

コヒーレント加算型高出力 THz 放射源の開発

米田研究室 長谷川和哉

1 はじめに

THz 周波数帯は、電波と光の中間に位置する周波数帯であり、これまで強い光源が得られてこなかった領域である。しかし、80 年代後半頃から超短パルスモード同期レーザーの発達により、半導体にピコ秒やサブピコ秒の電気パルスの発生が可能となったことから、徐々に高出力な THz 波が得られるようになってきた。THz 帯の非線形光学の領域は光源強度の制約からほとんど行われていない。最近になって、米国サンタバーバラにある FEL を用いて量子井戸サブバンドとの強相互作用、AC Stark effect、Dynamical Franz-Keldysh effect 等の比較的集光強度が低くても起こる現象の研究が行われ始めている程度である。そこで用いられている FEL は高エネルギー、高強度（ $\sim 100\text{MW}/\text{cm}^2$ ）であるものの、そのパルス幅は電子ビームのバンチ長の制約から数 ns ~ 数十 ps と、他のレーザー始動型 THz エミッターの持つ値（ $\sim \text{ps}$ ）と比べて長いパルス幅をもつ THz 光源である。特に、物質の過渡現象（キャリア加速等）の研究に用いるには比較的長いパルス幅であり、より短パルス高時間分解能を有する THz 光源が望まれてきた。しかし、その領域で最も高出力なものは、D.You らによって報告された、1.7MW、集光強度 $10\text{MW}/\text{cm}^2$.500fs であり、集光強度の低さから、広く非線形光学の現象を開拓するポテンシャルを持つことは出来なかった。

そこで、本研究では、世界最高出力を持ち、非線形光学の研究を行っていくに十分高出力な、超短パルス THz 放射源の開発を目的としている。

2 THz エミッター

THz 発生方式には、レーザー始動のものでは最も高出力である、光伝導スイッチ方式を用いている。この方式では、放射電界 E_{THz} を以下のようにも記述される。

$$E_{\text{THz}} = -E_b \frac{\sigma_s \eta_0}{1 + \sigma_s \eta_0}$$

この式から分かるように、 $\sigma_s \rightarrow \infty$ で放射電界 E_{THz} は印加電界の大きさに飽和するため、THz 波の高出力化のためには大きな電界を印加することが必要である。照射レーザー強度を大きくすること、高いキャリア移動度を有することを意味しており、高出力な（飽和領域）THz 波を発生させるには、これらの条件が必要不可欠となる。 σ_s は面導電率、 η_0 は真空のインピーダンス、 E_b は印加電界である。この式は、放射電界が印加電界を超えられないということを表しており、そのため、高出力な THz 波を得るためには、耐絶縁破壊性をもつ高電界を印加できる素子を用いる必要がある。図 1 は印加電界とその際の放射出力密度を示したものであり、実線は最大出力密度を示したものであ

