

## コヒーレント遷移放射によるテラヘルツ電場の時間・空間分布の測定

### SPATIO-TEMPORAL MEASUREMENT OF TERAHERTZ ELECTRIC FIELD FROM COHERENT TRANSITION RADIATION

菅見一<sup>#, A)</sup>、楊金峰<sup>A)</sup>、神戸正雄<sup>A), B)</sup>、吉田陽一<sup>A)</sup>  
Koichi Kan<sup>#, A)</sup>, Jinfeng Yang<sup>A)</sup>, Masao Gohdo<sup>A), B)</sup>, Yoichi Yoshida<sup>A)</sup>  
<sup>A)</sup> ISIR, Osaka University  
<sup>B)</sup> Graduate School of Engineering, Osaka City University

#### Abstract

Generation of femtosecond electron bunches has been investigated for a light source based on electron bunches and improvement of time resolution in time-resolved measurements. In this study, spatio-temporal measurement of terahertz (THz) electric field from coherent radiation (CTR) was conducted. Transvers electric field was measured by a photoconductive antenna (PCA) with radial microstructures. The PCA driven by a femtosecond laser was moved for spatial resolution of CTR measurement. An optical delay for the femtosecond laser enabled temporal resolution. Weak THz electric field was observed near the center of the optical axis of the CTR using imaging optics.

#### 1. はじめに

フェムト秒・ピコ秒パルス幅を有する電子ビームは、自由電子レーザー[1,2,3,4]、パルスラジオリシス[5,6,7]等の加速器物理、物理化学の研究に応用されている。そのため、短パルス電子ビーム発生は、高品質な光源開発や時間分解計測における時間分解能向上のために不可欠となっている。これまでに阪大産研では、フェムト秒電子ビームとフェムト秒レーザーを用いて、フェムト秒時間分解能を有するパルスラジオリシス(過渡吸収分光法)[5]を開発・利用してきた。今後、パルスラジオリシスの時間分解能を向上するためには、さらに短い電子ビームが必要となる。これまでに電子ビーム発生では、フォトカソード高周波(RF, radio frequency)電子銃にピコ秒またはフェムト秒紫外光を入射し、光電子を電子ビームとして利用してきた。さらに、発生した電子ビームを加速管によりエネルギー変調し、アクロマティックアークの磁気パルス圧縮器により約 30 MeV のフェムト秒電子ビームを発生してきた。光電子発生にフェムト秒レーザーを用いて、さらに空間電荷効果を低減した場合は、フェムト秒電子銃と磁気パルス圧縮の最適化により、マイケルソン干渉計を用いて 20 フェムト秒の電子ビーム計測を行うことが可能になっている[8]。

フェムト秒・ピコ秒電子ビームパルスは、1 ps の逆数が 1 THz に相当するため、テラヘルツ領域の電磁波研究にも利用されている。同時に、より短いパルス幅を持つ電子ビームは、電子ビームの分布をフーリエ変換することにより得られるバンチ形状因子[9]から、より広帯域の電磁波を高強度で生成することがコヒーレント放射として知られている。電子ビームを用いたテラヘルツ波の発生は、コヒーレント遷移放射(CTR, coherent transition radiation)[8,9,10]、コヒーレントチェレンコフ放射[11]、スミス・パーセル放射[12]等により行われている。同様に、レーザーの分野においても、テラヘルツ波発生・検出手法について研究が行われている。レーザーと電気光学(EO,

electro-optic) 結晶を用いたテラヘルツ発生・検出手法は、結晶の複屈折性を利用する[13]。これまでに、EO サンプルリングでは、電子ビームのテラヘルツ電場により誘起される複屈折性を利用して、電子ビーム診断では 60 フェムト秒の電子ビーム電場が観測されている[14]。同様に、レーザーと光伝導アンテナ(PCA, photoconductive antenna)を用いたテラヘルツ波発生・検出手法の研究も行われている[15,16]。PCA は、半導体表面に電極を有し、テラヘルツ波発生・検出の両方が可能な素子である。テラヘルツ波発生時は、電極間に電場を印加し、レーザー照射時に流れる電場方向の光誘起電流がテラヘルツ電磁波として放射される。逆に、検出時は電極間に電流計を接続し、レーザー照射時の光誘起電流が入射テラヘルツ波による電極間電場依存性を利用して、電流量によりテラヘルツ電場強度を計測することができる。また、発生・検出における偏光特性は、光誘起電流方向に依存することが知られている[17]。そのため、微細構造電極を用いた大口径径により、発生テラヘルツ波の高出力化が行われてきた[18,19]。同時に、偏光特性の設計も行われており[20,21]、ラジアル偏光特性を有する PCA では[21]、電子ビームが発生するテラヘルツ検出にも有効であること[22]が分かってきた。

