

## 解 説

# 時 間・周 波 数 標 準 と 原 子 泉

大 鳴 新 一

計量研究所量子部 〒305 つくば市梅園 1-1-4

(1994年6月25日受理)

## Time and Frequency Standard and Atomic Fountain

Shin-ichi OHSHIMA

Quantum Metrology Department, National Research Laboratory of Metrology,  
1-1-4, Umezono, Tsukuba 305

### 1. は じ め に

時間・周波数標準器は、一般には原子時計と呼ばれることが多いが、正確な「時間」すなわち1秒と、正確な周波数を発生する装置である。「時間」は「長さ」、「質量」と共に物理現象を記述するための最も基本的な量で、その単位の「秒」に、セシウム原子による定義が用いられるようになったのは、1967年の国際度量衡総会で決定されてからである。これを現示するセシウム原子ビーム方式による時間・周波数標準器（以下、原子ビームセシウム標準器と呼ぶ）は大変高性能で、その正確さは現在では14桁にまで達しており、これは他の量では実現できない正確さである。例えば長さの単位のメートルに、光が1秒間に進む距離による定義が用いられているのも、正確な1秒が実現されていることによる。また、周波数標準は電圧標準の実現にも用いられており、さらに質量の標準を周波数標準を基準に実現しようというアイデアなども検討されている。このように、時間・周波数標準は、標準の中でも最も基本的な標準となっている。近年では衛星に搭載された原子時計を用いた測定システム（GPS）が実現され、車や船などのナビゲーションに利用されて大変身近なものにもなってきている。一方、基礎物理定数の決定、重力波の検出等の研究分野において、さらに高安定・高精度な時間・周波数標準の実現が要求されている。様々な分野での技術向上に伴い、今後そのような要求が益々増えてくることが予想される。ここに紹介するレーザー冷却技術を用いた原子泉方式セシウム標準器は、次世代の標準を目指して研究され

ているいくつかの方程式の中でも、最も実現性が高い超高性能標準器として期待されている。

### 2. セシウム標準の現状

#### 2.1 原子ビームセシウム標準器の原理

「秒はセシウム原子の基底状態の二つの超微細構造間の遷移における放射の 9 192 631 770 周期とする」。これが秒の定義である。セシウム原子の基底状態 ( $^3S_{1/2}$ ) は図1に示すように  $F=3, 4$  ( $J=7/2, J=\pm 1/2$ ) の超微細構造を有し、静磁場中に置かれた時にはそれぞれがゼーマン準位 ( $m_F$  で表示) に分裂する。これらのエネルギー準位間では一般に次のような遷移のみが許容される。

$$\Delta F = 0, \pm 1, \quad \Delta m_F = 0, \pm 1 \quad (1)$$

(ただし、 $\Delta F = 0$  の時には、 $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 0$  は不可) 定義で示されているのは超微細準位間の遷移 ( $F=4 \leftrightarrow F=3$ ) の周波数だけで、ゼーマン準位については触れられていない。これは、外部磁場等の外乱が働いていないということが定義の表現には含まれているためで、ゼーマン準位は縮退してしまうからである。しかし、磁場を完全にゼロにすることは不可能であり、そうしようとすると、わずかにずれたゼーマン準位による遷移線が重なってしまう。そのため逆にC磁場と呼ばれる適当な大きさの磁場をかけて、ゼーマン準位が重ならないように分裂させ、そのC磁場を精密に測定して磁場によってシフトした周波数を補正している。ゼーマン準位の中で「 $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 0$ 」の遷移は最も磁場の影響を受けにくいので標準として用いられ、クロック遷移と呼ばれる。外部

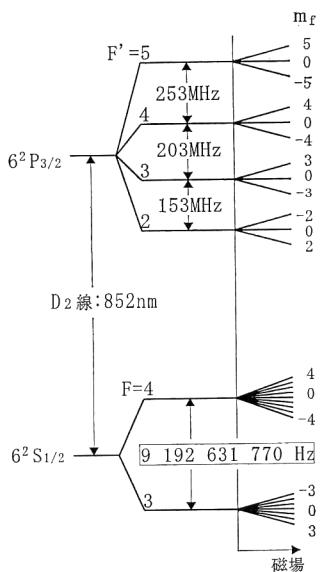


図 1 Cs 原子のエネルギー準位図

からの摂動がない場合には、その遷移の周波数は秒の定義にててくる数値  $\nu_0 = 9\ 192\ 631\ 770\ Hz$  である。

後に述べる原子泉方式の標準器と対比するために、最も一般的な原子ビームセシウム標準器のシステムを図 2 に示す。原子ビーム管は、セシウムビームを発生させる炉、A 磁石、B 磁石による  $F=3$  と  $F=4$  の原子の状態選別機構、原子にマイクロ波と 2 回相互作用をさせるための空洞共振器、セシウム原子の検出器等から構成され

