

共振器型 X 線自由電子レーザーにおけるコンプトン散乱ガンマ線の発生 COMPTON GAMMA-RAY SOURCE WITH A X-RAY FEL OSCILLATOR

羽島良一 *A)、藤原守 A),B)、
Ryoichi Hajima *A), Mamoru Fujiwara A),B)

A)National Institutes of Quantum and Radiological Science and Technology (QST)

B)Osaka University

Abstract

We propose generation of narrow-bandwidth GeV photons, gamma-rays, via Compton scattering of hard X-ray photons in X-ray free-electron laser oscillators [1]. The gamma-rays have a narrow-bandwidth spectrum with a sharp peak, $\sim 0.1\%$ (FWHM), due to the nature of Compton scattering in relativistic regime. Such gamma-rays will be a unique probe for studying hadron physics. In this paper, we discuss design and performance of the gamma-ray source.

1. はじめに

相対論的エネルギーに加速された電子とレーザー光子の衝突散乱による高エネルギー光子の生成は、レーザーコンプトン散乱 (Laser Compton Scattering; LCS) と呼ばれる。LCS で生成される光子のエネルギーは、電子エネルギー、入射レーザー波長、衝突散乱の幾何学的配置で決まり、これまで、keV から GeV までの幅広いエネルギー範囲において、光子ビームの生成と利用に用いられてきた [2]。LCS 光源の代表的な利用は、keV 領域では生物試料・医療用のイメージング [3]、MeV 領域では光核反応 (原子核共鳴蛍光散乱など) を利用した原子核物理の研究および核種の非破壊分析などの産業利用 [4, 5]、GeV 領域ではハドロン物理などである [6]。

このうち、keV や MeV の光子発生の場合、レーザーと電子の散乱は Thomson 散乱とみなすことができる。すなわち、電子の静止系において入射レーザー光子のエネルギーが電子の静止質量より十分に小さいため、静止系では弾性散乱で近似できる。これに対して、静止系において入射レーザー光子のエネルギーが電子の静止質量と同程度となる、もしくは、大きくなる場合は、レーザー光子と電子の散乱は Compton 散乱とみなさなければならない。

レーザー光子と電子が正面衝突をする場合、散乱で生成される光子の最大エネルギーとエネルギー微分断面積は以下の式で計算される [7]:

$$\epsilon_2^{max} = \frac{4\gamma_e^2 \epsilon_1}{1 + 4\gamma_e \epsilon_1}, \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma_c}{d\epsilon_2} = \frac{\pi r_0^2}{2} \frac{1}{\gamma_e^2 \epsilon_1} \left[\frac{1}{4\gamma_e^2 \epsilon_1^2} \left(\frac{\epsilon_2}{\gamma_e - \epsilon_2} \right)^2 - \frac{1}{\gamma_e \epsilon_1} \left(\frac{\epsilon_2}{\gamma_e - \epsilon_2} \right) + \frac{\gamma_e - \epsilon_2}{\gamma_e} + \frac{\gamma_e}{\gamma_e - \epsilon_2} \right] \quad (2)$$

ここで、 σ_c は Compton 散乱の断面積、 r_0 は電子の古典半径、 $\gamma_e = E_e/mc^2$ 、 $\epsilon_1 = E_1/mc^2$ 、 $\epsilon_2 = E_2/mc^2$

は、電子、入射光子、散乱光子のエネルギーであり、それぞれ、電子の静止質量で規格化した値である。

レーザー光子と電子の散乱が Thomson 領域、Compton 領域にある時の散乱光子のエネルギー分布の違いを Fig. 1 に示す。ここでは、電子エネルギーを 7 GeV とし、入射光子が 1.2 eV (Thomson 領域)、12 keV (Compton 領域) の二通りについて、エネルギー微分断面積 (散乱光子のスペクトル) を示している。Thomson 散乱では、ほぼ平坦なスペクトル分布を示すのに対して、Compton 散乱では、散乱光子は電子エネルギー付近に集中し、シャープなピークとなることがわかる。

