

# エネルギー回収型クライオ電子リニアックを基盤とするコンパクト 空間干渉 X 線源: X 線放射源の基本設計

## COMPACT AND SPATIALLY COHERENT X-RAY SOURCE BASED ON CRYOGENIC ERL: BASIC DESIGN OF THE X-RAY RADIATOR

早川 恭史<sup>\*A)</sup>, 佐藤 勇<sup>B)</sup>, 竹中 久貴<sup>C)</sup>, 玄 知奉<sup>C)</sup>, 遠藤 克己<sup>C)</sup>

Yasushi Hayakawa<sup>\*A)</sup>, Tisamu Sato<sup>B)</sup>, Hisataka Takenaka<sup>C)</sup>, Chibon Hyon<sup>C)</sup>, Katsumi Endo<sup>C)</sup>

<sup>A)</sup>Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science, Nihon University,  
Narashinodai 7-24-1, Funabashi 274-8501, Japan

<sup>B)</sup>Advanced Research Institute for the Sciences and Humanities, Nihon University, Goban-cho 12-5,  
Chiyoda-ku, Tokyo 102-8251, Japan

<sup>C)</sup>Toyama Co., Ltd., 4-13-16, Hibarigaoka, Zama, Kanagawa, Japan

### Abstract

The development of spatially coherent X-ray generator based on the compact energy recovery linac (ERL) has been studied in collaboration with Nihon University, High energy accelerator research organization (KEK) and Toyama. In this novel source, parametric X-ray radiation (PXR), which is a radiation phenomenon caused by the interaction between a charged particle and a crystal medium, is used for X-ray production. Thus, a thin crystal plate such as silicon or diamond irradiated with the electron beam from the ERL acts as an X-ray radiator. Since the acceptance of the deceleration tube restricts the emittance growth of the electron beam at the radiator, we define the maximum thickness of the radiator crystal as 0.2 mm. Under this condition, the properties of the available PXR beam were investigated using Monte Carlo simulations. The results show possibility of X-ray photon rate higher than  $10^9$  /s when the electron beam current is 30  $\mu$ A.

## 1. はじめに

エネルギー回収型冷却電子リニアックを基盤とする空間コヒーレントな X 線源の開発計画が進行中である。X 線の放射原理としてパラメトリック X 線放射 (PXR: parametric X-ray radiation) を採用しており、結晶ターゲットに電子ビームを照射することにより X 線を生成する。PXR によるエネルギー可変単色 X 線源は日本大学電子線利用研究施設 (LEBRA: Laboratory for Electron Beam Research and Application) において実用化研究が行われており、特にイメージング分野において成果が得られている [1, 2, 3]。本開発計画は、日大での成果に基づいて立案されたものであり、(株)トヤマと日本大学、および高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の研究者の共同研究として進められている。

PXR を X 線源として利用するためには数 10 MeV のエネルギーの電子ビームが必要であるが、結晶という固体ターゲットを通過するため、シンクロトロンのように複数回周回して実効的なビーム電流を稼ぐタイプの加速器は不向きである。したがって、平均電流の大きな電子リニアックが適しているといえるが、ここで問題となるのがビームダンプ等で発生するバックグラウンド放射線である。ビームダンプの材質としてカーボンのような軽元素物質を採用したとしても中性子の発生は免れず、ビームのハローがビームダクトなどで失われた結果として発生する制動放射の影響も無視できない。ビーム電流を増やせば X 線線量の向上が期待できるが、バックグラウンド放射線に対する遮蔽も増強しなければならなくなる。加速器そのものよりも放射線遮蔽によってシステム全体の大きさが決まるため、PXR を基盤とする

