

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

中川研究室 北条孟

1 背景・研究目的

冷却原子の物質波の干渉を用いた原子干渉計は、粒子の質量、加速度、超微細構造定数などの様々な物理量を精密に求めることが可能である [1]。また、1つの応用分野は重力加速度の測定である [2]。 $\mu\text{Gal}(10^{-9}g)$ まで測定できる重力加速度計は、地球物理学や測地学など地中の内部の構造を解析する場面で重要な装置になる。現在、商用化されている高感度な重力加速度計 (FG5) はミラーの自由落下を用いた方式である。しかしながらこの装置には可動部が存在し長期的な運用が難しい。その一方で原子干渉型重力加速度計は、原子をレーザーと磁場を用いて原子を集めることから機械的な摩擦がなく、長期的な運用が見込まれさらに熱的なドリフトが存在しないという特徴から重力加速度計での活用が期待されている。また、地球物理、測地学で活用するためには $\Delta g/g \sim 10^{-9}$ の感度が必要になる。我々は産業分野に活用できる実用的な装置を開発することを最終目標に、原子干渉計の高感度化かつ小型化の研究を行っている。

本研究の目的は原子干渉型重力加速度計の小型化と高感度化である。小型化については実験光源の簡略化である。原子干渉計の実験を行う際には、少なくとも4種類の異なる周波数が必要になる。これを、光位相同期 (OPLL) と電気光学変調器 (EOM) を用いることで、実験用光源を実質的に1つだけにすることが可能になる。さらに、センサーヘッド内に光学系を組むことで、光源からは光ファイバーだけで簡潔することができ装置の切り離しが容易になることから持ち運び易くなる。また、高感度化については、振動雑音が誘導ラマン遷移に用いる折り返しミラーに伝わる割合 (伝達率) を下げることが

重要になる [4]。そのためにはパッシブ防振台やアクティブ防振台を用いて、折り返しミラーを振動雑音から遮断する方法や、リアルタイムで機械式加速度計を用いて加速度信号をモニタリングし干渉信号の位相を補正するハイブリット手法がある。本研究は、防振台の導入、ハイブリット手法を用いて重力加速度計の高感度化を図った。

2 原理

2.1 原子干渉計による重力加速度の測定

二つの異なる周波数を対向に原子に当てることで、図1のように原子は誘導ラマン遷移を引き起こす。

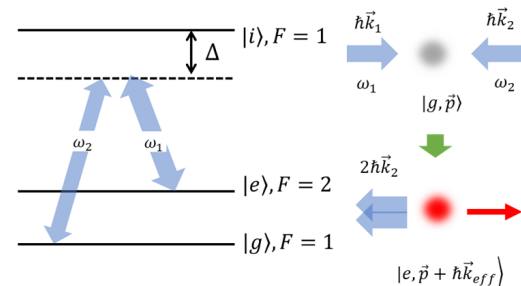


図1 誘導ラマン遷移

図1の右図のように内部状態と外部状態の一対一対応の関係になり $|g, \vec{p}\rangle, |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ で表すことができる。このことから図1に示すように基底状態 $|e\rangle$ の原子が運動量 \vec{p} があるとき、周波数 ω_1 で照射したとき原子は運動量 $\hbar|\vec{k}_2$ の光子を吸収する。さらに反対方向に運動量 $\hbar|\vec{k}_1$ の光子を放出することで、原子は運動量 $\vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ を持ち、 $|e\rangle$ の状態に移り、原子の内部状態は運動量変化と関係づけることができる。ここで $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ は実効波数ベクトル $\vec{k}_{eff} (= \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \simeq 2\vec{k}_1)$ と呼ばれている。そ

の時原子はラビ振動を起こし原子の存在確率が半分になるパルスを $\pi/2$ パルス、原子の状態が反転するパルスを π パルスと呼ばれている。さらにパルス間隔 T で $\pi/2 - \pi - \pi/2$ パルスを照射することで図 2.1 のような軌道を描く。これはマッハツェンダー型原子干渉計と呼ばれ $\pi/2$ パルスがビームスプリッタ、 π パルスがミラーの役割を果たしている。また軌道は重力により曲がり、重力のない場面での軌道と比較して $\Delta\phi = k_{eff}gT^2$ 分の位相差が生じる [2]。

