



卒業論文

磁気光学トラップを点波源として用いた
原子波干渉型ジャイロの
感度向上に向けた基礎研究

東京工業大学 理学院 物理学系

松本 諒也

指導教員 上妻 幹旺 教授

2020年2月

概要

ジャイロスコープ（以下ジャイロ）はロボットの姿勢制御から地球物理学研究に至るまで、幅広い分野で活用されている。これまでは光を対象としてサニャック干渉計を構成することで、高感度のジャイロスコープが実現されていた。リングレーザージャイロやファイバーオプティックジャイロはその良い例である。そうした中、光ではなく原子波を対象としてサニャック干渉計を構成し、ジャイロの感度を飛躍的に向上させる研究が注目を浴びるようになってきた。こうした原子波干渉型ジャイロの一つとして、磁気光学トラップによって冷却・捕獲された原子気体を3次元的に拡散させた後、干渉を取得する、Point Source Atom Interferometer（以下PSAI）と呼ばれる手法が存在する。PSAIは1軸の加速度と2軸の角速度を同時に計測できるほか、小型化が目指しやすいという特徴があるが、原子ビーム等を用いた従来型の原子波干渉型ジャイロに比し、感度が悪いという欠点がある。

我々は磁気光学トラップされた原子に意図的に速度を与えることによって、PSAIの感度を向上させることが可能かどうか検討した。理論的な考察とシミュレーションにより、動径方向に初期速度を与えることによって感度が向上することが確認された。冷却原子集団に対し動径方向に速度を与える具体的な方法として、私は磁気光学トラップから解放された原子にスピン偏極を施し、四重極磁場と相互作用させることを考えた。この実験を行うために、水冷式のアンチヘルムホルツコイルを作成し、性能として、磁場勾配 500 G/cm、立ち上がり 1.43 ms、立下り 32 μ s を確認した（立ち上がりと立下りに関しては、磁場が $1/e$ となる時定数を採用）。得られた値は、実験を遂行する上で十分なものとなっている。

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	1
第2章	PSAIとは	3
2.1	PSAIの構成	3
2.1.1	冷却原子	4
2.1.2	誘導ラマン遷移	4
2.1.3	吸収撮像法	5
2.2	PSAIの感度	6
2.2.1	原子波干渉計の位相成分	6
2.2.2	PSAIの位相成分	8
2.2.3	PSAIの感度	10
第3章	PSAIの感度向上に向けたアイデア	13
3.1	動径方向に速度を与えた場合のPSAIの感度に対する影響	13
3.2	動径方向に速度を与えた場合のPSAIのシミュレーション	14
3.2.1	初期の密度分布が点波源であると仮定した場合	14
3.2.2	初期の密度分布が有限の大きさを持つと仮定した場合	16
3.2.3	まとめ	16
第4章	実験手法の検討と装置の作成	19
4.1	原子にオフセット速度をつける方法	19
4.2	力を与える時間と感度の関係	21
4.3	磁場の高速制御に向けた装置	25
4.3.1	装置の構成	25
4.3.2	磁場応答に関する実験結果	28
4.3.3	磁場を切るタイミングの検討	31

第5章	まとめと今後の展望	33
5.1	まとめ	33
5.2	今後の展望	33

目 次

2.1	PSAIの流れ	3
2.2	3準位間のラマン遷移	4
2.3	原子波を用いた干渉計	5
3.1	原子集団にオフセット速度をつける	13
3.2	観測される原子雲	15
3.3	初期の原子雲が点波源である場合の感度の比較	16
3.4	初期原子雲が有限の大きさを持つ場合の感度の比較	17
4.1	原子が感じる力の向き	20
4.2	スピン偏極	20
4.3	アンチヘルムホルツコイル	21
4.4	オフセット速度を変えた場合の感度の比較	24
4.5	電気回路	24
4.6	コイル	25
4.7	磁場の位置依存性	26
4.8	IGBT	27
4.9	バリスタの役割	27
4.10	ホール素子を用いたコイルに流れる電流の測定	28
4.11	電流を入れたときの磁場応答	29
4.12	電流を切ったときの磁場応答	29
4.13	電流を入れたときの磁場応答のフィッティング	30
4.14	電流を切ったときの磁場応答のフィッティング	30
4.15	電流を流す時間と受ける速度の関係	31
4.16	電流を流す時間とその間に移動する距離との関係	32
5.1	発生させたい磁場	34
5.2	作成予定の系	34

表 目 次

3.1	初期原子雲が点波源で動径方向にオフセット速度をつけるシミュレーションで用いたパラメータ	14
3.2	初期原子雲が有限の大きさを持つときに動径方向にオフセット速度をつけるシミュレーションで用いたパラメータ	16
4.1	フィッティングから求められる時定数	28

第1章 序論

1.1 研究背景

ジャイロ스코ープ（角速度センサー、以降ジャイロと呼ぶ）は、主に姿勢を検出する目的で幅広い分野で用いられている。今、世界的に高精度な角速度の測定が求められている。例としては、慣性航法 [1]、物理定数の精密な計測 [2]、一般相対論の検証 [3]、地震計測 [4]、といったものがあげられる。これまでは性能が高いジャイロは光が使われてきた。それに代わる次世代のジャイロとして物質波を用いた量子ジャイロが注目を集めている [5–8]。

量子ジャイロの一つとして、Point Source Atom Interferometer（以降PSAI）が研究されている [9, 10]。PSAIとはレーザー冷却された原子集団を1点に集めた後に拡散させて干渉を見ることによって角速度を測定する技術である。PSAIの長所として考えられるのは、1軸の加速度と2軸の角速度が同時に測定可能であるということ、また、PSAIは原子波の干渉のために使うレーザーが1つでよいので小型化も目指しやすいということである。一方で感度が他の量子ジャイロと比較して良くないという欠点がある。原子波干渉ジャイロの感度として、 $3 \mu\text{deg}/\sqrt{\text{h}}$ が報告されている一方で [11]、PSAIで報告されている感度は $2 \text{ deg}/\sqrt{\text{h}}$ と遠く及んでいない [9]。

1.2 研究目的

本研究の目的は、PSAIの感度を向上させる方法を提案し、それが正しいことを理論とシミュレーションを用いて示すことである。そして、感度を向上させるための実験手法の提案を行い、実際に実験を行うための系を組み上げることである。

第2章 PS AIとは

2.1 PS AIの構成

PS AIは以下のような構成になっている。

- 冷却された原子を磁気光学トラップで集める
- 集めた原子を開放し自由落下させ、その間にレーザー光を3回、対向照射する
- 吸収撮像により原子の干渉縞を観測する

この節では、PS AIを構成する各原理について説明する。

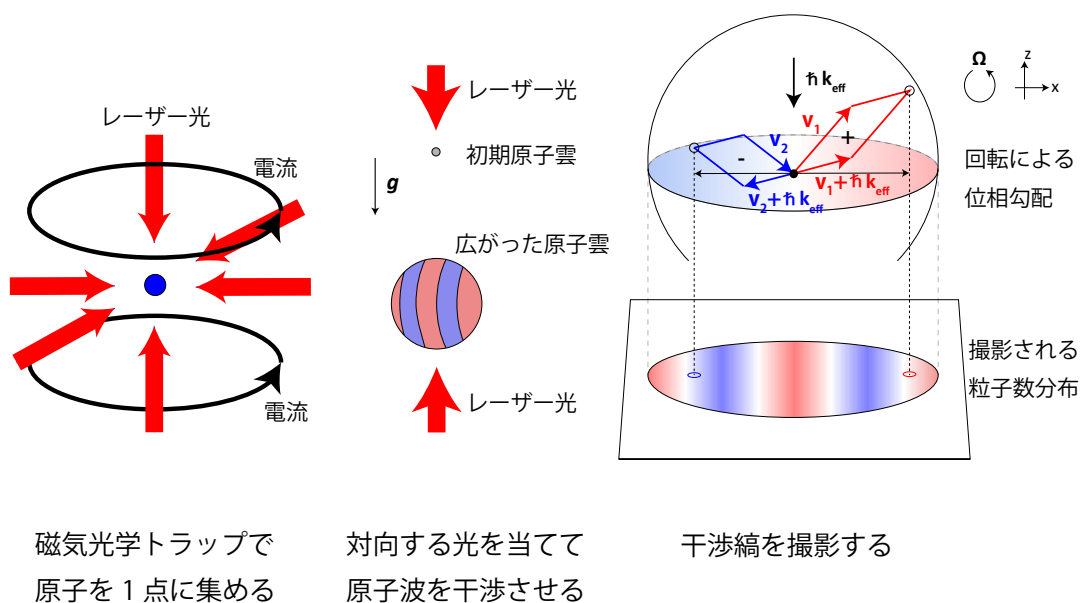


図 2.1: PS AIの流れ

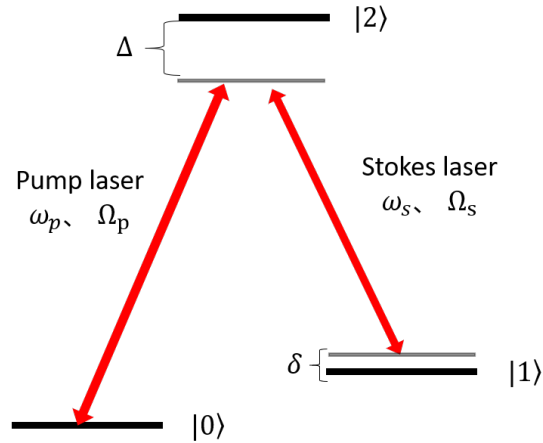


図 2.2: 3 準位間のラマン遷移

2.1.1 冷却原子

PSAI を作るためには原子をある 1 点に集める必要がある。そのために磁気光学トラップ（以下 MOT）を用いる。MOT は磁場と偏極された光を原子にあてることにより、復元力を与え原子を 1 点に集める方法である。MOT では原子を最大でドップラー限界温度 T_d まで、冷却することができる。その式は以下のように書ける。

$$T_d = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

ここで Γ は冷却に使う遷移の自然幅で、例として ^{87}Rb の D_2 遷移を考えると、ドップラー限界温度は約 $150 \mu\text{K}$ となっている。

また、偏光勾配冷却と呼ばれる付加的な冷却を施すことで、原子集団をドップラー限界温度よりも冷やすことができる。文献 [10] ではその方法が採用されていて、 ^{87}Rb を MOT で 8×10^6 個だけ集めた後に偏光勾配冷却を施し、温度を約 $5 \mu\text{K}$ まで冷やしている。

2.1.2 誘導ラマン遷移

原子を用いた干渉計では、光を用いて原子波に対するミラーやビームスピリッターを実装する。その実装のために誘導ラマン遷移が用いられている。誘導ラマ

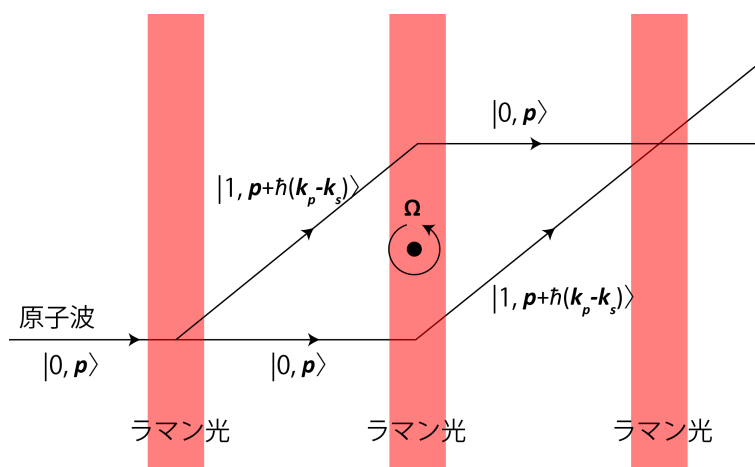


図 2.3: 原子波を用いた干渉計

ン遷移は図 2.2 のような遷移で、Pump 光で状態 $|0\rangle$ と状態 $|2\rangle$ から離調 Δ だけ離れた励起状態を、Stokes 光で状態 $|1\rangle$ と同じ状態 $|2\rangle$ から離調 Δ だけ離れた励起状態をカップリングさせている。

