

セシウム原子時計と原子時

飯 島 重 孝*

はじめに

晴夜とびとびに行なわれる時刻観測を基に、恒星時や世界時を連続的に保時するため、タイムキーパーとして時計が使われる。このような天文保時用の時計として、1940年頃まではリーフラーやシンクロノームで代表される精密天文振子時計がもっぱら用いられた。これら最高級の振子時計の安定度は、1日当り 10^{-8} の桁であった。

次いで水晶時計が登場して、天文保時用時計としての役目を次第に肩替りしていった。1940年代から1960年代にかけてのことである。これは振子の代りに、水晶の結晶から適当な方位で切り出した水晶板の機械的固有振動を利用している。この種の結晶に特有なピエゾ効果を利用して、この機械振動を電気的に励振し、水晶板の自由振動を持続させたものが水晶発振器であり、これを基にした時計が水晶時計である。1日当りの安定度は 10^{-10} ~ 10^{-11} の桁に達した。振子時計の時代に悩まされた地震などによる歩度の急変はなくなり、安定度は地球自転速度のそれを凌駕したが、宿命的な歩度の経年変化ももっていた。地球自転速度の季節的変化が、世界時と水晶時計群の比較からはっきり検出されたのもこの時代である。

月、太陽、惑星の位置観測の結果から、過去数百年にさかのぼる世界時の大規模不規則変動が確認され、秒単位の定義は世界時の秒から暦表時の秒に書き替えられた。1956年のことである。後に、この暦表時の格好なタイムキーパーとなる原子時計の胎動が始まったのは第二次世界大戦の終わった直後である。軍用レーダーの解体部品が当時のジャンク屋を賑わし、これがマイクロ波光学、そしてその応用としての原子時計の研究を促進したといわれる。最初に現われたのはアンモニア分子の吸収を利用した原子時計であった。その後、1955年にはイギリス国立物理学研究所 (NPL) の L. Essen らによってセシウム原子時計がいち早く実用化の第一歩を踏み出した。次いで米国立標準局 (NBS)、西独国立理工学研究所 (TPB)、カナダ国立研究会議 (NRC) などセシウム原子標準器が加わり、これらを中心として積算原子時が合成保時されるようになった。1960年代になると、市販の小型セシウム原子時計が開発され、各国天文台の水晶時計は次第にこれにより置換えられた。

原子や分子はとびとびのエネルギー準位に分れて存在し、ひとつのエネルギー準位から別のエネルギー準位へ

遷移する時、そのエネルギー差に比例した周波数の放射を吸収または輻射するという Bohr の原理に従う。この比例定数が Planck 定数である。この遷移周波数は量子力学的に一定不変であり、従ってこれを基準として刻まれる原子時計の秒もまた永久不変である。この点、振子時計や水晶時計と根本的に異っている。

月の観測結果から得られる暦表時と、積算原子時との比較から、暦表時の1秒間におけるセシウム原子の固有振動数が 9 192 631 770 Hz と決定された。こうして秒単位は暦表時の秒からセシウム原子振動に基く定義に書き替えられた。1967年のことである。セシウム原子時計は天文時の単なるタイムキーパーとしてばかりでなく、原子時という独自のタイムスケールを持っている。世界の原子時計を比較総合して、国際報時局 (BIH) で合成される原子時で、その時刻を 1958年1月1日 0^h UT2 の時点で UT2 に合わせたものを国際原子時 (TAI) という。この TAI は 1972年に正式採択された学用タイムスケールで、相対論的には地表上の固有時を刻む。天体暦の時刻引数としても、従来の暦表時に代り、この TAI 及びこれに一般相対論的補正を加えた座標時が取り入れられようとしている。