そこで、本研究では、従来は定点に設置していた PCA を可動とする拡張を行い、CTR によるテラヘルツ電場の時間・空間分布の測定を行った。時間分布(波形)の測定については、PCA を駆動するフェムト秒レーザーの時間遅延により可能である。水平方向に PCA を可動とすることにより、空間分布の測定が可能となったので、得られた実験結果について報告する。

#### 2. 実験装置

##### 2.1 フェムト秒電子ビーム発生

フェムト秒電子ビームからの CTR を測定するために、フォトカソード RF 電子銃ライナック[5,8]を用いてフェムト秒電子ビームの発生を行った。カソード駆動用の Nd:YLF ピコ秒レーザーからの紫外光パルスをフォトカ

<sup>#</sup> koichi81@sanken.osaka-u.ac.jp

ソード RF 電子銃に入射し、光電子による電子ビームを用いた。カソード表面における光電場の効果により電子ビームの電荷量の増強を目的に、光パルスがビーム軌道となす角:  $68^\circ$  の条件でカソードに入射した。ピコ秒レーザーからの光出力は、エネルギー  $< 110 \mu\text{J/pulse}$ 、波長  $262 \text{ nm}$ 、パルス幅  $5 \text{ ps}$ 、繰り返し  $10 \text{ Hz}$  であった。電子ビーム測定では、ピコ秒レーザーと電子銃の間に反射型の可変 ND (neutral density) フィルターを設置し、カソードに照射するレーザーのパルスあたりのエネルギー、つまり発生電荷量を調整した。また、加速器は、フォトカソード RF 電子銃、加速管、磁気パルス圧縮器により構成される。これを用いて、パルス圧縮されたフェムト秒電子ビーム(エネルギー  $35 \text{ MeV}$ 、電荷量  $< 1 \text{ nC/pulse}$ )を発生した。電子銃へのレーザー入射位相と加速管における加速位相は、それぞれ、 $\sim 40^\circ$ 、 $100^\circ$  を用いた。発生したフェムト秒電子ビームを、高真空系のビームラインを隔てるチタン箔のビーム窓から、低真空系の測定用真空チャンバーに取り出し、測定を行った。

## 2.2 干渉計と PCA による CTR の測定

Figure 1 に、本研究の電子ビームから発生した CTR の測定系を示す。Figure 1(a) に示すように、低真空中 ( $< 100 \text{ Pa}$ ) でアルミ平面鏡 (M) の境界面で CTR のテラヘルツパルスを発生した。発生した CTR を、非軸放物面鏡 (OAP、実効焦点距離:  $76 \text{ mm}$ ) により結像光学系として、PCA 測定系へ導いた。そのため、M-OAP 間および OAP-PCA 間の距離は、焦点距離の 2 倍として、 $152 \text{ mm}$  とした。また、CTR の偏光成分はラジアル方向(テラヘルツパルス進行方向に対して直交方向)の電場を持つと考えられている。そのため、本研究では、ラジアル偏光特性を有し、大口径径により感度を改善した PCA (半絶縁 GaAs 基板製) [21] を用いた。テラヘルツパルスはビームスプリッター (BS1、高抵抗シリコン、 $0.38 \text{ mm}$  厚) により PCA と干渉計へ分岐された。PCA では、テラヘルツパルスを PCA の鏡面研磨側から入射した。また、適宜光学遅延 (Delay1) を調整したフェムト秒レーザー (エネルギー  $< 300 \mu\text{J/pulse}$ 、波長  $800 \text{ nm}$ 、繰り返し  $1 \text{ kHz}$ ) を PCA の電極側に照射した。本来、PCA は電流測定器に接続すべきであるが、電極から出力される光誘起電流を、アンプ ( $50 \Omega$  終端、NF 5307、倍率 100) とオシロスコープ (LeCroy 204Xi) により計測した。PCA からの信号は、フォトダイオードの信号に似ていたが、光学遅延によりレーザーの PCA 入射タイミングがテラヘルツパルスの入射タイミングと一致したときのみ、電圧波形が変化した。また、その電圧波形の変化は、約  $20 \text{ ns}$  の間の波形変化であった。そのため、オシロスコープ上の波形処理においては、電子ビームと同期した  $200 \text{ ns}$  以下の時間窓の電圧波形の時間積分値の遅延時間依存性を記録した。つまり、PCA から  $50 \Omega$  の負荷に対して流れる電流を電圧に変換して記録する処理に相当する。一方、マイケルソン干渉計においてもテラヘルツパルスの計測を行った。干渉計内で、入射テラヘルツパルスはビームスプリッター (BS2、高抵抗シリコン) により分岐され、片方は移動鏡 (Delay2)、もう片方は固定鏡により反射され、最終的に非軸放物面鏡 (焦点距離:  $191 \text{ mm}$ ) により赤外検出器で合流した。赤外検出器には、液体ヘリウム冷却 Si ボロメータ (Infrared Laboratories Inc.) を用いた。干渉計による

