

Belle II ARICH 検出器の光検出器の動作検証と  
宇宙線による評価手法の開発

金道 玄樹

2017年2月22日



## 概要

2010年まで茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で実施されていた、Belle 実験は電子陽電子衝突型加速器 KEKB を使用した標準理論の精密測定を目的とする B-factory 実験であり、B 中間子系の CP 対称性の破れの実証による小林益川理論の証明という成果を挙げた。同時に新物理の兆候も多く見出されたものの標準理論からの有意なずれは発見できず、より大きな統計量を実現するために Belle 実験のアップグレードが計画された。これが Belle II 実験で、Belle 測定器を Belle II 測定器に、KEKB 加速器を SuperKEKB 加速器にアップグレードし、Belle 実験に対しピーク luminositiy で 40 倍の実現を目指すものである。現在、Belle II 実験は 2018 年の稼働に向けて準備が進められている。

ARICH 検出器は Belle II 測定器の一部としてエンドキャップ部での粒子識別を担当する検出器であり、放射体である Aerogel を荷電粒子が通過する際に放射するチェレンコフ光をリングイメージで捉え、半径から粒子の速度を測定する。ARICH 検出器の構成要素である放射体 Aerogel、光検出器 HAPD、読み出し回路はすでに量産を終了し、個々の基本的な動作検証はすでに行われていた。

しかし HAPD の磁場中での動作試験において、全体の 3 割の HAPD において磁場を印加した場合にだけ発生する巨大な電気パルスという問題が発見された。このパルスは読み出し回路の麻痺を生じさせ、多大な不感時間を生じるものであった。しかし、ゲッターの再活性化による HAPD 管内の真空環境の改善および APD バイアス電圧の調整という二つの手法で対処が可能であることが判明し、原因は不明ながら問題は回避された。

磁場試験の終了によって構成要素の動作検証は全て終了し、続けて実施されたのがそれぞれを支持フレームに組み込み読み出しシステムを構築した上で行なう宇宙線試験である。本研究においては宇宙線試験の初期のデータを用いて解析と評価の手法を開発した。チェレンコフ光は放射点から円錐状に放射され、平面である HAPD 表面においては楕円の円周上にチェレンコフ光子が検出される。光子の検出された点を楕円関数でフィッティングすることで楕円を求め、この楕円から逆演算によって円錐を一意に決定できることを用いて粒子飛跡とチェレンコフ光の再構成を実施した。再構成されたチェレンコフ角は理論から予想される放射角と良い一致を示し、解析手法として使用可能な状況を実現した。

一方で再構成の成功割合は約 40% と低かったためこの問題についても調査を行ない、主な要因はフィッティングに使用するヒット点の選別であるとの結論を得た。ただ、他の可能性が排除されたわけでは無いので今後は解析手法のアップデートと並行してシミュレーションを用いた検証を行ないつつ宇宙線試験の範囲を拡大し、より多くの統計について検討を行なう予定である。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	Belle II 実験に関する物理的背景	1
1.1.1	CP 対称性の破れ	1
1.1.2	$B^0 - \overline{B}^0$ 混合	2
1.1.3	CP 非対称度の時間依存性	4
1.2	Belle 実験とその成果	5
1.2.1	Belle 実験	5
1.2.2	Belle 実験で示された新物理の兆候	6
1.3	SuperKEKB 加速器	6
1.3.1	加速器の性能指標	6
1.3.2	SuperKEKB 加速器 ナノビーム方式	7
1.4	Belle II 検出器	8
1.4.1	Vertex Detector (VXD) Pixel Detector (PXD) Silicon Vertex Detector (SVD)	10
1.4.2	CDC (Central Drift Chamber)	11
1.4.3	Time Of Propagation counter (TOP)	13
1.4.4	Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH)	14
1.4.5	Electromagnetic Calorimeter (ECL)	14
1.4.6	$K_L$ and muon detector (KLM)	14
1.4.7	Data Acquisition System (DAQ)	16
<b>第 2 章</b>	<b>ARICH 検出器</b>	<b>19</b>
2.1	開発動機	19
2.2	ARICH 検出器の原理	19
2.2.1	チェレンコフ放射の原理	19
2.2.2	粒子識別原理	20
2.3	ARICH 検出器の構成	22
2.3.1	チェレンコフ光放射体 エアロゲル	23
2.3.2	光検出器 HAPD	24
2.3.3	読み出しエレクトロニクス	26

	Frontend Board . . . . .	27
	Merger Board . . . . .	28
<b>第 3 章</b>	<b>研究目的</b>	<b>33</b>
3.1	光検出器 HAPD の要求性能に対する動作検証 . . . . .	33
3.2	宇宙線を用いたリング生成とその検出および評価手法の開発 . . . . .	33
<b>第 4 章</b>	<b>HAPD の量産</b>	<b>35</b>
4.1	HAPD 量産測定 . . . . .	35
4.1.1	Leakage Current 測定 . . . . .	35
4.1.2	2D scan . . . . .	36
4.1.3	S/N 測定 . . . . .	36
4.1.4	QE 測定 . . . . .	36
4.1.5	量産測定結果 . . . . .	37
4.2	磁場下での動作 . . . . .	37
4.2.1	Fantastique 磁石を用いた磁場試験のセットアップと試験手順 . . . . .	37
4.2.2	観測された巨大パルスと HAPD の不感時間 . . . . .	38
4.2.3	パルスの原因と考えられる事象 . . . . .	39
4.2.4	APD のバイアス電圧に対する不可解な依存性 . . . . .	42
4.2.5	バイアス電圧低下とゲッター再活性化による対策 . . . . .	42
4.2.6	磁場問題に関する対応と結果 . . . . .	46
<b>第 5 章</b>	<b>宇宙線試験</b>	<b>48</b>
5.1	宇宙線試験の動機 . . . . .	48
5.2	セットアップ . . . . .	48
5.2.1	ARICH 構造体の設置 . . . . .	48
5.2.2	宇宙線トリガー条件 . . . . .	49
5.2.3	データ収集システム . . . . .	50
5.3	検出器の較正 . . . . .	50
5.3.1	スレッシュホールドスキャン . . . . .	51
5.3.2	オフセット調節 . . . . .	51
5.3.3	閾値の設定 . . . . .	53
5.4	想定される宇宙線 . . . . .	54
5.4.1	地下における $\mu$ 粒子のフラックスおよびエネルギー分布 . . . . .	54
5.4.2	期待される検出光子数 . . . . .	55
5.5	検出光子数とタイミング分布 . . . . .	56
5.5.1	検出されたヒット数の分布 . . . . .	56
5.5.2	光子の時間的分布 . . . . .	57
5.6	リング解析手法 . . . . .	57
5.6.1	ヒット情報のパラメータ . . . . .	58
5.6.2	光子重心の構成と各点の分布 . . . . .	59

5.6.3	楕円によるフィッティング . . . . .	61
5.6.4	飛跡再構成 . . . . .	62
5.7	フィットパラメータ範囲の制限とイベント選別におけるカット条件 . . . . .	64
5.8	宇宙線試験解析結果 . . . . .	64
5.8.1	チェレンコフ角および検出光子数分布 . . . . .	64
5.8.2	ヒット数の多さに関する考察 . . . . .	66
5.8.3	正しく再構成できなかったイベントに関する考察 . . . . .	66
	チェレンコフ角が 12 度を下回ったイベント . . . . .	67
	ヒット数が 5 未満になったイベント . . . . .	68
	今後の対応 . . . . .	68
5.8.4	宇宙線試験および解析手法のまとめ . . . . .	69
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>70</b>

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 Belle II 実験に関する物理的背景

#### 1.1.1 CP 対称性の破れ

物理学における対称性の検証は空間反転 (P) に端を発する。1956 年、T.D.Lee と C.N.Yang は原子核の  $\beta$  崩壊における不可解を説明するために、弱い相互作用については当時は破れていないと考えられていた P 対称性が破れている事を予想し、これがのちに C.S.Wu らによって実験的に確認された。一方で破れた P 対称性に対し、CP 対称性については破れていないと考えられていた。

CP 対称性の破れが初めて実験的に発見されたのは 1964 年の J.W.Cronin、V.L.Fitch らによる実験である。この時、中性 K 中間子の CP odd 固有状態である  $K_L$  が CP even である二つの  $\pi$  中間子に稀に崩壊する現象が観測され、これによって CP 対称性の破れが示された。[1]

以降、CP 対称性の破れを説明するためのモデルが多数考案された。その中の一つが 1973 年に小林誠と益川敏秀によって提唱された小林・益川理論である。小林・益川理論は、それまで発見されていた  $u$ ,  $d$ ,  $s$  のクォークを標準模型の中で説明していた Cabibbo 混合を三代に拡張したものであり、同時にクォークが三代以上ある場合には弱い相互作用の固有状態との変換行列 (CKM 行列) の行列要素に有限の複素位相が存在し、これによって弱い相互作用を通じて CP 対称性の自発的な破れが起きることを示した理論である。[2]

CKM 行列は式 (1.1) で表現される。行列の各成分がそれぞれの世代における弱い相互作用固有状態と質量固有状態との混合の大きさ、すなわちクォークの世代間混合の大きさと対応し、これを混合角  $\theta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) と複素位相  $\delta$  を用いて表現したのが式 (1.2) である。この複素成分が CP 対称性の破れを生じる。

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad c = \cos \theta_{ij} \quad (1.3)$$

これを式 (1.4) に従ってパラメータを書き換えたものが Wolfenstein 表示と呼ばれる式 (1.5) であり、

$$\lambda = s_{12}, \quad A\lambda^2 = s_{23}, \quad A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta} \quad (1.4)$$

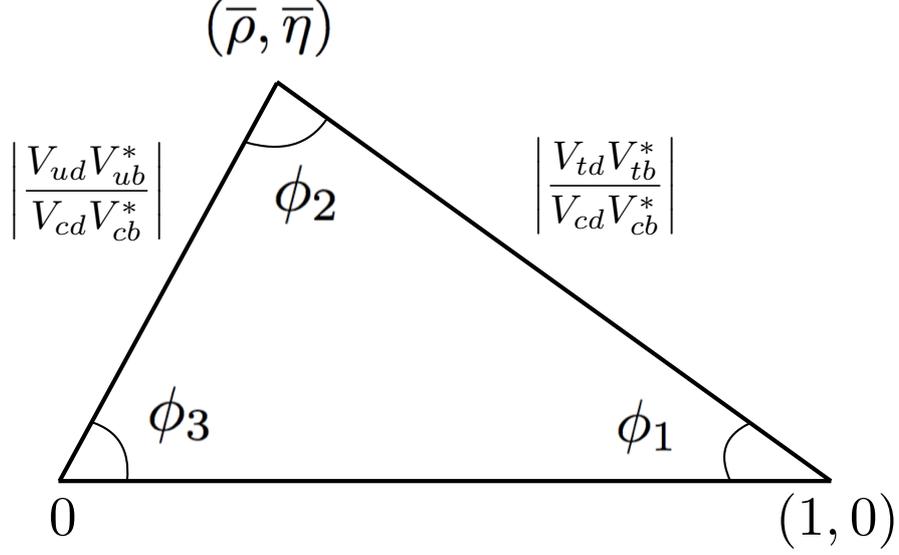


図 1.1: ユニタリー三角形。三角形の各辺の長さや 3 つの内角を測定し、三角形が閉じていけば標準模型の下で CP 対称性の破れが説明できる。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

CP 対称性の破れは特に第一世代と第三世代の混合で大きくなっていることがわかる。なお、 $\lambda$  は実験により 0.22 程度と決定されている。

CKM 行列はユニタリー行列である。この条件から以下の式 (1.6) が成立するが、

$$\begin{cases} V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \\ V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \\ V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \end{cases} \quad (1.6)$$

第一式および第二式は自明に  $O(\lambda^4)$  で 0 であるため、要求されるのは第二式となる。第二式の項は  $V_{cd}V_{cb}^*$  によって規格化を行なう事で  $(\bar{\rho}, \bar{\eta}) = (1 - \lambda^2/2)(\rho, \eta)$  複素平面上のベクトルとして表現でき、従って三本のベクトルによる三角形 (ユニタリー三角形, 図 1.1) が閉じていけば小林・益川理論は正しく、標準模型の下で CP 対称性の破れが説明できることになる。このため、標準模型の検証あるいは標準模型を超えた物理の探索として、ユニタリー三角形の各内角の大きさおよび各辺の長さは多くの実験で測定が行われており、Belle 実験もその一環であった。

### 1.1.2 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

Belle 実験においては B 中間子対  $B^0 - \bar{B}^0$  の崩壊時間差に関する測定を通して CP 対称性の破れの測定が行われた。この測定の理論的な背景について述べる。

$B^0$  中間子は  $|B^0\rangle$  と  $|\bar{B}^0\rangle$  の量子力学的な重ね合わせとして存在し、これらの二つの状態の間に混合が生じる。 $B^0$  を二つの状態の線形結合として書くと、

$$|B^0(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.7)$$

であり、この  $|B^0\rangle$  の時間発展はシュレディンガー方程式を用いて、

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}|B^0(t)\rangle &= \mathcal{H}|B^0(t)\rangle \\ &= (\mathcal{M} - i\frac{\Gamma}{2})|B^0(t)\rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

と書ける。この  $\mathcal{M}$  と  $\Gamma$  はそれぞれ質量行列と崩壊行列と呼ばれる  $2\times 2$  のエルミート行列である。質量固有状態は、 $|B^0\rangle$  と  $|\overline{B^0}\rangle$  の重ね合わせで書けて、

$$|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B^0}\rangle \quad (1.9)$$

$$|B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B^0}\rangle \quad (1.10)$$

固有値はそれぞれ、

$$\lambda_1 = m_1 - \frac{i}{2}\gamma_1 \quad (1.11)$$

$$\lambda_2 = m_2 - \frac{i}{2}\gamma_2 \quad (1.12)$$

と表せる。なお、 $m_{1,2}$  および  $\gamma_{1,2}$  はそれぞれ  $\mathcal{M}$  と  $\Gamma$  の行列要素を用いて書けて、

$$m_{1,2} = \mathcal{M}_{11} \pm |\mathcal{M}_{12}| + \mathcal{O}\left(\left|\frac{\Gamma_{12}}{\mathcal{M}_{12}}\right|^2\right) \quad (1.13)$$

$$\gamma_{1,2} = \Gamma_{11} \pm \left|\frac{\Gamma_{12}}{\mathcal{M}_{12}}\right| \cos\zeta + \mathcal{O}\left(\left|\frac{\Gamma_{12}}{\mathcal{M}_{12}}\right|^2\right) \quad (1.14)$$

$$\frac{\Gamma_{12}}{\mathcal{M}_{12}} = \left|\frac{\Gamma_{12}}{\mathcal{M}_{12}}\right| e^{i\zeta} \quad (1.15)$$

である。

従って、 $|B_1\rangle$  と  $|B_2\rangle$  の時間発展は、

$$|B_{1,2}(t)\rangle = e^{-i\lambda_{1,2}t} |B_{1,2}(0)\rangle \quad (1.16)$$

と書けて、式(1.9),(1.10)と合わせて、

$$|B^0(t)\rangle = f_+(t)|B^0(0)\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\overline{B^0}\rangle \quad (1.17)$$

$$|\overline{B^0}(t)\rangle = f_+(t)|\overline{B^0}(0)\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|B^0\rangle \quad (1.18)$$

とできる。

$f_{\pm}$  は、

$$f_+(t) = e^{-imt - \frac{\gamma}{2}t} \left( \cosh \frac{\Delta\gamma t}{2} \cos \frac{\Delta m t}{2} - i \sinh \frac{\Delta\gamma t}{2} \sin \frac{\Delta m t}{2} \right) \quad (1.19)$$

$$f_-(t) = e^{-imt - \frac{\gamma}{2}t} \left( \sinh \frac{\Delta\gamma t}{2} \cos \frac{\Delta m t}{2} + i \cosh \frac{\Delta\gamma t}{2} \sin \frac{\Delta m t}{2} \right) \quad (1.20)$$

と定義される。ここで、

$$m \equiv \frac{m_1 + m_2}{2}, \quad \Delta m \equiv m_2 - m_1 \quad (1.21)$$

$$\gamma \equiv \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}, \quad \Delta\gamma \equiv \gamma_2 - \gamma_1 \sim 0 \quad (1.22)$$

であり、式 (1.22) より、

$$f_+(t) = e^{-imt - \frac{\gamma}{2}t} \cos \frac{\Delta mt}{2} \quad (1.23)$$

$$f_-(t) = -ie^{-imt - \frac{\gamma}{2}t} \sin \frac{\Delta mt}{2} \quad (1.24)$$

となる。

以上より、 $B^0$  および  $\overline{B}^0$  はお互いへの遷移が理論的に許されており、始状態が  $B^0$  であるか  $\overline{B}^0$  であるかによらず CP 固有状態である同じ終状態  $f_{CP}$  へ崩壊することができる。

しかしながら同じ終状態  $f_{CP}$  への遷移であっても、 $B^0$  と  $\overline{B}^0$  の満たす方程式は異なるため、崩壊時間に差が生じる。これを利用すれば、特定の終状態への崩壊について始状態を同定し、崩壊時間の分布をとることで  $B^0$  と  $\overline{B}^0$  の間の CP 非対称性の有無と大きさを検証することができる。

### 1.1.3 CP 非対称度の時間依存性

前項のあるように  $B^0$  中間子は混合を起こす。図 1.2 は Belle 実験で主に用いられた  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  の崩壊ダイアグラムであるが、このような始状態から終状態  $f_{CP}$  への崩壊経路が二通りある場合には二つの経路の間で干渉が発生し、 $B^0$  の崩壊と  $\overline{B}^0$  の崩壊との間で終状態  $f_{CP}$  への崩壊分岐比  $\Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP})$  に違いが生まれる。このように干渉を通して CP 非対称性が観測される現象を間接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。

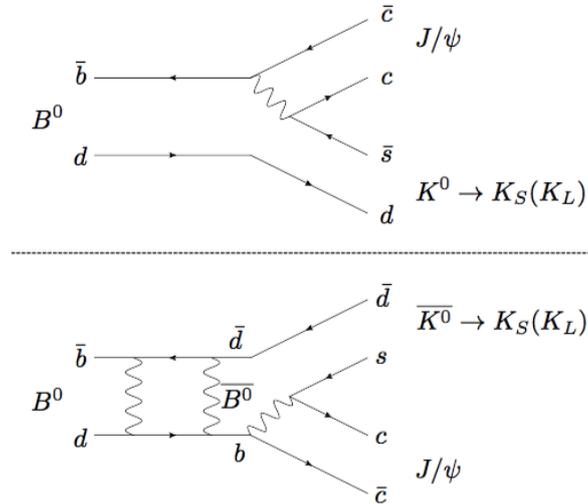


図 1.2:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  の崩壊を表すダイアグラム。同じ終状態に至る過程が 2 つあるため、お互いの量子力学的干渉により非対称度が測定できる。

この時、終状態  $f$  への崩壊に関する非対称度  $a_f$  は、

$$a_f(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)} \quad (1.25)$$

となり、 $B^0$  および  $\overline{B^0}$  からの  $f$  への崩壊振幅を、

$$A_f = \langle f|B^0(t)\rangle, \quad \overline{A}_f = \langle f|\overline{B^0}(t)\rangle \quad (1.26)$$

とし、これらの比率をパラメータとして

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\overline{A}_f}{A_f} \quad (1.27)$$

とすると、式 (1.17),(1.18) を用いて B 中間子系における CP 非対称度の時間依存性が書ける。

B 中間子においては  $q/p \sim 1$  であることも考えると、

$$\begin{aligned} a_f(t) &= \frac{1 - \lambda_f}{1 + \lambda_f} e^{-i\Delta mt} \\ &= \mathcal{A}_f \cos(\Delta mt) + \mathcal{S}_f \sin(\Delta mt) \end{aligned} \quad (1.28)$$

$$\mathcal{A}_f = \frac{|\lambda_f|^2 - 1}{|\lambda_f|^2 + 1}, \quad \mathcal{S}_f = \frac{2\text{Im}\lambda_f}{|\lambda_f|^2 + 1}, \quad (1.29)$$

である。

$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  の崩壊を考えると、 $|A_f| = |\overline{A}_f|$  より  $|A_f| = 0$  であり、 $\mathcal{S}_f$  は標準模型の下では CKM 行列の行列要素を用いて定義されるユニタリ三角形の角の一つである  $\phi_1$  を用いて書いて、

$$\mathcal{S}_f = -\xi_{CP} \sin 2\phi_1 \quad (1.30)$$

である。 $\xi_{CP}$  は終状態  $f$  の CP 固有値である。

以上より、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  における CP 非対称性の時間依存度は  $B^0$  と  $\overline{B^0}$  の崩壊時間差  $\Delta t$  を用いて以下のように書ける。

$$\mathcal{A}_{J/\psi K_S} = \sin(2\phi_1) \sin(\Delta m \Delta t) \quad (1.31)$$

## 1.2 Belle 実験とその成果

CP 対称性破れの検証を目的として始まった Belle 実験は 2010 年に終了した。 $B^0$  中間子における CP 対称性の破れによって、CP 対称性の破れの検証という主目的は達成され、これは 2008 年の小林・益川両博士のノーベル賞受賞につながった。また、同時に B 中間子の崩壊に関する種々の研究も同時に行なわれ、標準理論を超える物理の兆候も示した。

この章では Belle 実験とその成果について述べる。

### 1.2.1 Belle 実験

Belle 実験は一般に B-factory と呼ばれる実験の一つである。

B-factory 実験の特徴は多量の B 中間子を生成する点にある。これは CKM 行列の式 1.5 にあるように、行列要素の中で b クォークに関する行列要素  $V_{tb}$  が比較的大きくなると期待されたためである。B 中間子は第三世代クォークである b クォークを含む粒子の中では最も質量が小さく、生成が容易であることに加え、b クォークが、標準理論では制限される Flavor Changing Neutral Current (FCNC) を介する崩壊も含めれば、

第一・第二世代全てのクォークに崩壊することができるという特徴を持つ点でクォークの反応を観測するのに好適であった。

この B-factory はビームのエネルギーを B 中間子対の質量にチューニングせねばならず、電子陽電子衝突型加速器が必要になる。また、実験にあたってのもう一つの困難は生成される B 中間子対の崩壊時間差の短さにあった。B 中間子のフレーバー固有状態である  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊時間差はピコ秒 ( $\sim 10^{-12}$  s) 程度であり、これを検出する検出器は存在しない。これに対処するために考え出されたのがエネルギー非対称衝突で、これは電子と陽電子のエネルギーを異なる値にすることで生成後の B 中間子対に一定の運動量を与え、Lorentz boost によって寿命を引き伸ばすとともに、崩壊時間差を崩壊位置の差として捉えることを可能にする手法である。Belle 実験においては電子エネルギーを 8 GeV/c、陽電子エネルギーを 3.5 GeV/c とすることで、衝突後の B 中間子対に 4.5 GeV/c 程度の運動量を与え、崩壊までに 200 $\mu$ m 程度の飛距離を確保した。

現在までに実施された B-factory 実験は日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の KEKB 加速器による Belle 実験とスタンフォード線形加速器センター (SLAC) の PEP-II 加速器による BaBar 実験であり、計画中の実験が KEK で行われる予定の Belle II 実験である。

### 1.2.2 Belle 実験で示された新物理の兆候

Belle 実験は主目的であった B 中間子の CP 対称性の破れの確認においては大きな成功を収めた。同時に、大量に生成された B 中間子に対して実施された観測からは、標準模型を超えるような新物理の可能性を示す事実も発見された。[3]

## 1.3 SuperKEKB 加速器

この項では Belle II 実験に使用される SuperKEKB 加速器について述べる。[4]

### 1.3.1 加速器の性能指標

素粒子実験で使用される加速器の性能の指標となるのは重心系での衝突エネルギーとルミノシティの二つの量である。衝突エネルギーの高さはより重い粒子の生成を可能にする一方、ルミノシティ (Luminosity :  $\mathcal{L}$ ) は式衝突点における粒子の単位時間面積あたりの衝突回数を表し、高ルミノシティ加速器においては大量の粒子生成が可能になる。衝突点における単位時間当たりの反応回数  $R\text{sec}^{-1}$  は反応断面積  $\sigma$  を用いて

$$R = \mathcal{L}\sigma \quad (1.32)$$

と表される。

図 1.3 に世界の衝突型加速器の重心系エネルギーとルミノシティの分布を示す。LHC に代表されるエナジーフロンティアを目指す高エネルギーの加速器はより重い粒子を直接生成する事で新物理探索を行ない、Belle II が属するルミノシティフロンティアを目指す高ルミノシティの加速器は統計量によってループダイアグラムを介して起きる新物理の影響と稀崩壊を観測し、間接的に新物理探索を行なう。

### 1.3.2 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器は上述のルミノシティフロンティアを達成するために、Belle 実験で使用された KEKB 加速器をアップグレードしたものである。KEKB 加速器は日本の茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究

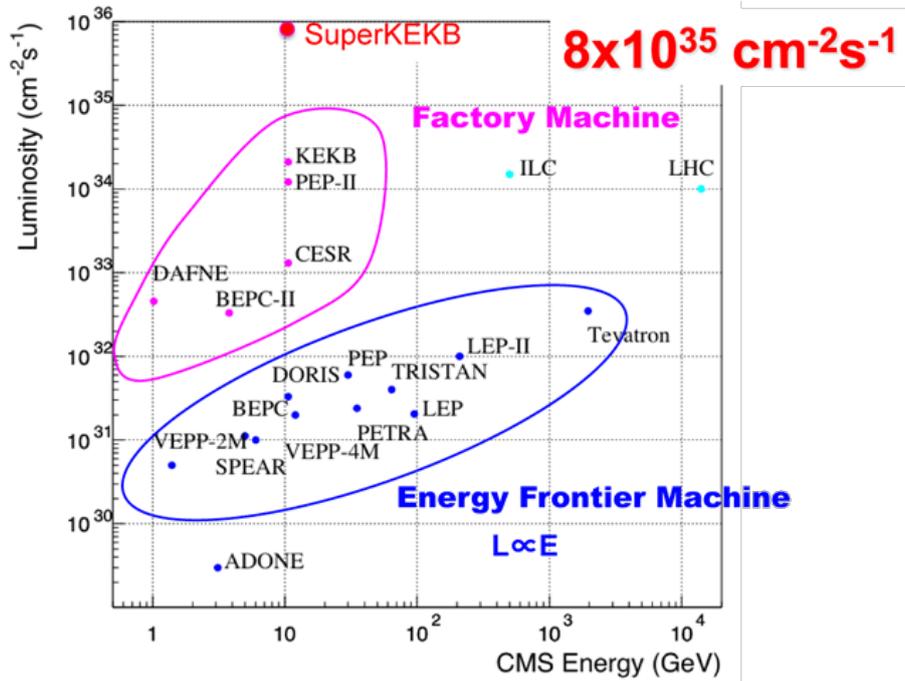


図 1.3: 世界の衝突型加速器のエネルギーおよびルミノシティ [5]

機構 (KEK) 内部に直径 1 km 周長 3 km の地下トンネルを掘って建設され、またビーム入射用の 1 km の線形加速器を持つ。SuperKEKB は KEKB のトンネルと線形加速器、および設備の多くを再利用した上で、ルミノシティを向上させるためにナノビーム方式と呼ばれる手法を採用し、このために新型の RF 電子銃などの機材を追加したものとなる。図 1.4 に SuperKEKB 加速器の概念図を示す。

### ナノビーム方式

加速器のルミノシティ  $\mathcal{L}$  は以下の式で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left( \frac{I_{\pm}\xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (1.33)$$

ここで  $\pm$  はそれぞれ電子 (-)、陽電子 (+) を表し、 $\gamma$ ,  $e$ ,  $r_e$  はそれぞれローレンツ因子、素電荷、古典電子半径を表す。これらの要素は一般的に大きな変化は無く、ルミノシティを決定づけるのはビーム電流  $I$ 、衝突点において二つのビームがお互いに及ぼす影響を表す beam-beam parameter  $\xi_{y\pm}$ 、衝突点におけるビームの絞りを表す  $\beta_{y\pm}^*$  の三つのパラメータである。この三つのパラメータのうち、ビームの絞り  $\beta_{y\pm}^*$  を KEKB の 1/20 まで下げるのがナノビーム方式である。ビームを絞れば粒子密度は高まり衝突確率は高くなるが、一方で hourglass effect と呼ばれる現象により、絞ったビームを維持できるのは  $\pm\beta^*$  となってしまう。これにより衝突角が小さい場合には衝突点中央以外においてはルミノシティが低下してしまうという問題があったが、SuperKEKB においては衝突角を大きく取ってビーム同士が重なる長さを減らすことでこの問題を解決した。図 1.7 に KEKB と SuperKEKB におけるビームの違いの概念図を示す。

表 1.1 に KEKB と SuperKEKB のマシンパラメータを示す。このナノビーム方式と同時にビーム電流を 2 倍に増強する事で、SuperKEKB は KEKB の 40 倍のルミノシティを実現する。

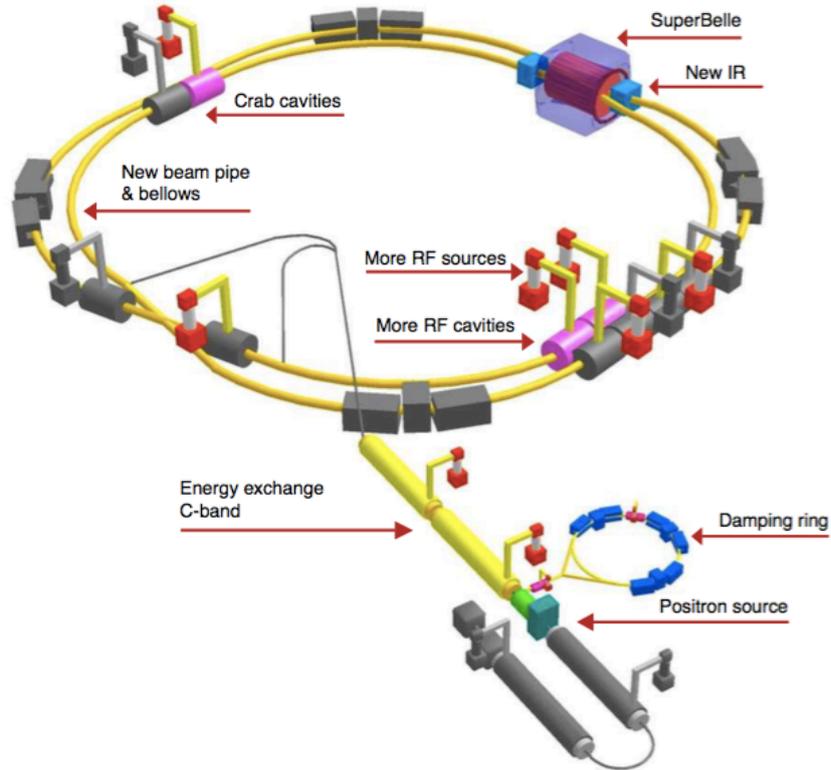
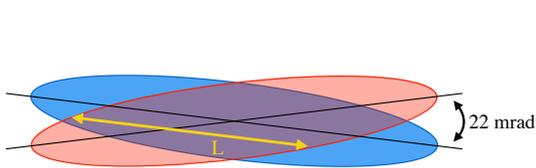
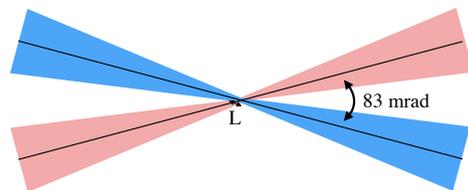


