

コンパクト ERL におけるサブピコ秒の軟 X 線光源

島田美帆¹, 羽島良一²¹ 高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設, ² 日本原子力研究開発機構

Soft X-ray with subpicosecond pulse duration at the Compact ERL

Miho SHIMADA¹, Ryoichi HAJIMA²¹ Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), ² Japan Atomic Energy Agency

1. はじめに

PF-AR では、数 100 ピコ秒の時間スケールで、レーザーと X 線によるポンプ・プローブ実験による時間分解測定が数多く行われている。この時間スケールがサブピコ秒まで短くなると、高速現象の科学の解明や、高分解能のトモグラフィにも応用できるなど、様々な分野で多くの可能性が開くと期待されている。レーザーの分野では、チャープパルス増幅 (Chirped pulse amplifier, CPA) によって超短パルス化が進み、フェムト秒レーザーが日常的な実験ツールとして普及し、さらにアト秒オーダーのパルスまでが実現されるようになった。一方で、蓄積リングの X 線の短パルス化は困難とされている。これは、短バッチの電子が協働的に放射するコヒーレント放射光 (Coherent synchrotron radiation, CSR) が電子バッチに当たってエネルギー分布を変調し、リングで周回を重ねる毎に不安定になるためである [1]。PF では電子バッチの長さはおおよそ 30 ps である。BESSY, SPEAR3 や New SUBARU では、蓄積リングで短バッチを実現しようと、低 α オプティクスと呼ばれる、短バッチのための特殊な運転が行われている。しかし、CSR の影響は大きく、サブピコ秒のバッチ長を安定に周回させるには、現状ではバッチ当たりの電流を $1 \mu\text{A}$ 以下に抑える必要がある [2,3]。

そこで、バッチ長の長い電子とフェムト秒レーザーを組み合わせ極短 X 線パルスを生成する試みがある。ひとつはフェムト秒パルスレーザーによる逆コンプトン散乱 (inverse Compton scattering, ICS) である。正面衝突の場合には、X 線のパルス長は電子バッチの長さで決まるが、横から照射するとレーザーのパルス長と集光サイズで X 線のパルス長が決まるため、サブピコ秒の X 線パルスが可能になる [4]。また、小さい角度で照射する案もあり、計算上ではあるが数 10 fs の X 線パルスが生成できる [5]。もうひとつは、レーザーバッチスライスという手法である。アンジュレータを通る電子バッチに対して、この電子と共鳴条件を満たす波長のレーザーを重畳するように当てると、電子とレーザーはエネルギーの受け渡しを行い、電子のエネルギー広がりが増大する。その後、偏向電磁石や別のアンジュレータを通過すると、エネルギー変調のあった電子のみがスライスされて、レーザーパルスと同程度のパルス長の X 線を放射する [6]。

X 線自由電子レーザー (X-ray free electron laser, XFEL) やエネルギー回収型線形加速器 (Energy recovery linac, ERL)

など、線形加速器がベースとなる加速器では、常に新しい電子バッチを供給するために CSR の影響が積み重ならず、大きな電流 (正確にはバッチ当たりの電荷量) で短バッチが可能となる。KEK の将来計画の 5-GeV ERL では、 1 mA (1 MHz , 1 nC) でバッチ長 100 fs 以下を目指している。

現在、5-GeV ERL のテスト機であるコンパクト ERL (cERL) が東カウンスターホールに建設中である。2 ループ型を採用しており、エネルギーは 35 MeV から 245 MeV をカバーする。この cERL は近い将来に、フェムト秒レーザーによる逆コンプトン散乱やテラヘルツ領域 (波長が mm からサブ mm) の CSR を光源として利用する予定である。ICS ではレーザーは波長が近赤外領域 (800 nm) のチタン・サファイアレーザー (Ti:Sa) を使用する予定であり、 14 keV 以上の硬 X 線が期待される。本稿では、この Ti:Sa レーザーの代わりに CSR を用いた逆コンプトン散乱を提案し、サブピコ秒の軟 X 線の生成について考察した。

