

# 可搬型原子重力計の開発

中川研究室 山崎智樹

## 1 序論

原子を極低温まで下げると、原子は粒子としてのふるまいではなく、波としての性質を帯びてくる。1990年代、この原子の波としての性質を用いて、光の干渉計と同様に、原子でも干渉信号の観測が確認された[1][2]。中性原子は内部に電荷が無いため、外部電磁場等の外乱との相互作用がほとんどないことに加え、内部の量子状態を電磁場で精密に制御できることから、干渉計の精度向上が期待されている[3]。現在、可搬型の原子干渉計は地球物理学、測地学、資源探査、慣性航法などの応用が期待されている。また、これらの応用のために測定感度として $\Delta g/g \approx 10^{-8} \sim 10^{-9}$ 程度の精度が求められている。

本研究では高い測定感度を維持しつつ、装置の簡素化、小型化を進めることで可搬型の原子重力計の開発を最終目的としている。昨年度、我々の研究室で行われていた実験により得られた測定感度は $\Delta g/g = 1.5 \times 10^{-5}$ 程度である[4]。昨年度の装置では目標の感度に到達していない。そのため私は、実験装置を可搬型なものに組み換え、その動作確認、及び測定感度を制限する原因を突き止めることを目的としている。測定感度の目標として、まずは $\Delta g/g \approx 10^{-7}$ を目指している。この値を目指す理由としては、この測定感度が出ると潮汐力の測定が可能になるためである[5]。

## 2 原理

図1のように、原子干渉計では基底状態 $|g, \mathbf{p}\rangle$ にそろった原子に $\pi/2 - \pi - \pi/2$ と3つのラマンパルスを入れることで原子の状態を分離し、その後状態を反転させて再結合させている。具体的には以下のようなシーケンスを行う。最初の $\pi/2$ パルスでは基底状態 $|g, \mathbf{p}\rangle$ にある原子を励起状態 $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ と基底状態 $|g, \mathbf{p}\rangle$ に分離し、相互作用時間 $T$ だけ時間発展させることで原子を空間的に分離させる。次の $\pi$ パルスではそれぞれの原子の状態を反転させ、再度相互作用時間 $T$ だけ時間発展させることで分離した原子を空間的に重ねる。最後に $\pi/2$ パルスを照射することで原子を再結合させて干渉させる。最初の $\pi/2$ パルスによる空間的分離は相互作用時間 $T$ に依存し、長いほどよく分離されるため測定感度が上がる。破線では直線の軌道は重力が無い場合の、実線では曲線の軌道は重力のある場合の原子の軌道を示している。このとき、 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルス後に励起状態である原子の存在確率 $P_{|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle}$ は下記の式のようになる。

$$P_{|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle} = \frac{1 - \cos(\Delta\phi_{\text{total}})}{2} \quad (1)$$

