

シミュレーションを用いた Belle II 実験用  
粒子識別装置  
Aerogel RICH の性能向上の研究

新潟大学大学院 自然科学研究科 数理物質科学専攻  
物理学コース M2  
高エネルギー物理学研究室  
小川 和也

平成 29 年 2 月 9 日

## 概要

現在の素粒子物理学の標準模型では説明できない現象が数多く存在しており、素粒子の振る舞いを示す完全な理論ではないことを意味している。そこで、現在知られている素粒子現象を精密に測定することで、素粒子のより高度な物理の理解を押し進める実験の1つが Belle II 実験である。

Belle II 実験は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で 2017 年開始予定の電子陽電子衝突型加速器実験である。SuperKEKB 加速器を用いて電子と陽電子を加速、衝突させることで生成した  $B - \bar{B}$  中間子対の崩壊を Belle II 測定器で観測する。 $B$  中間子の崩壊には終状態の  $K$  中間子を  $\pi$  中間子と入れ替えた崩壊が多々存在するために (例:  $B \rightarrow K\pi$  と  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $B \rightarrow DK\pi\pi$  と  $B \rightarrow D\pi\pi\pi$ ), Belle II 実験において、 $\pi^\pm$  中間子と  $K^\pm$  中間子の識別は物理現象の精密測定に不可欠なものの1つである。また、 $B$  中間子の崩壊の終状態に表れる粒子の数によって、 $K/\pi$  中間子の持つ運動量も様々である。

そこで、広い運動量領域において高精度な  $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の識別を行う Aerogel Ring Imaging Cherenkov 検出器 (A-RICH) が考案され、開発を我々のグループが行っている。A-RICH は輻射体であるエアロゲルと pixel 型半導体光検出器である Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD) の2つで構成されており、実機は磁場中で使用されるため、磁場中でも動作可能なものを使用している。識別原理は、荷電粒子がエアロゲルを通過する際に放出するチェレンコフ光を HAPD でリングイメージとして検出し、光の放射角を測定することで粒子識別を行うというものである。

本研究の目的は、A-RICH から  $\pi^\pm$  中間子と  $K^\pm$  中間子の識別能力を最大限引き出すことである。A-RICH に HAPD は 420 個使用されるが、HAPD は開発段階の為、生産の歩留まりがあまり良く無く、性能に大きなばらつきが存在する。そこで、まず、量産された HAPD に問題が無いか調査し、個体差を理解した上で、HAPD の性能の個体差を考慮した HAPD の配置の最適化を行い、識別能力を最大限引き出すことを目指す。

最初に、量産された HAPD の個々の性能について調査を行い、各 HAPD のパラメータを測定し、良品の選定を行った。全数調査での測定内容は、暗電流とノイズ量、レーザーを照射した際の照射位置におけるヒット分布と総増幅率、ランプの光を HAPD の有効面積内に照射した際の量子効率の5つである。浜松ホトニクスでもリーク電流値、ノイズ量、総増幅率、量子効率の測定が行われており、双方の測定結果を比較することで、測定結果が信頼できるものか確かめた。

磁場中において HAPD の性能が変化することが先行研究から知られていたため、磁場中での性能を理解し A-RICH の粒子識別能力の向上に活かすために磁場中での測定も担当した。一部の HAPD で、出力信号の中に信号とは関係ない巨大なパルスが出力することが判明した。このパルスの出力頻度は個々の HAPD ごとに大きく異なることが判明したため、実環境で使用した際に問題が無く動作するか調べる為に、全 HAPD のパルスの出力頻度を確認した。

以上のように実際の実験環境における HAPD の性能を理解した上で、HAPD の選び方と並べ方の判断基準を考える為に、シミュレーションを用いて粒子識別能力に最も影響がある HAPD のパラメータについて調査した。測定したパラメータの内、粒子識別能力に直接影響を与える不良 pixel 数と量子効率を変化させシミュレーションを行った結果として、HAPD の量子効率が粒子識別能力に大きく関係していることを明らかにした。

量子効率が粒子識別能力に最も影響を与えるパラメータということから全数調査によって得られた量子効率の分布を元に HAPD の配置パターンを用意し、シミュレーションの結果から識別能力が最も高くなる配置パターンの傾向を決定した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>6</b>
1.1	物理的背景	6
1.1.1	$CP$ 対称性の破れ	6
1.1.2	CKM 行列	6
1.1.3	B ファクトリー実験	7
1.2	Belle II 実験	11
1.2.1	Belle II 実験で目指す物理	11
1.3	SuperKEKB 加速器	14
1.4	Belle II 測定器	14
1.4.1	崩壊点検出器 (VXD)	15
1.4.2	中央飛跡検出器 (CDC)	16
1.4.3	粒子識別装置 (TOP · A-RICH)	17
1.4.4	電磁カロリメータ (ECL)	18
1.4.5	$K_L/\mu$ 検出器 (KLM)	19
1.5	A-RICH 検出器	21
1.5.1	チェレンコフカウンター	21
1.5.2	閾値型チェレンコフカウンター	22
1.5.3	リングイメージ型チェレンコフカウンター (RICH)	22
1.5.4	$K/\pi$ 粒子分離能力	23
1.6	A-RICH への要求仕様と構造	24
1.6.1	エアロゲル	25
1.6.2	HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector)	26
1.6.3	HAPD 読み出しシステム	28
1.7	A-RICH の $K/\pi$ 粒子識別手法	31
1.7.1	1 イベント毎の粒子識別方法	31
1.7.2	$K/\pi$ 中間子識別性能の評価方法	33
1.8	量産 HAPD の性能のばらつき	34
1.9	研究背景・目的	34
<b>第 2 章</b>	<b>実環境における HAPD の性能</b>	<b>36</b>
2.1	量産された HAPD のパラメータ測定	36
2.1.1	リーク電流測定	36
2.1.2	ノイズ量測定	37
2.1.3	2D ヒット分布測定	38
2.1.4	総増幅率の測定	40
2.1.5	QE 測定	41
2.2	磁場中における HAPD の動作	42
2.2.1	磁場中による性能の向上	42

2.2.2	巨大なパルスとパルスによる問題 . . . . .	43
2.2.3	巨大パルスの調査と対策 . . . . .	44
2.2.4	ゲッター再活性化 . . . . .	48
2.2.5	磁場中での全数測定の結果 . . . . .	48
<b>第 3 章</b>	<b>シミュレーションを用いた A-RICH の性能評価</b>	<b>50</b>
3.1	基準となるパラメータの決定 . . . . .	50
3.1.1	ビームテストを再現したシミュレーションのセットアップ . . . . .	50
3.1.2	シミュレーション結果 . . . . .	51
3.2	HAPD の配置パターンごとの $K/\pi$ 中間子識別能力の比較 . . . . .	52
3.2.1	使用したシミュレーション . . . . .	52
3.2.2	QE が異なる HAPD の配置パターン . . . . .	53
3.2.3	結果 . . . . .	53
<b>第 4 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>57</b>



# 目次

1.1 ユニタリ三角形	7
1.2 $B^0, \bar{B}^0$ 系での混合を表す diagram の例	8
1.3 $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$ を表す diagram	8
1.4 Belle 実験での $B$ 中間子対生成と崩壊の概念図	9
1.5 Belle 実験による $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$ での $CP$ 非対称度分布	10
1.6 Belle と BaBar による $b \rightarrow sq\bar{q}$ を含む崩壊モードを用いた $\sin 2\phi_1$ の値と世界平均 [5]	10
1.7 $b \rightarrow s\bar{s}s$ 遷移における loop を含む崩壊の例	11
1.8 $b \rightarrow s\gamma$ での平均値 [5]	12
1.9 $b \rightarrow d\gamma$ での平均値 [5]	12
1.10 $B \rightarrow K\pi$ の diagram [7]	13
1.11 再構成した各 $B \rightarrow K\pi$ モードの信号 [7]	13
1.12 $A_{CP}(K^0\pi^+)$ と $A_{CP}(K^0\pi^0)$ の相関図	14
1.13 SuperKEKB 加速器	15
1.14 Belle II 測定器	15
1.15 VXD の完成イメージ	15
1.16 DEPFET の構造	15
1.17 DSSD の構造	16
1.18 オリガミコンセプト	16
1.19 Belle CDC と Belle II CDC でのワイヤー構成の変化	17
1.20 TOP の全体像	18
1.21 TOP の識別原理	18
1.22 ECL の概略図と 1 モジュールの構造	19
1.23 KLM の設計図	20
1.24 KLM の層構造	20
1.25 シンチレーターストリップ検出器 1 層の構造	20
1.26 シンチレーターストリップ検出器 1 モジュールの構造	21
1.27 チェレンコフ効果	21
1.28 粒子の運動量と輻射体屈折率の関係	22
1.29 RICH 検出器の識別原理	23
1.30 ミラー焦点型 RICH	23
1.31 近接焦点型 RICH	23
1.32 測定データから再構成された Cherenkov 放射角分布	24
1.33 シリカエアロゲルの写真	25
1.34 シリカエアロゲルの構造	25
1.35 マルチレイヤー方式	26
1.36 生産開始当初の HAPD の仕様	27
1.37 光電面から見た HAPD	27
1.38 HAPD の寸法図	29

1.39	HAPD の断面図と APD 内のなだれ増幅の原理	29
1.40	読み出しシステムの流れ	30
1.41	読み出しシステムの流れ	31
1.42	尤度による粒子識別の概略図	32
1.43	$K/\pi$ 中間子による $\ln L_\pi - \ln L_K$ 分布	33
1.44	光電面感度推移	34
2.1	リーク電流測定のセットアップ	36
2.2	各 ASIC のリーク電流値の推移	37
2.3	リーク電流値の時間変化	37
2.4	ノイズ量測定のセットアップ	37
2.5	bias 電圧ごとのノイズ量の測定結果	38
2.6	2D ヒット分布測定のセットアップ	38
2.7	長時間運用におけるヒット数の時間変化	39
2.8	時間依存のノイズ	39
2.9	レーザー照射時の threshold scan 結果	40
2.10	HPK と KEK での総増幅率の測定値の比較	40
2.11	QE 測定のセットアップ	41
2.12	HAPD の光電流読み出しのセットアップ	41
2.13	QE の測定結果	42
2.14	KEK 測定と HPK 測定での QE 測定値の相関	42
2.15	磁場の乱れによる影響と磁場による改善のイメージ	43
2.16	バックスキヤッターリングの影響と磁場による改善のイメージ	43
2.17	HAPD が観測した 1~3 光子信号	44
2.18	磁場中で観測された巨大パルス	44
2.19	巨大パルスの発生頻度測定のセットアップ	44
2.20	測定時間ごとの応答チャンネル数	45
2.21	巨大パルスの bias 電圧依存性	45
2.22	bias 電圧を下げた ASIC の個数と不感時間の割合の関係	45
2.23	flashover のメカニズム	46
2.24	中間電極用ケーブル	46
2.25	HV 分配用基板の回路図と写真	46
2.26	磁場ごとの不感時間の割合	47
2.27	保護回路の回路図と写真	47
2.28	保護回路による波高の低下	47
2.29	ゲッターの写真	48
2.30	磁場中での全数測定結果	49
3.1	プロトタイプ A-RICH の写真	51
3.2	HAPD ソケットの設計図	51
3.3	ビームテストのセットアップの概略図	51
3.4	ビームテストのシミュレーションにおけるセットアップの概略図	51
3.5	不良チャンネル数と $K/\pi$ 粒子分離能力の相関図	52
3.6	エンドキャップ部に飛来する $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ からの $K$ と $\pi$ の運動量	52
3.7	使用に問題ない HAPD の QE 分布図	53
3.8	HAPD の配置パターンごとの $K$ efficiency と $\pi$ fake rate の関係	54

3.9 エンドキャップ部に飛来する  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  からの  $K$  と  $\pi$  のビーム軸からの角度 . 54

# 第1章 序論

この論文の導入として、B ファクトリー実験の物理的背景と Belle II 実験の概要について述べる。

## 1.1 物理的背景

素粒子物理学とは、物質を構成する要素の最小単位である素粒子と素粒子間に働く力との法則を研究する学問である。2013 年にノーベル物理学賞を受賞したヒッグス粒子の発見により、現在の素粒子物理学の標準模型で予想された粒子は全て発見された。しかし、標準模型では説明できない現象が数多く残されており、標準模型が素粒子の振る舞いを示す完全な理論ではないことを意味している。そこで、現在知られている物理現象を大きな統計量を用いて精密に測定することで、素粒子物理学における完全な理論の完成を目指している実験手法の 1 つが B ファクトリー実験であり、その実験手法を用いる実験の 1 つが Belle II 実験である。

### 1.1.1 CP 対称性の破れ

1964 年に J.W.Cronin と V.L.Fitch らによって行われた中性  $K$  中間子の崩壊過程を調べる実験で  $CP$  対称性の破れが世界で初めて観測された [1]。中性  $K$  中間子  $K^0$  には、 $K_L^0$  と  $K_S^0$  が存在する。 $CP$  対称性によって、 $K_L^0$  は  $CP$  固有値が  $-1$  の  $3\pi$  系に、 $K_S^0$  は  $CP$  固有値が  $+1$  の  $2\pi$  系にのみ崩壊すると考えられていた。彼らの実験によって、 $K_L^0$  のうち約  $0.3\%$  が  $2\pi$  系に崩壊する事が観測され、 $CP$  対称性が破れている事が発見された。これにより  $CP$  対称性の破れを説明する為に多くの模型が提案された。1973 年に小林誠と益川敏英によって提唱された小林・益川模型 [3] は、クォークが 3 世代 6 種類以上存在すれば  $CP$  対称性の破れを理論的に説明できる模型であり、観測結果とは矛盾せず模型の範囲内で説明できたため、有力な候補であると考えられた。

### 1.1.2 CKM 行列

クォークの世代数が 3 世代であると仮定して、弱い相互作用を通してフレーバーが変化する場合、クォークの  $CP$  固有状態と質量固有状態の変換行列は、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

と表される。ここで  $d', s', b'$  は  $CP$  固有状態の、 $d, s, b$  は質量固有状態のダウNTタイプクォークを表す。この  $3 \times 3$  の変換行列を Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列と呼び  $V_{CKM}$  と表すこととする。小林・益川模型によると、この中に複素位相が 1 つ以上含まれているとき  $CP$  対称性が破れる [3]。CKM 行列はユニタリ行列であるので、以下のような式が成立する。

$$V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

単位行列の成分ごとで考えると, 非対角成分から,

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3)$$

以上のような右辺が 0 の恒等式が成り立つ。中間子の種類によって調べられる恒等式が異なる。CKM 行列要素は複素数であるので, 左辺 3 つの項  $VV^*$  それぞれを複素平面上にベクトルとして書くことが出来, 和が 0 であるので図 1.1 のような三角形を書くことが出来る。これをユニタリ三角形と呼ぶ。式 (1.3) についてのユニタリ三角形の内角を CKM 行列の各要素で表すと,

$$\varphi_1 = \pi - \arg\left(\frac{-V_{tb}^*V_{td}}{V_{cb}^*V_{cd}}\right), \varphi_2 = \arg\left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{-V_{ub}^*V_{ud}}\right), \varphi_3 = \arg\left(\frac{V_{ub}^*V_{ud}}{-V_{cb}^*V_{cd}}\right)$$

となる。ユニタリ三角形の各辺の長さや角度の大きさを精密に測定する事で  $CP$  対称性の破れの大きさを独立に検証することが出来る。標準模型を超える新しい物理が  $CP$  対称性の破れに寄与している場合, CKM 行列の要素に現れるので式 (1.3) が成立しなくなり, ユニタリ三角形が閉じない。この確認の為に精密な行列要素の測定が必要である。図 1.1 のユニタリ三角形の角度, 辺を決定するのに使用されるモードを表 1.1 に示す。これらは  $B$  中間子の測定で得られる物理量から求めることが出来る。

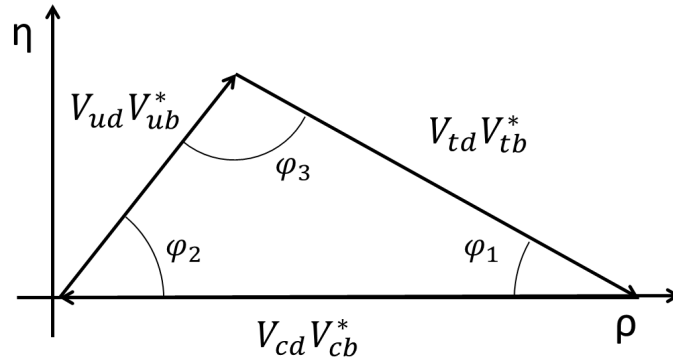


図 1.1: ユニタリ三角形

表 1.1: ユニタリ三角形の角度, 辺の観測に用いられる崩壊モード

$V_{cd}V_{cb}^*$	$ V_{cd}  : \text{known},  V_{cb}  : B \rightarrow X_c l \nu$
$V_{ud}V_{ub}^*$	$ V_{ud}  : \text{known},  V_{ub}  : b \rightarrow ul \nu$
$V_{td}V_{tb}^*$	$B^0 \bar{B}^0$ mixing の周波数 $\Delta m_d$
$\phi_1$	$B \rightarrow J/\psi K^{0(*)}, D^{(*)} h^0$
$\phi_2$	$B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$
$\phi_3$	$B \rightarrow DK$
$(h^0 = \pi^0, \eta, \omega)$	

### 1.1.3 B ファクトリー実験

標準模型により,  $b$  クォークに関する式 (1.1) での行列要素 ( $V_{tb}$ ) が比較的大きな値になることが予想されていた為,  $b$  クォークを含む  $B$  中間子系の方が  $K$  中間子系における  $CP$  対称性よりも大

きく破れていることが期待された。 $B$  中間子の崩壊事象の観測で最も感度良く調べられるものは、 $V_{tb}$  を含んでいる式 (1.3) のユニタリ三角形 (図 1.1) である。

$B$  中間子は box diagram により、 $B^0 - \bar{B}^0$  の混合状態で表わされる (図 1.2)。これにより  $B^0$  から直接  $CP$  固有状態のモードに崩壊することも、 $B^0$  から  $\bar{B}^0$  に遷移してから同じ  $CP$  固有状態のモードに崩壊することも出来る (図 1.3)。これは  $\bar{B}^0$  の場合でも同じことが起こる。 $B^0$  で  $CP$  非対称を観測するという事は、最初の親粒子が  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の場合で崩壊頻度に差が生じるかを検証することになる。 $B^0 - \bar{B}^0$  の混合による時間依存の  $CP$  対称性の破れ場合、崩壊の時間分布の差として表れる。そのため、親粒子が  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  かを同定することができれば、それぞれの崩壊時間を比較することで時間依存の  $CP$  対称性の破れを検証することができる。

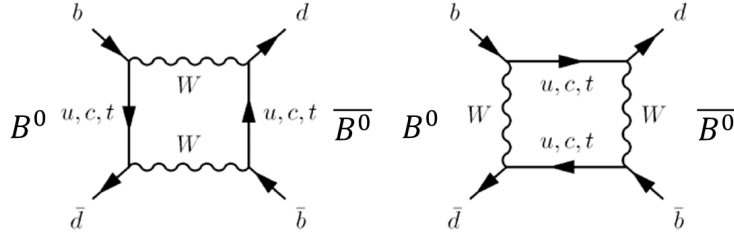


図 1.2:  $B^0, \bar{B}^0$  系での混合を表す diagram の例

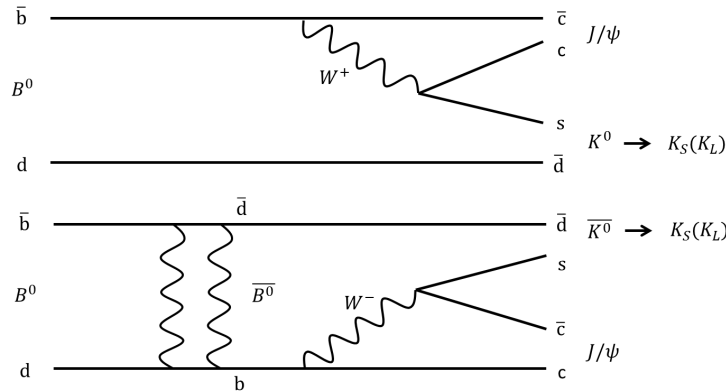


図 1.3:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  を表す。 $B^0$  から  $\bar{B}^0$  に遷移してから  $J/\psi K^0$  に崩壊する現象も発生する。

実験的に  $CP$  固有状態に崩壊する親粒子を同定する方法として、「量子もつれ」を利用する。量子力学において、同時に生成された  $B$  中間子対はある時刻で一方の  $B$  中間子を同定できた場合、もう一方は必ず反  $B$  中間子となるというものである。これにより、 $CP$  固有状態に崩壊する  $B$  中間子の終状態を  $CP$  side、もう一方の  $B$  中間子の終状態を tag side とする場合、tag side が  $CP$  固有状態でなければ、測定可能な量子数から始状態を判断できるため、 $CP$  side の親粒子が自ずと確定する。これをフレーバータギングという。

$K_S$  と  $K_L^0$  の寿命がそれぞれ  $\sim 10^{-10}$  s と  $\sim 5 \times 10^{-8}$  s と 500 倍程度も異なるため正確に識別でき、それぞれの崩壊頻度の違いによる直接的  $CP$  対称性の破れを観測することが出来た。しかし、 $B$  中間子の寿命は  $\sim 10^{-12}$  s と短く、静止系で生成された  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の寿命差を正確に測定する事が困難であった [4]。そこで、図 1.4 のように非対称エネルギー衝突を使用し異なる運動量で衝突させ、崩壊時間を相対論的に引き延ばすことで、寿命差を測定する手法が考案された。また  $B$  中間子を大量に生成し統計誤差を少なくするため、高いルミノシティで非対称エネルギーな加速器を使用する。この様な加速器実験を  $B$  ファクトリーと呼ぶ。 $B$  中間子は電子陽電子の対消滅で生じる  $\Upsilon(4S) = (b\bar{b})$  というボトムonium共鳴状態が  $B^0\bar{B}^0$  対を生成する事を利用して作られる。 $\Upsilon(4S)$

