

## 交叉型アンジュレータを用いた偏光可変テラヘルツ超放射生成の検討

### A STUDY OF GENERATION OF VARIABLE POLARIZED THZ SUPERRADIANCE USING A CROSSED UNDULATOR

齊藤寛峻<sup>#, A)</sup>, 柏木茂<sup>A)</sup>, 日出富士雄<sup>A)</sup>, 三浦禎雄<sup>A)</sup>, 西森信行<sup>B)</sup>, 武藤俊哉<sup>A)</sup>, 南部健一<sup>A)</sup>, 柴崎義信<sup>A)</sup>,  
高橋健<sup>A)</sup>, 長澤育郎<sup>A)</sup>, 鹿又健<sup>A)</sup>, 齊藤悠樹<sup>A)</sup>, 濱広幸<sup>A)</sup>

Hiroto Saito<sup>#, A)</sup>, Shigeru Kashiwagi<sup>A)</sup>, Fujio Hinode<sup>A)</sup>, Sadao Miura<sup>A)</sup>, Nobuyuki Nishimori<sup>B)</sup>, Toshiya Muto<sup>A)</sup>,  
Kenichi Nanbu<sup>A)</sup>, Yoshinobu Shibasaki<sup>A)</sup>, Ken Takahashi<sup>A)</sup>, Ikuro Nagasawa<sup>A)</sup>, Ken Kanomata<sup>A)</sup>, Yuki Saito<sup>A)</sup>,  
Hiroyuki Hama<sup>A)</sup>

<sup>A)</sup> Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University

<sup>B)</sup> Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

#### Abstract

Research and development of a variable polarized terahertz superradiance source is being progressed at Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University. A crossed-undulator configuration using coherent undulator radiation from a short electron bunch is being studied for the light source. In this paper, basic features of coherent undulator radiation in terahertz region and concept of the variable polarized terahertz superradiance source using a crossed-undulator are shown. The superradiance source is composed of two crossed planar undulators and a phase shifter between them. Two crossed polarized superradiances are generated by the undulators. Arbitral polarization is generated by giving the first superradiance variable delay using the phase shifter and superimposing them. Radiation from terahertz undulator includes many higher harmonics because of the large K value. However, quasi-monochromatic coherent radiation can be generated by using an electron bunch having a length of approximately 200 fs. Polarization of such radiation can be controlled by using the crossed-undulator configuration.

#### 1. はじめに

東北大学電子光物理学研究センターでは試験加速器 t-ACTS (test Accelerator as Coherent Terahertz Source) を用いたコヒーレントテラヘルツ光源の研究開発が進められている。t-ACTS は熱陰極高周波電子銃、エネルギーフィルター用のアルファ電磁石、3 m の S バンド加速構造で構成されている。ビームエネルギーは最大 50 MeV である。また、進行波型加速構造中での velocity bunching 法を用いたバンチ圧縮により極短電子ビームの生成が可能である。干渉計を用いたテラヘルツ域のコヒーレント遷移放射の計測実験により、バンチ長 100 fs 程度のビームが確認されている[1]。

現在、偏光可変テラヘルツ超放射光源の研究を行っている。任意の偏光を持つ放射光の生成法として交叉型アンジュレータを用いた偏光制御法が挙げられる。本研究では 2 台の平面アンジュレータから直交する直線偏光の放射を発生し、位相差を調節してそれらを重ね合わせることで任意の偏光を生成することを目的としている。偏光制御を行うために放射はコヒーレントでなければならないことから、交叉型アンジュレータは FEL を用いた偏光制御法として提案された手法である[2]。我々は短バンチからのコヒーレントアンジュレータ放射(超放射)において本手法を適用することで任意の偏光を持つテラヘルツ超放射を生成することを検討している。本稿ではテラヘルツ域のコヒーレントアンジュレータ放射の基本的な特性および検討中の交叉型アンジュレータを用いた偏光可変テラヘルツ超放射光源の概要を示す。

<sup>#</sup> hsaito@ins.tohoku.ac.jp

#### 2. テラヘルツコヒーレントアンジュレータ放射

##### 2.1 テラヘルツアンジュレータのパラメータ

アンジュレータに入射した電子は周期的な磁場により蛇行軌道を進みながらシンクロトロン放射を放出する。この際、磁場の周期長、磁場の強さ、電子のエネルギーから決まる共鳴条件を満たす波長の放射のみが増幅され、狭帯域のアンジュレータ放射光が生成される。軸上における共鳴条件は次式のように表される。

