

## 光格子時計の応用に関する調査研究

赤松大輔\*

(平成21年12月7日受理)

## A survey on applications of an optical lattice clock

Daisuke AKAMATSU

## Abstract

The invention of the optical frequency comb has pushed forward the research on optical clocks. “Optical Lattice Clock”, which is invented in Japan, is one of the promising candidates for the redefinition of the second in the future. In this report, we describe the basics and current status of the research on the optical lattice clocks. The uncertainty of the optical lattice clocks is expected to reach  $10^{-18}$ . We also describe the contributions of such ultra-precision metrology to geodesy and basic physics.

## 1. はじめに

古来より「時間」は、人類の日々の活動の中で中心的な役割を果たしてきた。文明が発達し、単に食料を自然に追い求めるだけでなく、自ら積極的に生産する農業という文化が生まれた時、適切な時期に種を蒔き収穫を行うことは安定した食料確保のために重要なことであった。ただし、この要求を満たすのに1秒という時間の精度は無意味であったであろう。さらに文明が発達し、人類は自らの大地を海の向こうへ求めるようになった。隣の大陸へ新天地を求める際には船で海を渡らなければならないが、安全な航海のためには出発地と目的地と自分の位置関係を日々把握している必要がある。しかし、いったん海に出てしまえば標識どころか目印になるものは皆無である。そこで航海士たちは、太陽や夜空の星を参考に自分の位置を決定した。緯度に関しては、北極星の南中高度などを測定することで求める事が出来るが、経度に関しては、星の高度と出発地の時刻を正確に知る必要がある。しかし、大航海時代、大西洋を安全に横断するのに十分な精度をもつ時計は存在せず、数多くの悲劇を引き起こした。そこで1714年、英国議会は、経度の正確な測定方法を発見したものに多額の賞金を与えるという懸賞を行った。この際要求された時計の精度は、お

よそ1日あたり3秒以内の不確かさであった<sup>1)</sup>。この精度に到達するには、気温などの環境の変化に耐え、摩擦が極力小さいような機構にするなど多くの困難を克服する必要があった。事実、かのI. Newtonですら、このような時計を生み出すことは不可能であると考えていたようである。時計職人のJ. Harrisonは、スノコ型振り子やガラスホッパー脱進器、テンブなどのオリジナリティーあふれる機構を考えだし、要求された精度を超える時計(H1～H4)を生み出すことに成功した。彼の集大成ともいえるH4の大きさは15 cm程度で、重さは1 kgをわずかに超える程度のものであった。精度の高い時計を手にした英国は、経度の決定に関してイニシアチブをとり、グリニッジ天文台に子午線をひき、その後7つの海を支配する国として世界のリーダーとなった。

このように時計の精度の要求というのは、時の流れとともに高まっている。より正確な時間を実現するため、天体の運行を基に決める方法から、原子を用いる方法(セシウム原子時計)へと進化してきた。すなわち、時の番人の役割は天文学者から原子物理学者へと移り変わったのである。原子物理学者たちは時計の精度向上に努め、その精度はおよそ $5 \times 10^{-16} @ 10^6 \text{ s}$ に達している<sup>2)</sup>。さらに光周波数コム<sup>3)</sup>の発明により光周波数を利用した「光時計」の研究が盛んになり、近年ではセシウム時計を凌駕する性能が実証されている<sup>3)</sup>。そのような光時計の中でも東京大学の香取が提案した「光格子時計」<sup>4)</sup>は、最も

\* 計測標準研究部門 時間周波数科 波長標準研究室

有力なアイデアの一つであり盛んに研究が行われている<sup>5)-12)</sup>。近い将来、光格子時計の精度は $10^{-18}$ に達すると期待されている。本稿では、光格子時計の原理と現状について述べ、驚異の超精密計測が生み出す未来の展望について述べる。

まず、第2節で原子時計の歴史と現状について述べる。そして現在実証されている3種類の光時計について述べ、光格子時計の優位性について簡単に述べる。第3節において光格子時計の原理を紹介し、世界と産総研の現状について概観する。第4節では光格子時計の開く世界(応用)として、測地学への応用と基礎物理定数の恒常性の検証に関する実験について述べる。そして、第5節で秒の再定義への道のりについて述べ、第6節で結論と今後の展望について述べる。

## 2. 原子時計の歴史と現状

時計は3種類の構成要素(発振器、カウンター、基準)からなる。発振器には何らかの周期的な物理現象が利用される。振り子時計の場合には、振り子であり、腕時計の場合にはテンプと呼ばれる、ねじり振り子や水晶発振器である。原子時計の場合には、マイクロ波発振器が用いられる<sup>13)</sup>。発振器の持つ周期的な物理現象を数えるのがカウンターの役割である。振り子時計や腕時計の場合には、内部のギア部がその役割を担う。マイクロ波発振器の場合には、振動数が大きい機械的なカウンターではなく、電気的なカウンターにより電磁波の振動数を計測する。発振器の周波数は安定であることが望ましいが、徐々にその周波数は変化(ドリフト)してしまう。そこで何らかの安定な基準によりずれを検知し、周波数が一定になるように発振器にフィードバックする必要がある。秒の定義のための基準として、1967年までは天体の運行(地球の自転や公転)を利用していたが、現在ではセシウム原子の基底準位の超微細構造間の遷移周波数が用いられている。

実現された時計の“良さ”を評価する一つの指標として、“周波数安定度”がある。周波数安定度を表す尺度としては、しばしば“アラン標準偏差”という量が用いられる<sup>14)</sup>。特に、原子時計の場合、いわゆる短期の安定度に関しては信号検出におけるショットノイズ(散射雑音)が重要であり、その領域におけるアラン標準偏差は近似的に

$$\sigma_y(\tau) = \left\langle \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \right\rangle_\tau \propto \frac{\delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{\sqrt{N} \times \tau} \quad (1)$$