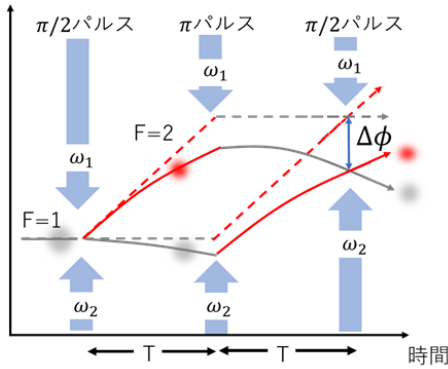


図 2 マッハツェンダー型原子干渉計

さらに、 $F = 2$ の存在確率 $P_{F=2}$ は

$$P_{F=2} = \frac{N_{F=2}}{N_{F=1} + N_{F=2}} = (1 - \cos \Delta\phi) \quad (1)$$

($N_{F=i}$: 原子数, $i = 1, 2$)

となる。ここでラマンを掃引することで位相差が $\Delta\phi = (k_{eff}g - 2\pi\beta)T^2$ になり、掃引レートがちょうど重力加速度によるドップラーシフトが打ち消ような β_g を決定することで重力加速度を算出することができる。

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

2.2 地面からの振動による干渉信号による位相の変化

原子干渉計による重力加速度の測定は、落下原子と折り返しミラーとの相対加速度を測定している。さらにこの装置は入射光と反射光との光路が共通であるため光学計が揺らいでいたとしても二つの光路の影響は互いに打ち消されることで、入射光と反射光の光路差は原子と折り返しミラーとの距離のみに

依存する。つまり、地面からの振動により、ミラーが Δa 揺らぐことで、干渉信号の位相に加算されてしまう。ここで、ミラーの位相変化 $\delta\varphi$ から干渉信号の位相 $\Delta\phi$ の感度関数 $g_s(t)$ を

$$g_s(t) = \lim_{\delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\delta\Delta\phi(\delta\varphi, t)}{\delta\varphi} \quad (3)$$

としたときこの関数は

$$g_s(t) = \begin{cases} 0 & t < -T - 2\tau \\ \sin(\Omega_R(t + \tau)) & -T - 2\tau < t < -T\tau \\ -1 & -T - \tau < t < -\tau \\ \sin(\Omega_R\tau) & -\tau < t < \tau \\ 1 & \tau < t < T - \tau \\ \sin(\Omega_R(t - \tau)) & T + \tau < t < T + 2\tau \\ 0 & T + 2\tau < t \end{cases} \quad (4)$$

と書かれる。ここで任意のミラーの位相変化 $\varphi(t)$ が全干渉計の位相に与える影響を、感度関数を用いて表すと

$$\Delta\phi = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t)d\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) \frac{d\varphi}{dt} dt \quad (5)$$

となる。

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t)d\varphi(t) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) \frac{d\varphi}{dt} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t)v(t)dt \end{aligned} \quad (6)$$

である。ここで本実験は加速度の振動を測定するので式 (6) を部分積分して

$$\Delta\phi \simeq \int_{-\infty}^{\infty} G_s(t)a(t)dt \quad (7)$$

であり、 $G_s(t)$ は $g_s(t)$ の時間に関する被積分関数である。また、折り返しミラーの加速により干渉信号の位相に出力される伝達関数は

$$\begin{aligned} |H_a(\omega)|^2 &= \frac{4\Omega_R\omega}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\omega \frac{T + 2\tau}{2}\right) \\ &\cdot \left[\cos\left(\omega \frac{T + 2\tau}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\frac{T}{2} \right] / \omega^4 \end{aligned} \quad (8)$$

