

# 光格子時計—シュタルク効果をエンジニアリングする—

**Keyword:** 光格子時計

従来の原子時計の設計思想を覆そうと、2001年9月のスコットランドの会議<sup>1)</sup>で提案し、物理学会誌<sup>2)</sup>を書く際に光格子時計と名付けた時計の実現は2004年だった。かつて欧米の独壇場だった原子時計開発のゲームのルールを変えた光格子時計は、<sup>3)</sup>当初目論んだ18桁の不確かさに達した。<sup>4)</sup>魔法周波数のアイデアにさらにパッチを当てて、次は19桁を狙う。<sup>5)</sup>原子時計は、物理定数の安定性と、重力で曲がった時空間を探るプローブとして機能し始める。

## 1. 無摂動の共鳴周波数をコピーする

基礎物理定数が定数と信じれば、それらで構成される原子の遷移周波数 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ も定数のはずだ。水晶、メーザー、レーザーなどの安定だがわずかに時間変動する発振周波数 $\nu(t)$ を、 $\nu(t) \rightarrow \nu_0$ となるように制御し、「ミクロな原子の量子情報 $h\nu_0$ をマクロな発振器に忠実にコピー」する「原子制御・発振器」を作るのが原子時計開発のハイライトだ。あとはカウンターや光周波数コムを使って、 $\nu_0$ 分周すれば1秒を刻む信号ができる。

この発振器の周波数偏差 $\Delta\nu/\nu_0 = \sqrt{\langle(\nu(t) - \nu_0)^2\rangle}/\nu_0$ を短時間でいかに小さくするかが研究者の腕の見せ所だ。原子を $\tau_{\text{int}}$ の間観測すると、そのフーリエ限界の遷移スペクトル幅は $\tau_{\text{int}}^{-1}$ で決まる。毎回 $n$ 個の原子観測を $T_c$ 周期で繰り返すと、平均時間 $\tau$ に $N(\tau) = n(\tau/T_c)$ 個の原子を観測できる。これからスペクトルの中心を $1/\sqrt{N(\tau)}$ まで読み出し、原子時計の(量子限界)安定度

$$\frac{\Delta\nu(\tau)}{\nu_0} \approx \frac{\tau_{\text{int}}^{-1}}{\nu_0} \frac{1}{\sqrt{N(\tau)}}$$

が決まる。安定度を向上させるには、相互作用時間 $\tau_{\text{int}}$ 、遷移周波数 $\nu_0$ 、原子数 $n$ の増大が肝要だ。重力に抗して原子を捕まえると、 $\tau_{\text{int}}(\sim 1\text{ s})$ はレーザーのコヒーレンス時間が制限する。このような良質なレーザーが使える可視遷移では、 $\nu_0 \sim 5 \times 10^{14}\text{ Hz}$ になる。 $T_c \sim 1\text{ s}$ で測定を繰り返せば、 $\Delta\nu(\tau)/\nu_0 \sim 10^{-15}/\sqrt{n(\tau/s)}$ を得る。観測原子数 $n$ を増やし安定度を向上させるトリックが、光格子時計のエッセンスだ。一度に $n \sim 10^3$ 原子を観測すれば、 $\tau \sim 10^3\text{ s}$ で周波数の18桁目が読み出せる計算だ。

電磁場の摂動や原子運動によるドップラー効果は、遷移周波数 $\nu_0$ に $\delta\nu$ の不確かさを付加することから、研究者は、電磁場のない自由空間で静止する理想の原子を追い求めてきた。1981年にH. Dehmeltは、四重極の振動電場のゼロ点に捕まえた単一イオンを観測する「イオン時計」を提案した。<sup>6)</sup>これは電場の摂動無しに原子をつかむ完璧な解だっ

