

Advanced Applications of PXR at LEBRA, Nihon University

Y. Hayakawa^a, K. Hayakawa^a, M. Inagaki^a, T. Kuwada^a, A. Mori^b, K. Nakao^a, K. Nogami^a,
T. Sakae^c, T. Sakai^a, I. Sato^a, Y. Takahashi^d, and T. Tanaka^a

^aLaboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University, Funabashi
274-8501, Japan;

^bCollege of Pharmacy, Nihon University, Funabashi 274-8555, Japan;

^cSchool of Dentistry at Matsudo, Nihon University, Matsudo, 271-8587, Japan;

^dCollege of Science and Technology, Nihon University, Tokyo 101-8308, Japan

ABSTRACT

The monochromatic X-ray source based on parametric X-ray radiation (PXR) was developed by using Si(111) perfect crystals and the electron beam from the 125-MeV linac at Nihon University. Since the X-ray beam from the PXR system has a large exposure area with uniform flux density, the PXR-based source is suited for X-ray radiography. In addition to ordinary radiography, X-ray absorption spectroscopy and phase-contrast imaging have been developed as advanced applications of PXR. The absorption spectra of several samples were obtained using the energy dispersion of PXR, and the X-ray absorption fine structures (XAFS) were actually found in the spectra. With respect to phase-contrast imaging, refraction-contrast images have been obtained by using the X-ray diffraction in the (+, -, +) arrangement of perfect crystals. The high-contrast and the phase-reversal of the images taken in the experiment suggest that LEBRA-PXR has a high spatial coherence sufficient for phase-contrast imaging.

Keywords: PXR, middle-class linac, XAFS, phase-contrast imaging, coherent X-ray source

1. INTRODUCTION

Parametric X-ray radiation (PXR) is a kind of electromagnetic radiation phenomena which are produced by interaction between a relativistic charged particle and a crystalline material such as a silicon single crystal. This radiation has been studied theoretically and experimentally because of interest in its tunability and coherency.¹⁻¹² Since tuned and monochromatic X-rays are available from PXR without a GeV-class accelerator, the radiation phenomenon has been expected as a tunable X-ray source using a relatively small electron accelerator.

The 125-MeV S-band electron linac was constructed and developed for infrared free electron laser (FEL) at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University. The FEL lasing in the range of 0.8 to 6 μm was achieved and the near-IR beam has already been provided to user's application.^{13,14} Meanwhile, there have also been demands for a tunable X-ray source in the community of the LEBRA users. Due to the maximum electron energy of 100 MeV, however, it is difficult to cover X-ray region by using the linac and ordinary insertion devices such as a wiggler. Therefore, it was decided that PXR should be employed as the X-ray radiator at LEBRA. A new X-ray source based on PXR was designed and constructed with the dedicated beamline connected to the LEBRA linac. The PXR generator consists of two perfect-silicon-crystal plates mounted on precisely moving mechanical setup to achieve a wide tunability.¹⁵ Attributed to the (+, -) arrangement of the silicon crystals, the PXR beam emitted from the target can be reflected efficiently by the 2nd crystal and be extracted through the fixed exit port. This new X-ray source has been in commission since 2004, and X-rays tuned in the range of 6 to 20 keV by using Si(111) have actually been served to user's application.¹⁶ Since the X-ray beam from the LEBRA-PXR system has a large exposure area with uniform flux density, the PXR-based source is suited for X-ray radiography. The wide tunability of PXR also has the advantage of

*This work is supported by the "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, 2000-2004 and 2005-2007.

Further author information: (Send correspondence to Y. Hayakawa)
Y. Hayakawa: E-mail: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp

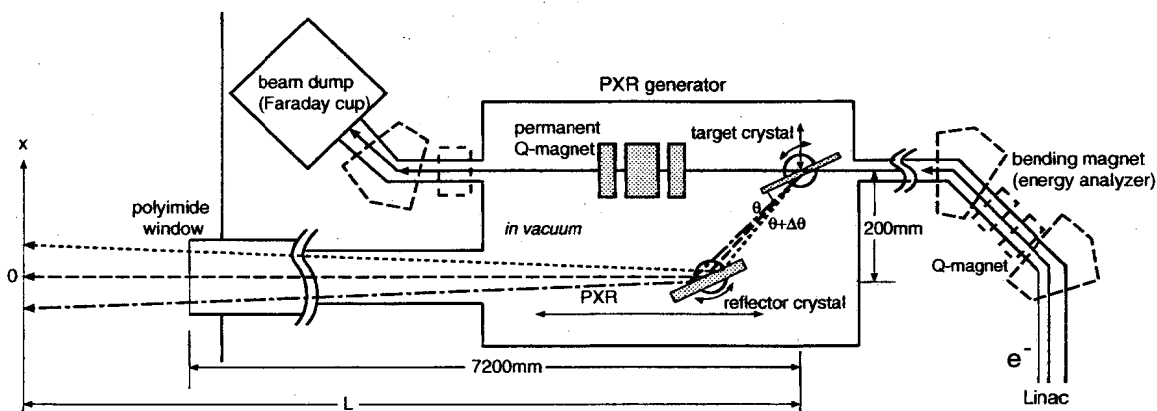


Figure 1. Schematic layout of the PXR generator and the dedicated beam line connected to the LEBRA linac. The generator consists of two perfect silicon crystals in the (+, -) arrangement, and the PXR beam is extracted through a polyimide window.

controlling absorption contrast of X-ray images. Practically, radiography is one of the most popular applications of PXR at LEBRA.¹⁷

In the LEBRA-PXR system, the PXR beam has the intrinsic energy dispersion as a linear function of the horizontal emission angle. The dispersion allows X-ray absorption fine structure (XAFS) measurement by the energy-dispersive method. Furthermore, the diffraction properties of PXR attributed to the energy dispersion make possible diffraction-type phase-contrast imaging. XAFS measurement and phase-contrast imaging are the most promising applications of PXR, and preliminary experiments on these advanced applications have been carried out using the X-ray beam from the PXR generator.¹⁸ This paper reports on the status of the LEBRA-PXR system and the results of the experiments on the PXR application.

2. STATUS OF THE LEBRA-PXR SYSTEM

The LEBRA linac has relatively good performance, such as the long pulse duration, the low emittance and the narrow energy spread for a conventional middle-class machine, since it was developed for an FEL. The electron beam from the linac is lead to the dedicated PXR beamline after the energy analysis at the 90 ° bending section. As shown in Fig. 1, the PXR generator has a double-crystal system in vacuum. The first crystal irradiated with the electron beam from the linac and the radiator of X-rays, and the second crystal acts as an X-ray reflector. Each crystal is geometrically controlled with a 4-axes goniometer. The precise motion of the crystal with the mechanical system provides a smooth and wide tunability of X-rays. The PXR beam reflected by the 2nd crystal passes through the fixed port and is extracted from vacuum through a 125 μm-thick polyimide window. The typical parameters of the LEBRA linac and the PXR generator are listed in Table 1.

The experimental operation of the PXR generator started early in 2004, and application studies using the PXR beam have been conducted since July 2004. The electron beam with the energies of 100 MeV and the average current less than 5 μA has typically been used for the production of the PXR beam. So far, the tuned X-rays in the range of 6 to 20 keV, generated by using Si(111), have actually been served to user's application.

3. ADVANCED APPLICATIONS OF PXR BEAM

Several application studies have made progress using the advantages of PXR such as monochromaticity, tunability and spatial coherency.

Table 1. Specifications of the LEBRA-PXR system.

<u>Linac</u>	
Electron energy	100 MeV
Acceleration frequency	2856 MHz
Electron bunch length	≤ 10 ps
Macropulse duration	≤ 20 μ s
Macropulse beam current	~ 100 mA
Repetition rate	2 – 5 Hz
Average current	≤ 5 μ A
Normalized emittance (rms)	$\leq 20\pi \times 10^{-6}$ m-rad
Energy spread	≤ 1 %
<u>PXR generator</u>	
Crystal material	Si(111) or Si(220) perfect-crystal
Target-crystal (radiator) thickness	0.2 mm
Reflector-crystal thickness	5 mm
X-ray energy range	
Si(111)	4 – 20 keV
Si(220)	6.5 – 34 keV
<u>X-ray exit</u>	
Window material	125 μ m thick polyimide film
Inner diameter	98 mm
Distance from the source point	~ 7.2 m

3.1. Element Identification Using X-ray Absorption Edges

Owing to the large exposure area and the uniform profile, the PXR beam from the LEBRA system is suitable for X-ray imaging. In addition to ordinary radiography, the tunability of PXR allows to observe the absorption-edge effect of sample atoms.¹⁹ Measuring the energy of the absorption edge, one can identify the element in the sample.

Figure 2 shows X-ray images of a fossil of dinosaurs eggshell observed using 15.9 keV and 16.3 keV PXR beams, where the PXR energy was defined as the energy at the center of the PXR beam. Comparing several spots in the two X-ray images in Fig. 2, enhancement of X-ray absorption was found at the PXR energy of 16.3 keV. Since the energy of the K-absorption edge of strontium is 16.1 keV, the results suggest the existence of strontium at these spots. It may be that the calcic parts of the sample include strontium carbonate.

Although the low average intensity of the PXR beam from the LEBRA system requires the exposure time of a few ten minutes in real time, the element map can easily be obtained from the difference between X-ray images taken at the different energies around the absorption edge of specific atom, as shown in the above example. This demonstrates one of the advantages of the fine tunability of PXR.

3.2. Energy-Dispersive XAFS Measurement Using PXR

Due to the fine and wide tunability, PXR has been expected to be applied to XAFS measurement.²⁰ Using PXR as an X-ray source, X-ray absorption spectra can be observed not only by ordinary scanning methods but also by energy-dispersive methods.

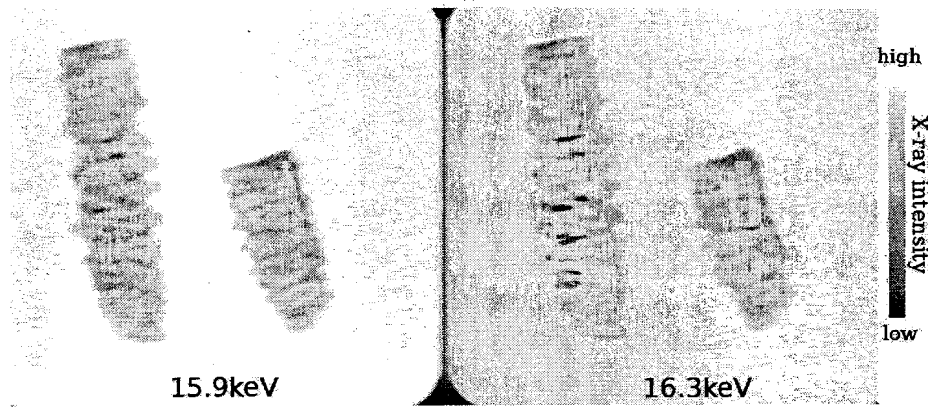


Figure 2. Positive images of fragments of a dinosaurs-eggshell fossil irradiated with the PXR beam of 15.9 keV and 16.3 keV, respectively. Each image was taken by an imaging plate with the the exposure time of 15 minutes.

In the case of the LEBRA-PXR system, both the electron velocity \mathbf{v} and the reciprocal lattice vector \mathbf{g} of the target crystal are in the horizontal plane if there is no misalignment. According to App. A, the PXR beam reflected by the 2nd crystal in the PXR generator has the energy dispersion as a linear function of the horizontal emission angle. In the case of the experimental setup as shown in Fig. 1, the PXR energy $\hbar\omega$ can be approximated as a function of the horizontal position x to

$$\hbar\omega \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{x}{L \tan \theta}\right), \quad (1)$$

where L is the distance between the electron-beam spot on the target crystal and the measurement plane, and $\hbar\omega_B$ is the Bragg energy determined by the Bragg angle i.e. the incident angle θ of the electron on the crystal plane. Since the maximum value of $|x/L|$ is estimated to be approximately 7 mrad by taking account of the length of the PXR beamline and the inner diameter of the X-ray window, this approximation is valid for the LEBRA system. Using this energy dispersion, X-ray absorption spectra can be obtained easily from X-ray absorption images of samples.

Figure 3 demonstrates the XAFS measurement using the energy-dispersion of PXR.²¹ The samples prepared for this experiment are a pure copper foil, a Cu-Ni alloy foil, an Yb_2O_3 X-ray filter and a CuSO_4 gel, respectively. The X-ray images for these samples were obtained using a PXR beam of 9 keV as shown in Fig. 3(a). The measurement was carried out using an imaging plate (IP) with the exposure time of 30 minutes in real time under the electron beam conditions of 10 μs in macropulse duration, 100 mA in peak current and 2 Hz in repetition rate. Since the X-ray energy on the images is a linear function of the horizontal position, the projection of the transmitted X-ray intensity to the horizontal axis corresponds to the X-ray absorption spectrum of the sample. Actually, XAFS spectra shown in Fig. 3(b) were obtained from Fig. 3(a) by applying Eq. (1) to the calibration of the X-ray energies. The linear energy-dispersion of a wide range and the large irradiation field allow the LEBRA-PXR system to observe extended XAFS (EXAFS) spectra for various samples simultaneously. This method is similar to the energy-dispersive XAFS (DXAFS) experiment performed using a bent-crystal polychromator at several large synchrotron facilities.²² Although the DXAFS measurement using the LEBRA-PXR system requires ribbon-like samples with uniform density over the entire length, it has advantages of the easy calibration and the simultaneous measurement with reference samples. Furthermore, the linac-based PXR source has also advantages in time-resolved measurement such as pump-probe experiments.

Taking account of the dispersion properties expressed as Eq. (1), the electron beam spot size on the target crystal and the fluctuation of the electron trajectory restrict the resolution of the energy dispersion. The resolution ΔE_d is roughly estimated by

$$\Delta E_d \sim \hbar\omega_B \frac{\Delta d}{L \tan \theta}, \quad (2)$$

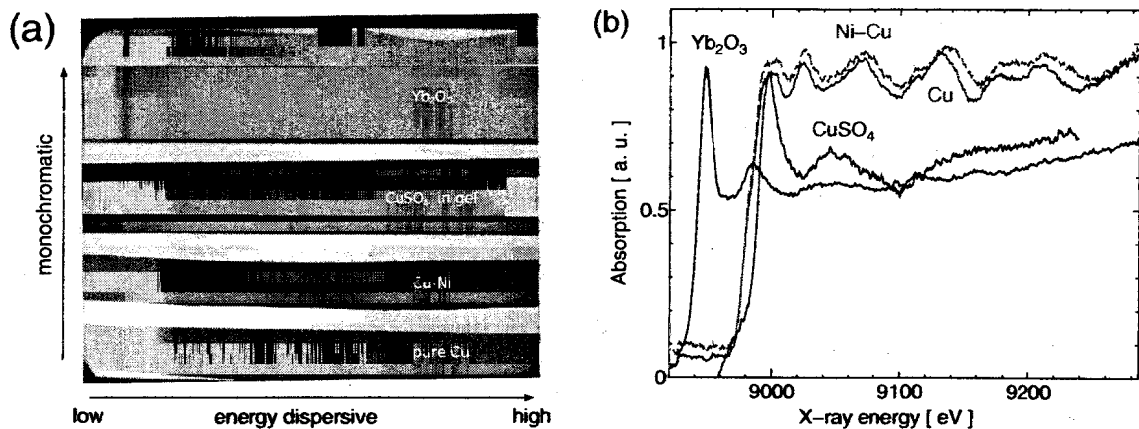


Figure 3. (a): X-ray absorption images of an Yb_2O_3 X-ray filter, CuSO_4 gel, a Cu-Ni alloy foil and a pure Cu foil taken by an IP with the exposure time of 30 minutes; (b): X-ray absorption spectra obtained from the image in (a) by applying Eq. (1) to the energy calibration.

where Δd is the electron beam diameter at the target. Therefore, the well-focused and stable electron beam is important for the high-resolved DXAFS measurement using the energy dispersion of PXR. If the electron beam focusing is not sufficient, the large distance L between the target crystal and the detector will be necessary for the high energy resolution.

3.3. Phase-Contrast Imaging Using Bragg Diffraction

Recently, an advanced form of X-ray imaging, called phase-contrast imaging, has been of special interest and various techniques for applying phase-contrast have been developed.^{23,24} The phase-contrast imaging can detect the density difference of light materials as the phase shift of the X-rays passing through the sample object. Therefore, this new imaging technique has a great advantage of high sensitivity to biological soft-tissues without suffering serious radiation damage due to the absorption of X-rays. Most of the studies on phase-contrast imaging, however, have been carried out using high-performance synchrotron radiation since spatial coherence is severely required for the X-ray beams.²⁵⁻²⁹ At such facilities the X-ray beamlines of several tens to 1000 m lengths have been developed to improve the spatial coherence of X-rays using the long range propagation.

In the case of the LEBRA-PXR system, the diffraction properties discussed in App. A can be applied to phase-contrast imaging. Considering the diffraction of PXR in the (+, -, +) arrangement system, the 3rd crystal can efficiently reflect the X-rays from the 2nd crystal. Figure 4 shows typical rocking curves measured by scanning the 3rd crystal angle in air, where the X-ray intensity per macropulse was measured as the pulse height of the output signal from an ion chamber. The experimental results agree with the calculations by ray-tracing methods. The behavior of the PXR beam diffracted by the 3rd crystal is similar to that of a parallel X-ray beam with a tightly narrow bandwidth. Consequently, one can detect the refraction of the PXR due to a sample object using the Bragg diffraction. Typical setup of such experiments is shown in Fig. 5, where the X-rays passing through the sample are analyzed by the 3rd crystal. If the sample medium is not homogeneous, the transmitted X-rays can not be diffracted at the same analyzer angle. In other words, this imaging technique detects the phase shift due to the sample as the difference in the refraction angles. The manner is a kind of phase-contrast imaging using Bragg diffraction and is often referred to as refraction-contrast method.

To demonstrate the phase-contrast imaging as the PXR application, several samples were actually measured in the setup shown in Fig. 5 using a Si(111) perfect-crystal as the analyzer.³⁰ Figure 6 shows the phase-contrast images and the absorption-contrast images of a purse-web spider. The measurement was carried out using 14 keV PXR beams, and L1, L2, and L3 were 750 mm, 60 mm and 520 mm, respectively. Figure 6(a) and (b) show

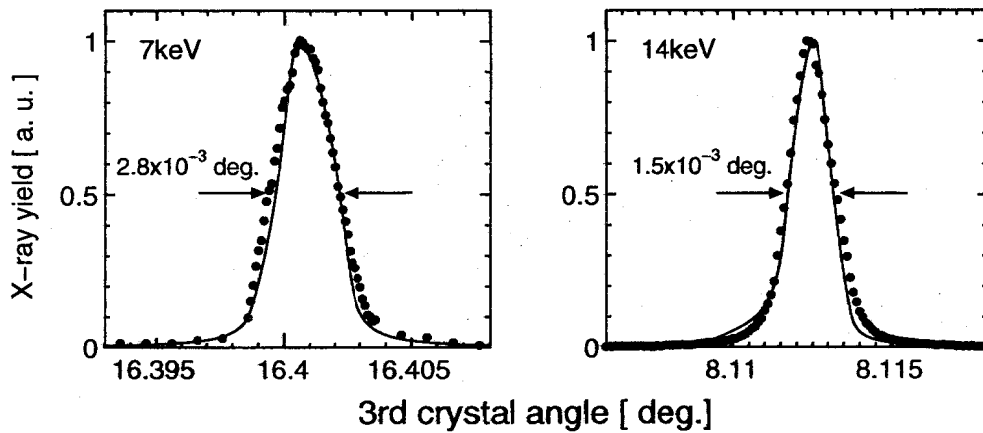


Figure 4. Rocking curves as functions of 3rd crystal angles at the PXR energies of 7 keV and 14 keV, where solid lines and full circles show the calculated X-ray yield and the relative intensity measured by an ion chamber. The calculations were carried out by combining the PXR kinematic theory and the dynamical theory of X-ray diffraction.

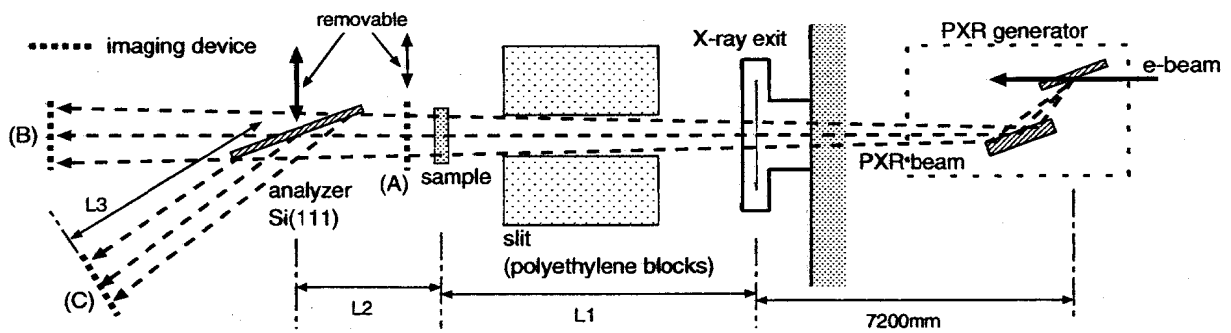


Figure 5. Typical setup of phase-contrast imaging using the PXR beam from the LEBRA system, where (A), (B) and (C) denote the measurement points for ordinary absorption-contrast, absorption-contrast with edge-enhancement and refraction-contrast imaging, respectively. The analyzer crystal was removed from the X-ray beam line when the observation was performed at (B), and no imaging device was placed at (A) except the measurement of ordinary absorption-contrast.

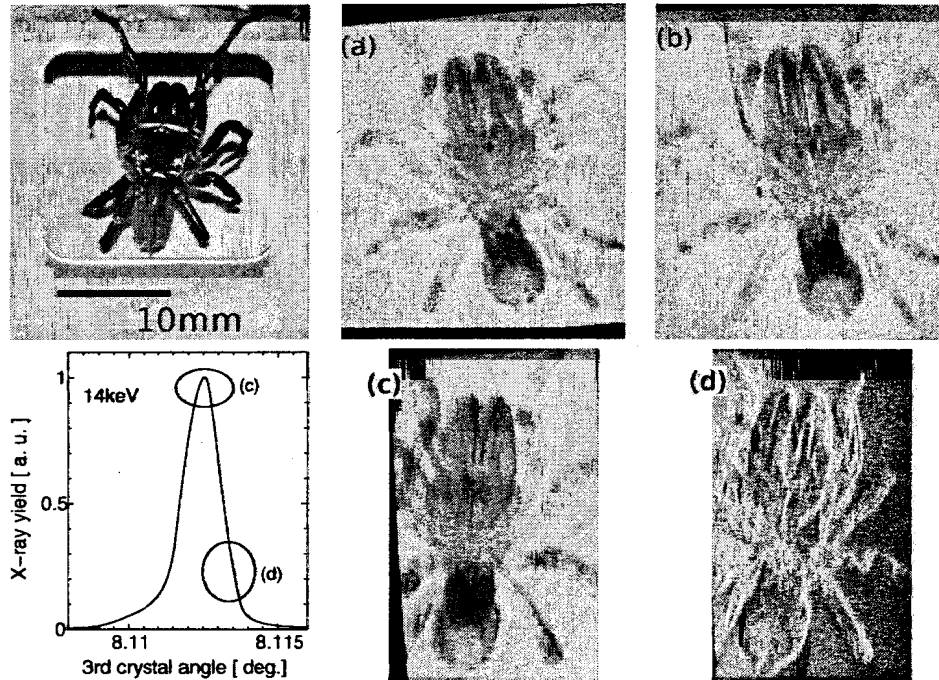


Figure 6. X-ray images of a purse-web spider shown in the photograph using a 14 keV PXR beam by absorption-contrast and phase-contrast methods, where (a) and (b) were observed at (A) and (B) in Fig. 5, respectively; both (c) and (d) were observed at (C) under the condition of the analyzer-crystal angles corresponding to the symbols in the rocking curve. Each image was taken by an IP with the exposure time of 30 minutes.

the absorption-contrast images without using the analyzer crystal. In addition to the absorption-contrast, the edge-enhancement effect due to the refraction and the long-range propagation of X-rays, which is a kind of the phase-contrast effect, is also observed in Fig. 6(b). With respect to the refraction-contrast imaging using the analyzer crystal, the images with the contrast different from the absorption-contrast were obtained, and the contrast was reversed by rotating the analyzer angle. This phenomenon is referred to as phase-reversal, which is one of the typical effects of phase-contrast imaging.

To investigate the dependence of the phase-reversal on the analyzer angle, another experiment were performed by preparing plastic fibers of 2 mm diameter as sample objects. The measurement conditions were L1 of 760 mm, L2 of 115 mm and L3 of 555 mm, and the results are shown in Fig. 7. In the case of the phase contrast, the contrast of the images was higher than the absorption contrast, and the appearance of the images was clearly changed according to the analyzer angle. The contrast of the images in Fig. 7(c) and (d), which were observed at the opposite positions against the peak of the rocking curve, were reversed each other. The behavior of the phase-reverse phenomenon is consistent with the other results obtained at large synchrotron facilities. These results provide the evidence that the spatial coherence of PXR is sufficient for phase-contrast imaging despite the X-ray propagation shorter than 10 m. In addition, the relatively large irradiation-field is available without using asymmetrical cutting crystals.

4. SUMMARY

The PXR generator was developed on the basis of the electron beam from the 100 MeV-class LEBRA linac. The energy of the PXR beam has been tunable in the range of 6 to 20 keV. The PXR beam is suitable for application to X-ray radiography. As the advanced application of PXR, XAFS measurement and phase-contrast

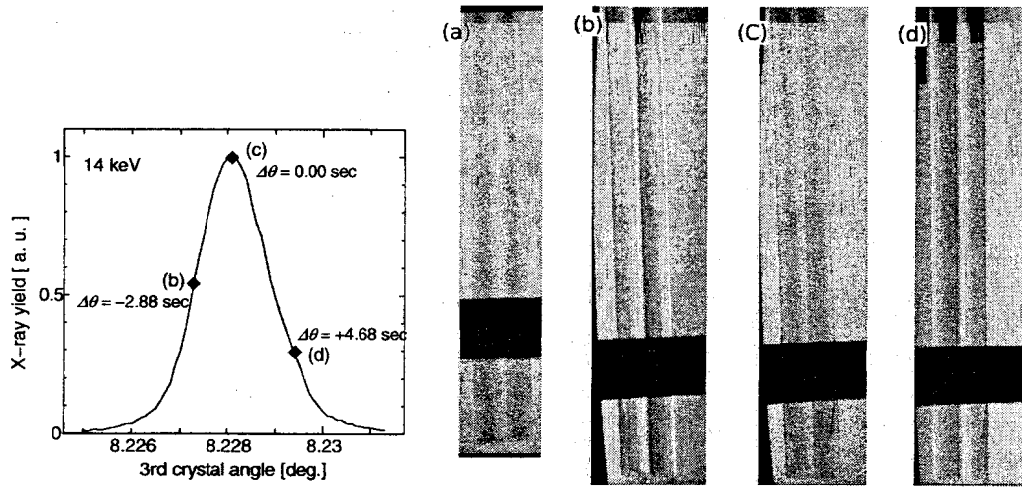


Figure 7. X-ray images of two plastic fibers of 2 mm diameter by (a) absorption-contrast with edge enhancement and (b-d) phase-contrast (refraction-contrast) methods, where the PXR energy was 14 keV and the exposure time of an IP was 30 minutes. The phase-contrast images were observed at the corresponding analyzer angles in the rocking curve.

imaging have been studied using the LEBRA system. The EXAFS spectra of several samples were actually obtained by the energy-dispersive method. The linear energy dispersion of PXR also makes possible phase-contrast imaging using Bragg diffraction. The experiments of the refraction-contrast-type imaging were carried out for the demonstration, and the results show the possibility that PXR is applied to medical applications with a high-duty accelerator and a high-efficient detector for X-ray imaging.

APPENDIX A. APPROXIMATE TREATMENT OF PXR ENERGY-DISPERSION

When the electron velocity \mathbf{v} , the reciprocal lattice vector \mathbf{g} of the target crystal and the X-ray direction are in the horizontal plane, one can express the PXR energy $\hbar\omega$ in the case of the Bragg angle θ , which is the incident angle of the electron into the crystal plane, as in the following equations,

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |\mathbf{g}| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (3)$$

where c^* is the light speed in the target medium and $\beta = |\mathbf{v}|/c^*$; ϕ is the angle between the electron velocity and the X-ray direction. For $\phi = 2\theta$, i.e., the Bragg condition in Eq. (3), the PXR energy is approximately equal to the Bragg energy $\hbar\omega_B = \hbar c^* |\mathbf{g}| / 2 \sin \theta$. Since the differential coefficient of $\hbar\omega$ with respect to the angle ϕ is given by

$$\frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} = -\frac{\hbar c^* |\mathbf{g}| \beta \sin \theta \sin \phi}{(1 - \beta \cos \phi)^2} \approx \hbar\omega \frac{-\sin \phi}{1 - \cos \phi}, \quad (4)$$

a slight difference $\Delta\theta$ of the angle ϕ around the Bragg condition shifts the PXR energy to

$$\hbar\omega' = \hbar\omega_B + \Delta\hbar\omega \approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} \Delta\theta \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{1 - \cos 2\theta} \Delta\theta \right) = \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \quad (5)$$

Here, $\beta \approx 1$ is used in these approximations. The results of this approximation shows that a PXR beam emitted from the target crystal has an energy dispersion linear to the horizontal emission angle.

On the other hand, the X-ray energy $\hbar\omega''$ which satisfies the Bragg condition for the Bragg angle $\theta + \Delta\theta$ is approximated by

$$\hbar\omega'' \approx \hbar\omega_B + \frac{d(\hbar\omega_B)}{d\theta} \Delta\theta = \hbar\omega_B + \frac{\hbar c^* |\mathbf{g}| \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \Delta\theta = \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \quad (6)$$

Comparing Eq. (6) with Eq. (5) indicates that all of the parametric X-rays from the target crystal satisfy the Bragg condition at the same angle of the 2nd crystal in the (+, -) arrangement within the first-order approximation. Owing to these properties, a PXR beam with a large energy dispersion can be transported efficiently using Bragg diffraction by perfect crystals. Furthermore, this discussion is applicable to the case with more than three crystals if the crystals are set up in the (+, -, +, ...) arrangement.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported in part by MEXT.KAKENHI (15760039, 17760058, and 17760059). The PXR application studies were also financially supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research Program from Nihon University (Sogo:04-019 and 05-029, TS).

REFERENCES

1. M. L. Ter-Mikaelian, *High-energy electromagnetic processes in condensed media*, Wiley-Interscience, New York, 1972.
2. V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, "A COMPARATIVE ANALYSIS OF VARIOUS MECHANISMS FOR THE GENERATION OF X-RAYS BY RELATIVISTIC PARTICLES," *Nucl. Instrum. Methods* **228**, pp. 490-495, 1985.
3. H. Nitta, "Kinematical theory of parametric X-ray radiation," *Phys. Lett. A* **158**, pp. 270-274, 1991.
4. Y. N. Adishchev, V. A. Verzilov, A. P. Potylitsyn, S. R. Uglov, and S. A. Vorobyev, "MEASUREMENT OF SPECTRAL AND POLARIZATION CHARACTERISTICS OF PARAMETRIC X-RAYS IN A Si CRYSTAL," *Nucl. Instrum. Methods B* **44**, pp. 130-136, 1989.
5. A. V. Shchagin, V. I. Pristupa, and N. A. Khizhnyak, "A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal," *Phys. Lett. A* **148**, pp. 485-488, 1990.
6. R. B. Fiorito, D. W. Rule, X. K. Maruyama, K. L. DiNova, S. J. Evertson, M. J. Osborne, D. Snyder, M. A. P. H. Rietdyk, and A. H. Ho, "Observation of Higher Order Parametric X-Ray Spectra in Mosaic Graphite and Single Silicon Crystals," *Phys. Rev. Lett.* **71**, pp. 704-707, 1993.
7. I. Endo, M. Harada, T. Kobayashi, Y. S. Lee, T. Ohgaki, T. Takahashi, M. Muto, K. Yoshida, H. Nitta, A. P. Potylitsin, V. N. Zavaev, and T. Ohba, "Parametric x radiation from thick crystals," *Phys. Rev. E* **51**, pp. 6305-6308, 1995.
8. Y. Hayakawa, M. Seto, Y. Maeda, T. Shirai, and A. Noda, "Analysis of the Angular Distribution and the Intensity of Parametric X-Ray Radiation in a Bragg Case," *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, pp. 1044-1049, March 1998.
9. T. Akimoto, M. Tamura, J. Ikeda, Y. Aoki, F. Fujita, K. Sato, A. Honma, T. Sawamura, M. Narita, and K. Imai, "Generation and use of parametric X-rays with an electron linear accelerator," *Nucl. Instrum. Methods A* **459**, pp. 78-86, 2001.
10. J. Freudenberger, H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Stascheck, W. Knüpfner, V. L. Morokhovskiy, V. V. Morokhovskiy, U. Nething, A. Richter, and J. P. F. Sellschop, "Channeling radiation and parametric X-radiation at electron energies below 10 MeV," *Nucl. Instrum. Methods B* **119**, pp. 123-130, 1996.
11. J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskiy, A. Richter, and J. P. F. Sellschop, "Parametric X Rays Observed under Bragg Condition: Boost of Intensity by a Factor of Two," *Phys. Rev. Lett.* **84**, pp. 270-273, 2000.
12. B. Sone, Y. Danon, and R. C. Block, "Lithium Fluoride (LiF) Crystal for Parametric X-Ray (PXR) Production," *Nucl. Instrum. Methods B* **227**, pp. 22-31, 2005.
13. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, A. Enomoto, S. Fukuda, S. Ohsawa, K. Tsuchiya, and M. Kato, "First Lasing of LEBRA FEL in Nihon University at a wavelength of 1.5 μm ," *Nucl. Instrum. Methods A* **483**, p. 29, 2002.
14. K. Hayakawa, Y. Hayakawa, K. Ishiwata, K. Kanno, K. Nakao, T. Sakai, I. Sato, T. Tanaka, and K. Yokoyama, "The LEBRA 125MeV Electron Linac for FEL And PXR Generation," in *Proceedings of LINAC 2004*, pp. 90-92, (Lubeck, Germany), 2004.

15. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, and T. Tanaka, "Simulations to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system," *Nucl. Instrum. Methods B* **227**, pp. 32–40, 2005.
16. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, K. Yokoyama, T. Kuwada, A. Mori, K. Nogami, T. Sakai, K. Kanno, K. Ishiwata, and K. Nakao, "PRESENT STATUS OF THE PARAMETRIC X-RAY GENERATOR AT LEBRA," in *Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan*, pp. 60–62, (Funabashi, Japan), 2004. (in Japanese).
17. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, A. Mori, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao, and T. Sakae, "Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University," *Nucl. Instrum. Methods B*, to be published.
18. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao, M. Inagaki, and A. Mori, "Tunable Monochromatic X-ray Source Based on Parametric X-ray Radiation at LEBRA, Nihon University," in *Proceedings of the 9th Int. Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2006)*, AIP, (Daegu, Korea), in submission.
19. M. Tamura, T. Akimoto, Y. Aoki, J. Ikeda, K. Sato, F. Fujita, A. Honma, T. Sawamura, and M. Narita, "Measurement of mass attenuation coefficients around the K absorption edge by parametric X-rays," *Nucl. Instrum. Methods A* **484**, pp. 642–649, 2002.
20. K.-H. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Dambach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K. H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Shöpe, and T. Walcher, "How Narrow is the Linewidth of Parametric X-Ray Radiation?," *Phys. Rev. Lett.* **79**, pp. 2462–2465, 1997.
21. A. Mori, Y. Hayakawa, I. Sato, T. Tanaka, K. Hayakawa, T. Kuwada, K. Kobayashi, and H. Ohshima, "DXAFS measurement using radiograph by parametric x-ray radiation," in *Proceedings of the 9th Int. Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2006)*, AIP, (Daegu, Korea), in submission.
22. A. Yamaguchi, Y. Inada, T. Shido, K. Asakura, M. Nomura, and Y. Iwasawa, "Time-resolved energy-dispersive XAFS study on the reduction process of Cu-ZSM-5 catalysts," *J. Synchrotron Rad.* **8**, pp. 654–656, 2001.
23. T. J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson, and S. W. Wilkins, "Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays," *Nature* **373**, pp. 595–598, 1995.
24. R. Fitzgerald, "Phase-Sensitive X-Ray Imaging," *Phys. Today* **53**, pp. 23–26, 2000.
25. J. Baruchel, P. Cloetens, J. Härtwig, W. Ludwig, L. Mancini, P. Pernot, and M. Schlenker, "Phase imaging using highly coherent X-rays: radiography, tomography, diffraction topography," *J. Synchrotron Rad.* **7**, pp. 196–201, 2000.
26. K. Mori, N. Sekine, H. Sato, D. Shimao, H. Shiwaku, K. Hyodo, H. Sugiyama, M. Ando, K. Ohashi, M. Koyama, and Y. Nakajima, "Application of synchrotron X-ray imaging to phase objects in orthopedics," *J. Synchrotron Rad.* **9**, pp. 143–147, 2002.
27. M. G. Hönnicke, L. Rigon, R.-H. Menk, and C. Cusatis, "Quantitative and qualitative studies on high-contrast X-ray radiography with an asymmetrical crystal set-up at Elettra," *J. Synchrotron Rad.* **12**, pp. 701–706, 2005.
28. Y. Suzuki, N. Yagi, and K. Uesugi, "X-ray refraction-enhanced imaging and a method for phase retrieval for a simple object," *J. Synchrotron Rad.* **9**, pp. 160–165, 2002.
29. A. Yoneyama, T. Takeda, Y. Tsuchiya, J. Wu, T.-T.-Lwin, A. Koizumi, K. Hyodo, and Y. Itai, "A phase-contrast X-ray imaging system—with a 60 × 30 mm field of view—based on a skew-symmetric two-crystal X-ray interferometer," *Nucl. Instrum. Methods A* **523**, pp. 217–222, 2004.
30. T. Kuwada, Y. Hayakawa, K. Nogami, T. Sakai, T. Tanaka, K. Hayakawa, and I. Sato, "Phase Contrast Imaging of Biological Materials using LEBRA-PXR," in *Proceedings of the 9th Int. Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2006)*, AIP, (Daegu, Korea), in submission.

29th International Free Electron Laser Conference FEL07

Budker INP, Novosibirsk

Aug 26-31, 2007

<http://ssrc.inp.nsk.su/FEL07/>



OPERATION OF NEAR-INFRARED FEL AT NIHON UNIVERSITY*

K. Hayakawa[#], Y. Hayakawa, K. Nakao, K. Nogami, T. Tanaka, LEBRA, Funabashi, Japan
 A. Enomoto, S. Fukuda, K. Furukawa, S. Michizono, S. Ohsawa, KEK, Ibaraki, Japan
 M. Inagaki, T. Kuwada, T. Sakai, I. Sato, Nihon University, Tokyo, Japan

Abstract

The near-infrared FEL at Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) in Nihon University has been operated for a variety of scientific applications since 2003. The stability of the FEL power was improved appreciably by the advanced stability of the 125MeV electron linac. Currently fundamental FEL wavelength ranges from 1 to 6 microns, which is restricted by the electron energy and the optical devices. The higher harmonics in the visible region is also available [1]. The maximum macropulse output energy of 60mJ/pulse has been obtained at a wavelength of 1725 nm. The short FEL resonator length at LEBRA results in relatively high optical energy density on the surface of the resonator mirrors; present copper-based Ag mirrors in use at LEBRA are not durable enough for long-term operation. Generation of intense harmonics by means of nonlinear crystals has been tested. The preliminary results have demonstrated the conversion efficiencies of 3 to 9% for the second harmonic generation by the fundamental FEL in the wavelength region from 1400 to 1800nm.

INTRODUCTION

The electron linac at LEBRA has a conventional configuration. It consists of the DC electron gun with a dispenser cathode, the prebuncher which is a 7-cell travelling wave structure, the buncher which is a 21-cell travelling wave structure and three 4-m long regular accelerating sections. The specifications of the electron linac are listed in Table 1. Schematic layout of the accelerating structures, the RF system and the beam lines for FEL and parametric X-ray (PXR) generations are shown in Fig. 1.

The FEL beam line and the optical resonator system have been installed to provide the near-infrared FEL for various studies [2]. To increase the FEL gain, magnetic bunch compression has been performed in the 90-degree bending system [3].

Table 1: Main parameters of the LEBRA linac.

Accelerating rf frequency	2856	MHz
Klystron peak output rf Power	30	MW
Number of klystrons	2	
Electron energy	30~125	MeV
Energy spread (FWHM)	0.5~1	%
Macropulse beam current	200	mA
Macropulse duration	20	μ sec
Repetition rate	12.5	Hz

Table 2: LEBRA undulator parameters.

Resonator length, L	6.718	m
Undulator period	48	mm
Undulator length	2.4	m
Number of periods	50	
Maximum K (rms)	1.35	

To generate a monochromatic and spatially coherent X-ray beam, the PXR beam line has been installed next to the FEL beam line.

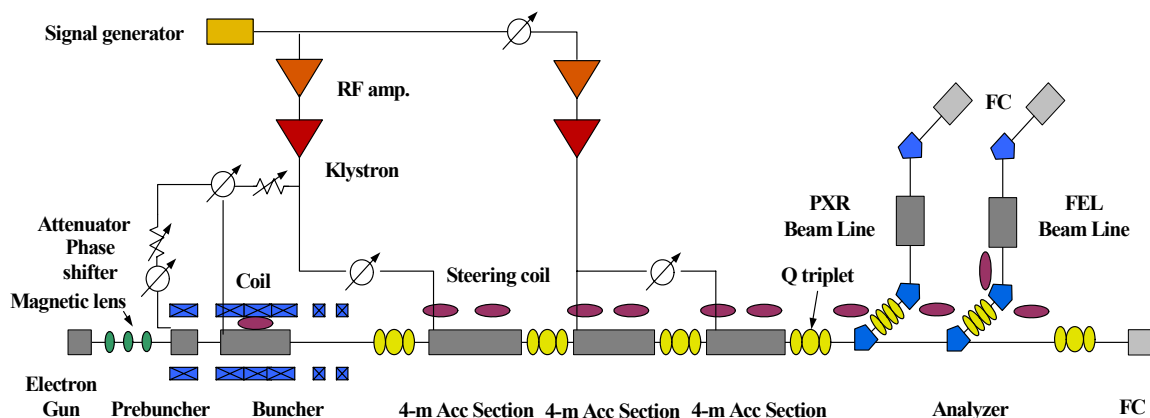


Figure 1: Schematic layout of the accelerating structures, RF system and the FEL and the PXR beam lines

*"Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, Japan, 2005-2007

[#]hayakawa@lebra.nihon-u.ac.jp

The undulator consists of a planar Halbach-type permanent magnet, where the electron beam is wiggled in the vertical plane. The specifications of the FEL system are listed in Table 2. The optical beam is extracted through the small coupling hole made in the mirror center. The light beam extracted from the optical resonator is collimated using the beam expander that consists of an ellipsoidal mirror and a parabolic mirror, and then transported to the experimental rooms through the vacuum ducts.

In this paper, the wavelength dependence of the FEL intensity, the time structure of the FEL pulse and the problem of the resonator mirror damage are reported. Also, the results of the experiments for generating the harmonics by means of nonlinear optical crystals (NLO) are discussed.

CHARACTERISTICS OF FEL LIGHT

Correlation between the oscillating wavelength and the optical energy per macropulse

The FEL output power is very sensitive to the change of the orbit and the focusing of the electron beam, and it also depends on the adjustment of the optical resonator and the extent of damage of the resonator mirrors. Hence, the reproducibility of the FEL power level is not very good even at the same electron energy and the same undulator gap width. However, there is a rough correlation between the oscillating wavelength and the optical energy per macropulse. The dependences of the output FEL energy on the wavelength have been obtained for various electron energies in the wavelength region from 1160 to 6130nm as shown in Fig. 2.

In the short wavelength region the saturation level is relatively high, though the gain is small and the loss is large. The FEL macropulse duration becomes short near the oscillation limit at the short wavelength end where the saturation is not achieved stably. In the long wavelength region the macropulse duration is relatively long and the saturation is stable. However, due to the relatively low saturation level and small output coupling, the energy of the FEL extracted from the optical resonator decreases

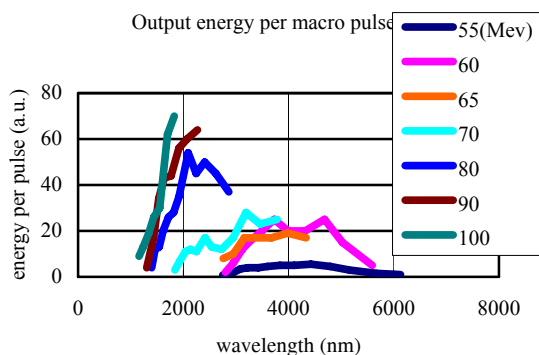


Figure 2: Wavelength dependence of the output energy per macropulse.

gradually with increased wavelength.

In the LEBRA FEL, the output energy per macropulse has the maximum at the wavelengths around 2000 nm. The maximum record of 60mJ/pulse has been achieved at the wavelength of 1725nm.

Pulse structure

To increase the peak electron beam current, the electron bunch has been compressed by using the 90-degree bending magnet system placed just upstream of the FEL system. The analysis of the energy spectra of 100-MeV electron beam obtained by the acceleration in different RF phases suggests that the bunch length of approximately 3ps (FWHM) at the exit of the linac has been compressed to 1ps (FWHM) or less at the entrance of the FEL system. This implies that we can expect a very short FEL pulse.

Since the FEL pulse is a coherent wave packet, the approximate pulse length can be deduced from the measurement of autocorrelation width. A typical shape of the autocorrelation traces measured at a wavelength of 1500 nm by using a Michelson interferometer is shown in

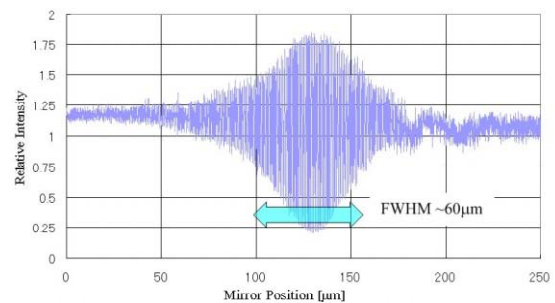


Figure 3: Autocorrelation trace at the wavelength of 1500nm.

Fig. 3. In this figure the horizontal axis expresses the position of the movable mirror measured along the optical axis in the interferometer, in units of micron, and the vertical axis expresses the relative intensity of the light detected by means of an InGaAs photo diode. The FEL pulse width of approximately 60 μm in spatial domain or 200 fs in time domain has been deduced from this trace.

By using the same method, the pulse width of the second and the third harmonics have been deduced approximately to be a half and two third the width of the fundamental FEL, respectively. The intensities of these harmonics have been measured by means of a Si photo diode.

Mirror damage

To oscillate FEL over the wide region of wavelengths, protected silver-coated copper mirrors have been used for the optical resonator. In fact, this type of mirror has an extremely high reflectance at the wavelength region longer than 0.4 μm, and has demonstrated the highest durability ever experienced at LEBRA as a FEL resonator mirror. Use of protected silver-coated silicon mirrors was attempted. The mirrors suffered serious damage soon

after the FEL oscillation started. A photograph of the damaged silicon mirror and its expanded image around the coupling hole are shown in Fig. 4. In this figure, it looks that the coated silver was melted and the silicon substrate was excavated. On the contrary, the copper mirrors were usable at least several months, although the FEL power level decreased gradually and the mirrors eventually had to be replaced.



Figure 4: Damages on the surface of the Ag coated silicon. Entire mirror (25mm in diameter) and close up around the coupling hole.

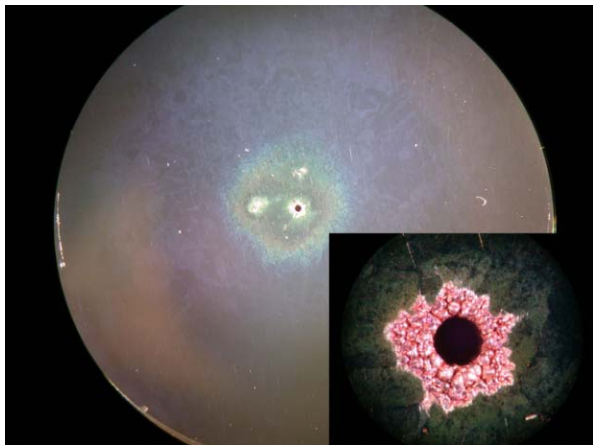


Figure 5: Damages and discoloration on the surface of the Ag-coated copper mirror. Entire mirror (25mm in diameter) and close up around the coupling hole.

A demounted mirror and its expanded image around the coupling hole are shown in Fig. 5. Different from the case of the silicon mirror, the surface over the wide area near the center of the mirror has discolored. The coated silver around the coupling hole has been lost; the copper substrate is visible and it looks melted. Degradation of the resonator mirrors by the damage on the surface is a serious problem in generating a high power FEL. As mentioned previously, the micropulse width of the LEBRA infrared FEL has been estimated to be as short as 200 fs. Therefore, damage to the mirrors could be due to

extremely high energy density caused by very short FEL pulses in the optical resonator. Under the present situation, the resonator mirrors have to be replaced every three or four months.

The FEL beam radius on the resonator mirror can be enlarged by shortening the Rayleigh range. Then the energy density may be reduced sufficiently so that mirror damages can be avoided. When the Rayleigh range is shortened, the resonator mirrors have to be adjusted very precisely so as to keep the confocal condition. Since there has been found no other efficient solutions, mirrors with smaller curvature radii will be tested if the lifetime of the mirror can be increased.

HARMONIC GENERATION USING NLO

Preliminary experiments for generating harmonics [4] of the FEL by using NLO devices have been performed. The KTiOPO_4 (KTP) crystals have been used for second harmonic generation (SHG) and third harmonic generation (THG). The cutting angle and the antireflective coating of the crystal for SHG were optimized for the fundamental wavelength of 1500 nm and the second harmonic of 750 nm. Similarly the crystal for THG was optimized for corresponding wavelengths. The conversion efficiencies of SHG obtained with the

Table 3: Fundamental and second harmonic wavelengths, energies per macropulse and conversion efficiencies.

1 st nm	2 nd nm	1 st mJ	2 nd mJ	efficiency %
1400	700	~3	~0.15	~5
1500	750	~4.5	~0.4	~9
1600	800	~6	~0.45	~7.5
1700	850	~7.5	~0.6	~8
1800	900	~9	~0.3	~3

NLO have been 3 to 9% for the fundamental wavelengths from 1400 to 1800nm as listed in table 3. Typical macropulse waveforms of fundamental FEL, nonlinear second harmonic and SHG are shown in Fig. 6. The SHG waveform is similar to the fundamental one. The THG waveform was also observed, however the conversion efficiency was far smaller than 1%.

A KTP crystal works under Type-II phase matching

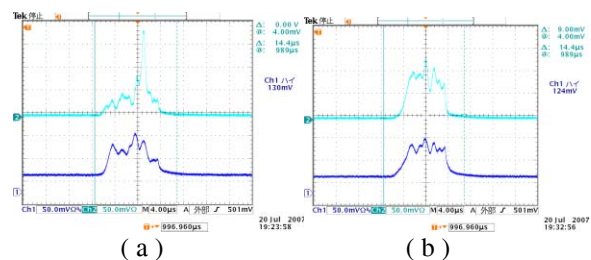


Figure 6: Macropulse waveforms of fundamental and second harmonic: (a) fundamental (lower trace) and nonlinear harmonic (upper trace), (b) fundamental and SHG.

condition. Hence the second harmonic is generated from two fundamentals with their polarization planes at right angles to each other. Due to the group velocity mismatch between the two components of fundamental light, the conversion phenomenon occurs only within about 1 mm in depth from the surface of the crystal, which restricts the conversion efficiency. If it is necessary to increase the conversion efficiency, other kinds of crystal should be used.

REFERENCES

- [1] Y.Hayakawa, et al, "Characteristics of the fundamental and the higher harmonic generation at LEBRA", Nucl. Inst. and Meth. A 507 (2003) 404-408.
- [2] K.Hayakawa, et al, "The LEBRA 125 MeV electron linac for FEL and PXR generation", Proc. LINAC2004, Luebec, Aug. 2004, p 90.
- [3] K.Yokoyama, et al. "Bunch length measurements at LEBRA", Proc. LINAC2004, Luebec, Aug. 2004, p 411.
- [4] P.A.Franken, A.E.Hill, C.W.Peters, and G.Weinreich. "Generation of Optical Harmonics", Phys. Rev. Lett. 7, 118-119 (1961).



Dependence of PXR beam performance on the operation of the pulsed electron linac[☆]

Y. Hayakawa^{a,*}, K. Hayakawa^a, M. Inagaki^a, T. Kuwada^a, K. Nakao^a, K. Nogami^a,
T. Sakae^b, T. Sakai^a, I. Sato^a, Y. Takahashi^a, T. Tanaka^a

^a *Laboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University, Narashinodai 7-24-1, Funabashi 274-8501, Japan*

^b *School of Dentistry at Matsudo, Nihon University, Matsudo 271-8587, Japan*

Received 30 November 2007; received in revised form 20 February 2008

Available online

Abstract

Advanced applications of parametric X-ray radiation (PXR) such as energy-dispersive X-ray absorption fine structure (DXAFS) analysis and phase-contrast imaging have been developed at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) of Nihon University. To improve the electron beam quality and geometrical stability of the target crystal, the cooling-water system for the linac and the PXR target was replaced with a new one capable of more precise control. As a result, the reliability of the experimental data in PXR applications, especially in X-ray imaging, has improved. The effect of the electron beam focusing on the target crystal was also investigated. The results of X-ray imaging with a long propagation distance and measurement of the time-structure of the PXR intensity suggest that the correlation between the electron beam profile and the X-ray coherence is rather complicated. It is possible that incident electrons cause some deformation of the target crystal, becoming the dominant factor restricting the quality of intense PXR. © 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 41.60.-m; 41.50.+h; 29.17.+w; 61.10.Ht; 87.64.Rr

Keywords: PXR; Electron linac; Coherent X-ray source; Phase-contrast imaging

1. Introduction

Parametric X-ray radiation (PXR) from relativistic electron beams has been investigated both theoretically and experimentally because of its attractive characteristics such as monochromaticity, tunability and coherency [1–8]. In previous works, however, the discussions has been limited for the most part to the basic physical properties of PXR as a radiation phenomenon. For instance, evaluation of a PXR reflection cross section using the photon-counting method has been a typical purpose of the experimental

studies to date [9–13]. On the other hand, the phase distribution and the coherence of PXR have not been sufficiently investigated. Thus, research on the possible applications of PXR as a light source is still the frontier of PXR study, especially applications associated with PXR coherence.

Recently, a PXR-based monochromatic X-ray source having a double-crystal system in the (+, –) arrangement to achieve wide tunability was developed using the 125 MeV electron linac at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University [14,15]. Since the first observation of a PXR beam from the PXR generator in 2004, several applications using such beams have been reported [16–18]. All the experiments have been carried out using a pulsed electron beam of 100 MeV at the low repetition rate of the beam macropulse, which resulted in a low average beam current. The typical parameters of the linac operation are listed in Table 1.

[☆] This work was supported by the “Academic Frontier” Project for Private Universities, with a matching fund subsidy from MEXT, 2000–2004 and 2005–2007.

* Corresponding author. Tel.: +81 47 469 5983; fax: +81 47 469 5490.
E-mail address: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp (Y. Hayakawa).

So far, the production of PXR with the LEBRA-PXR system has been achieved for the photon energy region from 5 to 20 keV using Si(1 1 1) planes, and X-ray absorption imaging has been the main application of the PXR beam. In addition to conventional absorption imaging, advanced applications have been developed on the basis of X-ray imaging techniques. One of those applications is energy-dispersive X-ray absorption fine structure (XAFS) analysis; another is phase-contrast imaging [19,20]. These experiments are the first examples to which the specific characteristics of PXR were actually applied. Especially, phase-contrast imaging combined with an analyzer crystal has demonstrated that PXR has excellent intrinsic spatial coherence [21,22].

Great advancement in the development of PXR applications has been made since the successful commissioning of the LEBRA-PXR source. However, there are several problems affecting the PXR beam performance. Most of the effects are associated with the conditions of the linac operation; in other words, the profile, the stability and the pulse structure of the electron beam, which are strongly dependent on the linac operation, are significant factors reflected in the behavior of PXR.

2. PXR applications

In the case of the LEBRA-PXR, the irradiation field of the X-ray beam is approximately 10 cm in diameter with rather uniform intensity distribution. This property is useful for X-ray imaging. Furthermore, the X-ray beam has linear energy dispersion in the horizontal plane, which makes more advanced applications possible.

2.1. Energy-dispersive XAFS

According to kinematic theory, one can express the PXR energy $\hbar\omega$ in the horizontal plane as [4,5],

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |g| \sin \theta_B}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (1)$$

where the Bragg angle θ_B is the complement of the incident angle of the electron on the crystal plane, c^* is the speed of light in the target medium and $\beta = |v|/c^*$, ϕ is the angle between the direction of the electron velocity and the emitted X-ray. Around twice the Bragg angle, i.e. $\phi = 2\theta_B$, a slight

displacement $\Delta\theta$ of the emission angle from the Bragg condition results in a shift of the PXR energy to

$$\begin{aligned} \hbar\omega' &\approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} \Delta\theta = \hbar\omega \left(1 - \frac{\beta \sin 2\theta_B}{1 - \beta \cos 2\theta_B} \Delta\theta \right) \\ &\approx \hbar\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta_B} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

where $\beta \approx 1$ is used in the last approximation [16,22]. In the case of the LEBRA-PXR system, a 2nd crystal is placed in the (+, -) arrangement to reflect the PXR beam from the 1st target crystal as shown in Fig. 1. The diffraction at the 2nd crystal satisfies the ordinary Bragg condition $\hbar\omega_B = \hbar c^* |g|/2 \sin \theta$, and the X-ray energy for the Bragg angle $\theta_B + \Delta\theta$ is approximated by

$$\hbar\omega'_B \approx \hbar\omega_B + \frac{d(\hbar\omega_B)}{d\theta} \Delta\theta = \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \quad (3)$$

Comparison of Eq. (3) with Eq. (2) suggests that the energy dispersion of PXR still holds after the diffraction at the 2nd crystal. Therefore, if the distance L from the electron beam spot on the target crystal is sufficiently large, the energy dispersion can be approximated as a linear function of the horizontal position x as

$$\hbar\omega' \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{x}{L \tan \theta} \right). \quad (4)$$

Using the energy-dispersive property, one can obtain X-ray absorption spectra from straightforward analysis of the X-ray images taken with the PXR beam. This method is similar to the energy-dispersive XAFS (DXAFS) measurement performed using a bent-crystal polychromator at synchrotron radiation facilities [23]. The absorption spectrum can be deduced from the X-ray absorption image for the sample by simple digital processing. Fig. 2 shows that an absorption spectrum actually obtained using the PXR

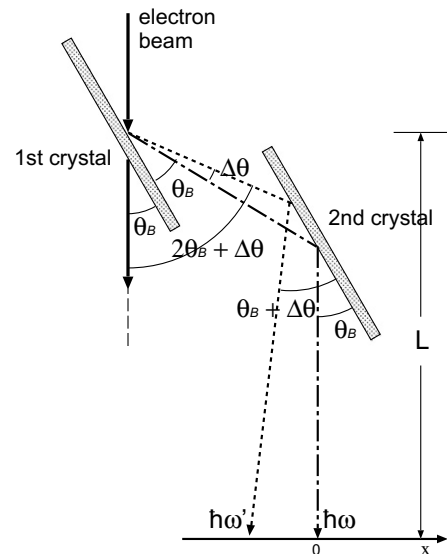


Fig. 1. Schematic explanation for the energy dispersion of PXR from a double-crystal system in the (+, -) arrangement.

Table 1
Typical specifications of the LEBRA electron linac

Electron energy	100 MeV
Acceleration frequency	2856 MHz
Macropulse duration	$\sim 10 \mu\text{s}$
Electron bunch length	$\leq 10 \text{ ps}$
Macropulse beam current	$\sim 100 \text{ mA}$
Repetition rate	2 Hz
Average current	$\sim 2 \mu\text{A}$
Normalized emittance (rms)	$\leq 20\pi \text{ mm mrad}$
Energy spread	$\leq 1\%$

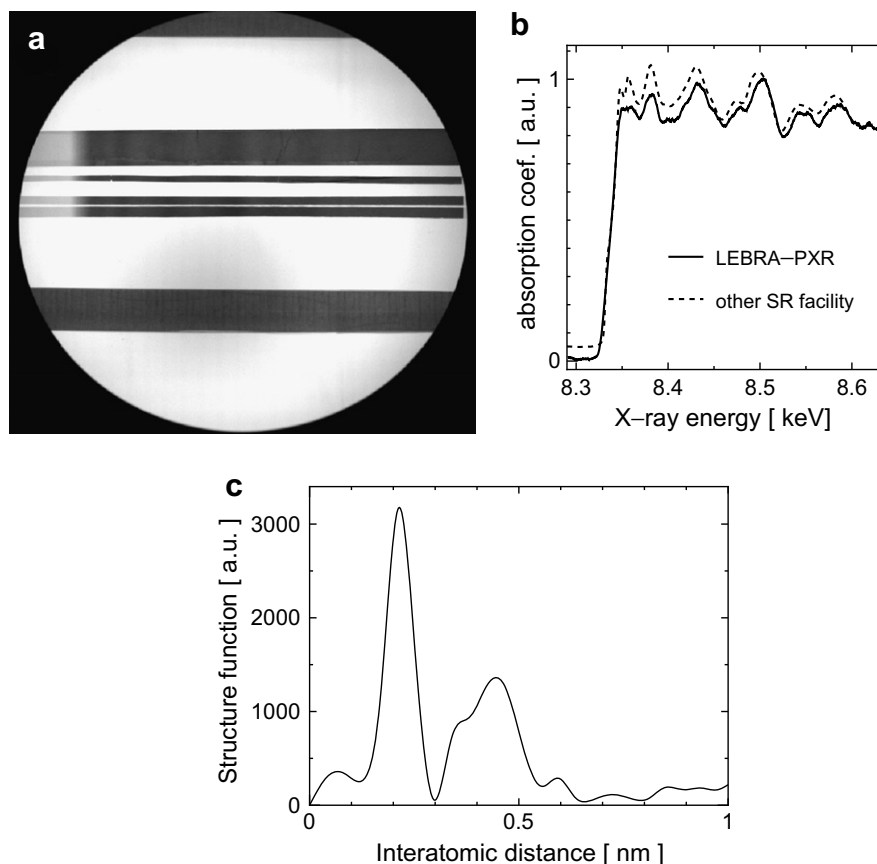


Fig. 2. (a) Typical X-ray image of Ni foils using a PXR beam of the energy near the K absorption edge (8.332 keV); (b) X-ray absorption spectrum of metal Ni (solid line) obtained from the X-ray image, compared with a typical spectrum measured at another synchrotron facility (broken line) [30]; (c) Radial structure function as the result of the EXAFS analysis of the absorption spectrum.

beam is almost the same as that obtained using conventional synchrotron radiation. The dynamic range and the spectral resolution suggested in the PXR–DXAFS method are sufficiently high for extended XAFS (EXAFS) analysis. Therefore, it can be concluded that XAFS analysis is a reasonable and promising application of PXR.

2.2. Phase-contrast imaging

Phase-contrast imaging, which has recently been of special interest as a new kind of X-ray imaging, is another promising application of PXR [24]. Actually, both the propagation-based and analyzer-based methods were applied for phase-contrast imaging using the LEBRA-PXR beam; the experimental setup is shown in Fig. 3 [20–22]. Fig. 3(a) shows the setup of the phase-contrast imaging by the propagation-based method; an edge enhancement effect can be observed due to the interference between the direct X-rays and the X-rays refracted by the sample. A typical image obtained by this type of phase-contrast imaging is shown in Fig. 4(b). Comparing this image with a conventional absorption image in Fig. 4(a), one can recognize the significant effect of the edge enhancement.

The image observed with the setup shown in Fig. 3(b) had still higher contrast, as shown in Fig. 4(c). This method, which is referred to as analyzer-based imaging or diffraction-enhanced imaging (DEI), can selectively detect the X-rays being refracted due to the sample by shifting the angle of the 3rd analyzer crystal. Here, let us recall the diffraction property at the 2nd crystal, which was discussed by comparing Eqs. (2) and (3). Due to the linear energy dispersion, all the X-rays in the radiation cone of PXR can satisfy the Bragg condition simultaneously at a certain angle of the 2nd crystal. Exactly the same behavior can be expected at the 3rd crystal in the (+, −, +) arrangement. Therefore, one can obtain almost the same rocking curves as those by high-monochromatic and parallel X-ray beams. DEI using PXR is based on this diffraction property. Fig. 5(d)–(f) show another result of PXR-DEI, where the sample is the tetra fish shown in Fig. 5(a). In this case, the rocking curve by the 3rd crystal has a width of approximately 0.002° at FWHM as shown in Fig. 5(c), where the ordinate denotes the total yield of the X-rays being diffracted by the analyzer. The contrast of the DEI image depends on the analyzer rotation angle, and Fig. 5(d)–(f) show that the images have different contrasts from that of the ordinary absorption image in

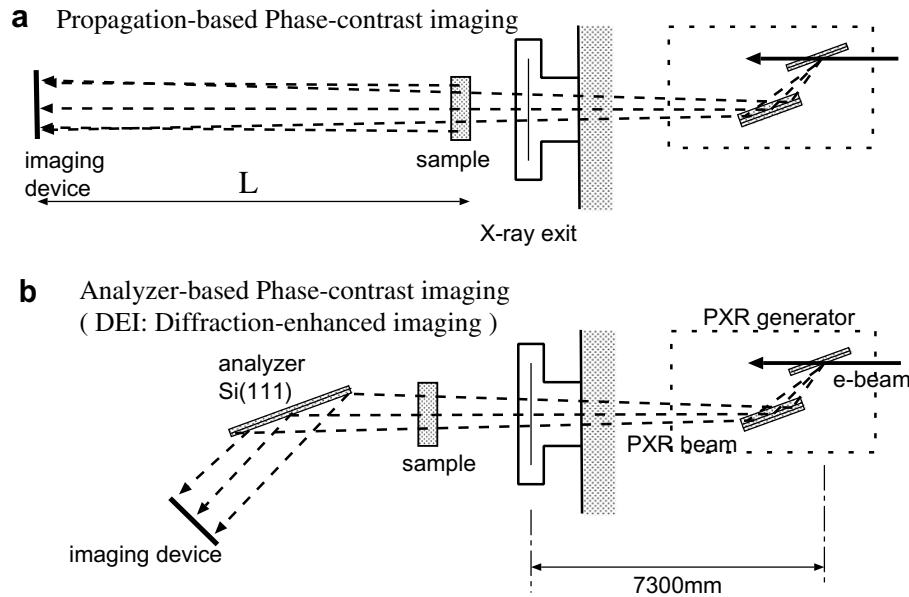


Fig. 3. Typical setup of phase-contrast imaging using the PXR beam; (a) propagation-based phase-contrast imaging, (b) analyzer-based phase-contrast imaging (DEI: diffraction-enhanced imaging). A silicon wafer 150 mm in diameter and 1 mm thick is typically used as the analyzer.

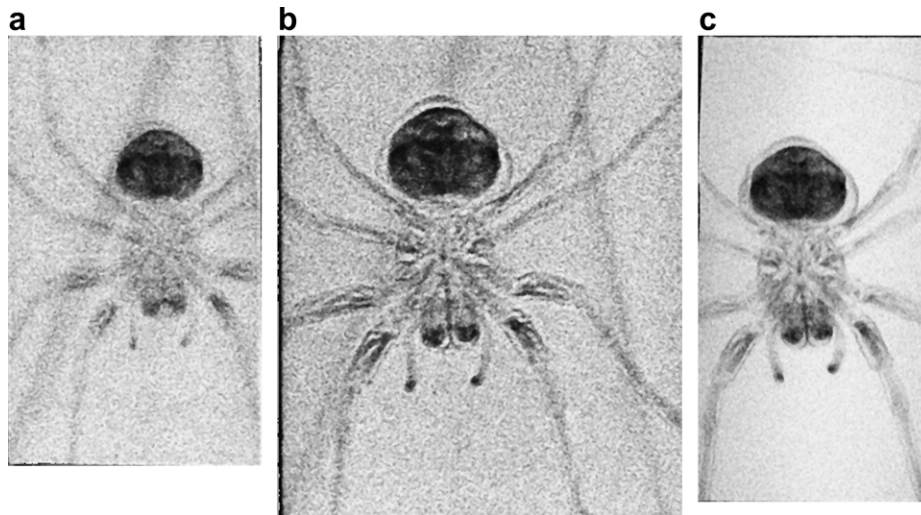


Fig. 4. Typical results of phase-contrast imaging of a spider using the PXR beam of 16 keV; (a) ordinary absorption imaging, (b) propagation-based phase-contrast imaging, (c) analyzer-based phase-contrast imaging. The distance L was adjusted to 10 cm, 220 cm and 60 cm, respectively. Each image was taken with a 45-min exposure of the imaging plate (IP).

Fig. 5(b). In Fig. 5(d), for instance, one can distinguish the viscera with higher contrast. These results are due to distinctive features of DEI and are obvious evidence that PXR has high spatial coherence. Considering the strict requirements for DEI, the success of the experiments suggests that PXR is very similar in nature to plane waves in terms of coherence, despite the cone-like divergence of the radiation in proportion to the factor $1/\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$. Furthermore, a rather large and uniform irradiation field is available for DEI even without the use of asymmetric Bragg diffraction. The results also suggest that the multiple scattering of electrons in the target crystal, which probably

contributes to the uniform intensity over the X-ray profile, does not destroy the coherence of PXR.

3. Problem with the water-cooling system

Although the advanced applications of PXR are developing satisfactorily, these applications are sensitive to the stability of the PXR source and the measuring system. Especially, there have been several problems caused by the water-cooling system for the linac and the crystal radiator.

Previously, the temperature fluctuation of the cooling water was estimated to be 0.4 °C as shown in Fig. 6(a),

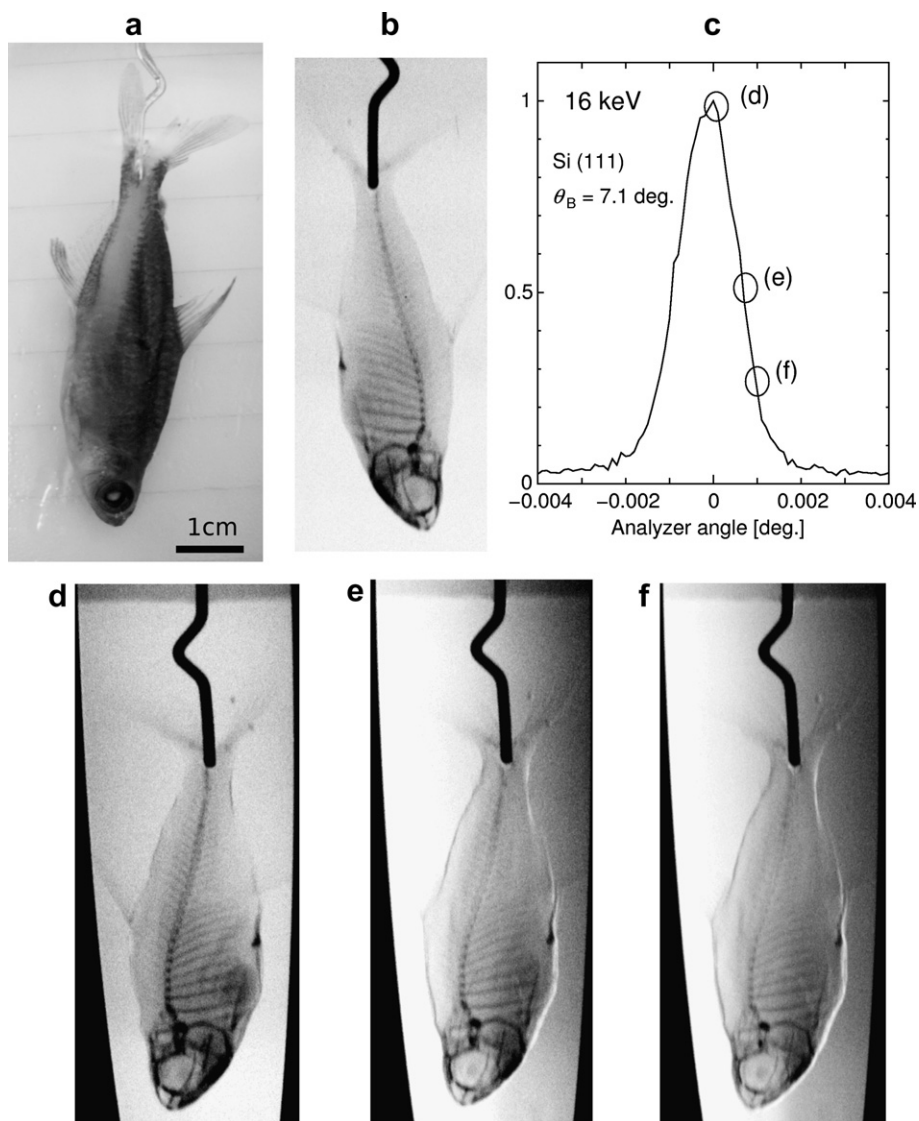


Fig. 5. Other results of analyzer-based phase-contrast imaging using a PXR beam of 16 keV. The sample is a tetra fish (a), and (b) is its absorption image (c) shows the rocking curve by the 3rd crystal, where the X-ray intensity was measured as the output voltage of an ion chamber, (d)–(f) DEI images corresponding to the marks in (c). Here, each image was taken with a 15-min exposure using the IP.

and this fluctuation had restricted the linac stability in terms of beam energy and orbit. Thus, the water-cooling system was replaced with a new one to improve the accuracy of the temperature control, and the temperature fluctuation has been suppressed to be 0.02 °C.

The effect of the cooling water around the target crystal was also serious. The target crystal in current use is a 200- μm -thick silicon wafer mechanically fixed to the copper holder, which is mounted on the goniometer and connected to the water-cooling system. The thin crystal wafer, therefore, seems to be deformed, and the state of the deformation may easily vary due to the change of the thermal stress. In addition to the temperature effect, the pressure of the cooling water was another significant problem. Since the water pressure of the linac cooling system is high, the water-hammer effect had induced vibration in the target crystal. The vibration of the target

had caused pulse-to-pulse instability of the PXR production. Hence, the water circuit around the target was separated from the linac and has been independently equipped with a small water-cooling system operating at low pressure.

The current stability of the room temperature is not very high. The replacement of the water-cooling system, however, improved the electron beam quality and the geometrical stability of the target crystal. As the result, the PXR intensity extracted from the double-crystal system was considerably stabilized, as shown in Fig. 6(b). In particular, the DEI experiment benefits from the stabilization since the PXR instability was responsible for the fluctuation of the diffraction curve at the analyzer. The effect of the improvement of the DEI image definition is shown in Fig. 7. These results suggest that temperature stability is essential to the quality of the PXR experiments.

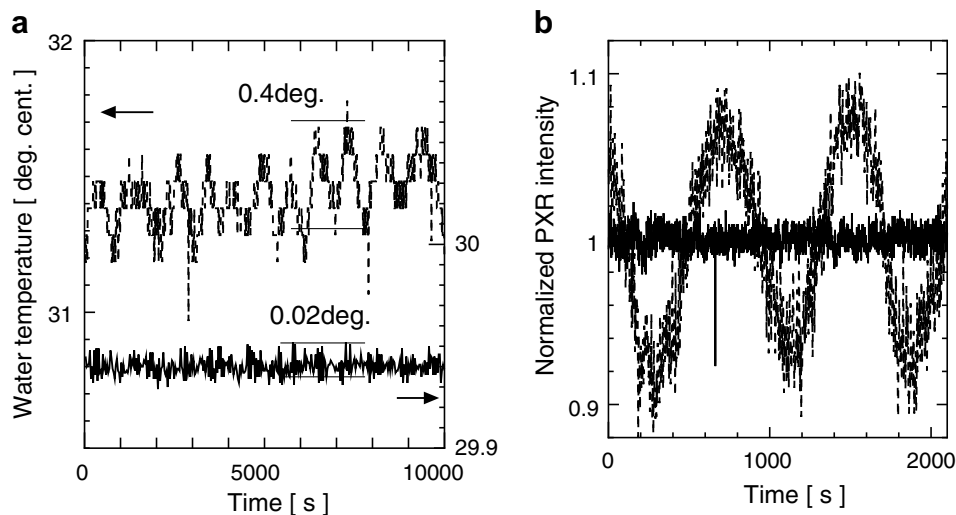


Fig. 6. (a) Water temperature of the new cooling system (solid line) compared with that of the old one (broken line); (b) Improvement of the PXR stability, where broken and solid lines denote the X-ray intensities before and after the replacement of the cooling system, respectively.

