# 可搬型原子重力計の実験室外測定に向けた装置の改良

#### 1 背景と目的

#### 1.1 研究背景

現在主流に用いられている重力加速度計は Faller らが 1995 年 に開発した FG5 という絶対重力計である [1]. これはコーナー キューブという光学素子を真空中を自由落下させ落下距離, 時間 をマイケルソン干渉計で測定するというものである. これによっ て得られる重力加速度の不確かさは  $\Delta g/g \simeq 10^{-9}$ [2] であるが, これ以上の精度を求めることは困難であると考えられている. さ て,1990 年代に Steven Chu が原子の波動性による中性原子の物 質波による干渉実験と重力加速度の測定を行った [3][4]. これは冷 却原子に対して  $\pi/2 - \pi - \pi/2$  パルス幅のラマン光を照射するこ とで, 原子が重ね合わせ状態に分割され, 状態が反転し, 干渉する ようになるというものである.

この原子干渉計型重力加速度計は光学式と同等以上の精度を目 指せるものである.理由として原子一つ一つがセンサーとして働 くため個体差などは存在せず,原子時計のような基準として働く と言われている.また可動部が一切存在しないため高耐久であり, 次世代の重力加速度計として期待されている.また車や飛行機に 搭載できるような小型化や耐久性の向上に成功すれば広範囲,長 時間の精密な連続測定が可能になるため,地球物理においての応 用が考えられている.

## 1.2 研究の目的

現在我々の研究室ではレーザー冷却用に<sup>87</sup>Rbを用いた,高い測定 精度でフィールド測定が可能な,小型可搬の原子干渉計型重力加 速度計の開発を目指している.このような装置の開発により,地殻 変動の検知による地震予測や,重力加速度をマッピングすること によって求まる重力勾配を元に地下資源を予測する,といった応 用が期待されている.測定感度については地球物理への応用が可 能な  $\Delta g/g \simeq 10^{-8}$ となった [5].これを維持したままより小型か つ簡略な装置を作成し,実験室外での重力加速度の測定をするこ とを短期的な目標としている.

これまでの開発において,開発におけるパラメータの調整がし やすいように大型だがパラメータの自由度の高い装置を用いて実 験系を作成したり,実験器具での不都合が生じた際に仮の簡易な 方法で装置の不具合を修正した点が多々存在していた.このよう な大きかったり,煩雑だったりする装置では小型可搬の装置とは 言えず,フィールド測定では不都合が多い.これらについて今回私 は,適切な実験上のパラメータがわかった現在では自由度は低い がより小型な装置に置き換えたり,仮の修正をより効率的かつ簡 便になるように置換すること,実験時間を短くするパラメータを 見つけることなど通じて実験室外での測定を目指した.

## 2 原理

原子重力計は冷却した原子の干渉を用いた原子干渉計を構成する ことで成り立つ.そこで本章では誘導ラマン遷移と,それを用いた 原子干渉計の原理,そして重力の決定について述べる.

#### 2.1 誘導ラマン遷移

原子の干渉を観測する際,自然放出が存在すると干渉フリンジ の観測がしにくく,測定感度が落ちる.そこで寿命が長く,か つ二光子過程である誘導ラマン遷移を用いることが原子干渉 計の構成にふさわしいと考えられる.<sup>87</sup>*Rb* について,これの  $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0 \ge |e\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$ の遷移寿命は 100ms 程度の原子を干渉させる時間よりも十分長 い.また原子干渉計では反跳による空間的な分離を利用している が,この分離が大きいと測定感度が上がる.誘導ラマン遷移は反跳 が大きいため,原子干渉計では利点の一つである.

ここでは3準位系での誘導ラマン遷移について述べる.



図 2.1 のような準位にレーザーを対向させて  $(k_1 \simeq -k_2)$  入射させることを考える.すると

$$\omega_{eff} = \omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_{eg} \tag{2.1}$$

$$(k_{eff}) = (k_1 - k_2) \simeq 2k_1$$
 (2.2)

$$\phi_{eff} = \phi_1 - \phi_2 \tag{2.3}$$

となる. 原子の受け取る運動量は  $p = \hbar k$  であるが, 対向させずに 入れると  $p = \hbar k_1 + k_2 \simeq 0$  となるため, 対向させて入射させると より大きな運動量を得ることができる. ここで二光子遷移の内, 離 調  $\Delta$  が離調  $\delta_{12}$  や  $|i\rangle$  の線幅よりも十分大きいとすると, この系 での自然放出や中間準位との相互作用を考える必要がなく, この 系を共鳴周波数  $\omega_{eg} = \omega_{eff} - \delta_{12}$ , 運動量変化が  $\hbar k_{eff}$  の二準位 系として考えることができる. このような3準位系を考えると, 自 然放出の影響を考えない原子のハミルトニアンは

$$\mathscr{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_L \quad (2.4)$$

 $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 \cos(\boldsymbol{k}_1 \cdot \boldsymbol{x} - \boldsymbol{\omega}_1 \boldsymbol{t} + \boldsymbol{\phi}_1) + \boldsymbol{E}_2 \cos(\boldsymbol{k}_2 \cdot \boldsymbol{x} - \boldsymbol{\omega}_2 \boldsymbol{t} + \boldsymbol{\phi}_2) \quad (2.5)$ 

