

3-3 ストロンチウム光格子時計

3-3 A Strontium Optical Lattice Clock

山口敦史 志賀信泰 長野重夫 石島 博 小山泰弘 細川瑞彦
井戸哲也

YAMAGUCHI Atsushi, SHIGA Nobuyasu, NAGANO Shigeo, ISHIJIMA Hiroshi,
KOYAMA Yasuhiro, HOSOKAWA Mizuhiko, and IDO Tetsuya

要旨

次世代時刻周波数標準プロジェクトでは、2006年からストロンチウム(Sr)原子を用いた光格子時計の開発を行ってきた。今回われわれは、レーザー冷却されたSr原子を光格子ポテンシャルにトラップし、時計遷移を線幅45 Hzで分光した。そして、クロックレーザーの周波数を時計遷移に安定化し水素メーザーと比較した結果、安定度は水素メーザーリミット、すなわち光格子時計の安定度は水素メーザーよりも十分高いことがわかった。

Atomic frequency standards project started to build a Strontium (Sr) optical lattice clock in 2006. We have recently trapped laser cooled Sr atoms in a 1D optical lattice potential and carried out spectroscopy of the clock transition with the linewidth of 45 Hz. We have also stabilized the clock laser frequency to the clock transition. The stability of our lattice clock compared with our hydrogen maser is limited by the stability of the hydrogen maser, which means that our lattice clock is much more stable than the hydrogen maser.

[キーワード]

光周波数標準, 光格子時計, レーザー冷却

Optical frequency standard, Optical lattice clock, Laser cooling and trapping

1 まえがき

周波数標準は、GPSをはじめ一般社会において大きな役割を果たすばかりでなく、基礎物理に関わる研究にも不可欠な極めて重要な標準である。現在、セシウム原子を用いた原子時計が、1秒を定義するための一次標準としての役割を果たしている。2001年、これをはるかに上回る確度・安定度を実現しうる光周波数標準として、「光格子時計」のアイデアが香取によって提案された[1][2]。本報告ではまず光格子時計の原理について簡単に紹介し、その後本実験について説明する。

1.1 光格子時計の原理

光周波数標準の研究では、原子の線幅の狭い禁制遷移いわゆる時計遷移をレーザーにより分光し、無摂動状態での共鳴周波数を精密に測定すること

を目的とする。時計遷移の自然幅は一般的に1~10 mHz程度である。時計遷移を精密分光する際、まず問題になるのはドップラー広がりである。自由空間を運動する原子では、レーザー冷却で到達可能な典型的な温度である1 μ Kまで原子を冷却できたとしても、ドップラー広がり数は数10 kHz残ってしまう。このドップラー広がりをなくすためには、原子を空間的に強く閉じ込め、プローブレーザーに対して原子が出来る限り動かないようにする。一般的に、原子をプローブレーザーの波長よりも小さな空間領域に閉じ込められれば、吸収スペクトルのドップラー広がりをなくすことができる(ラム・ディッケ束縛)[3][4]。定量的には、この条件は以下で定義されるラム・ディッケパラメータ η で表される[5]。

$$\eta = \frac{2\pi x_0}{\lambda_{\text{clock}}} \quad (1)$$

ここで x_0 はトラップ中での原子の空間的な広がり幅、 λ_{clock} はプローブレーザーの波長である。したがって、ラム・ディッケ束縛が実現されているかどうかは、 x_0 が λ_{clock} よりどれだけ小さいか、すなわち、 η が 1 よりどれだけ小さいかで定量的に表される。

光格子時計では、光格子ポテンシャルに原子をトラップすることで、ラム・ディッケ束縛を実現している。光格子ポテンシャルとは、レーザー光の定在波によってつくられる周期的なポテンシャルのことである。具体例として、本実験で使用している Sr 原子を考える。時計遷移の波長(プローブ波長)は ($\lambda_{\text{clock}} =$) 698 nm である。一方、光格子用レーザーには、後に述べる理由により波長 813 nm のレーザーを用いる。原子は、光格子用レーザー波長の半分すなわち 407 nm 間隔で並んでいる定在波の腹に強く束縛される。その結果、詳しい計算は割愛するが x_0 は 30 nm 程度になる。したがって、ラム・ディッケパラメータ η は 0.3 程度となり、ラム・ディッケ束縛の条件が満たされ、時計遷移を分光する際のドップラー広がりは十分取り除かれる。

次に問題になるのは、トラップレーザーによるシュタルクシフトである。原子が光格子ポテンシャルにトラップされると、原子の各エネルギー準位はトラップレーザーの波長・強度に応じてシフトする(シュタルクシフト)。一般的には、時計遷移の基底状態と励起状態でこのシフト量が異なるため、原子をトラップすると時計遷移の周波数がシフトしてしまい周波数標準としては使えない。しかし、ある特別な波長を選ぶと、トラップレーザーによるシュタルクシフトが基底状態と励起状態で全く同じになる[6]。すなわち、原子を光格子ポテンシャルにトラップしても、時計遷移の共鳴周波数はシフトしなくなる。この波長は魔法波長と呼ばれ、Sr では 813.428 nm であることが実験的に確かめられている[2]。したがって、魔法波長の光格子ポテンシャルに原子をトラップすれば、時計遷移に影響を与えることなく、原子をラム・ディッケ束縛しドップラー広がりをなくすことができる。さらに光格子時計では、一度に多数の原