本稿では、レーザーと電子の Compton 領域の散乱にて、狭いエネルギー幅を持つ散乱光子が発生できることを利用し、共振器型 X 線自由電子レーザー (XFEL) を用いた GeV エネルギーのガンマ線源である XFEL- γ を提案し、その構成、設計例と光源特性を示す。

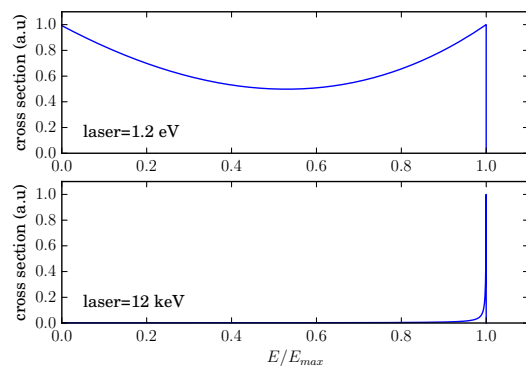


Figure 1: Energy-differential cross-section of laser photons scattered with 7 GeV electrons: laser photon energies of 1.2 eV (Thomson regime) and 12 keV (Compton regime).

*hajima.ryoichi@qst.go.jp

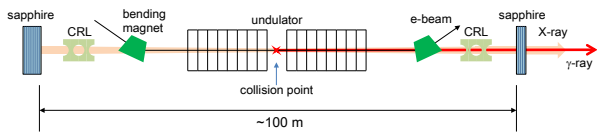


Figure 2: Schematic views of an X-ray FEL Oscillator.

Table 1: Parameters of the XFEL for XFEL- γ

electron beam	
energy (E_e)	7 GeV
bunch charge (Q)	40 pC
rms energy spread ($\sigma_{\Delta E}$)	1.4 MeV
normalized rms emittance (ε_n)	0.082 mm-mrad
rms bunch length (τ_e)	2 ps
bunch repetition (f)	3 MHz
undulator	
undulator parameter (K)	1.414
pitch (λ_u)	1.88 cm
the number of periods (N_u)	3000
FEL	
wavelength (λ)	1 Å
energy (E_1)	12.3 keV
cavity length (L_c)	100 m
small signal gain	50%
round trip loss	17%
out couple	4%
rms pulse length (τ_X)	0.85 ps
rms energy spread ($\sigma_{\Delta E_1}$)	2.3 meV
Collision parameters	
beta function (β^*)	10 m
Rayleigh length (Z_R)	10 m
electron beam rms size (σ_e)	7.7 μ m
electron beam rms divergence (σ'_e)	0.77 μ rad
X-ray beam rms size (σ_X)	8.9 μ m
X-ray beam rms divergence (σ'_X)	0.89 μ rad
the number of electrons (N_e)	2.5×10^8
the number of X-ray photons (N_X)	2.0×10^{10}

2. XFEL- γ の設計例

XFEL- γ の例として Fig. 2 に示す 2 枚の完全結晶 (サファイア) からなる XFEL を考える。共振器には X 線集光のための複合屈折レンズが挿入される。K-J. Kim らによる設計 [8, 9]、I. Bazarov らによる高輝度電子ビーム生成のシミュレーション結果 [10] を参考にし XFEL のパラメータを選んだ (Table 1 参照)。電子ビームエネルギーは 7 GeV、X 線の波長は 1 Å、繰り返しは 3 MHz であり、100 m の共振器の中央で X 線と電子バンチが正面衝突する。

3. XFEL- γ 光源性能の評価

一般的なコンプトン光源 (keV または MeV エネルギー) では、散乱ビームのエネルギーが散乱角と相関を持つため、散乱光のビーム光路にコリメータを挿入し、中心付近のビームのみを下流へ導くことで、

