

3-2 セシウム一次周波数標準器

3-2 Cesium Primary Frequency Standard

3-2-1 光励起型周波数標準器

3-2-1 Optically Pumped Cesium Primary Frequency Standard

福田京也 長谷川敦司 伊東宏之 熊谷基弘 小竹 昇 梶田雅稔
細川瑞彦 森川容雄

FUKUDA Kyoya, HASEGAWA Atsushi, ITO Hiroyuki, KUMAGAI Motohiro, KOTAKE Noboru, KAJITA Masatoshi, HOSAKAWA Mizuhiko, and MORIKAWA Takao

要旨

我々はアメリカ国立標準技術研究所 (NIST) と共同で光励起型セシウム (Cs) 原子一次周波数標準器 (CRL-O1) を開発した。CRL-O1 により、秒の定義値からのずれ (周波数シフト量) を二つの不確かさの量 (type A 及び type B) によって評価し、その結果を国際度量衡局 (BIPM) に報告した。総合的な不確かさは 6×10^{-15} (クロック周波数により規格化) 以下を達成した。この確度評価の結果は BIPM が発行する Circular-T に掲載された。測定された Cs 原子のクロック周波数は、世界の他の研究機関の値とよく一致している。

Communications Research Laboratory (CRL) has developed an optically pumped primary frequency standard named CRL-O1 in cooperation with the National Institute of Standard and Technology (NIST). The accuracy of CRL-O1 has been evaluated and reports have been sent to the BIPM. In these reports, the two type uncertainties, that is type A and B involved in the frequency shift, are estimated. The total combined uncertainty is less than 6×10^{-15} which normalized by the frequency of Cs clock transition. The results of the evaluation were published in the Circular-T. The evaluated frequency of CRL-O1 is in good agreement with other primary frequency standards in the world.

【キーワード】

光励起型一次周波数標準器, CRL-O1, 確度評価, 周波数シフト, 不確かさ

Optically pumped primary frequency standard, CRL-O1, Accuracy evaluation, Frequency shift, uncertainty

1 はじめに

原子・分子又はイオンの固有スペクトルの中心周波数は、物理基礎定数そのものが変化しない限り、一定不変である。この原理を基にして高分解能分光技術を用い、高精度に検出されたスペクトルを周波数基準とした発振器が原子周波数標準器である。

現在の秒 (周波数) の定義は、1967 年の国際度量衡総会で採択された「秒は Cs133 原子の基底状

態の二つの超微細準位の間の遷移に対応する放射の周期の 9192631770 倍の継続時間である」というものである。そこでは原子は理想的な状態にあり、一切の摂動を受けない状態であることが仮定されている。しかし何か物理量を測定するには、対象に何らかの摂動を加えそれに対する応答を観測する必要があり、様々な物理的効果により測定される周波数は定義値からシフトすることになる。したがって、どのような要因で、どのくらい周波数がシフトするかを評価し

なければ正確な定義の実現にならない。一次周波数標準器とは、このシフト要因を自分自身で評価、補正し、定義どおりの1秒(標準周波数)を実現する装置である[1][2]。その正確さは、すべてのシフト要因をどれだけ的確度(不確かさ)で測定し補正できたかによって決定される。また、シフト要因評価のため連続運転は難しいという特徴もある。

通信総合研究所(CRL)が発生・維持している日本標準時をはじめ、世界各国のほとんどの標準時は連続運転可能な商用セシウム原子時計(二次周波数標準器)を基にしている。これらの原子時計は長期的な安定度は優れているが、周波数シフト要因をその装置単体で測定する機能を持たない。したがって、確度の優れた一次周波数標準器を用いて絶対的な確度を評価、較正する必要がある。国際的な標準時である協定世界時(UTC)の較正に用いられている高確度な一次周波数標準器は現在、世界でも4か国7台しか稼働していない。CRLがアメリカ国立標準技術研究所(NIST)と共同で開発した光励起型一次周波数標準器CRL-O1(シーアールエル-オーワン)はそのうちの一つであり、不確かさ 6×10^{-15} という確度で秒の定義値を実現している[3][4]。

2 光励起型一次周波数標準器 CRL-O1

光励起型Cs原子一次周波数標準器の基本原理図を図1に示す。CRL-O1は円筒ビームチューブ、真空ポンプ、レーザー光源、マイクロ波シンセ

サイザ、測定・制御コンピュータユニット等の多くの部分から構成されている。全システムは高さ1.2m、奥行き1m、幅3.2mの大きさで、ビームチューブは図1に示すように左右対称である。