の質量は  $m \sim 10.58 \text{ GeV}/c^2$  である為、B ファクトリーでは重心系で  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  と等しくなるようにビームの運動量が調整される。

B ファクトリーの1つである Belle 実験での  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  のモードを用いた  $\phi_1$  の求め方を例として示す。Belle 実験では、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  のモードを用いた崩壊時間差での CP 非対称度分布から  $\phi_1$  は求められている。

CP 非対称度  $A_f$  は崩壊確率  $\Gamma$  を用いて以下の式のように表せられる。

$$A_f \equiv \frac{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow \bar{f}} - \Gamma_{B \rightarrow f}}{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow \bar{f}} + \Gamma_{B \rightarrow f}}$$

CP 固有状態の終状態  $f$  への崩壊する  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の振幅を  $\Gamma_{B^0}, \Gamma_{\bar{B}^0}$  とすると以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow f}(\Delta t) &= \frac{e^{-|\Delta t|/\tau(B^0)}}{4\tau(B^0)} \left[ 1 + \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(\Delta m \Delta t) - \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \cos(\Delta m \Delta t) \right] \\ \Gamma_{B^0 \rightarrow f}(\Delta t) &= \frac{e^{-|\Delta t|/\tau(B^0)}}{4\tau(B^0)} \left[ 1 - \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(\Delta m \Delta t) - \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \cos(\Delta m \Delta t) \right] \end{aligned}$$

$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}$  は  $B^0 - \bar{B}^0$  混合状態に影響する。 $p, q$  は  $B$  中間子系の CP 固有状態  $B_1, B_2$  を  $B^0, \bar{B}^0$  の質量固有状態で表すと  $|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, |B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle$  となり、 $|p|^2 + |q|^2 = 1$  を満たす係数である。 $\tau$  は  $B$  中間子の寿命。 $\Delta_m$  は質量差、 $\Delta t$  は崩壊時間差である。これにより、tag side との崩壊時間差  $\Delta t$  に依存する CP 非対称度  $A_f$  は

$$A_f(\Delta t) = \frac{\Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}} - \Gamma_{B^0 \rightarrow f}}{\Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}} + \Gamma_{B^0 \rightarrow f}} = S_f \sin(\Delta m \Delta t) - C_f \cos(\Delta m \Delta t) \quad (1.4)$$

$S_f = \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}$  は混合によって誘起された CP 対称性の破れによる係数であり、 $C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}$  は直接的 CP 対称性の破れによる係数である。

$B^0 - \bar{B}^0$  混合によって CP 対称性が破れている場合、 $|\lambda_f| = 1$  で  $C_f = 0$  となり、 $S_f \approx -\eta_{CP} \sin(2\phi_1)$  となる。 $\eta_{CP}$  は  $f$  の固有値であり、例えば  $f = J/\psi K_S^0$  の時  $-1$ 、 $f = J/\psi K_S^0$  の時  $+1$  である。このようにして、 $\Delta t$  依存の CP 非対称度分布から  $\phi_1$  を求めることができる。Belle 実験による  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  での CP 非対称度分布を図 1.5 に示す。図 1.6 は Belle と BaBar による  $b \rightarrow sq\bar{q}$  を含む崩壊モードを用いた  $\sin 2\phi_1$  の値と世界平均である。[5]

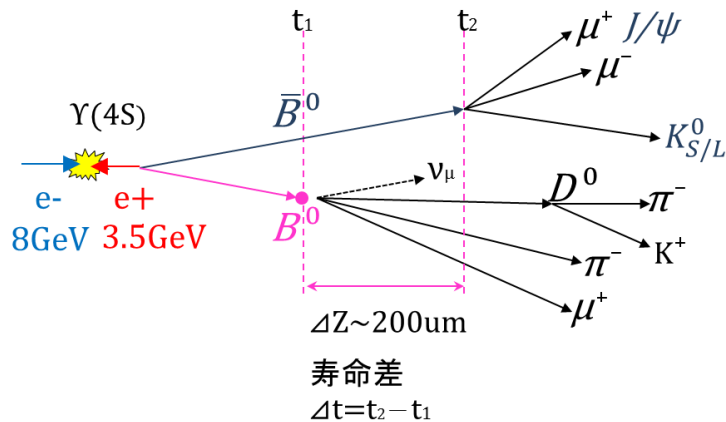


図 1.4: Belle 実験での  $B$  中間子対生成と崩壊の概念図。 $B^0$  の崩壊した時刻  $t_1$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊した時刻  $t_2$  の差  $\Delta t$  を求め、CP 対称性の破れを検証する

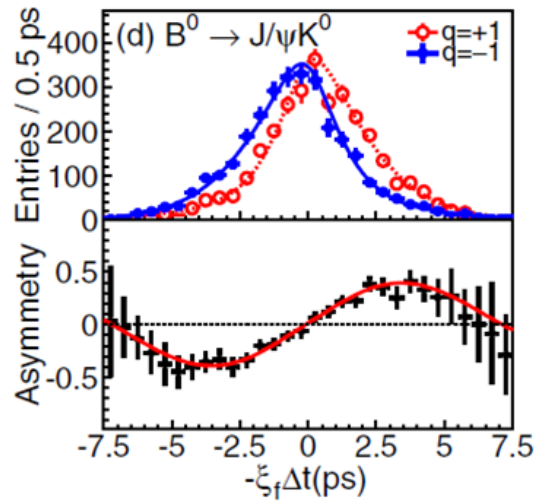


図 1.5:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  における崩壊時間  $\Delta t$  の分布 (上) と,  $CP$  非対称度の分布 (下)。下のプロットから式 (1.4) より  $\sin 2\phi_1$  が求められる。

$$\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}}) \quad \text{HFAG Summer 2016}$$

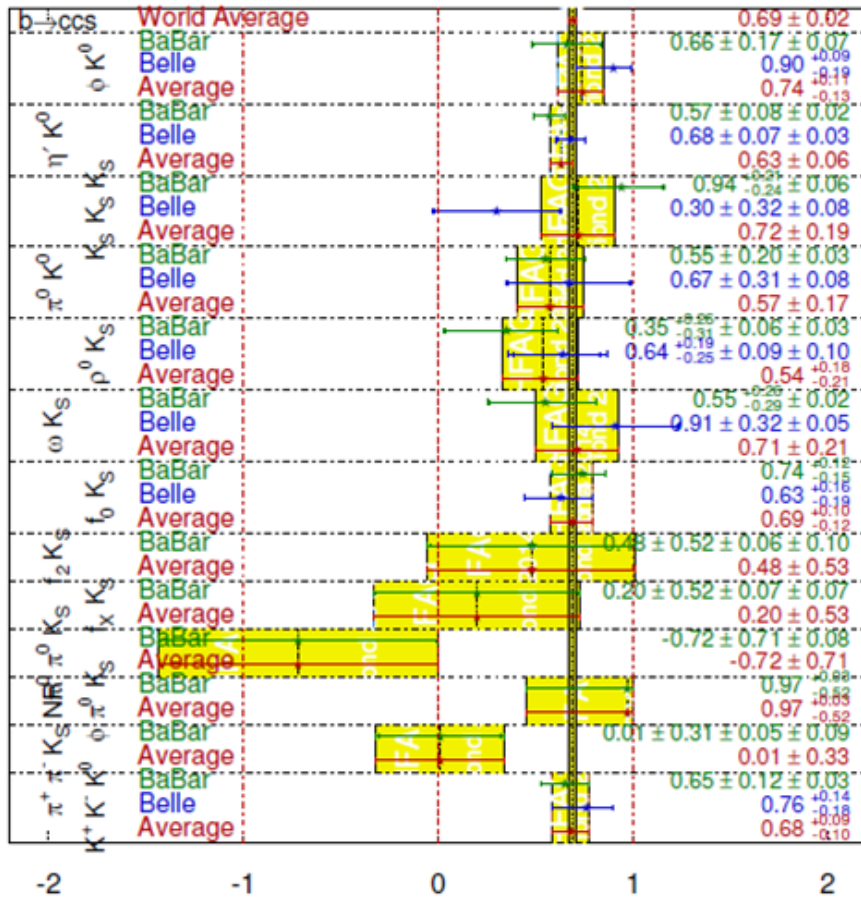


図 1.6: Belle と BaBar による  $b \rightarrow sq\bar{q}$  を含む崩壊モードを用いた  $\sin 2\phi_1$  の値と世界平均 [5]



## 1.2 Belle II 実験

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、電子陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 SuperKEKB と Belle II 測定器を用いて行われる、Belle II 実験と呼ばれる高エネルギー加速器実験に我々は参加している。

Belle II 実験の前身である Belle 実験は、Belle 測定器と KEKB 加速器を用いて Cabbio・小林・益川氏が提唱した CKM 行列の行列要素の決定、及び  $CP$  対称性の破れの起源を明らかにすることを目的としていた。1990 年から 2010 年まで運転し、運転を停止するまでに約 8 億個の  $B, \bar{B}$  中間子対のデータを蓄積し、 $CP$  対称性の破れを観測することが出来た。

Belle 実験では統計量が足りず統計誤差に埋もれてしまい調べることが困難であった物理現象の探索を行う為に、Belle II 実験が計画された。Belle II 実験では稀崩壊事象の精密な測定が重要となるので、より高統計量で高精度な測定データを得る為に、Belle 実験で使用された加速器と検出器のアップグレードが要求されている。

### 1.2.1 Belle II 実験で目指す物理

Belle II 実験では、Belle 実験の約 50 倍もの統計量を目指しており、Belle 実験では統計誤差が大きくて検証することが出来なかった物理法則を検証することが出来ると期待されている。

以下に Belle II 実験において観測が期待される物理現象を説明する。

#### 時間依存する $CP$ 非対称度への寄与

$B - \bar{B}$  混合による時間依存する  $CP$  非対称度を表すパラメータの測定値と標準理論の予想値とのずれを見ることで、新物理の間接的探索を行うことが出来る。例えば図のように超対称性粒子が  $b \rightarrow s\bar{s}s$  の loop 中に現れると  $CP$  非対称度の時間依存性が変化し、標準理論の予想値とズレが生じるため、新物理の寄与を調べることが出来る。時間依存の  $CP$  対称性の破れに新物理が関与する場合は penguin diagram として入るため loop を含む  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$  などが有効である。これらの崩壊の  $CP$  非対称度は標準模型からの計算値が  $\sin 2\phi_{1SM} = 0.679 \pm 0.020$  であるのに対して、Belle 実験での測定値はそれぞれ以下の値になる [5]。

$$\begin{aligned} \sin 2\phi_1 &= 0.68 \pm 0.07 \pm 0.03 (B^0 \rightarrow \phi K_S^0) \\ \sin 2\phi_1 &= 0.90 + 0.00 - 0.19 (B^0 \rightarrow \eta' K_S^0) \\ \sin 2\phi_1 &= 0.30 + 0.32 - 0.08 (B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0) \end{aligned}$$

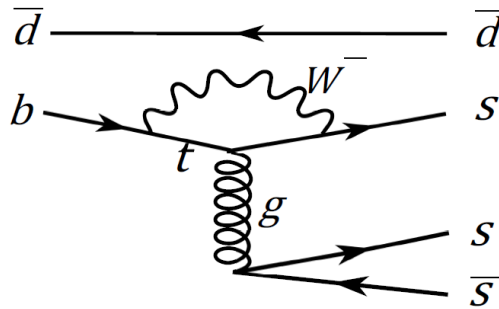


図 1.7:  $b \rightarrow s\bar{s}s$  遷移における loop を含む崩壊の例

## $B \rightarrow X_{s/d}\gamma$ の物理

$b \rightarrow s\gamma$ ,  $b \rightarrow d\gamma$  遷移は, 標準模型の範囲内では loop を含んでいるフレーバー変換する中性カレント崩壊 (FCNC) で観測される。新物理で予想されている超対称性粒子はこの loop の中に現れる可能性があるので, この遷移を含むモードに関する崩壊分岐比や非対称度に標準模型の予想値とズレが存在するのか調べられており (図 1.8,1.9), Belle II 実験によって更に精度良く調べられると期待されている。

この崩壊の一例として,  $B \rightarrow \rho\gamma$ ,  $B \rightarrow K^*\gamma$  が挙げられるが, これらの崩壊の終状態として, 複数の  $K/\pi$  中間子に崩壊するので, 誤識別率による背景事象を減らすために精度の良い  $K/\pi$  識別能力が求められる。

Experiment	$N(B\bar{B})$	$S_{CP}(b \rightarrow s\gamma)$	$C_{CP}(b \rightarrow s\gamma)$	Correlation
$K^*(892)\gamma$				
BABAR [388]	467M	$-0.03 \pm 0.29 \pm 0.03$	$-0.14 \pm 0.16 \pm 0.03$	0.05
Belle [389]	535M	$-0.32^{+0.36}_{-0.33} \pm 0.05$	$0.20 \pm 0.24 \pm 0.05$	0.08
<b>Average</b>		$-0.16 \pm 0.22$	$-0.04 \pm 0.14$	0.06
Confidence level 0.40 (0.9 $\sigma$ )				
$K_s^0\pi^0\gamma$ (including $K^*(892)\gamma$ )				
BABAR [388]	467M	$-0.17 \pm 0.26 \pm 0.03$	$-0.19 \pm 0.14 \pm 0.03$	0.04
Belle [389]	535M	$-0.10 \pm 0.31 \pm 0.07$	$0.20 \pm 0.20 \pm 0.06$	0.08
<b>Average</b>		$-0.15 \pm 0.20$	$-0.07 \pm 0.12$	0.05
Confidence level 0.30 (1.0 $\sigma$ )				
$K_s^0\eta\gamma$				
BABAR [390]	465M	$-0.18^{+0.49}_{-0.46} \pm 0.12$	$-0.32^{+0.40}_{-0.39} \pm 0.07$	-0.17
$K_s^0\rho^0\gamma$				
BABAR [386]	471M	$-0.18 \pm 0.32^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.39 \pm 0.20^{+0.03}_{-0.02}$	-0.09
Belle [387]	657M	$0.11 \pm 0.33^{+0.05}_{-0.09}$	$-0.05 \pm 0.18 \pm 0.06$	0.04
<b>Average</b>		$-0.06 \pm 0.23$	$-0.22 \pm 0.14$	-0.02
Confidence level 0.38 (0.9 $\sigma$ )				
Belle [391]	772M	$0.74^{+0.72}_{-1.05}^{+0.10}_{-0.24}$	$-0.35 \pm 0.58^{+0.10}_{-0.23}$	-

図 1.8:  $b \rightarrow s\gamma$  での平均値 [5]。  $S_{CP}$ ,  $C_{CP}$  は式 (1.4) の  $S_f$ ,  $C_f$  である。

Experiment	$N(B\bar{B})$	$S_{CP}$	$C_{CP}$	Correlation
Belle [393]	657M	$-0.83 \pm 0.65 \pm 0.18$	$0.44 \pm 0.49 \pm 0.14$	-0.08

図 1.9:  $b \rightarrow d\gamma$  での平均値 [5]。  $S_{CP}$ ,  $C_{CP}$  は式 (1.4) の  $S_f$ ,  $C_f$  である。

## $B \rightarrow K\pi$ での物理

チャームを含まない  $B$  中間子の 2 体崩壊である  $B \rightarrow K\pi$  は  $CP$  対称性の破れにアノマリーがあるように見える過程の 1 つである [7]。

$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ,  $B^0 \rightarrow K^0\pi^0$ ,  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$ ,  $B^+ \rightarrow K^0\pi^+$  は図 1.10 のような diagram で表すことができ, クォークレベルでは同じ反応であるため,  $CP$  非対称度が同じになると考えられていた。

Belle 実験での測定結果で各  $B \rightarrow K\pi$  崩壊で得られた,  $\Upsilon(4S)$  の重心系で計算したビームのエネルギー  $E_{beam}$  と  $B$  中間子の運動量  $p_B$  による  $M_{bc}$  ( $= \sqrt{E_{beam}^2 - p_B^2}$ ) の分布を図 1.11 に示す。これは初めての  $B$  中間子系での直接的  $CP$  対称性の破れの発見である [7]。また, 以下のように  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ,  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  で  $CP$  非対称性にズレが存在するように見えている [8]。

$$\begin{aligned}
A_{CP}(K^+\pi^-) &= -0.069 \pm 0.014 \pm 0.007 \\
A_{CP}(K^+\pi^0) &= +0.043 \pm 0.024 \pm 0.007 \\
\Delta A_{CP} &= A_{CP}(K^+\pi^0) - A_{CP}(K^+\pi^-) \\
&= 0.112 \pm 0.027 \pm 0.007 \quad (5.6\sigma)
\end{aligned}$$

この  $\Delta A_{CP}$  を検証する方法として, isospin sum rule がある [9]。4 つの  $B \rightarrow K\pi$  モードの崩壊分岐比および  $A_{CP}$  を用いて以下の isospin の違いを吸収するような sum rule が成立するかを検証する方法である。

$$A_{CP}(K^+\pi^-) + A_{CP}(K^0\pi^+) \frac{\Gamma(K^0\pi^+) \tau_0}{\Gamma(K^+\pi^-) \tau_+} - A_{CP}(K^+\pi^0) \frac{2\Gamma(K^+\pi^0) \tau_0}{\Gamma(K^+\pi^-) \tau_+} - A_{CP}(K^0\pi^0) \frac{2\Gamma(K^0\pi^0)}{\Gamma(K^+\pi^-)} = 0 \quad (1.5)$$

Belle 実験での測定値を入れると,  $-0.270 \pm 0.132 \pm 0.060$  ( $1.9\sigma$ ) となり,  $A_{CP}(K^0\pi^+)$  と  $A_{CP}(K^0\pi^0)$  の相関を図 1.12 の左図として表せられる。Belle II 実験で  $50\text{ab}^{-1}$  得られるとすると図 1.12 の右図のような結果が得られると想定されている [11]。そのため, 生成される  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の高精度な識別が検証結果に大きくかかわっている。

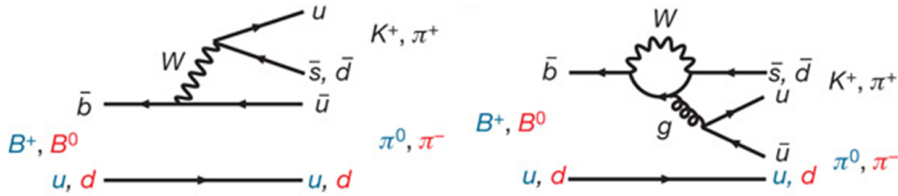


図 1.10:  $B \rightarrow K\pi$  の diagram [7]

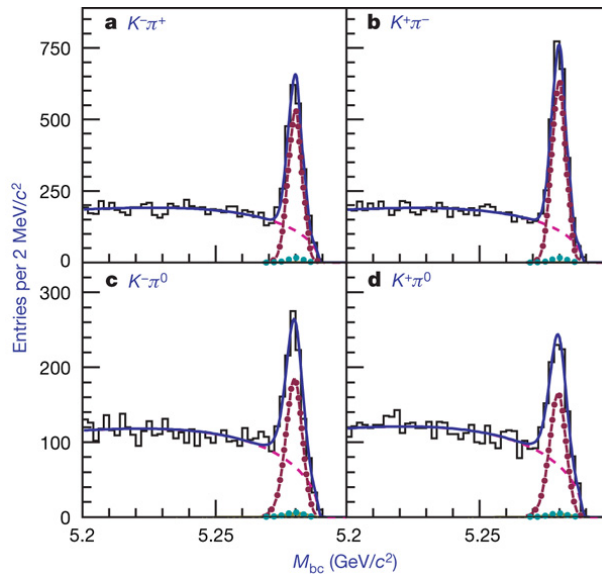


図 1.11: 各  $B \rightarrow K\pi$  崩壊による  $\Upsilon(4S)$  の重心系で計算したビームのエネルギー  $E_{beam}$  と  $B$  中間子の運動量  $p_B$  から得られた  $M_{bc}$  ( $= \sqrt{E_{beam}^2 - p_B^2}$ ) の分布。 [7]

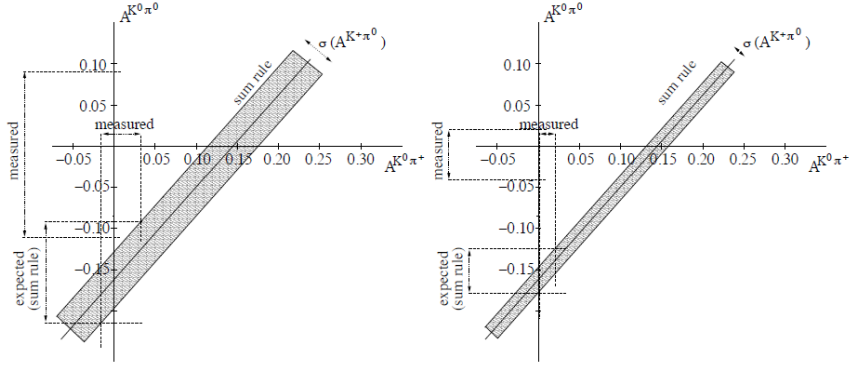


図 1.12: (左) Belle 実験の測定結果による  $A_{CP}(K^0\pi^+)$  と  $A_{CP}(K^0\pi^0)$  の相関図。(右) Belle II 実験で  $50\text{ab}^{-1}$  を仮定した場合に得られる相関図の予想。

