

## 3-4 フェムト秒レーザー光周波数コムによる精密周波数計測

### 3-4 Development and Stable Operation of Femtosecond Laser Frequency Combs toward Optical Frequency Standards

長野重夫 伊東宏之 李 瑛 熊谷基弘 Clayton R. Locke

John G. Hartnett 細川瑞彦

NAGANO Shigeo, ITO Hiroyuki, LI Ying, KUMAGAI Motohiro, Clayton R. Locke, John G. Hartnett, and HOSOKAWA Mizuhiko

#### 要旨

光周波数標準は、新しい秒の定義を提供する次世代の周波数標準として、世界各国の標準機関で開発が進められている。その開発におけるキーデバイスのひとつが、フェムト秒パルスモード同期レーザーを利用した光周波数コムである。フェムト秒レーザー光周波数コムは、マイクロ波と光周波数を精度を損なわずに直接リンクすることを可能にした。我々は、高精度かつ高安定な光周波数コムを開発し、NICTで開発中である光周波数標準の絶対周波数計測のために運用してきた。本解説では、開発された光周波数コムの詳細とそれらの計測性能について報告する。

Optical frequency standards are being developed worldwide to lead a new definition of the unit of time. An optical frequency comb based on a femtosecond-pulse mode-locked laser is a key component for the development of optical frequency standards, since it enabled to directly link the optical and microwave frequencies with unprecedented accuracy. We have developed femtosecond-laser optical frequency combs and applied them to the absolute frequency measurements of a clock laser for optical frequency standards in NICT. In this article, we present the characteristics of the optical frequency combs developed.

#### [キーワード]

光周波数標準, 光時計, 光周波数コム, フェムト秒パルスモード同期レーザー  
Optical frequency standard, Optical clock, Optical frequency comb,  
Femtosecond-pulse mode-locked laser

## 1 はじめに

光周波数標準は、原子の光領域にある量子遷移を利用した周波数標準器である。これは、セシウム原子の基底状態の超微細構造間遷移で定義された9.2 GHzのマイクロ波周波数標準よりも原理的に高い確度が期待できるため、新しい秒の定義を提供する次世代の周波数標準として世界各国で研究が進められている。光周波数標準の実現によって、これまでにない精密物理計測が可能となるため、新しい科学を切り開くためのツールとしても待望されている[1]-[3]。

光周波数標準は、クロックレーザー、標準用信号源と光周波数カウンターから構成されている。クロックレーザーは光共振器を使って、線幅の狭窄化と短期的な周波数安定度の向上を行い、量子遷移の精密分光に用いる。光格子中に閉じ込めた中性原子集団や電極でトラップされた単一イオンなどを標準用信号源にすると、量子遷移の周波数をシフトさせる要因から十分に孤立させることができる。最終的に、クロックレーザーの周波数をこの時計遷移周波数に一致するように制御を行うと、高い長期安定度も得られる。そのときの周波数を精密に測定することで、光時計を作り出せる。

しかしながら、光周波数標準と現行のマイクロ波標準との間には5桁にも及ぶ大きな周波数差があり、定義値の精度を光領域まで伝えて、絶対値の比較を行うことが困難であった。周波数チェーンによる周波数比較では、複数台のマイクロ波発振器とレーザーから構成された非常に大掛かりなシステムの連続運転を必要とし、測定に伴う誤差も大きかった[4]。さらに、特定の周波数しか測定できないなどの問題点もあった。ところが、この事情は前世紀末に実現したフェムト秒モード同期レーザーによる光周波数コムによって一変した[5][6]。光周波数コムを使うと、光とマイクロ波を精度を損なわずに直接リンクすることが可能になり、その結果、計測精度を飛躍的に向上させることができる。また、測定できる周波数にあまり大きな制限もないなど、光周波数カウンターとして容易に利用できる。これらの利点によって、光周波数コムは光周波数標準実現の展望を開いた。

## 2 フェムト秒パルスモード同期レーザーによる光周波数コム

### 2.1 フェムト秒レーザー光周波数コムの原理

モード同期レーザーの出力は図1(a)のような光パルスになる。単一パルスの電場振幅を  $E_1(t) = \hat{E}(t - m\tau_r) \exp(i\omega_c t + i\phi_0)$  とすると、パルス列の電場  $E(t)$  は

$$E(t) = \sum_m \hat{E}(t - m\tau_r) e^{i\{\omega_c t - m\omega_c \tau_r + m\Delta\phi + \phi_0\}} \quad (1)$$

となる。ここで、 $\hat{E}$  はパルス包絡線、 $\omega_c$  はキャリア角周波数、 $\phi_0$  は初期位相で  $\tau_r$  はパルス繰り返し周期である[7]。また、 $\Delta\phi$  は1パルスごとにずれていく電場ピークと包絡線ピークの位相差を表しており、carrier-envelope (CE) オフセット位相と呼ばれる。 $E(t)$  をフーリエ変換すると

$$E(\omega) = e^{i\phi_0} \sum_m e^{i\{m\Delta\phi - m\omega\tau_r\}} \tilde{E}(\omega - \omega_c) \quad (2)$$

が得られる。ここで、 $\tilde{E}(\omega) \equiv \int dt \hat{E}(t) \exp(-i\omega t)$  と定義した。パルス間は  $2\pi \times$  整数だけ位相シフトしているから、総和内の指数部分によってコヒーレントに加算されるスペクトル成分が重要となる。これは  $\omega = 2n\pi/\tau_r + \Delta\phi/\tau_r$  という条件で表すこ

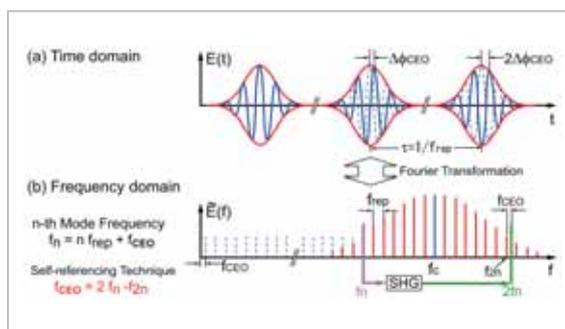


図1 フェムト秒レーザー光周波数コムの原理

The output field of a mode-locked laser in the time domain (a) and frequency domain (b). The concept of the self-referencing technique for the measurement of the carrier-envelope offset frequency  $f_{ceo}$  is also illustrated in the frequency domain.

とができ、パルス繰り返し周波数を  $f_{rep} \equiv 1/\tau_r$ 、CE オフセット周波数を  $f_{ceo} \equiv (\Delta\phi/2\pi)f_{rep}$  と定義すれば、

$$f(n) = nf_{rep} + f_{ceo} \quad (n: \text{a large integer}) \quad (3)$$

と書ける。よって、時間軸上で正確に一定の時間間隔で発せられたモード同期レーザーの光パルスは、周波数領域ではモード間隔が  $f_{rep}$  で、全体として  $f_{ceo}$  だけ周波数シフトしている多数のモードの集合体(光周波数コム)になる(図1(b))。

光周波数コムによるレーザーの絶対周波数計測では光ヘテロダイン干渉法を行う。測定したいレーザー周波数を  $f_{CW}$  とするとき、その周波数に最も近い周波数を持つ光コムの  $n$  番目のモードとのヘテロダイン干渉によって得られるビート周波数は  $f_{beat} = f_{CW} - nf_{rep} - f_{ceo}$  となる。ここで、 $f_{beat}$ 、 $f_{rep}$  と  $f_{ceo}$  は、典型的には数 GHz 以下であるので、RF 周波数で市販の周波数カウンターで測定可能な範囲にある。実際に測定では、 $f_{beat}$  と  $f_{ceo}$  の符号について任意性が残るため注意が必要であるが、この詳細については後述する。また、精密計測を行うためには、光コムを構成する各モードの周波数を安定化しておく必要がある。式(3)によれば  $n$  番目のモード周波数は  $f_{rep}$  と  $f_{ceo}$  の2つの周波数のみで決定できるため、それらをマイクロ波標準に対して安定化することで、原理的に、全てのモード周波数を安定化できる。

