CPTを用いた超小型周波数標準

福田 京也

(独)情報通信研究機構 (〒184-8795 東京都小金井市貫井北町4-2-1)

Ultra-Compact Frequency Standards Using CPT Phenomenon

Kyoya FUKUDA

NICT, 4-2-1 Nukuikita-machi, Koganei, Tokyo 184-8795

(Received October 10, 2006)

In recent years, the coherent population trapping (CPT) phenomenon using a very small cell has attracted considerable attention for its potential application to ultra-compact atomic clock. For the miniaturization of CPT clock, it is important to clarify influence by the collision with atoms and cell walls. We study the effect of cell geometry on the CPT spectrum using a thin Cs vapor cell without buffer gas. When the cell length is below 1 mm and the laser intensity is sufficiently weak, the transit-time broadening is largely suppressed because only slow atoms have enough time to settle down on the dark state and contribute to the CPT signals. Furthermore, we show that introduction of buffer gas may broaden the CPT resonance in extremely thin cells. We also show that sub-Doppler signal which can be used for stabilization of laser frequency is obtained by using the CPT signal.

Key Words: Frequency standards, Coherent population trapping, Chip-scale atomic clock, MEMS

1. はじめに

現在、時間の単位である秒とその逆数となる周波数の単位は、セシウム (Cs) 原子の基底状態のマイクロ波遷移周波数によって定義されている¹⁾。情報通信研究機構 (NICT) は周波数の国家標準を担当する研究機関として、これまでCs原子一次周波数標準器の開発運用を行い^{2,3)}、また日本標準時を維持・管理している⁴⁾。近年の一次周波数標準器の精度は非常に高く、定義値に対する誤差は 10^{-15} (Cs原子のマイクロ波遷移周波数で規格化した値) のオーダーになる。日本標準時は商用原子時計20台の加重平均によって運用されており、精度は悪いが非常に安定な時系である。したがって一次周波数標準器と商用原子時計群は相補的な関係にあり、NICTは両者の優位点をうまく組み合わせて高精度・高安定な時系を構築、JJY (標準電波) や電波時計、ネットワークなどを利用し社会に供給している。

これまで高安定な発振器として水晶が広く用いられていたが、近年、より高安定で超小型の原子周波数基準の開発が進み、注目を集めている⁵⁻⁹⁾。水晶を使用せずに直接原子のマイクロ波遷移周波数を発振する超小型発振器の研究も進んでいる^{10,11)}。この超小型な原子周波数基準とマイクロ波発振器を組み合わせ、現在の水晶発振器の安定度、小型、低消費電力といった性能を超える超小型デバイスを開発することが一つの研究テーマとなってい

る。原子基準による長期周波数安定度や電磁環境に対する高耐性などの優れた特性を利用することで、ネットワーク同期のローカル基準源やGPS電波の届かない空間での基準信号源などの性能向上が期待されている。そのようなデバイスを超小型・高安定かつ安価に市場に供給することができれば、社会に大きな変化をもたらすと考えられる。

本論文では、まず非常に小型の原子周波数標準器に使われるCPT (coherent population trapping) 現象の簡単な説明を行い、実際にCPT共鳴をマイクロ波周波数標準に応用する際に考慮すべき事柄について、筆者および他の研究グループの研究成果について述べ、最後にこの研究テーマの将来動向について解説する。

2. CPT現象について

Fig. 1 (a) に示すような状態1, 2, 3からなる三準位原子を考え、それぞれの状態の波動関数を $\psi_1(r, t)$, $\psi_2(r, t)$, $\psi_3(r, t)$ とし、エネルギー固有値をそれぞれ W_1 , W_2 , W_3 とする。

この三準位原子の任意の状態 $\psi(r, t)$ は、固有状態の波動関数を用いて、

$$\psi(r, t) = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2 + a_3(t)\psi_3 \quad (1)$$

と書くことができる。 $a_n(t)$ ($n = 1, 2, 3$) はそれぞれの固

Fig. 1 Energy diagram. (a) Three atomic levels with two laser radiations. (b) Energy model with CPT phenomenon.