対向する光を用いてラマン遷移を誘起させた場合を考える。原子は状態 $|0\rangle$ に存在しているとする。始めに、波長 λ_p の Pump 光から光子を吸収し、原子は $\hbar\mathbf{k}_p$ だけの運動量を得る。反対方向から波長 λ_s の Stokes 光が照射されていると、原子は誘導放出により光子を放出して $-\hbar\mathbf{k}_s$ だけの運動量を得る。一連の流れの結果として、原子は $\hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s)$ だけの反跳運動量を得ることになる。反対に状態 $|1\rangle$ から状態 $|0\rangle$ に遷移すると、Stokes 光の後に Pump 光と相互作用するので、 $-\hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s)$ の運動量を得ることになる。なので、状態 $|0\rangle$ と状態 $|1\rangle$ を行き来すると運動量が $\pm\hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s)$ だけ変化することになる。遷移する向きと運動量が 1 対 1 で対応しているので、状態と運動量を 1 対 1 で対応づけることができる。このとき、状態 $|0\rangle$ を $|0, \mathbf{p}\rangle$ とすると、状態 $|1\rangle$ は $|1, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s)\rangle$ となる。

対向ラマン遷移を誘起する光を 3 回入れることによって、図 2.3 のような干渉計を組むことができる。1 つ目の光で、状態 $|0, \mathbf{p}\rangle$ と状態 $|1, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s)\rangle$ の重ね合わせ状態を作る。2 つ目の光で状態を入れ替え、3 つ目の光で二つの状態をどちらか一方にまとめる。この形の干渉計は Mach-Zehnder 干渉計と呼ばれていて、PSAI では原子一つ一つが Mach-Zehnder 干渉計としてはたらくことになる。

2.1.3 吸収撮像法

干渉縞を観測する方法として、吸収撮像がある。トラップされた原子集団に対して光を照射すると、その光と共鳴する原子はその光を吸収する。すると、その

部分が影となって見えるので、その部分を撮影して原子集団の密度分布を測定する。これが吸収撮像の手法である。

二つの状態が混ざった原子集団に片方の状態だけが共鳴する光を当てると、その片方の状態だけが影となって見える。PSAIでは片方の状態の画像と全原子集団の画像を撮影することにより、干渉縞の画像を得ている。

2.2 PSAIの感度

この節では始めに図2.3のような干渉計において原子波干渉計が受ける位相変化を示す。そのあとPSAIが感じる位相について示したのち、そこから考えることのできるPSAIの感度の性質について示す。

2.2.1 原子波干渉計の位相成分

この節の理論は文献 [12–14] に基づいている。

誘導ラマン遷移において状態 $|2\rangle$ と仮想準位との離調 Δ が十分大きいとすると、状態 $|0\rangle$ と状態 $|1\rangle$ の2準位系と考えることができる。対向するPump光 \mathbf{k}_p とStokes光 \mathbf{k}_s を、原子と相互作用させることを考える。運動量と内部状態は1対1で対応することから、内部状態を $|0, \mathbf{p}\rangle$ と $|1, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ とすると、波動関数は以下のように書ける。

$$|\Phi(t)\rangle = c_0(t) |0, \mathbf{p}\rangle + c_1(t) |1, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \quad (2.2)$$

ただし、

$$\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \quad (2.3)$$

このとき、原子は状態 $|0\rangle$ と状態 $|1\rangle$ を2光子ラビ周波数 Ω で振動する。状態 $|1\rangle$ との離調 δ が十分小さいとき、光との相互作用に時間を τ とすると、内部状態は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} c_1(\tau) \\ c_0(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega\tau/2) & -i \exp(-i\phi_L) \sin(\Omega\tau/2) \\ -i \exp(i\phi_L) \sin(\Omega\tau/2) & \cos(\Omega\tau/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(0) \\ c_0(0) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

ここで、 ϕ_L は原子の位置に依存するレーザーによる位相で、以下のように表すことができる。

$$\phi_L = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r} - (k_2 - k_1)/c + \phi_0 \quad (2.5)$$

ここで、 \mathbf{r} は原子の中心位置、 ϕ_0 はレーザーから受ける追加の位相を表している。

ここで光との相互作用時間として $\tau_{\pi/2} = \frac{\pi}{2\Omega}$ とすると、位相の変化量を表す行列は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} c_1(\tau_{\pi/2}) \\ c_0(\tau_{\pi/2}) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \exp(-i\phi_L) \\ -i \exp(i\phi_L) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(0) \\ c_0(0) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

このように相互作用時間が $\tau_{\pi/2}$ となるような光を $\pi/2$ パルスという。 $\pi/2$ パルスはビームスプリッターとしての役割を果たし、図 2.3 の 1 本目と 3 本目のパルスが $\pi/2$ パルスである。

次に相互作用時間が $\tau_{\pi} = \frac{\pi}{\Omega}$ の場合を考える。このとき、位相の変化量を表す行列は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} c_1(\tau_{\pi}) \\ c_0(\tau_{\pi}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -i \exp(-i\phi_L) \\ -i \exp(i\phi_L) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(0) \\ c_0(0) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

このように相互作用時間が τ_{π} となるような光を π パルスという。 π パルスは状態 $|0\rangle$ と状態 $|1\rangle$ を反転させる性質を持ち、図 2.3 の 2 本目のパルスで用いられていてミラーとしての役割を果たしている。

原子波干渉計は $\pi/2 - \pi - \pi/2$ の順で光パルスを原子に照射することで実現される。初期状態が $|0, \mathbf{p}\rangle$ だとすると、始めの $\pi/2$ パルスで $|0, \mathbf{p}\rangle$ と $|1, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ の重ね合わせ状態ができる。

$$\begin{pmatrix} c_1(\tau_{\pi/2}) \\ c_0(\tau_{\pi/2}) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \exp(-i\phi_L) \\ -i \exp(i\phi_L) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \exp(-i\phi_1) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

この後、空間的に分離した二つの状態でそれぞれが光と相互作用する。その結果、 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ の順で光パルスを原子に照射したとき、状態はどちらの経路でも $|1, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ となり、上の経路での位相成分を c_1^{\uparrow} 、上の経路での位相成分を c_1^{\downarrow} とすると位相成分は以下のように書ける。

$$c_1^{\uparrow}(\tau_{\pi/2} + \tau_{\pi} + \tau_{\pi/2}) = -\frac{i}{\sqrt{2}} \exp(-i\phi_1) \times -i \exp(i\phi_2) \times -\frac{i}{\sqrt{2}} \exp(-i\phi_3) \quad (2.9)$$

$$c_1^{\downarrow}(\tau_{\pi/2} + \tau_{\pi} + \tau_{\pi/2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times -i \exp(-i\phi_2) \times \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.10)$$

よって、パルスとの相互作用により生じる経路の違いによる位相差は、式 2.5 を用いて $k_1 \simeq k_2$ としたとき以下のように書ける。

$$\Delta\Phi_L = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) + (\phi_{0,1} + \phi_{0,2} + \phi_{0,3}) \quad (2.11)$$

原子が状態 $|1, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ で観測される確率は、 $P_e = |c_1^\dagger + c_1|^2$ で表されるので以下のように書ける。

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{4} |e^{i(-\phi_1 + \phi_2 - \phi_3)} + e^{-i\phi_2}|^2 \\ &= \frac{1}{2} (1 - \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)) \\ &= \frac{1}{2} [1 - \cos(\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) + (\phi_{0,1} + \phi_{0,2} + \phi_{0,3}))] \end{aligned} \quad (2.12)$$

ここで、原子の飛跡について考える。原子の初速を \mathbf{v} 、反跳運動量により得る速度を \mathbf{v}_r とする。原子が加速度 \mathbf{a} を受けていると考えたとき、原子の位置は初期位置を原点とすると、以下のように書ける。

$$\mathbf{r}(t) = (\mathbf{v} + \mathbf{v}_r/2)t + \frac{1}{2}\mathbf{a}t^2 \quad (2.13)$$

これを式 2.11 に代入すると、位相差が以下のように書ける。

$$\Delta\Phi_L = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T_R^2 + (\phi_{0,1} + \phi_{0,2} + \phi_{0,3}) \quad (2.14)$$

ただし、 T_R は $\pi/2 - \pi - \pi/2$ の順に光パルスを原子に当てる際のパルス間の時間間隔である。ここで導入した加速度 \mathbf{a} を重力に置き換えると、重力の影響により現れる位相差 $\Delta\Phi_g$ が求まる。

$$\Delta\Phi_g = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}T_R^2 \quad (2.15)$$

また、角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ が小さいときはコリオリ力も同じように取り扱うことができる。

$$\Delta\Phi_\Omega = 2\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v})T_R^2 \quad (2.16)$$

2.2.2 PSAI の位相成分

$\pi/2 - \pi - \pi/2$ の順に光パルスを原子に照射することにより、加速度 \mathbf{a} と角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ がもたらす位相変化は以下のように書ける。

$$\Delta\Phi_a = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T_R^2 \quad (2.17)$$

$$\Delta\Phi_\Omega = 2\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v})T_R^2 \quad (2.18)$$

ここで、始めの $\pi/2$ パルスを当てる瞬間の原子雲が、観測される原子雲よりも十分小さいと仮定する。このとき、各原子の最終位置 \mathbf{r} は原子の初期速度 \mathbf{v} にのみ

依存することになる。拡散時間を T_{ex} とすると、 $\mathbf{r} \approx \mathbf{v}T_{ex}$ となる。この点波源極限を用いると、式 2.18 は以下のように書き直すことができる。

$$\Delta\Phi_{\Omega} = \mathbf{k}_{\Omega} \cdot \mathbf{r} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{k}_{\Omega} = 2T_R^2(\mathbf{k}_{\text{eff}} \times \boldsymbol{\Omega})/T_{ex} = F_{ps}\boldsymbol{\Omega}\mathbf{n} \quad (2.20)$$

ここで、 \mathbf{n} は \mathbf{k}_{eff} と $\boldsymbol{\Omega}$ に垂直な単位ベクトルであり、 $F = k_{\Omega}/\Omega$ はスケールファクターと呼ばれる値で、点波源のとき $F_{ps} = 2T_R^2k_{\text{eff}}/T_{ex}$ である。また、簡単のために $\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{\Omega} = 0$ を仮定している。

初期の原子雲は $T_{ex} = 0$ から原子雲が持つ温度 T に従い拡散する。初期の原子雲が点源であるとする、原子雲はガウシアン型の空間分布をもって拡散していく。拡散時間が T_{ex} のときの原子分布の標準偏差 $\sigma_{f,ps}$ は以下のように書ける。

$$\sigma_{f,ps} = T_{ex} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.21)$$