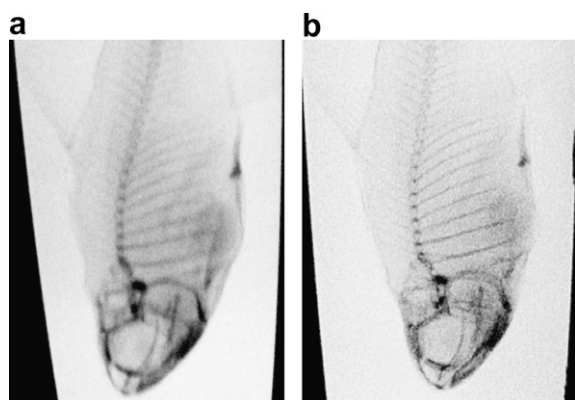


Fig. 7. Effect of the PXR stabilization due to the improvement of the water-cooling system, where (a) and (b) are DEI images of a tetra fish before and after the stabilization, respectively.

4. Effect of the electron beam size

In addition to the stability of the X-ray generator system, the PXR source size, which is determined by the size of the electron beam on the target radiator, is another significant factor governing the X-ray performance. For instance, the spectral resolution in the PXR–DXAFS method is restricted by the ratio of the source size to the distance between the source and the detector, because the X-ray energy is measured as an emission angle of X-rays from the source [25]. In the case of ordinary imaging using a point-like source, the image blur is proportional to the source size according to geometrical optics. In general, a fluorescence-based or bremsstrahlung-based X-ray source is incoherent even if it is a high-performance synchrotron radiation source. In this case, the spatial coherence of the

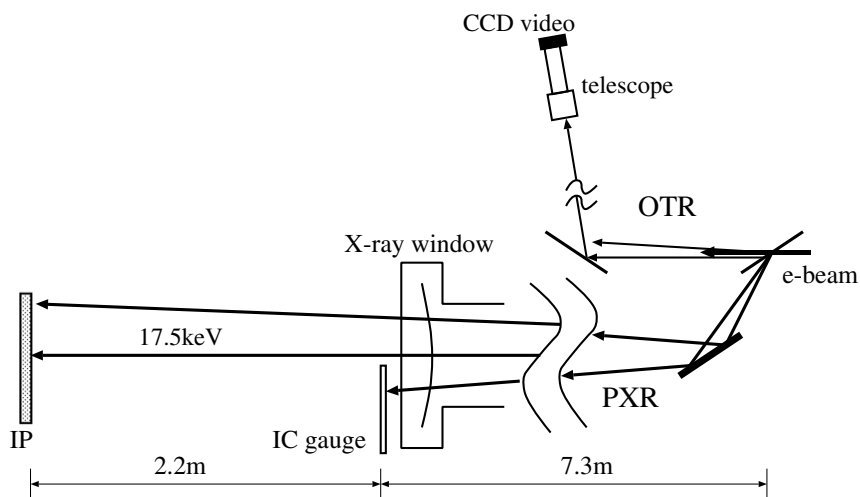


Fig. 8. Schematic setup of the experiment to investigate the correlation between the X-ray image quality and the electron beam profile, which is observed as the shape of the OTR source using a telescope, where the energy of the PXR beam was 17.5 keV. The sample for imaging is an IC gauge made of 0.15-mm-thick stainless steel, and the magnification factor is approximately 1.3.

X-rays is generally determined by the geometrical condition using van Cittert–Zernike’s theorem [26,27]. Although it is expected that PXR differs in coherence from conventional sources due to the periodic structure in the radiator, the source size still seems to be important, especially for imaging-based applications.

4.1. OTR monitoring

In order to investigate the dependence of the PXR property on the electron beam profile, the experiment in the setup shown in Fig. 8 was performed using a PXR beam of 17.5 keV. Since irradiating the target with the electron beam for PXR production also causes optical transition radiation (OTR), the electron beam profile on the target can be observed as the shape of the OTR source. Then, a telescope and a commercially available CCD video camera were introduced into the forward direction of the electron beamline for monitoring of the OTR light. The electron beam profile can be controlled by the quadrupole magnets in the linac. Fig. 9 shows several results of the observation of the OTR, which was performed at a distance of approximately 10 m from the target. The change of the profile according to the linac operation was actually observed by the use of this monitor system. The electron beam size on the target was defined as the FWHM of the OTR profile; the results are listed in Table 2. The propagation-based

Table 2

The electron beam sizes defined as the FWHM of the OTR profiles shown, respectively, in Fig. 9

Profile	Horizontal size (mm)	Vertical size (mm)
(a)	2.17 ± 0.03	1.18 ± 0.02
(b)	1.88 ± 0.04	3.05 ± 0.08
(c)	2.40 ± 0.05	0.836 ± 0.010
(d)	1.43 ± 0.01	0.838 ± 0.009

phase-contrast image discussed in the previous section was observed using the beam profile (d) in Fig. 9. Since the DEI images in Fig. 5 were obtained before being equipped with the OTR monitor, it was difficult to determine the detailed condition of the electron beam in the experiment. However, the typical electron beam used in the analyzer-based imaging supposedly had a large profile like (a) in Fig. 9. It should be noted that the phase-contrast imaging was achieved using a PXR source approximately 1 mm in diameter.

4.2. X-ray imaging with a long propagation

The simple absorption imaging with the setup shown in Fig. 8 gives enlarged images with the magnification of 1.3. Fig. 10 shows the images of an IC gauge taken at the different electron beam profiles shown in Fig. 9. Typical brightness curves along the horizontal and the vertical

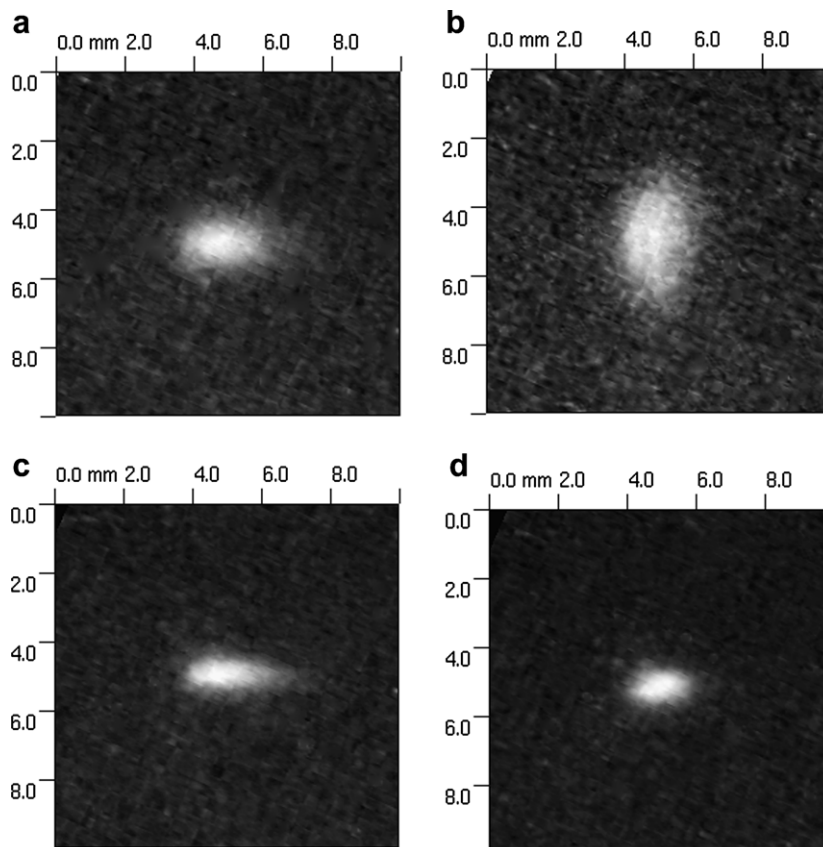


Fig. 9. Typical profiles of the OTR lights from the target crystal, where the distance between the source and the telescope was approximately 10 m.

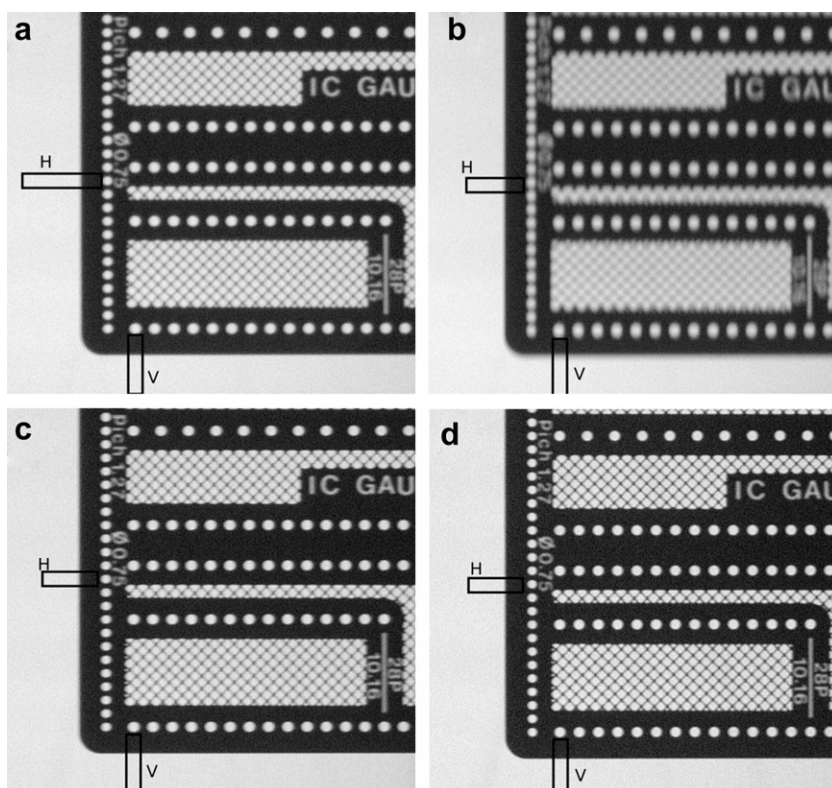


Fig. 10. Enlarged images of an IC gauge measured with the setup shown in Fig. 8. The electron beam profile for each measurement corresponds to that with the same index in Fig. 9. Each measurement time was 15 min. using an IP.

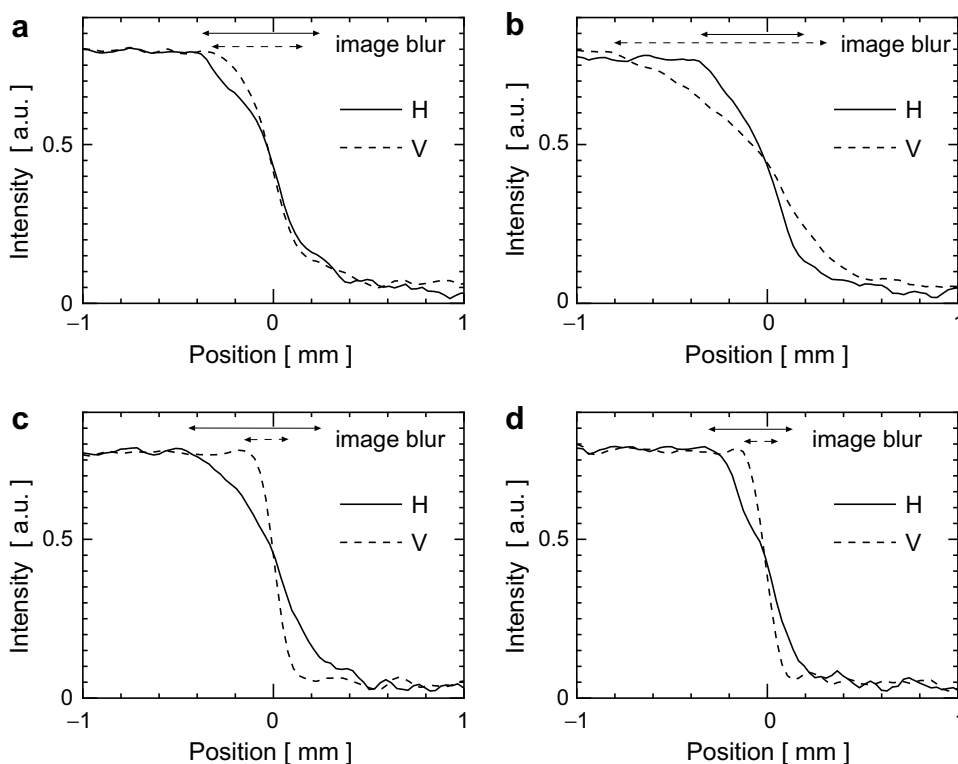


Fig. 11. Linear plots of the brightness around the edges of the images in Fig. 10, where solid and broken lines correspond to the profiles of the rectangular areas H and V in Fig. 10, respectively.

directions around the sample edge of each image are plotted in Fig. 11 for the estimation of the image blur. As is shown in Fig. 12, the fact that the degree of the image blur tends to be proportional to the electron beam size is similar to the case in a conventional X-ray source. However, linear dependence of the image blur on the beam size is not necessarily apparent in either the horizontal or vertical direction. Another phenomenon associated with this behavior has been observed. Fig. 13(a) shows the X-ray absorption image taken just behind the sample using the electron beam with the profile shown in Fig. 8(d). A kind of edge enhancement effect around the edge of the sample is shown in Fig. 13(b). In this measurement the distance between the sample and the imaging plate was only approximately 3 mm and the transmittance of X-rays through the sample is estimated to be approximately 2%. Therefore, it seems that the edge enhancement is not due to propagation-based phase-contrast, but to Fresnel diffraction [28,29]. In fact, the width of the image blur was almost independent of the measurement distance between the imaging plate and the sample when the distance was less than 1 m as shown in Fig. 14. Due to insufficient detector resolution, 50 μm

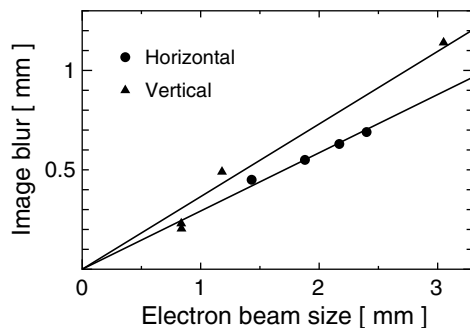


Fig. 12. Correlation between the electron beam size and the image blur, where the solid circles and solid triangles denote the data in the horizontal and vertical directions, respectively.

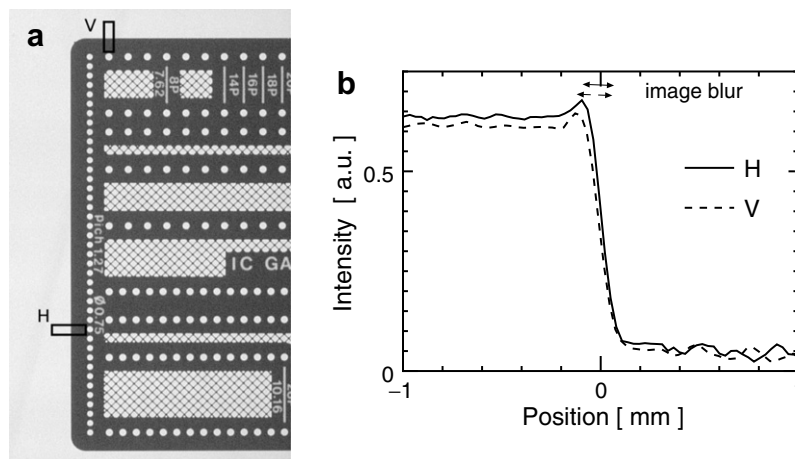


Fig. 13. (a) X-ray image when the distance between the sample and the detector was approximately 3 mm, where the electron beam with the profile shown in Fig. 9(d) was used; (b) Edge enhancement observed in (a), where solid and broken lines correspond to the profiles of the rectangle areas *H* and *V*, respectively.

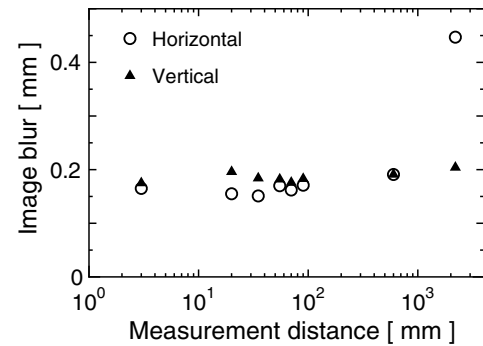


Fig. 14. Dependence of the image blur on the distance between the sample and the detector. The circles and triangles denote the data in the horizontal and vertical directions, respectively. In this experiment the electron beam with the profile in Fig. 9(d) was used.

at best, we could not conclude that the edge enhancement corresponded to a Fresnel pattern. However, this phenomenon is one of the dominant factors in determining the definition of PXR imaging and may be more evidence of the PXR coherence. Consequently, a simple estimation based on geometrical optics is inadequate for the coherence of PXR.

5. Temporal behavior of PXR during a macropulse

Besides the effects discussed in the previous section, another significant effect was found in terms of the image definition. To investigate the behavior of PXR intensity during a macropulse of the linac, the intensity at the center of the PXR beam was measured using an X-ray NaI scintillation detector with an active area 10 mm in diameter. As a result of the experiment, it was found that the time-structure of the PXR intensity is complicated even if the macropulse of the electron beam is rather flat. A strong dependence of the time-structure on the electron beam profile was also found. In addition to the effect of the electron

beam, the 2nd crystal angle of the PXR generator correlates with the structure. Figs. 15 and 16 show typical results

using the electron beam with profiles in Fig. 9(a) and (b), respectively. Since these waveforms were measured as aver-

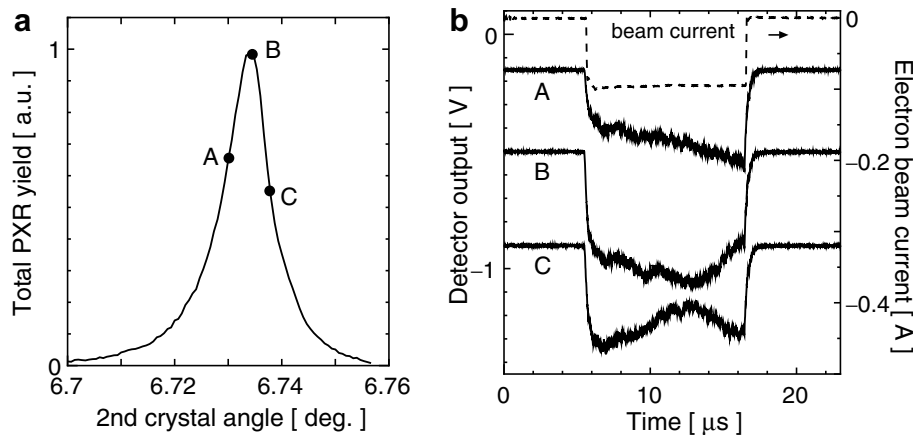


Fig. 15. (a) Rocking curve at the 2nd crystal measured using an ion chamber with an active area 100 mm in diameter, in the case of the electron beam profile in Fig. 9(a); (b) macropulse structure of PXR at the 2nd crystal angle corresponding to the same index in (a), where the background is subtracted from each waveform.

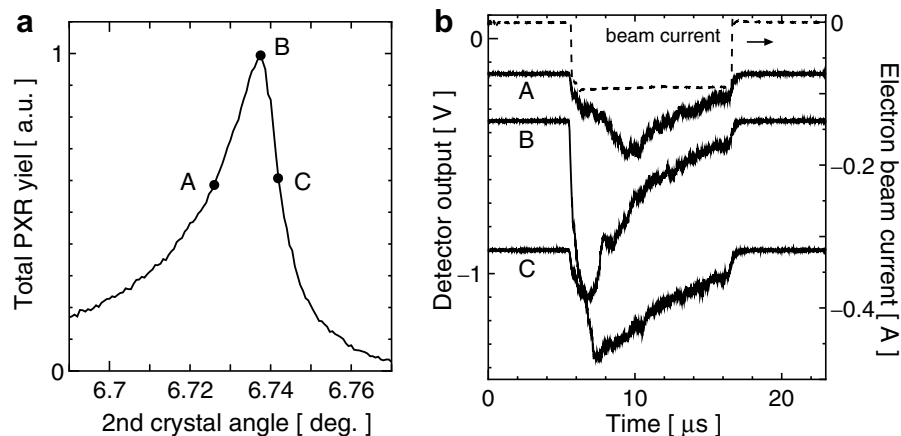


Fig. 16. (a) Rocking curve at the 2nd crystal measured using an ion chamber with an active area of 100 mm diameter, in the case of the electron beam profile in Fig. 9(d); (b) macropulse structure of PXR at the 2nd crystal angle corresponding to the same index in (a), where the background is subtracted from each waveform.

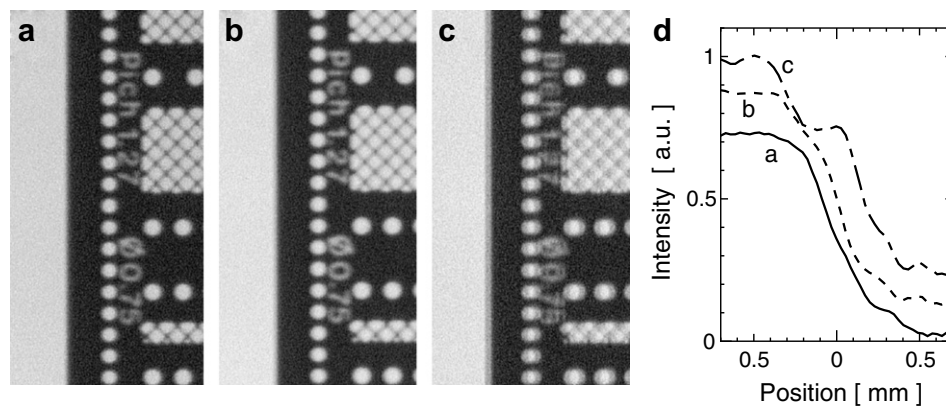


Fig. 17. X-ray images around the sample edge, where (a), (b) and (c) were observed in the conditions corresponding to A, B, C in Fig. 15, respectively; the solid, the broken, and the dot-dashed lines in (d) are horizontal profiles of (a), (b) and (c), respectively.

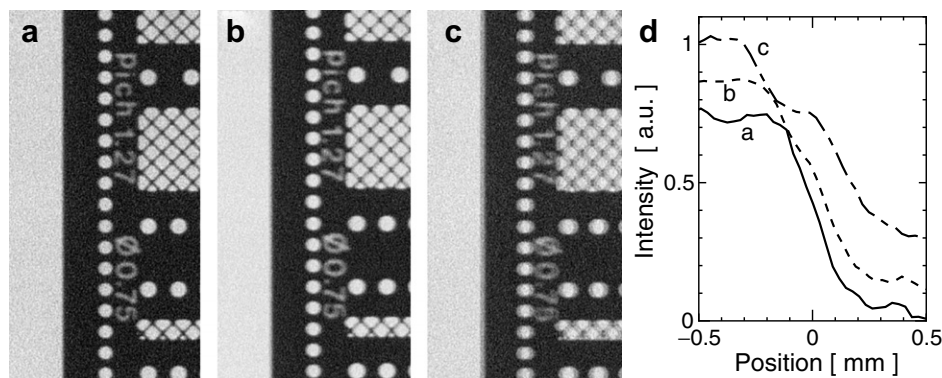


Fig. 18. X-ray images around the sample edge, where (a), (b) and (c) were observed in the conditions corresponding to A, B, C in Fig. 16, respectively; the solid, the broken and the dot-dashed lines in (d) are horizontal profiles of (a), (b) and (c), respectively.

ages of 16 events, the complicated structures in the PXR macropulse are rather reliable. From this point of view, all the images in Figs. 10 and 13(a) were observed at the peaks of the rocking curves, e.g. at point B in Fig. 15(a) or Fig. 16(a). Naturally, it is expected that the complicated behavior of PXR at the macropulse duration should affect the visibility of the X-ray imaging. In fact, the change of the visibility was observed to depend on the 2nd crystal angle, even for an electron beam of the same profile. Typical results of this observation are shown in Figs. 17 and 18, which correspond to Figs. 15 and 16, respectively. In particular, the images obtained at point C in Figs. 15 and 16 are double and therefore appear to be due to the superposition of different PXR states.

Considering that the PXR intensity recovers at the latter part of the macropulse, for instance, in the case of C in Fig. 15, the variation of the PXR intensity scarcely appears to result from the effect of the thermal factor. Instead of a simple heating effect, the rapid deformation of the target crystal induced by the bombardment of the incident electrons seems to cause the change of the PXR state. Taking into account the localized energy deposit of several hundreds mJ per one macropulse due to the electron beam and the speed of sound in silicon crystal of several km/s, the acoustic effect could complicatedly deform the crystal in a period of microseconds. Although we cannot verify this explanation, the phenomenon is one of the most serious factors restricting the performance of the PXR beam. In particular, the effect presents an obstacle in evaluating the coherence of PXR.

6. Conclusions

Using the PXR beam from a double-crystal system, advanced applications such as DXAFS and phase-contrast imaging were actually achieved. In particular, the success of the DEI experiment demonstrated the remarkable coherence of PXR. Furthermore, the investigation into the correlation between the electron beam profile and the definition of the X-ray imaging has also suggested that PXR differs from other incoherent X-ray sources obeying

geometrical optics with respect to the coherence. The experimental results have actually indicated that a radiation source 1 mm in size can produce phase-contrast images in the case of PXR.

On the other hand, the measurement for the time-structure of the PXR intensity has suggested that rapid deformation of the target crystal is induced by incident electrons at the macropulse duration. In addition to the suppression of the long-term instability due to the temperature fluctuation, further analysis of the effect will be essential to improving the quality of intense PXR.

Acknowledgements

This work was supported in part by MEXT.KAKENHI (17560046, 17760058 and 17760059). The PXR application studies were also financially supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research Program from Nihon University (Sogo: 04-019 and 05-029, TS).

References

- [1] M.L. Ter-Mikaelian, *High-energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley Interscience, New York, 1972.
- [2] V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, *Nucl. Instr. and Meth.* 228 (1985) 490.
- [3] Y.N. Adishchev, V.A. Verzilov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov, S.A. Vorobyev, *Nucl. Instr. and Meth. B* 44 (1989) 130.
- [4] A.V. Shchagin, V.I. Pristupa, N.A. Khizhnyak, *Phys. Lett. A* 148 (1990) 485.
- [5] H. Nitta, *Phys. Lett. A* 158 (1991) 270.
- [6] K.-H. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Dambach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K.H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Shöpe, T. Walcher, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 2462.
- [7] Y. Hayakawa, M. Seto, Y. Maeda, T. Shirai, A. Noda, *J. Phys. Soc. Jpn.* 67 (3) (1998) 1044.
- [8] T. Akimoto, M. Tamura, J. Ikeda, Y. Aoki, F. Fujita, K. Sato, A. Honma, T. Sawamura, M. Narita, K. Imai, *Nucl. Instr. and Meth. A* 459 (2001) 78.
- [9] D.W. Rule, R.B. Fiorito, M.A. Piestrup, C.K. Gary, X.K. Maruyama, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 1552 (1991) 240.
- [10] R.B. Fiorito, D.W. Rule, X.K. Maruyama, K.L. DiNova, S.J. Evertson, M.J. Osborne, D. Snyder, H. Rietdyk, M.A. Piestrup, A.H. Ho, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 704.

- [11] I. Endo, M. Harada, T. Kobayashi, Y.S. Lee, T. Ohgaki, T. Takahashi, M. Muto, K. Yoshida, H. Nitta, A.P. Potylitsin, V.N. Zavaev, T. Ohba, Phys. Rev. E 51 (1995) 6305.
- [12] J. Freudenberger, H. Genz, V.V. Morokhovskiy, A. Richter, J.P.F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 270.
- [13] B. Sone, Y. Danon, R.C. Block, Nucl. Instr. and Meth. B 227 (2005) 22.
- [14] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, in: Proceedings of 12th Symposium on Accelerator Science and Technology, Wako, Japan, 1999, p. 391.
- [15] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, Nucl. Instr. and Meth. B 227 (2005) 32.
- [16] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, A. Mori, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao, T. Sakae, Nucl. Instr. and Meth. B 252 (2006) 102.
- [17] T. Sakae, Y. Hayakawa, A. Mori, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, T. Tanaka, K. Hayakawa, I. Sato, J. Miner. Petrol. Sci. 101 (2006) 10.
- [18] A. Mori, Y. Hayakawa, A. Kidokoro, I. Sato, T. Tanaka, K. Hayakawa, K. Kobayashi, H. Ohshima, Nucl. Instr. and Meth. B 252 (2006) 118.
- [19] A. Mori, Y. Hayakawa, I. Sato, T. Tanaka, K. Hayakawa, T. Kuwada, K. Kobayashi, H. Ohshima, in: AIP Conference Proceeding: Synchrotron Radiation Instrumentation: SRI2006, Daegu, Korea, 2007, p. 1841.
- [20] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao, M. Inagaki, A. Mori, in: AIP Conference Proceeding: Synchrotron Radiation Instrumentation: SRI2006, Daegu, Korea, 2007, p. 123.
- [21] T. Kuwada, Y. Hayakawa, K. Nogami, T. Sakai, T. Tanaka, K. Hayakawa, I. Sato, in: AIP Conference Proceeding: Synchrotron Radiation Instrumentation: SRI2006, Daegu, Korea, 2007, p. 1968.
- [22] Y. Hayakawa, K. Hayakawa, M. Inagaki, T. Kuwada, A. Mori, K. Nakao, K. Nogami, T. Sakae, T. Sakai, I. Sato, Y. Takahashi, T. Tanaka, in: Proceedings of SPIE: International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena II, Vol. 6634, Frascati, Italy, 2007, p. 663411-1.
- [23] A. Yamaguchi, Y. Inada, T. Shido, K. Asakura, M. Nomura, Y. Iwasawa, J. Synchrotron Radiat. 8 (2001) 654.
- [24] R. Fitzgerald, Phys. Today 53 (2000) 23.
- [25] M. Inagaki, Y. Hayakawa, K. Hayakawa, K. Nakao, K. Nogami, T. Tanaka, T. Sakai, I. Sato, in: Proceedings of the 4th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 32nd Linear Accelerator Meeting in Japan, 2007, p. 586 (in Japanese).
- [26] P.H. van Cittert, Physica 1 (1934) 201.
- [27] F. Zernike, Physica 5 (1938) 785.
- [28] F. van der Veen, F. Pfeiffer, J. Phys.: Condens. Mat. 16 (2004) 5003.
- [29] X. Xiao, Q. Shen, Phys. Rev. B 72 (2005) 033103.
- [30] The Consortium for Advanced Radiation Sources, XAFS Data Library. URL <<http://cars9.uchicago.edu/>>.

Dynamic Response of Local Layer and Molecular Orientation in Smectic Liquid Crystals by Time Resolved X-ray Micro-Diffraction

Dept. of Physics, Nihon Univ.¹

Institute of Materials Structure Science, High Energy Accelerator Research Organization²

Dept. of Organic and Polymeric Materials, Tokyo Institute of Technology³

Yumiko Takahashi^{1*}, Atsuo Iida², Yoichi Takanishi³,

Hideo Takezoe³, Kouichi Takase¹, Yoshiki Takano¹ and Kazuko Sekizawa¹

キラル分子からなるスメクティック液晶のSmA*相では、電場によって配向ベクトルの傾き角が誘起される電傾効果が観察される。電傾効果における局所層構造としてこれまで水平シェブロンを基本構造とするモデルが提案されてきたが、放射光時分割マイクロビームX線回折法により、垂直シェブロンと水平シェブロンが空間的に交互に現れるストライプ構造であることが分かった。また分子配向の変化をハローパターンから直接的に求め、層構造と分子配向の関係を明らかにした。

1 Introduction

Chiral smectic-A (SmA*) liquid crystals exhibit an electroclinic effect, wherein the electric field induces molecular tilt accompanied by the layer deformation [1]. The electroclinic effect is the fastest electro-optical effects in liquid crystals. Since the smectic layer shows sometimes complicated minute structures such as a stripe texture, the direct observation of the local layer structure with a spatial resolution of a few μm and temporal resolution less than ms is desirable to study the electroclinic effect. In this study, dynamic local layer structure and local molecular orientation in the electroclinic effect were analyzed with a time resolved X-ray micro-diffraction.

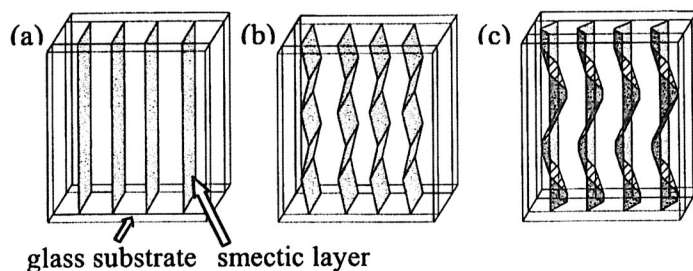


Figure 1: Schematic representation of smectic layer configurations in SmA* phase: bookshelf (a), horizontal chevron (b) and horizontal chevron + vertical chevron (c) structures.

*E-mail: yumikot@shotgun.phys.cst.nihon-u.ac.jp

2 Experimental

The experiment was carried out on BL-4A at the PF, KEK. X-rays were focused down to about $3 \times 4 \mu\text{m}^2$, which is smaller than the stripe width. A position sensitive proportional counter and a CCD X-ray camera with a gated image intensifier were used for the layer and intra-layer molecular response measurement, respectively. The samples were ferroelectric liquid crystals (TK-C101) and measured at $T_c + 0.1^\circ$, where T_c is the phase transition temperature from SmC^* to SmA^* (56°C).

3 Results and Discussion

In the SmA^* phase, the well-known bookshelf structure was realized without field application (Fig. 1(a)). At the high AC electric field, the local layer structure transformed repeatedly between the combination of the deformed horizontal chevron and the vertical chevron (at $\pm 20 \text{ V}$, Fig. 1(C)) and the quasi-bookshelf structure (at 0 V) [2]. This result is in contrast to the previous model of the simple horizontal chevron (Fig. 1(b)). The intra-layer order of the molecular arrangement observed by the time resolved halo pattern (Fig.2) showed the change of molecular orientation depending on the electric field as shown in Fig.3. In addition, the spatially-alternate molecular orientation corresponds to the layer deflection.

With the time-resolved X-ray micro-diffraction, the relation between the local layer deformation and the molecular orientation in the electroclinic effect was revealed for the first time.

References

- [1] S. Garoff and R. B. Mayer, Phys. Rev. Lett. **38** (1977), 848
- [2] Atsuo Iida et al., Liquid Crystals **32** (2005), 717

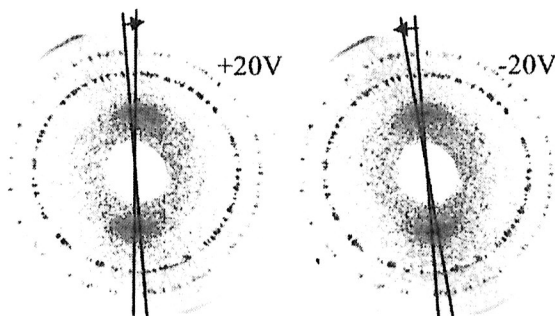


Figure 2: Time resolved micro X-ray halo patterns (short arcs at the upper and lower sides) Time resolution 25 ms.

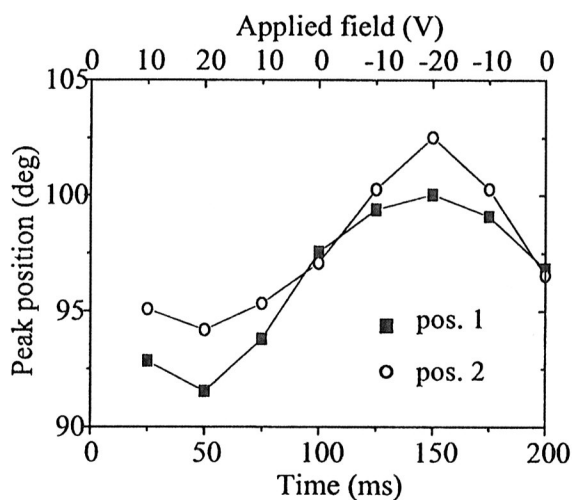


Figure 3: Peak angular positions of the halo pattern as a function of time and applied voltage. Distance between pos. 1 and pos. 2 is $5 \mu\text{m}$, corresponding to the adjacent stripes.


第4回

日本加速器学会

会期 2007年 8/1 水 ~ 8/3 金

会場 和光市民文化センター サンアゼリア

主催 日本加速器学会・リニアック技術研究会

共催  独立行政法人 理化学研究所
仁科加速器研究センター

第32回

リニアック技術研究会

委員会一覧

組織委員会 委員長：矢野 安重 (理研) 石井 慶造 (東北大学) 上坂 充 (東大) 浦川 順治 (加速器学会) 榎戸 武揚 (北大) 加藤 政博 (分子研) 神谷 幸秀 (KEK) 木村 嘉孝 (加速器奨励会) 熊谷 教孝 (SPring-8) 佐藤 勇 (日本大) 田川 精一 (大阪大) 富増 多喜夫 (九州佐賀 LS) 野田 章 (京大) 野田 耕司 (放医研) 畑中 吉治 (大阪大) 服部 俊幸 (東工大) 浜 広幸 (東北大) 堀 利匡 (広島大) 望月 孝晏 (兵庫県立大学) 森 義治 (京大) 山崎 良成 (KEK/JAEA) 山田 家和勝 (産総研) 山田 廣成 (立命館大) 鷲尾 方一 (早大)

プログラム委員 委員長：後藤 彰 (理研) 安東 愛之輔 (兵庫県立大) 浦川 順治 (KEK) 大熊 春夫 (SPring-8) 上垣 外修一 (理研) 小関 忠 (KEK) 佐藤 勇 (日本大) 佐藤 潔和 (東芝) 田中 博文 (三菱電機) 野田 耕司 (放医研) 浜 広幸 (東北大) 原 徹 (理研) 堀 利匡 (広島大) 福田 光宏 (大阪大) 峰原 英介 (JAEA)

実行委員会 委員長：加瀬 昌之 (理研) 池沢 英二 (理研) 奥野 広樹 (理研) 大西 純一 (理研) 木寺 正憲 (理研) 熊谷 桂子 (理研) 込山 美咲 (理研) 坂本 成彦 (理研) 田中 俊成 (日大) 中川 孝秀 (理研) 中村 仁音 (理研) 長谷部 裕雄 (理研) 福西 暢尚 (理研) 藤 純 雅 (理研) 藤巻 正樹 (理研) 真家 武士 (理研) 宮内 成真 (理研) 龍頭 啓亮 (理研) 渡辺 環 (理研)

連絡先 日本加速器学会事務局
〒170-0013 東京都豊島区東池袋2-62-8
ビッグオフィスプラザ507(有)ワーズ内

TEL 03-5960-3488

FAX 03-5950-1292

URL <http://www.pasj.jp/>

e-mail pasj4-lam32@kasokuki.com

STATUS OF LABORATORY FOR ELECTRON BEAM RESEARCH AND APPLICATION AT NIHON UNIVERSITY*

Toshinari Tanaka^{1,A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Yumiko Takahashi^{A)}, Kyoko Nogami^{A)},
Keisuke Nakao^{A)}, Isamu Sato^{B)}, Takao Kuwada^{B)}, Takeshi Sakai^{B)}, Manabu Inagaki^{B)}, Atsushi Enomoto^{C)},
Shigeki Fukuda^{C)}, Satoshi Ohsawa^{C)}, Kazuro Furukawa^{C)}, Shinichiro Michizono^{C)}

A) Institute of Quantum Science, Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

B) Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

C) Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801

Abstract

The beam-on time of the 125 MeV linac at Nihon University exceeded 1800 hr in the last 12 months, most of which dedicated to the user experiments. The linac cooling water temperature has been controlled to 30 ± 0.01 °C by the improvement of the fine cooling water system, which resulted in more stable operation of the linac. Fluctuation of the parametric X-ray intensity at the output port has been suppressed to ± 2 % by reducing the vibration of the Si target crystal.

日本大学電子線利用研究施設の現状

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) では 125MeV電子リニアックを用いた自由電子レーザー (FEL) とパラメトリックX線 (PXR) の発生及びそれらの学内共同利用という電子線の高度利用を、文部科学省の学術フロンティア推進事業の支援を受けて進めている。共同利用に着手したのは2003年であるが、加速器の性能向上と利用研究の開拓が進み、年間のビーム利用時間は着実に伸びてきた。

この1年間 (2006年7月~2007年6月) クライストロン通電時間は2300時間を超え、ビーム加速時間は1800時間を超えた。これらは昨年に比べ約300時間上回っており、特にPXRを利用した実験へのビーム提供時間が増加したことが大きく寄与している^[1]。

この間、加速器運転と並行して冷却装置の更新などにより加速器動作と光源の安定度向上を図り、各部において生じた故障などの問題に取り組んできたので、加速器運転状況とともに報告する。

2. 運転時間の推移とクライストロン動作

共同利用開始以来の年間加速器運転時間を表1に示す。電子リニアックはクライストロン2本でRFを供給している。クライストロン2号機は2003年1月にそれまでのPV3030A1からPV3040N (日大仕様のPV3030A3) に換えたが、1号機は2000年4月から交換せず使用しているPV3030A1である。パルス幅

20 μ sのRFをピーク約20MW出力で使用しているが、1本のクライストロンを長パルス動作でこれほど長期間使用し続けていられるのは、パルス繰り返し数がほとんどの運転で2Hzと低いこともあるが、真空仕様の導波管をクライストロン出力窓のすぐ下流で排気し、窓の放電によるガス放出から迅速に真空を回復するよう改良したことが大きく寄与している。

表1. 年間加速器運転時間の推移

Fiscal Year	LV ON (hr)	#1 HV		#2 HV	
		ON (hr)	ON (hr)	ON (hr)	BEAM ON (hr)
2003	2406	1589	1894	853	
2004	1830	1354	1350	1082	
2005	1763	1529	1510	1326	
2006	2343	2153	2153	1791	
2007	605	568	568	481	
Latest	2356	2193	2193	1856	

2003年は交換後のクライストロン2号機の状態が不安定でエージングに相当な時間を掛けたため運転時間は長い、共同利用開始が遅れたためビーム利用時間は短かった。その後、本格的に共同利用が進められ、多くのマシンタイムがビーム利用に使われるようになった。これに伴いビーム利用時間が年々長くなっていることが表に示されている。2007年度

*文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) (平成17~19年度)

¹ E-mail: tanaka@lebra.nihon-u.ac.jp

は3ヶ月のみであるが、最近1年間の運転時間に匹敵するペースで運転している。

加速器は週4日、日中のみの運転を基本にしており、この1年間では年間運転日数は200日になっている。従って、長期休暇期間以外は毎週運転していることになる。最近PXR利用実験において長時間を要するテーマに取り組んでおり、24時間を超える連続運転を行う場合もある。この3月末には加速器の長時間運転における動作安定度の調査を兼ねて約80時間の連続運転も行っている。

クライストロン1号機はKEKで長期間使用し、すでにRF出力窓が十分エージングされた状態となっていたためか、動作は安定している。一方、2号機は日大で使用を開始したものである。2003年1月に定常運転に必要なピークRF出力20MWが得られるまでエージングを行ってからビーム加速に使用しているが、4年以上経た現在でもRF窓からのガス放出による運転中のトラブルが収束しない。特に、年末年始や連休、あるいは工事や故障によりマシンの停止が1週間程度続くと、再起動の際には2号機のRF窓からのガス放出量が多くなる。この場合、RF窓の放電によりシャットダウンを繰り返すため出力を上げられず、定常運転に入るまでエージングに1~2日を要する。通常の運転サイクルでは火曜日から金曜日まで4日間運転し3日間停止するため、週明けの運転開始時にも同様の傾向があり、30分~1時間程度かけてRF出力を徐々に上げている。

3. 冷却系の改良

加速器冷却装置は老朽化が進んでいたため、2005年から部分的な更新を重ねてきた。2006年3月までの工事において冷却水配管の更新、冷凍機の更新、さらに精密温調装置へ送る冷水の温度安定化を行い、加速管冷却水の送り出し温度を $30 \pm 0.05^\circ\text{C}$ まで安定化することが出来た。さらに2006年末から2007年2月にかけてパネル熱交換器を採用した精密温調装置の設置工事を行った。設置空間の制限から、全体を1カ所にまとめることが出来ず、機器分散型装置とした。

従来の精密温調装置では、加速管から戻った冷却水を一旦リザーバタンクに蓄えた後に熱交換器に通して熱除去を行い温度安定化して再び加速管に送り出す、という流路を形成していた。この方法では、熱交換器を通る際に三方弁の動作速度と精度によって冷却水温度の安定度が決まり、冷凍機からの冷水の速い温度変化が冷却水温度に伝わり易いという問題があった。そこで更新に際しては、加速管から戻った冷却水を先に熱交換器に通して温度安定化を行い、新たに製作した容量800リットルのリザーバタンクに入れてから再び加速管に送る流路に変更した。変更した現状の冷却系の概念図を図1に示す。

2006年の冷凍機冷水温度改善によって、冷水温度は15~20分周期の冷凍機ON/OFFによる変動に加え三方弁動作速度による約50秒周期の変動があり最大 $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 程度の周期的変動が生じている。熱交換器出口での加速器冷却水温度も同じ周期で $30 \pm 0.05^\circ\text{C}$

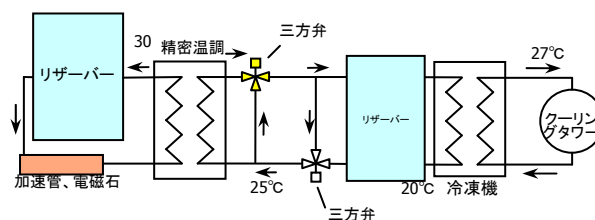


図1. 2007年に改良後の冷却系概念図。

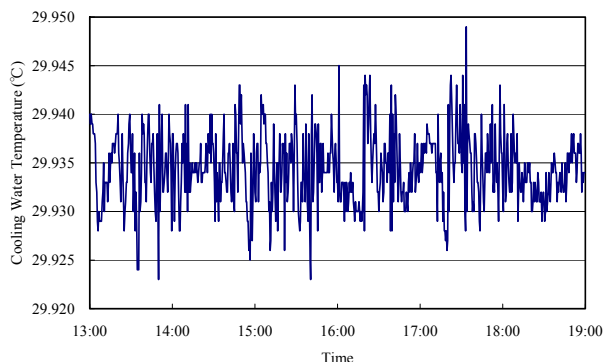


図2. 精密温調冷却装置改良後の加速管送り出し冷却水温度変化を6時間に渡って測定した結果の例。ほぼ $\pm 0.01^\circ\text{C}$ まで安定化された。

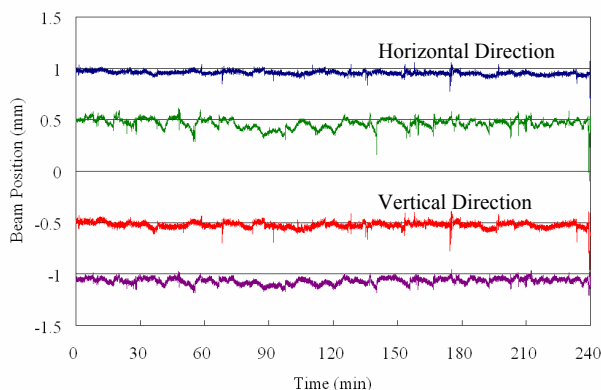


図3. 冷却水安定度改善前後のFELビームライン入口においてビーム位置モニターを用いて測定したビーム軌道変動の比較。水平、鉛直とも上側が $\pm 0.01^\circ\text{C}$ に安定度を改善後の軌道変動。

の変化がある。冷却水流量は毎分250リットルなので、容量800リットルのリザーバタンク内の冷却水が完全に入れ替わるまで3分以上かかる。そのためこの間に約4周期の温度変化を繰り返した冷却水がリザーバタンク内で混合されることになり、結果としてリザーバタンク出口の冷却水温度は平均化され、温度安定度の改善が期待されると考えられた。

実際にこの流路に改良した結果、図2に示すように加速管に送り出す冷却水温度はほぼ $\pm 0.01^\circ\text{C}$ まで安定化された。FELビームラインのアンジュレータ入口でビーム位置モニターにより水平方向と鉛直方向の軌道の変動を測定し、冷却水温度の安定度改善前後を比較した結果を図3に示す。スパイク状

の軌道変動はリニアック入射部やクライストロン窓の放電によるが、冷凍機のON/OFF動作が関連していたと考えられるビーム軌道の変動は見られなくなり、全体的にビーム軌道の安定度が若干改善されている。

PXRの出力ポートにおけるX線強度変動は、PXR発生装置の電子ビーム照射Siターゲット結晶の冷却水温度改善により小さくなったが、短時間での±10%程度の変動が残っていた。これはターゲット結晶の冷却に精密温調装置の高水圧冷却水を供給していたためウォーターハンマーによる振動の影響が疑われていた。そこで、PCのCPU水冷クーラーを応用した低水圧冷却装置を組み込んで振動抑制効果を試した。PXR出力ポートに置いた電離箱で測定した結果では図4のようにそれまでの±10%から±2%程度まで変動幅が小さくなった。CPUクーラーでは温度安定化を行う構造にはなっていないため、精密温調装置のリザーバタンクを循環する低水圧流路を新たに1系統作りターゲット冷却専用にする予定である。

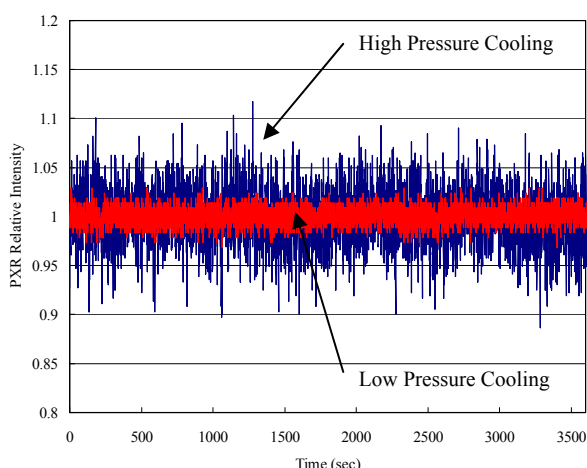


図4. PXRのSiターゲット結晶冷却を精密温調装置の高水圧系からPCのCPUクーラーを用いた低水圧系に変更したことによるPXR強度の安定化。PXR出力ポートにおいて電離箱で測定。

4. 電子銃における放電

2006年11月から電子銃碍子の内側で大きな放電が頻発するようになった。この放電が起きるとその後ビーム電流値が安定するまで時間がかかり、エネルギー変動によるビーム不安定化を招いたため利用実験に支障を来す状況になった。変動しセラミクス碍子の耐圧低下が疑われ、2007年1月に碍子の交換とアノード電極の確認を行った。電子銃碍子は9年間使い続け一度も交換していなかったため、図5の写真に見られるように内壁は黄色く変色が進んでいた。また、アノード電極は中心部付近がカソードから蒸散した物質でコーティングされていた上に、多数の放電痕が確認された。このため、目の細かいサンドペーパーでアノード電極表面を磨きコーティングを



図5. 電子銃セラミクス碍子の写真。左は放電の頻発で取り外した直後のもので、セラミクス内面が黄色く変色している。右は代わりに取り付けた予備の碍子。

除去した。交換した碍子は内壁から放出するガス量が多いためか、電子銃の真空度が以前に比べて不安定になっているが、現状ではビーム安定度を大きく損なうほど深刻ではない。

5. FEL共振器と光輸送ラインの変動

FEL共振器にSi基板銀蒸着ミラーを試した結果、耐久性が低いことが判明し、結局銅基板銀蒸着ミラーに戻した。現在は従来と異なるメーカーの銅基板銀蒸着ミラーを使っている。耐久性については今後使用時間を蓄積して判断する必要があるが、明確に従来品より劣る兆候を示す出力の差は見られない。

2006年以来FEL光輸送ラインで、途中の真空チャンバー内の平面ミラーの向きがずれ、実験室にFELが届かず実験が出来ない問題が数回発生した。ミラー固定構造とアライメント用微調整構造に問題があることが判明し、今後改良の必要がある。

6. まとめ

この1年間でリニアック電子ビームの共同利用時間は1800時間を超え、今後も増加が予想される。加速器と利用光源の安定化により高度な利用に対応するため冷却系の改良を行い、加速管冷却水温度をほぼ±0.01℃まで安定化し、またPXR出力の安定化を実現した。FEL共振器ミラーはまだ十分耐久性の高いものが得られてはいない。加速器の安定度は数年前に比べ格段に向上したが、FELの安定した発振と供給を実現するにはさらに改善が必要である。

参考文献

- [1] T.Tanaka et al., Proceedings of the 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31st Linear Accelerator Meeting in Japan (Sendai, Aug. 2-4, 2006) 12.

SPACE COHERENT X-RAY GENERATOR USING ELECTRON LINAC

Isamu Sato^{A)}, Takao Kuwada^{A)}, Takeshi Sakai^{A)}, Manabu Inagaki^{A)}, Ken Hayakawa^{B)}, Toshinari Tanaka^{B)},
Yasushi Hayakawa^{B)}, Keisuke Nakao^{B)}, Kyoko Nogami^{B)}, Yumiko Takahashi^{B)}, Hiroshi Okabe^{B)},
Naoki Sato^{B)}, Toshiro Sagae^{C)}, Atsushi Mori^{D)}, Shigeki Fukuda^{E)}, Atsushi Enomoto^{E)}, Satoshi Ohsawa^{E)},
Kazuo Furukawa^{E)}, Shinichiro Michizono^{E)}, Soichi Wakatsuki^{E)}, Shigeru Yamamoto^{E)}, Kimichiya Tsuchiya^{E)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University ;
Kudan-Kita 2-1-4, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-0073

^{B)} Institute of Quantum Science, Nihon University ; 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

^{C)} School of Dentistry at Matsudo, Nihon University ; 870-1 Sakaecho, Nishi-2, Matsudo, Chiba, 271-8587

^{D)} College of Pharmacy, Nihon University ; 7-7-2 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8555

^{E)} High Energy Accelerator Research Organization ; 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaragi, 305-0801

Abstract

In the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) of the Nihon University, a 125MeV electronic linear accelerator is utilized and the research and development of the bright sources with tunable wavelength monochromatic light which aimed at utilization of a free electron laser (FEL) and parametric X-rays (PXR) [1] are performed. Recently, LEBRA has been tried to expand into range of energies from 5keV to 20keV for PXR. In the measurement experiment of the PXR characteristic, refraction contrast imaging which is an interference phenomenon of X-ray has been observed [2]. This paper reports that PXR is the source of the coherent X-rays.

電子リニアックによる空間干渉X線源

1 はじめに

1980年代の前半、高エネルギー電子線を単結晶に照射すると、単結晶原子の周りを蛇行運動しながら通り抜け、電子が単色に近いX線を放射する現象(チャネリング放射^[3])の理論的な探求が進められ、1980年代の後半、Tomskの電子シンクロトロンでは900MeV電子ビームで単結晶を照射するとブラック角近傍に単色に近いX線が放射される現象(パラメトリックX線放射^[4]:PXE)の実験的検証が進められていた。しかし、当時はシンクロトロン放射計画が脚光を浴び、PXEの存在は話題にならなかった。このX線が単色に近いことが実験的に確かめられると、次第にその特性が注目されるようになった。その後、A.V.Shchaginらは、Kharkovの電子リニアックと分解能の良いX線検出器を使って、そのX線の詳細特性^[5]を明らかにし、パラメトリックX線放射(PXR)と称した。日本では、1990年代の前半に核研の電子シンクロトロンを使って遠藤らグループ^[6]が、1990年代の後半に京大の電子リニアックを使って早川らのグループ^[7]が詳細なPXR特性の計測を行い、そのメカニズムの解明を試みていた。

一方、このX線源では陽子、中性子、 γ 線などの2次放射線も発生し、これらの放射線とX線の分離に困難が伴うことから、X線源としては活用されていなかった。日本大学では、PXRの優れた特性に着目し、早川らはX線源を活用できるシステムの開発研究^[1]を行い、2005年4月、その実用化に成功し、同

年7月から共同利用実験に供している。また、同年12月、PXRは準単色の高輝度で干渉性に富む理想的なX線であることが実験的に実証され、2007年3月、シンクロトロン放射光と同等の安定性が得られるようになり、干渉性に富むX線源として位相差イメージングの開発研究が積極的に進められている。

2 パラメトリックX線放射(PXR)

高エネルギー電子が物質に入射すると、電子は原子核や原子内殻電子と直接衝突、或いは相互作用反応により、陽子、中性子、電子、光子などの2次粒子を放射させると同時に、電子は原子核や原子の殻内電子の電荷と相互作用して制動を受け白色の電磁波(光子)を輻射(制動輻射)する。一方、物質が単結晶の場合、上述の事象以外に、図1に示すように、電子は通過する近傍の単結晶原子を摂動して、原子は分極振動して、波動ベクトル(電磁波)を放射(分極放射)する。この波動は、図2に示すように、単結晶中を伝搬し円形に拡散するが、原子振動数が高いと、波動ベクトルの速度は電子の速度より速い。

従って、波動はドップラーシフトし、その波長は伝搬方向によって変化する。一方、電子の進行方向に方位する波動ベクトルは波長が短縮され、結晶面でブラッグ条件(図3を参照)を満たす方位角(反射角)にX線として放射される。このX線をパラメトリックX線放射(PXR)と称している。

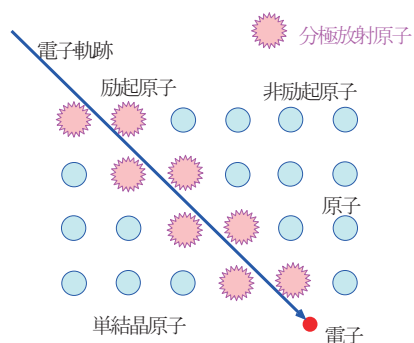


図1 単結晶の原子間を通過する電子

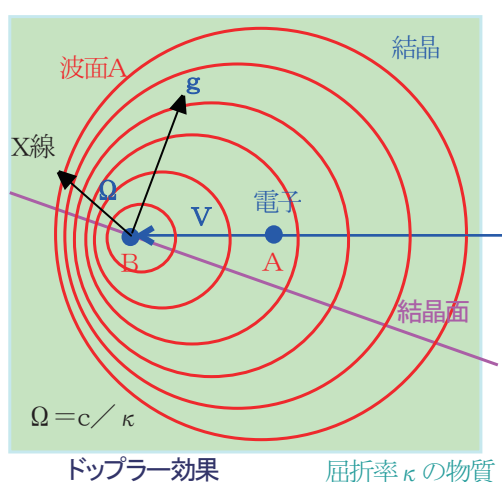


図2 単結晶原子が電子の摂動を受けて分極振動し、原子が放出する波動ベクトルが結晶面でブラッグ条件を満たす方位角に波長短縮されて放射されるX線。

PXRを定量的に取り扱うには、図2に示すように、速度ベクトル \mathbf{V} の高エネルギー電子が単結晶に波動ベクトル \mathbf{Q} (電磁波) を発生させながら通過する状態を仮定する。A点を $\Delta t=0$ で通過する電子が Δt 時間後のB点を通る時、A点で電子の摂動を受けて、原子が放出した波動ベクトル \mathbf{Q} の先端は波面Aに到達している。波面AとB点のスペース間隔: $\{(c/\epsilon^{1/2}) - \mathbf{V} \cdot \mathbf{Q}\} \Delta t$ にあらゆる波動ベクトルが存在する。波動ベクトルの波数を n 、その波長を λ とすると、この空間では

$$\{(c/\epsilon^{1/2}) - \mathbf{V} \cdot \mathbf{Q}\} \Delta t = n\lambda$$

を満たしている。ここで、 c は光速、 X 線領域における単結晶の屈折率 κ ($\kappa \sim \epsilon^{1/2}$)。

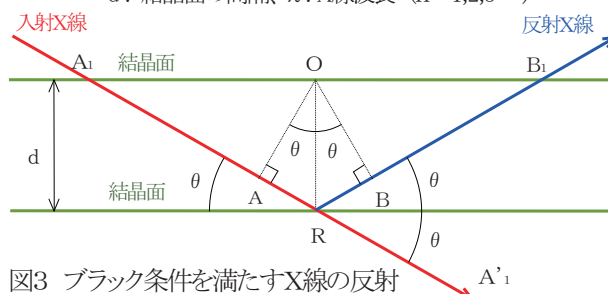
一方、電子速度 \mathbf{V} が、 $\mathbf{V} < (c/\kappa)$ の範囲では、 $\Delta t = 2\pi / (\mathbf{g} \cdot \mathbf{V})$ となる。但し \mathbf{g} は結晶面の垂直ベクトルである。

一方、電磁波エネルギー E_{CR} は、 $E_{CR} = h\nu = h\omega_{CR}$ であり $E_{CR} = nch(\mathbf{g} \cdot \mathbf{V}) / (c - \epsilon^{1/2} \mathbf{V} \cdot \mathbf{Q})$

で与えられる。ここで、 h はプランク定数、 ω は結晶中の波動ベクトルの振動数、 $\omega = (c/\epsilon^{1/2}) \cdot (2\pi/\lambda)$ である。

図4には、高エネルギー電子が薄い単結晶を通過した場合に、ブラッグ条件を満たすX線が最も単純なパラメトリックX線

ブラッグ条件: $2d \sin \theta = AB = n\lambda$ 、
 d : 結晶面の間隔、 λ : X線波長 ($n=1,2,3,\dots$)



放射の概念図を示す。ここでは、パラメトリックX線は電子から直接放射される制動輻射X線ではなく、単結晶原子の分極放射であることを強調しておく。

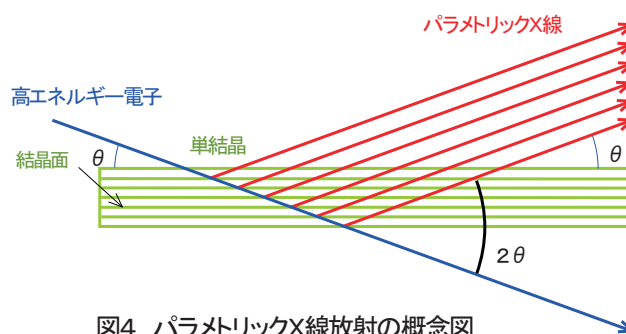


図4 パラメトリックX線放射の概念図

3 PXRは何故空間干渉X線なのか?

高エネルギー電子が単結晶原子を摂動し、原子が分極振動しその波動ベクトルが電子の進行方向に伝搬するとき、ドップラーシフトによって波長が短縮し結晶全体に拡散し、最終的にはX線として放射される。図5に示す如く、単結晶面に角度 θ で A_1 点に入射したX線は結晶面の R_1, R_2, R_3 で 2θ の方向にブラッグ反射してX線1, X線2, X線3として放射される。これらのX線はブラッグ条件を満たしており、 B_1, B_2, B_3 を結ぶ線上では同相である。従って、これらのX線は空間的にコヒーレントを保存している。一方、これらのX線は P_1, P_2, P_3, P_4 でX線の一部が再びブラッグ反射し、単結晶全体に拡散していく。これらのX線も図5の P_1R_2 と P_2R_3 を結ぶ線を逆にした構図でブラッグ条件のロジックを組み立てれば、前述と同じ状況にある。従って、空間コヒーレントX線になることは明らかである。更に、図5の入射X線を電子に置き換えてもロジックは変わらない。単結晶中でブラッグ条件を満たすX線は、結晶格子を反射面とするエタロンを伝搬する光の如く、多数の結晶面で反射を繰り返しながら単結晶の全体に拡散していく。

4 PXRは何故高輝度なのか?

単色X線であるPXRを光源にしてICカードや蜘蛛などの吸収コントラスト像や屈折コントラスト像をイメージングプレートで

撮像した。0.2mm厚の単結晶を100mAのパルス電子ビームで10分～30分照射している。ビーム電流は平均電流に換算すると4 μ Aであり、ビーム損失は数%以下である。実質的な照射時間は1パルス当たり170nxs (3ps \times 20 μ s / 350ps)である。30分の照射でも、積分露光時間は約612 μ s (170 μ s \times 2cps \times 1800shot)であり、この露光時間で、イメージングが撮像できるPXRは高輝度か否か?の判断である。

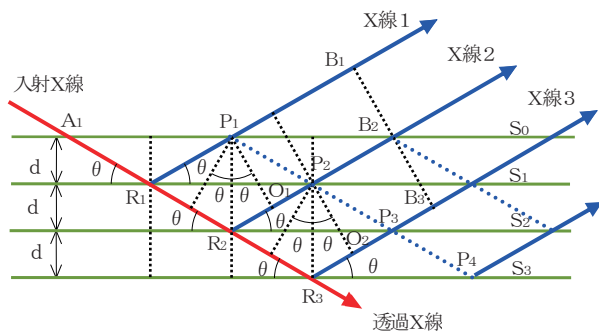


図5 単結晶に入射したX線がブラック反射したX線とその位相

高輝度であるとするなら、これは下記の理由に拠る。図5から、単結晶でブラック条件を満たすように入射するX線は空間コヒーレントを保ちながら結晶全体に拡散していくことが明らかである。ボルマン効果が見られる条件では、X線吸収が少ないために、単結晶に於けるX線の拡散範囲は拡大する。

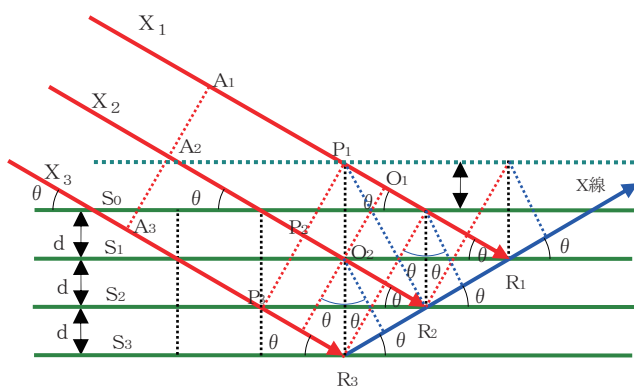


図6 空間干渉X線の重量

図6に示すように、単結晶に位相の揃った空間干渉X線(X_1, X_2, X_3, \dots)が入射すると、これらのX線は P_1, P_2, P_3 の線上で同相であり、結晶面の R_1, R_2, R_3 で反射するX線は P_1, O_2 を頂点とするブラック条件をそれぞれ満たしている。従って、ブラック反射した各々のX線は R_1, R_2, R_3 を結ぶ線上で同相となり各波動ベクトルは重畳して伝搬する。このX線は波動振幅が加算されその強度は増強される。これがPXRを高輝度にする大きな要因である。一方、単結晶中でブラック条件を満たすX線は高効率で伝搬することが可能となる。更に、単結晶を照射する電子ビームのエミッタンスが小さい場合には、特に、この効果が顕著になると予想される。図7には、イメージングプレートを使って

16keV のPXRで撮像した蜘蛛の画像である。屈折コントラスト像(左)は、蜘蛛の軟組織構造の影像が詳細に写しだされており、PXRが干渉性に富んだX線源であることを示唆している。

一方、電子のエネルギーが50MeV ($\gamma \sim 100$)になると、X線領域における制動放射と分極放射の強度は同程度になると評価されている。

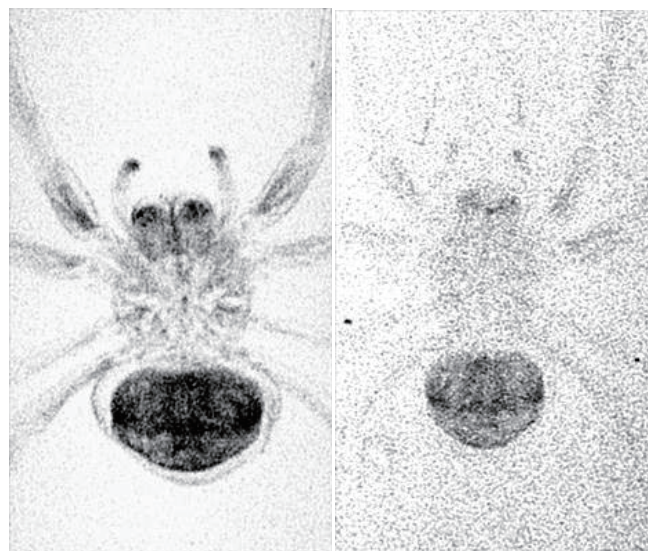


図7 PXRで撮像した蜘蛛のX線像、撮像時間は何れも30分、屈折コントラスト像(左)、吸収コントラスト像(右)

5 まとめ

完全周期構造の単結晶からブラック反射される単色X線の位相は揃っていることを意味する。また、このX線は各結晶格子から空間コヒーレントが保存されて放射される。

単結晶は平面上に広がる周期構造の無数の点光源から放射される位相の揃ったX線源を形成する。これは、短距離で平面波を構築する役割を果たし、シンクロトロン放射光でコリメートして放射されるX線と同様の平面波に近い干渉性の強い単色X線となる。これらのX線源は軽い元素からなる物質構造や生体の軟組織を観測するX線源として大変有用となる。

参考文献

- [1] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B227 (2005) 32.
- [2] T. Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea.
- [3] V. G Baryshevsky, Channeling, radiation and in crystals at high energies (BGU, Minsk, 1982)
- [4] A. N. Didenko et al., Phys. Lett. A 100 (1985) 177
- [5] A. V. Shchagin, V. I. Pristupa and N. A. Khizhnyak, Phys. Lett. 148 (1990) 485
- [6] I. Endo, et al., Phys. Rev. E 51 (1995) 6305.
- [7] Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.

STATUS OF THE PXR INSTRUMENTATION AT LEBRA, NIHON UNIVERSITY *

Yasushi Hayakawa[†], Ken Hayakawa, Manabu Inagaki, Takao Kuwada, Keisuke Nakao,
Kyoko Nogami, Takeshi Sakai, Isamu Sato, Yumiko Takahashi, Toshinari Tanaka
Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University,
Narashinodai 7-24-1, Funabashi, 274-8501

Abstract

The X-ray beamline based on parametric X-ray radiation (PXR) has satisfactorily worked since its commissioning at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University. At the PXR beamline, diffraction-enhanced imaging and absorption spectroscopy are main applications because of the coherence and the monochromaticity. To improve the quality of experiments, the cooling-water systems for the linac and the PXR target crystal were replaced. As the results, the stability of the PXR beam was drastically improved. The electron beam size on the target and the time structure of the PXR intensity were observed in order to investigate the PXR property in detail. These results suggest that the PXR performance is restricted by the distortion of the target crystal.

