

準安定状態アルゴン・クリプトン原子の  
レーザー冷却, トラッピングに関する研究

香取 秀俊

①

博士論文

準安定状態アルゴン・クリプトン原子の  
レーザー冷却，トラッピングに関する研究

1994年 東京大学工学部

香取秀俊

## 論文目次

### 第1章 序論

- § 1. 1 研究の概要と背景 1
- § 1. 2 本論文の構成 4

### 第2章 レーザー冷却, トラップの概要

- § 2. 1 準安定状態アルゴン・クリプトン原子のレーザー冷却
  - 2. 1. 1 アルゴン, クリプトン原子のスペクトル 5
  - 2. 1. 2  $^{81}\text{Kr}$ 原子の超微細構造 8
  - 2. 1. 3 (参考) ルビジウム原子のスペクトル 11
- § 2. 2 レーザー冷却・トラップの原理
  - 2. 2. 1 中性原子に働く力 12
  - 2. 2. 2 散乱力による中性原子の一次元減速 16
  - 2. 2. 3 ドップラー冷却 16
  - 2. 2. 4 偏光勾配冷却 19
  - 2. 2. 5 磁気光学トラップ 21

### 第3章 実験装置及び光源の開発

- § 3. 1 実験装置
  - 3. 1. 1 準安定状態原子源 24
  - 3. 1. 2 ゼーマン同調法による減速 24
  - 3. 1. 3 磁気光学トラップ 26
  - 3. 1. 4 光学系 27
  - 3. 1. 5 真空系 27
  - 3. 1. 6 データ処理 27
- § 3. 2 半導体レーザー光源の開発
  - 3. 2. 1 半導体レーザーの諸特性 29
  - 3. 2. 2 外部共振器による発振線幅の狭窄化と周波数掃引 30
  - 3. 2. 3 外部共振器型半導体レーザーの製作 32
  - 3. 2. 4 中心周波数の安定化 34
  - 3. 2. 5 まとめ 36

### 第4章 準安定状態アルゴン・クリプトン原子の冷却, トラップ特性

- § 4. 1 実験装置と冷却・トラップの概要 37
- § 4. 2 クリプトン原子の同位体分離
  - 4. 2. 1 偶数同位体の冷却・トラップ 43
  - 4. 2. 2 奇数同位体,  $^{81}\text{Kr}$ の冷却・トラップ 45

§ 4. 3	トラップ原子の冷却特性と同位体効果	
4. 3. 1	飛行時間法による温度測定	48
4. 3. 2	冷却温度の同位体効果の観測	50
4. 3. 3	冷却温度同位体効果の定性的考察	50
4. 3. 4	(参考) トラップ原子数の測定	55
§ 4. 4	まとめ	56

## 第5章 準安定状態原子の寿命測定

§ 5. 1	はじめに	57
§ 5. 2	実験方法	58
§ 5. 3	実験	58
§ 5. 4	データ解析, 議論	
5. 4. 1	衝突によるトラップロスレートの評価	64
5. 4. 2	トラップ磁場によるミキシングの効果	66
5. 4. 3	理論値の導出と修正値	68
§ 5. 5	まとめ	70

### 付録

§ 5. A	トラップポテンシャルの測定と, トラップ原子衝突レートの依存性	
5. A. 1	はじめに	71
5. A. 2	磁気光学トラップポテンシャルのレーザーデューティー依存性	71
5. A. 3	衝突ロスレートのトラップポテンシャル依存性	74
5. A. 4	まとめ	78
§ 5. B	レーザートラップ中での極低温原子の二体衝突レート	79
§ 5. C	超微細相互作用による $^{81}\text{Kr}$ 原子の準安定状態寿命	
5. C. 1	はじめに	81
5. C. 2	超微細相互作用のあるときの準安定状態寿命	81
5. C. 3	$^{81}\text{Kr}$ 原子の準安定状態寿命の測定	85

## 第6章 準安定状態Kr原子の光誘起極低温衝突

§ 6. 1	はじめに	88
§ 6. 2	レーザー冷却原子の極低温衝突	89
§ 6. 3	準安定状態原子の光誘起極低温衝突	
6. 3. 1	光誘起極低温衝突の特徴	91
6. 3. 2	準安定状態Kr原子の衝突の特徴	93
§ 6. 4	光誘起衝突のモンテカルロシミュレーション	
6. 4. 1	極低温光誘起衝突のモデル	96
6. 4. 2	モンテカルロシミュレーション	97
§ 6. 5	実験	

6. 5. 1	光誘起衝突の測定	103
6. 5. 2	$1s_2$ 準安定状態Kr原子のイオン化衝突レートの測定	106
6. 5. 3	イオン化衝突反応の分岐比の測定	110
§ 6. 6	結果と議論	
6. 6. 1	極低温光誘起衝突の実験結果とモデルの妥当性	112
6. 6. 2	アルカリ金属原子における極低温衝突との比較	112
6. 6. 3	準安定状態原子トラップの高密度化	116
§ 6. 7	まとめ	120
付録		
§ 6. A	原子間の共鳴双極子相互作用	121
§ 6. B	準安定状態Kr原子の極低温衝突でのベニングイオン化と結合性イオン化	125
§ 6. C	スピン偏極 $1s_2$ 準安定状態Kr原子の極低温衝突	
6. C. 1	はじめに	128
6. C. 2	スピン偏極 $1s_2$ 準安定状態Kr原子の極低温衝突での統計性の効果	128
6. C. 3	実験方法	130
6. C. 4	実験結果, 議論	132
6. C. 5	まとめ	135
第7章	研究のまとめと展望	136
謝辞		
		138
参考文献		
		139

## 第1章 序論

### § 1. 1. 研究の概要と背景

1985年, S.Chuらの発明したモラセスによるナトリウム原子の3次元冷却法<sup>1)</sup>は, 中性原子におけるレーザー冷却法の有効性を強く印象づけ, レーザー冷却法とその応用に向けた研究を一気に加速した。彼らは原子の共鳴周波数から負の離調をつけた3次元のレーザー一定波中で, ナトリウム原子を密度 $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , 温度 $240 \mu\text{K}$ に冷却し, 0.1sにわたって空間中に保持できることを示した。このモラセスの発明は, その後の研究の出発点になった。1987年, E.L.Raabら<sup>2)</sup>はモラセスを不均一磁場中に置き, 磁場中での原子の共鳴周波数のゼーマンシフトと光吸収の偏光選択性を利用することで原子の運動に復元力をもたらす磁気光学トラップを発明し, 2分間にもわたって原子をトラップできることを示した。1988年には, モラセスによる冷却温度が今まで知られていた2準位原子に対する理論限界温度, ドップラー冷却温度, を大幅に下回っていることが発見され<sup>3)</sup>, その後間もなく提案された偏光勾配冷却理論<sup>4,5)</sup>によって, 冷却遷移の下準位に縮退のある系ではモラセスによって1光子の反跳エネルギーの数倍,  $\sim \mu\text{K}$ までの冷却が可能であることが示された。このわずか5年の間に確立された, モラセスによる冷却法, 磁気光学トラップ, そして偏光勾配冷却法は, 現在我々が用いる最も標準的な中性原子の冷却・トラップの方法となった。

これらのレーザー冷却法によって, 我々は原子物理の研究における, 今までにない特異な, そして理想的な実験環境を得られるようになった。これは (i) 極低温原子気体の生成, (ii) 原子トラップによる長時間の閉じこめ, (iii) 可視光の波長に迫る原子のド・ブロイ波長, の3つに要約される。

1990年に入ると, これらの特徴を踏まえた, 極低温原子の応用へ向けた研究がナトリウム原子をはじめとするアルカリ金属原子で盛んに行われるようになった。原子の運動制御技術の開発, 近共鳴光の下での極低温衝突実験, また, 時間標準の飛躍的精度向上を狙った原子泉による超微細遷移のラムゼー分光等, 実用を目指した研究も行われるようになった。最近では冷却原子を用いた干渉実験も行われている。

レーザー冷却法の研究は, 原子の運動制御技術の開発とその応用の両面で著しい進歩を遂げたが, この間, 冷却原子種はナトリウム原子を中心とするアルカリ金属原子に限られていた。準安定状態を下準位とする $1s_g-2p_g$ 遷移を用いることで, 希ガス原子のレーザー冷却が実現できることがF. Shimizu<sup>6)</sup>らのネオン原子を用いた実験によって示され, アルカリ金属原子以外の系への最初の応用となった。

我々は, 当時まだ冷却・トラップの試みられていなかったアルゴン・クリプトン原子に注目し, 半導体レーザーを光源として用いることで, そのレーザー冷却・トラップを行った<sup>7)</sup>。アルゴン・クリプトンのレーザー冷却・トラップは従来のアルカリ金属の系にはない特徴をもつ。

(i) 冷却の下準位が $10\text{eV}$ ものエネルギーをもつ準安定状態

(ii) クリプトン原子では, 核スピン $I=0, 9/2$ をもつ統計性を異にする2種の同位体が存在し, 同位体効果の観測が期待できる

また, アルゴン・クリプトン原子では, 準安定状態からの多くの遷移が半導体レーザーの使用可能な近赤外域に見いだせるため, 多数の半導体レーザーを用いた電子状態, 運動状態の微細な制御が可能で, 実験上の制約を大幅に解消することができる。

本論文では、これらの特徴を持つ極低温準安定状態原子の物理現象を、磁気光学トラップ中での振る舞いから明らかにしてゆく。図1.1に、磁気光学トラップ中での準安定状態クリプトン原子数の時間変化を、ルビジウム原子の場合と比較して示した。中性原子のトラップ時間は、 $10^{10}$  torr程度の超高真空下では100sにもなる。これにより、原子定数、極低温衝突に関する様々な知見を得ることができる。論文ではこのうち、主として次の二つの事項についてまとめている。

まず、レーザー冷却、トラップの精密測定への応用のデモンストレーションとして、アルゴン・クリプトン原子の $1s_3$ 準安定状態寿命の測定を行った<sup>8)</sup>。中性原子において40sにも及ぶ極めて長い $1s_3$ 準安定状態寿命を初めて実験的に明らかにすると同時に、レーザートラップを寿命測定に应用するためのテクニックを開発した。数十秒に及ぶイオンの準安定寿命の測定は、これまでイオントラップを用いた測定がなされてきたが、中性原子のレーザートラップは、次の2つの点で大きく異なる。(1)レーザートラップ中では、原子は共鳴光との強い相互作用により、冷却に用いる上下準位の混合状態にあること。(2)トラップポテンシャルが1K程度と、イオントラップの場合に比べて格段に浅いことである。これらを解決するために、トラップレーザーの矩形波変調によるトラップ原子の内部状態制御と、トラップ原子の衝突ロスレートに関する詳細な検討を行った。

このトラップロスレートの解析の過程で準安定状態原子の二体衝突レートがトラップレーザー光の存在によって1桁以上も増大することを発見した。レーザー冷却されたトラップ原子の運動エネルギーは $\sim 100$   $\mu$ Kとなるから、原子は同程度エネルギーの弱い相互作用によって容易にその運動を変える。双極子遷移で結ばれた異なる2準位にある同種原子間では、原子間距離が $\lambda/2\pi$  (ただし、 $\lambda$ は遷移波長)程度以内にあるとき共鳴双極子相互作用が生じる。これは距離の3乗に比例する長距離力であり、その相互作用距離は100nmにもなる。本研究では、近共鳴光によって誘起される共鳴双極子相互作用が原子間衝突に及ぼす効果に興味を持ち、準安定状態原子の二体衝突に伴うベニング衝突レートの近共鳴レーザー周波数依存性を測定した。この結果、レーザーの離調によって共鳴双極子相互作用ポテンシャルの引力、斥力ポテンシャルを選択的に励起することで、イオン化衝突レートの増強・抑制が可能なこと、そして衝突過程での光子の吸収放出効果を取り入れた極低温光誘起衝突のモデルによってこの実験結果の説明が可能なることを示した<sup>9)</sup>。

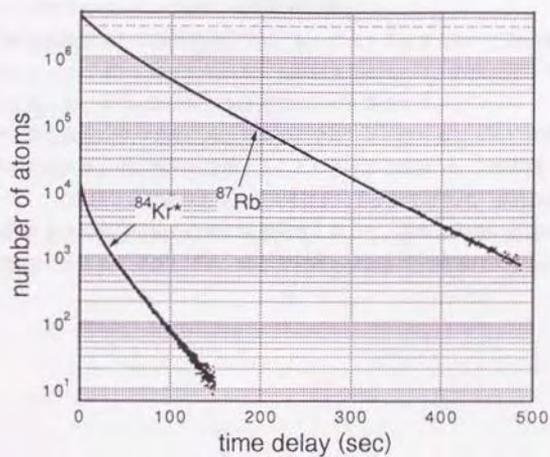


図1.1 磁気光学トラップ中での準安定状態Kr原子とRb原子数の時間変化.  
 残留気体圧力  $2 \times 10^{-10}$  torr.

## § 1. 2. 本論文の構成

第2章「レーザー冷却・トラップの概要」では、本論文で実験に用いた基本的なレーザー冷却・トラップの方法について述べ、ドップラー冷却温度、偏光勾配冷却温度、磁気光学トラップのポテンシャル等、後の章で議論を行う際に必要な冷却・トラップ原子の諸定数の導出を行う。

第3章「実験装置及び光源の開発」では本研究で開発した準安定状態アルゴン、クリプトン冷却、トラップ装置の概要を述べる。アルゴン、クリプトン原子では準安定状態からの遷移の多くが近赤外域に見い出せるため、その冷却・診断用の光源として市販の半導体レーザーを利用できる。後半では、実験で用いた外部共振器型半導体レーザーの設計方針と性能評価について詳しく述べる。

第4章「準安定状態アルゴン・クリプトン原子の冷却・トラップ特性」では、第2章の理論的導出に対応して、実験的に得られた諸定数を検討する。ここでは、トラップ原子温度、トラップポテンシャルの計測等の実験技術についても詳しく述べる。また、核スピン9/2にともなう超微細構造をもつ<sup>85</sup>Krの冷却トラップ特性について、<sup>84</sup>Kr原子との比較を行う。

第5章「準安定状態原子の寿命測定」では、レーザートラップを用いた寿命測定原理について述べた後、アルゴン・クリプトン原子についての実験結果をまとめる。磁気光学トラップの固有ロスの評価として行った、ルビジウム原子のトラップについても言及する。

第6章「準安定状態原子の光誘起極低温衝突」では、レーザー光により、冷却トラップされた準安定状態原子に共鳴双極子相互作用を誘起することでイオン化衝突レートの抑制・増強の制御ができることを示した。この実験は、従来のアルカリ金属原子による研究に比べ、極低温原子衝突におけるレーザー光の誘起する共鳴双極子相互作用の役割を考える上で、非常に明快な結論を与えている。

第7章「研究のまとめと展望」では、章ごとに得られた成果と問題点をまとめ、今後の研究の展望を考える。

## 第2章 レーザー冷却・トラップの概要

本章では、後の章での議論に必要な準安定状態アルゴン、クリプトン原子のスペクトル、冷却・トラップに関する諸量をまとめる。§2.1では、アルゴン、クリプトン原子のスペクトルを示し、準安定状態を下単位とする $1s_2-2p_0$ 遷移を用いることで、レーザー冷却・トラップに適した閉じた2単位系を構成できることを述べる。§2.2では、近共鳴光が原子に及ぼす力学的効果から、ドップラー冷却、偏光勾配冷却、磁気光学トラップのメカニズムと諸定数をまとめる。これらの導出は、C. Cohen-Tannoudji<sup>10,11)</sup>、W. D. Phillips<sup>12)</sup>らの議論に沿っている。

### §2.1 準安定状態アルゴン、クリプトン原子のレーザー冷却

#### 2.1.1 アルゴン、クリプトン原子のスペクトル

レーザー冷却・トラップでは数万回の光子の吸収・放出を効率よく行う必要があり、これを実現するためには連続発振レーザー光源で励起できる大きな遷移モーメントをもつ閉じた2単位系が必要になる。アルカリ金属原子では、基底状態 $^2S_{1/2}$ から $^2P_{1/2}$ 励起状態への遷移が可視～近赤外領域にあるため、既存の周波数安定化レーザーとの整合性がよく、しかも大きな遷移モーメントをもつことから、冷却・トラップに最も適した遷移としてこれまで盛んに研究が行われてきた。

希ガス原子では、基底状態からの遷移を用いると必要なレーザー波長は真空紫外光となり、その実現は難しくなる。図2.1.1にクリプトン原子のエネルギー準位図を示す。各準位の表示は、Paschenの記法に従い、括弧内にはL S結合の表示を記した。希ガス原子では、外殻の $np$ 電子を $(n+1)s$ 軌道に励起するとき、4つのP状態を生じる。このうち、三重項状態 $1S_{3,2,1}$ は、基底状態とスピン禁制になるが、 $1S_2$ 状態では $1S_2$ 状態との強いスピン軌道相互作用により基底状態とは電気双極子遷移で結ばれるため、 $1S_2$ 、 $1S_1$ 状態が双極子遷移の禁止された準安定状態となる。

$1S_2$  ( $np^2(n+1)s$ ,  $^3P_2$ ) 準安定状態からの励起を考えるとき、その上の $2p_0$  ( $np^3(n+1)p$ ,  $^3D_3$ ) 状態の間に閉じた2単位系を見いだすことができ、これを冷却・トラップ遷移として用いることができる<sup>6)</sup>。 $1S_2$ 状態からの緩和は $\Delta J=2$ の磁気四重極遷移による $1p_0$  ( $np^2$ ,  $^1S_0$ ) 基底状態のみであり、 $1S_2$ 準安定状態は数十秒の非常に長い寿命をもつことが計算で示されている<sup>13)</sup>。この準安定状態からの遷移を用いてトラップを行うことができれば、トラップ寿命は準安定状態寿命に制限されることになり、トラップ寿命の測定によって準安定状態寿命を測定することができる。

$1S_2$ 準安定状態の $1p_0$ 基底状態からのエネルギーは9.92eVであり、一方イオン化エネルギーは14.00eVであることから、 $1S_2$ 準安定状態原子の二体衝突ではペニングイオン化、または結合性イオン化等のイオン化衝突が支配的になる。このため、第5章で述べるように、準安定状態希ガス原子ではアルカリ金属原子の場合とは非常に異なったトラップ中での極低温衝突過程が観測される。

アルゴン原子でも各準位の配置は同様であり、クリプトン原子と同一の遷移を用いて冷却・トラップが行える。しかも、 $1S_2-2p_0$ 遷移波長は、アルゴン、クリプトン原子でそれぞれ811.5nm, 811.3nmであることから、光学部品を共有して同一の実験装置を用いて実験することが可能になる。表2.1.1にアルゴン、クリプトン原子に関する諸定数をまとめた。

アルゴン・クリプトン原子の同位体の大部分は核スピンの0であるために、超微細構造がなく、冷却過程、光誘起極低温衝突過程等の解析では、アルカリ金属原子の場合に比べて非常に明快な結論を

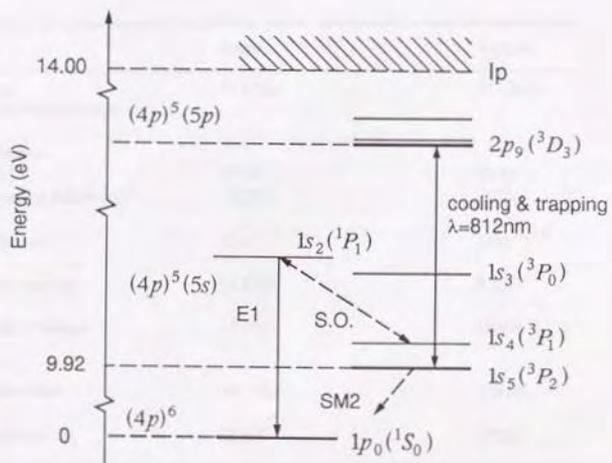


図2.1.1 クリプトン原子のエネルギー単位図.

E1: electric dipole transition

SM2: spin-dependent magnetic quadrupole transition

S.O.: spin-orbit mixing

得ることができる。また、クリプトン原子では6種の安定同位体を持ち、その中には核スピンの有無、粒子の統計性を異にする同位体を含むため(表2.1.2)、これらを分離トラップすることができれば、冷却温度、準安定状態寿命、衝突過程等での同位体効果の検出が期待される。偶数同位体では、核スピンは0で、同位体シフトは主として原子核の質量差にともなうボアシフトから成っている(表2.1.3)。一方 $^{83}\text{Kr}$ では核スピンの9/2をもつために、同位体シフトは、ボアシフトに次に述べる超微細相互作用によるエネルギーシフトが加わる。

	Argon	Krypton
$1s_3$ - $2p_3$ transition wave length	811.5nm	811.3nm
$1s_3$ lifetime theory <sup>13)</sup>	55.9s	85.1s
experiment (this work) <sup>8)</sup>	$38.5_s$	$39.4_s$
$2p_3$ lifetime	27ns	$31\text{ns}^{14, 15)}$
$1s_3$ state energy	11.55eV	9.92eV
Ionization energy	15.76eV	14.00eV
Doppler limit	141 $\mu\text{K}$	123 $\mu\text{K}$
Recoil limit	361nK	172nK

表2.1.1 アルゴン、クリプトン原子に関する諸定数。

同位体	核スピンの	統計性
$^{78}\text{Kr}$ , $^{80}\text{Kr}$ , $^{82}\text{Kr}$ , $^{84}\text{Kr}$ , $^{86}\text{Kr}$	0	ボース
$^{83}\text{Kr}$	9/2	フェルミ

表2.1.2 クリプトン原子の同位体。

86-84	84-82	82-80	80-78	86-83
65.9	63.9	74.0	78.8	80.7 (ref.16)
65.7	63.6	76.2	72.9	(ref.17)

表2.1.3 クリプトン原子の同位体シフト (単位 MHz).

### 2. 1. 2 $^{83}\text{Kr}$ 原子の超微細構造

$^{83}\text{Kr}$ 原子では核スピン $9/2$ をもつために超微細構造を生じる。このエネルギー分裂は数100MHz程度であるために、冷却過程はこれらの影響を受けるようになる。ここでは、 $^{83}\text{Kr}$ 原子の冷却過程の解析に必要な、超微細準位のエネルギーシフトとゼーマンシフトについて調べる。

原子が核スピン $I$ をもつとき、核スピンと電子の全軌道角運動量にともなう磁気双極子相互作用が生じること、また、核の電荷分布が球対称でないことから電気四重極子モーメントが生じ、これが電子の電荷分布が作る電場と相互作用することによってエネルギーシフトを生じる。これらからなる超微細構造を表すハミルトニアンは<sup>29)</sup>、

$$H = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B \frac{3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (2.1.1)$$

と表せる。ここで $A$ 、 $B$ はそれぞれ磁気双極子結合定数、電気四重極子結合定数である(表2.1.3)。このとき、原子全体の角運動量は $F = I + J$ であって、完全に保存されるのは、この $F$ であるから、各準位は $F$ の値によって表示される。上式より、エネルギー分裂は、

$$E = AC + B \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (2.1.2)$$

と表わされる。ただし、 $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ とした。

ゼーマン効果を含むハミルトニアンは(2.1.1)式に、核スピン、電子の全軌道角運動量ベクトルと外部磁場の相互作用項を加えることにより得られる。

$$H = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B \frac{3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} + g_I \mu_N \mathbf{B} \cdot \mathbf{I} + g_J \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{J} \quad (2.1.3)$$

ここで、 $\mu_N = 13.996 \text{ MHz/mT}$ はボア磁子を表し、 $g_I = 0.000117425$ 、 $g_{I=0} = 4/3$ 、 $g_{J=2} = 3/2$ はそれぞれ核、電子の全軌道角運動量に関する $g$ -因子を表す。また外部磁場は、 $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ ととる。

$\mathbf{I} = (I_x, I_y, I_z)$ 、 $\mathbf{J} = (J_x, J_y, J_z)$ とすると、 $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ に対し、 $[\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}, F_z] = 0$ となるため、 $[H, F_z] = 0$ とな

り  $F$  はよい量子数となっている。したがって、核、電子の全軌道角運動量の磁気量子数を  $m_I, m_J$  とすると、 $m_F = m_I + m_J$  の行列要素は、

$$H_{ij}(B_z) = \langle m_I m_J | H | m_I m_J \rangle$$

の形に求められる。このとき  $H$  は対称行列となるので、固有値及び固有ベクトルはヤコビ法で求めることができる。図2.1.2に $^{81}\text{Kr}$ の $1s_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ 遷移のゼーマン分裂の様子を示す。

$^{81}\text{Kr}$ hyperfine constants (in MHz) [theory <sup>18)</sup> ]		
level	A	B
$1s_{1/2}^{(9)}$	-244.1 [-239.7]	-452.5 [-450.0]
$2p_{3/2}^{(20)}$	-103 [-103.1]	-433 [-432]

表2.1.4  $^{81}\text{Kr}$ 原子の超微細構造定数。

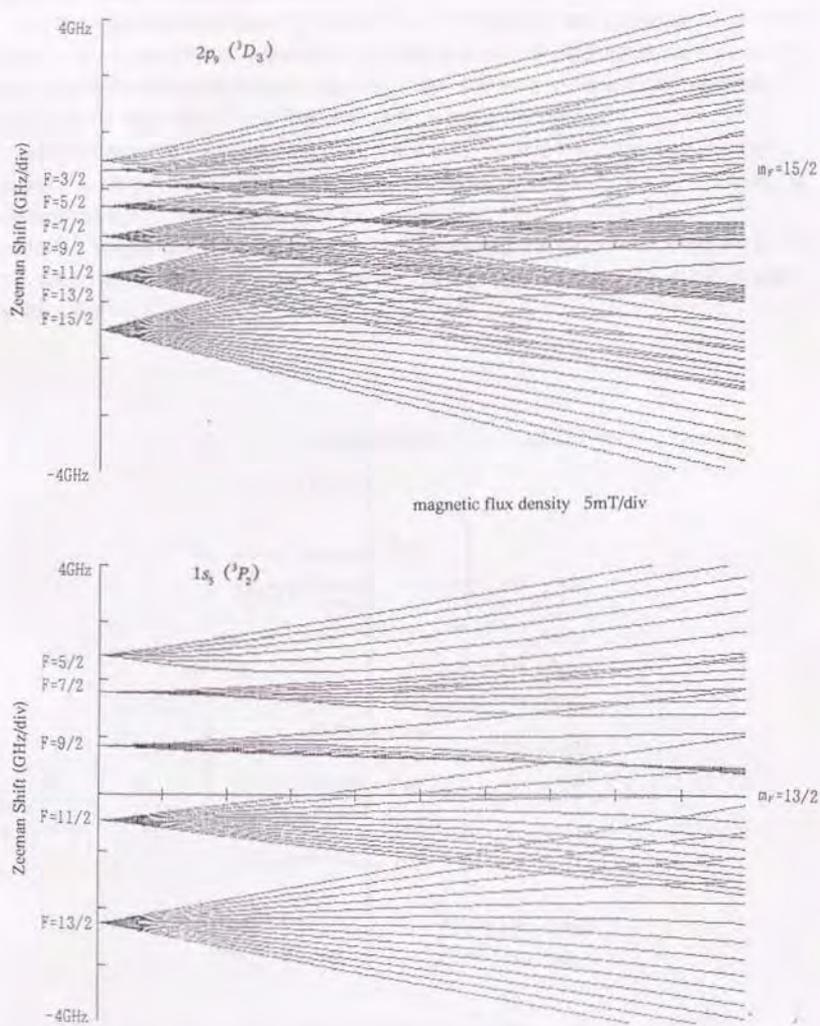


図2.1.2  ${}^{81}\text{Kr}$ 原子,  $1s_y$ - $2p_y$ 遷移のゼーマン分裂. 横軸は磁場強度5mT/div, 縦軸はゼーマンシフト1GHz/divを表す.

### 2. 1. 3 (参考) ルビジウム原子のスペクトル

第5章の準安定状態寿命の測定では、磁気光学トラップの安定性、準安定状態Kr原子トラップの衝突ロスレートの評価のためにRb原子のトラップ実験を行っている。準安定状態Kr原子、Rb原子では、ともに最外殻電子は5s軌道にあり、4pホールの違いがあるのみで、両者は同様の電子配置をとる。このため、両者のスペクトル、分極率等には多くの共通点が見いだせる。

Rb原子では基底状態からの遷移、 $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ を用いることで、冷却トラップを行うことができる。Rb原子では2種の同位体 $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$ が存在し、それぞれの5/2、3/2の核スピンのため、超微細構造が生じる。この様子を図2.1.3に示す。

Rb原子、準安定状態Kr原子では、遷移波長がともに800nm程度であり、レーザーの共有が可能であり、しかも、励起状態寿命、原子量等もほぼ同様であるため、冷却・トラップパラメーターも同様に考えることができる。

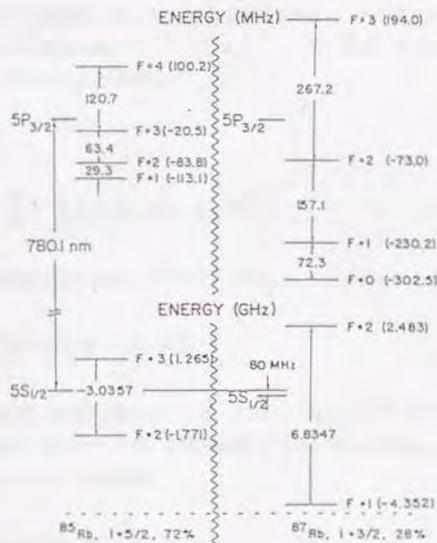


図2.1.3 ルビジウム原子 $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ 遷移の超微細構造。

## § 2. 2 レーザー冷却・トラップの原理

### 2. 2. 1 中性原子に働く力

イオンではクーロン力、ローレンツ力を利用することによって、運動の制御が可能となるが、電荷をもたない中性原子の運動制御は磁気双極子モーメント、電気双極子モーメントを通して行なわざるを得ない。ここでは、近共鳴光の原子に及ぼす力について考え、近共鳴光が原子に及ぼす力は散乱力、双極子力の2つに分類できることを示す<sup>21)</sup>。

縮退のない基底状態  $a$ 、励起状態  $b$  をもつ 2 準位原子を考え、その遷移エネルギーを  $\hbar\omega_0 = E_b - E_a$ 、励起状態  $b$  の自然幅 (半値全幅) を  $\gamma$  とする。また、入射レーザー光周波数を  $\omega_L$  とし、その原子の共鳴周波数からの離調を  $\delta_L = \omega_L - \omega_0$  とする。原子の並進自由度を考慮に入れるとき、原子と輻射場からなる系のハミルトニアンは、長波長近似と電気双極子相互作用近似のもとで

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \hbar\omega_0 |b\rangle\langle b| + H_k - \mathbf{d} \cdot [\mathbf{E}_r(\mathbf{R}, t) + \mathbf{E}_L(\mathbf{R})] \quad (2.2.1)$$

ここで、 $\mathbf{P}$ 、 $\mathbf{R}$  は原子の運動量、重心を、 $M$  は全質量を表し、 $H_k$  は真空場のエネルギーを表す。また、最後の項は、原子の電気双極子モーメント  $\mathbf{d}$  と、レーザー電場、真空場との結合を表している。 $\mathbf{P}$ 、 $\mathbf{R}$  に対するハイゼンベルグ方程式は、

$$\dot{\mathbf{R}} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}} = \frac{\mathbf{P}}{M} \quad (2.2.2)$$

$$\dot{\mathbf{P}} = M\ddot{\mathbf{R}} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}} = \sum_{j=a,b,z} d_j \nabla_{\mathbf{R}} [E_j(\mathbf{R}, t) + E_{Lj}(\mathbf{R})] \quad (2.2.3)$$

(2.2.3) で原子の波動関数全体にわたって平均をとれば、エーレンフェストの定理より、

$$M\langle \dot{\mathbf{R}} \rangle = \sum_{j=a,b,z} \langle d_j \nabla_{\mathbf{R}} [E_j(\mathbf{R}, t) + E_{Lj}(\mathbf{R})] \rangle \quad (2.2.4)$$

ここで、 $\mathbf{r}_G = \langle \mathbf{R} \rangle$  を原子の波束の重心とすれば、左辺は、 $M\dot{\mathbf{r}}_G$  となる。原子のド・ブロイ波長が、光の波長に比べて十分に小さいとすれば、右辺の演算子  $\mathbf{R}$  は、その平均値  $\mathbf{r}_G = \langle \mathbf{R} \rangle$  で置き換えることができる。 $\nabla_{\mathbf{R}} E_{Lj}(\mathbf{R}) = 0$  より、(2.2.4) 式は

$$M\dot{\mathbf{r}}_G = \sum_{j=a,b,z} \langle d_j \nabla E_j(\mathbf{r}_G, t) \rangle \quad (2.2.5)$$

したがって、原子波束の重心運動を支配する力は、その点で評価したレーザー電場と原子の電気双極子モーメントの関数として表される。原点付近に位置する原子に働くレーザー電場は、

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} E_0(\mathbf{r}) \cos[\omega_L t + \phi(\mathbf{r})] \quad (2.2.6)$$

ここで、振幅  $E_0(\mathbf{r})$  と位相  $\phi(\mathbf{r})$  は空間的に変化するが、偏光ベクトル  $\mathbf{e}$  は位置に依らないとする。  
 $\phi(\mathbf{r}=0) = 0$  となるように時間の原点をとることにすれば、(2.2.5)に現れる場の勾配は、

$$\nabla E_{ij} = e_j [\cos \omega_L t \nabla E_0 - \sin \omega_L t \cdot E_0 \nabla \phi] \quad (2.2.7)$$

ここで、 $\nabla E_{ij}$ 、 $\nabla E_0$ 、 $\nabla \phi$ 、 $E_0$  は  $\mathbf{r}=0$  で評価している。

電気双極子モーメントの平均値  $\langle d_j \rangle$  を求めるため、近共鳴レーザー光と相互作用する原子の密度行列  $\sigma$  の発展方程式を考える。真空場との結合を無視すれば、 $\sigma$  の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i\hbar \dot{\sigma} = [\hbar \omega_0 |b\rangle\langle b| - \mathbf{d} \cdot E_0 \cos \omega_L t, \sigma] \quad (2.2.8)$$

で与えられる。これを  $\{|a\rangle, |b\rangle\}$  の基底で展開して、真空場との相互作用の結果生じる自然放出の効果を緩和項として加えることで次式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{bb} &= i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) - \gamma \sigma_{bb} \\ \dot{\sigma}_{aa} &= -i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \gamma \sigma_{bb} \\ \dot{\sigma}_{ab} &= i\omega_0 \sigma_{ab} - i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\gamma}{2} \sigma_{ab} \\ \dot{\sigma}_{ba} &= -i\omega_0 \sigma_{ba} + i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\gamma}{2} \sigma_{ba} \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

ここで、 $\hbar\Omega_1 = -\mathbf{d}_{ab} \cdot E_0$ 、 $\mathbf{d}_{ab} = \langle a|\mathbf{d}|b\rangle = \langle \hbar\mathbf{d}|a\rangle$  であり、 $\Omega_1$  はラビ周波数である。

この密度行列  $\sigma$  に対して、回転波近似を行い、次の変数を導入する。

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2} (\sigma_{ab} e^{-i\omega_L t} + \sigma_{ba} e^{i\omega_L t}) \\ v &= \frac{1}{2i} (\sigma_{ab} e^{-i\omega_L t} - \sigma_{ba} e^{i\omega_L t}) \\ w &= \frac{1}{2} (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

このとき、ブロッホベクトル  $(u, v, w)$  の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \delta_L v - \frac{\gamma}{2} u \\ \dot{v} &= -\delta_L u - \Omega_1 w - \frac{\gamma}{2} v \\ \dot{w} &= \Omega_1 v - \gamma w - \frac{\gamma}{2} \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

このブロッホベクトルを用いれば、電気双極子モーメントの平均値は、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{d} \rangle &= \text{Tr}(\sigma \mathbf{d}) \\ &= 2\mathbf{d}_{ab} (u \cos \omega_L t - v \sin \omega_L t) \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

となり、入射電場に対して同位相、直交位相で振動する成分に分けることができる。ここで(2.2.11)式で $(\dot{u}, \dot{v}, \dot{w})=0$ としたブロッホベクトルの定常値

$$\begin{aligned} u_{st} &= \frac{\Omega_1}{2} \frac{\delta_L}{\delta_L + (\gamma^2/4) + (\Omega_1^2/2)} \\ v_{st} &= \frac{\Omega_1}{2} \frac{\gamma/2}{\delta_L + (\gamma^2/4) + (\Omega_1^2/2)} \\ w_{st} + \frac{1}{2} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \frac{1}{\delta_L + (\gamma^2/4) + (\Omega_1^2/2)} \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

で  $u, v$  を置き換えることで電気双極子モーメントの次の表現を得る。

$$\langle d_j \rangle = 2(\mathbf{d}_{ab})_j [u_{st} \cos \omega_L t - v_{st} \sin \omega_L t] \quad (2.2.14)$$

(2.2.7), (2.2.14)を(2.2.5)に代入して、光の1周期分にわたって平均をとることによって、原子に対する輻射力の平均値の表現を得る。

$$F = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla E_{j'}(\mathbf{r}_0, t) = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{d}_{ab}) [u_{st} \nabla E_0 + v_{st} E_0 \nabla \phi] \quad (2.2.15)$$

これより、2種類の力が生じることがわかる。第1項は振幅の勾配とその同位相成分に比例するリアクタンズをもつ力であり、第2項は位相の勾配と、双極子の直交成分に比例する散逸的な力となる。以降、前者を、双極子力、後者を散乱力と呼ぶ。これらは、ラビ周波数を用いて表せば、それぞれ

$$F_{\text{react}} = -\hbar \Omega_1 u_{st} \frac{\nabla \Omega_1}{\Omega_1} \quad (2.2.16)$$

$$F_{\text{dissip}} = -\hbar \Omega_1 v_{st} \nabla \phi \quad (2.2.17)$$

となる。

#### 散乱力

位相勾配をもつ最も簡単な光は、波数  $\mathbf{k}_L$  をもつ平面波である。

$$E_L(\mathbf{r}, t) = e E_0(\mathbf{r}) \cos[\omega_L t - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}] \quad (2.2.18)$$

このとき、位相勾配は  $\nabla \phi = -\mathbf{k}_L$  となり、また平面波では、 $\nabla E_0 = 0$  より勾配力は0となっている。散乱力は(2.2.12)式より、

$$F_{\text{dissip}} = \Omega_1 v_{st} \hbar \mathbf{k}_L = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} \hbar \mathbf{k}_L, \quad (2.2.19)$$

$$F_{\text{damp}} = \hbar k_L \frac{\gamma}{2} \frac{\Omega_1^2 / 2}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\gamma^2 / 4) + (\Omega_1^2 / 2)} \quad (2.2.20)$$

光強度の弱いとき、散乱力は  $\Omega_1^2$  つまり、レーザー強度に比例する。光強度の強いとき、光強度によらない一定値

$$F_{\text{damp}} = \hbar k_L \frac{\gamma}{2} \quad (2.2.21)$$

をとるようになる。この力は散逸をともなうため、原子の冷却に最も効果的に働く。端的な例は §2.2.2 で述べる原子線の減速である。

### 双極子力 (保存力)

平面波では振幅の勾配は 0 であるから、振幅の勾配をもつには幾つかの異なった波数ベクトルをもつ平面波の重ね合わせが必要になる。最も簡単な例は次のような対向する 2 本の平面波から成る定在波である。

$$E_x(\mathbf{r}, t) = e_x E_0 \cos k_L z \cos \omega_L t$$

このときには、電場勾配は 0 でない値をもつようになり、(2.2.11)式で、 $u_m$  を代入すれば、

$$F_{\text{react}} = -\frac{\hbar(\omega_L - \omega_0)}{4} \frac{\nabla(\Omega_1^2)}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\gamma^2 / 4) + (\Omega_1^2 / 2)} \quad (2.2.22)$$

を得る。この双極子力は保存力で、次のポテンシャルを用いて表すこともできる。

$$F_{\text{react}} = -\nabla U$$

$$\text{ただし、} \quad U = \frac{\hbar(\omega_L - \omega_0)}{2} \ln \left[ 1 + \frac{\Omega_1^2 / 2}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\gamma^2 / 4)} \right] \quad (2.2.23)$$

冷却された原子に対しては、このポテンシャルは原子の運動エネルギーに対して十分大きく、 $\delta_L = \omega_L - \omega_0 < 0$  のときには定在波の腹に原子をトラップすることも可能になる。

### 2. 2. 2 散乱力による中性原子の一次元減速

最も簡単に、基本的なレーザー冷却技術は、原子線に対向してレーザー光を照射し、散乱力を用いて原子を減速する方法である。(2.2.21)式より共鳴するレーザー光から原子の受ける散乱力は最大  $\bar{F} = \hbar k \bar{\gamma} / 2$  であるから、温度  $T$  の原子線を静止させるために必要な諸量は表2.2.1のようになる。括弧内には、300KのKr原子を  $1s_2-2p_2$  遷移に共鳴したレーザー光を使って静止させるときの数値例を示した。

1光子の吸収・放出に要する時間	$2\tau$ (2×31ns), $\tau = 1/\gamma$
原子の受ける加速度	$a = \hbar k / 2\tau m$ ( $9.5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ )
原子の初速度 (300K)	$v = \sqrt{2kT/m}$ (240m/s)
停止までの吸収・放出サイクル数	$N = \frac{mv}{\hbar k} = \frac{\lambda}{h} \sqrt{kTm}$ (41000)
停止時間	$t = 2N\tau$ (2.6ms)
停止距離	$l = \frac{1}{2}v t = \frac{2\lambda\tau kT}{h}$ (31cm)
ドップラー温度	$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}$ (123μK)
リコイル温度	$T_R = \frac{(h/\lambda)^2}{2mk_B}$ (172nK)
光の飽和強度	$I_0 = \frac{4\pi^2\hbar c}{3\lambda^3\tau}$ ( $2.5 \text{ mW/cm}^2$ )

表2.2.1 クリプトン原子冷却の諸量.