と書くことができる<sup>15)</sup>。ここで $\nu_0$ 、 $\delta\nu$ 、 $N$ 、 $\tau$ はそれぞれ発振周波数、基準としている遷移の線幅、原子数、積算時間を表す。式(1)からわかるように、規格化した周波数偏差 $y = \Delta\nu/\nu_0$ に関して、同じ $\Delta\nu$ 、例えば1 Hzに対して、 $\nu_0$ が大きければアラン標準偏差が小さくなる(安定度は良くなる)ことが分かる。すなわち、時計に用いる発振器の周波数を上げることで、短期の安定度を向上させる事が可能である。セシウム原子時計の場合、 $^{133}\text{Cs}$ 原子の基底状態の超微細構造間の遷移周波数9.192 631 770 GHzが発振周波数として用いられているが、これを光周波数領域である1 PHz程度まで引き上げる事が出来れば、安定度を5桁程度向上させられる。1999年までは光周波数を容易に測定するカウンターは存在せず、周波数チェーンと呼ばれる複雑な方式<sup>16)</sup>によってしか、光周波数を測定する方法はなかった。しかしながら、1999年に超短パルスレーザーを用いることで、光周波数軸上に一定の周波数間隔を持つ光周波数コムが発明<sup>17)-20)</sup>され、比較的容易な方法で光周波数を測定することが可能となった。2005年のノーベル物理学賞は「光周波数コムを用いた周波数測定技術への貢献」により、T. W. HänschとJ. L. Hallに与えられた<sup>21)</sup>。この光周波数コムの発明により、夢物語であった「光時計」の研究は加速的に進み、2007年にはセシウム時計の精度と同等程度にまで達した。(図1)

原子の遷移周波数を基準として用いる原子時計の場合、基準となる遷移周波数(時計遷移周波数)は、原子が「無摂動状態にあるとき」のものである。そのため基準の満たすべき条件としては、いかに無摂動状態(に近い状態)を実現するかということになる。当初、光時計の基準としては、①レーザー冷却された中性原子集団、もしくは、②イオントラップ中の単一イオンが候補とし

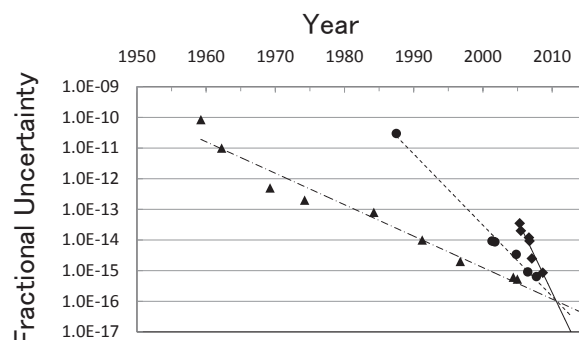


図1 各種原子時計の不確かさ低減の歴史。三角がセシウム原子時計、丸がイオン時計( $^{88}\text{Sr}^+$ 、 $^{171}\text{Yb}^+$ 、 $^{199}\text{Hg}^+$ )、四角が $^{87}\text{Sr}$ 光格子時計を表す。各直線は指数関数による近似曲線である。

表1 中性原子集団時計と単一イオン時計の長所と短所

中性原子集団時計 (Ca)		単一イオン時計 (Hg <sup>+</sup> , Yb <sup>+</sup> , Al <sup>+</sup> , …)	
☹	衝突シフトあり	☺	衝突シフトなし
☹	ドップラー・反跳シフトあり (ラム・ディッケ効果なし)	☺	ドップラー・反跳シフトなし (ラム・ディッケ効果あり)
☺	N=10 <sup>6</sup> (粒子数大)	☹	N=1 (粒子数小)

て考えられ研究の中心にあった (表1)。

レーザー冷却された中性原子集団を用いる場合、原子が多数存在 (N ≈ 10<sup>6</sup>) するため、周波数安定度の面では単一イオン (N ≈ 1) を用いる②の手法よりも優れている。しかしながら、1) 原子の運動によるドップラー効果、2) 光子の反跳による効果、3) 原子間衝突などのため、無摂動状態の原子集団を用意する事は困難である。そして、これらの要素は全て時計周波数の不確かさ要因となり時計の精度向上を阻む。

一方、②の方法では、単一イオンを自身の放射 (吸収) する波長よりも狭い領域に閉じ込めることで、1) 原子の運動によるドップラー効果や、2) 光子の反跳による効果を取り除く事が出来るラム・ディッケ効果<sup>22)</sup> と呼ばれる現象を利用している。また、単一の粒子による手法であるため、基準となる粒子同士の衝突は存在しない。しかしながら、周波数安定度の評価関数である式(1)を考慮すると、粒子数が少ない (N = 1) ことは周波数の (短期的な) 周波数安定度に対して決定的な欠点となる。

このように、①、②の手法に関しては一長一短の面があり、どちらが決定的に優れているとは言えない。「多数の原子を一個ずつ狭い領域に閉じ込める」事が出来れば、二つの長所をとり短所を取り去ることが可能である。このようなアイデアを実現する手法として2001年に「光格子時計」が、東京大学の香取助教授により提案<sup>4)</sup>された。そしてわずか2年後に予備的な実験に成功し<sup>23)</sup>、さらに産総研と共同で光格子時計の実証実験<sup>5)</sup>に成功した。

光時計の中では後発であった光格子時計も、2009年にはその相対周波数不確かさは8.6 × 10<sup>-16</sup>まで低減され<sup>24)</sup>、他の光時計と同等以上の性能を有するようになった。光格子時計は、その他の光時計のメリットを併せ持ち、デメリットを打ち消した方法であり、今後さらなる性能の向上が期待される。このような光格子時計の原理について次節で簡単に紹介する。

### 3. 光格子時計の原理と現状

光格子時計の原理については安田の報告が詳しい<sup>25)</sup>。本稿では、その中でも重要な光格子時計に特徴的な光定在波によるトラップと魔法波長について述べる。

#### 3.1 光定在波トラップ

長い相互作用時間を確保するためには、基準となる原子を捕獲 (トラップ) しておく必要がある。電気的に中性な原子の場合、レーザーによる電磁場により電気双極子を誘起し、その電気双極子とレーザーとの相互作用によりトラップすることが可能である<sup>26)</sup>。これは、電磁場の摂動に対して2次の摂動効果である。角周波数 $\omega$ の電磁場 $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$ と相互作用する原子を考える。この時、状態 $|g\rangle$ のエネルギーシフトは

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2} \alpha(\omega) \langle \mathcal{E}(t)^2 \rangle \quad (2)$$

とかける。ここで、 $\langle \dots \rangle$ はサイクル平均を表し、

$$\alpha(\omega) = \frac{2}{\hbar} \sum_n \frac{\omega_{ng}}{\omega_{ng}^2 - \omega^2} |\langle e_n | d | g \rangle|^2 \quad (3)$$

