

Abstract

The innovation in the field of terahertz advances by the progress of nanotechnology and optical technique. As a new industrial development and technology, the research terahertz is expected very much. In this seminar, I introduce widely tunable terahertz wave source by optical parametric process and photo mixing.

1. イントロダクション

テラヘルツ波 (THz 波 : 周波数 0.1~10THz, 波長 : 30 μ m~3mm) は, 光波と電波の周波数境界に位置し, 光波と電波の特徴を併せ持つユニークな電磁波として注目されている. 近年, 大容量無線通信や高機能センシングといった産業分野での利用が具体化し始め, THz 波に関連した計量標準 (周波数, パワー等) の整備が世界的に急がれている. 特に, 現在使われている通信帯では, 多くの電波が混在している. 今後, 未開拓電磁波領域である THz 帯における無線通信利用において混信をさけるためにも精密 THz シンセサイザが強く望まれている (図 1.1).

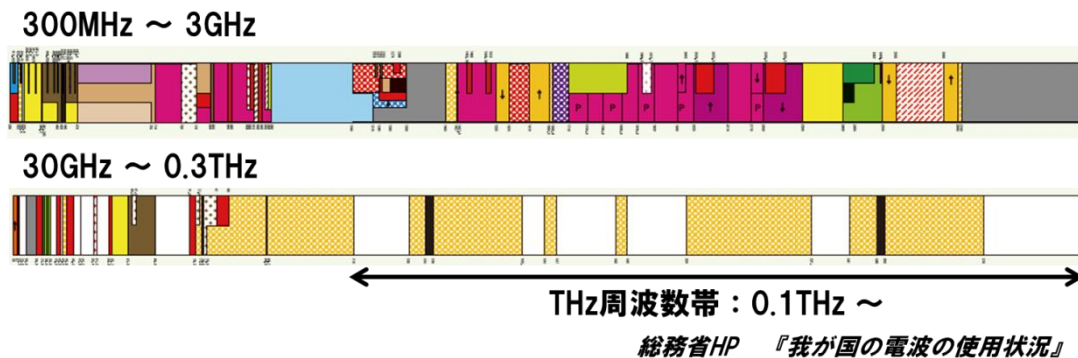


図 1.1 我が国の電波の使用状況

	単一波長型	広帯域型
固体発振器	<ul style="list-style-type: none"> ・ GUNNダイオード ・ 共鳴トンネルダイオード 	
レーザー	<ul style="list-style-type: none"> ・ CO₂レーザー励起分子気体レーザー ・ 量子カスケードレーザー 	
電子ビーム電子管型	<ul style="list-style-type: none"> ・ 後進波管 ・ 自由電子レーザー 	<ul style="list-style-type: none"> ・ コヒーレントシンクロトロン放射光
光エレクトロニクス型	<ul style="list-style-type: none"> ・ 光パラメトリック発振 ・ 差周波発生 	<ul style="list-style-type: none"> ・ 光スイッチング ・ 過渡的光整流効果

表 1.1 主な THz 波光源

THz 帯での放射光源または発振器は、動作原理から固体発振器、レーザ、電子ビーム・電子管型、光エレクトロニクス型等に分類できる。また、放射スペクトルの違いから、単一波長型と連続スペクトル型のものに分類できる (表 1.1)。ここでは主に、私の研究テーマと関係のある光エレクトロニクス型について紹介する。

2. Arrayed silicon prism coupler for a terahertz-wave parametric oscillator[1]

2.1 イントロダクション

ナノ秒のパルスレーザで非線形光学結晶を励起し、光パラメトリック発生・発振により単一波長のナノ秒 THz 電磁波パルスを得ることができる。THz 帯の光パラメトリック発振は広い波長可変性をもち、励起光源の Q スイッチ YAG レーザがフェムト秒レーザよりも安価であることなどの利点がある。パラメトリック発生の原理を中心に、従来とは異なるカップラ形状の有用性について述べる。

2.2 光パラメトリック過程

THz 帯のパラメトリック発振について述べる前に、差周波発生 (DFG : Difference Frequency Generation) について説明する。DFG は次の形の非線形分極で記述される。

$$P^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 - \omega_2)E(\omega_1)E^*(\omega_2)$$

この場合は発生する周波数は入射波 ω_1 と ω_2 の差 $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ である (図 2.1)。DFG は 2 つの異なる波長の可視・近赤外光から、より長波長の赤外光を任意の波長で得るために用いられる。

