

ゼーマンシフト型変調移行分光法による安定化波長の可変性評価

岸本研究室 1833131 目黒 拓弥

1. 背景と目的

冷却原子の分野の発展は目まぐるしく、基礎物理の解明から応用研究に至るまで多岐に渡る研究が行われてきている。我々の研究室では極低温原子の生成についての研究を扱っている。極低温状態を作り出すために、「レーザー冷却」という技術によるアプローチは非常に有用であり、これを利用している。レーザー冷却における重要な主要素は、1つにレーザーが狭線幅であること、もう1つにレーザーの周波数（波長）が可変であることが挙げられる。

本研究では、上記2要素を同時に満たすレーザー光源を作る手法として、 ^{87}Rb 原子のゼーマン効果を利用した変調移行分光法 [1] を採用した。この手法では直流磁場を印加してエネルギー準位をシフトさせる。本研究で出力する磁場は最大 60 G 程であり2次のゼーマン効果が十分小さい領域である。この磁場の強さに応じて周波数変化が線形に応答する特徴を持つため、周波数調整は簡便である。だが、この方法では周波数変化が小さい領域において周波数の安定化をすることができないという問題があるため、分光用レーザーの偏光状態を $\sigma+$ 偏光に指定した。これにより、偏光依存の遷移選択則における光ポンピングを可能とし、周波数変化が小さい領域～大きい領域において周波数の安定化を行えるようになった。しかしながら、磁場を変化させて安定化波長が線形に応答するかを評価したところ、傾き、切片が理論予測と異なる結果となった。

本研究の目的として、この原因として考えられる各種影響を仮定し、抑制することで安定化波長の可変性をより理論に近づけることを考えている。

2. 分光法による周波数安定化

まず、レーザーの周波数を安定化させる手法の基本形として飽和吸収分光法 [2] について説明する。飽和吸収分光法の系は Fig. 1 に示すようになっている。

図中のビームスプリッターで分けた2つのレーザーを気体原子が封入されたセルに対向して入射させ、Probe光のみが光検出器に入る。気体原子は室温下、すなわち 300 K 程度の環境下にあるため、周波数を掃引して光強度信号を観測した際、マクスウェル=ボルツマンの速度分布に起因する Doppler 拡がり確認される。また、Doppler 拡がりの中には超微細構造間の遷移の自然幅に相当する鋭い信号も乗る。例えば Rb 原子の場合、780 nm 波長帯において Fig. 2 に示すような飽和吸収信号が確認されている [3]。実際には数 GHz 以上の掃引を試みるとモードホップが発生して信号波形が途切れてしまう。

Fig. 2 における下の部分の信号は吸収信号を微分したものを表している。光検出器で取得した吸収信号を微分し、それをエラー信号としてレーザー源である ECDL の PZT 素

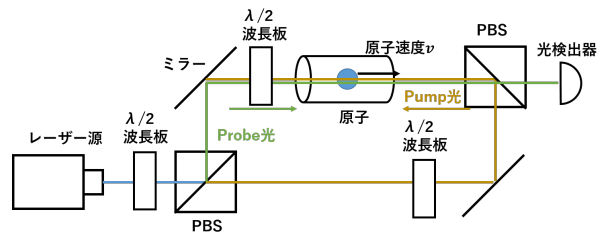


Fig.1 飽和吸収分光法の模式図

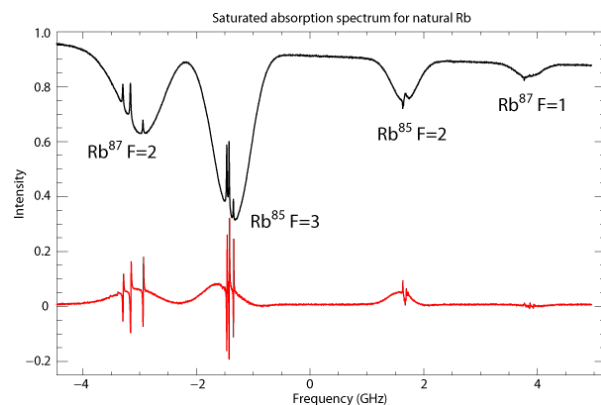


Fig.2 Rb 原子の 780 nm 付近の吸収信号

子にフィードバックすることで PZT 素子が伸縮し、ECDL の共振器長の調整をしている。これにより吸収信号のピークとなる周波数を特定し、その周波数で掃引を off にすることで、安定化を可能としている。