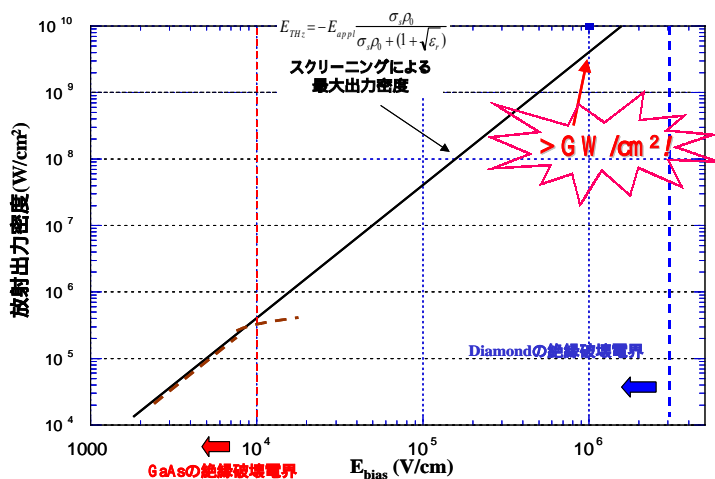


図1 放射出力密度

ため、小さい電圧を用いて高電界印加でき、且つ大面積化が可能なよう、20 μm のギャップ幅をアレー化した構造をとっている。さらに、リーク欠陥の影響を抑えるために縦横方向にもセグメント化した構造をとっている。また、表面絶縁破壊とグロー放電を抑えるため、電極のうえからダイヤモンドを再成長させるダイヤモンドオーバーコートをし、絶縁破壊電界 $2 \times 10^6 \text{V/cm}$ を達成している。この構造により、エミッター全面積 $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ 、有効放射面積 0.6cm^2 で、最大放射出力 $\sim 1\text{GW}$ を達成することができた。そして、このエミッターに 10^5V/cm を印加して、 $\sim 3\text{GW/cm}^2$ の KrF レーザー (248nm) をポンプ光に用いて THz の検出をしたところ、有効放射面積 10mm^2 から、集光地点で 15nJ 、 1.5ps の出力が得られてきた。この結果から得られる放射出力密度は 10^5W/cm^2 と、エミッターの持つ最大放射出力密度と比べて2桁以上小さな値である。この原因として、回折損失、電極構造の不均一さ、キャリア密度の小ささなどが考えられるが、その主な原因はキャリア密度の小ささ、すなわちポンプ光強度の小ささである。そのため、10倍程度の高強度でのポンプ化が必要とされてきた。

り、この図から 10^6V/cm を印加すれば、 cm オーダーのエミッター面積で GW クラスの出力を得ることが分かる。そこで、本研究では絶縁破壊電界 $> 10^6 \text{V/cm}$ をもつダイヤモンドを用いて小型・高出力な THz エミッターの開発を行っている。

そのエミッターを図2に載せる。 cm に 10^6V/cm を印加するには電源に MV 級の電源が必要になる

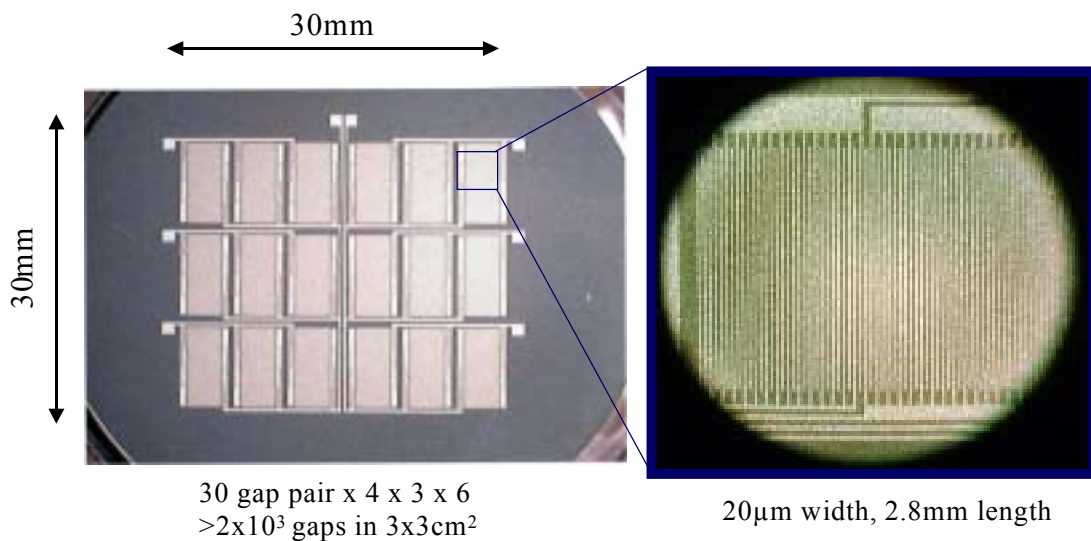


図2 エミッター構造

3 マルチポンプ光システム

THz の発生は、光生成キャリアが印加電界で加速されて電磁波が放射されるというプロセスを経るが、ポンプ光の電界や位相はそのプロセスには無関係である。このことは、互いにインコヒーレントなポンプ光を用いたとしても、コヒーレントな THz 波の発生が可能であるということを示唆している。この証明結果は後述する。そこで、本研究では、要求される高強度 $\sim 30\text{GW}/\text{cm}^2$ で 9cm^2 の大面積を照射するため、低パワーのポンプ光を複数集めるマルチポンプ光という方法を用いている。この方法では、KrF の寿命が 2ns であるため、 2ns 間隔のパルス列を増幅することで KrF 増幅器に溜め込んだエネルギーを全て引きだして高効率化を図れること、1本が低パワーであるため高繰返し化が可能であるという長所がある。

