

# 卒業論文

フェッシュバッハ分子の誘導ラマン断熱遷移による  
振動回転基底状態への遷移のための光源開発

指導教員 井上 慎 准教授

平成24年2月提出

東京大学工学部 物理工学科

03-100547 長田 有登



# 謝辞

本論文の執筆は非常にたくさんの方々の助力無しには到底成し得ないものでした。

井上慎准教授にはミーティングでの議論や他愛ない会話を通じて物理現象のみならず世間で起こる事象に対してあるべき我々の視点に対して重要な示唆をいただいたように思います。また、ご自身の海外留学の経験からか私の個人的な進路の相談にも大変親身に乘ってくださったことが非常に嬉しかったです。

小林淳助教には研究室配属当初から今に至るまで、私のような出来の悪い学生に対して何から何まで根気強く教えてくださいました。その我慢強さ、そして実験家としての経験と姿勢には感服致します。特に、我々の作成した光源を分子に対して当てる際には、氏の管理する E2 の実験系をお借りすること無しには成し得ませんでした。

東京大学上田正仁教授には ERATO プロジェクトの一環として行われていた ERATO ミーティングにおいて理論家としての立場から真剣に実験グループに対し疑問を投げかける姿勢を見させていただき、大変勉強になりました。

理化学研究所の Pascal Naidon 氏には Feshbach 分子の束縛エネルギーの計算値を使用させていただきました。

電気通信大学の岸本哲夫特任准教授にはミーティングを通じて接する機会がありました。また、preamp 付きのフォトダーオードに光が入らず苦悶していたところにたまたま居合わせた氏が親切にコツを教えてくださいました。心に残っています。

博士課程 1 年の加藤宏平氏には実験の器具の使い方、ご自身の作業で忙しいにもかかわらず私の質問に付き合っていたことが幾度と無くありました。直向きに実験を重ね、ついには Feshbach 分子の観測に成功したその姿勢には科学という営みを垣間見たように思います。

修士課程 2 年の斉藤祐氏には些細な疑問をはじめ実験に関するさまざまな疑問、および休憩中の雑談に多々付き合ってくださいました。また、初めての同級生へ向けての研究発表の際にどのような発表資料が分かりやすいかについての重要なアドバイスをいただいたことも印象深いです。加藤氏と共に研究を推し進める姿には尊敬の念を抱くばかりです。来年度は就職が決まったとのことで、氏のますますのご活躍を祈っております。

修士課程 1 年の上原城児氏は京都大学への短期の滞在を経て光格子に関する知識を蓄えてこられ、その後の研究に熱の入る姿を見て大変刺激を受けました。Mathmatica のプログラムで見た Dirac cone の図は大変面白かったです。日本のサブカルチャーに関する話も弾みました。

京都大学高橋研究室の修士課程 1 年の中村悠介氏には一ヶ月という短期交換学生としての訪問の間、いろいろな話を聞かせていただきました。送別会のときにワンダーフォーゲルをされる氏が冬山の危険さについて熱弁されていたのが印象的です。

学部 4 年の鈴木皓博氏にはおなじ学部 4 年生として、途中で研究内容の変更で分岐はありましたが、真空槽の組み立てなどで共に作業を行いました。

このほか、研究生活を支えていただいた両親をはじめとする沢山の方々に対し感謝の言葉を述べたいと思います。



# 目次

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 第 1 章 | 序論  | 1  |
| 1.1   | 研究の背景   | 1  |
| 1.1.1 | 極低温物理   | 1  |
| 1.1.2 | 極低温極性分子   | 1  |
| 1.2   | 本研究の概観  | 2  |
| 1.3   | 本論文の構成  | 4  |
| 第 2 章 | 誘導ラマン断熱遷移 (STIRAP)  | 5  |
| 2.1   | 誘導ラマン断熱遷移 (STIRAP) の理論  | 5  |
| 2.1.1 | $\Lambda$ 型 3 準位系のハミルトニアン   | 5  |
| 2.1.2 | $\Lambda$ 型 3 準位系の定常解   | 7  |
| 2.1.3 | 電磁誘起透明化 (EIT, <u>E</u> lectromagnetically <u>I</u> nduced <u>T</u> ransparency) | 8  |
| 2.2   | STIRAP の実験条件  | 8  |
| 2.2.1 | STIRAP の遷移効率と短期安定度  | 8  |
| 2.2.2 | 中心周波数の長期安定度   | 10 |
| 第 3 章 | 光源の作成   | 13 |
| 3.1   | 外部共振器型半導体レーザー   | 13 |
| 3.2   | ULE(Ultra-Low Expansion) cavity   | 15 |
| 3.2.1 | 真空槽   | 15 |
| 3.2.2 | 熱膨張係数のゼロ点   | 16 |
| 3.2.3 | finesse の測定   | 19 |
| 3.2.4 | ゼロ点の測定  | 20 |
| 3.3   | Master レーザーの ULE cavity に対するロック   | 22 |
| 3.3.1 | 絶対周波数の安定化   | 22 |
| 3.3.2 | 空間モードについて   | 25 |
| 3.4   | Master レーザーに対する Slave レーザーのロック  | 28 |
| 第 4 章 | 振動基底状態への誘導ラマン断熱遷移   | 33 |
| 4.1   | PA 分子に対する STIRAP  | 33 |
| 4.1.1 | 音響光学素子による光の強度変調   | 34 |
| 4.1.2 | STIRAP の実行  | 35 |
| 4.2   | Feshbach 分子に漸近する分子状態の探索   | 37 |
| 4.2.1 | PA 光の漏れ   | 38 |

---

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 4.2.2 | Ladder STIRAP . . . . .                    | 38 |
| 4.2.3 | Dark resonance, STIRAP のコンビネーション . . . . . | 41 |
| 4.3   | Feshbach 分子に漸近する分子状態の探索 . . . . .          | 42 |
| 4.3.1 | injection locking . . . . .                | 43 |
| 4.3.2 | Feshbach 分子状態の探索の結果 . . . . .              | 45 |
| 第 5 章 | まとめと展望 . . . . .                           | 49 |
| 付録 A  | ビート信号のロックについて . . . . .                    | 50 |
| 付録 B  | 真空槽の設計 . . . . .                           | 51 |
| 付録 C  | Cavity にロックするための回路 . . . . .               | 52 |
| 付録 D  | AOM ドライバ . . . . .                         | 53 |
| 付録 E  | 高速フォトダイオード . . . . .                       | 54 |
| 付録 F  | 線幅の評価について . . . . .                        | 55 |
| 参考文献  |  | 59 |

# 目次

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Feshbach 会合の概略 . . . . .                                | 3  |
| 1.2  | 光会合の概略 . . . . .  | 3  |
| 1.3  | 本研究に関わるエネルギー準位の概略 . . . . .                             | 4  |
| 2.1  | $\Lambda$ 型の 3 準位系 . . . . .                            | 6  |
| 2.2  | 2 光子離調を変化させたときの、 $ 1\rangle$ 状態が光を吸う確率。 . . . .         | 8  |
| 2.3  | STIRAP に用いる 2 本の光の強度の時間変化 . . . . .                     | 9  |
| 2.4  | STIRAP の効率に対する線幅の寄与 . . . . .                           | 10 |
| 2.5  | STIRAP の効率に対する Rabi 周波数の寄与 . . . . .                    | 10 |
| 2.6  | STIRAP の効率の 2 光子離調依存性 . . . . .                         | 11 |
| 3.1  | Littrow 型の ECLD . . . . .                               | 13 |
| 3.2  | I-P プロット . . . . .                                      | 14 |
| 3.3  | LD の保護回路 . . . . .                                      | 14 |
| 3.4  | 真空槽のデザイン . . . . .                                      | 15 |
| 3.5  | 光学共振器 (Fabry-Perot 型、左) と ULE cavity(右) . . . . .       | 16 |
| 3.6  | ULE cavity の熱膨張係数及び熱膨張の温度に対するプロット . . . . .             | 17 |
| 3.7  | 真空槽の温調の計算値 (黒) とフィッティング (赤) . . . . .                   | 18 |
| 3.8  | 真空槽の内側の箱の温度 (黒) とフィッティング (赤) . . . . .                  | 18 |
| 3.9  | Ring-down 法による finesse の測定 . . . . .                    | 19 |
| 3.10 | ゼロ点測定系の系 . . . . .                                      | 20 |
| 3.11 | モニタで見る温度と ULE cavity の温度のずれ . . . . .                   | 21 |
| 3.12 | ゼロ点の測定 . . . . .  | 22 |
| 3.13 | ULE cavity にロックする系 . . . . .                            | 23 |
| 3.14 | EOM によるサイドバンド . . . . .                                 | 23 |
| 3.15 | PDH 法による微分信号 . . . . .                                  | 24 |
| 3.16 | フォトダイオードの DC 信号をオシロスコープで見たときの様子 . . . . .               | 24 |
| 3.17 | 875nm(E2) と我々の用意した 875nm とのビート信号 (SPAN:10MHz) . . . . . | 25 |
| 3.18 | 875nm(E2) と我々の用意した 875nm とのビート信号 (SPAN:10kHz) . . . . . | 25 |
| 3.19 | TEM00 のモード . . . . .                                    | 26 |
| 3.20 | TEM01 のモード . . . . .                                    | 26 |
| 3.21 | TEM02 のモード . . . . .                                    | 26 |
| 3.22 | Optical Phase Locked Loop の概略図 . . . . .                | 28 |
| 3.23 | Limiting amplifier の入出力特性 . . . . .                     | 29 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.24 | analogOPLL のためのロック回路 . . . . .   | 30 |
| 3.25 | ロックされていないビート信号 (SPAN:10MHz) . . . . .  | 31 |
| 3.26 | ロックされたビート信号 (SPAN:10MHz) . . . . .   | 31 |
| 3.27 | ロックされたビート信号 (SPAN:100Hz) . . . . .   | 31 |
| 4.1  | PA 分子に対する STIRAP の概略図 . . . . .  | 33 |
| 4.2  | AOM で光が回折する仕組みの模式図 . . . . .   | 34 |
| 4.3  | STIRAP にむけて設定した波形 . . . . .  | 34 |
| 4.4  | 実際に出力された波形 . . . . .   | 35 |
| 4.5  | 875nm のレーザーの系の概略 . . . . .   | 35 |
| 4.6  | 実験のタイムライン . . . . .  | 36 |
| 4.7  | $f_{rf} = 374.40\text{MHz} \rightarrow 375.40\text{MHz}$ と周波数を振ったときのプロット . . . . . | 36 |
| 4.8  | $f_{rf} = 374.84\text{MHz} \rightarrow 375.00\text{MHz}$ と周波数を振ったときのプロット . . . . . | 37 |
| 4.9  | ゼロ磁場の Feshbach 分子状態のエネルギー . . . . .  | 37 |
| 4.10 | MOT chamber に 3 本の光を入れる経路 . . . . .  | 38 |
| 4.11 | Ladder STIRAP の模式図 . . . . .   | 39 |
| 4.12 | Ladder STIRAP を行ったときの強度波形 . . . . .  | 39 |
| 4.13 | 異なる分子状態についての束縛エネルギーの差 . . . . .  | 39 |
| 4.14 | Ladder STIRAP の成功による信号 (25MHz scanned) . . . . .                                   | 40 |
| 4.15 | Ladder STIRAP の成功による信号 (0.15MHz scanned) . . . . .                                 | 40 |
| 4.16 | $v'=93, J=2$ から振動基底状態への STIRAP の信号 . . . . .                                       | 41 |
| 4.17 | Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定 . . . . .  | 41 |
| 4.18 | Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定の光の強度変化 . . . . .                                 | 42 |
| 4.19 | Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定による信号 . . . . .                                   | 42 |
| 4.20 | injection locking の光学系 . . . . .   | 44 |
| 4.21 | injection locking の IP プロット . . . . .  | 44 |
| 4.22 | Feshbach 分子のエネルギーの磁場依存性の計算データ [41] . . . . .                                       | 45 |
| 4.23 | 観測された信号 . . . . .  | 46 |
| 4.24 | $f_{rf}$ が 363MHz から 378MHz の範囲に観測された信号 . . . . .                                  | 46 |
| 4.25 | $f_{rf}$ が 385MHz から 400MHz の範囲に観測された信号 . . . . .                                  | 46 |
| 1    | 真空槽のアルミ箱のうち、外側のもの (左) と内側のもの (右) . . . . .   | 51 |
| 2    | cavity にロックする回路 . . . . .  | 52 |
| 3    | AOM に入れる RF のシステムの概略 . . . . .   | 53 |
| 4    | AOM ドライバの回路図 . . . . .   | 53 |
| 5    | 高速フォトダイオードの回路図 . . . . .   | 54 |
| 6    | ULE cavity に 2 本の光をロックする系 . . . . .  | 55 |
| 7    | EOM 用の共振回路 . . . . .   | 55 |
| 8    | ひとつの共振器に安定化した 2 本の光の周波数差 (SPAN:10kHz) . . . . .                                    | 56 |
| 9    | ひとつの共振器に安定化した 2 本の光の周波数差 (SPAN:100kHz, LF lock がオフ) . . . . .                      | 57 |
| 10   | ひとつの共振器に安定化した 2 本の光の周波数差 (SPAN:100kHz, LF lock がオン) . . . . .                      | 57 |



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究の背景

#### 1.1.1 極低温物理

我々が日常的に接する固体の物質にとっての低温、たとえば量子縮退により超伝導が発現するような温度とは、典型的には絶対温度にして数 K 程度である。これに対し希薄な気体にとっての極低温とは、絶対温度にして  $10^{-4}$ K 程度かそれ以下の温度の事を指す。この領域になると希薄な原子気体どうしの衝突は s 波によるものが支配的になると考えられ、さらに冷却して  $10^{-6}$ K 以下の温度領域になるとよく知られた Bose-Einstein 凝縮 (BEC) が起こる。

レーザー冷却の発達および蒸発冷却法 (たとえば、参考文献 [1] にまとまっている) により、1995 年に JILA の Eric Cornell, Carl Wieman のグループが  $^{87}\text{Rb}$  の希薄原子気体 [2]、Wolfgang Ketterle のグループが  $^{23}\text{Na}$  の希薄原子気体 [3] でそれぞれ BEC を実現してから、1997 年に BEC どうしの干渉縞が見られる [4] などそのコヒーレンスが確認され、2001 年に BEC に関する研究がノーベル賞を受賞するに至った。

以来冷却原子系は活発に研究されてきた。代表的なものとしては超流動-Mott 絶縁体相転移 [5]、BEC-BCS crossover [6]、Abrikosov 格子 [7]、ソリトン [8] など物性をシミュレートするもの、光格子時計 [9] に代表されるような精密測定がある。また、Feshbach 共鳴 [13] や Efimov 状態 [11] のように理論の予言を確かめた例 [14], [12] もある。近年ではさらに高度な系をシミュレートしようという動きが活発で、光格子を 1 サイトずつ見る技術の開発 [10]、honeycomb 型の光格子を用いて原子が Dirac point を通り過ぎた様子を見たという報告 [15] や、局所的に強力な実効的磁場を作って原子がそこでぐるぐる回っている様子が見えたという報告 [16] などがある。さらには強相関係のシミュレーションの良い道具として Rydberg 状態や極性分子など、長距離の相互作用を持つものについても研究が進んでいる。また、トラップされた気体を回転させる手法として、synthetic magnetic field [17] の手法は大変巧妙である。このように冷却原子系の応用例については挙げればきりが無いが、BEC 観測以降十数年、この分野の研究の発展には目覚ましいものがある。

#### 1.1.2 極低温極性分子

我々の研究室では  $^{41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  からなる異核 2 原子分子を研究対象としている。異核 2 原子分子を扱う利点は、2 つの原子の電気陰性度が異なるために電場をかけることで原子よりも大きな電気双極子モーメントが誘起されることである。このとき分子同士は双極子-双極子相互作用として [18]

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} [d_1 \cdot d_2 - 3(d_1 \cdot \hat{r})(d_2 \cdot \hat{r})]$$

の形の相互作用を持つ。ここで  $d_i$  はそれぞれの原子の電気双極子モーメント、 $r$  は原子間を結ぶ位置ベクトル、 $\hat{r}$  はその単位ベクトルを表す。 $r^{-3}$  に比例するこの相互作用は通常の原子気体における Van der Waals 相互作用 ( $\sim r^{-6}$ )

に対し長距離にわたるうえ、相互作用の大きさが電場の大きさにより可変である。これらのことから極性分子は更なる物性系のシミュレーションのための道具として大いに期待されている。

極低温の極性分子の生成には分子を直接レーザー冷却する方法、及び極低温の2原子種をつなげて分子にする方法があり、われわれの研究室では後者を用いる。というのも分子はその振動・回転の自由度からエネルギー順位が複雑になり、レーザー冷却のための遷移の閉サイクルを構成するのが難しいためであり、これについては通常1,2本で済む repump 光を多数入れることにより閉サイクルから外れてしまう分子が閉サイクル内に戻るようにしてやることで冷却をする手法の開発が現在進められている [19]。我々の研究室が採用する方法、すなわちすでに冷却された原子を分子にすること(会合)は、主として Feshbach 共鳴を用いる方法 [20]、及び光会合 (Photoassociation, PA) による方法 [21] があげられる。2つの会合方法の概略はそれぞれ図 1.1, 1.2 のようになる。後者は適切な中間準位に励起してやることで自然放出によって分子の準位に落ちることを利用した会合方法で、分子の生成効率は低いものの、分光による分子の性質の研究や少数の分子しか必要としない実験では十分である。一方、前者は Feshbach 共鳴を利用する方法<sup>\*1</sup>であり、断熱遷移であるために原理的には 100% の効率で分子を生成できること、及びエントロピーが不変、すなわち温度が不変であることが大変魅力的である。この手法により会合された分子を確認したのものとして同核 2 原子分子については代表的なものとして  $^{87}\text{Rb}_2$  [22]、 $^6\text{Li}_2$  [23]、 $^{133}\text{Cs}_2$  [24]、異核 2 原子分子については JILA によりフェルミオンの  $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$  などにおいて達成された [25]。

一般に 2 原子分子は、その振動及び回転の自由度から原子よりも複雑なエネルギー準位の構造を持つ。いま、極低温の 2 原子の散乱は s 波によるものが支配的であるため上記の会合によってできる分子は回転に関して基底状態にあると考えられるが、振動状態に関してはその限りでなく通常は高い振動状態にある。この高い振動状態は低い振動状態への衝突緩和を生み、このときに差分のエネルギーを運動エネルギーとして持つためにトラップから逃げ出してロスとなる。

これを防ぐためには分子を振動基底状態に移せばよい。これを実現するには方法がいくつか考えられる。例えば 3 準位系を考え、“1”状態に分子が 100 個あるとしよう。この“1”状態から“2”状態へと励起するような十分強い光を入射する。このときの定常状態は“1”と“2”の準位に 50 個ずつ分配されるような状態である。緩和が起きるよりも十分早くこの光を切り、さらに別の“3”状態から“2”状態に励起するような光を入射してみると誘導放出が起きるので、定常状態は“1”に 50 個、“2”に 25 個、“3”に 25 個あるような状態になる。これは stimulated emission pumping (SEP) [45] という方法であり、この方法によって最大 25% の移送ができるということになる。これよりさらに一段進んだ方法として有力なのが誘導ラマン断熱遷移 (STIRAP) [29] である。これはその名の通りの断熱遷移であり、原理的には効率 100% で振動基底状態に移行することができる。詳しくは第 2 章において述べるが、この手法は 3 準位系において 2 本のコヒーレントな光にうまく強度変調をかけてやることで達成される。STIRAP による振動回転基底状態への高効率の遷移に関しては 2008 年に Grimm らが  $^{87}\text{Rb}_2$  において成功しており [26]、その遷移効率は 90% と非常に高い。

## 1.2 本研究の概観

光格子中にトラップされた極性分子の物性をシミュレーションする系の実現へ向けて極低温かつ高位相空間密度の異核 2 原子分子気体の生成を実現するために、我々は Feshbach 共鳴を利用した会合により生成した分子を STIRAP により振動回転基底状態へと移す手法を採る。中でも本研究では STIRAP において高効率での遷移を実現するような光源の作成を行った。後に述べるように(第 2 章)、STIRAP の効率は光の強度によって制御でき、この制御性が分子を光格子にトラップしたときの分子数の調整に不可欠である。

現在、本研究室には E1, E2 の 2 つの実験グループがあり、E1 では Feshbach 共鳴を利用した  $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$  分子の生

<sup>\*1</sup> これは詳しくは [18] に譲るが、大雑把に言うと散乱の 2 次の過程では本来結合しない状態間の散乱にエネルギー共鳴の項があり、束縛状態のほうを外部パラメータで調節することで図 1.1 のように原子と分子の状態が連続的につながることを利用する。

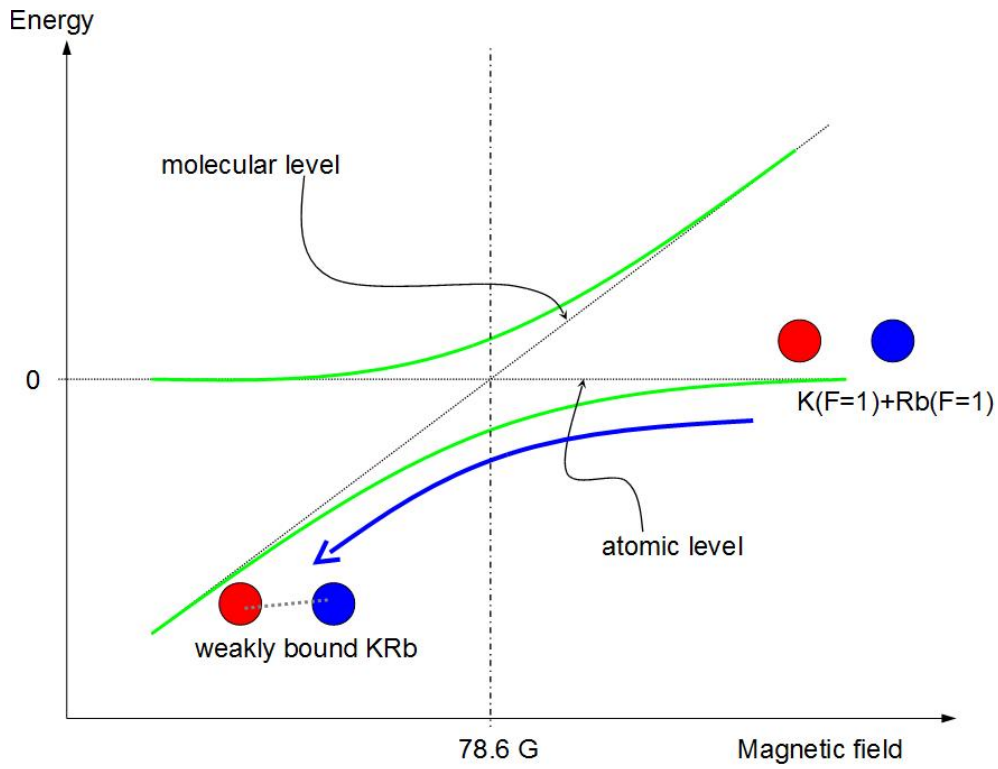


図 1.1 Feshbach 会合の概略。これは磁場の掃引による会合の場合。

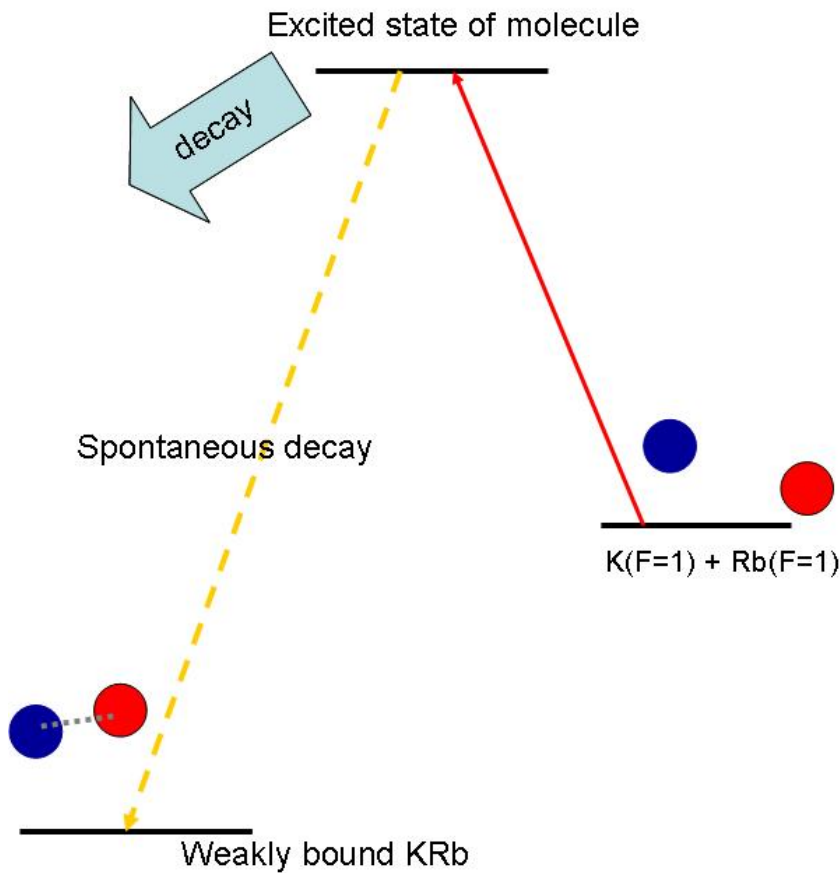


図 1.2 光会合の概略

成を、E2 では Photoassociation により生成した  $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$  分子の分光を担当している。このうち E2 の分光に関しては STIRAP における適切な中間状態の選定が完了しており (図 1.3 参照)、かつ少数の振動回転基底状態の分子の生成に成功している [27]。このもとで本研究において行われたことは狭線幅 (< few kHz) の波長 876nm の光源の作成及び評価、そして Feshbach 分子に漸近するような分子状態の探索である。波長 641nm の光源については中間状態が 2 つの会合方法で共通であるため、E2 のものをそのまま用いた。

