

非同期光サンプリング式テラヘルツ時間領域分光法におけるタイミングジッターの抑制

機械創造システム工学コース 市川 竜嗣

1. イントロダクション

近年、自動車の排気ガスを始めとした大気汚染やオゾン層破壊などの環境問題を解明する上で、大気の化学組成を知りその生成消滅に関わる多様な化学反応を追跡可能なガス分析法が必要とされている。従来のガスクロマトグラフィや赤外吸収分光法といった手法では、大気中に存在するエアロゾルの影響により前処理が必要であり、大気中のガスを「ありのままの状態」で測定することは困難であった。テラヘルツ (THz) 領域 (周波数 0.1~10 THz, 波長: 30~3000 μm) は、気体分子の回転遷移に伴う吸収スペクトルが現れる特徴的な周波数帯である。また、粒子径と THz 波長との関連からエアロゾルや等大気微粒子の影響を受けにくいこと、大気ガスを「ありのままの状態」で測定できるガス分析法として注目されている。しかし、THz 領域にひしめき合うように存在する大気分子を詳細に識別し、定量的に評価するためには、きわめて高い周波数分解能とスペクトル精度、そして広帯域スペクトルをカバー可能な THz 分光法が求められている。

本研究では、上記の 3 条件を満たす可能性のある非同期光サンプリング式 THz 時間領域分光法 (ASOPS-THz-TDS) において、スペクトル分解能とスペクトル精度を制限すると考えられるレーザー・タイミングジッターの抑制を試みた。

2. 非同期光サンプリング式 THz 時間領域分光法 (ASOPS-THz-TDS) ¹⁾

図 1 に ASOPS-THz-TDS の装置構成及びタイミングチャートを示す。レーザー A とレーザー B のモード同期周波数を f_{rep1} , f_{rep2} とする。この時、 f_{rep1} , f_{rep2} がわずかに異なるように制御することにより、 $\Delta f = f_{rep1} - f_{rep2}$ は一定の値をとる。この結果、THz パルスと検出パルスは 1 周期ごとに $s = \Delta f / (f_{rep1} \times f_{rep2})$ だけずれていき、高速サンプリングが可能となる。そして、得られた THz パルスは時間スケール拡大率 $n = f_{rep1} / \Delta f$ によりマイクロ秒オーダーまで時間拡大されるため、オシロスコープで実時間測定が可能となる。この時間波形をフーリエ変換し、さらに時間スケール拡大率でリスケールすることで、THz 領域のスペクトルを得ることができる。

このように、非機械的な高速サンプリングが可能な ASOPS 法では、スペクトル周波数目盛は時間スケール拡大率に依存するため、スペクトル分解能と精度は f_{rep1} , Δf の安定性に依存する。そこで今回は、 f_{rep1} , Δf の制御を行った。

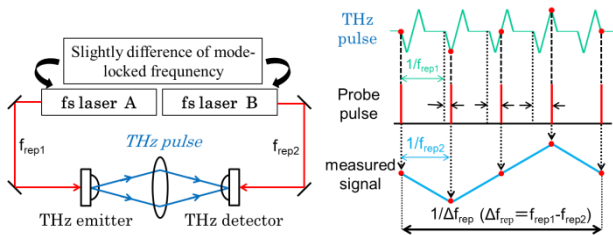


Fig. 1 Schematic diagram of ASOPS and timing chart.

3. 実験原理

モード同期周波数 f_{rep1} は、フォトダイオード (PD) で容易に検出でき、この検出信号をレーザー A へフィードバック制御することで、安定化できる。 Δf を制御するためには、2 台のレーザーから f_{rep1} および f_{rep2} 信号を抽出し、両者の差を電的に抽出してレーザー B にフィードバックする必要がある。しかし、 Δf の信号は 5~50 Hz であり、レーザー制御に用いるには周波数が低い。そこで、連続発振 (CW) レーザーを局部発振器として用いて、 f_{rep} の高次高調波のビート信号を取り出し、レーザー B の制御を行った。図 2 に原理を示す。時間領域での THz パルス列は、周波数領域ではモード同期周波数間隔で櫛の歯状に並んだ THz コムのスペクトルを示す (図 2 (a)) ²⁾。そこに CW レーザーを入射すると、光伝導ミキシングにより CW レーザー光と、最隣接の m 次のコムとのビート信号が出力される。レーザー A およびレーザー B と、CW レーザーとのビート周波数はそれぞれ、

