X 線自由電子レーザー (SACLA) を用いた光子光子散乱の探索

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻 浅井研究室

山道 智博

平成 27 年 2 月 4 日

概要

素粒子物理学の標準理論である量子電磁力学は, 実光子同士が仮想電子を介して散乱を起こす「光子光子散乱」を予言している. これまでに可視光光源を用いた探索実験が為されてきたが, 非常に強く抑制された過程であるため未だ観測に至っていない.

そこで我々は高輝度 X 線光源である SACLA を利用した, X 線領域での全く新しい光子光子散乱実験を行っている. 光子光子散乱を観測する上で大きな問題となるのは, 光学系で発生するバッググラウンド (BG) 光子による低い SN 比であるが, 本研究ではその対策として電極分割型 X 線検出器を用いて光子のエネルギー・位置情報を取得する SN 比の高い測定系を構築した.

2014 年 11 月に行った探索実験では有為なシグナルは得られなかったが, 重心系での光子エネルギー $\omega_{\mathrm{cm}} = 6.5[\mathrm{keV}]$ において光子光子散乱断面積に対するリミット $\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 3.7 \times 10^{25}[\mathrm{m}^2](95\%\ \mathrm{C.L.})$ を得た. この断面積リミットは X 線領域において最も厳しい制限である.

信号領域に入る BG・パイルアップレートは十分に低く, 将来の高ルミノシティ実験においても本測定系を用いることにより QED に迫る断面積感度を達成可能である.

目次

第 1 章　序論 1
1.1 光子光子散乱 1
1.2 仮想光子の散乱 3
1.3 未知粒子の寄与 5
1.4 先行実験 7
1.5 光源の高エネルギー化:XFEL 施設 SACLA での探索実験 7
1.6 2013 年の実験・それからのアップグレード 9

第 2 章　バックグラウンド 11
2.1 実験系を構成する物質によるコンプトン/レイリー散乱 11
2.2 ガス分子によるコンプトン/レイリー散乱 12
2.3 ビームに含まれる高調波成分 13
2.4 パイルアップ 14
2.5 環境 BG 14
2.6 まとめ 15

第 3 章　実験装置及びセットアップ 16
3.1 実験セットアップ 16
3.2 X 線ビームスプリッターを用いた衝突システム (概略) 17
3.3 X 線ビームスプリッター 19
3.4 真空チェンバー 23
3.4.1 回転機構 24
3.4.2 コリメータ 25
3.4.3 自動ステージ・光学定盤 27
3.5 X 線検出器:DSSD 30
3.5.1 DSSD の概略 30

3.5.2 DSSD の電極構造・測定原理 31
3.5.3 電荷共有 32
3.5.4 VATA461 による信号処理 32
3.5.5 Event Selection 34
3.5.6 制御エレクトロニクス 35
3.5.7 検出器箱, 冷却系 36
3.5.8 検出器の固定・位置 38
3.6 PIN フォトダイオード 38
3.7 DAQ システム 40

第 4 章 SPring-8 における BG 測定 43
4.1 SPring-8 での BG study 43
4.2 Geant4 を用いた BG シミュレーション 43
4.3 測定 BG とシミュレーションの比較 45
4.4 低真空度での BG 測定 47

第 5 章 予備測定 50
5.1 検出効率 50
5.2 DSSD のエネルギー分解能 52
5.3 分解能変化・較正誤差の測定, 信号領域の設定 53
5.4 入射ビーム強度 56
5.5 検出器位置・シグナル検出効率 57
5.6 トリガータイミングの時間分解能・時間窓の設定 61
5.7 ビーム幅の推定 62
5.8 温湿度・真空度のモニター 65

第 6 章 測定及び解析 67
6.1 シグナル測定 67
6.2 ルミノシティ 69
6.3 光子光子散乱断面積への制限・系統誤差 74
6.4 先行実験との比較 76
6.5 2013 年の実験との比較 77
6.6 まとめ 77

第 7 章　展開・展望 78
7.1　今後の予定 78
7.1.1　SACLA のシード化 78
7.1.2　Bragg 型ビームスプリッター 79
7.2　本測定の SN 比から予測される感度限界 80
7.2.1　四光波混合 83
7.3　より現実的な四光波混合のセットアップ 85
7.3.1　多重交差 86
7.3.2　まとめ 86

第 8 章　結論 89

付録 A　上流光学系の詳述 90
A.1　SACLA 90
A.2　LINAC 90
A.3　アンジュレータ 91
A.4　X 線全反射鏡 94
A.5　チャンネルカット 95
A.6　KB ミラー 97
A.7　四象限スリット 97

謝辞 100

参考文献 101

第 1 章

序論

線形理論である古典電磁気学では光子同士は互いに相互作用しないが, 素粒子標準模型の構成要素である量子電磁力学 (QED) は, 仮想電子の閉ループを介した光子同士の散乱「光子光子散乱」を予言する. この現象は最低次でも Feynmann diagram の 4 次の過程であり非常に強く抑制されていて, 可視光を用いた探索が為されてきたが未だ発見には至っていない.

本研究では, 先行実験とは異なる X 線領域での光子光子散乱探索実験を行った. X 線を光源として用いる事により, 散乱断面積・SN 比を向上した測定を行う事が可能となる.

本章では光子光子散乱の概略と, 大まかな実験セットアップについて述べる.

1.1　光子光子散乱

光子光子散乱は, 量子効果によって古典的には互いに相互作用を起こさない光子同士が散乱を起こすという, 真空の非線形効果により起こる過程である. 1933 年に負質量電子状態の描像を用いて初めて予言され [1], 後に QED による近代的な理論的裏付けが為された [2].

量子電磁力学 (Quantum ElectroDynamics, QED) は素粒子標準模型 (Standard Model, SM) の構成要素であり, 零質量ゲージ粒子である光子を介して相互作用をする荷電粒子を記述する場の理論である. 実験的に最も精密に検証された物理理論の一つである.

QED はゲージ原理を用いるゲージ理論であり, 自然に可換ゲージ場である光子場 A(ベクター場) と電子場 ψ(ディラック場) の間の湯川相互作用を記述する. これを表す相互作用ラグランジアンは

$$L_{\mathrm{int}} = e\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu} \tag{1.1}$$

と表され, 光子と電子は結合定数 e で相互作用する. この相互作用は, Feynmann diagram 上では光子線 1 本と電子線 2 本が結合した頂点 (vertex) に対応する.

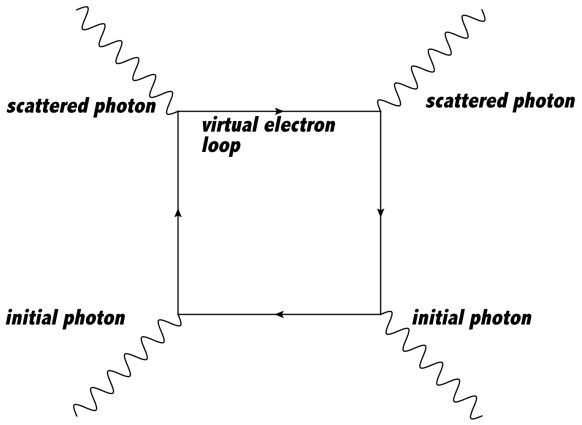


図 1.1　光子光子散乱の最低次項を表す Feynmann diagram(box diagram). 実線は電子, 波線は光子を表す. 本論文において Feynmann diagram の時間の流れは下から上の方向とする.

光子場 A は可換ゲージ場であるため 1 次の過程では互いに相互作用しないが, 高次の過程ではその限りではなく, 光子同士が散乱する光子光子散乱が可能となる. 光子光子散乱の Feynmann diagram の最低次のものは図 1.1 の様になる.

この diagram は箱形 diagram(box diagram) と呼ばれる物で, 入射光子 2 つが電子の閉ループを介して相互作用し, 散乱される過程を表す. この過程は最低次であるが, vertex を四つ持つ四次の過程であり, 非常に強く抑制されている.

box diagram の寄与から計算される光子光子散乱断面積は入射光子の偏光に依存するが, 先行実験で用いられた無偏極光子同士・本研究で用いる直線同方向偏極光子同士の散乱に対応する物を列挙すると, 光子エネルギー $\hbar\omega$ が電子質量より十分に小さい領域で,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpolarized}} = \frac{\alpha^4\omega_{cm}^6}{(180\pi)^2 m_e^8}(139\cos^4\theta + 834\cos^2\theta + 1251) \tag{1.2}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{linear,same}} = \frac{\alpha^4\omega_{cm}^6}{(180\pi)^2 m_e^8}(260\cos^4\theta + 328\cos^2\theta + 580) \tag{1.3}$$

となる [3]. ここで $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}$ は微細構造定数, ω_{cm} は重心系での入射光子のエネルギー, $m_e = 511[\text{keV}]$ は電子質量である. 四次の過程である事による α^4 の因子, 電子閉線を四本持つ事による $\frac{\omega_{\text{cm}}^6}{m_e^8}$ の因子を持つ. 前方後方散乱 (散乱角の余弦 $\cos\theta = \pm 1$) が多いが, 4π に散乱光が分布する. SM の枠内に有る全ての荷電粒子は, 電子と同様 box diagram の寄与を持つが, m^{-8} の依存性から最小質量の電子以外の粒子の寄与は小さい.

散乱角の余弦 $\cos\theta$ に対して以上の微分散乱断面積をプロットすると, 図 1.2 の様になる. 無

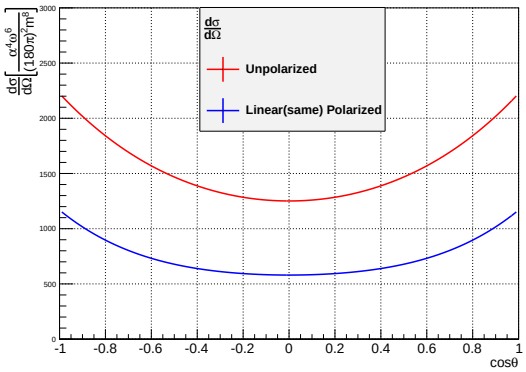


図 1.2　QED の予言する光子光子散乱微分断面積．横軸は散乱角の余弦 cosθ, 縦軸は $\frac{\alpha^4\omega^6}{(180\pi^2)^2 m_e^8}$ で規格化した微分散乱断面積である．赤線は無偏極光子同士/青線は同じ方向に直線偏極した光子同士の微分散乱断面積を表す．

偏極光子・同直線偏極光子の散乱断面積に対して全散乱断面積を計算すると、

$$\sigma_{\mathrm{unpolarized}} = 7.3 \times 10^{-70} (\omega_{\mathrm{cm}}[\mathrm{eV}])^6 [\mathrm{m}^2] \tag{1.4}$$

$$\sigma_{\mathrm{linear,same}} = 3.5 \times 10^{-70} (\omega_{\mathrm{cm}}[\mathrm{eV}])^6 [\mathrm{m}^2] \tag{1.5}$$

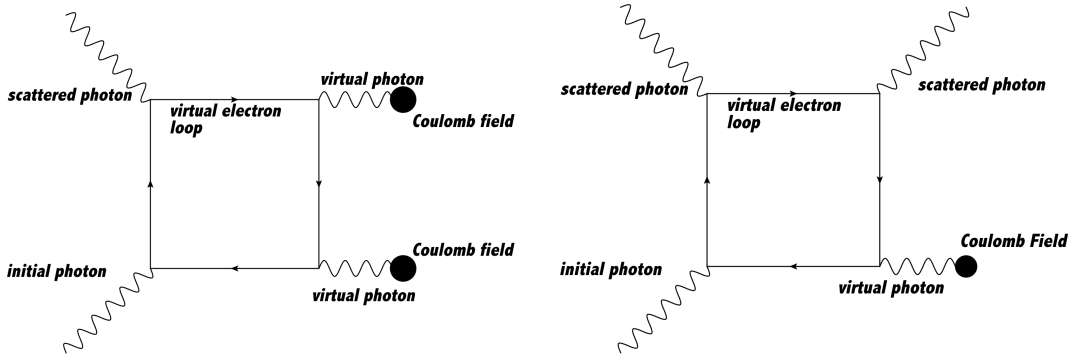
となる．断面積は低エネルギーで非常に強く抑制されており, ω_{cm} の 6 乗に比例する非常に強いエネルギー依存性を持つ．

box diagram の寄与の存在は実光子を仮想光子に置き換えた過程の観測により間接的に検証されているが, 実光子同士の散乱は未観測である．

1.2　仮想光子の散乱

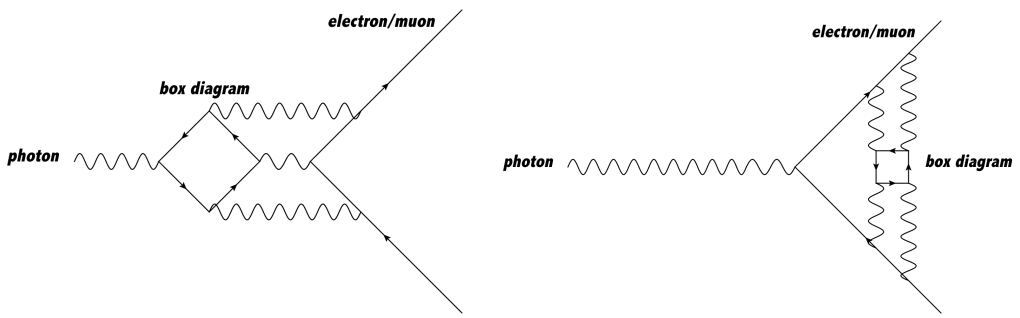
box diagram の 4 本の光子外線が実光子 (入射光子二本, 散乱光子二本) に対応する過程が光子光子散乱であるが, 一部の光子外線が原子核のクーロン場由来の仮想光子に置き換わった過程も存在する．図 1.3 に, そのような過程である Delbrück 散乱, photon splitting の最低次 Feynmann diagram を示す [4].

Delbrück 散乱は, 入射光子が原子核のクーロン場からの仮想光子二つと相互作用する事により弾性散乱される現象であり, 散乱断面積は原子核の原子番号 Z を用いて Z^4 に比例する．
ウラン (Z=92) 等の高い Z・光子エネルギー ∼ 1[GeV]・散乱角 ∼ 1[mrad] の小角散乱領域で支配的な散乱過程であり, 競合過程であるコンプトン/レイリー散乱との分離が可能である．現在までに, Bremsstrahlung により生成した高エネルギー光子ビームを用いた実験で散乱断面積の測定が行われている [5].



(a) Delbrück 散乱　　(b) photon splitting

図 1.3　仮想光子の box diagram を介した散乱. 黒丸は原子核のクーロン場の寄与を表す.



(a) 6 次補正　　(b) 8 次補正

図 1.4　g-2 補正項に含まれる box diagram.

photon splitting は, 入射光子が仮想電子と相互作用し散乱光子二本に分割される非弾性散乱過程である. 散乱断面積は Z^2 に比例し, Delbrück 散乱と同様に測定されている [5].

box diagram の光子外線が全て仮想電子である様な過程は電子/ミューオンの異常磁気能率 g-2 の高次過程 Feynmann diagram に subdiagram として含まれており, g-2 の高精度測定結果を説明する上で必要な寄与を持つ [6]. 図 1.4 に, box diagram による g-2 の補正項の例として 6 次/8 次補正の diagram を示す.

これらの仮想光子の散乱の寄与が観測されているのは, 高エネルギー仮想光子が介在する事により box diagram の寄与が大きい為である.

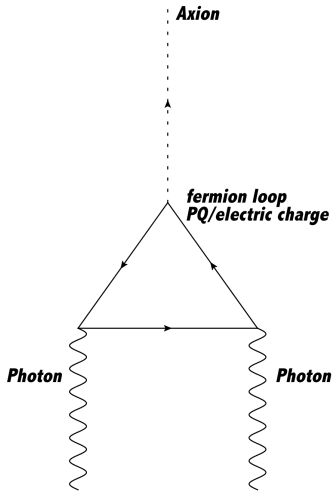


図 1.5　Axion と光子 2 つの結合. 破線は Axion を表す.

1.3　未知粒子の寄与

QED の予言では光子光子散乱への主な寄与は閉電子ループを中間状態とする物であるが, 電子の代わりに中間状態となる未知粒子が存在する場合, 断面積が大幅にエンハンスする可能性がある. そのような未知粒子としては, ALP(Axion-like particle) 等の光子と弱い結合をする粒子が挙げられる [7]. 以下, ALP の一種である Axion について述べる.

Axion は標準理論を超えた理論 (Beyond Standard Model, BSM) で予言される. Axion は強い CP 問題を解決する為に導入される大域的カイラル対称性 (Peccei-Quinn, PQ 対称性 [8]) に対応する擬 NG 粒子 (擬スカラー) である [9].

Axion は PQ charge と電荷を併せ持つフェルミオンのアノマリー diagram を介して, 図 1.5 の様に光子二つと相互作用する. この過程を表す相互作用ラグランジアンは,

$$L_{\mathrm{int,Axion}} = \frac{g}{4}\Phi F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu} \tag{1.6}$$

と表される. ここで, g は ALP の光子に対する結合定数, Ψ は Axion の場, $F^{\mu\nu}, \tilde{F}_{\mu\nu}$ は電磁場テンソルとその双対テンソルである. 結合定数 g と Axion の質量 m_a には

$$m_a = g \times C \tag{1.7}$$

の比例関係が有る. 比例定数 C はモデルにより値が異なり, KSVZ Axion に対して $C_{\mathrm{KSVZ}} = 2.7 \times 10^{18}[\mathrm{eV}^2]$/DFSZ Axion に対して $C_{\mathrm{DFSZ}} = 7.4 \times 10^{18}[\mathrm{eV}^2]$ である [10].

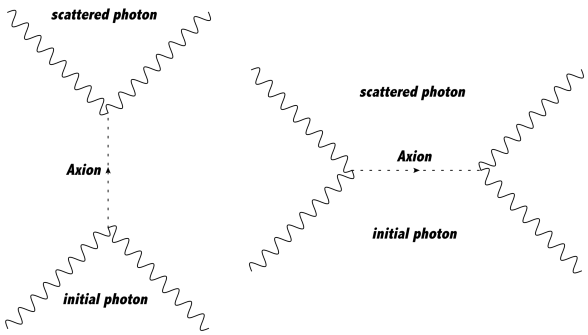


図 1.6　Axion を中間状態とする光子光子散乱の Feynmann diagram. 左:s チャネル 右:t チャネル

図 1.5 の結合により、図 1.6 の様に Axion は光子光子散乱の中間状態 (s,t,u チャンネル) となれる.

非共鳴 ($\omega_{\rm cm} \neq \frac{m_a}{2}$) 条件下と共鳴 ($\omega_{\rm cm} = \frac{m_a}{2}$) 条件下の, 図 1.6 の散乱断面積について QED 断面積と比較する. 非共鳴光子光子散乱断面積は, 低エネルギー領域 ($\omega_{\rm cm} \ll m_a$) において

$$\sigma_{\rm Axion} = \frac{173}{240\pi}\frac{\omega_{\rm cm}^6}{C^4}(\hbar c)^2 \tag{1.8}$$

$$= [1.7\times10^{-88}({\rm KSVZ})/2.3\times10^{-90}({\rm DFSZ})]\times(\omega_{\rm cm}[{\rm eV}])^6 \tag{1.9}$$

と QED 断面積の 20 桁小さい. 一方, 高エネルギー領域 ($\omega_{\rm cm} \gg m_a$) において $\sigma_{\rm Axion} > \sigma_{\rm QED}$ となる条件は,

$$\omega_{\rm cm} < \frac{m_a}{C}\frac{(m_e c)^2}{\alpha}\left[\frac{17\times3375}{256\times973}\right]^{\frac{1}{4}} = m_a\times(3\sim9)\times10^{-6} \tag{1.10}$$

と高エネルギー条件と相容れないため, 非共鳴条件では Axion による寄与は常に QED 断面積に比べ小さい.

共鳴条件下では, S チャネルの散乱断面積は Axion の質量ポール ($2\omega_{cm} = m_a$) 近傍で Breit-Wigner 方程式

$$\sigma_{\rm BW} = \frac{\pi}{4\omega_{\rm cm}^2}\frac{\Gamma^2}{(2\omega_{\rm cm}-m_a)^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \tag{1.11}$$

で記述される. ここで $\Gamma[{\rm eV}] = (0.9\sim6.8)\times10^{-40}(m_a[{\rm keV}])^5$ は崩壊幅である. 崩壊幅が非常に小さいが, 光子エネルギーが質量ポール上である場合 $\sigma_{\rm BW} = \frac{\pi}{\omega^2}$ となり, 非共鳴の場合に比べ非常に強くエンハンスされる.

1.4　先行実験

光子光子散乱の探索実験は主に可視光・赤外光源を用いて行われてきた. 表 1.1 に, 可視光・赤外光域での光子光子散乱実験をまとめる.

1930 年に行われた A.L.Hughs らによる実験 [11] は光子の粒子性を検証する目的で行われたものである. 太陽光を光源とし, 670 ∼ 750[nm] の可視光成分を集光しブースト系で衝突させる事で, 光子光子散乱に対する初の断面積制限 $\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 3\times10^{-24}[\mathrm{m}^2](\omega_{\mathrm{cm}} = 1.5[\mathrm{eV}])$ を得た.

QED に予言される光子光子散乱の探索を目指すより近代的な実験は, 1996 年に F.Moulin らによって行われた [12]. この実験は高強度可視光 (526[nm])・赤外光 (1.053[μm]) パルスレーザーを集光し正面衝突させるもので, $\omega_{\mathrm{cm}} = 1.7[\mathrm{eV}]$ において断面積制限 $\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 9.9\times10^{-44}[\mathrm{m}^2]$ を得た.

二本のレーザーの交差点に, 三本目のレーザーを入射させる事によって光子光子散乱光を励起するという,「四光波混合」という現象を利用した光子光子散乱実験が 2000 年に D.Bernard によって行われた [13]. この実験では 800[nm] レーザー二本/1300[nm] レーザー一本を光源とし, $\omega_{\mathrm{cm}} = 0.8[\mathrm{eV}]$ に対し断面積制限 $\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 1.5\times10^{-52}[\mathrm{m}^2]$ を得た. この断面積制限は光子光子散乱に対し最も厳しい制限となっているが, QED の予言する断面積とは 18 桁の乖離が有る.

また, この段階で既に光学系で発生した白色光由来の BG 光子が観測されており, レーザー強度を更に上げたとしても低 SN 比により断面積が制限されると考えられる.

実験	年	重心系での光子エネルギー [eV]	断面積制限 [m^2]	QED 断面積 [m^2]
A.L.Hughs, et.al.	1930	1.5	3×10^{-24}	8.3×10^{-69}
F.Moulin, et.al.	1996	1.7	9.9×10^{-44}	1.8×10^{-68}
D.Bernard, et.al.	2000	0.8	1.5×10^{-52}	1.9×10^{-70}

表 1.1　可視光・赤外光域での光子光子散乱実験のパラメータ.

1.5　光源の高エネルギー化:XFEL 施設 SACLA での探索実験

光子光子散乱の探索実験は高輝度な光源を使用出来る可視光・赤外光域で為されてきたが, 可視光・赤外光域では光子光子散乱断面積が強く抑制されるという欠点が有る. 可視光・赤外光の代わりにエネルギーが 4 桁大きい X 線を光源として用いれば, 散乱断面積が 24 桁増大した領

図 1.7　XFEL 施設 SACLA. [32] より引用.

域で探索が可能となる. そこで我々は, X 線光源を用いた全く新しい領域での光子光子散乱実験を行っている.

光源として X 線を用いる事には他にも二つ利点が有る. 一つはエネルギー分解能の高い検出器が利用可能という点, もう一つは可視光に比べビームを小さく集光出来るという点である。

可視光域での先行実験ではエネルギー分解能を持つ検出器は用いられず, フィルターを通して検出器に入る光子数のみをカウントするという手法がとられていたが, 光学系で発生する白色光が除去しがたいバックグラウンドとなっていた. 光源として X 線を用いれば, エネルギー分解能の高い X 線検出器を用いる事によって光子のエネルギー情報を取得し, シグナルとバックグラウンドの区別が容易となる.

散乱実験において, 断面積感度を決めるのは交差するビームのルミノシティであり, これはビームを小さく集光する程大きくなる. ビームの集光限界は光子の回折限界に依存するが, 可視光・赤外光に比べ波長が 4 桁小さい X 線はより小さく集光する事が可能であり, これによりルミノシティを増大させる事が出来る.

光子光子散乱実験の光源として用いるためには、X 線光源には高いパルス強度・短いパルス幅が要求される. 本研究では, 世界最高強度の X 線自由電子レーザー (X-ray Free Electron Laser, XFEL) を発振する能力を持つ, 理化学研究所 播磨研究所のコンパクト XFEL 施設 SACLA を光源として用いる (図 1.7.)

XFEL とは線形加速器 (LINAC) で生成した電子ビームをアンジュレータに通し X 線を発振する装置である. LINAC で生成された電子ビームはアンジュレータ中で自発的に X 線波長の長さにマイクロバンチ化され (Self-Amplified Spontaneous Emission, SASE[21]), 電子が局在化される事によりパルス幅の短い高輝度なパルス X 線ビームが発振される.

SACLA は世界最高輝度の XFEL を発振する施設であり, パルス幅は 10[fs] と非常に短く, 我々が使用するエネルギー 10.985[keV] でのパルス光子数は 6.0×10^{10}[photon · pulse^{-1}] と高強度な X 線パルス光源である. 2014 年 11 月 3 日 22 時から 11 月 6 日 10 時にかけ, BL3 ビームラインのビームタイムを取得し本測定を行った.

施設名	ビームライン	パルス強度 [photons/pulse]	repetition	パルス幅
SACLA	BL3	6.0×10^{10}	30[Hz]	10[fs]
Spring-8	BL19LXU	8.5×10^{5}	40[MHz]	10[ps]

表 1.2　SPring-8 と SACLA の性能比較. 強度は本研究で用いた光子エネルギー 10.985[keV] での値.

典型的な第 3 世代放射光施設である理化学研究所 播磨研究所の SPring-8 との性能の比較を表 1.2 に示す.

1.6　2013 年の実験・それからのアップグレード

今年の実験に先駆け、2013 年 7 月に SACLA にて概念実証実験を行った [15]。この実験では繰り返し 20Hz で 9 時間の測定を行い, X 線領域 ($\omega = 6.47$[keV]) での初断面積制限 $\sigma < 1.7 \times 10^{-24}$[m^2] を得た (図 1.8). この実験での知見から, ビームスプリッッター・検出器に関してアップグレードを行った.

ビームスプリッターは, 2013 年の実験では製作が容易な厚さ 0.7[mm] の刃を持ったものを作成したが, 今年の実験では厚さ 0.2[mm] の物を設計・使用した. 透過型 X 線回折の効率は刃の厚みに強く依存し, 刃が薄いほど高い効率でビームを分割出来る.

2013 年の実験ではバルク検出器である Ge 検出器を用い測定を行ったが, バルク検出器を用いる場合 BG 同士が同時に検出器に入射するパイルアップが問題となる. 今年の実験では, 広い検出器面積を持ちかつパイルアップ光子を分離出来る, 電極分割型検出器である DSSD を使用する. 検出器に入射する光子の位置情報・エネルギー情報を取得する事により, SN 比の高い測定が可能となる.

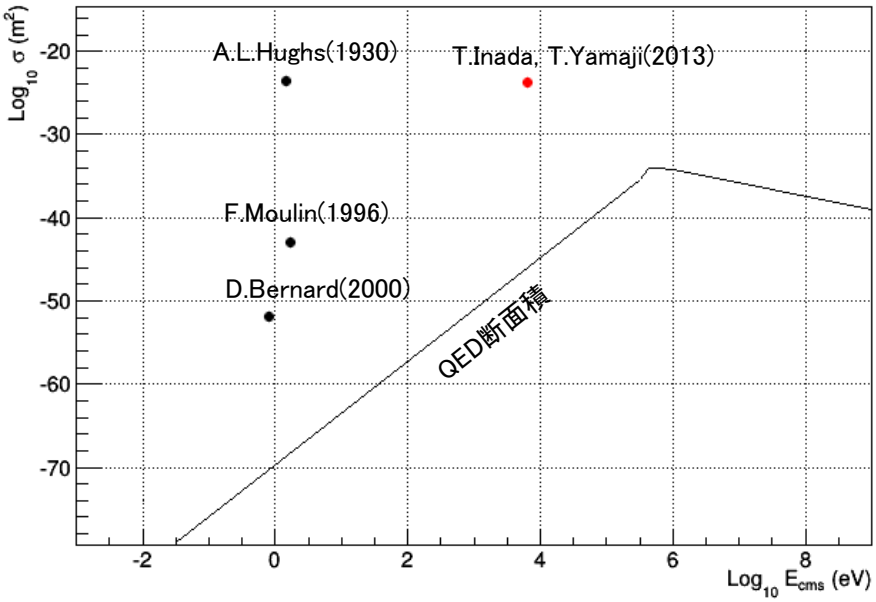


図 1.8　2013 年の実験結果と先行実験の比較．横軸が光子の重心系エネルギー, 縦軸が断面積を表す両対数グラフである．実線が QED の予言する断面積, 点が実験により付けられた断面積リミットを表す.

第 2 章

バックグラウンド

光子光子散乱は仮想電子ループを介して光子同士が相互作用し散乱を起こすという過程であり, ビーム交差点より飛来する散乱光が測定すべきシグナルとなる. しかし, 実際の実験系ではシグナルの他に様々な要因により発生したバックグラウンド (BG) が存在し, SN 比が低下する.

本章では, X 線を用いた光子光子散乱実験において予測される BG とその対策について概略を述べる. 主な BG は以下の項目に大別される.

1. 実験系を構成する物質によるコンプトン/レイリー散乱
2. ガス分子によるコンプトン/レイリー散乱
3. ビームに含まれる高調波成分
4. パイルアップ
5. 環境 BG

これらの BG を抑制する為の詳細な実験セットアップについては 3 章・付録 A にて, 予備測定により測定した実測の BG 事象については 4 章にて述べる.

2.1　実験系を構成する物質によるコンプトン/レイリー散乱

X 線ビームが光学素子を通過する際, ビームを構成する光子の一部は光学素子中の束縛電子によりコンプトン/レイリー散乱され, 正規のビームパスを外れた迷光となる. このような迷光はビームパス付近の物質により複数回散乱される事により, X 線検出器に入射する BG となる可能性がある. また, X 線ビームが広いローブを持っている場合, ローブが光軸付近の物質に散乱される事により迷光となる事も考えられる. これらのコンプトン/レイリー散乱由来の光子は, ビーム中光子のエネルギー $\omega = 10.985$[keV] 以下のエネルギーを持っており, 入射光強度に比例したレートで X 線ビームと同期して検出器に飛来する.

物質による散乱由来の BG を排除する方法は二つある．一つはビームパスを制限するスリットやコリメータにより迷光を遮断するという方法 (3.4.2 章), もう一つはビームを斜めに交差させる事により実験系をブーストし, 光子光子散乱シグナルのエネルギーを ω より大きくするという方法である．以下, 後者について述べる．

光子光子散乱は重心系では弾性散乱であり, 4π に散乱光が分布する．ビームを正面衝突でなく, 傾けて交差させる事により実験系はブースト系となり, ブースト軸方向の光子光子散乱光は入射光子よりも高エネルギーとなる．入射光子のエネルギーを測定する事により, シグナルとのエネルギーの違いから散乱光由来の BG を除去することが可能となる．

本研究ではビームを 72[°] の角度を付けて交差させ, ブースト軸方向 ±12.5[°] の範囲を X 線検出器で覆い 18.1 ∼ 19.9[keV] のシグナルを測定する．

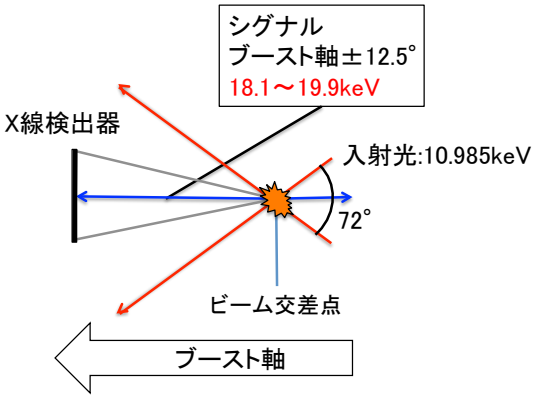


図 2.1　ブースト系での光子光子散乱.

2.2　ガス分子によるコンプトン/レイリー散乱

X 線ビームは伝搬する際, 光軸上に存在する大気分子または真空中の残留ガス分子により散乱を受け, 一部の光子が迷光となる．特にビーム交差部は検出器に近く, 交差部のガス分子密度が大きい場合非常に強い BG 源となる．

この BG は実験系構成物資に由来する散乱光と同様, ビーム中光子のエネルギー $\omega = 10.985$[keV] 以下のエネルギーを持っており, 入射光強度に比例したレートで X 線ビームと同期して検出器に飛来する．検出器開口部にコリメータは導入不可能なので, 真空中で X 線ビームを交差させる事により抑制し (3.4 章), エネルギー測定によりシグナルと分離する．

2.3　ビームに含まれる高調波成分

一般にアンジュレータに由来する X 線ビームは, 基本波長 $\omega = 10.985$[keV] の成分だけではなく, エネルギー $n\omega$ の高調波成分を含む. これらの高調波成分はシグナルエネルギーより高く, コンプトン/レイリー散乱され低エネルギー化したものが検出器に入射するとエネルギー測定によりシグナルと分離する事が困難となる. とくに二次高調波はシグナル 18.1 − 19.9[keV] に近いエネルギー $2\omega \sim 22$[keV] を持ち, シグナルとの分離が難しい成分である.

図 2.2 に, 2013 年 6 月に SPring-8 BL19LXU にて行った BG 測定実験において観測された BG 光子のエネルギー分布を示す. 基本波長 ω の光子が物質により散乱を受けた事に由来するピークの他に, $n\omega$ のエネルギーを持つピークが複数存在する. Al 板による遮蔽の有無でのそれぞれのピークの減衰率の相違から, これらのピークは高調波成分由来のものである.