たが、観測イオン数 $n=1$ が安定度の向上を阻む。

## 2. ラム・ディッケ束縛でドップラー効果を消す

速度 $u$ で運動している原子は、ドップラー効果によって周波数が $\delta\nu = (u/c)\nu_0$ 変化する。 $\delta\nu/\nu_0 = u/c$ を18桁で制御するのは至難の業だ。原子を振動数 $\Omega$ の調和ポテンシャルに閉じ込めれば、振幅 $a$ で単振動する原子( $z_a = a \sin \Omega t$ )が見るレーザー電場 $[E \sin(\nu t - kz_a)]$ ただし $\nu = ck$ は、 $ka \ll 1$ のとき $E[\sin \nu t + ka(\sin(\nu - \Omega)t - \sin(\nu + \Omega)t)/2]$ と近似できる。この $a \ll k^{-1} (= \lambda/2\pi)$ はラム・ディッケ束縛の条件と呼ばれる。つまり、原子を光の波長 $\lambda$ より十分小さい領域に閉じ込めると、スペクトルの運動サイドバンド $\nu \pm \Omega$ の振幅が減少し、ドップラー効果が低減する。

2状態間を遷移する際に、原子は光子の運動量 $hk$ も吸収して、光子の反跳エネルギー $R = (hk)^2/2m$ を受ける。ところが、ラム・ディッケ束縛の条件が満たされる時、調和振動子のエネルギー間隔は $\hbar\Omega \gg R$ となり、反跳エネルギーは原子トラップの振動準位を励起できない。これは、光子の反跳を、原子とトラップの全系で引き受けるメスbauer効果に他ならない。

## 3. シュタルクシフトを相殺する魔法周波数

光格子時計での原子の閉じ込めには、シュタルク効果を使う。電場 $\mathbf{E}(\omega)$ 中で原子は分極し、誘起双極子 $\mathbf{p}_i = \alpha_i(\omega)\mathbf{E}(\omega)$ を生じる。 $\alpha_i(\omega)$ は、電子状態 $|i\rangle$ の電気双極子(E1)分極率で、電場の周波数 $\omega$ に依存する。双極子相互作用 $(-\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{E})$ により、 $|i\rangle$ 状態のエネルギーは $E'_i = E_i - (1/2)\alpha_i(\omega)|\mathbf{E}(\omega)|^2$ とシュタルクシフトする。レーザーの定在波を作って光強度 $(I \propto |\mathbf{E}(\omega)|^2)$ を空間的に変調すれば、 $\alpha_i(\omega) > 0$ なら、 $|i\rangle$ 状態の原子は、光強度が極大になる定在波の腹に捕獲され、ラム・ディッケの条件も満たされる。このような原子トラップは光格子と呼ばれ、レーザー冷却による極低温原子気体の実現した1990年頃に実証された。ところが、光格子中での原子の遷移周波数は、

$$h\nu = E'_2 - E'_1 = h\nu_0 - \frac{1}{2}\Delta\alpha(\omega)|\mathbf{E}(\omega)|^2 + \mathcal{O}(|\mathbf{E}(\omega)|^4)$$

とシュタルクシフトする。ここで $\Delta\alpha(\omega) = \alpha_2(\omega) - \alpha_1(\omega)$ は2状態のE1分極率差である。図1にSr原子の時計遷移に用いる $^1S_0$ 基底状態 $(|1\rangle)$ と $^3P_0$ 励起状態 $(|2\rangle)$ のE1分極率を示した。 $\Delta\alpha(\omega_m) = 0$ となる周波数( $\omega_m \approx 369\text{ THz}$ )で光格子を作ると、右辺の第2項はゼロとなり、摂動の無い原子遷移を観測できる。この魔法周波数( $\omega_m$ )のプロトコ