Csオーブンはビームチューブのそれぞれの両端部に設置される。Cs原子はこのオーブンで100℃程度に加熱され、細い管(コリメータ、直径3mm、長さ50mm)を通りビーム状にビームチューブ内へ入射される。余分なCs原子を吸着させるために、円筒状のカーボングラファイトをコリメータとビームチューブの間に配置している。原子ビーム量は検出光が照射される部分で 10^8 個/s程度が得られている。

Cs原子の基底状態は、全角運動量子数Fが3もしくは4の二つの状態に区別される。オーブン出射直後の原子ビームでは原子はこの二つの状態にほぼ等しく分布しているが、励起用のレーザー光による光ポンピング効果によって、原子のエネルギー状態はすべてF=3状態にそろえられる。F=3状態にそろったビームにラムゼー共振器により二度マイクロ波を印加すると、ラムゼー共鳴が起こる。これにより、共振器通過後のビーム原子の、F=3状態又はF=4状態に分布する確率は、マイクロ波周波数に対し非常に敏感になる。この原子ビーム中におけるF=4状態の原子数を検出用レーザーで測定し、一番効率よく遷移するマイクロ波周波数を求めたならば、それが標準周波数(超微細準位間の遷移の周波数)になる。得られるスペクトル(ラムゼースペクトル)の線幅は、二つの相互作用領域を飛行する時間に依存する。

マイクロ波共振器の質は多くの周波数シフト要因に直接関係するため、標準器のパーツの中で最も重要な部分である。2か所の相互作用領域間におけるマイクロ波位相のずれは、周波数シフトを引き起こすため、これを最小にするためには共振器を可能な限り対称な形にしなければならない。また、共振器の共振周波数が原子の共鳴周波数とずれていると周波数シフトを生じるため(共振器引張りシフト)、この周波数差も極力小さくする必要がある。さらに共振器及びマイクロ波供給部からのマイクロ波の漏れも周波数シフトの要因となるために、製作には注意が必要である。CRL-O1の共振器においては、

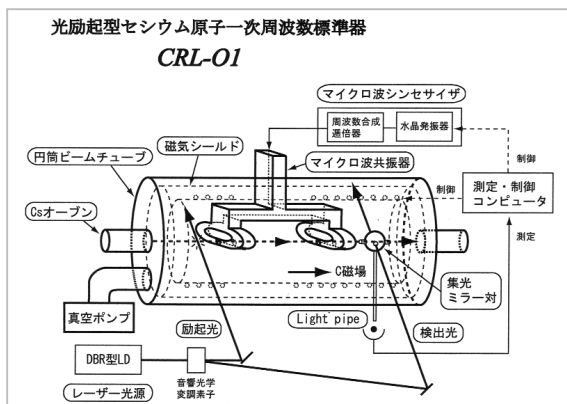


図1 光励起型Cs原子一次周波数標準器概略図

上記のような周波数シフト要因に対し細心の注意が払われている。共振器はU字型の直方導波管を使い、TE₁₀モードのH-planeで使用している。長さ23mmの二つの相互作用領域が1.53mのドリフト領域によって分離されている。我々はDeMarchi共振器と呼ばれるリング型構造の共振器を採用した[5]。これにより、相互作用領域における共振器内位相分布の不均一から生じる周波数シフトを大きく減少させた。共振器には3mmの孔があり、原子ビームはここを通過する。共振器の負荷Q値はおよそ400である。

我々の標準器ではH-plane共振器を採用しているため、ゼーマン分裂させるための静磁場(C磁場)は、原子ビームに平行である。C磁場を発生させるソレノイドコイルはアルミニウムボビンに巻かれ、ビームチューブ全体をほぼ覆う。このコイルは三重の磁気シールドに覆われている。原子ビーム方向に対して、垂直及び平行方向の磁気遮蔽率はそれぞれ 10^6 と 10^3 のレベルである。平行方向の磁気遮蔽率の低さを補うため、さらには地磁気の影響を最小にするために、ビームチューブは東西方向に沿って置かれている。また、C磁場は常に一定磁場を発生するように、アクティブに制御を行っている。

ビームチューブはイオンポンプ(排気速度20 l/s)によって 10^{-8} Torr以下に保たれている。これは非磁性ヒーターと断熱材によって一定温度(約37°C)に保たれる。

