

4-7 テラヘルツ周波数標準

4-7 Development of Terahertz Frequency Standard and Metrology

長野重夫 熊谷基弘 梶田雅稔 伊東宏之 花土ゆう子 井戸哲也

Shigeo NAGANO, Motohiro KUMAGAI, Masatoshi KAJITA, Hiroyuki ITO, Yuko HANADO, and Tetsuya IDO

電波と光の間にあるテラヘルツ領域は未開拓周波数帯と呼ばれてきたが、近年のテラヘルツテクノロジーの急速な進歩によって、科学から産業までの幅広い分野における利活用が始まっている。この貴重な周波数資源の有効活用には、基盤インフラとなる周波数標準が必要である。我々は、テラヘルツ領域に新しい標準を確立することを目的として、テラヘルツ周波数標準とその周波数計測、さらに周波数伝送に関する研究を行ってきた。本稿では、情報通信研究機構 (NICT) で開発されたテラヘルツ周波数標準技術について報告する。

Effective utilization of the terahertz (THz) region, which occupies the frequencies between light and microwaves, has attracted significant interest from a wide range of users. The establishment of a new THz frequency standard is requested for allocation of the THz spectrum among users. NICT has studied key technologies regarding THz frequency standard, precise frequency measurement, and dissemination. In this paper, we present the development of THz frequency standard and metrology.

1 はじめに

人類は長さ、質量や温度などの単位を利用するために、それらの標準との比較計測を行うことで文明を築き上げてきた。標準は昔の統治者がその権威を誇示するための手段として自ら定義した単位を現示したものとして管理・維持されてきた [1]。その後、18 世紀に勃発したフランス革命を契機に、合理的で万人に受け入れられ、科学的に普遍な事象若しくは事物で定義された単位で構成されたメートル法が提唱され、メートル条約の締結とともに国際的に共通な標準が普及した。現代社会において、標準は最先端科学を始めとして産業から日常生活のあらゆる場面でなくてはならない基盤インフラのひとつとなっており、その重要度は増々高まっている。

標準は各時代の最先端技術を駆使して作り上げられ、その精密計測に多大な労力を割きながら、標準と計測を表裏一体として精度を向上させて現在に至っている。国際 SI 単位系は 7 つの基本単位から構成されているが、そのなかで最も高い精度を誇っているものが時間、即ち「秒」である。「秒」はセシウム (Cs) 原子の超微細構造間における約 9.2 GHz のマイクロ波遷移周波数によって定義されており、「秒」を定義することと「周波数」の値を設定することは事実上同義になっている。

時間・周波数の標準設定を目的とした Cs 一次周波数標準は、およそ 10 年に 1 桁の割合で精度を向上させ、その周波数不確かさは 10^{-16} 台に到達しており [2]、単純な時計としての性能に換算すると数千万年の連続動作において 1 秒のずれしか生じないレベルであることから、実用上は既に十分な性能にあると言える。しかしながら、標準と計測技術の進歩が最先端科学の発展と密接な関係を築いてきたという事実が、より高い精度を持つ周波数標準器を開発するためのひとつの原動力として働き、次世代の光周波数標準が世界中で研究されている [3]。

現在、Cs 一次周波数標準器をはじめとして、様々な原子やイオン、分子の量子遷移周波数を参照基準とした秒の二次表現や波長標準が開発されており、ユーザーは必要性に応じて国際度量衡委員会から勧告された不確かさの範囲内でそれぞれの標準を利用できる。ところが、現在の波長標準リスト (List of Radiation: LoR) によれば、Cs 一次周波数標準と波長 3.39 μm メタン安定化 He-Ne レーザー (約 100 THz) との間に標準は存在しない [4]。しばしば 0.1 ~ 10 THz を定義域とするテラヘルツ (THz) 帯は、この周波数標準の空白域に包摂されている状況にある。

THz 領域は電波と光の中間に位置した、両者の特性を併せ持つ科学的に豊潤なフィールドであるにもか

かわらず、近年まで比較的未開拓な領域であった。これには物理的要因が理由の一端を担っており、この領域の光子エネルギーが室温の熱揺らぎエネルギーを十分に超えられないことと電子に 10^{11} Hz を超えるような加速度を与えることが困難であったことによる (THz ギャップ)。それにもかかわらず、自由空間伝搬、高い物質透過率や極低侵襲性などの性質に魅力を見出した超高速無線通信、セキュリティ、医療・バイオ、物質材料検査や天文学などの多分野からの要請に後押しされ、上記の課題を克服するための量子エレクトロニクスやナノテクノロジーなどを取り込んだテラヘルツテクノロジーが急速に発展することで、この領域を新たな周波数資源とする消費活動が盛んになってきた。その結果、ユーザーが THz 領域を効率的に活用していくために、発振器や計測機器のパワー及び周波数の校正が課題として浮上してきている。

NICT は周波数の国家標準を定める公的機関であり、設定された周波数値に基づいて、日本標準時の維持・通報に従事している。その一方で電波法を根拠として、THz 領域に周波数標準を構築することも期待されている [5]。そこで我々は THz 周波数標準技術の開発に着手し、この周波数資源の有効活用に貢献することを目指している。

本解説では、**2** で極低温分子の量子遷移を利用した THz 分子時計の理論について説明する。いくつかの THz 分子時計では 16 桁以上の不確かさを達成できることが理論的に示された。**3** では THz 周波数標準器の開発について報告する。分子を参照基準とした周波数安定化 THz 光源と光コムを利用した光差周波 THz 基準の 2 方式について報告する。**4** では THz コムによる周波数カウンターの開発と THz コムの応用技術について説明し、**5** で THz 基準周波数の遠距離配信を想定した、2 つの周波数伝送法について報告する。これらの THz 計量技術はすでに 15 桁以上の精度に到達している。

2 テラヘルツ量子標準の理論

2.1 分子遷移周波数精密計測の可能性と意義

光領域で 18 桁 [6]–[9]、マイクロ波領域で 16 桁の確度が得られる周波数標準器が開発されてきたものの [10]、THz 領域ではまだ確度が高い標準器は開発されていない。それは、THz 領域では高分解能分光が容易な原子遷移が非常に少なく、これまで精密計測が行われてこなかった分子の振動・回転遷移周波数を基準にせざるを得ないためである。しかし、もし THz 領域での周波数標準が確立されれば、化学分析 (例えば絵画修復のための絵の具の組成分析など [11]) など

に非常に有用となる。また、分子遷移周波数の精密計測はキラル分子の光学異性体間の対称性の破れの検出 [12] や陽子・電子質量比の変化の有無の検証 [13] などといった原子遷移周波数の精密計測だけでは得られない情報を与えられると考えられており、標準モデルを超えた物理学の発展に貢献する可能性を持っている。これまで、THz 領域の精密計測は $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの $^2\text{D}_{3/2}$ – $^2\text{D}_{5/2}$ 間遷移周波数 (1.8 THz) を、光コムを利用した Raman 遷移で 2×10^{-11} の確度で測定した例があるが (不確かさは参照に用いられたルビジウム (Rb) 原子時計で決められている) [14]、ここでは分子遷移をテラヘルツ周波数標準 (テラヘルツ分子時計) に用いる可能性を議論する。

分子は振動・回転状態があるためにエネルギー構造が複雑で、レーザー冷却に不可欠なサイクル遷移を実現することが難しく、そのために運動制御技術が未発達であるうえに、不確かさの主要因となる外部電場による Stark シフトや磁場による Zeeman シフトなどに見積もりも困難である場合が多いため、遷移周波数の精密計測が原子遷移に比べて一般的に困難である。そこで、分子構造が比較的単純な二原子分子について精密計測可能な分子遷移を考察し、テラヘルツ標準として有用なものを理論提案する。一般的に不確かさの要因となる Stark、Zeeman、及び電気的四重極 (イオントラップの場合) シフトは角運動量 (電子スピン、核スピン、分子回転など) への依存性が顕著である。ところが、すべての角運動量量子数が不変な振動遷移ならば、上下準位のエネルギーシフトが 99 % 以上キャンセルするので精密計測が可能である [15]–[17]。これは、角運動量量子数が不変の状態では分子の波動関数の分布 (回転量子数がゼロの状態では球形) が変化しないためである。振動準位 v が変化すれば原子間結合距離も変化するが、 $\Delta v = \pm 1$ の変化で 1 % 程度の変化になる。そのため、2018 年までは角運動量不変の振動遷移周波数の精密計測の可能性を追求してきた [15]–[17]。

光領域の原子遷移周波数の精密計測は、レーザー冷却で数 μK まで冷却された後にレーザー光で作られた定在波 (光格子) でトラップされた中性原子 [6][7] または RF 電場でトラップ電極内に捕獲された後でレーザー冷却されたイオン [8][9] を用いて行われてきた。分子遷移周波数の精密計測においても光格子内にトラップされた極低温中性分子を用いる方法と、リニア型電極内に捕獲された後でレーザー冷却可能な原子イオンとの相互作用で共同冷却された分子イオンを用いる方法を述べる。

2.2 光格子内中性分子の振動遷移周波数精密計測の可能性

一般的に二原子分子の振動回転遷移周波数は片方の原子が軽いと高くなり、精密計測に有利である。今回は、核スピンのゼロである 2 族原子偶数同位体 X と、レーザー冷却可能な原子で最も軽い ${}^6\text{Li}$ 原子を結合させて生成される $X^6\text{Li}$ 分子について検討する。 $X^6\text{Li}$ 分子の $X^2\Sigma(v, N, J, F, M) = (0, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2) - (1, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2)$ 遷移は表 1 に示すように 4 ~ 6 THz 領域の標準になると考えられる。ここで $X^2\Sigma$ は分子軸方向の電子軌道角運動量がゼロで電子スピン縮重度 2 (電子スピン $S = 1/2$) の電子基底状態を表し^{*1}、 v 、 N は振動、回転量子数である。 J は回転スピン結合状態で $J = N + S$ で表わされる。 F は超微細構造で $F = J + I$ (I : ${}^6\text{Li}$ 核スピン = 1) である。 M は F の磁場方向への射影成分である。 $X^6\text{Li}$ 分子を極低温状態で得るには極低温状態の X と ${}^6\text{Li}$ 原子を光結合、または Feshbach 共鳴で結合させる [15][16]。生成された分子は Raman 遷移によって $(v, N) = (0, 0)$ 状態に局在化できる。光双極子力でトラップされた分子の遷移周波数はトラップ光による Stark シフトを受けるが、そのシフトはトラップ光周波数に依存するため、魔法周波数と呼ばれる周波数 f_L を選べばゼロにすることができる。図 1 に、 ${}^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$ 分子を 23 kW/cm^2 の光でトラップしたときに $X^2\Sigma(v, N, J, F, M) = (0, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2) - (1, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2)$ 遷移周波数に与える AC Stark シフトを $A^2\Pi$ 、 $A^2\Sigma$ 、 $B^2\Sigma$ (分子軸方向の電子軌道角運動量が 0, 1 の状態を Σ , Π で表わす。上添え字は電子スピン縮重度を表し、それが 2 の場合はスピンの 1/2 を示す。決まった電子状態を持つ電子励起状態のうちエネルギーが低い準位から A, B ... と表わす) 状態との結合を考えてトラップ光周波数の関数として計算した結果を示す。

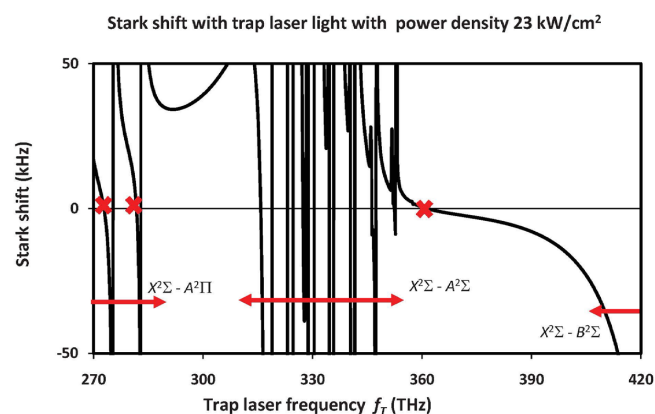


図 1 ${}^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$ 分子に 23 kW/cm^2 の強度密度の光を照射したときに $X^2\Sigma(v, N) = (0, 0) - (1, 0)$ 遷移周波数に与えられる Stark シフト。表 1 に示された魔法周波数を × で示す。

表 1 $X^2\Sigma(v, N) = (0, 0) - (1, 0)$ 遷移周波数 f_L 、Stark シフトがゼロになる魔法周波数 f_L 、トラップ深さが $10 \text{ } \mu\text{K}$ になる強度密度 P 、周波数 f_L 及び強度密度 $P(10 \text{ } \mu\text{K})$ における Stark シフト f_s のトラップレーザー周波数 f に対する勾配 $|df_s/df|$

	f_L (THz)	f_L (THz)	P (10 $\mu\text{K}/(\text{kW/cm}^2)$)	$ df_s/df $ (/MHz)
${}^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$	4.17	273.0	12	9.0×10^{-16}
		281.8	10	2.5×10^{-15}
		361.4	17	5.8×10^{-17}
${}^{88}\text{Sr}^6\text{Li}$	5.06	313.5	11	1.1×10^{-15}
${}^{40}\text{Ca}^6\text{Li}$	5.77	268.9	11	1.0×10^{-16}

電子遷移に共鳴する周波数領域では魔法周波数の解は多く存在するが、実際に計測で利用するトラップ光周波数は魔法周波数からの微小ずれに対して誘起される AC Stark シフトが小さいことが求められる。トラップポテンシャルの深さが $10 \text{ } \mu\text{K}$ になるトラップレーザー光強度密度においては、トラップ光周波数が魔法周波数から 1 MHz ずれた時の Stark シフトが 10^{-14} よりも小さくなる解を ${}^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$ 、 ${}^{88}\text{Sr}^6\text{Li}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}^6\text{Li}$ 分子について表 1 に示す。 $X^2\Sigma(v, N, J, F, M) = (0, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2) - (1, 0, 1/2, 3/2, \pm 3/2)$ 遷移は一光子禁制^{*2}であるため、二光子遷移で観測されるが、2 本のレーザー光を用いる Raman 遷移では 1 本が正の、もう 1 本が負の Stark シフトを起こす組合せを用いれば AC Stark シフトを受けない遷移を観測することができて好都合である。Zeeman シフトは厳密に線形であり、その係数は $10^{-16}/\text{G}$ よりも小さくなると見積もられる。 $M = \pm 3/2 - \pm 3/2$ 遷移周波数を平均すると Zeeman シフトは完全に除去できる。黒体放射によるシフトは 300 K の温度で 10^{-16} 程度であり、分子周辺を $\pm 5 \text{ K}$ 程度で安定化できれば 17 桁の安定度を期待できるので特別な真空チャンバーの温度安定化は必要とされない。以上から、 $X^6\text{Li}$ 分子はテラヘルツ量子標準として有望と考えられるが、現在のところは極低温の ${}^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$ 、 ${}^{88}\text{Sr}^6\text{Li}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}^6\text{Li}$ 分子生成にはまだ成功していない。

一方、 ${}^6\text{Li}$ のようにレーザー冷却はできないが ${}^{19}\text{F}$ は核スピンの 1/2 なので、 $X^{19}\text{F}$ 分子も超微細構造が単純になる点で状態選別が容易であるので検討に値する。特に、最近では $X^{19}\text{F}$ 分子のレーザー冷却の成功例が見られるようになり、 ${}^{40}\text{Ca}^{19}\text{F}$ 分子については 3 D

*1 ${}^2\Sigma$ が分子軸上の電子軌道角運動量ゼロ、電子スピン重率 2 (電子スピン 1/2) の電子状態を示す。斜体で示されている X は電子基底状態、決められた電子状態を持つ電子励起状態のうち低い順に A, B, C 状態で表わす。

*2 電荷分布の偏りを球対称な 2 準位の波動関数の積で積分して得られる電気的多重極子の行列要素がゼロ

磁気光学トラップ、磁気トラップも実現されている [17]。そのため、 $^{40}\text{Ca}^{19}\text{F}$ 分子の振動遷移周波数の精密計測の可能性にも言及する。魔法周波数 (470.5、または 498.3 THz) のレーザー光でトラップされた $^{40}\text{Ca}^{19}\text{F}$ 分子の $X^2\Sigma$ (v, N, J, F, M) = (0,0,1/2,1, ± 1) - (1,0,1/2,1, ± 1) 遷移周波数 (17.472 THz) も 17 桁程度の確度で測定できると期待される [18]。