有状態の確率振幅である。二つのレーザー成分による摂動ハミルトニアンを考慮したSchrödinger方程式に対し、回転波近似を用いると、 $a_n(t)$ は次式となる。

$$\begin{aligned}\dot{a}_1(t) &= \frac{i}{2}\Omega_1 e^{i\delta_1 t} a_3(t) \\ \dot{a}_2(t) &= \frac{i}{2}\Omega_2 e^{i\delta_2 t} a_3(t) \\ \dot{a}_3(t) &= \frac{i}{2}\Omega_1^* e^{-i\delta_1 t} a_1(t) + \frac{i}{2}\Omega_2^* e^{-i\delta_2 t} a_2(t)\end{aligned}\quad (2)$$

ここで、 Ω_1 、 Ω_2 は状態1と3および状態2と3の間の遷移のラビ周波数である。また δ_1 、 δ_2 はレーザー1およびレーザー2の離調周波数である。今、状態1および2の代わりに、次式で定義される波動関数を持つ状態CおよびNCを導入する。

$$\begin{aligned}\psi_C &= \frac{\Omega_1 \psi_1 + \Omega_2 \psi_2}{\Omega} \\ \psi_{NC} &= \frac{\Omega_2^* \psi_1 + \Omega_1^* \psi_2}{\Omega}\end{aligned}\quad (3)$$

ここで、 $\Omega = \sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}$ である。式(1)に示した $\psi(r, t)$ は、新たに ψ_C と ψ_{NC} およびそれらの状態の確率振幅 $a_C(t)$ と $a_{NC}(t)$ を用いると、

$$\psi(r, t) = a_C(t) \psi_C + a_{NC}(t) \psi_{NC} + a_3(t) \psi_3 \quad (4)$$

となり、

$$\begin{aligned}a_1 &= \frac{\Omega_1 a_C + \Omega_2^* a_{NC}}{\Omega} \\ a_2 &= \frac{\Omega_2 a_C + \Omega_1^* a_{NC}}{\Omega}\end{aligned}\quad (5)$$

となる。二つのレーザー離調周波数が等しいとき($\delta_1 = \delta_2 = \delta$)、状態3から状態CおよびNCへの自然放出緩和レートを γ_C 、 γ_{NC} として、式(2)を書き直すと、

$$\begin{aligned}\dot{a}_C(t) &= \frac{i}{2}\Omega e^{i\delta t} a_3(t) + \gamma_C a_3(t) \\ \dot{a}_{NC}(t) &= \gamma_{NC} a_3(t) \\ \dot{a}_3(t) &= \frac{i}{2}\Omega e^{-i\delta t} a_C(t) - \gamma_C a_3(t) - \gamma_{NC} a_3(t)\end{aligned}\quad (6)$$

となる。これはFig. 1 (b)に示すように、状態Cと状態3は

ラビ周波数 Ω で結合され、状態NCにいる原子は光と相互作用しないことを表している。このことから、状態CはCoupled state、状態NCはNon-Coupled stateと呼ばれる。原子は状態Cから状態NCへ光励起され、すべての原子は状態NCへ遷移することになる。状態NCは暗状態(dark state)とも呼ばれる。二つのレーザー光によるコヒーレント相互作用により、原子分布が暗状態にトラップされる。これがCPT現象である。

二つのレーザー周波数差に対するレーザー光の光強度変化を観測することでCPT共鳴スペクトルが得られる。スペクトルピークは、二つのレーザー周波数差が原子の基底状態間に一致したときに現れる。CsやRbなどのアルカリ金属を用いるとマイクロ波周波数基準信号が得られる。

CPT現象を原子時計に用いる一番大きなメリットは、マイクロ波共振器が不要になるということである。マイクロ波共振器を用いる従来の原子周波数標準器では、原子の二つの基底状態間のマイクロ波遷移によるラビ共鳴、ラムゼー共鳴を観測し、それを周波数基準信号として用いる。基底状態間のコヒーレンス時間が長いほど鋭い共鳴スペクトルが得られる。コヒーレンスを長くするために、大きな真空装置、長いマイクロ波共振器が必要であった。マイクロ波共振器でコヒーレンスを作る代わりに、二つのレーザー光成分を原子に照射、この二つのレーザー成分の周波数差を原子の超微細構造間隔に一致させることで、コヒーレンスを作ることができる。