図 1.4: SuperKEKB 加速器の概念図 [6]



(a) KEKB におけるビームの概念図



(b) SuperKEKB のナノビーム方式におけるビーム概念図

図 1.7: (a) では絞られていないビームをなるべく角度をつけない事でより長い距離で衝突しうるようにしている。(b) ではビームを絞り中心点で高いルミノシティを確保しビームが広がる周辺部は衝突を起こさない

## 1.4 Belle II 検出器

Belle II 実験において使用される Belle II 測定器は SuperKEKB 加速器の衝突点を囲むように設置され、B 中間子の崩壊を観測する。図 1.8 に Belle II の全体図を示す。Belle II 測定器は 7 種類の検出器からなる複合測定器であり、内側から順に Pixel Detector (PXD), Silicon Vertex Detector (SVD), Central Drift Chamber (CDC), Time-of-Propagation counter (TOP), Aerogel Ring-Imaging Cherenkov counter

	KEKB	SuperKEKB	ratio
Energy [GeV] (LER/HEL)	3.5/8.0	4.0/7.0	
Crossing angle [mrad]	0 (by crab)	83	
$\beta_y^*$ [mm]	5.9/5.9	0.27/0.42	$\times 1/20$
$\epsilon_x$ [nm]	18/24	3.2/1.7	
$\sigma_y$ [ $\mu\text{m}$ ]	0.94	0.059	
$\xi_y$	0.129/0.090	0.09/0.09	
$\sigma_z$ [mm]	$\sim 6$	6/5	
$I_{\text{beam}}$ [A]	1.64/1.19	3.6/2.6	$\times 2$
Number of bunches	1584	2500	
Luminosity [ $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	2.11	80	$\times 40$

表 1.1: KEKB および SuperKEKB のマシンパラメータ。y 方向の幅の絞りとビーム電流の増加によって SuperKEKB では KEKB の 40 倍のルミノシティを実現する。

## Belle II Detector

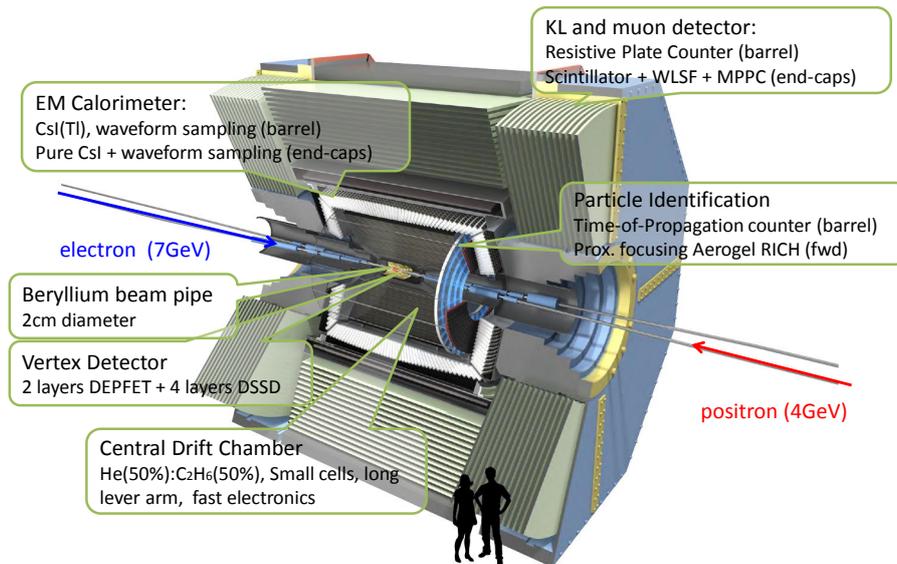


図 1.8: Belle II 測定器の全体図電子陽電子ビームの衝突点を囲むように各検出器が配置される [7]。

(ARICH), Electromagnetic Calorimeter (ECL),  $K_L$  and Muon detector (KLM) が配置されている。この項では各検出器の概要を述べる。[4]

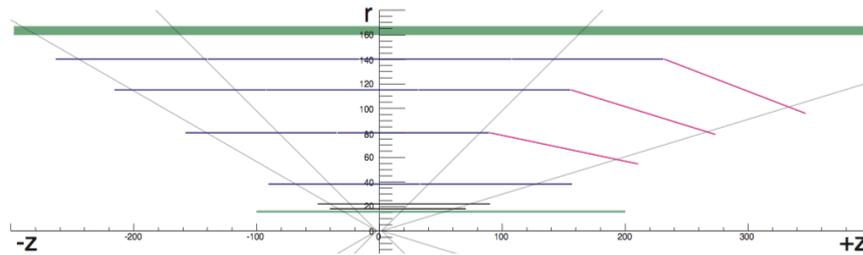


図 1.9: PXD および SVD の配置図。内側に平面の PXD が 2 層、外側に 4 層の SVD が置かれる。

### 1.4.1 Vertex Detector (VXD)

崩壊点検出器 VXD は Belle II 検出器最内層に配置され、B 中間子の崩壊位置を測定する検出器であり、2 層の Pixel Detector (PXD) と 4 層の Silicon Vertex Detector (SVD) からなる。いずれも荷電粒子の飛跡検出器であり、B 中間子の娘粒子の軌跡を  $\mu\text{m}$  精度で測定し再構成する事で B 中間子の崩壊点を測定する。PXD および SVD の配置図を図 1.9 に示す。PXD は 2 枚とも平面であり、SVD は最内層の 1 層を除いて折れ曲がった平面で構成され、衝突点に対して  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  をカバーする。

#### Pixel Detector (PXD)

Pixel Detector (PXD) は衝突点から 14 mm と 22 mm の位置に配置された、最も内側の検出器であり、 $50 \times 80 \mu\text{m}$  のピクセル化された DEFPET (DEpleted P-channel Field Effect Transistor) と呼ばれる素子を円筒状に配置したものである。

DEFPET の概要を図 1.10 に示す。DEFPET は MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) を応用した検出器で、シリコン部の空乏層に入射した荷電粒子によって形成された電子-正孔対のうち電子が Internalgate に蓄積することによって、生成電子数に比例した電流が p-source と p-drain の間を流れ、これによって荷電粒子を検出する。この方法は電荷を保持でき、また検出において蓄積した電荷に変化を起ささないためデータを一定時間保持できるという点と繰り返しの読み出しが可能という点に特長を持つ。

読み出しは図 1.11 の回路を用いて行なわれる。DEFPET は行列で管理され、行単位で一度に FET gate のオンオフが切り替えられる様になっている。この FET gate をオンにした際の  $I_{\text{DRAIN}}$  への通電の有無がヒット情報であり、行単位で一度に読み出しが行なわれる。この読み出しの間、他の行の DEFPET は粒子検出が可能で待機しており、読み出しによる不感時間はそのチャンネルが実際に読み出されてリセットされるまでの約 100 nsec のみである。PXD 全体の読み出しサイクルは  $20 \mu\text{sec}$  単位であるので、不感時間の割合は 0.5% である。

#### Silicon Vertex Detector (SVD)

Silicon Vertex Detector (SVD) は Belle 測定器においても使用されていた半導体検出器で、DSSD (Double Sided Silicon Detector) と呼ばれる、シリコンセンサーを直交するように 2 枚張り合わせた半導体検出器によって構成され、これを衝突点から 38 mm、80 mm、104 mm、135 mm の各距離に円筒状に配置したものである。完成予想図を図 1.12 に示す。DSSD の概要を図 1.13 に示す。読み出し用のストリップセンサーが、上側の p+ は 75 mm 幅、下側の n+ は 50 mm のピッチ幅で配置され、ストリップセンサーの間にはセンサー間

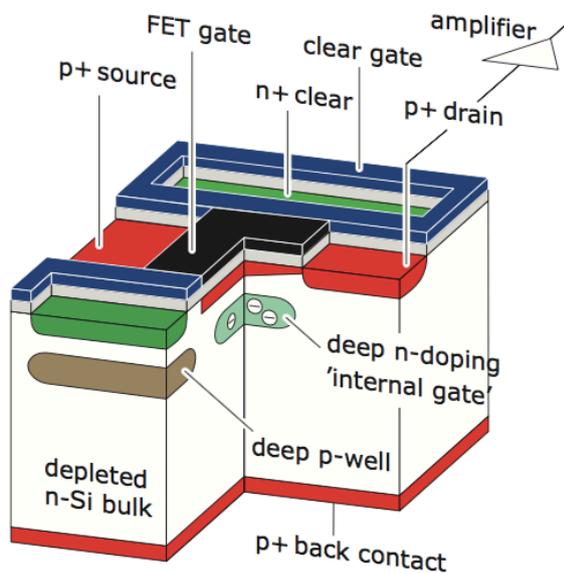


図 1.10: DEFPET の概要。荷電粒子によって生じた負電荷が Internalgate に蓄積すると、p-source と p-drain の間を電流が流れるようになるので、電流測定により粒子検出ができる。

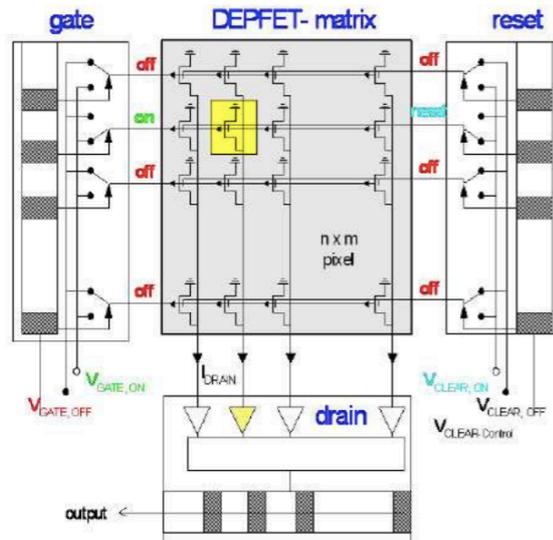


図 1.11: DEFPET の読み出し回路図。一行の DEFPET が同時に drain に接続され電流の有無でヒット情報が ADC によるデータ圧縮を経て読み出される。その後 reset 信号がその行の DEFPET に入力されて internal gate 内の負電荷を取り除く。

での漏電を防ぐためのストッパーが配置される。

SVD の読み出しは高速の読み出し速度を確保するため shaping time の小さな APV25 チップが用いられた。この APV25 は 50 nsec の shaping time を持っていたが短い shaping time はノイズ耐性の低さも意味しており、チップはストリップセンサーに直接取り付ける必要があった。Belle 実験においてはセンサーの端部から直接読み出しを行っていたが、Belle II 実験においては空間の制約により不可能だったため、”Origami chip-on-sensor” コンセプトを採用し、チップをセンサー平面の上に設置し、平面ケーブルを U 字に折り曲げて端部からの読み出しを行なっている。また、読み出し時間について、APV25 は 192 セルの大きなアナログパイプラインを持つことで短い shaping time と合わせて高速のトリガーレートに対応しており、読み出しの不感時間は 30 MHz のテストにおいて 3.43% であった。

#### 1.4.2 CDC (Central Drift Chamber)

中央飛跡検出器 (CDC) は VXD の外側に配置される検出器であり、トリガー生成を行なうと同時に荷電粒子の飛跡検出とそれによる運動量測定および電離損失 ( $dE/dx$ ) による粒子識別を行なう。

表 1.2 に Belle 測定器および Belle II 測定器の CDC の概要を示す。CDC 内部は 1 気圧の He(50%):C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) ガスが充填されており、ビーム軸方向に多数の電極ワイヤーが張られている。陰極ワイヤーと陽極ワイヤーに分けて張られた電極ワイヤーには陰極陽極間で約 2.3kV の高電圧が印加されており、荷電粒子が CDC 内部を通過した際に生じる電子を陽極に移動させ、その過程でさらにガスとの衝突によって電子増幅を行ない、最終的には陽極ワイヤーにおける電圧パルスとして検出することで粒子検出を行

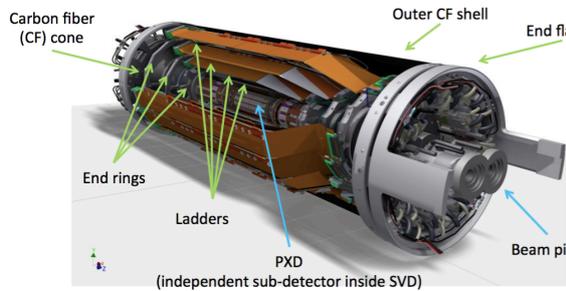


図 1.12: SVD の完成予想図。PXD の外側に 4 層の SVD が置かれる

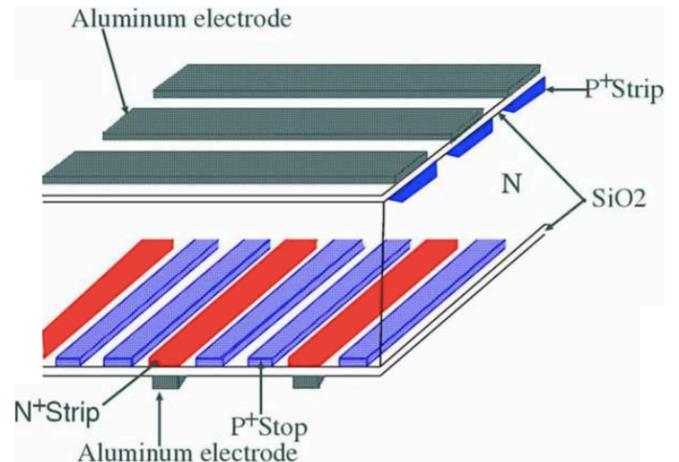


図 1.13: DSSD の概念図。検出用のストリップセンサーと、隣り合うセンサー間での漏電を防ぐストッパーが交互に配置される。p+ 側は 75 mm、n+ 側は 50 mm のピッチ幅

なう。この検出された荷電粒子の軌跡は CDC 全体にビーム軸方向に印加された  $B = 1.5 \text{ T}$  の磁場によって湾曲しており、この曲率半径  $r$  を求めることにより、以下の式により運動量  $p$  が導出できる。

$$p = 0.3rB \quad (1.34)$$

また電離損失  $dE/dx$  は以下の式で近似される。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{C}{\beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 \frac{\delta}{2} \right\}, \quad C = \left( \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{4\pi N_A \rho Z}{m_e c^2 A} \quad (1.35)$$

$\rho, A, Z, I$  はそれぞれ通過する物質の密度、原資料、原子番号、平均イオン化ポテンシャルを表し、荷電粒子の  $\beta$  および  $\gamma$  はブーストパラメータである。式 (1.35) より、電離損失 ( $dE/dx$ ) は  $\beta$  に依存することがわかる。これにより運動量と速度の測定が可能になり、二つを合わせて粒子の質量を求めることにより粒子識別が可能になる。ただし、この方法で識別が可能なのは  $p < 1.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域のみであり、それ以外の領域については後述する粒子識別装置によって  $\beta$  を測定することによって粒子識別を行なう。

読み出しは CDC のエンドプレートに設置されたデジタイザボードで行なわれる。これには 6 つの Drift Chamber FrontEnd for Analog and Timing measurements ASIC (DC-FEAT ASIC) が搭載されており、CDC からの信号はこの DC-FEAT ASIC において整形加工され、アナログ信号は 10 bit, 30 MHz の ADC に送られ、並行してタイミング信号が後段の FPGA に構成された 1 nsec の精度を持つ TDC に送られる。ADC において測定された電離損失およびタイミング情報は FPGA 内のバッファに保存され、Belle II DAQ からの読み出しの応じて Rocket I/O を通して送信される。

	Belle	Belle II
内筒直径 [mm]	77	160
外筒直径 [mm]	880	1130
最内層のセンスワイヤーの衝突点からの距離 [mm]	88	168
最外層のセンスワイヤーの衝突点からの距離 [mm]	863	1111.4
ワイヤーのレイヤー数	50	56
センスワイヤー総数	8400	14336
充填ガス	He-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	He-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>
センスワイヤー直径 [mm]	30	30

表 1.2: Belle 測定器および Belle II 測定器の CDC の概要

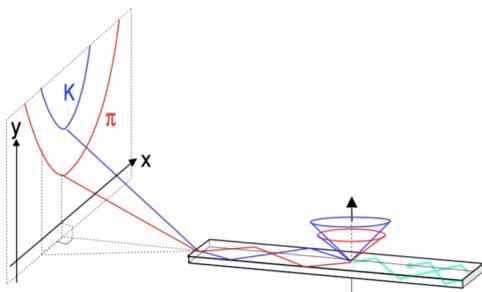


図 1.14: TOP の概念図。放射体の中で生じたチェレンコフ光を反射を繰り返して端部まで導き、端部で位置情報を計測する。

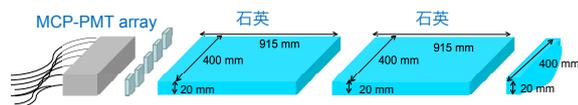


図 1.15: TOP の構成。放射体である 2 枚の合成石英を貼り合わせ、端部に光子検出器 MCP-PMT を配置する。

### 1.4.3 Time Of Propagation counter (TOP)

TOP は CDC の外側のバレル部分に配置された検出器であり、上述の CDC と合わせて荷電粒子の粒子識別を行なう。TOP は DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light) と呼ばれるチェレンコフ検出器の一種で、荷電粒子が物質中を通過する際に生じるチェレンコフ光の放射角度測定によって粒子識別を行なう検出器である。このチェレンコフ光の原理については 2.2.1 で解説する。

図 1.14 に TOP の概念図、図 1.15 に TOP の構成を示す。放射体である石英ガラスからなるクォーツバー内部で放射されたチェレンコフ光は全反射を繰り返しながら端まで伝達され、終端から一定距離を置いて配置された位置分解能を持つ光子検出器によって検出される。粒子によって放射されるチェレンコフ光の角度が異なるため、光検出器上では半径の異なる半円形のリングが検出され、また光路差によって光検出器までの到達時間が異なるため TOF (Time-of-Flight) の測定により粒子識別性能を向上させることが可能である。

読み出しは ASIC を用いて行なわれる。TOP 検出器に要求されるのは高い時間精度であり、これを実現するために開発された GHz レベルのサンプリングレートを持つ ASIC が BufferedLABRADOR ASIC (BLAB) であり、最終的には 25 psec の精度を実現した。

#### 1.4.4 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH)

バレル部での粒子識別を担う TOP に対して、エンドキャップ部での粒子識別を行なうのが ARICH 検出器である。TOP と同様にチェレンコフ光の放射角測定を利用した粒子識別装置であり、リングイメージを直接検出することで粒子識別を行なう。詳細は 2 章で述べる。

#### 1.4.5 Electromagnetic Calorimeter (ECL)

電磁カロリメータ (ECL) は TOP および ARICH のさらに外側において電子、陽電子、および光子のエネルギー測定を行なう検出器である。ECL はプラスチックシンチレータによって構成され、入射した電子、陽電子、光子は内部で電磁シャワーを形成しほぼ全てのエネルギーをシンチレータ内部で失う。この電磁シャワー全体が発するシンチレーション光の大きさを測定することで、入射粒子のエネルギーを測定することができる。また、ビーム衝突時に発生する電子陽電子散乱である Bhabha 散乱を検出することにより、QED から導出される電子陽電子散乱の反応断面積  $\sigma$  との比較によって、ビームのルミノシティ  $\mathcal{L}$  を測定するモニター機能も合わせ持つ。

図 1.16 に ECL のユニットの構造を示す。衝突点に近い側に Belle 実験でも使用されていた CsI(Tl) シンチレータを配置し、その後方に光検出器として PIN フォトダイオードを設置する。これを図 1.17 のようにしてバレル部に 6624 個、エンドキャップ部には前方、後方のそれぞれに 1152 個、960 個の合計 8736 個が配置される。

読み出しは Shaper-DSP モジュールを使用する。Shaper-DSP モジュールは波形整形器の他に 2 MHz のクロックを持つ 18 bit の flash ADC を持ち、これで信号をデジタル化した後、同じく Shaper-DSP 上にある FPGA によって波高、タイミング、データの質の 3 つの観点からフィルタリングが行なわれ、さらに後段の COPPER に送信される。また、Shaper-DSP はもう一つ、カロリメータトリガーを生成するための Fast Sum と呼ばれる高速アナログ回路を持っており、ここから Flash-ADC trigger Module (FAM) に送られた信号についてエネルギーが設定された閾値を超えた場合にトリガー信号が Belle II の Global Decision Logic に送られることになっている。

#### 1.4.6 $K_L$ and muon detector (KLM)

KLM は ECL の外側、Belle II 測定器の最外層に配置され、比較的貫通力が高く寿命も長い  $K_L$  および  $\mu$  粒子の検出を行なう。図 1.18 に KLM の設置位置を示す。カバー範囲はビーム軸方向に対して  $20^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$  である。KLM の基本構造はシンチレータストリップ検出器を鉄のプレートで挟み込んだものである。 $K_L$  については鉄プレート内部で強い相互作用によって生じるハドロンシャワーによって生成される粒子を検出することで測定し、 $\mu$  粒子については CDC および TOP, ARICH の情報と合わせて、この鉄プレートを貫通することによって他の荷電粒子との識別を行なう。ただし、 $\mu$  粒子の運動量が  $0.6 \text{ GeV}/c$  を下回った場合には KLM 深部まで到達することが困難で、この識別方法が使えないため  $\mu$  粒子に関する識別可能領域は  $p_\mu \gtrsim 0.6 \text{ GeV}/c$  となっている。なお、この鉄プレートは Belle II 測定器に磁場を印加するソレノイド磁石の外側に設置されており、この磁場が外部に漏れ出すのを防ぐリターンヨークの役割も兼ねている。

図 1.19 にエンドキャップ部のストリップ配置およびシンチレータストリップの概念図を示す。KLM に入射した粒子が発したシンチレーション光はシンチレータ中央に埋め込まれた光ファイバー (WLS : Wave



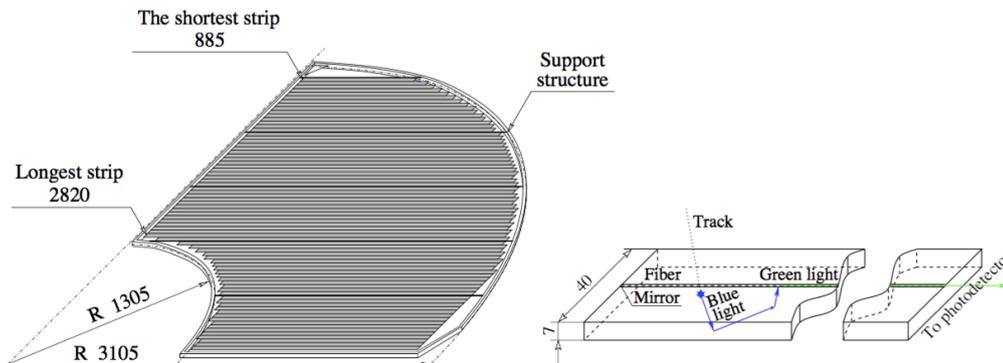


図 1.19: エンドキャップ部のシリコンストリップセンサー配置図とストリップセンサーの概念図。粒子の入射によって生じたシンチレーション光は中央部のファイバーによって波長を変換して端部まで導かれる。

Length Shift fiber) によって緑色のの光に波長を変換されながら伝達され、変換された波長に感度の高い MPPC(Multi Pixel Photon Counter) で検出される。

読み出しシステムは、SiPM が MPPC として採用され、SiPM の良い時間精度と波高分解能を活かすべく波形サンプリングの読み出し回路には高速の処理と低ノイズである 16-channel TARGET ASIC が採用された。SiPM からの信号は一段の増幅回路を経て TARGET ASIC に入り、その後 FPGA によって波形分析が行なわれる。この際、FPGA は急激な立ち上がりを持つ関数によって波形フィットを行ない、時間分解能を確保する。

#### 1.4.7 Data Acquisition System (DAQ)

Belle II におけるデータ収集システム (DAQ) に要求されるのはトリガーレートが最大 30 kHz に達するイベントを遅滞なく処理することであり、このためにはデータ量を削減して処理を高速化する必要がある。また、同時に開発・運用コストの面から Belle 実験に使われた設備を一定程度再利用するとともに、実験開始から時間をかけて上昇するルミノシティに合わせて処理能力を増強しうるスケール可変性が必要であった。このために採用されたのが COPPER (COmmon Pipelined Platform for Electronics Readout) と呼ばれる共通の読み出しモジュールを基盤においたシステムであり、High Level Trigger (HLT) と呼ばれるソフトウェアトリガーによるデータ削減である。DAQ の概念図を図 1.20 に示す。PXD を除く各検出器からの信号は全て、COPPER を用いて読み出され、読み出し PC において処理を受けたのち Event Builder に送られる。PXD については他の検出器に比べてイベントあたりのデータ量が多いため、COPPER による取り扱いが不可能であり、ATCA クレートを用いた専用の読み出し回路を使用した上で、HLT によるイベント選別が終わった後で初めて他の検出器のデータと統合して再度の Event Building が実施される。Event Builder では PXD を除く全ての検出器の信号を統合して単一のイベントを再構成し、これを HLT に送信する。この HLT おいてイベントの取捨選択が行われ、必要なイベントのみが PXD のデータと合わせた再度の Event Building を経てオフラインストレージへと保存される。PXD を除けば、DAQ システム全体に渡って通信は全て Belle2Link と呼ばれる光ファイバーと Xilinx 社の高速通信規格である Rocket IO、トリガー分配システム、COPPER の FIFO バッファによって構成される統一規格で行われる。

上述した処理の速度上限を規定するのはイベントあたりのデータ量が最大である SVD の読み出し速度と、

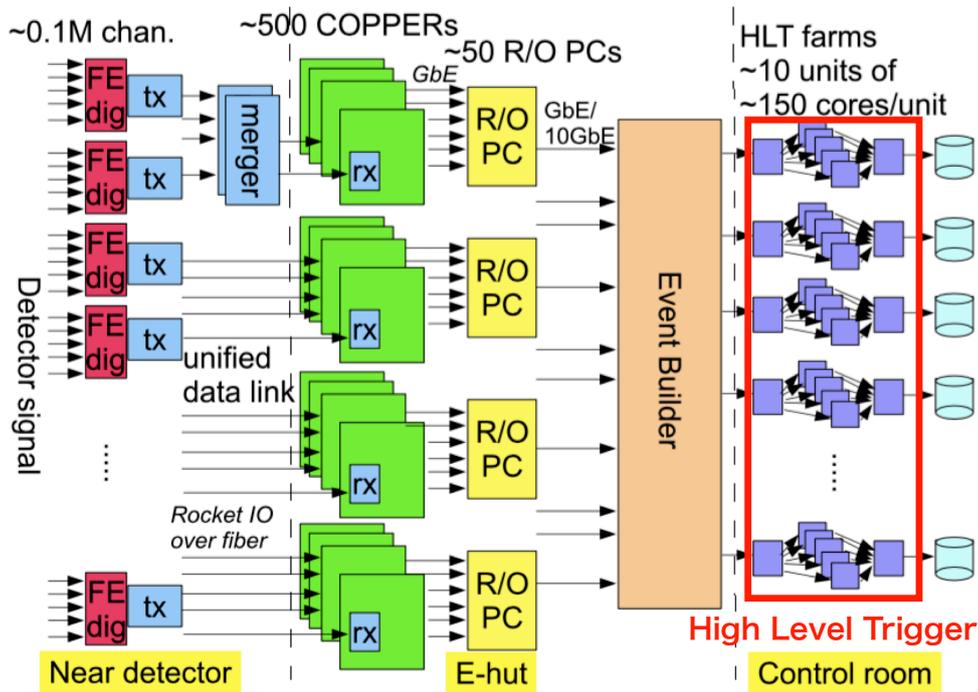


図 1.20: Belle II 実験における DAQ の概念図。各々の検出器の読み出し回路からの信号は統一規格である COPPER によって受信され、後段の処理系に送られる。

HLT 内でのイベント選別処理速度である。MC シミュレーションを利用した予測では 30 kHz における SVD の不感時間割合は 3.4% と予想されており、これ以上のトリガーレートにおいては割合はさらに上昇するため、この SVD の読み出しによって Belle II DAQ 全体のトリガーレート 30 kHz が決定されている。HLT においては”Level 3 トリガー”と呼ばれる読み出しが高速な CDC と ECL のトラックおよびクラスタ再構成のみを用いて 50% 程度のデータ削減を行ない、その後改めて物理レベルのイベント選択を実施することでデータ量を約 12.5% まで低下させることができる。図 1.21 に各段階での最大データ量を示す。

