

2-3 原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1

2-3 Caesium Atomic Fountain Primary Frequency Standard NICT-CsF1

熊谷基弘 伊東宏之 梶田雅稔 細川瑞彦

KUMAGAI Motohiro, ITO Hiroyuki, KAJITA Masatoshi, and HOSOKAWA Mizuhiko

要旨

情報通信研究機構では、国際原子時の校正や日本標準時の高精度化を目的にセシウム原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1 を開発した。レーザー冷却したセシウム原子を上方に打ち上げ、マイクロ波と2回相互作用させ線幅 1 Hz 以下のラムゼー信号を観測し、あらゆる周波数シフト量を補正することで、 10^{-15} の精度で秒の定義値を実現している。本稿では NICT-CsF1 の構造とその性能を詳解する。

NICT have developed Caesium atomic fountain primary frequency standard NICT-CsF1 to contribute to International Atomic Time (TAI) and Japan Standard Time. In NICT-CsF1, the caesium atoms are cooled and launched upward. Twice microwave interrogators give rise to the 1 Hz Ramsey resonance. All of the systematic shifts are evaluated with their uncertainty of 1×10^{-15} .

[キーワード]

セシウム一次周波数標準器, 原子泉型, ラムゼー共鳴, 安定度, 不確かさ

Caesium primary frequency standard, Atomic fountain, Ramsey resonance, Stability, Uncertainty

1 はじめに

1.1 一次周波数標準器

原子・分子またはイオンが持つ離散的エネルギー間隔は、基礎物理定数そのものが変化しない限り一定不変である、という考えのもと、原子が発するスペクトルを周波数基準にしようとしたのが原子周波数標準の始まりである。その後様々な原子種を用いた実験及び検証により、1967年国際度量総会において国際単位系(SI)の1つである秒の長さは次のように決まった。

「秒は 133 セシウム原子の基底状態の2つの超微細構造準位間の遷移に対応する放射の周期の 9192631770 倍である」

この定義文は「秒」の観点から書かれているため日本語として理解しづらいが、秒の逆数である「周波数」の観点で言い換えると、「セシウム原子の超微細構造準位間のエネルギー間隔は 9192631770 Hz (×プランク定数) である、もしくは、セシウム原子に 9192631770 Hz の電磁波を当

てたとき原子の内部状態の変化(他の状態へ遷移)の確率が一番大きくなる」という事になる。もしセシウム原子が一番反応する周波数(共鳴周波数)が 9192631770 Hz からずれていたならば、それはこの周波数の値を決めている参照信号(リファレンス)がずれている事になる。参照信号に国際原子時(TAI)や日本標準時(UTC(NICT))を使用しセシウム原子の反応を見る事で、参照信号が秒の定義通りの値を出しているか確認する事ができる。

また、上記定義文に記載されていない定義も多く存在しており、正確には、温度はゼロ Kelvin、外部磁場も外部電場もなし、他の原子分子との衝突もなし、重力の影響もなし…など外部摂動が全くない状態下のセシウム原子の共鳴周波数が 9192631770 Hz、と決まっている。しかし、実際の実験系においてそのような無摂動状態下で信号を観測する事は不可能であるため、セシウム原子の出す値は周波数シフトを起こしている。一次周波数標準器(Primary Frequency Standard)は考えられうる全ての周波数シフト量を評価できるよう

に作られており、無摂動状態でのセシウム原子の共鳴周波数を実現することができる。周波数標準器には、商用セシウム時計、水素メーザー、ルビジウム原子時計、光周波数標準…などが存在するが、これらの標準器はあくまでも二次標準器であり、2010年現在、一次周波数標準器と呼べるものは、セシウム原子の量子遷移を基準にし、あらゆる摂動による周波数シフト量を全て評価した周波数標準器だけである。

一次周波数標準器の性能は、「安定度」と「不確かさ」という2項目で評価される。安定度はどのくらい安定にその信号を再現できるかを表しており、不確かさは全ての周波数シフト量をどの桁まで評価しているかを表している。例えば、1 Hzの桁までしか値を決定できない場合、1 Hzは9192631770 Hzに対して10桁落ちなので、 10^{-10} の不確かさを有していることになる。逆に、不確かさ 1×10^{-15} の性能とは10 μ Hzの桁まで周波数シフト量を評価していることに相当する。一次周波数標準器は精度優先で作られているため連続運用には余り適さない。そのため、連続に信号を出し続ける「時計」というよりは、定期的に運用して国際原子時や日本標準時の値をチェックする「校正装置」という意味合いが強い。

1.2 ラムゼー共鳴

高精度の一次周波数標準器を実現するには、なるべく周波数線幅の狭い共鳴信号を観測する必要がある。狭線幅の信号を観測するには原子とその共鳴周波数と探る電磁波(セシウムの場合はマイクロ波)の相互作用が長ければ長い方がよい。しかし、外部摂動無しに原子を同じ場所に静止させ続ける事は不可能であり、通常の方法では線幅の狭い信号を観測する事は困難であった。そこで考え出された方法がラムゼー共鳴である。原子と電磁波の相互作用を時間間隔を空けて2回行う事で、原子と電磁波を長時間相互作用させた時と同じ線幅の信号を観測する事ができる。この1回目と2回目の相互作用の時間間隔(ドリフト時間)の逆数が線幅となるため、ドリフト時間が長ければ長いほど非常に狭い線幅の信号が観測できる。ラムゼー共鳴の遷移確率 $P(\tau)$ と線幅 $\Delta\nu$ は次式で与えられる(詳しくは文献[1]を参照)。

$$P(\tau) = \frac{1}{2} \sin^2 b \tau [1 + \cos\{(\omega_0 - \omega)T\}] \quad (1)$$

$$b = \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (2)$$

$$\Delta\nu = \frac{1}{2T} \quad (3)$$

ω_0 は原子の共鳴周波数、 ω はマイクロ波の周波数、 μ_B はボーア磁子、 B はマイクロ波の磁束密度、 τ は原子が共振器を通過する時間、 T はドリフト時間。

1.3 原子泉型一次周波数標準器

ラムゼー共鳴を利用する一次周波数標準器として、まず磁気選別型、次に光励起型が開発された。この2つのタイプでは、原子とマイクロ波が相互作用するマイクロ波共振器部分を空間的に離し、熱ビームにより原子を水平方向に飛ばし長いドリフト時間を確保する。光励起型一次周波数標準器 NICT-O1 の場合、共振器間隔は1.5 m、原子200 m/secの速度でこの共振器間を通過していくため、ドリフト時間は数十ミリ秒、線幅は100 Hz程度であった。更に長いドリフト時間を確保するために、原子を真上に打ち上げて重力による自由落下を利用する方法が提案された。原子の打ち上げ軌道に共振器を設置すれば、打ち上げによる上昇時と自由落下による下降時の2回、電磁波と相互作用させる事ができる。ただし、前述した2つのタイプのように熱ビームで原子を打ち上げると原子は遥か上空まで打ち上がってしまい拡散により信号を取得できない。そこで採用されたのがレーザー光によって原子の速度を制御する方法である。レーザーの輻射圧によって原子を集め、レーザーの輻射圧によって原子を精度良く打ち上げる事により、原子数を損なわずに長いドリフト時間を確保する事が可能となった。重力による自由落下を利用すれば、原子を数十cm打ち上げるだけで約1秒のドリフト時間を確保できる。原子が真上に打ち上げられ重力により落下する様子が「泉」に似ているため、日本語では「原子泉」、英語では「Atomic Fountain」と呼ばれている[2]-[8]。原子泉型は、レーザー冷却やレーザー



