

修士論文  
軟X線の逆コンプトン散乱による高エネルギー  
光子ビームの開発

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
岡部 雅大

令和元年



# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>3</b>
1.1	物理的背景	3
1.2	逆コンプトン散乱	4
1.3	残留ガス制動放射	5
1.4	本研究の目的	5
<b>第2章</b>	<b>ニュースバルにおける高エネルギー光子ビーム生成</b>	<b>7</b>
2.1	生成手法	7
2.2	得られる光子ビームの特徴	7
<b>第3章</b>	<b>実験セットアップとその整備</b>	<b>11</b>
3.1	ニュースバル BL07A	11
3.2	軟X線検出器系	13
3.2.1	ワイヤースキャナー	13
3.2.2	蛍光板モニター	14
3.3	軟X線反射系	16
3.3.1	多層膜ミラー	17
3.3.2	ミラーホルダー・ステージ	17
3.4	ガンマ線検出器系	19
3.4.1	ビームプロファイルモニター (BPM)	19
3.4.2	PWO 検出器	21
<b>第4章</b>	<b>ミラー製作</b>	<b>23</b>
4.1	ガラス基板の製作	23
4.1.1	応力シミュレーション	23
4.1.2	ジグ製作	25
4.1.3	湾曲作業	25
4.1.4	ニュートンフリンジによる曲面の評価	26
4.2	多層膜形成と反射率評価	28
<b>第5章</b>	<b>検出器性能評価</b>	<b>31</b>
5.1	テスト実験の概要	31
5.2	軟X線ワイヤースキャナー	31
5.3	ビームプロファイルモニター (BPM)	38
5.4	PWO 検出器	46



# 第1章 序論

## 1.1 物理的背景

素粒子であるクォーク、グルーオンの力学、すなわち、強い相互作用は量子色力学により記述される。我々に比較的身近な粒子として認知されている陽子や中性子に代表されるハドロンは、まさに強い相互作用により形作られている粒子である。1818年に陽子が発見されてから100年以上が経過した現在、数百のハドロンが認知されているが、未だ詳細不明なものや存在自体が未知のものが数多く存在している。

これまでに発見されてきたハドロンはほとんどが、バリオンならクォーク3つ ( $qqq$ ) から、メソンならクォークと反クォーク ( $q\bar{q}$ ) から構成される粒子として分類される。しかしながら、理論的には、これら以外の組成からなるハドロン、例えば“ $qqqq\bar{q}$ ” や “ $qq\bar{q}\bar{q}$ ” など、通常メソン・バリオン以外のエキゾチック粒子の存在を否定できない。また、量子色力学では、グルーオンが強い相互作用を媒介する粒子として存在する。グルーオンが、量子電磁力学における電磁気力の媒介粒子である光子と違い、自己相互作用する粒子として記述されている。これは、グルーオンからのみ構成されているハドロンである“グルーボール”や、クォークと反クォーク対に顕わにグルーオンの自由度を含んだ“ハイブリッド中間子”の存在を可能にするものである。これら、通常メソンやバリオンから逸脱した“奇妙なハドロン”がほとんど発見されていない事を我々はどのように理解すれば良いのか、これはハドロン物理の目指す目標の一つといえる。

グルーボールやハイブリッド中間子の存在は、第一原理計算に基づく格子量子色力学 (Lattice QCD) シミュレーションによっても示唆されており、それらの基底状態もしくは低励起状態の質量は  $1.5\text{--}2.5\text{ GeV}/c^2$  の領域に预言されている [1][2][3]。このように重いハドロン粒子を光生成するには、生成閾値を超える  $2.7\text{--}5.8\text{ GeV}$  の光子ビームが必要となる。現在、国内で行われているハドロン光生成実験で得られる光子ビームのエネルギーは、SPring-8 で推進している LEPS・LEPS2 実験の  $2.4\text{ GeV}$  が最高であり、グルーボールやハイブリッド中間子の光生成にはエネルギーが不十分である。本研究は、このような状況下において光子ビームのエネルギーを飛躍的に上げる新しい試みを開発するものである。

## 1.2 逆コンプトン散乱

本論文では、高エネルギー光子ビームを生成するために、逆コンプトン散乱による入射光子のエネルギー増幅を採用する。逆コンプトン散乱は光子と高エネルギーで運動する電子の非弾性散乱によって光子がエネルギーを得る現象である。電子と光子の散乱であることはコンプトン散乱と同等であるが、エネルギーの授受関係が逆であり、低エネルギーの光子が高エネルギーの電子からエネルギーを供与されるため区別している。

逆コンプトン散乱によるガンマ線のエネルギー増幅を説明する。4元運動量  $(E, \vec{p})$  の電子と  $(k, -\vec{k})$  の光子が散乱し、 $(E', \vec{p}')$  の電子、 $(k', \vec{k}')$  の光子となったとする。このとき、相対論的不変量より、

$$E^2 - \vec{p}^2 = m^2 \quad (1.1)$$

$$k^2 - \vec{k}^2 = 0 \quad (1.2)$$

$$E'^2 - \vec{p}'^2 = m^2 \quad (1.3)$$

$$k'^2 - \vec{k}'^2 = 0 \quad (1.4)$$

となっている。ただし、 $m$  は電子質量で  $c=1$  としている。ここで、エネルギー保存則、運動量保存則より、

$$E + k = E' + k' \quad (1.5)$$

$$\vec{p} - \vec{k} = \vec{p}' + \vec{k}' \quad (1.6)$$

が成り立つ。また、入射電子と光子は正面衝突とし、入射電子と散乱後の光子、電子とが成す角をそれぞれ  $\theta$ 、 $\phi$  とする。このとき、運動量の内積として

$$\vec{p} \cdot \vec{k} = |\vec{p}| |\vec{k}| = \sqrt{E^2 - m^2} k \quad (1.7)$$

$$\vec{p} \cdot \vec{k}' = \sqrt{E^2 - m^2} k' \cos \theta \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

が成り立つ。 $(E', \vec{p}')$  についての相対論的不変量についての式 1.3 にこれらを代入すると

$$E'^2 - \vec{p}'^2 = m^2 \quad (1.10)$$

$$= (E + k - k')^2 - (\vec{p} - \vec{k} - \vec{k}')^2 \quad (1.11)$$

$$= m^2 + 2kE - 2k'E - 2kk' + 2pk + 2pk' \cos \theta - 2kk' \cos \theta \quad (1.12)$$

$$\Leftrightarrow k' = \frac{kE + pk}{E + k + (k - p) \cos \theta} \quad (1.13)$$

となる。 $m \ll E$ 、 $\theta \ll 1$  となることから近似を行うと、

$$k' = \frac{4kE^2}{4kE + m^2 + (E^2 - kE)\theta^2} \quad (1.14)$$

となる。また、相対論的效果により散乱角は狭められ、散乱後の光子エネルギー  $k'$  と放出角  $\theta$  は相関を持つ。

### 1.3 残留ガス制動放射

荷電粒子が原子核の近傍を通過する際、原子核の持つ電磁場の影響を受け進路が曲げられる。これによって荷電粒子から光子が放射される現象のことを制動放射という。電子蓄積リングにおいて逆コンプトン散乱によるガンマ線を生成する場合、加速器内部の残留ガスによる制動放射が必ず混ざる。加速器やビームライン中は真空引きされているもののビームパイプ内壁や内部設置部品から放出されるなどした残留ガスが存在し、これが制動放射を引き起こす原因となる。制動放射によるガンマ線のエネルギー分布は、エネルギー  $E_\gamma$  が上がるほど強度が急激に下がり、概ね  $1/E_\gamma$  に従うことが知られている [4][5]。また、制動放射によるガンマ線の典型的な拡がり角は、蓄積電子のエネルギーから決まる相対論的因子  $\gamma$  の逆数で表されることも良く知られている [4]。

### 1.4 本研究の目的

従来、逆コンプトン散乱による高エネルギー光子ビーム生成は、レーザーを電子蓄積リングへ入射・散乱させることにより行われてきた。例として、3.5 eV の紫外レーザーを 8 GeV の電子蓄積リング SPring-8 へ入射する LEPS、LEPS2 実験が挙げられ、式 (1.14) を基に計算すると最大エネルギー 2.4 GeV が得られている。一方で、1.1 節で述べた重いハドロン粒子の光生成過程を研究するには、より高いエネルギーの光子ビームが必要であり、更に高いエネルギーの電子蓄積リングが建設されない限り、実現は難しい。また、近年の電子蓄積リングの建設傾向は、電子ビーム・エミッタンスを向上させることに重点が置かれ、蓄積電子が低エネルギー化する方向で設計されている。SPring-8 の次期計画 (SPring-8-II) では、蓄積電子エネルギーが 8 GeV から 6 GeV になる予定である。電子エネルギーが低くなると、式 (1.14) から分かるように、逆コンプトン散乱で得られる光子ビームのエネルギーは電子エネルギーの 2 乗で低くなるため、影響が非常に大きい。このような状況下において、光子ビームの高エネルギー化を達成する新しいビーム生成手法が待たれている。

上記の問題点を解決する新手法として、本論文ではレーザー入射に代わって軟 X 線を蓄積リングへ入射する逆コンプトン散乱の開発 [6] を進めた。軟 X 線を用いるメリットとしては、光学技術の進歩により制御が容易になったこと、硬 X 線に比べて高い強度・散乱断面積が得られることが挙げられる。軟 X 線源として、電子蓄積リング自身に挿入されたアンジュレーターを用いることにより、数あるビームラインの一つとして比較的安価に高エネルギー光子ビーム生成を進めることもできる。本研究で想定している 92 eV の軟 X 線をアンジュレーターから得て、SPring-8-II の 6 GeV 電子蓄積リングへ 180 度反射・再入射することにより、図 1.4.1 のようなエネルギー・スペクトルが得られる。SPring-8 で紫外レーザーを用いた場合よりも、飛躍的に光子ビームのエネルギーが増大させられることが分かる。

本研究は、軟 X 線の逆コンプトン散乱により高エネルギー光子ビームを生成するために必要な技術を開発し、実際のビーム生成を強度やプロファイルの確認と共に実証することを

目的としたものである。実証実験は、西播磨にある SPring-8 の敷地内にある 1 GeV/1.5 GeV 電子蓄積リング・ニュースバル放射光施設 [7] において進めている。本論文では、ニュースバルにおける逆コンプトン散乱実証実験に向けて必要な軟 X 線反射ミラーの開発について説明する。また、実際に逆コンプトン散乱を起こす実験の前段階として、アンジュレーター放射軟 X 線および残留ガス制動放射を用いて、開発した検出器系の性能評価を行い、その結果をまとめた。

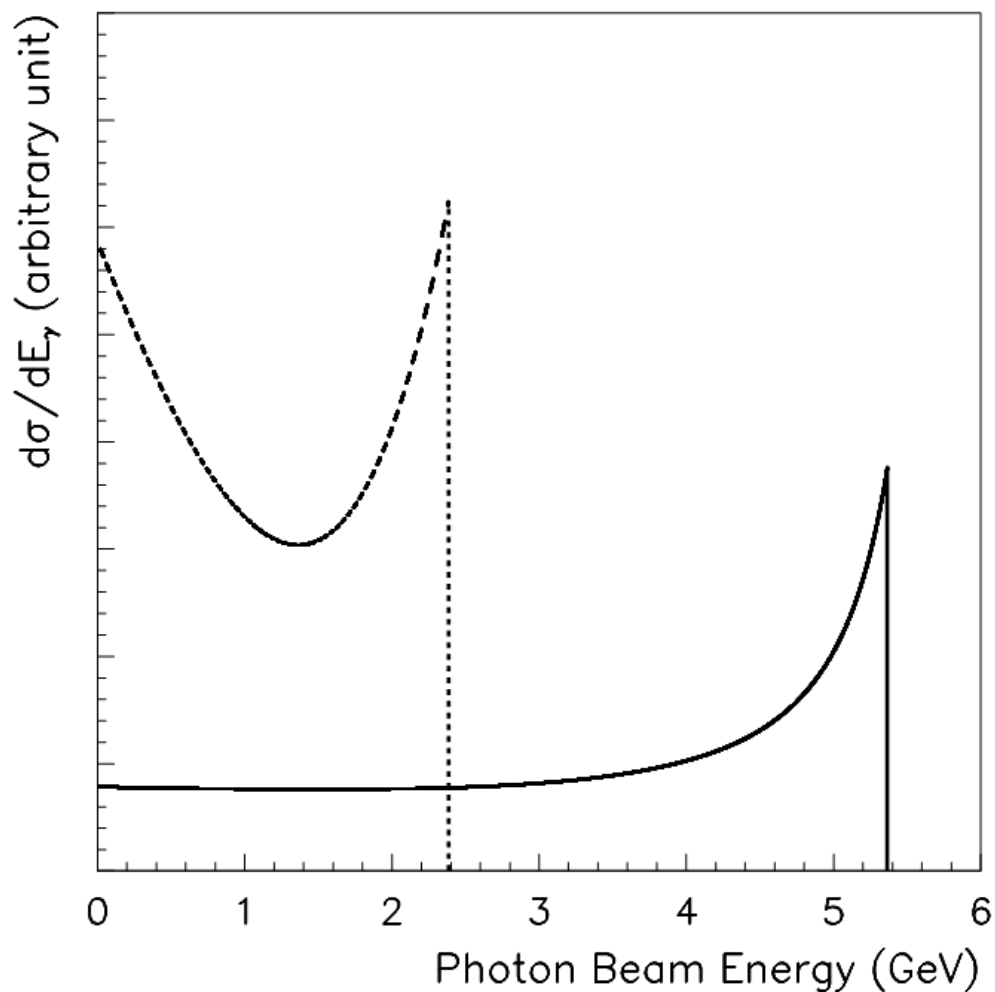


図 1.4.1: 6.0 GeV 電子に 92 eV 軟 X 線を当てたときの逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギースペクトル (実線)。8 GeV 電子に 3.5 eV 紫外レーザーを当てたときのスペクトルを点線で表す。



## 第2章 ニュースバルにおける高エネルギー光子ビーム生成

### 2.1 生成手法

ニュースバルにおいて高エネルギー光子ビーム (ガンマ線) を生成する基本的な方法は図 2.1.1 に示すとおりである。図中①:蓄積リングの直線分に設置された短尺アンジュレーターから放射される 92 eV の軟 X 線がビームラインを通り、最下流に示す Mo/Si 多層膜ミラーに到達する。図中②:多層膜ミラーで反射された軟 X 線は再び同じビームラインを通り蓄積リングに再入射する。図中③:蓄積リング中の 1 GeV または 1.5 GeV の電子と逆コンプトン散乱を起こし、ガンマ線へとエネルギー増幅される。180 度散乱されたガンマ線は、ビーム状にコリメートされており、ビームライン上に引き出される。

使用するニュースバル BL07 はアンジュレーターで軟 X 線を放射した後、A,B という 2 つのブランチの 1 方に振り分けられ、その操作は加速器トンネル内の切替鏡で行われる。今回の実験に際し、BL07A ビームラインの実験ホール部に軟 X 線検出器系を設置するための真空チェンバーと、多層膜ミラー系を設置するための真空チェンバーを設置した。また、逆コンプトン散乱や制動放射で発生したガンマ線はビームパイプを通過し加速器トンネル内を直進する。このガンマ線は加速器トンネルの壁に衝突し減衰するため、ガンマ線検出器系は加速器トンネル内の切替鏡下流部に設置した。軟 X 線検出器系、多層膜ミラー系、ガンマ線検出器系の光源からの距離はそれぞれ 14 m、16.7 m、8 m である。

### 2.2 得られる光子ビームの特徴

ニュースバルでは 1.0 GeV 定常運転と 1.5 GeV 蓄積運転の 2 つのモードで運転が行われている。蓄積リングのエネルギーが 1.0 GeV の時、入射光子として 92 eV の軟 X 線を用いた場合のエネルギースペクトルは図 2.2.1 のようになる。式 1.14 から求まるように、1.0 GeV 蓄積電子に対して入射光子を軟 X 線 (92 eV)、紫外レーザーとしたときに生成されるガンマ線の最大エネルギーは 585 MeV、50.9 MeV となる。軟 X 線を入射することでより高エネルギーのガンマ線が生成できることが分かる。1.5 GeV の場合も同様に、1018 MeV、112 MeV のガンマ線が生成される。また、式 1.14 から逆コンプトン散乱によ

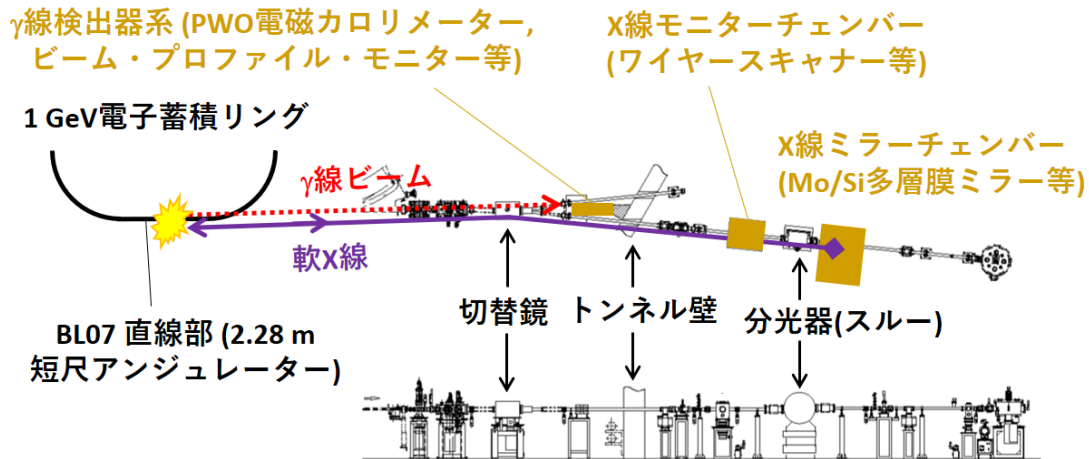


図 2.1.1: ニューサブールのビームライン 07A における高エネルギー光子ビームの生成方法  
 上方は上から見た図、下方は横から見た図である。

るガンマ線は図 2.2.2 に示すような角度依存性がある。ここから半値全幅を求めると、

$$\frac{4kE^2}{4kE + m^2 + (E^2 - kE)\theta_{1/2}^2} = \frac{1}{2} \frac{4kE^2}{4kE + m^2} \quad (2.1)$$

$$\theta_{1/2} = \sqrt{\frac{4kE^2 + m^2}{E^2 - kE}} \quad (2.2)$$

となり、蓄積電子が 1.5 GeV、軟 X 線が 92 eV のとき、1.20 mrad となる。散乱地点から 8 m 離れたガンマ線検出器では直径 9.6 mm 程度のビームが観測されると予想される。