ており、マイクロ波との共鳴により状態の遷移した原子のみが検出される仕組みになっている。C 磁場と空洞共振器内のマイクロ波の磁場の振動方向は平行になるように配置してあり、この時は選択規則(1)の  $\Delta m_F = 0$  の遷移のみが観測される。導入するマイクロ波の周波数を掃引してみると、検出器に到達する信号にはゼーマン準位による  $(F=3, m_F = -3) \leftrightarrow (F=4, m_F = -3)$  から  $(F=3, m_F = 3) \leftrightarrow (F=4, m_F = 3)$  までの 7 本のスペクトルが現れる。図 2 の右上に示すのは、それらの中の  $(F=3, m_F = 0) \leftrightarrow (F=4, m_F = 0)$  のスペクトルである。中心に見える微細なフリンジは、原子がマイクロ波と 2 回相互作用することによって得られるラムゼイ共鳴信号である。

ラムゼイ共鳴信号の一つのフリンジの幅は、原子がマイクロ波と相互作用する時間  $T_R$ 、すなわち二つの空洞共振器を通過する時間に反比例し、およそ

$$\delta\nu_R \sim 1/(2T_R) \quad (2)$$

で与えられる。標準研究所などで用いられている一次標準器では、共振器間の距離が 1m 程度で、セシウム原子の速度は個々の標準器に依存するがおよそ 200 m/s 程度なので、 $\delta\nu_R \sim 100\ Hz$  程度になる。この中心周波数を正確に決定するためには、原子の速度を遅くするかまたは共振器間の距離を大きくして  $\delta\nu_R$  を小さくすることが望ましい。しかし、原子の速度は熱ビームを用いているかぎり大きな変化は望めないうえ、共振器間の距離を大きくすると検出器に到達する原子数が減少して S/N が劣化してくる。そのようなバランスの上で、経験的に 100 Hz 程度に落ち着いてきた。

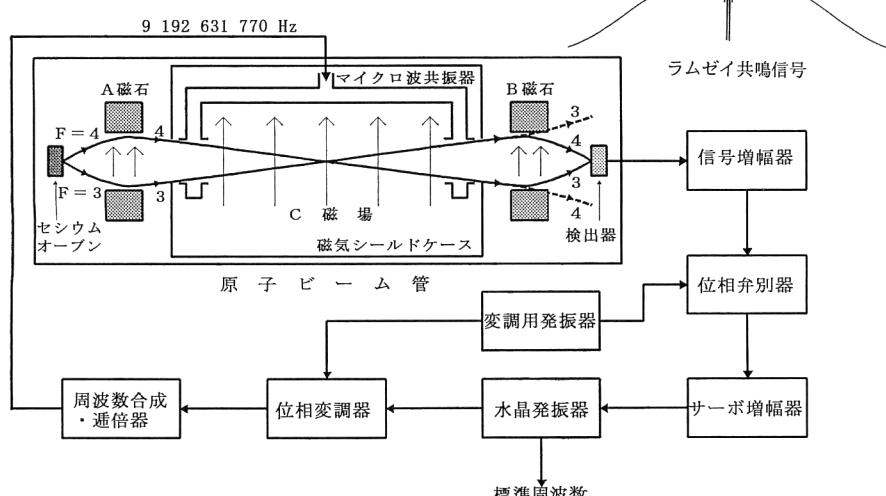


図 2 セシウム原子ビーム周波数標準器

共振器に供給されるマイクロ波の周波数をラムゼイ共鳴の中心周波数に一致させるように、図 2 に示すようなサーボ系が構成されている。水晶発振器の周波数(例えば 5 MHz 程度)と変調用発振器の周波数を倍増・合成して、必要とするクロック周波数近傍