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\lambda_u$  はアンジュレータ磁場の周期長、 $\gamma$  は電子のローレンツ因子である。K はアンジュレータの偏向定数で次式のように定義される。

$$K = \frac{eB_u\lambda_u}{2\pi mc} \quad (2)$$

ここで、 $e$  は素電荷、 $B_u$  はアンジュレータのピーク磁場、 $m$  は電子質量、 $c$  は光速である。

テラヘルツ光の波長は 300  $\mu\text{m}$  程度であり、放射光としては波長の長い領域になる。(1)式より、アンジュレータで波長の長い放射を生成するには低エネルギーの電子ビームを用いるとともに、周期長および K 値の大きなアンジュレータを用いる必要があることが分かる。K 値を固定したときに基本波の周波数が 1 THz (波長 300  $\mu\text{m}$ ) となる

ような周期長と電子エネルギーのプロットを図 1 に示す。図 1 から、例えば約 20 MeV の低エネルギービームを用いた場合、周期長を 0.1 m とすると K 値は 4 程度にする必要があることが分かる。

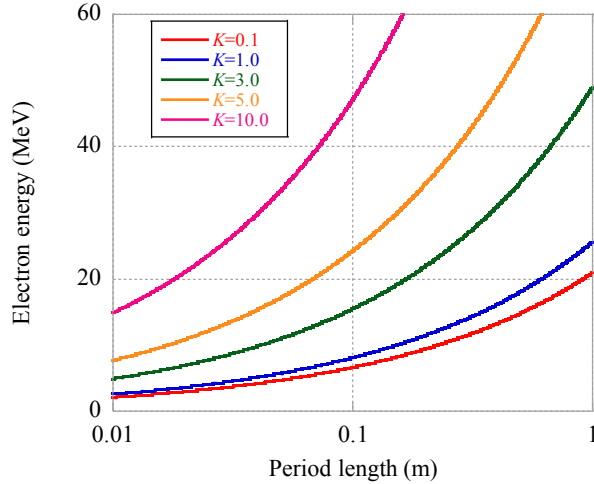


Figure 1: Electron beam and undulator parameters for fundamental frequency of 1 THz.

## 2.2 単一電子からのアンジュレータ放射

テラヘルツアンジュレータ放射の特性を調べるため、エネルギー 19 MeV の電子が周期長 0.1 m、K=3.81 の周期磁場を通過した際に放出される電磁場（基本周波数 1.00 THz）の計算を行う。

電子が磁場  $\vec{B}$  の中を進むときの運動方程式は次のように表される。

$$m\gamma \frac{d\vec{\beta}}{dt} = -e\vec{\beta} \times \vec{B} \quad (3)$$

$\vec{\beta}$  は光速で規格化した電子の速度である。z 軸正方向に進む電子が y 方向の正弦波型磁場

$$B_y = B_u \cos(k_u z) \quad (4)$$

( $k_u = 2\pi/\lambda_u$ ) に入射した場合について考える。電子は y 方向磁場から x 方向のローレンツ力を受け xz 面内を蛇行しながら進んでいく。(4)式を(3)式に代入すると、x 方向の電子軌道は次式のような正弦波となる。

$$x = -\frac{K}{\gamma k_u} \cos(k_u z) \quad (5)$$

$z=0$  から 25 周期にわたり (4)式の磁場が存在すると仮定したときの電子軌道を図 2 に示す。計算に用いたパラメータは表 1 の通りである。

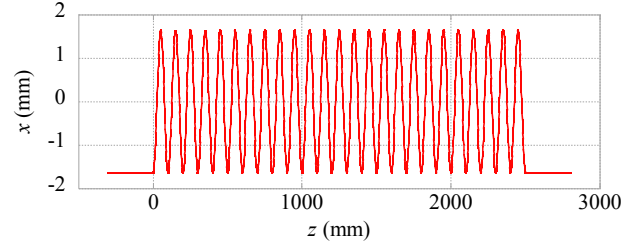


Figure 2: An electron trajectory in a sinusoidal magnetic field.