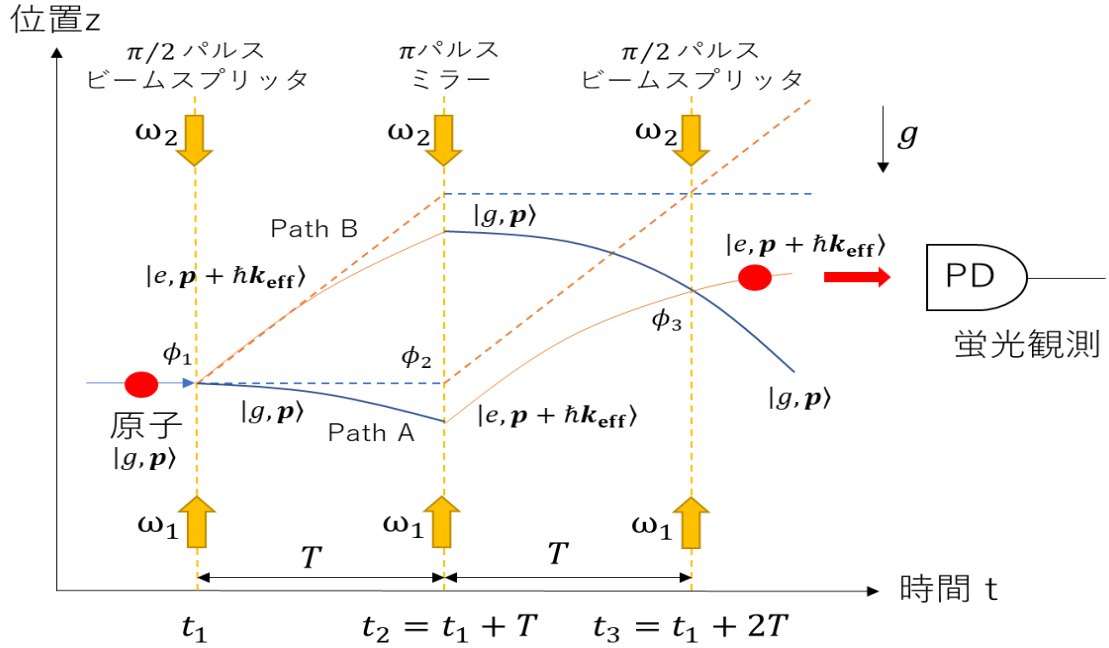


図1 重力場中のマッハツェンダー型原子干渉計

重力場中では原子の共鳴周波数は重力によるドップラーシフト( $\approx 25 \text{ MHz/s}$ )によって常に変化する。ラマンレーザーの差周波数を掃引レート  $\beta \text{ MHz/s}$  で掃引する場合を考える。このとき干渉計のトータルな位相差  $\Delta\phi_{\text{total}}$  は

$$\Delta\phi_{\text{total}} = \Delta\phi_{\text{atom/light}} - \Delta\phi_{\text{sweep}} \quad (2)$$

と表せる。ここで、 $\Delta\phi_{\text{sweep}}$  はラマンレーザーの差周波数を掃引したことによる位相シフトである。この位相シフトは

$$\Delta\phi_{\text{sweep}} = 2\pi\beta T^2 \quad (3)$$

で表される。この掃引レート  $\beta$  を変化させると、干渉計のトータルな位相差  $\Delta\phi_{\text{total}}$  が変化する。これにより、式(1)より  $\beta$  に対する励起状態である原子の割合を干渉フリンジとして観測することができる。この干渉フリンジより、干渉計のトータルな位相差  $\Delta\phi_{\text{total}} = 0$  となる掃引レート  $\beta_g$  を決定することができる。このときの式(2)

$$\Delta\phi_{\text{total}} = 0 = k_{\text{eff}}gT^2 - 2\pi\beta_g T^2 \quad (4)$$

より

$$g = \frac{2\pi\beta_g}{k_{\text{eff}}} \quad (5)$$

となり、この  $\beta_g$  の値から重力加速度  $g$  を決定できる。

仮に、相互作用時間  $T = 50 \text{ ms}$  とし、位相誤差  $\Delta\phi = 0.1 \text{ rad}$  であるとする、この干渉フリンジの測定感度は

$$\begin{aligned} \Delta g/g &= \frac{\Delta\phi}{k_{\text{eff}}gT^2} \\ &\approx 2.5 \times 10^{-7} \end{aligned} \quad (6)$$

である。このとき、 $k_{\text{eff}} = 1.61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 、 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$  を用いている。また、統計誤差は測定回数  $N$  をとすると  $1/\sqrt{N}$  で減少する。そのためこの測定を 100 回行うと感度が  $1/10$  倍になり、式(6)においては、 $\Delta g/g \approx 2.5 \times 10^{-8}$  となることが期待される。

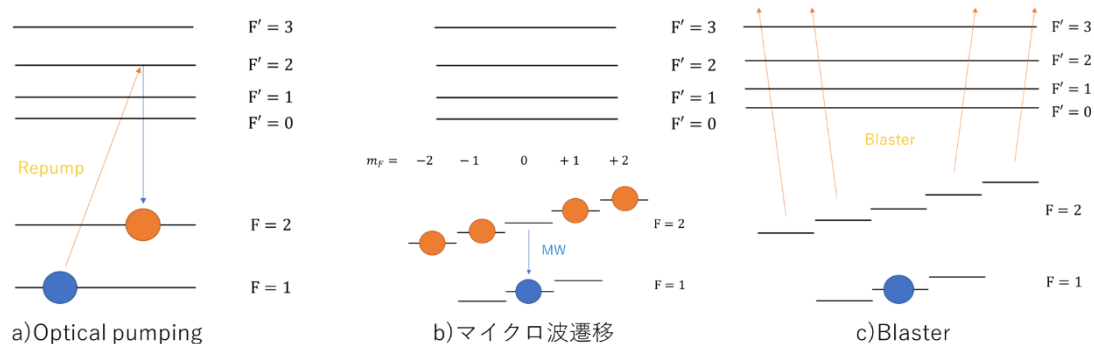


図2 状態選択

### 3 原子干渉計の測定方法

原子干渉計の測定を行うために、冷却した原子を集め、第二章のように $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルス照射し、原子を干渉させなくてはならない。そのための手順を下記に示す。

