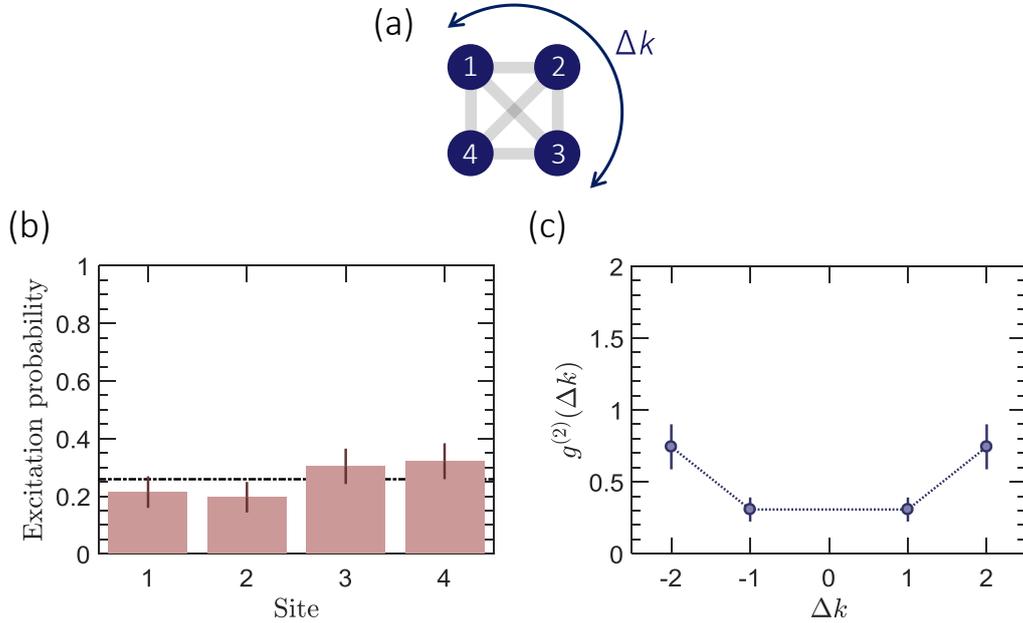


図 4.24: 2×2 アレー中のリュードベリ原子ペア相関. (a) トラップ配置と単一原子アレーのサイトラベル. ここで用いたトラップ配置やリュードベリ状態 ($|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$) およびブロックード半径は、図 4.21 と同じである. (b) 各サイトの励起確率. 点線は全サイトの平均値を示す. (c) Δk シフトしたサイト間のリュードベリ原子ペアの相関関数.

べる。なお、最小間隔 $d \simeq 3 \mu\text{m}$ の計 $N = 15$ 個のトラップからなる一次元アレーは、量子化軸および励起光の光軸に沿って並べることで、ラビ周波数のばらつきや相互作用の異方性を抑えている。使用したリュードベリ状態 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 間の van der Waals 相互作用係数と直前に測定した単一原子系におけるラビ周波数より、リュードベリブロックード半径は $R_b \simeq 1.5d$ である。

まず、この実験で用いた一次元アレー中の単一原子の充填率について説明する。一般に、 N 個のトラップに N_a 個の原子がロードされる確率は、式 (3.3) より予測することができる。図 4.25(b) 塗りつぶしの領域は、原子数 N_a に対するローディング確率の計算結果である。 $N = 15$ 個全てに単一原子を充填する確率は、 $0.5^N \simeq 0.003\%$ と非常に小さくなる。そこで、我々は原子数が $N/2 + \sqrt{N} \simeq 11$ 個以上となった際にメイン時間系列をスタートさせて実験を行った。

図 4.25(b) 棒グラフは、1 回目の蛍光観測時において充填されたサイト数のイベント確率である。原子数 $N_a = 11$ 個でイベント確率がピーク値を取っていることが分かる。また、トリガーを掛けてから観測するまでの間にトラップ内から原子が逃げる確

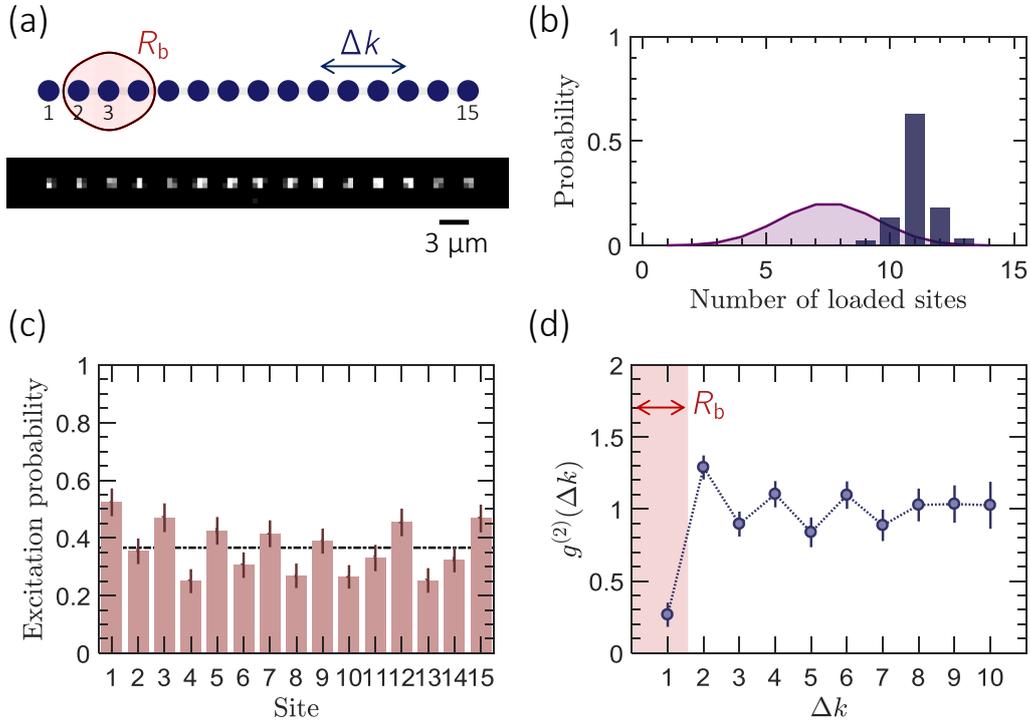


図 4.25: 一次元アレー中のリュードベリ原子ペア相関. (a) 計 $N = 15$ 個のトラップ配置 (最近接サイト間距離 $d \simeq 3 \mu\text{m}$) とそのサイトラベル. 画像はトラップ内にロードされた単一原子の平均蛍光画像である. 用いたリュードベリ状態は $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ であり, その状態間の van der Waals 相互作用係数と単一原子系におけるラビ周波数 Ω より, ブロックード半径は $R_b \simeq 1.5d$ となる. (b) メインの時間系列を原子数 $N/2 + \sqrt{N} \simeq 11$ 個にトリガーをかけて開始した際の充填サイト数のヒストグラムである. 塗りつぶしの領域は, $p = 0.5$ として式 (3.3) より計算したローディング確率分布である. (b) 各サイトの励起確率. 点線は全サイトの平均値を示す. (c) Δk だけ離れたサイト間のリュードベリ原子ペアの相関関数.

率も存在するため, 1 回目の蛍光観測時に $N_a < 11$ となるケースがある. そこで我々は, $N_a < 11$ となったデータサンプルをポストセレクトで排除し, 原子の充填率を $N_a/N = 11/15 \geq 73\%$ とした.

図 4.25(c) は, リュードベリ状態への励起光を $\Omega\tau$ だけ照射した際の各サイトの励起確率である. なお, 上述した充填率 73% 以上のサンプルの内, 1 回目および 2 回目の蛍光観測結果から得た原子配置を比較し, 充填されていたサイトのみを考慮して各サイトの励起確率を測定した. システムサイズをブロックード半径よりも小さくした結

果(図4.24(b))と比較すると、各サイトの励起確率が周期的になっていることが分かる。これは、あるサイトが励起されると隣のサイトの励起確率が抑圧されていて、さらに、ブロック効果が小さいエッジの原子(サイト1またはサイト15)が高い励起確率を持つことが要因であることが考えられる。

図4.24(d)は、 Δk 離れたリュードベリ原子ペアの相関関数を取った結果である。エッジの効果を除くため、エッジから2つ分のサイトを除いて相関関数を計算した。サイト間隔 $\Delta k < R_b \simeq 1.5d$ において、ブロック効果により励起が大きく抑圧されている。一方、ブロック領域を越えたサイト間隔 $\Delta k > R_b$ では、減衰振動しながら1に漸近する相関となっていることが分った。この理由は以下の様に考えられる。有限のシステム(長さ L)内での励起原子数の最大値は、与えられたリュードベリブロック半径 R_b を用いて $N_{r, \max} \sim L/R_b$ となることが予想される。このとき、隣り合うリュードベリ原子間距離は R_b に近づくため $\Delta k = 2, 4, 6, \dots$ と周期的に正の相関が現れたことが考えられる。また、エッジ以外のリュードベリ原子の初期位置はランダムに選択されることやアレーに欠陥があることが要因で相関が減衰し、 Δk が大きい領域では無相関となっていると思われる。この様なリュードベリブロック領域外において減衰する相関関数は、光格子を用いた系 [Schauß et al. 2012] でも観測されている。

4.6 まとめ

本章は、数 μm 離れた原子間に相関を生成することを目的とし、以下の4つの課題に取り組んだ

- (1) リュードベリ状態への励起用光源の開発
- (2) 単一原子のリュードベリ状態への励起
- (3) リュードベリブロック効果の観測
- (4) リュードベリブロック効果による相関の観測

1つ目の課題は、リュードベリ状態への励起用光源の開発である。単一原子をコヒーレントにリュードベリ状態へ励起するためには、励起用光源の周波数揺らぎや周波数ドリフトを $\Omega/(2\pi) \sim 1\text{MHz}$ よりも十分小さくする必要がある。ここで、 Ω は単一原子系におけるラビ周波数である。我々は、波長 780nm と 480nm の2本のレーザー光から励起用光源を構成し、低フィネストランスファーマ共振器を用いて2本のレーザー光の絶対周波数の安定化を行った。1日あたりの絶対周波数のドリフトは 100kHz よりも

十分小さく、条件を満たしたと言える。しかしながら、周波数安定化後の2本のレーザー光の周波数揺らぎはトータルで約400 kHzあり、今後さらなる改善が要求される。また、室温セル中のリユードベリ電磁誘起透明化 (EIT) スペクトルをモニター可能なシステムを構築し、絶対周波数をサブ MHz の精度で確認した。実験中も常に EIT 信号をモニターすることで、励起用光源の周波数ロックが外れた際に取得したデータサンプルを自動的に除外し、より精確な実験データを収集することが可能となった。

2つ目の課題は、単一原子のリユードベリ状態への励起である。ここでは、リユードベリ状態 $|63D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ のスペクトル測定とラビ振動測定を行った。ラビ周波数 $\Omega/(2\pi) \simeq 1.2$ MHz のときのラビ振動緩和レートの実測値は 0.44 MHz であった。現状の実験における緩和の主な要因は、励起光源の周波数揺らぎが考えられる。節 4.3.3 では、その他の考えられるデコヒーレンス要因をまとめた。

3つ目の課題は、リユードベリブロッケード効果の観測である。ブロッケード効果が起こる条件は $\hbar\Omega < V_{\text{vdw}}(R)$ である。ここで、 $V_{\text{vdw}}(R)$ は原子間距離 R におけるリユードベリ状態間の相互作用である。我々は、この条件を満たすように原子数 $N = 2 \sim 4$ 個の原子アレーを構成し、集団励起状態の観測を行った。集団励起ラビ周波数のスケールリング $\sqrt{N}\Omega$ を実験的に観測した。

4つ目の課題は、リユードベリブロッケード効果による相関の観測である。相互作用の大きさが $V_{\text{vdw}}(R_b) = \hbar\Omega$ を満たすときの原子間距離をリユードベリブロッケード半径 R_b と呼んでいる。原子間距離が $R < R_b$ のとき、 $\hbar\Omega < V_{\text{vdw}}$ となるため、ブロッケード半径 R_b は相互作用が働く長さスケールとして用いられている。我々は、原子アレーのシステムの長さ L を $L < R_b$ や $L > R_b$ と設定し、リユードベリ原子ペアの相関関数の測定を行った。 $L < R_b$ では、全てのリユードベリ原子ペアが負の相関となり、原子間にブロッケード効果が働いていることを裏付ける結果を得た。 $L > R_b$ では、複数個のリユードベリ原子が互いに反発しながらシステム内に存在する相関を得た。

次章では、 $L > R_b$ 条件化におけるリユードベリ状態への励起のダイナミクスや原子配置に依存したリユードベリ原子密度について議論する。

リュードベリ原子を用いたスピンイジングモデルのダイナミクス

第4章では、個々の原子の状態が観測可能であることを利用してリュードベリ原子間の相関を測定し、ブロッケード半径内やブロッケード半径近傍の原子間に相関が生じていることを確認した。

単一原子レベルでの観測により、古典計算機では解析が困難な量子多体系を構成する全ての粒子の振る舞いを実験的に測定することができる。本章では、開発したシステムを評価するために、前章より複雑な振舞いをする条件化において様々なスピン配置で実験を行いベンチマークテストを行った結果について述べる。

5.1 リュードベリハミルトニアンとイジングモデル

ここでは、個々の原子を基底状態 $|g\rangle$ とリュードベリ状態 $|r\rangle$ の2準位系を仮定し、リュードベリ状態を介して相互作用し合う N 原子系を考える。 $|g\rangle$ から $|r\rangle$ へカップルするリュードベリ励起光を δ だけ離調して N 個の原子に同時に照射すると、この系ハミルトニアンは以下のように記述される [Schauss 2018]。

$$\hat{H} = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i (\hat{\sigma}_{gr}^{(i)} + \hat{\sigma}_{rg}^{(i)}) + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} \hat{\sigma}_{rr}^{(i)} \hat{\sigma}_{rr}^{(j)} - \hbar\delta \sum_i \hat{\sigma}_{rr}^{(i)}, \quad (5.1)$$

第1項は、サイト i の原子の内部状態 $|g\rangle$ と $|r\rangle$ を単一原子系のラビ周波数 Ω でカップルさせるコヒーレントカップリング項である。 $\hat{\sigma}_{gr}^{(i)} = |g_i\rangle \langle r_i|$ および $\hat{\sigma}_{rg}^{(i)} = |r_i\rangle \langle g_i|$ は、

サイト i の遷移演算子である。第2項は、状態 $|r\rangle$ である原子 i, j 間の van der Waals 相互作用項であり、原子間距離 $R_{ij} = |\vec{R}_i - \vec{R}_j|$ を用いて $V_{ij} = C_6(\theta)/R_{ij}^6$ とする。ここで、 θ は量子化軸と相互作用軸間の角度であり、 $\hat{\sigma}_{rr}^{(i)}$ はサイト i のリュードベリ原子密度の演算子とする。

以下では、基底状態をダウンスピン $|\downarrow\rangle = |g\rangle$ 、励起状態をアップスピン $|\uparrow\rangle = |r\rangle$ と表し、サイト i におけるスピン $1/2$ 演算子 $\hat{\sigma}_x^{(i)}, \hat{\sigma}_z^{(i)}$ を次のように定義する。

$$\hat{\sigma}_x^{(i)} = \frac{1}{2} (|\uparrow_i\rangle \langle \downarrow_i| + |\downarrow_i\rangle \langle \uparrow_i|), \quad (5.2)$$

$$\hat{\sigma}_z^{(i)} = \frac{1}{2} (|\uparrow_i\rangle \langle \uparrow_i| - |\downarrow_i\rangle \langle \downarrow_i|). \quad (5.3)$$

ここで、演算子 $|\uparrow\rangle \langle \downarrow|$ は基底状態 $|\downarrow\rangle$ を励起状態 $|\uparrow\rangle$ に、 $|\downarrow\rangle \langle \uparrow|$ は励起状態 $|\uparrow\rangle$ を基底状態 $|\downarrow\rangle$ にフリップさせる演算子である。さらに、 $\hat{\sigma}_{rr}^{(1)} = \frac{1}{2} \mathbf{1} + \hat{\sigma}_z^{(i)}$, $\mathcal{I}_i = \sum_{j, j \neq i} \frac{V_{ij}}{2}$ とすると、式 (5.1) のリュードベリハミルトニアンは次のイジングハミルトニアンに書き換えることができる。

$$\hat{H} = \hbar\Omega \sum_i \hat{\sigma}_x^{(i)} + \sum_i (\mathcal{I}_i - \hbar\delta) \hat{\sigma}_z^{(i)} + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} \hat{\sigma}_z^{(i)} \hat{\sigma}_z^{(j)}, \quad (5.4)$$

なお、定数項は省略している。第1項は、各サイトで均一な大きさ $\hbar\Omega$ を持つ横磁場項となり、ラビ周波数 Ω に依存する。第2項は、各サイトで不均一な大きさ $\mathcal{I}_i - \hbar\delta$ を持つ縦磁場項となり、励起光離調 δ に依存する。そして、オフセット項 \mathcal{I}_i は、有限なシステムの場合サイトに依存する項となる。第3項は、リュードベリ状態間の相互作用から生じるスピン-スピン相互作用である。従って、我々のシステムでは単一原子アレーにリュードベリ状態への励起光を照射するだけでスピンイジングモデルが生成され、横磁場や縦磁場に対応する部分を励起光のパラメータ Ω, δ で制御することができる。個々のサイトに $\delta_i = \mathcal{I}_i$ となるように励起光の離調を調節すると、式 (5.4) は縦磁場項が抹消され横磁場イジングモデルとなる。

本論文では、専ら $\delta = 0$ の条件化で実験を行った。このときサイトに依存した縦磁場オフセット \mathcal{I}_i がキャンセルされず、さらに原子配置に依存する特性を持つ。各サイトの基底状態原子およびリュードベリ原子密度の演算子を $\hat{n}_\downarrow^{(i)} = |\downarrow_i\rangle \langle \downarrow_i|$, $\hat{n}_\uparrow^{(i)} = |\uparrow_i\rangle \langle \uparrow_i|$ と定義すると、式 (5.4) は簡略化でき、

$$\hat{H} = \hbar\Omega \sum_i \hat{\sigma}_x^{(i)} + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} \hat{n}_\uparrow^{(i)} \hat{n}_\uparrow^{(j)}, \quad (5.5)$$

となり、 $|\uparrow\rangle$ の状態間のみ相互相互作用が働くイジングモデルとなる。

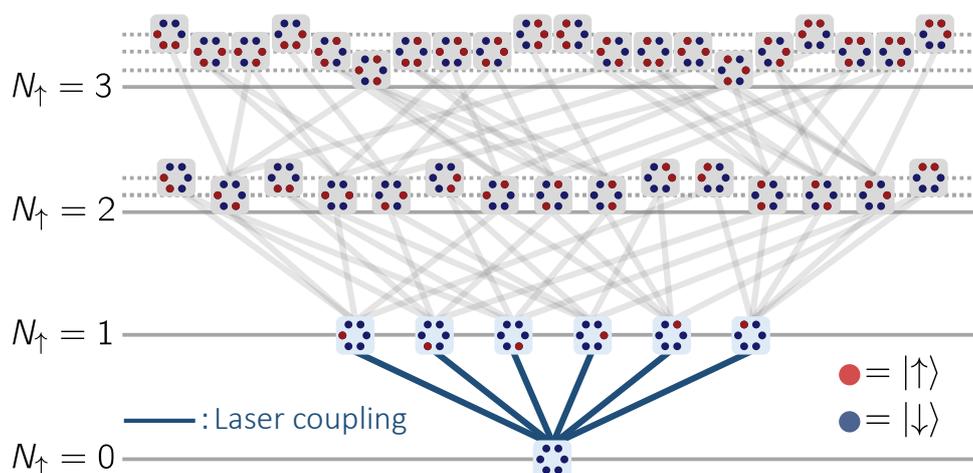


図 5.1: リング状に並べた $N = 6$ 原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,j} \gg \hbar\Omega$). 計 $2^N = 64$ 個の直行基底の内、リュードベリ原子数が $N_r \leq N/2 = 3$ となる状態を N_r ごとに並べたグラフである. 青枠内の状態は相互作用が無い状態もしくは $\hbar\Omega$ よりも十分小さい状態、灰色枠内の状態は相互作用の大きさが $\hbar\Omega$ よりも十分大きい状態を示す. 青線は励起光によるカップリング遷移、薄灰色の線はブロッケード効果によりブロックされた遷移を表す. 全ての原子ペアの相互作用がラビ周波数よりも大きい条件 $V_{i,j} \gg \hbar\Omega$ では、最大リュードベリ原子数は $N_r^{(\max)} = 1$ となる. 従って、ヒルベルト空間は 7 個の状態のみから成る. さらに、この系は集団基底状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ と集団励起状態 $(1/\sqrt{N}) \sum_i |\downarrow \cdots \uparrow_i \cdots \downarrow\rangle$ の二準位系と見なすことができる.

5.2 閉境界を持つ $N = 6$ リング原子アレー

本節では $N = 6$ 個の単一原子をリング状に並べた系、すなわち閉じた境界条件を持つ一次元系について議論する. 第 4 章の節 4.5 で述べた実験の様に、全ての原子がブロッケード領域よりも十分小さい範囲内に配置された場合、すなわち、 $V_{i,j} \gg \hbar\Omega$ の場合、相互作用によるエネルギーシフトが励起線幅よりも十分大きくなるため、リュードベリ原子数が $N_r \geq 2$ となる確率が抑圧される (図 5.1). 従って、この系はどれか 1 つの原子のみが励起された状態 $(1/\sqrt{N}) \sum_i |\downarrow \cdots \uparrow_i \cdots \downarrow\rangle$ と集団基底状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ の二準位系と見なすことができ、リュードベリ状態への励起ダイナミクスは非常にシンプルな振る舞いをする.

一方、ブロッケード効果を最近接するサイト間だけに働かせた場合、すなわち、 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ とすると、許容されるリュードベリ原子の数は $N_r = 0, 1, \dots, N/2$ まで増

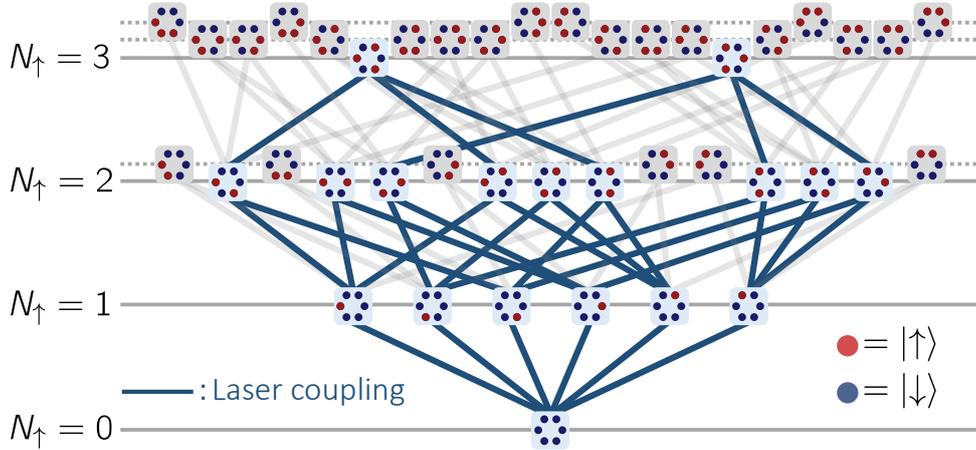


図 5.2: リング状に並べた $N = 6$ 原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$). 計 $2^N = 64$ 個の直行基底の内、リュードベリ原子数が $N_r \leq N/2 = 3$ となる状態を N_r ごとに並べたグラフである. 隣り合う原子間のみ大きな相互作用が働く条件 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ では、最大リュードベリ原子数は $N_r^{(\max)} = 3$ となる. また、隣り合う原子が励起された状態への遷移がブロッケード効果によって抑圧され、リュードベリ原子が 2 サイト以上離れた状態のみが励起光とカップルする. 従って、ヒルベルト空間は計 18 個の状態から成る.