次に、光子ビームの強度を考える。アンジュレーターから放射される 92 eV の一次光に含まれる光子数は、蓄積電流 300 mA に対して  $1.5 \times 10^{16}$  photons/sec/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1%bw である。ここで、光源ビームサイズは  $\sigma_x = 1.00$  mm、 $\sigma_y = 0.18$  mm、発散角は  $\sigma'_x = 0.342$  mrad、 $\sigma'_y = 0.280$  mrad とする。また、上で示した値は 92 eV で 0.1% の帯域幅に対する光子の個数である。本実験で用いるアンジュレーターの一次光スペクトルの FWHM は 13 eV であるから、これを掛けて  $13 \text{ eV} / 92 \text{ eV} \times 0.1\%$  が使用する波長に対応している。BL7B との切替鏡の反射率が 88% である。以上の値から、多層膜ミラーに届く光子数は  $3.21 \times 10^{16}$  photons/sec と求まる。ミラーでの反射は波長が 13.3 ~ 13.7 nm の範囲 (2.7 eV の帯域幅に相当) で反射率 65% となると期待され [8]、その後再び反射率 88% の切替鏡を通る。散乱全断面積は参考文献 [9] を基に計算すると、330 mb である。ここで、散乱面積を中心から光源ビームサイズの  $\pm 1\sigma$  の範囲にとる。長さ 3 m のアンジュレーターの範囲で散乱するとすると、電子の移動時間は  $3 \text{ m} / 3.0 \times 10^8 \text{ m/s} = 10^{-8} \text{ s}$  となる。加えて、電子と光子が互いに逆方向に進むので因子 2 を掛ける。つまり散乱に関する電子の数は  $300 \text{ mA} / 1.602 \times 10^{-19} \times 10^{-8} \times 2 = 3.74 \times 10^{10}$

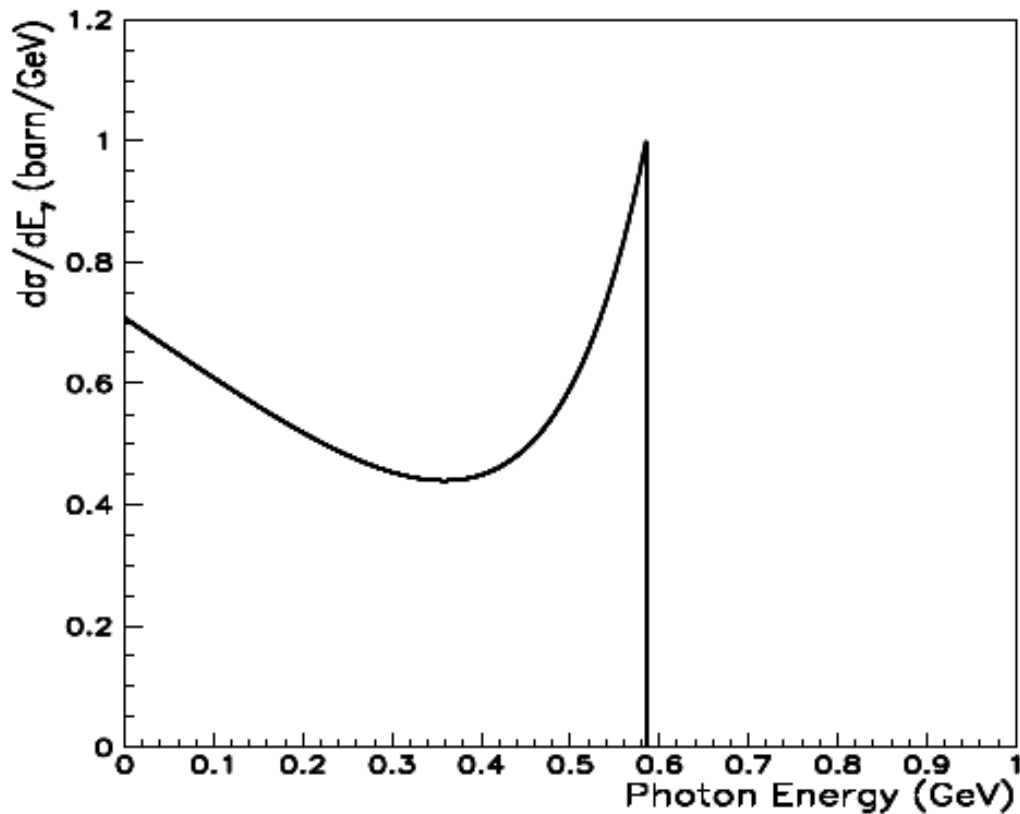


図 2.2.1: 1.0 GeV 電子に 92 eV 光子を当てたときの逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギースペクトル

個となる。以上のパラメーターから逆コンプトン散乱で生成される光子数を計算すると、

$$\begin{aligned}
 3.21 \times 10^{16} \text{ photons/sec} \times \frac{2.7}{13} \times 0.65 \times 0.88 \times 330 \text{ mb} / (2.00 \text{ mm} \times 0.36 \text{ mm}) \times 3.74 \times 10^{10} \\
 = 6537 \text{ counts/sec}
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

となる。これに対し、残留ガス制動放射のガンマ線強度が  $10^3$  counts/sec 程度と分かっており、強度的に十分に逆コンプトン散乱を検出可能である。

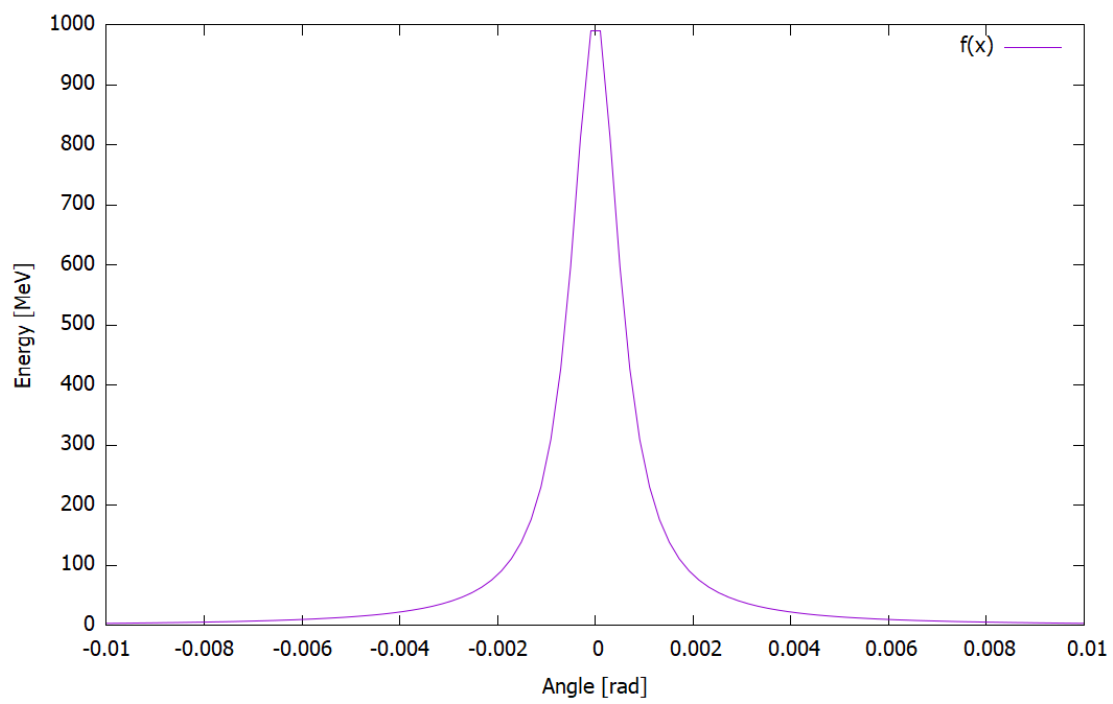


図 2.2.2: 逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギーの角度依存性

## 第3章 実験セットアップとその整備

本章では実験を行ったビームラインの詳細と各検出器について述べる。

### 3.1 ニュースバル BL07A

実証実験を実施する、ニュースバルの施設概要を図3.1.1に示す。この中で本研究はBL07ビームライン[10]において実施する。BL07ビームラインでは蓄積リング内アンジュレーターで生成された軟X線をビームラインに置かれた切替鏡によりBL07AおよびBL07Bと呼ばれる2つのブランチへ振り分けることが可能な構造となっている。本論文では、このBL07Aビームラインにおいてテスト実験を進めた。

アンジュレーターは磁石の極を交互かつ周期的に2列配置した挿入光源装置である。その磁場を通る電子は蛇行し、正弦波様の軌道となる。電子の軌道が曲げられることで制動放射によりX線が放射されるが、周期的に放射が起こるため重ね合わせにより特定の波長のX線が増幅される。増幅されるX線の波長（エネルギー）は、磁石列間のギャップ幅により調整できる。特徴的な値としてK値があり、

$$K = \frac{eB\lambda_u}{2\pi m_e c} \quad (3.1)$$

で定義される。ただし、 $e$ は電子の電荷、 $B$ は磁場、 $\lambda_u$ は磁場の周期長、 $m_e$ は電子質量、 $c$ は光速を示す。また、放射X線の強度は磁場周期数の2乗に比例する。本実験で使用したアンジュレーターのパラメーターは $B = 0.1099$  T、 $\lambda_u = 7.6$  cm、 $K = 0.78$ である。また、磁場周期数は28で全長は2.28 mである。

実証実験で用いるためにBL07Aビームラインへ新たに設置した装置は主に3つのサブシステムにより構築される。

1. アンジュレーターからの軟X線検出器系
2. 軟X線を反射させるための軟X線反射系
3. 逆コンプトン散乱で生成された高エネルギー光子を測定するためのガンマ線検出器系

以下に、個々の実験装置系に関する詳細を記述する。



図 3.1.1: ニューズバルの施設概要

## 3.2 軟 X 線検出器系

軟 X 線を蓄積リングへ向かって正確かつ効率的に反射・集光し、周回電子と衝突させるためには、アンジュレーターから放射される軟 X 線とその反射軟 X 線の位置およびプロファイルを精密に知る必要がある。そこで、ビームライン上に新しく真空チェンバーを設置し、ワイヤースキャナー検出器と蛍光板モニターをインストールした。それぞれは独立して駆動し、互いに干渉せずに動作する。X 線を下流の多層膜ミラーまで輸送するときは、これらの検出器・モニターは遠隔操作により、ビームラインから退避できるような構造を組み込んである。図 3.2.1 は実際に真空チェンバーへ導入されたワイヤースキャナーと蛍光板モニターの外観である。

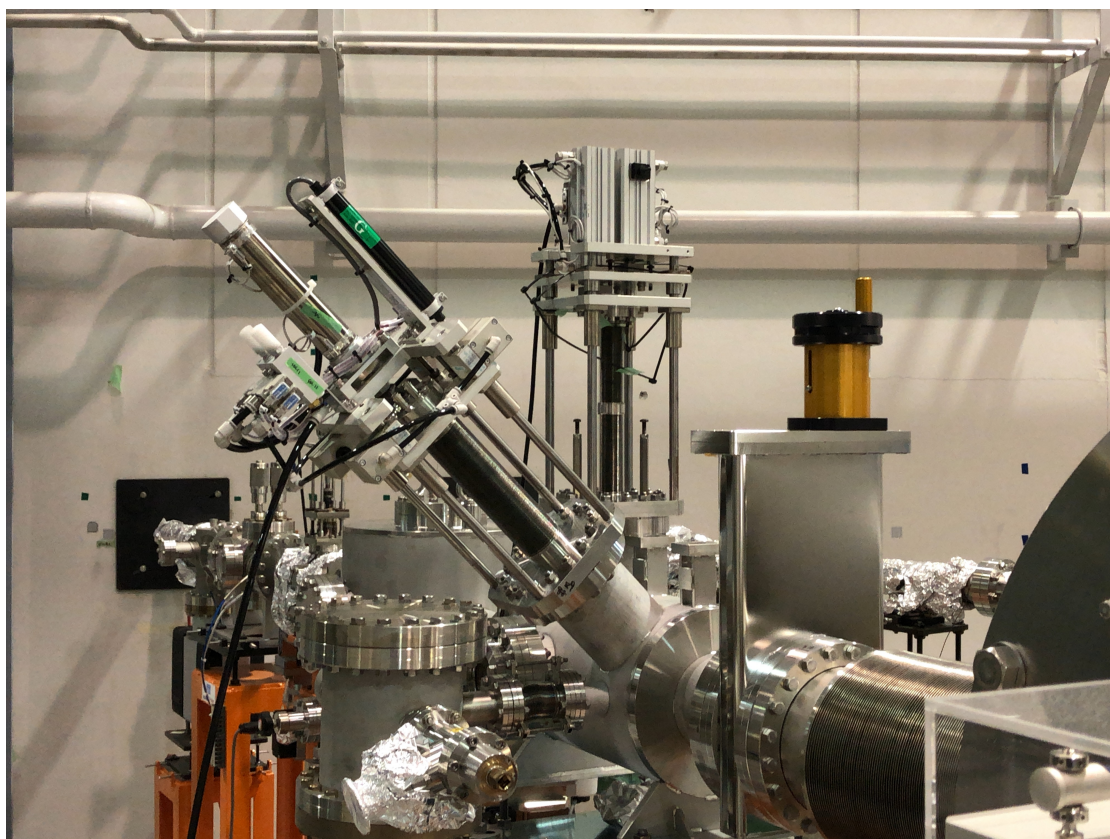


図 3.2.1: 実際のワイヤースキャナーと蛍光板モニターの外観

### 3.2.1 ワイヤースキャナー

図 3.2.2 に示すとおり、直径 0.2mm のタングステンワイヤー 2 本で構成されており、軟 X 線が当たると光電効果により電流が流れ、これをピコアンメーターで読んでいる。図 3.2.3 のように直角に張ったワイヤー 2 本を 45 方向に移動させることにより、1 軸の駆動で一挙に 2 方向のプロファイルを測定することができる。ただし、2 方向の移動が独立でないため、一次元プロファイルの再構成には縦方向と横方向に相関がないことを仮定する

必要がある。また、この駆動系は低速の圧縮空気で駆動し、これを制御する回路ボックスについても製作を行った。駆動系は位置を測るポテンショメーターを備えており、その電圧値をマルチメーターで計測している。計測は 1000 Hz で行い、ポテンショメーターの電圧値とピコアンメーターの微小電流値を電圧値に変換出力した値を 2 台のマルチメーターで完全に同時計測することでワイヤーの計測位置とプロファイルを対応させている。この同時計測にはマルチメーターの TSP-LINK という機能を用いており、真に同時計測が行われているかどうか確認済みである。

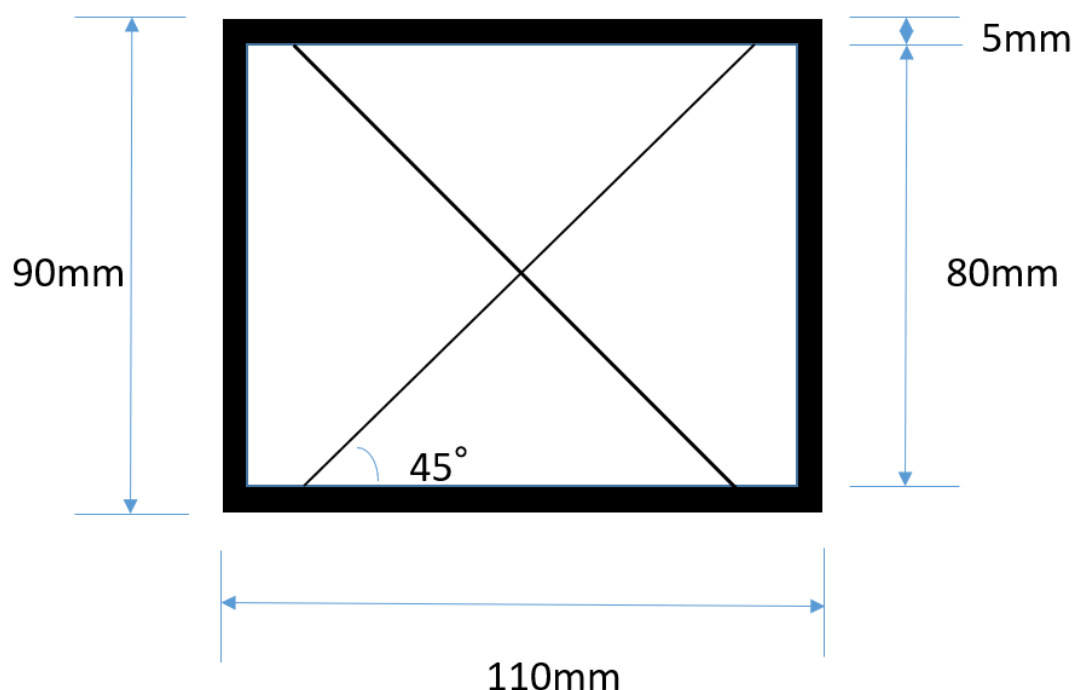


図 3.2.2: ワイヤースキャナーの検出部

### 3.2.2 蛍光板モニター

アンジュレーターからの軟 X 線を多層膜ミラーで反射し、蓄積リングの周回電子と散乱させる際、ミラーステージは反射光がどの方向へ伝播しているか知った上でミラー角度を調整しなくてはならない。そのためには、目視で大まかな X 線ビーム位置を特定する必要がある。従って、本実験では  $Al_2O_3$  に  $Cr_2O_3$  を微量に混合したアルミナ蛍光板を用いた。この蛍光板はビームが当たると赤色に発光し、これを真空チェンバーの窓から観察する。