現在は3種のタイムスケールが併存している。地球自転に基く世界時グループ、地球・月の公転運動に基く暦表時グループとこの原子時グループである。天文学における地球を始め太陽系天体の運動や、時の本質を追求するためには、これら3種のタイムスケール間の相互比較は、将来にわたりたゆみなく続けられなければならない。なお TAI に基いて、その時刻を、うるう秒という操作で、UT1 に ± 0.9 秒以内に合わせ込むように管理された実用タイムスケールが協定世界時 (UTC) と呼ばれ、現在では各国標準時の基礎となっている。この UTC は上述の世界時グループの一員と考えてよいであろう。

この TAI の担い手としてのセシウム原子時計の原理、構成、動作などについて、以下紹介する。

セシウム原子時計

1) セシウム原子のエネルギー準位: 基底状態にあるセシウム原子は、図1に示すように、二つのエネルギー準位、 $F=3$ と $F=4$ を持っている。 F は角運動量に関する量子数である。セシウム原子は磁気モーメントを持っているので、これに磁場が加わると、Zeeman 分離を起して各準位は細分し、 $F=3$ レベルは7本、 $F=4$ レベルは9本の合計16本のレベルへ分離する。 m_F は磁

* 東京天文台 S. Iijima: On the Cesium Clock and the Atomic Time.

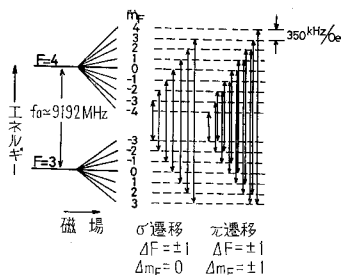


図1 セシウム原子のエネルギー準位 (弱磁場)

気量子数である。結局、磁場の中におかれたセシウム原子は、これら16のレベルにほぼ同数ずつ分れて存在している。これらの各レベル間で、 $F=3$ と $F=4$ グループ間で起り得る遷移には、図に示すような σ 遷移と π 遷移がある。これらの内、磁場の影響のもっとも少ない (F, m_F) が (3, 0) \rightarrow (4, 0) 間の σ 遷移がセシウム原子時計に利用されている。平衡状態では、(3, 0) レベルの原子も (4, 0) レベルの原子もほぼ同数であり、このままではお互いの遷移は実際上起らない。遷移を促進するにはお互いの数の不平衡を作り出してやる必要がある。

図2は磁場の強さを 10,000 エールステッド (Oe) 程度まで増加した場合の各エネルギーレベルの移りかわりを示している。図1はこの図2の中の 0.06 Oe (縦の点線) 前後までを拡大して画いたものである。図で判るように強磁場がかかると、(4, -4) を除く $F=4$ グループにある原子は磁場と共にエネルギーレベルが上昇し、(4, -4) を含む $F=3$ グループのそれはエネルギーレベルが減少する。従って不均一強度の磁場の中では、前者は磁場の弱い方向へ、後者は強い方向へ力を受ける。(3, 0) レベルの原子と (4, 0) レベルの原子を振分けるため、この性質が利用されている。

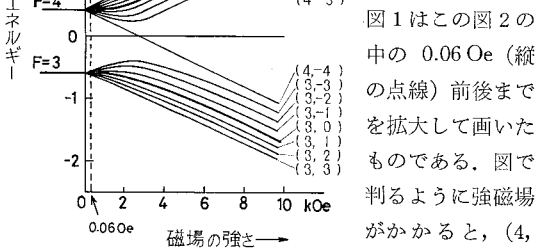


図2 セシウム原子のエネルギー準位 (強磁場)

2) セシウムビーム管: 図3はセシウムビーム管の内部を示すもので、左端にあるセシウムオープンには金属セシウムが蓄えられ、約 80°C に熱せられている。この温度に応じて最速速度約 260 m/s を中心とする速度分布をもつセシウム原子がとび出してくる。コリメーターはこの原子ビームの向きを定め、広がりや適当にしぼる役目を果たしている。第一偏向磁石は図の上下方向に磁場の強度が変る不均一な強磁場を作っている。前節に述べた (4, -4) を除く $F=4$ グループと (4, -4) を含む $F=3$ グループとでは、この不均一磁場の中で受ける力の向き