Table 1: Parameters Used in the Calculation of Undulator Radiation

Period length $\lambda_u$	0.1 m
Number of periods	25
K value	3.81
Peak magnetic field $B_u$	0.410 T
Electron energy	19 MeV

加速度を受けた電荷  $q$  からの放射電場は Liénard-Wiechert ポテンシャルから計算され、次のように表される [3]。

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2 R^2 (1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} + \frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{Rc(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} \right]_{\text{ret}} \quad (6)$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $R$  は放射源の荷電粒子から観測点までの距離、 $\vec{n}$  は荷電粒子から観測方向への単位ベクトル、 $\vec{\beta}$  は  $c$  で規格化した荷電粒子の速度ベクトルである。放射電場から単位立体角、単位角周波数あたりの放射エネルギーを計算すると、次式のように表される [4]。

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \epsilon_0 \frac{c}{\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} [R]_{\text{ret}} \vec{E}(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (7)$$

(6)式の電場は  $R^{-2}$  に比例する速度依存の静的な場と  $R^{-1}$  に比例する加速度依存の放射場に分けられる。これ以降では放射源から十分遠方で放射を観測する場合を考え、放射電場として(3)式の第二項のみを用いることにする。

(4)式の磁場を通過した単一電子からのアンジュレータ放射電場、光子数スペクトルをそれぞれ図 3, 4 に示す。ただし、表 1 のパラメータを用い、観測点は  $z=1000$  m の軸上として計算を行った。テラヘルツ領域の基本周波数を得るために K 値が大きく設定されていることから、アンジュレータ中における電子の偏向角は大きくなる。そのため放射電場は図 3 に見られるような鋭いピークを持つ構造となり、周波数スペクトルは図 4 のように高調波成分を含むものとなる。なお、y 方向のみの磁場を仮定していることから電場の y 成分はゼロとなり、放射は x 方向の

直線偏光となる。

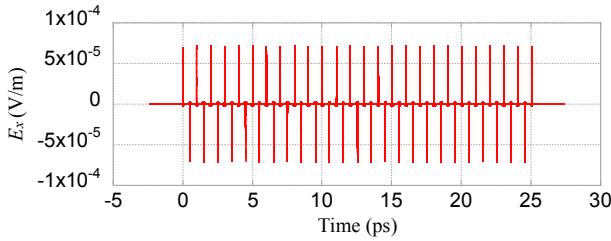


Figure 3: An electric field of undulator radiation from one electron.

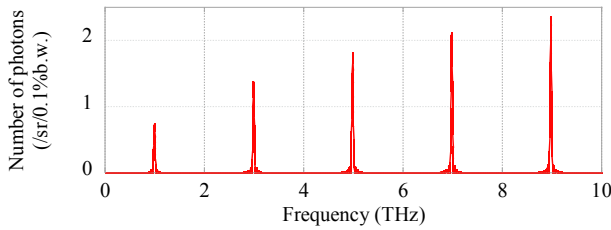


Figure 4: A spectrum of undulator radiation from one electron.

## 2.3 多粒子系からのアンジュレータ放射

### 2.3.1 コヒーレント放射

次に時間方向に分布を持つ多数の電子からのアンジュレータ放射を考える。単一電子からの放射強度を  $P_{\text{single}}$  とすると  $N_e$  個の電子からの放射強度  $P_{\text{total}}$  は次式のように表される[3]。

$$P_{\text{total}}(\omega) = P_{\text{single}}(\omega) (N_e + N_e(N_e - 1)F(\omega)) \quad (8)$$

$F(\omega)$  はバンチ形状因子であり、最大値 1 を持つ。バンチ形状因子の値が小さく(8)式第一項が支配的になる場合は各電子からの放射の位相はばらばらになり、強度が  $N_e$  に比例するインコヒーレント放射が発生する。一方バンチ形状因子が 1 に近く第二項が支配的になる場合は各電子からの放射の位相が揃った状態になり、放射強度が  $N_e^2$  に比例するコヒーレント放射が発生する。

電子の時間方向の分布として標準偏差  $\sigma_t$  のガウス分布を仮定するとバンチ形状因子は次式のように表される。

$$F(\omega) = \left| \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma_t^2}{2}\right) \right|^2 \quad (9)$$

バンチ形状因子の計算値を図 5 に示す。バンチ形状因子は周波数、バンチ長の増加とともに指数関数的に減少する。周波数 1 THz のコヒーレント放射を得るにはバンチ長がおよそ 100 fs 以下の極短電子バンチが必要である。ただし、数十 fs 以下の短バンチを用いた場合は 3 THz 以上の一部の高調波の周波数領域もコヒーレント放射となる。一方、バンチ長が 200 fs 程度の場合は 1 THz の基本波のみがコヒーレント放射となり、準単色のコヒー