のマイクロ波を得ている。このマイクロ波の周波数は、変調用発振器によりラムゼイ共鳴線の中心周波数付近で変調され、それによって得られた制御信号により水晶発振器の周波数が制御される。これにより、水晶発振器からは、セシウム原子のクロック遷移の共鳴周波数によって安定化された標準周波数が得られる。このように、標準器はサーボ制御系により長時間連続動作するが、その間に周波数のゆらぎは次第に平均化される。このゆらぎの度合いは周波数安定度と呼ばれるが、比較的平均時間が短い間は平均化の効果によって安定度は向上し、この範囲は短期安定度と呼ばれる。しかし、長時間になるにつれてフリッカーフロアー（安定度として  $10^{-14} \sim 10^{-15}$ ）と呼ばれる領域に入り、平均化の効果が失われる。

## 2.2 正確さ向上の努力

様々な時間・周波数標準がある中で、セシウム標準が1次標準になり得た理由は、正確さが優れていることに因っている。正確さとは、先に述べた秒の定義をどれだけ忠実に実現できているかを表し、周波数決定の不確定さ  $\Delta\nu$  と決定すべき周波数  $\nu_0$  の比 ( $\Delta\nu/\nu_0$ ) によって定義される。セシウム標準の場合は定義により  $\nu_0$  は決められている。 $\Delta\nu$  は様々な外的要因による周波数シフト量を個々に丹念に測定し、それぞれの決定精度を評価することによって得られる。したがって正確さとは標準器自身が持っている性能と測定の評価技術という二つの側面を有する。安定度との関係では、前に述べたフリッカーフロアーが標準器の最小分解能を与えることになるので、正確さがそれ以上になることはない。

さて、正確さを向上させるには、その定義から、周波数  $\nu_0$  の大きなものを用いるか、周波数の決定精度  $\Delta\nu$  を向上させるかの二つの方向があることがわかる。前者の試みは光の周波数を用いるという方向で研究が進められており、Ca原子ビームを用いた光ラムゼイ共鳴やイオントラップを用いて、将来の“光時計”的実現を目指している<sup>1)</sup>。しかし、このような光時計を実現する上で問題となるのが、光の領域の周波数を直接カウントして時計とするためのカウンターがないことである。したがって、光の周波数を徐々に分周してカウンターにかかるマイクロ波の周波数まで変換することが必要になる。こういったシステムは大変大がかりなものとなり、周波数チェーンと呼ばれる。現状では、ミスカウントをせずに変換することは大変難しく、世界でも数箇所の研究所で実現している程度であり、それも1時間程度の連続運転しかできない。できるだけコンパクトで連続運転に適した周波数チェーンの実現を目指した研究も進められてい

るが<sup>2)</sup>、光時計の実現には、まずそういった周波数チェーンの実現が前提となる。

一方、後者は従来からセシウム標準の研究において努力されてきた方向である。セシウム標準における周波数をシフトさせる要因には、先に述べた「C磁場によるシフト」のほかに、「2次のドップラーシフト」、「隣接する  $m \neq 0$  のスペクトル線によるベースラインの傾きの影響」、「空洞共振器内のマイクロ波の位相分布」等々、様々なものがあるが、詳細は参考文献3)を参照されたい。これらの中で、C磁場によるシフト以外の多くの要因が、原子の速度  $v$  の減少やマイクロ波との相互作用時間  $T_R$  の増大に従って小さくなる性質を有している。 $v$  を小さくすることも、 $T_R$  を大きくすることも、 $\delta\nu_R$  を小さくすることとほぼ等価である。現状では、 $\nu_0 \sim 10^{10}$  の周波数に対して  $\delta\nu_R = 100\text{ Hz}$  程度であり、スペクトルのQ値は約  $10^8$  にすぎない。これを用いて  $10^{-14}$  の正確さを求めてきたことは驚異的なことと言えるが、技術的に困難な状況に近づいていることは否めない<sup>4)</sup>。