高ポンプ・高効率・高繰返しが図れるマルチポンプ光システムであるが、最終的に THz 波の高強度化の方向から、ポンプ光の最適化を行う必要がある。考える点としては、[1]エンベロップのタイミングエラー[2]各ビームの空間モードエラー[3]各ポンプ光パターンが挙げられる。[1]に関しては、タイミングエラーにより位相のずれた THz 波が重なり合うため、その結果 THz 波の時間波形が変化することが考えられる。そのため、 $20\ \mu\text{m}$ ピッチ ($\sim 70\text{fs}$) のステージを各ビームに用いて高精度なアライメントを可能にしている。この波形変化現象は図 3 に示されており、時間差 $\sim 400\text{fs}$ がつくことで後方にビート振動が確認でき、さらに $\sim \text{fs}$ まで時間差を縮めることでその波形変形を無視できる結果が得られている。[2]に関しては、各ポンプ光を一つのレンズで集光させ、その集光点が全て一致するようにアライメントを行っている。[3]に関しては、図 4 に示すような集光パターンシミュレーションを行ってポンプ光の最適化を図っている。この結果から、各ビームパターンをフラットトップ型にすること、強度比を 1 に近づけることが必要なことが分かる。この要求を満たすために、一つのレンズで各ビームを伝搬させ同等の増幅系列を辿るようにし、さらに、最終増幅時に増幅媒質よりも大きいビーム径にしてフラットトップ化を実現する必要がある。これらに留意した

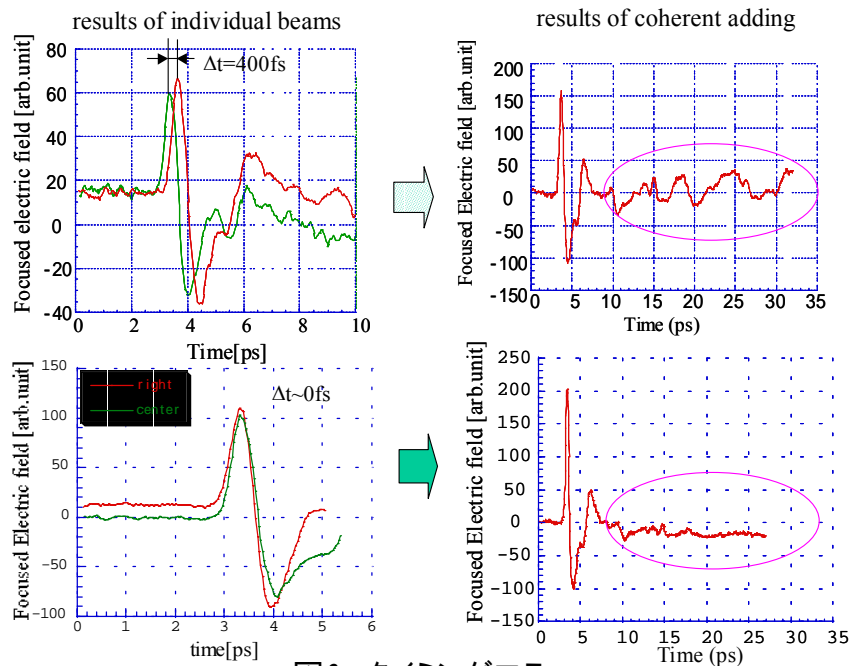


図3 タイミングエラー

光線追跡を行った結果が図5である。最終的にパルス列を単パルスに変換するデコーダー光学系を経由しなければならないため、最終的にビームを空間的に分離させた伝搬系になっている。この光線追跡結果に基づいて実際に光学系を構成し、最終的に 12mJ×6本、330fs で計 270GW の KrF レーザーポンプ光を発生させることに成功している。この結果、これまでの 8 倍の強度 24GW/cm² でエミッター全体をポンプすることが可能となった。これにより、 $P_{ideal} \sim 200\text{GW}$ の THz 出力が可能となるだろう。