レントアンジュレータ放射が得られると考えられる。

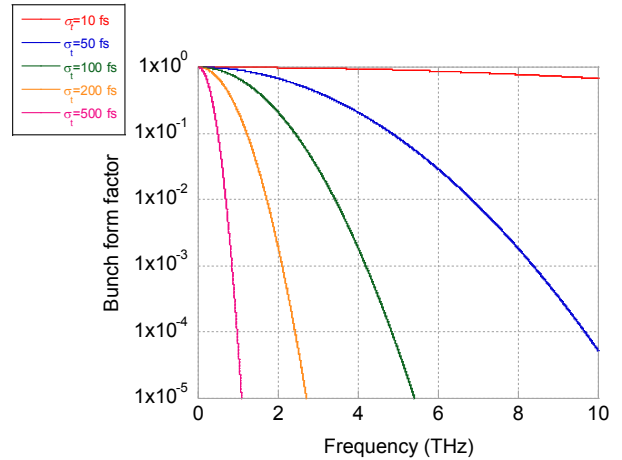


Figure 5: Bunch form factor assuming Gaussian distribution.

### 2.3.2 アンジュレータ放射のバンチ長依存性

バンチ長による放射スペクトルの違いを確かめるため、時間方向にのみ分布を持つ電子バンチからのアンジュレータ放射の計算を行った。電子数を  $10^5$  とし、時間分布を標準偏差  $\sigma_t = 50, 200$  fs (バンチ長) の正規乱数で生成したときの放射電場および光子数スペクトルをそれぞれ図 6, 7 に示す。

前節で示したように、バンチ長が 50 fs のときは基本波に加え低周波側の高調波もコヒーレント放射になっている一方、バンチ長が 200 fs のときは電場が図 6 のような滑らかな正弦波型になり、基本波のみのコヒーレント放射が生成されていることが確認された。このような準単色かつ直線偏光のコヒーレントアンジュレータ放射は交叉型アンジュレータを用いた偏光制御に適した放射である。

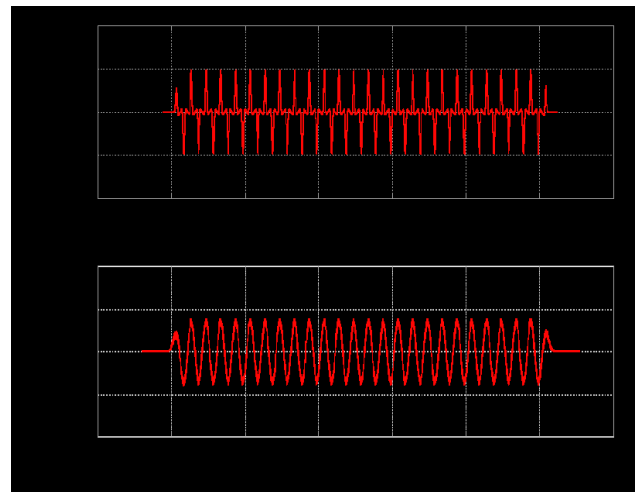


Figure 6: An electric field of undulator radiation from  $10^5$  electrons. (A)  $\sigma_t = 50$  fs. (B)  $\sigma_t = 200$  fs.

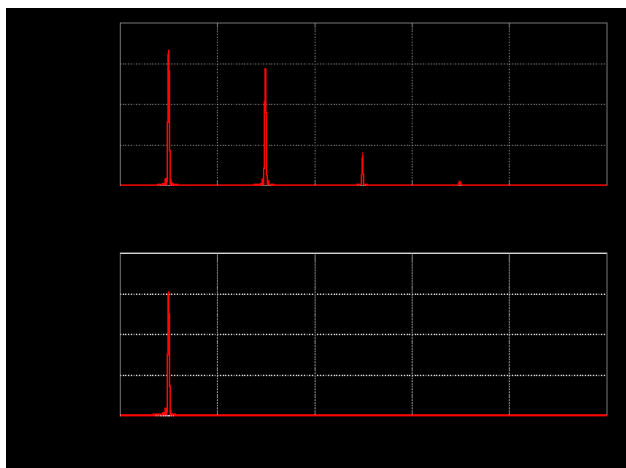


Figure 7: A spectrum of undulator radiation from  $10^5$  electrons. (A)  $\sigma_t=50$  fs. (B)  $\sigma_t=200$  fs.