は双極子分極率である。ただし、 $\omega_{ng}$ 、 $\langle e_n | d | g \rangle$ はそれぞれ、 $|g\rangle$ 、 $|e_n\rangle$ 間の遷移角周波数、双極子モーメントを表す。これを波長で表現すると、

$$\alpha(\lambda) = \frac{2}{\hbar c} \sum_n \frac{\frac{1}{\lambda_{ng}}}{\frac{1}{\lambda_{ng}^2} - \frac{1}{\lambda^2}} |\langle e_n | d | g \rangle|^2 \quad (4)$$

となる。簡単のため $|g\rangle$ 、 $|e\rangle$ からなる2準位原子を考える。 $\omega_{eg} > \omega$  ( $\lambda_{eg} < \lambda$ ) のとき $\Delta E_g < 0$ であり、レーザーの強度の強い領域に向かって力が働く。ここで例として、ストロンチウム原子の基底状態 $^1S_0$ から励起状態 $^1P_1$ の遷移 (波長461 nm, 線幅30 MHz) のみを考慮し、800 nmの光で原子を $^1S_0$ にある原子をトラップすることを考える。 $\phi 100 \mu\text{m}$ に集光した1 Wのレーザー光によるポテンシャルの深さは $\Delta E_{^1S_0} = 6.4 \times 10^{-29} \text{ J}$ となる。これは温度に換算すると5  $\mu\text{K}$ という非常に浅いトラップではあるが、スピン禁制遷移を用いたレーザー冷却により冷却された原子 (1  $\mu\text{K}$ ) をトラップすることは十分可能である。

さらにイオントラップのように、ラム・ディッケ効果によるドップラーシフトや反跳シフトの除去を利用するために、光定在波の腹に原子をトラップすることを考える。対向する2本のレーザー光による定在波の電場の空間分布は

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{E}_0(\cos(kz - \omega t) + \cos(-kz - \omega t)) \quad (5)$$

と書ける. このような光によるエネルギーシフトは式(2)より

$$\Delta E_g = U(z) = U_0 \frac{1 + \cos 2kz}{2} \quad (6)$$

となる. ここで,  $U_0 = -\frac{1}{2}\alpha(\omega)(2\mathcal{E}_0^2)$  は, 定在波の腹の位置でのポテンシャルの深さである. 式(6)より, 空間的に変調のかかったトラップができていことがわかる. 式(6)を定在波の腹の部分 ( $z = 0$ ) の周りで展開すると,

$$U(z) = U_0 - \frac{1}{2}(2U_0k^2)z^2 + o(z^4) \quad (7)$$

となり, トラップされている原子の質量を  $m$  とすると, 振動角周波数

$$\Omega = k \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \quad (8)$$

の調和振動子ポテンシャルが形成されていると考える事が出来る. ここで  $m$  は原子の質量である. このような調和振動子型のトラップの最低振動状態に原子がいる時, その振動の振幅 (波動関数の広がり) は

$$d = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega}} \quad (9)$$

である. すなわちトラップ周波数を大きくする (光の強度を大きくする) ことで, 原子を非常に狭い領域に閉じ込める事が可能である.

先ほどの例で出した光をミラーで折り返して作った定在波を考えると, 定在波でのトラップ周波数は  $2\pi \times 74$  kHz であり, 振動の振幅は 28 nm となる. よって時計遷移 ( $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ ) の波長 698 nm に比べて, 非常に狭い領域にトラップされていることがわかる. ラム・ディックパラメータ  $\eta$  は時計遷移の波数  $k_{\text{clock}}$  を用いて

$$\eta \equiv k_{\text{clock}} d \quad (10)$$

で定義される. 上述の例の場合,  $\eta = 0.25$  となり, ラム・ディック束縛条件  $\eta < 1$  を満たし, ドップラーシフトと反跳シフトを除去できる事が示せる. 簡単のため 1 次元的のみを考えたが 3 次元に拡張することは容易で,

その場合原子間の衝突による効果も除去することができる\*.

### 3.2 “魔法波長”

前節で, レーザー冷却された原子集団を光定在波による光トラップにより, ラム・ディック束縛することが可能であることを示した. ここで, トラップするためのエネルギーシフトは, 基準となる時計遷移 ( $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ ) に対しても遷移周波数のシフトを引き起こす.  $\lambda_{\text{trap}}$  の光でトラップされている原子の時計遷移の周波数は

$$\nu_{\text{clock}} = \nu_0 - \frac{1}{2}(\alpha_{^1S_0}(\lambda_{\text{trap}}) - \alpha_{^3P_0}(\lambda_{\text{trap}}))(\mathcal{E}(t)^2) \quad (11)$$

であり, 一般には, 無摂動状態の原子スペクトルに対し, 時計遷移として用いられる上下準位のシュタルクシフトの差に対応する周波数シフトが引き起こされる. このため, 光の強度の時間的・空間的变化に時計遷移の周波数が変化してしまい, 大きな不確かさ要因になる. しかしながら, 香取はトラップするための光の波長を適当に選ぶことで

$$\alpha_{^1S_0}(\lambda_{\text{magic}}) = \alpha_{^3P_0}(\lambda_{\text{magic}}) \quad (12)$$

とすることが可能であること示した<sup>27), 28)</sup>.  $\lambda_{\text{trap}} = \lambda_{\text{magic}}$  のとき, 原子はレーザーによりトラップされているにも関わらず, 時計遷移の周波数は変化しない. まさにこの魔法のような波長の値は, ストロニチウムの場合 813 nm であり, イッテルビウムの場合 759 nm であることが実験的に示されている. この他, いくつかの原子について魔法波長が計算されているが, 計算には原子のあらゆる遷移の遷移強度のデータが必要になるため, 最終的には実験的に決めるより他ない.

最新の研究成果で特筆すべきこととして “Blue-detuned magic wavelength” の実証がある<sup>29)</sup>. 式(2)では電場の 3 次以上の効果を見捨てたが, 厳密には光の強度  $I$  の 2 次, すなわち電場の 4 次以上の項も存在し, シュタルクシフトによるエネルギーシフトは

$$\Delta E = -\Delta\alpha I - \Delta\beta I^2 + o(I^3) \quad (13)$$

と書くのが正しい. ここで  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\beta$  はそれぞれ上下準位の双極子分極率, 超分極率 (hyperpolarizability) の差である. マジック波長の条件, 式(12)は双極子分極率を打ち消すことを意味しているが, それ以上の高次の効果は

\* 原子がフェルミオンである場合, 極低温領域では, パウリの排他原理より散乱は抑圧されている. 一方ボゾンの場合, 3次元ポテンシャルに閉じ込める事が必要となるが, 極低温原子ガスの密度は, 通常高々  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  と非常に希薄であるため, 同一のポテンシャルに 2 個以上の原子がトラップされることはほとんど無視できる.