SPring-8 は SACLA と同様アンジュレータを用いて X 線発振を行っており, SACLA でもこのような高調波成分は存在すると考えられる. この成分を除くため, SACLA での実験では光学系上流に X 線全反射鏡を導入し, 高調波成分を除去する (A.4 章).

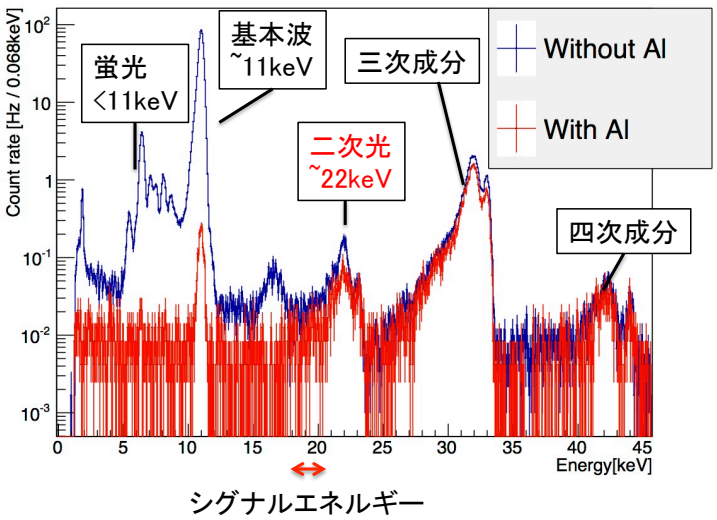


図 2.2　SPring-8 での BG 測定実験 (2013 年 6 月) において観測された BG スペクトル. 横軸は光子エネルギー, 縦軸はカウントレートを表す. 遮蔽体が無い場合の測定 (青線) と有る場合の測定 (赤線) について併記.

2.4　パイルアップ

SACLA はパルス光源であり, 実験系に入射する光子は非常に高い時間密度を持っている. X 線ビームに同期した BG についても同様であり, SACLA では検出器に BG 光子が同時に入射するパイルアップが多くなり, 重要な BG となる. パイルアップはシグナルと同様に, レートが入射光強度の二乗に比例し, 高いルミノシティ領域で SN 比を下げる要因となりうる.

図 2.3 に, 2013 年に SACLA において行った実験での測定スペクトルを示す [15]. 測定は高次光成分を除去したセットアップで行ったが, パイルアップに起因する 22[keV] 付近のイベントが観測された.

パイルアップした光子を分離する為に, 2013 年に使用していたバルクの Ge 検出器に代わり電極分割型検出器である DSSD を使用する. DSSD はエネルギー分解能に加え位置分解能を持つため, 検出器に同時入射したパイルアップ光子を分離することが可能である.

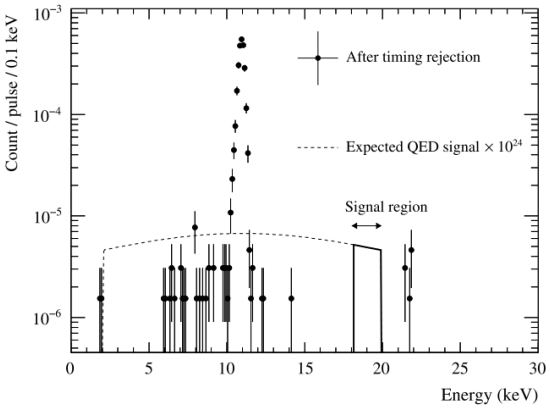


図 2.3　SACLA でのシグナル測定実験 (2013 年 7 月) において観測されたスペクトル. 横軸は光子エネルギー, 縦軸はパルス当たりのカウントレートを表す. データ点と誇張したシグナルスペクトルを併記. [15] より引用.

2.5　環境 BG

以上の BG は, すべて X 線ビームに起因した現象であるため, ビームと同期したタイミングで検出器で観測される. これらとは異なり, 環境 BG は X 線ビームと関係のないタイミングで検出される.

環境 BG は宇宙線や環境中の放射線核種の崩壊 X/γ 線が検出器により観測されるもので, シ

グナルエネルギーを含む広いエネルギースペクトルを持つ.

環境 BG は X 線ビームのタイミングと同期せず, その観測数は観測時間にのみ依存する. SACLA はパルス光源であるため, ビームと同期したタイミングで検出器にトリガーをかける事により環境 BG を抑制する事が可能である (6.1 章).

2.6　まとめ

表 2.1 に, シグナルと比較した主要な BG の特性とその対策について纏める.

種類	エネルギー [keV]	ビームとの同期	入射光強度依存性	対策
物質による散乱	~ 11	同期	一乗に比例	コリメータの使用・エネルギー測定
ガス分子による散乱	~ 11	同期	一乗に比例	真空中での交差・エネルギー測定
高次高調波成分	$\sim n \times 11$	同期	一乗に比例	X 線全反射鏡の使用
パイルアップ	~ 22	同期	二乗に比例	電極分割型検出器の使用
環境 BG	連続分布	非同期	無相関	ビームに同期したトリガーの使用
シグナル	$18.1 \sim 19.9$	同期	二乗に比例	

表 2.1　X 線を用いた光子光子散乱での主要な BG. 種々の特性をシグナルと比較.

第 3 章

実験装置及びセットアップ

本章では本実験全体のセットアップを述べた後に, セットアップに組み込まれている装置類のうちビーム衝突系と検出器について詳述する.
上流光学系については, 付録 A にて詳述する.

3.1　実験セットアップ

図 3.1 に本実験のセットアップを示す. SACLA の LINAC で 8[GeV] まで加速された電子ビームは, BL3 の真空封止アンジュレータ中で偏向磁石列により水平面中に振動し X 線ビーム (水平偏光) を発振する. この X 線ビームには 1 次光 ($\omega = 10.985$[keV]) 以外にエネルギー $n\omega$ の高次光成分を含んでいるので, 全反射鏡で全反射させる事で高次光成分をカットする.

SACLA の X 線ビームの線幅は 80[eV] であり, X 線ビームスプリッターが回折出来る線幅に比べ単色性が悪いため, チャンネルカットに入射させ 63[meV](FWHM) まで単色化する. この単色化した X 線ビームのビーム幅は縦横 200[μm] であり, BL3 EH4 の共用実験装置である X 線集光鏡 (KB ミラー) で横方向のみに 1[μm] まで集光する.

X 線ビームスプリッターは空気による散乱に由来する BG を抑制する為に真空チェンバーに入れ, 真空中で X 線の分割・交差を行う. チェンバー・ビームスプリッターの位置調整は自動ステージ/光学定盤のゴニオメータキャリアを用いて行う.

X 線検出器である Si 両面ストリップ検出器 (Double-Sided Sillicon Detector, DSSD) はチェンバー外に置き, 真空窓を通して交差点から来るシグナルの測定を行う. 光子光子散乱が起これば, シグナルに対応するエネルギーの光子が DSSD により検出される.

測定中は交差ビームの強度をピンフォトダイオードを用いてパルス毎に測定し, ルミノシティを算出する.

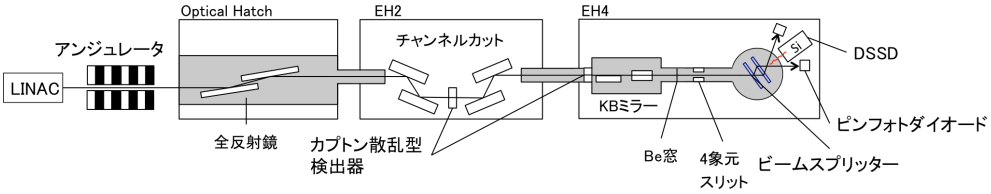


図 3.1　実験全体のセットアップ. 灰色部は真空を表す.

パラメータ種類	パラメータ	値
電子ビームパラメータ	ビームエネルギー	7.988[GeV]
	繰り返し	30[Hz]
アンジュレータパラメータ	偏光	水平直線偏光
放射光パラメータ	光子エネルギー	10.985[keV]
	光子数	6.0×10^{10}[photon · pulse^{-1}]
	線幅 (FWHM)	80[eV]
	ビーム幅 (FWHM)	200×200[μm^2]
	パルス幅	< 10[fs]
下流光学系のパラメータ	チャンネルカット後の線幅 (FWHM)	63[meV]
	集光鏡集光幅 (FWHM)	1[μm]

表 3.1　BL3 光源パラメータ.

実験に関わる上流光学系のパラメータについて, 表 3.1 に纏める.

3.2　X 線ビームスプリッターを用いた衝突システム (概略)

SACLA の X 線ビームラインは現在 BL3 の一つしかなく, また X 線パルスの交差を時間的・空間的に保証する為, SACLA のビームを X 線ビームスプリッターを用いて分割し交差させる. X 線ビームスプリッターは X 線回折を利用したもので, X 線光学の分野では X 線干渉計として確立された技術である [14]。

X 線ビームスプリッターは図 3.2 の様な, 薄い刃を削り出したシリコン単結晶である. 単結晶の薄い刃に Bragg 角 θ_B をつけて X 線ビームを入射させると, 刃の結晶格子面を介して X 線が伝搬し, 図 3.3 の様にビームが透過波と反射波の二本の回折光に分割される. この現象は透過型 (Laue case) の回折と呼ばれる X 線回折である. 以下, 透過/反射回折を T/R と略記し, 透過/反射回折光は T/R 回折光と表す.

実験に使用する結晶は結晶格子面 (440) で回折が起こる様に設計してあり、Bragg 条件を満

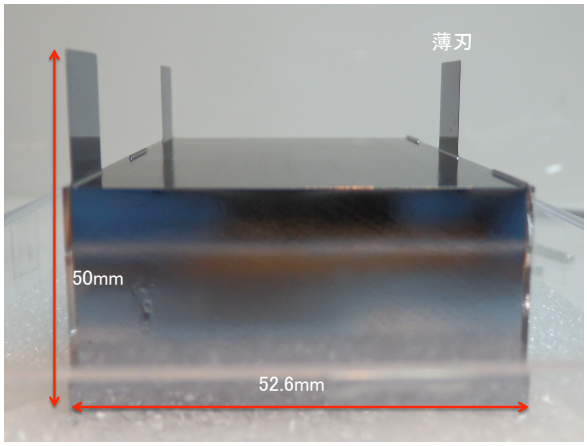


図 3.2　本測定に使用した X 線干渉計.

たす Bragg 角 θ_B は、

$$2d_{440}\sin\theta_B = \lambda \tag{3.1}$$

$$\theta_B = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d_{440}}\right) = 36[^\circ] \tag{3.2}$$

である。ここで、$\lambda = 1.13$[Å] は X 線波長、$d_{hkl} = \frac{d}{\sqrt{h^2+k^2+l^2}}$ はシリコン単結晶格子面 (hkl) の格子定数であり, $d = 5.431$[Å] はシリコン結晶の格子定数, $d_{440} = 0.96$[Å] である.

図 3.4 の様に X 線ビームスプリッターに Bragg 角 θ_B の入射角をつけて X 線を当てると, まず一枚目の刃で透過型の X 線回折を起こしビームが T/R 回折光の二本に分割される. 二本の回折光は二段目の刃に入射するが, これらの刃は単一のシリコン単結晶から切り出した物なので, 二段目の刃でも回折条件を満たし更に分割される. 以下, 二回回折した後の四本の回折光は二枚の刃での回折方向から TT/TR/RT/RR 回折光と呼ぶ.

これら四本の分割ビームのうち, 透過・反射したビーム (TR 回折光) と反射・反射したビーム (RR 回折光) が交差する. これらのビームは単一のビームを分割した物であり, 光路長は幾何学的に同一である為, ビームの交差は時間的・空間的に保証される. 重心系での光子エネルギー $\omega_{\rm cm}$ は用いる結晶格子面により決まり, 本測定の場合は $\omega_{\rm cm} = \omega\sin\theta_B = 6.47$[keV] である.

光子光子散乱が起こった場合, ビームの交差点から散乱された二光子が放出される. 本測定ではブースト軸方向に設置した X 線検出器で, ブースト軸方向に来る一光子のみを測定する. この実験系は $\beta = \cos\theta_B = 0.8$ でブーストされた系であるため, ブースト軸方向に出るシグナルは入射光子よりも高エネルギー (18.1 ∼ 19.9[keV]) となる. これにより、主要な BG であるビームスプリッター等の周辺物質でコンプトン/レイリー散乱された光子をエネルギー測定により除去する事が可能となる。

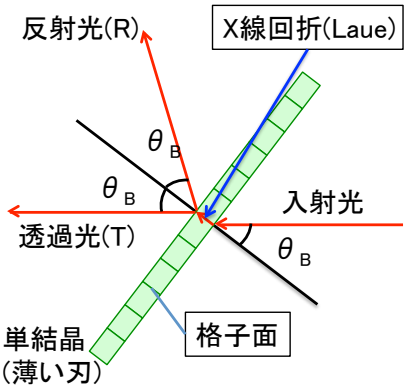


図 3.3　薄い単結晶の刃による透過型 (Laue case) 回折.

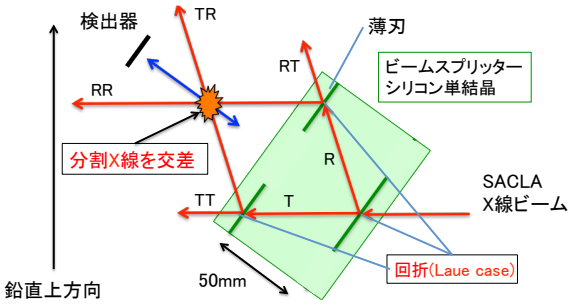


図 3.4　X 線ビームスプリッターを用いたビーム衝突系.

3.3　X 線ビームスプリッター

X 線ビームスプリッターは X 線ビーム衝突系を構成する, この実験の中核となるコンポーネントである. 表 3.2 に, X 線ビームスプリッターのパラメータを示す.

シリコン単結晶の薄刃による透過型 X 線回折の回折効率は, 完全に単色な理想的な X 線ビームに対しては図 3.5 の様に結晶の厚さに対して振動する. この振動はペンデルビートと呼ばれるもので, 周期は本測定で用いた物で 30[μm] 程度である. 実際の X 線ビームに対しては, 角度発散と線幅によりペンデルビートは均される.

ペンデルビートの一周期で平均化した回折効率について以下に述べる. 通常の X 線透過を考える場合, 厚さ H・吸収係数 μ・入射角 θ の条件に対し透過率は $\exp\left(-\frac{\mu H}{\cos\theta}\right)$ となるが, 回折条件化においては結晶中でブロッホ波と呼ばれる定在波が生じる事により減衰率が変動する. ブ

パラメータ	数値
刃の厚さ H	200[μm]
格子定数 d	5.431[Å]
使用格子面 (hkl)	(440)
Bragg 角 θ_B	36[°]@$\omega = 10.985$[keV]
偏光	σ 偏光
偏光因子 $\lvert P \rvert$	1

表 3.2　X 線ビームスプリッターのパラメータ.

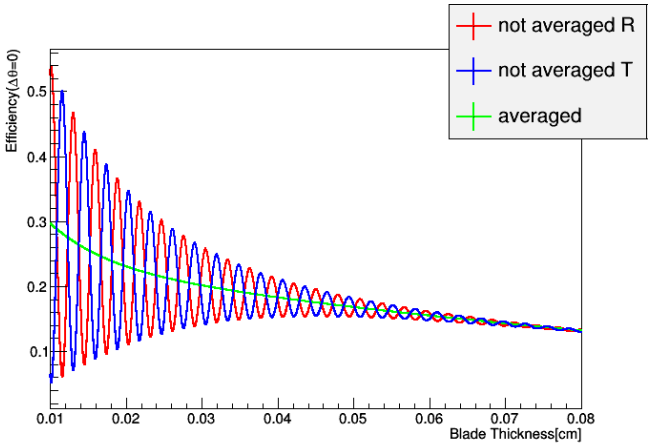


図 3.5　完全単色な X 線ビームに対する回折効率のペンデルビート. 横軸は結晶厚さ, 縦軸は回折効率を表す. 赤:反射方向 (R) の回折効率/青:透過方向 (T) の回折効率/緑:ペンデルビートの振動の一周期で平均化した回折効率.

ロッホ波にはブロッホ波 α, β の二種類が存在し, ブロッホ波 α は結晶格子面での振幅が 0 である一方, ブロッホ波 β は最大の振幅を取る. X 線の減衰は結晶格子面を構成する原子により起こるため, ブロッホ波 α は通常に比べ減衰が弱くなり, ブロッホ波 β は強くなる.

ブロッホ波 α, β の透過率は, 通常の減衰率に対し補正因子 $(1 \mp \delta)$ を掛けた $\exp\left(-\frac{\mu H(1\mp\delta)}{\cos\theta_B}\right)$ で表される. 回折後に生じる反射・透過回折光はブロッホ波 α, β の重ね合わせにより生じる.

X 線の入射角が回折条件からずれた場合, 回折効率は回折条件を満たす場合に比べ減少する.

入射角のずれを考慮した際の, 回折効率の理論式は

$$\frac{I_R}{I_0} = \frac{1}{4(W^2+1)}\left[\exp\left\{-\frac{\mu H}{\cos\theta_B}(1-\delta)\right\} + \exp\left\{-\frac{\mu H}{\cos\theta_B}(1+\delta)\right\}\right] \tag{3.3}$$

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{4}\left[\left(1+\frac{W}{\sqrt{W^2+1}}\right)^2 \exp\left\{-\frac{\mu H}{\cos\theta_B}(1-\delta)\right\} + \left(1-\frac{W}{\sqrt{W^2+1}}\right)^2 \exp\left\{-\frac{\mu H}{\cos\theta_B}(1+\delta)\right\}\right] \tag{3.4}$$

$$\delta = \frac{|P|\epsilon}{\sqrt{W^2+1}}, W = \frac{(\theta_B-\theta)\sin 2\theta_B}{|P||\chi_g'|} \tag{3.5}$$

と表せられる. ここで, I_0, I_R, I_T はそれぞれ入射光強度・反射光強度・回折光強度, μ はシリコン中の減衰係数 [cm^{-1}], H はシリコン刃の厚さ, $|P|$ は回折前・回折後の偏光成分 ϵ_0, ϵ_s を用いて $|P| = (\epsilon_0 \cdot \epsilon_s)^2$ で定義される量で, 偏光因子と呼ばれる量である. $\epsilon = \frac{\chi_g''}{\chi_0''}$ は原子散乱因子の虚部のフーリエ級数展開の回折方向と入射方向の値の比であり, W の式中の $|\chi_g'|$ は原子散乱因子の実部の回折方向に対するフーリエ級数である. θ_B, θ は Bragg 角・入射角を表す. W は入射角のずれを規格化した物であり, 回折効率の FWHM が $W = \pm 1$ に対応する.

回折効率は減衰の補正 δ が 1 に近く, ビームスプリッターの刃が薄い程大きくなる. δ に入る偏光係数 P は回折面が偏光方向と垂直 (σ 偏光) だと 1, 回折面と偏光方向が平行 (π 偏光) だと $\cos 2\theta_B$ となる. 本セットアップでは δ を大きくする為に, σ 偏光の配置で X 線を分割・交差する. SACLA の場合, X 線は水平偏光であるため, ビームスプリッターを斜に配置し X 線を鉛直方向に分割・交差させる.

回折させる為に必要な角度精度・線幅を考える. 回折効率が半減するのは $W \sim \pm 1$ の時であり, その時の角度のずれ $\Delta\theta_{W=\pm 1}$ は,

$$\Delta\theta_{W=\pm 1} = |\theta_B - \theta_{W=\pm 1}| = \frac{|P||\chi_g'|}{\sin 2\theta_B}[\mathrm{rad}] \tag{3.6}$$

となる. X 線エネルギー $\omega = 10.985[\mathrm{keV}]$ の時 $|\chi_g'| = 3.14 \times 10^{-6}$ である為, 回折効率の角度のずれに対する半値全幅は,

$$\Delta\theta_{\mathrm{FWHM}} \sim 2\Delta\theta_{W=\pm 1} = 6.6 \times 10^{-6}[\mathrm{rad}] \tag{3.7}$$

となる. このようにビームスプリッターに対する X 線入射角は約 6[μrad] の精度で調整する必要が有るため, ゴニオメータにより角度制御を行う.

実際の X 線ビームは有限な線幅を持っており, 各々のエネルギー成分が異なる Bragg 角 θ_B を持つ. エネルギー中央値の成分が Bragg 条件を満たし, W=0 で最大の回折効率で回折している場合でも, 線幅の裾の成分は $W \neq 0$ であり回折効率が落ちるため, ビームスプリッターで同

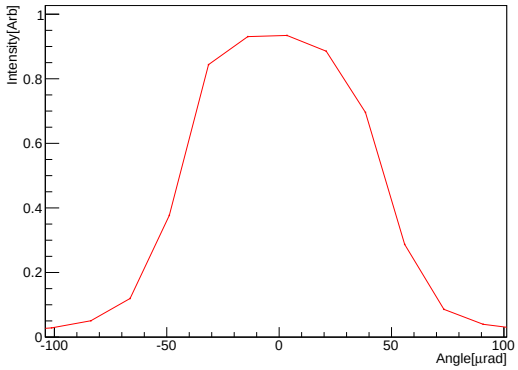


図 3.6　SPring-8 にて実測した TR 回折光強度の角度依存性 (ロッキングカーブ). 横軸は入射角の Bragg 角からのずれ, 縦軸は TR 回折光強度 ([Arb. unit]) を表す.

時に回折出来る線幅の限界値が存在する. 本測定で用いるビームスプリッターで回折出来る X 線の線幅 (FWHM) は,

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} \sim \frac{d_{hkl}[\text{Å}](E[\mathrm{keV}])^2 \cos\theta_B}{6.199} \Delta\theta_{\mathrm{FWHM}} = 100[\mathrm{meV}] \tag{3.8}$$

となり, 100[meV] 程度の狭い線幅しか回折を起こさない.

図 3.6 に, SPring-8 で実測した, 線幅 (FWHM)1.6[eV] の 10.985[keV] 入射光に対する TR 回折光強度の角度依存性 (ロッキングカーブ) を示す. 横軸はビームスプリッターの角度 (Bragg 角を原点とする), 縦軸は規格化した TR 回折光強度である. ロッキングカーブの半値全幅は 90[μrad] $\sim 15\Delta\theta_{\mathrm{FWHM}}$ と理論計算に比べ大きいが, これは線幅が 1.6[eV] $\sim 15\Delta E_{\mathrm{FWHM}}$ と大きい為にエネルギーの違う成分が異なる角度を回折を起こす為であり, 角度幅と線幅に対する以上の議論は実験とコンシステントである.

本実験で用いた X 線ビームスプリッターの設計図を図 3.7 に示す. X 線ビームスプリッターは直径 4 インチのシリコン単結晶のインゴットから切り出され, エッチングにより薄刃を削り出す.

加工はシャランインスツルメンツ株式会社に発注し, 加工後の寸法検査の結果は表 3.3 の様になった. 結晶全体の寸法精度は 0.1[mm] 以内である.

上述の理論式からチャンネルカット後の線幅 (FWHM)63[meV] の X 線ビームに対する, このビームスプリッターの回折効率 (二回) を求める. 中心値としてはペンデルカーブを平均化した式を用い, チャンネルカットによる角度発散の寄与 (90%)/寸法検査の範囲 ($H = 200 \pm 10[\mu\mathrm{m}]$) でのペンデルカーブの寄与 ($\pm 14\%, 18\%$) を加味して評価する. 透過・反射 (TR) 回折光に対しては $3.61 \pm 0.50\%$, 反射・反射 (RR) 回折光に対しては $2.75 \pm 0.49\%$ と見積もられる.

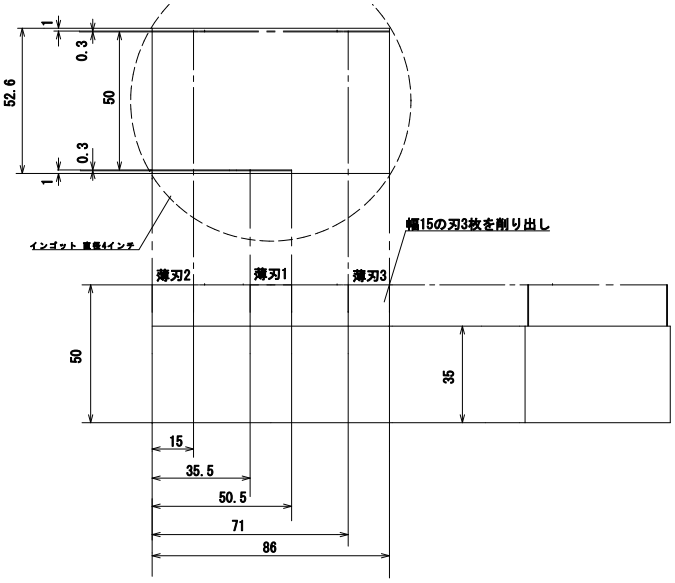


図 3.7　X 線ビームスプリッターの設計図.

測定部位	測定値 [mm]
薄刃 1(手前)	0.20/0.20/0.21
薄刃 2(奥・左)	0.20/0.195/0.20
薄刃 3(奥・右)	0.205/0.20/0.210
縦 (長さ)	52.7
横 (幅)	85.95
高さ (厚さ)	34.95

表 3.3　シャランインスツルメンツの寸法検査表. 薄刃の厚さは三カ所測定.

3.4　真空チェンバー

X 線ビームスプリッターは, 大気分子による X 線散乱を抑制する為に真空チェンバー中に設置する. 実験に使用する真空チェンバーの写真を図 3.8 に, 概略を図 3.9 に示す.

チェンバーの全体の製作は真空光学株式会社に発注した. チェンバー胴部は加工精度を高くする為にアルミブロックからの削り出しで作成している. 胴部内部はビームスプリッターの回転部の為に直径 166[mm] のキリ穴を空けており, 更に入射光用のキリ穴 (VG40 規格)・回折光

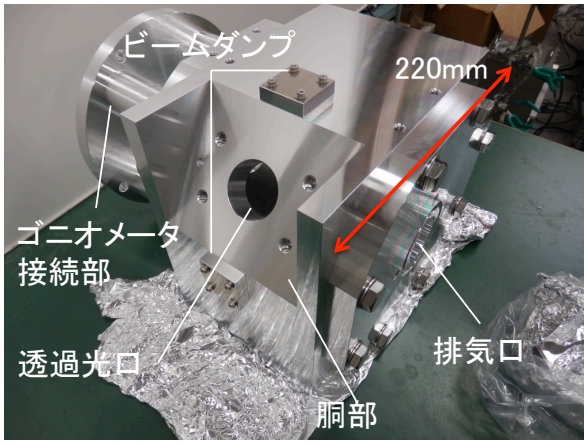


図 3.8　真空チェンバー.

(TR,RR) 用の穴・回折光 (TT,RT) 用のビームダンプを削り出している. チェンバー側面の蓋は, 片方はゴニオメータと接続し, 反対側は排気系に接続する. 以下, チェンバー各部について詳述する.

3.4.1　回転機構

X 線ビームスプリッター・真空チェンバーの角度調整には, RA20-21 ゴニオメータ (図 3.10) を用いる. RA20-21 は同軸で回転可能な $\theta/2\theta$ 軸の 2 軸回転ステージを備えたゴニオメータである. モーター駆動可能な自動ステージであり, 角度分解能 (half step) はそれぞれ $0.00005/0.00001[^\circ] = 0.9/1.8[\mu\mathrm{rad}]$ である. 内側に位置する θ 軸によりビームスプリッターの角度調整を行い, 外部の 2θ 軸はチェンバーに直結する.

真空チェンバー内に設置されたビームスプリッターを大気中のゴニオメータに接続する為に, 回転導入端子 RMS-F1-12 を用いる. RMS-F1-12 は理学メカトロニクス製の回転導入端子であり, 磁性流体シールにより回転軸を真空封止する装置である. 図 3.11 の様に, RA20-21 の θ 軸をカップラー MSTS-25-10×12 を介して回転導入端子に接続し, チェンバー内部でビームスプリッターを固定する回転台に接続する.

X 線ビームスプリッターは局所的に力が加わると結晶が歪曲してしまう為, 図 3.12 の様に当て板 (Al 製, 厚さ 3[mm](入射側・透過側)/1[mm](側面)) を介し回転台上のスタンドにネジで押し当てる事で固定する.

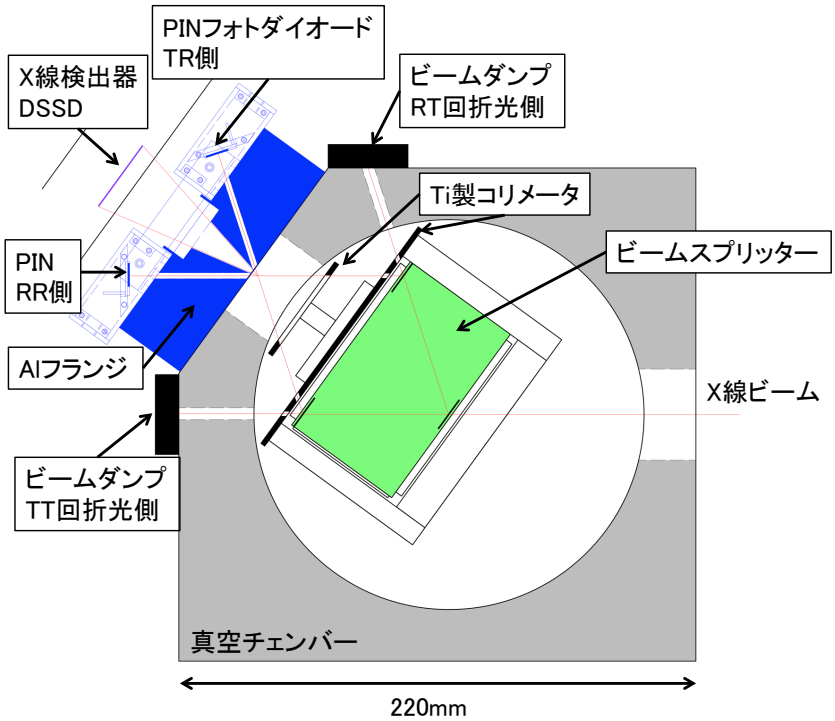
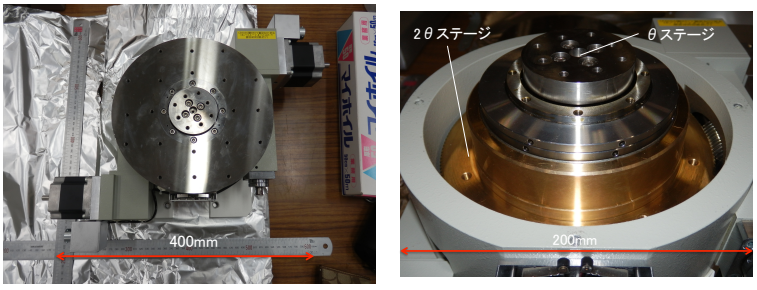


図 3.9　真空チェンバーの概略. 光軸と鉛直方向を含む平面での断面図. 視点は排気口方向.



[1] 全体像　　[2] 内部構造

図 3.10　RA20-21 ゴニオメータ. 実験に使用したものと同機種の写真.

3.4.2　コリメータ

X 線ビームスプリッターに入射した X 線の内, 回折されなかった光子はビームスプリッターで光電吸収されるか, コンプトン/レイリー散乱され迷光となる. 後者は検出器に入りうる主要な BG となると考えられる. また, X 線ビームが広いローブを持っている場合, ローブがビーム

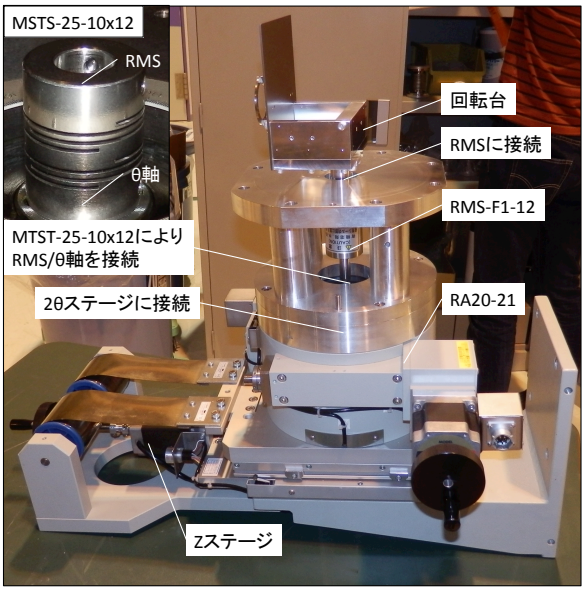
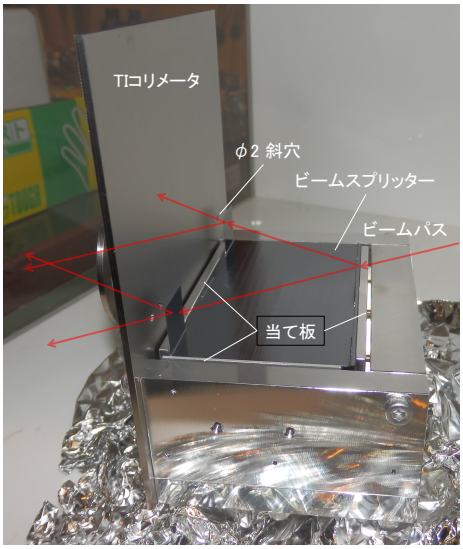
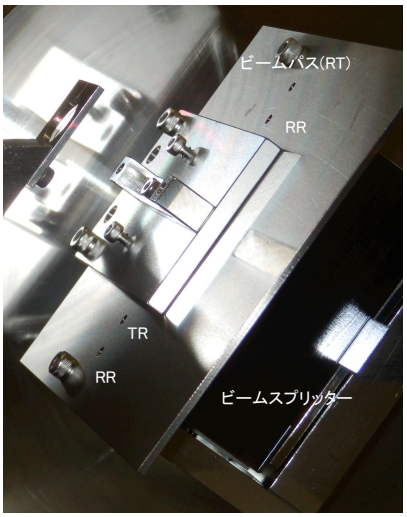


図 3.11　$\theta, 2\theta$ 軸の接続.θ 軸はカップラー MTST-25-10×12 を介して RMS-F1-12 に接続し, 2θ 軸はスペーサを介してチェンバー側面蓋に直付けする. ビームスプリッターを載せる回転台は RMS の回転軸にネジ留めする.