クロック遷移に相当する9.2GHzのマイクロ波は、5MHz、100MHz、10.7MHzそれぞれの電圧制御水晶発振器(VCXO)の通倍及び合成によって作られる。すべてのVCXOは基準発振器である水素メーザーに位同期され、日本標準時の源信であるUTC(CRL)とリンクされている。10.7MHzのVCXOはPCによって制御されるDDS(Direct-Digital-Synthesizer)に位同期され、9.2GHz付近でおよそ360kHzの掃引範囲を可能にしている。マイクロ波強度はパワーサーボ回路によって、ふらつきを小さくしつつ、任意の強度に設定でき、それはPCで制御されている。原子の共鳴線の中心を決定するために、ゆっくりした矩形波変調が用いられている。

原子の励起にはFMサイドバンド法によりCsの吸収線に周波数安定化された20mWのDBRレ

ーザーが使われている。レーザー光は励起用と検出用の二つに分けられる。我々の標準器では、励起光と検出光はそれぞれ基底状態 $F=4 \rightarrow$ 励起状態 $F'=3$ 遷移と $F=4 \rightarrow F'=5$ 遷移に同調されている。レーザー光は直線偏光で、原子の進行方向に対し垂直方向から照射される。ビームチューブを抜けた励起光は複屈折プリズムにより反射され、再度原子ビームに照射される。この反射光を入射光と直交に偏光させることで、励起状態への励起の効率を高めている。この方法によって原子のエネルギー状態は、レーザー光照射により生じるdark-stateへの原子の遷移なしに、 $F=4$ 状態から $F=3$ 状態へほぼ100%の効率で遷移される。マイクロ波と相互作用した原子からの蛍光を集光するミラーは、球面ミラーと楕円ミラーが組み合わせられ、集められた光はlight-pipeによって真空チャンバーの外に引き出される。導き出された蛍光は高感度光検出器及びオペアンプにより電気信号へと変換され、AD変換器を通し測定・制御コンピュータへと取り込まれる。

3 周波数シフトと不確かさ

セシウムの周波数を測定する場合、外部から様々な摂動が加えられるためにセシウム原子が本来持っている周波数からずれた値となる。一方、定義は摂動の無い状態でのセシウムの基底状態間のクロック遷移周波数である。したがって、定義値を実験的に決定するには、測定で求めた値から与えられた摂動によるシフト量を見積もり、引き去る必要がある。これが周波数のシフト量と呼ばれているものである。また、このときの見積りの不確かさ(uncertainty)も一次周波数標準器には重要なパラメータである。ここからは、我々が見積もった周波数シフトとその不確かさを個々に説明する[6][7]。これらの見積りに対する確からしさ(確度)の向上は今後も重要な研究課題である。国際度量衡局(BIPM)が推奨している不確かさの表現のガイド[8]では、不確かさは統計的なばらつきによるもの(type A)と、系統的に測定値をシフトさせるもの(type B)に分けられる。以下3.6までは、我々が評価したtype B不確かさについて述べる。以降の値は

すべて 10^{15} を単位とし、不確かさとして見積られる周波数幅をクロック遷移周波数で規格化したものである。type A不確かさについては**3.8**で述べる。

3.1 2次ドップラーシフト

1次のドップラーシフトはマイクロ波が原子の移動方向と垂直にかかっているために考慮する必要はない。しかしながら相対論によると、静止している観測者の座標系から見た場合の時間は、移動している原子の座標系での時間(原子の固有時)とは異なる。この場合の差を考慮した周波数シフト量は

$$\delta\nu_D = -\frac{1}{2} \frac{V^2}{c^2} \nu_{Cs} \quad (1)$$

として与えられる。ここで、 V は原子集団の速度、 c は光速、 ν_{Cs} はセシウムのクロック遷移の周波数9,192,631,770Hzである。これは単一速度の原子に関してのものであるが、一般には原子集団は速度の分布を持っているため、重みをつけて積分した値がこれに相当するものとなる。この場合、速度分布を測定する必要があり、我々は幾つかのマイクロ波の強度でラムゼー信号を測定し、この信号をフーリエ変換することによって原子の速度分布を求めている[9]。

2次ドップラーシフトにおけるtype Bの不確かさは、速度分布の決定精度による。フーリエ変換に伴う統計的な不確かさは0.6である。また、マイクロ波のパワーサーボの安定度に起因する不確かさは1.8であった。したがって、総合的な2次ドップラーシフトの不確かさを2とした。

3.2 2次ゼーマンシフト

ゼーマンシフトとは、外部から磁場がかかることにより生じる原子の共鳴エネルギーの変化のことである。セシウムのクロック遷移は基底状態の($F=4, m_F=0$)状態及び($F=3, m_F=0$)状態の間の遷移(以下二つの基底状態のそれぞれの m_F の数字を使い、0-0遷移と略する)であり、ここで F は全角運動量子数、 m_F は磁気量子数を表す。この遷移の周波数を観測するために、標準器ではC磁場をマイクロ波共振器部分にかけ、他のゼーマン副準位間の遷移から分離している。