したがって $\pi/2 - \pi - \pi/2$ の順に光パルスを原子に照射した後の状態 $|1, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ の原子数密度は以下のように書くことができる。

$$n_{ps}(\mathbf{r}) = \frac{\exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{2\sigma_f^2}\right)}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_f^3} \left(\frac{1 + c \cos(\mathbf{k}_{\Omega} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T_R^2)}{2} \right) \quad (2.22)$$

ここで、 c は干渉計のコントラストを表している。この式から、PSAI においては干渉縞の傾きと方向を見れば角速度を知ることができ、干渉縞の原点からのずれを見れば加速度を知ることができる。

実際の系は点波源ではなく、有限の大きさを持っている。その初期の原子雲密度を $n_0(\mathbf{r})$ とすると、 T_{ex} 後の原子雲密度分布は $n_0(\mathbf{r})$ と $n_{ps}(\mathbf{r})$ の畳み込み積分の形で書ける。

$$n_f(\mathbf{r}, T_{ex}) = \int d^3R n_0(\mathbf{R}) n_{ps}(\mathbf{r} - \mathbf{R}, T_{ex}) = n_0(\mathbf{r}) * n_{ps}(\mathbf{r}, T_{ex}) \quad (2.23)$$

この積分を行うと、点波源の時と比較してスケールファクター F 、原子雲の大きさ σ_f とコントラスト c が修正を受ける。その値は以下ようになる。

$$F_g = F_{ps} \left[1 - \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_f} \right)^2 \right] \quad (2.24)$$

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} T_{ex}^2} \quad (2.25)$$

$$c(\Omega) = c_0 \exp\left(-F_{ps}^2 \Omega^2 \sigma_0^2 \frac{(1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2)}{2}\right) \quad (2.26)$$

ここで、 σ_0 は初期の原子雲の大きさ、 c_0 は角速度 Ω がゼロのときのコントラストである。初期原子雲の大きさがコントラストに影響を及ぼすのは、初期位置が違えば最終位置が同じでも位相変化量が異なるからである。

2.2.3 PSAIの感度

この小節は主に文献 [12] に基づいている。

原子波干渉計では、原子数を測定することにより位相を求める。測定された原子数を N_{at} とすると、原子数の揺らぎ σ_N は以下のように書ける。

$$\sigma_N = \sqrt{N_{at}} \quad (2.27)$$

測定された粒子数の揺らぎは、位相の揺らぎに変換することができる。コントラストを c とすると、位相の揺らぎ σ_ϕ は以下のように書ける。

$$\sigma_\phi = \frac{1}{c\sigma_N} = \frac{1}{c\sqrt{N_{at}}} \quad (2.28)$$

位相は σ_ϕ だけ揺らいでしまうので、これより小さい位相差を測定することができない。よって、 $\Delta\Phi_{min} = \sigma_\phi$ となる。この $\Delta\Phi_{min}$ は、検出できる最小の角速度 Ω_{min} と対応している。

$$\Omega_{min} = \frac{2\Delta\Phi_{min}}{2k_{eff}vT_R^2} = \frac{1}{ck_{eff}vT_R^2\sqrt{N_{at}}} \quad (2.29)$$

ここでは簡単のために、 \mathbf{v} は \mathbf{k}_{eff} と Ω に垂直であるとしている。感度 $\delta\Omega$ は検出できる最小の角速度 Ω_{min} と観測する周期 T_{cycle} で表すことができる。

$$\delta\Omega = \Omega_{min}\sqrt{T_{cycle}} = \frac{\sqrt{T_{cycle}}}{ck_{eff}vT_R^2\sqrt{N_{at}}} \quad (2.30)$$

この式 2.30 は打ち上げ式の原子波干渉計の感度を示している。PSAI は位相差の勾配を観測して角速度を算出するので、この式をそのまま PSAI の感度として用いることができない。

PSAI の原子を検出する領域が $L \times L$ で、その検出領域は N_p 個に分割されているとする。簡単のために、各ピクセルで検出される原子数は一定だと仮定する。このとき、各ピクセルにおける位相の揺らぎ σ_ϕ は一定の値をとり、その値を $\sigma_{\phi,pix}$ とする。位相勾配を推定するために、位相 ϕ について $\phi = k_\Omega x + \phi_0$ としてフィッ

ティングをする。フィッティングの結果、 k_Ω は標準誤差を持ち、その値は以下のように書ける。

$$\sigma_k = \frac{\sigma_{\phi, \text{pix}}}{\sqrt{N_{at}}} \frac{1}{\sigma_x} = \frac{1}{c\sqrt{N_{at}/3}} \frac{\sqrt{12}}{L} \quad (2.31)$$

PSAI では 1 回の測定で 2 軸の角速度と 1 軸の加速度を推定する。なので、1 軸の角速度の推定に用いることのできる原子数は $N_{at}/3$ となる。このとき、点波源極限におけるスケールファクター F_{ps} を用いることで、角速度の標準誤差に変換できる。

$$\sigma_\Omega = \frac{1}{c\sqrt{N_{at}/3}} \frac{\sqrt{12}}{L} \frac{1}{F_{ps}} = \frac{6}{c\sqrt{N_{at}} L k_{\text{eff}} T_R} \quad (2.32)$$

ここで、検出領域 $L \times L$ の値として初期原子数の 90% が検出領域に入るように設定する。原子雲が温度 T を持っているとき、 L は以下のように書ける。

$$L = 4\sigma_f = 8\sigma_v T_R = 8\sqrt{\frac{k_B T}{m}} T_R \quad (2.33)$$

σ_v は温度 T におけるマクスウェルボルツマン分布の標準偏差を表している。これを用いて点波源極限における PSAI の感度として、以下が得られる。

$$\delta\Omega_{ps} = \frac{6\sqrt{T_{\text{cycle}}}}{c\sqrt{N_{at}} k_{\text{eff}} T_R} \frac{1}{8\sigma_v T_R} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{T_{\text{cycle}}}}{c\sqrt{N_{at}} \sigma_v k_{\text{eff}} T_R^2} \quad (2.34)$$

また、コントラストとスケールファクターを有限原子雲のものに変えることで、初期原子雲の大きさが有限の場合の PSAI の感度を算出することができる。

$$\delta\Omega = \frac{6\sqrt{T_{\text{cycle}}}}{c(\Omega)\sqrt{N_{at}} L F_g} \quad (2.35)$$

第3章 PSAIの感度向上に向けたアイデア

PSAIの感度向上に向けたアイデアとして、初期原子雲に瞬間的に動径方向に速度を与える方法が提案された。1節では動径方向速度が感度に与える影響を定性的に評価し、2節では動径方向に速度を与えた場合のPSAIのシミュレーションの結果を示す。

3.1 動径方向に速度を与えた場合のPSAIの感度に対する影響

初期密度分布が点波源であるPSAIの感度は式2.34で与えられている。

$$\delta\Omega_{ps} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{T_{cycle}}}{c\sqrt{N_{at}}\sigma_v k_{eff} T_R^2} \quad (3.1)$$

我々は感度を向上させるために、原子に動径方向にオフセット速度をつけることを考えた。動径方向にオフセット速度をつけるということは、原子集団の温度は変えずに各原子の速度の絶対値を増加させるということを意味している。このとき、撮影される瞬間の原子集団の密度分布はガウシアン分布ではなく、中心

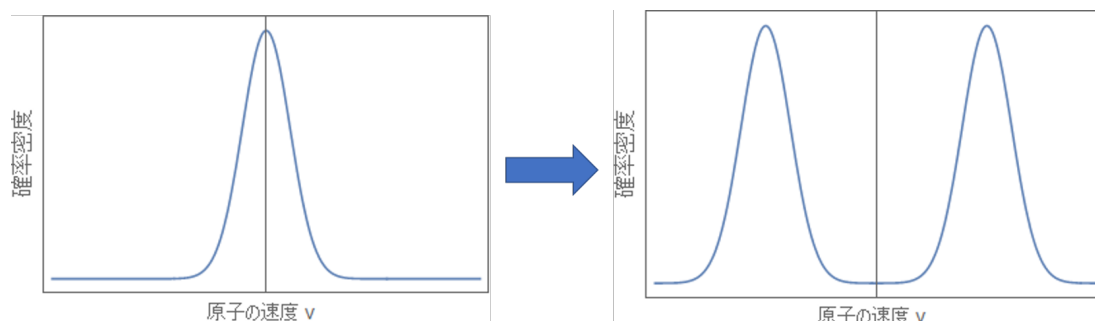


図 3.1: 原子集団にオフセット速度をつける

が空洞になっている。なので、式2.34をそのまま用いることはできない。しかし、原子が遠方に広がっているので $1/\sigma_v$ の効果により感度が増大することが期待される。また、原子に一様にオフセット速度をつけることにより、外側の原子密度を高くすることができる。なので、密度の高い領域が点から球殻上に広がるので、位相の不確か性 σ_p が小さくなることも期待される。

ほかに感度を向上させる方法として、ラマン光の時間間隔 T_R を増大させるという方法も考えられる。このとき、感度が T_R^{-2} に比例するため、感度が $\sqrt{T_{cycle}}$ に比例することを考慮しても、オフセット速度をつけるよりも感度に対する寄与が大きい。しかし、ラマン光の時間間隔を大きくすると、式2.26よりコントラストが減少することがわかる。したがってラマン光の時間間隔については、最適な値があると考えられて、そこから大きく時間間隔を変化させることは、感度の低下につながると考えられる。

これらの理由で我々はPSAIの感度を向上させる手段として、動径方向に速度を与えることを考えた。

3.2 動径方向に速度を与えた場合のPSAIのシミュレーション

前節では原子に動径方向にオフセット速度をつけた場合、PSAIの感度がオフセット速度の影響によりどのように変化するか議論した。オフセット速度をつけた場合の感度を定量的に議論するために、ここではシミュレーションを用いる。シミュレーションでは初期原子雲における原子の個数 N_{atom} 、原子雲の温度 T 、大きさ σ_0 、系にかかる角速度 Ω 、パルス間隔 T_R を与えることにより、観測される原子の干渉縞を求め、そこから感度を算出している。

3.2.1 初期の密度分布が点波源であると仮定した場合

初期の原子雲が点波源だと仮定した場合で、動径方向にオフセットの速度 v_{off} をつけることを考える。シミュレーションで用いたパラメータは表3.1のようになっている。

表 3.1: 初期原子雲が点波源で動径方向にオフセット速度をつけるシミュレーションで用いたパラメータ

N_{atom}	T	$L \times L$	Ω	c
4×10^6 個	$5 \mu K$	1 cm \times 1 cm	$3.04^\circ / s$	1