コンパクトな放射光源の実現の障害となっている。

以上をふまえ、本計画では C バンドのエネルギー回収型リニアック (ERL: energy-recovery linac) を光源加速器として開発し、大電流ビームと低バックグラウンド放射線の両立を目指すこととなった [4]。この ERL 実証機は、RF 系に投入可能な予算の制約もあって、電子エネルギーを 75 MeV とした。この電子エネルギーに基づき、PXR 放射源である結晶に関わるシミュレーション研究や真空槽周辺の基本設計を行った。それらについて報告する。

## 2. 結晶ターゲットの仕様

### 2.1 ターゲットによる電子ビームの劣化

PXR は相対論的な荷電粒子が周期ポテンシャルを持つ媒質である結晶と相互作用することによって発生する電磁放射現象であるが、制動放射とは異なり、荷電粒子の減速や軌道の偏向に対する依存性は非常に小さい [5]。しかしながら、ある程度の X 線収量を得ようとすれば厚い結晶を用いる必要があり、PXR の生成とは独立したインコヒーレントな散乱現象による電子ビームの品質劣化が問題となる。具体的には電離損失および放射損失によるエネルギー損失と、電子の多重散乱によるビームエミッタンスの増大である。いずれの効果も原子番号の大きな重い物質で大きくなるため、ターゲットに用いる材質としては軽元素物質が好ましい。完全結晶としての入手性を考慮すると、ダイヤモンドとシリコンが候補となる。シリコンは完全性の良い高品質の結晶が商業的に入手可能であり、ダイヤモンドも近年になって比較的質の良い単結晶が製作可能となりつつある [6]。熱に対する耐性が高く、格子定数が小さく発生する X 線のエ

\*yahayak@lebra.nihon-u.ac.jp

エネルギーを高くしやすいなど、物性的にはダイヤモンド結晶の方が優れている。このような事情から、本計画においてはシリコン単結晶を放射源として用いた実証実験を進めつつ、並行してダイヤモンド結晶ターゲットの製作とPXR線源としての基礎研究を行っていくことにした。

まず、許容可能なターゲット結晶の厚さを決めるため、電離損失と放射損失、および多重散乱を考慮したモンテカルロ・シミュレーションを行った。Figure 1はその結果の一例であり、シリコン、ダイヤモンド共に厚さ0.2 mmの場合の、ターゲット通過後の電子ビームのエネルギースペクトルと発散角度の分布である。電離損失に関しては、シリコンの場合で80 keV、ダイヤモンドで150 keV程度であるので、エネルギー回収に大きな支障は出ないと考えられるが、放射損失で数MeV以上のエネルギーを失う電子の比率が1%前後になってしまう。減速管到達までのビームロスによるバックグラウンド放射線の発生を抑制するためには、0.2 mmあたりが結晶厚の上限と考えられる。

一方、ターゲット内における多重散乱の結果として、電子ビームの発散角が5~6 mrad程度に増大する。電子ビームの規格化エミッタンスはターゲット前後で保存しないが、エミッタンスの悪化を抑えるためにはターゲットでのビームサイズをできるだけ小さくする必要がある。Figure 1(b)の場合、ビームサイズはターゲット前後でほとんど変わらずrms半径0.1 mmであるので、規格