CPT共鳴スペクトルを周波数標準に応用する場合、重要なパラメータは信号強度と線幅である。CPT共鳴を用いた超小型原子標準では、得られる基準信号の周波数の絶対値ではなく、安定度を重視する。周波数標準器の周波数安定度 $\sigma_y(\tau)$ は、次式で表される。

$$\sigma_y(\tau) \propto \frac{1}{Q(S/N)\sqrt{\tau}} \quad (7)$$

ここで、 τ は平均時間、 Q はスペクトル信号のquality factor、 S/N は信号対雑音比である。 Q 値はスペクトル線幅に反比例するため、この式から、超小型CPT原子時計の周波数安定度を良くするためには、スペクトル線幅を狭くし、信号強度を大きくすればよいことがわかる。信号強度は原子数とレーザー光による光励起レートに依存し、スペクトル線幅は二つのレーザー成分で作られる基底状態間のコヒーレンスに依存する。

3. CPT共鳴の観測

周波数標準器を小型化する場合、原子を小さな容器に閉じ込めて、レーザーとのコヒーレント相互作用を起こさせる必要がある。一般には光学的に透明なガラスセルに原子を封入し、レーザーを照射、その透過光強度を観測する。ガラスセルが小さいほど、原子はガラス壁面に衝突しやすくなり、コヒーレンスが失われることが予想される。小さなガラスセルに閉じ込められた原子の位相緩和時間とセル形状寸法との相関を調べることは、超小

型CPT原子時計の性能を評価する上で重要である。

CPT共鳴線に対するセル寸法の影響について、筆者らの実験結果を紹介する¹²⁾。実験ではセルの長さの異なるCs原子封入ガラスセルを用意し、CPT線幅を測定した(Fig. 2)。円筒状のガラスセルの二つの平らなガラス壁面間距離を変え、セル内の原子とこの壁面との衝突緩和効果をCPT共鳴によって調べる。Fig. 3 (a)に長さ1 mmのガラスセルを用いて観測した典型的なCPTスペクトルを示す。レーザー光は平らなガラス壁面に垂直方向から入射し、9.192 GHzの位相変調器により Λ 型共鳴を生じる二つのレーザー成分を持つ。セルを透過したレーザー光強度を高感度光検出器で測定し、CPTスペクトルを観測する。

セルは一重の磁気シールド内に置き、ソレノイドコイルで約150 μ Tの静磁場を印加した。ゼーマン効果による磁気副準位の分裂から生じた7つのCPTスペクトルが観測されている。基底状態間遷移($F=3, m_F=0 \leftrightarrow F=4, m_F=0$)のコヒーレンスに相当するCPTスペクトル(Fig. 3 (a)では(0, 0)と表記)に注目し、そのスペクトル線幅のレーザー光強度依存性を調べた。この(0, 0)成分は外部磁場に対し一次の周波数シフトを持たないため、周波数基準信号に用いられる。Fig. 3 (b)に、三つの異なるセル長さ(40 mm, 1 mm, 0.3 mm)のセルを用いた時の信号線幅のレーザー光強度依存性を示す。40 mmセルの場合、強度広がりによる線形な傾向が観測されている。セル長さが短い場合(< 1 mm), 光強度が弱くなるに従って、異なる依存性が現れる。この特性を壁面との衝突効果を考慮したレート方程式モデルを用い解析した結果、短いセル中では速度の遅い原子だけが光と十分

Fig. 2 (a) Schematic diagram of experimental setup. (b) Cesium thin cell. This figure shows cells with 0.2-mm wall-to-wall gap.

Fig. 3 (a) Typical CPT spectra observed with 1 mm cell. Laser transmitted power is measured as function of frequency of synthesizer. (b) Dependence of linewidth of observed CPT spectrum on laser intensity.

な相互作用時間を持ち、暗状態に遷移し、CPT信号に寄与することがわかった。同様の結果が文献13で報告されている。

この実験結果から、原子と壁面との衝突による緩和効果はCPT共鳴線幅に大きな影響を与えることがわかった。より積極的に壁面との衝突による緩和効果を小さくする手法として、ガラス壁面にテフロンやパラフィンなどの緩衝物質を被覆したセルを用いる方法や、ガス状の緩衝物質(バッファガス)をセル内に封入する方法がある。ここでは一般によく使われているバッファガスを用いる方法を紹介する。

CPT信号線幅は、原子とレーザーとの相互作用時間によって決まる。通常の蒸気セルにおける熱平衡状態の原子は、数百m/sの速度を持って運動している。mmサイズのセルの場合、マイクロ秒程度でコヒーレンスが消失してしまう。バッファガスを封入すると、原子とガスとの弾性衝突により、原子の飛行時間が長くなり、相互作用時間を数ミリ秒以上にすることも可能である。

