

次世代周波数標準：光格子時計

高本 将男・香取 秀俊

Next-Generation Frequency Standard: Optical Lattice Clock

Masao TAKAMOTO and Hidetoshi KATORI

The research field of atomic frequency standard has been rapidly advanced along with the development of laser cooling and trapping techniques for atoms. In recent years, with the progresses in laser technology such as optical frequency synthesizer and stable laser oscillator, optical atomic clocks have received considerable attention as a future standard that takes over conventional Cs atomic clock. In this report, we outline an “optical lattice clock,” as a future optical frequency standard that projects both high accuracy and high stability at 10^{-18} level. The principles of this clock and recent experimental progresses are described.

Key words: optical frequency standard, atomic clock, frequency metrology, optical lattice

時間（周波数）は現在、SI 単位系の中でも突出した精度を誇る単位となっている。その時間の定義に用いられる時計は、航海のナビゲーションに始まり、衛星測位技術（GPS）、高速デジタル通信網におけるタイミング同期、精密計測技術などさまざまな分野で活用され、高い精度を駆使して技術発展に貢献してきた。現在では、各国の標準研究所において開発された高精度な時計を互いにリンクすることによって、国際原子時（TAI）として 10^{-15} もの高い精度（およそ 3000 万年に 1 秒のずれ）で時間が定義、共有されている。

近年、周波数標準の研究は、光周波数シンセサイザー、狭線幅レーザー、光ファイバー周波数伝送等のレーザー技術の急速な進歩に伴い、光周波数を基準とする光周波数標準の研究が盛んになり、従来のマイクロ波標準をこえる高精度化が期待されている。その中であって、光格子時計の研究は、正確さと安定性を兼ね備える系として注目されている。原理の提案¹⁾からまだ 7 年に過ぎないが、欧米の標準研究所を含む 10 か所以上の研究機関で研究開発が始まり、すでに現在の秒の定義として用いられているセシウム原子時計と並ぶ精度まで到達している。理論上の限界とし

ては、さらにあと 2~3 桁の精度向上が期待されており、セシウム原子時計にとって代わる次世代の周波数標準として注目を集めている。本稿では、光格子時計について、その原理から最新の結果について報告する。

1. 原子時計とレーザー冷却

1967 年、秒の定義は、地球の公転周期に代わって、セシウム原子のマイクロ波遷移の遷移周波数を基準に定められるようになった。その当時のセシウム原子時計の構成は、原子ビーム方式で、オープンから出射した原子に対しマイクロ波を照射し、原子に共鳴するマイクロ波の周波数を基準周波数としていた。しかし、数百 K（速度 v = 数百 m/s）で運動する熱原子を用いていたために、2 次のドップラーシフトが大きな不確かさの要因を与えていた。一方で 1980 年代、レーザー冷却技術が開発され、原子を極低温領域まで容易に冷却、トラップすることが可能となった。この技術を応用して、極低温（温度 T = 数 mK、速度 v = 数 m/s）まで冷却したセシウム原子を用いる原子時計（原子泉時計）が開発され²⁾、ドップラーシフトの低減、さらには原子とマイクロ波の長い相互作用時間による周波数

分解能の向上により、原子時計の高精度化が達成された。現在では、標準研究所において、このタイプの時計が開発され、一次周波数標準器として活躍している。現在の最高性能のセシウム原子時計は、アメリカ、フランスの標準研究所が開発したこのタイプの原子時計であり、いずれも 10^{-16} レベルの不確かさを実現している^{3,4)}。

原子時計の性能は、「正確さ」と「安定度」により評価できる。「正確さ」とは、時計の出力する中心周波数を ν_0 、中心値からのずれを $\delta\nu$ で表すと、一般に $\delta\nu/\nu_0$ で評価する。このとき、ずれ $\delta\nu$ の要因となるのは、電場、磁場等の外場、原子間衝突などの影響である。一方、時計の「安定度」とは、出力する周波数の揺らぎの大きさを表し、ラン分散により、

$$\sigma_\nu(\tau) \approx \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{\sqrt{N\tau}} \quad (1)$$