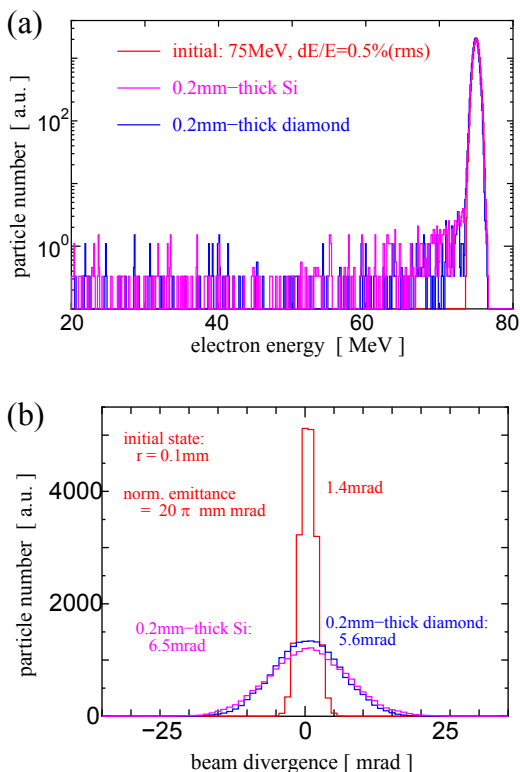


Figure 1: (a) Energy spectra of electrons after passing through a 0.2-mm-thick target of silicon or diamond; (b) Angular distributions of the electrons after passing through the target.

化エミッタンスはシリコンの場合は  $95\pi$  mm-mrad、ダイヤモンドの場合は  $82\pi$  mm-mrad に増大する。これ以上のエミッタンス悪化の許容は減速管の設計を困難にする。また、ビームサイズをさらに小さくするのは、ビーム輸送系の設計の問題やターゲットの熱的破損のリスクといったことから難しい。この観点からも、ターゲット結晶の厚さの上限を0.2 mm とするのが合理的と考えられる。

## 2.2 ターゲット結晶の形状

PXR の特徴として X 線エネルギーが電子ビームのエネルギーにほとんど依存しないことが挙げられる。入射電子のエネルギーと運動量、速度をそれぞれ  $E, \mathbf{p}, \mathbf{v}$  とすると、単位ベクトル  $\boldsymbol{\Omega}$  に沿った方向に放射される PXR エネルギー  $\hbar\omega$  は、

$$\hbar\omega \approx \hbar \left( \frac{\omega}{c} \boldsymbol{\Omega} - \mathbf{g} \right) \cdot \frac{\mathbf{p} c^2}{E} = \frac{\hbar c |\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}|}{c - \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\Omega}}, \quad (1)$$

と表される [7]。ここで、 $\mathbf{g}$  はターゲット結晶の逆格子ベクトルであり、 $\mathbf{v}$  と  $\mathbf{g}$  の成す角の余角が Bragg 角に相当する。日大の PXR 線源は、運用開始以来一貫してターゲット結晶を Bragg ケースと呼ばれる配置にして使用しており、X 線エネルギーを高くするために Bragg 角を小さくすると電子が通過する結晶の実効厚が大きくなる。日大 PXR 線源の場合、ターゲットの板厚は通常 0.2 mm であるが、実効厚 1~2 mm の状態で用いることが多い。本計画では 0.2 mm をターゲット結晶の実効厚の最大の目安とするので、Bragg ケースで運用するのは難しい。したがって、Laue ケースと呼ばれる配置で運用するのを基本とする。

Laue ケースでは Bragg 角を変えることによる実効厚の変化は大きくないが、Bragg 角が  $30^\circ$  付近では無視できなくなる。また実際の加速器の運転を考えると、ターゲット結晶が薄くエミッタンスの悪化が少ない状態から加速器の調整を始め、最適な運転パラメータを探索しながら徐々に結晶を厚くしていくのが望ましい。結晶の端の部分に楔状に加工しておけば、並進ステージを用いたターゲットの挿入・退避駆動によって電子が実際に通過する結晶厚を調整することができる。ダイヤモンド結晶の場合は容易ではないが、シリコン結晶なら十分可能である [8]。今回、試験用として Fig. 2 のような寸法のシリコン結晶を用意することにした。電子ビームが当たるところは厚さ 0.2 mm に削り、さらに端の部分に  $3^\circ$  の傾斜で楔状にする。Si(111) 面が Laue ケースの結晶面として働くように方位を選ぶが、同時に Si(220) 面

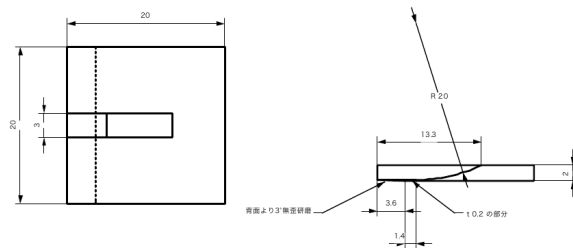


Figure 2: Dimensional parameters of the silicon target crystal.