図 1(a) セシウム原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1

光による原子操作の技術の進歩と共に発展を遂げたタイプである。

1.4 開発の経緯

情報通信研究機構では、国際原子時への貢献、日本標準時^[9]の高精度化を目的にセシウム一次周波数標準器の開発を行っている。磁気選別型 CRL-CS1^[10]、光励起型 NICT-O1 (旧 CRL-O1)^[11] に続く一次周波数標準器として原子泉型の開発を独自に行ってきた。2002 年、プロトタイプシステム (前回の特集号参照) を用いてラムゼー信号の観測に成功した^{[12][13]}。プロトシステムを使ってある一定の成果は得られたが、より高安定で長時間の運用、より高精度な値の実現を目指し、真空装置、光学系、制御系、あらゆる必要技術要素の抜本的見直しを行い、コンパクトで高性能なシステムを完成させた。この装置は、NICT のセシウム原子 (Cs) の原子泉型 (Fountain) の 1 号機という意味で、「NICT-CsF1」と名づけられた^[14]。NICT-CsF1 のデザインは 2003 年の春から始め、新 2 号館の完成と共にシステムの構築を行い、2006 年から運用を開始している。また 2007 年には一次周波数標準器として国際承認を受け、その後世界協定時や国際原子時の高精度化に貢献している。

2 原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1

NICT-CsF1 は全体を 1 重の磁気シールドで囲まれた部屋で運用されている。この磁気シールドにより地磁気の影響は 1/10 程度に減衰されている。部屋全体は 25 ± 0.2 °C で温度管理されており、床は空気サスペンションにより他の振動源から分離されている。

2.1 NICT-CsF1 の構造

NICT-CsF1 の断面図を図 1 (b) に示す。NICT-CsF1 はレーザー冷却領域、マイクロ波相互作用領域、検出領域の 3 つの領域からなっており、検出領域はレーザー冷却領域とマイクロ波相互作用領域の間に設けられている。レーザー冷却領域部の真空チャンバー (トラップチャンバー) は、複数のレーザー光が入射可能なビューポートが設けられ、レーザー光を 3 次元方向から原子に照射すること事ができる。また磁気光学トラップ (magneto-optical trap: MOT) 用の反ヘルムホルツコイルがチャンバーに取り付けられており 4 重極磁場を生成する。反ヘルムホルツコイルによる磁場勾配は 100 mTesla/m 程度である。NICT-CsF1 のレーザー冷却では、水平方向のレーザー 4 本 (XY 平面) と上下方向のレーザー 2 本 (Z 方向) からなる

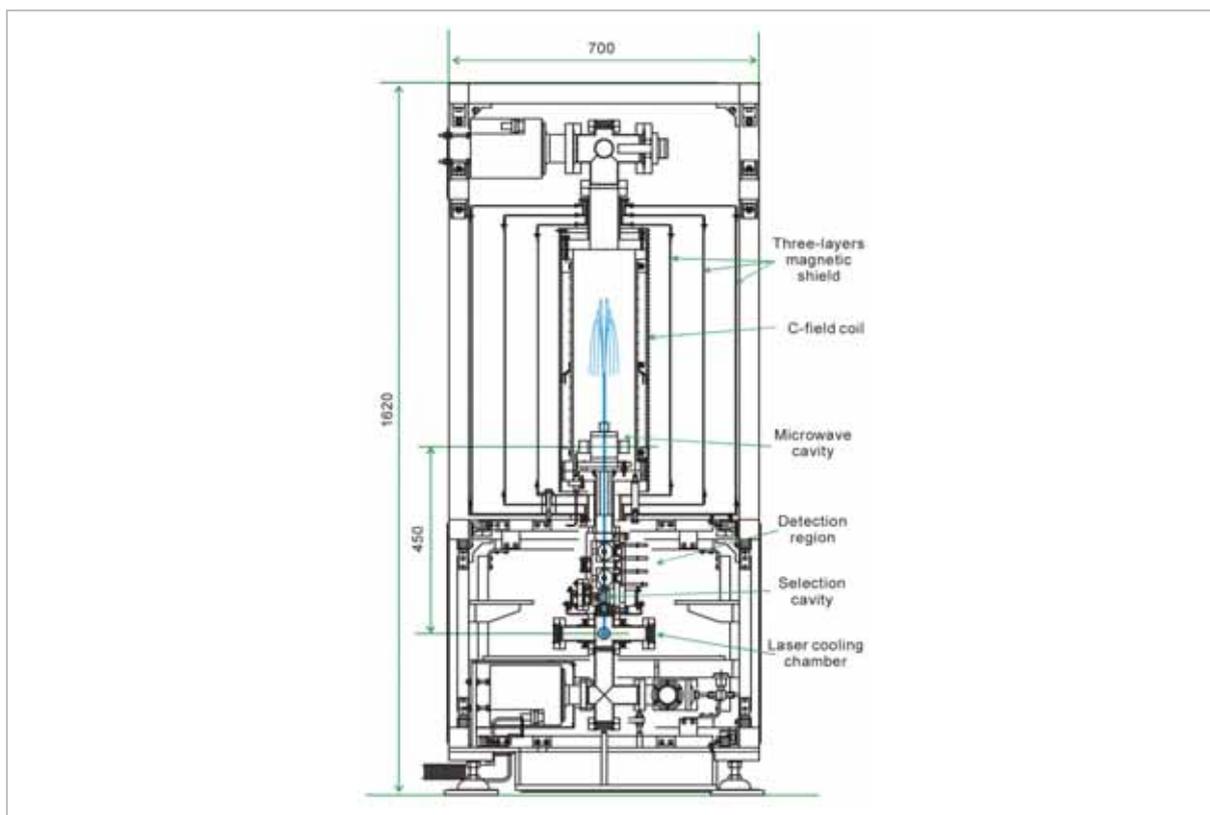


図 1(b) NICT-CsF1 の断面図

(0, 0, 1) 配置を採用している。トラップチャンバーを支えているアルミフレームには XYZ の 3 軸全てに補正コイルが巻かれており、微弱電流を流して地磁気の影響をキャンセルしている。原子集団のうち時計遷移として使用する $m_F=0$ の原子を選び出す選択用共振器はレーザー冷却領域のすぐ上(トラップチャンバーの中心から 8 cm 上)に設置されている。選択用共振器は共振モード TE_{102} の方形型共振器であり、Q 値は約 100 である。

マイクロ波相互作用領域は、円筒型の真空チャンバー(相互作用チャンバー)と 3 層の磁気シールドからなっている。相互作用チャンバー内には C 磁場コイルと円筒型マイクロ波共振器(ラムゼー共振器)が設置されている。C 磁場コイルは直径 20 cm 長さ 60 cm の円筒形コイルであり、その両端 6 cm の部分は補正用コイルが巻かれ磁場の均一性を実現している。ラムゼー共鳴を起こすマイクロ波共振器の共振モードは TE_{011} であり、内部定在波の磁場の向きは C 磁場コイルの磁場方向(鉛直)と一致している。共振内部空洞の大きさは半径 28 mm 高さ 23.3 mm であり、共振器上下の

エンドキャップには原子通過用に $\phi 12$ mm の穴が開けられている。共振器へのマイクロ波の励起は両側に備え付けられた導入端子から行われる。 TE_{011} モードと共振周波数が縮退している TM_{111} モードは共振器内部に 1/4 波長チョーク構造を作り抑圧している。また原子が通過する穴からのマイクロ波の漏れを防ぐため、長さ 5 cm のカットオフチューブが上下のエンドキャップに取り付けられている。NICT-CsF1 ではマイクロ波共振器の共振周波数を時計遷移周波数(9.192631 GHz)になるべく近づくように調整しており、その差は 700 kHz 以下に抑えられている。共振器自身の Q 値は約 18000 であり、原子共鳴の Q 値(約 10^{10})に比べると十分小さく、共振器による周波数シフトは無視できるぐらい小さくなる。相互作用チャンバーを囲っている 3 層磁気シールドの材質はパーマロイであり、シールド率は 1000 程度である。

検出領域は、長方形型の真空チャンバー(検出チャンバー)からなり、上中下 3 箇所原子集団にレーザー光を照射する事ができる。また上下 2

箇所にはレーザー光軸に直交する方向にビューポートが設けてあり、セシウム原子が発する蛍光を取り出すことができる。原子集団は四方八方に蛍光を発するので、それを集光する球面ミラーが検出チャンバー内に設置されている。集められた原子の蛍光は光パイプを通った後、面積 1 cm^2 の Photo Detector に照射される。中央のポートは $F=3$ の原子を $F=4$ 状態へ移す光励起の際に使われる。検出方法の詳細については **3.1** で紹介する。