### 1.3 SuperKEKB 加速器

Belle 実験で使用されていた KEKB 加速器 [6] は、地下 11 m に掘られた周長約 3 km のトンネルの中に設置された電子蓄積リング High Energy Ring (HER) と陽電子蓄積リング Low Energy Ring (LER) の 2 つのリングを用いた。HER で電子を  $8\text{ GeV}/c$ 、LER で陽電子を  $3.5\text{ GeV}/c$  まで加速させ、1 点で衝突させる非対称エネルギー衝突型加速器であった。電子と陽電子の運動量は重心エネルギーが  $\Upsilon(4S)$  の質量 ( $10.58\text{ GeV}$ ) になるように設定されており、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  の崩壊によって  $B$  中間子対を生成していた。電子と陽電子の運動量を非対称にしているのは、生成された  $B$  中間子に運動量を持たせることで相対論的に寿命が延び、崩壊するまでの飛距離を延ばす為である。また衝突地点にクラブ空洞を用いて電子のパンチと陽電子のパンチを有限交差角で衝突させることで  $2.11 \times 10^{34}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$  という高いルミノシティが得られていた。

Belle II 実験で使用される SuperKEKB 加速器 (図 1.13) では、KEKB 加速器を設置していたトンネル内に設置した。KEKB 加速器とは異なり、電子を  $7\text{ GeV}/c$ 、陽電子を  $4\text{ GeV}/c$  まで加速させる。KEKB 加速器よりルミノシティを増加する為に、SuperKEKB 加速器はナノビーム・スキーム手法 [10] という、 $83\text{ mrad}$  ( $4.8^\circ$ ) という大きな交差角をつけて、衝突点でビームを絞る方法を採用した。更にビームのパンチを KEKB 加速器の幅約  $110\ \mu\text{m}$ 、厚さ約  $1\ \mu\text{m}$  から幅約  $10\ \mu\text{m}$ 、厚さ約  $60\text{ nm}$  に変更し、ビーム電流を KEKB 加速器の 2 倍に増加させることで、KEKB 加速器の 40 倍である  $8.0 \times 10^{35}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$  ルミノシティを目指している。

### 1.4 Belle II 測定器

Belle II 測定器 (図 1.14) はルミノシティの増加と識別能力の向上により、検出器の高精細化、粒子識別能力の強化、読み出し回路の高性能化、放射線耐性の強化等が必要となる為、全ての内部の検出器を入れ替えた。Belle II 測定器は目的の異なる複数の検出器から構成されている検出器である。検出器の中心部から順に外側に向かって崩壊点検出器 (VXD)、中央飛跡検出器 (CDC)、粒子識別装置 (TOP・A-RICH)、電磁カロリメータ (ECL)、 $K_L \cdot \mu$  粒子検出器 (KLM) となっている。ソレノイド型超伝導磁石やリターンヨークなどの大きな構造体は Belle 測定器のものを再利用している。次に Belle II 測定器の各検出器について簡単に記す。詳細については資料 [11] を参照してほしい。

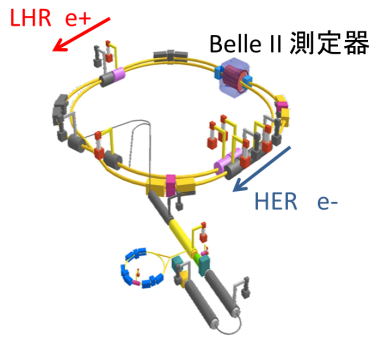


図 1.13: SuperKEKB 加速器

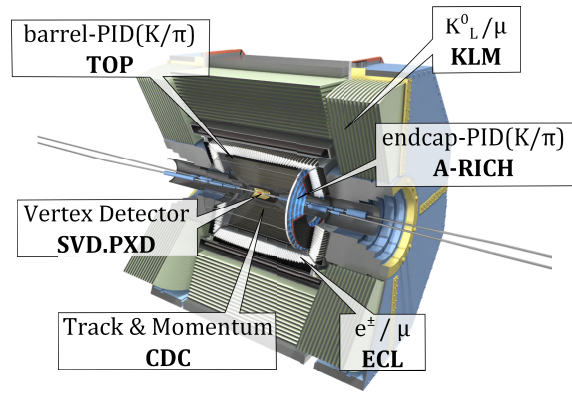


図 1.14: Belle II 測定器

### 1.4.1 崩壊点検出器 (VXD)

Belle II 測定器の最内層に設置される崩壊点検出器 (VXD) は PXD (Pixel Detector) と SVD (Silicon Vertex Detector) で構成されている (図 1.15)。PXD と SVD の主な目的は、高精度で崩壊点位置を決定することであり、PXD では Depleted P-channel Field Effect Transistor (DEPFET) と呼ばれるピクセル型半導体素子を使用し (図 1.16), SVD は複数の Double-sided Silicon Strip Detectors (DSSD) と呼ばれるストリップ型半導体センサーで構成される (図 1.17)。DSSD は n 型半導体 (バルク) を中央に p 型半導体のストリップと n 型半導体のストリップで挟み込むように配置されている。これにより DSSD は 2 次元の位置情報を得ることができる。DEPFET 又は DSSD を複数個つなげたものをラダーと呼び、ビーム軸と平行にラダーを複数配置する。

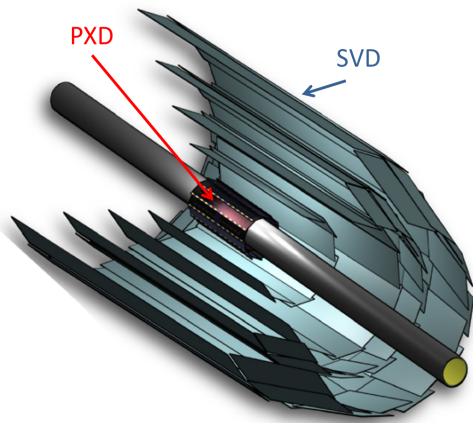


図 1.15: VXD の完成イメージ

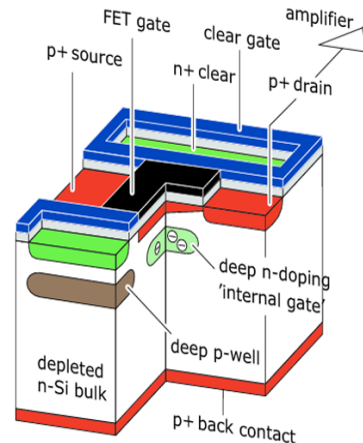


図 1.16: DEPFET の構造

$B$  中間子の崩壊点に関する精密な情報は  $CP$  非対称度の測定する上で不可欠である。そこで、Belle 実験では SVD のみで構成されていたが、Belle II 実験ではビームパイプが細くなることで空いた空間に PXD を 2 層設置する。Belle SVD の各ラダーの衝突点からの距離は Belle II SVD の各ラダーの衝突点からの距離と比較して外側に拡張するような配置にする。これによりラダー間の距離が広がることで崩壊点位置分解能が上昇した。ただし有効検出角は Belle 実験の時と同等な  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  であるためにラダーを大型化する必要があったが、Belle II SVD 検出器ではラダーにスラント (斜め) 構造を採用することで大型化を抑えている。しかし、フロントエンドチップをラダーの両端に設置した場合、ラダーの全長が長くなっている為、ラダー中央部にある DSSD への配線が長くなり、容量性のノイズが大きくなることから、信号とノイズの比である SNR (signal



to noise ratio) が悪化し位置分解能が低下してしまう。その対策として、フロントエンドチップを DSSD の直上に配置することで配線の長さを最小限に抑えるオリガミコンセプトを採用した (図 1.18)。

PXD は、ピクセル型である為、ストリップ型である SVD では占有率が高くなってしまい測定出来なくなるような衝突点に非常に近い位置でも測定できるという特徴がある。しかし、構造上読み出すチャンネル数が多い為、蓄積するデータ容量も多くなり、PXD が取得する全データを蓄積することは現実的に不可能である。そこで、SVD が取得した飛跡情報を使用して PXD の取得データを選別することで、蓄積するデータ量を減らしている。

このように Belle II 実験の VXD では SVD と PXD が連携し合っており、約  $20\mu\text{m}$  の精度で崩壊点を検出できる予定である。

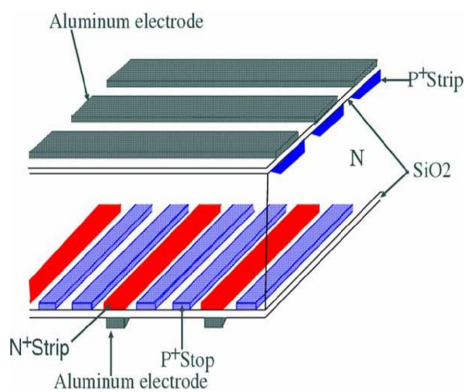


図 1.17: DSSD の構造

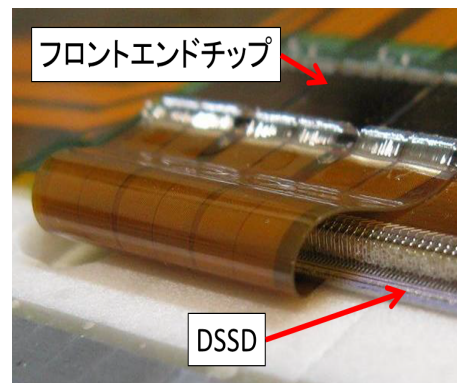


図 1.18: オリガミコンセプト。DSSD とフロントエンドチップを柔軟性のあるフレックス基盤を折り曲げて直接つなぐ

#### 1.4.2 中央飛跡検出器 (CDC)

Belle II 測定器の中央飛跡検出器 (CDC) は、ヘリウム 50% : エタン 50% の混合ガスで満たされた半径 1.1 m の円筒型ドリフトチェンバーである。CDC は多数のワイヤーを有しており、チェンバー内の電場を作るフィールドワイヤーと電子なだれを用いて電子を増幅し検出するセンスワイヤーの 2 種類のワイヤーを使用する。センスワイヤー 1 本をフィールドワイヤー 8 本が囲う様に配置することで 1 つのセルとして扱われ、大量のセルを並べて配置される。検出原理は、荷電粒子がガス中を通過する際、ガスの分子中の電子とクーロン相互作用し、連続的に分子を電離することでエネルギーを損失し減速する。電離によって発生した電子と陽イオンはフィールドワイヤーによる電場によって、電子は最寄りのセル内のセンスワイヤーに陽イオンはフィールドワイヤーに向かってドリフトする。センスワイヤー近傍で電場が強くなるため、ドリフトして来た電子が加速され電子なだれを引き起こし、電子の数を増幅して検出するというものである。

Belle II で用いる CDC の有効検出角は  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  であり、CD 主な役割は 3 つある。1 つ目は他の検出器から得られた粒子の通過時刻とセンスワイヤーのパルスの立ち上がりとの時間差を測定することで、電離した地点とセンスワイヤーとの距離を求め、粒子の飛跡を再構成すること。更に再構成の結果を基に、Belle II 測定器内のソレノイド磁石から発生した磁場によるローレンツ力から粒子の運動量を正確に測定する事である。2 つ目はガス中でのエネルギー損失を調べる事で粒子識別を行う事である。粒子の持つ運動量が小さい場合、その粒子は CDC の外側に設置されている粒子識別装置まで到達出来ない事がある。その場合、CDC 単体で粒子識別を行う。3 つ目は荷電粒子を伴う事象に対して他の検出器で用いるトリガーとして機能する事である。

Belle II で用いる CDC は、SVD の大型化と外側の粒子識別装置の薄型化により、内径も外径も Belle 実験の時より大きくなっている。(図 1.19) また、本実験の CDC は Belle 実験よりも全レイヤー数とワイヤーの総数を増やし、ビーム軸に平行なレイヤーとビーム軸に対してステレオ角を持つレイヤーを交互に配置したスーパーレイヤーを 9 層有している。各スーパーレイヤーは 6 層のレイヤーを持っているが、最内層のみ 8 層のレイヤーを持っている。また、最内層のスーパーレイヤーには Belle II 実験で新しく使用するスモールセルと呼ばれる小さいセルが用いられる。これは Belle II 実験での高いルミノシティによるバックグラウンドの増大や占有率の増加に対し、小さいセルを使用することでセル当たりのヒットレートを抑え、同時に電子のドリフト時間を短く抑える為である。スモールセルのサイズは  $6\text{-}8\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ 、ほかのセルは  $10\text{-}20\text{ mm} \times 18\text{ mm}$  である。これらのアップデートに加え、数十 kHz に及ぶ高いトリガーレートに対して不感時間無くデータ収集を出来るように、読み出しのエレクトロニクスを一新した。

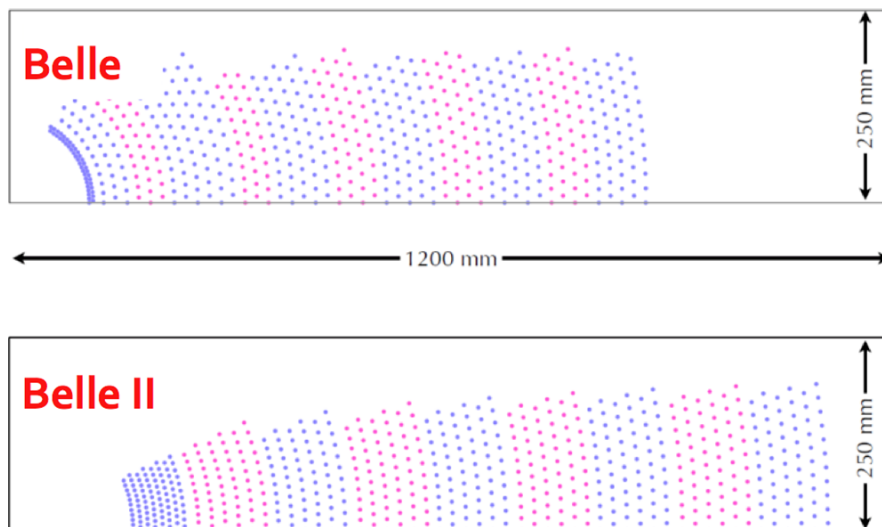


図 1.19: Belle CDC (上) と Belle II CDC (下) でのワイヤー構成の変化。Belle II の CDC 最内層のスーパーレイヤーにスモールセルが使用されている。

### 1.4.3 粒子識別装置 (TOP · A-RICH)

Belle II 測定器において粒子識別 (特に  $\pi/K$  中間子の識別) を担っているのが、バレル部に設置される Time-Of-Propagation (TOP) カウンターとエンドキャップ部に設置される Aerogel Ring Imaging Cherenkov (A-RICH) である。Belle 実験では、Time-Of-Flight (TOF) と閾値型チェレンコフカウンター Aerogel Cherenkov Counter (ACC) を使用していたが、低い運動量領域 (TOF が約  $1.2\text{ GeV}/c$  以下, Endcap ACC が約  $0.5\text{-}2.5\text{ GeV}/c$ ) の粒子でないと精度良く測定できなかった。Belle II 実験では識別能力の向上, 測定可能な運動量領域の拡大, 装置のコンパクト化を目指し、アップグレードによって TOP と A-RICH に変更された。

TOF ではプラスチックシンチレータが使われていたが、TOP カウンターは石英輻射体を用いる。(図 1.20) 荷電粒子が輻射体中を通過した際、発生したチェレンコフ光を輻射体内部で全反射させ、輻射体端部の光検出器で検出し、到達時刻と位置情報が得られる。位置検出可能な光検出器を用いてチェレンコフ光を投影し検出する事で、 $\pi/K$  中間子はチェレンコフ光の放射角が異なっていることから、粒子を識別することが出来る (図 1.21)。また、光検出器に高時間分解能を持たせることで、TOF と同様に粒子の飛行時間の測定を行う。

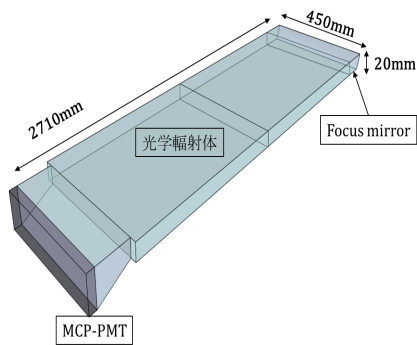


図 1.20: TOP の全体像

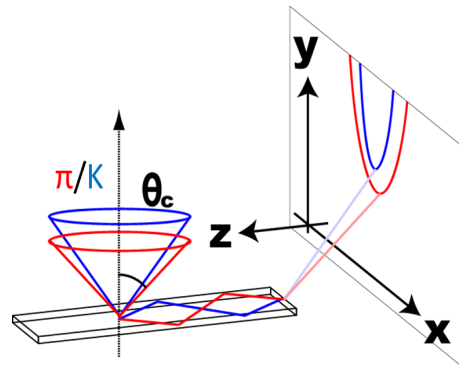


図 1.21: TOP の識別原理

1.5 T の磁場中でも稼働でき、放射角を調べられる位置分解能を持ち、飛行時間を調べられる時間分解能を持つ等の要求を満たす光検出器として MCP-PMT (Micro-Channel Plate PMT) を採用した。外形が 27.5 mm × 27.5 mm × 10 mm で、読み出しチャンネルとして 4×4 の 16 ch のアノードプレートを内蔵し、1 ch のサイズは一辺約 5 mm である。1.5 T の磁場中でも使用できるようにマイクロチャンネルと呼ばれる直径 10 μm 程度の穴がある構造 (開口率約 60%) になっている。最終増幅率は  $\sim 2 \times 10^5$ 、時間分解能は 40 ps 以下、量子効率 (QE) は 24% 以上としている。また石英輻射体は 2.6 m × 450 mm × 20 mm 程度のサイズで、屈折率は約 1.47 である。光検出器とは逆の端部にミラーを設置することで、ミラーの方向に放射された光も利用できるようにする。16 × 2 個の光検出器をつけた石英輻射体 1 枚を 1 モジュールとして扱い、16 個のモジュールを CDC のシリンダー側面を囲う様に円柱状に設置する。これらの改善から、3 GeV/c 以下の  $\pi/K$  粒子の識別効率を Belle 実験時の 90% から 97% へ、3 GeV/c 以下の  $\pi$  中間子を  $K$  中間子と間違える誤識別率を Belle 実験時の 11% から 2% へ改善することを目指している。

A-RICH (Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) は、TOP と同じくチェレンコフ光検出器の一種で、放出されたチェレンコフ光をリングイメージとして直接検出することで粒子識別を行う。これをエンドキャップ部に設置することで、0.5-4.0 GeV/c での広い運動量領域において  $\pi/K$  中間子を 99.99% 以上の精度で識別を目指している。

A-RICH についての詳しい説明は後述する別章で言及する。

#### 1.4.4 電磁カロリメータ (ECL)

電磁カロリメータ (Electromagnetic Calorimeter : ECL) は、主に電子陽電子や  $\gamma$  線のエネルギーを測定する装置である。高密度で重い物質に数十 MeV 以上のエネルギーを持つ  $\gamma$  線や電子又は陽電子が入射すると、 $\gamma$  線による電子陽電子対生成や電子又は陽電子からの制動放射によって、多数の電子や陽電子や  $\gamma$  線で構成される電磁シャワーが発生する。この電磁シャワーの光量を測定することで入射粒子が落としたエネルギーを見積もることが出来る。Belle/Belle II 測定器の ECL は数十 MeV から 10 GeV までの広いエネルギー領域に渡って感度を持ちながら、1 GeV 以下のエネルギー領域でも数% 以上のエネルギー分解能を達成することが要求されていた。そこで、検出器全体を有感部としシャワー内の粒子のエネルギー全てを出力信号の形成に用いる全吸収型カロリメータと呼ばれる方式を使用し、発光量の多い CsI(Tl) 結晶を採用した。結晶は  $5.5 \times 5.5 \times 30$  cm<sup>3</sup> の大きさで 8736 本使用する。しかし、CsI(Tl) の発光の減衰時間が 1.3 μs と長いため、Belle II 実験のようにルミノシティが非常に高い場合対策が必要となる。Belle II 実験での ECL は Belle 実験と同様に CsI(Tl) を用いるが、波形サンプリング法を使用した 0.5 μs 程度で動作する読み出し回路へアップグレードすることで高ルミノシティに対応する [12]。図 1.22 に ECL の設計図と



1 モジュールの構造を示す。

バックグラウンドがルミノシティ増加によって悪化するとされるエンドキャップ部では、Tl を添加しない CsI 結晶に置き換えるアップグレードを検討している。純 CsI 結晶に置き換えることで発光時間が  $\sim 30$  ns と短くなりバックグラウンドの識別が容易になるが、発光量が CsI(Tl) の数十分の一と少なく、波長も短くなるため対策が必要となる [12]。

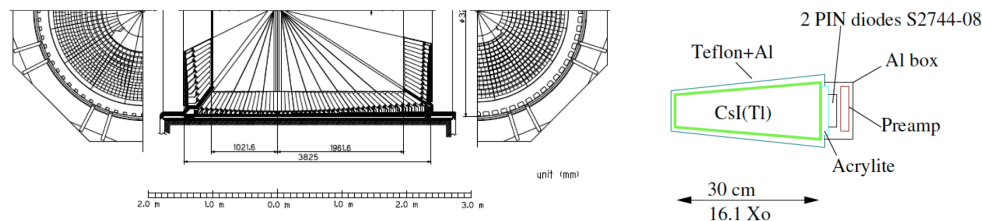


図 1.22: ECL の概略図 (左), 1 モジュールの構造 (右)

#### 1.4.5 $K_L/\mu$ 検出器 (KLM)

KLM ( $K_L/\mu$  detector) は比較的寿命が長く貫通力の高い  $K_L^0$  と  $\mu$  を検出し識別する装置である。KLM は鉄プレートとシャワーを検出する検出器部を交互に並べて層のようにしたものであり、Belle/Belle II 測定器の最外層に設置される。