子 ($10^3 \sim 10^4$ 個程度が一般的) をトラップできる。そのため、1 個の原子を観測し続けるイオントラップに比べて、大幅な信号の S/N 比の向上が期待でき、平均化時間 1 秒で 10^{-18} に到達する超高精度な周波数の標準を作ることも可能だと考えられている。

1.2 光格子時計の現状

現在、すでに実験的にその有用性がもっとも良く実証されているのは、Sr 原子を用いた光格子時計である[7]-[9]。フェルミオン同位体 ^{87}Sr には、核スピンをもつため本来禁制の遷移がわずかに許され時計遷移として使える[10]、そして極低温にすると統計性から同じスピン成分の原子間衝突が禁止され衝突シフトがなくなるという、周波数標準にとって大きな利点がある。この長所を利用し、偏極フェルミオン同位体を用いた光格子時計が東大・NIST(米国)・SYRTE(フランス)により実現され、これら 3 機関の絶対周波数がエラーの範囲で一致していることが確かめられた。この結果を受け、2006 年には ^{87}Sr のフェルミオン同位体の時計遷移周波数が秒の 2 次表現に採択されている。

2 ストロンチウム原子のレーザー冷却

光格子ポテンシャルのポテンシャル深さは、温度にして $15 \mu\text{K}$ 程度である。したがって、光格子ポテンシャルに Sr 原子をトラップするためには、まずポテンシャル深さよりも十分低い温度まで Sr 原子を冷却する必要がある。

Sr は原子番号 38 のアルカリ土類金属である。最外殻に 2 個の価電子をもつ 2 電子系で、エネルギー準位にはスピナー重項系列とスピン三重項系列が存在する。図 1 に、本実験に関連する主なエネルギー準位を示した。 $^1\text{S}_0$ 準位が基底状態である。 $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ 遷移(波長: 461 nm、自然幅 32 MHz、ドップラー限界温度 $720 \mu\text{K}$) が、基底状態からの遷移では最も強い遷移で、原子ビームの減速と第 1 段目の磁気光学トラップ(MOT)用の遷移として使われる。MOT とは、磁場勾配中で原子に対して 6 方向からレーザー光を照射することで、原子を冷却・空間的にトラップする手法である。その到達可能温度(ドップラー限界温度)は、使用する光学遷移の自然幅が狭いほど低くな

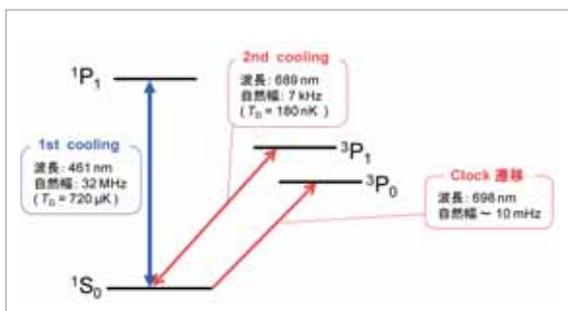


図 1 Sr 原子のエネルギー準位図

る。したがって本実験では、最初に輻射圧の大きい強い遷移 ($1S_0 - 1P_1$) で原子を減速し、出来る限り多くの原子をトラップし冷却する。その後、より自然幅の狭い $1S_0 - 3P_1$ 遷移を使った MOT に切り替え、光格子ポテンシャルにトラップ可能な温度にまで原子を冷却している。

具体的な実験手順を説明する (図 2 参照)。まず温度 600 °C のオープンで Sr 原子を蒸気にして原子ビームを生成する。次に、この原子ビームに対向する方向から、強い遷移 $1S_0 - 1P_1$ からわずかに周波数を低くしたレーザーを照射し、その強い輻射力により原子ビームを減速する。この際、周波数をわずかに低くするのは、ドップラーシフト分を補正するためである。加えて、オープンからトラップチャンバーまで空間的に磁場に勾配をつけることで、減速に伴うドップラーシフトの変化をゼーマンシフトで補い、原子に対して常に減速用レーザーが共鳴するようにしている (ゼーマン減速法)。こうして減速された原子は、トラップチャンバーの中心に到達し、そこに用意された MOT に捕獲される。本実験では、最初に強い遷移 $1S_0 - 1P_1$ を用いた MOT に原子をトラップし、 10^7 個程度の原子を温度 2 mK に冷却している。これらの原子をさらに冷却するため、弱い遷移 $1S_0 - 3P_1$ (波長 689 nm、自然幅 7 kHz、ドップラー限界温度 180 nK) を用いた MOT に原子を移す。これにより、原子は 3 μ K まで冷却される [11]。

この原子集団に、トラップ深さ 15 μ K の光格子用レーザーを重ねると、原子は光格子ポテンシャルにトラップされる (図 3 参照)。以上の手順により、本実験ではおよそ 10^4 個の ^{87}Sr 原子を光格子ポテンシャルに捕獲している。