### 3. 偏光可変テラヘルツ超放射光源の概要

交叉型アンジュレータを用いた偏光可変テラヘルツ超放射光源の概念図を図 8 (A)に示す。本光源は 2 台の平面アンジュレータと移相器で構成される。1 台目のアンジュレータで直線偏光のテラヘルツ超放射(コヒーレントアンジュレータ放射)を生成し、2 台目のアンジュレータではそれと同じ波長かつ直交する直線偏光のテラヘルツ超放射を生成する。この 2 つの超放射の位相差を調節して重ね合わせることで任意の偏光を持つ超放射の生成を行う。

位相差の調整は光学移相器によって行う。光学移相器としては図 8 (B)のような構成を検討している。アンジュレータ放射はスリッページ効果により電子ビームより先に進むため光学ミラーによって放射を遅延させ、電子ビームと同期して 2 台目のアンジュレータに入射する。この際、放射の光路長を変化させることによって 2 放射の位相差を調節する。

今後は電子バンチの 3 次元分布やアンジュレータ端部の磁場を考慮した場合の放射特性、ビーム輸送条件等について調べ、各コンポーネントのより詳細な検討、設計を行っていききたい。

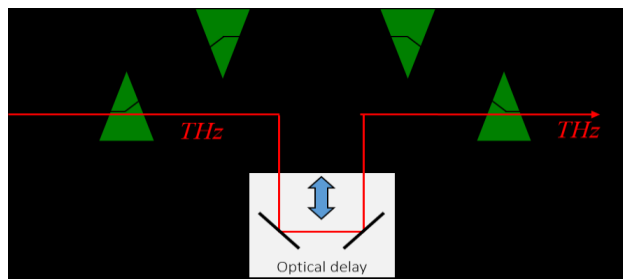
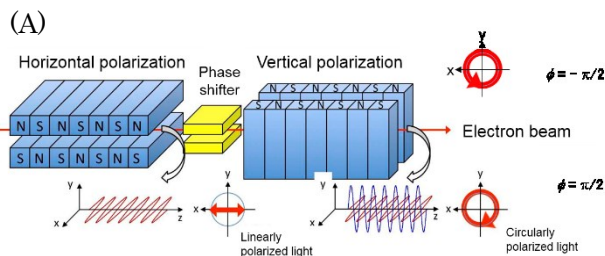


Figure 8: (A) Concept of a variable polarized terahertz superradiance source using a crossed-undulator configuration. (B) Concept of a phase shifter.

### 4. まとめと今後の予定

交叉型アンジュレータを用いた偏光可変テラヘルツ超放射光源に必要なテラヘルツアンジュレータの特性を調べるため、単一電子および時間方向に分布を持つ電子バンチからのアンジュレータ放射の電場、周波数スペクトルを計算した。1 THz 程度の基本周波数を持つ放射を得るには K 値の大きなアンジュレータを用いる必要がある。この場合の放射は多数の高調波を含むものとなるが、バンチ長 200 fs 程度の電子バンチを用いることにより基本波付近の帯域のみでコヒーレントな放射の重ね合わせが起こり、準単色な放射が得られることが分かった。このアンジュレータ放射は交叉型アンジュレータを用いて偏光制御を行うことが可能である。

今後は電子バンチの 3 次元分布やアンジュレータの端部の磁場を厳密に考慮した計算を行うことで、より詳細なアンジュレータ放射の特性、ビーム輸送条件等を調べる予定である。さらにその結果を元にアンジュレータおよび光学移相器の設計を行い、交叉型アンジュレータを用いた偏光可変テラヘルツ超放射生成の実証を目指す。

### 謝辞

本研究は JSPS 科研費 17H01070 の助成を受けたものです。

### 参考文献

- [1] 阿部太郎 他、第 13 回加速器学会年会プロシーディングス (2016) MOOL01.
- [2] Kwang-Je Kim, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sec. A, 445 (2000) 329.
- [3] J. D. Jackson, 「ジャクソン電磁気学(下)原書第 3 版」(西田稔訳)、吉岡書店 (1999).
- [4] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics Third Edition, Springer (2007).