日大LEBRA-PXRビームラインの活動状況

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA: Laboratory for Electron Beam Research and Application) では、相対論的荷電粒子と結晶媒質との相互作用によって発生するパラメトリック X 線放射 (PXR: parametric X-ray radiation) を利用した X 線源を開発し運用している。100 MeV の電子ビームによってエネルギー可変な単色 X 線ビームを発生させることが可能であり、2004 年より利用実験へのビームの供給を開始している。PXR ビームラインにおける現在の主な応用はイメージングと X 線吸収微細構造 (XAFS: X-ray absorption fine structure) であるが、特に PXR のエネルギー分散特性を利用したエネルギー分散型 XAFS (DXAFS) や優れた空間コヒーレンスに基づく位相コントラストイメージングの比率が高くなってきている。位相コントラストイメージングに関しては、伝播によるエッジ強調の手法だけではなく完全結晶分光器を用いた回折強調イメージング (DEI: diffraction enhanced imaging) にも成功しており、PXR の優れた空間コヒーレンスを実証している^[1]。DXAFS や DEI の実験の場合、現状では測定手法開発という側面が強く、また PXR 自体の特性研究も必要なため、加速器施設サイドが主導的に進めている。

このように、DXAFS や DEI のような PXR の特長を生かすことのできる応用において進展を見せているが、これらの実験には高性能の X 線ビームと測定系が必要となる。特に DEI の測定においては主に温度変動に起因する PXR ビームの不安定性が問題となっていたが、リニアックの水冷システムの更新などにより安定性が劇的に向上した。また、遷移放射 (OTR: optical transition radiation) を利用した電子ビームのプロファイルモニタを導入し、PXR のターゲット上で

の電子ビームサイズを観測可能にした。このような PXR ビームラインの整備を進めていった結果、実験データの質の向上とともに、PXR の興味深い振舞も観測されるようになった。これら、PXR ビームラインの現状について報告する。

2. 水冷システム更新による安定化

LEBRA-PXR のシステムではリニアックの精密温調からの冷却水を PXR ターゲット結晶ホルダーの冷却に用いていた。しかし、水圧が高いため振動が発生し、水自身を媒介して結晶に伝播していた。また、精密温調の制御精度も十分ではなかったため、ターゲット結晶の冷却系を試験的に PC の CPU 水冷キットを流用した独立で低圧なものに切り替えた。温度コントロールは行っていないので室温に依存しているが、PXR 発生装置が設置されている加速器室は室温の変化が少なく、冷却水の変動も短周期で ± 0.02 °C、長周期で 0.02 °C / 3 時間程度に抑えられている。これにより、PXR ビームの安定度は大幅に向上した。それに加え、リニアックの性能改善のため、冷凍機や精密温調の更新を進め、その結果として加速管の温度変動が ± 0.01 °C 以下に抑制されるようになった^[2]。電子ビームの安定化の効果も加わり、PXR ビーム強度の変動はさらに減少し、図 1 に示すように、当初 ± 10 % 近くあった変動が、現在は ± 2 % 以下にまで改善されている。

この水冷系改善による安定化は、DEI においてアナライザー結晶による回折の再現性向上をもたらし、結果として位相イメージの鮮明度が改善に寄与している^[3]。しかしながら、現在のターゲット結晶ホルダーの冷却系は暫定的なものであり、温度制御や耐久性という点で問題がある。リニアック水冷系の制御精度は、精密温調を更新した結果十分満足なものとなっているので、ターゲット結晶の冷却も水圧を

* 文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) 「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」(H.17 - H.19)

[†] E-mail: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp

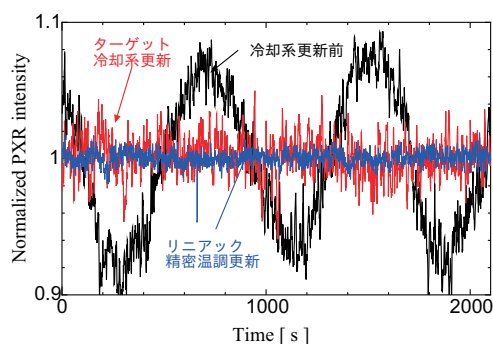


図 1: PXR ビーム強度の変動の様子。PXR のパルス当たりの強度は電離箱出力のパルス波高として測定。グラフは 2 秒間の移動平均を取っている。

低減するレギュレータを介して再びリニアック水冷系に組み込むことを予定している。

3. OTR によるビームプロファイルモニタ

LEBRA-PXR において、DXAFS と DEI が主要な利用研究になるにつれ、PXR ビームの品質を左右するパラメータとしてターゲット結晶上での電子ビームスポットサイズが重要な意味を持つようになってきた。そこでビームプロファイルモニタとして一般的に用いられている OTR をモニタすることにした。放射線対策として遮蔽壁の背後に設置された CCD カメラまで OTR を輸送し、それを望遠鏡で観測する必要がある。当初は光路の確保の容易さから、ターゲット結晶の前方 50 cm のところにアルミ板を挿入して OTR 発生源としたが、電子ビームの電離損失による発熱ですぐに穴が空いてしまった。そのため、PXR ターゲット結晶自体から放出されている OTR を観測する方針に切り替えた。光路が長くなり位置分解能が悪くなるデメリットはあるものの、熱的な問題はなくなり、また常時モニタとして用いることが可能となった。(図 2)

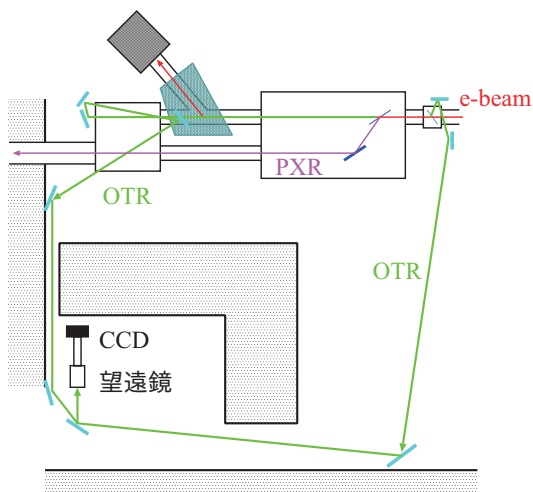


図 2: OTR モニタシステムの概略図。

4. 電子ビームサイズと結晶の歪み

ターゲット結晶上での電子ビームサイズは PXR ビームの質を決める重要な要素の 1 つである。例えば DX-AFS 実験の場合、測定のエネリギー分解能は原理的に水平方向の電子ビームスポットサイズに依存する [4]。また、一般的な X 線源では幾何光学に支配されるために線源サイズが X 線イメージの「ボケ」を決める要因になる。PXR の場合、線源の周期性に起因するコヒーレンスを有しており平面波的な振舞になるので、幾何光学的な概念は慎重に検証する必要がある。そこで、リニアックの四重極電磁石を用いてターゲット結晶上の電子ビームスポット形状の調整を行いながら、図 3 のようなセットアップで IC ゲージの X 線像の観測を行った (17.5 keV)。PXR ビームは電子ビームスポットを光源として、およそ $1/\gamma$ の広がりを持つため、このセットアップでは幾何学的に約 30% 拡大された X 線像が得られる。また、単純に幾何光学を適用すると、X 線像のエッジは光源サイズの約 30% 程度の幅のボケが生ずることになる。

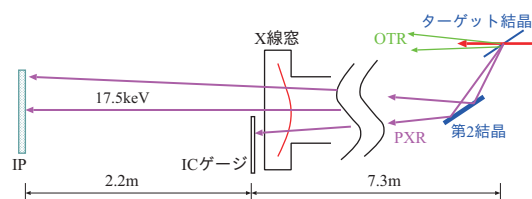


図 3: イメージ測定セットアップ。

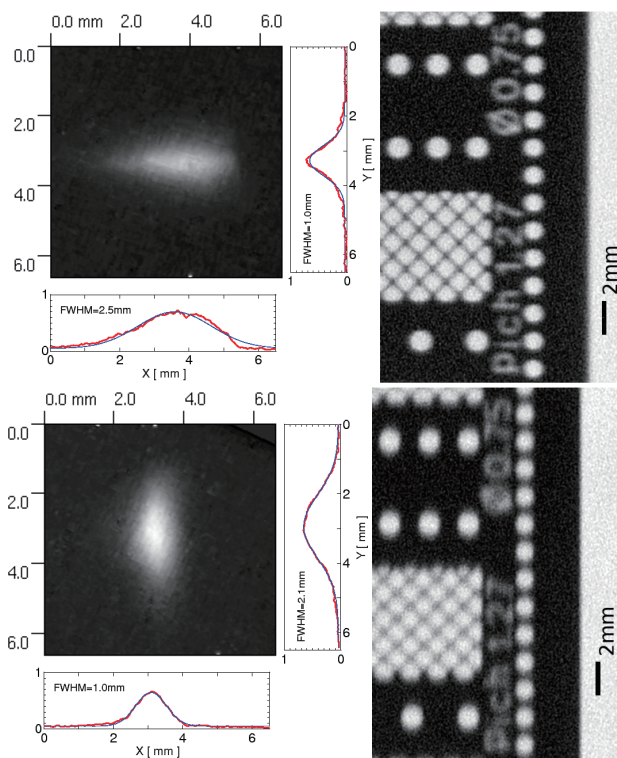


図 4: 電子ビームスポット形状と X 線像 (17.5 keV) の相関。X 線像のスケールは観測面上の値。

OTR によって観測された電子ビーム形状とともにその結果を図 4 に示す。垂直方向にビームが広がっている (半値幅で水平:1.0 mm; 垂直:2.1 mm) 場合は確かに X 線像にボケが認められるが、幅 150 μm のメッシュ線はまだ認識できている。一方、水平方向に広がっている (半値幅で水平:2.5 mm; 垂直:1.0 mm) ときはボケは少なくなっている。このような振舞は、単純な幾何光学では PXR の波面を扱うことができないことを示唆している。

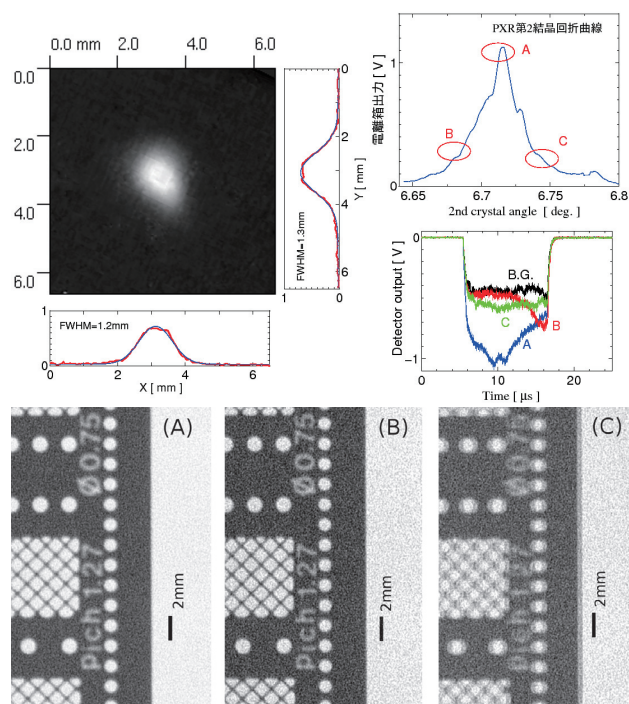


図 5: 第 2 結晶回折角をパラメータとした、PXR パルスの時間構造と X 線像の相関。

ここで、水平、垂直方向ともにバランス良く電子ビームを集束させた場合、図 5 に示すようにビーム直径は半値幅でおよそ 1.2 ~ 1.3 mm になった。CCD がやや飽和している感じなので、サイズを過大評価している可能性はあるが、それを考慮に入れても直径 1 mm 程度になると思われる。この場合について詳しく調べると、ターゲットから発生した PXR を輸送する第 2 結晶の角度によって PXR のパルス構造が変化する。この現象は電子ビームの照射によって発生するターゲット結晶の歪みに起因すると考えられ、歪みによって軸の方向が異なる結晶の寄与の重ね合わせの結果として PXR の時間構造が複雑になるものと思われる^[5]。図 5 において、第 2 結晶回折曲線とシンチレータ検出器で測定された PXR の時間構造の相関を示すが、回折曲線のピーク (A) のときに比べて低角側の裾野 (B) のほうが時間構造がシンプルで、X 線像もやや鮮明となっている。一方、高角側の裾野 (C) ではパルスの前半と後半では結晶の歪みの状態が異なっていると思われ、実際に X 線像も二重にダブったものが得られた。これらの結果は、PXR においてはターゲット結晶の歪みが X 線像のボケを発

生させる主要因であることを示唆している。また、現在はターゲット結晶をホルダーに機械的に固定しているため、電子ビーム照射にともなう動的な歪みばかりではなく静的な歪みも無視できない。特に電子ビームのスポットサイズが大きい場合、広く面積積分してしまうために結晶歪みの影響が出やすくなると思われる。

5. X 線窓の更新

これまで PXR ビームは厚さ 125 μm のポリイミド (カプトン) フィルムを窓として実験室の大気中に取り出されていたが、ここでのリークによる真空の悪化が問題となっていた。そこで排気系を強化するとともにポリイミドフィルムを片面アルミ蒸着したものに交換した。真空に関しては PXR 発生装置本体へのリークの影響は問題ないレベルにまで改善された。しかしその半面、アルミ蒸着したことによって X 線に対するレンズ効果が強くなり、DEI の測定に影響が出てしまっている。これについては現在対策を検討中である。

6. まとめと課題

冷却系のアップグレーに伴う PXR ビームの安定性向上および OTR モニタなど各種の測定系の整備により、電子ビームの状態と得られる PXR の特性の相関についてより詳細な情報が得られるようになってきた。電子ビーム形状をパラメータとした X 線像の観測結果は、ホルダーへの固定や電子ビーム照射に伴って生ずるターゲット結晶の歪みが PXR の性能を制約する大きな要因となっていることを示唆している。窓を含む X 線光学系の整備とともに、ターゲット結晶の歪み対策が今後の重要な課題である。

Acknowledgments

本研究の一部は科研費 (課題番号: 17760058, 17560046) および日大学術助成金 (総合: 04-019 & 05-029, TS) の助成を受けて行われた。

参考文献

- [1] Y. Hayakawa et al., "Advanced applications of PXR at LEBRA, Nihon University", Proceedings of SPIE Vol. 6634 (2007), DOI: 10.1117/12.741898.
- [2] T. Sakai et al., "日本大学リニアックの冷却水温度の精密制御", in these proceedings (2007) FP68.
- [3] I. Sato et al., "電子リニアックによる空間干渉 X 線源", in these proceedings (2007) FO01.
- [4] M. Inagaki et al., "電子ビーム条件と PXR のエネルギー分散分解能の相関", in these proceedings (2007) TP56.
- [5] K. Nogami et al., "日大 LEBRA-PXR 強度の時間構造", in these proceedings (2007) TP57.

Harmonic generation of the FEL using NLO*

Ken Hayakawa^{1,A)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Keisuke Nakao^{A)}, Kyouko Nogami^{A)},
Takeshi Sakai^{B)}, Isamu Sato^{B)}, Akira Mori^{C)}

^{A)} Institute of Quantum Science, Nihon University 24-1, Narashinodai, 7-chome, Funabashi-shi, Chiba, 274-8501

^{B)} Advanced Research Institute for the Science and Humanities, Nihon University
12-5, Goban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251

^{C)} College of Pharmacy, Nihon University 7-1, Narashinodai, 7-chome, Funabashi-shi, Chiba, 274-8555
8-14, Kanda-Surugadai 1-chome, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308

Abstract

Preliminary experiments for generating harmonics of the free electron laser by using NLO (nonlinear optical crystals) have been performed at LEBRA. We used KTP (KTiOPO₄) crystals for SHG (second harmonic generation) and THG (third harmonic generation). Measured conversion efficiencies of the SHG are from 3% to 9% between the fundamental wavelengths of 1400nm to 1800nm. The THG is observed, however the conversion efficiency is far smaller than 1%. Because of the group velocities mismatch of the two components of fundamental light, the conversion phenomenon occurs within only about 1 mm in depth from entrance of the crystal.

非線形光学結晶を用いた FEL 高調波の発生

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設では、波長1.3~6 μm の自由電子レーザーを利用実験に供給しているが、より短波長のレーザーの需要も多く、これにはFELの非線形高調波によって対応している。しかし、非線形高調波は、コヒーレントな光ではあるが、基本波に比べ、その強度が数桁弱く、利用が限られている。短波長でFELを共振させればよいのだが、短波長で共振させるにはいくつか問題があることがわかっており、むしろ、非線形光学結晶(NLO: Non-Linear Optical crystal)を使って高調波を発生させる方が現実的であると考えられる。結晶の選択によっては非常に広帯域で高調波を発生させることが期待できる。波長可変範囲0.4~1.3 μm を目標に、検討を行い、予備実験を始めた。非線形光学結晶としては、Nd:Yagレーザーなどの高調波発生用に使われ、入手が容易で、特性も良くわかっているKTP(KTiOPO₄)を使用した。

2. 非線形光学結晶による高調波の発生

短波長で強力なコヒーレント光を得るために、Nd:Yagレーザー等の強力な赤外レーザーを非線形光学結晶によって波長変換する技術が研究され、実用化もされている。非線形光学結晶に二種類のコヒーレントな光を重畳させて入射すると、和周波及び差周波が発生する。結晶内の異なる場所で発生した光の位相が揃っていれば、進行方向に沿って、積み重ねられ、大きな出力として取り出される。この条

件を位相整合と呼んでいる。ここで取り上げるのは第2及び、第3高調波発生である (SHG and THG)。これらは、いずれも和周波発生の特殊な場合である。後述のように、位相整合には結晶の異方性を利用しているが、このような結晶の場合、主屈折率の小さい順に、x、y、zの座標を割振る。

2.1 位相整合条件と変換効率

位相整合条件は和周波発生の場合

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 \\ = \frac{2\pi n_3}{\lambda_3} - \frac{2\pi n_2}{\lambda_2} - \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} = 0$$

である。ここで、 k_1 、 k_2 は入力光、 k_3 は和周波光の波数、 λ_1 、 λ_2 、 λ_3 は自由空間波長、 n_1 、 n_2 、 n_3 は各周波数の光に対する屈折率である。異方性を持つ結晶の場合、光の進行方向と偏光の向きによって、屈折率が異なるので、結晶軸に対して、光軸および偏光の向きを適当に選ぶと、ある範囲内で位相整合条件を満足させることができる。入射光の偏光の向きが平行な場合をType I、互いに垂直な場合をType II位相整合と呼んでいる。入射光の波長を変更したい場合は、同時に高調波の波長も変わるわけだが、光軸に対する結晶の角度を調整して、位相整合条件を満足させるようにする。変換効率 η は前述の Δk 、結晶内の航路長 L 、パワー密度 P などに依存し、

$$\eta \propto PL^2 \left(\frac{d_{\text{eff}} \sin(\Delta k L)}{\Delta k L} \right)^2$$

* 本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) (平成17~19年度) の支援を受けて行った。

¹ E-mail: hayakawa@lebra.nihon-u.ac.jp

である。ここで、 d_{eff} は非線形光学係数で、非線形結晶の種類に依存する量である。従って、一般に入力光は結晶の損傷閾値を超えない範囲で細く絞られていた方が、効率が良い。

2.2 非線形光学結晶KTP

今回の実験で使用した非線形光学結晶KTPは、潮解性が無いため扱いやすく、非線形光学係数を大きくできるため、広く使われている結晶である。KTPは二軸性結晶なので、主屈折率の各成分の値はすべて異なる。カタログに記載されているセルマイヤーの分散式とフレネルの位相速度の公式から、各光線の位相速度が求められ、位相整合条件を満足する光軸の向きを求めることができる。光の自由空間波長と屈折率の関係も与えられるので、群速度も求めることができる。なお、実際の計算は中国の光学材料メーカーCASIXが公開している計算ソフトを使った。この結晶はType II位相整合により、大きな非線形光学係数を得ることができる。メーカーには基本波のFELの波長を1500nmとし、垂直入射で、SHGおよびTHGの位相整合ができる角度にカットした結晶を発注した。結晶の大きさは、SHG用、THG用共に12×12×7mm³で、直径1インチのホルダーに取り付けられている。SHG用の結晶は光軸が $\theta = 54^\circ, \phi = 0^\circ$ となるようにカットされていて、垂直入射する1500nmの光に対して、位相整合条件が満足される。入射波の波長が異なる場合は、結晶をy軸の廻りに回転させ、 θ を変化させることにより、位相整合条件を満足させる。波長範囲1400nm~1800nmに対して、 θ の変化はおよそ51°~57°である。

3. 高調波発生実験

実験は先ず、FELの波長を1500nmに設定して行った。FEL光は2面の凹面鏡によって集光し、結晶に入射した。上流側に曲率半径6mの鏡を、それよりおよそ2m下流に曲率半径0.8mの鏡を置き、合成焦点距離を0.85mとした。これらの鏡の曲率半径と配置には、たまたま手元にあったものを使用したもので特別な意味は無い。この集束系で集光した場合の最小スポットサイズは、実測値はないが、共振器ミラーのカップリングホルの直径が0.4mmであることから、

表1. 第2高調波発生時の基本波及び高調波のマクロパルス当たりのエネルギーと変換効率。効率の後の括弧内の数字は、入力エネルギーで規格化した相対的な変換効率。

1 st nm	2 nd nm	1 st mJ	2 nd mJ	effi. %
1400	700	~3	~0.15	5 (0.9)
1500	750	~4.5	~0.4	9 (1)
1600	800	~6	~0.45	7.5 (0.5)
1700	850	~7.5	~0.6	8 (0.6)
1800	900	~9	~0.3	3 (0.16)

途中の光学系の定数を考慮すると、直径がおよそ0.2mmと見積もられる。

3.1 第2高調波

前述のように、KTPではType IIの位相整合を行うため、互いに直交する偏光面をもつ基本波が必要である。LEBRA FELでは出力ポートの所で、水平方向に偏光している。従って、互いに直交する偏光面をもつ光を得るには、結晶を光軸に関して45度回転させる。結晶をこの向きに設置し、 θ の微調整することにより、第2高調波を発生させることができた。基本波1500nmの場合、第2高調波は750nmとなり、人の目が感度を持つ長波長側の限界に近く、最も感度の高い500nm近傍の感度に対して3000分の1程度の感度しかない。このため、非線形高調波の750nmの光は、フォトダイオードによって測定することはできないが、目では全く見えない。ところが、結晶から発生した同じ波長の光は、3次の非線形高調波(500nm)と同程度の明るさで、赤色のスポットして観測された。フォトダイオードで波形を測定する際も、NDフィルターによって3200分の1に減光して、非線形高調波と同程度の信号の大きさになった。結晶を通過した後の光をプリズムによって分光し、FELの波長を1400nmから1800nmまで変化させた場合の高調波のパワーを焦電効果を利用したパルスパワーメータによって測定した。結果を表1に示す。マクロパルス当たり3~9mJの基本波に対して、0.15~0.6mJ程度の出力を得た。変換効率は1500nmが最も高く、9%程度であった。変換効率は入力のパワーに比例するので、マクロパルス及びマイクロパルスの構造が、この波長範囲では変化しないと仮定して、変換効率を入力エネルギーで規格化した量を括弧内に示した。この結晶は前述のように、1500nmの光に対して、カット角と反射防止コートが最適化されているので、効率が最大となるのは妥当であるが、1800nmで効率が急に悪くなる理由は不明である。あるいは測定に問題があったかもしれない。図1はSi及びInGaAsのフォト

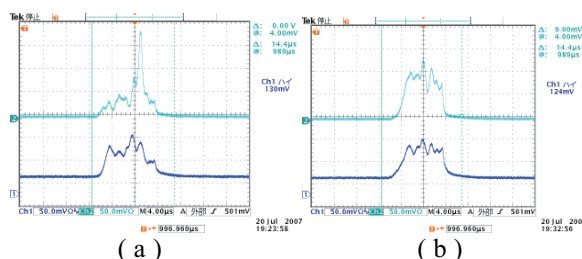


図1. フォトダイオードを使って測定した基本波ch1.及び第2高調波の波形ch2。(a)基本波と非線形高調波、(b)基本波とSHG。発生メカニズムの違いにより、波形が異なる。非線形結晶による変換効率がパワーに比例するため、(b)では、高調波の波形は基本波の波形を二乗したような形状をしている。

ダイオードを使って測定した基本波及び第2高調波の波形である。(a)は、基本波と非線形高調波、(b)は、基本波とSHGである。いずれも基本波が基になっているが、発光メカニズムが異なるため、波形が異なる。SHGの方は基本波の波形を二乗したような波形になっていることが確認された。

3.2 第3高調波

第3高調波は基本波と第2高調波の和周波として発生させる。位相整合条件はType IIである。第2高調波の偏光の向きの関係で、基本波の半分しか和周波発生には寄与しない。基本波の波長1400nmから1800nmにおいて、第3高調波の発生は確認できたが、パワーメータで測定できるレベルにはならなかった。フォトダイオードによる相対強度の測定では、非線形高調波の数倍から10倍程度の強さにはなっている。

4. 群速度と変換効率

第2高調波発生である程度の変換効率を得られたので、そのパルス長を干渉計を使って測定した。基本波と高調波の群速度の違いから、高調波のパルス長は基本波よりずっと長くなると予想していた。実際に測定してみると、基本波の長さは、以前に測定した時^[1]と大差なく、半値全幅で50 μ m程度であったが、予想に反して、高調波のパルス長は基本波より少し短く、40 μ m程度であった。これは、結晶のごく一部しか高調波発生に寄与していないことを意味する。この問題を理解するために、関与する光のパラメータを検討した。表2に基本波の波長が1500nmの場合で、位相整合条件が成立している場合の屈折率と、波束が10mm厚の結晶を通過するのに要する時間、即ち10mmを群速度で除した値をps単位で示した。n1は偏光の向きがy軸に平行な成分、n2は垂直な成分である。表の網掛けで表示した成分が位相整合条件を満足している。ここで注目すべきは通過時間で、二つ基本波は偏光の向きによって、10mmの結晶を通過するのに1.788psもの時間差がある。一方パルス幅は、全幅でも自由空間で100 μ m程度、時間では、0.33ps程度である。従って、偏光の向きの異なる2つの基本波は、結晶中を2mm程度進むと完全に前後に分かれてしまい、高調波は発生しなくなる。有効な相互作用領域はおそらく1mm程度

表2. 第2高調波発生に関与する光の成分。n1,n2は屈折率で、各々、偏光の向きがy方向の成分と、y軸に直角な成分。L/v1,L/v2は、各成分の光の波束が10mm厚の結晶を通過するのに要する時間。網掛けの部分が、位相整合条件を満足する成分。

	1500 nm	1500 nm	750 nm
n1	1.738	1.738	1.762
n2	1.787	1.787	1.815
L/v1 ps	58.792	58.792	60.364
L/v2 ps	60.580	60.580	62.584

であろう。第2高調波のパルス幅が基本波よりも短いのはこの相互作用領域の短さに起因すると考えられる。

第3高調波を発生する結晶についてはさらに深刻である。これはSHG用結晶の下流に置かれるが、この結晶内での分散によって、基本波1、第2高調波、基本波2の順番に結晶から出てくる。それぞれの時間差は1.1ps、0.15psである。第3高調波発生に寄与するのは、第2高調波と基本波2である。THG結晶内では基本波2の群速度の方が第2高調波よりも速くなり、これを追い越して行くときに第3高調波が発生する。群速度の差は大きく、相互作用する領域は0.5mm程度であると考えられる。従って、第3高調波の変換効率が小さいのは当然である。

5. まとめ

今回の一連の実験によって幾つかの点が明らかになった。すなわち、パルス幅が短いため、KTPを使ったType IIの位相整合は、元になる光の群速度の違いにより、結晶のごく一部でしか相互作用が起きず、変換効率を大きくできない。しかし、現状でも第2高調波については、基本波の10%程度の出力は期待できるので、分野によっては利用できる強度である。第3高調波については、非線形高調波より数倍から10倍ほど強い程度なので、利用実験は限られている。しかし、非線形高調波の代替にはできると思われる。

より強い高調波の発生が求められるが、まずは基本波のパワーを向上させ、もっとビームスポット径を小さくする光学系が必要であろう。結晶に関しては、群速度のマッチングができるような材料が求められる。現在調査している範囲では、BBO(β -BaB₂O₄)が有力であるが、さらに検討を進める。第2高調波の変換効率が十分大きくできれば、第4高調波も基本波の数%以上の変換効率が期待できるので、こちらの検討も進めている。

参考文献

[1]K.Hayakawa, K.Yokoyama, K.Nakao, I.Sato, T.Tanaka, Y.Hayakawa, "Measurement of the pulse length of the FEL nonlinear harmonics radiation", Proc. of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, 2004 Funabashi Japan, pp649651-485

表3. 第3高調波発生に関与する光の成分。n1,n2は屈折率で、各々、偏光の向きがy方向の成分と、y軸に直角な成分。L/v1,L/v2は、各成分の光の波束が10mm厚の結晶を通過するのに要する時間。網掛けの部分が、位相整合条件を満足する成分。

	1500 nm	750 nm	500 nm
n1	1.738	1.762	1.798
n2	1.799	1.828	1.874
L/v1 ps	58.792	58.792	64.140
L/v2 ps	61.015	63.128	68.579

CORRELATION BETWEEN THE ELECTRON BEAM CONDITION AND THE ENERGY RESOLUTION OF PXR DISPERSION*

Manabu Inagaki^{1,A)}, Yasushi Hayakawa^{B)}, Ken Hayakawa^{B)}, Keisuke Nakao^{B)},
Kyoko Nogami^{B)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Takeshi Sakai^{A)}, Isamu Sato^{A)}

A) Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

B) Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

Abstract

When X-ray absorption near edge structure is measured, the energy resolution of measurement system is one of the most important properties. Theoretically, the energy resolution of the LEBRA-PXR system depends on the effective electron beam spot size on the target crystal and on the distance between the target crystal and the detector. Since the LEBRA-PXR system is based on the linac, the energy resolution can be comparatively easily adjusted by changing the electron beam focusing condition. For example, the electron beam diameter of 0.5mm in horizontal direction corresponds to the energy resolution 3eV at the measurement distance 7.67m. The dependence of the energy resolution on the electron beam profile was experimentally confirmed by observing several XANES spectra. This adjustability suggests the PXR-XAFS system can be optimized for the application requirement.

電子ビーム条件と PXR のエネルギー分散分解能の相関

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)にあるパラメトリック X 線放射(PXR)発生装置は、125 MeV 電子線形加速器が基盤となっている。表 1 に LEBRA-PXR システムの性能を示す。LEBRA-PXR 発生装置はシリコン完全結晶を用いた二結晶型のシステムであり^[1]、現在では 5.0 - 20 keV まで連続的にエネルギー可変で単色 X 線を供給している。この X 線ビームは、指向性の高い X 線が供給できること、X 線出力窓の直径(ϕ 100 mm)に由来する広範な照射野を持つことなどの特徴を利用し現在、エネルギー分散型 X 線吸収微細構造(DXAFS)測定や位相コントラストイメージング^[2]などの研究に応用されている。

表 1 LEBRA-PXR システムの性能

電子エネルギー	100 MeV
加速周波数	2856 MHz
パルス幅	10 - 20 μ s
繰り返し数	2 - 5 Hz
第一結晶	Si(111) 200 μ m 厚
第二結晶(反射用)	Si(111) 5 mm 厚
X線エネルギー Si(111)	4.0 - 20 keV (設計性能) 5.0 - 20 keV (実績)
X線出力窓 (カプトン窓)	直径 100 mm 125 μ m 厚

PXR は、照射野内において水平方向の位置に関する一次関数的なエネルギー分散を示すという特徴を持ち、その特徴を活かした DXAFS 測定へ応用している^[3]。高分解 DXAFS 測定を行うためには、エネルギー分散が重要で、それにより PXR 線源自体のエネルギー分散とイメージングデバイスの空間分解能の向上が必要とされる。今回は、前者に着目しエネルギー分散の向上を試みた。ここで、ターゲット結晶から測定面までの距離を L 、測定面における水平位置を x とすると、PXR のエネルギー分散は以下となる。

$$\hbar\omega' \approx \hbar\omega \left(1 - \frac{x}{L \tan \theta} \right) \quad (1)$$

(1)式で示したエネルギー分散の特性を考慮すると、ターゲット結晶上の電子ビームスポットサイズと電子ビーム軌道における揺らぎは、エネルギー分散の分解能を制限する。ターゲット結晶上での電子ビームの直径を Δd とするとその分解能 ΔE_d は、

$$\Delta E_d \approx \hbar\omega \frac{\Delta d}{L \tan \theta} \quad (4)$$

と概算される^[4]。したがって、エネルギー分散は電子ビームの良いフォーカスと安定性、またはターゲット-検出器間の距離 L を十分確保すれば高分解能にできる。LEBRA-PXR システムの場合、電子線

*本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成 17~19 年度)

¹ E-mail: inagaki@lebra.nihon-u.ac.jp

形加速器を用いているため、集束条件を変えることでターゲット結晶上での電子ビームプロファイルを調整することが比較的容易である。このため、LEBRA-PXRを用いた高分解DXAFS測定を行う予備的実験として、電子ビーム条件とPXRのエネルギー分散分解能の相関を調べる必要がある。そこで本研究では、エネルギー分散分解能と電子ビームプロファイルとの依存性を、いくつかのX線吸収端近傍構造(XANES)スペクトルを観測して確認する方法を試みた。

2. 実験方法

電子ビームプロファイルを測定するため、PXR発生装置の前方にAlの薄板(約0.2 mm厚)を設置し、電子ビームを当て遷移放射光(OTR)を観測した。図2にセットアップ概略図を示した。

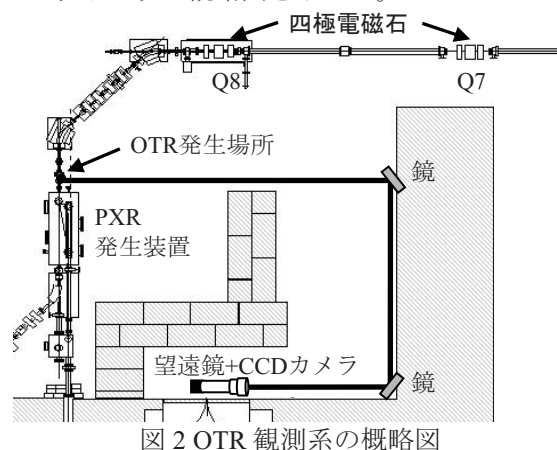


図2 OTR観測系の概略図

線形加速器部の四極電磁石(Q7,Q8)の集束条件を変えて、Alの薄板上での電子ビームプロファイルの変化をCCDカメラで観測した。また、各プロファイルの電子ビームから発生したPXRをサンプルに照射し、イメージングプレート(IP)およびCCDカメラを用いて撮像した。そこで得られたXANESスペクトルから電子ビーム条件とエネルギー分散分解能の相関を調べた。本実験で用いたサンプルは、以下の通りである。

- ・ Zn : 薄膜(厚み:25 μm)、ZnO : 粉末(<200 mesh)
- ・ Nb : 薄膜(厚み:12.7 μm)、Nb₂O₅ : 粉末

3. 実験結果

ターゲット-検出器間距離 7.67 m のとき、四極電磁石(Q7,Q8)の集束条件を変えた場合の OTR の形状の変化の例を表 2 に示した。これから、OTR 画像が①縦長の形状のときは、水平方向の電子ビーム直径が 0.5 mm でエネルギー分散分解能は 3 eV となり、②横長、③丸形の形状のときは、ビーム直径が 3.5 mm でエネルギー分散分解能は 21 eV に相当する。

次に各ビーム形状において、サンプルを用いて得られた吸収端付近のスペクトルを図 3-4 に示した。

表 2 ターゲット-検出器間距離 7.67 m における OTR の形状とエネルギー分散分解能の関係

	OTR画像	ビームサイズ	エネルギー分散分解能
①		水平方向 : 0.5 mm 垂直方向 : 3.0 mm	3 [eV]
②		水平方向 : 3.5 mm 垂直方向 : 0.5 mm	21 [eV]
③		水平方向 : 3.5 mm 垂直方向 : 4.0 mm	21 [eV]

図 3 の測定条件は、粉末の ZnO に PXR エネルギー 9.661 keV を照射し、図 4 の測定条件は、粉末の Nb₂O₅ に PXR エネルギー 18.98 keV を照射した場合である。それぞれの吸収端の傾きを算出した結果を表 3 に示した。図 3-4 の結果から、縦長の形状のときに、吸収端の立ち上がり方が最も鋭く、表 3 から傾きも大きいことがわかった。つまり、水平方向のビームサイズを小さく調整したとき、エネルギー分散分解能が良くなることが確認できた。

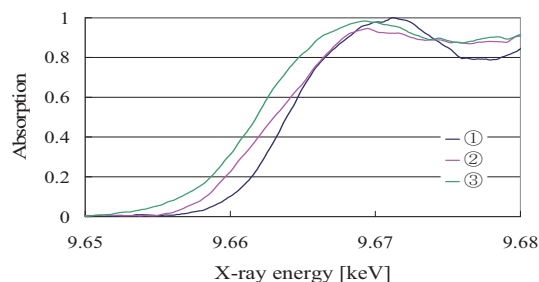


図 3 各 OTR の形状において粉末の ZnO を用いた吸収端の立ち上がり方。

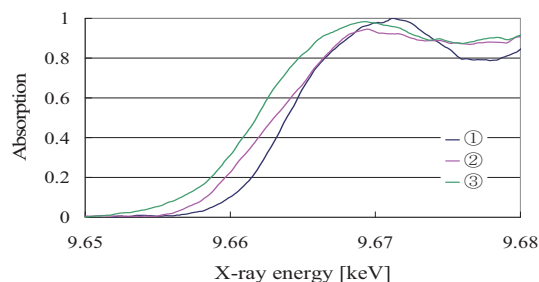


図 4 各 OTR の形状において粉末の Nb₂O₅ を用いた吸収端の立ち上がり方。

最後に、高分解能が得られた縦長の形状に調整し、XAFS スペクトルの観測を行い、その結果を図 5-6 に示した。図 5 は粉末の ZnO と薄膜の Zn を用い、

表 3 各電子ビームの形状における吸収端の傾き

各電子ビーム の形状	吸収端の傾き	
	粉末のZnO	粉末のNb ₂ O ₅
①	0.12	0.031
②	0.088	0.023
③	0.098	0.026

図 6 は粉末の Nb₂O₅ と薄膜の Nb を用いた。両者の結果から酸化物のサンプルは、吸収端が高エネルギー側にシフトしていることが確認できた。図 5 の薄膜の Zn のスペクトルに関して、吸収端より高エネルギー側ではスペクトル構造がほとんど現れていない理由は、サンプルが厚いためだと考えられる。また図 6 の粉末状の Nb₂O₅ のスペクトルの細かい構造は、サンプル作成時に生じた厚みムラのためであると考えられる。

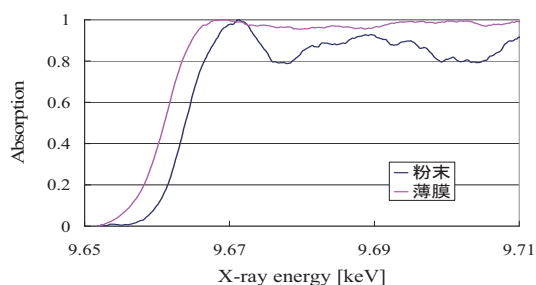


図 5 縦長の OTR において粉末の ZnO と薄膜の Zn を用いたときの XAFS スペクトル。

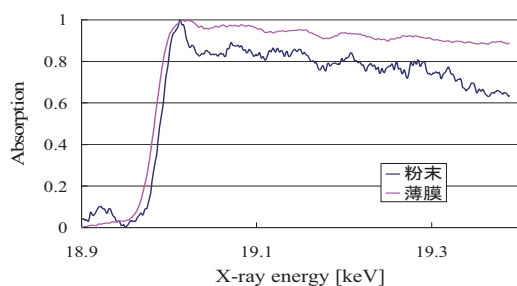


図 6 縦長の OTR において粉末の Nb₂O₅ と薄膜の Nb を用いたときの XAFS スペクトル。

4. まとめ

LEBRA-PXR システムの場合、エネルギー分解能を決める要因としては、PXR 線源自体のエネルギー分散とイメージングデバイスの空間分解能が挙げられる。特に、線源のエネルギー分散がエネルギー分解能を制約する主な原因であり、これはターゲット結晶上での電子ビームサイズと線源-検出器間距離に依存する。LEBRA-PXR システムは、電子線形加速器を用いているため、集束条件を変えることでターゲット結晶上での電子ビームプロファイルを調整することが比較的容易に行える。このため、ターゲット結晶上での電子ビームサイズを変える手法を採用し、電子ビームサイズとエネルギー分解能

の測定を行った。測定距離 7.67 m では、水平方向に対して直径 0.5 mm の電子ビームサイズは、エネルギー分解能 3 eV、直径 3.5 mm の電子ビームサイズは、エネルギー分解能 21 eV に相当する。これらの電子ビームプロファイルで XANES スペクトルを測定した結果、水平方向の電子ビームサイズが小さいほど吸収端の立ち上がり方が鋭くエネルギー分解能が良いことが確認できた。すなわち、電子ビームプロファイルとエネルギー分解能の依存性を実験的に確認することができたと言える。したがって、この依存性を利用することは、測定方法の要求に応じて PXR-XAFS システムを最適化できることを示唆している。

5. 今後の課題

今回の OTR 観測システムは、PXR 発生装置の前で観測を行った。しかし正確な議論を行うためには、ターゲット結晶上での電子ビームプロファイルを観測しなければならない。このため現在では、ターゲット結晶上での電子ビームプロファイルを観測するための新しい OTR 観測システムを構築した。今後は、新システムで同様の実験を行い、更なる PXR-XAFS システムの最適化を行う必要がある。

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成 17~19 年度)「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」の支援を受けて行った。

参考文献

- [1] Y.Hayakawa et al., Simulations to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system: Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B227 (2005) 32-40.
- [2] T. Kuwada et al., AIP Conference Proceedings 879; 9th Int. Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation (May 28 - June 2, 2006, Daegu, pp1968-1971)
- [3] M.Inagaki et al., Performance Evaluation of DXAFS Measurement Using Parametric X-ray Radiation: Proceedings of the 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31st Linear Accelerator Meeting in Japan (Aug 2-4, 2006, Sendai, Japan) 526-528.
- [4] Y.Hayakawa et al., Advanced Applications of PXR at LEBRA, Nihon University: International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena (July 3-7, 2006, Frascati (Rome), Italy).

PULSE STRUCTURE OF THE PXR INTENSITY AT LEBRA, NIHON UNIVERSITY*

Kyoko Nogami^{1,A)}, Manabu Inagaki^{B)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Toshinari Tanaka^{A)},
Takeshi Sakai^{B)}, Keisuke Nakao^{A)}, Tatsuya Takikawa^{C)}, Isamu Sato^{B)},

^{A)} Institute of Quantum Science Nihon University, 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

^{B)} Advanced Research Institute for the Science and Humanities Nihon University,
12-5 Gobancho, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-8251

^{C)} College of Science and Technology Nihon University, 1-8-14 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo, 101-8308

Abstract

Since the LEBRA-PXR system is driven with the long pulse duration of 10 μ s, the transition of PXR state in the pulse is one of the most significant problems to understand its behavior. Thus, the pulse structure of the PXR intensity is measured with a scintillation detector. As the results, the correlation between the electron beam spot size on the target crystal and the pulse structure of PXR intensity is observed. Typically, the PXR intensity rapidly changes in the case of the small electron beam spot. Additionally, the pulse structure strongly depends on the angle of the second crystal. Therefore, these results suggest that the state of the target crystal such as distortion and thermal strain changes associated with the electron beam bombing.

日大LEBRA-PXR強度の時間構造

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)では、125MeV電子線加速器を基盤としたパラメトリックX線放射(PXR)によるX線源の開発を行い、2004年から利用実験を開始している。現在までに、LEBRAでは5.0-20keVまでの連続エネルギー可変単色X線の発生に成功しており、X線吸収微細構造(XAFS)やイメージング等に应用されている^[1]。

PXRの従来の研究では、光子数計測による測定が主体であったため、電子ビーム照射に伴う時間的に速い変動についての研究が不十分であった。LEBRA-PXRの場合、比較的マクロパルス幅の長いリニアックを用いているので、マクロパルス内でのPXR強度の時間変動が重要になる。そこで、シンチレーション検出器を導入しPXR強度の時間構造の基礎的な実験が行われ、実際のマクロパルス幅10 μ sでの時間構造を測定できることが確認された^[2]。さらに、PXR強度の時間構造について詳細に調べるため、シンチレーション検出器を用いて電子ビーム形状と時間構造の関係について検証を行った。

2. 電子ビーム形状とPXR強度の時間構造

電子ビームの集束条件を変え、電子ビーム形状とそのとき得られるPXR強度の時間構造の関係について調べる。図1に実験のセットアップを示した。PXR発生装置直前に設置された金属薄板、または、PXR発生装置の第1結晶(PXR発生用ターゲット結晶)

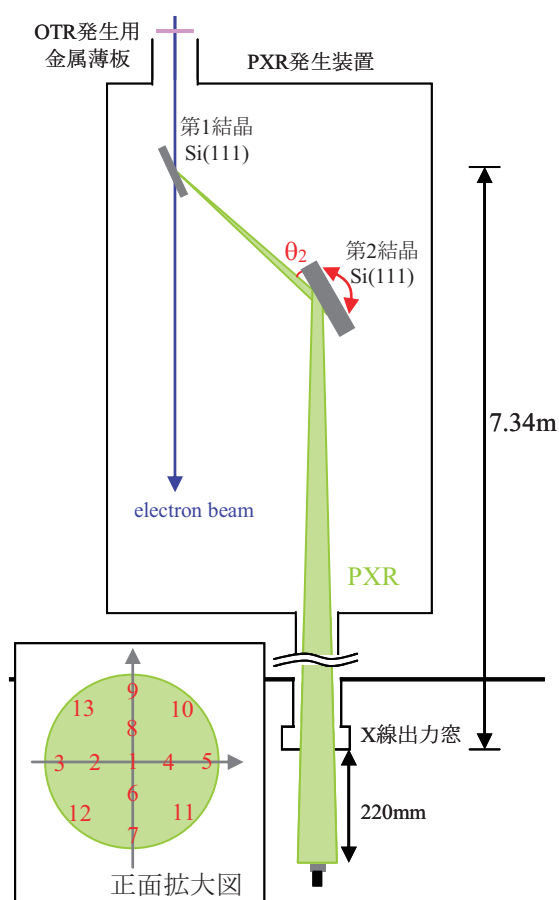


図1: 本実験セットアップ

*本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成17~19年度)

¹ E-mail: nogami@lebra.nihon-u.ac.jp

に電子ビームが照射した際に発せられる遷移放射光 (optical transition radiation: OTR)を利用して電子ビームの形状を確認した。このとき、9.661 keV、16 keV、18.98 keVのPXR強度の時間構造をシンチレーション検出器で測定した。それぞれの電子ビーム形状で得られた時間構造を16パルス分平均した結果、電子ビームサイズが数mm以上の場合には、マクロパルス内でほぼ一様なPXR強度が得られたが、電子ビームを1mm以下に集束した場合は1-2 μ s程度のパルス幅でしかPXR強度が得られなくなるという傾向が確認された(図2)。PXRエネルギーを変えても同様な結果が得られることから、電子ビーム形状と得られるPXR強度の時間構造に相関があると考えられる。これは、水平方向(PXRエネルギー分散方向)に集束した場合、特に顕著に現れた。

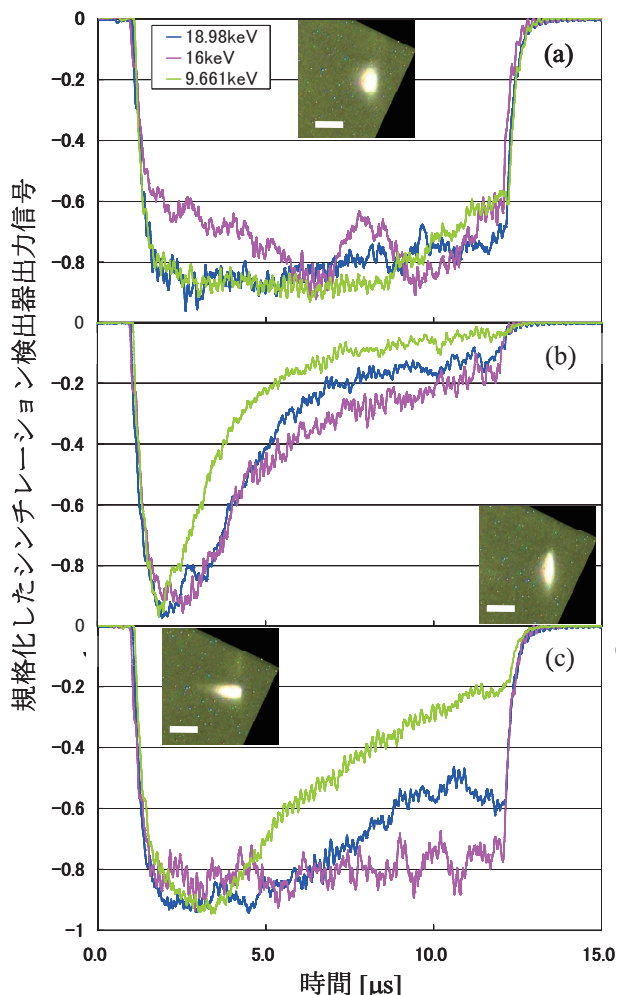


図2：電子ビーム形状とPXR強度の時間構造
電子ビーム形状(縦x横)が、約(a)3x3 mm、(b)3x1 mm、(c)1x3 mmの場合についてPXRエネルギー18 keV(青)、16 keV(ピンク)、9.661 keV(黄緑)それぞれ16パルス平均した時間構造を示す。図中のOTR画像は、PXRエネルギー16keVのとき第1結晶で発生したものであり、スケールバーは3 mmを表す。

2.1 回折曲線と時間構造

次に、第2結晶(反射板)の角度 θ_2 を変化させたときに得られるPXR強度の時間構造の変化の測定を行った。今回はPXRエネルギー9.661 keVおよび16 keVのとき、各電子ビーム形状について回折曲線を測定した。そこで得られた時間構造を16パルス分平均し、さらにそれをマクロパルス内で3分割して各時間での出力電圧の積分値(絶対値)を求め、出力窓サイズ(ϕ 100 mm)のイオンチェンバで得られたPXR強度と比較した。その結果、電子ビームサイズが数mm以上の場合、PXR強度は回転角 θ_2 に対してマクロパルス内のどの時間でもほぼ同じ回折曲線を描くことがわかった。一方、電子ビームサイズを1 mm以下に集束した場合は、マクロパルスの前半と後半では回折曲線に顕著な違いが見られ、各時間での積分強度が強くなる角度が異なり、さらにマクロパルスの後半で強度が強くなるような角度があることがわかった(図3)。

2.2 空間分布

PXRは、ホロービーム状のビームプロファイルを示すという特徴がある^[3]。そこで、PXRビームプロファイル各部でのPXR強度の時間構造の変化を調べ

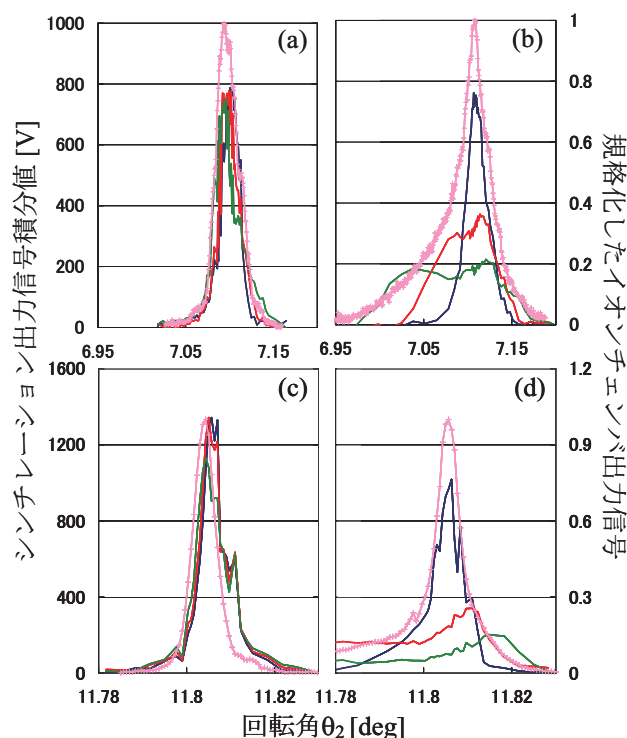


図3：マクロパルス内の各時間における回折曲線
得られたPXR強度の時間構造を16パルス分平均し、さらにマクロパルスを3分割(青、赤、緑の順)して各時間での回折曲線を示した。各図の電子ビーム形状(縦x横)とPXRエネルギーは、(a)約3x3mm/16keV、(b)約3x1mm/16keV、(c)約3x3mm/9.661keV、(d)約3x1mm/9.661 keVである。また、X線出力窓サイズのイオンチェンバの出力信号を規格化したもの(ピンク)も示した。

るために、X線出力窓に対してシンチレーション検出器の位置を移動させ計13箇所の時間構造を測定した(図1正面拡大図)。このときのPXRエネルギーは、9.661 keVで、第2結晶の角度 θ_2 はシンチレーション検出器をX線出力窓の中心(図1正面拡大図中の1)に設置したとき、PXR強度が最大となる角度に固定した。電子ビームサイズが数mm以上の場合、PXR強度の時間構造はPXRビームプロファイル各部で変化していることがわかる。これに対して、電子ビームサイズを1 mm以下に集束させた場合は、PXRビームプロファイル各部の強度分布を反映しているだけで、時間構造に変化はみられなかった(図4)。

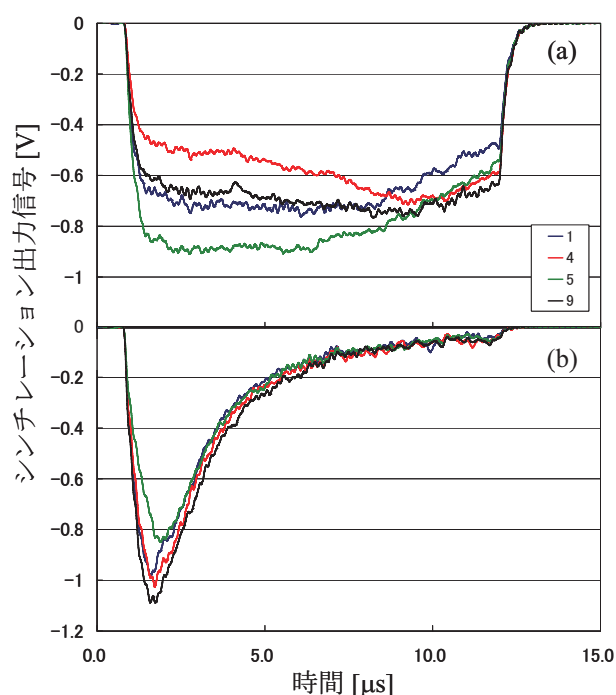


図4：PXRビームプロファイルに対する時間構造
(a)電子ビーム形状が径3mmのとき、PXRビームプロファイルの中心に対して時間構造の変化が顕著だった部分を示した(図1における1、4、5、9の位置)。(b)電子ビーム形状が3x1 mm(縦x横)のとき(a)と同じ位置での比較。得られた時間構造は、16パルス分平均したものである。

3. 考察とまとめ

今回、シンチレーション検出器を用いてPXR強度の時間構造を測定した。その結果、電子ビーム形状とPXR強度の時間構造に相関があった。電子ビームサイズが数mm以上の場合、マクロパルス内でほぼ一様なPXR強度が得られるのに対して、電子ビームサイズを1 mm以下に集束すると1-2 μ s程度のパルス幅でしかPXR強度が得られないことがわかった。また電子ビームサイズを小さくした場合において、PXR強度の前半と後半では発生装置の第2結晶の角度 θ_2 による回折曲線に顕著な違いがあり、電子ビームマクロパルスの前半より後半でPXR強度が強くなる角度があることが認められた。これは、第1結晶の

ある状態で発生したPXRを優位に反射する第2結晶の角度 θ_2 が異なることを意味していると思われる。これらのことから、電子ビーム照射自体による第1結晶の状態変化(ゆがみ、熱ひずみ)がマクロパルス内で起こっていることが示唆され、電子ビーム形状によってもその変化の仕方に違いがあると考えられる。電子ビームサイズが数mm以上と大きい場合に比べて、1 mm以下に集束した場合の回折曲線はマクロパルス内の各時間で差が大きいことから、第1結晶の状態変化がより大きいと考えられる。さらに、X線ビームに対する空間分布の測定から、電子ビームサイズを小さくし1-2 μ s程度でPXR強度を得る場合のほうが、空間的にほぼ同じ時間構造となった。したがって、電子ビームサイズを特に水平方向に小さくし、電子ビームのマクロパルス幅を短くすることによって、第1結晶のある特定の状態で発生するPXR成分だけを得ることができ、精度の高い実験を行うことができると考えられる。

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成17~19年度)「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」の支援を受けて行った。

参考文献

- [1] Y.Hayakawa et al., "Advanced Applications of PXR at LEBRA, Nihon University", International Conference on Charged and Neutral Particles Channelling Phenomena, Frascati (Rome), July, 2006
- [2] 滝川達也 et al., "NaI(Tl)シンチレーション検出器によるパラメトリックX線放射の時間構造測定", 文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」シンポジウム 赤外自由電子レーザーとパラメトリックX線 利用研究の進展, Funabashi, Feb., pp141-143, 2007
- [3] M.Inagaki et al., "Performance Evaluation of DXAFS Measurement Using Parametric X-ray Radiation", Proceedings of the 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31st Linear Accelerator Meeting in Japan, Sendai, Aug., pp526-528, 2006.

OBSERVATION OF BACKBOMBARDMENT ON DC ELECTRON GUN*

Toshinari Tanaka^{1,A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Kyoko Nogami^{A)}, Keisuke Nakao^{A)},
Isamu Sato^{B)}, Takeshi Sakai^{B)}, Manabu Inagaki^{B)}

^{A)} Institute of Quantum Science, Nihon University

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

^{B)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

Abstract

The emission current of the dc electron gun was found to be enhanced synchronously with the rf pulse of the 125 MeV linac at Nihon University. The behaviour of the emission current in terms of the magnetic focusing in the injector system showed the existence of backbombardment of the EIMAC Y646B cathode assembly by the electrons decelerated in the buncher accelerating tube. The cathode heater power had been supplied over approximately 23000 hr during use in the gun, and then the cathode assembly was removed. Significant accumulation of the cathode impregnants on the grid mesh wires of the assembly suggests that the emission current enhancement resulted from the growth of grid emission caused by the backbombarding electrons. So far the beam current enhancement has not been reproduced on newly installed cathode assembly, although approximately 0.5 % of the emitted electrons have been found to come back toward the gun.

DC電子銃におけるバックボンバードメントの観測

1. はじめに

日大125MeV電子リニアックでは100kV熱陰極DC電子銃にEIMACのY646Bカソードアセンブリを用いている^[1]。自由電子レーザー (FEL) の発振にはパルス幅20 μ sの加速ビームを利用する。このとき、RFパルス内でビーム電流値が一定であることが重要であるが、電子銃からのビーム引き出し電流波形は、グリッドパルサー回路の特性が原因でパルス幅全体に渡って十分平坦とはなっていない。従って電子銃引き出しビームパルス幅がRFと同じ20 μ sでは平坦なビームが得られないため、電子銃引き出しビームパルスのうち20 μ sの平坦部を選択して加速できるよう、グリッドパルサーのパルス幅を約50 μ sと広げてビーム引き出しを行っている。

カソードヒーターは常時通電し、カソードが空間電荷制限領域で動作する条件となるヒーター電力約10Wを維持している。この状態で、2004年5月から2006年12月までの間、1個のカソードを交換することなく安定に使用し続け、最終的には2007年1月に別のカソードに交換した。このカソードのヒーター通電時間はおよそ23000時間となり、それまでの同種カソードに比べ2倍以上の使用時間となった。

2005年後半になって、電子銃の引き出し電流をモニターしているCT波形に、50 μ sの引き出しビームパルスと重畳してRFパルスに同期した変化が観測されるようになった。その後CT波形を詳細に調べたところ、バンチャー側から逆行する電子ビームの

存在と、それによる引き出し電流の増加を示唆する結果が得られた。電流の増加は顕著ではないが、これは熱陰極RF電子銃におけるバックボンバードメントと類似の現象と考えられる。以下において、交換後の新たなカソードアセンブリについて得られた結果も含め、その詳細を報告する。

2. パルス内ビーム電流増加の観測

図1に日大125MeV電子リニアック入射部の概略を示す。左端にある100kVのDC電子銃から引き出されたビームは磁気レンズML1、ML2で集束され、プリバンチャー通過後にさらに磁気レンズML3で集束を受けてバンチャーに入射する。バンチャー通過後に集束系を通過して加速管に導かれる。電子銃引き出し後最初のビーム電流モニターCT1がプリバンチャー直前にある。2年半に渡って使用したY646Bカソードアセンブリのパルス内引き出し電流増加は、加速

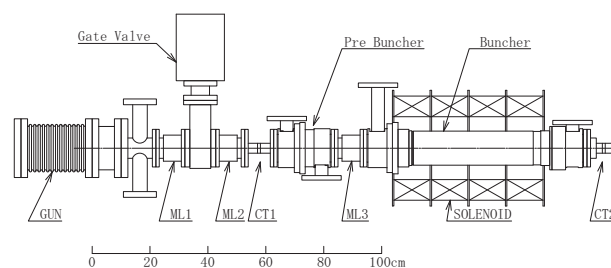


図1. 125MeVリニアック入射部の概略図。

*文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) (平成17~19年度)

¹ E-mail: tanaka@lebra.nihon-u.ac.jp

器運転時に常時監視しているCT1の電流波形の変化から分かった。

CT1で観測した電子銃引き出し電流波形の全体を図2に示す。引き出し電流のパルス幅は48 μ s、通常の使用ビーム電流はピーク値で約200mAである。RFとのタイミング比較のためにクライストロン1号機出力RF波形、加速時との比較にクライストロントリガを切りRF出力をOFFしたときの電流波形を同時に示してある。電流波形にはCTの有限なインダクタンスによる、約3%/20 μ sのドループがある。図2では電流波形の変化が目立たないため、RFがONとOFFでの電流の差をとって図3に示した。

図3において、電流の差をとった波形の14 μ sと62 μ s付近に見られる細いピークは、ビームパルスの開始と終了に対応する。電流は負の値で表示されているため縦軸の正の側で電流が減少となる。図からRFパルス開始のタイミングで一旦階段状に電流が約0.8mA (約0.4%) 減少し、その後RFパルス終了までに指数関数的に約2.2mA (約1%) 増加、さらに

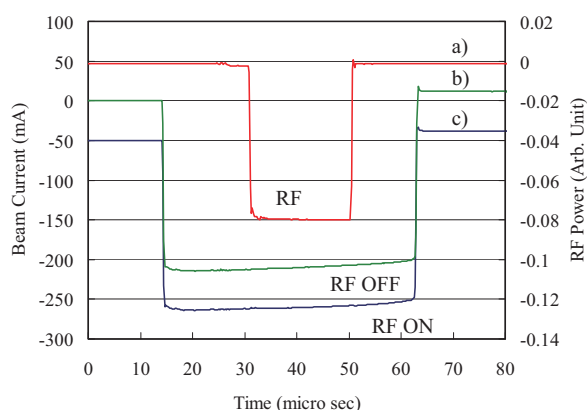


図2. CT1での電子銃引き出し電流波形の比較。a) タイミングの参考にクライストロン1号機出力RF波形、b)RFがOFFの時の電流波形 (-50mAオフセット表示)、c)RFがONで加速時の電流波形。

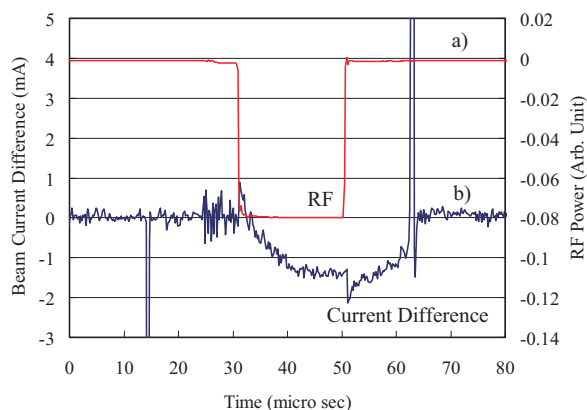


図3. RFのタイミングと、RFがONとOFFとの間の電子銃引き出し電流の差。a)クライストロン1号機出力RF波形、b)図2のRFがONの電流波形からOFFの電流波形を差し引いた結果。

RFパルス終了時に階段状に増加、そしてRFパルス終了後は減衰し、ビームパルス終了時に電流がなくなっていることが分かる。

RFパルスの開始時と終了時に生じている階段状の電流波形変化は、RFがONの間に下流で逆加速され逆行してきた電子ビームによる矩形のパルスが存在し、それが重畳しているため電流値が減少していると考えられる。さらに、RFパルス開始から指数関数的に電流が増加し、約12 μ sで2.2mA増加して飽和している様子が見られるのは、バックボンバードメントによる電子銃引き出し電流の実際の増加と考えられる。その後カソード交換までの1年間で徐々に飽和値が増加し、8mA (4%) にまで達した。

CT1はプリバンチャーの上流にあるため、RFで逆加速されたビームによって電子銃引き出し電流増加が生ずるなら、そのビームはプリバンチャー、バンチャー、あるいはその後の加速管に由来する。そこで、電流増加の振る舞いがバンチャー直前のML3の励磁電流に依存するかを調べた。ML3の下流から戻るビームが影響するなら、ML3の集束力の変化によりバンチャーを通過するビーム電流とともに、バンチャーから戻るビーム電流も変化し、電流増加の振る舞いが変化すると考えられた。ML3の励磁電流を0.35Aから1.4Aまで1.4倍ずつ変化させた結果を図4に示す。正規の使用励磁電流は0.7Aである。0.35Aでは増加が少なく、矩形パルス成分も小さい。0.7~1.0Aで電流増加が最大となり、1.4Aではほぼ増加がなくなり矩形パルス成分も目立たなくなっている。この結果から、少なくともバンチャーから後の部分で逆加速されて戻ってくるビームが存在すること、またそのビームによる電子銃引き出し電流の増加が起きていること、が明らかであると言える。

3. バックボンバードメントの効果

熱陰極DC電子銃においては、通常はカソードを

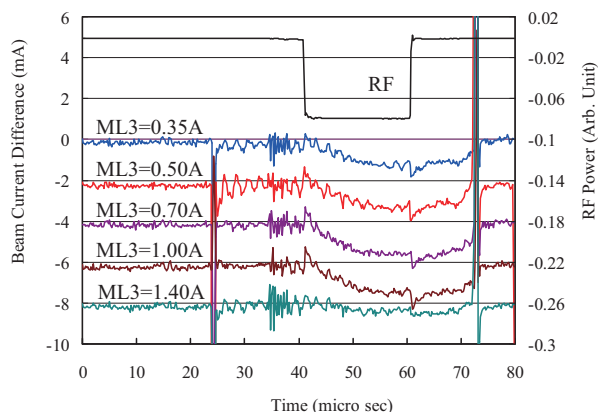


図4. ML3励磁電流による電子銃引き出し電流増加の変化。励磁電流を0.35Aから1.4倍ずつ変更し、RFがOFFの時の電流との差を得た。1.4Aではほぼ電流増加がなくなった。通常の電流値は0.7A。

温度制限領域ではなく空間電荷制限領域で動作させ使用する。この条件ではカソード温度が十分高く、その温度が多少変化しても動作への影響は無視でき、カソード表面付近の電界で引き出し電流が決まる。日大リニアックでもカソードはこの条件で使用している。

引き出された電子ビームのうちバンチャーまたは後段の加速管で逆加速され、ビーム集束系を逆行しCT1まで到達した電子ビームは、エネルギーは不明だが電流値では0.4~0.5%程度となることが分かった。しかしこれが実際に電子銃カソードまで到達しても、カソードはほぼ空間電荷制限領域で動作しているため、理想的にはカソード過熱による引き出し電流の増加は起こり難いと考えられる。従って次に電流増加の原因として考え易いのは、グリッド衝撃によるグリッド放出電流の発生である。

日大125MeVリニアックの電子銃引き出し電流波形に現れた変化は、バックボンバードメントがグリッド放出電流を発生させた結果と考えることもできる。RFパルス終了後の増加電流の減衰は、電子衝突による過熱領域が元の温度に戻る際の現象と考えられる。しかし、図3からも明らかのように、減衰途中でグリッドパルス終了と同時にこの電流もなくなっている。この振る舞いはどちらかと言えばカソードのバックボンバードメントに起因すると考える方が理解し易い。

このカソードアセンブリを2006年12月に交換のため取り外した際に、カソード表面を撮影した写真を図5に示す。カソード直径は7mmある。カソード中央部のグリッドメッシュにはカソード含浸物質であるBaO等の無色透明の物質が、電線に付着した雪のように大量に蓄積していた^[2]。周辺部ではその量が極めて少なく、使用初期のグリッドメッシュの状態

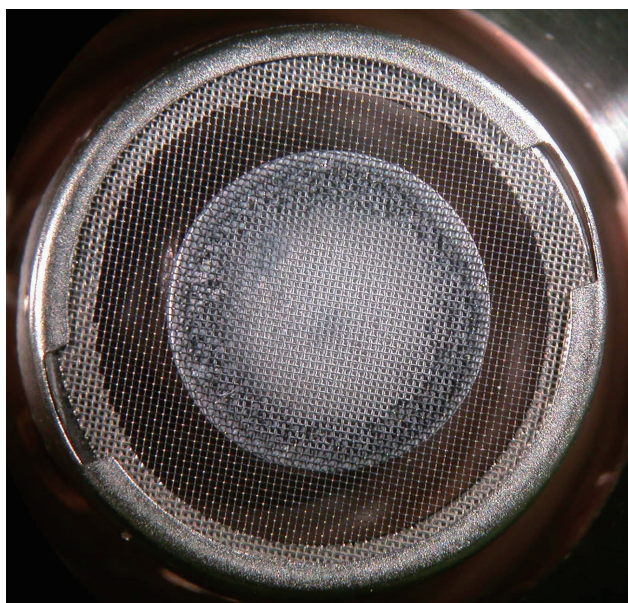


図5. 取り出したカソードアセンブリの写真。カソード面の中央部と周辺部の状態が異なって見えるのは、グリッドメッシュ中央部に主に蓄積したカソード含浸物質が寄与している。

をほぼ維持していた。このように長期使用の間にグリッドメッシュの状態が大きく変化しているが、バックボンバードメントの効果がどこに現れていたのかはまだ明確ではない。

2年半使ったカソードを新しいものに交換してからは図3、図4のような電子銃引き出し電流の増加は生じていない。しかしCT1における電子銃引き出し電流のML3励磁電流依存性を調べると、図6のようにやはり最大約1mA (0.5%) の逆行電子ビームの存在が明らかとなった。従って、使用時間の長期化により再び電流増加が生ずる可能性が考えられる。

4. まとめ

熱陰極DC電子銃の引き出し電流に観測された1~4%のパルス内電流増加は、バンチャー以後で逆加速されたビームの存在が確認されたことから、バックボンバードメントが原因と考えられる。この電流増加は約12μsでほぼ飽和したが、FELの発振には必ずしも無視できない変化である。しかし、それが具体的にどこを過熱した結果であるのか、これまでの測定結果からは定かでない。交換後の新しいカソードでは電流増加が観測されていないが、明らかにバンチャー側からの逆行ビームがやはり同程度存在することが確認された。この結果から、電流増加の有無はカソードとグリッドの状態に依存する可能性が示唆されるが、使用による状態変化の寄与が考えられ今後長期間での変化を追跡する必要がある。また、これに関連しビームパルス全体の波形について、その平坦度の長期的変化を調べることも課題である。

参考文献

- [1] K.Kanno et al., Proceedings of the 26th Linear Accelerator Meeting in Japan (Tsukuba, Aug. 1-3, 2001) 73.
- [2] J.L.Cronin, IEE PROC. Vol. 128 (1981) 19.

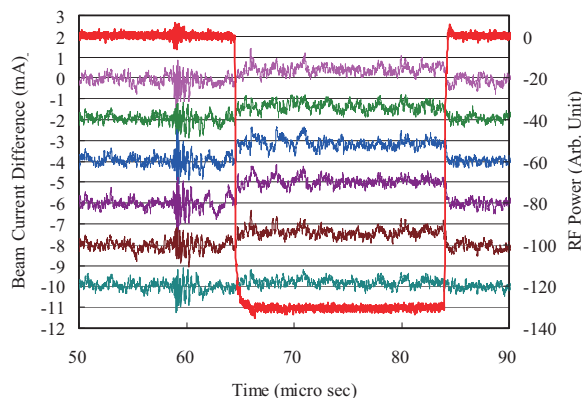


図6. 交換後のカソードでの、図4と同様CT1におけるビーム電流のML3励磁電流依存性の測定結果。矩形波形はRFパルス。上から励磁電流0~1.5Aまで0.3A毎 (2mAずつオフセット表示) の、RFがONとOFFとの間のビーム電流の差。

DEVELOPMENT OF THE ELECTRON GUN EMISSION CURRENT FEEDBACK SYSTEM AT LEBRA*

Keisuke Nakao^{1,A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)},
Isamu Sato^{B)}, Takeshi Sakai^{B)}, Kyoko Nogami^{A)}

^{A)}Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) Nihon University
7-24-1 Narashinodai Funabashi Chiba 274-8501

^{B)}Advanced Research Institute for the Science and Humanities (ARISH) Nihon University
7-24-1 Narashinodai Funabashi Chiba 274-8501

Abstract

At the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University, the emission current of the electron gun feedback system is developed. This system adjust emission current by controlling remotely of grid pulse voltage. The range of fluctuation of emission current is controlled to about $\pm 0.3\text{mA}$ by this system.

日本大学電子線利用研究施設における電子銃エミッション電流 フィードバックシステムの開発

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) の 125MeV リニアックで使用している 100kV DC 電子銃のエミッション電流に、1mA 程度の変動が観測されている。この原因は現在不明である。グリッドパルスおよびグリッドバイアス電源の安定度不足ではないかと考えられたが、実測の結果 0.01% の安定度があり、安定度は十分であった。この変動は FEL パワーの変動と相関がある事がわかっている。そこでこのエミッション電流の変動を抑制するフィードバックシステムを開発し、現在試験中である。このフィードバックシステムは、電子銃のグリッドパルス電圧でエミッション電流を調整する。

以下において、日大 125MeV リニアックにおける電子銃エミッション電流フィードバックシステムの概略を報告する。

2. LEBRA DC 電子銃

日大 125MeV リニアックで使用している電子銃は、引き出し電圧 100kV の DC 電子銃で、EIMAC Y646B カソードを使用している [1]。運転時には通常グリッド電圧 45.4V、グリッドバイアス 52.9V で、エミッション電流は 190mA 程度で使用している。

グリッドパルスおよびグリッドバイアス使用し

ている電源は、KIKUSUI 社製の PMC110-0.6A である。この電源は、外部から制御電圧を印加することで出力電圧を制御する事ができる。

グリッドパルス電圧と、エミッション電流の関係を測定した。エミッション電流を測定する Current Transformer #1 (CT#1) は、プリバンチャの上流にあり、電子銃から 50cm ほど下流にある。グリッドパルス電源は 100kV 高圧ターミナルの上ののっており、CT#1 はグラウンドレベルにあるため、有線でグリッドパルス電源に制御信号を送ることができない。そこで無線 LAN (IEEE802.11b) を用いて通信することとした。測定装置を図 1 に示す。図 1 の点線で囲まれた部分は高圧ターミナルの上に乗っている部分であり、MOXA とは Ethernet-シリアルコンバータである。D.M. とはデジタルマルチメータで、直流電源の電圧を測定している。

この測定に用いた直流電源は、TAKASAGO 社製 KX-100H である。この電源はシリアルポートにコマンドを送ることで出力電圧を制御することができ、簡易に測定装置が組めるため採用した。PC は無線 LAN を通じてグリッドパルス電圧を変え、グラウンドレベルにある CT#1 の信号をオシロスコープで測定し記録する。この測定で得られた結果を図 2 に示す。図 2 から、グリッドパルス電圧 1V あたり、エミッション電流が 23.9mA 変化すること

¹ E-mail: nakao@lebra.nihon-u.ac.jp

*文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) (H.17-H.19)

がわかった。これからエミッション電流を1mA変化させるには、グリッドパルス電圧を41.8 μ V変化させる必要がある。

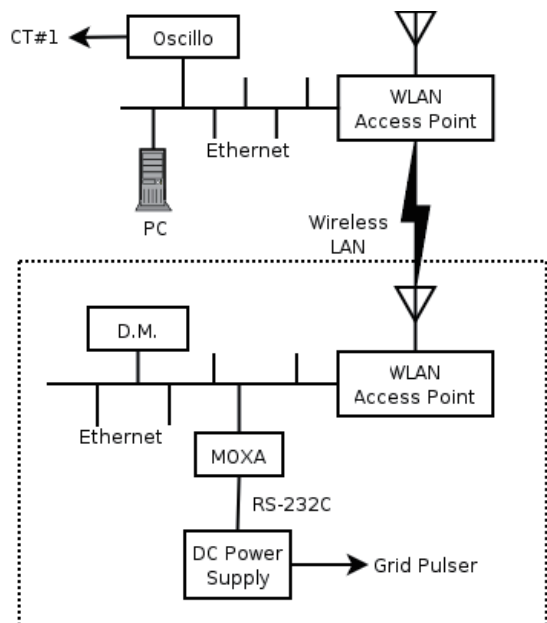


図 1: グリッドパルス電圧とエミッション電流の関の測定に用いた測定装置

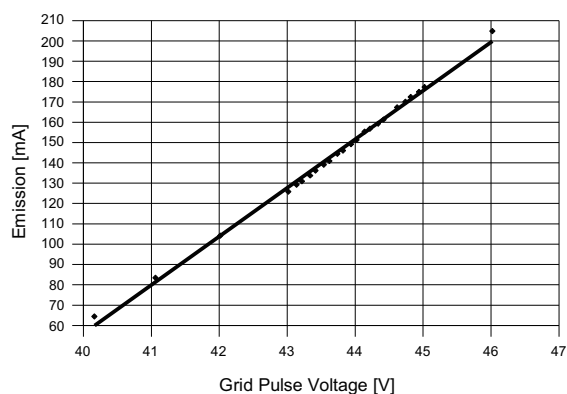


図 2: グリッドパルス電圧とエミッション電流の関係

3. フィードバックシステム

フィードバックシステムの構成を図3に示す。図1とほぼ同様であるが違いは通常使用するグリッドパルス電源が電圧制御のため、PCからのコマンドを解釈し、制御信号に変換するグリッドパルス電源遠隔操作回路がMOXAとグリッドパルス電源の間に追加されていることである。

PCにはこのシステムを管理するフィードバッ

クプログラムが動作しており、オシロスコープでエミッション電流を測定し、エミッション電流の変動を抑制するようにグリッドパルス電圧をグリッドパルス電源遠隔操作回路に通じて調整する。

グリッドパルス電源遠隔操作回路は、PCから受信したコマンドにしたがって、グリッドパルス電源の出力電圧を操作するものである。この回路はルネサステクノロジー社のCPUであるH8/3069Fを使用している。

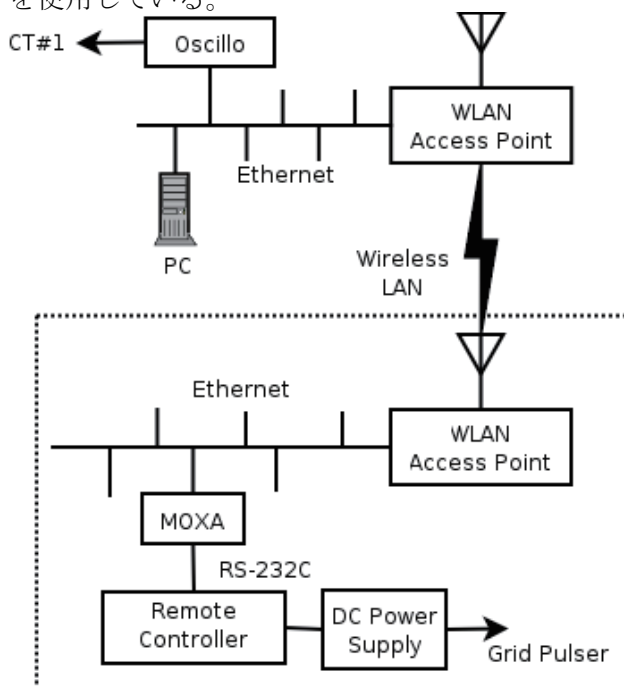


図 3: フィードバックシステムの構成

グリッドパルス電源は、外部制御端子に印加する電圧に比例した電圧が出力される。この電源の出力範囲は0~110Vであり、外部制御端子の入力範囲は0~10Vである。よってエミッション電流を1mA変化させるには、グリッドパルス電源の外部制御端子に印加する電圧を3.80 μ V変化させる必要がある。運転時のグリッドパルス電圧は45.4Vであるから、4.1V程度の電圧をグリッドパルス電源に入力していなければならない。またエミッション電流1mAを制御するのに10倍の解像度が必要だとすると、1digitあたり0.38 μ Vの解像度が必要である。たとえばフルスケール5Vとすると、解像度が24bit以上のD/A Converter (DAC)が必要になる。24Bit DACは手持ちがなかったため、DACの出力に約4V程度オフセット電圧を加えたアンプを作成し、8bitのDACをフルスケール2.5mVで用いることとした。この回路で使用したCPUは8bit DACを内蔵しており、このDACを使うことで回路を簡便なものにすることができた。

4. フィードバックの効果

エミッション電流の時間変化および分散を図4、図5に示す。

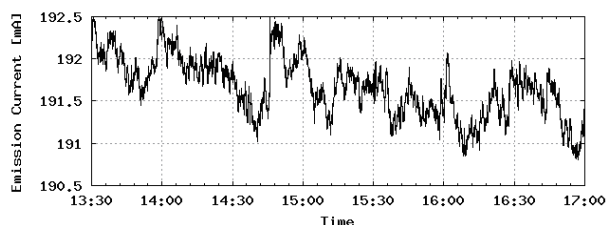


図 4:a フィードバック OFF時のエミッション電流の時間変化(2007年6月8日測定)

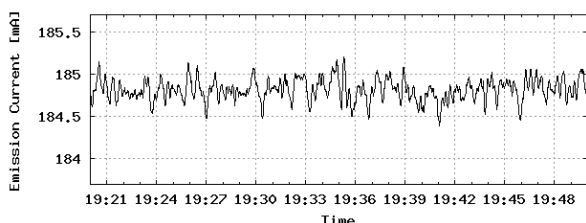


図 4:b フィードバック ON時のエミッション電流の時間変化(2007年6月8日測定)

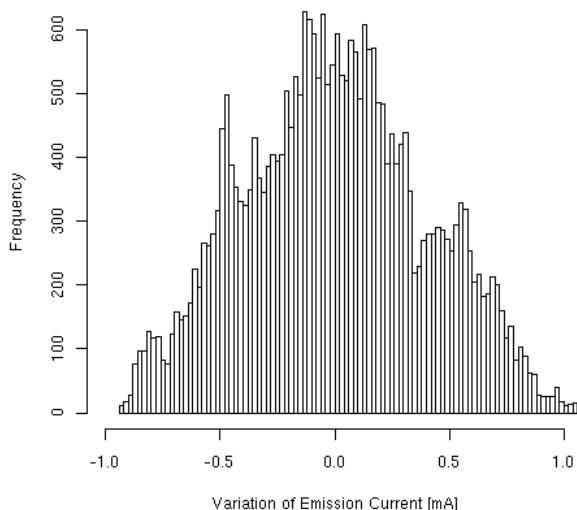


図 5:a フィードバック OFF時のエミッション電流の分散

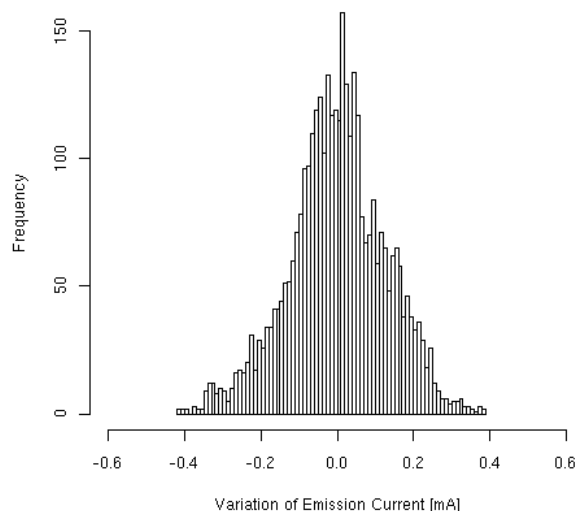


図 5:b フィードバック ON時のエミッションの分散

図3から、フィードバック停止時に見られたエミッション電流の変動が抑制されていることがわかる。フィードバックOFF時のエミッション電流の標準偏差は0.4mAで、フィードバックON時は0.12mAであった。よってこのフィードバックシステムによってエミッション電流の変動幅を±0.3mA程度に抑えることができた。グリッドパルス電源遠隔操作回路の出力のノイズレベルを測定したところ、0.92mV_{RMS}であった。これはエミッション電流に換算すると0.24mAに相当する。これはフィードバックON時のエミッション電流の標準偏差の2倍と一致することから、この回路ではこれが限界であると言える。

5. まとめ

日大125MeVリニアックの電子銃のエミッション電流にある変動を抑制するために、フィードバックシステムを開発している。本システムは電子銃のグリッドパルス電圧を遠隔制御することで、エミッション電流を制御している。本システムにより、±0.8mA程度の変動を±0.3mA程度に抑制することができた。

参考文献

- [1] K.Kanno et al., Proceedings of the 26th Linear Accelerator Meeting in Japan (Tsukuba, Aug.1-3,2001)

PRECISE CONTROL OF COOLING WATER TEMPERATURE FOR LEBRA-LINAC*

Takeshi Sakai^{1,A)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Ken Hayakawa^{B)}, Yasushi Hayakawa^{B)}, Takao Kuwada^{A)},
Yumiko Takahashi^{B)}, Keisuke Nakao^{B)}, Kyoko Nogami^{B)}, Manabu Inagaki^{A)}, Isamu Sato^{A)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University

12-5, Goban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251, Japan

^{B)} Institute of Quantum Science, Nihon University

7-24-1 Narashinodai, Funabashi-shi, 274-8501 Japan

Abstract

Precise experiments using FEL and PXR require a high-stability electron beam from the linac. The cooling water temperature for an accelerator tube and electromagnets has been adjusted with high precision by a refrigerator and improvement of a fine cooling system, and modify of a flow path. The linac cooling water temperature has been controlled to within $\pm 0.01^\circ\text{C}$ by adjustment and the improvement of the fine cooling water system. Fluctuation of the PXR intensity at the output port has been suppressed to $\pm 2\%$ by improvement of the cooling water system.