と表される。 $\Delta\nu$ は観測される原子のスペクトル幅、 N は単位時間あたりに観測される原子数、 τ は積算時間である。これらの観点から原子時計の高性能化を考えた場合、最も簡単な方法は、時計の中心周波数 ν_0 としてより高い周波数を用いることであり、従来のマイクロ波 (数 GHz) よりも 5 桁高い光周波数 (数百 THz) を用いれば、「正確さ」「安定度」とともに数桁の向上が期待できる。しかし、光周波数はその周波数の高さのため、直接周波数カウンターで計測することができない。唯一の計測法であった周波数チェーン⁵⁾ は、そのシステムの複雑さのため、わずか数か所の研究所でしか実現できず、また連続的な運転は困難であった。

一方、1990 年台、モード同期超短パルスレーザーの技術を応用して、光周波数コムが Hänsch らのグループにより開発された⁶⁾。光周波数コムとは、周波数軸上で等間隔に並んだ櫛状のスペクトルをもつレーザーで、高精度に光領域-ラジオ波領域間の周波数変換をすることができる。この技術を用いて、光周波数をラジオ周波数まで分周することにより、容易に光の周波数を計測できるようになった。光周波数コムのスペクトル間隔の一様性は 10^{-19} レベルの不確かさで実証されており⁷⁾、高精度な周波数計測が可能となっている。この技術により、光周波数標準の実現がより現実味を帯びてきた。

現在、有力な光周波数標準のひとつは、単一イオントラップを用いるイオン時計である。イオントラップとは、微細な電極に電圧をかけて作る四重極電場中でイオンに働くローレンツ力によりイオンをトラップする技術である。トラップ中のイオンを光で励起する際、イオンはポテンシャル中で調和振動しており、イオンからみた光のスペクトル

は、イオンの振動による位相変調を受け、キャリアと量子化したドップラーサイドバンドの形になる。さらに、励起光の波長 λ_p より狭い領域 Δx にイオンを強く束縛する ($\Delta x \ll \lambda_p$) ことにより、位相変調での変調指数にあたるラム・ディッケ因子 $\eta (=2\pi \Delta x/\lambda_p)$ が小さくなり、サイドバンドが消失し、ドップラーシフトを排除することができる (ラム・ディッケ束縛)。この系では現在、アメリカ国立標準技術研究所 (NIST) において水銀イオンを用いた時計で 7.2×10^{-17} の不確かさを実現されており⁸⁾、最終的な不確かさとしては 10^{-18} レベルが実現可能であると考えられている。一方で、この系では、イオン間の強いクーロン力により、扱えるイオンが 1 個であるため、安定度を上げるには積算時間 τ を稼ぐしかなく、 10^{-18} レベルの不確かさに達するにはおよそ 10 日間もの積算時間が必要となる。

2. 光格子時計の原理

一方、光格子時計は、正確さを損なうことなく光格子中にトラップされた多数の原子を同時に観測することにより (図 1 (a))、高い精度と高い安定度を両立できる系であり、 10^{-18} レベルの不確かさにわずか数秒で到達することのできる超高安定な時計が実現できる。ここでは、その原理について説明する。

光格子とは、光の定在波で作るシュタルクポテンシャル中に原子を閉じ込めるレーザー冷却技術のひとつで、制御性のよい多体の量子系の実験環境を提供するため、量子コンピューティング⁹⁾、量子シミュレーション¹⁰⁾ など、多くの研究で用いられている。光電場中の原子が受けるシュタルクポテンシャルは、次式で表される。

$$U_i(\lambda_L, \epsilon_L) = -\frac{1}{2} \alpha_i(\lambda_L, \epsilon_L) |E(\lambda_L, \epsilon_L)|^2 \quad (2)$$