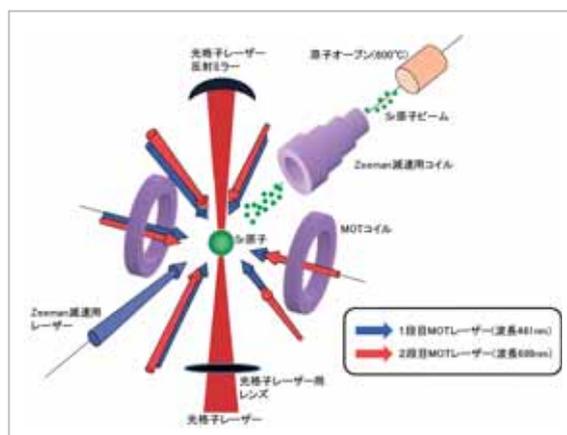


図 2 Sr 原子をレーザー冷却するための実験装置

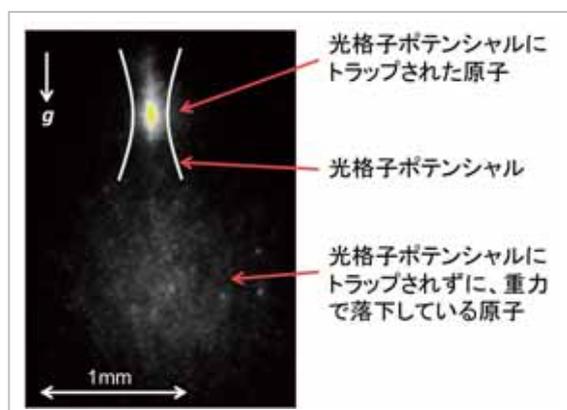


図 3 光格子ポテンシャルにトラップされた ^{87}Sr 原子の CCD 画像

ここで、レーザー冷却に使用している各レーザー光源について簡単に述べておく。原子ビーム減速用ならびに 1 段階 MOT 用レーザー (波長 461 nm) は、波長 922 nm の半導体レーザーの出力をテーパーアンプでアンプし、非線形結晶 KNbO_3 で波長変換することで得ている。このレーザーの周波数は、ガルバノセル中の ^{88}Sr 原子 (最も自然存在比が多いボゾン同位体) の $1S_0 - 1P_1$ 遷移を飽和吸収分光し、FM 分光法によりエラーシグナルをつくり安定化している。レーザーパワーは、MOT 用に 30 mW (3 軸に分ける前)、Zeeman 減速用に 25 mW である。MOT 光のビーム径は直径 1 cm、離調は 40 MHz、MOT 磁場勾配は 65 Gauss/cm (コイルの中心軸方向) である。Zeeman 減速光の離調は 760 MHz である。2 段階 MOT 用レーザー (波長 689 nm) は半導体レーザーを使用している。

まず、マスターレーザーの周波数をフィネス 150,000 の共振器に安定化する。さらにその周波数を、飽和吸収分光法および FM 分光法を組み合わせ、原子オープン中の ^{88}Sr 原子の $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ ($m = 0$) 遷移に安定化している。MOT 用には、スレーブレーザーの周波数をマスターレーザーに位相ロックし、5 mW (3 軸に分ける前) 使用している。MOT 磁場勾配は 8 Gauss/cm (コイルの中心軸方向) である。光格子用レーザーにはチタンサファイアレーザーを使用しており、波長は魔法波長の 813.428 nm、パワーは 320 mW、原子集団の位置でのビーム径は 30 μm である。

3 クロックレーザー

次に、時計遷移励起用のレーザー(クロックレーザー)について説明する。Sr 原子の時計遷移 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ の波長は 698 nm で、半導体レーザーで出すことが可能である。図 4 に本実験で開発したクロックレーザー安定化システムの全体図を示す。

半導体レーザーの周波数は、Pound-Drever-Hall 法^[12]により、まず予備安定化共振器(以下、Prestabilization 共振器と呼ぶ。フィネス $F = 5,200$)に安定化される。Prestabilization 共振器は、長さ 10 cm のスーパーインバー製の筒の両側に PZT とミラーを貼り付けたものである。この

光を、さらにフィネスの高い ULE 共振器 ($F = 200,000$) に、同じく Pound-Drever-Hall 法により周波数安定化する。ULE とは Ultra Low Expansion の略で、超低熱膨張を意味する。ULE 共振器は長さ 10 cm 直径 5 cm の円筒形で、横置きにして、シミュレーションで見積もった床からの振動を受けにくい 4 点で支えている。ロック回路の帯域幅は、Prestabilization 用のものが 2 MHz、ULE 共振器用のものが 90 kHz である。ULE 共振器の温度ゆらぎは 1 日で $\pm 500 \mu\text{K}$ 以下になるよう精密に温度コントロールされている。その結果、ULE 共振器に安定化されたレーザーの周波数ドリフトは、0.1 Hz/s 以下に抑えられている。またこの ULE 共振器は、空気ゆらぎおよび床からの振動によるミラー間隔の不安定性を取り除くため真空槽内に入れられ、高性能除振台 (minus-K 社 150BM-1、共振周波数 0.5 Hz) の上に設置されている。さらに、音響ノイズによる影響をさけるため、全体が防音箱の中に入れている。時計遷移を分光するには、クロックレーザーの光を、Sr 原子のトラップチャンバーおよび光周波数コムに光ファイバーで運ぶ。この際、それぞれ 40 m、10 m の光ファイバーが使われるが、この光ファイバーでクロックレーザーの周波数にノイズが乗るのを防ぐため、それぞれにファイバーノイズキャンセル機構(図 4 の FNC)を導入