レーザー冷却領域と検出領域の間及び検出領域とマイクロ波相互作用領域の間にはそれぞれカーボングラファイトチューブが設置されており、余分なセシウムガスの吸着やマイクロ波リーク吸収の役割をしている。トラップチャンバーと相互作用チャンバーにはそれぞれイオンポンプと Non-Evaporable Getter (NEG) ポンプが1台ずつ備えつけられており、 $2 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ 以下という超高真空を実現している。

NICT-CsF1 の高さは約 1.6 m であり、原子の打ち上げ点からマイクロ波共振器までの距離は 45 cm である。トラップチャンバーと検出チャンバーは磁性の少ないステンレス (316L) で作られており、原子がマイクロ波と相互作用する相互作用チャンバーはアルミニウムで作られている。真空層内に設置するマイクロ波共振器や蛍光集光用球面ミラーは無酸素銅で作られている。その他、磁性体を真空層内に入れないよう細心の注意が払われている。

2.2 レーザー光学系

NICT-CsF1 の光学セットアップを図2で示す。NICT-CsF1 では2台の外部共振器型半導体レーザーをマスターレーザーとして用いている。2台のレーザーはセシウム原子の D_2 線の $F=4 \rightarrow F'=5$ 線と $F=3 \rightarrow F'=2$ 線に周波数安定化されている。長期安定性をあげるため周波数安定化のエラー信号は modulation transfer spectroscopy 法^[15]で得ている。得られた周波数安定度は長期でも 10^{-12} 台であり、レーザー周波数のドリフトが 1 kHz 以下に抑えられている事を意味している。

レーザー冷却で多くの原子を捕獲するには照射するレーザー光の強度は冷却遷移の飽和強度より

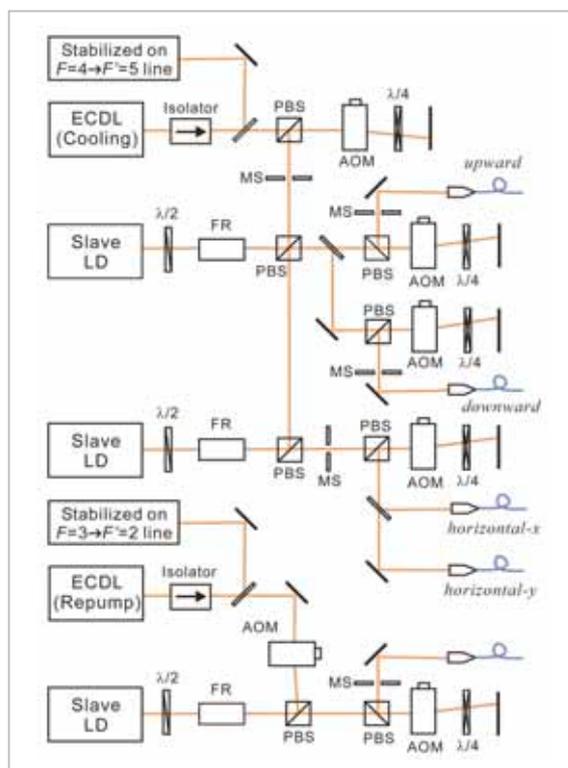


図2 NICT-CsF1 の光学系

ECDL: 外部共振器型半導体レーザー、
FR: ファラデー回転子、
PBS: 偏光ビームスプリッター、
AOM: 音響光学変調器、
MS: メカニカルシャッター

も十分大きい必要がある。マスターレーザーのレーザー光強度は十分強くないため、 150 mW のシングルモード半導体レーザーに注入同期をする事でレーザー光を増幅している。NICT-CsF1 では2台の 150 mW レーザーをスレーブレーザーとして使用している。増幅されたレーザー光の周波数と光強度は音響光学素子 (acousto-optics modulator: AOM) によって制御される。全ての AOM は多チャンネル Direct Digital Synthesizer (DDS) で駆動されており、DDS の周波数や強度の切替は $3 \mu\text{s}$ 以内で行われる。レーザー光の ON/OFF は AOM によって高速に行なれる。光シフトをさけるため、AOM で切れなかった残留光はメカニカルシャッターによって完全に遮断される。NICT-CsF1 では5台のメカニカルシャッターを独立に制御している。光学テーブルと NICT-CsF1 本体は離れており、レーザー光は偏光保持ファイバ (polarization maintaining fiber: PMF)

を介して NICT-CsF1 本体まで運ばれている。NICT-CsF1 側の PMF の端面にはコリメータ用レンズと $\lambda/4$ 波長板が取り付けられており、 $\phi 25$ mm (横方向) と $\phi 12$ mm (縦方向) の円偏光のレーザービームが原子に照射されている。またスレーブレーザーの出力の一部は蛍光検出用に使われる。レーザー冷却と蛍光検出の過程では $F=3$ の原子を $F=4$ に戻すリポンプ光源が必要であり、外部共振器型半導体レーザーの 1 台はこのリポンプ光源として使われる。

2.3 マイクロ波発振器

セシウム原子の時計遷移をプローブするには高安定かつ高分解能な 9.192 GHz のマイクロ波シンセサイザーが必要である。現在は Spectra Dynamics Incorporation 社のシンセサイザー (SDI CS-1) を使用している [16]。このシンセサイザーは 5 MHz の Voltage-Controlled Crystal Oscillator (VCXO) と 100 MHz の VCXO、9.2 GHz の Dielectric Resonant Oscillator (DRO)、7.3 MHz の DDS からなっており、VCXO、DRO、DDS は 5 MHz の外部参照信号に位相同期されている。外部参照信号には UTC (NICT) にリンクしている水素メーザーの信号を使用している。9.192 GHz シンセサイザーの周波数は、シンセサイザー内部の DDS を PC 制御する事により、 $1 \mu\text{Hz}$ 以下の分解能で発振周波数を変化させることができる。スプリアスや高調波ノイズはキャリアに対して 60 dB 以下である。

3 原子泉型標準器の運用

3.1 運用サイクル

NICT-CsF1 は、原子捕獲、上方への打ち上げ、偏光勾配冷却、状態選択、ラムゼー共鳴 (2 回マイクロ波と相互作用)、検出、再び原子捕獲… の繰り返しで動作している。MOT (400 ms) により約 10^8 個のセシウム原子が捕獲され、ドップラー極限温度 (数百 μK) まで冷やされる。捕獲された原子を打ち上げる前に一旦 MOT 用のコイルの電流を切り、残留磁場がなくなるまでの暫くの間 (40 ms) 光モラセス (optical molasses: 光と原子の相互作用により原子が 1 点に集められ糖蜜のようになっている状態) のみで原子を捕獲し続ける。冷却さ

れた原子は 1 次元の moving molasses 法 (下向きの光の周波数をマイナスに上向きの周波数をプラスに瞬間に変え、原子に上向きの初速度を与える方法) で鉛直方向に打ち上げられる。この際横方向から当てているレーザービームによる飽和効果を防ぐため、打ち上げの初期段階では横方向のビームを瞬間 OFF する (0.7 ms)。原子が初速度に達したら横方向のレーザーを再び ON して、原子の横方向への拡散を抑える (0.3 ms)。初速度を与えられた原子は偏光勾配冷却 (polarization gradient cooling: PGC) により約 $2 \mu\text{K}$ まで冷却される。この PGC ステージでは原子に当てているレーザー光の周波数を段階的に共鳴周波数から離し (10 MHz \rightarrow 50 MHz)、同時にレーザー強度も段階的に弱くする。この PGC による冷却が終わった段階で全てのレーザー光は AOM とメカニカルシャーにより完全に OFF する。