実験においては、レーザーの強さを表すのに、電場強度  $E_0$  の代わりに単位面積当たりのレーザー光強度  $I$  を用いて表す方が便利である。原子の飽和光強度  $I_0$  とラビ周波数  $\Omega$  との関係は、

$$\frac{I}{I_0} = \frac{2\Omega^2}{\gamma^2} \quad (2.2.24)$$

である。ここで、 $\gamma$  は冷却遷移上準位の自然幅を表す。

通常、原子は室温で  $v \sim 100 \text{ m/s}$  の速度で運動しているから、冷却に用いる遷移の自然幅  $\gamma$  より、ドップラーシフト、 $\Delta\omega_{Dp} = \frac{v}{c}\omega_L$  の方がはるかに大きい。したがってレーザー周波数を固定したままでは、すぐに共鳴条件が満たされなくなり減速が停止してしまう。そこで、減速に伴って変化するドップラーシフトに応じて原子とレーザー光の共鳴条件を保ための工夫が必用となる。この方法には、ドップラーシフトの減少にあわせレーザー周波数を時間的に掃引するチャープ冷却法<sup>23)</sup>とレーザー周波数は固定したまま原子を磁場中を通しドップラーシフトをゼーマンシフトで補正するゼーマン冷却法<sup>24)</sup>が一般的に用いられている。ゼーマン冷却法については§3. 1. 2で述べる。

### 2. 2. 3 ドップラー冷却

ドップラーシフトが自然幅の数倍程度にまで減速された原子の冷却にはドップラー冷却<sup>(23)</sup>が最も効果的に働く。自然放出を使って原子の冷却を行なうには、放出光子の平均エネルギーが吸収光子の平均エネルギーより大きくなる必要があるが、ドップラー冷却ではドップラー効果の利用でこれを実現している。

原子の共鳴周波数 $\omega_0$ より負の離調 $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ をつけた対向する2本のレーザー光中をゆっくりと動く原子に働く力を考える(図2.2.1)。原子が静止しているとき2本のレーザー光が原子に及ぼす散乱力は釣り合っているが、原子が速度 $v$ で、定在波に沿って動くときそれぞれのレーザー光は原子に対し異なるドップラーシフトをもつようになる。この結果、原子は向かってくるレーザー光を同方向に進むレーザー光より共鳴に近く感じ、より多くの散乱力を受けるようになる。この2本のレーザー光の及ぼす散乱力の不釣り合いから摩擦力 $F$ が生じる。

原子の吸収曲線を半値全幅 $\gamma$ のローレンツ曲線で表すと、原子が左右に進む強度 $I$ のレーザー光から受ける散乱力は、左右に進むレーザー光から受ける力をそれぞれ $-$ 、 $+$ で表すと、(2.2.20)、(2.2.24)式より、

$$F_L(v) = \pm \hbar k \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + [2(\delta_L \mp kv)/\gamma]^2} \quad (2.2.25)$$

この定在波中を動く原子に働く力は、レーザー光強度が十分弱いとき( $I/I_0 \ll 1$ )には、それぞれのレーザー光が独立に力を及ぼすと考えることができ、 $F = F_+ + F_-$ で表される。 $|kv| \ll \gamma, |\delta_L|$ の近似を行ない、分母の飽和項 $I/I_0 \ll 1$ を考えれば、

$$F(v) = 2\hbar k^2 \frac{2I}{I_0} \frac{(2\delta_L/\gamma)}{[1 + (2\delta_L/\gamma)^2]^2} v = -\alpha v \quad (2.2.26)$$

となり、 $\delta_L < 0$ のとき、速度に比例する減衰力が働くことがわかる。ここで、

$$\alpha = -2\hbar k^2 \frac{2I}{I_0} \frac{(2\delta_L/\gamma)}{[1 + (2\delta_L/\gamma)^2]^2} \quad (2.2.27)$$

は摩擦係数である。

減速力は、原子の速度に比例して減少するが、原子が光を吸収・放出する過程はランダムであるから、その揺らぎによって加熱が起こる。これは速度にはよらず、光を吸収・放出する回数に比例する。単位時間あたりの、冷却・加熱は、

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{cool}} = Fv = -\alpha v^2, \quad (2.2.28)$$

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{heat}} = \frac{\langle \dot{p}^2 \rangle}{2m} = \frac{D_p}{m} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} \gamma \frac{I/I_0}{1 + (2\delta_L/\gamma)^2}, \quad (2.2.29)$$

( $D_p$ は運動量拡散係数)と表すことができる。

$$\text{到達温度は、2つの機構の平衡点} \quad \left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{cool}} + \left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{heat}} = 0 \quad (2.2.30)$$

できめられ、

$$k_B T_D = \frac{D_p}{\alpha} = \frac{\hbar\gamma}{4} \frac{1 + (2\delta_L/\gamma)^2}{2|\delta_L|/\gamma} \geq \frac{\hbar\gamma}{2} \quad (2.2.31)$$

となる。この式で等号が成り立つのは、 $\delta_L = -\gamma/2$ のときで、このときの温度はドップラー冷却温度と呼ばれる。

S.Chuら<sup>4)</sup>はチャープ冷却法によって1次元的に減速したNa原子に、3次元的に6方向からレーザー光を当てて冷却しドップラー限界温度  $kT_D = \hbar\gamma/2$  (240 $\mu$ K, Na)を得ることに成功した。原子は自然放出の寿命程度の頻度で光の吸収・放出を繰り返し、そのたびに光子の運動量で押されて方向を変える。このため、原子は非常に粘性の高い液体中にある物体のように動きにくい状態にあり、長時間ほぼ同じ場所にとどまる。彼らはこれをモラセスと名づけた。

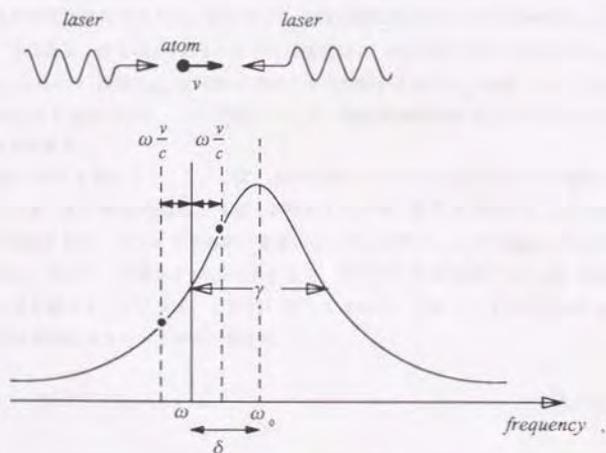


図2.2.1 ドップラー冷却。

## 2. 2. 4 偏光勾配冷却

長い間ドップラー冷却温度がレーザー冷却法の限界と考えられていたが、1988年NISTのグループ<sup>31)</sup>はNa原子のモラセスの温度がドップラー冷却温度を下回っていることを発見した。この冷却機構は、後にDalibard, Chuらによって解析され、これらの機構が働くためには冷却遷移の下準位に磁気副準位の縮退があることが本質的に重要で、この磁気副準位間の光ポンプ、光シフト、そしてレーザー光の偏光の空間的变化を考慮することで説明された<sup>4, 31)</sup>。

冷却に使っている原子の準位の角運動量  $J$  が零でないとき、 $2J+1$ 重の磁気副準位の縮退がある。これらの副準位があるとき、光の吸収・放出のサイクルを通して下準位の磁気副準位を  $g_m$  から  $g_m'$  へと移す光ポンプとよばれる現象が生じる。この光ポンプのために下準位の磁気副準位間ではレーザーの偏光状態に応じた特定の占有数分布ができる。

一方、原子の光との相互作用は“光シフト”とよばれるエネルギーシフトを基底状態エネルギーにもたらす。 $N+1$ 個のレーザー光子をもつ基底状態  $|a\rangle$  と、 $N$ 個の光子をもつ励起状態  $|b\rangle$  からなるドレスト原子を考える。原子と光との相互作用のないとき、2状態のエネルギー差は、原子の共鳴周波数と光のエネルギー差に等しく  $\hbar\delta_L$  であるが、原子の2準位間に遷移モーメントがある場合には、相互作用エネルギー  $\hbar\Omega_L$  (ただし、 $\Omega_L = \mu E/\hbar$ , ラビ周波数) によって2つの状態は混ざり合う結果2つのドレスト状態は反発し、その分裂は  $\hbar\sqrt{\delta_L^2 + \Omega_L^2}$  となる。

この冷却機構を、最も簡単な  $J_a=1/2$  から  $J_b=3/2$  への遷移をもつ原子について考える (図 2.2.2)。互いに直交する直線偏光をもつ対向するレーザー光中では、レーザーの偏光は  $1/8$  波長毎に直線偏光、左まわり円偏光、直線偏光、右まわり円偏光と原子が  $z$  軸に沿って動くにしたがって変化してゆく。この偏光の空間的变化のために、原子の2つの磁気副準位の光シフトは  $z$  軸に沿った原子の位置に依存するようになる。例えば  $z=\lambda/8$  のときには偏光は  $\sigma'$  だから原子は  $\sigma'$  光を吸収し  $g_{1/2}$  に光ポンプされる。 $g_{1/2}$  からの  $\sigma'$  遷移は  $g_{3/2}$  からの  $\sigma$  遷移より3倍強いために  $g_{1/2}$  の光シフト  $D$  は  $g_{3/2}$  の光シフト  $D$  より3倍大きくなっている。ここで負のレーザー周波数雑調を考えることにすれば、基底状態の光シフトは負である。

$z=\lambda/8$  から右に動く原子を考えよう。ここでは、原子はポテンシャルエネルギーの一番低い副準位に光ポンプされている。原子が  $\tau_p$  の間に  $\lambda/4$  動く速度をもつとき、原子は平均として同じ副準位にいてポテンシャルの山を登り、ポテンシャルの一番高いところでポテンシャルの底に光ポンプされる確率が最も高くなる。光ポンプ時間の  $\tau_p$  のおくれにより、原子はいつも運動エネルギーを犠牲にポテンシャルの山を登り続けることになる。この間に失うエネルギーは光シフトによるエネルギー  $U_0$  に等しいから、単位時間あたりのエネルギー損失は、

$$\frac{dW}{dt} = U_0 / \tau_p \quad (\text{ただし、} \tau_p \cdot v = \lambda/4) \quad (2.2.32)$$

となる。一方、エネルギー損失は摩擦力  $F$  を使って  $dW/dt = Fv$  と書けるから、摩擦係数  $\alpha = F/v$  は、

$$\alpha = U_0 \tau_p / \lambda^2 \quad (2.2.33)$$

となる。ここで光シフト量は光強度に比例し、光ポンプ時間は反比例するから、 $\alpha$  はレーザー強度に

依存しない。ドップラー冷却では、冷却効果・加熱効果ともにレーザー強度に比例するが、加熱効果は速度依存性がなく、冷却効果が速度の2乗に比例しているために(2.2.31)式の温度で両者が平衡した。一方、偏光勾配冷却では、冷却効果はレーザー強度に依存しないため、レーザー強度を弱くすることでどんな低速でも冷却効果を加熱効果よりも大きくすることが可能である。しかし、原子の運動エネルギーが光シフトのポテンシャル  $U_0$  より小さくなると、原子はポテンシャルの山を登り光ポンプによるエネルギーの散逸ができなくなるから、冷却は行われなくなる。したがって、到達温度  $T_p$  は光シフト量に等しく、 $|\delta_L| \gg \Omega_L$  のとき、

$$k_B T_p = \hbar \Omega_L^2 / |\delta_L| \quad (2.2.34)$$

程度になる。この冷却法でも、自然放光をエネルギー散逸過程に用いているから、運動量の授受は光子の運動量  $\hbar/\lambda$  の単位で量子化されている。光子1個の反跳エネルギー  $\epsilon_R$  によって決まる温度を  $T_R$  とすると、

$$\epsilon_R = k_B T_R = \frac{1}{2m} \left( \frac{\hbar}{\lambda} \right)^2 \quad (2.2.35)$$

の関係にある。これを用いて表すと、偏光勾配冷却による到達温度は、 $k_B T_p = N_p \epsilon_R$  程度になる。ここで、 $N_p$  は、運動エネルギーの散逸を行なう光ポンピングに必要な吸収・自然放出のサイクル数である。

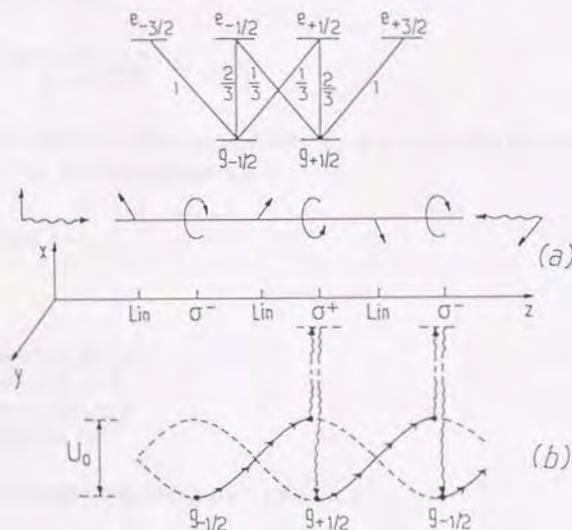


図2.2.2  $J_a = 1/2 \rightarrow J_b = 3/2$ での偏光勾配冷却 (C.Cohen-Tannoudjiらによる)

## 2. 2. 5 磁気光学トラップ

1986年E.R. Raabら<sup>23)</sup>によって、散乱力を用いた冷却作用もあわせもつトラップが考案された。2準位原子に対しては、散乱力のみを用いたトラップは構成できないことがoptical Earnshaw theorem<sup>24)</sup>により示されていたが、冷却遷移の準位に縮退のある場合には外場と組み合わせることによりトラップを構成することが可能である。Raabらは、四重極磁場と遷移の偏光選択則を組み合わせることで、散乱力を用いたトラップを構成した。

磁気光学トラップのもつ最も重要な特長は、比較的深いトラップの深さをもつことと、光軸、偏光の調整等の実験条件によらず安定であることである。図2.2.3で一次元方向の動作原理を考える。直線的に変化する磁場中  $B(z) = bz$  で、ゆっくりと運動する原子を仮定する。冷却用遷移として  $J_z = 0 \rightarrow J_z = 1$  をもつとき、磁場中で原子の上準位の磁気副準位は、 $z=0$  を除く点で3つに分裂する。このときの原子の上準位のゼーマンシフトを、 $\omega(z) = \pm \beta z$  とする。このとき、共鳴から負に差調した  $\sigma^-$  レーザー光を左側から、 $\sigma^+$  光を右側から入射させる。 $z > 0$  にいる原子は  $\sigma^+$  光をより共鳴に近く見ると、正側からくるレーザー光を選択的に吸収し、原点に向かう力が働く。

このときの、原子に働く力は、レーザー光強度が弱く、それぞれのレーザー光から独立に力が働くとするれば、

$$F = F_{\sigma^+} + F_{\sigma^-} = \frac{\hbar k \gamma}{2} \left[ \frac{I/I_0}{1 + 4((\delta - kv - \beta z)/\gamma)^2} - \frac{I/I_0}{1 + 4((\delta + kv + \beta z)/\gamma)^2} \right], \quad (2.2.36)$$

ここで、 $kv, \beta z \ll \gamma$  のもとでは、

$$F(v, z) = \frac{4\hbar k (I/I_0)(2\delta/\gamma)(kv + \beta z)}{[1 + (2\delta/\gamma)^2]}. \quad (2.2.37)$$

これは、ドップラー冷却での力の表現(2.2.26)式と同一で、 $kv$  を  $kv + \beta z$  で置き換えた形になっている。この力のもとでは、原子は減衰調和振動を行う。

$$\ddot{z} + \gamma_{\text{damp}} \dot{z} + \omega_{\text{trap}}^2 z = 0 \quad (2.2.38)$$

と表すと、

$$\gamma_{\text{damp}} = \frac{4\hbar k^2 (I/I_0)(2\delta_L/\gamma)}{M[1 + (2\delta_L/\gamma)^2]}, \quad (2.2.39)$$

$$\omega_{\text{trap}}^2 = \frac{4\hbar k (I/I_0)(2\delta_L/\gamma)\beta}{M[1 + (2\delta_L/\gamma)^2]}. \quad (2.2.40)$$

原子のトラップ内での運動の特徴は次の比によって決められる、

$$\frac{\gamma_{\text{damp}}}{4\omega_{\text{trap}}^2} = \frac{\hbar k^2 (I/I_0)(2\delta_L/\gamma)}{\beta M[1 + (2\delta_L/\gamma)^2]}. \quad (2.2.41)$$

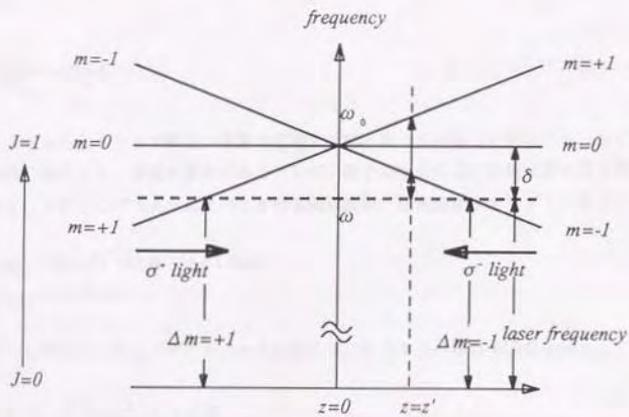


図2.2.3 1次元磁気光学トラップ.

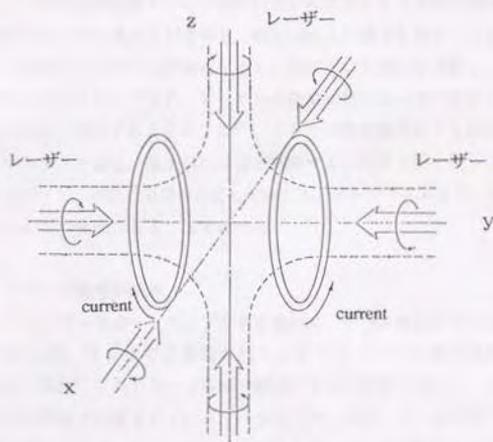


図2.2.4 3次元への拡張.

準安定状態クリプトン原子トラップの実験条件では、

$k = 2\pi/810\text{nm}$ ,  $M = 1.40 \times 10^{-25}\text{kg}$ ,  $\beta/2\pi = 14\text{MHz/cm}$  ( $dB/dz = 1\text{mT/cm}$ ),  $2|\delta|/\gamma = 1$ ,  $III_0 = 1$   
を代入して、

$$\frac{\gamma_{\text{damp}}^2}{4\omega_{\text{trap}}^2} = 10 > 1 \quad (2.2.42)$$

を得る。これから、トラップ原子の運動は過減衰振動となっていることがわかる。ルビジウム原子でもほぼ同様の値をとり、質量の半分であるアルゴン原子の場合にはこの値は20となり過減衰振動はさらに強まる。またこのパラメーターのときの振動周波数、減衰速度はクリプトン原子で、

$$\begin{aligned} \omega_{\text{trap}}/2\pi &= \sqrt{\beta \cdot \hbar k / M} / 2\pi = 1.1\text{kHz} \\ \gamma_{\text{damp}}/2\pi &= 22\text{kHz} \end{aligned} \quad (2.2.43)$$

と求まる。このときトラップポテンシャルの深さは、トラップの有効半径を5mmとして、

$$W_i/k_B = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r_0^2 / k_B = 6.1\text{K} \quad (2.2.44)$$

程度である。

この動作原理は3次元へも容易に拡張可能である。互いに逆向きの電流を流したコイルで四重極磁場を作る。この四重極磁場の中心に向かい互いに直交する3方向の両側から負に離調した互いに逆向きの円偏光のレーザー光を入射させる。図2.2.4にこの様子を示す。このとき原子はどの方向にずれても、中心に向かうレーザー光が共振に近く、常に中心方向に力が働く。このトラップでは、原子は磁場0の中心付近にトラップされ、レーザーの離調は負にとっているから、ドップラー冷却のほか偏光勾配冷却も同時に機能するようになる<sup>25)</sup>。これらの冷却機構による到達温度は、トラップ位置での原子のゼーマンシフト量と、偏光勾配冷却が機能するために必要な光シフト量との競合関係によって決まる。したがって、有限の磁場が存在していても、ゼーマンエネルギー程度までの冷却は可能である。これらについての実験は§4.3で述べる。

#### レーザートラップ密度の限界

これらのレーザー冷却・トラップ原子を用いて、ボース凝縮などの協同効果の観測は、大きな目標の一つであるが、現在までに報告されているトラップ中の原子密度の上限はこれまでのところ  $10^{11}\text{atom/cm}^3$  程度<sup>26)</sup>でありボース凝縮の観測にはまだ数桁及ばない。これらのトラップ密度は主として次の2つの原因で制限されている。一つはトラップレーザー光の下で共振双極子相互作用する2原子の衝突の際に、トラップレーザー光のエネルギーの一部が原子の運動エネルギーに変換されるために生じるトラップロスで、もう一方は、輻射トラップと呼ばれるトラップ原子の自然放出光を他のトラップ原子が再吸収することで原子間に働く斥力のためである<sup>27)</sup>。前者の双極子相互作用によるトラップロスについては第6章で詳しい議論を行う。後者の輻射トラップについては第4章で観測例を示す。

### 第3章 実験装置及び光源の開発

本章では準安定状態アルゴン、クリプトン原子のレーザー冷却・トラップ実験装置について述べる。寿命測定データの収集等、長時間にわたっての実験が必要なことから、機械的な安定性ととも、光源の安定度が実験の信頼性に大きく影響する。§3.1では、準安定状態原子線の生成と、ゼーマン同調法による減速、磁気光学トラップからなる実験装置の概略を述べ、§3.2では、実験で用いた光源について述べる。

#### §3.1 実験装置

##### 3.1.1 準安定状態原子源

アルゴン、クリプトン原子のレーザー冷却トラップには $1s_5$ 準安定状態からの遷移を用いているため、まずこの状態への励起を行う必要がある。この準安定状態は、基底状態より $10\text{eV}$ エネルギーの高い光学的遷移禁制の準位であるから、電子衝撃による励起が最も容易であり効率が高い。実験では、グロー放電による電子励起を行っている。励起は原子線出射口の直径 $0.8\text{mm}$ 、長さ $5\text{mm}$ のマコール製円筒細管内で、その両端に付けた電極間で放電電流 $30\text{mA}$ の直流グロー放電を行った。このとき、原子線の出射側を陽極とすることで、励起原子のイオン衝撃による加速を押さえたが、放電管内の熱平衡による加熱から、室温の2倍程度の温度上昇が避けられなかった。 $1s_5-2p_6$ 遷移のドップラーシフトから見積もった準安定状態アルゴン原子の並進温度は、およそ $680\text{K}$ であった。

原子は等加速度 $a_0$ で減速され、 $l$ の停止距離を要するとすれば、実効的なトラップ断面積を $\sigma$ として、原子源からみたトラップの立体角は、

$$\Delta\Omega = \frac{\sigma}{\pi l^2} = \frac{4a_0^2 \sigma}{\pi v_0^4} \approx \frac{1}{T^2} \quad (3.1.1)$$

となる。したがって、減速装置の設計上、原子温度 $T$ を下げることは、 $\Delta\Omega$ を増やし効率の良い原子源を作る上で非常に有効である。温度上昇を抑えるためには、放電部分での熱平衡温度を下げればよい。このため放電部、及び導入気体を液体窒素で冷却可能な構造とした。この結果ドップラーシフトから見積もった並進温度は $350\text{K}$ にまで減少させることが可能になった。

このとき、原子源から $2\text{m}$ 離れた $\sigma \sim 0.5\text{cm}^2$ のトラップ断面積に減速・トラップされる実効的な準安定状態原子線強度は、トラップ原子数の立ち上がりの測定から、およそ $10^8$  atom/s程度であった。

##### 3.1.2 ゼーマン同調法による減速

原子線の減速には減速に伴うドップラーシフトの変化に対応してレーザー周波数を時間的に掃引するチャープ法と、空間的に磁場強度を変化させることで原子の共鳴周波数をゼーマンシフトさせるゼーマン同調法が広く行われている。パルスの供給される原子源に対しては前者の方法も有効であるが、§3.1の準安定状態原子源のように連続的に供給される原子源では後者の方法が圧倒的に有利である。

$z=0$ で初速 $v_0$ の原子が最大加速度 $a_0$ を保ったまま減速されるとすると、距離 $z$ での原子の速度は

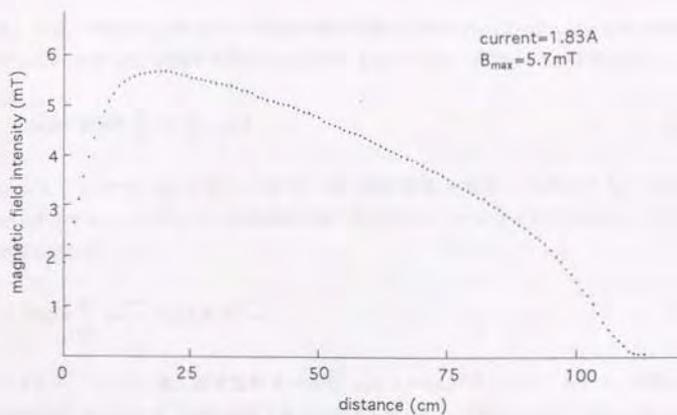


図3.1.1 ゼーマンチューニング用ソレノイド磁場の実測値.

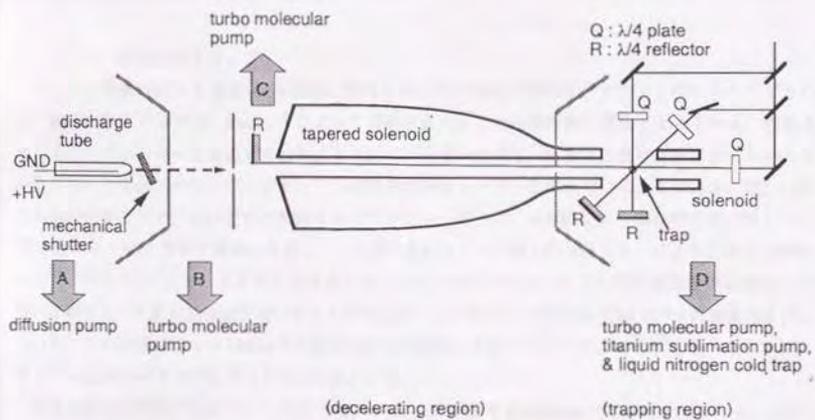


図3.1.2 Ar, Kr原子冷却・トラップの実験配置図.

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \quad (3.1.2)$$

となる。一方、アルゴン・クリプトン原子の冷却遷移 $1s_1(J=2, m_J=2) \rightarrow 2p_3(J=3, m_J=3)$ でのゼーマンシフトエネルギーは、対応する単位の $g$ -因子、 $g(1s_1)=3/2$ 、 $g(2p_3)=4/3$ を考慮して、

$$\hbar\Delta\omega = \mu_B B \left(3 \cdot \frac{4}{3} - 2 \cdot \frac{3}{2}\right) = \mu_B B \quad (3.1.3)$$

と表される。ここで、 $\mu_B$ はボーア磁子、 $B$ は磁束密度を表す。これよりゼーマンシフトは14MHz/mTとなる。したがって、減速過程で変化するドップラーシフトに対しゼーマン同調を行うときの磁場の形状は

$$B(z) = \frac{\hbar k}{\mu_B} \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} = B_0 \sqrt{1 - u^2} \quad (3.1.4)$$

とすればよい。ここで、最大磁場強度 $B_0 = \hbar k v_0 / \mu_B$ 、 $u = 2a_0 z / v_0^2$ とした。しかし、実際には磁場形状の放物線からのずれにより減速過程で最大加速度を保つことは難しいこと、また一度この減速過程からはずれた原子に対しては、それ以降減速が不可能であることを考えると(3.1.4)式以上に余裕をみた設計が必要となる。このためソレノイドの全長を1mとし、減速中の平均加速度は $a = 5.6 \times 10^4 \text{ m/s}^2 = a_0/2$ (クリプトン原子の場合)としている。

図3.1.1にソレノイド磁場の実測値を示す。このソレノイドでは、水冷を可能とするため2重管とした外径110mm、長さ1100mmの真空槽の周囲に4mmx2mmのホルマル線を最大12段巻くことで磁場形状の近似を行っている。

### 3. 1. 3 磁気光学トラップ

ゼーマン同調法により速度10m/s程度に減速された原子線は、磁気光学トラップ中にトラップされる。磁気光学トラップは、Raabら<sup>2)</sup>によって発明されたものとはほぼ同様の構成となっている。相違点は、トラップレーザーを構成する対向する3組のレーザーのうち、四重極磁場を形成する反ヘルムホルツコイルと同軸上のレーザーがゼーマン同調法の減速レーザーを兼ねていることである。図3.1.2にこの実験配置を示す。それぞれの対向するトラップレーザーは、 $\lambda/4$ 板により磁場の方向に対して $\sigma^+$ 光となるようにトラップ領域に入射し、 $\lambda/4$ 板に反射コートを施した $\lambda/4$ ミラーにより、やはり磁場の方向に対して $\sigma^+$ 光となるように反射される。この $\lambda/4$ ミラーは、トラップ用真空槽内に固定して用いる都合上、1次の波長板を用いることができず、ここでは $\lambda = 811.3\text{nm}$ で24次の $\lambda/4$ 波長板を作っている。この次数では $\lambda = 780\text{nm}$ でもほぼ $\lambda/4$ の位相遅れをもつことから、第5章で述べるようにルビジウム原子のトラップを行うことも可能となる。

四重極磁場を形成する反ヘルムホルツコイルは、1/4"銅管を直径40mmでそれぞれ30ターン、5ターン巻いている(図4.1.2の写真参考)。減速された原子をトラップ領域へ効率よく導くため、反ヘルムホルツコイルのうち原子源側は、減速用ソレノイド磁場との接続において、最低数mTの磁場を保つようにソレノイドコイル側へ延長し、原子が途中で停止してしまうのを防いでいる。この反ヘルムホ

ルツコイルで生じる磁場勾配は、コイルの軸方向で、 $dB/dz=33\mu T/(cm\cdot A)$ 、それと垂直な方向で $dB/dz=16\mu T/(cm\cdot A)$ であった。コイルの発熱を防ぐため、銅管は水冷を行っている。また、トラップのコイル軸に垂直な方向の磁場の微調を行うため真空槽外部に反ヘルムホルツコイルと直交する方向に2つのコイルを設けた。

### 3. 1. 4 光学系

冷却、トラップ光源には $Ti^{3+}:Al_2O_3$ レーザーまたは半導体レーザーを使用した。 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ レーザーを用いるときの典型的な光学系を図3.1.3に示す。§ 3. 2で詳述する周波数安定化を施した $Ti^{3+}:Al_2O_3$ レーザーは、レーザー光の変調を行うための音響光学素子(AOM)を通ったのち、偏波保持単一モード光ファイバー(FUJIKURA SM85P)に導いている。ファイバーを通すことによりAOMの熱的効果で回折角が変動することで生じるトラップレーザー光のアライメントの変化を防ぐことができる。ファイバーからの光はレンズでコリメートした後10mmφの絞りを通し、さらにファイバーの振動に伴うレーザーの偏光方向の変動を防ぐため偏光ビームスプリッターを挿入している。レーザー光の偏光の変化はトラップの安定性に大きく影響するが、トラップに用いているレーザー光強度は原子の飽和光強度に比べて大きいため、その変化に伴うトラップ安定性の劣化はほとんど問題にならない。レーザー光はその後3本に分けられ、トラップ領域に導かれる。1本あたりのレーザー光強度は $5mW/cm^2$ 程度、その直径はおよそ10mmである。

### 3. 1. 5 真空系

冷却・トラップを行う真空系は図3.1.2に示すように隔壁により4つの真空槽からなっている。Aの領域は準安定原子線の生成を行っている。ここでは1000l/sの油拡散ポンプによる排気を行い到達真空度は、原子源の運転時で $2\times 10^{-5}$  torrである。Bの領域はA、Cの領域と5mmφのピンホールで仕切られ50l/sのターボ分子ポンプによる差動排気を行っている。ゼーマン同調法による減速を行うCの領域では、400l/sのターボ分子ポンプ(SEIKO, STP-400)による排気を行っている。C、Dの領域はさらに10mmφの穴のあいた隔壁で仕切られ、トラップ領域Dでは、400l/sのターボ分子ポンプと液体窒素トラップの付いたタイバックポンプまたはイオンポンプによる排気を行い $2\times 10^{-10}$  torrの到達真空度を得ている。

### 3. 1. 6 データ処理

実験でのデータ採取は、主として光子計数法によって行った。光電子増倍管、または電子増倍管からのパルス列は光子計数器(stanford SR430)によるパルス波高弁別回路によりNIM信号に変換される。その出力をパーソナルコンピュータ(NEC PC9800)の自作拡張ボードで取り込んでいる。このボードでは2系統の入力で最大50Mcounts/sの光子計数レートを処理できる。また、レーザー光、原子源、トラップ磁場の電流源等の制御も同ボードから行っている。レーザー光の制御に同期した光子計数レートの時間分解測定も可能で、その時間分解能は $3\mu s$ である。

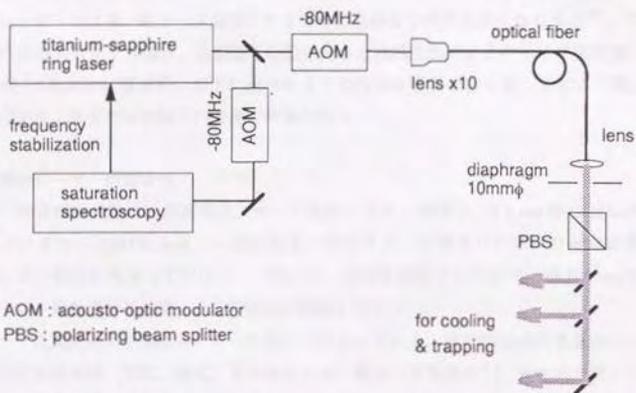


図3.1.3 冷却・トラップに用いた光学系の配置図 ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ レーザー).

### § 3. 2 半導体レーザー光源

近赤外域の分光用光源としては、 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ レーザーとともに、半導体レーザーが挙げられる。半導体レーザーは、順バイアスしたpn接合において高密度の電子・正孔を発生させ、その誘導発光再結合過程を利用したレーザーである。半導体中には非平衡状態の電子および正孔を高密度に発生させることができ、これに対応して大きな光増幅の実現が可能であり、長さが数百 $\mu m$ という小型なレーザー発振器を作ることができる。小型・高出力という点が他のレーザーと比較したときに半導体レーザーのもつ最大の特長である。半導体レーザーは光通信・光情報処理等の需要から大量生産され比較的安価に入手できるようになった。

半導体レーザーは本来分光を目的として作られた素子ではないが、注入電流、動作温度等により容易に発振波長の制御が可能であり、また近赤外域では、ファブリー・ペロー(F.P.)共振器構造でも、大部分の半導体レーザーでは単一縦モード発振をするために良好な分光用光源となりうる<sup>28)</sup>。半導体レーザー単体での発振スペクトル幅は、共振器のQ値の低さと自然放出によるキャリア密度揺らぎのために、10MHzから100MHzに及ぶが、以下に述べるような外部共振器を設けることにより数kHzにすることが可能であり、原子の自然幅での分光が可能になる。

#### 3. 2. 1 半導体レーザーの諸特性

半導体レーザーの発振周波数は、駆動電流、ケース温度に大きく依存し、0.8 $\mu m$ 帯AlGaAs半導体レーザーでは、それぞれ $\sim 2.8GHz/mA$ 、 $\sim 28GHz/K$ で変化する。半導体レーザーの発振周波数のチューニングは、この特性を利用して行なう。一般には、温度を制御することで、波長数nmの粗調を行ない、その上で、駆動電流の制御により数GHzの微調を行なう。

実験は、シャープ社製近赤外半導体レーザーを用いて行なっている。同社製近赤外半導体レーザーは、ほとんど全ての実験条件(電流、温度)下で安定な単一縦モード発振をし、分光用光源として非常に有用であった。同社では、近赤外域で、波長750nmから830nmにわたり20 $\sim$ 30nm毎に製品を出しており、 $-100\sim 50^\circ C$ で温度制御をすることで、およそ100nmにわたる波長域での分光が可能になる。

半導体レーザーを分光用光源として用いる際、モードホップの発生が大きな問題となる。レーザー波長が温度に対して連続的に変化する領域は1nmに満たず、その端では波長の跳びが生じる。この不連続性のため、発振可能な波長領域は全チューニング範囲の30%程度となってしまふ。このことは、特定の波長の分光を行なう際、3本に1本の割合しかその波長を発振するレーザーが存在しないことに相当し、実験上の大きな困難となる。ここで述べる光源では、回折格子による光学的掃選を施すことで、半導体レーザーのF.P.共振器のモード選択性をもたせ、モードホッピングの問題を解決している。

分光用光源として考えるとき、レーザーのスペクトル線幅は、分光を行なう遷移の数MHzの自然幅以下であることが必要となるが、近赤外F.P.共振器構造の半導体レーザーでは、フリーランニング時のスペクトル線幅は、数MHzから数十MHzに及んでいる。スペクトル線幅の狭帯化の方法としては、高速の電氣的掃選による方法と、光掃選による方法が広く行なわれている。前者の方法では、半導体レーザーのFM変調特性を劣化させない、機械的に安定等の利点があるが、フリーランニング時のスペクトル線幅程度の、高速の電氣的掃選回路が必要となる。一方、後者の方法ではフリーランニング時のスペクトル線幅の広い場合にも、次に述べるように、わずかな光掃選量で比較的容易にス

ベクトル線幅の狭化がはかれる。ただしこの方法では、外部共振器の機械的振動により発振が不安定になること、電流による直接変調効率の低下等の問題がある。

### 3. 2. 2 外部共振器による発振線幅の狭化と周波数掃引

実験で用いる半導体レーザー光源を図3.2.1に示す。半導体レーザーは、射出面に減反射コーティング (<10%) が施されている高出力タイプを使用し、発振スペクトル幅の狭帯域化と波長掃引を容易にするために、回折格子による光掃選をレーザーに施している。外部共振器長  $L_{EX} = 1.5\text{cm}$  (cf. 半導体レーザー共振器長  $L_{LD} = 250\mu\text{m}$ )、回折格子の1次回折光の反射率はおよそ20%で、これによって共振器のQ値を上げるとともに回折格子の波長分散性を利用した波長掃引を可能にしている。

この複合共振器からなるレーザーの発振周波数 (縦モード) を決定する要因は次の4つである。

- (1) 半導体レーザーの利得スペクトル
- (2) 半導体レーザーの縦モード
- (3) 回折格子の角度分散
- (4) 外部共振器の縦モード

このうち(2)、(4)は半導体レーザー共振器長、回折格子とレーザーの鏡面コートされた端面よりなる外部共振器長から決まり、それぞれのモード間隔は、300GHz、10GHz程度である。一方、(1)の利得スペクトル幅は半導体レーザー縦モード間隔の100倍程度であり、ここで問題とする周波数掃引の範囲ではほぼ平坦と考えてよい。回折格子はレーザー共振器の波長選択性ミラーとして機能し、反射光は光の波長がLitrow条件  $\lambda = 2d \sin \theta$  を満たすときだけ半導体レーザーに戻る。ここで、 $d$ は格子間隔、 $\theta$ は光線と回折格子面の法線とのなす角である。これより回折格子の角度分散は

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{1}{2d \cos \theta} \quad (3.2.1)$$

となる。従って、焦点距離  $f$  のレンズで半導体レーザー射出光をコリメートするとき、この回折光の半導体レーザー端面での分散は

$$\Delta x = f \left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right) \Delta \lambda \quad (3.2.2)$$

で表される。  $\lambda = 810\text{nm}$ 、 $d = (1800)^{-1}\text{mm}$ 、 $f = 4.5\text{mm}$ 、また半導体レーザー光の非点隔差 ( $10\mu\text{m} - 50\mu\text{m}$ ) にともなう戻り光のレーザー端面でのビーム広がりから  $\Delta x = 5\mu\text{m}$  と見積ると、回折格子による波長分解能は0.8nm (400GHz) となる。

以上の波長選択の様子を図3.2.2に示す。この結果、半導体レーザーは(1)から(4)の波長選択素子から決まる損失が最小となる周波数で発振するようになる。  $10^3\text{GHz}$  程度の周波数粗調は(1)、(3)で、  $10^2\text{GHz}$  程度の調整は(2)で、分光に必要な10GHz程度の微調は(4)の外部共振器長を調整することで行なう。

この外部共振器によるスペクトル幅の狭化の効果<sup>20)</sup>は、つぎのように与えられる。

$$\Delta \nu_{1/2}^E = \Delta \nu_{1/2} / (1+x)^2 \quad (3.2.3)$$

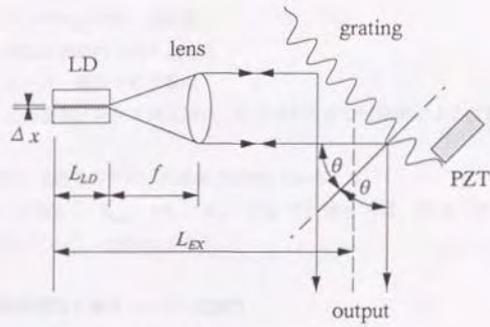


図3.2.1 外部共振器を付加した半導体レーザー.

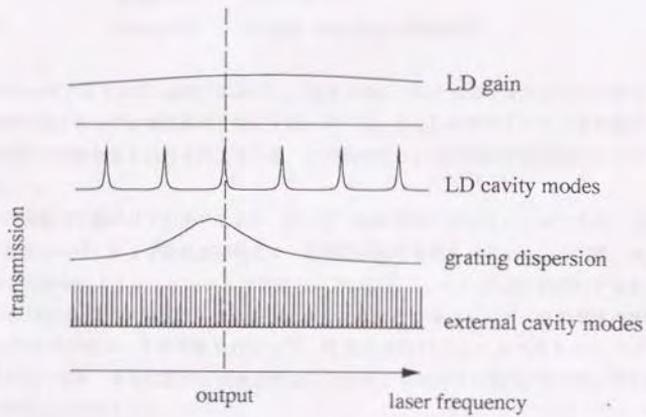


図3.2.2 外部共振器を付加した半導体レーザーの波長選択.