原子の共鳴周波数は、バッファガスと原子との衝突によってシフトする。周波数シフトの圧力係数はバッファガスの種類に依存する。超微細構造遷移周波数に対するバッファガス圧力依存性¹⁴⁾や高バッファガス圧力によるスピン交換相互作用の影響が調べられている¹⁵⁾。圧力係数が同程度で、逆符号のガスを混合して用いると、衝突シフトを小さくすることも可能である(Ne + Ar, N₂ + Ar等)。CPT共鳴線幅のバッファガスセルの長さに対する依存性がKnappeらによって報告された¹⁶⁾。Fig. 4に文献13および文献16のデータと著者らの結果を重ねて示す。縦軸はレーザー光強度が0に相当する線幅を、横軸はセルの長さを表している。図の文献16のデータは、バッファガスがNe、圧力が4 kPaの場合である。実験ではガス圧力や壁面間距離を変化させるための真空装置を用いている。十分高いバッファガス圧力の場合、信号線幅 ν_{CPT} は次の関係式に従う¹⁷⁾。

Fig. 4 Dependence of CPT linewidth on cell length. Results of theoretical calculation from ref13) is shown in this figure (solid line). Relaxation rate was calculated using the thermal average velocity for atoms at room temperature (alternating long and short dashed line).

$$v_{\text{CPT}} \propto Ap + \frac{B}{pL^2} \quad (8)$$

ここで p はバッファガス圧力、 L はセル長さ、 A 、 B は定数である。第一項はバッファガスと原子との衝突による広がり効果を表し、第二項はバッファガス中を拡散運動する原子とセル壁面との衝突による広がり効果を表す。文献16で報告された実験では0.8~8 kPaのNeガスを用いているが、この関係式をほぼ満足する結果が得られている。

実験手法が異なることやバッファガスの種類や圧力によって信号線幅は大きく変化することなどから単純な比較はできないが、バッファガスを入れないセルでも十分短いセルの場合(Fig. 4では150 μm 以下)、バッファガスセルの線幅よりも狭くなっている。バッファガスがない場合、自由飛行する原子と壁面との衝突による広がり効果が主である。その場合、原子の速度分布が線幅に大きな影響を与えるであろうことは容易に想像できる。Fig. 4の一点鎖線は熱的平均速度を用いて計算した依存性であるが、実際に観測された線幅は熱的平均速度から求めた線幅よりも狭くなっている。これは短いセルでは速度の遅い原子のみが信号に寄与するためである。バッファガスありとなしのセル長さ依存性の違いは信号に寄与する原子の速度に起因すると考えられる。

文献18において、信号強度のセル温度に対する依存性も報告されている。温度を上げると原子密度が上昇し、信号強度が増大する。しかし原子密度が大きくなると、optical thickness効果により信号コントラストが減少する。高温になるにつれて原子同士のスピン交換相互作用により信号線幅が広がる効果も現れてくる。原子密度が小さい場合には、得られる信号形状はローレンツ型で仮定でき、簡単な三準位系で解析できるが、原子密度が大きい場合には、三準位モデルは成り立たず、解析が複雑になる。またバッファガスによって光ポンピング効率が低下し信号強度も減少するが、信号強度を上げようと光強度を強くすると強度広がり効果により信号線幅が広がる。またCPT共鳴に寄与しない準位へ光励起される原子が増えるため、信号強度が低下するという問題も生じる。バッファガスの種類によっても特性は異なり、簡単に最適な条件を見つけることは難しいが、これらの影響を考慮し、MEMS(Micro Electro Mechanical Systems, 微小電気機械システム)技術を用いた最初の超小型原子時計(chip-scale atomic clock: CSAC)がNISTグループにより報告された⁶⁾。Cs原子のD₂線を用い、レーザー光源とガラスセル、光検出器が一体になったphysics packageは、体積9.5 mm³、温度85 °C、得られた周波数安定度は1秒平均で 2.5×10^{-10} 、消費電力75 mWであった。微小セル生成過程で生じる不純物の影響により、 $-2 \times 10^{-8}/\text{day}$ の線形な周波数ドリフトが観測されている。