測定では、ボロメータ出力の移動鏡 (Delay2) の移動距離依存性である、インターフェログラムの計測を行った。Figure 1(b) に、測定系の写真を示す。CTR 発生部、テラヘルツパルスの光軸、レーザー光軸、PCA 部分、PCA の水平可動部品、干渉計導入部分が確認できる。

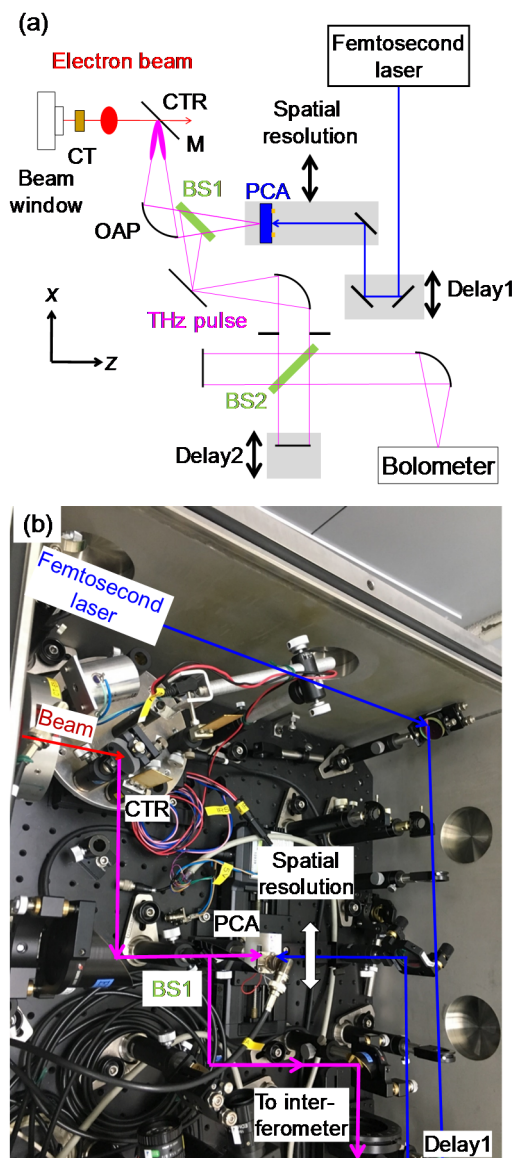


Figure 1: (a) Schematic diagram of measurement of CTR using the PCA. Gray areas denote bases of stages. Double arrows are moving directions. (b) A picture of measurement system.