ここで、 $\Delta\nu_{1/2}$  : フリーランニング時のレーザースペクトル線幅

$$x = (\tau_E / \tau_{laser}) \sqrt{R_{gr} / R_{laser}} : \text{帰還パラメータ}$$

ただし、 $\tau_{laser}$  : レーザ内での一巡時間

$\tau_E$  : 外部共振器内での一巡時間

$R_{laser}$  : レーザ端面での反射率

$R_{gr}$  : 回折損失、レンズ挿入損失、結合損失を含む外部鏡による反射率

以下で行う、典型的な実験条件では、外部共振器長1.5cmのとき

$\tau_E / \tau_{laser} = 150\text{GHz} / 10\text{GHz}$  ,  $R_{laser} \sim 5\%$  ,  $R_{gr} \sim 10\%$  で見積もれば、帰還パラメータ  $x \sim 20$  で、 $\Delta\nu_{1/2} \sim 50\text{MHz}$  に対して  $\Delta\nu_{1/2}^0 \sim 100\text{kHz}$  となる。

### 3. 2. 3 外部共振器型半導体レーザーの製作

ここで用いた主な光学素子は次の通りである。

半導体レーザー シャープ LT017MDO ( $\lambda = 810\text{nm}$ , 50mW)

回折格子 Optometrics社  
Holographic-vis blaze

1800g/mm 1/2" x 1/4"

コリメートレンズ Newport社 F-L40B, F=4.5mm, NA=0.47

これらは40mmx60mmのジュラルミン基板上に組立て、基板全体をベルチエ素子またはシート状ヒーターによる温度制御を施すことで共振器長の安定化を図っている。さらに全体をアクリル板で覆うことで、共振器の光学長の空気による外乱を抑えている。この結果得られた発振波長の長期ドリフトは100MHz/h程度であった。

半導体レーザーの調整の手順は以下の通りである。レーザー出射光を十分コリメートした後、光帰還のない状態で半導体レーザーチップの温度制御により発振周波数の粗調をおこなう。その後、光帰還を施し、回折格子の回転によりレーザーチップの縦モードの選択（シャープLT017MDOではおよそ $5\text{cm}^{-1}$ ）を行ない、150GHz以内に周波数を合わせる。さらに温度と半導体レーザー駆動電流の微調によってレーザーチップの縦モードの調整を行なって、外部共振器のフリースペクトルレンジ、10GHzまで周波数を合わせる。さらに細かい周波数調整は回折格子に取付けた電歪(PZT)素子で外部共振器長を変化させることで行う。

1次回折光強度が20%のとき、外部共振器長変化による連続波長掃引範囲は5~10GHzであり、回折格子の回転のみによる波長調整範囲は $200\text{cm}^{-1}$  (13nm)程度とることができた。これらの値は、回折格子の回折格子強度（回折格子のブレースの方向、半導体レーザーの偏光面の方向によって調整可能）、回折格子のレーザーとのカップリングの調整によってさらに改善することが可能である。

このような外部共振器型半導体レーザーでは、半導体レーザー単体で扱う場合に比べて、戻り光の

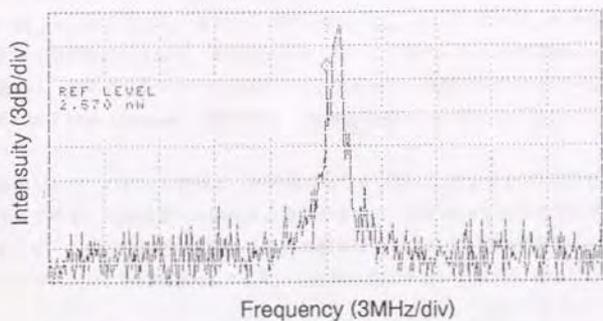


図3.2.3 レーザーのビート測定による発振スペクトル幅の評価。

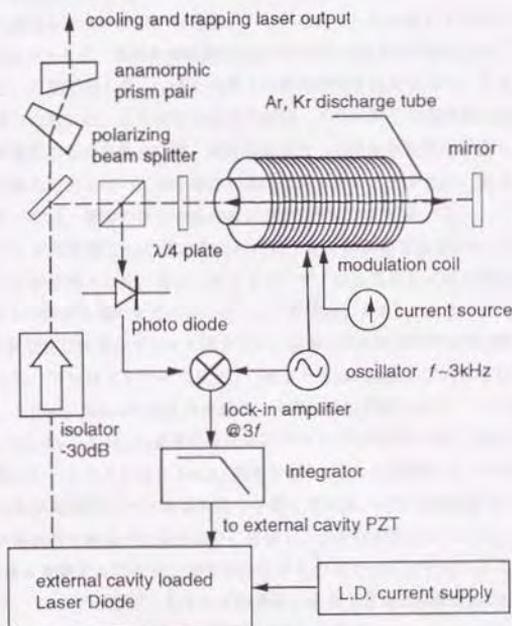


図3.2.4 周波数安定化装置のブロック図。

影響は受けにくくなっているが、その影響は(3.2.3)式の帰還パラメーターの競合関係で決まるから、戻り光量  $R_E/R_{max} \ll 1$  のときでも、遠方からの戻り光  $\tau_E/\tau_{max} \gg 1$  のときには、外部共振器による帰還パラメーターと同程度になるため、不安定が生じる。このため、トラップ実験など戻り光の避けられない用途では、光アイソレーターの使用が不可欠であった。実験ではファラデー回転を用いた光アイソレーター ISO-7885 (Newport, 780-850nm -30dB) を使い、十分なアイソレーションを得ている。

また、半導体レーザーのビーム形状は、活性層の形状を反映したおよそ1:3の楕円形をしている。レーザートラップ等で、円形のビーム形状が必要な場合には、アナモルフィックプリズムペアまたは回折格子によるビーム形状の補正が必要になる。実験ではメリスグリオ社の半導体レーザー用アナモルフィックプリズムペア、06GPA004によるビーム形状の補正を行い、真円に近いビーム形状を得ている。

上記の外部共振器型半導体レーザーを2台作ることで、レーザーのビート測定による発振スペクトル幅の評価を行った。このビートスペクトルを図3.2.3に示す。これよりレーザー線幅は500kHz程度であった。この線幅は主として振動にともなうジッターによって決まっていた。

### 3. 2. 4 中心周波数の安定化

外部共振器型半導体レーザーでは、半導体レーザーの縦モードの選択と発振スペクトル幅の狭窄化は比較的容易に達成できるが、長期の周波数安定性は外部共振器長の熱的安定性に左右されてしまう。この外部共振器は、可動部分も多く、また外界との熱的接触を完全に絶つことも難しいので、長期の周波数安定度を保つためには、より安定な基準共振器、または原子の吸収線に安定化を施す必要がある。数GHzの波長掃引の必要な場合には、共焦点共振器への周波数安定化を施し、その共振器長を変化させることで周波数掃引を行い、原子遷移の共鳴付近で用いるときには、原子の吸収線への安定化を施している。以下では、後者の原子の吸収線に安定化する方法を述べる。

冷却・トラッピング用光源として用いるためには、原子の共鳴周波数から50MHz程度の任意の離調をつけられることが必要となり、またこのときレーザー発振周波数には変調がかかっていないことが望ましい。これらの要求を満たすために、ゼーマン変調法による原子の飽和吸収線への安定化を行った。図3.2.4に周波数安定化装置のブロック図を示す。基準となる原子の準安定状態への励起は、グロー放電によって行った。アルゴンまたはクリプトン原子を0.5 Torr程度を封入した放電管用意し、放電の電流密度は  $20 \mu A/cm^2$ 、30mmの相互作用長で、十分な吸収が得られた。これを用い  $\sigma^+$  偏光のレーザー光によって、 $1s_2-2p_2$ 、 $\Delta M=+1$  遷移の飽和吸収スペクトルを得ている。安定化のための誤差信号には、放電管に巻いたソレノイドコイルにAC磁場を加え  $\Delta M=+1$  遷移のゼーマン変調を行うことで、飽和吸収信号を位相同期検出した3次微分信号を用いている。この低周波成分 (<1kHz) を半導体レーザーの外部共振器長を制御する電圧素子に帰還し、安定化を行なっている。この時、ゼーマン変調コイルにDC磁場を重畳することで、共鳴周波数からのオフセットを付けることができる。この様子を図3.2.5に示す。レーザー冷却・トラップの実験に必要な  $\pm 60$  MHz程度の周波数範囲で、オフセット磁場に対して直線的に変化する周波数離調が得られている。

$Ti^3:Al_2O_3$  レーザー (coherent R899) の場合にも、全く同様の方法で周波数安定化を行うことができる。この場合には、周波数安定化の誤差信号はR899の外部周波数制御端子に入力している。

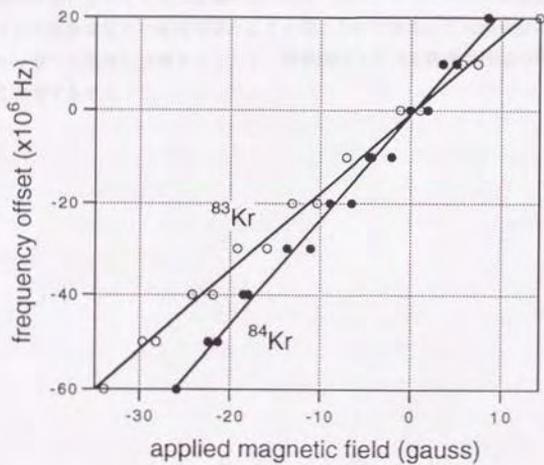


図3.2.5 オフセット磁場に対するレーザー周波数の離調。

### 3. 2. 5 まとめ

レーザー冷却，トラッピングの実験を通して，半導体レーザーの分光光源としての使用法を述べてきた。半導体レーザーは，安定化色素レーザーのような，（コスト的にも）大掛かりな装置も必要としないうえ，レーザーノイズ，周波数ジッターの点でも非常に有利である。半導体レーザーの不利な点は大きく分けて，出力の小ささ（一般には50mW程度），モードホップによるチューナビリティの悪さ，そしてレーザー共振器のQ値の低さにともなうスペクトル線幅の広さと，戻り光の影響で発振が不安定になりやすいという4点である。今までに述べたように，回折格子による光学的帰還では，先のうちの3点を大きく改善することができた。外部共振器を設けることは本来の半導体レーザー共振器の機械的安定さを失うため，周波数ジッターという点では不利になるが，§3. 2. 4で述べたような電気的な帰還によって十分に改善可能である。ファブリー・ペロー共振器等に安定化を行う場合には，さらに周波数安定化の帰還帯域を広くとることができる。この場合には誤差信号の高周波成分を半導体レーザーの電流に帰還することで，周波数ジッターを基準共振器の周波数ジッター程度まで押さえることができる。

## 第4章 準安定状態アルゴン・クリプトン原子の冷却、トラップ特性

### §4.1 実験装置と冷却・トラップの概要

図4.1.1に冷却・トラップの実験配置を示す。直流グロー放電により生成された、およそ350Kの準安定状態原子線は、差動排気領域を経て、まずゼーマン同調法により一次元冷却される。ここでは、減速過程で変化するドップラーシフトを放物線状に変化する不均一磁場中のゼーマンシフトによって補償することで、レーザー光との共鳴条件を保っている。ソレノイドコイルのトラップ最適条件での最大磁場強度はAr, Kr原子でそれぞれ40mT, 25mT程度であった。

10K程度まで減速された原子は、その速度を保ったままトラップ領域に導かれる。トラップには3本の定在波から成る標準的な磁気光学トラップを用いている。このうちの一本はゼーマン同調法による減速レーザーを兼ねている。トラップレーザーの偏光は真空槽外の $\lambda/4$ 波長板(Q)と、真空槽内に設置した $\lambda/4$ 反射板(R)によって決めている。トラップレーザーには原子の飽和吸収線に周波数安定化を施した $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ レーザーまたは半導体レーザーを用いた。レーザー光は単一モードファイバーを通した後、レンズで拡大し直径10mmでトラップに導いている。トラップレーザーのパワー密度の合計は $30\text{mW}/\text{cm}^2$ 程度で実験を行っている。トラップでの四重極磁場勾配は、そのコイル軸方向で、 $0.4\text{mT}/\text{cm}$ から $4\text{mT}/\text{cm}$ 程度の範囲でトラップ原子からの蛍光を確認することができ、また、冷却・トラップレーザーの離調は $\gamma/2$ から $10\gamma$ 程度でトラップ原子からの蛍光を確認することができる。ここで $\gamma$ は冷却遷移の上準位寿命である。

このトラップ領域ではターボ分子ポンプによる排気と液体窒素のトラップを併用することで、 $2 \times 10^{-10}$  torrの到達真空度を得ている。この真空度における、トラップ原子の残留気体による衝突寿命は1min程度になる。図4.1.2に準安定状態Kr原子のトラップの様子を示す。

校正した光電子増倍管によってトラップ原子からの蛍光強度の測定を行い、CCDカメラによってトラップ形状を観測している。また、トラップした準安定状態原子の二体衝突によって生じるイオン、または準安定状態原子を観測するために、真空槽内には電子増倍管を設置している。原子の温度はトラップから解放した原子の飛行時間により測定することができる (§4.3)。

トラップ形状は、トラップレーザー光のアライメントに大きく依存していた。トラップレーザー光のアライメントを故意に大きくずらすことにより、直径5mm程度の円周軌道上を数m/sの速度で回るリング状トラップを作ることも可能であった。一方、対向するトラップレーザー光がほぼ並行に近いとき、図4.1.3のようなトラップ原子のチャネリングを確認することができた。このときの軌の間隔は、対向するトラップレーザーの相対的な角度に依存し、 $100\ \mu\text{m}$ 間隔程度の原子のチャネリング<sup>30)</sup>を観測することができる。このような場合には、原子のトラップ体積を定義することが困難になる。トラップ体積が重要となる実験では、直径数 $100\ \mu\text{m}$ の比較的小さなトラップを作っている。このときのトラップからの蛍光強度分布は非常によくガウス関数で近似することができる(図4.1.4)。以降この $1\sigma$ 半径によってトラップサイズを定義する。トラップ原子数は、トラップ体積に依存し、典型的な実験条件では $10^3 \text{ atoms} / \frac{4}{3}\pi(300\ \mu\text{m})^3$ であった。トラップ密度の上限は $10^7/\text{cm}^3$ であり、第6章で詳しい解析を行うトラップ内での準安定状態原子のイオン化衝突と、次に述べる輻射トラップによって制限されている。

トラップ原子密度が高くなると、トラップ原子の自然放出光を他のトラップ原子が再吸収する過程

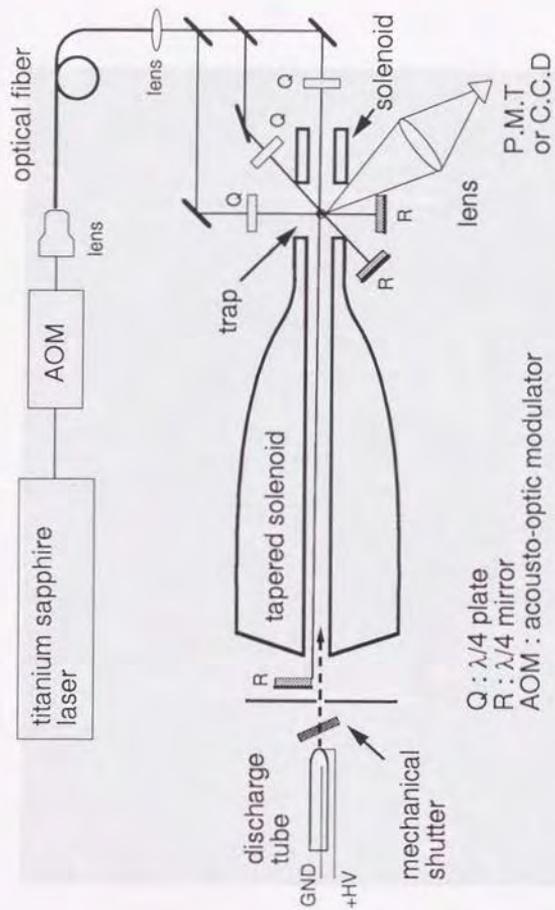


圖4.1.1 実験配置図。



図4.1.2 磁気光学トラップによりトラップされた準安定状態Kr原子。(二つのコイルの中央に白く光る点)。両側二つのコイルによってトラップに必要な反ヘルムホルツ磁場を作っている。コイルを作る銅管の直径は1/4"である。

(|||||)(|||||)(|||||)(|||||)

0 1 2 3 4 mm



図4.1.3 トラップ原子のチャネリング。

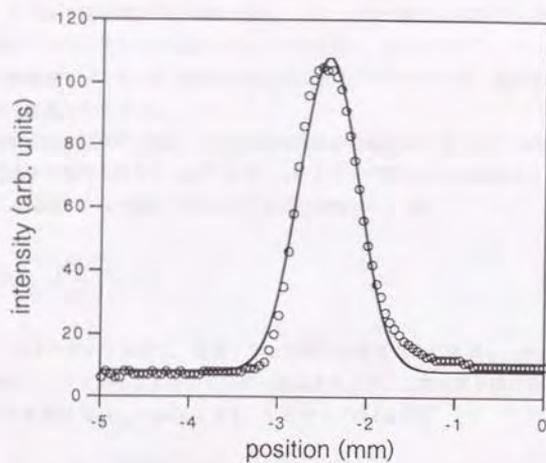


図4.1.4 トラップサイズの測定. 白丸はCCDカメラによる実測値を表し, 実線はガウシアンフィットを表す.

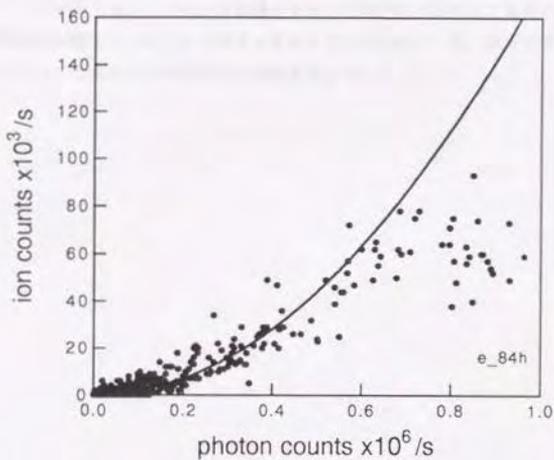


図4.1.5 輻射トラッピングが生じるときのイオン化衝突レートの変化.

が生じ、トラップ原子間に斥力が働く結果、トラップ原子密度が制限されるようになる。この現象は最初Cs原子トラップでD.W.Seskoらによって発見され、解析された<sup>21)</sup>。アルカリ金属原子に比べて2桁近く二体衝突レートの大きい希ガス準安定状態原子トラップでも、輻射トラップはトラップ密度を制限する一要因となっていた。

希ガス準安定状態原子では、イオン化衝突過程が支配的なトラップロスチャネルであることを利用して衝突過程の解析を行うことができる。kをトラップ原子の二体衝突によるイオン化衝突レートとすれば、N個のトラップ原子に対してイオン化衝突レートIは

$$I(N) = k \left( \frac{N}{v_0} \right)^2 v_0 \propto N^2 \quad (4.1.1)$$

ここで、 $v_0$ はトラップ体積で、通常トラップ原子の温度のみに依存し、原子数には依存しない量である。輻射トラップが生じると、レーザー光によるトラップ力と原子間に働く斥力とが釣り合い、トラップ原子密度は  $N/v_{\text{rad}} = \text{const}$  となる。したがって(4.1.1)式は

$$I_{\text{rad}}(N) = k \left( \frac{N}{v_{\text{rad}}} \right)^2 v_{\text{rad}} \propto N \quad (4.1.2)$$

となる。図4.1.5にトラップ原子からの蛍光強度 ( $\propto N$ ) に対する、イオン化衝突レートの変化を示す。点は実験値を表し、実線は  $N \ll N_{\text{rad}}$  での(4.1.1)式のフィテイングを表す。この実験条件では、およそ  $n > 10^9 \text{ cm}^{-3}$  で輻射トラップを生じていた。実験の詳細については§6.5.2で述べる。

輻射トラップが生じると、トラップ体積がトラップ原子数に比例して時間的に変化するためトラップサイズの測定が難しく、トラップ密度を求めることが困難になる。以下で述べる実験においては、この輻射トラップの生じない密度領域で実験を行っている。

## § 4.2 クリプトン原子の同位体分離

### 4.2.1 偶数同位体の冷却・トラップ

クリプトン原子では、数多くの同位体が存在し、その中には偶・奇の質量数をもつ統計性を異にする粒子も存在する(表2.1.2)。このような同位体を分離しトラップすることができればそれぞれの同位体の冷却過程の違い等を観測する上で興味深い。磁気光学トラップが最も有効に働くレーザーの離調は $-\gamma/2$ から $-5\gamma$ であるが、クリプトン原子の偶の質量数をもつ同位体シフトは $65\text{MHz} > 10\gamma$ であるために(表2.1.3)、トラップレーザーの離調によって、同位体を分離することが可能になる。

図4.2.1にクリプトン原子でのトラップ蛍光強度の周波数依存性を示す。これらのトラップ蛍光はそれぞれクリプトン原子同位体の周波数シフトに対応している。同位体のトラップ原子数は、残留気体との衝突・準安定寿命によるトラップロスレート $\alpha N$ 、トラップ内での二体衝突にともなうトラップロスレート $\beta N^2$ 、トラップに供給される原子線強度 $\phi$ を考慮したレート方程式によって記述できる。

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta N^2 + \phi \quad (4.2.1)$$

実験条件を考えると、 $10^{-9}\text{tor}$ 程度の真空度のもとでは、 $\alpha \sim 0.1/\text{s}$ 。第5章§5. Bで詳しい議論を行うが、準安定状態原子の二体衝突係数は $\beta = k/(トラップ体積) \sim 10^3/\text{s}$ 、また準安定状態原子線強度は $\phi \sim 10^6/\text{s}$ となっている。定常状態でのトラップ原子数は $dN/dt=0$ として(4.2.1)式を解けばよい。実験条件より $\alpha^2 \ll \beta \phi$ の近似を用いれば、トラップ原子数は

$$N = \sqrt{\phi/\beta} \quad (4.2.2)$$

となり、準安定状態原子線強度、つまり、同位体の自然存在比の平方根に比例することになる。表4.2.1にトラップされた同位体の相対強度とKr原子の安定同位体の自然存在比を示す。質量数が偶数の同位体では、自然存在比の平方根に比例したトラップ蛍光強度( $\propto$ トラップ原子数)が得られているが、奇数の同位体 $^{83}\text{Kr}$ ではその振る舞いは異なっている。 $^{83}\text{Kr}$ では核スピンの存在し、冷却・トラップ過程で超微細準位への光ポンプが生じるため、次に述べるように、冷却・トラップ遷移から外れた原子を汲み上げるためのリサイクルレーザーが必要となる。この結果、冷却・トラップ過程は偶数同位体の場合とは異なってくる。

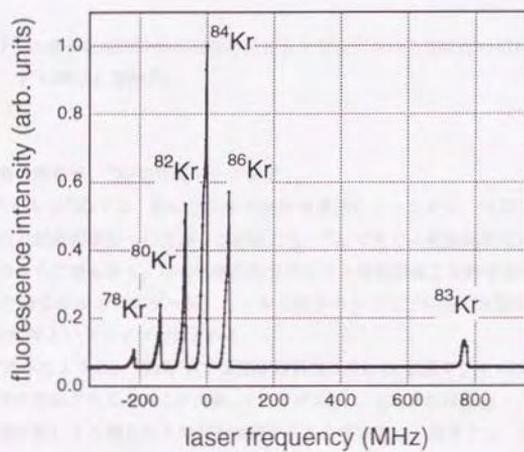


図4.2.1 トラップ蛍光強度のトラップレーザー周波数依存性。  
(Kr原子の同位体分離)

isotope	natural abundance (%)	binary collision limited trap intensity	experimental trap intensity
$^{78}\text{Kr}$	0.35	0.078	0.053
$^{80}\text{Kr}$	2.25	0.199	0.192
$^{82}\text{Kr}$	11.6	0.451	0.509
$^{83}\text{Kr}$	11.5	0.449	0.080*
$^{84}\text{Kr}$	57.0	1.0	1.0
$^{86}\text{Kr}$	17.3	0.551	0.547

表4.2.1 Kr原子安定同位体の自然存在比とトラップされた同位体の相対強度。  
(\* $^{83}\text{Kr}$ 原子に規格化)

#### 4. 2. 2 奇数同位体, $^{83}\text{Kr}$ の冷却・トラップ

核スピン9/2をもつ $^{83}\text{Kr}$ では、図4.2.2に示す超微細構造をもつために、冷却・トラップの過程で冷却遷移から外れた超微細準位への光ポンプが生じる。 $^{83}\text{Kr}$ で生じる超微細準位は、これまでトラップされた原子種のうちで最も多く、その効率的なリサイクル技術の確立は興味深いテーマである。またKr原子は、その同位体によってボース、フェルミ粒子のトラップ特性の比較の可能な数少ない系であり $^{83}\text{Kr}$ 原子の効率よいトラップが望まれる。

§2. 1. 2で述べたように、 $^{83}\text{Kr}$ 原子では超微細構造のため $1s_5$ 状態で、 $F=5/2, \dots, 13/2, 2p_3$ 状態で $F'=3/2, \dots, 15/2$ の分裂が生じる。このため、 $(F, F')=(5/2, 3/2)$ または $(13/2, 15/2)$ となる単位間では双極子遷移の選択則により閉じた2単位を実現することができる。前者では、磁気副単位まで考慮するとき $\Lambda$ 型の遷移となるために冷却・トラップ過程で暗黒状態(dark state)を生じる可能性があり興味深い。一方後者では、V型の遷移となり、通常の磁気光学トラップ、偏光勾配冷却を機能させることができる。冷却トラップ実験は後者の遷移、 $(F, F')=(13/2, 15/2)$ を用いて行っている。

この遷移を用いても、 $F'=13/2, 15/2$ 超微細準位の間隔は954MHzしかないために、冷却・トラップ過程での $F'=13/2$ 状態の非共鳴励起によって、 $F=11/2$ 状態への光ポンプが生じてしまう。同様の非共鳴励起によって $1s_5$ 状態の $F=9/2, 7/2, 5/2$ 状態へも光ポンプが生じる可能性がある。これらの超微細準位へ戻み上げられた原子を、もとの冷却・トラップ遷移へ戻すためには4本のリサイクルレーザーを入れる必要がある。

超微細準位のリサイクルは、冷却・トラップレーザーと同一の光路上に、外部共振器を付加した半導体レーザー(第3章参照)を導入することで行っている。光ポンプレーザーの全パワー密度は、 $4\text{mW/cm}^2 \times 6$ 程度であった。図4.2.3に $^{83}\text{Kr}$ トラップでのリサイクルレーザーによる光ポンプ特性を示す。 $(F, F')=(13/2, 15/2)$ 遷移から10MHzの離調をつけた冷却・トラップレーザーを用意し、リサイクル用半導体レーザーの周波数掃引を行ったときの、トラップからの蛍光強度の変化を破線で示す。

リサイクルレーザー周波数が、 $(F, F')=(11/2, 13/2)$ ,  $(9/2, 11/2)$ の遷移に共鳴するとき、 $^{81}\text{Kr}$ のトラップを確認することができた。

半導体レーザーでは、高周波電流の駆動電流への重畳によって容易に発振のサイドバンドを付加することができる。600MHzのサイドバンドを付加することで、図4.2.2の破線で示す3本のリサイクルレーザーと等価になる。したがって、メインのレーザー周波数を $(F, F')=(9/2, 11/2)$ に合わせることで $1s_2$ 状態のすべての超微細準位の光学的ポンプが実現できる。半導体レーザーに高周波電流の注入により10%のサイドバンドをたてたときのリサイクル特性を図4.2.3の実線に示した。メインのレーザー周波数が $(F, F')=(9/2, 11/2)$ となると、トラップ原子数の増加が見られる。また、サイドバンドをたてたときには、リサイクルレーザーの離調範囲を1GHz近く取ることができ、安定で効率的な $^{81}\text{Kr}$ 原子トラップが実現できる。以下の $^{81}\text{Kr}$ 原子トラップ実験は、この方法によって行っている。

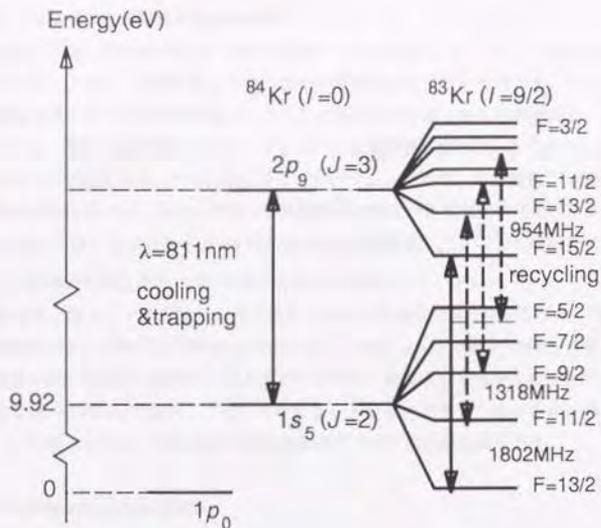


図4.2.2  $^{83}\text{Kr}$ の超微細構造とリサイクルレーザー  
 実線は、冷却・トラップ遷移、破線はリサイクル遷移を表す。

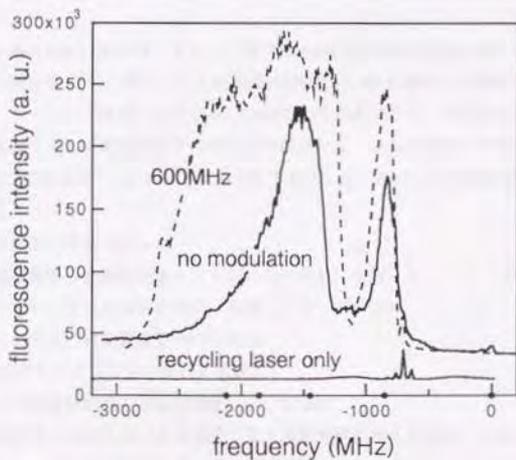


図4.2.3  $^{83}\text{Kr}$ トラップからの蛍光強度の、リサイクルレーザー周波数依存性。周波数軸上の黒丸は、右から超微細準位間遷移( $F, F'$ )=(13/2, 15/2), (11/2, 13/2), (9/2, 11/2), (7/2, 9/2), (5/2, 7/2)に対応する。

### § 4. 3 トラップ原子の冷却特性と同位体効果

第6章で述べるような、冷却原子を用いた衝突実験を行うにあたって、トラップ原子の温度は実験の重要なパラメーターとなる。本節ではトラップ原子の温度測定法について述べる。トラップ原子の温度測定は、磁気光学トラップ中での冷却メカニズムの解明という観点からも興味深い。当初、磁気光学トラップ中では、偏光勾配冷却等のサブ・ドップラー冷却機構は働かないとされていたが<sup>32)</sup>、その後、多くのグループで磁気光学トラップ中のサブ・ドップラー温度<sup>33)</sup>、冷却機構<sup>34)</sup>が確認されるようになった。偏光勾配冷却では、冷却下準位の磁気副準位の縮退が到達温度に本質的な寄与をする。C. Cohen Tannoudji<sup>4)</sup>は、 $J_g = 1/2 \rightarrow J_g = 3/2$ に対する、到達温度  $k_B T \equiv \frac{\hbar \Omega^2}{8|g|}$  を理論的に求めているが、実際の原子の冷却で問題となる  $J_g \geq 1$  の原子に対する議論はしていない。

Kr原子同位体では、核スピンの有無により、冷却下準位の多重度の違う同位体<sup>35)</sup>Kr, <sup>36)</sup>Krが存在する。これらの同位体では、下準位の多重度が $(2 \times 2 + 1)$ 、 $(13/2 \times 2 + 1)$ であり、3倍もの多重度の違いがある。冷却温度の同位体効果の観測は、ほとんどのアルカリ金属原子で可能であるが<sup>35)</sup>、同位体による核スピンの差はせいぜい1であり、このような大きな多重度の差をもつ系はない。以下では、まず温度測定について述べたのち、冷却温度の同位体効果についての実験結果を示す。

#### 4. 3. 1 飛行時間法による温度測定

冷却原子の温度測定法には、原子をレーザーから解放したときの原子の拡散速度から算出する方法、重力による自由落下から算出する方法等いくつかの方法が考案されている。このうちで、後者の飛行時間法による測定は最も信頼性のある温度評価を与える。しかも、準安定状態原子では、自由落下する原子の検出に電子増倍管のダイノードでのベニングイオン化過程を使うことで、SNのよい測定が容易に行える。

この実験配置を図4.3.1に示す。トラップ直下58mmに電子増倍管(HAMAMASTU R2362)を置き準安定状態原子の検出を行う。ダイノードの直径は20mmで、陽極接地とし陰極には-4.5kVを印加して使用している。ダイノードは銅ベリリウム(CuBeO)でできており、準安定原子による表面でのベニングイオン化現象を通して準安定原子の検出が可能になる。CuBeO表面での準安定状態原子による2次電子放出効率<sup>36)</sup>はBorst<sup>37)</sup>らによって求められており、Ar, Krの1s準安定状態でそれぞれ0.035, 0.020とされている。

温度測定は以下の手順で行った。

- (1) 準安定状態原子を磁気光学トラップにロードし、冷却・トラップ。(5s)
- (2) トラップレーザーの条件を設定、冷却・トラップ。(1s)
- (3) トラップからの蛍光強度をPMTで測定。
- (4) AOMによりトラップレーザーを遮断。
- (5) トラップ四重極磁場の電流を遮断。 $(t_{off} < 1 \mu s)$
- (6) 電子増倍管(EMT)により自由落下する準安定状態原子を計数。(200ms)
- (7) (1) - (6)を10回繰り返しデータを積算。

得られたデータから、次のTOF信号の理論値のフィッティングによって温度とトラップ原子数を算出している。

トラップ原子の初期条件として、温度 $T$ のマックスウェル・ボルツマン分布、半径 $r$ のガウス型の



空間分布を仮定する。重力加速度  $g$  での自由落下によって、時刻  $t$  にトラップの直下  $l$  に設置した半径  $R$  の観測領域に到達する原子数は、拡散方程式の解に、重力によるドリフト項を考慮することで、次式によって与えられる。

$$n(t) = \frac{\left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma_t^2}\right) \right\} \exp\left[-\frac{(-l + gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2}\right]}{\sqrt{2\pi\sigma_t^2}} \quad (4.3.1)$$

ここで、 $\sigma_t^2 = r^2 + \frac{k_B T}{M} t^2$ 。  $M$  は原子の質量を表す。

図4.3.2に飛行時間法による測定例を示す。白丸・黒丸は実験値で、それぞれトラップレーザーの離調を  $-5\text{MHz}$ 、 $-33\text{MHz}$  としたときに対応している。このときの全トラップレーザー光強度は  $30\text{mW/cm}^2$  であった。実線は実験値への(4.3.1)式によるフィッティングの結果であり、これからトラップ原子の温度はそれぞれ  $260 \pm 9.2 \mu\text{K}$ 、 $33 \pm 1 \mu\text{K}$  と求まった。ここで誤差は  $1\sigma$  の値を示している。

#### 4. 3. 2 冷却温度の同位体効果の観測

図4.3.3に磁気光学トラップ中での温度測定の結果を示す。測定では、冷却・トラップレーザーパワー密度 ( $\propto \Omega^2$ 、 $\Omega$ : ラビ周波数) は一定とし、レーザーの共鳴周波数からの離調によってトラップ原子の光シフト量を変化させた。磁気光学トラップ中にもかかわらず、ドップラー限界温度を下回る冷却温度が得られている。冷却原子の温度は、原子の光シフト量に比例し、(2.2.34)式で与えられる偏光勾配冷却機構の存在を裏付けている。この温度依存性を

$$T_p = c \cdot \frac{\Omega^2}{|\delta|\gamma} + T_0$$

で表せば、 $^{83}\text{Kr}$ 、 $^{84}\text{Kr}$  ではそれぞれ、 $c_{83} = 4.0 \times 10^{-6} \text{K}$ 、 $c_{84} = 9.8 \times 10^{-6} \text{K}$

また、 $T_{0,83} = 1.8 \times 10^{-3} \text{K}$ 、 $T_{0,84} = 1.3 \times 10^{-3} \text{K}$  であった。ここで、 $\gamma$  は  $2p_y$  状態の自然幅を表す。ラビ周波数は、レーザー光強度 = 一定 (全トラップレーザー光強度 =  $30\text{mW/cm}^2$ ) とし、トラップレーザー周波数を変えたときの、トラップ原子 1 個あたりの蛍光強度 (全トラップ蛍光強度/トラップ原子数) の測定から、(2.2.13)式  $w_m + 1/2$  のフィッティングを行うことで得ている。この様子を図4.3.4に示した。トラップ原子数の測定については §4. 3. 4 で述べる。

この結果得られた、レーザー冷却下準位の多重度の違う  $^{84}\text{Kr}$ 、 $^{83}\text{Kr}$  の比較は特に興味深い。これらはそれぞれ全軌道角運動量  $J=2$ 、 $F=13/2$  に対応して、5、14 の磁気副準位をもつ。図4.3.3での、2つの同位体の光シフト依存性の傾きは  $c_{84}/c_{83} = 2.5$  となり、偏光勾配冷却における磁気副準位数の効果を示唆している。

#### 4. 3. 3 冷却温度同位体効果の定性的考察

A. M. Steane<sup>33)</sup> は、磁気光学トラップ中で Cs 原子に働く摩擦係数、到達温度を測定し、通常の散乱力によるモデルの50倍もの摩擦係数を測定し、3次元磁気光学トラップ中では偏光勾配冷却が支配的であると結論している。3次元磁気光学トラップ中では、複数本のレーザー光が交差するために、

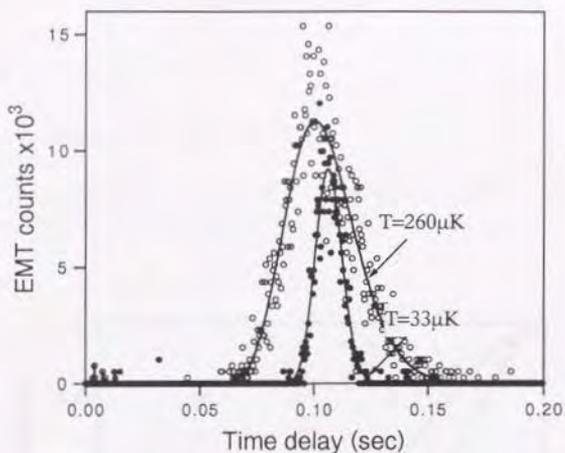


図4.3.2 飛行時間法によるトラップ原子の温度測定. 白丸, 黒丸はそれぞれ異なるトラップ条件下での実験値を示し, 実線は(4.3.1)式によるフィティングを示す. 縦軸は0.4msあたりの電子増倍管による準安定状態原子の計数値を示す.

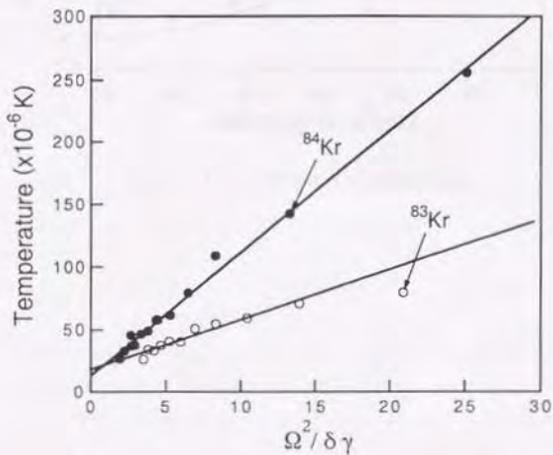


図4.3.3 磁気光学トラップ中での原子温度の同位体効果.

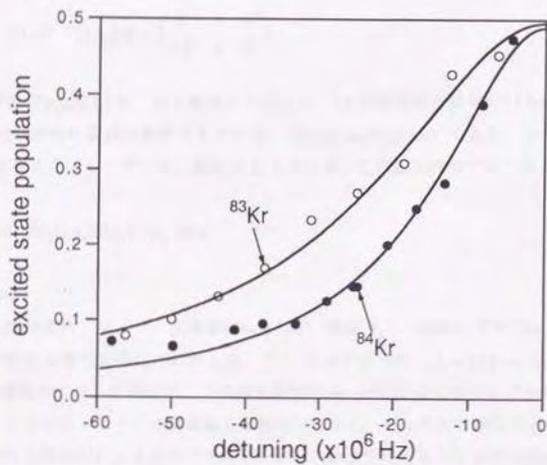


図4.3.4 トラップ原子のラビ周波数の測定.

偏光勾配冷却に必要な、ある種の偏光勾配は必ず生じている。以下の考察では、最も単純な場合として §2. 2. 4 で扱った、互いに直交する偏光をもつ対向する直線偏光中で生じる次のような偏光勾配をもつ光電場での冷却原子の運動を考える。

$$\mathbf{E}(x) = \mathbf{e}_+ E \cos(2\pi x / \lambda) + \mathbf{e}_- E \sin(2\pi x / \lambda) \quad (4.3.2)$$

ここで、 $\mathbf{e}_\pm (q = \pm 1)$  は  $\sigma^\pm$  偏光の電場の単位ベクトルを表す。この光電場中での、 $\text{Kr}$  原子の  $1s_3$  状態の光シフトを考える。電気双極子モーメントは  $3J$  記号を用いて次のように表せる。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_q &= \langle 2p_y, JM | D_q | 1s_3, JM \rangle \\ &= (-1)^{J-M} \langle 2p_y || D || 1s_3 \rangle \begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -M & q & M \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.3.3)$$

既約行列要素  $\langle 2p_y || D || 1s_3 \rangle$  は、第6章(6.A.7)式より、 $2p_y$  状態寿命と関係付けられる。核スピンの有無による  $2p_y$  状態寿命の変化は無視できるから、 $W(2p_y; 1s_3) = (31\text{ns})^{-1}$  である。このとき双極子相互作用  $-\boldsymbol{\mu}_q \cdot \mathbf{E}(x)$  を考える。レーザー光の離調を  $\delta_L$  とすれば、この相互作用でのハミルトニアンは、

$$H = -\hbar \delta_L |2p_y\rangle \langle 2p_y| - \boldsymbol{\mu}_q \cdot \mathbf{E}(x)$$

で与えられる。

典型的な実験条件、レーザー光強度  $30\text{mW/cm}^2$ 、離調  $\delta_L = -30\text{MHz}$  での  $^{81}\text{Kr}$ 、 $^{84}\text{Kr}$  原子  $1s_3$  状態の光シフトの空間的な変化を図4.3.5に示した。§2. 2. 4 で述べた、 $J_a = 1/2 \leftrightarrow J_b = 3/2$  原子の場合には(4.3.2)式の電場中では、下準位の二つの磁気副準位  $m_a = \pm 1/2$  はミキシングを起こさないから、それぞれの光シフトポテンシャルは直線偏光の領域で交差し、それぞれの準位の光シフトの大小関係が逆転する領域で自然放出による光シフトエネルギーの散逸を考えることで冷却機構を説明することができた。そしてこのときの到達温度は、原子が光シフトが交差する領域を越えられなくなる運動エネルギーで見積もることができた。

一方、 $J_a \geq 1$  の場合には(4.3.2)式の電場中で下準位の磁気副準位間  $\Delta m_a = \pm 2$  でミキシングを生じる結果、その断熱ポテンシャルは図4.3.5のように交差することはなくなる。 $J_a = 1/2$  の系では、原子が  $\sigma^+ \rightarrow \sigma^-$  へ偏光勾配中を移動するとき、その運動が断熱的であるか、非断熱的であるかを議論する必要は生じなかったが、 $J_a \geq n$  ( $n$  は整数) のときには図4.3.5(a)に見られるように、断熱的なポテンシャルの移動では自然放出によるエネルギーの散逸を考慮することができなくなる。したがってこの場合の原子の冷却効率は、偏光勾配の移動における非断熱変化の生じる割合に依存するようになる。

$\sigma^+ \rightarrow \sigma^-$  への移動の際に、非断熱変化が生じるためには、 $-\boldsymbol{\mu}_q \cdot \mathbf{E}(x)$  の変化に要する時間  $\Delta t$ 、その間のエネルギー変化を  $\Delta E$  として、 $\Delta t < \hbar / \Delta E$  となればよい。このような変化が最も起こりやすくなるのは、断熱ポテンシャル間のエネルギー差が小さくなる、直線偏光の領域で、図4.3.5(a)の条件では、 $\Delta E = 500\text{kHz}$  である、一方  $\Delta t < \frac{\lambda/4}{0.1\text{m/s}} = 2\mu\text{s}$  であり、断熱変化の条件は満たされなくなっている。

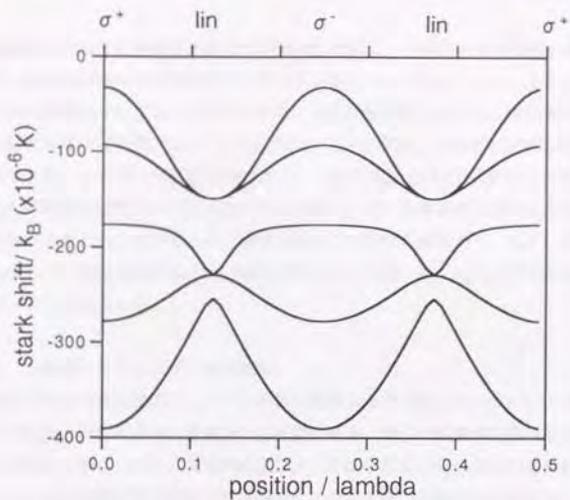


図4.3.5(a)  $^{84}\text{Kr}$ 原子での $1s_{1/2}$ 状態の光シフトポテンシャルの空間的变化. レーザー光強度 $30\text{mW}/\text{cm}^2$ , 離調 $\delta_L = -30\text{MHz}$ .