## 3. 原子泉方式によるセシウム標準

### 3.1 セシウム原子のレーザー冷却

性能に限界が見えてきたセシウム標準の将来に、新たな展開をもたらしたのはレーザー冷却技術の出現である。レーザー冷却については優れた解説もなされており<sup>5)</sup>、レーザー分光学の分野では大変よく知られた技術となっている。時間・周波数標準に関連した分野では、特にイオントラップにおける実験で早くから用いられてきており、高分解能分光の研究としてだけでなく、量子跳躍の観測など様々な成果をもたらしてきた。セシウムのような中性原子に対しても、ここ数年の間に様々な技術が開発された。その一つが、真空中のセシウム蒸気を用いて直接磁気光学トラップや光モラセスが実現できるようになったことである。光モラセスでは原子が静止している時の共鳴周波数  $\nu_L$  に対してわずかに  $\delta\nu_L$  だけ低い周波数のレーザー光を真空槽内の原子に対して6方向から照射する。ここでセシウム原子の場合の  $\nu_L$  には、図1における  $D_2$  線 (852 nm) の  $F=4 \rightarrow F'=5$  の遷移線が用いられる。この遷移線の自然幅は  $\gamma \sim 5\text{ MHz}$  であるが、光モラセスを作る効率や到達する温度等の要求条件により  $\delta\nu_L = \gamma \sim 10\gamma$  程度の範囲で設定される。均一で安定な磁気光学トラップや光モラセスを作るためには、特にこれらのレーザー光の強度のバランスが重要であるとされている。セシウム原子の常温での飽和蒸気圧は大変高く、 $10^{-4}\text{ Pa}$  程度であり、冷却されないセシウム原

子による散乱の影響を軽減するためには、セシウム溜を冷却して減圧する必要がある。また、最終的に定常状態として得られるモラセスの原子数は、レーザー・ビームが交差する内部に飛び込んできて減速される原子数と、他の原子によって散乱されて出てゆく原子とのバランスで決まるため、蒸気圧に対する依存性は小さい。しかし、その定常状態に達するまでの時間は蒸気圧に反比例する。セシウム原子のドップラー冷却限界は  $120 \mu\text{K}$  であるが、偏光冷却 (polarization gradient cooling)<sup>6)</sup> の効果を用いると、数  $\mu\text{K}$  以下まで冷却できる。

3次元の光モラセスにおいて、その内の1次元について、図3のように左からの光の周波数をさらに  $+\Delta\nu_L$  だけシフトさせ、右からの光の周波数を  $-\Delta\nu_L$  だけシフトさせる。この時、 $c$  を光速度とすると、右に向かって速度  $v=c \cdot (\Delta\nu_L/\nu_L)$  で動く座標系で見たときには通常の光モラセスと全く同じ条件となる。すなわち、冷却された原子群に対して、加熱することなく必要とする速度を与えることができ（ムービング・モラセス）、原子泉を実現するときに重要なテクニックとなる。このような光モラセスは、いわゆるトラップではないため、原子はレーザー光が3次元的に交差した範囲内に広がって分布する。これに対して、磁気光学トラップでは、原子はトラップの中心に1mm程度の小さな点として捕捉される。しかし、これをムービングモラセスとするためにには、トラップした後でこの磁場をゼロにしなければならない。トラップには磁場勾配として  $10^{-3} \text{ T/cm}$  程度が必要であるが、このような大きな磁場を on/off することは、標準器の磁気シールドケースなどを帶磁させる心配があり、高性能な標準器に適用できるかどうか検討を要する。この磁気光学トラップを用いた場合の特徴は、直接光モラセスを作るよりも1桁程度多くの原子が集め

られることと、原子の位置が確定していることなどである。原子泉方式に利用する場合、例えばマイクロ波共振器内のマイクロ波の位相分布の様子や原子の軌道上の磁場の変化など、原子の軌道によるクロック遷移周波数への影響を調べるときなどには有効かもしれない。

### 3.2 原子泉方式セシウム標準器

原子泉方式とは、噴水のように下から吹き上げた原子が重力場によって落下していくことを利用する方式である。途中にマイクロ波の共振器を置けば、原子が上下するときに2度共振器を通過するのでラムゼイ共鳴が観測できる。しかし例えば1mの高さの上下運動をさせようとなれば、その初速度は  $4.4 \text{ m/s}$  となり、通常使用されている炉からのセシウム原子ビームの速度が  $200 \sim 300 \text{ m/s}$  程度なのと比べて大変低速である。この考えは基本的には新しいアイデアではなく、1953年に Zacharias によって提案されている。しかし当時の実験では、通常の炉から出てくる低速の原子を利用して信号を検出しようとしたので、低速の原子が後方からの高速の原子によって散乱されて信号を得ることはできなかった。