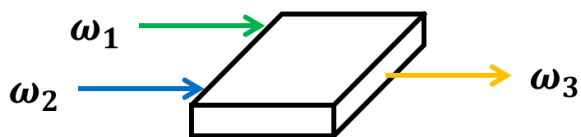


図 2.1 差周波発生の様子

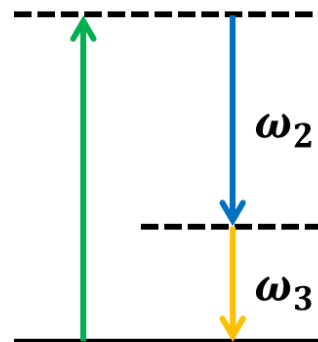


図 2.2 差周波発生におけるエネルギーレベル

量子過程としての DFG は ω_1 の光子が消滅し、 ω_2 と ω_3 の光子が新たに発生する過程である。 ω_3 だけでなく ω_2 の光子が作られていることに注目しなければならない。つまり、これは周波数の低い方の入射波 ω_2 が増幅されていることを意味する。このとき入射波 ω_2 の光子は ω_1 の光子が ω_2 と ω_3 の光子分裂するのを助ける触媒のような働きをする。このため、DFG 過程は光パラメトリック増幅 (OPA : Optical Parametric Amplification) として知られている。図 2.2 のエネルギー準位図では基底状態の原子が ω_1 の光子を吸収し、高い方の仮想励起状態へ遷移する。そして、この励起状態は入射波の ω_2 の光子に刺激 (誘導) されて、 ω_2 と ω_3 の光子を同時に放出して基底状態へ緩和する (誘導放出)。この 2 光子放出過程は ω_2 の光子が最初なかったとしても起こる。この場合は 2 光子の仮想励起状態からの自然放出過程なので、発生する ω_2 と ω_3 の波の強度は弱い。この過程はパラメトリック蛍光 (Parametric Fluorescence)、もしくは自発的パラメトリック下方置換 (Spontaneous Parametric Down Conversion) と知られている。

DFG 過程では ω_2 または ω_3 の光子の存在が他方の光子の放出を誘発することを示した。もし、このような過程で用いられる非線形結晶を光共振器の中に入れると、 ω_2 または ω_3 の波は共振器の中で成長・蓄積され非常に大きな強度になる。このような光共振器を光パラメトリック発振器（OPO：Optical Parametric Oscillator）という（図 2.3）。

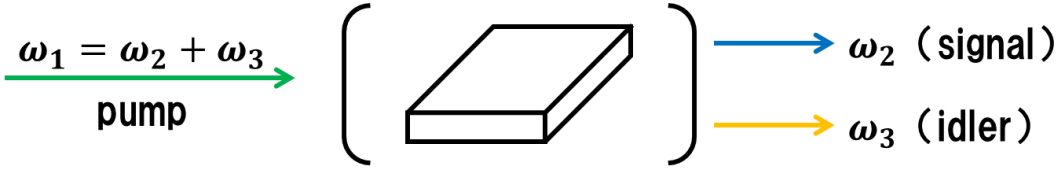


図 2.3 光パラメトリック発振器

THz 帯の光パラメトリック発生あるいは発振では LiNbO₃ 結晶がよく用いられる。LiNbO₃ は 1 軸性結晶で、7.5THz に A₁ 対称性の TO フォノン（横光学フォノン）を持つ。THz 電磁波は LiNbO₃ 結晶中で TO フォノンによる分散と吸収の影響を受け、フォノンポラリトンを形成する。このフォノンポラリトン相互作用のために THz 帯の光パラメトリック発生効率は増強される。図 2.4 はフォノンポラリトン分散と光パラメトリック発生過程を模式的に示したものである。

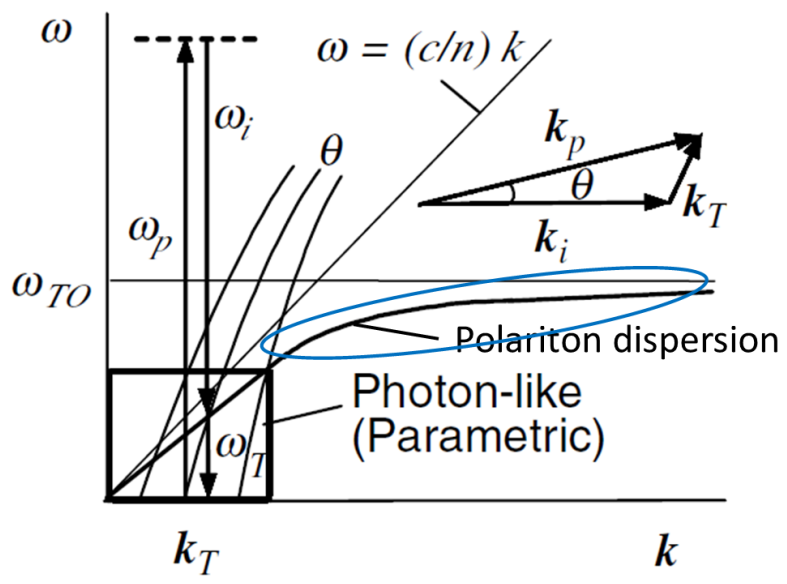


図 2.4 ポラリトン分散とパラメトリック発生

光パラメトリック発生・発振ではエネルギー保存則

$$\omega_{THz} = \omega_p - \omega_i$$

と波数保存則

$$k_{THz} = k_p - k_i$$

が同時に満たされなければならない。LiNbO₃ 結晶は TO フォノンによる強い分散のため波数整合条件は THz 波とポンプ光がコリニアな配置では満たされず大きくそれた方向になる。

2.3 実験装置

図 2.5 にテラヘルツパラメトリック共振器（TPO：Terahertz-wave Parametric Oscillator）を示す。

ポンプ光は Q スイッチ Nd : YAG レーザ (波長 : 1.064 μ m, パルス幅 : 25ns, 繰返周波数 : 50Hz, ビーム径 : 1.5mm ϕ , パルスエネルギー : 30mJ/pulse) である. 非線形光学結晶は LiNbO₃ 結晶 (x \times y \times thickness : 6mm \times 65mm \times 5mm) を使用し, y 表面に Si-prism copuler (base \times face \times side \times thickness : 8.0mm \times 6.1mm \times 5.1mm \times 5.0mm) を 7 個最大カップリング効率で取り付けている (Arrayed Si-prism). この LiNbO₃ 結晶を囲むように 2 枚のミラーを用いて共振器を構成し, 共振器長は 15cm である. 2 枚のミラーはアイドラー光のみを反射するよう, ミラー表面の半分を高反射コートしている.