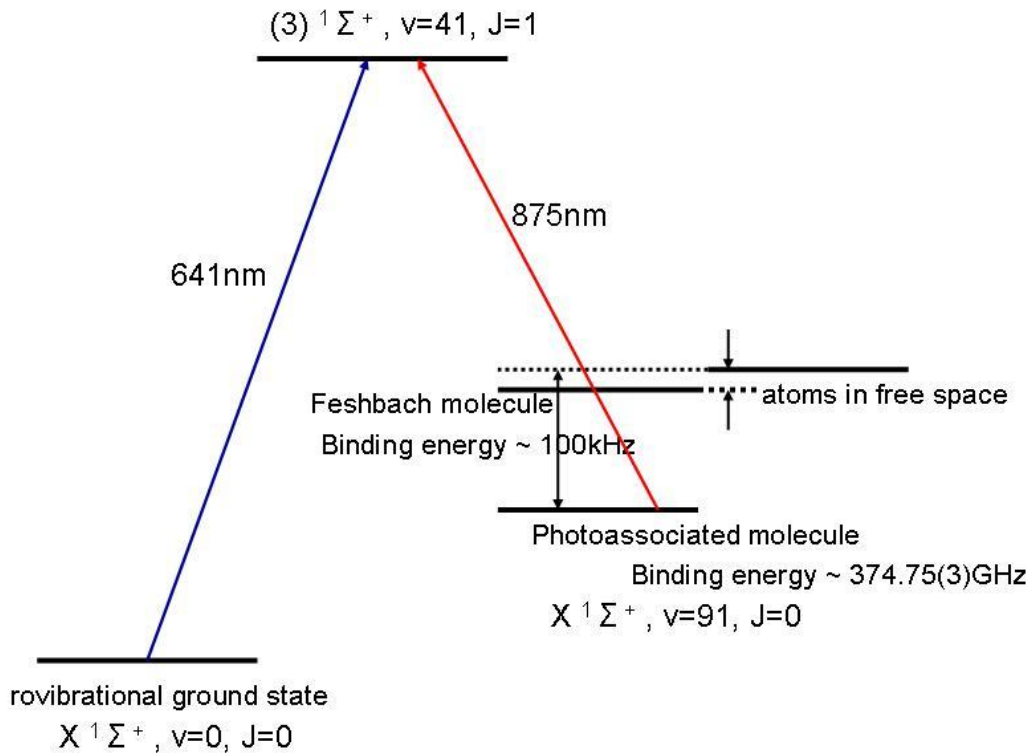


図 1.3 本研究に関わるエネルギー準位の概略。

### 1.3 本論文の構成

第1章では本研究の背景と意義を述べた。第2章では本研究において作成する光源を用いて行う光学遷移である誘導ラマン断熱遷移についての理論的背景を述べ、高効率の遷移を行うために光源に要求される性能について考察する。第3章では第2章で考察した性能を念頭に、どのようにして狭線幅のレーザー光源を実現したかについて述べる。第4章では第3章で作成した光源を用いて実際に  $^{41}\text{K}, ^{87}\text{Rb}$  の原子気体から光会合によって作った分子に対して光学遷移を実行した結果及び Feshbach 分子に漸近する状態の探索の結果について述べ、考察する。第5章では本研究のまとめと展望を述べる。

## 第 2 章

# 誘導ラマン断熱遷移 (STIRAP)

ゆるく束縛された KRb 分子を振動回転基底状態に遷移させるにあたって、現在大変強力な手段として知られている誘導ラマン断熱遷移 (STImulated Raman Adiabatic Passage、以下 STIRAP) について述べる。STIRAP は 3 準位系及びそれらをカップルする 2 つのレーザー光の固有状態として現れる dark state を利用することで原理的には 100 % の効率で遷移を引き起こす技術である。この遷移が断熱的に引き起こされねばならないために生じる実験のセットアップに対する要求についても述べる。

### 2.1 誘導ラマン断熱遷移 (STIRAP) の理論

#### 2.1.1 $\Lambda$ 型 3 準位系のハミルトニアン

図 2.1 のような 3 準位系に 2 本の光が入った  $\Lambda$  型の系に関するハミルトニアンを導出する。三つの状態のうち、2 本の光がそれぞれ 1 と 3、2 と 3 の状態を結び付けていることが重要である。このことにより時間に依存した Schrödinger 方程式は

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = (\mathbb{H}_{atom} - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t)) \Psi(t) \quad (2.1)$$

とかける。ここで  $\mathbb{H}_{atom}|n\rangle = E_n|n\rangle$ 、そして  $\mathbf{d}$  は遷移双極子モーメントであり、

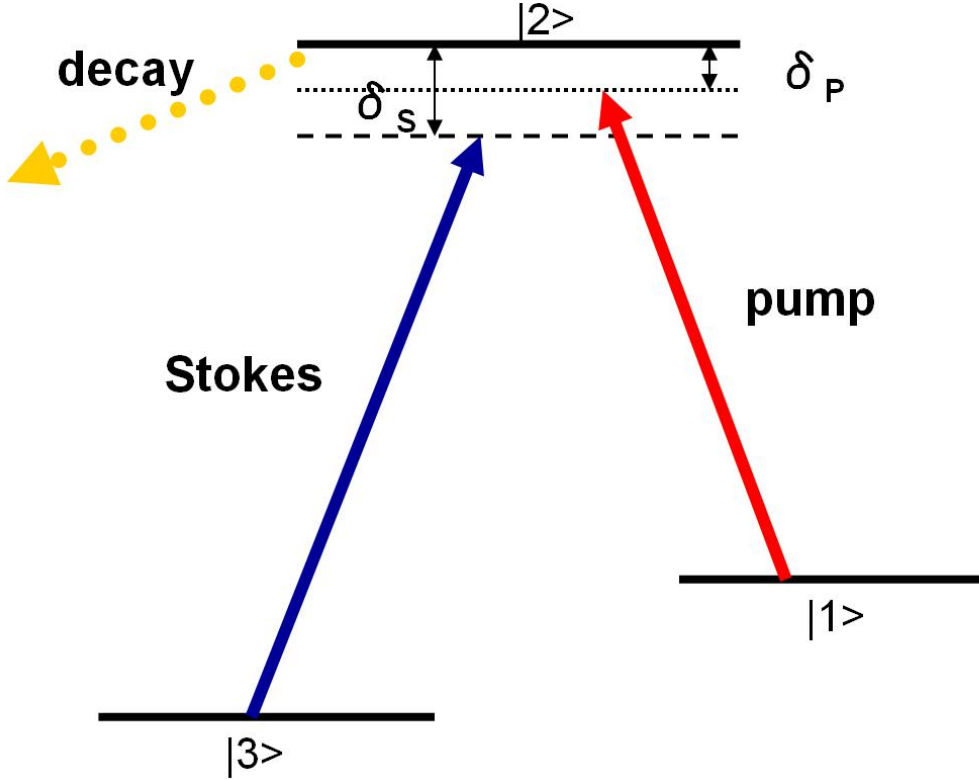
$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= (\mathbf{d}_{ij}|i\rangle\langle j|) \\ &= \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{d}_{12} & 0 \\ \mathbf{d}_{21} & 0 & \mathbf{d}_{23} \\ 0 & \mathbf{d}_{32} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2)$$

とかける。方程式右辺の相互作用項は原子の感じる電場が短期的に一様とみなせる、すなわち原子の運動スケールに大して光の波長が十分に長い場合に成り立つ式であり、この近似を電気双極子近似という。今、求めたい  $\Psi(t)$  を三つの状態の重ね合わせとして

$$\Psi(t) = \sum_n C_n(t) e^{-i\phi_n(t)} |n\rangle \quad (2.3)$$

と書き直す。ただし状態の係数の位相因子は便宜上あらわにしてあり、この位相因子は任意に取れる。これより方程式を状態ベクトルの係数ごとに書き直して

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dt} &= iC_1(t) \frac{d\phi_1}{dt} - i \frac{E_1}{\hbar} C_1(t) + i \frac{\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_2(t) e^{i\phi_{12}(t)} \\ \frac{dC_2}{dt} &= iC_2(t) \frac{d\phi_2}{dt} - i \frac{E_2}{\hbar} C_2(t) + i \frac{\mathbf{d}_{21} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_1(t) e^{i\phi_{21}(t)} + i \frac{\mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_3(t) e^{i\phi_{23}(t)} \\ \frac{dC_3}{dt} &= iC_3(t) \frac{d\phi_3}{dt} - i \frac{E_3}{\hbar} C_3(t) + i \frac{\mathbf{d}_{32} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_2(t) e^{i\phi_{32}(t)} \end{aligned} \quad (2.4)$$

図 2.1  $\Lambda$  型の 3 準位系

となる。ここでエネルギー準位及び位相因子を

$$\begin{aligned}
 E_1 &= 0 \\
 E_2 &= \hbar(\omega_1 + \delta_p) \\
 E_3 &= \hbar\{(\omega_1 + \delta_p) - (\omega_2 + \delta_s)\} = \hbar(\omega_1 + \omega_2 - \delta) \\
 \phi_1(t) &= 0 \\
 \phi_2(t) &= \omega_1 t \\
 \phi_3(t) &= (\omega_1 - \omega_3)t
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

ととる。但し  $\delta = \delta_p - \delta_s$  は二光子離調と呼ばれる量である。これより方程式 (2.4) は

$$\begin{aligned}
 \frac{dC_1}{dt} &= i \frac{\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_2(t) e^{-i\omega_1 t} \\
 \frac{dC_2}{dt} &= -i\delta_p C_2(t) + i \frac{\mathbf{d}_{21} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_1(t) e^{i\omega_1 t} + i \frac{\mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_3(t) e^{i\omega_3 t} \\
 \frac{dC_3}{dt} &= -i\delta C_3(t) + i \frac{\mathbf{d}_{32} \cdot \mathbf{E}(t)}{\hbar} C_2(t) e^{-i\omega_3 t}
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

とすっきりした形になる。ところで pump 光と Stokes 光のレーザーの場合はそれぞれ周波数  $\omega_1, \omega_2$  で振動するような電場を持つため  $\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2}(\epsilon_1 E_1 e^{i\omega_1 t} + \epsilon_2 E_2 e^{i\omega_2 t} + c.c.)$  (ここでの  $E_1, E_2$  はエネルギーではなく電場を表すことに注意) のように書かれるが、この電場の表式を (2.6) に代入したときに出てくる周波数  $\omega_1 \pm \omega_2, 2\omega_i$  で振動する項は振動しない項からみて平均化されてゼロに見えるだろう。よってこれらの項をゼロとする (回転波近似)。これにより方程式は大幅に簡単化され、Rabi 周波数  $\Omega_1 = d_{21} \cdot \epsilon_1 E_1 / \hbar, \Omega_2 = d_{32} \cdot \epsilon_2 E_2 / \hbar$  を用いて

$$\frac{d}{dt} C(t) = -i(V - \Omega(t))C(t), \tag{2.7}$$

ただし、

$$C(t) \stackrel{\text{def}}{=} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix}, V \stackrel{\text{def}}{=} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta_p & 0 \\ 0 & 0 & \delta \end{pmatrix}, \Omega \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1^* & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \Omega_2^* \\ 0 & \Omega_2 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

と書くことができる。最後に離調の符号を逆にとることでハミルトニアン  $\mathbb{H} = \hbar(V - \Omega(t))$  は次のような形に書ける：

$$\mathbb{H} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1^*(t) & 0 \\ \Omega_1(t) & 2\delta_p & \Omega_2^*(t) \\ 0 & \Omega_2(t) & 2\delta \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

実際の系では自然放出により考えている三つ以外のどこかの準位に緩和することが有り得、この3準位系の中では励起状態の  $|2\rangle$  状態からの緩和が無視できないとして行列表示したハミルトニアンの  $(2, 2)$  成分にこの効果を現象論的ではあるが取り込むことができる。具体的には状態の占有数が  $N(t) = e^{-\gamma t} N(0)$  のように寿命を持つとき  $N(t) \propto C(t)^2$  の関係から波動関数としては  $C(t) = e^{-(\gamma/2)t} C(0)$  で表されるような寿命を持つため、行列成分としては  $-i\hbar\gamma/2$  の項を付け加えて

$$\mathbb{H} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1^*(t) & 0 \\ \Omega_1(t) & 2\delta_p - i\gamma & \Omega_2^*(t) \\ 0 & \Omega_2(t) & 2\delta \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

とすればよい。

### 2.1.2 $\Lambda$ 型 3 準位系の定常解

(2.10) において  $\gamma = 0, \delta = 0$  のときの固有解は容易に計算でき、固有値

$$\lambda_0 = 0 \quad (2.11)$$

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left( \delta_p \pm \sqrt{\delta_p^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right) \quad (2.12)$$

のそれぞれに対して固有状態

$$|v_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (-\Omega_2|1\rangle + \Omega_1|3\rangle) \quad (2.13)$$

$$|v_{\pm}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{\lambda_{\pm}(2\lambda_{\pm} - \delta_p)}} (\Omega_1|1\rangle + 2\lambda_{\pm}|2\rangle + \Omega_2|3\rangle) \quad (2.14)$$

が求まる。これは  $\tilde{\omega}^2 = \delta_p^2 + \Omega_0^2, \sin 2\phi = \Omega_0/\tilde{\omega}, \cos 2\phi = \delta_p/\tilde{\omega}, \tan 2\phi = \Omega_0/\delta_p$  および  $\tan \Theta = \Omega_1/\Omega_2$  を用いて簡単な計算から

$$|v_+\rangle = \sin \theta \sin \phi |1\rangle + \cos \phi |2\rangle + \cos \theta \sin \phi |3\rangle \quad (2.15)$$

$$|v_0\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle \quad (2.16)$$

$$|v_-\rangle = \sin \theta \cos \phi |1\rangle - \sin \phi |2\rangle + \cos \theta \cos \phi |3\rangle \quad (2.17)$$

とかける。このうち式 (2.16) を見ればこの固有状態は励起状態の  $|2\rangle$  を含まないため、2色のレーザーの場合から光を吸収せず、また光を放出してどこか別の準位へ落ちることも無い。つまり我々がいくら pump 光、Stokes 光を入れても輻射場との光のやり取りが無いためこの固有状態は“見えない”、dark state と呼ばれるものになっている。また、 $\Theta$  は 2 つの Rabi 周波数の比で決まる量であり、かつ Rabi 周波数が電場に比例することを考慮すれば、はじめ

Stokes 光だけを入れておいて、徐々に pump 光の強度を弱めつつ Stokes 光の強度をゼロから上げていけばこれは  $\Theta = 0 \rightarrow \Theta = \pi/2$  の操作と等価であり、これはこの操作によってはじめ  $|1\rangle$  状態にあったものがすべて  $|3\rangle$  状態に遷移することを意味する。これが STIRAP の原理である。STIRAP で行われてきた実験に関しては文献 [29] にまとまっている。

### 2.1.3 電磁誘起透明化 (EIT, Electromagnetically Induced Transparency)

はじめ、すべての population が  $|1\rangle$  状態にあるようなときに弱く pump 光を入れると  $|1\rangle$  状態にあるものは光をすって  $|2\rangle$  状態へと励起されるが、pump 光と同時にこれに対して十分強い Stokes 光を入れることで  $|1\rangle$  状態にあるものは光を吸わなくなる (ゆえに放出もしない) ということが上の議論によってわかる。このときの媒質 ( $|1\rangle$  状態にあるもの) はこの意味で“透明”となっており、2本の光によってこの状態が実現されることを電磁誘起透明化 [44] という。また、これは2光子離調がゼロになるところで原子の光吸収がゼロとなることから、dark resonance とも呼ばれる。詳しくは Ref.[44] に譲るが、dark resonance がおきたとき、 $|1\rangle$  状態が光を吸う確率は  $\delta^2 / (\delta^2 + (\Omega_2^2 / 2\gamma)^2)$  に比例する (図 2.2)。

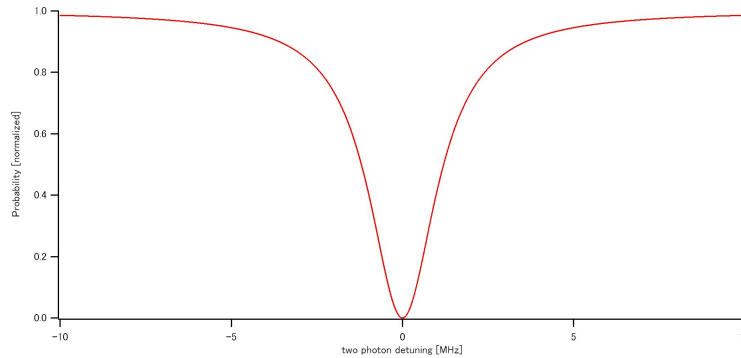


図 2.2 2光子離調を変化させたときの、 $|1\rangle$  状態が光を吸う確率。

## 2.2 STIRAP の実験条件

### 2.2.1 STIRAP の遷移効率と短期安定度

実際に STIRAP を行うにあたっては2本の光の強度を徐々に入れ替えていくように変化させるが、断熱遷移であるために光の強度の変化が速すぎると断熱条件が崩れて遷移効率が低くなってしまふ。また、レーザー自体が有限の線幅を持つためにそれがノイズとなる。このため光の強度の変化がゆっくりすぎても dark state のコヒーレンスが崩れて遷移効率が低くなってしまふ。

Fleischhauer[28] によればこの系における遷移効率は次のように書ける：

$$P = P^{(0)} P^{(\xi)} \quad (2.18)$$

ここで、 $P^{(0)}$  はノイズがないときの寄与、 $P^{(\xi)}$  はノイズによる寄与であり

$$P^{(0)} = \exp \left[ -\frac{\gamma\pi^2}{\Omega_0^2\tau} - \frac{\delta^2\gamma\tau}{2\Omega_0^2} \right], P^{(\xi)} = \exp \left[ -\frac{1}{2}(D_p + D_s)\tau \right] \quad (2.19)$$



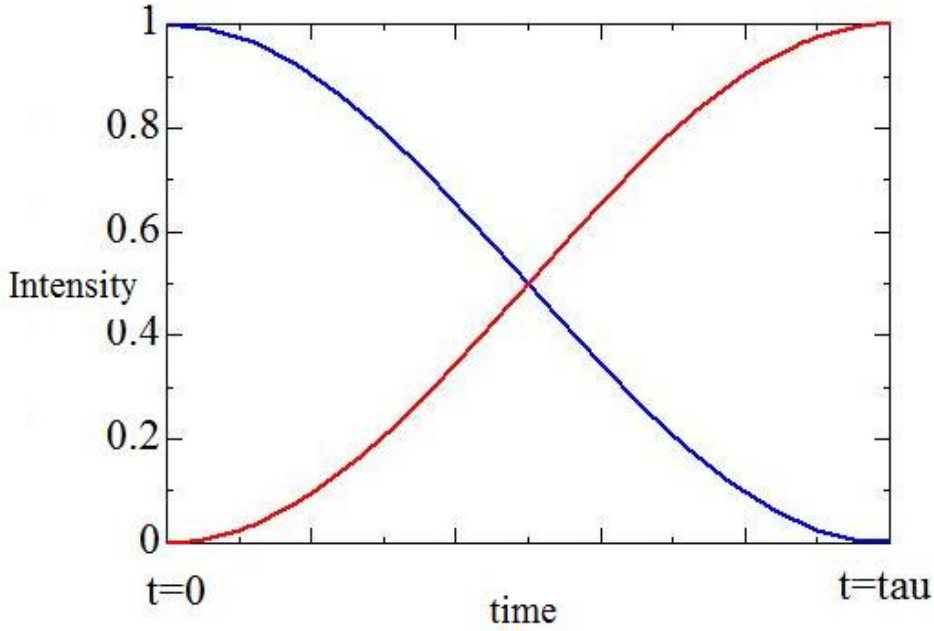


図 2.3 STIRAP に用いる 2 本の光の時間変化。赤は pump 光、青は Stokes 光。光の強度は規格化されている。

とかける。ただし  $\Omega_0 = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$ 、 $D_s, D_p$  はそれぞれのレーザーの線幅であり、強度変調は  $\cos$  型：

$$f(t) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) & -\tau \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.20)$$

を仮定している (図 2.3)。それぞれ  $P^{(0)}$  の指数の第一項は非断熱性、第二項は二光子のコヒーレンスの崩れ、 $P^{(\xi)}$  の指数がそれぞれのレーザーのコヒーレンスの崩れによる遷移効率の低下を意味している。この表式を元にすると STIRAP で高効率の遷移効率を得るのに必要な条件はひとつには高い Rabi 周波数を用意すること、もうひとつは十分に絶対周波数および相対周波数の線幅の細い 2 本のレーザーを用意することである。われわれの場合には STIRAP に用いる三つの状態間の遷移強度はそれほど大きくなく、十分な Rabi 周波数がとれない可能性があるためにレーザーの線幅の狭窄化に着目する。典型的な値として Rabi 周波数が  $\Omega_0 = 2\pi \times 600\text{kHz}$ 、自然幅が  $\gamma = 2\pi \times 300\text{kHz}$  程度であるとき [27]、断熱的に遷移させるためには第一項から実験時間に関して  $\tau \gg \gamma\pi^2/\Omega_0^2 \simeq 1.3\mu\text{s}$ 、さらに  $P^{(\xi)}$  の指数からレーザーの線幅としては 30 kHz 以下が目安として得られる。われわれの場合は予想よりも Rabi 周波数が取れないことも考慮し、線幅は 1kHz 以下を目安とする。

もう少し具体的な数値を用いて線幅、Rabi 周波数が遷移効率にどのような寄与をするかを見てみる。仮定するパラメータは実験時間として  $\tau = 10\mu\text{s}$ 、 $\gamma = 2\pi \times 300\text{kHz}$  (ともに [27] による測定値に基づく) である。まず線幅については  $D_p + D_s$  をまとめて線幅と考え、 $P^{(\xi)}$  で評価できる。これは単純に線幅が増えるにつれて指数関数的に効率が低くなることを意味し、線幅に対して遷移効率への寄与をプロットしたものが図 2.4 である。また、中心周波数の 2 光子離調  $\delta$  を 0 としたとき、Rabi 周波数  $\Omega_0$  に対して遷移効率への寄与 ( $P^{(0)}$ ) をプロットしたものが図 2.5 である。

STIRAP の効率は以上で述べたレーザーの線幅および Rabi 周波数の二つのパラメータで見積もることができて、

実際の効率はこの二つの寄与の積で与えられる。たとえば Rabi 周波数が  $2\pi \times 800\text{kHz}$ , 線幅が  $2\pi \times 100\text{kHz}$  のときの STIRAP の効率は  $90\% \times 90\% = 81\%$  となる。

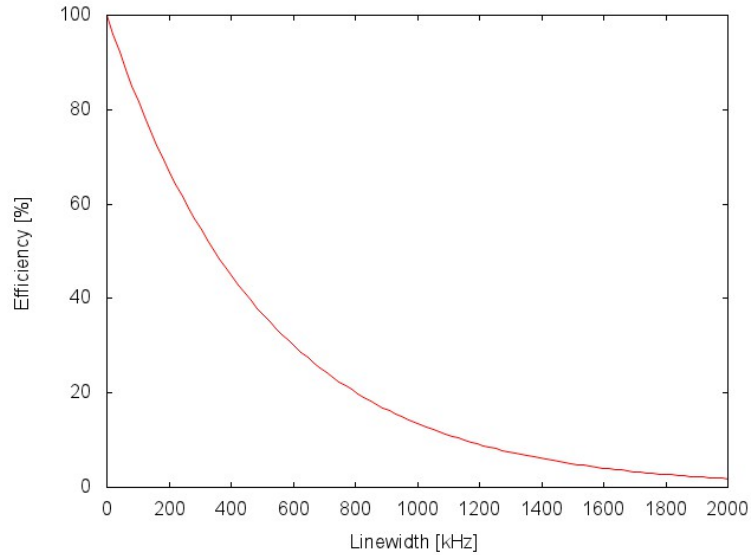


図 2.4 STIRAP の効率に対する線幅の寄与

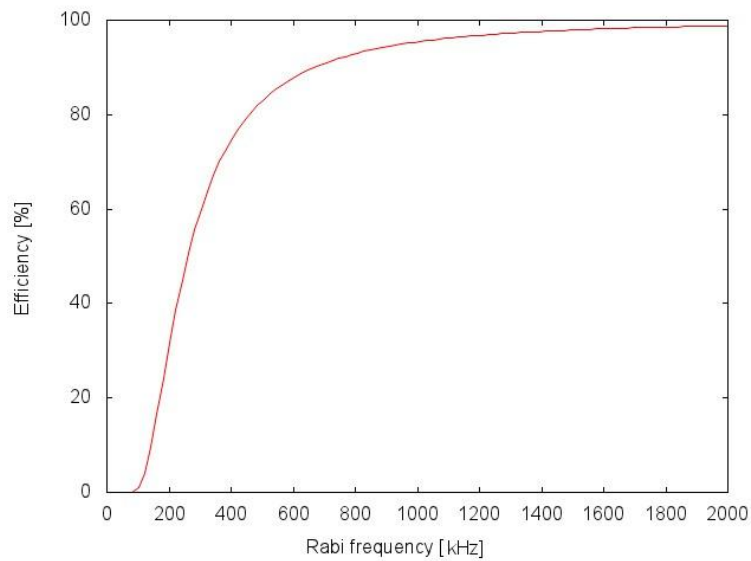


図 2.5 STIRAP の効率に対する Rabi 周波数の寄与

### 2.2.2 中心周波数の長期安定度

実験においてはすでに周波数の分かっている遷移に関しては周波数を固定し、もう一方の周波数をスイープすることで遷移効率が最大になる周波数を探す。(2.18), (2.19) によると、今片方の周波数を掃引することで変化するのは

2 光子離調であり

$$\exp \left[ -\frac{\delta^2 \gamma \tau}{2\Omega_0^2} \right] \quad (2.21)$$

に比例して  $|3\rangle$  準位にある分子数が変化すると考えてよい。我々は STIRAP のパルスを分子に当てた後に振動回転基底状態の分子をイオン化して観測し、分子数に比例した量を測定することでどのくらいの分子が振動回転基底状態に遷移したかを見積もることができる。イオン化した分子による信号はまさに (2.21) による Gaussiann の曲線を描き、その線幅は半値全幅にして

$$\delta_{FWHM} = 2\sqrt{\frac{2\log 2}{\gamma\tau}}\Omega_0 \quad (2.22)$$

となる。この値は Rabi 周波数が  $\Omega_0 = 2\pi \times 600\text{kHz}$ 、自然幅が  $\gamma = 2\pi \times 300\text{kHz}$  のとき 2MHz 程度である。このため長期的な安定度としては 1 日の中心周波数のドリフトが 100kHz 以下であるならば STIRAP の効率が最も良い周波数を見失うことなく実験が行えるだろう。