日本大学リニアックの冷却水温度の精密制御

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設LEBRAでは、文部科学省学術フロンティア推進事業「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」の支援、及びKEKとの共同研究により、125MeV電子線形加速器をベースとした自由電子レーザー(FEL: Free Electron Laser), パラメトリックX線放射(PXR: Parametric X-ray Radiation)による光源の実用化を進めてきた。現在までに、FELは $0.855\sim 6\mu\text{m}$ の範囲で連続波長可変発振を達成し、PXRにおいては $5\sim 20\text{keV}$ の連続波長可変な単色X線が得られている。現在、各光源を用いた学内共同利用実験を実施するに至っている^{[1][2]}。

現在は、PXRの優れたコヒーレンシーな特徴を利用したイメージングを中心に応用研究を行っており、これまではSPRING-8や高エネルギー加速器研究機構などの大型放射光施設以外では困難であると考えられていたX線吸収微細構造(XAFS: X-ray Absorption Fine Structure)や回折強調型イメージング(DEI: Diffraction Enhanced Imaging)の基礎研究を進めている^{[3][4][5]}。これらイメージング測定では、加速ビームの安定度、加速器側の安定度が非常に重要であり、LEBRAでは冷却系の安定化を進めている。

本稿では精密温調系の改良、調節、改良後の冷却水安定度、PXR強度の安定度に関して報告を行う。

2. LEBRAリニアックと冷却系

LEBRAリニアックの概要図を図1に示す。LEBRAでは加速器上流側と下流側で2つの精密温調をそれぞれ設置し、主に加速管、偏向電磁石などの冷却を

行っている。冷凍機からは2つの流路に分岐し、各精密温調の1次冷却水に使用している。粗温調は主にクライストロン、ダミーロードなどの冷却に使用している。2005~2006年度にかけて冷凍機配管、調節計などの更新、PXR発生用Siターゲット冷却系の低圧冷却系への移行などを行い、冷却水温度安定化からPXRの強度をある程度まで抑えることに成功したが^[6]、アナライザー結晶を用いるDEIの測定ではまだ安定度が不十分であった。

3. 精密温調系の改良と調整

3.1 旧冷却系の問題点

LEBRAの冷却系システムは、旧日本大学原子力研究所(現量子科学研究所)発足時の計画であったマイクロトロン用を流用していた。昨年度の冷凍機系の改良により冷凍機側の温度調整が細かくできるようになったが、冷凍機のコンプレッサー動作時における短時間での大きな水温変化に精密温調側の調節計がうまく追従できず、冷却系全体で見れば、非常に不安定であった。LEBRAの冷却系流路は精密温調からはリザーバタンクを介さずダイレクトに加速管、電磁石本体へつながっているため、大きな変動が伝わり易いという欠点があった。リザーバタンクは加速管や電磁石の冷却部後に設置しており、さらにタンク容量は120Lと小さく、リザーバへ戻っても約30secで送り出されてしまっていた。そこで昨年度に冷凍機、配管等の改良を行い、冷凍機水温変動幅は広いが、短時間の大きな変動が無いゆっくりとした変化をするパラメーターを選び、

*本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成17~19年度)の支援を受けて行った。

¹ E-mail: sakai@nihon-u.ac.jp

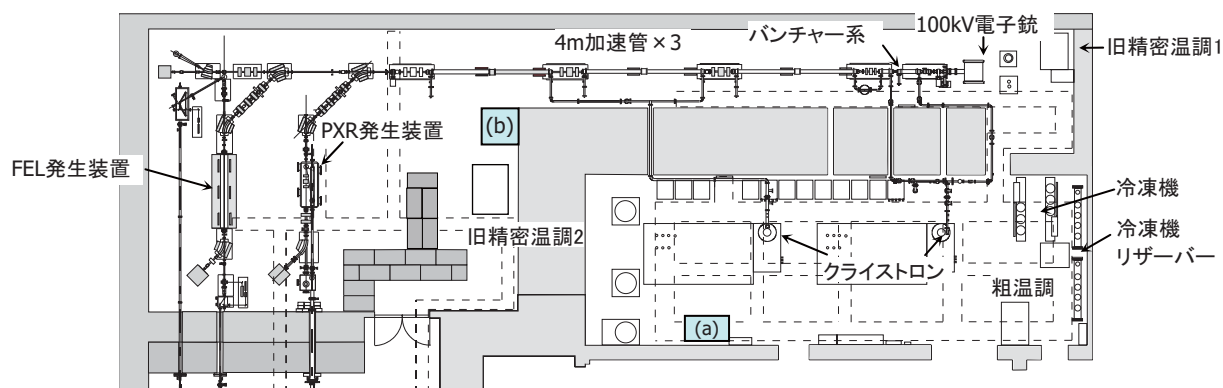


図1: LEBRAリニアック概要図。旧冷却系は2つの精密温調を用いて、上流、下流を分けて冷却。新精密温調系では、1台で全体を冷却し、設置場所の制限から加速器本体室側にリザーバタンク(b)、ポンプ、コントローラー系をクライストロンモジュレーター室(a)へと分けて設置した。

全体が安定になるように対応していた⁶⁾。

3.2 精密温調系の改良

3-1で述べたように、これまでの冷却系流路は冷凍機の温度変化がそのまま精密温調側へ伝わり、変動が大きくなりやすかった。これは、図2(a)に示すように冷却系配管上変動が伝わりやすい流路のためであった。そこで、昨年度は図2(b)右側のように、冷凍機から精密温調の間に三方弁を付け、冷水循環系へ精密温調側から一部を戻し、精密温調と冷凍機間の水温差を狭くするため25°Cへ上昇させ、さらに、冷凍機からは再度リザーバーを経由することで温度変化を緩やかになるよう改良していた。今年度は昨年度の調整と問題点を踏まえ、精密温調系の更新に加え、図2(b)左側に示すように精密温調から大容量リザーバーを経由して加速管等の冷却部へ送るよう流路の変更を行うことにした。

LEBRAではマシンタイムが順調に増加しており、2006年度は1800時間を越える利用実験が行われた。そのため、改良工事は利用実験に影響を与えない時間帯に行うしかなく、外で組み上げた物を中へ運び込み、現場での据付工事をできるだけ短期間に完了するようにした。また、工事完了後の移行に時間がかかる場合を想定し、他の実験に影響しないように、これまでの精密温調系を予備に残し、すぐに切替えられるよう配慮して行った。

図1に示したように、加速器本体室、モジュレーター室は狭く設置場所が制限されるため、熱交換器はコンパクトで据付面積が小さい日阪製作所製プレート式熱交換器(PHE)を採用した。この熱交換器は、電熱効率が非常によく、軽量であるため、据付工事も容易で、プレート枚数の増減で能力変更が可能であり、これまでの1台分と同程度の面積で2台分以上の能力に対応可能であった(図1(a))。タンクは設置場所の制限や、冷却水放射化を考慮し、加速器本体室へ設置した(図1(b))。場所の制限により700×700×2100mm³の非常に縦長のタンクを採用したが、水量は7倍の800Lを確保できた。熱交換器、調節計などはメンテナンス、調節のしやすさを考慮しモジュレーター室へ設置した。調節計はこれまでの使用経験などから、山武製デジタル指示調節計

SDC36を用いた。この調節計はRS485の通信機能を持っているため、LANへ変換を行い遠隔からのデータ収集、パラメーター調節を容易に行えるようにし、調節時間の短縮を図った。

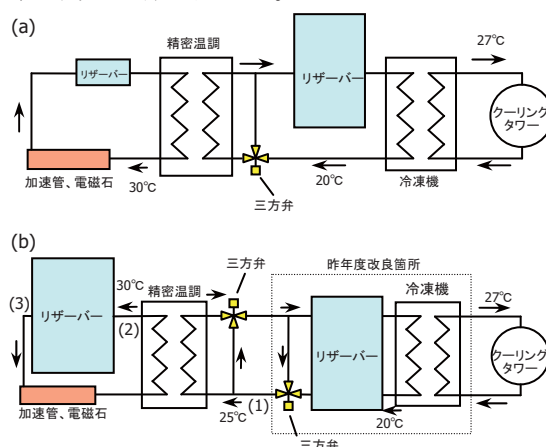


図2: 改良前後冷却系フローシート。冷水循環器系へ精密温調から一部を戻し、温度変化を緩やかにしている。精密温調からリザーバー経由の流路へ変更。

3.3 冷凍機系を含めた全体調整と安定度の比較

精密温調が早い温度変化に対応できるようになったため、冷凍機側の設定から行った。山武製の調節計にはリミットサイクル法による自動調整機能があるため、何度か自動調整を行い大まかなパラメーターを求め、調整のスタート値を決めた。温度測定には、Pt100白金測温抵抗体(3線式)を用いた。冷凍機系調整の結果、図3(1)に示すように、短時間の細かい変動があるが、全体では±0.4°C以内に抑えることができた(図2(b)(1)で測定)。冷凍機の調整を踏まえて、精密温調側の調整を行った。冷凍機の場合と同様に、温度測定にはPt100白金測温抵抗体(3線式)を用い、リミットサイクル法による自動調整で大体のパラメーターを決め、その値を目安に調整を行った。精密温調系調整の結果、図3(2)に示すように、±0.04°C以内に抑えることができた(図2(b)(2)で測定)。冷凍機、精密温調の調整の結果、加速管、偏向電磁石などへ送る直前のリザーバタンク内水温で図

3(3)に示すように、 $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 以下を達成した(図2(b)(3)で測定)。温度測定には、ASL社製の高精度デジタル温度計F200を用い、測定プローブには 0°C 、 30°C 、 100°C で校正を受けたPt100白金測温抵抗体(4線式)を用いた。この結果より、冷凍機から精密温調を介して、リザーバタンクまでに徐々に温度変化を吸収し、平均化することで高精度に温度制御ができていたといえる。

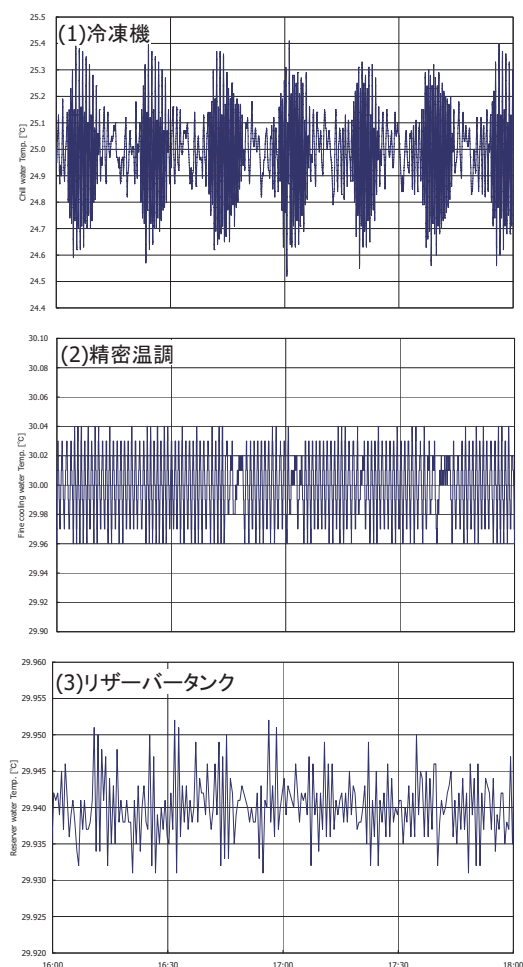


図3：(1)冷凍機、(2)精密温調調整後の温度変化と、(3)リザーバタンク内水温変化。冷凍機 $\pm 0.4^\circ\text{C}$ 以内、精密温調 $\pm 0.04^\circ\text{C}$ 以内に調整の結果、リザーバタンクで $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 以下に抑えることができた。

4. まとめと今後の課題

精密温調～冷凍機間の水温差を狭く、且つ冷水循環系の一部を戻し、精密温調～加速管・電磁石系の間に大容量のリザーバーを介することで冷凍機からの温度変化を平均化し吸収することができ、精密温調水温度を $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 以下で高精度調整できた。

精密温調安定化の結果、加速器側の安定化から加速ビームも安定化され、図4に示すように、PXR光源強度の変動は、冷凍機、精密温調改良前の $\pm 15\%$ 、冷凍機改良後の $\pm 10\%$ に比べ、 $\pm 2\%$ 以下まで抑えることができた。また、PXRを用いたDEIによる測定では、撮影像が鮮明になり安定化による大きな効果

があった^[7]。

今後の課題としては、リザーバタンクから冷却箇所までの間の配管には断熱材を巻いているが、若干温度変化が発生している可能性がある。そこで冷却部入力直前、直後での温度モニターを行い、温度を微調整することでさらに安定化が可能かどうか検討を行う予定である。PXR発生用ターゲット結晶冷却系は、水温変動、高水圧による配管振動の影響から精密温調系から切り離し、簡易的な低压冷却装置へ置換えているが、精密温調冷却系からの流路を確保次第、再度置換える予定である。また、クライストロンや、ダミーロードの冷却には粗温調を用いているが、今回の冷却系安定化を踏まえ、粗温調を精密温調化しRF源系の水温安定化も検討中である。

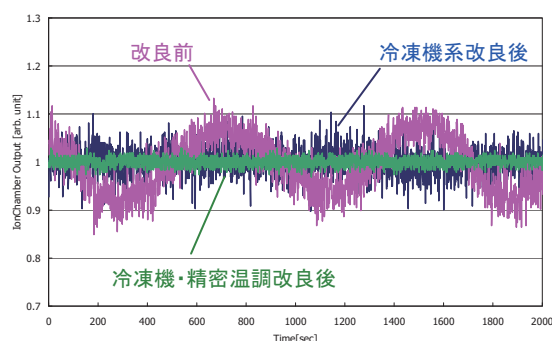


図4：精密温調改良後のPXR光源強度の比較。安定化後は変動幅を $\pm 2\%$ 以下に抑えている。

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成17～19年度)「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」の支援を受けて行った。

参考文献

- [1] T.Tanaka, et al., "日本大学電子線利用研究施設の現状", in these proceedings.
- [2] Y.Hayakawa, et al., "Tunable Monochromatic X-ray Source Based on Parametric X-ray radiation at LEBRA, nihon University", AIP Conf. Proc. 879,123(2007).
- [3] Y.Hayakawa, et al., "Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 252(2006) 102-110.
- [4] T.Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials using LEBRA-PXR", AIP Conf. Proc.879,1968(2007)
- [5] M.Inagaki, "PERFORMANCE EVALUATION OF DXAFS MEASUREMENT USING PARAMETRIC X-RAY RADIATION", Proc. 31st Linear Accel. Meeting in Japan, (August 2-4, 2006, Sendai Japan), p526-528.
- [6] T.Sakai, et al., "IMPROVEMENT OF WATER COOLING SYSTEM FOR LEBRA LINAC", Proc. 31st Linear Accel. Meeting in Japan, (August 2-4, 2006, Sendai Japan), p765-767.
- [7] T.Sakai, et al., "Diffraction-Enhanced-Imaging Using Parametric X-ray Radiation Generated by Medium Size Linac", JSNDI Spring Conference 2007, (May 22-23, Tokyo, Japan), p101-104.

Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University [☆]

Y. Hayakawa ^{a,*}, I. Sato ^a, K. Hayakawa ^a, T. Tanaka ^a, A. Mori ^b,
T. Kuwada ^a, T. Sakai ^a, K. Nogami ^a, K. Nakao ^a, T. Sakae ^c

^a *Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science,
Nihon University, Narashinodai 7-24-1, Funabashi 274-8501, Chiba-ken, Japan*

^b *College of Pharmacy, Nihon University, Funabashi 274-8555, Japan*

^c *School of Dentistry at Matsudo, Nihon University, Matsudo 271-8587, Japan*

Received 12 January 2006; received in revised form 29 June 2006

Available online 1 September 2006

Abstract

A parametric X-ray radiation (PXR) generator system was constructed in 2001 in a dedicated beamline connected to the 125 MeV electron linac of the Laboratory for Electron Beam Research and Application at Nihon University. This generator system consists of two perfect-silicon-crystal plates mounted on precisely moving mechanical setup to achieve a wide tunability. The experimental operation of the PXR generator started early in 2004; X-rays were first observed through this device in April 2004. Application studies using the PXR beam from a 100 MeV electron beam have been conducted since July 2004. Preliminary results suggest the possibility of applying the PXR to advanced X-ray imaging and to the measurement of X-ray absorption fine structure.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 41.60.-m; 41.50.+h; 29.17.+w

Keywords: PXR; Electron linac; Coherent X-ray source; XAFS

1. Introduction

Parametric X-ray radiation (PXR) is a phenomenon that results from the polarization of crystalline media irradiated with relativistic charged particles [1–3]. The radiation has a quasi-monochromaticity that depends on the angle between the velocity of the charged particle and the crystal planes. The directivity of the X-ray emission is similar to that of other radiations from relativistic particles. The characteristics of PXR have been investigated experi-

mentally at various institutes [4–10]. Most experiments, however, have been performed using temporary measurement systems set up for the direct observation of X-rays from the target crystal. In the case of an observation with secondary monochromatization, a LiF crystal was used as the second crystal [11].

A PXR-based X-ray source has been developed at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University [12]. This project is based on the 100 MeV-class electron linac constructed for the production of a visible to near-infrared free electron laser (FEL); the PXR generator has been set up on a dedicated beamline [13]. The PXR generator has a double-crystal system with a (+, –) parallel arrangement similar to a double-monochromator for synchrotron radiation [14,15]. The first crystal is the target irradiated with the electron beam

[☆] This work is supported by the “Academic Frontier” Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, 2000–2004 and 2005–2007.

* Corresponding author. Tel.: +81 47 469 5983; fax: +81 47 469 5490.
E-mail address: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp (Y. Hayakawa).

and the second crystal is the reflector for PXR from the target. This double-crystal system provides tuned X-rays through a fixed extracting port. An experimental study of the system was begun at the end of 2003. X-rays were first successfully observed through the device in April 2004. The electron beam energy in the experiment was 100 MeV, the beam current was about 90 mA, the pulse duration 20 μ s and the repetition rate 2 Hz [16]. Application studies using the PXR beam have been conducted since July 2004. A Si(111)–Si(111) system arranged in Bragg geometry is currently in use for PXR production.

This paper reports on the qualitative properties of the PXR beam obtained from the device. In addition, typical results of several applications using the PXR beam are demonstrated.

2. Status of the linac and the PXR beamline

The electron linac of LEBRA has relatively good performance for a conventional middle-class machine because it has been developed for an FEL [13,17]. Table 1 shows the typical operational condition of the LEBRA linac for PXR experiments. The electron beam from the linac has the advantages of high current and low emittance in the production of PXR.

The PXR beamline is connected to the linac behind a 90° bending section, which acts as an energy analyzer, as

shown in Fig. 1. The X-ray beamline is separated from the electron beamline by the double-crystal system in the vacuum chamber. The X-rays are transported to the next room through a 2 m-thick concrete wall. This geometry reduces background radiation from the beam dump.

3. Observation of the PXR beam

Since the PXR generator is a pulsed X-ray source dependent on the duty cycle of the electron linac, it is difficult to apply a photon-counting method using a scintillator or a solid-state detector to the observation of a PXR beam. The signals of such detectors easily pile up in the macropulse of 20 μ s duration. Hence, we used a simple ion chamber filled with argon gas to detect X-rays. Although this ion chamber was not calibrated with regard to the absolute dose rate, it was sufficient to measure relative variations of the X-ray intensity. As shown in Fig. 1, X-rays were extracted through a polyimide window 125 μ m in thickness and the measurements were carried out in air.

To discriminate the X-ray signals from the background, scanning measurements for the second crystal angle were performed. Fig. 2 shows typical results of the measurement; the center energy of the PXR beam was 13.5 keV (Fig. 2(a)) and 9.0 keV (Fig. 2(b)), respectively. In this experiment, 100 MeV electron beams with macropulse duration of 18 μ s were used and the relative intensity of the X-rays was estimated from the pulse height of the ion chamber signal due to one macropulse. In Fig. 2, each solid circle and the error bar are defined by the average and the standard deviation of 10 events, respectively. The angular distributions of the X-ray yield observed had widths approximately equal to those of the calculations for an ideal electron beam [14]. In addition, the angular distribution in the case of the higher energy tends to be wider in both the experimental results and the calculations. Consequently, we concluded that the observed X-rays could be attributed to PXR. The shapes of the peaks had tails that seemed to be caused by the divergence and/or the trajectory fluctuation of the electron beam. Especially, the

Table 1
Parameters of the LEBRA linac for PXR experiments

Electron energy	100 MeV
Acceleration frequency	2856 MHz
DC gun voltage	−100 kV
Macropulse duration	≤20 μ s
Electron bunch length	≤10 ps
Macropulse beam current	~100 mA
Repetition rate	2–5 Hz
Average current	≤5 μ A
Normalized emittance (rms)	≤20 π mm mrad
Energy spread	≤1%

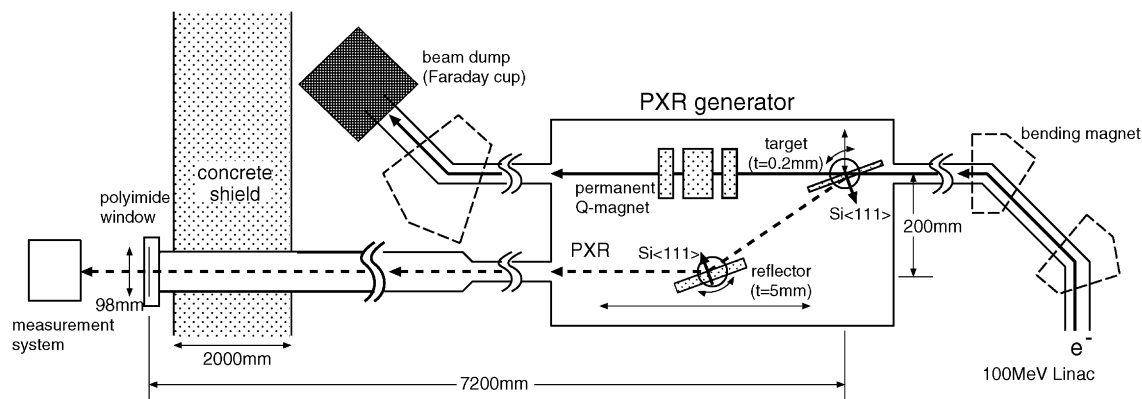


Fig. 1. Layout of the PXR generator and the dedicated beamline. Relative X-ray yields are measured using an ion chamber. The X-ray images are taken with photo film or an imaging plate.

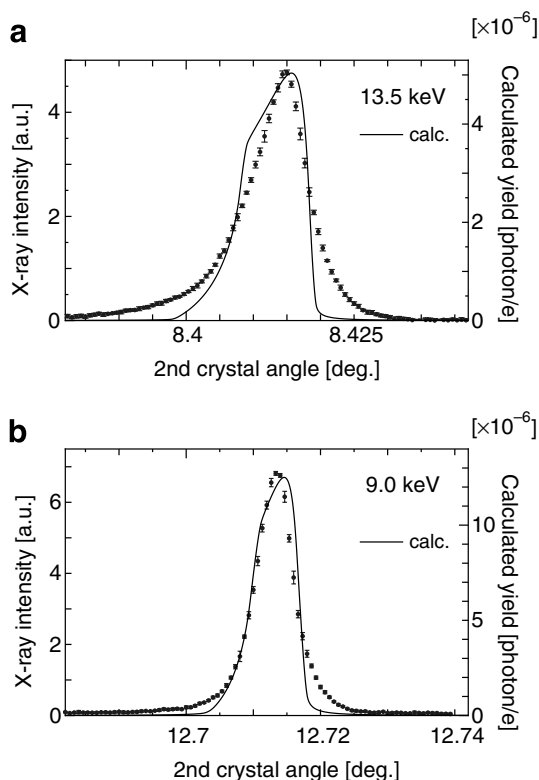


Fig. 2. A comparison between the X-ray intensity (solid circle) and the calculated rocking curves for 1 mm-thick target crystal (solid lines); the X-ray energies are (a) 13.5 keV and (b) 9.0 keV, respectively. These are expressed as functions of the second crystal angle.

Table 2
Specifications of the PXR generator

Target crystal	Si perfect crystal
<i>Crystal thickness</i>	
Target	0.2 mm
Reflector	5 mm
Spacing between the electron and the X-ray beamlines	200 mm
<i>X-ray energy range</i>	
Si(111)	4–20 keV
Si(220)	6.5–34 keV
Diameter of the X-ray extraction window	98 mm

contribution from electrons multiple-scattered in the target crystal seems to be significant.

In Table 2 the specification of the PXR generator is shown. As shown in Fig. 1, the spacing between the electron and the X-ray beamlines is 200 mm and the X-ray extraction window has a diameter of 98 mm. Thus far, Si(111) planes have been used for both the target and the reflector; the energy tunability of the X-rays has experimentally been confirmed in the range of 6–20 keV.

4. X-ray imaging using the PXR beam

To investigate the properties of the PXR beam, X-ray imaging was carried out using photo films or imaging

plates (IP). For an ideal electron beam, the profile of the PXR beam from the double-crystal system is hollow, as shown in Fig. 3 [14]. The actual PXR beam, however, has the profile shown in Fig. 4, which was observed when the X-ray energy at the beam center was 13.5 keV. Here, the X-ray beam size is restricted by the area of the X-ray extraction window with a diameter of 98 mm. The profile of the PXR beam is rather uniform except for a discontinuous change in brightness across the horizontal direction. The uniform profile also suggests that the effect of the multiple scattering might be considerable even in the double-crystal system.

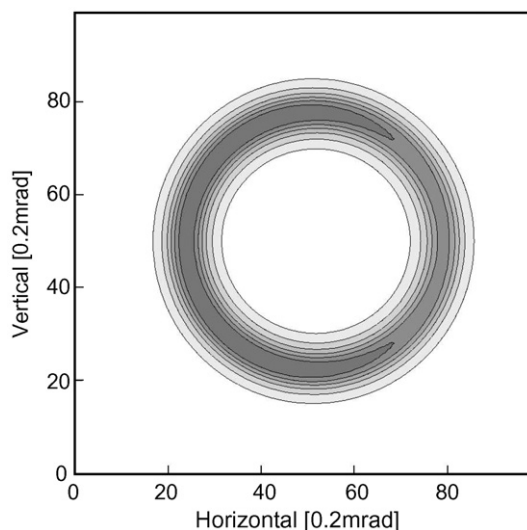


Fig. 3. Typical spatial profile of X-ray beam produced by the two-crystal PXR generator using Si(111) planes if the PXR energy is 13.5 keV, where both axes are described in units of 0.2 mrad.

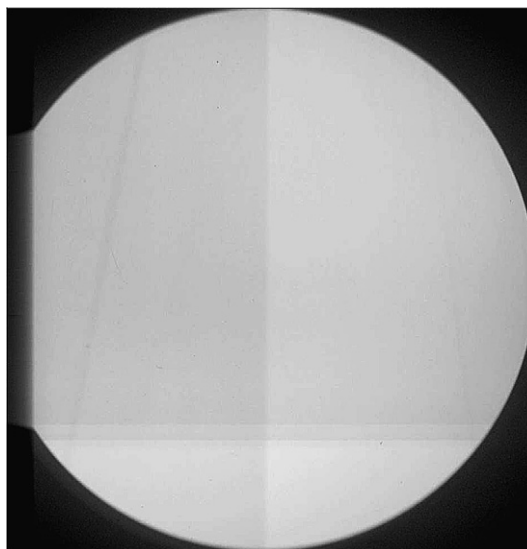


Fig. 4. The profile of the direct PXR beam at the energy of 13.5 keV taken by an imaging plate (IP) for 20 min under the condition of an average electron beam current of 4 μ A.

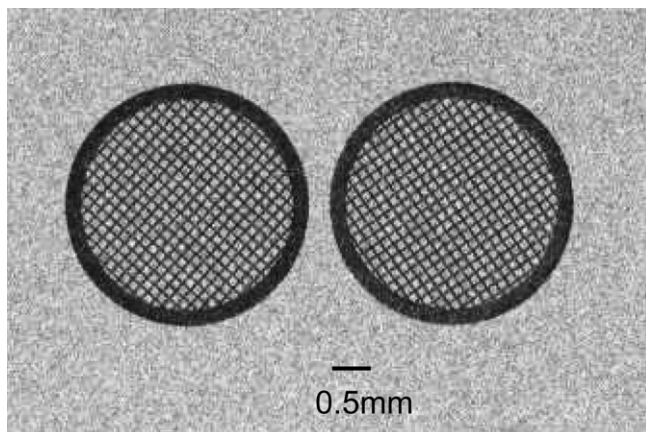


Fig. 5. The X-ray image of Au mesh supports for an electron microscope, which has wire spacing of 100 μm , observed using an 11 keV PXR beam and an X-ray CCD whose exposure time was 10 min for the average beam current of 4 μA . The wire diameter is almost equal to the CCD unit size of 24 μm .

Besides the uniformity, the X-ray image taken by the PXR beam has rather good position resolution. An X-ray image of Au mesh supports, which are for an electron microscope, is shown in Fig. 5 as an example. In this case, the PXR energy was 11 keV and an electronic-cooling-type X-ray CCD was used as an imaging device; the average electron beam was estimated to be $\approx 4 \mu\text{A}$; the exposure time of 10 min in real time corresponded to the total macropulse duration of 24 ms. Despite the 50 mm distance between the sample and the CCD element, the mesh wires of 100 μm spacing are clearly defined in Fig. 5. In the case of PXR, the electron beam spot on the target behaves as a point-like source. The X-ray monochromaticity and the point-like source result in good spatial resolution of the X-ray image.

Because of the advantages mentioned above, the X-ray beam from the PXR beam is suitable for imaging. In particular, the energy tunability is useful for obtaining information about object density in imaging applications. Another advantage is the relatively large exposure area of 98 mm in diameter.

5. Spatial energy distribution in PXR beam

According to kinematic theory, PXR has an energy-resolved spatial distribution [18]. If both the electron velocity \mathbf{v} and the reciprocal lattice vector \mathbf{g} of the target crystal are in the horizontal plane, one can express the PXR energy $\hbar\omega$ in the case of the Bragg angle θ , which is the incident angle of the electron into the crystal plane, as in the following equation [5]:

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |\mathbf{g}| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (1)$$

where c^* is the light speed in the target medium and $\beta = |\mathbf{v}|/c^*$; ϕ is the angle between the electron velocity and the X-ray direction. According to Eq. (1), the PXR energy

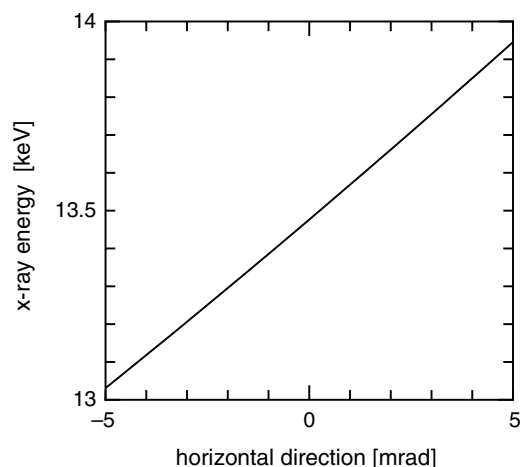


Fig. 6. The energy distribution in the PXR beam from the Si(111)–Si(111) system at the Bragg angle of 8.4° as a function of the horizontal emission angle, the center of which corresponds to the exact Bragg condition.

depends almost linearly on the angle $\phi - 2\theta$ for fixed θ if β is approximately equal to 1 and ϕ is close to 2θ . The PXR beam from the double-crystal system has the same property and the typical energy distribution is shown in Fig. 6.

The energy distribution in the PXR beam can explain the change in brightness across the horizontal plane in Fig. 4. Since an IP contains BaFBr in the luminescence layer, the sensitivity of an IP changes discontinuously at the K absorption edge of bromine. Similar results using a PXR beam of 9 keV for a copper foil and a zinc foil is shown in Fig. 7. Because of the K absorption edge of Cu, the X-ray absorption due to the copper foil increases drastically at energy higher than 8.98 keV. On the other hand, the absorption due to the zinc foil is almost flat, since

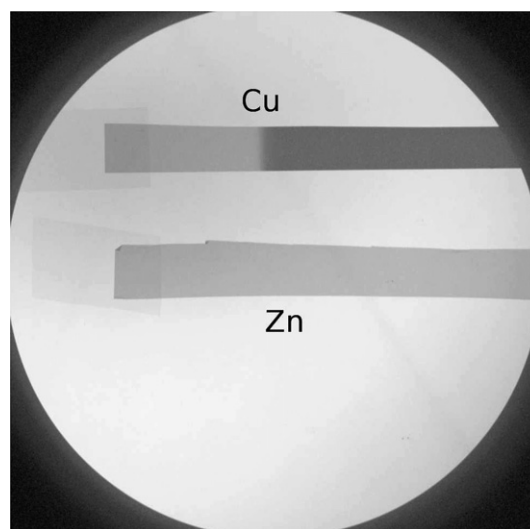


Fig. 7. X-ray absorption image of a copper foil and a zinc foils using a PXR beam with energy of approximately 9 keV at the center; the imaging device was IP and the exposure time was 20 min.

the X-ray energy in the PXR beam is lower than the K absorption edge of Zn. In these images, the K-edges obtained were well-defined despite the uniformity of the X-ray beam attributed to the electron beam divergence. The high resolution of the energy distribution can be explained by a simple geometrical discussion on the double-crystal system with the (+, -) parallel arrangement. For $\phi = 2\theta$, i.e. the Bragg condition in Eq. (1), the PXR energy is approximately equal to the Bragg energy $\hbar\omega_B = \hbar c^* |g| / 2 \sin \theta$. Differentiating Eq. (1) with respect to the angle ϕ gives

$$\frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} = -\frac{\hbar c^* |g| \beta \sin \theta \sin \phi}{(1 - \beta \cos \phi)^2} = \hbar\omega \frac{-\beta \sin \phi}{1 - \beta \cos \phi}. \quad (2)$$

Around the Bragg condition, therefore, a slight difference $\Delta\theta$ of the angle ϕ shifts the PXR energy to

$$\begin{aligned} \hbar\omega' &= \hbar\omega_B + \Delta\hbar\omega \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\beta \sin 2\theta}{1 - \beta \cos 2\theta} \Delta\theta \right) \\ &\approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

where $\beta \approx 1$ is used in the last approximation. This situation is illustrated in Fig. 8(a). In contrast, Fig. 8(b) describes the case in which the incident angle of the electron changes from θ to $\theta + \Delta\theta$. In this case, the X-ray beam axis itself moves, involving an energy shift to

$$\begin{aligned} \hbar\omega'' &\approx \hbar\omega_B + \frac{d(\hbar\omega_B)}{d\theta} \Delta\theta = \hbar\omega_B + \frac{\hbar c^* |g| \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \Delta\theta \\ &= \hbar\omega_B \left(1 + \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Comparing Eq. (4) with Eq. (3) indicates that the energies of X-rays emitted in the same direction are equal within the

first-order approximation, even though the incident angles of the electrons are slightly different. Thus, the resolution of the X-ray dispersion is effectively maintained when the electron beam is well focused on the target and the distance L between the target crystal and the detection plane is sufficiently large. Hence, the actual electron beam spot size on the target crystal restricts the energy resolution of the PXR beam.

6. Applications of the PXR beam

Since the X-ray production of the PXR generator is limited by the duty cycle of the linac, the average intensity is rather low. However, PXR beam characteristics, such as tunability and monochromaticity, may make advanced application possible. We therefore carried out several experiments for the demonstration.

6.1. XAFS measurement

Considering the energy dispersion with high resolution discussed above, measurement of X-ray absorption fine structure (XAFS) is a possible application of the PXR beam [18]. Therefore, we have attempted XAFS experiments similar to energy-dispersive XAFS (DXAFS) using a polychromator [19,20]. This measurement was performed simply by obtaining the X-ray absorption image of strip-like samples using the X-ray CCD as shown in Fig. 9. In this experiment, the samples are pure copper foils of 5 μm thickness and cupric sulfate (CuSO_4) solution confined in gel; the X-ray energy was set around the K-edge of Cu. The measurement conditions were an electron macropulse intensity of 100 mA, a duration of 10 μs and a repetition rate of 2 Hz, which corresponded to the average

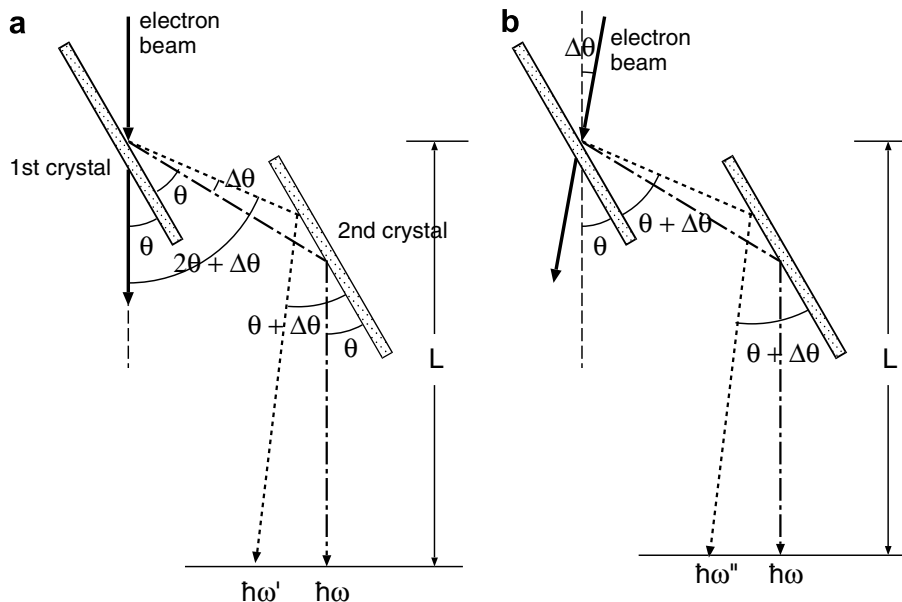


Fig. 8. Schematic explanation for the X-ray energy shift caused by (a) the intrinsic dispersion property of PXR and (b) the incident angle variation of the electron.

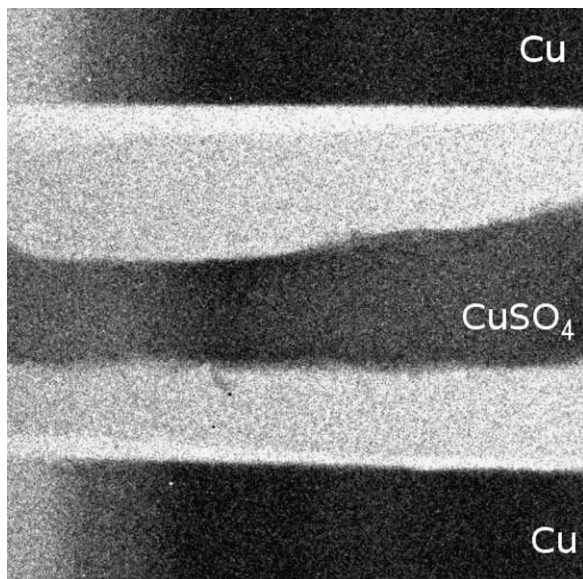


Fig. 9. X-ray absorption image of pure copper foils and CuSO_4 gel, which was obtained around the K absorption edge of Cu using an X-ray CCD for an exposure time of 40 min.

current of $2 \mu\text{A}$. The image in Fig. 9 was obtained with the exposure time of 40 min. Because of the linear energy gradient across the horizontal plane, the XAFS spectra of these samples can be obtained directly from the X-ray image in Fig. 9. Fig. 10 shows the horizontal profile of the X-ray image brightness for each sample, where the X-ray energy is calibrated by applying Eq. (3) to the geometry of this experiment. The spectrum of pure copper, which is the average of two samples, has a shape like that of the X-ray absorption near-edge structure (XANES) of Cu. On the other hand, the chemical energy shift of Cu^{2+} is observed in the spectrum of the CuSO_4 solution. These results indicate that the energy resolution in this measurement was better than a few eV at least. In addition to the

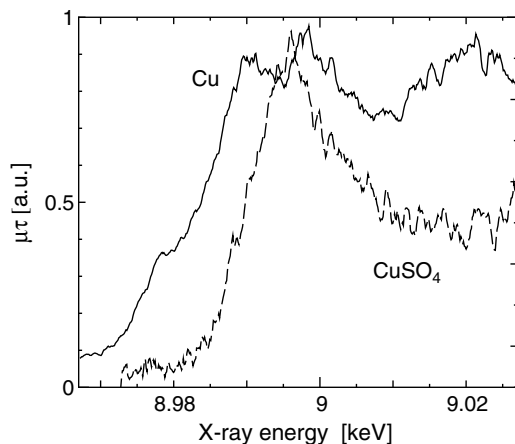


Fig. 10. XAFS spectra of pure Cu (solid line) and CuSO_4 (broken line) obtained from the X-ray image in Fig. 9, where the X-ray energy is calibrated using Eq. (3).

simplicity of the measurement, another advantage of the PXR beam is that the XAFS spectra of two or more samples can be obtained simultaneously. Such XAFS measurement using X-ray imaging seems to be one of the most promising applications of the X-ray beam from the PXR generator.

6.2. Fluorescence analysis

In X-ray fluorescence analysis, a tunable X-ray beam should be useful for reducing the background fluorescence except that of target atoms. We therefore performed an experiment on X-ray fluorescence analysis in the setup displayed in Fig. 11. In this measurement, a brass sample was irradiated with a PXR beam of 9.1 keV or 9.8 keV and a Si-PIN-type solid-state detector (SSD) was prepared for the spectroscopy of the fluorescence X-rays from the sample. Here, the PXR beam was reflected by a third Si(111) plate in order to reduce incoming γ -rays and the neutron background into the sample and the detector. Due to the advantage of the (+, −, +) arrangement, a strong reflection of the X-rays can be obtained within a narrow angular width of the third crystal [21]. As a result, the X-ray spectra shown in Fig. 12 were obtained for 1000 s in real time under the conditions of a 2 Hz repetition rate of the electron macropulse with 100 mA current and $20 \mu\text{s}$ duration. Since the detector used in these measurements can resolve only one event per macropulse, the maximum number of observable events in this case was limited to 2000 for each spectrum. In the case of 9.8 keV PXR (Fig. 12(b)), there are two peaks of Cu K_α and Zn K_α , the energies of which are 8.0 keV and 8.6 keV, respectively, except that of the PXR itself. In contrast, the absence of the Zn K_α peak is shown in Fig. 12(a). Although the PXR energy of 9.1 keV is higher than the Zn K_α energy, it is lower than the K absorption edge of Zn (9.661 keV) [22]. Although the efficiency of the measurement is strongly restricted by the linac pulse structure, this result demonstrates one of the advantages of tuned X-rays in fluorescence analysis.

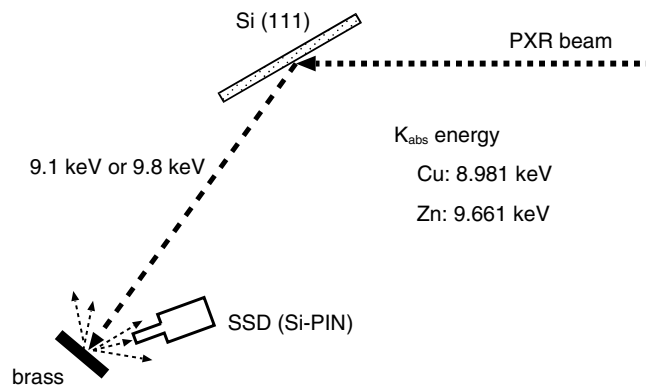


Fig. 11. Experimental setup for the measurement of fluorescence X-rays from a brass sample irradiated with the PXR beam of 9.1 keV or 9.8 keV using a Si-PIN-type SSD.

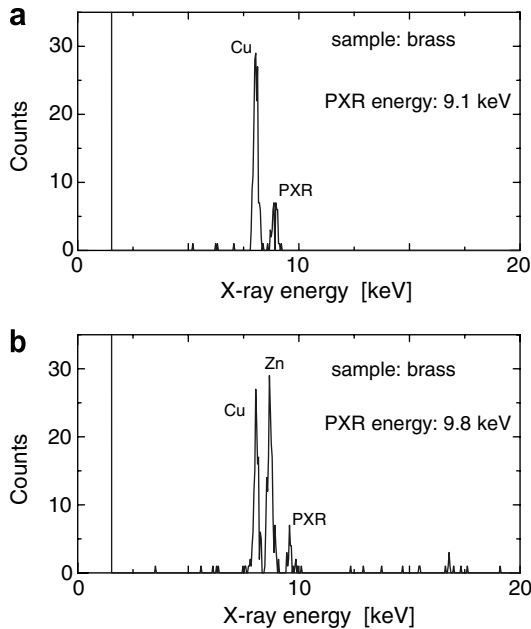


Fig. 12. Spectra of the fluorescence X-rays from a brass sample irradiated with PXR beams of (a) 9.1 keV and (b) 9.8 keV, respectively. The measurement time of 1000 s for each spectrum corresponded to 2000 macropulses of the electron beam from the linac.

6.3. Edge enhancement effect in X-ray imaging

Recently, an advanced form of X-ray imaging, called phase-contrast imaging, has been of special interest. Various techniques for applying phase-contrast have been developed using spatial coherency of high-performance synchrotron radiation [23–27]. At the first stage of our study on X-ray imaging using PXR coherency, we attempted refraction-contrast imaging, which is a kind of phase-contrast effect. The experimental setup is illustrated in Fig. 13 and an acrylic plate of 1.5 mm thickness was used as a sample object. As a result, contrast enhancement was observed at the edge of the object as shown in Fig. 14. Such a phenomenon, of course, is possibly caused by Compton scattering or secondary radiation due to high-energy γ -rays. However, the influence of secondary charged particles from the acrylic plate is negligible because of a 120 mm-thick air layer and a 0.5 mm-thick Be window between

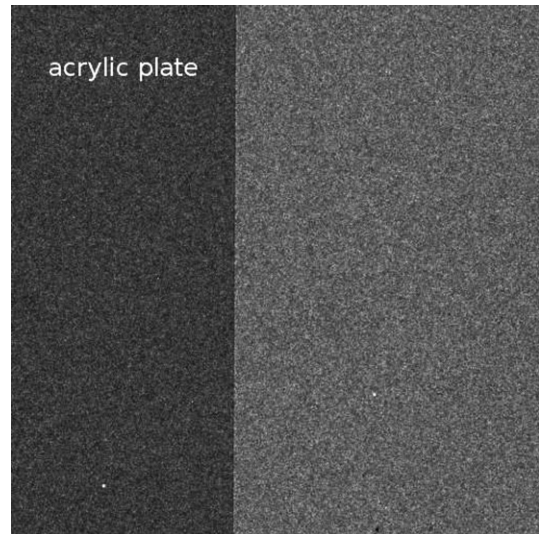


Fig. 14. Typical result of the edge enhancement effect due to a 1.5 mm-thick acrylic plate in the case of PXR energy of 12 keV. The image was taken by the X-ray CCD with an exposure time of 10 min.

the object and the X-ray CCD. In addition, the edge enhancement tends to depend on the incident PXR energy, which is defined as the X-ray energy at the center of the PXR beam, as shown in Fig. 15. The shape of the contrast profiles and the dependency on the X-ray energy probably provide evidence that the enhancement was attributable to the interference of refracted X-rays. These results suggest that PXR has sufficiently good coherency for phase-contrast imaging.

7. Photon yield in the PXR beam

To investigate the photon yield and the spectrum of the PXR beam with 10 keV energy from the double-crystal system, spectroscopy for the PXR beam itself has been attempted using the Si-PIN SSD in the experimental setup shown in Fig. 16. Similar to the results of the experiment using fluorescence analysis, the PXR beam was reflected by the third Si(111) plate to reduce the influence of γ -ray and neutron background on the detector. Furthermore, an aluminum foil stack with a total thickness of 1.15 mm was placed in front of the detector as an X-ray absorber to prevent detector pile-up events. The results of the experiment are shown in Fig. 17, where the peaks corresponding to the fundamental (111), third (333) and fourth (444) harmonic reflections appear. The spectrum is from raw data obtained for 2013 s in real time under the conditions of 100 mA electron macropulse intensity, 20 μ s duration and 2 Hz repetition rate. The maximum number of events that the detector could detect during this series 4026 events was equal to the number of electron macropulses.

In this case, the transmittance of X-rays against 180 cm-thick air and 1.15 mm-thick Al is 1.2×10^{-4} for 10 keV and 0.67 for 30 keV; the SSD efficiency is 0.85 for 10 keV and 0.09 for 30 keV. Taking account of the transmittance

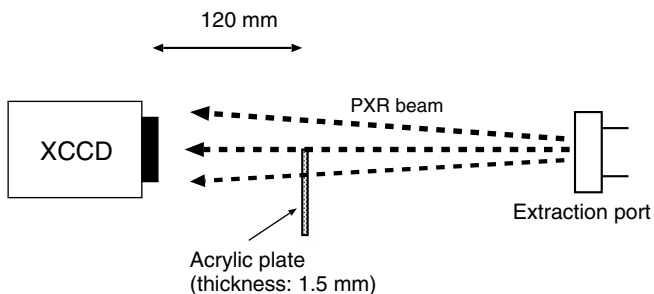


Fig. 13. Setup for the measurement of the edge enhancement effect due to an acrylic plate of 1.5 mm thickness using the X-ray CCD.

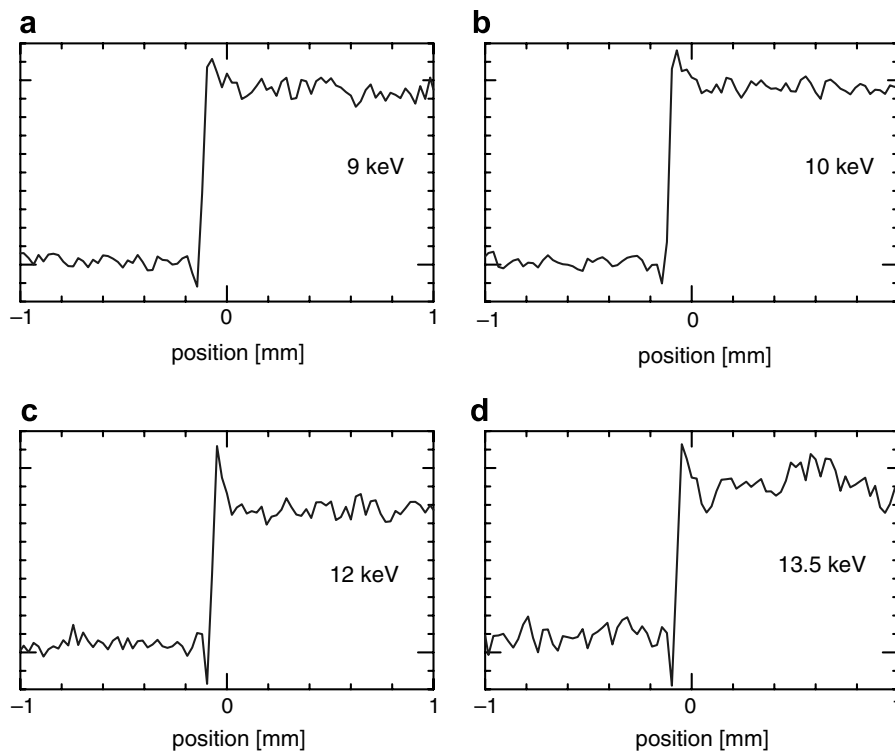


Fig. 15. Normalized profiles of the brightness around the edge of the acrylic plate in the X-ray CCD images, such as Fig. 14, observed in same geometry at different X-ray energies.

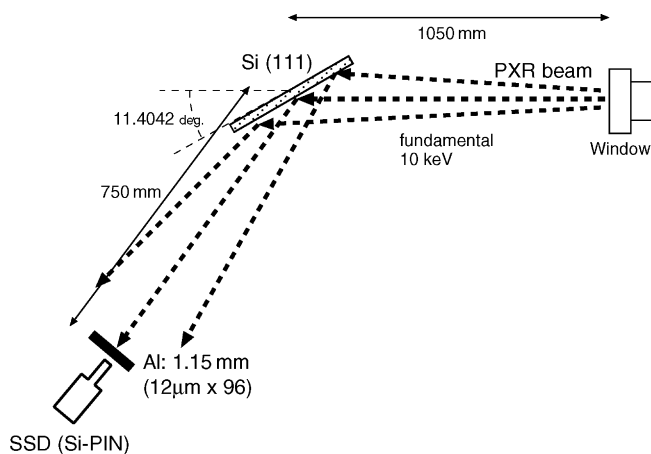


Fig. 16. Measurement setup for spectroscopy and photon counting of the PXR beam with the energy of 10 keV using a Si-PIN-type SSD.

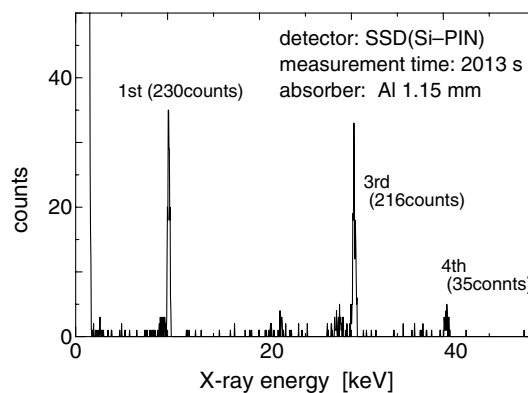


Fig. 17. Raw spectrum of the 10 keV PXR beam obtained using the SSD arranged as shown in Fig. 16. The measurement time of 2013 s in real time corresponded to 4026 events of the electron macropulse.

and detector efficiencies, the photon rates of the fundamental and the third harmonics coming into the detector window are roughly estimated to be 560 (photons/macropulse) and 0.89 (photons/macropulse), respectively. Since the detector's active area is 7 mm^2 and the distance between the first target crystal and the detector is $\approx 9 \text{ m}$, these values correspond to 6.5×10^3 [photons/(macropulse mrad²)] for 10 keV and 10 [photons/(macropulse mrad²)] for 30 keV, respectively. Considering the uniformity of the PXR beam profile, the total number of available photons of the fundamental reflection at the PXR exit window is estimated

at roughly 9×10^5 /macropulse, which corresponds to 7×10^{-8} photons/electron. This value is an order magnitude less than the theoretical yield from a target with an effective thickness of 0.1 mm. The reliability of this estimation, however, is low because it does not include the reflectance of the third crystal, the detector saturation due to the signal pile-up and/or the high-energy background, the misalignment of the detector setup and the influence of the linac stability. In addition, this measurement system, consisting of three silicon perfect-crystal plates, was sensitive to thermal fluctuation around the target and/or to the experimental room temperature. Therefore, the above values of the photon yields may be underestimations.

So far, we have observed no phenomena that seem attributable to other radiation processes such as self-diffracted bremsstrahlung and transition radiation in the X-ray energy range of 6–20 keV. This may suggest that such processes are negligible compared with PXR in the case of a 100 MeV electron beam.

8. Summary

We have developed a PXR generator based on the LEBRA linac and successfully observed PXR through the device. Although the quantitative analysis of the PXR beam has not been sufficient yet, the qualitative properties, such as tunability from 6 to 20 keV and the spatial distribution with a linear energy gradient across the horizontal plane, have been experimentally confirmed.

Several preliminary experiments have been performed to demonstrate PXR applications. The results suggest the possibility of advanced applications, such as phase-contrast imaging and XAFS measurement. Since it is difficult to obtain a high photon density from the PXR beam without a complicated focusing system, measurement methods using imaging devices are important for the effective use of available photons. Furthermore, a time-resolved measurement such as the pump-probe method may be suitable for a linac-based X-ray source.

Acknowledgements

This work was supported in part by MEXT.KAKENHI (15760039, 17760058 and 17760059). The PXR application studies were also financially supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research Program from Nihon University (Sogo: 04-019 and 05-029, TS).

References

- [1] M.L. Ter-Mikaelian, *High-energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley Interscience, New York, 1972.
- [2] V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, *Nucl. Instr. and Meth.* B 44 (1989) 490.
- [3] H. Nitta, *Phys. Lett. A* 158 (1991) 270.
- [4] Y.N. Adishchev, V.A. Verzilov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov, S.A. Vorobyev, *Nucl. Instr. and Meth. B* 44 (1989) 130.
- [5] A.V. Shchagin, V.I. Pristupa, N.A. Khizhnyak, *Phys. Lett. A* 148 (1990) 485.
- [6] R.B. Fiorito, D.W. Rule, X.K. Maruyama, K.L. DiNova, S.J. Evertson, M.J. Osborne, D. Snyder, M.A.P.H. Rietdyk, A.H. Ho, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 704.
- [7] I. Endo, M. Harada, T. Kobayashi, Y.S. Lee, T. Ohgaki, T. Takahashi, M. Muto, K. Yoshida, H. Nitta, A.P. Potylitsyn, V.N. Zavaev, T. Ohba, *Phys. Rev. E* 51 (1995) 6305.
- [8] Y. Hayakawa, M. Seto, Y. Maeda, T. Shirai, A. Noda, *J. Phys. Soc. Jpn.* 67 (3) (1998) 1044.
- [9] J. Freudenberger, H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Stascheck, W. Knüpfer, V.L. Morokhovskiy, V.V. Morokhovskiy, U. Nething, A. Richter, J.P.F. Sellschop, *Nucl. Instr. and Meth. B* 119 (1996) 123.
- [10] J. Freudenberger, H. Genz, V.V. Morokhovskiy, A. Richter, J.P.F. Sellschop, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 270.
- [11] B. Sone, Y. Danon, R.C. Block, *Nucl. Instr. and Meth. B* 227 (2005) 22.
- [12] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, in: *Proc. of 12th Symp. on Accelerator Science and Technology*, Wako, Japan (1999), p. 391.
- [13] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, A. Enomoto, S. Fukuda, S. Ohsawa, K. Tsuchiya, M. Kato, *Nucl. Instr. and Meth. A* 483 (2002) 29.
- [14] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, *Nucl. Instr. and Meth. B* 227 (2005) 32.
- [15] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, Y. Matsubara, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, H. Inokawa, Y. Nakamura, K. Nakao, E. Hashimoto, K. Fujioka, T. Murakami, in: *Proc. of the 26th Linear Accelerator Meeting in Japan*, Tsukuba, Japan (2001) p. 110 (in Japanese).
- [16] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, K. Yokoyama, T. Kuwada, A. Mori, K. Nogami, T. Sakai, K. Kanno, K. Ishiwata, K. Nakao, in: *Proc. of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan*, Funabashi, Japan (2004) p. 60 (in Japanese).
- [17] K. Hayakawa, T. Tanaka, K. Sato, Y. Matsubara, I. Kawakami, I. Sato, S. Fukuda, S. Anami, T. Kurihara, T. Kamitani, S. Ohsawa, A. Enomoto, S. Toyama, M. Nomura, Y. Yamazaki, K. Yamada, M. Ikezawa, Y. Sibata, M. Oyamada, *Nucl. Instr. and Meth. A* 375 (1996) ABS 25.
- [18] K.-H. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Dambach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K.H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Shöpe, T. Walcher, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 2462.
- [19] A. San-Miguel, M. Hagelstein, J. Borrel, G. Marot, M. Renier, *J. Synchrotron Rad.* 5 (1998) 1396.
- [20] A. Yamaguchi, Y. Inada, T. Shido, K. Asakura, M. Nomura, Y. Iwasawa, *J. Synchrotron Rad.* 8 (2001) 654.
- [21] A. Mori, Y. Hayakawa, A. Kidokoro, I. Sato, T. Tanaka, K. Hayakawa, K. Kobayashi, H. Ohshima, Measurement of the energy distribution of parametric X-ray radiation from a double-crystal system, this Topical Issue, doi:10.1016/j.nimb.2006.08.013.
- [22] C.M. Lederer, V.S. Shirley (Eds.), *Table of Isotopes*, seventh ed., Wiley, New York, 1978.
- [23] J. Baruchel, P. Cloetens, J. Härtwig, W. Ludwig, L. Mancini, P. Pernot, M. Schlenker, *J. Synchrotron Rad.* 7 (2000) 196.
- [24] K. Mori, N. Sekine, H. Sato, D. Shimao, H. Shiwaku, K. Hyodo, H. Sugiyama, M. Ando, K. Ohashi, M. Koyama, Y. Nakajima, *J. Synchrotron Rad.* 9 (2002) 143.
- [25] M.G. Hönnicke, L. Rigon, R.-H. Menk, C. Cusatis, *J. Synchrotron Rad.* 12 (2005) 701.
- [26] Y. Suzuki, N. Yagi, K. Uesugi, *J. Synchrotron Rad.* 9 (2002) 160.
- [27] A. Yoneyama, T. Takeda, Y. Tsuchiya, J. Wu, T.-T. Lwin, A. Koizumi, K. Hyodo, Y. Itai, *Nucl. Instr. and Meth. A* 523 (2004) 217.

Measurement of the energy distribution of parametric X-ray radiation from a double-crystal system

Akira Mori ^{a,*}, Yasushi Hayakawa ^b, Akio Kidokoro ^b, Isamu Sato ^b,
Toshinari Tanaka ^b, Ken Hayakawa ^b, Kouji Kobayashi ^a, Hisashi Ohshima ^a

^a *Collage of Pharmacy, Nihon University, Narashinodai, Funabashi, Chiba 274-8555, Japan*

^b *Laboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University, Narashinodai, Funabashi, Chiba 274-8501, Japan*

Received 12 January 2006; received in revised form 18 July 2006
Available online 28 September 2006

Abstract

A parametric X-ray radiation (PXR) generator system was developed at the Laboratory for Electron Beam Research and Applications (LEBRA) at Nihon University; this PXR generator system is a tunable wavelength and quasi-monochromatic X-ray source constructed as one of the advanced applications of the LEBRA 125-MeV electron linear accelerator. The PXR beam which has characteristic of energy distribution.

The theoretical values of energy distribution obtained at the output port were calculated to be approximately 300 eV and 2 keV at the central X-ray energies of 7 keV and 20 keV, respectively. In order to investigate the energy distribution, several measurements of the X-ray energy were carried out. The X-ray absorption of known materials and that of thin aluminum has been evaluated based on analyses of images taken using an imaging plate.

The X-ray energy was deduced base on the identification of the absorption edges, and the energy distribution was estimated based on measurements using aluminum step method. In addition, an X-ray diffraction method using a perfect silicon crystal was employed, and spectra were measured using a solid state detector (SSD). The results of these experiments agreed with the calculated results. In particular, the well-defined absorption edges in the X-ray images and the typical rocking curves obtained by the measurement of the X-ray diffraction indicated that the distribution has a high-energy resolution.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 41.60.-m; 41.50.+h; 29.17.+w

Keywords: Parametric X-ray radiation; Energy distribution; Linear gradation

1. Introduction

LEBRA has a PXR [1–3] generator system [4,5]. The electron beam generated by the thermion discharge was accelerated to 100 MeV by a pre-buncher, buncher and three 4-m acceleration tubes. This electron beam irradiated a perfect-crystal of silicon (1 1 1). As a result, PXR was generated in the direction in which it met the Bragg requirement. It is generally known that the PXR energy is determined by the angle between the crystal and the

electron beam. Therefore, the energy can be changed by rotating the target crystal.

A double-crystal system was introduced as a system that carried the generated PXR to the experimental site [6,7]. The system is composed of two crystal wafers controlled by monometers, as shown in Fig. 1. By such as approach it is possible to extract PXR of various wavelengths used for a fixed port. Taking into account the monochromaticity, silicon perfect-crystal plates have been used both as targets and as reflectors. Thus, the first observation of X-ray repetition from the PXR generator was achieved in 2004 using the system of measurement described here and a simple ion chamber [8].

* Corresponding author. Tel.: +81 47 469 6046; fax: +81 47 469 5490.
E-mail address: mori@pha.nihon-u.ac.jp (A. Mori).

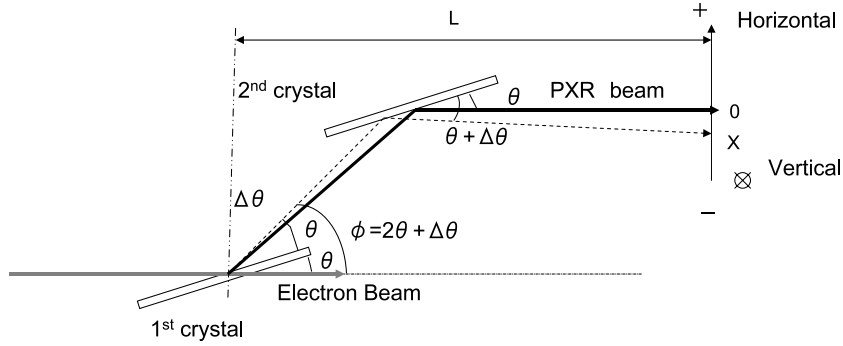


Fig. 1. Double-crystal system.

Table 1a
Parameters of LEBRA linear accelerator for PXR experiments

Beam energy	100 MeV
Acceleration frequency	2856 MHz
DC gun voltage	−100 kV
Maximum pulse duration	20 μs
Bunch length	10 ps
Macropulse beam current	100 mA
Repetition rate	2–5 Hz
Average current	5 μA
Normalized emittance (rms)	20π mm mrad
Energy spread	1%

Table 1b
Parameters of LEBRA PXR experiments system

Target crystal	Silicon (1 1 1) (diameter 100 mm, thickness 200 μm)
Second crystal	Silicon (1 1 1) (diameter 100 mm, thickness 1 mm)
Beam line length	7500 mm
The atmospheric pressure of beam line	10 ^{−6} Pa
Diameter of beam line	98 mm
Material of outlet	Polyimide (thickness 200 μm)

At present, the achieved level of X-ray energy ranges between 5 keV and 20 keV. The specifications of the present PXR generator system and the accelerator are shown in Table 1.

2. Characteristics and energy distribution of PXR

The present PXR beam at LEBRA is a quasi-monochromatic X-ray source that can be generated from an accelerator [9–14]. In addition, it exhibits high-quality directivity and unique energy distribution. The energy was found to remain constant in vertical direction. The horizontal direction was calculated according to the following equations [10,15]; a representative example of the calculation results is shown in Fig. 2.

If both the electron vector \mathbf{v} and the reciprocal lattice vector \mathbf{g} of the target crystal are along the horizontal plane, one can express the PXR energy $\hbar\omega$ in the case of the Bragg

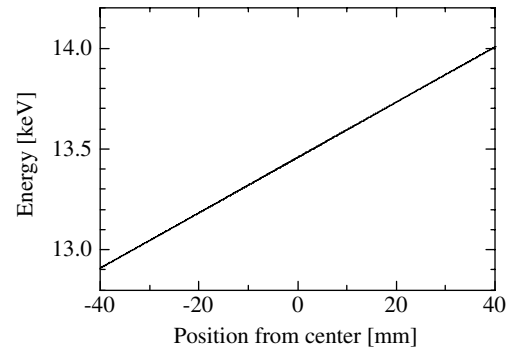


Fig. 2. Calculated energy distributions (center energy: 13.5 (keV)).

angle θ , which is the incident angle of the electron into the crystal plane, following,

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |g| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (1)$$

where c^* is the light speed in the target medium and $\beta = |v|/c^*$; ϕ is the angle between the electron velocity and the X-ray direction. According to Eq. (1), the PXR energy depends almost linearly on the angle $\phi - 2\theta$ for fixed θ if β is approximately equal to 1 and ϕ is close to 2θ . For $\phi = 2\theta$, i.e. the Bragg condition in Eq. (1), the PXR energy is approximately equal to the Bragg energy $\hbar\omega_B = \hbar c^* |g| / 2 \sin \theta$. Differentiating Eq. (1) with respect to the angle ϕ gives

$$\frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} = \frac{-\hbar\omega\beta \sin \phi}{1 - \beta \cos \phi}. \quad (2)$$

Around the Bragg condition, therefore, a slight change $\Delta\theta$ of the angle ϕ shifts the PXR energy to

$$\hbar\omega' = \hbar\omega_B + \Delta\hbar\omega \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta}\right), \quad (3)$$

where $\beta \approx 1$ is used in the last approximation.

The energy at the center was 13.5 keV in this case. The linear energy gradation is horizontally; it was therefore possible to measure the XAFS without altering the state of the PXR source.

The energy distribution of PXR is measured using various methods. The energy distribution results and a review

of the results obtained with each respective method are discussed below.

The following methods were employed for the present series: Imaging of X-ray absorption edges, imaging of aluminum-step absorption, X-ray diffraction using perfect silicon crystal plates, and measurement of the spectra with a solid-state detector (SSD).

3. Results and discussion

3.1. Imaging of X-ray absorption edges

The PXR energy has a linear, horizontal. The X-ray absorption edge was examined through radiography. The brightness of the radiograph changed drastically at the X-ray absorption edge. This energy was already known. Therefore, the absolute value of the energy is generally obtained from the observed position.

Bromine was used in a representative experiment. The energy at the K-absorption edge is known to be 13.47 keV. The bromine was contained in the emulsion of the Polaroid film. Then, the center of energy of the PXR was adjusted to 13.5 keV, and the PXR was used to irradiate the Polaroid film.

When the energy of the X-ray was lower than that of the K-absorption edge, little absorption of X-rays was observed. Therefore, the image darkened. Abundant absorption of X-rays was observed when the energy exceeded the K-absorption edges. Therefore, the brightness of the image increased. It is possible that the site of this markedly altered energy was at the K-absorption edge.

The distance between the PXR output port and the Polaroid film was 50 mm. A Polaroid 57 film (ASA 3000) was used in the present series. The center energy of the PXR was set at 13.2 keV, as based on calculations. The PXR was used for 1800-s irradiation. Fig. 3(a) shows such a photograph. The diameter of the exposed region shown in the figure was 98 mm. In the horizontal direction, we observed a marked variation in brightness at the K-absorption edge. In the vertical direction, the brightness remained unchanged. Fig. 3(b) shows a radiographic image taken when the center energy of PXR was set at 13.85 keV. Dramatic variation in the brightness at the K-absorption

edge shifted horizontally, according to the energy levels observed. The vertical direction remained consistent.

Due to the energy distribution, the contrast in the X-ray image changed at the absorption edge in the horizontal direction. The X-ray energy in the vertical direction is almost constant. These features are useful for the energy calibration of the PXR emitted from the present double-crystal system; moreover, the accuracy of the system seched several eV. It was not possible to measure the energy distribution in this case.

All materials have K-absorption edges and L-absorption edges. If these edges are combined, it is necessary to determine the absolute value of the energy. The following materials were used in the PXR generation area of LEBRA:

K-absorption edge: Mn (6.538 keV) to Mo (20.000 keV) and

L-absorption edge: Nd to Cf.

The following materials were examined in the present study.

K-absorption edge: Fe (7.111 keV), Cu (8.981 keV), Zn (9.661 keV), Br (13.474 keV), Sr (16.105 keV) and Y (17.039 keV)

L-absorption edge: Gd, Yb, W, Au and Pb.

3.2. Aluminum-step absorption imaging

The absorption coefficient is known to be dependent on the X-ray energy. Therefore, the absorption coefficient could be measured by using filters with different thicknesses. As a result, the energy could be estimated based on the absorption coefficient. The aluminum step method is a standard method, and the absorption coefficient was measured easily. If the energy was measured at several points, the energy distribution could be estimated. The vertical direction revealed no energy change. Therefore, if a section was imaged in the vertical direction, the difference in the permeability of an energy-constant region could be obtained.

The distance between the aluminum steps and the PXR output port was 200 mm. The distance between the aluminum steps and the imaging plate (IP) was 5 mm. The measurements were carried out under ambient pressure. The IP is a product of Fuji film (MS-2000), and its special resolution is 50 μm squared. Fig. 4(a) shows the irradiated image of the aluminum steps. The aluminum steps had the following thickness: 24, 48, 96, 192 and 384 μm . The center energy of the PXR was set at 7.00 keV, based on the calculation Eq. (3). The PXR was irradiated for 900 s. The diameter of the exposed region was 98 mm.

The contrast in the section examined at this step was measured at several sites. These results were normalized, and fit by an exponential. The energy in this respect was estimated for the absorption coefficient, from which the exponential fitting was obtained. Fig. 4(b) shows the results of this step. The solid line represents the results of the theoretical calculations, and the dots indicate the results of the

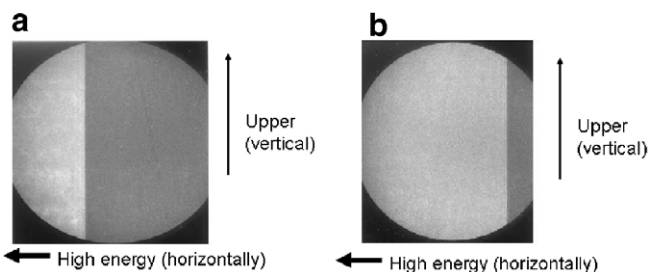


Fig. 3. Imaging of X-ray absorption edges. (a) Radiograph (the center energy of PXR was set from the calculation to 13.2 keV). (b) Radiograph (the center energy of PXR was set from the calculation to 13.85 keV). The diameter in the exposed part is 98 mm.