依然として残るため、周波数の不確かさ要因となる。ある種の原子状態に対しては、光の偏光を選ぶことにより超分極率による効果も消すことができる<sup>30)</sup>が、一般的に超分極率によるシュタルクシフトの不確かさを低減する方法としては、光の強度を小さくするしかない。3.1.では、定在波の腹の位置に原子がトラップされる条件を議論したが、 $\lambda_g > \lambda_{\text{trap}}$ と選ぶことで $\Delta E_0 > 0$ となり、レーザーの強度の弱い領域に向かって力が働き、定在波の節の位置、すなわち電場強度が0の位置をポテンシャルの極小値にすることが可能である。このように、原子が光の強度の極小値にトラップされるような条件で、

$$\alpha_{1S_0}(\lambda_{\text{magic}}) = \alpha_{3P_0}(\lambda_{\text{magic}}) \quad (14)$$

を満たすような波長があれば、不確かさを低減することが出来る。香取らのグループは、ストロンチウムの場合、このような波長領域が389 nmにあることを実験的に示した。この波長でトラップされた光格子時計の場合、シュタルクシフトによる不確かさは $10^{-19}$ と見積もられ、非常に小さく抑える事が出来る。

魔法波長による光定在波トラップにより、「多数個」の原子を一つずつ狭い領域に閉じ込め、かつ無摂動状態に近い周波数スペクトルを観測することが可能である。上記の議論では、残留磁場、黒体放射、重力場などの影響を考慮しなかった。例えば、黒体放射による影響というのは、トラップされた原子集団を取り囲む物質が発生する黒体放射（熱放射）によるものである。この放射はわずかながら、時計遷移の周波数をシフトさせる。原子集団を取り囲む物質の温度分布を正確に知ることが困難であり、またある温度分布に対応する周波数シフト量を正確に見積もることが困難であることが、時計遷移の周波数測定の不確かさを引き起こす。最新のJILA-NISTの実験結果においては、この黒体放射が主な不確かさ要因となっている<sup>24)</sup>。黒体放射による不確かさは温度の3乗に比例するため、温度を低くすることで低減する事が可能である。実際、真空チャンパー中に液体窒素などで冷やした領域を用意し、その中で時計遷移の周波数を決定する実験が各研究機関で進められている。

### 3.3 世界と産総研の現状

2001年の香取の提案<sup>4)</sup>を皮切りに、世界各国で熾烈な開発競争が繰り広げられた。まず<sup>87</sup>Srを用いた実証に成功したのは東京大学と産総研グループであり、世界に大きなインパクトを与えた<sup>5)</sup>。その後、すぐに米国JILA-NIST<sup>6)</sup>と仏国SYRTE<sup>7)</sup>も開発に成功した。現在、光格子時計の中で最も開発が進んでいるSr光格子時計

であるが、これら3機関の周波数値はおおよそ15桁の精度で一致している。各国、様々な工夫を行い高い精度の周波数計測を行っている。JILA-NISTやSYRTEは同じ場所に原子泉型セシウム原子時計を所有している一方、我が国では産総研がセシウム原子時計を有し、Sr光格子時計はおおよそ50 km離れた東京大学の本郷キャンパス（香取研究室）に設置されている。このため、周波数測定のためにGPS衛星<sup>8),31)</sup>や光ファイバーリンク<sup>32)</sup>等を用いる工夫を行っている。光格子時計の周波数計測という観点から見ると不利を負っているといえるが、ここで実証された技術は将来的に高精度の周波数伝送を行うために必須であり、重要な研究である。最近になり、東京大学は<sup>88</sup>Sr-3次元光格子時計の開発に成功し、<sup>87</sup>Sr光格子時計との周波数比較を行った<sup>10)</sup>。

光格子時計の技術は、一般にアルカリ土類原子やアルカリ土類と似た構造をもつ原子に適用可能である。特にその中でも比較的簡単な構造をもつ<sup>171</sup>Yb (I=1/2) や黒体放射の影響が小さいHgの実現は重要視されていた。その中、産総研が<sup>171</sup>Ybの光格子時計の開発に成功した<sup>11)</sup>。Sr光格子時計同様、この競争も熾烈であり、産総研の論文が出版された2ヶ月後にNISTの同様の実験結果が出版された<sup>12)</sup>。これらの独立な実験結果も14桁の精度（主に産総研の測定不確かさの範囲内）で一致している。

水銀の光格子時計は東京大学、SYRTEなどを中心に開発が進められている。東京大学が水銀の磁気光学トラップに成功した<sup>33)</sup>半年後には、SYRTEのグループが時計遷移の分光に成功する<sup>34)</sup>など猛烈な勢いで開発が進んでいるため、数年も待たず実現されると期待される。

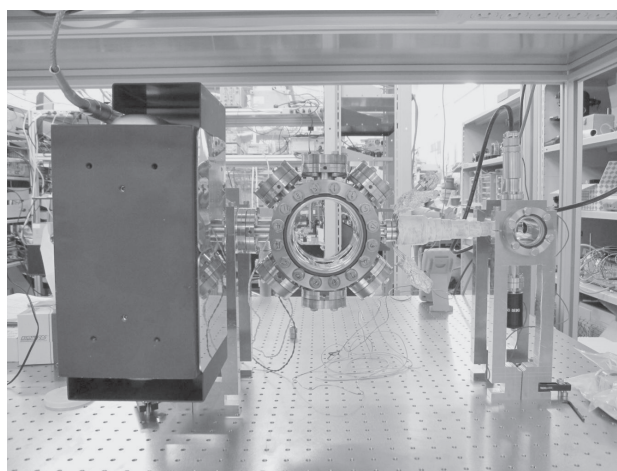


図2 現在産総研で開発中の<sup>87</sup>Sr光格子時計用真空チャンパー。真空チャンパーの後ろに見えるのが<sup>171</sup>Yb光格子時計の実験装置である。