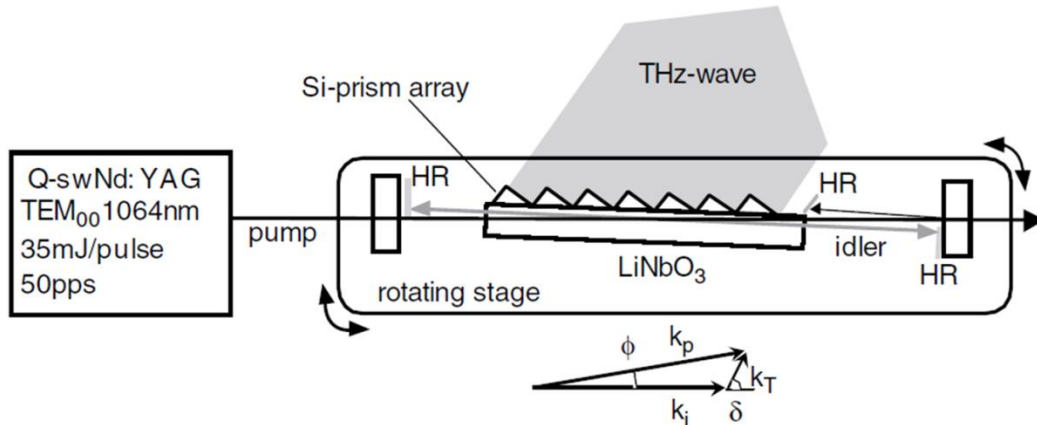


図 2.5 TPO 構成図

また, 共振器は高性能回転ステージに取り付け, 回転角を高精度で制御することにより波長可変 THz 波を得る. 表 2.1 にポンプ光と LiNbO₃ 結晶のなす角に対するそれぞれのパラメータを示す. 波長 100 μ m ~ 330 μ m (周波数 : 0.9THz~3THz) の広帯域可変 THz 波が得られている. 次に, ポンプ光出力に対する THz 波出力を示す (図 2.6). 発生させる THz 波は波長 : 180 μ m で一定である. THz 波出力はポンプ光パルスエネルギー 15mJ/pulse で確認されており, 最大で 192pJ/pulse (ピークパワー : 19.2mW) が得られている. 従来のシングルプリズムカップラでは最大で 30pJ/pulse (ピークパワー : 3.0mW) であった [2].

励起光と LiNbO ₃ 入射角 [°]	3.13	0.84
ϕ [°]	1.45	0.39
δ [°]	67.3	64.4
THz波 [μ m]	100	330
アイドラ光 [μ m]	1.075	1.067

表 2.1 各パラメータ変化

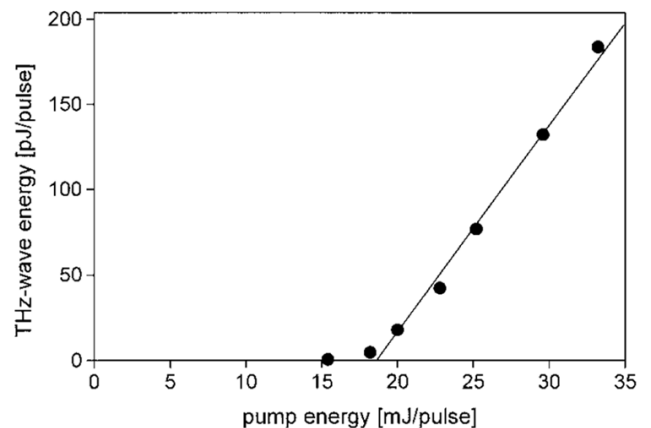


図 2.6 ポンプ光出力に対する THz 波出力

2.4 実験結果

図 2.7 にプリズムカップラを用いた時と, LiNbO₃ 結晶に cut exit 加工[3]を施した時の THz 波の出射方向の変化を示す. THz 波は波長 : 200 μ m を 0° とし, 波長を 100 μ m~330 μ m まで変化させている. 点

線は cut exit における出射方向変化 ($\Delta\theta_c$) の計算結果を示しており、 $\Delta\theta_c=16.5^\circ$ であった。破線はプリズムカップラにおける出射方向変化 ($\Delta\theta_p$) の計算結果を示しており、 $\Delta\theta_p=4.0^\circ$ であった。実践は実際の出射方向変化を TPO 外部から計測しており、 $\Delta\theta_p - (\text{cavity rotation})=1.5^\circ$ となった。以上より、プリズムカップラを用いた場合、実際の出射方向はほぼ変わらないといえる。