加し、ブロッケードされない状態の数も前者と比べて増加する。図 5.2 は、計 $2^N = 64$ 個の直行基底の内 $N_r \leq N/2 = 3$ となる状態をリュードベリ原子数 N_r ごとに並べたものである。隣り合う原子が同時に励起された状態 (灰色枠内の状態) は、リュードベリ状態間の相互作用により大きなエネルギーシフトが生じるため、これらの状態への遷移確率は大幅に抑制される。従って、このような系のダイナミクスは、リュードベリ原子数が 1 個以下の状態とリュードベリ原子が 2 サイト以上離れた状態のみが励起光とカップルしながら時間発展する複雑な振舞いをする。図中では、青色枠内の状態が励起光とカップルする状態、灰色枠内の状態がブロッケード効果によりカップリングが抑圧される状態を示す。そして、リュードベリ原子数が最大値 $N_r^{(\max)} = 3$ となる状態は、リュードベリ原子が周期的に並んだ状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ もしくは $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ となる。

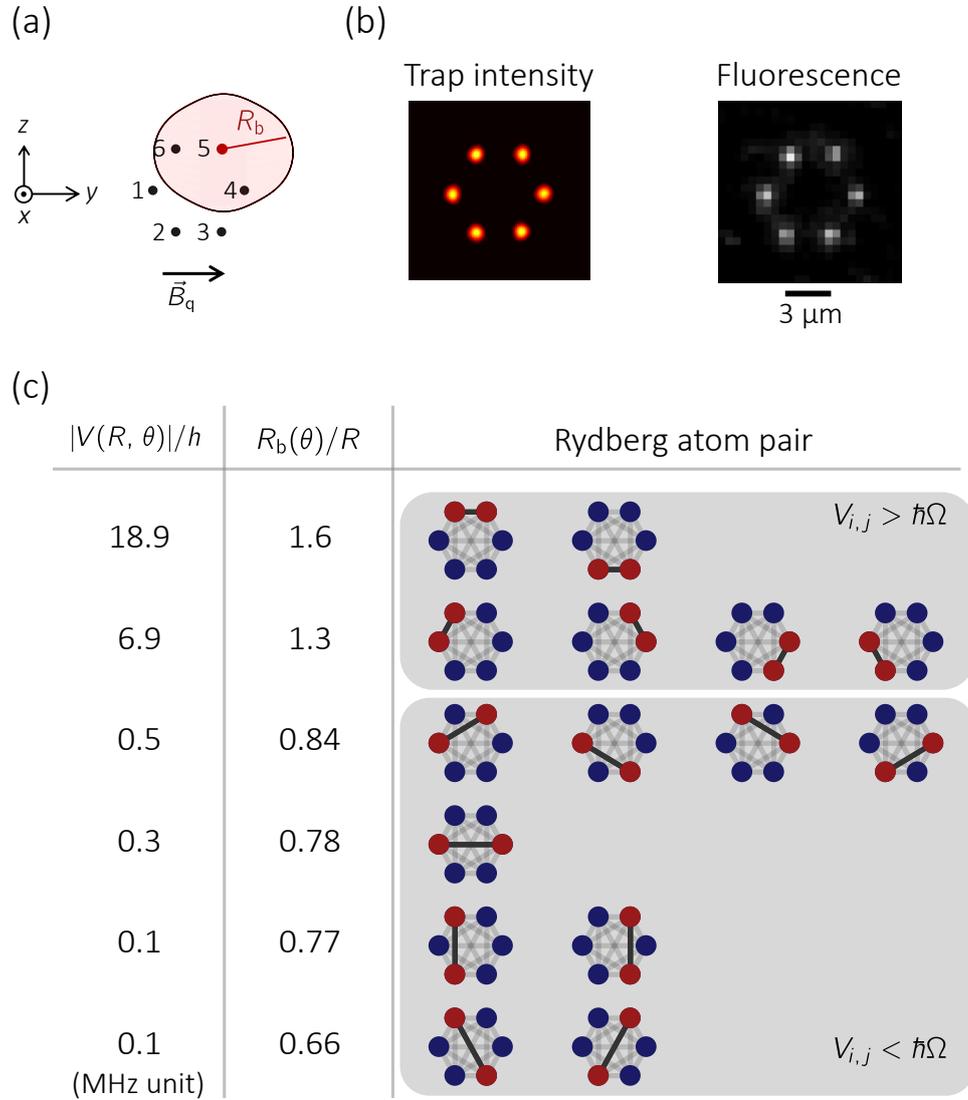


図 5.3: $N = 6$ リングアレー中のリュードベリ状態間相互作用. (a) 原子配置とサイトラベル、ブロックード半径 R_b を示す. (b) 実際に観測したトラップ光の強度分布とローディングされた単一原子の単一ショット蛍光画像である. なお、最小原子間距離は $3 \mu\text{m}$ である. (c) $N = 6$ 原子アレー中の $\binom{6}{2} = 15$ 通りあるリュードベリ原子ペア間の相互作用の大きさ $|V(R, \theta)|$ と単一原子系におけるラビ周波数 Ω におけるブロックードファクター $R_b(\theta)/R$ を示す. なお、リュードベリ状態は $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を用いた.

5.2.1 実験セットアップ

節 5.2 では、図 5.2 で示したようにリュードベリ原子数 N_{\uparrow} が最大リュードベリ原子数 $N_{\uparrow}^{(\max)} = 3$ となった際にスピンの状態が周期的構造をもつ系を実験的に構築し、そのダイナミクスの測定を行った。ここでは、その実験セットアップについて述べる。

実験に使用した原子配置は最近接サイト間隔 $d \simeq 3 \mu\text{m}$ でリング状に並べた $N = 6$ 個の原子アレーであり、図 5.3(a) はそのトラップ配置である。図 5.3(b) は、実測したトラップ光の強度分布とローディングされた単一原子の単一ショット蛍光画像である。リュードベリ状態は $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を使用しているため、原子間距離 R だけでなく相互作用軸と量子化軸の角度 θ に依存した相互作用 $V(R, \theta)$ を持つ。 $\binom{6}{2} = 15$ 通りある原子ペアを相互作用の大きさ $|V(R, \theta)|$ ごとに分けると図 5.3(c) に示す計 6 つのグループに分けられ、最も相互作用の大きなペアは、 $R \simeq 3 \mu\text{m}$, $\theta \simeq 0^\circ$ の 2-3, 5-6 ペアであり、 $|V| \simeq h \times 18.9 \text{ MHz}$ となる。2 番目は、 $R \simeq 3 \mu\text{m}$, $\theta \simeq 60^\circ, 120^\circ$ となる 1-2, 3-4, 4-5, 1-6 ペアであり、相互作用の大きさは $|V| \simeq h \times 6.9 \text{ MHz}$ となる。その他のグループに属するペアは $|V| \leq h \times 0.5 \text{ MHz}$ の相互作用を持つ。そして、ここでは単一原子系ラビ周波数 Ω を $V_{i, i+1} > \hbar\Omega > V_{i, i+2}$ を満たすように設定した。実際にシステム中心に置いた単一原子で測定したラビ周波数の測定結果は、 $\Omega \simeq 2\pi \times 1.32 \text{ MHz}$ であった。従って、このラビ周波数と相互作用より計算されるブロッケード半径 R_b と原子ペア間の距離 R の比率を $\alpha = R_b/R$ と定義すると、隣り合うサイト間は $\alpha \geq 1.3$ となり、2 個以上離れたサイト間は $\alpha \leq 0.84$ となる系となる。図 5.3(a) の赤塗りの領域は、相互作用角度に依存したブロッケード半径 R_b を示す。なお、ここで示した相互作用は全て二次の摂動論を用いて計算した。

実験では $N = 6$ 個の光マイクロトラップアレーの全サイトに原子が充填された瞬間に時間系列を開始し、1 回目の蛍光観測後、状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ に初期化した原子アレーにリュードベリ状態への励起光を時間 τ だけ照射した。その後 2 回目の蛍光観測を行い、計 2 枚の蛍光画像より得られる原子配置を比較することでどの原子が励起されているか判断している。なお、1 回目の観測の時点でわずかな確率で原子アレーに欠陥が生じるため、ポストセレクトを行いそのサンプルを除外している。

5.2.2 励起パターンのダイナミクス解析

本研究で開発した実験系は、単一原子レベルで $N = 6$ 個の原子の状態を測定することが可能といった利点を持つ。この利点を生かすことで、 2^N 個の状態 $|ijklmn\rangle$ 全ての観測が可能となる。なお、 i, j, k, l, m, n は \downarrow, \uparrow を示す。以下では、状態 $|ijklmn\rangle$ の観測確率を P_{ijklmn} とし、 $N = 6$ 原子アレーのヒルベルト空間を構成する $2^N = 64$

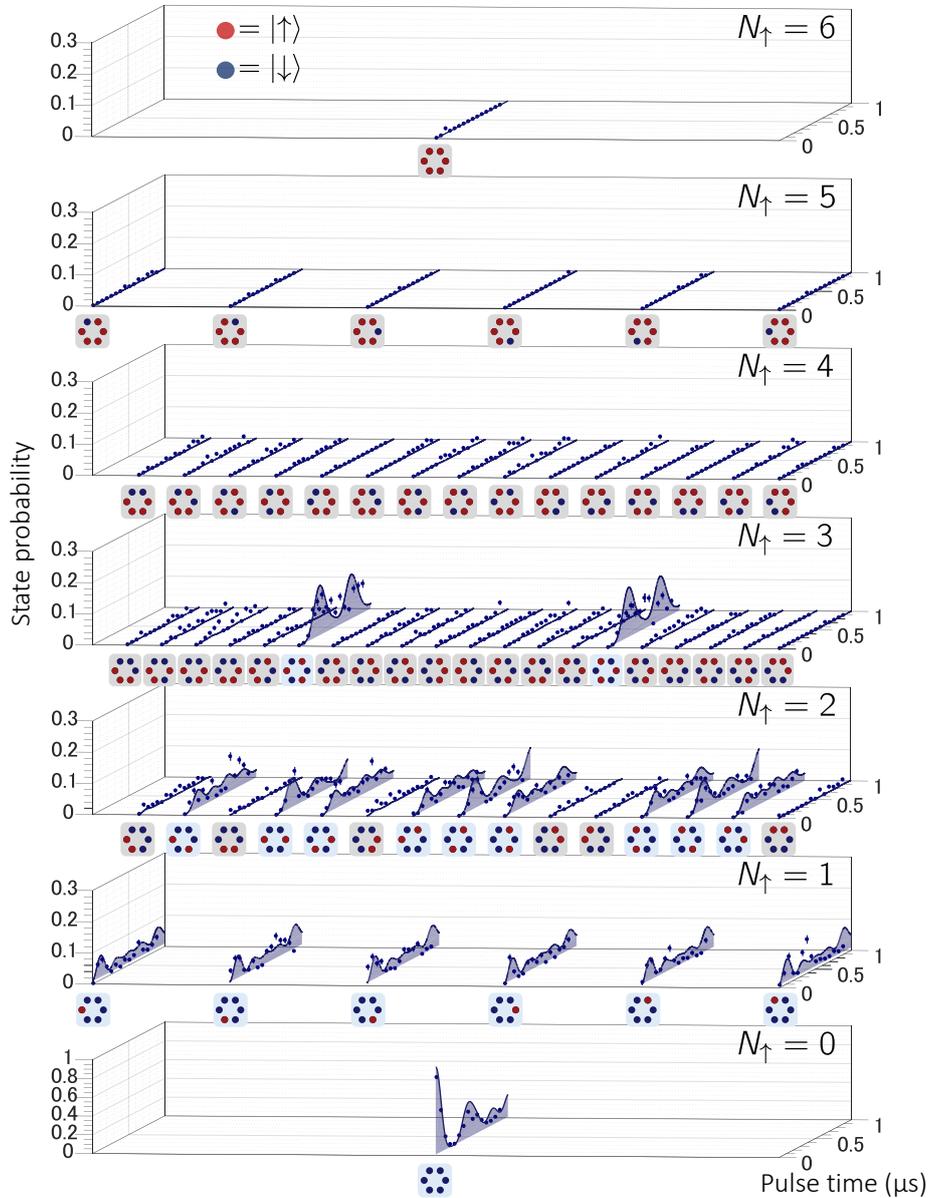


図 5.4: $N = 6$ リングアレーの励起ダイナミクス. 上から順にリュードベリ原子が $N_{\uparrow} = 6, 5, 4, 3, 2, 1, 0$ 個存在する状態の測定結果を示す. 各グラフの横軸は $\binom{N}{N_{\uparrow}}$ 個の状態 $|ijklmn\rangle$ 、縦軸は状態 $|ijklmn\rangle$ が観測される確率 P_{ijklmn} 、奥行きはリュードベリ状態への励起光の照射時間 τ である. なお、プロット点は実験結果、実線はイジングハミルトニアン の計算結果である.

個の全ての状態のダイナミクスを直接観測した結果および $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ が交互に並んだ空間秩序構造の観測結果について述べる。

図 5.4 は、 $2^N = 64$ 個の全ての状態 $|ijklmn\rangle$ が観測される確率 P_{ijklmn} のダイナミクスを観測した結果である。図中では、各状態をリュードベリ原子数ごとに並べており、リュードベリ原子数が N_\uparrow となる状態の数は $\binom{N}{N_\uparrow}$ 個存在する。励起光を照射した直後 $N_\uparrow = 0$ から $N_\uparrow = 1$, $N_\uparrow = 2$ の順に確率分布が変化していき、その後 $N_\uparrow = 3$ の状態が出現する。 $N_\uparrow \geq 2$ となる状態からリュードベリブロックードが働く状態 (灰色枠内の状態) が存在し、実験結果においてもその状態への遷移確率が抑圧されている様子が分かる。 $N_\uparrow = 3$ の確率分布を見ると、リュードベリ状態と基底状態が交互に並んだ状態、すなわち $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ と $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ の状態が他の状態よりも大きな確率となった。また、 $N_\uparrow \geq 4$ の状態への遷移確率は、ブロックードされない状態と比較すると確率が抑圧されていることが実験結果からも読み取れる。さらに、リュードベリ原子が連続して並ぶ個数が多い状態程、状態の観測確率が抑圧されていることが読み取れる。図 5.5(b) は、 $\Omega\tau \simeq 2.7$ ($\tau \simeq 0.33 \mu\text{s}$) におけるリュードベリ原子数が $N_\uparrow = 3$ となる状態の確率分布である。 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ と $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ の状態が観測される確率がエラーバーの範囲内で同じ確率分布を持っていることが分かる。

以下では計 64 個の状態の内、主に 5 つのパターンに着目してそのダイナミクスの解析を行う。1 つ目は、全ての原子が基底状態となる状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ である。実験ではこの状態を初期状態としている。2 つ目は、計 6 通りある原子 1 つが励起された状態である。この状態と初期状態はハミルトニアンにより直接カップルしている。3 つ目は、 $N_\uparrow = 2$ の内リュードベリ原子間のサイト間隔が $\Delta k = 2$ となる状態 (計 6 個) である。また、 $\Delta k = 3$ となる状態 (計 3 個) を 4 つ目とする。5 つ目は、 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ が交互に並び $N_\uparrow = 3$ となる状態 (計 2 個) である。これらの状態の観測確率を状態 $|ijklmn\rangle$ ($ijklmn \in \downarrow, \uparrow$) が観測される確率 P_{ijklmn} を用いて以下のように定義した。

$$\begin{cases} p_0 = P_{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow} \\ p_1 = (P_{\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow} + P_{\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow} + P_{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow} + P_{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow} + P_{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow}) / 6 \\ p_{2,2} = (P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} + P_{\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow} + P_{\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow}) / 6 \\ p_{2,3} = (P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} + P_{\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow}) / 3 \\ p_{3,2} = (P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} + P_{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow}) / 2 \end{cases} \quad (5.6)$$

なお、 N_\uparrow 個のリュードベリ原子が Δk 間隔で並ぶ確率を $p_{N_\uparrow, \Delta k}$ と表し、リュードベリ原子数が $N_\uparrow \leq 1$ の場合は p_{N_\uparrow} とする。

図 5.6(b-f) は、式 (5.6) で定義した 5 つの確率を実験的に観測した結果 (プロット) と各確率をイジングハミルトニアン (式 (5.5)) より計算した値である。単一原子系における確率 P_\uparrow の時間発展 (図 5.6(a)) と比べると、確率 $p_0, p_1, p_{2,2}, p_{2,3}, p_{3,2}$ は多体効果により複

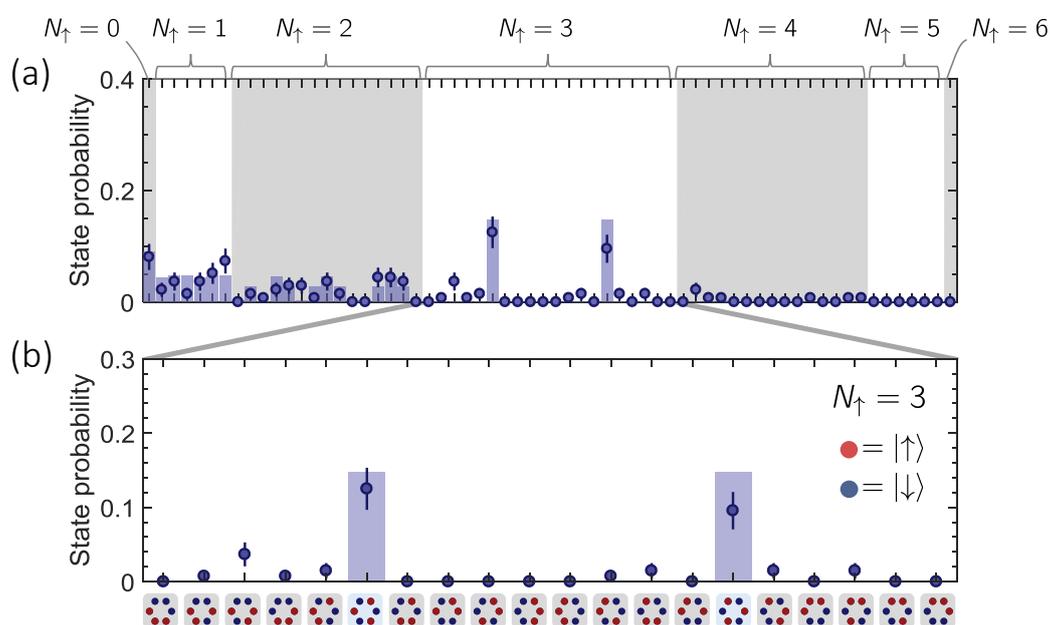


図 5.5: $N = 6$ リングアレー中の $N_{\uparrow} = 3$ となる状態の確率分布. $\Omega\tau \simeq 2.7$ ($\tau \simeq 0.33 \mu\text{s}$) における $N_{\uparrow} = 3$ の状態の確率分布を示す. (a) 計 $2^N = 64$ 個の各状態の観測確率である. なお、横軸はリュドベリ原子数 N_{\uparrow} ごとに並べ替えてある. (b) $N_{\uparrow} = 3$ となる状態の確率分布である. $N_{\uparrow} = 3$ の状態は合計 $\binom{6}{3} = 20$ 個存在し、その内 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ と $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ の状態が他の状態よりも大きな確率を持つ. なお、(a, b) の青プロットは実験結果、青バーはイジングハミルトニアン の計算結果である.

数の固有振動数を持って時間発展していく様子が分かる. $\tau = 0$ において $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ の状態に初期化された原子アレーは、励起光照射後実験・計算結果ともに $p_1, p_{2,2}, p_{2,3}, p_{3,2}$ の順に最初のピークを取り、そのときの時刻はそれぞれ $\tau \simeq 110, 190, 230, 300 \text{ ns}$ となっている. 特に p_1 がピーク値を取ってから $p_{2,2}$ および $p_{2,3}$ がピークとなる時間間隔はおおよそ $80, 120 \text{ ns}$ となっていて、 $N_{\uparrow} = 2$ における状態でもリュドベリ原子ペアの間隔で集団励起ラビ周波数が異なることが読み取れる. また、 $p_{2,2}$ および $p_{2,3}$ の振動周波数を比較すると $p_{2,2}$ の方が多数の周波数成分を含んでいる. これは、 $\Delta k = 2$ 間隔の $N_{\uparrow} = 2$ 励起ペアのみが $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ や $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ にカップルするためと考えられる. ゆえに、 $p_{2,2}$ が増加すると同時に $p_{3,2}$ も増えるため、結果として $p_{2,2}$ よりも $p_{2,3}$ の方が約 1.8 倍程大きなピーク値を取っている.

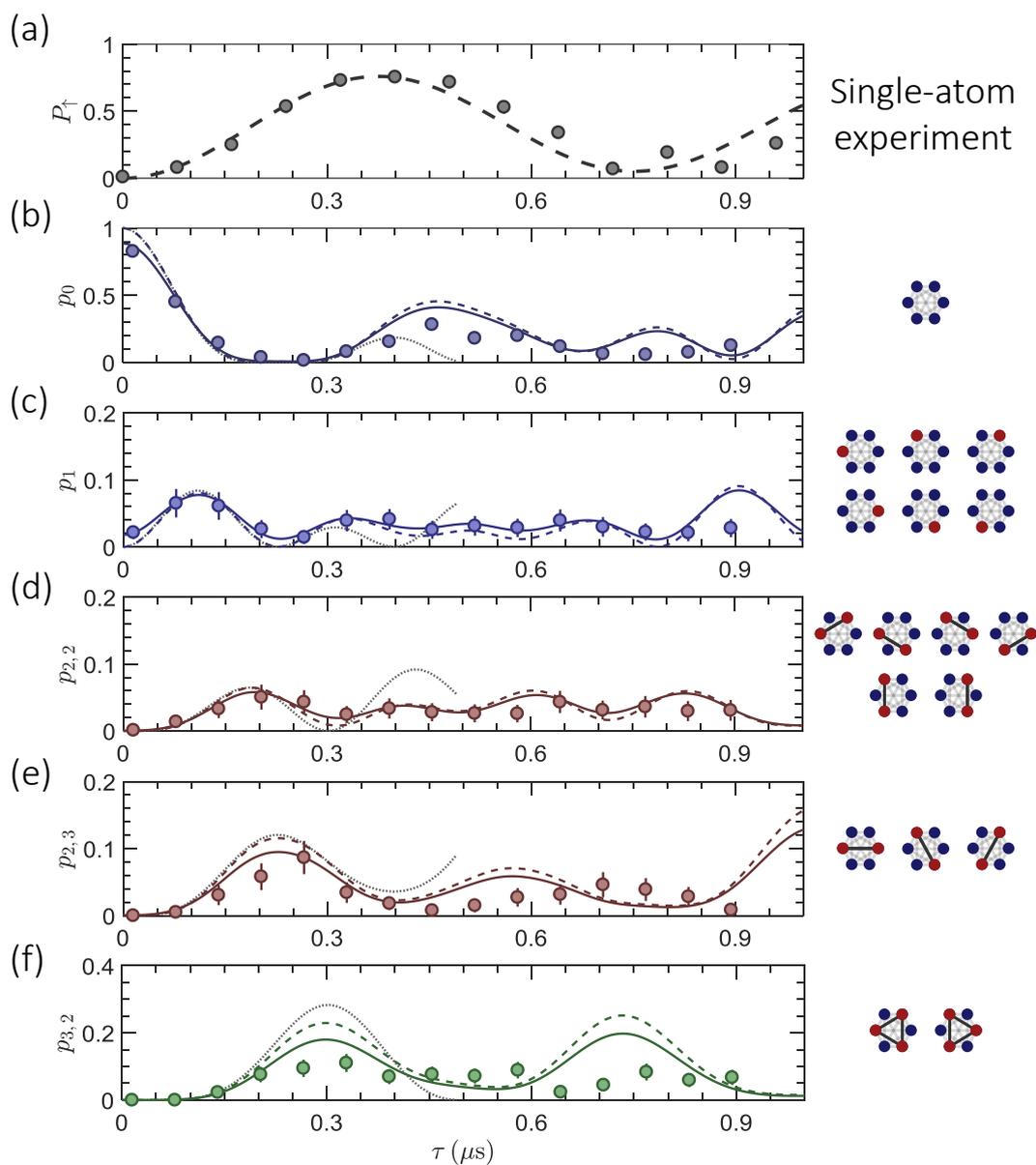


図 5.6: $N = 6$ リングアレー中のリュードベリ励起パターンごとのダイナミクス. (a) 単一原子系で測定した $|\downarrow\rangle \leftrightarrow |\uparrow\rangle$ 間のラビ振動である. 点線はフィッティング結果である. (b–f) $p_0, p_1, p_{2,2}, p_{2,3}, p_{3,2}$ の測定値 (プロット) およびイジングハミルトニアン の計算値である. なお、実線は観測エラーのみを考慮した計算値、破線は観測エラーが無いときの計算値、点線は式 (5.8) の計算値を示す.