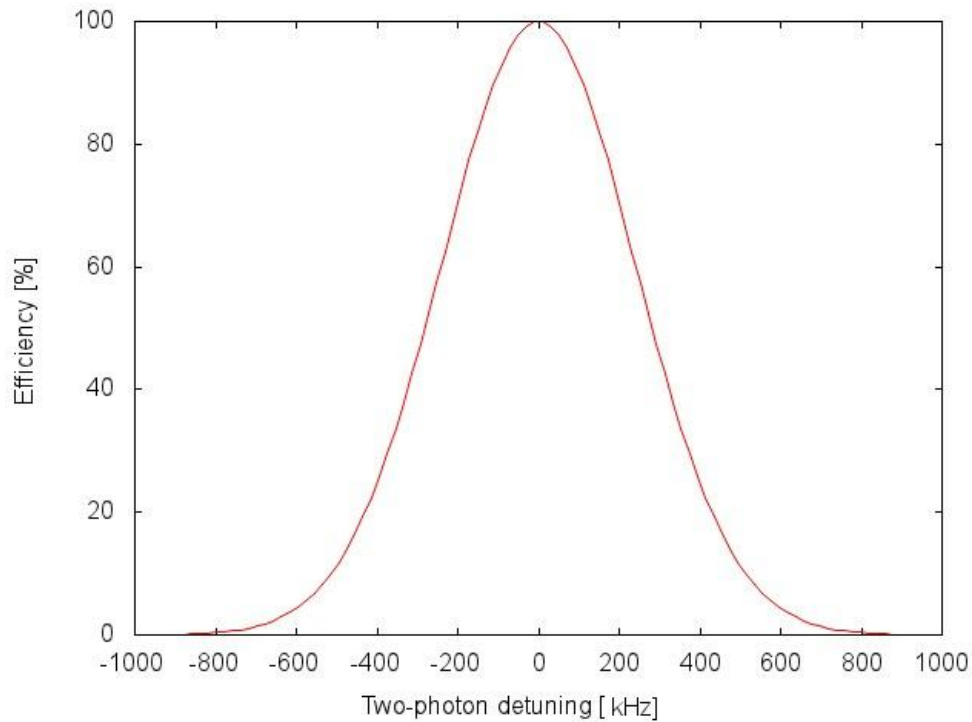


図 2.6 STIRAP の効率の 2 光子離調依存性



## 第 3 章

# 光源の作成

### 3.1 外部共振器型半導体レーザー

外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Laser Diode) はその名のとおり、周波数のレファレンスを内装しない半導体レーザーのことである。通常の共振器を内蔵する半導体レーザーの場合、その線幅は 10MHz 程度であるのに対し、ECLD の線幅は中心線幅が不安定であるものの 1MHz と比較的細く、かつ今の場合外部に設置する共振器が十分に細い共振条件を持っているならばそれに対してロックすることで更なる線幅の狭窄化が可能である点で優れている。

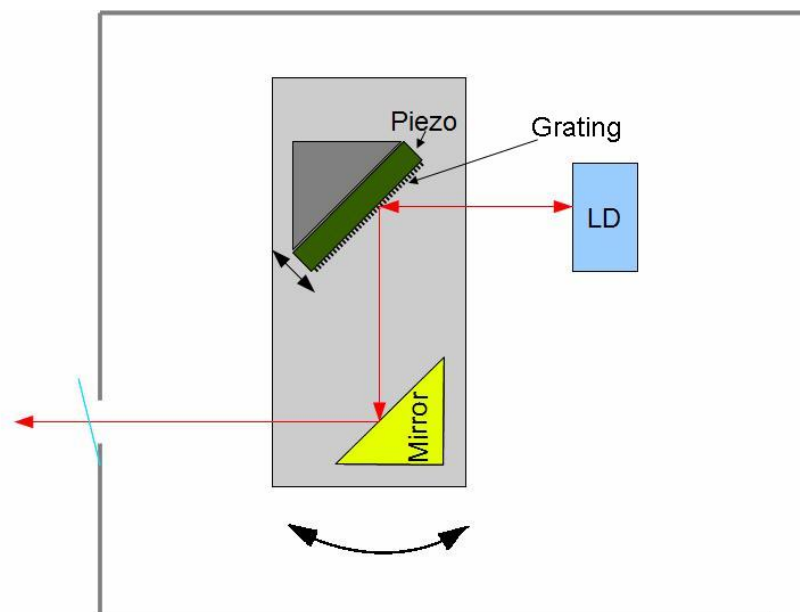


図 3.1 Littrow 型の ECLD。この図には描かれていないが、LD の電流に対してのフィードバック、ピエゾ素子に対してのフィードバック用に BNC 端子も取り付けられている。

ECLD として我々は Littrow 型のものを採用する (図 3.1)。LD から放射状に発せられる光をコリメーションレンズで平行光にし (図には顕わに書かれていない)、それがグレーティングで回折されて戻ってきた 1 次光が LD への正のフィードバックとなりレーザー発振する。そして 0 次光 (反射光) が外部へと出ていくようになっている。グレーティングは角度が可変であるため回折条件が可変であり、回折条件は周波数に依存するため周波数可変となっている。また、グレーティングに取り付けられたピエゾ素子にかかる電圧を変えることによって周波数を変えることも可能である。本研究では先行研究 [35] により作成された ECLD の LD を 870nm 付近のための LD (eagleyard,

EYP-RWE-0870) に交換して 875nm で発振するように調節して用いる。LD が発振したときの光のパワーの、LD に流す電流値に対するプロットの代表的なものが図 3.2 である。電流コントローラとしては LDC202C、LD の温調には TED200C(ともに THORLABS) を用いる。我々は狭線幅を達成するために、いくつか先行研究 [35] から変更

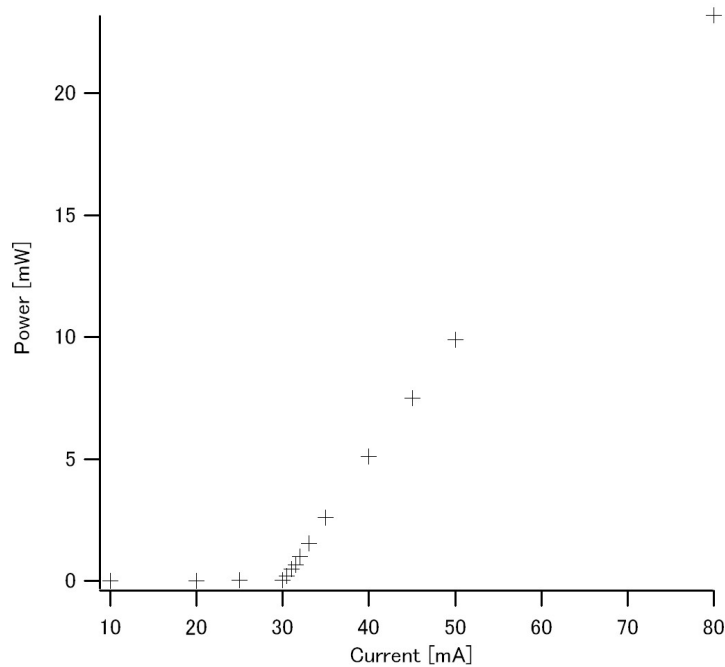


図 3.2 I-P プロットの代表的な振る舞い。閾値の 30mA 程度で発振し、線形にパワーが増えていく。

を施した。まず、LD の保護パッケージをつけることをせず、自作の保護回路を作成した (図 3.3)。保護ダイオード 5 つ (1N4148) は ECLD 筐体の中に直接取り付けた。いま、OPLL からのフィードバック (3.4 節参照) は数 MHz 程度の早い信号であるため、これが電流コントローラからのノイズを防ぐためにローパスフィルタを取り付けてある。

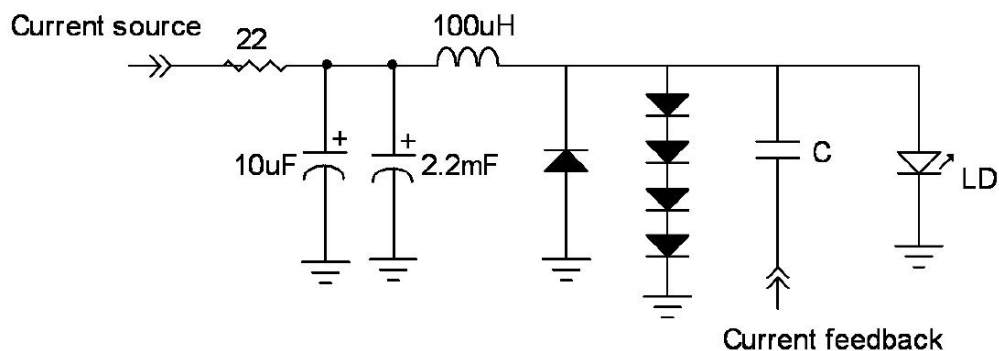


図 3.3 LD の保護回路 (抵抗値は  $\Omega$ )。[27] から引用。5 つのダイオードは ECLD の筐体に直接取り付け、ローパスフィルタの部分は外側に別途取り付ける。

## 3.2 ULE(Ultra-Low Expansion) cavity

レーザーの絶対周波数の安定化のレファレンスとして、我々は ULE cavity を用いる。これは後述するように熱膨張係数が非常に小さく温度揺らぎに強いものであるが、さらにこの cavity を振動、空調などの外乱から可能な限り隔離することで非常に安定なレファレンスとして活用する。以下にその具体的な方法を述べる。なお、中心周波数の長期安定度に関しては先行研究 [31] により一日の中心周波数のドリフトは  $65(1)\text{mHz/s} = 5.6(1)\text{kHz/day}$  と見積もられており、要求は自動的に満たされる。

### 3.2.1 真空槽

考えられる外乱としては大気の振動、地面の振動、大気の変温変化が考えられるが、このうち地面の振動からは除振台 (Minus-K) により隔離する。残りの二つからは cavity を真空中に安置することで隔離することができる。我々

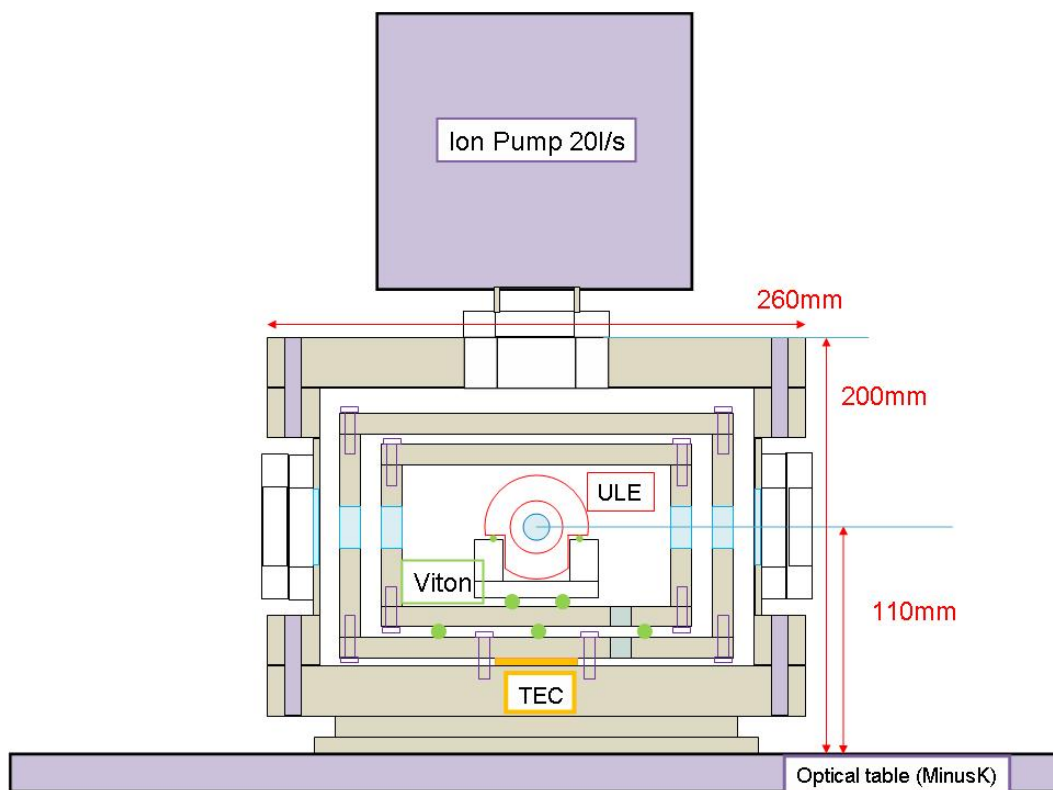


図 3.4 真空槽のデザイン

は実際に図 3.4 のような、除振台の上におかれた槽の中に cavity を安置した。極力微小な振動を抑えるため、Airy 点と呼ばれる振動がキャンセルする点で cavity をバイトンゴムにより支える。空気の対流による揺らぎから cavity を隔離するために我々は真空中に cavity をおく。真空度としては  $10^{-8}\text{Torr}$  のオーダーであれば十分であり [30]、我々の組み立てた真空槽の真空度は最終的に  $2 \times 10^{-8}\text{Torr}$  程度に落ち着いた。

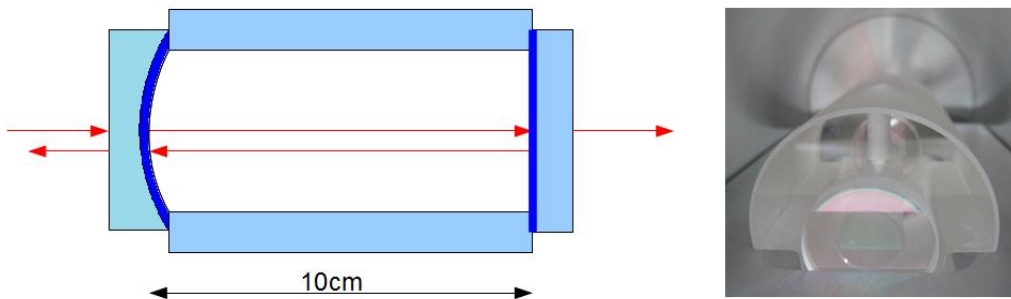
また、cavity に伝わる熱が熱輻射によるもののみになるよう、cavity の外側に 2 重のアルミ箱を、バイトンゴムのみで互いに接するように設置した。当然バイトンゴムも有限の熱伝導率を持つが、十分小さいとして無視する。また、光を入れるために開いている穴から cavity に直接外界からの輻射が届くことも考えられ、実際に温度調節は設定温度よりも 1 度程度室温に引っ張られる。外側のアルミの箱にはサーミスタとペルチエクーラーが取り付けられて

おり、この箱を温調することで ULE cavity を熱輻射により温調する。ペルチエクーラーの放熱を良くする為に真空槽の底面はアルミ製にした。熱接触の小さな構造により ULE cavity の温度変化はほとんど熱輻射のみによるとして良いため温度変化の時定数が数日のスケールになる。このため周期が一日程度の外乱に対して強くなることが期待される。

以下で温調に関して定量的に考えよう。

### 3.2.2 熱膨張係数のゼロ点

あるレーザーの中心周波数を安定化したいならば、より安定ななんらかの基準を用意してそれに対して安定化する必要がある。そこで我々は Fabry-Perot 型共振器 (Fabry-Perot cavity) を用いる図 3.5。これは 2 枚のミラーを対向させたものであり、共振条件はミラー間を一往復して位相が  $2\pi$  進むこと、すなわち cavity 内に定在波が立つことだから



<http://stablelasers.com/products.html>

図 3.5 光学共振器 (Fabry-Perot 型、左) と ULE cavity (右)

$$2nL = \lambda \times \text{integer} \quad (3.1)$$

$$\Leftrightarrow \nu = \frac{c}{2nL} \times \text{integer} \quad (3.2)$$

と書ける。ただし  $n$  は屈折率、 $L$  は共振器長、 $\lambda$ 、 $\nu$  は光の波長及び周波数、 $c$  は真空中での光の速さである。 $\frac{c}{2nL}$  を通常 FSR (Free Spectral Range) と呼び、周波数軸上に櫛のように等間隔に並ぶこの共振条件を周波数の櫛とも言う。いま、 $n = 1$ 、 $L = 0.1\text{m}$ 、 $c = 3.0 \times 10^8\text{m/s}$  とすると  $FSR = 1.5\text{GHz}$  である。

さて、この周波数の櫛のひとつにレーザーの中心周波数をロックするにあたって、周波数の櫛自体がどの程度揺らぐのかを大雑把に計算しよう。櫛の揺らぎはすなわち FSR の揺らぎに関連付けられ、FSR の揺らぎの原因としては共振器長の振動及び熱膨張による変化が考えられるだろう。ここでは熱膨張による揺らぎについて考察しよう。通常の金属 (アルミなど) の熱膨張率はおよそ  $1 \times 10^{-5}/\text{K}$  であるから cavity の温度が温調の精度以下の mK のオーダーで揺らぐとすると、FSR の揺らぎは

$$\Delta FSR \simeq -FSR \frac{\Delta L}{L} \simeq -1.5 \times 10^9 \times 10^{-5} \times 10^{-3} = -15\text{Hz}$$

である。我々が STIRAP に用いる光は可視光から近赤外光で周波数にして 300THz のオーダーであるから、ロックされる櫛はゼロから数えて  $300 \times 10^{12} / 1.5 \times 10^9 = 2 \times 10^5$  番目の櫛であるとしよう。この櫛の揺らぎは

$$15 \times 2 \times 10^5 = 3\text{MHz}$$



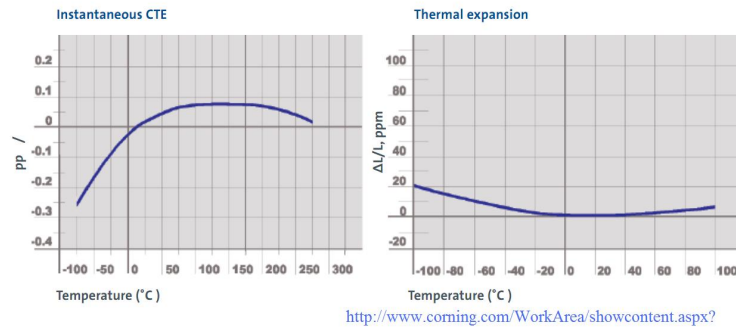


図 3.6 ULE cavity の熱膨張係数及び熱膨張の温度に対するプロット

となり、通常の金属をミラー間のスペーサーとして用いるのでは、2.2.1 において要求される線幅数 kHz よりも線幅が 3 桁ほど大きい。

数 kHz の線幅を得るひとつの方法は熱膨張係数の値が  $10^{-8}$  以下のオーダーであるような材料のスペーサーを用いることである。我々が用いる ULE(Ultra-Low Expansion) cavity は図 3.6(Corning 社の HP より引用) にあるように常温で熱膨張係数の値は  $10^{-9}$  程度であり、かつある温度  $T_0$  で熱膨張係数がゼロになるため、この温度に温調することで熱膨張係数をより小さくすることができる。以下ではこの熱膨張係数のゼロ点を単にゼロ点と呼ぶことにする。このゼロ点は通常常温、すなわち摂氏-5 度から 30 度の範囲にあるため、ULE cavity を最低限この範囲で温調できることがゼロ点を探す上で必要である。まずこの温調について考えていこう。今、ペルチエクーラーのついているアルミ箱の温度を  $T_2$ 、その内側の箱のモニタ用サーミスタで見る温度を  $T_1$  とすると、熱輻射により単位時間当たり外側の箱が内側の箱に与える熱量は Stefan-Boltzmann の法則により

$$P = \frac{\sigma}{\left[ \frac{1}{\epsilon_2} + \frac{A_2}{A_1} \left( \frac{1}{\epsilon_1} - 1 \right) \right]} A_2 (T_2^4 - T_1^4) \quad (3.3)$$

で与えられる。ここで  $\epsilon$  は放射率と呼ばれる材料、形状に依存する値で、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \cdot \text{K}^4$  は Stefan-Boltzmann 定数、 $A$  は表面積で添え字の 1, 2 はそれぞれ内側、外側の箱を表す。温調の時定数を考えるためには比熱  $C$  を用いて  $CdT = Pdt$  から微分方程式を立てて解けばよい。いま簡単のため  $P = \sigma \epsilon A_2 (T_2^4 - T_1^4)$  と書いて、 $T_1 = T_2 - \Delta T$  とおく。 $P$  について、 $\Delta T$  の 2 次以上の項は 1 次の項に比べて十分小さいと考えてよく ( $T_2^3 \Delta T \gg T_2^2 \Delta T^2 \gg T_2 \Delta T^3 \gg \Delta T^4$ )、方程式は

$$-\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{4\sigma \epsilon A_2 T_2^3}{C} \Delta T \quad (3.4)$$

と線形化される。これにより求まる解析解は  $T_2 - T_1 \propto \exp[-(4\sigma \epsilon A_2 T_2^3 / C)t]$  と指数関数で得られ、時定数  $\tau = (C / 4\sigma \epsilon A_2 T_2^3) \times (1/\epsilon) = 3510 \times (1/\epsilon) \text{s}$  は放射率の値が 0.02 から 0.1 の間の値だとすると 0.4 日から 2.0 日となる。放射率は典型的な値をとって  $\epsilon = 0.02$ 、また、 $T_2 = 274.15, T_1(t=0) = 291.15$  とおいて微分方程式を数値的に解いた解が図 3.7 である (真空槽の 2 つのアルミ箱のサイズに関しては付録 B を参照)。この数値解は線形化した方程式で得られたような指数関数のフィッティングによってよく近似されるため、時定数をフィッティングから約 1.93 日と計算できる。したがって熱輻射により温調することで十分長い時定数を持ち、外気温の揺らぎに強くなることが期待される。

実際に真空槽を摂氏マイナス 10 度に向けて温調し、温度をモニタしたものが図 3.8 である。すでに先ほどの計算によって期待されていたとおり指数関数で良く近似される温度変化がみられ、時定数は約 1.3 日と求まった。これは想定する温度揺らぎのタイムスケール (<1 日) に対して長く、期待通りの時定数を備えているといえる。

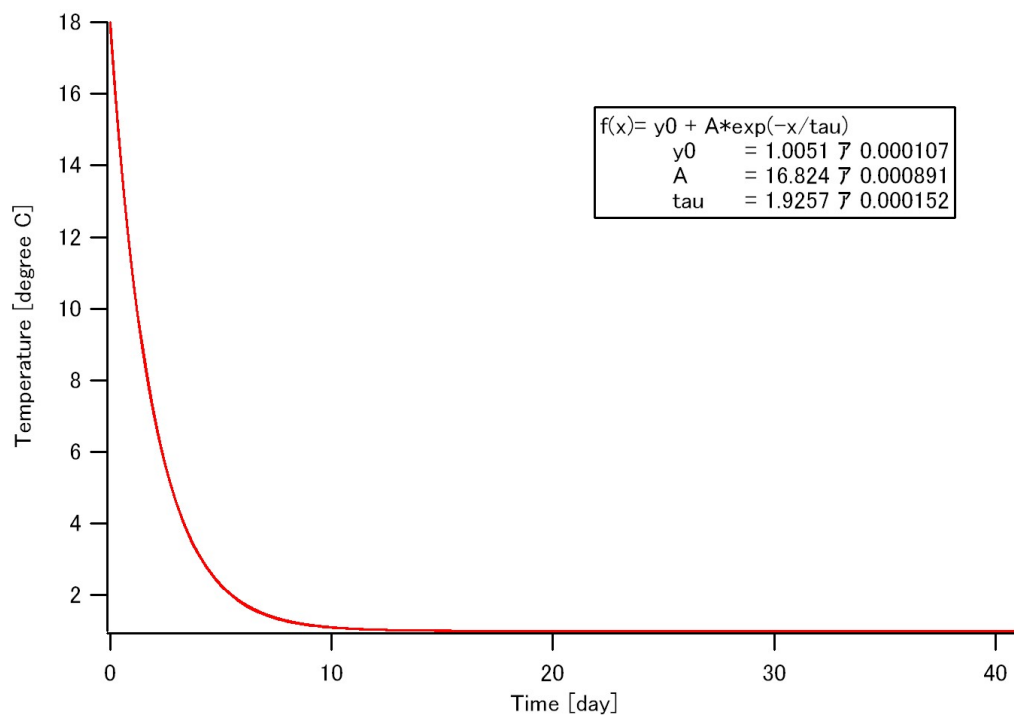


図 3.7 真空槽の温調の計算値 (黒) とフィッティング (赤)。摂氏 1 度へ向けて温調するとしている。

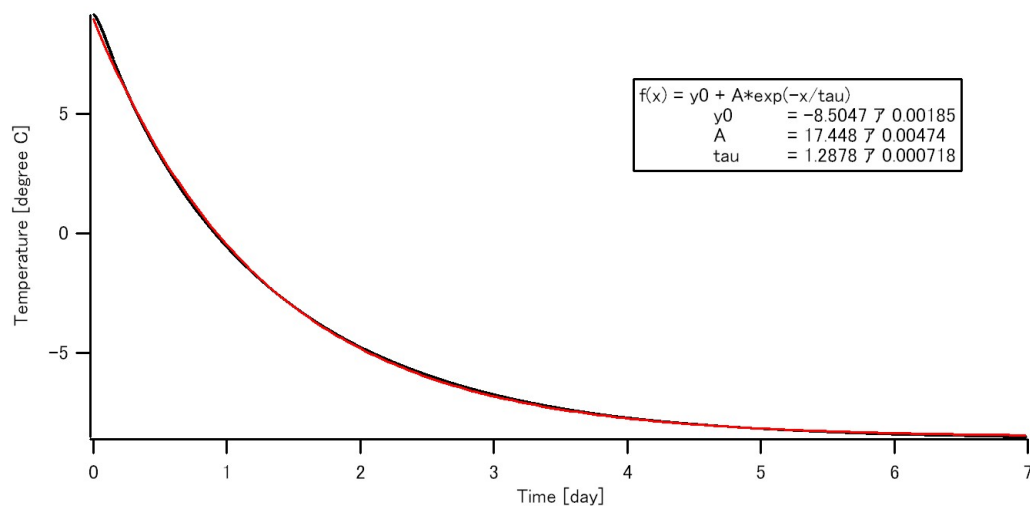


図 3.8 真空槽の内側の箱の温度 (黒) とフィッティング (赤)。摂氏 -10 度へ向けて温調した。

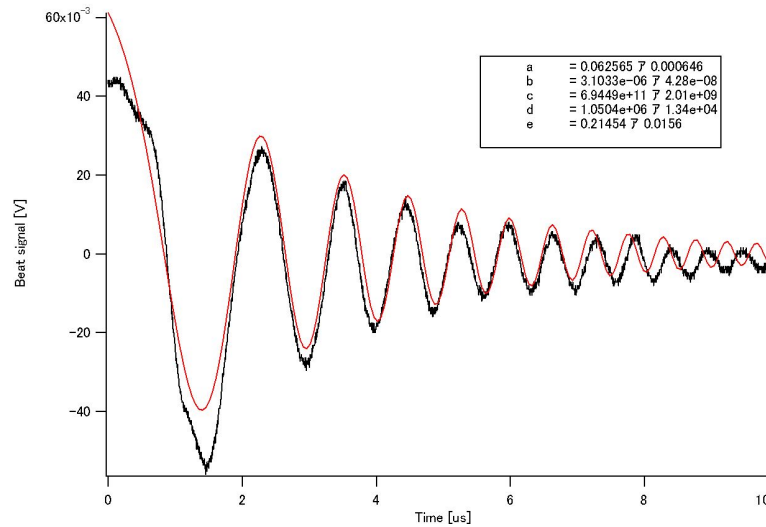


図 3.9 反射光の減衰(黒)とフィッティング(赤)。時間がたつにつれ振動周期のフィッティングがずれているが、finesse の測定には寄与しない。

### 3.2.3 finesse の測定

cavity の特性を評価する指標のひとつに finesse がある。これは大雑把にいうと光が cavity 内を何往復して cavity から出て行くかを表す量である。前述した cavity の櫛にも有限の幅があり、その線幅を FWHM で書くと finesse は

$$finesse = \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.5)$$

と書かれる。レーザーを cavity にロックする際には櫛の線幅が細ければ細いほど中心周波数の揺らぎは小さくなり、これを見ると finesse が高いことと櫛の線幅が狭いことは等価であるから finesse の高い cavity にロックすることが線幅の狭窄化に不可欠である。また、光が cavity 内を往復する回数はミラーの反射率が高いほど多いから、高反射率のミラーコーティングが高い finesse に必要であることも容易にわかる。以上を踏まえると finesse を測定するにはパルス的に光を cavity にカップルさせ、そのときの cavity からの透過光または反射光の減衰の時定数を見ればよいということは直感的に納得できるだろう。我々が用いた方法はレーザーの周波数をすばやくスイープし、オシロスコープで cavity の反射光の時間変化を追うという方法である。理論的な詳細は Ref.[32] にある。