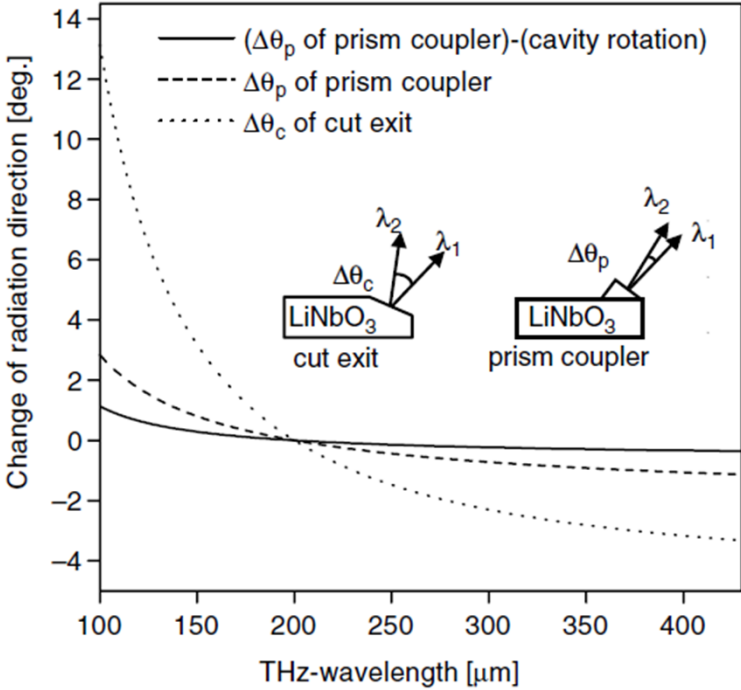


図 2.7 カプラ有無による THz 波出射方向の変化

次に、アレイドプリズムカップラとシングルプリズムカップラの強度分布を取得した (図 3.8)。THz 波の波長：170μm 一定にし、LiNbO₃ 結晶からの距離を変化させ、1.4mm スリットを持つ Si ボロメータを横方向に移動させ計測した。d=100cm において、ガウシアン形状であり、FWHM はシングルプリズムカップラ：58mm、アレイドプリズムカップラ：34mm であった。以上より、アレイドプリズムカップラの方が指向性の強い THz 波を得ていることが分かる。また、アレイドプリズムの d=0.6cm~10cm において 6.7 本のスパイクが見えているが、これは THz 波を効率良く取り出しているといえる。なぜなら、図 2.5 において、LiNbO₃ 結晶の左側で発生した THz 波は LiNbO₃ 結晶内の伝播距離が増え吸収されるため、シンプルカップラでは観測されていない。そのため、THz 波出力が向上したといえる。

2.5 まとめ

広帯域 THz 波光源として TPO を紹介した。THz 波ピークパワー：<19.2mW、チューニングレンジ：100 ~ 330μm を得ることが出来た。また、従来のカップラ形状との違い、Arrayed prism coupler の有用性を示した。しかし、THz 波線幅に関する記述がなく、THz 波線幅：数十 GHz 程度の報告とあった[4]。また、LiNbO₃ 結晶の角度調整が非常にシビアな点もデメリットである。

3. Injection-seeded terahertz-wave parametric generator with wide tenability[5]

3.1 イントロダクション

光パラメトリック発生あるいは発振を用いた THz 帯の光源は非常に有用である。しかし、TPO では THz 線幅が数十 GHz と太く、応用計測等に用いる光源としてはふさわしくない。そこで、光注入型テラヘルツパラメトリック発生 (IS-TPG : Injection-Seeded Terahertz-wave Parametric Generator) について紹介する。

3.2 IS-TPG

TPG の THz 波発生プロセスは 2.2 章で説明した通りである。IS-TPG は TPO と比べ、共振器を持たないため発生周波数が共振器モードに制限されず、連続的な波長可変性と出力安定性が得られる。また、種となる綺麗なレーザー光を同時に注入する「インジェクション・シーディング法」を組み合わせている (図 3.1)。注入するレーザー光 ω_2 の線幅が細いほど、 ω_2 に誘導され発生する ω_3 の線幅も細くなる。

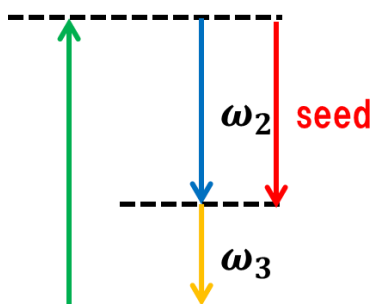


図 3.1 インジェクション・シーディング法概念図

4.3 実験装置

図 3.2 に IS-TPG の構成図を示す。ポンプ光は波長 $1.064\mu\text{m}$ 、単一縦モード発振の Q スイッチ Nd : YAG レーザを用い、非線形光学結晶は MgO : LiNbO₃ 結晶 (長さ : 60mm) を縦列に 2 枚配置し、2 枚目の MgO : LiNbO₃ 結晶にアレイドプリズムカップラを施している。光注入用の外部共振器型半導体レーザー (ECLD) で構成されている。ノンコリニア位相整合を満たす角度方向に発生するアイドラー波の波長と角度に合わせて ECLD (波長 : $1.066\mu\text{m}\sim 1.074\mu\text{m}$, 出力 : 50mW) を注入し、THz 波の狭窄化を行う。図 3.3 にポンプ光出力に対する THz 波出力を示す。THz 波出力はポンプ光パルスエネルギー 17mJ/pulse で確認されており、最大で 1.3nJ/pulse (ピークパワー : $>200\text{mW}$) が得られている。