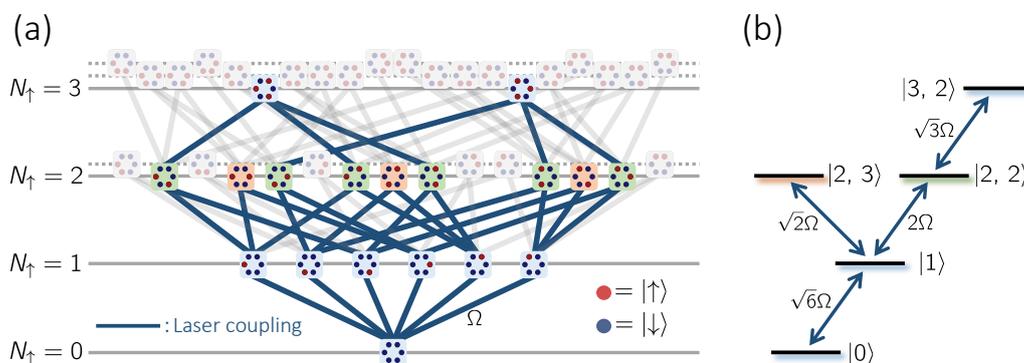


図 5.7: $N = 6$ リング原子系の単純化モデル. (a) $2^N = 64$ 個の各状態は励起光によりカップルしており、 Ω はそのカップリング強度 (ラビ周波数) を示す. $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ 条件下では、隣り合う原子が励起された状態へのカップリングがブロック効果により抑圧されると、励起光とカップルする状態の数は 18 個まで減少する. その中でもリユードベリ原子数が $N_\uparrow = 2$ となる状態は、リユードベリ原子が $\Delta k = 2$ サイト離れる状態と $\Delta k = 3$ サイト離れる状態の 2 種類に分けられ、前者の状態のみが $N_\uparrow = 3$ となる状態にカップルする. (b) N_\uparrow 個のリユードベリ原子が Δk 間隔で並ぶ状態を $|N_\uparrow, \Delta k\rangle$ ($N_\uparrow \leq 1$ の場合は $|N_\uparrow\rangle$) とすると、(a) に示した $N = 6$ 原子系は 5 準位系単一原子モデルと解釈できる.

単純化したモデルによるダイナミクス解釈

これらのダイナミクスを定性的に解釈するため、ここでは非常に単純化したモデルを考える. システムが $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ の条件を満たし、隣り合うサイトが励起された状態が完全にブロックされ、2 個以上離れたサイトが励起された状態のみが励起光によってカップルすると想定する. さらに、相互作用の異方性を無視すると系は回転対象なシステムとなるため、以下の重ね合わせ状態で記述される 5 つの状態のみが許される.

$$\begin{cases}
 |0\rangle = |\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle \\
 |1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle) \\
 |2, 2\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle) \\
 |2, 3\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle) \\
 |3, 2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle)
 \end{cases} \quad (5.7)$$

なお、 N_{\uparrow} 個のリュードベリ原子が Δk 間隔で並ぶ状態を $|N_{\uparrow}, \Delta k\rangle$ と表した。状態 $|2, 2\rangle$ と $|1\rangle$ 間のカップリング強度は、 $|1\rangle$ 内の 6 個の状態がそれぞれ 2 つのパターンにカップルすることを踏まえると、 $\langle 2, 2|\hat{\Omega}|1\rangle = \frac{2 \cdot 6}{\sqrt{6} \cdot \sqrt{6}} \Omega = 2\Omega$ となる。同様に、状態 $|2, 3\rangle$ と $|1\rangle$ 間のカップリング強度は、 $\langle 2, 3|\hat{\Omega}|1\rangle = \frac{2 \cdot 3}{\sqrt{3} \cdot \sqrt{6}} \Omega = \sqrt{2}\Omega$ となるため、確率 $p_{2,3}$ よりも $p_{2,2}$ が速く立ち上がることが予想される。また、状態 $|3, 2\rangle$ と $|2, 2\rangle$ 間のカップリング強度は、 $|3, 2\rangle$ 内の 2 つの状態がそれぞれ 3 つのパターンにカップルするため $\langle 3, 2|\hat{\Omega}|2, 2\rangle = \frac{3 \cdot 2}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{6}} = \sqrt{3}\Omega$ となるが、状態 $|3, 2\rangle$ と $|2, 3\rangle$ 間のカップリングは $\langle 3, 2|\hat{\Omega}|2, 3\rangle = 0$ となる。全ての状態間のカップリング強度を考えると、基底 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2, 2\rangle, |2, 3\rangle, |3, 2\rangle\}$ におけるハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{6}\Omega/2 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{6}\Omega/2 & 0 & 2\Omega/2 & \sqrt{2}\Omega/2 & 0 \\ 0 & 2\Omega/2 & 0 & 0 & \sqrt{3}\Omega/2 \\ 0 & \sqrt{2}\Omega/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3}\Omega/2 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.8)$$

となる。

図 5.6(b–f) の点線は、このハミルトニアンより計算した確率の時間発展である ($\tau < 0.5 \mu\text{s}$ の領域で表示)。多体系ハミルトニアンで計算した結果と比較すると、各確率の最初のピーク位置がおおむね一致していて、短い時間スケールでは式 (5.8) のシンプルなモデルで解釈できることがわかった。しかしながら、それ以降の時間発展は 2^N 個の基底を用いて計算したイジングスピンモデルと大きく離れ、式 (5.8) では記述できなくなる。これは、リュードベリ原子間の相互作用の寄与が大きくなることや、さらに相互作用の異方性の効果が現れる時間スケールとなるためである。

5.2.3 リュードベリ原子密度分布とスピン–スピン相関の解析

本節では、 $N = 6$ リングアレーのリュードベリ原子密度分布および各サイト間距離ごとのスピン–スピン相関の測定を行った結果について述べる。

リュードベリ原子密度分布

サイト i のリュードベリ原子密度の演算子は $\hat{n}_{\uparrow}^{(i)} = |\uparrow_i\rangle \langle \uparrow_i|$ と定義しており、この平均値 $\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \rangle$ はサイト i のリュードベリ状態への励起確率に対応する。図 5.8(a) は、励起光の照射時間 $\tau \leq 1 \mu\text{s}$ におけるリュードベリ原子密度の測定結果および計算結果である。リングアレーでは、 x 軸方向の回転に対する対称性が大きいことから、おおよそ均

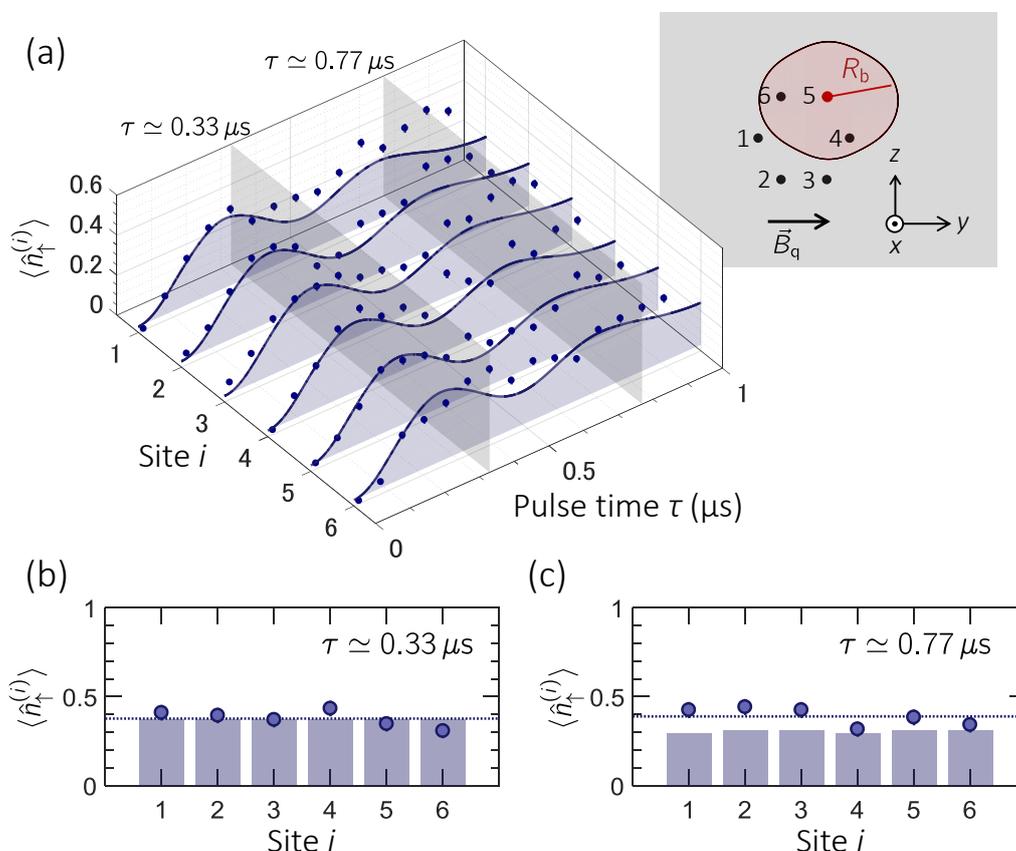


図 5.8: $N = 6$ リングアレーのリュードベリ原子密度分布. (a) 各サイトのリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ のダイナミクスを示す. プロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算値である. 右上の挿入図は、サイトラベルとブロック半径 R_b である. (b, c) は、それぞれ励起光の照射時間 $\Omega\tau \approx 2.7$ ($\tau \approx 0.33 \mu\text{s}$)、 $\Omega\tau \approx 6.4$ ($\tau \approx 0.77 \mu\text{s}$) におけるリュードベリ原子密度分布である. プロットは実験結果、破線は実験で得られたリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ を全サイトで平均した値 $\sum_i \langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle / N$ 、バーはイジングモデルの計算値である. なお、数値計算では基底状態およびリュードベリ状態の観測エラーと単一原子レベルから生じる緩和の効果 considering 計算を行った.

一なりュードベリ原子密度分布となる. 相互作用の異方性を考慮して計算した結果においては、 $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ におけるリュードベリ原子密度のばらつきは約 2% 程度である. 励起光照射直後の実験結果 (図 5.8(b)) では、各サイトでおおよそ等しい値を取っており、イジングモデルの計算値と良く一致する結果を得ていることが分かる. 図 5.8(a) の長

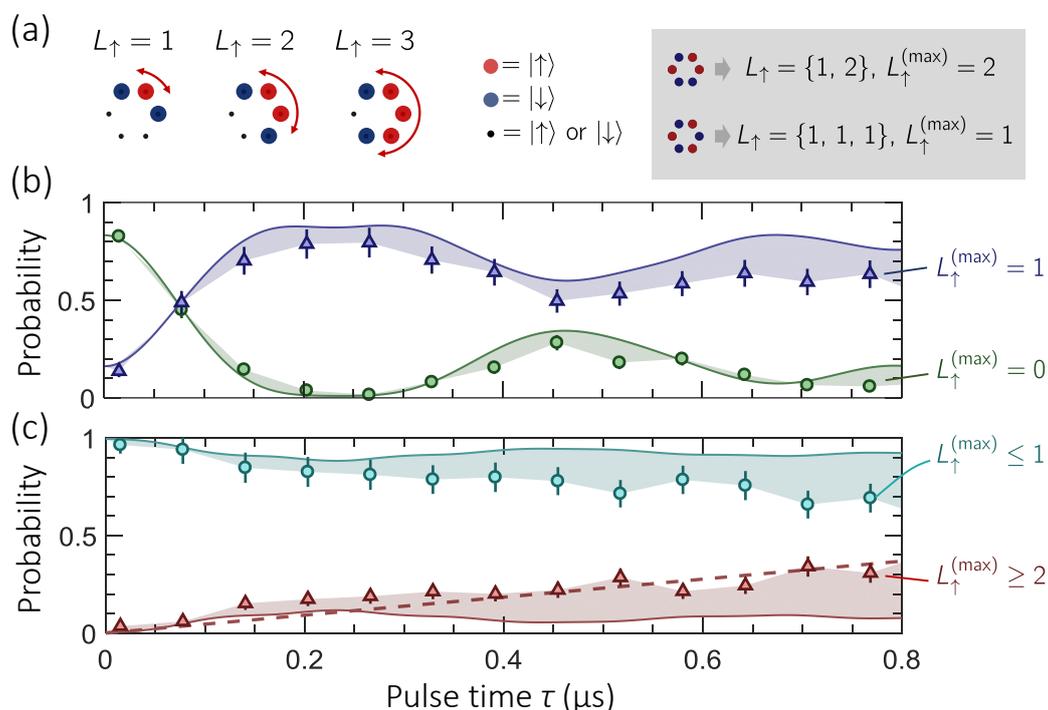


図 5.9: $N = 6$ リングアレー中のリュードベリ原子連鎖数. (a) に示すようにリュードベリ原子が連続して並ぶサイト数を L_{\uparrow} とする. 灰色枠内の挿入図は一例を示し、状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ でのリュードベリ原子連鎖数はそれぞれ $L_{\uparrow} = \{1, 2\}, L_{\uparrow} = \{1, 1, 1\}$ となる. リュードベリ原子連鎖数の最大値を $L_{\uparrow}^{(\max)}$ とし、上側の状態の場合は $L_{\uparrow}^{(\max)} = 2$ となる. (b) 青色の丸プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} = 0$ 、すなわち全ての原子が基底状態である確率の測定値であり、緑色の三角プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} = 1$ となる観測した確率の測定値を示す. (c) 水色の丸プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} \leq 1$ 、赤色の三角プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$ となる確率の測定値を示す. 赤の破線は傾き $0.46 \mu\text{s}$ ($0.17/\pi$) の直線である. (b, c) の実線はイジングモデルの計算結果、塗りつぶしの領域は実験と計算値のずれを示す. なお、数値計算では基底状態およびリュードベリ状態の観測エラーと単一原子レベルから生じる緩和の効果を考えて計算を行った.

時間領域 $\tau \gtrsim 0.38 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \gtrsim \pi$) における実験結果に着目すると、照射時間を長くするにつれサイト間のばらつきが大きくなる傾向があることが分かる. サイト間のリュードベリ原子密度のばらつきが生じる主な要因は、励起光の強度分布の不均一性が挙げられる. 励起光の強度分布の不均一性は、励起光自身の光シフトの不均一性やラビ周波

数の不均一性をもたらし、これらは N 原子系のデフェーシングとなる。また、照射時間を長くするとともにリユードベリ原子密度の実験結果が数値計算から予想される値よりも徐々に増加する傾向もある。励起光照射時間 $\tau \simeq 0.77 \mu\text{s}$ における実験結果 (図 5.8(c)) では、リユードベリ原子密度のサイト平均値の測定値は $\sum_i \langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle / N \simeq 0.39$ となり、計算値よりも約 0.08 程大きい値となった。

次に $N = 6$ リングアレー中にリユードベリ原子が連続的に並んだサイト数を測定し、ブロッケード効果の評価を行った。図 5.9(a) はリユードベリ原子が連続的に並んだサイト数 L_\uparrow のカウント方法の概念図である。 $L_\uparrow = 1, L_\uparrow = 2, L_\uparrow = 3$ は状態 $|ijklmn\rangle$ ($ijklmn \in \uparrow, \downarrow$) 内にそれぞれ $\downarrow\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow$ といったクラスターが存在することを表しており、灰色枠内の挿入図はその一例を示す。

図 5.9(b) は、 $N = 6$ 原子アレー中にリユードベリ原子が連続的に並んだサイト数の最大値が $L_\uparrow^{(\max)} = 0$ および $L_\uparrow^{(\max)} = 1$ となる確率を測定した結果である。短時間領域 $\tau \lesssim 0.38 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \lesssim \pi$) においては、緑丸プロットで示した $L_\uparrow^{(\max)} = 0$ となる確率と青三角プロットで示した $L_\uparrow^{(\max)} = 1$ となる確率が反転しながらダイナミクスが進む様子が読み取れ、イジングモデルの計算結果とおおよそ一致する実験結果が得られた。この短時間領域においては、リユードベリ原子の最大連鎖数が $L_\uparrow^{(\max)} \geq 2$ となる状態の観測確率 (図 5.9(c)) が約 0.2 以下に抑圧されている。従って、 $N = 6$ リングアレーでは均一なリユードベリ原子密度にもかかわらず、サイト i がリユードベリ状態となると最近接するサイト $i-1$ およびサイト $i+1$ は高い確率で基底状態となることが分かる。

しかしながら、励起光の照射時間 τ が長くなると、 $L_\uparrow^{(\max)} \geq 2$ となる状態の観測確率が徐々に増加し、計算値からのずれが大きくなることが読み取れる。実験で得られた確率の上昇レートは、約 $0.46 \mu\text{s}$ (単一原子系におけるラビ周波数 Ω で規格化した上昇レートは約 $0.17/\pi$) であった。 $L_\uparrow^{(\max)} \geq 2$ となる確率が上昇する主な要因として以下の 2 つが挙げられる。1 つ目は、実際のリユードベリ原子間相互作用が数値計算に使用した相互作用よりも小さいことが考えられる。数値計算におけるリユードベリ原子間相互作用は、縮退のない二次の摂動論により計算した van der Waals 型相互作用 ($\propto 1/R^6$) を仮定した。リユードベリ原子間の距離 R が小さくなり双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} によるリユードベリ原子ペア間のカップリングが大きくなると、 $1/R^3$ の距離依存性を持つ双極子-双極子型相互作用となる (節 4.4)。2 つの相互作用領域のクロスオーバーが起こる原子間距離は van der Waals 距離 R_{vdW} と呼ばれており、本節で用いたリユードベリ状態 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle \otimes |55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ では $R_{\text{vdW}} \simeq 2.9 \mu\text{m}$ と予想され、本節で用いたアレーの最近接サイト間距離 $d \simeq 3 \mu\text{m}$ と近い値となる。2 つ目は、他のリユードベリ状態へのカップリングである [Labuhn et al. 2016]。2 つの原子が励起された状態 $|\uparrow\uparrow\rangle = |55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle \otimes |55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ は、量子化軸と相互作用軸の角度が $\theta \neq 0$ となると式 (4.32) で記した双極子-双極子相互作用演算子 \hat{V}_{dip} に

よって全磁気量子数の変化分が $\Delta M_{\text{tot}} = 0, \pm 1, \pm 2$ となる多数のペア状態にカップルする。我々が数値計算に用いたイジングモデルでは、 $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ と $|\uparrow\rangle = |5D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の二準位系を仮定しており、他の準位を考慮していない。そのため、励起光の照射時間の経過とともに励起光によって直接カップルしないリュードベリ状態に遷移する原子が増え、 $L_{\uparrow}^{(\text{max})} \geq 2$ となる状態の観測確率が上昇する方向に計算値からずれたと思われる。

スピン-スピン相関

状態 $|\uparrow\rangle$ にある原子の空間秩序構造を解析するために、以下の式で表されるスピン-スピン相関関数を導入する [Gärttner et al. 2013]。

$$g^{(2)}(\Delta k) = \frac{1}{N_p(\Delta k)} \sum_i \frac{\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \hat{n}_{\uparrow}^{(i+\Delta k)} \rangle}{\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \rangle \langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i+\Delta k)} \rangle}. \quad (5.9)$$

ここで、 $N_p(\Delta k)$ はサイト間隔が Δk となるペアの数である。 $g^{(2)}(\Delta k)$ は、リュードベリ原子から Δk だけ離れたサイトに負の相関があると $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ 、正の相関があると $g^{(2)} > 1$ 、無相関ならば $g^{(2)}(\Delta k) = 1$ となる関数である。 $g^{(2)}(\Delta k)$ を計算することで、1つのリュードベリ原子が存在するとき次のリュードベリ原子が現れる距離を知ることができる。

図 5.10 は、式 (5.9) で定義したスピン-スピン相関関数の測定結果および計算結果である。実験結果においてもリュードベリ原子の隣のサイトである $\Delta k = 1, 5$ では、ブロッキング効果による負の相関 $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ 現れていることが分かる。そして、2個隣のサイト $\Delta k = 2, 4$ では次のリュードベリ原子が現れ、正の相関 $g^{(2)}(\Delta k) > 1$ となっている。 $\tau \simeq 0.33 \mu\text{s}, 0.39 \mu\text{s}$ 付近においては、 $\Delta k = 1, 3, 5$ において $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ 、さらに $\Delta k = 2, 4$ において $g^{(2)}(\Delta k) > 1$ となり周期的な相関が生じていることが読み取れる。なお、このような周期的な構造をもつスピン-スピン相関関数は Labuhn et al. (2016) らからも報告されている。

図 5.11(a-c) は、それぞれ $\Delta k = 1, 5, \Delta k = 2, 4, \Delta k = 3$ におけるスピン-スピン相関関数の時間発展である。 $\Delta k = 1, 5$ の計算結果では、励起光照射直後に $g^{(2)}(\Delta k) \simeq 0$ となり、励起光照射時間に対して大きな変化は見られない。 $\Delta k = 2, 4$ での相関関数は、時間とともに振動するが計算した時間スケール $\tau \leq 2 \mu\text{s}$ においては $g^{(2)}(\Delta k) \geq 1$ となっている。 $\Delta k = 3$ では、照射時間 $\tau \sim 0.45 \mu\text{s}$ や $\tau \sim 0.6 \mu\text{s}$ にてそれぞれ $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ から $g^{(2)}(\Delta k) > 1$ へ、 $g^{(2)}(\Delta k) > 1$ から $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ へ相関の正・負が反転している。この反転は、照射時間 $\tau \sim 0.45 \mu\text{s}$ 付近でリュードベリ原子間の間隔が 3 サイトとなる状態 $|2, 3\rangle$ の確率 (図 5.6(e) の数値計算結果) が再び立ち上がり始め、 $\tau \sim 0.6 \mu\text{s}$ 付近

5.2. 閉境界を持つ $N = 6$ リング原子アレー

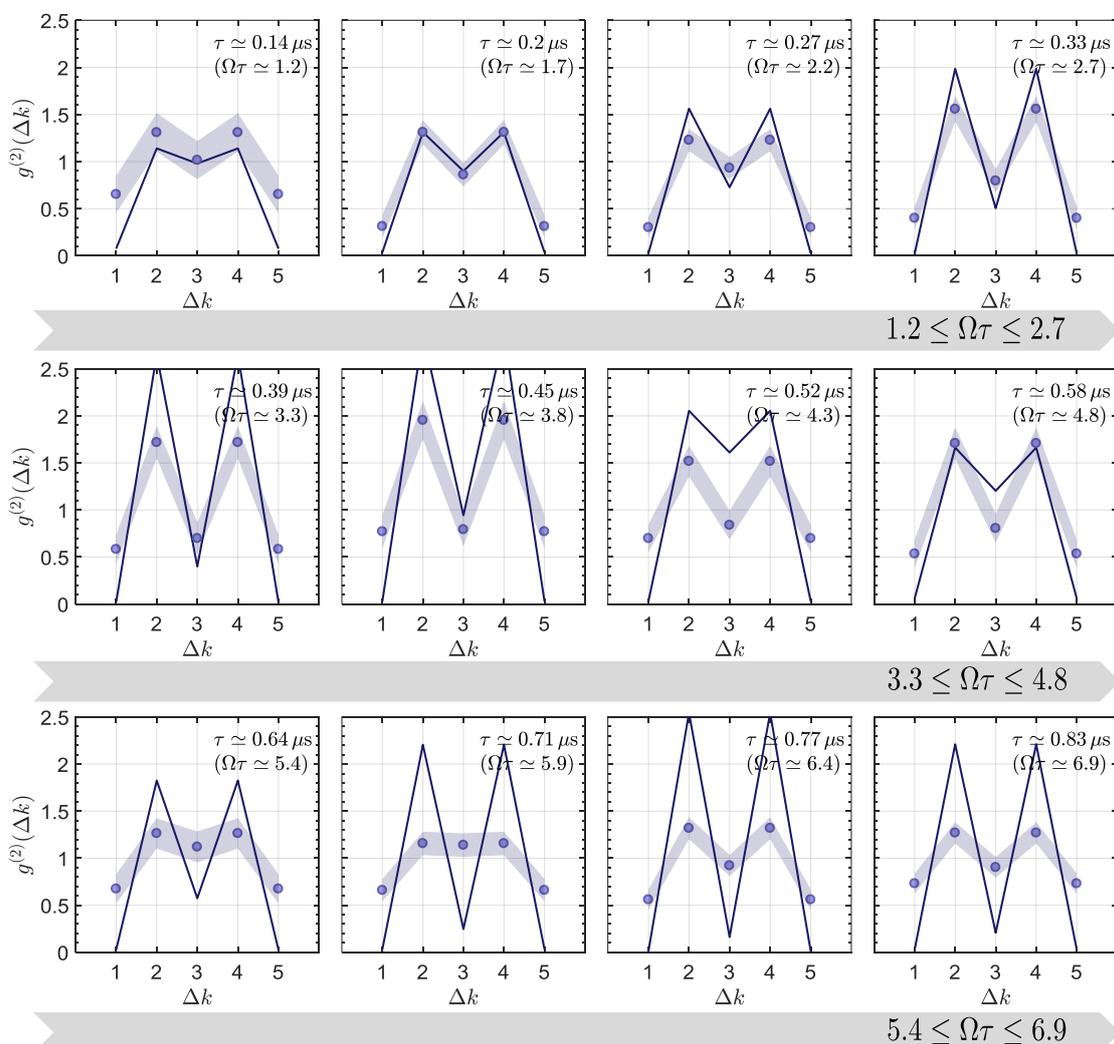


図 5.10: $N = 6$ リングアレー中のスピン-スピン相関関数. 励起光の照射時間 τ におけるリュードベリ原子が存在するサイトと Δk だけ離れたサイトとの相関関数 $g^{(2)}(\Delta k)$ である. リュードベリ状態への励起光の照射時間は、上から順に $1.2 \leq \Omega\tau \leq 2.7$, $3.3 \leq \Omega\tau \leq 4.8$, $5.4 \leq \Omega\tau \leq 6.9$ である. プロットは実験結果、塗りつぶしの領域は実験の統計誤差を示す. なお、実線はイジングモデルの計算結果 (観測エラーなどの補正無し) である.