光コムのモード周波数を安定化するために、 $f_{\text{rep}}$  と  $f_{\text{ceo}}$  の制御信号取得が必要不可欠となる。 $f_{\text{rep}}$  はレーザーから出射された光パルス列を高速光検出器で受光して、その時間間隔から直接測定できる。一方、モード同期レーザーの出射光スペクトルが1オクターブ以上に拡大している場合には、 $f_{\text{ceo}}$  検出に自己参照法と呼ばれる方法が採用できる[5]。自己参照法は光コムの長波長側にある  $n$  番目のモードの第2高調波  $2f(n)$  と短波長側の  $2n$  番目のモードとのヘテロダイン計測を行うことで、 $f_{\text{ceo}}$  をビート信号として検出する技術である(図1(b)):

$$2f(n) - f(2n) = 2(nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) - (2nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) = f_{\text{ceo}} \quad (4)$$

実際には、第2高調波発生(SHG)のために用いられる非線形光学結晶に位相整合された全てのモードが自己参照法に寄与する。

自己参照法は、既知の周波数で発振しているレーザーの補助なしに  $f_{\text{ceo}}$  を検出できる優れた技術である。しかし、利得スペクトルが1オクターブに達するレーザー媒質は存在しないため、モード同期レーザーの出射光スペクトルを何らかの非線形光学効果によって波長拡大しなければならない。フォトニック結晶ファイバーによって生じる自己位相変調を利用する方法が簡便で、最もよく採用される[8]。フォトニック結晶ファイバーは規則的に並んだ中空の微小構造で囲まれた微小コアを持ち、例えば、通常は  $1.3 \mu\text{m}$  にある、石英系ファイバーの零群速度分散波長を Ti:サファイアレーザーの中心波長である  $800 \text{ nm}$  付近に制御することができる。これにより、入射した光パルスを拡げずに長距離に渡って強い非線形効果を作動させて、光コムスペクトルを自己位相変調によって1オクターブ以上に波長拡大することが可能となる。しかし、フォトニック結晶ファイバーの利用には、以下の欠点がある:

- 光ファイバーへの結合がアライメントに敏感で、結合効率が長期的に低下する。
- 微小コアへビームを絞り込むため、ファイバー端面が損傷しやすい。
- 光ファイバー透過光に付加的な雑音が混入する[9]。

これらは、長時間安定で、再現性良く、精度の高

い計測が要求される光周波数標準には重大な問題となりうる。

フォトニック結晶ファイバーに関する問題は、広帯域光スペクトルを直接発生できるフェムト秒パルス固体レーザー[10]やモード同期ファイバーレーザーによって回避できる。

前者はレーザー結晶が持つ非線形性で生じる自己位相変調により、レーザー媒質の利得スペクトル外まで光スペクトルを拡大し、フォトニック結晶ファイバーなしで自己参照法を実現する。このようなレーザーでの光スペクトル拡大には、大きなパルスピークパワーによる強い非線形効果を得るために、超短パルス光の発生が特に重要となる。そのため、レーザー結晶での Kerr 効果とレーザー共振器内の群分散補償が注意深く設計される。チャープミラーと呼ばれるミラー表面から光が反射する場所までの深さに波長依存性を持つ誘電体多層膜ミラーをプリズムの代わりに使うと、高反射率と群分散補償を同時に実現できる[11]。また、レーザー共振器をコンパクトにできるので、機械的な安定度が増すとともに、 $f_{\text{rep}}$  が高くなるという利点もある。 $f_{\text{rep}}$  が高くなると、モード同期レーザーの平均出力を一定と仮定したときに光コムを構成するモード1本あたりのパワーが大きくなるので、被測定レーザーとのヘテロダイン計測において本質的に高い信号対雑音比(SN比)のビート信号が得られることになる。また、モード間隔が広がるため、不要なモードとの分離も良くなる。つまり、高い  $f_{\text{rep}}$  は、レーザーの絶対周波数計測の高精度化に貢献する。しかしながら、1パルスあたりのエネルギーが低下するので非線形光学効果は小さくなり、スペクトル幅の拡大に不利となることにも注意しなければならない。

モード同期ファイバーレーザーは、近年の高速光通信の発展に伴って、急速に研究が進められてきた。このレーザーは、希土類イオンを添加した光ファイバーをゲイン媒質としており、1 ps 以下の超短パルス発生と全ファイバー共振器化を実現できる。特に、波長  $1.5 \mu\text{m}$  の光を放射するエルビウム(Er)添加ファイバーレーザーは、石英系ファイバーの異常分散を利用することで共振器外部でパルス圧縮を行い、結合損失なしで非線形ファイバーに短パルス光を直接導入できる。これ

は、光周波数標準の定常運転において重要となる、光コムの数週間にも及ぶ連続運転を可能にした[12]。懸念であったファイバーレーザーの位相雑音についても、多大な努力により低ノイズ化が実現している[13][14]。ただし、非線形ファイバー導入前に光増幅が必要となることと Ti:サファイアレーザーより低い  $f_{\text{rep}}$  が弱点となっている。また、光標準の時計遷移周波数は可視から近赤外領域に存在することが多いため、通常は、光コムの変換を必要とする。

## 2.2 光周波数コムを用いた絶対周波数計測の方法

被測定レーザーの周波数  $f_{\text{CW}}$  は、それに最も近い周波数を持つ、光コム  $n$  番目のモード  $f(n)$  とのヘテロダイナイト周波数  $f_{\text{beat}}$  が得られるとき、

$$f_{\text{CW}} = f(n) \pm f_{\text{beat}} \quad (5)$$

の2つの場合が考えられる。 $f(n)$  については

$$f(n) = n f_{\text{rep}} \pm f_{\text{ceo}} \quad (6)$$

と書けるので、 $f_{\text{beat}}$  と  $f_{\text{ceo}}$  の符号に任意性が残されている。 $f_{\text{CW}}$  の計測では、これら2つの符号と整数  $n$  を決定しなければならない[15]。その手順は、(i)  $f_{\text{beat}}$  の符号決定、(ii)  $f_{\text{ceo}}$  の符号決定、(iii) 整数  $n$  の決定となる。

$f_{\text{beat}}$  の符号は、 $f(n)$  と  $f_{\text{CW}}$  の大小関係で決まるので、 $f_{\text{rep}}$  の変化に対する  $f_{\text{beat}}$  の振る舞いから決定することができて、

$$A \equiv \frac{\partial f_{\text{beat}}}{\partial f_{\text{rep}}} = \begin{cases} > 0 & \rightarrow f_{\text{CW}} < f(n) \\ < 0 & \rightarrow f_{\text{CW}} > f(n) \end{cases} \quad (7)$$

となる。 $f_{\text{beat}}$  の符号が決定すると、直ちに  $f_{\text{ceo}}$  の符号を調べることが可能となる。便宜的に、自己参照法干渉計から得られたビート信号周波数を  $F_{\text{ceo}} (0 \leq F_{\text{ceo}} \leq f_{\text{rep}}/2)$  と表すと、 $F_{\text{ceo}}$  を変化させたときの  $f(n)$  の振る舞いによって、以下の場合が考えられる：

$$B \equiv \frac{\partial f(n)}{\partial F_{\text{ceo}}} = \begin{cases} > 0 & \rightarrow f_{\text{ceo}} > 0 \\ < 0 & \rightarrow f_{\text{ceo}} < 0 \end{cases} \quad (8)$$

式(7)と(8)を利用すると、結局、 $f_{\text{CW}}$  は

$$f_{\text{CW}} = \begin{cases} n f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}} - f_{\text{beat}} & \text{sgn}(A) = \text{sgn}(B) = 1 \\ n f_{\text{rep}} - f_{\text{ceo}} - f_{\text{beat}} & \text{sgn}(A) = 1, \text{sgn}(B) = -1 \\ n f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}} + f_{\text{beat}} & \text{sgn}(A) = -1, \text{sgn}(B) = 1 \\ n f_{\text{rep}} - f_{\text{ceo}} + f_{\text{beat}} & \text{sgn}(A) = \text{sgn}(B) = -1 \end{cases} \quad (9)$$

に場合分けできる。ここで、 $\text{sgn}(x)$  は符号関数で  $x > 0$  のとき  $\text{sgn}(x) = 1$ 、 $x < 0$  のとき  $\text{sgn}(x) = -1$  とする。