この磁場による0-0遷移周波数のシフトが2次ゼーマンシフトである。この時のシフト量は以下の式によって導かれる。

$$\delta\nu_{QZ} = 8\nu_Z^2 / \nu_{Cs} \quad (2)$$

ここで ν_Z は0-0遷移と1-1遷移の間の周波数差(ゼーマン周波数)である。このシフト量に関する不確かさは、C磁場を制御しているサーボ回路の周波数安定度に依存する。この回路におけるゼーマン周波数の決定精度は0.01Hz以下であるため、不確かさは0.2以下である。

3.3 共振器引っ張りシフト

このシフトはマイクロ波共振器の共鳴周波数と原子の共鳴周波数の差(detuning)により引き起こされるものである。これは、共振器の共鳴周波数が原子のそれとずれると、原子の共鳴線が変形し共鳴ピークの周波数がずれて見える現象である。この場合のシフト量は以下のような式で書ける。

$$\delta\nu_c = \frac{\partial P / \partial b}{\partial P / \partial \lambda} \times \frac{db}{d\lambda} \times \omega_m \quad (3)$$

ここで、 λ はマイクロ波のdetuning、 P は遷移確率、 ω_m は変調の振幅、 b はラビ周波数を表す。また、 $db/d\lambda$ は共振器の同調ミスと線幅にのみ依存する量となる[10]。

CRL-O1の共振器は非常に注意深く作られているため、このシフトは非常に小さい。ラビ共鳴の中心に周波数を安定化した場合のシステム安定度は100sでおよそ 2×10^{11} という結果が得られた。これを1日の測定時間(86400s)に換算し、またラムゼー共鳴に対する周波数引き込みの度合い(ラビ共鳴のそれよりも3桁程度小さい)を考慮し、type Bの不確かさを0.6とした。

3.4 共振器端位相差シフト

これは共鳴領域が二つあるラムゼー型共振器に特有のシフトである。一度目の共鳴と二度目の共鳴の時マイクロ波の位相が異なるとラムゼー信号のピークがずれてくる。このシフトはビームを反転するとシフトする方向も逆転するために、測定に用いる原子のビーム方向の反転により補正することができる。その際に両方の

ビームの軌道が完全に一致しないと、共振器内位相分布シフト (distributed cavity phase shift) の影響が出て補正の精度が上がらない。しかしながら我々はリング型共振器を採用しているため、その構造上シフト量は小さい。このシフト量は以下の式で書ける。

$$\delta\nu_E = \phi E \quad (4)$$

ここで ϕ は共振器間の位相差で、測定データから決定される。また、 E はセシウム原子が二つの共振器間を通過する時間に依存した量であり、原子集団の速度分布に関係した量である。この場合の共鳴周波数の不確かさは

$$\delta\nu_E = \left(\frac{\partial E'}{E'} - \frac{\partial E}{E} \right) \frac{EE'}{E+E'} \phi \quad (5)$$

と書ける。ここで E 、 E' は原子ビームの方向による違いである。不確かさは位相差の決定精度、速度分布の決定精度に依存していることが分かる。我々は不確かさを0.2以下と見積もった。

3.5 黒体輻射シフト

このシフトは背景の黒体輻射による非共鳴な原子の励起に起因するものである。これはACシュタルク効果として解釈でき、理論的な計算式として、

$$\delta\nu_B = -1.69 \times 10^{-14} [(T + 273.15)/300]^4 \nu_{Cs} \quad (6)$$

で与えられる。この場合、標準器内部の温度の測定誤差が周波数の不確かさを決めている。温度の測定誤差を2℃程度とし、不確かさを0.5とした。

3.6 重力シフト

これは地球の重力場によるシフトである。現在はTAIの周波数が地球上のジオイド面における値で定義されているため、補正を要する。この時の理論式としては、

$$\delta\nu_g = (gh/c^2) \nu_{Cs} \quad (7)$$

と与えられ、 h はジオイド面からの高さである。また、ジオイド面からの高さの測定誤差が不確かさを決める要因となる。測定の結果から、ジオイド面からの測定誤差は数十cmであった。こ