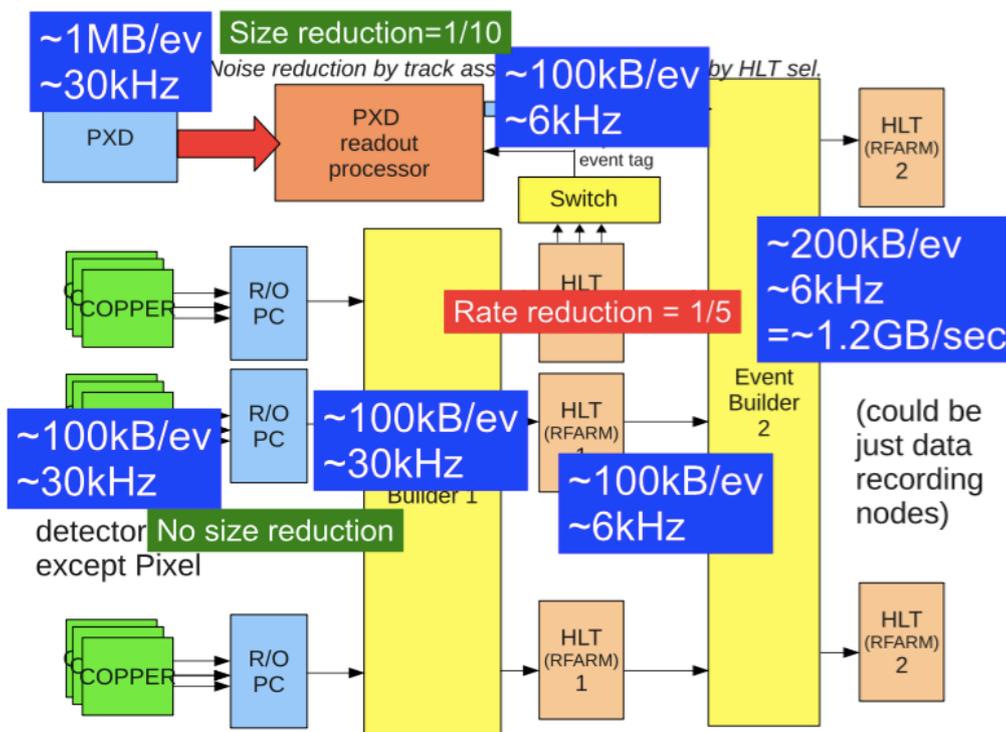


図 1.21: Belle II DAQ の各段階における最大データ量。データ量が多い PXD の処理は後回しにされ、最終的なデータ量は 1.2 GB/sec になる。

## 第 2 章

# ARICH 検出器

### 2.1 開発動機

ARICH 検出器は BelleII 検出器のエンドキャップ部における粒子識別を行なう検出器であり、B 中間子系の崩壊において多くの終状態に含まれる  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の識別を主目的とする。ARICH 検出器は Belle 実験における Aerogel Cherenkov Counter (ACC) の発展として開発された。この ACC 検出器はエアロゲルを通過した粒子がチェレンコフ光を発するか否かで識別を行なう閾値型検出器で、エンドキャップ部において  $2\text{GeV}/c$  以上の運動量領域では  $K$  中間子と  $\pi$  中間子のいずれもがチェレンコフ光を発するため識別が不可能になるという欠点があった。しかしながら BelleII 実験における新物理探索においてはより精度を高めるために運動量の高い終状態粒子の観測が重要になる。これに対応するために閾値型ではない粒子識別を行なうための検出器として ARICH 検出器が開発された。ARICH 検出器は識別にリングイメージングを用いることで識別感度領域を  $0.5\text{GeV}/c \sim 4\text{GeV}/c$  へと拡大し、さらに  $K/\pi$  識別のみではなく電子や  $\mu$  粒子の識別についても情報を与える予定である。現在は  $4\text{GeV}/c$  の運動量領域で精度が  $4\sigma$  となるよう開発を進めている。

### 2.2 ARICH 検出器の原理

この項ではチェレンコフ光の発生原理と、それを用いた ARICH 検出器の粒子識別の原理について述べる。

#### 2.2.1 チェレンコフ放射の原理

物質の内部においては、光の速度は物質の屈折率に応じて遅くなるため、物質中においては荷電粒子が光速を超えて運動する現象が発生する。チェレンコフ光はこの荷電粒子が物質中における光速を上回る速度で運動する際に速度に依存する角度で荷電粒子の進行方向に放射される光である。図 2.1 にチェレンコフ光の概念図を示す。物質中の各点で、荷電粒子によって乱された物質中の電子が平衡状態に戻る際に電磁波が放射され、これが荷電粒子の飛行速度が光速を超えていた場合にお互いを増幅するように干渉することで、チェレンコフ光が生じる。なお、荷電粒子の速度が物質中の光速を下回っていた場合にはお互いを打ち消す干渉が生じるため、チェレンコフ光は発生しない。

チェレンコフ光の放射角度  $\theta_c$  は、荷電粒子速度  $\beta c$  と物質の屈折率  $n$  によって以下のように書ける。

$$\cos \theta_c = \frac{\beta c}{c/n} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

なお、これを相対論的運動量

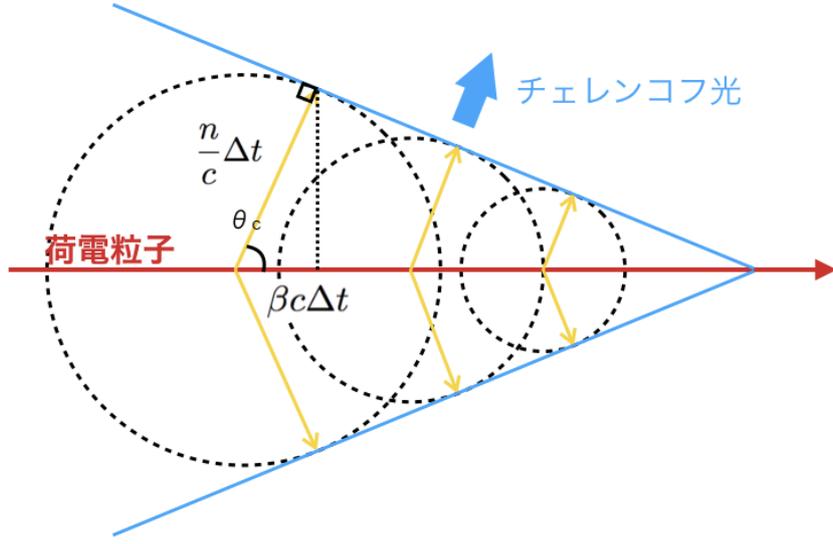


図 2.1: 屈折率  $n$  の物質中におけるチェレンコフ光発生概念図。物質中の荷電粒子は各点で光を放射し、速度が光速を超える場合には干渉によって強めあった光が放射角  $\theta_c$  のチェレンコフ光となる。

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.2)$$

に代入して  $\beta$  を消去すると、

$$p = \frac{m}{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1}} > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.3)$$

となって質量  $m$  の荷電粒子が屈折率  $n$  の放射体においてチェレンコフ光を発するために必要な運動量閾値  $p$  がわかる。

## 2.2.2 粒子識別原理

ARICH 検出器における粒子識別は粒子の速度測定によって行なわれる。Belle II 実験において ARICH 検出器に入射する荷電粒子は全て CDC を事前に通過することが予定され、CDC において運動量の測定が行なわれている。この運動量と ARICH 検出器で測定された粒子速度を合わせて粒子の質量を導き出すのである。

粒子の速度測定は前述のチェレンコフ光の放射角  $\theta_c$  によって実施される。放射体として使用されるエアロゲルの屈折率  $n$  はと既知であり、チェレンコフ角を測定することで  $\beta$  を導出することができる。そしてこのチェレンコフ角の測定を行なうのにリングイメージングを用いるのが ARICH 検出器の特徴である。リングイメージ生成の概念図を図 2.2 に示す。チェレンコフ光はエアロゲル内の一点から円錐状に放射されるものであり、これを一定の拡散距離  $L$  において光検出器で 2 次元的に捉えると円になる。この円の半径を  $r$  とするとチェレンコフ角  $\theta_c$  との関係式は、

$$\theta_c = \tan^{-1} \left( \frac{r}{L} \right) \quad (2.4)$$

となる。従って ARICH 検出器において重要になるのはリング半径の正確な導出であり、そのためには一つのイベントに対しリングを十分に検出できるだけの光子数が必要になる。これは 1 トラックあたりの角度分解能  $\sigma_{track}$  が単一光子あたりの角度分解能  $\sigma_\theta$  および検出光子数  $N_{p.e.}$  を用いて、

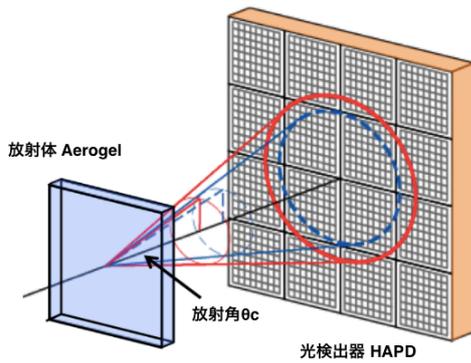


図 2.2: チェレンコフ光放射角と光検出器表面でのリングイメージ。放射角が異なると検出器表面にできる円の半径が異なるため、半径の測定によって粒子速度の測定が可能。

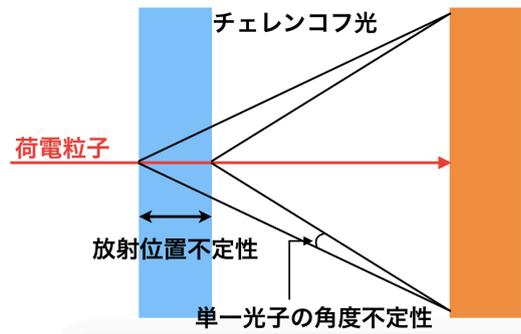


図 2.3: チェレンコフ光に対する放射位置不定性と角度分解能。放射体の厚さが増すと角度の不定性も上昇する。

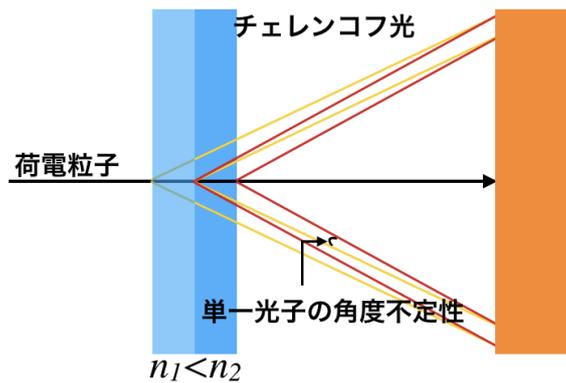


図 2.4: マルチレイヤー方式の場合のチェレンコフ光。位置の不定性が実質的に半分抑えられ、角度不定性が減少する。

$$\sigma_{track} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N_{p.e.}}} \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (2.5)$$

ことによる。 $d$  は放射体の厚みであり、増やした場合は放射光子数が増加するものの、同時に放射点位置の不確実性が増すために一光子あたりの角度分解能は低下する (図 2.3)。先行研究によって  $d$  については 20 mm が最適であるとの結果が得られている。[8] その上で、ARICH 検出器においては放射光子数を維持しつつ放射位置不定性を減少させる方法としてマルチレイヤー方式の放射体を採用している。これは図 2.4 にあるように放射体を複数の階層に分け、荷電粒子下流側の屈折率を上流側に比して大きく設定することで角度不定性を低減するものである [9] [10]。

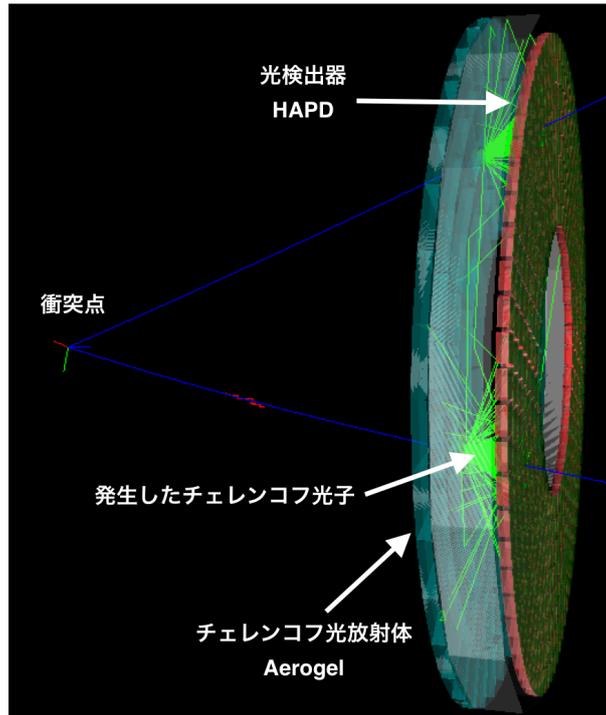


図 2.5: ARICH 検出器の全体図と荷電粒子によるチェレンコフ光子放出。衝突点で生成された粒子がエアロゲル内部で 20 個程度のチェレンコフ光子を生じ、これが HAPD によって検知される。

## 2.3 ARICH 検出器の構成

この項においては ARICH 検出器の各構成要素について述べる。ARICH 検出器の構成要素は以下の通り。図 2.5 に配置を示す。

### チェレンコフ光放射体 エアロゲル

- $K$  中間子に対し、 $0.5 \text{ GeV}/c \leq p \leq 4.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域でチェレンコフ光を発生させうる高屈折率 ( $\geq 1.05$ ) を持つこと。
- 検出光子数を増やすために透過長が大きいこと。

### 光検出器 HAPD

- 運動量  $4 \text{ GeV}/c$  の  $K$  中間子、 $\pi$  中間子が発生させるチェレンコフリングの半径差を検出できる位置分解能を持つこと。
- 一光子レベルの光であるチェレンコフ光を検出できる検出感度を持つこと。
- Belle II 測定器内部の  $1.5 \text{ T}$  の磁場下で動作が可能であること。
- Belle II 実験における 10 年の稼働で予想される放射線 ( $10^{12} \text{ n}/\text{cm}^2$ ) に耐性があること。

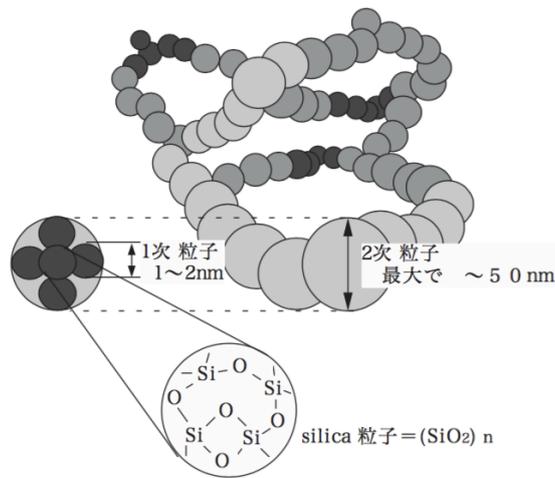


図 2.6: シリカエアロゲルの内部構造。SiO<sub>2</sub> の 3 次構造は 95% 以上の大きな空隙率を持ち、高い透過率を持つとともにこの 3 次構造を支配する密度の操作によって比較的容易に屈折率を変化させられる。

## 読み出しエレクトロニクス

- 高利得かつ低雑音の増幅回路を持つこと。
- 設置するエンドキャップ部の空間的制約により、厚さ 5 cm 程度と小型なこと。
- HAPD の 144ch を同時に読み出し、さらに複数の HAPD からの同時読み出しに対応できること。
- Belle II のデータ収集システムおよびトリガーシステムに適合すること。

### 2.3.1 チェレンコフ光放射体 エアロゲル

エアロゲルは ARICH 検出器の中で最も衝突点に近い場所に光検出器と平行に配置され、通過した荷電粒子にチェレンコフ光を発生させる役割を担う。

ARICH 検出器に要求される性能を満たす物質として放射体にはシリカエアロゲルが採用された。シリカエアロゲルは SiO<sub>2</sub> からなる高分子で、図 2.6 にあるように、nm オーダーの一次粒子が集合して 10 nm 程度の二次粒子が構成され、この二次粒子が 95% を上回る高い空隙率を持つ三次元的な結合を作ることで生成される。高い空隙率から、シリカエアロゲルは低い屈折率と高い透明性などの空気に近い物性特性を有するとともに、生成に当たって密度を操作することで屈折率を 0.001 程度の精度で操作することができる。

ARICH 検出器に使用されるエアロゲルは 0.5 GeV/c 以上の運動量領域で  $\pi$  中間子がチェレンコフ光を発生させるという要件 (式 2.3) から、屈折率は 1.05 付近に調整された。この場合、K 中間子については 1.5 GeV/c 以上でチェレンコフ光が発生するので、粒子識別については 1.5 GeV/c 以下ではチェレンコフ光の有無、1.5 GeV/c 以上ではチェレンコフ角測定によって実施される。

ARICH 検出器用エアロゲルはすでに量産が完了し、フレームへのインストールが進んでいる。[11] フレームは 124 箇所の設置場所に区切られており (図 2.7)、各々に  $n = 1.045$  と  $n = 1.055$  の 2 枚のタイルを挿入する必要があるため、全部で 248 枚のタイルが必要となる。図 2.8 に実際に使用されるエアロゲルの写真を示す。エアロゲルは 30 cm×30 cm の正方形タイルとして作成され、これをフレームに収まる大きさに切り出し

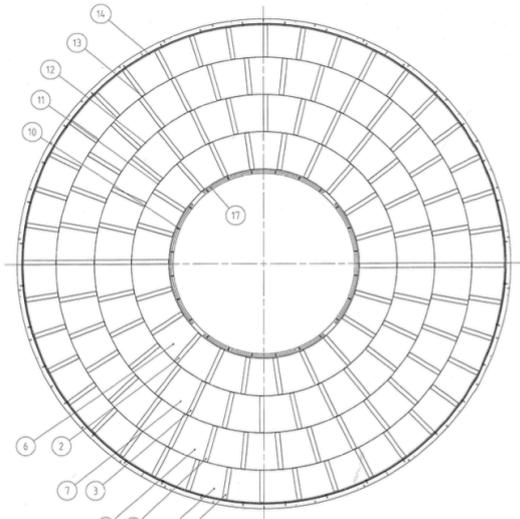


図 2.7: シリカエアロゲル用フレーム。124 箇所に区切られ、各々に 2 枚のエアロゲルタイルが挿入される。



図 2.8: 実際にフレームにインストールされたエアロゲル

て使用する。表 2.1 に使用されるエアロゲルのパラメータを示す。

	上流	下流	備考
屈折率	$n_1 = 1.045$	$n_2 = 1.055$	$0.008 < n_2 - n_1 < 0.012$
減衰長 ( $\lambda = 400 \text{ nm}$ )	30 - 35 mm	40 - 45 mm	

表 2.1: ARICH 検出器で使用するエアロゲルのパラメータ

### 2.3.2 光検出器 HAPD

Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD, 図 2.9) はエアロゲルと平行になるようエアロゲルの下流側に配置され、エアロゲルで発生したチェレンコフ光子の 2 次元平面上での位置を測定する役割を担う。

4GeV/c の運動量を持つ K/ $\pi$  中間子が屈折率  $n = 1.05$  の放射体を通することによって生じるチェレンコフ光の放射角度差は  $\theta_\pi - \theta_K \simeq 24 \text{ mrad}$  であり、この角度差を用いて光検出面上でのリング半径差を導出すると 5 mm 程度となる。これが ARICH 検出器における光検出器に要求される位置分解能であり、この要件と前述の単一光子検出能力、磁場下での動作を満たす光検出器として 144 ch マルチアノード型 HAPD を採用し、浜松ホトニクス (株) と共同で開発を行なった。

図 2.10, 2.11 に HAPD の動作概念図および APD の動作原理図を示す。HAPD の構造は上下方向に 8 kV 程度の高電圧を印加された真空管の底部に 12×12 にピクセル化された APD (Avalanche Photo Diode: 雪崩増幅を利用した電子増幅機能を持つ光ダイオード) が配置されているものである。HAPD の光検出において、入射した光子はまず上部の光電面で電子に変換される。電場によって加速された光電子は APD に打ち込まれ電子-正孔対を生成する。この生成された電子は APD に印加された逆バイアス電圧によってドリフトし、下部にある電極に向かう。この際、電極付近の急な電場勾配領域では格子原子等との衝突により 2 次キャリア

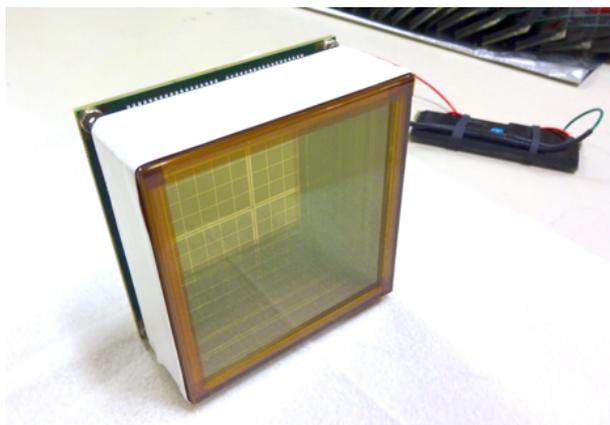


図 2.9: HAPD の外観。76 mm 角の真空管内部にピクセル化された APD があり、背部に読み出し回路が接続されている。

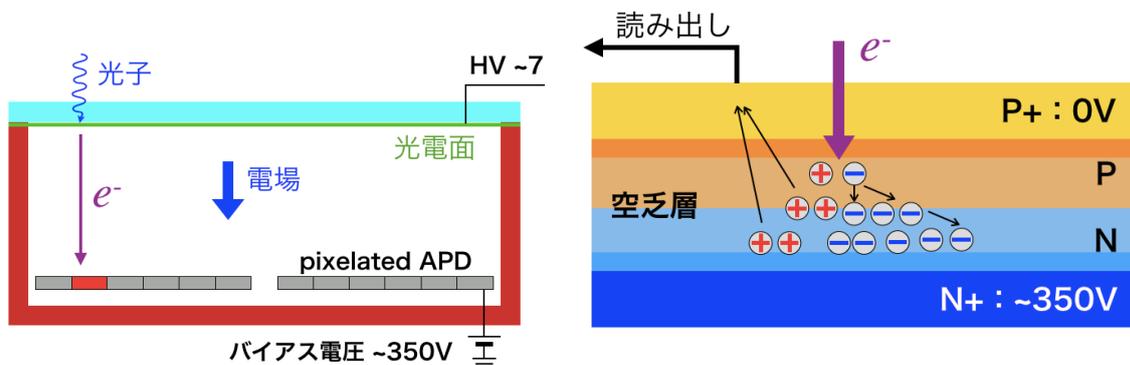


図 2.10: HAPD の動作概念図。入射した光子は光电面で電子に変換され、電場によって加速されながら底部の APD に入射する。

図 2.11: APD の動作原理。入射した電子によって生じた電子-正孔対が空乏層内の電場によってドリフトし、雪崩現象によって多量の電子-正孔対を生じる。増幅率は入射時に  $\sim(10^3)$ 、APD 内で  $\mathcal{O}(10)$  程度である。

が生成され、生成された 2 次キャリアがドリフトする途中で再度 2 次キャリアを生成する雪崩増幅が起きる。最終的に読み出される雪崩増幅によって生じた正孔の電荷は入射電荷に比例するため、これによって入射した光子の数に比例する大きさの電圧パルスを得ることができる。

しかしながら APD の電子増幅率は  $\mathcal{O}(10)$  程度であり、一般的な PMT の増幅率  $\mathcal{O}(10^6) \sim \mathcal{O}(10^8)$  に大きく劣る。これを解決するための手法が高電圧の印加された真空管であり、APD に入射する電子を予め十分に加速することで、入射電子による最初のキャリア生成数を引き上げている。これによって  $\sim(10^3)$  程度の増幅率が確保され、全体としては  $\mathcal{O}(10^4)$  程度の増幅率を得ることができる。この増幅手法は増幅の初段において高い増幅率を得るためノイズの影響が比較的少なく、単一光子検出能力に優れる。

上述の単一光子検出能力に加え、APD のピクセル幅を 4.9 mm とすることで位置分解能は要求を満たし、また荷電粒子である電子の移動が Belle II 実験において印加される磁場の方向に沿うため磁場の影響が小さい。従って開発された HAPD は ARICH 検出器用の光検出器としての要求を満たしている。[12]

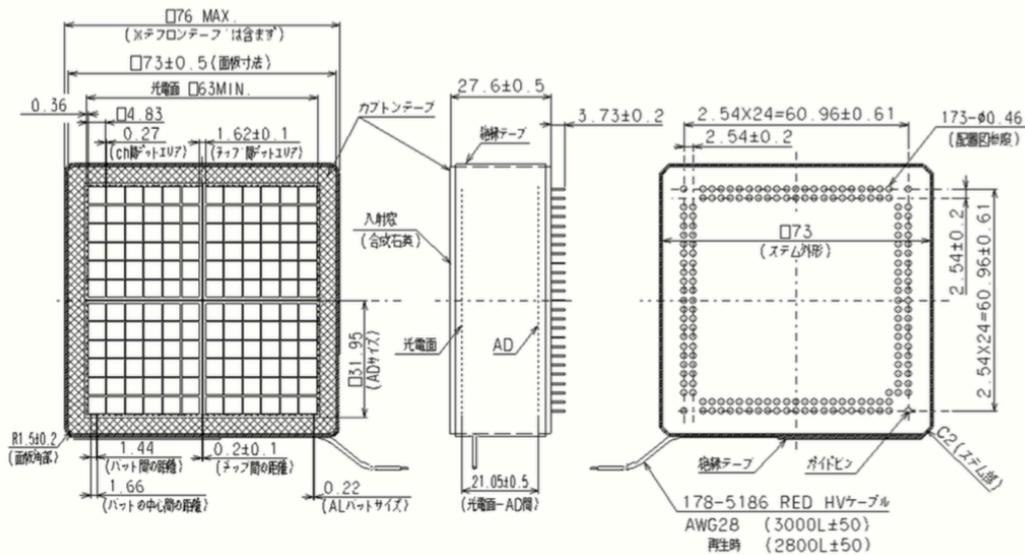


図 2.12: HAPD の設計図

表 2.2 および図 2.12 に量産された HAPD の各種パラメータと設計図を示す。HAPD の外形はセラミック製の 76 mm 角の箱型真空管であり、この内部に 6×6 にチャンネル分割された APD が 4 つ配置される。真空管での加速による打ち込み増幅と APD による雪崩増幅を経た出力電圧パルスの波高分布を図 2.13 に示す。1 光電子以降、複数の光電子に対応するピークが明確に現れており、HAPD は単一光子を検出するのに十分な性能を有している。真空管上部は合成石英ガラス製の入射窓で閉じられ、底部には 144 のチャンネルを出力するためのピンが配置されている。入射窓の真空管内部側に光電子変換のためスーパーバイアルカリが蒸着されており、この量子変換効率の波長依存性を図 2.14 に示す。スーパーバイアルカリは最大で 30% を超える高い量子変換効率を持ち、典型的なチェレンコフ光の波長である 400 nm の領域で 30% の量子変換効率を持つ。

### 2.3.3 読み出しエレクトロニクス

前述した通り、ARICH 検出器の設置される Belle II 測定器エンドキャップ部は空間的な制約が厳しく、ARICH 検出器全体でビーム軸方向について 280 mm の範囲内に設置せねばならず、この中でエアロゲルの厚さ 40 mm、チェレンコフ光拡散空間 160 mm、HAPD の厚さ 30 mm を除いた、読み出しシステムに使用可能な領域は 50 mm である。(図 2.15) この空間的制約と、合計で 60000 チャンネルを上回る光検出器の同時読み出しのため、ASIC を用いた専用の初期読み出し回路である Frontend Board と、Frontend Board からの読み出しを行なう Merger Board が開発された。[13] Frontend Board は HAPD1 台につき 1 基搭載されて直接の信号読み出しを行ない、複数個の Frontend Board からの読み出しを Merger Board によって統合して後段の Belle II DAQ (データ収集) システムに送る。この集約化によって読み出しシステムの領域を小さく抑えることが可能になる。図 2.16 に読み出しのデータフロー概念図を示す。Belle II DAQ から受け取ったトリガー信号は Merger Board によって各 Frntend Board に分配され、それに従って Frontend Board 内の ASIC が HAPD の 4 つの APD パッドからの読み出しを行ない、FPGA でデータ統合を行なって Merger Board へ送信する。Merger Board は各 Frontend Board から受け取ったデータを統合し、圧縮等の処理を施して光ファイバー経由の Belle2Link を用いて後段の Belle II DAQ にデータを送信する。

外寸	76 mm × 76 mm	
入射面	合成石英	
光電面	材料	スーパーバイアルカリ
	感度波長領域	160 ~ 650 nm
	最大感度波長	400 nm
	有効面積	63 mm × 63 mm <sup>2</sup>
	最大光電面印加電圧	~ -8500V
	打ち込み増幅	~ 1800
	量子効率 (QE)	~ 30%
電子増倍部	増倍機構	APD
	1 チャンネル受光面積	4 mm × 4 mm <sup>2</sup>
	1 チャンネル静電容量	80 pF
	APD 最大印加電圧	500 V
	APD 増幅率	~ 40
	APD チップ数	4
	チャンネル数/チップ	36

表 2.2: ARICH 検出器で使用する HAPD のパラメータ

## Frontend Board

Frontend Board は HAPD の読み出し用に開発された回路基板であり、4 つのアナログ信号処理を行なう ASIC と 1 つのデジタル信号処理を行なう FPGA によって構成される。回路構成の概念図を図 2.17 に、外観を図 2.20 に示す。ARICH 検出器において重要なのはリングイメージを検出するためのチェレンコフ光子の位置であり、すなわち各チャンネルについての光子検出の有無を表すビット情報のみである。よって波高測定等のアナログ処理は不要で、重要なのは比較器 (Comparator) である。比較器より前段にある増幅器 (Preamp) および波形整形器 (Shaper) はそれぞれ増幅率と波形立ち上がり時間の調整などを行なって比較器で HAPD からの微弱な信号を捉えやすくするためのものである。比較器で得られたビット信号は FPGA 内部のシフトレジスタに入力され、DAQ トリガーに応じて読み出しが行われる。

FPGA はハードウェア言語 (HDL) によって回路構成を自由に変更できる特殊な IC であり、ARICH においては読み出し用シフトレジスタの他に ASIC のパラメータ設定のための回路も構成し、ASIC 制御を同じ FPGA によって行なった。