日進月歩の勢いで開発が進む光格子時計は、セシウム原子時計による定義の実現の不確かさが主な不確かさ要因になってきている。そこで米国のグループ (JILA-NIST) は Sr 光格子時計を他の光時計 (Ca 中性原子光時計) で測定した結果を報告している<sup>35)</sup>。得られた周波数安定度は  $1 \times 10^{-16}$  であり、彼らの所有するセシウム原子時計の性能を超えている。第5節で述べる秒の再定義においてセシウム原子時計の果たす役割は大きく、その高精度化が重要であることはもちろんであるが、今後はこのような光時計同士の周波数比較も重要になってくる。産総研では Yb 光格子時計に引き続き Sr 光格子時計の開発に着手した (図2)。成功すれば同一部屋内での光格子時計の周波数比較が可能となり、非常に精度のよい評価ができると期待される。

#### 4. 光格子時計の目指す世界

精度のよい時計は人類の文明の発達とともに要求され、精度のよい時計により人類の文明も発達してきた。光格子時計が現在期待される限界の精度は  $10^{-18}$  である。これは、地球上でおよそ 1 cm の高さの違いによる重力ポテンシャルに相当する。また、人が歩行により並進運動する事による時間の遅れはおよそ  $10^{-18}$  程度であり、光格子時計により検出可能である。

このように、驚異の感度を持つ時計は、様々な分野 (原子物理学, 基礎物理学, 環境学, 海洋学, 気象学, 地質学, 測地学, 土木工学等) への貢献が期待されている。本稿ではその中でも、1) 測地学への応用, 2) 基礎物理定数の恒常性の検証という2点に関して述べる。

##### 4.1 地球ジオイドの精密計測

測地学のテーマは地球重力場と等重力ポテンシャル面の一つであるジオイドの精密な測定である。地球上の重力は地表面において一定でなく、自転による遠心力等のため、赤道 (978 Gal) 付近と極 (983 Gal) 付近ではその大きさがおよそ 0.5 % 異なる。この他にも重力場やジオイドは、地球内部の密度構造や地球潮汐などの影響により空間的にも時間的にも変化している<sup>36)</sup>。ジオイドの空間的な変化は地球内部の質量分布の不均一さを表し、プレート運動の原因である地球マントル内の対流を理解する上で欠かせない情報である。また、ジオイドの時間的な変化は、質量分布の再配置とみなすことができ、これは重力場や海洋循環、氷河変動、海面変動、潮汐、火山活動、氷床融解、地震などに伴う地殻変形により影響を受ける。地震など短期間で起こるジオイド面の変動か

ら、プレートテクトニクスのように長期・永続的な変化をするものもある<sup>37)</sup>。

ジオイドは、重力加速度計やGPSを利用した測高計などにより測定されており、限られた地域ではあるが非常に精度よく測られている。また、CHAMPやGRACEといった人工衛星を使った測定により、地球規模でのジオイド面の計測も可能になってきた。特にGRACEプロジェクトでは、高度 500 km の極軌道を周回する互いに 200 km 離れた2基の人工衛星を使い、地球の重力場の変化による衛星間距離の変化を精密に測定することで、重力場やジオイドの変化を求めている。最近では、アマゾン流域における陸水の移動によるジオイドの季節変化を浮き彫りにしたり<sup>38)</sup>、マグニチュード9のスマトラアングマン地震時によるジオイド面の降下 (およそ 1 cm) をとらえること<sup>39)</sup>等に成功している。このような実験結果は、地質学のみならず、気象学、環境学など様々な方面から関心を集めている。GRACEは地上における数 mm 程度のジオイド変化を観測することに成功したが、水平方向の分解能はおよそ 400 km である。低い空間分解能のため、高周波数成分の変化による aliasing の影響の除去などをデータ解析の際に行う必要があり、また分解能以下のジオイド変化を観測することは不可能である。

光格子時計は、重力ポテンシャルに対して感度を持つため、このようなジオイドの精密計測に対して貢献することができると考えられる。一般相対論的効果により、重力ポテンシャルの変化  $\Delta\Phi$  による原子の共鳴周波数  $\nu_{\text{clock}}$  の変化  $\Delta\nu_{\text{clock}}$  は

$$\frac{\Delta\nu_{\text{clock}}}{\nu_{\text{clock}}} = \frac{\Delta\Phi}{c^2} \quad (15)$$

と書ける。 $\Delta\nu_{\text{clock}}/\nu_{\text{clock}}$  が  $10^{-18}$  のとき、 $\Delta\Phi = 9.0 \times 10^2 \text{ J/kg}$  は地球表面における 1 cm の高さの違いによるポテンシャルの差に対応する。光格子時計を各地に設置し、周波数を互いにモニターすることで、ジオイド面の変化をほとんどリアルタイムでかつ高い空間分解能でモニターすることが可能になる。このように光格子時計で得られた実験結果を他の測定結果と組み合わせることで、大気や気候変動、地球内部変動 (地震、プレートテクトニクス、油田、地下水の移動など) を観測することができると期待される。

実は、ここで述べたことは逆に秒の定義となる光時計に対し重大な影響を及ぼしかねない。すなわち、地球のジオイドは微小ではあるが、光時計に影響を与えるほど変動しており、定義である光時計の針の進みに影響を及

ばす。そのため将来秒の定義として採用された場合、どこにその時計を設置するかということを実際に考える必要がある<sup>40)</sup>。

#### 4.2 基礎物理定数の恒常性の検証

物理学の究極の目標の一つに、すべての素粒子を統一的に扱う理論の発見がある。このような理論では、現在われわれが認識している4種類の力(重力, 電磁気力, 弱い核力, 強い核力)が統一的に扱われるはずである。これまで、人類はそのうちの3種類の力(電磁気力, 弱い核力, 強い核力)を統一することに成功した。しかしながら、この標準理論と呼ばれる理論に重力を取り込むことには、誰も成功していない。重力は、相対性理論により記述されているが、相対性理論は、量子効果を含まないいわゆる“古典的”な理論である。すべての力を統一的に扱う理論では、相対性理論に量子効果を取り入れなければならない。その際には、相対性理論に対し何らかの修正が加えられるはずである。すなわち、相対性理論の破れを実験的に検証することは、万物理論の一端を見ることになり、現在提案されている数々の理論的提案をふるいにかけ、生き残った理論に対して強力な実験的支持を与えることになる。さらに定量的な評価により、新たな理論的提案を誘発し、人類の夢へ一歩近づくことになることを期待される。

現在の相対性理論は、1) 弱い等価原理、2) 局所ローレンツ不変性、3) 局所位置不変性を原理に据えている<sup>41)</sup>。精密な原子時計を用いることで、これらの原理の各々の検証を行う事が出来る。本稿では、そのうち3) 局所位置不変性の検証に関する実験について紹介したい。