KLM を粒子が通過する際、 $\pi$  や  $K$  等の荷電ハドロン粒子は電弱相互作用に加えて強い相互作用も起こす為、大きくエネルギーを落としてしまいすぐに止まってしまう。 $\mu$  粒子は電弱相互作用しか起こさない為、ハドロンシャワーを起こさずに KLM を通過することが出来る。 $K_L^0$  は中性粒子であるが KLM 内の鉄 (又は ECL 内の結晶) と強い相互作用し、ハドロンシャワーを発生させるのでエネルギーを落とし、通過することなく崩壊する。これにより、CDC などの飛跡情報と合わせることで  $K_L/\mu$  識別が可能になる。

Belle 測定器ではバレル部において検出器層 14 層と鉄板の層 15 層、エンドキャップ部において検出器層鉄板共に 14 層で構成されており、有効検出角は  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  となっている。鉄板にはハドロンシャワーを発生させる役割の他に、検出器の外に磁場を漏出させないリターンヨークとしての役割も兼ねている (図 1.23)。検出器は Resistive Plate Chambers (RPC) と呼ばれるもので、高電圧を表面に印加した絶縁性ガラスでガスチェンバーを挟んだ構造になっている (図 1.24)。 $\mu$  粒子等の荷電粒子が通過するとガスがイオン化され増幅し、ガラス間に放電が起こる事で粒子の通過位置を検出することが出来る。 $K_L^0$  の場合、鉄板を通過する時ハドロンシャワーが起こるので、ハドロンシャワーで発生した荷電粒子を測定する。しかし一旦放電すると充電し終えるまでの不感時間が約 2s と長いという難点があった。

Belle II 実験ではルミノシティの増加に対応する為、粒子の飛来頻度が高く高バックグラウンドに曝される場所であるエンドキャップ部の検出器層全てとバレル層の最内層 2 層を不感時間の短いシンチレータストリップ検出器に入れ替えるアップグレードを行う。シンチレータの中央に光ファイバーを通したシンチレーション検出器を一層あたり 75 本並べた構造を RPC を設置していたスペースに設置する。シンチレータストリップ検出器は、ストリップの向きが 90 度回転した層を重ねることで位置検出を可能にしている (図 1.25)。

シンチレータに粒子が通過した際、ドーピングしている発光剤 PTP (15%) と POPOP (0.01%) によって青色領域のシンチレーション光を発光し、シンチレータに内蔵された光ファイバーによって緑色領域に波長変換され、光検出器に光が送られる (図 1.26)。光検出器は磁場耐性に優れ、緑色領域に感度が高い光検出器である MPPC (Multi Pixel Photon Counter) をガイガーモードで使用する。この改良によりバックグラウンドレートを 2 桁程低く出来る見込みである。

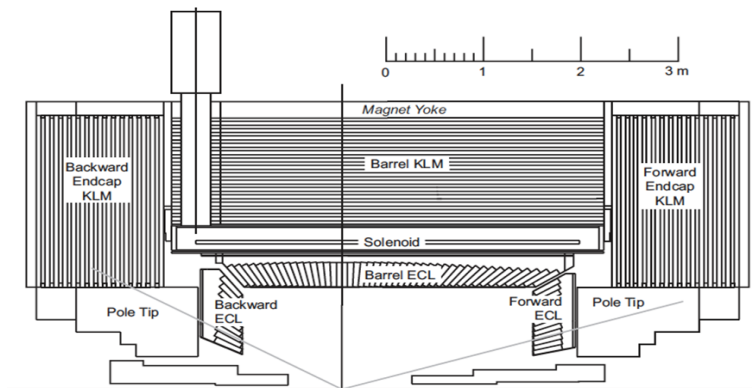


図 1.23: KLM の設計図

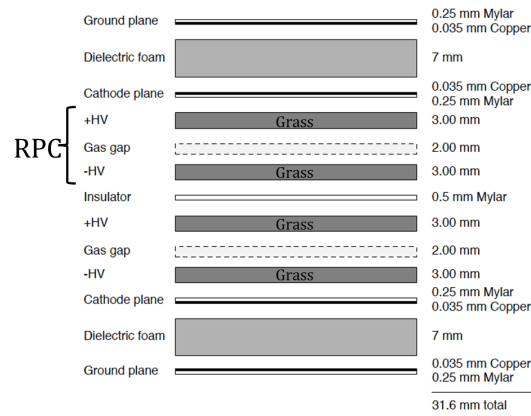


図 1.24: KLM の層構造

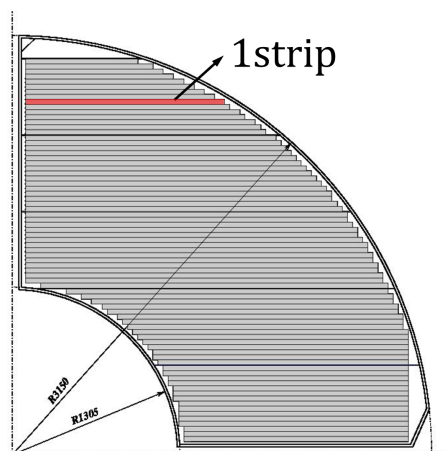


図 1.25: シンチレーターストリップ検出器 1 層の構造

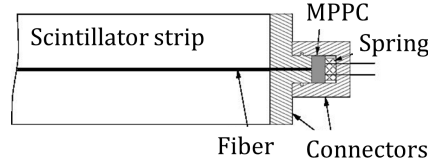


図 1.26: シンチレーターストリップ検出器 1 モジュールの構造

## 1.5 A-RICH 検出器

私が所属する A-RICH グループが開発を行った粒子識別装置, Aerogel RICH 検出器 (A-RICH) について説明する。

### 1.5.1 チェレンコフカウンター

チェレンコフ光とは、物質中を通過する荷電粒子の速度が、その物質中での光速より大きいとき、飛跡に沿って物質が輻射する光である。物質中を荷電粒子が通過する際、荷電粒子が作る電場によって物質中に分極が起こる。粒子の速度が遅い場合、分極は粒子を中心とした対称の分布になる。分極が戻る際に電磁波が発生するが、位相が合う事無く打ち消し合い、チェレンコフ光は発生しない。粒子の速度が十分に速い場合、分極の分布が非対称になり、粒子の進行方向に電気双極子とみなせるようになる。このとき物質中の数分子での分極が一斉に戻るので、放出される電磁波の位相が揃い、観測可能なコヒーレント光であるチェレンコフ光が放射角を伴って発生する。チェレンコフ光が放出される条件は、 $v$  を粒子の速度、 $n$  を輻射体の屈折率、 $\beta = v/c$  として、

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (1.6)$$

と表せる。屈折率  $n$  と放射角  $\theta_c$  の関係は

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1.7)$$

となる。この現象がチェレンコフ効果 (図 1.27) であり、チェレンコフ効果で発生したチェレンコフ光を観測する光検出器がチェレンコフカウンターである。粒子識別を行うチェレンコフカウンターには 2 つのタイプに分けられる。1 つは閾値型と呼ばれ、Belle 測定器の ACC がこれに分類される。もう 1 つがリングイメージ型 (RICH) と呼ばれ、Belle II 測定器の A-RICH と TOP がこれに分類される。それぞれについては次に述べる。

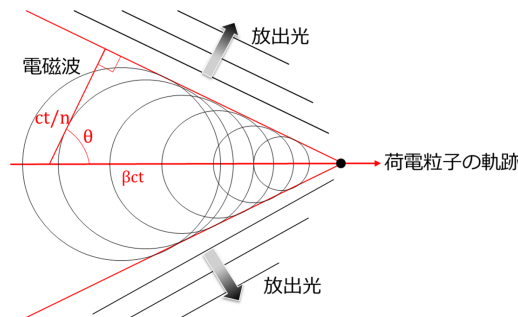


図 1.27: チェレンコフ効果

### 1.5.2 閾値型チェレンコフカウンター

閾値型チェレンコフカウンターは、輻射体中の屈折率  $n$  と粒子の運動量  $p$  によってチェレンコフ光が放出されるか否かが決まっていることを利用したものである。屈折率  $n$  と相対論における運動量  $p$  と粒子の質量  $m$  の関係式は以下ようになる。

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c^2 - 1} \quad (1.8)$$

上の式 (1.8) を  $K$  中間子と  $\pi$  中間子に適用した場合、図 1.28 のようになる。

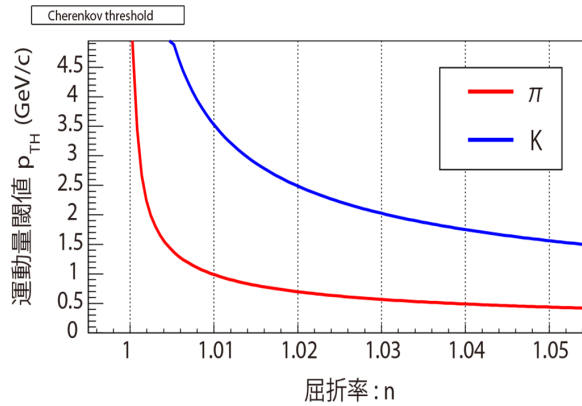


図 1.28: 粒子の運動量と輻射体屈折率の関係

ある適当な屈折率の輻射体を使用した場合、検出したい運動量領域において  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の質量の違いから、 $\pi$  中間子が通過した時のみチェレンコフ光を放出するため識別することが出来る。高運動量の粒子識別をするには屈折率を低く、低運動量の粒子識別をするには屈折率を高くしなければならないことが図 1.28 から分かるが、実際使用する場合、低い屈折率の輻射体を用いて測定する事が困難である。よって閾値型チェレンコフカウンターは低い運動量領域 ( $\sim 1$  GeV/c) での粒子識別に適している。

Belle 実験は非対称エネルギー衝突型実験であるので、発生する粒子の運動量はビーム軸からの角度に依存する。この角度による運動量の違いに対応する為、Belle 測定器の ACC では角度ごとに異なる屈折率 ( $n = 1.01 \sim 1.03$ ) の輻射体を使用することで、広い運動量領域を精度よく測定した。

### 1.5.3 リングイメージ型チェレンコフカウンター (RICH)

荷電粒子が輻射体となる物質中を通過したとき発生するチェレンコフ光は放射角を持って放出される。放出されたチェレンコフ光を光検出器でリングイメージ (チェレンコフリング) として捉えることで、チェレンコフリングの半径  $r$  から識別する。リングが真円であるとき、放射角  $\theta_c$  とリング半径  $r$  の関係は、

$$\theta_c = \arctan\left(\frac{r}{L}\right) \quad (1.9)$$

である。 $L$  は発行点から検出点までの拡散距離である。上の式 (1.9) よりリング半径から放射角を決定できる。放射角  $\theta_c$  と粒子質量  $m$  の関係は、他検出器で測定された運動量  $p$  を用いて式 (1.8) のように表せられることから、チェレンコフ光のリングイメージから粒子の質量を求め、粒子識別を行う検出器である (図 1.29)。低い運動量領域でも閾値型では測定が難しかった高い運動量領域でも粒子識別が可能である。

RICH 検出器の中でも、ミラー焦点型 (図 1.30) と近接焦点型 (図 1.31) の 2 種類に分類することができる。ミラー焦点型は、放出されたチェレンコフ光を鏡で集光してから光検出器で測定する方

式のものである。多くの光子数を得やすいがリング幅が広がってしまう厚い輻射体を使用した場合でも、鏡の曲率を調整することでチェレンコフリングのリングの幅を可能な限り絞ることができる為、角度分解能を下げずに光子数を増やすことができるという利点がある。しかし、鏡を使用する分構造が大きくなってしまいうという欠点がある。

一方近接焦点型は、輻射体の正面に光検出器を置くことで、輻射体から発生したチェレンコフ光を、鏡を介せず直接正面で測定する方式のものである。集光を行わない為、厚い輻射体を使用すると放射角の角度分解能が低下してしまう。角度分解能を下げずに放射角を測定しようとする、輻射体を薄くする必要があり、生成される光子数が減ってしまう欠点がある。しかし、鏡を使用しない分構造が小さくなるので、ミラー焦点型と比べて狭い領域で設置することができるという利点がある。

Belle II 測定器の A-RICH 検出器では、奥行きが 280 mm と空間的制約が厳しい為、近接焦点型 RICH 検出器を採用した。

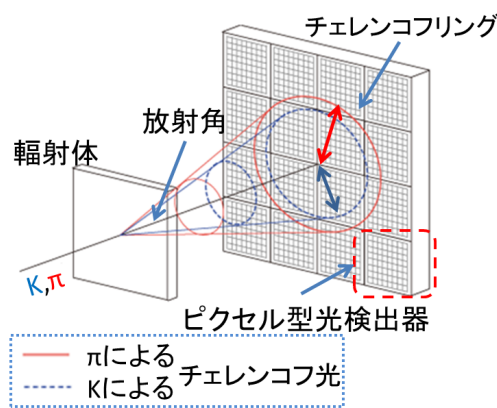


図 1.29: RICH 検出器の識別原理

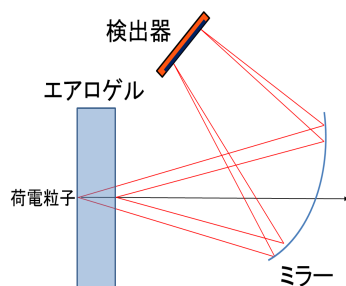


図 1.30: ミラー焦点型 RICH

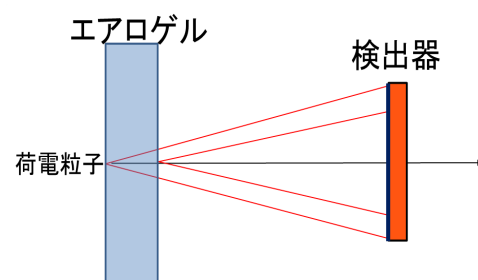


図 1.31: 近接焦点型 RICH

#### 1.5.4 $K/\pi$ 粒子分離能力

光検出器から得られるヒット分布と粒子のトラック情報からリングイメージの半径  $r$  に相当する値が求められ、式 (1.8) よりチェレンコフ放射角を再構成することができる。輻射体から発生したチェレンコフ光が直接検出されたイベントならば、チェレンコフ放射角度分布はピークをもつが、それ以外の要因 (レイリー散乱や輻射体以外のもの発生したチェレンコフ光などが考えられる) によって発生したバックグラウンド (BG) 光子によるイベントの場合は、単位面積当たりで一様に増加すると考えられるため、チェレンコフ放射角度分布はなだらかな分布となる (図 1.32)。

$\pi$  中間子と  $K$  中間子を識別する能力の評価基準として用いる  $K/\pi$  粒子分離能力  $N_{SD}$  は以下の

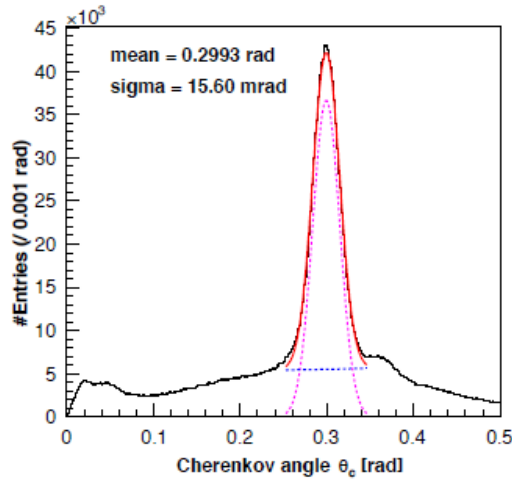


図 1.32: 測定データから再構成された Cherenkov 放射角分布。ピークに対して Gauss 関数 (ピンク点線) と 1 次関数 (青点線) からなる合成関数 (赤線) で Fitting する。

式で求められる。[13]

$$N_{SD} = \frac{|\theta_{\pi} - \theta_K|}{\sigma_{track}} = \frac{\theta_{\pi} - \theta_K}{\sigma_{\theta}} \sqrt{N_{track}} \quad (1.10)$$

$\theta_{\pi}, \theta_K$  は  $\pi$  中間子と  $K$  中間子それぞれのチェレンコフ放射角,  $N_{track}$  は 1 トラックあたりの検出光子数,  $\sigma_{\theta}$  は検出光子数 1 個当たりの角度分解能,  $\sigma_{track}$  は 1 トラック当りの角度分解能であり  $\sigma_{\theta}/\sqrt{N_{track}}$  と表せる。

放射角度差  $\theta_{\pi} - \theta_K$  は, 粒子の運動量が  $4\text{GeV}/c$  でエアロゲルを輻射体として使用した場合の値  $\theta_{\pi} - \theta_K \simeq 23\text{mrad}$  を用いる。

1 トラックあたりの検出されるチェレンコフ光子数と検出光子数 1 個当たりの角度分解能は, チェレンコフ放射角度分布を用いて求める。チェレンコフ光によるピークは Gauss 分布にしたがい, このピーク周辺に分布する BG 光子は放射角に比例して増加する一次関数で近似できると考えられるので, Gauss 関数と一次関数を足し合わせた合成関数で放射角度分布のピークを近似 (fit) する。この関数で放射角度分布を fit することで得られた Gauss 関数の標準偏差  $\sigma$  を検出光子 1 個当たりの角度分解能  $\sigma_{\theta}$  とする。また, Gauss 関数の  $\pm 3\sigma$  までの範囲での積分値を各トラックの検出光子数の合計として 1 トラックあたりの検出光子数  $N_{track}$  を求めるのに使用する。

## 1.6 A-RICH への要求仕様と構造

Belle II 測定器のエンドキャップ部に設置する事と, リングイメージ型チェレンコフカウンターを用いて広い運動量領域 ( $0.5\text{-}4.0 \text{ GeV}/c$ ) において 99.99% ( $4\sigma$ ) 以上の  $K/\pi$  粒子分離能力を有することを目指している事から, A-RICH には以下の要求が挙げられる。

- 輻射体について
  - 低運動量の粒子でもチェレンコフ光を放出する高屈折率な物質
  - 検出光子数を上げる為に高透過長な物質
  - 角度分解能を損なわない構造



- 光検出器について

- Belle II 測定器内のソレノイド型超伝導磁石による 1.5 T の磁場中での安定な動作
- 輻射体によるチェレンコフ光の光子数が少ない為, 1 光子の検出が可能
- チェレンコフ光の放射角を求めるのに十分な角度分解能 (1 ピクセル 5 mm × 5 mm 以下)
- 奥行き約 30 cm に設置可能なコンパクトな構造
- ルミノシティ増加に対する放射線耐性

- 読み出し回路について

- 高利得かつ低雑音の増幅機能を有する
- 限られた空間で設置可能できるコンパクトな設計
- 光検出器の多チャンネルの読み出しが可能
- Belle II 測定器のデータ収集システムやトリガーシステムに対応可能

これらの要求を満たすものとして, 輻射体にはエアロゲル (シリカエアロゲル), 光検出器には Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD), 読み出し回路には ASIC と FPGA を採用し, 各々研究開発を行っている。これらシリカエアロゲル, HAPD, ASIC, FPGA と各々の特徴について述べる。

### 1.6.1 エアロゲル

Belle 測定器の ACC でも使用された物質であるシリカエアロゲルは,  $\text{SiO}_2$  によるナノサイズ粒子からなる物質である。図 1.33 は実際のシリカエアロゲルの写真である。 $\text{SiO}_2$  を主成分とするゲル状の物質 (アルコゲル) を乾燥させることで作られる。図 1.34 のように  $\text{SiO}_2$  の粒子が 3 次元的に配列した多孔質な物質であり, 体積の約 98% を空気が占めている。この特殊な構造から, 低屈折率, 低密度, 高透過率を実現することが可能となった。また, このシリカエアロゲルは密度を調整することで, 屈折率を自由に調整することが出来るのも大きな特徴である。



図 1.33: シリカエアロゲルの写真

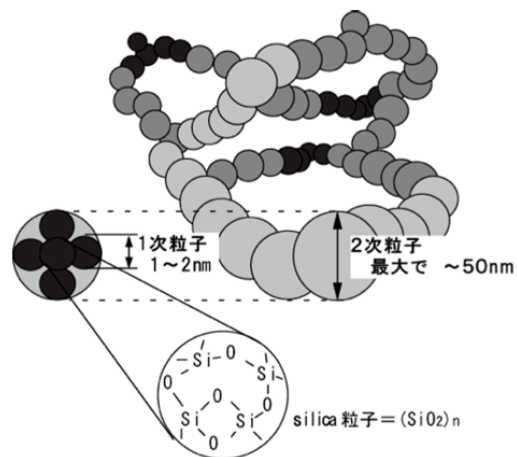


図 1.34: シリカエアロゲルの構造

近接焦点型の欠点である輻射体の厚さの制限による光量の減少の対策として, A-RICH では, 屈折率の異なる 2 枚のシリカエアロゲルを重ねることでチェレンコフ光の光量を稼ぐことが出来る

マルチレイヤー方式を採用した(図 1.35)。粒子識別能力を上げる為には、輻射体の厚さを厚くして検出するチェレンコフ光の光子数を多くする必要がある。しかし、厚さを厚くすると、エアロゲルのどの場所でチェレンコフ光が発生しているのかわからない為放射位置の不定性が大きくなる。これにより、予想されるチェレンコフリングの幅が広がることで、1光子当たりの角度分解能が低下してしまう。

先行研究により、A-RICHで使用する輻射体の厚さは20 mm 前後に最適値があると分かっている[15]。そこで、異なる屈折率(前層:1.045, 後層:1.055)を持った同じ20 mmの厚さのシリカゲル2枚を重ね、前層で発生したチェレンコフ光と後層で発生したチェレンコフ光が同じ範囲内に照射されるように屈折率を調整することで、放射位置の不定性による角度分解能の低下を抑えながら、2層分の光子数を稼ぐことができる。