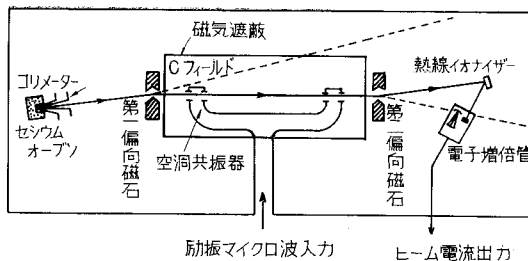


図3 セシウム・ビーム管の構成

が互に逆である。ここでは、 $F=3$ グループの方が、取入れられ二つの空洞共振器の間を次々と通りぬけて第二偏向磁石に向うように仕組まれている。一方、はじき出された $F=4$ グループの原子ビームは結局器壁へ衝突して吸着される。

腕に分れた二つの空洞共振器の中には、(3, 0) \rightarrow (4, 0) 遷移周波数に極近いマイクロ波入力外部から供給され、ビーム進行方向と直交する交流磁場が働いている。原子ビームの中の (3, 0) レベル原子の一部は、この周波数のエネルギーを吸収して (4, 0) レベルへ遷移する。第二偏向磁石は第一偏向磁石と全く同じ構成である。従って (4, 0) レベルへ遷移した原子は、進行方向左に曲げられ熱線イオナイザーへ向う。一方残りの原子ビームは第一偏向磁石の場合と同様、再び進行方向右に曲げられてはじき出される。熱線イオナイザーに衝突した原子は電子を失い、陽イオンとなってはね返され、電子増倍管を経て増幅されビーム電流出力として取出される。

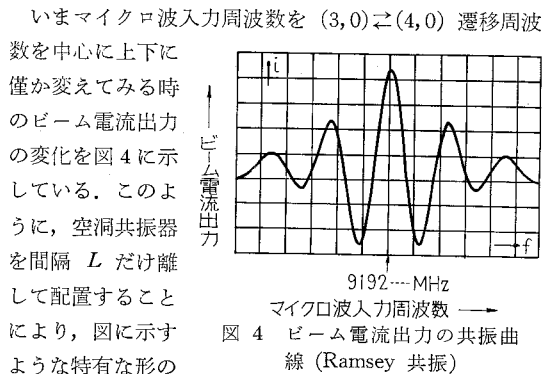


図4 ビーム電流出力の共振曲線 (Ramsey 共振)

鋭い共振曲線が得られている。これを Ramsey 共振と呼んでいる。この主峰の中心が (3, 0) \rightarrow (4, 0) の遷移周波数に当る。主峰の半値幅は、原子ビームの最速速度に比例し、空洞共振器の間隔に反比例する。研究室型の原子時計では、この L を 2~3 m と大きくとり、50~80 Hz 程度の狭い半値幅を得ている。市販型の原子時計では、ビーム管も小型で、 L の長さも 30 cm 程度、従って半値幅は 500 Hz 前後と広がっている。

3) C フィールド: 図2から推算出来るように、(3, 0) \rightarrow (4, 0) 遷移周波数も弱磁場の中で僅かながら増加す

る。いま f_{0H} , f_0 をそれぞれ弱い直流磁場 H のある場合, $H=0$ の場合の遷移周波数とすると,

$$f_{0H} - f_0 \approx 427 H^2 \quad (1)$$

と表わせる。ここで H は Oe を単位として測る。セシウム原子時計の刻み, つまりセシウム秒の定義はこの $f_0 = 9\,192\,631\,770$ Hz を基準としている。従って直流磁場 $H=0$ の状態で $F=3$ と $F=4$ レベル間の遷移をそっくり利用するのが望ましいが, これには $(3,0) \rightarrow (4,0)$ 遷移の場合の 7 倍もの励振が必要であり, 精度上 H の値を 10^{-8} Oe 以下におさえねばならない。いくら磁気遮蔽をよくしても, 地磁気その他の漏洩磁場があって, このことは不可能である。そこで現実の原子時計では, 極く弱い一定の直流磁場を積極的にかけた状態での $(3,0) \rightarrow (4,0)$ 遷移を利用している。このための弱い直流磁場を C フィールドと呼んでいる。 H の値では約 0.06 Oe が選ばれている。