と表される。これをプロットしたものが図3のようになり 10 Hz 以下の振動による影響を受けやすく相互作用時間が長いほど地面から振動による影響が大きくなることを示している [4]。

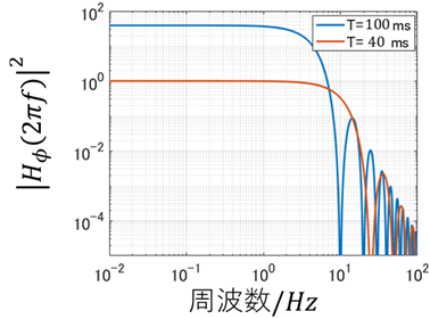


図3 伝達関数 $|H_\phi(\omega = 2\pi f)|^2$ の周波数特性 ($|H_\phi(0)|^2$, $T = 40$ ms で規格化されている)

また図4は床と定盤とパッシブ防振台の振動スペクトルの比較になる。

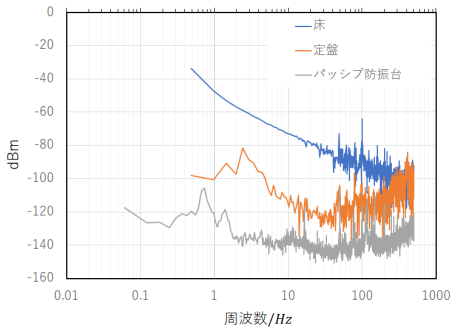


図4 床、定盤、パッシブ防振台とのスペクトル比較

つまり、パッシブ防振台を導入することで地面からの影響を抑え干渉信号の位相シフトを抑えることができる。

2.3 ハイブリット方式

先ほどの節でも示したように相互作用時間 $T = 25$ ms 以降になると、パッシブ防振台でも除去しきれない残留振動が干渉信号の位相にノイズとして乗ってしまいその結果干渉信号のコントラストの低下につながってしまう。その解決策として、アクティブ防振もしくはハイブリット方式の2つが挙げられる。この節ではハイブリット方式について説明する。ハイブリット方式とは図5のように原子干

渉計と、従来の加速度計を組み合わせた方式になる [3]。

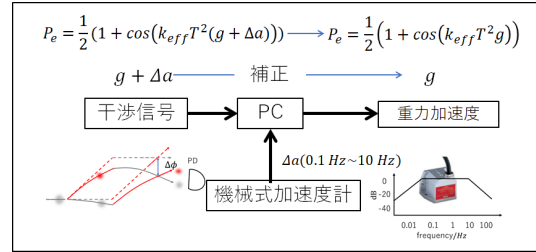


図5 ハイブリット手法を用いた干渉信号の補正

原子干渉計は、図3でもあるように 10 Hz 以下の振動に対して干渉信号の位相がより敏感である。そこで図7のように機械式加速度計を用いて 0.1 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを通して AC 成分のみの加速度計を測定し干渉信号の位相を補正することで原子干渉計の 0.1 ~ 10 Hz の成分を取り除くことが可能になる。つまり、この補正はローパスフィルタの一種になる。