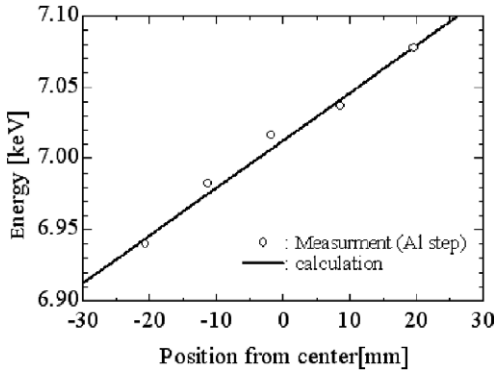


Fig. 4. (a) A radiograph of aluminum steps absorption. (b) A measurement of energy gradation (center energy: 7 (keV)).

experimental measurements. These two sets of results showed good agreement.

A linear energy gradation was observed when the aluminum step method was used. The measurement results agreed with the calculated results.

3.3. X-ray diffraction using perfect silicon crystals

Fig. 5(a) provides an illustration of the experiment design.

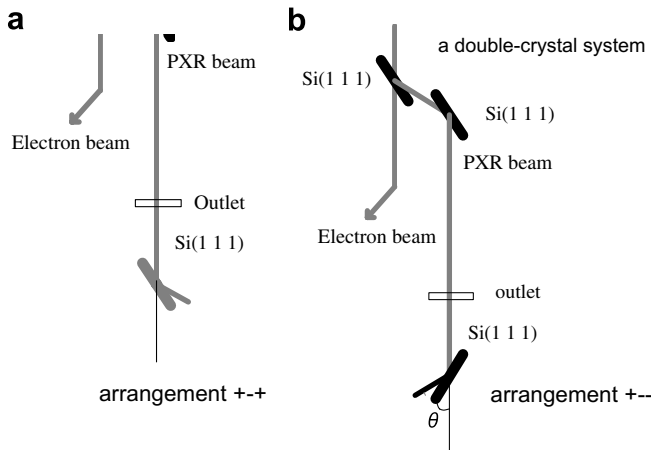


Fig. 5. The experiment arrangement X-ray diffraction method using a silicon perfect-crystal: (a) Arrangement “+ - +”. (b) Arrangement “+ - -”.

The distance between the third perfect-crystal silicon (111) and the PXR output was 1050 mm. The distance between the silicon perfect-crystal and the ion chamber was 750 mm. These sessions were conducted under ambient pressure. The angle of the silicon crystal was controlled by a motor controlled in a step-wise manner (0.0001° steps). The PXR irradiation was at 20 μs (1 pulse).

There were two arrangements of the third crystal. Fig. 5 shows these two types of arrangement. Fig. 5(a) shows the arrangement indicated as “+ - +”, and Fig. 5(b) shows the arrangement indicated as “+ - -”. θ represents the angle between the PXR beam line and the silicon crystal face. The differences between the results obtained with these arrangements were examined (Fig. 6). The center energy of PXR was set at 9.98 keV. The arrangement “+ - -” (Fig. 6(a)) had a 0.13° width and a 0.15-V peak strength. The arrangement “+ - +” (Fig. 6(b)) had a 0.002° width and a 5.5-V peak strength. The arrangement “+ - +” has a peak strength that was 37 times that of arrangement “+ - -”. The width of arrangement “+ - +” was very narrow, i.e. 1/65.

With the arrangement “+ - +”, a very sensitive rocking curve was obtained. As arrangement “+ - -”, the region in which it met the Bragg requirements for energy extension in the PXR source was limited. The arrangement “+ - +” met the Bragg requirements for the entire crystal face for the energy extension at any given angle.

Fig. 7 shows the results obtained when a Polaroid picture of the PXR beam reflecting arrangement “+ - +” was taken. A black oval indicates a shadow of the crystal. The right white oval indicates an image of the refraction. Reflection occurred on all aspects of the crystal in the beam. The distribution of energy was theoretical in these cases. Therefore, the rocking curve of the other energies was measured using the arrangement “+ - +”.

The energy and Bragg angle at the center are assumed to be E and θ . The difference of energy from the center is assumed to be ΔE , the refraction angle in the second crystal becomes $\theta + \Delta\theta$.

When incident on the third crystal of the arrangement “+ - +”, the angle meets the Bragg requirement with $\theta + \Delta\theta$. The strength of reflection X-ray increases because it reflects by all aspects of silicon face. On the other hand,

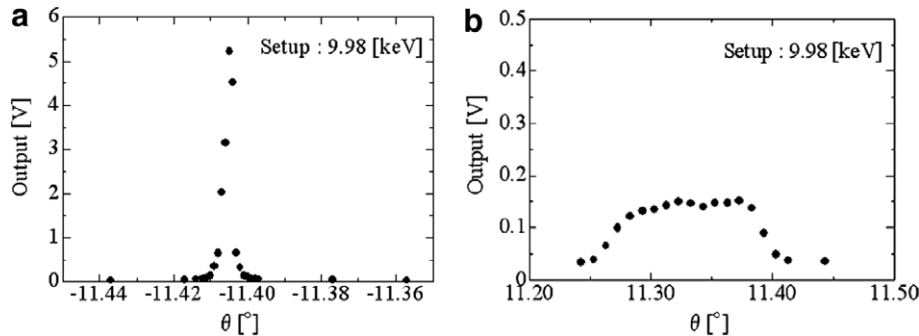


Fig. 6. Difference of rocking curve between the two kinds of arrangements (center energy: 9.98 (keV)). (a) An arrangement “+ - +”. (b) An arrangement “+ - -”.



Fig. 7. Radiograph using the PXR beam that reflects by the arrangement “+ - +” with a Polaroid film.

the angle of incidence becomes $\theta - \Delta\theta$, and it does not meet a Bragg requirement. Therefore, it reflects from a part of the crystal face and it becomes a weak reflected light.

As shown in Fig. 8, the angular distributions of the X-ray yield widths approximately equal that of the calculated ones [6].

According to the dynamical theory of X-ray diffraction, the reflectivity I_g/I_0 of the perfect single crystal in the symmetrical Bragg case is described by

$$W = \frac{\sin 2\theta_B}{|P \parallel \chi_g|} (\theta - \theta_B) + \frac{\chi_0}{|P \parallel \chi_g|}. \quad (4)$$

$P = 1$: for σ -polarization
 $P = \cos 2\theta_B$: for π -polarization

$$\frac{I_g}{I_0} = 1 \quad \text{if } |W| < 1, \quad (5)$$

$$\frac{I_g}{I_0} = \left(|W|^2 - \sqrt{W^2 - 1} \right)^2 \quad \text{otherwise,}$$

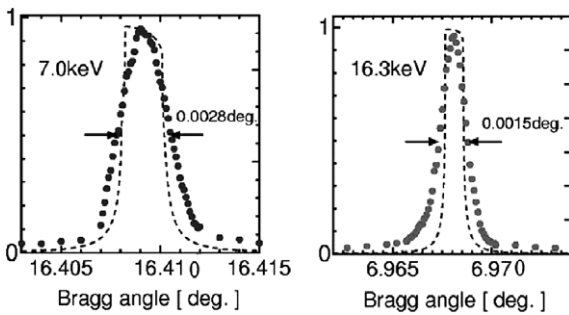


Fig. 8. Comparison between measured rocking curves and theory calculation. Filled circles show the measured rocking curve. Dashed line shows theoretical diffraction width of silicon (111). (a) Center energy: 7.00 (keV). (b) Center energy: 16.00 (keV).

where θ is the angle of the incident X-ray and θ_B is just the Bragg angle. This is well known as the Darwin curve.

Filled circles indicate the rocking curve measurement. The dashed line indicates the theoretical diffraction width of silicon (111). Good agreement between the calculation and the experimental measurements was observed. Therefore this method is considered to be suitable for achieving highly accurate measurements of the energy.

The present results indicate that the diffraction of the PXR strongly depends on the crystal arrangement. It is expected that the energy resolution is very high along the horizontal.

3.4. Measurement of spectra using SSD

Fig. 9 shows an arrangement of the measurements using the SSD. The silicon crystal reflected the PXR beam because the background noise was decreased. The distance between the silicon perfect-crystal and the PXR output port was 1050 mm. A distance between the silicon perfect-crystal and the SSD was 750 mm. The angle of the silicon perfect-crystal met the Bragg reflection requirements. The SSD was made of pin-silicon (XR-100CR). A 1.15-mm aluminum filter was set up ahead of the SSD; this was done in order to prevent detector pile-up. The output

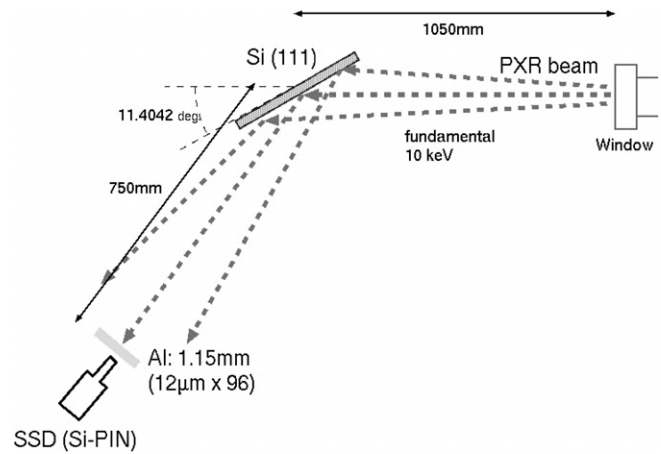


Fig. 9. The experimental arrangement using SSD.

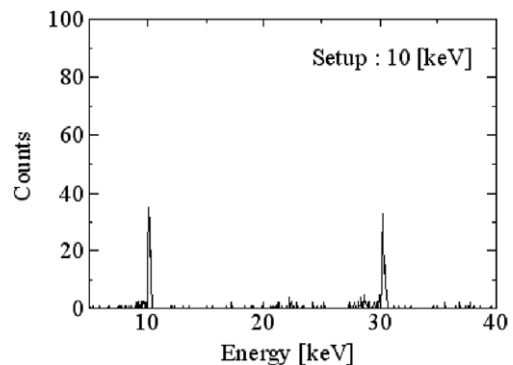


Fig. 10. Energy measured by SSD (The center energy of PXR: 10.00 keV).

signals of the SSD were acquired with a multi-channel analyzer (MCA).

Fig. 10 shows the results obtained by using this approach. The center energy of the PXR was set up as 10.00 keV based on the calculations. The PXR irradiation was applied for 1000 s. The calibration of the SSD was set at ^{55}Fe . There were strong spectra at 10 keV (fundamental refraction) and 30 keV (third harmonic refraction). The fundamental refraction was approximately 2260 times stronger than the third harmonic refraction, when the transmittance of the absorber was taken into account.

4. Conclusions

The energy distribution of PXR agreed with the theoretical measurements. The horizontal direction indicated a linear gradation.

The vertical direction indicated no energy change.

The energy of the PXR beam from the double-crystal system was also measured.

The imaging of absorption edges revealed that the absolute energy could be measured.

The aluminum step method revealed that the energy distribution could be measured in an approximate manner.

Diffraction using a perfect-crystal gave results that the high-energy resolutions of the PXR beam.

Spectroscopy using a SSD showed that the center of energy could be estimated.

The experimental measurement of the energy distribution of the PXR agreed with the results of the theoretical calculations.

Along the horizontal axis, the energy distribution had a linear gradation, and along the vertical axis, the energy distribution remained constant.

Acknowledgments

We express gratitude for Dr. T. Sakai, Dr. K. Nogami and Dr. K. Nakao to control the accelerator. The development of this X-ray source has been supported by the “Academic Frontier” Project for Private Universities:

matching fund subsidy from MEXT, 2000–2004 and 2005–2007. Part of the work was also supported by MEXT. KAKENHI(17760059).

References

- [1] M.L. Ter-Mikaelian, *High-energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley-Interscience, New York, 1972.
- [2] V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, *Nucl. Instr. and Meth.* 228 (1985) 490.
- [3] H. Nitta, *Phys. Lett. A* 158 (1991) 270.
- [4] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, in: *Proceedings of 12th Symposium on Accelerator Science and Technology*, Wako, Japan, 1999, p. 391.
- [5] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakayawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, A. Enomoto, S. Fukuda, S. Ohsawa, K. Tsuchiya, M. Kato, *Nucl. Instr. and Meth. A* 483 (2002) 29.
- [6] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, *Nucl. Instr. and Meth. B* 227 (2005) 32.
- [7] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, Y. Matsubara, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, K. Nakao, in: *Proceedings of 26th Linear Accelerator Meeting in Japan*, Tsukuba, Japan, 2001, p. 110 (in Japanese).
- [8] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, K. Yokoyama, T. Kuwada, A. Mori, K. Nogami, T. Sakai, K. Kanno, K. Ishiwata, K. Nakao, M. Kato, in: *Proceedings of 29th Linear Accelerator Meeting in Japan*, Funabashi, Japan, 2004, p. 60 (in Japanese).
- [9] Y.N. Adishchev, V.A. Verzilov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov, S.A. Vorobyev, *Nucl. Instr. and Meth. B* 44 (1949) 130.
- [10] A.V. Shchagin, V.I. Pristupa, N.A. Khizhnyak, *Phys. Lett. A* 148 (1990) 485.
- [11] R.B. Fiorito, D.W. Rule, X.K. Maruyama, K.L. DiNova, S.J. Evertson, M.J. Osborne, D. Snyder, M.A.P.H. Rietdyk, A.H. Ho, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 704.
- [12] I. Endo, M. Harada, T. Kobayashi, Y.S. Lee, T. Ohgaki, T. Takahashi, M. Muto, K. Yoshida, H. Nitta, A.P. Potylitsin, V.N. Zavaev, T. Ohba, *Phys. Rev. E* 51 (1995) 6305.
- [13] Y. Hayakawa, M. Sato, Y. Maeda, T. Shirai, A. Noda, *J. Phys. Soc. Jpn.* 67 (3) (1998) 1044.
- [14] J. Freudenberger, H. Genz, V.V. Morokhovskiy, A. Richter, J.P.F. Sellschop, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 270.
- [15] K.-H. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Damach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K.H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Shope, T. Walcher, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 2462.

SYNCHROTRON RADIATION INSTRUMENTATION

Ninth International Conference on
Synchrotron Radiation Instrumentation

Daegu, Korea 28 May – 2 June 2006

■ PART ONE



EDITORS

Jae-Young Choi
Seungyu Rah

*Pohang Accelerator Laboratory,
Pohang, Republic of Korea*

SPONSORING ORGANIZATIONS

Korea Ministry of Science and Technology
Korea Synchrotron Radiation Users' Association
The Japanese Society for Synchrotron Radiation Research
Daegu Metropolitan City
Daegu Convention and Visitors Bureau
Korea Tourism Organization
The Korean Physical Society



Organized by:
Pohang Accelerator Laboratory and
Japan Synchrotron Radiation Research Institute



**AMERICAN
INSTITUTE
OF PHYSICS**

Melville, New York, 2007

AIP CONFERENCE PROCEEDINGS ■ VOLUME 879

Tunable Monochromatic X-ray Source Based on Parametric X-ray Radiation at LEBRA, Nihon University¹

Y. Hayakawa*, I. Sato*, K. Hayakawa*, T. Tanaka*, T. Kuwada*, T. Sakai*,
K. Nogami*, K. Nakao*, M. Inagaki* and A. Mori[†]

* *Laboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University, Narashinodai 7-24-1,
Funabashi 274-8501, Japan*

[†] *College of Pharmacy, Nihon University, Funabashi 274-8555, Japan*

Abstract. The monochromatic X-ray source based on parametric X-ray radiation (PXR) was developed by using the electron beam from the 125-MeV linac at Nihon University. The X-ray generating system consists of two silicon perfect-crystal plates to offer a wide tunability. The system has actually been providing the energy dispersive monochromatic X-ray beam in the region of 6 to 20 keV, using Si(111)-plane for the target and the second crystals. Since the X-ray beam from the PXR generator has rather high energy resolution and coherency, X-ray absorption fine structure (XAFS) measurement and phase-contrast imaging are possible applications of PXR. Actually, preliminary experiments on energy dispersive XAFS measurement and refraction-contrast imaging have been successfully carried out using the PXR beam.

Keywords: new X-ray source, PXR, perfect crystal, middle-class linac, XAFS, phase-contrast imaging, coherent X-ray source

PACS: 41.60.-m, 41.50.+h, 29.17.+w, 61.10.Ht, 87.64.Rr

INTRODUCTION

The 125-MeV S-band electron linac of the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University has relatively high performance for a conventional machine, since the linac was developed for generation of free electron laser [1]. Due to limitation of the electron energy, however, it is difficult to generate tunable monochromatic X-rays by using ordinary methods such as synchrotron radiation. The alternative X-ray production method employed at LEBRA is the use of parametric X-ray radiation (PXR), which is a kind of transition radiation from crystalline medium [2, 3]. The radiation has the advantages of monochromaticity, directivity and continuous tunability. Since the energy of PXR depends on the Bragg angle defined by the angle between the velocity of the incident electron and the crystal planes, a double-crystal system with a (+, -) arrangement was developed as a PXR generator to offer a wide tunability [4]. The first crystal is the target irradiated with the electron beam from the linac, and the second crystal is the reflector for PXR from the target. The system has been set up on the dedicated beamline, which provides tuned X-rays through the fixed extracting port. Figure 1 shows the layout of the PXR beamline. The parameters of the PXR system are listed in Table 1. The experimental operation of the PXR generator started early in 2004 using Si(111) planes for both the target and the reflector. The energy of the X-rays has actually been tunable in the range of 6 to 20 keV [5]. Application studies using the PXR beam have been conducted since July 2004.

The X-ray beam at the exit port has almost the same transverse size as the window inner diameter of 98 mm due to the angular divergence of PXR which depends on the electron energy. The irradiation field has rather large area as a tunable X-ray source. In addition, the profile of the PXR beam in the irradiation area is quite uniform. Therefore, the X-ray beam from the PXR generator is suitable for imaging [6]. Actually, X-ray radiography is one of the main applications of the PXR beam at LEBRA. Figure 2 shows X-ray images taken using the PXR beam.

Since the PXR beam has a linear energy dispersion with high resolution, measurement of X-ray absorption fine structure (XAFS) is a possible application of the PXR beam. In addition, high coherency of PXR makes possible phase-contrast imaging using Bragg diffraction. These are the most promising applications of the X-ray beam from the PXR generator. In particular, the linac-based X-ray source has an advantage in a time-resolved measurement because of the pulsed structure of the electron beam.

¹ This work is supported by the "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, 2000-2004 and 2005-2007.

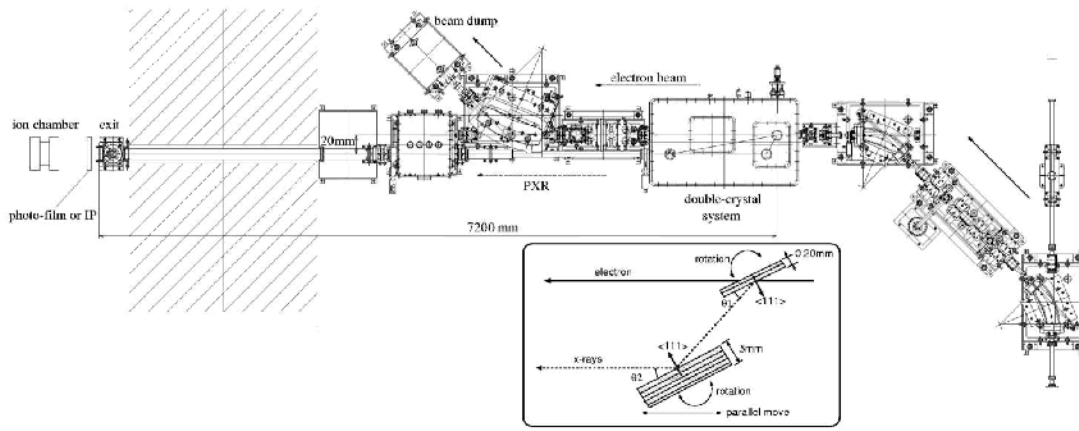


FIGURE 1. Layout of the PXR generator and the dedicated beamline.

TABLE 1. Specifications of LEBRA-PXR system

Electron beam energy	100 MeV (typ.)
Electron macropulse	100 mA, 10 – 20 μ s, 2 – 5 Hz (typ.)
Electron average current	$\leq 5 \mu$ A
Electron beam normalized emittance	$< 20\pi$ mm mrad
PXR energy using Si(111)	4 – 20 keV
PXR beam size @ the exit window	98 mm in diameter

DIFFRACTION PROPERTIES OF PXR

Due to the energy dispersion of PXR, the PXR beam can be efficiently transported using the Bragg diffraction by perfect crystals. The double-crystal system of the LEBRA-PXR generator was designed on the basis of the property. Considering only the horizontal plane, the PXR energy $h\omega$ and its differential coefficient with respect to the angle ϕ between the electron velocity and the X-ray direction are given by

$$h\omega = \frac{\hbar c^* g \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}, \quad \frac{d(h\omega)}{d\phi} = -\frac{\hbar c^* g |\beta \sin \theta \sin \phi|}{(1 - \beta \cos \phi)^2} \approx h\omega \frac{-\sin \phi}{1 - \cos \phi}, \quad (1)$$

respectively, where c^* is the speed of light in the target medium and $\beta = |v|/c^*$; g and θ are the reciprocal lattice vector of the crystal and the Bragg angle, respectively. Here, $\beta \approx 1$ is used in the last approximation. Around the Bragg condition, i.e., $\phi = 2\theta$, a slight difference $\Delta\theta$ of the angle ϕ shifts the PXR energy to

$$h\omega' = h\omega + \Delta h\omega \approx h\omega + \frac{d(h\omega)}{d\phi} \Delta\theta \approx h\omega \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{1 - \cos 2\theta} \Delta\theta \right) = h\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \quad (2)$$

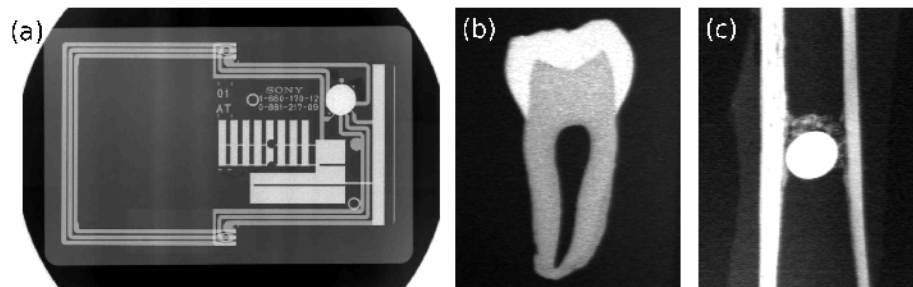


FIGURE 2. Typical radiographs using the PXR beam; (a) IC card at 11 keV; a sample slice of (b) a human tooth and (c) a rabbit bone with a titanium implant, respectively, at 9 keV.

On the other hand, the ordinary Bragg energy expressed by $\hbar\omega = \hbar c^* |g|/2 \sin \theta$ is equal to the PXR energy in the case of $\Delta\theta = 0$. The X-ray energy $\hbar\omega''$ which satisfies the Bragg condition for the Bragg angle $\theta + \Delta\theta$ is approximated by

$$\hbar\omega'' \approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\theta} \Delta\theta = \hbar\omega + \frac{\hbar c^* |g| \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \Delta\theta = \hbar\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right). \quad (3)$$

Comparison between eq. (3) and eq. (2) gives an important result that all of the X-rays from the target crystal satisfy the Bragg condition at the same angle of the 2nd crystal in the (+, -) arrangement within the first-order approximation. Owing to this property, the PXR beam can be reflected efficiently despite the relatively large divergence angle. Furthermore, this discussion is applicable to the case with more than three crystals. Figure 3 shows the schematic explanation of successive diffraction in the case of the three-crystal system with the (+, -, +) arrangement, and the typical rocking curve which was measured with respect to the third crystal angle. The rocking curve has an angular width almost equal to the value deduced from the dynamical theory of X-ray diffraction.

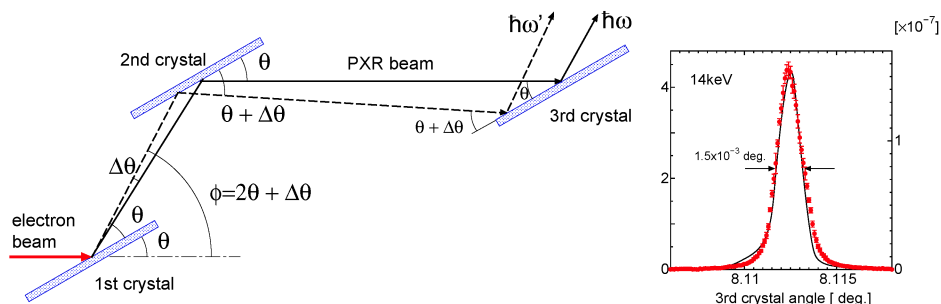


FIGURE 3. Diffraction of a PXR beam in a (+, -, +) arrangement and typical rocking curve of the 3rd analyzer crystal.

ENERGY DISPERSIVE XAFS

According to eq. (2), the PXR energy is approximately a linear function of the X-ray emission angle in the horizontal plane. Therefore, one can directly obtain XAFS spectra from X-ray images taken by the PXR beam with the energy dispersion property. This method is a kind of energy-dispersive XAFS (DXAFS) measurement. Figure 4 demonstrates the results of the XAFS experiments for several samples using LEBRA-PXR system, where the X-ray energy was calibrated by applying eq. (2) [7]. In addition to the energy-dispersive method, the linac-based X-ray source has advantages in time-resolved measurement compared with X-ray sources by synchrotrons or storage-rings.

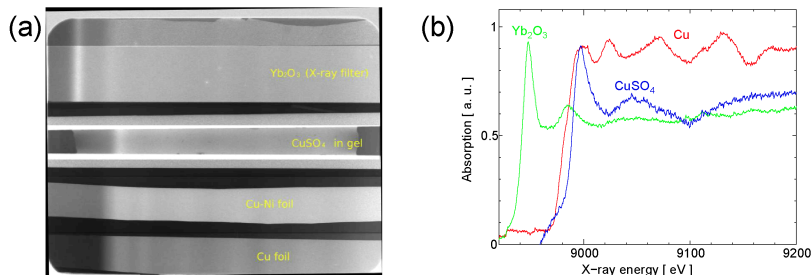


FIGURE 4. (a) X-ray absorption image of an Yb_2O_3 X-ray filter, CuSO_4 gel, a Cu-Ni foil, and a pure Cu foil taken by an imaging plate (negative images); (b) XAFS spectra of the samples obtained from the image.

PHASE-CONTRAST IMAGING

Phase-contrast imaging is another promising application of the PXR beam. This new technique of radiography is based on detection of the phase shift of X-rays due to penetrating materials with different permittivity. Due to

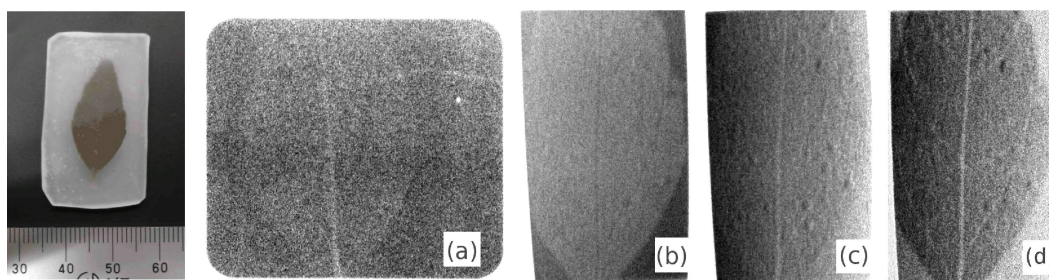


FIGURE 5. Comparisons between an absorption-contrast radiograph (a) and refraction-contrast images (b–d) of a leaf packaged in paraffin. The phase-contrast images were taken at different analyzer angles.

the high sensitivity to a slight difference in an object consisting of light materials, this imaging method is adequate to investigating biological materials. Considering the PXR diffraction properties, the 3rd analyzer crystal in the (+, −, +) arrangement can detect the refraction of X-rays passing through a sample object which is placed in front of the analyzer. Consequently, refraction-contrast imaging, which is a kind of phase-contrast imaging, is possible by the combination of the PXR beam and the analyzer system in the (+, −, +) arrangement. Preliminary experiments of refraction-contrast imaging using the PXR beam have already been performed; the typical results are shown in Fig.5 [8]. Thus far, the contrast enhancement and the phase-reverse effect have actually been observed using the refraction-contrast method.

SUMMARY

The PXR generator was developed on the basis of the electron beam from the 100 MeV-class LEBRA linac. The tunable monochromatic X-rays have actually been obtained from the system and served for user's applications since 2004. The energy of the PXR beam has been tunable in the range of 6 to 20 keV. The PXR beam is suitable for application to X-ray radiography. In particular, DXFAS measurement and phase-contrast imaging are most promising applications of the X-ray beam from the LEBRA PXR generator.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported in part by MEXT.KAKENHI (15760039, 17760058, and 17760059). The PXR application studies were also financially supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research Program from Nihon University (Sogo:04-019 and 05-029, TS).

REFERENCES

1. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Ishiwata, A. Enomoto, S. Fukuda, S. Ohsawa, K. Tsuchiya, and M. Kato, *Nucl. Instrum. Methods A* **483**, 29 (2002).
2. Y. N. Adishchev, V. A. Verzilov, A. P. Potylitsyn, S. R. Uglov, and S. A. Vorobyev, *Nucl. Instrum. Methods B* **44**, 130 (1989).
3. A. V. Shchagin, V. I. Pristupa, and N. A. Khizhnyak, *Phys. Lett. A* **148**, 485 (1990).
4. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, and T. Tanaka, *Nucl. Instrum. Methods B* **227**, 32 (2005).
5. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, K. Yokoyama, T. Kuwada, A. Mori, K. Nogami, T. Sakai, K. Kanno, K. Ishiwata, and K. Nakao, "PRESENT STATUS OF THE PARAMETRIC X-RAY GENERATOR AT LEBRA," in *Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan.*, Funabashi, Japan, 2004, p. 60, (in Japanese).
6. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, A. Mori, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao, and T. Sakae, *Nucl. Instrum. Methods B* (to be published).
7. A. Mori, Y. Hayakawa, I. Sato, T. Tanaka, K. Hayakawa, T. Kuwada, K. Kobayashi, and H. Ohshima, "DXAFS measurement using radiograph by parametric x-ray radiation," in *these proceedings.*, 2006.
8. T. Kuwada, Y. Hayakawa, K. Nogami, T. Sakai, T. Tanaka, K. Hayakawa, and I. Sato, "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR," in *these proceedings.*, 2006.

Dispersive XAFS Image Radiograph by Parametric X-ray Radiation

*Akira Mori¹, Yasushi Hayakawa², Isamu Sato², Toshinari Tanaka²,
Ken Hayakawa², Takao Kuwada², Koji Kobayashi¹, Hisashi Ohshima¹

¹Pharmacy, Nihon University, Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8555, JAPAN

²Laboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University,
Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501, JAPAN

Abstract. The parametric X-ray (PXR) generator system at Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) in Nihon University is a variable-wavelength and quasi-monochromatic X-ray source, which was developed as one of the advance applications of the 125-MeV electron linear accelerator. Since the first observation of the X-rays generated by the system in April 2004, application studies have been performed using the PXR beam in the region from 6.0 to 20keV. The PXR beam extracted from the fixed output port of the generator has characteristic energy dispersion. The theoretical energy spread at the output port with an inner diameter of 98mm changes approximately from 300eV to 2keV depending on central X-ray energy from 7keV and 20keV. The dispersion occurs linearly only in horizontal direction, with a high energy resolution. The characteristics of the PXR beam from the generator suggest a possibility of for the kind of energy dispersive X-ray absorption fine structure (DXAFS) measurement using density distribution in the radiographs of materials. Using the uniform film of the sample materials, DXAFS can be deduced from the measurement of the horizontal density distribution in the radiograph due to the characteristics of the PXR beam. Since the PXR generator system is based on the S-band liner accelerator, it has the potential for the time-resolved XAFS measurement with several ten pico-second resolutions.

Keywords: DXAFS, Parametric X-ray, Energy distribution

PACS: 41.60.-m, 41.50.+h, 29.17.+w, 61.10.Ht

INTRODUCTION

At the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University, a tunable monochromatic X-ray source was developed based on Parametric X-ray radiation (PXR) [1,2]. The PXR system was constructed with a dedicated beam line connected to the 100MeV - class electron linear accelerator of LEBRA. Since the LEBRA-PXR source serves a tunable X-ray beam involving liner energy dispersion, X-ray absorption fine structure (XAFS) measurement is possible using an imaging device. This method is a kind of energy-dispersive XAFS (DXAFS) which has recently been studied using bent-crystal polychrometers at several large synchrotron facilities. In the case of the LEBRA-PXR, however, the energy dispersion of the X-ray beam is obtained using flat-plane crystals and has a good linearity to the emission direction of X-rays. In a sample setup, one can obtain XAFS spectra using the PXR beam from the LEBRA system, although the measurement requires large uniform samples.

Considering the large area of irradiation field of the PXR beam, imaging devices for radiography, such as an imaging plate (IP), are useful for the detector in the DXAFS experiment using the PXR beam. We therefore carried out preliminary experiments of DXAFS using the PXR beam and imaging devices such as an IP and an X-ray CCD. This paper reports the results and discusses the properties of the LEBRA-PXR system with respect to XAFS measurements.

TABLE 1. Specifications of LEBRA-PXR system.

Typical electron energy	100 MeV
Average beam current	$\leq 5 \mu\text{A}$
PXR generator target (first crystal)	0.2mm thick Silicon (1 1 1)
PXR energy range (Silicon (1 1 1))	4-20 keV
PXR beam size (Output window)	98 mm (diameter)
Distance between PXR source to output window	7.2 m
Range of elements for XAFS measurement	Ca to Mo (K-edge) Sb to Cf (L-edge)

ENERGY DISPERSIVE XAFS MEASUREMENT USING PXR

The LEBRA-PXR system is a monochromatic X-ray source on the base of the 125-MeV electron liner accelerator. PXR is a kind of radiation phenomena which result from the interaction between a relativist charged particle and crystal medium. The radiation has high directivity and unique energy distribution.

If both the electron vector v and the reciprocal lattice vector g of the target crystal are along the horizontal plane, one can express the PXR energy $\hbar\omega$ in the case of the Bragg angle θ , which is the incident angle of the electron into the crystal plane, following,

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |g| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (1)$$

where c^* is the light speed in the target medium and $\beta = v/c^*$; ϕ is the angle between the electron velocity and the X-ray direction. According to eq.(1), the PXR energy depends almost linearly on the angle $\phi - 2\theta$ for fixed θ if β is approximately equal to 1 and ϕ is close to 2θ [3-5]. For $\phi = 2\theta$, i.e., the Bragg condition in eq. (1), the PXR energy is approximately equal to the Bragg energy $\hbar\omega_B = \hbar c^* |g| / 2 \sin \theta$.

Around the Bragg condition, the PXR energy shift due to slight difference $\Delta\theta$ of the angle ϕ is approximately written by

$$\hbar\omega' = \hbar\omega_B + \Delta\hbar\omega \approx \hbar\omega_B \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta}\right), \quad (2)$$

within the approximation $\beta \approx 1$.

Considering the reflection of X-rays by second crystal and the geometry of the system as shown in Fig.1(a), eq.(2) is replaced by the function of horizontal position x ,

$$\hbar\omega' \approx \hbar\omega_B \left(1 + \frac{1}{\tan \theta} \cdot \frac{x}{L}\right), \quad (3)$$

where L is the distance between the PXR source and the observation plane in the Fig.1(a). Figure 1(b) shows the PXR energy as a function of the horizontal position which is accompanied with the results of the X-ray energy

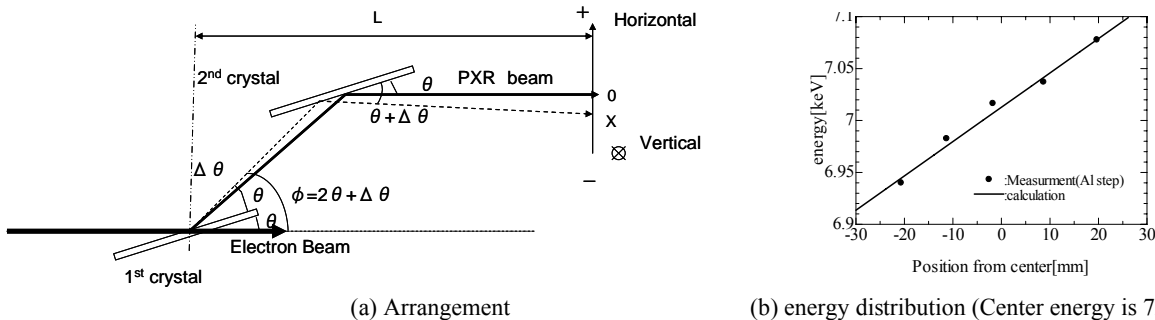


FIGURE 1. PXR generated system with double crystal system

measurement using the absorption due to the Aluminum step. Using the distribution property, the XAFS spectrum of the samples can be directly observed using imaging device. In the case of the LEBRA PXR system, the irradiation field area has rather large area, of which diameter 98mm at the output port. Therefore the imaging plate (IP) is useful for imaging device.

The tunability of the PXR beam in the ranges of 4 keV to 20 keV makes possible XAFS measurement of elements from Ca to Mo for K-absorption edge and from Sb to Cf for L-absorption edge. The dynamic ranges of the energy distribution are estimated to be 90 eV and 2.7 keV when the center energies are 4 keV and 20 keV. When there are uniform samples as long as the PXR beam diameter, EXAFS can be measured.

EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

To demonstrate DXAFS measurement using the PXR beam, several samples were prospered and these absorption images were taken in the simple setup as shown in Fig.2(a). Figure 2(b) shows the typical images of an Yb_2O_3 X-ray filter, Cu-Ni alloy foil, a pure copper foil and CuSO_4 gel. In this case, the PXR energy was turned around 9 keV and an IP (Yosida) with 50 μm square area was used as the imaging device, the measurement conditions were L1 of 600 mm and L2 of 20 mm. The time that had been required to take image was 1800 second. The absorption edge of each sample was clearly defined and striped pattern were observed in the higher energy region than the absorption edge. Figure 3(a) shows absorption spectra obtained from Fig.2(b), where the X-ray energy was calculated by applying eq. (3). In the spectra of pure Cu and Cu - Ni alloy, the oscillators that seem to be a part of EXAFS of copper were observed. On the other hand, energy shifts of the absorption edges and sharp peaks were observed in the spectra of CuSO_4 and Yb_2O_3 . These seems to be typical XANES spectra. In addition, the strong absorption due to the L-absorption edge of Yb_2O_3 was also observed. The energy difference of Yb_2O_3 L-absorption edge from Cu K-absorption edge obtained in the experiment was almost equal to the value of the “Table of Isotopes”. These results suggest that the calculation can be easily performed by measured sample simultaneously. The range irradiation field is one of the advantages of the DXAFS measurement using the PXR beam.

In other hand, Fig.3(b) shows the absorption spectra obtained using an X-ray CCD with an element size of 24 μm square and an active area of 12 mm square. The time that had been required to take image was 900 second. The DXAFS measurements for pure copper foil and CuSO_4 gel were carried out under the condition that L1 and L2 were 480 mm and 180 mm, respectively. The energy range covered by the X-ray CCD is approximately 60 eV at 9 keV because of the X-ray CCD action area. Although the use of the X-ray CCD is not efficient for wide-range EXAFS measurement, the device is suitable for the XANES measurement become of the high position resolution.

In the case of the PXR source, both the electron beam size on the target and the position resolution of the imaging device restrict the energy resolution of DXAFS measurement. In particular, the electron beam size effect is significant since it degrade the energy dependence itself. Assuming the diameter of the electron beam is 750 μm . L is 7650 mm at 9 keV, the energy resolution is estimated to be 3.93 eV. In order to improve the energy resolution, smaller electron beam or larger distance L is required. The well forward electron beam has an advantage over the long distance L because of the photon density and the compact measurement system. Perhaps, the destruction of the

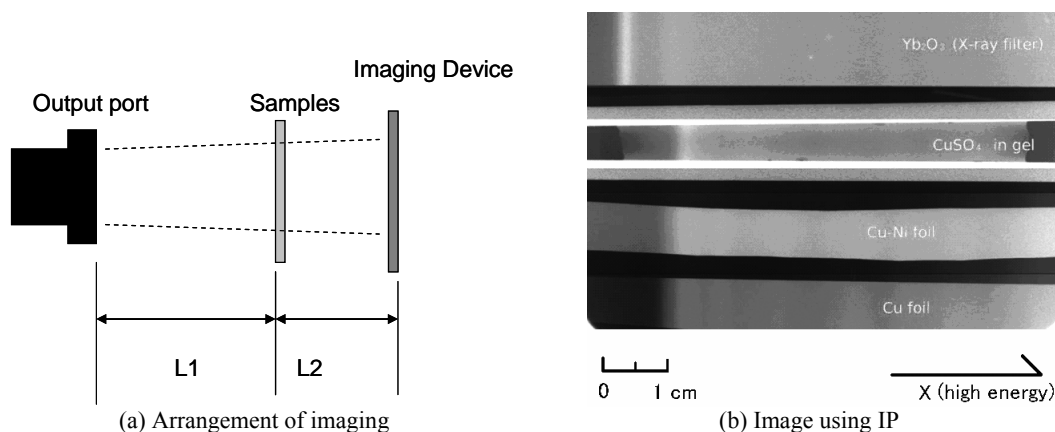


FIGURE 2. X-ray absorption image(The Yb_2O_3 X-ray filter, alloy ribbon of copper and nickel, the pure copper ribbon and CuSO_4 . gel)

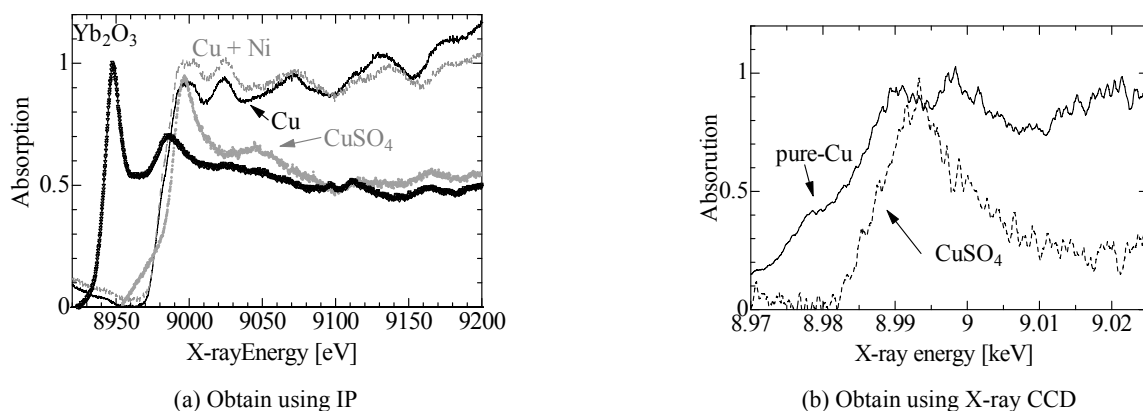


FIGURE 3. The absorption spectra

target crystal due to the electron beam may limit the energy resolution of the PXR dispersion.

Because the spatial resolution of the IP and the X-ray CCD are about 50 μ m and 24 μ m, the energy resolution attributed to the position resolution of the imaging device are estimated to be 1.16 eV and 0.56 eV respectively. In the spec, the IP and the X-ray CCD are unquestionable for the energy resolution because the resolutions these imaging devices are higher than the PXR source. Moreover, the resolution of the IP is more poor that of the CCD (Especially, XANES region). This is due to the problem of the device when IP is developed. It is necessary to use wide view CCD used in synchrotron radiation facilities to request more detailed resolution.

The energy resolution when IP was used was worse than the result of using X-rays CCD. It is measured that this deterioration is not caused by the spatial resolution of the IP but by the distortion in the amplifier linearity of the IP reader. Therefore, the improvement of the imaging device is also important for DXAFS measurement using radiography techniques.

SUMMARY

There is a possibility that energy-dispersive XAFS (DXAFS) is obtained by taking the penetration image using ribbon material without PXR generator scanning, because PXR has a straight line energy distribution. This method can observe two or more material and authentic sample at the same time because the energy distribution in the vertical direction is constant. As a result of the experiment, the spectra pattern and the chemical shift was observed. However, the energy resolution is decided the electron beam diameter and the imaging device.

ACKNOWLEDGMENTS

We express gratitude for Dr. T.Sakai, Dr. K.Nogami and Dr. K.Nakao to control the accelerator. The development of this X-ray source has been supported by the "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, 2000-2004 and 2005-2007. Part of the work was also supported by MEXT.KAKENHI(17760059).

REFERENCES

1. Y. HAYAKAWA, et. al., in: proc. Of 12th Symposium on Accelerator Science and Technology, Wako, Japan, 1999, p. 391
2. Y. Hayakawa et. al., Nucl. Instrum. Methods A 483 (2002) 29.
3. Y. Hayakawa, et.al., Nucl. Instrum. Methods B 227 (2005) 32.
4. M. L. Ter-Mikaelian, "High-energy electromagnetic processes in condensed media", Wiley-Interscience, New York, 1972
5. Y.Hayakawa et.al. "Tunable Monochromatic X ray Source Based on Parametric X ray Radiation at LEBRA, Nihon University", *in these proceedings*.,2006

Phase Contrast Imaging of Biological Materials using LEBRA-PXR

T. Kuwada, Y. Hayakawa, K. Nogami, T. Sakai, T. Tanaka,
K. Hayakawa and I. Sato

*Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University,
Narashinodai 7-24-1, Funabashi 274-8501, Japan*

Abstract. Phase contrast x-ray imaging is an important technique for investigation of materials consisted of light atoms, such as soft biological tissues. The tunable monochromatic x-ray source based on Parametric X-ray Radiation (PXR), which was developed at Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) in Nihon University, provides x-rays with a high spatial coherence which is an essential property required for phase contrast imaging. In preliminary experiment, refraction contrast images for leaf tissues of a tree and animal specimen have been obtained successfully with the LEBRA-PXR x-rays. In the imaging system, the x-ray that passed through the sample once reflects off the silicon perfect-crystal x-ray analyzer at the Bragg angle, and then enters the imaging plate. The bright-field and the dark-field phase contrast images have been obtained by infinitesimal rotations of the analyzer, showing the evidence of contrast reversal. Although the conventional radiograph by absorption contrast was also taken with the LEBRA-PXR, significant differences are found between the radiograph and the phase contrast images.

Keywords: Parametric X-ray Radiation, phase contrast imaging

PACS: 87.64.Rr, 87.59.-e, 87.59.Bh

INTRODUCTION

The x-ray imaging, which provides information on internal structure without other additional destructive methods, is an important diagnostic technique in medicine, biology and material science. In particular, phase contrast imaging is utilized for observing light materials which are difficult to visualize with absorption imaging techniques. The contrast in the conventional x-ray image results only from the difference of x-ray absorption depending on the density, the thickness or the composition in the object. However, the phase contrast imaging technique can provide the additional contrast in the transmitted x-ray beam due to the phase difference resulted from inhomogeneous refractive index in the object. Therefore, phase contrast imaging offers higher contrast and spatial resolution for light materials such as biological tissues [1], though implementation of the new imaging technique requires the spatially coherent x-rays.

In the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University, a point-like x-ray source has been developed on the basis of Parametric X-ray Radiation (PXR) from a high energy electron beam [2]. The LEBRA-PXR generator using a double-crystal system provides the monochromatic x-ray beam ranging from 6 to 20 keV. The x-ray beam of LEBRA-PXR has a wide exposure field, which is restricted by the x-ray extraction window with diameter of 98mm, and has rather uniform dose in the exposure field. These characteristics of the LEBRA-PXR suggest that the PXR beam is suitable for imaging applications. In fact, the x-ray absorption images have been obtained for several materials using the LEBRA-PXR light source. Furthermore, the contrast enhancement effect has been observed at the image for the edge of an acrylic plate, which suggests that the LEBRA-PXR has a good coherency applicable for phase contrast imaging [3].

In preliminary experiment for phase contrast imaging with LEBRA-PXR, refraction contrast imaging has been tested for the x-rays which transmitted through an object and being analyzed by a perfect crystal; only the x-rays satisfying the Bragg's law for the diffraction can inject into the detector and contribute to the image formation [4]. Using the imaging technique, the refraction contrast images for a few materials have been obtained successfully.

This paper discusses on the results of the refraction contrast images for biological materials obtained with the LEBRA-PXR.

EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup for phase contrast imaging using the LEBRA-PXR is shown in Fig. 1, where the setup was designed in a similar manner with the refraction contrast technique using an analyzer crystal as reported by Bravin [4]. The x-ray beam is extracted through the extraction window with an inner diameter of 98 mm. Horizontal size of the beam is restricted to 30 mm by a slit placed in front the sample. The sample is directly irradiated by the x-ray beam without using a monochromator, since the LEBRA-PXR is horizontally energy resolved monochromatic x-ray source. The x-ray passed through the sample is reflected by the analyzer crystal on the goniometer when the incident angle of the x-ray satisfies the Bragg condition. Then the x-ray is detected with the imaging plate or with the ionization chamber, which depends on the experiment; imaging of the sample or measurement of the rocking curve of the analyzer crystal. The conventional radiographs are also obtained by removing the analyzer crystal and placing the imaging plate instead. The spatial resolution of the imaging plates (CrossField Co., Ltd.) is 50 μm . The x-ray images in the experiment were taken at the exposure time of 30 min for the x-rays with the energy of 14 keV.

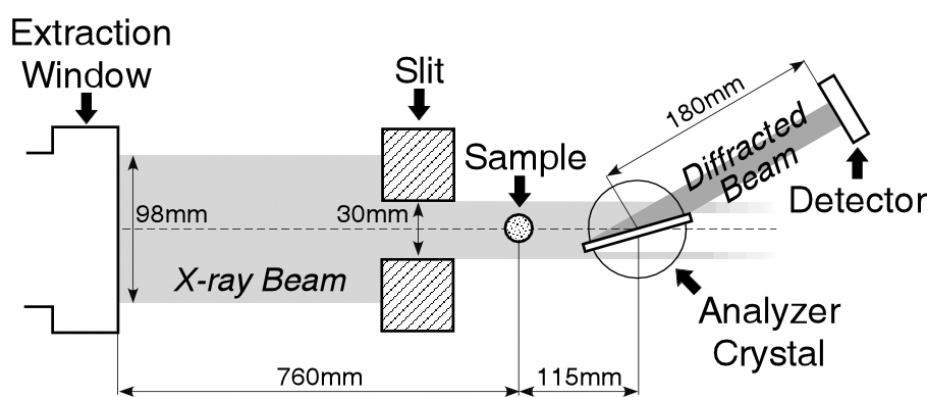


FIGURE 1. Experimental setup for refraction contrast imaging with the LEBRA-PXR. The PXR beam passes through the sample, then being diffracted by a Si (111) analyzer crystal on the goniometer. The horizontal beam size is restricted to 30 mm by the slit of plastic blocks. The diffracted beam is detected by the imaging plate or the ionization chamber.

RESULTS AND DISCUSSION

In this experiment, X-ray imaging was tested for a few biological materials by using the LEBRA-PXR. Figure 2 shows the results of imaging for the dry specimen of a web spider, *Araneus ventricosus*. Figure 2-(a) is the conventional absorption image. Figs 2-(b) to 2-(e) are the refraction contrast images, each of which were taken at the angle of the analyzer crystal specified on the rocking curve in Fig. 2-(f). Difference in the appearance of the density heterogeneities is observed among these refraction contrast images, which is obviously due to slight difference of the diffraction angle. Especially the significant result is that the contrast reversal between the bright-field image (Fig. 2-(b)) and the dark-field image (Fig. 2-(e)) is clearly observed. The contrast reversal is also obvious from the density distribution curves in Fig. 3-(f). These results suggest a high spatial coherency of the LEBRA-PXR and demonstrate the usefulness of the x-ray optics dedicated to refraction contrast imaging with the LEBRA-PXR. In this experimental setup for 14 keV x-ray beam, a relatively large imaging field of 10 x 25 mm has been obtained by detecting the diffracted beam from the whole area of the analyzer crystal with a diameter of 70 mm. However, a long exposure time is required due to low duty factor of the pulsed x-ray source which is generated by the pulsed RF electron linac with the duration of 10 - 20 μs and the repetition rate of 2 Hz.

Although absorption contrast imaging can also visualize the specimen as shown in Fig. 2-(a), refraction contrast imaging can enhance the contrast and the sharpness of the image as seen in Figs. 2-(b) to 2-(e), which has an advantage in the study on the details of the specimen structure. Figure 3 shows the magnified views of the rectangle regions indicated in Fig. 2, together with the density distribution curves along the horizontal lines indicated in the images. Comparing with the absorption contrast image in Fig. 3-(a), details of specimen structures are observed in the refraction contrast images, Fig. 3-(b) to 3-(e). For example, the distinction between the body wall (layered

cuticle) and the internal structure (muscle etc.) is clearly visualized in the refraction contrast images. As shown in Fig 3-(f), the density distributions in the refraction contrast images also exhibit the presence of the body walls separately from the muscles, although the difference is not clear in the density distribution for the absorption contrast image. These results prove that refraction contrast imaging based on the LEBRA-PXR is available for visualization of light materials, which are difficult to be visualized by absorption contrast imaging, with a good spatial resolution by detecting the contrast arising not only from pure absorption but from refraction in the bright and the dark fields.

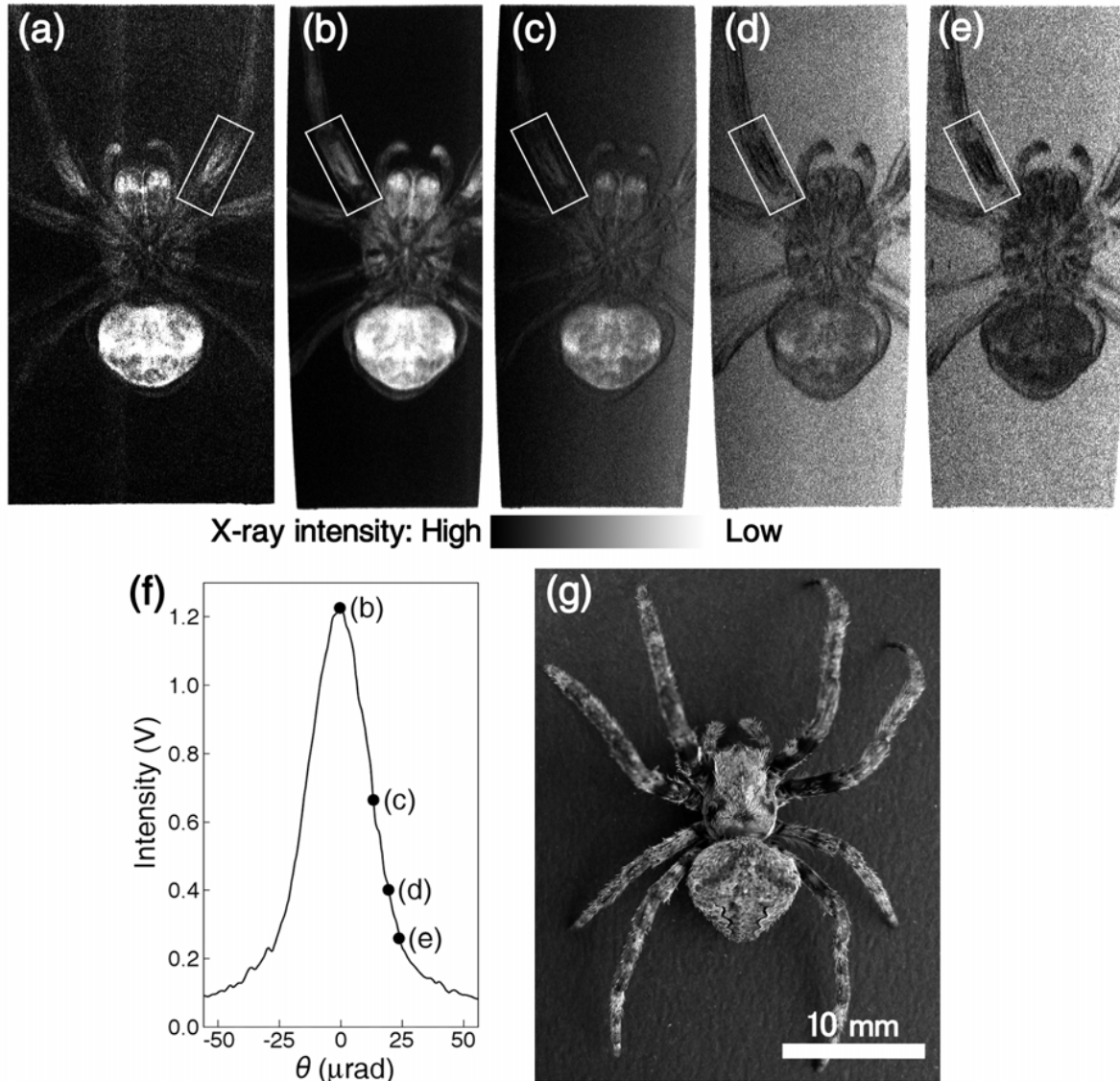


FIGURE 2. Difference of the x-ray images depending on the imaging techniques for the biological sample. (a): the conventional radiograph. (b)-(e): the refraction contrast images taken at the analyzer angles specified on the rocking curve in (f). Relative x-ray intensity (with sample) are 100%, 50%, 25 %, and 12.5% for images (b), (c), (d) and (e), respectively. Magnified view of the leg marked by the rectangle in (a)-(e) is shown in Fig. 3. (g): the dry specimen of a web spider, *Araneus ventricosus* prepared for the imaging. The body length of the spider is about 12 mm.

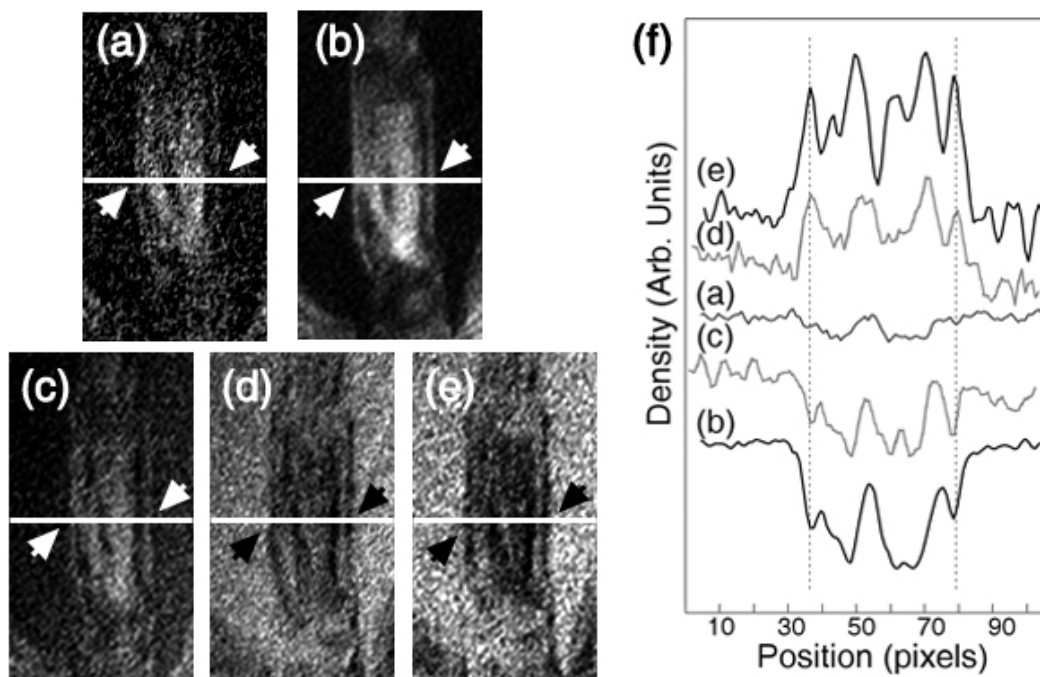


FIGURE 3. Magnified views of the images shown in Fig. 2. (a): the conventional radiograph which is mirror-reversed for comparison. (b-e): the refraction contrast images corresponding to Fig. 2-(b) to 2-(e), respectively. (f): density distribution curves along the white lines indicated in (a) to (e), which were obtained by using the R-AXIS display software (Rigaku Co.). The arrows in (a)-(e) show the body walls of the spider's leg, which is observed clearly in the refraction contrast images but not in the conventional radiograph. The body wall positions in the density curves are indicated by broken lines in (f). The structures seen between the body walls in the images are the muscles in the leg.

CONCLUSION

The refraction contrast images were obtained by using the LEBRA-PXR, which proves that the LEBRA-PXR is the spatially coherent x-ray source. These images have shown higher contrast and sharpness than the absorption contrast image, which can provide information on the detailed structure of biological samples. Successful results on phase contrast imaging in the mid-size electron linac facility may provide for the possibility of therapeutic and commercial applications of the imaging technique.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are grateful for rich information, experimental advices and technical supports from Dr. Y. Takahashi, Dr. A. Mori and Dr. T. Sakae, working at Nihon University. This work was supported by "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT (Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology), Japan, 2000-2004 and 2005-2007.

REFERENCES

1. R. Fitzgerald, *Physics Today* 53, pp. 23-26 (2000).
2. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno and T. Sakai, *Proc. of 12th Symposium on Accelerator Science and Technology*, Wako, Japan, 1999, p.391.
3. Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, A. Mori, T. Kuwada, T. Sakai, K. Nogami, K. Nakao and T. Sakae, "Status of the Parametric X-Ray Generator at LEBRA, Nihon University" (to be published)
4. A. Bravin, *J. Phys. D* 36, A24-29 (2003).

The 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan
And the 31th Linear Accelerator Meeting in Japan

第3回日本加速器学会年会・ 第31回リニアック技術研究会

K-110MeV AVF Cyclotron

会期：2006年8月2日(水)～4日(金)

会場：仙台市市民会館

主催：日本加速器学会
リニアック技術研究会

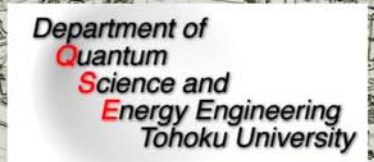
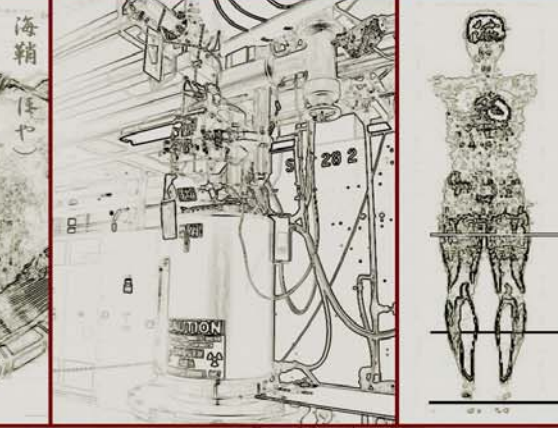
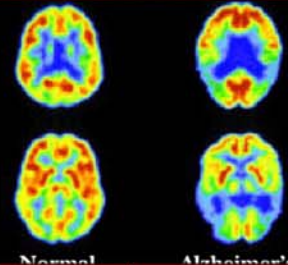
伊達正室公像

松島五大堂

市民公開講座(8/2)

「がんと闘う加速器」

PROCEEDINGS



OPERATION OF LINAC AND LIGHT SOURCES AT NIHON UNIVERSITY*

Toshinari Tanaka^{1,A)}, Isamu Sato^{A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Takao Kuwada^{A)}, Takeshi Sakai^{A)},
 Kyoko Nogami^{A)}, Keisuke Nakao^{A)}, Manabu Inagaki^{A)}, Atsushi Enomoto^{B)}, Shigeki Fukuda^{B)}, Satoshi Ohsawa^{B)},
 Kazuro Furukawa^{B)}, Shinichiro Michizono^{B)}

A) Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University
 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

B) Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801

Abstract

The 125MeV electron linac at LEBRA in Nihon University has been operated without serious trouble in these 3 years of user's experiments using the free-electron lasers (FEL) and the parametric x-rays (PXR). The total beam acceleration time of the linac for the last year was about 1500hr, which has been increasing every year. The stability of the electron beam energy was improved by precise control of the linac cooling water temperature. The maximum FEL power of 60mJ/pulse was obtained at a wavelength of 1750nm. Damage to the FEL resonator mirrors due to high FEL power, especially around the fringe of the coupling-hole in the out-coupling mirror, is still a serious problem to be solved. The LEBRA PXR has been proved to have a rather high spatial coherence. As a probable application of PXR, the phase contrast imaging technique has been examined for soft and light materials.

日大リニアックと光源の利用状況

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) では、2000～2004年度の文部科学省学術フロンティア推進事業に選定された「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」により125MeV電子リニアックを用いた赤外自由電子レーザー (FEL) とパラメトリックX線 (PXR) の二つの光源の整備が行われ、2003年から学内共同利用が開始された。学術フロンティアは2005～2007年度の3年間の継続が認められ、継続して共同利用が進められている。この間ビーム利用時間は年々増加しつつある。共同利用の開始に到るまでは、クライストロンの長パルス運転とリニアックの安定度向上が大きな課題であったが、主要な不安定要因が克服され^{[1][2]}、この3年間は深刻な障害を生じることなくほぼ定常的に運転されてきた。

これまでの利用研究の結果からFEL、PXRともに高度な利用のためには光源の安定度が不十分であることが明らかとなってきた。光源の安定度は加速電子ビームの品質に強く依存している。このため定常運転を行いながらリニアックの挙動を記録し、細部の不安定要因の特定とその克服のための試みや検討が行われてきたが、十分な結果が得られていないのが現状である。

2005年7月から1年間の共同利用におけるリニアックの運転時間は、クライストロン通電時間が約2000時間、ビーム加速時間が約1500時間である。また1996年のリニアック設置以来、クライストロン高圧

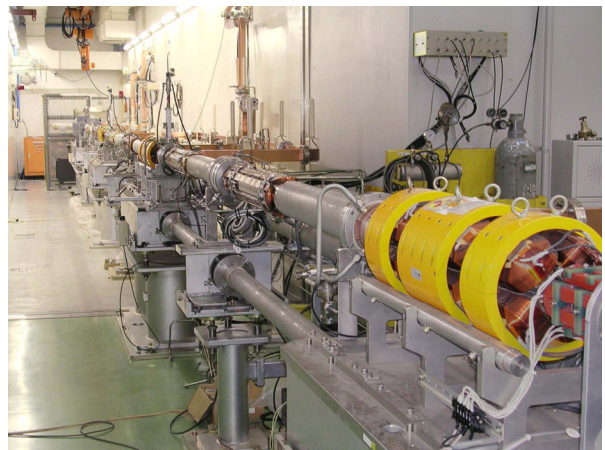


図1. 日大125MeV電子リニアック。

印加時間は2006年になって1万時間を越えた。

この1年間のリニアックの運転・改良と光源の現状及び利用状況等について以下に報告する。

2. リニアック安定化とその現状

日大リニアック (図1) はこれまでビーム安定化と性能向上のためにクライストロン電源をはじめ様々な改善が行われてきたが、FELとPXRの利用において要求される安定度に十分対応できる状態には到っていない^[3]。リニアックの途中とビーム輸送系

* 文部科学省学術フロンティア推進事業 (継続) (平成17～19年度)

¹ E-mail: tanaka@lebra.nihon-u.ac.jp

には、利用中のビーム軌道をモニターするためビームポジションモニター (BPM) を多数配置しており、BPMで長時間にわたり軌道変化を観測した結果、FEL発振強度とPXR強度の変動がリニアック中でのビーム軌道の変動と加速ビームエネルギーの変動に強く依存していることが明らかになっている。

電子ビームエネルギーの変動は15~20分程度の明らかな周期性を持っていたため、冷却系との関係を調べたところ、加速管冷却用精密温調機の冷却水温度変化と強い相関が見られた。このため、冷却水温度の安定化を図ることとした。

精密温調器は加速管冷却水を $30 \pm 0.1^\circ\text{C}$ の安定度で一定温度に保っているが、精密温調器で熱交換を行う冷凍機冷水温度が冷凍機のコンプレッサの動作により $\pm 1^\circ\text{C}$ 変化しているために、実際には冷水温度変化に同期した周期的変動を繰り返していた。これは冷水温度の急激な変化に精密温調器が追従し切れないために、冷水温度変化が加速管冷却水温度に反映してしまうためと考えられた。

加速器冷却系は、装置の老朽化に伴う更新工事を2005年3月から始めており、この中で冷却水温度の安定度改善を図ることとした。従来は冷凍機からの冷水を直接精密温調器との間で循環させていた。このままでは冷水温度変化が急激なもので、これを緩やかにし精密温調器の動作を改善するため、冷水循環系の中に精密温調器からの帰還水の一部を冷凍機を通さずに循環させるよう、途中に三方弁を取り付けた。冷凍機リザーバタンク内の冷水は約 20°C であるが、精密温調器との間の循環冷水温度は 25°C まで上昇させている。この結果、冷水の温度変化を緩やかにすることが出来、図2のように加速管冷却水の温度変化も短時間では $\pm 0.05^\circ\text{C}$ 以内に抑制され冷水温度変化の顕著な影響は見られなくなった。

また、モジュレーター室内の温度変化が $25 \pm 2^\circ\text{C}$ と変化の幅が大きくRF系に影響を及ぼしていたため、空調機温度モニター動作の改善を行い、変化を $\pm 0.5^\circ\text{C}$ まで抑制することが出来た。

これらの改善により、周期的に生じていたビームエネルギー変動は目立たなくなり、FEL発振とPXRの強度の安定度が改善された。しかし冷却水温度の安定化はまだ改善の余地があると考えられ、今後精密温調器の更新においてリザーバタンクの大容量化などの改良によりさらに安定化を図る予定である。

さらに、リニアック動作開始後1時間以上にあたって、加速中のビーム軌道が、加速器出口で1mm程度漸近的に移動する現象が観測され、原因の調査が行われた。この現象はバンチャー直後のBPMでも観測され、それより上流に原因があると考えられた。これまでの調査で明らかなことは、これが電子銃の100kV DC高圧電源を投入してから経過時間のみ依存し、図3に示すようにこのとき同時に電子銃引き出し電流が漸近的な増加を示すことである。このため、原因は未解明であるがリニアック動作開始より1時間以上前から100kVに昇圧しておくことでこの軌道変動は避けられることが分かった。

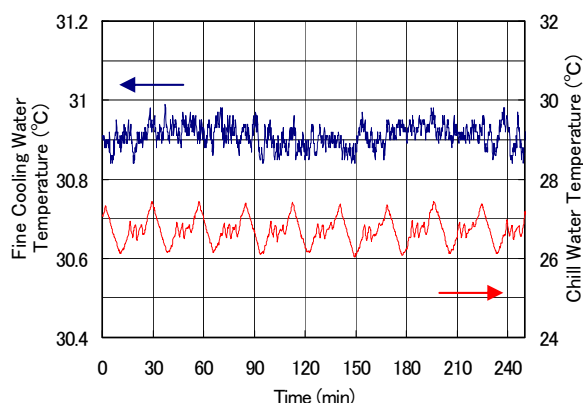


図2. 冷凍機冷水循環系に三方弁を挿入し冷水温度変化を緩やかにしたときの、冷水温度と冷却水温度の相関。

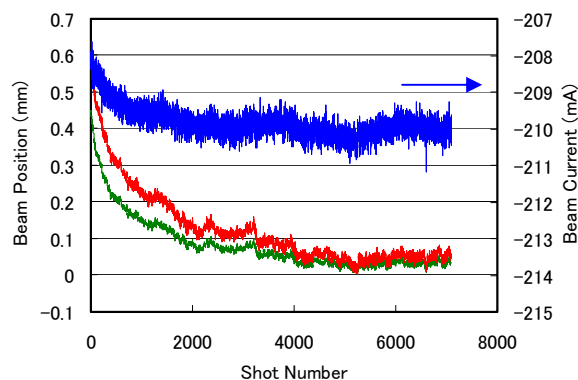


図3. 100kV電子銃高圧電源投入直後からのビーム軌道（水平及び鉛直方向）と引き出しビームのピーク電流に生じる変動。軌道はバンチャー直後のBPMで、電流は電子銃直後のCTで測定。

また、より詳細なビーム安定化策がFELとPXRの安定化に不可欠であると考えられ、現在リニアック内でのビーム軌道自動補正と、エネルギー分析電磁石系でのビームエネルギーモニタリングによるエネルギーフィードバック制御の試験が行われている。

3. FELの現状

LEBRAではFEL共振器用鏡として広帯域で高い反射率が得られる銀蒸着（銅基板）鏡を使用し、これまで約860nmから6750nmまでの波長範囲で発振の実績が得られている。2005年12月にはFELモニターポート位置での取出し光強度が、波長1725nmでマクロパルスエネルギー60mJと、これまでの最高値を記録した。このときの電子ビームからFELへのエネルギー変換効率はおよそ 4×10^{-4} と見積もられる。FEL発振時には同時に強い高調波アンジュレーター光が得られるため、ユーザーによってはFELの他に3次や5次の高調波光が利用されている。

銀蒸着銅基板鏡は、共同利用開始時には光強度に対する十分な耐性が期待されたが、使用中に鏡表面

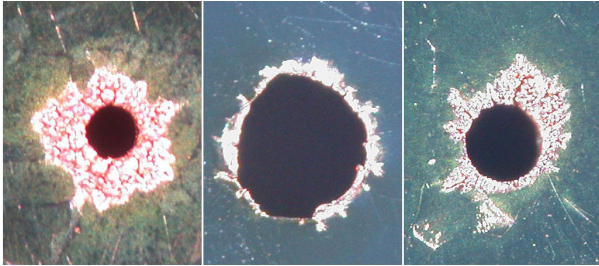


図4. 損傷した3枚のFEL共振器鏡の取出し用結合孔付近の写真。結合孔の直径は左からそれぞれ0.3mm, 0.8mm, 0.45mmである。

の損傷が進み発振強度が低下するため、これまでに3回交換されている。FELは電子ビーム上流側の鏡に開けた結合孔から取り出されているが、共通していることとして、孔のない下流側の鏡に対して上流側の鏡の損傷が大きく、図4の写真にあるように特に結合孔の周囲が激しく損傷を受けている。2006年7月の最新の鏡交換では、表面研磨精度の高いシリコン基板の銀蒸着鏡を採用したので、銅基板との耐性の違いを検証する予定である。

4. PXRの現状

LEBRAのPXRは、直径1mm以下に集束された電子ビームをSi単結晶（第1結晶）に入射し発生するX線を、第2結晶によりBragg反射を利用して分光し電子ビームに平行な方向に取り出している。したがって光源の大きさは直径1mm以下と見做すことができ、光源位置から約7m飛行した後取り出されることから、優れた単色性に加え高い空間コヒーレンスを有することが分かって来た。これらの特長を利用して、画像的手法によるXAFS測定や、位相コントラストイメージングの一種である屈折コントラストイメージングを初めとした、PXRによる生体軟組織のX線イメージングなどの応用が試みられている。現行のSi(111)面を利用したX線取り出しでは、エネルギー範囲6~20keVのX線が得られている。

図5に取り出された14keVのPXRに対し第3分光結晶を用い微小回転させて測定されたロッキング曲線の例を示す。屈折コントラストイメージングでは、試料中で僅かに特定の角度だけ屈折したX線のみを試料の下流に置かれた第3結晶でブラッグ反射させて捕らえることで透過画像を得る。高分解能で屈折コントラスト画像を得るには、照射中にX線の入射角を10 μ rad程度以下の誤差で一定に保つ必要がある。この場合、電子ビー

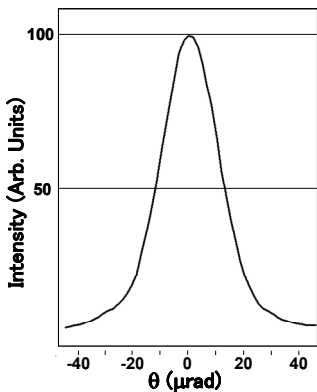


図5. 第3分光結晶回転による14keV X線のロッキング曲線の測定例。

ム軌道の変動は0.1mm程度しか許されないが、取得される透過画像の質と電子ビームの安定度との関係は今後の検討課題である。

また、PXR発生装置内のSi単結晶は電子ビーム照射による発熱を考慮し、銅製のSi固定治具を電磁石系の精密温調器で水冷しているが、高圧水流により薄いSi結晶板に振動が生じてPXRの特性を損ねている可能性があり、流量を減少させ振動を抑制するための改良を検討中である。

5. 共同利用状況およびまとめ

2005年7月以来1年間のクライストロン通電時間は約2000時間、ビーム利用時間は1500時間を越え、電子リニアックの利用時間は年々増加する傾向にある。リニアックを用いた光源として1~6 μ mの赤外FELと、6~20keVのPXRが共同利用実験に提供され、これらの利用促進のため行われている光源研究と加速器性能向上のためのマシンスタディを含めて2005年度の総利用件数は147件である。その内訳を図6に示す。FELは共振器鏡に問題があるが、十分な耐性が得られればさらに大きな光強度とエネルギー変換効率が期待でき、ユーザーからの大強度光の要求もある。

従来日本大学には正式な共同利用の受け入れ等の規定が存在しないが、LEBRAでは利用の増加への対応と学内のみならず学外からの利用希望に応じる必要から、全国共同利用にも対応できる体制の確立が必要となりつつある。

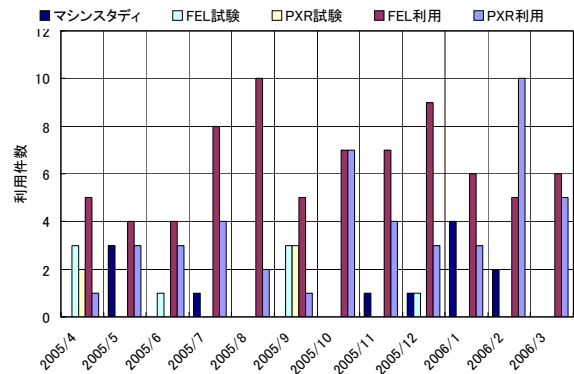


図6. 2005年度のリニアック利用件数の推移と内訳。総利用件数は147件である。

参考文献

- [1] 境武志他, Proceedings of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan (Jul. 30-Aug 1, 2003, Tokai) 351.
- [2] 早川建他, Proceedings of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan (Jul. 30-Aug 1, 2003, Tokai) 90.
- [3] T.Tanaka et al., Proceedings of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan (Jul. 20-22, 2005, Tosu) 28.