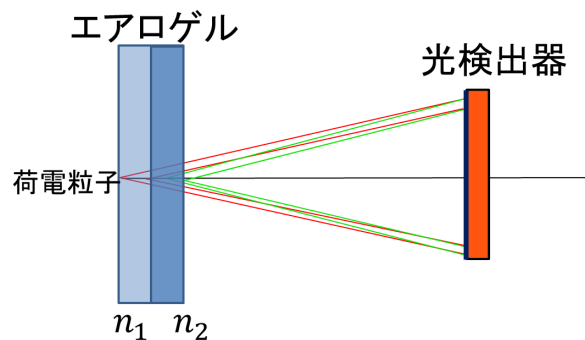


図 1.35: マルチレイヤー方式のイメージ。エアロゲルを2重にすることで同じ厚さのエアロゲル単層を使用した時と同じ光量でありながら、半分の厚さのエアロゲル単層を使用した時と同程度の角度分解能を持つ。

## 1.6.2 HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector)

式 (1.8) より  $\pi$  中間子と  $K$  中間子との放射角の角度差は粒子の運動量が大きいく程小さくなる。エアロゲルの屈折率を 1.05, 粒子の運動量を目標の最大値である  $4 \text{ GeV}/c$  とした場合,  $\pi$  中間子と  $K$  中間子との放射角の角度差は約  $23 \text{ mrad}$  と計算される。この角度差による検出器面でのチェレンコフリング半径の差は約  $5 \text{ mm}$  となる為, 位置分解能が  $5 \text{ mm}$  以下の光検出器である必要がある。

前述の要求性能を満たす光検出器として, 144 ch マルチアノード型光検出器である Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD) を浜松ホトニクス社 (HPK) と共同開発した。図 1.36 に基本的パラメータと図 1.37 に光電面から見た外観と図 1.38 に寸法図を示す。基本構造として, 光電子増倍管のように高電圧を印加できる光電面を有する真空管に半導体検出器 Avalanche Photo Diode (APD) を内蔵した構造となっている。1つの HAPD に APD チップが4つ搭載されており, 一辺の長さが約  $4.9 \text{ mm}$  のピクセルを1チップに  $6 \times 6$  で36 ch, 全体で144 ch 持っている。

一般的に光電面の量子効率は波長依存しており, HAPD の光電面は  $400 \text{ nm}$  に量子効率のピークが来るような量子効率の分布をしている。また, 光電面に Sb-K-Cs からなるバイアルカリを使用することで, 約 30%以上の光電面の最大量子効率を達成している。

HAPD の増幅原理を説明する。HAPD の光電面に光が入射した際, 光電子が発生し, 光電面に印加された  $-7 \text{ kV}$  程の高電圧 (HV) による電場で加速される(図 1.39(左))。電圧 (bias 電圧) の印加により空乏層が形成されている APD に加速された光電子が打ち込まれ, APD 内の空乏層で連鎖的に電子-正孔対を生成し増幅する, なだれ増幅により増幅され信号として観測される(図



項目	仕様	
外寸	縦横	76 mm×76 mm
	高さ	27.6 mm
有効面積比		65%
入射窓	材質	合成石英
	厚さ	3 mm
光電面	材質	バイアルカリ
	最大QE	～30 %
	最大印加電圧	8,500 V
APD	チャンネル有効面積	4.83 mm×4.83 mm
	耐電圧	250～500 V
	チップ枚数	2×2 枚
	チャンネル数	36 ch/chip
	総チャンネル数	144 ch
合計増幅率		$10^4 \sim 10^5$

図 1.36: 生産開始当初の HAPD の仕様

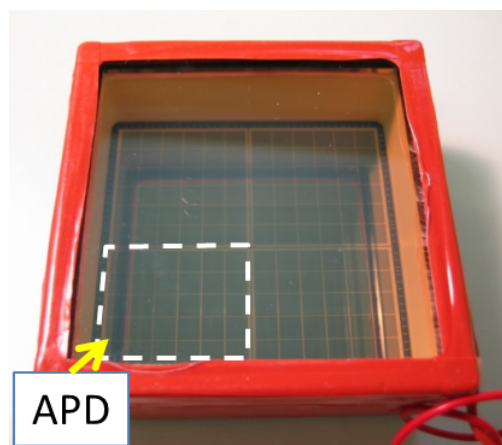


図 1.37: 光電面から見た HAPD。底に APD が 2×2 個並んで配置されているのが見える。

1.39(右))。APDの増幅率は $\mathcal{O}(10)$ であるが、電場で加速し運動エネルギーを増加させることで、全体で $\mathcal{O}(10^3)$ の増幅率が得られる。これにより一光子の検出を可能としている。また、電場で加速してからなだれ増幅を行うので、ダイノードによる増幅を繰り返す光電子増倍管よりも増幅の統計的揺らぎが少なく、エネルギー分解能に優れている。磁場中での測定の場合、光電面に垂直に電場が加われば光電子の加速に影響はなく、更に円運動による効果から HAPD の位置分解能が向上する事が分かっており [18], APD でのなだれ増幅は磁場の影響を受けない為、磁場中でも使用可能である。これらの理由から HAPD が A-RICH の光検出器として選ばれた。

### 1.6.3 HAPD 読み出しシステム

HAPD の増幅率が  $\mathcal{O}(10^4)$  と光電子増倍管の増幅率  $\mathcal{O}(10^7)$  より低く、1 光子検出性能を向上させる為、システムの集積化と低雑音かつ高利得なアンプが必要である。また、高ルミノシティ下で 144 ch もつ HAPD を 420 台程度使用する為、高速で多チャンネルの同時読み出しも必要である。読み出しシステムに許容されている空間はケーブルを含めビーム軸方向に 50 mm しかないという状態でこれらの要求を満たすために、読み出しシステムに FE board と Merger board を採用した。FE board は、HAPD 1 台につき 1 台が接続されるので、HAPD と同数の 420 台が使用される。Merger board は、1 台につき FE board 5~6 台と接続し、合計 72 台使用する。

FE board は ASIC (Application Specific Integrated Circuit) と FPGA (Field Programmable Gate Array) から構成される。ASIC は特定の用途向けに複数機能の回路を 1 つにまとめた集積回路の総称であり、FPGA は製造後に現場で構成を設定、変更できる集積回路であるプログラマブルロジックデバイス的一种である。

FE board での信号読み出しの流れについて図 1.40 に示す。A-RICH が読み出す情報で必要なのは、放射角を求めるのに必要な光子の有無による位置情報である。HAPD の出力信号がまず ASIC に送られ、ヒット情報を生成する。ASIC 内の前置増幅器 (プリアンプ) によって HAPD からの信号を増幅、波形整形器で波形を調整する。比較器で閾値電圧ごとのヒット率を調べ、全チャンネルでのオフセット電圧を一定にする調整を行った上で、与えられた閾値電圧と比べて波高値が高い信号をヒットと扱いデジタル値の検出信号を出力する。この調整をすることで、全チャンネル共通の閾値電圧を使用しても、チャンネルごとの検出効率が一定になるという利点がある。

ASIC の比較器から出力されたデジタル信号は FPGA に送られ、ヒットデータの処理を行う。FPGA 内のシフトレジスタにクロックのタイミングで記録され、外部からのトリガー信号が入力すると 4 クロック分の情報が出力される。4 クロック分の情報のうち 1 クロック でもヒット信号が出力されている時に 1 光子検出とする。この様に ASIC でアナログ信号を、FPGA でデジタル信号を処理する事でアナログデジタル混合によるノイズを避けて、多チャンネルの同時読み出しを行っている。

Merger board は複数の FE board からのデジタル信号を圧縮し、Belle II 実験共通の通信システムを用いて Belle2Link[11] という Belle II 実験全体で統一したデータ収集システムに送信する中継システムである。Merger board に 1 FE board から 144 チャンネルのヒットデータが送られてくる。1 チャンネルのヒット情報が 4 クロック分の情報量である 4 bit で送られてくるため、A-RICH 全体でのデータ量は 1 イベント当たり  $144 \times 420 \times 4 \approx 30$  MByte である。このままでは大きすぎるため、ヒットデータがあるチャンネル情報のみを送信することでデータ量の削減を行う。また、FE board からの信号を束ねるので、必要な信号の読み出しケーブルを 420 本から 72 本に減らすことが出来、省スペース化を行っている。

このように FE board と Merger board を組み合わせることで、読み出しシステムへの要求性能を満たした。

しかし、このような仕組みの為、基本的に ASIC から直接アナログ波高値などの情報は得ること

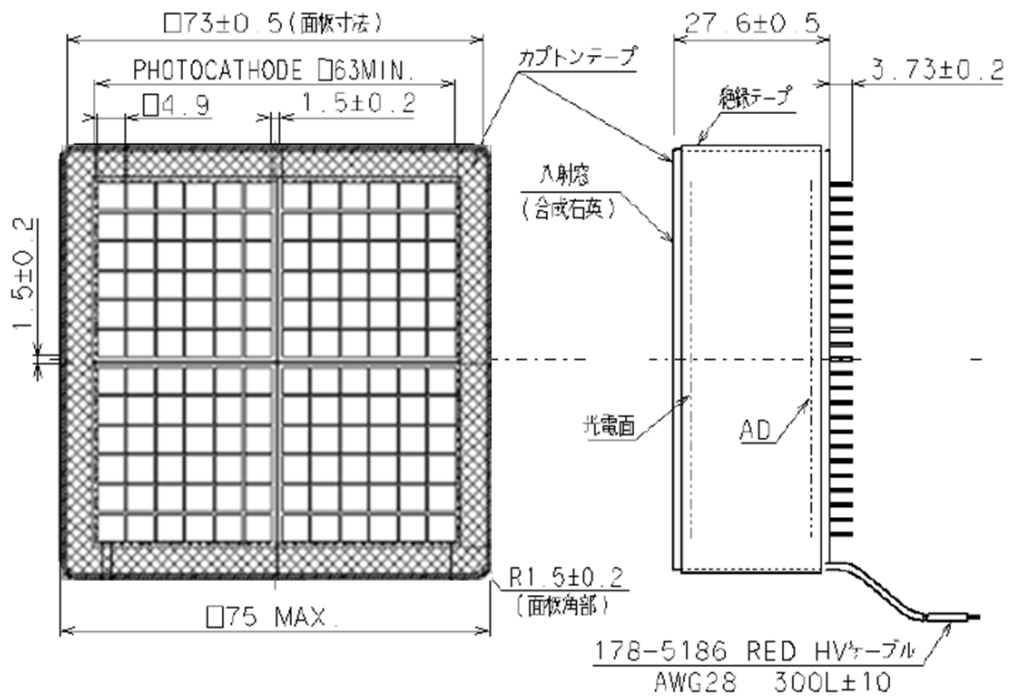


図 1.38: HAPD の寸法図

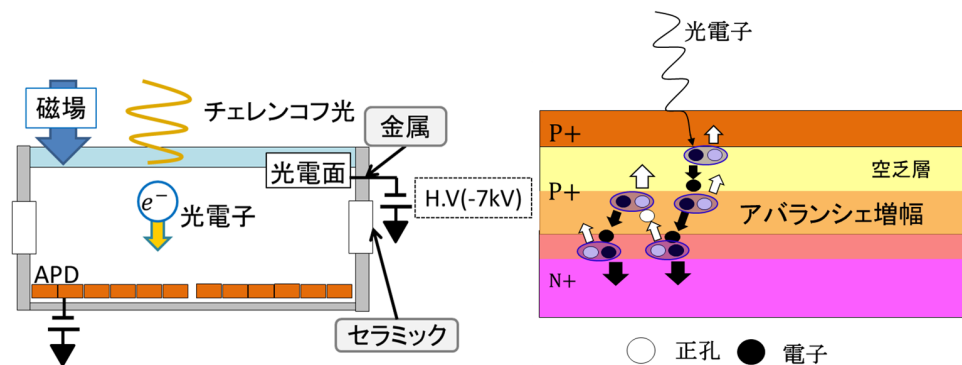


図 1.39: HAPD の断面図 (左) と APD 内のなだれ増幅の原理 (右)。光電子によって空乏層内で生成された電子と正孔が新たに電子・正孔対を連鎖的に生成する事で増幅する。

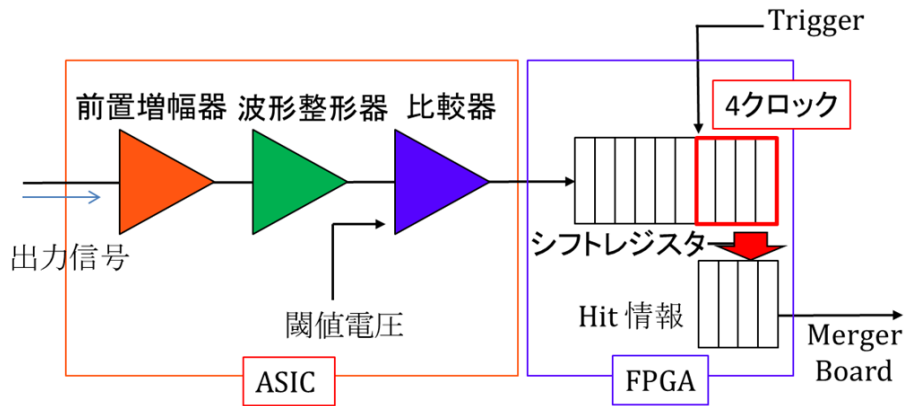


図 1.40: 読み出しシステムの流れ

ができない。そこで、比較器の閾値電圧 ( $V_{th}$ ) とその時のヒット分布との相関を見ることで間接的にアナログ情報を得ることができる。この測定方法を threshold scan と呼ぶ。その測定手順は、閾値電圧  $V_{th}$  を初期値に設定し、一定回数トリガーをかけて、入力信号が  $V_{th}$  を超えた分のヒット数を記録する。記録後、 $V_{th}$  を一定値上げて、閾値電圧ごとのヒット数を設定する。これを繰り返すことで、ヒット率の変化をチャンネル毎のヒストグラムとして得る。これら一連の測定は、事前に設定した値を用いて、測定用 PC で自動で行われる。

次に threshold scan の解析方法について解説する。図 1.41 にその概念図を示す。左側の波形は比較器に入力される直前のアナログ信号を表し、右側の分布は入力信号に対しての閾値電圧ごとのヒット率の変化を示す。

図 1.41 上段のようにノイズのみを測定したときの場合、ノイズの波高分布は Gauss 分布に従うため、ヒストグラムのピークはガウス関数で fit できる。fit の結果からガウス分布の標準偏差  $\sigma$  をノイズの波高値と近似的に求めることができ、ガウス分布の中心値  $\mu$  からそのチャンネルのオフセット電圧を算出している。

図 1.41 中段のようにノイズがほとんどなく理想的なパルス信号が入力され続けた場合、threshold scan の分布は矩形波の形になる。 $\mu_{ofs}$  がオフセット電圧に、 $\mu_{sig}$  が入力波形の最大値にそれぞれ対応しているため、2 つの電圧差 がアナログ信号の波高値に相当する。この矩形波を近似するには相補誤差関数  $\text{erfc}(x)$  と呼ばれる以下の式 (1.11) を使用する。

$$\text{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\pi}^x e^{-t^2} dt \quad (1.11)$$

式 (1.11) は近似する箇所によって以下のように使い分ける必要がある。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \text{erfc} \left( \frac{V_{th} - \mu_{sig}}{\sqrt{2}\sigma_{sig}} \right) &: \text{ (upper side)} \\ \frac{1}{2} \text{erfc} \left( -\frac{V_{th} - \mu_{ofs}}{\sqrt{2}\sigma_{ofs}} \right) &: \text{ (lower side)} \end{aligned}$$

この時、 $V_{th}$  は変数としての閾値電圧であり、 $\sigma$  は相補誤差関数の標準偏差である。 $\mu_{sig}$ 、 $\mu_{ofs}$  は相補誤差関数の中心値であり、それぞれ入力波形の最大値とオフセット電圧に対応している。

図 1.41 下段は、HAPD を接続して 1 光子程度の光を入射させた場合の threshold scan の分布である。HAPD が検出する光子数の確率密度はポアソン分布に従うことと、検出器の暗電流や読み出しシステム自体のノイズによる影響を考慮するとこのような分布になる。threshold scan の一番高いピークはペDESTALに相当する。その上にある階段状の分布が 1 光子信号に対応し、 $\mu_{1p.e.} - \mu_{pedestal}$  が 1 光子信号によるアナログ信号の波高値に相当する。

実機では全 144 チャンネルで threshold scan を行いペダスタルにガウス関数を fit することでオフセット調節用のパラメータを計算し、調整をおこなう。オフセット調節後、比較器で使用する閾値電圧を、ノイズと 1 光子信号を十分に分離できる電圧に設定することでチェレンコフ光のヒット判別を行う。

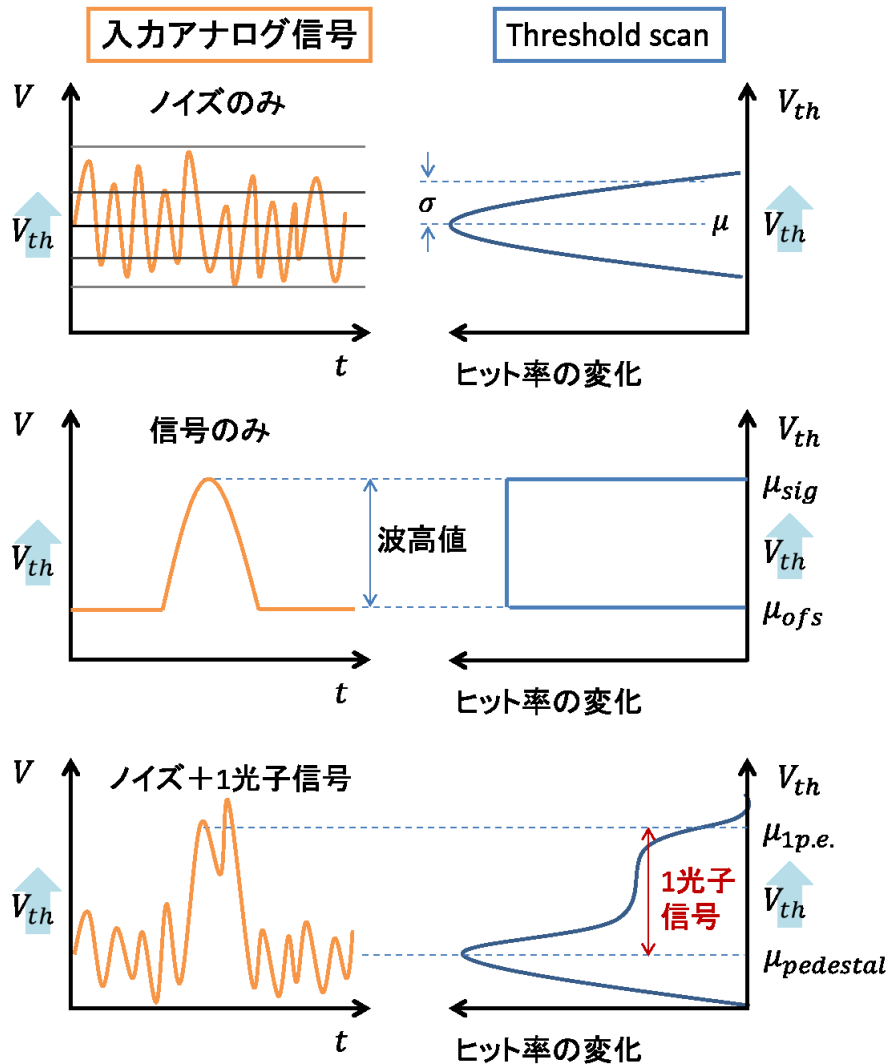


図 1.41: 読み出しシステムの流れ

## 1.7 A-RICH の $K/\pi$ 粒子識別手法

### 1.7.1 1 イベント毎の粒子識別方法

実際の測定では 1 イベント毎で粒子を識別しなければならない為、 $K/\pi$  粒子分離能力のような全イベントでの分布を用いる手法を使うことが出来ない。その為、イベントの入射粒子が仮定した粒子の種類である確率を意味する尤度 (likelihood), その対数 (log likelihood) を各イベント毎に粒子の種類ごとの値を算出し粒子識別を行っている。

A-RICH での log likelihood の算出方法を説明する。詳細は [14] を参考にしてほしい。

まず、エアロゲルで発生したチェレンコフ光が全 HAPD のピクセルに番号をふったときの  $i$  番目のピクセルに当たることを考える。ピクセルに当たるチェレンコフ光の光子数はポアソン分布

に従うため、 $i$  番目のピクセルで記録する確率は、実際に  $i$  番目のピクセルに当たった光子数  $m_i$  と当たると予想される光子数  $n_i$  を用いて、

$$p_i = \frac{e^{-n_i} n_i^{m_i}}{m_i!} \quad (1.12)$$

となる。これは  $i$  番目のピクセルでの検出光子数の確率密度関数を意味する。この式 (1.13) から、光子を検出した ( $m_i > 0$ ) 場合、 $p_i = 1 - e^{-n_i}$ 、光子を検出しなかった ( $m_i = 0$ ) 場合、 $p_i = e^{-n_i}$  と表すことが出来る。全 HAPD 中の全チャンネルでの確率密度関数の積が尤度に相当する為、尤度  $L$  は、

$$\begin{aligned} L &= \prod_{\text{all pixels}} p_i \\ &= \prod_{\text{hit pixel}} e^{-n_i} \times \prod_{\text{no hit pixel}} (1 - e^{-n_i}) \end{aligned}$$

となる。ここで、式 (1.8), (1.9) により入射粒子の質量によってチェレンコフ光のリングイメージの半径が異なることを考えると、仮定した粒子の種類によって各ピクセルに当たると予想される光子数が異なることが分かる。つまり、仮定した粒子の種類と実際の入射粒子の種類が異なると尤度が低い値となり、種類が一致していると尤度が高い値を示す。このように仮定した粒子の種類ごとの尤度を比べることで入射粒子の識別を行うことが出来る (図 1.42)。