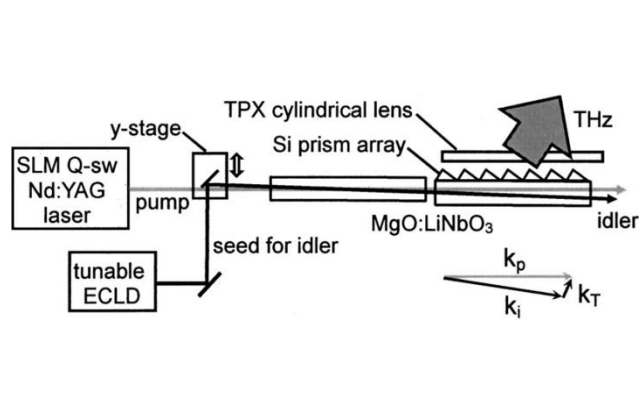


図 3.2 IS-TPG 構成図

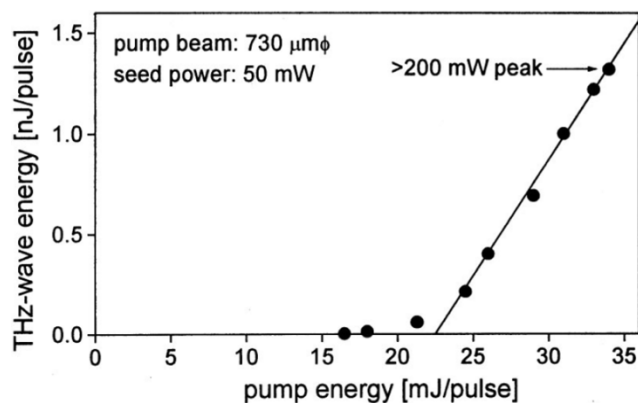


図 3.3 ポンプ光出力に対する THz 波出力

3.4 実験結果

図 3.4 に IS-TPG による THz 波の発生帯域を示す. 波長: $125\mu\text{m}\sim 430\mu\text{m}$, 周波数: $0.7\text{THz}\sim 2.4\text{THz}$ の発生を確認している. この実験において, ECLD の波長走査と ECLD の入射角を変化させるため, y-stage 走査両方を行っている. 次に, ECLD とポンプ光のなす角を変化させたときの THz 波出力変化を示す (図 3.5). THz 波 ($190\mu\text{m}$), ECLD ($1.07\mu\text{m}$) に固定し, ECLD の入射角を変化させている. THz 波 ($190\mu\text{m}$), ECLD ($1.07\mu\text{m}$) の最適位相整合角は 1.43° である. 角度変化に対する応答が非常に鈍感であることが分かる. 著者らは図 3.4 のような場合でも ECLD の角度を厳密に走査する必要はないと述べている.

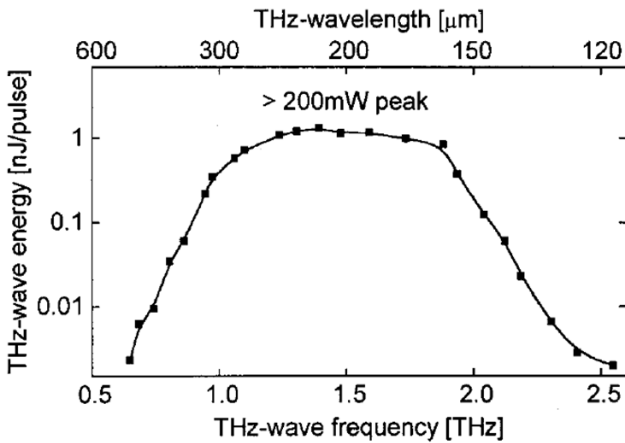


図 3.4 THz 波発生帯域

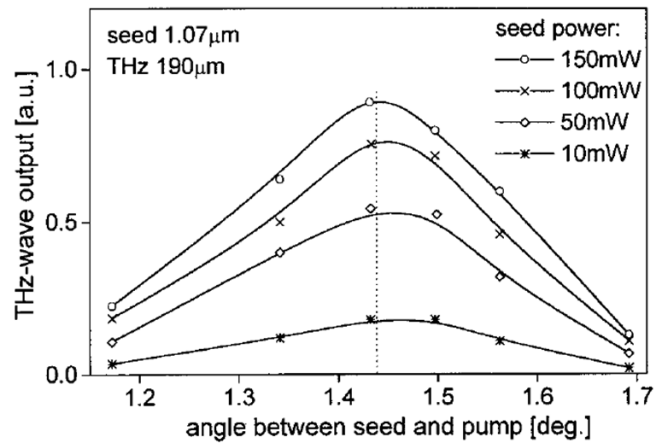


図 3.5 ECLD 入射角変化に対する THz 波出力

シード光を注入することにより, 0.2nm 以下のスペクトル幅が得られている (図 3.6) [3]. また, THz 波を用いて水蒸気の吸収線を測定し, 100MHz 以下の線幅であることが分かった (図 3.7). THz 波とアイドラー光の出力の相関を調べたところ, THz 波とアイドラー光の相関性は高く, THz 波出力をアイドラー光出力で校正することが可能であることも確認されている [3].