整数  $n$  の決定は、 $f_{\text{beat}}$  と  $f_{\text{ceo}}$  の符号を考慮して、

$$n = \frac{f_{\text{CW}} \pm f_{\text{ceo}} \pm f_{\text{beat}}}{f_{\text{rep}}} \quad (10)$$

を計算しなければならない。このとき、 $n$  の整数1桁目を十分な精度で決定するために  $f_{\text{CW}}$  を波長計で測定する必要がある。例えば、式(10)右辺の分子が 400 THz、分母の  $f_{\text{rep}} = 1$  GHz のとき、波長計の分解能は7桁が要求される。この要求は市販の波長計で十分に満たせる。以上の手順と測定された  $f_{\text{beat}}$  から、被測定レーザーの絶対周波数を求めることができる。

測定された絶対周波数の確度は、光コムで参照したマイクロ波標準の確度で制限されることに注意すべきである。協定世界時(UTC: Coordinated Universal Time)を基準にした絶対周波数を得るためには、UTCに対する、参照マイクロ波標準の周波数補正を行わなければならない。マイクロ波標準が標準機関で発生・維持されている時系や GPS time とリンクされている場合、国際度量衡局から毎月発行される Circular T に掲載される、UTCとの時刻差データを利用することができる[16]。

## 3 フェムト秒レーザー光周波数コムの開発

ここでは、我々が開発したフェムト秒パルスモード同期レーザーを利用した3台の光周波数コムについて説明する。

### 3.1 Venteon OSフェムト秒モード同期レーザーによる光周波数コム(NICT-FCB1)

#### 3.1.1 レーザー・光学系

Nanolayers社の Venteon OSはパルス繰り返し周波数 200 MHz のチャープミラー型モード同期



成した。一方、 $f_{\text{rep}}$  はメインビームの一部をサンプルし、光パルス列を高速光検出器 (PD1) で受光して、パルス列の時間間隔を計測することで決定する。

### 3.1.2 周波数制御系

$f_{\text{ceo}}$  は位相同期ループ (PLL) で基準周波数にロックする。30 MHz の基準周波数は水素メーザーを外部基準に入力した direct-digital synthesizer (DDS) で発生させている。フリーラン時の  $f_{\text{ceo}}$  揺らぎは数 10 kHz と大きいため、基準周波数へのロックアクイジションを容易にし、ロック後のフェーズスリップを防止するために、広い位相比較可能範囲を持つデジタル位相比較器 (Digital phase detector) を利用して、 $f_{\text{ceo}}$  制御信号を取得している [18]。

チャープミラー型モード同期レーザーの場合は、 $f_{\text{ceo}}$  の制御にポンプ光パワーが利用できる [7]。そこで、ポンプ光軸上に配置された音響光学変調器 (AOM) に得られた制御信号をフィードバックした。制御帯域は 5 kHz で、これは AOM による位相遅れで制限されている。フーリエ周波数 1 Hz での制御ゲインは 160 dB 以上を達成している。周波数カウンターによる測定から、 $f_{\text{ceo}}$  の基準周波数に対する相対揺らぎがゲート時間 1 s で 1 mHz 以下であることが分かった。これは  $f_{\text{ceo}}$  制御系の等価周波数安定度として  $10^{-18}$  レベルに相当する。

パルス光検出や電気回路などから混入する余剰雑音の影響を減少させるために、 $f_{\text{rep}}$  の第 5 高調波が PLL を使って基準周波数にロックされる [19][20]。この基準周波数の揺らぎは、 $n$  通倍されて光周波数領域に現れることに注意しなければならない。そこで、この基準周波数は NICT が所有する高精度マイクロ波標準を 10 通倍して作った 1 GHz 信号と DDS で発生させた約 100 kHz 信号から生成した。 $f_{\text{rep}}$  揺らぎはレーザー共振器内での光路長変動に依存するが、Venteon OS は機械的に安定であり、共振器長揺らぎが小さいため、フリーラン時の  $f_{\text{rep}}$  揺らぎが小さい。そのため、double-balanced mixer (DBM) を使って、制御信号を取得することができた。制御信号の低周波成分をレーザーミラーに取り付けられた slow PZT にフィードバックし、変動の大きな長周期揺らぎを抑圧して安定なロックを実現している。一方、高周波成分を fast PZT にフィードバックする

ことで、制御帯域を広げ、大きな制御ゲインを達成している。この制御系のユニティゲイン周波数は 500 Hz で、2つの制御ループが重なる cross-over 周波数は 50 Hz であった。この制御系の等価周波数安定度は、カウンター分解能で決まる  $2 \times 10^{-14}$  (@1 s) 以下である。

## 3.2 Gigajet 20Wフェムト秒モード同期レーザーによる光周波数コム (NICT-FCB2)

### 3.2.1 レーザー・光学系

Gigaoptics 社の Gigajet 20 W はパルス繰り返し周波数 1 GHz、平均出力 800 mW のチャープミラー型モード同期 Ti:サファイアレーザーである (表 1) [21]。レーザー共振器は光路長 30 cm の蝶ネクタイ型で、曲率半径 30 mm の 2 枚の球面鏡の間に Ti:サファイア結晶を配置することで大きなカーレンズ効果による短パルス化を行っている (図 4)。また、ミラーの一枚が曲率半径 1 m の凸面鏡 (CM) になっており、スペクトルの拡大に寄与している。Gigajet 20 W は  $f_{\text{rep}}$  が高く、被測定レーザーとのヘテロダイン計測において SN 比の良いビート信号が得られるが、光スペクトル幅は図 5 に示したように 1 オクターブに達しない。そこで、短波長側のモードの SHG 光と長波長側のモードの第 3 高調波 (THG) を使った 2f-to-3f 自己参照法を採用した [22]。レーザー出射光のうち波長 740 nm 以下の光は BS1 によって自己参照法用干渉計の SHG アームへ反射され、それ以上の波長を持つ光は透過して THG アームに導入される。SHG アームでは厚さ 0.3 mm の TypeI  $\beta$ -barium-borate (BBO) 結晶を使い、640 nm 光を SHG である紫外光 (320 nm) に変換する。一方、THG アームでは 960 nm の THG 光を得るために 2 段階のプロセスを踏んでいる。まず、長さ 3 mm の TypeI KNbO<sub>3</sub> 結晶により 960 nm 光の SHG 光を発生させる。次に、その SHG 光と基本波である 960 nm 光の和周波光を厚さ 0.5 mm の TypeI BBO 結晶で発生させる。ここで、両腕からの出射光波長、パルス到着時間と空間モードを一致させることで 2つのビームが干渉し、 $f_{\text{ceo}}$  をビート信号として SN 比良く検出できることに注意しなければならない。そのため、光スペクトルアナライザーを利用して、波長を 1 nm 精度で一致させると同時に、

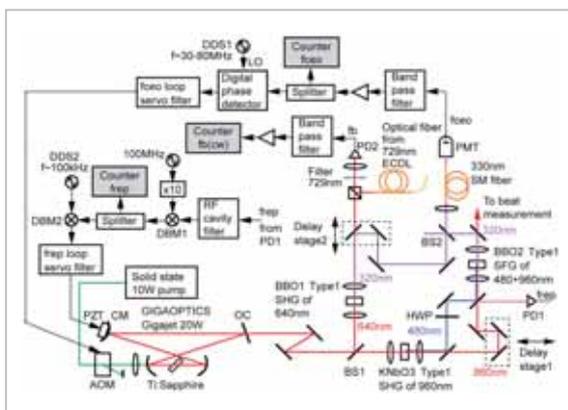


図4 Gigajet 20W フェムト秒レーザーによる光周波数コム

Experimental setup of optical frequency comb based on Gigajet 20W (NICT-FCB2). PD: photodiode, DBM: double-balanced mixer, DDS: direct-digital synthesizer, PZT: piezo-electric transducer, AOM: acousto-optic transducer, HWP: half-wave plate, BBO:  $\beta$ -barium-borate crystal, OC: output coupling mirror, CM: convex mirror, BS: beamsplitter, PMT: photomultiplier tube, SM fiber: single-mode fiber. Counters and DDSs have common rf-reference, although it is not illustrated in here.