4. 周波数安定度を向上させる方法

これまでに、CPT信号の線幅およびSN比を改善する手法が数多く提案されている。研究の初期において、光源

の入手しやすさから、CsやRb原子のD₂線が用いられていた。最も有効な手法は、D₂線の代わりにD₁線を用いる方法である¹⁹⁾。D₂遷移は励起状態に多くの超微細構造を持ち、その周波数間隔は数百MHzと近接している。バッファガスと原子との衝突により励起準位の寿命は短くなり、数百MHz程度の衝突広がりを持つ。この広がりには隣接する超微細構造の広がりとも重なるため、光ポンピング効率を低下させる。すなわちCPT共鳴に寄与しない原子が増え、信号コントラストが小さくなる。D₁遷移の場合、超微細構造間隔は数GHz程度と周波数間隔は広いので、光ポンピング効率の低下を防ぐことができる。D₂線と比較し、約10倍の信号強度が得られた¹⁹⁾。

その他の方法として、スピン交換相互作用の弱いend transition(Cs原子の場合、 $m_F=3$ や -3 準位)を使う方法²⁰⁾や磁気量子数 $m_F=0$ 間の Λ 型遷移共鳴信号を強めるpush-pull光ポンピング方法が提案された²¹⁾。またレーザー光をパルス状に照射、干渉効果によりCPT線幅を狭窄化するpulsed CPT法²²⁾、N-resonance excitation法²³⁾、二つの面発光レーザーを用いるdifferential CPT法²⁴⁾が、これまでに提案されている。これらの手法は微小セルを使うときに有効と思われるが、システムやその設計が複雑になるという一面もある。

D₁遷移のCPTを用いる手法を実際のCSACに応用し、周波数安定度を評価した結果がKnappeらによって報告されている²⁵⁾。用いる原子遷移をCs D₂線からRb D₁線にし、微小セル中の原子の純度を向上させ、1000秒の平均化時間で 6×10^{-12} の周波数安定度を実現した。またGerginovらは、CSACの周波数安定度に対する、マイクロ波変調パワー依存性を調べ、最適な変調指数における周波数安定度を評価している²⁶⁾。

5. CPT信号のレーザー周波数安定化への応用

また筆者らは、速度の遅い原子によるCPT信号のレーザー周波数安定化への応用の可能性を調べたので結果を紹介する²⁷⁾。一般にCPT共鳴を観測する場合、 Λ 型共鳴を起こす二つのレーザーはそれぞれ原子の共鳴周波数にほぼ同調させる。この二つのレーザー周波数の差が基底状態間遷移周波数に一致するとき、透過光強度がピークとなる。 Λ 型共鳴を保ちつつ、レーザー周波数を変化させるとどうなるであろうか。その場合ドップラー効果により、CPT共鳴に主に寄与する原子の速度分布を変えることができる。レーザーの周波数が原子の共鳴周波数からずれると、CPT共鳴に寄与する原子速度が徐々に大きくなる。短いセルほど、このレーザー離調周波数の影響が顕著である。すなわち、少しでも壁面方向の速度成分を持つと、原子はすぐに壁面と衝突緩和してしまう。その結果、信号強度は急激に小さくなり、信号線幅も広がる。CPT共鳴のピーク付近の共鳴の鋭さ、曲率($2f$ ロックイン検波出力)をレーザー離調周波数の関数としてプロットすると、サブドップラー構造が観測でき、短いセルほど構造が顕著に現れるようになる。得られた信号形状はLiouville方程式の定常状態解によって再現することができ

た²⁷⁾。レーザー周波数の安定化には誤差信号が必要であるが、この方法により実際に得られた誤差信号(3- f 検波信号)をFig. 5 (a)に、そのときの2- f 検波出力をFig. 5 (b)に示す。実験はCs D₂線を用いて行い、 $F=4 \leftrightarrow F=3$ 遷移と $F=4 \leftrightarrow F=4$ 遷移に対応する二つの信号ピークが観測されている。D₂線の超微細構造間隔は狭いため、二つの信号成分の裾は重なっている。この重なりはD₁線を用いることで解消できる。ここで紹介した方法は、マイクロ波周波数とレーザー周波数を同時に決めることができるユニークな手法と言える。

6. 今後の展望

小型原子時計への応用を念頭に入れ、近年CPT共鳴の様々なパラメータ依存性を調べた研究グループとして、これまでにNIST, Princeton大, BNM-SYRTE, HSAO, NICT等が挙げられる。CPT共鳴を用いて実際に超小型のプロトタイプ装置を開発したグループとして、NIST, Symmetrycom社, Honeywell社が挙げられる。超小型CPT原子発振器の現状の性能は、およそ次の通りである。