2. レーザー逆コンプトン散乱

レーザー逆コンプトン散乱とは、相対論的な運動をするエネルギーの高い電子に衝突した光が、より短い波長の光となって散乱されることを指す。散乱された光のエネルギー E_s は次のようになる。

$$E_s \sim 4\gamma^2 E_i \text{ (正面衝突)}, \quad E_s \sim 2\gamma^2 E_i \text{ (側面衝突)} \quad (1)$$

ここで、 E_i および γ はそれぞれ入射光のエネルギーおよび電子のローレンツファクター (電子のエネルギーに比例する) である。散乱された光のエネルギー E_s は衝突角度に依存し、例えば、Ti:Sa レーザー (1.55 eV) と 60 MeV の電子では、正面衝突で 85 keV 、垂直方向からの側面衝突では 42 keV の光子が得られる。これらの硬 X 線は微小な衝突点を光源とするため、位相コントラストイメージングに適しており、高精彩 X 線位相医学イメージングなどの研究に用いられる。Fig. 1 に示すように、正面衝突の X 線パルスはバッチ長によって決まるが、側面衝突ではレーザーのパルス長と集光サイズに依存する。したがって、サブピコ秒のパルス長が期待されるため、超高速光誘起相転移現象などの研究にも応用される予定である。 245 MeV のエネルギーの高い電子では、 1 MeV 以上の γ 線が期待され、放射性核種の共鳴蛍光非破壊分析などの利用が提案されている [7]。レーザー逆コンプトン散乱で発生する X

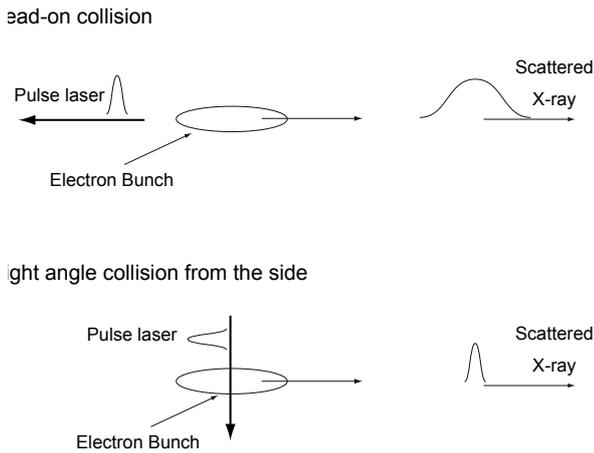


Figure 1
Schematic figures of laser inverse Compton scattering by a head-on collision and collision from the right angle from the side.

線やγ線の繰り返しは電子ビームとレーザーの繰り返しで決まる。超高速現象を対称とした時間分解型の実験では、1~10 kHzの繰り返しを持つレーザーを用いて発生させたX線を希望するケースが多い。イメージングのような時間積分型の実験では、モードロックレーザー（数10から数100 MHz）で発生したレーザーパルスをスーパーキャビティに蓄積して電子と衝突させる方法も導入する予定である。この手法はすでにKEKのATFで確立されており、1000倍の光蓄積を確認している[8]。本手法を用いると、cERLでは最大 10^{13} phs./sの光子数が予想され、高精彩X線位相医学イメージングの臨床応用などにも期待できる。

3. コヒーレント・シンクロトロン放射光 (CSR)

バンチ長に比べて十分波長の長い放射光は位相がそろっているため、コヒーレントな放射光 (CSR) になる。Fig. 2 に模式図を示す。CSR を含んだ放射光の強度 P はフォームファクターと呼ばれるパラメータ F を用いて、波長 λ の関数で示される [9]。

$$P(\lambda) = [N + N(N - 1)F(\lambda)]p(\lambda) \tag{2}$$

ここで、 N はバンチ当たりの電子数、 p は1つの電子の放射光の強度である。 $F(\lambda)$ は電子の進行方向の密度分布のフーリエ変換の2乗に比例し、バンチ長が波長に比べて十分小さいときは1に近づく。このときのCSRの強度は通