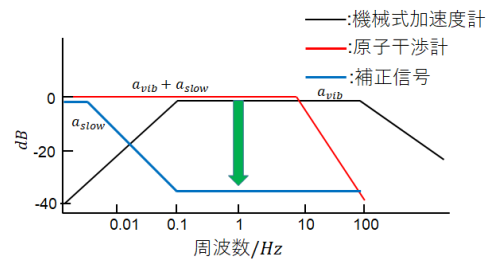


図6 ハイブリット手法の周波数特性

また、干渉シーケンスに生じる地面からの振動の感度関数は図7のようになる。

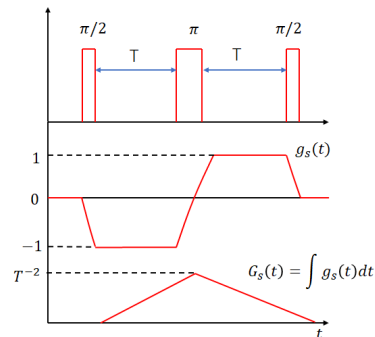


図7 原子干渉計パルスシーケンスにおける感度関数

機械式加速度計から測定した加速度データは 1 ms 間隔で測定しており、 $G_s(t)$ の重みを付けて平均化した。

3 実験装置

3.1 光源

光源は周波数基準光源と実験用光源で構成されている。図 8 は周波数基準光源と実験用光源のセットアップである。

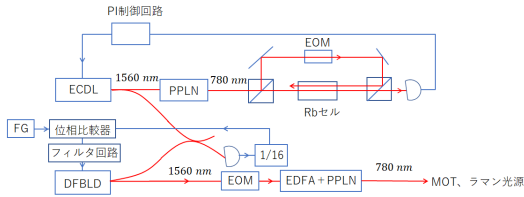


図 8 周波数基準光源と実験用光源のセットアップ

周波数光源は重力加速度を決定する際の実効波数 k_{eff} の安定度を決定するものになる。つまり、我々の重力加速度の測定感度は $\Delta g/g \sim 10^{-9}$ であることから、周波数基準に要求される安定度は $\Delta f/f < 10^{-9}$ となる。今回は ^{85}Rb の $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$ 遷移を基準に変調移行分光法を用いて安定化されている。その時のアラン分散は図 9 のようになる。

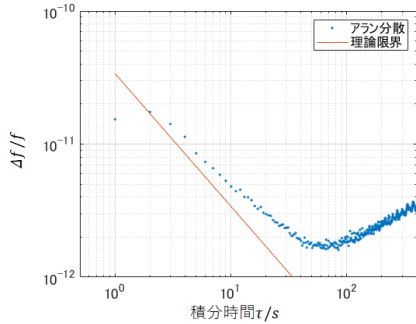


図 9 アラン分散評価

この結果から周波数基準に要求される安定度を満たしていることが確認できる。

次に実験用光源について説明する。実験の主な工程は磁気光トラップ (MOT) を用いて冷却原子を集めて、落下中の原子に $\pi/2 - \pi - \pi/2$ シークエンス

のラマン光を照射、最後に原子に共鳴光を照射することによる原子の蛍光量から存在確率を見積もる。ここでは実験用光源については光源の簡潔化のため負帰還分布型レーザーダイオード 1 台を用いており、この 1 台のみで MOT 用光源と誘導ラマン遷移用光源の 2 役を補う必要がある。また、MOT では cooling 光と repump 光、誘導ラマン遷移では異なる 2 つの周波数 ω_2, ω_1 が必要である。これは電気光学変調器 (EOM) を用いてキャリアと 1 次のサイドバンドを用いる。さらに、キャリアを cooling からラマン光源に高速に周波数をシフトさせる必要がある。図は周波数基準光源との実験用光源とのビート信号であり、1 ms 以下で 495 MHz シフトさせる必要がある。そこで周波数を変える瞬間に、あらかじめ電圧を加算し周波数をシフトさせる。その時のビート信号を図 10 に示す。

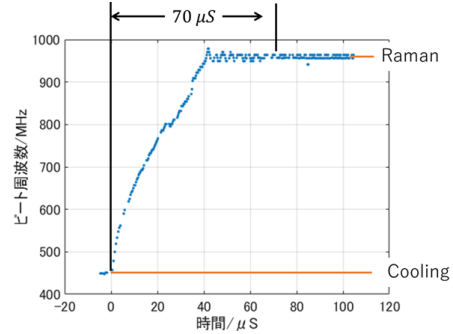


図 10 ビート信号を 512 分周した際の cooling からラマン光にシフトした際の周波数の応答

この結果から周波数が切り替わるのに 70 μs ほどかかり、一連の実験用の光源として扱うことが可能であることが分かった。

3.2 センサーヘッド

センサーヘッドは図 11 のように磁気シールド内部に MOT 用の光学系が組み込まれており、ファイバーから切り離すことができそれぞれを持ち運ぶことが可能になる。

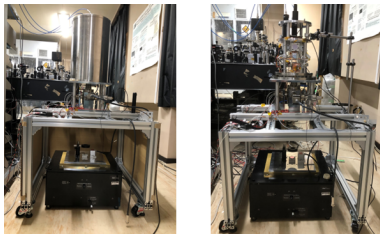


図 11 磁気シールドを付けたときの様子(左)でシールドを外した様子(右)

