

冷却 Rb 原子を用いた原子干渉計による

可搬型重力加速度計の開発

中川研究室 堀 憲真

1. 研究背景・目的

近年、中性原子を用いた物質波による干渉計に関する研究が様々な機関で行なわれてきた。中でもとりわけ、M.Kasavich と S.Chu らによって実現された、誘導ラマン遷移による原子の 2 光子吸収・誘導放出の際の反跳力を利用した手法[1]が多くの研究グループの間で採用され、当研究室もその方法を用いた原子干渉計の開発を行なっている。

原子干渉計による絶対重力加速度計は、石油や水といった地下資源の探査、万有引力 G の測定、等価原理の検証、また重力波の検出のような精密測定の分野で応用が期待されている。

現在、絶対重力加速度計として実用化されているものは、コーナーキューブと呼ばれるプリズムを真空中で自由落下させ、その位置と時間を光学的なマイケルソン型干渉計で測定するものである。この装置によって得られる重力加速度は $\Delta g/g=10^{-8}$ 程度だが、この感度・精度は器械的な制約から来るものと考えられ、これ以上の感度・精度を達成することは困難だと考えられている。その原因としては、落下中のコーナーキューブの傾きによって光路長が変化し、重心部分の正確な落下運動を観測できないという理由がある。さらにプリズムの自由落下を繰り返すため装置の寿命が短く、こまめなメンテナンスが必要だという短所もある。

そこで、原子干渉計はプリズムの代わりに原子を使用する。レーザーで真空中にトラップされた原子は外部及び内部状態が揃うため、光学干渉計よりも精度が向上することが期待されている。現在、1 グループではあるが光学干渉計を越えたものを開発したグループもある[2]。

以前、我々の研究室で開発された原子干渉計による絶対重力加速度計の研究では、 $\Delta g/g=2 \times 10^{-6}$ であった[3]。これ以上の感度・精度を実現するには、床からの外部振動と環境からの外部磁場の影響を極力排除しなければならないということが分かった。

そこで、今回の研究では、昨年度から引き続き、装置の構造を一新した可搬型原子干渉計の開発に着手した。

2. 原理

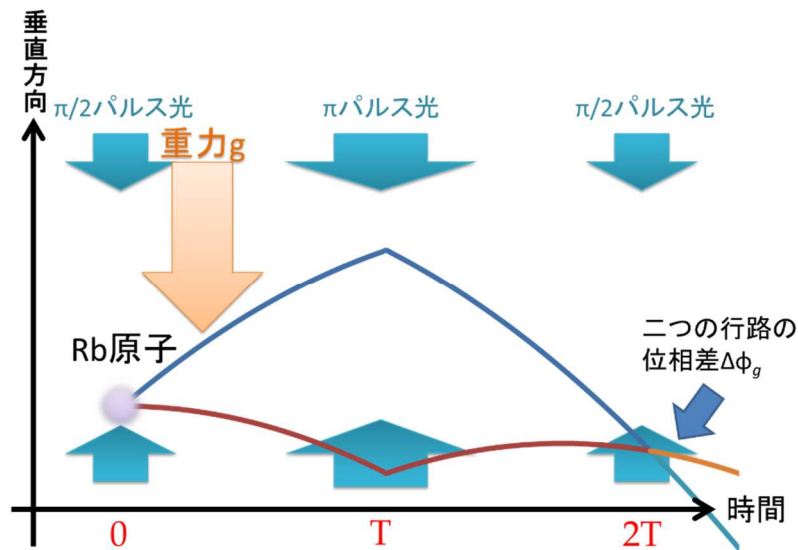


図1:マッハツェンダー型原子干渉計

(図1)のように基底状態にそろった原子に計3回のラマンパルスを当てる。初めのパルスで原子は反跳を受けて1:1で2つの状態に分割される。2番目のパルスですべての原子の状態が反転し再び重なり合う。最後のパルスで原子を干渉させる。このとき原子の最終的な状態はそれぞれ pathA と pathB を通った原子の総合的な位相差 $\Delta\phi_{\text{tot}}$ によって変化する。これを原子干渉計という。

重力場における光との相互作用による原子の位相のシフトの差 $\Delta\phi_{\text{atom/light}}$ は

$$\Delta\phi_{\text{atom/light}} = -\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}T^2 \equiv \Delta\phi_g \quad (1)$$