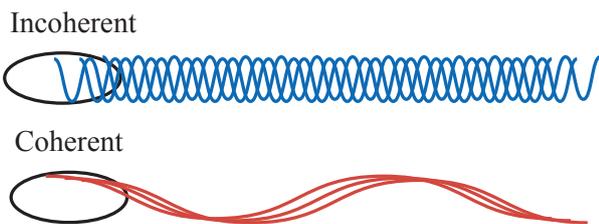


Figure 2
Schematics figure of incoherent and coherent synchrotron radiation from an electron bunch.

常のインコヒーレントな放射光に対して N 倍となる。一般的なバンチ当たりの電子数は $10^9 \sim 10^{10}$ であることから、強い光源となることがわかる。Rms サイズが σ_z のバンチ長に対して、波長が $\lambda = 2\pi\sigma_z$ 以上の放射光は $F > 1/e$ であり、コヒーレントな成分が支配的となる。

CSR は 1980 年代に東北大学核理研の線形加速器で初めて観測に成功した [10]。蓄積リングではバンチ長が長く、CSR の周波数は真空チャンバーによる遮断周波数 (Cutoff frequency) よりも低かったため、長い間 CSR が議論されることがなかった。しかし、蓄積リングにおいても、前節で述べた低 α 運転による短バンチ運転や、バンチスライス、不安定性によるバンチのマイクロな構造から CSR が観測されるようになった [11-13]。この CSR の周波数はテラヘルツ領域にあたり、0.1 THz から 30 THz までの強い光源が存在しない周波数領域 (テラヘルツギャップ) の新しい光源として開発が進められている [14]。cERL で目指しているバンチ長 100 fs では、波長 $\lambda = 2\pi\sigma_z$ はおよそ $190 \mu\text{m}$ であり、1.7 THz 以下の周波数の強い CSR が得られると期待されている。

4. CSR wake とバンチ圧縮

電子バンチは CSR を放射するとき、自らのエネルギーを失いエネルギー分布が変形する。これを CSR wake による電子のエネルギー変調と呼ぶ。臨界波長より十分長い波長の放射光は、偏向電磁石などで曲げられた時に広い角度で放射するため、Fig. 3 に図示するように、バンチ後方の電子による電磁場は曲線を描くバンチ前方に追いついて相互作用する [15]。この相互作用によって縦方向のエネルギー分布が変形することが、エミッタンスの増加など、電子バンチの質の劣化を引き起こす。Gaussian 分布の電子バンチでは、単位長さ当たりの CSR によるエネルギーロス P_{CSR} および変調 rms のエネルギー広がり ΔE_{CSR} は、次の様な式で表すことが出来る。

$$P_{CSR} = -1.8 \frac{N^2 r_e m c^2}{\rho^{2/3} \sigma_z^{4/3}}, \quad \Delta E_{CSR} = 0.22 \frac{N r_e m c^2}{\rho^{2/3} \sigma_z^{4/3}} \tag{3}$$

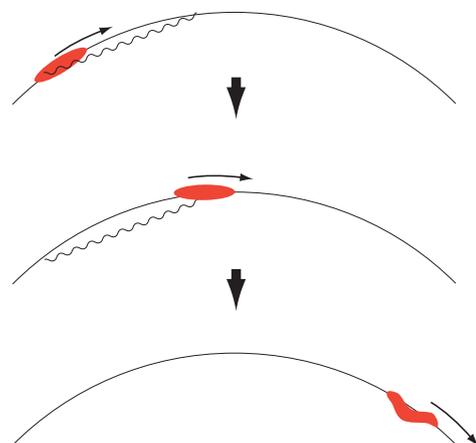


Figure 3
Schematic figure of the influence of CSR wake on an electron bunch.