Table 2: Calculated performance of the XFEL- γ with parameters listed in Table 1

repetition	3 MHz
peak energy	6.9922 GeV
bandwidth (FWHM)	12 MeV
flux (100% BW)	4900 ph/s
flux (1% BW)	1700 ph/s
flux (0.1% BW)	460 ph/s

準単色のビームを得ることができる。しかしながら、コリメータによる準単色化には限界があり、電子ビームとレーザービームの不均一性、すなわち、電子ビームのエミッタンスとエネルギー広がり、レーザービームの回折と帯域などにより、散乱光にスペクトル広がりが生じる [11]。

本稿の主題である XFEL- γ で発生する狭帯域光子ビームは、コリメータによる散乱角の制限ではなく、コンプトン散乱の物理に由来する。したがって、電子ビーム、レーザービームの不均一性が GeV 光子の帯域に与える影響は、一般的なコンプトン光源とは異なる扱いで議論しなければならない。われわれは、理論的な考察により、XFEL- γ の帯域は電子ビームのエネルギー広がりのみで決まり、電子ビームエミッタンスやレーザービームの特性によるスペクトル広がりは無視できるほど小さいことを示した [1]。

これを確認するため、モンテカルロコード CAIN [12] を使った計算結果を示す。計算では、Table 1 に示すパラメータを入力とし、コンプトン散乱で生成する光子ビームのスペクトルを評価した。ただし、レーザーの帯域 (光子エネルギー広がり) は、CAIN でサポートされていないため、ここでは計算に含めていない。X 線レーザーの帯域 (2.3 meV) によるコンプトン光のスペクトル広がり、理論解析によると、約 1 eV と小さいので、XFEL- γ の光源性能評価には影響しない。

モンテカルロ計算の入力とする電子ビームのエネルギー広がり、FEL 相互作用を含んだ値としなければならない。ここでは、Saldin らのモデル [13] に従って、周期数 N_u のアンジュレータ出口での電子エネルギー広がり (σ_E/E_e)_{FEL} $\sim 12/(4\pi N_u)$ となると仮定し、アンジュレータ中央のコンプトン散乱点での電子エネルギーがこの値を半分になるとした。Table 1 のパラメータでは、衝突点における電子エネルギー広がり、FEL 相互作用を含めて $\sigma_E = 1.8$ MeV である。

Figure 3 に、 γ -ray スペクトルの計算結果を示す。モンテカルロ計算の結果とともに、解析式 (2) に電子のエネルギー広がりを含めた結果を示す。モンテカルロ計算と解析式がよく一致している。XFEL- γ のスペクトル広がり、Compton 散乱の物理と電子エネルギー広がり、その他の効果 (電子ビームエミッタンス、レーザー回折) は無視できる。

計算で求められた XFEL- γ の光源性能を Table 2 にまとめた。

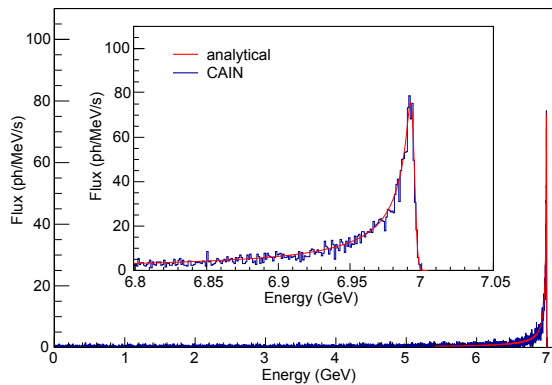


Figure 3: γ -ray spectra of the two-mirror 7-GeV XFEL- γ calculated by analytical formula with electron energy spread (red) and numerical simulation by CAIN (blue).