- ・ Physics package: 10 mm³
- ・ 体積(発振器, 制御系の電子回路を含む): 10 cm³
- ・ 消費電力: 200 mW
- ・ 周波数安定度(Cs遷移周波数で規格化):
 1×10^{-11} @hour, 1×10^{-10} @day

NISTおよびSymmetrycom社は、体積1 cm³, 消費電力30 mW, 周波数安定度 1×10^{-11} @hourの実現を目標にしている。周波数安定度に関しては目標をクリアしているが、現状ではまだ消費電力が大きいことがわかる。消費電力30 mW以下になれば、現状の性能のバッテリーが電源として使用でき、CSACの応用範囲も拡大すると考えられる。周波数安定度をよくするために、セル温度を上げている。この温度制御に約1/3の電力が消費されている。Rb原

Fig. 5 (a) Third harmonic detection (3- f detection) signal. (b) Second harmonic detection (2- f detection) signal. Zero point frequency of 3- f detection output corresponds to peak signal of 2- f detection output, which is equal to $F=4 - F'=4$ transition frequency of Cs atom.

子はCs原子よりも融点が高いため、同じ原子密度を達成するためにはより高温にする必要がある。また遷移強度に関して、D₂遷移よりもD₁遷移の方が小さいため、D₁線でD₂線と同じ信号強度を得るためにはさらに原子密度を上げる必要がある。原子密度が上がるとスピン交換相互作用の影響やoptical thickness効果の影響が生じることは前述した通りであり、原子時計の性能を支配するメカニズムは複雑である。原子密度を上げずに信号強度を増大させる手法の開発が待たれる。

エレクトロニクス系の小型化も今後の課題である。超小型原子時計は、それ自体は発振器ではなく単なる周波数基準にすぎない。電圧制御発振器(VCO)などの発振周波数を原子の共鳴周波数に同調する必要がある。現在、MEMS技術を用いて直接マイクロ波周波数を発振する超小型VCOの開発が進んでいる。高性能CSAC開発においては、VCOの低ノイズ化、光源との整合なども重要な研究テーマである。

将来動向について、現状で考えられる可能性を述べる。一つの方角性は、現状のCSACの小型化が進み、携帯電話や通信デバイス、GPS装置に組み込まれるケースである。NISTをはじめとする多くの機関はこの方向で研究を進めている。同じ方角性であるが、もう少しデバイス寄りの側面として、Si基板上にすべてまとめる方向性も考えられる。KnappeらはMEMS技術を用いてSi基板を用いCSACのphysics packageを製作した⁶⁾。SiTime社はSOI基板と0.18 μ mルール CMOS技術を用いてMEMS共振器を製作した²⁸⁾。これらのシステムを一つの基板、一つのpackageにまとめ、一つのデバイス(System On Package: SOP)で様々な機能を持たせるような研究開発も今後進む可能性がある²⁹⁾。

7. まとめ

CPT現象を用いた超小型原子時計をテーマに、CPT現象の初歩的なメカニズムの説明、筆者らの研究結果、他の研究グループの成果を紹介し、CSACの現状および将来動向を述べた。原子時計の小型化に関して、まだ乗り越えなくてはならない障壁があるが、技術の進歩に伴いクリアされるだろう。周波数標準という少し堅い研究分野から、様々な機能の一つにまとめるという日本企業の得意とする手法を生かし、イノベーションを創造するテーマが出てくることを期待したい。

参考文献

- 1) 訳・監修 工業技術院計量研究所：国際単位系(SI)ーグローバル化社会の共通ルールー日本語版 国際文書第7版 (1998)。
- 2) K. Nakagiri, M. Shibuki, S. Urabe, M. Ishizu, T. Morikawa, and Y. Saburi: *Proc. 38th Frequency Control Symposium* (1984) p. 447.
- 3) A. Hasegawa, K. Fukuda, M. Kajita, H. Ito, M. Kumagai, M. Hosokawa, N. Kotake, and T. Morikawa: *Metrologia* **41** (2004) 257.
- 4) 中川 史丸, 花土 ゆう子, 今村 國康, 小竹 昇, 清水 義行, 高橋 幸雄, 細川 瑞彦, 森川 容雄: 電気学会電子回路研究会資料 ECT-06-70 (2006)。
- 5) J. Kitching, S. Knappe, and L. Hollberg: *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002)