でリュードベリ状態と基底状態が交互に並んだ状態、すなわちリュードベリ原子から 3 サイト離れた原子が基底状態となる状態 $|3, 2\rangle$ の確率 (図 5.6(f)) が再び立ち上がり始めていることに起因すると考えられる. $\Delta k = 1, 5$ の実験結果 (図 5.11(a)) に着目する

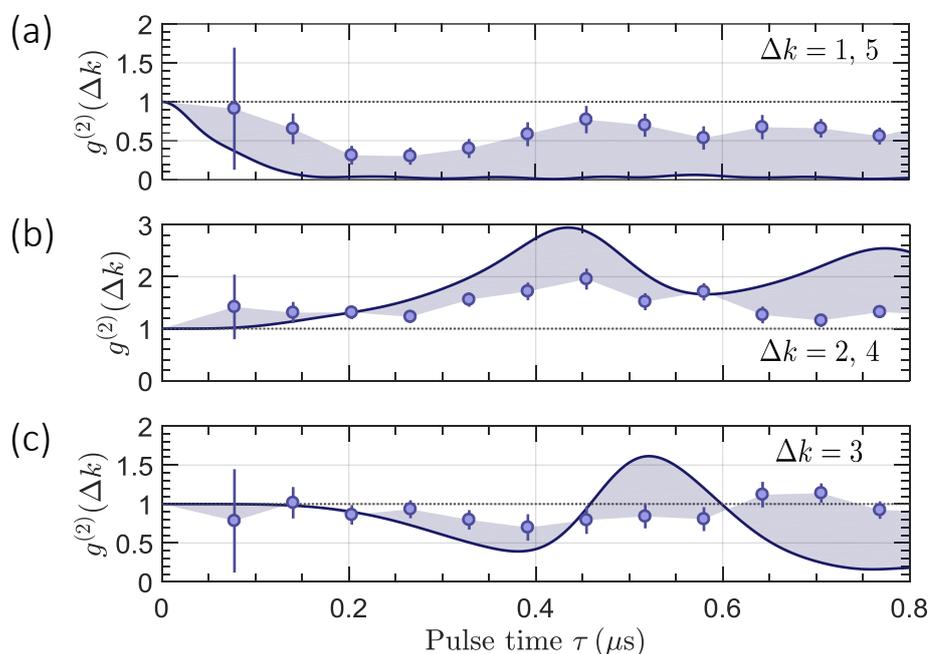


図 5.11: $N = 6$ リングアレー中のスピン-スピン相関関数のダイナミクス. (a) $\Delta k = 1, 5$, (b) $\Delta k = 2, 4$, (c) $\Delta k = 3$ におけるスピン-スピン相関関数 $g^{(2)}(\Delta k)$ のダイナミクスである. プロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算結果、塗りつぶしの領域は実験結果と計算結果のずれを示す. なお、実線はイジングモデルの計算結果 (観測エラーなどの補正無し) である.

と、 $\tau \simeq 0.27 \mu\text{s}$ において $g^{(2)}(\Delta k)$ は最小値 $\simeq 0.30$ となり、その後 $g^{(2)}(\Delta k) = 1$ に近づく方向に計算値からのずれが生じている。 $g^{(2)}(\Delta k) \simeq 0$ とならない主な要因は、状態観測エラーの影響の他、前述した計算に用いたリュードベリ状態間相互作用の大きさや他のリュードベリ状態へのカップリングが考えられる。

5.3 開境界を持つ $N = 5$ 次元原子アレー

前節 5.2 では、閉じた境界条件を持つ $N = 6$ リング原子アレー (最近接サイト間距離 $d \simeq 3 \mu\text{m}$) においてブロック半径 R_b を $d < R_b < 2d$ 、すなわち $V_i < \hbar\Omega < V_{i,i+2}$ を満たすように設定し、 $2^N = 64$ 個の状態のダイナミクスや各サイトのリュードベリ原子密度、さらにリュードベリ原子間の相関関数を測定した。本節では開いた境界条件を持つ $N = 5$ 次元原子アレーにおいて同様の実験を行い、閉じた境界条件との比較を行った。

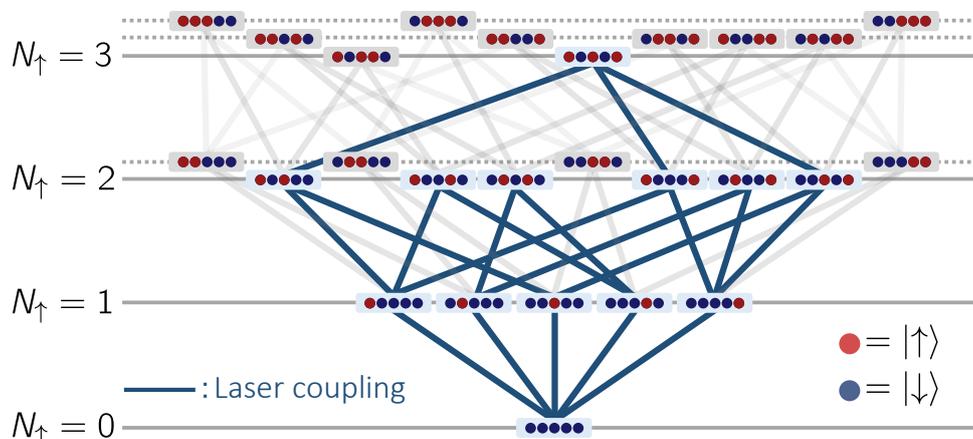


図 5.12: $N = 5$ 一次元原子系におけるヒルベルト空間 ($V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$). 計 $2^N = 32$ 個の直行基底の内、リユードベリ原子数が $N_r \leq N/2 = 3$ となる状態を N_r ごとに並べたグラフである. 隣り合う原子間のみ大きな相互作用が働く条件 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ では、最大リユードベリ原子数は $N_r^{(\max)} = 3$ となる. また、隣り合う原子が励起された状態への遷移がブロッケード効果によって抑圧され、リユードベリ原子が2サイト以上離れた状態のみが励起光とカップルする. 従って、遷移可能な状態の数は $2^N = 32$ 個から13個まで減少する.

図 5.12 は、 $N = 5$ 一次元原子アレーのヒルベルト空間を示す。ヒルベルト空間は $2^N = 32$ 個の直行基底 $|ijklm\rangle$ ($i, j, k, l, m \in \uparrow, \downarrow$) から構成され、図中では $N_r \leq 3$ となる状態を N_r ごとに並べている。隣り合うリユードベリ原子間の相互作用がリユードベリ状態への励起光のカップリングよりも十分大きい条件 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega$ を仮定すると、隣り合うサイトが同時にリユードベリ状態となる状態 (灰色枠内の状態) への遷移確率は大幅に抑圧される。一方、2サイト以上離れたリユードベリ原子間相互作用が励起光のカップリングよりも十分小さくなり、条件 $\hbar\Omega \gg V_{i,i+2}, V_{i,i+3}, \dots$ を満たす場合、リユードベリ原子間の距離が2サイト以上となる状態 (青色枠内の状態) のみが励起光とカップルする。従って、条件 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ におけるヒルベルト空間は $2^N = 32$ 個の状態からリユードベリ原子間の距離が2サイト以上となる状態の数である13個まで減少し、これらの状態内でダイナミクスが発展していくことが予想される。リユードベリ原子間の距離が2サイト以上となる状態の内、リユードベリ原子数の最大値は $N_r^{(\max)} = 3$ となる。そして、このときの状態はリユードベリ状態と基底状態が交互に並んだ $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ である。本節では、このような系を実験的に構成し、個々の

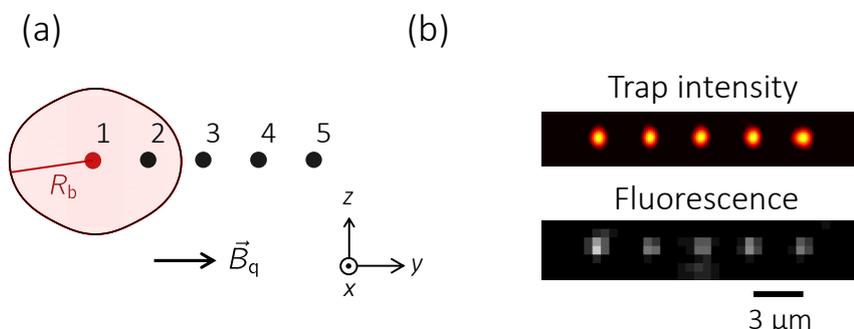


図 5.13: $N = 5$ 次元原子アレー. (a) $3 \mu\text{m}$ 間隔の次元アレーのサイトラベルとブロッケード半径 R_b を示す. (b) 実際に観測したトラップ光の強度分布とローディングされた単一原子の単一ショット蛍光画像である.

状態のダイナミクスや各サイトのリュードベリ原子密度、さらにリュードベリ原子間の相関関数を測定した。

5.3.1 実験セットアップ

図 5.13(a) は、 $N = 5$ 次元原子アレーの実験セットアップである。最小サイト間距離は $d \simeq 3 \mu\text{m}$ であり、 $N = 5$ 個の単一原子を y 軸方向に並べたものを使用した。量子化軸とリュードベリ原子間の相互作用軸を揃えることで、他のリュードベリ状態へのカップリングが抑えることが可能となる。さらにリュードベリ状態への励起光の光軸と原子アレーの軸を揃えることで、励起光 Ω や励起光自身の光シフトの不均一性の抑圧が期待できる。図 5.13(b) は、トラップ光の強度分布およびローディングされた単一原子の単一ショット蛍光画像である。リュードベリ状態は前節 5.2 と同様の $|55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ を用いており、隣り合うサイト間の相互作用の大きさは $|V_{i,i+1}| \simeq h \times 18.9 \text{ MHz}$ 、2 個離れたサイト間の相互作用の大きさは $|V_{i,i+2}| \simeq h \times 0.3 \text{ MHz}$ となる。ここでも $V_{i,i+1} > \hbar\Omega > V_{i,i+2}$ となるようにラビ周波数を設定し、実際に単一原子を用いて測定したラビ周波数は $\Omega \simeq 2\pi \times 1.15 \text{ MHz}$ であった。従って、この条件におけるブロッケード半径は $R_b \simeq 1.6d$ となる。図 5.13(a) の赤塗りの領域は、相互作用角度に依存したブロッケード半径 R_b である。

なお、本節の全ての実験結果は $N = 5$ 個の光マイクロトラップの全サイトに単一原子が充填された条件で行って得たものである。前節 5.2 と同様に、実験の時間系列は全ての光マイクロトラップ内に単一原子が充填された瞬間に実験を開始し、1 回目の

蛍光画像とリユードベリ励起光照射後の2回目の蛍光画像を比較してどのサイトが励起されたかを判断している。1回目の蛍光観測の時点で全てのトラップ内に充填されていないサンプルはポストセレクトで省いて実験結果を解析している。

5.3.2 励起パターンのダイナミクス解析

図 5.14 は、リユードベリ状態への励起光を時間 τ 間だけ照射し、 $2^N = 32$ 個状態 $|ijklm\rangle$ ($i, j, k, l, m \in \uparrow, \downarrow$) を観測した確率 P_{ijklm} を示す。図中では各状態をリユードベリ原子数ごとに並べており、リユードベリ原子数が $N_{\uparrow} = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ となる状態の数はそれぞれ $\binom{N}{N_{\uparrow}} = 1, 5, 10, 10, 5, 1$ 個存在する。励起光を照射した直後、 $N_{\uparrow} = 0$ である初期状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ から $N_{\uparrow} = 1, N_{\uparrow} = 2$ の順に確率分布が遷移し、その後 $N_{\uparrow} = 3$ となる状態が出現する。 $N_{\uparrow} \geq 2$ となる状態からリユードベリブロックードが働く状態 (灰色枠内の状態) が存在し、実験結果においてもその状態への遷移確率が抑圧されている様子が分かる。 $N_{\uparrow} = 3$ の確率分布を見ると、リユードベリ原子が2サイト以上離れて並んだ状態、すなわち $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ の状態のみが他の状態よりも大きな確率を持っていることが分かる。

図 5.15 は、 $\Omega\tau \simeq 2.9$ ($\tau \simeq 0.40 \mu\text{s}$) における $N_{\uparrow} = 3$ の状態の確率分布である。そして、 $N_{\uparrow} \geq 4$ の状態への励起確率はリユードベリブロックード効果により抑圧されていることが実験結果からも読み取れる。また、 $N_{\uparrow} = 3$ 個の状態に着目すると $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ の状態の確率だけが変化し、 $N = 6$ リングアレーにおける実験 (節 5.2.2) と同様に周期的な構造が生成されていることが分かる。

5.3.3 リユードベリ原子密度分布とスピン-スピン相関の解析

本節では、 $N = 5$ 次元アレーのリユードベリ原子密度分布および各サイト間距離ごとのスピン-スピン相関の測定を行った結果について述べる。

リユードベリ原子密度分布

サイト i のリユードベリ原子密度の演算子は節 5.2 と同様に $\hat{n}_{\uparrow}^{(i)} = |\uparrow_i\rangle\langle\uparrow_i|$ と定義しており、この平均値 $\langle\hat{n}_{\uparrow}^{(i)}\rangle$ はサイト i のリユードベリ状態への励起確率に対応する。図 5.16(a) は励起光の照射時間 $\tau \leq 1 \mu\text{s}$ におけるリユードベリ原子密度の測定結果および計算結果であり、図 5.16(b, c) はそれぞれ $\tau \simeq 0.40 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \simeq 2.9$) および $\tau \simeq 0.90 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \simeq 6.5$) のにおける結果である。励起光照射後、システムの境界であるサイト 1 とサイト 5 に着目すると他のサイトよりも大きな値まで上昇し、一方、サイト 2 と

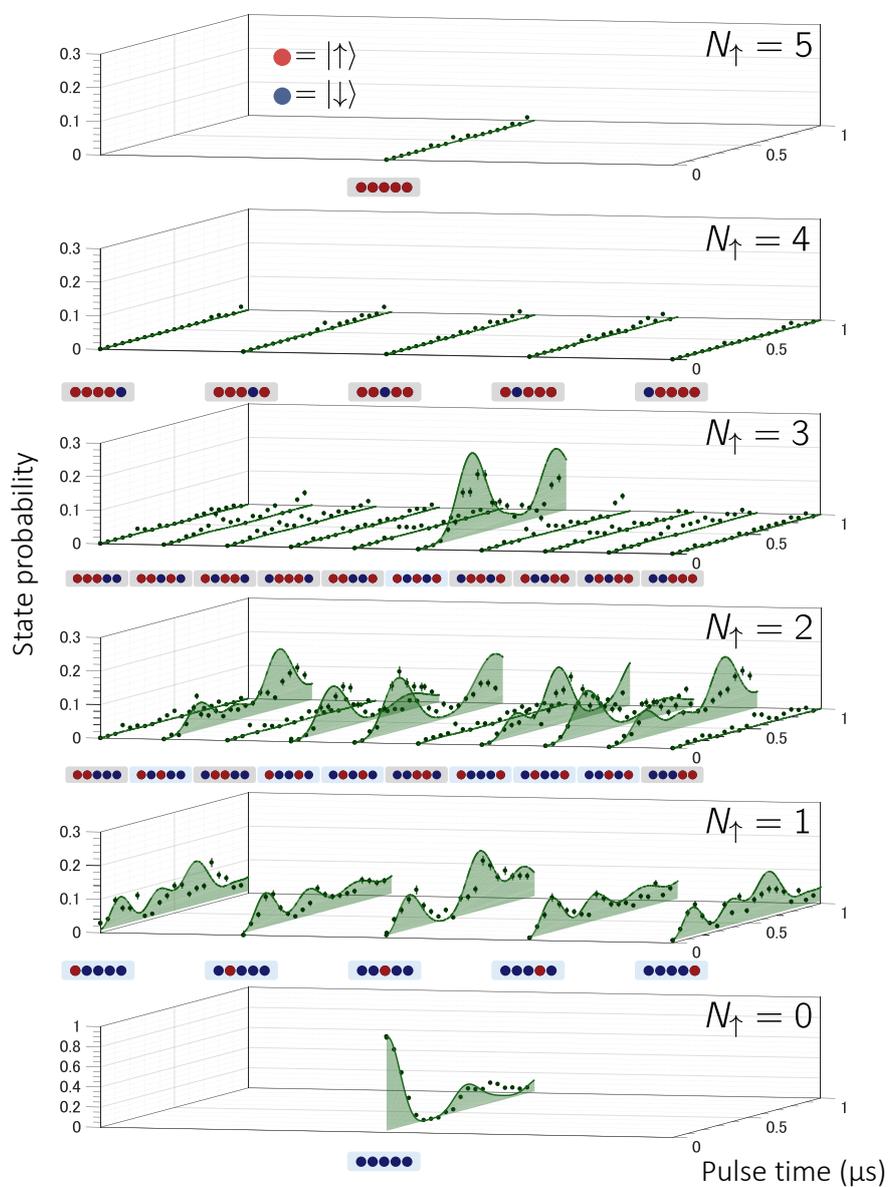


図 5.14: $N = 5$ 次元アレーの励起ダイナミクス. 上から順にリュードベリ原子が $N_{\uparrow} = 5, 4, 3, 2, 1, 0$ 個存在する状態の測定結果を示す. 各グラフの横軸は $\binom{N}{N_{\uparrow}}$ 個の状態 $|ijklm\rangle$ ($i, j, k, l, m \in \uparrow, \downarrow$), 縦軸は状態 $|ijklm\rangle$ が観測される確率 P_{ijklm} , 奥行きはリュードベリ状態への励起光の照射時間 τ である. なお, プロット点は実験結果, 実線はイジングハミルトニアン (観測エラー, 単一原子レベルから生じる緩和を考慮) の計算結果である.

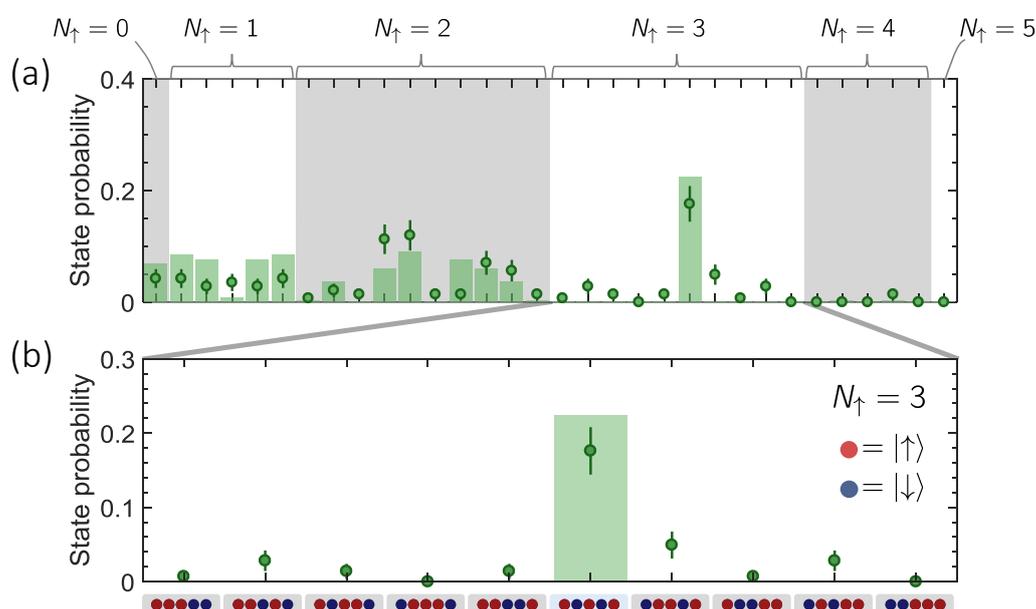


図 5.15: $N = 5$ 一次元アレー中の $N_\uparrow = 3$ となる状態の確率分布. $\Omega\tau \simeq 2.9$ ($\tau \simeq 0.40 \mu\text{s}$) における $N_\uparrow = 3$ の状態の確率分布を示す. (a) 計 $2^N = 32$ 個の各状態の観測確率である. なお、横軸はリュードベリ原子数 N_\uparrow ごとに並べ替えてある. (b) $N_\uparrow = 3$ となる状態の確率分布である. $N_\uparrow = 3$ の状態は合計 $\binom{5}{3} = 10$ 個存在し、その内 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ の状態のみが他の状態よりも大きな確率を持つ. なお、(a, b) の緑プロットは実験結果、緑バーはイジングハミルトニアン の計算結果である.

サイト 4 のリュードベリ原子密度は他のサイトよりも比較的小さいことが分かる. この ように開いた境界条件を持つ一次元アレーではサイトの位置に大きく依存したリュードベリ原子密度分布となる結果となった.

次に $N = 5$ 一次元アレー中にリュードベリ原子が連続的に並んだサイト数を測定 することで、ブロッケード効果の評価を行った. 図 5.17(a) は、節 5.2.3 でも使用した リュードベリ原子が連続的に並んだサイト数 L_\uparrow の概念図である. 例として灰色枠内 の挿入図に示す状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ を挙げると、リュードベリ原子が連続的に並んだ サイト数はそれぞれ $L_\uparrow = \{1, 2\}$, $L_\uparrow = \{1, 1, 1\}$ となり、連続的に並んだサイト 数の最大値はそれぞれ $L_\uparrow^{(\max)} = 2$, $L_\uparrow^{(\max)} = 1$ となる. $N = 6$ リングアレーと異なる 点は、 L_\uparrow 個のリュードベリ原子の両端には基底状態の原子だけでなく境界が存在 する場合も含めていることである. 例えば状態 $|\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle$, $|\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ はそれぞれ $L_\uparrow = \{1\}$, $L_\uparrow = \{2\}$, $L_\uparrow = \{3\}$ となる.

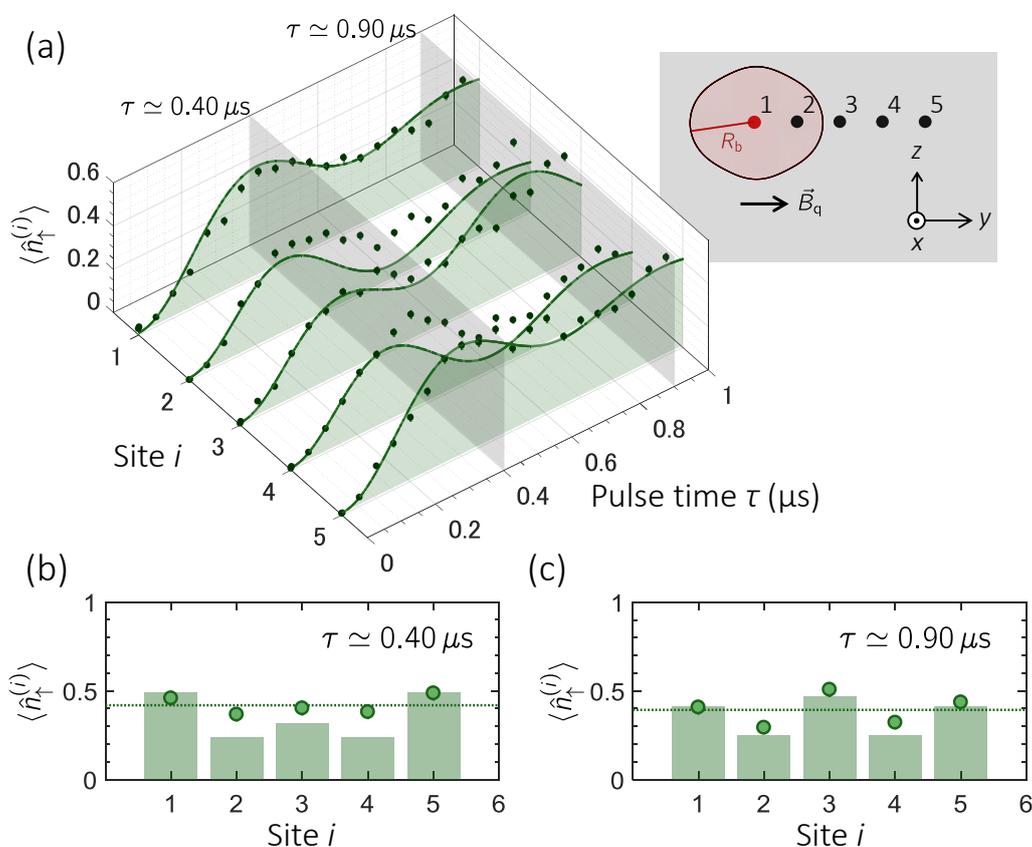


図 5.16: $N = 5$ 一次元アレーのリュードベリ原子密度分布. (a) 各サイトのリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ のダイナミクスを示す. プロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算値である. 右上の挿入図は、サイトラベルとブロック半径 R_b である. (b, c) は、それぞれ励起光の照射時間 $\tau \approx 0.40 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \approx 2.9$)、 $\tau \approx 0.90 \mu\text{s}$ ($\Omega\tau \approx 6.5$) におけるリュードベリ原子密度分布である. プロットは実験結果、破線は実験で得られたリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ を全サイトで平均した値 $\sum_i \langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle / N$ 、バーはイジングモデルの計算値である. なお、数値計算では基底状態およびリュードベリ状態の観測エラーと単一原子レベルから生じる緩和の効果を考えて計算を行った.