これに対し、現代の原子泉は前述のレーザー冷却された原子群を打ち上げる。垂直に打ち上げられた原子群は、弾道運動をして落ちてくるが、原子群は次第にその温度に伴って広がってくる。その広がりの速さはモラセスの温度の平方根に比例し、例えば  $5 \mu\text{K}$  で  $2 \text{ cm/s}$  程度の広がり速度を有する。温度が高いと、空洞共振器やその他の原子群の直径を制限する部分で多くの原子が排除されるため、信号強度が小さくなってしまう。空洞共振器を通過するときの速度を  $v_0$  とした時、到達する高さは共振器から  $h=(v_0^2/2g)$  で与えられ、得られるラムゼイ共鳴の幅は、(2)により

$$\delta\nu_R = g/(4v_0) = (g/32h)^{1/2} \quad (3)$$

で与えられる。例えば  $h=30 \text{ cm}$  の原子泉で  $T_R=0.5 \text{ s}$ 、 $\delta\nu_R=1.0 \text{ Hz}$  が、 $h=1 \text{ m}$  では  $T_R=0.9 \text{ s}$ 、 $\delta\nu_R=0.55 \text{ Hz}$  が得られる。

このように、現代の原子泉は、「冷却原子群の生成」→「打ち上げ」→「マイクロ波との相互作用」→「遷移の観測」→「冷却原子群の生成」→「……」というサイクルを繰り返す「間欠泉（パルス動作）」である。

原子泉方式セシウム標準器の研究は、標準研究所を中心に多くの

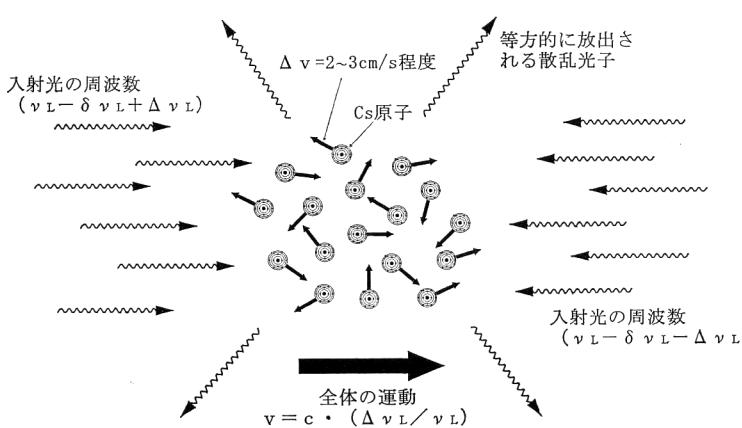


図3 Cs 原子のムービング・モラセス

国々で研究が進められている。現在最も標準器に近い装置を用いて研究を進めているのはフランスの一次時間・周波数標準研究所 (LPTF) のグループである<sup>7)</sup>。その装置の概要を図4に示すが、全体は「冷却原子群生成部」、「マイクロ波共鳴部」、「信号検出部」の三つの部分から構成されている。反ヘルムホルツコイルによる磁気光学トラップもできる構成になっている。各サイクルの詳細は以下のようである。

- ① 冷却原子群の生成 (約 0.5 秒間)：冷却用レーザーは最大強度で設定する (直径 1.5 cm, 強度  $10 \text{ mW/cm}^2$ )。レーザー周波数を  $\delta\nu_L \sim 3\gamma$  に設定して効率よく原子を収集・冷却する。得られる原子の温度は  $60 \mu\text{K}$  程度で、 $10^5 \sim 10^8$  個の収集が可能である。なお、レーザーにはすべて半導体レーザーが用いられている。
- ② 打ち上げ：水平方向のレーザー光を遮断して、上下方向の 2 本のレーザーのみを用いて 1 次元のムービングモラセスとする (約  $300 \mu\text{s}$ )。これによって加熱されるが、次に水平方向のレーザーを on にして 3 次元のムービングモラセスとして再冷却し (約  $300 \mu\text{s}$ )、さらにレーザーの強度を  $2 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\delta\nu_L \sim 10\gamma$  とすることによって  $5 \mu\text{K}$  程度まで冷却