打ち上げられた原子集団が選択共振器を通過する際、 $F=4$ の原子のうち磁気副準位 $m_F=0$ の原子だけが選択的に $|F=3, m_F=0\rangle$ に励起される。 $F=4$ に残った他の副準位の原子には $F=4$ の原子に共鳴するレーザー光を瞬間当てて吹き飛ばしを行い、吹き飛ばされなかった $|F=3, m_F=0\rangle$ の原子だけそのまま上昇飛行を続ける。 $F=3$ の原子は上昇時にラムゼー共振器を通過し、マイクロ波と相互作用する。その原子は相互作用した情報を維持したまま上昇し続け、共振器の 40 cm に達した後落下を始め、下降時に再び共振器を通過しマイクロ波と再び相互作用する。この 2 回のマイクロ波相互作用によってラムゼー共鳴が引き起こされる。ラムゼー共鳴によって $F=3$ の原子は $F=4$ 状態へ励起されるが、その励起具合は共振器に供給しているマイクロ波の周波数に依存しており、励起の確率が一番高い時の周波数が、秒の定義で規定される周波数 9192631770 Hz という事になる。

$F=4$ 状態の原子数を検出すれば時計遷移の周波数が分かるわけであるが、打ち上げ原子数は揺らぐため信号を規格化する必要がある。規格化を行うため $F=4$ 状態の原子だけでなく $F=3$ 状態の原子も観測する。検出部の上のポートでまず $F=4$ 状態の原子に共鳴するレーザー光を入射し蛍光を観測する (N_4)。蛍光観測後 $F=4$ 状態の原子にレーザー進行波を当てて吹き飛ばしを行う。

レーザー進行波によって吹き飛ばされない $F=3$ 状態の原子はそのまま落下を続け、検出部の中央のポートから照射されたりポンプ光により $F=4$ 状態へ移動する。検出部の下のポートに $F=4$ 状態の原子に共鳴するレーザー光を入射し蛍光を観測する (N_3)。規格化信号 $P = N_4 / (N_4 + N_3)$ は遷移確率を表しており、打ち上げ原子数の揺らぎの影響を受けない。

NICT-CsF1 では初期速度 4.7 m/s で打ち上げを行っており、原子集団はマイクロ波共振器の上 40 cm までに達する。ドリフト時間 (1 回目の相互作用から 2 回目の相互作用までの時間間隔) T_r は 560 ミリ秒となり、その結果、線幅 0.9 Hz のラムゼー共鳴信号を得ている。得られたラムゼー信号を図 3 (a) に示す。図 3 (b) は $m_F=0$ 成分の

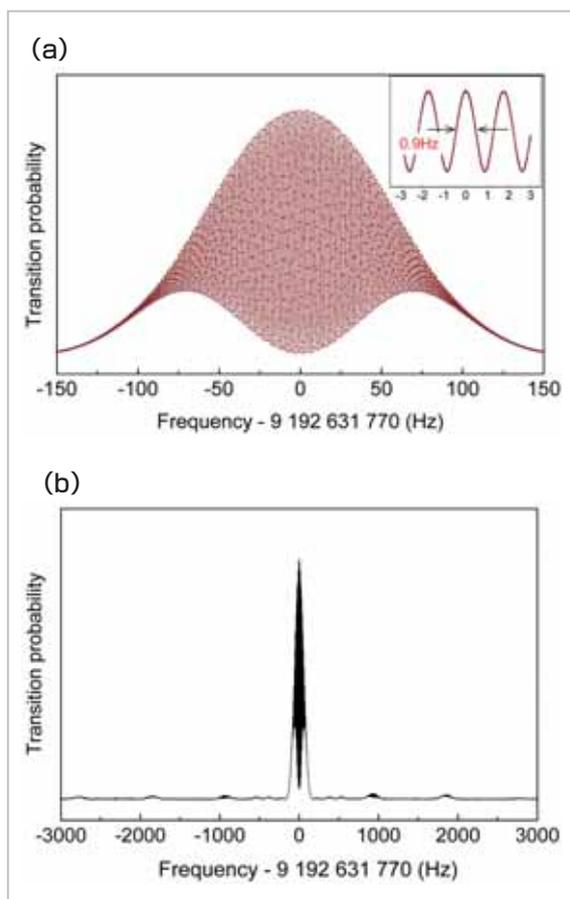


図 3 観測されたラムゼースペクトル

(a) 観測されたラムゼー信号。Inset: 中心部分を拡大したもの。

(b) $m_F \neq 0$ 成分の遷移も含んだラムゼー信号。全ての $m_F \neq 0$ 成分は $m_F=0$ 成分の約 10% 程度。±450 Hz に $\Delta m_F = \pm 1$ 遷移も見えているが非常に小さい。

$\Delta m_F = 0$ 遷移だけでなく、 $m_F \neq 0$ 成分の $\Delta m_F = 0$ 遷移、 $m_F = 0$ 成分の $\Delta m_F = \pm 1$ 遷移も示す。

3.2 周波数安定度

得られたラムゼー信号の中心周波数を精度良く決定するために、ラムゼー信号の中心にマイクロ波の周波数を安定化する。安定化は周波数変調法によって行う。 f_0 をマイクロ波の中心周波数、 $\Delta\nu$ をラムゼー信号の線幅とした場合、ちょうどラムゼー信号の傾きが急になる周波数 $f_0 - \Delta\nu/2$ と $f_0 + \Delta\nu/2$ で信号を観測し、この信号強度が等しくなるようにマイクロ波の中心周波数を調整する ($f_0 \rightarrow f_1$)。周波数調整量は 2 つの周波数 $f_0 \pm \Delta\nu/2$ における信号強度差に比例している。 f_1 が求めたらまた 2 つの周波数 $f_1 \pm \Delta\nu/2$ における信号を取得し f_2 を求める。このような周波数安定化を行い、ラムゼー信号の中心と思われる値 $f_0, f_1, f_2 \dots$ を記録していく。これを平均した値がラムゼー信号の中心周波数となる。

図 4 にラムゼー信号の中心周波数の周波数安定度を示す。得られた安定度は $1/\tau^{1/2}$ の傾きを持っており、そのノイズ成分は白色周波数ノイズ成分が支配的であることを示している。原子の時計遷移に安定化した場合は白色周波数ノイズが支配的になる事から、マイクロ波が原子に正しく安定化されている事を示している。現在の周波数安定度は $4 \times 10^{-13}/\tau^{1/2}$ であり、安定度は局部発振器として使用した水素メーザーの短期安定度と Dick 効果 [17] によりリミットされている。

また 20000 秒以上で $1/\tau^{1/2}$ の傾きからずれて行

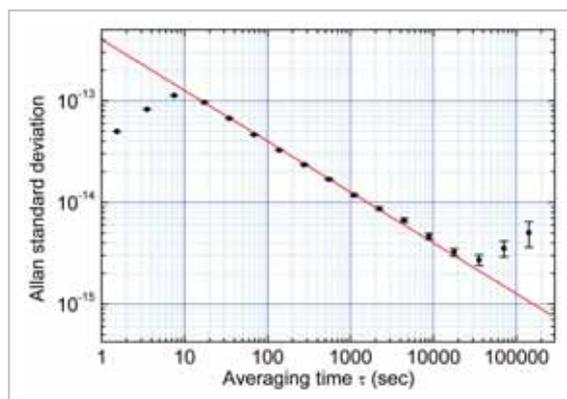


図 4 NICT-CsF1 の周波数安定度

短期安定度は $4 \times 10^{-13}/\tau^{1/2}$

く事がわかる。これが水素メーザーの長期ドリフトによるものであり、この不安定さは系統的シフトの評価を難しくする。そこで局所発振器のドリフトの影響を除くために、1台のNICT-CsF1を使って2つの条件で周波数安定化を行う。片方の条件で得られたエラー信号は片方の条件で得られた中心周波数にのみフィードバックする。この手法をとる事で局所発振器のドリフトの影響を取り除くことができ、2つの条件での中心周波数の差を求める事ができる。周波数安定化のタイミングが2倍になるため安定度は $2^{1/2}$ 倍悪化するが、衝突シフトや光シフトなど非常に小さなシフト量を評価する際に有効な手法である。

4 周波数シフトとその不確かさ

原子泉型標準器では非常に線幅の狭い信号を観測する事ができるため、外部摂動による周波数シフトの大きさは熱ビーム型に比べると非常に小さい。結果としてその不確かさも小さくなる。NICT-CsF1の系統的周波数シフトとその不確かさは理論考察と実験結果に基づいて算出している。NICT-CsF1の周波数シフト量とその不確かさを表1に示す。