局所位置不変性により、単位を持たない物理定数が(宇宙のいつでもどこでも)不変であることが導かれる。無次元量の一つである微細構造定数が時間変化していると

すれば、それは局所位置不変性が破れている事を意味する。原子やイオンのエネルギースペクトルはこの微細構造定数に依存しているため、エネルギースペクトル(遷移周波数)の時間変化を超精密計測することで、局所位置不変性の検証が可能である。微細構造定数の恒常性の検証は、クエーサーからの光の分光<sup>42)-45)</sup>やガボン共和国にある太古に稼働していたOklo天然原子炉の解析<sup>46)-49)</sup>により行われてきたが、原子時計の急速な進展に伴い、実験室での検証も可能になってきた。実験室での実験は系統誤差の評価がしやすく重要である。

Dzubaらは電子相関を取り入れた相対論的Hartree-Fock法により、光周波数遷移の周波数を数値的に求め、遷移周波数の微細構造定数依存性を

$$\nu = \nu_0 + qx \tag{16}$$

と書き、超微細構造定数の変化に対する感度を表す $q$ の値を求めた<sup>50)</sup>。ここで、 $x = (\alpha^2/\alpha_0^2) - 1 \approx 2\delta\alpha/\alpha_0$ であり、 $\nu_0$ 、 $\alpha_0$ は現在の微細構造定数の値である。この $q$ の値は原子によって異なり、一般的に原子番号の大きいほど大きい。2種類以上の原子について遷移周波数の比を測定し、その変化を追跡することで超微細構造定数の時間変化を検出することができる。式(16)は

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = K \frac{\delta\alpha}{\alpha_0} \tag{17}$$

と書き変えられる。ここで、 $K = 2q/\nu_0$ であり、この値はDzubaらにより数多くの原子種の遷移に関して計算されている<sup>51)-53)</sup>(表2)。これまでの光周波数の測定は定義であるセシウム原子の超微細構造に対して測定されていたことを考えると、セシウムの時計遷移に対する依存性を求めることも重要であり、そのような超微細構造間の遷移に関して式(17)は、

表2 いくつかの時計遷移に対する $q$ 値と $K$ 値

Z	Atom/ion	Ground state		Upper states		$\nu_0$ (cm <sup>-1</sup> )	$q$ (cm <sup>-1</sup> )	$K$
13	Al II	3s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	3s3p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	37393.03	146	0.008 <sup>51)</sup>
20	Ca I	4s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	4s4p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	15157.9	125	0.016 <sup>51)</sup>
20	Ca I	4s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	4s4p	<sup>3</sup> P <sub>1</sub>	15210.06	180	0.024 <sup>51)</sup>
38	Sr I	5s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	5s5p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	14317.51	443	0.062 <sup>51)</sup>
38	Sr II	5s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	4d	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	14836.23	3172	0.428 <sup>52)</sup>
49	In II	5s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	5s5p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	42276	3787	0.179 <sup>51)</sup>
70	Yb I	6s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	6s6p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	17288.44	2714	0.314 <sup>51)</sup>
70	Yb II	6s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	5d	<sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>	22961.18	10118	0.881 <sup>53)</sup>
70	Yb II	6s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	4f <sup>13</sup> 6s <sup>2</sup>	<sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	21418.86	-56737	-5.298 <sup>53)</sup>
80	Hg I	6s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	6s6p	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	37645.08	15299	0.813 <sup>51)</sup>
80	Hg II	5d <sup>10</sup> 6s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	5d <sup>9</sup> 6s <sup>2</sup>	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	35514.01	-56671	-3.191 <sup>52)</sup>

表3 秒の二次表現リスト

	原子	遷移	周波数 (Hz)	不確かさ
マイクロ波	$^{87}\text{Rb}$	基底状態の超微細構造間	6 834 682 610.904 324	$3 \times 10^{-15}$
光	$^{87}\text{Sr}$	$5s^2 \ ^1\text{S}_0 - 5s5p \ ^3\text{P}_0$	429 228 004 229 873.7	$1 \times 10^{-15}$
光	$^{88}\text{Sr}^+$	$5s \ ^2\text{S}_{1/2} - 4d \ ^2\text{D}_{5/2}$	444 779 044 095 484	$7 \times 10^{-15}$
光	$^{171}\text{Yb}^+$	$6s \ ^2\text{S}_{1/2} (F=0) - 5d \ ^2\text{D}_{3/2} (F=2)$	688 358 979 309 308	$9 \times 10^{-15}$
光	$^{199}\text{Hg}^+$	$5d^{10}6s \ ^2\text{S}_{1/2} (F=0) - 5d^96s^2 \ ^2\text{D}_{5/2} (F=2)$	1 064 721 609 899 145	$3 \times 10^{-15}$

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = K \frac{\delta\alpha}{\alpha_0} + \frac{\delta\mu}{\mu_0} \quad (18)$$

と書き換えられることが分かっている<sup>54)</sup>。ここで

$\mu = g_I(m_e/m_p)$ である。ここで、 $m_e$ 、 $m_p$ はそれぞれ電子、陽子の質量であり、 $g_I$ はセシウム原子核の磁気回転比である。局所位置不変性の破れにより無次元物理量 $\mu$ も時間変化する可能性がある。

現在の周波数はセシウム原子時計のマイクロ波遷移により定義されているため、すべての光周波数計測はセシウム原子を基準に測定される。j原子の絶対周波数測定との相対周波数変化 $x_j$ は、

$$\begin{aligned} x_j &= \frac{\delta\left(\frac{\nu_j}{\nu_{\text{Cs}}}\right)}{\frac{\nu_j}{\nu_{\text{Cs}}}} = (K^j - K^{\text{Cs}} - 2) \frac{\delta\alpha}{\alpha_0} + \frac{\delta\mu}{\mu_0} \\ &= -c_\alpha^j \frac{\delta\alpha}{\alpha_0} + \frac{\delta\mu}{\mu_0} \end{aligned} \quad (19)$$

と書ける。例えばSrの絶対周波数測定を行う実験の場合、 $-c_\alpha^j = 0.06 - 0.83 - 2 = -2.77$ である。これまでに得られた絶対周波数計測の実験結果 (Sr, Hg<sup>+</sup>, Yb<sup>+</sup>, H) を用いて定数の変化を求めると、

$$\begin{aligned} \frac{\delta\alpha}{\alpha_0} &= (-3.3 \pm 3.0) \times 10^{-16}/\text{yr} \\ \frac{\delta\mu}{\mu_0} &= (-1.6 \pm 1.7) \times 10^{-15}/\text{yr} \end{aligned} \quad (20)$$