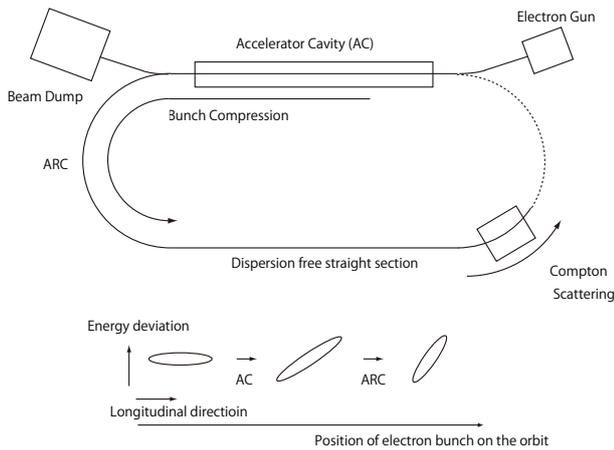


Figure 4 Layout of the compact ERL and bunch compression system.

ここで、 p , mc^2 および r_c は偏向電磁石の曲率半径、電子の静止エネルギーおよび電子の古典半径である。エネルギーロス P_{CSR} は式 (2) で Gaussian パンチを想定した場合とほぼ同じ式であり、同様に N^2 に比例する。電子パンチの質の劣化に関する式はエネルギー広がり ΔE_{CSR} であり、パンチ長 σ_z が短いほど、または電子数 N が多いほど大きいことがわかる。また、電子パンチのエネルギーに依存しないため、低いエネルギーの電子ほどその影響が大きい⁹⁾。エミッタンスの増加はビームサイズが大きくなる原因となり、特に、エネルギー回収後のビームサイズに深刻な影響を与える。また、パンチ長が伸びてしまい、CSR が弱くなってしまいう原因にもなる。従って、短パンチ運転にはパンチ当たりの電荷量やパンチ長に制限がかかってしまい、電子のエネルギーが高いほど有利であることがわかる。また、CSR の影響は電子の飛行距離に依存するため、短パンチが必要となる直前まで長いパンチ長で輸送する方が好ましい。

そのため、cERL では数 10 MeV 以上に加速した電子（パンチ長数 ps）を周回部で 100 fs まで短くする方法を採用した。このパンチ圧縮の模式図を Fig. 4 に示す。加速高周波の Off-crest で加速して、パンチの先頭でエネルギーを高く、後方で低くなるようにエネルギー勾配を与える。周回部ではエネルギーの高い電子は外側を遅れ、エネルギーの低い電子は進むため、パンチ長が短くなる。100 fs 近くのパンチ長になるのは周回部最後の偏向電磁石のみであるので、CSR wake の影響を低く抑えることができる。過去のトラッキングの結果によると、パンチ長が 100 fs まで圧縮できる電荷量は、電子のエネルギーが 65 MeV の場合ではおよそ 0.1 nC、165 MeV の場合は 0.4 nC となった。実測例では、米国の Jefferson lab において、160 MeV・0.27 nC の電子パンチで 150 fs のパンチ長を達成している [16]。

⁹⁾ ただし、電子のエネルギーが十分大きく、臨界波長が CSR の波長より短い場合である。

5. 短パルスの軟X線の生成

我々は、レーザーの代わりに CSR を用いた逆コンプトン散乱 (CSR-ICS) について提案した [17]。この方法では、CSR をミラーなどの光学系で集め、後続の電子パンチに当てて X 線を生成する。そのため、少なくとも 2 つのパンチがあまり時間間隔を空けずに入射する必要がある。電子自身が光を出すため、レーザーなどの外部装置が必要なく、同期が容易である。この CSR-ICS はすでに、テラヘルツ光をリアルタイムでスペクトル計測するための方法として提案されており [18]、コヒーレント遷移放射の逆コンプトン散乱による可視光が観測されている [19]。

CSR-ICS がレーザーの ICS と一番の大きく異なる点は波長である。レーザーの側面衝突でサブピコ秒の短パルス X 線を生成するために、波長 800 nm の Ti:Sa パルスレーザーを用いる。cERL では 35 MeV~245 MeV のエネルギー範囲で運転を予定しているため、15 keV 以上の硬 X 線が生成される。一方で、パンチ長 100 fs の CSR は波長が 190 μm と長いので、0.4 keV~4 keV の軟 X 線をカバーする。