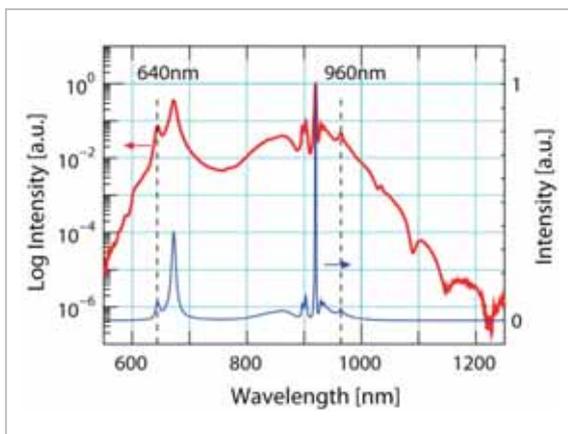


図5 Gigajet 20W の出射光スペクトル

Output spectrum of Gigajet 20W mode-locked laser on a linear (blue thin line) and logarithmic scale (red bold line). The spectral components at 640 and 960 nm are used for the 2f-to-3f self-referencing technique (indicated by the two dotted lines).

delay stage2を利用して光路長を合わせ込んでいる。さらに、不要な横モードを除去するためにSMファイバーを透過させた。干渉計出射ポートでの光量は3 nW程度と非常に小さいため、放射感度の高いPMTを使用した。得られた $f_{ceo}$ ビート信号ス

ペクトルのSN比は30 dB(RBW = 300 kHz)であった。 $f_{rep}$ はTHGアーム光の一部をPD1で直接受光することで観測している。

### 3.2.2 周波数制御系

NICT-FCB2の $f_{ceo}$ 、 $f_{rep}$ 制御も、それぞれポンプ光パワーとレーザー共振器長を利用する。 $f_{ceo}$ 制御系の設計は、NICT-FCB1のものを踏襲しており、その性能もほぼ同じである。

$f_{rep}$ については、その基本波を基準周波数と比較することで、PLLに必要な制御信号を取得している。その制御信号をCMに取り付けられたPZTにフィードバックすることでレーザー共振器長を変化させ、 $f_{rep}$ の安定化を行う。高周波でのレーザー共振器自体の安定度を積極的に利用するために、制御帯域は1 kHzに設定した。 $f_{rep}$ 揺らぎは、周波数カウンターの分解能で制限される $2 \times 10^{-14}$ (平均時間1 s)に達していることが確認された。

### 3.3 Erファイバーモード同期レーザーによる光周波数コム (NICT-FCF1)

#### 3.3.1 レーザー・光学系

光源はパルス繰り返し周波数55 MHz、平均出力5 mWのモード同期Erファイバーレーザーである[23]。このレーザーは、全ファイバー化されたリング共振器構造を持ち、偏波依存アイソレーター、偏光コントローラー、アウトプットカップラーと波長分割多重化(WDM)カップラーから構成される(図6)。励起光源には波長980 nmの半導体レーザーを使用している。モード同期は、ファイバー内での偏光状態がパルス強度に依存して変化する性質、いわゆる非線形偏波回転を利用する[24]。これはNICT-FCB1、FCB2におけるカーレンズモード同期と同様の物理的機構として説明できる。偏光依存アイソレーター出射光の直線偏光は偏光コントローラーまで伝播する間に回転するが、偏光コントローラーをパルス強度の強い中心部分が透過するように調整しておく、強度の弱いパルスの両翼を遮断し、パルスが偏光素子を透過するごとにその幅を狭窄化できる。実測されたパルス幅は351 fsで、このときの光スペクトルを図7(a)に示した。中心波長とスペクトル幅は、それぞれ1557 nm、約14 nmである。光スペクトルの両側に現れているKellyサイドバンドは、

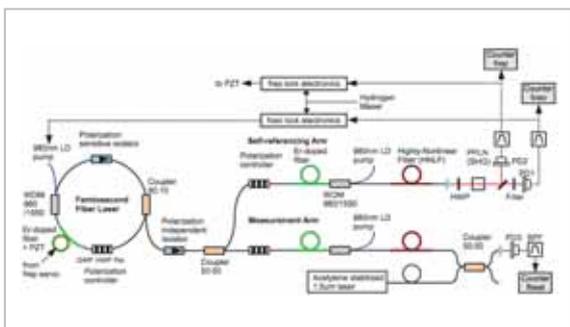


図6 Erファイバーモード同期レーザー光周波数コム

Experimental setup of optical frequency comb based on Er: fiber mode-locked laser (NICT-FCF1). PD: photodiode, PZT: piezo-electric transducer, HWP: half-wave plate, PPLN: periodically poled lithium niobate crystal, WDM: wavelength-division multiplexing coupler. Counters have common rf-reference, although it is not illustrated in here.

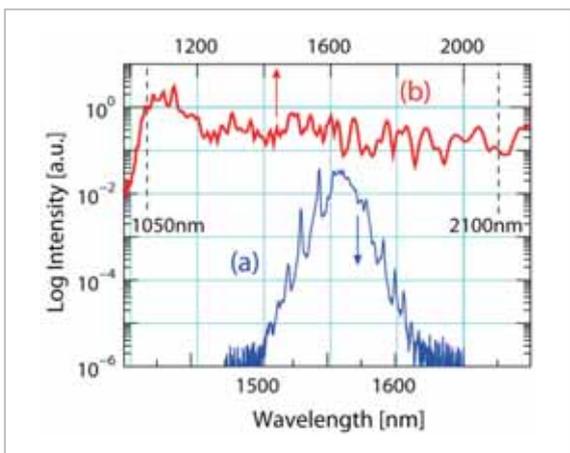


図7 モード同期ファイバーレーザーの出射光スペクトル

Output spectra of Er: fiber mode-locked laser before (blue line) and after highly nonlinear fiber (red bold line). The spectral components at 1050 and 2100 nm are used for the self-referencing technique (indicated by the two dotted lines).

ソリトン領域にある光パルスが共振器を巡回する毎に周期的変動を受けていることを示唆している[25]。また、このレーザーは自動モード同期が可能で、Ti:サファイアレーザーのように機械的衝撃を必要としない。

レーザー出射光は3 dB カップラーで分割されて、自己参照法アームと周波数計測アームに導入される[26]。自己参照法アームの光は、Er 添加光

ファイバー増幅器(EDFA)によって平均出力90 mW まで増幅された後、高非線形ファイバーで波長拡大される。このとき、EDFA 入射パルス光を pre-chirp させておけば、EDFA 内での波長分散の影響を打ち消して、高非線形ファイバーとの強い相互作用が得られる。高非線形ファイバー透過後の光スペクトルを図7(b)に示した。スペクトルは1 μm ~ 2.2 μm 以上に広がっており、1 オクターブ超を達成した。 $f_{ceo}$  検出には、common-path 方式自己参照法干渉計を採用した。この方式は高非線形ファイバー後に融着された SM ファイバーの波長分散を調整することで、光路長合わせを行う。2100 nm 光は長さ1 mm の周期分極反転 LiNbO<sub>3</sub> (PPLN) 結晶を使って、高効率に SHG 光に変換している。その SHG 光と 1050 nm 光を PD1 上で干渉させ、 $f_{ceo}$  をビート信号として得る。その  $f_{ceo}$  ビート信号の SN 比は 35 dB (RBW = 300 kHz) であった。 $f_{rep}$  は PPLN 結晶透過光の一部をビームスプリッターで取り出し、PD2 で光パルス列を受光することで検出する。

### 3.3.2 周波数制御系

$f_{ceo}$  は、水素レーザーに同期している DDS 発振器からの 21 MHz 信号に PLL で安定化される。ファイバーレーザーのポンプ光強度変調を行うために、アクチュエータとしてポンプ LD 電流を利用している。制御帯域は 20 kHz で、フーリエ周波数 1 Hz での制御ゲインは 200 dB を達成している。 $f_{ceo}$  の基準周波数に対する相対揺らぎは平均化時間 1 s で 10 mHz 以下であり、これは光領域で  $10^{-17}$  位の周波数安定度に相当する。一方、 $f_{rep}$  は、過剰位相雑音の影響を除去するために、その第 18 高調波を PLL で周波数基準にロックした。制御信号を、Er 添加ファイバーを巻いた直径 60 mm の円筒型 PZT にフィードバックすることで、共振器長制御を行っている。制御帯域は約 200 Hz で、PZT の機械共振周波数で制限されている。ダイナミックレンジは約 400 Hz で、共振器の温調制御を行うことで数日間に渡る連続運転が可能となった。