しかし、飽和吸収分光法の吸収信号には Doppler 拡がりのオフセットが乗っている。このオフセットの有限の傾きが吸収信号のピーク的位置をずらしてしまうことが周波数安定化をする上で問題となる。本問題を解決するのが以下に説明する変調移行分光法である。

本研究で用いた変調移行分光法は、4 光波混合 [4] という現象を用いた分光法であり、Doppler 拡がりが信号に観測されないという特徴がある。

変調移行分光法の系は Fig. 3 に示すようになっている。飽和吸収分光法との相違点は、Pump 光に変調を掛けている点である。レーザー源の周波数を ω_p とするとき、変調周波数 ω_m で変調を掛けられた Pump 光には周波数 $\omega_p + \omega_m$ のサイドバンドが発生する。気体原子には周波数 ω_p の Probe 光、Pump 光のキャリア、そして周波数 $\omega_p + \omega_m$ の Pump 光のサイドバンドが入射し、第 4 の光波である Idler 光がエネルギー保存則と位相整合条件の 2 つを満足するように原子から出射する。この 2 条件を満足する Idler 光の周波数は $\omega_p + \omega_m$ であり、出射方向は Probe 光と同方向となる。また、同様に 2 条件を満たすように Idler 光を出射する原子は光軸方向の速度がゼロであるものに制限されるため、速度成分がゼロの原子のみで分光が可能となり、Doppler 拡がりの影響を排除できる。

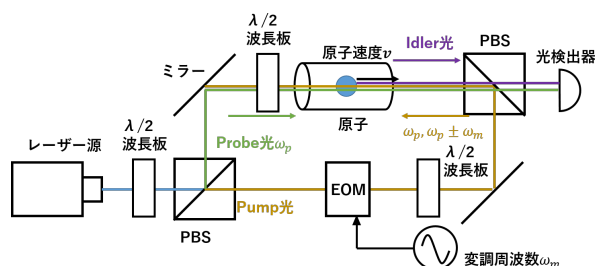


Fig.3 変調移行分光法の系の模式図

3. ゼーマン効果と周波数可変性の付与

本研究では変調移行分光法の機構において Rb が封入されたセルの外部にソレノイドコイルを設置している。直流磁場を ^{87}Rb に印加することでゼーマン効果を生じさせ、磁気副準位の縮退を解き、エネルギー準位を分裂させる。

ソレノイドコイルの外観を Fig. 4 に示す。ソレノイドの構成物を説明する。コイルを構成する被覆導線の内側にはコイルを巻くためのアルミニウム筒があり、磁場を掛けることによる自己誘導作用で逆流磁場が発生することを、縦に溝を入れる加工をすることで防いでいる。ソレノイドコイル内部には Rb が封入されたセルが中央に入っている。常温環境で実験を行う場合、セル内の Rb 原子は内壁に付着した固体と気体が共存しており、気体原子数が少ない。つまり分光できる原子が少なくなり、信号強度が小さくなることを意味する。分光したときの信号強度を強めるため、メタルクラッド抵抗を熱伝導率に優れる銅の筒の両端にマウントして、銅の筒はセルの外側に設置し、セルの材質であるガラスを破損させないように Rb 原子を徐々に加熱した。このコイルは中央で 22.56 G/A の磁場を発生させる。

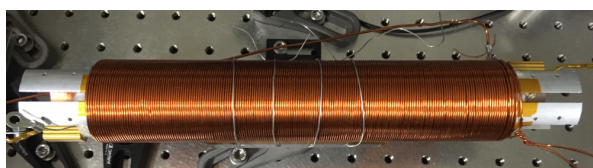


Fig.4 ソレノイドコイル外観

位置による磁場の強さは Fig. 5 に示すようになっている。均一性の指標として、Rbセルを中央に設置したときセル両端における磁場強度は中央の 99.80 % となっている。理論では中央の 99.84 % であり均一性が劣るが、後述するゼーマン効果で分裂する信号の幅が広がる影響は、今回掛けられる最大磁場が 60~70G であるとき、元の信号の幅 6.07 MHz ($5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移の自然幅) と比べて 1/10 以下であり、十分に小さいので、問題はないと考えている。

本研究で使う ^{87}Rb の $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移でゼーマン効果が発生した場合、その準位図は Fig. 6 に示すように分裂する。弱い磁場であればゼーマン効果によるシフトは十分線形に応答し、その式は $g_F m_F \mu_B B$ と表記できる [5]。 m_F は磁気副準位を表す量子数、ボーア磁子 μ_B は定数、 g_F は各々の超微細構造ごとに固有の値をとる定数である。