2.3 リニアトラップ内の分子イオン振動遷移周波数の精密計測

交流電場でトラップされた分子イオンの振動遷移も精密計測に用いることが可能である。分子イオンのレーザー冷却は困難であるが、同時にトラップされた原子イオンをレーザー冷却して冷媒とすることで分子イオンの運動エネルギーも下げることができる (共同冷却) [19]。リニア型電極でトラップされた少数個のイオンの温度を下げるとそのイオンは電場がゼロとなる中心軸上に弦状の結晶状態で並ぶので、トラップ電場による Stark シフトは非常に小さくなる。リニア電極にトラップされたイオンは大きな電場勾配を受けるため、電気的四重極シフトが問題になることが多いが、四重極子モーメントがゼロである準位間の遷移ではそのシフトを受けない。これまでに中赤外または光領域で 18 桁の確度を得ることができる同種核二原子分子イオンの振動遷移周波数が量子標準として提案されている [19]。

同種核二原子分子の中で比較的トラップが容易な N_2^+ 分子イオンの $^2\Sigma$ ($I = 0$) (v, N, J, M) = (0,0,1/2, $\pm 1/2$) - ($v', 0, 1/2, \pm 1/2$) 遷移周波数は Zeeman シフト及び電気的四重極シフトがゼロであり、DC 電場による Stark 係数も $1 \times 10^{-19} / (\text{V}/\text{cm})^2$ よりも小さくなる (ここで、 I : 核スピン, $v' = 1, 2, 3 \dots$) [19]。 $v = 0-1$ 振動遷移周波数は $^{14}\text{N}_2^+$ で 65.2 THz、 $^{15}\text{N}_2^+$ で 63.0 THz である。300 K における黒体輻射によるシフトは 18 桁目であり、Sr 光格子時計 [6] よりも 3 桁小さくなる [19]。振動遷移の自然幅は 1 mHz 以下であるのでスペクトル線幅は実質上レーザー線幅で決定される。測定に用いる遷移を選択する際には、線幅の狭い光源が容易に得られる遷移を選ぶことが有利となる。この遷移は一光子禁制なので二光子遷移が必要であるため一般的には検出光から受ける Stark シフトが顕著になるが、Hyper Ramsey 法 [20] などを採用すれば 4 桁程度小さくなり、18 桁程度のシフトになる。また、Stark シフトの方向は周波数に依存するため、1 本が正の、もう 1 本が負のシフトを起こすように周波数調整された 2 本のレーザー光の組合せで Raman 遷移を起こせば Stark シフトを抑制しながら遷移を観測することも可能である。以上の特性は $^{14}\text{N}_2^+$ と $^{15}\text{N}_2^+$ でほとんど違いはないが、核スピン I の関係で $^{15}\text{N}_2^+$ は $^{14}\text{N}_2^+$ に比

べて状態選別の点で有利である。共鳴光イオン化を用いれば特定の振動・回転状態の N_2^+ 分子イオンを用意できるが、偶数の回転状態ならば $^{14}\text{N}_2^+$ 分子イオンは $I = 0$ または 2、奇数の回転状態ならば $I = 1$ となる。偶数回転状態の分子イオンから $I = 0$ だけを状態選別することは容易でない上に、仮に $I = 2$ ならば準位構造が複雑で二次 Zeeman シフトが顕著に現れることになる。これに対して、 $^{15}\text{N}_2^+$ 分子イオンであれば、偶数の回転状態では必ず $I = 0$ になるので状態選別が容易である。

^{16}O 原子核のスピンがゼロであることに着目して $^{16}\text{O}_2^+$ 分子イオンの $^2\Pi_{1/2}$ ($I = 1$) (v, J, M) = (0,1/2, $\pm 1/2$) - ($v', 1/2, \pm 1/2$) ($v': 1$ 以上の整数) 遷移 ($v = 0-1$ 遷移周波数は 56.5 THz) も 18 桁の確度を持つ周波数標準に有用である [21]。前述の N_2^+ 分子イオンとの違いは $\pm 10^{-15}/\text{G}$ レベルの一次 Zeeman シフトがあるために $M = \pm 1/2 - \pm 1/2$ 遷移周波数を平均して影響を除去する必要があることと、レーザー光による Stark シフトが常に負であるので検出光を受けた時の Stark シフトを除去するための Hyper Ramsey 法 [20] が必要になることである。

以上の同種核二原子分子イオンを比較すると、 $^{15}\text{N}_2^+$ は希少な同位体であるために高価なガスが必要であるものの、実験的取り扱いの点や到達可能な確度の点では最も有利であると思われる。

2.4 分子イオンの THz 領域の回転遷移周波数の精密計測可能性

2.3 で述べた分子の振動遷移周波数は中赤外・光領域であり、テラヘルツ標準の開発には異種核二原子分子イオンの回転遷移周波数が参照基準として適している。H を含む分子は回転準位間のエネルギー差が大きいので低い状態の回転遷移周波数でも THz 領域に入る。なお、2.3 で示したような同種核二原子分子イオンでは、永久双極子モーメントがゼロであり禁制遷移になるので分光には使えない。イオンの場合は電気的四重極シフトが問題になることが多いが、図 2 で示すような XH^+ 分子イオンの $X^1\Sigma$ (v, N, F) = (0,0,1/2) - (0,1,1/2) 遷移ではそのシフトはゼロになる [22]。この遷移が存在するのは H 原子核スピンの 1/2 であるためであり、 XH^+ を用いる別の利点である。また、一光子電気双極子許容遷移であるので THz 光源 (量子カスケードレーザー等) を周波数安定化することに適している。ただし、 XH^+ 分子イオンの多くは永久双極子モーメントが大きく (例えば $^{40}\text{CaH}^+$ では 5.3 D [23])、トラップ電場による Stark シフトが無視できない (図 2 で示すようにエネルギーシフトは $N = 0$ のみで生じる)。ここでは、永久双極子モーメントが 0.9 D [23]

と比較的小さく、Stark シフトが小さい $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンについて論じることにする。 $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンは、RF 電場でトラップされた $^{202}\text{Hg}^+$ イオンに $^{202}\text{Hg}^+ + \text{H}_2 \rightarrow ^{202}\text{HgH}^+ + \text{H}$ 反応を起こさせることで生成できる。この反応を起こすには波長 194 nm の励起光を使って $^{202}\text{Hg}^+$ イオンを励起する必要がある [24]。このような真空紫外域の励起光をレーザーで発生させることは単純でないものの、放電ランプで得ることは可能である。 $^{202}\text{HgH}^+$ イオンが生成された後、共同冷却で運動エネルギーを 1 mK 以下にする。共同冷却のために同時トラップされるイオンとしては $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンと質量が近くてレーザー冷却が容易な $^{174}\text{Yb}^+$ または $^{138}\text{Ba}^+$ イオンが有用である。 $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンの $X^1\Sigma(v, N, F) = (0, 0, 1/2) - (0, 1, 1/2)$ 遷移周波数 (0.39 THz [23]) が受ける DC Stark シフトは $8.8 \times 10^{-13} / (\text{V}/\text{cm})^2$ である。リニアトラップ内の少数個のイオンを 1 mK 以下に冷却すると電場がゼロであるトラップ軸近傍で一列に並ぶ弦状結晶が生成される。その状態で分子イオンが受ける電場はイオンの振動運動の振幅が 0.1 μm 以下であることから 0.03 V/cm 以下であると見積られる。その場合、トラップ電場による Stark シフトは 10^{-15} よりも小さくなる。

H 核スピンと分子回転の相互作用で生じる Zeeman シフトは、 $M = \pm 1/2 - \pm 1/2$ 遷移について $\approx 10^{-8}/\text{G}$ 程度であり、両遷移周波数を平均すれば除去できる。一方、 $1.3 \times 10^{-9}/\text{G}^2$ 程度の二次 Zeeman シフト (図 2 で示すようにエネルギーシフトは $N = 1$ のみで生じる) が存在するので、それを 10^{-15} 以下に抑制するには磁場を 1 mG 以下にまで抑制する必要がある。黒体放射による Stark シフトの影響は小さく、 1.4×10^{-17} 程度になると見積られる。二次 Doppler シフトも 1 mK 以下の運動エネルギーでは 10^{-16} 以下である。

以上に示したようにトラップ電場、黒体放射による Stark シフト、二次 Zeeman シフトを抑制することで

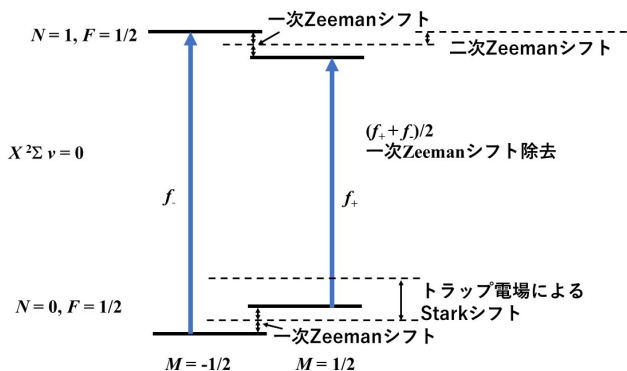


図 2 XH^+ 分子イオンの $X^1\Sigma(v, N, F) = (0, 0, 1/2) - (0, 1, 1/2)$ 遷移。トラップ電場から受ける Stark シフトや磁場から受ける Zeeman シフトの様子を示す。

$^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンの $X^1\Sigma(v, N, F) = (0, 0, 1/2) - (0, 1, 1/2)$ 遷移周波数の系統的誤差範囲を 10^{-15} 以下に抑えることが可能である。弦状結晶状の分子イオンの遷移を観測する方法としては量子情報的手法 [8] が有用である。ただし、量子情報的手法は技術的に複雑であるうえに少数個の分子イオンにしか適用できないので統計的誤差範囲を抑えるには長時間の測定が必要になる。

$^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンは電子基底状態 $X^1\Sigma$ と励起状態 $A^1\Sigma$ で結合距離の変化が小さいことがある。そのため、 $X^1\Sigma$ と $A^1\Sigma$ 状態 (X は電子基底状態、 A は電子スピンと電子軌道角運動量がゼロである $^1\Sigma$ 状態の電子励起状態で一番エネルギーが低い準位) の間では同じ振動状態の間のみで結合するので $X^1\Sigma(v, N) = (0, 1)$ と $A^1\Sigma(v, N) = (0, 0)$ 状態間で 227 nm 光の吸収、自然放出遷移を繰り返す。そのため回転遷移の有無を電子棚上げ法による蛍光観測でモニターすることができる (図 3)。この方法は量子情報的手法に比べてずっと単純である。準安定状態の $X^1\Sigma(v, N) = (1, 1)$ と $A^1\Sigma(v, N) = (0, 0)$ 状態間で共鳴する Repump レーザー光を入射するとより長くサイクル遷移を続けることができる。さらにトラップ電場の RF 周波数を 19 kHz にするとトラップ電場から受ける Stark シフト (正のシフト) と分子イオンの運動による二次 Doppler シフト (負のシフト) がキャンセルし合うので弦状結晶内の分子イオンを用いる必要はなく、多数個の分子イオンで形成されるクーロン結晶 [25] で測定を行うことも可能である。 $^{40}\text{CaH}^+$ や $^{24}\text{MgH}^+$ 分子イオンでは X と A 状態で結合距離が大きく変化するのでサイクル遷移にはならないで、同じ方法を用いることはできない。 $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンの $X^1\Sigma(v, N, F) = (0, 0, 1/2) - (0, 1, 1/2)$ 遷移周波数は単純な検出法で系統的、統計的誤差を共に 10^{-15} 以下に抑制するのに有利である。

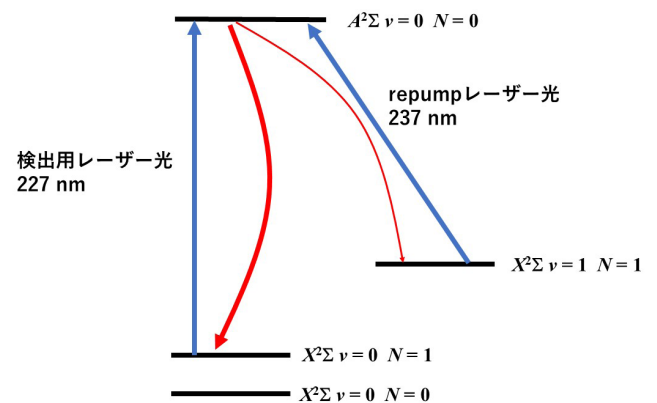


図 3 $^{202}\text{HgH}^+$ 分子イオンのエネルギー準位図。基底状態 $X^1\Sigma(v, N) = (0, 1)$ 状態の分布を $A^1\Sigma v = 0, N = 0$ 状態へのサイクル遷移で生じる蛍光 (電子棚上げ法) でモニターする様子を示す。Repump レーザー光を用いると準安定状態からの再励起が起きて、より長くサイクル遷移を保つことができる。

3 テラヘルツ周波数標準の開発

NICT では2つのアプローチで THz 周波数標準器を開発してきた。1つは分子の THz 量子遷移を参照基準として周波数安定化された THz 光源である。これは単独で動作する標準器になる。また、この開発には精密分子分光が必須技術であるため、前章で説明した THz 分子時計の実現に向けたマイルストーンにもなっている。もう1つの方式は、光コムを利用してマイクロ波もしくは光標準を THz 帯に波長変換する。こちらは既存の標準と常時リンクの確立された環境下では、一定の周波数間隔で広く分布する、非常に高精度な THz 周波数基準グリッドを発生できる。

3.1 一酸化炭素分子安定化 3.1THz 量子カスケードレーザー

周波数(波長)標準器を構築する際には、取扱い易い光源が入手できることや精密分光の手法が確立されていることなどの技術的要件を満たすことに加えて、量子標準として最適な原子・分子の選定が重要になる。THz 量子標準への要求は、i. THz 領域に多くの遷移が存在すること、ii. 理論的に取り扱いやすいこと、iii. 外部摂動による遷移周波数シフトが小さいことなどが挙げられる。我々は一酸化炭素(CO)分子を THz 量子標準として採用し、振動状態が不変の純回転遷移を参照基準とすることで周波数安定化 THz 量子カスケードレーザーを開発した。

3.1.1 一酸化炭素の物性

二原子分子の回転定数 B_{rot} は $B_{\text{rot}} = h/8\pi^2 I_B$ で表される。ここで h はプランク定数、 I_B は分子軸に垂直方向の慣性モーメントである。CO 分子の場合、 $B_{\text{rot}} = 57.889 \text{ GHz}$ となる。シュレディンガー方程式の固有値として得られる J 準位の回転エネルギーは $E_{\text{rot}} = 2hB_{\text{rot}}J(J+1)$ になる。ここで、 J は回転量子数である。よって、 $J+1 \leftarrow J$ に対応する遷移スペクトルは周波数 $\nu_{J+1 \leftarrow J} = 2hB_{\text{rot}}(J+1)$ に現れ、隣接するスペクトルの間隔は $2hB_{\text{rot}}$ になる。分子の永久双極子モーメントを μ とすると、 $J+1 \leftarrow J$ 遷移モーメントは、 $|\mu_{J+1 \leftarrow J}|^2 = \mu^2 (J+1)/(2J+1)$ である。また、スペクトル線形をローレンツ形と仮定して、 $J+1 \leftarrow J$ 回転遷移周波数 ν_0 における吸収係数 $\alpha(\nu_0, J, P)$ を求めると、

$$\alpha(\nu_0, J, P) = \frac{\pi \nu_0}{3 c h \epsilon_0 \Delta \nu} \frac{\mu^2 (J+1)}{2J+1} \frac{N_J P (2J+1) e^{-\frac{B_{\text{rot}} J (J+1)}{k_B T}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{B_{\text{rot}} n (n+1)}{k_B T}}} (1 - e^{-\frac{2B_{\text{rot}} (J+1)}{k_B T}}) \quad (1)$$