ASIC のパラメータは増幅器の増幅率、波形整形器の立ち上がり時間の他、特に重要になるのが比較器の閾値電圧と比較器での検出効率を各チャンネルで揃えるためのオフセット電圧である。比較器に与える閾値電圧は、これを作り出す DAC (Digital Analog Converter) を全チャンネル分搭載すると回路規模が大きくなるので、Frontend Board 全体で同一の閾値電圧が使用される。全チャンネル一定の閾値電圧によって一様な検出効率を実現するために、比較器におけるオフセット電圧を各チャンネル毎に設定する手法が採用された。オフセットの調節は coarse と fine それぞれ 16 段階で計 256 段階での設定が可能になっている。これらの調整は実際の運用前に改めて測定と調整が行なわれることになっている。ASIC の概要を表 2.3 に示す。

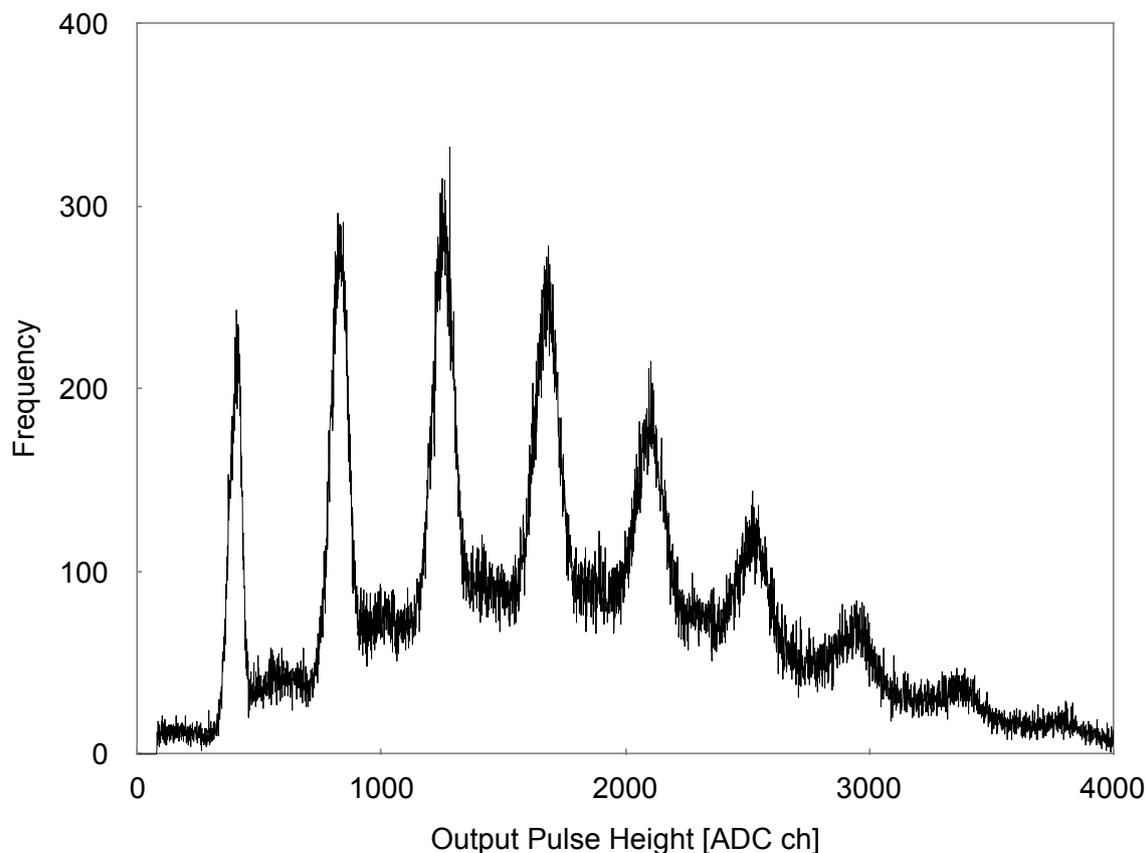


図 2.13: 真空管の打ち込みおよび APD の雪崩増幅による HAPD の波高分布。各々のピークが、ADC 読み出し値の小さい方から順に 1 光子、2 光子による信号を示す。

回路内容	TSMC CMOS 0.35 $\mu\text{m}$
チップ外寸	3.0 $\times$ 6.5 mm <sup>2</sup>
ノイズレベル	1200e <sup>-</sup> at 80 pF
増幅率調整	4 段階 : 18-70 mV/fC
立ち上がり時間調整	4 段階 : 250-1000 nsec
オフセット調整	coarse : $\pm$ 330 mV ; fine : $\pm$ 33 mV

表 2.3: Frontend Board 上の ASIC の概要

### Merger Board

Merger Board は Frontend Board と後段の Belle II DAQ をつなぐ役割を担い、トリガーの Frontend Board への配信と Frontend Board からのデータの受信および統合などのデータ処理、Belle II DAQ へのデータ送信を行なう。このデータ処理について Merger Board には raw と suppress の二つの mode が用意されている。いずれも接続された Frontend Board からの信号を統合して Belle II DAQ に送るのは同一であるが、送信の際にヒットがなかったチャンネルの情報をそのまま送信するのが raw mode、ヒットがなかった

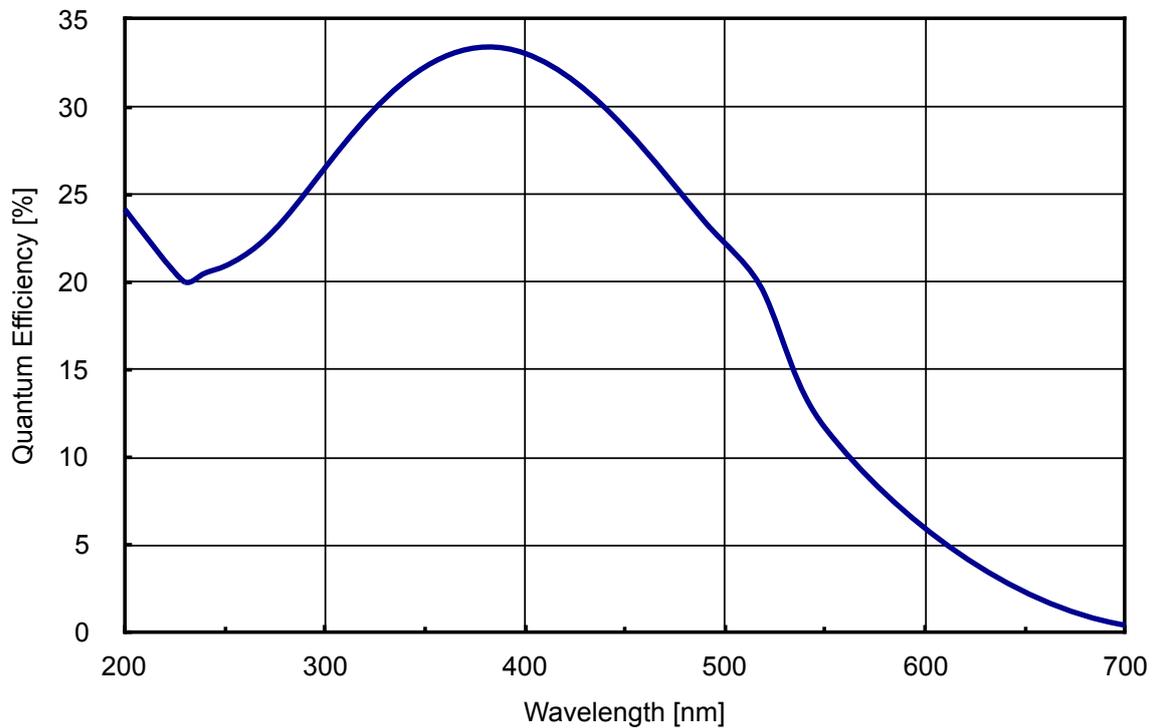


図 2.14: スーパーバイアルカリ光電子変換効率の波長依存性。エアロゲルにおけるチェレンコフ光の主な波長である 400 nm 付近で高い変換効率を示している。

チャンネルの情報を省いてデータ量を圧縮するのが suppress mode である。実際の動作においては Merger Board は基本的に suppress mode で動作する。

図 2.21 に Merger Board の外観を示す。中央に FPGA を持ち、下部に 6 つの Frontend Board との接続部、上部に Belle2Link 接続用の光ファイバーケーブルコネクタと、トリガー受信用 (Trigger) および FPGA の回路構成読み込み用 (JTAG) の 2 つの LAN コネクタを持つ。

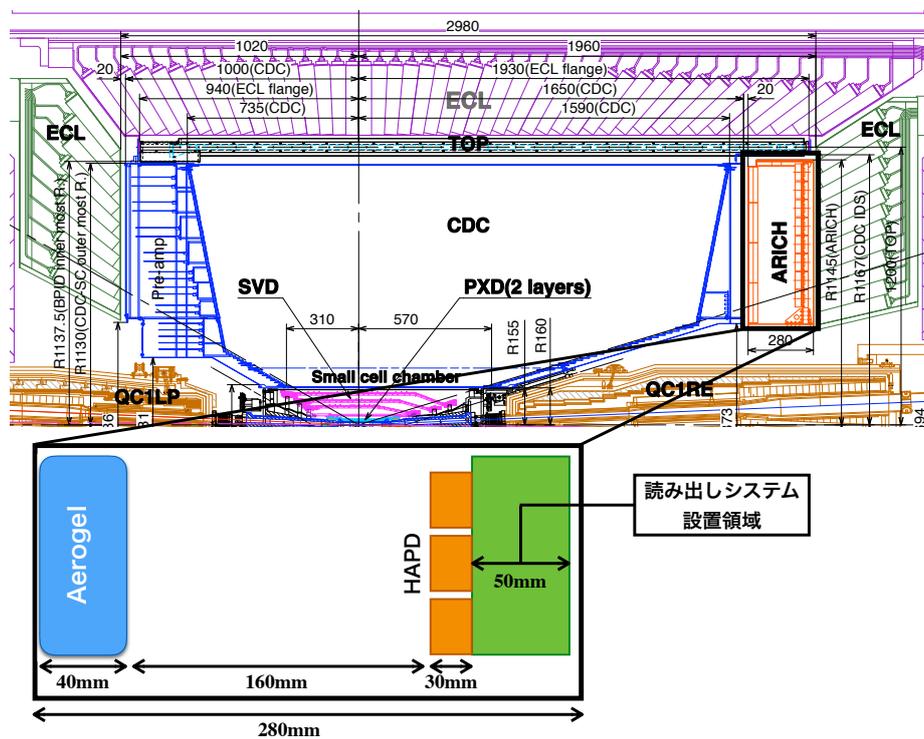


図 2.15: Belle II 検出器の断面図と ARICH の空間的制約。全体として 280 mm の厚みに入らねばならず、エアロゲルと HAPD の厚みに加えてチェレンコフ光の拡散に必要な空間も加味すると、読み出し回路に使用できるのは 50 mm のみ。

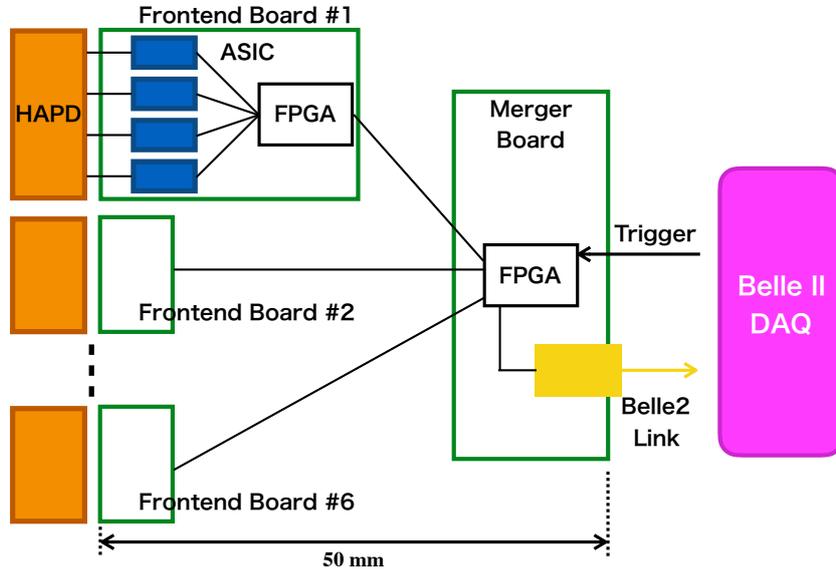


図 2.16: 読み出しシステムのデータフロー概念図。HAPD からの読み出しは各 APD パッドごとに ASIC が行ない、これを FPGA が統合し Merger Board に送信する。Merger Board が後段からのトリガー信号に応じて Frontend Board を制御して読み出しと送信を行なう。

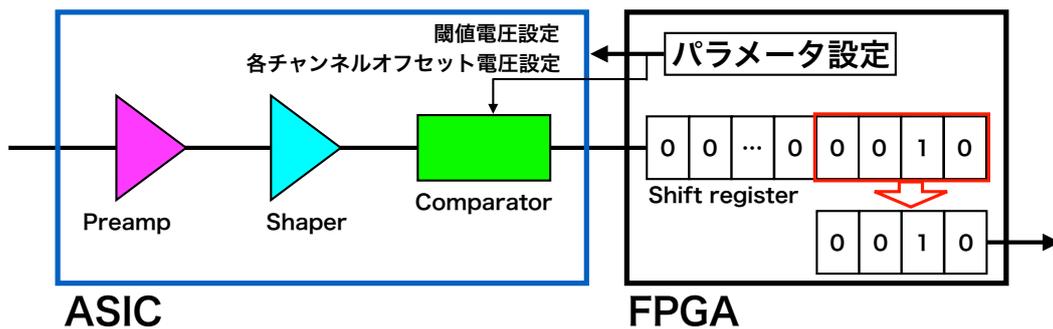
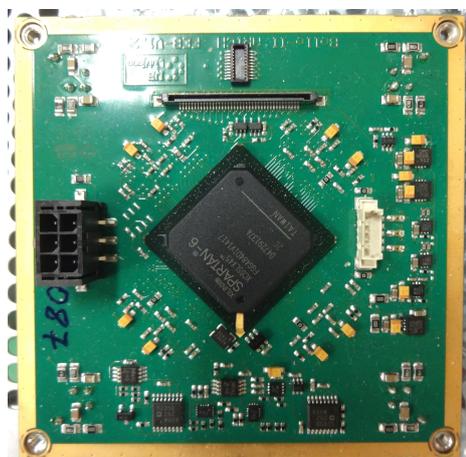


図 2.17: Frontend Board 内回路の概念図。基本的な機能は ASIC に集約され、FPGA は ASIC のパラメータ設定を行なうとともに読み出したデータをパケット化して送信する。特に重要なパラメータが Comparator のオフセットおよび閾値電圧設定である。



(a) Frontend Board 信号読み出し側



(b) Frontend Board ピンコネクタ側

図 2.20: (a) は信号の読み出しを行なう面で、FPGA と Merger Board への接続用コネクタがある。(b) は HAPD からの読み出しを行なう面で、HAPD のピンを接続するためのコネクタと 4 つの ASIC がある。

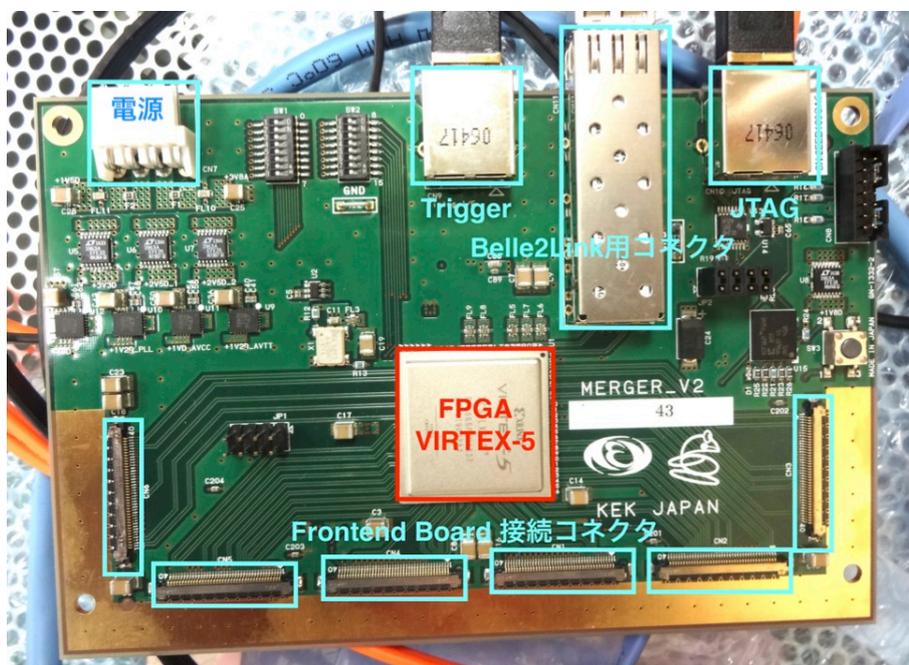


図 2.21: Merger Board の外観。外寸は縦 100 mm, 横 150 mm の長方形。中央部に FPGA があり、下部に Frontend Board との接続コネクタ、上部に後段とのデータ送受信のためのコネクタ類と電源コネクタがある。

## 第 3 章

# 研究目的

本研究の目的は以下の二点である。

### 3.1 光検出器 HAPD の要求性能に対する動作検証

ARICH 検出器に使用される HAPD は 420 台であるが、全体の構造がエアロゲルを蓋に設置した暗箱である ARICH 検出器の設計において、内部に設置された HAPD の交換および修理は Belle II 測定器に ARICH 検出器が導入された後では困難である。従って導入前に各 HAPD に対しては十分な検査を実施し、異常が無いものを使用するとともに起こりうる現象について対策を立てておく必要がある。本研究の目的は HAPD が Belle II 検出器において必要とされる各性能を満たしているかを検査し、また実際の動作について検証を行なう事で HAPD が Belle II 測定器における粒子識別の用途に耐えうるものである事を立証する事である。

HAPD に要求される性能は以下の通りである。

1. 単一光子を検出しうる検出感度を持つ事。
2. 5 mm の位置分解能を持つ事。
3. Belle II 測定器の 1.5 T の磁場環境下で動作する事。
4. Belle II 実験で予定されている 10 年の運用期間において十分な性能を保つ事。

この検証のため、我々は HAPD の基本性能である量子変換効率、S/N 比等の検証を行なった上で、実際に磁場を印加した環境での光子検出試験を行なった。

### 3.2 宇宙線を用いたリング生成とその検出および評価手法の開発

ARICH 検出器においては複数の HAPD からの光子検出情報を 2 次元的に再構成し、さらに 2 次元分布からリングイメージを検出する。このためには読み出しのチャンネルと検出器上の位置を対応させた上で、さらに楕円関数を検出された信号の位置にフィットすることによりリングイメージを再構築する必要がある。本研究における目的は、実際に ARICH 検出器支持フレーム上に組み込まれた HAPD と読み出し回路が動作する事を確認する事、および実際の宇宙線によって得られたデータでリング検出が行なえるかどうかを検証し、またこれによって将来的に行なわれるより大規模な宇宙線試験における検出器評価の手法を確立する事の二点である。

リング検出の評価基準としては、再構成されたリングから求められる宇宙線から放射されたチェレンコフ光の放射角が予想値と一致することを確認する。また合わせて、正しく再構成されたと考えられる飛跡に対して ARICH 検出器が検出した光子数を調査することで ARICH 検出器の光子検出性能を確認し、飛跡再構成に必要な光子数の推定も実施した。

## 第 4 章

# HAPD の量産

ARICH 検出器に使用する光検出器をインストール後に交換することは ARICH 検出器の構造上困難であり、そのためインストール前に全数の動作確認を行うことは検出器の性能を担保する上で欠かすことのできない作業である。特に 1.5T のソレノイド磁場環境での運用を想定した HAPD に対して磁場中の動作検証はこれまで試作機のみで行われてきた。本研究ではインストールする実機に対して磁場環境での動作試験を行い、試験中に発見した不具合に対する改善策を実装した。本章では HAPD の量産実機に対する光子検出能力の評価試験及び磁場中での動作検証について述べる。

### 4.1 HAPD 量産測定

ARICH に使用される HAPD は全体で 420 台に上り、実際の組み立てを行なう前に個々の HAPD について動作の異常がないかを確認する必要がある。予備および不合格品の交換も含め全 510 台の HAPD について以下のような試験によって性能と動作の確認を行なった。

1. Leakage Current 測定：APD パッドに逆バイアス電圧を印加した際の漏れ電流によって APD パッドの欠陥を調べる。
2. 2D scan：単一光子レベルの光を入射しながら読み出しを行ない、光検出器の 2 次元的応答性、欠陥を調べる。
3. S/N 測定：数光子レベルの光を入射しながら読み出しを行ない、読み出された波高の分布から HAPD がノイズと単一光子信号を十分に分離するだけのゲインを有するか調べる。
4. QE 測定：APD と真空管の増幅機構を使用しない状態で高強度レーザーを照射して光電子変換面の量子変換効率の 2 次元分布を調べる。

#### 4.1.1 Leakage Current 測定

Leakage Current 測定は HAPD の 4 つの APD チップにそれぞれ実際の運用における逆バイアス電圧よりやや高く、ブレイクダウン電圧に近い 350 V の逆バイアス電圧を印加して流れる電流を測定するものである。APD の結晶構造が完全であればブレイクダウン電圧まで電流は流れないが、結晶構造の微細な欠陥により漏れ電流が生じる。この漏れ電流の大きさを測定することで APD の欠陥を探るのが Leakage Current 測定である。漏れ電流が大きい HAPD は今後通常の運用バイアス電圧で突発的なブレイクダウンと電流トリップを

起こす可能性が高く、それによって読み出し回路に致命的な損傷を与える恐れがある。試験は初期に納入された HAPD から順に定期的実施され、各時点における漏れ電流とともに時間的な変化も記録された。試験においては 350 V での漏れ電流を測定し、これが  $1\mu\text{A}$  を超えていた場合、または  $1\mu\text{A}$  を超えていなくても定期的な検査で漏れ電流に増加傾向が見られた場合には不合格とし、使用を取りやめた。

99 台の HAPD で  $1\mu\text{A}$  を超える漏れ電流が観測され、特に高かった 71 台の HAPD については使用を取りやめ、残りの 28 台のうち比較的漏れ電流が小さく、かつ定期的検査で増加傾向が見られない 19 台については合格とし、やや漏れ電流が大きかった 9 台は低品質品ながら予備機として留保した。不合格品については製造元である浜松ホトニクスへの返送と交換が行なわれた。

#### 4.1.2 2D scan

2D scan は単一光子レベルのレーザーを入射しながら読み出しを行ない、光検出器としての 2 次元的な応答および欠陥を検査する。バイアス電圧を供給し電子増幅が発生する条件での試験であり、APD を含む増幅の最初段に近い部分でノイズが発生していると、光子の入射が無い状態でもヒットが記録され、通常のチャンネルに比べてヒット数が大きくなる現象が起きる。このようなノイズの多い“hot”なチャンネルは Belle II 実験における光子検出には使用できないので実質的には感度が無い領域になり、1 チャンネルあたり 0.7% 程度の効率低下を引き起こす。評価基準となるのは大きなノイズによりヒット数が多い“hot”なチャンネル数と、ノイズヒットのレートである。

試験においては 40 台の HAPD が“hot”なチャンネルを複数有しており、20 台の HAPD が不合格となった。この試験においても“hot”なチャンネルについてヒットレートが低い 20 台は予備機として留保された。また不合格品のうち 8 台は Leakage Current 測定においてすでに不合格となっていた HAPD であった。

#### 4.1.3 S/N 測定

S/N 測定は 2D scan と同様に単一光子レベルのレーザーを使用して読み出しを行ない、波高分布から HAPD の電子増幅率が単一光子を検出するものであるかを検査するものである。評価は HAPD による増幅後の単一光子によるパルス電圧の波高分布によって行われた。設計値においてはペDESTALノイズ波高分布  $\sigma_{\text{pedestal}}$  の 15 倍程度を達成できる予定であった。

この試験における不合格 HAPD はなかったものの、7 台の HAPD においてやや低い S/N 比率が観測された。

#### 4.1.4 QE 測定

QE 測定は APD 等の増幅機構を用いない状態で強いレーザーを照射して光電子変換面の量子変換効率の 2 次元分布を調べるものであり、全体にほぼ一様な QE 分布が確保されていることを前提として評価基準としては全体の平均値が採用された。全ての HAPD について QE は必要な値を満たし、また QE の 2 次元分布はデータベースに入力され再構成プログラムやシミュレーションに用いられている。

#### 4.1.5 量産測定結果

以上の試験により、全試験について合格であった HAPD は 457 台であり、これにやや低品質ではあるものの不合格ではなかった 11 台の HAPD を加えて必要数である 420 台を一定以上の品質をもって確保した。

## 4.2 磁場下での動作

前項で述べたテストによって HAPD の基本的な動作は確認されるが、これらの試験は全て磁場のない状況で実施された。一方で実際の BelleII 実験において ARICH は 1.5 T の磁場環境下での動作が要求される。したがって HAPD が磁場環境における動作で問題を起ささないことを確認する必要がある、この動作確認のために KEK の北カウンターホールにある Fantasque 磁石を用いて Belle II 実験で印加されるのと同じ 1.5 T の磁場下で、量産品からサンプルを抜き出したの標本調査が実施された。この時最初に検査された 20 個の HAPD のうち 7 個の HAPD において、設計段階では想定されていなかった通常の 10000 倍を超える大きさの電気パルスが生じることが確認された。パルスは HAPD において不感時間を生じさせることも併せて判明し、何らかの対処が必要だった。これを受けて標本調査ではなく全数検査に変更して検査を行なったところ最終的には 3 割を超える HAPD でパルスの発生が確認された。この項では磁場下で生じたパルスの特徴とそれに対する取り扱いについて述べる。

### 4.2.1 Fantasque 磁石を用いた磁場試験のセットアップと試験手順

図 4.1 に磁場試験の概念図、図 4.2 に装置の写真を示す。試験を行なう HAPD は暗箱内部に設置され、暗箱全体を動かすことで磁石内部に挿入される。HAPD からのデータ読み出しは HAPD 直下に付けられた Frontend Board を介して行なわれた。試験は Frontend Board 内の FPGA からのテストパルスを、HAPD からの読み出しを行なう ASIC に入力することで実施した。また、HAPD 上方には可動式のアームが設置され、磁石外部から入射するレーザー光をファイバーとミラーを用いて HAPD に入射することができる。HAPD の磁場試験は磁場が印加された状態で、Frontend Board 内部のテストパルスを用いるものと、このレーザーによって入射した単一光子レベルのレーザーに対する応答特性を用いるものとの 2 段階で実施した。試験は以下の手順で行なった。

1. 磁石外にて暗箱に HAPD をセットした上で暗箱を閉じ、磁石内に挿入する。
2. APD パッドの電圧をガード電圧、バイアス電圧の順に印加する。
3. HAPD 内の真空に 8 kV の高電圧を印加する。
4. 磁場を 1.5 T 印加する。
5. Frontend Board 内部のテストパルス発生装置から 1 kHz のテスト信号を出し、パルス発生と同期してトリガーを出す。
6. トリガー信号に対してデータ取得を行なう。400 回のテストパルス入力に対するヒットの検出数から検出効率を測定する。
7. 検出効率の測定を一定回数繰り返す、電圧および磁場印加後の時間変動を測定するとともに合計トリガー数から改めて検出効率を算出する。
8. テストパルスを切り、可動式アームを用いてレーザー光入射位置を HAPD 中央に移動し、単一光子レ

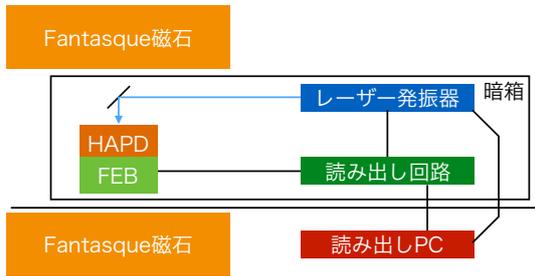


図 4.1: 磁場試験の概念図。Fantasque 磁石によって磁場を印加し、磁場外部からファイバーとミラーを用いてレーザーを入射する。



図 4.2: 磁場試験用セットアップの磁石と暗箱。アルミニウム製の暗箱全体を磁石内部に挿入する形式をとる。

バルのレーザーを 1 kHz で入射するとともに、レーザー発振器からレーザーに同期したトリガーを入力する。

- トリガー信号に対してデータ取得を行なう。400 回のレーザーパルス入力に対するヒットの検出数から検出効率を測定する。

また図 4.3 に磁場試験における読み出しのデータフローを示す。HAPD からの読み出しは Frontend Board によるが、その後段においては Merger Board が Belle PTS モジュールによって代用された。この Belle PTS モジュールは FPGA を一基搭載し、Merger Board とほぼ同様の役割を果たす事が出来た。Frontend Board からのヒット情報の読み出しはデジタル出力を用いて実施されたが、同時にこれとは別に、1channel 分だけ設けられているアナログ出力の読み出しを用いて、波形を直接観察出来るようにオシロスコープへの接続が行なわれるとともに、電子回路上の問題を検証するために一時的に ADC の取り付けも行なわれた。またトリガー生成はテストパルスについては Frontend Board において、レーザーを用いる場合にはレーザー発振器において行なわれ、いずれの場合もパルスおよびレーザーに同期したトリガーにより Belle PTS モジュールでデータ収集が実施された。このデータでヒット信号があればイベントとして記録し、不感時間割合を検出したイベント数とトリガー入力数の比で定義した。

#### 4.2.2 観測された巨大パルスと HAPD の不感時間

実際の試験においてはテストパルスの段階で 2% を上回る不感時間割合を持つ HAPD が全体の 30% を占めた。この状態では HAPD に入射した光電子について 2% を大きく超える観測漏れが生じることになり、ARICH 検出器の性能上深刻な問題となる。テストパルスの読み出しに際して HAPD 側の読み出しは閉じておらず、HAPD 交換で状況が再現性を持ちながら変化することから読み出し回路側ではなく HAPD 側で何らかの問題が発生していると考えられた。例として図 4.4 に不感時間割合が 27% の HAPD における試験結果を示す。縦軸をスキャン番号、横軸をチャンネル数でとり、各々のスキャンにおいてそれぞれのチャンネルがいくつイベントを検出したのかを 2次元ヒストグラム化したものである。正常に動作している場合はトリガー数の 400 と同値の 400 イベントが検出され赤く表示されるが、多くの場合において 400 より低いイベント数のみが検出されており、場合によっては入力された光信号に対して検出された信号が 200 程度と、半分近くが観測できない状況になっていることがわかる。また図 4.5 に、図 4.4 における 634 番のスキャンを取り出したも