(a) ビームスプリッター側から見た写真.



(b) 反対側から見た写真.

図 3.12　回転台の写真.Al 当て板を挟んで 3 方からネジでスタンドに押し付けて固定する.Ti 板状コリメータには ϕ 2 斜穴が 4 つ付けられており, ここに TT,TR,RT,RR 回折光を通す.

パス上の物質に散乱される事により BG となる可能性も考えられる．ビームスプリッターの周囲に三つのコリメータを配置してビームパスを制限する事により, これらの BG を抑制する．

ビームパス上の最初のコリメータは, 図 3.12 の様な Ti 製の板状コリメータである. ビームスプリッターの 2 段目刃の直後に有り, 回転台・ビームスプリッターと連動して回転出来る．このコリメータは厚さ 2[mm] で, TT,TR,RR,RT 回折光を通すビームパスとして直径 2[mm] の斜穴を 4 つ持っている．このコリメータにより, X 線ビームのローブ・迷光の大部分をカットする．

ビームパス最後に設置されたコリメータは, 回折光 (TR,RR)・シグナルを通す Al 製フランジである (図 3.13)．このフランジはシグナル用の傾斜 12.5[°] テーパ穴 (深さ 27[mm], 真空側内径 ϕ [2mm], 大気側 ϕ 14[mm]) と, TR,RR 回折光用のビームパス (ϕ 2.5[mm] 斜穴) を二つ開けている．真空窓はシグナル・回折光用共に厚さ 125[μm] のカプトン窓であり, トールシールにより真空封止している．

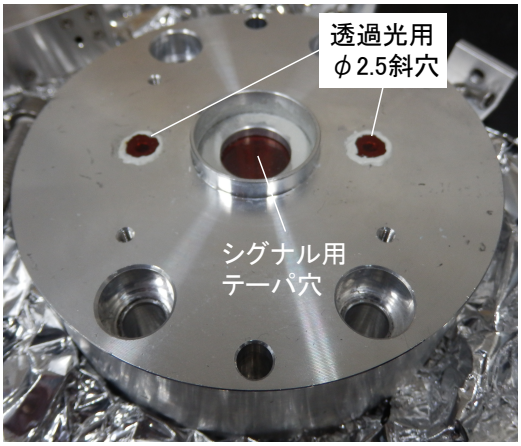
シグナル用テーパ穴はシグナルを効率良く取り出し, コンプトン/レイリー散乱由来の迷光を除く為の物である．フランジより 2.8[mm] 内側に交差点が有り, これよりブースト軸 ±12.5[°] の範囲 (重心系立体角 17.4%) に出た 18.1 ∼ 19.9[keV] のシグナルがこのテーパ穴を通り, チェンバー外の検出器に測定される．

回折光用の斜穴は, 回折光がカプトン窓を通過する時に発生する散乱光がチェンバー内部に戻り, それがテーパ穴に入り BG となるのを防ぐ為の物である．回折光の真空窓で散乱した X 線がチェンバー外を回り込んで検出器に入るのを防ぐ為に, シグナル用真空窓は回折光窓よりも 5[mm] 深く, 回折光用窓との間に円筒形のカラーを立てて分離している．

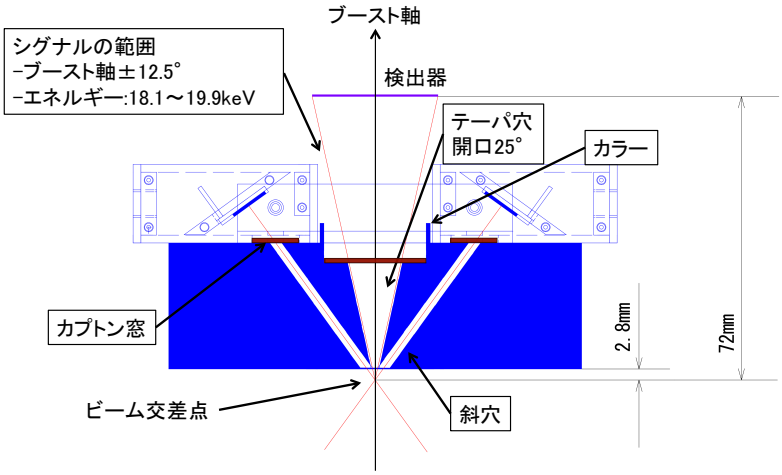
この二つのコリメータが付いた状態では, 主要な BG パスは図 3.14 に示す様な経路を辿る．まず 2 段目の薄刃でコンプトン/レイリー散乱し, その散乱光が Ti 板状コリメータの ϕ 2[mm] 斜穴を通過してシグナル用テーパ穴に入り, テーパ穴の内壁で再度コンプトン/レイリー散乱して検出器に入る, という物である．この BG パスを遮断するために, Ti 製リングコリメータを Ti 板状コリメータ/Al フランジの間に設置する．Ti リングコリメータは厚さ 2[mm]/直径 48[mm] の Ti 円盤の内側に, スプリッター側内径 ϕ 36.8[mm]/フランジ側内径 ϕ 34[mm] のテーパ穴を切った物で, 回折光のパスを切らずに BG のパスを切る様に配置する．Ti リングコリメータの位置での上述の BG パスと回折光のパスの相対距離は 0.5[mm] 程度である．

3.4.3　自動ステージ・光学定盤

ゴニオメータを含むチェンバー系全体は, KOHZU 製高加重 XZ ステージ KHI-4SK に載せ, 予め光軸に合わせて位置調整した相野産業株式会社製光学定盤上のゴニオメータキャリアに載せる (図 3.15)．ここで, 空間座標軸は X 軸が光軸に垂直な平面方向/Y 軸が光軸に平行な方



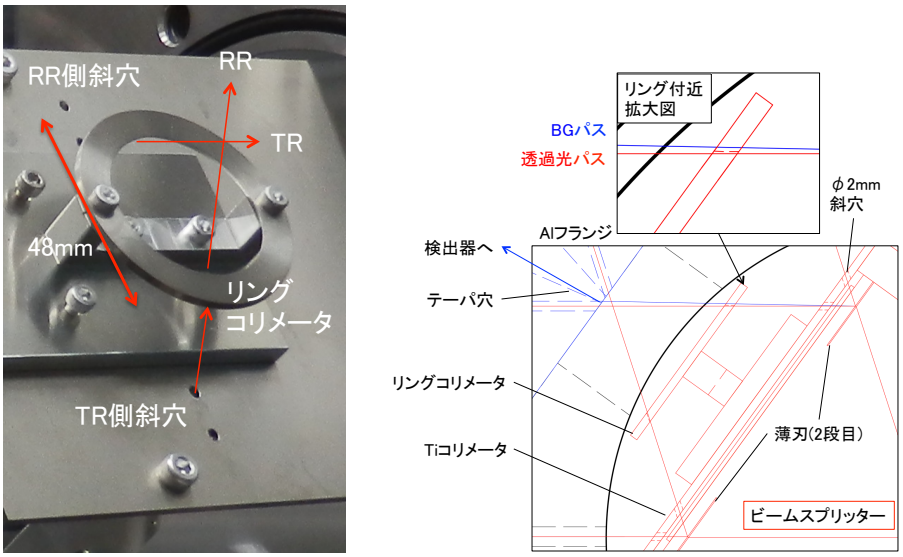
(a) Al フランジの写真.



(b) 概略図.

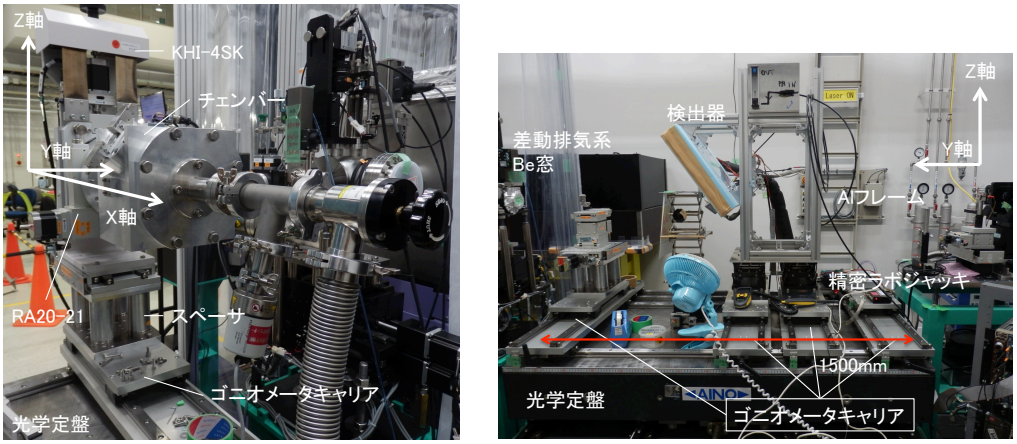
図 3.13　Al 製フランジ・コリメータ. シグナル用 12.5[°] テーパ穴と回折光用 ϕ 2.5[mm] 斜穴 (傾斜 36[°]) を持つ. 真空窓は全て 125μm カプトンフィルムで, 真空封止は接着剤トールシールで行っている.

向/Z 軸を鉛直方向と定義する. KHI-4SK は X/Z ステージを組み合わせた自動ステージで XZ 軸共にストローク ±50[mm]/1[μm] 分解能である. 光学定盤は全体寸法が光軸方向 1650[mm]/光軸直行方向 1400[mm]/高さ 1000[mm] であり, 定盤上面 (光軸方向 1500[mm]/光軸直行方向 900[mm]) に光軸方向 180[mm]/光軸直行方向 415[mm] のゴニオメータキャリアが 4 台, 光軸方向 180[mm]/光軸直行方向 160[mm] の検出器キャリアが 4 台装備されている. ゴニオメータキャリアは X・Y 方向に移動可能であり, 付属の目盛りを読む事で 1[mm] の精度で位置を調整出来る. 定盤上面は手動水平推進機構を備えており, 上面全体をストローク 300[mm] で移動可



(a) Ti リングコリメータ.　　(b) BG パス.

図 3.14　Ti リングコリメータによる BG パスの遮蔽.



(a) KHI-4SK　　(b) AINO 製光学定盤.

図 3.15　KHI-4SK・ゴニオメータを介して定盤に取り付けたチェンバー.

能である.

本実験では, 定盤上面の検出器キャリア側が光軸の 40[cm] 奥に位置する様にし, 最上流のゴニオメータキャリアにチェンバーを載せ, 2-3 番目に検出器を設置する.

パラメータ	数値
面積	$32 \times 32[\mathrm{mm}^2]$
厚さ	$500[\mu\mathrm{m}]$
ストリップ間隔	$250[\mu\mathrm{m}]$
ストリップ幅	$150[\mu\mathrm{m}]$
不感層厚さ	$\sim 4[\mu\mathrm{m}]$
ストリップ数	128ch(P 側) + 128ch(N 側)

表 3.4　DSSD のスペック.

3.5　X 線検出器:DSSD

X 線検出器はブースト軸上に有るため, 観測されるシグナルは 18.1 ∼ 19.9[keV] と入射光 10.985[keV] に比べ高エネルギーとなる. 主要な BG はビームスプリッター等でコンプトン/レイリー散乱されたエネルギー 10.985[keV] 以下の光子である為, BG 一光子のイベントはエネルギー測定により排除可能である.

しかし SACLA はパルス光源であるため, 二光子以上の BG 光子が検出器に同時に入射するパイルアップイベントが発生しやすく, 重要な BG となる. パイルアップイベントで観測されるエネルギーは光子のエネルギーが足し合わさった物となる為, 信号のエネルギーに近くなり, エネルギー測定での排除が困難となる.

大面積の検出部を持つ電極分割型検出器である Si 両面ストリップ検出器 (Double-sided Silicon Strip Detector,DSSD) を X 線検出器として用いて, パイルアップイベントを排除した測定を行う ([16], 図 3.16).

3.5.1　DSSD の概略

DSSD は, ASTRO-H 衛星に搭載される X 線検出器 HXI のコンポーネントとして高橋研究室が開発を主導した電極分割型半導体検出器である. 厚さ $500[\mu\mathrm{m}]$・$32 \times 32[\mathrm{mm}^2]$ のシリコン半導体に幅 $150[\mu\mathrm{m}]$ の Al ストリップ電極が表面・裏面に 128 本ずつ装着されており, ストリップ電極の波高値 (256ch) を読み出す事により位置分解能 $250 \times 250[\mu\mathrm{m}]$ で入射した X 線光子を測定可能である. ストリップ検出器であるため, $128 = 1.6 \times 10^4[\mathrm{cell}]$ の位置情報取得を $128 \times 2 = 256\mathrm{ch}$ の読み出しで可能であり, デッドタイムが全 ch 読み出しで約 2[msec] と短い. 表 3.4 に, DSSD の基本パラメータを示す.

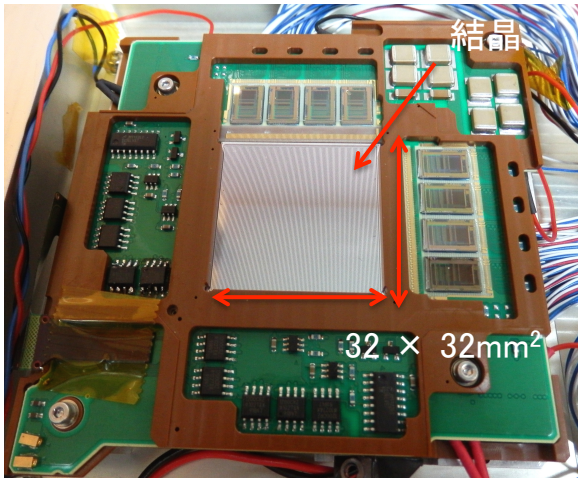


図 3.16　DSSD.

3.5.2　DSSD の電極構造・測定原理

DSSD は, n 型シリコンウエハーの上面に p^+ 型シリコン (以下, P 側と呼称), 下部に n^+ 型シリコン (以下, N 側と呼称) を互いに垂直なストリップ状に接合した半導体検出器である (図 3.17). それぞれのストリップには SiO_2 による表面処理と共に Al 電極が蒸着されており, SiO_2 層がコンデンサーとなる事でリーク電流を抑制している. 表面の SiO_2 層・電極 Al 層からなる不感層の厚さは 4[μm] 程度であり, 測定 X 線の吸収は無視出来る.

X 線測定時は N 側 Al 電極に +250[V] の逆バイアス電圧を掛ける事により半導体を全空乏化する. N 側ストリップ間には p^+ ストリップが接合しており, これにより N 側ストリップを互いに電気的に分離している. 逆バイアス電圧を掛けた際に発生する表面電流は, 両端の P 側ストリップ (0ch,127ch) の外側にガードリングを配置して抑制する.

シリコン半導体に入射した X 線は半導体を構成する原子に光電吸収される際, 電子を基底準位である価電子帯から高エネルギー準位である伝導体に励起し, そのエネルギーが他の電子に分配される事により X 線エネルギーに比例する電子正孔対に変換される. シリコンの電子正孔対の励起に必要なエネルギーは $W = 3.66$[eV] である [17].

生成された電子正孔対は, 空乏層に掛かっている高電場により, 電子は N 側に, 正孔は P 側ストリップに回収され, 回収される P 側/N 側ストリップに信号が誘起される. 誘起される誘導電荷を変換する事により入射 X 線のエネルギーが, 信号が誘起された P 側/N 側ストリップの位置から入射位置の情報が得られる.

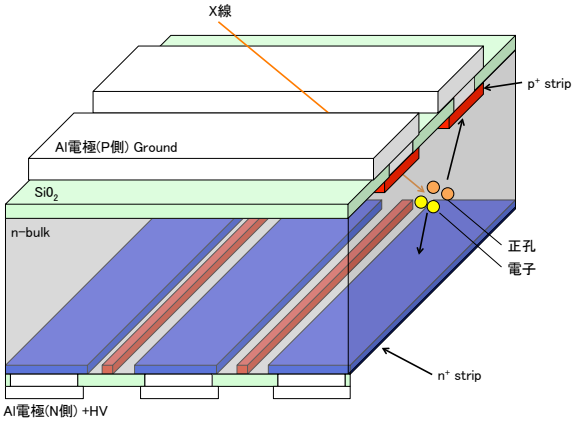


図 3.17　DSSD の電極構造.

3.5.3　電荷共有

DSSD は電極分割型検出器であり検出部が共有されている為, X 線入射位置がストリップ間の中央に近い場合, 隣り合うストリップに電荷が分配される. この現象は電荷共有 (Charge Sharing, CS) と呼ばれる.

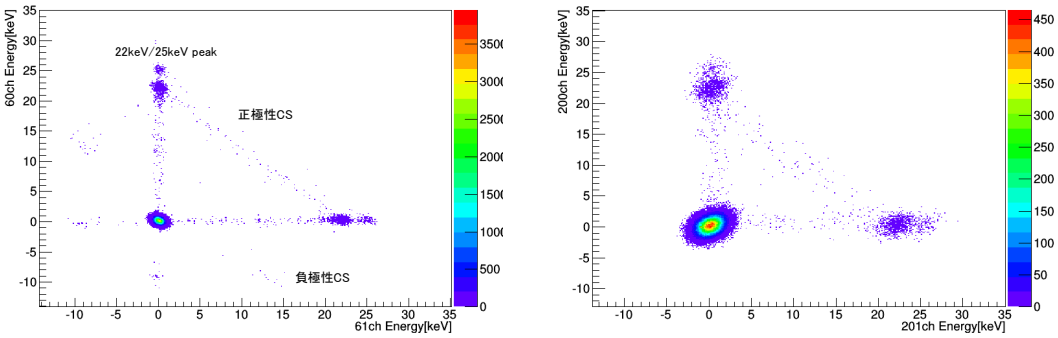
図 3.18 に, ^{109}Cd 較正線源を用いた測定で, 隣り合う P/N 側ストリップ 2ch の出力波形をエネルギーに直して 2 次元プロットした物を示す. P 側/N 側のプロットには, ^{109}Cd の光電ピークの他に, CS 由来の光電ピークエネルギーが 2ch に配分されたイベントが見られる.

P 側には更に, 1ch のエネルギーが負値を取るイベントが見られる. これは CS の一種で, P 側ストリップの中央付近に X 線が吸収された時に, N 側ストリップで回収されるべき電子が P 側ストリップ間の SiO_2 層で回収され, P 側ストリップに負信号が誘導されることが原因である ([18], 図 3.19).

正極性 CS は隣り合う ch のエネルギーを足し合わせる事により再構成可能だが負極性 CS は不可能である. 又, P 側ストリップの間のごく浅い領域 (各 P 側ストリップ間につき断面積 1500[μm^2] 程度の範囲) では隣あう P 側ストリップの波高値は 0 に近くなり, スレッショルドを超えないため実効的には不感層となる.

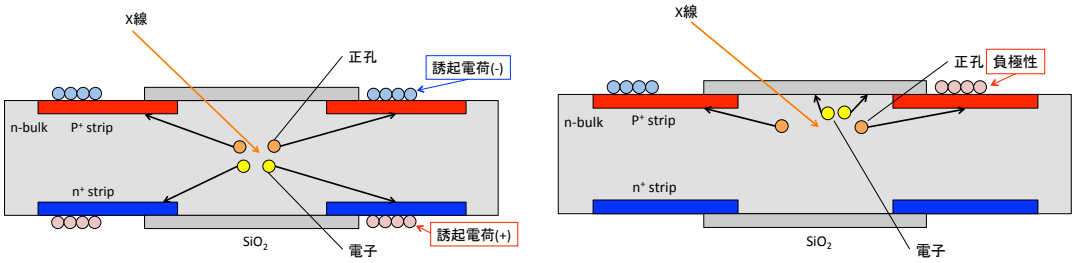
3.5.4　VATA461 による信号処理

ストリップに誘起される電荷信号の AD 変換は, ASIC である VATA461 を 8 個用いて行われる. VATA461 は JAXA 高橋研究室と IDEAS 社が共同開発したもので, 内蔵回路により



(a) P 側ストリップ 60ch/61ch　　(b) N 側ストリップ 200ch/201ch

図 3.18　隣り合う ch のエネルギーの二次元プロット．左図: 61ch(横軸)/60ch(縦軸) の観測した光子エネルギー, 右図: 201ch(横軸)/200ch(縦軸) の観測した光子エネルギーを表す．^{109}Cd 較正線源を用いた測定.



(a) 正極性 CS(P 側/N 側)　　(b) 負極性 CS(P 側のみ)

図 3.19　CS の原理.

32ch のストリップに対して内部トリガーの生成, 信号の AD 変換を行うことが出来るアナログ ASIC である．図 3.20 に VATA461 ブロック図の概略を示す.

入射 X 線により誘起された電荷は, VATA461 中の電荷有感型増幅器 (Charge Sensitive Amplifier, CSA) により増幅・電圧信号に変換され VA 部・TA 部の二つの後段回路に送られる．TA 部では時定数 0.6[μm] の fast amplifier が CSA からの信号を増幅・整形し, 閾値を超えた場合内部トリガーを生成する．閾値エネルギーは VATA461 のレジスタ値により, 2.2 ～ 12.4[keV] の範囲で 32 段階で設定可能である．本実験では閾値を 9.2[keV] として測定を行った.

VA 部は fast amplifier よりも遅い時定数 2 ～ 4[μs] の slow amplifier により電圧を増幅・整形し, 外部の制御回路で一定時間 (peaking time) 遅らせた内部トリガーのタイミングでサンプルホールドを行う．本測定では peaking time は 1.5[μs] としている.

サンプルホールドされた電圧値は ASIC 中のランプアップ式 ADC(分解能 10 ビット) により

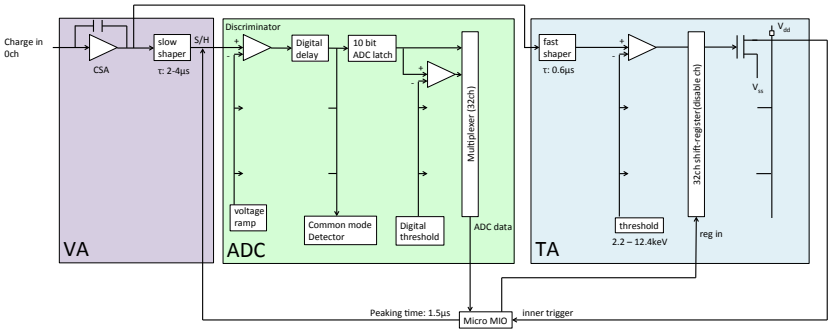


図 3.20　VATA461 のブロック図 (概略). 1 つの ASIC は 32ch の入力を扱うが, 上図では 1ch のみ示す.

AD 変換される. これらの回路は 32ch 全てに対し等価な構成となっており, ある 1ch が内部トリガーを出した場合, 他の 31ch を含む全チャネルにおいて同時に AD 変換が行われる. ランプアップ式であるため AD 変換に要する時間はペデスタルの電圧値に依存し, 電圧が高いチャネル程 AD 変換に時間が掛かる. 内部トリガーを出す ch, 波高値を読み出す ch は VATA461 のレジスタ値を操作する事により設定可能であり, 本測定では P 側 ASIC(ASIC0-3) のうちガードリング近くの 0/1/2/126/127ch・Dead ch である 67/68ch を除く 121ch で内部トリガーを出し, 波高値の読み取りは P 側 N 側全チャンネルにおいて行う.

1 つの ASIC に属す 32ch の回路は等価であるため, ASIC 自体にのるノイズは 32ch に同相 (Common Mode Noise,CMN) に掛かる. あるイベントでシグナルが生じるチャンネル数は高々数 ch であるため, ASIC の波高値の中央値を取る事により, ASIC の CMN を推定し, これを波高値から除く事によって分解能を向上する事が出来る.

VATA461 には, ASIC のランプアップ AD 変換が 16 番目に終了したチャンネルの波高値を CMN とし, この値を他の波高値とともに出力する機能が実装されている. しかし, この方法で出力された CMN をそのまま波高値から引くと, 自己相関した値を引く事により 0ch にピークが立ちペデスタルのピークが歪む. そのため, 全チャンネルに対し「同じ ASIC の他の 31ch の波高値の中央値」を計算し, それを各チャンネルの推定 CMN と見なし CMN の除去を行う.

表 3.5 に, 本測定での VATA461 の各パラメータを纏める.

3.5.5　Event Selection

DSSD に二光子以上の光子が入射するパイルアップイベントを除く為に, 以下の様なカット条件を掛けて解析を行う.

ASIC はイベント毎に DSSD の全チャンネル (P 側 0 ∼ 127ch, N 側 128 ∼ 255ch) の読み出

パラメータ	数値
shaping time[μm]	0.6(fast)/2 ∼ 4(slow)
トリガー生成閾値	9.2[keV]
peaking time	1.5[μs]
ADC 分解能	10bit(1024ch)
内部トリガー生成 ch	P 側 3 ∼ 66, 69 ∼ 125ch(計 121ch)
波高値読み出し ch	全 ch(0 ∼ 255ch)

表 3.5　VATA461 のパラメータ.

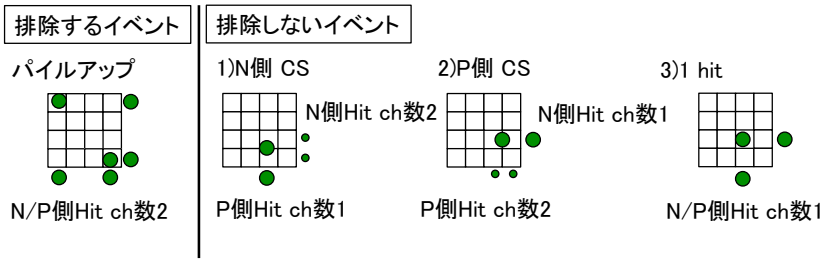


図 3.21　Event Selection に用いる Hit ch に関するカットの概略.

しを行う. 各イベントについて, P 側/N 側において波高値がペデスタルの太さ σ[keV] に対し $\pm 4\sigma$[keV] の範囲を逸脱する ch を Hit ch と定義し, P 側/N 側において Hit ch が一つのみ, 又は隣合う 2ch が Hit ch であるイベントを解析に使用する.

図 3.21 にこのカット条件で排除されるイベント, 排除されないイベントの典型的な例を示す. このカット条件はパイルアップ事象を排除する為のカットであり, 電荷分配 (CS) したイベントを再構成するものである.

3.5.6　制御エレクトロニクス

DSSD に搭載された ASIC を制御し, PC との通信を行う DAQ エレクトロニクス (DSSD 用) の概略を図 3.22 に示す. DSSD に搭載された ASIC は, フレキシブルケーブル・Fan-out 基板を通して peaking time の遅延, レジスタ値の書き込み・データ読み出し等の制御を行う Micro-MIO ボードに接続される. Micro-MIO ボードは ASTRO-H 用に開発された FPGA ボードであり, Windows PC から Jtag ダウンロードケーブルで搭載 FPGA に制御プログラムを書き込む事が可能である. ボードの搭載クロックは 20[MHz] である.
ボードには衛星機器に標準の SpaceWire 規格ポートが搭載されており, これにより測定デー

タの通信を行う．SpaceWire ケーブルを用いて Micro-MIO ボードをシマフジ電機製ブリッジ SpaceWire to GigabitEther R2 に接続し，ブリッジを介して Mac PC(MacBook Pro, OSX 10.9) に Ethernet ケーブルで接続し DAQ を行う．

Micro-MIO ボードは測定データを貯める為のダブルバッファーを持っており，31 イベント分のデータが溜まるとフラグを立ててイベントを保存するバッファーを切り替え，Mac PC はフラグが立つたびにバッファー内のデータの読み込みを行う．

P 側/N 側 ASIC には，二つの DC-DC コンバータにより 5[V] 電源から分けた 3.3[V]/2[V] 電源を投入する．DSSD の N 側に印加される正電圧は N 側基板のグラウンド全体に印加されるため，P 側/N 側 ASIC のエレクトロニクスと Fan-out 基板の間の通信はアイソレータを介して行い，P/N 側 ASIC に電源供給する DC-DC コンバータは上流と下流のグラウンドを遮断する．DC-DC コンバータに投入する 5V 電源と，Micro-MIO ボード/Fan-out 基板に投入する 3.3[V] 電源は，12[V] スイッチング電源をそれぞれ 5[V]/3.3[V] 用 DC-DC コンバータに通す事により生成する．

シグナルは SACLA の X 線ビームに同期している一方環境 BG はビームのタイミングとは無相関であるため，ビームに同期したトリガーで DAQ する事により SN 比が向上する．FPGA のプログラムを ASIC の AD 変換を内部トリガーと外部トリガーの AND を取れたときのみ行う様に設計し，外部エレクトロニクスで作成した外部トリガー (LVDS) を Micro-MIO ボードに導入する．また，外部エレクトロニクスの制御用に，ASIC が AD 変換している間ラッチ信号を LVDS の形で外部出力する．

DSSD の逆バイアス電圧用の HV は NIM/CAMAC システムの HV モジュールから印可する．

3.5.7　検出器箱，冷却系

半導体検出器に共通する性質として，常温では電子正孔対が熱励起することによりリーク電流が増加しエネルギー分解能が悪化・もしくは DAQ 自体が不可能となる．Si 半導体検出器である DSSD も同様であり，測定中は冷却する必要が有る．そのため，DSSD は図 3.23 の様な Al 製検出器箱にいれ，不凍液を壁内に循環させる事によって検出器を冷却する．

この箱は寸法が $250 \times 350 \times 31[\mathrm{mm}^3]$ で，削り出しによって作成したものである．3 方の壁内には穴が開いており，この中を不凍液を循環させる事で DSSD を冷却する事が可能である．検出器窓は遮光を兼ねた Al 板であり，厚さは 260[μm] である．

不凍液循環には EYELA 社製 CA-1115 C 型を使用し，ナイブライン Z-1 型を水道水で重量比 60% に希釈したものを循環させる．

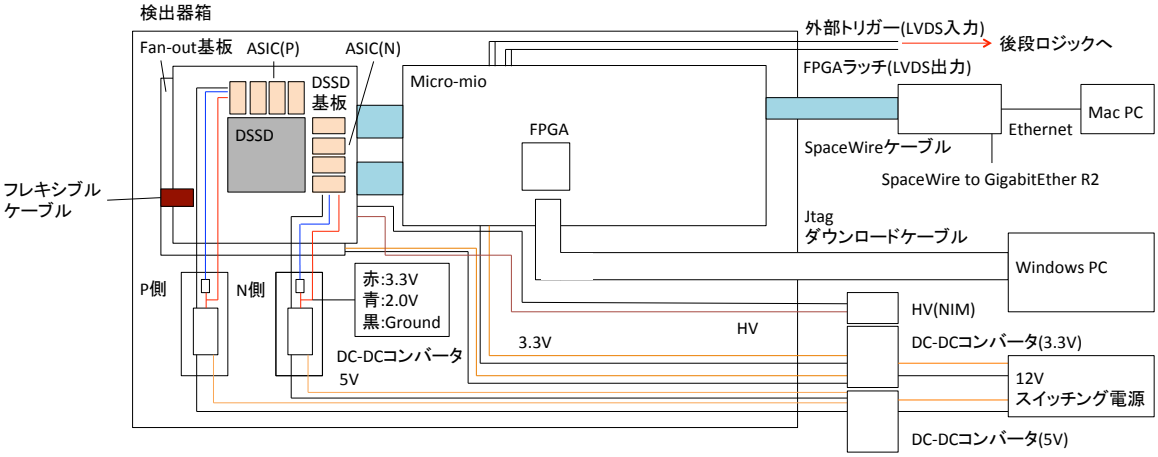
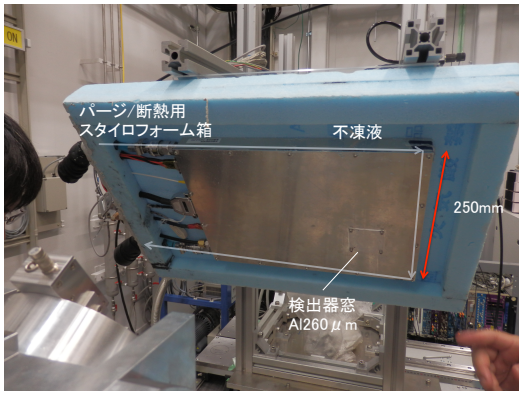
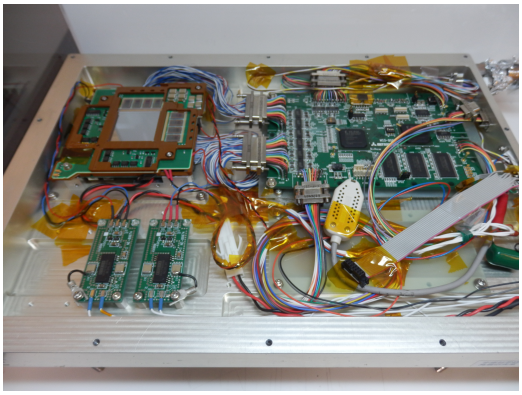


図 3.22　DSSD の DAQ エレクトロニクスの概略図.



(a) 検出器箱



(b) 箱内部の写真

図 3.23　検出器箱.

空気中でそのまま冷却を行うと空気中の水蒸気が冷却され結露し, エレクトロニクスでの電気分解・ショート・DSSD の分解能悪化等を引き起こす可能性が有る. そのため, 検出器箱全体をスタイロフォーム製の箱で覆い, 検出器内に窒素ガスを注入する事により検出器箱内をパージし, 結露の発生を防ぐ.