となる<sup>55)</sup>。さらに、最新のイオン光時計のデータによると実験結果は、 $\delta\alpha/\alpha = (1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}/\text{yr}$ であると報告されている<sup>3)</sup>、この値は他の実験系と同等の精度である。

光格子時計はイオン光時計と比べて特に短期安定度の点で優れているが、微細構造定数の変化に対する感度としては、イオン時計には及ばない。しかしながら、実験系による系統誤差の影響を低減するためにも、多くの原子種やイオンによって精密な測定が行われる必要があ

り、中性原子を用いた光格子時計の測定は重要になる。

## 5. 秒の再定義

光周波数コムが発明による光時計の急速な進展により、その不確かさは秒の定義を実現しているセシウム原子時計の不確かさによって制限される事態を招いた。そして、半世紀ぶりの秒の定義の改定がいよいよ現実味を帯びてきた。秒の再定義の準備過程として、2006年10月国際度量衡委員会 (CIPM) は、時間周波数諮問委員会 (CCTF) の勧告に従い、2004年に産声を上げたばかりのSr光格子時計を含むいくつかの光時計を秒の二次表現<sup>56)</sup>として採用した (表3)。さらに、CIPMは各国政府または国際的な予算機構が、時計の高精度化に関する研究支援を行うことを勧告した<sup>57)</sup>。

秒の二次表現として採用されている手法は、どれも次世代の秒の定義になりうるが、正式に秒の定義として採用されるにはまだまだすべきことは多い。当然、現在実現されている光時計の不確かさの評価、高精度化が求められる。最新の報告では光時計の安定度は、セシウム原子時計のそれを超えている。そのため、より精度の高い評価には、光時計同士の比較が重要である。すなわち、高性能の光時計を複数個持つことはますます重要になってくる。また、標準として採用する以上、複数の研究機関で独立に実現され、時計の同等性などが実証されている必要がある。光格子時計に関しては各研究機関がリソースの多くを投入している。実際、3.3.で紹介した研究機関以外にも、PTB (独)、NPL (英)、NICT (日)、KRISS (韓)、INRIM (伊)、華東師範大 (中) など、20近い研究機関で精力的な研究が進められている。秒の定義に採用されるための最終段階としては、現行の国際原子時 (TAI) への寄与が求められ、他の1次標準と同じようにTAIのステアリングとして機能することが求められる。この段階では、当然、光格子時計の長期的な安定動作が要求され、地道な研究開発が要求されるであろう。



## 6. まとめと今後の展望

光時計，光格子時計のアイデアが現実のものとなり，我々はいよいよ秒の再定義というパラダイムシフトの時を迎えようとしている．当初，光格子時計は日本で産声を上げたが，各国の標準機関も高精度化に努め，その研究開発競争は熾烈を極める．古来より時計の開発競争は熾烈であったが，将来の標準の候補である以上，各国研究機関の連携も重要視されなければならない．J. L. Hall氏はノーベル賞受賞講演でT. W. Hänsch氏との競争を“Friendly – but Hot – Competition”と表現した．このように標準機関同士が，いい競争・協調関係を維持することで，より一層素晴らしい時間周波数の標準器が生まれるであろう．そして，新たな時間周波数標準が，さらに未知の現象の発見や発明に貢献し，新たな時代を切り開いていくものと期待される．

## 謝 辞

本調査研究を行うにあたり，ご指導・ご助言を頂きました今江理人時間周波数科科长，洪鋒雷波長標準研究室長，並びに波長標準研究室の皆様へ感謝いたします．また，測地学に関する貴重なご助言を頂きました地質情報研究部門地球物理情報研究グループの名和一成主任研究員にも感謝いたします．

## 参考文献

- 1) D. Sobel, “Longitude: The True Story of a Lone Genius Who Solved Greatest Scientific Problem of His Time”, Penguin (Non-classics) (1996). 邦訳：藤井留美[訳] “経度への挑戦—1秒にかけた四百年”，翔泳社 (1997).
- 2) S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, and J. H. Shirley, “NIST Cesium Fountains – Current Status and Future Prospects”, Proc. of SPIE, **6673**, 667309 (2007).
- 3) T. Rosenband et al., “Frequency Ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place”, Science **319**, 1808 (2008).
- 4) H. Katori, “Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement”, Proc. of the 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology, 323 (2002).
- 5) M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, and H. Katori, “An optical lattice clock”, Nature **435**, 321 (2005).
- 6) A. D. Ludlow et al., “Systematic Study of the  $^{87}\text{Sr}$  Clock Transition in an Optical Lattice”, Phys. Rev. Lett. **96**, 033003 (2006).
- 7) R. L. Targat et al., “Accurate Optical Lattice Clock with  $^{87}\text{Sr}$  Atoms”, Phys. Rev. Lett. **97**, 130801 (2006).
- 8) M. Takamoto et al., “Improved Frequency Measurement of a One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Spin-Polarized Fermionic  $^{87}\text{Sr}$  Isotope”, J. Phys. Soc. Japan **75**, 104302 (2006).
- 9) N. Poli et al., “Frequency evaluation of the doubly forbidden  $^1\text{S}_0\text{-}^3\text{P}_0$  transition in bosonic  $^{174}\text{Yb}$ ”, Phys. Rev. A **77**, 050501(R) (2008).
- 10) T. Akatsuka, M. Takamoto, H. Katori, “Optical Lattice clocks with non-interacting bosons and fermions”, Nature Phys. **4**, 954 (2008).
- 11) T. Kohno et al., “One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Fermionic  $^{171}\text{Yb}$  Isotope”, Appl. Phys. Express **2**, 072501 (2009).
- 12) N. D. Lemke et al., “Spin-1/2 Optical Lattice Clock”, Phys. Rev. Lett. **103**, 063001 (2009).
- 13) K. Watabe et al., “Cryogenic-Sapphire-Oscillator-Based Reference Signal at 1 GHz with  $10^{-15}$  Level Instability”, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 7390 (2008).
- 14) D. Allan, “Statistics of Atomic Frequency Standards”, Proc. of the IEEE **54**, 221 (1966).
- 15) J. Vanier and C. Audoin, “The classical caesium beam frequency standard: fifty years later”, Metrologia **42**, S31 (2005).
- 16) H. Schnatz et al., “First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation”, Phys. Rev. Lett. **76**, 18 (1996).
- 17) Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth and T. W. Hänsch, “Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium  $D_1$  Line with a Mode-Locked Laser”, Phys. Rev. Lett. **82**, 3568 (1999).
- 18) Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth and T. W. Hänsch, “Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser”, Opt. Lett. **24**, 881 (1999).
- 19) S. A. Diddams et al., “Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Combs”, Phys. Rev. Lett. **84**, 5102 (2000).
- 20) D. J. Jones, et al., “Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis”, Science **288**, 635 (2000).
- 21) [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2005/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/)