## 4 光周波数コムによる精密周波数計測

ここでは、NICT-FCB1 と FCB2 を用いて行った、光コムの計測精度評価実験について報告す

る。ファイバー光コムによる、光通信波長帯 1.5 μm 光源の長時間連続周波数計測についても紹介する。

#### 4.1 広帯域Ti:サファイアレーザー光周波数コムの性能評価

図8は、NICT-FCB1とFCB2の計測精度を評価するための実験配置図である[27]。水素メーザーを共通の参照標準とした2台の光コムで、高フィネスFabry-Perot (FP)共振器に周波数安定化された波長729 nmの外部共振器型半導体レーザー (ECDL) [28]の絶対周波数を同時に計測した。図9(b)は、それぞれで独立に測定されたECDLの絶対周波数を表している。便宜上、周波数オフセット 411 041 304 103 330 Hzと1次の周波数ドリフト 45 mHz/sを引き算してある。両者は非常に良く一致している。短期での周波数揺らぎは参照標準である水素メーザーに起因していると考えられる。広帯域光スペクトルを直接発生できるTi:サファイアレーザーを採用したNICT-FCB1とFCB2は、アライメント調整等なしで16時間以上の連続運転を達成することができた。図10(a)、(b)は、測定された周波数から計算されたラン分散である。短期安定度は参照した水素メーザー(図10(c))で制限されていることが分かる。長期には、FP共振器のスペーサー材に採用した超低膨張ガラスの経年変化に起因した共振器長変動の影響が現れている。

通常、光コムのマイクロ波から光へのリンク精度は非常に高く、参照マイクロ波標準によって測定精度が制限される。前述のように、NICT-FCB1とFCB2に対する状況も同様である。そこで、光コム自体の性能を確認することを目的として、2台の光コムの比較実験を行った。2台の光コムで測定されたECDLの周波数 $f_{cw1}$ 、 $f_{cw2}$ は、それぞれ

$$f_{cw1} = n_1 f_{rep1} + f_{ceo1} + f_{beat1} \quad (11)$$

$$f_{cw2} = n_2 f_{rep2} + f_{ceo2} + f_{beat2} \quad (12)$$

と書ける。 $(f_{ceo1}, f_{beat1})$ の符号は適当に設定した。) 原理的に $f_{cw1} = f_{cw2}$ なので、周波数差

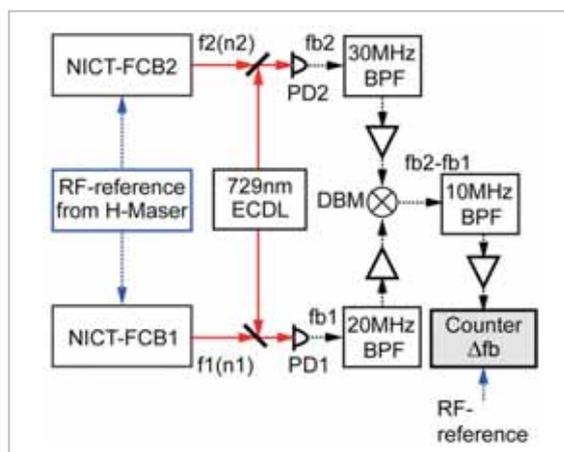


図8 2台の光周波数コムによる計測性能評価のための実験配置図

Experimental setup for the comparison of absolute frequencies measured by two FFLCs. PD: photodiode, DBM: double-balanced mixer, BPF: band-pass filter, ECDL: extended cavity diode laser. The triangles indicate rf amplifiers.

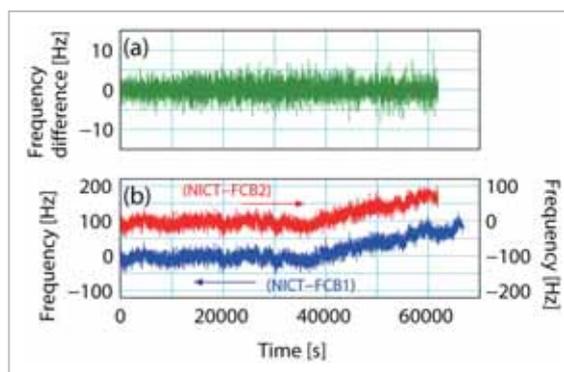


図9 2台の光周波数コムで測定したレーザー絶対周波数 (b) とその差周波 (a)

(a) Difference of absolute frequencies measured by two independent FFLCs. (b) The blue and red lines represent the absolute frequencies measured by NICT-FCB1 and FCB2, respectively. Both are in good agreement. The frequency offset of 411 041 304 103 330 Hz and drift at a rate of 45 mHz/s are subtracted from the absolute frequencies.

$\Delta f \equiv f_{cw2} - f_{cw1}$ が光コムの計測精度と見なせる。2つのビート周波数の差を $\Delta f_{beat} \equiv f_{beat2} - f_{beat1}$ とみると、

$$\Delta f = f_2(n_2) - f_1(n_1) + \Delta f_{beat} \quad (13)$$

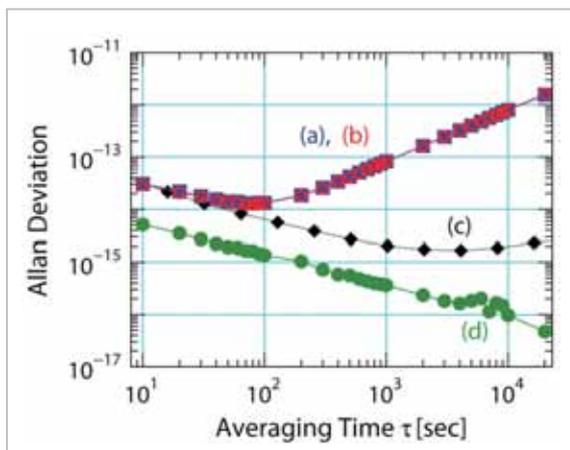


図 10 2 台の光周波数コムで測定されたレーザー周波数安定度

Measured frequency instabilities as given by the Allan standard deviation. (a, b) Instabilities of 729nm frequency-stabilized laser measured by NICT-FCB1 and FCB2, respectively. (c) Instability of hydrogen maser employed as rf-reference. (d) Relative instabilities of two FLFCs obtained from the difference of the two independent frequency measurement.

となる。光コムはマイクロ波標準に安定化されているため、 $f_1(n_1)$  と  $f_2(n_2)$  の不確かさは無視できて、 $\Delta f$  の精度は  $\Delta f_{\text{beat}}$  にのみ依存する。 $f_{\text{beat}1}$  と  $f_{\text{beat}2}$  を DBM に入力して、得られた  $\Delta f_{\text{beat}}$  を周波数カウンターで測定した。図 9(a) に、 $\Delta f$  をプロットした。水素メーザーによる短期揺らぎと ECDL の周波数ドリフトは相殺され、計測に起因する周波数揺らぎとわずかなオフセットのみが残り、このときの  $\Delta f$  は  $25 \pm 26$  mHz と計算された。オフセットの主な原因は、2 台のビート信号の比較部分で発生する周波数カウントミスに起因しており、光コムに関する本質的な問題ではないことが判明している。 $\Delta f$  のアラン分散を図 10(d) に示した。平均時間 10 s で  $5 \times 10^{-15}$  に到達しており、開発した光コム の安定度は参照した水素メーザーよりも約 1 桁高かった。この安定度を制限している要因としては、2 台の光コム間のコヒーレンスの低下と  $f_{\text{rep}}$  検出用 PD で混入する強度 - 位相変換雑音が考えられる。前者は、共通のマイクロ波標準を参照しても、それぞれの PLL で印加される相関のない位相雑音がマイクロ波領域から光領域に逡倍されることで生じる [29][30]。後者は、フォトダイオードの不完全性によるものであり、特に超

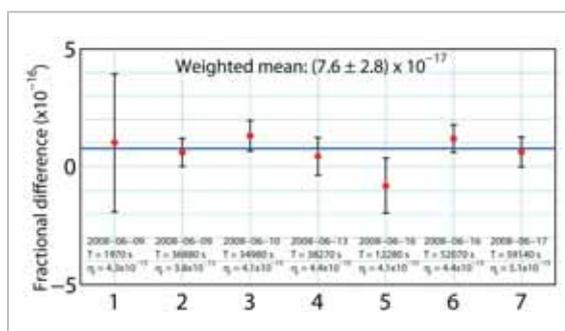


図 11 2 台の光周波数コムによるレーザー絶対周波数計測の結果

Summary of the comparison of absolute frequency measurements. The weighted mean of all data is calculated to be  $(7.6 \pm 2.8) \times 10^{-17}$  and is shown by a blue line. The total averaging time (T) and the 10s Allan standard deviation ( $\sigma_y$ ) are also written for each comparison. Note that a mean of the first data set has a larger standard error because of the shorter averaging time.