スタイロフォームは水蒸気を透過し難く, 断熱性も高い建材である. スタイロフォーム箱は寸法 $410 \times 580 \times 80[\mathrm{mm}^3]$ であり, t30[mm](底板/側壁)/t20[mm](蓋) を組み合わせて作られている. フィードスルー/底板・側壁の接着はシリコーン接着剤, 側壁と蓋の間の気密は間に紙粘土を詰める事により行っており, 検出器窓は t125[μm] カプトンフィルムを速乾性アラルダイトで接着して作成した (図 3.24).

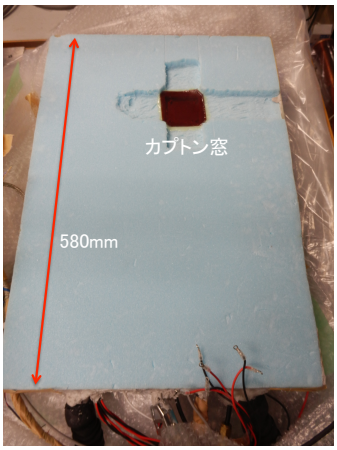


図 3.24　検出器パージ・断熱用のスタイロフォーム箱.

スタイロフォーム内/箱内の温度・湿度はデータロガーによりモニターし, スタイロフォーム箱内の空気の露点が常に検出器箱内の温度よりも低い様にパージ窒素の量を調整する. 測定中のパージ量は 1.5 ∼ 3[$\mathrm{l \cdot min^{-1}}$] であった.

冷却中内部の冷えた空気によりカプトン窓が冷え, 窓の外側が結露してしまう事を防ぐため, 外側から扇風機で風を当ててカプトン窓を暖める.

3.5.8　検出器の固定・位置

検出器箱は, スタイロフォーム箱に入れた状態で Al フレームに斜 54[°] の角度で固定し, 光学定盤上の上流から 2 ∼ 3 番目のゴニオメータキャリアに載せる (図 3.15). Al フレームとゴニオメータキャリアの間にはシグマ光機製精密ラボジャッキ LJA-16223 を設置し, 検出器の高さを調整する.

シグナル測定の際には, 図 3.25 の様にスタイロフォーム箱をチェンバーに密着させる. チェンバーと検出器の相対位置は, 検出器箱とチェンバーを治具で繋いで 1[mm] のオーダーで調整する. 検出器箱内の DSSD はビーム交差点から 72[mm] の距離にあり, 重心系でブースト軸 ±12.5[°] の範囲で覆い, 信号のエネルギーは 18.1 ∼ 19.9[keV] である.

3.6　PIN フォトダイオード

TR,RR 回折光強度の測定は HAMAMATSU 製シリコン PIN フォトダイオード S3590-09(図 3.26) を用いて行う. S3590-09 は有感面積 $10 \times 10[\mathrm{mm}^2]$, 空乏層厚さが 300[$\mu$m] である

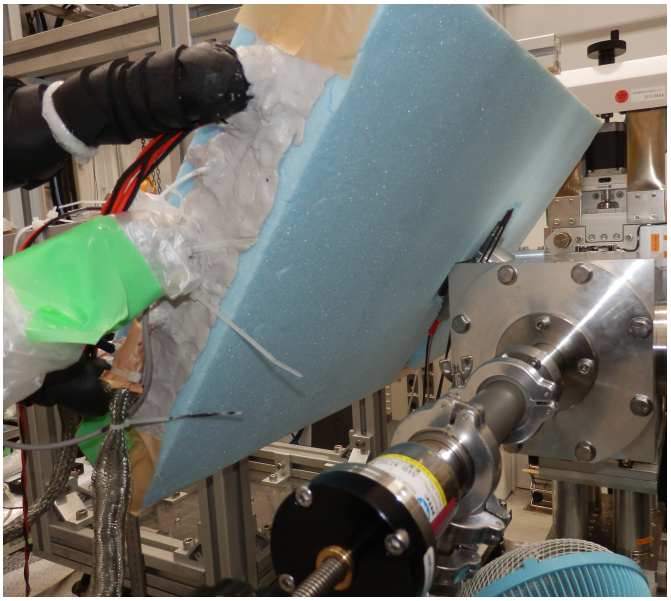


図 3.25　測定時の検出器.

半導体検出器である.

PIN フォトダイオードは遮光する必要が有り, また素子で散乱した X 線は BG となりうるので, 図 3.27 の様な SUS 製ハウジングを作成し Al フランジ上に設置する. 検出器と干渉しない為に, ハウジング中で PIN フォトダイオードを斜 36[°] の角度で配置して高さを低くしている. 検出器窓は厚さ 20[μm] の Al 箔であり, 検出効率は Geant4 を用いた Monte Carlo から $68.58 \pm 0.26\%$ と見積もられ, XCOM 全吸収係数から概算した値 68.75% とコンシステントである.

SACLA ではビームはパルス状なので, PIN フォトダイオードに逆バイアス電圧を掛けて全空乏化させて, アンプで電圧信号に変換・増幅してピーク値を記録する. 出力電圧 V_{out} からビームの光子数への焼き直しは以下の式から行う.

$$I = V_{\mathrm{out}} \frac{G W_{\mathrm{Si}}}{e \omega \epsilon_{\mathrm{pin}}} \tag{3.9}$$

$G[\mathrm{C} \cdot \mathrm{V}^{-1}]$ はアンプのゲインであり, $W_{\mathrm{Si}} = 3.66[\mathrm{eV}]$ は Si の電子正孔対を作るのに必要なエネルギー, $\omega = 10.985[\mathrm{keV}]$ は光子エネルギー, e は電気素量, $\epsilon_{\mathrm{pin}} = 0.686$ は PIN の検出効率である.

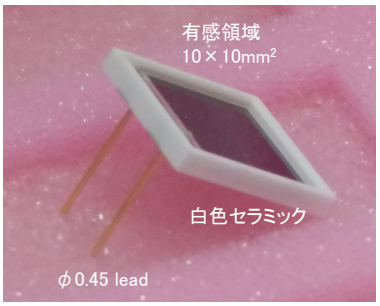
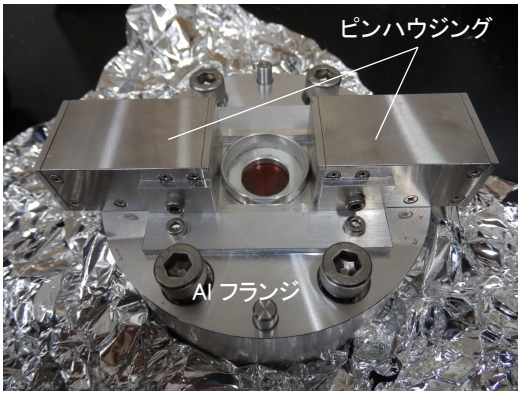
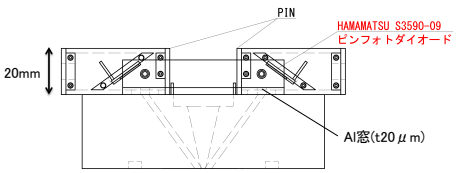


図 3.26　シリコン PIN フォトダイオード.



(a) PIN のハウジング



(b) ハウジング中素子の配置

図 3.27　PIN ハウジング.

3.7　DAQ システム

データの取得は DSSD/Micro-MIO ボード/Mac PC のシステムの他に NIM/CAMAC システムを併用して行う. 図 3.28 に全体の DAQ システムを示す.

SACLA の X 線ビームに同期した TTL トリガー (ビームより 15.5[ms] 早い) は Gate Generater で 15[ms] 遅延し, Micro-MIO ボードと CAMAC の DAQ 用の共通トリガー (幅 1[ms]) とする.

共通トリガーは LVDS に変換してから Micro-MIO ボードに入力し, 内部トリガーとの AND が取られたときに DSSD のデータ取得を行い, ビームと同期したタイミングでシグナルを測定する. Micro-MIO ボードのデータ読み出しは Mac PC を用いて行い, VATA461 の出力波高値に加えライブタイム・Mac PC のデータ読み込み時の unix 時間・外部トリガーの数・外部トリガーと内部トリガーの時間差を記録する. Micro-MIO ボードは外部トリガーに同期したシグナ

ル測定に加え, 外部トリガー入射時から 15[ms] 後にペデスタルの測定をパルス毎に行う.

AD 変換を行っている間 Micro-MIO ボードはラッチ信号を出し, 共通トリガーに Veto を掛ける.

共通トリガーから更に Gate Generator を通して幅 500[μs] の NIM/CAMAC システム用のトリガーを作成する. PIN フォトダイオードの出力波形を, SACLA のデータベース記録用 I-V コンバータを通った後 PHADC に入力し, トリガーのタイミングでピークホールドし PIN フォトダイオードの波高値を記録する. NIM/CAMAC システムは PHADC の波高値の他に, イベントの unix 時間/Micro-MIO ボードが出したラッチの数/ライブタイムを記録する.NIM/CAMAC システムは Micro-MIO ボードと同様データ取得中ラッチ信号を出し, 共通トリガーに Veto を掛ける事により Micro-MIO ボードとの同期を取る.

NIM/CAMAC のラックは EH4 ハッチ内・Micro-MIO ボードを制御する Mac PC(MacBook Pro, OSX 10.9) はハッチ外に設置し, CAMAC を制御する CC/NET と Mac PC をハッチ外の Linux PC に NFS マウントして取得データを転送する. Mac PC と CC/NET の時間同期は Linux PC を NTP サーバーにして行う.

DAQ コードは Micro-MIO ボードと CAMAC が同時に DAQ を開始する様にプログラムし, 30 分毎にデータファイルを切り替える. Micro-MIO ボード/CAMAC に別々に取られたデータのマージはデータ取得完了後に行う. Linux PC は 1 時間毎に 1.5 TB ハードディスクに rsync コマンドで取得データをバックアップする.

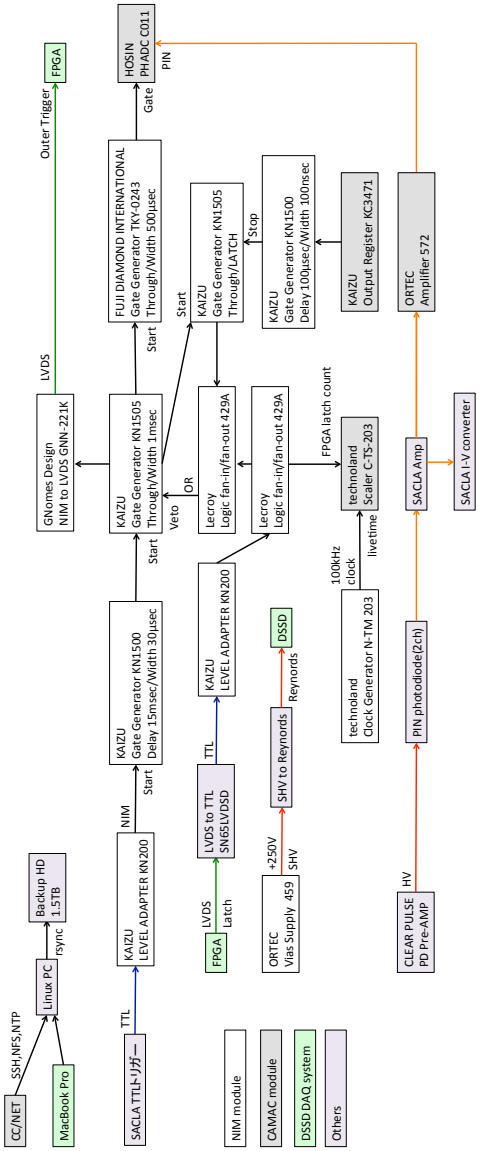


図 3.28　DAQ 用エレクトロニクス.

第 4 章

SPring-8 における BG 測定

4.1　SPring-8 での BG study

SACLA BL3 でのビームタイムに先立ち, SPring-8 BL19LXU ビームラインにおいて 6/10 10:00 から 6/14 10:00 に掛け 96[h] のビームタイムを取得し, 本測定と同様のセットアップで BG 測定の予備実験を行った. BL19LXU ビームラインは SPring-8 の最高強度の放射光ビームラインであり, BG study に最適な光源である (表 1.2).

表 4.1 に本測定と予備実験のセットアップの相違を纏める.

BL19LXU 共用の二結晶分光器により FWHM1.6[eV] まで単色化した X 線ビームを 20[μm] 集光鏡により横集光し, チェンバーに入射させる. SPring-8 はパルス強度が小さいため, 観測されるのはビームスプリッター等で散乱した X 線光子のみであると考えられる.

SPring-8 のパルス間隔は 42.4[MHz] であり, 20[MHz] クロックで動作する DSSD に対しては連続光とみなせられるため, DSSD は X 線ビームとの同期を取らずに内部トリガーのみで DAQ を行う. PIN フォトダイオードの出力も連続的であるため, 時間平均された電流値を用いて時間強度をモニターする.

真空チェンバー中の到達真空度は, SPring-8 での予備実験では 2×10^{-2}[Pa], SACLA での測定では 3×10^{-3}[Pa] であった.

4.2　Geant4 を用いた BG シミュレーション

本セットアップで観測される主要な BG は, ビームスプリッターの 2 段目の刃で回折光がレイリー/コンプトン散乱されることによる物と考えられる. 一段目の刃を透過する成分が支配的で, 二段目の刃で散乱される X 線の割合は線幅にあまり依らず, 入射光の 22% 程度である. Geant4 による Monte Carlo シミュレーションにより散乱光が検出器に入るレート/位置分布

相違点	SACLA BL3	SPring-8 BL19LXU
入射光の単色化方法 (線幅, FWHM)	チャンネルカット (63[meV])	二結晶分光器 (1.6[eV])
集光幅 (横集光のみ, FWHM)[μm]	1	20
DAQ トリガー	外部トリガーと内部トリガーの AND	内部トリガーのみ
PIN モニター	パルス毎	時間平均値
到達真空度 [Pa]	3×10^{-3}	2×10^{-2}

表 4.1　SPring-8 での予備測定と, SACLA での本測定の相違点.

を推定し, SPring-8 での実測データと比較する.

Geant4 によるシミュレーションでは本セットアップと同様の構成で物質を配置し, ビームスプリッターの 2 段目の刃に回折光のパスで光子を放射して検出器に入る BG 数を評価する. Ti リングコリメータ (3.4.2 章) の効果を評価する為に, Ti リングコリメータの有無両方の場合についてシミュレーションを行った.

Geant4 シミュレーションの結果, Ti リングコリメータが無い場合二段目に入射した回折光は $1.34 \pm 0.13 \times 10^{-10}$[event · photon^{-1}] のレートで散乱され検出器に検出されると推定される. Ti リングコリメータが有る場合については, 2 枚目の刃からテーパ穴に至る経路が遮断されている為シミュレーションに多大な時間が必要であるため,

1) ビームスプリッターからの散乱光がテーパ穴に入るレート

2) テーパ穴に入った散乱光が更に散乱され, 検出器に入るレート

の二つの過程に分けシミュレートした. それぞれのレートは $1.80 \pm 0.24 \times 10^{-10}/1.23 \times 10^{-4}$[event · photon^{-1}] であり, BG レートはこれらの積から $2.21 \pm 0.30 \times 10^{-14}$[event · photon^{-1}] と見積もられる. Ti リングコリメータが無い場合について, シミュレーションにおける DSSD の光子入射位置の二次元プロットを図 4.1 に示す. X 軸は検出器水平方向 (P 側), Y 軸は鉛直方向 (N 側) に対応する. テーパ穴による円形の他に特殊な構造は見られない.

図 4.2 に, BG シミュレーションで得られた BG 光子のエネルギースペクトルを示す. 検出器分解能等の検出器の応答は考慮しておらず, レートを誇張した二光子がパイルアップした際のスペクトルを併記している. ビームに含まれる基本波長 10.985[keV] の光子が散乱されて検出器に入射する為, BG 一光子のエネルギーは 10.985[keV] 以下に分布する. シグナルのエネルギー 18.1 ∼ 19.9[keV] に比べこれらの BG 光子のエネルギーは十分に小さいが, 二光子がパイルアップすると散乱によるエネルギー損失によりシグナルと同等のエネルギーを持つ可能性がある.

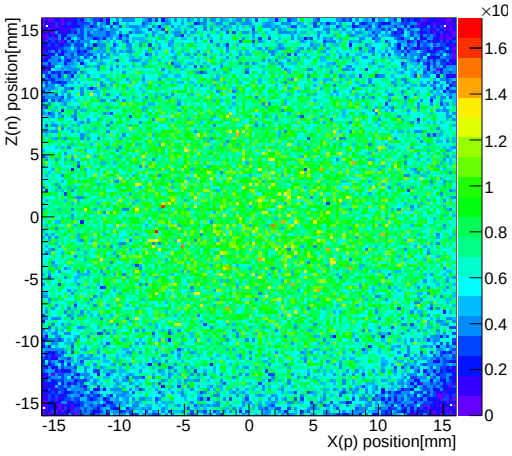


図 4.1　Geant4 シミュレーションで求めた BG 光子位置．X 軸:検出器水平方向 Y 軸:検出器鉛直方向．

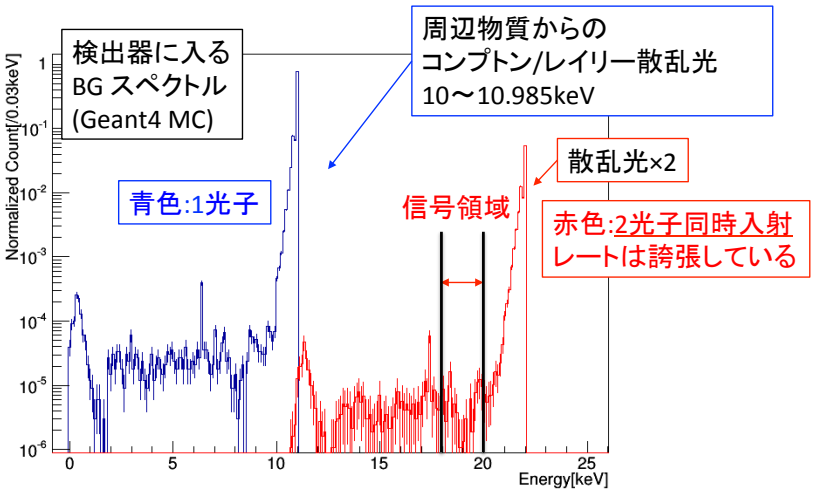


図 4.2　Geant4 シミュレーションで求めた BG 光子エネルギー．横軸は光子エネルギー, 縦軸は規格化したカウント数を表す．検出器の応答関数は考慮していない．二光子パイルアップした場合のスペクトル (レートは誇張) を併記．

4.3　測定 BG とシミュレーションの比較

SPring-8 での測定のパラメータを表 4.2 に, 測定結果とシミュレーションの比較を表 4.3 に示す．BL19LXU の X 線ビーム入射強度は 3.4×10^{13}[photon · s^{-1}] であり, それに対し環境

測定	測定時間	イベント数	トリガーレート
リングコリメータ無し	77[s]	31000	1467 ± 8[Hz]
リングコリメータ有り	9[h]	28428	1.2451 ± 0.0074[Hz]

表 4.2　SPring-8 での BG 測定のパラメータ.

値	SPring-8 実測	Geant4 MC
Ti リングコリメータ無し BG レート	1.47[kHz]	1.0 ± 0.1[kHz]
Ti リングコリメータ有り BG レート	0.9[Hz]	0.17 ± 0.02[Hz]

表 4.3　BG レートの, SPring-8 での測定結果とシミュレーションの比較.

BG を除いた測定 BG レートは Ti リングコリメータの有無に対し 1.47[kHz]/0.9[Hz] であった. 予測したバックグラウンドのパスを Ti リングコリメータを用いて遮断する事により, 実際に 10^{-3} 倍まで BG レートを抑制する事に成功した.

一方シミュレーションの結果から予想されるレートは 1.0 ± 0.1[kHz]/0.17 ± 0.02[Hz] であり, リングコリメータ無しの場合は 50% の精度で合っているが, リングコリメータ有りの場合はファクター 5 程度のずれが見られる.

リングコリメータ有りの場合の測定での光子入射位置を図 4.3 に示す. シミュレーション結果の図 4.1 と異なり, 検出器左下に構造が見られる. これは Ti リングコリメータ等の透過光パス上の物質のミスアラインメントにより X 線ビームの裾が散乱された事に由来する物であると考えられ, BG レートのずれもこれに起因すると考えられる.

図 4.5 に, Ti リングコリメータの位置を正しい位置からブースト軸に垂直な方向にずらした際の BG レートのシミュレーション結果を示す. Ti リングコリメータの位置の自由度は 0.2[mm] であるため, RR 回折光方向に 0.1/0.15/0.2[mm] ずらした状態に対しシミュレーションを行った.

Ti リングコリメータを自由度の範囲内で正しい位置からずらすと, BG パスが完全に遮断できない事により BG レートが最大 3.4[Hz] まで増加する. SPring-8 での測定 BG レートは, Ti リングコリメータの位置が正しい位置から 0.1 ～ 0.15[mm] ずれていたと考える事により説明可能であり, BG パスの遮蔽には 0.1[mm] 以上の精度で Ti リングコリメータの位置を調整する事が必要である.

図 4.4 に, 環境 BG の寄与を除いた入射光子のエネルギースペクトル (リングコリメータ有り) を示す. 散乱光由来の 11keV のピークが見られる他に構造は見られず, シグナルエネルギー

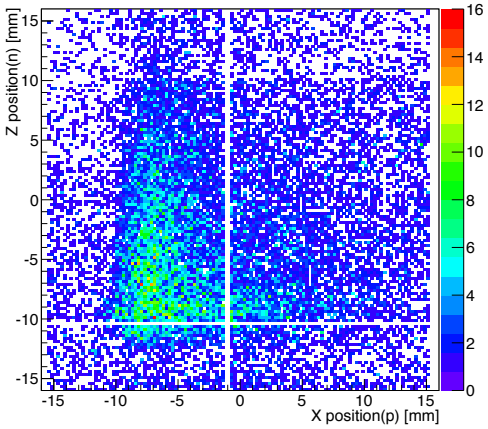


図 4.3　SPring-8 測定 (リングコリメータ有り) での光子入射位置．横軸:検出器水平方向 縦軸:検出器鉛直方向を表す．

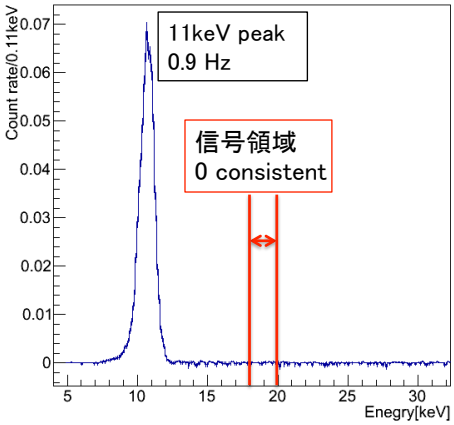


図 4.4　SPring-8 測定 (リングコリメータ有り) での光子エネルギー．横軸は光子エネルギー, 縦軸はカウント数を表す．環境 BG の寄与は差し引いている．

である 18 ∼ 20[keV] の範囲の光子は 0 コンシステントである．

4.4　低真空度での BG 測定

空気による X 線散乱の寄与を測定するために, 真空チェンバー中の真空度を下げた状態で測定を行った．低真空度での測定は, Ti リングコリメータを付けた状態で真空度 2×10^{-2}[Pa] か

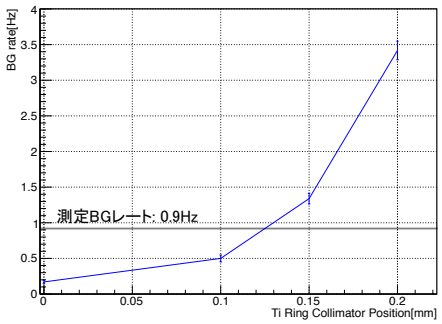


図 4.5　Ti リングコリメータの位置が正しい位置からずれた際の BG レートの増加. 横軸は Ti リングコリメータの位置のずれ (RR 透過光方向), 縦軸はシミュレーションにより計算した BG レート. 黒線は SPring-8 で実測した BG レート (0.9[Hz]) を表す.

真空度 [Pa]	トリガーレート [Hz]
$1 \sim 1.5 \times 10^{-1}$	2.11 ± 0.13
$2.5 \sim 7 \times 10^{-1}$	2.18 ± 0.13
$5.45 \sim 5.6 \times 10^{2}$	$4.1 \pm 0.2 \times 10^{3}$
2.3×10^{4}	$8.75 \pm 0.04 \times 10^{3}$

表 4.4　低真空度測定のパラメータ.

ら真空ポンプを止め, 徐々にチェンバー中の真空度を大気圧まで下げながら四点の真空度に対し行った.

表 4.4 に, 低真空度測定のパラメータを示す. 低真空度 (真空度 x[Pa]) での BG 光子のレートは以下の式に従うと考えられる.

$$\mu[\mathrm{Hz}] = p_0[\mathrm{Hz}] + p_1[\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{Pa}^{-1}] \times x[\mathrm{Pa}] \times \exp(-p_2[\mathrm{Pa}^{-1}] \times x[\mathrm{Pa}]) \tag{4.1}$$

ここで p_0 の項は物質による散乱の寄与, 後者の項は残留ガスによる入射 X 線の減衰を考慮した, 残留ガス成分由来の BG のレートを表す. 測定結果に対するこの関数のフィット結果を図 4.6 に示す.

フィット結果は $p_0 = 1.94 \pm 0.12$[Hz], $p_1 = 0.915 \pm 0.060$[Hz $\cdot$ Pa^{-1}], $p_2 = 3.82 \pm 0.29 \times 10^{-5}$[Pa^{-1}] である. 物質による散乱の寄与が 4.3 章に比べ増えているのは, 測定の間に 2θ 軸の調整を行った事によりアラインメントがずれた事が原因であると考えられる. 本セットアップでは, 高真空領域ではガスによる散乱由来の BG レートは μ_{gas}[Hz] $\sim 0.9 \times x$[Hz] であり, 真空度が 10^{-2}[Pa] 以下であれば物質による寄与の 1% 以下となり無視できる.

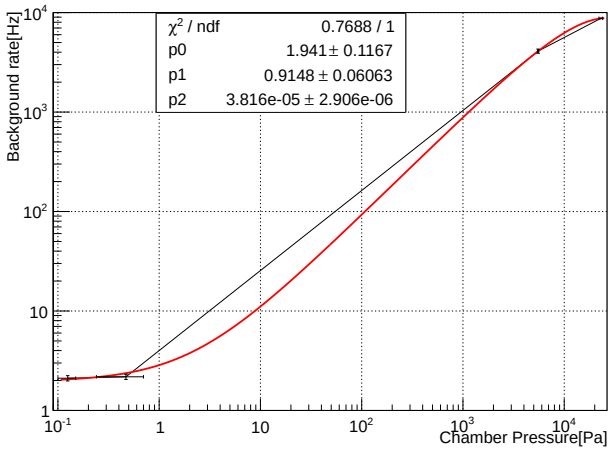


図 4.6　BG レートの真空度依存性. 横軸はチェンバー真空度, 縦軸は BG レートを表す. 式 4.1 によるフィット結果 (赤線) を併記.

第 5 章

予備測定

前章で詳述したセットアップで行う本測定の他に, 以下に述べる予備測定を行った.

1.DSSD の検出効率の測定

2.DSSD のエネルギー分解能の測定

3.DSSD のエネルギー較正

4. 入射ビーム強度の較正

5. 検出器位置の測定

6. トリガータイミングの時間分解能の測定

7. ビーム幅の推定

8. 温湿度・真空度のモニター

検出効率・分解能の測定は SACLA でのビームタイム以前に東京大学にて行った. ビーム幅の推定には, 昨年 2013 年に測定したデータを使用した.

その他の測定は SACLA のビームタイム中に行った.

5.1　検出効率

DSSD の信号領域である 18.1 − 19.9[keV] の範囲での検出効率を, 東京大学にて較正用 γ 線源 ^{57}Co,^{241}Am を用いて測定した. 表 5.1 に検出効率測定に用いた標準線源を示す.

検出効率は, 標準線源の γ 線光電吸収ピークの実測トリガーレートと, (1) 線源強度 (2) 検出器立体角 (3)Geant4 でシミュレートした経路上の遮蔽物による効果 から求まる検出器に入射する光子数を比較して求める.

3.5.5 章で述べたカットを適用した場合の DSSD の検出効率を表 5.2 に示す. エネルギースペクトルは P 側 ch の値を使用し, 正極性 CS した物は 2ch のエネルギーを足し上げて再構

核種	γ 線エネルギー [keV]
^{57}Co	14.4
^{241}Am	26.3, 59.5

表 5.1　検出効率測定に用いた標準線源のエネルギー/強度.

成し, 負極性 CS したものは用いない. 検出効率の偏差は較正線源の線源窓厚さの誤差 (厚さ 1.0 ± 0.5[mm]), 線源の位置精度による立体角の誤差を含んでいる.

実験と同様の構成で, DSSD の不感層を考慮せずに Geant4 による Monte Carlo シミュレーションで求めた検出効率と比較すると, 測定したエネルギー範囲 14 ∼ 60[keV] において実測値は MC 結果の ∼ 75% 程度である (図 5.1).

検出効率が Geant4 のシミュレーションよりも低い理由としては, まず P 側/N 側ストリップの Mask/Dead ch が挙げられる. P 側ストリップは 0,1,2,67,68,126,127 の 7ch(全体の 5.5%) をトリガー生成に用いておらず, N 側ストリップの内 246ch(全体の 0.8%) は Dead ch であり解析に用いていない.

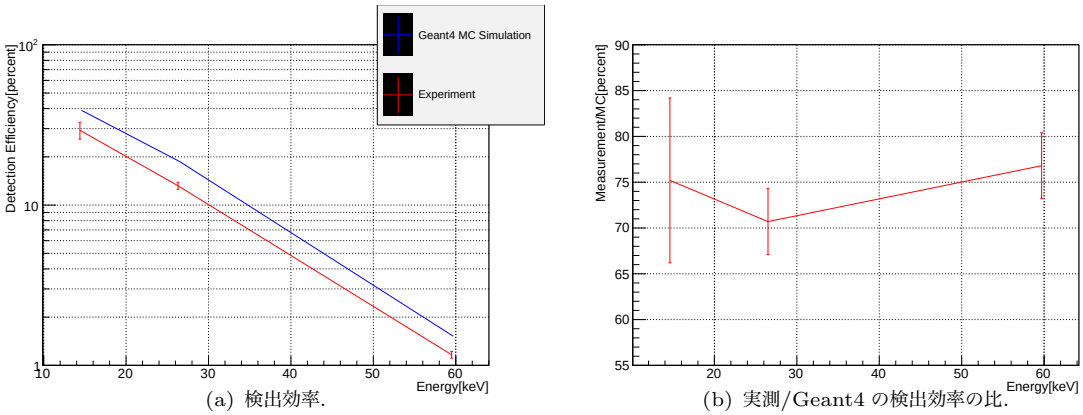
検出効率を下げる二つ目の要因としては, P 側ストリップの負極性 CS が考えられる. 負極性 CS はエネルギー再構成が出来ない為解析には使用しておらず, また P 側ストリップ間の SiO_2 層に近い領域では P 側ストリップの波高値がスレッショルド以下となる実効的な不感層である. 59.5[keV] での負極性 CS 確率は 5% 程度であるが [18], 低エネルギー光子に対してはトリガースレッショルドが 9.2[keV] と 高く実測での計測が難しいため, 同様に 5% 程度の寄与が有ると見積もる. また, P 側ストリップ間の SiO_2 層にトラップされた電子が周囲の電場を歪める事により, 負極性 CS の起こる確率は時間経過により変化し, 検出効率は 5% 程度変動する可能性がある [18].

以上の効果を考慮すると, DSSD の検出効率は Geant4 のシミュレーションに比べ ∼ 85% 減少する事が考えられる. この寄与を考慮した上でも実測値とシミュレーションの推定値に ∼ 10% の差異が存在するが, これに関しては原因不明である. 検出効率の低下の原因と考えられる因子を表 5.3 に纏める.

信号は 18.1 ∼ 19.9[keV] の範囲の連続スペクトルである為, Geant4 により本実験の構成でシミュレーションを行い, 上記の実測/Geant4 の検出効率比の 20[keV] への内挿値 73.1 ± 5.0% を考慮してシグナル検出効率を求める.(5.5 章)

核種	γ 線エネルギー [keV]	検出効率 (実測)	検出効率 (Geant4)	実測/Geant4
^{57}Co	14.4	$29.3 \pm 3.5\%$	39.0%	$75.2 \pm 9.0\%$
^{241}Am	26.3	$13.21 \pm 0.66\%$	18.7%	$70.7 \pm 3.5\%$
^{241}Am	59.5	$1.165 \pm 0.055\%$	1.52%	$76.8 \pm 3.6\%$

表 5.2　検出効率.Geant4 で求めた値と比較.



(a) 検出効率.　(b) 実測/Geant4 の検出効率の比.

図 5.1　検出効率. (a) 横軸: 光子エネルギー, 縦軸: 検出効率を表し, 赤線は実測, 青線は Geant4 シミュレーションの結果である. (b) 横軸: 光子エネルギー, 縦軸: 実測と Geant4 simulation の値の比を表す.

因子	数値
Mask/Dead ch	6%(P 側 5.5%, N 側 0.8%)
負極性 CS	$\sim 5\%$
電場の歪み	$\sim 5\%$
計	$\sim 15\%$

表 5.3　検出効率の低下に関わると考えられるファクター.