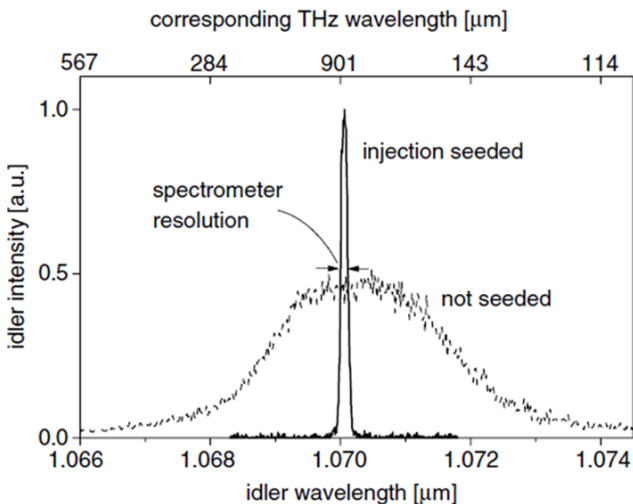


図 3.6 アイドラー光スペクトル幅の違い

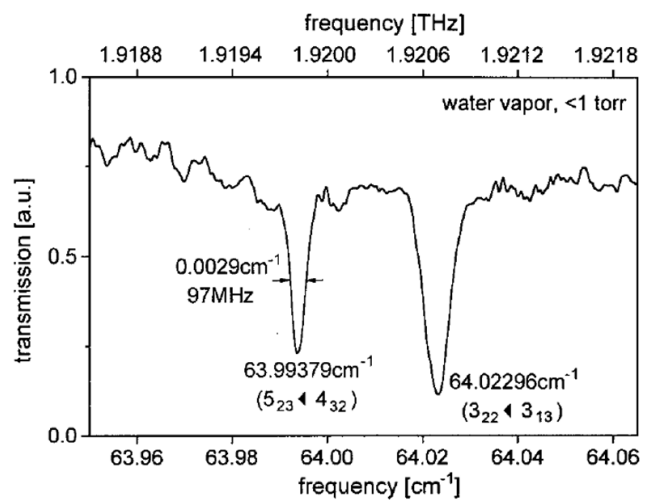


図 3.7 水蒸気吸収線

3.5 まとめ

IS-TPG について紹介した. THz 波ピークパワー: >200mW, チューニングレンジ: 125 μ m~430 μ m が得られており, THz 波線幅: <100MHz (水蒸気吸収線より), シビアな角度調整不要といったメリットも多く TPO のデメリット完全に解消している. THz 波をアイドラー光で校正可能な点も大きなメリットになる. THz 帯における有用な光源の 1 つといえるだろう.

4. A terahertz source with high frequency accuracy using a Mach-Zehnder-modulator-based flat comb generator for high resolution spectroscopy[6]

4.1 イントロダクション

フェムト秒モード同期レーザから出力されるレーザ光は, 周波数領域において, 多数の光周波数モード列 (コム・モード) がモード同期周波数 (f_{rep}) の間隔で櫛の歯 (comb: コム) 状に立ち並んだ周波数コムのスペクトルを示す[7]. また, 光コムを構成する各モードは周波数のみならず強度・位相までも安定な高品質信号源であるが, 1 本当たりの出力はそのまま利用するには極めて低く, 隣のモードとの分離も難しい. そこで, 10GHz の繰り返し周波数を有する光コム発生技術について紹介する.

4.2 Mach-Zehnder-Modulator-based flat Comb Generator(MZM-FCG)

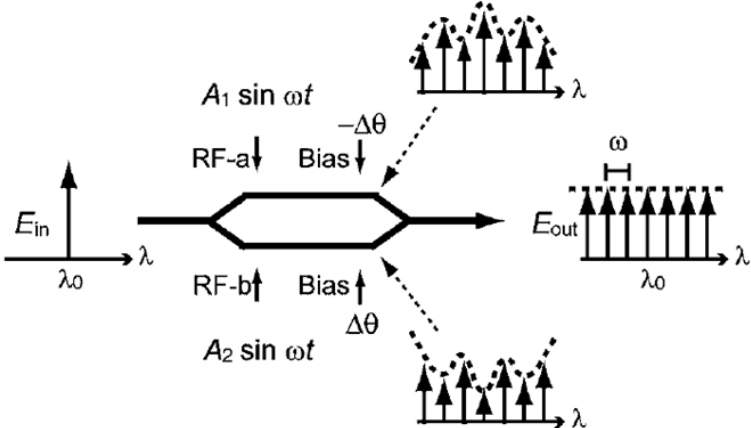


図 4.1 平坦コム発生 の原理図

MZM を用いて平坦コム発生 の原理図を 4.1 に示す. 各アームに高周波(RF)信号を入力し, 各アームで発生した光コムが強度のアンバランスを補い合うことにより, 平坦性の高い光コム信号を得る[8]. ここで, rf-a, rf-b によって変調されたそれぞれの光は

$$S_1(t) = A_1 \sin \omega t$$

$$S_2(t) = A_2 \sin \omega t$$

となり, MZM の出力は

$$E_{out} = \frac{1}{2} E_{in} \sum_{k=-\infty}^{\infty} [J_k(A_1) e^{j(k\omega t + \theta_1)} + J_k(A_2) e^{j(k\omega t + \theta_2)}]$$

で与えられる. ここで, $J_k(\cdot)$ は k 次のベッセル関数である. 入力 CW 光から各次数高調波への出力変換効率は以下の式に近似される

$$\eta_k \equiv \frac{P_k}{P_{in}} \approx \frac{1}{2\pi\bar{A}} \left[1 + \cos(2\Delta\theta)\cos(2\Delta A) + \{\cos(2\Delta\theta) + \cos(2\Delta A)\} \cos\left\{2\bar{A} - \frac{(2k+1)\pi}{2}\right\} \right], \quad (1)$$