れは不確かさとして0.1以下に相当する。

3.7 その他の周波数シフト

上記以外の周波数シフトの要因があり、その一部を挙げておく。ただし、CRL-O1での今回の確度評価では充分小さいと考え、起こり得る最大値のみを考慮した。

(1) 光シフト

これは励起もしくは検出に用いているレーザー光を原子が吸収し、蛍光をビーム軸上に放出することにより、原子が光シュタルク効果によって、そのエネルギーを変化させることによるものである。

(2) 共振器内位相分布シフト

このシフトはマイクロ波共振器内の原子ビームの通る穴の断面内でのマイクロ波の位相の分布が異なることにより発生するシフトである。このシフトは前述の共振器端位相差シフトの測定にも影響を及ぼす。導波管終端での反射を利用した従来型の共振器の構造ではこのシフトが大きくなる。我々は図1に示すような終端がリング型の共振器を用いて、この影響を小さくしている。

(3) 衝突シフト

これは原子同士の衝突により発生する周波数シフトである。実際には原子の飛行中に基底状態の位相が変化するような衝突があるとラムゼー信号自体が消失してしまうため、位相が変化しない衝突によるシフトである。

以上の三つ以外にも原子の周波数をシフトさせる要因は考えられるが、上記の三つも含めそのシフト量は小さい。主なものは前述の3.1～3.6で評価したシフト要因である。しかしながら、これは光励起型での測定の場合であり、今後主流となるであろう原子泉型の一次周波数標準器においては、評価すべき要因である。また、確度が向上するに伴い、さらに新しいシフト要因が出現してくることも考えられる。このような、我々の装置にとっては小さいシフト量であるが未特定のシフト要因に対するシフト量 (uncorrected biases) を0とし、不確かさ (type B) を3.2以下と見積もっている。

3.8 type Aの不確かさ

確度評価の際、我々は10日間(1日1データ点)測定を行っている。その測定結果として水素レーザーとCRL-O1との周波数差が得られる。この値から上記のシフトをすべて引いた値を計算する。このデータが測定回数分だけあり、それぞれの値はばらつきを持っているため、その標準偏差を計算し、計測の自由度の平方根で割って得られる値をtype Aの不確かさとする。CRL-O1の確度評価においては、① CRL-O1自身の安定度、② 参照標準の安定度、③ その他の原因に分けられるが、実際の測定で得られる値はこれらの和である。それは式(8)、(9)で与えられる。

$$\sigma_r = \frac{1}{\sqrt{n-1}} \sum_{i=1}^n (R_i - M)^2 \quad (8)$$

$$M = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n R_i \quad (9)$$

ここでnは周波数測定の実数、 R_i は各測定から評価される周波数シフトを差し引いた測定値である。参照標準として我々はロシア製水素レーザー(オシロクオート社CH1-75)を使っており、アラン分散で評価された安定度は、サンプリング時間1秒測定に対し 2×10^{-13} 、10000秒測定に対し 2×10^{-15} 、10日測定に対し 1×10^{-14} である。

一方、CRL-O1自身の安定度については毎回、水素レーザーに対して1秒での安定度を評価しており、この値から1日での安定度を推定している。それは次式で与えられる。

$$\sigma_s = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{i=1}^n S_i^2 \quad (10)$$

ここで S_i は各測定における推定された安定度である。この評価から得られる値がtype A不確かさの理論的な最小値と考えるべきであるが、実際の10日間という有限のデータセットでは、時にこれより小さい σ_r が得られる。そのような場合、我々は σ_r ではなく σ_s をtype A不確かさの評価に用いる。したがってtype A不確かさ u_A は次式で表される。

$$u_A = \frac{\sigma_j}{\sqrt{n}} \quad (11)$$

ただし $\sigma_r > \sigma_s$ ならば $\sigma_j = \sigma_r$ 、 $\sigma_r < \sigma_s$ ならば $\sigma_j =$

σ_s である。

3.9 総合不確かさ

我々がBIPMへ報告する時に見積もる不確かさで、主なものは、上で述べたtype Aとtype Bの不確かさである。また、この値にUTC(CRL)(CRLが管理している時系)と水素レーザーのリンクの不確かさ、GPSを使ったUTC(CRL)とTAI(国際原子時)とのリンクの不確かさなどのすべての不確かさの2乗和の平方根を取ったものが、Circular Tに発表される総合の不確かさ(total combined uncertainty)になる。

表1 CRL-O1の確度評価結果

周波数シフト量とtype B不確かさ
(単位は 10^{-15})