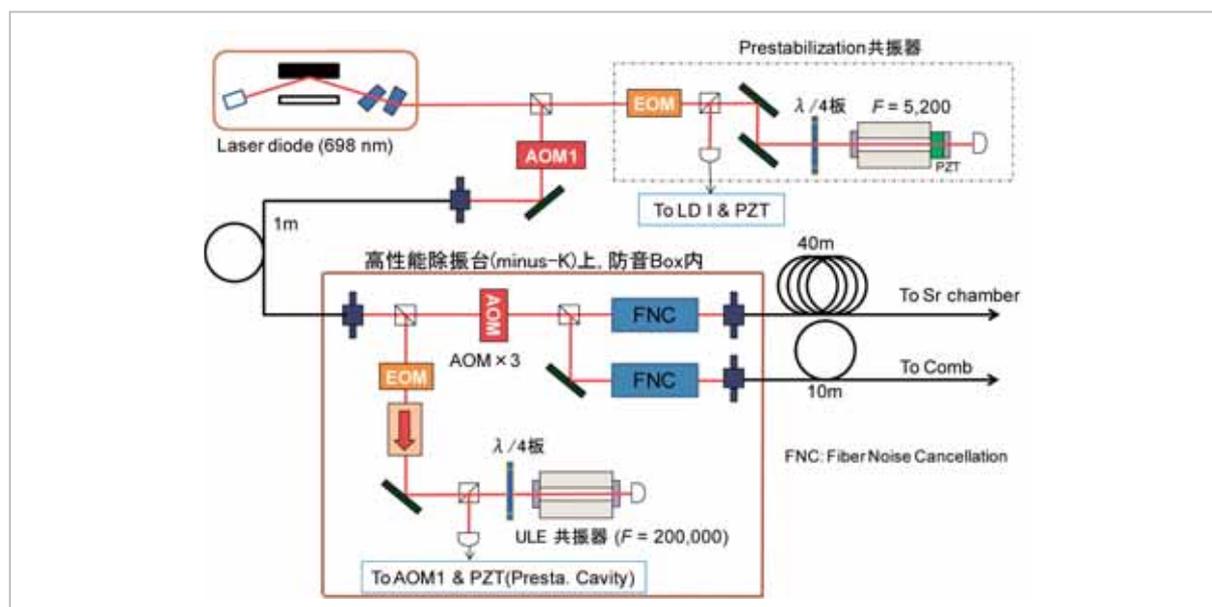


図 4 Sr 用クロックレーザー安定化システム全体図

している。

図5に本実験のクロックレーザー(698 nm)とCSO(Cryogenic Sapphire Oscillator)との周波数安定度を比較した結果を示す。CSOとは短期周波数安定度の優れた発振器であり、図中の丸点のデータがCSO自身の安定度を表す。図5のデータ(四角の点)は、CSOに安定化された周波数コムと698 nmクロックレーザーのビートを、周波数カウンター(Agilent社、53181A)で測定し求めた結果である。クロックレーザーの安定度は平均化時間20秒でおよそ 4×10^{-15} に達しており、現在の安定度でもHzレベルでの時計遷移の周波数測定

は可能ではある。しかし、クロックレーザーの安定度の限界を決めると考えられているミラーの熱雑音で決まるレベルは 10^{-16} 台である。したがって、さらなる安定度の向上を目指し現在も装置の改良を行っている。

4 時計遷移の分光

以上で、光格子ポテンシャルにトラップされた ^{87}Sr 原子、およびその時計遷移を観測するための安定なクロックレーザーがそろった。以下では、 ^{87}Sr 原子の時計遷移 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ の分光実験について述べる。

4.1 原子数の規格化

時計遷移を観測する方法として本実験では、原子数を規格化し励起効率を求める方法を使用している。図6にその概要を示す。(Step1)まず、クロックレーザーを光格子ポテンシャル中の ^{87}Sr 原子に照射する。もしクロックレーザーの周波数が時計遷移に共鳴していれば、一部の原子が励起状態に励起される。この際、励起状態の寿命は150 sあるのに対して、Step 1 ~ Step 4は100 ms以下で終わる。したがって、一度励起された原子は、実質的に励起状態にとどまり続けると考えてよい。(Step 2)次に、強い遷移 $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ に共鳴するレーザーを照射し、発光強度をCCDカメラで