同じ 1 keV の X 線を発生するケースで比較すると、CSR-ICS の場合は 100 MeV の電子が必要になるのに対し、6~10 MeV の電子加速器で十分なレーザーの方式は加速器の小型化が可能という大きなメリットがある。しかし、エネルギーが低い電子の場合、先に述べた CSR wake の影響で、大きな電荷量でパンチ長を短くすることが困難であるため、側面衝突では一部の電子しか衝突することができない。CSR-ICS の場合は、CSR の波長が長く、集光サイズを電子ビームほど小さくすることが出来ないというデメリットがあるものの、電子のエネルギーが高いため、比較的大きな電荷量でパンチ圧縮が可能である。パンチ長をサブピコ秒まで短くすることができれば、正面衝突で短パルス X 線が得られるので、すべての電子が衝突に寄与する。これらの特徴を踏まえて、短パルスと高いフラックスの両立および高い輝度を目指す。

CSR-ICS の光学系は 2 つのケースについて検討した。ひとつは Fig. 5 に図示したマジックミラーを用いる方法である。マジックミラーとは、偏向電磁石の軌道に沿って放射する CSR を一点に集光するように設計されたミラーであり [20]、UVSOR-II にインストールされているものは水平方向に 215 mrad の大きな取り込み角度をもつ [21]。今回は、遮断周波数を無視してすべての周波数を反射するもの

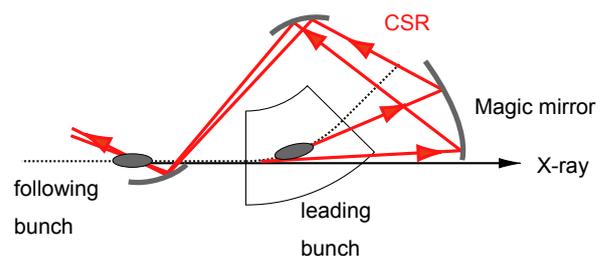


Figure 5 Magic mirror scheme of the CSR inverse Compton scattering.

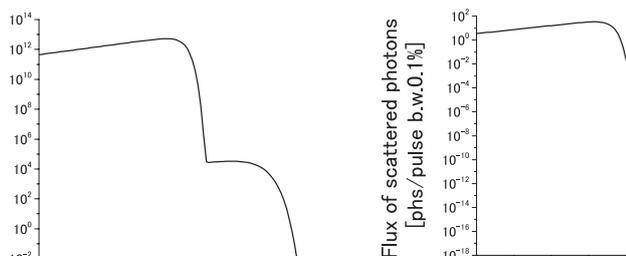


Figure 6 Spectra of synchrotron radiation and on-axis scattered photon due to CSR inverse Compton scattering. The electron charge, energy and bunch length are 77 pC, 60 MeV and 100 fs.

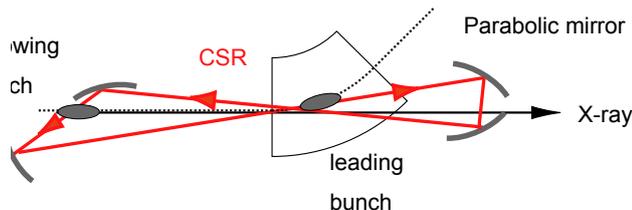


Figure 7 Optical cavity scheme of the CSR inverse Compton scattering.