蛍光板挿入動作の駆動は 3 段式の圧空シリンダーで行った。アルミナ蛍光板は、間隔を空けて 2 枚取り付けており、反射光を観測する際は圧空シリンダーで蛍光板部分を少しず



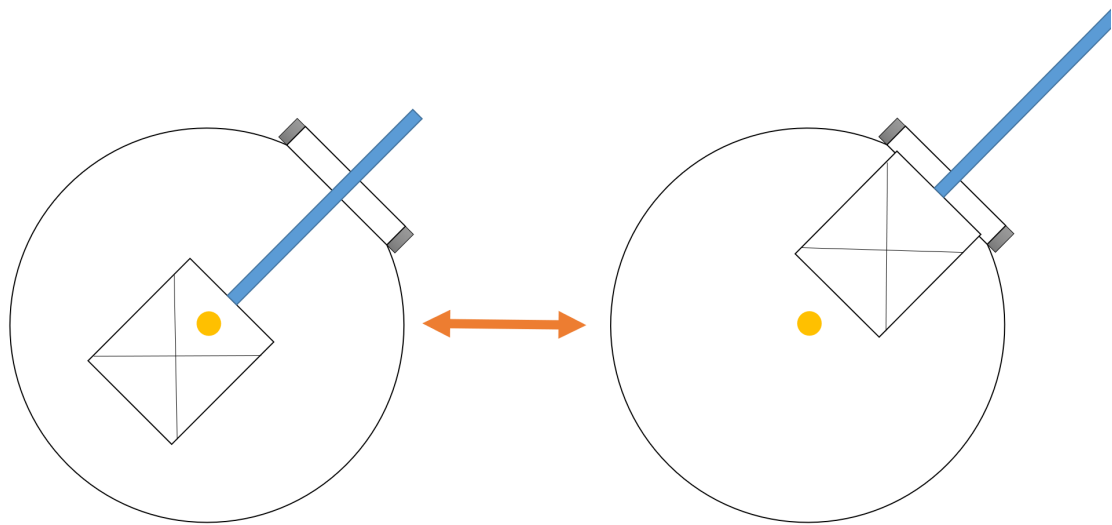


図 3.2.3: ビーム軸に垂直な面でワイヤースキャナーの駆動を見た図。黄円が軟 X 線、青棒が駆動軸を表し、ワイヤースキャナーの検出部は駆動軸とともに移動する。

らし、2 枚の隙間からアンジュレーター光を透過させる。多層膜ミラーからの反射光は、ずらした蛍光板の下流側面で観測する。アルミナ蛍光板は、ビーム軸に対して 45 度傾けて取り付けており、真空チェンバーのビューポートから目視で観測する。

### 3.3 軟 X 線反射系

アンジュレーターにより生成される軟 X 線は、ビームライン BL07A と BL07B に振り分ける球面切替鏡が原因で、水平方向と地面鉛直方向の拡がり角が異なる特徴を持つ。図 3.3.1 はアンジュレーター光のミラー位置での形状を SHADOW[11] でシミュレーションしたものである。水平方向 (x 方向) についてはビーム角の分布が x 方向の位置に依存せず平行光に近くなるのに対し、地面鉛直方向 (y 方向) については 0.06 mrad/mm の位置依存発散があることが分かる。

これは、アンジュレーターで生成された軟 X 線を反射させ、周回電子に衝突させる時、平面鏡を使ってしまうと、縦方向への発散が起こって散乱頻度が著しく減少してしまうことを示している。したがって、この効果を解消するために再入射のための反射鏡には、鉛直方向の集光能力を持たせることが必要不可欠である。

本研究では、アンジュレーターから放射される 92 eV の軟 X 線に対して高い反射率を誇る Mo/Si 多層膜を、曲率半径 16.7 m のガラスにスパッタリング処理したミラーを使う。

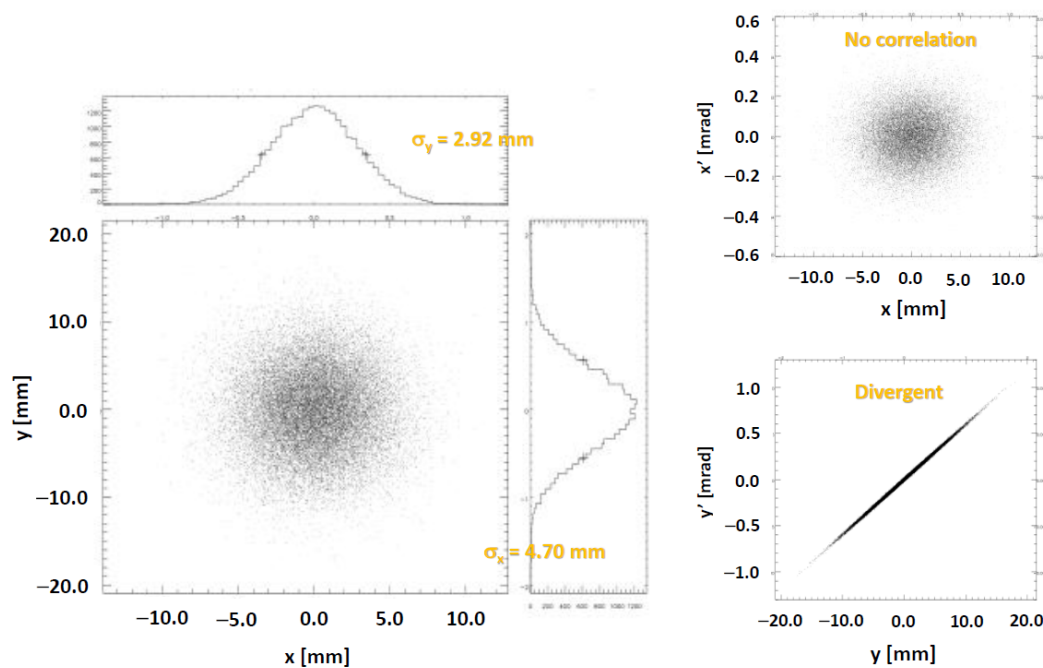


図 3.3.1: アンジュレーター光のミラー位置でのシミュレーション結果

### 3.3.1 多層膜ミラー

アンジュレーターから放射される一次光の強度スペクトルを積分すると、多層膜ミラーに対する熱負荷は2.2 W程度である。よって、ミラー基板として十分な硬度を持つガラス基板を選択した。とはいえ、多層膜ミラーを真空中に設置するため、高輝度の軟X線を照射することによる温度上昇は大きく、熱膨張を出来る限り抑える必要がある。また、アンジュレーター中心で軟X線を集光して効率よく電子と逆コンプトン散乱を起こすため、曲率半径16.7mのわずかな円筒曲面にする必要がある。したがって、わずかな熱膨張による曲率の変化も逆コンプトン散乱発生確率に大きな影響を与える。このことから、多層膜ミラーの基板材料として、熱膨張率の低いガラス、Zerodur [19]を使用した。

曲率半径について、アンジュレーター中心から多層膜ミラー設置位置までの距離に等しいと考え、16.7 mとしている。上述したビームラインの特徴から、曲率半径は縦方向のみに与えた。SHADOW[11]でミラーでの反射後のシミュレーションも行い、アンジュレーター中心で集光することを確認している。

反射材としては、92 eVの軟X線に対して180度反射を高反射率で実現してきた実績があるMo/Si多層膜を採用した。多層膜ミラーでは、各層からの反射波がブラッグ反射のように強め合い、軟X線を高反射率で反射することができる。本研究の多層膜は50層積層している。また、耐熱温度が300度程度であるため、水冷することで軟X線照射による発熱にも耐えうると試算している。

### 3.3.2 ミラーホルダー・ステージ

多層膜ミラーは、真空中でミラーホルダーおよび精密自動ステージの上に設置した。ミラーホルダーの概要を図3.3.2に示す。本研究で使用するニュースバルBL07Aにおいて、水冷機構無しでガラス基板に軟X線を照射すると700度程度まで上昇することが分かっている[14]。よって、ミラーホルダーには冷却用の水冷管と温度測定用のK熱電対を取り付けた。また、ミラーホルダーの材質として無酸素銅を採用した。

反射軟X線の方向を調整するための移動機構（ビームをY軸としてX、Z方向の移動）、ローテーション、ゴニオメーターはすでに真空チェンバー内に設置しており、ビューポートから動作を確認できる構造になっている。ステージ駆動のためのシステムとして、神津精機製のドライバーTITAN-D II FとコントローラーARIES[12]、PC用ソフトウェアChamonix[13]を組み合わせたものを使用し、チェンバーの真空引き前にリモートで動作確認を行った。

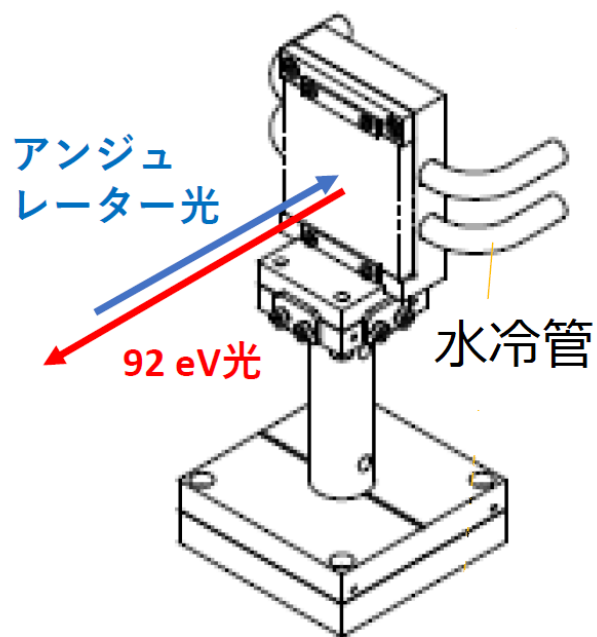


図 3.3.2: ミラーホルダーの概要図

### 3.4 ガンマ線検出器系

多層膜ミラーで反射された X 線は蓄積電子により逆コンプトン散乱され、高エネルギーガンマ線ビームが生成される。このガンマ線ビームのプロファイルおよびエネルギースペクトルを測定することを目的とした検出器系を加速器トンネル内に設置した。厚いトンネル壁を通過することにより、生成したガンマ線が減衰するのを避けるためである。図 3.4.1 に示す通り、蓄積リング直線部の延長線上で、BL07A および BL07B の切替鏡の下流に、ビームプロファイルモニター (BPM) と PWO 検出器をインストールした。これらの検出器の上流には、ガンマ線中に混入する荷電粒子を判別するベトーカーと、電子・陽電子対を積極的に生成する 1 mm 厚の鉛コンバーター、電子・陽電子対によるトリガー信号を作るスタートカウンターを設置した。ベトーカーとスタートカウンターは、どちらも 60 mm 角、3 mm 厚のプラスチック・シンチレーターである。以降、ガンマ線検出器系の中心となる BPM および PWO 検出器について詳述する。

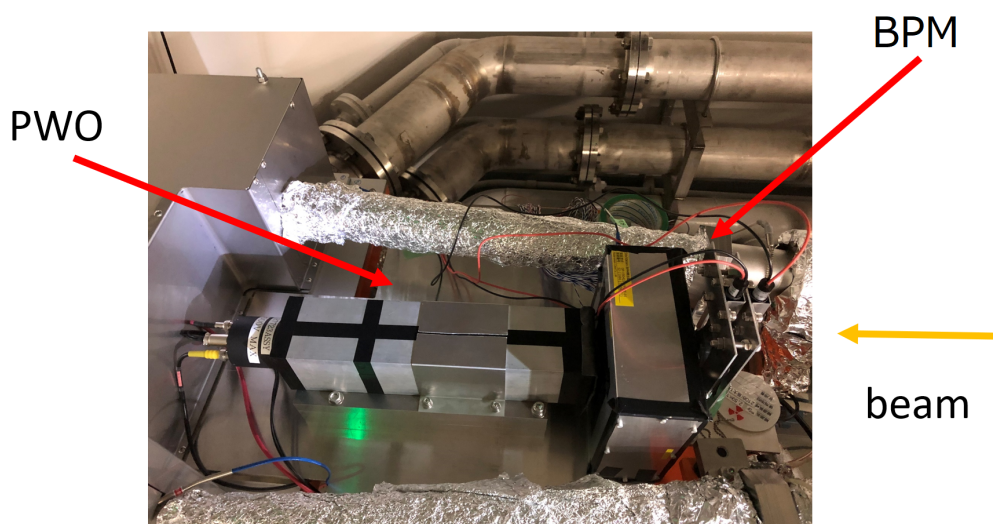


図 3.4.1: 加速器トンネル内に設置したガンマ線検出器系

#### 3.4.1 ビームプロファイルモニター (BPM)

BPM は、1 mm 角のシンチレーションファイバー 50 本ずつを X 方向と Y 方向の 2 方向に配置した構造となっており、鉛コンバーターで対生成された電子・陽電子が個々のガンマ線通過位置を示す。隣合う 2 本ずつをまとめて、Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) で信号読出しするようにアレンジしており、2 mm ごとのアレイ状でビームプロファイルを測定できる。BPM の計測に用いたデータ収集回路は図 3.4.2 である。データの処理は NIM-EASIROC 回路を使用した。BPM の手前のスタートカウンターに信号があり、かつベ

トーカウンターが反応せず、EASIROC の OR 信号とコインシデンスした場合にトリガー信号を発生して測定する。

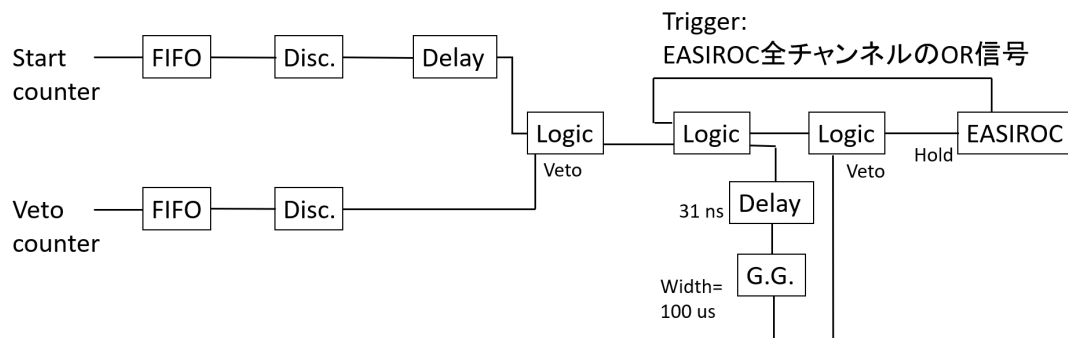


図 3.4.2: BPM のデータ収集回路

### 3.4.2 PWO 検出器

ガンマ線が物質中に入射したとき、物質との相互作用で電子・陽電子の対生成を起こす。生成された電子・陽電子は物質中の原子核の作る電場により制動放射を起こし、ガンマ線を放出する。このガンマ線が再び対生成を起こす、というような過程を繰り返す。この過程を電磁シャワーと呼び、光子が対生成できるエネルギーを失うまで繰り返される。この原理をシンチレーター内部で実現し、入射光子の全エネルギー測定を実現した、電磁カロリメーターの一種である。本研究で使用する電磁カロリメーターは、密度  $8.23 \text{ [g/cm}^3\text{]}$ 、輻射長  $0.89 \text{ cm}$  を持つ無機シンチレーターである  $\text{PbWO}_4$ (PWO) 結晶である。このシンチレーターの特徴として、シンチレーション光の減衰時間が  $30 \text{ ns}$  と短いこと、潮解性がないので取り扱いが容易である事を挙げる事ができる。

本研究で用いた PWO 検出器の形状は図 3.4.3 に示すとおりである。20 mm 角・長さ 200 mm の PWO 結晶 9 本を正形状に一体化してある。読出しは 9 本一括で 2 インチ PMT 一本で行っている。

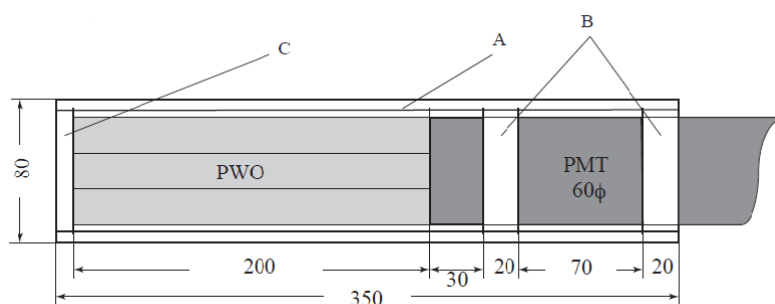


図 3.4.3: PWO 検出器の形状

データ収集回路を図 3.4.4 に示す。この回路は CAMAC をベースに PWO のセルフトリガーでデータ収集を行い、同時にスタートカウンターとベトーカーの ADC 値を記録する。スタートカウンターやベトーカー、回路モジュールの一部は BPM と共通であるが、EASIROC が単体でデータを収集し、PC に転送するシステムのため同一回路に組み込むことが不可能だった。そのため各々でトリガーを作りデータ収集を行うような回路系を構築した。現在、VME ベースの DAQ を開発しており、将来は PWO で測定したエネルギーに依存したプロファイルを BPM で測定できるようにする予定である。