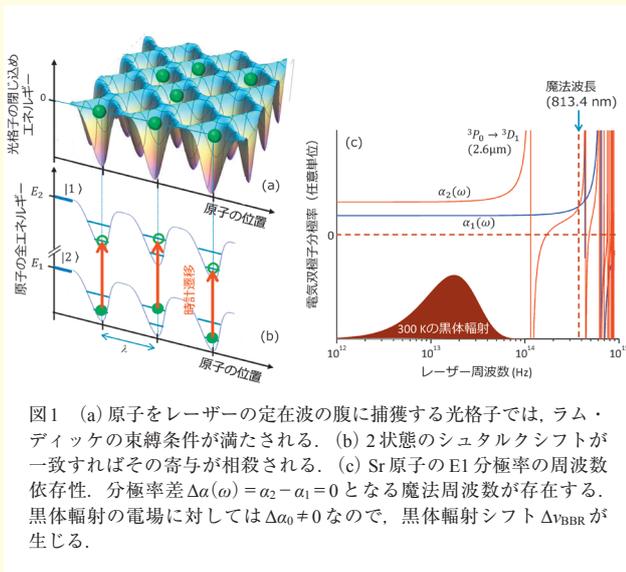


図1 (a) 原子をレーザーの定在波の腹に捕獲する光格子では、ラム・ディッケの束縛条件が満たされる。(b) 2状態のシュタルクシフトが一致すればその寄与が相殺される。(c) Sr原子のE1分極率の周波数依存性。分極率差 $\Delta\alpha(\omega) = \alpha_2 - \alpha_1 = 0$ となる魔法周波数が存在する。黒体輻射の電場に対しては $\Delta\alpha_0 \neq 0$ なので、黒体輻射シフト $\Delta\nu_{\text{BBR}}$ が生じる。

ルで、シュタルク効果の摂動を、高精度にエンジニアリングする手法を確立したのが、光格子時計の功績だ。<sup>3)</sup>

#### 4. 黒体輻射シフト

可視域に強いE1遷移をもつ原子は、可視光で大きな分極率をもち、光格子トラップには好都合だが、黒体輻射(BBR)の波長での分極率差( $\Delta\alpha_0$ )も大きく、BBR電場( $T=300\text{ K}$ なら $\sqrt{\langle |E|^2 \rangle_{\text{BBR}}} \approx 8.3\text{ V/cm}$ )によるシュタルク効果、黒体輻射シフト( $\nu_{\text{BBR}}$ )が問題になる。 $\nu_{\text{BBR}}$ は、シュテファン・ボルツマン則 $\langle |E|^2 \rangle_{\text{BBR}} \propto T^4$ で急激に増大する黒体輻射のエネルギー密度に比例する。光格子時計の適用原子種<sup>3)</sup>で、黒体輻射に敏感なSrやYb原子では、 $T \approx 100\text{ K}$ の低温小箱で原子を囲って黒体輻射を室温の1/100に低減し、不確かさを $\delta\nu_{\text{BBR}}/\nu_0 < 10^{-18}$ に抑える。<sup>4,7)</sup>一方、紫外域に遷移が集まるHgやCd原子では、光格子トラップに強い紫外光が必要だが、BBRの感受性が小さく、室温動作で $\delta\nu_{\text{BBR}}/\nu_0 < 10^{-18}$ が実現できる。

#### 5. 多重極効果と超分極効果

黒体輻射を除去して18桁に入ると、光格子電場の4次の寄与の( $|E(\omega)|^4$ )による超分極効果や、原子の多重極(磁気双極子、電気四重極子)相互作用による周波数シフト $\delta\nu_L$ が不確かさの筆頭になる。これらは、光強度 $I$ に対して、それぞれ $I^2$ ,  $I^{1/2}$ の依存性をもつので、もはや魔法周波数だけでは $\delta\nu_L = 0$ にするプロトコルを作れない。<sup>5)</sup>

空間的に不均一な光強度分布 $I(\mathbf{r})$ により原子を捕まえる光格子で、その光強度を精度よく決めることは原理的に困難だが、深さ $U$ のトラップ中での原子のエネルギー分布 $\Delta U$ 程度大雑把に光強度( $\Delta I/I \approx \Delta U/U$ )を見積もることは