短パルス光の検出過程において問題となっている [31][32]。

原子泉型 1 次周波数標準器と光周波数標準の比較を  $10^{-16}$  の確度で実施するには、数日間の測定結果を平均化しなければならない。そこで、5 日間の測定で到達する光コム の計測精度を評価した (図 11)。全測定において  $\Delta f = 1.2 \times 10^{-16}$  以内に収まっており、光コムによる測定結果に高い再現性があることを確認した。5 日間の全データから得られた重み付き平均は  $\Delta f = (7.6 \pm 2.8) \times 10^{-17}$  である。これは、2 台の光コムで計測された絶対周波数が  $10^{-17}$  レベルで一致しており、最も高性能な原子泉型 1 次周波数標準器との比較においてさえ [33]、我々の光コムが適用可能であることを示唆している。

ここまでは、光コムによってマイクロ波標準を光領域までアップ・コンバートする、いわゆるマイクロ波 - 光シンセサイザ方式のみを述べてきた。しかし、多様な用途を持つ光コムは、光 - マイクロ波および光 - 光シンセサイザとしても使用できる。レーザー周波数を分周してマイクロ波までダウン・コンバートする光 - マイクロ波シンセサイザ方式は、光周波数標準にコヒーレントなマイクロ波信号を発生させて、それを局部発振器として 1 次周波数標準器を運転する、いわゆる

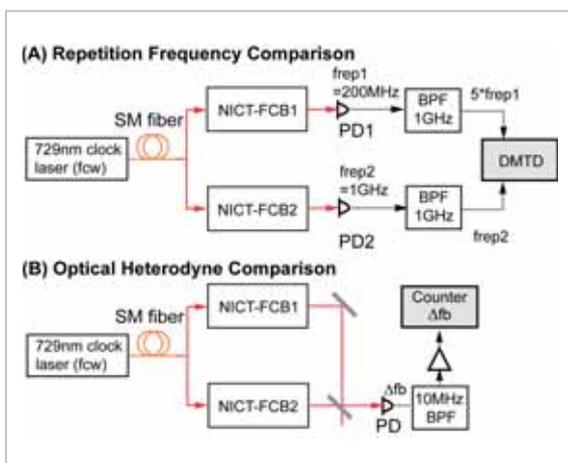


図 12 NICT-FCB1 と FCB2 による光・マイクロ波および光・光シンセサイザーの比較実験

Experimental setup for the repetition frequency comparison and optical heterodyne comparison by two FLFCs.

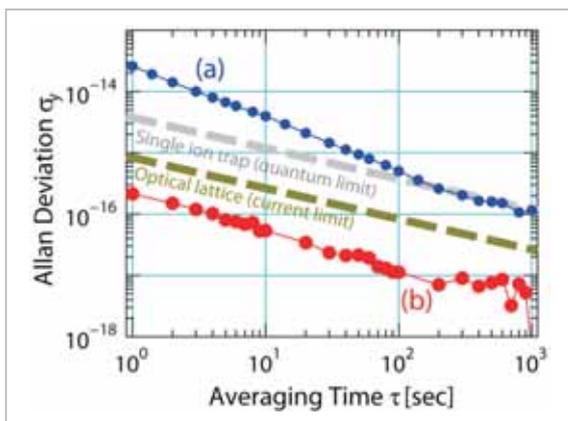


図 13 NICT-FCB1 と FCB2 による光・マイクロ波 (a) および光・光シンセサイザー (b) の相対周波数安定度

Relative instabilities of two FLFCs obtained from the repetition frequency comparison (a) and optical heterodyne comparison (b).

光時計仕掛けに利用できる。他方、あるレーザー周波数から別の光周波数を合成できる光・光シンセサイザー方式では、異なる時計遷移周波数に基づいた光標準や様々な利得媒質で発振する周波数安定化レーザーの波長間ギャップを橋渡して高精度に比較することを実現する。これらの方式で光コムを運転する場合、自己参照法により検出された  $f_{ceo}$  は、これまでどおり DDS 発振器からの基準

周波数に PLL で安定化される。もうひとつの周波数自由度には  $f_{beat}$  を選択し、それをモード同期レーザーの共振器長を制御することで、マイクロ波基準周波数にロックする。このとき、 $f_{rep}$  は

$$f_{rep} = \frac{1}{n}(f_{cw} - f_{beat} - f_{ceo}) \quad (14)$$

となる。 $f_{beat}$ 、 $f_{ceo}$  はそれぞれ基準周波数に安定化されているから、 $f_{rep}$  は  $f_{cw}$  にコヒーレントに同期しつつ、 $n$  分周されて発生したマイクロ波信号であることを表現している。

さらに、光コム  $k$  のモードの周波数は

$$f(k) = f_{cw} - f_{beat} \pm \frac{k}{n}(f_{cw} - f_{beat} - f_{ceo}) \quad (k: \text{any integer}) \quad (15)$$

と再定義することができて、 $f_{cw}$  とコヒーレントにリンクした  $f(k)$  は、まさに  $f_{cw}$  から合成(シンセサイズ)された別の光周波数に相当する。

NICT-FCB1 と FCB2 の光・マイクロ波シンセサイザーとしての性能評価を行った。図 12(A) に、その実験配置図を示す。波長 729 nm の周波数安定化 ECDL を共通の光基準として、 $f_{beat1}$ 、 $f_{beat2}$  の安定化を行い、 $f_{rep}$  比較を実施した。また、図には示されていないが  $f_{ceo1}$ 、 $f_{ceo2}$  は、水素メーザーを外部基準に入力した DDS 発振器で発生させている基準周波数にそれぞれ位相同期されている。それぞれの光コムからの光パルス列を PD1、PD2 で検出し、 $f_{rep1}$  の第 5 高調波と  $f_{rep2}$  を 2 台のミキサーを用いる時間差測定 (DMTD: dual mixer time difference) 法で比較した。結果を図 13(a) に示す。平均時間 1 s で  $2 \times 10^{-14}$  の安定度であった。この安定度は図 10(d) とほぼ一致していることから、フォトダイオードによる強度・位相変換雑音の影響が現れているものと考えられる。また、この方式での周波数計測の不確かさは  $(2.2 \pm 8.7) \times 10^{-17}$  (全測定時間 2800 s) であった。原子周波数標準器における局部発振器の高周波位相雑音は、変復調過程によってノイズとして現れる [34]。光時計仕掛けにおいて、この Dick 効果の影響を減少させるために、光標準から発生させたマイクロ波信号の位相雑音を評価しておくことは重要である。図 14(b) は、ECDL の光周波数を NICT-FCB2 でダウン・コンバートして得られた 1 GHz マイクロ波信号の位相雑音スペクトルであ

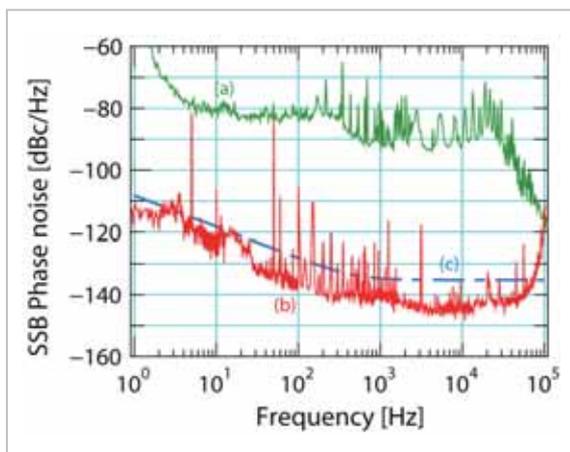


図 14 様々な発振器とシンセサイザーからの 1 GHz 信号の位相雑音スペクトル

Single-sideband phase noise spectra of various oscillators and synthesizers at 1 GHz. (a) SSB phase noise spectrum of commercial rf oscillator, (b) 1 GHz signal produced from 729 nm ECDL and (c) cryogenic sapphire oscillator [35].