#### 1) 冷却原子のトラップ

磁気光学トラップ(MOT)により気体原子を集め、その後偏光勾配冷却(PGC)により原子をさらに冷却させる。実際の実験では $8.7 \mu\text{K}$ まで冷却されている。

#### 2) 状態選択

干渉フリンジを測定する際にあらかじめ原子を $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ の状態にしておく必要があり、そのための手順が状態選択である。詳細は次節(3.1)参照。

#### 3) $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルスの照射(ラマン遷移)

自由落下している原子にラマンパルスを照射し、干渉させる。詳細は第二章参照。

#### 4) 終状態の観測

蛍光観測をして干渉信号を得る

手順2)、4)について、以降に詳細を記載する。

### 3.1 状態選択

原子干渉計の干渉フリンジを測定する為に $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ と $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ の遷移を用いている。そのため、あらかじめ原子を $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ の状態にしておく必要がある。

状態選択の過程図2とともに下記に示す。

#### 1) Optical Pumping (OP)

PGC後の原子は図2(a)のように $F=1$ 、 $F=2$ の双方の準位に存在している。そこで、図のようにRepump光を照射することにより $F=1$ の原子を $F=2$ に遷移させる。

#### 2) マイクロ波遷移

バイアス磁場を印加することで原子の磁気副準位の縮退を解く。このときに $F=1, m_F=0$ と $F=2, m_F=0$ の遷移のみに共鳴するような周波数のマイクロ波を照射することで $F=2, m_F=0$ の原子を $F=1, m_F=0$ にさせる。(図2(b))

#### 3) Blaster

$F=2$ に残ったすべての原子を $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=3$ に吹き飛ばす。(図2(c))

### 3.2 終状態の観測

干渉信号は原子の励起状態( $F = 2$ )の割合の変化として観測できる。原子を自由落下させた後、原子がフォトディテクターの前を通過するときプローブ光を入れる事で原子の蛍光を観測する。まず Blaster 光をプローブ光として照射し  $F = 2$  にある原子の蛍光を観測する。次に Repump 光を照射することで  $F = 1$  にいる原子を  $F = 2$  に遷移させる。最後に再度 Blaster 光を照射することで  $F = 1$  にいた原子の蛍光を観測する。観測時のモデル図を図 3 に示す。

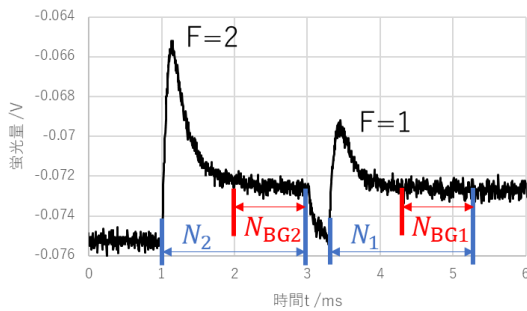


図 3 蛍光観測のモデル

原子の蛍光量のみで比較してしまうとセンサーヘッド内にある原子の総量のゆらぎによって蛍光強度がゆらいでしまう。そのため  $F = 2$  の原子の総量(積分値)を  $F = 1$ 、 $F = 2$  の原子の総量(積分値)で割ることにより相対的な値として原子の割合を計算する。つまり、 $F = 1$  にいる原子の蛍光量の積分値を  $N_1$ 、 $F = 2$  にいる原子の蛍光量の積分値を  $N_2$ 、それぞれのバックグラウンドの積分値を  $N_{BG1}$ 、 $N_{BG2}$  として、 $F = 2$  の原子の割合  $P_{F=2}$  を

$$P_{F=2} = \frac{N_2 - N_{BG2}}{N_1 + N_2 - (N_{BG1} + N_{BG2})} \quad (7)$$

として計算している。

## 4 実験装置

昨年度までは原子を集め、原子干渉計を構成するガラスセル(センサーヘッド)の光学系を定盤上に組んでいた。今年度はセンサーヘッドを可搬型なものに組み替えた(図 4)。光学系はファイバーによって接続されているため、移送時は切り離すことができる。また、再接続の際にアライメントの調整をする必要がない。加えて、このセンサーヘッドは磁気シールドで覆うことができる。