である.ここでこの3準位系の各準位を $|g, p\rangle$ , $|i, p+\hbar k_1\rangle$ , $|g, p+\hbar k_{eff}\rangle$ としたとき,前述のとおり中間準位の影響を無視して考えると, $|g, p\rangle$ , $|g, p+\hbar k_{eff}\rangle$ からなる2準位系のハミルトニアンは

$$\mathscr{H} = \hbar \begin{pmatrix} \Omega_e^{AC} & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} \exp\left(-i(\delta_{12}t + \phi_{\text{eff}})\right) \\ \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} \exp\left(i(\delta_{12}t + \phi_{\text{eff}})\right) & \Omega_g^{AC} \end{pmatrix}$$
(2.6)

と書くことができる [5]. ここで 2 準位の光シフトをそれぞれ  $\Omega AC_g, \Omega_g^{AC}$  とし, 実効的な基底状態間の周波数を  $\Omega_{eff}$  とした. また (2.6) 内の文字は以下の式であらわされる.

$$\Omega_g^{AC} = \frac{|\Omega_{g,1}|^2}{4\Delta} + frac|\Omega_{g,2}|^2 4(\Delta - \omega_{eq})$$
(2.7)

$$\Omega_e^{AC} = \frac{|\Omega_{e,1}|^2}{4(\Delta + \omega_{eg})} + frac|\Omega_{e,2}|^2 4(\Delta)$$
(2.8)

$$\Omega_{g,n} = \frac{\langle i | \boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{n}} | g \rangle}{\hbar} \tag{2.9}$$

$$\Omega_{e,n} = \frac{\langle i | \boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{n}} | e \rangle}{\hbar} \tag{2.10}$$

$$\delta_{12} = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e g + frac \mathbf{p} \cdot \mathbf{keff} m + \frac{\hbar |\mathbf{k_{eff}}|^2}{2m}) \quad (2.11)$$

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_e^* \Omega_g}{2\Delta} \exp i(\phi_1 - \phi_2)$$
 (2.12)

これにより 2 準位の相対的な AC シュタルクシフト  $\delta^{AC}$  とこ れを含めた共鳴から外れたラビ周波数  $\Omega_R$  は

$$\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC} \Omega_R = \sqrt{\Omega_e f f^2 + (\delta_{12} - \delta^{AC})^2} \qquad (2.13)$$

であらわすことができる. このときラマン光をτ秒この 2 準位系に 照射することを考えると,|e⟩ の原子の存在確率は

$$P_e(\tau) = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin(\Omega_R \cdot \frac{\tau}{2})$$
(2.14)

とあらわすことができる [6]. それぞれ  $\tau = \pi/\Omega_R, \tau = \pi/2\Omega_R$ の とき, これを  $\pi$  パルス, $\pi/2$  パルスの光と呼ぶ. それぞれの光を原 子に照射すると, それぞれ原子数の半分, すべてが励起状態へ移動 する.

#### 2.2 原子干渉計の原理

原子干渉計は図 2.2 のように基底状態  $|g, p\rangle$  の原子に三つのラマ ンパルスを  $\pi/2 - \pi - \pi/2$  の当てることで, 原子の状態を分離し, 反転させ, 再結合させている.より具体的には, 最初の  $\pi/2$  パルス では原子群を  $|g, p\rangle$  から  $|g, p\rangle$ , $|g, p + \hbar k_e ff\rangle$  に半分ずつに分離 し, これを相互作用時間 T だけ時間発展させることで,反応した 原子の波束は反跳により反応しなかった原子の波束と空間的に分 離される.次に  $\pi$  パルスを照射することでそれぞれの原子群の状 態を反転させ, 最後に  $\pi/2$  パルスを照射することで原子を結合し, 干渉させる.



図 2.2: 原子干渉計の原理

原子の位相の発展の原因としては経路による位相発展と光との 相互作用による位相発展が考えられる.それぞれの経路での位相 発展を ΔΦ<sub>1</sub>, ΔΦ<sub>2</sub> とすると, 経路による位相差は

$$\Delta \Phi_{path} = \Delta \Phi_2 - \Delta \Phi_1 = (S_2 - S_1)/\hbar \qquad (2.15)$$

である. また

$$S = \int_0^{2T} \mathscr{L}[z(t), z(t)] dt \qquad (2.16)$$

であるが,このラグランジアンは

$$\mathscr{L} = \frac{1}{2}mz^2 - mgz \tag{2.17}$$

である. 保存場である一様な重力場中では, これは経路によらず常 に一定なため, $\Delta \Phi_{path} = 0$ である.