$$f_{beat1} = f_{CW} - mf_{rep1} \quad (1)$$

$$f_{beat2} = f_{CW} - mf_{rep2} \quad (2)$$

となる。この二つのビート信号をミキシングすると、

$$f_{beat1} - f_{beat2} = mf_{rep1} - mf_{rep2} = m\Delta f$$

となり、 m 次の高調波ビート信号である $m\Delta f$ の抽出が可能となる (図 2 (b))。

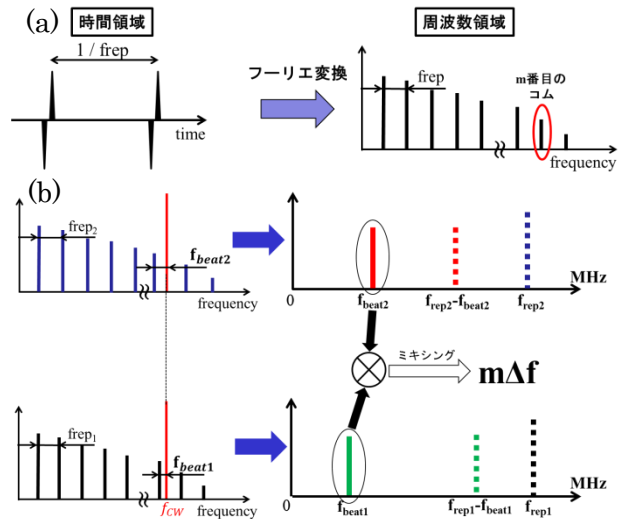


Fig. 2 (a) Time and frequency domain of THz pulse train, (b) principle of Δf control.

4. 実験光学系および実験結果

図 3 に実験光学系を示す。使用したレーザーは、フェムト秒ファイバレーザー (中心波長 1550 nm, パルス幅 56 fs) であり、モード同期周波数 f_{rep1} は 100 MHz, Δf は 5 Hz に設定した。CW-THz 光源は、出力 2.5 mW, 周波数 105.8 GHz である。レーザーからの出力光は、非線形光学結晶である PPLN によって波長変換され、光伝導アンテナ (PCA) に入射する。また、反対側から CW-THz 波も同様に PCA に入射する。

射し、ビート信号が出力される。ビート信号は非常に微弱なためアンプによって増幅された後ミキシングされ、 $m\Delta f$ の信号が出力される(実際には、周波数通倍を行っているため $N \times m\Delta f$)。この信号を参照信号と比較し、レーザーBにフィードバックして制御を行っている。

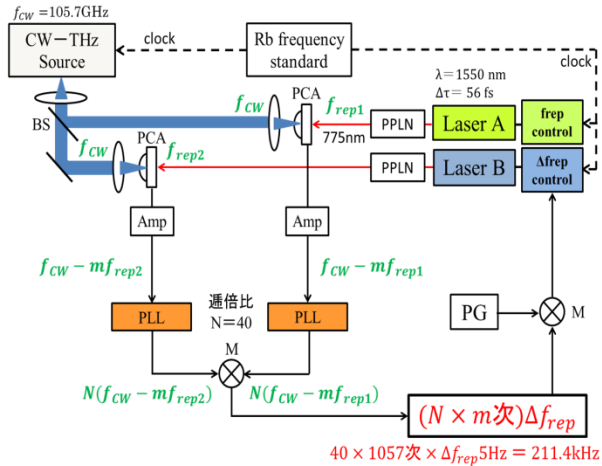


Fig. 3 Experimental setup.

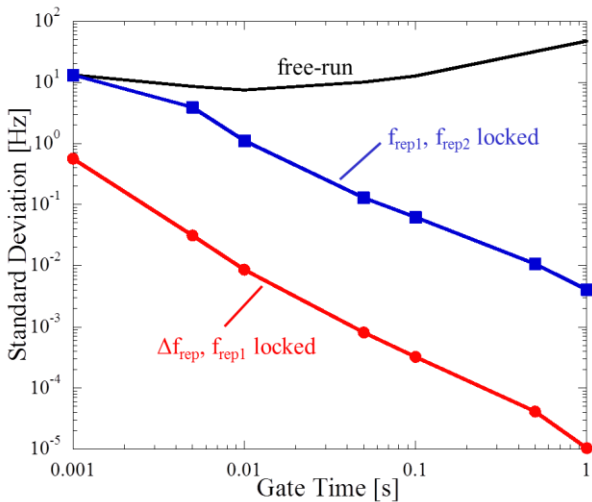


Fig. 4 Frequency stability of $m\Delta f$.