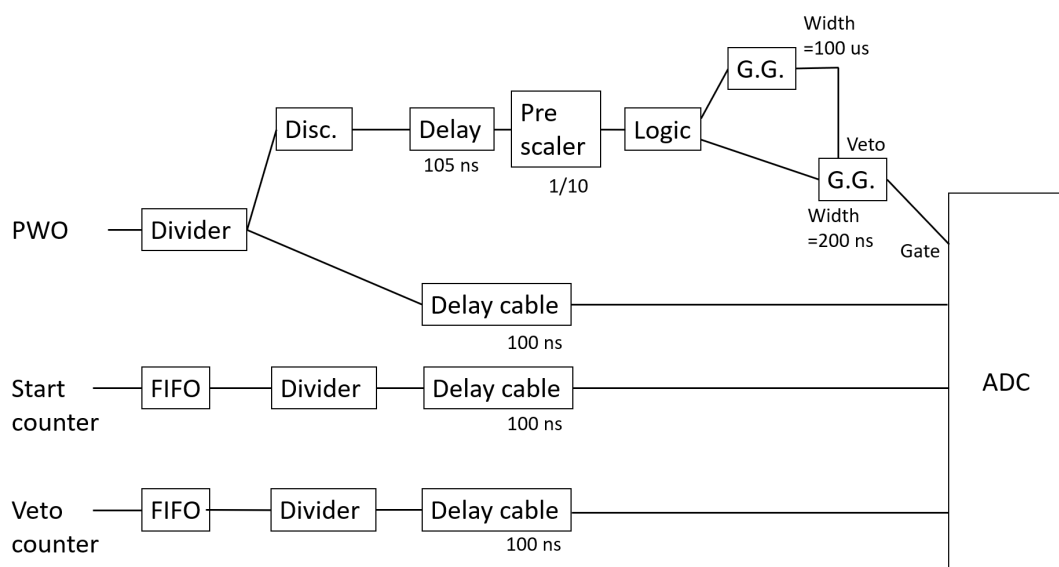


図 3.4.4: PWO のデータ収集回路



## 第4章 ミラー製作

本章では軟 X 線を反射し、アンジュレーターに再入射させるためのミラーを製作する一連の過程として、ガラス基板の製作と多層膜の形成、および完成したミラーの反射率測定について述べる。

### 4.1 ガラス基板の製作

ガラス基板として Zerodur[19] を用いた。大きさは約 88 mm 四方で、厚さ 4.6 mm である。以下の湾曲加工作業終了後、50 mm 四方にカットして使用した。

ガラス基板の加工の概念図を図 4.1.1 に示す。まず、2 枚のガラス板の間にスペーサーとして 0.6 mm のワイヤーを 30 mm 間隔で挟み左右に均等に圧力をかけた。この工程については、4.1.1 で述べるように、応力シミュレーションで目途を付けた上で実際の作業を進めた。それをエポキシ樹脂系接着剤（アラルダイト）で固定した。外側に現れる両凸面を精密研磨し平面にした。平面研磨の場合であれば、nm レベルの面粗さを安価に達成することが技術的に容易である。エポキシ樹脂は 200 度ほどに熱すると軟化し外れるという性質を利用して接着剤を外すと、ガラスの復元力により平面研磨部分が凹面になる。最終的に追加の仕上げ研磨を行って面精度の微調整を行った。

#### 4.1.1 応力シミュレーション

ガラスに掛ける力とワイヤーの本数・太さ・間隔の選定のため、ムラタソフトウェア株式会社の応力シミュレーションソフト Femtet[15] を使用し、上記の条件を変えて検討を行った。ワイヤーの本数について、1 本では上側のガラスが傾いてしまい左右のバランスがとれなくなる。また、3 本以上にすると力が分散し、全体の合計で掛ける力が強くなり制御が難しくなる。このような検討の結果が図 4.1.2 である。これを用いて 0.6 mm のワイヤーを 30 mm 間隔で 2 本挟み、50 kg 程度の荷重を掛けるのが必要な曲率半径を達成すると同時に、自作の装置で実現可能な条件であると判断した。

## ミラー基板製作

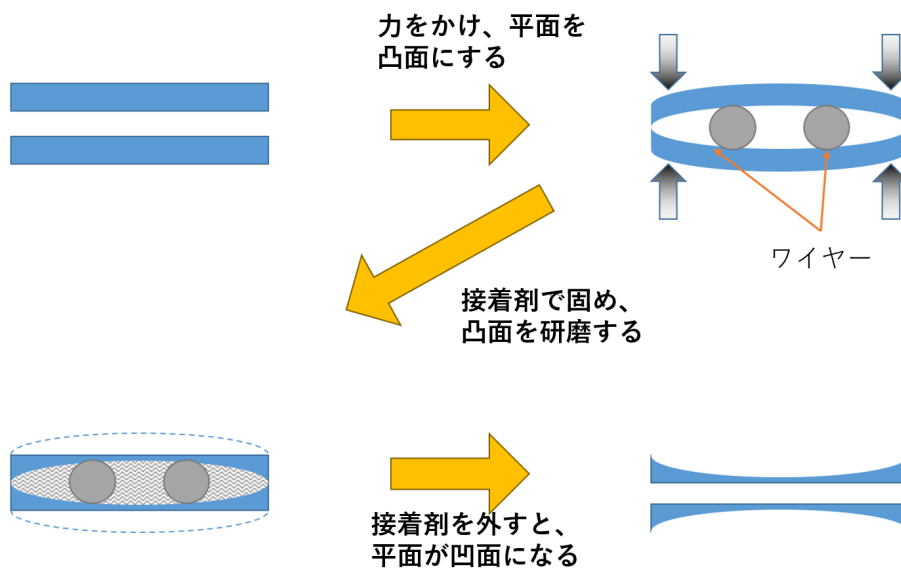


図 4.1.1: ガラス基板の加工の概念図。青い部分がガラス基板を示し、2枚を重ね合わせた。

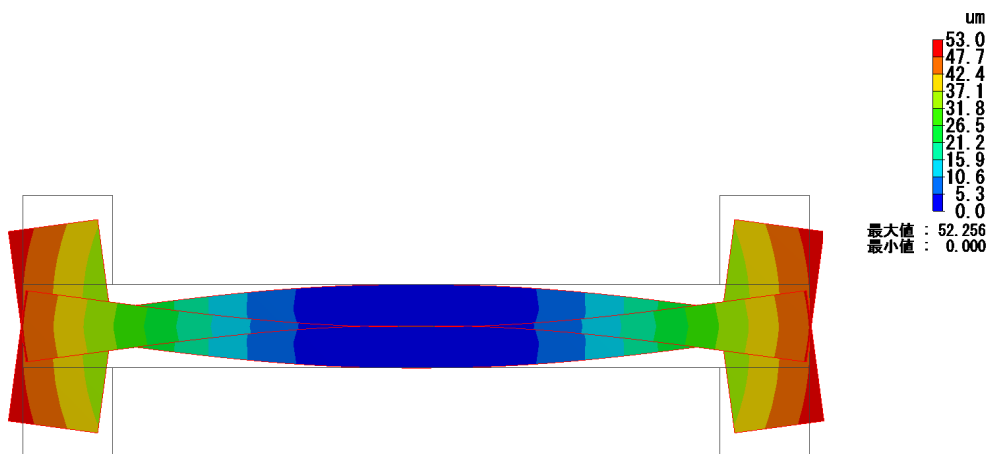


図 4.1.2: ガラスの湾曲シミュレーションの結果。湾曲を誇張して描画している。

### 4.1.2 ジグ製作

ガラス基板を曲げるにあたり、ジグに要求される条件は、

1. 左右のバランスをとり、ガラスの両端に均等に力が掛けられること
  2. 50 kg 程度の力を掛けても破損しないこと
  3. 掛ける力の調節が容易かつ、接着剤が固まるまでの間に変化しないこと
- の3つが挙げられる。この条件をもとにネジで挟んで圧力を掛ける方法や重りを乗せる方法などを試したが、これらの方法では安定性が悪かったり、バランスの調節が困難であった。

このような試行錯誤を経て、図 4.1.3 に示したジグを作成した。これは鉄製の角棒を井桁状に組み合わせたパーツと板に固定した”脚”のパーツでガラス2枚を上下から挟んで力を掛けた。このような形状になっているのは、下向きの力を上下左右に分配しながら伝えることでガラスにかかる力が均等になるようにしているためである。ラボジャッキを少しずつ上げることで圧力をかけ、ワイヤーで力を伝えてガラスを挟むように曲げた。ラボジャッキの耐荷重は 80 kg、ワイヤーの耐荷重は 100 kg のものを選定し、加工作業に耐えることを確認している。

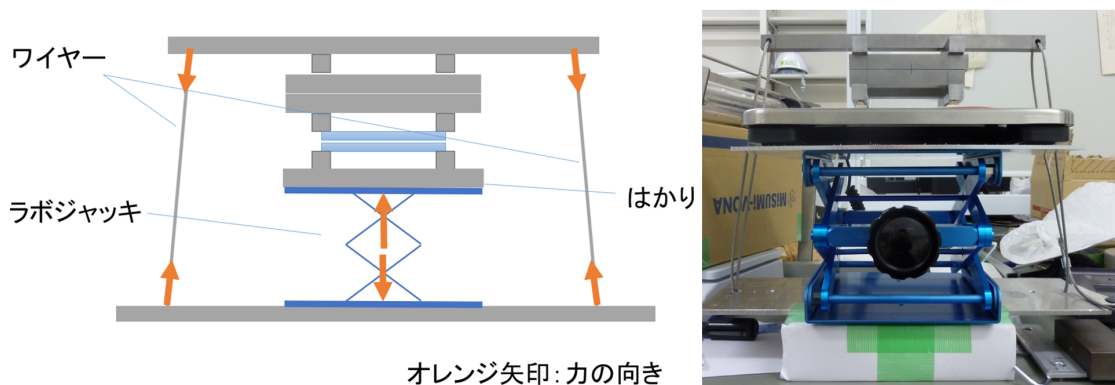


図 4.1.3: ジグの概念図及びかかる力の向きと実際に製作したジグの写真

### 4.1.3 湾曲作業

実際に加工する前にガラスの曲げ耐久性を確認した。本実験で用いた Zerodur は通常のガラスよりも剛性が高く、目標である 50kg 程度の力を掛けても破損しないことを両端に力を掛けることで確認した。実際の作業はガラスの下部に圧力測定のための体重計を組み込んで行った。徐々に力を掛けていき、最終的に 50 kg の力をかけて 24 時間固定した。力の傾きはジグとガラスの間に紙を挟むことで微調整し、逐一ニュートンフリンジで傾きと強さを調整しながら作業を行った。エポキシ樹脂による接着後 24 時間を経過し、ジグから

ガラス基板 2 枚組を外した後も干渉縞を観察し湾曲が保持されていることも確認した。

湾曲後の平面への精密研磨は IK 技研株式会社に依頼し、接着剤の剥脱、ミラーの仕上げ研磨を行っていただいた。また、マイクロゲージを用いた深さ測定で目標の曲面をもつことを確認した。

#### 4.1.4 ニュートンフリンジによる曲面の評価

湾曲作業中や作業後に曲面の曲がり具合を評価するために干渉縞を観察する手法(ニュートンフリンジ法)をとった。干渉縞の原理としては、まずナトリウムランプで波長 589 nm で単色の光を当てる。凸面ガラス基板とリファレンスとなる平面ガラスを重ねて置くとき水平方向の位置  $x$  に依存したわずかな隙間が生まれる。光は平面ガラスから空気層の境界で反射するとき、空気層から凸面ガラスへの境界で反射するときがある。隙間の幅を  $d(x)$  とすると、反射位置によって光の経路に  $2d(x)$  の差が生まれる。これと波長  $\lambda$  との関係により  $d(x) = \lambda \times (2n - 1) / 4$  のとき光の強めあい、 $d(x) = \lambda \times n / 2$  のとき弱めあいが発生する。ただし  $n$  は自然数で空気層からガラス面で反射するとき光の位相が  $\pi$  ずれることを考慮している。これにより数 100 nm 単位での調整をすることが可能になった。例えば、中心の暗線と、それに隣接する明線の位置の  $d(x)$  は  $\lambda / 4$  の差があるが、これは  $x = 2.2$  mm に対応し、人間の目で十分識別可能になる。

手法としては理想曲面が作る干渉縞を計算で描画し、図 4.1.4 のように 0.5 mm 刻みのスケールも付けて実寸大に印刷した物を使用した。これと図 4.1.5 に見えるような実際の干渉縞を直接比較し、数 100 nm という精度を人間の目で評価することを可能にした。

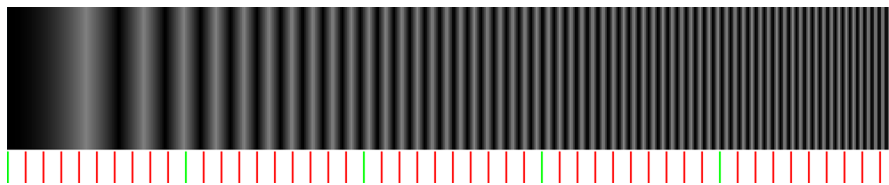


図 4.1.4: 白黒の縞がニュートンフリンジの評価用理想干渉縞である。下の赤線は 0.5 mm 刻みの目盛りで緑線は 5 mm 刻みの目盛りである

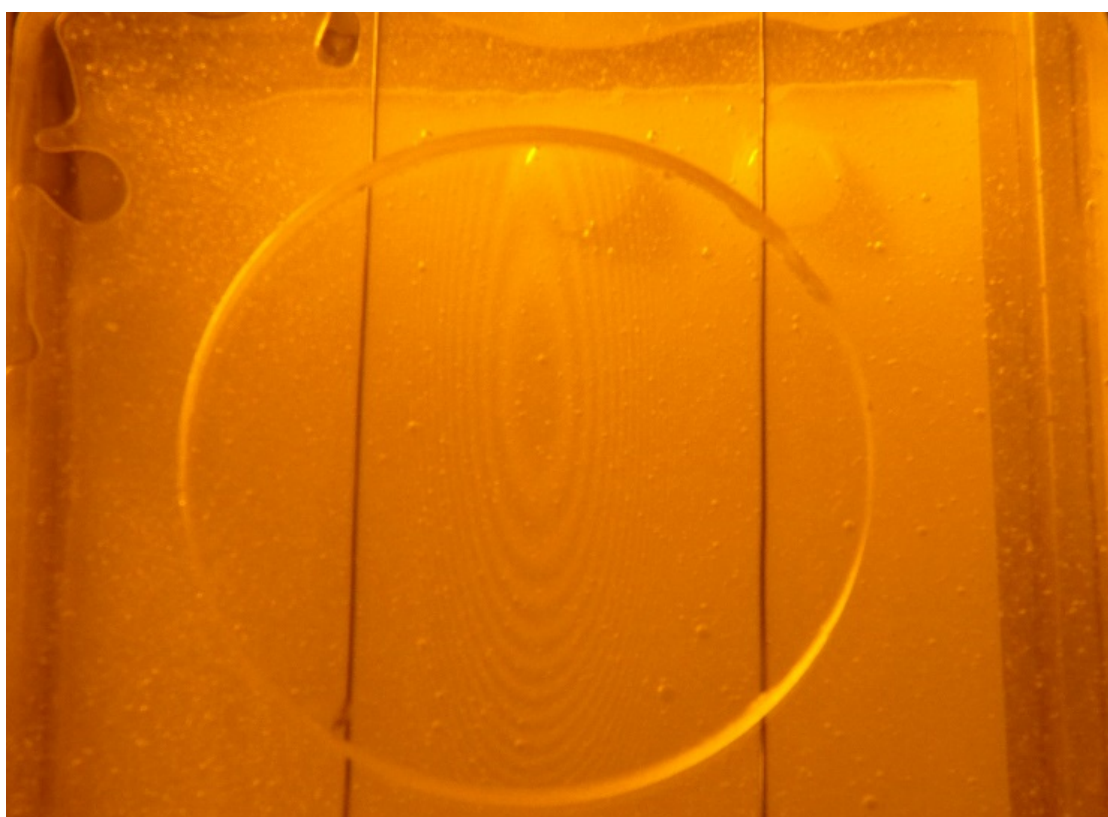


図 4.1.5: 湾曲作業中のニュートンフリッジ測定の様子。縦方向に、2枚のガラス基板の間に挟んだ2本のワイヤーが見える。

## 4.2 多層膜形成と反射率評価

多層膜は、屈折率の異なる2種の物質を交互に薄く形成したものである。その境界面で反射が起こり、各層での反射光が干渉しあうことで特定の波長に対する高反射特性を示す。結晶格子でのブラッグ反射と同様の干渉現象である。垂直入射の場合、1層あたりの反射率は低い、数十～数百層を重ねることで高い反射率を得ることができる。また、層の重ね方を変えることで広い波長に対応するミラーやさらに狭い波長領域のみを分光するミラーを作ることにもできる。

一般的な Mo/Si 多層膜ミラーの反射波長依存特性を図 4.2.1 に示す [8]。この図は、反射面に対して軟 X 線を垂直入射した場合の反射率を表す。これから分かるように Mo/Si 多層膜はアンジュレーターからの軟 X 線の波長領域周辺 (13.3 ~ 13.7 nm) に対して高い反射率を持つ。この論文で進める実証実験では、簡単のために等周期の多層膜形成を採用し、波長 13.5 nm 付近およびバンド幅 0.5 nm 程度で 60-70% の反射率を得られるデザインとした。4.1 で加工したガラス基板について、NTT アドバンステクノロジー株式会社 [17] にてスパッタリング処理による膜形成を行った。膜厚の均一性は  $\pm 0.5\%$  以内を達成した。