## 3. 実験結果

### 3.1 テラヘルツ電場の位置依存性と強度分布

2つの計測系が、Fig. 1 に示されており、PCA による測定とマイケルソン干渉計による測定は独立に行う事が可能である。Figure 2(a) に PCA を  $x$  軸方向に移動させた際に得られる、位置  $x$  による(テラヘルツ電場)波形の違いを示す。電子ビームのエネルギーと電荷量は、それぞれ、

35 MeV、400 pC/pulse であった。また、PCA 駆動用フェムト秒レーザーの波長とパルスエネルギーは、それぞれ、800 nm、280  $\mu$ J/pulse であった。この場合の遅延時間は Delay1 を用いて、それぞれ 5 回の掃引の平均値を示す。光軸中心 ( $x = 0$  mm) では振幅が小さく、中心から離れると(例えば、 $x = -6, +6$  mm) では振幅が大きくなること分かった。さらに、位置により波形の極性も異なることが分かった。PCA はテラヘルツ電場の波形を計測できるため、幾何的配置による測定電場方向の反転により、波形が反転したと考えられる。つまり、CTR はラジアル偏光特性があるため[23]、電子の片側と反対側では電場方向が逆であり、このような反転が観測されたと考えられる。Figure 2(b)に電場強度分布をある程度反映する、PCA の信号から得られた Peak to peak 値の位置依存性を示す。電場が大きい位置の間隔は、本研究の観測点では約 12 mm と得られた。Peak to peak 値による評価では、大きな雑音であっても大きな信号と解釈されるため、今後はフィッティング等による解析も必要であると考えられる。

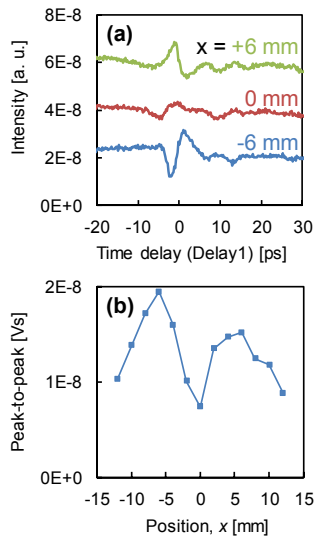


Figure 2: (a) Signals from the PCA for +6, 0, and -6 mm horizontal positions. (b) Signal intensity of peak-to-peak as a function of the horizontal position.

### 3.2 電荷量依存性

測定しやすさを考慮し、前節の  $x = -6$  mm に PCA を設置し、電荷量依存性の測定を行った。Figure 3 に電荷量依存性の測定結果を示す。PCA による測定 (Fig. 3(a)) および干渉計による測定 (Fig. 3(b)) は、それぞれ、テラヘルツ電場波形と干渉波形であるが、いずれも電荷量の減少と共に振幅は小さくなること分かった。Figure 3(c)に、PCA もしくは干渉計から測定される波形の Peak to peak 値の電荷量依存性を示す。PCA と干渉計では信号強度の電荷量依存性が異なることも分かった。本研究の PCA ではテラヘルツ電場を測定する[24]のに対して、液体ヘリウム冷却ボロメータを備えたマイケルソン干渉計ではテラヘルツエネルギーを測定している。ポインティングベクトルの式からは、電磁波の電場の 2 乗は、電磁波の単位面積あたりを通過するパワー(面積と時間で積分すれば、エネルギー)に比例する。一方、本研究の電子

ビームは運動する電子のパルスであるが、電束に関するガウスの法則からの観点からは、電場は電荷密度の空間積分に比例する。その結果、PCA の信号強度は、電荷量  $\propto$  電場の関係により、直線の傾向が得られたものと考えられる。干渉計の信号強度については、コヒーレント放射では、検出されるエネルギーは電荷量の 2 乗に比例するため、曲線的な傾向が得られたと考えられる。

PCA はテラヘルツ電場測定素子ではあるが、マイケルソン干渉計と組み合わせることにより、テラヘルツ電場・エネルギーの同時測定の可能性が示された。一般的に、また、多くの市販品としても、PCA は応答速度が速くなるように(つまり、高周波の検出も可能、広帯域特性を有する)、低温成長 GaAs[16]が用いられている。本研究の PCA では、反絶縁 GaAs である。今後、PCA 基板の最適化に加えて、超短パルスレーザー[25]の導入により、空間分解のみならず、時間分解能力の向上も期待される。