が Bragg ケースの結晶面となるようにしておく。そうすることで、結晶の交換をしなくとも Bragg 角が  $45^\circ$  を超える後方にエネルギーの低い PXR を取り出すことが可能となる。

### 2.3 ターゲット結晶の熱負荷

エミッタンスの悪化を抑えるためには、可能な限りターゲット上での電子ビームサイズを小さくする必要はある。しかしながら、電離損失によって電子からターゲットへ移動するエネルギーも局所的に集中することとなり、熱的な問題が深刻となる。実際、日大 PXR 線源においても何度かターゲット結晶の破損を経験している<sup>[9]</sup>。そこで、厚さ 0.2 mm のシリコン結晶における電子ビームサイズと局所的な温度上昇の関係を、オープンソースの有限要素コード FreeFEM++ を使った計算で調べた<sup>[10]</sup>。この計算では、1 個の電子が電離損失で失うエネルギーを一般的な Bethe-Bloch の式から 80 keV と見積り、それが全てターゲット内で熱になると仮定した。マクロパルスのビーム電流を 200 mA とすると、マクロパルスの持続時間内では 16k W の熱負荷が掛かることになる。媒質の誘電的な効果による電離損失の減少や、2 次電子放出や赤外～可視光の放射によって即発的にターゲットの外に逃げるエネルギーは考慮していないので、この熱負荷は過大気味の評価である<sup>[11]</sup>。

Figure 3 はターゲット上の電子ビーム rms 半径をパラメータとして、ターゲットの最高温度をマクロパルスの持続時間の関数としてプロットしたものである。想定しているターゲットの形状は、楔状に緩やかに厚さが変化する箇所を除いて Fig. 2 とほぼ同じである。また、ターゲットの厚さ 2 mm の部分は  $0^\circ\text{C}$  の熱浴に接触し、十分に冷却されているものとした。Figure 3 をみると、ビーム半径 0.1 mm では  $2\ \mu\text{s}$  を少し超えたあたりで融点に達してしまう。少し集束し過ぎると温度上昇がより急峻となって結晶の破壊の可能性が高まるので、当面はマクロパルス幅を最大で  $1.5\ \mu\text{s}$  程度にして試験

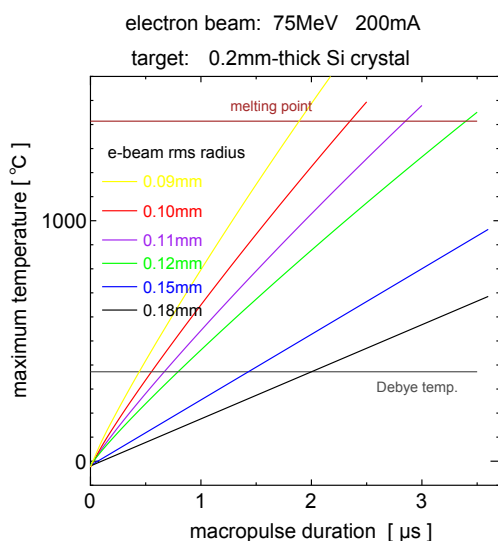


Figure 3: The maximum temperature at the target caused by the ionizing loss of the electron beam in a macropulse duration, where the electron rms radius is a parameter.