つぎに光と原子の相互作用による位相発展を考えると,これは 相互作用をしている励起状態での位相シフトを考えればよく,

$$\Phi_{A/L} = (\Phi(t_1) - \Phi(t_2)) - (\Phi(t_2) - \Phi(t_3))$$
(2.18)

である. 重力場中では落下によるドップラーシフトが生じるため, 離調は

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{eq} \frac{\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{k_{eff}}}{m} + \frac{\hbar |\boldsymbol{k_{eff}}|^2}{2m} + \Omega_{AC} + \boldsymbol{k_{eff}} \cdot \boldsymbol{gt})$$

$$= \omega_0 - \boldsymbol{k_{eff}} \cdot \boldsymbol{gt}$$
(2.19)
(2.20)

のように,時間に依存する項と依存しない項にまとめることがで きる.よって原子の感じるそれぞれのパルスの位相は

$$\Phi(t_i) = \int_{t_0}^{t_i} \delta(t) dt = \delta_0 t - \frac{\mathbf{k_{eff}} \cdot \mathbf{g} t^2}{2}$$
(2.21)

となる. よって

$$\Phi(t_1) = 0 \tag{2.22}$$

$$\Phi(t_2) = \delta_0 \cdot T - \frac{\boldsymbol{k_{eff}} \cdot \boldsymbol{g} \cdot T^2}{2}$$
(2.23)

$$\Phi(t_3) = \delta_0 \cdot 2T - \frac{\boldsymbol{k_{eff}} \cdot \boldsymbol{g} \cdot 4T^2}{2}$$
(2.24)

となる. これらより位相シフト  $\Phi_{A/L}$  は

$$\Phi_{A/L} = \boldsymbol{k_{eff}} \cdot \boldsymbol{g}T^2 \tag{2.25}$$

と相互作用時間 T の 2 乗に比例して大きくなるとわかる.また離 調 $\delta << \Omega_{eg}$  では  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルスを当てた後の励起状態の 存在確率  $P_{|e, P+\hbar k_{eff}\rangle}$  は

$$P_{|e, \boldsymbol{P} + \hbar \boldsymbol{k_{eff}}\rangle} = \frac{1 - \cos(\Phi_{all})}{2}$$
(2.26)

となる. 経路による位相差と相互作用による位相差の合計の位相 差は  $\Phi_{all} = \Phi_{A/L}$ であったため, 励起状態の存在確率は

$$P_{|e, \boldsymbol{P}+\hbar\boldsymbol{k_{eff}}\rangle} = \frac{1 - \cos(\Phi_{A/L})}{2} \tag{2.27}$$

$$=\frac{1-\cos(\boldsymbol{k_{eff}}\cdot\boldsymbol{g}\cdot\boldsymbol{T}^2)}{2} \qquad (2.28)$$

となる.

#### 2.3 原子干渉計による重力加速度の決定

重力場中の原子の共鳴周波数は重力による落下によるドップラー シフト (~ 25MHz/s) により常に変化している.

ラマンレーザーの周波数を  $\beta$ (MHz/s) で掃引することを考える. すると干渉計の位相差は

$$\Phi_{all} = \Phi_{A/L} - \Phi_{sweep} \tag{2.29}$$

と表せる.またこの掃引による位相シフトは

$$\Phi_{sweep} = 2\pi\beta T^2 \tag{2.30}$$

で表すことができる. これにより干渉計のトータルの位相差を調 整することができ,β を変化させるとこれに対する励起状態の原子 の割合が cos 関数に沿って変化する. この干渉フリンジの様子を 測定し, 干渉する原子の割合が最小の0になるとき,

$$\Phi_{all} = bmk_{eff} \cdot \boldsymbol{g} \cdot T^2 - 2\pi\beta_g T^2 = 0 \qquad (2.31)$$

となるため,

$$g = \frac{2\pi\beta_g}{k_{eff}} \tag{2.32}$$

という重力加速度の決定式を導くことができる.

# 3 実験室外測定に向けた改良

ここでは実験室外測定に向けた改良について施した改良について 述べる.大きく小型化,簡略化の改良と,実験シークエンスの見直 しに大別できるため,それぞれ説明する.

#### 3.1 小型化,簡略化の改良

実験系の小型化のため,レーザー強度制御用回路の改良を行った. シンプルな加算回路からスイッチング用のアナログスイッチを用 いた回路にすることでオフセットの排除を盤石にした.次に実験 で用いるマイクロ波回路について,独立した2つのマイクロ波が 実験に必要なため,別個に生成していたものを,一つの周波数基準 源から出力できるようにした.