Physical Effect	シフト量	type B 不確かさ
二次ドップラー West-to-East East-to-West	-258.5 -290.2	2
二次ゼーマン	+152,797.1	0.2
共振器引っ張り	0	0.6
共振器端位相差 (end-to-end) West-to-East East-to-West	135.6 -143.3	0.8
黒体輻射	-19.5	0.5
重力	8.2	0.1
Uncorrected biases	0	3.2
全 type B 不確かさ		≤ 3.9

UTC(CRL)と確度評価に使った水素レーザーの周波数差

$$Y_{(\text{UTC}(\text{CRL})-\text{H maser})} = +222.4 \times 10^{-15}$$

CRL-O1と水素レーザーの周波数差(測定結果)

$$Y_{(\text{CRL}-\text{O1}-\text{H maser})} = +208.5 \times 10^{-15}$$

黒体輻射および重力シフトを補正した後の周波数差

$$Y_{(\text{CRL}-\text{O1}-\text{H maser})} = +219.8 \times 10^{-15}$$

CRL-O1とUTC(CRL)の周波数差(BIPMへ報告される値)

$$Y_{(\text{CRL}-\text{O1}-\text{UTC}(\text{CRL}))} = -2.6 \times 10^{-15}$$

Corrected Value	type A 不確かさ
-2.6	5

CRL-O1とUTC(CRL)との間のリンクのtype A不確かさ: 0.8

4 BIPMへの報告レポート

これらの測定結果を以下のような項目にまとめ、TAIの確度評価としてBIPMへ報告する。

- (1) CRL-O1の周波数測定値から**3.1~3.6**で述べた周波数シフト量を差し引いて見積もられた定義値と、UTC (CRL)との周波数差。
- (2) 各周波数シフトとそのtype Bの不確かさ、type Aの不確かさ、CRL-O1とUTC (CRL)のリンクについての不確かさ。
- (3) 補助データとして、水素メーザーとUTC (CRL)の周波数差。

我々の送った最近のレポートの一部を表1に示す。各周波数シフト量に関しては、実測値を用いて上述の理論式によって計算している。type Aの不確かさは 5×10^{-15} という結果が得られたが、過去の10日間の確度評価結果の中では比較的良い値の一つである。

表1において、共振器端位相差シフト (Cavity phase) のtype B不確かさは0.8となっている。このレポートを報告後、不確かさのより詳細な見積りを行った結果が**3.4**で述べた不確かさの値である。

図2は、国際原子時 (TAI) とCRL-O1を含んだ他研究機関の光励起型一次周波数標準器の測定周波数との差を縦軸に、測定の年月日 (修正ユリウス日:MJDを単位) を横軸にプロットしたものである。図中でCircular-Tのデータは、磁気選別型や原子泉型を含むすべての一次周波数標準器のデータを基にした値である。

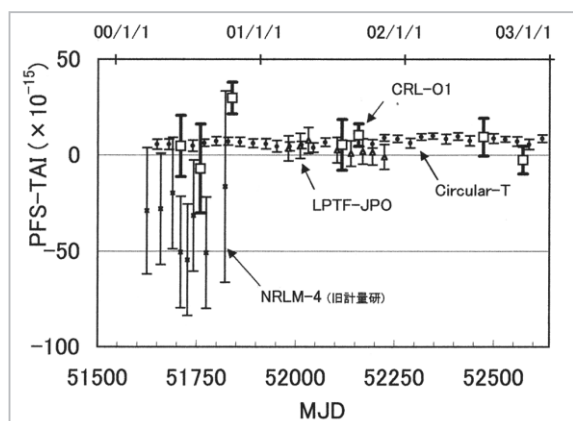


図2 CRL-O1と他の光励起型一次周波数標準器の測定結果の比較

この図から、現在稼動中の光励起型の一次標準器の中では、CRL-O1が最も精度よく秒の定義を実現する装置と言える。しかし近年、原子泉型の一次周波数標準器の登場により、秒の定義値実現の不確かさもかなり小さくなっている。PTBの原子泉型標準器PTB-CSF1の不確かさは2.0~2.5程度である。NISTの原子泉型標準器NIST-F1は1.5~2.0程度を報告している。CRL-O1の不確かさはtype Aが支配的である。1日1点のデータを10日測定すると10点のデータセットになるが、この測定点を増やすことでtype Aの不確かさは更に小さくなる。しかし、参照標準として使用している水素メーザーの測定期間中の周波数ドリフトが、測定周波数のシフト量に影響を与えるため、何らかの補正が必要になってくる。複数台の商用Cs時計とUTC公表値との周波数差のアンサンブル平均値は、その変動幅が $10 \sim 20 \times 10^{-15}$ 程度まで小さくなるため、確度評価期間における水素メーザーの周波数変動の補正に用いることができる。そこで我々はこのような手法により過去の周波数差のデータからドリフト傾向を予測し、周波数オフセットジェネレータにより周波数を調整した信号を確度評価のための基準信号として用いることを検討している。