図 5.17(b) は $L_\uparrow^{(\max)} = 0$ および $L_\uparrow^{(\max)} = 1$ となる確率、図 5.17(c) は $L_\uparrow^{(\max)} \leq 1$ および $L_\uparrow^{(\max)} \geq 2$ となる確率の測定値と計算値である. リュードベリ原子が 2 個以上並ぶ状態への遷移確率はブロック効果により抑圧されるため、 $L_\uparrow^{(\max)} = 0$ および $L_\uparrow^{(\max)} = 1$ となる状態間でダイナミクスが発展することが予想される. 観測エラーと単一原子レ

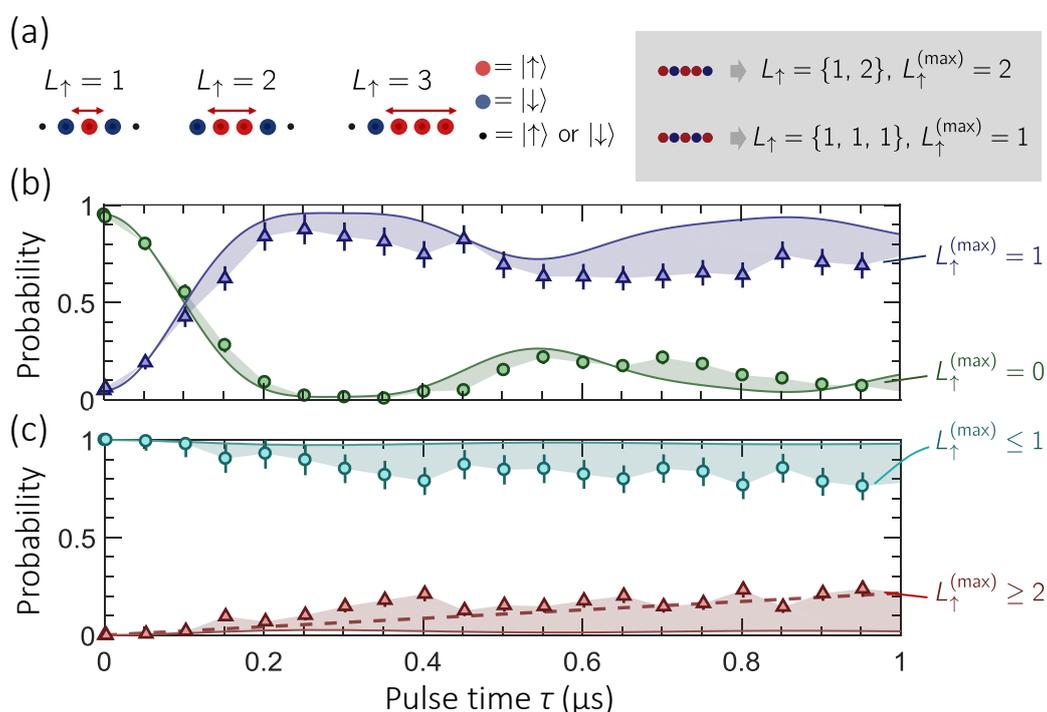


図 5.17: $N = 5$ 一次元アレー中のリュードベリ原子連鎖数. (a) に示すようにリュードベリ原子が連続して並ぶサイト数を L_{\uparrow} とする. 灰色枠内の挿入図は一例を示し、状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ でのリュードベリ原子連鎖数はそれぞれ $L_{\uparrow} = \{1, 2\}, L_{\uparrow} = \{1, 1, 1\}$ となる. リュードベリ原子連鎖数の最大値を $L_{\uparrow}^{(\max)}$ とし、上側の状態の場合は $L_{\uparrow}^{(\max)} = 2$ となる. (b) 青色の丸プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} = 0$ 、すなわち全ての原子が基底状態である確率の測定値であり、緑色の三角プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} = 1$ となる確率の測定値を示す. (c) 水色の丸プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} \leq 1$ 、赤色の三角プロットは $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$ となる確率の測定値である. 赤の破線は、傾き $0.22 \mu\text{s}^{-1}$ ($0.093/\pi$) の直線である. (b, c) の実線はイジングモデルの計算結果、塗りつぶしの領域は実験と計算値のずれを示す. なお、数値計算では基底状態およびリュードベリ状態の観測エラーと単一原子レベルから生じる緩和の効果을考慮して計算を行った.

ベルから生じる緩和を含めた数値計算結果では、励起光照射時間 $\tau \leq 1 \mu\text{s}$ において $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$ と観測される確率は 0.026% 以下となる. 実験結果では、 $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$ となる確率が励起光照射時間とともに上昇し、その確率上昇レートは約 $0.22 \mu\text{s}^{-1}$ (単一原子系におけるラビ周波数 Ω で規格化した上昇レートは約 $0.093/\pi$) であった. $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$

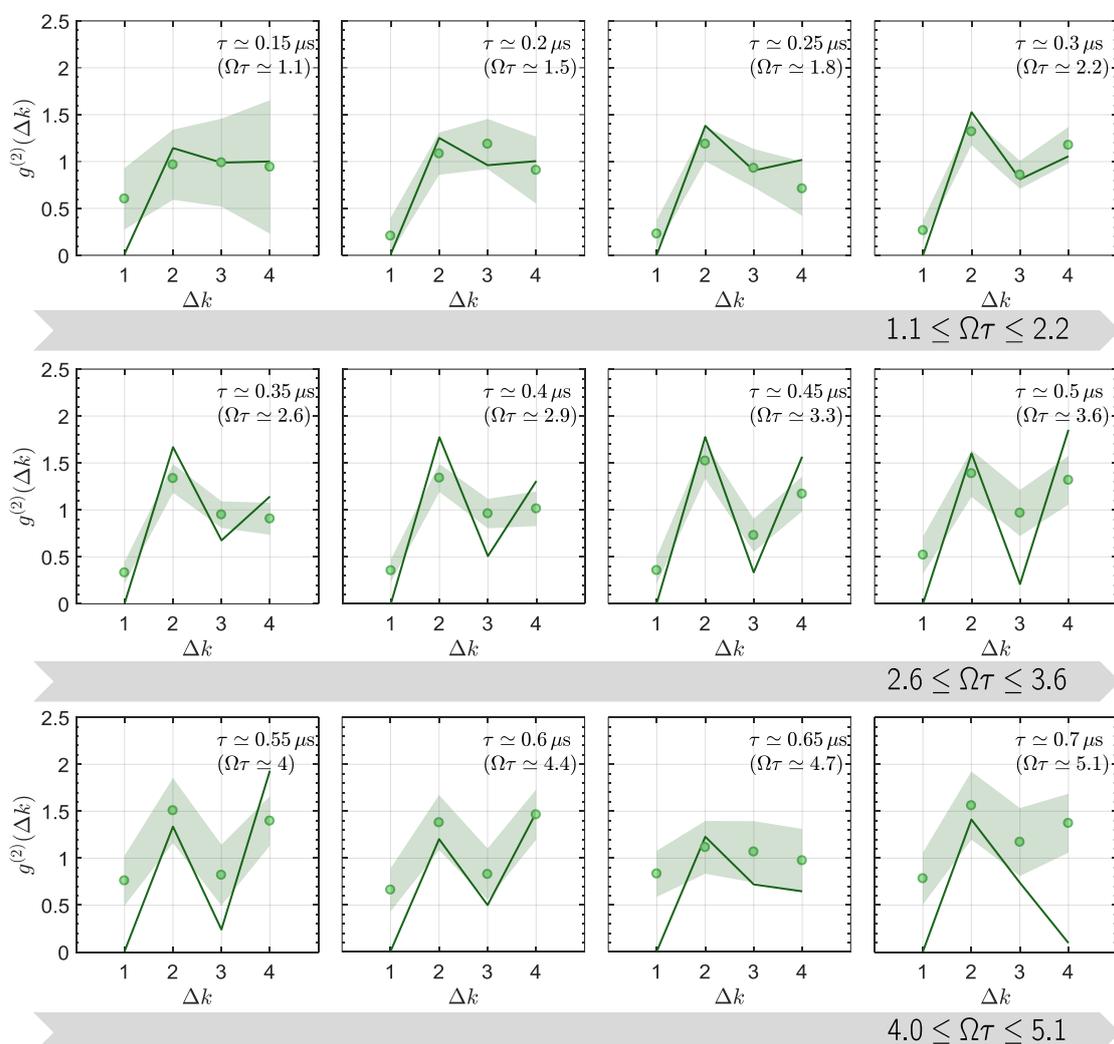


図 5.18: $N = 5$ 次元アレー中のスピン-スピン相関関数. 励起光の照射時間 τ におけるリュドベリ原子が存在するサイトと Δk だけ離れたサイトとの相関関数 $g^{(2)}(\Delta k)$ である. リュドベリ状態への励起光の照射時間は、上から順に $1.1 \leq \Omega\tau \leq 2.2$, $2.6 \leq \Omega\tau \leq 3.6$, $4.0 \leq \Omega\tau \leq 5.1$ である. プロットは実験結果、塗りつぶしの領域は実験の統計誤差を示す. なお、実線はイジングモデルの計算結果 (観測エラーなどの補正無し) である.

となる確率が増加する主な理由は、原子間距離が van der Waals 距離 $R_{\text{vdW}} \simeq 2.9 \mu\text{m}$ と近いこと、実際のリュドベリ原子間相互作用の大きさが計算に用いた van der Waals 相互作用よりも小さいこと、励起光と直接カップルしない他のリュドベリ状態へ原

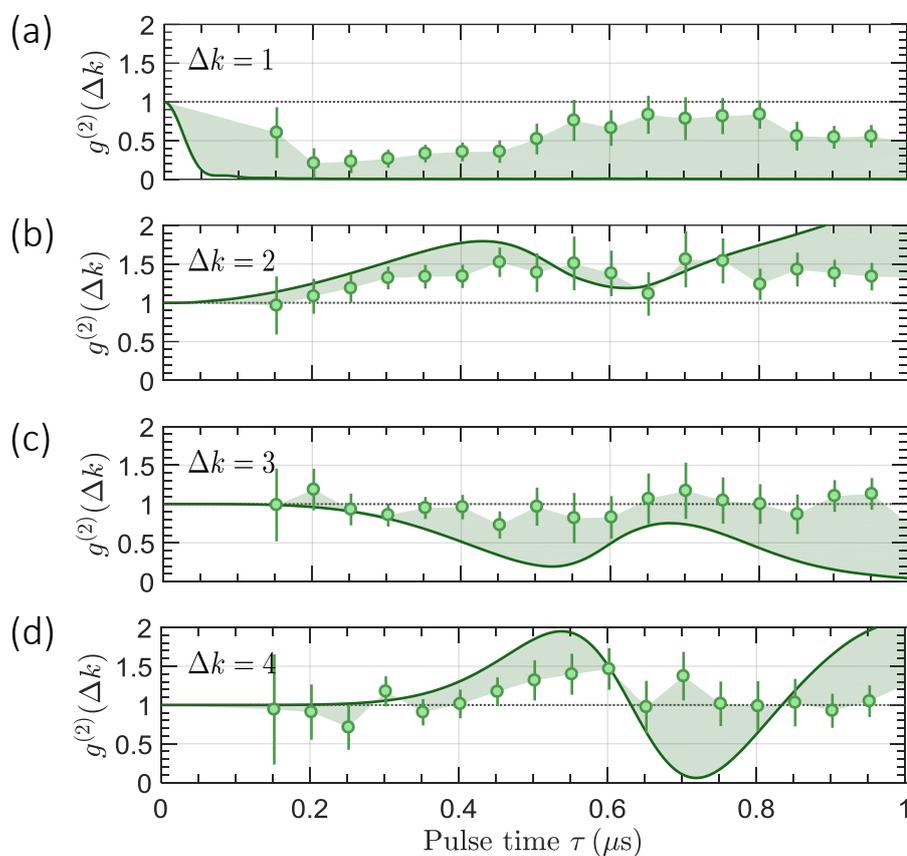


図 5.19: $N = 5$ 一次元アレー中のスピンスピン相関関数のダイナミクス. (a) $\Delta k = 1$, (b) $\Delta k = 2$, (c) $\Delta k = 3$, (d) $\Delta k = 4$ におけるスピンスピン相関関数 $g^{(2)}(\Delta k)$ のダイナミクスである. プロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算結果、塗りつぶしの領域は実験結果と計算結果のずれを示す. なお、実線はイジングモデルの計算結果 (観測エラーなどの補正無し) である.

子が遷移することが挙げられる。他のリュドベリ状態へのカップリングは、式 (4.32) における量子化軸と相互作用軸間の角度 θ に依存し、 $\theta = 0$ とすることで抑圧することが可能となる。本節で用いた $N = 5$ 一次元アレーは、原子を量子化軸方向に並べているため $\theta \sim 0$ である。そのため、実際に $N = 6$ リングアレーにおける測定値 $0.17/\pi$ (節 5.2.3 参照) と比較すると、 $N = 5$ 一次元アレーの方が $L_{\uparrow}^{(\max)} \geq 2$ となる確率の上昇レートが約 1.9 倍程抑圧されている。

スピン–スピン相関

次にリュードベリ原子の空間秩序構造を解析するために、式 (5.9) で表されるスピン–スピン相関関数の測定を行った。図 5.18 は励起光の照射時間ごとの $N = 5$ スピン–スピン相関関数、図 5.19 はサイト間隔 Δk ごとのスピン–スピン相関関数のダイナミクスである。各グラフのプロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算結果である。ここでの数値計算では観測エラーなどの補正を行っていないため、実験的に観測されるスピン–スピン相関関数はコントラストが低下することが考えられるが、隣のサイトである $\Delta k = 1$ では $g^{(2)}(\Delta k) < 1$ となり、ブロック効果による負の相関が働いていることが読み取れる。また、 $g^{(2)}(\Delta k = 1)$ の実測値 (図 5.19(a)) は照射時間とともに 1 に漸近することから、隣り合うサイトがリュードベリ状態に励起される確率が時間とともに上昇している様子が分かる。

照射時間 $\tau \leq 1 \mu\text{s}$ の領域における数値計算では、 $\Delta k = 2, 3, 4$ の相関関数 (図 5.19(b-d)) が時間に依存して振動し、励起光照射後すぐに $g^{(2)}(\Delta k = 2) > 1$, $g^{(2)}(\Delta k = 3) < 1$ の値を持つ。 $\Delta k = 4$ では相関の符号が $\tau \simeq 0.63 \mu\text{s}$ や $\tau \simeq 0.83 \mu\text{s}$ 付近で反転している。図 5.14 に示した $2^N = 32$ 個の状態確率のダイナミクスと対比させると、 $\tau \simeq 0.63 \mu\text{s}$ 近傍で $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ および $|\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ の確率が上昇し始め、 $\tau \simeq 0.83 \mu\text{s}$ 近傍ではこれら 2 つの状態から遷移可能な状態である $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ の確率が増加している。また、図 5.18 の実験結果と計算結果を比較すると $\tau \lesssim 0.3 \mu\text{s}$ の短い時間スケールでは良く一致するが、励起光の照射時間が長くなるとコントラストが低下し相関関数の構造にずれが生じていることが分かる。

5.3.4 閉境界条件と開境界条件における励起ダイナミクス

本節では節 5.2 で使用した $N = 6$ リングアレーと節 5.3 で使用した $N = 5$ 一次元アレーにおける励起ダイナミクスの比較を行う。

図 5.20(a) は、最近接のリュードベリ原子間の相互作用 $V_{i,i+1}$ のみがラビ周波数 $\hbar\Omega$ よりも大きくなる条件 ($V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$) における $N = 6$ リングアレーのヒルベルト空間を図示したものである。閉境界条件を持つ $N = 6$ リングアレーの場合、遷移可能な状態の数はブロック効果により $2^N = 64$ 個から 18 個となる。図 5.20(c) は、計 18 個の状態の内、サイト i がリュードベリ状態となる状態数をプロットしたものである。どのサイトにおいても励起可能な状態数が等しくなるため、時間平均したリュードベリ原子密度 (図 5.20(e)) もおおよそ均一な分布となる。また、励起光とカップルでき、かつリュードベリ原子数が $N_{\uparrow} = 2$ となる状態は計 9 個存在し、その内 $N_{\uparrow}^{(\text{max})} = 3$ となる状態にカップル可能な状態は、図 5.20(a) 中の緑枠内に示した状態 ($|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$) となる。オレンジ枠

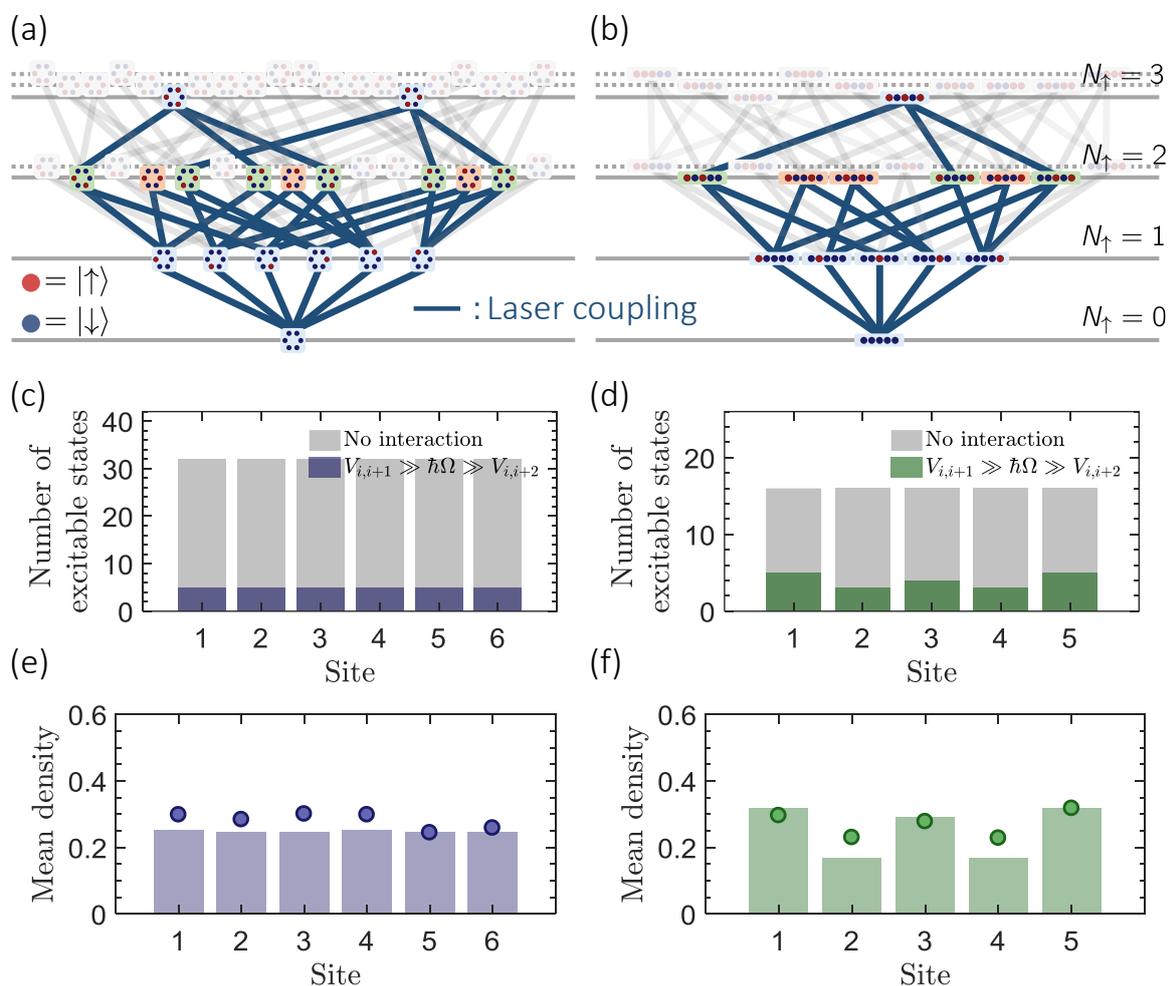


図 5.20: $N = 6$ リングアレーと $N = 5$ 一次元アレーのヒルベルト空間.
 (a, b) $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ 条件化のヒルベルト空間を構成する 2^N 個の状態の内、リュードベリ原子数が $N_{\uparrow} \leq 3$ となる状態のみを示す. (a) 閉境界を持つ $N = 6$ リングアレーでは、励起可能な状態数は計 18 個となる. (b) 開境界を持つ $N = 5$ 一次元アレーでは、励起可能な状態数は計 13 個となる. (c, d) は、リングアレー、一次元アレーにおいて各サイトが励起状態となる状態数のヒストグラムである. (e, f) は、それぞれのアレーにおいて、 $0 \leq \Omega\tau \leq 2\pi$ の領域で時間平均したリュードベリ原子密度である. プロットは実験結果、バーはイジングモデルの計算結果である. なお、数値計算においては相互作用の異方性や観測エラーおよび単一原子レベルから生じる緩和を考慮している.

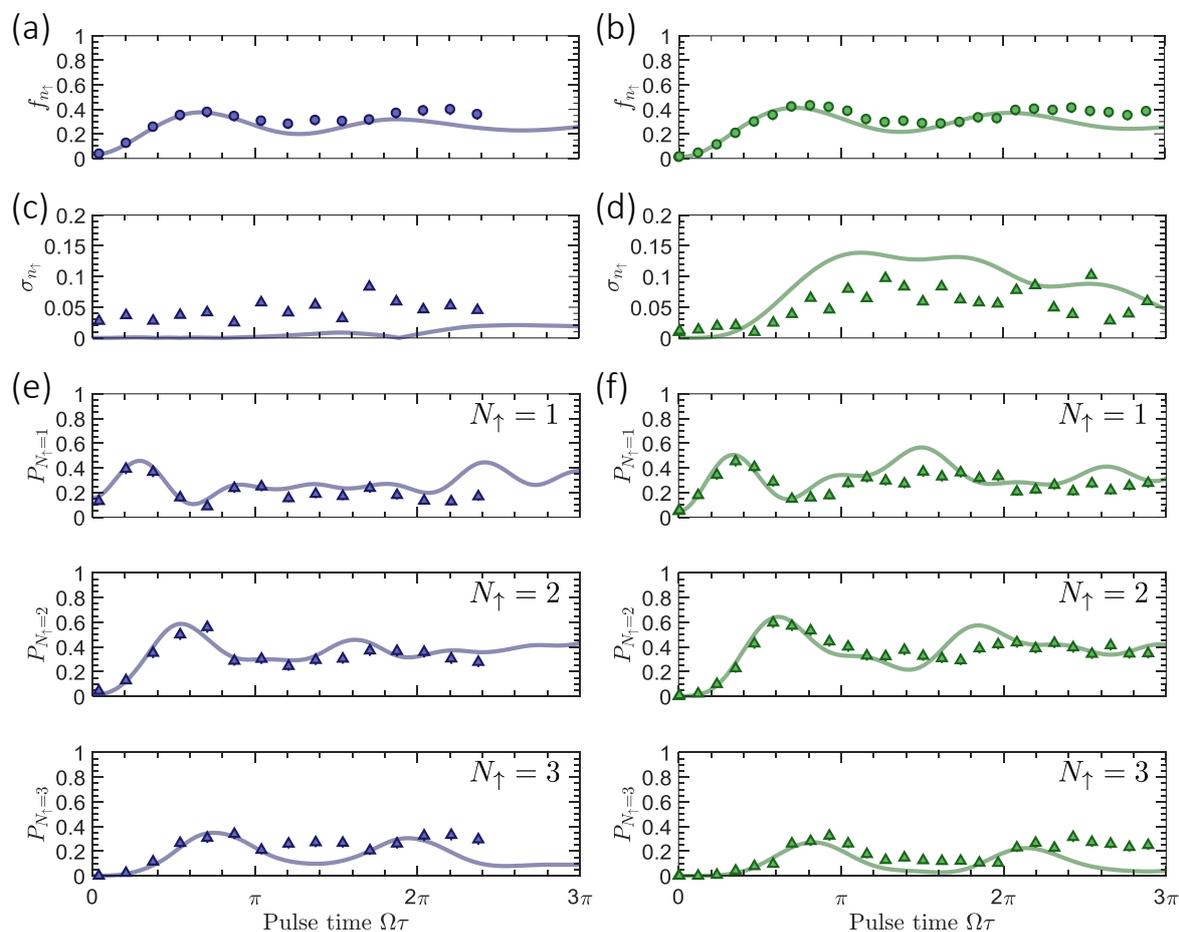


図 5.21: $N = 6$ リングアレーと $N = 5$ 一次元アレーの励起ダイナミクス. (a, c, e) は $N = 6$ リングアレー、(b, d, f) は $N = 5$ 一次元アレーを用いて測定した結果である. (a, b) はリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ のサイト平均値 f_{n_\uparrow} 、(c, d) はサイト分散値 σ_{n_\uparrow} である. (e, f) は、上から順にリュードベリ原子数が $N_\uparrow = 1, 2, 3$ となる確率 $P_{N_\uparrow=1}$, $P_{N_\uparrow=2}$, $P_{N_\uparrow=3}$ を示す. 各グラフのプロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算結果である. なお、数値計算においては相互作用の異方性や観測エラーおよび単一原子レベルから生じる緩和を考慮している.