表1 NICT-CsF1の周波数シフト量とその不確かさ

Physical Effect	Bias	Uncertainty
2次ゼーマン	72.5	<0.1
衝突*	-3.0	0.6
黒体複写	-16.9	0.4
重力ポテンシャル	8.4	0.1
マイクロ波強度依存	-0.7	0.3
共振器引き込み	0.0	<0.1
ラビ引き込み	0.0	<0.1
ラムゼー引き込み	0.0	<0.1
スペクトル純度	0.0	<0.1
光シフト	0.0	<0.1
共振器位相	0.0	0.3
マヨラナ遷移	0.0	<0.1
残留ガス	0.0	0.3
Total (Type B)		0.9

units are fractional frequency in 10^{-15}

*Typical value

4.1 2次ゼーマンシフト

2次ゼーマンシフトは磁場に対して線形の依存性を持つ $|F=4, m_F=1\rangle \rightarrow |F=3, m_F=1\rangle$ 遷移の共鳴周波数値から計算で求められる。 $|F=4, m_F=1\rangle \rightarrow |F=3, m_F=1\rangle$ 遷移と時計遷移の周波数差を ν_{1-1} とし高次の項を省略すると、2次ゼーマンシフトは Breit-Rabi 公式から以下の式で導かれる[18]。

$$\Delta\nu_{2ndZeeman} = \frac{(g_e - g_l)^2 \mu_B^2 \langle B^2 \rangle}{2\nu_0} \quad (4)$$

$$\nu_{1-1} = \frac{(g_e - g_l)}{4} \mu_B \langle B \rangle \quad (5)$$

$$\langle B \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T B \cdot dt \quad (6)$$

g_e と g_l は電子と核の g 因子、 μ_B はボーア磁子 (14 GHz/Tesla)、 ν_0 は時計遷移の周波数、 $\langle \rangle$ は相互作用時間 T における時間平均。C 磁場が不均一の場合 $\langle B^2 \rangle$ は次のように表される。

$$\langle B^2 \rangle = \langle B \rangle^2 + \sigma^2 \quad (7)$$

σ^2 は原子の飛行軌道上の磁場 B の分散値である。式(4)-(7)により、2次ゼーマンシフトは以下の式で表される。

$$\frac{\Delta\nu_{2ndZeeman}}{\nu_0} = 8 \cdot \left(\frac{\nu_{1-1}}{\nu_0} \right)^2 + 427.45 \times 10^8 \cdot \frac{\sigma^2}{\nu_0} \text{ Tesla}^2 / \text{Hz} \quad (8)$$

C 磁場の不均一度を測定するため、打ち上げ高さを変えながら $|F=4, m_F=1\rangle \rightarrow |F=3, m_F=1\rangle$ 遷移の周波数を測定した。高さの刻みは 7 mm ステップで、連続性を確認するために中心周波数とその両脇のフリンジの周波数も同時に測定した。得られた結果を図 5 (a) に示す。実際の運用の高さでの ν_{1-1} は 875.1 Hz、分散は σ は 0.4 nT。これより 2次ゼーマンシフトは 72.5×10^{-15} と求められ、不均一性によるシフト量は 10^{-19} 台であり無視する事ができる。NICT-CsF1 において 2次ゼーマンシフトの不確かさは $\langle B \rangle$ の時間変化によって決まっている。

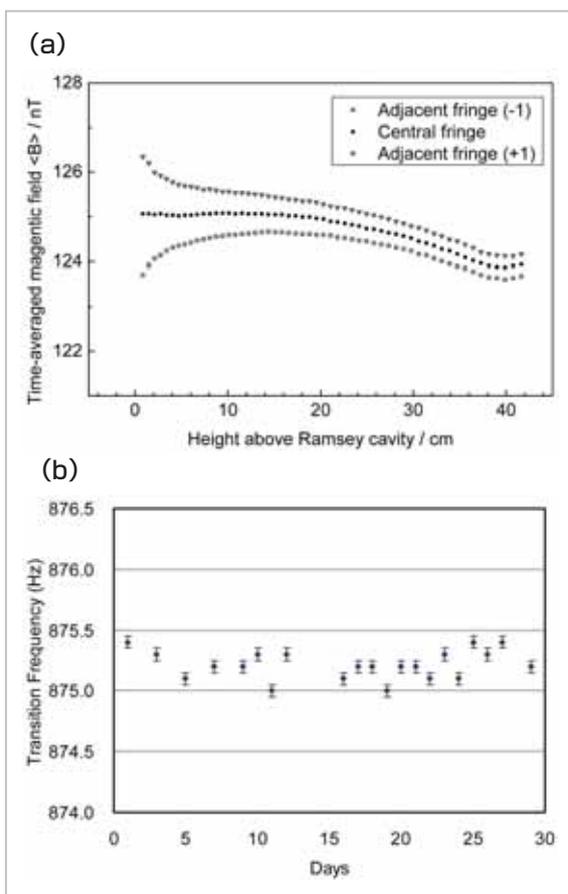


図5 相互作用部分の磁場分布と磁場の時間変化

(a) マイクロ波相互作用部の磁場分布。|F=4, m_F=1>→|F=3, m_F=1>遷移から磁場強度を算出。実際の運用では原子は39.9 cmの高さまで打ち上げられる。

(b) |F=4, m_F=1>→|F=3, m_F=1>遷移の中心周波数の長期安定性。時間変化は0.5 Hz以下であり、磁場強度で言うと70 pTesla以下に相当する。

$$\delta\left(\frac{\Delta v_{2ndZeeman}}{v_0}\right) = \delta\left[8 \cdot \left(\frac{v_{1-1}}{v_0}\right)^2\right] = 16 \cdot \frac{v_{1-1}}{v_0^2} \cdot \delta(v_{1-1}) \quad (9)$$

$\delta(v_{1-1})$ は v_{1-1} の時間変化。図5 (b) より、|F=4, m_F=1>→|F=3, m_F=1>遷移の中心周波数の時間変化は0.5 Hz以下であり、その値から2次ゼーマンシフトの不確かさは 1×10^{-16} 以下である事が導かれる。

4.2 衝突シフト

セシウム原子はマイクロケルビン程度まで冷却されるとド・ブロイ波長が大きくなり衝突断面積が大きくなる。セシウム原子の冷却時における衝突断面積も比較的大きく、原子間衝突によるシフ

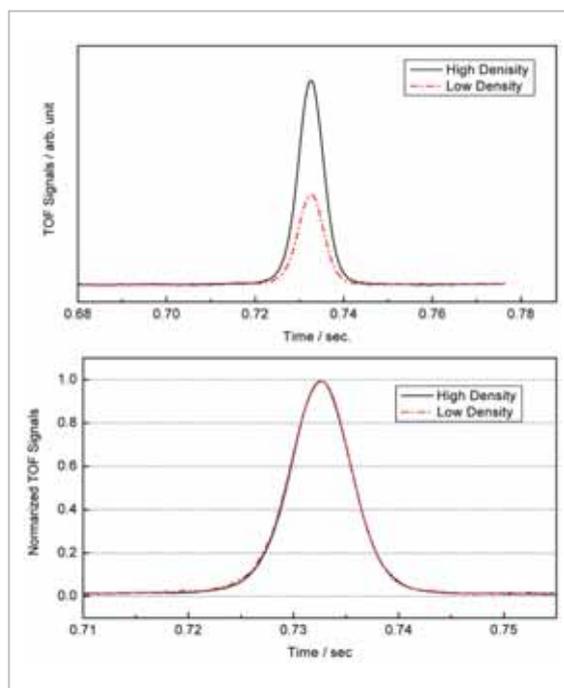


図6 TOF信号

観測された Time of Flight (TOF) 信号。原子密度を変えても TOF 信号の形に変化がない事がわかる。原子集団の形を変えずに原子数が変わっている。