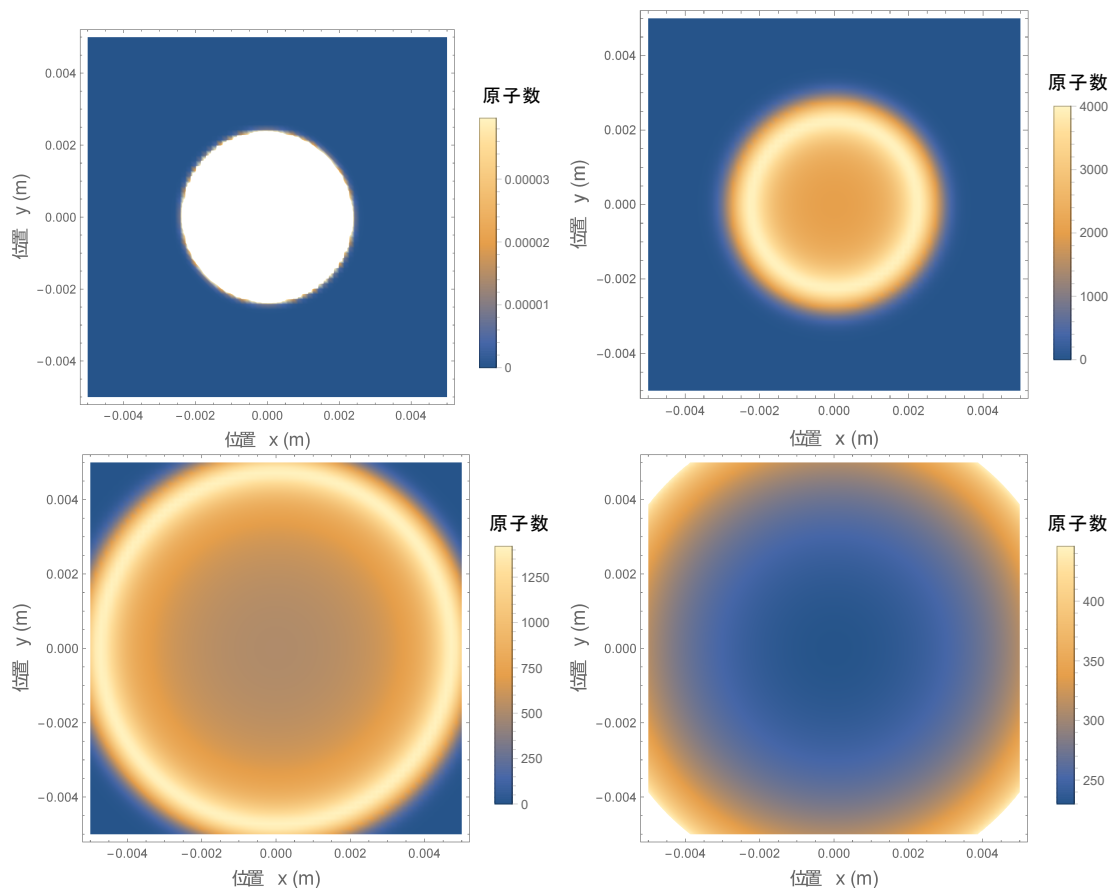


図 3.2: 観測される原子雲

図 3.2 で撮影される原子集団を、図 3.3 で感度を示す。速度を大きくするにつれて、観測される原子雲が外側に広がっているのが見て取れる。

図 3.3 からオフセット速度をつけると感度がよくなることがわかる。 $v_{off} = 48.9$ cm/s で感度が悪化しているのは、検出領域から原子雲がはみ出してしまい、実効的な原子数が減少してしまっているからだと考えられる。

オフセット速度を持っていない原子雲における速度幅 σ_v は、およそ 2.2 cm/s であるので $v_{off} = 15.6$ cm/s の場合、約 7 倍の速度を持っていることになる。このとき感度はおよそ 7 倍になることが予想できるが、5 倍程度にしかになっていない。理由として考えられるのは、式 2.34 では検出領域が原子の持つ速度幅に従い変化しているということである。このシミュレーションでは検出領域は一定で考えているので、差異が出てしまっていると考えられる。

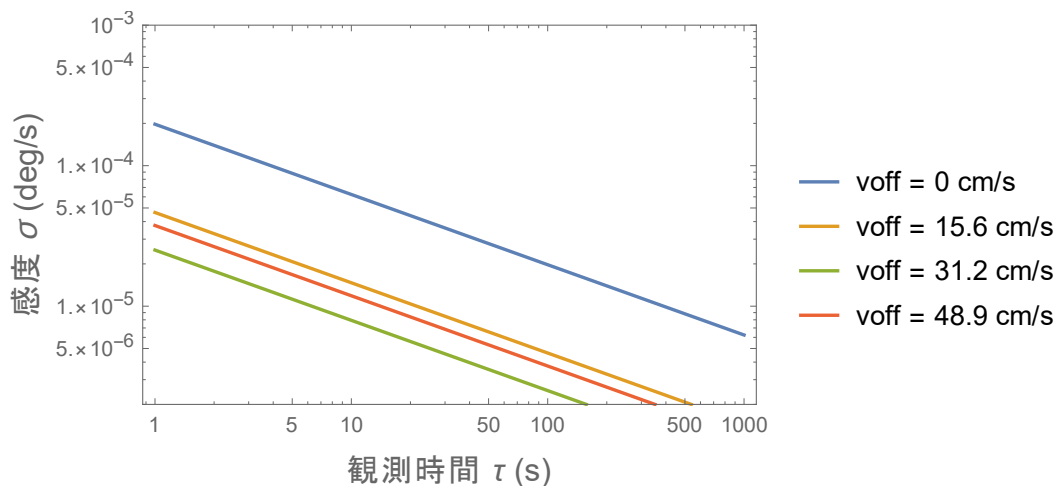


図 3.3: 初期の原子雲が点波源である場合の感度の比較

3.2.2 初期の密度分布が有限の大きさを持つと仮定した場合

次に初期の原子密度が有限の大きさを持つ場合を考える。用いたパラメータは以下のようにになっている。

表 3.2: 初期原子雲が有限の大きさを持つときに動径方向にオフセット速度をつけるシミュレーションで用いたパラメータ

N_{atom}	T	$L \times L$	Ω	σ_0	c_0
4×10^6 個	$5 \mu K$	1 cm \times 1 cm	$3.04^\circ / s$	0.3 mm	0.2

コントラストやスケールファクターは式 2.26 と式 2.24 を用いてシミュレーションを行った。その結果が図 3.4 での感度のグラフである。

初期の密度分布が点波源のものと同じように、速度をつけることにより感度がよくなっていることがわかる。同じように $v_{off} = 15.6$ cm/s のときを考えると、感度の上り幅が 3 倍程度になっている。

3.2.3 まとめ

原子雲に動径方向にオフセット速度をつけることにより、感度が向上することが確認できた。式 2.34 に従う形でオフセット速度に対して感度が応答しない理由としては、検出される領域が各速度に対して、式 2.33 に従っていないからだと考えられる。

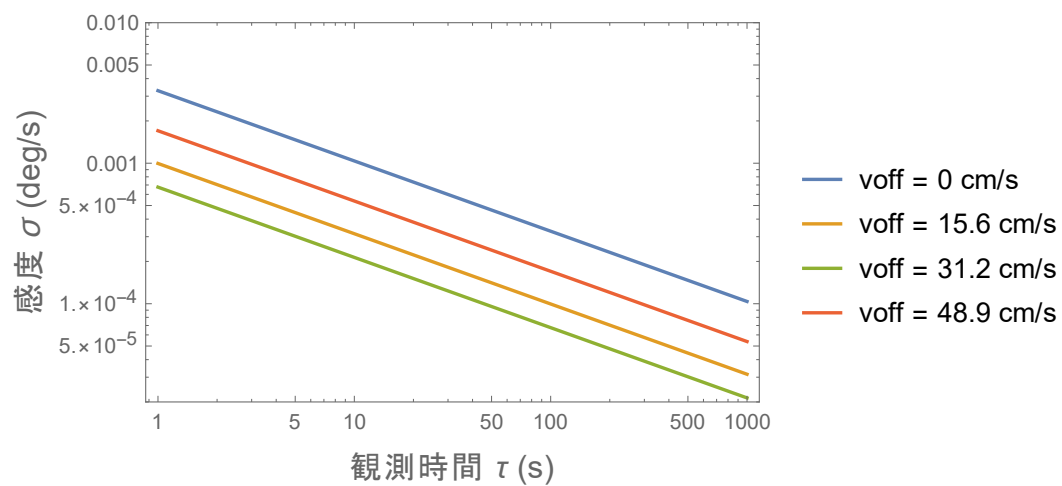


図 3.4: 初期原子雲が有限の大きさを持つ場合の感度の比較

第4章 実験手法の検討と装置の作成

前章での議論で、動径方向にオフセット速度をつけることにより PSAI の感度が向上することがわかった。この章では実際にどのようにして速度を与えるかについて議論していく。

4.1 原子にオフセット速度をつける方法

原子に速度を与える方法としては、磁場による力を活用することを考えた。磁気モーメントが μ である原子は、磁場が \mathbf{B} であるとき、以下のようなポテンシャルを持つ。

$$V = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (4.1)$$

ここで原子の内部状態が $|IJFm_f\rangle$ で書けるとする。このとき、原子のポテンシャルは以下のように書ける。

$$V = g_F \mu_B m_F |B| \quad (4.2)$$

g_F はランダウの g 因子、 μ_B はボーア磁子、 m_F が磁気副準位を表している。原子がポテンシャルを持っているので、原子はその空間微分に相当するだけの力を受ける。

$$F_i = -g_F \mu_B m_F \frac{\partial |B|}{\partial r_i} \quad (4.3)$$

ボーア磁子は定数であるので、 $g_F m_F$ の正負と磁場勾配により力の向きと大きさが決まる。図 4.1 のような磁場勾配ができている場合を考えると、 $g_F m_F > 0$ のとき原子は原点に向けて復元力を受けることになり、磁場トラップとしてはたらく。一方、 $g_F m_F < 0$ のとき原子は反発力を受けることになり、動径方向の速度を与えることができる。

実験では ^{87}Rb の D_2 遷移を用いる。MOT の後に磁場を用いて速度を与えるために、磁気副準位 m_F を適切な位置にそろえなければならない。そこで、原子に対してスピン偏極を施す。原子にあてる偏光を σ^- 偏光にすることで、 $\Delta m_f = -1$ となることを利用して、 $F = 2$ の $m_f = -2$ に原子を集める。 $F = 2$ では $g_F > 0$ なので、 $m_f = -2$ にいる原子は反発力を受けることになる。