図 1 から判るように, $(3,0) \rightarrow (4,0)$ 以外の σ 遷移の周波数は, 磁場に対して非常に鋭敏である。例えば, 弱い直流磁場 H の存在する場合の $(3,1) \rightarrow (4,1)$ 及び $(3,-1) \rightarrow (4,-1)$ 遷移周波数をそれぞれ f_{1H} 及び f_{-1H} と書くと,

$$f_z \equiv f_{1H} - f_0 = f_0 - f_{-1H} \approx 700,748 H \quad (2)$$

となる。 $H=0.06$ Oe 付近では, 1 mOe 当りの $(f_{0H} - f_0)$ の変化は約 0.05 Hz であるのに対して, $(f_{1H} - f_0)$ の変化は約 700 Hz となり, 後者は前者の約 14,000 倍も敏感であることが判る。

この関係を利用して, $(3,1) \rightarrow (4,1)$ 及び $(3,-1) \rightarrow (4,-1)$ 遷移の周波数を測ることにより, H の値を厳密に測定して目標値を設定することが出来る。この場合の H は外部からの漏洩磁場をも含めた正味の値である。実際には周波数合成上の都合もあって,

$$f_{0H} = 9\,192\,631\,770 + 1.5959 H \quad (3)$$

が, そしてこれに対する H の値として 61.11 mOe が用いられ, この場合の f_z の値は 42.823 kHz となる。この f_z を用いて, H を設定する手順を C フィールド校正といっている。

4) セシウム原子時計の構成: 図 5 のブロック図に示すように, 実際のセシウム原子時計は 5 MHz の電圧制御式高安定水晶発振器 (VCXO) を備えている。この周波数を周波数合成器によって $(102 \times 18 + 2 + 2\,157/4\,098)$ 倍することにより,

$$f_C = 9\,192\,631\,770 + 1.5959 + \Delta f \text{ Hz} \quad (4)$$

に当るマイクロ波信号を作っている。ここで Δf は水晶発振器の周波数が基準周波数 f_0 に基づく正しい 5 MHz からズレている場合を意味する。この f_C を励振マイクロ波入力としてセシウムビーム管に加え, $H=61.11$ mOe における $(3,0) \rightarrow (4,0)$ の遷移周波数 f_{0H} に照し合わ