となる [26][27]。ここで c, ϵ_0 はそれぞれ光速と真空の

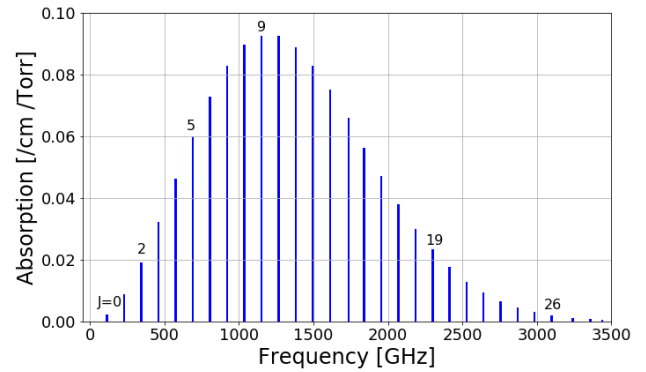


図4 理論計算で得られた CO 分子の回転遷移スペクトル

表2 $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ 分子の $J = 27 \leftarrow 26$ 回転遷移に関する性質

Molecular Name	Carbon-Monoxide ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$)
Transition	$J = 27 \leftarrow 26$
Transition Frequency	3097.90936 (17) GHz[34][35]
Natural Linewidth	$\sim 2 \text{ mHz}$
Absorption %	$3.5 \times 10^{-1} / \text{cm} / \text{Torr}$
Doppler Width (FWHM)	7.2 MHz (296 K)
Collisional Broadening (FWHM)	$\sim 6 \text{ MHz/Torr}$ [33]-[38]
Interaction-Time Broadening (FWHM)	22.2 kHz/cm (296 K)
Stark Shift	0.1 mHz/(V/cm) ²
Zeeman Shift	$\sim \text{mHz/G}$ ($\Delta M=0$) $\sim \text{kHz/G}$ ($\Delta M= \pm 1$)
Collisional Shift	$< -30 \text{ kHz/Torr}$ [29]-[33]

誘電率、 N_J は J 準位の単位圧力当たりの分子数 P はガス圧、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 $\Delta \nu$ はスペクトル線幅を表している。CO 分子の回転遷移スペクトル分布を図4に示す。回転スペクトルは0.1～3.5 THzの間に幅広く分布しており、その間隔は約120 GHzとなる。

分子のエネルギー準位は外場と相互作用して摂動を受ける。THz 量子標準の遷移周波数を決定するためには、様々な摂動の影響による周波数シフトを理論計算若しくは実測で見積もらなければならない。CO 分子は単純な構造の二原子分子であるため、多数の分子からなる構造的対称性の低い、非対称コマ分子と比較して周波数シフトの計算が容易になるという利点がある。

遷移周波数と一致したレーザー光が分子に入射したとき、レーザー電場による AC Stark 効果が生じる。一般に、 J 準位エネルギー E_J はこれと隣接した $J \pm 1$ 準位との混合によって摂動を強く受けるが、レーザー周波数が $J+1 \leftarrow J$ 遷移周波数と完全に一致している場合、 $J-1$ 準位からの影響だけが残る。このとき、 J 準位エネルギー変化 ΔE_J は、

$$\Delta E_J = \frac{|\mu_{J \leftarrow J-1}|^2 E_0^2 (E_J - E_{J-1})}{2 [(E_J - E_{J-1})^2 - h^2 \nu_0^2]} \quad (2)$$

になる [27]。ここで、 E_0 はレーザー電場振幅で、レーザーパワーを P_0 、ビーム断面積を S とすると $E_0 = \sqrt{2 P_0 / \epsilon_0 c S}$ と書ける。 $J+1$ 準位のエネルギー変化 ΔE_{J+1} も同様に考えることができるので、Stark 効果による $J+1 \leftarrow J$ 遷移周波数の変化 $\Delta \nu_s$ は、

$$\Delta \nu_s(J) = \frac{\Delta E_{J+1} - \Delta E_J}{h} = \frac{E_0^2}{2h} \left[\frac{|\mu_{J+2 \leftarrow J+1}|^2 (E_{J+1} - E_{J+2})}{(E_{J+1} - E_{J+2})^2 - h^2 \nu_0^2} - \frac{|\mu_{J \leftarrow J-1}|^2 (E_J - E_{J-1})}{(E_J - E_{J-1})^2 - h^2 \nu_0^2} \right] \quad (3)$$

から計算できる。例えば、レーザー出力を 1 mW、ビーム直径を 1 mm としたときの $J=27 \leftarrow 26$ 遷移の Stark シフトは約 1 mHz になる。

一方、Zeeman 効果に関しては、通常 CO 分子の電子は $^1\Sigma$ 状態にあるため、電子雲の回転によって生じた磁気モーメントと分子核の回転による磁気モーメントは大きさが同じで逆符号となるために打ち消し合い、Zeeman 効果は考えられない。また、CO 分子の核スピン $I=0$ なので、外部磁場と核磁気モーメントとの相互作用による Zeeman 効果もない。しかしながら、分子核の回転に対して電子雲が追従しないという古典的描像に対応する slip 効果まで考えると [27]、その結果として磁気モーメントが発生することになり、Zeeman 効果を考慮する必要が生じてくる。一般には、slip 効果による Zeeman シフトの解析計算は困難であるが、CO のような直線分子の場合には計算が容易になり、Zeeman 効果による J 準位のエネルギー変化は

$$\Delta E_J(M) = \frac{\mu_0 m_e}{I} (N r_e^2 - \sum N_s r_s^2) \mathbf{J} \cdot \mathbf{H} \quad (4)$$

になる。ここで、 μ_0 はボーア磁子、 m_e は電子質量、 N 及び N_s は $^1\Sigma$ 軌道の電子数と核電荷の有効数量、 r_e 及び r_s は分子の重心から $^1\Sigma$ 軌道までの距離とそれぞれの核までの距離である。また $\mathbf{J} \cdot \mathbf{H}$ は分子角運動量の磁場 $\mathbf{H}$ 方向への射影成分 (磁気量子数 M) に比例する。CO 分子の場合、 J 準位は kHz/G 程度の変化を生じるが、遷移周波数は上下準位の差になるので $\Delta M=0$ 遷移ならば Zeeman シフトはゼロになる。ただし、電子雲の遠心力歪みの影響が回転エネルギーに対して相対的に 10^{-6} 程度で現れてくることを考慮すると $\Delta M=0$ 遷移の場合でも mHz/G 程度の Zeeman シフトは生じる可能性がある [28]。

分子の非弾性衝突も周波数シフトの要因になる。この衝突シフト $\Delta \nu_c$ は $\Delta \nu_c = N_B v \sigma_s / 2\pi$ となる。ここで、 N_B は分子密度、 v は分子の平均速度、 σ_s は衝突断面積である。分子の衝突シフトの解析計算は難しいが、CO 分子の衝突シフトは実験的に -30 kHz/Torr 以下

になると見積られる [29]–[33]。

様々な要因による周波数シフトの影響と入手可能な THz 光源の発振周波数を検討した結果、 $J=27 \leftarrow 26$ の純回転遷移周波数を参照基準に決定した。この遷移周波数は、波長可変遠赤外分光計を用いて 3097.90936 (17) GHz と測定されている [34][35]。CO 分子の $J=27 \leftarrow 26$ 回転遷移の主な性質を表 2 にまとめておく。

3.1.2 CO 安定化 3.1 THz 量子カスケードレーザー

図 5 は CO 分子安定化 3.1 THz 量子カスケードレーザー (THz-QCL) の実験配置図である。光源は Longwave Photonics 社製の DFB 型 THz-QCL であり、出力 2 mW、直線偏光で単一周波数発振する。レーザー反転分布を達成するために、能動振動防振機能の付いた Stirling 冷凍機を使って約 50 K の低温状態にして動作させる。発振周波数は約 3101 GHz (@50 K) であり、レーザー温度またはレーザー電流を変化させることで、発振周波数の変調が可能である。ただし、レーザー温度の範囲は、下限については冷凍機の冷却性能、上限については THz-QCL の発振条件によって制限されており、さらにレーザー電流の可変範囲についても THz-QCL の出力特性に依存するため、両者を組み合わせたとしても変調範囲は 2 GHz 程度しかなく、我々の用途には不十分であった。そこで、レーザー周波数の掃引幅を更に拡張するために、気体コーティング法を採用した [39][40]。気体コーティング法は、低温状態のレーザー表面に気体を凝結させることで、実効レーザー共振器長を伸ばして、発振周波数を低周波側へ連続的にシフトさせる手法である。しかも、この手法はレーザーに損傷を与えることなしに繰り返し適用することができる。最初の気体コーティング法に関する報告では窒素ガスが採用されたが、我々は窒素よりも高い昇華温度を持つ二酸化炭素 (CO_2) ガスを利用した [41]–[43]。実際の手順としては、ターボ分子

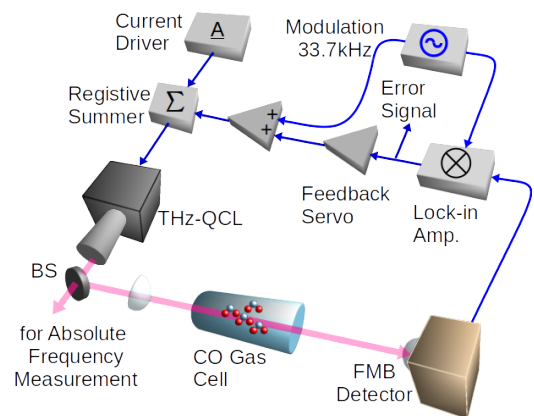


図 5 CO 分子安定化 3.1 THz 量子カスケードレーザーの実験配置図
THz-QCL: テラヘルツ量子カスケードレーザー、BS: ビームスプリッター、FMB Detector: フェルミレベル制御パリアダイオード検出器。

ポンプを使って圧力を 10^{-5} Torr 以下に維持した真空槽内に、圧力調整バルブを利用しながら CO_2 ガスを約 1 Torr になるまでごく短時間の間だけ注入することを数 10 回ほど繰り返した。 CO_2 ガスコーティング法による THz-QCL の周波数シフトの結果を図 6 に示す。 CO_2 ガスコーティング一回あたりで約 -75 MHz の周波数シフトが生じ、この方法とレーザー温度変調を組み合わせることで、目標周波数でのレーザー発振を実現できた。窒素ガスとは異なり、 CO_2 ガスを利用すれば、レーザー温度が 50 K を超えても気体コーティング法を採用できる。

THz-QCL から出射した THz 波はペリクルビームスプリッターで分割され、透過ポート (90 %) は絶対周波数計測に使用し、反射ポート (10 %) は周波数安定化に利用した。絶対周波数計測には超格子 (Superlattice: SL) ハーモニックミキサーを利用して、マイクロ波標準とのヘテロダインビート計測を行った [44][45]。低雑音 RF シンセサイザーからの約 11.7 GHz の信号を GaAs ショットキーダイオード (VDI 社 WR6.5 AMC-I) で 12 通倍することで約 141 GHz の信号を生成し、それを SL ハーモニックミキサーに入力することで、141 GHz 信号の第 22 高調

波と THz-QCL との RF ビート信号を取得した。

THz-QCL の周波数安定化に必要な制御信号は、周波数変調分光法で取得した。変調周波数は 33.7 kHz で、レーザー電流に変調信号を直接印加した。ガスセルの長さは 30 cm で、ビューポートには厚さ 1 mm のテフロンをブリュースター角で取り付けられている。 CO ガスの圧力は制御信号 SN 比と吸収スペクトルの圧力広がり を考慮して、2 Torr に設定した。ガスセルを透過した THz 波を常温動作可能で高速・高感度なフェルミレベル制御バリアダイオード検出器で検出し [46]、その出力信号を変調周波数で復調することによって、吸収スペクトルの 1 次微分を制御信号として取得した (図 7)。この制御信号をサーボ回路で増幅した後、レーザー電流にフィードバックすることで、レーザー周波数を CO 吸収線のピークに安定化している。

3.1.3 周波数安定化 THz 量子カスケードレーザーの性能評価

SL ハーモニックミキサーに入力された 141 GHz 信号の第 22 高調波と THz-QCL との RF ビート信号スペクトルを図 8 に示す。RF スペクトラムアナライザーの max-hold 機能を使って測定したとき、フリーラン時のスペクトル線幅は Stirling 冷凍機の振動に起因し

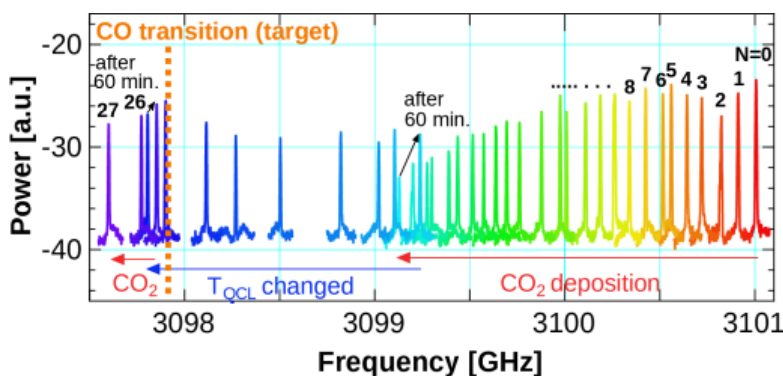


図 6 気体コーティング法による THz-QCL の発振周波数の変化。スペクトルの上に書かれた数字は気体コーティングの回数を示している。

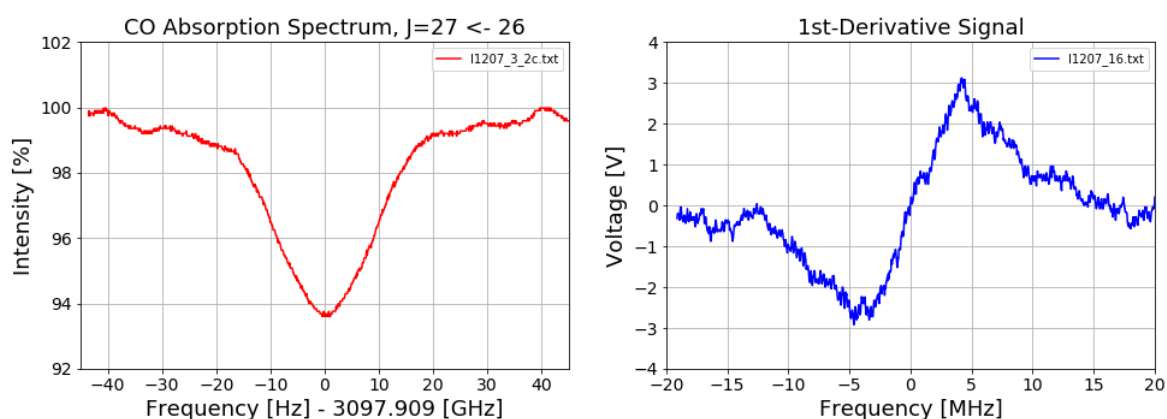


図 7 CO 分子の回転吸収スペクトル (右) とその 1 次微分信号 (左)

た周波数ジッターの影響で約 25 MHz に広がっている。一方、THz-QCL を CO 分子の吸収線に安定化すると、この周波数ジッターは抑圧され、ビート線幅は約 6 MHz 程度に狭窄化された。このときの周波数安定化ループの制御帯域は 1 kHz で位相余裕は 65 度であった。THz-QCL のアラン分散を図9にプロットした。これはゼロデットタイム周波数カウンター (Pendulum 社 CNT-91) で測定されたビート周波数から計算した。フリーラン時のアラン分散は平均時間 1 秒から周波数ドリフトの影響が表れており、1000 秒では 4.4×10^{-6} になっている。これは 1.9×10^4 Hz/s のドリフト率に相当する。周波数安定化を行うことでドリフトの影響は軽減され、平均時間 10 秒でのアラン分散は 5×10^{-9} を達成した。周波数安定度が長期で低下する原因については、THz-QCL の電流フィードバックによる周波数-強度結合の影響と考えられており、3 倍波復調で制御信号を取得するか強度信号との差動検出を行

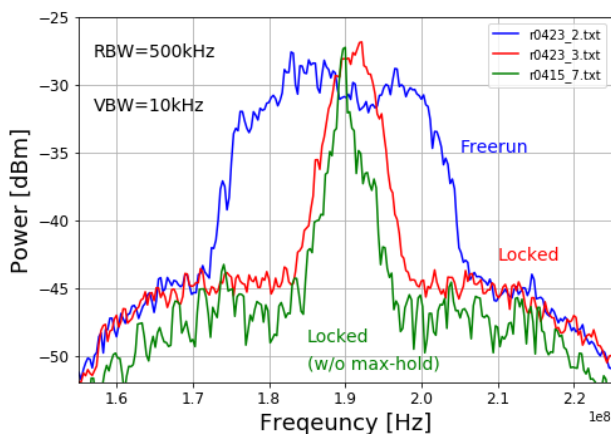


図8 CO分子安定化 3.1 THz-QCL と 141 GHz 信号の第 22 高調波との RF ビート信号スペクトル。フリーラン時 (青)、ロック時 (赤及び緑)。青線と赤線のプロットはスペクトラムアナライザの Max-hold 機能を使用して測定。