内の状態 ($|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$, $|\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$) は、リュードベリ原子数が $N_\uparrow = 1$ となる状態のみとカップルする. ここで、 $N = 6$ 個の原子の内どれか 1 つが励起された状態 ($N_\uparrow = 1$ となる状態) から $N_\uparrow = 2$ となる状態へのカップリングに着目すると、どの原子も 3 通りのパスを持ち、その内 2 つは緑枠内の状態にカップルするパスとなる. 従っ

て、相互作用の異方性を無視した条件ではどの原子も等しいカップリング強度を持つため、リングアレーのリュードベリ原子密度は、励起光照射時間に依存せず均一な分布となることが予想される。

図 5.21(a, c) は、 $N = 6$ リングアレーにおけるリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ のサイト平均値 f_{n_\uparrow} とサイト分散値 σ_{n_\uparrow} である。なお、サイト平均値 f_{n_\uparrow} とサイト分散値 σ_{n_\uparrow} は、

$$f_{n_\uparrow} = \frac{1}{N} \sum_i \langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle, \quad (5.10)$$

$$\sigma_{n_\uparrow} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i \left| \langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle - f_{n_\uparrow} \right|^2}, \quad (5.11)$$

と定義している。数値計算では相互作用の異方性を加味しているため、励起光の照射時間とともに分散値 σ_{n_\uparrow} がわずかに増加するが、 $\Omega\tau \leq 3\pi$ の領域では約 0.02 以下となっている。実験結果では励起光の強度分布の不均一性や励起光自身の光シフトの不均一性により計算値よりも大きな値となっていることが読み取れる。励起光の照射時間が短い領域 $\Omega\tau \lesssim \pi$ に着目すると、リュードベリ状態に励起された原子数 N_\uparrow (図 5.21(e)) が変化しても分散値 σ_{n_\uparrow} は約 0.04 程度に抑えられ、分散値 σ_{n_\uparrow} は N_\uparrow の変化に大きく依存しないことが分かる。

図 5.20(b) は、条件 $V_{i,i+1} \gg \hbar\Omega \gg V_{i,i+2}$ における $N = 5$ 次元アレーのヒルベルト空間を図示したものである。開境界条件を持つ $N = 5$ 次元アレーの場合、相互作用が存在するとリュードベリ状態への励起光とカップルする状態の数は計 13 個となり、各サイトにおける励起可能な状態数は不均一な分布を持つ (図 5.20(d))。そのため、時間平均したリュードベリ原子密度分布 (図 5.20(f)) も各サイトにおける励起可能な状態数に依存して不均一な分布となる。また、計 13 個の状態の中でリュードベリ原子数が $N_\uparrow = 2$ となる状態は計 6 個存在し、その内 $N_\uparrow^{(\max)} = 3$ となる状態にカップル可能な状態は図 5.20(b) 中の緑枠内に示した状態 ($\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow$, $\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow$, ...) となる。オレンジ枠内の状態 ($\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow$, $\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow$) は、リュードベリ原子数が $N_\uparrow = 1$ となる状態のみとカップルする。ここで、 $N_\uparrow = 1$ となる状態から $N_\uparrow = 2$ となる状態へのカップリングに着目すると、境界の原子が励起された状態のみが 3 通りのパスを持ち、境界以外の原子が励起された状態は 2 通りのパスを持っていることが分かる。そして、境界の原子が励起された状態のみが緑枠内の状態にカップル可能となっている。一方で、 $N_\uparrow = 0$ となる状態から $N_\uparrow = 1$ となる状態へのカップリングのみに着目すると、どの原子が励起された状態も同じカップリング強度 Ω を持つ。従って、 $N_\uparrow = 1$ の状態から $N_\uparrow = 2$ の状態へのカップリングが生じるとともにリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ の不均一性が生じることが予想される。

図 5.21(b, d) は、 $N = 5$ 次元アレーにおけるリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_\uparrow^{(i)} \rangle$ のサイト平均値 f_{n_\uparrow} とサイト分散値 σ_{n_\uparrow} である。励起光の照射時間が短い領域 $\Omega\tau \lesssim \pi$ に着目

すると、1 個のリュードベリ原子が現れる確率 $P_{N_{\uparrow}=1}$ (図 5.21(f)) がピークとなる時間 $\Omega\tau \simeq 1.1$ まではリュードベリ原子密度のサイト分散値 $\sigma_{n_{\uparrow}}$ が 0.02 程度 (実験値) に抑えられていることが分かる。そして、 $N_{\uparrow} = 1$ の状態から $N_{\uparrow} = 2$ の状態へのカップリングが生じ、2 個のリュードベリ原子が現れる確率 $P_{N_{\uparrow}=2}$ が立ち上がり始めるとサイト分散値 $\sigma_{n_{\uparrow}}$ が増加することが読み取れ、境界条件の違いで異なるダイナミクスとなることを実験的に検証することができた。

以上のような境界条件の効果は式 (5.4) のイジングハミルトニアンからも解釈することが可能である。リュードベリ状態への励起光が単一原子系において共鳴に離調されている場合 $\delta = 0$ 、式 (5.4) のハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \hbar\Omega \sum_i \hat{\sigma}_x^{(i)} + \sum_i \mathcal{I}_i \hat{\sigma}_z^{(i)} + \sum_{i \neq j} \frac{V_{ij}}{2} \hat{\sigma}_z^{(i)} \hat{\sigma}_z^{(j)}, \quad (5.12)$$

と表すことができる。第 1 項はイジングモデルにおける横磁場項、第 2 項は縦磁場項であり、サイト i に印加される縦磁場の大きさは $\mathcal{I}_i = \sum_{j, j \neq i} V_{ij}/2$ となる。第 3 項はスピン間の相互作用であり、 $V_{ij} = C_6/R_{ij}^6$ はリュードベリ状態間の van der Waals 相互作用である。従って、 $N = 6$ リングアレーでは相互作用の異方性を無視すると均一な縦磁場 $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2 = \dots = \mathcal{I}_6$ と横磁場 $\hbar\Omega$ が印加されたイジングモデルと解釈できる。一方、 $N = 5$ 一次元アレーでは境界のサイトに印加される縦磁場の大きさが最も小さく、システムの中心に置かれたサイトが最も小さな縦磁場を持ち、 $|\mathcal{I}_1| = |\mathcal{I}_5| < |\mathcal{I}_2| = |\mathcal{I}_4| < |\mathcal{I}_3|$ となるため、横磁場 $\hbar\Omega$ を印加した際のリュードベリ原子密度分布 $\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \rangle$ が不均一となる。

5.4 様々な原子配置・相互作用領域における励起ダイナミクス

節 4.5 では全ての原子がブロッケード領域よりも小さい範囲内に配置された条件、節 5.2 や節 5.3 では隣り合う原子のみがブロッケード半径内に配置された条件におけるリュードベリ状態への励起ダイナミクスについて議論を行った。本節では、これらの励起ダイナミクスの測定結果と数値計算結果との比較を行う。図 5.22 は、様々な原子配置・相互作用領域におけるリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \rangle$ のサイト平均値 $f_{n_{\uparrow}}$ である。プロットは実験結果であり、実線はイジングモデルの数値計算の結果である。イジングモデルの数値計算では、以下に述べる 3 つの効果を考慮した。

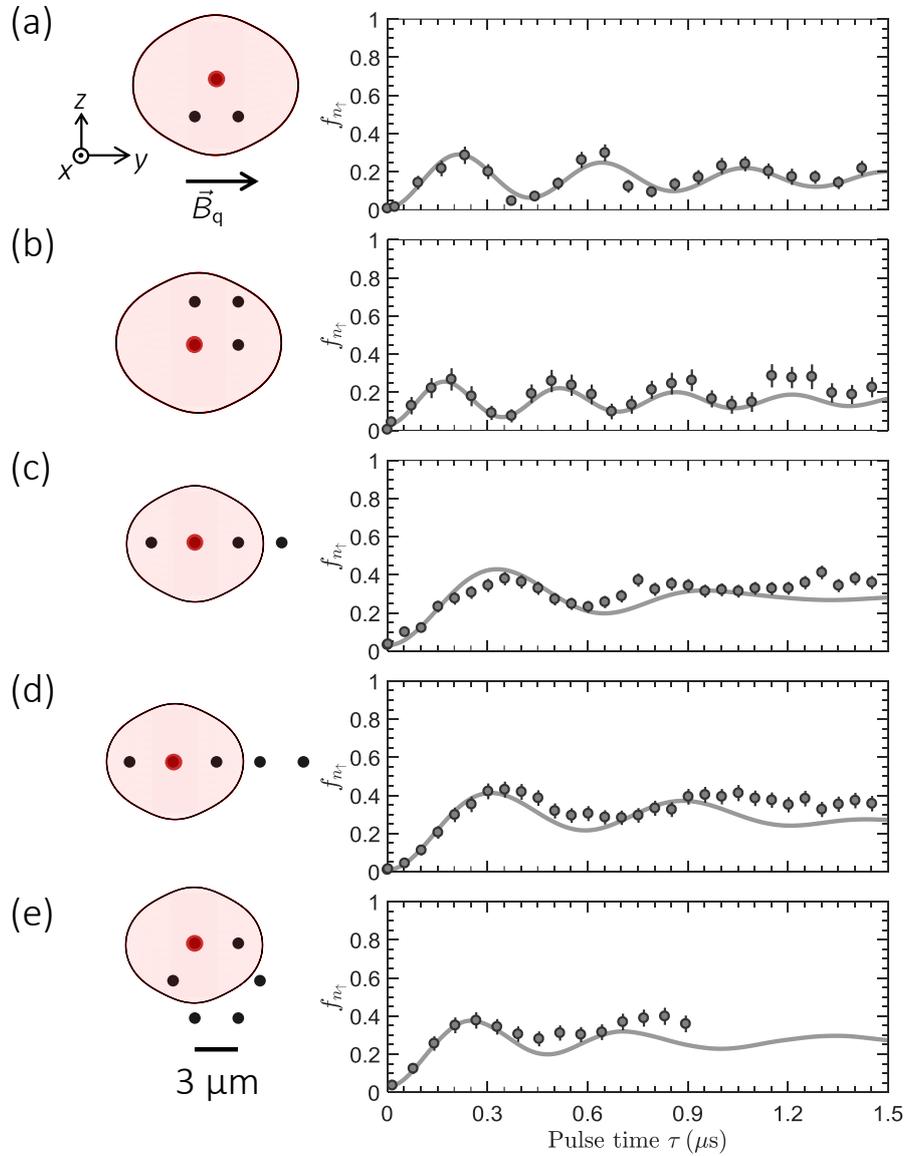


図 5.22: 様々な原子配置・相互作用領域における励起ダイナミクス. (a–e) の左側の図は原子配置とブロック半径 R_b 、右側のグラフはリュードベリ原子密度 $\langle \hat{n}_{\uparrow}^{(i)} \rangle$ のサイト平均値 $f_{n\uparrow}$ である. プロットは実験結果、実線はイジングモデルの計算結果を示す. 数値計算では状態観測エラーと単一原子から生じる緩和を考慮し、リュードベリ状態間の相互作用は式 (5.18) を用いて計算した.

状態観測エラー

波長 850 nm のトラップ光はリュードベリ状態にアンチトラップポテンシャルを形成するため、我々は原子をトラップから開放した後にリュードベリ状態への励起光を照射している。その後、再度トラップ光を照射することでリュードベリ原子をアンチトラップポテンシャルにより逃がし、基底状態原子のみを再キャッチすることで各原子の状態を観測することが可能となる。従って、観測エラーは基底状態原子がロスする確率 ϵ_g とリュードベリ原子がトラップから逃げる前に基底状態に落ちる確率 ϵ_r により制限される。先行研究 [Labuhn et al. 2016] では、 ϵ_r を無視し ϵ_g のみを考えているが、本論文で使用したリュードベリ状態は実効的な寿命が短いため ϵ_r も考慮する必要がある。本論文では、 $\epsilon_g \neq 0$ と $\epsilon_r \neq 0$ であるとし、以下に示すように状態観測エラーを数値計算に取り入れた。

ここでは、 N 個の原子系において状態 $|ij\dots\rangle$ であると実験的に観測される確率について考える。まず、真の状態は $|i'j'\dots\rangle$ であるが実験的に $|ij\dots\rangle$ であると観測する確率は、各サイト $i-i', j-j', \dots$ を比較し $\downarrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \uparrow\uparrow$ となる個数をそれぞれ $n_{i'j'\dots}^{(gg)}, n_{i'j'\dots}^{(gr)}, n_{i'j'\dots}^{(rg)}, n_{i'j'\dots}^{(rr)}$ とすると、

$$\epsilon_g^{n_{i'j'\dots}^{(rg)}} \cdot (1 - \epsilon_g)^{n_{i'j'\dots}^{(gg)}} \cdot \epsilon_r^{n_{i'j'\dots}^{(gr)}} \cdot (1 - \epsilon_r)^{n_{i'j'\dots}^{(rr)}} \tilde{P}_{i'j'\dots}, \quad (5.13)$$

と表すことができる。ただし、状態 $|i'j'\dots\rangle$ の真の確率を $\tilde{P}_{i'j'\dots}$ とした。従って、実験的に $|ij\dots\rangle$ であると判断される確率 $P_{ij\dots}$ は、

$$P_{ij\dots} = \sum_k^{2^N} \epsilon_g^{n_k^{(rg)}} \cdot (1 - \epsilon_g)^{n_k^{(gg)}} \cdot \epsilon_r^{n_k^{(gr)}} \cdot (1 - \epsilon_r)^{n_k^{(rr)}} \tilde{P}_k, \quad (5.14)$$

となる。ここで、 k は 2^N 個の状態であり、状態 $|ij\dots\rangle$ であると判断される確率 $P_{ij\dots}$ は 2^N 個の状態 \tilde{P}_k の真の確率が干渉することを意味する。観測エラーを低減させるためには、サイドバンド冷却 [Kaufman et al. 2012] により原子温度を冷やすことで ϵ_g を減らし、主量子数の大きなリュードベリ状態を用いることで寿命を延ばし ϵ_r を減らす必要がある。

以下では状態観測エラーの計算方法の一例として、 $N = 6$ 個の原子系において $N_\uparrow = 2$ である状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ について考える。状態 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ の観測効率は $(1 - \epsilon_g)^4(1 - \epsilon_r)^2$ となる。これは計 4 つの基底状態を観測する効率 $(1 - \epsilon_g)^4$ と計 2 つのリュードベリ状態を観測する効率 $(1 - \epsilon_r)^2$ から導出される。さらに、実際には他の状態であるが、 $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ として観測されてしまう確率が存在する。例えば $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ の寄与を考えると確率 $\epsilon_g(1 - \epsilon_g)^3\epsilon_r(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow}$ だけ $P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow}$ に変化をもたらす。これは、サイト 1 の基底状態原子がリュードベリ原子だと観測される確率が ϵ_g 、サイト 3, 5, 6 の基底状態原

子が基底状態原子として観測される確率が $(1 - \epsilon_g)^3$ 、サイト2のリュードベリ原子が基底状態原子だと観測される確率が ϵ_r 、サイト4のリュードベリ原子がリュードベリ原子として観測される確率が $(1 - \epsilon_r)$ となるためである。同様に、他の状態からの寄与を考えていくと、実験的に観測される確率 $P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow}$ は、

$$\begin{aligned}
 P_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} &= (1 - \epsilon_g)^4(1 - \epsilon_r)^2\tilde{P}_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} \\
 &+ \epsilon_g^2(1 - \epsilon_g)^4\tilde{P}_{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow} \\
 &+ \epsilon_g(1 - \epsilon_g)^4\epsilon_r\tilde{P}_{\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow} + \cdots + \epsilon_g^2(1 - \epsilon_g)^3\epsilon_r\tilde{P}_{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow} \\
 &+ \epsilon_g(1 - \epsilon_g)^3\epsilon_r(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow} + \cdots + \epsilon_g^2(1 - \epsilon_g)^2\epsilon_r^2\tilde{P}_{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow} \\
 &+ \epsilon_g(1 - \epsilon_g)^2\epsilon_r^2(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow} + \cdots + \epsilon_g(1 - \epsilon_g)^2\epsilon_r^2(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow} \\
 &+ (1 - \epsilon_g)^2\epsilon_r^2(1 - \epsilon_r)^2\tilde{P}_{\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow} + \cdots + \epsilon_g(1 - \epsilon_g)\epsilon_r^3(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow} \\
 &+ (1 - \epsilon_g)\epsilon_r^3(1 - \epsilon_r)^2\tilde{P}_{\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow} + \cdots + \epsilon_g\epsilon_r^4(1 - \epsilon_r)\tilde{P}_{\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow} \\
 &+ \epsilon_r^4(1 - \epsilon_r)^2\tilde{P}_{\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow}, \tag{5.15}
 \end{aligned}$$

で与えられ、トータルで 2^N 個の項からなる。

単一原子レベルから生じる緩和の効果

節4.3.3で述べた単一原子レベルから生じるデコヒーレンスの効果を考慮するため、緩和 $\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}]$ を含んだリュービル方程式:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{L}}, \tag{5.16}$$

を用いた。ただし、 $\hat{\rho}$ は密度行列、 \hat{H} は N 原子系のハミルトニアンである。緩和オペレータ $\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}]$ は、

$$\hat{\mathcal{L}}[\hat{\rho}] = \frac{\gamma}{2} (2\hat{\sigma}_{gr}\hat{\rho}\hat{\sigma}_{rg} - \hat{\sigma}_{rr}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_{rr}), \tag{5.17}$$

であり、 γ は事前に単一原子系で測定した値を使用した。なお、 γ の測定方法は節4.3.3を参照のこと。

実効的なリュードベリ状態間相互作用

前節での数値計算におけるリュードベリ原子間相互作用は、二次の摂動論により計算した van der Waals 型相互作用 ($\propto 1/R^6$) を使用した。しかしながら、リュードベリ原子間の距離 R が小さくなり双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} によるリュードベリ原子ペア間のカップリングが大きくなると、 $1/R^3$ の距離依存性を持つ双極子-双極

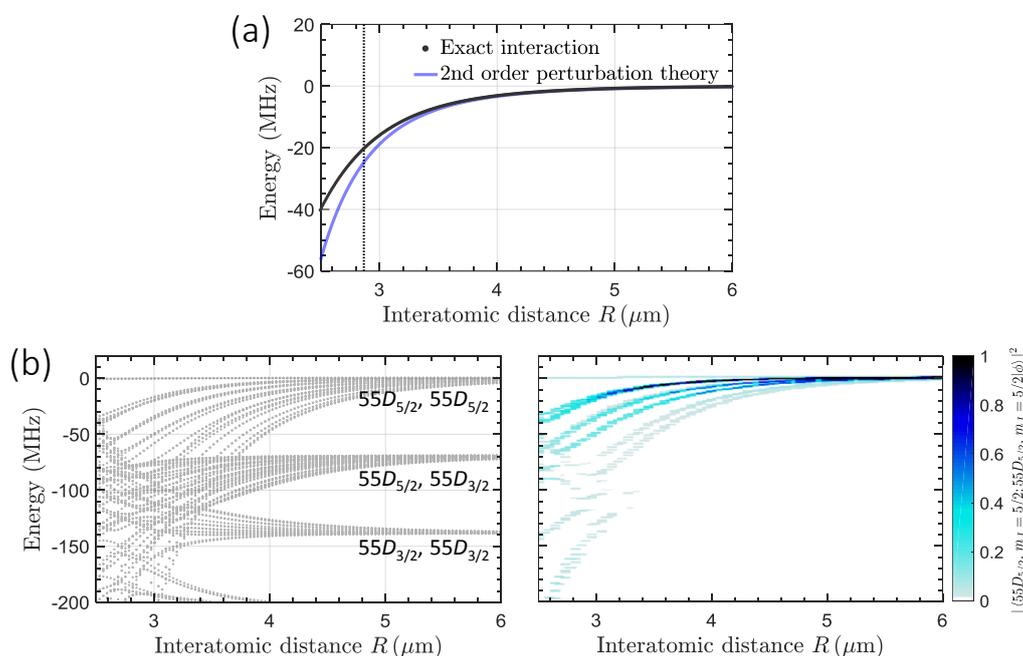


図 5.23: 双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} の固有エネルギーの計算。 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 近傍の状態を用いて双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} の固有値を計算した結果である。(a) は $\theta = 0$ 、(b) の左図は $\theta = 90^\circ$ における固有値の計算結果である。なお、点線は van der Waals 距離 R_{vdW} である。 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ では、量子化軸と相互作用軸の角度が $\theta \neq 0$ となると多数の状態とのカップリングが生じる。(b) の右図は他のリュードベリ状態へのカップリング強度 $|\langle 55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2 | \phi \rangle|^2$ を示す。なお、計算に用いた基底は $|55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ からエネルギー差 $\Delta E/h \leq 10$ GHz の状態であり、基底の数はそれぞれ (a) 193 個、(b) 5,492 個である。

子型相互作用となる (節 4.4 参照)。2つの相互作用領域のクロスオーバーが起こる原子間距離は van der Waals 距離 R_{vdW} と呼ばれており、例えばリュードベリ状態 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ では $R_{\text{vdW}} \simeq 2.9 \mu\text{m}$ と予想される。図 5.23(a) は、量子化軸と相互作用軸の角度 $\theta = 0$ において状態 $|55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 近傍の状態を用いて双極子-双極子演算子 \hat{V}_{dip} の固有値を厳密に計算した結果である。なお、点線は van der Waals 距離 R_{vdW} である。実際の相互作用の大きさは、二次の摂動論により計算した van der Waals 型相互作用 (実線) よりもわずかに小さな値を取る

ことが分かる。

$\theta = 0$ では、全磁気副準位の変化分が $\Delta M_{\text{tot}} = 0$ となる状態間のみで \hat{V}_{dip} によるリュードベリ原子ペア間のカップリングが起こるため、他のリュードベリ状態へのカップリングが小さい。しかしながら、 $\theta = 90^\circ$ (図 5.23(b) 左図) では、 $\Delta M_{\text{tot}} = 0, \pm 1, \pm 2$ となる膨大な数の状態間でカップリングが起こる。図 5.23(b) 右図は、他のリュードベリ状態へのカップリング強度 $|\langle 55D_{5/2}, m_J = 5/2; 55D_{5/2}, m_J = 5/2 | \phi \rangle|^2$ を計算した結果であり、複数のペア状態との重ね合わせ状態として記述される。そこで本節では、 $|\uparrow\rangle$ として選んだリュードベリ状態の実効的な相互作用 $V_{\text{eff}}(R, \theta)$ を以下の式を用いて計算した。

$$V_{\text{eff}}(R, \theta) = V_0(R, \theta = 0) \frac{C_6(\theta)}{C_6(\theta = 0)}. \quad (5.18)$$