多層膜を形成後、軟 X 線による反射率評価 [18] をニュースバル BL10 において行った。反射率測定において、X 線強度の計測はシリコンフォトダイオード検出器を用いて行った。ミラー中心とその上下  $\pm 15$  mm の 2 点で反射波長特性を計測した結果が図 4.2.2 である。図 4.2.1 と比較すると、同じ波長 13.5 nm 付近で約 55% の反射率を示している。これは、一般的な Mo/Si 多層膜よりは 10% ほど低い、実証実験で使用可能な高い反射率を示した。反射率が 10% 低くなった理由としては、製作したミラーの面粗さが若干悪かったことが考えられる。次に、ミラーに X 線をあて、フォトダイオード検出器を回転ステージで移動させながら計測することで反射率の角度依存性を計測した。その結果が図 4.2.3 である。波長 13.41 nm の軟 X 線ではミラー表面に対して鉛直方向から  $\pm 1.5$  度の範囲で反射率が高いことが分かる。

ガンマ線生成実験時は反射率の高い角度範囲に入るように X、Z ステージやローテーション、ゴニオメーターを使用して精密調整しながら実験を行う予定である。製作した多層膜ミラーは、これらのステージ上のミラーホルダーへ既に設置し、ベーキングおよび真空引きを行った。

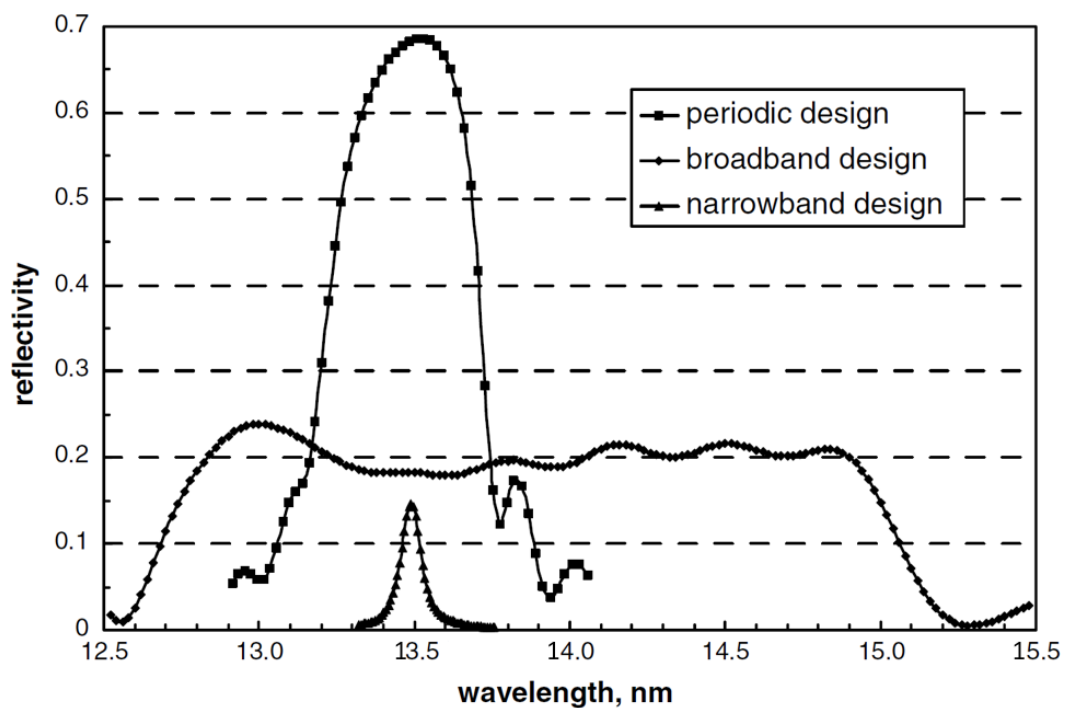


図 4.2.1: 一般的な Mo/Si 多層膜の反射率に対する波長依存特性 [8]。periodic design は等間隔に多層膜を形成するパターン、broadband design は非等間隔の多層膜を形成することで広いバンド幅で反射が可能なパターン、narrowband design は波長を絞って反射するパターンである。本実験で作成した多層膜は periodic design である。

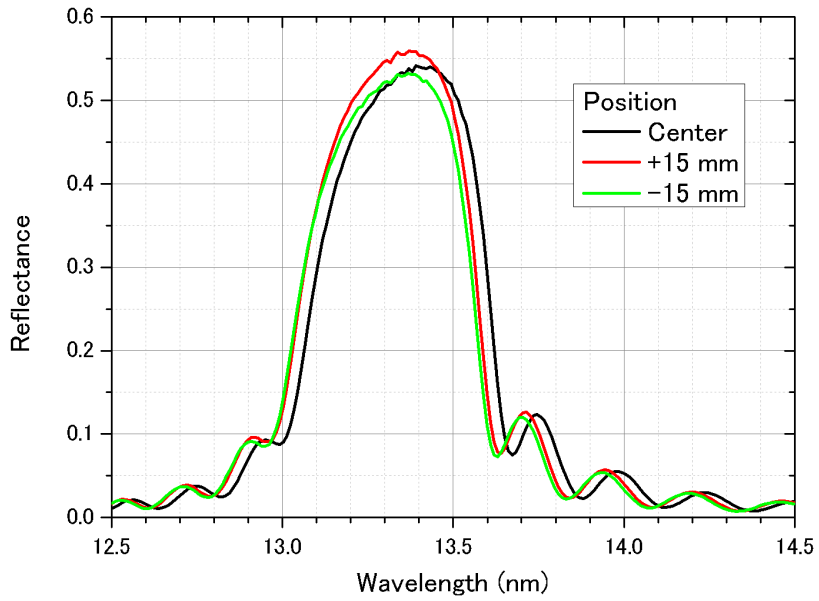


図 4.2.2: 製作した Mo/Si 多層膜ミラーの反射率波長依存特性の計測結果

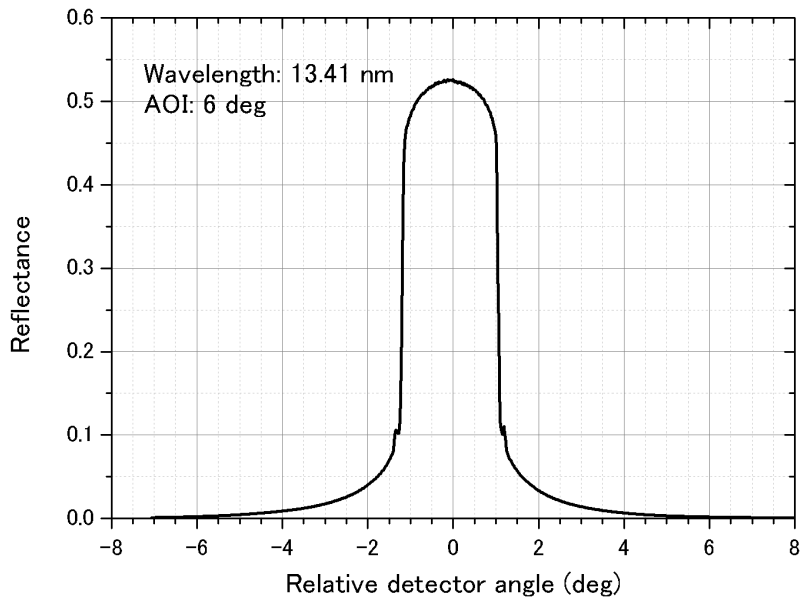


図 4.2.3: 製作した Mo/Si 多層膜ミラーの反射率角度依存特性



## 第5章 検出器性能評価

本章では軟 X 線の逆コンプトン散乱実験に先立ち、軟 X 線ワイヤースキャナー、BPM、PWO 検出器について行った性能評価試験の結果について述べる。

### 5.1 テスト実験の概要

ニュースバルの BL07A ビームラインにおいて、2019 年 7 月 16 日は 1.5 GeV 蓄積モード運転、17 日は 1.0 GeV トップアップ運転でテスト実験を行った。アンジュレーターのギャップを 48 mm にすると 92 eV の軟 X 線が増幅され、ギャップを 119 mm にするとベンディング磁石からの放射光のみに X 線強度が下がる。また、2019 年 11 月 26 日に、軟 X 線ワイヤースキャナーの X 線検出部に張っている 2 本のワイヤーについて、上流・下流の位置関係によるデータへの影響を調べるため、その位置関係を反転させて再設置したうえで、追加的なデータ取得を行った。

このテスト実験では、アンジュレーターから放射される軟 X 線および多層膜ミラーで反射される軟 X 線の強度とプロファイルを測定する検出器の性能評価を目的とした。また、逆コンプトン散乱によるガンマ線を検出するための一連の検出器を、残留ガス制動放射によるガンマ線を用いて動作試験することも目標とした。

### 5.2 軟 X 線ワイヤースキャナー

ワイヤースキャナーの役割として、軟 X 線を反射して逆コンプトン散乱を起こす際に、入射 X 線および反射 X 線の位置を正確に測定すること、反射 X 線の集光を確認するために伝搬途中のプロファイルを測定すること、多層膜ミラーの反射率を確認するために入射 X 線と反射 X 線の強度比を測定することが挙げられる。本論文では、これらのうち軟 X 線強度の測定性能を評価した。軟 X 線の強度は、光電効果によりタングステン・ワイヤーに流れる微小な光電流をワイヤー位置ごとに計測し、全計測位置に渡る積分を行うことで評価した。

使用しているアンジュレーターのすぐ下流には、可動式のスリットが据え付けられている。これは、高輝度の放射光に対して通過可能領域を 4 方向から制限することによって X 線強度を調整するものである。このスリットを 1–2 mm に狭めた状態で X 線プロファイルを計測した結果が図 5.2.1 であり、ワイヤースキャナーの 2 本のワイヤーのうち、鉛直方向のスキャンを行うワイヤー（青線）が上流側、水平方向のワイヤー（紫線）が下流側に

位置していた。このとき、蓄積リングのエネルギーは 1.5 GeV、アンジュレーターのギャップ幅は 48 mm であった。観測された軟 X 線プロファイルの水平側は、両端にエッジが明瞭に現れており、狭めたスリットの影が見えている。一方、鉛直側のプロファイルは大きなテールを引いており、その原因は当初分かっていなかった。

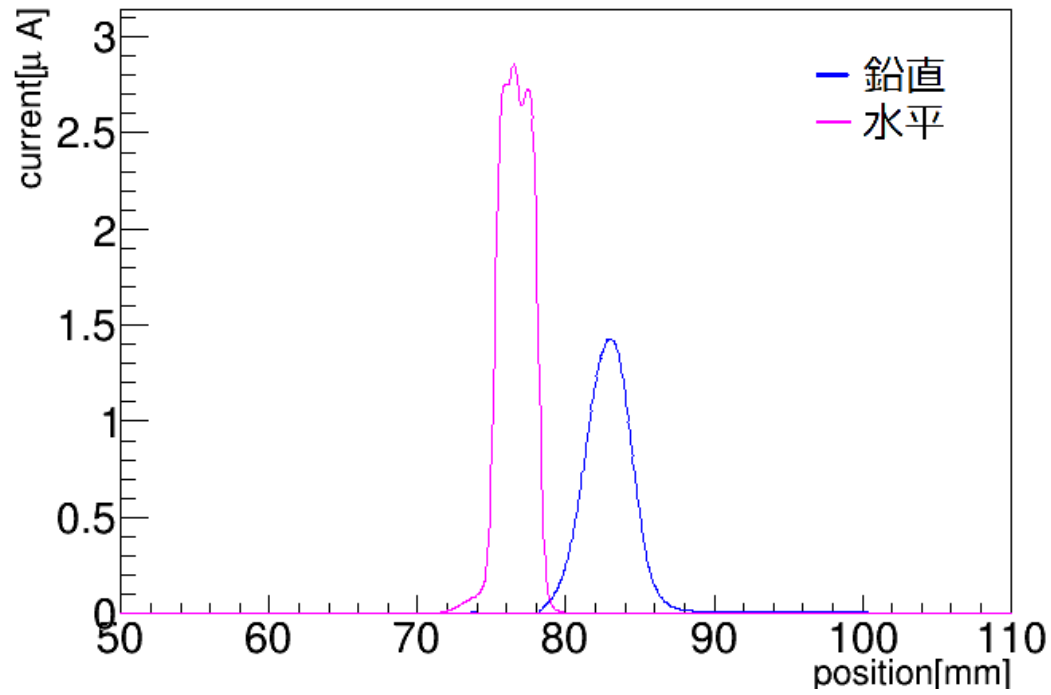


図 5.2.1: 鉛直方向のワイヤーが上流側のときの計測結果

この問題の原因を調べるため、次のような追加実験を行った。ワイヤースキャナーは、駆動部先端の X 線検出部を 180 度反転することができる機構を備えており、これによりワイヤの上流/下流関係を入れ替えることができるため、チェンバーの真空を一度破って反転させた。図 5.2.1 のセットアップと同じ条件で、鉛直方向、水平方向の前後関係を入れ替えて 2 方向の軟 X 線プロファイルの計測を行った結果が図 5.2.2 である。これを見ると、下流側にある鉛直ワイヤのプロファイルはエッジが明瞭なのに対し、上流側にある水平ワイヤのプロファイルはなだらかな波形になっている。つまり、図 5.2.1 で観測した現象が反転して起こっていることが分かる。また、観測されたプロファイルの変形は常に上流側のワイヤで起こっていることが分かった。原因は完全には特定されていないが、ワイヤ自身やその測定回路系の問題ではなく、X 線検出部の構造（ワイヤの取り付け方）に起因していると考えられ、今後さらに調べる予定である。

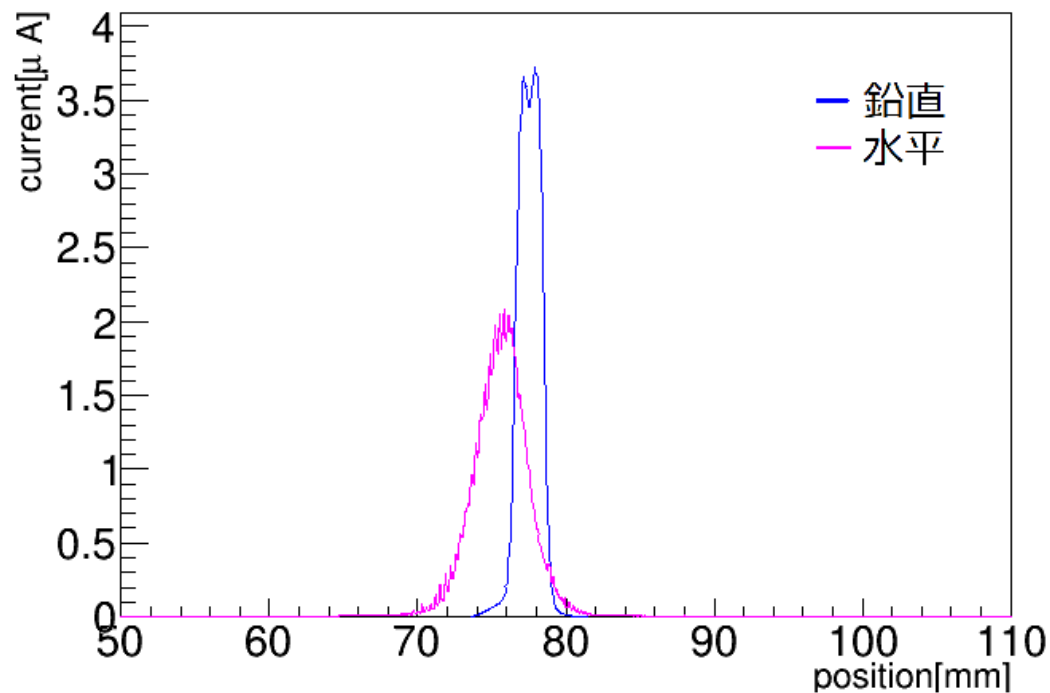


図 5.2.2: 水平方向のワイヤが上流側のときの計測結果

図 5.2.3 は、図 5.2.2 の実験条件に対してスリットを全開にした場合の軟 X 線プロフィール計測結果であり、X 線検出部を反転した後を示す。逆コンプトン散乱による高エネルギーガンマ線の生成を行う際は、図 5.2.3 のようにスリットを全開にして進める。図 5.2.1 で観測されたのと同様に、下流側の鉛直ワイヤーで測定したプロフィールではスリットによるエッジが明瞭に見えるのに対し、上流側の水平ワイヤーの場合は大きなテールを引いていることが確認できる。以上の事実から、現時点では下流側のワイヤーによるプロフィールを信用し、以降の解析はその情報のみを使って議論する。図 5.2.3 からは、軟 X 線ビームの幅が 20 mm ほどであることも分かる。