ここで λ_L はトラップに用いるレーザーの波長、 ϵ_L はその偏光であり、原子は分極率 α_i が正となる条件のもとでは、レーザー光強度の極大点にトラップされる。

高精度な原子時計を構成するためには、周波数基準となる原子の電子遷移 (時計遷移) を高精度に分光する必要がある。一方、シュタルクポテンシャル U_i の中で、時計遷移 ($g \rightarrow e$) の分光を行った場合、

$$\nu = \nu_0 + (U_e - U_g)/h = \nu_0 - \frac{1}{2h} (\alpha_e(\lambda_L, \epsilon_L) - \alpha_g(\lambda_L, \epsilon_L)) |E(\lambda_L, \epsilon_L)|^2 \quad (3)$$

のように、遷移周波数 ν_0 に加えて上下準位のポテンシャルエネルギーの差による周波数シフトが発生する (図 1 (b))。そのため、高精度分光にこのようなトラップを用いることは不向きであった。

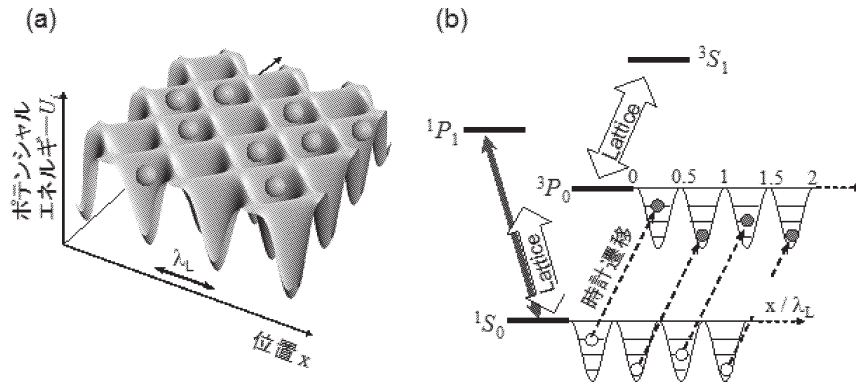


図1 (a) 光格子中にトラップされた原子. ラム・ディッケ束縛された 10^6 個の原子の観測. (b) マジック波長の光格子による時計遷移の高精度分光の実現.

原子をシュタルクポテンシャル中に捕捉しつつ、観測される遷移周波数がシュタルクポテンシャルから周波数シフトを受けないようにするためには、イオントラップと同様に上下準位のポテンシャル形状が一致していればよい。レーザー光で作るシュタルクポテンシャルの場合、原子の分極率 α_i の波長 λ_L 依存性を利用してポテンシャル形状を自由に設計することができる。そこで、上下準位のポテンシャルが一致する ($\alpha_e - \alpha_g = 0$) ような波長 λ_L (マジック波長) で光格子を構成することによって、光格子中においても高精度分光が可能となる。また、各格子点においては、イオントラップと同様に原子をラム・ディッケ領域に閉じ込めることによりドップラーフリーの高精度分光を行い、さらに $N = 10^6$ 個もの多数の原子を同時観測することによって、式(1)からわかるように、安定度が飛躍的に向上する。以上から、光格子時計の安定度の量子限界は $\sim 10^{-18} \tau^{-1/2}$ となり、たった数秒の積算時間で 10^{-18} に到達できる正確かつ安定な時計が実現できる^{11,12)}。

3. ストロンチウム原子フェルミ同位体 (^{87}Sr) を用いた一次元光格子時計

われわれはまず、ストロンチウム原子のフェルミ同位体 (^{87}Sr) を用いた一次元光格子時計の開発を行った。時計遷移には $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^3P_0$ 遷移 (遷移波長 698 nm) を用いている。ストロンチウム原子を選ぶ理由は、時計遷移として $J=0 - J=0$ の遷移を選ぶことができ、この遷移は上下準位が互いに電子スピンをもたないため、磁場による周波数シフトがきわめて小さく、式(3)においてトラップポテンシャルの偏光 (ϵ_L) 依存性も同じ理由で小さいのが利点である。ところが、 $J=0 - J=0$ 遷移は完全に禁制遷移であるので、核スピンをもつ同位体 ^{87}Sr ($I=9/2$) を用いている。 ^{87}Sr では、 3P_0 状態が 3P_1 , 1P_1 状態と核スピンを