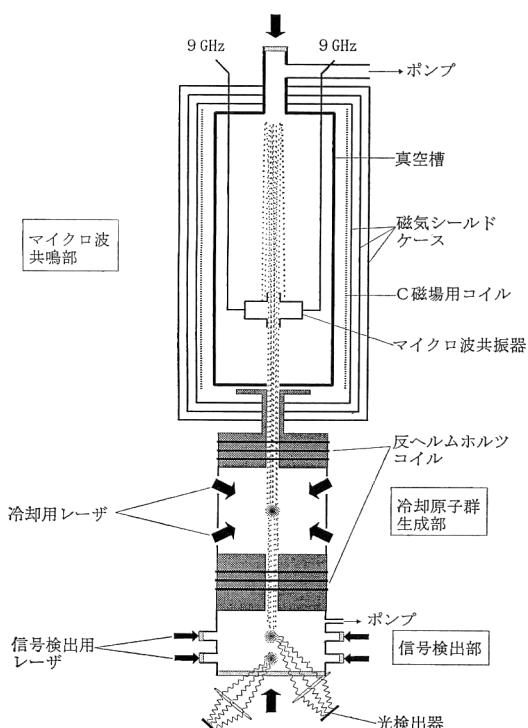


図4 原子泉方式セシウム標準器<sup>7)</sup>

する。この手続きはポスト・クリーニングと呼ばれるが、最初に 1 次元のモラセスを用いたのは、できるだけ短時間で初速度を得て、このための時間をできるだけ長くとるためである。この過程は様々なアイデアによって今後変わってゆく可能性がある。

- ③ マイクロ波との相互作用：空洞共振器には円筒型の  $\text{TE}_{011}$  モードが用いられている。また、全体が 3 重の磁気シールドケースに収められているが、さらに C 磁場の変動を  $0.1 \mu\text{G}$  以下に抑えるために補償用のコイルをいくつか配置するなど、様々な工夫がなされている。また、この過程では、蛍光や迷光がマイクロ波共鳴部に入ると原子の共鳴周波数が AC シュタルク効果によってシフトしてしまうので、冷却用レーザー等は遮断する。
- ④ 信号の検出：ここまで到達する原子は打ち上げ時の約 10% である。 $F=4 \rightarrow F'=5$  の遷移を利用した 1 次元のモラセスを作ることにより、 $F=4$  の原子を効率的に検出する。打ち上げの 1 回ごとに全原子数に 1~2% のばらつきがあるので、全原子数を観測してそれによりラムゼイ共鳴信号を規格化し、原子数のばらつきに伴う信号強度の変動を補正する。この装置では、共振器の上方 0.6 m まで打ち上げることができ、相互作用時間として  $T_R = 0.7$  秒が得られ、図5のようにラムゼイ共鳴のスペクトル幅  $\delta\nu_R = 700 \text{ mHz}$  が得られる。

この装置を図2の原子ビーム管に置き換えれば、原子泉方式の標準器ができるわけである。この装置を用いて、理論的には短期安定度として  $2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ 、正確さとして  $5 \times 10^{-16}$  が期待できるとしている。安定度について、各種の標準器との比較を図6に示す。今までに得られている安定度は  $6 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  であるが、上記の期待される短期安定度の実現を阻んでいる要因は、ラムゼ

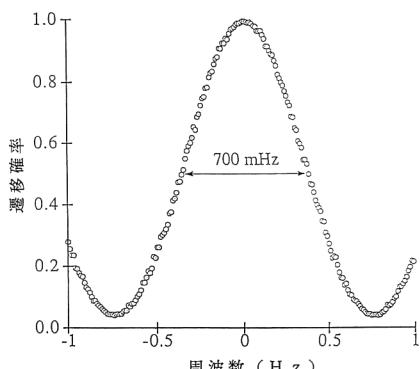


図5 原子泉方式によるラムゼイ共鳴信号<sup>7)</sup>

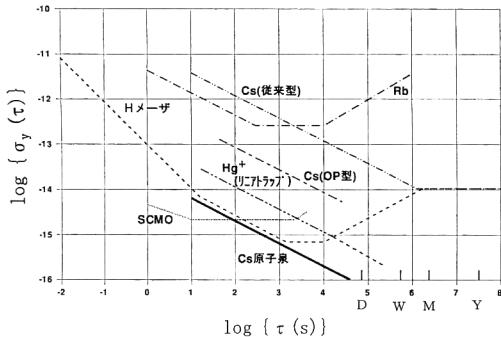


図 6 主な標準器の周波数安定度  
(Cs 原子泉は予測値)