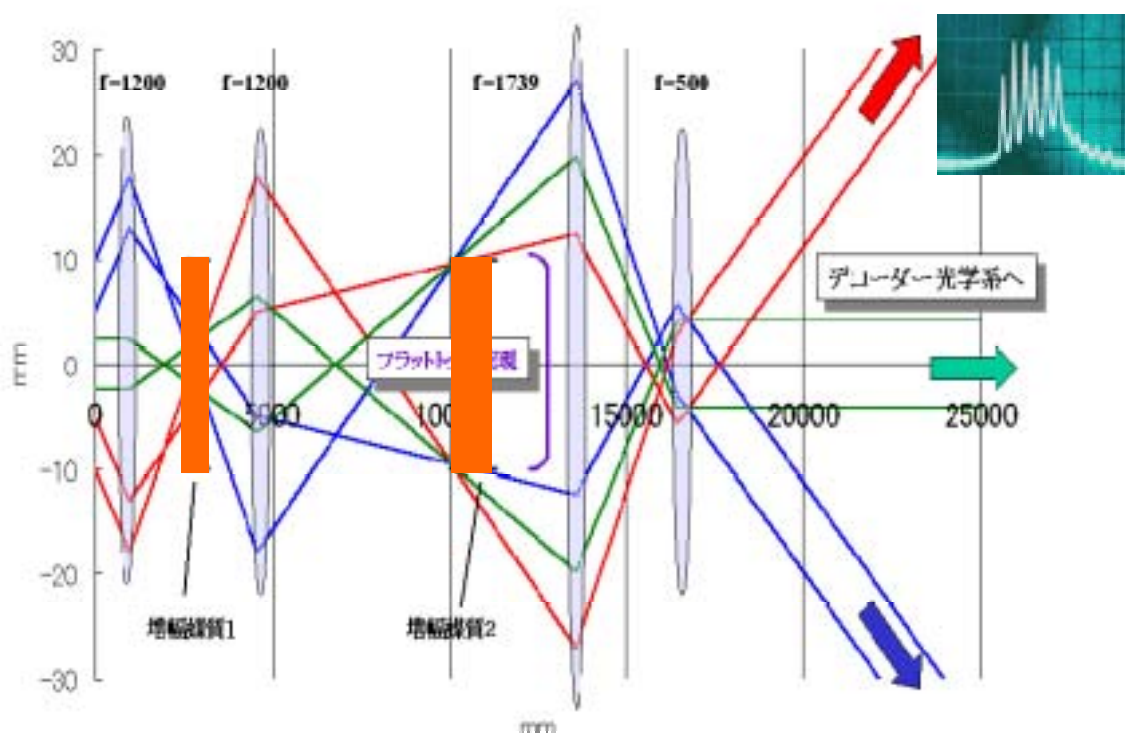


図4 マルチポンプ光システム

4 THz 波のコヒーレント加算

得られたポンプ光を用いて、THz 波の検出を行った。検出方法には、THz 電界を利用した電気光学効果を用いて、その検出を行っている。具体的には、検出に ZnTe 結晶を用い、そこにエミッターから放射された THz 波を $f=150$ の軸外し放物面鏡で集光し、さらにプローブ光として同軸に直線偏光の Ti:Sapphire レーザー (745nm) を入射させて、THz 波と ZnTe の作用による電気光学効果でプローブ光が楕円偏光になるのを検出するシステムである。

得られたポンプ光で、コヒーレント加算の観測を行ってきた。図5は、3本のポンプ光を用いたときに観測された THz の時間波形である。Left、Right、Center というのは、ポンプ光を照射した位置を表しており、1本のポンプ光だけで照射したときに得られた THz 波形である。そして、Sum はその3つの値を数字上足し算したものであり、

Addは3本を全て照射したときに得られた THz 波である。コヒーレント加算が行われれば、エミッター面積 S が増えるために発散角度 S^{-1} が小さくなり、その結果集光径が小さくなる。このため、Sum 以上の値が得られるはずであり、得られた結果はインコヒーレントポンプ光で THz のコヒーレント加算を行えることを証明する結果となっている。しかし、実際には面積が3倍であるため、Sum の3倍の集光