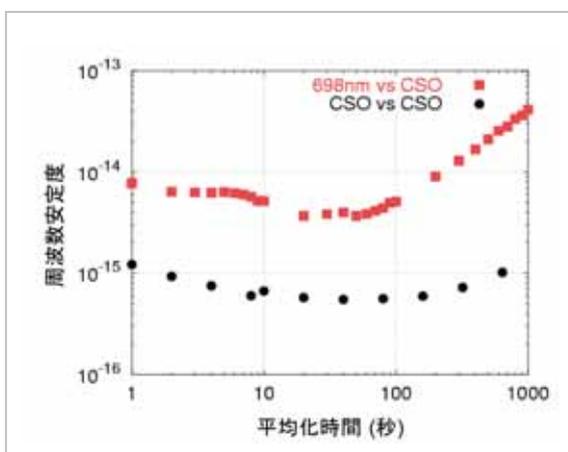


図5 クロックレーザー(698 nm)とCSOの安定度比較

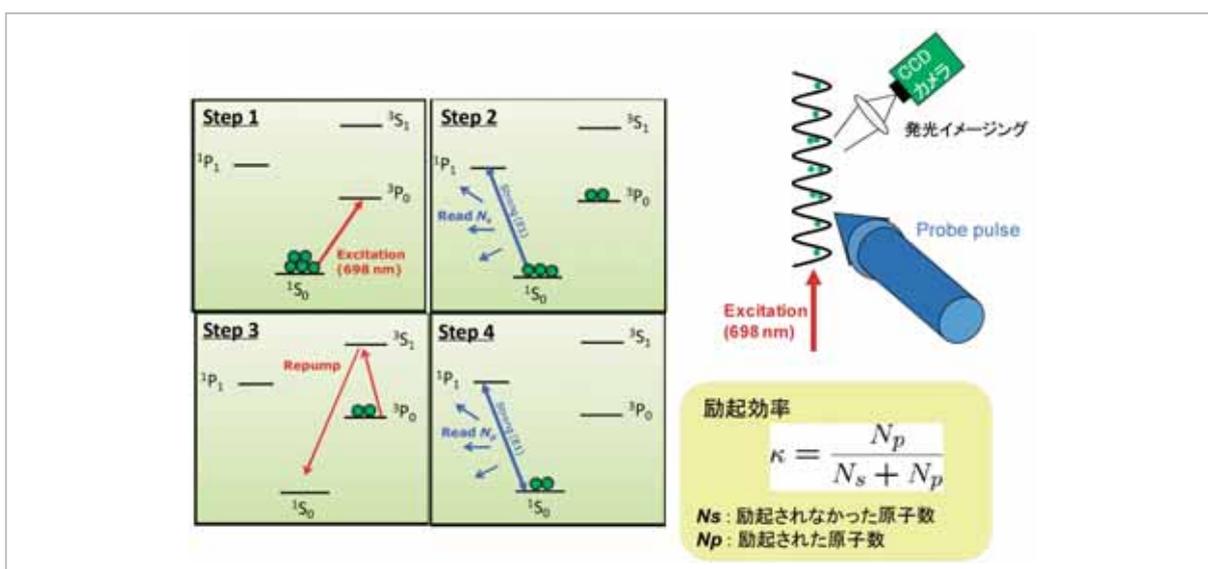


図6 原子数規格化による励起効率の求め方

観測する。この発光強度から、励起されずに基底状態に残っている原子数 N_s が求められる。またこの作業により、基底状態に残った原子は加熱されて光格子ポテンシャルからいなくなる。(Step 3) Step 1 で励起状態に励起された原子を、リポンプレーザーを用いて基底状態に戻してくる。(Step 4) 再び、強い遷移 $^1S_0 - ^1P_1$ に共鳴するレーザーを照射する。このときの発光強度から、Step 1 で励起された原子数 N_p が求められる。以上の手順から、 N_s および N_p をもとめ、そこから時計遷移の励起効率 $\kappa = N_p / (N_s + N_p)$ を計算する。この手法の利点は、初期原子数 ($N_s + N_p$) のゆらぎに左右されずに、励起効率 κ を求められる点である。確かに、クロックレーザーの周波数を変えながら、Step 2 の発光強度変化を見れば、時計遷移の観測を行うことは可能である。しかしその場合、発光強度が減っても、それが初期原子数の減少によるものなのか、時計遷移によるものなのか区別がつかず、結果として信号の S/N の低下につながってしまう。

実験では、「1 段目 MOT → 2 段目 MOT → 光格子ポテンシャルへの導入 → 時計遷移の励起 → 原子数の規格化」が 1 サイクルで、所要時間はおよそ 3 秒である。このサイクルをクロックレーザーの周波数を変えながら繰り返し、励起効率 κ の変化を見ることで、時計遷移の分光を行っている。

4.2 サイドバンドスペクトルの観測

本実験では次に、時計遷移を利用して、光格子ポテンシャルの閉じ込めの強さ、ならびにトラップ中の原子の温度を求めた^[5]。図 7 にその結果を示す。図 7 は、横軸がクロックレーザーの周波数 (Laser detuning)、縦軸が時計遷移の励起効率 κ (Excitation fraction) である。横軸の原点は時計遷移の共鳴周波数である。中心のキャリアに加えて、両サイドに 2 つのサイドバンド (Red sideband と Blue sideband) が観測されている。このスペクトルの意味は以下のように説明できる。

光格子ポテンシャルは調和振動子ポテンシャルで良く近似できる。したがって、トラップの振動周波数を ω としたとき、トラップ中のエネルギー準位 (振動準位) は、間隔 $\hbar\omega$ で下から順に $|g, 0\rangle, |g, 1\rangle, \dots |g, n\rangle$ と等間隔に並んでいる。ここで、1 番目は原子の状態 (g が基底状態、 e が励起状態)、2 番目が振動準位の番号を表す。また、 \hbar はプランク定数 h を 2π で割った値である。今、魔法波長の光格子レーザーを使っているため、励起状態の振動周波数も全く同じ ω となっており、振動準位も同じく間隔 $\hbar\omega$ で下から順に $|e, 0\rangle, |e, 1\rangle, \dots |e, m\rangle$ と並んでいる。原子を光格子ポテンシャルにトラップした段階では、原子はその温度を反映して基底状態の各振動準位 ($|g, 0\rangle, |g, 1\rangle, \dots$) に分布している。そこから励起状態の振動準位に励起される確率は、波動関数の重なりから計算でき、同じ番号の振動準位