5.2　DSSD のエネルギー分解能

DSSD のエネルギー分解能の測定は, N 側ストリップ側では分解能が悪く ^{241}Am 線源の 26[keV] ピークが低エネルギー側のピークに潰されてしまう為, 前記の 2 線源に加え ^{109}Cd 線

核種	γ 線エネルギー [keV]
^{57}Co	14.4
^{109}Cd	22
^{241}Am	59.5

表 5.4　エネルギー分解能測定に用いた標準線源.

源を用いて行った. 表 5.4 に使用した線源を示す.

図 5.2 に ^{57}Co 14.4[keV] ピークの各ストリップ毎の分解能を示す. ガードリング近くの 0–2/126–127ch と Dead ch である 67/68/246ch はマスクしているため除いている. N 側ストリップ (128-255ch) は HV が掛かっており P 側に比べ分解能が悪く, 特に 137–155ch は製造過程で生じた Bad ch であり非常に分解能が悪い. 本測定では, N 側ストリップはヒット位置の特定のみに使用し, エネルギースペクトルは個体差の少なく分解能の良い P 側ストリップの波高値から求める.

表 5.4 の 3 点についてピークの幅を測定した結果が図 5.3 になる. P 側に関しては ch 間の個体差が少ないため, 典型的な性能の ch として ch61 ストリップの分解能を代表して示す. 一方, N 側は 128–255ch に対して平均を取ったもの (二乗和平均の平方根) を示す.

検出器分解能は, エネルギーに比例するキャリア数がポアソン分布に従う効果による $\sqrt{E}$ の成分と, ノイズフロアーによる定数成分を持ち, エネルギーの単調増加関数である. ch61 の結果を $f = p_0 + p_1 \times \sqrt{E}$ の関数でフィットすると結果は点線の様になり, 表式は以下の様になる.

$$\sigma_{\mathrm{p,61ch}} = (0.038 \pm 0.025) \times \sqrt{E[\mathrm{keV}]} + (0.80 \pm 0.13)[\mathrm{keV}] \tag{5.1}$$

P 側の典型的な ch である 61ch の分解能は単調増加関数である. シグナルエネルギー (18 ∼ 20[keV]) の範囲での P 側ストリップのエネルギー分解能は, 保守的にシグナルよりエネルギーの高い ^{109}Cd 22keV X 線に対する, P 側の各 ch のエネルギー分解能の最悪値で評価する.

5.3　分解能変化・較正誤差の測定, 信号領域の設定

検出器の各チャンネルのエネルギー較正は, エネルギー分解能測定でのペデスタル (0keV)/^{57}Co(14.4[keV]),^{109}Cd(22[keV]),^{241}Am(59.5[keV]) 光源吸収ピークの 4 点の波高値から下式の非線形較正式

$$E[\mathrm{keV}] = p_0[\mathrm{keV}] + p_1[\mathrm{keV} \cdot \mathrm{ch}^{-1}] \times E[\mathrm{ch}] + p_2[\mathrm{keV} \cdot \mathrm{ch}^{-2}] \times E^2[\mathrm{ch}] \tag{5.2}$$

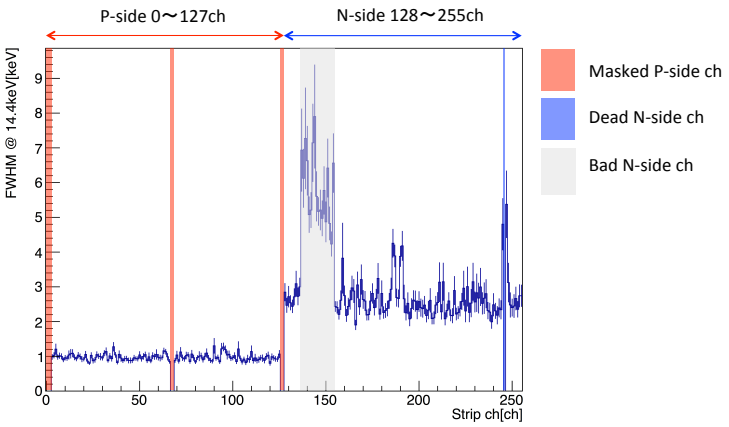
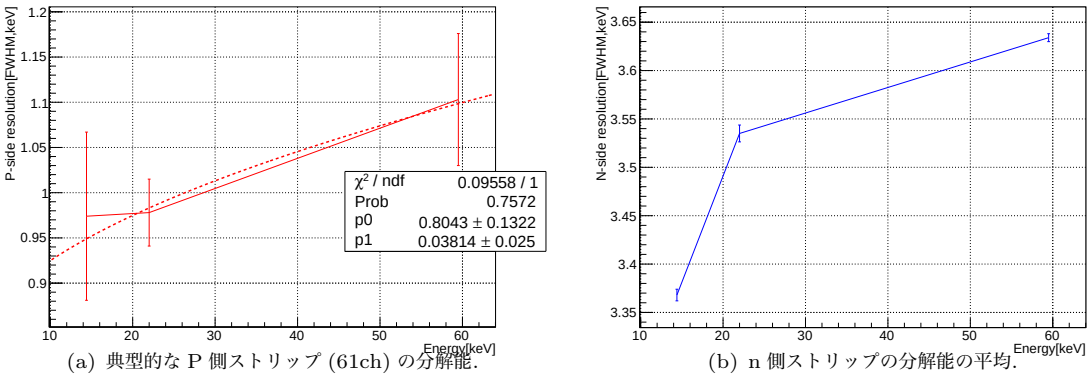


図 5.2　^{57}Co 14.4[keV] ピークの角ストリップの分解能 (FWHM). 横軸は DSSD の ch, 縦軸は分解能を表す.



(a) 典型的な P 側ストリップ (61ch) の分解能.　(b) n 側ストリップの分解能の平均.

図 5.3　検出器分解能. 典型的な P 側ストリップである 61ch の分解能と, N 側ストリップの全 ch の平均値を示す. 横軸は X 線エネルギー, 縦軸は検出器分解能 (σ) であり, P 側 61ch に関しては $f = p_0 + p_1 \times \sqrt{E}$ の関数のフィット結果 (点線) を併記.

により事前に行う. DSSD は ASIC の特性により非零の非線形係数 p_2 を持つ. 例として, 典型的な P 側 ch である 61ch の較正係数は,

$$\begin{aligned} E[\mathrm{keV}] = 0.275[\mathrm{keV}] + 0.137[\mathrm{keV}\cdot\mathrm{ch}^{-1}] \times E[\mathrm{ch}] \\ -3.31\times10^{-5}[\mathrm{keV}\cdot\mathrm{ch}^{-2}] \times E^2[\mathrm{ch}] \end{aligned} \tag{5.3}$$

となる.

本実験での測定中の分解能変化・較正のずれの測定は ^{109}Cd を用い, 本測定前後に二回測定

核種	γ 線エネルギー	半減期	強度 (較正日時)	強度 (測定時)	測定時間 (前/後)	測定イベント数 (前/後)
^{109}Cd	22[keV]	462.6[d]	1.04[MBq](2007/02/28)	15.8[kBq](2014/11/06)	40[min]/25[min]	$5.2 \times 10^5/2.8 \times 10^5$

表 5.5　エネルギー較正に用いた線源等パラメータ.

図 5.4　エネルギー較正・分解能変化測定のセットアップ.

を行い, 各ストリップのゲイン・検出器分解能の変化を見積もる. 測定に関連するパラメータを表 5.5 に示す.

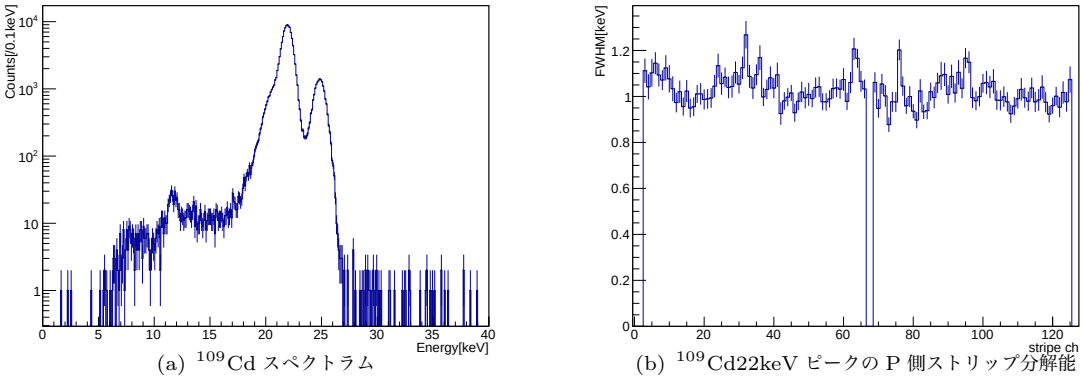
線源によるエネルギー較正 (本測定前後) の際のセットアップを図 5.4 に示す. 検出器はゴニオメータキャリアを下流側に退避させてチェンバーから離し, ラボジャッキを用いて線源をカプトン窓に接近させて測定を行う.

シグナル測定とほぼ同様のセットアップで較正を行うため, Micro-MIO ボードに導入する外部トリガーの幅を 30[ms] とし, 30[Hz] 30[ms] の外部トリガーと内部トリガーの AND をトリガーとして DAQ する.

測定したイベントの内, 3.5.5 章のカット条件を満たしたイベントの P 側 Hit ch のエネルギー値 (正極性 CS の場合 2ch の和) から求めた ^{109}Cd のエネルギースペクトル (本測定後)・P 側ストリップ分解能 (FWHM) を図 5.5 に示す. P 側ストリップの内分解能の最悪値は 32ch の 1.3[keV] である.

22[keV] の X 線光電吸収ピークを元にして, スペクトル測定に使用する P 側ストリップの分解能・ゲインの測定中の変化を見積もる. 図 5.6 は 22[keV] ピークの P 側各ストリップの本測定前後の分解能 (FWHM), ゲインの差 (本測定前後の差) である. エネルギー分解能・ゲイン共に差分は統計的揺らぎとコンシステントである. FWHM のずれの最大値 0.2[keV], 較正後エネルギーのずれの最大値は 0.07[keV] であるため, 保守的に本測定中の変化値をこれらの値で見積もる.

分解能・較正のずれは測定の統計的揺らぎを考慮するとゼロコンシステントであるため, 較



(a) ^{109}Cd スペクトラム　(b) ^{109}Cd22keV ピークの P 側ストリップ分解能

図 5.5　^{109}Cd スペクトル (本測定後). (a) については横軸が光子エネルギー, 縦軸がイベント数を表し, (b) については横軸が P 側チャネル, 縦軸がそのチャネルの ^{109}Cd 22[keV] ピークでの分解能 σ を表す.

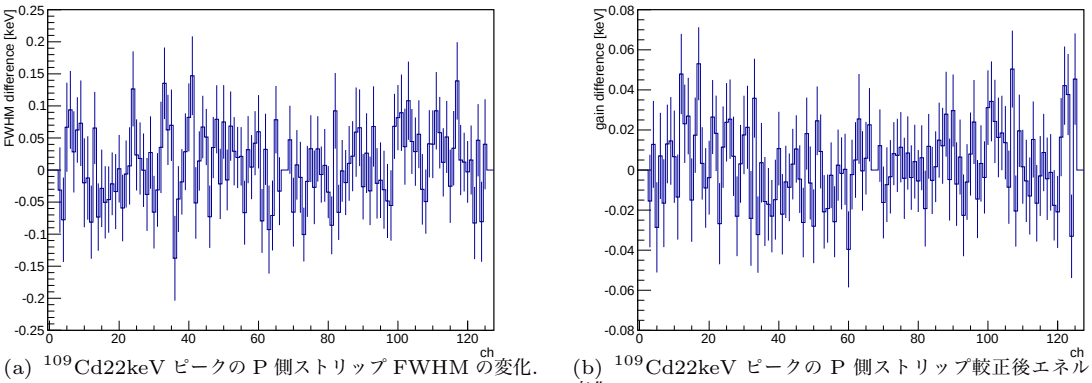
正係数は測定全体に渡って同じ値を用い, 統計誤差分エネルギースペクトルの信号領域を広く取る. 信号エネルギ-18.1 ∼ 19.9[keV] での分解能は, ^{109}Cd 22[keV] ピークの分解能での最悪値 1.3[keV](32ch) に加え分解能のずれの最大値 0.2[keV] を加味した 1.5[keV](FWHM,σ = 0.64[keV]) と保守的に見積もられる. 信号領域はエネルギー分解能から $\pm 2\sigma$, 更にゲインのずれの最大値 0.07[keV] だけ本来の範囲から広げた 16.4 ∼ 21.6[keV] とする.

5.4　入射ビーム強度

入射光強度は測定中パルス毎に, チャンネルカット後のカプトン散乱型検出器で常時モニターする (図 5.7). この検出器の較正を行う為に, 測定前に集光鏡の後に PIN フォトダイオードを配置し, PIN フォトダイオードとカプトン散乱型検出器の出力を一対一対応させ絶対スケールを求める.

図 5.7 に入射ビーム強度較正のセットアップの概略を記す. PIN フォトダイオードには HAMAMATSU S3590-09 を用い, SPring-8/SACLA で標準的な 150[μm] 厚 Be 窓を備えたハウジングを使用する. ゲインは 500[nC · V^{-1}] であり, 10.985[keV] 光子の検出効率は 82% である為, PIN フォトダイオードのに入射した光子数は出力電圧を用いて,

$$I = V_{\mathrm{out}} \frac{GW_{\mathrm{Si}}}{e\omega\epsilon_{\mathrm{pin}}} = V_{\mathrm{out}}[\mathrm{V}] \times 1.27 \times 10^{9}[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}] \tag{5.4}$$



(a) ^{109}Cd22keV ピークの P 側ストリップ FWHM の変化.　(b) ^{109}Cd22keV ピークの P 側ストリップ較正後エネルギーの変化.

図 5.6　分解能・較正エネルギーのずれ. 横軸は P 側チャネル, 縦軸は各チャネルの ^{109}Cd 22[keV] ピークの FWHM[keV](a)/較正エネルギー値 [keV](b) の本測定前後の差 (本測定後の測定値から本測定前の測定値を引いたもの) を表す.

と表される.

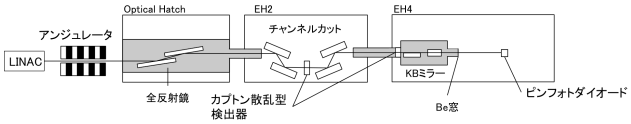
PIN フォトダイオードとカプトン散乱型検出器の出力電圧を一対一対応させ, 二次元プロットした結果が図 5.8 になる. 出力は線形的に相関しており, カプトン散乱型検出器の出力 1[mV] 毎に対応する PIN フォトダイオードの出力電圧をガウシアンフィットで出し, それを全領域で線形フィットすると,

$$V_{\mathrm{out}} = (-0.00041 \pm 0.00016) + (1.186 \pm 0.005) \times V_{\mathrm{capton}} \tag{5.5}$$

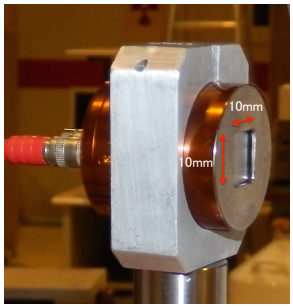
となる. 較正係数の誤差は, 較正に使用した X 線ビームが 8000[pulse] と少ない事による統計誤差に由来する物である. これにより, 測定中の入射光強度をカプトン散乱型検出器の電圧値から焼き直しを行う.

5.5　検出器位置・シグナル検出効率

設計上の検出器位置はブースト軸上・X 線の交差点から 72[mm] の距離に位置しており, 位置決め治具を用いて 1[mm] の精度でアラインメントを取る予定であった. しかし, 本測定ではスタイロフォームのカプトン窓とチェンバーの PIN フォトダイオードが干渉してしまった為, 定盤/精密ラボジャッキの目盛りで光軸下流側に 2.1[mm], 鉛直上方向に 6.6[mm] ずらした状態で測定を行った (図 5.9). この状態では, 検出器は設計で決めた地点からブースト軸方向に 5.6[mm], ブースト軸に垂直上方向に 4.1[mm] ずれた位置となっている.

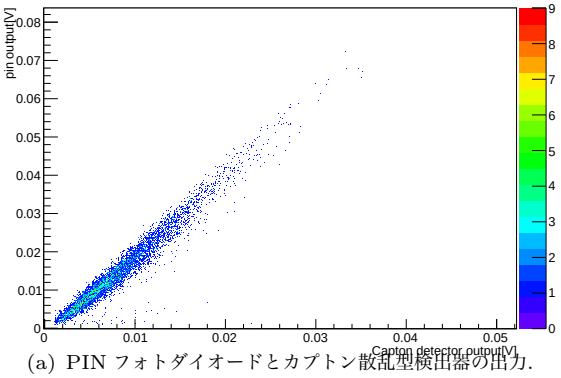


(a) 入射光強度測定セットアップ

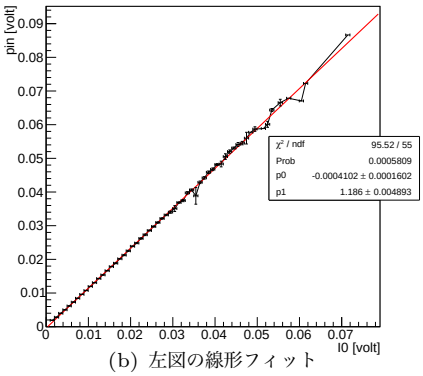


(b) 測定に使用した PIN フォトダイオード

図 5.7　入射光強度較正のセットアップ.



(a) PIN フォトダイオードとカプトン散乱型検出器の出力.



(b) 左図の線形フィット

図 5.8　PIN フォトダイオードとカプトン散乱型検出器の出力の対応. 横軸: カプトン散乱型検出器の出力 縦軸: PIN フォトダイオードの出力を表す. (b) に線形フィット結果 (赤線) を併記.

この検出器位置のずれを, チェンバーの 2θ 軸をずらした際の高 BG レートな環境で見られる, DSSD 上の入射 BG 光子位置の弧状構造を用いて見積もる. チェンバーの 2θ 軸をずらし透過光の裾がシグナル用テーパー穴に入る様にすると, テーパー穴の壁で散乱した X 線光子が高いレートで検出器に入る. この際, テーパ穴の壁で Al の乱雑な方向を向いた結晶格子により円錐状に X 線が回折されるため, DSSD 状では光子入射位置に弧状の構造が見られる (図 5.10). 今回の実験系では, (110)/(200)/(220) 結晶格子面の寄与による 3 つの弧が表れる.

これらの前傾・後傾した際に見える弧はブースト軸に対して対称であると見なせられるので, DSSD 上の位置を測る事により実際の検出器の位置を見積もられる.

前傾・後傾した状態での測定は本測定後に行った. 2θ 軸のずれは, それぞれ 0.7[°] 前傾/0.8[°]

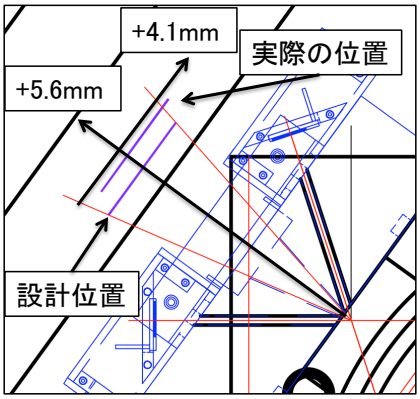


図 5.9　検出器位置のずれ．設計地点と実際の測定で下げたときの位置を併記．

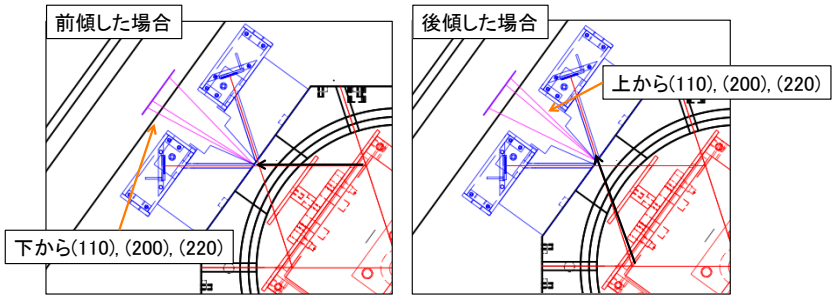


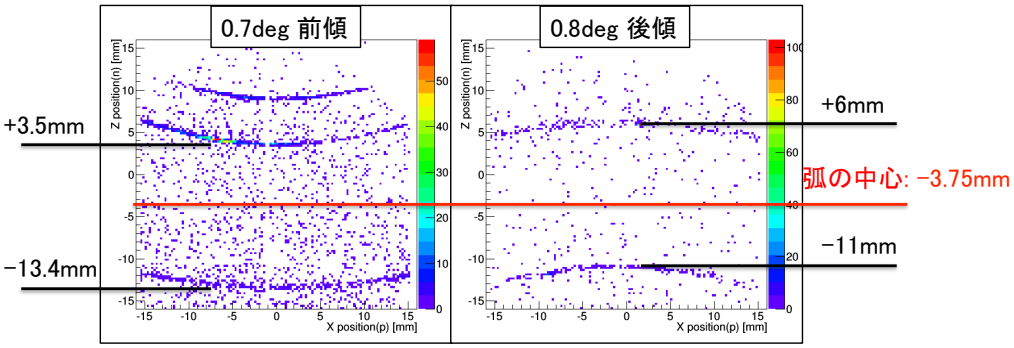
図 5.10　チェンバーの 2θ をずらす事により生じる弧状構造．

2θ 変位	測定時間 [s]	トリガーレート [event · pulse^{-1}]	イベント数
0.7[°] 前傾	1000	0.7355 ± 0.0050	2.2×10^4
0.8[°] 後傾	750	0.8446 ± 0.0061	1.9×10^4

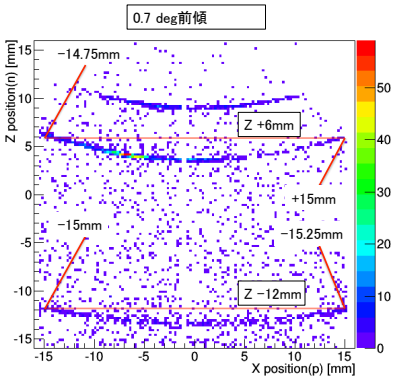
表 5.6　2θ 軸をずらした測定のパラメータ．

後傾である．測定のパラメータを表 5.6 に示す．

測定結果は図 5.11 の様になる．これらは 3.5.5 章のカット条件を満たしたイベントについて，光子の入射位置を二次元プロットしたものであり，横軸が水平方向 (x 軸と定義)/縦が DSSD の縦方向 (ブースト軸に垂直，z 軸と定義) に対応する．検出器は +z 方向にずれているので，入射光子の中心は DSSD の-z 側にずれており，後傾の際の (220) 格子面に対応する弧が見切れている．(110)/(200) 格子面に対応する弧の縦位置 (弧中央の z 座標) を平均すると-3.75[mm] であり，治具で合わせた場所からの幾何学的なずれ-4.1[mm] と精度 0.4[mm] でコンシステントである．これより，DSSD の縦方向のずれを 3.75[mm] 上方向，ブースト軸方向のずれを幾何学的な



(a) 縦方向の変位. 左:0.7° 前傾 右:0.8° 後傾



(b) 横方向の変位.0.7° 前傾した際の光子入射位置

図 5.11　2θ 軸をずらした際の光子入射位置. 横軸:検出器水平方向 縦軸:検出器鉛直方向を表す.

ずれから保守的に精度 0.4[mm] だけ悪くして, 6.0[mm](交差点から 78[mm]) とする.

横方向のずれは, 前傾させた際の (110)/(200) 弧の Z=6[mm]/-12[mm] との交点の X 座標の平均値から 0[mm] と見積もる. DSSD の量子化誤差以下で合っているので, 保守的に 0.25[mm] ずれたと見積もる.

以上により求めた検出器位置から, 本測定でのシグナル検出効率を導出する. Geant4 シミュレーションで求めたシグナルの光子入射位置を, 設計上の位置/本測定での位置に対して図 5.12 に示す. 本測定の検出器位置は設計位置よりも縦方向に 3.75[mm]/ブースト軸方向に 6[mm]/横方向に 0.25[mm] ずれている為, 検出器の覆う立体角は設計値に比べ 15% 程度減少する. Geant4 で求まるシグナル検出効率は $5.1749 \pm 0.040\%$ である.

実測 (Hit cut 後)/Geant4 MC の検出効率比 (5.1 章) が $72.1 \pm 5.0\%$(20[keV]) である事から, 本測定でのシグナル検出効率は $3.78 \pm 0.26\%$ と見積もられる.

表 5.7 に, 検出効率に関連するファクターを纏める.

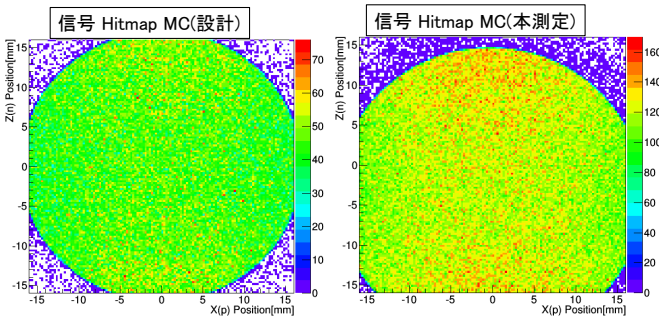


図 5.12　Geant4 シミュレーションにより求めたシグナルの入射位置. 横軸:検出器水平方向 縦軸:検出器鉛直方向を表す. 左:設計上の検出器位置の場合, 右:本測定での検出器位置での場合.

ファクター	値
立体角 (設計)	17.4%
位置のずれ	85%
Al 窓 (260μm) 透過率	72-78%
DSSD(Si500μm) 吸収率	40-50%
実測/Geant4 検出効率比	72.1 $\pm$ 5.0%
計	3.78 $\pm$ 0.26%

表 5.7　検出効率に掛かるファクター.

5.6　トリガータイミングの時間分解能・時間窓の設定

DSSD の AD 変換・データ取得は, SACLA の XFEL に同期した外部トリガーと ASIC の出力する内部トリガーの AND をトリガーとしている. 本測定では, 外部トリガーが入射した時間と内部トリガーの時間を Micro-MIO ボードの 20[MHz] clock をカウントする事によりイベント毎に記録する.

本測定の前後に, 5.5 章の様に 2θ 軸をずらした高 BG レートでの測定を行い, XFEL 由来 BG の到達タイミングの中央値/偏差を測定しシグナル用の時間窓を設定する. 時間分解能測定のパラメータ・結果を表 5.8 に, 本測定後のタイムスペクトルを図 5.13 に示す.

トリガーの時間差の中央値・偏差は測定前後で誤差の範囲内で一致している. 偏差が 0.5[μs] と大きいのは, Gate Generator での 15[ms] の遅延でジッターが生じている為である. 統計量の多い本測定後の値を用いて, トリガーの時間差が 365.7 $\pm$ 2.5[μs](5σ) の範囲を時間窓とし, この

測定	2θ 変位	測定時間 [s]	トリガーレート [event · pulse^{-1}]	イベント数	トリガー時間差中央値 [μs]	トリガー時間差偏差 (σ)[μs]
本測定前	0.6[°] 前傾	400	0.0239 ± 0.0015	3×10^2	365.736 ± 0.080	0.552 ± 0.045
本測定後	0.7[°] 前傾	1000	0.7355 ± 0.0050	2.2×10^4	365.680 ± 0.008	0.504 ± 0.006

表 5.8　時間分解能測定のパラメータ.

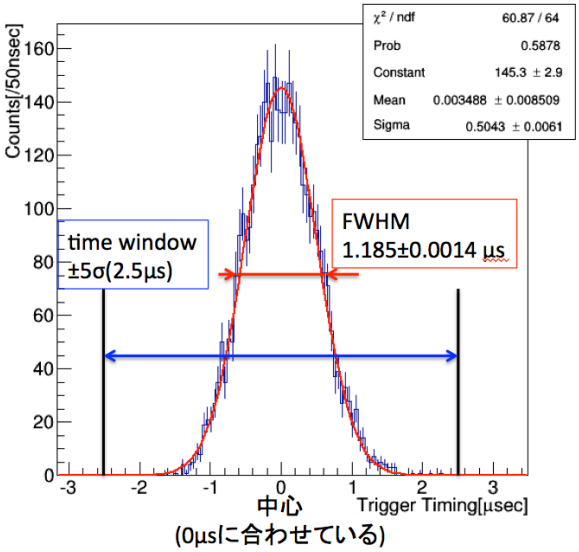


図 5.13　外部トリガー/内部トリガーの時間差のタイムスペクトラム. 横軸が時間差, 縦軸がカウント数を表す. 中心を 0[μs] に合わせている.

実験	ビームスプリッターの刃の厚さ [mm]	集光点の横幅 [μm]	回折後の横幅 [μm]	回折後の縦幅 [μm]
2013 年	0.6	1.23	1.83 ± 0.19	488 ± 11
2014 年	0.2	1.22	1.83 ± 0.19(2013 年の値を利用)	458(幾何学的限界)

表 5.9　2013 年測定のビーム幅と 2014 年測定での見積もり (全て FWHM).

窓以外の範囲は X 線ビームに相関しない環境 BG であると見なす.

5.7　ビーム幅の推定

本測定では, 回折後の衝突点でのビーム幅の測定を行わなかったので, 昨年の実験の測定結果を用いてビーム幅の推定を行う [15]. 表 5.9 に昨年の測定結果と今年の実験の見積もりを示す.

集光点での横幅 (回折無し)・回折後の横幅は直径 1[μm] の金ワイヤーを自動ステージを用い

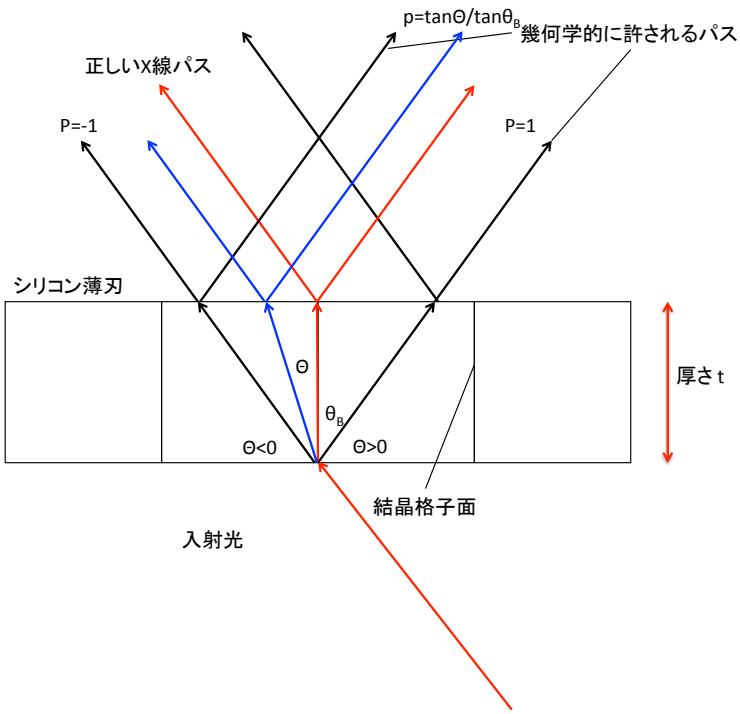


図 5.14　回折による回折面中ビーム幅の広がり.

てビームを横切らせ, ビームの遮蔽の仕方から幅を測定するナイフエッジスキャン, 回折後の縦幅は四象限スリットのタンタル刃による同様のエッジスキャンで測定した物である.

ビームスプリッターで回折された後のビーム幅は, 回折面に垂直な横方向には広がらないが, 回折面中の縦方向にはビーム幅に比例して広がる. X 線中に含まれる異なる波長成分はブラッグ角が異なるため, ビームスプリッターにより異なる角度で回折・交差し, 線幅の分だけ回折面中のビーム幅が広がる [19].

図 5.14 にその模式図を示す. 幾何学的には, 回折後の X 線は赤線で示される正しい経路の他に, 黒線で示される結晶格子面との角度がブラッグ角 θ_B 以下である範囲まで取る事が出来る. パスの幅の幾何学的限界はシリコン刃の厚さ H・ブラッグ角 θ_B を用いて $2H \times \tan\theta_B$ と表せられる.

正しいパスを外れた経路を取る X 線は急激に回折効率が低くなるため, 実際の回折後ビーム幅は幾何学的限界 $2H \times \tan\theta_B$ より小さくなる. 昨年の実験では $2H \times \tan\theta_B = 870[\mu\mathrm{m}]$ であるが, 実測の縦幅は $\sim 500[\mu\mathrm{m}]$ である.

広がったビームパス (図 5.14 の青線) の正しい経路からのずれを表す量として, シリコン刃中のビームパスと結晶格子面の成す角 Θ を定義する. Θ は正しいパスにおいて 0 であり, 反射

方向が正, 透過方向が負とする. 回折後の透過/反射ビームの空間プロファイル $I_T(p)/I_R(p)$ は, Θ を用いた変数 $p = \frac{\tan\Theta}{\tan\theta_{\rm B}}$ の関数として,

$$I_T(p) \propto \frac{1-p}{\sqrt{1-p^2}(1+p)}\cosh(2A\kappa\sqrt{1-p^2}) \tag{5.6}$$

$$I_R(p) \propto \frac{1}{\sqrt{1-p^2}}\cosh(2A\kappa\sqrt{1-p^2}) \tag{5.7}$$

と表せられる. 変数 p は回折後ビームパスの正しいパスとのずれを規格化した物であり, $p = \pm 1$ のビームパスの距離 $p = 2$ が $2H \times \tan\theta_B$ のビーム幅に対応する. ここで, $A = \frac{\pi H}{\Lambda} = 21.61$ は結晶の厚さ $H = 200[\mu\mathrm{m}]$ とペンデルビートの周期 $\Lambda = \frac{\lambda\cos\theta_B}{|P||\chi_g'|} = 29[\mu\mathrm{m}]$ の比であり, $\lambda = 1.12[\text{Å}]$ は X 線波長, $\theta_B = 36[^\circ]$ はブラッグ角, $|P| = 1$ は偏光因子, $|\chi_g'| = 3.14 \times 10^{-6}$ は原子散乱因子の実部の回折方向に対するフーリエ級数, $\kappa = \frac{|\chi_g''|}{|\chi_g'|} = 2.89 \times 10^{-2}$ は回折方向に対する原子散乱因子の実部と虚部のフーリエ級数の比である.