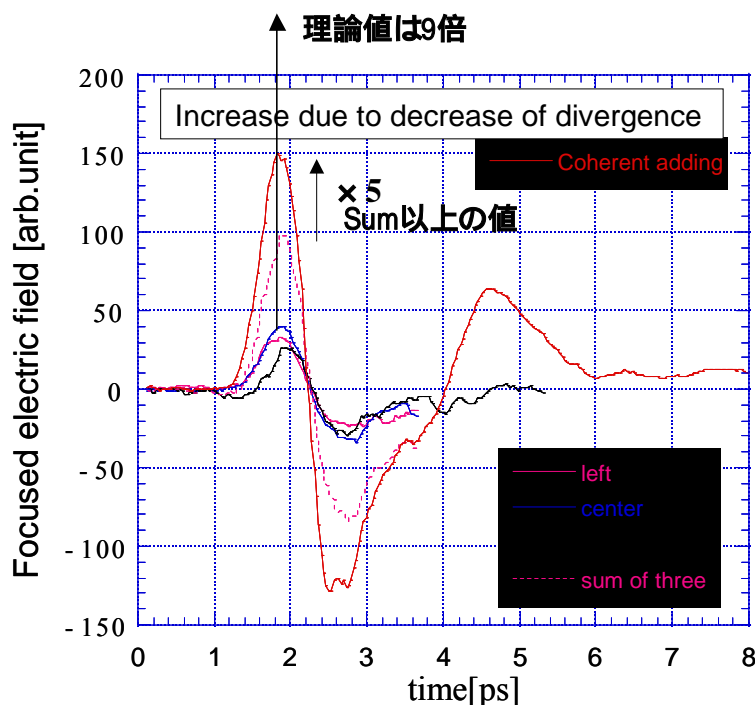


図5 コヒーレント加算結果

電界が得られるはずであり、その加算率というのが現状での問題である。また、プローブ光を xy 方向に移動させて得られた集光径は 4mm であり、これは、理論値 3mm よりも大きい値であった。この集光径比 $3/4$ と、加算率 $\sim 5/9$ 、 $P_{ideal} \sim 200GW$ から、現在の加算率で得られる出力は $\sim 20MW$ が期待され、集光強度 $2.8GW/cm^2$ が期待される。この値は世界最高出力を 1 桁以上上回る結果であるが、応用面ではもう 1 桁程度の集光強度が必要であり、今後加算率の上昇が望まれる。この加算率低下の原因としては、right だけ異なる波形（最初負にいき、その後正にいく）が得られていることから、電極構造の不均一性が出ていることや、また、空間的に散らばった集光パターンに実際にはなっていることなどが考えられる。この問題を解決するため、今後、集光点の分布をモニターするシステムの構築をし、集光パターンの評価を行っていく予定である。

5 波形制御

用いてきたダイヤモンドのキャリア寿命は $\sim ns$ と長く、その結果レンズ上では波形は電流密度の時間微分で与えられるため単極の波形となる。そして、ブロードバンド光では回折波は時間微分で与えられるため、集光点では双極波形が得られることとなる。図 5 で示された波形は双極波形であり、キャリア寿命の長さに起因する理論的な結果が得られている。しかし、短パルス THz 波の応用は、キャリア加速や Rydberg 原子のイオン化など、単極波形が望まれるものが多いため、分散媒質を THz パスに挿入して波形の単極化を試みた。用いた分散媒質はアクリルを研磨して作ったレンズである。これは、遅延分散や、横方向で厚みが異なり、通過点で波形が異なることを応用した方法で

ある。このアクリルレンズを挿入した際に得られた波形が図6であり、単極に近い波形を成形することができた。今後、材料の dn/d や、形状の最適化を行っていく必要があるが、波形制御という可能性は示すことができ、これが達成されれば応用の幅を広く拡大することが可能となるだろう。

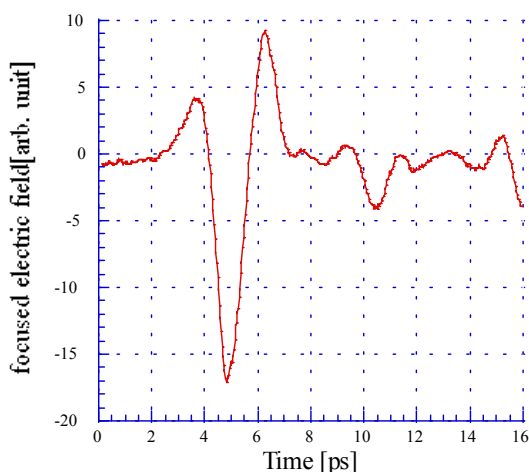


図6 単極波形化

6 まとめ

ダイヤモンドを用いて、THz 光源の開発を行ってきた。そして、高ポンプ化を図るためにマルチポンプ光システムを導入し、10Hz、220GW というポンプ光システムを達成した。このポンプ光を用いて THz の波形観測を行ったところ、インコヒーレントポンプ光で THz のコヒーレント加算が行える結果が得られた。そのとき、20MW という世界最高出力が期待されるものの、応用にはまだ 1 桁近く小さい値であり、完全コヒーレントなときの値 200MW にいかに近づけるかが今後の課題となる。電極構造の不均一さなど先天性の問題も考えられるが、理論値よりも大きい集光径が観測されている点から集光パターンに問題があると考えている。今後、イメージングシステムを構成し、集光パターンの評価を行い、解決を図っていく予定である。