このときの代表的な信号は図 3.9 のようになる。測定は波長 875nm の光、周波数スイープは 10kHz で行い、反射光は 15MHz の帯域を持つフォトダイオードでみている。フィッティングに用いた関数は  $f(t) = a \exp(-t/b) \exp(ct^2 + dt + e)$  であり、時定数と finesse の間には  $finesse = \frac{\pi c}{2L} b \approx 4709 \times (b[\mu s])$  の関係がある。6 回の測定の結果 finesse は  $14.8(2) \times 10^3$  と求まった。これより cavity の共振線幅がおおよそ 100kHz であるということもわかる。先行研究 [27] での値 6000 よりも高く、十分な値であるということができる<sup>\*1</sup>。

<sup>\*1</sup> 後にわかったことだが、この finesse は TEM01 を cavity にカップルさせたときの値である。驚くべきことに TEM00 をカップルさせて測定したところ、finesse は 5000 程度であった。こちらのほうが線幅が太くてロックが外れにくいので ULE のゼロ点探しのときは TEM00 を用いたが、STIRAP を行うときには線幅の細い TEM01 を用いる。

### 3.2.4 ゼロ点の測定

ULE cavity のスペーサーの熱膨張係数  $\alpha$  のゼロ点を探すために、後述する方法 (3.3) で ULE cavity にレーザーの中心周波数を固定し、そのまま cavity を温調することで中心周波数のドリフトをみた。FSR のドリフトはゼロ点での共振器長を  $L$  とし、温度がゼロ点から  $\Delta T$  だけ変化してスペーサーの長さが  $\Delta L$  だけ変化したとき

$$\begin{aligned}\Delta FSR &= \frac{c}{2n(L + \Delta L)} - \frac{c}{2nL} \\ &= FSR \times \left[ \frac{1}{1 + \frac{\Delta L}{L}} - 1 \right] \\ &\simeq -FSR \times \frac{\Delta L}{L}\end{aligned}\quad (3.6)$$

とかける。ここで  $\Delta T = T - T_0$  はゼロ点からの温度のずれとし、さらに熱膨張係数はゼロ点の周りで線形に変化するものと考えてよく (図 3.6)、 $\alpha(T) = \alpha_1 \Delta T$  とかけるから

$$\begin{aligned}\frac{\Delta L}{L} &= \int_{T_0}^T \alpha(T') dT' \\ &= \frac{\alpha_1}{2} \Delta T^2\end{aligned}$$

これより、

$$\Delta FSR = -FSR \times \frac{\alpha_1}{2} (T - T_0)^2 \quad (3.7)$$

が得られる。これはレーザーの中心周波数のドリフトの向きが熱膨張係数のゼロ点を境に逆転することを示している。我々が測定するのはこのドリフトの折り返し地点である。

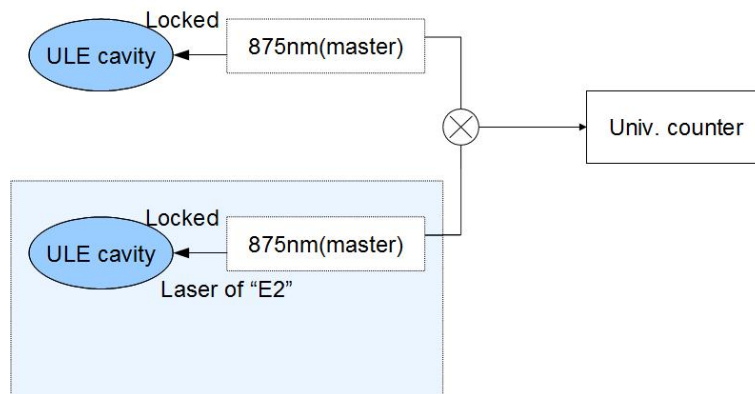


図 3.10 ゼロ点測定系の系

さて、実際の測定に当たってどのように周波数ドリフトを測定したかについて述べよう。今我々は波長 875nm の Master レーザーを ULE にロックし、数 kHz の線幅を得たとする。これだけではドリフトは見る事ができない。特にドリフトの詳細を見て折り返し地点をできるだけ正確に評価するには、中心周波数がロックした光と同程度で安定な光源とのビート信号を取ることが望ましい。そこで我々は先行研究 [27] で作成された波長 875nm の光源とのビートをとった (図 3.10)。この光源は中心周波数が数十 kHz で十分安定であるため非常によいレファレンスとなる。この光源の中心周波数に一番近い周波数の櫛 (ビート信号にして 119MHz 程度) に中心周波数をロックし、一気に温調をする。この際に気をつけなければならないのは、温調のモニタは内側の箱についており、必ずしも ULE

cavity の温度と一致するわけではないということである。これは内側の箱と cavity が熱輻射によってのみ熱をやり取りするために生じる遅れである。図 3.11 は、室温 (摂氏 23.5 度程度) から一気に摂氏-10 度へ温調して、つぎに摂氏 50 度程度へ向けて温調をしたときのビート信号の変化を温度に対してプロットしたものである。温調を冷やすほうから暖めるほうへ切り替えたためにこのプロットは見かけ上一価の関数のようにはとれないのだが、ゼロ点が室温付近 (図 3.11 でいうと摂氏 29 度付近) にあることが確認できた。このため、今度は温度差をあまりつけずにゆっくりと温調をしてビート信号が極小 (118MHz 程度) になるよう調整をする。そして熱平衡に達したところで再びゼロ点をクロスするように温調をしていったときのプロットが図 3.12 である。これより  $T_0$  は摂氏 21.7 度と求まった。誤差としては 50 度差で温調してはじめゼロ点が 29 度と見積もられたこと、ゆっくり冷やしていったときにはゼロ点が 21 度と見積もられたことから大雑把に 8 度程度のディレイを考慮して摂氏 21.7 度 +1 度の範囲と見積もられる。以降はこの温度へ向けて温調して熱平衡に至るのを待った。

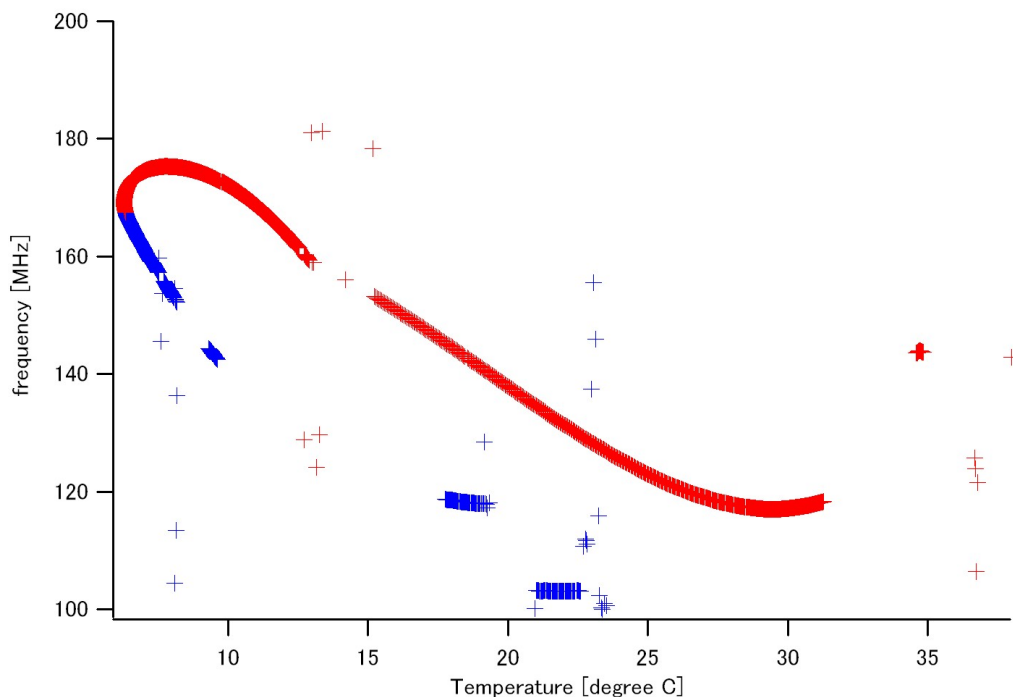


図 3.11 モニタで見る温度と ULE cavity の温度のずれ。はじめ冷やす向きに (青のマーカ-)、後に温める向き (赤のマーカ-) に温調した。不連続な点は、cavity へのロックが外れたことによる。

ここで  $T_{zero}$  から 1 度のずれが線幅に対してどの程度の揺らぎを及ぼすかについて簡単に考えてみる。今回の二次曲線のフィッティングで得られた曲線のパラメータ  $a = 2.17(1) \times 10^5 \text{ Hz/K}^2$  は概算して式 (3.7) と

$$a = \frac{300 \times 10^{12}}{1.5 \times 10^9} \times FSR \times \frac{\alpha_1}{2} \times (1^2) \quad (3.8)$$

のような関係にある。これより  $\alpha_1 \simeq 2/FSR = 1.3 \times 10^{-10}$  であり、これはゼロ点から 1 度ずれたところで mK のオーダーの温度揺らぎがあるときに数百 Hz 程度の短期的揺らぎを与えるであろうと予想され、2.2.1 節で導かれた短期安定度の要求を満たす。

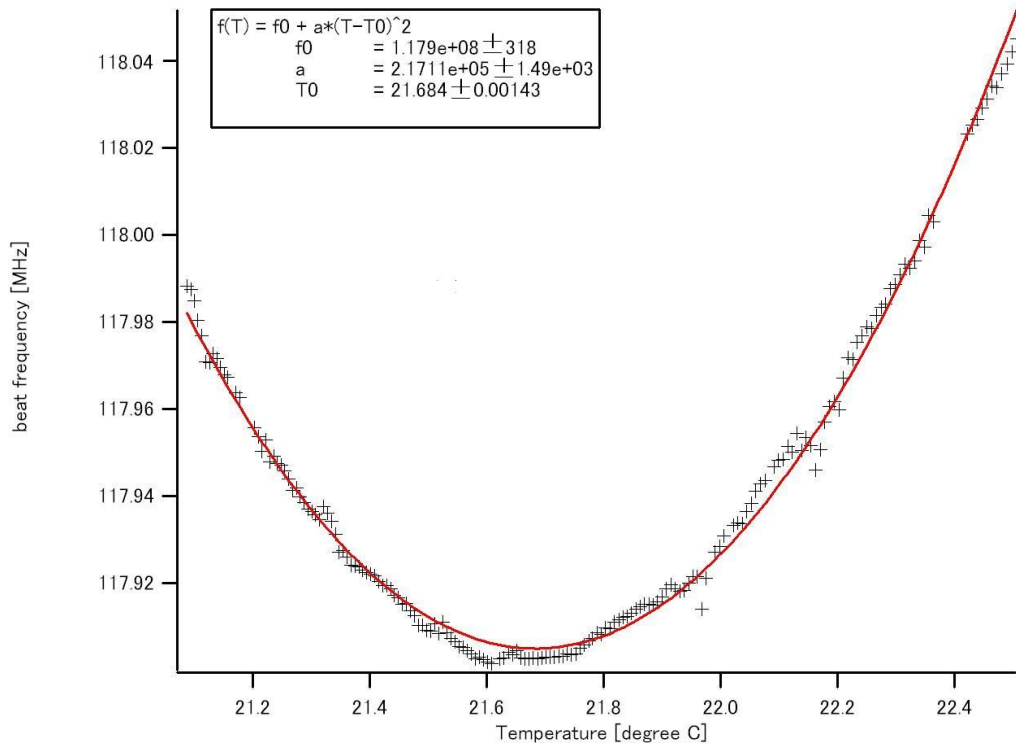


図 3.12 ゼロ点の測定。10 度程度冷やす向きに温調した。黒の点がデータ点、赤の線が二次関数によるフィッティングであり、図に示された範囲の点を用いてフィッティングを行った。フィッティングを正しく行うために、ロックが外れたことによる不連続な点は省いてある。

### 3.3 Master レーザーの ULE cavity に対するロック

#### 3.3.1 絶対周波数の安定化

我々は狭線幅で、かつ数 GHz 程度の広い範囲で周波数を掃引できるようなシステムを作りたい。というのも、PA によってできた分子の準位と、分子の振動回転基底状態の遷移の周波数は知られているが [27]、Feshbach 分子、あるいはそれに漸近するような束縛状態に対するそれは実際に周波数を変えながら探さなければならないからである。このためにまず ULE cavity の共振条件に周波数を固定するレーザーが必要である。これを Master レーザーと呼ぶことにする。次に Master レーザーの中心周波数は cavity の共鳴条件にしかロックできないため、これに対して任意の周波数オフセットをつけてロックされるレーザーがなければならない。これを Slave レーザーと呼ぶことにする。

この節では、Master レーザーを ULE cavity にロックする方法について述べよう。

図 3.13 が ULE cavity にロックする系である。フォトダイオードでは cavity からの反射光強度をみており、付録 C にある回路の Ramp in に 10Hz の三角波を入れ、それを 15 倍した電圧を ECLD のピエゾ素子に返すことで周波数を周期的にスイープする。これにより LD の周波数が cavity の共鳴条件に合致したとき、光は cavity の中に入り込んで反射光は減少する。これを信号として強度の一番低くなる場所に LD の中心周波数をロックしたいが、そのままの信号ではある強度に対してどちらへフィードバックすればよいかを判別することができないためにロックができず、この微分信号を取る必要がある。これは EOM によりサイドバンドを立てることで PDH 法 [38][33] により可能であり、実際の元の信号およびその微分信号は図 3.14, 3.15 のようになる。

この微分信号をフィードバックに使用し、current HF のフィードバックをかけた状態で Ramp の幅を狭めてい

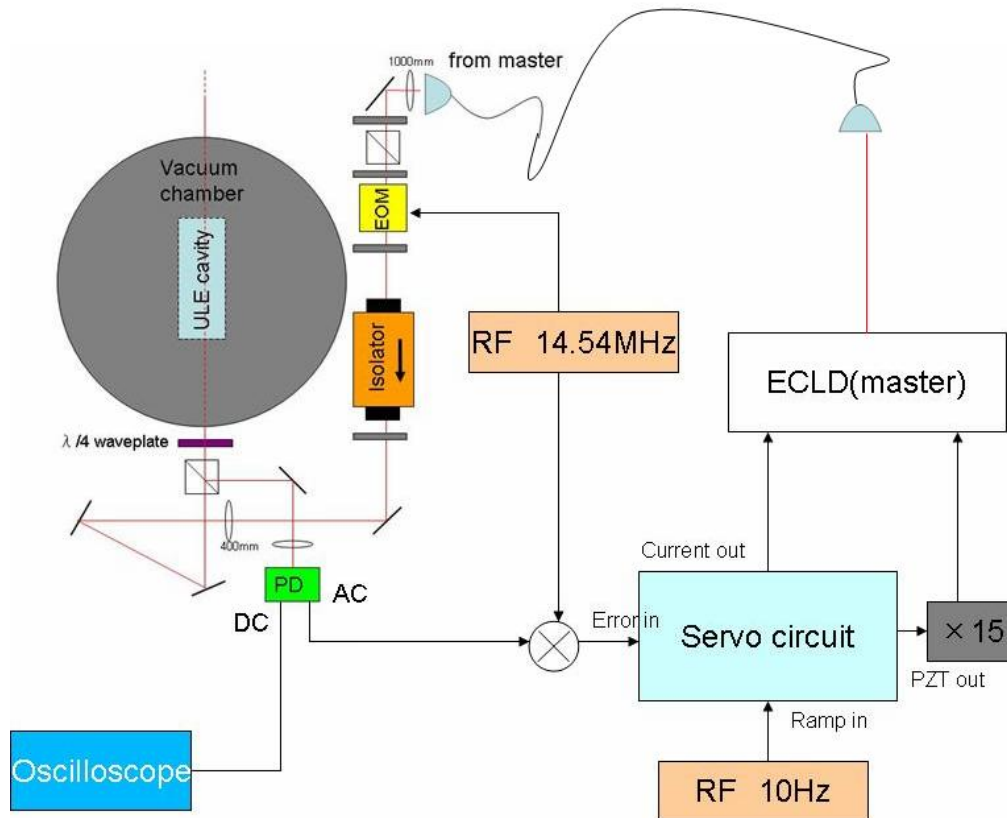


図 3.13 ULE cavity にロックする系。PD は付録 E にあるフォトダイオードを用いた。ULE cavity のミラーコーティングへのダメージを防ぐため、波長版と PBS で cavity に入る光が  $100\mu\text{W}$  を超えないようにしている。

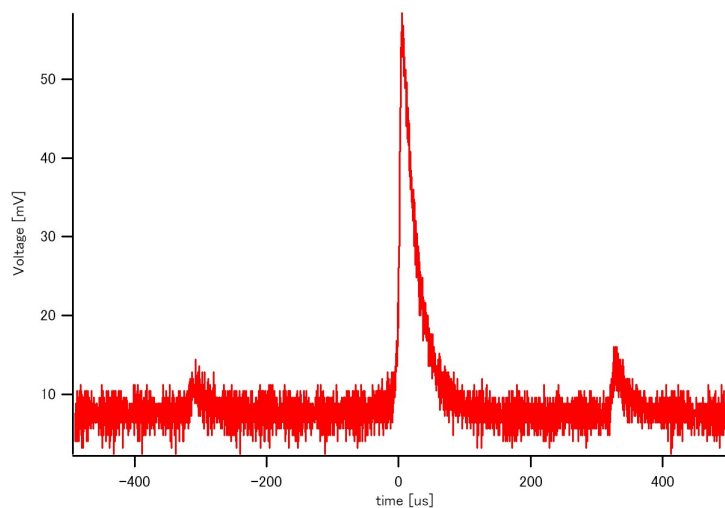


図 3.14 EOM によるサイドバンド。この信号は cavity からの透過光を見たもので、信号が非対称なのは透過光を見ているフォトダイオードの帯域が狭いためである。

き、最終的に共鳴線のピークで Ramp 幅をゼロにすることでこのロックは成功である。その過程をオシロスコープで見ると、模式的には図 3.16 のようになる。あとは低い周波数のフィードバック (PZT 側) もオンにすることで長時

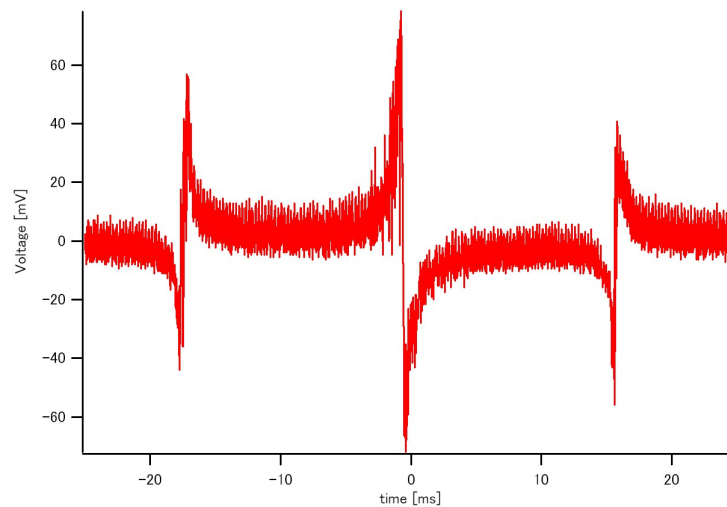


図 3.15 PDH 法による微分信号。これは反射光を見ている。

間ロックが保たれる。さらに LF のロックをオンにすると 10kHz 以下のノイズが小さくなり、線幅がさらに細くなる。以上のロックをすべてかけたとき、図 3.10 にあるように、E2 の ULE cavity にロックされたレーザーとのビート信号をスペクトラムアナライザ (Agilent, E4405B) で見たものが図 3.17, 3.18 である。このビート信号は 2 本の光の線幅の和の程度の線幅を持つから、我々の用意した、ULE cavity にロックされた光の周波数の線幅は精々数 kHz であるといえる。

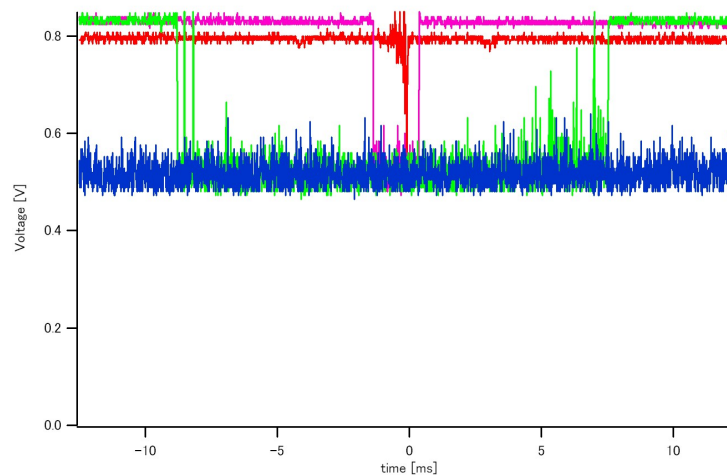


図 3.16 フォトダイオードの DC 信号をオシロスコープで見たときの様子。赤は current HF lock がオフの状態の信号。ピンクが HF lock をオンにしたとき、そして Ramp 幅を狭めていくにつれて緑のようにディップが広がっていき、Ramp 幅がゼロになると青のようになってロックが完了する。



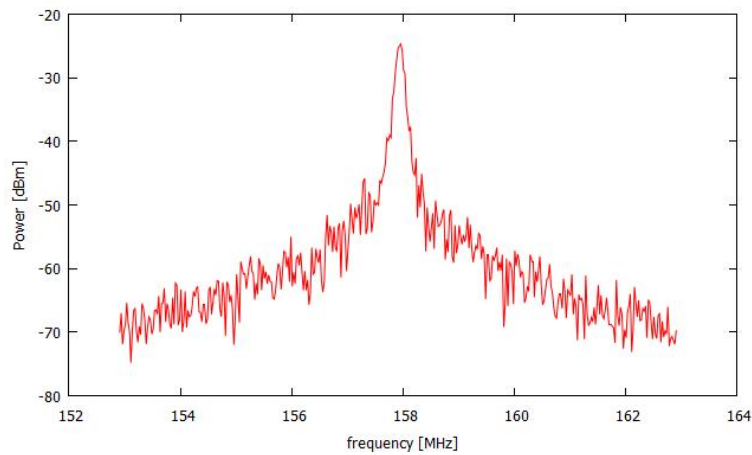


図 3.17 875nm(E2) と我々の用意した 875nm とのビート信号 (SPAN:10MHz)

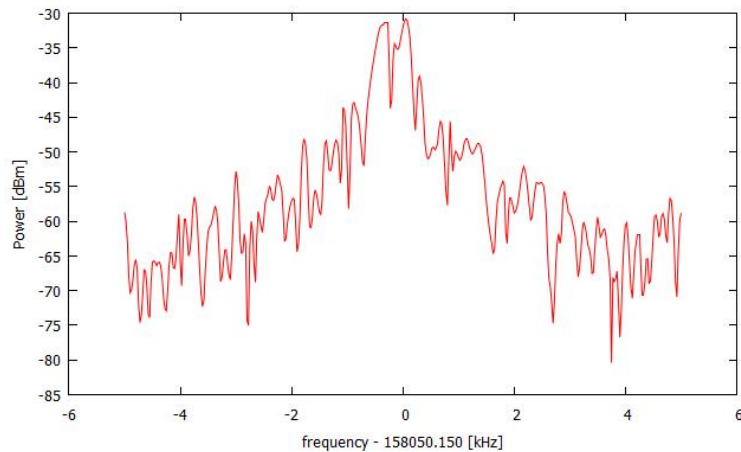


図 3.18 875nm(E2) と我々の用意した 875nm とのビート信号 (SPAN:10kHz)

### 3.3.2 空間モードについて

cavity にロックする際、アラインメントを少しずらすと cavity に強く共鳴する空間モードが移ってゆく。我々が確認できたのは TEM00, TEM01, TEM02 までであり、E2 の 875nm の光とのビート周波数はそれぞれ 119MHz, 102MHz, 323MHz であった。これは cavity の透過光をビームプロファイラで見ることによって判別できた。また、それぞれの空間モードに関してのカップリング効率に違いが見られた。カップリング効率とはカップル (共振) していないときの反射光強度に対してカップルしているときの反射光強度の減少の割合 (%) であり、これが高ければ信号の S/N 比がよく、短期線幅の狭窄化につながると考えられる。いま、TEM00, 01, 02 の空間モードに対してカップリング効率はそれぞれ典型的には 30%, 40%, 30% であった。通常 cavity に最もよくカップルする空間モードは TEM00 と考えられ、熱膨張系巢のゼロ点を探したときには TEM00 でのロックを用いたが、これが cavity 内で増幅されたことでミラーコーティングにダメージがあった可能性があるとして我々は TEM01 によるロックで実験を行うことにした。このときのビート信号の線幅は数百 Hz と、カップリング効率が高いなりに細くなっているため実験的にも問題は無い。