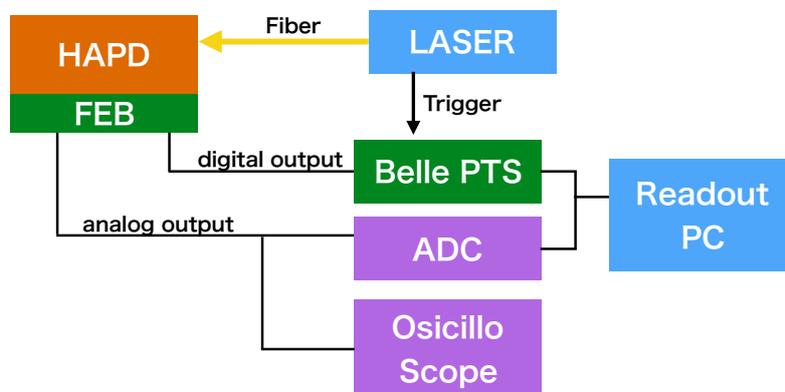


図 4.3: 磁場試験におけるデータフロー。テストパルスの場合にはレーザー発振器は使用せず、レーザーを使用する場合のトリガーはレーザー発振器から発信に同期して送られ、読み出しはデジタルとアナログの2系統で行なわれる。144ch 全て読み出すデジタル出力に対し、アナログ出力は 1ch に限定され、これを ADC で処理して読み出しつつオシロスコープで波形を監視する。

のを示す。こちらではより顕著に多くのチャンネルで 400 を下回る検出数であることが示されている。また、プロット中には横方向の縞模様が見られるが、これは同一スキャン中にすべてのチャンネルで検出イベント数が同様に低下していることを示し、全チャンネルが同時に麻痺を起こしていることを示している。

この不感時間割合について調査するために各チャンネルの信号読み出しをオシロスコープに接続して観察したところ、不感時間割合が 2% を超える全ての HAPD において設計段階では想定されていなかった大きさのパルス信号が発見された。パルスの一例を図 4.6 に、比較として通常の単一光子レベルの信号を図 4.7 に示す。両者を比較すると巨大パルスは通常の信号に対して電圧で 10 倍以上、長さで 1000 倍以上の大きさを持ち、電荷量に換算すると 10000 倍以上の大きさとなる。またパルスの発生頻度は数 Hz~ 10Hz であった。

このパルス発生時の ADC の読み出し値と検出イベント数の推移を調査した結果が図 4.8, 4.9 である。パルスの後、ADC においては電荷の飽和により読み出し値が高止まりし、約 0.1 秒の間正常な読み出しが実施できなくなっていた。同時にイベントの検出数は低下し、ほぼ 0 に近い状態がこちらも 0.1 秒程度続いていた。このことから検出イベント数の低下は巨大な電気パルスによる ADC の麻痺によるものであると考えられた [14]。

HAPD を ARICH 検出器で使用できるようにするためにはこのパルスの抑制が必要であった。

### 4.2.3 パルスの原因と考えられる事象

発生したパルスの特徴は以下の通りである。

1. 磁場中でのみ発生する。
2. 磁場環境下で全てのチャンネルに同時に麻痺が発生する。
3. APD パッドのバイアス電圧に依存性を示す。

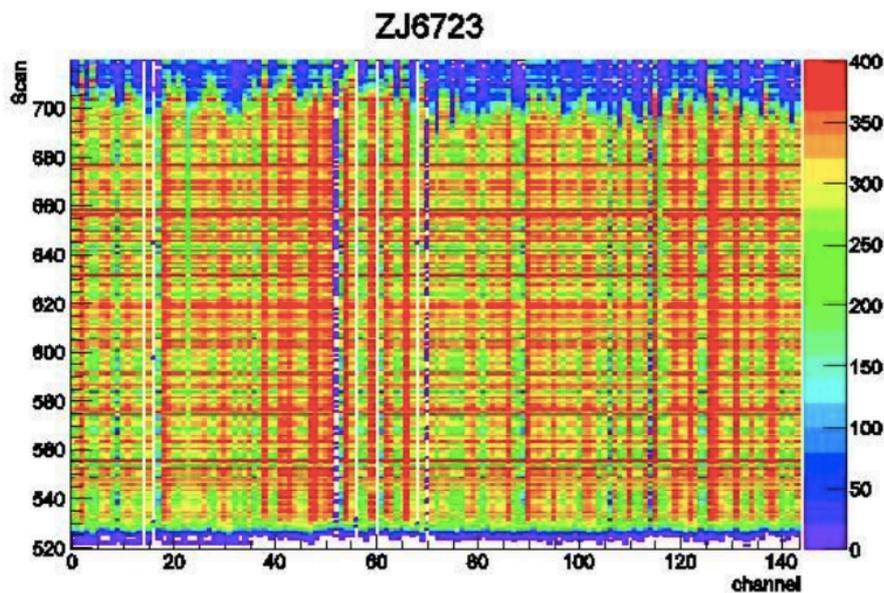


図 4.4: 縦軸に時間、横軸にチャンネル番号をとった、パルス発生中の 400 トリガーあたりの信号検出数。赤が正常なスキャン一回あたり 400 イベントの検出を示すが、多くのスキャン回次およびチャンネルで 300 を下回る検出数になっている。

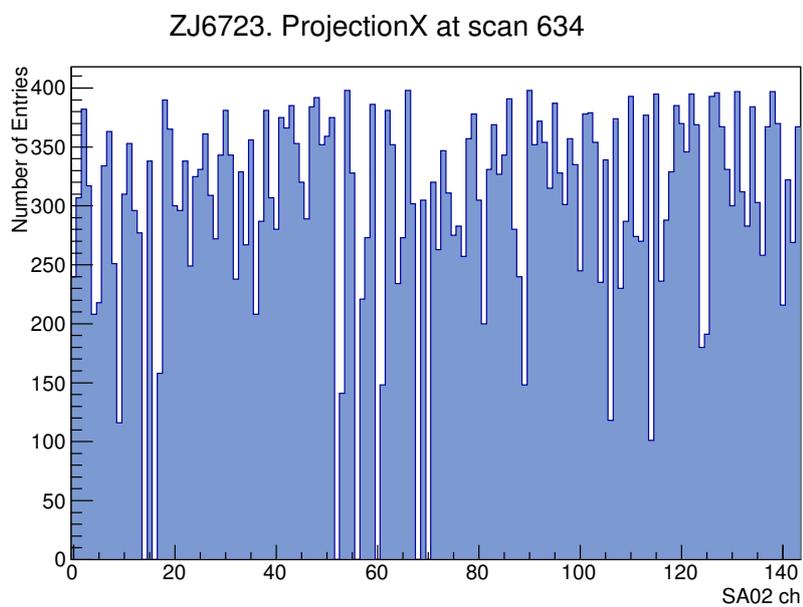


図 4.5: 縦軸に検出数、横軸にチャンネル番号をとった、パルス発生中の 400 トリガーあたりの信号検出数。多くのチャンネルで 300 を下回る検出数になっている。

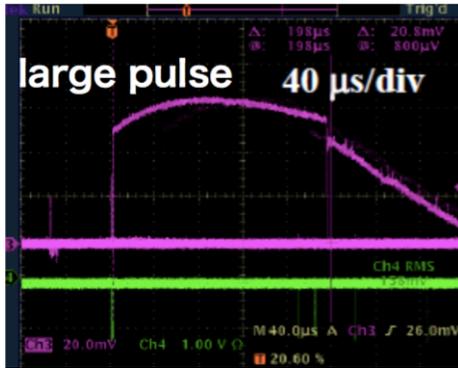


図 4.6: 観測された巨大な電気パルス。波高は 60 mV、波長は 100 $\mu$ sec を上回る。

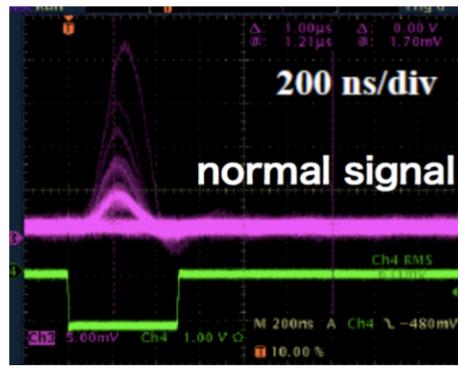


図 4.7: 単一光子レベルの一般的信号。波高は単一光子で約 5 mV、波長は 200nsec 程度である。

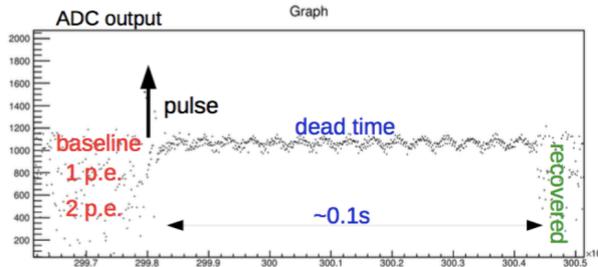


図 4.8: パルスとその後の ADC 読み出し値推移

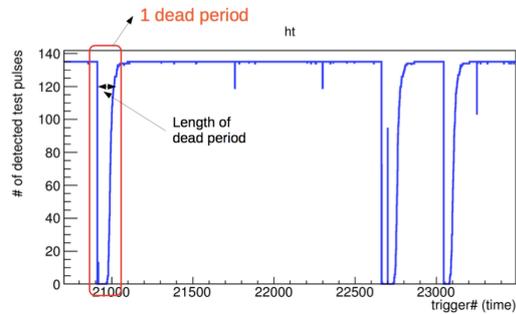


図 4.9: 単一チャンネルにおけるパルス後の検出イベント数推移

注目すべき特徴は 2. の全チャンネルでの同時発生である。144 チャンネル全てに同時に同じ異常が発生するとは考えにくいので、何らかの機構によって一箇所で発生した電気パルスが HAPD 全体に伝播していると考えられる。

磁場内部でのみ発生する現象の要因として考えられたのが Surface flash over と呼ばれる現象である。Surface flash over は磁場内部でのみ起きる電子増幅現象であるとともに発光を伴う可能性が高く、発光によって光電面から大量の光電子が供給されてパルス電流となるという形で、HAPD 全体への信号の伝播についても説明しうるものであった。ただし、後述するバイアス電圧に対する依存性を考えると、Surface flash over のみでは完全には現象を説明できない。図 4.10 に概念図を示す。この現象は光電面と壁面の接続部付近で電子が生じることによって発生する。発生した電子は電場によって加速されながら磁場によって曲げられ、壁面に衝突することで 2 次電子を生じる。生じた 2 次電子は同様に電場による加速と磁場による軌道変更によって壁面に衝突する。これを繰り返すことにより大量の電子を生じるのが Surface flash over である [15]。また Surface flash over は 2 次電子生成の過程で壁面の原子のイオン化によって壁面に沿うようにガスを生じさせる。このガスと電子加速のために印加された高電圧によってスパークが発生し、スパーク光によって光電面の励起が発生したと考えることができる。スパーク光の発生については磁場試験のセットアップを変更し、磁場内部でも不感時間を生じない正常な HAPD を異常な HAPD の上方に向かい合わせて設置して、異常な HAPD のパルスに同期して正常な HAPD で信号が生じるかどうかの検査を行ない、光の発生が確認された。

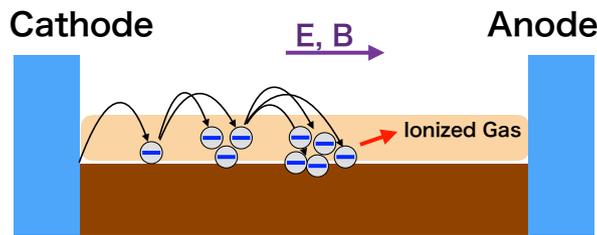


図 4.10: Surface flash over の概念図。カソードと壁面の接合部付近から放出された電子が電場で加速されながら磁場で曲がり、壁面に衝突することで繰り返し 2 次電子を生じるとともに壁面の分子をイオン化してガスを生じる。このガスを通じてスパークが起きる。

#### 4.2.4 APD のバイアス電圧に対する不可解な依存性

磁場中でのみ発生するという点と、光の発生が確認されたことでパルスの原因が Surface flash over である可能性は高くなったが、一方でパルスには Surface flash over では説明できない APD のバイアス電圧に対する不可解な依存性が存在した。図 4.11,4.12 に HAPD(シリアル番号 KA0942) について 4 つの APD パッドのバイアス電圧設定と不感時間比率の関係を示す。なお、この場合でも不感時間比率はパルスの頻度のみ依存し、パルス高の変化は観測されなかった。特徴的なのは 4 つある APD パッドのうち 1 つの APD パッドの電圧のみを下げた場合にパルス頻度が下がり、一方で全体を下げた場合には頻度が上昇する場合があることである。HAPD に使用されている APD パッドに印加されている逆バイアス電圧は APD の増幅ゲインを 40 倍にするよう調整され、概ね 350 V 程度である。図 4.11 においては  $-80$  V 付近で急激な不感時間割合の低下が見られるが、この電圧は APD パッドにおける増幅率が  $\mathcal{O}(1)$  となる領域であるものの (図 4.13)、その変化は緩やかであり低下の直接の原因とは考えづらい。これに対し、四つあるうち一つのパッドについてのみバイアス電圧を約 10 V 下げるとパルスの発生頻度は大きく減少する。この減少効果はパッドごとに異なり、図 4.12 においては chip C と呼ばれるパッドについての操作が特に有効である。この有効なパッドは HAPD によって異なり、現在まで法則性は発見されていないため、全数調査の際にバイアス電圧の減少が不感時間割合減少に有効なパッドを調べることも合わせて行なわれた。

#### 4.2.5 バイアス電圧低下とゲッター再活性化による対策

この項では実際にどのようにパルスに対処したのかについて述べる。ARICH で使用するにあたっては HAPD の不感時間割合は 2% 以下であることが望ましい。方法は二つあり、一つはゲッターと呼ばれる装置を利用して HAPD 内部の真空度を改善する方法であり、もう一つはバイアス電圧に対する依存性を用いるものである。

ゲッターの再活性化による真空の改善という手法は原因調査の一環として HAPD の内部環境を変化させている過程で発見された。これは HAPD 内部にあり、加熱することで HAPD 管内のガスを吸着するゲッターと呼ばれる装置 (図 4.14) を再度稼働させ、HAPD 内部の真空を改善する手法である。このゲッターは外部から電流を流すことで加熱、再活性化することができるが、そのためには外側のカバーを外して電線を接続せね

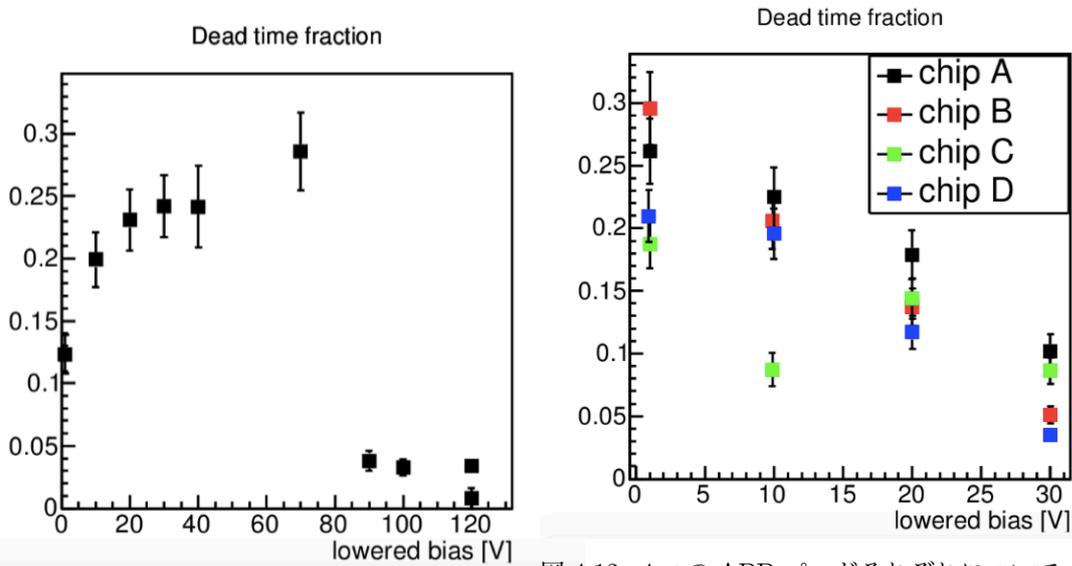


図 4.11: 全 APD パッドのバイアス電圧低下と不感時間割合の変化。バイアス電圧の低下によって不感時間割合が増加していることがわかる。

図 4.12: 4つの APD パッドそれぞれについてバイアス電圧を下げた際の不感時間割合。各パッドの電圧低下による不感時間割合への影響は異なるが、この原因は未だ不明である。

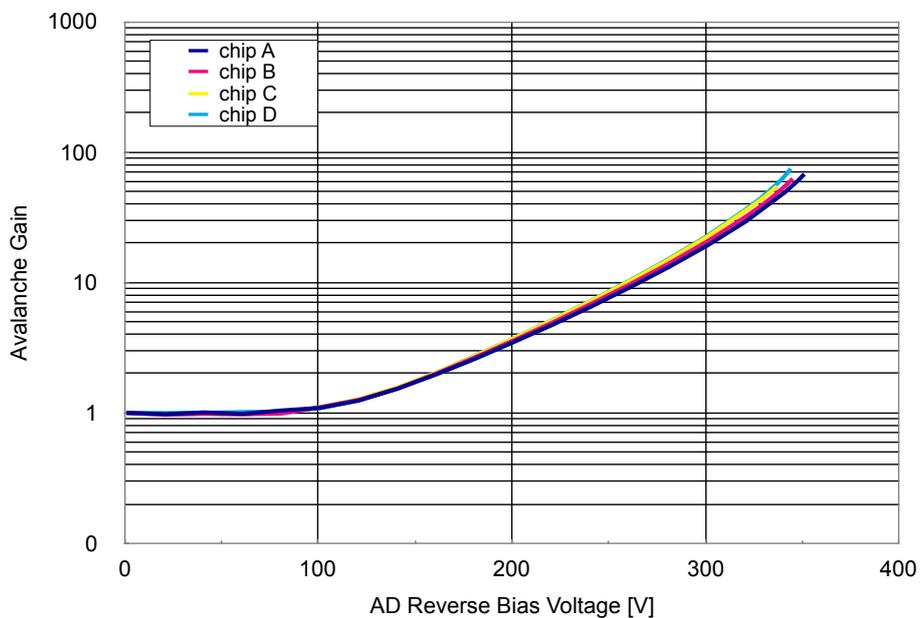


図 4.13: KA0942 における各 APD パッドのゲインのバイアス電圧依存性。連続的に変化し、図 4.11 の不感時間割合の急激な低下を説明するものではない。

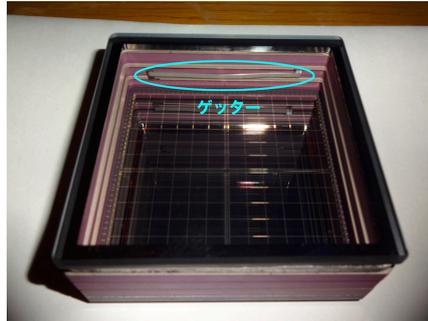


図 4.14: HAPD 内部のゲッター。外部に露出している金属リングをから通電して加熱することで真空管内部のガスを吸着して真空環境を改善する。

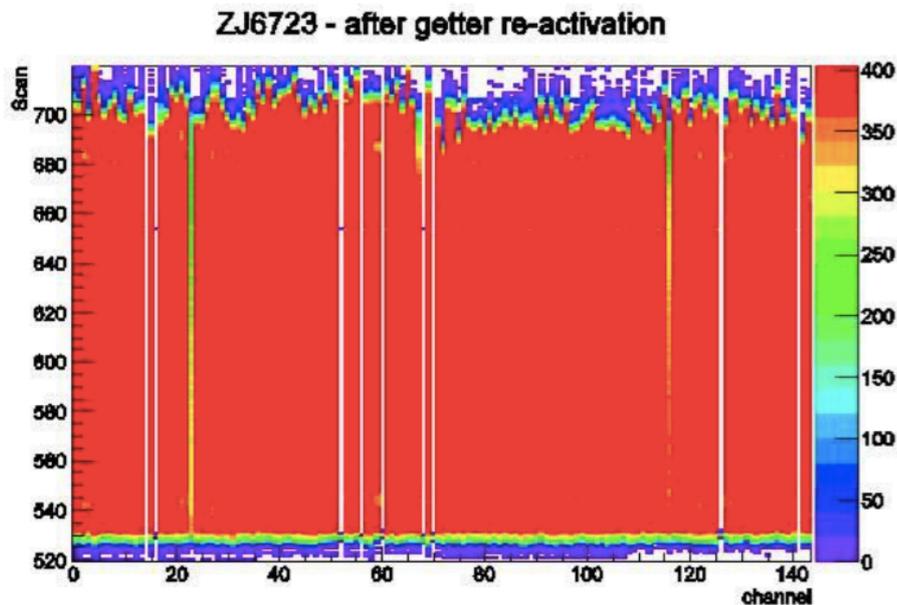


図 4.15: ゲッター再活性化後の HAPD について、図 4.4 と同様に縦軸に時間、横軸にチャンネル番号をとった各回次のチャンネルごとの信号検出のプロット。ほぼ全ての場所で正常な 400 回の検出ができています。

ばならず、浜松ホトニクスにて一つずつ加工を行なう必要がある。従って ARICH にインストールした状態では実施できないという欠点がある。

ゲッターの再活性化による手法はパルスに対して極めて大きな効果を発揮した。例として図 4.15 に図 4.4 で示した HAPD のゲッター再活性化後の再検査の結果を示す。この HAPD の場合にはほぼすべての領域で 400 イベントの検出を示す赤の表示がなされており、不感時間割合は 0.06% まで低下した。その他の HAPD についてのゲッター再活性化によるパルスの改善状況を図 4.16 , 4.17 に合わせて示す。青で示されているのがゲッター再活性化前の不感時間割合であり、赤が再活性化直後に前述と同様の測定を KEK で行なった不感時間割合である。全体として 10% 以上の不感時間割合を持っていた HAPD について割合が 1% 未満に低下している。また黄と緑で示されているのはそれぞれ再活性化から 1 ヶ月、2 ヶ月後に行なわれた測定の結果であり、パルス現象の再発は起きていないことがわかる [16]。

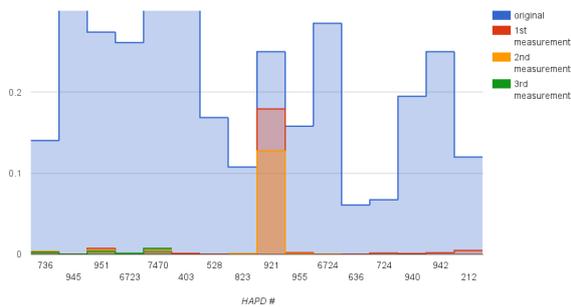


図 4.16: ゲッター再活性化による不感時間割合の減少 (縦軸: 不感時間割合、横軸: HAPD 番号)。青: 再活性化前、赤: 再活性化直後、黄: 再活性化 1 ヶ月後、緑: 再活性化 2 ヶ月後

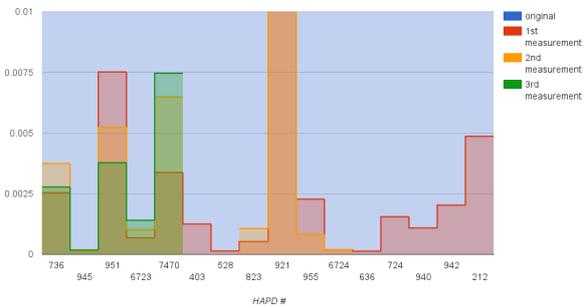


図 4.17: 図 4.16 を拡大

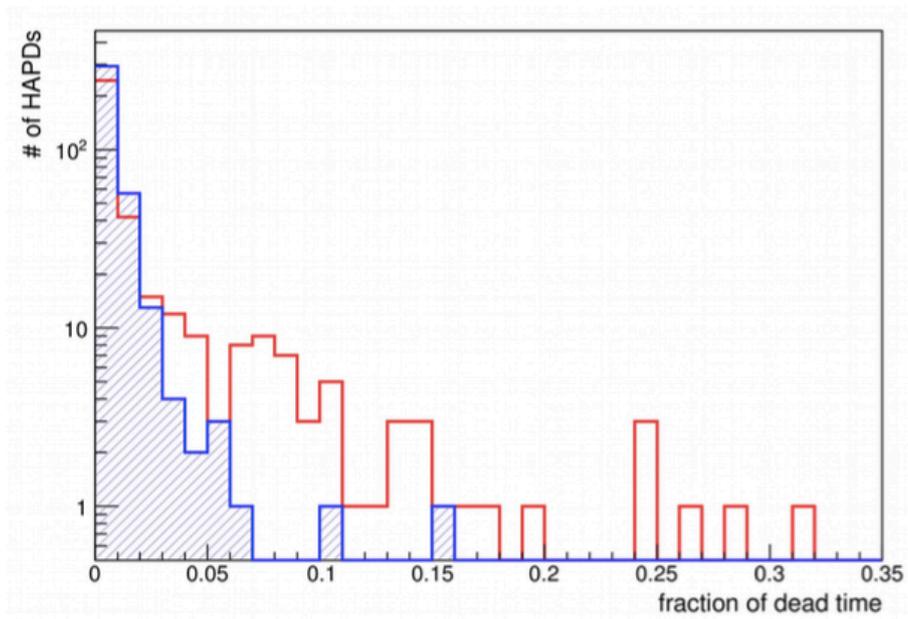


図 4.18: バイアス電圧調整による不感時間割合の低下。赤: 調整前の不感時間割合分布 青: 調整後の不感時間割合分布

一方で前述の通り磁場試験における調査の過程でパルス信号の発生頻度は APD パッドに印加する逆バイアス電圧に大きな依存性を示すことが確認された。これによってもパルス現象の抑制は可能である。

図 4.18 にバイアス電圧の調整による不感時間比率の減少を示す。赤で示されているのが調整前であり、青が調整後である。調整前には 89 個存在した 2% を上回る不感時間割合を持つ HAPD が、調整後には 18 個まで減少した。バイアス電圧の減少によるゲインへの影響は 40 倍だったゲインが 30 倍へ低下することであるが ASIC による増幅やスレッシュホールドの設定によって対応可能な範囲に影響を留めることができる。

以上の二つの手法によって HAPD において発生した磁場環境下でのパルス発生問題は対処される。

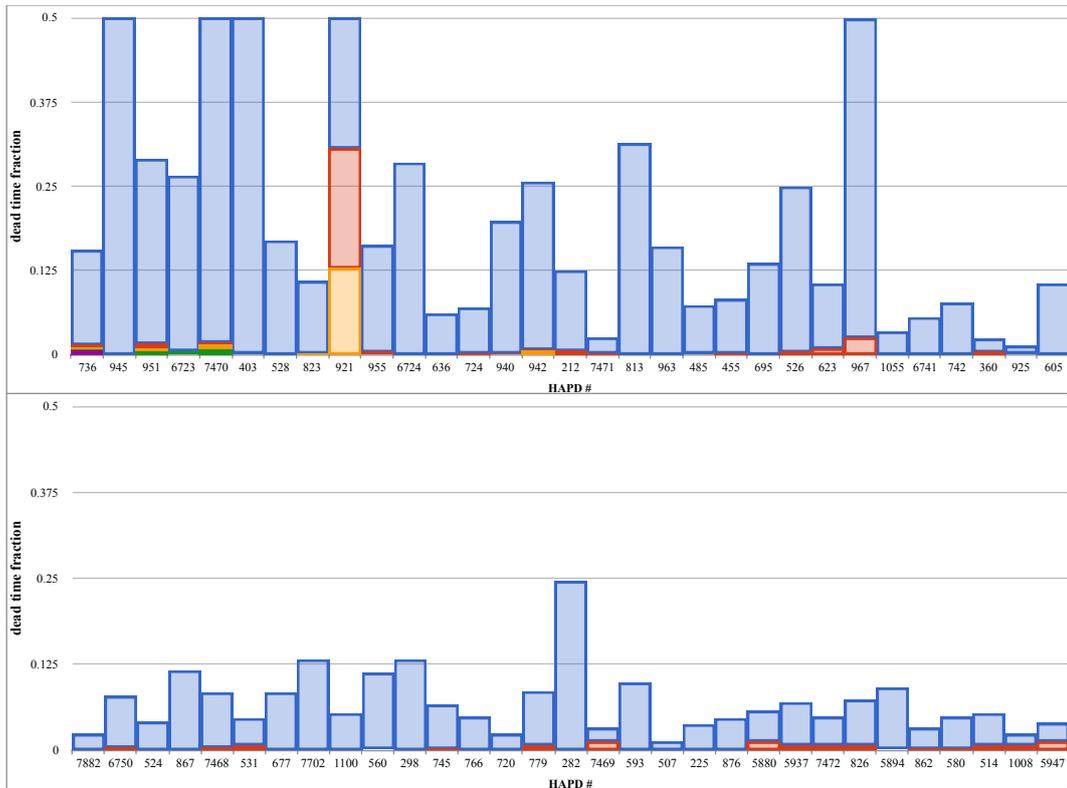


図 4.19: ゲッター再活性化による不感時間割合の変化。青：再活性化前、赤：再活性化直後 黄：再活性化 1 ヶ月後 緑：再活性化 2 ヶ月後

#### 4.2.6 磁場問題に関する対応と結果

HAPD の磁場下での動作において生じていた、電気パルスによる不感時間割合の増加という問題はゲッター再活性化によって対応された。これはゲッター再活性化の方が改善の度合いが大きく、またバイアス調整では HAPD のゲインに影響が出るためである。パルス問題が発生していたうち 62 個の HAPD については再活性化がすでに実行され、2つを除いて全ての HAPD の不感時間割合が 2% を下回っている。この 2 つについて、一つは磁場試験前から APD のノイズが多いことによる不感時間割合を持っていたサンプルであり、ゲッター再活性化前後でほぼ 100% だった不感時間割合が 2.5% へと大きな改善を見せている。残る一つは APD パッドの縁に存在する 4 つの並んだチャンネルのみが大きな不感時間割合を持ち、こちらは何らかの構造的要因があると考えられている。ゲッターの再活性化の前後における HAPD の不感時間割合の変化を図 4.19, 4.20 に示す。現在のところパルスの再発は起きておらず、ARICH は HAPD を用いて十分に動作する状況である。バイアス調整によるパルス抑制はインストール後、HAPD の取り出しが不可能になった状況で問題が再発した場合のバックアップオプションとして考えられている。