また、折り返しミラーはパッシブ防振台(マイナスK社)のものを使用しており、地面からの振動による影響を抑えている様子になる。

4 実験結果

4.1 誘導ラマン遷移の観測

ここでは誘導ラマン遷移の周波数特性とラビ振動の観測を行った。図 12 は誘導ラマン遷移の周波数特性になる。このガウスフィッティングから原子の温度を $3.4 \mu\text{K}$ と見積もった。

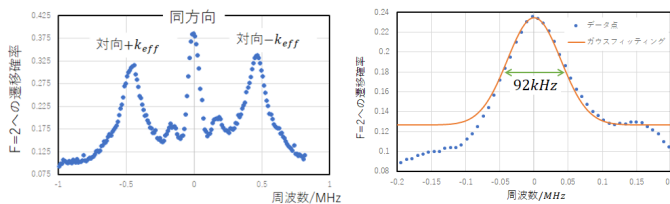


図 12 誘導ラマン遷移の周波数特性

さらに誘導ラマン遷移のラビ振動は図 13 により、 π パルスを 4.8 ms と決定した。

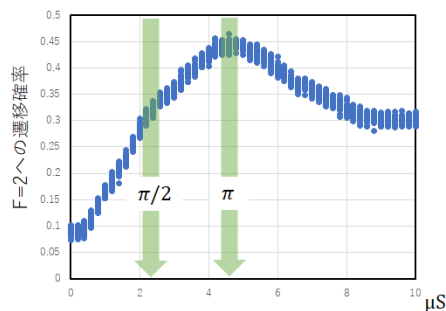


図 13 誘導ラマン遷移のラビ振動

4.2 防振による干渉信号の変化

節 2.2 から干渉信号が地面の振動により埋もれしなうことを議論し、床と定盤とパッシブ防振台の加速度スペクトルの比較図から、パッシブ防振台を用いて地面からの振動の影響を抑えることが可能であることが確認できた。そこで防振ありと防振なしの干渉信号の比較を行った。図は相互作用時間 25 ms における防振ありと防振なしでの比較である。

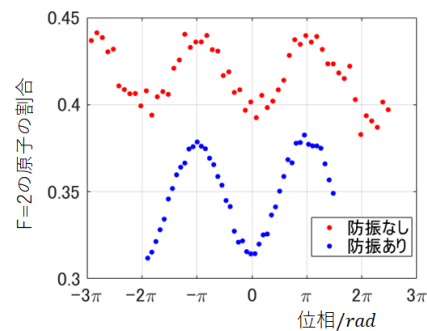


図 14 $T = 25 \text{ ms}$ における防振ありと防振なしとの比較

また図 15 は防振ありと防振なしでの相互作用時間と感度の関係である。パッシブ防振台を用いることで地面からの振動による影響を抑え、干渉信号がクリアになることで測定感度が上がったことがわかる。

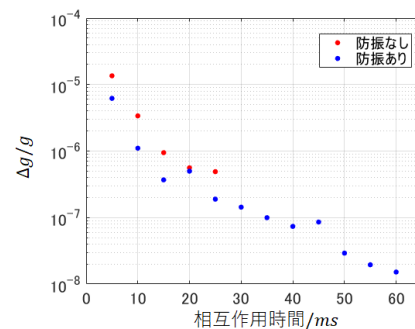


図 15 防振なしと防振ありでの相互作用時間における感度の変化

さらの図 16 は最大の観測できる相互作用時間 ($T = 60 \text{ ms}$) での干渉信号である。この時の測定感度は $\Delta g/g = 1.5 \times 10^{-8}$ であった。