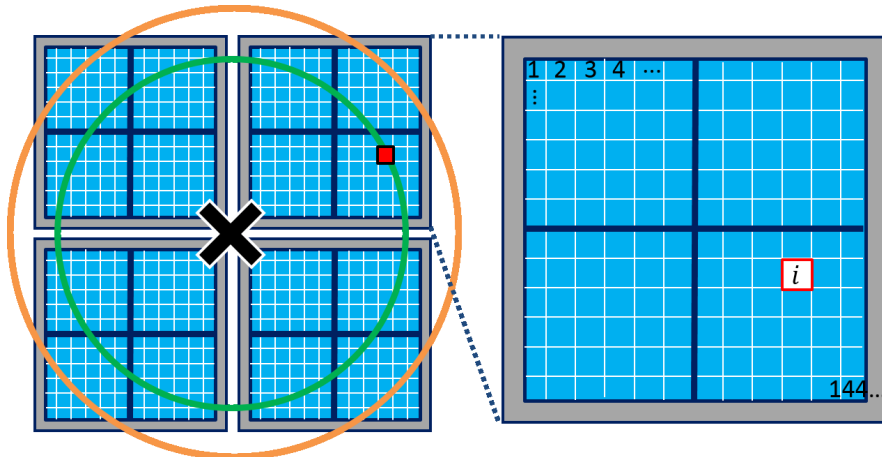


図 1.42: 尤度の導出の模式図。黒い十字が荷電粒子の飛跡、緑色の円が  $K$  を仮定したときのチェレンコフリング、オレンジ色が  $\pi$  を仮定したときのチェレンコフリングを表す。 $i$  番目のチャンネル (赤色) にヒット情報があった場合、飛跡の粒子を  $K$  と仮定すると緑色のリングから近いいため確率密度が高くなり、尤度が大きくなる。 $\pi$  を仮定すると、オレンジ色のリングから離れているため、確率密度が低くなり、尤度が小さくなる。

計算や取り扱う数値を簡単にする為に、尤度の対数をとった値である log likelihood ( $\ln L$ ) を使用する。

$$\ln L = -N + \sum_{\text{hit pixel}} \{n_i + \ln(1 - e^{-n_i})\} \quad (1.13)$$

$N$  は仮定した粒子の種類における全 HAPD 中の全ピクセルでの予想される検出光子数の合計である。式 (1.13) より、log likelihood は各ピクセルで予想される検出光子数  $n_i$  に依存している。その為、 $n_i$  の導出は  $K/\pi$  識別において非常に重要となる。

$n_i$  はシグナルによるヒット ( $n_s^i$ ) とバックグラウンドによるヒット ( $n_b^i$ ) の合計であり、 $n_s^i$  は 2 層の輻射体の内各層から発生されるシグナル  $n_{s,r}^i$  の合計 ( $n_s^i = \sum n_{s,r}^i$ ) である。 $n_{s,r}^i$  は以下のように

に表せる。

$$n_{s,r}^i = \epsilon_i n_{t,r} \int_{\Omega_i} S_r(\theta_r, \phi_r) d\theta_r d\phi_r \quad (1.14)$$

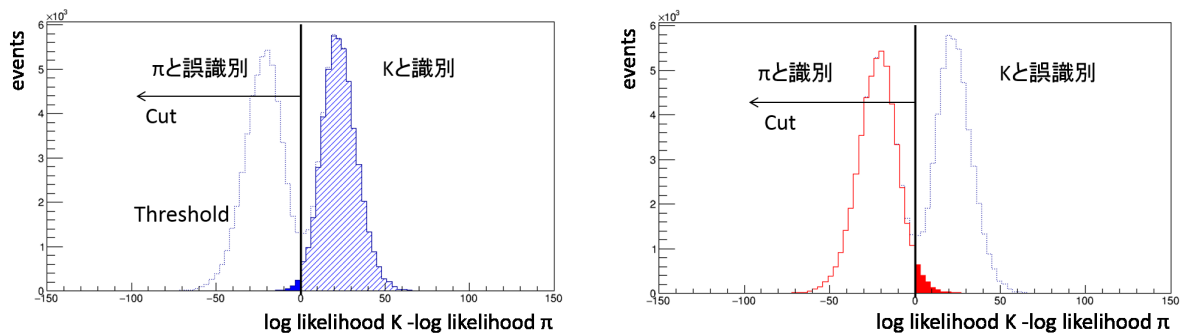
$$S_r(\theta_r, \phi_r) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\theta_r}} e^{-\frac{(\theta_r - \theta_r^h)^2}{2\sigma_{\theta_r}^2}} \quad (1.15)$$

$\epsilon_i$  は  $i$  番目のピクセルの検出効率,  $n_{t,r}$  は  $r$  層目の輻射体から放出される合計光子数,  $\theta_r, \phi_r$  は粒子の飛跡からのヒット位置の極角と方位角,  $\theta_r^h$  は仮定した粒子の種類における極角の予想値,  $S_r$  は仮定した粒子の種類における  $r$  層目の輻射体から放出されたチェレンコフ光子が立体角  $d\theta_r d\phi_r$  内へ届く確率密度関数,  $\Omega_i$  は個々のピクセルに対する立体角である。 $S_r$  は仮定した粒子の種類から予想されるチェレンコフ放射角を中央値とした極角に関するガウス分布をとり, 方位角では一様となる。

A-RICH における測定量は検出したピクセル位置のみである。そこで, log likelihood の値を求めるには, 検出したピクセル位置と CDC による粒子の飛跡からチェレンコフ放射角を再構成し, 式 (1.14) より仮定する粒子の種類ごとの  $n_{s,r}^i$  を求め, 各 log likelihood を算出する。

### 1.7.2 $K/\pi$ 中間子識別性能の評価方法

$K^\pm/\pi^\pm$  中間子識別能力は,  $K$  を仮定したときの log likelihood ( $\ln L_K$ ) と,  $\pi$  を仮定した時の log likelihood ( $\ln L_\pi$ ) の差を用いて評価する。図 1.43 にシミュレーション上で A-RICH に入射した  $K$  と  $\pi$  による  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布を示す。



[1]  $K$  中間子による  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布

[2]  $\pi$  中間子による  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布

図 1.43:  $K/\pi$  中間子による  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布。入射粒子に  $K$  と  $\pi$  の両方を使用する場合,  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布に  $K$  と  $\pi$  の2つのピークが存在し (点線), [1] が  $K$  のみによる分布 (青色), [2] が  $\pi$  のみによる分布 (赤色) である。閾値以上のイベント数 ([1] では斜線, [2] では塗りつぶされている範囲) を識別効率と誤識別率の導出に使用する。

シミュレーション上でイベントを生成している為, 各イベントで入射粒子として用いられた粒子の種類を知ることができ, 種類ごとの情報を得ることができる。図 1.43 では青色が  $K$  による分布で, 赤色が  $\pi$  による分布である。入射粒子に  $K$  と  $\pi$  の両方を使用している為,  $\ln L_\pi - \ln L_K$  分布に  $K$  と  $\pi$  の2つのピークが存在する。ここで, 粒子を識別する為に, 適当な  $\ln L_\pi - \ln L_K$  の値で閾値を決めて, 閾値より高い値の粒子を  $K$  中間子, 低い値の粒子を  $\pi$  中間子として判断するとする。しかし,  $K$  による分布と  $\pi$  による分布は重なっており,  $K$  と  $\pi$  を完全に分離することが困難であるため誤識別が発生してしまう。実際の解析では,  $K$  と決定する際に使用する閾値と  $\pi$  と決定する際に使用する閾値を別々に設定し, 粒子の種類が決定できないあいまいな粒子は使用しない



が、完全に誤識別を防ぐことが出来ない。また、誤識別を防ぐために閾値を厳しく設定してしまうと本物の使用したい粒子までも落としてしまうため、識別効率が低下するという問題が存在する。

本研究では、 $K$  中間子をシグナルとして取り扱う場合を想定し、閾値ごとの  $K$  の識別効率と  $\pi$  の誤識別率を求め、 $K$  の識別効率がある値のときの  $\pi$  の誤識別率を比較することで、識別能力の評価を行う。 $K$  の識別効率 ( $K$  efficiency) は入射粒子として  $K$  が用いられた全イベント数に対する閾値以上の  $K$  のイベント数の割合、 $\pi$  の誤識別率 ( $\pi$  fake rate) は入射粒子として  $\pi$  が用いられた全イベント数に対する閾値以上の  $\pi$  のイベント数の割合として求める。

## 1.8 量産 HAPD の性能のばらつき

HPK で生産された実機に使用する為の量産型 HAPD は、性能に個体差が存在する。例として HAPD の QE (量子効率) と型番との関係を図 1.44 に示す。高性能の HAPD を安定して生産する方法が確立していなかったため、製造開始して直ぐの 2013 年頃製造された HAPD の QE にはばらつきが非常に大きくなり、問題となった。そこで、生産技術の問題と性能の折り合いから不良品の基準を、QE が 24%未滿又は不良チャンネルが 10 チャンネル以上の HAPD と定め、不良品の HAPD は使用しないこととした。2014 年 5 月頃以降になると、高い QE を持つ HAPD の作成方法が確立し、QE が 24%を下回る HAPD が殆んど製造されなくなったが、製造された HAPD の QE に 25 ~ 40%と大きなばらつきが存在している。このため、使用する HAPD の選択の仕方や配置の仕方によって、A-RICH の識別能力が変化することが予想される。

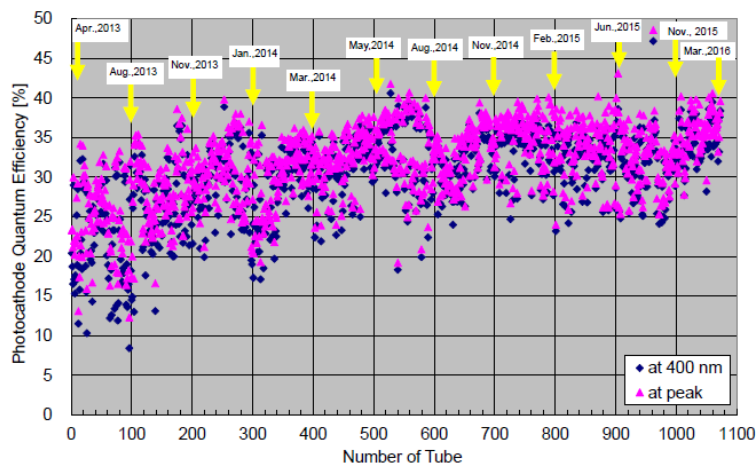


図 1.44: 光電面感度推移。HAPD の型番ごとの波長 400nm の時の量子効率と量子効率の最大値の分布、記載されている年月は素の型番が生産された時期を示している。

(出所) HPK ”角型 HAPD 開発会議資料”

## 1.9 研究背景・目的

Belle II 実験において、精度の高い  $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の識別が物理事象の精密測定に不可欠である。標準模型を超えた新物理の寄与を探る為に稀崩壊がよく用いられおり、 $B \rightarrow K\pi$  では  $CP$  対称性の破れにアノマリーが見られている。

Belle 実験では高運動量の  $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の識別が困難であったために、 $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子が置き換わっている背景事象の影響を強く受けたモードが存在している。その為、低誤識別率且つ高識別効率になるように、精度の高い  $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の識別が Belle II 実験で求められている。



本研究の目的は、A-RICH から最大限の  $K^\pm$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の識別能力を引き出すことである。生産された HAPD が実機での使用に問題が無いかを検査し、個々の性能を理解した上で、HAPD の性能の個体差を考慮した A-RICH への HAPD の配置を最適化する。

研究内容として、まずデザインされた性能を達成する為に、全 HAPD に対して使用に問題ないか、要求性能を満たしているのか確認し、測定できる HAPD の性能に関するパラメータを測定した。次に、A-RICH の一部を使用した実際の実験を再現するシミュレーションを用いて、測定したパラメータの内、識別能力に最も大きく影響する HAPD のパラメータが何なのか調査を行った。そして、調査したそのパラメータを優先的に A-RICH にインストールする HAPD の判断基準として使用した。最後に、識別能力に影響するパラメータを基に、実際の HAPD の性能を反映させた HAPD の並べ方のパターンを用意し、MCシミュレーションによって  $K$  中間子の識別効率が高くなるような配置の傾向を求めることで、識別能力を最大限引き出すことを目指す。

## 第2章 実環境における HAPD の性能

### 2.1 量産された HAPD のパラメータ測定

HAPD の性能には多くのパラメータが存在し、HAPD の選び方と配置を考える上で全ての HAPD のパラメータを知ることは必要不可欠である。そこで、量産された HAPD について全数調査を行い、各 HAPD のパラメータを測定し、良品の選定を行った。測定内容は、電圧印加時のリーク電流値とノイズレベル、レーザー照射時におけるヒット分布と threshold scan による総増幅率、HAPD の有効面積内の量子効率である。HPK でもリーク電流値と総増幅率と量子効率の測定が行われており、双方の測定結果と比較することで、クロスチェックを行った。このような全数調査によって、実機での使用が可能かどうか調査した。

#### 2.1.1 リーク電流測定

APD のチャンネル間など、絶縁されていて本来は導通してはいけないところで流れる電流をリーク電流という。HAPD 内の APD に bias 電圧を印加した状態でリーク電流が大きいと測定回路系のノイズと観測され性能悪化するだけでなく ASIC の故障に繋がる為、全 HAPD の各 APD のリーク電流の調査を行った。

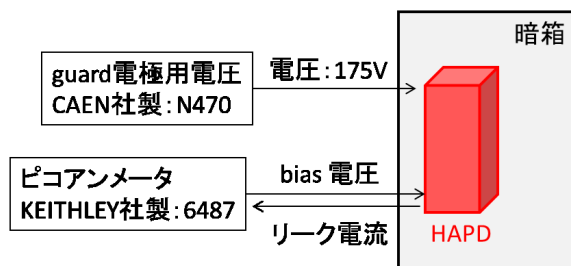


図 2.1: リーク電流測定のセットアップ

図 2.1 のように、暗箱中に FE board を装着した HAPD を設置し、bias 電圧を印加していった際の電流値の推移をピコアンメータで測定した。設定する bias 電圧の上限は、実際に使用する電圧値である HPK のデータシートの電流値 (降伏電圧 - 10V) を使用する。HPK でも同様の電流測定が行われており、測定結果を比較しクロスチェックを行った。

図 2.5 のように、 $1 \mu\text{A}$  以上のリーク電流であった場合、リークを起こしているチャンネルを特定、信号読み出しのピンを除去する。除去しても  $1 \mu\text{A}$  以上のリーク電流値を持つものは不良品として扱い、A-RICH への使用を控えると定めた。また、図 2.3 のように、時間経過によってリーク電流が変化する HAPD の存在が知れていたため、数か月以上期間を空けて再測定を行い測定結果に変化がない HAPD を使用することとした。

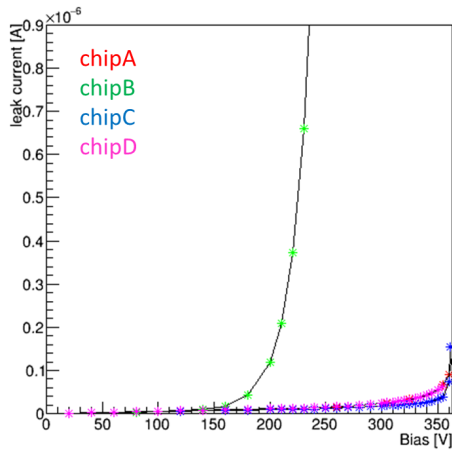


図 2.2: 各 ASIC のリーク電流値の推移

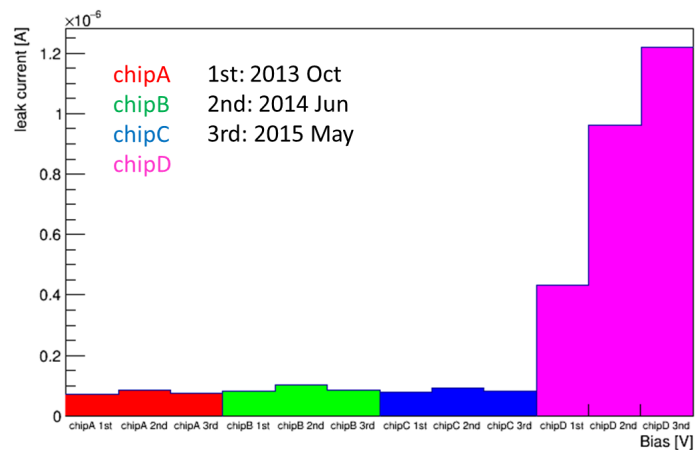


図 2.3: リーク電流値の時間変化

### 2.1.2 ノイズ量測定

暗箱中で APD に印加する bias 電圧の値を変えながら threshold scan を行い, ダークノイズの電圧依存性を測定した。

図 2.4 のようなセットアップで測定を行った。FE board は LVDS (Low Voltage Differential Signaling)<sup>1</sup> の規格を使用しているため, 一般的な測定器に使われている TTL に変換するモジュールを中継してデータ通信を行っている。計算機とのデータ通信には PTS と呼ばれる専用の VME モジュールを使用する。トリガーは PLP (Pico-second Light pulser) からのトリガー信号を使用する。

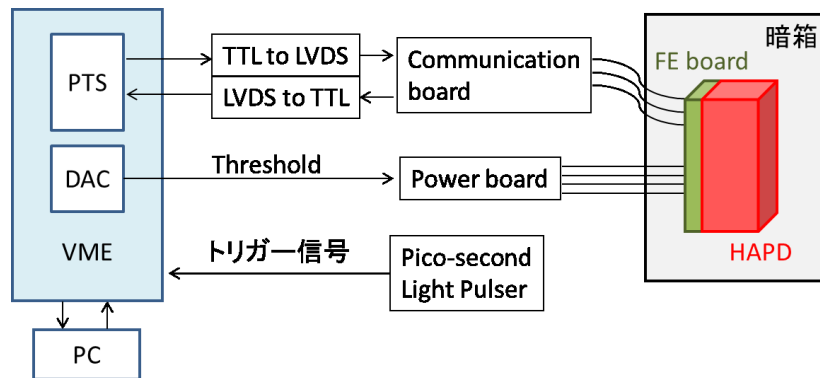


図 2.4: ノイズ量測定のセットアップ

まず, 図 1.41 上段のように threshold scan で閾値電圧を超えるノイズの波形の数を記録した。得られた ASIC 内への閾値電圧におけるノイズ数の分布はガウス分布のような分布となるので, ノイズの分布をガウス関数で fit し, ガウス関数の  $\sigma$  を用いて, HAPD の noise level を以下の式のように定義し求めた。

$$\text{noise level}[e^-] = \sigma / \text{pre-amp gain} \times e \quad (2.1)$$

pre-amp gain は FE board 内のプリアンプのゲイン,  $e$  は電気素量である。bias 電圧を変えながら, 各 ASIC の noise level の変化をプロットにしてまとめた。図 2.5 はその一例である。

<sup>1</sup>電圧振幅が小さい信号を差動方式で伝送するインターフェイス技術。数 G bit/s と TTL の数十倍高速なデータを長距離伝送することが可能であり, 放射電磁ノイズ (EMI) を低減できるというのが特徴

noisy なチャンネルの場合, 図 2.5 のように正常のチャンネルとは異なり突然電圧と共にノイズ量が增加する挙動を示すため, 調査することができる。

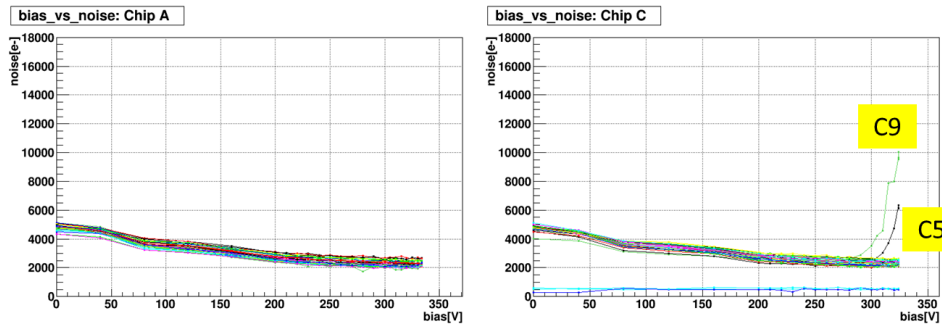


図 2.5: bias 電圧ごとのノイズ量の測定結果。色の違いがチャンネルの違いを表している。

### 2.1.3 2D ヒット分布測定

図 2.6 のように, 暗箱中にレーザー光を 2 次元的に移動させる稼働ステージと FE board を接続した HAPD を設置し, HV と bias 電圧を印加した状態でレーザーを照射した。レーザーの光量は ND フィルターによって 1 光子程度まで減らし, 稼働ステージで 1mm の移動間隔で  $144 \times 144$  点にレーザー照射を行った。レーザー照射位置でのヒット数を記録し, ヒット数を 2D プロットとしてまとめた。

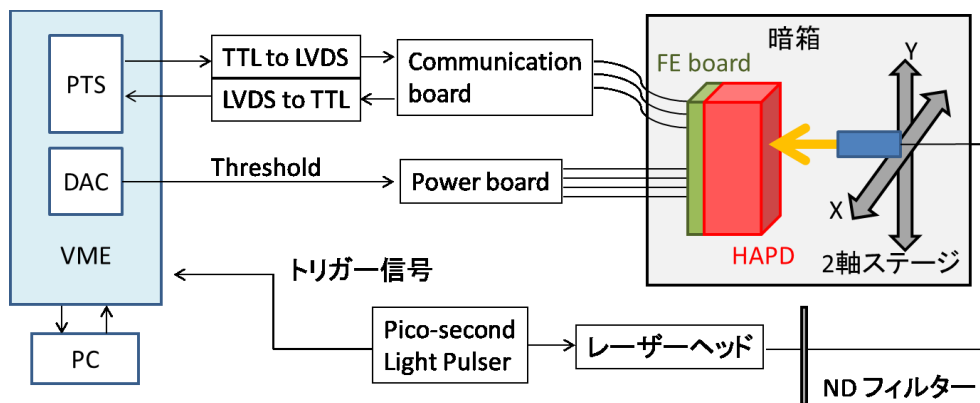


図 2.6: 2D ヒット分布測定のセットアップ

作成したヒット数の 2D プロットから, ずっと信号を出し続ける (hot な) チャンネルや一切応答しない (dead な) チャンネルなどの不良チャンネルが無いか, また光電面に問題が無いかを調べ, HPK の測定結果と比較を行うことで正確性を確認した。