可能だ。ある光強度 $I_{\text{op}}$ 近傍の動作点で、超分極と多重極効果を、E1分極効果によって近似的に相殺し、 $\delta\nu_L(\omega_{\text{op}})/\nu_0 \approx 10^{-19}$ とする実効的・魔法周波数 $\omega_{\text{op}}$ が存在することが示された。<sup>5)</sup>これで19桁の光格子時計は射程圏内だ。

#### 6. SI秒で記述できないもどかしさ

国際単位系(SI)で未知の周波数 $\nu_x^{(\text{SI})}$ を知るには、Cs原子の振動数 $\nu_{\text{Cs}}$ との比 $R_{\text{Cs}}(x) = \nu_x/\nu_{\text{Cs}}$ を測り、それに $\nu_{\text{Cs}}^{(\text{SI})} = 9,192,631,770\text{ Hz}$ を掛けるのが1967年以來の慣わしだ。実際、Sr原子・光格子時計の周波数 $\nu_{\text{Sr}}^{(\text{SI})}$ は世界の6グループの加重平均から $5 \times 10^{-16}$ の不確かさで決まり、SIで周波数の知見を交換できる限界に迫った。

このSIの呪縛から逃れるには、比の分母を変えればいい。例えば $R_{\text{Sr}}(x) = \nu_x/\nu_{\text{Sr}}$ なら、今より100倍以上正確に周波数比を記述できる。既に17桁の精度で $R_{\text{Sr}}(\text{Hg})$ や $R_{\text{Sr}}(\text{Yb})$ が測定され、比の値が論文誌で共有され比較され始めた。<sup>7)</sup>今のSI秒と整合をとるには、例えば、 $R_{\text{Sr}}(\text{Hg}) \times \nu_{\text{Sr}}^{(\text{SI})}$ とすればいい。どの原子が比の分母に置かれることだろう? 「秒の再定義」は10年後にも行われようとしている。

#### 7. 新しい時間へ

地表の時計は一般相対論的效果により1 cm高くなる毎に $1.1 \times 10^{-18}$ だけ速く進む。18桁で一致した同種の光時計比較は、<sup>4)</sup>2台の時計の高低差 $\Delta h = h_1 - h_2$ を $[\nu_0(h_1) - \nu_0(h_2)]/\nu_0 = g\Delta h/c^2$ として読み出す量子高度差計として機能し始める。<sup>8)</sup>一方、周波数比較 $R \equiv \nu_a/\nu_b$ 実験は、SI秒には手が届かない17桁超を主戦場に進行する。複数機関で $\Delta R/R \sim 10^{-18}$ の一致が検証されれば秒の再定義は秒読みだ。この無味乾燥な18桁の無次元量は、物理定数の安定性を含め、原子時計が仮定する物理を検証する絶好のプロープだ。時計研究者は、秒の再定義の要請を梃子に、桁違いの精度で新しい物理を垣間見るチャンスを密かな楽しみに実験を進める。

#### 参考文献

- 1) H. Katori: Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology (World Scientific, 2002) p. 323.
- 2) 香取秀俊: 日本物理学会誌 **57** (2002) 754.
- 3) H. Katori: Nature Photon. **5** (2011) 203.
- 4) I. Ushijima, et al.: Nature Photon. **9** (2015) 185.
- 5) H. Katori, et al.: Phys. Rev. A **91** (2015) 052503.
- 6) H. G. Dehmelt: IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-31** (1982) 83.
- 7) N. Nemitz, et al.: Nature Photon. **10** (2016) 258.
- 8) T. Takano, et al.: Nature Photon. **10** (2016) 662.

香取秀俊 (東京大学大学院工学系研究科, 理化学研究所  
 katori@amo.t.u-tokyo.ac.jp)

(2016年5月13日原稿受付)