ここで、 $V_0(R, \theta = 0)$ は角度 $\theta = 0$, 原子間距離 R において \hat{V}_{dip} を対角化した際の相互作用であり、 $C_6(\theta)/C_6(\theta = 0)$ は二次の摂動論により計算した van der Waals 係数である。

図 5.22 の実線は以上の効果を考慮して計算した結果である。ブロッケード半径が原子アレーのサイズよりも大きい場合 (図 5.22(a, b)) では、実験結果と良く一致していることが分かる。ところが、励起可能な状態数が大きい場合、すなわちブロッケード半径が最近接程度の場合 (図 5.22(c-e)) の実験結果に着目すると、短時間領域では良く一致する結果となっているが、励起光の照射時間とともに計算値からのずれが大きくなることが読み取れる。実験結果が計算値からずれる要因として、原子位置に依存する位相 $e^{-i\vec{k} \cdot \vec{R}_i}$ や相互作用 $V(R_{ij})$ 、励起光強度分布 $I(\vec{R}_i)$ などが原子温度に起因する位置揺らぎにより単一ショットの実験ごとに異なることが挙げられる。これらの効果は N 原子系におけるデコヒーレンスとなる。さらに、実験結果は計算結果よりもリュードベリ原子数が増える方向にずれており、これは前述した他のリュードベリ状態へのカップリングの効果が寄与していることも考えられる。

5.5 まとめ

本章では、相互作用の大きさが $V_{i,i+1} > \hbar\Omega > V_{i,i+2}$ となる $N = 5$ 次元アレーや $N = 6$ リングアレーを用いて、リュードベリ原子の励起ダイナミクスの測定を行った。リュードベリ原子数が $N_\uparrow = 3$ となる状態を観測すると $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ が交互に並ぶパターンとなることを実験的に観測した。また、次元アレーとリングアレー中のダイナミク

スを比較し、有限なシステムの境界の影響を調べた。開境界を持つ一次元アレーでは特定のサイトのリュードベリ原子密度が増加するピン止め効果生じるのに対し、閉境界であるリングアレーではリュードベリ原子位置が定まらない系となることを示した。

実験結果とスピニングモデルの計算結果と比較すると、励起光の照射時間が短い領域 ($\Omega\tau < \pi$) やアレー中のリュードベリ原子が少ない場合においてよく一致することが分かった。長時間領域では、相互作用やラビ周波数のわずかな違いがダイナミクスに影響をもたらす。その内の 1 つが温度を持つ原子の位置揺らぎである。ランダムな原子位置の揺らぎにより相互作用の大きさが変化する効果である [Marcuzzi et al. 2017]。また、ラビ周波数の不均一性も今後大きな問題となることが考えられる。例えば、各サイトのラビ周波数のばらつきが ~ 0.1 MHz だと $10 \mu\text{s}$ スケールの緩和として現れる。

本章で示した計算結果は、基底状態 $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ およびリュードベリ状態 $|\uparrow\rangle = |5D_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ の二準位系を仮定したスピン $1/2$ イジングモデルである。しかしながら、実際にはリュードベリ状態に多数の磁気副準位が存在する。この磁気副準位により以下の 2 つの効果と考えられる。1 つは、各磁気副準位のゼーマンシフトを考慮すると、ブロッケードをキャンセルするマジック原子間距離が存在することである [Vermersch et al. 2015]。これは、 $V < 0$ かつ $m_J < 0$ 、もしくは、 $V > 0$ かつ $m_J > 0$ の場合にのみ現れる。なお、本論文で用いた条件は $V < 0$ かつ $m_J > 0$ であるためマジック距離が存在しない安全圏にある。2 つ目は、相互作用ポテンシャルが電場によって大きく変化することである。この効果は $nD_{3/2}$ のリュードベリ状態に関して最近報告され [Léséleuc et al. 2017]、ある特定の磁場・電場の条件にすると相互作用が小さくなりブロッケード効果が弱くなることが見つかった。しかしながら、我々の実験系では電場を制御することができず、どの程度の残留電場が存在するか分かっていないため、イジングハミルトニアンをより精確に実験で再現するためには実験系の更なる改良が必要となる。

まとめと今後の展望

まとめ

本論文は、2次元状に並べられた単一原子アレーとリュードベリ状態間の相互作用によりスピン1/2 イジングモデルを構成し、配置や相互作用領域に依存したスピンドYNAMICSに関してまとめたものである。

本研究では、 ^{87}Rb 原子の磁気光学トラップの構築から始めて任意の配置に単一原子を並べる2次元光マイクロトラップアレーの開発を行った。空間光位相変調器を用いて光マイクロトラップアレーを生成することで、プログラマブルにトラップ配置を変更することが可能である。トラップの個数はトラップ光パワーに制限される $N \sim 60$ までを実現し、最小サイト間隔 $\sim 3 \mu\text{m}$ で $\sim 60 \times 60 \mu\text{m}^2$ の領域までアレーサイズを拡張することが可能である。さらに、実際のトラップ平面において高均一な光マイクロトラップアレー実現する手法を開発し、従来の手法よりも大幅にトラップ深さのばらつきを低下させることが可能となった。この手法により、 $N \sim 60$ 程度のトラップアレーにおいても各サイトの単一原子の観測エラーが大幅に減少することを実証し、ボトムアップ型の量子シミュレータ開発における粒子数の拡張に貢献する。また、光マイクロトラップアレー内の原子配置や充填率をリアルタイムに解析するシステムを開発し、少数個のトラップアレー ($N < 10$) 内の全てのサイトが充填された条件で実験を行うことが可能となった。

そして、リュードベリ状態への励起光を SHG 共振器やトランスファー共振器などを用いて開発し、 $N = 2, 3, 4$ 個の単一原子アレーに照射することで原子間に相関の生

成を行った。ここでは、全ての原子をブロッケード半径内に配置することで、最大励起子数が 1 に制限される強い相関を観測し、全ての原子が基底状態にある状態と 1 つの原子のみが励起された状態間のラビ周波数が \sqrt{N} に比例して増加する集団励起効果の観測に成功した。原子間距離がリユードベリブロッケード半径に近づくと、ブロッケード・ブレイクダウンが起こり始め、2 個目の励起子が生じる。特に 2×2 正方格子アレーでは、対角線上の原子ペアのみが励起されるダイナミクスを観測し、その振舞いの定量的な解析を行った。

第 5 章では、リユードベリブロッケード半径 R_b と最近接サイト間距離 d を $R_b \sim 1.5d$ に設定し、リユードベリ状態への励起ダイナミクスを測定した。観測された実験結果とスピン $1/2$ イジングモデルの計算結果を比較した結果、短い時間領域 $\Omega\tau < \pi$ では、良く一致することが分かった。しかしながら、長い時間領域では、単一原子レベルから生じるデコヒーレンスやリユードベリ原子系特有の効果 (励起光強度の不均一性、原子の位置揺らぎなど) が問題となり、計算結果との差が大きくなる結果を得た。また、一次元状に並べた $N = 5$ 原子アレーとリング状に並べた $N = 6$ 原子アレーを用いることで、境界の有無でリユードベリ原子の励起ダイナミクスやリユードベリ原子密度が変化する効果が観測された。

今後の展望

長時間領域におけるダイナミクスは、様々な要因でスピン $1/2$ イジングモデルと異なる振舞いをするのが考えられる。1 つは、個々の単一原子の位置揺らぎにより、リユードベリ状態間の相互作用の大きさが変化することである。このランダムな変化により、アンダーソン局在と同様の現象が生じる [Marcuzzi et al. 2017]。位置の揺らぎは原子の持つ有限な温度により生じるため、理想的なスピン $1/2$ イジングモデルを実現するためには、ラマンサイドバンド冷却 [Kaufman et al. 2012] を用いて更なる冷却を施すことが必須となる。原子の外部状態も制御することで、本システムは様々な配置における乱雑性由来の局在問題を調査するプラットフォームとなることが期待できる。

2 つ目は、リユードベリ状態のブロッケード効果を活用する上では複数の磁気副準位の寄与である。各磁気副準位のゼーマンシフトを考慮すると、ブロッケードをキャンセルするマジック原子間距離が存在することが問題となっている [Vermersch et al. 2015]。リユードベリ状態間の相互作用の符合や磁気副準位を選択することで、マジック原子間距離 R_{magic} を回避することが可能である。原子ペアを R_{magic} となるように配置することで、特定の原子ペアのみが相互作用しない系といったより複雑なスピン系の実現が期待できる。

また、リユードベリ状態間の相互作用ポテンシャルは電場・磁場の影響 (特に電場)

を受けることが最近報告され [Léséleuc et al. 2017]、ある特定の磁場・電場の条件にすると相互作用が小さくなりブロッケード効果が弱くなることが見つかった。本論文で開発したシステムは、電場を制御することができず、どの程度の残留電場が存在するか分かっていないため、イジングハミルトニアンをより精確に実験で再現するためには、電場パラメータを制御可能とする実験系の改良が必要となる。この他にも、長時間領域ではリユードベリ励起光の不均一性の影響が大きく現れるため、より精密な実験系を構築する必要がある。

現在の単一原子ローディング手法では、単一サイトあたりのロード効率が ~ 0.5 であるため、トラップ数 N 個のサイト全て充填する確率は $\sim 0.5^N$ と指数関数的に減衰する。数年前までは、これは中性原子系ボトムアップ型の大きな問題点であったが、近年複数のグループにおいて解決されつつある [Endres et al. 2016; Barredo et al. 2016; Kim et al. 2016]。その手法は、 $2N$ 個のトラップ内にランダムに充填された $\sim N$ 個の単一原子を光ピンセットなどを用いて目的とする形状に再配置するものである。現在、この手法で ~ 100 ms 程度の短時間で $N \sim 50$ 個の単一原子アレーを実現した実験が報告されている。この技術を組み込むことで、配置や相互作用領域の自由度を保ったまま規模の拡大が可能となる。

参考文献

- (Abel et al., 2009) Abel, RP, AK Mohapatra, MG Bason, JD Pritchard, KJ Weatherill, U Raitzsch, and CS Adams, “Laser frequency stabilization to excited state transitions using electromagnetically induced transparency in a cascade system,” *Applied Physics Letters*, **94**, 7, p. 071107 (2009) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3086305>.
- (Aspuru-Guzik and Walther, 2012) Aspuru-Guzik, Alán and Philip Walther, “Photonic quantum simulators,” *Nature Physics*, **8**, 4, 285–291 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2253>.
- (Ates et al., 2012) Ates, C, JP Garrahan, and I Lesanovsky, “Thermalization of a strongly interacting closed spin system: From coherent many-body dynamics to a Fokker-Planck equation,” *Physical review letters*, **108**, 11, p. 110603 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.110603>.
- (Barredo et al., 2016) Barredo, Daniel, Sylvain de Léséleuc, Vincent Lienhard, Thierry Lahaye, and Antoine Browaeys, “An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays,” *Science*, **354**, 6315, 1021–1023 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aah3778>.
- (Béguin et al., 2013) Béguin, Lucas, Aline Vernier, Radu Chicireanu, Thierry Lahaye, and Antoine Browaeys, “Direct measurement of the van der Waals interaction between two Rydberg atoms,” *Physical review letters*, **110**, 26, p. 263201 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.263201>.
- (Benioff, 1982) Benioff, Paul, “Quantum mechanical models of Turing machines that dissipate no energy,” *Physical Review Letters*, **48**, 23, p. 1581 (1982) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1581>.

- (Bergamini et al., 2004) Bergamini, Silvia, Benoît Darquié, Matthew Jones, Lionel Jacubowicz, Antoine Browaeys, and Philippe Grangier, “Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator,” *JOSA B*, **21**, 11, 1889–1894 (2004) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.21.001889>.
- (Bevington and Robinson, 2002) Bevington, Philip R and D Keith Robinson *Data reduction and error analysis for the physical sciences*: McGraw-Hill, 3rd edition (2002) .
- (Blatt and Roos, 2012) Blatt, Rainer and Christian F Roos, “Quantum simulations with trapped ions,” *Nature Physics*, **8**, 4, 277–284 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2252>.
- (Bloch et al., 2008) Bloch, Immanuel, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger, “Many-body physics with ultracold gases,” *Reviews of modern physics*, **80**, 3, p. 885 (2008) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.80.885>.
- (Bohlouli-Zanjani et al., 2006) Bohlouli-Zanjani, P, K Afrousheh, and JDD Martin, “Optical transfer cavity stabilization using current-modulated injection-locked diode lasers,” *Review of scientific instruments*, **77**, 9, p. 093105 (2006) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2337094>.
- (Bohr, 1913) Bohr, Niels, “I. On the constitution of atoms and molecules,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **26**, 151, 1-25 (1913) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1080/14786441308634955>.
- (Boller et al., 1991) Boller, K-J, A Imamoglu, and Stephen E Harris, “Observation of electromagnetically induced transparency,” *Physical Review Letters*, **66**, 20, p. 2593 (1991) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>.
- (Bransden and Joachain, 2003) Bransden, Brian Harold and Charles Jean Joachain *Physics of atoms and molecules*: Pearson Education India, 2nd edition (2003) .
- (Browaeys and Lahaye, 2016) Browaeys, Antoine and Thierry Lahaye, “Interacting Cold Rydberg Atoms: A Toy Many-Body System,” in *Niels Bohr, 1913-2013*: Springer, 177–198 (2016) , DOI: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-14316-3_7.
- (Browaeys et al., 2016) Browaeys, Antoine, Daniel Barredo, and Thierry Lahaye, “Experimental investigations of dipole–dipole interactions between a few Rydberg atoms,”

Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **49**, 15, p. 152001 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/49/15/152001>.

- (Burckhardt, 1970) Burckhardt, CB, “Use of a random phase mask for the recording of Fourier transform holograms of data masks,” *Applied Optics*, **9**, 3, 695–700 (1970) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/AO.9.000695>.
- (Cai et al., 2013) Cai, Jianming, Alex Retzker, Fedor Jelezko, and Martin B Plenio, “A large-scale quantum simulator on a diamond surface at room temperature,” *Nature Physics*, **9**, 3, 168–173 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2519>.
- (Carr et al., 2012) Carr, Christopher, Monsit Tanasittikosol, Armen Sargsyan, David Sarkisyan, Charles S Adams, and Kevin J Weatherill, “Three-photon electromagnetically induced transparency using Rydberg states,” *Optics letters*, **37**, 18, 3858–3860 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OL.37.003858>.
- (Chang et al., 2002) Chang, Soo, Taeg Yong Kwon, Ho Seong Lee, and VG Minogin, “Laser sub-Doppler cooling of atoms in an arbitrarily directed magnetic field,” *Physical Review A*, **66**, 4, p. 043404 (2002) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.66.043404>.
- (Choi et al., 2016) Choi, Jae-yoon, Sebastian Hild, Johannes Zeiher, Peter Schauß, Antonio Rubio-Abadal, Tarik Yefsah, Vedika Khemani, David A Huse, Immanuel Bloch, and Christian Gross, “Exploring the many-body localization transition in two dimensions,” *Science*, **352**, 6293, 1547–1552 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aaf8834>.
- (Curtis et al., 2002) Curtis, Jennifer E, Brian A Koss, and David G Grier, “Dynamic holographic optical tweezers,” *Optics communications*, **207**, 1, 169–175 (2002) , DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(02\)01524-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(02)01524-9).
- (Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989) Dalibard, Jean and Claude Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models,” *Journal of the Optical Society of America B*, **6**, 11, 2023–2045 (1989) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.6.002023>.
- (Di Leonardo et al., 2007) Di Leonardo, Roberto, Francesca Ianni, and Giancarlo Ruocco, “Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays,” *Optics Express*, **15**, 4, 1913–1922 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.001913>.

- (Drever et al., 1983) Drever, RWP, John L Hall, FV Kowalski, J. Hough, GM Ford, AJ Munley, and H Ward, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,” *Applied Physics B*, **31**, 2, 97–105 (1983) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00702605>.
- (Dudin and Kuzmich, 2012) Dudin, YO and A Kuzmich, “Strongly interacting Rydberg excitations of a cold atomic gas,” *Science*, **336**, 6083, 887–889 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.1217901>.
- (Ebert et al., 2015) Ebert, M, M Kwon, TG Walker, and M Saffman, “Coherence and Rydberg blockade of atomic ensemble qubits,” *Physical review letters*, **115**, 9, p. 093601 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.093601>.
- (Ebert et al., 2014) Ebert, Matthew, Alexander Gill, Michael Gibbons, Xianli Zhang, Mark Saffman, and Thad G Walker, “Atomic Fock state preparation using Rydberg blockade,” *Physical review letters*, **112**, 4, p. 043602 (2014) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.043602>.
- (Endres et al., 2016) Endres, Manuel, Hannes Bernien, Alexander Keesling, Harry Levine, Eric R Anschuetz, Alexandre Krajenbrink, Crystal Senko, Vladan Vuletic, Markus Greiner, and Mikhail D Lukin, “Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays,” *Science*, p. aah3752 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aah3752>.
- (Feynman, 1982) Feynman, Richard P, “Simulating physics with computers,” *International journal of theoretical physics*, **21**, 6, 467–488 (1982) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02650179>.
- (Fienup, 1982) Fienup, James R, “Phase retrieval algorithms: a comparison,” *Applied optics*, **21**, 15, 2758–2769 (1982) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/AO.21.002758>.
- (Fleischhauer et al., 2005) Fleischhauer, Michael, Atac Imamoglu, and Jonathan P Marangos, “Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media,” *Reviews of modern physics*, **77**, 2, p. 633 (2005) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>.
- (Fölling et al., 2007) Fölling, Simon, Stefan Trotzky, Patrick Cheinet, Michael Feld, Robert Saers, Artur Widera, Torben Müller, and Immanuel Bloch, “Direct observation of

-
- second-order atom tunnelling,” *Nature*, **448**, 7157, 1029–1032 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature06112>.
- (Fuhrmanek et al., 2012) Fuhrmanek, A, R Bourgain, Yvan RP Sortais, and A Browaeys, “Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap,” *Physical Review A*, **85**, 6, p. 062708 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.85.062708>.
- (Fuhrmanek et al., 2010) Fuhrmanek, Andreas, Andrew Matheson Lance, Charles Tuchendler, Philippe Grangier, Yvan RP Sortais, and Antoine Browaeys, “Imaging a single atom in a time-of-flight experiment,” *New Journal of Physics*, **12**, 5, p. 053028 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/5/053028>.
- (Fukuhara et al., 2013a) Fukuhara, Takeshi, Peter Schauß, Manuel Endres, Sebastian Hild, Marc Cheneau, Immanuel Bloch, and Christian Gross, “Microscopic observation of magnon bound states and their dynamics,” *Nature*, **502**, 7469, 76–79 (2013a) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature12541>.
- (Fukuhara et al., 2013b) Fukuhara, Takeshi, Adrian Kantian, Manuel Endres, Marc Cheneau, Peter Schauß, Sebastian Hild, David Bellem, Ulrich Schollwöck, Thierry Giamarchi, Christian Gross et al. “Quantum dynamics of a mobile spin impurity,” *Nature Physics*, **9**, 4, 235–241 (2013b) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2561>.
- (Fung and Andersen, 2015) Fung, YH and MF Andersen, “Efficient collisional blockade loading of a single atom into a tight microtrap,” *New Journal of Physics*, **17**, 7, p. 073011 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/17/7/073011>.
- (Gärttner et al., 2013) Gärttner, Martin, Kilian P Heeg, Thomas Gasenzer, and Jörg Evers, “Dynamic formation of Rydberg aggregates at off-resonant excitation,” *Physical Review A*, **88**, 4, p. 043410 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.88.043410>.
- (Georgescu et al., 2014) Georgescu, IM, Sahel Ashhab, and Franco Nori, “Quantum simulation,” *Reviews of Modern Physics*, **86**, 1, p. 153 (2014) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.86.153>.
- (Georgiou, 2010) Georgiou, Andreas, “Noise formation in Fourier phase-only holograms,” *JOSA B*, **27**, 12, 2677–2686 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.27.002677>.

- (Gerchberg and Saxton, 1972) Gerchberg, Ralph W and WO Saxton, “A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures,” *Optik*, **35**, 237–246 (1972) .
- (Goodman, 2005) Goodman, Joseph W *Introduction to Fourier optics*: Roberts and Company Publishers (2005) .
- (Gribben et al., 2018) Gribben, Dominic, Igor Lesanovsky, and Ricardo Gutiérrez, “Quench dynamics of a dissipative Rydberg gas in the classical and quantum regimes,” *Phys. Rev. A*, **97**, p. 011603 (2018) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.97.011603>.
- (Gross and Bloch, 2017) Gross, Christian and Immanuel Bloch, “Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices,” *Science*, **357**, 6355, 995–1001 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aal3837>.
- (Grover, 1996) Grover, Lov K, “A fast quantum mechanical algorithm for database search,” 212–219 (1996) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1145/237814.237866>.
- (Haist et al., 1997) Haist, T, M Schönleber, and HJ Tiziani, “Computer-generated holograms from 3D-objects written on twisted-nematic liquid crystal displays,” *Optics communications*, **140**, 4-6, 299–308 (1997) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2010.04.012>.
- (Han et al., 2006) Han, Jianing, Yasir Jamil, DVL Norum, Paul J Tanner, and TF Gallagher, “Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold 85 Rb Rydberg atoms,” *Physical Review A*, **74**, 5, p. 054502 (2006) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.74.054502>.
- (Hankin et al., 2014) Hankin, AM, Y-Y Jau, LP Parazzoli, CW Chou, DJ Armstrong, AJ Landahl, and GW Biedermann, “Two-atom Rydberg blockade using direct 6 S to n P excitation,” *Physical Review A*, **89**, 3, p. 033416 (2014) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.89.033416>.
- (Hansch and Couillaud, 1980) Hansch, TW and B Couillaud, “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity,” *Optics communications*, **35**, 3, 441–444 (1980) , DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(80\)90069-3](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(80)90069-3).

-
- (Harris et al., 1990) Harris, Stephen E, JE Field, and A Imamoglu, “Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency,” *Physical Review Letters*, **64**, 10, p. 1107 (1990) , DOI: <http://dx.doi.org/doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1107>.
- (Haze et al., 2013) Haze, Shinsuke, Sousuke Hata, Munekazu Fujinaga, and Takashi Mukaiyama, “Auto-relock system for a bow-tie cavity for second harmonic generation,” *Review of Scientific Instruments*, **84**, 2, p. 026111 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4793613>.
- (Hensgens et al., 2017) Hensgens, Toivo, Takafumi Fujita, Laurens Janssen, Xiao Li, CJ Van Diepen, C Reichl, W Wegscheider, S Das Sarma, and LMK Vandersypen, “Quantum simulation of a Fermi–Hubbard model using a semiconductor quantum dot array,” *Nature*, **548**, 7665, p. 70 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature23022>.
- (Higgins et al., 2017) Higgins, Gerard, Weibin Li, Fabian Pokorny, Chi Zhang, Florian Kress, Christine Maier, Johannes Haag, Quentin Bodart, Igor Lesanovsky, and Markus Hennrich, “Single strontium Rydberg ion confined in a Paul trap,” *Physical Review X*, **7**, 2, p. 021038 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.7.021038>.
- (Houck et al., 2012) Houck, Andrew A, Hakan E Türeci, and Jens Koch, “On-chip quantum simulation with superconducting circuits,” *Nature Physics*, **8**, 4, 292–299 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2251>.
- (Isenhower et al., 2010) Isenhower, L, E Urban, XL Zhang, AT Gill, T Henage, Todd A Johnson, TG Walker, and M Saffman, “Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate,” *Physical review letters*, **104**, 1, p. 010503 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.010503>.
- (Jaatinen et al., 2008) Jaatinen, Esa, David J Hopper, and Julian Back, “Residual amplitude modulation mechanisms in modulation transfer spectroscopy that use electro-optic modulators,” *Measurement Science and Technology*, **20**, 2, p. 025302 (2008) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/20/2/025302>.
- (Jaksch et al., 2000) Jaksch, D, JI Cirac, P Zoller, SL Rolston, R Côté, and MD Lukin, “Fast quantum gates for neutral atoms,” *Physical Review Letters*, **85**, 10, p. 2208 (2000) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2208>.