る。キャリアから 10 kHz 離れた帯域で  $-145$  dBc/Hz という低雑音を得られた。これは市販の RF 発振器 (図 14(a)) の位相雑音より 6 桁も低いレベルであり、現在最も良い短期安定度を持つ、冷却サファイア発振器 [36] と比較しても遜色ない値となっている。最近、光時計仕掛けで原子泉型 1 次周波数標準器を運用できたとの報告が複数の標準機関からなされている [37][38]。

光・光シンセサイザーとしての性能評価は光ヘテロダイン法を用いて行った。図 12(B) にその実験配置図を示す。 $f_{\text{rep}}$  の比が整数となるように調整された 2 台の光コムからのパルス光を直接干渉させると、対応する多数のモードからの寄与で本質的に大きなビート信号が得られ、その SN 比は 52 dB (RBW = 300 kHz) に達した。また、フォトダイオードによる強度・位相変換雑音の影響を受けずに光周波数領域での比較が可能となるため、高精度な計測が可能である。図 13(b) は、2 台の光コムを光・光シンセサイザーとしての動作させたときの相対安定度である。平均時間 1 s で  $2 \times 10^{-16}$ 、1000 s 以内に  $10^{-18}$  レベルを達成した。これは、現在最も高い安定度を持つ光格子時計の計測に十分な値である [39]。安定度を制限している原因としては、ヘテロダイン干渉計のミラー変

動によるドップラー周波数シフトと考えられており、フーリエ周波数 1 Hz におけるミラー変位が 10 nm 程度であると仮定すると良く説明できる。この方式での周波数計測の不確かさは  $(3.4 \pm 2.9) \times 10^{-18}$  (全測定時間 7700 秒) である。よって、光コムを利用した精密周波数比較では、条件が許す限りにおいて直接光領域での比較を行うことが最高精度の計測を実現することに繋がることに留意しなければならない。実際に、光ヘテロダイン法を用いて光コムの計測精度が  $10^{-19}$  レベルに到達していることが報告されている [40]。

#### 4.2 通信波長帯 1.5 $\mu\text{m}$ 光源の絶対周波数計測

近年、光ファイバーを利用した光通信の発展に伴って、通信波長帯 1.5  $\mu\text{m}$  光源の絶対周波数計測が重要となっている。ファイバー光コム NICT-FCF1 を用いて、1.5  $\mu\text{m}$  光源の絶対周波数計測を実施した (図 6)。被測定レーザーには、共鳴周波数 194 894 844 MHz を持つ、アセチレン同位体  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$  分子の  $\nu_1 + \nu_3$  振動バンドの P(9) 回転線に安定化された 1.5  $\mu\text{m}$  半導体レーザーを採用した。この光源からの出射光とファイバー光コムを、3 dB カップラーを利用したファイバー・ヘテロダイン干渉計で干渉させて、ビート信号を検出した。得られたビート信号の SN 比は 29 dB (RBW = 100 kHz) であった。光源からの周波数ジッターの影響で、ビート線幅は 1.5 MHz に広がっていた。測定されたアセチレン安定化光源の絶対周波数を図 15 にプロットした。測定された周波数は 194 894 844 975 145.2 Hz であり、この光源のスペックと一致している。このときのアラン分散を図 16(a) に示す。NICT-FCF1 で達成した 3 日間以上に及ぶ連続運転によって、平均時間 10 万秒における被測定レーザーの安定度が  $1 \times 10^{-11}$  であることを明らかにした。

NICT-FCF1 の測定精度の上限値を決定するために、冷却サファイア発振器を参照マイクロ波標準として、高フィネス FP 共振器に安定化された 1.5  $\mu\text{m}$  DFB ファイバーレーザーの安定度計測を実施した。図 16(d) に測定された DFB レーザーの安定度を示す。平均時間 3 s 以上は FP 共振器長変化が原因の周波数ドリフトが現れているが、平均時間 1 s では  $3 \times 10^{-14}$  が測定精度の上限値として得られた。真の測定精度を確認するために、

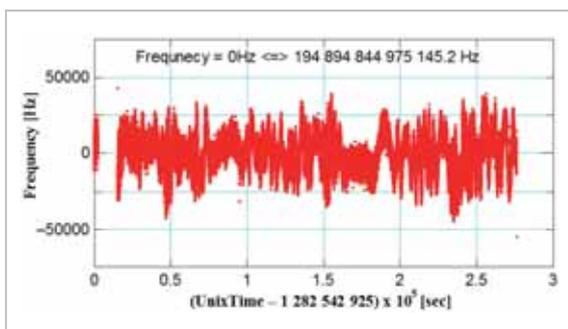


図 15 アセチレン安定化 1.5 μm 光源の絶対周波数計測

Absolute frequency measurement of Acetylene stabilized laser by fiber laser frequency comb over a period of 3days. The frequency offset of 194 894 844 975 145.2 Hz is subtracted from the absolute frequency.

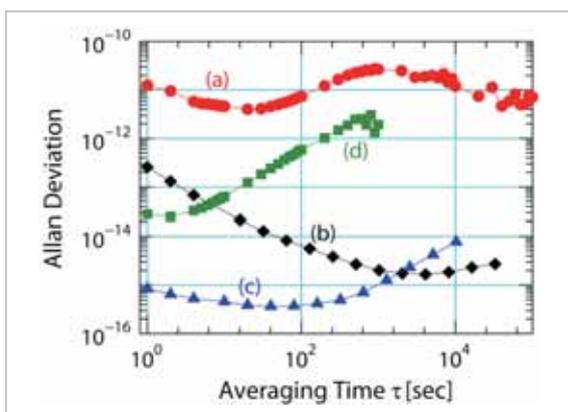


図 16 ファイバー光周波数コムで測定された 1.5 μm 光源の周波数安定度

Measured frequency instabilities as given by the Allan deviation. (a) Acetylene stabilized laser vs H-maser. (b) Instability of H-maser employed as rf-reference. (c) Instability of cryogenic sapphire oscillator (CSO)[41]. (d) DFB fiber laser vs CSO via fiber comb.

2 台目のファイバー光コムを開発して、比較実験を行う計画である。

## 5 まとめ

前世紀末に発明された光周波数コムは、周波数標準を始めとして、原子・分子分光、天文学や高エネルギー分野などに急速に広まり、精密計測に必要な不可欠なデバイスとしてその存在が確立された。本解説では、我々が開発したフェムト秒レ

ザー光コムについて説明してきた。これら光コムは、現在、NICT で開発が進められている  $^{40}\text{Ca}^+$  イオントラップ型光周波数標準[42]と  $^{87}\text{Sr}$  光格子時計[43]の絶対周波数計測のために実際に運用されている。光周波数標準の確度・安定度向上に伴って、光コムによる計測精度もより高度化することが要求されている。

今回は紹介できなかった興味深い話題としては、光コムの形態の進化や波長域の拡大などが挙げられる。フェムト秒レーザー光コムの形態は、Ti:サファイア結晶を利用したモード同期固体レーザーからスタートした。当初、数 100 MHz であった  $f_{\text{rep}}$  は、近年 10 GHz にも達した[44]。その後、エルビウムやイッテルビウムなどの希土類添加ファイバーモード同期レーザーを利用したものに発展した[45]。この過程で、波長 532 nm のポンプ光源として使用されていた高出力固体レーザーが、高輝度半導体レーザーに置き換わり、大幅な低コスト化が進むとともに、装置の小型・簡素化による可搬性も高まった。また、レーザー共振器のアライメントと定期的なミラー清掃に対する要求が緩和して、連続動作時間も急激に向上した。最近では、熔融石英による微小共振器の高いフィネスを利用した小型光コムも報告されており、地上の光通信要素技術の宇宙研究への波及とも相成って、光コムの衛星搭載までも視野に入ってきている[46]。精密周波数計測における光コムの重要性と多くの分野での需要を考慮すると、今後は、小型・軽量・低価格などの条件を満たせる半導体レーザーから直接発生させた光コムが出現してくるものと予測される。一方、光コムでカバーできる波長域については、可視光域から近赤外域に始まって、非線形媒質を利用した高次高調波発生による紫外光域[47][48]や差周波発生に基づいたテラヘルツ領域[49]まで広がっている。これに関しても諸科学分野のニーズに対応しながら、既存の光コムがカバーしていない波長域を埋め尽くす方向で、より広範囲に拡大していくものと思われる。