イ共鳴を観測するためのマイクロ波源の周波数安定度である。図 2 では水晶発振器を基にしてマイクロ波を得ているが，“期待される短期安定度”を実現するためには、より短期安定度の高い発振器が必要になる。現状の水素メーザーでも十分ではないとされており、超伝導メーザー発振器(SCMO)が理想的な候補に上げられるが連続運転には向きでない、適当な発振器がないのが現状である。しかし、現存するマイクロ波源を用いても、現在のセシウム標準を遙かに上回る結果が得られるのは間違いない。正確さについては、従来の熱ビームを用いた方式において正確さを制限していたほとんどの要因が、いずれも  $10^{-16}$  以下になる。しかし、新たな問題となるのが冷却された原子群特有のスピン交換による周波数シフトである。これは、冷却された原子は波束の広がりが大きくなるので、原子間の衝突による効果が次第に大きくなり、例えば、温度が  $2.8 \mu\text{K}$  で密度が  $1 \times 10^9 \text{ 個}/\text{cm}^3$  の場合に  $-5 \times 10^{-13}$  程度のシフトが観測されている<sup>8)</sup>。したがって、 $10^7 \text{ 個}/\text{cm}^3$  の原子密度を用いた時に  $10^{-16}$  の正確さを実現するためには、密度によるシフト量を 10% より良い精度で決定する必要がある。これは、原子密度を変化させてそのシフト量の変化の様子を観測し、密度がゼロの場合に外挿することによって達成できるであろう。

このように、原子泉方式セシウム標準器には、 $10^{-16}$  の正確さを目指す上で特に決定的な問題が見あたらず、次世代の超高精度な標準として最も期待されている。しかし、セシウム標準の高性能化を目指す研究は、原子泉方式で終りではないかもしれない。重力場中で、さらに 10 倍の長い相互作用時間を実現するには 100 倍の高さの原子泉を作らなければならず、現実的ではない。したがって、重力のない宇宙で光モラセスを作つて原子時

計を実現しようという考えがでてくる。実際にこういった計画が進められており、微小重力場での光モラセスの実験が行われている<sup>9)</sup>。将来は宇宙に超精密な時計台ができる可能性も否定できない。

#### 4. おわりに

標準はその時代の科学・技術のレベルを表す指標である。時間・周波数標準の研究は、特に原子と電磁波の相互作用に関する物理学の発展に大きく依存しており、今後もその関係に変わりはなさそうである。しかし、正確さを追求していく過程で、最初はマイクロ波技術による標準器であったものが、次第にレーザー技術の占める比重が大きくなり、いつの間にかレーザーとその制御装置の非常に複雑なシステムになろうとしている。一般論として、複雑なシステムには維持してゆく上の様々な問題がつきまとつ。そういうことも、今後大きな研究課題となってゆくであろう。

#### 文 献

- 1) 伊藤信彦：“光周波数標準の最近の展開”，応用物理，63 (1994) 463-469.
- 2) H. R. Telle, D. Meschede and T. W. Hansch : “Realization of a new concept for visible frequency division: phase locking of harmonic and sum frequencies,” Opt. Lett., 15 (1990) 532-534.
- 3) J. Vanier and C. Audoin: *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989) pp. 603-948.
- 4) A. Bauch, H. de Boer, B. Fischer, T. Heindorff and R. Schröder : “Performance of the PTB’s primary clocks CS2 and CS1,” Proc. 42nd Annu. Symp. Freq. Control (1988) pp. 490-495.
- 5) 清水富士夫：“原子のレーザー冷却とその周辺技術”，応用物理，60 (1991) 864-874.
- 6) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji : “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models,” J. Opt. Soc. Am. B, 6 (1989) 2023-2045.
- 7) A. Clairon, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, M. Drewsen, D. Grison, B. Lounis and C. Salomon : “A laser cooled cesium fountain clock: design and expected performances,” Proc. SPIE, 1837 (1992) 306-313; G. Santarelli, P. Laurent, S. N. Lea, A. Nadir and A. Clairon : “Preliminary results in a cesium atomic fountain frequency standard,” Proc. of the 8th European Frequency and Time Forum (1994) (to be published).
- 8) K. Gibble and S. Chu : “Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions,” Phys. Rev. Lett., 70 (1993) 1771-1774.
- 9) B. Lounis, J. Reichel and C. Salomon : “Laser cooling of atoms in micro-gravity,” C.R. Acad. Sci. Paris, t. 316, Serie II (1993) 739-744.