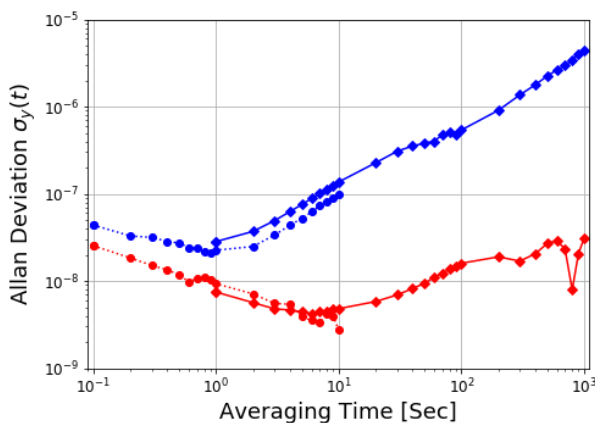


図9 CO分子安定化 THz-QCL の周波数安定度。青線はフリーラン時、赤線は周波数安定化時のアラン分散。点線は 0.1 秒サンプリングデータ、実線は 1 秒サンプリングデータから計算。

うことで改善できると期待している。その結果として、絶対周波数の決定における統計的不確かさを十分に減少させて、現在入手可能な商用の THz 測定器を校正するために十分な周波数確度 7~8 桁程度を持つテラヘルツ標準器として動作させることを目指している。

3.2 光差周波発生による高精度テラヘルツ連続波発生システム

発振周波数が少し異なる 2 本のレーザー光 (ω_1, ω_2) の光混合 (Photomixing) により、その周波数の差 ($\omega_1 - \omega_2$) に相当する電磁波を発生させる手法は昔からよく知られており、THz 帯の連続波発生においても差周波数が THz 帯の周波数離れている 2 本の連続光を非線形素子に照射し、光混合により THz 帯の連続波を発生させることが可能である。この手法において、発生させるテラヘルツ連続波の精度は、その元となる 2 本のレーザー光の周波数の差がどのくらい精度良く決定されているか (2 本のレーザー光の周波数間隔がどのくらい一定か) に大きく依存している。

3.2.1 光コムの発振モード選択とテラヘルツ連続波発生

周波数間隔が精度良く制御されている 2 本のレーザー光として、光コムの 2 つの発振モードを利用する方法が考えられる。光コムは、スペクトルモードが離散的かつ等間隔に並んで発振しているレーザー光源であり、フェムト秒 (fs) モード同期レーザー型の光コムでは、その発振モードは数 THz 以上に広がり、繰り返し周波数 (モード間隔) が一定に揃っているだけでなく、それぞれの発振モードの位相も制御されている。このような発振スペクトルが数 THz 以上広がっているレーザー光源のうち、任意の 2 本のモードのみを選択的に取り出すことができれば、THz 周波数離れ、その間隔が制御された 2 本のレーザー光を用意することができる。また、取り出す光モードの選択次第で 2 本のレーザー光の周波数間隔も変えることができ、結果として発生したテラヘルツ連続波の周波数も変化させることが可能となる。この手法で課題となるのは、fs レーザー光コムの場合、モード間隔はそのフリースペクトルレンジに依存して 100 MHz~1 GHz 程度と狭いため、パスバンドが数 GHz 程度と広い典型的な干渉型光バンドパスフィルターでは、取り出したいモードの周辺のモードまで同時に多数切り出してしまい、差周波発生過程で、シングルモードではなくマルチモードのテラヘルツ波になってしまうことである。そこで今回我々は、誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering) を利用した狭帯域フィルタリング手法を採用し、数万本存在する発振モードの中から任意のモード 2 本のみを取り出すことを可能とした。

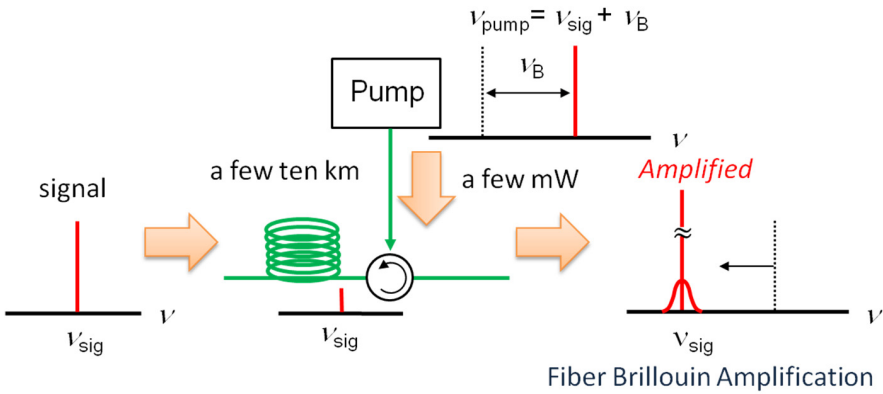


図 10 誘導ブリルアン散乱を利用した光増幅

表 3 希土類添加光ファイバー増幅器 (EDFA) とファイバーブリルアン増幅 (FBA) との比較

	EDFA	FBA
Pump light power	A few hundreds mW at 980 nm	A few mW at 1.5 μm
Gain	20-30 dB	>60dB
Gain BW	A few THz	10 MHz
Gain media	Er-doped fiber	Optical fiber

誘導ブリルアン散乱 [47][48] は、ある閾値以上の高いパワーのレーザー光を光ファイバーに入射すると、光ファイバー媒質内に発生する音波と光の相互作用によりその入射光の一部が反射光(後方散乱光)として入射元に戻ってきてしまうもので、光通信の世界では良く知られている現象である。誘導ブリルアン散乱が起こる条件は、光ファイバーの長さ、入射するレーザー光の光強度及び線幅に依存しており、線幅数 MHz のレーザー光を数十 km の光ファイバーに入射した場合は、レーザー強度が数 mW を超えると誘導ブリルアン散乱が起こり始める。光ファイバー長とレーザー線幅で決まる入射可能閾値以上に入射光強度を上げても、入射光のほとんどが反射光として戻ってくるだけであるため、誘導ブリルアン散乱はコヒーレント光通信において光ファイバーへの入射光パワーを制限する一因になっている。誘導ブリルアン散乱による反射光の周波数は、光ファイバー媒質の屈折率、音波の速度、入射光の波長によって決まり、光通信帯の光ファイバーやレーザー光を用いた場合、その反射光は入射光よりも約 11 GHz 低い周波数に現れ、音響フォノンの寿命により約 10 MHz の線幅を持っている。ファイバーブリルアン増幅 (Fiber Brillouin Amplification) [49]-[51] はこの誘導ブリルアン散乱を利用した増幅方法であり、後方散乱光が発生している周波数帯域内に合うように光ファイバーの反対端から信号光を入射させると、その信号光が誘導ブリルアン散乱の大きさに

応じて増幅される。もう少し詳しく説明すると、図 10 にあるように、信号光を光ファイバーに入射させる場合、光ファイバーの光ロスにより信号光の強度は下がるが、光ファイバーの反対端から光サーキュレーターを介して信号光より約 11 GHz 高いレーザー光を励起光にすると、誘導ブリルアン散乱により信号光の周波数付近に利得が生じ信号光が増幅されるというものである。ファイバーブリルアン増幅は、光通信で広く使用される希土類添加光ファイバー増幅器や半導体光増幅器に比べると、利得は大きい、増幅可能バンド幅は 10 MHz と非常に狭い(表 3)。しかし、この特性を逆手に取れば、10 MHz の周波数範囲だけを選択的に取り出す狭帯域バンドパスフィルターとして応用することができる。そこで、ファイバーブリルアン増幅のセットアップを 2 系統用意し、fs レーザー光コムに同時に適応することで、光コムの 2 つのモードを選択的に抜き出している。

実験セットアップを図 11 に示す。今回用いた光コムは、fs パルスファイバーレーザーであり、発振スペクトルは 10 THz 以上に広がっている。繰り返し周波数(モード間隔)は 100 MHz で、その周波数は日本標準時などの安定な参照信号を原振にした信号発振器のマイクロ波信号に安定化されている。fs レーザーの出力は 50 mW であり、モードの数(10 万本)を考慮すると 1 モードあたりの出力は 1 μW 以下である。fs レーザーの出力光はそのまま 50 km のファイバースプー

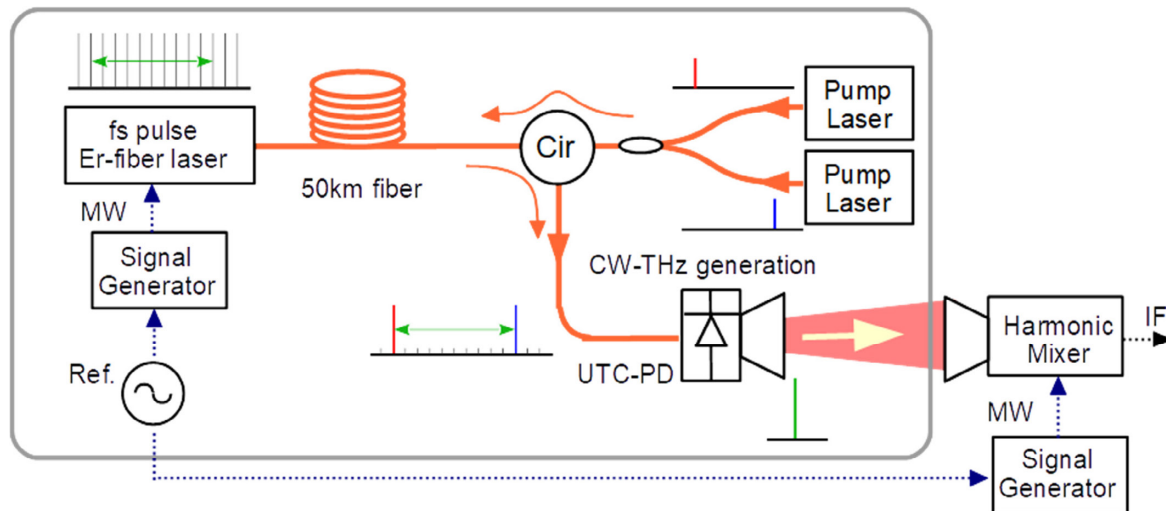


図 11 光コムをベースにしたテラヘルツ連続波発生システム

光コムの任意の 2 つのモードを誘導ブリルアン散乱により取り出し、UTC-PD に入射することでテラヘルツ連続波を発生させている。

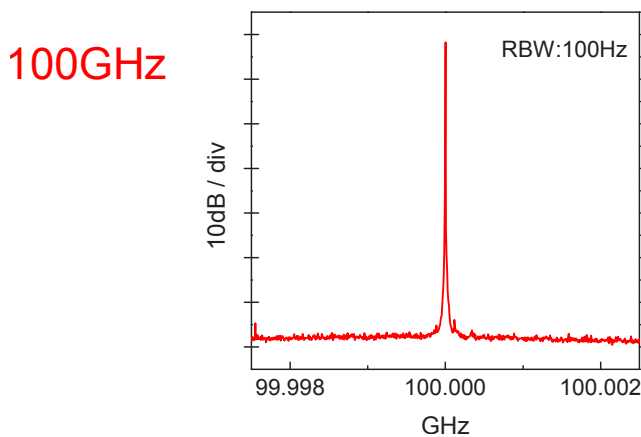


図 12 光差周波発生による 100 GHz 連続波のスペクトル

ハーモニックミキサーで測定された RF ビートスペクトルを周波数校正。

ルにカップルされ、そのファイバーの反対から誘導ブリルアン散乱を引き起こす 2 本の励起レーザーを入射させる。今回は励起レーザーとして、単一モードファイバーレーザーと波長可変範囲の広い外部共振器型半導体レーザーを用いた。光サーキュレーターを介してスプールファイバーにカップルされた光強度は共に 10 mW 程度である。2 本の励起レーザーは、取り出したい光コムの発振モードの周波数より約 11 GHz 高い周波数にチューニングし、励起レーザーにより引き起こされる誘導ブリルアン散乱の周波数が選択したいモードの周波数から外れないよう、励起レーザーにはそれぞれ独立に周波数安定化を施している。このようにして光コムから選択的に増幅された 2 つの発振モードは、光混合を引き起こす単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD: Uni-Traveling Carrier Photodiode) にカップルされ、その周波数差に相当するテラヘルツ連続波を発生させる。UTC-PD にカップルされる 2 本の光のパワーは合計約 10 mW である。UTC-PD は、

光入力により発生したキャリアのうち電子の応答だけがその素子の応答速度を決定するような構造に設計された非線形素子であり、高速性と高出力特性を同時に実現している [52]。その周波数応答帯域は数 THz まで広がっているが、その出力強度は出力周波数の 3 ~ 4 乗で反比例しており、実際の出力パワーは、100 GHz で数十 mW、1 THz で約 1 μ W、3 THz で数十 nW 程度であると見積もられている。

3.2.2 発生させたテラヘルツ連続波の性能評価

光コムを基準にして UTC-PD を介して発生させたテラヘルツ連続波の精度を、周波数可変性、周波数安定度、位相雑音、の点から評価した。誘導ブリルアン散乱を引き起こす励起レーザーの発振波長を変えることで、光コムから取り出す 2 本のモードの周波数間隔を変え、100 GHz 付近と 700 GHz 付近のテラヘルツ連続波を発生させた。発生させた 100 GHz 波と 700 GHz 波は、それぞれの周波数に対応したハーモニックミキサーを用いて評価した。図 12 から分かるように周波数分解能 100 Hz で 60 dB 以上の非常に高い CN 比のスペクトルを実現している。また、図 13 に示すように、取り出す光コムのモードを選択することで、テラヘルツ連続波の周波数も光コムのモード間隔 (今回は 100 MHz) おきに変化させることができる。周波数安定度と位相雑音は図 14 で表され、発生させた 100 GHz 波と 700 GHz 波の精度は、光コムのモード間隔を制御している信号発生器の精度と同じであることが分かった。

次に、3 THz 波を発生させ、その性能を評価した。UTC-PD から発生する 3 THz 波の出力パワーは数十 nW と非常に小さいためハーモニックミキサー単体では精度良く評価できない。そこで、ホットエレクトロンボルロメーターミキサー (Hot Electron

4 原子周波数標準

Bolometer mixer: HEBM) と位相同期安定化された 3 THz の量子カスケードレーザー (Quantum Cascade Laser: QCL) を組み合わせ、3 THz 波の周波数精度評価を実施した (図 15)。HEBM は、超伝導窒化ニオブ (NbN) の超薄膜ストリップラインを液体ヘリウム温度まで冷却して使用する高感度ヘテロダイン検出器である。超伝導状態ではストリップラインの抵抗値はゼ

ロであるが、ここに THz 帯の光が入るとホットエレクトロンが発生し、抵抗値が変化する。周波数が少し異なる 2 本のテラヘルツ波を同時にカップルした場合、抵抗値はビート成分の周波数とも同期して変化するため、この抵抗値の変化をモニターすることにより 2 本のテラヘルツ波のビート周波数を測定することができる。2 本のテラヘルツ波の 1 つとして位相同期安定化

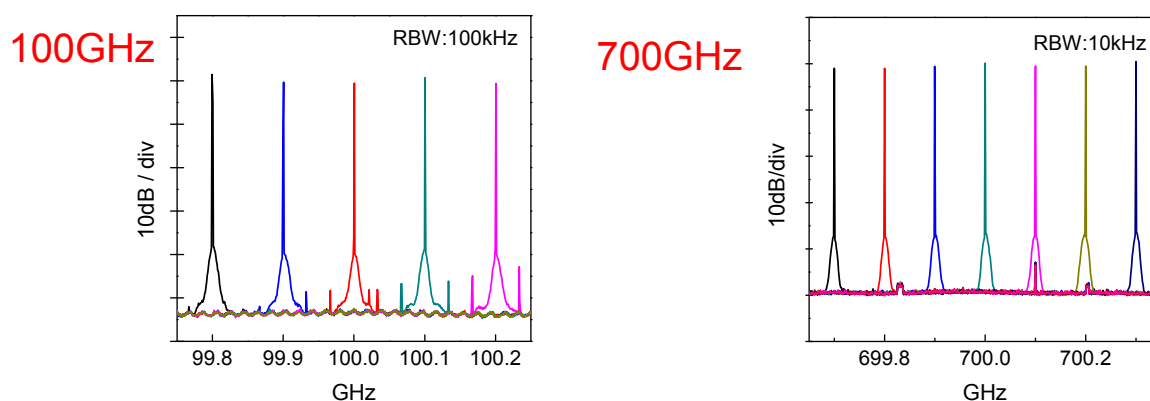


図 13 光コム異なるモードを選択して発生させたテラヘルツ連続波。(左) 100 GHz 付近、(右) 700 GHz 付近の信号
光コムモード間隔 100 MHz おきにテラヘルツ連続波が発生している。