新しい計測ツールが新たな物理学を切り開いてきた歴史を鑑みると、光コムの更なる発展が、これまで我々が見ることができなかった現象を照らし出す光になると期待される。

参考文献

- 1 H. Mabuchi, J. Ye, and H. J. Kimble, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, Vol. B68, pp. 1095–1108, 1999.
- 2 V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, *Phys. Rev. A*, Vol. 61, 034502, 2000.
- 3 S. G. Karshenboim and E. Peik, *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants* (Springer, Berlin, 2004)
- 4 H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, *Phys. Rev. Lett*, Vol. 76, pp. 18–21, 1996.
- 5 D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science*, Vol. 288, pp. 635–639, 2000.
- 6 R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hansch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett*, Vol. 85, pp. 2264–2267, 2000.
- 7 S. T. Cundiff, J. Ye, and J. L. Hall, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 72, pp. 3749–3771, 2001.
- 8 J. C. Knight, *Nature*, Vol. 424, pp. 847–851, 2003.
- 9 L. Hollberg, C. W. Oates, E. A. Curtis, E. N. Ivanov, S. A. Diddams, Th. Udem, H. G. Robinson, J. C. Bergquist, R. J. Rafac, W. M. Itano, R. E. Drullinger, and D. J. Wineland, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 37, pp. 1502–1513, 2001.
- 10 R. Ell, U. Morgner, F. X. Kartner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, *Opt. Lett.*, Vol. 26, pp. 373–375, 2001.
- 11 R. Szipocs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, *Opt. Lett.*, Vol. 19, pp. 201–203, 1994.
- 12 H. Inaba, Y. Daimon, F. -L. Hong, A. Onae, Ka. Minoshima, T. R. Schibli, H. Matsumoto, M. Hirano, T. Okuno, M. Onishi, and M. Nakazawa, *Opt. Express*, Vol. 14, pp. 5223–5231, 2006.
- 13 W. C. Swann, J. J. McFerran, I. Coddington, N. R. Newbury, I. Hartl, M. E. Fermann, P. S. Westbrook, J. W. Nicholson, K. S. Feder, C. Langrock, and M. M. Fejer, *Opt. Lett.*, Vol. 31, pp. 3046–3048, 2006.
- 14 J. J. McFerran, W. C. Swann, B. R. Washburn, and N. R. Newbury, *Appl. Phys. B* Vol. 86, pp. 219–227, 2007.
- 15 伊東宏之, 長野重夫, 細川瑞彦, *光学*, Vol. 36, pp. 85–87, 2007.
- 16 [http : //www.bipm.org/jst/en/kcdb\\_data.jsp](http://www.bipm.org/jst/en/kcdb_data.jsp)
- 17 O. Mucke, R. Ell, A. Winter, J. Kim, J. Birge, L. Matos, and F. Kartner, *Opt. Express*, Vol. 13, pp. 5163–5169, 2005.
- 18 M. Prevedelli, T. Freearge, and T. W. ansh, *Appl. Phys.*, Vol. B60, pp. S241–S248, 1995.
- 19 J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hansch, *Opt. Commun.*, Vol. 172, pp. 59–68, 1999.
- 20 F. L. Walls and A. De Marchi, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 24, pp. 210–217, 1975.
- 21 A. Bartels and H. Kurz, *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 1839–1841, 2002.
- 22 T. M. Ramond, S. A. Diddams, L. Hollberg, and A. Bartels, *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 1842–1844, 2002.
- 23 M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Sugawa, and Y. Kimura, *Electronics Letters*, Vol. 29, pp. 1327–1329, 1993.
- 24 G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Second Edition, Academic Press, New York, 1995.
- 25 S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.*, Vol. 30, pp. 806–808, 1992.
- 26 F. Adler, K. Moutzouris, A. Leitenstorfer, H. Schnatz, B. Lipphardt, and G. Grosche, *Opt. Exp.*, Vol. 12, pp. 5872–5880, 2004.
- 27 S. Nagano, H. Ito, Y. Li, K. Matsubara, and M. Hosokawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 48, 042301, 2009.

- 28 Y. Li, S. Nagano, K. Matsubara, H. Ito, M. Kajita, and M. Hosokawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 47, pp. 6327–6332, 2008.
- 29 A. Bartels, C. W. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams, *Opt. Lett.*, Vol. 29, pp. 1081–1083, 2004.
- 30 J. Ye, J. L. Hall, and S. A. Diddams, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 1675–1677, 2000.
- 31 E. N. Ivanov, S. A. Diddams, and L. Hollberg, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, Vol. 9, pp. 1059–1065, 2003.
- 32 A. Bartels, S. A. Diddams, T. M. Ramond, and L. Hollberg, *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 663–665, 2003.
- 33 C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, S. Zhang, M. Abgrall, D. Chambon, I. Maksimovic, P. Laurent, G. Santarelli, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 54, pp. 833–836, 2005.
- 34 G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki, *Proceedings of the 22nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI)*, pp. 487–508, 1990.
- 35 K. Watabe, H. Inaba, K. Okumura, F.-L. Hong, J. G. Hartnett, C. R. Locke, G. Santarelli, S. Yanagimachi, K. Minoshima, T. Ikegami, A. Onae, S. Ohshima, and H. Matsumoto, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 56, pp. 632–636, 2007.
- 36 S. Chang, A. G. Mann, and A. N. Luiten, *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 480–481, 2000.
- 37 J. Millo, M. Abgrall, M. Lours, E. M. L. English, H. Jiang, J. Guena, A. Clairon, M. E. Tobar, S. Bize, Y. Le Coq, and G. Santarelli, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 94, 141105, 2009.
- 38 B. Lipphardt, G. Grosche, U. Sterr, C. Tamm, S. Weyers, and H. Schnatz, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 58, pp. 1258–1262, 2009.
- 39 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, Jun 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, *Science*, Vol. 319, pp. 1805–1808, 2008.
- 40 L. S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. W. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams, *Science*, Vol. 303, pp. 1843–1845, 2004.
- 41 J. G. Hartnett, C. R. Locke, E. N. Ivanov, M. E. Tobar, and P. L. Stanwix, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, 203513, 2006.
- 42 K. Matsubara, K. Hayasaka, Y. Li, H. Ito, S. Nagano, M. Kajita, and M. Hosokawa, *Appl. Phys. Express*, Vol. 1, 067011, 2008.
- 43 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, “ストロンチウム光格子時計,” *情報通信研究機構季報*, 本特集号, 3-3, 2010.
- 44 A. Bartels, D. Heinecke, and S. A. Diddams, *Science*, Vol. 326, p. 681, 2009.
- 45 T. R. Schibli, I. Hartl, D. C. Yost, M. J. Martin, A. Marcinkewius, M. E. Fermann, and J. Ye, *Nature Photonics*, Vol. 2, pp. 335–339, 2008.
- 46 P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *arXiv: 0912.4890v1*, 2009.
- 47 R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, and J. Ye, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, 193201, 2005.
- 48 S. Kim, J. Jin, Y. J. Kim, I. Y. Park, Y. Kim, and S. W. Kim, *Nature*, Vol. 453, pp. 757–760, 2008.
- 49 T. Yasui, Y. Kabetani, E. Saneyoshi, S. Yokoyama, and T. Araki, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 88, 241104, 2006.

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

いとう ひろゆき  
**伊東宏之**

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)  
原子周波数標準、光周波数標準



**李 瑛(Ying Li)**

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、レーザー物理



くまがい もとひろ  
**熊谷基弘**

新世代ネットワーク研究センター  
光・時空標準グループ主任研究員  
博士(理学)  
原子周波数標準、  
光ファイバ周波数伝送



**Clayton R. Locke**

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招聘研究員  
Ph.D.  
光周波数標準、精密時空計測

**John G. Hartnett**

西オーストラリア大学教授  
Ph.D.周波数標準、時空計測



ほそかわ みつひこ  
**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