- 22) R. H. Dicke, “The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines”, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- 23) M. Takamoto and H. Katori, “Spectroscopy of the  $^1S_0$ - $^3P_0$  Clock Transition of  $^{87}\text{Sr}$  in an Optical Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 223001 (2003).
- 24) G. K. Campbell et al. “The absolute frequency of the  $^{87}\text{Sr}$  optical clock transition”, *Metrologia* **45**, 539 (2008).
- 25) 安田正美, “光格子時計を用いた光周波数標準”, 産総研計量標準報告 **4**, 137 (2006).
- 26) C. J. Pethick and H. Smith, “Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases”, Cambridge University Press (2002).
- 27) T. Ido and H. Katori, “Recoil-Free Spectroscopy of Neutral Sr Atoms in the Lamb-Dicke Regime”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 053001 (2003).
- 28) H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov, and V. D. Ovsiannikov, “Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift trap”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).
- 29) M. Takamoto et al., “Prospects for Optical Clocks with a Blue-Detuned Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 063002 (2009).
- 30) A. V. Taichenachev et al., “Optical Lattice Polarization Effects on Hyperpolarizability of Atomic Clock Transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 173601, (2009).
- 31) F. -L. Hong et al., “Frequency measurement of a Sr lattice clock using an SI-second-referenced optical frequency comb linked by a global positioning system (GPS)”, *Opt. Express* **13**, 5253 (2005).
- 32) F. -L. Hong et al., “Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer”, *Opt. Lett.* **34**, 692 (2009).
- 33) H. Hachisu et al., “Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks”, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 053001 (2008).
- 34) M. Petersen et al., “Doppler-Free Spectroscopy of the  $^1S_0$ - $^3P_0$  Optical Clock Transition in Laser-Cooled Fermionic Isotopes of Neutral Mercury”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 183004 (2008).
- 35) A. D. Ludlow et al., “Sr Lattice Clock at  $1 \times 10^{-16}$  Fractional Uncertainty by Remote optical Evaluation with a Ca Clock”, *Science* **319**, 1805 (2008).
- 36) <http://www.soc.nii.ac.jp/geod-soc/web-text/top/mokuji.html>
- 37) B. ホフマン-ウェレンホフ/H. モーリッツ, 西 修二郎 訳 “物理測地学”, シュプリンガー・ジャパン (2006).
- 38) B. D. Tapley et al., “GRACE Measurements of Mass Variability in the Earth System”, *Science* **305**, 503 (2004).
- 39) R. Ogawa and K. Heki, “Slow postseismic recovery of geoid depression formed by the 2004 Sumatra-Andaman Earthquake by mantle water diffusion”, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L06313 (2004).
- 40) D. Kleppner, “Time Too Good to Be True”, *Phys. Today* **59**, 10 (2006).
- 41) C. M. Will, “The Confrontation between General Relativity and Experiment”, *Living Rev. Relativity* **9**, 3 (2006).
- 42) J. K. Webb et al., “Search for Time Variation of the Fine Structure Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 884 (1999).
- 43) C. L. Carilli et al., “Astronomical Constants on the Cosmic Evolution of the Fine structure Constant and Possible Quantum Dimensions”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5511 (2000).
- 44) J. K. Webb et al., “Further Evidence for Cosmological Evolution of the Fine Structure Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 091301 (2000).
- 45) R. Srikanand, H. Chand, P. Petitjean, and B. Aracil, “Limits on the Time Variation of the Electromagnetic Fine-Structure Constant in the Low Energy Limit from Absorption Lines in the Spectra of Distant Quasars”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 121302 (2004).
- 46) Y. Fujii et al., “The nuclear interaction at Oklo 2 billion years ago”, *Nucl. Phys. B* **573**, 377 (2000).
- 47) Y. Fujii et al., “Re/Os constraint on the Time Variability of the Fine-Structure Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 261101 (2003).
- 48) S. K. Lamoreaux and J. R. Torgerson, “Neutron moderation in the Oklo natural reactor and the time variation of  $\alpha$ ”, *Phys. Rev. D* **69**, 121701(R) (2004).
- 49) C. R. Gould, E. I. Sharapov, and S. K. Lamoreaux et al., “Time variability of  $\alpha$  from realistic models of Oklo reactors”, *Phys. Rev. C* **74**, 024607 (2006).
- 50) V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and J. K. Webb, “Calculations of the relativistic effects in many-electron atoms and space-time variation of fundamental constants”, *Phys. Rev. A* **59**, 230 (1999).
- 51) E. J. Angstmann, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum, “Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and the search for variation of the fine-structure

- constant”, Phys. Rev. A **70**, 014102 (2004).
- 52) E. J. Angstmann, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum, “Atomic Clocks and the Search for Variation of the Fine Structure Constant”, arXiv:physics/0407141v1 (2004).
- 53) V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and M. V. Marchenko, “Relativistic effects in Sr Dy, Yb II, and Yb III and search for variation of the fine-structure constant”, Phys. Rev. A **68**, 022506 (2003).
- 54) V. V. Flambaum and A. M. Tedesco, “Dependence of nuclear magnetic moments on quark masses and limits on temporal variation of fundamental constants from atomic clock experiments”, Phys. Rev. C **73**, 055501 (2006).
- 55) S. Blatt et al., “New Limits on Coupling of Fundamental Constants to Gravity Using  $^{87}\text{Sr}$  Optical Lattice Clocks”, Phys. Rev. Lett. **100**, 140801 (2008).
- 56) 洪鋒雷, “秒の再定義に向けての原子時計の新しい進展—「秒の二次表現」—”, 日本物理学会誌, **65**, 80 (2010).
- 57) Recommendation 2 (CI-2006) in the report of the 95<sup>th</sup> meeting (2006).