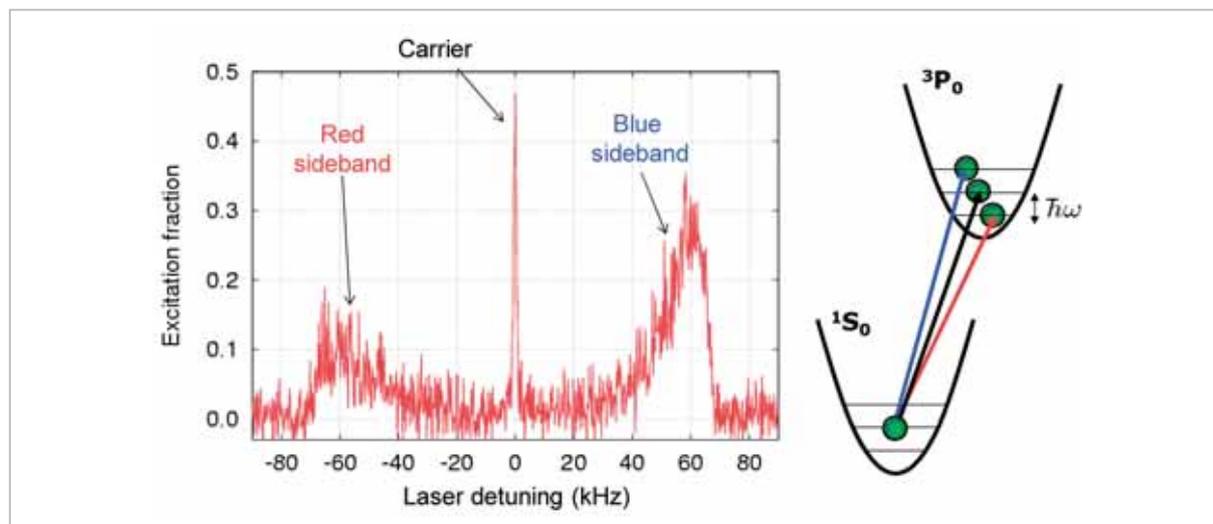


図 7 光格子ポテンシャルのサイドバンドスペクトルの観測

への遷移確率が一番大きくなる。したがって、 $|g, 0\rangle \rightarrow |e, 0\rangle$ 、 $|g, 1\rangle \rightarrow |e, 1\rangle$ 、…という遷移が一番おきやすい。魔法波長を使っている場合、これらの遷移周波数は全て同じであるため、図7の0 Hz 付近のように鋭いピーク(キャリア)として観測される。次に、遷移が起きやすいのは振動準位が1つ変化する遷移である。すなわち、 $|g, 0\rangle \rightarrow |e, 1\rangle$ 、 $|g, 1\rangle \rightarrow |e, 2\rangle$ …もしくは $|g, 1\rangle \rightarrow |e, 0\rangle$ 、 $|g, 2\rangle \rightarrow |e, 1\rangle$ …といった遷移である。このときの共鳴周波数は、キャリアからエネルギーにして $\hbar\omega$ (振動準位ひとつ分) ずれた値になる。ここで、振動準位がひとつ増える遷移は共鳴周波数が高くなるので Blue sideband、ひとつ減る遷移は共鳴周波数が低くなるので Red sideband と呼ばれ、図7のようにキャリアの両側に観測される。キャリアとサイドバンドの間隔は、光格子ポテンシャルの振動準位の間隔を反映している。したがって、図7のスペクトルから、本実験の光格子ポテンシャルの振動周波数が $2\pi \times 60$ kHz とわかる。なお、詳細は省くが、サイドバンドのスペクトル幅がキャリアに対して広がっているのは、本実験で1次元(1軸方向のみ)の光格子ポテンシャルを利用していることが原因である。

振動周波数 ω がわかると、光格子ポテンシャルの閉じ込めの強さ、すなわち先に述べたラム・ディッケパラメータ η を求めることができる。 η は式(1)を式変形することにより、以下のようにトラップの振動周波数を使って表すこともできる。

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_R}{\omega}}$$

ここで、 ω_R はクロックレーザーによる反跳周波数である。反跳周波数 ω_R は $\hbar k^2 / (2m)$ (ここで、 k はクロックレーザーの波数、 m はストロンチウム原子の質量) で、698 nm なら $2\pi \times 4.68$ kHz である。本実験のトラップ周波数から計算すると、 $\eta = 0.28$ となり1より十分小さく、確かにラム・ディッケ束縛の条件を満たしていることがわかる。

さらに、図7のスペクトルから、光格子ポテンシャル中の原子の温度を求めることもできる。原子の温度が低くなればなるほど、いちばん下の振動準位 $|g, 0\rangle$ にいる原子数が増える。 $|g, 0\rangle$ から励起される際には、すでに最低の振動準位にい