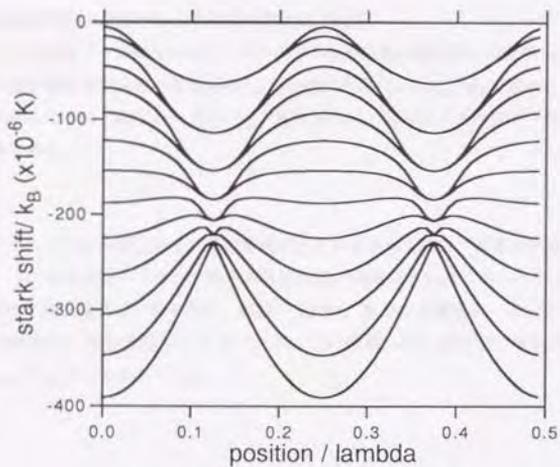


図4.3.5(b)  $^{84}\text{Kr}$ 原子での $1s_{3/2}$ 状態の光シフトポテンシャルの空間的变化. レーザー光強度 $30\text{mW}/\text{cm}^2$ , 離調 $\delta_L = -30\text{MHz}$ .

原子の冷却はこのような直線偏光領域の非断熱的通過と、そののちの自然放出過程を通じて行われるとすれば、冷却効率はこの非断熱変化を生じる割合によって決められる。これは隣り合う $\pi$ 遷移の光シフト( $\propto \pi$ 遷移のクレプシュゴルデン係数)の差に反比例するから、準位間で同一の遷移モーメントをもつ同位体原子の比較では、 $J_a$ に比例するようになる。つまり、 $(dW/dt)_{\text{cool}} \propto \alpha \propto J_a$ と見積もることができる。ここで $\alpha$ は摩擦係数を表す。(2.2.28), (2.2.33)式参照)一方、光子の吸収・放出にともなう運動量の拡散 $D$ による加熱効果の効果は、同一の遷移モーメントをもつ同位体原子では同様の値をもつと考えることができる。到達温度はこの二つの競合から、 $k_B T = D/\alpha$ によって求められる。したがって、到達温度の比は、摩擦係数についての、 $\alpha_{83}/\alpha_{81} = J_a(^{83}\text{Kr}, 13/2)/J_a(^{81}\text{Kr}, 2) = 3$ を示唆していると考えられる。

#### 4. 3. 4 (参考) トラップ原子数の測定

トラップ原子からの蛍光強度によって原子数を見積るときには、レーザーのパラメーターによって原子の飽和の度合いが変化することを補正する必要がある。原子の温度の制御はレーザーパラメーターを変化させて行なうから、このとき蛍光強度によって原子数を同時に見積るのは難しい。電子増倍管の自由落下した準安定原子検出効率は原子温度には依存しないと考えられるから、この検出効率が校正できれば、TOF信号の積分強度からトラップ原子数を求めることができる。

電子増倍管の $1s_2$ 状態Kr原子検出効率はトラップ蛍光強度から求めたトラップ原子数によって校正することで $\eta_M = 0.0273$ と求まった(注1)。これは先に述べたBorstらの結果とよく一致している。これをもとに、トラップ原子1個あたりの光散乱レートを次の方法で求めた。

- (1) 原子線源を切った後トラップの蛍光強度 $\gamma_{\text{tr}}$ を測定
- (2) 原子を自由落下させ(4.3.1)式のフィティングにより電子増倍管の全計数 $N_{\text{EMT}}$ を求める。
- (3) 電子増倍管の準安定原子検出効率 $\eta_M$ から全原子数 $N_0 = N_{\text{EMT}}/\eta_M$ を求める。
- (4) 1原子あたりの光散乱レート $\xi = \gamma_{\text{tr}}/N_0$ を求める。これはトラップレーザーのパラメーターに依存する量である。

(注1) トラップ光が十分に強く、その離調が小さいとき、トラップ遷移は完全に飽和していると考えられる。(この仮定は、トラップ原子の吸収測定の実験より妥当であった)このとき $\eta_M$ はトラップ蛍光観測の光子電子増倍管の量子効率、観測の立体角、原子の光散乱レート $1/2\tau$ (ただし $\tau$ はトラップ遷移の自然寿命)から見積ることができる。この結果、電子増倍管の準安定原子検出効率 $\eta_M$ は $\eta_M = \eta_{\text{em}} N_{\text{EMT}}/\gamma_{\text{tr}}$ として求められる。

#### § 4. 4 まとめ

準安定状態原子の磁気光学トラップ中での、冷却・トラップ特性を調べた。準安定状態アルゴン・クリプトン原子の典型的な最大トラップ密度は $10^9/\text{cm}^3$ であり、アルカリ原子で得られているトラップ密度 $10^{11}/\text{cm}^3$ に比べ2桁程度低い値となっている。これは、準安定状態原子ではトラップ内での二体衝突レートが、アルカリ金属原子に対して2~3桁大きいこと、供給される原子線強度が3桁以上弱いことである。アルゴン・クリプトン原子の温度 $100\ \mu\text{K}$ での量子濃度は $10^{17}/\text{cm}^3$ のオーダーであり、原子線強度の強化のみではこの実現は難しい。

クリプトン原子を用い、同位体分離のデモンストレーションを行った。この結果、クリプトン原子の6種の安定同位体の分離が確認し、そのトラップ比は二体衝突を考慮したレート方程式によって説明できた。超微細構造をもつ $^{83}\text{Kr}$ では、高周波のサイドバンドをつけた半導体レーザーにより、効果的な超微細単位のリサイクルが行えることを示した。 $^{83}\text{Kr}$ では、トラップ遷移の下準位に5つの超微細単位をもち、これまでにトラップされた原子種のうちで最大の超微細単位数をもつ。これらの同位体のうち $^{83}\text{Kr}$ 、 $^{84}\text{Kr}$ の比較は特に興味深い。核スピンの有無にともなう準位の多重度の違い、粒子の統計性の違い等により、冷却特性、衝突過程において様々な同位体効果の観測が期待できる。

飛行時間法による温度測定によって、磁気光学トラップ中でのサブドップラー温度を確認した。原子温度は、トラップレーザーによる光シフト量に比例することから、偏光分配冷却機構の存在が裏付けられた。 $^{83}\text{Kr}$ 、 $^{84}\text{Kr}$ では、トラップ下準位の磁気副準位の違いと考えられる、冷却温度の同位体効果を観測した。トラップ原子温度は、トラップレーザーパラメーターの制御により $20\sim 500\ \mu\text{K}$ の範囲で容易に設定可能であり、第6章で行うような原子の温度をパラメーターとする極低温衝突実験が可能になる。

## 第5章 準安定状態原子の寿命測定

### § 5. 1 はじめに

準安定状態の寿命測定には長時間原子を摂動から解放することが必要となる。これまでの準安定状態寿命の標準的な測定方法は原子線を用いた飛行時間法 (Time-Of-Flight, TOF) 法だったが<sup>38, 39)</sup>、この方法では数十ミリ秒以上原子を自由空間中で観測することは難しく、1s希ガス準安定状態の寿命について1秒のロワーリミットが得られているに過ぎない<sup>40, 41)</sup>。

原子トラップの発明の結果、長時間にわたって原子を自由空間中で観測することができるようになった。1秒を越えるイオンの準安定状態寿命はイオントラップを用いて測られてきたが<sup>42, 43)</sup>、中性原子に対してはこれまでそのような測定は報告されていない。中性原子の場合には、レーザートラップを用いる結果、共鳴光との相互作用によって結ばれた状態間でトラップ原子の内部状態のミキシングが生じ、またイオントラップに比べてトラップポテンシャルが格段に浅くなる。したがって、これらの影響を排除するための検討が必要になる。

本章では、Ar, Kr原子の $1s_j$  ( $np^j(n+1)s, ^3P_j$ ) 準安定状態の寿命測定について述べる。磁気光学トラップを用いることで、中性原子では初めて1秒以上にわたる準安定状態寿命を測定し、<sup>40</sup>Ar原子で38 $\mu$ s、<sup>84</sup>Kr原子で39 $\mu$ sの寿命を得た。これらの実験値は、これまで知られているN.E. Small-Warrenら<sup>13)</sup>の計算値のほぼ半分の値であり、理論との大きな違いを見せている。一方、核スピンをもつ<sup>83</sup>Kr原子では、超微細構造による1s微細準位のミキシングの結果生じる、準安定状態寿命の著しい減少を観測した。ここで行った準安定状態寿命の測定は、レーザー冷却・トラップによって得られる、長い観測時間、そして同位体分離の実現によって初めて可能になった。

以下では、まず核スピンをもたない<sup>40</sup>Ar、<sup>84</sup>Kr原子の準安定状態寿命測定法とその結果について述べたのち、寿命測定実験に関連して行った実験について考察を加える。準安定寿命の測定においては、トラップ原子の衝突寿命の見積もりが重要な役割を果たす。このため、§ 5. Aでは、トラップポテンシャルの測定を行い、残留気体との衝突によるトラップ原子の衝突ロスレート $\kappa$ との関係を考察することで、寿命測定で衝突ロスレートの見積もりに対して行った近似の妥当性を考察する。§ 5. Bではトラップ寿命の解析で得られる、トラップ原子の二体衝突レートについての実験結果を示す。そして、§ 5. Cでは、準安定状態寿命の同位体効果について調べ、核スピン  $I=9/2$  をもつ<sup>83</sup>Krの超微細構造のミキシングの結果生じる準安定状態寿命の減少について議論する。

## § 5. 2 測定方法

中性希ガス原子では、§ 2. 1で述べたように最低励起準安定状態 $1s_s$  ( $np^3(n+1)s, {}^3P_2$ ) とその上の $2p_s$  ( $np^3(n+1)p, {}^3D_3$ ) 状態間の遷移を使ってトラップを行うことができる。トラップ原子の緩和速度は、その蛍光測定から容易に求めることができるが、トラップ蛍光の緩和速度は $1s_s$ 準安定状態の緩和速度と一致するわけではない。レーザートラップ中の原子は、つねに共鳴光に照射される結果、原子の冷却・トラップに使われている遷移の上準位 $2p_s$ にある時間とどまることになるためである。さらに残留気体分子との衝突も測定に無視できない効果を及ぼす。 $10^{-10}$  torrの真空度でさえ、トラップ原子の衝突ロスレートは $10^{-2}/s$ のオーダーとなる。これは $1s_s$ 状態の遷移確率において無視できない値である。

トラップ蛍光の測定から、 $1s_s$ 準安定状態寿命を求めるために、次の2段階の手順を踏んでいる。まず、トラップレーザーを500kHzの矩形波で変調することで、 $1s_s$ 状態の遷移確率を $2p_s$ 状態の遷移確率から分離した。 $2p_s$ 状態は $1s_s$ 状態に30nsの励起状態寿命で緩和するから、レーザーを切っている間は原子は $1s_s$ 状態にいることになる。レーザー照射・非照射時間のデューティー比、 $\delta = t_m / (t_m + t_{off})$ を変えて測定を行い、その結果をデューティー比、 $\delta \rightarrow 0$ に外挿することで、 $1s_s$ 状態の緩和速度を求めた。そのうち、以上の測定を様々な背景圧力 $p$ のもとで繰り返し、 $p \rightarrow 0$ の外挿により衝突の効果を取り除いた。

## § 5. 3 実験

実験配置を図5.3.1に示す。グロー放電で生成した準安定状態原子線はゼーマン同調法で減速され、磁気光学トラップによりトラップされる。冷却、トラップ光源には、原子の飽和吸収線に安定化を施した $Ti^{3+}:Al_2O_3$ レーザー (COHERENT R899) を使用した。レーザー光は単一モード光ファイバーによる空間フィルターを通したのち、3本に分け、トラップに導いた。トラップ光のビーム直径は10mmで、1本あたりのレーザーパワー密度は $5mW/cm^2$ 、共鳴からおおよそ自然幅の1.5倍の負の雑調をつけている。トラップビームのアライメントは球形の原子トラップができるように行った。トラップ中心での磁場勾配はコイルの軸に沿った方向で $1mT/cm$ とした。これらのもとで、トラップ原子数は $10^7/cm^3$ で、トラップ原子雲の1/e半径は0.5mm程度であった。原子の供給は、原子源の直後に置いた機械的シャッターと放電電源によって制御した。トラップ原子からの蛍光強度は光電子増倍管 (HAMAMATSU R928) によって検出し光子計数器で処理した。トラップ原子の形状はCCDカメラによって観察している。

Wallaceら<sup>44)</sup>の、トラップ原子数の緩和による、トラップ内での2体衝突レートの測定ではトラップの光学的アライメントが測定結果に大きな影響を与えることが報告されているが、光学的アライメントやトラップ原子の形状は1次の緩和レートを求める際には決定的な要因とはならなかった。§ 5. Aで述べるように加熱・再捕獲法によるトラップの深さの測定結果は1K程度であるのに対し、冷却原子の温度は1mK以下であるから、この結果は予想に反することではない。

$1s_s$ 準安定状態の寿命測定は以下の手順で行った。

- (1) 原子を磁気光学トラップにロードした後放電を停止させ、機械的シャッターによって原子線の



供給を停止。

- (2) 同時にレーザーの矩形波変調を開始。
- (3) 3秒後、トラップ原子からの蛍光強度の計測を開始。

(3) では、トラップ原子がレーザーの変調に対して定常状態になるとともに、トラップ原子の二体衝突による速い緩和によってトラップ原子数を適度に減らしている。これによって測定開始時の原子数密度は $10^7 \text{cm}^{-3}$ とし、§ 4. 1 で述べた輻射トラップの領域を回避している。図5.3.2にこの測定の結果得られたトラップ原子数の時間的変化を準安定状態Kr原子、Rb原子について示す。

トラップ原子数 $N$ の減衰レートは、トラップ内での原子の二体衝突による減衰を考慮した

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta N^2 \quad (5.3.1)$$

式でよく記述できることが知られている<sup>43)</sup>。トラップ原子からの蛍光強度 $I$ は、トラップ原子数に比例するから、(5.3.1)式に対応して、トラップ蛍光強度の時間変化は

$$\frac{dI}{dt} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (5.3.2)$$

と表せる。この微分方程式の解

$$I = \frac{I_0 \exp(-\alpha t)}{1 + \beta I_0 (1 - \exp(-\alpha t)) / \alpha} \quad (5.3.3)$$

により実験値の最小二乗法による非線形フィティングを行うことで、トラップ原子の1次と2次の減衰項の分離が可能になる。この結果を図5.3.3の実線に示す。このときの、実験値と理論曲線との平均的な相対偏差は、フィティングに用いた2桁半にわたる領域で4%以下であり、個々の実験値の相対的なフィティング値のばらつきは $\alpha$ 、 $\beta$ に対して10%以下であった。

(5.3.2)式の1次項は、原子の $1s_y-2p_x$ 状態の混合寿命にともなう準安定状態緩和レート $\gamma$ と、残留気体との衝突によって生じるトラップロスレート $k n_p$ の和からなる。 $\gamma$ は $1s_y-2p_x$ 遷移のミキシング、 $k$ はトラップポテンシャルの深さを通してレーザーデューティ比 $\delta$ の関数となっていることを考えると、

$$\alpha_p^{(s)} = \gamma^{(s)} + k^{(s)} n_p \quad (5.3.4)$$

で表される。 $\delta$ 、 $p$ 依存性をもつことになる。ここで、 $k$ は衝突レート、 $n_p$ は圧力 $p$ での残留分子密度を表す。

<sup>40</sup>Ar、<sup>84</sup>Kr、<sup>87</sup>Rbのトラップ蛍光の時間変化は、同一の実験装置で測定している。Rb原子はトラップの安定性を確かめ、また以下に述べるように準安定状態Kr原子の衝突ロスの議論のために用いた。

<sup>87</sup>Rb原子では<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>(F=2)-<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub>(F=3)をトラップ遷移として用い、<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>(F=1)-<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub>(F=2)に共鳴した

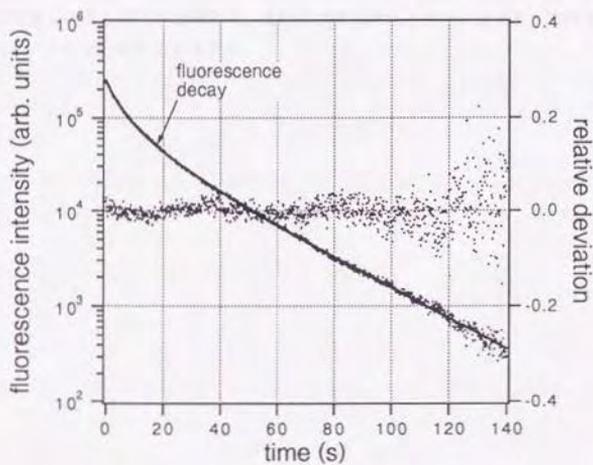


図5.3.3 Kr原子トラップからの蛍光強度の時間変化とフィッティング結果（実線）。デューティー比10/16, 圧力 $2 \times 10^{-10}$  torr. 実験値と理論値の相対偏差を右縦軸に示した。

半導体レーザーを用いて $^2S_{1/2}$ 状態の $F=1$ 超微細準位に緩和した原子のリサイクルを行った。

以上の測定をデューティ比 $\delta=0.125$ から1まで変化させ、1次の減衰レート $\alpha$ の $\delta$ 依存性を求めた。図5.3.4に圧力 $2 \times 10^{-10}$ torrにおけるAr, Kr, Rbの結果を示す。 $\delta$ が0.25から1のとき $\alpha$ の値は直線的に変化していて、トラップ原子の直径はほぼ一定だった(図5.B.2)。

(5.3.4)式の2つの項はそれぞれ異なった $\delta$ 依存性をもっている。 $2p_p$ 状態のミキシングは $\delta$ の1次で変化するから、遷移確率 $\gamma$ は $\delta$ に関して線形に変化し、 $\delta=0$ の値、 $\gamma^{(0)}$ が $1s_p$ 状態の遷移確率を与えることになる。一方、 $\delta$ が0の極限でトラップのポテンシャルの深さは0になるから、衝突レート $k$ は $\delta=0$ では発散することになるが、 $\alpha$ の $\delta$ 依存性を1次式で近似すれば第2項の $\alpha$ の式に対する寄与は有限の値をとる。この寄与を $k^{(0)} n_p$ と書くことにする。フィティング範囲を制限すれば、衝突レート $k^{(0)}$ は近似的に $n_p$ に依存しない量となる。ここで、 $\alpha_p^{(0)}$ を $\delta=0.125$ から1の $\alpha$ の測定から $\delta=0$ に外挿した値と定義しよう。以下の記述では、上付き文字はデューティ比 $\delta$ を、下付き文字はトラップに導入されたガス圧 $p$ を表すこととする。

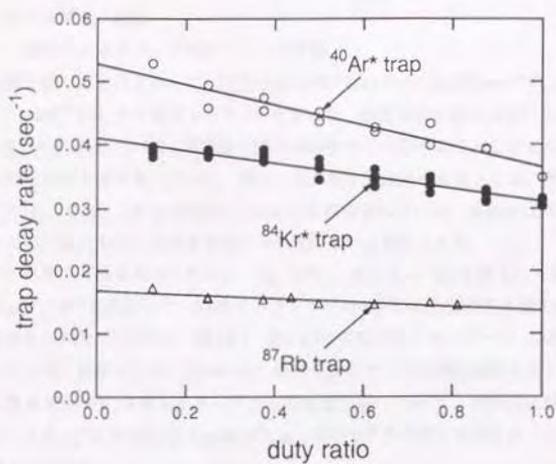


図5.3.4 圧力 $2 \times 10^{-10}$  torrにおける Ar, Kr, Rb原子トラップの緩和速度  $\alpha_p^{(6)}$  のデューティー比依存性.

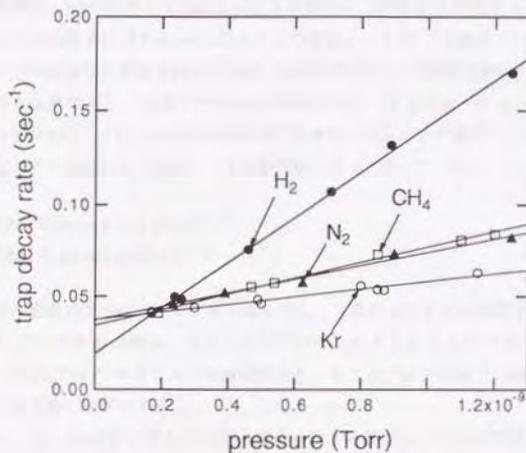


図5.4.1 準安定状態Kr原子での  $\alpha_p^{(6)}$  の導入気体依存性.

## § 5. 4 データ解析, 議論

### 5. 4. 1 衝突によるトラップロスレートの評価

以上の実験を繰り返し行うことで, 圧力  $p=2.0 \times 10^{-10}$  torr から  $1.5 \times 10^{-9}$  torr での 1 次の緩和レート  $\alpha_p^{(0)}$  を求め,  $k^{(0)} = d\alpha_p^{(0)} / dn_p$  から衝突レート  $k^{(0)}$  を求めた. 残留気体の組成が変化しないと仮定すれば,  $\alpha_p^{(0)}$  の  $p \rightarrow 0$  への外挿値  $\alpha_0^{(0)}$  は  $1s_2$  準安定状態の遷移確率と一致することになるが,  $p < 2 \times 10^{-10}$  torr での残留気体の組成が不明であるために, 衝突ロスに関する議論が必要となる. 残留気体の質量分析の結果, 大部分  $H_2$ ,  $C_m H_n$ , そして  $CO$  または  $N_2$  から構成されていた. 実験中は液体窒素トラップを使用しているため,  $H_2O$  や  $CO_2$  の残留気体中の分圧は低いと考えられる.

衝突ロスの気体依存性を調べるために,  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2$ , Ar, Kr を導入して準安定状態  $Ar \cdot Kr$  トラップでの  $\alpha_p^{(0)}$ ,  $k^{(0)}$  を決定した. Kr 原子トラップでの  $\alpha_p^{(0)}$  の圧力依存性を図 5.4.1 示す. 表 5.4.1 にはこれらの結果えられた  $k^{(0)}$  を示す. 図 5.4.1, 表 5.4.1 での圧力はイオンゲージ (ANELVA NIG-2F) の読みを記している. 参考のため, 表 5.4.2 に一般的な B-A ゲージの相対感度を示した.

考えうる残留気体中  $H_2$  は最もイオンゲージの感度が低いため<sup>46)</sup>, 準安定状態緩和レート  $\gamma^{(0)}$  は  $H_2$  を導入したときの  $\alpha_p^{(0)}$  と到達圧力 ( $p=2 \times 10^{-10}$  torr) での  $\alpha_p^{(0)}$  との間で評価することができる. この方法によって得られる値は,

$$\begin{aligned} 0.0179s^{-1} < \gamma^{(0)}(Kr) < 0.0419s^{-1} \\ 0.0152s^{-1} < \gamma^{(0)}(Ar) < 0.0512s^{-1} \end{aligned} \quad (5.4.1)$$

であった.

この誤差範囲は, Rb の実験から残留気体による衝突ロスの効果を評価することで狭めることができる. 表 5.4.1 には Rb 原子に関する  $\delta=0.125$  のときの衝突レート  $k^{(0.125)}$  も載せている. 衝突ロスがなく, しかもトラップの安定性が保証されていれば, Rb 原子のトラップ寿命は無限大であるから  $\alpha_0^{(0)}$  は原点付近でばらつくはずである. Rb 原子での  $\alpha_0^{(0)}$  の評価では,  $\alpha_p^{(0)}$  をデューティー比  $\delta$ , 圧力  $p$  について測定し, それぞれの  $\delta$  ごとに  $p \rightarrow 0$  の外挿値  $\alpha_0^{(0)}$  を求めている. この結果, この外挿値は図 5.4.2 に示すように導入ガスの種類のみ依存し,  $\delta$  依存性はほとんど生じていない. これによって得た値は,

$$\begin{aligned} \alpha_0^{(0)}(Rb: H_2) &= -(8.4 \pm 1.5) \times 10^{-9} s^{-1} \\ \alpha_0^{(0)}(Rb: N_2) &= (9.1 \pm 1.2) \times 10^{-9} s^{-1} \end{aligned} \quad (5.4.2)$$

ここで括弧内の最初の文字はトラップ原子種を表し, 2 番目は  $\alpha$  を 0 に外挿するために導入したガス種を表す. ここでの不確定性は, 主として  $\alpha_0^{(0)}$  のばらつきによるものである. (5.4.2) の結果と, デューティー比  $\delta$  についてのトラップの安定性から, トラップは予想通りの動作をしていて, 固有のロスはないと考えることができる.

表 5.4.1 から, Kr, Rb 原子に対しては導入気体に関する衝突レート  $k$  は同様の傾向をもつことがわかる. これはトラップ原子は衝突径数の大きな衝突によってトラップから失われる結果生じていると考えられる. そのような場合には, 衝突はほぼ弾性的で, 衝突断面積は最外殻電子配置に大部分依存するために, 準安定状態原子と対応する最外殻電子配置をもつアルカリ金属原子では衝突過程の類似性を仮定することができる. この類似性の議論は, D.H.Winkur<sup>47)</sup> や E.R.T.Kerstel<sup>48)</sup> によっ

ても正当化される。この詳細については § 5. A で議論する。したがって、Kr 原子の緩和レート  $\gamma^{(0)}(X)$  は、Rb 原子に対して  $\gamma^{(0)}(X)$  となる重率で、 $\alpha_0^{(0)}(X:H_2)$ 、 $\alpha_0^{(0)}(X:N_2)$  の内挿を行うことで求めることができる。つまり、

$$\gamma^{(0)}(X) = \frac{\alpha_0(\text{Rb}:N_2)\alpha_0^{(0)}(X:H_2) - \alpha_0(\text{Rb}:H_2)\alpha_0^{(0)}(X:N_2)}{\alpha_0(\text{Rb}:N_2) - \alpha_0(\text{Rb}:H_2)} \quad (5.4.3)$$

ここで  $X$  は、トラップ原子の種類を表している。

(5.4.3) 式から得られる Kr 原子の緩和レートは、

$$\gamma^{(0)}(\text{Kr}) = 0.0258 \pm 0.0029 \text{ s}^{-1} \quad (5.4.4)$$

となる。この結果は図 5.3.4 で、最低圧力での Kr、Rb の  $\delta=0$  における緩和レートの差に等しくなっている。これは、 $a$  についての残留ガスの衝突の寄与は Kr、Rb で近似的に等しいことを示している。Ar 原子についての  $\gamma^{(0)}(X)$  を求める場合にも、Kr 原子と同じく (5.4.3) 式を適用した。これは、表 5.4.1 より、導入気体に対する衝突レートの比は、トラップ原子種に対して近似的に比例関係が保たれているためである。このとき Ar 原子に対する値は、

$$\gamma^{(0)}(\text{Ar}) = 0.0264 \pm 0.0044 \text{ s}^{-1} \quad (5.4.5)$$

となる。最大の誤差の原因は  $a$  のフィティング誤差と Rb、Ar、Kr での衝突レート  $k^{(0)}$  の比例則からのずれである。

Foreign gases	Collision rates ( $\times 10^7$ Torr $^{-1}$ sec $^{-1}$ )		
	$^{40}\text{Ar}^* [k^{(0)}]$	$^{84}\text{Kr}^* [k^{(0)}]$	$^{87}\text{Rb} [k^{(2,12)}]$
Kr		2.1	
Ar	3.3		
N $_2$	6.3	3.7	4.5
CH $_4$	4.8	4.3	
H $_2$	18	12	15

表5.4.1 トラップロスレート  $k^{(0)}$  のトラップ原子種, 導入気体依存性.

N $_2$	Ar	Kr	H $_2$	CO	CH $_4$
1	1.34	1.88	0.49	0.95	1.58

表5.4.2 B-A ゲージのN $_2$ に対する相対感度. K.Nakayamaら<sup>46)</sup>による.

#### 5. 4. 2 トラップ磁場によるミキシングの効果

強い磁場中では, 原子の状態は  $J$  による指定が正確には困難になるため通常の全軌道角運動量  $J$  に対する選択則を破る遷移が可能になることが知られている. 数十秒にわたる長い準安定状態寿命の測定では, わずかな磁場によっても  $10^8$  秒の寿命しかもたない双極子遷移可能な準位の波動関数のミキシングはその測定結果に大きな影響を及ぼす可能性がある.

磁場によるミキシングの効果は, トラップ遷移  $1s_5, 2p_0$  の両方の状態について考慮する必要があるが, 後者からの寄与はレーザー照射時間のデューティー比  $\delta \rightarrow 0$  への外挿によって除去できるから  $1s_5$  ( $^3P_2$ ) 状態の寄与のみを考える. この状態とミキシング可能な速い緩和をする遷移は, 基底状態  $1p_0$  ( $^1S_0$ ) と双極子遷移で結ばれた  $1s_2$  ( $^1P_1$ ) とのスピン軌道相互作用によるミキシングを生じた  $1s_4$  ( $^3P_1$ ) 状態を考慮すればよい.

1次摂動による, 磁場によるミキシングを考慮した波動関数は<sup>49)</sup>

$$\Psi(1s_5^M, m) \equiv \Psi(1s_5, m) + \Psi(1s_4, m) \frac{\langle 1s_4, m | \mathbf{H}^M | 1s_5, m \rangle}{\Delta E(1s_5 - 1s_4)}. \quad (5.4.6)$$

ここで,  $m$  は原子の磁気副量子,  $\mathbf{H}^M$  は磁気相互作用演算子を表す. したがって, 基底状態への電気

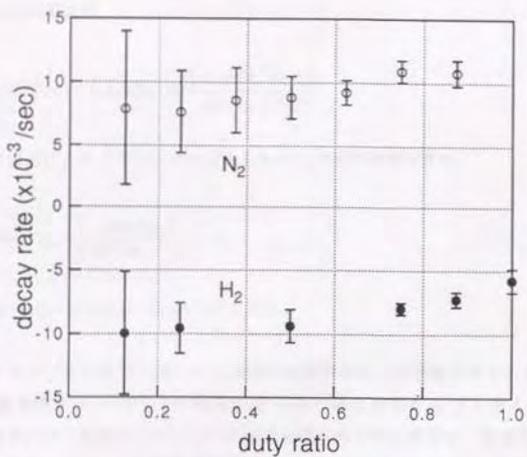


図5.4.2 Rb原子トラップ $\alpha_0^{(0)}$ の導入気体依存性.

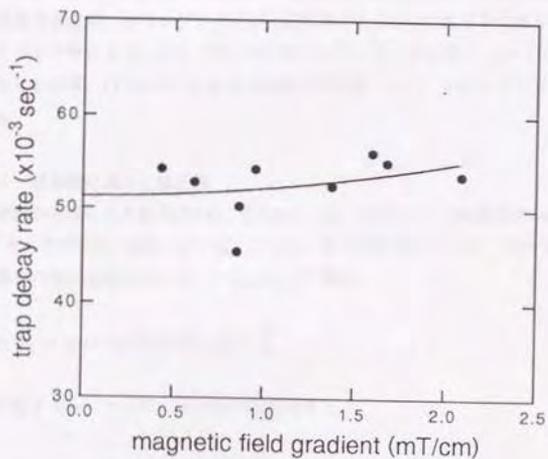


図5.4.3 Ar原子 $\alpha_{p=2 \times 10^{10}}^{(0)}$ のトラップ磁場勾配依存性.

双極子遷移の行列要素は、

$$\langle 1p_0 | D | 1s_s^M, m \rangle = \langle 1p_0 | D | 1s_s, m \rangle \frac{\langle 1s_s, m | H^M | 1s_s, m \rangle}{\Delta E (1s_s - 1s_s)} \quad (5.4.7)$$

これより、磁場  $B$  によるミキシングのあるときの  $1s_s$  状態の遷移確率は

$$\gamma_{1s_s}^M(m) = \gamma_{1s_s} + \left( \frac{\alpha(m) \mu_B B}{\Delta E (1s_s - 1s_s)} \right)^2 \gamma_{1s_s} \quad (5.4.8)$$

ただし、 $\alpha(m = \pm 1) = 1/2, \alpha(m = 0) = 1/\sqrt{3}$  である。

磁気光学トラップ中の原子に対して  $1s_s$  状態の磁気副準位の占有数分布を正確に知ることは困難であるが、磁気光学トラップ中では磁気副準位は一樣な分布をもつと考えてもよいであろう。 $\Delta E (1s_s - 1s_s)$  が小さく磁場のミキシングの効果を受けやすい Ar 原子で、磁場勾配 2 mT/cm、トラップサイズ 2 mm を仮定しても、この結果は  $10^3/s$  程度の寄与にしかない。これは準安定状態緩和レートの数%以下と見積もられる。

磁場を4倍変えてトラップの緩和測定を行った結果を図5.5.1に示す。トラップ磁場とともに緩和レートのわずかな増加傾向はみられたが、(5.3.3)式の10%のフィティング誤差を越える変化は観測されなかった。この変化は上述のように磁場によるミキシングの効果だけとは考えにくい。磁場勾配の変化は、トラップ密度の変化をもたらす結果、トラップ原子の二体衝突レートの変化を引き起こす。トラップの緩和速度の測定中、トラップサイズが一定であるなら(5.3.3)式はよく成り立つが、§4.1で述べた輻射トラップ等によりトラップサイズが変化しているときにはフィティング定数  $\beta = k/v_{mp}$  に  $N$  依存性が生じる結果、(5.3.3)式による  $\alpha$  の分離が不可能になり、 $\alpha$  にトラップ密度依存性が生じる可能性がある。

### 5.4.3 理論値の導出と修正値

以上の実験から得られた結果(5.4.4), (5.4.5)は、Ar, Kr原子で、Small-Wallen, Chou Chiuらの理論値<sup>13)</sup>よりそれぞれ32%, 56%小さい値となった。彼らの計算によれば、 $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ の遷移確率を $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ の1電子遷移の電気双極子モーメント  $\langle u_{np} | z | v_{n'} \rangle$  で表し、

$$W(^3P_2 \rightarrow ^1S_0) = (4/5\hbar) \kappa^3 \beta^2 \left\langle u_{np} | z | v_{n'} \right\rangle^2$$

この電気双極子モーメントを、 $^1P_1$ 状態の遷移確率と

$$W(^1P_1 \rightarrow ^1S_0) = (8\kappa^3 e^2 / 3\hbar) \left\langle u_{np} | z | v_{n'} \right\rangle^2 \cos^2 \theta$$

と関係づけることによって $^3P_2$ 状態寿命を計算している。ここで  $\theta$  は一重項、三重項のミキシングパラメーター ( §5. C, (5. C.2) 式で、 $\theta = \cos^{-1} \alpha$  とした) であり、 $\kappa$  はそれぞれの遷移に対応したエ

エネルギーを表す。したがって、既知の双極子遷移寿命  $\tau(^1P_1)$  と、ミキシングパラメーター  $\cos^2 \theta$  を代入することで、

$$\frac{\tau(^3P_2)}{\tau(^1P_1)} = \frac{5\lambda_3^2 e^2}{6\lambda_1^2 \pi^2 \beta^2} \cos^2 \theta$$

によって、 $\tau(^3P_2)$  を計算できる。ここで、 $\lambda_1^2 = [E(^1P_1) - E(^1S_0)] / hc$ 、 $\lambda_3^2 = [E(^3P_2) - E(^1S_0)] / hc$  である。彼らの計算は Dow, Knox<sup>30)</sup> の  $1s_2$  状態の理論的遷移確率にもとづいている。Ar 原子に対する Small-Wallen らの計算を、Lawrence<sup>31)</sup> の  $1s_2$  状態の実験値  $5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  で修正すれば、 $1s_2$  状態寿命は 43 秒となり、ここで得られた実験値と理論値との差は 12% 以下になる。

§ 5. 5 まとめ

磁気光学トラップを用い、トラップ中での電子状態の分離、衝突ロスレートの分離を行うことで、40sにおよぶ、中性原子の準安定状態寿命が精度よく測定可能なことを初めて実験的に示した。ここで得られたAr, Kr原子の $1s_5$ 準安定状態寿命の測定結果を表5.6.1にまとめる。

最近、Xe原子のこれらと同じ準安定状態の寿命測定がNISTのM. Walhoutらのグループによって報告された<sup>22)</sup>。彼らは、磁気光学トラップを用い、 $6s[3/2]_2$ , ( $^3P_2$ )からの磁気四重極遷移で生じる真空紫外光を直接観測する方法で準安定状態寿命を測定した。この実験では、42.9sの準安定寿命を測定し、N.E.Small-WarrenとL.-Y. Chou Chiu らの理論値150sに比べて2倍以上小さい値を得ている。

ここで行った実験、およびM. Walhoutらの実験結果と準安定状態寿命理論値との間には明らかな傾向が認められる。実験的に得られた準安定状態寿命は、理論値の半分程度で、その差異は原子量の増加とともに増してゆく。これらの発見は、原子構造の理論の再点検の必要性を促している。

atomic species	$1s_5$ state lifetime (s)		
	experiment (this work)	theory*	(modified)
Ar	$38_{-5}^{+6}$	55.9	43
Kr	$39_{-4}^{+5}$	85.1	
Xe	43**	150	

\*N.E.Small-Warren and L.-Y. Chou Chiu (1975)

\*\*M. Walhout, A. Witte, and S. L. Rolston(1994)

表5.6.1 準安定状態寿命の測定結果のまとめ。

## § 5. A トラップポテンシャルの測定と、トラップ原子衝突レートの依存性

## 5. A. 1 はじめに

準安定状態寿命の測定においては、 $1s_{\sigma}2p_{\sigma}$ の電子状態の分離のためトラップレーザーに対し、デューティー比  $\delta$  の矩形波変調を行った。このときトラップポテンシャルの深さが  $\delta$  の依存性をもつものともなっており、トラップ原子の衝突ロスレートも  $\delta$  依存性をもつことが予想される。本節では、この依存性を利用して、トラップ原子と残留気体原子との相互作用定数を決定し、準安定状態寿命の評価の際に準安定状態Kr原子とRb原子でのトラップ原子の衝突ロスレートの類似性を仮定したことの妥当性を議論する。

中性原子トラップでの衝突の特徴は、トラップポテンシャルの浅さから生じている。中性原子トラップの深さは通常  $\sim K$  程度であるから、トラップ原子は、トラップ原子の近傍を横切る300Kの運動エネルギーをもつ原子との長距離相互作用によって容易にトラップポテンシャルを越える運動エネルギーを獲得してしまう。§5. A. 2ではトラップポテンシャルの深さが、トラップレーザーのデューティー比によってどのように変化するかをみる。§5. A. 3では衝突によるトラップロスレートのトラップポテンシャル依存性を求め、理論式のフィティングによりトラップ原子と導入気体原子との相互作用定数を算出し、これらをもとにアルカリ原子と準安定状態希ガス原子の衝突の類似性を検討する。§5. A. 4ではこれらによって得られた知見をまとめる。

## 5. A. 2 磁気光学トラップポテンシャルのレーザーデューティー依存性

## 磁気光学トラップのトラップポテンシャル

磁気光学トラップ中原子は(2.2.37)式で示すような力のもとで過減衰振動を行うことになる。トラップポテンシャルの深さは、トラップの有効半径に依存し、典型的な実験条件では、これを5mmとすれば、およそ6K程度と見積もれる。以下ではトラップレーザーにデューティー比  $\delta$ 、周波数  $\nu/2\pi$  の変調をかけるときのトラップポテンシャルの深さを見積もる。

$\nu/2\pi \sim 100\text{kHz}$ 程度とすると、 $\omega_{\text{trap}} < \gamma_{\text{damp}} \ll \nu < 1/\tau$  が成り立っている。(§2. 2. 5参照、 $\tau$  は冷却遷移の上準位寿命) レーザー変調周期は、トラップ原子の運動の時定数に比べて十分速く、運動に対する効果はほぼ連続的であると考えられる。したがって(2.2.37)式で

$$1 \rightarrow \delta I \quad (5.A.1)$$

と置き換えることでデューティー比  $\delta$  による変調の力学的効果を取り入れることができる。この結果トラップポテンシャルの実効的な深さは、準安定状態Kr原子に対する(2.2.44)式の実験条件のもとでは、 $\delta$  に対して、

$$W_1(\delta)/k_B = \delta \times 6.1\text{K} \quad (5.A.2)$$

の依存性をもつことが予想される。

### トラップポテンシャルの評価

実際の3次元磁気光学トラップでは、第2章で述べた1次元磁気光学トラップによる見積りよりも、はるかに複雑な動作をしている。これは、トラップポテンシャルに対する、他の2次元方向のレーザーによる影響や、ダンピングに対する偏光均配冷却の影響を考慮に入れる必要があるためである。このため、トラップの深さの評価には実験的手法が不可欠となる。また、3次元トラップではトラップポテンシャルの異方性についても考慮する必要がある。コイル軸方向に対しては、トラップの有効領域は $\sim 10\text{cm}$ にも及ぶことになるためである。ここでは、レーザー光による“加熱”、磁気光学トラップによる“再捕獲”によって3次元の磁気光学トラップポテンシャルの実験的な評価を行う。