運転を行い、運転パラメータの探索を行うのが現実的と思われる。また、温度因子による X 線散乱強度の低下を考えると Debye 温度を大幅に超えることは避けた。将来的には、減速管のアクセプタンスの向上により 0.15~0.2 mm の電子ビームが許容できるようになるのが望ましい。

### 3. 真空槽とゴニオメータの仕様

本計画では日大の 2 結晶型 PXR 発生装置とは異なり、真空下に設置する結晶はターゲット結晶のみであり、反射用の結晶は真空から X 線を取り出した後に用いるオプション的な位置付けである<sup>[12]</sup>。これは ERL の実現によりバックグラウンド放射線が減り、線源の周辺にアクセスしやすくなるという思想によるものである。結晶の位置精度を担うゴニオメータも真空用は 1 台だけなので、真空槽も内径 500 mm のコンパクトなもので十分となる。Figure 4 は今回設計した、PXR 放射部の真空槽とそこに収められるターゲット結晶用ゴニオメータの外観図である。

#### 3.1 X 線窓と取り出し可能な X 線エネルギー

反射用の結晶が無く、ターゲット結晶からの PXR を直接取り出して利用することになるが、この場合は PXR の放出方向が X 線エネルギーに応じて大きく変わるため、X 線取り出し窓が実際に利用可能な X 線の帯域を決めることになる。散乱角の変化に対応するために開口を大きくすると、真空槽の機械的強度や真空の保持が問題となる。今回は Laue ケース用の前方方向と Bragg ケース用の後方方向の 2 か所に X 線取り出し窓を設置した。各々、横 400 mm、縦 26 mm のスリット状の窓であり、窓材としては厚さ 0.125 mm のアルミ蒸着ポリイ

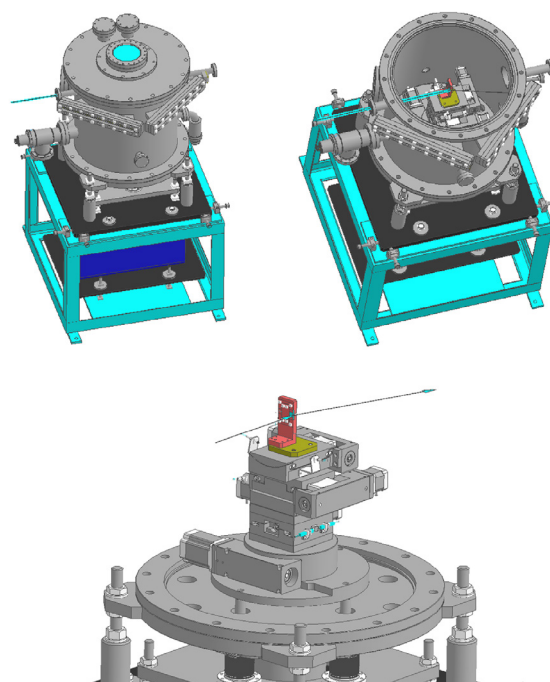


Figure 4: Drawings of the appearance of the vacuum chamber and the goniometer for the radiator crystal.

ミド膜を採用する。

窓のサイズで制約されるため、Laue ケースで取り出し可能な Bragg 角の最小値は  $8^\circ$  である。このままでは透過力の強い、高エネルギー X 線を得るのが難しいため、Bragg 角が  $3^\circ$  (散乱角としては  $6^\circ$ ) となる方向に取り出しポートを別途設けることにした。各々の窓や高エネルギー用ポートから取り出される PXR のエネルギーはターゲットに用いる結晶の種類や結晶面に依存するが、シリコンおよびダイヤモンドの主な結晶面については Table 1 にまとめて示す。ここでのエネルギーの値は、あくまでも散乱角が Bragg 角のちょうど 2 倍となる PXR ビームの幾何学的中心のエネルギーである。

### 3.2 ゴニオメータの仕様

ターゲット結晶の方位を制御するゴニオメータは 5 軸の駆動軸を持つように設計した。各軸の役割は、下から Bragg 角調整用の  $\theta_z$  軸、ターゲットの挿入・退避用の X および Y 軸、ターゲット結晶のあおり角を調整するための  $\theta_x$  軸、 $\theta_y$  軸である。動力には超高真空用ステップモータを用い、全て真空内に設置される。各駆動軸の仕様を Table 2 に示す。