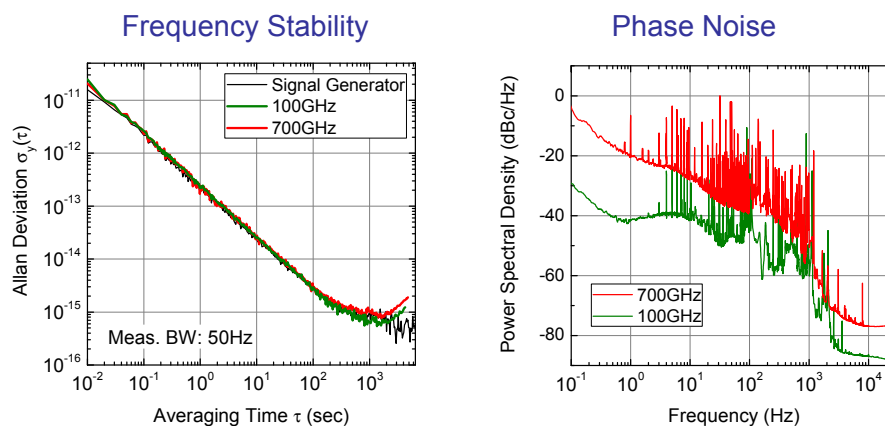


図 14 光差周波発生によるテラヘルツ連続波の周波数安定度 (左) と SSB 位相雑音スペクトル (右)
緑線は 100 GHz、赤線は 700 GHz 信号を表している。

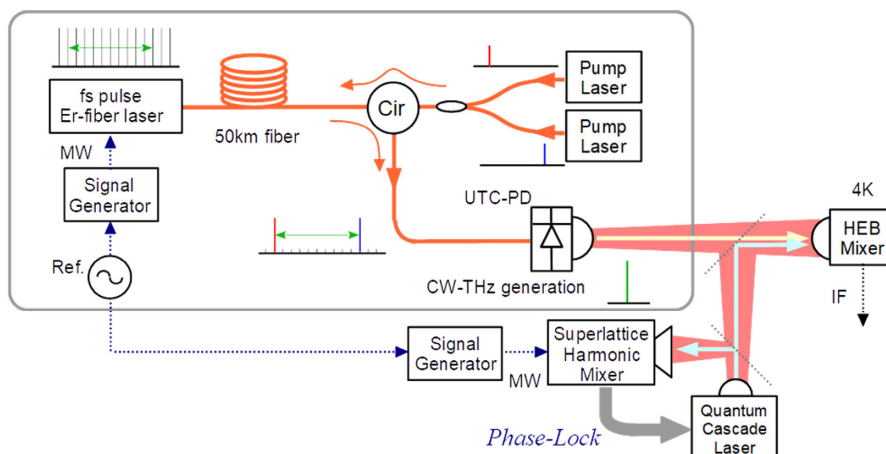


図 15 3 THz 量子カスケードレーザーとホットエレクトロンボロメーターミキサーを利用した光差周波 3 THz 連続波の性能評価

された 3 THz-QCL を用いた。THz-QCL の出力パワーは数 mW 以上であるため、超電導ストリップラインにホットエレクトロンを生成することは比較的容易であるが、THz-QCL の周波数特性が悪いと測定したい光コムをベースに発生させた 3 THz 連続波の性能を精度よく評価できない。そこで、THz-QCL の位相同期安定化を行った。3 THz-QCL の一部を超格子 (SL) ハーモニックミキサー [44] に入射し、信号発振器の高調波とのビート信号を検出する。そのビート信号を使い、生成されたエラー信号を駆動電圧にフィードバックすることで、THz-QCL の発振周波数を、SL ハーモニックミキサーを駆動する信号発生器のマイクロ波に位相同期安定化している。この位相同期安定化された 3 THz-QCL の出力光と光コムをベースに発生させた 3 THz 連続波を HEBM 上で重ね合わせ、得られたビート信号を使って 3 THz 連続波を評価した。100 GHz 波、700 GHz 波と同様に、光コムのモード間隔おきに周波数が可変であることが確認でき (図 16)、周波数安定度及び位相雑音の結果 (図 17) から、発生させた

3 THz 連続波も信号発生器のマイクロ波と同じ精度を有していることが分かった。

光コムをベースにした高精度テラヘルツ連続波発生システムを構築し、100 GHz、700 GHz、3 THz においてテラヘルツ連続波を発生させ、その性能を評価した。その精度は参照信号として使用した信号発生器のマイクロ波のそれと同じであり、誘導ブリルアン散乱によるモード選択、UTC-PD による光-THz 変換、ハーモニックミキサーによる高調波発生、HEBM におけるヘテロダイン検出、などにおいて余分な雑音を与えていないことが確認された。今回評価を行った 3 つの周波数帯域は、発生させたテラヘルツ連続波を評価できる帯域という点から選んでおり、今回開発したテラヘルツ連続波発生システムは、それ以外の THz 領域においても 100 MHz 間隔で非常に高精度なテラヘルツ基準信号を発生できると確信している。

4 テラヘルツコムによる精密周波数計測とその技術応用

周波数標準器の開発とその精密計測及び測定機器の開発は標準の精度向上における双対関係にある。本章では、THz コムを用いて開発された THz 周波数カウンターの性能評価について説明する。また、THz コム技術を使った THz 分周器についても紹介する。

4.1 テラヘルツ周波数カウンターの性能評価

THz コム技術を用いた周波数カウンターに関しては、徳島大学の安井らによる先鞭的な研究があり、光伝導アンテナ (Photo-conductive antenna: PCA) 内部に発生させた、光キャリア THz コムを利用することで、サブ THz 領域の計測において 2.8×10^{-11} の不確かさでの周波数決定に成功した [53]。世界的には、韓国標準科学研究所 (KRISS) で周波数とパワーを同時計測可能な THz スペクトラムアナライザーが開発さ

3THz

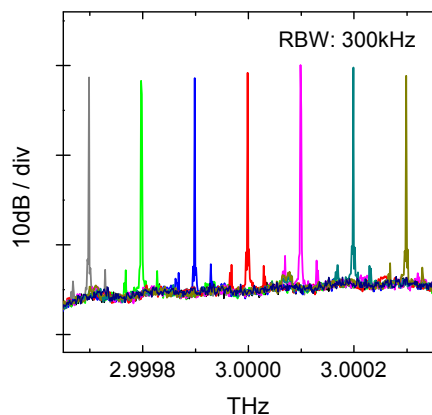


図 16 光差周波 3 THz 連続波のスペクトル。光コムのモード間隔 100 MHz に対応した、3 THz 付近の信号を発生できることを確認。

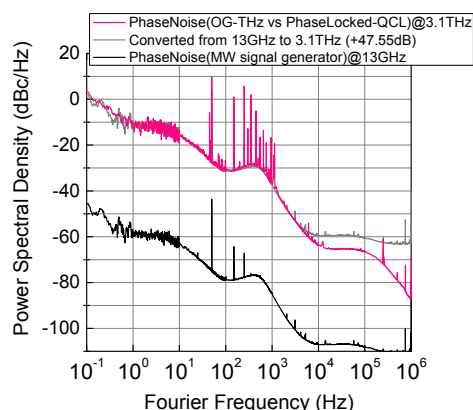
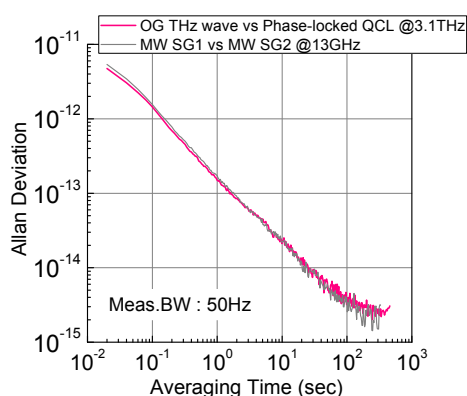


図 17 光差周波 3 THz 連続波の周波数安定度 (左) と SSB 位相雑音スペクトル (右)

れ、0.3 THz 帯において 1×10^{-11} の測定精度を達成している [54]。ドイツ物理工学研究所 (PTB) では THz コムの周波数安定化を行うことなしに、巧みな演算処理を駆使することで、0.1 THz 信号を精度 10^{-14} で測定することに成功した [55]。このような THz 周波数計測器が開発される一方で、計測そのものを研究対象とする計量学的観点からは、THz コムの測定限界を押さえておくことが重要となる。ここでは、我々が実施した 2 台の THz 周波数カウンターの比較による限界性能の評価実験について説明する [56]。

4.1.1 周波数比較法の原理

周波数標準器の性能評価における有力な手法として、2台の標準器の出力値を相互比較する周波数比較法がある。この周波数比較法は測定器一般の評価においても有効であるため、例えば光コム of 計測精度を確認する際にも利用されてきた [57][58]。我々は、この方法を採用し、THz コムを用いた周波数カウンターの評価を行った。

フェムト秒 (fs) モード同期レーザーから出射した超短パルス光を PCA に照射すると光伝導効果による光キャリア THz コムが発生する。この THz コムは光コムの m, n 番目のモードの光差周波として発生するため、本質的に carrier-envelope オフセット周波数がゼロになり、THz コムの k 番目のモードの周波数 $f_k^{(pc)}$ は、

$$f_k^{(\text{pc})} = f_n - f_m = (n - m) f_{\text{rep}} = k f_{\text{rep}} \quad (5)$$

と書ける。ここで、 f_{rep} は fs レーザーのパルス繰り返し周波数、 k, m, n は整数である。したがって、fs レーザーの f_{rep} をマイクロ波標準に安定化することで THz コムを構成する全モードが安定化される。発振周波数 f_{cw} の THz 連続波を PCA に照射すると、THz コムの k 番目のモードとのヘテロダインビート信号 f_{beat} が得られる。このとき f_{cw} は、

$$f_{\text{cw}} = k f_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat}} \quad (6)$$

と書ける。 k と f_{beat} の符号の決定方法については文献 [59] に譲り、ここでは k は既知で f_{beat} の符号は正であると仮定する。独立した 2 台の THz コムを使って測定された THz 連続波の周波数は、

$$f_{\text{cw1}} = k_1 f_{\text{rep1}} + f_{\text{beat1}} \quad (7)$$

$$f_{\text{cw2}} = k_2 f_{\text{rep2}} + f_{\text{beat2}} \quad (8)$$

となる。ここで、添え字 1, 2 はそれぞれの THz コムに対応している。原理的に $f_{\text{cw1}} = f_{\text{cw2}}$ となるため、これらの残差周波数 δf は測定時に付加された THz コムからの寄与とみなすことができ、

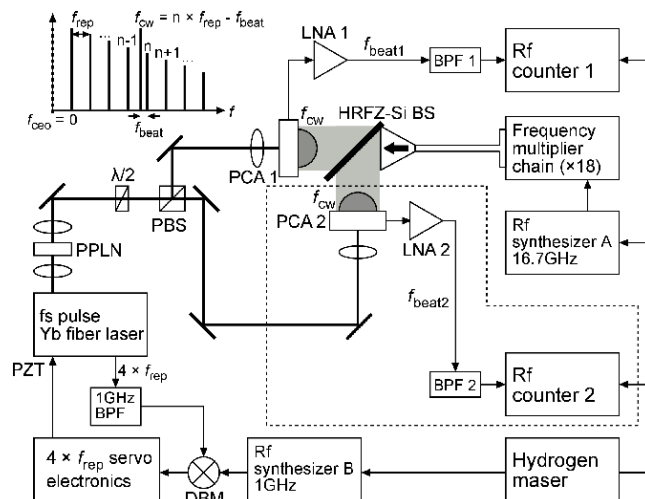


図 18 周波数比較法による THz 周波数カウンターの性能評価のための実験配置図

PCA: photoconductive antenna; LNA: low-noise amplifier; BPF: band-pass filter; HRFZ-Si BS: silicon beam splitter; $\lambda/2$: half wave plate; PBS: polarizing beam splitter; DBM: double-balanced mixer; and PZT: piezoelectric transducer. The part of the system enclosed by the dotted line was set for evaluation of the measurement precision. 参考文献 [56] より転載。

$$\delta f = k_2 f_{\text{rep2}} - k_1 f_{\text{rep1}} + \delta f_{\text{beat}} \quad (9)$$

となる。ここで、 $\delta f_{\text{beat}} = f_{\text{beat2}} - f_{\text{beat1}}$ と定義した。fs レーザを共通にすれば、式 (9) は更に簡単になり、

$$\delta f = \delta f_{\text{beat}} \quad (10)$$

となる。よって、2つのビート周波数差を計測すれば、THz コムの計測限界を精査できることがわかる。

4.1.2 周波数比較法のための実験システム

図 18 は、THz 周波数カウンターの性能評価のための実験配置図である。被測定信号は周波数 0.3 THz、出力 2 mW の THz 連続波を用いた。これは低雑音 RF シンセサイザー A (Agilent ESG-D4000) からの 16.7 GHz 信号をショットキーダイオードの非線形性を利用した 18 逓倍器 (Virginia Diode) に導入することで発生させている。この THz 波を高抵抗シリコン (Si) ビームスプリッター (HRFZ-Si) で 2 分割し、2 台の PCA (Hamamatsu G10620-12) に自由空間で結合させた。PCA には超半球 Si レンズが付属しており、照射された THz 波をアンテナ上に効率よく集光できるようになっている。アンテナパターンは 1 THz 以下で比較的高い結合効率を持つボウタイ型で、それが低温成長ガリウムヒ素 (LT-GaAs) 基板上に配置されている。fs レーザーには平均出力 2 W、パルス幅 83 fs の Yb ファイバーモード同期レーザー (Menlo Systems Orange A) を採用した。このレーザーの f_{rep} は 250 MHz であるが、それを安定化するための位相同

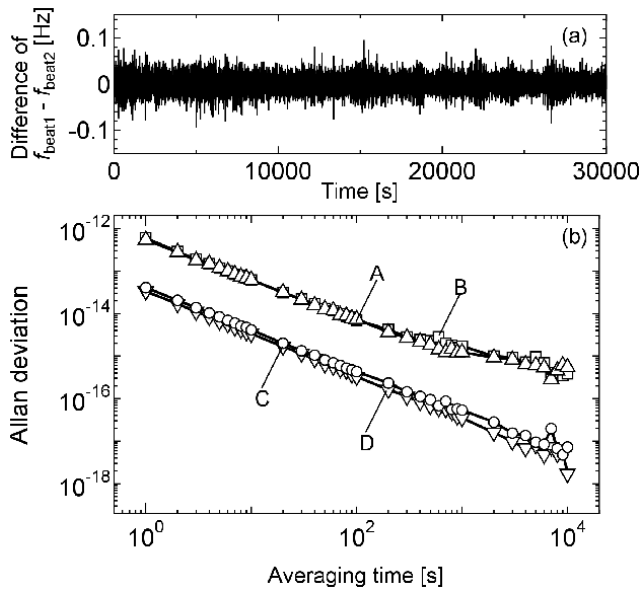


図 19 (a) 2 台の THz カウンターで測定された 0.3 THz 信号の周波数差
(b) アラン分散による周波数安定度
(A) Instability of the cw-THz source measured by PCA1. The instability measured by PCA2 was almost the same as that of PCA1. (B) Instability of the RF synthesizers. (C) Instability of one THz frequency counter calculated from the difference between two absolute THz frequency measurements. (D) Instability of one LNA.