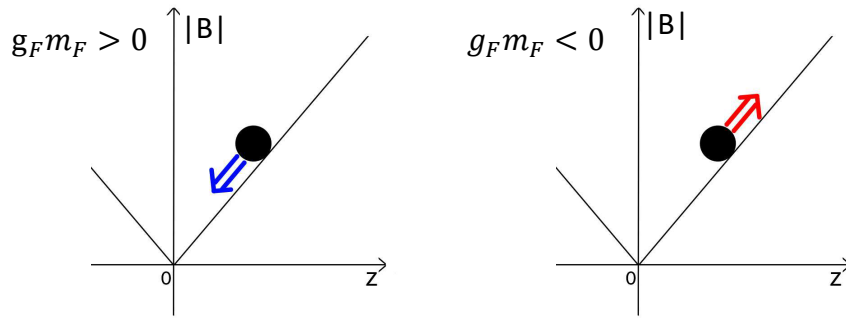


図 4.1: 原子が感じる力の向き

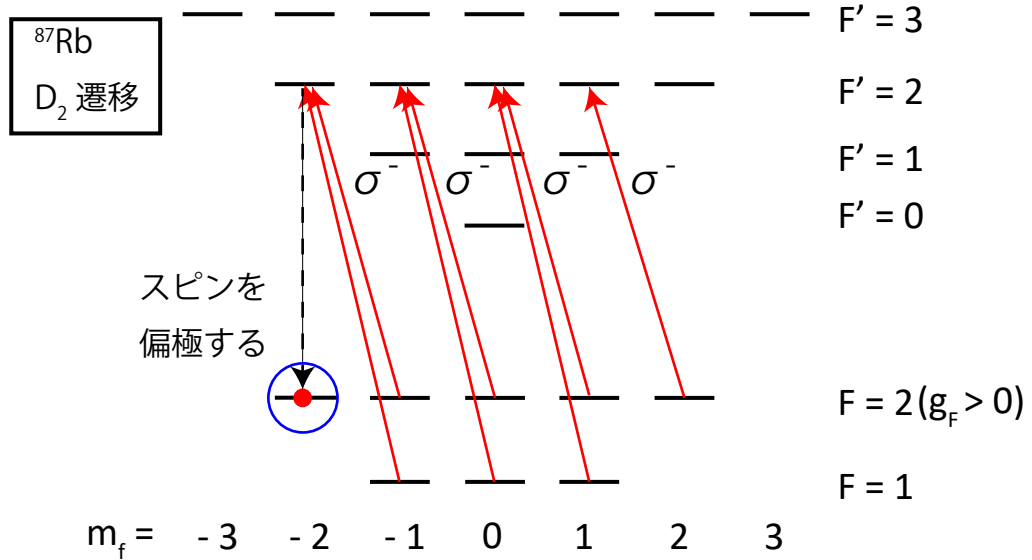


図 4.2: スピン偏極

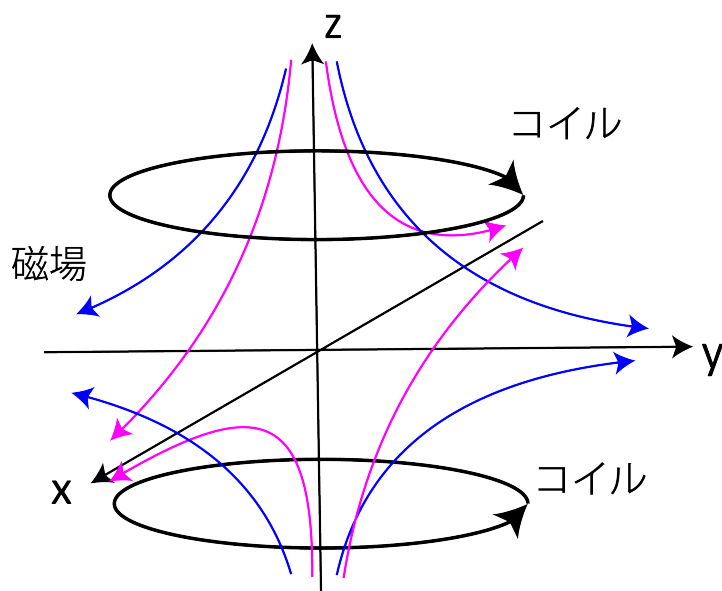


図 4.3: アンチヘルムホルツコイル

スピン偏極の後に、磁場を立ち上げて原子に力を与える。磁場はアンチヘルムホルツコイルを用いて四重極磁場を作る。コイルを向かい合わせに逆向きに電流が流れるように配置することにより、原点付近では以下のような磁場ができる。

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B_0(x, y, 2z) \quad (4.4)$$

このように磁場を作ることによって、式 4.3 の形で動径方向に速度を与えることができる。

4.2 力を与える時間と感度の関係

アンチヘルムホルツコイルの作る四重極磁場を用いて、式 4.3 に従い原子に力を与える。古典的な運動方程式を考えることにより、原子にどれだけの力をどのく

らい与えればよいか計算できる。原子が受ける加速度は以下のように書ける。

$$a_i = \frac{g_F \mu_B m_F}{m} \frac{\partial |B|}{\partial r_i} \quad (4.5)$$

磁場勾配が時間に対して矩形波で立ち上がり、立ち下がると仮定したとき、所望の速度 v_0 を得るまでの加速時間 t_0 とその間に原子が進む距離 r_0 は以下のように書ける。

$$t_0 = \left| \frac{mv_0}{g_F \mu_B m_F} \left(\frac{\partial |B|}{\partial r_i} \right)^{-1} \right| \propto \left| v_0 \left(\frac{\partial |B|}{\partial r_i} \right)^{-1} \right| \quad (4.6)$$

$$r_0 = \left| \frac{mv_0^2}{2g_F \mu_B m_F} \left(\frac{\partial |B|}{\partial r_i} \right)^{-1} \right| \propto \left| v_0^2 \left(\frac{\partial |B|}{\partial r_i} \right)^{-1} \right| \quad (4.7)$$

所望の速度 v_0 を大きくすると、その間に原子が進む距離 r_0 は2乗で増加してしまう。だが、磁場勾配を大きくすることによって、 r_0 をほぼゼロに抑え込むことができる。したがって大きな磁場勾配を加えることによって、初期密度分布をほぼ変えることなく、どのようなオフセット速度でも原理的には与えることができる。

しかし、実際に実験においてどのような磁場勾配も作れるわけではなく上限がある。また、PSAIの利点の一つが小型化の容易さなので、大きなコイルを作るとは望ましくなく、なるべく小さな磁場勾配で最大の感度を得たい。小さな磁場勾配で速度を与えようとすると、時間がかかってしまい初期の原子密度分布が広がる。ここで、初期の密度分布の悪化が感度にもたらす影響を、式2.35を用いてスケールファクター F_g に焦点を当てて考える。初期のガウシアン密度分布の幅 σ_0 に対して、速度を与えた後の密度分布の幅を $\sigma_0 + \Delta\sigma$ とする。このときスケールファクターは以下のように書ける。

$$F_g(\sigma_0 + \Delta\sigma) = F_{ps} \left(1 - \left(\frac{\sigma_0 + \Delta\sigma}{\sigma_f} \right)^2 \right) \quad (4.8)$$

初期の密度分布におけるスケールファクターとの差分をとる。このとき、簡単のため $\Delta\sigma$ について1次までで考える。

$$\Delta F_g = F_{ps} \left(-\frac{2\Delta\sigma\sigma_0 + \Delta\sigma^2}{\sigma_f^2} \right) \sim -F_{ps} \frac{2\Delta\sigma\sigma_0}{\sigma_f^2} \quad (4.9)$$

これを用いて式 2.35 から感度の増加量 $\Delta\delta\Omega$ を求める。

$$\begin{aligned}
\delta\Omega + \Delta\delta\Omega &= \frac{\sqrt{12}\sigma_p}{c(\Omega)L} \frac{1}{F_g(\sigma_0 + \Delta\sigma)} = \frac{\sqrt{12}\sigma_p}{c(\Omega)L} \frac{1}{F_{ps} \left(1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2 - 2\Delta\sigma_0\sigma_0/\sigma_f^2\right)} \\
&= \frac{\sqrt{12}\sigma_p}{c(\Omega)L} \frac{1}{F_{ps}(1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2)} \frac{1}{1 - \frac{2\Delta\sigma_0\sigma_0/\sigma_f^2}{(1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2)}} \\
&= \delta\Omega \frac{1}{1 - \frac{2\Delta\sigma_0\sigma_0/\sigma_f^2}{(1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2)}}
\end{aligned} \tag{4.10}$$

簡単のために、 $1 - (\sigma_0/\sigma_f)^2 \simeq 1$ として考えると以下のように書ける。

$$\delta\Omega + \Delta\delta\Omega = \delta\Omega \frac{1}{1 - 2\Delta\sigma_0\sigma_0/\sigma_f^2} \simeq \delta\Omega \left(1 + 2\frac{\Delta\sigma_0\sigma_0}{\sigma_f^2}\right) \tag{4.11}$$

表 3.2 の条件で $\Delta\sigma$ が満たすべき値を考える。この条件では $\sigma_f \approx 2.2\sigma_0$ であるので、 $\Delta\delta\Omega$ は以下のように書ける。

$$\Delta\delta\Omega \simeq \frac{2\Delta\sigma\sigma_0}{(2.2\sigma_0)^2} \cdot \delta\Omega \approx 0.41 \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \cdot \delta\Omega \tag{4.12}$$

よって、速度をつけることによる原子密度分布の幅の増大量 $\Delta\sigma$ を σ_0 よりも 1/5 倍程度に小さくすれば、初期の原子密度分布の拡散による感度悪化の影響は十分小さく抑えることができる。

最適な磁場と加速時間を見つけるために、表 3.2 の条件でオフセット速度を変えて感度をシミュレートした。その結果が図 4.4 である。各点はアラン偏差における $\tau = 1$ s を表している。この図から $v_{off} = 30$ cm/s 付近で感度が最大になっていることが分かり、そのオフセット速度を与えることにより感度を約 5 倍向上させることができる。初期原子雲の幅が $\sigma_0 = 0.3$ mm であるので、 $r_0 = 0.06$ mm となるような磁場勾配を求める。

$$\frac{\partial|B|}{\partial r_i} = \left| \frac{mv_0^2}{2g_F\mu_B m_F r_0} \right| \approx 1.1 \times 10^3 \text{ G/cm} \tag{4.13}$$

よって、磁場勾配が約 1.1×10^3 G/cm となるコイルを用意すればよいことが分かる。またこのとき、このオフセット速度を与えるまでにかかる時間は $400 \mu\text{s}$ であるので、ラマンパルス間隔 $T_R = 8$ ms よりも桁で小さいので感度に大きな影響は及ぼさない。