と仮定し、集光点のサイズは電子と同じであると仮定した。電子の水平方向のサイズは、取り込み角度を 300 mrad としたときの飛行する間の平均サイズが最小となるように設定し、曲率半径 1m の偏向電磁石で 100 μm とした。バンチ形状が Gaussian 分布と仮定したときの放射光および ICS で散乱された光のスペクトルを Fig. 6 に示す。波長 $\lambda > 2\pi\sigma_x$ の放射光はほとんど CSR であるため電子の数の N 倍も大きくなり、波長 $\lambda = 2\pi\sigma_x/4\gamma^2$ 以下の白色光の光が得られる。Fig. 6 のケースではパルス当たりの散乱光子数はおよそ 2×10^5 phs./pulse, 繰り返し 1.3 GHz で 2×10^{14} phs./s である。ここで、 $\lambda = 2\pi\sigma_x/4\gamma^2$ はおよそ 0.4 keV に相当する。

もうひとつの光学系は Optical cavity に蓄積する方法であり、模式図を Fig. 7 に示す。すでに述べたように、レーザーの ICS ではすでに実績があるが、CSR-ICS とはいくつか異なる点がある。ひとつは光源の場所である。レーザー ICS では発光点 (光源) がキャビティの外にあるため、透過率の低い多層膜ミラーを通してレーザーパルスを蓄積する必要がある。一方で、CSR-ICS の場合は Fig.7 に示すように、発光点がキャビティの中にあるため、直接蓄積することができる。もう一つは、コヒーレンス性である。レーザー ICS の場合は、光共振器の縦モードに入射レーザーを一致させればコヒーレント (光の位相を合せて) にパルスが蓄積されるが、CSR-ICS の場合は、電子バンチに CSR の波長以上のジッターがあることが想定されるため、インコヒーレントに蓄積される。最後の点は、ミラーの枚

数である。レーザーの場合は衝突点のみに集光点を合わせればいいため、必要なミラーの枚数は 2 枚だが、CSR-ICS では CSR を取り込む箇所でもモードマッチングのための最適化を行い、衝突点で適切に集光するため、最小のミラーの枚数は 4 枚になる。反射率が 99.97% 程度のミラーを使用する場合 [22], どちらのケースもおおよそ 1000 倍の蓄積が見込まれる。

Table 1 に Optical cavity のケースで予測される X 線の光子数を載せる。帯域は 10% と仮定し、Optical cavity のモードマッチングに合せたため、取り込み角度がマジックミラーのときに比べて 1/3 以下となった。電子のエネルギー、バンチ長や電荷量は CSR wake の影響を考慮した上で決定した。60 MeV から 200 MeV の範囲では、0.04 keV から 4 keV の軟 X 線をカバーすることがわかる。どのケースもパルス当たりの光子数は 10^{4-5} phs./pulse, 時間当たりでは 10^{13-14} phs./s となった。

6. まとめ

レーザーの代わりに CSR を使った逆コンプトン散乱について提案した。強い CSR を得るには波長より十分小さいバンチ長が必要である。そのような短バンチを得るために周回部を使ったバンチ圧縮について紹介し、短バンチで問題となる CSR wake について説明した。CSR wake の影響を考慮に入れて、電子のエネルギー、電荷量やバンチ長を設定し、2つの光学系の CSR-ICS で得られる軟 X 線について計算した。マジックミラーを使ったケースでは散乱された光は軟 X 線より長い波長をカバーする白色光となり、Optical cavity のケースでは帯域 10% の軟 X 線が得られる。どちらの光学系もパルスあたり、 10^{4-5} phs./pulse, 単位時間あたり 10^{13-14} phs./s が期待できることが分かった。

引用文献

[1] G. Stupakov and S. Heifets, Phys. Rev. ST AB **5**, 054402 (2002).
 [2] J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske and G. Wustefeld, Proceedings of EPAC04, pp.1954-6 (2004).
 [3] X. Huang, J. Safranek, J. Corbett, Y. Nosochkov, J. Sebek and A. Terebilo, Proceedings of PAC07, pp.1308-10 (2007).
 [4] K. -J. Kim, S. Chattopadhyay and C. V. Shank, Nucl. Instrum. Meth. A **341**, 351 (1994).
 [5] Y. Li, Z. Huang, M. D. Borland and S. Milton, Phys. Rev. ST AB **5**, 044701 (2002).
 [6] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T.

Table 1 Photon number of soft X-ray expected by CSR inverse Compton scattering at the Compact ERL. Bandwidth is considered to be 10 %.