期ループ (PLL) 内で発生した雑音の影響を低減するために、 f_{rep} の第 4 高調波である 1 GHz を使って、RF シンセサイザー B (Agilent 8247 A) に安定化した。RF シンセサイザー A, B は水素メーザーを共通の外部基準としているため、その周波数揺らぎは同相雑音として相殺されて測定に表れてこないことに注意すべきである。fs レーザーの発振波長は 1040 nm であり、これは LT-GaAs のバンドギャップ波長 867 nm よりも長波長である。そこで、非線形光学結晶 PPLN で発生させた第 2 高調波 (SHG) を偏光ビームスプリッターで分割し、各光量を 8 mW に調整した後で 2 台の PCA に照射した。発生した光伝導キャリア THz コムと 0.3 THz 波とのビート信号は光電流として得られるため、帯域幅 40 kHz の低雑音トランスインピーダンス増幅器 (FEMTO messtechnik LCA-40 K-100 M: LNA) を利用して電流 - 電圧変換を行い、多チャンネル・ゼロデッドタイム RF カウンター (K+K FXE) で 2 つのビート信号を同時測定した。RF カウンターの前段にあるバンドパス・フィルター (BPF1, BPF2) は周波数測定のカウントが発生することを防止するために挿入した。ビート周波数を 36.6 kHz に設定したとき、得られた SN 比は周波数分解能 100 Hz で約 60 dB であった。

4.1.3 テラヘルツ周波数カウンターの安定度

図 19 (b-A) は PCA1 で測定された、0.3 THz 波の周波数安定度を表している。PCA2 による測定結果も

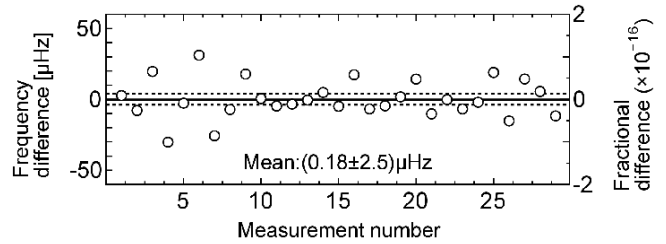


図 20 2 台の THz 周波数カウンターで測定された 0.3 THz 信号の絶対周波数の差
The mean of all the data points is shown as a solid horizontal line. The dashed lines express the statistical uncertainty based on the standard error.

これによく一致しており、平均時間 1 秒におけるアラン分散は 5.4×10^{-13} で、3000 秒以内に 10^{-16} 台に達している。この安定度は RF シンセサイザーの位相雑音で制限されている (図 19 (b-B))。図 19 (a) は 2 つのビート周波数差 δf の時系列データである。これから計算された 1 台あたりの PCA に等価な安定度が図 18 (b-C) で、 $4.1 \times 10^{-14}/\tau$ の安定度を持つことが確認された。0.3 THz 波の周波数雑音、fs レーザーの f_{rep} 揺らぎや RF シンセサイザーの位相雑音などの影響は同相雑音としてキャンセルされることと、概算されたショット雑音レベルが十分に低いことを考慮すると、図 19 (b-C) の安定度は PCA と LNA からの雑音に起因していると予想できる。そこで、LNA の電気雑音レベルを調査するために、周波数純度の極めて高い 36.6 kHz の正弦波信号を LNA で増幅した後、その安定度を計測した。この調査に用いた信号は図 19 (b-C) よりも十分に安定であり、また振幅は実際のビート信号計測時の SN 比に一致するように調整した。LNA の電気雑音レベルを図 19 (b-D) にプロットした。これは THz カウンターの計測限界とよく一致しており、LNA の電気雑音が支配的であることを表している。より低雑音な LNA を開発するかビート信号強度を大きくできれば、更なる安定度の向上を期待することができ、PCA 内部での光差周波発生や光伝導効果などの物理的に興味深い現象で制限された計測限界を確認できる可能性も考えられる。

4.1.4 テラヘルツ周波数カウンターの絶対周波数計測精度

2 台の PCA で測定された 0.3 THz 波の周波数差の時系列データ (図 19 (a)) を 1000 点からなる 29 個の順次データセットに分割し、それらの平均値をプロットしたものが図 20 である。これから周波数差の平均値及び標準誤差は、それぞれ 0.18 μHz と 2.5 μHz と計算された。図 19 (b-C) から分かるように、THz カウンターのアラン分散は $1/\tau$ 依存性を持っており、白色周波数雑音よりも中心決定精度の高い位相コヒーレントな性質を持つ白色位相雑音が支配的であること

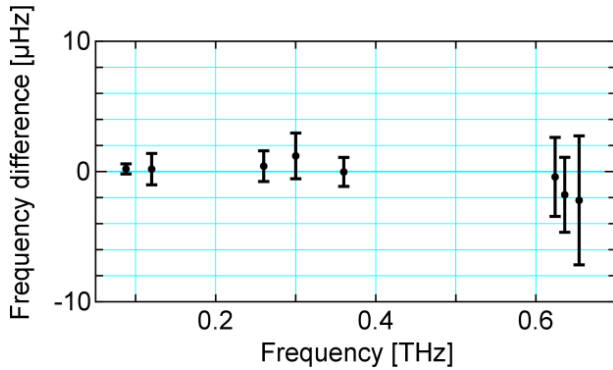


図 21 サブ THz 帯 (0.088 ~ 0.645 THz) における THz 周波数カウンターの絶対周波数計測精度

These points are the mean of the frequency difference measurements. The error bar on each point indicates the standard error.

が分かるが、ここでは保守的に白色周波数雑音の場合に適用するように標準誤差を系統誤差として用いた。この系統誤差の範囲内で有意な周波数差は観測されなかったことから、THz カウンターの参照基準に光周波数標準を採用すれば、0.3 THz 帯では不確かさ 1.7×10^{-17} で周波数を決定できることが示された。

同様の周波数比較法を 0.1 THz と 0.64 THz でも実施した。0.1 THz 信号は出力 25 mW で RF シンセサイザー A からの信号を 6 通倍することで発生させた。0.64 THz 信号は出力 300 μW で、Gunn 発振器を 6 通倍することで生成した。結果を図 21 にプロットした。被測定 THz 波の周波数が高くなるにしたがって、不確かさが増加している。これは THz 波の出力減少と PCA の検出効率の低下によって、ビート信号の SN 比が低下したことが原因である。しかし、測定周波数で規格化された相対不確かさで考えると、THz カウンターは 0.1 ~ 0.65 THz の広い周波数範囲において、17 桁の不確かさで絶対周波数測定が可能であることを示している。

4.2 テラヘルツコムによる THz 連続波からのマイクロ波信号合成

fs レーザー光コムを構成している任意のモードの周波数は 2 つのマイクロ波周波数自由度で一意的に表現できる。この特徴により、光コムはマイクロ波と光を可逆的にリンクさせる多目的周波数シンセサイザーとして動作する。一方、前節では THz コムをマイクロ波-THz シンセサイザーとして動作させることで THz カウンターを構築したと言える。では、THz コムを THz 連続波からマイクロ波信号を合成するための THz-マイクロ波シンセサイザーとしての動作させることが考えられないだろうか？これは、THz 帯で動作する分周器に相当しており、将来の超高速無線通信において採用が期待されているコグニティブ通信への

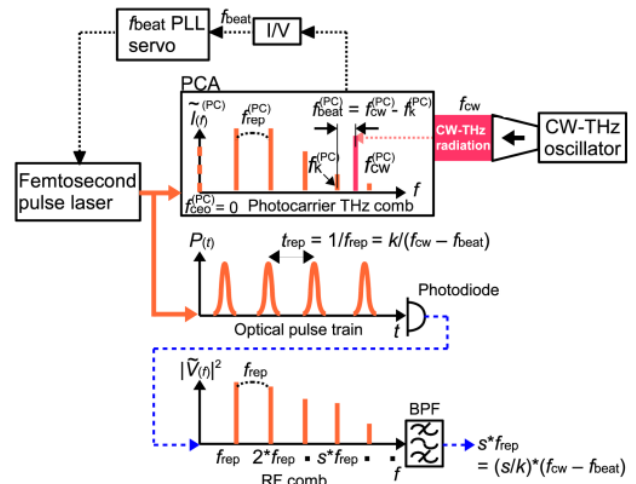


図 22 THz- マイクロ波周波数合成の原理

PCA, photo-conductive antenna; I/V, current-to-voltage converter; PLL, phase-locked loop; BPF, band-pass filter; f , frequency; t , time; I , current; P , light power; and V , voltage. The superscript (PC) indicates the photocarrier. 参考文献 [60] より転載。

応用などが期待できる [60]。

4.2.1 THz-マイクロ波シンセサイザー (テラヘルツ分周器) の原理

図 22 は THz コムを利用した、THz 連続波からのマイクロ波合成の原理である。PCA に入射させた THz 連続波 f_{cw} は、THz コムの k 番目のモード $f_k^{(pc)}$ との RF ビート信号を形成する。このビート周波数 $f_{beat}^{(pc)}$ は

$$f_{beat}^{(pc)} = f_{cw}^{(pc)} - f_k^{(pc)} \quad (11)$$

となる。 $f_{beat}^{(pc)}$ を局部発振器からの信号に位相同期させるために、fs レーザーの f_{rep} を変調すると、THz コムのモード間隔 $f_{rep}^{(pc)}$ は、

$$f_{rep}^{(pc)} = (f_{cw}^{(pc)} - f_{beat}^{(pc)})/k \quad (12)$$

となる。これは f_{cw} を k 分周したことを意味している。本質的に $f_{rep}^{(pc)}$ は光コムのモード間隔 f_{rep} と等しいから、fs レーザーからの光パルス列を高速フォトディテクターで直接検出することで、 f_{cw} を k 分周したマイクロ波信号が得られる。実際には、フォトディテクターの出力は f_{rep} の高調波を多数含んだ RF 帯のコム構造 (RF コム) になっているため、適当なバンドパスフィルター (BPF) を通過させることによって、任意の整数 s 倍となる周波数 $s \times f_{rep}$ のマイクロ波信号を取得できる。

4.2.2 テラヘルツ分周器の実証実験

図 23 はテラヘルツ分周器の実験配置図である。前章と同様に 0.3 THz 連続波は RF シンセサイザー 1 からの 16.7 GHz 信号を 18 通倍して発生させ、PCA に自由空間結合させた。光キャリア THz コムを発生さ

ブリルアン散乱はファイバースプールのみで起こる現象ではなく、実際に敷設されているファイバーリンクでも起こる。つまり、敷設ファイバーリンクにおいて発生する誘導ブリルアン散乱を利用すれば、ファイバーリンク先で光コムとの2つのモードだけを選択的に増幅して取り出すことができ、光混合により、伝送元の光コムをベースにした THz 連続波を発生させることができる。この手法の特徴的なところは、伝送先のユーザーが自分の必要な THz 周波数に合わせて、選択増幅する光コムモードを決めることができる点にある。図 26 にあるように、NICT など周波数国家標準を維持する機関が、その基準信号を用いて光コムとのモード間隔を制御し、敷設ファイバーリンクを用いてその光コムを遠隔地に伝送しておけば、遠隔地のユーザーは必要な THz 周波数に応じてファイバーブリルアン増幅の周波数を変えることで要求するテラヘルツ基準信号が得られる。

ここで問題になるのは、敷設ファイバーリンクが、

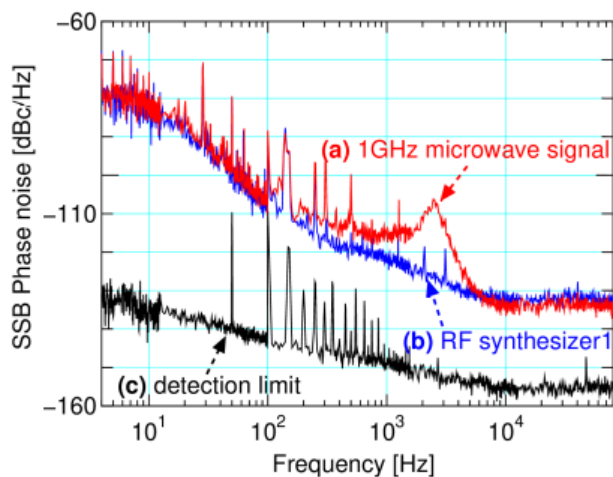


図 25 0.3 THz 連続波から周波数合成された 1 GHz 信号の SSB 位相雑音スペクトル
(a) 1 GHz signal synthesized from 0.3 THz cw radiation, (b) rf synthesizer 1 used in frequency multiplier chain, and (c) detection limit measured by using common 1 GHz signal from synthesizer 2. 参考文献 [60] より転載。

温度や振動によって伸び縮みすることにより、伝送中に光コムとのモード間隔が変化してしまうことである。その結果、伝送先で得られる THz 基準信号の周波数も変動する。光ファイバーリンクにより実際の THz 基準信号の精度がどのくらい劣化するか、50 km のファイバースプール、NICT 機構内の建物間に敷設された長さ 1 km ファイバーリンク、往復長さ 90 km の JGN 光テストベッド [61] を介して 100 GHz 連続波を発生させ、その周波数の時間変化を評価した。機構内の 1 km の敷設ファイバーリンクは、誘導ブリルアン散乱を起こすにはファイバー長が短すぎるため、50 km のファイバースプールを足している。得られた結果を図 27 に示す。50 km のファイバースプールを通じた後の 100 GHz 波の精度は、光コムとのモード間隔を安定化した信号発生器のマイクロ波信号のそれと同程度であるため、ファイバーの伸び縮みによる影響は小さいことが分かる。1 km の敷設ファイバーリンクを利用した場合は、長期安定度に少しだけ劣化が見える。これによりファイバー長がゆっくり時間と共に変化していることを示している。JGN の 90 km ファイバーリンクを使った場合では、短期でも長期でも周波数変化があることが分かり、その変化の大きさは夜間よりも昼間の方が大きい。NICT が活動を推進している超高速研究開発ネットワークテストベッド JGN の光テストベッドは、NICT 本部 (小金井) から東京都大手町まで敷設されたファイバーリンクであり、電線と一緒に空中配線や電車の線路の脇の配線などファイバー敷設環境としては決して良くなく、様々な外乱を受けている。昼間の方が夜間よりも雑音の大きいのも、昼間の方が周りの環境の影響をより多く受けていることに起因している。しかしながら、このような雑音の多いファイバーリンクを使用した場合でも、0.1 秒以上の平均時間で周波数安定度は 1×10^{-11} 以下 (100 GHz 波の場合 1 Hz 以下の周波数揺らぎ) であり、現在のテラヘルツ応用の要求精度を十分満たすものであると言える。

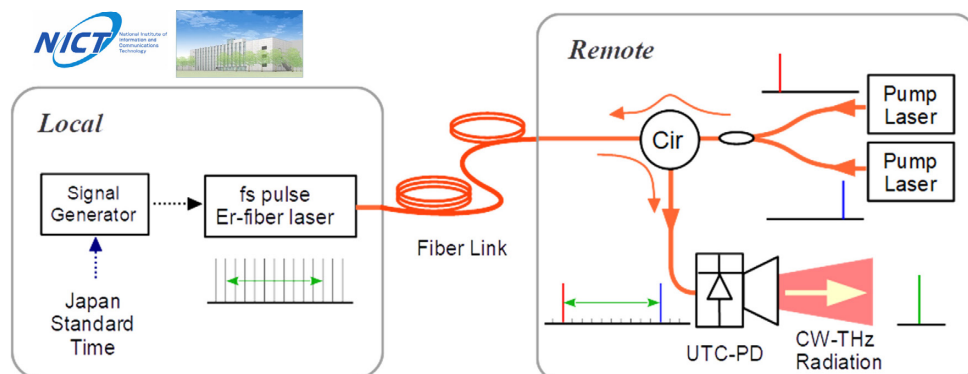


図 26 光差周波 THz 発生によるテラヘルツ基準信号伝送の概念図

5.1.2 テラヘルツ基準信号伝送の応用例

次に、テラヘルツ基準信号伝送の応用例のひとつとして、日本標準時とリンクした3 THz 基準信号を光ファイバー経由で伝送し、量子カスケードレーザー (QCL) の周波数安定化の参照信号として利用した実験を紹介する (図 28)。NICT は日本標準時を決定・維持しているが、それはNICT 本部 (小金井) の2号館で行われている。2号館にて、光コムモード間隔を、日本標準時を基準としたマイクロ波信号で安定化し、機構内敷設ファイバーリンクで6号館に伝送する。誘導ブリルアン散乱を引き起こす励起レーザーの部分と2本の光の差周波として THz 連続波を取り出す光