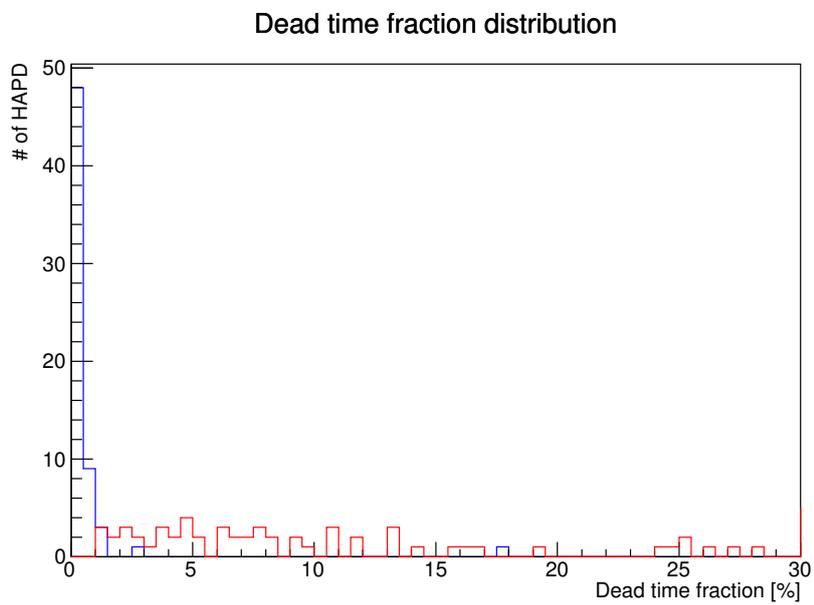


図 4.20: ゲッター再活性化による不感時間割合の低下。赤：調整前の不感時間割合分布 青：調整後の不感時間割合分布

## 第 5 章

# 宇宙線試験

現在、ARICH 検出器はエアロゲル側と HAPD 側の二つに分けて建設が行なわれており、建設が開始された HAPD 側について HAPD の配置および配線、DAQ の稼動確認などを行なう必要があり、この評価のために我々は建設が完了した一部の上部に仮設のエアロゲルを設置し、これらを用いて宇宙線試験を行なった。これは日本の高エネルギー加速器研究機構において 2016 年 9 月から 6 台の HAPD を用いて行なわれ、11 月からさらに範囲を拡大して 11 台の HAPD によって実施された。この章では宇宙線試験による ARICH の性能評価について述べる。

### 5.1 宇宙線試験の動機

宇宙線試験の動機は実際の粒子線に対する ARICH の動作を確認し、設計にあたって意図された性能が達成されていることを確認することにある。確認すべき点は以下の二点である。

1. エアロゲルのチェレンコフ光子の放射数と HAPD の感度でリングイメージを十分に小さな誤差で構成できるイベントあたり 10 個以上の光子を検出できるかという点。
2. 検出された光子の位置情報を正しくリングイメージとして検出し粒子線と対応するチェレンコフ光を再構成できるかどうかという点。

### 5.2 セットアップ

宇宙線試験は高エネルギー加速研究機構の筑波実験棟の地下 4 階の実験室において実施された。地上からの深さは約 11 m であり上方には地上階 2 階と地階 3 階分の建物が存在する。

#### 5.2.1 ARICH 構造体の設置

試験の概念図を図 5.1 に示す。HAPD および読み出し回路設置のために水平面から 30 度傾いて固定された ARICH 支持フレーム上に 11 台の HAPD と Frontend Board、2 台の Merger Board を設置し、HAPD の上方にエアロゲル、7 cm×7 cm のプラスチックシンチレータを用いたトリガーカウンタを 20 cm 離して設置した (図 5.2)。図 5.3 に宇宙線試験に使用された HAPD の構造体上の配置を示す。図 5.4 にあるように HAPD はすでに構造体上に組み込まれており、このうち 11 台の HAPD を用いて宇宙線テストを実施した。使用した HAPD の配置を図 5.3 に赤枠で示した。周囲をアルミ板で囲むことで暗箱とし、図 5.5 のように蓋に放射

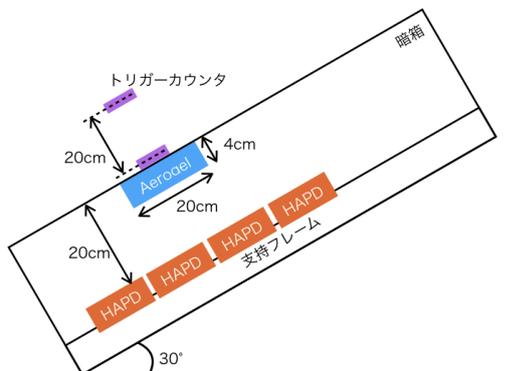


図 5.1: 宇宙線テスト概念図。水平面に対し  $30^\circ$  傾け暗箱化した支持フレーム内に HAPD とエアロゲルを設置し、暗箱外部にトリガー用シンチレータを設置した。



図 5.2: トリガーカウンターの写真。シンチレータと PMT を組み合わせて作成し支持フレームの法線方向に中心が一致するよう 20 cm 間隔で配置した。

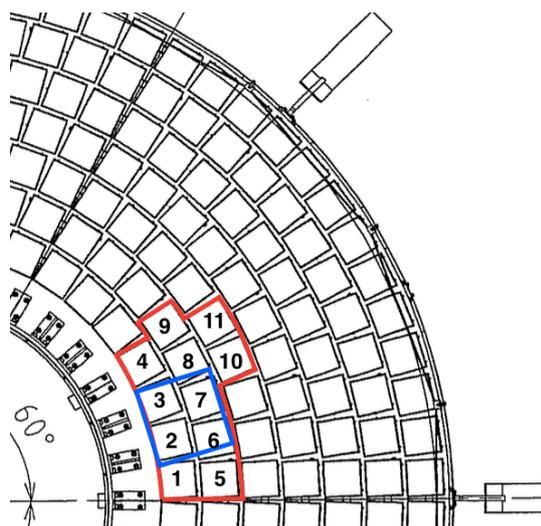


図 5.3: HAPD 配置図 (赤枠内の HAPD を使用。エアロゲルは青枠の位置)

配置	シリアル番号	QE [%]( $\lambda = 400 \text{ nm}$ )
1	KA0504	35.3
2	KA0520	35.3
3	ZJ6731	37.6
4	KA1043	32.3
5	KA0888	32.8
6	KA0696	29.8
7	KA1077	34.1
8	KA1035	35.8
9	KA0976	35.2
10	KA0840	34.0
11	KA0309	35.4

表 5.1: 宇宙線試験に用いた HAPD のシリアル番号と量子変換効率および支持フレーム上の配置

体としてエアロゲルを設置した。このエアロゲルの位置は図 5.3 内に青線で示した通りである。また宇宙線試験に使用した HAPD の QE を表 5.1 に示す。

## 5.2.2 宇宙線トリガー条件

本宇宙線試験では 2 台のシンチレーションカウンタの信号同期を取ることでエアロゲルに入射する宇宙線を検出する。なお、宇宙線試験におけるトリガーレートは 0.2Hz 程度であった。



図 5.4: 構造体上の HAPD

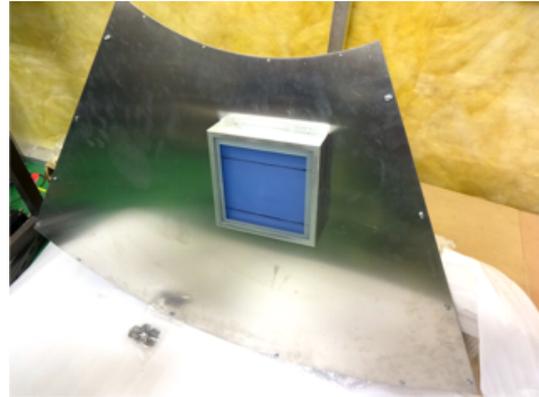


図 5.5: 放射体として設置された仮設のエアロゲルタイル。構造は Belle II 実験で使用されるものと同じの 2 層構造で、露出部分は 18 cm×18 cm。

### 5.2.3 データ収集システム

宇宙線テストにおけるデータ収集システムは 2 枚の Merger Board と 1 枚の COPPER を用いて構築した。試験におけるデータフローの概念図は図 5.6 の通りである。2 枚のトリガーカウンタのヒット情報は TT-IO ボードによってトリガー信号に加工され、FTSW (Frontend-Timing-Switch) と呼ばれる VME モジュールに入力される。FTSW は Merger Board のファームウェアをロードするための JTAG 情報及びトリガー情報を単一の入力から 20 のポートに出力する分配器である。この FTSW が COPPER および 2 枚の Merger Board それぞれにトリガーを分配し、さらにそれぞれの Merger Board から接続している最大 6 台の Frontend Board にトリガーが分配される。Frontend board はトリガー信号に応じて HAPD の信号を読み出し、Merger Board に送り出す。本実験では Merger Board は suppress mode で動作しており、接続した Frontend Board からのデータを統合する際にデータサイズの削減を行なう。Merger Board からの出力は COPPER で統合された後に記録用 PC のディスクに保存される。

## 5.3 検出器の較正

ARICH は増幅された光電子パルスの電圧値が設定された閾値を超えるかどうかによって光子の入射の有無を判別する。この際、重要になるのが閾値の設定と各チャンネルのオフセットの調節である。オフセットとは Frontend Board の全 144 ch にそれぞれ個別に設定される値で、電圧値の読み出しにあたって生のデータに対し、設定されたオフセット値だけ足し引きを行なった上で結果を読み出し値として出力するものである。あるチャンネルについてオフセットを変化させた場合の読み出しの変化は図 5.9 のようになる。この操作によって基準値にあたるノイズの読み出し値を 0V に揃えるのがオフセット調節の作業である

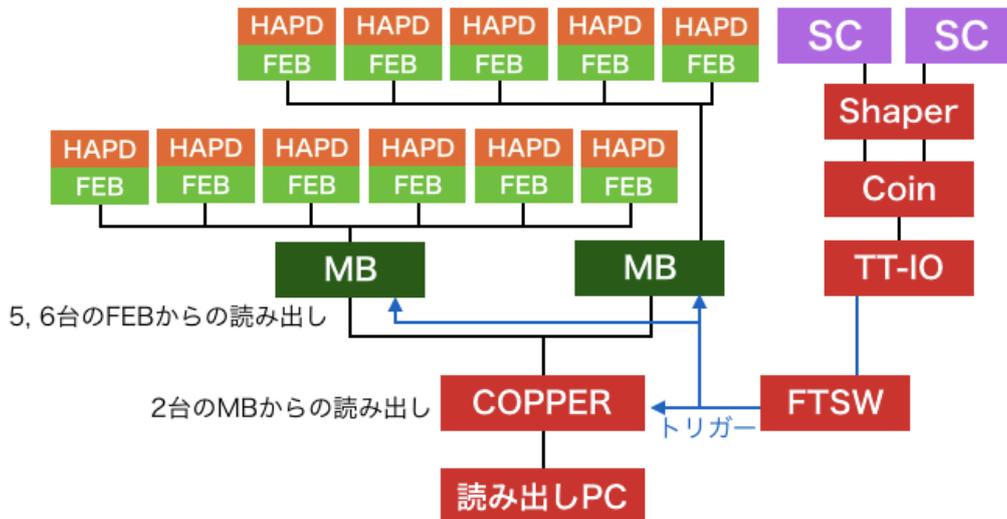


図 5.6: 宇宙線試験データフローの概念図。11 台の HAPD を 2 台の Merger Board で 6 台と 5 台に分けて読み出す。トリガーは Belle II 実験の時と同じになるよう FTSW モジュールを通して COPPER と Merger Board に送られる。

### 5.3.1 スレッシュホールドスキャン

この調節において用いられるのがスレッシュホールドスキャンと呼ばれる検査で、様々な閾値電圧を設定しチャンネル毎のヒットレートを測定することで各チャンネルのオフセット電圧値を測定し電圧閾値を決定する手法である。概念図を図 5.7 に示す。同じノイズ信号に対し、閾値電圧の設定が異なると閾値を超えるシグナルの回数に変化する。この信号数が最頻値をとる閾値設定をノイズ信号のベースラインとしてとるのがスレッシュホールドスキャンである。ARICH の較正にあたっては FTSW から送信される 10kHz のトリガー信号を用いて、 $-0.6\text{ V} \sim +0.6\text{ V}$  の範囲で 3mV 単位で閾値を動かし、各々の場合について 1000 トリガー分のデータを取得した。スレッシュホールドスキャンによって取得されるノイズのシグナル数分布は閾値の変化に対してガウス分布になるので、これをガウス関数でフィッティングして最頻値をとることでノイズのベースラインがどの閾値付近にあるのかを導くことができる (図 5.8)。

### 5.3.2 オフセット調節

オフセット情報は Frontend Board 上に各チャンネル毎に 2 つ用意された設定レジスタで管理されており、荒い調整を行なう coarse と細かな調整を行なう fine がある。coarse 設定は  $\pm 330\text{ mV}$  の範囲で 16 段階の調整を行なうことができ、fine は  $\pm 33\text{ mV}$  の範囲で 16 段階のさらに細かな調整を行なうことができる。図 5.9, 5.10 にオフセットレジスタの設定による信号の移動の一例を示した [17]。オフセットの調節に当たって注意しなければならないのは coarse, fine レジスタがともに Frontend Board 毎に個体差を持ち、レジスタ 1 カウントと実際の計測値におけるオフセットの電圧変化が画一的に決定できないことである。従って、オフセット調節は以下のような手順で実施される。

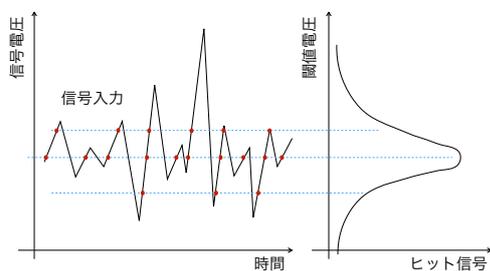


図 5.7: スレッシュホルドスキャンの概念図。入力信号に対し特定の閾値を超える信号波 (赤点の個数がいくつあるのかを各閾値についてプロットする)。

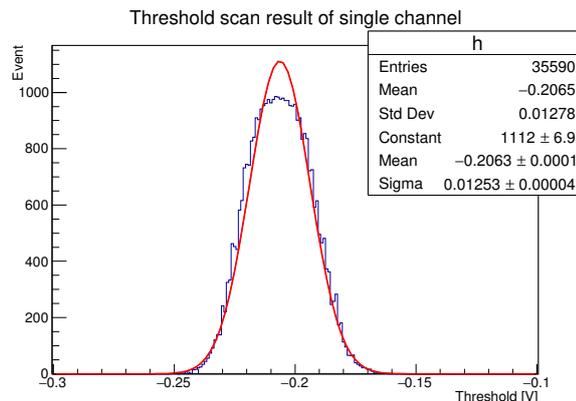


図 5.8: 単一チャンネルのスキャン結果とガウス関数によるフィット。この最頻値を信号のベースラインとして定義する。

1. fine レジスタを 0 に設定し、coarse レジスタの 0 から 15 のそれぞれの設定に対してスレッシュホルドスキャンを実施し、ベースライン電圧を測定する (図 5.11)
2. 15 個の coarse レジスタの設定の中でベースラインが最も 0 V に近い設定と、その場合の 0 V との差異を記録する。
3. coarse レジスタを 0 に設定し、fine レジスタの 0 から 15 までの設定に対して同様にスレッシュホルドスキャンを実施した上で、レジスタ設定とベースラインの変化を一次関数でフィッティングし、2. において記録された 0 V との差異 に最適な fine レジスタの調整値を導出する。

以上のプロセスを全ての Frontend Board 上の HAPD の全チャンネルに対して実施しオフセット電圧値の調節を行なうことで全体に一律の閾値設定で光子の入射を検出することが可能になる。図 5.12 にオフセット調節前のノイズに対するスレッシュホルドスキャンの結果を示す。ノイズヒットの中心値が 0 V からずれてお

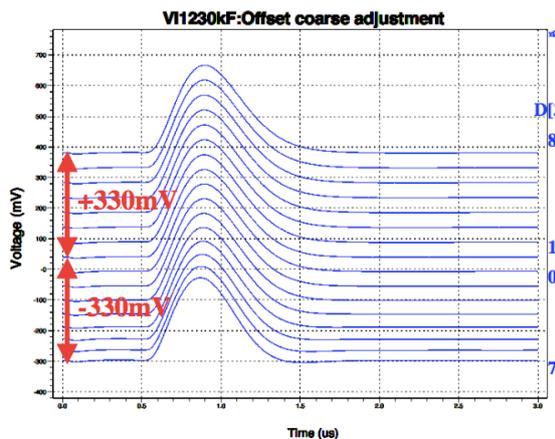


図 5.9: coarse 設定による信号の移動シミュレーション [18]

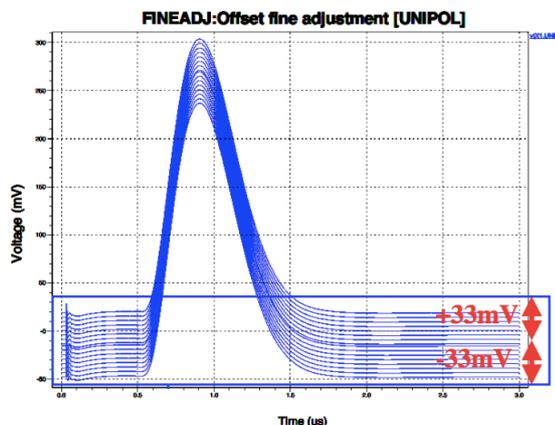


図 5.10: fine 設定による信号の移動シミュレーション [18]

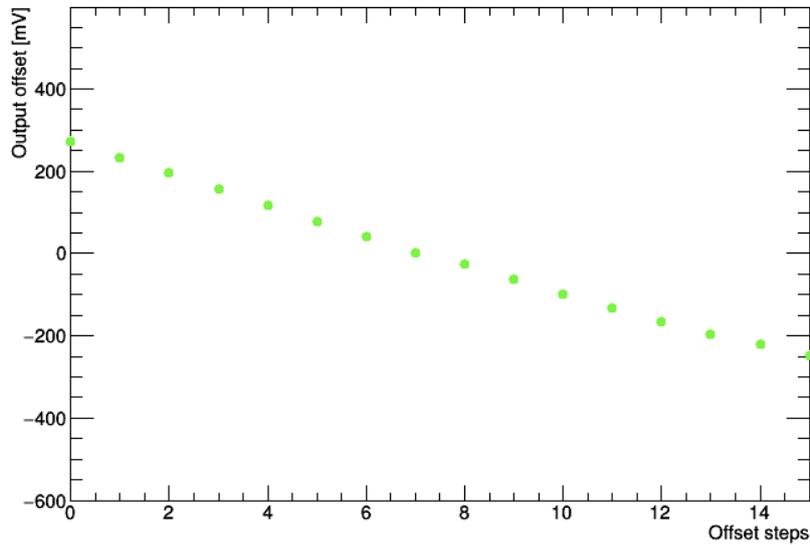


図 5.11: coarse レジスタの設定による実際のベースラインの移動の例

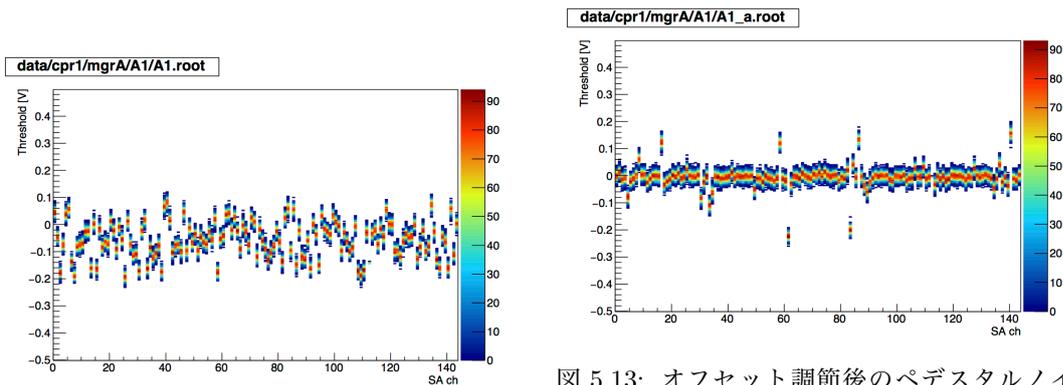


図 5.12: オフセット調節前のペDESTALノイズによるヒット分布。この分布を各チャンネルについて抜き出したものが 5.8 になる。

図 5.13: オフセット調節後のペDESTALノイズによるヒット分布。揃っていないチャンネルは ASIC へのパラメータロードの失敗による。再度のロードで対応可能。

り、電圧読み出しの基準値がチャンネル毎にバラバラであることが読み取れる。これに対しオフセット調節を実施した後の測定結果は図 5.13 のようになり、ノイズのヒット分布を 0V 付近に揃えることができた。

### 5.3.3 閾値の設定

光子検出に用いる閾値の設定はモニタリング用に導入された LED と光ファイバーによって実施された。このモニターシステムは宇宙線試験用 HAPD の間に設置した光ファイバーによって、外部に設置した LED からの単一光子レベルの光を暗箱に導入し、暗箱の蓋の反射光によって HAPD に光子の入射を行なって動作の検証を行なうシステムである [19]。今回はこれによって光子の入射を行ないながらスレッシュホールドスキャンを実施し、その結果から閾値を決定した。図 5.14 はこのスキャン結果を単一チャンネルについて投影したもの

で、ペDESTALノイズ、1光子信号、2光子信号の閾値電圧値が見えている。スレッシュホールドスキャンは前述の通り閾値を超える波形の個数を測定するものであり、ある閾値  $a$  V と次の閾値  $b$  V との間の検出波形の個数の差が波高が  $a$  以上  $b$  未満である波形の個数になる。各閾値でのスキャンは閾値以外は同一の設定で行われるため各回次で若干の検出数の変化はあるが、光子信号の波高は基本的に変化しない。図 5.14 からは波高が 0.01 V 程度の波形が 1000 個程度存在し、波高 0.12 V から 0.14 V 程度の波形が 150 個程度、0.24 V から 0.26 V の波形が 50 個弱存在することがわかる。このことから単一光子の信号は波高 0.12 V 程度、2光子信号は波高 0.24 V 付近の信号であり、ペDESTALノイズの波高は概ね 0.02 V 以下であると判断できる。この結果からペDESTALノイズを十分に排除しかつ 1光子信号を捉えるために閾値設定は 45 mV とされた。

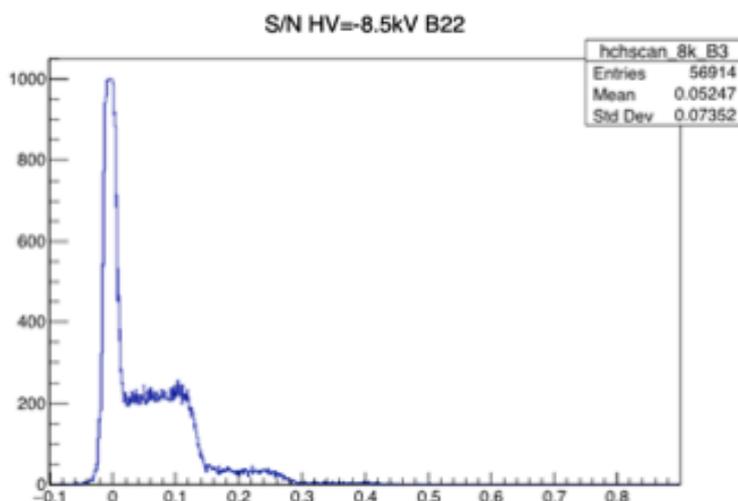


図 5.14: 単一光子レベルの光を入射したスレッシュホールドスキャン。縦軸にイベント数、横軸に閾値電圧 [V] をとる。

## 5.4 想定される宇宙線

宇宙線試験が実施されたのは KEK 筑波実験棟の地下 4 階であり、地上からの深さは約 11 m である。この深さに到達し、かつ ARICH で検出可能な荷電粒子は主に  $\mu$  粒子である。この項では予想される宇宙線  $\mu$  粒子のフラックス、運動量分布、およびチェレンコフ光の光子数と角度について述べる。

### 5.4.1 地下における $\mu$ 粒子のフラックスおよびエネルギー分布

宇宙線  $\mu$  粒子の地上における運動量分布を図 5.15 に示す [20]。  $\mu$  粒子は地表付近で最も多い宇宙線粒子であり、その多くは 15 km 程度の高度で  $\pi$  粒子の崩壊によって生成され地表に到達するまでに約 2 GeV のエネルギーを失う。地上付近での運動量平均値は 4 GeV 程度であり、1 GeV 以下の領域ではスペクトルはほぼフラットな状況になる。高エネルギー領域では徐々にフラックスが減少し、10 GeV 以上の領域では生成スペクトルを反映してより急激に減少する。1 GeV 以上のエネルギーを持つ  $\mu$  粒子のフラックスは  $\sim 70/\text{m}^2\text{sec sr}$  であり、水平に設置された検出器に対しては  $1/\text{cm}^2\text{min}$ 、また角度依存性は  $E_\mu \sim 3 \text{ GeV}$  以上では  $\cos^2 \theta$  に比例する。

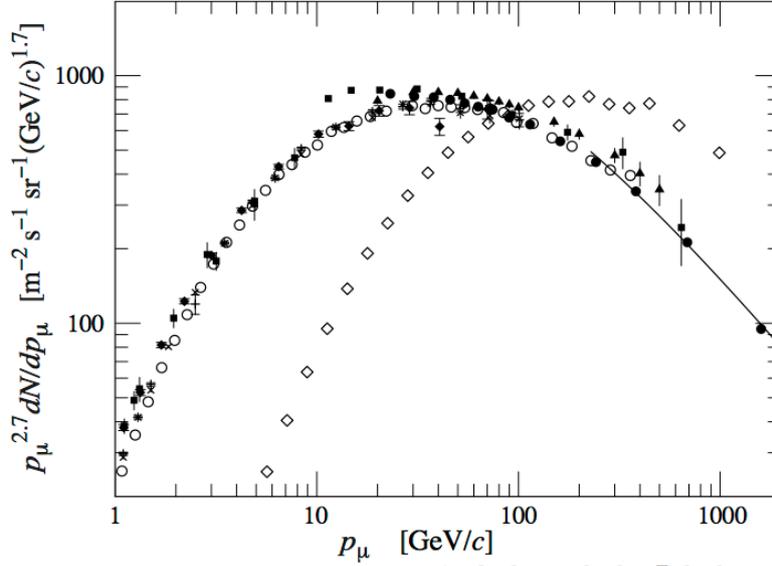


図 5.15: 地上での  $\mu$  粒子フラックス。○, ●, ■, ▲, ▼ は天頂角  $0^\circ$  において測定された、◇ は天頂角  $75^\circ$  において測定された  $\mu$  粒子フラックス [20]

#### 5.4.2 期待される検出光子数

この項では宇宙線  $\mu$  粒子によるチェレンコフ光に対して期待される検出光子数について述べる。

粒子電荷  $Ze$  の粒子線について単位飛程波長あたりのチェレンコフ光子数  $N$  は微細構造定数  $\alpha$  およびチェレンコフ角  $\theta_c$  を用いて以下の式で表される [21]。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (5.1)$$

ARICH のチェレンコフ光放射体は 2 層構造のエアロゲルであり、 $\mu$  粒子フラックスに対して上流側のエアロゲルに由来する光子数を  $N_1$ 、下流側について  $N_2$  とすると、全体での期待される検出光子数  $N_p$  は、

$$N_p = N_1 + N_2 \quad (5.2)$$

$$N_1 = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_{c1} \varepsilon_a \int \exp\left(-\frac{d_2}{\Lambda_2(\lambda) \cos \theta_{c2}}\right) \Lambda_1(\lambda) \cos \theta_{c1} \left\{1 - \exp\left(-\frac{d_1}{\Lambda_1(\lambda) \cos \theta_{c1}}\right)\right\} \varepsilon_q(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda \quad (5.3)$$

$$N_2 = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_{c1} \varepsilon_a \int \Lambda_2(\lambda) \cos \theta_{c1} \left\{1 - \exp\left(-\frac{d_2}{\Lambda_2(\lambda) \cos \theta_{c2}}\right)\right\} \varepsilon_q(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda \quad (5.4)$$

と書ける。 $d_i$ ,  $\theta_i$ ,  $\Lambda_i$  はそれぞれのエアロゲルにおける厚み、チェレンコフ放射角、チェレンコフ光の伝達長であり、 $d_{1,2} = 10$  [mm] である。チェレンコフ角については宇宙線を Belle II 実験において ARICH 検出器が主目的とする運動量領域である  $4\text{GeV}/c$  のであると仮定すると、 $\mu$  粒子の場合は

$$\theta_1 = 16.81 \text{ [degrees]}, \quad \theta_2 = 18.52 \text{ [degrees]} \quad (5.5)$$