各々の磁気副準位間の遷移周波数はゼーマン効果により変化する。吸収信号も分裂し、位置が移動する。そのため、ゼーマン効果によって遷移周波数を変化させ、ひいては安定化周波数を変化させることが可能である。しかし、後述の理由により変化周波数が小さい場合では不可能となる。

ゼーマン効果が発生したとき、 $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移において各磁気副準位間の起こり得る遷移の周波数は 13 種になり、その数だけ吸収信号も分裂すると考えられるが、吸収信号は遷移の自然幅に相当する広がりを持つ。よって、磁場が弱く、ゼーマン効果による磁気副準位間遷移の吸収信号の分裂幅が自然幅より小さい場合、吸収信号が分裂しきれずに隣り合う吸収信号と重なり合ってしまう。このとき、各吸収信号のピークが特定できず、結果としてレーザー周波数の安定化は不可能となってしまう。

この問題を解決するために、レーザーの偏光状態を操作した。

4. 偏光と光ポンピング

原子を遷移させるレーザー光の偏光状態によって、磁気副準位間の遷移を限定することが可能である [6]。本実験では原子に入射するレーザー光を、 $\lambda/4$ 偏光板を用いて $\sigma+$ 偏光にしている。 $\sigma+$ 偏光で遷移する際、磁気副準位の変化は $\Delta m_F = +1$ に限定される。また自然放出での磁気副準位変化は $\Delta m_F = 0, \pm 1$ である。故に、 $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移を起こす $\sigma+$ 偏のレーザーを照射することで励起-放出のサイクルを繰り返し光ポンピングが成立する。やがて $m_F = 2 - m'_F = 3$ 間のみ遷移に限定され、吸収信号はこの遷移の信号 1 つのみ観測される。この遷移にゼーマン効果が適用された場合、2 つの準位のシフトは以下ようになる。

- $5S_{1/2}, F=2, m_F=2 : 1.4\text{MHz/G}$

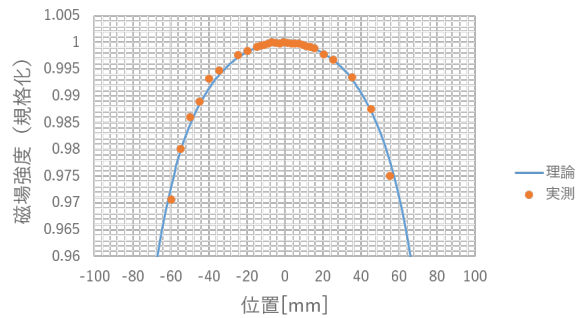


Fig.5 ソレノイドコイルの磁場（中心位置で規格化）

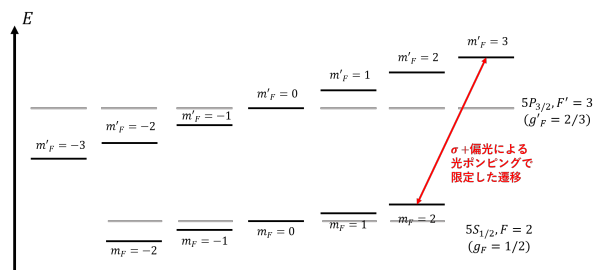


Fig.6 ゼーマン効果でシフトした $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移の準位図

- $5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = 3 : 2.8 \text{ MHz/G}$

この2つのシフトの差分である 1.3996 MHz/G が、理論の変化周波数である。

以上より、ゼーマン効果を組み込んだ変調移行分光法に、さらに $\sigma+$ 偏光をレーザーに付与することで、周波数可変性を持ち、かつ狭線幅の周波数安定化が、変化周波数が小さい領域から大きい領域においても可能であることが示された。

5. 実験系・実験方法

本研究で用いたゼーマンシフト型変調移行分光法の系を Fig. 7 に示す。

ECDL1 から出射したレーザーはファイバーを通り、この実験系に導かれる。4 光波混合を起こす部分において変調器は EOM を用いている。FG から送られる sin 波の変調周波数は 6.147 MHz である。光検出器には Probe 光と Idler 光が入射し、そのビート信号は FG から変調周波数と同じ周波数で Mixer を用いて復調される。これがエラー信号である。そして安定化 (Lock) 回路を経て、ECDL1 の PZT 素子にエラー信号がフィードバックされる。