- (Jones et al., 2007) Jones, Matthew PA, Jérôme Beugnon, Alpha Gaëtan, Junxiang Zhang, Gaetan Messin, Antoine Browaeys, and Philippe Grangier, “Fast quantum state control of a single trapped neutral atom,” *Physical Review A*, **75**, 4, p. 040301 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.75.040301>.
- (Kadowaki and Nishimori, 1998) Kadowaki, Tadashi and Hidetoshi Nishimori, “Quantum annealing in the transverse Ising model,” *Physical Review E*, **58**, 5, p. 5355 (1998) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.58.5355>.
- (Kaufman et al., 2012) Kaufman, Adam M, Brian J Lester, and Cindy A Regal, “Cooling a single atom in an optical tweezer to its quantum ground state,” *Physical Review X*, **2**, 4, p. 041014 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.2.041014>.
- (Kazimierczuk et al., 2014) Kazimierczuk, Tomasz, Dietmar Fröhlich, Stefan Scheel, Heinrich Stolz, and Manfred Bayer, “Giant Rydberg excitons in the copper oxide Cu₂O,” *Nature*, **514**, 7522, 343–347 (2014) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature13832>.
- (Kim et al., 2016) Kim, Hyosub, Woojun Lee, Han-gyeol Lee, Hanlae Jo, Yunheung Song, and Jaewook Ahn, “In situ single-atom array synthesis using dynamic holographic optical tweezers,” *Nature communications*, **7** (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms13317>.
- (Kuhn, 2014) Kuhn, Axel, “Manipulating single atoms with optical tweezers,” Ph.D. thesis, University of Oxford (2014) .
- (Kuhr et al., 2005) Kuhr, S, W Alt, D Schrader, I Dotsenko, Y Miroshnychenko, A Rauschenbeutel, and D Meschede, “Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap,” *Physical Review A*, **72**, 2, p. 023406 (2005) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.72.023406>.
- (Kulatunga et al., 2010) Kulatunga, P, T Blum, and D Olek, “Loading characteristics of a microscopic optical dipole trap,” *arXiv preprint arXiv:1009.2544* (2010) , URL: <https://arxiv.org/abs/1009.2544>.
- (Kuppens et al., 2000) Kuppens, SJM, KL Corwin, KW Miller, TE Chupp, and CE Wieman, “Loading an optical dipole trap,” *Physical review A*, **62**, 1, p. 013406 (2000) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.62.013406>.

-
- (Labuhn et al., 2016) Labuhn, Henning, Daniel Barredo, Sylvain Ravets, Sylvain De Léséleuc, Tommaso Macrì, Thierry Lahaye, and Antoine Browaeys, “Tunable two-dimensional arrays of single Rydberg atoms for realizing quantum Ising models,” *Nature*, **534**, 7609, 667–670 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature18274>.
- (Léséleuc et al., 2017) de Léséleuc, Sylvain, Sebastian Weber, Vincent Lienhard, Daniel Barredo, Hans Peter Büchler, Thierry Lahaye, and Antoine Browaeys, “Accurate mapping of multilevel Rydberg atoms on interacting spin-1/2 particles for the quantum simulation of Ising models,” *arXiv preprint arXiv:1710.06156* (2017) .
- (Lesem et al., 1969) Lesem, LB, PM Hirsch, and JA Jordan, “The kinoform: a new wave-front reconstruction device,” *IBM Journal of Research and Development*, **13**, 2, 150–155 (1969) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1147/rd.132.0150>.
- (Lester et al., 2015) Lester, Brian J, Niclas Luick, Adam M Kaufman, Collin M Reynolds, and Cindy A Regal, “Rapid production of uniformly filled arrays of neutral atoms,” *Physical review letters*, **115**, 7, p. 073003 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.073003>.
- (Li et al., 2003) Li, Wenhui, I Mourachko, MW Noel, and TF Gallagher, “Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series,” *Physical Review A*, **67**, 5, p. 052502 (2003) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.67.052502>.
- (Liesener et al., 2000) Liesener, J, M Reicherter, T Haist, and HJ Tiziani, “Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms,” *Optics Communications*, **185**, 1, 77–82 (2000) , DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(00\)00990-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00990-1).
- (Lim et al., 2013) Lim, Jongseok, Han-gyeol Lee, and Jaewook Ahn, “Review of cold Rydberg atoms and their applications,” *Journal of the Korean Physical Society*, **63**, 4, 867–876 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.3938/jkps.63.867>.
- (Loudon, 2000) Loudon, Rodney *The quantum theory of light*: OUP Oxford (2000) .
- (Lukin et al., 2001) Lukin, MD, M Fleischhauer, R Cote, LM Duan, D Jaksch, JI Cirac, and P Zoller, “Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic

- atomic ensembles,” *Physical Review Letters*, **87**, 3, p. 037901 (2001) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.037901>.
- (Mack et al., 2011) Mack, Markus, Florian Karlewski, Helge Hattermann, Simone Höckh, Florian Jessen, Daniel Cano, and József Fortágh, “Measurement of absolute transition frequencies of Rb 87 to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency,” *Physical Review A*, **83**, 5, p. 052515 (2011) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.83.052515>.
- (Marcuzzi et al., 2017) Marcuzzi, Matteo, Jiří Minář, Daniel Barredo, Sylvain de Léséleuc, Henning Labuhn, Thierry Lahaye, Antoine Browaeys, Emanuele Levi, and Igor Lesanovsky, “Facilitation dynamics and localization phenomena in Rydberg lattice gases with position disorder,” *Physical Review Letters*, **118**, 6, p. 063606 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.063606>.
- (Markert et al., 2010) Markert, F, Peter Würtz, Andreas Koglbauer, Tatjana Gericke, A Vogler, and Herwig Ott, “AC-Stark shift and photoionization of Rydberg atoms in an optical dipole trap,” *New Journal of Physics*, **12**, 11, p. 113003 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/11/113003>.
- (Millen et al., 2010) Millen, J, G Lochead, and MPA Jones, “Two-electron excitation of an interacting cold Rydberg gas,” *Physical review letters*, **105**, 21, p. 213004 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.213004>.
- (Miroshnychenko et al., 2009) Miroshnychenko, Yevhen, Tatjana Wilk, Amodsen Chotia, Matthieu Viteau, Daniel Comparat, Pierre Pillet, Antoine Browaeys, Philippe Grangier et al. “Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime,” *Nature Physics*, **5**, 2, 115–118 (2009) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1183>.
- (Miroshnychenko et al., 2010) Miroshnychenko, Yevhen, A Gaëtan, C Evellin, P Grangier, D Comparat, P Pillet, T Wilk, and A Browaeys, “Coherent excitation of a single atom to a Rydberg state,” *Physical Review A*, **82**, 1, p. 013405 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.013405>.
- (Montes-Usategui et al., 2006) Montes-Usategui, Mario, Encarnación Pleguezuelos, Jordi Andilla, and Estela Martín-Badosa, “Fast generation of holographic optical tweezers by random mask encoding of Fourier components,” *Optics express*, **14**, 6, 2101–2107 (2006) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.002101>.

-
- (Negnevitsky and Turner, 2013) Negnevitsky, Vlad and Lincoln D Turner, “Wideband laser locking to an atomic reference with modulation transfer spectroscopy,” *Optics express*, **21**, 3, 3103–3113 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.003103>.
- (Nelson et al., 2007) Nelson, Karl D, Xiao Li, and David S Weiss, “Imaging single atoms in a three-dimensional array.,” *Nature Physics*, **3**, 8 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys645>.
- (Niederprüm et al., 2016) Niederprüm, Thomas, Oliver Thomas, Tanita Eichert, Carsten Lippe, Jesús Pérez-Ríos, Chris H Greene, and Herwig Ott, “Observation of pendular butterfly Rydberg molecules,” *Nature communications*, **7**, p. ncomms12820 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms12820>.
- (Nogrette et al., 2014) Nogrette, Florence, Henning Labuhn, Sylvain Ravets, Daniel Barredo, Lucas Béguin, Aline Vernier, Thierry Lahaye, and Antoine Browaeys, “Single-atom trapping in holographic 2D arrays of microtraps with arbitrary geometries,” *Physical Review X*, **4**, 2, p. 021034 (2014) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.4.021034>.
- (Parsons et al., 2016) Parsons, Maxwell F, Anton Mazurenko, Christie S Chiu, Geoffrey Ji, Daniel Greif, and Markus Greiner, “Site-resolved measurement of the spin-correlation function in the Fermi-Hubbard model,” *Science*, **353**, 6305, 1253–1256 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aag1430>.
- (Pasienski and DeMarco, 2008) Pasienski, Matthew and Brian DeMarco, “A high-accuracy algorithm for designing arbitrary holographic atom traps,” *Optics express*, **16**, 3, 2176–2190 (2008) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.002176>.
- (Peng et al., 2009) Peng, Xinhua, Jingfu Zhang, Jiangfeng Du, and Dieter Suter, “Quantum simulation of a system with competing two-and three-body interactions,” *Physical review letters*, **103**, 14, p. 140501 (2009) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.140501>.
- (Piotrowicz et al., 2013) Piotrowicz, MJ, M Lichtman, K Maller, G Li, S Zhang, L Isenhower, and M Saffman, “Two-dimensional lattice of blue-detuned atom traps using a projected Gaussian beam array,” *Physical Review A*, **88**, 1, p. 013420 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.88.013420>.

- (Preiss et al., 2015) Preiss, Philipp M, Ruichao Ma, M Eric Tai, Alexander Lukin, Matthew Rispoli, Philip Zupancic, Yoav Lahini, Rajibul Islam, and Markus Greiner, “Strongly correlated quantum walks in optical lattices,” *Science*, **347**, 6227, 1229–1233 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.1260364>.
- (Raj et al., 1980) Raj, RK, D Bloch, JJ Snyder, G Camy, and M Ducloy, “High-frequency optically heterodyned saturation spectroscopy via resonant degenerate four-wave mixing,” *Physical Review Letters*, **44**, 19, p. 1251 (1980) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.1251>.
- (Reicherter et al., 1999) Reicherter, M, T Haist, EU Wagemann, and HJ Tiziani, “Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display,” *Optics letters*, **24**, 9, 608–610 (1999) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OL.24.000608>.
- (Reinhard et al., 2007) Reinhard, A, T Cubel Liebisch, B Knuffman, and G Raithel, “Level shifts of rubidium Rydberg states due to binary interactions,” *Physical Review A*, **75**, 3, p. 032712 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.75.032712>.
- (Ryabtsev et al., 2011) Ryabtsev, II, II Beterov, DB Tretyakov, VM Entin, and EA Yakshina, “Doppler- and recoil-free laser excitation of Rydberg states via three-photon transitions,” *Physical Review A*, **84**, 5, p. 053409 (2011) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.053409>.
- (Saffman and Walker, 2002) Saffman, M and TG Walker, “Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles,” *Physical Review A*, **66**, 6, p. 065403 (2002) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.66.065403>.
- (Saffman, 2016) Saffman, Mark, “Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **49**, 20, p. 202001 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/49/20/202001>.
- (Saffman et al., 2010) Saffman, Mark, Thad G Walker, and Klaus Mølmer, “Quantum information with Rydberg atoms,” *Reviews of Modern Physics*, **82**, 3, p. 2313 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2313>.
- (Schauss, 2017) Schauss, Peter, “Quantum simulation of transverse Ising models with Rydberg atoms,” *Quantum Science and Technology* (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/2058-9565/aa9c59>.

-
- (Schauss, 2018) Schauss, Peter, “Quantum simulation of transverse Ising models with Rydberg atoms,” *Quantum Science and Technology* (2018) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/2058-9565/aa9c59>.
- (Schauß et al., 2012) Schauß, Peter, Marc Cheneau, Manuel Endres, Takeshi Fukuhara, Sebastian Hild, Ahmed Omran, Thomas Pohl, Christian Gross, Stefan Kuhr, and Immanuel Bloch, “Observation of spatially ordered structures in a two-dimensional Rydberg gas,” *Nature*, **491**, 7422, 87–91 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature11596>.
- (Schlosser et al., 2002) Schlosser, Nicolas, Georges Reymond, and Philippe Grangier, “Collisional blockade in microscopic optical dipole traps,” *Physical review letters*, **89**, 2, p. 023005 (2002) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.023005>.
- (Seaton, 1983) Seaton, M J, “Quantum defect theory,” *Reports on Progress in Physics*, **46**, 2, p. 167 (1983) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/46/2/002>.
- (Shor, 1994) Shor, Peter W, “Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring,” 124–134 (1994) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/SFCS.1994.365700>.
- (Simon et al., 2011) Simon, Jonathan, Waseem S Bakr, Ruichao Ma, M Eric Tai, Philipp M Preiss, and Markus Greiner, “Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice,” *Nature*, **472**, 7343, 307–312 (2011) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nature09994>.
- (Sinclair et al., 2004) Sinclair, Gavin, Jonathan Leach, Pamela Jordan, Graham Gibson, Eric Yao, Zsolt John Laczik, Miles J Padgett, and Johannes Courtial, “Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for three-dimensional light shaping,” *Optics Express*, **12**, 8, 1665–1670 (2004) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.12.001665>.
- (Sompet et al., 2017) Sompet, Pimonpan, Yin H Fung, Eyal Schwartz, Matt DJ Hunter, Jindaratsamee Phrompao, and Mikkel F Andersen, “Zeeman-insensitive cooling of a single atom to its two-dimensional motional ground state in tightly focused optical tweezers,” *Physical Review A*, **95**, 3, p. 031403 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.95.031403>.

- (Sortais et al., 2007) Sortais, Yvan RP, H Marion, C Tuchendler, AM Lance, M Lamare, P Fournet, C Armellin, R Mercier, G Messin, A Browaeys et al. “Diffraction-limited optics for single-atom manipulation,” *Physical Review A*, **75**, 1, p. 013406 (2007) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.75.013406>.
- (Steane, 1998) Steane, Andrew, “Quantum computing,” *Reports on Progress in Physics*, **61**, 2, p. 117 (1998) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/61/2/002>.
- (Tauschinsky et al., 2013) Tauschinsky, Atreju, Richard Newell, HB van Linden van den Heuvell, and RJC Spreeuw, “Measurement of 87 Rb Rydberg-state hyperfine splitting in a room-temperature vapor cell,” *Physical Review A*, **87**, 4, p. 042522 (2013) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.87.042522>.
- (Thoumany et al., 2009) Thoumany, Pierre, T Hänsch, Gernot Stania, Linas Urbonas, and Th Becker, “Optical spectroscopy of rubidium Rydberg atoms with a 297 nm frequency-doubled dye laser,” *Optics letters*, **34**, 11, 1621–1623 (2009) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OL.34.001621>.
- (Trotzky et al., 2008) Trotzky, Stefan, Patrick Cheinet, Simon Fölling, M Feld, Ute Schnorberger, Ana Maria Rey, Anatoli Polkovnikov, EA Demler, MD Lukin, and I Bloch, “Time-resolved observation and control of superexchange interactions with ultracold atoms in optical lattices,” *Science*, **319**, 5861, 295–299 (2008) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.1150841>.
- (Tuchendler et al., 2008) Tuchendler, Charles, Andrew Matheson Lance, A Browaeys, Yvan RP Sortais, and Philippe Grangier, “Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer,” *Physical Review A*, **78**, 3, p. 033425 (2008) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.78.033425>.
- (Urban et al., 2009) Urban, E, Todd A Johnson, T Henage, L Isenhower, DD Yavuz, TG Walker, and M Saffman, “Observation of Rydberg blockade between two atoms,” *Nature Physics*, **5**, 2, 110–114 (2009) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1178>.
- (Urban, 2009) Urban, Erich, “Coherent manipulation of single atom qubits using Rydberg states,” Ph.D. thesis, University of Wisconsin (2009) .
- (Vermersch et al., 2015) Vermersch, Benoît, Alexander W Glaetzle, and Peter Zoller, “Magic distances in the blockade mechanism of Rydberg p and d states,” *Physical*

Review A, **91**, 2, p. 023411 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.91.023411>.

(Walhout et al., 1992) Walhout, M, Jean Dalibard, SL Rolston, and William D Phillips, “ $\sigma^+ - \sigma^-$ Optical molasses in a longitudinal magnetic field,” *Journal of the Optical Society of America B*, **9**, 11, 1997–2007 (1992) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.9.001997>.

(Walker and Saffman, 2012) Walker, Thad G. and Mark Saffman, “Chapter 2 - Entanglement of Two Atoms Using Rydberg Blockade,” in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **61** of Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics: Academic Press, 81 - 115 (2012) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-396482-3.00002-8>.

(Wang et al., 2017) Wang, Jieying, Jiandong Bai, Jun He, and Junmin Wang, “Single-photon cesium Rydberg excitation spectroscopy using 318.6-nm UV laser and room-temperature vapor cell,” *Optics Express*, **25**, 19, 22510–22518 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.25.022510>.

(Wang et al., 2016) Wang, Yang, Aishwarya Kumar, Tsung-Yao Wu, and David S Weiss, “Single-qubit gates based on targeted phase shifts in a 3D neutral atom array,” *Science*, **352**, 6293, 1562–1565 (2016) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aaf2581>.

(Watanabe et al., 2017) Watanabe, Naoto, Hikaru Tamura, Mitsuru Musha, and Ken’ichi Nakagawa, “Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy of Rydberg states of Rb atoms,” *Japanese Journal of Applied Physics*, **56**, 11, p. 112401 (2017) , DOI: <http://dx.doi.org/10.7567/JJAP.56.112401>.

(Wilk et al., 2010) Wilk, Tatjana, A Gaëtan, C Evellin, J Wolters, Y Miroshnychenko, P Grangier, and A Browaeys, “Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade,” *Physical Review Letters*, **104**, 1, p. 010502 (2010) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.010502>.

(Zeiher et al., 2015) Zeiher, Johannes, Peter Schauf, Sebastian Hild, Tommaso Macrì, Immanuel Bloch, and Christian Gross, “Microscopic characterization of scalable coherent Rydberg superatoms,” *Physical Review X*, **5**, 3, p. 031015 (2015) , DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.5.031015>.

参考文献

- (山口, 2017) 山口裕介「光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング効率の向上」, 修士論文, 電気通信大学大学院 (2017) .
- (大津元一, 1994) 大津元一『現代光科学: II, 光と量子』, 朝倉書店 (1994) .
- (田村, 2015) 田村光「光誘起衝突を用いた光マイクロトラップ中の原子数制御」, 修士論文, 電気通信大学大学院 (2015) .

本論文に関連する発表リスト

関連学術論文

1. [Hikaru Tamura](#), Tomoyuki Unakami, Jun He, Yoko Miyamoto, and Ken'ichi Nakagawa,
“Highly uniform holographic microtrap arrays for single atom trapping using a feedback optimization of in-trap fluorescence measurements,”
Optics Express, **24**, 8, 8132–8141 (2016),
DOI: [10.1364/OE.24.008132](https://doi.org/10.1364/OE.24.008132).

参考学術論文

1. Naoto Watanabe, [Hikaru Tamura](#), Mitsuru Musha, and Ken'ichi Nakagawa,
“Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy of Rydberg states of Rb atoms,”
Japanese Journal of Applied Physics, **56**, 11, 112401 (2017),
DOI: [10.7567/JJAP.56.112401](https://doi.org/10.7567/JJAP.56.112401).

国際会議

1. [Hikaru Tamura](#), Tomotake Yamakoshi, and Ken'ichi Nakagawa, “Towards quantum simulation of Ising spins using cold Rydberg atoms in microtrap arrays,” The 24th Congress of the International Commission for Optics, Th1H-03, Tokyo, Japan, August 2017.
2. [Hikaru Tamura](#), Tomotake Yamakoshi, and Ken'ichi Nakagawa, “Observation of spatially ordered Rydberg excitation in an one-dimensional optical microtrap arrays,” International Conference on Laser Spectroscopy 2017, P.169, Arcachon, France, July 2017.

3. Hikaru Tamura, Yusuke Yamaguchi, and Ken'ichi Nakagawa, "Realization of highly uniform microtrap arrays for quantum simulation of many-body systems using Rydberg atoms," The 25th International Conference on Atomic Physics, Mon-100, Seoul, Korea, July 2016.
4. Hikaru Tamura, Tomoyuki Unakami, Jun He, Yoko Miyamoto, and Ken'ichi Nakagawa, "High fidelity detection of single atoms trapped in holographic microtrap arrays," The 3rd Optical Manipulation Conference, OMCp-14, Yokohama, Japan, May 2016.
5. Hikaru Tamura, Tomoyuki Unakami, and Ken'ichi Nakagawa, "Loading single-atoms into holographic arrays of microtraps," The 12th US-Japan Seminar, Madison, USA, September 2015.

国内会議

1. 田村光, 山越智健, 中川賢一, 「2次元単一原子アレー中のリドベルグブロッケードによる空間秩序相関の観測」, 日本物理学会 2017 年秋季大会, 22pA10-14, 岩手大学, 2017 年 9 月.
2. 田村光, 山口祐介, 中川賢一, 「単一原子アレー中のリドベルグブロッケード観測 III」, 日本物理学会第 72 回年次大会, 18pH31-8, 大阪大学, 2017 年 3 月.
3. 田村光, 山口祐介, 海上智行, 竹村直貴, 中川賢一, 「単一原子アレー中のリドベルグブロッケード観測 II」, 日本物理学会 2016 年秋季大会, 15aKJ-13, 金沢大学, 2016 年 9 月.
4. 田村光, 海上智行, 竹村直貴, 中川賢一, 「単一原子アレー中のリドベルグブロッケード観測」, 日本物理学会第 71 回年次大会, 22aBK-3, 東北学院大学, 2016 年 3 月.
5. 田村光, 海上智行, 竹村直貴, 中川賢一, 「光マイクロトラップアレーへの単一原子ローディング」, 日本物理学会 2015 年秋季大会, 18pBA-12, 関西大学, 2015 年 9 月.
6. 田村光, 海上智行, 中川賢一, 「光誘起衝突を用いた光マイクロトラップ中の原子数制御」, 日本物理学会第 70 回年次大会, 23pAG-2, 早稲田大学, 2015 年 3 月.

-
7. 田村光, Jun He, 海上智行, 宮本洋子, 中川賢一, 「光マイクロトラップアレーによる単一原子トラップの実現」, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 9aAW-2, 中部大学, 2014 年 9 月.
 8. 田村光, Jun He, 海上智行, 中川賢一, 「光誘起衝突を用いた光双極子トラップ中の原子数制御」, 日本物理学会第 69 回年次大会, 29pCF-5, 東海大学, 2014 年 3 月.

謝辞

本論文は、筆者が電気通信大学大学院 情報理工学研究科 先進理工学専攻博士後期課程に在籍中の研究成果をまとめたものであり、多くの方々にご指導、ご支援頂くことで書き上げることができました。この場でご指導、ご支援いただいた皆様に心より感謝いたします。

中川賢一教授には、本研究の遂行にあたり多大なるご指導とご教示をしていただきました。学部4年次から計6年もの間、常に没頭できる研究テーマをやらせていただき、非常に充実した研究生活を送ることができました。中川賢一教授にはこのような環境を与えて下さったことに心より感謝しています。

そして本論文の審査を担当して頂いた渡辺信一教授、斎藤弘樹教授、宮本洋子准教授、岸本哲夫准教授の各先生方、また副指導教員の丹治はるか准教授にも感謝申し上げます。

渡邊直登さんには、私が学部4年次の頃から実験装置の使い方等多くのことを教えていただきました。研究テーマは違うものの実験や物理に関する議論を毎日のように行い、よい刺激をいただくことができました。ありがとうございます。山越さんには、理論面から研究のご指導をして頂きました。異なる視点からの助言は、非常に勉強になることばかりです。ありがとうございます。Jun He 氏 (Shanxi University) とは、私が修士課程のときに1年半程一緒に実験を行い、単一原子トラップに関する様々なことを教えていただきました。中国に帰国した後も、私が実験が行き詰まった際に親身に相談に乗っていただきました。オプティカルパンプの効率が悪く、実験が行き詰っていた際のアドバイスは非常に助かりました。

また、中川研の後輩の皆のお陰で楽しく生活する事ができました。レーザー研の皆様にも、様々な面でお世話になりました。ありがとうございます。

最後に、今まで何不自由なく生活の世話して頂いた両親に深く感謝致します。

著者略歴

田村 光 (たむら ひかる)

1991年3月30日生

学歴

2009年	3月	東京学館高等学校	卒業
2009年	4月	電気通信大学	
		電気通信学部 量子・物質工学科	入学
2013年	3月	電気通信大学	
		電気通信学部 量子・物質工学科	卒業
2013年	4月	電気通信大学大学院	
		情報理工学研究科 先進理工学専攻	
		博士前期課程	入学
2015年	4月	電気通信大学大学院	
		情報理工学研究科 先進理工学専攻	
		博士前期課程	修了
2015年	4月	電気通信大学大学院	
		情報理工学研究科 先進理工学専攻	
		博士後期課程	入学
2018年	4月	電気通信大学大学院	
		情報理工学研究科 先進理工学専攻	
		博士後期課程	修了

職歴

2017年	4月	日本学術振興会 特別研究員 DC2	
-------	----	-------------------	--

田村 光
電気通信大学 大学院
情報理工学研究科