トラップ原子の加熱は、共鳴するレーザー光子を吸収させることによって行なった。加熱用レーザーの周波数を原子共鳴周波数に合わせ、その強度を原子の飽和光強度より十分強くすることで、遷移の飽和が起こっている状態を仮定する。このときレーザーを $t$ 秒間トラップ原子に照射したときのトラップ原子の温度は、加速原子のドップラーシフト、四重極磁場によるゼーマンシフトの寄与を無視し、 $\hbar k y / 2m$ の最大加速度を仮定することで次のように見積られる。

$$T = \frac{1}{2mk_B} \left( \frac{\hbar k y}{2} \right)^2 t^2 \quad (5.A.3)$$

これより、レーザー照射時間 $t$ (s)に対して、Rb, Kr原子の得る温度はおおよそ $T = 4.8 \times 10^7 t^2$  (K)と計算される。

### 実験方法と結果

実験は次の手順で行った。

- (1) 通常の磁気光学トラップを作る。
- (2) 磁気光学トラップへの原子の供給を遮断。
- (3) トラップレーザーのデューティ比 $\delta$ の矩形波変調を開始。
- (4) トラップからの蛍光測定により、トラップ原子数 $N_0$ を求める。
- (5) トラップレーザーを、AOMによって切った後、トラップに加熱レーザーを照射し $t$ (s)加熱。
- (6) 再びトラップレーザーを入れ、加熱原子を再捕獲。このときのトラップ蛍光よりトラップ原子数を $N_R$ を測定
- (7) 加熱レーザーの照射時間を変化させながら、(4)～(6)を繰り返しトラップ原子数が一定値以下になったとき(1)からの手順を繰り返す。

実験条件は次の通りである。磁気光学トラップは5章で述べた実験条件と同様である。加熱用レーザーは冷却・トラップレーザーと同一の $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ レーザーからの光を用いている。加熱用レーザーのAOM変調周波数には、トラップレーザー制御用AOMの変調周波数より5～10MHzの雑調をつけることで、原子の共鳴周波数に合わせている。加熱用レーザーのビーム半径は2mmで、パワー密度は $10I_0$ 程度としている。加熱用レーザーは、第2章、図2.2.4で、(1,0,1)方向から入射させている。ただし、互いに直交する3組のトラップレーザービーム対を、x, y, z軸上にとるものとする。

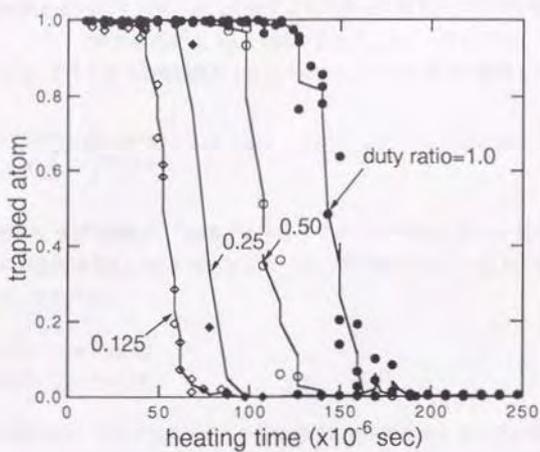


図5.A.1 加熱時間に対する，再捕獲原子数のデューティー比  $\delta$  依存性． ( $^{87}\text{Rb}$  原子)

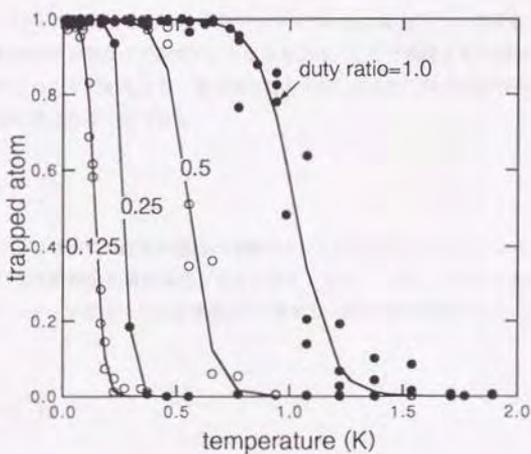


図5.A.2 加熱温度に対する，再捕獲原子数の変化． ( $^{87}\text{Rb}$  原子)  
実線は(5.A.5)式のフィティングを表す．

この実験結果を図5.A.1に示す。(5.A.3)式によりトラップポテンシャルの温度に換算すれば、図5.A.2を得る。トラップ原子の温度は、(5.A.4)式によりフィティングを行い、トラップ原子数が半減 ( $N_g/N_0=1/2$ ) するときの加熱温度をトラップポテンシャルの深さと定義した。

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{trap}}{\beta}\right) + 1} \quad (5.A.4)$$

これから、準安定状態<sup>64</sup>Kr原子、<sup>65</sup>Rb原子のトラップレーザーデューティー比に対する、トラップポテンシャルの依存性は図5.A.3のようになった。レーザーデューティー比  $\delta$  に対する依存性は、ほぼ直線的であり、それぞれ

$$\begin{aligned} W_l(\delta; \text{Kr})/k_B &= \delta \times 2.3\text{K} \\ W_l(\delta; \text{Rb})/k_B &= \delta \times 1.1\text{K} \end{aligned} \quad (5.A.5)$$

であった。Rb原子のトラップポテンシャルはKr原子に比べ約半分となっている。Rb原子では超微細準位への光ポンプが存在するために、このリサイクルが効率的に行われなるときには、実質的にトラップレーザーのデューティー比  $\delta$  を低下したのと同様の結果を与えることが予想される。したがって、Rb原子に対する結果は、光ポンプによっておよそ半分の時間原子はトラップレーザーと相互作用しない超微細準位にいるためと解釈できる。

### 5. A. 3 衝突ロスレート<sup>65)</sup>のトラップポテンシャル依存性

$W_l$ のポテンシャルの深さをもつ浅い原子トラップの底に静止している質量  $m$ の原子に、質量  $M$ の室温の残留気体原子が速度  $S$ で衝突するときを考える。ここで興味をもつ衝突では、原子間距離の比較的長い衝突についてであるから、原子間距離を  $r$ として2粒子間の相互作用ポテンシャルは、次の形の引力項のみ考えれば十分である。

$$V(r) = -\frac{C_n}{r^n} \quad (5.A.6)$$

衝突時間はトラップ内での原子の運動の時間スケールに比べて十分小さいから、トラップ原子はその点に静止したまま瞬間的に最終速度を得ると考えられる。このインパクト近似を用いて質量  $M$ 、速度  $S$ の原子がトラップ原子に与える速度  $s$ を計算する。図5.A.4の衝突でトラップ原子の受ける運動量変化は、

$$\Delta p = \int \mathbf{F} dt \quad (5.A.7)$$

と表せる。ここで、 $\mathbf{F} = -\nabla V(r)$ 、 $r = b/\cos\theta$ 、 $\tan\theta = Sr/b$ 。

ただし、 $b$ は衝突におけるインパクトパラメーターである。

$\mathbf{F}$ の成分で速い原子の軌跡に平行な成分は平均として0となるから、トラップ原子の得る運動量、

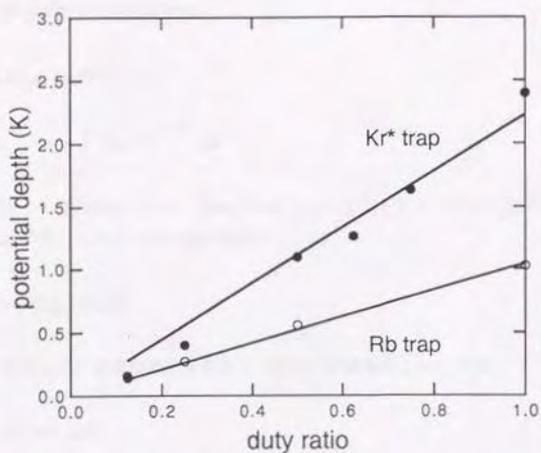


図5.A.3 トラップポテンシャルの、トラップレーザーデューティー比依存性.  
 ( $^{84}\text{Kr}$ 原子,  $^{87}\text{Rb}$ 原子)

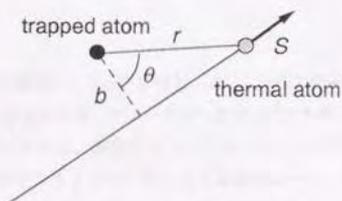


図5.A.4 室温原子との小角度散乱にともなうトラップ原子のエネルギー獲得.

$\Delta p = ms$  は、 $F$  の垂直な成分、 $F \cos \theta$  から次のように積分できる。

$$\Delta p = ms = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{nC_s}{sb^2} \cos^2 \theta d\theta \quad (5.A.8)$$

従って、トラップ原子の得る速度は、

$$s = nC_s a_n / mSb^2 \quad (5.A.9)$$

ただし、
$$a_n = \int_{-1}^1 (1+x^2)^{-(n+2)/2} dx \quad (5.A.10)$$

トラップ原子の速度が、 $s > v_{0s}$ 、 $\frac{1}{2}mv_0^2 = W_t$  となる時トラップロスを生じるから、速度  $S$  の室温気体原子に対する、トラップロス衝突径数は

$$b_n = (nC_s a_n / mv_0 S)^{1/n} \quad (5.A.11)$$

である。したがって、室温の残留気体原子（分子）が衝突するレートは、

$$R(S) = \pi b_n^2 S dN_s \quad (5.A.12)$$

ここで、 $dN_s$  は  $S$  と  $S+dS$  の間の速度をもつ残留気体原子の密度を表している。トラップされている原子がトラップから叩きだされる割合は、残留気体分子の速度全体にわたって積分すればよい。残留気体原子は、温度  $T$  のマックスウエル速度分布をもつと仮定すれば、積分の結果、衝突ロスレートのトラップポテンシャル依存性は、

$$R_n(W_t) = 2\sqrt{\pi} N (2k_B T / M)^{(n-2)/2n} (nC_s a_n / \sqrt{2mW_t})^{2/n} \Gamma((2n-1)/n) \quad (5.A.13)$$

で与えられる。

#### 実験データの解析

寿命測定で得た、1 次の衝突レート  $\alpha_p^{(1)}$  に対し、 $\delta$  ごとに圧力依存性を求め、その直線の傾きを求めることで、 $k^{(\delta)} = d\alpha_p^{(\delta)} / dp$  を求める。デューティー比が  $\delta$  のときのトラップポテンシャルの深さは、5.A.2 の測定により求めているから、衝突ロスレートをトラップポテンシャルの関数として表すことができる。準安定状態 Kr 原子トラップの、Kr、 $N_2$  との衝突レート、 $^{87}\text{Rb}$  原子トラップの  $N_2$  との衝突レートを図 5.A.5 に示す。このトラップポテンシャルへの依存性は、(5.A.13) 式より、

$$k^{(\delta)}(W_t^{(\delta)}) = 2\sqrt{\pi} (2k_B T / M)^{(n-2)/2n} (nC_s a_n / \sqrt{2mW_t^{(\delta)}})^{2/n} \Gamma((2n-1)/n) \quad (5.A.14)$$

で与えられるから、これを実験値にフィットすることで相互作用定数  $C_s$  を求めることができる。

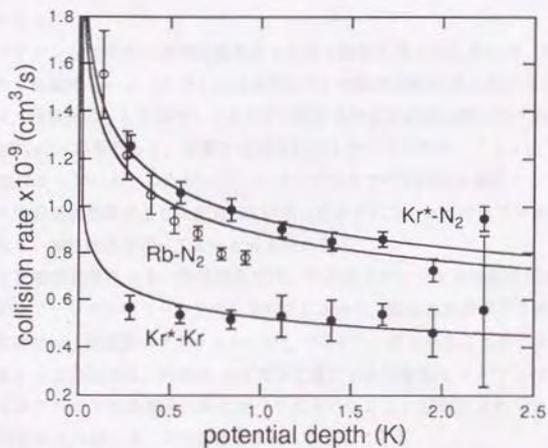


図5.A.5 トラップロスレートのパテンシャル依存性.

Kr-Kr\*相互作用では、(5.A.14)式で、 $n=6$ 、 $N_2$ -Kr\*、Rbでは、 $n=5$ とおくことで相互作用曲線をよく再現できることが知られている<sup>34)</sup>。これを考慮し、フィティングを行った結果それぞれ次の相互作用定数を得た。

Kr*-Kr	$C_6=2.1 \times 10^{77} \text{ Jm}^6$
Kr*-N <sub>2</sub>	$C_3=5.9 \times 10^{68} \text{ Jm}^3$
Rb-N <sub>2</sub>	$C_3=4.9 \times 10^{68} \text{ Jm}^3$

これらの結果から、Kr、N<sub>2</sub>での相互作用の違い、トラップされたKr\*、Rbでの相互作用の類似性を見ることができる。

ベニングイオン化衝突等の非弾性過程をとまなう衝突を考えるときには、準安定状態希ガス原子-X、アルカリ金属原子-X（ただしXは衝突原子）の衝突過程は全く異なるが、L.G.Piperら<sup>35)</sup>の測定によれば、残留気体として存在しうる分子に対する準安定状態Ar原子のベニングイオン化衝突レートは $k < 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ 程度であり、実験で観測されたトラップロスレート $k=10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ に比べて1桁以上小さい値になっている。したがって、トラップロスでの支配的な過程としては、アルカリ金属原子、希ガス準安定状態原子ともに(5.A.6)式で扱ったようにファンデルワールス相互作用による、衝突径数の大きい弾性散乱で扱ってよいと考えられる。

このような衝突径数の大きい弾性散乱では、分子間ポテンシャルは最外殻にある $(n+1)s$ 価電子による等方的なファンデルワールス力に支配されるから、準安定状態希ガス原子と対応するアルカリ金属原子の系では、長距離ポテンシャルに対してはよい一致を見ることができる。ただし、準安定状態希ガス原子-Xの系では、内殻の $(np)^3$ 電子配置による四重極モーメントのために、高次の相互作用においてはアルカリ金属原子の系に比べて大きくなる計算されている<sup>46)</sup>。Kr\*-N<sub>2</sub>、Rb-N<sub>2</sub>の相互作用定数の違いは、この結果と考えることもできる。

希ガス準安定状態原子、アルカリ金属原子の弾性衝突の類似性を扱った実験、理論には、E.R.T.Kerstelら<sup>48)</sup>の300Kの交差原子線を用いた測定がある。

この結果は、Kr (1s<sub>g</sub>, 1s<sub>u</sub>)-Krで $C_6=4.8 \times 10^{77} \text{ Jm}^6$ 、また、Rb-Krでは $C_6=4.2 \times 10^{77} \text{ Jm}^6$ としている。

#### 5. A. 4 まとめ

トラップレーザーのデューティー比 $\delta$ の変調によって、

(1) 0~3Kで、 $\delta$ に比例したトラップポテンシャルを得ることができる。

(2) トラップポテンシャルの関数として、トラップロスレートの測定を行うことで、原子間の長距離相互作用定数を求めることができる。

ことを示した。これらの結果、

(3) 1次の衝突ロスレートについての準安定状態Kr原子と、Rb原子で衝突の類似性を実験的に確かめることができた。

ここで行った一連の実験は、磁気光学トラップを用いた原子間相互作用の測定法の開発という観点からも興味深い。この測定での問題点は、トラップ原子の内部状態が冷却遷移の混合状態になっていることであり、測定の定量的評価にあたってはこの効果の見積りが必要になる。

### § 5. B レーザートラップ中での極低温原子の二体衝突レート

第5章のこれまでのトラップ原子のロス機構の議論は主として(5.3.1)式の第1項について行ってきたが、トラップ原子の二体衝突にともなう第2項のトラップロス機構の解析は極低温衝突に関する非常に興味深い物理現象を含んでいる。

(5.3.1)式の第2項はトラップ原子の二体衝突レート $k_{\text{bin}}$ を用いて表すと、

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - k_{\text{bin}} \left( \frac{N}{v_0} \right) N \quad (5.B.1)$$

となる。したがって、(5.3.3)式によるフィッティングで $I(t) = \eta_0 \delta \cdot N(t)$  (ただし $\eta_0$ は原子あたりの散乱光子の検出レート、 $\delta$ はトラップレーザー変調のデューティ比を表す。)とし、トラップ体積 $v_0$ を測定することで、トラップ原子の二体衝突レートのデューティ比依存性 $k_{\text{bin}}(\delta)$ を求めることができる。

トラップレーザー光強度が $10 \text{ mW/cm}^2 \times 6$ のときの、準安定状態Kr原子、Rb原子の二体衝突レートのデューティ比依存性を図5.B.1に示す。また、このときの準安定状態Kr原子トラップサイズのデューティ比依存性を図5.B.2に示す。準安定状態Ar原子でも、準安定状態Kr同様の二体衝突レート、 $k = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^3/\text{s}$  ( $\delta=1$ )、及びデューティ比依存性を示した、 $^{87}\text{Rb}$ 原子の二体衝突レートはC. Wallace<sup>44)</sup>らの測定とよい一致を示している。

準安定状態原子では、二体衝突レートはアルカリ金属原子に比べて2桁程度大きく、またこれらの衝突レートはトラップレーザーの存在でともに10倍以上変化している。§ 5. Aで考察したように、トラップポテンシャルはデューティ比に比例して減少するから、衝突によるトラップポテンシャルと同程度のエネルギー獲得がトラップロスの原因ならば、二体衝突レートはデューティ比 $\delta$ とともに減少するはずである。従って、このトラップロスには§ 5. Aで考察したトラップポテンシャルの変化とは無関係で、トラップレーザーによる効果が大きく関与していることが推測される。第6章ではこの極低温二体衝突レートのメカニズムについての詳しい考察を加える。

第6章での議論により、トラップ原子の二体衝突レートでは、トラップレーザーで結ばれた共鳴双極子相互作用する原子対に対する $k_{\text{dp}}$ 、基底状態原子対、あるいは励起状態原子対に対する $k_0$ 、 $k_s$ の間には次の関係が成り立っている。

$$k_{\text{dp}} \gg k_0, k_s \quad (5.B.2)$$

レーザーデューティ比 $\delta$ のときの二体衝突レートは

$$k_{\text{bin}}(\delta) = (1-\delta)k_0 + \delta k_{\text{dp}} + \alpha k_s \quad (5.B.3)$$

ここで、(5.B.2)式の関係を用いれば、 $k_{\text{bin}}^{(0)} \propto \delta$ となり、図5.B.1の $\delta$ 依存性が説明できる。次章では、トラップ原子温度依存性、レーザー周波数依存性を考慮した二体衝突レートの定量的議論を行う。

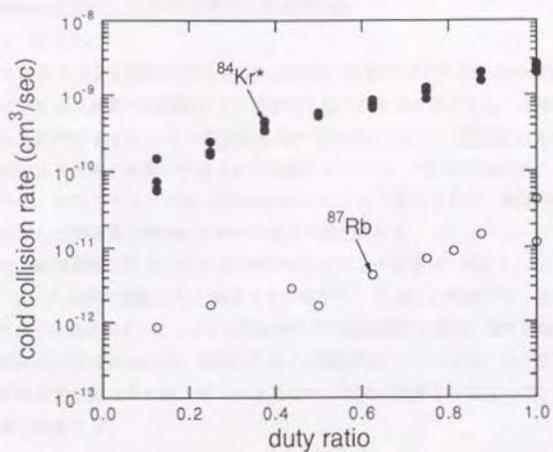


図5.B.1 レーザートラップ中での極低温原子の準安定状態Kr原子, Rb原子の二体衝突レートのレーザーデューティ比依存性.

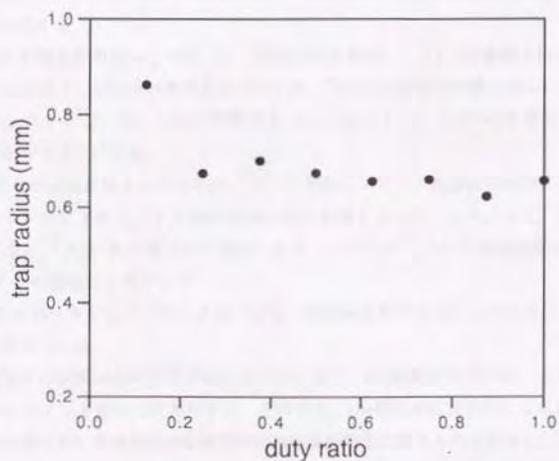


図5.B.2 準安定状態Kr原子トラップサイズのデューティ比依存性.

## 5. C 超微細相互作用による<sup>81</sup>Kr原子の準安定寿命

### 5. C. 1 はじめに

Kr原子では多くの安定同位体が存在し、中には核スピンのない偶数の質量数をもつ同位体と核スピンをもつ奇数の質量数をもつ同位体を見いだすことができる。5章ではこれまで核スピン  $I=0$  の Ar-Kr 同位体についての準安定状態寿命の測定を行ってきたが、 $I \neq 0$  の同位体では超微細相互作用により双極子遷移の許容された状態とのミキシングを生じるため、準安定寿命の減少が生じる。しかも、そのミキシングは、超微細準位  $F$  によって異なるから、超微細準位の光ポンプを行えば、 $F$  に依存した準安定状態寿命を観測できる可能性がある。

これまで、超微細相互作用の準安定状態寿命にもたらす影響は、Mg I, Zn I, Cd I, Hg I の  $^1S_0-^3P_0$ ,  $^1S_0-^3P_2$  遷移で議論され、測定されてきた<sup>50)</sup>。これらの実験では、放電励起した原子の蛍光強度のスペクトル測定によって  $I \neq 0$  の同位体の準安定状態からの弱い遷移を確認している<sup>51)</sup> のみで、準安定状態寿命の定量的測定や、超微細準位  $F$  の依存性についてはほとんど議論されていない。以下では、まず準安定状態寿命の核スピンによるミキシングの効果を計算し、<sup>81</sup>Kr 原子の準安定寿命測定実験の結果を検討する。

### 5. C. 2 超微細相互作用のあるときの準安定状態寿命

核と電子の相互作用のあるときは、電子全軌道角運動量  $J$  は近似的な量子数に過ぎなくなり、核スピンの軌道角運動量まで含めた、全系の軌道角運動量  $F$  がよい量子数となる。したがって、双極子遷移の選択則  $\Delta J=0, \pm 1$  はもはや厳密には成り立たず、 $J$  と  $I$  の相互作用に応じてこれを破る遷移が可能となってくる。

核と電子の相互作用は  $\Delta J=0, \pm 1$  (双極子相互作用)、 $\pm 2$  (四重極子相互作用) 状態間で生じるが、それらは  $F$  については対角化されている。<sup>81</sup>Kr の  $1s_2$  準安定状態の場合には  $J=2, I=9/2$  であるから、 $1s_2$  の  $F=7/2, 9/2, 11/2$  の状態では、 $1s_2$  の  $J=1, \Delta F=0$  を満たす状態間で、0 でない行列要素をもつようになる。

$J=1$  をもつ準位には2つがあるが、 $^1S_0-^3P_1$  遷移はスピン・軌道相互作用により許容されているから、ミキシングにより  $^1S_0-^3P_2$  の遷移強度はその影響を受ける。したがって、 $^1P_1, ^3P_1, ^3P_0$  を結ぶ行列要素に加え、 $^3P_2$  を  $^1P_1$  に結ぶ行列要素もある。このため  $^1S_0-^3P_2$  の遷移強度は2つの影響

(1)  $^1P_1$  との直接のミキシング、

(2)  $^3P_1$  とのミキシング、 $^3P_1-^3P_1$  のスピン・軌道相互作用によるミキシング、

の結果と考えられる。

ミキシングの計算は次の方法でおこなった。まず、(A) 静電気相互作用、スピン軌道相互作用によるハミルトニアンを最初に対角化する。そのうち、(B) 超微細相互作用による非対角成分を摂動項として、先に得られた中間結合波動関数の被摂動波動関数に取り入れて計算し、それらの線形結合として求めた。このとき  $^1S_0-^3P_2$  遷移の電子双極子モーメントの行列要素は  $^1S_0-^3P_1, ^1S_0-^1P_1$  遷移の線形結合になり、0 でない値をもつようになる。

(A. 希ガス準安定状態の波動関数)

準安定状態の電子配置は、閉じた内殻電子の寄与をのぞけば  $l=0$  の電子と、 $l=1$  のホールの2つからなっている。超微細構造や外場のないときにはこの2つの軌道角運動量は結合してラッセル-ソンドガースの表記でかけば、 $^3P_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_0$ ,  $^1P_1$  の4つの状態をつくる。

これらの状態のうち、全軌道角運動量が最大または最小の状態の波動関数は、 $L \cdot S$ ,  $jj$  等の結合によらず一意的に表現できる。

$$\begin{aligned}\Psi(^3P_2) &= |^3P_2^{(0)}\rangle = \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right)_2 \right\rangle \\ \Psi(^3P_0) &= |^3P_0^{(0)}\rangle = \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)_0 \right\rangle\end{aligned}\tag{5.C.1}$$

ここで、(0)は純粋なラッセル-ソンドガース結合を表し、また  $|(j_1, j_2)_j\rangle$  は純粋な  $jj$  結合状態を表している。一方、全軌道角運動量が  $J=1$  の状態の波動関数は、結合方法に依存している。これらは、 $jj$  結合、ラッセル-ソンドガース結合波動関数で次のように展開される。

$$\begin{aligned}\Psi(^3P_1) &= \alpha |^3P_1^{(0)}\rangle + \beta |^1P_1^{(0)}\rangle = c_1 \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right)_1 \right\rangle + c_2 \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)_1 \right\rangle \\ \Psi(^1P_1) &= \alpha' |^3P_1^{(0)}\rangle + \beta' |^1P_1^{(0)}\rangle = c_1' \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right)_1 \right\rangle + c_2' \left| \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)_1 \right\rangle\end{aligned}\tag{5.C.2}$$

ここで、規格直交性から

$$\begin{aligned}c_1' &= c_2, \quad c_2' = -c_1 \\ \alpha' &= -\beta, \quad \beta' = \alpha \\ c_1'^2 + c_2'^2 &= \alpha^2 + \beta^2 = 1\end{aligned}$$

であり、 $c_1, c_2$  の値は2電子 ( $s$  電子と  $p$  ホール) のスピン軌道相互作用、静電相互作用の相対的な大きさに依存している。

(B. 超微細相互作用について)

相互作用ハミルトニアンは超微細相互作用、ゼーマン相互作用の2つの項からなる。

超微細相互作用の項は<sup>29)</sup>、

$$\mathbf{H}_s = \sum_k \sum_q T_q^{(k)}(e) T_q^{(k)}(n) (-1)^q = \sum_k \mathbf{H}^{(k)}\tag{5.C.3}$$

ここで  $T_q^{(k)}(e)$ ,  $T_q^{(k)}(n)$  はそれぞれ電子座標、核座標のみに働く  $k$  階のテンソル演算子である。上付きの  $k$  は超微細相互作用の多重極性を表す。 $\mathbf{H}^{(1)}$ ,  $\mathbf{H}^{(2)}$ ,  $\mathbf{H}^{(3)}$  はそれぞれ双極子、四重極子、八重極子相互作用に対応している。また、ゼーマン項は、

$$\mathbf{H}_z = \mu_B g_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} + \mu_B g_L \mathbf{L} \cdot \mathbf{H} + \mu_B g_I \mathbf{I} \cdot \mathbf{H}\tag{5.C.4}$$

によって与えられる。ここで  $\mu_B$  はボーア磁子、 $H$  は磁場である。

${}^3P_2$  のミキシングを計算するためには、超微細相互作用においてこの状態との行列要素が0でないような、ほかの状態との行列要素を計算すればよい。同一の  $F$  をもつ準位間で0でない行列要素が存在する。 $sp$  配置に属する  $|{}^3P_2, F\rangle$  状態に対しては、A. Lurio ら<sup>8)</sup> が中間結合における超微細相互作用の行列要素を計算している。磁気双極子相互作用では  $J$  が  $\pm 1$  まで、また電気四重極子相互作用では  $J$  が  $\pm 2$  まで異なる状態間で行列要素をもつようになる。これらの行列要素は、Schwartzの表記法<sup>29)</sup> を使って次のように表せる。磁気双極子相互作用では、

$$\begin{aligned} & \langle {}^3P_2IF | \sum_q T_q^{(1)}(e) T_q^{(1)}(n) (-1)^q | {}^3P_1IF \rangle \\ &= -\frac{1}{4} [(F+I+3)(F-I+2)(I-F+2)(F+I-1)]^{1/2} [c_1 a_s / 2 - (\frac{1}{2} c_1 + \frac{1}{16} \sqrt{2} c_2 \xi) a_{3/2}] \end{aligned} \quad (5.C.5)$$

ここで  $a_s$  は  $s$  電子の双極子相互作用定数で、 $a_{3/2}$  は  $p_{3/2}$  ホールに対する値である。 ${}^3P_2$  と  ${}^1P_1$  状態に対する行列要素は  $c_1, c_2$  をそれぞれ  $c'_1, c'_2$  に置き換えればよい。

電気四重極子相互作用の非対角要素は、 ${}^3P_1$ 、 ${}^3P_0$ 、 ${}^1P_1$  状態との間で存在し、

$$\begin{aligned} & \langle {}^3P_2IF | \sum_q T_q^{(2)}(e) T_q^{(2)}(n) (-1)^q | {}^3P_1IF \rangle \\ &= -\frac{1}{16I(2I-1)} [(F+I+3)(F-I+2)(I-F+2)(F+I-1)]^{1/2} \\ & \quad \times [I(I+1) - F(F+1) + 3] [c_1 + \sqrt{2} c_2 \eta] b_{3/2} \end{aligned} \quad (5.C.6)$$

$$\begin{aligned} & \langle {}^3P_2IF | \sum_q T_q^{(2)}(e) T_q^{(2)}(n) (-1)^q | {}^3P_0IF \rangle \\ &= -\frac{1}{16I(2I-1)} \\ & \quad \times [(F+I+3)(F-I+2)(I-F+2)(F+I-1)]^{1/2} \\ & \quad \times [2(F+I+2)(F-I+1)(I-F+1)(F+I)]^{1/2} \eta b_{3/2} \end{aligned} \quad (5.C.7)$$

ここで、 $b_{3/2}$  は  $p_{3/2}$  ホールに対する四重極相互作用定数である。

したがって、超微細構造によるミキシングを考えた1次摂動による波動関数は

$$\begin{aligned} |{}^3P_2^{HFM}; F\rangle &= |{}^3P_2; F\rangle + |{}^3P_1; F\rangle \frac{\langle {}^3P_1; F | \mathbf{H}_k | {}^3P_2; F \rangle}{\Delta E_1} \\ & \quad + |{}^3P_0; F\rangle \frac{\langle {}^3P_0; F | \mathbf{H}_k | {}^3P_2; F \rangle}{\Delta E_2} + |{}^1P_1; F\rangle \frac{\langle {}^1P_1; F | \mathbf{H}_k | {}^3P_2; F \rangle}{\Delta E_3} \end{aligned} \quad (5.C.8)$$

となる。ここで、 $\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3$  はそれぞれ、 ${}^3P_2$  と  ${}^3P_1$ 、 ${}^3P_0$ 、 ${}^1P_1$  状態のエネルギー差を表す。これを使って、遷移確率は

$$\Delta\gamma_{\eta}^{HF}(F) = \left\langle \left\langle {}^3P_2^{HF}; F \right| {}^3P_1 \right\rangle^2 \gamma_{\eta} + \left\langle \left\langle {}^3P_2^{HF}; F \right| {}^1P_1 \right\rangle^2 \gamma_{\eta} \right. \quad (5.C.9)$$

で与えられる。この計算で用いた $^{83}\text{Kr}$ 原子に対する超微細構造定数を表5.C.1に示す。

$$c_1 = 0.9881$$

$$c_2 = 0.154$$

$$a_s = -13.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

$$a_{3/2} = -6.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

$$b_{3/2} = -15.08 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

$$\eta = 1.048$$

$$\xi = 1.0172$$

$${}^1P_1 \text{ lifetime} \quad 4.00 \times 10^{-9} \text{ s}$$

$${}^3P_1 \text{ lifetime} \quad 4.51 \times 10^{-9} \text{ s}$$

表5.C.1  $^{83}\text{Kr}$ 原子に対する超微細構造定数<sup>60)</sup>。

これらを用いて計算した結果、表5.C.2を得る。

$F$	遷移確率の増加, $\Delta\gamma^{HF}(F)$ ( $\text{s}^{-1}$ )
5/2	0
7/2	$8.113 \times 10^{-2}$
9/2	$7.883 \times 10^{-2}$
11/2	$2.955 \times 10^{-2}$
13/2	0

表5.C.2 超微細相互作用による遷移確率増加の  $F$  依存性。

### 5. C. 3 $^{83}\text{Kr}$ 原子の $1s_3$ 準安定状態寿命の測定

図5.C.1に $^{83}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ のトラップ寿命の測定例を示す。真空度は $5 \times 10^{-10}$  Torrであり、トラップレーザー周波数を変化させた以外、2つの同位体は同一の実験条件で測定を行った。 $^{83}\text{Kr}$ での超微細準位のリサイクルは、§ 4. 2で述べたように、 $F=9/2 \rightarrow F=11/2$ 遷移に共鳴するレーザーに600MHzのRFサイドバンドをたてた半導体レーザーによって行った。

図5.C.2にトラップロスレート $\alpha_p^{(\delta)}$ のデューティー依存性を示す。 $^{83}\text{Kr}$ では、 $^{84}\text{Kr}$ に比べて大きなトラップロスレートが認められる。2つの原子種で同一の衝突ロスレート $k_{41}^{(\delta)} = k_{42}^{(\delta)}$ が仮定できれば、(5.3.4)式で衝突ロスレート $k_p^{(\delta)}$ は $\alpha_p^{(\delta)}$ の測定において等しい寄与をするから、図5.C.2でトラップロスレートの差から、(5.C.9)式で求めた $\Delta\gamma^{HFM}$ に相当する

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_p^{(\delta)} &= \alpha_p^{(\delta)}(^{83}\text{Kr}) - \alpha_p^{(\delta)}(^{84}\text{Kr}) \\ &= \Delta\gamma^{HFM(\delta)} \end{aligned} \quad (5.C.10)$$

が求まることになる。この結果は $\delta=1$ のときおよそ

$$\Delta\gamma^{HFM(\delta=1)} = 0.05\text{s}^{-1} \quad (5.C.11)$$

であった。

一方、表5.C.2より、 $^{83}\text{Kr}$ で $1s_3$ 状態の全ての磁気副準位に等しく原子が存在すると仮定すれば、ミキシングによる遷移確率の増加分を各単位 $F$ の多重度で加重平均をとることにより、 $\Delta\gamma_{av} = 0.035\text{s}^{-1}$ がもたまり、(5.C.11)の結果をある程度説明することができる。

しかし $\delta \rightarrow 0$ のときの $^{83}\text{Kr}$ 変化は $^{84}\text{Kr}$ のときと著しい違いを見せている。この変化は残留気体との相互作用によるトラップロスによると考えられる非直線的な変化をしている。§ 5. Aで見たように、Rb原子トラップではKr原子トラップでは超微細構造の光ポンプによると考えられるトラップポテンシャルの低下が見られた。 $^{83}\text{Kr}$ では $^{87}\text{Rb}$ に比べてさらに多くの超微細準位が存在するために、この光ポンプにともなう磁気光学トラップポテンシャルの低下は著しいと考えられる。したがってこの場合には、 $\alpha_p^{(\delta)}$ に対する $\delta$ 依存性を直線で近似することは不可能になり、Rbの場合に行ったように、まず、圧力を変えて行った実験値から $p \rightarrow 0$ による衝突の分離を行う必要がでてくる。

以上の測定では、 $^{83}\text{Kr}$ 原子で特別な超微細準位の選択を行っていないが、§ 5. C. 2で計算したように、 $^{83}\text{Kr}$ では準安定状態寿命の $F$ 依存性がでるから、この依存性を測定できれば非常に興味深い実験となる。これを行うためには、寿命測定において特定の超微細準位への光ポンプを行う必要がある。この光ポンプの過程は数 $\mu\text{s}$ で終わるから、図5.C.3に示すようなレーザー照射を行い、この $\delta$ 依存性の外挿によって、 $^{84}\text{Kr}$ での実験と同様の解析が行える。

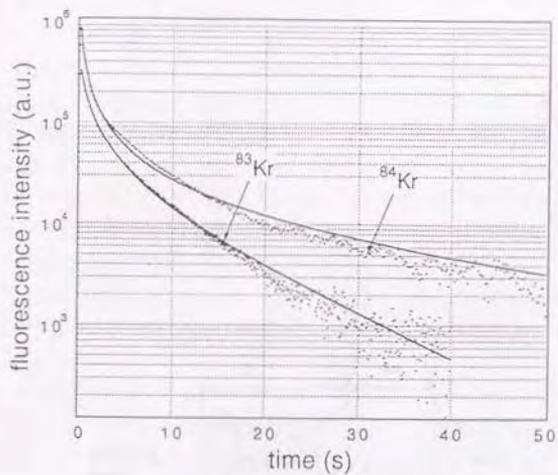


図5.C.1  $^{83}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ のトラップ寿命の測定.

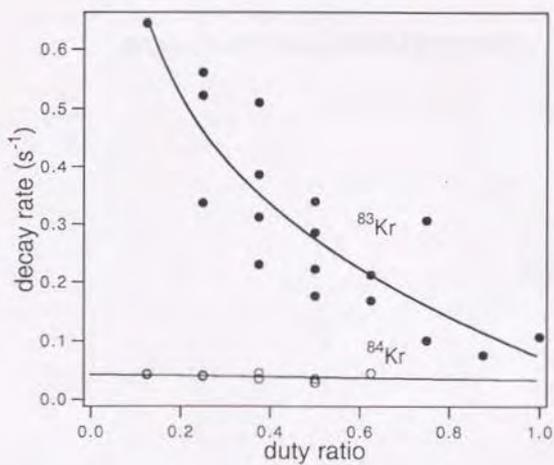


図5.C.2  $p=2.2 \times 10^{-10}$  torrでのトラップロスレートへのデューティー依存性.

この測定は、

「trapping laser」が「optical-pumping」によって励起された原子を「trap」に捕らえる。その後、

「trapping laser」を「off」にする。このとき、原子は「trap」から脱離し、

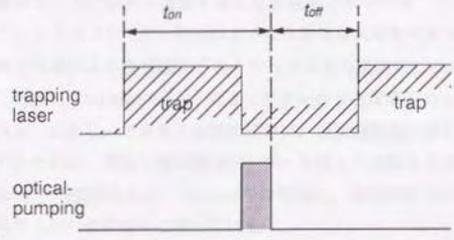


図5.3  $^{83}\text{Kr}$ 原子での  $1s_3$  状態寿命  $F$  依存性の測定.