Table 2: Specification of Each Driving Axis of the Goniometer for the Target

Axis	Driving range	Resolution (full step)
$\theta_z$	$\pm 45^\circ$	$62.8 \mu\text{rad}$
X	$\pm 10 \text{ mm}$	$2 \mu\text{m}$
Y	$\pm 10 \text{ mm}$	$2 \mu\text{m}$
$\theta_x$	$\pm 10^\circ$	$52.4 \mu\text{rad}$
$\theta_y$	$\pm 10^\circ$	$35.0 \mu\text{rad}$

$\theta_z$  軸は正負どちらの方向にも動くことができるため、同じターゲット結晶を用いながら Laue ケースと Bragg ケースを切り替えることが可能である。また、半導体センサーを用いたりリミットスイッチが放射線で容易に故障することがこれまでの経験からわかっているため、高精度の機械接点式リミットスイッチを各軸に採用した。

### 3.3 ターゲットホルダー

ターゲット結晶には電子ビームの照射による熱負荷が加わるので、それを保持するホルダーの材質として熱伝導の良い無酸素銅を用いる。真空槽内のモータの発熱でゴニオメータが加熱するため、真空環境下で使用できる断熱材をゴニオメータと結晶ホルダーの間に挿入して熱的に分離する必要がある。また、真空槽内に銅ブロックを低温熱浴として設置し、これと結晶ホルダーを熱接触させて結晶を冷却することにした。ホルダーと熱浴の間の熱伝導を担う材質として、銅メッシュやグラファイトなどを今後試験していく必要がある。真空槽の天井部には導入ポートが設けられており、ここから冷媒を導入して熱浴の銅ブロックを冷却できるようにしている。冷媒としては液体窒素が理想的ではあるが、コストや安全面での制約もあるため、一般的に使われている不凍液なども試す必要がある。

## 4. 期待される PXR ビームの特性

PXR の空間プロファイルは他の相対論的な放射現象と同様に  $1/\gamma$  に依存する。プロファイルの中では X 線エネルギーが eq. (1) に従って変化しており、空間チャープとも表現できる状態となっている<sup>[13]</sup>。電子エネルギーが低くなっても中心エネルギーや局所的なエネルギー広がりほとんど変わらないが、X 線ビーム全体では空間プロファイルが広がる分、そのエネルギー分布も広がる。また、PXR 自体の空間分布は中心が谷となるホロービーム状となっているが、電子ビーム軸に対して傾きを持つ電子の寄与により、実際に観測される PXR ビームは谷が埋まって平坦化されたものになる<sup>[14, 15]</sup>。

本計画で得られる PXR ビームについて、電子ビームがターゲット結晶内で受けるエネルギー損失や多重散乱の影響をモンテカルロ法で取り入れた計算を実施した。電子ビームの条件はエネルギー 75MeV、エネルギー広がり (rms) 0.25%、規格化エミッタンス  $10\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、rms 半径 0.1 mm とした。ターゲットについては Laue ケースに配置された Si 結晶という条件で計算し、ターゲットから 1 m 離れた位置での強度プロファイルとして求めた。その結果の典型的な例が Fig. 5(a) であり、ターゲットが厚さ 0.2 mm の Si(111) 結晶で Bragg 角が  $10^\circ$  の場合のものである。また、Fig. 5(b) は場所毎の X 線エネルギーをプロットしたもので、PXR の特徴である線形なエネルギー変化が見て取れる。ここで、各 3D プロットの x は水平方向、y は垂直方向を表し、空間メッシュの大きさは  $0.273 \text{ mm} \times 0.273 \text{ mm}$  である。Bragg 角  $10^\circ$  では X 線エネルギーが 11 keV 前後であるため結晶内での吸収が比較的強く、結晶内の散乱で発散角が大きくなったビームの寄与が相対的に大きくなる。その結果として、空間プロファイルの中心部の谷が埋まり比較的平坦になっている。Figure 6 は同様の計算を、高エネルギー用取り出しポートの条件に相当する Bragg 角  $3^\circ$  で実施した結果である。中心エネルギー 37 keV と高いエネルギーが得られる半面、空間チャープによるエネルギーの変化量が大きく、その線形性も悪くなっている。また空間プロファイルもピークが低エネルギー側にずれた非対称な形状となってしまふ。このポートから取り出した PXR ビームを応用する場合、これらの特性に注意を払う必要がある。