BASIC DESIGN OF COMPACT ELECTRON LINAC FOR COHERENT X-RAY GENERATOR

Isamu Sato^{A)}, Takao Kuwada^{A)}, Takeshi Sakai^{A)}, Manabu Inagaki^{A)}, Ken Hayakawa^{B)}, Toshinari Tanaka^{B)},
Yasushi Hayakawa^{B)}, Kyoko Nogami^{B)}, Keisuke Nakao^{B)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University,
Kudan-Kita 2-1-4, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-0073

^{B)} Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University,
Narashinodai 7-24-1, Funabashi, Chiba-ken, 274-8501

Abstract

In the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) of the Nihon University, a 125MeV electronic linear accelerator is utilized and the research and development of the bright sources with tunable wavelength monochromatic light which aimed at utilization of a free electron laser (FEL) and parametric X-rays (PXR)^[1] are performed. Now, FEL has been presented from near-infrared rays to visible light (a fundamental wave and harmonics), and PXR has been presented in range of energies from 6keV to 20keV. In the measurement experiment of the PXR characteristic, refraction contrast imaging which is an interference phenomenon of X-ray has been observed^[2]. This shows that PXR is the source of X-rays which was rich in the coherency. As for PXR, it is predicted in the near future that the structure of very smaller living body as a soft tissue is able to a imaging with the dose smaller than the CT. The compact electronic linear accelerator for PXR suitable for X ray basic research or medical diagnosis is designed, and the result is reported in here.

コヒーレントX線発生用コンパクト電子リニアックの基本設計

1. はじめに

高エネルギー電子線を単結晶に照射して発生するX線(PXR)は、恰も超高エネルギー電子線が長尺のアンジュレーターを通過する時に放射する自発X線のように見え、指向性の強い波動性に富んだX線レーザーのような特性を備えていることが、次第に明らかにされつつある。高エネルギー電子線が周期的に変化する媒質を通過するとき放射する光についての研究経過は、昨年、この学会^[3]で既に述べたので省略する。我々は、近い将来、PXRの優れた特性を必ず必要とする時代が到来すると予測し、このための安価でコンパクトなX線発生装置用加速器の概念的な基本設計を行ってみた。

2. PXR用コンパクト電子リニアックの基本設計

良質なPXRを安定に供給するには、安定な低エミッタンスの電子ビームを必要とする。そのための加速器としては、電子ビーム使い捨てにする電子リニアックが最適である。

加速空洞が同一構造である長さLの進行波型加速管で得られる電子リニアックの加速エネルギー $T^{[4]}$ は、

$$T = (2r_0 P_0 / \beta^2)^{1/2} (1 - e^{-\beta}) - i r_0 L (1 - (1 - e^{-\beta}) / L) \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 r_0 は加速管のシャントインピーダンス、

P_0 は加速管に供給される高周波電力、 i は加速ビーム電流、

β は加速管の電界減衰係数で $\beta = \omega / 2VgQ$ で表され、

ω は高周波の角周波数、 Vg は群速度、 Q は加速管を構成する加速空洞の利益係数である。

一般に電子リニアックは、(1)から明らかなように、加速管に供給電力 P_0 を大きくすると加速エネルギー T も大きくなり、電子リニアックはコンパクトになる。しかし、供給電力 P_0 の大きさには色々な物理的な限界から制限を受ける。

表1には、デスク板厚さ t (mm)が、2.5、5.0、10.0である加速空洞パラメーターの加速周波数依存性の計算例を示す。

この計算には、中村正郎氏が開発した計算コード^[5]を使った。この計算コードでは、図1に示すように、加速空洞の1/4を表す断面に負荷されたデスク板(円形形状)と円筒で構成される各領域の電磁場を求め、インピーダンス整合が取れる空洞の固有関数を作成し、その固有値から共振条件を求めている。従って、デスク負荷型加速空洞の製作に適した計算コードであり、その計算精度も非常に高い。

表1 加速空洞パラメーター

f (MHz)	2a(mm)	2b(mm)	M /m	Q_0	Vg/C
5712	9.767	40.871	157.7	7970	0.00632
2856	21.034	82.040	62.8	13433	0.00670
1428	47.568	165.457	20.0	19657	0.00111

ここで、 f は加速周波数、 $2a$ はデスク穴径、 $2b$ は空洞内径、 M /m はシャント抵抗、 Q_0 は加速空洞の利益係数、 Vg/C は光速で規格化した群速度をそれぞれ表している。

図1に示されている D はデスク間隔、 t はデスク板厚、 β は

デスク形状の曲率半径、 r はデスク穴径の平坦部、 Z は円筒空洞の軸方向、 r は円筒空洞の半径方向、 r_c は空洞の境界値をそれぞれ示している。

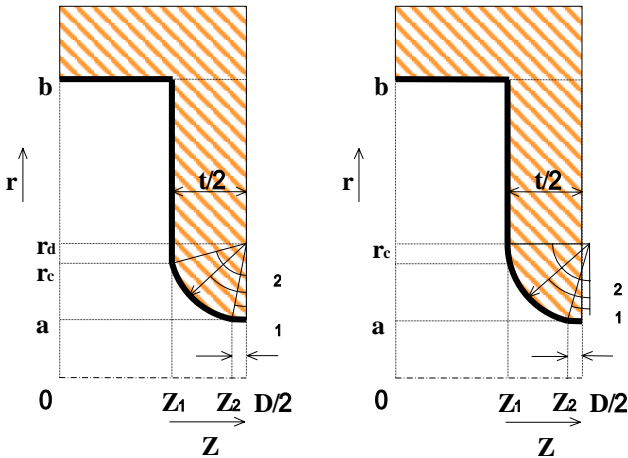


図1 境界条件を表す加速空洞の1/4断面

計算コードを用いて計算した結果のパラメータと(1)式を使って求めたエネルギー利得の周波数依存性を図2に示す。ここでは、長さ1.5mの定インピーダンス型進行波加速管に20MWを供給して得られたビーム無負荷状態のエネルギー利得の加速周波数とデスク穴径(2a)の依存性を示す。

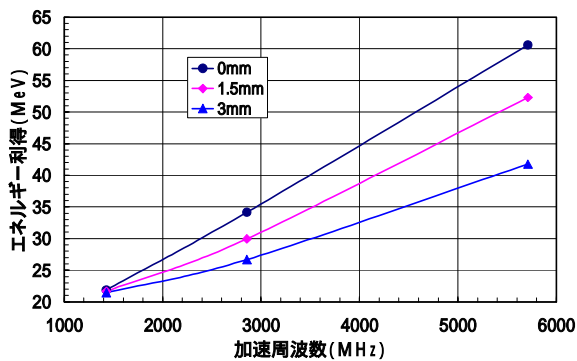


図2 進行波加速管のデスク穴径(2a)の変化に対するエネルギー利得の周波数依存性

図3には、各加速周波数におけるデスク穴径(2a)とエネルギー利得の関連を計算した結果を示す。ここで、 $1/2f$ は1428MHz、 f は2856 MHz、 $2f$ は5712MHzをそれぞれ意味している。加速エネルギー利得は、図2から明らかなように、加速周波数にほぼ比例して大きくなる。従って、加速周波数が高いほど電子リニアックはコンパクトにできる可能性が大きい。しかしながら、加速周波数が高いほど加速管の製作には、高度の加工技術が要求され、単位長さあたりの製造コストも高くなる。更に、供給する高周波電力が一定の場合、エネルギー利得が高いほど加速ビーム電流は小さくなり、僅かなビーム電流の変化でもエネルギー利得は大きく変動するので、安定性に欠ける恐れがある。

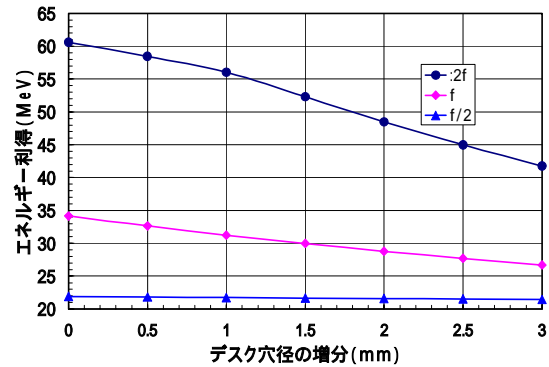


図3 進行波加速管デスク穴径に対するエネルギー利得

図4には60MW クライストロンから長さ1.5mの加速管2本に50MWの高周波電力を供給して得られるエネルギー利得をビーム負荷とデスク穴径(2a)をパラメータにして求めた関係を示す。

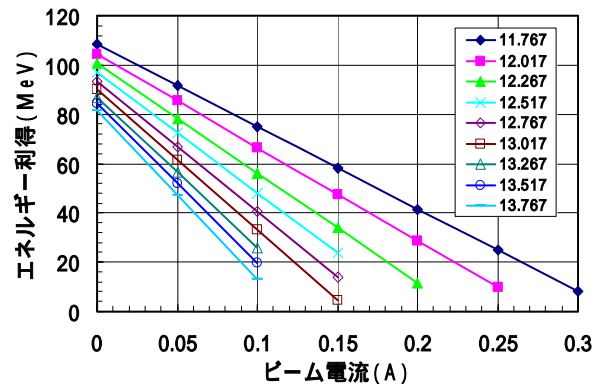


図4 加速周波数5712(MHz)の定インピーダンス型加速管のエネルギー利得のビーム電流負荷依存性、凡例の数値はデスク穴径(mm)。

コンパクト電子リニアックには、エネルギー利得の大きいcバンドの加速管が妥当である。電子リニアックの基本設計パラメータを表2に示す。

表2 電子リニアックのパラメータ

加速周波数	5712MHz
加速管の型式	テーパ型進行波管
加速管	1.5 m × 2本
加速モード	2 / 3
デスク穴径 (2a)	13.767 ~ 11.767 (mm)
加速空洞内径 (2b)	41.867 ~ 41.307 (mm)
デスク板の厚さ (t)	2.5 (mm)
高周波電力	60MW
エネルギー利得	> 50MeV
尖頭ビーム電流	100mA
ビームパルス幅	3 μs
繰り返し数	100 Hz
平均ビーム電力	1.5 KW

一方、ビームブローアップを避けるには、定インピータンス型加速管は出来るだけ回避すべきである。コンパクト電子リニアックの加速管には、図4を参照にして、デスク穴径を25 μ mステップで絞り込む準定電界型のテーパ構造を用いる。コンパクト電子リニアックの基本構成を図5に示す。

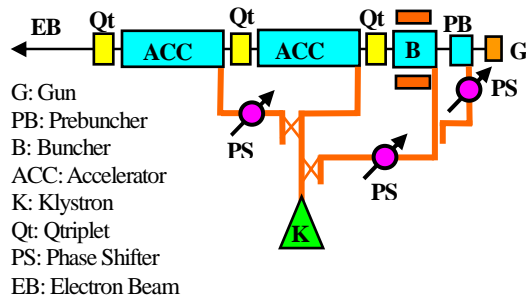


図5 コンパクト電子リニアックの基本構成図

シリコン単結晶の Si (111) 面による PXR 発生装置を組み込んだコンパクト電子リニアックの概念図を図6に示す。コンパクト電子リニアックは、基本型、エネルギー変換型、エネルギー回復型の3つの構成が考えられる。加速器の構成選択は単結晶がどの程度の平均電子ビーム電力に耐えられるかによって決まる。しかし、装置全体がコンパクトになるかどうかは、放射線シールドの厚さに依存し、これはPXRを発生させた後の電子線の処理方法によって大きく変わる。

又、PXRの指向性は θ^{-1} であり、その強度と建設コストを考慮すると電子線エネルギーは50~100MeVが妥当と思われる。

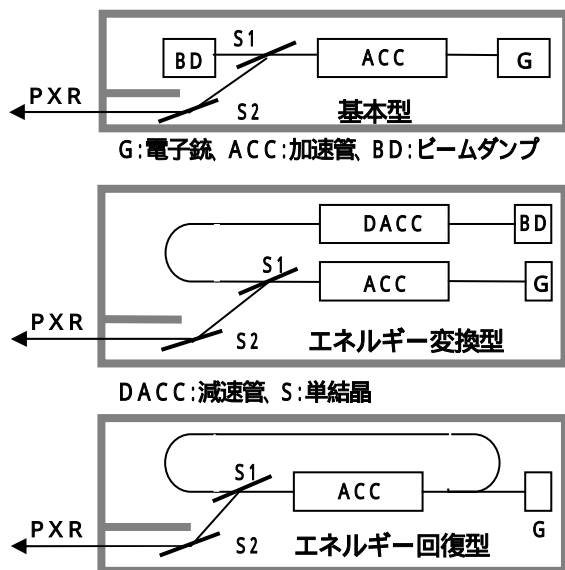


図6 PXR用コンパクト電子リニアック

3. PXRの干渉性と波長可変性

PXRは、図6に示すように、高エネルギー電子線が周期

構造媒体物質(単結晶: S1)を通過中に、電子線はその電磁場でS1物質を分極する。その緩和時にS1物質はX線を放射(分極放射)する。これがPXRであり、そのスペクトルは制動放射と同様にブロードであるが、しかし、S1物質の各格子面は、ブラッグ条件($2d\sin\theta = n\lambda$)を満たすX線のみを選択し、電子線の進行方向に対して、ブラッグ角度に偏向する。ここで、dは結晶面間隔、 θ はブラッグ角、 λ は偏向を受けるX線の波長である。一方、S1物質の周期構造からブラッグ角に射出されるX線は干渉性に富む。又、電子線の摂動による分極放射は周期構造に依存する波束として物質中を光速で伝搬する。しかし、光と電子の速度差(ドップラー効果)によって、その波長は短縮する。この現象は、交番磁場(ウイグラー)を通過する電子線の蛇行運動による放射光に類似している。この分極放射光は、電子線の進行方向から離れるに従って、長波長側にシフトする。即ち、S1結晶格子面の角度を変えると、波束の方向が変わるので、電子線の進行方向から観測点が大きく移動し、波束の始点と終点の観測時間差が変化し、X線波長は可変になる。このX線はS2単結晶の格子面で再びブラッグ角に偏向され、電子線の方角と平行になる。この条件を常に満足するためには、S1を回転させると、S2も同方向に回転させ、更に平行線上を移動させることになる。この処置により、PXRは同一線上に取り出すことが出来る。

4. おわりに

コンパクト電子リニアックの基本設計は、まだ概念設計の段階であり、詳細設計はこれからであるが、Cバンド帯の周波数を用い加速エネルギーが100MeV程度であれば、加速器本体を含むX線発生装置は、3m \times 2m \times 2mの空間に収納出来る可能性が非常に高い。この計画を実現する上の最大の課題は、デューティーの高い160MW級のクライストロンが入手できるかどうかにある。建設コストは、これまでに蓄積された加速器技術を活用できるかどうかにあるが、低価格の建設に期待を寄せている。

参考資料

[1] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B227 (2005) 32.
[2] T. Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea.
[3] I. Sato, et al., Proc.of the 2nd Annual Meetings of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan, (2005)114.
[4] Leiss, J.E., (1958),NBS Internal Report.
[5] M. Nakamura, JJAP Vol7, No3 (1963)257

PHASE-CONTRAST IMAGING USING THE LEBRA-PXR SYSTEM AT NIHON UNIVERSITY

Yasushi Hayakawa^{*A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Manabu Inagaki^{A)}, Takao Kuwada^{A)}, Akira Mori^{B)}, Keisuke Nakao^{A)},
Kyoko Nogami^{A)}, Toshiro Sakae^{C)}, Takeshi Sakai^{A)}, Isamu Sato^{A)}, Yumiko Takahashi^{D)}, Toshinari Tanaka^{A)}

^{A)} Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University,
Narashinodai 7-24-1, Funabashi, 274-8501

^{B)} College of Pharmacy, Nihon University, Narashinodai 7-7-1, Funabashi, 274-8555

^{C)} School of Dentistry at Matsudo, Nihon University, Sakae-cho-nishi 2-870-1, Matsudo, 271-8587

^{D)} College of Science and Technology, Nihon University, Kanda-Surugadai 1-8-14, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308

Abstract

The monochromatic X-ray source based on parametric X-ray radiation (PXR) was developed by using the electron beam from the 125-MeV linac at Nihon University. Using the spatial coherency of the PXR beam, the preliminary experiments on phase-contrast imaging has been carried out. The phase-contrast images have actually been observed by the diffraction-enhancement method using the X-rays of 14 to 18 keV. These results suggest that the PXR beam has a large coherent region which is not consistent with van Cittert-Zernike's theorem.

日大PXR発生装置による位相コントラストイメージング

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) では 125MeV 電子線形加速器を基盤としたパラメトリック X 線放射 (PXR) の線源実用化に取り組んできた^[1]。PXR は相対論的な荷電粒子と結晶媒質の間の相互作用によって発生する X 線放射の一種であり、指向性、単色性およびエネルギー可変性という利点を持つ。2004 年 4 月には実際に 100MeV の電子ビームを用いてエネルギー可変な単色 X 線ビームを得るのに成功している。現在までに、Si(111) 結晶を用いて 6~20keV の範囲で単色な PXR ビームの発生を達成しており、2004 年の後半からはユーザー利用実験を開始している^[2]。

LEBRA-PXR システムの場合、電子ビームのエネルギーが比較的低い為に X 線の放射円錐の広がりが大きく、X 線のビームサイズは取り出しポートの真空窓とほぼ同じになっており、その直径は 98 mm である。また、ビームプロファイルは均一なものが得られている。そのため、LEBRA-PXR のビームはイメージングに適しており、実際ユーザー利用実験においても主要な応用となっている^[3]。X 線のエネルギーをコントロールすることにより、LEBRA-PXR では生体試料のような軽元素で構成されたサンプルでも比較的良いコントラストの X 線吸収像が得られてきた。それに加え、PXR の空間コヒーレンスの良さを利用した位相コントラストイメージングを試み、実際に位相コントラスト像の観測に成功した。具体的には、シリコン完全結晶による X 線ブラッグ回折を角度フィルターとして用いるブラッグ反射型の手法で測定を行い、軽元素物質の密度変化に対する高感度やアナライザー結晶の回転によるコントラスト反

転といった現象が観測された。このコントラスト反転は回折型の位相コントラスト法に特徴的な現象であり、PXR の空間コヒーレンスの良さを示唆している。これらについて報告する。

2. 完全結晶による PXR の回折

速さ $v = \beta c$ の電子が Bragg 角 θ で逆格子ベクトル g を持つターゲット結晶に入射した際に発生する PXR のエネルギー $\hbar\omega$ は、

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |g| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi} \quad (1)$$

と表される^[1]。ここで c^* は結晶媒質中の光速であり、 ϕ は電子の速度に対する X 線の放出方向の角度である。Bragg 条件 $\phi = 2\theta$ の周辺では、 ϕ が $\Delta\theta$ だけシフトした場合の PXR のエネルギーは、

$$\hbar\omega' \approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\phi} \Delta\theta \approx \hbar\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right) \quad (2)$$

と近似することでき、 $\Delta\theta$ に比例したエネルギー分散を持っている^[3]。一方、通常の Bragg 回折条件 $\hbar\omega = \hbar c^* |g|/2 \sin \theta$ において、 θ を $\Delta\theta$ シフトさせた場合に Bragg 回折する X 線のエネルギーは、

$$\hbar\omega'' \approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\theta} \Delta\theta = \hbar\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right) \quad (3)$$

と近似される。式 (2) と式 (3) は一次近似の範囲では一致しており、これは、およそ $1/\gamma$ の角度広がりを持つ PXR ビームを、(+, -) と呼ばれる配置に置かれた分光結晶によってそのまま回折されることができるとを意味している。LEBRA の 2 結晶型 PXR 発

* E-mail: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp

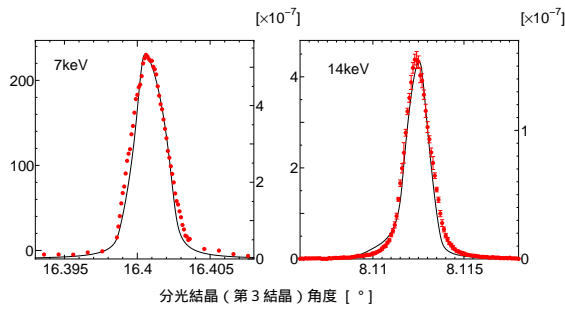


図 1: (+, -, +) 配置でのロッキングカーブ (第 3 結晶)。実線は光線追跡計算の結果である。

生装置はこの性質に基づいている。結晶が 3 つ以上ある場合も同様で、(+, -, +, ...) となる結晶配置の場合には、回折によって効率良く PXR ビームを輸送することができる。図 1 は (+, -, +) 配置に置かれた第 3 結晶の角度スキャン測定で得られた回折曲線である。結晶面としてはすべて Si(111) 面を用いた。測定結果は PXR の運動学的理論と X 線回折の組み合わせによる光線追跡計算と良く一致し、理想的な単色平行 X 線とほぼ同じ回折幅となっている。この特性によって、円錐状の広がりを持つ PXR ビームを用いた回折型の位相コントラストイメージングが可能となる。

3. 回折型位相コントラストイメージング

X 線位相コントラストイメージングは試料媒質を透過する際に受ける X 線の位相シフトを検出することにより試料の僅かな密度差をイメージとして取得する測定法である。透過力の高い X 線を用いて軽元素で構成された物体の構造の情報が得られるため、低吸収線量と高コントラストを兼ね備えたイメージング手法として医療应用到に大きな期待が持たれている。しかし、この手法には単色で平行な空間コヒーレンスに優れた X 線源が必要であり、これが実際の応用にとっては大きな制約となっている。

LEBRA の PXR 発生装置での結晶配置は (+, -) であるので、前節の議論を踏まえると、図 2 のように (+, -, +) 配置のアナライザ結晶の導入により回折型位相コントラストイメージングが可能となる。PXR の場合には対称反射のみで大きな照射野が得られるので、コンパクトでシンプルなセットアップで測定できる。試料を透過した X 線は位相シフトの結果として屈折を受け、それによってアナライザ結晶への入射角が変わる。つまり試料内の密度差を回折角の差として検出することが可能となる。このため、この手法は屈折コントラストとも呼ばれる。図 3 は 14 keV の PXR ビームを用いて測定したジグモの吸収コントラスト像 (図 2 中の (A) で測定) と位相コントラスト像 ((C) で測定) の比較である。検出器としてはイメージングプレート (IP) を用いた。図 3(b) はアナライザ結晶での回折曲線のピーク付近で得られる像であり、アナライザを回転させると図 3(c) のようにコントラストが反転し、暗視野的な像が得られる。図 4 は

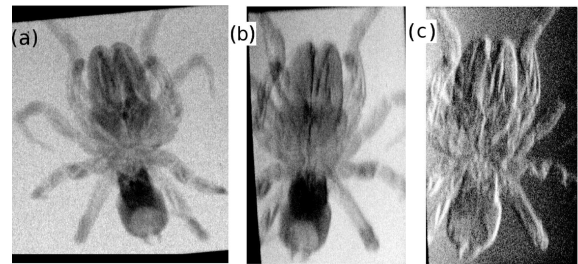


図 3: IP で取得した 14 keV の PXR によるジグモの (a) 吸収コントラスト像および (b,c) 位相コントラスト像。(b)(c) はアナライザ結晶の回転により位相が反転している。

サンプルが直径 2 mm のプラスチックファイバーの場合の結果であるが、位相コントラストではクラックなどが明確に認められる。また、アナライザの回転による位相反転の振舞が広い範囲にわたって一様となっており、PXR ビーム内では X 線の波面がよく揃っていることを示唆している。現在までに 14 keV

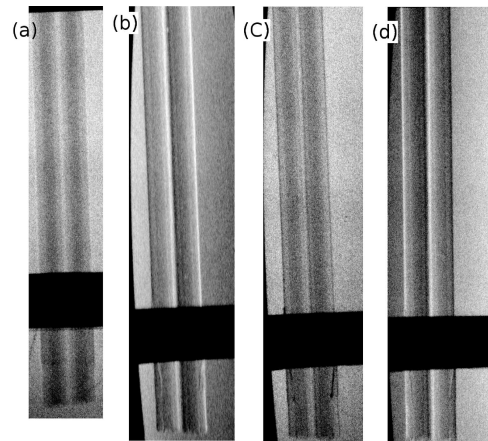


図 4: 14 keV の PXR による直径 2 mm のプラスチックファイバーの (a) 吸収コントラスト像および (b-d) 位相コントラスト像。

から 18 keV の PXR ビームを用いて位相コントラスト像の取得に成功している。

4. 空間コヒーレンス

4.1 van Cittert-Zernike の定理

X 線領域のシンクロトロン放射はインコヒーレント (カオス線源) であるので、高い空間コヒーレンスを得るにはモノクロメータによる単色化の後、数 $10 \mu\text{m}$ のタイトなコリメーションと長い伝播距離 (数 $10 \text{ m} \sim 1 \text{ km}$) が必要である。van Cittert-Zernike の定理によるとインコヒーレントな準単色光でも空間的にコヒーレントな領域が存在し、光源が半径 r の一様な光源の場合、光源より距離 R だけ離れたところでのコヒーレント領域の大きさ d は、波長 λ と光源

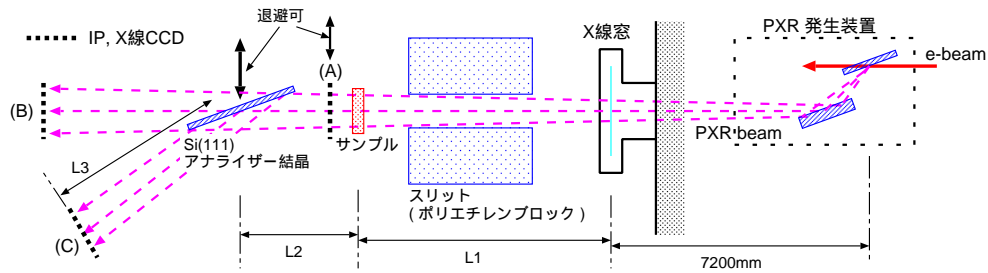


図 2: 回折型位相コントラストイメージングのセットアップ。

を見込む角度 $\Delta\psi$ で大まかに見積もることができ、

$$d \approx \lambda / \Delta\psi = \lambda R / r \quad (4)$$

となる。

LEBRA-PXR システムの場合、X 線源のサイズはターゲット結晶上での電子ビームスポットサイズと同じと考えられ、現在のところせいぜい直径 0.5 mm 程度の集束であると思われる。図 3、4 の測定条件では、X 線のエネルギー 14 keV ($\lambda=0.88 \text{ \AA}$) で測定距離 $R \sim 8 \text{ m}$ であるので、式 (4) による見積では、コヒーレント領域のサイズは $d \sim 3 \mu\text{m}$ 程度である。しかしながら、この値は実際に得られた位相コントラスト像の質とは整合しないと思われ、PXR の場合には単純に上記のような方法では空間コヒーレンスの評価ができないと考えられる。

4.2 スペックル状不均一性

PXR の空間コヒーレンスの良さを示唆する現象として、図 5 のような不均一パターンが観測された。PXR ビームを直接ダイレクト型 X 線 CCD で観測した際に認められたもので、X 線のエネルギーによりパターンの見え方が大きく変わることから、何らかの干渉像の可能性がある。PXR 発生装置の真空槽内に収められていた第 2 結晶を交換したところ、結晶表面に塵や汚れが付着していた。これが不均一パターンの原因の一つであったかもしれない。

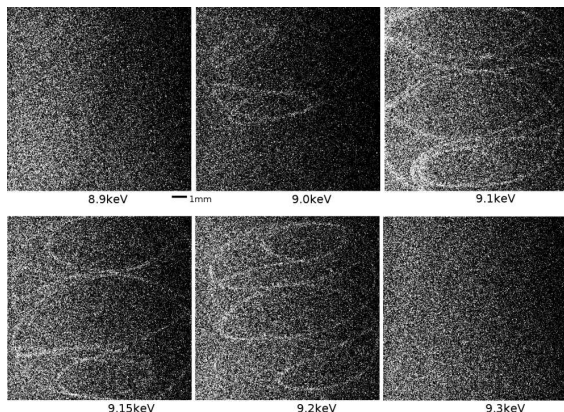


図 5: ダイレクト型 X 線 CCD で観測された X 線分布の不均一性。

また、図 2 の (C) においてサンプルのない状態で

回折された PXR ビームを、シンチレータとイメージインテンシファイア (I.I.) を用いた X 線 CCD で観測したところ、図 6 のようなスペックル状の不均一性が観測された。これは第 2 結晶表面の汚れと CCD の Be 窓の不均一性に起因するスペックルパターンである可能性がある。PXR のコヒーレンスの研究において、この現象は鍵となるかもしれない。

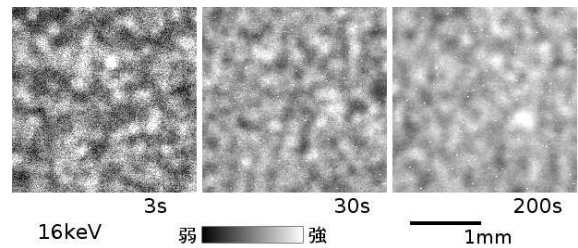


図 6: 第 3 結晶による回折後にシンチレータ付き I.I.CCD で観測されたスペックル状の X 線分布不均一性。

5. まとめ

PXR の回折特性を利用して、PXR による回折強調型の位相コントラストイメージングに成功した。実際に軽元素物質に対する高いコントラストとアナライザー結晶の回転による位相反転現象が観測された。また、スペックル状の不均一パターンも観測されており、空間コヒーレンスに関しては PXR は従来のカオス線源とは異なる性質を持つことが示唆された。

参考文献

- [1] Y. Hayakawa, et al., "Simulations to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system," Nucl. Instrum. Methods B **227**, pp. 32-40, 2005.
- [2] Y. Hayakawa, et al., "PRESENT STATUS OF THE PARAMETRIC X-RAY GENERATOR AT LEBRA", Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, pp. 60-62, (Funabashi, Japan), 2004.
- [3] Y. Hayakawa, et al., "Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University", Nucl. Instrum. Methods B, to be published.

PERFORMANCE EVALUATION OF DXAFS MEASUREMENT USING PARAMETRIC X-RAY RADIATION

Manabu Inagaki^{1,A)}, Yasushi Hayakawa^{B)}, Isamu Sato^{A)}, Ken Hayakawa^{B)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Takao Kuwada^{A)},
Takeshi Sakai^{A)}, Kyoko Nagami^{B)}, Keisuke Nakao^{B)}, Akira Mori^{C)}

A) Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

B) Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

C) College of Pharmacy, Nihon University
7-7-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

Abstract

When energy dispersive X-ray absorption fine structure (DXAFS) is measured, the space distribution of strength of the PXR characteristic becomes a problem. Therefore, the space distribution of strength was measured. Moreover, DXAFS was measured at the position of the peak angle with the strongest PXR strength. As a result, it has been understood that the space distribution of strength changes if shifting from the peak angle. And, it has been understood that there is a difference in the spectrum of DXAFS in the sample of the pure metal and the alloy. It will be necessary to examine the analysis method to do an accurate evaluation in the future.

パラメトリックX線放射を用いたエネルギー分散型XAFS測定の性能評価

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)では、125 MeV電子線形加速器に基づくパラメトリックX線放射(PXR)によるX線源の開発、実用化を試み、2004年には実際にPXRビームの観測に成功した^[1]。その後、LEBRAではPXRの利用実験を開始し、自由電子レーザーと共に、施設利用者への供給を行っている^[2]。現在のLEBRA-PXRシステムの性能を表1に示す。

表1 LEBRA-PXRシステムの性能

電子エネルギー	100 MeV
加速周波数	2856 MHz
パルス幅	10 - 20 μ s
繰り返し数	2 - 5 Hz
第一結晶	Si(111) 200 μ m 厚
第二結晶(反射用)	Si(111) 5 mm 厚
X線エネルギー Si(111)	4 - 20 keV (設計性能) 6 - 20 keV (実績)
X線出力窓 (カプトン窓)	直径 98 mm 125 μ m 厚

LEBRA-PXR発生装置はシリコン完全結晶を用いた二結晶型のシステムであり、単色X線を6.0 - 20 keVまでの波長範囲で連続的に発生させることが可能である。また、指向性の高いX線を供給できること、X線出力窓の直径(ϕ 98 mm)に由来する広範な照

射野を持つこと、などの特徴を利用し現在通常のX線イメージングに加え、位相差イメージングなどの研究が進められている^[3]。さらに速さ $v = \beta c$ の電子がブラッグ角 θ で逆格子ベクトル \mathbf{g} をもつターゲット結晶に入射した際に発生するPXRのエネルギー $\hbar\omega$ は、

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c^* |\mathbf{g}| \sin \theta}{1 - \beta \cos \phi}$$

と表される^[4]。ここで c^* は結晶媒質中の光速であり、 ϕ は電子の速度に対するX線の放出方向の角度である。ブラッグ条件 $\phi = 2\theta$ の周辺では、 ϕ が $\Delta\theta$ だけシフトした場合のPXRのエネルギーは、

$$\hbar\omega' \approx \hbar\omega + \frac{d(\hbar\omega)}{d\theta} \Delta\theta \approx \hbar\omega \left(1 - \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \right)$$

と近似することができ、 $\Delta\theta$ に比例したエネルギー分散を持っている。つまり、ターゲット結晶から十分に遠い場所で観測すると、その照射野内において水平方向の位置に関する一次関数的なエネルギー分散

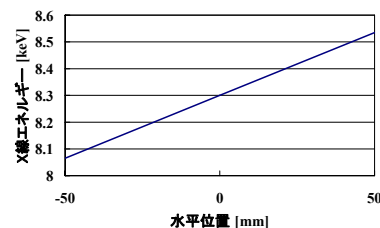


図1 エネルギー8.3 keVの理論的なエネルギー分布

¹ E-mail: inagaki@lebra.nihon-u.ac.jp

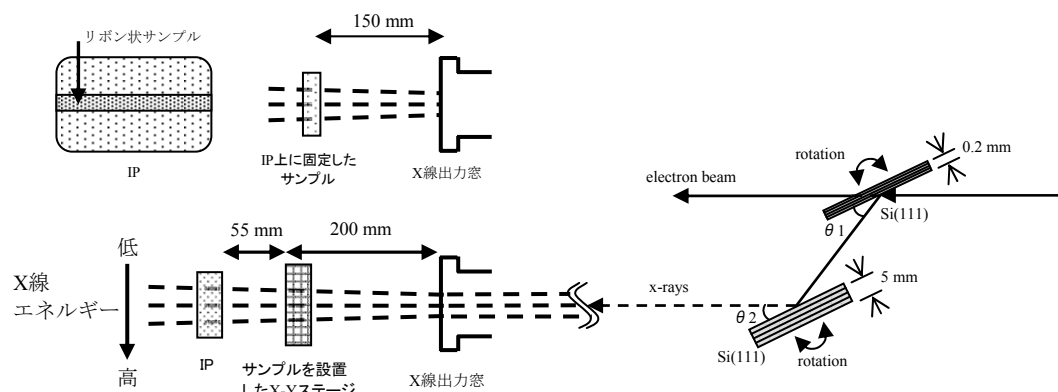


図2 本実験セットアップの概略図

を示すという特徴を持ち(図1)、その特徴を生かしたエネルギー分散型X線吸収微細構造(DXAFS: energy dispersive X-ray absorption fine structure)測定への応用が期待されている^[5]。

LEBRA-PXRを用いたDXAFS測定では、線源の中心波長をターゲット元素の吸収端付近に設定することにより水平方向のX線吸収スペクトルを測定することが可能である。また、広範な照射野を持つため、大視野検出器を用いることにより、サンプルや検出器を移動させずに、一度に数百keVの範囲のX線吸収スペクトルを測定することが可能である。これらの点は、DXAFS測定を行う上でLEBRA-PXRが持つ非常に優れた点であるが、反面、LEBRA-PXRを用いたDXAFS測定での問題点も考えられる。

PXRの空間分布は理論的にはドーナツ状となっている。結晶内での電子ビーム発散の効果によりPXRビームのプロファイルは均一化されるが、結晶の実効厚の薄い低エネルギーでは、この特徴的なドーナツ状の分布が残っている。また、X線出力窓の直径を満たす程のサンプルサイズが必要となるため、サンプルの不均一性に由来する測定誤差が生じる可能性が考えられる。LEBRA-RXRを用いたDXAFS測定を行うためには、空間分布またはサンプルに由来する測定誤差を補正する方法の確立が必要と考えられる。そこで本研究では、PXRの空間分布に由来する測定誤差の補正を進める前段階として、PXR発生装置も制御パラメータの変化に伴う強度の空間分布の変化を測定した。さらに自動ステージによるランダム動作によりサンプルの不均一性を平均化することを試みた。

2. 実験方法

図2に本実験セットアップの概略図を示した。第二結晶の角度 θ_2 を変化させることでドーナツ状の空間分布が狭まることは理論上分かっている。そこで、どの様に強度の空間分布が変化するかをイメージングプレート(IP)を用いて測定した。また、どのような測定手法で実験を行い解析する方法が最適であるかを検討するため、任意の角度 θ_2 におけるDXAFS測定も行なった。本実験で用いたリボ

ン状の均一なサンプルは、以下の通りである。

- ・ ニッケル(厚み:0.01 mm)
- ・ ニッケルシルバー(厚み:0.01 mm、含有量 Cu:62%, Zn:20%, Ni:18%)

3. 実験結果

3.1 PXR強度の空間分布測定

測定条件が、PXRエネルギー8.3 keV(波長1.494 Å)、ブラッグ角 13.7819° 、X線出力窓-IP間距離150 mm、照射時間30分のときのIPで撮像した強度分布と、第二結晶の角度 θ_2 をイオンチェンバーで測定して強度が一番強い角度(ピーク角)からプラス方向に1パルス(=1/1500°)ずつ変化させ各々のドーナツ状の直径を測定した結果を図3に示す。

このIP画像からPXRの強度は、予測されたようなドーナツ状の空間分布を示していることが分かる。そこでピーク角からパルス数を増やすとドーナツ状の空間分布の直径が小さくなることが確認できた。ここでの直径とは、図3の解析位置における強度のピーク間距離とした。またIP画像中の横縞模様は、第二結晶の角度 θ_2 を変えてもほぼ同位置に観測され、またX線出力窓に対してIPを 90° 回転させても同様に観測された。このため、横縞模様はPXR 起源ではなくIP側の問題であると思われる。

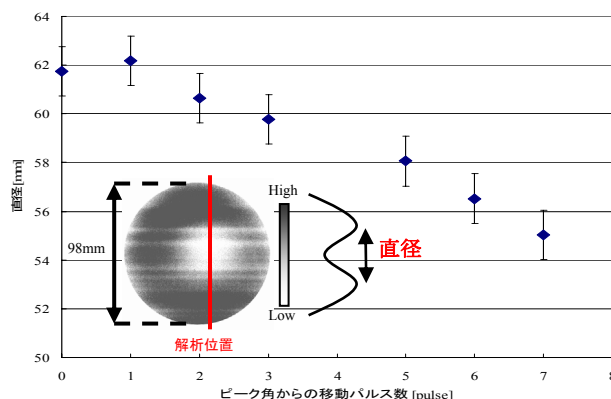


図3 IP画像とドーナツ状の空間分布

3.2 DXAFS測定

今後DXAFS測定を行うにあたり、サンプルの均一性が重要となる。このためサンプルが不均一である場合、どのような測定手法で行うことが最適であるかを検討した。今回は一つの測定手法として、X-Yステージを用いてサンプルを無作為に動かしながら照射することを試みた。X-Yステージの最大移動距離は、X線出力窓に対して横方向(X) 4 mm、縦方向(Y) 0.2 mmで行った。測定条件は、PXRエネルギー8.45 keV(波長1.467 Å)、ブラッグ角13.5326°、照射時間30分とした。ここで、サンプル位置固定の場合は、X線出力窓-IP上に固定したサンプル間距離150 mm (図2)、X-Yステージを用いた場合は、X線出力窓-X-Yステージに貼り付けたサンプル間距離200 mm、X線出力窓-IPカセット間距離255 mmとした(図2)。サンプル位置固定と無作為に動かした場合はIPで撮像し解析したDXAFS測定の結果を図4に示す。

図4からニッケルに関しては、X線吸収端近傍構造(XANES)はどちらの測定方法でも類似したスペクトルであることがわかるが、拡張X線微細構造(EXAFS)ではスペクトルは類似しているが吸収に差異があることがわかる。次にニッケルシルバーに関しては、XANES,EXAFS共にスペクトルが類似していないことがわかる。この差異は、ドーナツ状の空間分布を補正していないことに起因している。

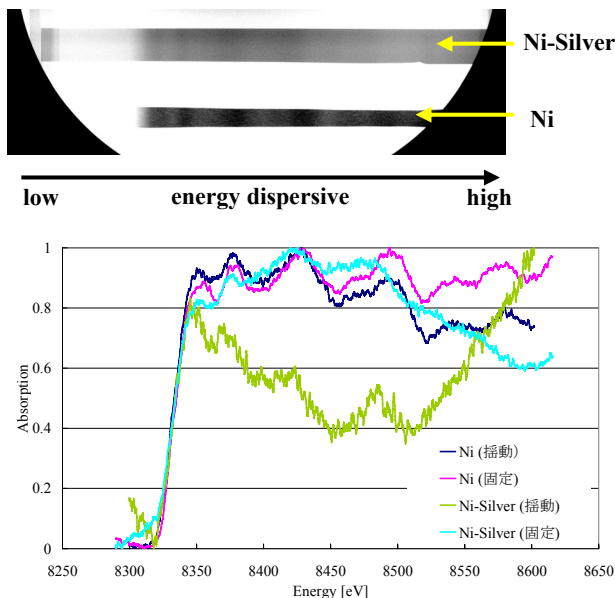


図4 IP画像と得られたDXAFSスペクトル

4. 議論

4.1 PXR強度の空間分布

PXR特有のドーナツ状の空間分布を考察するには、第二結晶の角度 θ_2 の振る範囲を広くし解析を行う必要があると思われる。また、現在では、IP画像のムラ(横縞模様)が目立つため、IPまたは読取装置の改善を行い較正方法も検討する必要がある。

4.2 DXAFS測定

図4より、ニッケルとニッケルシルバーでは、DXAFSのスペクトルに大きな差異が生じていることがわかった。これは、測定条件の違いとドーナツ状の空間分布を補正していないためである。次にX-Yステージを用いたときと用いない場合とでは、DXAFSのスペクトルに大きな差異が生じた。この理由として考えられることは、測定方法においてPXRの強度分布に対してサンプルの位置の違いやIPの設置位置が異なってしまったことである。今後は測定場所のレイアウトを考え、同条件で行なうべきである。解析方法では、IP読取装置の残像や低線量域でのログアンプの歪みにより、XAFSのある吸収の強い箇所のデータの質に悪影響を及ぼしていると思われる。また本実験の解析方法は、市販のソフトウェアを使用した。このソフトウェアは8bit階調であるため、16bitで取得したIP画像を8bitに変換して行った。この解析方法では、データが粗くなってしまいうためDXAFS測定のような微細な処理には適していないので、今後は16bitデータで解析しなければならない。

5. まとめと今後の課題

PXR特性であるドーナツ状の空間分布が確認できた。DXAFS測定では、ニッケルに関してはDXAFSのスペクトルに大きな差異は見られなかったが、ニッケルシルバーに関してはスペクトルに大きな差異が生じた。これは、測定条件の違いとドーナツ状の空間分布を補正していないためである。今後の課題として、以下の点が挙げられる。

- ・ドーナツ状の強度空間分布の規格化方法の検討。
- ・DXAFS測定において、他のサンプルでも同様な測定を行い比較検討する。
- ・より検出効率の良いイメージセンサーの導入。

参考文献

- [1] Y.Hayakawa et al., Present Status of the Parametric X-ray Generator at LEBRA : Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan (August 4-6, 2004, Funabashi Japan) 22-24.
- [2] T.Tanaka et al., Status of 125MeV Linac and Light Source at LEBRA : Proceedings of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan (July 20-22, 2005, Tosu, Japan) 28-30.
- [3] Y.Hayakawa et al., Advanced Applications of PXR at LEBRA, Nihon University : International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena (July 3-7, 2006, Frascati (Rome), Italy).
- [4] Y.Hayakawa et al., Simulations to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system : Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B227 (2005) 32-40.
- [5] K.-H.Brenzinger et al., How Narrow is the Linewidth of Parametric X-Ray Radiation? : Phys. Rev. Lett. 79, pp. 2462-2465, 1997.

Utilization of BPM for operating and controlling the LEBRA linac*

Ken Hayakawa^{1,A)}, Ken'ichiro Ishiwata^{2B)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Takesh Sakai^{C)},
Kyouko Nogami^{A)}, Keisuke Nakao^{A)}, Tsutomu Inagaki^{C)}, Isamu Sato^{C)}

^{A)} Institute of Quantum Science, Nihon University 24-1, Narashinodai, 7-chome, Funabashi-shi, Chiba, 274-8501

^{B)} Graduate School of Science and Technology Nihon University
8-14, Kanda-Surugadai 1-chome, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308

^{C)} Advanced Research Institute for the Science and Humanities, Nihon University
12-5, Goban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251

Abstract

In the LEBRA (Laboratory for Electron Beam Research and Application) linac, strip line type beam position monitors (BPM) are installed in high density. Using this type of BPM, beam position can be obtained without disturbance. Because of the high-speed data taking, observation of the energy fluctuation during pulse duration becomes possible. To assist the operation and to analyze the characteristics of the linac, we developed the software, which works as a server program that acquires beam position data from the BPMs and distributes them to the clients on demand. And also we developed several client programs.

LEBRA Linac の運転制御におけるBPMの活用

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)リニアックにおいては、ストリップライン型ビームポジションモニター(BPM)が高密度に設置されている^[1]。この位置モニターは電荷分布の重心位置を検出するもので、ビームの広がりについての情報は得られないが、位置変動を高速に検出できるため^[2]、運転制御に非常に有効である。運動量アナライザー内に設置されたBPMの信号から、パルス内におけるエネルギー変動の測定、アクロマティシティの調整が精密にできるようになった。また、測定がビームに殆ど影響を与えないため、運転中常時ビーム位置を把握することが可能になり、手動あるいは自動のビーム軌道の維持が容易に達成されるようになった。また、加速器の挙動の解析に威力を発揮している。

2. パルス内のビーム位置変動

2.1 エネルギー変動の測定

FEL及び、PXRのビームラインに電子ビームが入射する際に90度偏向系を通過する。この偏向系は運動量アナライザーとして機能していて、2台の45度偏向電磁石と4台の四極電磁石からなる。最初の偏向電磁石通過後のビームの水平位置を高速のADコンバーターを使って測定すれば、パルス内のエネルギー変動を求めることができる。FELにおいては、パルス内において、エネルギーが安定であることが必須であるので、これは非常に重要な情報である。

LEBRAリニアックでは運動量アナライザー系を利用して、バンチ圧縮を行っているので、電子ビームは、バンチの前後にわたってエネルギー勾配を持つように加速される。すなわち、マイクロ波のピークから少し外れた位相で加速されている。従って、パルス内におけるマイクロ波の位相変動が、顕著にエネルギー変動に反映する。パルス内の位相変動は、主に、クライストロンパルスモジュレーターのPFNの調整に依存すると考えられる。PFNの調整はクライストロン出力の振幅と位相が、平坦になるように調整するが、複数のPFNを調整した結果は電子ビームの加速エネルギーの変動として表れる。すなわち、パルス内のエネルギー変動の測定はPFN調整の有効性の検証にもなっている。図1にアナライザー部に設置されたBPMによるパルス内エネルギー変動の例

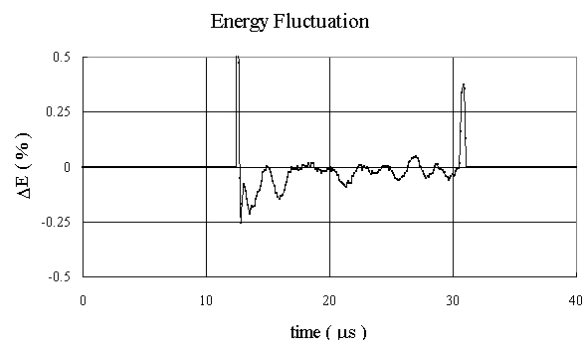


図1. パルス内エネルギー変動。スパイク状の部分を除けば、変動幅は0.25%(P-P)程度である。

* 本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業（継続）（平成17~19年度）の支援を受けて行った。

¹ E-mail: hayakawa@lebra.nihon-u.ac.jp

² Present affiliation: College of Humanity and Science, Nihon university

を示す。10MHzのADコンバータによって取り込んだBPMの各電極からの電圧波形をビーム位置に変換し、さらに、エネルギー変動に変換したものである。このときの調整では、パルスの先頭と、終端のスパイク状の変動を除いて、変動幅は0.25%程度であった。最初の5 μ secに現れる変動が小さくなるように調整できれば、FELの出力はさらに向上すると思われる。

2.2 アクロマティシティの調整

運動量アナライザはアクロマティックになるように構成されていなければならないが、この調整を精密に行うのはそれほど容易な操作ではない。LEBRAでは、電子ビームの僅かなエネルギー変動とこれに伴うアナライザ中におけるビームロスによる電流の変動をBPMで観測することによって、精密な調整を実現している。具体的には、アナライザの下流に設置されたBPMの、水平方向に対置するアンテナからの信号を各々オシロスコープで観測し、その波形が相似になるように調整する。図2に左右のアンテナの出力を検波した波形を示す。(a)は調整前の波形で、細かい凹凸が逆位相になっている。これはビームが左右に動いていることを意味する。(b)は調整後の波形で、凹凸が同位相になっており、ビームが殆ど動いていないことを示している。

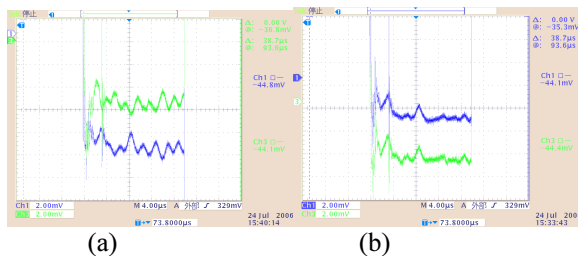


図2. 運動量アナライザ下流のBPMの水平方向アンテナ対からの検波信号。(a)では、波形の凸凹が逆位相になっており、エネルギー変動の影響が軌道の変動となって表れている。(b)では、波形が相似になり、エネルギー変動の影響が取り除かれていることを示している。

3. ビーム位置モニターと制御

パルス内のビーム位置変動の測定は非常に多くの情報をもたらされ、加速器の挙動の解析には有用であるが、加速器の運転中、オペレーターがモニターするには情報量が多すぎるくらいがある。また、直線部においては、実際上パルス内でビーム位置が変動することはない。このため、通常データ収集ではパルス内の一点において、全アンテナの信号をサンプリングしてパソコンに取り込み、ビーム位置を求めている。運動量アナライザ内部においては、前述のように、パルス内でビームの位置が変化すが、パルス毎の相対的な位置変動の測定にはこの方式が

有効である。ソフトウェアはクライアント・サーバー方式を採用して、複数のクライアントプログラムが同時にデータを利用できるようにしている。

3.1 サーバー

各BPMの各アンテナによりピックアップされたマイクロ波は、検波・増幅された後、PCに装着された12bit、64ch.のAD変換ボードを介して、サーバープログラムにより取込まれる。サーバープログラムはこの生データ、あるいは座標に変換した値を、クライアントからの要求に従ってLANを介して配信する。データの取得レートはパーソナルコンピュータの性能に依存するが、現状の2Hz運転では、全イベントを取り込むことができる。座標値の相対精度はアンプ系のノイズレベルに依存していると思われるが、10~20 μ mと見積もられている。

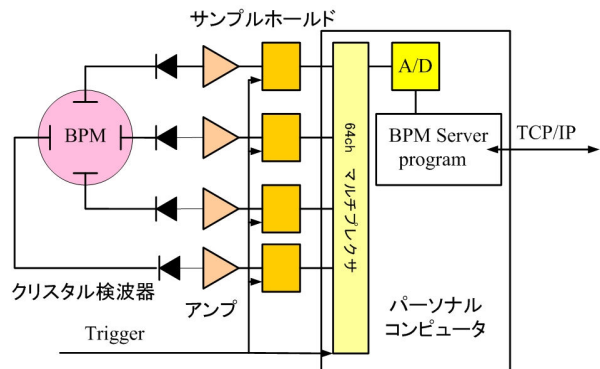


図3 データ集束系のブロック図。アンテナでピックアップされた信号は検波された後、順次AD変換され、サーバープログラムに取り込まれる。

3.2 クライアント

現在定常的に使われているクライアントは3種類ある。第1は、オペレーターにビーム位置を表示するインターフェイスを持つもので、分解能が可変で、最小10 μ m程度の動きまで確認できる。第2は、サーバーから受け取った座標値をひたすらファイルに蓄積するもので、加速器の挙動の解析に威力を発揮している。第3は、ビーム軌道の自動アラインメントプログラムで、様々な要因によってずれた軌道を中心軌道に戻すものである。

3.2.1 ビーム位置表示ウィンドウ

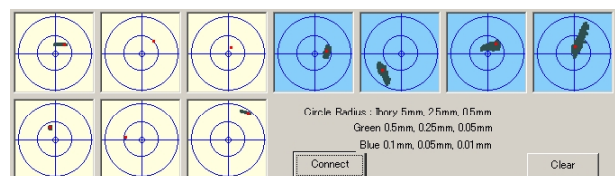


図4 オペレーターにビーム位置を知らせるクライアントプログラムのウィンドウ。

加速器の運転中、オペレーターが常時ビーム位置を把握できるよう、図4に示すようなインターフェイスを持ったクライアントプログラムを製作した。各BPMに対応したボックスを持ち、ビーム位置はこのボックス中の1点として描画される。また、過去のビーム位置は色を変えた点として、表示されるようになっているので、位置変動の履歴についてもある程度の情報が得られる。FELとPXRビームラインで、対応する位置にあるBPMはボックスを共有している。それぞれのボックスには三重の同心円と十字線が描かれている。各々のボックスは相対位置表示と絶対位置表示のモードを持ち、相対位置表示では、表示モード切替直後に取得した点を中心として表示する。また、それぞれの表示モードにおいて、3段階の拡大率で表示できるようになっている。最小の拡大率では、最外円の半径が5mmに相当する。次の拡大率では同0.5mm、最大の拡大率では0.1mmである。従って、オペレーターは、およそ10 μ m程度の精度で、軌道を確認することができる。

3.2.2 データロガー

このクライアントプログラムは、サーバーから取得したデータに時刻を付加してひたすらファイルに書き込むだけのものであるが、加速器の挙動の解析には非常に有効である。最近得られた成果を以下に述べる。

長時間にわたるエネルギー変動を測定し、加速管冷却水温度の時間変化と比較してみた。図4に示すように、エネルギーはこの2時間間に、 $\pm 0.1\%$ 、温度は $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 、ほぼ同じ周期で変動していることがわかる。従って、この図に現れているエネルギー変動の大部分は加速管の温度変動に由来するものと考えられる。エネルギー変動をさらに抑制するためには、加速管温度の安定化が欠かせないことが明らかである^[4]。なおこのエネルギー変動のデータは、電子銃のエミッション電流の変動による影響を補正した後のデータである。

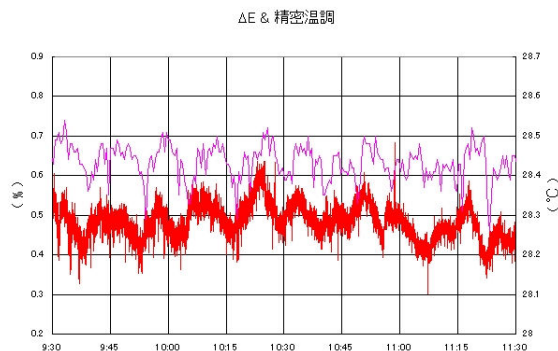


図5 加速管冷却水温度（上の波形、右目盛）とエネルギー変動波形（下、左目盛）。同じ周期で変動している。

前述のビーム表示ウィンドウを監視していて、加速器を起動して、ビーム加速を始めると、必ず毎回同じ向きビームが移動する現象が表れることに気づいた。この現象は、最上流、バンチャー直後に設置されたBPMでも観測されることから、電子銃の挙動が疑われた。データロガークライアントを働かせて確認したところ、最初は急激に、その後次第に緩やかにビーム位置が変動している事が明らかになった。完全に落ち着くのはビーム加速開始後3時間くらい経過した後である。このビーム変動の原因を調べるため、ユーザー実験の合間を利用して、加速器の状態を様々に変化させた時のビーム位置の変動を測定した。結果を図6に示す。この図から明らかなように、様々な条件の変化の中で、電子銃の高電圧のみがこの現象に影響している。因果関係は明白であるが、ビーム軌道を動かすメカニズムについては不明である。現在は、クライストロンのウォーミングアップ開始時から電子銃の高圧を印加するようにして、この変動の影響を軽減するようにしている。

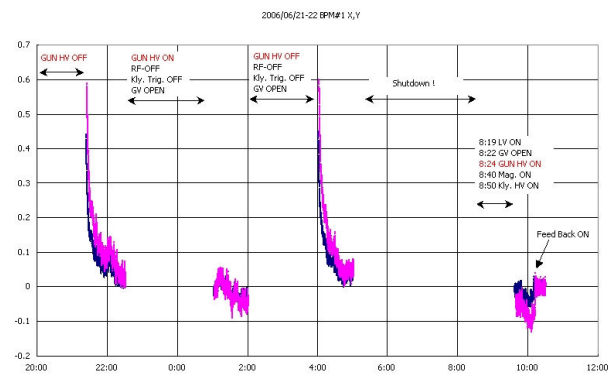


図6 ビーム加速開始直前の状態を様々に変化させた時の軌道変動。電子銃の電圧が影響している。

3.2.3 ビーム軌道の自動アライメント

ビーム軌道の自動アライメントに関しては文献[3]に報告されている。

参考文献

- [1] K. Ishiwata et al., "Development of Beam Position Monitor Measurement System II", Proc. of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan, 2005 Tosu Japan, pp483-485
- [2] T. Suwada, "Multipole Analysis of Electromagnetic Field Generated by Single-Bunch Electron Beams", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 40(2001) pp.890-897.
- [3] K. Nakao et al. "Development of Automatic Beam Alignment System for the LEBRA Linac", Proc. of this meeting
- [4] T. Sakai et al. "IMPROVEMENT OF WATER COOLING SYSTEM FOR LEBRA LINAC", Proc. of this meeting

IMPROVEMENT OF WATER COOLING SYSTEM FOR LEBRA LINAC*

Takeshi Sakai^{1,A)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Ken Hayakawa^{B)}, Yasushi Hayakawa^{B)}, Kyoko Nogami^{B)}, Keisuke Nakao^{B)},
Manabu Inagaki^{A)}, Isamu Sato^{A)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University
12-5, Goban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251, Japan

^{B)} Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA), Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi-shi, 274-8501 Japan

Abstract

Precise experiments using Free Electron Laser and Parametric X-ray Radiation at the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) in Nihon University require a high-stability electron beam from the linac. The electron beam energy has been strongly dependent on the temperature of the linac cooling water, although fixed within the error of $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Fluctuation of the temperature was reduced to within $\pm 0.05^\circ\text{C}$ by adjustment of the control parameters for the fine cooling system and improvement of the chill water system. Improvement of the stability of the fine cooling water temperature was very effective for stabilization of the electron energy and the light intensity.

日本大学LEBRA LINACにおける冷却水系の温度安定化

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設LEBRAでは、加速器の実験利用時間が順調に増加しており^[1]、加速器の連続運転を試験的に行っているが、自由電子レーザー (Free Electron Laser : FEL)、および、パラメトリックX線放射 (Parametric X-ray Radiation : PXR) の光源強度が変動をおこし、特にPXRを用いた位相コントラストイメージングにおいて良い結果が得ることが難しかった。その変動は、ターゲット結晶でのビーム変動が原因で起きており、ビームクオリティーを上げる必要があった。

そこでビーム変動の要因として、光源強度とビームポジションモニターを用いたビーム軌道測定^[2]、温度等の比較から加速管及び、ビームライン偏向電磁石用冷却精密温調水温度が大きいことが分かった。本稿では冷凍機系の更新、及び冷却系の安定化による光源強度の安定化に関して報告を行う。

2. 光源強度変動と原因

2.1 光強度変動と冷却水温度測定

PXRを用いた位相コントラストイメージングにおいて、実験過程でのX線強度の時間変動により計測前後でピーク強度がずれ、安定な測定ができない問題があった。位相コントラストイメージングで得られる画像の分解能は、ビームの安定度に大きく左右

されるため、早急なビーム安定化対策が必要であった。

そこで、各場所での温度変化と光源強度の測定から相関を取り、原因を追跡した。精密温調水温の測定ではPICO Technology社の8ch熱電対データロガーTC-08を用い、PXR強度測定にはイオンチェンバーを用いた。ただし、相対値に関しては問題ないが、測定温度絶対値に対する校正は行っていない。イオンチェンバーはPXR調整時に用いているバックグラウンドとの相対強度測定用のモニターであり、キャリブレーションは行っていない。PXR強度とPXRライン偏向電磁石系冷却用精密温調水温度との比較を図1に示す。

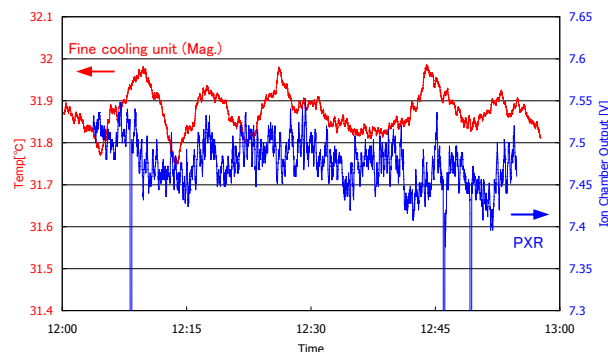


図1 : PXR強度とPXRビームライン偏向電磁石系冷却用精密温調水温度との比較。X線エネルギー : 13.5keV。強度変化と精密温調水温度と相関がある。

*本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業(継続)(平成17~19年度)の支援を受けて行った。

¹ E-mail: sakai@lebra.nihon-u.ac.jp

測定時のX線エネルギーは13.5keVである。温度測定の結果、PXR強度はビームライン偏向電磁石系を冷却している精密温調水温と強い相関があることが分かった。ただし図中のPXR強度測定結果で数箇所大きく下がっている時間帯があるが、クライストロンからの高周波電力が欠けた事により、加速ビームが欠け起きた変化であって、冷却水に起因するものではない。

2.2 冷凍機水温と精密温調水温の比較

精密温調水温の変動が何に起因しているのかを、その他の温度変化と比較し調査した。加速管系精密温調冷却水温と光源ライン用偏向電磁石用精密温調水温、冷凍機水温の比較を図2に示す。冷凍機水温は送出し側のパイプに張付けたK熱電対で、精密温調水温もリザーバタンク内に設置した動揺のK熱電対を用いて測定した。その結果、精密温調の温度調整に使われる冷凍機水温が周期的に大きく変動していることが分かり、冷凍機水温変化がビーム変動の原因であることが分かった。また精密温調のPID制御パラメーターが最適化されていない事もわかったため、冷凍機水温の安定化と精密温調の調整を行う事にした。

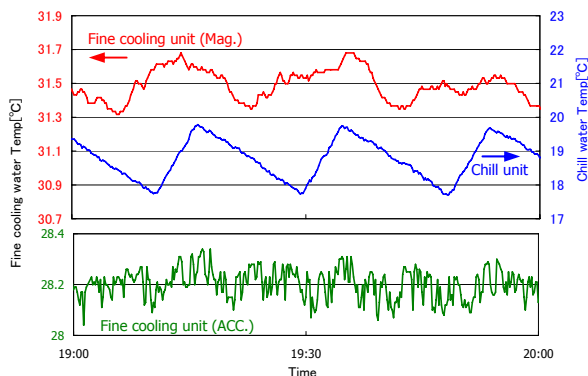


図2：加速管系精密温調冷却水温と光源ライン用偏向電磁石用精密温調水温、冷凍機水温の比較。冷凍機水温が $\pm 1^{\circ}\text{C}$ と大きく変動し、加速管系精密温調水温、偏向電磁石系精密温調水温も約 $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ 変動していることが分かった。

3. 冷却系の更新と光源強度安定化

3.1 LEBRA冷凍機系の更新

これまで使用していた冷凍機はマイクロトロン建設時に設置したもので、約20年間使用しており、配管等の老朽化が進んでいた。また冷却能力がマイクロトロンに合わせてあり、現在のリニアックの全負荷に比べ、非常に能力の大きな物を使用していたため温度が $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 以上変化し、2-2で示したように、冷凍機水温の大きな変動が精密温調等へ影響していた。そこで昨年度、冷凍機系の配管周り、調節計などず

べての更新を行った。冷凍機の水温調節計は山武製のデジタル指示調節計SDC36を採用した。また、この調節計はRS485の通信機能を備えているため、イーサネットLAN接続に変換を行い、遠隔からのデータ収集、パラメーター調節を容易に行えるようにし、調節時間の短縮を図った。

3.2 冷却系の安定化と問題点

冷凍機更新後、冷凍機のパラメーターを調整し安定化を行った。その際、他の設定温度との温度差が小さくなるように、冷凍機リザーバ水温設定値を $19\sim 20^{\circ}\text{C}$ 程度まで上げ調整を行った。同時に、精密温調のPID制御パラメーター最適化も行い安定化を行った。調整時のリニアックのパラメーターはPXR実験時の、最大ビームエネルギー100MeV、繰返し5Hz、RFパルス幅 $20\mu\text{s}$ の場合を想定し、始めはビーム加速無し状態で調整を行い、調整後に実際にビーム加速を行い確認した。

調整後の結果を図3に示す。冷凍機水温は送出し側の設定温度計の測定値、精密温調水温は、リザーバタンク内に設置したK熱電対による測定値である。図を見て分かるように、冷凍機水温は約 $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ まで抑えることができ、加速管系精密温調水温変動幅も 0.1°C 以下まで抑えることができている。しかし、冷凍機のコンプレッサー動作時における短時間の大きな水温変化に対して、冷凍機の調節計は対応し変化を抑えているが、精密温調側の調節計の温度コントロールが追従する事ができず、大きな温度変化を起こしているのが分かった。これは精密温調のリザーバタンクの容量が約120ℓと小さく、さらに温度コントローラーが更新前の冷凍機と同様に20年前の物であり、三方弁を速く、細かく動かすことができず、短時間の大きな温度変化に対応できていないために起きている現象であると考えられる。

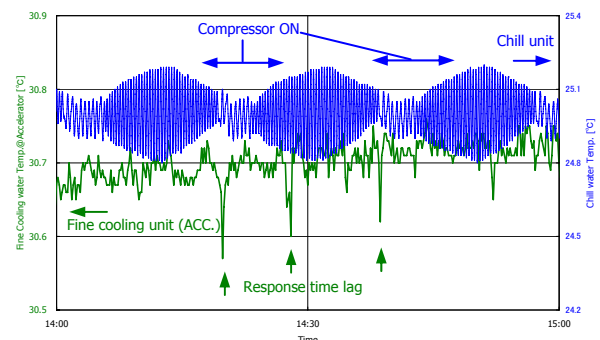


図3：冷凍機水温と加速管側精密温調温度比較。冷凍機のコンプレッサー動作時における短時間の大きな水温変化に精密温調の温度コントロールが追従できず、大きく温度変化を起こしている。

3.3 冷却系全体の安定化

冷凍機の温度調整は3.2で述べたように、細かい

調整を行うと、冷凍機のコンプレッサー動作時に精密温調の調整が追従できず、精密温調の先の冷却水温度が大きく変化してしまうことがわかったため、多少冷凍機水温の変動幅が増加しても、ゆっくりとした変化をするパラメーターへ変更することにした。

再度リニアックのパラメーターを3.2で示した同じ条件の元で調整を行った。結果を図4に示す。図を見て分かるように、再調整後の冷凍機水温変動幅は約 $\pm 0.6^\circ\text{C}$ と大きくなってしまったが、短時間での大きな変化は無くすることができた。冷凍機パラメーター調整後、各精密温調のPID制御パラメーターの最適化を行うことで、コンプレッサー動作時における短時間での大きな変動時においても、加速管系冷却水温度変化幅を $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以下に、短時間でみると $\pm 0.05^\circ\text{C}$ 程度に抑えることができ、電磁石系精密温調も変動幅を約 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 、周期を10分程度に抑えることができた。ただし、数時間という長い周期の変動に関してはまだ取り除くことができておらず、設定用温度計の限界か、あるいは加速器本体室温度が影響している可能性があるが、現在のところ問題になるほどまでは大きく変動はしていないため、今回の調整では無視した。

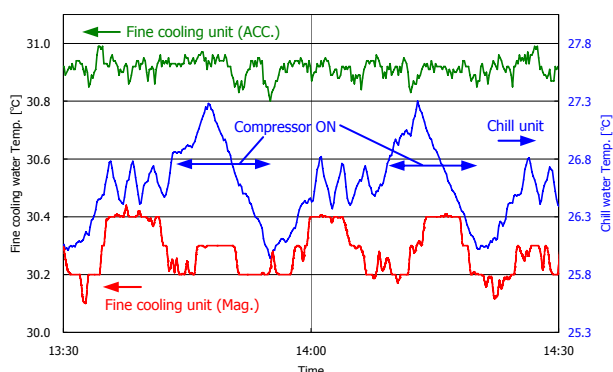


図4：冷凍機パラメーター調整後における冷凍機と各精密温調の比較。冷凍機の短時間における変動を抑えたことで、冷凍機コンプレッサー動作時においても、精密温調への影響が少なくなっている。

3.4 光源強度安定化

冷却系の安定化前後におけるPXRの光源強度の比較を行った。光源強度の比較結果を図5に示す。測定時のX線エネルギーはどちらも14.0keVである。PXR強度測定にはイオンチェンバーを用い、グラフの値は測定時間中の平均強度で規格化した値で示している。図から明らかかなように、冷却水安定化後は、光源強度の大きな変動を取り除くことができた。

また安定化後、PXRを用いた位相コントラストイメージング^{[3][4][5]}、XAFS測定では^[6]、ほぼ安定に測定できるようになり、PXRの基本特性測定においても、PXRのドーナツ状の分布が鮮明に測定されるようになり^[6]、安定した測定が行えるようになった。

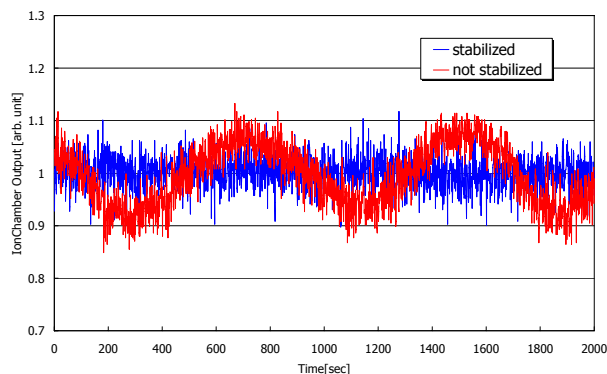


図5：安定化前後のPXR光源強度の比較。X線エネルギー：14.0keV。冷却系の安定化後、大きく変動していたPXR光源強度が非常に安定になった。

4. まとめと今後の課題

電子ビームの変動原因は冷却系の温度変化である事が分かり、冷却系の安定化により光源強度の変化は改良前の半分以下になり、特にPXRを用いた位相コントラストイメージング、XAFS測定、基本特性測定などで大きな効果を発揮した。

今後の課題として、精密温調は急な大きい温度変化に対応できていないため、今年度は精密温調の更新を検討している。精密温調系の更新を行うことでさらに冷却系の安定化が期待される。またPXR用の第1結晶マウントフォルダーは、結晶の冷却のために、マグネット系の冷却水の一部を流しているが、水圧が高いため配管パイプの振動が結晶へ伝導してしまい、変動を引き起こしている問題があり、現在対策を検討中である。

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業（継続）（平成17～19年度）「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」の支援を受けて行った。

参考文献

- [1] T.Tanaka, et al., "Operation of Linac and Light Sources at Nihon University", in these proceedings.
- [2] K.Hayakawa, et al., "Utilization of BPM for operating and controlling the LEBRA linac", in these proceedings.
- [3] Y.Hayakawa, et al., "Phase-Contrast Imaging Using the LEBRA-PXR System at Nihon University", in these proceedings.
- [4] T.Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging Of Biological Materials Using LEBRA-PXR", Proceedings of The Ninth International Conference on SRI 2006, Korea, in submission.
- [5] Y.Hayakawa, et al., "Tunable Monochromatic X-ray Source Based on Parametric X-ray Radiation at LEBRA, Nihon University", Proceedings of The Ninth International Conference on SRI 2006, Korea, in submission.
- [6] M.Inagaki, et al., "PERFORMANCE EVALUATION OF DXAFS MEASUREMENT USING PARAMETRIC X-RAY RADIATION", in these proceedings.

DEVELOPMENT OF AUTOMATIC BEAM ALIGNMENT FOR THE LEBRA LINAC

Keisuke Nakao^{*A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Isamu Sato^{B)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)},
Takeshi Sakai^{B)}, Kyoko Nogami^{A)}, Manabu Inagaki^{B)}

^{A)}Institute of Quantum Science Nihon Univ.
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

^{B)}Advanced Research Institute for the Science and Humanities (ARISH) Nihon Univ.
12-5 Gobancho, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-8251

Abstract

The automatic beam orbit alignment system is developed in the Laboratory of Electron Beam Research and Application (LEBRA) Nihon University. This system consists of two programs, one is to find the central trajectory of the linac another is the beam orbit feed back program. Beam Position Monitors (BPM) installed in the linac are calibrated using central trajectory search program. The displacement between beam orbit and central trajectory is detected and the beam orbit is corrected by adjusting the exciting current of steering coil by the feed back program. Therefore, the FEL and PXR will be kept stably during experiment. The operator's load will be reduced by using this system.