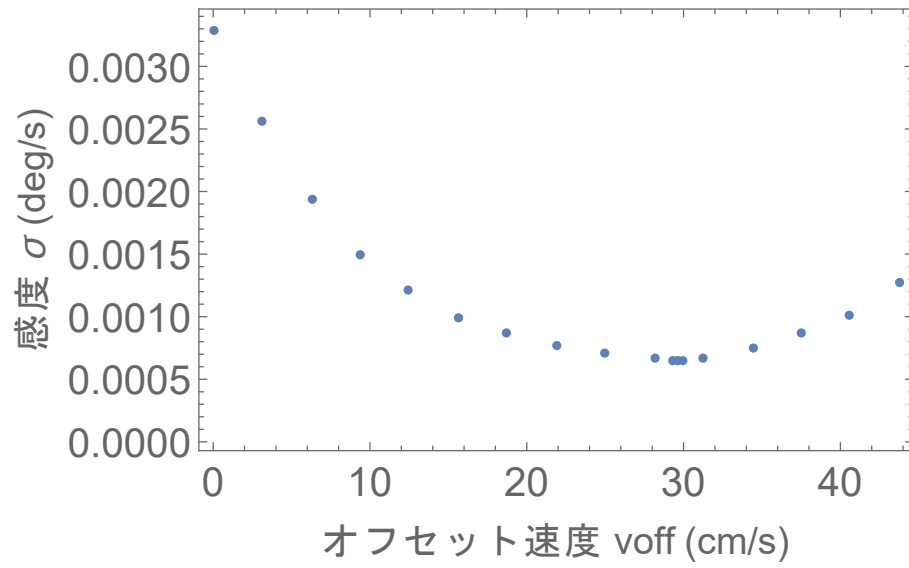


図 4.4: オフセット速度を変えた場合の感度の比較

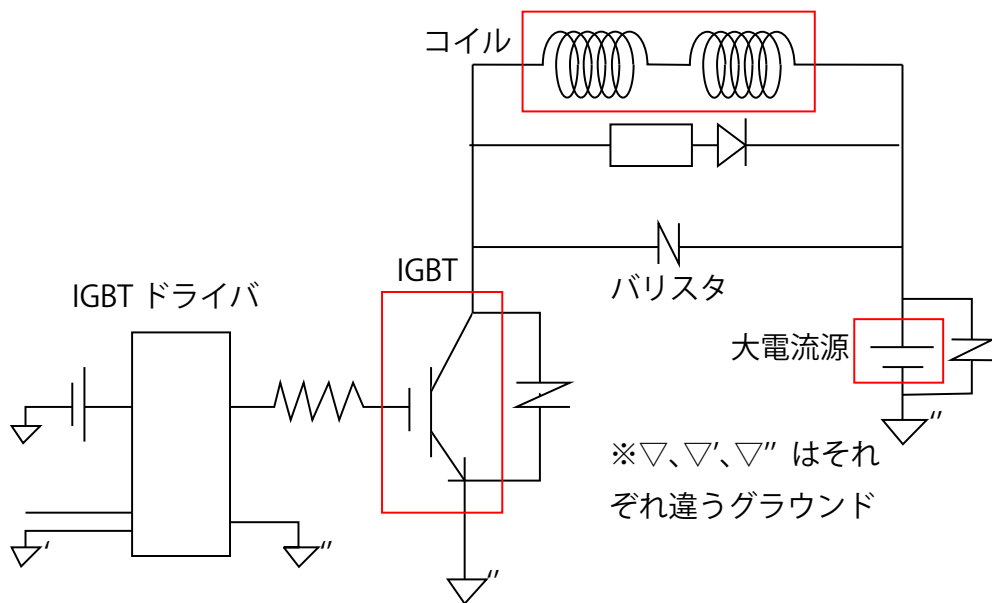


図 4.5: 電気回路

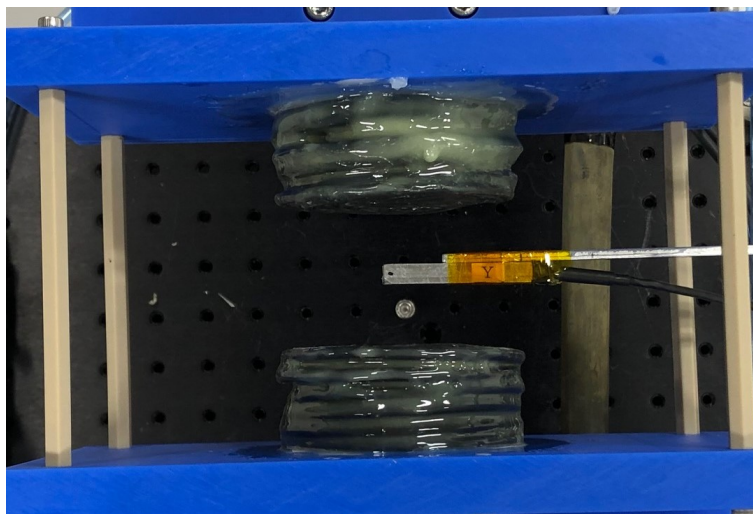


図 4.6: コイル

4.3 磁場の高速制御に向けた装置

磁場の高速制御のために回路を組んだ。その回路を図 4.5 に示す。大源流源から大きな電流をコイルに流し、大きな磁場勾配を発生させ、IGBT と IGBT ドライバを用いて電流を素早く切る回路となっている。IGBT はどのような電圧をかけてもよいものではないので、バリスタを用いて一定以上の電圧がかからないようにしている。以下では、回路の構成要素について説明する。

4.3.1 装置の構成

コイル

前節で約 1.1×10^3 G/cm の磁場勾配を与えればよいことが分かったので、約 1.0×10^3 G/cm の磁場勾配を目標にしてコイルを設計した。コイルの図と測定された磁場の値を以下に示す。作成したコイルは磁場勾配が約 500 G/cm と、想定していた磁場勾配の約半分になった。その原因として考えられるのは、当初予定していたよりもコイルが厚くなってしまったことである。想定していたコイルの厚さが 19.2 mm だったのに対し、実際のコイルでは 32.4 mm となっていた。コイルが厚くなってしまうと、コイルの面と面との間の距離を一定に保った場合、コイルが遠ざかってしまうことになるので磁場が小さくなる。そこでコイルの厚さを実測値に直した形で計算すると、実測値と一致する値を得ることができた。次

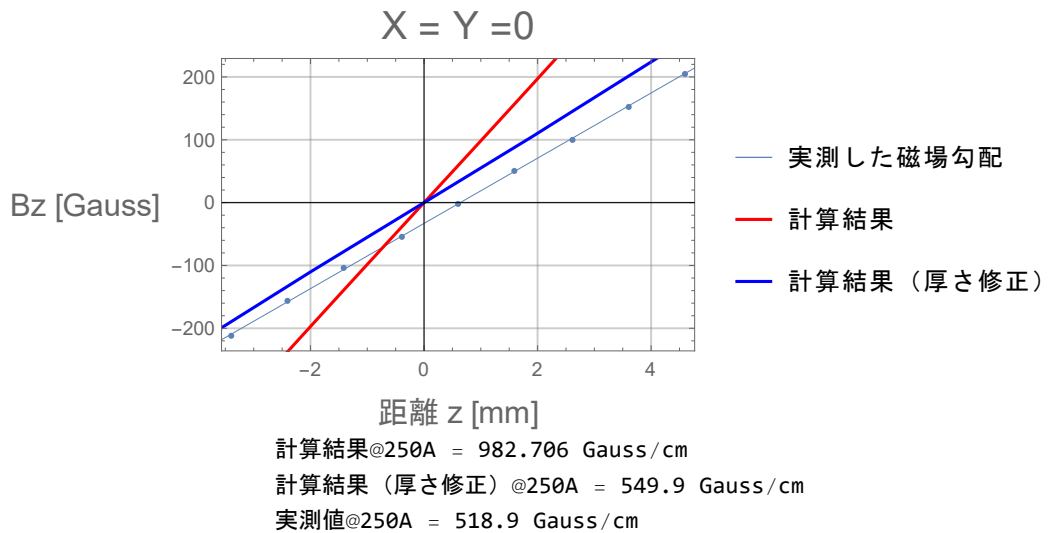


図 4.7: 磁場の位置依存性

にこのような装置を作るときは、コイルに凹凸ができないように丁寧な作りを心掛ける必要がある。

IGBT、IGBT ドライバ

IGBT は回路に流れている電流を素早く切る装置である。電流が流れるのはコレクタ・エミッタ間で、ゲート・エミッタ間にかかる電圧が一定以下のときは電流が流れず、一定以上のとき電流が流れる。この実験系ではエミッタは接地されているので、ゲートの電圧を操作することにより電流のスイッチができる。そのゲート電圧を操作するための装置が IGBT ドライバである。極めて短時間の間にスイッチングをしようとする、ゲートから大きな電流が流れる。IGBT ドライバを用いることによって、これらによる影響を考えずに外部から入力信号を入れることにより、IGBT をオン・オフできるようになる。

バリスタ

バリスタは両端にかかる電圧が一定以上になると電流を流し、一定以下だと電流を流さない性質を持つ。この性質から回路を高電圧から保護する目的で用いられる。この系では電流を数百 μ 秒のオーダーで切るので、コイルに大きな誘導起電力が生じる。コイルと抵抗をバリスタと並列につなぐことによって、コイルに大きな誘導起電力が生じたとしても、かかる電圧をバリスタにより制限すること

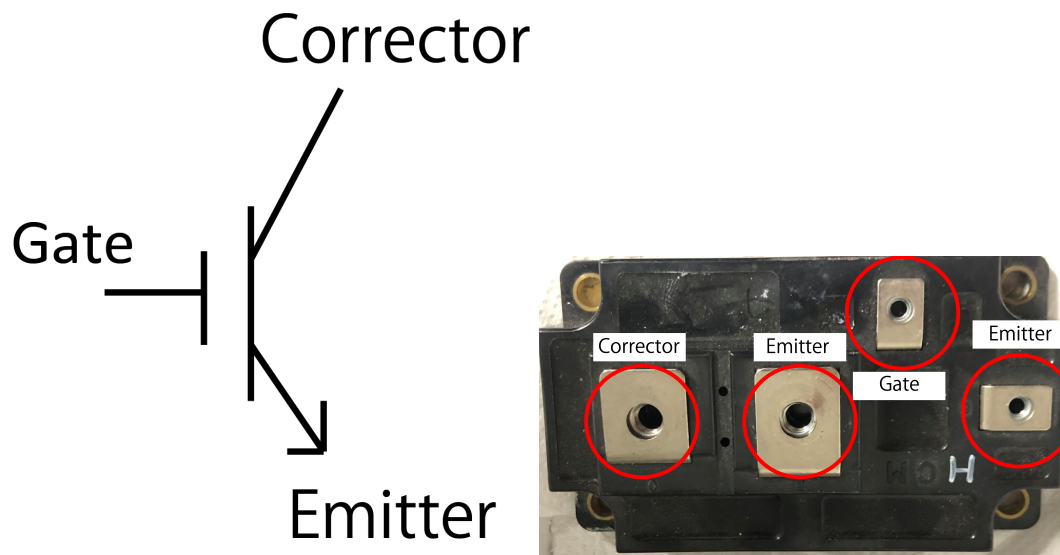


図 4.8: IGBT

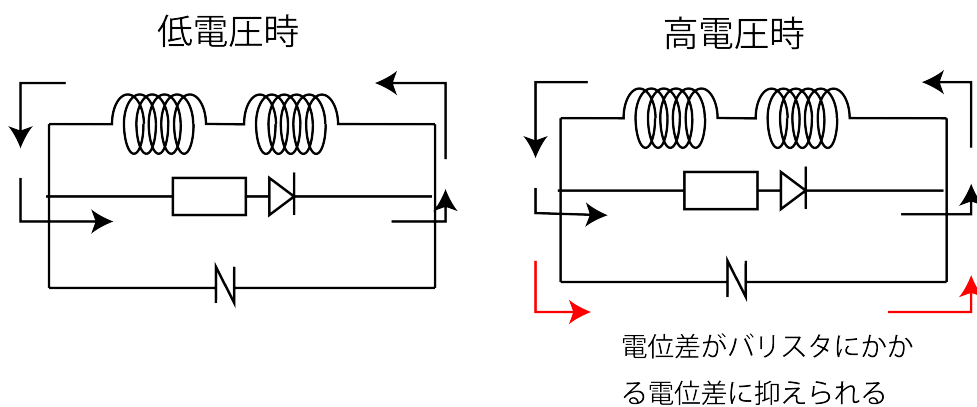


図 4.9: バリスタの役割

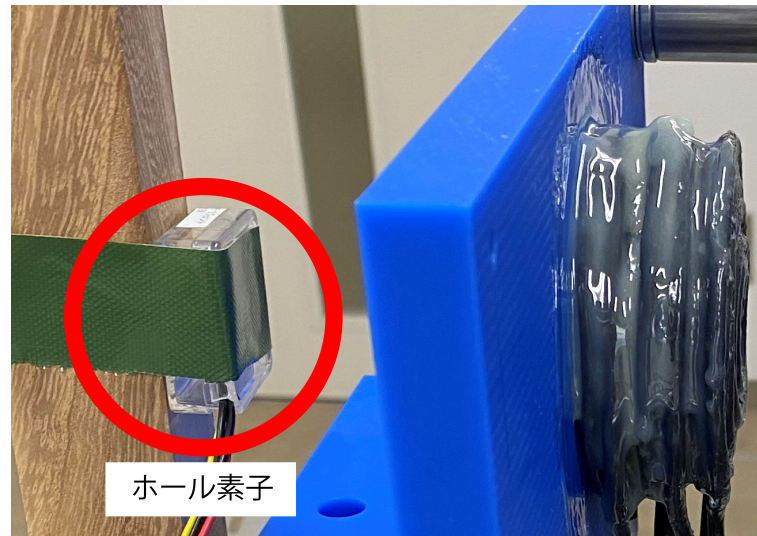


図 4.10: ホール素子を用いたコイルに流れる電流の測定

ができる。このように、大きな誘導起電力から IGBT を守るのが、今回バリスタを用いた主な役割である。

4.3.2 磁場応答に関する実験結果

電流のスイッチングをしたときの磁場の応答を調べる。ホール素子は観測された磁場を電圧として出力する装置である。これを用いてアンチヘルムホルツコイルから漏れ出る磁場の応答を見ることにより、コイルに流れている電流を間接的に知ることができる。ホール素子で得られた信号をオシロスコープで観測したのが、図 4.11 と図 4.12 である。電流の時定数を知るために、波形が自然対数の指数関数に近似できるとしてフィッティングをする。この電圧値はコイルに流れている電流に対応する。