- 553.
- 6) S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching, L. A. Liew, and J. Moreland: *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 1460.
 - 7) R. Lutwak, J. Deng, W. Riley, M. Varghese, J. Leblanc, G. Tepolt, M. Mescher, D. K. Serkland, K. M. Geib, and G. M. Peake: *Proc. of the 36th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting* (2004) p. 339.
 - 8) R. Lutwak, P. Vltas, M. Varghese, M. Mescher, D. K. Serkland, and G. M. Peake: *Proc. 2005 Joint IEEE International Frequency Control Symposium and Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting* (2005) p. 752.
 - 9) J. Kitching, S. Knappe, L. Liew, J. Moreland, P. D. D. Schwindt, V. Shah, V. Gerginov, and L. Hollberg: *Metrologia* **42** (2005) S100.
 - 10) S. Fujii, Y. Takada, and H. Harima: *Proc. IEEE Frequency Control Symposium* (2005) p. 499.
 - 11) S. Gribaldo, C. Chay, E. Tournier, and O. Llopis: *IEEE trans. Ultrason. Ferr. Freq. Control* **53** (2006) 1982.
 - 12) K. Fukuda, M. Kinoshita, A. Hasegawa, M. Hosokawa, and M. Tachikawa: *Proc. Asia-Pacific Workshop on Time and Frequency 2002* (2002) p. 116.
 - 13) H. Failache, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy: *8th European Conference on Atomic and Molecular Physics* (2004).
 - 14) M. Ardit and T. R. Carver: *Phys. Rev.* **124** (1961) 800.
 - 15) A. Corney: *Atom. and Laser Spectro.* (1977) p. 604.
 - 16) S. Knappe, L. Hollberg, and J. Kitching: *Opt. Lett.* **29** (2004) 388.
 - 17) N. Beverini, P. Minguzzi, and R. Strumia: *Phys. Rev. A* **4** (1971) 550.
 - 18) S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, and R. Wynands: *Appl. Phys. B* **74** (2002) 217.
 - 19) M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, and V. Yudin: *Opt. Lett.* **27** (2002) 1472.
 - 20) Y. Y. Jau, A. B. Post, N. N. Kuzma, A. M. Braun, M. V. Romalis, and W. Happer: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 110810.
 - 21) Y. Y. Jau, E. Miron, A. B. Post, N. N. Kuzma, and W. Happer: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 160802.
 - 22) T. Zanon, S. Guerandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 193002.
 - 23) I. Novikova, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, R. L. Walsworth, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin: *Opt. Lett.* **31** (2006) 2353.
 - 24) V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt, V. Gerginov, and J. Kitching: *Opt. Lett.* **31** (2006) 2335.
 - 25) S. Knappe, V. Gerginov, P. D. D. Schwindt, V. Shah, H. G. Robinson, L. Hollberg, and J. Kitching: *Opt. Lett.* **30** (2005) 2351.
 - 26) V. Gerginov, S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt, L. Hollberg, and J. Kitching: *J. Opt. Soc. Am. B* **23** (2006) 593.
 - 27) K. Fukuda, A. Toriyama, A. Izmailov, and M. Tachikawa: *Appl. Phys. B* **80** (2005) 503.
 - 28) 江刺 正喜: 日経エレクトロニクス, 4/10号 (2006) p. 125.
 - 29) R. R. Tummala: *IEEE Spectrum*, June (2006) p. 38.

レーザーワード

コヒーレントポピュレーショントラッピング

(coherent population trapping; CPT)

コヒーレント光による原子の励起過程において、複数のエネルギー準位が別の共通の準位と結合している場合、二光子共鳴条件下で量子干渉効果により、一部の原子は複数の準位のコヒーレントな重ね合わせ状態にトラップされたままになる現象。重ね合わせの状態と共通準位との間の光学遷移は禁制となるため、光学的に結合しない。この重ね合わせ状態は暗状態(dark state)とも呼ばれる。暗状態の原子は光を吸収しないため、光ポンピング

グを利用し信号強度を増大させることを目的とする実験では、その効率を低下させる現象として捉えられる。しかしながらCPT効果は非常に限られたドップラー速度成分を持つ原子のみに起こるためレーザー冷却に応用される。またマイクロ波周波数で変調したレーザー光を使ってCsやRb原子に対するCPT効果を利用すると、これまで周波数標準信号取得に必要なだったマイクロ波共振器が不要になるため、超小型原子時計が実現できる。

(福田 京也)