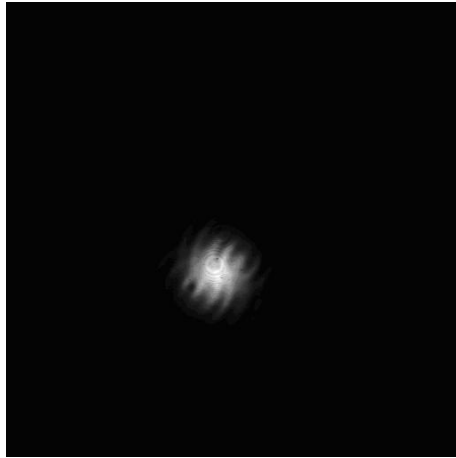


図 3.19 TEM00 のモード。ビート周波数は 119MHz

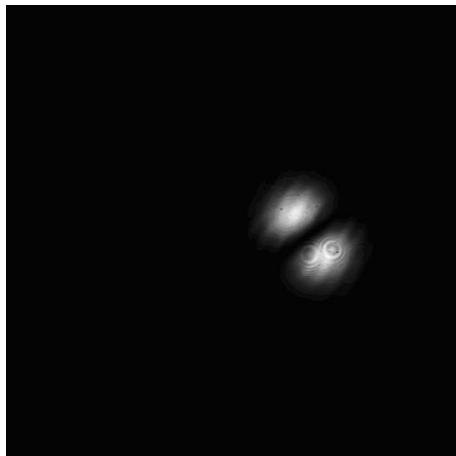


図 3.20 TEM01 のモード。ビート周波数は 102MHz

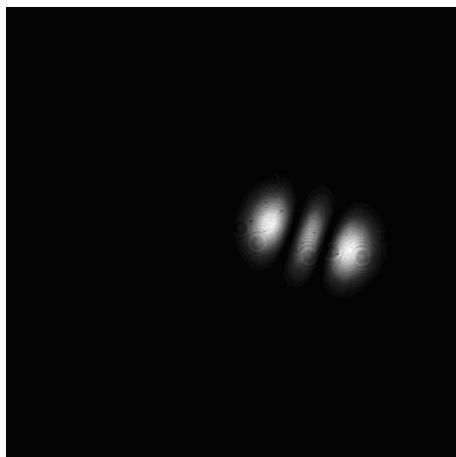


図 3.21 TEM02 のモード。ビート周波数は 323MHz

なお、空間モード TEM<sub>m</sub>n の cavity の共振条件は Ref.[46] より

$$\nu' \simeq \frac{c}{2\pi n_0 z_0} (m + n) \quad (3.9)$$

と書かれる。ただし、 $n_0, z_0$  は屈折率及び Rayleigh 長、いまは特に  $n_0 = 1$  及び cavity は平凸のミラーで、曲率半径 50cm のミラーであることからこれにカップルしている光の Rayleigh 長は 0.200m である。また、この共振条件自体はミラーは両方平面であるとして近似されている。これにしたがって共振条件の間隔を計算すると

$$\Delta\nu' = \frac{c}{2\pi n_0 z_0} = 239\text{MHz} \quad (3.10)$$

と求まる。いま実際に見られた三つのモードの周波数がゼロをまたいで隣り合うモードで、E2 の ULE にロックされたレーザーに対して TEM<sub>00</sub> が 119MHz、TEM<sub>01</sub> が 102MHz、TEM<sub>02</sub> が 323MHz であったとするとこの間隔は 221MHz 程度であり、辻褄が合う。

### 3.4 Master レーザーに対する Slave レーザーのロック

ULE cavity にロックされ絶対周波数が安定になった Master レーザーに対し、可変な周波数オフセットをつけて Slave レーザーをロックするためのシステムを OPLL(Optical Phase Locked Loop) という。この構築にあたってロックに要した系を図 3.22 に示す。まず我々は Master と Slave のビート信号を取るが、信号の強度が精々 -25dBm 程度でありビートロックには不十分である。これは付録 A にあるようにこのロックのシステムにおいてロックできるかどうかは Slave レーザーの周波数とロックしたい周波数との差、及びロック回路のフィードバックゲインの 2 つの要素の競合により決まるためである。このため我々は limiting amplifier で信号を増幅後 (~ 0dBm)、prescaler というデジタル回路でエラー信号の周波数を 1/4 に変換した後、ロック回路の error in に信号を送っている。prescaler を使用したのはファンクションジェネレータの帯域が 1GHz 程度で、櫛 1 本分以上 (1.5GHz) のオフセットをつけるには不十分なためである。結論としては我々は Master-Slave 間の相対周波数に関して 1Hz 以下までの線幅の狭窄化に成功した。以下、順を追ってセットアップについてみていく。

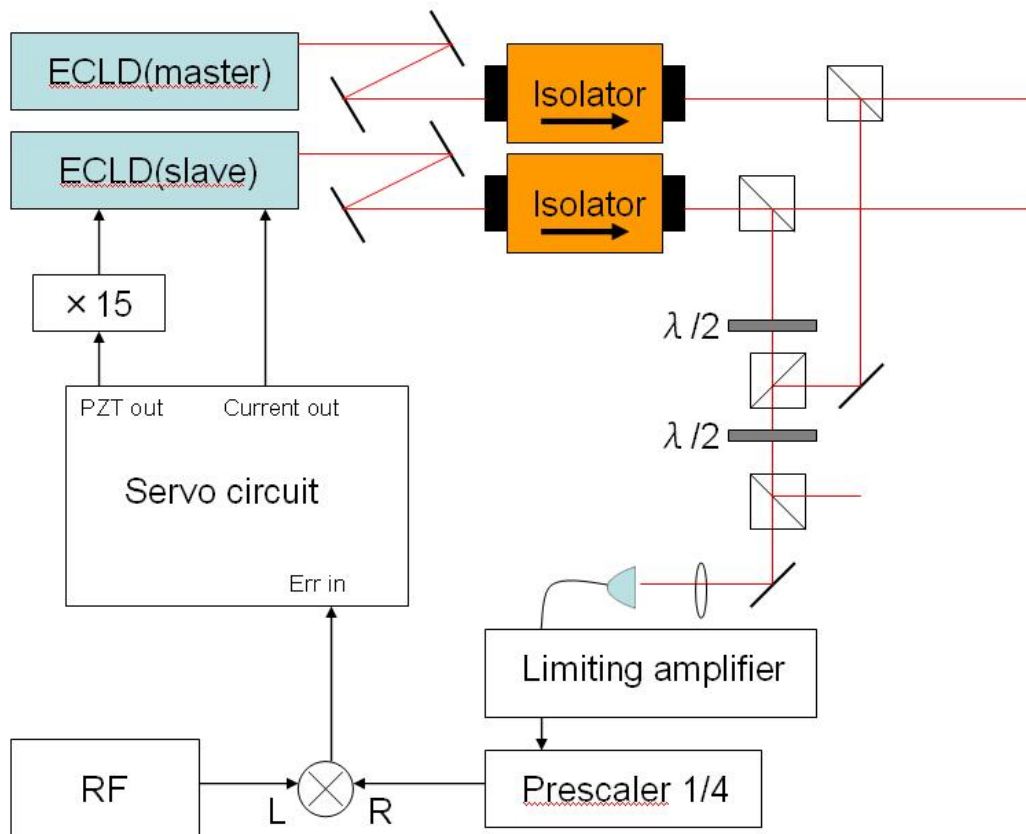


図 3.22 Optical Phase Locked Loop の概略図

- フォトダイオード

まず使用するフォトダイオードとしてプリアンプ付きの物かプリアンプなしの物かが考えられた。プリアンプ付きのものはフォトダイオード自体の帯域は 10GHz 程度とあるが回路により制限を受けて帯域が 2GHz 程度となりビート信号は -24dBm 程度、プリアンプなしの物は帯域が 10GHz 程度でビート信号は -27dBm 程度

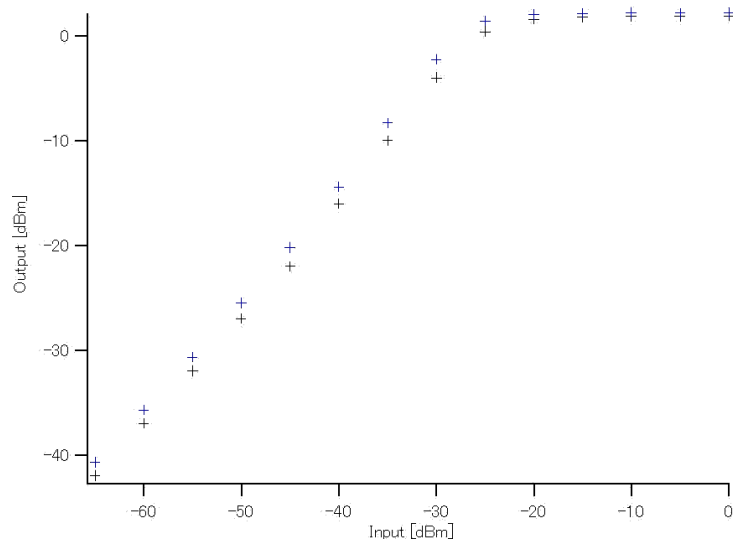


図 3.23 Limiting amplifier の入出力特性。青の点が 420MHz、黒の点が 1.1GHz のときのデータ。

であった。この時点では両方のフォトダイオードに関して信号強度が不十分であり、どちらが優れているともいえない。

- Limiting Amplifier

信号強度が不十分である為我々は Limiting amplifier(GigOptics, iT3011E) を用いて信号を増幅する。これは通常のアンプとは異なりある値以上の入力に対して出力が飽和するようなデバイスであり、たとえばファンクションジェネレータ (RHODE& SCHWARZ, SMC100A) から 420MHz および 1.1GHz の RF 信号を入力し、その出力をプロットしたものが図 3.23 である。これを用いると、ある入力以上であれば limiting amplifier 前の信号強度が揺らいだとしても出力側にその揺らぎの影響が出にくいという利点がある。これを用いると信号強度はどちらのフォトダイオードでも 0dBm 程度まで増幅され、ロックするには十分な信号強度が得られる。

- Prescaler

今回用いた prescaler はビート信号の周波数を  $1/4$  にするもので、4 周期分の波を数えて 1 つの波を出すデジタル回路である。prescaler を通った後の信号がミキサーでファンクションジェネレータからの周波数  $f_{RF}$  と掛け合わされるため、ビート信号は  $4f_{RF}$  の周波数にロックされることになる。

- analog OPLL 回路

図 3.24 がロック回路の回路図である。この回路は大きく分けて current out 側と PZT out 側の二つの部分からなる。Error in から入ってくるのはミキサーからの sin 波であり、PZT 側は単純積分のフィードバックにより長期ドリフトを補正し、PZT out の信号は MATSUSADA Precision inc. の HPZT-0.15PB により 15 倍に増幅された後に ECLD のグレーティングに取り付けられたピエゾ素子に返される。current 側は信号を単純に増幅し、LD の電流に合流するようになっているだけである。current 側のフィードバックでのロックの仕組みについては付録の付録 A を参照のこと。

以上のセットアップによって我々はビート信号のロックを試みた。ULE cavity にロックされた master レーザーとロックしていない slave レーザーのビート信号が図 3.25 であり、1MHz 程度揺らいでいる。これに対しまずプリアンプなしのフォトダイオードでロックをした。ロックがかかった状態でのビート信号を見たものが図 3.26、3.27 である。current フィードバックにより中心周波数の周り数 MHz 程度のノイズレベルが下がっており、中心の信号

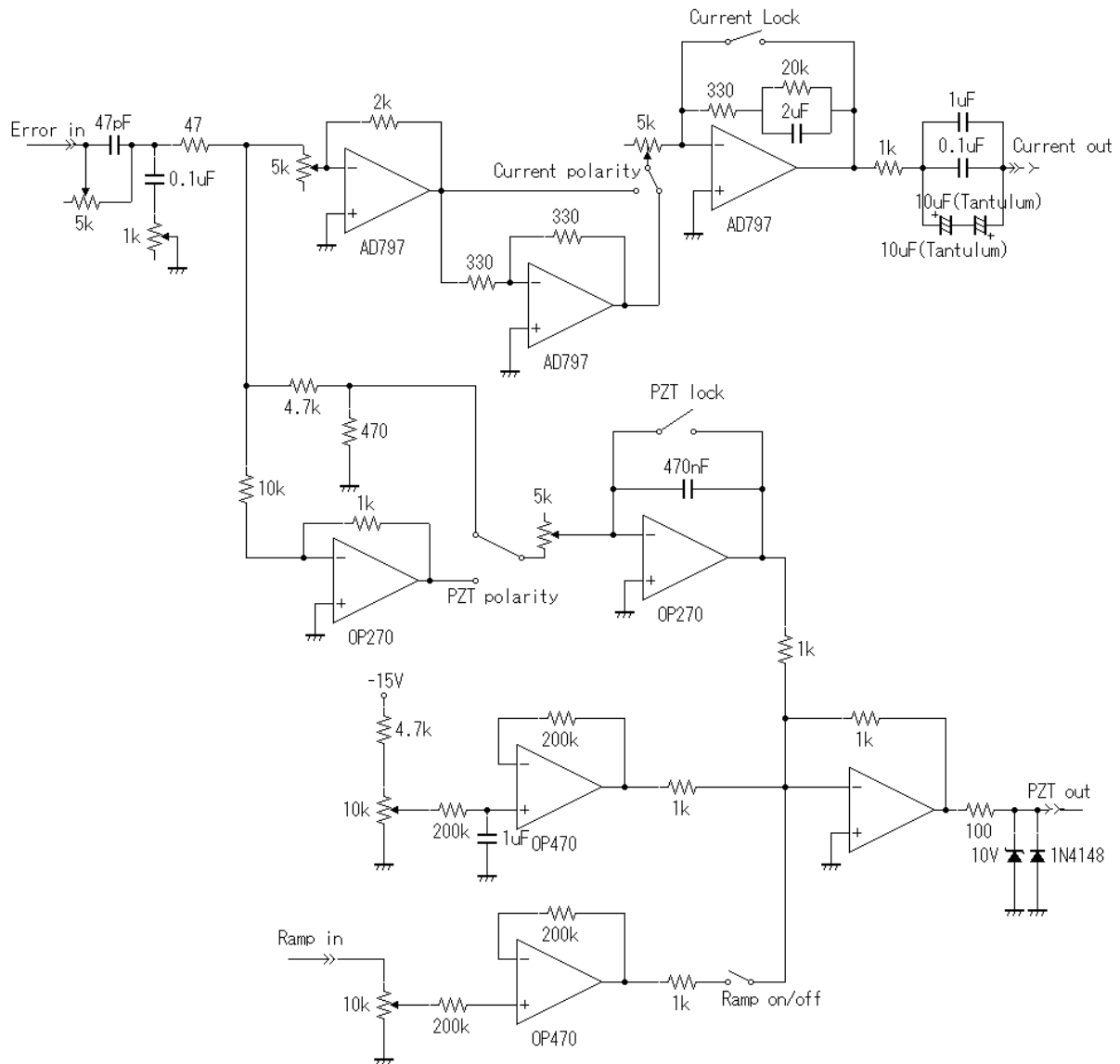


図 3.24 analogOPLL のためのロック回路

は大変細くなっている。このビート信号の線幅はスペクトラムアナライザ (Agilent, E4405B) で見ており、1Hz 以下と評価できる。これは Master にたいし Slave が 1Hz 以下の精度で追従するということを意味し、我々の実験に十分なビート信号の狭窄化ができたといえる。また、このロックは一日経過した後も持続しており、実際の実験においても不足はない。一方、プリアンプ付きのフォトダイオードでもロックを試みた。信号は 1dBm 程度と十分だったが、ノイズレベルがプリアンプなし PD + limiting amp. のときは -60dBm 程度であったのに対し、プリアンプ付き PD + limiting amp. の場合には -40dBm 程度にまで上がってしまった。また、信号自体も limiting amp. 後でノイズがひどく、最終的にはロックが不可能であった。これらの理由からロックに用いるフォトダイオードとしてプリアンプなしのフォトダイオードを採用した。

これで狭線幅の光源の準備は完了した。まず Master レーザーを 1.5GHz おきのとびとびな値の周波数にロックし、その周辺で Slave レーザーを任意の周波数にロックすることで 875nm 周辺の任意の周波数かつ線幅が数百 Hz の光源が実現された。

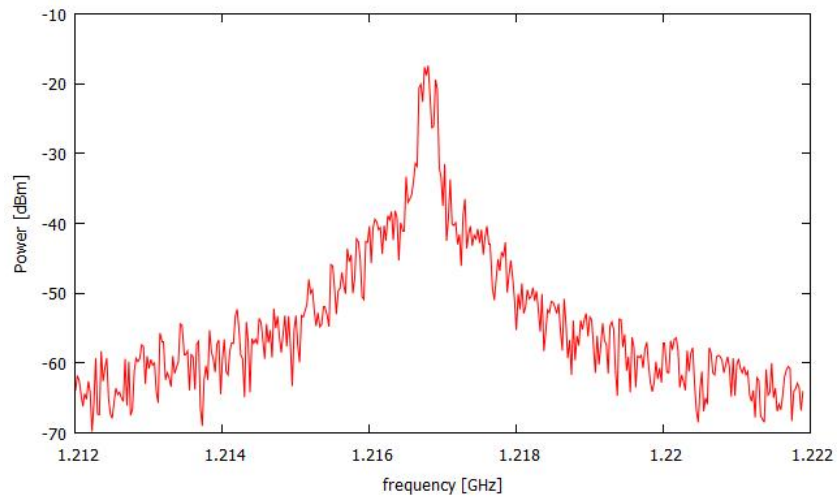


図 3.25 ロックされていないビート信号 (SPAN:10MHz)

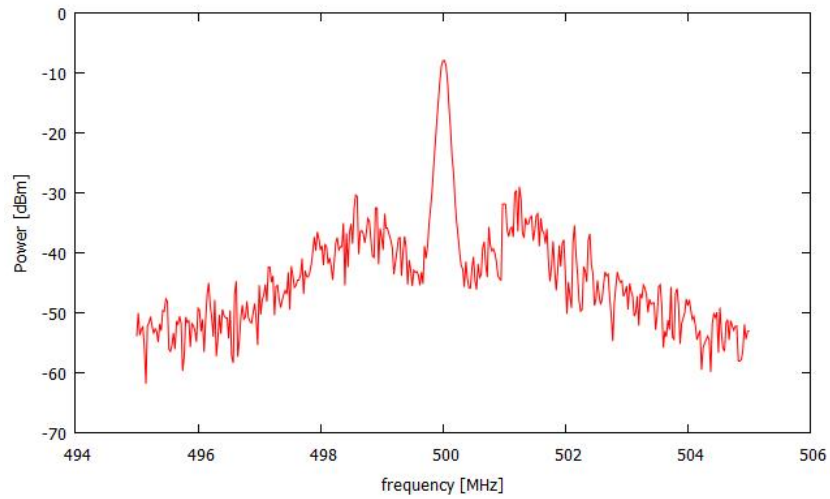


図 3.26 ロックされたビート信号 (SPAN:10MHz)

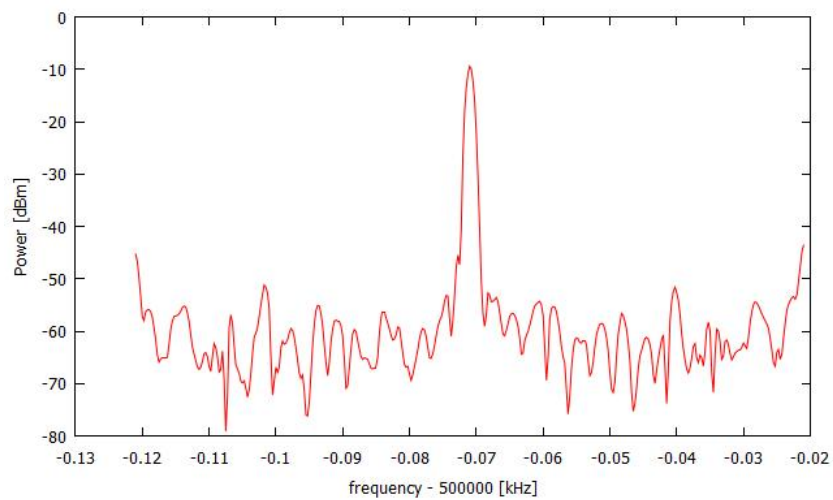


図 3.27 ロックされたビート信号 (SPAN:100Hz)





## 第 4 章

# 振動基底状態への誘導ラマン断熱遷移

ここでは本研究において作成された光源を用いて行った実験及びその結果について述べるが、実際に光を分子に当てるにあたっては E2 の装置を用いた。E2 は PA 分子に対する分光を行うセットアップを持ち、パルスレーザーにより周波数の掃引 ( $\sim 10$ pts/sec) が可能である。装置の詳細は [27] にある。

### 4.1 PA 分子に対する STIRAP

十分細い線幅のレーザー光源の用意ができたため、我々は実際にこの光源が STIRAP に使えるかを見るため、光会合 (Photoassociation, PA) によって生成された KRb 分子に対する STIRAP を試みた。PA 分子の生成に関しては先行研究の [27] を参照されたい。いま、PA により生成された KRb 分子の状態は  $X^1\Sigma^+, v'' = 91, J'' = 0$  であり、STIRAP に用いる中間準位は  $(3)^1\Sigma^+, v'' = 41, J'' = 1$ 、振動回転基底状態である終状態は  $X^1\Sigma^+, v'' = 0, J'' = 0$  である。STIRAP によって生成された終状態の分子はイオン化されて検出される。この節では STIRAP の効率までは測定せず、光源が STIRAP に使えるかどうかのチェックの意味で STIRAP の信号を見た。

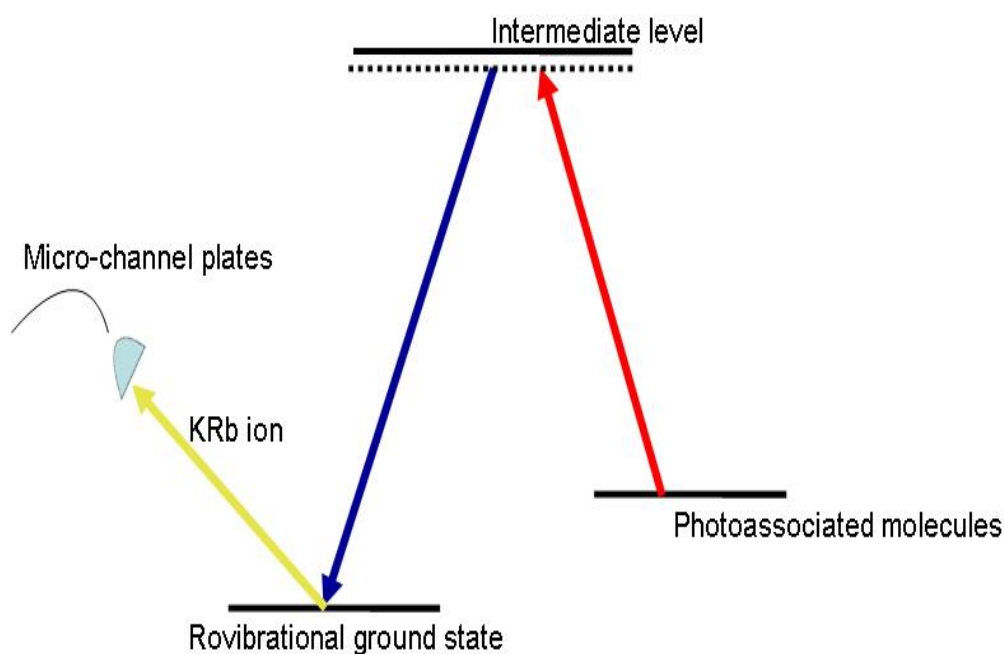


図 4.1 PA 分子に対する STIRAP の概略図

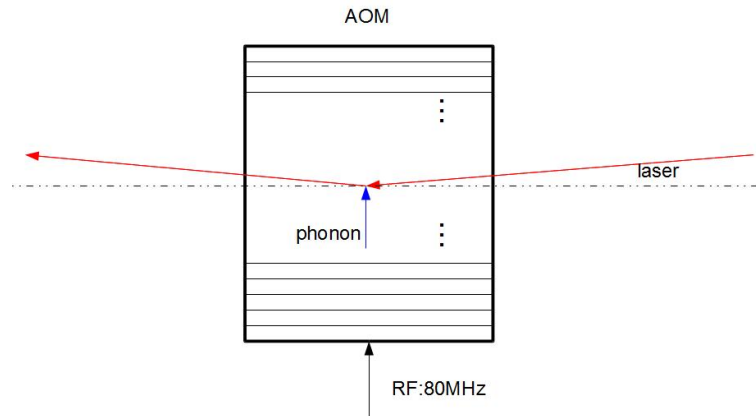


図 4.2 AOM で光が回折する仕組みの模式図

#### 4.1.1 音響光学素子による光の強度変調

音響光学素子 (Acousto-Optical Modulator, AOM) とは結晶に RF の振動電場を入射してフォノンを発生させることで結晶中に密度の縞ができ、それをグレーティングとして結晶に入射した光を回折させる素子である (図 4.2)。これをフォノンによるフォトンの散乱と見ることもできて、その場合入射する RF のパワーはフォノンの数に対応するため、RF のパワーを制御することで回折光のパワーを制御することができる。RF のパワーは付録 D にあるように自作の AOM ドライバの Amp. in への入力によって外部制御が可能である。我々は 1 次の回折光 (回折効率 = (1 次光)/(0 次光 + 1 次光)  $\times 100 \simeq 80\%$ ) を STIRAP に使い、Amp. in への入力にはファンクションジェネレータ (Tektronix, AFG3022) の任意関数の取り込み機能を用いて図 4.3 のような  $\cos$  型の STIRAP の波形を出力した。これによって実際に変調のかかった光の強度をフォトダイオードで見たものが図 4.4 である。実際に出力された波形では 641nm の光のはじめの部分は RF switch の TTL によって切られている。実験での STIRAP に要する時間はおよそ  $25\mu\text{s}$  であったが、これはファンクションジェネレータのほうで変えることができる。先行研究 [27]

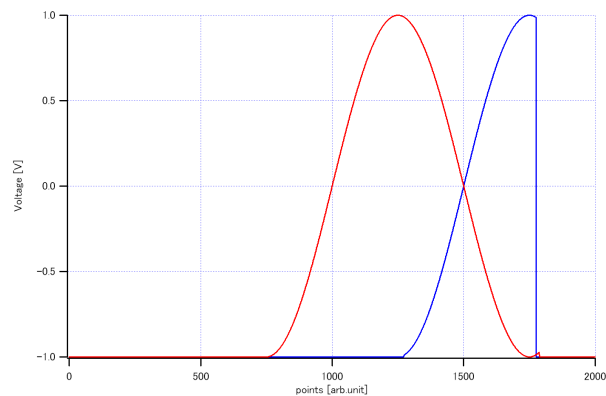


図 4.3 STIRAP にむけて設定した波形。赤が 641nm、青が 875nm の光。

による最適な時間 ( $10\mu\text{s}$ ) からはずれているため遷移効率は 10% 程度落ちると想定されるが、STIRAP の信号を見るには十分である。