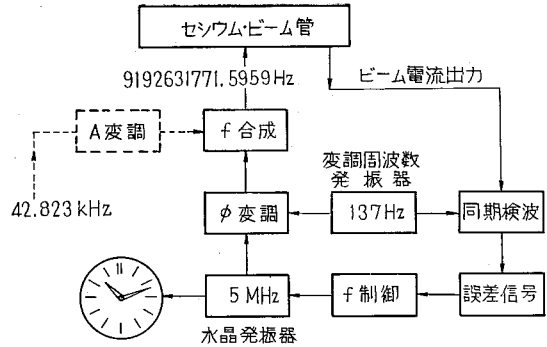


図 5 セシウム原子時計の構成

せるのである。この仕組を図 6 に示した。セシウム原子

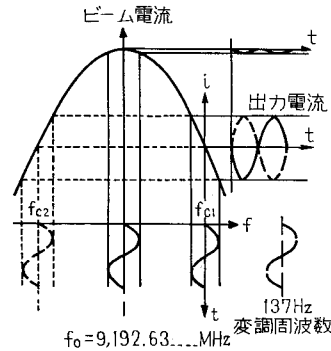


図 6 同調及び上下離調時におけるビーム電流出力波形

時計では, 変調用の 137 Hz 発振器を備え, これです 5 MHz へ位相変調をかける。これはマイクロ波周波数では周波数変調に変わる, つまりマイクロ波周波数が 137 Hz で正弦波的にゆり動かされる。図 6 の山型を図 4 に示した同調曲線の中央ピークとする。もし (4) 式の f_C が図の f_{C1} の位置にズレていると, ビーム電流出力波形は図右側の実線のようになり, f_{C2} の位置では鎖線となる。つまり位相が丁度反転して 137 Hz の交流出力が現われる。また丁度 (3) 式の f_{0H} に合致すれば僅かな振幅の 137 Hz の 2 倍高調波だけとなる。

再び図 5 へ戻り, このような 137 Hz の交流出力は, もとの変調周波数 137 Hz と合わせて同期検波され, 直流の誤差信号になる。 f_{C1} の場合の誤差信号の符号を正とすれば, f_{C2} の場合は負となる。これによって 5 MHz 水晶発振器の周波数を調整し, 結局 f_C が f_{0H} へ合致するようにサーボループを構成している。

こうして内蔵の水晶発振器は, $f_0 = 9\,192\,631\,770$ Hz を基準とする正しい 5 MHz の周波数に保たれ, これによって刻まれるセシウム原子時計の秒は, 定義に基づく国際単位系 (SI) の秒を具現する。

なお図 5 の左端に点線で示した箇所は, C フィールド校正のためのものである。 Zeeman 周波数, 42.823 kHz, によってマイクロ波信号へ振幅変調をかければ, この両側に側帯波の周波数を生ずる。これらが $(3,1) \rightarrow (4,1)$ 及び $(3,-1) \rightarrow (4,-1)$ の遷移周波数に同調して, ビーム電流共振曲線のピーク値に合するように, C フィールド

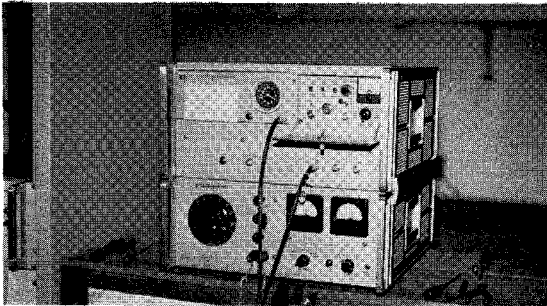


図7 セシウム原子時計 (h/p 5061A)

の H を合わせ込むのである。

図7は市販型セシウム原子時計の代表例として、h/p社 5061A 型の外観を示す写真である。この種の原子時計は、世界の天文台、研究所で、現在の所合計100台前後が維持され、前述のようなNBS, PTB, NRCその他における研究室型セシウム一次標準器と共に国際原子時の合成に参与している。

5) 精度と安定度: セシウム原子時計の刻みは原理的に一定不変ではあるが、これを現実構成する段階で、 10^{-12} の桁以下ではあるが、各種の誤差が導入される。例えば二つの空洞共振器の中のマイクロ波の位相は完全に同相でなければならないが、もし位相のズレがあると、Ramsey 共振の形が非対称となり中心周波数が偏る。研究室型の一次標準器では、原子ビームを流す向きを反転して、この種の誤差を検出、補正する方法をとっている。原子ビームはマイクロ波交流磁場に直交する方向に流れるので、一次のドップラー効果は殆んどないが、原子ビーム速度と光速の比の2乗で二次のドップラーは存在し、 10^{-18} の桁では問題となる。これを補正するには原子ビームの速度分布を測らねばならない。このほか空洞共振器の離調や、マイクロ波励振電力の変化によっても、中心周波数のズレが起る。現在の研究室型の一次標準器では、これらの誤差はかなりよく補正され、 $(3,0) \rightarrow (4,0)$, $H=0$, $f_0=9\,192\,631\,770$ Hz に基づく周波数または秒の絶対値を、少なくとも 1×10^{-18} では実現していると思われる。