ここで、 $\bar{A} \equiv (A_1 + A_2)/2$ 、 $\Delta A \equiv (A_1 - A_2)$ 、 $\Delta\theta \equiv (\theta_1 - \theta_2)/2$ である。2 ΔA は各アームのピーク位相差を、2 $\Delta\theta$ は各アームの DC バイアス差を意味する。これにより発生するコム強度は \bar{A} と同じになる。変換効率は高調波の次数 k に依存する。つまり、MZM から発生するコムはフラットなコムではない。そこで、コムを平坦にするために、それぞれのモードの強度は k に依存してはならない。そこで上式より、

$$\Delta A \pm \Delta\theta = \frac{\pi}{2}$$

が与えられる。発生したコム各モードの強度は一定となる。MZM の挿入ロス等を含めた効率の式は

$$\eta_k = \frac{1 - \cos 4\Delta\theta}{4\pi\bar{A}}$$

よって、以下の時効率は最大となる。

$$\eta_{k,\max} = \frac{1}{2\pi\bar{A}}, \quad \text{when } \Delta A = \Delta\theta = \frac{\pi}{4}$$

次に実際の実験系を示す (図 4.2)。アッテネータと位相器を用いて、上で示した条件を満たすよう調整する。RF 信号の周波数がコム間隔になる。

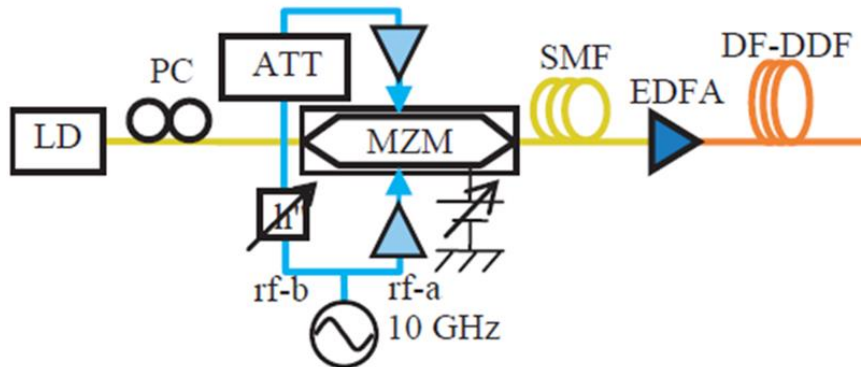


図 4.2 平坦コム発生装置

4.3 実験結果

MZM-FCG によって得られたスペクトルを図 4.3(a)に示す。340GHz に相当するスペクトル幅が得られており、40 本のコムが確認された。さらに、この信号を SMF に出射し、DF-DDF を通った直後の信号を図 4.3(b)に示す。スペクトル幅 20nm が得られ、これは 2.5THz に相当する。DF-DDF を用いて断熱ソリトン圧縮によりスペクトル幅を広げる (図 4.3(b)) [9]。断熱ソリトン圧縮は光ファイバ中で緩やかな摂動を与えることで光パルス圧縮する方法であり、時間波形やスペクトル形状の劣化が少ない優れた圧縮方法である。

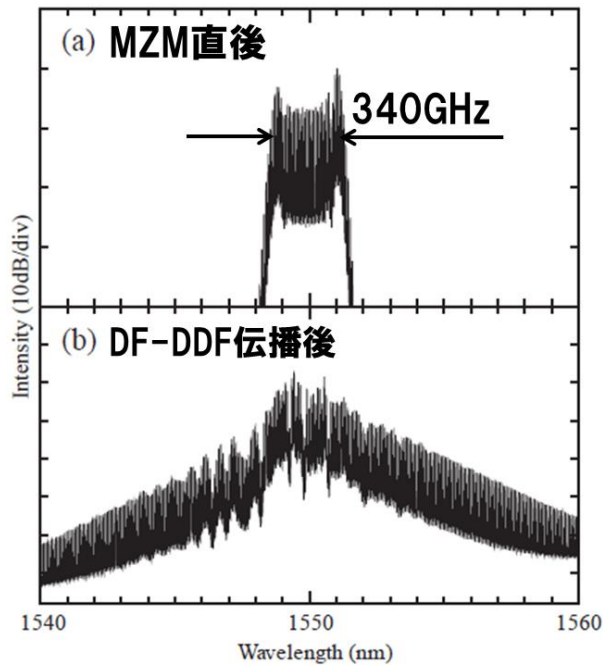


図 4.3 各スペクトル幅

図 4.4 に差周波発生による THz 波発生構成図を示す. チューナブルバンドパスフィルタ (TBF) を用いてコム 1 本のみを抽出し, UTC-PD に入射させ差周波である THz 波を発生させる. TBF の最小透過幅は 6GHz である. 発生した THz 波を 24 逡倍器とミキシングし, ダウンコンバートし THz 波を計測している (図 4.5). 600GHz, 700GHz, 750GHz の信号を取得している. RF スペアナ (RBW : 1Hz) で 30dB 以上の S/N を得ている.