介して弱く結合することで 1S_0 状態との間に弱い遷移双極子モーメントが生じる。その結果、遷移周波数 429 THz に対して周波数線幅 7.6 mHz という周波数分解能の高い遷移が可能となり、とても高い Q 値 (5.6×10^{16}) をもつ周波数基準となる。

また、ストロンチウム原子は、もうひとつの特長として、許容遷移と禁制遷移を用いた2段階のレーザー冷却により (図3(a)), 室温の数百 K から数 mK, さらには数 μK までわずか数百ミリ秒で冷却することができる。生成された極低温原子に対して、光格子レーザーを照射し、深さ 20 μK の光格子中に原子をトラップする。こうしてトラップされた原子に時計遷移励起レーザーを照射して、時計遷移の高精度分光を行う。

Q 値の高い遷移で高精度分光を行うためには、高安定な励起用レーザー光源が不可欠である。そこで、外部共振器付き半導体レーザー (波長 698 nm) を高 Q 値の光共振器に安定化することにより、高安定化光源を開発した。光共振器には、超低膨張 (ULE) ガラスをスペーサーに用い、高反射率ミラーをその両端に付けたフィネス 430,000 (共振器線幅 5 kHz) の共振器を使用した。最終的なレーザーの周波数安定度は、この共振器に加わる揺らぎで決まるため、共振器を除振台の上に配置し、真空槽中で mK レベルの温度安定化を施した。この共振器にレーザーを安定化することにより、周波数線幅 ~ 10 Hz, 周波数ドリフト ~ 0.1 Hz/s が得られた。このレーザー光源を用いて、 $\Delta f = 13$ Hz のスペクトル (図3(c)) が観測されている。

4. 光格子時計の実現

われわれは、2003年に光格子中で時計遷移の分光、マジック波長の測定 (813.5(9) nm)¹³⁾、2005年にセシウム時計で定義された国際原子時 (TAI) との周波数リンクに基

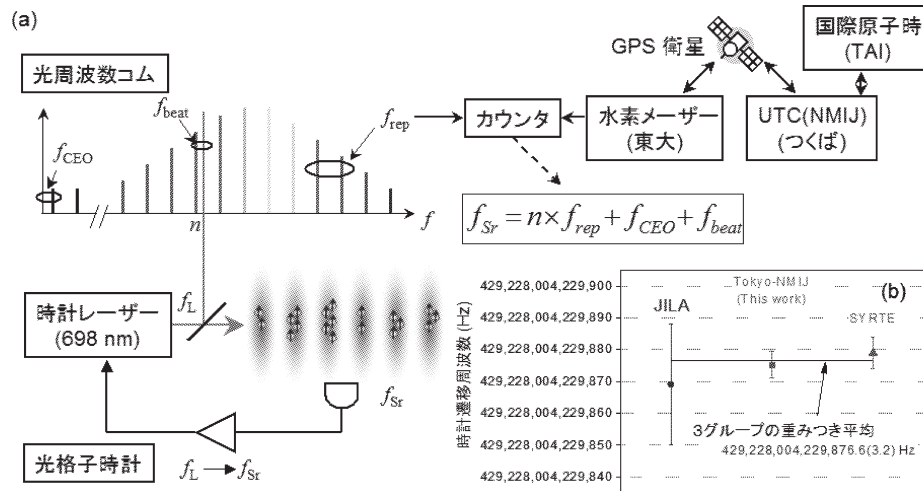


図2 (a) 光格子時計の絶対周波数計測¹³⁾。光格子時計から光周波数コム、GPS衛星を経由して国際原子時へと周波数をリンクしている。 f_{CEO} 、 f_{beat} には水素メーザー基準の固定周波数を使用。 f_{rep} をカウントすることにより f_{Sr} を計測する。(b) 3グループによる ^{87}Sr 光格子時計の絶対周波数 f_{Sr} の計測結果¹³⁾。