表 4.1: フィッティングから求められる時定数

立ち上がり	立下り
1.43 ms	32 μ s

立ち上がりに関しては、時定数がミリ秒のオーダーになってしまい、磁場勾配の大きさを矩形波で考えていた前節の状況と一致しない。磁場勾配が最大になるまでに 5 ms はかかっているので、磁場勾配が一定の領域で速度を与えようとしても、磁場勾配が一定でない区間での加速が大きく乗ってしまうことになる。立下り

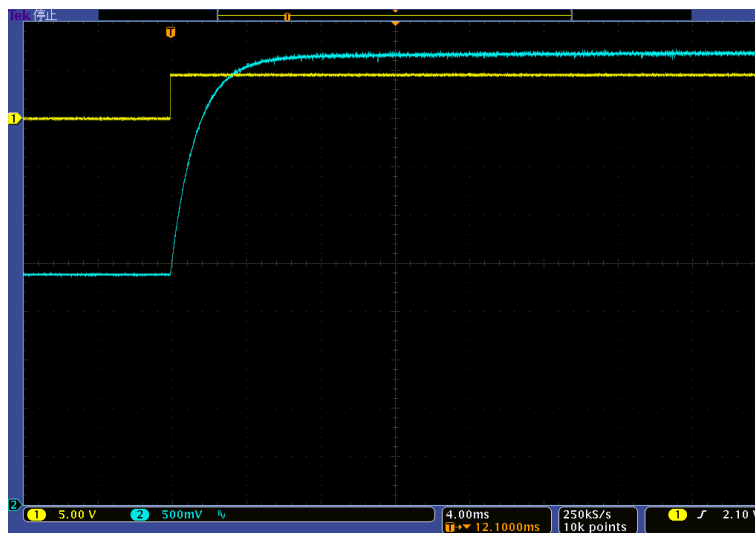


図 4.11: 電流を入れたときの磁場応答

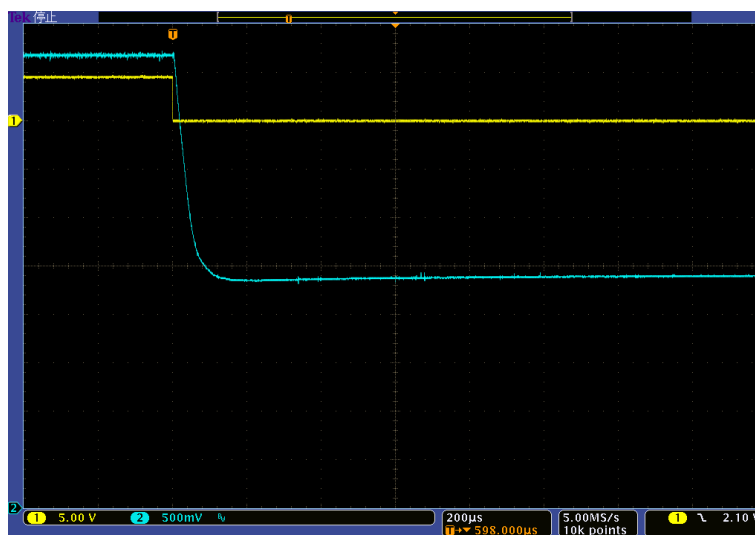


図 4.12: 電流を切ったときの磁場応答

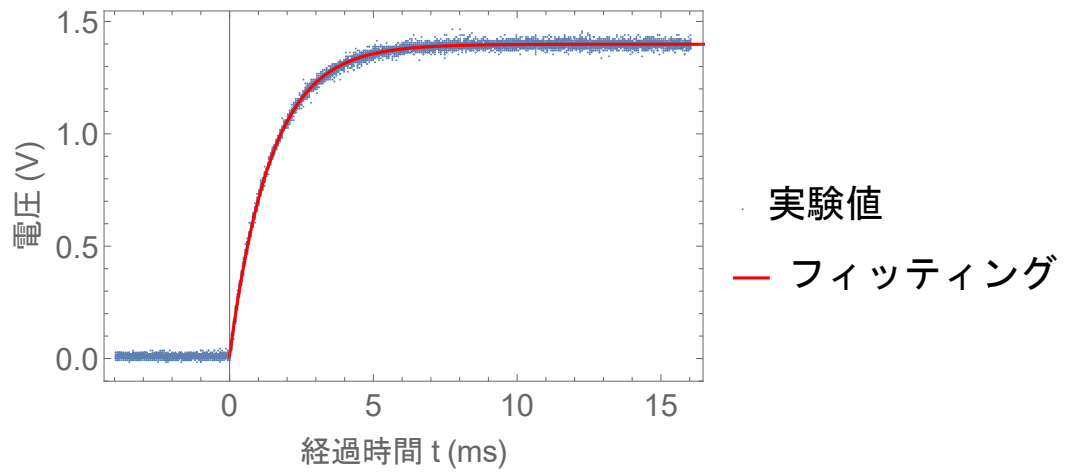


図 4.13: 電流を入れたときの磁場応答のフィッティング

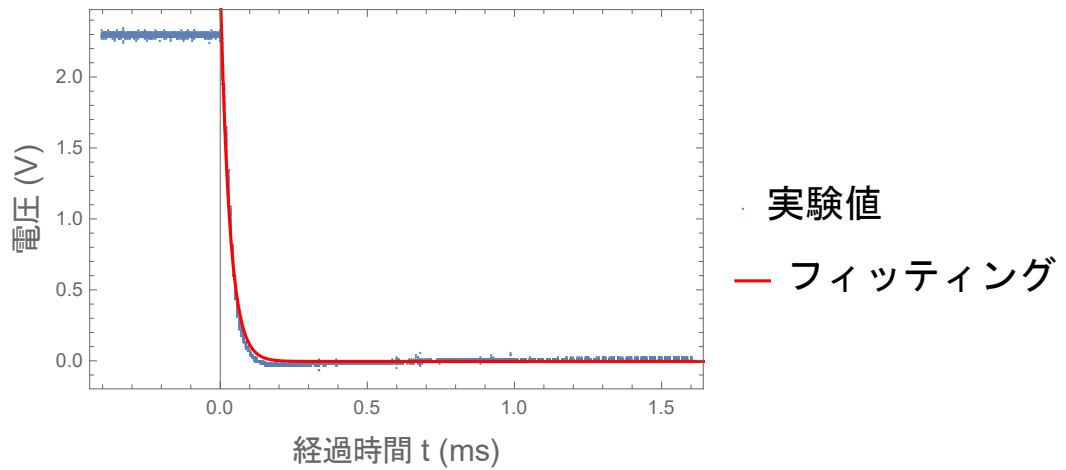


図 4.14: 電流を切ったときの磁場応答のフィッティング

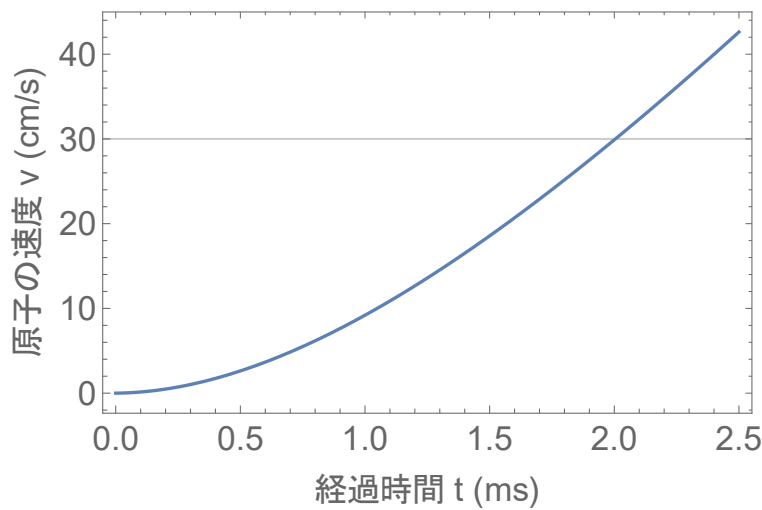


図 4.15: 電流を流す時間と受ける速度の関係

に関しては、ホール素子の周波数応答に対する適正検出レンジが 10 kHz なので、検出された波形が正しくない可能性がある。また、バリスタの影響で電流が線形に減少していくところを無理やり指数関数でフィットしているので、この時定数の信用度は低い。しかし、IGBT の影響から、立ち上がりよりも十分短い $150 \mu\text{s}$ で完全に電流が切れていることが分かる。

4.3.3 磁場を切るタイミングの検討

前小節で、磁場を立ち上げるときの時定数が 1.4 ms であることが分かった。この状態で目標のオフセット速度をつけることができるのか検証する。図 4.13 のデータを用いて計算を行う。フィッティングした立ち上がりの電流の関数を、磁場勾配の関数に磁場勾配の最大値が 500 G/s となるように変換し、古典的な運動方程式を用いて計算を行う。この図から電流を加え始めて約 2.0 ms ほど経過すると、目標の速度に到達することが分かった。また、同じように電流を加えてから原子が移動する距離も考えることができる。この磁場の立ち上がり方だと、目標の速度がつくまでに原子雲が 0.22 mm ほど広がる。これを式 4.12 に代入すると、 $\Delta\delta\Omega \approx 0.3\delta\Omega$ となり、感度が三割ほど悪くなることが分かった。感度は悪化しないことが望ましいが、オフセット速度を与えない場合と比較して感度は約 5 倍となっているので、感度の良化は十分に検知できると考えられる。