図4に、制御していない場合 (free-run), 従来の制御法 (f_{rep1} および f_{rep2} の独立制御), そして今回の制御法 (f_{rep1} および Δf の制御) における $m\Delta f$ の周波数安定性をそれぞれ示す。横軸はゲート時間であり、縦軸は標準偏差を示している。結果から、ゲート時間1 sにおいて、従来の制御法に比べ $m\Delta f$ の安定性がおよそ2桁向上していることが確認できる。

次に本手法によるジッター抑制効果を確認するために、0.5569 THz付近の低圧水蒸気の吸収線を計測した。実験装置を図5に示す。2台のレーザーからの出力光は、波長変換され、それぞれTHz発生用、検出用素子に入射する。発生したTHz波は直径50 mm、長さ400 mmのガスセルを通り検出素子に入射する。また、大気中の水蒸気の影響を防ぐため、THz波の光路を窒素パージしている。図6に結果を示す。圧力広がり線幅の予測値は100 MHzであり、従来の制御法、及び本手法において、 Δf の値を5, 10, 20 Hzと変化

させて測定を行った。本結果から、特に低周波 Δf において、本手法によるジッター抑制効果が確認でき、スペクトル分解能が向上していることが分かる。予測値との差は、水蒸気をセル内に注入する際の誤差や、窒素パージが完全にできていないために生じたと考えている。

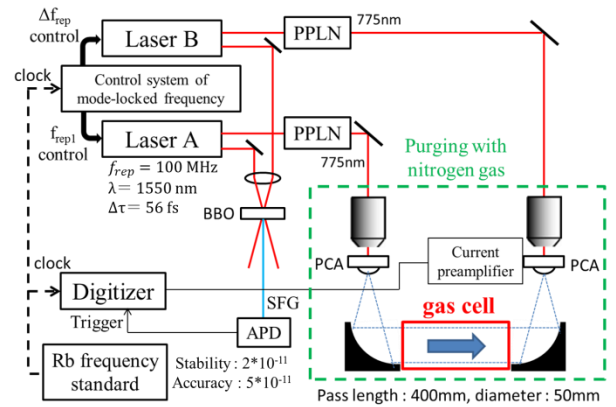


Fig. 5 Experimental setup.

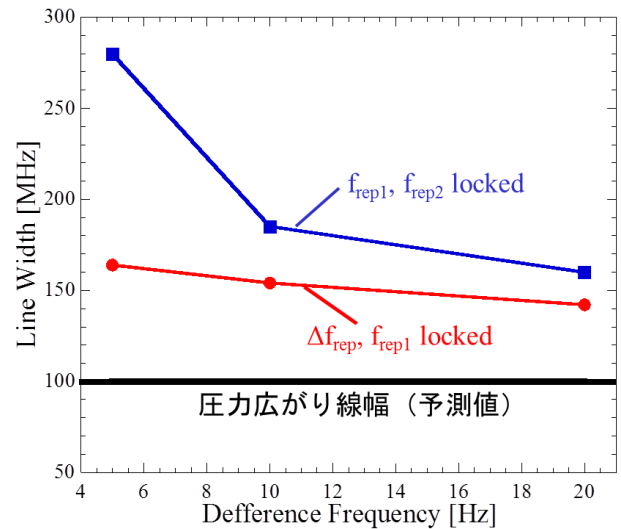


Fig. 6 Absorption linewidth of water at 0.5569 THz.

5. まとめと今後の予定

CW-THz 光源を用いて、高次高調波 THz コム間ビート信号 (周波数= $m\Delta f$) を抽出して制御を行ったところ、 Δf の周波数安定性の向上を示した。また、低圧水蒸気の吸収線幅を測定し、ジッター抑制によるスペクトル分解能の向上を示した。

今後はこれらの制御を必要とせず、ジッターをリアルタイムに補正可能なアダプティブサンプリング³⁾を行いたいと考えている。

参考文献

- 1) T. Yasui, Y. Kabetani, E. Saneyoshi, S. Yokoyama, and T. Araki, Appl. Phys. Lett. **88**, 241104 (2006).
- 2) S. Yokoyama, R. Nakamura, M. Nose, T. Araki, and T. Yasui, Opt. Express, **16**, 13052-13061 (2008)
- 3) Takuro Ideguchi, Antonin Poisson, Guy Guelachvili, Nathalie Picqué, Theodor W. Hänsch, arXiv : 1201.4077