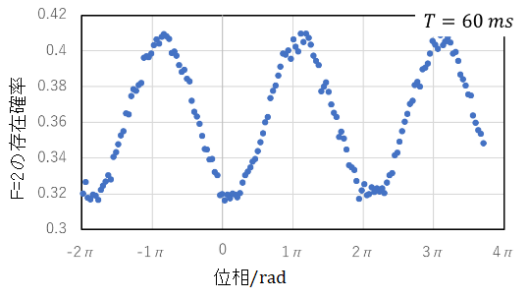


図 16 $T = 60$ ms での干渉信号

4.3 ハイブリット方式による高感度化

図 17 は相互作用時間 $T = 30$ ms での補正ありとなしを比較である。

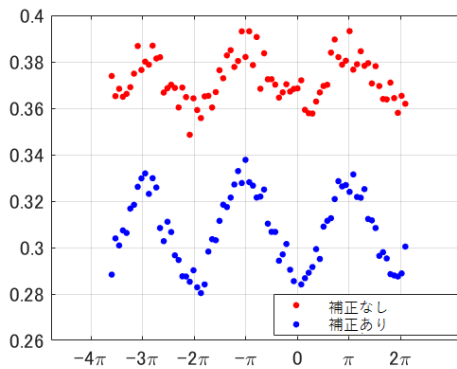


図 17 補正ありとなしによる干渉信号の比較

このデータは防振していない状態である。この結果から、ハイブリット手法を用いることで、振動で埋もれてしまった干渉信号のコントラスト、位相のフィッティング精度を 2 倍近く向上できた。

5 まとめと今後の展望

干渉信号の観測から重力加速度の測定を行い $\Delta g/g = 1.5 \times 10^{-8}$ の感度まで測定できることが可能になった。この要因としてはビーム径の改善による原子のトラップ数の増加、ラマン光用の折り返しミラーの防振、 $\pi/2, \pi$ パルスのタイミングの同期、実験用レーザーを外部共振器型から負帰還分布型に変えたものによることなどがあげられる。さらにハイブリット手法を用いることで、防振しない状態における $T=30$ ms での干渉信号ハイブリット方式による高感度化の原理の実証ができた。しかし

ながら干渉信号のコントラストが他の文献と比べ依然低いことは次のことが挙げられる。まずは状態選択である。これは原子が $F = 1, m_f = 0$ にそろえられず干渉計に寄与しない原子が残り、相対的に干渉信号のコントラストが埋もれてしまったことが予想される。次にラマン光のパワーの揺らぎである。現在 $\pi/2$ パルスを $4.8/2 \mu\text{s}$ としており遷移確率が π パルスに対して 10% ほど揺らいでいる。これは AOM による回折効率が揺らぎその結果ラマン光のパワーが安定せず π パルスが精度よく決定されなくなってしまいコントラスト低下につながる。最後に蛍光観測データの規格化がある。これは蛍光観測では入射光と反射光のつり合いから原子が吹き飛ばされず定位置にとどまってしまう、2 番目の蛍光観測では $F=1$ と $F=2$ の原子が混ざってしまうことが予想され正確に規格化されないことが考えられるので独立した蛍光観測用の光源が必要と考えられる。今後の展望としては、センサーヘッドの土台にキャストを組み込み、また光源はラックに組み込まれており持ち運びが可能になり実験室外での測定を行う予定である。

6 参考文献

参考文献

- [1] Kai Bongs, Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real-world applications, Nature Reviews Physics volume 1, pages 731–739, 2019
- [2] M. Kasevich and S. Chu, Measurement of the Gravitational Acceleration of Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer, Appl. Phys. B54, 321-332, 1992
- [3] Aopeng Xu, “vibration compensation of an atom gravimeter”, Chinese Optics Letters Vol. 17, Issue 7, 070201(2019)
- [4] J. L. E. GOUET, “Limited to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter”, Appl. Phys. B92, 133-144(2008)