4. エネルギー可変性とフラックス増大

XFEL- γ において発生する γ 線のエネルギー可変性を考える。ガンマ線のピークエネルギーは、電子のエネルギーとほぼ同じとなり、X線のエネルギーには依存しない。これまでに提案された共振器型XFELの設計では、電子エネルギーが3.5 GeV [14] から 10 GeV [8] の範囲であり、それぞれ、10 keV 領域の硬 X 線を発生するものである。したがって、XFEL- γ で発生するガンマ線の設計値も、同様のエネルギー範囲、3.5-10 GeV に選ぶことができる。さらに、電子エネルギーとアンジュレータギャップを連動して変化させることで、XFEL の発振を Bragg ミラーの帯域に保ったままで、ガンマ線エネルギーを可変とすることができる。FEL 発振の物理によれば、Table 1 の装置パラメータにおいて、アンジュレータパラメータを $K = 1.414$ から $K = 0.930$ に変化した時、電子ビームエネルギーを 7 GeV から 5.93 GeV と変更すれば、FEL 発振波長を 1 Å に維持することができる。この時、FEL ゲインは設計値 (電子 7 GeV) に比べて 30%低下する。電子エネルギーの可変範囲は、共振器損失に対する FEL ゲインの裕度によって決まる。

Figure 2 および Table 1 に示した XFEL- γ は 100 m の FEL 共振器を 3 MHz の電子バンチで駆動するものであり、2つの X 線パルスが共振器内を往復し、アンジュレータ中央部でコンプトン散乱を行う設計としていた。ところで、XFEL の提案論文 [8] では、1-100 MHz の繰り返しで運転される XFEL の実現性が議論されている。電子バンチの繰り返しを 3 MHz から増やせば、XFEL- γ のフラックスも増大する。電子バンチの高繰り返し化によるフラックスの増大は、 $2\eta L_c L_s / L_b^2$ に比例する。ここで、 L_c は共振器の長さ、 L_b は電子バンチの間隔、 L_s は電子と X 線が衝突可能な相互作用区間の長さ (Fig. 2 の偏向電磁石の間隔)、 $\eta^{-1} = 1 + (L_s / \sqrt{12} Z_R)^2$ は電子ビーム、X 線ビームの広がりによる補正係数である。Figure 4 に Table 1 の設計パラメータ (3 MHz) から繰り返しを 100 MHz まで増やした場合のガンマ線フラックスを計算した結果を示した。

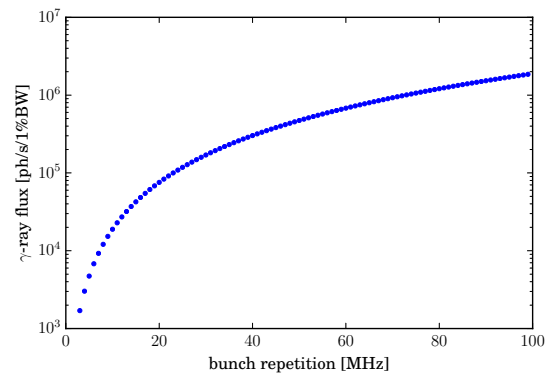


Figure 4: γ -ray flux in the XFEL- γ as a function of bunch repetition from 3 MHz to 100 MHz.

XFEL- γ のフラックス増大は、共振器の損失を小さくして蓄積される X 線のパルスあたり光子数を増やすことでも可能である。パルスあたり X 線光子数の上限、繰り返しの上限は、それぞれ、Bragg ミラーの熱変形と密接に関係している。XFEL- γ のフラックスをどこまで増やせるかを議論するには、Bragg ミラーの熱変形の詳細な解析が必要である。これは今後の課題である。

ガンマ線の発生が XFEL の発振に影響を与えるかどうかを確認しておく必要がある。Fig. 4 で示したフラックスは、電子ビームに含まれる電子数よりもはるかに小さいので、コンプトン散乱による電子の反跳が XFEL の発振を損なう割合は無視できる。