この測定は、

この測定は、

## 第6章 準安定状態Kr原子の光誘起極低温衝突

### § 6. 1 はじめに

レーザー冷却・トラップされた原子を用いることで、極低温領域での衝突実験が実現できるようになった。レーザーによる内部状態制御もあわせて行えば、極めてよく定義された原子状態；運動エネルギー、偏極、電子状態、…、での衝突実験が可能になる<sup>61-72</sup>。

中性原子レーザートラップでの極低温衝突の最も大きな特徴は、第5章§ 5. Bで見たように、近共鳴光の存在で原子の衝突断面積が劇的に変化することである。この変化は、衝突原子対の一方が近共鳴光によって、双極子遷移で結ばれた上準位に励起されるときに原子間に働く共鳴双極子相互作用による長距離力によって説明できる。これまで、アルカリ金属原子では、トラップ原子に対して冷却遷移の共鳴周波数から負の離調をつけたレーザー（「カタリシスレーザー」、衝突誘起レーザー）を照射することで、衝突レートが数倍に増加することが観測されている<sup>69-71</sup>。また、準安定状態He原子トラップでは<sup>73</sup>、トラップレーザー照射にともなう非常に大きなイオン化衝突ロスが報告されている。共鳴双極子相互作用による極低温原子のトラップロスの理論は、GallagerとPritchard<sup>73</sup>によって初めて議論され、そのうちJulienneら<sup>74, 75</sup>によってアルカリ金属原子のトラップロスについて詳細な検討がなされている。しかし、アルカリ金属原子では、超微細構造が存在すること、いくつかの衝突ロス過程が混在するために、理論と衝突誘起レーザーを使った実験との比較は必ずしも容易ではない。最近のHoffmannら<sup>76</sup>の実験結果は、Julienneらの理論に、超微細準位にともなう付加的なトラップロスチャンネルの取り入れの必要性を示唆している。

本章では、準安定状態Kr原子を用いた極低温光誘起イオン化衝突実験について述べる。偶数の質量数をもつ希ガス準安定状態原子では、超微細構造がなく、しかも、衝突過程としてイオン化衝突過程のみを観測することができるため、アルカリ金属原子の場合に比べて明快な議論が可能である。Kr原子 $1s_3-2p_3$ 冷却遷移の共鳴から負に離調したレーザー光による衝突レートの増加とともに、正に離調したときの衝突の減少を初めて観測した。これらのトラップロスベクトルは、これまでに報告されているアルカリ金属原子の場合とは大きく異なっていた。以下では、これらの実験結果と双極子相互作用を考慮した極低温衝突のモンテカルロシミュレーションとの比較から、光誘起極低温衝突のダイナミクスを明らかにする。

付録では、極低温衝突実験についての付加的な実験・議論をまとめる。§ 6. Aでは、Kr原子 $1s_3-2p_3$ 遷移の双極子相互作用を求める。§ 6. Bでは、準安定状態原子の二体衝突でのイオン化チャンネルについて考察を加える。§ 6. Cでは $1s_3$ 状態の偏極原子のイオン化衝突の実験を行い、同位体効果の観測を試みた。

## § 6. 2 レーザー冷却原子の極低温衝突

第2章で述べたように、レーザー冷却によって、ドップラー冷却温度を中心として、1光子の反跳エネルギーの数倍までの温度での衝突実験が可能になる。これによって実現できる温度領域はmKからμK領域となり、これまでの原子線を用いた実験では行い得なかった全く新しい温度領域での衝突実験が可能となる。以下では、まず中性原子間の相互作用についてまとめたのち、この温度領域における原子間相互作用の到達距離<sup>76)</sup>と、衝突の特徴について述べる。

中性原子では全電荷は0であるから、原子サイズに比べて十分大きな距離 $r$ 離れた2原子間のクーロン相互作用の多重極展開は、双極子-双極子相互作用

$$V_2(r) = \frac{\mathbf{D}_a \cdot \mathbf{D}_b - 3(\mathbf{D}_a \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{D}_b \cdot \hat{\mathbf{r}})}{r^3} \quad (6.2.1)$$

の項から始まる。ここで、 $\mathbf{D}_a$ 、 $\mathbf{D}_b$ は2原子の電気双極子モーメント、 $\hat{\mathbf{r}}$ は2原子を結ぶ分子軸方向の単位ベクトルとする。2原子がともに同一の状態にあるとき、双極子モーメントの対角行列要素の平均値は0であるため、1次摂動エネルギーは0となる。しかし、双極子モーメントの非対角要素は0ではないので、摂動の2次近似において初めて0でない結果を得る。最低固有値に対する2次の補正は必ず負となり、これが $-1/r^6$ に比例するファンデルワールス引力相互作用を与える。一方、双極子遷移で結ばれた異なる状態にある2原子の場合には、(6.1.1)式は1次摂動において有限の値をとり、 $\pm 1/r^3$ に比例する共鳴双極子相互作用を与える。また、S状態以外の同一状態間の原子では、電荷分布による四重極モーメントが生じるため、四重極-四重極相互作用によって、 $\pm 1/r^5$ に比例する1次摂動エネルギーを与えるようになる。

このような原子間相互作用のもとで、引力相互作用ポテンシャルによる衝突を記述する部分波を考える。衝突の際の1番目の部分波に対する動径方向の有効ポテンシャルは、

$$V_{\text{eff}}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (6.2.2)$$

で与えられる。ここで、 $V(r)$ は原子間の相互作用ポテンシャル、 $\mu$ は衝突原子の換算質量である。 $n \geq 3$ の長距離引力ポテンシャル $V(r) = -C_n/r^n$ が存在するとき、 $l \neq 0$ の部分波をともしないう衝突では、原子間相互作用の引力項と遠心力による斥力項の競合のために、長距離ポテンシャルには必ず極大が生じる。このポテンシャルの障壁は衝突断面積に寄与する部分波を制限するために、極低温衝突を考える上で重要な役割を演じる。 $dV_{\text{eff}}(r)/dr = 0$ より、このポテンシャルの障壁の位置

$$R_c(l) = \left[ \frac{n\mu C_n}{\hbar^2 l(l+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (6.2.3)$$

および、その極大値の大きさ

$$V_c(l) = \frac{(n-2)\hbar^2 l(l+1)}{2n\mu R_c^2} \quad (6.2.4)$$

が評価できる。

$T < T_c(l)$  のとき、原子はこの障壁のために  $r < R_c$  の領域に侵入することができなくなるから、問題にしている衝突過程がこの障壁内部での相互作用によるものならば、障壁内部に侵入するような共振の寄与がないがぎり、その衝突過程の起こる確率は小さい。温度  $T$  で許容される最大の部分波  $l_r$  は、

$V_c(l_r) = 3k_B T / 2$  とおくことで評価できて、

$$l_r(l_r + 1) = \frac{n\mu C_s}{\hbar^2} \left[ \frac{3k_B T}{(n-2)C_s} \right]^{(n-2)/n} \quad (6.2.5)$$

となる。

ドップラー冷却温度の準安定状態 Kr 原子 ( $T_D = 123 \mu\text{K}$ ) の衝突に寄与する部分波を見積ると表 6.2.1 のようになる。  $1s_{1/2} - 1s_{3/2}$  相互作用では、四重極-四重極相互作用は小さく<sup>74)</sup>、  $V(r) = -C_6/r^6$  で見積もることができる。 Kr 原子の  $1s_{3/2}$  状態に関する  $C_6$  の値は報告されていないため、ここでは Kr,  $1s_{3/2}$  状態、 Rb,  $5^2S_{1/2}$  状態の分極率がほぼ等しいことを考慮して<sup>77)</sup>、 Rb 原子の  $5^2S_{1/2}$  状態の  $C_6$  で評価している。表 6.2.1 で、  $R_d$  はドップラー温度での原子の運動エネルギーが、原子間相互作用エネルギーと等しくなる距離を表している。

表 6.2.1 より、衝突の扱いは 2 つの領域に大別して考えられることがわかる。ドップラー冷却温度の  $1s_{3/2}$  状態原子間では、衝突に寄与する部分波は  $s$  波、または、  $p$  波に限定され量子力学的扱いが不可欠になる。  $p$  波衝突の遮断温度以下に冷却することも容易であり、この温度領域ではスピン偏極フェルミ粒子 ( $^{87}\text{Kr}$ )、ボース粒子 ( $^{84}\text{Kr}$ ) での統計性の違いを反映した衝突が観測できる可能性がある。これについては、 § 6. C で議論する。一方、  $1s_{3/2} - 2p_{3/2}$  状態原子の共振及極子相互作用では  $l=27$  にも及ぶ多数の部分波が寄与するため、衝突過程での原子の相対運動の記述は半古典的に行うこともできる。この相互作用では衝突過程で原子対の光との相互作用が大きな役割を演じる。特に極低温衝突においては、相対運動エネルギーが小さく衝突時間が非常に長くなるために、衝突過程において原子は光の吸収・自然放出を繰り返すようになり一般的な保存ハミルトニアンによる衝突理論の枠組みでは扱うことが不可能になり、光の吸収・放出にともなうエネルギーの散逸が衝突のダイナミクスを大きく変えるようになる。 § 6. 3 以降ではこの光誘起極低温衝突過程についての議論を行う。

State	$\pi$	$R_d$ (nm)	Centrifugal Barrier's Height (barrier's position in nm)		
			$p$ -wave	$d$ -wave	$f$ -wave
$1s_{1/2} - 1s_{3/2}$	6	7.92	83.0 $\mu\text{K}$	431 $\mu\text{K}$	1.22 mK
			(9.58)	(7.28)	(6.12)
$1s_{3/2} - 2p_{3/2}$	3	133	2.4 pK		131 $\mu\text{K}$
			(39.8 $\mu\text{m}$ )		(113)

表 6.2.1 衝突における遠心力障壁と、寄与する部分波。

## § 6. 3 準安定状態原子の光誘起極低温衝突

### 6. 3. 1 光誘起極低温衝突の特徴

極低温原子間衝突で、近共鳴光の存在は衝突のダイナミクスを大きく変える。このような光誘起極低温衝突の特徴は次の3点に要約される。

(1) 原子の運動は弱い長距離ポテンシャル（共鳴双極子相互作用）に支配される。

近接原子対が双極子遷移で結ばれた異なる電子状態にあるとき、原子間には、(6.2.1)式の摂動項から、次式で表される共鳴双極子相互作用を生じる<sup>[1]</sup>。

$$V(r) = \pm a\hbar\gamma(\lambda/r)^3 = \pm C_3/r^3 \quad (6.3.1)$$

ここで、 $\lambda = \lambda/2\pi$ を表し、 $\lambda$ 、 $\gamma$ はそれぞれ双極子遷移の波長、自然幅を表す。また $a$ は1のオーダーの相互作用に依存した定数である。このポテンシャルはトラップ中のレーザー冷却原子に対して十分に大きく、数10nmの原子間距離においてさえ、衝突原子の運動の軌跡を変えてしまう。ドップラー冷却温度でのこのポテンシャルの相互作用半径 $Rd$ は、表6.2.1に示したようにファンデルワールス相互作用半径に比べて1桁以上大きいので、このポテンシャルの効率的な励起によっては2桁以上の衝突断面積を変化させることが可能になる。

(2) 衝突時間が長く、衝突過程での光子の吸収・放出を生じる。

原子が1光子の吸収・放出に要する時間は、Kr原子 $1s_2-2p_0$ 遷移の共鳴条件下で $2\tau = 60\text{ns}$  ( $\tau$ は $2p_0$ 状態寿命)程度であるから、この間に極低温原子 ( $v = 10\text{cm/s}$ ) が動く距離は $v \cdot 2\tau \sim 6\text{nm} < Rd \sim 133\text{nm}$ となる。したがって、衝突過程での光の吸収・自然放出が衝突のダイナミクスに影響を与えるようになる。

(3) 引力・斥力ポテンシャルの存在

ファンデルワールス相互作用とは違って、共鳴双極子相互作用は、1次摂動によって得られるエネルギーであるから、引力・斥力相互作用ポテンシャルを生じる。これらの分岐の選択的励起を行えば、衝突の増強のみならず、抑制を観測することも可能となる。

これらの特徴にもとづく、極低温光誘起衝突の物理的描像を考える。図6.3.1に、<sup>84</sup>Kr原子の( $1s_2-1s_2$ )、( $1s_2-2p_0$ )状態間の断熱ポテンシャル曲線を示す。これから議論する領域は原子間距離 $>10\text{nm}$ であるから、 $1s_2$ 状態間のファンデルワールス相互作用はほぼ平坦であると考えられる。( $1s_2-2p_0$ )状態原子対に働く、共鳴双極子相互作用ポテンシャルは、これらの状態の磁気副準位の縮退、( $2 \times 2 + 1$ )、( $2 \times 3 + 1$ )に対応した断熱ポテンシャル曲線をもつようになる。この導出は§ 6. Aで述べる。

ドップラー冷却温度 ( $123\mu\text{K}$ ) 程度に冷却された、極低温クリプトン原子に $1s_2-2p_0$ 冷却遷移の近共鳴レーザーを照射する場合を考える。接近する原子対は、このレーザーの離調が(6.3.1)式の相互作用エネルギーに等しくなる原子間距離で、図6.3.1に示すように、 $1s_2-2p_0$ の2原子系の断熱ポテンシ

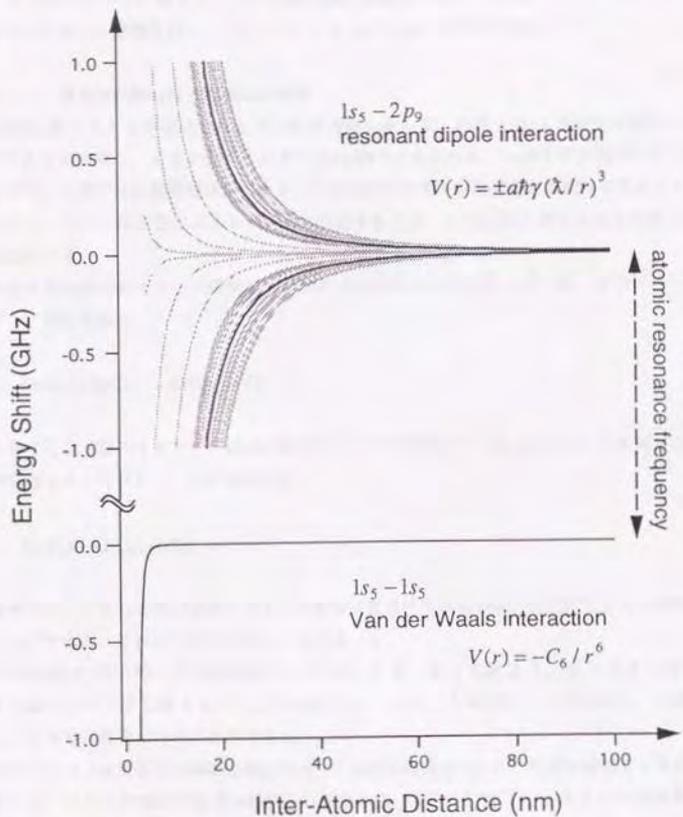


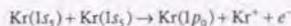
図6.3.1 クリプトン原子 $1s_5-1s_5$ ,  $1s_5-2p_0$ 状態間の断熱ポテンシャル。  
 § 6. 4のシミュレーションでは $1s_5-2p_0$ の70の断熱ポテンシャルを、実線で示す2本の斥力・引力ポテンシャルで代表させている。

ルの一つに励起される。このレーザーの離調が負の場合には、原子対は $1s_s-2p_p$ の断熱ポテンシャルのうちの引力ポテンシャル上に励起され、接近する方向に加速されるため、原子の衝突確率が増大する。この衝突レートはレーザーの離調に依存している。離調の大きいときには、断熱ポテンシャルの傾きが大きいところで準分子ポテンシャルが励起されるため、加速は大きい、励起確率は小さくなる。また、離調の小さいときには、一回の励起にともなう加速は小さいが、原子対は共鳴領域からはずれる前に励起-自然放出のサイクルを繰り返すことが可能になる。一方、レーザーの離調が正の時には、原子間には斥力が働き、イオン化衝突確率は減少する。このダイナミクスについては、§ 6. 4 でより詳しい議論を行い、シミュレーションのためのモデルを作る。

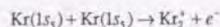
### 6. 3. 2 準安定状態Kr原子の衝突の特徴

$1s_s$ 状態Kr原子どうしが接近したときの衝突過程を考える。Kr原子の $1s_s$ 準安定状態エネルギーは9.92eVであるのに対し、イオン化エネルギーは14.00eVであるから、 $1s_s$ 準安定状態原子の二体衝突を考えるとき、2原子は自動電離状態にある。このため次のイオン化衝突が支配的な反応チャネルとなり、しかも、これらは活性化エネルギー0で反応を生じる。このKr原子系での相互作用エネルギーを図6.3.2に示す。

準安定状態Kr原子のイオン化衝突には2つの過程が知られている。1つは、次のベニングイオン化 (PI) 過程である。



このとき生じる一価のイオンが、Kr-Kr\*系のポテンシャル極小<sup>78)</sup> ( $D_p=1.15\text{eV}$ ) に束縛されるとき、次の結合性イオン化 (AI) 過程を生じる。



二体衝突での、これら2つの反応チャネルの寄与は反応性生成物の飛行時間法によって実験的に決定することができる。これについては§ 6. Bで述べる。

準安定状態Kr原子のイオン化衝突レートは、§ 5. Bの実験より、ドップラー冷却温度で $k=10^{-10}\text{cm}^3/\text{s}$ もの大きな値をもつことが予想され、しかも二体衝突レートの測定は、生成イオンの観測により非常に容易に行うことができる。

従来のアルカリ金属原子の極低温衝突の研究では超微細構造のために解析が複雑になるのを避けられなかった。これらの超微細構造の衝突への効果はCs, Rbの比較<sup>9,71)</sup>、あるいは超微細構造定数の異なるRb原子同位体における衝突レートの比較<sup>68)</sup>が報告されている。超微細構造のエネルギー分裂は、リチウム原子の数MHzからセシウム原子の数100MHzであり、これらは $r=50\text{nm}$ の相互作用距離では、共鳴双極子相互作用のエネルギーと同程度になってしまう。したがって、超微細構造のミキシングを取り入れた原子間相互作用を考える必要があるが、これまでのところ、これを考慮した衝突理論は報告されていない。

一方、希ガス原子では、一般に核スピンの存在しないため超微細構造による問題の複雑化は生じな

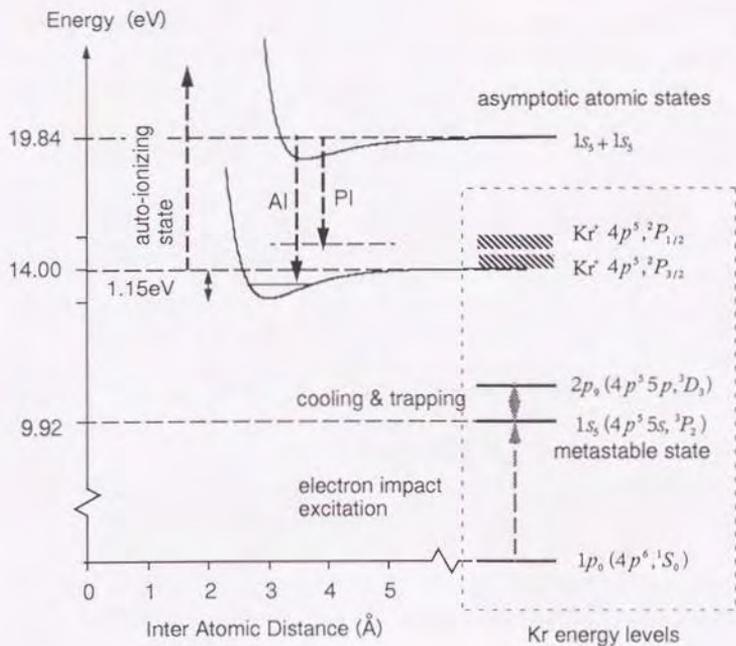


図6.3.2 クリプトン原子のベニングイオン化、結合性イオン化過程。

い、微細構造によるミキシングの効果は依然として存在するが、 $^{84}\text{Kr}$ の $1s-2p_{\sigma}$ 遷移の実験で最も狭い微細構造間隔は $\Delta E(2p_{\sigma}-2p_{\pi})=13\text{cm}^{-1}=390\text{GHz}$ であり、実験で問題とする相互作用エネルギーの領域 $\Delta E \leq 1\text{GHz}$ では、このミキシングの影響は無視して原子間相互作用の議論を行うことができる (§ 5. A)。このために、準安定状態希ガス原子を用いた実験では問題の複雑化を避け、最も基本的な極低温光誘起衝突のダイナミクスを調べることができる。

## § 6. 4 光誘起極低温衝突のモンテカルロシミュレーション

### 6. 4. 1 極低温光誘起衝突のモデル

光誘起極低温衝突では、衝突過程での数光子の吸収・放出が衝突のダイナミクスを大きく変える。このような離散的な光子の吸収・放出の効果は、モンテカルロ法によるシミュレーションによって取り入れることができる。§ 6. 3 で述べた極低温光誘起衝突の特徴とその物理的描像に従って、以下ではモンテカルロシミュレーションのモデルをたてる。

#### (1) 原子対の準分子状態への励起確率

原子間距離  $r$  での  $1s_g-2p_g$  準分子状態共鳴周波数と、励起レーザー周波数  $\omega_L$  との離調  $\delta_L(r)$  は、遠距離の励起では  $1s_g-1s_g$  状態の相互作用ポテンシャルはほぼ平坦であることを考えて、共鳴双極子相互作用によるエネルギーシフトから、

$$\hbar\delta_L(r) = \hbar\omega_L - \left( \hbar\omega_0 \pm \frac{C_3}{r^3} \right) \quad (6.4.1)$$

で与えられる。原子間距離  $r$  にある 2 原子が、相対速度  $v$  で  $\Delta r$  移動する間にこの準分子状態へ励起される確率は、飽和効果を取り入れた励起レートに原子間距離  $r$  での滞在時間  $\Delta r/v$  をかけた、

$$\Delta G(r, v, \omega_L, I) = \frac{\gamma}{2} \frac{I I_0}{1 + I/I_0 + (2\delta(r)/\gamma)^2} \frac{\Delta r}{v} \quad (6.4.2)$$

によって表される。ここで、励起レーザー光強度  $I$ 、遷移の飽和光強度  $I_0$ 、準分子状態自然幅  $\gamma (= 1/\tau_{\text{spont}})$  とした。

実際の  $^{84}\text{Kr}$  原子  $1s_g (J=2) - 2p_g (J=3)$  遷移の共鳴双極子相互作用の断熱ポテンシャル曲線は上下準位の磁気副準位の縮退に対応する準分子状態よりなり、それぞれの分子状態が輻射的・非輻射的な性質を持ち、また原子間距離に依存した寿命をもっている。シミュレーションにおいてはこれらに対して次のような簡略化を行っている。

(i) 全ての準分子ポテンシャルのうち引力・斥力ポテンシャルそれぞれの平均をとった 2 本の引力・斥力ポテンシャルによって、準分子ポテンシャルを代表させ、 $C_3 = 4.2 \times 10^{-44} \text{ J} \cdot \text{m}^3 (= 27 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^3)$  を相相互作用定数として用いた。

(ii) 上述の 2 つの準分子状態はそれぞれ分子寿命として、 $r \rightarrow \lambda$  での漸近的寿命  $\approx 2p_g$  準位の原子寿命 ( $\tau = 31 \text{ ns}^{(4,15)}$ ) を持つとした。

図 6.4.1 ではこれによって得られる、レーザー周波数 -500, -50, -5 MHz に対する空間的な励起レートの変化を示した。

#### (2) 準分子ポテンシャル曲線からのエネルギー獲得

この励起によって生じた準分子は、準分子寿命  $\approx$  原子の励起状態寿命の時間、準分子ポテンシャルに支配された運動をする。自然放出によって  $1s_g$  状態原子対に戻るとき、原子対の相対運動エネルギーの獲得は、

$$\Delta E = \pm C_3 \left( \frac{1}{r_f^2} - \frac{1}{r_i^2} \right) \\ = (\text{吸収光子のエネルギー}) - (\text{自然放出光子のエネルギー}) \quad (6.4.3)$$

となる。ここで符号は斥力・引力相互作用を表し、 $r_i$ 、 $r_f$ は光子の吸収・放出位置を表す。図6.3.1が示すように、 $1s_s$ 原子間のファンデルワールス相互作用によるエネルギーシフトは、共鳴双極子相互作用のエネルギーシフトが $\sim 1000\text{MHz}$ の範囲では考慮する必要はない。非共鳴光子の吸収において問題となる。励起状態の初速度はフランクーコンドンの原理により、遷移において局所的な速度変化は生じないとした。

準分子状態に励起されている原子は、共鳴双極子相互作用による中心力

$$\mathbf{F} = -\frac{d}{dr} \left( \pm \frac{C_3}{r^3} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (6.4.4)$$

に従って、準分子ポテンシャル上の運動を行う。図6.4.2に原子間距離 $r$ に静止した原子対にたいし、引力ポテンシャル上への共鳴励起を行うの励起レーザー周波数の離調に対する、準分子ポテンシャルから獲得するエネルギーによる最終速度（破線）と原子の共鳴励起位置、準分子状態の緩和位置を示す。斥力ポテンシャル上の運動に対しても、同様の議論が成り立つ。

(3) 衝突過程での、光子の吸収・自然放出の繰り返しによるエネルギー獲得

衝突過程で、原子対は(1)、(2)の過程を繰り返し行う。図6.4.2より、 $\delta_L < -100\text{MHz}$ で励起された準分子は自然放出する前に衝突を起こすことがわかる。離調がレッドシフトした方が原子の獲得するエネルギーは大きい。図6.4.1からわかるように、原子対の準分子状態への励起レートは急激に小さくなる。一方、共鳴付近では、1回の吸収・放出により獲得するエネルギーは小さいが、準分子状態への励起レートは大きい。その繰り返しによるエネルギー獲得が重要になる。

(4)  $1s_s$ 状態Kr原子対のイオン化衝突半径

共鳴双極子相互作用ポテンシャル中を運動してきた原子に対し、 $1s_s$ 準安定状態原子のイオン化衝突レートの実験値 $k_{is}$ から求めたイオン化半径、

$$r_{is} = \sqrt{k_{is} / \pi v} \quad (6.4.5)$$

内に接近した原子にイオン化衝突が生じるとした。シミュレーションでは、(3)で述べた励起状態で接近する原子に対しても同一の半径でイオン化衝突が生じると仮定した。

#### 6.4.2 モンテカルロシミュレーション

以上のモデルにもとづいて、換算質量 $\mu = m/2$ （ただし、 $m$ は原子の質量）で、原子間の相対距離 $r$ に対するの粒子の運動を考えればよいが、この粒子の初期位置には2通りの選び方が考えられる。

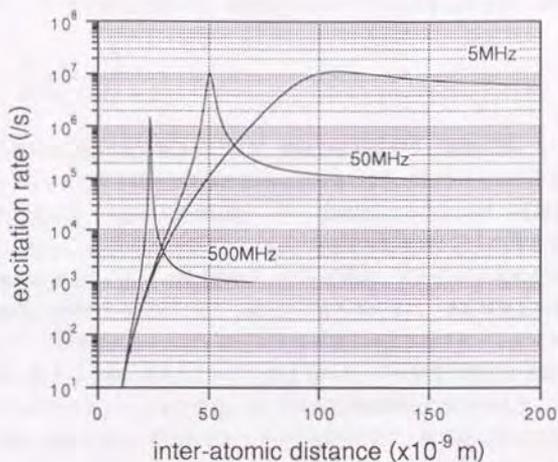


図6.4.1 レーザー周波数-500, -50, -5MHzに対する準分子状態励起レートの空間的变化。レーザー光強度は $2I_0$ とした。

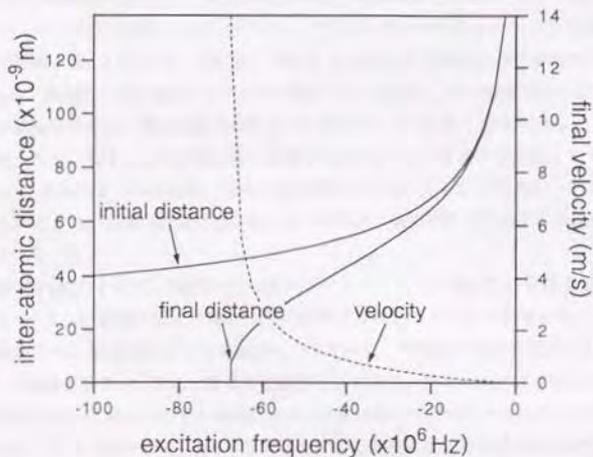


図6.4.2 引力ポテンシャル上への共鳴励起を考えたときの励起レーザー周波数の離調に対する、準分子ポテンシャルから獲得するエネルギーによる最終速度、最終位置。

衝突誘起レーザーを照射した時点で、衝突原子がレーザーと相互作用を行う半径

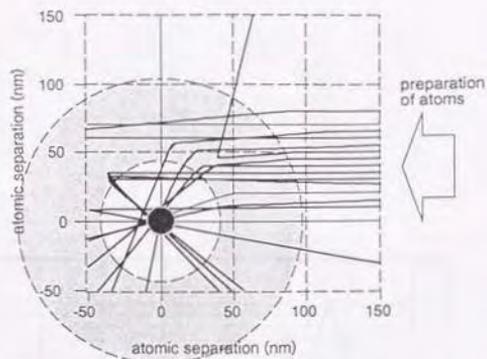
$$r_c = \left( \frac{C_3}{\hbar\omega_L - \omega_0} \right)^{1/3} \quad (6.4.6)$$

の球殻の内側にあるか外側にあるかである。衝突誘起レーザーの離調を負にとり引力ポテンシャルを誘起するとき  $r < r_c$  の原子はその角運動量の初期条件によらず引力ポテンシャルの励起によって中心に向かう力を受ける。つまり、衝突誘起レーザーを照射してからのイオン化衝突を時間分解で観測すれば、 $r_c = 100\text{nm}$ 、 $v = 0.1\text{m/s}$ として、 $t \leq 1\mu\text{s}$ では過渡的な衝突レートの増加が観測される可能性がある。実験で観測しているのは衝突誘起レーザーを照射してから  $10\mu\text{s}$ 程度後の衝突であるから、観測される衝突は定常的な値であるとしてよい。これらをもとに、換算質量  $\mu$  の仮想原子の初期位置は  $r = \lambda$  とした。この位置においては、原子は共鳴双極子相互作用ポテンシャルの影響から解放されているから原子は一律に分布していると考えられる。この距離で衝突角運動量  $0 \sim \infty$  の粒子を生成し衝突レートのシミュレーションを行った。図6.4.3に衝突原子の軌跡を示す。レーザー周波数を負に離調したとき(図6.4.3a)、引力ポテンシャルの励起により、原子対は接近し衝突を生じる。一方、離調を正にとるとき(図6.4.3b)、斥力ポテンシャルの励起により原子は遠離り衝突が減少する。

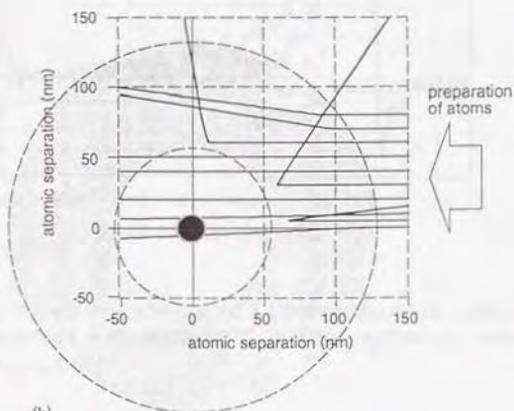
光誘起衝突において、特にレーザー光の散乱力が支配的となる共鳴領域では、原子の運動状態の準備と光誘起衝突過程の分離が困難になる。シミュレーションでは衝突過程での光子の吸収・放出にともなうコイルエネルギーを考慮することで、レーザーによる加熱効果を取り入れている。

光誘起イオン化衝突レートは  $1s_3$  状態原子対のイオン化衝突レートで規格化し、準安定状態原子の衝突イオン化半径は(6.4.5)式より、原子温度  $100\mu\text{K}$ 、 $400\mu\text{K}$  のときそれぞれ、 $13\text{nm}$ 、 $8.9\text{nm}$  とした。衝突誘起レーザー光強度は  $5\text{mW/cm}^2$  で行った。光誘起イオン化衝突レートの周波数依存性のシミュレーション結果を図6.4.4に示す。  $100\mu\text{K}$ 、 $400\mu\text{K}$  での衝突原子温度依存性も同時に調べている。先の考察どおり、規格化された衝突レートは負の離調では1を越え、正の離調では1以下となっている。共鳴付近の急激な変化は、衝突過程での光子の多重散乱による効果と考えられる。これは異なった温度の衝突レートを比較することで分かる。温度が4倍になれば、原子が光と相互作用する時間は速度の逆数から、 $1/2$ となる。この結果、正味の速度獲得とそれにもなう衝突レートの増加はほぼ半分となる。このように、共鳴付近での振る舞いは、本質的に衝突過程での光子の多重散乱にもとづく変化と考えられる。

原子温度  $100\mu\text{K}$  のときの、衝突原子の種々のパラメータの周波数依存性を図6.4.5に示す。図6.4.5aでは、イオン化衝突半径  $r_i$  で衝突原子の獲得するエネルギーの平均値を示している。図6.4.5bでは、衝突原子の、衝突過程での光子散乱レートを示す。平均的な衝突時間は  $1\mu\text{s}$  程度であるから、 $150\text{MHz}$  より離調が小さいときには多光子散乱が生じていて、特に共鳴付近ではこの影響は顕著である。また共鳴を正にとったときでも離調が小さいときには、引力ポテンシャルの非共鳴励起による、衝突が生じていることがわかる。図6.4.5cではイオン化衝突半径  $r_i$  での原子対の準分子状態にある確率を示している。  $-80\text{MHz}$  よりも離調の大きいとき、光誘起衝突をした原子対はほとんどが準分子状態でイオン化衝突半径  $r_i$  に達している。



(a)



(b)

図6.4.3 モンテカルロシミュレーションによる衝突原子の軌跡.

(a) レーザー光強度  $20 I_0$ , 離調  $-50\text{MHz}$

(b) レーザー光強度  $2 I_0$ , 離調  $+30\text{MHz}$

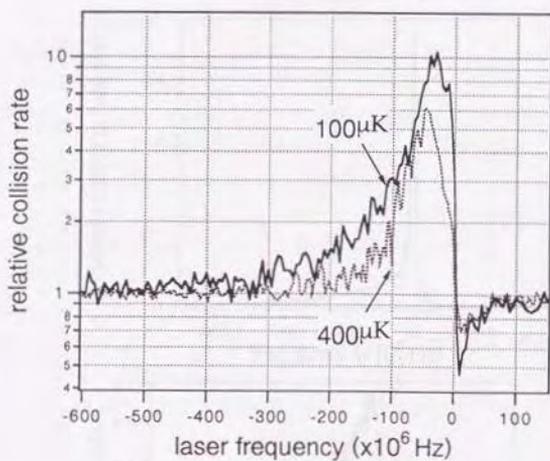


図6.4.4 モンテカルロシミュレーションによる準安定状態Kr原子の、光誘起極低温イオン化衝突のレーザー周波数依存性. 実線は原子温度100 $\mu$ K, 破線は400 $\mu$ Kでの $k_{coll}/k_{ij}$ を示す.

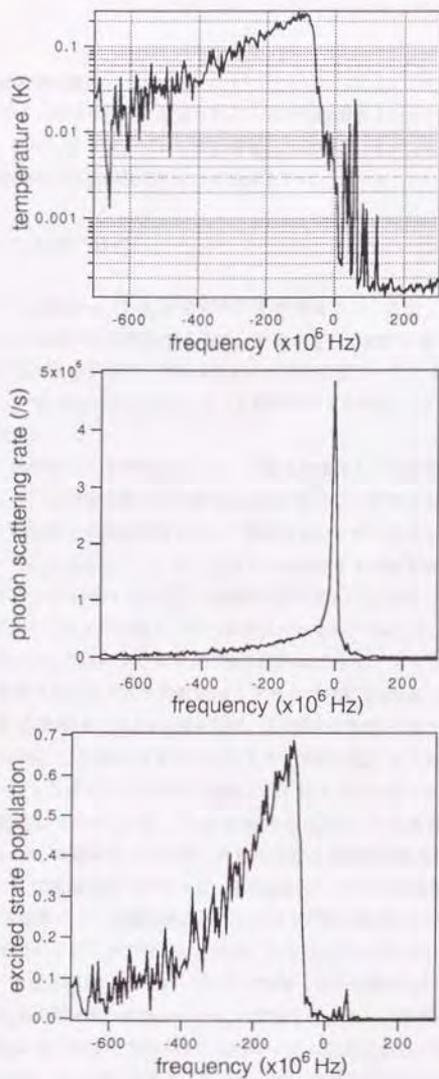


図6.4.5 モンテカルロシミュレーション原子温度 $100\mu\text{K}$ のときの、衝突原子の各種パラメーターの周波数依存性.

- (a) イオン化衝突半径 $r_{ie}$ で衝突原子の獲得するエネルギーの平均値
- (b) 衝突原子の、衝突過程での光子散乱レート
- (c) イオン化衝突半径 $r_{ie}$ での原子対の準分子状態にある確率

## § 6. 5 実験

### 6. 5. 1 光誘起衝突の測定

準安定状態原子ではイオン化衝突で生成されるイオンを観測することで、二体衝突レートの測定を行うことができる。図6.5.1にトラップレーザー照射ともなう、イオン計数レートの変化を示した。イオンは、準安定状態原子の二体衝突によって生じるから、

$$I_x = \frac{d}{dt} [Kr^+] = k_x [Kr^*] [Kr^*] \quad (6.5.1)$$

の関係から、イオン化衝突レート  $k_x$  を求めることができる。ここで、 $I_x$  はイオン計数レート、 $[Kr^*]$ 、 $[Kr^+]$  はそれぞれ準安定状態  $Kr$  原子密度、生成イオンの密度を表す。 $X$  は衝突を観測するときの、準安定状態原子の状態を示し、 $X=1s$  によって衝突誘起レーザーを照射しないときの  $1s_2-1s_2$  状態原子の衝突を表し、 $X=cat$  によってレーザーを照射するときの  $1s_2-2p_0$  状態原子の共鳴双極子相互作用による衝突を表す。

§ 5. B では、二体衝突レートの測定をトラップ蛍光の緩和から求めていたが、イオンにより衝突を測定すれば、レーザー光は衝突原子の状態制御だけに使うことができる。以下の実験では、トラップレーザーによる、衝突原子の温度制御を行い、衝突誘起レーザーによって衝突原子間の電子状態の制御を行っている。この方法によって、よく定義された条件下での衝突実験を実現している。

実験は磁気光学トラップを用いて行った。実験配置図を図6.5.2に示す。トラップに用いたレーザー光の直径は10mmで、トラップでの全レーザー強度は  $30 \text{ mW/cm}^2$  であった。トラップでの四重極磁場の磁場勾配は、ソレノイドコイルの軸方向で  $0.5 \text{ mT/cm}$  である。トラップ原子の  $1/e$  半径は  $100 \sim 300 \mu\text{m}$  であった。衝突で生じたイオンの計測は、トラップの直下  $58 \text{ mm}$  に設置し、カソードを  $-4.5 \text{ kV}$  にバイアスした電子増倍管 (HAMAMATSU, R2362) で行った。校正した光電子増倍管 (HAMAMATSU, R928)、CCDカメラによってトラップ原子数、トラップ形状を観測している。

衝突誘起レーザーはトラップコイルの軸と直交するトラップレーザーと同一の光路に、同一の偏光で導いた。衝突誘起レーザーには、外部共振器を付加した半導体レーザー (シャープ, LT017MDO) を用いた。半導体レーザーは、外部の共焦点共振器に周波数安定化を施し、この共振器長を変化させることで周波数掃引を行った。衝突誘起レーザーの周波数は、 $Kr$  原子の放電管により、 $1s_2-2p_0$  遷移の同位体シフトの飽和吸収スペクトルを同時に記録することで校正している。

測定は図6.5.3に示すタイミングで行った。冷却・トラップレーザーは  $115 \mu\text{s}$  の周期で、 $23 \mu\text{s}$  のオフ時間を設定した。衝突誘起レーザーは、このオフ時間に交互に照射した。トラップレーザーを切ったから  $10 \mu\text{s}$  後に、 $8 \mu\text{s}$  の間イオン計数レート  $I_x$  の測定を行った。この測定周期でのトラップ原子の拡散  $\Delta x \sim 0.1 \text{ m/s} \cdot 100 \mu\text{s}$  は、トラップサイズに比べて十分に小さいから、連続する測定においては衝突原子の密度、 $[Kr^*]$  は一定と仮定できる。したがって、連続する測定から二つの衝突レートの比をイオン計数レートの比として直接求めることができる。

$$K_{rel} = \frac{k_{cat}}{k_{1s}} = \frac{I_{cat}}{I_{1s}}$$

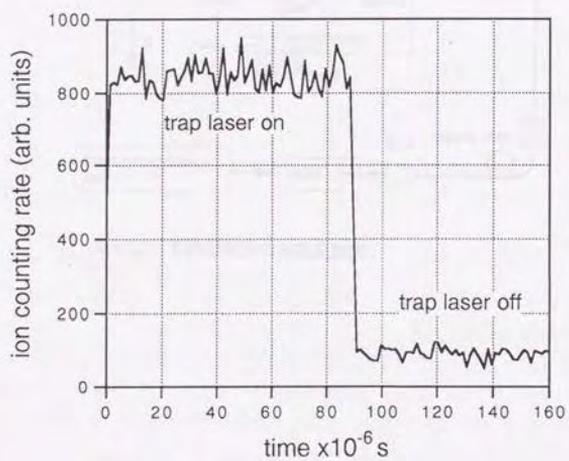


図6.5.1 トラップレーザー照射にともなう，イオン計数レートの変化。

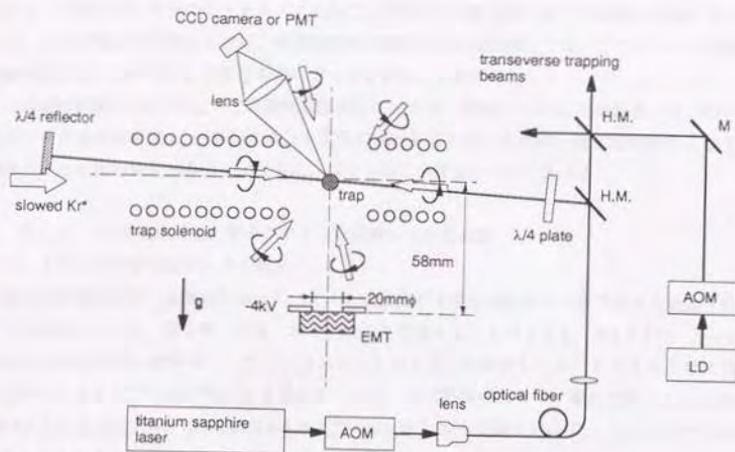


図6.5.2 光誘起衝突の実験配置図.

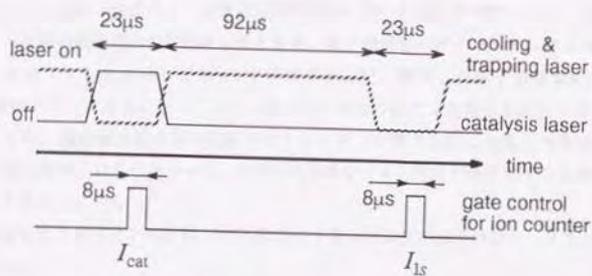


図6.5.3 光誘起衝突の測定のタイミング.