づく絶対周波数測定により¹⁴⁾、世界に先駆けて光格子時計の実験的検証を行った。2006年には、東大-産総研(日)、JILA(米)、SYRTE(仏標準研)の3グループの絶対周波数測定値が精度 7.5×10^{-15} で一致し¹⁵⁻¹⁷⁾(図2)、国際度量衡委員会(BIPM)において秒の再定義の有力な候補種として、イオン時計(Hg^+ , Sr^+ , Yb^+)、マイクロ波時計(Rb)とともに、「秒の二次表現」に採択された。現在では、さらに多くの研究機関で光格子時計の研究開発が行われている。また近年、セシウム原子の一次標準器の精度で制限される $\sim 2.5 \times 10^{-15}$ の周波数測定が報告されている^{18,19)}。

5. 18桁の周波数計測に向けたさらなる高精度化

複数の原子を用いる原子時計では、原子間の衝突による周波数シフトの評価、抑制が重要な問題となる²⁰⁾。一方で、レーザー冷却により極低温まで冷やされた原子は、ボース凝縮、フェルミ縮退に代表されるように、その粒子の量子統計性を顕著に示し、粒子間の衝突もその粒子の量子統計性によって支配される。粒子がボース粒子の場合には、複数個の粒子が同じ状態を占めることができるため、極低温においても粒子間の衝突は許されるが、フェルミ粒子の場合、パウリの排他律により複数個の粒子が同じ状態を占めることができないため、極低温では粒子間の衝突が抑制される。

一次元光格子時計では、各格子に20個程度の原子が存在するため、原子間衝突シフトが生じる。この衝突シフトは、セシウム原子時計との15桁での周波数比較では、不確かさを制限する要因とはならなかったが、16桁レベル

の周波数計測ではすでに主要な不確かさ要因となっている²¹⁾。そこでわれわれは、粒子の量子統計性を用いて衝突シフトを抑制するスピン偏極・一次元光格子時計を提案した¹⁵⁾。パウリの排他律によって原子間衝突を抑制するためには、粒子が互いに同種粒子であることが必要であるため、原子を光ポンピングにより $^1\text{S}_0$ ($m_F = +9/2$)あるいは $^1\text{S}_0$ ($m_F = -9/2$)にスピン偏極させ(図3(a))、スピン偏極原子に対し時計遷移 $f_{+9/2}$ 、 $f_{-9/2}$ で分光を行う(図3(b), (c))。さらに、それぞれの遷移周波数の平均 $f_0 = (f_{+9/2} + f_{-9/2})/2$ をとることにより、外部磁場、光格子レーザーの偏光による周波数シフトを相殺し、高精度に時計遷移を分光することができる。

より直接的に衝突シフトを除去する方法は、三次元光格子中に原子を1個ずつトラップする三次元光格子時計の手法である。この手法では、イオン時計と同様に単一原子を三次元的なポテンシャル障壁で隔離することにより、衝突シフトが除去できる。しかし、三次元光格子では、光格子を構成するレーザーの偏光が空間中で回転してしまうため、核スピンをもつ粒子を用いた場合、偏光による周波数シフトが生じてしまう。そこで、核スピンをもたない同位体である ^{88}Sr (ボース粒子)を用いて三次元光格子時計を実現した。

われわれは、このように実現した一次元光格子時計(^{87}Sr)と三次元光格子時計(^{88}Sr)の周波数比較を行った。時計遷移励起用レーザーを交互に照射し、それぞれの共鳴周波数の周波数差から光格子時計の安定度を評価した。その結果、同位体シフトを62, 188, 138.4(1.3) Hzと決定