空間プロファイルを積算して PXR の全取量とし、PXR の中心エネルギー (幾何学的な中心) を横軸として、結晶面や Bragg 角などが異なるいくつかの条件について

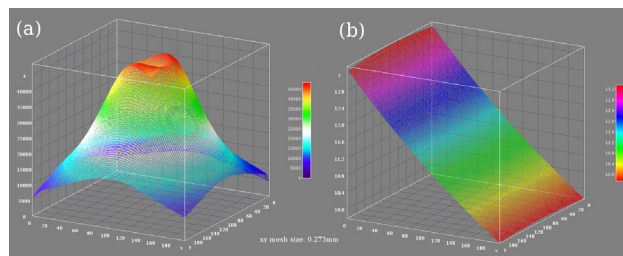


Figure 5: The spatial distributions of the PXR intensity (a) and the PXR energy (b) observed at a 1-m distance from a 0.2-mm-thick Si(111) target when the Bragg angle is  $10^\circ$ .

Table 1: Energy Range of PXR Extracted from Each Exit Window

Exit	Bragg angle	Si(111)	Si(220)	Si(311)	C(111)	C(220)
Laue-case window	8 – 41°	3.0 – 14 keV	4.9 – 23 keV	5.7 – 27 keV	4.6 – 21 keV	7.5 – 35 keV
Bragg-case window	49 – 82°	2.0 – 2.6 keV	3.2 – 4.3 keV	3.8 – 5.0 keV	3.1 – 4.0 keV	5.0 – 6.5 keV
High energy port	3°	37 keV	61 keV	72 keV	57 keV	93 keV

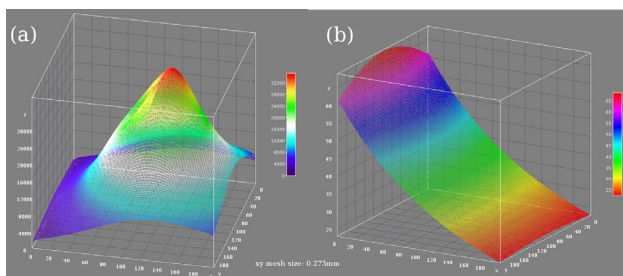


Figure 6: The spatial distributions of the PXR intensity (a) and the PXR energy (b) observed at a 1-m distance from a 0.2-mm-thick Si(111) target when the Bragg angle is 3°.

プロットしたものが Fig. 7 である。縦軸は電子ビーム 1  $\mu\text{A}$  で規格化してあり、横軸のエラーバーは空間プロファイルの半値幅の間で空間チャープにより変化するエネルギー幅を表している。シリコン結晶でも、エネルギーによってはビーム電流 30  $\mu\text{A}$  で  $10^9$  photons/s 以上の線量が見込めそうである。

## 5. まとめと今後の予定

日大とトヤマ、KEK の共同で進めている ERL による PXR 線源の開発において、X 線放射源となるターゲット結晶に関する検討を行った。Laue ケースのシリコンおよびダイヤモンドの単結晶を用いることにし、その厚さの上限を 0.2 mm と決めて放射源周辺機器の設計を進めた。その前提に基づいて、結晶にシリコンを用いた場合のモンテカルロ・シミュレーション計算を行い、期待される X 線プロファイル等が得られた。