市販型のセシウム原子時計では、製品相互間で $2 \sim 3 \times 10^{-18}$ 程度の器差があり、また同じ製品でも、そのビーム管を交換すれば同程度の df/f の違いが起きている。5 MHz の出力周波数の絶対値に関しては、仕様上で 10^{-12} の桁までしか保証されていない。

どんな型の発振器でも同じことであるが、その出力周波数にはいろいろな性質の雑音がかかっていて、その位相は細かく揺れ動かされている。従ってこれを基に刻まれるタイムスケールも、直線的でなく、右に左にうねる結果となる。実際に2台のセシウム原子時計間の連続位相比較の記録をみると ns (10^{-9} s) の桁の細かいうねりが観

察される。このような短期安定度を評価する目安の一つに Allan 分散, $\langle \sigma_y^2(\tau) \rangle$, がある。これは2台の時計間の指示差を時間間隔 τ 毎に測り、この相隣る測定値を Δt_{i-1} , Δt_i , Δt_{i+1} と書く時、次の式で表わされる量に当る。

$$\langle \sigma_y^2(\tau) \rangle = \langle (\Delta t_{i-1} - 2\Delta t_i + \Delta t_{i+1})^2 \rangle / (2\tau^2)$$

ここで $\langle \rangle$ は期待値を表わす。たまたし2台が同格の時計であれば、1台当りの Allan 分散はまたこの $1/2$ である。

図8は横軸に τ (秒, サンプルング・タイム) を、縦軸に Allan 分散の平方根, $\sigma_y(\tau)$, をとって各種セシウム

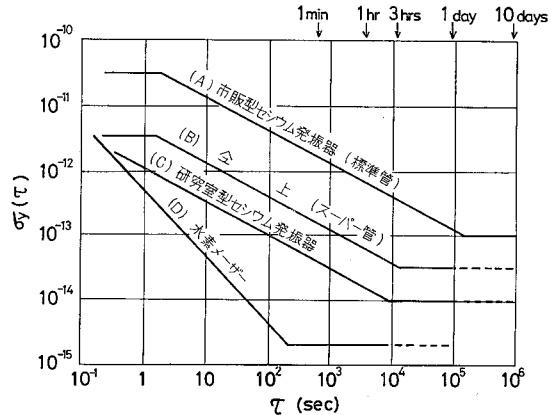


図8 原子発振器の短期安定度

発振器の典型的な短期安定度を示している。なお参考のため、短期安定度のもっとも勝れている水素メーザーの一例をつけ加えてある。この図に示すように、短期安定度は τ よって異なるので、その正しい評価には $\sigma_y(\tau)$ の値のみならず τ の値も併記しなければならない。

セシウム原子発振器については、図に示すように、 τ の比較的小さい間では、 $\sigma_y(\tau)$ が $\tau^{-1/2}$ に比例して下り、やがて平坦部 (フリッカー・フロア) へ達する。このフリッカー・フロアでの値については、図の (A), (B), (C), (D) の順に 1×10^{-13} , 3×10^{-14} , 1×10^{-14} , 2×10^{-15} となっている。

(B) のスーパー管付セシウム原子時計を例にとれば、そのタイムスケールとしての変動 ($\tau \times \sigma_y(\tau)$ で表わされる) は、1日で約 ± 3 ns, 1年で約 ± 1 μ s となる。これをそのまま引伸ばせば、 ± 1 秒の誤差が期待される期間は100万年となる。いわゆる“100万年に1秒”である。しかしこの表現には誤りがある。図8のフリッカー・フロアは、 τ を長くするとやがて $\tau^{1/2}$ に比例して上昇し始め、さらには τ に比例するに至るからである。時刻誤差では $\tau^{3/2}$ 及び τ^2 に比例して増加してゆく。国際原子時 TAI の合成のため出来るだけ多数の原子時計のデータを総合利用しているのは、このような積算的な誤差を最少限に食い止めるためである。