ト量は大きい。実際の原子数を高い精度で求める事は難しく、その結果衝突シフトの不確かさは原子泉型標準器の不確かさ量のなかで一番大きくなってしまふ。衝突によるシフト量は次式で表される[19]。

$$\frac{\Delta v_{col}}{v_0} = \frac{nv\lambda(v)}{v_0} \quad (10)$$

n が原子密度、 v は原子の相対速度、 λ は衝突断面積。式 (10) のパラメータの値を各々求めるのは困難であるため、原子集団の速度分布を保った状態で、原子数 n を変え、原子密度がゼロの値を概算する。この方法を使うには、まず初めに式 (10) が示すように原子数 n に対してシフト量が線形であることを確認する必要がある。原子数の制御は選択共振器に供給するマイクロ波の強度変化によって行い、|F=3, m_F=0>状態に励起する原子数を変化させている。図6に異なる原子密度の時の time of flight (TOF) 信号を示す。TOF 信号の形、線幅は全く同じであり、相対速度や衝突断面積を全く変えずに原子数が制御できている事を示している。

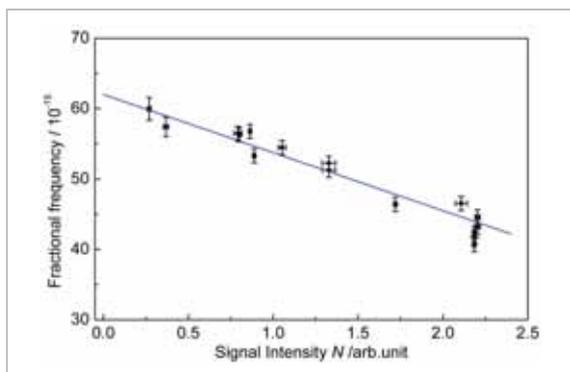


図7 原子密度を変えたときの NICT-CsF1 の周波数変化

横軸は原子密度を表している。

参照信号の長期ドリフトの影響を除くために、2種類の原子密度で運用し、それぞれの周波数値を求めている。原子密度は $N=0.3\sim 2.2$ の値を2種類選んで周波数値を測定した。原子密度を変えた時の周波数値のプロットを図7に示す。原子密度の大きさを変えながら20日間以上かけて測定した結果である。得られた結果から式(10)で表される直線性を見る事ができる。また、2種類の原子密度での測定を繰り返すことで、この直線の傾きが $a = -8.2$ (標準偏差 1.7) と求まった。この結果より、衝突シフトの不確かさはシフト量の20%を与える事にした。

実際の確度評価では、過去の測定から得られた値を使わない。その確度評価ごとに2種類の原子密度で運用し、原子密度がゼロの時の値を求めている。NICT-CsF1における衝突シフト量の典型的な値は -3×10^{-15} であり、その20% (0.6×10^{-15}) が不確かさとなる。

4.3 黒体輻射シフト

NICT-CsF1ではマイクロ波共振器や相互作用領域の温度制御をしていない。制御電流により新たに磁場が発生するのを防ぐためである。前述したとおり、NICT-CsF1は $25\text{ }^\circ\text{C} (\pm 0.2\text{ }^\circ\text{C})$ で温調された部屋に置かれており、NICT-CsF1自身の温度も非常に安定である。黒体輻射による周波数シフトは次の式で表される[4][20]。

$$\frac{\Delta\nu_{BRR}}{\nu_0} = -1.711 \times 10^{-14} \left(\frac{T}{300}\right)^4 \times \left[1 + 0.014 \left(\frac{T}{300}\right)^2\right] \quad (11)$$

温度 273 K における黒体輻射の影響によるシフト量は -16.9×10^{-15} 。温度勾配を考慮し、温度の不確かさは $\pm 2\text{ K} (0.4 \times 10^{-15})$ とした。

4.4 重力赤方シフト

周波数標準器は重力ポテンシャルによって周波数シフトを引き起こすため、ジオイド面(平均海水面)上の値がSI秒の値として定義されている。重力赤方シフトの大きさは次式で与えられる[21]。

$$\frac{\Delta\nu_{gravi}}{\nu_0} = \frac{gh}{c^2} \quad (12)$$

原子泉の場合、鉛直方向に飛行しているため時間によってその高さが違う。ラムゼー共振器から上の原子軌道上で原子が感じる重力赤方シフトの時間平均値は次式で与えられる。

$$\overline{\frac{\Delta\nu_{gravi}}{\nu_0}} = \frac{gh_0}{c^2} + \frac{V_0^2}{3c^2} \quad (13)$$

h_0 はジオイド面からラムゼー共振器までの高さ、 V_0 はラムゼー共振器を通過する時に原子の速度(NICT-CsF1では 2.9 m/s)。今回ラムゼー共振器の高さの測定は外部の業者[22]にお願いした。その高さはGRS80座標系では 114.7 m であり、それはジオイド面からの高さ 76.6 m に相当する。ジオイド面の算出には‘GSIGEO2000’というジオイドモデルを使用した[23][24]。これから求められる重力ポテンシャルによる周波数シフト量は 8.4×10^{-15} である。GSIGEO2000の不確かさは数cmであるが、従来のモデルに対して数十cmのズレがあることと、太陽と月による潮汐変化を考慮して不確かさは 1×10^{-16} に留めている。

4.5 マイクロ波パワー依存シフト

マイクロ波に関連する周波数シフトは少し複雑である。なぜならば、マイクロ波の純度、マイクロ波のリーク、共振器の構造に依存するシフト、などが重なった形で現れ、それを分離する事が難しいからである。そこでマイクロ波に関連したシフトはマイクロ波強度依存性を観測し、シフト量の大きさを総合的に評価する。具体的には、式(1)の $b\tau$ を $\pi/2$ の奇数倍ごとに大きくしてき NICT-CsF1 の周波数変化を観測する。マイクロ波強度依存シフトは次の2種類の項から成って

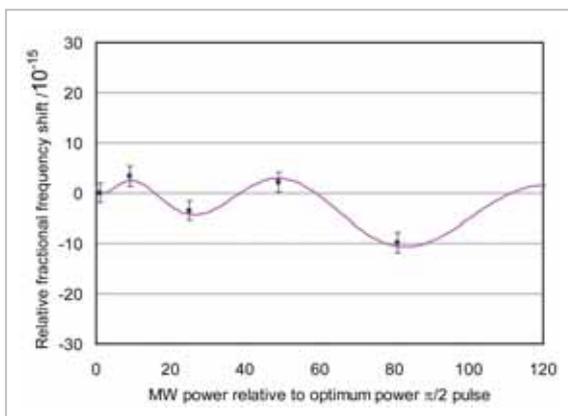


図8 NICT-CsF1のマイクロ波パワー依存性

マイクロ波の強度を式(1)の $b\tau$ が $\pi/2$ 、 $3\pi/2$ 、 $5\pi/2$ 、 $7\pi/2$ 、 $9\pi/2$ に相当するよう変えていき、NICT-CsF1の周波数変化を測定したグラフ。得られた結果より $b\tau = \pi/2$ の時の周波数シフト量を求める。

いるとして取り扱う事ができる[25]-[27]。

- マイクロ波のパワーに線形で依存する項
- $b\tau$ が $\pi/2$ 、 $5\pi/2$ 、 $9\pi/2 \dots$ と $3\pi/2$ 、 $7\pi/2$ 、 $11\pi/2 \dots$ では符号が反転し、マイクロ波振幅強度に依存する項

2種類の項からなる依存性を評価することで、通常の運用強度($b\tau = \pi/2$)における周波数シフト量と不確かさを求める。NICT-CsF1のマイクロ波強度依存性の結果を図8に示す。2種類の項を最小2乗法でフィッティングし、通常運用強度でのシフト量が -0.7×10^{-15} と求まった。フィッティングの誤差から得られる不確かさは 0.2×10^{-15} となったが、測定点が少ない事とフィッティングの自由度を考慮して、 0.3×10^{-15} としている。

4.6 その他のシフト要因

前述してきたシフト以外にも、共振器ひっぱりシフト、ラビ・ラムゼーシフト、マヨラナ遷移によるシフト、スペクトル純度によるシフト、残留ガスシフト、光シフト、共振器位相分布シフト、など様々周波数シフトが評価する必要がある。これらのシフトは装置が正しく作られていれば無視できるぐらい小さいシフト量である。実験結果と理論計算により考えられうる最大のシフト量をワーストケースとして求め、最終的にはシフト量をゼロ、ワーストケースの値を不確かさとして取り扱っている。詳しくは文献[14]を参照。