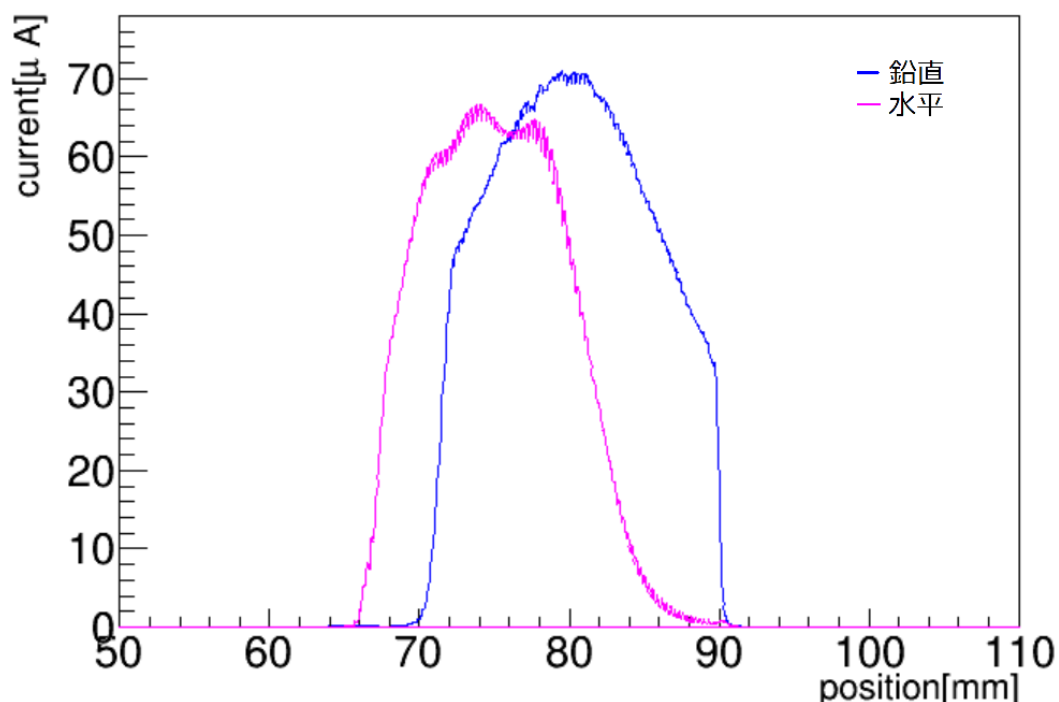


図 5.2.3: スリット解放時の鉛直方向、水平方向の計測結果の比較

次に、ワイヤースキャナーによる軟 X 線強度測定の精度について議論する。ここでは、下流側にある鉛直方向のワイヤーを使って、スリットが全開の状態ですべて計測した結果について述べる。軟 X 線の強度は、光電効果により流れる電流の総量と比例すると考えられるため、ピコアンメーターで測定した微小電流値をワイヤーの全測定位置に対して積分したもので表した。ピコアンメーターによる同じ計測を 5 回繰り返して、その平均値と標準偏差を求めた。ニュースバル蓄積電子のエネルギーを 1.5 GeV、アンジュレーターギャップを 48 mm にして 92 eV の軟 X 線を放射した場合、測定したプロフィールは図 5.2.4 の青いヒストグラムようになった。図 5.2.4 では、アンジュレーターギャップを 119 mm にして、ベンディング磁石からの放射光のみに X 線強度を下げた場合のプロフィールも重ねて示している。これらの測定プロフィールを基に、計測した電流値を位置で積分し、5 回の

平均をとった結果を表 5.1 に示す。ただし、計測日はトップアップ運転で蓄積電流値が次第に下がることから、それぞれの計測時の蓄積電流値から定常運転日の 300 mA に補正した値を表 5.1 に示した。ワイヤーに流れる微小電流の平均値に対する標準偏差の値から、X 線強度の評価精度は 1-2% であることが分かる。また、アンジュレーターギャップを 48 mm にした場合と開放して 119 mm にした場合とで、X 線強度が  $11.47 \pm 0.27$  倍異なることが分かる。

図 5.2.5 はシミュレーションコード SPECTRA[20] で計算した、アンジュレーターが放射する軟 X 線とベンディング磁石から発生する X 線の輝度スペクトルである [21]。アンジュレーターギャップ解放時はベンディング磁石からの X 線のみが観測される。パラメーターとして、蓄積電子は 1.5 GeV、300 mA とし、アンジュレーターギャップが 48 mm で 92 eV の一次光軟 X 線が放射しているという条件を与えている。また、このシミュレーションでは電子ビームの空間的広がりや発散角も考慮されている。この 2 つのスペクトルについて、計算した全エネルギーに渡って輝度を足し上げて比をとると、11.54 倍になった。計測値と比較すると、よく一致していることがわかる。これにより、相対的な X 線強度の測定が精度よく行えると考えられる。

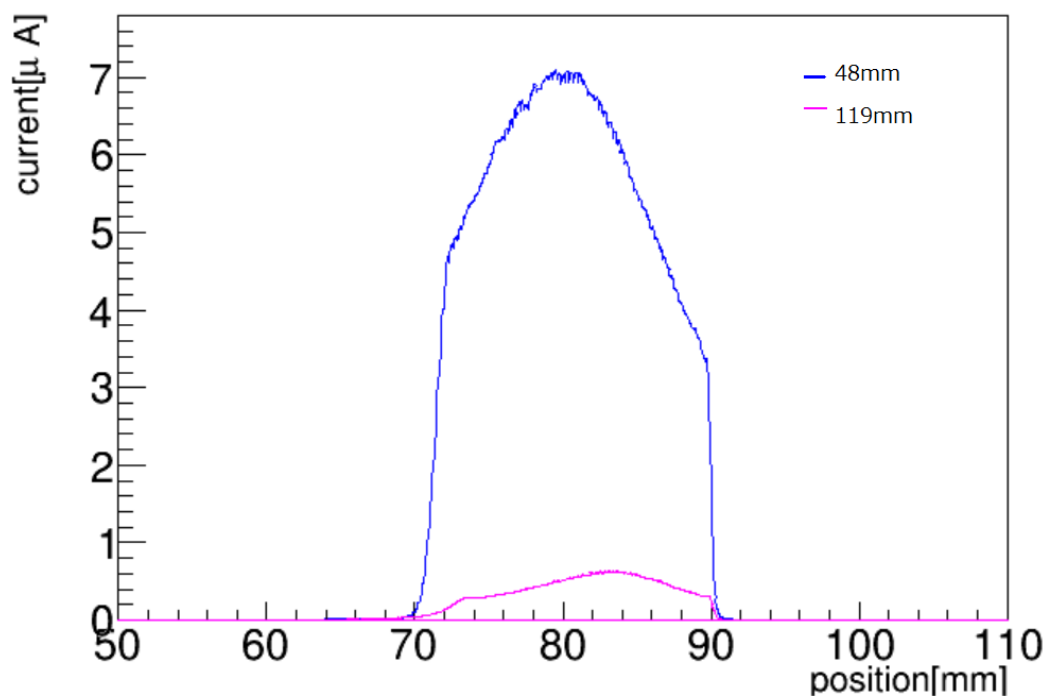


図 5.2.4: スリット解放時のギャップ幅 48 mm と 119 mm の比較

ギャップ [mm]	エネルギー [GeV]	蓄積リング電流値 [mA]	平均 [ $\mu\text{c}$ ]	標準偏差 [ $\mu\text{c}$ ]	標準偏差/平均 [%]
48	1.5	290.9	53.46	1.154	2.159
119	1.5	272.0	4.659	0.04388	0.9418

表 5.1: スリット解放時の鉛直方向のワイヤースキャナーに流れた電荷量のギャップ幅による比較。ただし、平均、標準偏差については電流値による補正を行っている。

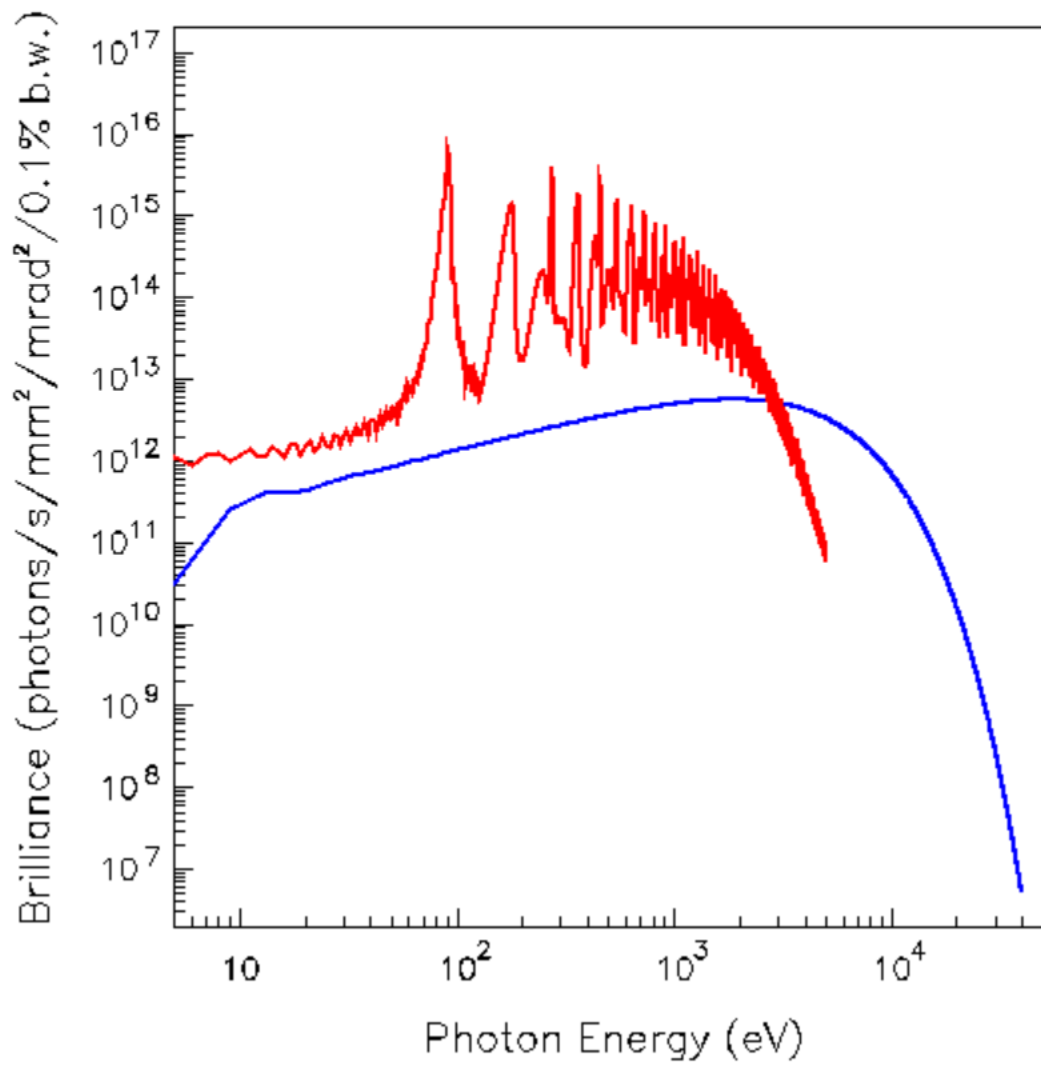


図 5.2.5: アンジュレーターが軟 X 線（一次光が 92 eV）を放射しているとき（赤線）とベ  
ンディング磁石の X 線のみするとき（青線）の輝度スペクトル

### 5.3 ビームプロファイルモニター (BPM)

BPM は逆コンプトン散乱で得られるガンマ線ビームのプロファイルを測定するものである。2 mm ごとに位置情報をデジタル化するため、位置分解能は  $2/\sqrt{12} = 0.6$  mm となり、 $\sigma$  が 5 mm 程度のプロファイルを観測するには十分である。しかしながら、大量の X 線バックグラウンドが予想される加速器トンネル内に設置していること、真空中から取り出す際にビームパイプや切替鏡など厚い物質を透過することを考慮すると、プロファイル測定が可能かどうかは未知数である。本テスト実験においては、BPM によるプロファイル測定を残留ガス制動放射光を用いて確認した。以下は、ニュースバル 1.0 GeV 運転時の結果である。

BPM の MPPC 読出しは x 方向 y 方向でそれぞれ 25 チャンネル (2 mm ずつ) あり、EASIROC モジュールはそのすべてに対し同時に ADC 分布を測定することができる。ただし今回行ったテスト実験では、ケーブルの不具合により、x 方向、y 方向の 2 チャンネルずつが欠けている。典型的な 1 チャンネル分の計測データとして、BPM の X 方向の中心に位置するシンチレーティングファイバーについてのデータを図 5.3.1 に示す。トリガーが全チャンネルの OR 信号で作られるために、各チャンネルの ADC 分布を見ると多数のペDESTAL が存在することになり、左側のピークがそれに対応している。このピークに対してガウシアンフィットを行い、その平均の値から  $+10\sigma$  までをペDESTAL の範囲とした (表 5.2、5.3)。以降、各シンチレーションファイバーが鳴っているかの判断は、このペDESTAL 範囲を超えた ADC 値を持つかどうかで行った。図 5.3.1 から、 $+10\sigma$  以上の条件で十分に高い信号検出効率を保てることが分かる。また、ペDESTAL 以上の部分についてランダウ分布でフィッティングを行った。このときの平均の値も表 5.2、5.3 に示し、ペDESTAL 値との差を計算した。この値は各 ADC チャンネルのゲインに対応している。本来 EASIROC では全チャンネルに同じゲインを掛けているはずであるが、x 方向、y 方向のこの値に対して平均と標準偏差を求めると、

$$x \text{ 方向} : 352 \pm 39 \quad (5.1)$$

$$y \text{ 方向} : 369 \pm 50 \quad (5.2)$$

となる。このゲインの振れ幅は、本研究においては支障が無い程度のものであると確認されている。



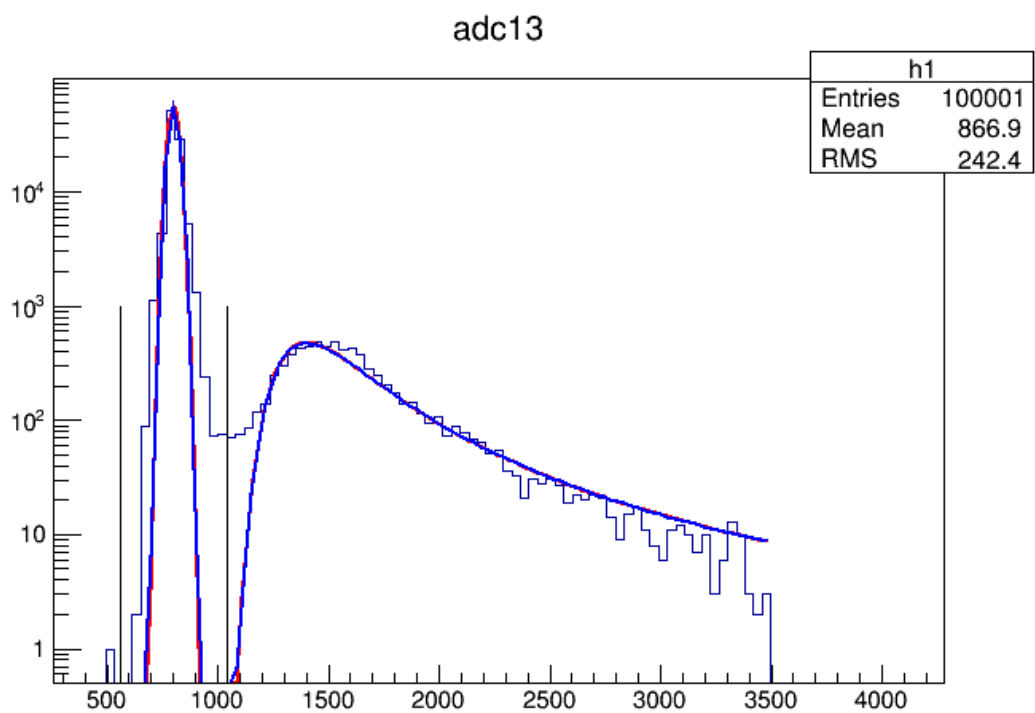


図 5.3.1: x 方向 13ch の ADC 分布。赤線はガウシアンとランダウ分布のフィット結果で、青線は 2 つを足して再度フィッティングしたものになっている。黒の縦線はペDESTAL についてのガウシアン  $\text{mean} \pm 10\sigma$  を示している。

ch.	ペDESTAL値 (x 方向)	$\sigma$	ランダウ分布の平均	ランダウ分布の平均 - ペDESTAL値
1	1004	20	1374	370
2	1026	22	1404	377
3	1025	21	1419	393
4	1011	20	1415	404
5	1069	27	1413	343
6	1082	29	1409	327
7	1100	30	1378	277
9	1068	26	1423	355
10	1167	35	1458	291
11	1031	22	1410	379
12	1034	22	1406	371
13	1013	20	1423	410
14	1036	22	1409	373
15	1048	25	1379	330
16	1045	23	1421	375
17	1046	24	1400	353
18	1030	21	1414	384
19	1045	24	1369	323
20	1045	23	1422	376
21	1060	26	1415	355
22	1038	22	1411	372
23	1120	32	1392	271
24	1154	34	1445	290

表 5.2: BPM の x 方向の各チャンネルのペDESTAL値

ch.	ペDESTAL値 (y 方向)	$\sigma$	ランダウ分布の平均	ランダウ分布の平均 - ペDESTAL値
1	1024	22	1390	366
2	1019	21	1303	284
3	1009	20	1529	520
4	1002	19	1399	396
5	1017	20	1423	406
6	1026	22	1402	375
8	1026	22	1355	329
9	1062	24	1408	346
10	1082	28	1404	321
11	1040	23	1425	384
12	1050	25	1370	320
13	1034	22	1433	399
14	1018	21	1382	364
15	1026	21	1376	350
16	1044	24	1398	353
17	1027	21	1452	424
18	1007	20	1369	361
20	1043	24	1400	356
21	1032	22	1459	427
22	1063	26	1407	343
23	1041	23	1476	434
24	1091	29	1424	333
25	1151	34	1458	306