上式右辺の係数部は, T 側で $p = -1$/R 側で $p = \pm 1$ で発散する. これは X 線のポインティングベクトルが, 結晶中で中心に近い領域 $p \simeq 0$ の角度発散が拡大されることにより両端 ($p = \pm 1$) で密, 中心 (p=0) で粗となる効果を表している. 双曲線関数は正しいパスを通る成分が原子に吸収されにくくなる効果を表し, $p = 0$ 付近で大である.

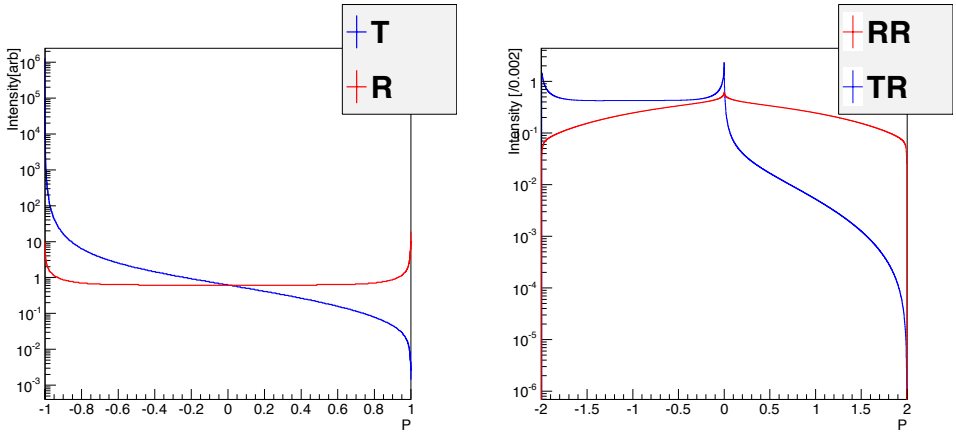
図 5.15 に, 一回回折後/TR・RR 回折光の空間プロファイルを p の関数 (RR/TR に関しては p は二回の回折の和として定義し, 積分値が 1 となる様に規格化) として示す. 一回の回折では T 側は $p = -1$ に, R 側は $p = \pm 1$ にピークを持っている為, 二回回折後の TR/RR は共に $p = 0$ にピークを持つ.

ビーム交差のルミノシティ L は, $\int I_{TR}(p)I_{RR}(p)dp$ に比例すると考えられる. ここで, $I_{TR}(p)/I_{RR}(p)$ は TR/RR 回折光の空間プロファイルである.

計算により求まった $I_{TR}(p)/I_{RR}(p)$ に対し, $\int_{-2}^{2} I_{TR}(p)I_{RR}(p) = 0.26$ である. この値は一回の回折後のビームプロファイルが FWHMp=2(幾何学的限界) のガウシアンとなり, 二回回折後に FWHM$p = \sqrt{2^2+2^2}(\sigma = 0.12)$ のガウシアンとなったと仮定した場合の値 $\frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma} = 0.24$ に比べ 10% 程度大きいため, ビームが幾何学的限界 $2H \times \tan\theta_B$ を FWHM とするガウシアン形に広がると仮定する事により, ビーム幅を十分に保守的に評価する事が出来ると考えられる.

今年の実験では, 保守的に一回の回折でビームが幾何学的限界 $2H \times \tan\theta_B$ を FWHM とするガウシアン形に広がると見積もる. 使用した X 線ビームスプリッターの刃の厚みは H=0.2[mm] であるため, 一回の回折でビーム幅は $2H \times \tan\theta_B = 291[\mu\mathrm{m}]$ だけ広がると推定される. 元々のビーム幅が $200[\mu\mathrm{m}]$(FWHM) であり, 交差するまでに二回回折するので, 回折後の交差点でのビーム幅は, $(200^2 + 291^2 + 291^2)^{0.5} = 458[\mu\mathrm{m}]$(FWHM) と見積もられる.

ビームの横幅は回折により広がらず, ビームスプリッターの刃の厚さに依存しないと考えら



(a) 回折後 (一回)　　(b) TR/RR 回折光

図 5.15　回折後ビームの空間プロファイル．横軸は規格化されたビームパスのずれ p, 縦軸は確率分布関数を表す．

れる．回折前の集光点での横幅 (FWHM) は, 本測定が 1.22[μm]/昨年測定が 1.23[μm] と変化が無いので, 昨年の測定値 1.83 ± 0.19[μm] をそのまま横幅の推定値と見なす．昨年の測定において回折後の測定値が回折前に比べ大きくなっているのは, ナイフエッジスキャンを行った地点が集光点から 1[cm](∼ レイリー長) 程度離れていた為である．

5.8　温湿度・真空度のモニター

本測定時は検出器を冷凍機により ∼ −10[°C] まで冷却し, 窒素パージによりスタイロフォーム箱の中の湿度を下げ結露を防止する．DSSD の温度が大きく変わった場合検出器分解能等の DAQ 安定性に影響が出る可能性が有り, またスタイロフォーム箱内の空気の露点が検出器箱内の温度を上回ると, 箱内の空気が結露し DAQ エレクトロニクスで電気分解・ショート・検出器分解能の低下等を引き起こす恐れがある．そのため, 本測定中の検出器箱・スタイロフォーム箱内の温度/湿度・EH4 中の室温/湿度を白金抵抗温度計, 湿度計によりモニターした．本測定中の温度・露点を図 5.16 に示す．　緑色が室温, 赤がスタイロフォーム内の気温, 黒が検出器箱内の温度であり, 桃色が EH4 内, 黄色がスタイロフォーム内, 青が検出器箱内の露点である．測定期間全体に渡ってスタイロフォーム内の露点は検出器箱内の温度を下回っている．11/05 12:00 頃に露点が上がっているのは, 窒素パージの量を 3[$\mathrm{l \cdot min^{-1}}$] から 1.5[$\mathrm{l \cdot min^{-1}}$] に減らした為である．検出器箱内の温度は測定期間に渡って -9.55 ± 0.10[°C] の範囲にあり, 温度変化による検出器分解能に対する影響は無視出来る．

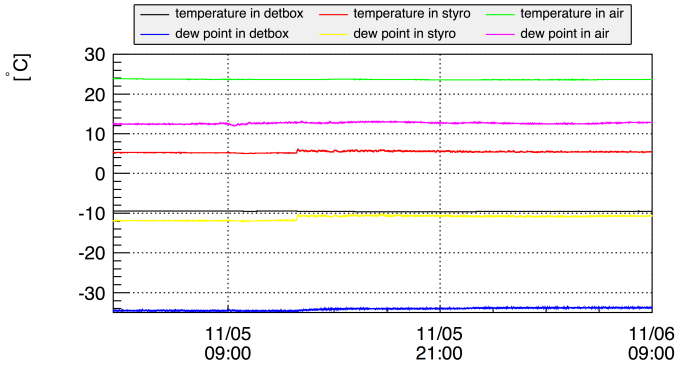


図 5.16　本測定中の温度・露点．横軸は時間, 縦軸が温度を表す．EH4/スタイロフォーム/検出器箱内の温度は黒/橙/緑線, 露天は青/黄/紫線で表す．

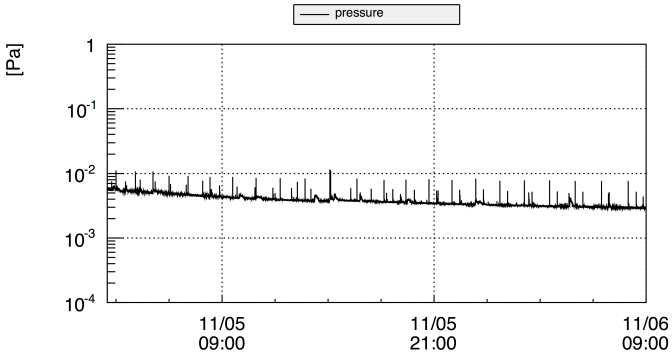


図 5.17　本測定中のチェンバー内真空度．横軸は時間, 縦軸が真空度を表す．

測定中, 温度・露点に加えチェンバー内の真空度もモニターした．その結果を図 5.17 に示す．

所々棘が立っているのは真空計の特性である．測定期間に渡って 10^{-3}[Pa] 台であり, 到達真空度は 3×10^{-3}[Pa] であった．

第 6 章

測定及び解析

本章では, 2014 年 11 月 3 日 22:00 から 11 月 6 日 10:00 に掛けて取得した SACLA BL3 のビームタイム (60h) 中に行った光子光子散乱光のシグナル測定の結果, 並びにその結果の解析について述べる.

6.1　シグナル測定

実験系のセットアップを 11 月 3 日 22:00 から 11 月 5 日 2:30 に掛けて行い, 11 月 5 日 2:30 から 11 月 6 日 9:00 に掛けてビーム交差点からの光子光子散乱光 (シグナル) の測定を行った. 本測定中において一度だけ, PIN フォトダイオードの読み出し系の設定変更を行った. 前半の測定では, SACLA のデータベースに記録する IV コンバータ前のアンプのゲインを $50[\mathrm{nC}\cdot\mathrm{V}^{-1}]$/PHADC 前の ORTEC 572 アンプのゲインを 100 倍としていたが, 後半の測定ではそれぞれ $5[\mathrm{nC}\cdot\mathrm{V}^{-1}]$/10 倍とした (表 6.1).

前半後半合わせた全 3.12×10^{6}[pulse] 中, 外部トリガーと内部トリガーの AND が取られたイベントは 1296 イベントであった. そのうち 3.5.5 章のカット条件を満たす 1hit/正極性 CS ものは 788 イベント, 更に時間窓内に入ったものは 7 イベントであった.

1hit/正極性 CS のイベントの P 側ストリップエネルギースペクトルを図 6.1 に示す. 左図は

名前	測定期間	パルス数	Amp ゲイン (データベース)	Amp ゲイン (ORTEC 572)
前半	11/05 02:30-11/05 14:30	1.24×10^{6}	$50[\mathrm{nC}\cdot\mathrm{V}^{-1}]$	100
後半	11/05 15:20-11/06 09:00	1.88×10^{6}	$5[\mathrm{nC}\cdot\mathrm{V}^{-1}]$	10

表 6.1　シグナル測定のパラメータ.

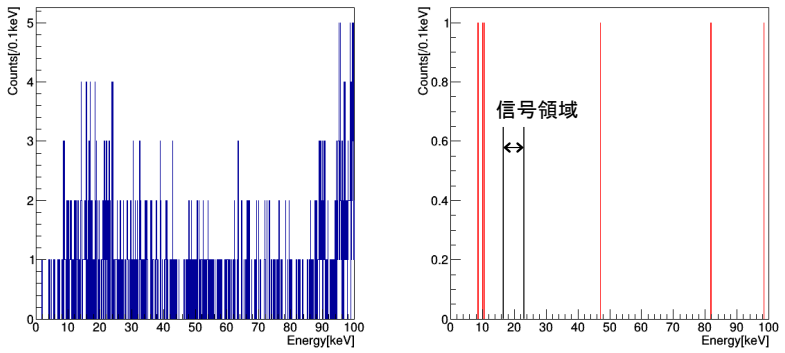


図 6.1　DSSD の測定した X 線エネルギースペクトル．横軸は光子エネルギー, 縦軸はカウント数を表す．左:位置特定したイベント 右:時間窓以内.

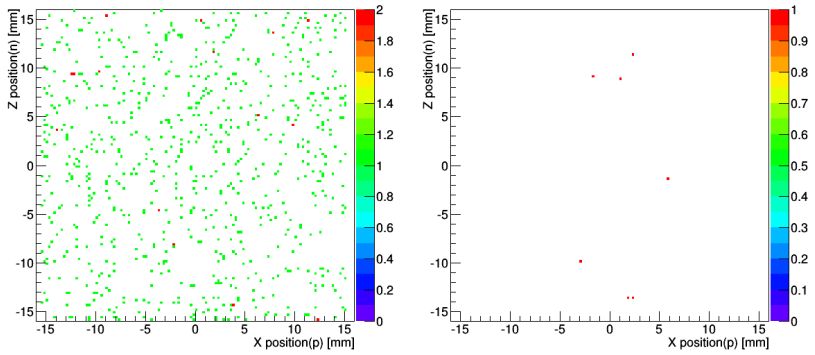


図 6.2　DSSD の測定した X 線入射位置．横軸は水平方向, 縦軸は鉛直方向の位置を表す．左:位置特定したイベント 右:時間窓以内.

時間窓によるカットを掛けていない物であり, 殆どが環境 BG による寄与である．100[keV] 付近の構造は ADC の波高値が 1023ch 以上の飽和したイベントである.

右図は時間窓内の 7 イベントのスペクトルであり, 信号領域である 16.4 ∼ 21.6[keV] の範囲にはデータ点が存在せず, 有為なシグナルは検出されなかった．11[keV] 付近の 4 イベントは XFEL に同期した, ビームスプリッター等により散乱された光子による BG であり, 残りの高エネルギーイベント (3 イベント) は環境 BG の寄与である．環境 BG は XFEL と無相関であるが, 時間窓の幅が 5[μs] の長さで有るため時間窓内に入り込んでいる.

図 6.2 に上記のイベントの DSSD 上の光子入射位置を示す．入射位置には特に構造は見られない.

パラメータ	前半測定・RR	前半測定前・TR	後半測定・RR	後半測定・TR
p_0[ch]	$-4.629 \pm 0.047 \times 10^{-4}$	$-1.372 \pm 0.005 \times 10^{-3}$	$-4.871 \pm 0.002 \times 10^{-4}$	$-4.030 \pm 0.002 \times 10^{-4}$
p_1[V · ch^{-1}]	$6.138 \pm 0.003 \times 10^{-4}$	$6.048 \pm 0.003 \times 10^{-6}$	6.292×10^{-4}	6.021×10^{-4}

表 6.2　データベースの電圧値 V_{out} と PHADC の波高値 P に対する線形フィット結果.

6.2　ルミノシティ

ルミノシティは, モニターしている PIN フォトダイオードの信号を入力している PHADC の波高値を用いて求める. PHADC で記録した波高値は ORTEC 572 アンプで整形した後の物であり絶対値のスケールは実際の値と異なる為, パルス毎に SACLA のデータベースに記録した電圧値と PHADC に記録した波高値を一対一対応させ, 絶対的なスケールを合わせる. データベースに記録した値を使わないのは, I-V コンバータの変換が一定確立で失敗し記録されない場合が有る為である.

図 6.3 は前半・後半の測定での PHADC・データベースの値を 2 次元プロットしたものである. 後半のプロットではデータベースのアンプ倍率が前半に比べ 10 倍となっているため, データベースの値を 0.1 倍して前半とスケールを合わせている.

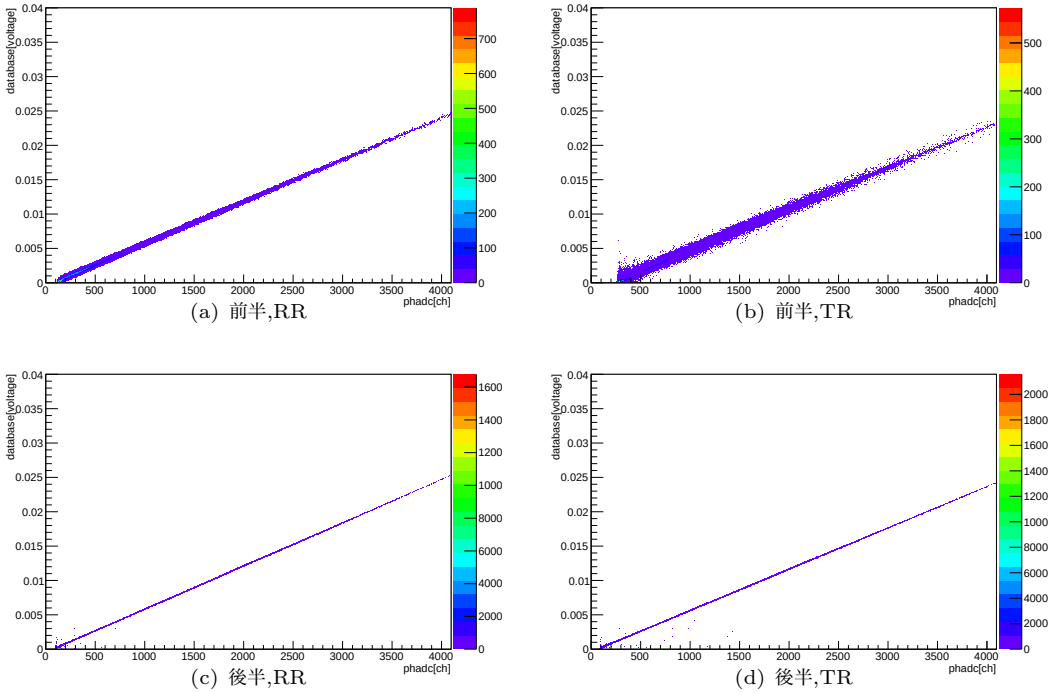
前半の測定は ORTEC 572 の倍率が後半の 10 倍で PHADC の分解能が悪く, offset が大きい. 前半・後半に対しデータベースの電圧値 V_{out} と PHADC の波高値 P に対し, 線形フィット $V_{\mathrm{out}}[\mathrm{V}] = p_0[\mathrm{V}] + p_0[\mathrm{V} \cdot \mathrm{ch}^{-1}] \times P[\mathrm{ch}]$ を行うと, 結果は表 6.2 の様になる.

SACLA の加速器は測定期間の約 10% の期間ビームダンプしており, その期間は 30[Hz] トリガーは X 線ビームを伴わない. そのようなイベントをルミノシティ計算から除く為に, 光学ハッチ内に有るビームモニターの電圧値を用いる. このビームモニターはダイアモンドフィルム散乱型の検出器で, ビームが通過するとフィルムの上下左右に配置された PIN フォトダイオードで電圧値が測定される.

図 6.4 に上側に設置された PIN の出力電圧を示す. 出力電圧が 0.02[V] 以下のイベントはビームダンプした物と見なしルミノシティの計算から除外する. このカットにより除かれるイベントは全 3.12×10^6[pulse] 中 12.6% の 3.95×10^6[pulse] である.

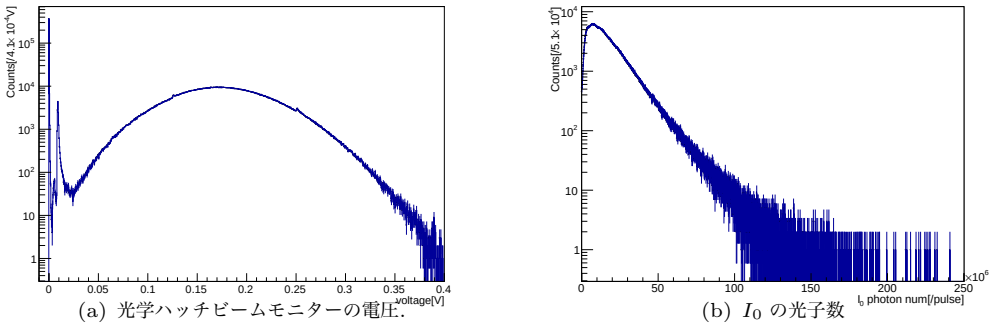
これらのイベントに対し表 6.2 の較正係数/式 3.9 を用いて求めた TR/RR 回折光の光子数は, 図 6.5 の様になる.

入射光強度の平均値 $\overline{I}_0$ は 1.56×10^7[photon · pulse^{-1}], RR/TR 回折光の平均光子数 $\overline{I}_{\mathrm{RR}}/\overline{I}_{\mathrm{TR}}$ はそれぞれ $2.80 \times 10^5/2.70 \times 10^5$[photon · pulse^{-1}], RR/TR 光子数の積の平均は $\overline{I_{\mathrm{RR}} I_{\mathrm{TR}}} = 1.58 \times 10^{11}$[photon^2 · pulse^{-1}] であった. X 線ビームに同期した 11[keV] 光



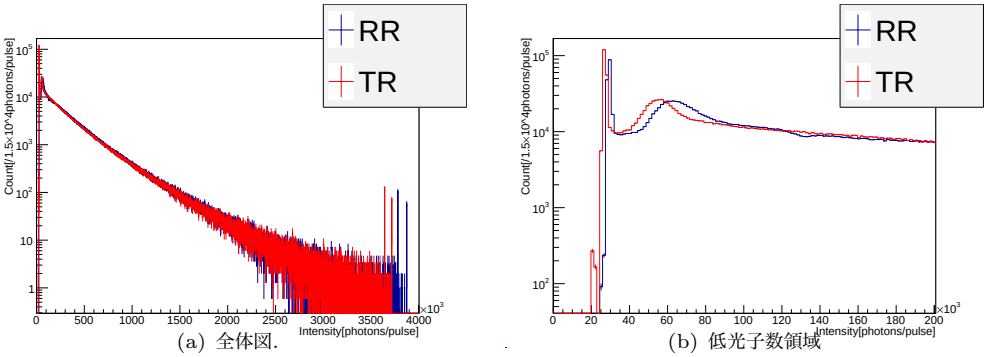
(a) 前半,RR　(b) 前半,TR　(c) 後半,RR　(d) 後半,TR

図 6.3　PIN フォトダイオードの波高値の PHADC/SACLA データベースの値の二次元プロット．横軸: PHADC 出力 [ch], 縦軸: SACLA データベースに記録された PIN 電圧値 [V](後半測定では, スケールを合わせるため 0.1 倍している)



(a) 光学ハッチビームモニターの電圧.　(b) I_0 の光子数

図 6.4　上流ビームモニターの値．横軸: 電圧値, 縦軸: カウント数を表す．



(a) 全体図.　　(b) 低光子数領域

図 6.5　PIN フォトダイオードの光子数スペクトル. 横軸は光子数, 縦軸はカウント数を表す. 赤:TR 回折光, 青:RR 回折光.

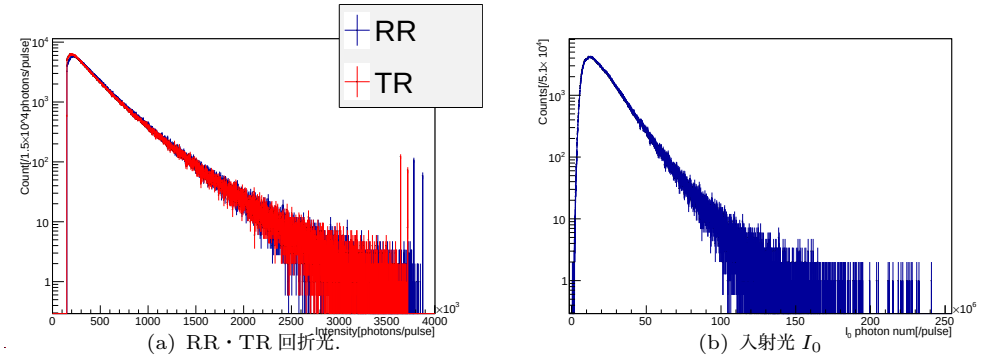
子の BG レートを考えると, SPring-8 での予備実験では入射強度 $3.4 \times 10^{13}[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$ に対し 0.9[Hz] であったので, $\overline{I}_0 = 1.56 \times 10^7[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ に対する BG レートは $4.1 \times 10^{-7}[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ と見積もられる. 本測定での BG レートは $4/2.73 \times 10^6[\mathrm{pulse}] = 1.47 \pm 0.73 \times 10^{-6}[\mathrm{pulse}^{-1}]$ であるため, 本測定と SPring-8 での予備測定の BG レートは統計誤差 1.5σ でコンシステントである.

図 6.5 の低光子数領域を見ると, PHADC のノイズフロアーによるピークが見られる. 左側の細いピークが後半測定の, 右側の太いピークが前半測定のノイズフロアーであり, $1.3 \times 10^5[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ 付近には TR 光子数スペクトルに窪みが見られる. これらの構造は PHADC の特性に由来する構造であり, これをそのままルミノシティの計算に含むとルミノシティを過大評価する可能性が有るため, TR・RR 回折光の光子数が $1.5 \times 10^5[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ 以下・入射光 I_0 の光子数が 0 以下のイベントを除いてルミノシティを再評価し, 除かない場合の数字を中央値, 除いた場合の数字とのずれを系統誤差として評価する.

図 6.6 が, 低光子数のイベントを除いた際の光子数のスペクトルである. カット条件を満たすイベントは $1.39 \times 10^6[\mathrm{pulse}]$ であり, 入射光強度の平均値 $\overline{I}_0$ は $2.37 \times 10^7[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$, RR・TR の平均光子数 $\overline{I}_{\mathrm{RR}}/\overline{I}_{\mathrm{TR}}$ はそれぞれ $4.62 \times 10^5/4.50 \times 10^5[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$, RR・TR 光子数の積の平均は $\overline{I_{\mathrm{RR}} I_{\mathrm{TR}}} = 3.01 \times 10^{11}[\mathrm{photon}^2 \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ であった.

この条件で時間毎に回折効率を求める. 図 6.7 が回折効率の時間変化であり, RR/TR 回折効率はそれぞれ $1.2 \sim 2.9\%/1 \sim 2.9\%$ の範囲で変動し, 平均値はそれぞれ $1.95\%/1.90\%$ である (図 6.8). 理論から計算される回折効率はそれぞれ $2.75 \pm 0.49/3.61 \pm 0.50\%$ であり, RR/TR 回折光は共に最大値に関しては理論値と系統誤差 1.5σ でコンシステントである.

実測の回折効率は時間変動するのは, 実験ハッチの気温変化によりゴニオメータの角度がずれる事が原因である. 後半の測定において回折効率が系統的に低下しているのは, θ 軸が最適値



(a) RR・TR 回折光.　　(b) 入射光 I_0

図 6.6　低光子数イベントをカットした時の PIN フォトダイオード/I_0 の光子数スペクトル. 横軸は光子数, 縦軸はカウント数を表す. 左図: 赤:TR 回折光, 青:RR 回折光. 右図:入射光.

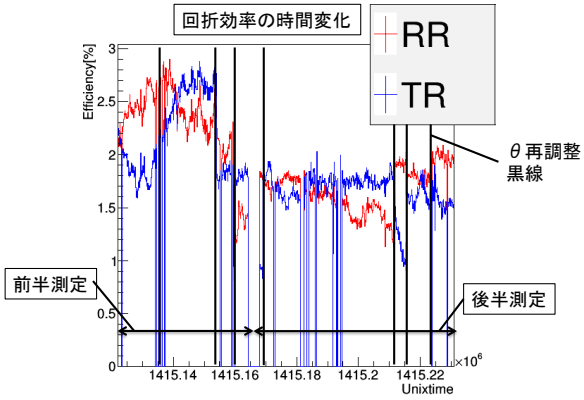


図 6.7　回折効率の時間変化. 横軸は測定時の時間 (unixtime), 縦軸は回折効率 (赤線: RR/青線: TR) を表す. 黒線はゴニオメータの θ 軸を再調整したタイミングを表す. RR/TR 共に最良値は 2.9% 程度.

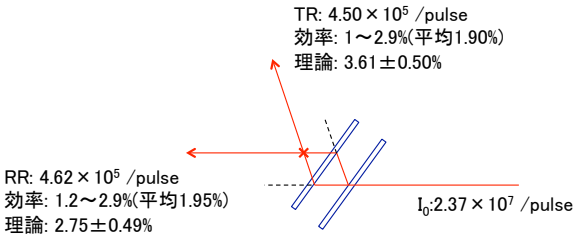
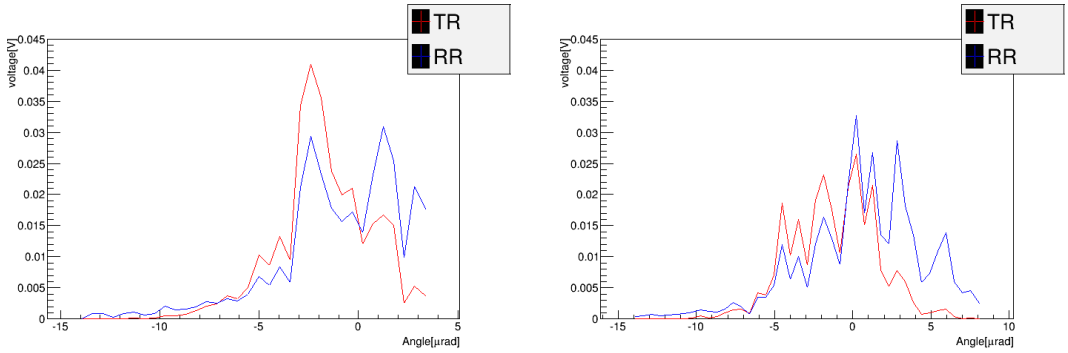


図 6.8　ビームスプリッターの回折効率.



(a) 一回目　　(b) 二回目

図 6.9　RR/TR 回折光強度のゴニオメータ角度依存性 (ロッキングカーブ). 横軸はゴニオメータの角度, 縦軸は回折光強度を表す. ゴニオメータ θ 軸のスキャンを二回連続して行った. スキャン後, 図の原点 0[μrad] に θ を調整した.

カット条件	N_{pulse} [photon · pulse]	I_0 [photon · pulse^{-1}]	I_{RR} [photon · pulse^{-1}]	I_{TR} [photon · pulse^{-1}]	$I^2_{RR\times TR}$ [photon^2 · pulse^{-1}]	$N_{\mathrm{pulse}} \times \overline{I_{\mathrm{RR}} I_{\mathrm{TR}}}$
ビームダンプのみカット	2.73×10^6	1.56×10^7	2.80×10^5	2.70×10^5	1.58×10^{11}	4.30×10^{17}
低光子数イベントカット	1.39×10^6	2.37×10^7	4.62×10^5	4.50×10^5	3.01×10^{11}	4.18×10^{17}

表 6.3　低光子数カットの有/無での光子数関連のパラメータ.

から離れている事が原因であると考えられる. 図 6.9 に, RR/TR 回折光強度のゴニオメータ角度依存性 (ロッキングカーブ) を示す. これらのロッキングカーブは, 測定中に θ 軸を調整するため, θ 軸のモーターを 0.5[μrad] づつ動かし, それぞれの位置で PIN フォトダイオードの電圧値を X 線ビーム 10[pulse] 分積算した値を記録した物である. 測定中に行った複数回の調整のうち, 後半の測定中一回の調整で二度続けて測定を行ったものを示している.

SACLA の X 線ビームは pulse 毎の入射ビーム強度のばらつきが大きいため, 観測されるロッキングカーブは SPring-8(図 3.6) と異なり最適角を中心とした単一ピークとはならず, いくつものピークを持ったものとなる. 図 6.9 の調整では二回目の測定での最大電圧地点に θ 軸を調整したが, 一回目の測定では回折強度の最大値は 2[μrad] ずれた所にあり, この方法で θ 軸を調整する場合 2[μrad] 程度のずれが発生する可能性がある. 回折可能な角度幅 (FWHM) は 6[μrad] 程度であるため, θ 軸のずれにより回折効率は最適値の 50% 程度まで減少しうる.

表 6.3 に光子数に関する解析結果を纏める.

以上の結果から, 交差ビームの光子数の平均値とパルス数の積は $N_{\mathrm{pulse}} \times \overline{I_{\mathrm{RR}} \times I_{\mathrm{TR}}} = 4.30^{+0}_{-0.12} \times 10^{17}$ と評価出来る. PHADC の較正誤差による寄与は, 低光子数カットの効果に比

因子	数値
$N_{\rm pulse} \times \overline{I_{\rm RR} I_{\rm TR}}$	$4.30^{+0}_{-0.12} \times 10^{17}$
l_v	$195[\mu{\rm m}]$
l_l	$0.78 \pm 0.08[\mu{\rm m}]$
l_t	$3[\mu{\rm m}]$
θ_c	$108[^\circ]$
$L_{\rm int}$	$2.25^{+0.23}_{-0.25} \times 10^{26}[{\rm m}^{-2}]$

表 6.4　ルミノシティ計算に関連する因子

べ無視出来る.

衝突の瞬間ルミノシティ $L_{\rm pulse}$/積分ルミノシティ $L_{\rm int}$ は, 以下の式により導出出来る [20].

$$L_{\rm pulse} = \frac{I_{\rm RR} I_{\rm TR}}{4\pi l_v l_h \sqrt{1 + \left(\frac{l_t}{l_v}\right)^2 \tan^2 \frac{\theta_c}{2}}} \simeq \frac{I_{\rm RR} I_{\rm TR}}{4\pi l_v l_h} \tag{6.1}$$

$$L_{\rm int} = \sum_{\rm pulse} L_{\rm pulse} \simeq \sum_{\rm pulse} \frac{I_{\rm RR} I_{\rm TR}}{4\pi l_v l_h} = \frac{N_{\rm pulse} \overline{I_{\rm RR} I_{\rm TR}}}{4\pi l_v l_h} \tag{6.2}$$

ここで, $I_{\rm RR}/I_{\rm TR}$ はパルス中の光子数, $l_v/l_h/l_t$ はそれぞれパルスの縦幅/横幅/時間幅であり, θ_c は交差角である. 平方根のファクターは, ビームが斜に交差する事によりルミノシティが減少する効果を表しているが, 本測定では $l_v = 195[\mu{\rm m}]$, $l_t = 3[\mu{\rm m}]$, $\theta_c = 180[^\circ] - 2\theta_B = 108[^\circ]$ より, $\sqrt{1 + \left(\frac{l_t}{l_v}\right)^2 \tan^2 \frac{\theta_c}{2}} \sim 1$ であり無視出来る.

表 6.4 に積分ルミノシティに関係する因子の数値を纏める. 式 (6.2) を用いて積分ルミノシティを計算すると, $L_{\rm int} = 2.25^{+0.23}_{-0.24} \times 10^{26}[{\rm m}^{-2}]$ となる.