となる。最終的な干渉計の位相シフト $\Delta\phi_{\text{tot}}$ は相互作用時間 T の2乗に比例することが分かる。原子干渉計による重力加速度計ではそのシフトを測定して重力加速度を測定する。また、 $\Delta\phi_{\text{tot}}$ は位相感度を意味しているので、相互作用時間 T はできるだけ長い方が位相感度を高くすることが可能である。

重力場中では原子の共鳴周波数はドップラーシフト($\approx 25 \text{ MHz/s}$)によって刻々と変化していく。したがって、原子干渉計を構成するには自由落下する原子に対して常に共鳴を保つようにドップラーシフトを考慮する必要がある。その方法として用いるのがラマン差周波数のあるレート β [MHz/s] で掃引するという方法である。 β を調整することによって $\Delta\phi_{\text{tot}}$ が0になれば $\Delta\phi_g$ と $\Delta\phi_{\text{sweep}}$ が釣り合っていることになり、そのときの β の値から重力加速度 g を以下のように決定することができる。

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

このように掃引レート β を変調することで干渉計全体の位相 $\Delta\phi_{\text{tot}}$ が変化し、 β に対する励起状態の原子の割合の変化を干渉フリンジとして観測することができる。

仮に、相互作用時間 $T=100 \text{ ms}$ としてとしたときの位相誤差が 50 mrad であったとすると一回で干渉フリンジの一点を決定した際の感度は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta g}{g} &= \frac{\Delta\phi}{k_{\text{eff}}gT^2} \\ &= 3 \times 10^{-8} \end{aligned} \quad (3)$$

である。全ての揺らぎがこれ以下となった場合、干渉フリンジの 1 点を 1 回で決定したときに $\Delta g/g=3 \times 10^{-8}$ の感度での重力加速度測定が可能になる。

3. 実験

全ての原子の状態を変化させる π パルス光の照射時間 $\pi/|\Omega_{\text{eff}}|$ はレーザー強度に反比例するため、ラマン光の強度を上げる必要がある。そこで今回の研究では、テーパアンプをマスタースレーブそれぞれに挿入し、さらにそれらを偏光の直交した状態で偏光保持ファイバーに入れた。それにより二つのレーザーのプロファイルは揃い、原子に均一に照射することが出来る。そこで、今回は光学系を(図 2)のように組み直した。