収量については結晶厚の上限 0.2 mm というのが制約

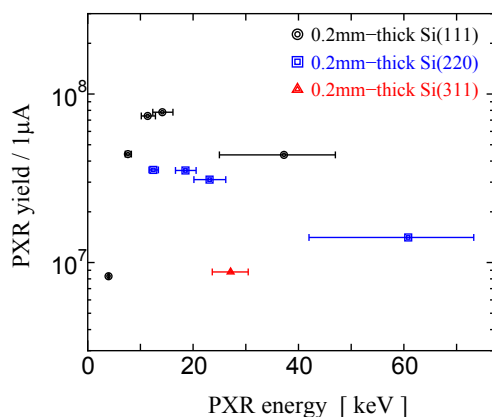


Figure 7: The PXR yield normalized by of 1- $\mu\text{A}$  electron beam as functions of the PXR center energy.

となっているが、30  $\mu\text{A}$  程度のビーム電流が得られれば  $10^9$  photons/s 以上の X 線線量が期待できる。しかしながら、30 keV 以上の PXR の発生についてはダイヤモンド結晶のほうが有利である<sup>[16]</sup>。今後、ダイヤモンド単結晶をターゲットに用いる場合についての検討を進め、シリコンと同様にシミュレーション計算等を行っていく予定である。

## 参考文献

- [1] 早川恭史, 加速器 **6** (2009) 166.
- [2] Y. Takahashi, Y. Hayakawa, et al., X-Ray Spectrom. **41** (2012) 210, doi: 10.1002/xrs.2403.
- [3] Y. Hayakawa, et al., J. of Instrumentation **8** (2013) C08001, doi: 10.1088/1748-0221/8/08/C08001.
- [4] I. Sato, et al., Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Tsukuba (2011) 155, [http://www.pasj.jp/web\\_publish/pasj8/proceedings/oral/WELH01.pdf](http://www.pasj.jp/web_publish/pasj8/proceedings/oral/WELH01.pdf)
- [5] V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, Nucl. Instrum. & Methods **228** (1985) 490.
- [6] Q. Liang, et al., J. of Superhard Materials **35** (2013) 195.
- [7] H. Nitta, Phys. Lett. A **158** (1991) 270.
- [8] Y. HAYAKAWA, K. HAYAKAWA, et al., IL NUOVO CIMENTO **34C** (2011) 253, doi: 10.1393/ncc/i2011-10910-2.
- [9] Y. Hayakawa, et al., Proceedings of the 1st Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 29th Linear Accelerator Meeting in Japan, Funabashi (2004) 60, [http://www.pasj.jp/web\\_publish/pasj1\\_lam29/WebPublish/4B05.pdf](http://www.pasj.jp/web_publish/pasj1_lam29/WebPublish/4B05.pdf)
- [10] <http://www.freefem.org/ff++/>
- [11] R. M. Sternheimer, Phys. Rev. D **3** (1971) 3681.
- [12] Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, T. Tanaka, Nucl. Instrum. and Meth. B **227** (2005) 32, doi: 10.1016/j.nimb.2004.06.028.
- [13] M. Inagaki, Y. Hayakawa, et al., Jpn. J. Appl. Phys. **47** (2008) 8081, doi: 10.1143/JJAP.47.8081.
- [14] A. V. Shchagin, V. I. Pristupa, N. A. Khizhnyak, Phys. Lett. A **148** (1990) 485.
- [15] Y. Hayakawa, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1044.
- [16] Y. Hayakawa, et al., Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagoya (2013) 1221, [http://www.pasj.jp/web\\_publish/pasj10/proceedings/PDF/SUP1/SUP111.pdf](http://www.pasj.jp/web_publish/pasj10/proceedings/PDF/SUP1/SUP111.pdf)