6.3　光子光子散乱断面積への制限・系統誤差

検出効率が ϵ, ルミノシティが $L_{\rm int}$, 散乱断面積が σ の測定に対し, 信号検出数の期待値 μ を与える式は以下の通りである.

$$\mu = \epsilon \sigma L_{\rm int} \tag{6.3}$$

測定により検出される信号数 N は平均値 μ のポアソン分布に従うと考えられ, 信号数 N の確率密度関数 $f(N, \mu)$ は,

$$f(N, \mu) = \frac{\mu^N}{N!} \exp(-\mu) \tag{6.4}$$

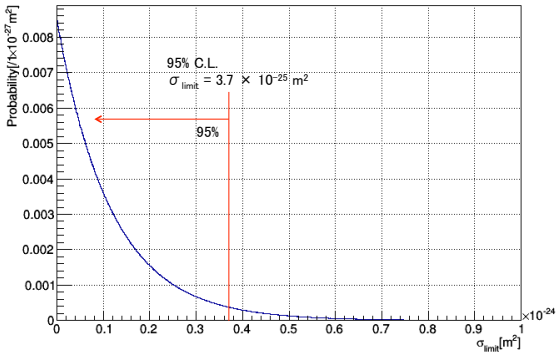


図 6.10　σ_{limit} の確率分布関数. 横軸は断面積, 縦軸は確率密度関数である. ϵ と L_{int} については正規分布を, μ については指数分布を仮定して乱数を振り導出した.

と表される. この式は測定による観測値が N である場合の, 期待値 μ の従う確率密度関数と解釈する事が可能である.

測定での検出信号数 N が十分に大きい場合, $\mu = N \pm \sqrt{N}$ と推定する事が可能であり, 散乱断面積は $\sigma = \frac{N}{\epsilon L_{\mathrm{int}}}$ で与えられる. しかし, 本測定では有為なシグナルは検出されなかったため, μ が N=0 とした確率密度関数 (指数分布)

$$f(N = 0, \mu) = \exp(-\mu) \tag{6.5}$$

に従い, ルミノシティ・検出効率の値が正規分布に従うと仮定して散乱断面積 $\sigma = \frac{\mu}{\epsilon L_{\mathrm{int}}}$ の確率密度関数を導出し, 断面積リミットを求める.

μ に対し確率密度関数 (式 6.5), $\epsilon \cdot L_{\mathrm{int}}$ に対し実測値 $\epsilon = 3.78 \pm 0.26\% \cdot L_{\mathrm{int}} = 2.25^{+0.23}_{-0.25} \times 10^{26}[\mathrm{m}^{-2}]$ に従う正規分布で乱数を振り, $\sigma = \frac{\mu}{\epsilon L_{\mathrm{int}}}$ から散乱断面積の確率分布関数を計算すると, 図 6.10 の様になる.

95%C.L. の断面積上限値は, 確率密度分布の積分値である累積分布関数が 0.95 となる値に対応し,

$$\sigma_{\mathrm{limit,95\%C.L.}} = 3.7 \times 10^{-25}[\mathrm{m}^2] \tag{6.6}$$

と求まる.

表 6.5 に断面積リミットに掛かる系統誤差を纏める.

因子	系統誤差
低光子数での PHADC の特性	$^{+2.8\%}_{-0\%}$
PHADC の較正	$< \pm 0.1\%$
ビーム横幅の不定性	$\pm 10.2\%$
検出効率の不定性	$\pm 6.8\%$
計	$^{+12.6\%}_{-12.3\%}$

表 6.5　断面積リミットの系統誤差

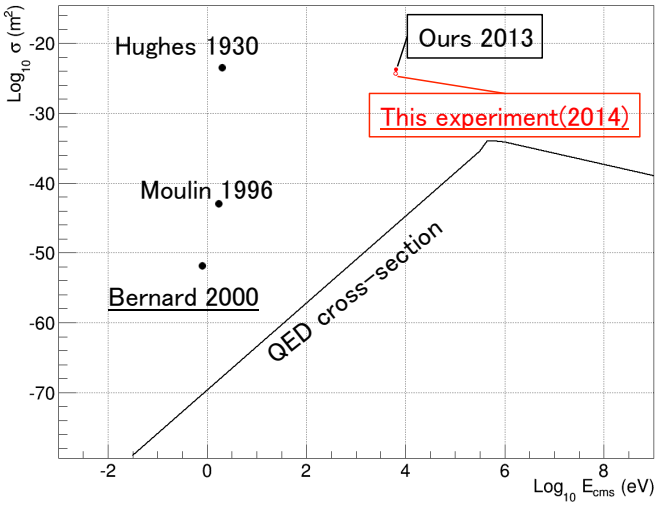


図 6.11　断面積リミットの先行実験との比較．横軸は光子の重心系でのエネルギー, 縦軸は断面積を表す．QED 断面積 (実線) を併記.

6.4　先行実験との比較

本測定の断面積リミットと先行実験の付けた断面積リミットの比較を図 6.11 に示す．本測定の実験結果は X 線領域の実験では最高感度の実験であり, 昨年の我々の測定に比べファクター 4 の感度向上を達成している.

表 6.6 に, 可視光・赤外領域で最高感度である Bernard らによる実験 [13] と本測定の断面積リミット/QED 断面積を示す．QED 断面積に対する相対的な感度としては, Bernard らによる実験が 18 桁上であるのに対し本測定が 23 桁弱上となっており, 4.5 桁程度感度が悪い.

実験名	光子の重心系エネルギー	断面積リミット [m^2]	QED 断面積 [m^2]	リミット/QED 断面積
本測定	6.5keV	3.7×10^{-25}	2.5×10^{-47}	0.16×10^{23}
Bernard, et. al.	0.8eV	1.5×10^{-52}	1.8×10^{-70}	0.83×10^{18}

表 6.6　断面積リミット・QED 断面積の比較.

感度の因子	一昨年測定	本測定	感度向上
交差ビーム強度 $\overline{I_{\mathrm{RR}} I_{\mathrm{TR}}}$[photon$^2 \cdot$ pulse^{-1}]	5.5×10^{10}	1.6×10^{11}	2.9
(入射強度 [photon $\cdot$ pulse^{-1}]	3.16×10^7	1.56×10^7	0.5^2)
(線幅 [eV]	~ 50	80	$\sim 0.6^2$)
パルス数 [pulses]	6.5×10^5	2.7×10^6	4.2
検出効率	12%	3.8%	0.32
ビーム縦幅 [μm]	207	195	1.1
断面積リミット [m^2]	1.7×10^{-24}	3.7×10^{-25}	~ 4

表 6.7　断面積リミット・QED 断面積の比較.

6.5　2013 年の実験との比較

表 6.7 に, 2013 年我々が行った実験と本測定の感度の比較を示す. 今年の測定では SACLA の加速器系の調子が悪く, 線幅が 2013 年の 50[eV] 程度から 80[eV] に広がり, 入射強度も 2013 年の半分程度である. それにも関わらず交差ビーム強度が 2013 年の 3 倍に増えているのは, ビームスプリッターの厚さを 0.6[mm] から 0.2[mm] に薄くした為である.

2013 年の実験と本測定は重心系エネルギーが等しく, 共通する系統誤差も無いため結果をコンバインする事が出来る. コンバインした場合の断面積リミットは 3.0×10^{-25}[m^2] である.

6.6　まとめ

95% C.L. の断面積リミットの値をもって, 本測定における光子光子散乱断面積制限の結果とする.

$$\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 3.7 \times 10^{-25}[\mathrm{m}^2]\ @\omega_{\mathrm{cm}} = 6.5[\mathrm{keV}] \tag{6.7}$$

第 7 章

展開・展望

7.1　今後の予定

以下, 今後 SACLA における X 線領域での光子光子散乱実験においてどのように感度向上を行い, QED 事象の観測を目指すのかについて述べる.

7.1.1　SACLA のシード化

SACLA の X 線発振原理である SASE 機構 (Self-Amplified Spontaneous Emission, [21]) は, ビーム中の電子密度の揺らぎを種としてマイクロバンチ化を引き起こし発振 X 線の輝度を高める物であるが, 密度揺らぎを種としている為線幅が大きくなるという特性が有る. 密度揺らぎの代わりに種光と呼ばれる微弱な単色光を種として X 線を発振する, シード化と呼ばれる手法が現在 SACLA で導入が進められている.

SACLA で行われているシード化の手法に付いて図 7.1 に示す [22]. この手法は self-seeding と呼ばれる手法 [23] で, LINAC からの電子ビームを前段アンジュレータ (全長 50[m]) に入射させ, ビームの密度揺らぎを種として X 線を発振し, 偏光電磁石で電子ビームを X 線から分離してから X 線をモノクロメータであるダイアモンド結晶に入射させる. ダイアモンド結晶で X 線は前方 Bragg 回折をし, 単色化された回折光 (種光) が生成される. 種光と電子ビームを合わせて後段アンジュレータ (全長 80[m]) に入射させることで単色 X 線により X 線の発振が行われ, 単色性の高い X 線ビームが得られる.

この手法により SACLA の XFEL の線幅は ~ 1[eV] 程度まで小さくなり, 単色化の効率が上がる. 実効的なチャンネルカットによる単色化効率は 5 倍となり, 感度は 25 倍程度向上する. また, 本測定では昨年測定に比べビーム強度が 50% 程度であったが現在は昨年程度の強度に戻っている為, これにより更に 4 倍の感度向上が見込める. 以上より, SACLA がシード化する

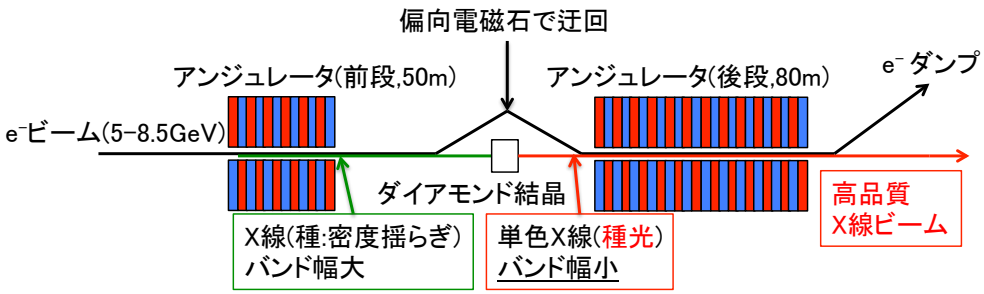


図 7.1　シード化の手法.

感度の因子	本測定	シード化後	感度向上
ビーム強度	昨年測定の ∼ 50%	昨年測定と同等	∼ 4
線幅 (FWHM,[eV])	80	∼ 1	$\sim 10^4$
シード化による損失	1	$\sim \frac{1}{20}$	$\sim \frac{1}{400}$
断面積リミット [m^2]	3.7×10^{-25}	$\sim 3.7 \times 10^{-27}$	$\sim 10^2$

表 7.1　シード化後・加速器の調子が良い SACLA での感度向上.

ことによって現在と同様のセットアップで合計 10^2 の感度向上が見込まれる (表 7.1).

7.1.2　Bragg 型ビームスプリッター

本測定では Laue 型ビームスプリッターを使用したが, これを Bragg 型に変える事により回折効率が上がり, 大幅な感度向上が可能である.

図 7.2 に Bragg 型ビームスプリッターの概略を示す [24]. このビームスプリッターは Bragg 型回折を利用したもので, Laue 型と同様 1 段目はシリコン単結晶の薄い刃 (厚さ ∼ 10[μm]) でビームを分割するが, 二段目は厚いシリコン単結晶の板で Bragg 回折 (反射) させ, ビームを交差させる.

Bragg 回折では, 1 段目の分割の効率が ∼ 50%/2 段目の反射効率が ∼ 100% であり, TR/RR 回折効率が ∼ 2% 程度である Laue 型結晶に比べ ∼ 625 倍の感度向上が可能である. また, Bragg 型は Laue 型と異なり回折後ビーム縦幅が広がらないので, これにより更に 2.5 倍のゲインが見込まれ, 合計 3 桁の感度向上が見積もられる. BG に関しては, 結晶で回折されずに BG となる光子が少なくなる為, Laue 型に比べ BG レートが減少する.

シード化と合わせて Bragg 型ビームスプリッターを使用すれば合計 5 桁の感度向上が可能となり, 相対感度でも世界最高となる. 表 7.2 に, Bragg 型に変える事による感度向上の内訳を示す.

感度の因子	Laue 型 (本測定)	Bragg 型	感度向上
回折効率	$\sim 2\%$	$\sim 50\%$	~ 625
ビーム縦幅 [μm]	495	200	~ 2.5
計			O(10^3)

表 7.2　Bragg 型ビームスプリッターを用いる事に依る感度向上要因.

Laue 型と同様に, Bragg 型も角度調整により回折条件を満たせば, 交差は時間的・空間的に保証される. しかし, Bragg 型は Laue 型に比べ歴史が浅く, 交差の実績が乏しいため個々の結晶に対し実際に交差が起きている事を確認する必要が有る. X 線の交差点に 3 枚目の薄刃を付ければ, 二本の X 線ビームが干渉を起こし干渉縞が観測されるので, 本測定の前に干渉縞の存在を確認し, 交差の保証を行った後に三枚目の刃を取り除いて使用する.

観測される干渉縞は, 結晶の格子定数が相対誤差 10^{-8} の揺らぎを持っている事により生じるモアレ縞である. 干渉縞が生じるためにはビームの重なりが空間的なコヒーレンス長 (可干渉距離) に比べ十分に小さい事と, 時間方向のずれがコヒーレンス時間 (可干渉時間) に比べ十分に小さい事が必要である.

コヒーレンス距離 d_c, コヒーレンス時間 τ_c は,

$$d_c \simeq \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\Delta\theta} \tag{7.1}$$

$$\tau_c \simeq \frac{1}{2}\frac{\hbar}{\Delta\omega} \tag{7.2}$$

で与えられる. ここで, λ は X 線波長, $\Delta\theta$ は光源の角度発散, $\Delta\omega$ は線幅である. 本研究における SACLA の光源パラメータ $\lambda = 1.12$[Å], $\Delta\theta = 0.8$[μrad], $\Delta\omega = 63$[mrad] に対して $d_c = 70$[μm], $\tau_c = 5$[fs] であり, SACLA のビーム幅/パルス幅はそれぞれ 200[μm]/10[fs] とコヒーレンス長/時間に比べ大きいため, ビジビリティの大きい干渉縞を観測する事によりビームの交差を時間的・空間的に保証する事が可能である.

7.2　本測定の SN 比から予測される感度限界

本測定での 11[keV] 散乱光の BG レート μ は, 入射光強度 $I_0 = 1.56 \times 10^7$[photon $\cdot$ pulse^{-1}] に対し $\mu = 4/2728240$[pulse] $= 1.47 \pm 0.73 \times 10^{-6}$[event $\cdot$ pulse^{-1}] であった.

BG レート μ は入射高強度に比例するため, 将来的にシード化等により入射光強度を向上させた場合, パイルアップレート ($\propto \mu^2$) が増大して信号と誤認される偽信号となる恐れがある. Geant4 シミュレーション結果を用いた Monte Carlo シミュレーションにより, パイルアップ

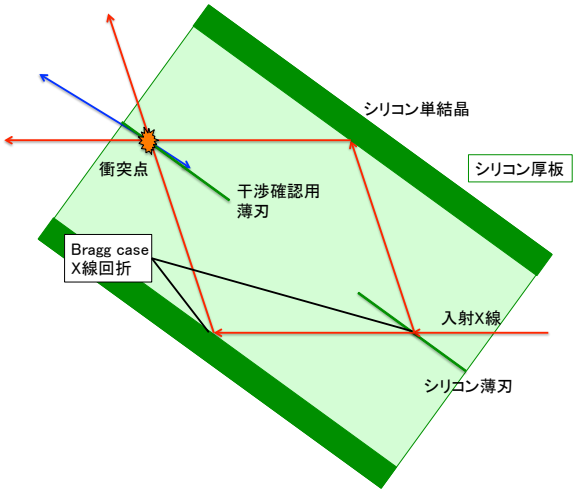


図 7.2　bragg 型ビームスプリッターの概略.

が問題となる BG レートを概算し, 本セットアップでの感度限界を試算する.

パイルアップレートを試算する Monte Carlo シミュレーションでは, 各イベント毎に DSSD に入射する光子数 N を平均値 μ のポアソン分布

$$f(N,\mu) = \frac{\mu^N}{N!}\exp(-\mu) \tag{7.3}$$

に従って決め, Geant4 シミュレーションにより得た BG 光子のエネルギー・位置分布を用いて各ストリップの波高値を計算する. CS の確率は P/N 側共に 10% とし, P/N 側の Dead/Bad ch はマスクする. N 側には 20ch の Bad/Dead ch が存在する為, この寄与により偽信号数は O(10) 倍に増加する. 検出器分解能で波高値をスメアーした上で, 本測定と同様の手順でカット条件を掛け, 3.5×10^6[pulse](30[Hz] 32[h] DAQ) の測定での, 信号と誤認されるパイルアップ (偽信号) の数 $N_{\rm ps}$ を $\mu = 0.1 \sim 0.9$ の範囲で求める.

シミュレーションの結果は図 7.3 の様になる. 偽信号は DSSD に BG 光子が二光子以上入射した際に発生するため, $N_{\rm ps}$ は $\mu^2\exp(-\mu)$ に比例し, フィット結果は

$$N_{\rm ps}[/3.5 \times 10^6[\text{pulse}]] = (3.27 \pm 0.06) \times 10^3 \times \mu^2\exp(-\mu^2) \tag{7.4}$$

となる. 上式から $N_{\rm ps} > 1$ となる μ を求めると $\mu = 0.017[\text{pulse}^{-1}]$ となる. この値は本測定の 10^4 倍の値であり, seed 化後の高ルミノシティ環境でも 0 パイルアップの測定が可能である事が分かる.

本測定結果から求まるこのセットアップの SN 比 (シグナルは QED 事象のみを考える) は, S:O(10^{-23})/N:O(10^{-8}) であるため O(10^{-15}) である. Bragg 型ビームスプリッターを用いた

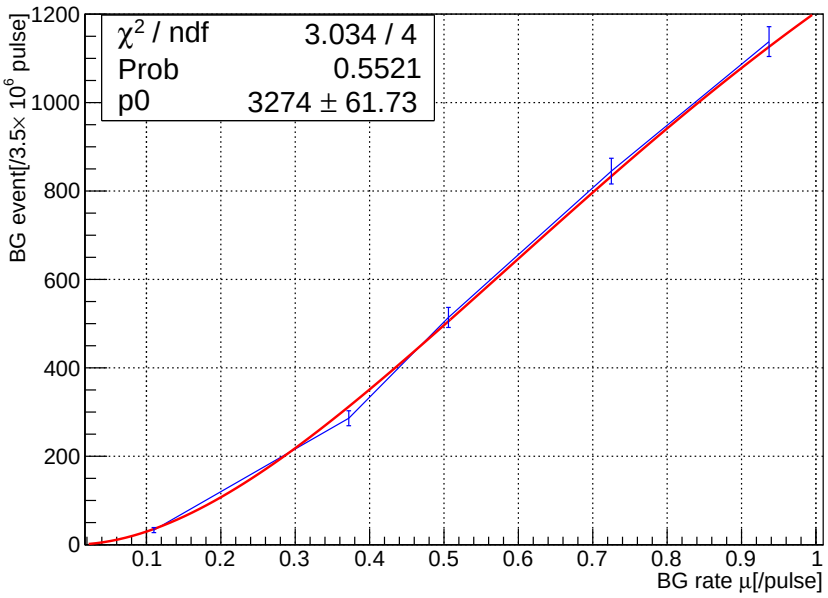


図 7.3　Monte Carlo シミュレーションで求めた偽信号数．横軸は BG レート，縦軸は 30[Hz] 32[h]DAQ での偽信号数を表す．$p_0 \times \mu^2 \exp(-\mu)$ によるフィット結果を併記．

セットアップでは，回折効率の向上によりシグナルが 3 桁増大するため，その場合の SN 比は $O(10^{-12})$ である．

入射光強度を増やす事により，このセットアップで達成できる感度の限界値は QED 断面積の 12 桁下であり，Bernard らによる先行実験に比べ $O(10^6)$ のゲインを達成している．

本セットアップで QED 事象を観測する為には更に SN 比を 12 桁向上する必要が有る．Bad/Dead ch の無い DSSD を使用する事により 1 桁，Ti リングコリメータの位置精度を 0.1[mm] 以上にすることにより ∼ 1 桁の向上は可能であると考えられるが，残り 10 桁に関しては DSSD の大面積化/ストリップ密度の上昇，遮蔽体を置く事が必要である．

DSSD 上の BG 光子の入射位置は広がった分布を持っている為，DSSD を大型化してビーム交差点から離すか，ストリップ数を増やす事によりストリップ毎の光子占有率を下げパイルアップのレートを抑える事が可能である．

DSSD の大型化/ストリップ密度の上昇のみで 10 桁の向上を行うのは難しいと考えられるので，残りは厚い遮蔽体を検出器前に置く事で向上する．シグナルのエネルギーは入射光に比べ大きいため遮蔽の透過率が高く，またシグナルは透過率の一乗で減衰するのに対しパイルアップは二乗で減衰するため大幅な SN 比の向上が可能である．例として，厚さ 2.5[mm] の Al 板を使用

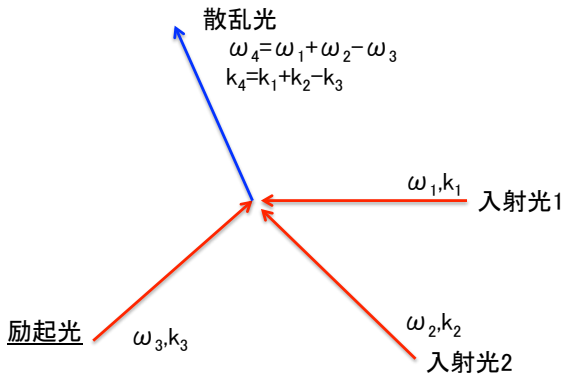


図 7.4　四光波混合の概念図.

する事により, シグナル (18[keV]) は 4% に, パイルアップ (11[keV] 光子二個) は 2.4×10^{-12} に減衰するため, シグナル数で 2 桁の損をするが SN 比を 10 桁向上する事が可能である.

7.2.1　四光波混合

Bernard らによる先行実験では, ビーム衝突点に三本目のビームを入射することにより光子光子散乱光を励起する「四光波混合」が利用され, 大幅な感度向上が達成された [27]. 四光波混合を用いる事により, 信号数・SN 比を大幅に向上し QED 断面積に迫る感度での測定が可能である.

図 7.4 に, 四光波混合の概略図を記す. 入射光 1/2(それぞれエネルギー ω_1/ω_2, 運動量 $\vec{k_1}/\vec{k_2}$) に対し, 交差点に光子光子散乱光として許されるエネルギー ω_3, 運動量 $\vec{k_3}$ を持つビームを入射させると, 励起光の強度に比例して光子光子散乱光が励起される. 励起される散乱光のエネルギー, 運動量は $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$, $\vec{k_4} = \vec{k_1} + \vec{k_2} - \vec{k_3}$ で与えられる.

励起されるシグナルの数は以下の式で与えられる.

$$N_{4,\mathrm{QED}} = \epsilon_d \frac{16}{2025} \left(\frac{2}{\pi\sqrt{3}} \right)^3 \frac{\hbar\omega_4 E_1 E_2 E_3}{(m_e c^2)^4} \frac{r_e^4}{\omega^2 (c\tau)^2} K^2 \tag{7.5}$$

ここで, ϵ_d はシグナルの検出効率, $E_{1,2,3}$ は入射/励起光ビームのパルスエネルギー, $m_e c^2 = 511$[keV] は電子質量, $r_e = 2.8$[fm] は古典電子半径, c は光速, ω はビームの幅, τ はビームの時間長さ, K は偏光に依存する量で最大 14 であるパラメータである.

簡単に $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = 10$[keV], 入射光 1/2・励起光の強度を 5×10^{11}[photon · pulse^{-1}](BL3 公称値) とし, $\tau = 10$[fs], $\omega = 50$[nm], K=14 と仮定する

と, $N_{4,\mathrm{QED}} = 3.9 \times 10^{-7}[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ となる. この値は, 30[Hz] 24[h] DAQ でシグナル数期待値 1 となる量である.

四光波混合のセットアップでは回折に用いるビームスプリッターが存在しないため真空中の残留ガスによる散乱が主なバックグラウンドになる. 現在のセットアップでは強度 $\sim 10^6[\mathrm{photon} \cdot \mathrm{pulse}^{-1}]$ の回折光・真空度 $\sim 10^{-3}$Pa に対し残留ガス由来の BG は無視できる寄与であるため, $\sim 10^{-8}$[Pa] の高真空下でビーム交差を行う事によりシグナル測定が可能な SN 比の高い測定が可能であると考えられる.

50[nm] 集光鏡は現在利用可能な SACLA の設備であり, 上記で仮定したビーム強度は BL3 で実現可能な値であるため, BL3 と同程度の強度の光源を 3 本用いれば 1 日の測定で光子光子散乱を四光波混合により励起し, 検出する事が可能である. その様な光源としては現在建設中の SACLA BL2 ビームラインが考えられる.

SACLA での四光波混合実験を行う為には, SACLA 電子ビームのマルチバンチ化と線幅・角度幅の向上, kinematics の調整技術・交差の調整/確認技術が必要である.

BL2 建造後における SACLA 電子ビームの複数ビームラインへの振り分けは, スイッチングマグネットを用いてパルス毎に行われる予定であるが, その場合各ビームラインの X 線ビームはパルスの時間間隔 30[ms] だけ時間がずれてしまうため互いに衝突させる事が出来ない. SACLA の複数ビームラインの X 線ビームを交差させる為には, LINAC に入射する電子ビームを ~ 10[ns] 程度の小さいバンチに分割し, それらをビームラインに振り分ける事が必要である. 振り分けによる時間のずれは後段の光学系での遅延で補正する.

四光波混合実験において kinematics のずれが無視できる条件は,

$$\Delta k L \ll 1 \tag{7.6}$$

であり, この範囲を逸脱した成分は寄与しない. ここで, $\Delta k = |\Delta \vec{k}| = |\vec{k_4} - (\vec{k_1} + \vec{k_2} - \vec{k_3})|$ は入射ビームの kinematics のずれ, $L \sim 10[\mu\mathrm{m}]$ はビームの交差する長さ (interaction length) である. $L \sim 10[\mu\mathrm{m}]$, 10[keV] 光子に対して $|k| = 5.1 \times 10^{10}\mathrm{m}^{-1}$ である為, 四光波混合が起こる線幅/角度幅はそれぞれ ~ 1[meV]/$\sim 0.1[\mu\mathrm{rad}]$ となる. 現在の SACLA の線幅/角度幅は 50[eV]/0.8[μrad] であり成分の分布が広くエネルギー/角度の調整が容易である一方, 四光波混合に寄与しない成分が多くルミノシティが大幅に低下する. 光子光子散乱事象の観測を目指すには SACLA の線幅・角度幅の向上が必要であり, その場合光子エネルギー/入射角をそれぞれ高い精度で調整する必要が有る.

複数のビームラインから来る X 線ビームを衝突させる場合, ビームスプリッターを用いる場合と異なり交差は保証されないため, ビームを調整して衝突させ, 時間的・空間的に交差している事を確認する必要が有る.

交差の調整方法としては, ビームを衝突前に集光鏡を用いて広げ大まかに交差位置を調整し

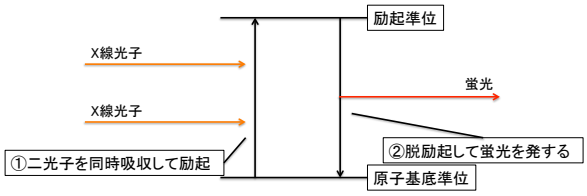


図 7.5　二光子吸収過程.

てから徐々にビームを絞る, という方法が有効であると考えられる.

ビームの衝突を確認する為に, X 線の二光子吸収過程を利用する [26].
二光子吸収は図 7.5 に示される様な過程である. 励起エネルギーが 2ω である原子からなる薄膜に高輝度 X 線ビーム (光子エネルギー ω) を入射させると, 原子が二光子を同時に吸収する事により励起し, 脱励起する際に 2ω の X 線蛍光が観測される. この過程は蛍光数が入射 X 線ビームの光子密度の約 2 乗に比例する非線形過程である.

Ag 薄膜 (蛍光エネルギー 21.97[keV]) をビーム交差点に張り, 位置を変えながら Ag 蛍光の事象数を測定する事によりビームの交差の確認が原理的に可能である.

交差の調整中にビームを広げている状態では, ビーム中の光子密度が足りず二光子吸収過程が起こらない. そのため, 交差の調整中の確認には二光子吸収の競合過程である連続的多光子過程 (sequential multiphoton process) を利用する [28]. 二光子吸収が virtual な原子準位を介しているのに対し, 連続的多光子過程は実準位を介して多光子吸収を行う過程である. そのため二光子吸収に比べ散乱断面積が大きく, ビームが広がった状態でも交差の確認が可能である.

7.3　より現実的な四光波混合のセットアップ

現状の SACLA では, X 線ビーム同士を衝突させる事は困難である. より現実的なセットアップとしては, 図 7.6 の様な X 線集光鏡により SACLA の X 線を集光し, 集光点に高強度可視光レーザーを入射させるものが考えられる.

可視光レーザーとしては, SACLA 共用の高強度可視光レーザーを使用する. このレーザーは波長が 800[nm], エネルギーが 100[mJ · pulse^{-1}], 集光後ビーム幅が 10[μm], パルス幅が 50[fs], 繰り返し 1[Hz] である. SACLA BL3 の X 線ビーム (10[keV]) を X 線集光鏡により集光し, ビーム内の光子を集光点にて 24.6[mrad] = 1.4[°] の角度で交差させ, 集光点にこの可視光レーザーを光軸に直角に入射させると, ブースト軸方向に 20[keV] の光子光子散乱光が励起される.

入射光子の内運動量・エネルギー保存則を満たす成分は全体の 1.1×10^{-3} である. 一次光の BG を除くため信号はモノクロメータにより Bragg 回折 (110) させて単色化して, X 線検出器

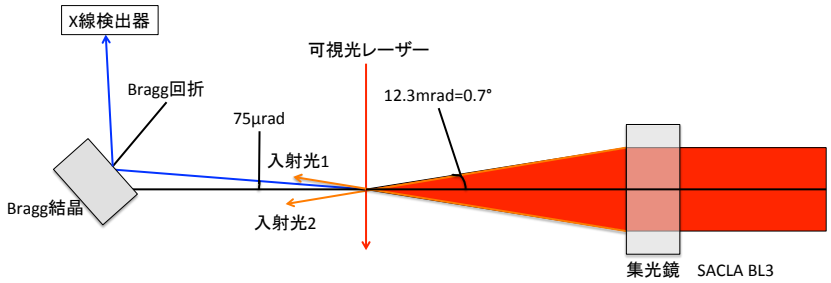


図 7.6　現実的な四光波混合のセットアップ.

で検出する．入射光の線幅・角度幅の寄与によりシグナルは 7.3[mrad] の角度発散 (FWHM), 30[eV] の線幅 (FWHM) を持ち, Bragg 回折には O(1[eV]) のエネルギー分解能, O(10[μrad]) の角度分解能が必要であるため, 検出効率は 10^{-4} 程度である.

表 7.3 にこのセットアップのパラメータを纏める．式 7.5 から求まるシグナル数は, 1[Hz] 32[h] DAQ に対し $N_4 = \mathrm{O}(10^{-12})$ である．QED 断面積 $\sigma_{QED} = 1.2 \times 10^{-57}[\mathrm{m}^2]@\omega_{\mathrm{cm}} = 0.12[\mathrm{keV}]$ に対し断面積感度は $\sigma \sim 10^{-45}[\mathrm{m}^2]$ であり, シード化＋ Bragg 型ビームスプリッターの系に比べ QED 断面積に対する相対感度で 6 桁のゲインが可能である.

7.3.1　多重交差

Bragg 回折の反射効率は $\sim 100\%$ である為, 図 7.7 の様に多数回交差させる事により更なるルミノシティの向上が可能である.

図 7.8 に, 図 7.7 のセットアップでシリコン結晶/ダイアモンド結晶を用い回折効率 90%/99% を仮定した際の多重交差による感度向上のプロットを, 交差回数 n の関数として示す．シリコン結晶は厚板中のシグナルの減衰係数が大きく, 結晶内側の交差点の検出器立体角効率は結晶の開口により制限されるため, 感度向上の最大値は 1 回交差の 2.1 倍 (n=3) である.

一方, ダイアモンド結晶を用いた場合は, 回折効率が 99% を超える事が可能で [25], ダイアモンド中のシグナル減衰係数が小さい事から更なるゲインが見込まれ, n=30 において ~ 6 倍の感度向上が可能である.

7.3.2　まとめ

図 7.9 に, 以上の方法により達成される事が期待される断面積感度と, 本測定/先行実験の結果を纏めたものを示す.

本測定の実験系の達成した SN 比は今後のアップグレードによる高ルミノシティ環境下でも

パラメータ種類	パラメータ	値
X 線光源 (SACLA BL2)	エネルギー	10[keV]
	光子数	5×10^{11}[photon · pulse^{-1}]
	集光 (縦横, FWHM)	10[μm]
	パルス長さ (FWHM)	10[fs]
	繰り返し	30[Hz]
可視光レーザー	波長 (エネルギー)	800[nm](1.5[eV])
	強度	100[mJ · pulse^{-1}]
	集光 (縦横, FWHM)	10[μm]
	パルス長さ (FWHM)	50[fs]
	自然幅 (FWHM)	13[meV]
	繰り返し	1[Hz]
交差	X 線交差角	24.6[mrad](1.4[°])
	重心系エネルギー	0.12[keV]
	QED 断面積	1.2×10^{-57}[m^2]
	励起光交差角	X 線光軸に対し 90[°]
	シグナルエネルギー	19.998[keV]
	K^2	8
	励起条件を満たす成分の割合	1.1×10^{-3}
検出器	検出効率	10^{-4}
	(量子効率	0.1)
	(角度分解能	10^{-3})

表 7.3　4 光波混合実験の想定パラメータ.