5 むすび

CRLはNISTと共同で光励起型一次周波数標準器CRL-O1を開発した。我々は2000年4月から確度評価結果をBIPMに報告し、国際原子時の高精度化への貢献を行っている。CRL-O1の確度評価の結果は、BIPMによって評価される値とよく一致している。確度評価中の、参照標準として用いている水素メーザーの周波数ドリフトを小さくするためのシステムを現在構築中であり、長期間の測定によりtype Aの不確かさを更に小さくできると考えている。我々はCRL-O1を用いたこれら確度評価に関する論文を現在準備中であり、装置及び測定結果の詳細、シフト量及び不確かさの見積り方法等をそこで報告する予定である[11]。

謝辞

CRL-O1の開発及び確度評価の際に有益な議論、ご意見を頂いたR. Drullinger博士及びNIST時間周波数グループのメンバーに感謝する。

付録

ここでは、ラムゼー共鳴について説明する。原子とマイクロ波が相互作用する部分を二つに分離し、共鳴信号を観測する方式をラムゼー共鳴方式という。二つの相互作用領域は同一構造である。共振器には二つのタイプがあり、相互作用領域において原子ビームの進行方向とマイクロ波磁場の方向とが互いに垂直のタイプ(Eバンド型)と原子ビームの方向とマイクロ波磁場の方向が平行のタイプ(Hバンド型)がある。CRL-O1ではHバンド型の共振器を用いている。

相互作用領域が一つの場合には、解析は簡単である。原子に弱い静磁場が加えられ、基底状態にある複数のゼーマン副準位を十分分離できる場合には、原子を二準位モデルで取り扱うことができるためである。一つの相互作用領域での原子とマイクロ波との共鳴は、ラビ共鳴と呼ばれる。共鳴スペクトル線幅は原子とマイクロ波との相互作用時間の逆数程度である。

相互作用領域が二つの場合、解析は複雑である。間隔Lにおいて二つの長さlの相互作用領域があり、この二つの領域の間はマイクロ波が存在しない空間で、ドリフト空間と呼ばれる。ドリフト空間の静磁場は相互作用領域の静磁場に等しいとし、二つの相互作用領域とドリフト空間を単一速度vの原子ビームが通過する場合を考える。このときの原子とマイクロ波との共鳴は、ラムゼー共鳴と呼ばれ、その遷移確率 P_2 は次式で与えられる[12]。

$$P_2(\tau) = \frac{4b^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{1}{2} \Omega \tau \left(\cos \frac{1}{2} \Omega \tau \cos \frac{1}{2} \Omega_0 \tau - \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin \frac{1}{2} \Omega \tau \sin \frac{1}{2} \Omega_0 \tau \right)^2 \quad (\text{A.1})$$

ここで、

$$b = \mu_B B / \hbar, \quad \mu_B: \text{ボア磁子}, B: \text{マイクロ波磁場強度}, \hbar: \text{プランク定数},$$

$$\Omega = \sqrt{b^2 + \Omega_0^2},$$

$\Omega_0 = \omega - \omega_0$, ω : マイクロ波周波数, ω_0 : 原子の共鳴周波数,

$T = L/v$: ドリフト空間通過時間,

$\tau = l/v$: 一つの相互作用領域の通過時間,

である。

遷移確率 $P_2(\tau)$ はマイクロ波強度に依存する。 $\Omega_0=0$ すなわち $\omega = \omega_0$ で極大となり、 $b\tau = \pi/2$ で最大値1となる。式(A.1)から、Tが大きいほどマイクロ波周波数 ω に敏感になり、より狭い共鳴スペクトルが得られることが分かる。

二つの相互作用領域それぞれのラビ共鳴によるスペクトル成分はラビペデスタルと呼ばれ、次式で表される。

$$P_3(\tau) = \frac{b^2}{2\Omega^2} \left(\sin^2 \Omega \tau + \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega \tau)^2 \right) \quad (\text{A.2})$$