表 5.3: BPM の y 方向の各チャンネルのペDESTAL値

BPMによるデータ収集においては、トリガーが全チャンネルのOR信号であるため、複数チャンネルが同時に光っている事象も計測してしまう。そこで、2方向のチャンネルの組み合わせを $25 \times 25 = 625$ の格子点と捉え直し、1点のみが光っている事象を選択することにした。この処理により、測定した全100000カウントから27347カウントの事象を選んだ。事象選択後の2次元プロファイルが図5.3.2である。白い線は配線の不具合により欠けているチャンネルである。残留ガス制動放射によるガンマ線のプロファイルが十分に計測できていることが分かった。

### XY Profile

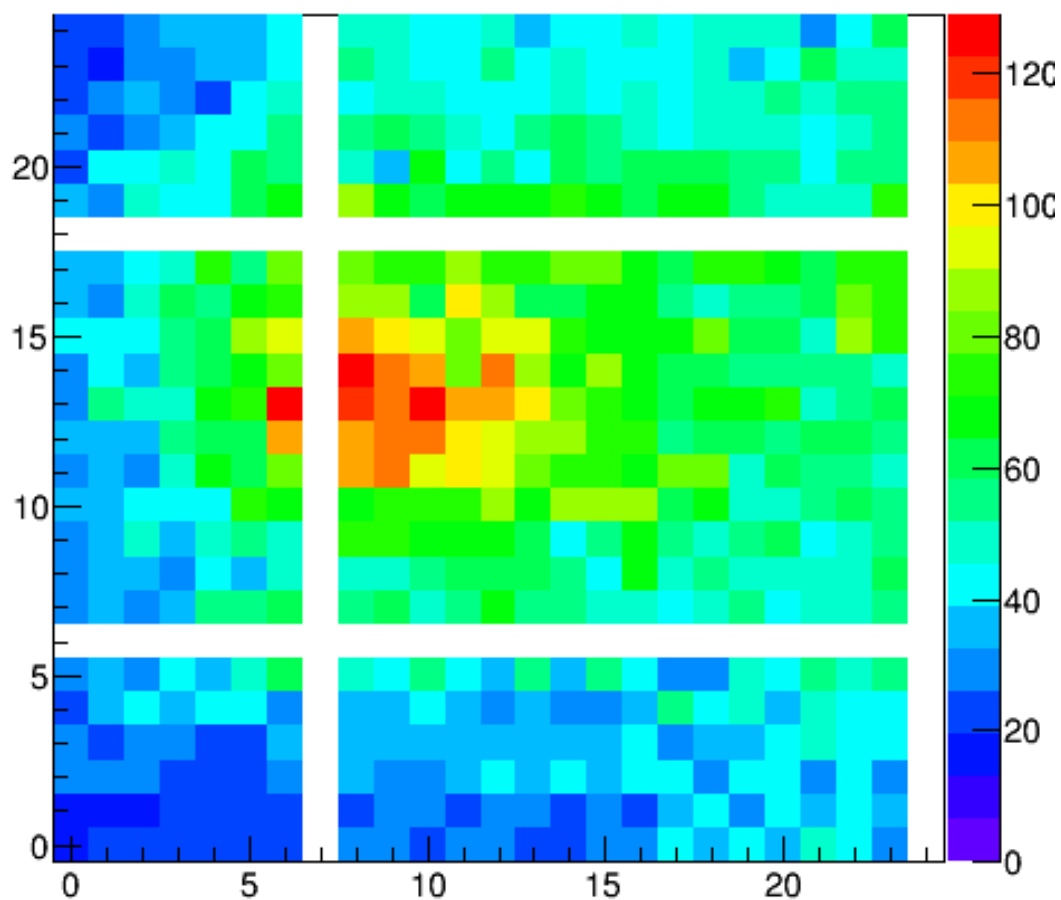


図 5.3.2: BPM の 2 次元プロファイル。横軸が x、縦軸が y 方向。軸の目盛りはチャンネル番号を示し、2 mm/ch である。

次に、この 2 次元プロファイルを x 方向、y 方向に射影した 1 次元プロファイルについて解析することを考えた。しかし、このままのデータではバックグラウンドが大きく、解析が困難であった。そこで、比較的 S/N が高いと考えられる中心部付近である、x 方向の

9-11ch、y方向の12-14chが鳴った場合に、それぞれy方向、x方向の1次元プロファイルを作成し解析した。この1次元プロファイルを、ガンマ線信号を表すガウス関数とバックグラウンドを表す多項式の和でフィットした。その際に、多項式を1次式、2次式、3次式としてフィッティングしたものが図5.3.3、5.3.4である。それぞれの場合でreduced  $\chi^2$ を求めると、表5.4、5.5のようになっている。いずれの場合も2次式以上で $\chi^2$ の改善がほぼ集束しており、バックグラウンドを2次多項式で表せば十分であることが分かる。この場合のガウス関数の $\sigma$ は、x方向で $6.2 \pm 0.7$  mm、y方向で $4.9 \pm 0.6$  mmであった。

残留ガス制動放射光のビーム幅を考える。電子ビームの幅 $\sigma_e$ はx方向で1.0 mm、y方向で0.18 mm、発散角 $\sigma'_e$ はx方向で0.342 mrad、0.280 mradである。また、制動放射光の典型的な拡がり角 $\sigma'_\gamma$ はおよそ $1/\gamma$ で表される。アンジュレーター中心から $L = 8$  mの距離にあるBPMにおけるビーム幅 $\sigma_{tot}$ は、

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_e^2 + (L\sigma'_e)^2 + (L\sigma'_\gamma)^2} \quad (5.3)$$

となる。x方向は4.95 mm、y方向は4.59 mmとなる。計測値と比較すると、x方向については $1.8\sigma$ 、y方向については $0.5\sigma$ の差で一致していることが分かった。よって、残留ガス制動放射によるガンマ線が正しく測定できたと言える。

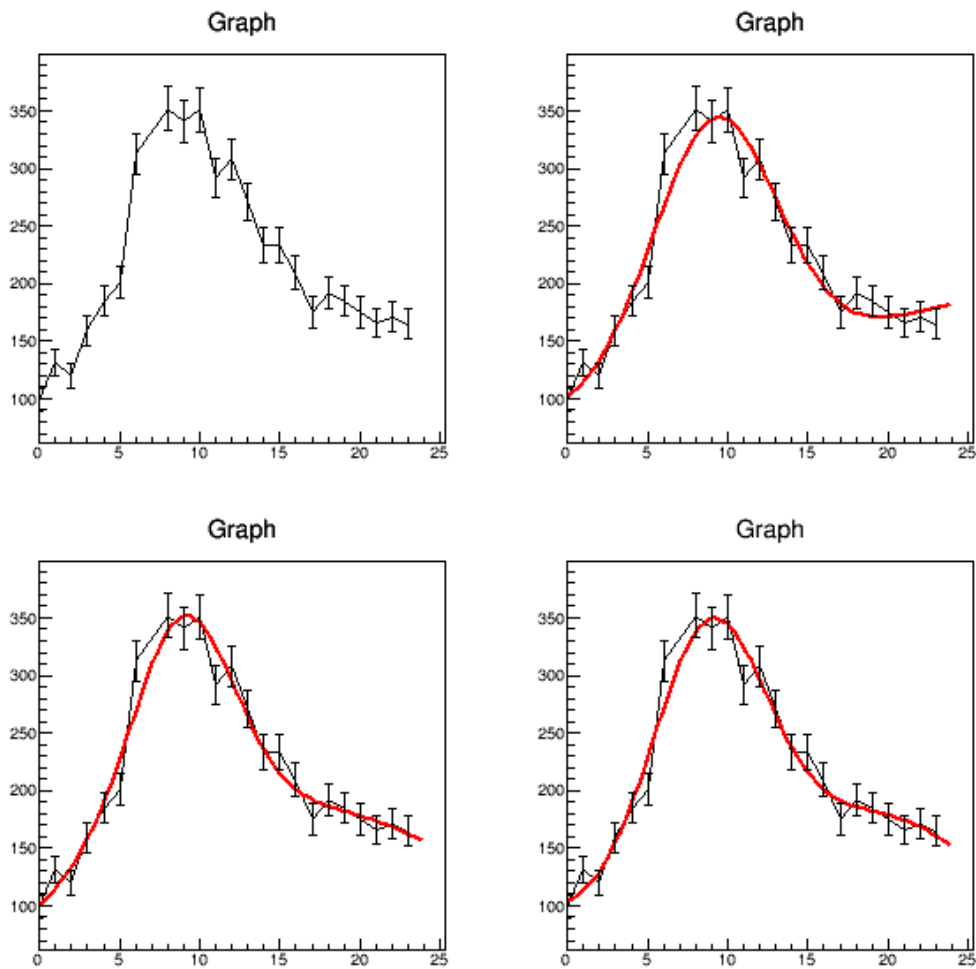


図 5.3.3: x 方向の 1 次元プロファイル。ただし、y 方向のプロファイルのピーク付近にある 3 チャンネル分を選んでいる。横軸はシンチレーティングファイバーのチャンネル番号を示す。赤線は、信号を表すガウス関数とバックグラウンドを表す多項式の和をフィットしたものであり、右上はこの多項式を 1 次関数、左下は 2 次関数、右下は 3 次関数にした場合である。

多項式の次数	reduced $\chi^2$	ガウス関数の $\sigma$
1	1.56	3.84
2	1.37	3.15
3	1.41	3.48

表 5.4: x 方向のプロファイルに対するフィットの reduced  $\chi^2$  とガウス関数の  $\sigma$ 。バックグラウンドを表す多項式の次数ごとに求めた。

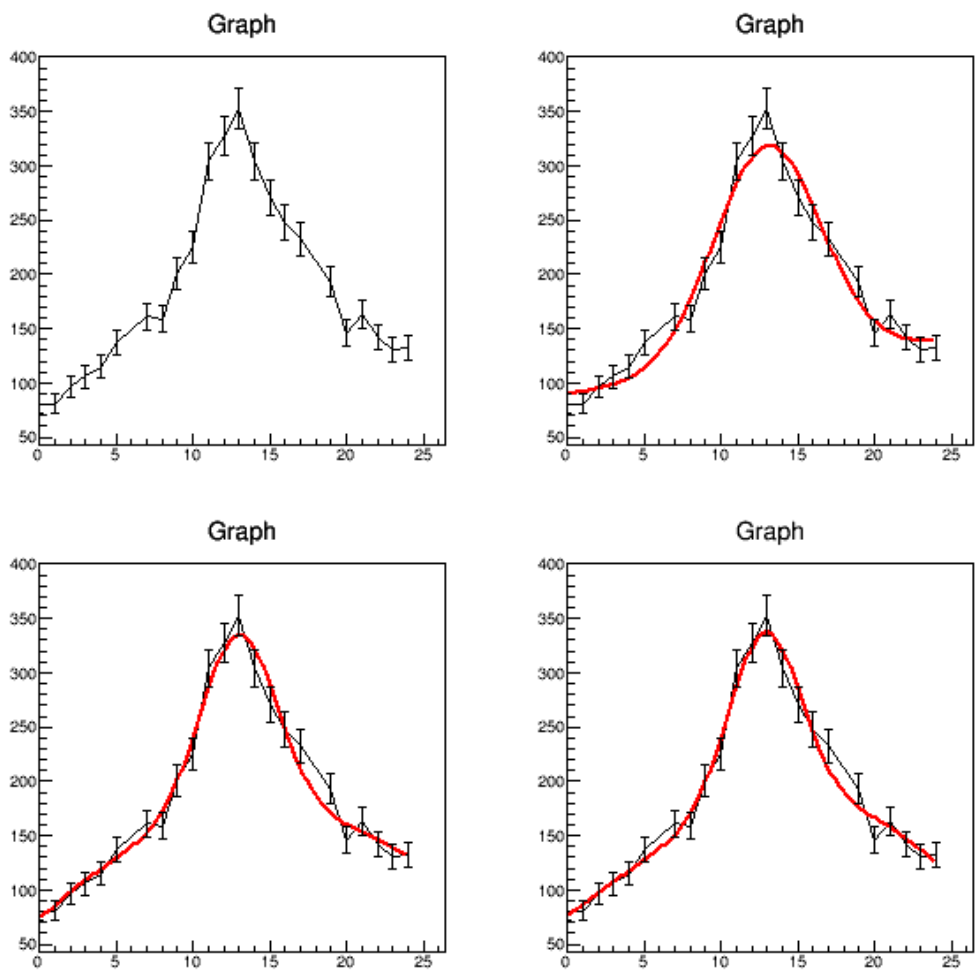


図 5.3.4: y 方向の 1 次元プロファイル。ただし、x 方向のプロファイルのピーク付近にある 3 チャンネル分を選んでいいる。横軸はシンチレーティングファイバーのチャンネル番号を示す。赤線は、信号を表すガウス関数とバックグラウンドを表す多項式の和をフィットしたものであり、右上はこの多項式を 1 次関数、左下は 2 次関数、右下は 3 次関数にした場合である。

多項式の次数	reduced $\chi^2$	ガウス関数の $\sigma$
1	1.54	3.48
2	0.948	2.47
3	0.941	2.34

表 5.5: y 方向のプロファイルに対するフィットの reduced  $\chi^2$  とガウス関数の  $\sigma$ 。バックグラウンドを表す多項式の次数ごとに求めた。

## 5.4 PWO 検出器

本研究で新たに設置した PWO 検出器について、残留ガス制動放射によるガンマ線を用いてパフォーマンステストを行った。PWO 結晶で生じるシンチレーション光の検出には光電子増倍管を用いており、高レート環境におけるゲイン低下が懸念される。本研究で使用する光電子増倍管に対する高電圧印加においてはブースター方式を採用しており、高レート環境に耐えられる方策を採っているが、本論文でその有効性を確認した。

PWO 検出器の性能評価として、エネルギー測定性能に着目した。まず、PWO 検出器のペDESTAL 値を決定するため、クロック・トリガーによるペDESTAL ランを行い、その結果が図 5.4.1 である。ペDESTAL のピークに対してガウシアンフィットを行い、

$$\text{mean} : 78.709 \pm 0.006 \text{ ch} \quad (5.4)$$

$$\text{sigma} : 0.390 \pm 0.003 \text{ ch} \quad (5.5)$$

という結果になった。よって、これ以降のデータ解析では PWO 検出器で計測した ADC 値からこのペDESTAL 値 78.709 を引いたものを示す。

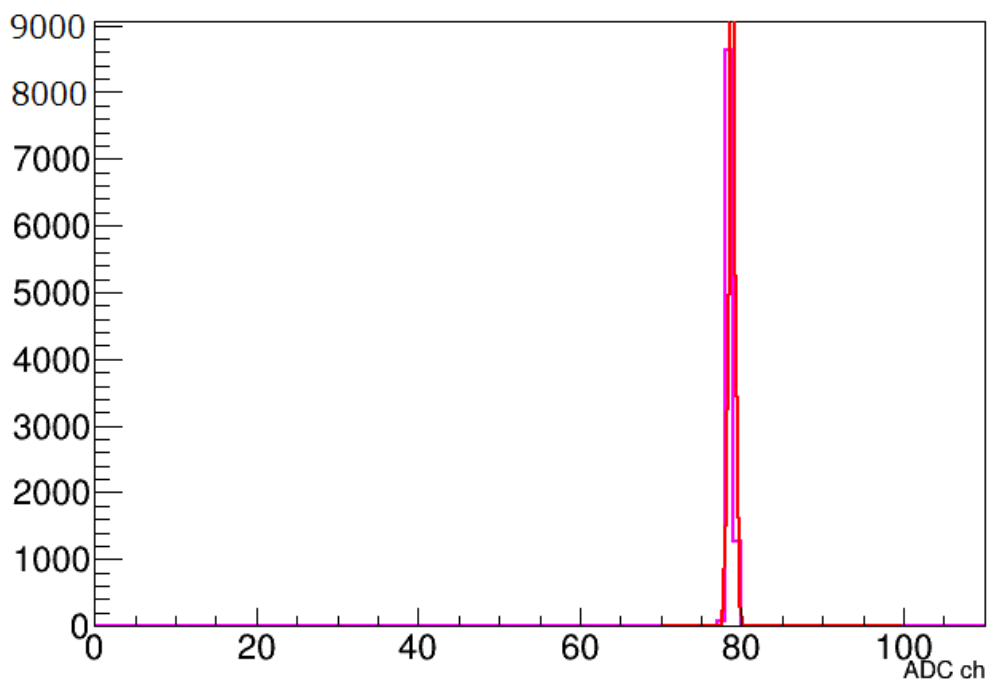


図 5.4.1: PWO 検出器のペDESTAL ランにおける ADC 分布。ガウシアンフィットの結果が赤線で示されている。

次に、事象選択のためベトーカーの ADC 分布を調べた。図 5.4.2 に示すように、ベトーカーについてもペDESTAL 値をガウシアンフィットで求め、その結果が以下



である。

$$\text{mean} : 100.828 \pm 0.002 \text{ ch} \quad (5.6)$$

$$\text{sigma} : 2.139 \pm 0.002 \text{ ch} \quad (5.7)$$

以下の解析では、エネルギー分布を測定するガンマ線ビーム中に荷電粒子が混入していないことを保証するために、ベトーカウンターが鳴っていない事象を選んだ。つまり、ADC値が上記のペDESTALピークの  $\pm 10\sigma$  の範囲内にあることを事象選択条件として要求した。