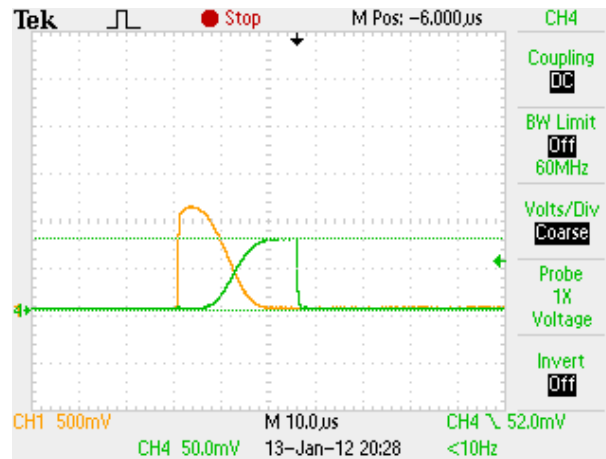


図 4.4 実際に出力された波形。黄色が 641nm、緑色が 875nm の光の強度である。641nm の光のはじめは RF switch の TTL によって切られている。

#### 4.1.2 STIRAP の実行

かくして STIRAP の要所である光強度の変調ができた。この光源を、先行研究 [27] の光源とほぼ同じ周波数にロックした (図 4.5)。2 つの master レーザーの周波数差は 102.5MHz、われわれの側の master-slave 間のピートロックにおいて、ファンクションジェネレータから出した RF の周波数は 374.85MHz であった。実験条件をまとめよう。

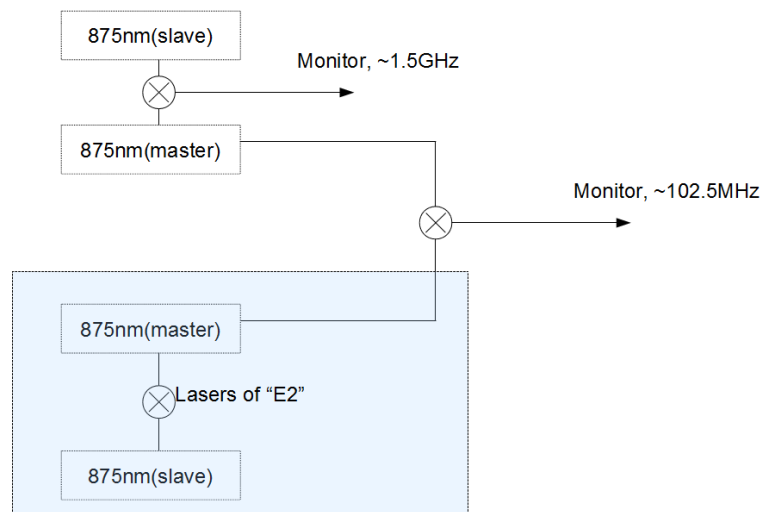


図 4.5 875nm レーザーの系の概略。E2 とはわれわれの研究室の実験グループの呼称で、[27] は E2 に属する。

- (1) Master レーザーの中心周波数の線幅は数百 Hz。
- (2) Slave レーザーと Master レーザーの周波数差は 1Hz 以下だから、Slave レーザーの中心周波数の線幅も数百 Hz である。
- (3) 今回作成した 875nm 光源の光強度は E2 のものに比べて七割程度である。したがって Rabi 周波数にして E2 に比べ 0.86 倍程度である。

- (4) 641nm の光源は E2 のものをそのまま用いる。線幅はわれわれの光源と同程度かそれ以下である。
- (5) 実験のタイムラインは図 4.6 のようになる。詳しくは先行研究 [27] を参照のこと。変更点は、PA 光を MOT, CMOT の間ずっと入れていること、および MOT の磁場が完全に切れるのを待つところがあり、その部分は今回の実験では何もせず待ってから STIRAP を行うことである。

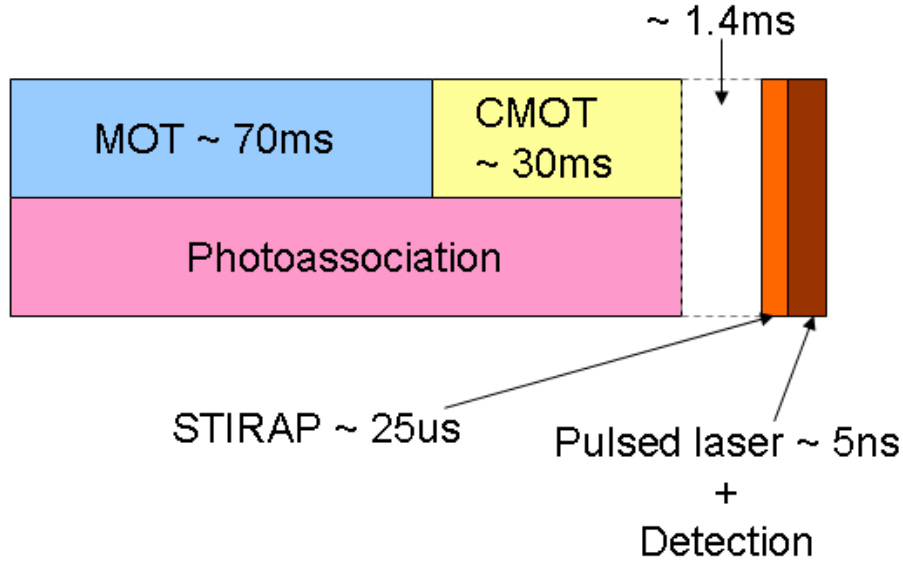


図 4.6 実験のタイムライン

以上のような条件のもと、我々は PA 分子の STIRAP による振動基底状態への遷移を試みた。この際、875nm の slave レーザーの周波数をスキャンし、それに対して KRb イオンの数 (正確にはこれに比例した量) をプロットすることで STIRAP ができているかどうかを見る。はじめ周波数を 10MHz 程度スキャンし、スキャンの幅を狭めたときのプロットがそれぞれ図 4.7, 4.8 である。

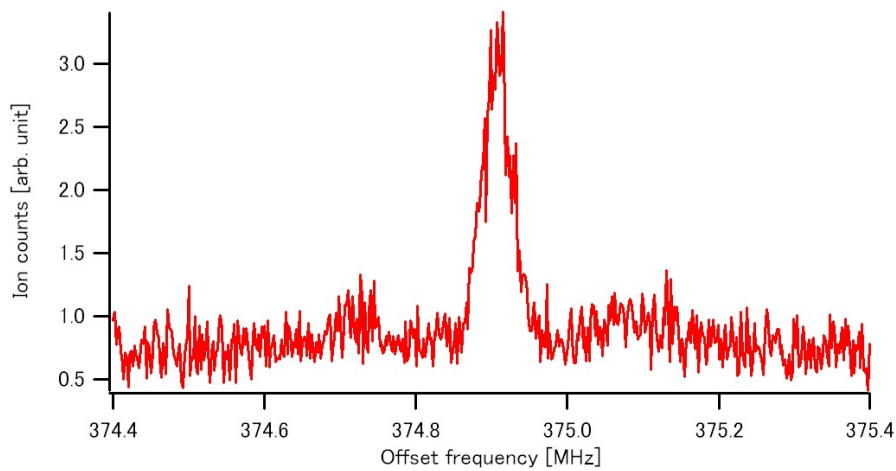


図 4.7  $f_{rf} = 374.40\text{MHz} \rightarrow 375.40\text{MHz}$  と周波数を振ったときのプロット。小さく見えるサイドバンドはビートロックの 1MHz のサイドバンドのよるものと考えられる。信号は平均化してある。

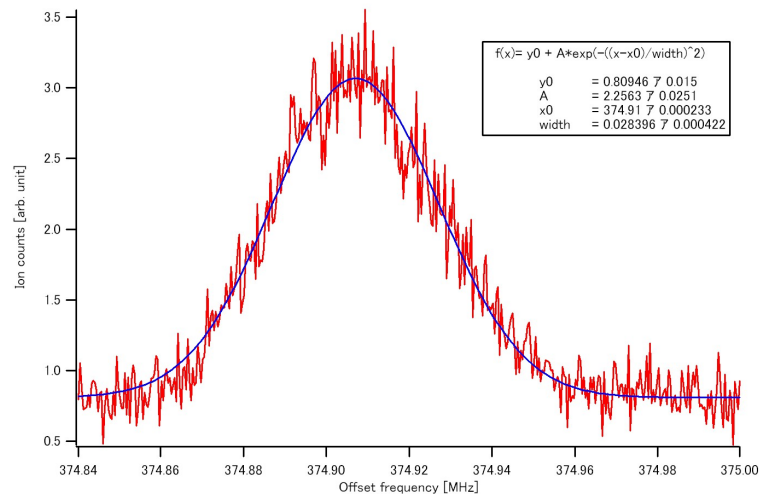


図 4.8  $f_{rf} = 374.84\text{MHz} \rightarrow 375.00\text{MHz}$  と周波数を振ったときのプロット。赤が実験値、青はフィッティング

## 4.2 Feshbach 分子に漸近する分子状態の探索

現在本研究室の E1 グループにおいて Feshbach 共鳴を用いた、ゆるく束縛された極低温分子の生成が試みられている<sup>\*1</sup>。この分子は 78.5G の磁場の下で束縛エネルギーが 100kHz 程度である。分子のコヒーレントな生成に先駆けて Feshbach 分子状態から  $(3)^1\Sigma^+, v' = 41, J' = 1$  への遷移の周波数を測定することが望ましいが、E2 の装置を用いる都合上、今は束縛エネルギーが 0G の磁場の下で 180MHz 程度の Feshbach 分子に漸近するような分子状態の探索を行い(図 4.9)、それにより E1 により作成される分子状態についての遷移の周波数の逆算を行うことが目標である<sup>\*2</sup>。これに関する実験結果を述べる前に、これを観測するにあたって考えられる実験方法について述べる。すべてに共通するものとして、光の経路を図 4.10 に簡単に示しておく。

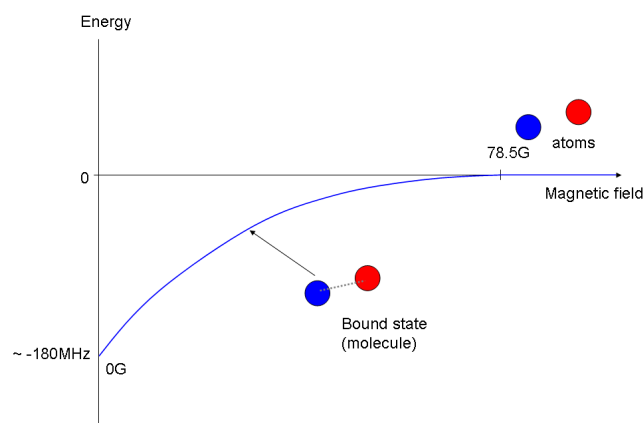


図 4.9 ゼロ磁場の Feshbach 分子状態のエネルギー。Feshbach 共鳴点で束縛状態が現れ、磁場を掃引していくと原子と分子の重ねあわせ状態として束縛状態が現れる。

<sup>\*1</sup> より正確には、RF 会合 [40] というこれもまた Feshbach 共鳴を用いた会合方法によって Feshbach 分子の生成を試みている。

<sup>\*2</sup> Feshbach 分子の束縛エネルギーの理論計算はかなり正確になされている [41]。

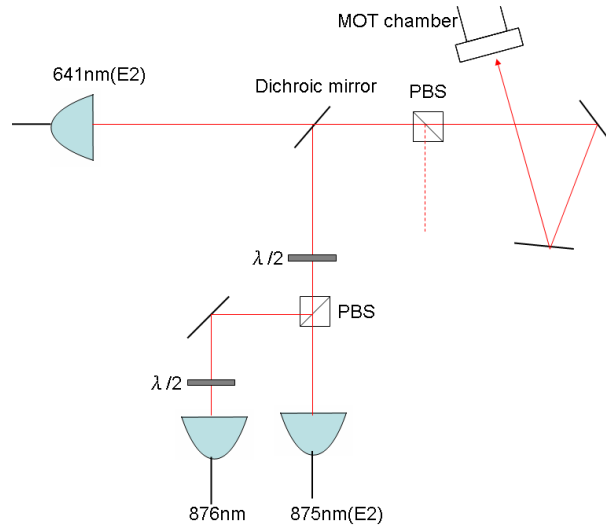


図 4.10 MOT chamber に 3 本の光を入れる経路。一つ目の PBS で重ねられた 875nm,876nm の光は Dichroic mirror で 641nm の光と重ねられ、二つ目の PBS で三つの偏光が合わせられている。

#### 4.2.1 PA 光の漏れ

いま、PA のための光源は tapered amplifier のあとで 200mW 程度に増幅され、200MHz の AOM の-1 次光によってはねられて原子にあたるようになっている。この-1 次光は  $v = 41$  の中間状態と自由な 2 原子とを結ぶ周波数であり、0 次光はこれより 200MHz 高い周波数を持つ。この 0 次光が PA 光が TTL によりオフになっている状態でも AOM を透過して MOT chamber に入ってきていることが chamber から抜けてきた光をフォトダイオードで見ることで確認された。これが今見つけたい Feshbach 分子に漸近する分子状態の共鳴近くにあっては大きなデコヒーレンスの原因となりかねない。これを防ぐために AOM の 1 次光を用いることにし、後にアイリスを入れることで 1 次光だけをなるべく取り出し、AOM への RF について RF amp 前に RF switch をひとつ挿入して漏れ光のシャットアウトを試みた結果、これらの対策前ではフォトダイオードで 5.2mV あった漏れ光が 1.44mV にまで低下した。バックグラウンドレベルが 1.21mV、かつ PA 光をオンにしたときの電圧は 5.2V であるため、漏れ光を 0.1% から 0.005% にまで抑制することができた。

#### 4.2.2 Ladder STIRAP

Feshbach 分子状態の分光を行うにあたってまず考えられる方法としては、STIRAP を 2 回行う方法である。すなわちはじめに PA 分子状態から Feshbach 分子状態へと STIRAP をし、次に Feshbach 分子状態から振動回転基底状態へと STIRAP を行ったのち振動回転基底状態の分子をイオン化して Multi Channel Plate によって検出するという手順である。我々はこの方法が可能かどうかについて検証するためにまず PA によってできた別の分子状態 ( $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 0$ ) に関してこの方法を試みた。その概略が 4.11 である。また、これを実行するための光の強度変調については図 4.12 のようにした。すなわちはじめに 875nm と 876nm で、次に 641nm と 876nm で STIRAP を実行する。この下で 876nm の周波数をスキャンしていき、1 段目の STIRAP の 2 光子離調がゼロに近づくにつれて Ladder STIRAP のコヒーレンスが高くなり、振動回転基底状態の分子数は増えてイオン化の信号は大きくなるはずである。このときの信号の形は 2.19 にしたがって Gaussian の形で現れる。

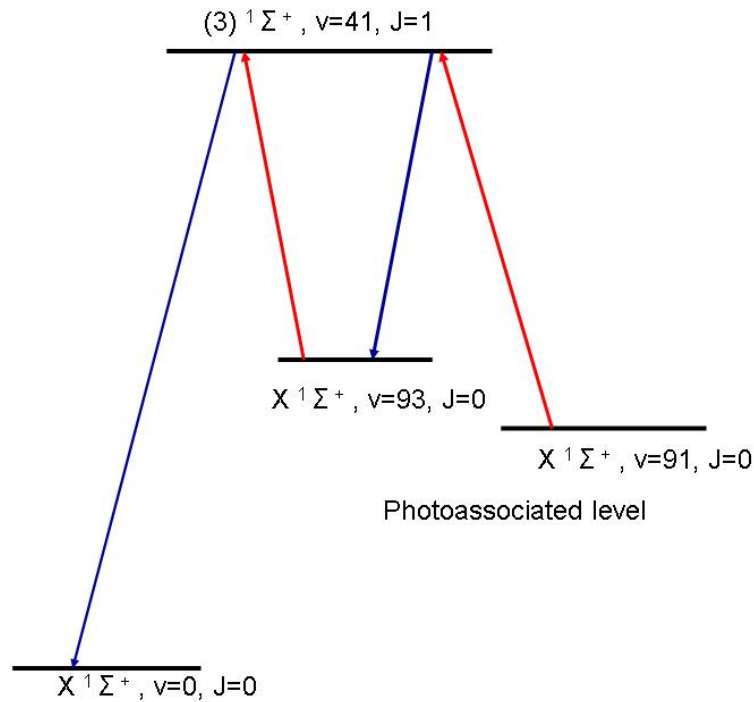


図 4.11 Ladder STIRAP の模式図

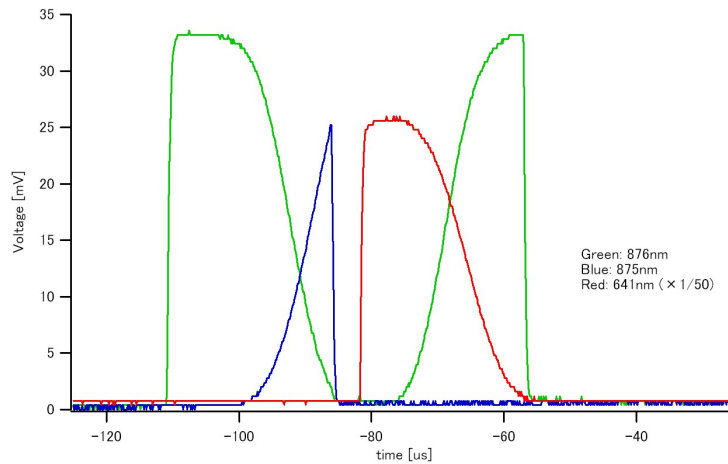


図 4.12 Ladder STIRAP を行ったときの強度波形。中間状態 ( $(3)^1\Sigma^+, v' = 41, J' = 1$ ) に対して  $X^1\Sigma^+, v' = 91, J' = 0$  を結ぶのが 875nm、 $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 0$  を結ぶのが 876nm の光である。

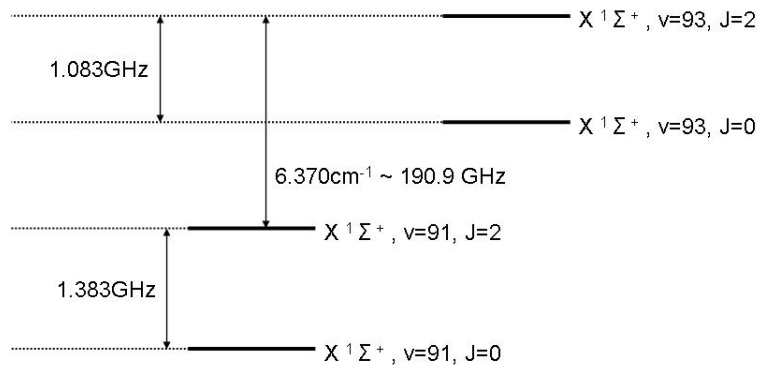


図 4.13 異なる分子状態に対しての束縛エネルギーの差。 $X^1\Sigma^+, v' = 91, J' = 2$  及び  $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 2$  の束縛エネルギーがそれぞれ  $-12.4539\text{cm}^{-1}$  及び  $-6.0839\text{cm}^{-1}$  である。これらの値は Refs.[41], [42] による。 $1\text{cm}^{-1}$  は  $1\text{cm}$  あたりの波の数を表し、 $c$  を真空中の光の速さとして  $10 \times \text{cGHz}$  に対応する。

この観測にあたっては本研究室の過去の研究により測定された異なる振動状態の束縛エネルギー (図 4.12) を用いて計算された周波数に対して我々の作成した光源の周波数を調整し、周波数のスキャンを行ったところ、Ladder STIRAP の成功を示す信号が見えた (図 4.14, 4.15)。このときの Slave レーザーの周波数は Master レーザーより  $282.28 \times 4\text{MHz}$  低くなっており、Slave レーザーの周波数は  $342.44127\text{THz}$  程度である。この周波数の見積もりの精度は波長計により数十 MHz 程度に制限されている。これが  $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 0$  が 1 段目の終状態であるような Ladder STIRAP によるものであることを確かめるために、我々は  $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 2$  から  $X^1\Sigma^+, v' = 91, J' = 0$  への STIRAP を行い、図 4.13 内にあるような計算値と無矛盾であるかどうかを確かめた。J=2 を用いたのは遷移の選択則 ( $\Delta J = \pm 1$ ) による。J=2 の準位は  $1.083\text{GHz}$  くらい浅いところにあるため、周波数を  $1\text{GHz}$  程度低くしてその周辺を探索したところ J=2 によると思われる信号が見つかった (図 4.16)。これは Master レーザーを ULE の櫛のうちひとつ周波数の低い櫛にロックし、さらに Slave レーザーを Master レーザーより  $181.47\text{MHz}$  低くしたところにあるため、このピークと先程のピークとの周波数差は  $1.5 + 0.18147 \times 4 - 282.28 \times 4 = 1.097\text{GHz}$  と求まる。これは計算値 ( $1.083\text{GHz}$ ) と矛盾せず、これらの準位が  $X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 0, X^1\Sigma^+, v' = 93, J' = 2$  による信号であることが確認された。

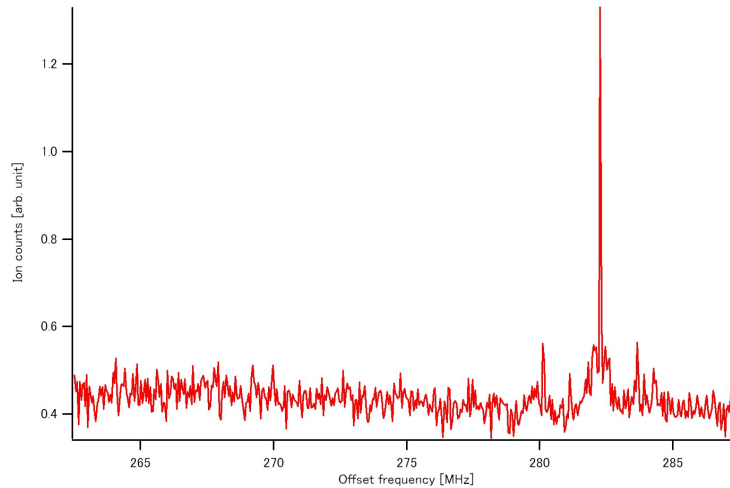


図 4.14 Ladder STIRAP の成功による信号。RF 周波数を  $25\text{MHz}$ (実際の周波数は 4 倍の  $100\text{MHz}$ ) スキャンした。

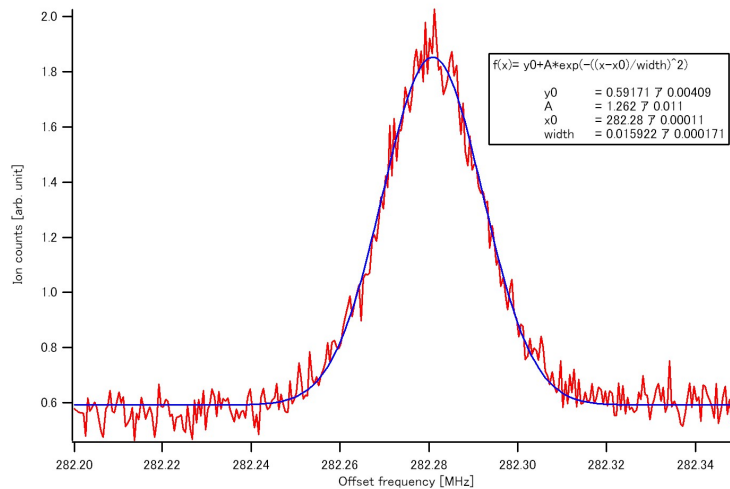


図 4.15 Ladder STIRAP の成功による信号。RF 周波数を  $0.15\text{MHz}$ (実際の周波数は 4 倍の  $0.60\text{MHz}$ ) スキャンした。



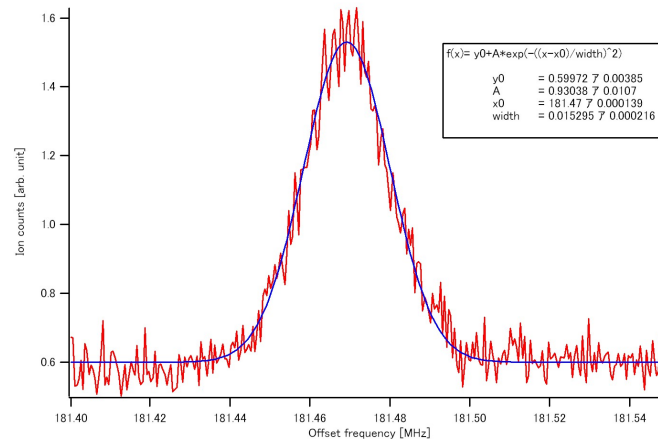


図 4.16  $v' = 93, J=2$  から振動基底状態への STIRAP の信号

#### 4.2.3 Dark resonance, STIRAP のコンビネーション

もうひとつの測定方法として挙げられるのは Dark resonance と STIRAP のコンビネーションによる測定である (図 4.2.3)。具体的には、光の強度変化として図 4.18 のようにはじめに弱く 875nm、強く 876nm を 100us ほど当てる。こうすることで dark resonance が起きていないときは  $v=91$  にいる分子は 875nm の光を吸って中間準位へあがり、decay して測定にかからなくなってしまうが dark resonance が成功していれば 875nm の光を吸わないために中間準位へあがって自然放出でほかの準位へ緩和することがない。よってこの後に STIRAP によって  $v=91$  の分子を振動回転基底状態に落とせば、dark resonance がおきているときだけ振動回転基底状態からのイオン化信号が得られるはずである。

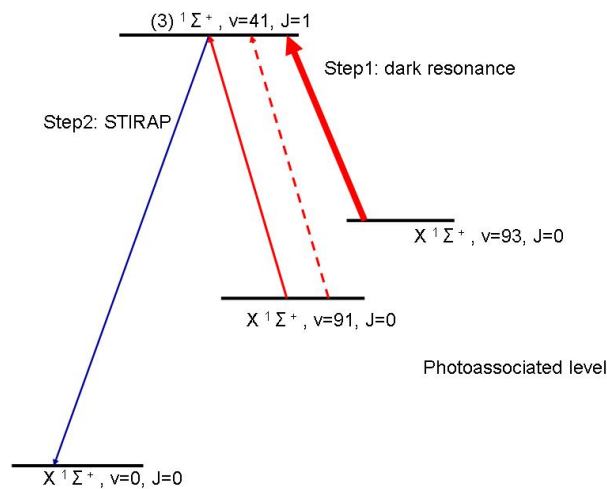


図 4.17 Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定。はじめに dark resonance が起きるよう 100 $\mu$ s の間 875nm,876nm の光を当てた後、STIRAP を実行する。Dark resonance が成功していれば分子は  $v=91$  の状態に残り、STIRAP 後にイオン化の信号が見える。