## # of photons per event

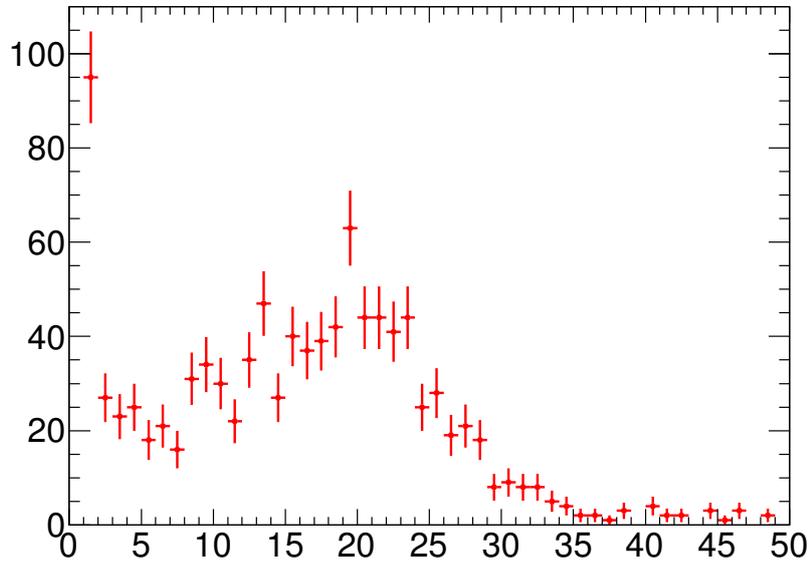


図 5.16: トリガーごとのヒット数分布。縦軸：イベント数、横軸：検出ヒット数。トリガーあたり 17 という光子検出数予想とオーダーレベルでは一致を見る。

であり、 $\varepsilon_q$  は HAPD の量子変換効率 (今回の宇宙線試験においては 34.3%) である。 $\varepsilon_a$  は ARICH の検出効率であり、ARICH 検出器内の HAPD によるカバー率 (76%)、HAPD 内での APD パッドによるカバー率 (61%)、APD 表面での反跳が発生しない確率 (80%) から同一チャンネルに複数の光子が入射することによるカウントロス (10%) を差し引いて約 33% となる。これらを代入することにより  $N_1 = 4$ 、 $N_2 = 13$  となり、 $N_p = 17$  という結果が得られる。

## 5.5 検出光子数とタイミング分布

宇宙線テスト用のすべての HAPD と読み出し回路について、前述のオフセット調節を実施し、閾値を 45mV として宇宙線試験を実施した。本研究に使用したのは 2016 年 11 月 17 日 10 時から 5 時間に渡って行なわれた宇宙線試験で収集された 1366 トリガー分のイベントである。

### 5.5.1 検出されたヒット数の分布

図 5.16 にトリガーごとのヒット数の分布を示す。20 光子付近に緩やかなピークが見られ、これが宇宙線による信号だと考えられる。前述の通り設計値で期待される検出光子数は  $N_p = 17$  程度であるので、オーダーは一致している。

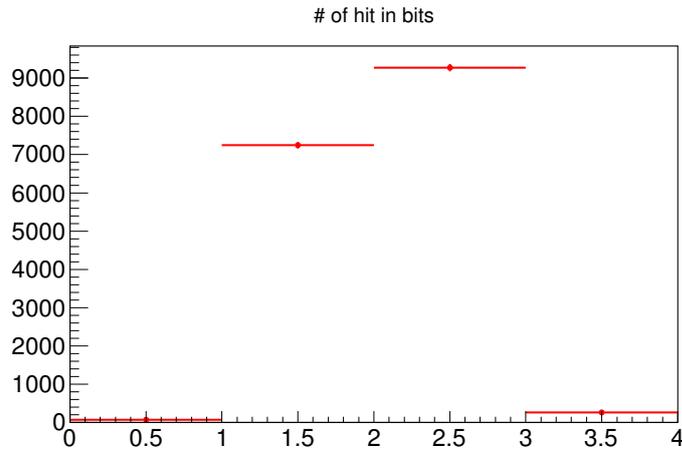


図 5.17: トリガーに対して 62.5nsec 単位での検出ヒット数の時間分布。Frontend Board 内の 200nsec の Shaping time から予想されるガウス分布と一致する。

## 5.5.2 光子の時間的分布

ARICH の光子検出はトリガー信号から 250nsec の時間幅を持って行われ、これをさらに 4 つの時間幅に区切って光子の検出を行なうことができる。Frontend Board の Shaping time は 100~200nsec であるので、検出タイミングはこの 250nsec の時間幅の中でガウス分布をなすことになる。各時間幅における検出ヒット数の分布を図 5.17 に示す。この結果から検出可能な時間幅の中央でヒット数が最大となっており、トリガーに対するデータ収集タイミングの時間的調整は正しくなされていることが確認できるとともに、Frontend Board 内の波形整形動作も正しく実行されていることがわかる。この分布が shaping time による確率的なものであることを示すもう一つの根拠として各タイミングごとに検出されたヒットを累計して 2次元にプロットしたものを図 5.18 に示す。この図 5.18 においてヒットの分布にタイミング間に特異な差異は見られない。

## 5.6 リング解析手法

宇宙線粒子はエアロゲルおよび HAPD 表面に対してほぼ直角の角度を持ってエアロゲルに入射していると考えられるので、円錐状に放射されるチェレンコフ光に対して HAPD 表面でのチェレンコフ光子は真円に近い楕円上に分布するとみなすことができる。HAPD で観測されたヒットの検出位置を楕円でフィッティングすることによってリングイメージの検出を行なう。図 5.19 に宇宙線試験で得られたリングイメージの例を示す。これをもとにどのようにしてリングイメージの検出と飛跡再構成を行なうかを述べる。

解析の大まかな流れは以下の通りである。

1. イベント内のヒット数が 5 個以上のイベントを抽出する。
2. 光子重心を構成し、重心からの距離によって使用するヒット情報を選別する。このヒット情報の選別の詳細については後述する。
3. 2次元平面上で楕円によるフィッティングを行なう。
4. チェレンコフ光の円錐を仮定し、その断面である楕円を用いてフィッティングを行なう。

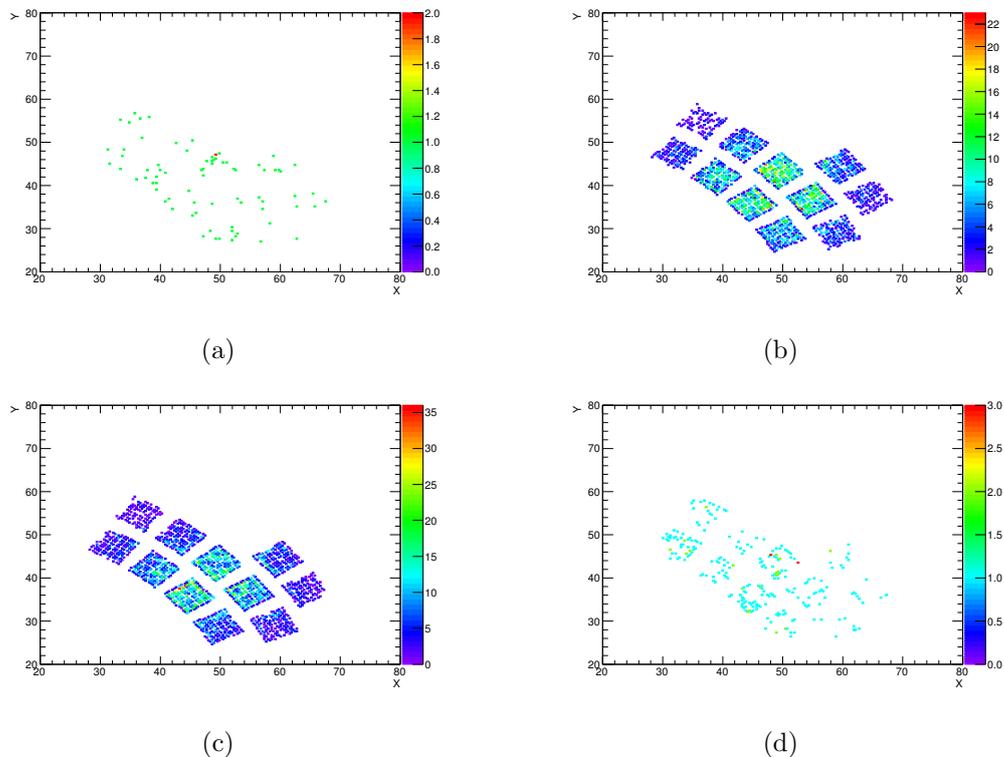


図 5.18: 各タイミングでのヒットの分布。(a) : 0 nsec ~ 62.5 nsec, (b) : 62.5 nsec ~ 125 nsec, (c) : 125 nsec ~ 187.5 nsec, (d) : 187.5 nsec ~ 250 nsec. 2 次元的な偏りはエアロゲルの位置で説明でき、それ以外の特異的な偏りは見られないことから読み出し回路の動作は正常と結論できる。

5. 円錐を用いたフィッティング結果から導出されるチェレンコフ角、天頂角を用いて改めてイベントの選別を行なう。

なお、1. の 5 ヒット以上という条件は決定すべき楕円のパラメータの個数による。詳しくは後述するが、楕円のパラメータは中心座標  $(x_c, y_c)$ , 長径  $a$ , 短径  $b$ , 回転角  $\phi$  の 5 つである。

### 5.6.1 ヒット情報のパラメータ

各 HAPD は  $4.9 \times 4.9$  mm の APD ピクセルを 144 チャンネル持ち、取得データには光子を検出したチャンネル番号が記録される。この読み出しチャンネルと HAPD の 2 次元的な配置情報から検出されたヒットの位置を測定する。

ただし、今回の宇宙線試験においては磁場が存在せず、HAPD 外縁部のチャンネルについてはチャンネルのヒットが正しく HAPD 表面の入射位置と対応しない。これは真空管内の高電圧がカソード面クォーツ窓と壁面のセラミックを接着するための金属部を用いて印加されているためであり、図 5.20 に示す様にクォーツ窓と金属部の接合部である HAPD 外縁においては等電位面が水平ではなくなる。外縁部に入射した光子の光電子は歪んだ等電位面に従って内側へ進路を曲げられるのである。ただしこれは磁場が無い場合のみの現象であり、垂直方向に 1.5 T の磁場が存在する場合には電子の運動は  $\sim 1 \mu\text{m}$  のラーモア半径で磁場に巻きつく

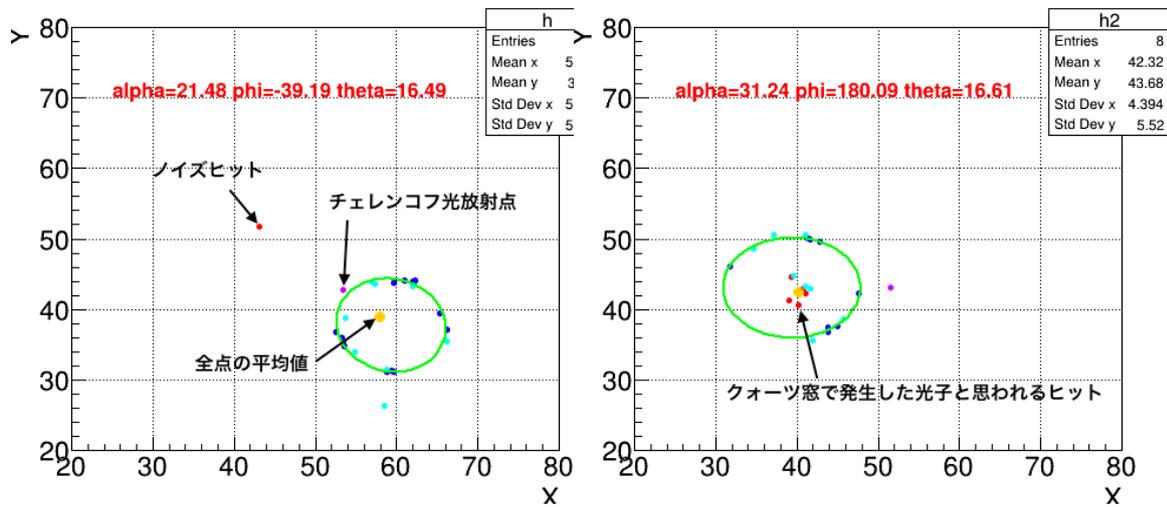


図 5.19: イベントプロットと楕円によるフィッティング。青：フィットに使用した点 赤：ノイズまたはクォーツ窓で発生したチェレンコフ光と判断して使用しなかった点 水色：HAPD 外縁だったため使用しなかった点。紫：再構成したチェレンコフ光放射位置 黄：全点の平均値。 $\alpha$ ：飛跡の天頂角、 $\phi$ ：楕円の回転角、 $\theta$ ：チェレンコフ角。

ため、等電位面に関わりなく光子の入射位置直下のピクセルに光電子は入射する。これは 2010 年に実施された先行研究によって確認されており [22]、図 5.22 にその結果を示す。図 5.22 において磁場が無い場合には 42~43 mm 付近にレーザーを入射した時に黒線で示されている 1 つ目のピクセルではなく赤線で示されている 2 つ目のピクセルにヒット信号が出ており、一方で 1.5 T の磁場を印加した場合には入射位置とヒット信号を検出するピクセルが正しく対応している。今回の宇宙線試験においては磁場は存在しないので、外縁部の 2 列の HAPD チャンネルのデータは本研究のデータ解析では除外した (図 5.21)。除外した点は図 5.19 においては水色の点で示されている。なお前述の 5 ヒット未満のイベントを除外するカットは、外縁部のヒットを除いた後のヒット数で判定した。

## 5.6.2 光子重心の構成と各点の分布

リングイメージングには楕円関数によるフィッティングを用いることになるが、この初期値として光子重心を構成した。これは各イベントごとの 2 次元平面上のヒット分布について各座標の平均値をとって重心を求めるものである。図 5.19 のうち黄色の点で示されているのが光子重心である。光子重心の分布を図 5.24 に示す。また各ヒット点から光子重心までの距離の分布を計算し、全イベントにわたって累計をとったのが図 5.23 である。

チェレンコフ角  $\theta_c$  は、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\sqrt{1 - \left(\frac{M_\mu}{E_\mu}\right)^2}} \quad (5.6)$$

であり、地上における運動量  $4 \text{ GeV}/c$  を持つ  $\mu$  粒子について、屈折率  $n = 1.05$  のエアロゲルによるチェレンコフ角は  $17.69$  度であり、宇宙線試験のセットアップではエアロゲルと HAPD 表面との距離が  $20 \text{ cm}$  であ

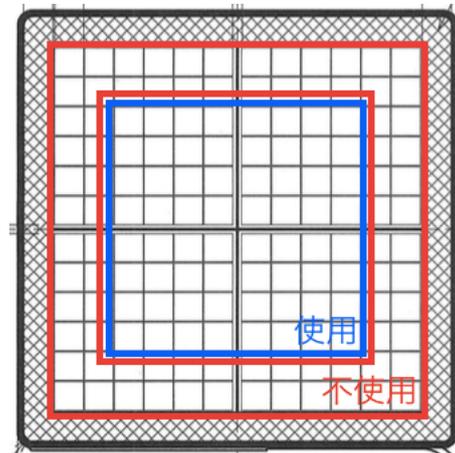
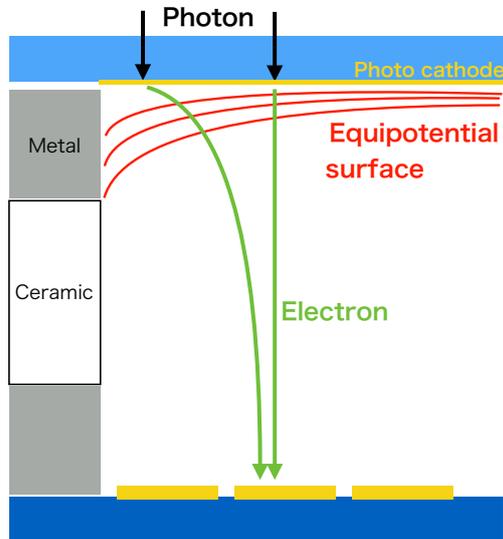


図 5.21: 図 5.20 の理由によるチャンネルの使用および不使用

図 5.20: 磁場が無い場合の光電子の動き。最外縁の APD パッドに落ちるべき電子が電場によって一つ内側に落ちてしまう。

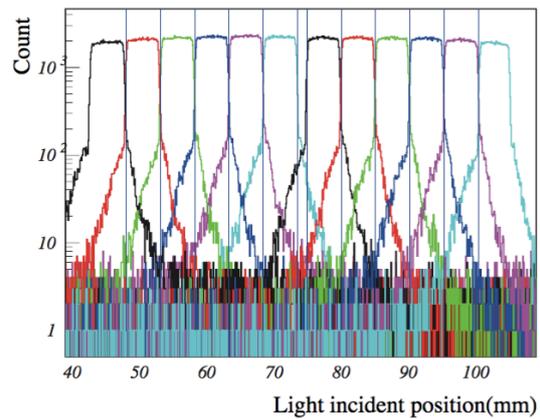
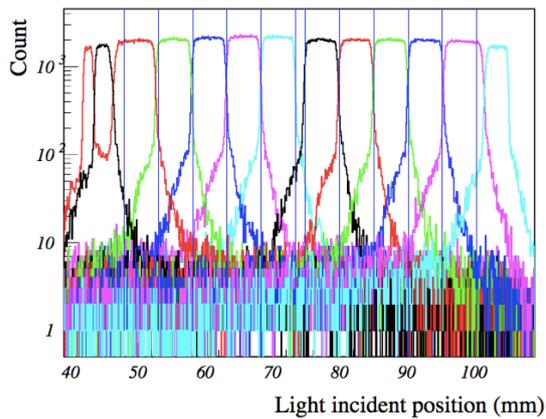


図 5.22: 1 列 12 ピクセル上をレーザー光で走査した場合の、レーザー照射位置と各ピクセルのヒット数の分布。左図は磁場が無い場合、右図は 1.5 T の磁場を印加した場合。各色の線はそれぞれのピクセルに対応し、縦線はピクセル境界位置を示す。磁場が無い場合には端部に照射した際に 2 列目のピクセルにヒットが出ているのに対し、右の磁場 1.5 T の場合は照射位置と対応するピクセルにヒットが出ている [4]

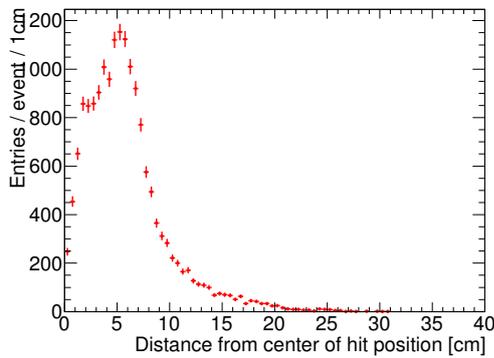


図 5.23: 光子重心 (図 5.19 における黄点) から各ヒット点までの距離の分布。リングの半径と相関があり、6 cm 程度との予想に一致するピークが存在する。

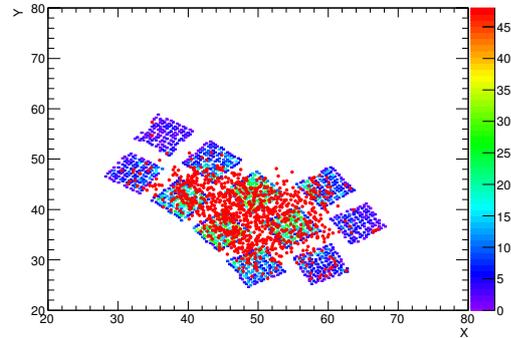


図 5.24: 光子重心 (図 5.19 における黄点) の分布

るため、予想されるリング半径は 6 cm 程度である。このため以下では光子重心を中心の初期値として楕円関数によるフィッティングを行なった。

### 5.6.3 楕円によるフィッティング

フィッティングは以下の手順によって行なった。

1. 前項の光子重心をとることで仮の楕円中心  $(x_c, y_c)$  を構成。
2.  $(x_c, y_c)$  からの距離が 3.5 cm 以下のヒット点を数え上げ、複数存在した場合は  $(x_c, y_c)$  をそれらの平均に移動する。
3.  $(x_c, y_c)$  からの距離が 3.5 cm 以下の点と 12 cm 以上のヒット点を除き、残った点をチェレンコフ光子によるヒットとみなして楕円によるフィッティングを行なう。
4. フィッティングにおいては楕円を原点中心の半径 1 の円にする座標変換を行ない、各点と円周との距離の 2 乗を最小化する。

フィッティングの際に注意すべきは HAPD のクォーツ窓で発生したチェレンコフ光子のヒット情報である。これは図 5.19 右図に典型的な場合が示されている。リングになっているヒット点とは別に、リングの中心部に複数のヒットが存在しており、フィッティングにおいてはこれらを除外することが必要になる。このため、2. および 3. の手順で中心と推測される点から一定以下の距離のヒットをフィットから除外するとともに、一定以上の距離の点も偶発的なノイズヒットと判断して除外した。範囲については 6 cm と考えられるリングイメージの半径の 1/2 と 2 倍を基準に決定した。図 5.19 のイベントディスプレイにおいて青で示されているのが解析に用いるチェレンコフ光子によるヒット点でこれを光子を検出したヒットとして定義する。また赤が解析から除外された点、水色の点は HAPD 外縁部のヒットであり、これらはいずれも解析には使用しない。

フィッティングにおける楕円のパラメータは楕円中心  $(x_c, y_c)$ 、長径  $a$ 、短径  $b$ 、長径と  $x$  軸のなす角  $\phi$  である。4. における最小化パラメータ  $m$  は以下の式で導出される。

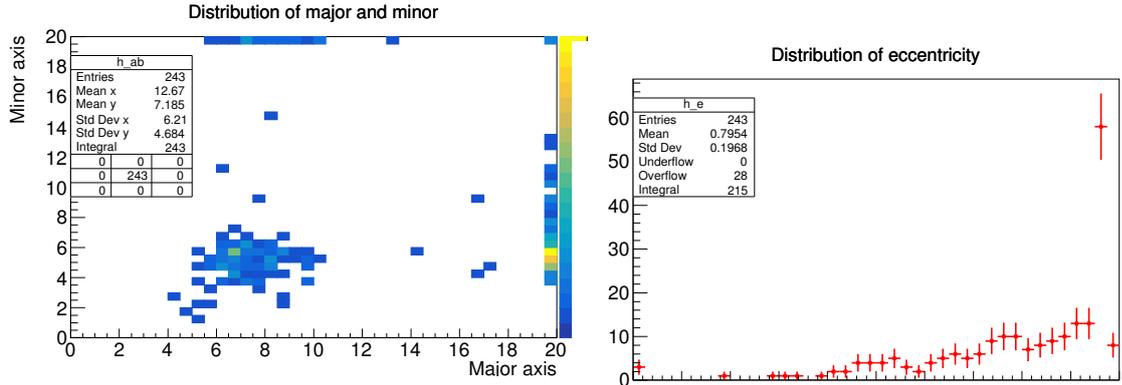


図 5.25: 楕円フィットにおける長径と短径の分布。長径が 20 cm など、フィット範囲の限界まで振り切れている事象が多く、楕円フィットは再構成を行なうには不適當である。

図 5.26: 楕円フィットにおける離心率分布。同様に高い離心率が多く、再構成には不適當である。

$$m = \sqrt{(x' - a \cos \psi)^2 + (y' - b \sin \psi)^2} \quad (5.7)$$

$$\sin \psi = \frac{y'}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} \quad \cos \psi = \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} \quad (5.8)$$

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(-\phi) & -\sin(-\phi) \\ \sin(-\phi) & \cos(-\phi) \end{pmatrix} \times \left\{ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_c \\ y_c \end{pmatrix} \right\} \quad (5.9)$$

以上のようにして求めた楕円の長径、離心率および中心を飛跡の再構成におけるフィッティングの初期値に使用した。

楕円によるフィッティングの結果を図 5.25, 5.26, 5.27 に示す。図 5.26 は楕円の長径と短径の分布であり、図 5.26 は長径および短径から導出した離心率である。この離心率を用いて、 $\mu$  粒子のエネルギーが 4GeV であるとの仮定の下で後述の式 (5.11) の逆演算を行なって天頂角  $\alpha$  を求めたものである。この天頂角は HAPD の法線からとった宇宙線粒子の入射角であるため、今回の宇宙線試験のセッティングにおいては  $\alpha \leq 20$  度となるはずであり、明らかに大きすぎる。従って楕円によるフィットのみでは十分な飛跡再構成を実施することはできず、物理的な設定を反映したパラメータを用いたフィッティングによる再構成を行なう必要がある。

#### 5.6.4 飛跡再構成

図 5.28 にあるように、粒子飛跡のパラメータはエアロゲル内におけるチェレンコフ光の発生点  $(x_e, y_e, z_e)$ 、天頂角  $\theta$ 、チェレンコフ角  $c$ 、回転角  $\phi$  である。

円錐曲線において離心率  $e$  は円錐の底角  $\alpha$  と円錐底面と切断面のなす角  $\beta$  を用いて (図 5.29) 以下のように書ける。

$$e = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} \quad (5.10)$$

ARICH の飛跡再構成においては天頂角  $\alpha$  とチェレンコフ角  $\theta_c$  を用いて、

$$e = \frac{\sin \alpha}{\cos \theta_c} \quad (5.11)$$

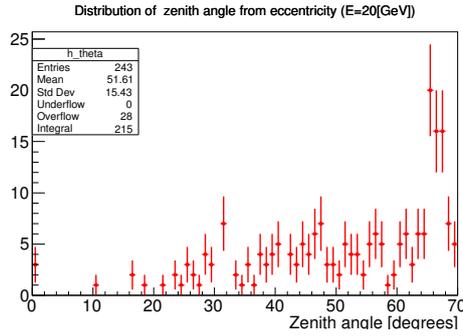


図 5.27: 離心率から導出した天頂角分布。天頂角はトリガーシンチレータの配置から 20 度以下になるが、ピークは 60 度以上に存在し再構成がうまくいっていないことがわかる。

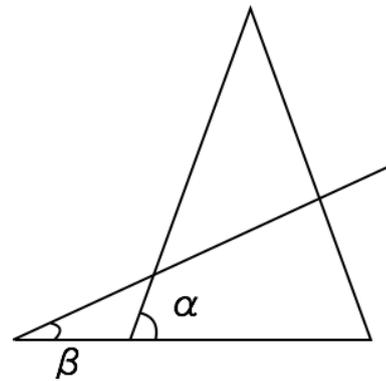
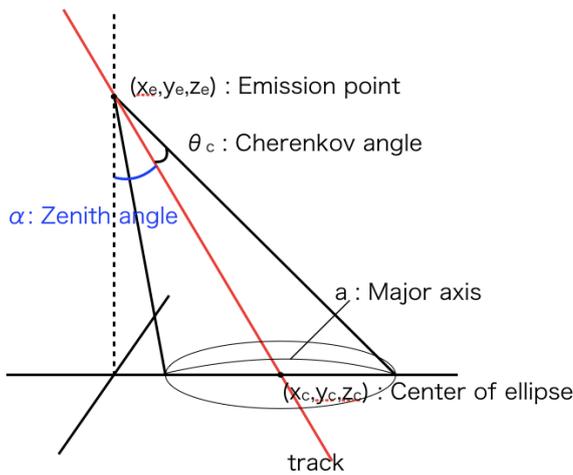


図 5.29: 円錐曲線の離心率と、底角および切断面との関係。

図 5.28: 光円錐と HAPD 表面上の楕円の関係。自由パラメータは放射点の  $x, y$  座標、チェレンコフ角  $\theta_c$ 、天頂角  $\alpha$ 、 $z$  軸回りの回転角  $\phi$  の計 5 個である。

とできる。

長径  $a$  については、

$$a = z_e \{ \tan(\alpha + \theta_c) - \tan(\alpha - \theta_c) \} \quad (5.12)$$

中心座標は、

$$(x_c, y_c) = (x_e, y_e) + z_e \tan \alpha (\cos \phi, \sin \phi) \quad (5.13)$$

とできて、楕円が一意に決定できる。

この飛跡パラメータによって決定される楕円によって光子検出点のフィッティングを行なうことで飛跡パラメータを導出する。

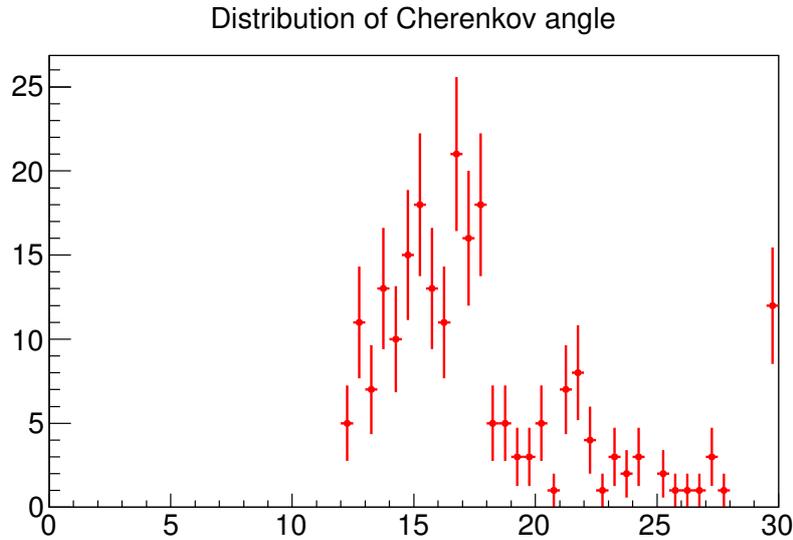


図 5.30: 解析によるチェレンコフ角分布。10 GeV 以下の  $\mu$  粒子で予想される 17 度前後にピークを持っており、ARICH 検出器および解析手法が正しく機能していることを示した。

## 5.7 フィットパラメータ範囲の制限とイベント選別におけるカット条件

この項では再構成された飛跡から導出された天頂角  $\alpha$  およびチェレンコフ角  $\theta_c$  を用いた、イベントに対するカット条件について述べる。

天頂角  $\alpha$  によって表される宇宙線  $\mu$  粒子の入射角はトリガーに用いた 2 枚のシンチレーションカウンタの立体角によって制限され、また入射粒子が  $\mu$  粒子であることを仮定した場合チェレンコフ角の範囲も限定される。本宇宙線試験においてシンチレーションカウンタは、 $7 \times 7$  cm のプラスチックシンチレータ 2 枚を平行に HAPD 表面の法線方向に位置を揃えて 20 cm の間隔で設置したので、許される天頂角  $\alpha$  は  $\alpha = \pm 19.29$  度となり、また宇宙線として 1 ~ 100 GeV の  $\mu$  粒子を考えた場合、チェレンコフ角は 16.72 ~ 17.75 度である。従ってフィッティングにおいてチェレンコフ角についてはパラメータの範囲を  $0 < \theta_c < 30$  度に限定した上で、チェレンコフ角のフィッティング結果が 12 度以下だったイベントについては正しく解析ができていないと判断して、本研究には用いないこととした。