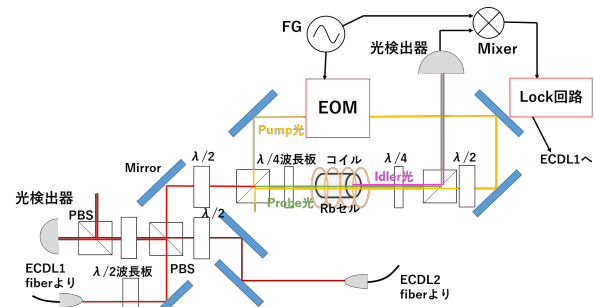


Fig.7 本研究の変調移行分光法の実験系

また、磁場を変化させたときの变化周波数の測定法は、別途安定化したレーザー光源 (ECDL2) を用いて 2 種のレーザー光のビートを検出する方法で行った。ECDL2 は ^{87}Rb の $5S_{1/2}(F = 2) - 5P_{3/2}$ の 2-3crossover に安定化している。磁場を印加せず変化周波数がゼロのときに安定化を行った場合、 $5S_{1/2}(F = 2) - 5P_{3/2}(F' = 3)$ 遷移との周波数差と同じ、 133.3 MHz のビート信号が観測されることとなる。そのため、磁場を変化させた際の変化周波数を考える際、観測されたビート信号の周波数から 133.3 MHz を減算して導いた。

この方法は 2 種のレーザーのビートを直接観測できるため、測定時の誤差が小さくなると考えられる。

6. 実験結果

6.1. 先行研究の結果

以前にも同様の研究を行って、磁場と変化周波数の関係を導いている。このグラフを Fig. 8,9 に示す。

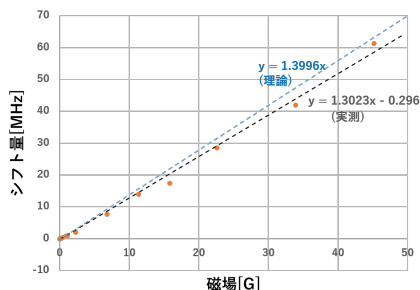


Fig.8 先行研究の磁場-変化周波数のグラフ (0~50MHz 範囲)

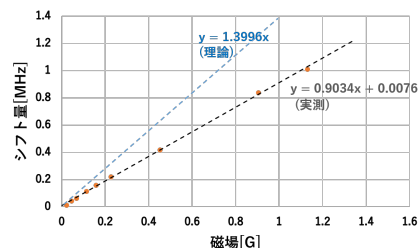


Fig.9 先行研究の磁場-変化周波数のグラフ (0~1.5MHz 範囲)

先行研究では $5S_{1/2}(F = 2) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ 遷移 (420 nm) のレーザーで実験を行っている。 $\sigma+$ 偏光による光ポンピングとゼーマン効果を適用させた際の磁場-周波数の傾きの理論値は

1.3996 MHz/G であり、 $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=3)$ 遷移の理論値と同値である。

このグラフの傾きは 50 MHz 程の比較的広範囲の磁場で求めた場合が 1.3023 MHz/G、そして 1.5 MHz 程の小さい範囲の磁場で求めた場合が 0.9034 MHz/G となった。これらの値は理論の傾きである 1.3996 MHz/G と比較して差異が大きい。この原因として、ソレノイドコイルが出す磁場による周波数シフト以外に、外部磁場、および他の原因による周波数シフトがあると考えた。

6.2. 外部磁場測定・評価

想定した影響の一例として、外部磁場を測定した。測定手順として、実験系を完成させる前に Rb セルを置く予定の場所に磁場プローブを置いて光軸上で位置を変えて測定した。Rb セルの光軸上の長さは 40 mm であり、一端を 0 mm、もう一端を 40 mm とした。3 軸ごとに位置による磁場を測定した結果を以下の Fig. 10,11,12 に示す。