5 NICT-CsF1の運用とTAIの校正

NICT-CsF1は定期的に運用し国際原子時(TAI)や日本標準時(UTC(NICT))の校正に使われる。実際のNICT-CsF1の運用は次のようにして行われる。TAIの値は5日ごとにしか算出されないため確度評価はその値が出されるMJDの末尾が4か9の日に開始し、同じく4か9の日に終了する。そのため確度評価の期間は5日の倍数の日数になる(典型的には15日間や20日間)。NICT-CsF1のラムゼー信号にマイクロ波を安定化すれば中心周波数が求まるが、運用中の系統的シフト量を確度評価期間後に求められるような運用方法で測定を行う、具体的には、衝突シフト量を測定するために、高密度、低密度の2種類の原子密度でNICT-CsF1を運用し、測定後それぞれの密度での中心周波数から原子密度がゼロの時の値を概算して求める。また測定中の外部磁場が大きく変動してない事を確認するため1日に1度磁場に強く影響される $|F=4, m_F=1\rangle \rightarrow |F=3, m_F=1\rangle$ を測定し磁場の大きさを測定する。この磁場の大きさは2次ゼーマンシフト量が求める際にも使われる。測定中は極力実験室への入室を避け、室温や磁場環境に影響を与えないようにしている。

確度評価期間終了後、値の解析が行われる。確度評価期間中に得られた値を平均化し、その期間のNICT-CsF1と参照信号(リファレンス)との平均周波数差が得られる。この値からあらゆる周波数シフト量を補正したものがNICT-CsF1が実現した秒の定義値と参照信号との周波数差となる。現在は参照信号として水素メーザーの10 MHz信号を用いているため、第1段階ではNICT-CsF1(補正済み)と水素メーザーとの周波数差が得られる。参照信号として用いられた水素メーザーと日本標準時の周波数差はタイムインターバルカウンターやDual mixing time difference(DMTD)測定器で測定し、この周波数差を差し引きする事で日本標準時に対するNICT-CsF1の周波数値が求まる。この値がBIPMへ報告される。

$$(f_{CsF1} - f_{HM}) + (f_{HM} - f_{UTC(NICT)}) = f_{CsF1} - f_{UTC(NICT)} \quad (14)$$

BIPMではUTC(NICT)とTAIの周波数差が算出され、最終的にNICT-CsF1とTAIとの周波数

差が得られる。

$$(f_{CsF1} - f_{UTC(NICT)}) + (f_{UTC(NICT)} - f_{TAI}) = f_{CsF1} - f_{TAI} \quad (15)$$

NICT-CsF1 は秒の定義を実現しているため、不確かさの範囲を超える周波数差があった場合、それは TAI の値がずれている事になる。このようにして、NICT-CsF1 は国際原子時 TAI の校正に貢献している。実際、TAI のもととなっている自由原子時 EAL (世界中の原子時計の値を平均したもの) と秒の定義である一次周波数標準器との間には 6×10^{-13} 程度の周波数オフセットが存在しており、EAL の値を一次周波数標準器の値に合うように周波数調整されたものが TAI である。一次周波数標準器が TAI との周波数差を報告することで TAI の値は秒の定義値に近づくように周波数調整されるわけであるが、ここ数年は一次周波数標準器と TAI との間に 5×10^{-15} 程度の周波数オフセットが残っている。

NICT-CsF1 の不確かさは次の 3 種類 (系統的な不確かさ、統計的不確かさ、リンクの不確かさ) の 2 乗和の平方で表される。TypeB と呼ばれる系統的な不確かさは装置に依存したものあり、前述した全ての物理シフト量の不確かさの 2 乗和の平方で表される。統計的不確かさは TypeA と呼ばれ、測定のばらつきに起因する。そのため測定時間を長くなるとばらつきが平均化されその値が小さくなっていく。NICT-CsF1 では、フリッカーノイズフロアが 1.0×10^{-15} までは達している事を確認しているが、それより先は参照信号のドリフトのため確認できていない。そのため、 1.0×10^{-15} を統計的不確かさとして取り扱っている。リンクの不確かさは、内部リンクの不確かさと衛星を使って行う時刻比較の不確かさからなっている。

2006 年の国際度量衡委員会傘下の時間周波数諮問委員会 (Consultative Committee for Time and Frequency: CCTF meeting) で、国際原子時の校正に参加するには、長期安定性の確認、総合確度評価レポートの投稿、国際度量衡局 (BIPM) へ提出する最初のレポートを一次周波数標準作業部会にて評価、の 3 点が義務付けられた。2006 年以前は標準機関の裁量に委ねられていたが、一次周波数標準器の品質を保つためこのようなルールが施行されるようになった。2007

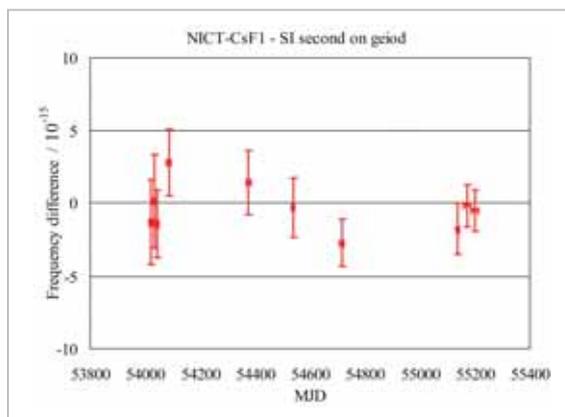


図 9 NICT-CsF1 と TAI との周波数差

NICT-CsF1 と秒の定義値との周波数差。秒の定義値は BIPM が計算した値。過去 4 年間の確度評価結果。縦軸のエラーバーはリンクの不確かさも含んだ総合的不確かさ。

年 NICT-CsF1 はこのレビューを受け、TAI の校正に寄与できる一次周波数標準器として国際承認を得た。その後、年に数回の割合で NICT-CsF1 を用いた確度評価を行い、BIPM へそのレポートを送付し、TAI の高精度化に貢献している。この数年間の確度評価の結果を図 9 に示す。横軸のエラーバーは測定期間、縦軸のエラーバーはリンクの不確かさも含んだ総合的な不確かさを表している。周波数シフト量の再評価により不確かさも少しずつ小さくなっており、現在は 1.4×10^{-15} にまで達している。

6 まとめと今後の計画

光・時空標準グループでは、TAI 及び日本標準時の高精度化を目標にセシウムの一次周波数標準器 NICT-CsF1 を開発した。周波数安定度は $4 \times 10^{-13}/\tau^{1/2}$ 、周波数の不確かさは 1.4×10^{-15} である。この NICT-CsF1 を用いて TAI の校正に貢献してきた。今後も国際原子時、日本標準時の高精度化に貢献していく予定である。

近年の光周波数標準の目覚ましい発展により、マイクロ波標準は秒の定義としての役目を終える時期が近づいている。しかし、2009 年の CCTF 会議で、2019 年までは光標準を基準とした秒の再定義を行わない事が提案され承認された (2019 年に秒の再定義が行われるという訳ではない)。これは

光周波数標準の妥当性をもう少し時間をかけて評価することが目的であるが、同時に、少なくとも2019年までは秒の定義値は現在のマイクロ波標準によって実現されるということであり、原子泉型一次周波数標準器を更に高度化していく必要がある。そこで我々はもう1桁の改善を目指して原子泉型標準器の高性能化に取り組んでいる。

高性能化のために、安定度向上と、不確かさ低減、の2つの課題に取り組んでいる。安定度が良くなると、同じ統計的不確かさを得る時間はその2乗で短くなり、より精密に周波数シフトを評価することができる。安定度を向上させることは不確かさを下げる事にも繋がる。現在の NICT-CsF1 の周波数安定度は、参照信号として用いた水素メーザーの位相ノイズと Dick 効果によって制限されている。水素メーザーの代わりにもっと短期安定度が良い参照信号を使えば NICT-CsF1 の安定度が向上するはずである。そこで我々は、短期安定度が水素メーザーよりも100倍良い冷却サファイア発振器(CSO)を導入した(詳しくは文献[28]を参照)。水素メーザーの代わりにCSOを参照信号として使用した時は、NICT-CsF1の周波数安定度が3倍向上した。これは今まで得る事ができていた周波数安定度が1/9の時間で実現できている事になる。現在はもう数倍良くなる事を目指し調整