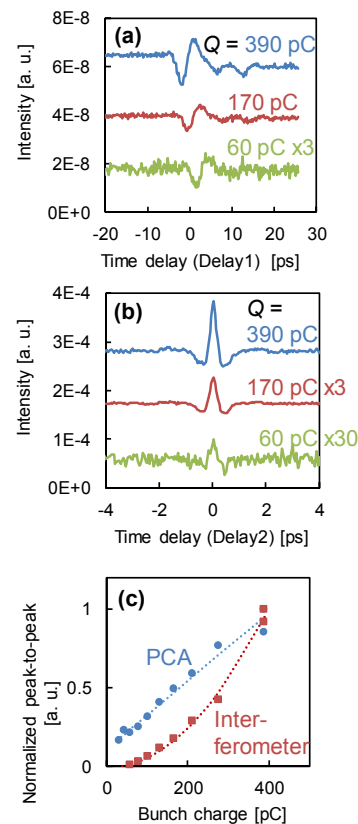


Figure 3: (a) Signals from the PCA and (b) interferometer for 390, 170, and 60 pC bunch charges. Factors and offsets were adjusted. (c) Normalized signal intensity of peak-to-peak from the PCA and interferometer as a function of the horizontal position.

## 4. まとめ

本研究では、コヒーレント遷移放射によるテラヘルツ電場の時間・空間分布の測定を行った。水平方向に可動とした PCA による測定では、CTR のラジアル偏光特性により、電子の片側と反対側の電場方向の反転を示唆する結果が得られた。PCA の信号から得られた Peak to peak 値が大きい位置の間隔は、本研究の観測点では約 12

mm と得られた。PCA および干渉計により測定した CTR 強度の電荷量依存性では、PCA の信号強度は直線の傾向が得られ、干渉計の信号強度は電荷量の 2 乗に比例する曲線的な傾向が得られた。引き続き、PCA 測定系の高感度化や広帯域化を行うとともに、電気光学結晶やダイポール型アンテナ等による測定の検討を行い、CTR 以外のパルス電子ビームの放射する電場の時間・周波

数領域の情報に関しても包括的な理解を深める。

## 謝辞

本研究は、科研費(26249146, 15H05565, 17H01374, 19K05331)、基礎科学研究助成(住友財団)による支援を受けました。

## 参考文献

- [1] W. Ackermann *et al.*, Nat. Photonics 1, 336 (2007).
- [2] P. Emma *et al.*, Nat. Photonics 4, 641 (2010).
- [3] T. Ishikawa *et al.*, Nat. Photonics 6, 540 (2012).
- [4] E. Allaria *et al.*, Nat. Photonics 6, 699 (2012).
- [5] J. Yang *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 629, 6 (2011).
- [6] K. Kan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 073302 (2012).
- [7] T. Kondoh *et al.*, Radiat. Phys. Chem. 84, 30 (2013).
- [8] I. Nozawa *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 17, 072803 (2014).
- [9] T. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. E 50, 4041 (1994).
- [10] P. Kung *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73, 967 (1994).
- [11] A. M. Cook *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 095003 (2009).
- [12] J. Urata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 516 (1998).
- [13] M. Nagai *et al.*, Opt. Express 20, 6509 (2012).
- [14] G. Berden *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 164801 (2007).
- [15] D. H. Auston, Appl. Phys. Lett. 26, 101 (1975).
- [16] M. Tani *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 36, L1175 (1997).
- [17] H. Park *et al.*, Appl. Phys. Lett. 101, 121108 (2012).
- [18] H. Yoneda *et al.*, Appl. Opt. 40, 6733 (2001).
- [19] A. Dreyhaupt *et al.*, Appl. Phys. Lett. 86, 121114 (2005).
- [20] S. Winnerl *et al.*, Opt. Express 17, 1571 (2009).
- [21] K. Kan *et al.*, Appl. Phys. Lett. 102, 221118 (2013).
- [22] K. Kan *et al.*, Proc. NAPAC2016, Chicago, 1279 (2016).
- [23] Y. Taira *et al.*, Vib. Spectrosc. 75, 162 (2014).
- [24] M. Tani *et al.*, Semicond. Sci. Technol. 20, S151 (2005).
- [25] I. Katayama *et al.*, Opt. Express 21, 16248 (2013).