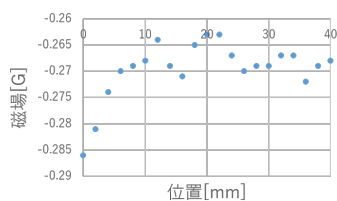


Fig.10 外部磁場（光軸方向成分）

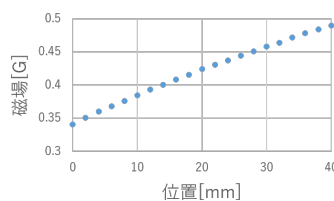


Fig.11 外部磁場（光軸と垂直の鉛直方向成分）

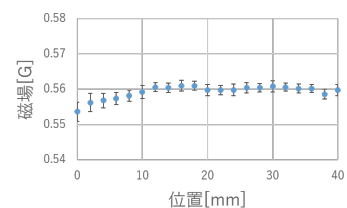


Fig.12 外部磁場（光軸と垂直の横方向成分）

図中の 20 mm の位置が Rb セル中心位置であり、またコイルの中心位置である。

そして、この外部磁場の 3 軸成分を合成したものを Fig. 13 に示す。

この結果から考えられることは、外部磁場は 0.71 G~0.80 G の範囲に収まっており、この磁場をゼーマン効果の周波数シフトに変換すると、約 $0.71 \times 1.3996 \approx 1.0$ MHz となる。この式から、1 MHz 程度の周波数シフトのオフセットが全域に掛かってくると考えられる。また、外部磁場のブレ幅として 0.1 G 程度の幅を持っているということが挙げられる。このブレ幅をゼーマン効果の周波数シフトに変換すると、 $0.1 \times 1.3996 \approx 0.14$ MHz となり、信号の幅である 6.07 MHz と比較しても十分小さいと判断した。

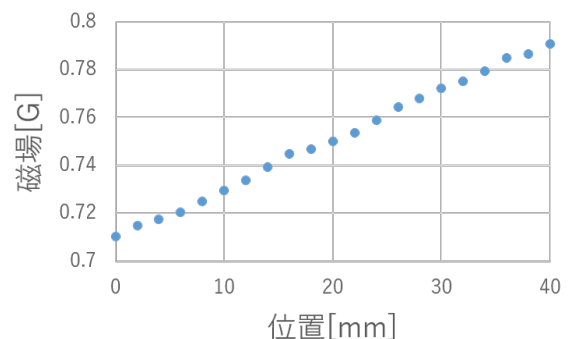


Fig.13 Rbセルがある位置での外部磁場

しかし、先行研究の結果で課題となっていた傾きの差異の原因となるような磁場の形状ではない。

6.3. 磁場-変化周波数の評価

ソレノイドコイルが出力する磁場を、流す電流を変えることで変化させていき、変化周波数の応答を観測した。その結果を以下のFig. 14に示す。この結果のグラフの傾きは1.3186 MHz/Gであり、傾きの値に特に改善は見られなかった。また、オフセットの周波数シフトは4.9597 MHzであり、外部磁場から予測された周波数シフトとは離れた結果となった。このオフセットの周波数シフトの理由として、エラー信号の形状が歪になっている、吸収信号のピークとエラー信号の強度ゼロの位置がズレていることが挙げられる。

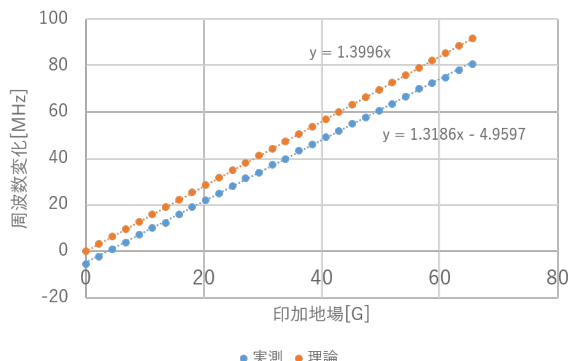


Fig.14 本研究での磁場-変化周波数のグラフ

7. まとめ・今後の課題

本研究では変調移行分光法にゼーマン効果を組み込んで、レーザーの波長を磁場強度に依って線形的に変化させ、調整できるシステムを製作した。このレーザーを冷却に用いる際、広範囲に微調整ができる性質が、例えばレーザーの離調依存のデータ取得をする際に役立ち、今後レーザー冷却の研究の一助となると考えている。

しかし、課題としては周波数シフトにオフセットが存在する、および傾きが理論から導かれる値と異なっていることが挙げられる。外部磁場による影響はこれらの原因とするには小さすぎるために考えられない。まずは分光して得られたエラー信号の形状を改善し、吸収信号のピークの位置とエラー信号の波長安定化位置を一致させることが肝要である。これが解決したあと、改めて磁場と変化周波数の関係を測定し、なおもオフセットや傾きの差があるのであれば、周波数シフト要因を再度検討する必要がある。

参考文献

- [1] D. J. McCarron et al., *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 105601(2008)
- [2] Daryl W. Preston, *California State University, Hayward, California*, 94542(1996)
- [3] Cédric Enesa, "Offset frequency stabilisation of a laser diode" (2015)
- [4] M. Duclov, D. Bloch, *Journal de Physique*, **42**, 711(1981)
- [5] Daniel. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data" <http://steck.us/alkalidata> (2019)
- [6] A Picón et al., *New J. Phys.*, **12**, 083053(2010)