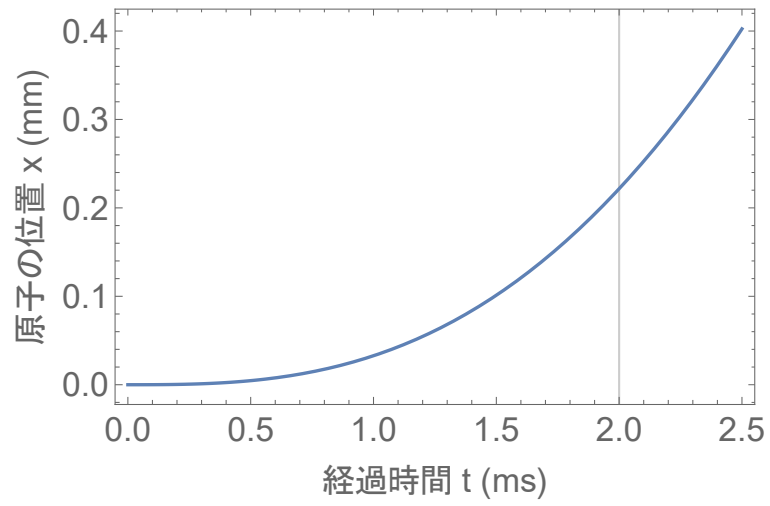


図 4.16: 電流を流す時間とその間に移動する距離との関係

第5章 まとめと今後の展望

5.1 まとめ

PSAIは幾つかの長所がある一方で感度が悪いという欠点があった。そこで私はPSAIの感度向上に向けて、動径方向にオフセット速度をつけるという手法を提案した。理論とシミュレーションにより、この手法を用いることで感度が向上することを示した。この手法を実装するために、原子と四重極磁場を相互作用させることを考え、実験系を構築した。水冷式アンチヘルムホルツコイルからなるこの実験系は、提案した手法を用いるに足る性能を持っていることを、実験により確認した。

5.2 今後の展望

今の実験系において、オフセット速度を与える際に原子は全方位に力を受ける。式2.18から、ラマン光と平行な速度成分は位相差に寄与しないため、ラマン光と平行な方向にオフセット速度をつけても感度向上に寄与しないことが分かる。さらに、ラマン光と平行に速度を受けると、ドップラー効果の影響により原子にレーザーを対向照射しても、2光子ラマン過程が誘起されなくなり、実効的な原子数の減少を招いてしまう。そこで図5.1のように、4本の直線銅線からなる系を考える。このとき、電流と垂直な面にしか磁場が発生していないので、ラマン光を電流の流れと平行に照射することにより、原子と磁場の相互作用でラマン光と平行な速度成分を受けることがなくなる。このような電流の流れを実現するために、片方の軸が長いコイルを4個作りガラスセルの側面に設置する。このとき、隣り合うコイル同士で逆向きの電流を各コイルに流すことによって、図5.1の状態を作り出すことができる。

今後はこのコイルを作成し、このコイルを用いた実験系でPSAIの感度が向上することを確かめることが目標である。

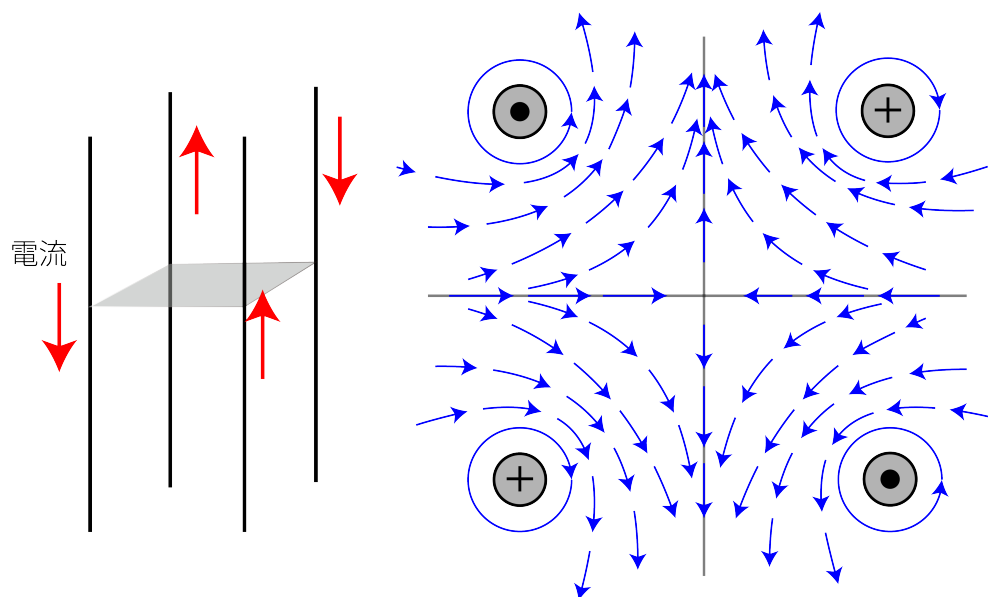


図 5.1: 発生させたい磁場

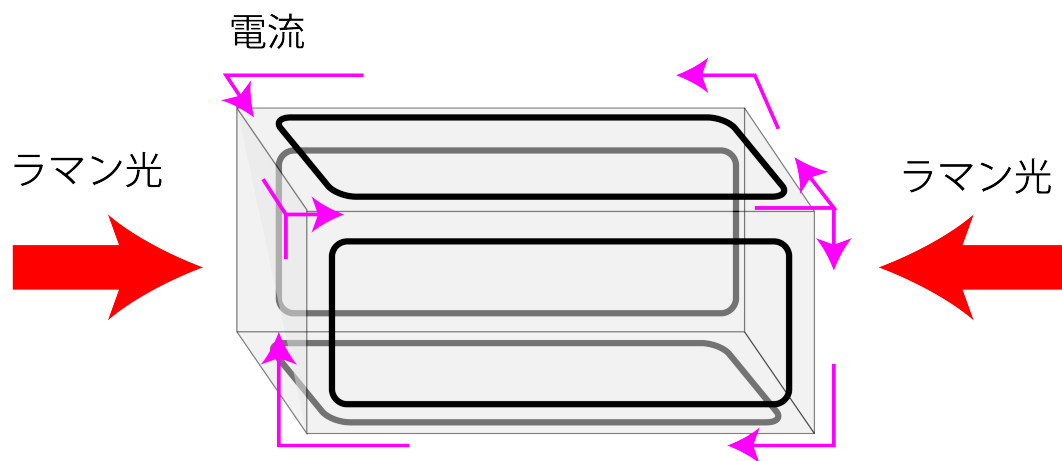


図 5.2: 作成予定の系

謝辞

本卒業論文は、私が東京工業大学理学院物理学系の学士過程4年に、上妻研究室で行った1年間の研究をまとめたものです。本研究の遂行にあたって、数多くの方に助言をいただきました。この場を借りて深くお礼申し上げます。

指導教官である上妻幹旺教授には、この1年間大変お世話になりました。この研究室に所属された時から大変熱心なご指導をいただき、本研究が開始した後も実験の進め方や光学素子の扱い方など、研究のいろはを教えてくださいました。特に実験系の構築においては夜遅くまで実験にお付き合いいただき、先生のご指導がなければ実験系の構築は実現できませんでした。ありがとうございました。

井上遼太郎特任准教授には、研究に必要な事柄に対する理論的な解釈について数多くの助言をいただきました。また、発表準備の段階において貴重な時間の中、発表資料のチェックをいただくことができました。ありがとうございました。

ミランダ・マルティン特任助教には、前期に行われたコロキウムに際して数多くの助言をいただきました。また、シミュレーションでの計算方法に対して的確な助言をいただき、計算時間の大きな短縮につながりました。ありがとうございました。

博士課程3年の宮澤裕貴さんには、光学実験の研修の際に光学素子の扱い方などを教えてくださいました。また、私に分からない理論的な事柄について親身に助言をくださいました。ありがとうございました。

博士課程3年の細谷俊之さんには、光学実験の研修の際に装置の使い方などを教えてくださいました。また、実験を始めた後も度々助言をいただくことができました。ありがとうございました。

博士課程1年の小田拓実さんには、同じPSAIグループとして一緒に実験を行いました。その際に実験の行うために必要な事柄を数多く教えてくださいました。また、夜遅くまで実験をお手伝いしていただくことができました。ありがとうございました。

修士課程2年の上田剛生さんには、磁場の測定に際して助言をいただきました。また、実験器具の位置などを教えてくださいました。ありがとうございました。

修士課程2年の松井宏樹さんには、光学実験の研修の際に多くの知見を与えて

いただきました。また、磁場関連の話について数多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

修士課程2年の長尾胡桃子さんには、前期に行われたコロキウムに際して多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

修士課程1年の高梨健太さんには、光学実験の研修の際にこの研究室で実験を行うために必要な知識を教えてくださいました。ありがとうございました。

修士課程1年の谷口建人さんとは、光学実験の研修を共に行いました。また、授業でわからないことに対して相談に乗っていただくこともありました。他にも、大電流源を運ぶなどの力仕事に御協力いただきました。ありがとうございました。

修士課程1年の久保直人さんとは、光学実験の研修を共に行いました。また、授業でわからないことに対して相談に乗っていただくこともありました。ありがとうございました。

学部4年の松原佳祐君とは、同じ研究室の同期として多くの時間を共に過ごしました。他愛もない雑談などにも付き合ってくれて、大きな精神的な支えとなりました。ありがとうございました。

最後に、学士過程の4年間を金銭的、精神的に支えてくれた家族に感謝します。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] JianCheng Fang and Jie Qin, "Advances in Atomic Gyroscopes: A View from Inertial Navigation Applications", *Sensors* 2012, 12, 6331-6346
- [2] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli and G. M. Tino, "Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms", *Nature (London)* 510, 518 (2014).
- [3] F. Bosi, G. Cella, A. Di Virgilio, A. Ortolan, A. Porzio, S. Solimeno, M. Cerdonio, J. P. Zendri, M. Allegrini, J. Belfi, N. Beverini, B. BouhadeF, G. Carelli, I. Ferrante, E. Maccioni, R. Passaquieti, F. Stefani, M. L. Ruggiero, A. Tartaglia, K. U. Schreiber, A. Gebauer, and J-P. R. Wells, "Measuring gravitomagnetic effects by a multi-ring-laser gyroscope", *PHYSICAL REVIEW D* 84, 122002 (2011)
- [4] 鈴木崇伸, 堀宗朗, 壁谷澤寿海, "ジャイロセンサを用いた地震観測の有効性に関する考察", *応用力学論文集 Vol.9*, pp.701-708 (2006 年)
- [5] T. L. Gustavson, P. Bouyer and M. A. Kasevich, "Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope", *Phys. Rev. Lett.* 78, 2046
- [6] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, "Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry", *Phys. Rev. Lett.* 97, 010402
- [7] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Estève, M. K. Oberthaler, "Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit", *Nature* volume 464, pages1165–1169(2010)
- [8] P. Berg, S. Abend, G. Tackmann, C. Schubert, E. Giese, W.P. Schleich, F. A. Narducci, W. Ertmer, and E. M. Rasel, "Composite-Light-Pulse Technique for High-Precision Atom Interferometry", *Phys. Rev. Lett.* 114, 063002

- [9] Yun-Jih Chen, Azure Hansen, Gregory W. Hoth, Eugene Ivanov, Bruno Pelle, John Kitching, and Elizabeth A. Donley, "Single-Source Multiaxis Cold-Atom Interferometer in a Centimeter-Scale Cell", *Phys. Rev. Appl.* 12, 014019 (2019)
- [10] Gregory W. Hotha, Bruno Pelle, Stefan Riedl, John Kitching, and Elizabeth A. Donley, "Point source atom interferometry with a cloud of finite size" *Appl. Phys. Lett.* 109, 071113 (2016)
- [11] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich, "Long-Term Stability of an Area-Reversible Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope" *Phys. Rev. Lett.* 97, 240801 (2006)
- [12] Gregory W. Hoth, "Development and Characterization of an Interferometer Based on an Expanding Ball of Atoms", PhD thesis
- [13] Todd Lyndell Gustavson, "PRECISION ROTATION SENSING USING ATOM INTERFEROMETRY", PhD thesis
- [14] Jason M. Hogan, David M. S. Johnson and Mark A. Kasevich, "Light-pulse atom interferometry"