また, 測定が約 6 時間に渡って行われるため, 長時間運用におけるヒット数の時間変化も調べることも出来る。HAPD 内の APD は, 蛍光灯の光などの強い光を当てた直後に測定を行うと, hot な状態となるが, 30 分から 2 時間程暗箱内に置いてから測定することで改善することが分かっており, 使用に問題ないとしている。

しかし, 図 2.8 のようにあるタイミングでヒット数が急激に増加するといった現象が一部の HAPD で見られた。原因は究明中であるが, このような HAPD は使用しないこととした。

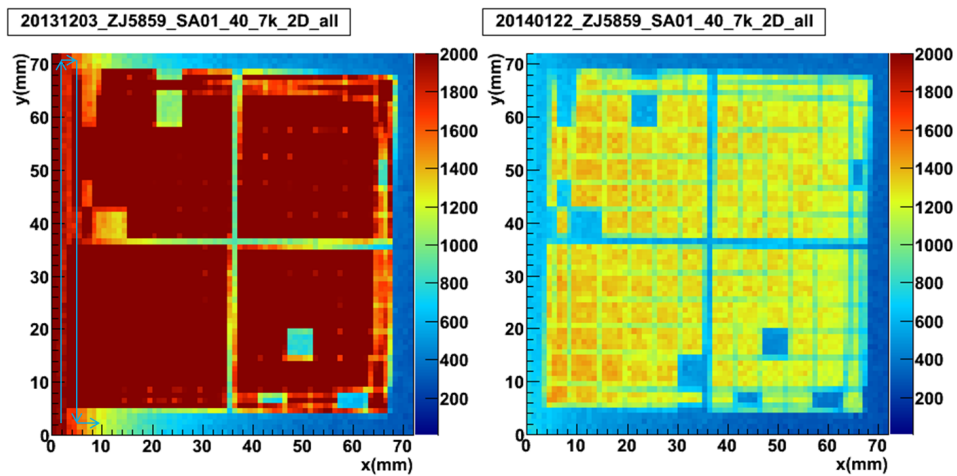


図 2.7: (左) 暗箱に設置してすぐに測定を開始した測定結果。(右)APD 安定後に測定した結果。矢印はレーザーを照射してスキャンしていった方向であり、スキャンが進むにつれてノイズが安定してきているのが確認できる。

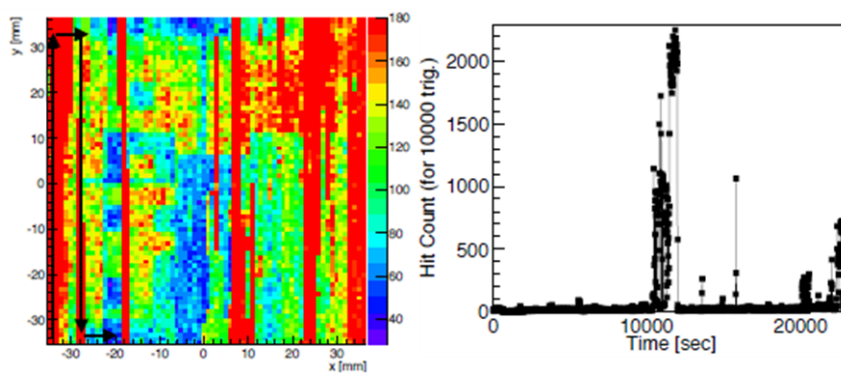


図 2.8: (左) 時間依存のノイズ分布。(右) 測定時間に関するヒット数の分布。レーザー照射位置に関係なく、あるタイミングでヒット数が急激に増加するノイズが見られた。

### 2.1.4 総増幅率の測定

暗箱中に HAPD を設置し, threshold scan による総増幅率の測定を行った。セットアップは 2D ヒット分布測定のもの (図 2.6) と同じだが, レーザーの光量が 2 ~ 3 光子程になるように ND フィルターを調整している。全チャンネルではなく, 既定の 20 チャンネルにレーザーを照射した際に, 図 1.41 下段のように ASIC 内の閾値電圧を変えながら閾値電圧以上の信号数を求め, 分布に異常がないか確認を行った。典型的な測定結果を図 2.9 に示す。

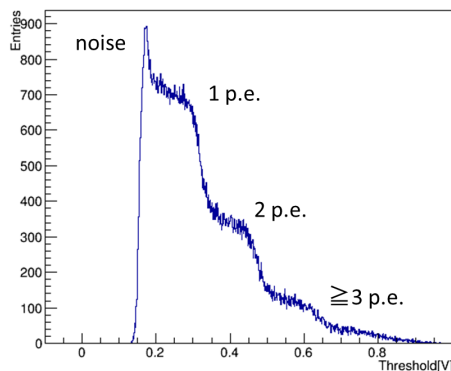


図 2.9: レーザー照射時の threshold scan 結果

図 2.9 の分布は, ノイズ, 1 光子, 2 光子, 3 光子以上の寄与から成り立っている。ノイズによるピークをガウス関数, 各光子の分布を誤差関数で fit することで, 式 (2.2) を用いて各チャンネルの総増幅率を算出することが出来る。

$$total\ gain = pre\text{-}amp\ gain \times (V_{th}(1p.e.) - V_{th}(pedestal)) \quad (2.2)$$

pre-amp gain は ASIC 内のプリアンプのゲインであり,  $V_{th}(1p.e.)$  は 1 光子相当の波形の高さ,  $V_{th}(pedestal)$  はオフセット電圧を意味する。

HPK でも総増幅率の測定は行われており, HPK の総増幅率結果と KEK で測定した総増幅率結果の比較を図 2.11 に示す。KEK の結果は HPK 結果と大まかに一致しているのが確認されている [17]。

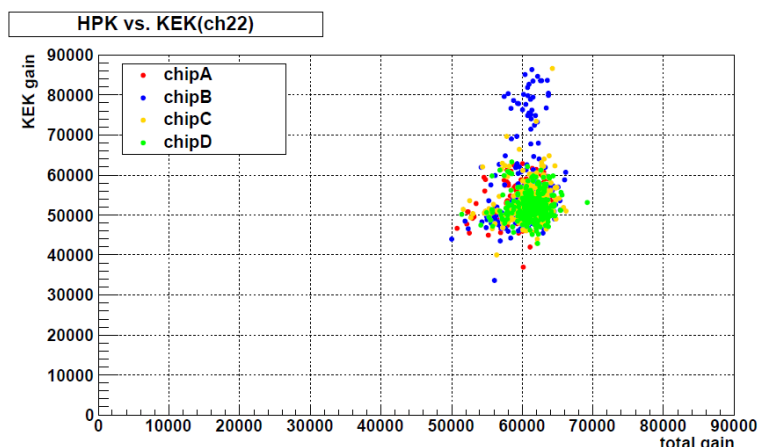


図 2.10: HPK で測定された総増幅率と KEK で測定した総増幅率の比較。横軸は HPK の総増幅率, 縦軸は KEK の総増幅率。 [17]

しかし, 高い精度での誤差関数の fitting が困難であり, fit の失敗の影響が解析結果に顕著に表れる為, 現在は総増幅率の結果を用いた HAPD の選定は行っておらず, HV が 7 kV と 8.5 kV の

時の 2 パターンで測定を行い、閾値電圧ごとのヒット数分布に異常が無いが、HV が異なるときの分布の波形に大きな差が無いかの確認のみを行っている。

### 2.1.5 QE 測定

光電面の QE はチェレンコフ光を検出する割合であり、光検出器において重要なパラメータである。HPK で HAPD の QE の測定は行われており、QE は 24~40 % 程度となっている。KEK でも測定を行い、双方の測定結果を比較することでクロスチェックを行う。KEK での QE 測定のセットアップを図 2.11 に示す。光源としてキセノンランプを使用し、波長が 400 nm の光を取り

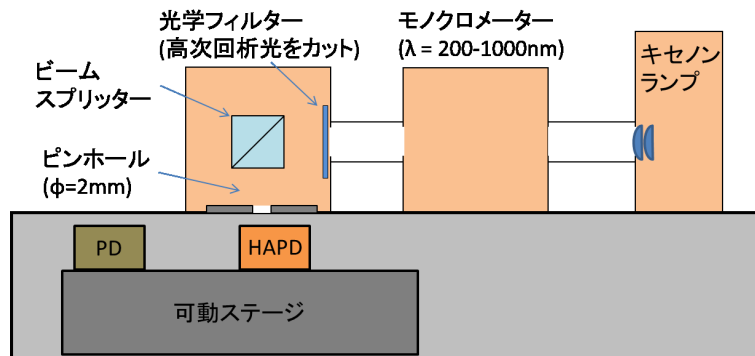


図 2.11: QE 測定のセットアップ

出すためにモノクロメータを通して。照射光をピンホールで 2mm × 2mm まで絞り、2 mm 間隔で HAPD の有効面積 (64 mm × 64 mm) をスキャンする。光電流と QE が比例することから、レファレンスとして QE が既知の Photo Diode(PD) を用いて、以下のように HAPD の QE を算出することが出来る。

$$QE_{HAPD} = QE_{PD} \times I_{HAPD} / I_{PD} \quad (2.3)$$

$QE_{PD}$  はレファレンスの PD の QE,  $I_{HAPD}$ ,  $I_{PD}$  は HAPD と PD の光電流であり、ピコアンメータでの測定値である。 $I_{HAPD}$  の読み出しのセットアップを図 2.12 に示す。全 APD の読み出しチャンネルはまとめられ、ピコアンメータを通してグラウンドに繋がれている。QE 以外の影響を受けないようにする為に、bias 電圧は印加せず、光電面と APD の電位差を  $-500V$  にしている。

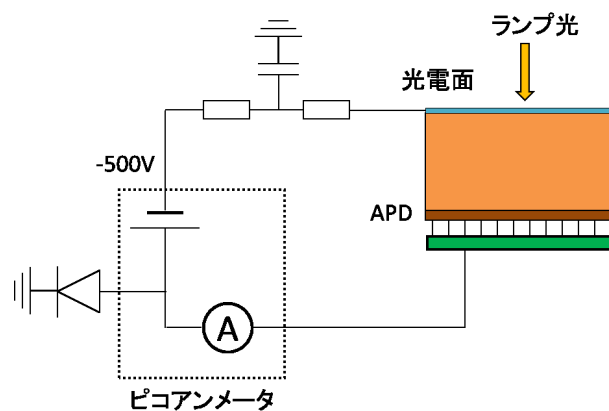


図 2.12: HAPD の光電流読み出しのセットアップ



光の照射位置ごとの QE 測定結果の一例を図 2.13 に示す。有効面積内の QE の平均を求め、平均値が 24%未満であった場合と HPK の測定結果との差が 3%より大きい場合再測定とした。KEK での測定結果と HPK での測定結果の比較を図 2.14 に示す。

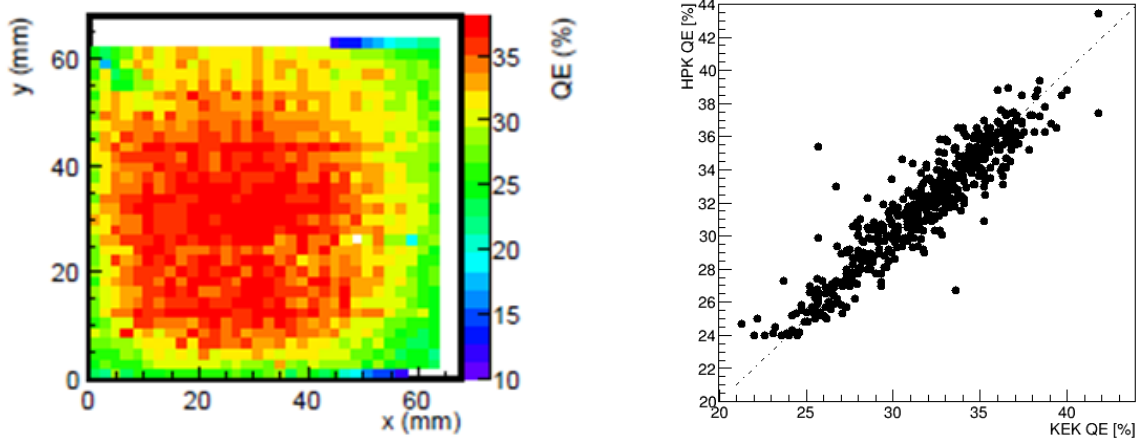


図 2.13: QE の測定結果。有効面積内での QE 分布は光電面の蒸着に由来すると考えられている。の相関

## 2.2 磁場中における HAPD の動作

磁場中において HAPD の性能が変化することが試作品の HAPD を用いた先行研究 [18] から知られていたため、磁場中での HAPD の性能を理解し A-RICH の粒子識別能力の向上に活かすために磁場中での測定も行った。電磁石を用いて実環境と同じように光電面に垂直に 1.5T の磁場をかけた中でレーザーを照射し検出するという測定を行い、磁場の有無での光検出性能の変化を定量的に求めた。[19]

その後の磁場中での測定において、HV と bias 電圧印加中に、1 光子信号の 10 倍程度の波高を持つ巨大なパルスが観測された。この巨大なパルスは多くが 300  $\mu$ s 程の時定数であり、0 ~ 10 Hz の頻度でほぼ全チャンネル同時に発生し、発生後に FE board の ASIC が約 0.1 秒間応答しない状態になるなど識別能力に悪影響を及ぼすことが判明した。また、この巨大パルスは磁場印加中にしか発生せず、一定の波形を持たず、個々の HAPD ごとに発生頻度が大きく異なっていることも判明した。

そこで、巨大パルスを抑える為の改良を全 HAPD に施すだけでなく、A-RICH に使用する HAPD が問題無く動作するか調べる為に、改良後の全 HAPD における磁場中でのパルスの発生頻度を調査した。

### 2.2.1 磁場中による性能の向上

HAPD が A-RICH の光検出器に選ばれた理由の 1 つに、磁場中で動作が可能であり、光電面に垂直な磁場中で測定すると角度分解能が向上するというものがある。磁場の有無で角度分解能が変化することの原因として、電場の歪みとバックスキタリングの 2 つが考えられる [11]。

HAPD の光電面に高電圧を印加する為に光電面付近の側管に金属部品が使用されており、この金属の部品を介して光電面に高電圧をかけている。しかし、金属部品に高電圧が印加されることで電場を形成し、光電面から APD に向かって発生する電場を歪めてしまう。この電場の歪みによって、光電子の軌道が HAPD の中心方向へ曲げられてしまい、HAPD の側管部に近いチャンネルの

カウント数が減少し、リングイメージに歪みが生じてしまう。この問題は光電面に垂直に磁場をかけることで、ローレンツ力により光電子が磁力線に巻きつくような軌道を取り、電場の歪みによる影響を抑えられることが判明している。

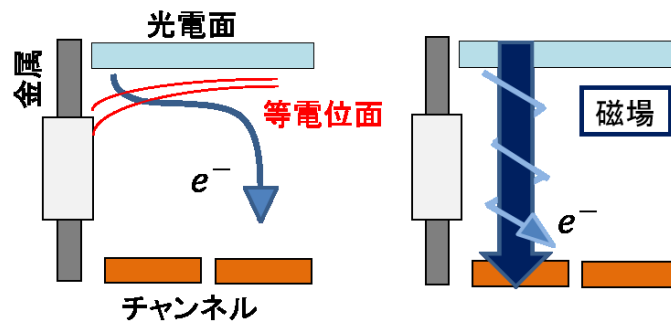


図 2.15: 磁場の乱れによる影響 (左) と磁場による改善 (右) のイメージ

一方のバックスキッターリングという現象は、ある APD のチャンネルに光電子が衝突した際、弾性散乱を起こして他のチャンネルに入射してしまう現象である。チェレンコフ光が入射した場所ではないチャンネルでカウントされるため、角度分解能の低下を引き起こす一因となる。この問題も光電面に垂直に磁場をかけることで、光電子が磁力線に巻きつくような軌道となり、散乱距離を抑えられることが判明している。

また、このローレンツ力による光電子の螺旋運動は、位置分解能である 5 mm より十分に小さな半径の螺旋運動になると知られている為、この影響による角度分解能の低下は起こらないと考えられている。

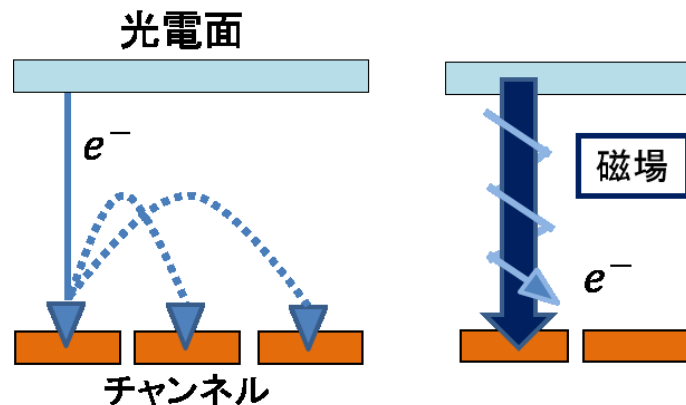


図 2.16: バックスキャッターリングの影響 (左) と磁場による改善 (右) のイメージ

### 2.2.2 巨大なパルスとパルスによる問題

今回観測された巨大なパルスは、図 2.17 の通常の 1 ~ 3 光子信号と比べて図??のように非常に大きく、個体差が大きいが  $0 \sim 10 \text{ s}^{-1}$  の頻度でほぼ全チャンネル同時に発生することが観測された。また、このパルスは磁場中でのみ発生し、光電面に光を当てていない状態でも発生する。パルス発生後 FE board の ASIC が約 0.1 秒間応答しない状態となり、その間信号を検出出来ない為識別能力が低下することと、パルスによって FE board の ASIC が故障してしまうことが測定によって判明しており、大きな問題となっている。

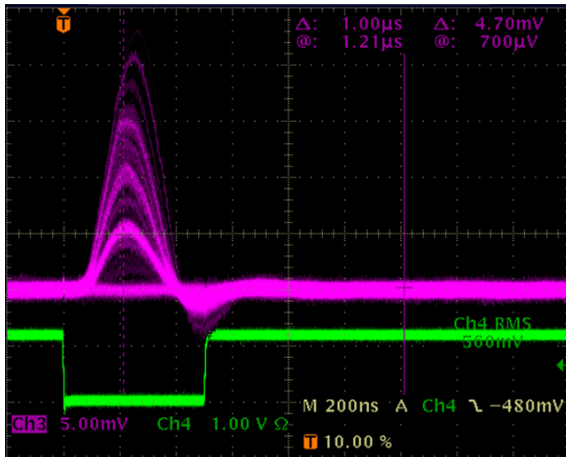


図 2.17: HAPD が観測した 1~3 光子信号

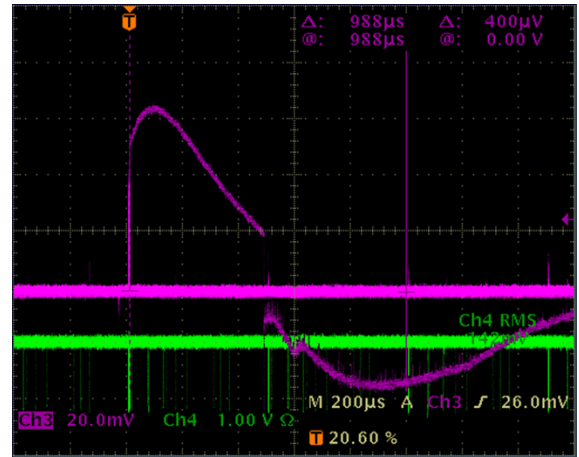


図 2.18: 磁場中で観測された巨大パルス

### 2.2.3 巨大パルスの調査と対策

まず、巨大パルスの発生頻度について定量的な評価を行うために、“不感時間の割合”という値を定義し評価に用いた。

不感時間の割合を測定するためのセットアップは図 2.19 に示す。光電面に垂直に 1.5T の磁場を加え、HV と bias 電圧を HAPD に印加した状態で光を照射せずに測定を行う。HAPD に装着した FE board の ASIC にテストパルスを送り、それを読み取る為のトリガー信号を送った際、応答してテストパルスを読み取れたチャンネル数を求め、かけたトリガーの合計回数とテストパルスの検出に失敗した合計チャンネル数との割合を不感時間の割合と定めた。

巨大パルスが発生していない場合、全チャンネルでテストパルスを検出出来るが、パルスが発生すると ASIC が麻痺し応答することが出来ないため、不感時間の割合を見ることで巨大パルスの発生頻度を調べることが出来る (図 2.20)。

不感時間を導入したシミュレーションが行われたところ、不感時間の割合が 2 % である時でも要求性能が得られるということが判明したことから、この割合が 2 % 以下の HAPD を A-RICH に使用すると定めた。