Electron energy [MeV]	Electron charge [nC]	X-ray pulse duration [ps]	X-ray energy [keV]	N_x [phs./pulse]	N_x [phs./s]
60	0.077	0.1	0.4	1×10^4	2×10^{13}
60	0.5	1	0.04	4×10^4	0.7×10^{13}
200	0.2	0.1	4	2×10^5	1×10^{14}
200	1	1	0.4	3×10^5	3×10^{13}

- E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents and M. S. Zolotarev, *Science* **287**, 2237 (2000).
- [7] R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara, *J. Nucl. Sci. Tech.* **45**, 441 (2008).
- [8] K. Sakaue, M. Washio, S. Araki, M. Fukuda, Y. Higashi, Y. Honda, M. Takano, T. Taniguchi, J. Urakawa, N. Sasao and H. Sakai, *Proceedings of EPAC06*, pp.3155-7 (2006).
- [9] J. S. Nodvick and D. Saxon, *Phys. Rev.* **96**, 180 (1954).
- [10] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama and Y. Torizuka, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1245 (1989).
- [11] G. L. Carr, S. L. Kramer, J. B. Murphy, R. P. S. M. Lobo and D. B. Tanner, *Nucl. Instrum. Meth. A* **463**, 387 (2001).
- [12] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wustefeld and H. -W. Hubers, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 254801 (2002).
- [13] K. Holldack, S. Khan, R. Mizner and T. Quast, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 054801 (2006).
- [14] M. Tonouchi, *Nat. Photonics.* **1**, 97 (2007).
- [15] Y. S. Derbenev, J. Rossbach, E. L. Saldin and V. D. Shiltsev, *TESLA-FEL report 95-05* (1995).
- [16] L. Merminga, *Proceedings of ERL07* (2007), unpublished.
- [17] M. Shimada and R. Hajima, *Phys. Rev. ST AB* **13**, 100701 (2010).
- [18] N. Sei, R. Kuroda and H. Ogawa, *Appl. Phys. Exp.* **1**, 087003 (2008).
- [19] N. Sei and T. Takahashi, *Appl. Phys. Exp.* **3**, 052401 (2010).
- [20] R. Lopez-Delgado and H. Szwarc, *Opt. Commun.* **19**, 286 (1976).
- [21] S. Kimura, E. Nakamura, T. Nishi, Y. Sakurai, K. Hayashi, J. Yamazaki and M. Katoh, *Infrared Phys. Tech.* **49**, 147 (2006).
- [22] M. Tecimer, K. Holldack and L. R. Elias, *Phys. Rev. ST AB* **13**, 030703 (2010).

(原稿受付日：2011年1月24日)

著者紹介

島田美帆 Miho SHIMADA



高エネルギー加速器研究機構
 加速器研究施設 助教
 〒 305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
 TEL: 029-864-5611
 FAX: 029-864-2801
 e-mail: miho.shimada@kek.jp

略歴：2001年筑波大学工学研究科博士課程終了，2001年東京都精神医学総合研究所・非常勤研究員，2004年高エネルギー加速器研究機構・非常勤講師，2006年自然科学研究機構分子科学研究所・非常勤研究員，2008年高エネルギー加速器宇研究機構・博士研究員を経て現職。博士(工学)。

最近の研究：エネルギー回収型線形加速器のラティス・オプティクス設計，光源開発。

趣味：音楽鑑賞。

羽島良一 Ryoichi Hajima



日本原子力研究開発機構 主任研究員・グループリーダー
 〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4
 TEL: 029-282-6701
 FAX: 029-282-6057

e-mail: hajima.ryoichi@jaea.go.jp

略歴：1989年東京大学工学系研究科修士課程修了，1989年から東京大学助手，講師，助教授を経て，1999年より現職。博士(工学)。

最近の研究：エネルギー回収型リニアックに基づく次世代X線／ガンマ線光源の開発。

趣味：読書。音楽鑑賞。