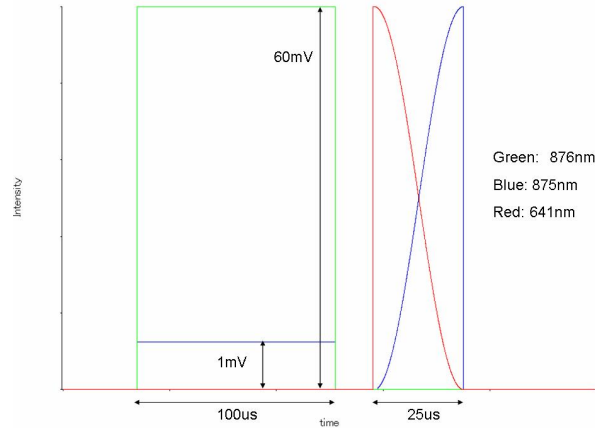


図 4.18 Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定の際の光の強度変化。60mV、1mV はフォトダイオードの電圧値である。

$\nu=93$  に関してはすでに周波数がわかっているためこの準位に対してこの手法を試みたところ、図 4.19 のような信号が得られた。この信号の強度は STIRAP を 2 回行ったものと大きく変わらず、また信号の形は dark resonance によるものであるため少し広がった形をしており、非対称な信号の形は 1 光子離調があることを示す ([43],[44])。この測定法によっても十分な S/N 比が得られると期待される。

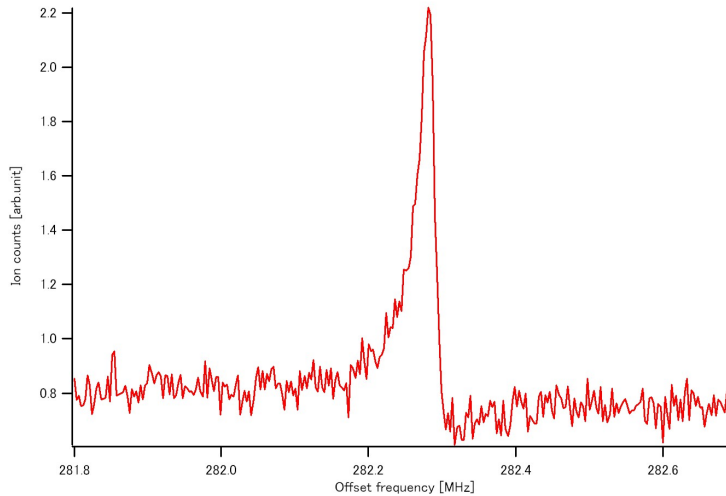


図 4.19 Dark resonance と STIRAP を組み合わせた測定による信号。信号強度としては Ladder STIRAP と同等であり、この手法による探索によっても十分な S/N 比が得られる

### 4.3 Feshbach 分子に漸近する分子状態の探索

以上のような測定法によって我々は Feshbach 分子に漸近する分子状態の探索を行った。ここで我々が暗黙のうちに仮定していたのは Feshbach 分子状態と中間状態との間の Franck-Condon Factor (FCF) と呼ばれる量:

$$f = |\langle \phi_{mid} | \phi_{FB} \rangle|^2 = \left| \int dr \phi_{mid}^* \phi_{FB} \right|^2 \quad (4.1)$$

が先行研究 [27] によって  $10^{-2}$  程度と見積もられていたことより、E2 における STIRAP 光源の典型的なパワー  $\sim 10\text{mW}$  程度われわれの光源も出せば十分に遷移強度が得られるであろうと考え、このもとで 4.2.2, 4.2.3 で述べたものとまったく同じ方法で探索を行ったもののそれらしい信号はひとつも得られなかった。この原因として2つのことが考えられた。ひとつは過去の研究 [27] の分光において回転準位など、なんらかの準位の同定が正しく行われていないケースである。この場合最低でも  $1\text{GHz}$  程度のずれが出てくるため信号が見えないのは当然である。しかしこれについては過去の研究ノート及び実験の生データを検証した結果、可能性は低いと思われる。従って我々は2つ目の場合、すなわち Feshbach 分子状態から中間状態への遷移の Rabi 周波数が十分にとれていない場合を考慮すべきである。状況を簡単に見直してみる。今 Feshbach 分子は singlet と triplet の成分の重ねあわせで書かれるような状態にあり、中間準位は純粋に singlet の成分のみで書けると考えてよい。よってスピン波動関数まで考慮して分子同士の波動関数の重なりを見積もるならば中間準位の  $v=41$  の波動関数と Feshbach 分子の  $v \sim 100$  の singlet の波動関数について空間的重なりを見積もるべきである。これは  $7.1 \times 10^{-5}$  程度であり、先行研究によって見積もられた値より2桁程度も小さい。いま、Rabi 周波数は

$$\Omega = dE | \langle \phi_{mid} | \phi_{FB} \rangle | \propto d\sqrt{I}\sqrt{f} \quad (4.2)$$

のように遷移強度  $d$ 、光の強度  $I$ 、Franck-Condon factor  $f$  で書かれ、 $f$  が  $1/100$  であるとするると Rabi 周波数は  $1/10$  になる。今、レーザーの中心周波数の短期安定度は線幅の逆数で大雑把に見積もられ、われわれの光源では数百 Hz の逆数であるからおよそ  $10\text{ms}$  程度であると思積もられる。これより余裕を持った実験時間として 4.2.3 節の実験における dark resonance の時間を  $100\mu\text{s}$  としていたが、もう少し長めに  $1\text{ms}$  の dark resonance を引き起こすことによって非共鳴時のノイズレベルが下がると考えられる。これによって単純に断熱条件より

$$\frac{\gamma\pi^2}{\Omega_0^2\tau} < 1 \Leftrightarrow \Omega_0^2\tau > \gamma\pi^2 \quad (4.3)$$

が満たされていればよいと考えるならば  $\Omega_0$  は  $1/\sqrt{10}$  程度になってもよい。したがって光の強度としては10倍あれば S/N 比が 4.2.3 節で得たものと同等であるような信号がみえると考えられる。

光強度を10倍程度にするために我々が取った方法は injection locking という手法である。以下では injection locking について簡単に述べ、パワーを増幅した後の分子状態の探索の結果について述べようと思う。

#### 4.3.1 injection locking

レーザー光源における injection locking とは LD に対して seed 光を入射することで seed 光と同じ周波数で LD を発振させる手法のことを指す。injection locking を行うと seed 光の持つ周波数成分でしか反転分布が形成されないため、光源の線幅としては seed 光と同じであることが期待される。

具体的な光学系は図 4.20 にあるようになり、実際に injection locking で LD が発振したときのパワーの電流依存性を見たものが図 4.21 である。赤の+がデータ点で、見やすさのためにその間を直線でつないでいる。また、パワーは isolator の出射後で測定している。ここで注意しなければならないのは [47]、injection locking に典型的なことだがプロットが単純な直線にはならずジグザグに上っていくことである。パワーが少しでもほしいならばこの極小値になるような電流値は避けるべきである。

このようにして isolator 後で  $70\text{mW}$  のパワーを得ることができた。実際には LD から出てくる光の空間モードが非常に汚く、その後の AOM、光ファイバでのカップリングによるロスが大きく、結局光ファイバ後で典型的には  $30\text{mW}$  弱を得た。

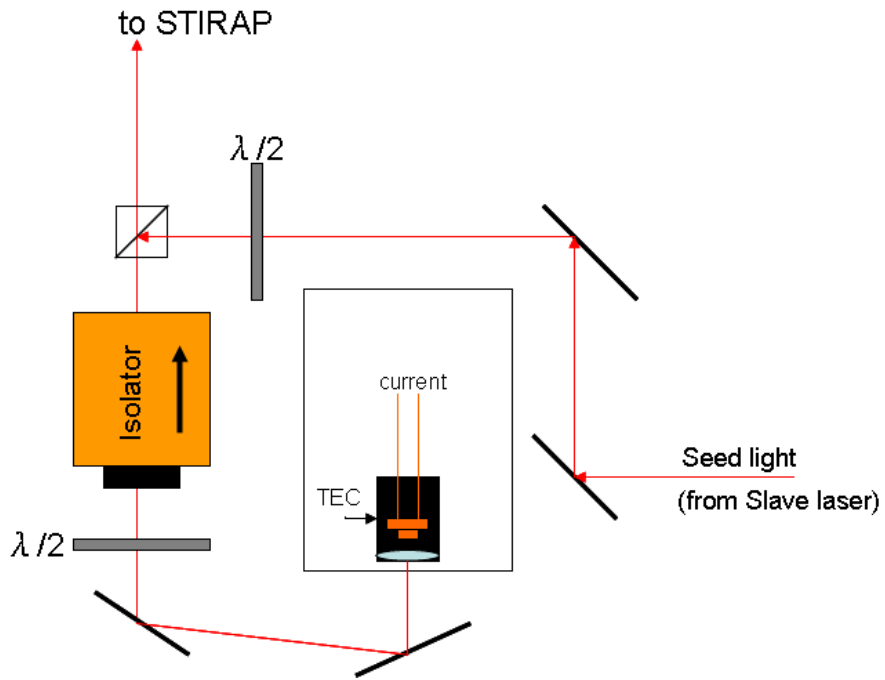


図 4.20 injection locking の光学系。isolator のアウトプット側の素子は PBS ではねる方式のものならばそれを利用してもよいが、図のようにアウトプット側ははずして PBS に置き換えてもよい。

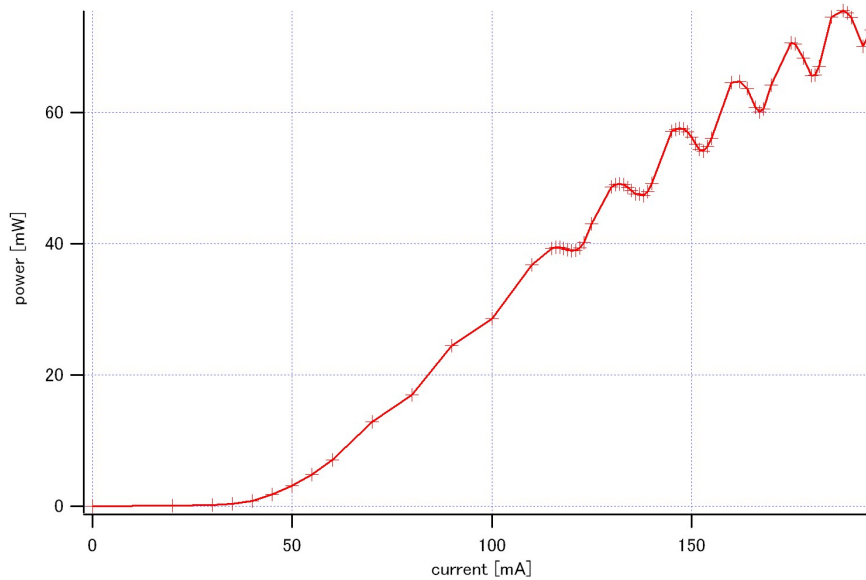


図 4.21 injection locking の IP プロット。赤の+がデータ点で、見やすくするために点の間を線でつないでいる。

## 4.3.2 Feshbach 分子状態の探索の結果

我々は injection locking によって分光に足る光強度が得られたであろうと考え、Feshbach 分子状態を行った。

まず実験としては 4.2.3 節の dark resonance と STIRAP を組み合わせる手法を用いる。というのもこの手法は分子が実際に Feshbach 分子状態になるわけではないため、実験結果が Feshbach 分子になったときの性質によらないからである。ただし先ほども述べたように dark resonance の時間を 1ms に長くして実験を行うこと及び光強度が光ファイバ後で 30mW 弱に増加したことが 4.2.3 節との違いである。

周波数に関しては先行研究によって  $X^1\Sigma^+, v' = 91, J' = 0$  と  $(3)^1\Sigma^+, v' = 41, J' = 1$  の遷移の周波数 (図 1.3 参照) は 342.63302(1)THz と知られており、そこから逆算されるゼロ磁場の Feshbach 分子から  $(3)^1\Sigma^+, v' = 41, J' = 1$  への遷移の周波数は大雑把に  $342.63302 - 0.37475 + 0.00018 = 342.25845$  THz 程度となる。このうち第 3 項の 180MHz は Pascal Naidon 氏の計算によるグラフ (図 4.22) から読み取った値である。我々はこのことを踏まえて周波数を 342.25829(1)THz (このとき  $f_{rf} = 250$  MHz で、周波数が高いほうにロックしている) から  $f_{rf}$  について 5kHz/point で振っていった (実際の周波数はこの 4 倍の周波数オフセットが付いていることに注意)。探索した周波数の範囲としては  $f_{rf}$  が 250MHz から 425MHz までの範囲である。 $f_{rf}$  の増加はより束縛エネルギーの深いほうへと探索を進めることに対応する。この範囲で観測された信号は図 4.23、図 4.24、図 4.25 にあるような信号である。

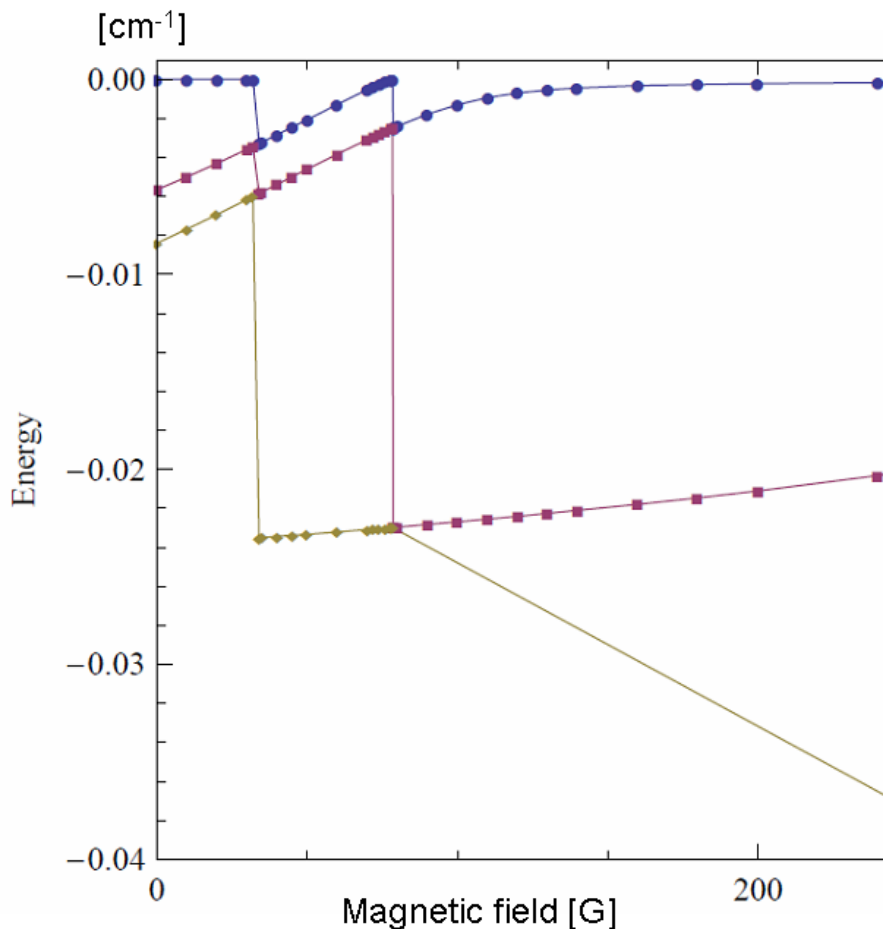


図 4.22 Feshbach 分子のエネルギーの磁場依存性の計算データ [41]。全データのうち一部を抜粋している。

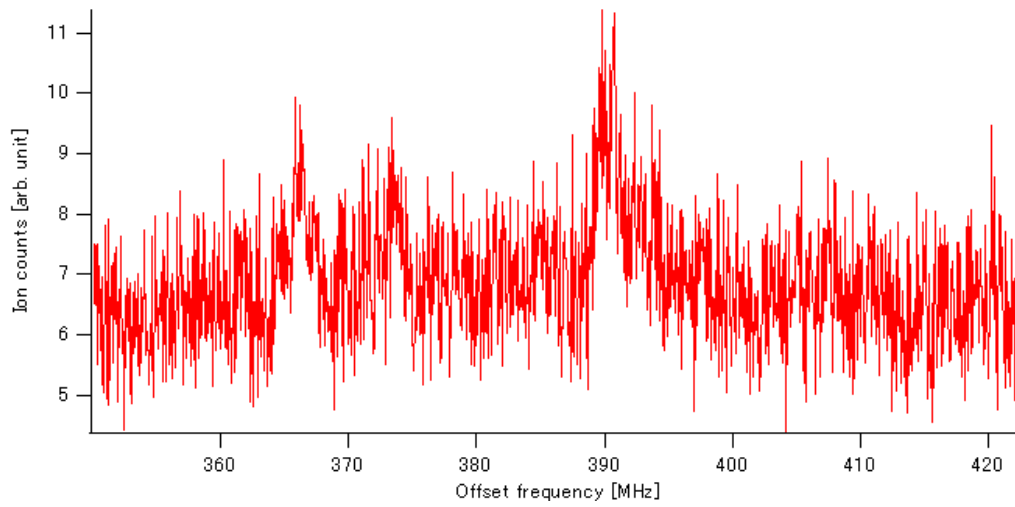


図 4.23 観測された信号。平均化はされていない。

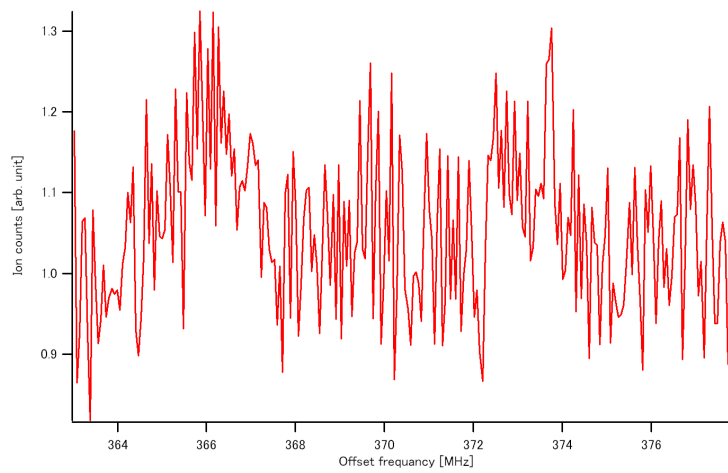


図 4.24  $f_{rf}$  が 363MHz から 378MHz の範囲に観測された信号。平均化されている。

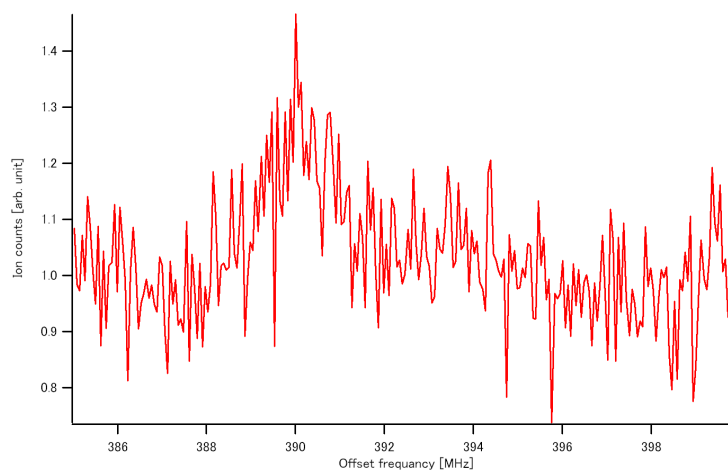


図 4.25  $f_{rf}$  が 385MHz から 400MHz の範囲に観測された信号。平均化されている。

ノイズと区別できるような信号としては 366MHz, 373MHz, 390MHz の 3 個の信号が挙げられるだろう。オフセット周波数から遷移の周波数を計算するとそれぞれ 342.25875THz, 342.25878THz, 342.25885THz となり、計算で見積もられた値 342.25845THz と数百 MHz 程度ずれているが誤差まで考慮すれば予想の範囲内に信号が見つかったといえる。

ここで問題点は二つある。ひとつは当初我々は図 4.22 にあるような 2 個の信号が  $f_{rf}$  にして 19MHz 程度離れたところに現れることを期待していたが、実際は 3 個の信号が見えていること。もうひとつは信号の幅は Rabi 周波数がそれほど大きくないために 100kHz かそれ以下で、図 4.14 のように細く見えるだろうと考えていたが、実際にはこれらの信号は少なくとも数 MHz の線幅を持っていることである。

1 つめに関しては 3 つの信号を左にある二つ (366MHz, 373MHz) と右 (390MHz) の信号の周波数差が  $f_{rf}$  にして 20MHz 前後であるため左の二つのうちいずれか少なくともひとつは図 4.22 の紫の束縛状態、そして右の信号は黄色の束縛状態に対応すると考えられる。左の信号が 2 つある理由としては、Pascal Naidon 氏の計算は二つの原子種の状態として K と Rb 両方が  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  であるような分子状態についてのものであり、異なる原子状態からなる分子状態に関しての情報を与えないため、この別の原子状態からなる分子状態を検知した可能性がある。

2 つめの問題点に関しては、MOT 磁場の切れ残りがゼロではなく、磁気副準位がわずかに分裂して全体として信号が広く見えている可能性がある。





## 第 5 章

# まとめと展望

本研究において我々は Feshbach 分子を振動回転基底状態へとコヒーレントに移送するための光源を作成した。この実現は主に

- 高 finesse の ULE cavity による Master レーザーの中心周波数の、線幅数 kHz 以下への安定化 (3.3 節)
- OPLL による Slave レーザーの Master レーザーに対する 1Hz 以下の精度での、2GHz 以上の周波数オフセットをつけての追従 (3.4 節)
- AOM による  $10\mu\text{s}$  程度の実験時間内での強度変調 (4.1.1 節)

によって達成された。本研究では PA 分子に対する STIRAP とは周波数が大きく異なる pump 光 (875nm) の光源のみを作成し、Stokes 光 (641nm) の光源は E2 の光源をそのまま流用したが、こちらの光源も本研究とまったく同じ方法を用いて線幅が狭窄化されている [27]。この 2 本の光源を利用して我々はまず PA 分子に対する振動基底状態への STIRAP に成功した (4.1 節)。また、この STIRAP にもう一段階付け加えたような方法により未知の準位で  $10^{-2}$  程度の FCF を持つような準位の探索が可能であることを示し (4.2.2, 4.2.3 節)、かつ Feshbach 分子に対しては FCF が  $10^{-4}$  程度と小さいために、パワーを 10 倍程度にしない限り E2 の実験装置では信号が見えないだろうという結論に至り、injection locking による光強度増加により Feshbach 分子と思しき状態の観測に成功した (4.3 節)。

本研究に関する今後の展望としてはこの光源を実際に Feshbach 会合された分子に対して用いることによって分子を振動回転基底状態に高効率で移送することが上げられる。本実験では真空槽の内部で STIRAP を行ったために光の強度の空間密度が低かったが、E1 のガラスセルにおいて STIRAP を実行するときにはレンズで光を集光することができ、強度の空間密度が高くなり S/N 比が改善されるだろう。

また、641nm 光源について少し補足しておかなければならない。現在の E2 の 641nm 光源の master レーザーの ULEcavity に対するロックは実験上の都合により LF 側のロックを掛けていない状況であり、線幅としてははっきりとした値を見積もれるわけではないが、kHz オーダーの低周波数側のフィードバックが行われていないような状態である。これは今のところ AR コートなしの LD を用いていることが原因だと考えられており、AR コート付きの LD が納品され次第 E2 の 641nm の光源を改善し、これをインジェクションすることで E1 の実験に用いるか、あるいは独立に光源を作成するかして高い移送効率の達成、および高精度での lattice への filling の調整を可能とすることが必要である。

## 付録 A ビート信号のロックについて

二つの光の電場が  $E_1 \sin \omega_1 t, E_2 \sin \omega_2 t$  と書いてそれらが重なってフォトダイオードに入るとき、フォトダイオードの感じる光の強度としては

$$\begin{aligned} V &= |E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t|^2 \\ &= |E_1|^2 \sin^2 \omega_1 t + |E_2|^2 \sin^2 \omega_2 t + 2E_1 E_2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \\ &= \frac{1 - \cos 2\omega_1 t}{2} + \frac{1 - \cos 2\omega_2 t}{2} + E_1 E_2 [\cos (\omega_1 - \omega_2)t \cos (\omega_1 + \omega_2)t] \end{aligned} \quad (1)$$

となる。ここで、光の周波数が数百 THz、今の場合その差が精々数 GHz であることから  $\omega_1 - \omega_2$  の項以外の振動は平均化されて見えないと考えることができ、定数項と係数をまとめると

$$V = V_0 + V_1 \cos (\omega_1 - \omega_2)t \quad (2)$$

と書ける。さて、今  $\omega_2$  が固定されていて、 $\omega_1(t)$  が時間に依存して変化するとしよう。このときには周波数を位相  $\phi_1(t)$  の時間微分として定義し、 $\cos$  を  $\sin$  に書き直して

$$V = V_0 + V_1 \sin (\phi_1(t) - \omega_2 t) \sim V_1 \sin (\phi_1(t) - \omega_2 t) \quad (3)$$

となる。回路図 3.24 の current out の信号はこの PD の信号がそのまま増幅されたものである。

ところで、レーザーの中心周波数はモードホップを考えない領域では電流に比例し、したがって回路からの信号によるフィードバックとしては

$$\frac{d\phi_1}{dt} \propto I \propto V \sim C \sin (\phi_1(t) - \omega_2 t) \quad (4)$$

とかけるだろう。また、フィードバックがないときの周波数は  $\omega_1$  で一定であることを考慮すると

$$\frac{d\phi_1}{dt} = \omega_1 + C \sin (\phi_1(t) - \omega_2 t) \quad (5)$$

という位相に関する方程式が得られる。これは解析的にとくことは容易ではないが、 $\omega_1 \simeq \omega_2$  のような状況を考えると方程式は簡単に

$$\frac{d\phi_1(t)}{dt} \simeq \omega_2 + C(\phi_1(t) - \omega_2 t) \quad (6)$$

と書き直すことができ、これは簡単に解けて  $\phi_1(t) - \omega_2 t \propto e^{Ct} \rightarrow 0$ , as  $C < 0$  and  $t \rightarrow \infty$  なる解が得られ、 $\omega_1$  は  $\omega_2$  にロックされる。これがビートロックの仕組みである。我々の系では  $\omega_1$  が prescaler の後のビート信号の周波数、 $\omega_2$  がファンクションジェネレータの周波数に対応する。