トラップ原子の衝突レートの測定では、トラップ体積の評価を避けることができず、実験精度はこの測定精度で決まってしまう。磁気光学トラップでは、トラップレーザー光のアライメントにより、§4.1で述べた、原子のチャネリングを生じ、空間的な密度分布の変化を正確に評価することは難しい。ここで用いた方法によれば、光誘起衝突の変化の相対値に関しては、このトラップ体積評価の困難を逃れることができ、再現性の高いデータを得ることができる。

この相対的衝突レート  $k_{rel}/k_i$  の周波数依存性に加えて、衝突レート  $k_i$  の絶対値、2つのイオン化衝突チャネルの分岐比  $k_i(P1)/k_i(A1)$  も同時に求めることができれば、光誘起衝突によって生じる過程と、その絶対値を知ることができる。以下ではこの測定について述べる。

### 6.5.2 $1s_2$ 準安定状態Kr原子のイオン化衝突レートの測定

#### (1) トラップの蛍光緩和による測定

準安定状態原子の二体衝突において、イオン化衝突が主要な反応チャネルであると仮定すれば、イオン化衝突レートは、第5章、§5.Bの実験より見積もることができる。図5.B.1で、 $\delta \rightarrow 0$ の外挿値は  $1s_2$ 準安定状態Kr原子の“トラップロスレート  $\times$  イオン化衝突レート”を与えると考えられる。この値はおおよそ  $k_{loss}^{(\delta=0)} = 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  を与える。一方、ほぼ同様のトラップ条件で行った2つの測定；図6.5.1より  $k_1/k_{loss}^{(\delta=0)} = 1/10$ 、図5.B.1より  $k_{loss}^{(\delta=1)} = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$  の値を用いて、 $k_i = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  を求めることもできる。

#### (2) イオン計数による測定

イオン計数による衝突レートの測定を行えば、衝突レートの温度依存性を測定することも可能になる。イオン化衝突レートを求めるためには、(6.5.1)式より、トラップ原子密度に対して生成イオン数が求められればよい。中性原子トラップでは輻射トラッピングが生じない原子密度であればトラップサイズは原子数によらず一定になっていると仮定できる (§4.1)。トラップサイズを測定し、蛍光強度によって §4.3.4の方法で原子数を見積れば、トラップ原子密度を求めることができる。

生成イオンの検出は前述のように準安定原子検出に用いた電子増倍管によって行なうが、この場合にはイオン計数の量子効率の評価が必要となる。電子増倍管のダイノードには4.5kVが印加されているから、生成イオンを加速し効率  $\approx 1$  で収集できるが、使用した電子増倍管R2362のダイノード1, 2, 3段はメッシュ構造になっており入射イオンがどの段で2次電子を放出するかによって増倍率が異なるため、電子増倍管の印加電圧に対するイオン計数の飽和は光電子増倍管 (HAMAMASTU R928) の場合程鋭くはならなかった。このため正確なイオン検出の量子効率を定義するのは難しく、 $\eta_{ion} = 0.5$  を仮定している。

電子増倍管によるイオンの計数レートを  $I_{i_1}$ 、トラップ蛍光の光子計数レートを  $\gamma_{tr}$ 、トラップ体積を  $v_0$  とすると、

$$I_{i_1}/\eta_{ion} = \frac{k_i}{v_0} (\gamma_{tr}/\xi)^2 \quad (6.5.2)$$

から、イオン化衝突レート  $k_i$  を求めることができる。ここで  $\xi$  は、§4.3.4で定義したトラップ原子1個あたりからの光子検出レートである。

### 測定方法

原子を磁気光学トラップにロードしたのち、原子源を切ると、トラップ原子は、トラップ内の二体衝突、真空槽内の残留気体分子との衝突、準安定状態寿命のために減少してゆく、このとき、図6.5.4に示すタイミングでトラップレーザーにオン・オフ変調を行うと同時に、イオン計数・光子計数を行なうカウンターにゲートをかける。これによって、原子線を切ったからの時間 $t$ に対して、 $\{I_i(t), \gamma_{ion}(t)\}$ のデータ列が得られる。このデータ列に対して(6.5.2)式の放物線のフィティングを行なうことでイオン化衝突レート

$$k_{12} = \frac{I_{12} \cdot v_{imp} \cdot \xi^2}{\gamma_{ion} \cdot \eta_{lim}}$$

を求めた。測定例を図6.5.5に示す。実線は(6.5.2)式による放物線のフィティングである。

トラップ原子温度は§4.3で述べたように偏光勾配冷却機構によってトラップレーザーの離調により設定することができる。このときの原子温度は飛行時間法により測定することができ、同時に原子あたりの光子散乱レート $\xi$ も測定することができる。この方法によって求めた準安定状態原子のイオン化衝突の温度依存性を図6.5.6に示した。この結果はおおよそ、 $k_{12} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であった。 $k_{12}$ の値は測定を行った30~200  $\mu\text{K}$ の温度領域でほぼ一定であった。

非弾性 $s$ 波散乱断面積に対してはベータの $1/v$ 則が成り立つことが知られている。したがって、非弾性 $s$ 波散乱レートは、 $s$ 波散乱が支配的な温度領域では一定となる。ほぼ一定であった $k_{12}$ はこの領域でのイオン化衝突を測定した結果であると考えられる。

以上の実験では、電子増倍管の計数はトラップ内原子の二体衝突によって生じるイオンのみであると仮定していた。以下の考察によりこの妥当性を議論する。ダイノードを負にバイアスした電子増倍管で検出可能な粒子とその量子効率 $\eta$ は

- (1) 正イオン,  $\eta > 50\%$
- (2)  $1s_2$ 準安定状態Kr原子,  $\eta \sim 2.7\%$
- (3) Kr,  $1p_0$ - $1s$ VUV光子,  $\eta \sim 5\%$ ,

である。(2)はトラップにリークがあるとき、(3)は $1s_2$ 状態の自然放出にともなう緩和の際の問題となるが、検出の立体角、量子効率、緩和レートを考えれば、無視することができる。(1)のイオン生成は、準安定状態原子と残留気体原子とのペニング衝突によっても生じる可能性がある。イオン化エネルギーが、( $1s_2$ 状態エネルギー) $=9.92\text{eV}$ より低い分子は、少数の微量残留気体、NO ( $I_p=9.26\text{eV}$ )、 $\text{C}_2\text{H}_2$ 等に限られる。この分圧を実験中の真空度の1%、 $10^{11}\text{tor}$ で見積もると、密度は $n=3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ となり、トラップ原子密度 $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ より2桁以上低い数密度になる。したがって、これらのペニング衝突レートを $k=10^{10} \text{ cm}^3/\text{s}^{51}$ で見積もれば、イオン化衝突レートは、トラップ原子間のイオン化衝突レートとに比べ2桁以上低いことになり、実験にはほとんど影響を与えない。また、バックグラウンドノイズに対する、実験中のイオン信号強度は $S/N \geq 10^3$ を確保している。

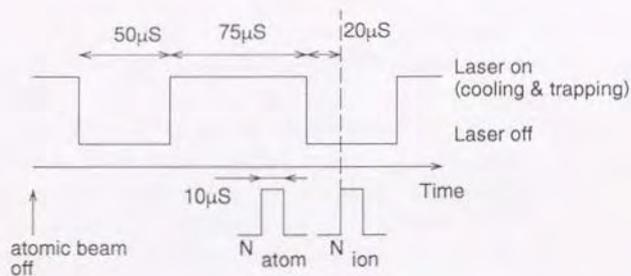


図6.5.4  $1s$ 状態のイオン化衝突レート測定のためのタイミング。

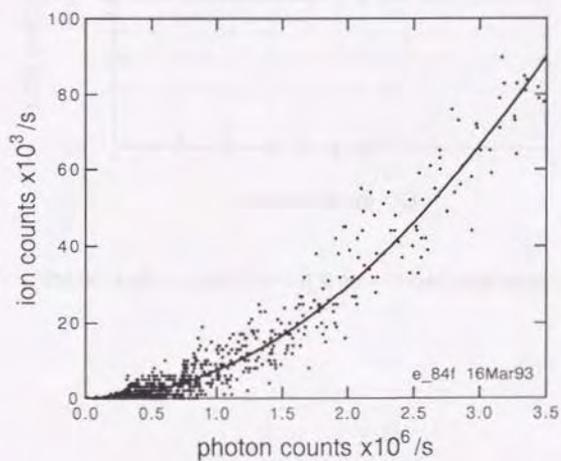


図6.5.5  $1s$ 状態のイオン化衝突レートの測定と衝突レートのフィッティング。  
(実線)

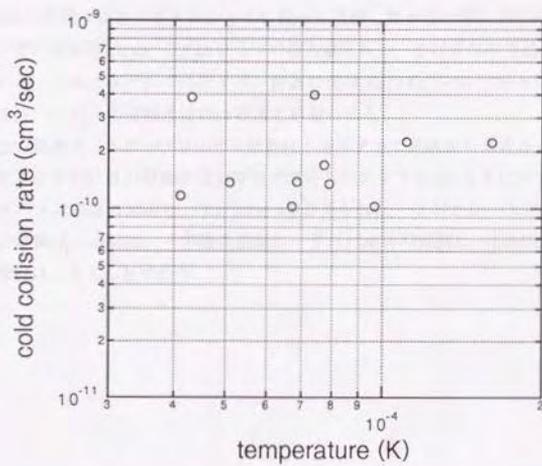


図6.5.6 Kr原子1s状態のイオン化衝突レートの原子温度依存性.

### 6. 5. 3 イオン化衝突反応の分岐比の測定

イオン化衝突の生成物は、飛行時間法による質量分析によって調べることができる。前述の電子増倍管で、トラップ原子に衝突誘起レーザーパルス (300ns) を照射した後の、イオン計数レートの時間変化を測定した。電子増倍管の陰極面は-4.5kVの電圧が印加されており、衝突によって生成したイオンはこの電位が作るポテンシャルによって加速される。反応生成物が1価のイオンであれば、それらに働く力はともに等しく、陰極からの距離のみに依存する量となる。このため  $Kr^+$ 、 $Kr_2^+$  が主要なイオン生成物であるとする、後者に対する運動方程式は、 $t_{Kr_2^+} = \sqrt{2}t_{Kr^+}$  で変数変換することにより、前者の運動方程式に一致するから、それらの到達時間の比は  $1:\sqrt{2}$  となる。

実験結果を図6.5.7に示す。イオン計数に用いたマルチチャネルスケーラー (Stanford, SR430) の時間分解能は160nsとした。矩形波変調を行ったトラップレーザー、衝突誘起レーザーパルスに伴うトラップ原子からの蛍光強度を実線で示し、これによって生じたイオン計数を黒丸で示している。イオンは58mmの距離を前述のポテンシャルに従って運動し電子増倍管に達する。このイオン計数レートは、レーザー照射後2.0 $\mu$ s、2.8 $\mu$ sに2つの極大値をもち、それぞれの生成イオンは、 $Kr^+$ 、 $Kr_2^+$ に対応している。このときそれぞれのイオン計数の比は  $Kr^+/Kr_2^+ = 10$  であった。これよりイオン化衝突での、(PI)、(A1)への分岐比は10:1程度と見積られる。

また、この結果は、トラップレーザー照射によるステップ応答から求めることもできる。トラップ光に対応するイオン計数の時間変化を時間で微分したグラフを図6.5.8に示す。これは衝突誘起レーザーのインパルス応答に対応し、 $Kr^+/Kr_2^+ = 8$  が得られた。このとき、トラップレーザーの  $1s_3-2p_4$  遷移からの離調は-10MHz、一方衝突誘起レーザーパルスの離調は-30MHzであった。この結果についての考察は、§6. Bで行う。

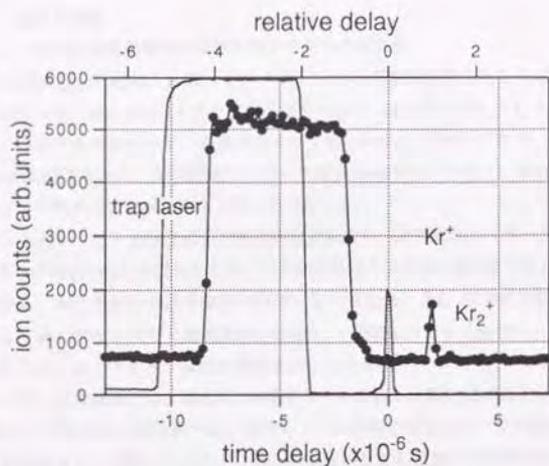


図6.5.7 トラップレーザー，衝突誘起レーザー照射にともなうイオン計数レートの時間変化。実線はレーザー照射にともなうトラップ原子からの蛍光強度を表し，黒丸はそれにともなうイオン計数レートを表す。トラップレーザー照射からの時間遅れは，イオンの飛行時間 $2\mu\text{s}$ による。

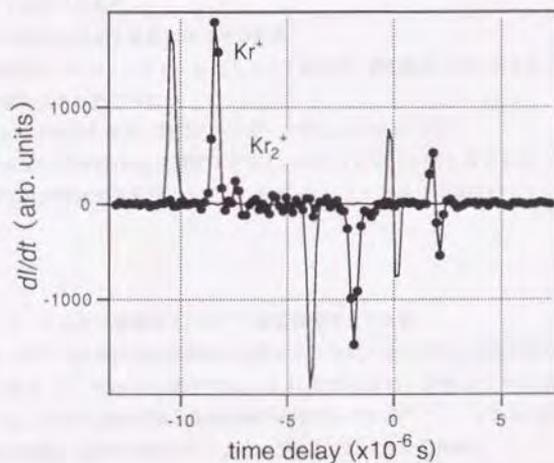


図6.5.8 図6.5.7の時間微分信号。Iはイオン係数レートを表す。トラップレーザー照射による過渡応答から2つのイオン化過程チャンネルが分離できる。

## § 6. 6 結果と議論

### 6. 6. 1 極低温光誘起衝突の実験結果とモデルの妥当性

$k_{cm}/k_1$ の周波数依存性は、冷却・トラップレーザーの離調を変えることでトラップ原子温度を変えて測定を行った。図6.6.1にトラップ原子温度74  $\mu$ K, 450  $\mu$ Kでの $k_{cm}/k_1$ の周波数依存性を示す。このとき、対応する冷却レーザーの離調はそれぞれ-33MHz, -5MHzであり、全トラップレーザー光強度は30mW/cm<sup>2</sup>であった。衝突誘起レーザー光強度は4mW/cm<sup>2</sup>であり、衝突誘起レーザー照射にともなうトラップ形状の変化はほとんど見られなかった。

衝突レートのレーザー光強度依存性を図6.6.2に示す。衝突誘起レーザー光強度が10mW/cm<sup>2</sup>以上では、トラップ形状の変化が見られたが、その周波数依存性はほぼ相似形を保っていることがわかる。このことから、測定周期における密度はほぼ一定に保たれ、§6.5.1での仮定が成り立っていると考えられる。衝突誘起レーザー周波数が-30MHz, +20MHzのときの衝突レートのレーザー強度依存性を図6.6.3に、またトラップ温度依存性を図6.6.4に示す。

このレーザー強度領域では、図6.6.1の衝突レートの極大・極小値はほぼレーザー強度に比例している。図6.6.1の実験値の振る舞いは、衝突レートの抑制と増強についての図6.4.4のシミュレーションによる理論値をよく再現している、これらの極値の生じる位置と相対的強度比はともによく一致している。共鳴付近の複数回の吸収・放出サイクルの効果もまた明らかである。これらの結果は、図6.4.4の計算で行ったいくつかの簡略化の仮定にもかかわらず予想以上の一致を見せているが、衝突レートの絶対値においてはシミュレーションは3倍程度の過大評価をしている。これらについてもよい一致を得るためには、すべてのポテンシャルの採り入れ、それぞれのポテンシャルに対し原子間距離に応じた遷移モーメントの変化を取り入れる必要がある。またシミュレーションには次の効果の取り入れも必要となろう。

#### (1) 衝突過程での光子散乱に伴う冷却効果

この加熱効果はシミュレーションに取り入れてあるが、負の離調において生じる冷却効果はシミュレーションに取り入れられていない。

#### (2) $r=r_0$ での分子状態、衝突エネルギーに応じたイオン化半径

ベニングイオン化半径は $1s_2$ 状態原子どうしのベニングイオン化半径を仮定したが、-100MHzの離調ではほぼ半数が準分子状態にある。したがって、この場合には原子のイオン化衝突半径を変える必要がある。

### 6. 6. 2 アルカリ金属原子における極低温衝突との比較

アルカリ原子での極低温衝突実験と比較することで、以上で得られた準安定状態原子の極低温衝突の特徴を考える。アルカリ原子では、これまでに冷却・トラップの報告がある全ての原子種Li, Na, Rb, Csで光誘起極低温衝突実験が報告されている<sup>61-71)</sup>。これらの研究は

#### (1) 励起状態-励起状態原子対による光誘起結合性イオン化衝突と

(2) 励起状態-基底状態原子対の双極子相互作用による運動エネルギー獲得によるトラップロスの2つに分類できる。

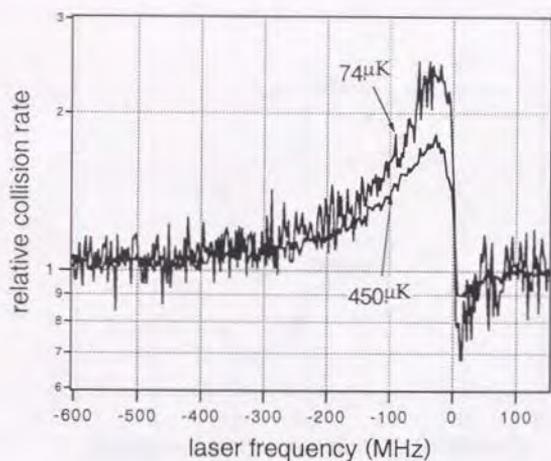


図6.6.1 準安定状態Kr原子の光誘起イオン化衝突レートの、衝突誘起レーザー周波数依存性。トラップ原子温度は74 $\mu$ K, 450 $\mu$ K, 衝突誘起レーザー光強度は4mW/cm<sup>2</sup>。

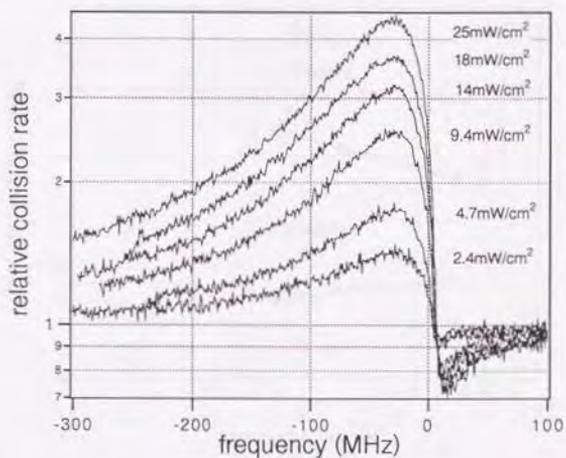


図6.6.2 光誘起イオン化衝突レートのレーザー光強度依存性。トラップ原子温度は450 $\mu$ K。

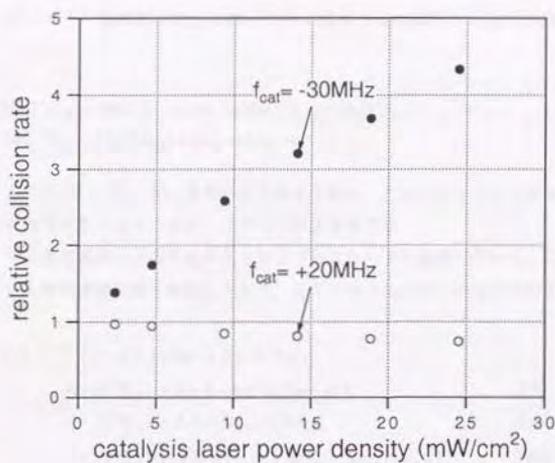


図6.6.3 衝突誘起レーザー周波数が $-30\text{MHz}$ ,  $+20\text{MHz}$ のときのレーザー強度依存性. トラップ原子温度は $450\mu\text{K}$ .

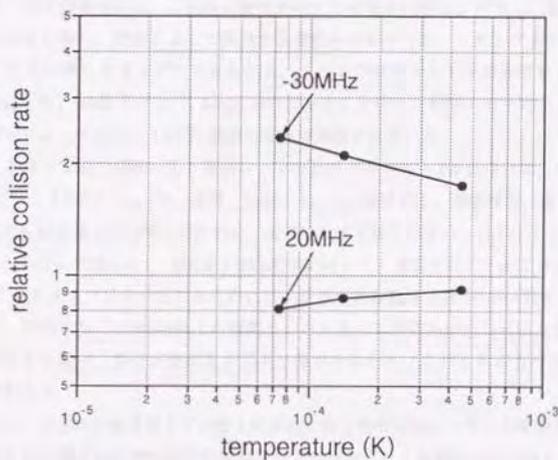
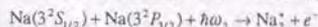
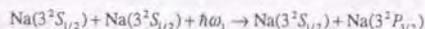


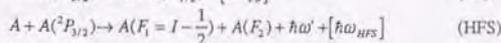
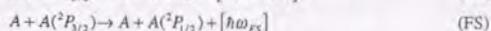
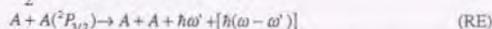
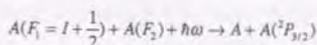
図6.6.4 トラップ原子温度依存性. 衝突誘起レーザー光強度は $4\text{mW/cm}^2$ .

(1) はアルカリ金属原子中、Na原子のみに特有な衝突過程で、次の2段階の反応によって生じる<sup>79)</sup>、



ここで、 $\omega_1$ はNa原子 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ 遷移の近共鳴光である。これによって生じる $\text{Na}_2^+$ 分子はトラップレーザーと相互作用しなくなるために、トラップロスを生じる。

(2) では次の過程によって生じるトラップロスレートを観測している。この過程は、本研究で問題としている衝突過程に最も類似しており、以下ではこの過程との比較検討を行う。



ここで、 $A$ は $3^2S_{1/2}$ 状態原子を示し、 $F_1$ 、 $F_2$ は核スピン $I$ と電子の全軌道角運動量 $1/2$ からなる超微細単位を表す。 $\omega$ は $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 遷移の近共鳴レーザー光周波数を表す。励起された励起状態-基底状態原子対は双極子相互作用により接近・衝突を生じ、(RE)、(FS)、(HFS)の過程によって $[\ ]$ 内に示された運動エネルギーを獲得する。

アルカリ原子の場合には、これらの衝突が生じても電子状態は必ず $3^2S_{1/2}$ に戻りトラップ遷移から外れることはないから、衝突によって獲得する運動エネルギーが、トラップポテンシャルの深さに比べて大きいときに限りトラップロスを生じる。トラップポテンシャルの深さを $W_t$ とすると、Li原子では<sup>65)</sup>  $\hbar\omega_{FS} = W_t$ 、Rb原子では<sup>66)</sup>  $\hbar\omega_{HFS} = W_t$ であることから、衝突レートのトラップポテンシャル依存性の測定によって(FS)、(HFS)機構の寄与が議論されている。

一方、本章の実験で興味のある衝突レートの励起エネルギー $\hbar\omega$ 依存性は、Cs、Rb原子で測定されている<sup>69,70)</sup>。Rb原子 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 遷移、Kr原子 $1s_3 \rightarrow 2p_3$ 遷移では、遷移波長、遷移モーメントはほぼ等しく、しかも原子量もほぼ等しいために、両者の共鳴双極子作用のパラメータは類似したものとなっている。したがって図6.4.1、図6.4.2はRb原子に対しても適用することができる。 $W_t = 1\text{K}$ とすると、(RE)によるトラップロスが生じるためには、原子の得る最終速度が $10\text{m/s}$ 程度になるように励起されればよい。同図より、 $-70\text{MHz}$ 以上の離調としたときにこの寄与が生じることがわかる。(FS)のときには、準分子状態で2原子が衝突を生じる必要があるから、このときにも $-70\text{MHz}$ 以上の離調が必要ながわかる。

これらは、アルカリ金属原子での最も効果的に働く衝突誘起レーザーの離調は $\approx -100\text{MHz}$ であり、実験で得られた準安定状態Kr原子の衝突レートの極大を与える離調 $-30\text{MHz}$ よりも数倍大きくなることを示唆している。また、これらの実験では、トラップポテンシャルの深さが重要な実験のパラメータとなり、極低温原子の温度は、速度に反比例する光と原子対の相互作用時間を通して、準分子状態への励起レートとして実験に寄与するのみである。

Hoffmannら<sup>70)</sup>によって行われたRb, Cs原子のトラップロススペクトルを図6.6.5に示す。Julienneらは、アルカリ金属原子においては、(RE), (FS)が主要なロス機構であるとしたが<sup>71)</sup>、Hoffmannらの実験は、(HFS)機構の存在を示唆している。数100MHzの負の離調での極大は(RE), (FS)に関する先の議論によっても説明することは可能であるが、Cs, Rb同位体での超微細単位に対応するロス極大の存在は(HFS)過程の存在を強く示唆している。

以上より、アルカリ金属原子の極低温衝突では、

- (1) 共鳴光の存在が、衝突の誘起に本質的であり、これは衝突の増大にのみ寄与する。
  - (2) 原子間に誘起された双極子相互作用の力学的効果は、トラップポテンシャルの深さを通じてのみ現れる。
  - (3) いくつかのトラップロス機構が混在しこれらの寄与を分離して扱うことは困難となる。
- このほか、アルカリ原子のトラップロススペクトルは、トラップ蛍光の減衰によって測定しているために、
- (4) 衝突誘起レーザー、トラップレーザーの効果を分離できず、共鳴付近の振る舞いは観測することができなくなっている。

一方、準安定状態Kr原子の衝突ではアルカリ原子と同様に、RE, FS過程も存在すると考えられるが、§ 6. 3で述べたベニング衝突・結合性衝突過程がこれらに比べて、2桁近く大きな衝突レートをもつようになる。これらのイオン化衝突は、衝突誘起レーザーの有無によらず準安定状態原子がイオン化半径内に接近することによって生じる過程であるから、レーザーによる双極子ポテンシャルの誘起では、衝突原子対の力学的な運動についての情報、つまり

(双極子相互作用によるエネルギー獲得)

— (冷却原子の運動エネルギー)

を観測していることになる。この結果、離調の小さい共鳴近傍のトラップロスがこれらを反映したアルカリ金属原子では観測されたことのない独特の振る舞いをする。蛍光測定代わりにイオン検出を行うことで、レーザー光を原子の状態制御にのみ用いることができる。このことが衝突原子の電子状態・運動状態の同時制御を可能にし、このような共鳴近傍の特異な振る舞いの観測を可能にしている。

### 6. 6. 3 準安定状態原子トラップの高密度化

以上で得られた衝突レートのレーザー周波数依存性、光強度依存性の実験結果をもとに、準安定状態原子トラップの高密度化の指針が得られることもできる。磁気光学トラップや光双極子トラップでは共鳴から負に離調したレーザー光を用いているから、これまでの議論により準安定状態原子を定常的に $\lambda^3$ 程度以上の原子密度でトラップすることは不可能であることがわかる。負に離調した光では、 $\lambda$ 程度の原子間距離の原子は必ず引力相互作用ポテンシャルに励起、接近することにより、イオン化衝突を生じてしまうためである。したがって、これによって実現可能な最大密度はKr原子 ( $1s_3-2p_3$ 遷移) では

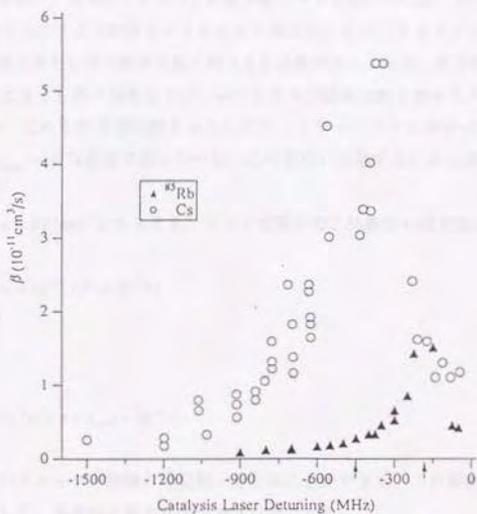


図6.6.5 Rb, Cs原子のトラップロススペクトル (D. Hoffmannら<sup>70)</sup> による).

$$n_{\max} = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi\lambda^3} = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

が限度になる。

しかし現状でのトラップ密度は、 $10^9 \text{ cm}^{-3}$ 程度であり、これにははるかに及ばない。これは(4.2.2)式での原子線強度  $\phi$  が小さいことが一因となっている。(4.2.2)式によれば、トラップ密度を2桁上げるために原子線強度を4桁上げる必要があるが、これを実現することは容易ではない。次の方法によってある程度の過渡的な高密度化は実現可能である。

光誘起衝突ロスを避け、効率よくトラップに原子をロードするためには、レーザーの離調、レーザーパワーを可能な限り小さくとり衝突レートを小さく保つとともに、トラップの磁場勾配を小さくすることでトラップ体積を増やし原子密度を低く押さえる必要がある。一方、原子密度を増やすためには、レーザーの離調を大きくし原子温度を下げ、かつトラップ磁場勾配を増やしトラップポテンシャルを急峻にすればよい。これを行う時定数を  $\tau$  としよう。トラップ内での原子の運動・冷却の時定数は(2.2.43)式より  $1/\gamma_{\text{damp}} = 10^{-9} \text{ s}$ 程度であったから、この変化に追従するためには  $1/\gamma_{\text{damp}} < \tau$ が必要である。

トラップ密度を  $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  とするとき、トラップ原子の二体衝突の時定数は、

$$1/\tau_{\text{coll}} = k \cdot n = 10^{-9} \cdot 10^{11} = 10^2 / \text{s}$$

程度であるから、

$$1/\gamma_{\text{damp}} (\sim 10^{-9} \text{ s}) < \tau < \tau_{\text{coll}} (\sim 10^{-2} \text{ s})$$

の間で、トラップパラメーター制御の時定数  $\tau$  をとることができる。この制御を行うことで、二体衝突ロスを最小限にして、過渡的な高密度化が達成可能である。

一方、正に離調したレーザー光による双極子相互作用の斥力ポテンシャルの励起によって衝突を回避することも可能であろう。図6.4.5(c)のシミュレーションに示されているとおり、トラップレーザーの離調が、自然幅の数倍程度のときには、10nm程度の原子間距離で、衝突原子対は再び  $1s_z$  状態に戻っていることがわかる。この原子間距離ではまだ準安定状態原子対の自動イオン化は生じないから、正に離調したレーザーによって斥力ポテンシャルを励起することができれば原子対の接近を防ぐことが可能である。この励起を行うためには、図6.4.1より1GHz程度正に離調したレーザーを照射すればいいことがわかる。このとき、図6.4.1に示されているように、相互作用ポテンシャルの励起レートは急峻な位置依存性をもつために、その励起確率は著しく低下する。これを補うため、この励起には §6.5.1 で用いたレーザー光強度、 $\sim 10 \text{ mW/cm}^2$  とは桁違いに大きな強度を必要とすることが予想される。

この手法は、アルカリ金属原子の(光誘起)衝突抑制にも同様に適用可能であり、ボース凝縮等を狙うトラップ原子の高密度化に大きく寄与すると考えられる。

以上のような高密度化を考えるときには、§ 4. 1で扱った輻射トラップが深刻な問題となってくる。このとき超微細準位をもつ $^{85}\text{Kr}$ 原子や、アルカリ金属原子ではW.Ketterleら<sup>26)</sup>によってデモンストレーションされた“dark-SPO T”による手法によりこの問題を回避することができる。これらの組み合わせによって、高密度化を狙うのも興味深いテーマである。

## § 6. 7 まとめ

準安定状態Kr原子の極低温衝突における、近共鳴レーザー光の影響について詳細な検討を加えた。レーザー光により近接原子間に共鳴双極子相互作用を誘起し、そのレーザー光の離調により準分子ポテンシャルの選択的な励起を行うことで、準安定状態原子のイオン化衝突レートの増強のみならず、抑制を制御可能であることを初めて実験的に示した。この増強と抑制は、原子の双極子遷移の飽和光強度の2倍程度のレーザー光強度でそれぞれ+200%、-30%にも及んだ。

極低温衝突の研究は、これまでアルカリ金属原子で盛んに行われてきたが、アルカリ金属原子では共鳴双極子相互作用エネルギーと同程度の超微細構造が必ず存在するために、極低温衝突理論と実験結果との比較検討においては、超微細構造の取り扱いについての複雑さ、曖昧さが常に議論の対象となってきた。一方、 $^{84}\text{Kr}$ では核スピンの0であるから、超微細準位のもたらす問題の複雑化を避けることができ、明快な議論が可能となる。

これまでのGallagher, Pritchardらによる光誘起極低温衝突の定式化では、引力相互作用に伴う衝突レートの増強効果のみを記述しており、斥力相互作用の効果は取り入れられていなかった。そこで彼らの定式化を拡張し、引力、斥力相互作用ポテンシャルを取り入れ、そこへの励起確率、その準分子ポテンシャルからのエネルギー獲得を考慮することで、イオン化衝突レートのモンテカルロシミュレーションを行った。シミュレーションの結果は、実験で得られた衝突レートの増減の衝突誘起レーザー周波数依存性を非常によく再現した。

また、この実験では光誘起極低温衝突での温度依存性の測定も同時に行い、磁気光学トラップ中で、トラップレーザー・衝突誘起レーザーを時間分割照射することで、トラップ原子温度（運動状態）、トラップ原子の電子状態の制御が独立に行えることを示している。

付録

§ 6. A 原子間の共鳴双極子相互作用

基底状態原子、分子間に働く最もよく知られた相互作用は、ファンデルワールス引力であり、これはロンドンの導いた $r^{-6}$ のポテンシャルによってよく説明される。2個の同種原子において、一方が基底状態に、他方がそれと双極子遷移で結ばれた励起状態にあるとき、大きな原子間距離において原子間に働く相互作用エネルギーは $r^{-3}$ で変化するはるかに強い長距離力、共鳴双極子相互作用が存在することがアイゼンシッツ、ロンドンによって示された<sup>80)</sup>。これらは1次の分散力で、原子間の励起状態の交換によって生じる相互作用である<sup>81)</sup>。

この問題を解くには、孤立原子系を非摂動系と見なし、それらの電気相互作用ポテンシャルエネルギーを摂動演算子とみなす。2原子 $a, b$ が $n$ 電子をもつとき、ハミルトニアンは

$$V_0 = -\sum_i \frac{Z_a}{r_{ai}} - \sum_j \frac{Z_b}{r_{bj}} + \sum_{ij} \frac{1}{r_{ij}} + \frac{Z_a Z_b}{r} \quad (6.A.1)$$

で与えられる。これは、一方の電子と他方の原子核とのポテンシャル、2原子を構成する電子間の反発、そして核どうしの反発の項からなっている。原子間隔が原子の大きさに比べて十分に大きいとき $R > r_{ai} + r_{bj}$ には、この相互作用ポテンシャルは $1/r$ のべき乗で次の形に展開できる。

$$V_0 = \sum_{n=0}^{\infty} V_n / r^n \quad (6.A.2)$$

中性原子の相互作用では、点電荷-点電荷、点電荷-双極子相互作用に起因する項については $V_1 = V_2 = 0$ となり、双極子-双極子相互作用に起因する $V_3 / r^3$ が多重極展開の最初の項として現われる。これは次の形に表せる。

$$\begin{aligned} V_3 &= -\sum_i \sum_j (2z_a z_b - x_a x_b - y_a y_b) \\ &= \mathbf{D}_a \cdot \mathbf{D}_b - 3(\mathbf{D}_a \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{D}_b \cdot \hat{\mathbf{r}}) \end{aligned} \quad (6.A.3)$$

ここで $\hat{\mathbf{r}}$ は軸方向の単位ベクトルで、 $\mathbf{D}_a = -\sum_i \mathbf{r}_{ai}$ 、 $\mathbf{D}_b = -\sum_j \mathbf{r}_{bj}$ はそれぞれ原子 $a, b$ の瞬間的な電気双極子モーメントを表している。

極低温原子の光誘起衝突実験で興味のある双極子-双極子相互作用エネルギーは $|V_{dip-dip}| / h = 1 \text{ GHz}$ であるのに対し、Kr原子2p状態のスピン・軌道相互作用によるエネルギー分裂は、 $|H_{so}| / h = 400 \text{ GHz}$ 、 $(2p_x - 2p_y)$ 程度であるから、

$$V_{dip-dip} \ll H_{l_s, s} + H_{l_s, s} \quad (6.A.4)$$

が成り立っている。したがってこの場合には、双極子-双極子相互作用を摂動項として、スピン・軌道相互作用を取り入れた $J$ による結合表示を用いて固有関数を展開することができる。

原子間相互作用を完全に扱うためには、任意の2電子の交換に関して反対称となるような波動関数

を与える必要があるが、原子間距離が大きいときには衝突原子間の電子交換によって生じる相互作用は無視できるので、0次波動関数としては次のような単純な2原子それぞれの波動関数の積で考えることができる<sup>82)</sup>。

$$|p\rangle = |a; b\rangle = |J_a M_a\rangle |J_b M_b\rangle$$

電気双極子モーメント  $\mathbf{D}$  の球面要素による展開を行なうと<sup>83)</sup>、

$$\begin{aligned} D_1 &= (D_x + iD_y) / \sqrt{2} \\ D_0 &= D_z \\ D_{-1} &= (D_x - iD_y) / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (6.A.5)$$

となり、 $D_q$  の行列要素は、ウイグナー・エッカートの定理により

$$\langle \gamma J M | D_q | \gamma' J' M' \rangle = (-1)^{J-M} \langle \gamma J \| \mathbf{D} \| \gamma' J' \rangle \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \quad (6.A.6)$$

で与えられる。ここで  $\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}$  は 3  $J$  記号を表し、 $M$ 、 $M'$  や  $q$  に依存しない係数  $\langle \gamma J \| \mathbf{D} \| \gamma' J' \rangle$  は全ての磁気副準位の遷移モーメントの2乗和  $\sum_{MM'} \langle \gamma J M | D_q | \gamma' J' M' \rangle^2 = \langle \gamma J \| \mathbf{D} \| \gamma' J' \rangle^2$  として与えられる既約行列要素であり、遷移確率との関係は、

$$W(\gamma J; \gamma' J') = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{2J+1} \langle \gamma J \| \mathbf{D} \| \gamma' J' \rangle^2 \quad (6.A.7)$$

で与えられている。

これらの関係から、(6.A.3)式の大極子相互作用の摂動項は、(6.A.5)式の大極子モーメントの球面要素を用いて表すと、

$$V_3 = D_{1a} D_{-1b} + D_{-1a} D_{1b} - 2D_{0a} D_{0b} \quad (6.A.8)$$

したがって、大極子相互作用の行列要素は

$$\begin{aligned} \langle p' | V_3 | p \rangle &= \langle a' | D_{1a} | a \rangle \langle b' | D_{-1b} | b \rangle + \langle a' | D_{-1a} | a \rangle \langle b' | D_{1b} | b \rangle - 2 \langle a' | D_{0a} | a \rangle \langle b' | D_{0b} | b \rangle \end{aligned}$$

この行列要素が存在するのは、 $|a\rangle = |J_a M_a\rangle$ 、 $|b\rangle = |J_b M_b\rangle$  に対して、

$$\begin{aligned} J_a + J_b &= J'_a + J'_b \\ M_a + M_b &= M'_a + M'_b \end{aligned}$$

が成り立つときに限られる。これは、相互作用を生じる原子対について、磁気副単位についての保存が成り立つことを示している<sup>44)</sup>。この量子数を $\Omega$ とすれば、 $\Omega = M_a + M_b = M'_a + M'_b$ である。この絶対値が、分子指標 $\Lambda = |\Omega|$ であり、相互作用エネルギーの絶対値は $\Lambda$ によって分類される。このため、相互作用エネルギーの計算では、分子指標 $\Lambda$ によって分類される部分空間ごとに考えればよい。

以上の議論をKz原子 $1s, J=2 \leftrightarrow 2p, J=3$ 遷移に適用する。この単位は、それぞれ $(2 \times 2 + 1)$ 、 $(2 \times 3 + 1)$ 重の磁気副単位の縮退があり $\Lambda = 5, 4, 3, 2, 1, 0$ の状態が生じる。この各 $\Lambda$ はそれぞれ、 $(2 \times 2)$ 、 $(4 \times 2)$ 、 $(6 \times 2)$ 、 $(8 \times 2)$ 、 $(10 \times 2)$ 、 $10$ 重の縮退をしている。共鳴双極子相互作用により、これらの縮退の一部は解け、その1次摂動エネルギーは、共鳴双極子相互作用エネルギー行列

$$V_{\alpha\beta-\alpha\beta} = \langle p' | \frac{V_1}{R^3} | p \rangle$$

の対角化により、各 $\Lambda$ の部分空間ごとに行列の固有値 $\chi_\Lambda$ から

$$V_{\alpha\beta-\alpha\beta}(\Lambda) = \chi_\Lambda (2J_{z,p} + 1) \frac{3\hbar W_{z,p-1,p}}{4} \left( \frac{\lambda}{R} \right)^3$$

が得られる。ここで、 $\lambda = \lambda/2\pi$ とした。

相互作用する原子対の状態を、 $|J_a m_a; J_b m_b\rangle$ で表すとき、 $\Lambda = 5$ となる分子状態では、

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |33; 22\rangle - |22; 33\rangle \} \quad \chi_{\Lambda=5}^1 = -0.1429$$

$$\phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |33; 22\rangle + |22; 33\rangle \} \quad \chi_{\Lambda=5}^2 = +0.1429$$

からなる。それぞれ $\Omega = \pm \Lambda$ に対して2重縮退した分子状態が生じる。

同様に、 $\Lambda = 4$ では、 $|33; 21\rangle, |32; 22\rangle, |22; 32\rangle, |21; 33\rangle$ を固有関数として展開することで、次の4つの固有値、 $\chi_{\Lambda=4} = \pm 0.1736, \pm 0.0784$ を得る。これらの計算から、実験のトラップロススペクトル測定で重要となるエネルギー領域(6.A.4)式での共鳴双極子相互作用ポテンシャルは、図6.A.1のようになる。

§ 6. 4で行ったシミュレーションでは考慮していないが、さらに正確な原子間相互作用を考えるためには(1)長距離相互作用における遅延効果の取り入れ。(2)分子寿命の見積もりが必要となる。

(1)については、最も簡単なS-P状態間の共鳴双極子相互作用については $R > r_{a1} + r_{b1}$ において、電気双極子近似のもとで量子電磁気学を用い、遅延共鳴双極子エネルギーの正確な表現が計算されている<sup>45)</sup>。これによれば、

$$E(\Sigma) = \frac{2k[S|\mu_z|P(0)]^2}{R^3} [\cos(R/\lambda) + (R/\lambda)\sin(R/\lambda)]$$

$$E(\Pi) = \frac{[S|\mu_z|P(0)]^2}{R^3} [\cos(R/\lambda) + (R/\lambda)\sin(R/\lambda) - (R/\lambda)^2 \cos(R/\lambda)]$$

したがって、§ 6. Aで行った計算では[ ]内程度の補正を無視していることになる。

(2) 2原子の共鳴相互作用は有限の寿命をもつ励起原子を含んでいるから、相互作用エネルギーは、衝突過程における、準分子の寿命に対応する自然幅をもっている。D.A.Hutchinsonら<sup>89)</sup>は分子状態の寿命を $R$ の関数として計算した。Dickeによって指摘されているように、 $u$ 、 $g$ 分子状態は $R \leq \lambda$ の距離においては非常に異なった分子寿命をもつ。例えば、1重項分子状態を作る衝突では、 $u$ 状態では、励起状態の原子寿命 $\tau$ の半分の寿命をもち、一方、 $g$ 状態は安定化する $(\lambda^2/R^2)\tau$ のオーダーの寿命をもつ。  $R$ が非常に大きいとき $R \gg \lambda$ では $u$ 、 $g$ 両方の状態の寿命は $\tau$ に等しくなる。

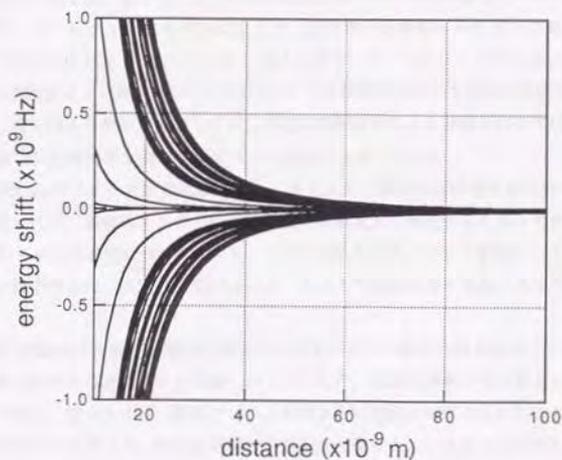


図6.A.1 Kr原子 $1s_3-2p_3$ 状態間の断熱ポテンシャル曲線。

## § 6. B 準安定状態Kr原子の極低温衝突でのベニングイオン化と結合性イオン化

準安定状態原子衝突のイオン化反応には先に述べた結合性イオン化 (A I), ベニングイオン化 (P I) の2つがエネルギー的に許容されている, しかし, 準安定状態Kr原子の極低温におけるイオン化衝突レートや, イオン化衝突におけるこれらの分岐比はこれまで報告されていない. 前者については, N.B.Kolokolovら<sup>87)</sup>のアフターグロープラズマ中でのKr ( $1s_3$ ) 原子の300Kにおけるイオン化衝突レート  $k = (5.1 \pm 0.6) \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  の報告が, また後者については, 準安定状態Ar, Krの系についてのR.H.Neynaberら報告があるのみである<sup>88)</sup>. 準安定状態Arの準安定状態エネルギー, 準安定状態からのイオン化エネルギーはKr原子のそれにはほぼ等しく, 準安定状態Kr原子の結合性イオン化, ベニングイオン化の分岐比を見積る手掛かりとなると考えられる. R.H.Neynaberらは  $1s_3$ ,  $1s_5$  準安定状態の混合したAr, Kr原子を用い, 0.01から10eVの相対運動エネルギーで実験を行い, 全イオン化に対する結合性イオン化の割合は数%以下であるとしている. このとき, 全イオン化断面積は相対運動エネルギーの関数として,  $Q_T \propto W^{0.60}$  で変化することを観測し,  $W = 0.033 \text{ eV}$  では, 全断面積は  $Q_T = 308 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  であったとしている.