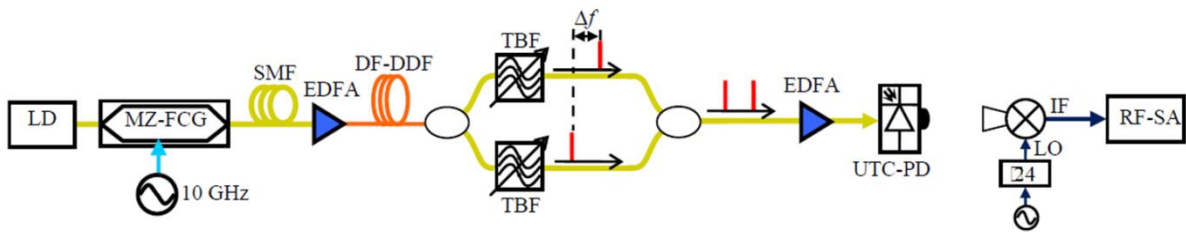


図 4.5 差周波発生による THz 波発生構成図

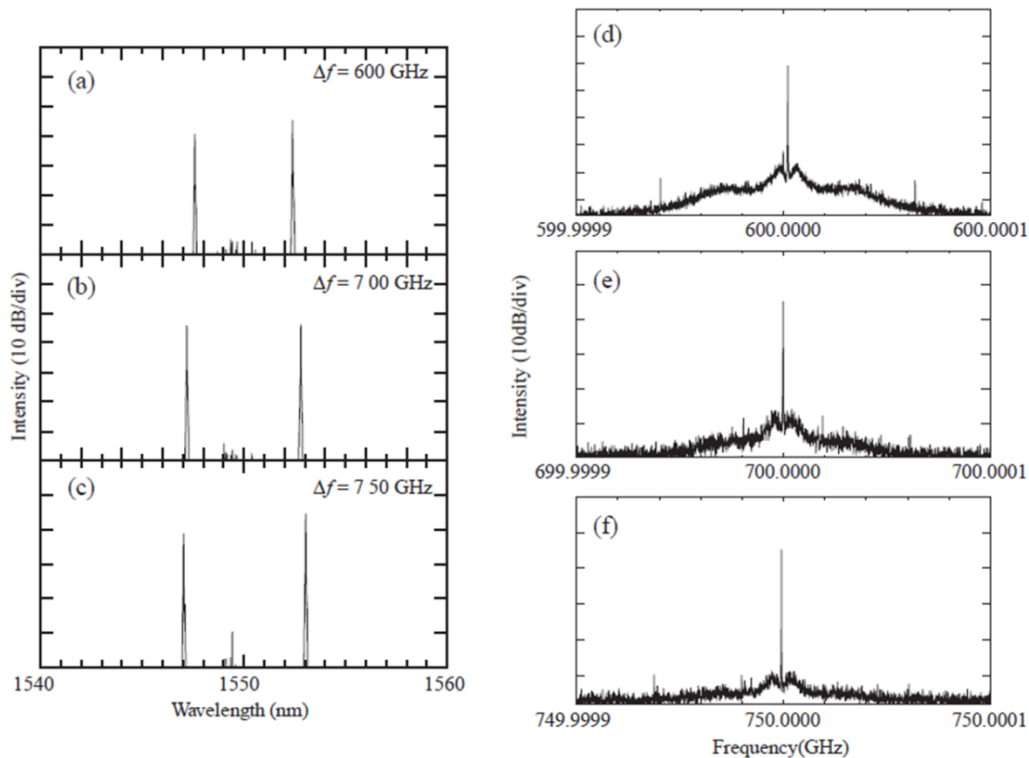


図 4.6 各周波数における THz 波

4.4 まとめ

LD 光源を MZM により 10GHz の間隔を持つ平坦コムを発生させた. 更にコム 1 本のみを TBF を用いて抽出し, 差周波発生による THz 波も確認した. コム安定性は LD と参照信号の安定性に依存するため, 高安定なコムを得やすい. 欠点としてパルス圧縮の過程におけるファイバ長が気になった.

参考文献

- [1] Kodo Kawase, Jun-ichi Shikata, Hiroaki Minamide, Kazuhiro Imai, and Hiromasa Ito, “Arrayed silicon prism coupler for a terahertz-wave parametric oscillator” APPLIED OPTICS, Vol. 40, No. 9, pp. 1423-1426 (2001).
- [2] K. Kawase, M. Sato, K. Nakamura, T. Taniuchi, and H. Ito, “Unidirectional radiation of widely tunable THz wave using a prism coupler under noncollinear phase matching condition”, Appl. Phys. Lett. 71, 753–755 (1997).
- [3] M. A. Piestrup, R. N. Fleming, and R. H. Pantell, “Continuously tunable submillimeter wave source”, Appl. Phys. Lett. 26, 418–419 (1975).
- [4] K. Kawase, J. Shikata, and H. Ito, “Terahertz wave parametric source”, J. Phys. D: Applied Physics, 35, R1-14 (2002).
- [5] Kodo Kawase, Hiroaki Minamide, Kazuhiro Imai, Jun-ichi Shikata, and Hiromasa Ito, “Injection-seeded terahertz-wave parametric generator with wide tunability” Applied Physics Letters 80, 195, pp. 194-197 (2002).
- [6] Isao Morohashi, Yoshihisa Irimajiri, Takahide Sakamoto, Norihiko Sekine, Tetsuya Kawanishi,

Motoaki Yasui, and Iwao Hosako, "A Terahertz Source with High Frequency Accuracy Using a Mach-Zehnder-modulator-based Flat Comb Generator for High Resolution Spectroscopy" Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, pp. 12-15 (2013).

[7]Jun Ye and Steven T. Cundiff, "FEMTOSECOND OPTICAL FREQUENCY COMB TECHNOLOGY", Springer (2004).

[8]Sakamoto, T., T. Kawanishi, and M. Izutsu, "Asymptotic formalism for ultra°at optical frequency comb generation using a Mach-Zehnder modulator", Opt. Lett., Vol. 32, No. 11, 1515-1517, (2007).

[9]小栗敦司, "Comb-like profiled fiber 圧縮器と超短パルス光源への展開", 古河電工時報, 第 116 号, (2005).