## 5.8 宇宙線試験解析結果

### 5.8.1 チェレンコフ角および検出光子数分布

以上の解析およびイベント選別を行なった上で導出された宇宙線のチェレンコフ角分布および天頂角分布を図 5.30, 5.31 に示す。チェレンコフ角度分布は計算による予測値である 17 度付近にピークを持ち、これにより宇宙線  $\mu$  粒子を捉え、かつ光子の 2 次元的な検出によりリングイメージの構成とチェレンコフ光の再構成を正しく実行できていることを示した。これらのイベントの飛跡再構成によって導出されるチェレンコフ光の放射点は図 5.32 であり、エアロゲルの設置された (50, 40) 付近に分布している。

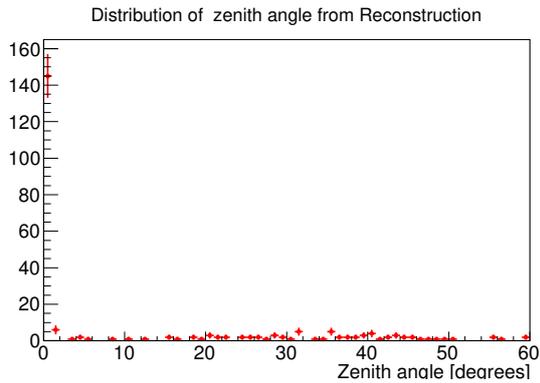


図 5.31: 解析による天頂角分布

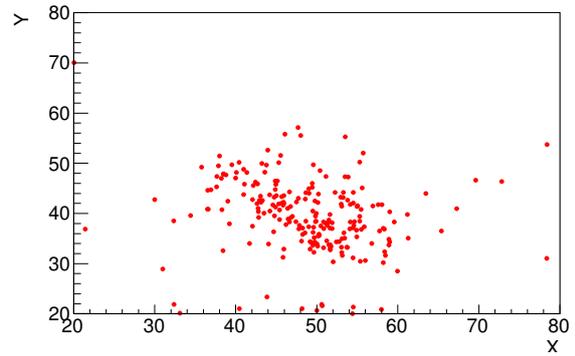


図 5.32: 解析による放射点の分布

### # of photons per event after cutting

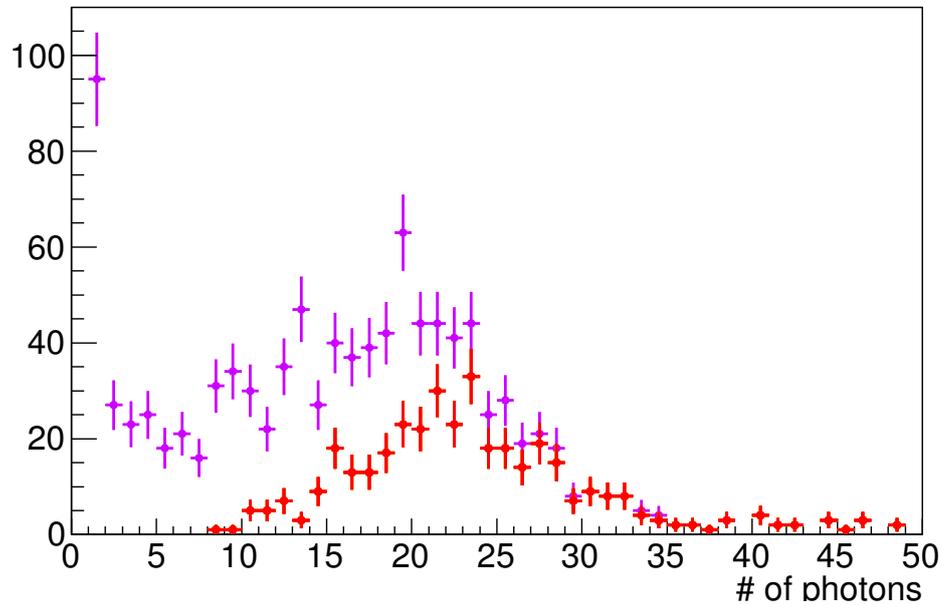


図 5.33: カット後の各イベントごとの検出光子数。赤：飛跡再構成を行なったイベントの光子数分布 紫：図 5.16 で示した光子数分布。カットされている少ない光子数のイベントについて分析を行なう。

これらのカット後のイベントについて各イベントごとの検出光子数の分布を図 5.33 に示す。図中に赤で示したのがカット後のイベントの光子数分布であり、紫で示したのは先ほど図 5.16 において示したカット前のイベントのヒット数分布である。なお、この赤の光子数は解析においては除外したチャンネル (図 5.21) のヒットについても光子重心からのカットを入れて検出光子数を数え上げた場合の光子数である。リングが検出された場合については予想された光子数  $N_p = 17$  より多い光子数の検出に成功していることがわかる。

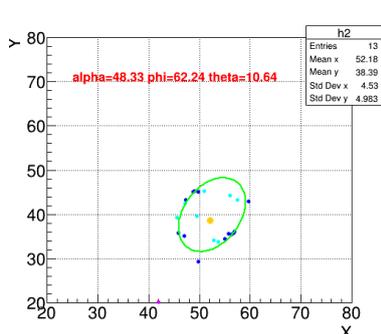


図 5.34: リング上で多数のヒットが検出されたパターン

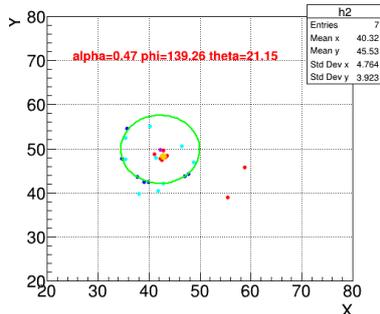


図 5.35: クォーツ窓で多数の光子が生成され、その分ヒット数が増えたパターン。

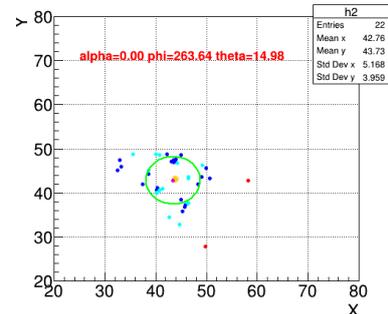


図 5.36: 何らかの原因で多数のチャンネルが同時にノイズ信号を出すパターン。

## 5.8.2 ヒット数の多さに関する考察

ヒット数の多さについては主に図 5.34, 5.35, 5.36 に示す 3 つのパターンに分類できる。第一は通常のチェレンコフ光リングにおいて多数の光子が検出されているパターンで、これについては偶発的に起こりうるものであり再構成上も全く問題がない。第二は通常のチェレンコフ光リングとは別に、HAPD のクォーツ窓 (屈折率 1.4 以上) が放射体の役割を果たして新たにチェレンコフ光子を放出するパターンである。前述の通り、このクォーツ窓によるチェレンコフ光子はリング中央に分布し、多い場合には 5 ヒット以上のヒットをもたらし、総ヒット数を押し上げている。第三が不可解な現象で、多数のチャンネルが同時に信号を出すパターンである。このパターンはヒットチャンネルが多すぎて正しいリング再構成が不可能である。場合によってはほぼすべてのチャンネルがヒット信号を出す場合もあり (図 5.37)、このパターンについては原因が不明であり、宇宙線トリガーと同期して発生しているのかも含めて今後調査していく予定である。

一方でリングの検出効率が高くなく、1366 イベント中で 5 ヒット以上を解析に使用できたのは 699 イベントであったが、リングの検出と再構成に成功したのは 229 イベントのみである。残りの 470 イベントについては、チェレンコフ角が 12 度を下回ったことによりカットされたイベントが 150、5.6.3 で述べた手順によりヒットが除外されイベントのヒット数が 5 ヒットを下回ったのが 320 イベントであった。図 5.38 にそれぞれの場合についての検出光子数の分布を示す。黄がチェレンコフ角によってカットされたイベントに関する検出光子数分布であり、緑が 5 ヒットを下回ったイベントに関する検出光子数分布である。図 5.39 は図 5.33 と図 5.38 のヒストグラムを全て累計したものであり、3 つを合わせるとほぼ検出されたイベントに等しくなることがわかる。残りの差分は 5 つ以上のヒットは検出したものの全て HAPD 外縁部のヒットであったため解析されなかったイベントである。

## 5.8.3 正しく再構成できなかったイベントに関する考察

以下では上述した 5 ヒット以上を検出しながら正しく解析できなかったイベントについて考察する。

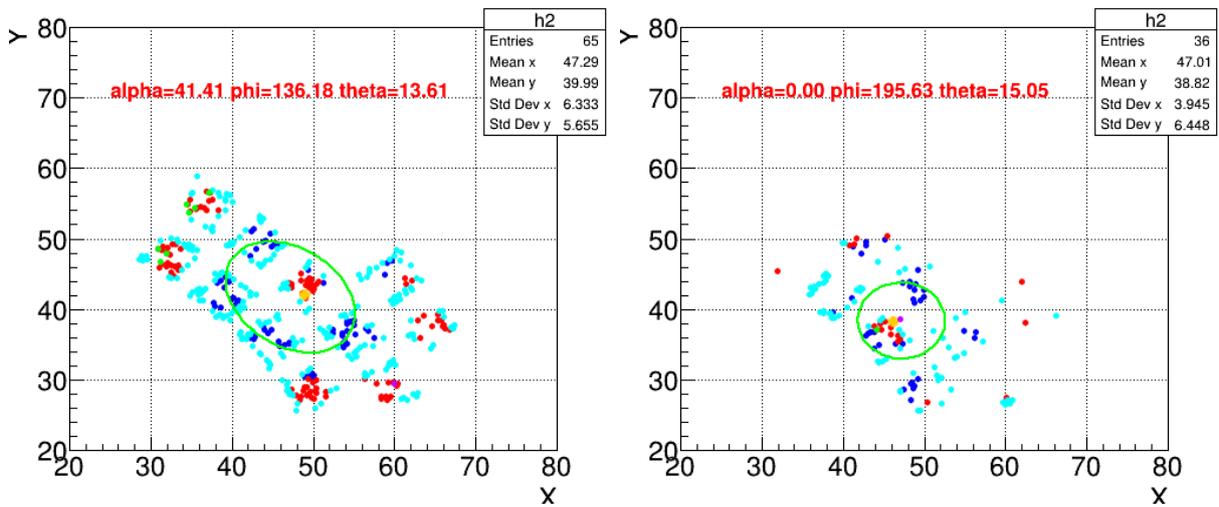


図 5.37: 他チャンネルが同時にヒット信号を出すパターンの最大同時ヒット数および次点のイベントディスプレイ。

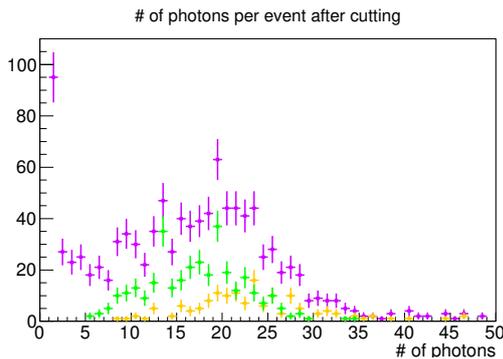


図 5.38: 解析したイベントについて、チェレンコフ角が12度未満だったもの(黄)および解析中にヒット数が5を下回ったもの(緑)についての検出光子数分布

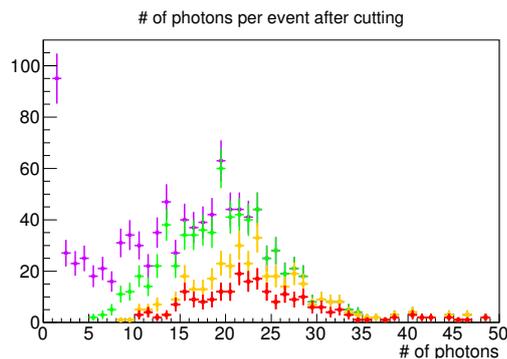


図 5.39: 図 5.33 および図 5.38 の各ヒストグラムの累計。紫は図 5.16 で示した全イベントについての検出光子数分布。累計は紫とほぼ重なる。

### チェレンコフ角が12度を下回ったイベント

再構成結果でチェレンコフ角が小さいイベントの典型例を図 5.40 に示す。いずれも HAPD の外縁部のヒットである水色の点を含めると容易にリングが推測できる。左については黄で示される光重心が (65, 35) 付近の点に引きずられて偏ったことで上部の点が除外され、結果としてクォーツ窓で発生したと思われるヒットをリングの一部として再構成している。一方、右側のイベントについてはリングの左下が欠けている。これは HAPD の配置によるもので、リングが検出可能範囲からはみ出してしまっている。これによって、やはり光重心が右上に移動し、(43, 37) の点をリングの一部として再構成している。これらの小さなチェレンコフ角のイベントの多くに共通するのは、最初に導出されフィットに利用する点を決定する光重心の設定が正しく行わ

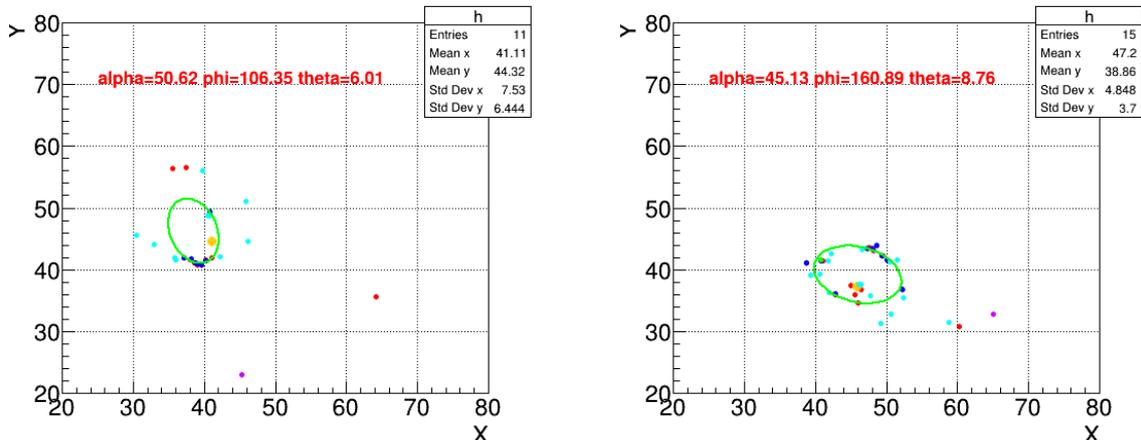


図 5.40: 再構成においてチェレンコフ角が12度を下回ったイベントの例。多くのイベントにおいてフィットから除外されるべきリング中央部の点が除外されず、円周の点としてフィットされていた。

れず、その結果として本来フィットに使用されるべきでないクォーツ窓で発生したと思われる点がフィットに利用されている点である。

### ヒット数が5未満になったイベント

再構成過程においてヒット数が5未満になったイベントの例を図 5.41 に示す。ヒット数が5未満のイベントは二つのパターンに分類できる。一つ目は多くのヒットが密集しており、光重心から距離がない場合。もう一つは小さなチェレンコフ角の場合と同じく外縁部のヒット情報が除外されたことによってリングができているにもかかわらず、使用可能なヒット数が5を下回った場合である。ヒットが密集しているパターンについては、理由は HAPD のクォーツ窓で発生したチェレンコフ光が理由だと考えられる。HAPD のクォーツ窓の材質は合成石英であり、合成石英の屈折率は一般に 1.4 以上でエアロゲルの 1.055 を大きく上回る。このため式 (2.3) より、 $\mu$  粒子の運動量  $p_\mu$  が  $107.8 \text{ MeV}/c \leq p_\mu \leq 314.3 \text{ MeV}/c$  の場合には、エアロゲルではチェレンコフ光が発生せずクォーツ窓でのみチェレンコフ光が発生する。こちらの場合についてはそもそもリングが発生していないため、解析が不可能であり、むしろ正しくカットがなされていることになる。このパターンは 27 イベントが観測され、ヒット数が5を超えたイベントの 3.8% を占めた。

外縁部のヒット情報が利用できないパターンについては、外縁部のヒット情報を利用しないことのみでヒット数が5を下回った場合については対応できないが、図 5.41 の右が示すように、チェレンコフ角が12度を下回った場合と同様に光重心の設定で回避できる場合もある。

### 今後の対応

以上より、ヒット数が5を下回る場合については概ね正しくカットがなされており問題は無いが、小さなチェレンコフ角についてはリングが生成されているにも関わらず正しく再構成が行われていないことがある。この原因は解析の出発点である光重心の設定方法を各点の平均値としたことにある。平均値であるため、本来解析すべきリングから大きく外れたノイズヒット等に乱されやすく、目的としているクォーツ窓で発生した光子によるヒットの除外が十分に果たせていない。従ってリングの検出効率を向上させるためには、よりノイズの影響を受けにくいクォーツ窓ヒットの除外方法を用いる必要がある。

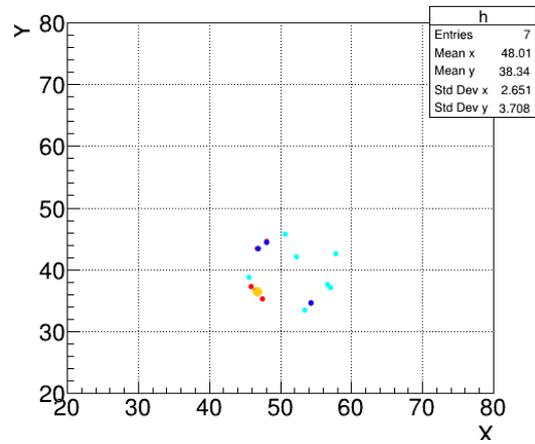
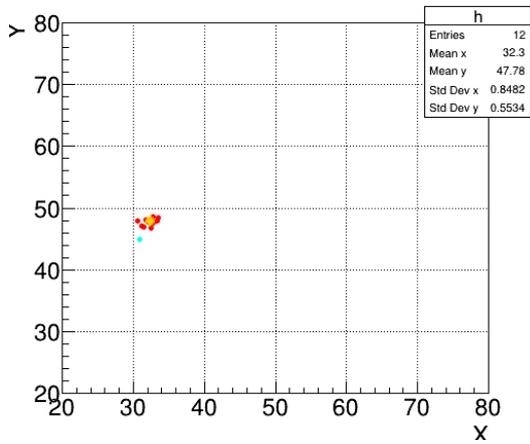


図 5.41: 再構成においてヒット数が5を下回ったイベントの例。多くは HAPD のクォーツ窓でのみチェレンコフ光子が生じたと思われる左図のイベントであり、これは正しくカットが働いている。稀に存在する右図のようなイベントは外縁部の点が使用できないことによる。

#### 5.8.4 宇宙線試験および解析手法のまとめ

今回の宇宙線試験に対する解析はリングの検出に成功し、またリングから再構成したチェレンコフ光は宇宙線を  $\mu$  粒子と仮定した場合の予想とよく一致する 17 度という放射角のピークを示した。また検出効率の低さについても分析を行なったところ、原因は光重心の設定方法が平均値であるという点にあり、この手法はクォーツ窓由来のヒットの除外という目的について一定の成果を挙げているものの、本来のリングから離れたノイズヒットに対して脆弱であるという弱点が発見された。今後は平均値より確実なリング中央での再構築手法を使用する必要がある。

## 第6章

### まとめ

本研究の目的は Belle II 測定器 ARICH 検出器において使用される光検出器 HAPD および読み出し回路の動作検証を実施した上で、HAPD を用いて実際に組み上げた ARICH 検出器の一部を利用して宇宙線の信号を観測し、また得られた信号の評価手法を開発することであった。

HAPD は、量子変換効率や APD の漏れ電流、読み出しにおける増幅率およびノイズ等の基本的な動作試験においては問題のないことを示したが、磁場中での動作において大きな不感時間割合を生じるという問題が発生した。本研究ではこの不感時間割合の原因調査を行ない、直接の原因は HAPD の真空管内に数 Hz の頻度で生じる巨大な電気パルスであり、これが読み出し回路に 0.1 秒程度の麻痺を生じさせていることを突き止めた。パルスの発生機構としては Surface flash over 現象が考えられ、実際にスパーク光も観測されたが、APD バイアス電圧への依存性が説明できず断定には至らなかった。一方、パルスの発生機構は不明ながら、二つの方法によってパルス発生を抑制が可能であることも本研究によって明らかになった。一つは上にも書いた APD に印加する逆バイアス電圧を操作することで、HAPD の 1/4 にあたる 1 パッドのバイアス電圧を下げることでゲインが 40 から 30 に低下するものの不感時間割合を大きく抑制できた。もう一つの手法は HAPD 内のゲッターと呼ばれる装置を用いて真空管内の真空を改善することで、ゲイン等へのデメリット無しに不感時間割合を 1% 以下まで抑制できた。従って、我々は問題のある HAPD にゲッターによる真空改善を施し、Belle II 実験開始後のゲッターの利用が不可能な状態で問題が再発生した場合の対応として APD バイアス電圧の調整を用いることとした。これによって HAPD の磁場環境での動作に関する問題は解決された。

動作検証のなされた HAPD と読み出し回路をによって建設は開始されたが、HAPD の信号を 2 次元平面上で正しく読み出し、リングイメージを検出した上で飛跡の再構成を行なう手法はまだ開発されておらず、このリングイメージの検出とそれによる飛跡再構成手法の開発が本研究のもう一つの目的であった。まず我々は信号の読み出しのためにオフセットの調節を含めた較正を実施し、ヒット信号を 2 次元上の分布として出力するイベントディスプレイの作成を行なった。その上で、このイベントディスプレイ上のヒット点に対して楕円関数によるフィッティングを行ない、長径および離心率からチェレンコフ角と飛跡の天頂角を再構成することを試みたが、再構成結果は宇宙線試験のセッティングではありえないものとなり、楕円によるフィッティングでは有効な再構成が行えないことが明らかになった。そのため、我々はチェレンコフ光による円錐を仮定し、これを HAPD 表面で切断した時の円錐曲線がイベントディスプレイ上におけるリングイメージとすることで、エアロゲルの位置による放射位置やトリガーシンチレータによる天頂角などの宇宙線試験のセッティングによる制限を、フィッティングパラメータに課すことができるよう解析手法を変更した。新たな手法は確かな成果を挙げ、宇宙線試験で取得された 1366 トリガー分のイベントのうち検出ヒット数が 5 を超えた飛跡再構成が可能な 699 イベントに対し、229 イベントにおいてリング検出と飛跡再構成を行ない、再構成結果は理論的に

予想される宇宙線  $\mu$  粒子と良い一致を見た。

しかしながら検出効率の低さは今後の課題である。特に、フィッティングに失敗したと思われる、再構成されたチェレンコフ角が 12 度を下回るイベントが 150 イベント存在したことは今後の大きな課題である。フィッティングの失敗は主に HAPD のクォーツ窓で発生したチェレンコフ光子であり、リングイメージの中心部に分布するこのヒット情報はフィットから除外するようヒット点の平均値を用いて対策を講じているものの不完全であり、より確実な除外方法を検討中である。

# 謝辞

本修士論文は、筆者が総合研究大学院大学高エネルギー加速器科学研究科素粒子原子核専攻五年一貫性博士課程前期課程において、Belle II ARICH グループで行なった研究をまとめたものである。

本研究を進めるにあたって、多くの方の多大なる助力をいただきました。まず Belle II 実験に参加させていただいて本研究を行なう機会を与えてくださった、主任指導教員の伊藤領介教授、副指導教員の西田昌平准教授に深く感謝致します。伊藤領介教授には Belle II 実験の物理背景およびデータ収集システムについて多くの知識を教授いただき、また総合研究大学院大学の様々な制度利用や B の物理研究会への参加において助言をいただきました。西田昌平准教授には日々の研究にあたって ARICH 検出器の広範な知見と合わせて具体的なご指導ご鞭撻を賜りました。また国内海外の多数の研究会において本研究を発表する機会を下さり、また発表にあたっても様々な助言を頂きました。本研究が完成したのもひとえにお二方の指導の賜物であると考えております。改めて深く感謝致します。また KEK の今野智之博士研究員、Luka Santelj 博士研究員、庄子正剛准技師には本研究において多くの具体的な指導をいただきました。今野智之研究員には宇宙線試験の測定および解析手法の開発において、Luka Santelj 研究員には磁場試験の測定および解析において多大な助力と支援賜り、また丁寧に指導していただきました。庄子正剛准技師には読み出し回路について具体的かつ詳細な指導をいただきました。感謝致します。

Belle II ARICH グループの共同研究者の皆様には研究内容について様々な具体的な指摘、指導をいただきました。KEK の足立一郎准教授、首都大学東京の住吉孝行教授、角野秀一准教授、汲田哲郎助教、新潟大学の遊佐洋右准教授、千葉大学の田畑誠教授にこの場を借りて感謝したいと思います。またスロヴェニア、IJS - Institut "Jozef Stefan" の Belle II ARICH グループの皆様には日々の助言に加えて当地で開催された研究会での発表にあたって多大な助力をいただきました。特に IJS 滞在の支援とともにポスターの添削等、発表におけるご助力をいただきました Samo Korpar 教授と Rok Pestotnik 教授に改めて感謝致します。

ARICH グループの学生仲間として共に研究を行なった方々にも感謝します。東邦大の庵翔太氏、新潟大の片浦隆介氏、小林哲也氏には先輩として様々な技術と知識を指導いただきました。同期である首都大学東京の幡谷航暉氏と米永匡伸氏、新潟大学の小川和也氏とは日々の研究生生活の中で切磋琢磨しながら ARICH 検出器の開発に当たることができました。感謝すると共に今後の活躍を祈らせていただきます。

最後に私の大学院進学にあたって経済的支援をいただき、また日々の生活の精神的な支えともなってくれた両親、妹たちへの感謝の意を述べさせていただき、謝辞とさせていただきます。

## 参考文献

- [1] Ugo Amaldi, Wim de Boer, and Hermann Fürstenau. Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP. *Physics Letters B*, 260(3): 447 – 455, 1991. ISSN 0370-2693. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)91641-8](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(91)91641-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269391916418>.
- [2] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973. doi: 10.1143/PTP.49.652. URL <http://ptp.oxfordjournals.org/content/49/2/652.abstract>.
- [3] Jolanta Brodzicka, Thomas Browder, Paoti Chang, Simon Eidelman, Bostjan Golob, Kiyoshi Hayasaka, Hisaki Hayashii, Toru Iijima, Kenji Inami, Kay Kinoshita, Youngjoon Kwon, Kenkichi Miyabayashi, Gagan Mohanty, Mikihiko Nakao, Hideyuki Nakazawa, Stephen Olsen, Yoshihide Sakai, Christoph Schwanda, Alan Schwartz, Karim Trabelsi, Sadaharu Uehara, Shoji Uno, Yasushi Watanabe, Anze Zupanc, and for the Belle Collaboration. Physics achievements from the Belle experiment. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012(1), 2012. doi: 10.1093/ptep/pts072. URL <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2012/1/04D001.abstract>.
- [4] T. Abe, I. Adachi, K. Adamczyk, S. Ahn, H. Aihara, K. Akai, M. Aloi, L. Andricek, K. Aoki, Y. Arai, and et al. Belle II Technical Design Report. *ArXiv e-prints*, November 2010.
- [5] 高エネルギー加速器研究機構. <https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/superkek.html>.
- [6] J. W. Flanagan and Y. Ohnishi. Letter of Intent for KEK Super B Factory - Accelerator.
- [7] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY. <https://www.belle2.org/>.
- [8] M. Tabata. Recent Progress in the Development of Large Area Silica Aerogel for Use as RICH Radiator in the Belle II Experiment. In *PoS(TIPP2014)*, 2014.
- [9] T. Matsumoto et al. Studies of proximity focusing RICH with an aerogel radiator using flat panel multianode PMTs (Hamamatsu H8500). *Nucl. Instrum. Meth.*, A521:367–377, 2004. doi: 10.1016/j.nima.2003.11.384.
- [10] T. Iijima, S. Korpar, I. Adachi, S. Fratina, T. Fukushima, A. Gorišek, H. Kawai, H. Konishi, Y. Kozakai, P. Krizan, T. Matsumoto, Y. Mazuka, S. Nishida, S. Ogawa, S. Ohtake, R. Pestotnik, S. Saitoh, T. Seki, T. Sumiyoshi, Y. Uchida, Y. Unno, and S. Yamamoto. A novel type of proximity focusing RICH counter with multiple refractive index aerogel radiator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 548:383–390, August 2005. doi: 10.1016/j.nima.2005.05.030.
- [11] Ichiro Adachi. Construction of Silica Aerogel Radiator System for Belle II RICH Counter. In *The 9th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH 2016)*, 2016.

- [12] 椎塚晋. エアロジェル RICH のためのマルチアノード型 HAPD 光検出器の開発研究. Master's thesis, 名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 N 研究室, 2010.
- [13] 小林哲也. Belle II 実験 Aerogel RICH 用読み出し回路の動作および量産試験. Master's thesis, 新潟大学大学院 自然科学研究科 数理物質科学専攻博士前期課程 高エネルギー物理学研究室, 2015.
- [14] Luka Santelj. HAPD magnet test. In *23th B2GM*. KEK, 2016.2.1.
- [15] H. C. Miller. Surface flashover of insulators. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 24(5): 765–786, Oct 1989. ISSN 0018-9367. doi: 10.1109/14.42158.
- [16] Luka Santelj. HAPD magnet test. In *24th B2GM*, 2016.6.20.
- [17] 黒田英諒. Belle II 実験の為に Aerogel RICH 検出器用読み出し電子回路の開発. Master's thesis, 首都大学東京大学院理工学研究科物理学専攻, 2009.
- [18] E.Kuroda. SA02 検証レポート. Technical report, Tokyo Metropolitan University, 2010.
- [19] K.Hataya. Monitor system. In *25th B2GM*, 2016.
- [20] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [21] W.R.Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2nd revised edition, 1994.
- [22] S.Shiizukaa and et al. Study of 144-channel Hybrid Avalanche Photo-Detector for Belle II RICH Counter. In *12th Vienna Conference on Instrumentation - VCI 2010*, 2010.