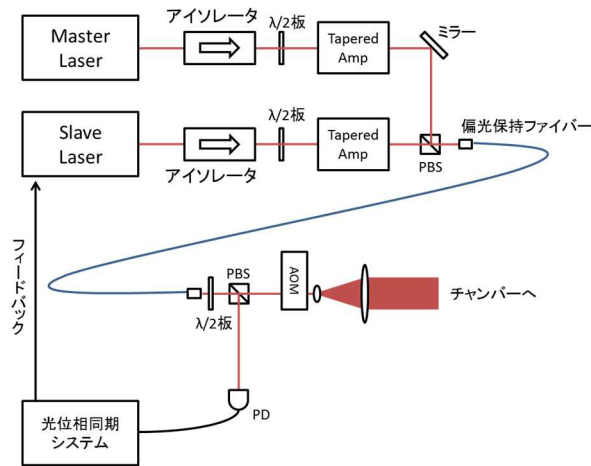


図 2:改良されたラマン光の光学系

これにより、従来では合計 25 mW であったラマン光の出力を 50 mW に引き上げ、従来では直径 10 mm であったビーム径を 14 mm とした。

原子干渉計を可搬化するにあたって、レーザー発振器の構造も見直す必要がある。屋外など実験室ほど防振設備が充実していない環境での使用も視野に入れているため、可搬化に

当たっては、レーザーもより外部振動の影響を受けにくい構造のものに交換する必要が生じてくる。

そこで、今回は外部共振器型半導体レーザーの構造を見直し、従来のリトロー配置型外部共振器レーザーからフィルタ透過型の外部共振器レーザーへと改良を行なった。

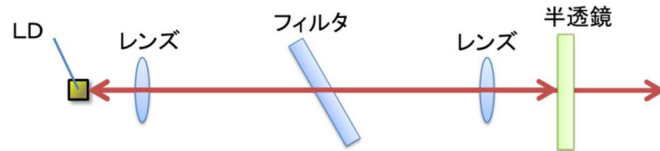
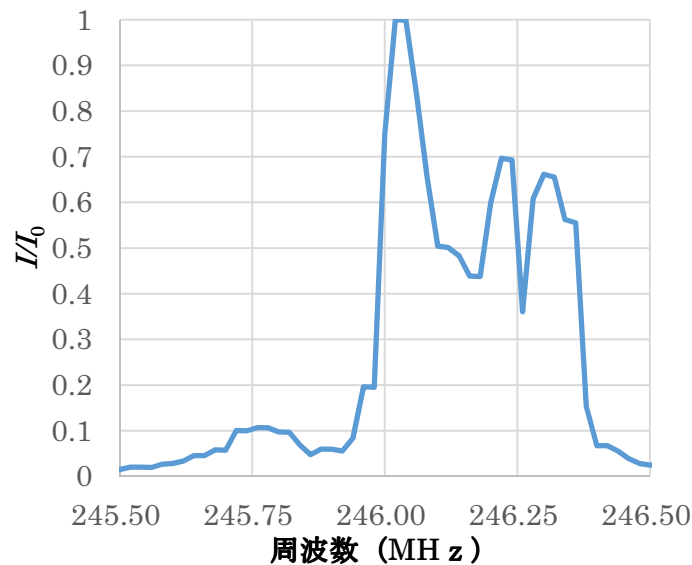


図 3:フィルタ透過型レーザー概略

フィルタ型外部共振器レーザーとは、(図 3)のように、光共振器の中にフィルタを挿入し、その角度と半透鏡の位置によってレーザーの周波数を選択する装置である。このレーザー波長のフィルタ角度依存性は、リトロー配置の回折格子よりも鈍く、外部振動の影響を受けにくく、半透鏡と LD、レンズを固定すれば外部振動に強いレーザーを実現できる。

フィルタ型共振器レーザーをヘテロダイン法で測定した際の線幅は、以下の(図 4)のようになった。



[4]卒業論文 千葉学 中川研究室
“干渉フィルタを用いた
外部共振器半導体レーザーの開発”
電気通信大学(2013)

図 4:フィルタ透過型レーザーの線幅

これによると半値全幅は、380kHzであった。これは二台のレーザーの線幅の足し合わせであるから、一台当たりの線幅は 190kHz となる。このレーザーは現在、ラマンパルス用に設計したものであり、ラマンパルスは数十 μs を予定しているため、線幅数百 kHz 以下という要請を満たしていると考えられる。

4. 結果

本研究では、干渉信号を測定するまでいかなかったため、その前段階である、同方向ラマンパルス光による、ラビ振動の観測を試みた。

ラビ振動の観測には、同方向からマスタースレーブのラマン光を入れ、原子の内部状態の遷移確率を観測した。

まず、前述したようにラマンパルス用のレーザー二本を同方向から入射させ、Rb 原子の内部状態の変化を観測した。

まず、MOT および PGC の直後、500 μs の間リパンプ光を切りクーリング光のみを入れ、原子の内部状態を $F=1$ にそろえた。

その後、Time of Flight 法にて $F=2$ の原子数の割合を測定した。観測の最後にプローブ光にクーリング光とリパンプ光を入れることで全原子数を測定し規格化した (図 5)。このときの全原子数は、プローブ光としてクーリング光をチャンバー下部で照射する際、リパンプ光も同時に照射して $F=2$ と $F=1$ の原子全ての個数を観測し規格化したものである。