## 付録 B 真空槽の設計

熱輻射による真空槽内における熱の伝播を Stefan-Boltzmann の法則により計算した際に考慮したアルミの箱のサイズを図 1 に載せる。ほかに用いたパラメータとしてはアルミニウムの比重  $2.7\text{g}/\text{cm}^3$ [36], 比熱  $0.917/\text{g} \cdot \text{K}$ [37] を用いた。なお、真空槽の設計は助教の小林淳氏によるものである。

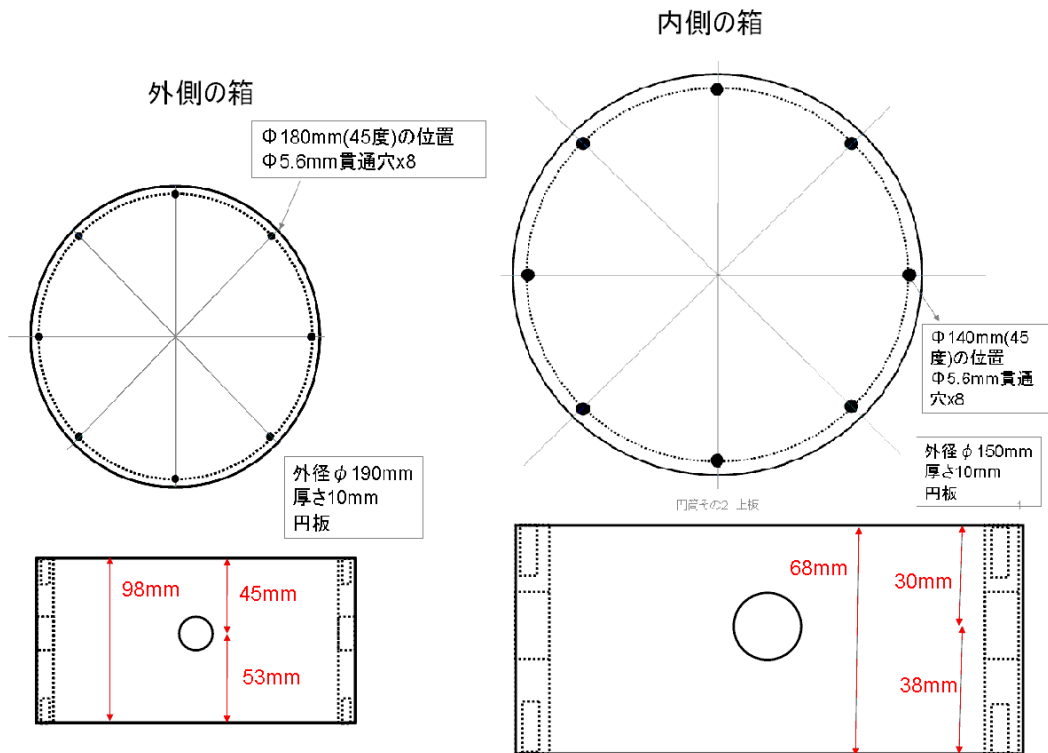


図 1 真空槽のアルミ箱のうち、外側のもの(左)と内側のもの(右)

## 付録 C Cavity にロックするための回路

3.3 節において用いた回路は図 2 である。基本的には analog OPLL のためのロック回路と同じようなフィードバックをするようになっている。

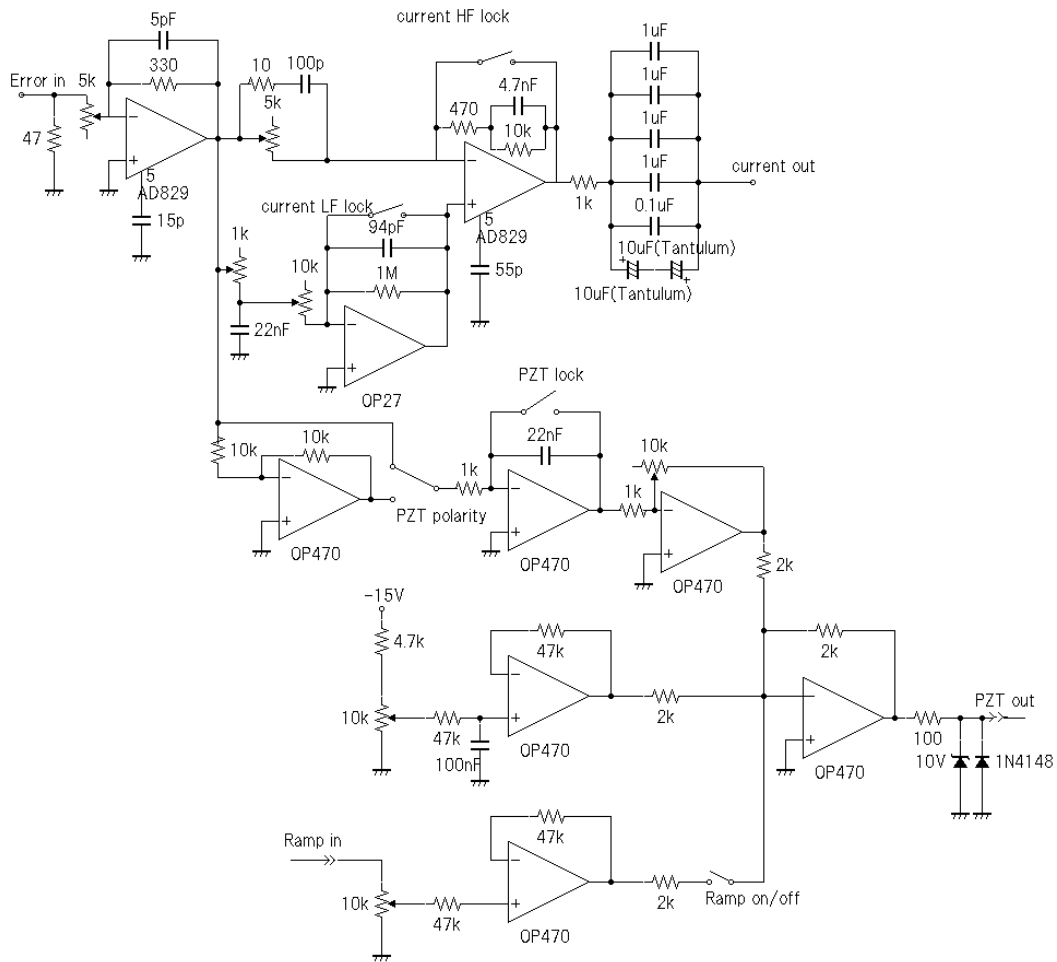


図 2 cavity にロックする回路。[27] とほぼ同じものだが、一段目のオペアンプ後、HF lock 前の周波数フィルタおよびピエゾ側のゲインに変更がある。

## 付録 D AOM ドライバ

AOM に入れる RF を制御することによって我々は光の強度変調を行う。基本的には図 3 のように AOM ドライバからの DC 電圧によって入射する RF のパワーを制御ようになっており、この DC 電圧は図 4 の回路にあるように Amp in からの入力による外部制御、PD in からのフィードバック制御が可能になっている。±15V の供給はすべて KIKUSUI(PMM18-2.5DU) による。

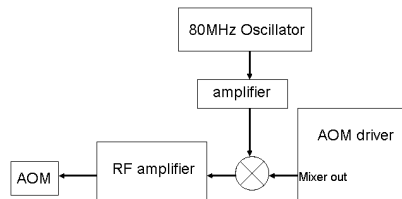


図 3 AOM に入れる RF のシステムの概略。実際には先行研究 [31] に倣って RF スイッチを二つ、ミキサーの前に入れている。

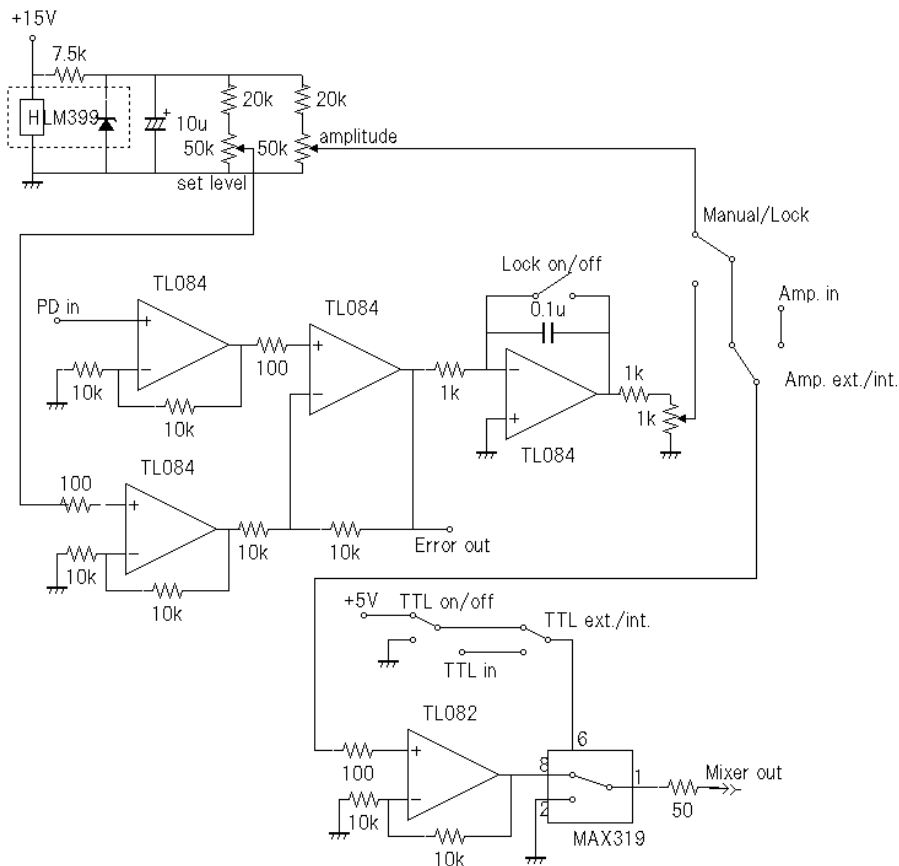


図 4 AOM ドライバの回路図。先行研究 [33] のものから周波数フィードバックの部分を削除している。

## 付録 E 高速フォトダイオード

図5が高速フォトダイオードの回路図であり、Ref.[33]の付録にあるものと同じものである。このフォトダイオードはPDH法において微分信号を取る際に用いたものであり、帯域はおよそ15MHzである[27]。今回作成にあたってはグラウンドを広く取った高周波用のユニバーサル基盤を用いてS/N比の改善を狙った。1本の光をULE cavityにロックする分にはこのフォトダイオードで十分であるが、2本の光をULE cavityにカップルさせる場合にはそれぞれの信号強度が落ち、このフォトダイオードではロックが困難であった。2本の光のロック、すなわちPDの改良については今後の課題とする。

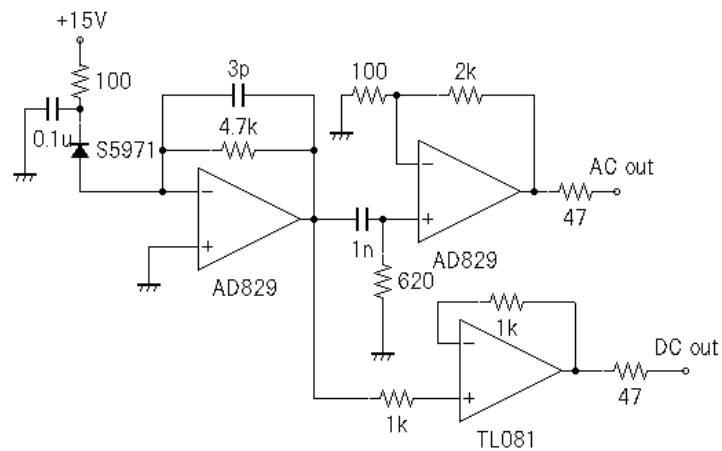


図5 高速フォトダイオードの回路図

## 付録 F 線幅の評価について

3.3 節で行った光源の線幅の評価は二つの ULE cavity にそれぞれ 875nm の光源を安定化して二つの光の周波数の差を測定することによりなされた。これによって測定される周波数の差は (各々の光源の線幅の和) + (ULE cavity の振動による中心周波数の揺らぎ) であると考えてよいが、以下で述べる測定によって我々はひとつの ULE cavity に対し 2 本の光源を同時に安定化することによって ULE cavity の振動による中心周波数の揺らぎを除いた線幅の測定を行った。

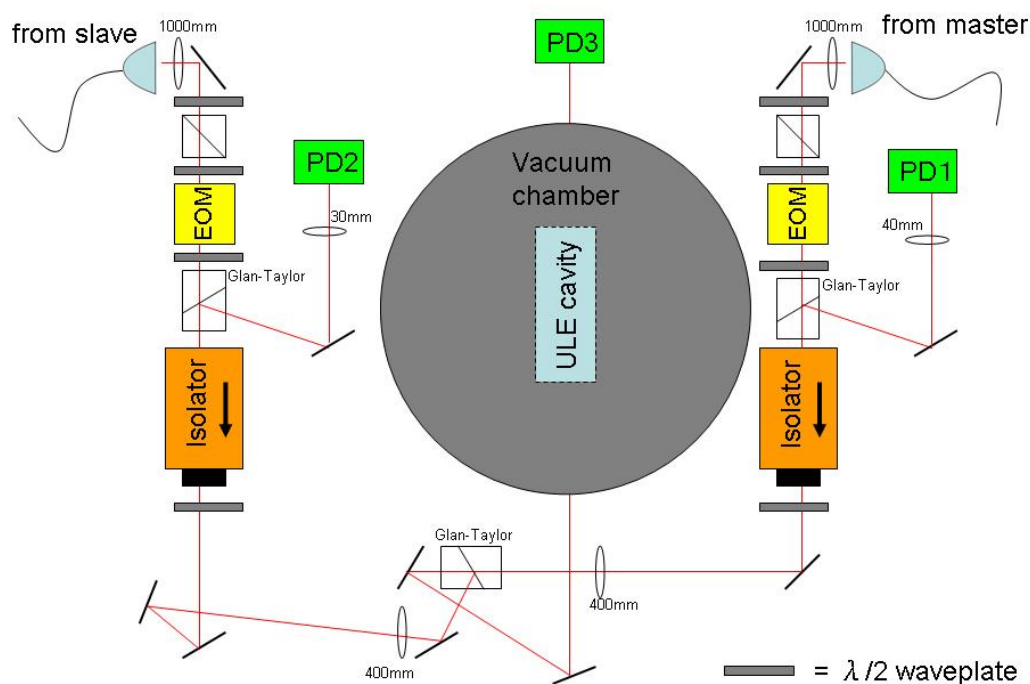


図 6 ULE cavity に 2 本の光をロックする系。isolator のポライザーを片方外していることに注意。

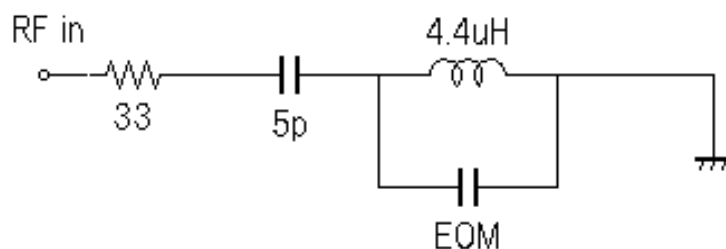


図 7 EOM 用の共振回路。共振周波数は 14.0MHz、Q 値は 27 程度であった。EOM のキャパシタンスはスペックシートには 14pF とあるが、BNC ケーブルなどの持つキャパシタンスも含めるとキャパシタンスは 20 ~ 30pF 程度となっている。

図6が2本の光を安定化する系である。ULE cavity のミラーコーティングにダメージが生じないように2本の光の強度の合計が100-Wを超えないようにしていることと、isolator のポライザーを片方外していることに注意。安定化のための回路は二つとも図2の回路を用いている。また、2本目の光源においては共振回路の付いていないEOMを用いており、図7にある共振回路を自作した[27]。

以上の系によって2本の光のひとつの共振器に対する安定化を行い、二つの周波数の差をスペクトラムアナライザで見たものが図8である。これよりULE cavity の振動の寄与を除いた光源の線幅が1kHz以下であることがわかった。また、図9、10はそれぞれcurrent LF lockのスイッチがオフのときとオンのときのスペクトルであり、低周波数フィードバックのないときは10kHz程度であった線幅がフィードバックをオンにすることにより大幅に狭窄化されていることがわかる。

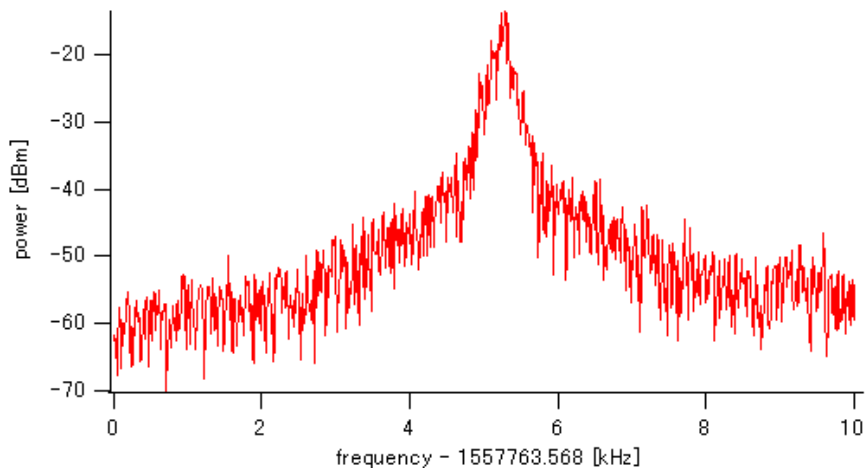


図8 ひとつの共振器に安定化した2本の光の周波数差 (SPAN:10kHz)



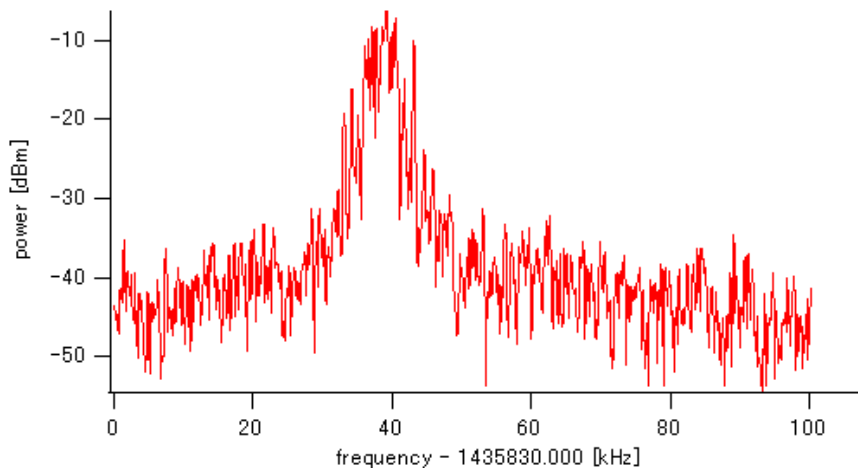


図9 ひとつの共振器に安定化した2本の光の周波数差 (SPAN:100kHz、LF lock がオフ)

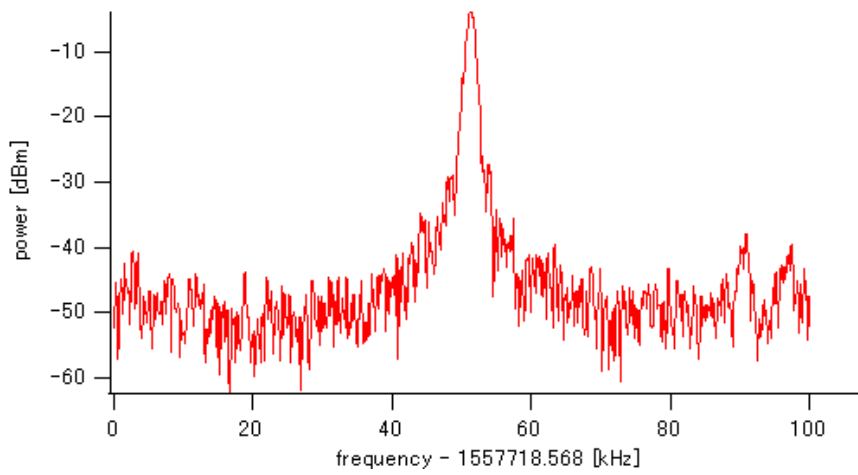


図10 ひとつの共振器に安定化した2本の光の周波数差 (SPAN:100kHz、LF lock がオン)



## 参考文献

- [1] C. J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford, 2005
- [2] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* **269**, 198 (1995)
- [3] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969-3973 (1995)
- [4] M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.-J. Miesner, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, Observation of interference between two Bose condensates, *Science* **275**, 637-641 (1997).
- [5] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hansch, and I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**, 39-44 (2002)
- [6] C. A. Regal, M. Greiner, D. S. Jin, Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040403, (2004)
- [7] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M. Vogels, and W. Ketterle, Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates, *Science* **292**, 476-479 (2001)
- [8] Kevin E. Strecker, Guthrie B. Partridge, Andrew G. Truscott & Randall G. Hulet, Formation and propagation of matter-wave soliton trains, *Nature* **417**, 150-153 (2002)
- [9] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, H. Katori, An optical lattice clock, *Nature* **435**, 321-324 (2005)
- [10] W. S. Bakr, A. Peng, M. E. Tai, R. Ma, J. Simon, J. Gillen, S. Foelling, L. Pollet, M. Greiner, Probing the Superfluid-to-Mott Insulator Transition at the Single-Atom Level, *Science* **329**, 547 (2010)
- [11] V. Efimov, Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system, *Physics Letters B* **33**: 563-564 (1970)
- [12] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nagerl and R. Grimm, Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms, *Nature* **440**, 315 (2006)
- [13] Herman Feshbach, A unified theory of nuclear reactions. II, *ANNALS OF PHYSICS* **19**, 287-313 (1962)
- [14] S. Inouye, M.R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate, *Nature* **392**, 151-154 (1998)
- [15] L. Tarruell, Daniel Greif, T. Uehlinger, G. Jotzu, and T. Esslinger, Creating, moving and merging Dirac points with a Fermi gas in a tunable honeycomb lattice, arXiv:1111.5020 (2011)
- [16] M. Aidelsburger, M. Atala, S. Nascimbene, S. Trotzky, Y.-A. Chen, I. Bloch, Experimental Realization of Strong Effective Magnetic Fields in an Optical Lattice, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 255301(2011)
- [17] Y.-J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Porto, I. B. Spielman, Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms, *Nature* **462**, 628-632 (2009)
- [18] C. J. Pethick, H. Smith, *ボーズアインシュタイン凝縮*, 吉岡書店, (2005)
- [19] E. S. Shuman, J. F. Barry and D. DeMille, Laser cooling of a diatomic molecule, *Nature* **467**, 820-823 (2010)

- [20] Thorsten Kohler, Krzysztof Goral and Paul S. Julienne, Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1311 - 1361 (2006)
- [21] J. Weiner, V. Bagnato, S. Zilio and P. Julienne. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999)
- [22] Stephan Durr, Thomas Volz, Andreas Marte, and Gerhard Rempe, Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 020406 (2004)
- [23] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon, Production of Long-Lived Ultracold Li<sub>2</sub> Molecules from a Fermi Gas, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240401 (2003)
- [24] Jens Herbig, Tobias Kraemer, Michael Mark, Tino Weber, Cheng Chin, Hanns-Christoph Nagerl and Rudolf Grimm, Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas, *Science* **301**, 1510 (2003)
- [25] J. J. Zirbel, K. K. Ni, S. Ospelkaus, T. L. Nicholson, M. L. Olsen, P. S. Julienne, C. E. Wieman, J. Ye, and D. S. Jin, Heteronuclear molecules in an optical dipole trap, *Phys. Rev. A* **78**, 013416 (2008)
- [26] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, Ultracold Triplet Molecules in the Rovibrational Ground State, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 133005 (2008)
- [27] 相川 清隆 博士論文 “All-optical selective formation of ultracold molecules in the rovibrational ground state”, 東京大学 2011
- [28] L. P. Yatsenko, V. I. Romanenko, B. W. Shore and K. Bergmann, Stimulated Raman adiabatic passage with partially coherent laser fields, *Phys. Rev. A* **65**, 043409 (2002)
- [29] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003-1025 (1998)
- [30] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem, and T. W. Hansch, Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Perot cavities, *Phys. Rev. A* **77**, 053809 (2008)
- [31] 大塚 浩平 修士論文「極低温極性分子の超微細構造に関する研究」, 東京大学, 2011
- [32] M. J. Lawrence, B. Willke, M. E. Husman, E. K. Gustafson, and R. L. Byer, “Dynamic response of a Fabry-Perot interferometer,” *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 523-532 (1999)
- [33] 齊藤 祐介、福岡 健太 卒業論文「混合ボース気体の共振器増幅光トラップに向けた単一モード DPSS レーザーの開発」, 東京大学, 2010
- [34] 林 正泰 修士論文「光会合された分子の誘導ラマン断熱遷移」, 東京大学, 2009
- [35] 大久保 拓哉、松田太一 卒業論文「2 原子種の同時レーザー冷却の研究」, 東京大学, 2011
- [36] 理科年表, 国立天文台 (編), 平成 15 年
- [37] アルミニウムハンドブック (第 6 版)、日本アルミニウム協会 編 <http://metal.matdb.jp/JAADB/AL000PDF.cfm>
- [38] E. D. Black, An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization, *American Journal of Physics*, Volume **69**, Issue 1, pp. 79-87 (2001)
- [39] Johann G. Danzl, Manfred J. Mark, Elmar Haller, Mattias Gustavsson, Russell Hart, Jesus Aldegunde, Jeremy M. Hutson and Hanns-Christoph Nagerl, An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice, *Nature Physics* **6**, 265 - 270 (2010)
- [40] S. T. Thompson, E. Hodby, and C. E. Wieman, Ultracold Molecule Production via a Resonant Oscillating Magnetic Field, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 190404 (2005)
- [41] Private communication with Pascal Naidon
- [42] Lab note of Inouye lab, not published

- 
- [43] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593-2596 (1991)
- [44] M. Scully and M. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge, 1997)
- [45] Charles E. Hamilton, James L. Kinsey and Robert W. Field, Stimulated Emission Pumping: New Methods in Spectroscopy and Molecular Dynamics, *Ann. Rev. Phys. Chem.* **1986.37**: 493-524
- [46] Amnon Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd edition, Wiley (1989)
- [47] 相川 清隆 修士論文 "Preparation of ultracold atomic sources towards ground state polar molecules", 東京大学, 2008