日本大学電子線利用研究施設における電子ビーム軌道自動調整システムの 開発

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) では、2001年5月に自由電子レーザー (FEL) の発振に成功し、2003年10月には FEL 共同利用実験が開始され、2004年4月にパラメトリック X 線 (PXR) の発生に成功した。2005年には加速器の年間利用時間が1,000時間に達し、長時間照射実験も行われるようになった^[1]。FELを長時間、安定に発振させるには高品質なビームを長時間維持しなければならない。それには電子ビームを他の機器の変動による影響を受けにくい。加速器の中心軌道を通すことが望ましい。そこで、加速器の中心軌道に電子ビーム軌道を自動的に調整し、維持するシステムを開発した。

2. LEBRA LINAC 制御システム

LEBRA の Linac は、電子銃、プリバンチャ、バンチャ、4m 加速管 3 本から構成される。加速管及びバンチャの側面にはステアリングコイル、バンチャと加速管の出口には四極トリプレットが設置されている。ステアリングコイルと四極電磁石の励磁電流は、加速器制御プログラムにより制御できる。この加速器制御プログラムは、LAN 経由で外部プログラムからステアリングコイルと四極電磁石の励磁電流を変更することができる。

LEBRA Linac には加速セクション、FEL ビームラインおよび PXR ビームラインに合計 13 台のストリップライン型ビーム位置モニタ (BPM) が設置されている^[2]。BPM で測定されたビーム位置は、BPM サー

バを通じてネットワーク経由で取得することができる^[3]。

3. 中心軌道の探索

3.1 探索アルゴリズム

中心軌道を探すために、加速器に設置されている四極電磁石トリプレットと BPM を用いた。加速セクションに設置されている四極電磁石トリプレットは、FDF の配置で、中心は、加速器の中心軌道と一致するように設置されている。中心軌道を原点とし、水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸、ビームの進行方向を z 軸としたときトリプレットに入射した座標を (x_0, y_0) 、ビーム軌道と中心軌道のなす角の x 成分、 y 成分をそれぞれ θ 、 ϕ 、励磁電流の変化を ΔI 、 a 、 b 、 c 、 d を四極電磁石の特性によって決まる定数とすると四極トリプレットを通過した電子ビームの位置の変化は、次のように書ける。

$$\Delta x = (ax_0 + b\theta_0)\Delta I \quad (1)$$

$$\Delta y = (cy_0 + d\phi_0)\Delta I \quad (2)$$

四極電磁石の中心をビームが通過すると、四極電磁石の励磁電流を変化させてもビーム軌道に変化はないが、ビーム軌道が四極電磁石の中心を通過していないと、励磁電流を変化させると下流のビーム位置が変化する。この性質を利用して中心軌道を探す。

実際には以下の手順で中心軌道を探る。まずトリプレットの 3m ほど上流にあるステアリングコイルで、トリプレットに入射するビーム軌道を決める。その後四極電磁石の励磁電流を変化させながら、

* E-mail: nakao@lebra.nihon-u.ac.jp

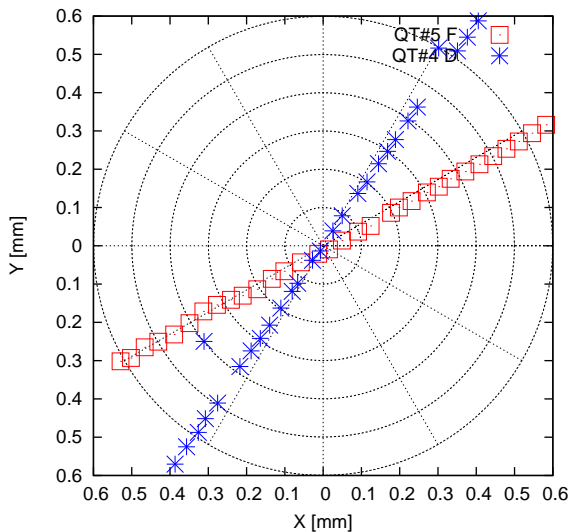


図 1: 四極トリプレット QT#4 の四極電磁石励磁電流を変化させたときの BPM#5 の位置でのビーム位置の変化 (自動軌道調整前)

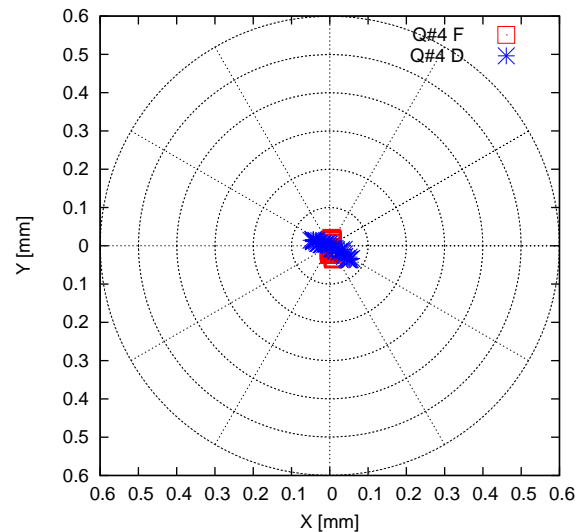


図 2: 四極トリプレット QT#4 の四極電磁石励磁電流を変化させたときの BPM#5 の位置でのビーム位置の変化 (自動軌道調整後)

トリプレットの下流にある BPM でビーム位置の変化を測定し、四極電磁石の励磁電流に対する、ビーム位置の変化の傾きを求める。ステアリングコイルの励磁電流を変え、この傾きが正であるステアリングコイルの励磁電流と、負になるステアリングコイルの励磁電流を探る。傾きが正のものと負のものと、絶対値が最小である組合せを探し、それらのステアリングコイルの励磁電流の中間値を、ステアリングコイルの励磁電流に設定する。これ繰り返し、四極電磁石の励磁電流に対するビーム位置の変化の傾きが、ある閾値以下になればビームが四極電磁石の中心を通ったと判断する。このプロセスを上流のトリプレットから順に行うことで、電子ビーム軌道を中心軌道に一致させることができる。

3.2 中心軌道を探索した結果

前述のプロセスを自動実行するプログラム「中心軌道探索プログラム」を開発した。このプログラムの実行前後における、加速器終端にある四極トリプレット QT#4 の励磁電流を $\pm 10\%$ 変化させた時の QT#4 の下流にある BPM で測定した軌道調整前後のビーム位置の変化を図 1、図 2 に示す。LEBRA の Linac に使用されている四極トリプレットは、水平方向収束 (F)、発散 (D)、収束 (F) で配置されており、F と D の励磁電流は独立に制御することができる。図 1、図 2 で、印は F の四極電磁石の励磁電流を、*印は D の四極電磁石の励磁電流を変化させた時のビーム位置の変化である。

加速器終端にあるトリプレット QT#4 の四極電磁石の励磁電流を 10% 変化させた時、QT#4 のおよそ 4m 下流にある BPM で計測したビーム位置の変化は 0.1mm 以内であった。アンジュレータの入口でのビーム軌道を数値計算した結果、四極電磁石の励磁電流の変化によるビーム位置の変化は約 0.1mm であった。

4. ビーム軌道の維持

前述の中心軌道探索でもとめられた中心軌道で、加速セクションにある 4 台の BPM を較正することができる。これらの BPM によってビーム軌道と中心軌道とのずれを計測し、このずれを打ち消すようにステアリングコイルの励磁電流を変化させるビーム軌道フィードバックプログラムを作成した。このプログラムは、比例制御、積分制御、微分制御を行う PID 制御を行っている。

ビーム軌道フィードバックプログラムは BPM サーバから毎秒 2 回、ビーム位置と中心軌道との差を取得し、過去 10 パルス分の平均が閾値を越えた場合にステアリングコイルの励磁電流を調整する。現在この閾値は $15\ \mu\text{m}$ である。

現在 LEBRA Linac の加速セクションにある 4 台の BPM を用いて電子ビーム軌道制御を行っている。上流でのビーム軌道の変化は下流のビーム軌道に影響を及ぼすため、4 箇所の BPM で検出したビーム位置のうち、複数の BPM で閾値を越えた場合は上流のビーム軌道の補正を優先している。例えば加速器出口における中心軌道とビーム軌道の差が $15\ \mu\text{m}$ あっても、加速器入口での中心軌道とビーム軌道の差が $15\ \mu\text{m}$ あれば、加速器入口での軌道が先に補正される。

加速器出口におけるビーム位置の時間変化を図 3 及び図 4 に、この時のビーム位置の鉛直方向成分の分布を図 5、図 6 に示す。図 3 はフィードバックプログラム停止中のビーム位置の時間変化で、図 4 はフィードバックプログラム動作中のビーム位置の時間変化である。フィードバック停止時、ビーム位置はゆっくりとドリフトしていくことがわかる。このドリフトは電子銃出力電流の変化が原因であることがわかっており^[1]が、まだ本質的な対策はとられていない。

一方フィードバックプログラムを動作させると、前述のドリフトは抑えられている。また加速器出口

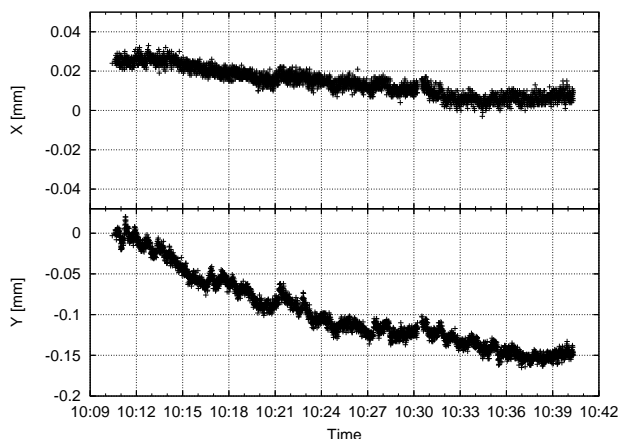


図 3: 加速器出口におけるビーム位置の時間変化 (フィードバックプログラム停止時)

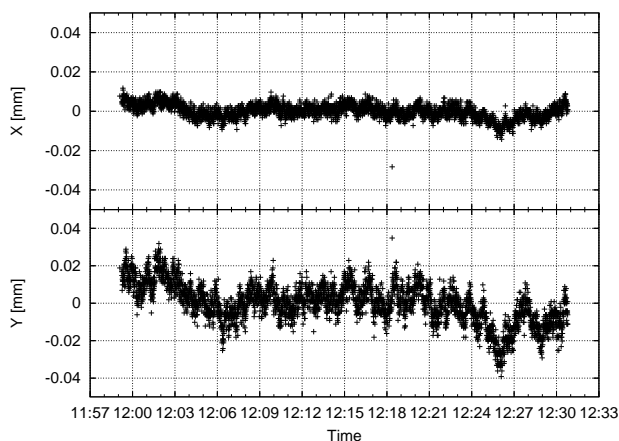


図 4: 加速器出口におけるビーム位置の時間変化 (フィードバックプログラム動作時)

におけるビーム位置の Y 座標の分布の標準偏差は、0.07mm から 0.04mm に改善されている。

まとめ

電子ビーム軌道を、中心軌道に長時間維持するために、中心軌道探索プログラムとビーム軌道フィードバックプログラムを作成した。中心軌道探索プログラムによって、加速器セクションに設置されている 4 台 BPM の較正ができる。これらの BPM からビーム位置と中心軌道とのずれを計測し、ステアリングコイルの励磁電流にフィードバックすることで、加速器出口でのビーム軌道と中心軌道の差を 40 μm 程度に抑えることができた。

参考文献

- [1] T.Tanaka, et al., 日大リニアックと光源の利用状況 This Proceedings.
- [2] K.Ishiwata, et al., LEBRA におけるビーム位置計測システムの開発 Proceedings of the 1st Annual Meeting of

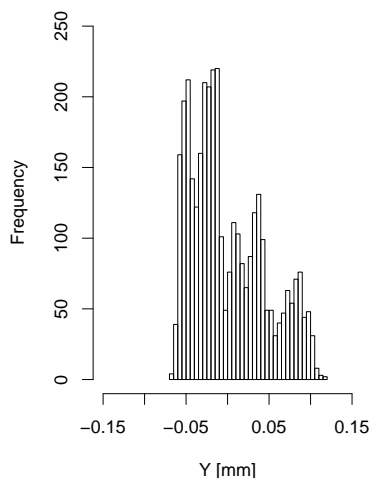


図 5: 加速器出口におけるビーム位置 Y 座標の分布 (フィードバックプログラム停止時) N=3 00

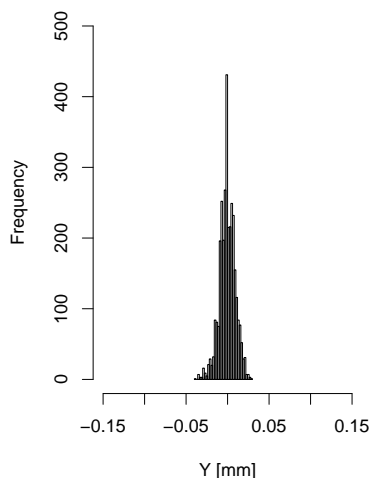


図 6: 加速器出口におけるビーム位置の分布 (フィードバックプログラム動作時) N=3 00

Particle Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, Funabashi, Aug. 4- 6, 2004

- [3] K.Hayakawa, et al., LEBRA Linac の運転制御における BPM の活用 This Proceedings.

fel2005

**August 21-26, 2005
Stanford, California**

***27th International
Free Electron Laser Conference***

POWER INTENSIFICATION OF LEBRA FEL BY RF PHASE MODULATION*

K. Hayakawa[#], Y. Hayakawa, K. Nakao, K. Nogami, T. Sakai, I. Sato, T. Tanaka, LEBRA, Institute of Quantum Science, Nihon University, 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501 Japan

Abstract

In general, maximum gain and maximum power of a free-electron laser (FEL) oscillator are not simultaneously satisfied at an identical optical resonator length. If the resonator length is adjusted at the middle in the macropulse duration of the electron beam, both maximizing conditions can be satisfied simultaneously, which will result in a large FEL output power compared with a normal operation. An attempt has been made to intensify the FEL output by applying the above consideration to the LEBRA FEL system. Instead of the resonator detuning control in the macropulse, an equivalent effect has been realized by modulating the accelerating RF phase of the electron linac, which changes the electron bunch intervals. The output FEL energy per macro pulse has been approximately doubled by the technique compared with that in the normal operation.

INTRODUCTION

In the free-electron laser (FEL) system based on a short-bunch electron beam from a pulsed linac, a large FEL gain is obtained by a relatively large detuning of the optical resonator length, resulting in fast build up and wide macropulse of FEL. However, the maximum saturated FEL power is obtained at a smaller detuning length, where the gain is relatively small and the build up is slow, which results in narrow macropulse width [1].

Operation of the FEL system usually adopts the resonator length in between the above detuning lengths so that the FEL energy per macropulse is maximized. However, it can be considered that a wide macropulse width and a high saturation level are satisfied simultaneously if the resonator detuning can be controlled in the electron beam macropulse so that the detuning adjusted to get a large gain is shifted to get a high saturation level after saturation is almost achieved.

The experiment of the FEL intensification based on the above consideration has been performed at Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) in Nihon University, using the 125-MeV linac and the near-infrared FEL system [2].

Although it is difficult to change the resonator length in the electron beam macropulse, an equivalent effect is obtained by modulation of the linac accelerating RF frequency, which results in modulation of the beam bunch intervals instead of the resonator detuning length. The

method is possible so long as the frequency modulation is in the range of the pass band in the accelerating tubes. A linear phase modulation of the RF is equivalent to a frequency modulation, having a guaranteed continuity of phase. Therefore, the phase modulation technique has been adopted for the experiment.

FREQUENCY SHIFT AND DETUNING LENGTH

The optical resonator length L is expressed by $n\lambda_0$ in terms of the free-space wavelength λ_0 of the accelerating RF and the integral or half-integral number n . Then, change in the RF wavelength $\delta\lambda$ equivalent to a small resonator detuning length δL ($\delta L \ll L$) is expressed by $-\delta L/n$. The relation between the RF frequency modulation δf and the equivalent resonator detuning length satisfies

$$\delta f = -f_0 \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = f_0 \frac{\delta L}{L},$$

where f_0 is the RF frequency corresponding to the wavelength λ_0 . The linac is operated in pulse mode, which allows us to make frequency modulation by a linear phase modulation in place of making direct frequency shift. The phase modulation is preferable since the continuity of phase is guaranteed in principle.

The phase modulation $\delta\phi$ [rad/sec] corresponding to the frequency modulation δf is given as $2\pi\delta f$. For $L=6718$ [mm] and $f_0=2.856$ [GHz] as in the case of LEBRA, detuning of the resonator by $\delta L=1$ [μm] is equivalent to the frequency modulation of 425 Hz and the phase modulation of 2.67 [mrad/ μsec], respectively. Since the detuning δL is comparable with the FEL wavelength, the maximum frequency modulation is expected to be approximately 3 kHz for the LEBRA FEL system. Detuning of the optical resonator by the RF frequency modulation is applicable when the RF system, including the accelerating structures, has a wide pass band compared with the necessary frequency modulation range.

EXPERIMENTAL SETUP

Injector

The injector is the 2.856-GHz RF electron linac with maximum electron energy of 125 MeV, which consists of conventional structures equipped with no devices dedicated to FEL. The macropulse beam current extracted from the linac in normal operation is 100mA, and then approximately 80 mA is injected into the FEL beam line. The electron bunch length is approximately 1 psec which corresponds to the approximate micropulse peak current of 30 A [3]. As shown in Fig. 1, the RF power for the

* Work supported by "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT (Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology), 2000-2004.
[#] hayakawa@lebra.nihon-u.ac.jp

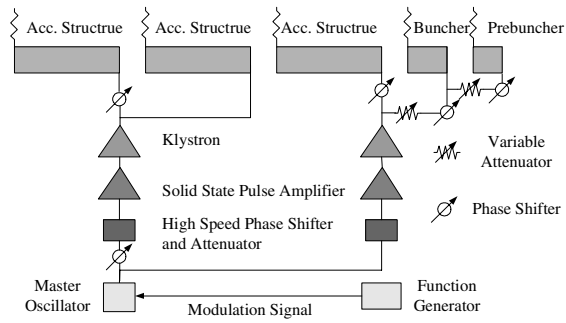


Figure 1: Schematic diagram of the RF system in the LEBRA FEL injector linac.

prebuncher, buncher and 3 regular accelerating tubes is supplied by two klystrons. The phase modulating signal generated by a function generator is applied to the master RF oscillator.

Undulator and Optical Resonator

The electron beam from the linac is injected into the FEL beam line after momentum analysed in the 90° deflecting magnetic system. The bunch length is compressed in the system using the magnetic bunching effect which is based on the path length difference depending on the electron energy. A schematic diagram of the LEBRA FEL system and the optical beam transport system is shown in Fig. 2.

The Halbach-type planar FEL undulator consists of NdFeB permanent magnet arrays. The undulator period length is 48 mm, and the number of periods is 50. The maximum K -value (RMS) of 1.4 is obtained at the minimum gap width of 24 mm. The optical resonator consists of two copper-based, silver-coated mirrors separated by $64\lambda_0$ ($=6718$ mm) from each other, where the FEL power is extracted from one of the mirrors through the coupling hole bored on the central axis of the mirror. The extracted FEL beam is guided to the experimental rooms after being collimated by the beam expander optics system. Main parameters of the undulator and the optical resonator are listed in Table 1. Lasing of FEL at LEBRA has been achieved in the near-infrared region from 0.9 to 6 μm by the combination of the undulator gap width and the electron beam energy.

In the experiment an LN₂-cooled InSb detector has been used for the measurement of the FEL power waveform. On the other hand, a thermopile detector has been used for the measurement of the total FEL energy at each macropulse.

Table 1: Parameters of the FEL system at LEBRA.

Configuration	Halbach type	Planar
Period Length	48	mm
Number of Periods	50	
Gap Width	24 - 34	mm
K -value (RMS)	0.7 - 1.4	
Resonator Length	6718.04	mm
Rayleigh Range	1.467(@ $r=4\text{m}$)	m
Coupling Hole	0.3 - 0.5	mm

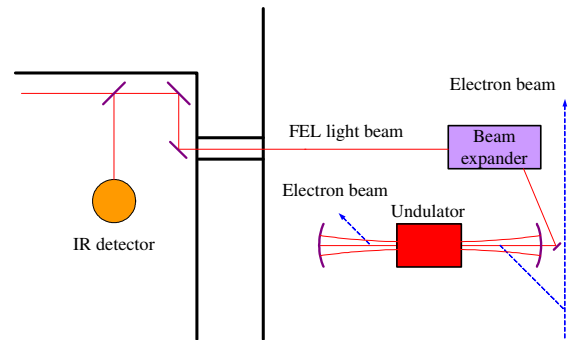


Figure 2: Schematic diagram of the LEBRA FEL oscillator and beam transport system.

EXPERIMENT

Basic Experimental Conditions

Most of the experiment has been performed in the FEL wavelength region from 2 to 3 μm , which is due to relatively high FEL gain and resultant stable saturation in the LEBRA FEL system. Main results discussed in this section were obtained at an FEL wavelength of $\lambda_L=2.44$ μm , where the electron beam energy was 80 MeV and the macropulse beam current in the FEL beam line was 85 mA.

Energy Displacement by Phase Modulation

Since the RF amplifiers and the accelerating structures have pass bands of the order of MHz, modulation of the RF frequency only by a few kHz has little effect on the impedance. The electron energy, however, can be slightly affected by the change of relative RF phase between the accelerating sections, due to the phase shift dependence on the RF frequency and the length of the waveguide to each section.

Displacement of the electron energy due to the RF frequency modulation in the beam macropulse was measured with a strip-line type beam position monitor (BPM) placed on the beam line of the 90° deflecting magnet system, where the beam position linearly depends on the beam energy [4]. It was proved in the measurement that a small shift of the beam position in the macropulse was induced by linear phase modulation which was turned on in the middle of the macropulse. Analysis of the signal from the BPM showed that the beam energy displacement is 0.022 % for frequency modulation of 1 kHz. The displacement of the beam energy depends on the acceleration condition. However, for assumed frequency modulation of 3 kHz the displacement is small compared with the beam energy spread of 0.5 % (FWHM). Thus, the energy displacement can be considered to have little effect on the FEL power.

Detuning

The build up of the FEL in the macropulse waveform is usually observed at a nearly saturated level using suitable filters, which does not reflect the FEL gain in the small signal regime. Direct observation of the build up

waveform and the gain in the small signal regime has to allow injection of high power FEL into the detector, which is capable of unrecoverable damage to the detector. Thus, direct measurement of the small signal gain is not necessarily a simple subject. In the experiment, the resonator length corresponding to maximum FEL gain has been determined by the detuning which gives the minimum delay time of the build up near the saturation from the head of the electron beam pulse. The correlation between the detuning length and the FEL energy per macropulse has also been measured.

Coarse adjustment of the resonator length has been made with a stepping motor. Fine adjustment has been made using a piezoelectric actuator which was calibrated with a laser displacement meter.

Behaviour of the FEL power waveforms for various detuning lengths is shown in Fig. 3. Dependence of the FEL energy per macropulse on the detuning length is also shown in Fig. 4. Delay time of the build up is least at $\delta L = -1.26\lambda_L$, which suggests that the FEL gain is maximum around this point. As shown in Fig. 3, detuning less than this value leads to a larger delay time which implies smaller gain; however, the power saturation level is

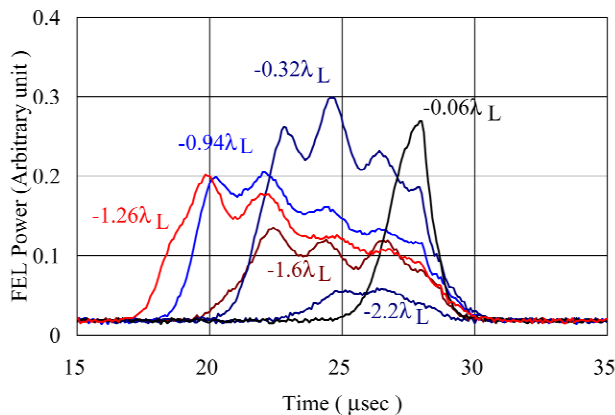


Figure 3: Behaviour of the FEL power waveforms for various detuning lengths. The detuning lengths are shown in units of λ_L .

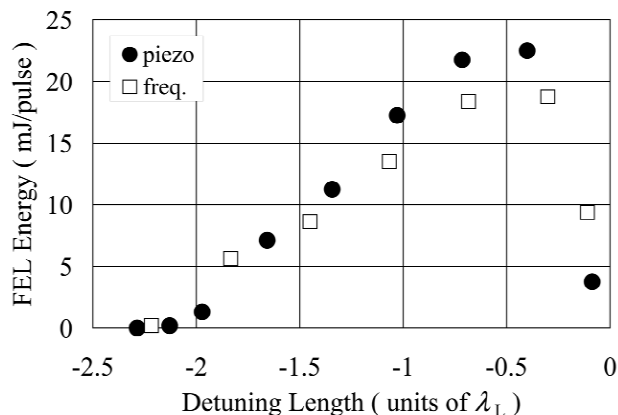


Figure 4: Dependence of the FEL energy per macropulse on the resonator detuning length (squares) and on the equivalent RF frequency modulation (filled circles).

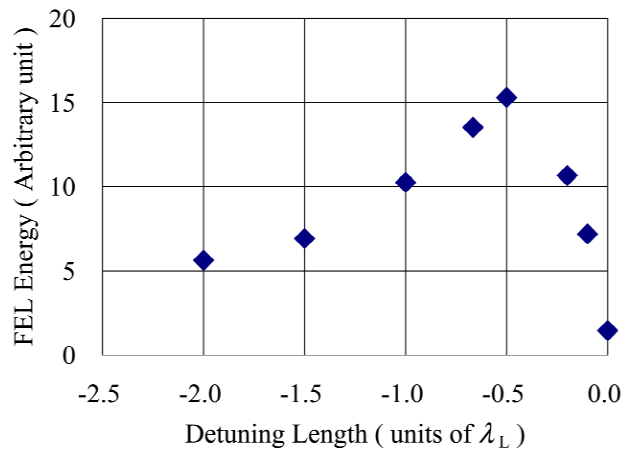


Figure 5: The result of detuning simulation by GENESIS based on the same beam condition as in the experiment.

gradually increased. In Fig. 4 the origin of detuning length was determined by extrapolation of the detuning curve based on the assumption that the FEL output vanishes at zero detuning length. The filled circles show the behaviour of the detuning curve measured using the piezoelectric actuator. On the other hand, the squares were resulted from equivalent detuning effect by modulation of the linac accelerating frequency, which shows the same behaviour as which is in normal detuning procedure.

Figure 5 shows the result of detuning simulation by GENESIS [5] based on the same beam condition as which was in the experiment. Though the behaviour is different in large detuning length region, the FEL energy is peaked around at $-0.5\lambda_L$ in agreement with the experimental result.

The FEL macropulse width is relatively narrow in small detuning length region. Thus the total FEL energy is not necessarily high, even though the saturation level is high. The maximum saturation level can be obtained in proximity to the zero detuning length.

Phase Modulation

The experimental result on the detuning curve and the power waveforms has shown that a fast build up and a high saturation level of FEL are not satisfied at the identical detuning length. In order to satisfy the two requirements, the detuning length has to be adjustable in the beam macropulse so that the relatively large detuning length in the early phase of lasing is shifted to nearly zero detuning after build up. This technique has been realized by linear modulation of the linac accelerating RF phase.

Figure 6 shows the phase modulation signal applied to the master RF oscillator together with the electron beam and the FEL power macropulses. In Fig. 6 the phase modulation is initiated with a delay time of $5.7\ \mu\text{s}$ after the head of the electron beam pulse. However, the actual delay time is $6.3\ \mu\text{s}$ due to another $600\ \text{ns}$ delay associated with the master oscillator and signal cables.

Fig. 7 shows the effect of the detune shift by the phase modulation at the delay times $5.8, 6.3$ and $6.8\ \mu\text{s}$, which is

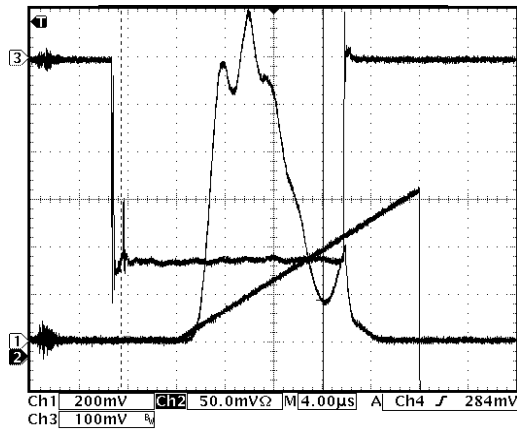


Figure 6: Timing of the phase modulation signal (sawtooth) applied to the master RF oscillator.

compared with the normal detuning curve in Fig. 4. The horizontal scale is in units of λ_L . The detuning length for the resonator was fixed to $-\lambda_L$ in the measurement, where the FEL gain can be considered to be maximal. The detuning range by the phase modulation is 0 to 0.01 rad/ μ sec, which corresponds to the frequency modulation of 0 to 1592 Hz and the equivalent resonator length modulation of 0 to $1.53\lambda_L$, respectively. The detune shift by the phase modulation in the macropulse shows the same effect as the detuning of the resonator length in the region $\delta L < -0.5\lambda_L$. However, the FEL energy is still increased when the detuning is shifted to $\delta L \sim 0$, in contrast to the fact that the FEL output rapidly decreases and finally vanishes in the normal detuning curve. The delay time of the phase modulation has effects on the maximum FEL energy and corresponding detune shift. The maximum FEL energy has been obtained at the delay time 6.3 μ s and the detune shift to approximately zero detuning length. The intensification by the phase modulation resulted in 20 % for $\lambda_L=2.44 \mu$ m.

Another result obtained by a similar experiment at $\lambda_L=2.82 \mu$ m is shown in Fig. 8, where the maximum FEL energy has been obtained at the delay time 6.8 μ s and the detune shift to approximately zero detuning length. The FEL energy has been increased to twice the peak value obtained by the normal detuning.

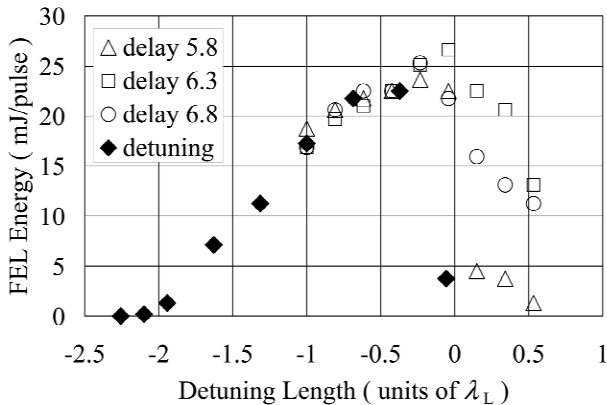


Figure 7: The effect of the detune shift by the phase modulation at the delay times 5.8, 6.3 and 6.8 μ s, respectively.

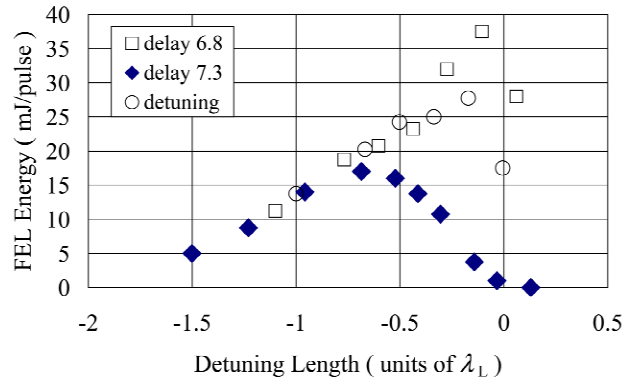


Figure 8: Result of the phase modulation at $\lambda_L=2.82 \mu$ m. Intensification is significant at the zero detuning length.

CONCLUSION

The detuning length of the FEL optical resonator giving the maximum FEL gain has been deduced from the measurement of the build up timing near the saturation of the FEL power waveform at LEBRA. Modulation of the linac accelerating RF phase has been proved to have the same effect with the normal resonator length detuning. An experiment has been performed to investigate the effect of the detune shift by the phase modulation in the beam macropulse. With the above resonator detuning length, the FEL energy has been intensified by a factor 1.2 to 2 by the phase modulation which was initiated near the saturation. The maximum FEL energy per macropulse has been obtained with the phase modulation equivalent to the detune shift to zero detuning length.

REFERENCES

- [1] P. Sprangle, C.M. Tang and Ira B. Bernstein, "Initiation of a Pulsed-Beam Free-Electron-Laser Oscillator", Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1775.
- [2] K. Hayakawa et al., "The LEBRA 125MeV Electron Linac for FEL And PXR Generation", Proc. of LINAC2004 (August 2004, Lubeck, Germany) 90.
- [3] K. Yokoyama, K. Hayakawa, Y. Hayakawa, K. Nakao, I. Sato, T. Tanaka, "Bunch Length Measurements at LEBRA", Proc. of LINAC2004 (August 2004, Lubeck, Germany) 441.
- [4] K. Ishiwata et al., "Development of Beam Position Measurement System at LEBRA", Proc. of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan (in Japanese) (August 2004, Funabashi, Japan) 570.
- [5] Y. Hayakawa et al., "ANALYSIS OF THE GAIN SATURATION IN LEBRA FEL USING GENESIS", Proc. of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan (in Japanese) (August 2004, Funabashi, Japan) 652.

Proceedings of NANOBEAM2005,
36th ICFA Advanced Beam Dynamics
Workshop

Editors

Y. Honda, T. Tauchi and J. Urakawa
KEK, High Energy Accelerator Organization

Y. Iwashita and A. Noda
Kyoto University

Uji Campus, Kyoto University, Japan
October 17-21, 2005

Tunable and monochromatic light sources at LEBRA in Nihon University

Y. Hayakawa*, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, A. Mori^a, T. Kuwada, T. Sakai,
K. Nogami, K. Nakao, M. Inagaki

Laboratory for Electron Beam Research and Application, Nihon University,
Funabashi, 274-8501, Japan

^aCollege of Pharmacy, Nihon University, Funabashi, 274-8555, Japan

Abstract

Two tunable light sources, a free electron laser (FEL) oscillator in the near infrared region and a Parametric X-ray (PXR) generator, have been developed on the basis of the 125-MeV electron linac in the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University. The saturated FEL lasing has been obtained in a wavelength range from 1 to 6 μm , with the maximum output energy of approximately 30 mJ per macropulse at around 2.4 μm . The property of the PXR generator has been investigated since the first observation of the PXR beam in 2004. The tunability of the device to the X-ray energy has been obtained in a range from 6 to 20 keV with the resolution of a few eV. Various application studies have been performed using the FEL or the PXR beam.

INTRODUCTION

In the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) at Nihon University, the development of a free electron laser (FEL) system and a monochromatic X-ray generator has been advanced based on the basis of 125-MeV electron linac. Table 1 shows the specification of the LEBRA linac. Although the linac is a conventional one with no sub-harmonic buncher nor RF-gun, it has relatively good performance as a middle-class one.

The FEL system is an oscillator type one and the first lasing of was achieved at the wavelength of 1.5 μm in

Table 1: Specification of the LEBRA linac

maximum energy	125 MeV
acceleration frequency	2856 MHz
klystron power	30 MW \times 2
DC gun voltage	-100 kV
maximum pulse duration	20 μs
macropulse beam current	\leq 200 mA
maximum repetition rate	12.5 Hz
normalized emittance (rms)	\leq 20π mm mrad

* email: yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp

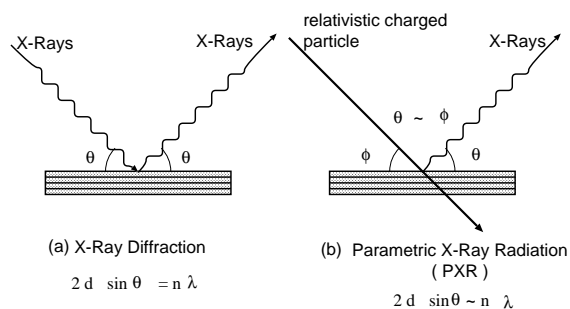


Figure 1: Schematic comparison between (a) Bragg diffraction and (b) Parametric X-ray radiation.

2001 [1]. Since the first lasing, a great effort has been spent for the improvement of the stability of the FEL system. As the results, the saturated FEL lasing can be obtained in a broad wavelength range from 1 to 6 μm and various application studies have been already performed using the fundamental FEL and the nonlinear higher harmonics since late 2003.

The monochromatic X-ray generator is on the basis of the phenomenon referred to as Parametric X-ray Radiation (PXR), which is schematically explained as shown in Fig. 1 [2]. The observation of the X-rays from this new source succeeded in April 2004 [3]. Application studies using the PXR beam such as radiography have been conducted since July 2004.

Figure 2 shows schematically the layout of two beam lines for FEL and PXR. Both of them are connected with the linac following the 90 $^\circ$ bending section.

STATUS OF THE FEL SYSTEM

Since the 90 $^\circ$ bending section acts a bunch compressor, an electron beam with a rather short bunch length can be obtained at the FEL undulator. Therefore, the FEL system has a relatively large FEL gain. For a wide tunability of the FEL wavelength, silver coated mirrors of copper substrates are used as the optical cavity mirror. With regard to shortest wavelength of the FEL system, the lasing at 800 nm has been barely observed using a 100 MeV electron beam at present. Stable and saturated lasing, however, have been obtained in a range from 1 to 6 μm . The specification of

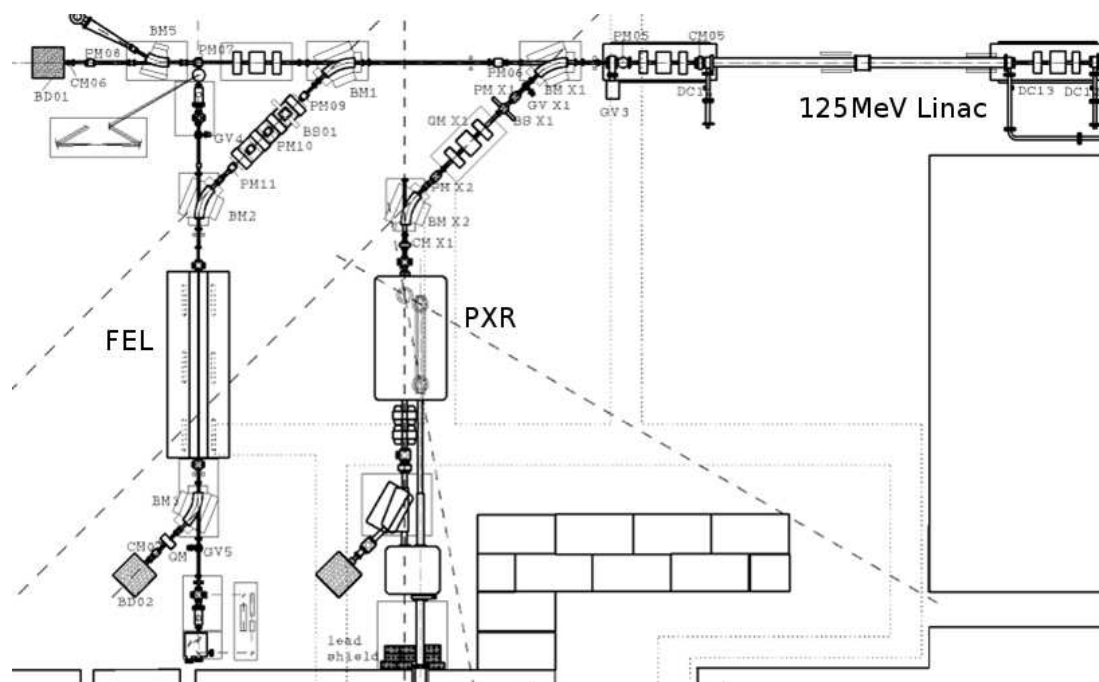


Figure 2: Beam lines for FEL and PXR connected with the 125 MeV electron linac.

the FEL system is shown in Table 2. In a wavelength range from 2.0 to 6 μm the most intense FEL beam can be extracted. The maximum output energy per macropulse at around 2.4 μm was estimated at approximately 30 mJ. The phase modulation of the linac, which corresponds to the dynamic cavity detuning during the macropulse, has been attempted in order to increase the optical energy [4]. Typical results of this experiment is shown in Fig. 3.

Because the diffraction due to the small coupling hole of the cavity mirror causes the optical beam loss during the transport, a beam expander system consisting of an elliptic and a parabolic mirrors was introduced into the guiding optics system for user's experimental facility [5, 6]. Thus far, various studies, such as the ablation effect of dental tissues and the synthesis of fullerene crystals, have been performed using the fundamental FEL and the nonlinear higher harmonics. Figure 4 shows an example of the ablation experiment for dental tissues using the FEL at the wavelength of 3 μm [7].

Table 2: Specification of the LEBRA FEL system

undulator period	48 mm
number of period	50
maximum K-value	2
electron bunch length (rms)	≤ 1 ps
peak current	≥ 20 A
FEL wavelength	0.8–6.1 μm

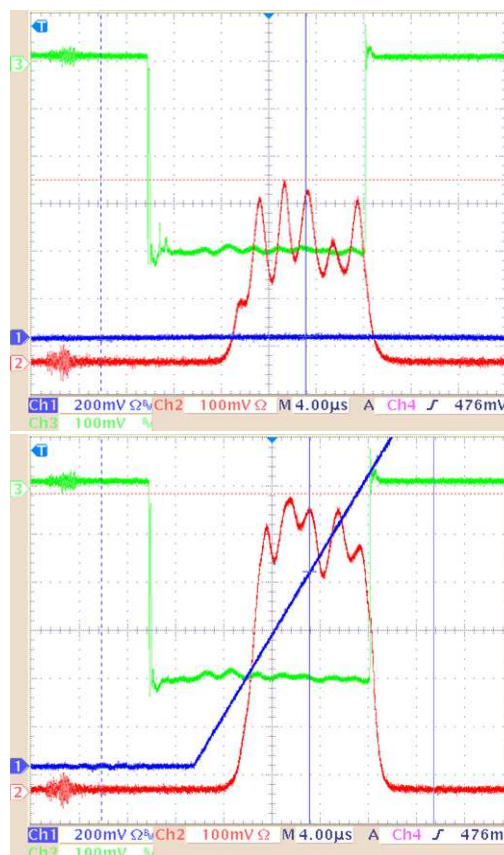


Figure 3: Typical shape of the FEL macropulse (upper) without and (lower) with the phase modulation.



Figure 4: Ablation effect of dental tissues.

STATUS OF THE PXR GENERATOR

The PXR generator consists of two silicon perfect-crystal plates mounted on precise moving mechanisms with (+, -) parallel arrangement to implement wide tunability. Figure 5 shows the concept of the system.

The property of the X-ray source has been investigated since the first observation of the PXR beam. The tunability of this device to the X-ray energy has been experimentally obtained in a range from 6 to 20 keV by use of Si(111) planes. Since the actual X-ray beam obtained from the PXR generator has a rather uniform spatial profile, the ra-

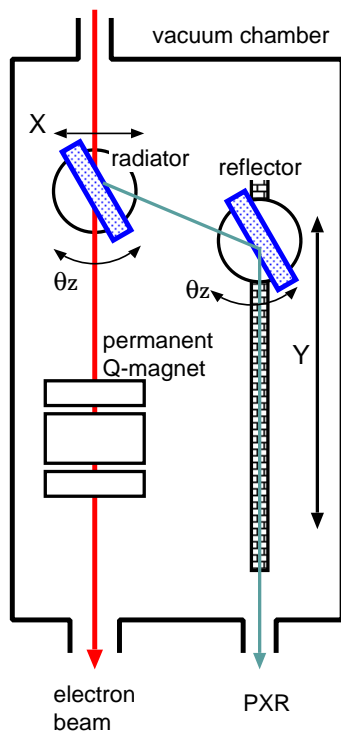


Figure 5: Scheme of the PXR generator. The generator consists of a double-crystal system in a vacuum chamber.

Table 3: Specification of the PXR generator

electron energy	100 MeV
average current	5 μ A
target (radiator)	Si perfect crystal
target crystal thickness	0.2 mm
X-ray energy	
Si(111)	4–21 keV
Si(220)	6.4–34 keV

diography is one of the most suitable applications of the PXR beam. Figure 6 shows the typical X-ray images taken using the PXR beam. These are raw images without any normalization except the white and black level adjustment. In addition to the monochromaticity of the X-rays, the position resolution is rather fine because the electron beam spot on the target crystal behaves as a point-like source. Thus far, radiography for biological samples is the most popular application of the PXR beam.

The PXR beam has an interesting property as shown in Fig. 7. The X-ray energy has the spatial distribution with a linear gradient horizontally. Figure 8 plainly demonstrates the effect of this property. The X-ray image explains that the X-ray absorption of copper discontinuously changes at the K absorption edge of 8.9 keV. Since the energy is lower than that of the K absorption edge of zinc, the absorption by a zinc foil is weak and flat. The rapid change of the X-ray absorption at the absorption edge suggest that the distribution of the PXR beam has the energy resolution of a few eV. Thus, the measurement of the X-ray absorption fine structure (XAFS) seems to be one of the most promising application of the PXR based source.

SUMMARY

The FEL oscillator in the near infrared region and the PXR generator have been developed on the basis of LE-BRA linac and application studies have been already conducted. The FEL system cover the near infrared region from 1 to 6 μ m and the application such as the ablation experiments have been actively performed. The investigation of the PXR property is in progress and preliminary application have been also attempted. In future, the development of applications, such as the tunability or the time structure of the light source, is expected.

ACKNOWLEDGMENTS

The development of this new x-ray source has been supported by the "Academic Frontier" Project for Private Universities: matching fund subsidy from MEXT, 2000-2004. Part of the work was also supported by MEXT.KAKENHI (15760039).

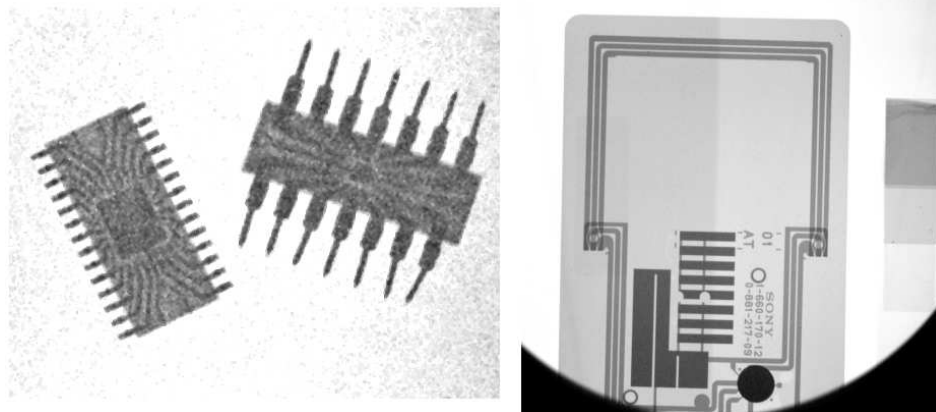


Figure 6: Examples of radiograph by the PXR beam.

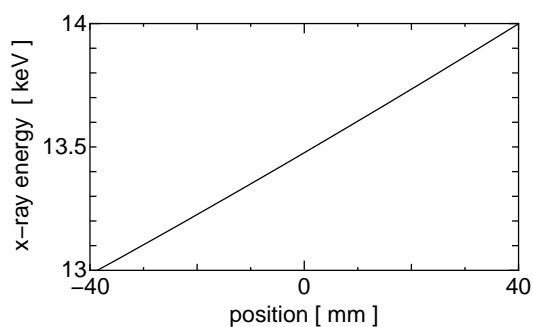


Figure 7: Spatial distribution of the PXR energy at the center energy of 13.5 keV. It has a linear gradient along the horizontal direction.

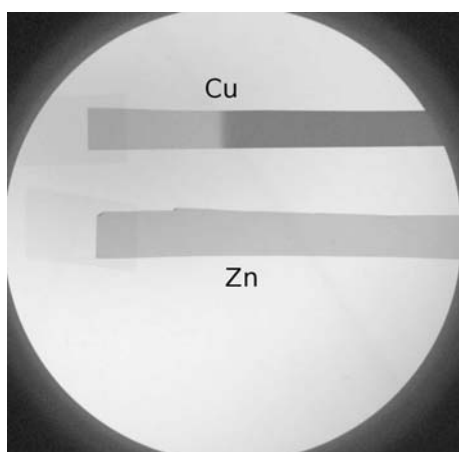


Figure 8: Demonstration of the effect attributed to the horizontal energy shift in the PXR profile in the case of the X-ray energy of 9 keV. Upper sample is a copper foil and lower is a zinc one.

227 (2005) 32.

- [3] Y. Hayakawa et al., Proc. of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, (2004) 60.
- [4] K. Hayakawa, et al., Proc. of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan, (2005) 117.
- [5] T. Tanaka et al., Proc. of the 26th Int. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL Users Workshop, (2004) 427.
- [6] T. Tanaka et al., Proc. of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan, (2005) 28.
- [7] T. Sakae et al., Int. J. of Oral-Medical Sciences Vol.4 (2005) 8.

REFERENCES

- [1] Y. Hayakawa, I. Sato, et al.: Nucl. Instrum. & Methods A **483** (2002) 29.
- [2] Y. Hayakawa, I. Sato, et al.: Nucl. Instrum. & Methods B

**第2回 日本加速器学会年会
第30回 リニアック技術研究会
報告集**

PROCEEDINGS OF THE 2nd ANNUAL MEETING OF
PARTICLE ACCELERATOR SOCIETY OF JAPAN AND
THE 30th LINEAR ACCELERATOR MEETING IN JAPAN

July 20-22, 2005
Tosu Japan

九州シンクロトロン光研究センター
SAGA LIGHT SOURCE

STATUS OF 125MeV LINAC AND LIGHT SOURCE AT LEBRA*

Toshinari Tanaka^{1A)}, Isamu Sato^{B)}, Ken Hayakawa^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Akira Mori^{2A)}, Kyoko Nogami^{A)},
Takeshi Sakai^{B)}, Kenichiro Ishiwata^{3C)}, Keisuke Nakao^{C)}, Manabu Inagaki^{B)}, Akio Kidokoro^{4C)},
Hiroshi Takasaki^{5C)}, Shigeki Fukuda^{D)}, Atsushi Enomoto^{D)}, Satoshi Ohsawa^{D)}, Tetsuo Shidara^{D)},
Tsuyoshi Suwada^{D)}, Kazuro Furukawa^{D)}, Shinichiro Michizono^{D)}

^{A)}Institute of Quantum Science, Nihon University, 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

^{B)}Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

^{C)}Graduate School of Science and Technology, Nihon University, 7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

^{D)}Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), 1-1 Oho, Tsukuba, 305-0801

Abstract

In the last couple of years, about 300 items of FEL or PXR user experiment were conducted at LEBRA. Total operation time of the 125-MeV linac in the last 1 year was about 1250 hr, most of which was appropriated for user experiments as a result of improvement on the performance of the linac and the stability of the FEL power. Damage to the FEL resonator mirrors due to high laser power was found after application of the mirrors over approximately 1 year, which was significant at around the fringe of the coupling hole for extraction of the FEL power.

日大電子線利用研究施設125MeVリニアックおよび光源の現状

1. はじめに

日本大学量子科学研究所の電子線利用研究施設 (LEBRA) で共同利用が開始されてから約2年が経過した。現在LEBRAでは、125MeV電子リニアックを利用して発生させる自由電子レーザー (FEL) とパラメトリックX線 (PXR) を主要な研究用光源として共同利用に提供している。また、これに加えリニアックに依存しないX線利用研究、さらにPXR利用研究の予備実験と研究訓練が行えるよう、試料作成環境の他に通常のX線装置・解析装置が整備されていることも施設の特長である。

FELのユーザーによる利用実験が開始されたのは2003年10月である。一方PXRはビームラインが2004年3月末から使用可能となり、X線の利用開始は同年6月であった。PXRは準単色のコヒーレントなX線源であり、しかもLEBRAにおいては点光源に近いという利点により、これまでX線による透過画像の撮像を主目的として共同利用が行なわれている^[1]。

LEBRAにおけるFELとPXRの共同利用は2000～2004年度にかけて文部科学省の学術フロンティア推進事業に選定された「可変波長高輝度単色光源の高度利用に関する研究」を推進する基盤であり、光源

の実現と整備が急がれたが、実用化が遅れたため利用研究が最終年度である2004年度に集中した。

2. 加速器稼働状況

2.1 運転時間の推移

2004年6月から2005年5月までの最近1年間のリニアック稼働時間の推移を月毎に集計し図1のグラフに示した。図1において各月の棒グラフは、左からそれぞれクライストロンパルスモジュレーター電源投入時間 (LV ON)、1号機クライストロン高圧印加時間 (#1 HV ON)、2号機クライストロン高圧印加時間 (#2 HV ON)、ビーム利用時間 (BEAM ON) を示す。パルスモジュレーターはほとんどの利用で出力RFパルス幅20 μ s、繰り返し2Hzで運転しており、短時間ではあるが5Hzまで繰り返し数を上げた運転も行っている。電子ビームエネルギーはFELでは利用波長に依存して50～100MeVの範囲で調整し、PXRでは100MeVのみで運転している。

図1の統計におけるBEAM ON時間には、ビーム利用実験の都合によりマシンタイム中に随時ビームを停止している時間は含まれていない。しかしこの間もクライストロン出力RFパルスは停止させていないので、リニアックのオペレーターが席について

* 文部科学省学術フロンティア推進事業 (平成12年度～平成16年度)

¹ E-mail: tanaka@lebra.nihon-u.ac.jp

² Present Address: College of Pharmacy, Nihon University

³ Present Address: College of Humanities and Sciences, Nihon University

⁴ Present Address: Mutoh Co., Ltd.

⁵ Present Address: Fujitsu Support and Service Inc.

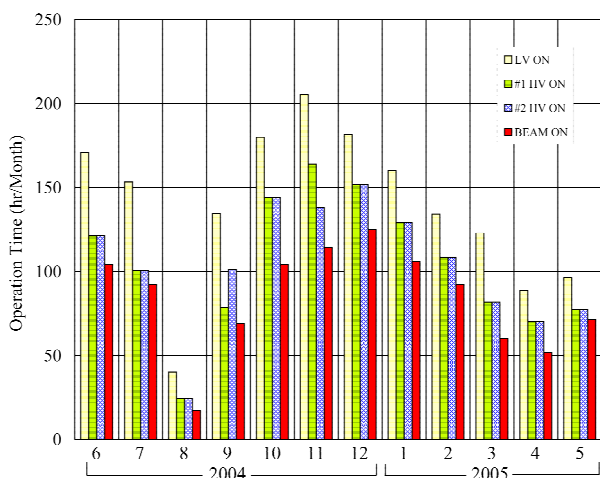


図1. 最近1年間における月間加速器運転時間の推移。各月において左からモジュレーター電源投入時間、1号機および2号機クライストロン高圧印加時間、ビーム利用時間を示す。

ビーム利用可能な状態を維持している時間を事実上リニアックの運転時間と考えると、#1 HV ONかつ#2 HV ONの時間が運転時間にほぼ対応する。

通常の運転では常に2台のクライストロンは同時に高圧を印加しているためHV ON時間はほとんど同じである。2004年8月だけ特に運転時間が短かったのは、大学全体の夏期休暇が集中したことと実験申込がほとんどなかったこと、さらに制御用PCが不調で回復に時間を要し、約1週間運転不能だったことによる。

昨年度の年間運転時間は約1500時間と見込んでいたが、上の基準に従うと最近1年間の運転時間実績は約1250時間である。今年3月で学術フロンティアの研究計画が一旦終了したのに伴いユーザーの実験課題申請が一段落したことと古くなった冷却装置と配管の更新工事を行なったため、3月からの運転時間が減少していることが影響して予想をかなり下回る結果となった。クライストロンの故障等マシントラブルによる長期間の利用停止を招く事態はこの1年間発生していない。

2.2 クライストロンアッセンブリタンク内の放電

クライストロンアッセンブリタンク内に設置されているパルストランスとヒータートランスにおいて現状で数日の運転に1回程度の割合で放電が発生している。経験的には、この放電により徐々にトランスの絶縁体の炭化が進み耐圧が劣化して、最終的に放電が頻発し使用不能に陥る。LEBRAでは日本電磁工業の協力でこれまでに3回のヒータートランス改良を試みているが、1号機のヒータートランスは一代前品の改良品で耐圧が不十分だったため2004年10月になって放電が頻発し、結局2003年11月から2号機に用いている最新の改良品と同型に更新した。

ヒータートランス更新の際にパルストランスの状態を目視で確認したところ、従来のパルストランスにも共通して生じていた位置に放電痕が見られたことから、近い将来更新するための準備を進めている。

一方、2号機には2003年6月からコイル巻形状と線材を改良したパルストランスを採用していたので、上記作業の際に併せて状態を調べたが、タンク内に設置したまま目視で確認した範囲では約1年半の使用にかかわらず放電痕は見られなかった。

タンク内放電は、リニアックのビームエネルギー増強を実現する上で深刻な問題であり、改良後のパルストランスは信頼性が向上したと期待されるが、ヒータートランスの放電は未だ解消していない可能性があり不安が残る。

2.3 加圧導波管内放電

LEBRAのリニアックRF立体回路のうち、バンチャー系のΦAを含む一部にSF₆加圧仕様（最大1.5気圧で使用）の導波管が使われており、2004年12月から放電が多発し始めた。このため立体回路を分解したところΦA前後の複数のフランジ面に多くの放電痕が見られた。フランジの損傷は深刻ではなかったためフランジ面を磨き、導波管断面の長辺に沿ってフランジ表面に粘着銅テープを貼ることで電気的接触の改善を図った結果、これらのフランジにおける放電は抑えられた。

しかしその後ΦAのさらに下流において放電が発生するようになり、放電が激しくなった2005年2月初めに立体回路を分解したところ、導波管フランジの1ヶ所にO-リングとともに使われるはずのRFコンタクターが無いことが判明した。このためRFコンタクターを付けフランジ面をやはり銅テープで補修した結果放電の頻度は極端に減少した。そして3月中旬に一度だけ放電が激しく繰り返された後、ほとんど加圧導波管部での放電は観測されていない。立体回路組立の記録から、問題のフランジはこの約4年間RFコンタクター無しであったと思われる。

2.4 真空度の変動

クライストロンを長パルスで安定動作させRF窓の破損を避けるには、動作中のRF窓付近の真空を良好に保つことが極めて重要である。このためLEBRAではクライストロンRF窓下流側の真空度を常時監視し動作の目安としている。最近リニアック停止中でもRF窓下流と加速管のイオンポンプ電流の悪化・自然回復が数回観測された。Heリークディテクターによる真空リークの調査を試みたが、リークは見つかっていない。

加速管に関しては、マニホールドで接続された2台のイオンポンプの振舞が連動していないことから、真空リークの他にイオンポンプ本体の劣化による暗電流増加の可能性も考えられるが、まだ原因は特定されていない。

3. 光源の利用状況

3.1 共同利用の状況

LEBRAではFELとPXRを同時に利用することは現在不可能であるため、それぞれの利用は別々にマシ

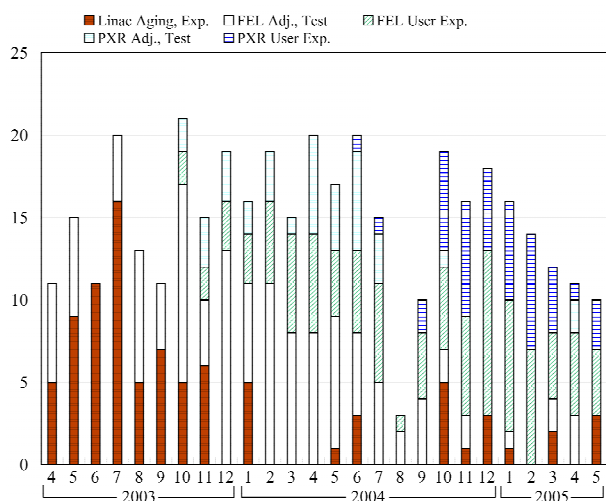


図2. リニアックのビーム利用開始からの月間マシンタイム割当件数の推移。縦軸は割当件数である。ユーザーによる共同利用実験は2003年10月から開始している。

ンタイムを割り当てて行われている。また、利用実験以外にリニアックや光源装置の調整運転・性能試験等も独立にマシンタイムを割り当てている。リニアックの調整にかかる時間を節約するため、昨年度は概ね隔週でFELとPXRの利用実験を交代で行うようマシンタイムの調整を行った。

2003年のビーム使用開始以来、月毎のマシンタイム割り当て結果は図2のようになっている。ここで、利用目的を1)リニアックのエイジング・実験・調整運転、2)FEL装置の調整・試験、3)FEL利用実験、4)PXR装置の調整・試験、5)PXRの利用実験、の5項目に分類しマシンタイムを割り当てた件数を集計してある。2年間におけるビーム利用のマシンタイム割当は約300件に上る。使用開始から現在に至るまでの推移として、初期の頃は電子ビームの安定化のためクライストロンのエイジングとクライストロン電源の調整に多くの時間を割いたが、その後FELの発振安定化に向けた調整運転が多くを占め、最近1年間にはFELとPXRの利用実験に大部分のマシンタイムを割り当てられるようになった。

これまでのところ、マシンタイムは概ねユーザーの希望通りに割り当てることができ、利用実験も予定通り行われてきた。FELの利用可能波長範囲は、後述のように共振器ミラーの更新があり発振範囲が狭くなったため、現在のところ1.3 μm ~6 μm で可能である。FELの利用は実験内容毎に専用の実験室まで光を導いて行われている。一方PXRについては低エネルギー側でカプトンの取り出し窓による吸収が大きいものの、加速器本体室内のPXR発生装置から隣接する大実験室に取り出され、点光源に近い準単色X線の特長を利用して主に透過画像撮像への応用と集光ミラーによる集光実験が行われている。PXRは6keV~20keVの範囲での利用実績がある。

PXR用電子ビームラインの利用開始以来90° 偏向系に用いている四極電磁石の励磁電流極性を間違えていたことが2004年12月になって判明し、修正してからは電子ビームとX線強度の安定度が改善された。

3.2 FEL共振器ミラーの劣化

FELの共振器には2003年8月以来、銀蒸着銅基板ミラーを使用しているが、2004年9月にFEL光輸送部工事の際に共振器ミラーの状態を調べたところ、共振器上流下流ともにミラーの一部に破損が見られたため、更新した。FEL取り出し用結合孔のある上流ミラーの破損の様子を図3の顕微鏡写真に示す。このミラーの結合孔は直径0.3mmである。銀蒸着が特に結合孔周辺で集中的に変色・剥離し銅基板表面が露出している。

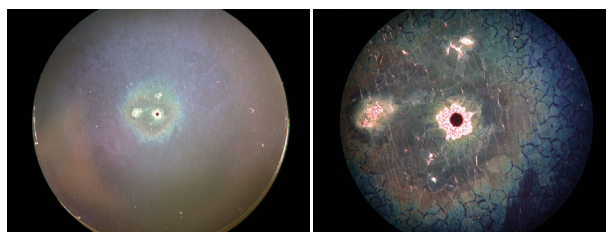


図3. FEL共振器の取り出し用結合孔のあるミラーの破損を示す写真。左はミラー全体、右は中心部の拡大写真。結合孔付近では銀蒸着部分が変色・剥離し、銅基板が露出している。

代替用には結合孔直径0.4mmで同一曲率のミラーがあったので現在はこれを使用している。結合係数が大きくなったため約1 μm 以下の短波長側では発振が難しい状態である。また、FEL取り出し直後に置かれているAl蒸着ミラーにも劣化が生じ、実験室に導かれるFELパワーが一時低下していたが、平面ミラーで位置調整が可能のため劣化部分を避けて使用している。

4. まとめ

リニアックとFELの安定化、さらにPXRの実用化により、約2年間の共同利用で約300件のマシンタイムをユーザー利用実験に提供することが出来た。現在FELは1.3~6 μm 、またPXRは6~20keVの範囲で利用可能である。この1年間、リニアックに関しては長期間ビーム停止を要する故障は起きていない。FEL共振器ミラーを銀蒸着に換えて以来約1年間使用した結果、実用にはなるものの依然として耐久性に問題があることが分かり今後の課題となっている。

参考文献

- [1] T.Tanaka et al., Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan (Aug. 4-6, 2004, Funabashi) p22.

THE FUTURE VIEW OF PARAMETRIC X RAY*

I. samu Sato^{A)}, K. Hayakawa^{B)}, T. Tanaka^{B)}, Y. Hayakawa^{B)}; T. Kuwada^{A)}, T. Sakai^{A)}; K. Nogami^{B)},
Y. Takahashi^{C)}, K. Suzuki^{C)}, Y. Tanaka^{D)}, T. Sakae^{E)}, A. Mori^{F)}, K. Nakao^{G)}, Y. Oku^{G)}, M. Inagaki^{A)};

^{A)} Advanced Res. Inst. for the Sciences & Humanities, Nihon Univ.;

^{B)} Inst. of Quantum Science, Nihon Univ.; ^{C)} College of Science & Technology, Nihon Univ.;

^{D)} School of Medicine, Nihon Univ.; ^{E)} School of Dentistry at Matsudo, Nihon Univ.;

^{F)} College of Pharmacy, Nihon Univ.; ^{G)} Grad. School of Science & Technology, Nihon Univ.;

Abstract

In the Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) of Nihon University, it succeeded in world's first utilization of the parametric X-rays (PXR) using an electron linear accelerator in April, 2004. This success was largely responsible for the quality electron beam of the 125MeV electron linear accelerator for FEL.

The peculiarity of PXR is in strong directivity and semi-monochromaticity and is that the energy of X-rays is easily changeable further. Now, the use experiment which utilizes this peculiarity is tried variously. If the special peculiarity of PXR is utilized, in use of ordinary X ray equipments or a synchrotron orbital radiation institution, the experiment of a low possibility is usually possible. Here, some examples are taken up and the future view of parametric X-rays is described.

パラメトリック X線の今後の展望

1. はじめに

周期的に変化する媒質を横切る粒子の放射は、1957年、ソ連の Ya. B. Fainberg と A. Khzhyak¹⁾によって初めて考察された。この種の放射は、結晶に应用された如く、1970~1980年代に、濃縮された媒質中の高エネルギー電磁プロセス²⁾、高エネルギー粒子の結晶中のチャネリング、放射と反応³⁾、X線のトランジション放射現象^{4, 5, 6)}として、加速器ある世界中の至るところで研究された。又、ソ連では、1980年代の後半から、ブラック角近傍の実験として、Tomsk の電子シンクロトロン900MeV電子ビームによるパラメトリックX線放出(PXE)⁷⁾ 或いは Kharkov の電子リニアックの25MeV電子ビームによるパラメトリックX線放射(PXR)の大まかな特性^{8, 9, 10)}が測定されていた。更に、A. V. Shchagin¹¹⁾らは、Kharkov の電子リニアックと分解能の良いX線検出器を使って、PXR特性を測定しその詳細構造を明らかにした。

PXE或いはPXRは高エネルギーの電子ビームで単結晶を照射すると、電子ビームが制動されて輻射する γ 線以外に、単結晶中を荷電粒子が通過するときに発生する光子の振る舞いがチェレンコフ光によく似た性質のX線を発生するので quasi-Cherenkovとも呼ばれている。

PXRの存在は、シンクロトロン放射の陰に隠れて話題に上らなかつたが、ソ連で1980年代に、このX線が単色に近い特性をもつことが実験的に確かめら

れると、次第に注目されるようになった。

日本では、学芸大の新田¹²⁾が結晶内の Maxwell 方程式の摂動解を基本に結晶内で相対論的電子からのコヒーレント放射(PXR)を解析的に表示すること試み、広島大の遠藤¹³⁾、京都大の早川¹⁴⁾のグループは、核研の電子シンクロトロンや京大の電子リニアックを使ってPXR計測実験を行った。

しかし、このX線は、発生源で γ 線や中性子などの放射線も同時に発生するために、これらの放射線とX線の分離が困難なことから、X線源としては活用されていなかった。

2. PXR発生装置

日本大学研究施設¹⁵⁾では、PXRの優れた特性に注目し、FEL用電子ビームの特性を生かし、指向性の強い単色X線の実用化を試みることになった。

PXRは、図1に示すように、2枚の単結晶板にX線発生とX線反射の役割を分担させ、パラメトリックX線と γ 線や中性子などの放射線と分離し、X線のみを実験室に輸送し、更に、電子ビームに対する単結晶面の照射角度を変えるとPXRのエネルギーが可変にできることから、エネルギー可変な単色X線発生装置を設計し、学術フロンティア推進事業がスタートした2000年4月に製作を開始し同年12月にPXR発生装置¹⁶⁾は完成した。しかし、FEL発振を最優先にしたために、PXRのテスト実験が大幅に遅れ、世界初のPXRの実用化は2004年4月にずれた。

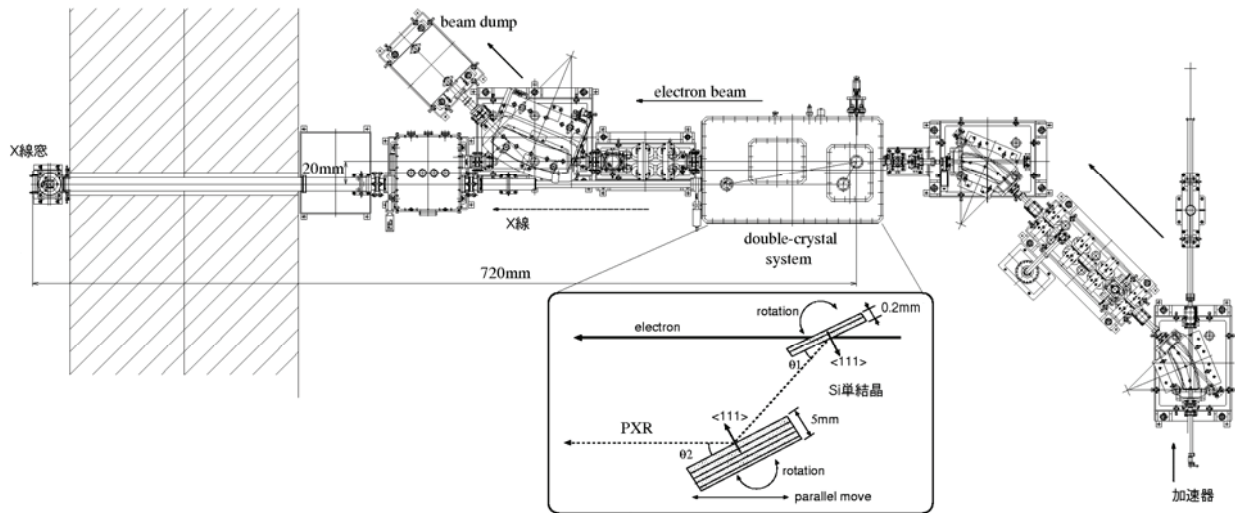


図1 PXRの配置図 : 電子ビームは紙面の右側下から供給され、45度偏向電磁石2台で左方向に90度曲げられ、薄いSi単結晶板(第1単結晶)を照射する。PXRは電子ビームの方向と第1単結晶面がブラッグ角を成す方向に放射され、第2単結晶で更にブラッグ角に方向に偏向され、電子ビームと平行に取り出され、実験室に輸送されている。

LEBRAは、短波長FELとパラメトリックX線を共用することにより、赤外線から X 線までの広い領域で、可変波長の指向性の強い単色光を利用できる世界初のユニークな共同利用研究施設が誕生することになった。

3. PXRの特性

速度ベクトル \mathbf{v} の電子が単結晶格子ベクトル \mathbf{g} を通過するとPXRのエネルギー E_x は、

$$E_x = \frac{h^* c^* |\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}|}{c^* - \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Omega}} \quad (1)$$

で表される。ここで、 h はプランク常数で $h^* = h/2\pi$ 、 ϵ_0 は結晶の誘電率で $c^* = c/\epsilon_0^{1/2}$ 、 $\mathbf{\Omega}$ はPXRが放出される方向の単位ベクトルである。

もし、入射電子の方向と出射X線の方向がブラッグ条件を正確に満足するとブラッグ回折によって散乱されるX線のエネルギーが(1)で表されるエネルギーと等しくなる。これは、PXRのエネルギーがブラッグ角で変わることを意味する。

Si単結晶の(111)面に100MeV電子ビームを7.5度の角度で照射したときのPXRのエネルギーと強度の変化の計算例を図2に示す。理想的なPXRはドーナツ状の空間分布(図2はその断面)をしているが、エネルギーが大きくなるにつれて分布は一様化する。

現在、PXRの可変エネルギー範囲は、長波長では窓や空気による吸収の問題とブラッグ角大きくなる

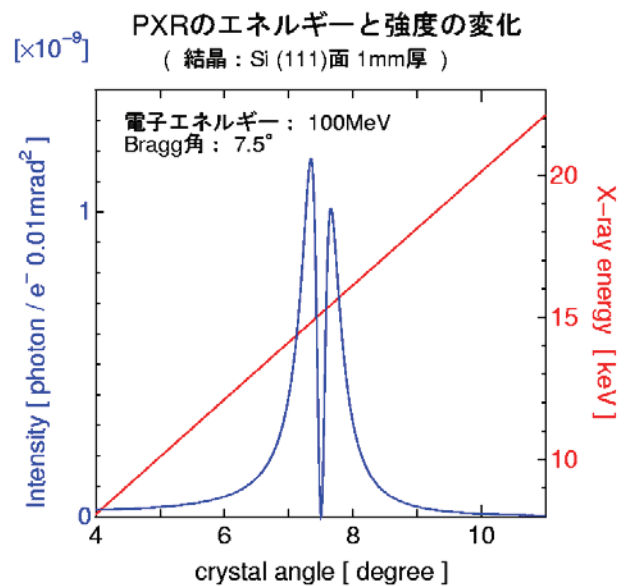


図2 ブラッグ角7.5度のPXRスペクトル

と結晶表面の電子ビームスポット寸法が小さくなり、結晶破壊が懸念されるため、6keV~20keVに制限している。

図3には、PXRのエネルギーを変えて真鍮とZnSeのX線吸収スペクトルを測定した例を示した。このように、PXRには、銅、亜鉛、セレンの吸収スペクトルが簡単に得られる特徴を持っている。

4. PXRの将来展望

パラメトリックX線(PXR)の実用化は、簡便にエネ

ルギーが変えられる単色X線光源の実現を意味し、又、指向性の強いコヒーレントX線の出現により、軽い元素で構成される有機物質が少ないX線線量で高コントラスト撮像が得られている。これは将来ガンなどの医療診断が的確にできることを示唆するとともに、これからのX線位相学の発展を飛躍させる可能性が非常に高い。更に、PXR が約1%の一次関数的なエネルギー分散を持つことから、特定物質のX線吸収微細構造(XAFS)映像が得られ、大型放射光施設でも長時間計測を要するXAFSを短時間で計測できる可能性が高い。又、FEL用電子リニアックの電子ビームは、マイクロビームパルス幅が、約0.5psであり、マクロビームパルスの電流が200mAの場合、尖頭電流は140Aになり、ある瞬間は、とてつもない明るいX線源である。

しかし、残念ながら、日大の100MeV電子リニアックは、マクロパルスが20 μ sの2Hz運転でデューティーが 2.5×10^{-5} であり、且つ、 $40 \times 20\text{m}^2$ の占有面積を使用している。これがPXR普及の最大の障害であり、これを $4 \times 2\text{m}^2$ にする方法を検討中であり、又、紙数の制限から、この方法を講演で報告する。

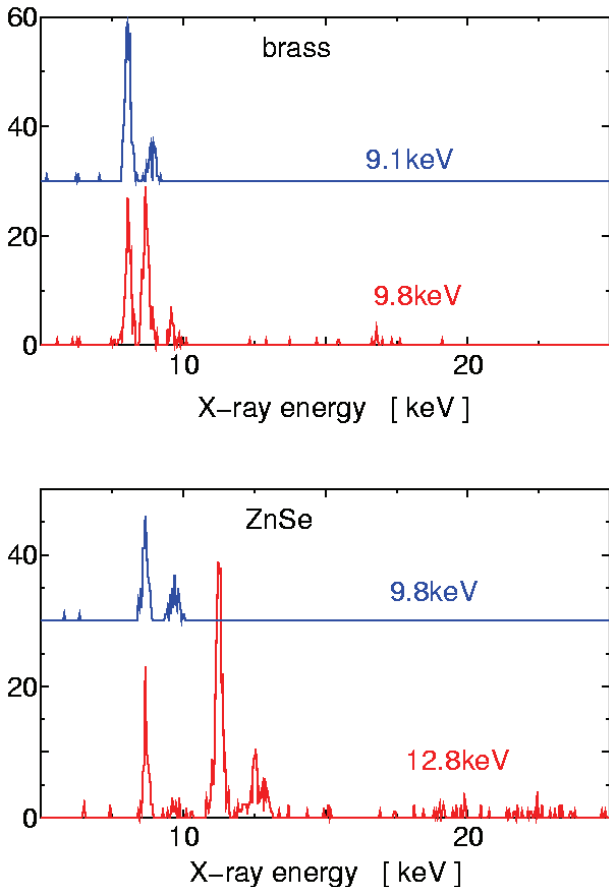


図3 K吸収端による合金物質の分別探索例

5. まとめ

100MeV電子リニアックによるPXRには、まだ未知の部分が多いが、電子軌道放射(SOR)や通常X線では得られない特性があり、XFELに類似する新世代のX線光源として、発展性が大きいと考えている。今後の普及のキポイントは、高負荷の小型電子リニアックの開発にあり、皮肉にも何時の時代も同じ課題を掲げている。

*:この研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業(平成12年度~平成16年度)によるものあり、この機会を与えて呉れたことに深く感謝する。

Reference

- 1) Ya. B. Fainberg and .A. Khzhyak, Zh.Eksp.Fiz.32 (1957) 883
- 2) M. L. Ter-Mikaelian, High-energy electromagnetic processes in condensed media, Interscience tracts on physics and astronomy (Wiley-Interscience, New York, 1972)
- 3) V. G. Baryshevsky, Channeling, radiation and in crystals at high energies (BGU, Minsk, 1982)
- 4) G. M. Garibyan and C. Yang, X-ray transitions radiation (Arm. SSR. Erevan, 1983)
- 5) D. Dialetis, Phys. Rev. A 17 (1978) 1113.
- 6) I. D. Feranchuc and A. V. Ivashin, J. Phys. 46 (1985) 1981.
- 7) A. N. Didenko et al., Phys. Lett. A 100 (1985) 177.
- 8) Yu. N. Adishchev, et al., Nucl. Instr. Meth. B 21 (1987) 49.
- 9) R. O. Avakyan, et al., Pis'ma Eksp. Teor. Fiz. 45 (1987) 313.
- 10) D. I. Adejshvili, et. al., Dokl. Akad. Nauk SSSR 298 (1988) 844.
- 11) A.V. Shchagin, V.I. Pristupa and N.A. Khizhnyak, Phys. Lett. 148 (1990) 485.
- 12) H. Nitta, Phys Lett. A 158 (1991) 270-274.
- 13) I. Endo, et al., Phys.Rev. E 51 (1995) 6305.
- 14) Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.
- 15) I. Sato et al., The 13th Sym. on Accel. Sci. and Tech., Osaka, Japan, (2001) 117
- 16) Y. Hayakawa et al., Nucl. Instr. Meth. B 227 (2005) 32-40.