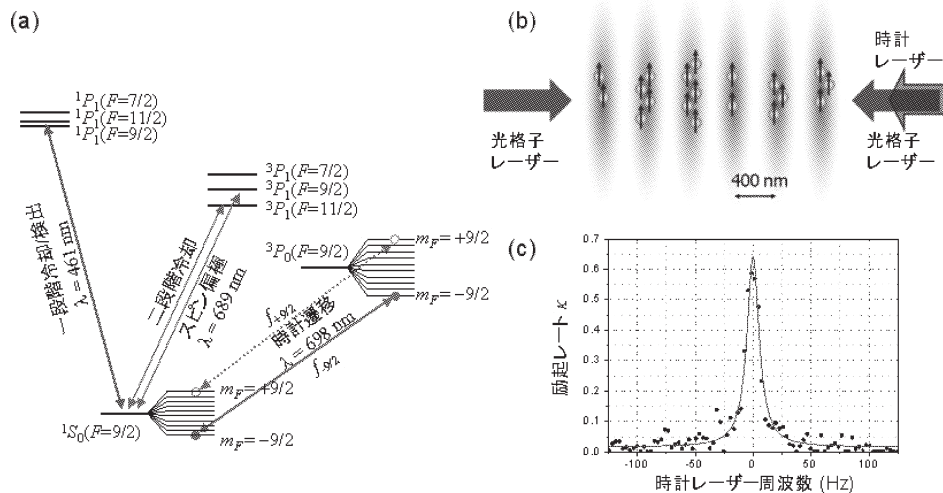


図3 (a) ストロンチウム原子 (^{87}Sr) のエネルギー準位図. (b) 一次元光格子の構成. (c) 64 ms の π パルスで $^1\text{S}_0(m_F=+9/2) \rightarrow ^3\text{P}_0(m_F=+9/2)$ を励起した時計遷移のスペクトル.

し、2,000 秒の積算時間で 5×10^{-16} の安定度を達成した。このように 2 台の光格子時計を直接周波数比較することにより、セシウム標準の精度を超えた、既存の時計では達することのできなかった精度領域で光格子時計の性能を評価することが可能となる。

光格子時計のスキームは、アルカリ土類様原子に対して適用でき、これまでに実現されている光格子時計には、ストロンチウム原子とイッテルビウム原子が用いられている。このような異原子種を用いた光格子時計間の高精度周波数比較は、今後の研究の展開で重要な切り口を与える。その目的のひとつは、最も正確な時計を構成できる原子種の探索である。時計の不確かさを決める高次シュタルクシフト、原子間衝突、黒体放射などの影響は、理論予測だけでなく実験的に不確かさの評価を行う必要があるため、光格子時計同士の周波数比較を行うことにより、最良の原子種を決定する。もうひとつの目的は、基礎物理定数の揺らぎの評価である。基礎物理定数のひとつである微細構造定数 $\alpha (= e^2 / \hbar c 4\pi\epsilon_0)$ が時間変動すると、原子の遷移周波数 ν_0 もそれに応じて時間変動する。 α の時間変動に対する遷移周波数変動の感度は、用いる原子の原子番号 Z の 2 乗に比例するため、微細構造定数の時間変動の評価は異なる原子種を用いた原子時計間の比較により行われる。

そこでわれわれは、これまでに実現されていなかった水銀原子の磁気光学トラップを試み、水銀原子の磁気光学トラップに成功した²²⁾。水銀光格子時計は、すでに開発が進められている上記原子種の光格子時計の不確かさを制限する黒体放射シフトが 1 桁小さく、理論的には不確かさが

10^{-19} レベルになると期待される。さらに、水銀原子は原子番号が大きな原子であり、 α の変動に対する感度が高く、比較する原子時計の一方に水銀光格子時計を採用することでより厳密な評価が期待できる。

本研究は、科学技術振興機構 CREST「量子情報処理システムの実現を目指した新技術の創出」および総務省 SCOPE「特定領域重点型研究開発」の支援を受けて行われた。