これはラムゼー共鳴の遷移確率の高周波成分を平均化することで得られる。観測されるスペクトルはラビペデスタル P_3 とラムゼー共鳴スペクトル P_2 の重なった形になる。上記の説明では単一速度vの原子ビームの場合のみを取り上げたが、実際の原子ビームは速度分布を持っている。光励起型標準器に使われる原子ビームの最確速度は約260 m/sであり、速度広がり半値全幅は約120 m/sである。そのため観測される共鳴信号は、様々な速度の原子の共鳴信号の重ね合わせとなるため、ラムゼー共鳴における明確な極大極小点(ラムゼーフリンジ)は原子の共鳴周波数の極近傍においてのみ観測される。

原子泉型周波数標準器では、レーザー冷却技術によって原子の速度が小さくされる。マイクロ波共鳴に用いられる原子ビームは、約1 m/sの平均速度を持ち、その速度広がり半値全幅は数 cm/s 以下である。したがって、本誌3-2-2「CRLにおける原子泉型一次周波数標準器開発」において示されるように、光励起型に比べて狭い共鳴スペクトルが得られ、ラムゼーフリンジはラビペデスタル全体にわたって観測される。

参考文献

- 1 占部伸二, 梅津純, 石津美津雄, 林理三雄, "新しい原子周波数標準器", 電波研究所季報, Vol.29, No.149, pp. 141-159, 1983.
- 2 古賀保喜, 大嶋新一, 中段和宏, 池上健, "光ポンピングCsビーム周波数標準器の試作", 計量研究所報告, Vol.38, No.1, pp.49-56, 1989.
- 3 A. Hasegawa, K. Fukuda, N. Kotake, M. Kajita, T. Morikawa, W. D. Lee, C. Nelson, D. A. Jennings, L. O. Mullen, J. H. Shirley, and R. Drullinger, "An Improved Optically-pumped Primary Frequency Standard", Proc. of Frequency Control Symposium98, pp. 61-63, 1998.
- 4 A. Hasegawa, K. Fukuda, N. Kotake, M. Kajita, T. Morikawa, W. D. Lee, C. Nelson, D. A. Jennings, L. O. Mullen, J. H. Shirley, and R. Drullinger, "CRL-NIST Joint Development of An Improved Optically pumped Primary Frequency Standard", Proc. Conf. on Precision Electromagnetic Measurements, pp.177-178, 1998.
- 5 A. DeMarchi, O. Francescangeli, and G. P. Bava, "Dimensional Sensitivity of End-to-End Phase Difference in Ring Terminated Ramsey Cavities", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol.42, No.2, pp.448-452, 1993.
- 6 W. D. Lee, J. H. Shirley, J. P. Lowe, and R. E. Drullinger, "The Accuracy Evaluation of NIST-7", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol.44, No.2, pp.120-123, 1995.
- 7 J. H. Shirley, D. W. Lee, and R. E. Drullinger, "Accuracy evaluation of the primary frequency standard NIST-7", Metrologia Vol.38, pp.427-458, 2001.
- 8 飯塚幸三 監修, "計測における不確かさの表現ガイド", 財団法人日本規格協会発行, 1996.
- 9 J. H. Shirley, "Velocity distribution calculated from the Fourier transforms of Ramsey lineshapes", IEEE, Trans. Instrum. Meas. Vol. 46, No.2, pp.117-121, 1997.
- 10 J. H. Shirley, D. W. Lee, G. D. Rovera, and R. E. Drullinger: "Rabi Pedestal Shifts as a Diagnostic Tool in Primary Frequency Standards", IEEE, Trans. Instrum. Meas. Vol. 44, No.2, pp.136-139, 1995.
- 11 A. Hasegawa, K. Fukuda, M. Kajita, H. Ito, M. Kumagai, M. Mizuhiko, N. Kotake, and T. Morikawa: in preparation.
- 12 J. Vanier and C. Audoin, "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards", Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.



みくだきょうや
福田京也

電磁波計測部門原子周波数標準グループ主任研究員
周波数標準



はせがわあつし
長谷川敦司

基礎先端部門量子情報技術グループ主任研究員 博士(理学)
非線形レーザー分光



いとうひろゆき
伊東宏之

電磁波計測部門原子周波数標準グループ研究員 博士(理学)
原子周波数標準



くまがいもとひろ
熊谷基弘

電磁波計測部門原子周波数標準グループ研究員 博士(理学)
原子標準、レーザー物理



小竹 算

電磁波計測部門日本標準時グループ研究員
周波数標準



梶田雅稔

電磁波計測部門原子周波数標準グループ主任研究員 理学博士
量子エレクトロニクス、原子分子物理学



細川瑞彦

電磁波計測部門原子周波数標準グループリーダー 理学博士
原子周波数標準、時空計測



森川容雄

電磁波計測部門研究主管
周波数標準、時空計測