るので、振動準位の値が減ることはありえない。すなわち、Red sideband には寄与しなくなる。よって、Red sideband が Blue sideband に対していかに低くなっているかを見ると、 $|g, 0\rangle$ にいる原子がいかに多いか、すなわち原子がどれだけ冷却されているかがわかる。この方法を使い図7から求めた結果、本実験での原子の温度は $3 \mu\text{K}$ であった。

4.3 クロックレーザー周波数の時計遷移への安定化

本実験で観測したいのは、トラップ中でも遷移周波数に変化しない、図7のキャリアのスペクトルである。図8にそのキャリアを精密分光した結果を示す。横軸はクロックレーザーの周波数(観測された共鳴の中心を0 Hz としている)、縦軸は励起効率である。観測されたスペクトル線幅は45 Hz であった。これは残留磁場により、基底状態および励起状態の超微細構造がゼーマン分裂を起こした結果であると考えている。

次に、このスペクトルの中心にクロックレーザーの周波数を安定化した。具体的な方法を図9に示す。図8のスペクトルの左右の山の中腹を、サイクルごとに交代でモニターし、その励起効率の違いをもとめる。この励起効率の違いから、中心周波数がどちらにどのくらいずれているかを計算することができる。そして、そのずれを打ち消すようにクロックレーザーの周波数を AOM で調整する。このフィードバックを続け続けることで、クロックレーザーの中心周波数は常に時計遷移に共鳴するように安定化される。本実験では1サイ

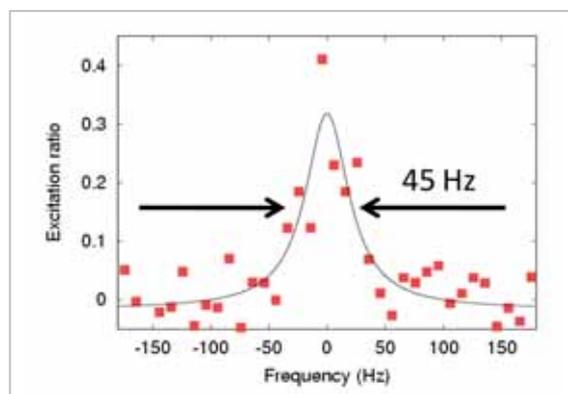


図8 ^{87}Sr 時計遷移のスペクトル

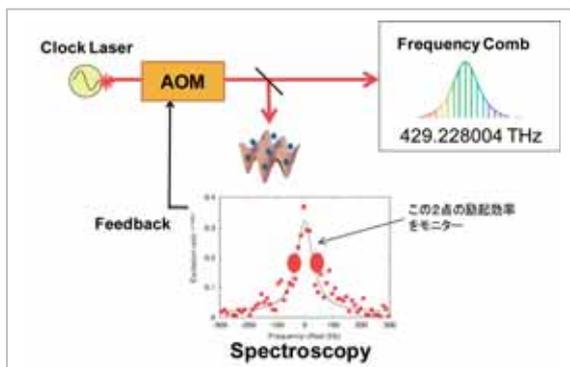


図9 クロックレーザー周波数の時計遷移への安定化

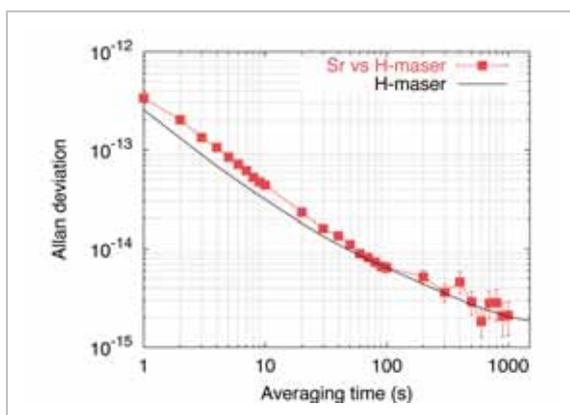


図10 Srの時計遷移に安定化されたクロックレーザーと水素メーザーの安定度比較

クルにかかる時間が3秒程度なので、6秒ごとにフィードバックがかけられている。こうして安定化されたクロックレーザーを、光周波数コムを使って水素メーザーと比較した。具体的には、水素メーザーに安定化されたコムと、Srの時計遷移に安定化されたクロックレーザーのビートを、ゼロドッドタイム周波数カウンター (Pendulum社、CNT-91) で測定した。図10に結果を示す。横軸は平均化時間 (Averaging time)、縦軸はAllan deviationである。観測されたAllan deviationは水素メーザーでリミットされており、本実験の光格子時計の安定度が、水素メーザーより高い安定度を持っていることが確かめられた。今後、光格子時計の安定度を見るために、本プロジェクトで開発しているカルシウムイオン時計、CSO、もしくはファイバーリンクを用いて東大のSr光格子時計と比較することを計画している。