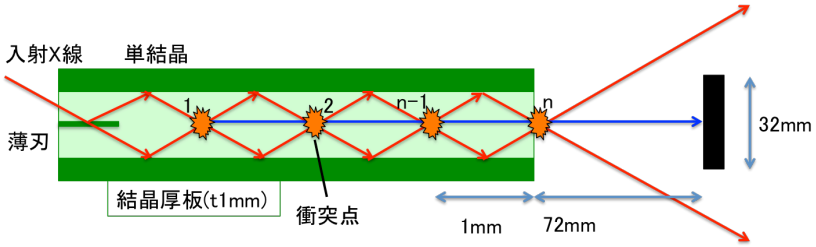
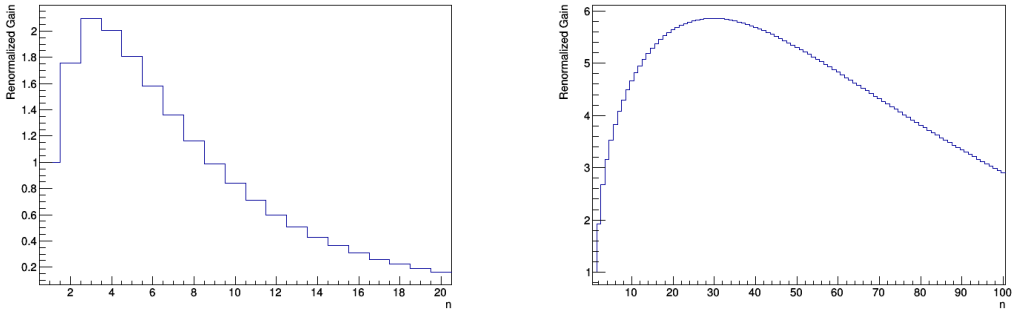


図 7.7　bragg 型ビームスプリッターを用いた多数回交差.

問題が無い. SACLA のシード化・Bragg 型ビームスプリッターの使用により QED 断面積に対する相対感度でも世界一の測定が可能であり, SACLA の複数のビームラインを用いた四光波混合実験では光子光子散乱事象を観測するに足る高ルミノシティ・高 SN 比が達成可能である.

X 線集光点に 800[nm] レーザーを導入する事により, より現実的な系で散乱光の励起が可能である.



(a) シリコン結晶.　　(b) ダイアモンド結晶.

図 7.8　多重交差による感度向上. 横軸は交差数, 縦軸は一回交差に対するゲインを表す.

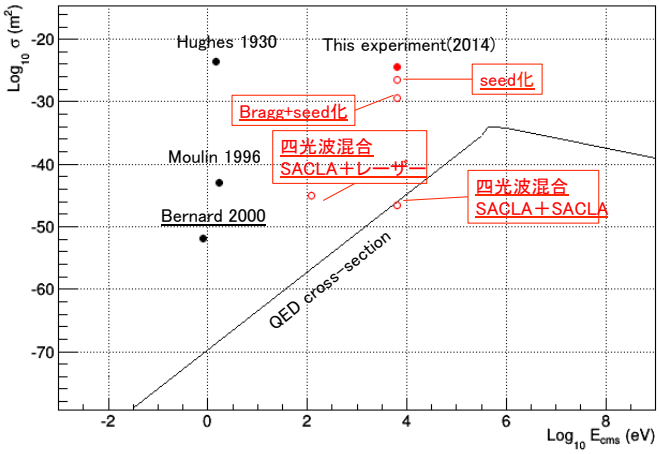


図 7.9　感度向上の展望と本測定/先行実験との比較. 横軸は光子の重心系でのエネルギー, 縦軸は断面積を表す. QED 断面積 (実線) を併記.

第 8 章

結論

高輝度 X 線光源である理化学研究所 播磨研究所の XFEL 施設 SACLA において, X 線領域での光子光子散乱実験を行った.

X 線ビームスプリッターにより XFEL を分割・交差させ, ビーム交差点からのシグナルを X 線検出器 DSSD により測定し光子エネルギー・位置情報を取得する SN 比の高い実験系を構築した. 2014 年 11 月 5 日 02:30 から 11 月 6 日 9:00 にかけて行った本測定では, XFEL と同期した信号領域のエネルギーを持つ X 線光子の有為なシグナルは観測されなかった.

Null experiment である事と, 測定したビーム交差のルミノシティ・検出効率から, 光子光子散乱に対する以下の断面積制限を得た.

$$\sigma_{\gamma\gamma\to\gamma\gamma} < 3.7 \times 10^{-25}[\mathrm{m}^2]\ @\omega_{\mathrm{cm}} = 6.5[\mathrm{keV}] \tag{8.1}$$

この断面積制限は, X 線領域において光子光子散乱仮定に対する最も厳しい物である.

本測定にて観測された BG レート・SN 比は今後の実験アップグレード後でも問題が無い値である. SACLA のシード化・Bragg 型ビームスプリッターを用いた本測定と同様の実験セットアップにより, QED 断面積に対する相対感度でも先行実験を超える実験を行う事が可能である.

SACLA の複数ビームラインを用いた四光波混合実験を行うことにより, QED 断面積に迫る感度を達成する事が出来る. SACLA での四光波混合実験を行う為には, SACLA 電子ビームのマルチバンチ化と線幅・角度幅の向上, kinematics の調整技術・交差の調整/確認技術が必要である. 四光波混合のセットアップにおける主要な BG は真空中の残留ガスによる散乱であり, 高真空を用いる事により抑制する事が出来る.

より現実的な四光波混合実験のセットアップとしては, X 線集光鏡の集光点に 800[nm] レーザーを導入する物が考えられ, シード化・Bragg 型ビームスプリッターを用いた系に比べ 6 桁程度の感度向上が可能である.

付録 A

上流光学系の詳述

A.1　SACLA

本実験で使用する光源である SACLA のレイアウトを図 A.1 に示す. SACLA は全長 700[m] のコンパクトな XFEL 光源であり, 施設は大きく分けて加速器棟 (全長 400[m])・光源棟 (240[m])・実験施設棟 (60[m]) の三セクションに分かれている. 以下, 加速器棟の LINAC・光源棟のアンジュレータ・実験施設等の設備について詳述する.

A.2　LINAC

X 線自由電子レーザーは高密度・高エネルギーの電子ビームをアンジュレータに通す事により X 線を発振する為, 発振される X 線ビームの光学性能は電子入射器である上流の LINAC の性能に強く依存する.

SACLA の電子ビームを生成するのは, LINAC 最上流に設置された CeB_6 単結晶電子銃 [29] である. この電子銃は低エミッタンス電子ビームを実現する為に開発された物で, エネルギー 500[keV], ピークカレント 1[A], パルス幅 (FWHM)3[μsec], エミッタンス 1π[mm · mrad] の電

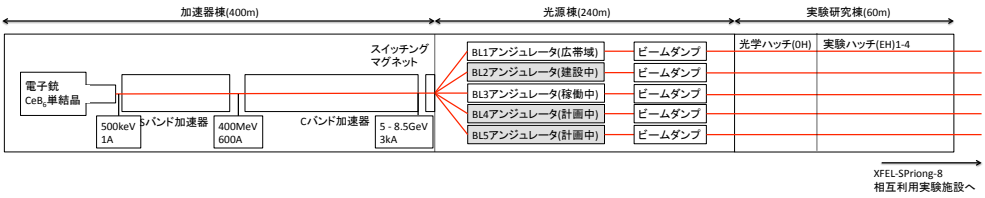
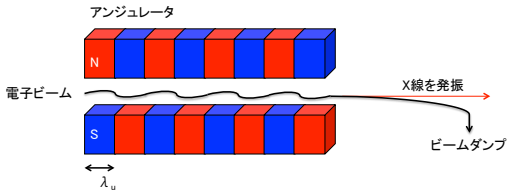
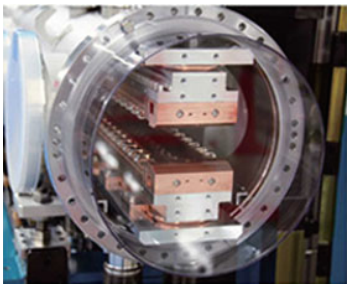


図 A.1　SACLA の全体像.



(a) アンジュレータの概念図



(b) SACLA の真空封止アンジュレータ

図 A.2　アンジュレータの概念図と, SACLA BL3 の実物の写真 ([32] より引用).

子ビームを繰り返し 30[Hz] で射出する。

XFEL で発振される光子エネルギーはアンジュレータの偏向磁石列の間隔に反比例し、電子のエネルギーの 2 乗に比例する. アンジュレータの磁石間隔に技術的な下限値が有り, 10[keV] 以上のエネルギーを持つ硬 X 線を発振する為には, 電子ビームのエネルギーは 8[GeV] 以上である必要が有る.

SACLA の LINAC は, 電子ビームを 5 ∼ 8.5[GeV] まで加速する能力が有る. 加速は主に C バンド加速器 [30] によって行われるが, この C バンド加速器は 35[MeV · m^{-1}] の加速性能を持ち, 1 ユニットの長さ 4[m](加速部長 3.6[m]) で 120[MeV] の加速が可能なコンパクトな加速器である. 電子中を出たビームはまず S バンド加速器でエネルギー 400[MeV] まで加速され, その後 64 ユニットの C バンド加速器が電子ビームの 8[GeV] までの加速を行う.

A.3　アンジュレータ

電子ビームが磁場により軌道を曲げられると, 制動放射により電子進行方向に放射光と呼ばれる X 線が発生する. 電子の進路に沿って上下に極性を反転した偏向磁石列を配置する事により, 電子ビームを直進させつつ水平面内で振動させ, 放射光を取り出す事が可能となる。この際, ビームの振動周期と発生する X 線の位相を揃える事により, 発振する放射光を大幅に増幅する事が出来る. このように設計された挿入光源をアンジュレータと呼ぶ (図 A.2). アンジュレータから放射される X 線は, 電子の振動方向の偏光を持つ.

アンジュレータの性能を決めるのは電子ビームの Lorentz ファクター $\gamma = \frac{E_e}{m_e}$ と電磁石列の周期 λ_u、磁石列中でのビームのアンジュレータ軸からの最大ずれ角を表す量 K である. K は

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c} = 0.934\lambda_u[\mathrm{cm}]B_0[\mathrm{T}] \tag{A.1}$$

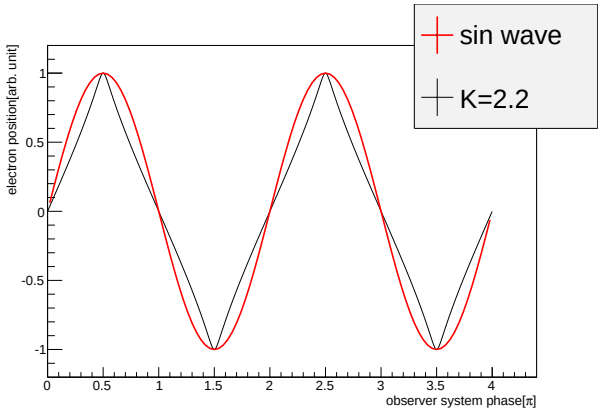


図 A.3　K=2.2 の場合の電子変位の観測者系での位相依存性 (黒線). 縦軸は振幅を 1 に規格化した電子変位、横軸は π で規格化した $\omega_1 t$ であり、二周期分に渡ってプロットしている. 赤線: 電子系での正弦波変位

で定義される量で, 電子ビームのアンジュレータ軸からのずれ角は自然発散角 γ^{-1} より K 倍大きい $K\gamma^{-1}$ と表せられる. アンジュレータの発振する X 線の基本波長は

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2}\left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \tag{A.2}$$

で与えられ, アンジュレータの基本波長は K 値を操作する事によって可変である. 基本波長が γ^{-2} に比例するのは, 電子速度が高速に近い事による相対論的効果とドップラー効果によるそれぞれ γ^{-1} のファクターに由来する.

アンジュレータの発振するビームには基本波の他に n 次高調波の成分が含まれる. これは相対論的効果により X 線の放射時刻では正弦波的に変位する電子ビームが, ビーム進行方向の観測者から見ると正弦波からずれた振る舞いをすることが原因である. ビーム進行軸上の観測者から見た電子ビームの変位 $\omega_1 t$ は、電子系から見た変位 $\omega_u t'$ を用いて,

$$\omega_1 t = \omega_u t' + \frac{K^2}{4 + 2K^2}\sin(2\omega_u t') \tag{A.3}$$

と表される. $\omega_u t' = \frac{n\pi}{4}$ になる地点を除き、観測者の系での位相は電子系での位相と異なる. K 値 2.2 での、横軸を観測者系での変位 $\omega_1 t$、縦軸を電子変位 $\sin\omega_u t'$ としたプロットを図 A.3 に表す.

黒線で表した電子変位は, 電子系での本来の正弦波変位に比べピーク付近で尖った構造を持っており, 基本波成分に加え奇数次の高調波成分を含んでいる. このため, アンジュレータから出る X 線は奇数次の高次高調波成分を持ち, 高調波成分は K 値が大きい程多く含まれる. 軸上対称性が保たれた系では電子軌道の対称性から偶数次高調波成分は含まれないが, 現実の系では

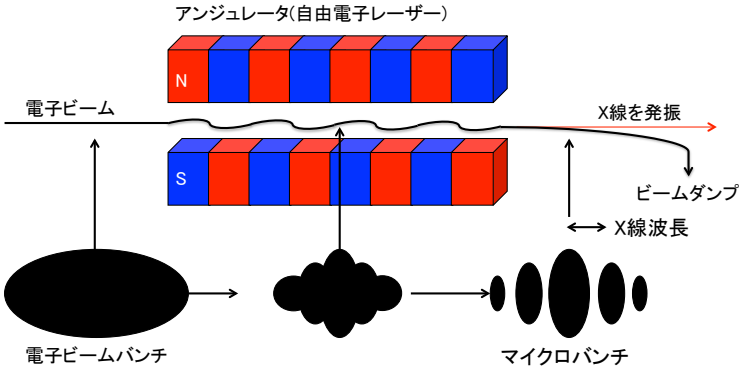


図 A.4　自由電子レーザー中のマイクロバンチ化.

電子軌道は厳密な対称性を持たないので, 偶数次の高調波成分も含まれる. 特に二次高調波 λ_2 は信号に近く, カットする必要がある成分である.

X 線自由電子レーザーはアンジュレータの一種である. 通常のアンジュレータでは一つの電子の出す放射光はコヒーレントであるが, ビーム中に含まれる他の電子とは一般的にインコヒーレントである. これは電子ビーム中に含まれる電子が電子雲の状態で広がっており, 互いの運動が無相関であるためである. X 線自由電子レーザーでは, 高強度・高密度の電子ビームを十分に長いアンジュレータに入射させることで, アンジュレータ中で電子ビーム中の密度揺らぎを種として, ビームバンチを X 線波長の長さのマイクロバンチに分割する (図 A.4). マイクロバンチ化は, 電子ビームから出た X 線が電子にとってのポテンシャル井戸を作り, 分割された電子が更に増幅された X 線を出す自己増幅過程 (Self-Amplified Spontaneous Emission,SASE[21]) である. マイクロバンチ中の電子の出す放射光はコヒーレントに足し合わされるため, SASE により発振される X 線はマイクロバンチ中の電子数 N_q の 2 乗で増幅され, また生成 X 線は非常に短いパルス幅を持つ.

SACLA は LINAC からの電子ビーム (8[GeV]) をスイッチングマグネットを用いて, BL1-5 の 5 本のビームラインに振り分けられるように設計されているが, BL1 は軟 X 線用ビームラインであり, B2-BL5 のうち BL2 は建設中, BL4-5 は計画段階であるため, 我々の実験では現在稼働している BL3 ビームラインを使用した. BL3 は周期長 $\lambda_u = 18$[mm] の磁石列を持つ 5[m] 長ギャップ可変型真空封止アンジュレータ (最大 K 値 2.2) を 18 セグメント用いた高 X 線ビームライン (水平偏光) であり, アンジュレータの磁石間隔 (ギャップ) を調整する事により 20[keV] 以下の範囲で速やかに基本波長の変更が可能である. 実験に使用する光子エネルギー 10.985[keV] においてビーム強度 6×10^{10}[photon · pulse^{-1}], 線幅は 80[eV], ビームサイズは 200[μm](FWHM), パルス幅は 10[fs] 以下 [31] である. 表 A.1 に, 実験時の BL3 の光源パラ

パラメータ種類	パラメータ	値
電子ビームパラメータ	ビームエネルギー	7.988[GeV]
	ビームエミッタンス	$0.77 \sim 1.1\pi$[mm · mrad]
	繰り返し	30[Hz]
アンジュレータパラメータ	周期長	18[mm]
	周期数	277[segment^{-1}]
	アンジュレータ長	5[m]
	セグメント数	18
	K 値	2.024
	偏光	水平直線偏光
放射光パラメータ	光子エネルギー	10.985[keV]
	光子数	6.0×10^{10}[photon · pulse^{-1}]
	線幅 (FWHM)	80[eV]
	ビーム幅 (FWHM)	200×200[μm^2]
	パルス幅	< 10[fs]

表 A.1　BL3 光源パラメータ.

メータを纏める.

A.4　X 線全反射鏡

シグナルに近いエネルギーを持つビーム中の二次高調波成分を除去する為に, X 線全反射鏡を使用する.

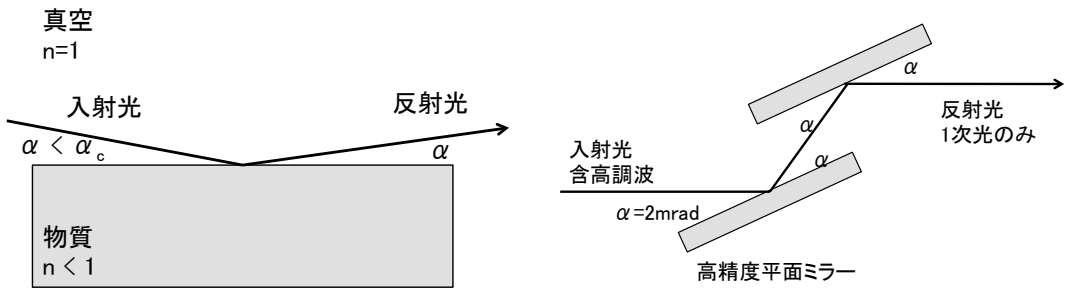
電磁波の物質中での屈折率は, 物質中原子の電子遷移に相当する共鳴周波数より小さい領域では常に 1 より大きく (正常分散), 共鳴周波数より高い周波数領域では 1 より小さくなる (異常分散). X 線のエネルギーは一般に M 殻以降の外殻軌道の共鳴周波数よりも大きいので, 物質中の屈折率は 1 以下となる.

一般に X 線の物質中の屈折率 n は,

$$n = 1 - \delta = 1 - \frac{\rho r_e \lambda^2}{2\pi} \tag{A.4}$$

と与えられる. ここで, ρ は物質の電子密度, $r_e = 2.82 \times 10^{-5}$[Å] は古典電子半径, λ は X 線波長である. 固体中の電子密度は 1[electron/Å^3] のオーダー, X 線波長が 1[Å] のオーダーである事を考えると, 一般に δ は 10^{-6} のオーダーである.

真空中の屈折率は 1 である為, 平面鏡に臨界角よりも浅い角度で X 線を入射させると物質界面



(a) X 線全反射の概念図.　(b) SACLA の全反射鏡.

図 A.5　X 線全反射と SACLA の全反射鏡.

で全反射が起こる (図 A.5). この臨界角は,

$$\alpha_c = \sqrt{2\delta} = \lambda\sqrt{\frac{\rho r_e}{\pi}} \tag{A.5}$$

となる. 臨界角は 1[mrad] のオーダーであり, 波長が短い高エネルギー X 線に対して小さい. これにより, X 線全反射鏡で反射角を調整する事で, 高いエネルギーである高調波成分をカットすることが出来る.

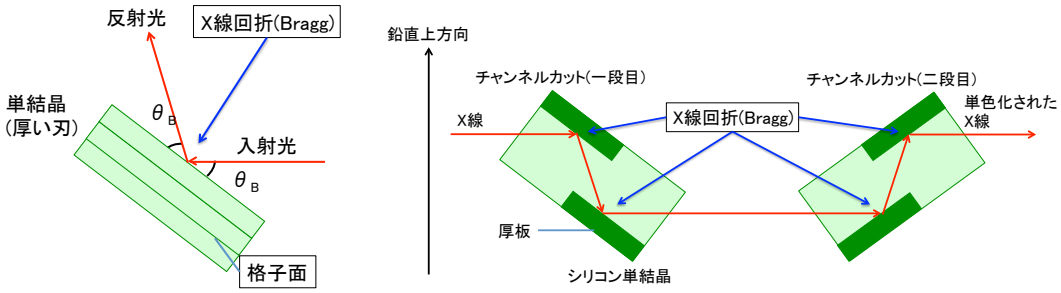
SACLA の X 線全反射鏡は光学ハッチ内に有り, シリコン製超高精度平面ミラー二枚組からなるダブルミラーシステムである. 跳ね角として $\alpha = 2, 4$[mrad] が選択可能であるが, 実験に使用する光子エネルギー 10.985[keV] の臨界角はシリコンの電子密度 $\rho_e = 0.7[\text{Å}^{-3}]$ を考慮すると 2.8[mrad], 二次高調波の臨界角は 1.4[mrad] であるため, 2[mrad] の全反射鏡を使用する.

A.5　チャンネルカット

SACLA の X 線は線幅が FWHM80[eV] と太いが, X 線ビームスプリッターの回折出来る線幅は FWHM60[meV] 程度であり, エネルギー中央値から外れた成分は回折を起こさずシグナルに寄与しない. 一方, 回折を起こさない成分はビームスプリッターでコンプトン・レイリー散乱され検出器に入射する BG となるため, 単色性の悪い X 線ビームをそのままビームスプリッターに入射させると SN 比が悪化する.

ビームスプリッターに入射する前に X 線を単色化する為に, (440) シリコン単結晶からなるチャンネルカットを用いる. チャンネルカットは図 A.6 の様な, 二つ組みのシリコン単結晶からなる光学素子である.

シリコン単結晶の厚板に Bragg 角 $\theta_B = 36[°]$ を付けて入射させると, 1 段目の厚板での反射型 (Bragg case) 回折により X 線が反射され, 2 段目の厚板での反射でビームが水平に戻される.



(a) 反射型 (Bragg case) 回折.　　(b) チャンネルカット.

図 A.6　チャンネルカットの原理. 厚いシリコン単結晶の板による反射型 (Bragg case) 回折により X 線ビームを反射すると, 反射された X 線は単色化される. チャンネルカットはシリコン単結晶から二枚の厚い板を削りだしたもので, これを二個使用して四回反射型回折を起こす事により X 線ビームを単色化する.

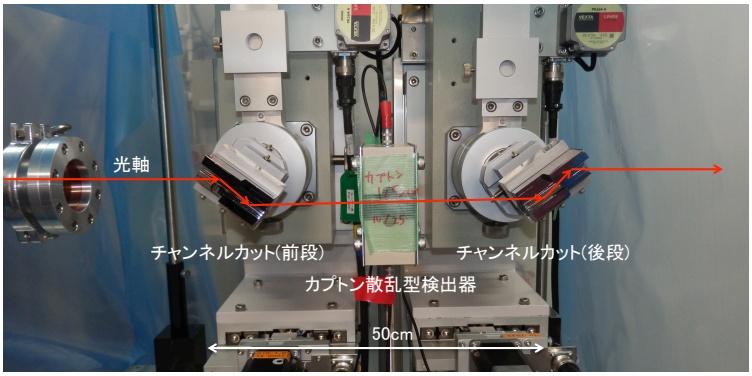


図 A.7　チャンネルカットの実物の写真.

この過程において回折される線幅は Laue case と同様狭く, チャンネルカット後のビームの線幅は FWHM60[meV] 程度まで単色化される.

チャンネルカット後のビームは鉛直下方向に跳ねられる分元のビームより低い位置に有る. 後段の光学系との整合を取る為に, 二個目の結晶で上跳ねに回折させ X 線の高さを元に戻す.

2 つのチャンネルカットの角度はゴニオメータを用いて調整する. 使用ゴニオメータである KTG-15D は, パルス駆動により 5×10^{-3}[arcsec] の精度で角度調整可能な自動ステージである. チャンネルカット部は大気中で、他の光学系とはカプトン真空窓で真空を切る. 結晶の間/X 線集光鏡の直前にカプトン散乱型検出器を挿入し, 一段目/二段目後のビーム強度をモニターする (図 A.7).

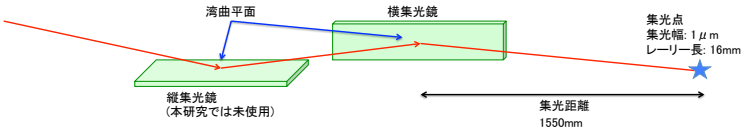


図 A.8　KB ミラーの概念図. 縦・横方向の X 線集光鏡を組み合わせて X 線を集光する. 本研究では横集光鏡のみを使用.

A.6　KB ミラー

SACLA のアンジュレータから出る X 線ビームの幅は縦横 200[μm] 程度ある. これを X 線集光鏡を用いて集光し, ルミノシティを向上する.

SACLA BL3 EH4 に設置されている X 線集光鏡 (図 A.8) は KB ミラー (Kirkpatrick-Baez mirror) と呼ばれる X 線集光鏡で, 1 対の湾曲平面 X 線集光鏡 (420[mm] 長・カーボンコーティング) を互いに垂直に配置した光学素子である. それぞれの集光鏡で鉛直・水平方向に幅 1[μm] までの集光が可能である.

X 線ビームスプリッターの性質から, 回折面内での集光を行うと回折が起こらなくなるので, 回折面に垂直な水平方向のみに集光を行う. 焦点距離は水平集光鏡から 1550[mm], レーリー長は 16[mm] である.

KB ミラー下流には差動排気系が設置されており, 差動排気系に付いている Be 窓は開閉 (上下) 可能である. アラインメント調整の際には Be 窓を上げて光軸と同軸の He レーザーを利用可能で, X 線入射時には下げてミラー側と下流側の真空を切る事が出来る.

A.7　四象限スリット

X 線集光鏡の下流では集光されたビームの他に, 集光鏡で散乱された迷光成分も存在し, 検出器に入る BG となる可能性が有る. この成分をカットする為に四象限スリットを使用する.

四象限スリットは図 A.9 の様な装置で, 内部にタンタル刃が四枚有り, モーター駆動でそれぞれの刃を上下左右に分解能 0.8[μm] で移動可能である. KF25 規格の真空配管と結合可能であり, 真空中で迷光を遮蔽出来る.

本実験では, ビームの軸から上下方向に ±500[μm], 左右方向に ±200[μm] だけスリットを開いた状態で測定を行う.

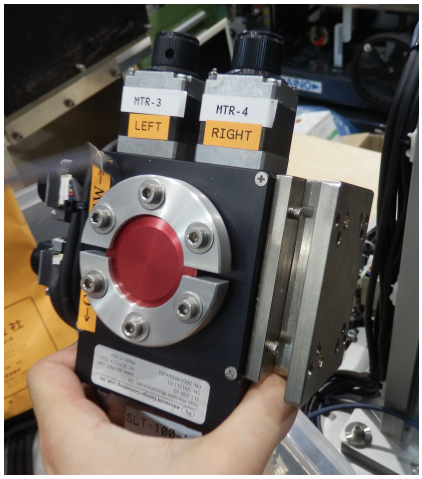


図 A.9　実験に使用した四象限スリット.

謝辞

本修士論文は, 東京大学大学院 理学系研究科 修士課程在籍の筆者が, 物理学専攻 浅井研究室にて行った研究を纏めたものである. 本研究に当たって, 多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました.

難波俊雄助教には, 様々な実験技術から, 実験器具の機械設計・実験系全体に渡る設計に関するご指導, 対外的なプロポーザルの仕方や実験に対する心構え等々, 実験を行うに当たり必要な事物を教えて頂きました. 丁寧な指導をして頂き, 心より感謝致します.

素粒子センターの山崎高幸氏, 小林研究室の稲田聡明氏には, SACLA/SPring-8 での実験でいろいろ教えて頂いたり, 実験の設計・DAQ システム構築について議論して頂くなど, 篤いご助力をして頂きました. 誠に有り難うございます.

本研究は理化学研究所 播磨研究所の玉作賢治博士, 澤田桂博士, 石川哲也所長, 兵庫県立大学の田中義人教授, JASRI の犬伏雄一博士との共同研究です. これらの方々には, 実験の立ち上げ当初から光学系の設計や, X 線光学技術等のご指導して頂きました. この場を借りてお礼を申し上げたいと思います. 特に玉作賢治博士には, 実験に使用した X 線ビームスプリッターの発注・提供をして頂き深く感謝しております. 本研究の共同研究者の一人であり SACLA ビームラインの責任者である矢橋牧名氏や, SACLA のスタッフの方々には, SACLA 光学系のセットアップ等々実験で非常にお世話になり, 誠に有り難う御座いました.

本研究は, JAXA 高橋研究室の高橋忠幸教授, 渡辺伸教授, 佐藤悟朗研究員との共同研究です. 特に, 使用した検出器である DSSD や Micro–MIO 等の検出器箱内のエレクトロニクス, Al 製検出器箱は, JAXA 高橋研究室にて開発をなされた物であり, 本研究はそれらの提供を受けて行われたものです. また, JAXA 高橋研究室の高橋忠幸教授, 渡辺伸教授, 佐藤悟朗研究員, 武田伸一郎研究員, 萩野浩一氏には, DSSD の取り扱い等について手厚く教えて頂きました. ASTRO-H の打ち上げ準備でお忙しい中ご協力して頂き, 誠に有り難うございました.

大塚茂巳氏を始め試作室の方々には, 本実験に必要なパーツの製作の発注や, 設計・機械工作の考え方等を教えて頂き非常にお世話になりました.

石田明助教, 宮崎彬博士, 同期の安達俊介氏には, 実験に関して様々な議論をして頂き, 私自身

の理解を深める事が出来ました.

筆者は 2013 年 10 月よりリーディング大学院プログラム「ALPS」のコース生として副指導教官の相原博昭教授, プログラムディラクターである五神真教授に支援して頂きました.

最後に, 研究生活でお世話になった研究室の先輩方・同期の仲間・後輩の方々, 生活を支えて下さった家族に感謝の意を述べたいと思います.

参考文献

[1] O. Harpern, Phys. Rev. **44**, 855 (1933).

[2] B. De Tollis, Nuovo Cimento **32**, 757 (1964).
B. De Tollis, Nuovo Cimento **35**, 1182 (1965).

[3] Y. Liang and A. Czarnecki, Can. J. Phys. **90**, 11 (2012)

[4] M. Delbück, Z. Phys. **84**, 144 (1933)

[5] G. Jarlskog, et. al., Phys. Rev. D **8**, 3813 (1973)

[6] Quantum Electrodynamics, Advanced series on directions in high energy physics, Vol. **7**, Ed. T. Kinoshita, World Scientific (1990)
J. Calmet, et. al., Rev. Mod. Phys. **49**, 21 (1977)

[7] D. Bernard, Nuovo Cimento A **110**, 1339 (1997)
D. Bernard, Nucl. Phys. B **72**, 201 (1999)

[8] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977)

[9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978)
F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978)

[10] J. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979)
M. A. Shifman, et. al., Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980)
M. Dine, et. al., Phys. Lett. B **104**, 199 (1981)
A. R. Zhitnitsky, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 260 (1980)
R. Stroynowski and A. R. Zhitnitsky, preprint SMU-HEP-94-12, Aug. 1994, hep-ph/9409251

[11] A. L. Hughs and G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **36**, 773 (1930)

[12] F. Moulin, et. al., Z. Phys. C **72**, 607 (1996)

[13] D. Bernard, et. al. Eur. Phys. J. D **10**, 141 (2000)

[14] U. Bonse and M. Hart, Appl. Phys. Lett. **6**, 155 (1965)

[15] T. Inada, T. Yamaji, et. al., Phys. Lett. B **732**, 356 (2014)

[16] 中野俊男, 修士学位論文, 東京大学 (2011)
[17] F. Scholze, et. al., Nucl. Instr. Meth. A **439**, 208 (2000)
[18] 武田伸一郎, 博士学位論文, 東京大学 (2008)
[19] N. Kato, Acta Cryst. **13**, 349 (1960)
[20] F.Ruggiero, F.Zimmermann, Phys. Rev. STAB. **5**, 061001 (2002)
[21] R. Bonifacio, et. al., Phys. Rev. Lett. **73**, 70 (1994)
[22] T. Inagaki, et. al., Proceedings of IPAC2014 **THPRO016**, 2888 (2014)
[23] J. Amann, et. al., Nat. Photon. **6**, 693 (2012)
[24] U. Bonse and M. Hart, Z. Phys. **194**, 1 (1966)
[25] Y. Shvyd'ko, et. al., Nat. Photon. **5**, 539 (2011)
[26] K. Tamasaku, et. al., Nat. Photon. **8**, 313 (2014)
[27] F. Moulin, et. al., Opt. Commun. **164**, 137 (1999)
[28] H. Fukuzawa, et. al., Phys. Rev. Lett. **110**, 173005 (2013)
[29] K. Togawa, et. al., Phys. Rev. STAB. **10**, 020703 (2007)
[30] T. Inagaki, et. al., Phys. Rev. STAB. **17**, 080702 (2014)
[31] Y. Inubushi, et. al., Phys. Rev. Lett. **109**, 144801 (2012)
[32] SACLA HP http://xfel.riken.jp/