文 献

- 1) H. Katori: "Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement," *Proc. 6th Symp. Frequency Standards and Metrology*, ed. P. Gill (World Scientific, Singapore, 2002) pp. 323-330.
- 2) M. A. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. G. DeVoe: "rf spectroscopy in an atomic fountain," *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 612-615.
- 3) T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley and T. E. Parker: "NIST-F1: Recent improvements and accuracy evaluations," *Metrologia*, **42** (2005) 411-422.
- 4) S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grunert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar and C. Salomon: "Cold atom clocks and applications," *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38** (2005) S449-S468.
- 5) H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle and G. Zinner: "First phase-coherent frequency measurement of visible radiation," *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 18-21.
- 6) T. 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** (1999) 3568-3571.
- 7) L. S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. Oaters, L. Hollberg and S. A. Diddams: "Optical frequency synthesis and comparison

- with uncertainty at the 10^{-19} level,” *Science*, **303** (2004) 1843-1845.
- 8) W. H. Oskay, S. A. Diddams, E. A. Donley, T. M. Fortier, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, M. J. Delaney, K. Kim, F. Levi, T. E. Parker and J. C. Berquist: “Single-atom optical clock with high accuracy,” *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 020801.
 - 9) G. K. Brennen, C. M. Caves, P. S. Jessen and I. H. Deutsch: “Quantum logic gates in optical lattices,” *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 1060-1063.
 - 10) W. Hofstetter, J. I. Cirac, P. Zoller, E. Demler and M. D. Lukin: “High-temperature superfluidity of fermionic atoms in optical lattices,” *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 220407.
 - 11) H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov and V. D. Ovsianikov: “Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap,” *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 173005.
 - 12) 香取秀俊：“光格子時計—18けたの周波数精度をめざして”，*応用物理*, **74** (2005) 0726-0730.
 - 13) M. Takamoto and H. Katori: “Spectroscopy of the $^1S_0-^3P_0$ clock transition of ^{87}Sr in an optical lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 223001.
 - 14) M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi and H. Katori: “An optical lattice clock,” *Nature*, **435** (2005) 321-324.
 - 15) M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, Y. Fujii, M. Imae and H. Katori: “Improved frequency measurement of a one-dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic ^{87}Sr isotope,” *J. Phys. Soc. Jpn.*, **75** (2006) 104302.
 - 16) R. L. Targat, X. Baillard, M. Fouche, A. Brusch, O. Tcherbakoff, G. D. Rovera and P. Lemonde: “Accurate optical lattice clock with ^{87}Sr atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 130801.
 - 17) A. D. Ludlow, M. M. Boyd, T. Zelevinsky, S. M. Foreman, S. Blatt, M. Notcutt, T. Ido and J. Ye: “Systematic study of the ^{87}Sr clock transition in an optical lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 033003.
 - 18) M. M. Boyd, A. D. Ludlow, S. Blatt, S. M. Foreman, T. Ido, T. Zelevinsky and J. Ye: “ ^{87}Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} ,” *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 083002.
 - 19) X. Baillard, M. Fouche, R. L. Targat, P. G. Westergaard, A. Lecallier, F. Chapelet, M. Abgrall, G. D. Rovera, P. Laurent, P. Rosenbusch, S. Bize, G. Santarelli, A. Clairon, P. Lemonde, G. Grosche, B. Lipphardt and H. Schnatz: “An optical lattice clock with spin-polarized ^{87}Sr atoms,” *Eur. Phys. J. D*, **48** (2007) 11-17.
 - 20) 香取秀俊：“光格子時計”，*パリティ*, **23** (2008) 96-102.
 - 21) A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, J. Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck and C. W. Oates: “Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock,” *Science*, **319** (2008) 1805-1808.
 - 22) H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsianikov, V. G. Pal’chikov, M. Takamoto and H. Katori: “Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks,” *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 053001.

(2008年3月19日受理)