中である。また、原子泉型一次周波数標準器のシフト要因の中で、その不確かさが一番大きな衝突シフト量の軽減を目指して、2号機(NICT-CsF2)の開発にも着手している。NICT-CsF1では磁場勾配を使う磁気光学トラップ(MOT)によって原子を捕獲しているが、束縛力が強いので原子集団が高密度になり衝突シフトが大きくなってしまふ。NICT-CsF2では磁場勾配を使わずに光モラセスだけで原子を捕獲することで、低密度の原子集団の上げが可能となり、衝突シフトそのものを小さくする事ができる。また、原子泉型周波数標準器を NICT-CsF1 と NICT-CsF2 の2台を同時に運用することで、参照信号を共通にした相互比較が可能となる。参照信号の長期ドリフトの影響を受けないため、周波数シフト要因をさらに精度良く評価する事が可能となり、不確かさの低減に繋がると考えている。現時点では光モラセスだけで原子捕獲に成功しており、今後一次周波数標準器に仕上げて行く予定である。

繰り返しになるが、現時点で秒の定義を実現できる一番精度の良い周波数標準器は原子泉型標準器である。今後は、光周波数標準の値の妥当性の検証や、各研究機関が独自に構築を許されているTA(NICT)への直接的な貢献を考えている。

参考文献

- 1 細川瑞彦, "原子周波数標準器の基礎物理," 情報通信研究機構季報, Vol. 49, Nos. 1/2, pp. 33-43, 2003.
- 2 A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips, "Ramsey resonance in a Zacharias fountain," *Europhys. Lett.*, Vol. 16, pp. 165-170, 1991.
- 3 C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, S. Zhang, M. Abgrall, D. Chambon, I. Maksimovic, P. Laurent, G. Santarelli, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon, "BNM-SYRTE Fountains: Recent Results," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 54, pp. 833-836, 2005.
- 4 R. Wynands and S. Weyers, "Atomic fountain clocks," *Metrologia*, Vol. 42, pp. S64-S79, 2005.
- 5 T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker, "NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations," *Metrologia*, Vol. 42, pp. 411-422, 2005.
- 6 K. Szymaniec, W. Chalupczak, P. B. Whibberley, S. N. Lea, and D. Henderson, "Evaluation of the primary frequency standard NPL-CsF1," *Metrologia*, Vol. 42, pp. 49-57, 2005.
- 7 T. Kurosu, Y. Fukuyama, Y. Koga, and K. Abe, "Preliminary Evaluation of the Cs Atomic Fountain Frequency Standard at NMIJ/AIST," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 53, pp. 466-471, 2004.
- 8 F. Levi, D. Calonico, L. Lorini, and A. Godone, "IEN-CsF1 primary frequency standard at INRIM: accuracy evaluation and TAI calibrations," *Metrologia*, Vol. 43, pp. 545-555, 2006.

- 9 Y. Hanado, K. Imamura, N. Kotake, N. Nakagawa, Y. Shimizu, R. Tabuchi, L. Q. Tung, Y. Takahashi, M. Hosokawa, and T. Morikawa, "The New Generation System of JAPAN Standard Time at NICT," Proc. 2006 Asia-Pacific Workshop on Time and Frequency, pp. 69–76, 2006.
- 10 K. Nakagiri, M. Shibuki, H. Okazawa, J. Umezu, Y. Ohta, and H. Saitoh, "STUDIES ON THE ACCURATE EVALUATION OF THE RRL PRIMARY CESIUM BEAM FREQUENCY STANDARD," IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. IM-36, pp. 617–619, 1987.
- 11 A. Hasegawa, K. Fukuda, M. Kajita, H. Ito, M. Kumagai, M. Hosokawa, N. Kotake, and T. Morikawa, "Accuracy Evaluation of Optically Pumped Primary Frequency Standard CRL-01," Metrologia, Vol. 41, pp. 257–263, 2004.
- 12 M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita, and M. Hosokawa, "NICT's operational atomic fountain NICT-CsF1," Proc. 2006 Asia-Pacific Workshop on Time and Frequency, pp. 77–83, 2006.
- 13 M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita, and M. Hosokawa, "Recent Results of NICT Caesium Atomic Fountains," 2007 Proc. Euro. Freq. Time Forum, pp. 602–606, 2007.
- 14 M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita, and M. Hosokawa, "Evaluation of caesium atomic fountain NICT-CsF1," Metrologia, Vol. 45, pp. 139–148, 2008.
- 15 G. Galzerano, F. Bertinetto, and E. Bava, "Characterization of the modulation transfer spectroscopy method by means of He-Ne lasers and 127I2 absorption lines at $\lambda = 612$ nm," Metrologia, Vol. 37, pp. 149–154, 2000.
- 16 <http://www.spectradyamics.com/>
- 17 G. J. Dick, "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards," 1987 Proc. Ann. PTI System and Application Meeting, pp. 133–147, 1987.
- 18 N. F. Ramsey, "Molecular beam (Oxford: Oxford University Press)," 1956.
- 19 Vanier J, and C. Audoin, "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standard (Bristol: Hiulger)," p. 800, 1989.
- 20 E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon, "Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain," Phys. Rev. A, Vol. 57, pp. 436–439, 1998.
- 21 J. Vanier and C. Audoin, "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standard (Bristol: Hiulger)," pp. 785, 1989.
- 22 <http://www.kkc.co.jp/english/>
- 23 H. Nakagawa, K. Wada, T. Kikkawa, H. Shimo, H. Andou, Y. Kuroishi, Y. Hatanaka, H. Shigematsu, K. Tanaka, and Y. Fukuda, "Development of a New Japanese Geoid Model, "GSIGEO2000"," Bulletin of the Geographical Survey Institute, Vol. 49, pp. 1–10, 2003.
- 24 Y. Kuroishi, H. Ando, and Y. Fukuda, "A new hybrid geoid model for Japan, GSIGEO2000," J. Geod., Vol. 76, pp. 428–426, 2002.
- 25 S. R. Jefferts, J. H. Shirley, N. Ashby, E. A. Burt, and G. J. Dick, "Power Dependence of Distributed Cavity Phase-Induced Frequency Biases in Atomic Fountain Frequency Standards," IEEE Trans. Ultraso. Feroel. Freq. Cont., Vol. 12, pp. 2314–2321, 2005.
- 26 S. Weyers, R. Schröder, and R. Wynands, "Effects of microwave leakage in caesium clocks: theoretical and experimental results," 2006 Proc. Euro. Freq. Time Forum, pp. 173–180, 2006.
- 27 K. Szymaniec, W. Chalupczak, S. Weyers, and R. Wynands, "Apparent Power-Dependent Frequency Shift Dueto Collisions in a Cesium Fountain," IEEE Trans. Ultraso. Feroel. Freq. Cont., Vol. 54, pp. 1721–1722, 2007.

28 Clayton. R. Locke, 熊谷基弘, 伊東宏之, 長野重夫, John G Hartnett, Giorgio Santarelli, 細川瑞彦, “超高安定冷却サファイア発振器とその周波数コンバータ,” 情報通信研究機構季報, 本特集号, 2-4, 2010.



くまがいもとひろ
熊谷基弘

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ主任研究員
博士(理学)
原子周波数標準、
光ファイバ周波数伝送

いとうひろゆき
伊東宏之

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ主任研究員
博士(理学)
原子周波数標準、光周波数標準



すぎたまさひろ
梶田雅稔

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ主任研究員
博士(理学)
原子分子物理学、周波数標準



ほそかわまさひこ
細川瑞彦

新世代ネットワーク研究センター
研究センター長 博士(理学)
原子周波数標準、時空計測