5 まとめと今後の展望

今回、我々は⁸⁷Srをレーザー冷却し、光格子ポテンシャルに捕獲することに成功した。また、クロックレーザーの開発を行い、⁸⁷Srの時計遷移を線幅45 Hzで測定した。さらに、クロックレーザーの周波数を時計遷移に安定化した。周波数コムを使い、このクロックレーザーと水素メーザーの安定度を比較した結果、安定度は水素メーザーでリミットされていた。すなわち、本実験の光格子時計は水素メーザーを大きく上回る安定度を持っていることが確認された。

今後の展望としては、まずクロックレーザーの性能向上が考えられる。現在、本プロジェクトでは、ミラーの熱雑音レベルが低くさらに床からの振動の影響も受けにくい光共振器の開発を行っている[13]。これが設計通りの性能を発揮すれば、1秒で 10^{-16} 台の安定度をもつクロックレーザーが実現される。光格子時計に関しては、上でも述べたように現在のスペクトルは外部磁場の影響を受けていると考えている。この問題を克服するには、光ポンピングの技術を用いて原子を両端の磁気副準位に偏極させ、両スペクトルの共鳴周波数の平均値をとればよい。また、より高速にクロックレーザーの周波数にフィードバックをかける、すなわちサイクルタイムを短くするには、トラップする原子数のさらなる向上が不可欠である。さらに、1.5 μm 通信帯ファイバーリンクを用いてNICTから60 kmの距離にある東大のSr光格子時計と直接比較を行い、両者の高さの違いに起因する重力シフトを検出する実験も興味深い。東大とNICTの標高差はおよそ60 mであるので、重力シフトは3 Hzほどと予測される。NICTの光格子時計が確度にして 10^{-15} 台の前半で安定に動作するようになれば、この重力シフトの検出も十分実現可能である。

謝辞

本研究を進めるにあたり絶えずご支援頂いた、梶田雅稔氏、熊谷基弘氏、李瑛氏、野上朝彦氏、C. R. Locke氏、J. G. Hartnett氏 (The University of Western Australia)、G. Santarelli (SYRTE) に深く感謝いたします。

参考文献

- 1 H. Katori, "Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement," Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 323–330, 2002.
- 2 Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, and Hidetoshi Katori, "An optical lattice clock," *Nature*, Vol. 435, pp. 321–324, 2005.
- 3 R. H. Dicke, "The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines," *Physical Review*, Vol. 89, No. 2, pp. 472–473, 1953.
- 4 Masao Takamoto and Hidetoshi Katori, "Spectroscopy of the $^1S_0 - ^3P_0$ Clock Transition of ^{87}Sr in an Optical Lattice," *Physical Review Letters*, Vol. 91, No. 22, p. 223001, 2003.
- 5 D. J. Wineland and Wayne M. Itano, "Laser cooling of atoms," *Physical Review A*, Vol. 20, No. 4, pp. 1521–1540, 1979.
- 6 Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsianikov, "Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap," *Physical Review Letters*, Vol. 91, No. 17, p. 173005, 2003.
- 7 Gretchen K Campbell, Andrew D Ludlow, Sebastian Blatt, Jan W Thomsen, Michael J Martin, Marcio H G de Miranda, Tanya Zelevinsky, Martin M Boyd, Jun Ye, Scott A Diddams, Thomas P Heavner, Thomas E Parker, and Steven R Jefferts, "The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition," *Metrologia*, Vol. 45, pp. 539–548, 2008.
- 8 X. Baillard, M. Fouche, R. Le 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," *The European Physical Journal D*, Vol. 48, pp. 11–17, 2008.
- 9 F.-L. Hong, M. Musha, M. Takamoto, H. Inaba, S. Yanagimachi, A. Takamizawa, K. Watabe, T. Ikegami, M. Imae, Y. Fujii, M. Amemiya, K. Nakagawa, K. Ueda, and H. Katori, "Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer," *Optics Letters*, Vol. 34, No. 5, pp. 692–694, 2009.
- 10 Sergey G. Porsev and Andrei Derevianko, "Hyperfine quenching of the metastable $^3P_{0,2}$ states in divalent atoms," *Physical Review A*, Vol. 69, p. 042506, 2004.
- 11 Takashi Mukaiyama, Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Ying Li, and Makoto Kuwata-Gonokami, "Recoil-Limited Laser Cooling of ^{87}Sr Atoms near the Fermi Temperature," *Physical Review Letters*, Vol. 90, p. 113002, 2003.
- 12 R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Applied Physics B*, Vol. 31, pp. 97–105, 1983.
- 13 Michi Koide and Tetsuya Ido, "Design of Monolithic Rectangular Cavity of 30-cm Length," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 49, p. 060209, 2010.



やまぐち あつし
山口敦史

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ専攻研究員
博士(理学)
原子周波数標準



しが のぶやす
志賀信泰

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ特別研究員
博士(理学)
原子周波数標準

なが の しげ お
長野重夫

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ主任研究員
博士(理学)
光周波数標準、精密時空計測



いしじま ひろし
石島 博

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ技術員
原子周波数標準



こやま やすひろ
小山泰弘

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループグループリーダー 博士(学術)
宇宙測地、電波科学



ほそかわ みずひこ
細川瑞彦

新世代ネットワーク研究センター
研究センター長 博士(理学)
原子周波数標準、時空計測



いど てつや
井戸哲也

新世代ネットワーク研究センター
光・時空標準グループ主任研究員
博士(工学)
光周波数標準・光精密計測・光周波
数精密伝送