5. ガンマ線エネルギーの決定

SPring-8 のレーザーコンプトンガンマ線ビームラインである LEPS では、発生するガンマ線のエネルギーを反跳電子のエネルギーから求めている。XFEL- γ においても、同様の方法でガンマ線エネルギーを決定することができる。XFEL- γ では、ほとんどの GeV 光子が最大エネルギー付近に集まっているので、低いエネルギーを持った反跳電子を測定することになる。反跳電子のエネルギー測定は、アンジュレータ下流に小さなシケインまたは偏向磁石を置くことで可能である。ガンマ線スペクトルのピーク付近のみを利用する場合は、100 MeV 以下の電子を測定すればよい。反跳電子エネルギーからガンマ線エネルギーへの換算では、電子の初期エネルギーの不定性が誤差となる。SPring-8 の LEPS では電子ビームのエネルギー広がり 12 MeV (rms) がガンマ線エネルギーの不定性となる。本稿で示した XFEL- γ のパラメータでは、衝突点における電子のエネルギー広がり、1.8 MeV (rms) と小さいので、ガンマ線エネルギーの不定性も小さい。

6. まとめと展望

共振器型 X 線自由電子レーザー (XFEL) を使ったレーザーコンプトン散乱による GeV 光子源を提案し、その特性を議論した。提案する GeV 光子源 = XFEL- γ

は、コンプトン散乱の物理によって狭いエネルギー幅のガンマ線が得られ、エネルギーも一定の範囲で可変とすることができる。本稿では詳しく述べなかつたが、4枚ミラーの共振器を使う構成、また、偏極ガンマ線の発生についても検討した [1]。

これまで、GeV 光子を使ったハドロン物理として、ストレンジネスクォークを含む ϕ 、 Λ 、 Σ 粒子の生成などが、ジェファーソン研究所や SPring-8 で研究されてきた [15]。XFEL- γ は、陽子・中性子からのチャームクォーク (c-quark) の生成ダイナミクスの研究を可能にし、 u -クォーク、 d -クォークからの J/Ψ メソン、チャームバリオン生成 [16] など新しい実験への扉を開く可能性がある。

参考文献

- [1] R. Hajima and M. Fujiwara, Phys. Rev. Accel. Beams, **19**, 020702 (2016).
- [2] G.A. Krafft and G. Priebe, Rev. Accl. Sci. Tech. **03**, 147 (2010).
- [3] K. Achterhold, M. Bech, S. Schleede, G. Potdevin, R. Ruth, R. Loewen, F. Pfeiffer, Sci. Rep. **3**, 1313 (2013).
- [4] H.R. Weller *et al.*, Progress in Particle and Nuclear Physics, **62**, 257 (2009).
- [5] R. Hajima *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **223**, 1229 (2014).
- [6] M. Fujiwara, Progress in Particle and Nuclear Physics, **50**, 487-497 (2003).
- [7] F.R. Arutyunian and V.A. Tumanian, Phys. Lett. **4**, 176 (1963).
- [8] Kwang-Je Kim, Yuri Shvyd'ko and Sven Reiche, Phys. Rev. Lett. **100**, 244802 (2008).
- [9] Kwang-Je Kim and Yuri Shvyd'ko, Phys. Rev. ST-AB **12**, 030703 (2009).
- [10] I.V. Bazarov and C.K. Sinclair, Phys. Rev. ST-AB **8**, 034202 (2005).
- [11] V. Petrillo *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **693**, 109 (2012).
- [12] CAIN ver. 2.42; P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W. Weidemann, K. Yokoya, Nucl. Instr. Meth. A **355**, 107 (1995).
- [13] E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov, *The Physics of Free Electron Lasers* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999).
- [14] Jinhua Dai, Haixiao Deng and Zhimin Dai, Phys. Rev. Lett. **108**, 034802 (2012).
- [15] T. Nakano *et al.*, Nucl. Phys. A **684**, 71c-79c (2001).
- [16] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).