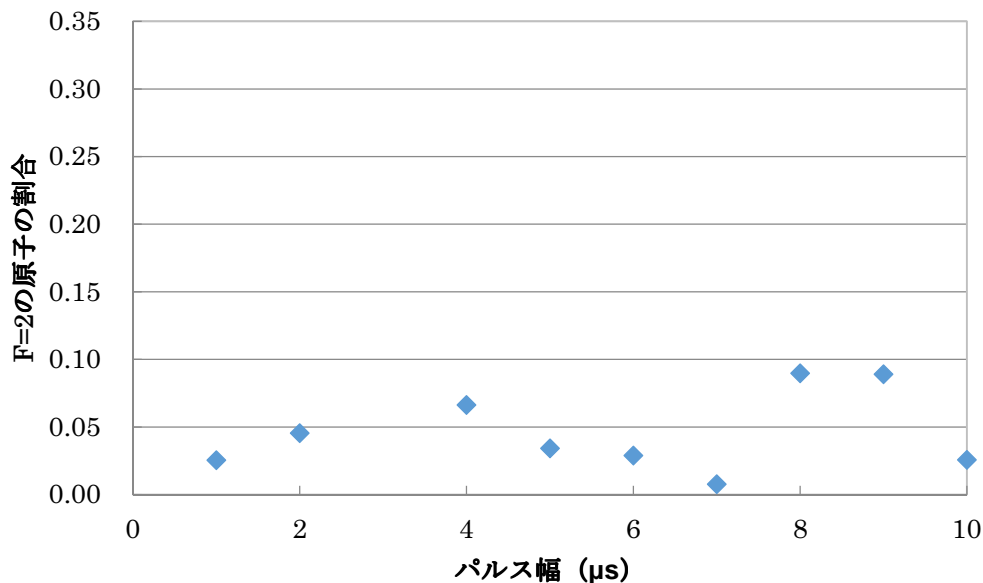


図 5:干渉信号の観測

このときの、計算される π パルス幅は 2.16 μs だった。このように、ルビジウムの原子干渉信号は観測されなかった。

システムを見直した結果、ラマンパルスを制御している AOM の応答に遅延があることが判明した。そこで、ドライバーを新規に設計し、応答速度の速いものと交換した。

これより、応答速度は立ち上がり立ち下りともに約 0.2 μs に改善された。この改良され

た AOM を用いて測定した結果が、(図 6)である。

初めの観測と異なり、 $500\ \mu\text{s}$ だけリパンプ光を遅らせて $F=2$ に原子を集め、その状態から干渉信号を観測した。

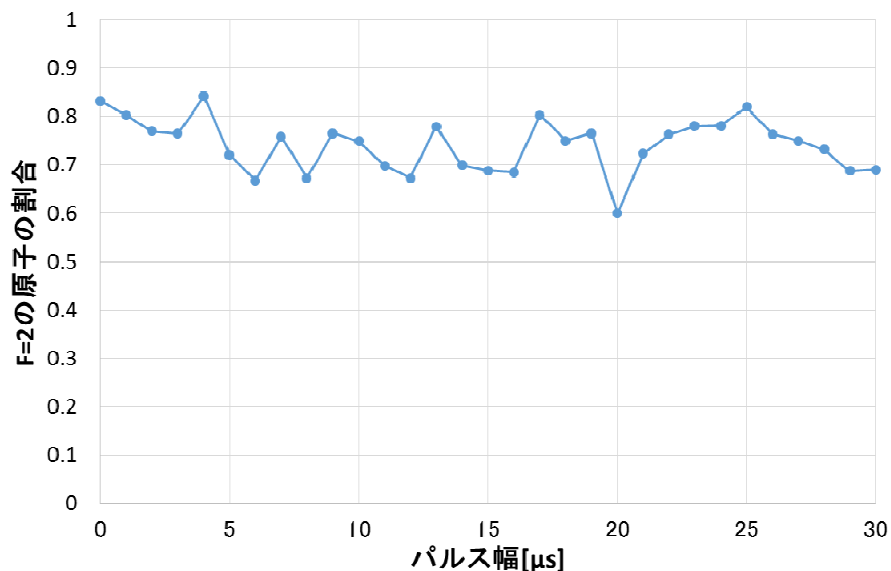


図 6 ラビ振動の観測

この際に見積もった、ラビ振動の π パルス周期は $8.06\ \mu\text{s}$ であった。この結果では、 π パルスの周期を特定することはできなかった。

5. まとめ

今回の研究では、原子の干渉信号は見え、 π パルスの照射時間を確定することはできなかった。原因の候補として研究中发现したものは、ラマン光の AOM 制御信号の遅延、リパンプ光のリーク、クーリング光のリークである。

しかし、これらを改善しても状況は進展せず、原子干渉は未だ観測できていない。さらなる原因の究明が求められる。今後はラマン光に入れた $\lambda/4$ 板を除去して対向ラマン遷移を観測、その後実験室内で重力加速度を測定し、その精度・感度を見積もり、先述したアクティブ防振システム、磁気シールドを導入した原子干渉計を開発する予定である。

参考文献

- [1] M. Kasevich and S. Chu et al., Appl. Phys. B54, 321 (1992)
- [2] A. Peters, K. Y. Chung and S. Chu, Metrologia, 2001, 38, 25-61
- [3] 修士論文 小田悠介 中川研究室“冷却原子を用いた原子干渉計による重力加速度計の高感度・高精度化” 電気通信大学大学院(2006)
- [4] 卒業論文 千葉学 中川研究室“干渉フィルタを用いた外部共振器半導体レーザーの開発” 電気通信大学 (2013)