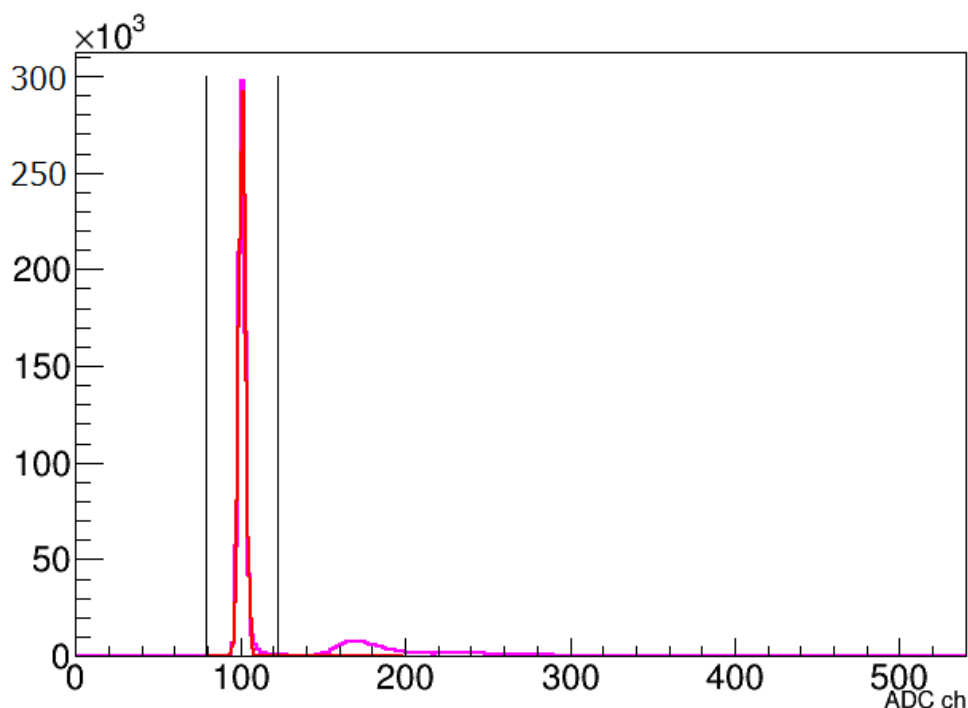


図 5.4.2: ベトーカウンターの ADC 分布。赤線で示すように、ペDESTALピークに対してガウシアンフィットを行った。2本の縦線の内側にあることを事象選択条件として要求した。

蓄積リングのエネルギーが 1.5 GeV のときの PWO 検出器のエネルギー分布に対する測定結果が図 5.4.3 である。図 5.4.3 ではエネルギー較正はしておらず、ADC 分布を示している。残留ガス制動放射のエネルギー・スペクトル (1.3 節を参照) で期待される通り、ガンマ線エネルギーが大きくなるほど強度が急激に下がる分布をしている。図 5.4.3 では、アンジュレーターのギャップが 48 mm の時と 119 mm の時の ADC 分布を示しており、全カウント数で規格化している。本実験で発生しているガンマ線領域の光子は制動放射由来のもののみであり、アンジュレーターのギャップの開閉には影響を受けないはずである。図 5.4.3 はこのことに従っていることがわかる。

次に、蓄積電子エネルギーが 1.5 GeV と 1.0 GeV のときの ADC 分布を比較したものが

図 5.4.4 である。ただし、本来はエネルギーの低い領域のガンマ線も検出しているはずであるが、データ収集回路系の中のディスクリミネーターの閾値設定による影響で、40 チャンネル以上の領域のみが計測されている。ここで、それぞれの ADC 分布の上限を求めるために、スペクトルの上端に対して相補誤差関数と ADC 値の逆数を掛け合わせた関数をフィットした。関数形の選択においては、制動放射光の強度が概ねエネルギーに反比例して落ちることを考慮すると同時に、蓄積電子エネルギーによる制動放射光のエネルギーへの制限を相補誤差関数で仮定している。フィッティングの結果は以下の通りで、図 5.4.4 にもフィットした関数を示した。

$$\text{fitting function : } f(x) = a/x \operatorname{erfc}((x-b)/c)$$

$$1.5\text{GeV} : a : 19912 \pm 1025 \quad (5.8)$$

$$b : 460.1 \pm 1.9 \quad (5.9)$$

$$c : 24.29 \pm 1.74 \quad (5.10)$$

$$1.0\text{GeV} : a : 38287 \pm 1682 \quad (5.11)$$

$$b : 307.7 \pm 1.3 \quad (5.12)$$

$$c : 22.33 \pm 1.02 \quad (5.13)$$

上で示した  $b$  の値は、相補誤差関数が半値をとる時の ADC 値に対応している。蓄積リングのエネルギーが 1.5 GeV、1.0 GeV のときの値の比をみると、

$$307.722 : 460.093 = 1 : 1.495 \pm 0.009 \text{ ch} \quad (5.14)$$

となり、エネルギーの比と等しくなることが分かる。よって、残留ガス制動放射による  $10^3 \text{ counts/sec}$  程度のレート環境下ではゲイン低下の懸念はなく、PWO 検出器のエネルギー測定において線形性が保たれていることが確認された。

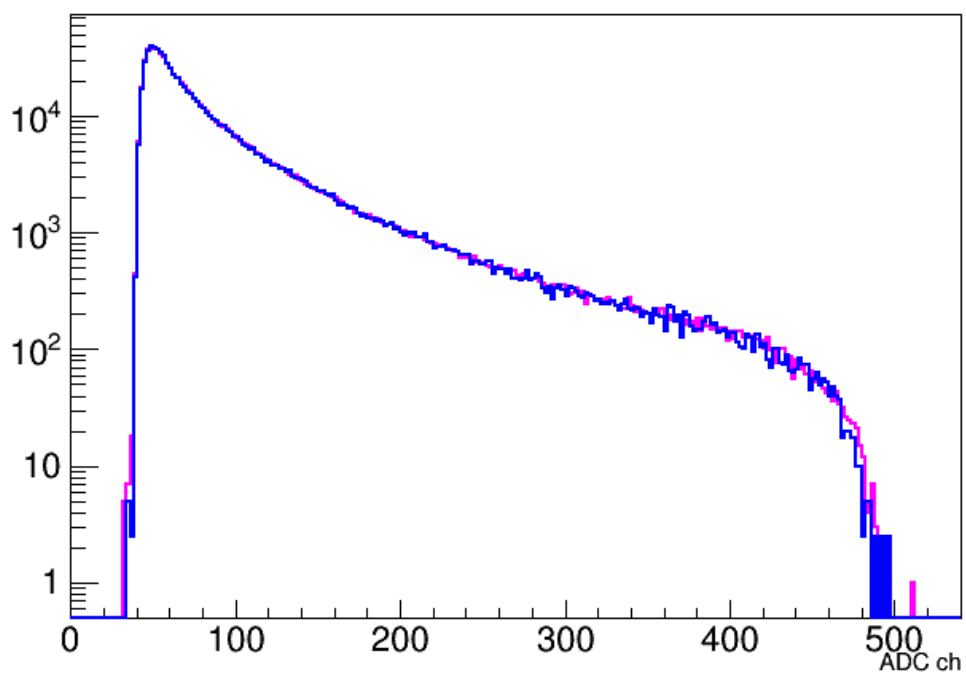


図 5.4.3: 蓄積電子エネルギー 1.5 GeV の時の PWO 検出器の ADC 分布。紫線がアンジュレーターのギャップを 48 mm にした場合、青線が 119 mm にした場合を示す。

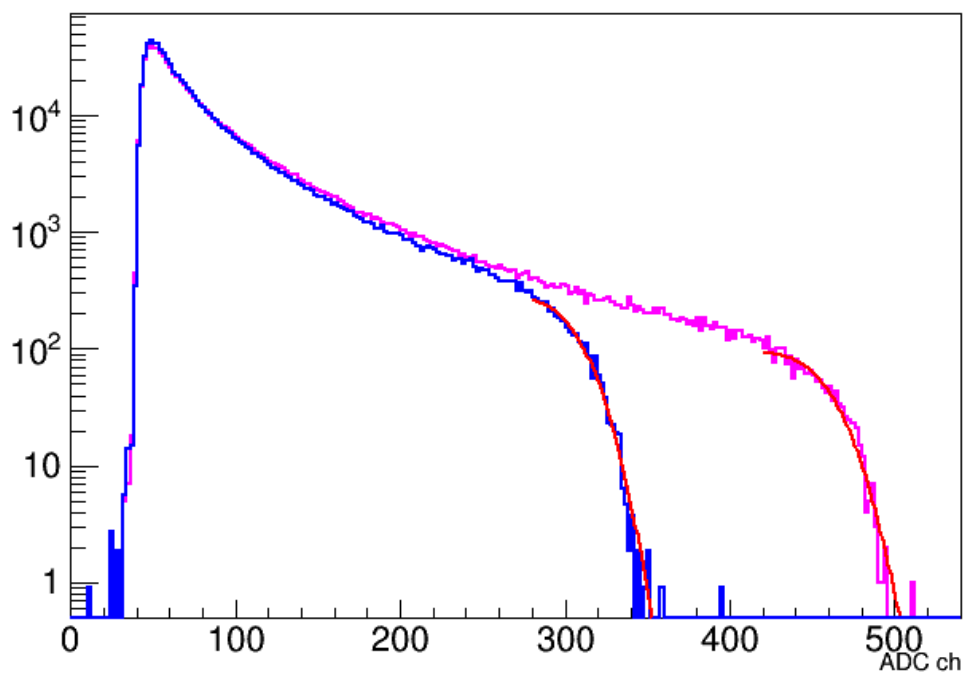


図 5.4.4: PWO 検出器の ADC 分布の蓄積電子エネルギーに依る比較。紫線が 1.5 GeV 運転時、青線が 1.0 GeV 運転時を表す。各 ADC 分布上端に対するフィット結果は赤線で示している。

## 第6章 総括と今後の展望

放射光施設で得られる軟 X 線の蓄積リング再入射により生成される高エネルギー光子ビームは次世代のハドロン光生成実験にとって必要不可欠な技術である。この技術開発により、国内で達成できなかったエキゾチックハドロン分光実験が可能となる。

本研究では、軟 X 線の逆コンプトン散乱による高エネルギー光子ビーム生成を実証するため、ニュースバル BL07A ビームラインにおいて技術開発を進めてきた。そのうち、特に注力した開発要素は以下の3つである。

1. アンジュレーターから放射される 92 eV の軟 X 線を高効率で反射し、蓄積リング再入射で集光が可能な曲率半径 16.7 m の多層膜ミラーの開発
2. アンジュレーターから放射され、多層膜ミラーで反射される軟 X 線のビーム位置、プロファイル、強度を測定する装置の開発
3. 逆コンプトン散乱により生成された光子ビームのプロファイルとエネルギーを測定するガンマ線検出器の開発

多層膜ミラーとして、アンジュレーターから放射される 92 eV の軟 X 線に対して高い反射率を持つ Mo/Si 多層膜を低膨張ガラス基板の上にコートしたものを製作した。まず、ガラス基板が曲率半径 16.7 m の円筒曲面をもつように、曲げ応力を利用したユニークな手法を開発して加工した。製作した曲面が目標通りの曲率となる事をニュートンフリンジ法で確認した。その後、製作した曲面に Mo/Si 多層膜をスパッタリングで形成し、180 度反射ミラーを完成させた。製作した多層膜ミラーは、ニュースバルにおいて反射率測定を行い、92 eV の軟 X 線に対して約 55%であることを確認した。

本研究では、軟 X 線検出器系としてワイヤースキャナーと蛍光板モニターをビームライン上に導入した。ワイヤースキャナーは、X 線照射による光電効果によりタングステンワイヤーに流れる微小電流量を検出する測定器であり、本研究で特に性能評価試験を行った。テスト実験では、X 線強度測定の精度が 1-2% と良いことを確認できた。また、アンジュレーターのギャップ解放時と 92 eV の軟 X 線放射時を比べると強度比が 11.5 倍になることを観測した。これは、輝度スペクトルのシミュレーション計算による強度比評価と一致した。

逆コンプトン散乱で生成される高エネルギー光子ビームを測定するガンマ線検出器として、本研究ではビームプロファイルモニター (BPM) と PWO 検出器を導入した。これらの検出器のパフォーマンス試験は、ニュースバル電子蓄積リングで得られる残留ガス制動放射ガンマ線を使って行った。BPM については、高レート環境である加速器トンネル内に

において、真空中から厚い物質を通して引き出しても、明瞭なプロファイルが観測できた。測定したプロファイルの拡がり  $\sigma$  は、水平方向では 4.9 mm と計算値と近い値が出たが、鉛直方向では 6.2 mm であった。これは制動放射で期待される拡がり角  $1/\gamma$  および電子ビームの空間的拡がり・発散角からの計算値より若干大きい値であったが、測定精度を考慮すると概ね一致していた。PWO 検出器は、1 GeV のガンマ線に対して 1.7% のエネルギー分解能を持つ電磁カロリメーターである。これについても残留ガス制動放射光を用いた性能試験を行い、やはり高レート環境下においても、エネルギーが上がるに従って強度が急激に下がるエネルギー分布を観測できた。蓄積電子エネルギーが 1 GeV の時と 1.5 GeV の時でエネルギー分布の上限を比べることにより、エネルギー測定で良い線形性が保たれていることが分かった。また、今後 BPM と PWO 検出器の同期測定ができるようなデータ収集系を VME をベースに構築することを検討しており、エネルギーに依存したプロファイル測定など、さらに詳細なガンマ線測定ができるようになると期待される。

これまでに、軟 X 線再入射による逆コンプトンガンマ線生成実験の準備はほぼ全て完了した。多層膜ミラー、ワイヤースキャナーなどはビームライン上に既にインストールされており、2 月中旬からのガンマ線生成実験実施の準備は整った。本研究で実証実験が成功した暁には、SPring-8-II などでのこの技術を応用していくことを考えていく。

## 謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

大西宏明教授には、指導教官として多くのご指導をいただきました。物理の学習についてはもちろん、本論文の執筆についてもご助言・ご指導をいただきました。

村松憲仁准教授には本論文の執筆にあたり多くのご助言をいただきました。また、実験やその解析について多くの相談に乗っていただき、研究を進めることができました。大変感謝しています。

IK 技研 石川勇さんには、ガラス基板製作のアイデアを発案いただき、作業工程についても多大なる協力をいただきました。

清水肇名誉教授には、PWO 検出器の取り扱いについて教えていただき、大変助かりました。

時安敦史助教にはデータ収集回路についての助言・ご指導をいただきました。

宮部学助教には BPM と EASIROC の扱いについて助言・ご指導をいただきました。

軟 X 線逆コンプトン散乱実験の共同研究者である、高輝度光科学研究センター 鈴木伸介主幹研究員、大阪大学核物理研究センター 伊達伸特任教授、同 大熊春夫特任教授、兵庫県立大学高度産業科学技術研究所 神田一浩教授、同 宮本修治教授、同 原田哲男准教授、同 渡邊健夫教授には本研究の構想段階やテスト実験時、ビームラインでの作業、データ解析などに際し、多くのご助言・ご協力、たくさんの資料のご提供をいただきました。感謝いたします。

## 参考文献

- [1] C. J. Morningstar and M. Peardon Phys. Rev. D 60 (1999) 034509
- [2] P. Lacombe et al. Phys. Rev. D 54 (1996) 6997
- [3] V. Mathieu, N. Kochelev, and V. Vento, Int. J. Mod. Phys. E18 (2009) 1-49
- [4] G. Tromba, A. Rindi Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A292 (1990) 700-705
- [5] H. W. Koch, J. W. Motz Revises of Modern Physics Vol. 31-4 (1959)
- [6] 村松憲仁、他 加速器学会誌 Vol. 16 No.3 (2019) 154-160
- [7] ニュースバル放射光施設 ホームページ <http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/> (最終閲覧日 2020年1月13日)
- [8] Torsten Feigl, Sergiy Yulin, Nicolas Benoit, Norbert Kaiser, “EUV multilayer optics,” Microelectronic Engineering 83 (2006) 703.
- [9] A. D’angelo, O. Bartalini, V. Bellini, P. L. Sandri, D. Moriccianni, L. Nicoletti, A. Zucchiatti Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 455 (2000) 1-6
- [10] K. Kanda, Y. Haruyama, M. Fujisawa and S. Matsui Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 467-468, 500 (2001)
- [11] SHADOW ダウンロードページ  
<http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/xop2.4> (最終閲覧日 2020年1月14日)
- [12] 神津精機株式会社 製品情報ページ  
<https://www.kohzu.co.jp/products/control-electronics/motor-controller-kosmos/> (最終閲覧日 2020年1月14日)
- [13] 神津精機株式会社 Chamonix ダウンロードページ  
<https://www.kohzu.co.jp/downloads/application/> (最終閲覧日 2020年1月14日)
- [14] 兵庫県立大の部家 彰 准教授とのプライベート・コミュニケーションによるもの。
- [15] ムラタソフトウェア ホームページ <https://www.muratasoftware.com/>  
Femtet はバージョン 2018.0.4.68456 を使用した。(最終閲覧日 2020年1月13日)



- [16] IK 技研株式会社 石川勇  
URL : <http://homepage2.nifty.com/ik-tech/>  
住所 : 大阪府箕面市瀬川 2-20-14
- [17] NTT アドバンステクノロジー株式会社  
URL : <https://www.ntt-at.co.jp/>  
住所 : 神奈川県川崎市幸区大宮町 1310 ミューザ川崎セントラルタワー
- [18] 共同研究者の兵庫県立大学 原田哲男准教授に協力いただいた。
- [19] 「ZERODUR®超低膨張ガラスセラミック」 ショット日本株式会社  
[https://www.schott.com/advanced\\_optics/japanese/products/optical-materials/zerodur-extremely-low-expansion-glass-ceramic/zerodur/index.html](https://www.schott.com/advanced_optics/japanese/products/optical-materials/zerodur-extremely-low-expansion-glass-ceramic/zerodur/index.html)  
(最終閲覧日 2020 年 1 月 10 日)
- [20] SPECTRA ホームページ  
<http://spectrax.org/spectra/> (最終閲覧日 2020 年 2 月 6 日)
- [21] 大阪大学、兵庫県立大の大熊春夫教授に協力いただいた。