混合の部分をも6号館に移動し、6号館で発振している3 THz-QCL の周波数に一番近い3 THz 連続波を発生させる。ホットエレクトロンボロメーターミキサー上で、3 THz-QCL と3 THz 連続波のヘテロダイニート検出を行い、そのビート信号を使って3 THz-QCL の位相同期安定化を行った。図 28 に位相同期安定化された THz-QCL の様子を示す。この結果、日本標準時と物理的に離れた場所においても絶対周波数が保証された THz レーザー光を発生できることが確認された。

本節では、光コムをベースにしたテラヘルツ連続波発生システムを、テラヘルツ基準信号伝送システムに

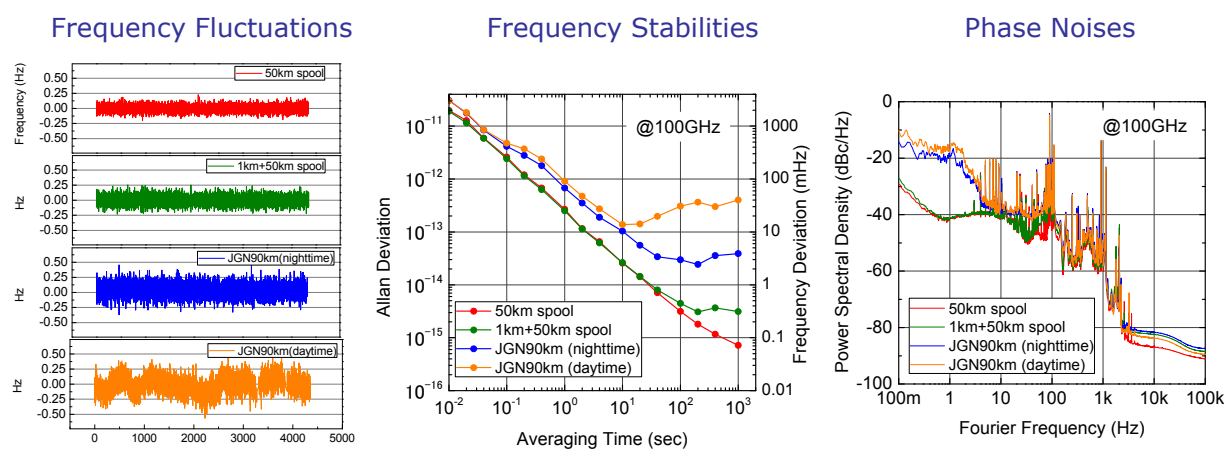


図 27 光差周波発生によるテラヘルツ基準信号伝送の実験結果
様々なファイバーリンクを使って伝送された THz 基準信号の周波数の時間変動 (左)、それぞれの THz 基準信号の周波数安定度 (中) と SSB 位相雑音スペクトル (右)。

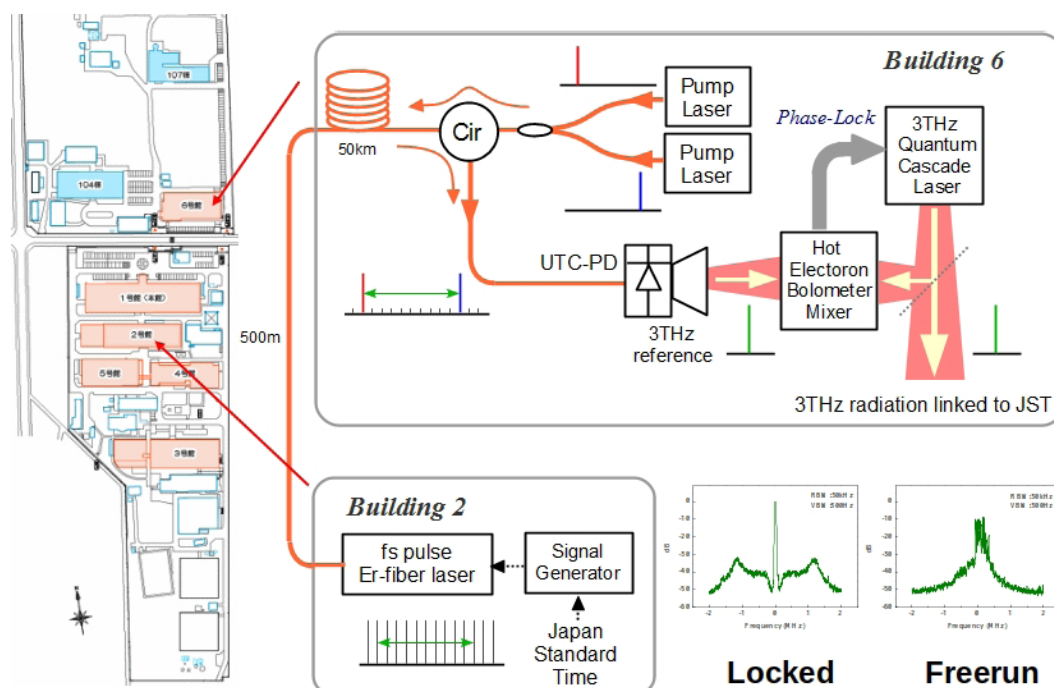


図 28 光差周波発生によるテラヘルツ基準信号伝送の応用
NICT 機構内ファイバーリンク (1 km) とスプールファイバー (50 km) を利用して、3 THz 基準信号を2号館から6号館へ供給。伝送された信号に3 THz 量子カスケードレーザーを周波数安定化したときの RF ビートスペクトルを右下に示した。

応用できることを示した。現時点では、THz 領域の研究や応用で必要とされる周波数安定度・確度はまだ余り高くない。しかし、近い将来センシング分野や通信分野など様々な場面で THz 基準信号が必要になってくると思われ、今回紹介したシステムは簡便に THz 基準信号を遠隔地に伝送できる手法として利用できると考えている。

5.2 周波数コム技術による位相コヒーレントなテラヘルツ周波数伝送

周波数コム技術を活用することで、位相コヒーレントな THz 周波数標準の伝送とその復元が可能になる [62]。この方式は前節の方式よりも高精度な THz 基準信号の伝送を実現できる。

5.2.1 位相コヒーレント THz 周波数伝送の原理

図 29 は、周波数コム技術を利用した THz 周波数伝送の概念図である。ローカルサイトに設置された THz 周波数標準は基準周波数 f_{THz} を発生しており、それを THz-光シンセサイザーで m/j 通倍することによって、THz 標準に位相コヒーレントな光 ν_{cw} を周波数合成する。ここで、 m/j は有理数である。この通倍過程により、大気中では伝搬損失が大きいために長距離伝送が困難であった THz 標準の位相情報を光に転写し、それを光ファイバーで遠距離へ送信することが可能になる。このとき注意を喚起すべきは、この通倍過程では位相コヒーレンスが保存されており、それは THz 波とレーザー光との周波数混合によるアップコンバートとは本質的に異なることである。

ν_{cw} に光通信波長帯を選ぶことで石英系ファイバーの超低損失特性を享受することができるが、問題はファイバー伝送中の光キャリアに印加される位相雑音の影響であり、それは転写された THz 標準の位相情報（周波数精度）を劣化させる。これに関しては、複数本の光キャリアを必要とする前節の方式とは異なっており、たった 1 本の光キャリアを伝送するので、ファイバーノイズキャンセル法 [63][64] を採用することで容易に解決可能で、ファイバー雑音を十分に抑圧しながら、THz 標準に位相コヒーレントな光をリモートサイトへ供給することができる。

リモートサイトでは、伝送された ν_{cw} を光-THz シンセサイザーで n/k 分周することで、THz 基準信号 f_k を復元する。ここで、 n/k は有理数である。この分周過程も位相コヒーレンスを保存しており、光差周波発生によるダウンコンバージョンとは本質的に異なることに注意すべきである [65]。復元された f_k はローカルサイトの THz 標準にトレーサブルで、ユーザーはそれを所有している THz 機器の校正などに利用できる。

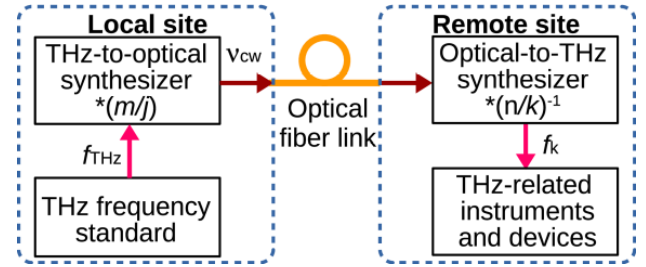


図 29 位相コヒーレント THz 周波数伝送法の概念図
f: THz 周波数, ν : 光周波数, m/j 及び k/n : 有理数。参考文献 [62] より転載。

5.2.2 位相コヒーレント THz 周波数伝送の実証実験

位相コヒーレント THz 周波数伝送の実験システムを図 30 に示す。ローカルサイトとリモートサイトは、実験システム自体が持つ伝送精度を評価できるように、同じ実験室内に設置し、それらをスプールファイバーで接続した。

ローカルサイトの THz-光シンセサイザーは Er ファイバー fs レーザー (fs laser1) と光伝導アンテナ (PCA1) で構成されている。動作原理は 4.2 で説明したテラヘルツ分周器と類似しているが、f-2f 自己参照法 [66] で検出された carrier-envelope オフセット周波数 f_{ceo1} を DDS 発振器からの 20 MHz に位相同期させて、安定化している点が異なる。パルス繰り返し周波数 $f_{\text{rep1}} = 100$ MHz の fs laser1 (Menlo System 社 C-Fiber HP) から出射した光コム (FLFC1) を構成する任意の m 番目のモードの周波数は $\nu_m = m f_{\text{rep1}} + f_{\text{ceo1}}$ である。PCA1 を利用して FLFC1 を光キャリア THz コム (pc-THz comb1) に変換すると、その任意の j 番目のモードの周波数は $f_j^{(\text{pc})} = j \times f_{\text{rep1}}$ となる。PCA1 に THz 標準からの信号 f_{THz1} を入射させると、pc-THz comb1 を構成する 1 本のモードとのビート信号が周波数 $f_{\text{beat1}}^{(\text{pc})}$ に発生する。本実験では 0.3 THz 連続波を疑似的な THz 標準として採用し、高抵抗シリコンビームスプリッター (HRFZ-Si BS) で分割した後、一方を THz-光シンセサイザーに、他方をリモートサイトにおける伝送精度の評価に利用した。DDS 発振器からの 210 kHz 信号と $f_{\text{beat1}}^{(\text{pc})}$ の位相比較によって得られた制御信号を使って、 $f_j^{(\text{pc})}$ を $f_{\text{THz1}}^{(\text{pc})}$ に位相同期させると、 $f_{\text{rep1}}^{(\text{pc})} = (f_{\text{THz1}}^{(\text{pc})} - f_{\text{beat1}}^{(\text{pc})})/j$ になり、これは THz 周波数 f_{THz1} を j 分周したことになる。本実験では、 $j=3000$ であった。この f_{beat1} 位相同期ループの制御帯域は約 1.5 kHz であり、制御アクチュエータには fs laser1 の共振器長変調用ピエゾ素子を利用した。FLFC1 の任意のモードの周波数は

$$\nu_m = \frac{m}{j} (f_{\text{THz1}} - f_{\text{beat1}}) + f_{\text{ceo1}} \quad (13)$$

となり、この式は f_{THz1} を j 分周して得られた f_{rep1} を更に m 通倍することで、 f_{THz1} にコヒーレントな光周波

数 ν_m が生成したことを表現している。

THz-光シンセサイザーで周波数合成された光キャリアを長さ 20 km のスプールファイバーでリモートサイトへ送信した。光ファイバーの振動や温度揺らぎを起因として、伝送中に光に印加される位相雑音はファイバーノイズキャンセル法で抑圧した。その基本原理は、大きな非対称性を持つマイケルソン型干渉計の両腕からの光の位相差を一定に保つことである。つまり、短くて機械的に安定な干渉計の片腕をリファレンスにして、もうひとつの腕と見なせるリンクファイバー内を伝搬する光の位相が常に一定になるように、ファイバー雑音を打ち消すのである。従って、伝送光は単一モードであることが要求される。FLFC1 を構成する 1 本のモードだけを光キャリアとして送信するために、周波数 $\nu_{cw1}=191$ THz の外部共振器型半導体レーザーを伝送レーザーに採用し、FLFC1 の $m=1918740$ 番目のモードとのビート周波数 f_{beat2} が 10 MHz になるように位相同期させた。ファイバーノイズキャンセル用アクチュエータとして利用した、音響光学変調器 (AOM) を透過した伝送レーザーは $f_{AOM}=50$ MHz だけ周波数シフトを受ける。結局、リモートサイトに到達する光キャリア周波数 ν_{cw2} は $\nu_{cw2}=\nu_m+f_{beat2}+f_{AOM}$ になる。光ファイバーへの入射光量は 500 μ W であった。

リモートサイトに設置された光-THz シンセサイザーを使って、 ν_{cw2} を分周することで THz 基準信号として復元する。この光-THz シンセサイザーも fs レーザー (fs laser2) と PCA2 で構成されているが、先に述べた THz-光シンセサイザーとは異なる制御トポロジーを有している。fs laser2 は $f_{rep2}=250$ MHz の

Er ファイバーモード同期レーザー (Menlo Systems FC-1500) で、これから出射した光コム (FLFC2) を伝送レーザーに光ロックさせる。これにより、

$$f_{rep2} = (\nu_{cw2} - f_{ceo2} - f_{beat3})/n \quad (14)$$

となり、分周して f_{rep2} を発生できたことに相当する。ここで、 f_{beat3} は伝送レーザー ν_{cw2} と FLFC2 の n ($=767496$) 番目のモードとのビート周波数、 f_{ceo2} は FLFC2 の carrier-envelope オフセット周波数である。 f_{beat3} と f_{ceo2} はそれぞれ 60 MHz と 20 MHz 信号に位相同期している。PCA2 に fs laser2 出射パルス光の第 2 高調波を照射して、光キャリア THz コム (pc-THz comb2) を発生させた。pc-THz comb2 の k 番目のモードの周波数 $f_k^{(pc)}$ は

$$f_k^{(pc)} = k \times f_{rep2}^{(pc)} = \frac{k}{n} (\nu_{cw2} - f_{ceo2} - f_{beat3}) \quad (15)$$

となる。これは ν_{cw2} を n 分周して RF 帯にダウンコンバートした後、更に k 通倍することによって、最終的に THz 周波数が合成されることを意味している。pc-THz comb2 の各モードは、ローカルサイトの THz 標準に対して、位相コヒーレンスを保存していることに注意すべきである。

pc-THz comb2 と THz 連続波 f_{THz2} を比較することで、伝送システムの性能を評価した。それらのビート $f_{beat4}^{(pc)}$ は、簡単な代数計算の結果として、

$$f_{beat4} = f_{THz2} - \frac{km}{nj} f_{THz1} + \frac{km}{nj} f_{beat1} - \frac{k}{n} (f_{ceo1} - f_{ceo2} + f_{beat2} + f_{AOM} - f_{beat3}) \quad (16)$$

となる。実験では $k=1200$ であったので $km/nj = 1$ と

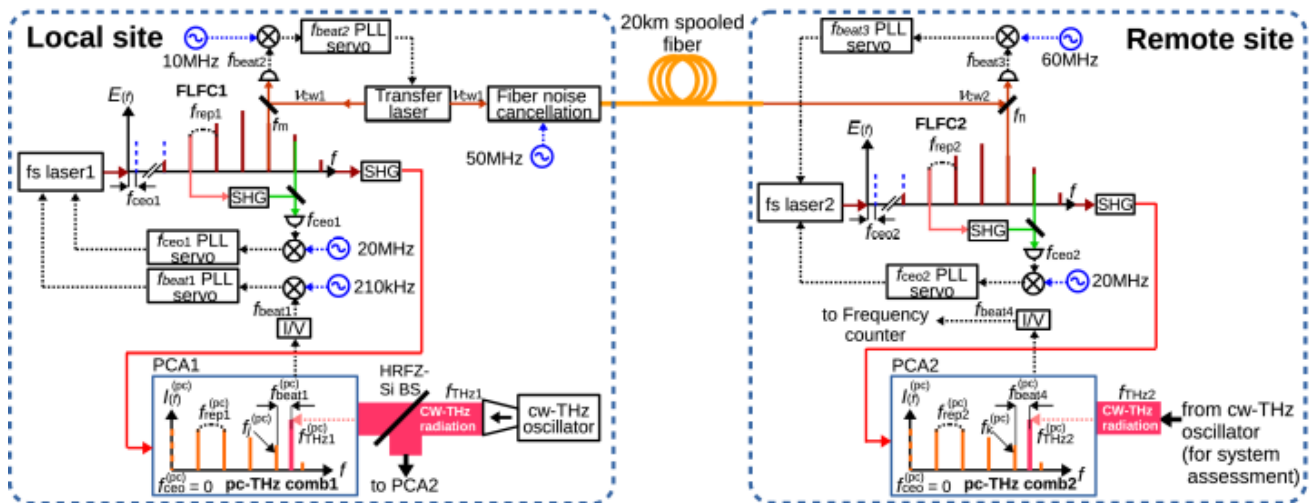


図 30 位相コヒーレント THz 周波数基準伝送の実験配置図

FLFC: フェムト秒レーザー光コム、I/V: トランスインピーダンス増幅器、PCA: 光伝導アンテナ、PLL: 位相同期ループ、SHG: 第 2 高調波発生用非線形光学結晶、 f : 周波数、 ν : 光周波数、 E : 電場振幅、 I : 電流。pc 及び上付き (pc) は光電子を表している。参考文献 [62] より転載。