これらの改良によりラック一段分の実験装置の削減ができ,再 配置,再配線を行うことができた.これにより,図??から図??にす ることができた.



**図 3.1:** 再配線前



図 3.2: 再配線後

# 3.2 実験シークエンスの短縮

実験は原子の冷却→原子の状態選択→干渉→測定といった シークエンスの繰り返しである. 1.6s/Seq のうち, 原子をあ る程度冷やす MOT の時間が 1000ms と殆どを占めていた. こ の後に PGC で更に低温にするため徒に MOT 時間が長い必 要はない. そこで MOT 時間の最適化を測った.MOT 時間を 0ms,100ms,200ms,...,1000ms としたときの重力計の感度をそれ ぞれ三度測定して記録し, プロットした. 結果は図 3.3 のように なった.



図 3.3: MOT 時間と感度

結果を見ると MOT 時間が短いほうがより感度が高く, また長 いと感度のばらつきが目立つといったものになった. 図を見るに 200ms 以下の MOT 時間がふさわしいと考えられる.

## 4 原子重力計の持ち出しと干渉フリンジの観測

原子重力計のこれまでの改良により, 実際に実験室外へ系を持ち 出して測定することが可能になった.そこで実験室のある 5F か ら 2F に実験系を搬出し, フリンジを測定することまでできるよう になった.

搬出に関して, ラックの車輪が小さく, 段差に弱すぎるのではな いかなどの懸念点はいくつかあったが, そこは大した問題ではな く一時間程度で運ぶことは終わった.問題点としては系の電源を 入れても MOT の蛍光を観測することができないことが挙げられ た.これについては z 軸方向の対向する光を入れるミラーのアラ イメントが崩れていたことが原因とわかり, それの修正をするこ とで MOT の蛍光を観測することができた.

移動した原子重力計は写真 4.1 である. 中央上段のモニタの, そ の中央に MOT の蛍光が浮いているのがわかる. また左のシリ ンダが測定部, 左ラックが slave レーザーと PC からの電圧ポー ト, 中央がモニタとマイクロ波回路, 磁場制御回路等, 右ラックが master レーザーである.



図 4.1: 移動後の原子重力計の様子

ここで試運転として実際にフリンジを測定した. 結果は図 4.2 の ようになった. これの b の感度は 2×10<sup>-7</sup> と実験室での測定から は落ちている. フリンジを見ると掃引レートが大きくなると, つま り測定開始から時間が経つと外れ値が大きくなっていることがわ かる. この後干渉信号に電気的なノイズが常に乗ってしまったた め意味のある測定結果を残すことができなかった. 理由としては AOM ドライバの熱暴走, ディテクタで測定した干渉信号を増幅す る, 反転増幅回路のアースがきちんと取れていないこと等色々挙 げられ, 修正をしたが, 完全にノイズを取り除くことはできなかっ た. フリンジの外れ値はこのノイズが原因であると考えられる.



図 4.2: 移動後の干渉フリンジ

今のところうまく測定することはできていないが, 原子重力計 を搬出し, 干渉フリンジを測定することができたため, まずまずの 目的は達成することができたと言える.

## 5 結論と今後

今回原子干渉型可搬重力加速度計の屋内フィールドでの測定に向 けた改良を多数施した.より小型な装置に置き換えたり,仮の修正 をより効率的かつ簡便になるように置換すること,また効率的な 再配線や再配置を進めた結果,実験装置全体としては原子が干渉 するシリンダ,ラック三台と PC のみとなり,室外に問題なく搬出 できた.また測定シークエンス内の MOT 時間の短縮を通じてよ り効率的で精度の高い測定に向けた改良を施せた.そして最後に 原子重力計を実験室外に搬出することができ,干渉フリンジも不 完全ながらも測定することができた.今後はノイズの除去,そして 低層階と高層階での測定結果の比較を目指し,現在よりもより簡 略な装置の作成を進めていく予定である.

#### 参考文献

- T.M. Niebauer , G.S. Sasagawa , J.E. Faller , R. Hilt, and F. Klopping , "A new generation of absolute gravimeters", Metrologia, 32, 159-180., (1995)
- [2] 国土交通省 国土地理院, 地上重力測量, https://www.gsi.go.jp/buturisokuchi/grageo\_gravitysurvey. html,(参照 2024-01-29)
- [3] M. Kasevich and S. Chu, "Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer", Appl.Phys.B, 54, 321-332., (1992)
- [4] A. Peters , K.Y. Chung and S. Chu , "Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms", Nature , 400, 849-852., (1999)
- [5] 北条孟," ハイブリット方式を用いた可搬型原子重力計の高感 度化", 修士論文 (電気通信大学,2023)
- [6] 霜田光一,"レーザー物理入門",岩波書店,(1983)