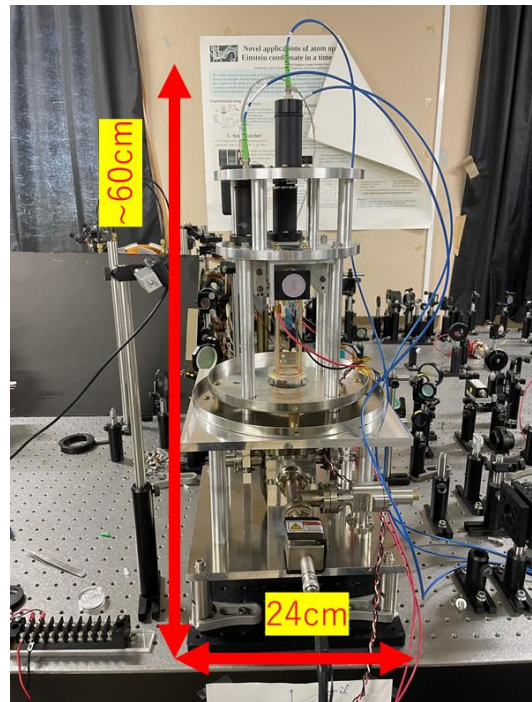


図 4 原子干渉計のセンサーヘッド

## 5 干渉フリッジの測定

原子干渉計によって得られた干渉フリッジを図 5 に示す。縦軸は励起状態( $F=2$ )の原子の割合、横軸はラマンパルスの掃引レート [MHz/s] であり、各相互作用時間  $T$  のデー

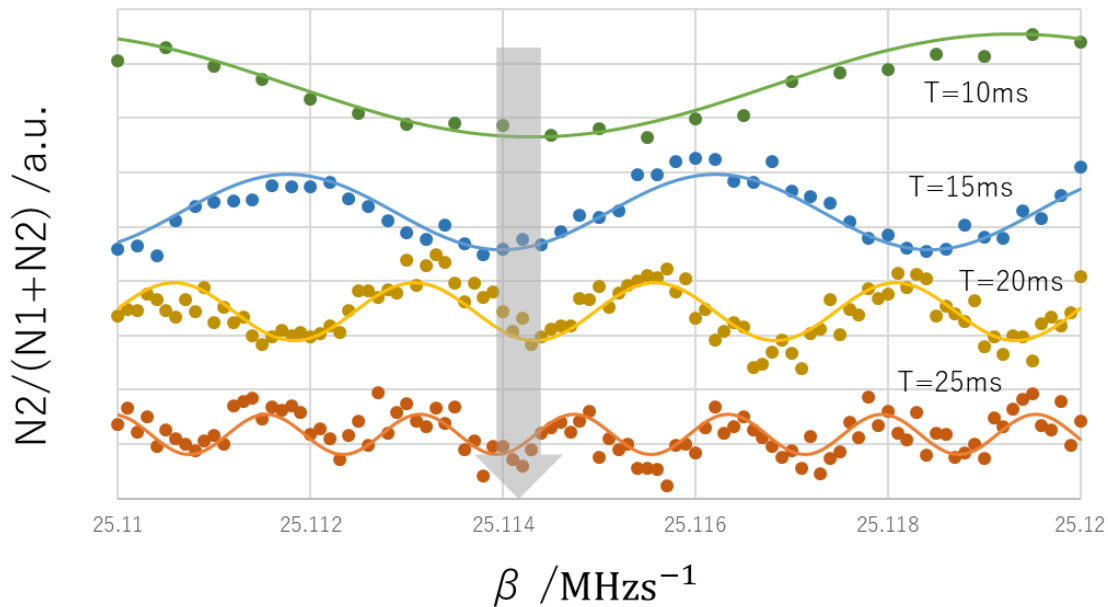


図5 相互作用時間 $T$ と干渉フリンジ

データを一つのグラフにまとめている。データ上の丸点は測定値であり、曲線は式(1)を元に下記の式でフィッティングした関数である。

$$P_e = P_0 + C \cos(2\pi\beta T^2) \quad (8)$$

この時の $P_0$ は初期状態の励起状態にある原子の割合、 $C$ はフリンジのコントラスト、 $\beta$ は掃引レート [MHz/s]、 $T$ は相互作用時間 [ms]である。

フリンジのノイズ評価のため、それぞれの相互作用時間 $T$ におけるフリンジの強度ゆらぎ $\Delta C/C$ と位相ゆらぎ $\Delta\phi/\phi$ を図6に表した。このとき、位相 $\phi$ は $\phi = 2\pi\beta T^2$ を用いて計算した。図6よりフリンジの強度ゆらぎ $\Delta C/C$ は相互作用時間 $T$ が長くなると大きくなっている事が分かる。一方位相ゆらぎは、 $T = 20 \text{ ms}$ まで伸ばしていくとゆらぎが小さくなっていき、それを超えるとゆらぎが大きくなっている。原子干渉計では相互作用時間 $T$ をのばすと感度が良くなって