なり、また $f_{\text{THz1}} = f_{\text{THz2}}$ だから、式 (16) は

$$f_{\text{beat4}} = f_{\text{beat1}} - \frac{k}{n}(f_{\text{ceo1}} - f_{\text{ceo2}} + f_{\text{beat2}} + f_{\text{AOM}} - f_{\text{beat3}}) \quad (17)$$

と簡便化され、さらに右辺第2項のカッコ内はゼロになるので、 $f_{\text{beat4}} = 210 \text{ kHz}$ になる。この f_{beat4} の絶対周波数及び安定度を測定することで、開発した THz 伝送システムの評価が可能となる。

5.2.3 位相コヒーレント THz 周波数伝送の性能評価

図 31 下 (a) は THz 周波数伝送システムのアラン分散である。平均時間 $\tau = 1$ 秒で $\sigma_y(\tau) = 2.6 \times 10^{-14}$ から始まり、3000 秒で 10^{-18} 台に到達している。この安定度が $1/\tau$ 依存性を持つことから、伝送システムは位相コヒーレント条件で動作していることが分かる。位相揺らぎの相関関数から位相コヒーレンス度を計算すると [67]、その値が 99.88 % となることから、THz 標準の持つ位相情報は長基線ファイバーで伝送した後も、ほとんど劣化せずに復元できることが確認された。また、このシステム安定度は THz-光シンセサイザー (図 31 下 (c)) で制限されている。 f_{beat4} からオフセット周波数 210 kHz を減算した結果を図 31 にプロットした。その時系列データを 1000 点からなる 54 個のデータセットとして計算された平均周波数と標準誤差はそれぞれ 1.2 μHz と 1.3 μHz である。 $f_{\text{THz}} = 0.3 \text{ THz}$ で規格化されたオフセットと不確かさに換算するとそれぞれ 4.0×10^{-18} と 4.3×10^{-18} になる。このような伝送精度を持つシステムはユーザーの所有する THz 分光器などをファイバーリンクにより遠隔校正するなどといった実務的な応用にとどまらず、2 で説明したような THz 分子時計の精密比較にも採用でき、基礎物理定数の時間変化の検出やパリティ対称性の破れの検証などの科学的な波及効果への貢献も期待される。

なお、本実証システムの全ての RF シンセサイザーと DDS 発振器は共通の水素メーザーを外部基準として動作させており、ローカルサイトとリモートサイトが長距離離れた現実の状況を考慮していないが、各シンセサイザー等の周波数安定度が 10^{-11} 台ならば伝送精度は 10^{-18} レベルになることが計算で求められるので、例えば、市販の温度安定化水晶発振器を外部基準とすることで十分な性能を実現することが可能である。

6 まとめ

電波と光の間にある THz 領域は未開拓周波数帯と呼ばれてきた。しかしながら、THz 領域の持つ特質が多分野におけるブレイクスルーの原動力になることが理解されるにつれ、この領域を貴重な周波数資源

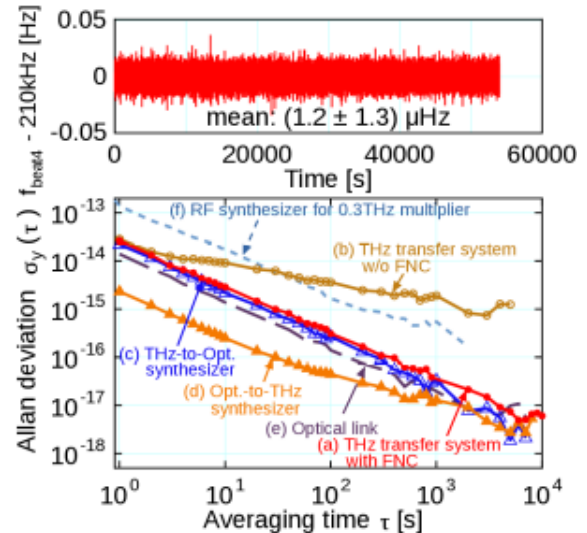


図 31 0.3 THz 発振器 (THz 周波数標準) と pc-THz コム 2 (伝送された THz 基準信号) とのビート信号 f_{beat4} の時系列データ (上)、及び位相コヒーレント THz 伝送システムのアラン分散
参考文献 [62] より転載。

として有効活用していくために必要不可欠な THz 周波数標準の確立が期待されている。本稿では、これまでに NICT で実施されてきた THz 周波数標準の研究について解説してきた。CO 分子安定化 THz 光源は 7 桁の精度を目標として開発を推進中であるが精密分光技術を共通軸として、理論段階にある THz 分子時計への展開も期待される。他方、光差周波 THz 基準は既存の周波数標準器との常時リンク環境を確保できるならば、非常に高精度な THz 基準周波数グリッドを供給できる。標準器の進歩と双対関係にある THz 計測技術については、THz コムを用いることで 17 桁の計測精度が確認された。ただし、帯域 1 THz 以上の精度は未確認であり、今後の広帯域化は必須である。THz 周波数基準の供給も国家標準機関の重大な責務であるが、既に 2 つの THz 周波数伝送法を提案・実証しており、将来の THz 基準信号の配信と遠隔校正サービスに対する一定の回答を与えている。

標準技術の開発と並行して重要となるのが、標準化に向けた活動である。これについては、国際情勢、産業界の取組や政策的な動向を踏まえつつ、世界に先駆けて THz 周波数校正の業務手順を確立するなどして、NICT 発の世界的なデファクトスタンダードの獲得も視野に入れていくべきであると考え。

本解説は、2 を梶田、3.1 及び 5.1 を熊谷、その他を長野が執筆を担当した。

謝辞

本研究を実施するにあたり様々な場面でサポートしてくださったテラヘルツ研究センターテラヘルツ連携

研究室の入交芳久氏と諸橋功氏に深く感謝いたします。

【参考文献】

- 標準の語源の一説として、king's standard (王旗) がある。ちなみに、度量衡学 (metrology) はギリシア語の métron (measure) を語源とする。
- 熊谷基弘, 伊東宏之, 矢野雄一郎, 梶田雅穂, 相田政則, 花土ゆう子, 細川瑞彦, 井戸哲也, "原子泉型一次周波数標準器 NICT-CsF1 & NICT-CsF2," 情報通信研究機構研究報告, vol.65, no.2, pp.4-2, 2019.
- A.D. Ludlow, M.M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P.O. Schmidt, "Optical atomic clocks," Rev. Mod. Phys. 87, 637, 2015.
- 洪 鋒雷, "原子時計の発展と秒の定義に係わる国際勧告," 日本物理学会誌, 第69巻, 第4号, pp. 196-203, 2014.
- 電波法 第2条 1.
- I. Ushijima, M. Takamoto, M. Das, T. Ohkubo, and H. Katori, Nat. Photonics 9, 185, 2015.
- T. Nicholson, S. Campbell, R. Hutson, G. Marti, B. Bloom, R. McNally, W. Zhang, M. Barrett, M. Safronova, G. Strouse, W. Tew, and J. Ye, Nat. Commn.6, 6896, 2015.
- C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband, Phys. Rev. Lett. 104, 070802, 2010.
- N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm, and E. Peik, Phys. Rev. Lett. 116, 063001, 2016.
- S. Weyers, V. Gerginov, M. Kozda, J. Rahm, B. Lipphardt, G. Dobrev, and K. Gibble, "2018," Metrologia 55, 789.
- K. Fukunaga, THz Technology Applid to Cultural Heritage in Practice, Springer Cultural HEritage Science p.85-138.
- M. Quack, Ann. Rev. Phys. Chem. 59, 741, 2008.
- X. Calmet and H. Fritzsche, Euro. Phys. J. D 24, 639, 2002.
- C. Solaro, S. Meyer, K. Fisher, M. V. DePalatis, and M. Drewsen, Phys. Rev. Lett. 120, 253601, 2018.
- M. Kajita, G. Gopakumar, M. Abe, and M. Hada, Phys. Rev. A 84, 022507, 2011.
- M. Kajita, G. Gopakumar, M. Abe, and M. Hada, J. Phys. B 46, 025001, 2013.
- H. J. Williams, L. Caldwell, N. J. Fitch, S. Truppe, J. Rodewald, E. A. Hinds, B. E. Sauer, and M. R. Tarbutt, Phys. Rev. Lett. 120, 163201, 2018.
- M. Kajita, J. Phys. Soc. Jpn. 87, 104301, 2018.
- M. Kajita, G. Gopakumar, M. Abe, M. Hada, and M. Keller, Phys. Rev. A 89, 032509, 2014.
- R. Hobson, W. Bowden, S. A. King, P. E. Baird, I. R. Hill, and P. Gill, Phys. Rev. A 93, 010501(R), 2016.
- M. Kajita, Phys. Rev. A 95, 023418, 2017.
- M. Kajita, R. Bala, and M. Abe, "to be published".
- M. Abe, M. Kajita, Y. Moriwaki, and M. Hada, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 43, 245102, 2010.
- K. Højbjerg, A. K. Hansen, P. S. Skyt, P. F. Staunum, and M. Drewsen, New J. Phys. 11, 055026, 2009.
- N. Kimira, K. Okada, T. Takayanagi, M. Wada, and S. Ohtani, Phys. Rev. A 83, 033422, 2011.
- 霜田光一, レーザー物理入門, 岩波書店, 1983.
- C. H. Townes, A.L. Schawlow, Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill, Inc, 1955.
- M. Kajita, private communication.
- S.P. Belov, M.Yu. Tretyakov and R.D. Suenram, Astro-phys. J., 393, 848, 1992.
- H. Mäder, A. Guarnieri, J. Dooze, N. Nissen, V. N. Markov, A. M. Shtanyuk, A. F. Andrianov, V. N. Shanin, and A. F. Krupnov, J. Mol. Spectrosc., 180, 183, 1996.
- M. Fabian, I. Morino, and K.M.T. Yamada, J. Mol. Spectrosc., 185, 422, 1997.
- V.N. Markov and H. Mäder, J. Mol. Spectrosc., 205, 350, 2001.
- V.N. Markov and H. Mäder, J. Mol. Spectrosc., 212, 1, 2002.
- T.D. Varberg and K.M. Evenson, Astro-phys. J., 385, 763, 1992.
- G. Winnewisser, S.P. Belov, Th. Klaus, and R. Schieder, J. Mol. Spectrosc., 184, 468, 1997.
- M.A. Koshelev and V.N. Markov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 110, 526, 2009.
- W. Aenchbacher, M. Naftaly and R. Dudley, Appl. Opt., 49, 2490, 2010.
- A.F. Seleznev, G.V. Fedoseev, M.A. Koshelev, and M.Yu. Tretyakov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 161, 171, 2015.
- D. Turčínková, M. Ines Amanti, F. Castellano, M. Beck, J. Faist, Appl. Phys. Lett., 102, 181113, 2013.
- B. Mirzaei, D. Hayton, D. Thoen, J.-R. Gao, T.-Y. Kao, Q. Hu, J.L. Reno, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., 6 851, 2016.
- C.E. Bryson, V. Cazcarra, and L.L. Levenson, J. Chem. Eng. Data 19, 107, 1974.
- S. Aoyama and E. Kanda, Sci. Repts. Tohoku Imp. Univ. 24, 107, 1935.
- E. Borovik, S. Grishin, and E.Y. Grishia, Soviet Physics-Technical Physics 5, 506, 1960.
- D. G. Paveliev, Y.I. Koshurinov, A.S. Ivanov, A.N. Panin, V.L. Vax, V.I. Gavrilenko, A.V. Antonov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Semiconductors, 46, pp.121-125, 2012.
- D.G. Pavelyev, A.S. Skryl and M.I. Bakunov, Opt. Lett., 39, 5669, 2014.
- H. Ito and T. Ishibashi, Electron. Lett., 54, 1080, 2018.
- E. Ippen, and R. Stolen, Appl. Phys. Lett. 21(11), 539, 1972.
- G. Agrawal, Applications of Nonlinear Fiber Optics: Academic Press, 2001.
- N. Olsson, and J. van der Ziel, Appl. Phys. Lett. 48(20), 1329, 1986.
- R. Tkach, and A. Chraplyvy, Opt. Quantum Electron. 21(1), S105-S112, 1989.
- M. Ferreira, J. Rocha, and J. Pinto, Opt. Quantum Electron. 26(1), pp.35-44, 1994.
- H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta and T. Ishibashi, Semiconductor Science and Technology,20,S191, 2005.
- S. Yokoyama, R. Nakamura, M. Nose, T. Araki, and T. Yasui, Opt. Express 17, 13052., 2008.
- D.-S. Yee, Y. Jang, Y. Kim, D.-C. Seo, Opt. Lett. 35, 2532, 2010.
- H. Fuser, R. Judaschke, and M. Bieler, Appl. Phys. Lett. 99, 121111., 2010.
- H. Ito, S. Nagano, M. Kumagai, M. Kajita, and Y. Hanado, APEX, 6, 102202, 2013.
- L.-S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, S. A. Diddams, Science 303, 1843, 2004.
- Y. Nakajima, H.Inaba, K.Hosaka, K.Minoshima, A. Onae, M. Yasuda, T. Kohno, S. Kawato, T. Kobayashi, T. Katsuyama, F.-L. Hong, Opt. Express 18, 1667, 2010.
- T. Yasui, S. Yokoyama, H. Inaba, K. Minoshima, T. Nagatsuma, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 99, 1, 2010.
- S. Nagano, H. Ito, M. Kumagai, M. Kajita, and Y. Hanado, Opt. Lett., 38, 2137, 2013.
- <https://testbed.nict.go.jp/jgn/>.
- S. Nagano, M. Kumagai, H. Ito, M. kajita, and Y. Hanado, APEX, 10, 012502, 2017.
- L.S. Ma, P. Jungner, J. Ye and J.L. Hall, Opt. Lett., 71, 1285, 1994.
- 藤枝美穂, 熊谷基弘, 長野重夫, 井戸哲也, 光ファイバ周波数伝送, 情報通信研究機構季報, vol.56, nos. 3/4, pp.193-201, 2010.
- THz- 光シンセサイザーおよび光 -THz シンセサイザーを利用した周波数変換は算術演算の乗算と除算に対応している。一方で、レーザー光を局所発振器として使用した周波数上方変換と下方変換は加算と減算に対応している。
- D.J. Jones, S.A. Diddams, J.K. Ranka, A. Stentz, R.S. Windler, J.L. Hall, and S.T. Cundiff, Science, 288, 635-639, 2000.
- M. J. Snadden, R. B. M. Clarke, and E. Riis, Opt. Lett. 22, 892, 1997.

長野重夫 (ながの しげお)

電磁波研究所
時空標準研究室
主任研究員
博士(理学)
周波数標準



熊谷基弘 (くまがい もとひろ)

電磁波研究所
時空標準研究室
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、
テラヘルツ周波数標準



梶田雅稔 (かじた まさとし)

電磁波研究所 企画室／
テラヘルツ研究センター
テラヘルツ連携研究室
理学博士
量子エレクトロニクス、原子分子物理学

伊東宏之 (いとう ひろゆき)

総務省
国際戦略局
技術政策課
技術企画調整官
博士(理学)
周波数標準、レーザー分光

花土ゆう子 (はなど ゆうこ)

電磁波研究所
上席研究員
博士(工学)
時刻・周波数標準、高精度計測



井戸哲也 (いど てつや)

電磁波研究所
時空標準研究室
室長
博士(工学)
光周波数標準、光周波数計測