これら2つのイオン化反応の温度依存性については準安定状態He原子のイオン化衝突に対してB. J. Garrisonら<sup>89)</sup>によって計算されている. 彼らは, C I法によって $^3S$  準安定状態He原子間のポテンシャルエネルギー曲線を計算し, それをもとにオービティング法によってベニング, 結合性イオン化衝突断面積を計算した. 彼らは, A I 衝突断面積の全イオン化衝突断面に占める割合の温度依存性も求めている. オービティングモデルによると, その割合は衝突エネルギーの減少とともに増大し,  $10^2 \text{ eV}$  では100%にも達するとしている. 彼らはまた, オービティング法は全イオン化断面積の計算に対しては実験値をよく再現するとしているが, A I 断面積に対しては過大評価すると指摘している. このため, 彼らはA I 断面積に対しては, 自動電離関数による評価も行っているが, そのモデルによっても  $10^2 \text{ eV}$  の相対的衝突エネルギーでは90%にも達している.

準安定状態Krのイオン化衝突においても, A I / P I 衝突の比は準安定状態Heのイオン化衝突の類似性を考えれば, 衝突エネルギーが零の極限では無限大に漸近すると考えられる. 以下では, 準安定状態Krのイオン化衝突についてオービティング法によるA I / P I 衝突レートの見積もりを行い, 実験との比較を行った. 古典的描像によって, どこまで実験結果を再現できるかを考える.

P I / A I 断面積は自動電離幅  $\gamma$  が知られていないときは厳密には求めることができない. 自動電離幅  $\gamma$  は第一原理から求めることは難しい. このため, 自動電離幅  $\gamma$  を必要としない近似的なモデルは魅力的である. 低エネルギー衝突では,  $\gamma$  を含まない単純なモデルをたてることができる. このモデルは十分低エネルギーで, 準安定状態の引力相互作用ポテンシャルで古典的なオービティングを生じる場合に適用できる. このモデルでは, 衝突原子対の相対運動が実効的動径ポテンシャル (相互作用ポテンシャル + 遠心力ポテンシャル) の極大値を超えるような衝突エネルギーと軌道角運動量を持つときに自動電離が生じ, これは実効的動径ポテンシャルの古典的回帰点だけで起こると考える.

オービティングが起きると, 衝突系どうしはかなり長い間互いに接近しているため, 両者の間で反応の生じる確率が高くなる. このオービティングの生じる条件は,

$$V_{\text{eff}}(r) = V(r) + p^2 E / r^2 = E, \quad (6.B.1)$$

$$\frac{d}{dr}(V(r) + p^2 E / r^2) = 0. \quad (6.B.2)$$

ここで、 $V_{eg}(r)$ は動径運動に対する有効ポテンシャルエネルギーで、原子間の相互作用ポテンシャルエネルギーと遠心力の項からなる、 $p$ は衝突径数、 $E$ は相対運動のエネルギーを表す。 $1s_3$ 準安定状態間の相互作用は、ファンデルワールス相互作用で

$$V(r) = -C_6 / r^6 \quad (6.B.3)$$

と書ける。(6.B.1), (6.B.2), (6.B.3)より、全イオン化衝突レートは温度 $T$ の関数として、

$$k_{ion}(T) = \sigma_{ion} v = (\pi p_0)^2 v = \frac{125\pi (2C_6)^{1/3}}{18 \sqrt{m}} (kT)^{1/6} \quad (6.B.4)$$

が得られる。

一方結合性イオン化衝突レートは(6.B.2)式の代わりに、中性原子、イオンがオービティングを生じる条件として、

$$\frac{d}{dr}(V_e(r) + p^2 E / r^2) = 0 \quad (6.B.2')$$

を用いる。イオン-中性原子間の相互作用は $\alpha$ を分極率として

$$V_e(r) = -\frac{\alpha e^2}{2} \frac{1}{r^4} \quad (6.B.3')$$

と書けるから、結合性イオン化の衝突レートは、

$$k_{AI}(T) = \sigma_{AI} v = (\pi p_{AI})^2 v = \pi \sqrt{\frac{4\alpha e^2}{m}} \quad (6.B.4')$$

と温度に依存しない値となる。準安定状態Kr原子に対する、全イオン化衝突レート(6.B.4)、A I 衝突レート(6.B.4')について求めると図6.B.1のようになる。ここで基底状態のKr原子の分極率は<sup>90) 91)</sup>  $\alpha = 2.46 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$ 、 $1s_3$ 準安定状態間のファンデルワールス定数を $C_6 = 4600 a_0^6$  ( $a_0$ はボーア半径)とした<sup>71)</sup> (§ 6. 2 参照)。

全イオン化衝突レートは100  $\mu\text{K}$ で $2.6 \times 10^{10} \text{ cm}^3$ となり古典的モデルであるにもかかわらず実験値を反映した値となっているが、結合性イオン化レートの寄与は、1K以下の温度領域では、明らかに正しい評価は与えていない。また極低温衝突の極限で、反応をほぼ支配すると考えられる結合性イオン化衝突レートの全イオン化衝突レートに占める割合は§ 6. 5. 3の実験からはほぼ10%であり、この実験事実をうまく説明することができない。

衝突から、観測までには3  $\mu\text{s}$ の飛行時間があり、分子寿命がこれに比べて短い可能性、また、共鳴双極子相互作用によって衝突が誘起される時点で衝突系の運動エネルギー獲得がこの原因として考え

られる。後者については、図6.4.5(a)のシミュレーションより衝突誘起レーザーの周波数離調が30MHz程度までであるとき、原子間距離10nmでのエネルギー獲得は1K以下であることが分かる。従ってこれはAIレートの低さを説明する理由とはならないと考えられる。逆に衝突誘起レーザーによる双極子相互作用誘起に伴う衝突原子系の加熱効果は、図6.4.5(a)に示すように励起周波数の関数として知ることができるから、衝突エネルギーの関数として結合性イオン化レートを実験的に求めることもできよう。

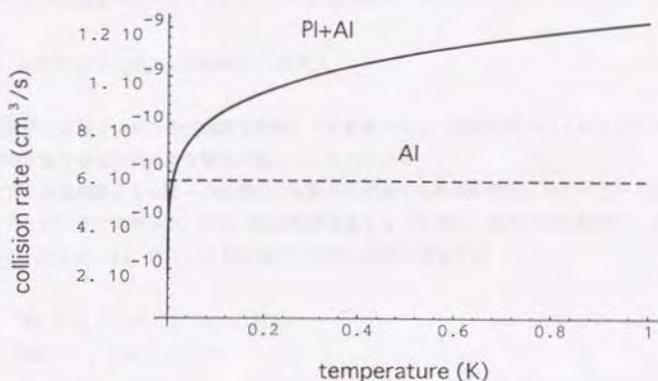


図6.B.1 オービティングモデルによる、ベニングイオン化レート、結合性イオン化レートの温度依存性。

## § 6. C スピン偏極 $1s_3$ 準安定状態Kr原子の極低温衝突

### 6. C. 1 はじめに

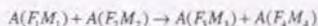
本節では、トラップレーザー光のないときの $1s_3$ 状態原子間の極低温衝突の問題を取り扱う。§ 6. 2で述べたように、ドップラー冷却温度の $1s_3$ 状態Kr原子では、衝突を記述する部分波は  $s$  波、 $p$  波に限られ、衝突過程での顕著な量子力学的振る舞いを観測することができる可能性がある。特にKr原子では、異なる統計性をもつ同位体、 $^{84}\text{Kr}$ 、 $^{83}\text{Kr}$ を含むため、この温度領域での2種の同位体の衝突過程の観測は興味深い。

以下の実験では、§ 6. 5で述べた『衝突原子の、電子状態・運動状態の同時制御』を行い、電子スピン偏極原子、あるいは核スピン偏極も同時に行った二重偏極原子の極低温イオン化衝突過程を観測している。

ボース凝縮を目指す水素原子の四重極磁場トラップでは、水素原子の二体衝突にともなう分子化過程を抑制する効果的な方法として、水素原子のスピン偏極を行っている。準安定状態原子のスピン偏極による衝突の抑制は可能であろうか？

### 6. C. 2 スピン偏極 $1s_3$ 準安定状態Kr原子の極低温衝突での統計性の効果

偏極・非偏極原子の衝突レートの違いを観測することは興味深い。このような研究は、これまで水素原子の超微細構造の変化をとまなう、次の非弾性衝突で行われている。



非偏極原子では電子スピンの交換相互作用による衝突が生じ、偏極原子ではこれよりずっと遅い電子スピンの双極子相互作用による衝突が起こるとされている<sup>72)</sup>。

ここで、非偏極原子とは原子の状態の占有数分布が全ての磁気副単位にわたっている場合を指し、偏極原子とは、全ての原子が、最大の軌道角運動量をもつ状態の、最大の磁気副単位にある場合を指している。これは、 $1s_3$  ( $^3P_3$ ) 状態Kr原子では次の場合に相当する、

$$^{83}\text{Kr} (1s_3, F=13/2, m_F=13/2)$$

$$^{84}\text{Kr} (1s_3, J=2, m_J=2)$$

このような、偏極準安定状態希ガス原子では、 $A I \cdot P I$  過程の衝突レートが非偏極原子に比べてずっと遅くなることが期待される。これは、衝突過程で形成される分子状態で全てのスピンのそろっていると、イオン系の基底状態への電子放出はスピン禁制となり、スピン・軌道結合があって初めて生じるようになるためである。この衝突レートの偏極依存性はスピン・軌道結合の小さいHe原子で最も大きくなり、この違いは数桁以上異なるとされている<sup>73)</sup>。

一方、フェルミ粒子奇数個からなる粒子はフェルミ粒子、フェルミ粒子偶数個からなる粒子は、ボース粒子となるから、 $^{83}\text{Kr}$ はフェルミ粒子的、 $^{84}\text{Kr}$ はボース粒子的な振る舞いをする複合粒子となる。したがって、このような偏極した原子を用意すれば、それらの統計性に応じて、奇数次または偶数次の球面調和関数のみが散乱振幅に寄与するような衝突を実現することができる。§ 6. 2で、 $1s_3$ 状

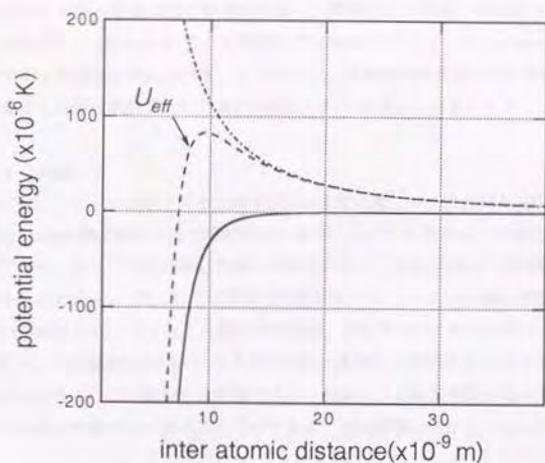


図6.C.1  $1s$ 状態Kr原子の  $s$ 波,  $p$ 波衝突での有効ポテンシャル, 実線は  $1s$ 状態原子間のファンデルワールス相互作用を, 1点破線は  $p$ 波衝突での遠心力ポテンシャルを表す.

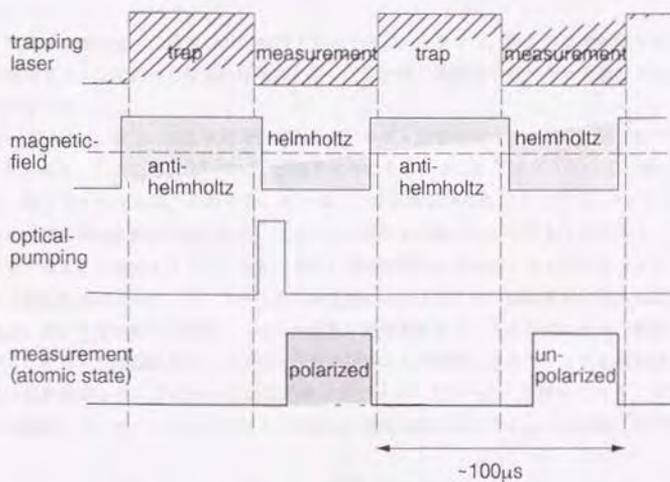


図6.C.2 測定の時軸チャート.

態Kr原子のドブラー冷却温度での衝突は遠心力障壁のためs波、またはp波に限られることを示した。この様子を、図6.C.1に示す。p波衝突では80 $\mu$ Kでポテンシャルの極大を生じるため、これ以下の温度ではp波衝突は禁止される。したがって、奇数次の部分波のみが衝突に寄与する偏極 $^{85}\text{Kr}$ では、s波衝突も同時に禁止されているから衝突レートは著しく小さくなることが期待される。

### 6. C. 3 実験方法

前述のように、トラップサイズの正確な測定は非常に難しい。これには100 $\mu\text{m}$ 程度しかないトラップサイズを、30cm程度離れた真空槽外部から測定しなければならないためと、トラップ内での原子の長周期でのチャネリングを正確に評価しきれないためである。偏極・非偏極による衝突レートの違いを観測するだけなら、§6. 5. 1と同様の方法によってトラップ体積の評価を避けることが可能である。図6.C.2のように、トラップ、電子状態制御、測定を100 $\mu\text{s}$ 程度の周期で繰り返せば、この間のトラップ原子の拡散距離は10 $\mu\text{m}$ にすぎないから、連続する周期ではトラップ体積は変化しないと仮定することができる。この連続する周期でスピン制御による衝突頻度の変化を観測すれば、その違いをトラップ体積の評価なしで求めることができる。実験配置を図6.C.3に示す。

このスピン偏極制御は次の手順で行った。

- (1) 磁気光学トラップによる、トラップ・原子温度の設定（反ヘルムホルツ磁場）。
- (2) ヘルムホルツ磁場の生成。
- (3) レーザー光ポンピングによるスピン偏極。
- (4) 衝突の測定。

(1) では4章で述べた通常の磁気光学トラップ中で、トラップ、原子の温度制御を行う。原子の温度制御は§4. 3で述べた偏光均配冷却を用い、レーザー周波数・レーザー光強度を変えることにより行っている。

トラップ時には、原子は四重極磁場中にあるが、スピン偏極を行うためには、原子を一様磁場中に置く必要がある。このため(2)では、磁場の切り替えを行う。トラップコイルは、図6.C.3のように、長・短2つのコイルA、Bからなっている。このうち短い方のコイルはインダクタンス2 $\mu\text{H}$ 程度であり高速の電流制御が可能である。コイルBの電流を反転することによりコイルA、Bはヘルムホルツコイルとして機能することになる。通常の電圧制御では電流の立ち上がりはコイルのインダクタンスと駆動電源のインピーダンスからなる時定数に支配されるが、駆動電源に電流帰還を施すことで、電源に用いる増幅器の時定数でコイルの電流を高速制御することが可能になる。電源の利用効率を上げるためBTL増幅器とし、バイポーラトランジスタで問題となるキャリア蓄積効果を避けるため終段は電界効果トランジスタ2SK906を準コンプリメンタリペアードで用いたパワーアンプを設計し、この電源によって、コイルBに対して $\pm 20\text{A}$ の電流を立ち上がり3 $\mu\text{s}$  (0.90%)での供給を実現した。

(3) ヘルムホルツコイルA、Bの作る一様磁場中で磁場と平行に $\sigma^+$ 光、または $\sigma^-$ 光を照射することによって $1s$ 状態の最大または最小の磁気副準位に光ポンプを行う。この光ポンプにはトラップレーザーをAOMで切り替えることによって利用している。

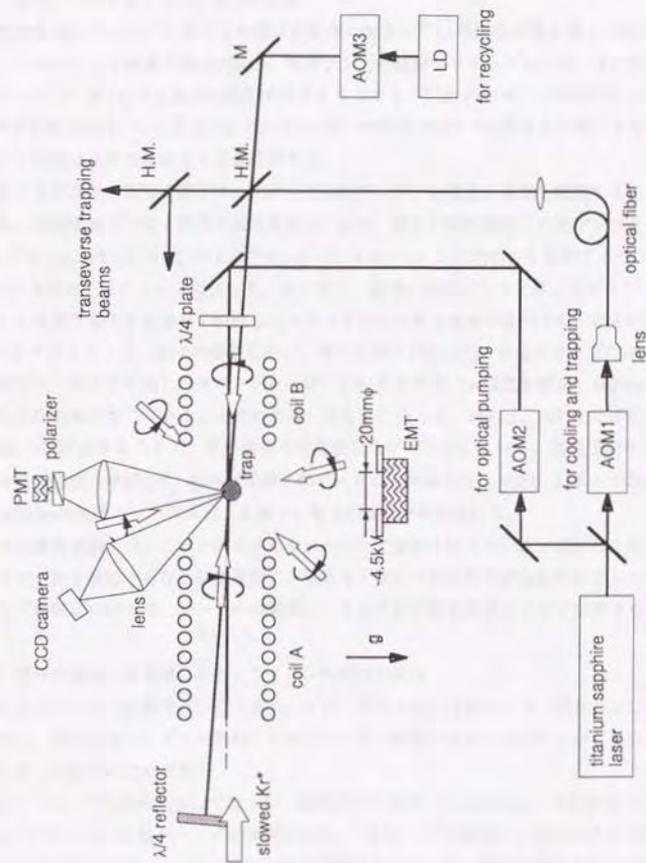


图6.C.3 实验配置.

(4) では衝突を生成イオンによって観測している。この詳細は § 6. 5. 1 で述べた方法と同一である。一周期ごとに、偏極・非偏極の条件を変えることでそれぞれの条件で生じるイオン計数を積算している。

#### 6. C. 4 実験結果、議論

##### (1) 光ポンプによるトラップ原子の偏極

磁気副準位の光ポンプに要する時間は多重度の大きい $^{83}\text{Kr}$ の場合が最も厳しい条件を与える。例えば、ヘルムホルツ磁場の強度が2mT、光ポンプ光の離調=トラップレーザー光の離調=20MHz、レーザーパワーを $1s_y-2p_x$ 遷移の飽和光強度とすると、 $^{83}\text{Kr}$ の光ポンプ時間は6 $\mu\text{s}$ で、25光子必要なことが計算される。これ以上の光ポンプレーザーの照射は原子の加熱を引き起こすのみであるから、光ポンプ時間は必要最小限とする必要がある。

このときの原子の偏極の様子は、光ポンプ過程での原子の蛍光の偏光を観測することで知ることができる。非偏極原子では $\pi$ 偏光の蛍光を放出するが、最大の磁気副準位に光ポンプされた原子では $\sigma$ 偏光( $^{83}\text{Kr}, m_f=13/2 \rightarrow m_f'=13/2$ ;  $^{84}\text{Kr}, m_f=2 \rightarrow m_f'=3$ )の蛍光のみを放出する。

図6.C.2のタイムチャートに従って、レーザー・磁場の制御を行うとき、光ポンプレーザーの偏光に対して垂直な偏光子を通して観測したトラップからの蛍光強度の変化を図6.C.4に示す。ここで、3-167 $\mu\text{s}$ ではトラップ・原子の偏極を行い、それに続く167-327 $\mu\text{s}$ ではトラップのみ行っている。偏極周期では、偏光子を通した光ポンプレーザーに対する蛍光( $\pi$ 偏光を観測)は20 $\mu\text{s}$ には0に達し、ほぼ完全な偏極が生じていることがわかる。さらにこのとき、144 $\mu\text{s}$ 、308 $\mu\text{s}$ では光ポンプレーザーを500nsの間照射することで、原子偏極の時間変化をプローブしている。偏極周期では、これにともなう $\pi$ 偏光強度はほぼ0で、偏極は維持されていることがわかる。一方、トラップのみ行う非偏極周期では500nsの光ポンプパルスによる強い $\pi$ 偏光の蛍光が観測される。

以下の衝突実験では、これと同じタイムチャートで実験を行っている。実験の1サイクルの前半はトラップ・原子偏極からなる偏極周期で、後半はトラップのみ行う非偏極周期としている。ただし、光ポンプ時間については、レーザーの離調、ヘルムホルツ磁場強度によって変化させている。

##### (2) 原子の偏極・非偏極にともなうイオン化衝突の変化

これらのレーザー制御を行ったときの、イオン計数の変化を図6.C.5、図6.C.6に示す。トラップレーザー、光ポンプレーザーの照射に対応してイオン計数の増大が見られるがこれは6章で示した光誘起イオン化衝突のためである。

図6.C.5に、 $^{84}\text{Kr}$ 原子に対して行った、偏極原子の衝突(110-160 $\mu\text{s}$ )と非偏極原子の衝突(270-320 $\mu\text{s}$ )でのイオン計数レートの観測例を示す。 $^{84}\text{Kr}$ 原子では偏極原子でのイオン化衝突レートの減少はほとんど見られず、むしろ3.8%の増大が観測されている。偏極状態でイオン化衝突の減少が観測されないのは $^{84}\text{Kr}$ ではスピン軌道相互作用が大きいために、 $^4\text{He}$ で期待されるようなスピン禁制の効果が期待できなくなるためであり、このときの増大は偏極ボソンでの粒子の統計性の効果と考えられる。

$^{83}\text{Kr}$ に対して行った同様の実験の結果を図6.C.6に示す。図6.C.6の結果では偏極周期で、非偏極周期に比べて5.3%のイオン計数レートの減少が見られる。一方、トラップレーザー照射時の光誘起

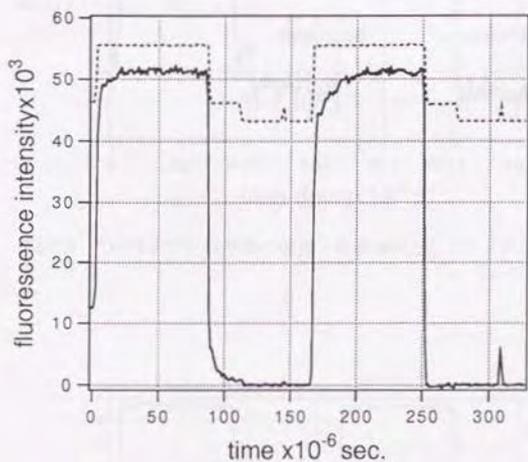


図6.C.4 光ポンプレーザーの偏光方向に対して垂直の偏光子を通して観測した $^{85}\text{Kr}$ 原子トラップからの蛍光強度の変化(実線)。破線は、入射したトラップレーザー(3-88  $\mu\text{s}$ , 167-250  $\mu\text{s}$ )、リサイクルレーザー(3-112  $\mu\text{s}$ , 167-275  $\mu\text{s}$ )、光ポンプレーザー(88-112  $\mu\text{s}$ )を表す。144  $\mu\text{s}$ , 308  $\mu\text{s}$ では光ポンプレーザーを500ms照射し偏極の時間変化をプローブしている。

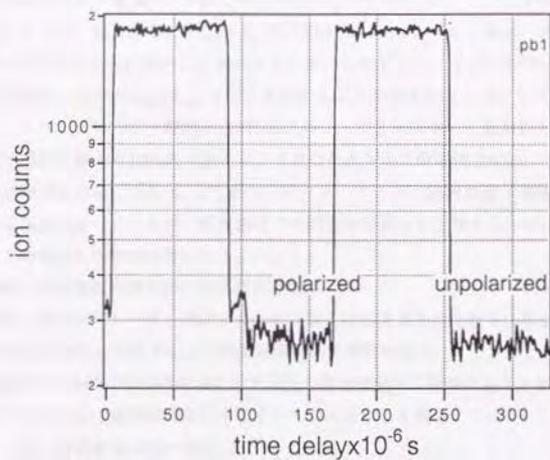


図6.C.5  $^{84}\text{Kr}$ 原子での $1s_5$ 状態の偏極・非偏極にともなうイオン計数レートの変化.

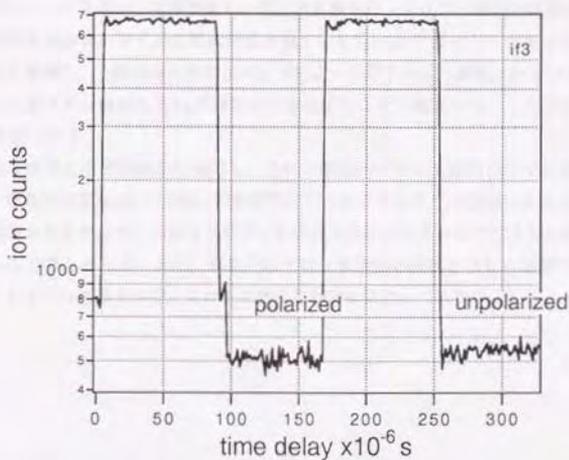


図6.C.6  $^{83}\text{Kr}$ 原子での $1s_5$ 状態の偏極・非偏極にともなうイオン計数レートの変化.

衝突ともなうイオン計数レートはともに0.6%以内で一致していて、しかも時間的変化も生じていない。このことは、(6.5.1)式より  $I_{\text{ion}} = k_{\text{ion}}[\text{Kr}^+][\text{Kr}^+] = \text{const}$ 、つまり偏極・非偏極周期でトラップ原子密度  $[\text{Kr}^+]$  が変化していないことを示している。したがって、イオン計数レートの比から偏極・非偏極時の衝突レートの比  $k_{\text{pol}}/k_{\text{unpol}} = 0.95$  を求めることができる。このときの実験条件は、光ポンプ時間  $7 \mu\text{s}$ 、トラップレーザー離調  $-6.3 \text{ MHz}$  であり、トラップレーザー光強度と離調から推定されるトラップ原子温度はおおよそ  $150 \mu\text{K}$  であった。またヘルムホルツ磁場強度は  $2 \text{ mT}$  であった。

以上の実験データは、§6. C. 2で述べたボース・フェルミ統計に従う偏極原子の衝突過程の違いを示唆する結果となっているが、衝突過程での統計性の違いを主張するためには、さらに次のような実験データの収集と吟味が必要になる。

(1) 偏極・非偏極衝突測定時の原子温度の測定。

磁場反転・光ポンプレーザー照射ともなう原子の加熱効果の見積る必要がある。

(2)  $^{83}\text{Kr}$  原子での  $1s_3$  状態  $F=13/2$  超微細準位の占有数の測定。

磁気副準位の光ポンプは図6.C.4に示す蛍光の偏光測定から観測することができるが、このとき、全ての原子が  $F=13/2$  超微細準位にあるかどうかは必ずしも明らかではない。

(3)  $k_{\text{pol}}/k_{\text{unpol}}$  の温度依存性の測定。

偏極  $^{83}\text{Kr}$  原子での衝突レートの減少が、フェルミ粒子での  $s$  波衝突の禁止による結果であるなら、 $p$  波衝突レートは衝突エネルギー  $T \rightarrow 0$  のとき0となるから、 $k_{\text{pol}}/k_{\text{unpol}} \rightarrow 0 (T \rightarrow 0)$  の温度依存性の測定は最も有力な確認方法となる。

## 6. C. 5 まとめ

磁気光学トラップを用い、状態制御レーザーの変調を行うことで、準安定状態原子のスピン偏極極低温衝突実験を試みた。コイルに電流掃還を施すことで  $\sim \mu\text{s}$  で反ヘルムホルツヘルムホルツ磁場の磁場反転を実現し、一様磁場中での光ポンプによって電子スピン偏極、あるいは核スピン偏極も同時に行なった二重スピン偏極した  $1s_3$  状態原子を生成することに成功した。このスピン偏極の過程はおおよそ  $10 \mu\text{s}$  で終了する。

この手法を準安定状態  $\text{Kr}$  原子に適用し、スピン偏極のイオン化衝突に対する影響を調べた。 $^{84}\text{Kr}$  原子では、準安定状態  $\text{He}$  原子に対して議論されているようなスピン偏極によるイオン化衝突の抑制の効果は観測されなかった。これはスピン・軌道相互作用が大きいためスピン禁制過程が生じやすくなったためと考えられる。また、偏極  $^{83}\text{Kr}$  では  $s$  波衝突が禁制となり、衝突の大幅な抑制が期待されたがこれまでの結果からは、これを支持する結論には至っていない。

## 第7章 研究のまとめと展望

本研究では、準安定状態Ar, Kr原子に対して中性原子レーザー冷却・トラップを行い、原子定数の精密測定、極低温衝突物理への応用をはかった。この成果をまとめると次のようになる。

(1) 準安定状態Ar, Kr原子の冷却・トラップを初めて行い、特にKr原子ではレーザートラップによって同位体の分離が可能であることを示した。これによって、極低温原子、トラップ原子の示す同位体効果の観測が可能になった。

(2) Ar, Kr原子の $1s_2$ 準安定状態の寿命測定を行い、レーザートラップを用いることで中性原子について10s以上の準安定状態寿命の測定が可能であることを初めて示した。

(3) 準安定状態原子の光誘起極低温衝突のダイナミクスの解明を行った。レーザートラップを用いることで、原子温度と、原子間相互作用の同時制御が可能になることを利用し、原子間に働く共鳴双極子相互作用の力学的効果を明らかにし、斥力項による衝突の抑制を初めて観測した。

これらの研究の過程で検討した、興味深いテーマについて章末の付録にまとめた。

(4) トラップレーザーの矩形波変調を施すとき、変調のデューティー比によってトラップポテンシャルが制御可能なことを示した。これによって、トラップ原子と導入気体との相互作用定数が決定できることを示した。

(5)  $^{83}\text{Kr}$ 原子では、超微細相互作用のために $1s_2$ 状態では全軌道角運動量 $F$ に応じた準安定状態寿命をもつことを計算し、また、準安定状態寿命の減少を測定した。

(6) レーザートラップ中で、トラップの安定性を失うことなく、極低温トラップ原子のスピン偏極が可能であることを実験的に示し、このスピン偏極した $1s_2$ 準安定状態原子の衝突実験を行った。粒子の統計性を異にする $^{83}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ の比較実験を行ったが、現在のところ、同位体効果を示す確定的なデータを取るには至っていない。

レーザー冷却・トラップ技術の確立によって、中性原子の運動制御を自在に行うことができるようになった。本研究では、さらに、原子の内部状態の制御を施すことで様々な物理量の測定が行えることを示した。(2)ではトラップレーザーの矩形波変調を行うことで、トラップの安定性を失うことなく、トラップに用いる2準位 $1s_2$ - $2p_1$ の電子状態の分離が行えることを示し、(3)では冷却・トラップレーザーで運動状態を準備し、その後照射するレーザーによって衝突原子間の相互作用を制御できることを示している。このような運動状態と電子状態の同時制御は、両者の制御に要する時定数が異なることを利用している。ドップラー冷却の時定数 $\tau_D \sim 100 \mu\text{s}$ に対して、電子状態の制御は、励起状態寿命 $\tau_A \sim 30\text{ns}$ から数光子の光ポンプに要する $\tau_{op} \sim 10 \mu\text{s}$ 以内を実現することができるためである。

このような手法は(5)、(6)に述べた方向でさらに研究を進めていくことができる。(5)ではさらに、 $1s_2$ 状態の超微細準位 $F$ の光ポンプを併用することで準安定状態寿命の $F$ 依存性を明らかにすることが可能であるし、(6)で試みたような、衝突原子温度、原子偏極を極めてよく定義した極低温衝突実験の可能性は、準安定状態He原子等に適用されれば多くの新しい知見を生むであろう。

レーザー冷却・トラップを用いた極低温原子物理の研究は、Na原子のモラセスの開発によって研究が始まって以来ほぼ10年がたち、現在では、アルカリ金属原子、アルカリ土類原子、希ガス準安定状態原子のほとんど全ての原子種で冷却・トラップが報告されている。しかし、アルカリ金属原子を除けば、トラップ原子を利用した極低温原子衝突、あるいは原子定数の測定の報告は少ない。今後はここで述べたような様々な実験手法の開発により、レーザートラップは極低温原子物理の研究手法として欠くことのでない位置を占めてゆくと考えられる。

## 謝辞

本研究は、東京大学工学部清水研究室において行った、主としてここ4年間の研究をまとめたものです。この間、大変充実した研究生生活を送れたのも、多くの方々からの貴重なご指導、ご協力あつたことだと強く感じております。ここに感謝の意を表します。

清水富士夫教授には、学部4年で清水研究室に入って以来7年間にわたって、実験のテクニックから結果の議論にいたるまで終始適切なご指導、ご鞭撻を頂くと同時に大変自由な研究環境を与えていただきました。また、研究に取り組む姿勢、研究の進め方など大いに学ぶことができました。

五神真助教授には、輪講や普段の議論を通して、有益なご指摘、ご助言を数多く頂きました。

江馬一弘助手（現上智大学助教授）には、清水研究室での研究生生活が始まって以来、常に身近で実験の進め方についてご指導いただきました。

森永実助手には、身近な相談相手として、またレーザーの調整等実験においても多大な協力を頂きました。

卒論生の津田博之氏（現東京ガス）には、第6章の偏極原子の極低温衝突の実験に、夜遅くまで辛抱強く付き合ってくださいました。樺田英之氏には半導体レーザーの製作や実験においてしばしば協力いただきました。

黒須隆行博士（現計量研究所）、鳥野亮助手、大学院生の神谷聡史氏（現日本電気）、向井哲哉氏、安田正美氏、井戸哲也氏、下山峰史氏、和田雄人氏、またM1、B4の方々には研究生生活全般にわたって色々な形でお世話になりました。

齋木敏治博士（現神奈川科学アカデミー）には、同期生としてしばしば助まさせていただきました。電気通信大学の清水和子助教授にはレーザー研究センターを訪れるたびに大変お世話になりました。

このように多くの方々の援助を受けました。お世話になった皆様に改めてお礼を申し上げます。

## 参考文献

- 1) S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- 2) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- 3) P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- 4) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- 5) P. Ungar, D. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989).
- 6) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L1847, (1987); F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **39**, 2758 (1989).
- 7) H. Katori and F. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L2124 (1990).
- 8) H. Katori and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3345 (1993).
- 9) H. Katori and F. Shimizu, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- 10) C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, Wiley-InterScience.
- 11) C. Cohen-Tannoudji, in *Les Houches 1990*, J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin Editors, North-Holland.
- 12) W. D. Phillips, in *Les Houches 1990*, J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin Editors, North-Holland.
- 13) N. E. Small-Warren and L.-Y. Chou Chiu, *Phys. Rev. A* **11**, 1777 (1975).
- 14) M. V. Fonseca and J. Campos, *Phys. Rev. A* **17**, 1080 (1978).
- 15) R. S. F. Chang, H. Horiguchi, and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **73**, 778 (1980).
- 16) B. D. Cannon and G. R. Janik, *Phys. Rev. A* **42**, 397 (1990).
- 17) D. A. Jackson, *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 503 (1979).
- 18) X. Husson, J. P. Grandin, and H. Kucal, *J. Phys. B* **12**, 3883 (1979).
- 19) W. L. Faust and L. Y. Chow Chiu, *Phys. Rev.* **129**, 1214 (1963).
- 20) J. R. Brandenberger, *Phys. Rev. A* **39**, 64 (1989).
- 21) J. P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).
- 22) W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- 23) W. D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- 24) A. Ashkin and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **B**, 511 (1983).

- 25) A. M. Steane and C. J. Foot, *Europhys. Lett.* **14**, 231 (1991).
- 26) W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
- 27) T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- 28) C. E. Wieman and L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991).
- K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, *Am. J. Phys.* **60**, 1098 (1992).
- 29) S. Saito O. Nilsson and Y. Yamamoto, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE 18**, 961 (1982).
- 30) N. P. Bigelow and M. G. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 29 (1990).
- 31) D. Sesko, T. Walker, and C. Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 946 (1991).
- 32) P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- 33) A. M. Steane and C. J. Foot, *Europhys. Lett.* **14**, 23 (1991).
- 34) M. D. Hoogerland, H. F. P. de Bie, H. C. W. Beijerinck K. A. H. van Leeuwen, P. van der Straten E. J. D. Vredenburg, and H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3332 (1994).
- 35) C. Gerz, T. W. Hodapp, P. Jessen, K. M. Jones, W. D. Phillips, C. I. Westbrook, and K. Molmer, *Europhys. Lett.* **21**, 661 (1993).
- 36) P. E. Siska, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 337 (1993).
- 37) W. M. Borst, *Rev. Sci. Instrum.* **42**, 1543 (1971).
- 38) A. S. Pearl, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 703 (1970).
- 39) D. E. Kaslow and J. C. Zorn, *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 1209 (1973), and references therein.
- 40) R. S. Van Dyck, Jr., C. E. Johnson, and H. A. Shugart, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1403 (1970), and *Phys. Rev. A* **4**, 1327 (1971).
- 41) R. S. Van Dyck, Jr., C. E. Johnson, and H. A. Shugart, *Phys. Rev. A* **5**, 991 (1972).
- 42) R. Schneider and G. Werth, *Z. Phys. A* **293**, 103 (1979).
- 43) W. Nagoumey, J. Sandberg, and H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986).
- 44) C. Wallace, T. Dineen, K. Tan, T. Grove, and P. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992).
- 45) M. Prentiss, A. Cable, J. Bjorkholm, S. Chu, E. Raab, and D. Pritchard, *Opt. Lett.* **13**, 452 (1988).
- 46) K. Nakayama and H. Hojo, *Proc. 6th Internl. Vacuum Congr. Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. 2, Pt. 1*, 113 (1974).
- 47) Daniel H. Winicur, James L. Fraites, and Jhon Bentley, *J. Chem. Phys.* **64**, 1724 (1976).

- 48) E. R. T. Kerstel, C. P. J. W. Van Kraysdijk, J. C. Vlugter and H. C. W. Beijerinck, *Chem. Phys.* **121**, 211 (121).
- 49) E. U. Condon and G. H. Shortley, "The Theory of Atomic Spectra", Cambridge University Press 1964.
- 50) J. D. Dow and R. S. Knox, *Phys. Rev.* **152**, 50 (1966).
- 51) G. M. Lawrence, *Phys. Rev.* **175**, 40 (1968).
- 52) M. Walhout, A. Witte, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2843 (1994).
- 53) A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2142 (1992).
- 54) J. E. Bjorkholm, *Phys. Rev. A* **38**, 1599 (1988).
- 55) L. G. Piper, J. E. Velazco, and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **59**, 3323 (1973).
- 56) R. H. Garstang, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 845 (1962).
- 57) S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **67**, 161, 1945.
- 58) A. Lurio, M. Mandel and R. Novick, *Phys. Rev.* **126**, 1758 (1962).
- 59) C. Schwartz, *Phys. Rev.* **97**, 380 (1955).
- 60) W. L. Faust and L. Y. Chow Chiu, *Phys. Rev.* **129**, 1214 (1963).
- 61) The experimental studies of collisions between laser-cooled atoms are summarized by T. Walker and P. Feng, to be published in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. **34**, B. Bederson and H. Walther, eds.
- 62) P. Gould, P. Lett, P. Julienne, W. Philipps, H. Thorsheim, and J. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 788 (1988).
- 63) M. Wagshul, K. JHelmerson, P. Lett, S. Rolston, W. Philipps, R. Heather, and P. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2074 (1993).
- 64) V. Bagnato, L. Marcassa, C. Tsao, Y. Wang, and J. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3225 (1993).
- 65) J. Kawanaka, K. Shimizu, H. Takuma, and F. Shimizu, *Phys. Rev. A* **48**, R883 (1993).
- 66) C. Wallace, T. Dineen, K. Tan, T. Grove, and P. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992).
- 67) J. Miller, R. Cline, and D. Heinzen, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2204 (1993).
- 68) C. Monroe, E. Cornell, C. Sckett, C. Myatt, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).
- 69) D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989).
- 70) D. Hoffmann, P. Feng, R. S. Williamson, III, and T. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 753 (1992).
- 71) P. Feng, D. Hoffmann, and T. Walker, *Phys. Rev. A* **47**, R3495 (1993).

- 72) F. Bardou, O. Emile, J. -M. Courty, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).
- 73) A. Gallagher and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).
- 74) P. S. Julienne and J. Vigue, *Phys. Rev. A* **44**, 4464 (1991).
- 75) P. Julienne, A. Smith, and K. Burnett, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, B. Bederson and H. Walther, editors, Academic Press, San Diego, 1992.
- 76) P. S. Julienne and F. H. Mies, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2257 (1989).
- 77) Robert W. Molof, Henry L. Schwartz, Thomas M. Miller, and B. Bederson, *Phys. Rev. A* **10**, 1131 (1974).
- 78) H. -U. Mittmann and H. -P. Weise, *Z. Naturforsch.* **29 a** 400 (1974).
- 79) A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **44**, 4249 (1991).
- 80) R. Eisenchitz and F. London, *Zeits. F. Physik* **60**, 491 (1930).
- 81) G. W. King and J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **55**, 1165 (1939).
- 82) T. Y. Chang, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 911 (1967).
- 83) Sobel'man, *Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, International series of monographs in natural philosophy, volume 40, Pergamon Press.
- 84) P. R. Fontana, *Phys. Rev.* **123**, 1872 (1961).
- 85) W. J. Meath, *J. Chem. Phys.* **48**, 227 (1968).
- 86) D. A. Hutchinson and H. F. Hameka, *J. Chem. Phys.* **41**, 2006 (1964).
- 87) N. B. Kolokolov and O. G. Toronov, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **55**(3), 254 (1983).
- 88) R. H. Neynaber and S. Y. Tang, *J. Chem. Phys.* **71** 3608 (1979).
- 89) B. J. Garrion, W. H. Miller, and H. F. Schaefer, *J. Chem. Phys.* **59**, 3193 (1973).
- 90) A. Dalgarno and A. E. Kingston, *Proc. R. Soc. London, SeA* **259**, 424 (1960).
- 91) M. B. Doran, *Z. Phys. B* **7**, 558 (1974).
- 92) I. F. Silvera and J. Walraven, *Sci. Am.* **246**, 56 (1982).
- 93) T. W. Hansh and A. L. Schawlow, *Opt. Commu.* **13**, 68 (1975)