いくが、結果より、現在の実験系では $T = 20 \text{ ms}$ を超えると位相ゆらぎが大きくなるため感度が期待できなくなってしまうと考えられる。

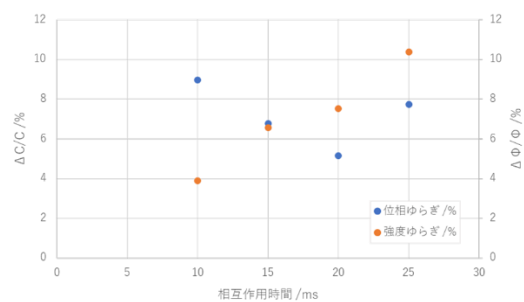


図6 相互作用時間 $T$ と強度・位相ゆらぎ

式(8)からわかるように、重力加速度 $g$ に相当する掃引レート $\beta_g$ は相互作用時間 $T$ に依らず一つである。つまり相互作用時間 $T$ が変化させても常にフリンジの谷が存在する掃引レートが存在し、この掃引レートが重力加速度を決定するものである。図5にお

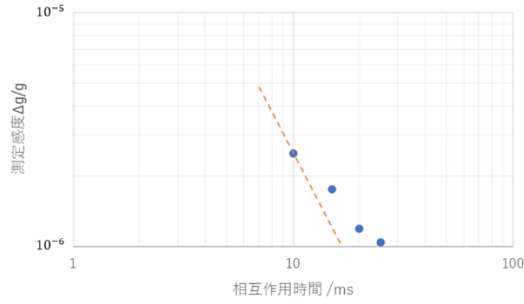


図7 相互作用時間 $T$ と測定感度 $\Delta g/g$

いて、このような掃引レートは  $\beta_g = 25.114 \text{ MHz/s}$  である。重力加速度の決定を行う上で、相互作用時間  $T = 25 \text{ ms}$  の値を用いる。この時のフリンジの中心は

$$\beta_g = 25.1139 \pm 0.000026 \text{ MHz/s} \quad (9)$$

である。これより、式(5)より、重力加速度  $g$  は

$$g = 9.79744 \pm 0.000010 \text{ m/s}^2 \quad (10)$$

となる。またこのときの測定感度  $\Delta g/g$  は

$$\Delta g/g = 1.0 \times 10^{-6} \quad (11)$$

となる。

また、他の相互作用時間  $T$  での測定感度  $\Delta g/g$  を図7にまとめた。図7より相互作用時間  $T$  の増加に応じて測定感度  $\Delta g/g$  も向上している事が分かる。原子干渉計の測定感度  $\Delta g/g$  は式(8)からもわかるように、相互作用時間  $T$  の二乗に比例する。図7のオレンジの破線は  $T = 10 \text{ ms}$  を基準としたときの想定される測定感度である。ここで測定値では、 $T = 20 \text{ ms}$  の例から、測定値では相互作用時間  $T$  の二乗に比例していないことが分かる。これは、相互作用時間  $T$  の増加に伴って SN 比の減少が発生してしまうからだと考えられる。仮に  $T = 30 \text{ ms}$  で測定したとすると測定感度は  $\Delta g/g = 5.0 \times 10^{-7}$  程度と期待され、目標の7桁の精度となる。

## 6 まとめ

本研究では可搬型原子重力計を開発するにあたり、可搬型に組み換え、重力加速度の測定を行った。このとき、MOT コイルを切るタイミングや Blaster 光を調整することにより、原子が以前よりもきれいに自由落下するようになり、蛍光観測の再現性が向上した。さらに、磁気シールドにより原子が外乱を受けなくなった結果、昨年度[4]の相互作用時間の限界 ( $T = 13 \text{ ms}$ ) よりも今年度の相互作用時間の限界 ( $T = 25 \text{ ms}$ ) のほうが長くなった。

測定の限界を決めるものとして、相互作用時間  $T$  をのばした際のコントラストの低下が挙げられる。この問題を回避するためにはもともとの原子のコントラストを上げる必要がある。改善点として、蛍光観測用の PD の向きを調整することで原子の蛍光量が大きくなり、バックグラウンドとの差を大きくできるのではないかと考えている。逆にバックグラウンドの蛍光量を減らすために、ディスペンサーで原子のたく量を減らすことも有効であると考えられる。

## 7 参考文献

- [1] M. A. Kasevich, Stanford University, 博士論文, (1992)
- [2] A. Peters et al., Nature Vol400(1999)
- [3] K. Bongs et al., Nature Reviews Physics Vol1, 731-739(2019)
- [4] 石川悠, 電気通信大学, 修士論文, (2021)
- [5] X. Wu, et al., Science Advances (2019)5