Characteristics of the LEBRA FEL

Ken hayakawa^{1,A)}, Isamu Sato^{B)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)}, Kyoko Nogami^{A)}, Keisuke Nakao^{C)},
Takeshi Sakai^{B)} and Manabu Inagaki^{B)}

^{A)} Laboratory for Electron Beam Research and Application, Inst. of Quantum Science, Nihon Univ.

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

^{B)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon Univ.

12-5, Goban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251

^{C)} Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., 1-8-4 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo, 101-8301

Abstract

The FEL of wavelength from 1 to 6 μm has been supplied to users experiments at LEBRA. Output energy per macro pulse becomes a peak at wavelength of around 2 μm . The peak energy is about 2mJ per macro pulse and about 4 MW of estimated peak power. Measured pulse width of the FEL is about 60 μm at 1.5 μm of wavelength. Detuning effect is observed. The FEL gain is maximized at the detuning length of two wavelength of the FEL and output energy is maximized at one wavelength detuning. We have attempted to apply phase modulation to the master oscillator of the linac to increasing FEL power. By using this method, output power is increased roughly double.

日大LEBRA FELの特性

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)では、波長1~6 μm の赤外FELを発生させ、共同利用実験に供している。このFELは広帯域であること以外にも、短パルスで、ピーク出力が大きい等の特徴を持っている。入射器とFEL発生装置について、第2章で説明し、第3章では、現在のFELの特性について報告する。また、リニアックの加速マイクロ波を位相変調することにより、バンチ間隔を変化させ、FEL出力を増大させる実験について報告する。

2. 日大LEBRA FELの構成

2.1 入射器

LEBRA FELの入射器はDC電子銃を使用し、プレバンチャー、バンチャーと4m加速管3本からなる通常のSバンド・パルスリニアックで、サブハーモニックバンチャーなどは使用していない。このため、2856MHzの全バンチがFELの発生に寄与する。FEL発生に使用するため、長パルス (~20 μs) 化、安定化を実現させる改良を行った[1, 2, 3]。

2.2 アンジュレータ及び光共振器

アンジュレータはハルバックタイプで、周期48mm、周期数50である。最小ギャップサイズは24mmで、この時のK値 (rms) は1.4である。光共振器長はバンチ間隔の64倍で、6718mmである[4]。共振器鏡は、始め石英基板に誘電体多層膜や金をコーティングしたものを使用していたが、FELの高出力化につれて、容易に破損するようになった。鏡の表面で発生する熱

がコーティング層を痛めていると考えられるので、基板材料に銅を用い、可視光領域でも反射率の高い銀をコーティングした鏡を使うことにした。この鏡も1年ほどで、使用に耐えないほど損傷を受けたため、一度交換した。定期的な交換が必要なのである。この鏡では、光の取出しは上流側鏡の中央に開けられた穴を介して行っている。図1に損傷を受けた鏡の写真を示す。穴周辺は特に損傷が激しく、銅基板が溶解して、地肌が剥き出しになっている。

上流の共振器鏡後方185mmの位置に光輸送系の最初の鏡(振分ミラー)が置かれている。この鏡はガラス表面にアルミニウムコートをした全反射鏡であるが、この位置ではFEL光のスポットサイズが小さく、特に短波長の光はエネルギー密度が高いため、損傷を受け、部分的に反射率が低下している。光の当たる場所を少しずつ変えながら運用しているが、いずれ破綻するので、この鏡も銅基板のものに変更する予定である。

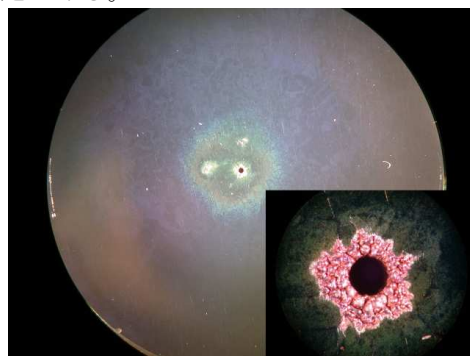


図1. 上流側銀コート鏡の全表面とFEL取出し用の穴(直径0.3mm)周辺の拡大図。中央付近が変色している他、スポット状の斑点が所々に見られる。

¹ E-mail: hayakawa@lebra.nihon-u.ac.jp

3. FELの特性

3.1 発振可能波長範囲

FELの発振波長は電子ビームの特性、アンジュレータ及び、光共振器のパラメータによって制約を受ける。一般的に、FELのゲインは波長が短くなるほど小さく、電子ビームの特性（スペクトル、ビームサイズ等）に対する要求が厳しくなるので、発振が難しくなる。これに加えて、LEBRAでは共振器鏡の中心に貫通穴をあけて光を取出しているため、波長が短くなるほど取出される光の割合が増えるため共振器損失が大きくなり、正味のゲインをさらに低下させる。また、一次元の計算では、波長を固定すると、ゲインはKの値が1.1~1.2の辺りにピークを持ち、これから外れると減少する。LEBRA LINACは、現在許可を受けている最大加速エネルギーが100MeVであるため、1 μ mより短い波長領域では、K値の小さい所で運転せざるを得ず、さらにゲインを小さくしている。現在、発振が確認されている波長は1 μ mを切っているが、この波長では飽和には至っていない。飽和を達成し、比較的安定な光を供給できるのは1300nmより長い波長の領域である。

長波長側は短波長側に比べれば、制約は少ない。光共振器の回折損による限界は10 μ m以上になり、この辺りの波長まで可能であるかのように思えるが、実際には、電子ビームエネルギーに低い方の限界があって、6 μ m辺りが限界であると考えられる。この時の電子ビームエネルギーは55MeVである。低エネルギーになると、電子ビームの質が悪化し、発振を維持することが難しくなるのである。電子ビームの質に関しては、加速器の整備と調整によって克服できる可能性は高いが、長波長の光は、取出される光の割合が小さくなるので、実用的ではない。ゲインは大きいので、取出し穴径を大きくすれば良いのだが、そうすると短波長における発振が難しくなる。この穴径（0.3~0.5 μ m）では波長範囲1~5 μ mが適当と思われる。

3.2 出力レベル

FELの発振レベルは電子ビームの電荷密度、エミッタンス、エネルギー幅、蓄積光との重なり具合

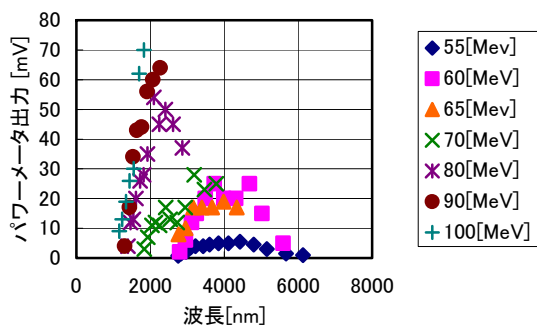


図2. FEL波長と出力レベル。波長2000nmあたりにピークを持つ。

などがゲインに影響するため、加速器及び共振器鏡の調整によって変化する。また、取出し穴の位置は蓄積光の光軸と一致しているとは限らないので、発振レベルは同じでも、出力レベルが異なる場合もありうる。事実、図1では、鏡の中心から外れた位置に光が蓄積された痕跡が見られる。一次元の計算で、電子のシンクロトン波長がアンジュレータ長に等しくなるレベルを飽和レベルとすると、飽和レベルを概算することができる。Nをアンジュレータ周期数、Z_Rをレーリー長、λ_Rを発振波長、その他の記号は通常の定義に従うとすると、飽和電力p_Sはおよそ

$$p_S = \frac{\pi^2 c \epsilon_0 Z_R}{8 \lambda_R} \left(\frac{mc^2 (1+K^2)}{N^2 e K} \frac{1}{J_0(\xi) - J_1(\xi)} \right)^2 \quad ..(1)$$

である。LEBRA FELにおいて、K(rms) = 1.2、共振器鏡の曲率半径 R = 5 [m]として、評価すると、

$$p_S = 2 / \lambda [\mu m] [GW]$$

となる。結合穴を介して取出されるエネルギーの割合は波長によって異なるが、蓄積光の中心が結合穴と一致している場合、その比率は概ね波長の逆数に比例する。従って、取出される光のパワーは波長の二乗に逆比例する。すなわち、

$$p_{out} \propto \lambda^{-2}$$

である。従って、波長が短いほど、大きなパワーが取出されることになるが、波長が短くなるほどFELのゲインが小さくなるので、この通りにはならない。現在は波長2 μ mあたりで最大出力が得られ、マクロパルス当たり20mJ程度である。後述のパルス幅を考慮すると、ピーク出力はおよそ4MWになる。電子ビームのエネルギーとアンジュレータのギャップを変化させ、様々な波長で、発振させ、マクロパルスあたりのエネルギーを測定した例を図2に示す。縦軸はパワーメータの出力電圧で、エネルギーに比例する。この図でも、波長2 μ mあたりに出力のピークがあり、これより長波長側も短波長側も出力は減少している。この測定量はマクロパルスあたりのエネルギーであって、パワーレベルではないが、長波長側は概ね波長の2乗に反比例して減少しているように見える。短波長側でも出力が急激に減少している。短波長側のゲインは相対的に小さいが、1.3 μ mあたりまで発振は飽和しており、ここでは示さないがパルス幅も長波長側に比べ、際立って狭くなっているわけではない。この現象理由については、前述の振分ミラーの劣化により、短波長の光に対して反射率が低下しているため、下流に到達する光量が減少していること、蓄積光の光軸が穴とずれた位置でないと発振が飽和しない可能性等が考えられる。

3.3 パルス構造

FELのパルス構造を測定する手段としては、ストリークカメラを使うのが一般的である。しかし、

LEBRA FELに対しては既存のストリークカメラでは、時間分解能が不十分だと予想されるので、他の手段を用いた。FELはコヒーレントな光なので、その自己相関波形はパルス構造を反映した形をしているはずである。我々はマイケルソン型の干渉計を組み立て、自己相関波形の測定を行った。図3に波長 $1.5\mu\text{m}$ の場合の測定例を示す。横軸は可動鏡の相対的な位置、縦軸は検出した光の相対強度である。この測定法では、パルスの細かい構造についての情報は失われてしまうが、パルス幅は計測することができる。この例では、半値全幅でおよそ $60\mu\text{m}$ である。時間のスケールでは 200fsec となる。

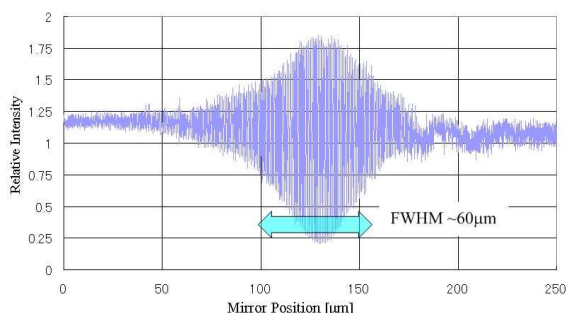


図3. 波長 $1.5\mu\text{m}$ のFEL光の自己相関波形、光パルスの半値幅 (FWHM) はこの図からおよそ $60\mu\text{m}$ と見積もられる。

3.4 デチューニング特性

バンチした電子ビームを使ってFELを発生させる場合、共振器長はバンチ間隔の整数倍よりもわずかに短い時、ゲインが最大になる事が知られている。また、バンチ間隔の整数倍からのずれをデチューニングと呼ぶことにすると、出力が最大になるのはデチューニングがゼロとなる長さ、ゲインが最大となる長さの中間にある。図4に、デチューニングによってFELの信号波形の変化する様子を示す。デチューニングが2波長程度のところでゲインが最大になり、立ち上がりも最も早くなっている。デ

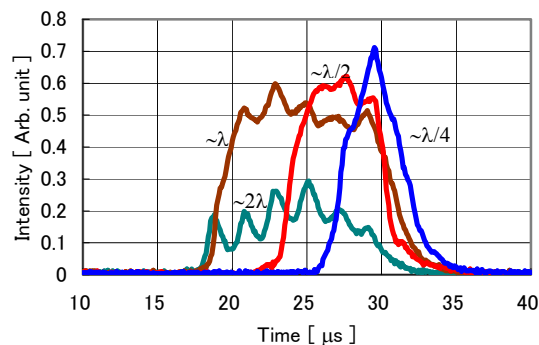


図4. デチューニングによるFEL波形の変化。デチューニングが 2λ 程度の場合、ゲインは大きく立ち上がりは早いが出力レベルは低い。デチューニングが小さい場合、出力レベルは高くなるが、立ち上がりが遅れ、パルス幅は狭くなる。

チューニングが1波長あたりで、出力最大になり、さらに長くすると、立ち上りが遅れ、ピーク値は大きくなるが、パルス幅が狭くなり、出力としては小さくなる。この現象は、デチューニングが小さいところではアンジュレータ下流域で、電子と光のパルスが重畳しなくなり、実効的にアンジュレータの周期数が少なく見えるためである。式(1)で示したように、飽和レベルは概ね、アンジュレータ周期数の4乗に反比例するため、わずかな変化でも、効果は大きい。

3.4 位相変調

前節で述べたように、ゲインが最大になるデチューニングでは出力は最大にはならない、そこで、飽和するまでは、ゲインの高い状態を維持し、飽和に至った後に共振器長を変化させれば、ピーク値が大きく、パルス幅も広い出力が得られると考えられる。マクロパルスの途中で共振器長を変えることは困難であるが、加速周波数を変化させて実効的に同じ効果をもたせることは可能である。すなわち、加速器のマスターオシレータを周波数変調すればよい。しかし、周波数変調の場合、位相連続を保証することが難しいので、実際には位相変調を使った。線形な位相変調は、周波数変調と等価である。図5に示したのは位相変調有無に対応する波形である。位相変調によって、通常の状態に比べ、およそ2倍程度の出力が得られる。

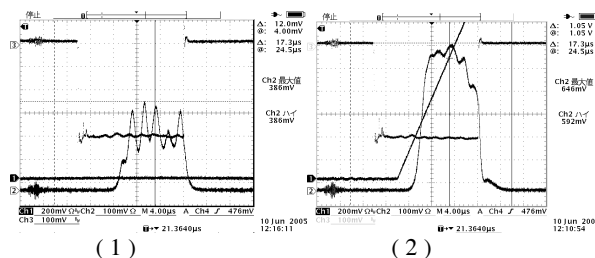


図5. 位相変調による出力の増加。変調なし(1)と変調あり(2)。負極性のパルスは電子ビーム波形、(2)で、途中から斜めに立ち上がっている直線は変調信号。

参考文献

- [1] T.Tanaka, K.Hayakawa, Y.Hayakawa, et al, Proc. of the 23rd Liner Accelerator Meeting in Japan (September 16-18, 1998, Tsukuba, Japan) 163-165
- [2] I.Sato, I.Kawakami, K.Sato, et al, Proc. of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan (2000.7)24-28.
- [3] K.Yokoyama, I.Sato, K.Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. A507(2003)357-361
- [4] K.Hayakawa, T.Tanaka, Y.Hayakawa, et al., Proceedings of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan (2000.7)56-58.

DEVELOPMENT OF S-BAND TRAVELING WAVE RF WINDOW (II)

T.Sakai^{1,A)}, I.Sato^{A)}, K.Hayakawa^{B)}, T.Tanaka^{B)}, Y.Hayakawa^{B)}, S.Fukuda^{C)}, S.Michizono^{C)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University

12-5, 5-bancho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251 Japan

^{B)} Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science, Nihon University

7-24-1, Narashinodai, Funabashi-shi, Chiba 274-8501

^{C)} High Energy Accelerator Research Organization, KEK

1-1 Oho, Tukuba-shi, Ibaraki, 305-0801

Abstract

The electrical field distribution at the S-band traveling-wave-in-ceramic (TWC) RF-window was measured with the nonresonant perturbation method using a Titanium Dioxide (TiO₂: Rutile) tetragonal crystal. Rutile is a ferroelectric crystal with static dielectric constants $\epsilon_a=86$ and $\epsilon_c=170$ (at 300K). The electric field has been deduced from the S₁₁ parameter which was measured with the c-axis both parallel and perpendicular to the direction of the field. The results are consistent with the calculation by the simulation code HFSS which was used for the design of the window.

Sバンド用進行波型高周波窓の開発 (2)

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) は紫外領域から赤外領域の自由電子レーザー (FEL) (0.3~6.0 μ m) と、パラメトリックX線放射 (PXR) を発生させ、広領域の単色光による研究を行うための施設である。現在は0.885~6.0 μ mのFEL発振^[1,2]、エネルギー6~20keVのPXR発生に成功している^[3]。特に短波長領域でのFEL発振では利得が低くなり、飽和状態になることが難しくなるため、長パルスの電子ビームが要求される。そのため、LEBRAのリニアックは、クライストロンRFパルス幅20 μ sで運転している。クライストロンは三菱電機製のPV-3030Aと3040Nの2台用いている。これらのクライストロンは短パルス用であるが、クライストロン下流側真空排気能力強化^[4]、PV-3040Nクライストロンでは、クライストロン内部の真空排気強化等を行い、出力高周波窓一つのクライストロンでパルス幅20 μ sの運転に成功している^[5]。

昨年度から長パルスモードでの安定出力動作を目指すために、高周波窓の構造に関して検討を行い、進行波型高周波窓の設計、低電力モデルの製作を行った^[6]。進行波型高周波窓は、ロシアBINPのSergey Kazakov氏によって考案されたもので、セラミック中で電界が進行波となり、セラミック表面での電界を下げるのが可能で、また窓に対して垂直方向の電界が存在しない、といった特徴がある^[7]。

製作する高周波窓は、Cバンド、Xバンドで製作されているmix-modeタイプ^[8]をSバンドへそのまま適用すると、全長がかなり大きくなってしまう (3 λ 程度)。そこで、Sバンドクライストロン用に実装できるサイズが望ましいため、矩形から円形導波

管の変換部にアイリスを入れるタイプで設計した (図1参照)。設計は、KEKの竹内保直氏により考案された、アドミタンスチャートを用いる半解析的手法^[9]とHFSSによる計算を組み合わせで行った。この窓はアイリスとセラミックの片面で整合を取り、セラミック内が進行波となる。

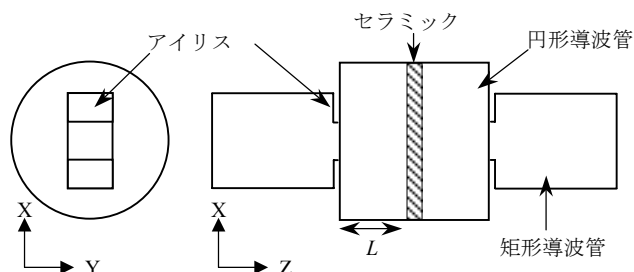


図1：製作した進行波型窓低電力モデル概要図。矩形から円筒導波管変換部分にアイリスを入れた構造で、アイリスとセラミックの片面で整合を取る。

2. 進行波型高周波窓低電力モデル

誘電率が9.7、9.8、9.9のセラミックでの共振モード (ゴーストモード) の関係を図2に示す。セラミック表面でのフィールドマッチングを用いる解析的な計算法から、セラミックに無限長円形導波管を接続した場合で、セラミックの局在モードを計算している^[10]。図2より、運転周波数の2856 \pm 100MHz周辺にはゴーストモードが無いことがわかる。しかし、新たな厚さや純度を変えたセラミック材を用いる場合、セラミック材接合の問題や、セラミックでの共振モードに関する考慮等を行う必要が出てくること

¹ E-mail: sakai@lebra.nihon-u.ac.jp

から、セラミック部分には、すでにKEKBのSバンドピルボックス窓で用いられ、実績のある、日本特殊陶業製の窓部分（HA-997（純度99.7%）、径84.7mm、厚さ3.2mm）をそのまま用いることとした。しかし、セラミック内で完全な進行波とするためにセラミックの厚さは、セラミック管内波長 λ_{ceramic} の1/4付近が良い^[11]（Sバンドでは7~8mm付近）。図3に例を示すように、その範囲ではpass band（VSWRが1.2以下の範囲）が広く、且つ、運転周波数でのVSWRが小さくなる。そのため、設計で用いたセラミックの厚さ（3.2mm）では、完全な進行波にすることは出来ないが、ピルボックス型高周波窓に比べ窓表面での電界強度は、水平方向を30~35%、垂直方向の電界をほぼ0まで下げることが可能である。また製作した進行波型窓の低電力モデルでの周波数特性等の試験をすでに行い、ほぼ設計どおりの周波数特性であることを確認している^[6]。

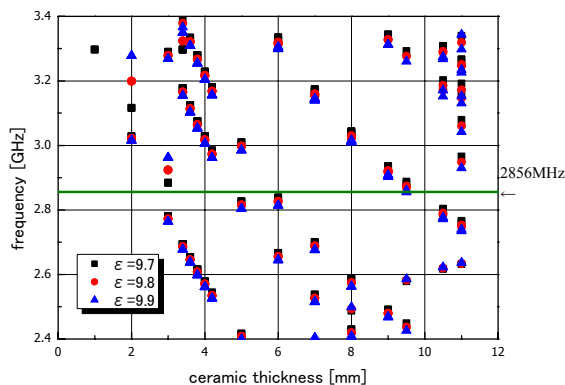


図2: セラミック厚とゴーストモードの関係。誘電率を9.7、9.8、9.9でそれぞれ計算を行った結果。

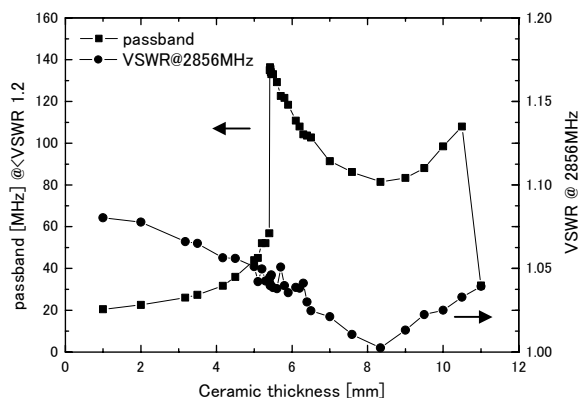


図3: セラミック厚とVSWR、パスバンドの関係例。 $L = 69.6\text{mm}$ 、 $\text{iris} = 14.7\text{mm}$ 、 $R = 42.35\text{mm}$ 、 $\epsilon = 9.9$ の場合での計算例。 $\lambda_{\text{ceramic}}/4$ がおよそ8mmの周辺でVSWRが低く、pass bandが広い。

3. 電界分布測定

電界分布測定は、進行波型の非共振摂動理論に基づいたビーズパータベーション法^[12]を用いて行った。Sパラメータの S_{11} （入力反射係数）の実部と虚部の値から反射係数 Γ を求め、以下の式(1)から電場

を求めた。

$$\Delta\Gamma = \Gamma_p - \Gamma_a \propto E_a^2 \quad (1)$$

ここで、 Γ_p 、 Γ_a はそれぞれ空洞内にビーズがある場合とない場合の反射係数、 E_a は空洞内にビーズが無い場合の電場の振幅である。

式(1)で求めた電場の測定値を、HFSSでの計算で求めた電界の値と対応させるために、入力電力50MW時の矩形導波管部分での最大電界値と比較し、それに対応した係数をかけることで、電界値への換算を行った。矩形導波管部の TE_{10}^{\square} モード伝送時の電力は式(2)のように表される。

$$|E_{10}| = \left[2\zeta P_{\text{TE}} \left\{ 1 - (\lambda/\lambda_c)^2 \right\}^{-1/2} / ab \right]^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 ζ は真空の電波インピーダンス、 P_{TE} は電力、 a 、 b はそれぞれ矩形導波管の長辺と短辺、 λ は自由空間波長、 λ_c は導波管の遮断波長を示す。式(2)より、WRJ-3矩形導波管（長辺 $a = 72.1\text{mm}$ 、短辺 $b = 36\text{mm}$ ）に、電力50MWを入力した場合、 TE_{10}^{\square} モードの最大電界は、 $|E_{10}|_{\text{max}} = 6.7\text{ MV/m}$ となるので、この値で補正を行って比較を行う。窓表面での電界測定値の補正には、Z方向のスキャン結果の窓表面位置（表面から約3mmの位置）での電界強度から、その値を基準に補正を行った。

空洞内に入れるビーズには、5mm角の強誘電体のTitanium Dioxide(TiO_2 ; Rutile)キューブを用いた。ルチルは正方晶系の結晶であり、各軸方向で誘電率が大きく異なっている。誘電率は、温度300Kの時にa軸が89に対して、c軸は170と非常に大きな異方性を持っている^[13]。

図4に電界分布測定時の概要図を示す（図はZ軸測定時の構成）。測定に用いたルチル(TiO_2)は各面に穴を空け、糸を通すことが出来るようにしてあり、高周波窓に4箇所空けてある穴（表面から約3mmの位置）から釣糸を通し、その先に錘をつけることで均等に引っ張り、中心に来るように調整した。Sパラメータの測定には、Agilent Technologies E8358A PNAシリーズ RFネットワークアナライザを用いた。アナライザの校正はTRL*2ポート校正を行った。測定時の室温、湿度はそれぞれ24.6~25.1°C、43.3~44.8%であった。

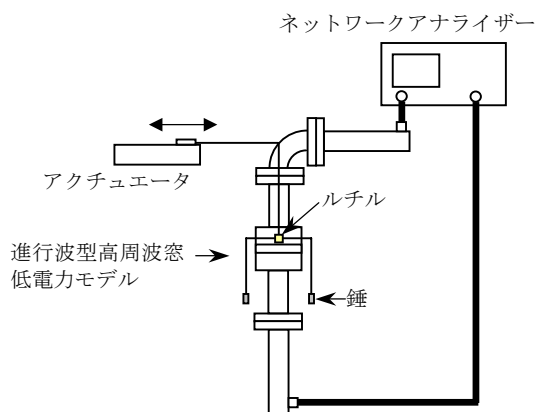


図4: 電界測定構成概要図。ビーズには強誘電体のルチルを使用。Agilentのネットワークアナライザを用い、TRL*2ポート校正を行い測定に使用した。

4. 電界分布測定結果

ルチルのc軸を高周波窓のZ軸方向に向け測定した場合と、Y軸方向へ向けた場合の測定結果を図5に示す。同様にルチルの向きを変えて行った、セラミック表面径方向の測定結果を図6に示す（セラミック表面の測定は、表面から約3mmの位置で測定している）。セラミック表面の測定では、Z軸測定中のルチルによる反射係数の変化は、最大で0.07であった。またセラミック表面を測定した場合では、ほとんど反射係数に変化が無いために（最大でも0.003以下と非常に小さい）、測定値の誤差は大きくなる。しかし、誤差を考慮すると、Z軸方向のスキャン結果は、HFSSの計算結果とほぼ一致していると言える。セラミック表面のスキャン結果も誤差が大きいが、これも誤差を考慮すればZ軸同様にほぼ設計どおりとなっていると考えられる。またc軸をZ軸方向へ向けた場合では、エッジ付近で少し電界が上がる結果になったが、Y軸へ向けた場合にはその傾向が見られなかったため、今後再測定を行い確認する必要がある。

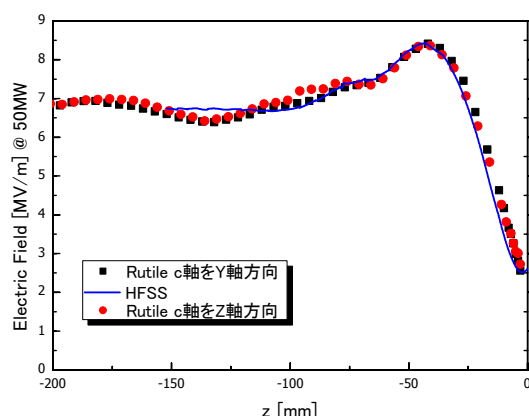


図5：z軸方向の電場分布測定結果。HFSSでの計算結果とルチルのc軸をZ軸、Y軸へ向けた場合の結果。z=0がセラミック表面。電界の測定値は、入力電力50MWの場合で換算。

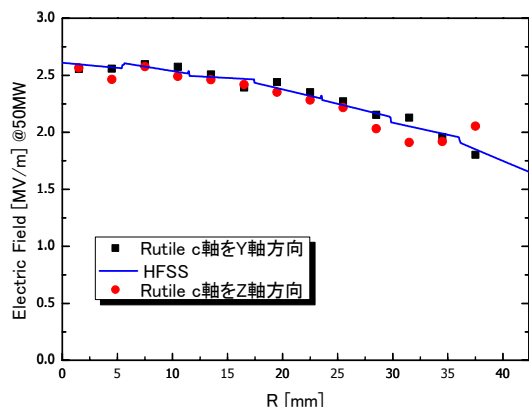


図6：窓表面径方向電場分布測定結果。HFSSでの計算結果（表面から3mmの位置）とルチルのc軸をZ軸、Y軸に向けた場合の結果。R=0がセラミックの中心。電界測定はセラミック表面から約3mmの位置で行い、Z軸の測定結果を元に換算。

5. まとめと今後の課題

強誘電体であるルチルを用いた電場測定の結果は、HFSSで計算した結果とほぼ一致した。今回の測定結果、及び、先に行った低電力モデルを用いた周波数特性測定結果とあわせて考えると、窓はほぼ設計どおりとなっていることが確認できた。但し、ルチルのc軸を高周波窓のZ軸に向け、窓表面の径方向の電場分布を測定した結果では、エッジ付近で少し上がる結果が得られたが、原因はまだ不明である。これに関しては、再度測定を行い、確認を行う予定である。

今後は低電力試験での測定結果を踏まえ、最適化した寸法で大電力モデルの製作を行い、大電力試験を行う予定である。また、クライストロンに実装し、長パルス動作での試験も検討する予定である。

謝辞

今回の電場分布測定にあたっては、ネットワークアナライザの校正、使用等に関して、日本高周波の一木 臣主任に貴重な助言を頂きました。感謝いたします。

参考文献

- [1] T.Tanaka, et al., "Status of 125MeV Linac and Light Source at LEBRA", in these proceedings.
- [2] K.Hayakawa, et al., "Characteristics of the LEBRA FEL", in these proceedings.
- [3] I.Sato, et al., "The future view of Parametric X rays", in these proceedings.
- [4] T.Sakai et al., "S-Band Klystron for Long Pulse Operation" Proc. The XXI International Linac Conference (LINAC2002), Gyeongju, KOREA (2002) p712-714.
- [5] T.Sakai, et al., "FEL用Sバンド大電力クライストロンの長パルステスト運転", Proc. 28th Linear Accel. Meeting in Japan, Aug. 2003, Tokai, Japan, pp.351-353.
- [6] T.Sakai et al., "DEVELOPMENT OF S-BAND TRAVELING WAVE RF WINDOW", Proc. 29th Linear Accel. Meeting in Japan, Aug. 2004, Funabashi, Japan, pp.84-86.
- [7] Sergey Kazakov, "Development of New Type of High Power RF Windows", Doctoral dissertation(2003).
- [8] S.Michizono, et al., "Cバンドミックスマード高周波窓の開発", Proc. 28th Linear Accel. Meeting in Japan, Aug. 2003, Tokai, Japan, pp.330-332.
- [9] Yasunao Takeuchi, "Impedance-matching solutions for RF windows", KEK Preprint 2002-124, December 2002, A, 4th Superconducting Linear Accelerator Meeting in Japan, KEK, Tsukuba, Ibaraki, JAPAN, Mar. 12-13, 2002.
- [10] M.P.Forrer and E.T.Jaynes, "Resonant Modes in Waveguide Windows", IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Volume MTT-8 March, 1960 Number 2, pp.147-150.
- [11] W.R.Fowkes, R.S.Callin, S.G.Tantawi and E.L.Wright, "Reduced Field TE01 X-band Traveling Wave Window", 16th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC95) and International Conference on High Energy Accelerators, Dallas, TX, May 1-5, 1995 (SLAC-PUB-6777), pp.1548-1586.
- [12] Charles W.Steele, "A Nonresonant Perturbation Theory", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Volume 14, Issue 2, Feb 1966 Page(s):70-74.
- [13] Rebecca A. Parker, "Static Dielectric Constant of Rutile (TiO₂), 1.6-1060°K", Phys. Rev. 124, 1719-1722 (1961).

LINAC VACUUM MONITORING SYSTEM AT LEBRA

Kyoko Nogami^{*A)}, Ken Hayakawa^{A)}, Toshinari Tanaka^{A)}, Yasushi Hayakawa^{A)},
Isamu Sato^{B)}, Keisuke Nakao^{C)}

A) Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA),
Institute of Quantum Science, Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

B) Advance Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

C) Graduate School of Science and Technology, Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

Abstract

Vacuum monitoring is one of basic methods to seize symptoma of troubles in a particle accelerator. In the 125 MeV linac system at Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) of Nihon University, the accelerating tubes, the high power RF waveguides and the electron beam transport lines have been pumped and kept at an ultrahigh vacuum with ion pumps. However, only the vacuum around the klystron output RF windows was recorded with a pen-recorder during operation of the linac. Thus, a vacuum monitoring system has been developed for continuous monitoring of every ion pump; the digital value of the ion-pump current is accumulated in PC every 10 sec and stored in a database.

日大LEBRAにおける真空度常時モニタシステム

1. はじめに

経験的に加速器内で何かトラブルが起こった場合、真空度が悪化することが知られている。そこで、真空度を常にモニタすることは、加速器内でのトラブルの兆候を知るためのひとつの方法であると言える。

日本大学電子線利用研究施設 (Laboratory for Electron Beam Research and Application: LEBRA) においてはイオンポンプを用いて、加速管および自由電子レーザ、パラメトリック X 線ビームラインを高真空に保っている。イオンポンプを流れるイオン電流からその付近の真空度を知ることができる。いままでは、電子銃とクライストロン窓下流側周辺の真空度を運転時のみペンレコーダで記録させているだけで、その他の箇所は、定期的に運転開始前の真空度を運転日誌に記録している程度であった。これでは、加速器運転時に加速管内でトラブルが起こったときに迅速な対応がしにくい。そこで、LEBRA 加速器の各箇所の真空度を常時モニタし、さらに、トラブルが起こったときにその原因を詳細に調べるためにも記録することのできるシステムが必要とされる。今回そのシステムの整備をおこなったので報告する。

2. 真空度モニタシステム

2.1 真空システム

LEBRA において加速器内の真空は、各箇所に設置されたいくつかのゲートバルブによって分けられて

いる。そして、各部はスパッタイオンポンプによって排気され、高真空に保たれている。現在、リモートで開閉ができるゲートバルブおよび各箇所に設置されたイオンポンプの位置を図 1 に示した。また、各ゲートバルブが閉まった状態でのそれぞれの真空度を表 1 に示す。

表 1: LEBRA 加速器における各箇所の真空度とイオンポンプの種類

名称	真空度 [Pa]
クライストロン系統の導波管	10^{-5}
電子銃	$< 10^{-7}$
加速管	2×10^{-6}
FEL ライン	$\times 10^{-5}$
エキスパンダチェンバ	10^{-4}
PXR ライン	10^{-5}
FEL モニタポート	10^{-4}

2.2 モニタシステムの開発

各箇所に設置されたイオンポンプの電源は、制御室またはモジュレータ室に設置されている。それぞれのイオンポンプ電源の record out からの電圧値をアナログ回路で増幅した後、A/D 変換してパソコンに取り込み真空度に換算している (図 2)。

まずアナログ回路部は、それぞれ 2 種類のイオンポンプ電源に対応した回路を製作した。電子銃、加速管などに設置されているイオンポンプを制御して

*E-mail: nogami@lebra.nihon-u.ac.jp

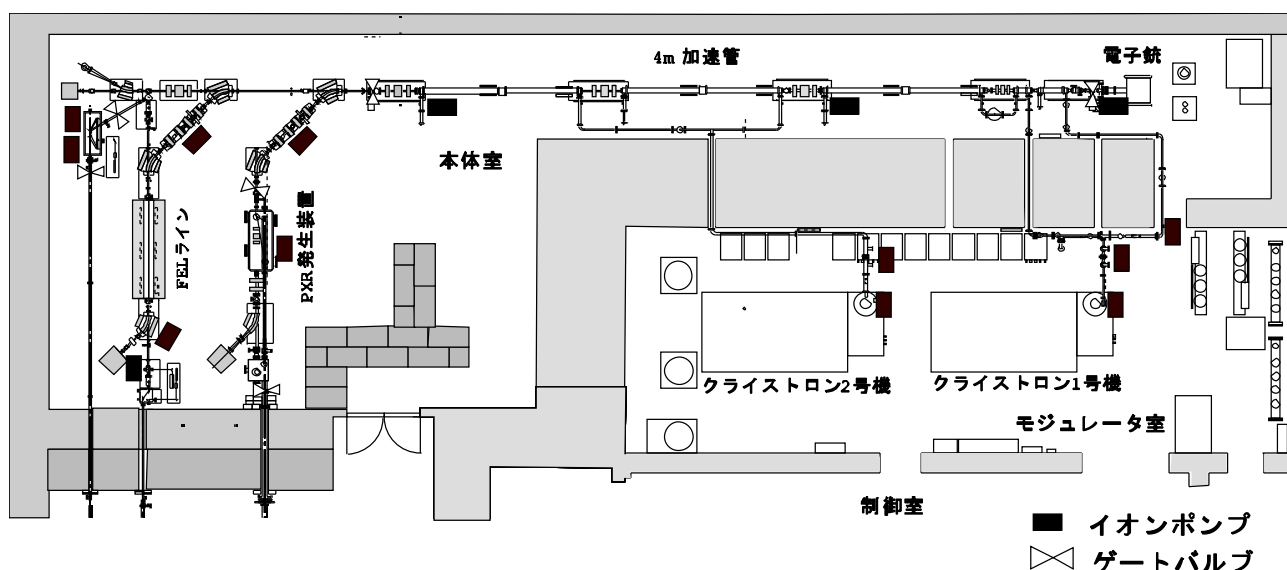


図 1: LEBRA の構成図

いる ULVAC 製の電源は、record out の出力電圧値に 50 Hz の AC 成分がノイズとして含まれている。そこで、これを取り除くために差動増幅回路を用いた。また、クライストロン周辺のイオンポンプの電源は ANELVA 製のもので、その出力電圧値は反転増幅回路を用いて増幅している。ここで、加速器運転時は RF トリガと同期してクライストロンを作動させているので、マイクロ波を放出するのにもなって、ガス放出が起こる。このためクライストロンに近い各部の真空度は、RF トリガ周波数で変化していると考えられる。そこで、クライストロン窓下流側においてトリガの周波数以上の変化をノイズとみなし、ローパスフィルタを用いて 10 Hz 以上の周波数成分を取り除いたのち電圧を増幅している。

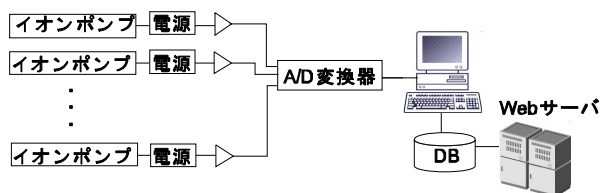


図 2: データ取得の流れ

A/D 変換器の分解能は 12bit で、サンプリングレートが最大 100 kHz のものを使用した。シングルエンド入力最大 16 チャンネルまで取り込むことができるので、クライストロン、電子銃、加速管および FEL ビームラインの計 16 台のイオンポンプからの信号を取り込むことができる。

このようにして取得した真空値は、現在、10 秒間隔でデータベースに記録している。データベース化した真空度は、LEBRA のプライベートネットワーク内から Web ブラウザでグラフまたはカンマ区切りの

テキスト形式で取得することができるようになっている。

2.3 システムの利用

電子銃周辺における真空度の時間変化の例を図 3 の上段に示した。図中の矢印部の変化は、電子銃直後に取り付けられたゲートバルブを加速器運転のために開閉したことによるものである。線状の真空悪化は、電子銃からのガス放出によるものだと考えられる。また、図 3 の下段には、クライストロン 1 号

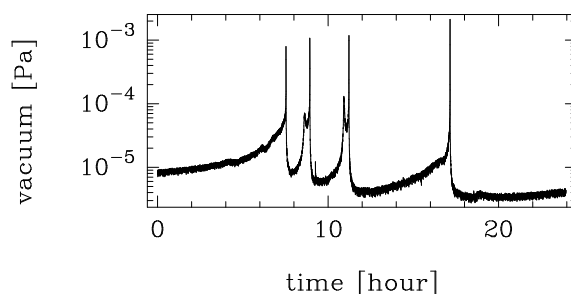
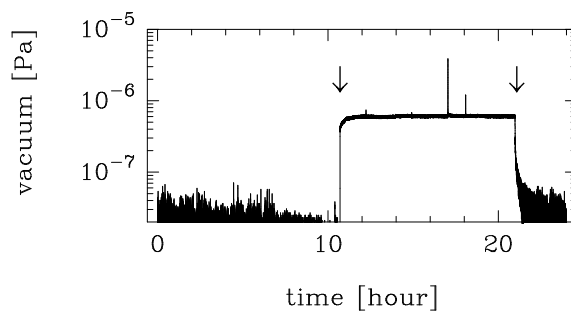


図 3: 電子銃周辺 (上段) とクライストロン 1 号機 (下段) の真空度の変化の例

機系統の導波管の真空度の変化を示した。このとき、ユーザによる FEL の利用実験が行われていたが、真空度の急激な悪化によりインターロックが働き RF トリガが停止した。そのため、いったん加速器を停止させ、真空度の変化をみながら回復したのち、RF トリガをかけ運転を再開することができた。

3. まとめ

今回、LEBRA に設置されているイオンポンプのうち、加速器および自由電子レーザビームラインのイオンポンプからの信号を常時モニタできるシステムを整備した。その真空度は、イオンポンプ電源の record out の出力電圧値をアナログ回路で増幅し A/D 変換したものをを用いて換算した。このようにして得られた真空度は、10 秒間隔でデータベースに記録している。そして、LEBRA のプライベートネットワーク内から取得でき、常時モニタとして利用している。

4. 今後の課題

今後の課題として、パラメトリック X 線ビームラインおよびユーザに供給している自由電子レーザラインの真空度もモニタできるように整備することが残されている。

また、これ応用して制御システムと連動させることを考えている。たとえば、真空度の急激な悪化が起こったときには、電子ビームを止めゲートバルブを自動的に閉じたりすることが考えられる。これにより一番ダメージの受けやすい電子銃を保護し、そのほかリーク部分から加速管およびクライストロンへのダメージを最小限に抑えることができると思われる。

MEASUREMENT OF RADIOACTIVITY OF LINAC COOLING WATER AT NIHON UNIVERSITY

Manabu Inagaki^{1,A)}, Isamu Sato^{A)}, Ken Hayakawa^{B)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Yasushi Hayakawa^{B)},
Takeshi Sakai^{A)}, Kyoko Nogami^{B)}, Ken'ichiro Ishiwata^{2,C)}, Keisuke Nakao^{C)}

^{A)} Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University,

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

^{B)} Institute of Quantum Science, Nihon University,

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

^{C)} Graduate School of Science and Technology, Nihon University,

7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

Abstract

Radioactivity of the cooling water circulating the 125-MeV linac in operation has been measured at LEBRA in Nihon University in terms of positron annihilation γ -rays resulted from β^+ decays of ^{15}O nuclei. The dose equivalent at 10 cm from the surface of the reservoir tank in the precise water temperature controller has been deduced to be higher than the limit allowed by the radiation hazard protection law. Currently the controller is placed in the accelerator room, which is not good taking account of radiation damage and daily maintenance. However, the result suggests that a necessary measure must be taken to lower the dose when the controller is moved to the modulator room.

日大リニアック冷却水の放射化測定

1. はじめに

電子加速器では加速エネルギーが約10 MeV以上になると放射化の問題が生じる。電子リニアックの場合、電子衝撃で発生する制動放射線が原因となり、加速管などが放射化する。また空気や冷却水の放射化が起き、 ^{15}O 、 ^{13}N 、 ^{11}C 原子核などの短寿命核種が生成される^[1]。

日本大学電子線利用研究施設(LEBRA)では、125 MeVの電子リニアックを利用して、ユーザー実験に自由電子レーザー(FEL)やパラメトリックX線放射(PXR)を提供している^[2]。LEBRAでは、精密温調装置を用いて加速管冷却水の温度を 30 ± 0.1 °Cに保つよう制御している。現在、精密温調装置は常時立ち入ることができない放射線管理区域の本体室にあるので、この装置を隣接する常時立ち入ることができる放射線管理区域のモジュレーター室に移動させ、精密温調装置のメンテナンスを容易にすることを検討している。また冷却装置が水漏れを起こした場合に近くにあるGun Terminalへの影響、冷却装置のコントロール回路が放射線によって劣化する恐れ、冷却装置前の通路の確保といった設置場所の問題がこれにより解決できる。冷却水の放射化の量によってはそのままでは移動することは不可能だが、対策を施すことによって可能になると考えられる。このためには、LEBRAにおける冷却水の放射化を測定す

る必要がある。LEBRAの加速管冷却水は、イオン交換樹脂とフィルターを介しているため高純度である。そこで冷却水中には不純物が無いものと考え、 ^{16}O 原子核の光核反応のみを考えた。光核反応の種類としては、 (γ, n) 、 (γ, p) 、 $(\gamma, 2n)$ 、 (γ, np) 、 (γ, d) 、 (γ, t) 、 $(\gamma, 2p)$ 、 $(\gamma, ^3\text{He})$ 、 (γ, α) などがある。この各光核反応により生成される放射性核種は、 ^{14}C 、 ^{15}C 、 ^{13}N 、 ^{14}O 、 ^{15}O 原子核であり、 γ 線放射が問題となるものは β^+ 崩壊する ^{13}N 、 ^{14}O 、 ^{15}O 原子核である。このうち ^{13}N と ^{14}O 原子核は、生成のしきい値がそれぞれ25 MeVと28.9 MeVである^[3]。また ^{15}O 原子核は、 (γ, n) 反応により生成され、しきい値は15.7 MeVである^[3]。しきい値と反応断面積の考察から ^{13}N や ^{14}O 原子核よりも ^{15}O 原子核が多く生成されることが考えられる。このため本研究では、冷却水中に生成された ^{15}O 原子核の崩壊量を測定して検討を行った。

2. 放射線測定の原理と測定結果

2.1 測定の原理

^{15}O 原子核は99.9 % β^+ 崩壊により半減期122 秒で ^{15}N 原子核の基底状態へ崩壊する。したがって、 ^{15}N 原子核の励起状態から基底状態への遷移 γ 線は存在しない。また、残りの0.1 %はEC(軌道電子捕獲)でやはり基底状態へ崩壊する。 ^{15}O 原子核の β^+ 崩壊に

¹ E-mail: inagaki@lebra.nihon-u.ac.jp

² 現在の所属：日本大学文理学部

より発生した β^+ 粒子は、物質中でエネルギーを失い静止状態になると電子とともに対消滅を起こし、その際に、互いに反対の方向に0.511 MeVの対消滅 γ 線を放射する^[4]。そこで本研究では、精密温調装置のリザーバタンクの冷却水の一部を本体室に隣接するモジュレーター室までシンフレックスチューブを用いて運び、図1のように半径約17.5 cmの輪を18巻して循環させている冷却水中からの対消滅 γ 線を高純度Ge検出器を用いて計測することにした。冷却水流量はバルブの調整で10 l/minに設定した。

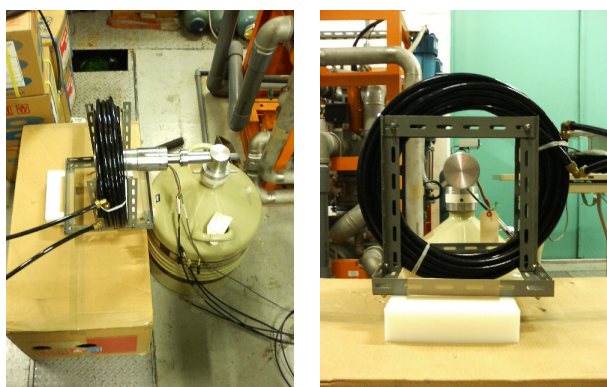


図1 冷却水中の対消滅 γ 線を測定する高純度Ge検出器。

2.2 高純度Ge検出器の検出効率の測定

^{15}O 原子核の崩壊量を測定するために、実際に計測を行った幾何学的条件において、使用した検出器の0.511 MeV γ 線に対する検出効率の導出が必要となる。ここでの検出効率は、原子核の崩壊に伴い発生する γ 線の総量に対する検出器に入射し光電ピークとして計数された γ 線の数の比である。各放射性核種からの様々なエネルギーの γ 線に対する検出効率を γ 線量が既知のMix線源を用い、線源と検出器間の距離17.5 cmの位置に設置し求めた結果、0.511 MeV γ 線の検出効率は、 $1.68 \pm 0.02 \times 10^3$ となった。

2.3 冷却水中の ^{15}O 原子核崩壊の検出

冷却水中に存在する ^{15}O 原子核の崩壊が、正確に測定できているかを0.511 MeV γ 線量の減衰曲線を測定して確認を行った結果を図2に示す。

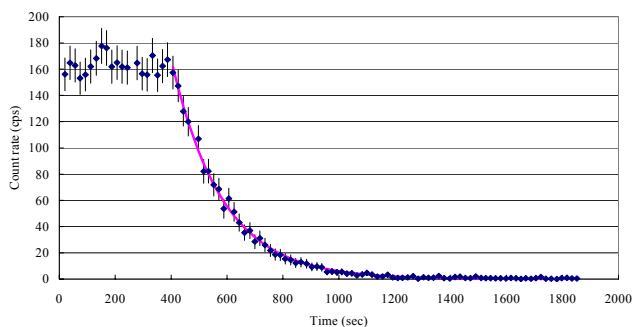


図2 0.511 MeV γ 線量。

図2は電子線を100 MeVまで加速している状態からビームを止め、 γ 線エネルギー0.511 MeVの光電ピークスペクトル周辺のカウント数を計測した減衰曲線である。 t を測定の経過時間、 y をその時間におけるCount rateとすると、この曲線は $y = Ae^{-\lambda t}$ で近似でき、このとき $A = 1.53 \pm 0.06 \times 10^3$ (cps)、 $\lambda = 5.53 \pm 0.25 \times 10^{-3}$ となった。近似曲線とその誤差については、最小二乗法を適用した。この近似曲線から半減期 T は $T = 125 \pm 5.7$ 秒となった。 ^{15}O 原子核の半減期は122秒であるから、測定された半減期とほぼ一致している。すなわち、加速管冷却水中から検出された0.511 MeV γ 線は冷却水の放射化によって生じた ^{15}O 原子核の β^+ 崩壊に伴う対消滅 γ 線と同定できる。

2.4 各電子線エネルギーに対する計数率の測定結果

冷却水中に存在する ^{15}O 原子核の生成量と崩壊数が平衡状態になったときの計数率と、各電子線エネルギー(60,70,80,90,100 MeV)との相関を調べた。ただし同実験を2回、別日程で行ったので①、②と区別する。加速管出口における各電子線エネルギーでのビームパワーを図3、図4に示す。ここでビームパワーとは、ピークビーム電流と電子線エネルギーとの積である。このときのビームパルス幅は20 μs 、繰り返し2 Hzであった。

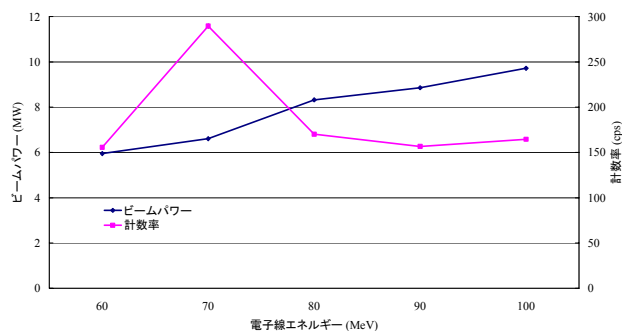


図3 各電子線エネルギーにおけるビームパワーと0.511 MeV γ 線光電ピークの計数率。

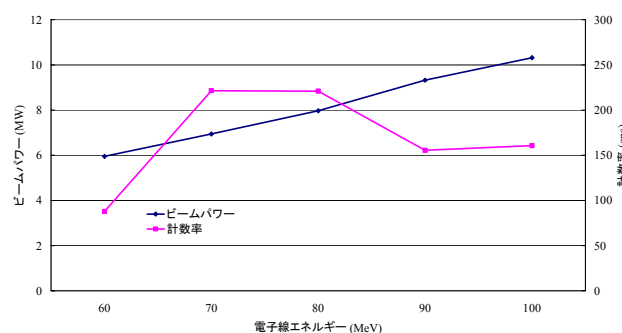


図4 各電子線エネルギーにおけるビームパワーと0.511 MeV γ 線光電ピークの計数率。

加速管出口における電流値は電子線エネルギーに依存せず、ほぼ同じ値であるから、ビームパワーは電

子線エネルギーにほぼ比例して増加していることがわかる。また各電子線エネルギーで¹⁵O原子核の生成率を計測し、生成量と崩壊数の平衡時における計数率は図3、図4および表1のように得られた。

表1 各電子線エネルギーにおける0.511 MeV γ 線光電ピークの計数率。

エネルギー	計数率 (cps) ①	計数率 (cps) ②
60 MeV	155.6±1.7	87.9±1.3
70 MeV	289.5±2.4	221.5±2.0
80 MeV	170.2±1.8	220.9±2.0
90 MeV	156.7±1.7	155.5±1.6
100 MeV	164.5±1.7	160.6±1.7

電子線エネルギーが高ければ γ 線エネルギー0.511 MeVの光電ピークスペクトルのカウント数も多いと推測していたが、図3、図4および表1からわかるようにその推測とは異なった結果が得られた。このような¹⁵O原子核生成量の違いは、加速器運転における電子ビーム調整の仕方の違いによる損失ビームの電流およびエネルギーの違いが反映していると考えられる。

3. 議論

計測した計数率を元に冷却水のタンク全体で発生する0.511 MeV γ 線による実効線量を推定し、精密温調装置の移動が可能であることを表1より一番高い計数率の値289.5 cpsを使って議論する。¹⁵O原子核は、1回の崩壊で逆方向に2個の光子を放出するので正しい崩壊数 A_t (Bq)は検出した計数率の1/2となる。対消滅 γ 線はチューブ内の冷却水中で減衰するため、その外に出ない γ 線があることを考慮する必要がある。チューブは同心状に巻かれ、検出器がその中心にあることから、チューブ1巻当りから検出器に向かう γ 線量を一定(A_s)とすると、 i 巻目のチューブからの γ 線が通過する水中の距離を t_i として i 巻目からの γ 線量は $A_{is} = A_s e^{-\mu t_i}$ と近似できるので、チューブ全体では $A'_s = A_s \sum e^{-\mu t_i}$ となる。従って、 $A_s = A'_s / \sum e^{-\mu t_i}$ となる。 A'_s は測定から求められるので、この減衰の補正により A_s が求まる。次に単位 cm^3 当りの放射能 A_c (Bq/ cm^3)に換算し、タンクの体積を掛けるとタンク全体の放射能 A_R (Bq)になる。対消滅 γ 線はタンク内の冷却水中で減衰する。タンクを N ブロックに分割し、1ブロック当りの放射能 $A_b = A_R/N$ (MBq)を算出する。次に各ブロックの水中での γ 線の飛行距離 l を考慮した放射能は $A_b' = A_b \times B \times e^{-\mu l}$ (MBq)となる。ここで B はコンプトン散乱によってエネルギーの低くなった散乱線の一部が入射 γ 線に加わるための補正係数(ビルドアップ係数)である。これから各ブロックの放射能 A_b' を実効線量 I_b に換算する。ただし実効線量率定数 Γ を 0.144 ($\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{MBq}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$)とした。よって各ブロックの中心からタンクの中心軸上でタンク側面から任意の距離を R と

すると、 $I_b = 0.144 \times A_b' / R^2$ ($\mu\text{Sv/h}$)となり各ブロックに対して実効線量が求められたので、全てのブロックについて和をとりタンク全体の実効線量は、 $I = \sum I_b$ ($\mu\text{Sv/h}$)と求まる。以上の計算を行うと、タンクからの距離10 cmの位置でのタンク全体の γ 線の実効線量は $I = 5.07 \pm 0.03$ ($\mu\text{Sv/h}$)となる。法令的制限から、週40時間の加速器運転で実効線量が1 (mSv/週)以下でないと、本体室から出すことができない。LEBRAでは許可申請において、電子線のパルス繰り返し数を12.5 Hzで申請しているが、測定では繰り返し数2 Hzで行った。このため実効線量の値に、繰り返し数6.25倍と週40時間を掛け、実効線量の値を換算すると、 $I = 1.27$ (mSv/週)となった。以上のことから精密温調装置を本体室からモジュレーター室に移動することは、対策なしでは不可能である。1つの対策としては、タンクの容量を大きくすれば冷却水中での減衰を利用して減少させることができると考えられる。

4. まとめ

冷却水中に存在する¹⁵O原子核の計数率は電子線エネルギーに比例しないことがわかった。精密温調装置のタンク全体の¹⁵O原子核の実効線量は、今回の実験ではタンクからの距離10 cmで最大1.27 (mSv/週)と見積もられた。このため精密温調装置を本体室からモジュレーター室に移動するためには、何らかの対策が必要であることがわかった。遮蔽方法の対策として、一つ目は、リザーバータンクの容量を大きくすれば冷却水中での減衰を利用して減少させることができると考えられる。二つ目は、リザーバータンク全体をアクリルで被い、その周りを6 mm程度の鉛シートで被うと、対消滅 γ 線が1/eに減衰されると考えられる。

参考文献

- [1] URL : <http://www.rada.or.jp/>
- [2] 佐藤勇, “日本大学電子線利用研究施設の現状”, Proceedings of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan, July 30-August 1, 2003, Tokai, Japan, p.1
- [3] URL : <http://iaeaand.iaea.org/>
- [4] 木村逸郎 他著, “放射線計測ハンドブック”, 日刊工業新聞社, 1982, p.1

DEVELOPMENT OF AUTOMATIC ALIGNMENT SYSTEM FOR FEL CAVITY MIRROR

Keisuke Nakao^{*A)}, Ken Hayakawa^{B)}, Isamu Sato^{C)}, Toshinari Tanaka^{B)}, Yasushi Hayakawa^{B)},
Takeshi Sakai^{C)}, Kyoko Nogami^{B)}

A) Graduate School of Science and Tech. Nihon Univ.
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

B) Institute of Quantum Science Nihon Univ.
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274-8501

C) Advanced Research Institute for the Science and Humanities (ARISH) Nihon Univ.
12-5 Gobancho, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-8251

Abstract

The automatic alignment system for FEL optical cavity mirror is developed in Laboratory for Electron Beam Research and Application (LEBRA) Nihon University. Beam orbit in the undulator is calculated in real time from the signal of the two beam position monitors which are installed at each end of the undulator. By using the automatic alignment system, the optical axis will be able to adjust to the electron beam orbit at any time. Therefore, the FEL will be kept stably during experiment. Using this system, load of operators will be reduced.

日本大学電子線利用研究施設における FEL 共振器ミラーオートアライメント システムの開発

1. はじめに

日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA) では、2001 年 5 月に自由電子レーザー (FEL) の発振に成功し、2003 年 10 月にユーザ利用実験が開始された^[1]。24 時間 FEL 利用実験可能な施設をめざし、加速器および実験設備、周辺機器の高度化が進められているが、人員不足のため実現は難しい。さらに FEL を発振させるための運転は、経験に基づいた職人芸的な要素があり、ユーザに運転してもらうことも難しい。そこで職人芸的な要素を減らし、運転者の負荷を減らすために、FEL 光共振器に入る電子軌道を制御し、共振器ミラーをその軌道に最適な状態に自動調整するシステムを開発している。本稿ではこのシステムの概要および進捗状況を述べる。

2. LEBRA の FEL 光共振器

図 1 に、LEBRA の FEL 光共振器の配置図を示す。125MeV 電子線形加速器で加速された電子は、二台の 45 度偏向電磁石から成る無分散 90 度偏向系を通過し、アンジュレータに入射する。LEBRA では、電子ビームの位置を計測するストリップライン型ビーム位置モニター BPM は 13 台稼働している。FEL 共振器付近には、二台の 45 度偏向電磁石の間 (BPM#6,#7)、アンジュレータの入口 (BPM#8)、出口 (BPM#9) に設置されている。BPM#6 から電子ビームエネルギーの変動を、BPM#8 と BPM#9 からアンジュレータ内の電子ビーム軌道を得ることができる。

FEL 光共振器は、曲率半径 5m の 2 枚の球面ミラー

から構成されている。共振器ミラーの間隔は、RF 波長 λ の 64 倍、すなわち 6718mm で、アンジュレータ長は 2400mm である。ミラーはミラー表面の中心を通る鉛直方向の軸 (Y) と、水平方向の軸を回転の軸 (X) として、ステッピングモータで回転させることができる。さらに下流ミラーは、ステッピングモータとピエゾ素子で光軸方向にも動かすことができ、結果ミラー間隔を調整することができる。

3. 目論見

FEL は自発放射光を種として、蓄積された光と電子の相互作用によって発振するので、蓄積された光の光軸と電子軌道が一致していなければ発振しない。よって光共振器に入射する電子ビーム軌道を測定し、その軌道に一致する光軸を 2 枚のミラーで作ってやればよい。

アンジュレータ中の電子ビームのベータatron 振動による、水平方向の軌道のずれおよび周期磁場による垂直方向の蛇行運動を無視し、BPM#8、BPM#9 で計測した電子ビームの座標をそれぞれ $P_u = (x_u, y_u, z_u)$ 、 $P_d = (x_d, y_d, z_d)$ とすると、アンジュレータ内を通るビーム軌道は、 t を媒介変数として

$$\begin{cases} x = t(x_u - x_d) + x_u \\ y = t(y_u - y_d) + y_u \\ z = t(z_u - z_d) + z_u \end{cases} \quad (1)$$

という直線になる。ここでビームの中心軌道を Z 軸、鉛直方向を X 軸、水平方向を Y 軸とする。

一方蓄積光の光軸は球面ミラーの曲率の中心を結ぶ直線上にできるので、曲率の中心が (1) 式で表され

*E-mail: nakao@lebra.nihon-u.ac.jp

る直線上になければならない。曲率半径を R とするとミラーの曲率の中心は、

$$\begin{cases} x_o = R \sin Y_\alpha \\ y_o = R \cos Y_\alpha \sin X_\alpha \\ z_o = R \cos Y_\alpha \cos X_\alpha \end{cases} \quad (2)$$

と書け、 $X_\alpha, Y_\alpha \ll 1$ のとき、(2) 式は

$$\begin{cases} x_o = RY_\alpha \\ y_o = RX_\alpha \\ z_o = R \end{cases} \quad (3)$$

と近似することができる。LEBRA の共振器ミラーの曲率半径は 5m で、ビームダクト径は 30mm なので、(3) 式の近似が使える。

図 1 に示す BPM#8、#9 から P_u, P_d をリアルタイムに測定し、(1) 式と (3) 式から、鏡の角度 X_α, Y_α を求め、得られた角度をモータコントローラに入力しミラーの角度を自動的に調整する。

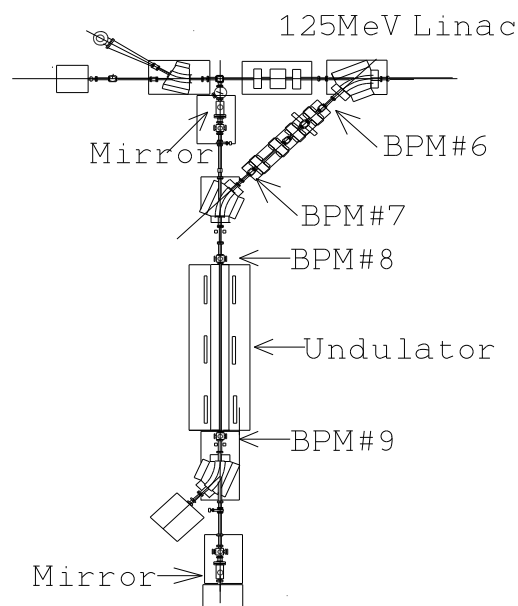


図 1: FEL 光共振器の配置

4. 進捗状況

光共振器ミラーの自動調整を実現するためには、ミラーの位置、角度が PC で制御でき、BPM からの位置情報がリアルタイムに取り込めなければならない。

ミラーの位置、角度については、PC で制御できるインターフェースがなかったため、シリアル通信で PC から制御可能なモータコントローラを導入した。ミラー角度の分解能は 10 rad であったが、短波長での FEL 発振時に、ミラー制御の分解能が不足していたこともあり、モータドライバをマイクロステップ対応のものに変更し、最小動作角を現行の 1/10 にした。

BPM は、アンジュレータの入口、出口をはじめとして、13 箇所に設置されている^[2]。現在オシロスコープを用いて、アンジュレータの入口、出口のビーム位置を取得することが可能である。しかしエネルギー変動が測定することができる、BPM#6 からの出力はまだ取得できていない。

5. 今後の課題

共振器ミラーの間隔も重要なパラメータであるが、今回は考慮していない。共振器ミラーの間隔は、アンジュレータが設置されている床の内部の温度と強い相関があることがわかっているため、温度変化を共振器長にフィードバックすることを検討している。

BPM および共振器ミラーの設置誤差を測定し、共振器ミラーの向きに補正を加える必要がある。しかし共振器ミラーは真空チェンバ内にあり、銀コートミラーのため大気に曝すことはミラーを損傷する可能性があるため、測定は困難である。そこで、FEL パワー、ミラーの位置、角度、アンジュレータ入口、出口のビーム位置を記録し、FEL のゲインが高い時を電子の軌道と光軸があっているものと仮定し、測定したビーム軌道と向きから推定することを考えている。

6. まとめ

FEL 発振運転時のオペレータの負荷を軽減するため、FEL 共振器ミラーの自動調整システムを開発している。このシステムは、光共振器に入射される電子ビームの軌道をリアルタイムに算出し、光共振器の光軸を電子ビーム軌道に自動的に一致させるものである。

現在 FEL 共振器ミラーを PC から制御でき、アンジュレータの入口と出口のビーム位置を取得できるところまで、開発が進んでいる。

電子ビームエネルギー変動の補償、共振器長の補償、共振器ミラーの設置誤差の推定などが、今後の課題である。

参考文献

- [1] T.Tanaka, et al., “日大 125MeV リニアックの稼働状況” Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, Funabashi, Aug. 4-6, 2004
- [2] K.Ishiwata, et al., “LEBRA におけるビーム位置計測システムの開発” Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, Funabashi, Aug. 4-6, 2004

DEVELOPMENT OF BEAM POSITION MONITOR MEASUREMENT SYSTEM

Ken'ichiro Ishiwata^{1,A)}, Isamu Sato^{B)}, Ken Hayakawa^{C)}, Toshinari Tanaka^{C)}, Yasushi Hayakawa^{C)},
Takeshi Sakai^{B)}, Kyoko Nogami^{C)}, Keisuke Nakao^{D)}, Tsuyoshi Suwada^{E)}

A) Department of Physics, College of Humanities and Sciences, Nihon University
3-25-40 Sakurajosui, Setagaya-ku, Tokyo 156-8550

B) Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities (ARISH), Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

C) Institute of Quantum Science, Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

D) Graduate School of Science and Technology, Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, Chiba, 274-8501

E) High Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801

Abstract

Ten BPMs were added into the beam line at LEBRA, and the total number of BPMs becomes 13 (six BPMs are in an accelerator straight line, four BPMs are in FEL beam line, three BPMs are in PXR beam line). A signal from each electrode of BPM is inputted into a RF detector through RF coaxial cable. The detected voltage is measured by means of the AD conversion board on PC. The beam position is derived from the voltage digitized data by a PC. It is reported about this signal acquisition system.

ビーム位置計測システムの開発

1. はじめに

日本大学量子科学研究所電子線利用研究施設(LEBRA)では、高エネルギー加速器研究機構(KEK)との共同研究により、電子線形加速器の高度化とその高度利用に関する開発が進められている。その中の1つとして自動制御システムがある。電子ビームの位置、エネルギー、ビーム電流の変動を制御する制御システムを構築してビーム軌道の長時間安定を試みる。全ビームラインにおいて電子ビームの位置および軌道を知るために、2003年までにストリップライン型ビーム位置モニター(BPM)をリニアック直線部分とFELビームラインに計9台導入し、PXRビームラインの立ち上げのために2004年4月に4台追加し合計で13台になった^[1,2]。増幅回路やADCによるデータ取得システムの構築により、ビームライン上の各位置での電子ビーム位置を同時にモニターすることが可能となった。このシステムについて報告する。

2. ビーム位置計測システム

ビーム軌道の調整を容易にし、自動調整を可能にするために、電子ビームの繰り返し2Hzで、リニアック直線部およびFELビームラインに設置された

10台のBPMの全パルスのビーム位置を記録・表示を行うシステムが必要となる。リニアック直線部に設置した6台のBPMでは、検波電圧の波形は図1に示すように、20 μ sのパルス内における変動がなく安定して、ビーム位置の変動は見られないので、ビーム位置の検出はパルス内の1点で行えば十分である。FELビームラインのBPMはパルス内において変動があるがこのシステムでは1点で測定することにした。

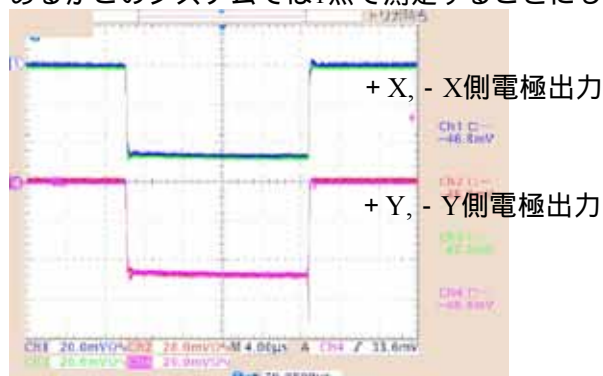


図1. リニアック直線部に設置されたBPMの検波電圧の波形例。水平方向、垂直方向とも対向電極で検波電圧がほぼ等しいため波形が重なっている。またパルス内で検波電圧は一定である。

¹ E-mail: ishiwata@phys.chs.nihon-u.ac.jp

2.1 ビーム位置の計測システムの回路とPCへの取り込み

ビーム位置モニターシステム概念図を図2に示す。BPMの各電極からの信号はRG-55/UもしくはRG-9B/U高周波同軸ケーブルを用いて、検波器に入力される。検波器で検波された信号は高速オペアンプ(National Semiconductor製, LM6364N)に入力され20倍に反転増幅される。この信号をビームパルス幅20 μ sの中心部でサンプル/ホールド(National Semiconductor製, LF398N)を行う。10台のBPM \times 4電極のサンプル/ホールドされた電圧はPCIバスに接続されたインタフェース社の12ビットAD変換ボードPCI-3177CをもちいてPCに取り込む。このようにPCに取り込まれた電圧をRF電力に換算しビーム位置を計算し、記録・表示するシステムを製作した。

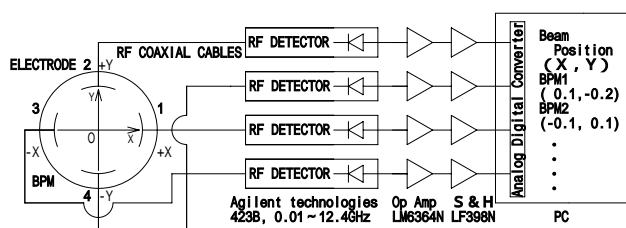


図2 . ビーム位置計測システム概念図。

2.2 ビーム位置の計測システムのPC画面

このシステムのPC画面には各BPMの4つの電極の検波電圧とビーム位置をそれぞれ図3に示すように表示させた。画面左側はBPMの番号と設置場所を示した下に現在のビーム位置を青丸、ビーム位置の履歴を赤丸で表示される(半径5mmの円が描かれているが、ビームダクトではない)。また、この下に現在の検波電圧[単位: mV]が電極1,2,3,4の順に表示される(電極番号は図2中に示してある)。また画面右側は現在のビーム位置[単位: mm]が表示される。ただし4電極の検波電圧の1つでも5mV以下になったときは、ビーム位置は表示されない。

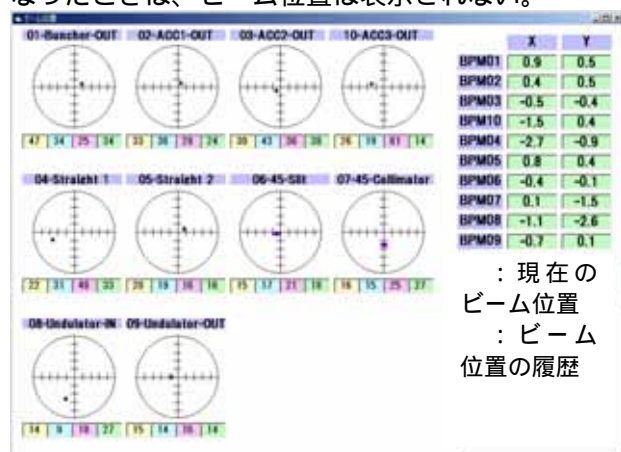


図3 . ビーム位置の計測システムPC画面。

PC画面に各BPMの現在の4つの電極の検波電圧とビーム位置、及びビーム位置の履歴が表示される。

3 . ビーム位置の計測

このシステムを用いてビーム位置を測定した例を図4に示す。リニアック直線部に設置した^[1]BPM1,2,3,10,4,5のビーム位置はビーム調整をした時を除き、顕著な変動は見られないが、FELビームラインの90°偏向系の45°偏向部に設置した^[1]BPM6,7の水平方向のビーム位置は+2mm ~ -1mmの間で変動している。これは電子ビームのエネルギー変動によるものである。ただし、いたるところでノイズを測定している点が問題である。

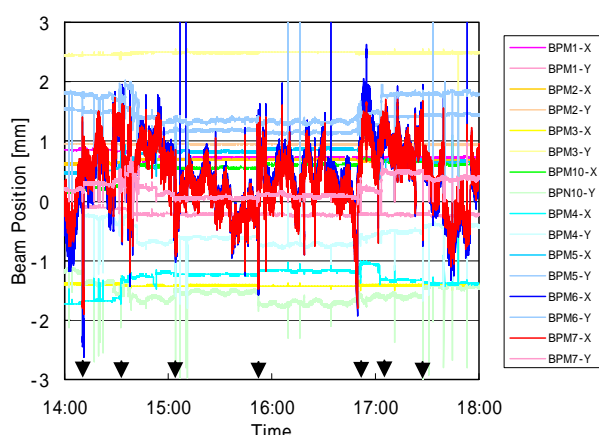


図4 . ビーム位置の測定例。

横軸に時間、縦軸に各BPMの水平方向および垂直方向のビーム位置を示した。▼は電子ビームを顕著に調整した時間を示す。また、BPM6,7-X(水平方向)は電子ビームのエネルギー変動によりビーム位置が顕著に変動している。

4 . まとめ

ビーム位置計測システムのPC画面には各BPMの4電極の検波電圧、現在のビーム位置、ビーム位置の履歴を表示させた。これにより、ビームが通過している全BPMのビーム位置がこのシステムにより、常時表示可能となり、ビーム軌道の調整が非常に容易になった。

この規模の電子線形加速器でこれだけの数のBPMを導入することは極めてまれであるが、複数のBPMで同時に測定することによって電子ビームのエネルギー変動がわかり、アクロマトなビーム調整を可能にすることができ、加速器の調整に非常に役に立っている。特にFELの発振調整には不可欠な装置となっている。

参考文献

- [1] K.Ishiwata, et al., “Development of Beam Position Measurement System at LEBRA” Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, (August 4 - 6, 2004, Funabashi Japan)
- [2] K.Ishiwata, et al., “Influence of Harmonics on the Output Signal of Beam Position Monitor Installed near the Slit” Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, (August 4 - 6, 2004, Funabashi Japan)