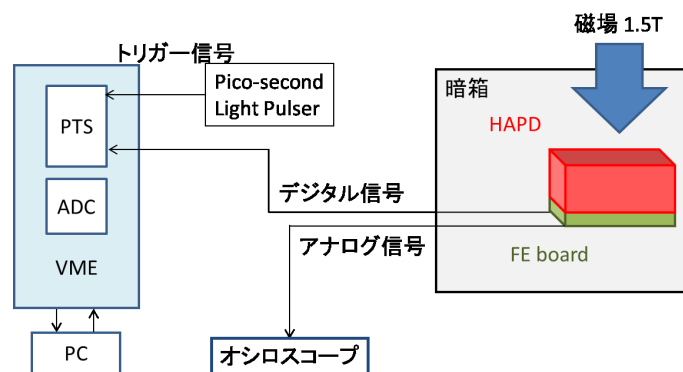


図 2.19: 巨大パルスの発生頻度測定のためのセットアップ

パルスについて調査していたところ、1HAPD 内における 4 個の APD の内、1 個の bias 電圧を 10V 程度下げることで巨大パルスの発生頻度が低下する傾向が見られた (図 2.21)。しかし、bias 電圧を下げる ASIC 数を 2 個以上増やすと発生頻度が増加する傾向も見られた (図 2.22)。巨大パルス対策として有効だと判断されたが、bias 電圧を 10 V 下げると APD のゲインが 40 から 30

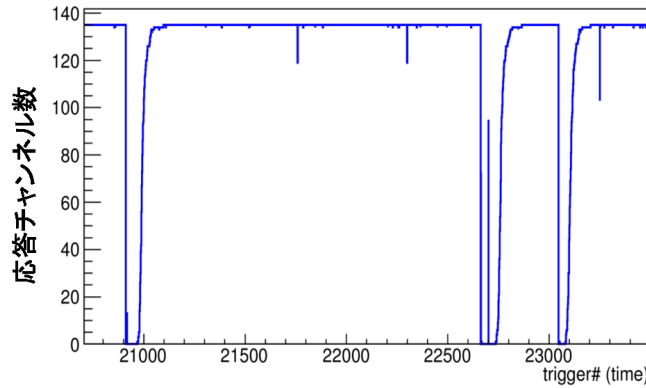


図 2.20: 測定時間ごとの応答チャンネル数。応答チャンネル数が急激に低下しているところで巨大パルスが発生している。

～ 35 に低下してしまうという問題も存在する。

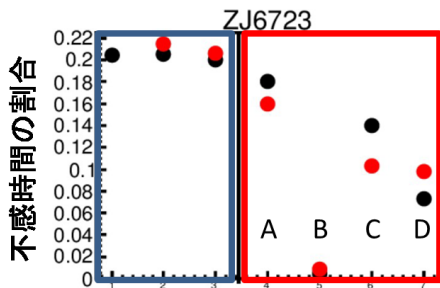


図 2.21: 巨大パルスの bias 電圧依存性。青枠が通常の bias 値, 赤枠が 1ASIC の bias 値を 10 下げたときの測定結果。1 回目の測定値が赤丸, 2 回目の測定値が黒丸。

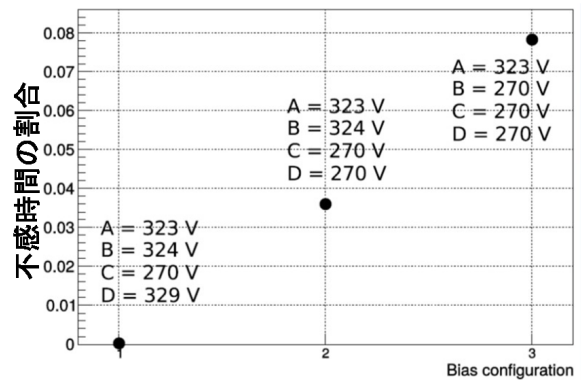


図 2.22: bias 電圧を下げた ASIC の個数と不感時間の割合の関係

CMS で使用されている HPD は HAPD と構造が似ており, HAPD で観測されたパルスと似たような現象が HPD でみられていることから, CMS での研究結果 [21] を基に, この巨大なパルス発生メカニズムとして flashover による簡単なモデルを仮定した。

1. 光電面に HV を伝える為の金属部品から放出された電子が, 電磁場によって HAPD の側管部分であるセラミック表面に衝突することで表面を電離して二次電子を生成する。
2. 生成された二次電子が電離を繰り返すことで電子雪崩を引き起こす。
3. この電離によってセラミック表面からガスが脱離し, このガスを通じて金属部品と APD 間で橋絡 (flashover) が引き起こされる。(図 2.23)

調査から得られた傾向と発生メカニズムのモデルに基づいて, 全 HAPD に対してパルスの発生頻度を抑える対策を行った。

#### 中間電極の固定

HAPD 側管部はセラミック製の筒と金属製の筒である中間電極を交互に積み重ねたような構造をしており, これまでの中間電極は浮遊電極であった。HAPD 側管での電子雪崩のシュミレー

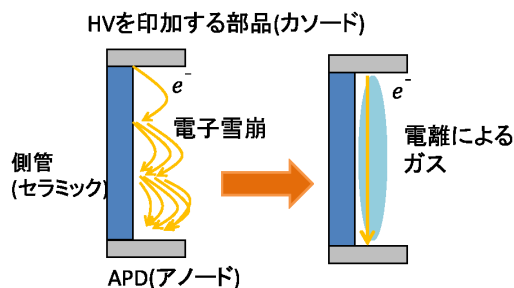


図 2.23: flashover のメカニズム

ションを行った結果、中間電極の電位が HV の 1/2 から大きくずれると電子雪崩の電子数が増加し flashover が発生し易い状態となることが判明した。[20]

そこで、中間電極にケーブルを接続し(図 2.23), HV の電圧を光電面に 8 kV, 中間電極に 4 kV 分配する基板を用意することで、中間電極の電位を HV の 1/2 になるよう固定できるように仕様を変更した(図 2.25)。これを全 HAPD に対して行うことで、巨大パルスの発生を抑えた。

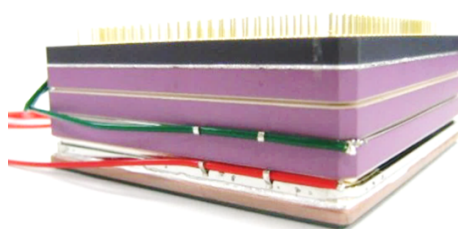


図 2.24: 中間電極用ケーブル

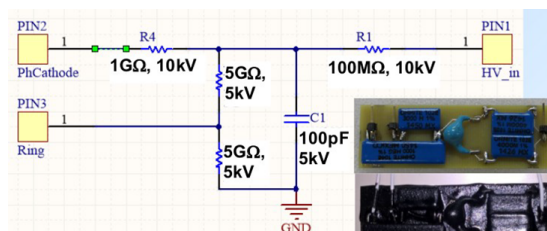


図 2.25: HV 分配用基板の回路図と写真

### 保護回路の設置

次に、巨大パルスによって FE board の ASIC が故障する事態が発生したことを受けて、巨大パルスから ASIC を守る為の Electro-Static Discharge (ESD) 保護回路を組み込んだ FE board を製作し実機に使用することとした(図 2.27)。ESD 保護回路は静電気放電による高電圧パルスをグラウンドに流すことで回路保護するための回路であるが、巨大パルスの波高を制限する為に用いることで ASIC の保護を行う(図 2.28)。

### 電圧印加順の変更

今まで、guard 電圧, bias 電圧, HV の順に電圧を印加したが、巨大パルスは HV を上げている際に発生頻度が増加することから、bias 電圧によって増幅された巨大パルスが ASIC に損傷を与える確率を減らすために、guard 電圧, HV, bias 電圧の順で印加するよう順番を変更した。

### 全 HAPD のパルス頻度の測定

これら 3 つの対策を行った上で、全 HAPD での不感時間の割合を調査した。巨大パルスの発生頻度は最低数時間のスケールでは安定しており、個々の HAPD によって時間ごとの振る舞いが異なる為、長時間での振る舞いを全数確認することは困難である。その為、4 分程の測定時間での不



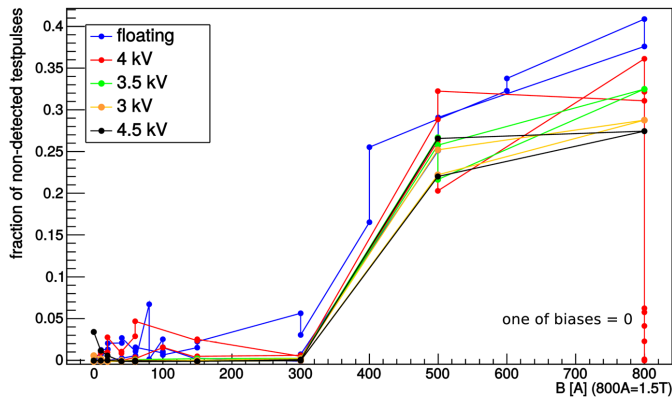


図 2.26: 磁場を 1.5 T まで上げて下げた時の不感時間の割合の推移を中間電極の電圧ごとで比較した (不感時間の割合はパルス発生頻度を表す値であり, 全 HAPD のパルス頻度の測定で後述する)。4kV のプロットは 1.5T まで磁場を上げた後, 1 個の APD の bias 電圧を 0 まで下げて元の値まで印加し直している。少なくとも, 浮遊電極にしている時より固定している時の方がパルスの発生頻度が低下していることが判明した。

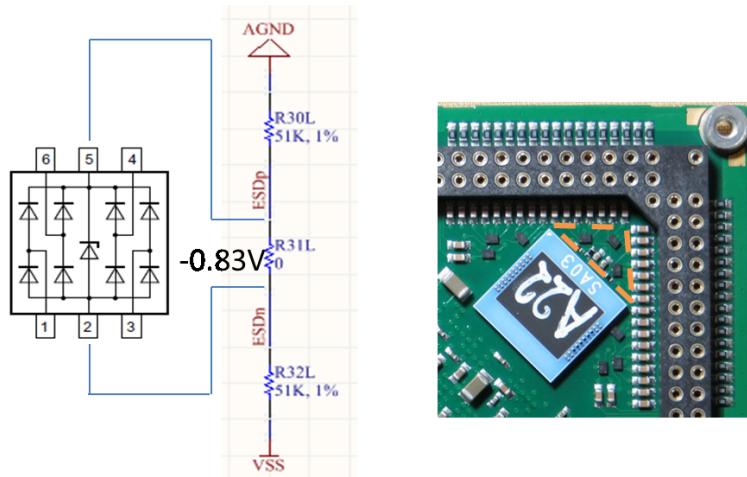


図 2.27: 保護回路の回路図と写真

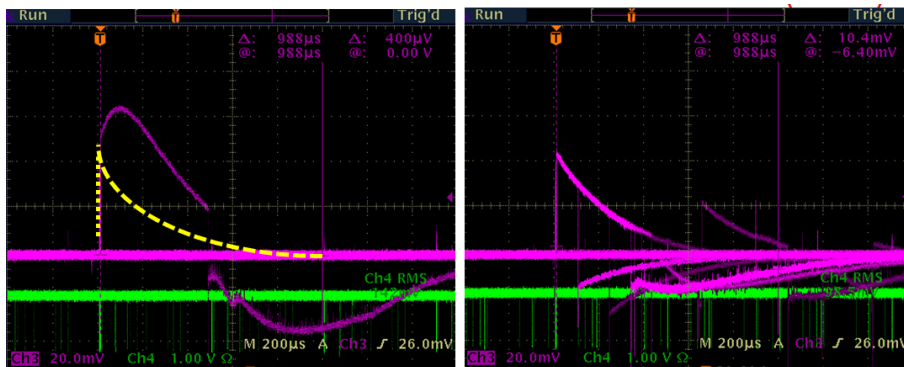


図 2.28: 保護回路による波高の低下

感時間の割合を全 HAPD で求め、不感時間の割合が 2 % 以下の HAPD を A-RICH に使用すると定めた。

また、不感時間の割合が 2 % より大きい HAPD に対してのみ、各 APD の bias 電圧を 10 V 下げた場合も測定を行い、不感時間の割合が 2 % 以下の HAPD が 420 個集まらなかった場合、bias 電圧を下げた際の不感時間の割合が 2 % 以下の HAPD も A-RICH に使用し、bias 電圧を下げた状態で実機に使用することとした。

#### 2.2.4 ゲッター再活性化

HAPD 側管部の金属パーツにガスを吸着する金属 (ゲッター) が 1 個装着されており (図 2.29), ゲッターを加熱することで活性化し、ガスを吸着して HAPD 内部の真空度を上げることが出来る。全数測定中に、製造後の HAPD 内のゲッター再活性化させ、不感時間の割合が変化するかどうか調査したところ、不感時間の割合が改善されることが判明した。約 5 ヶ月後の再測定でも低いままで長期安定性があり、ゲッター再活性化後に QE と S/N 比を測定したところ問題は見られなかった。そこで、不感時間の割合が 2% 以上の HAPD のゲッターを再活性化し、不感時間の割合の再測定を行った。このゲッター再活性化した HAPD は通常の HAPD と同様に扱い、A-RICH へインストールする予定である。

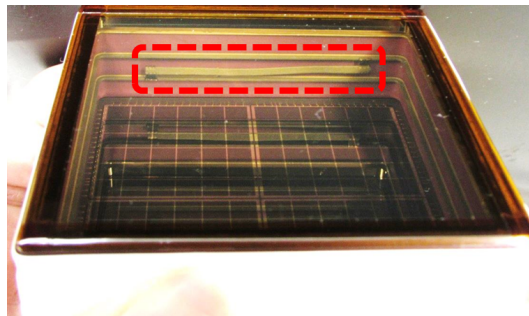


図 2.29: ゲッターの写真。赤い点線で囲ってあるのがゲッターである。

#### 2.2.5 磁場中での全数測定の結果

予備を含む HAPD 524 個の不感時間の割合の分布を求めた。524 個のうち 77 % にあたる 406 個が 2 % 以下の不感時間の割合であった。また、2 % より大きい HAPD 107 個に対して bias 調整を行ったところ、107 個全てに改善が見られ、その内 75 個が 2 % 以下の不感時間の割合となった (図 2.30(左))。

次に、2 % より大きい HAPD 90 個にゲッター再活性化を行ったところ、90 個全てに改善が見られ、90 個が 2 % 以下の不感時間の割合となった (図 2.30(右))。2 % より大きい HAPD 2 個の内、1 つが hot な HAPD で、1 つは側管沿いの 4 チャンネルが noisy な HAPD であり、何かしらの問題のある HAPD であった。

この結果から、不感時間の割合が 2 % 以下の HAPD を bias 調整を行わずに 420 個以上集めることができた。



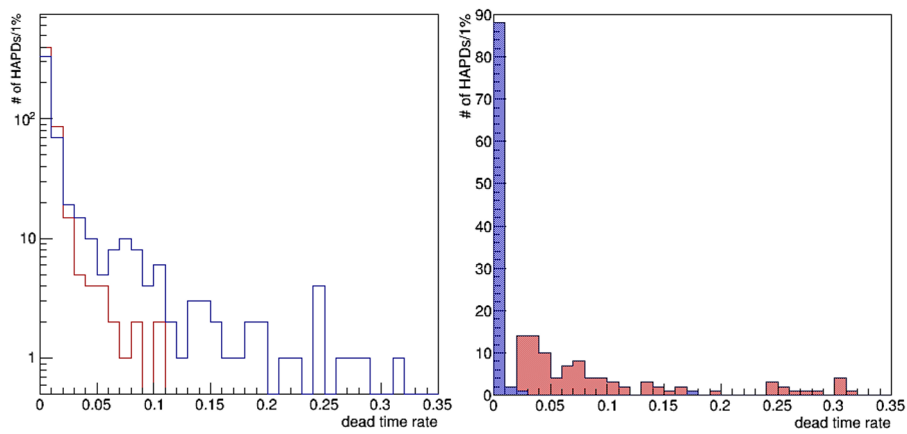


図 2.30: (左) 青色のヒストグラムが bias 調整していない結果, 赤色のヒストグラムが不感時間の割合が 2% より大きい HAPD に対して bias 調整した結果。(右) 赤色がゲッター再活性化を行う前の結果, 青色がゲッター再活性化後の結果。

## 第3章 シミュレーションを用いた A-RICH の性能評価

以上のように実際の実験環境における HAPD の性能を理解したうえで、シミュレーションを用いて実機に組み込む HAPD の選び方と並べ方の調査を行った。

### 3.1 基準となるパラメータの決定

HAPD の選び方と並べ方の判断基準を考える為に A-RICH の粒子識別能力に最も影響がある HAPD のパラメータを調べる必要がある。

チェレンコフ放射角度分布によるピークの高さや幅に寄与するものは、輻射体の厚さによる放射位置の不定性と HAPD の位置分解能や量子効率等の性能が考えられる。つまり、ピークから求める 1.5.4 で説明された  $K/\pi$  粒子分離能力と HAPD のパラメータは相関がある。これにより、全数測定で調査したパラメータの中で、A-RICH の識別能力に直接影響を与えると考えられる QE と不良チャンネル数を変えた時の  $K/\pi$  粒子分離能力をシミュレーションから算出し比較することで調査した。

#### 3.1.1 ビームテストを再現したシミュレーションのセットアップ

プロトタイプ A-RICH の性能評価の為に実際に行われたビームテストを再現したセットアップのシミュレーションを使用した。先行研究によって、このシミュレーションは 2013 年にドイツの DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) で行われた電子ビームをプロトタイプ A-RICH に照射したビームテストの測定結果によるチェレンコフ放射角分布内のピークを十分再現できることが分かっており、シミュレーションで得られた結果が信用できるものとして扱う。[22]

プロトタイプ A-RICH は、2 層のエアロゲルタイル、 $2 \times 3$  台の HAPD とそれらを読み出す 6 台の FE board から構成されている (図 3.1)。実機に搭載する状況を想定する為、エアロゲルタイルから HAPD までの距離は実機同様 20 cm 離れており、HAPD の設置位置は実機の設計図の一部を抜き出して作られたような扇型の配置をしている (図 3.2)。

図 3.3 に DESY で行われたビームテストのセットアップの概略図を示す。プロトタイプ A-RICH は暗箱内に配置され、暗箱の前後に位置検出器として Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) を 2 台ずつ、トリガー用にシンチレーションカウンター (SC) を 1 台ずつ使用した。MWPC はガス検出器の一種で電子ビームの入射位置の測定を行う。SC で信号を検出したイベントだけ記録し、それぞれの検出位置からビームの飛跡を再構成する。電子ビームはエアロゲルと HAPD に対してほぼ垂直に通過するように調整されている。実機の A-RICH の場合、1.5 T の磁場がかかるが、ビームテストは磁場が無い環境で行われた。

図 3.4 にシミュレーションのセットアップの概略図を示す。ビームテストと同様に、2 層のエアロゲルタイルと  $2 \times 3$  台の HAPD、その前後にそれぞれ 2 台の MWPC を設置する。ただし、MWPC は物質量の少ないガス検出器であることから、 $200 \times 75 \times 2 \text{ mm}^3$  の板で代用している。入射ビー

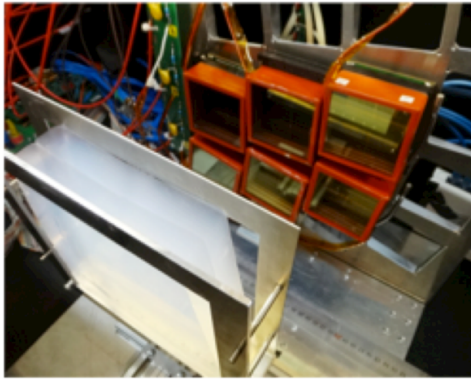


図 3.1: プロトタイプ A-RICH の写真

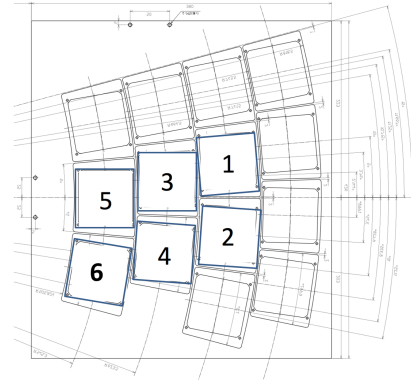


図 3.2: HAPD ソケットの設計図

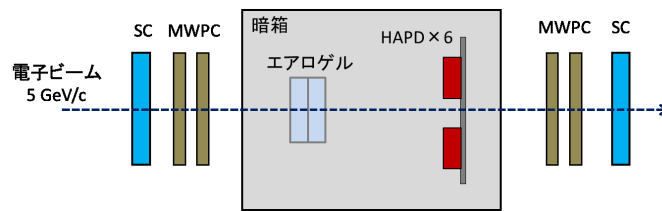


図 3.3: ビームテストのセットアップの概略図。

ムは Geant4 の "Particle Gun" を用いて、 $2\text{GeV}/c$  の  $\pi^+$  をエアロゲルに対して垂直方向に固定して打ち込んでいる。また、ビームテスト同様、磁場が無い環境としてシミュレーションする。

6つ全ての HAPD の QE が一様であるとして、不良チャンネルの位置をランダムに設定しシミュレーションを行い、ビームのトラックと HAPD の検出したチャンネル位置から再構成したチェレンコフ放射角を求めた。

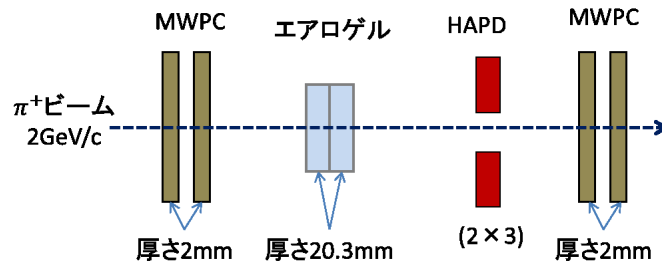


図 3.4: ビームテストのシミュレーションにおけるセットアップの概略図。

### 3.1.2 シミュレーション結果

QE が 24%未滿又は不良チャンネルが 10チャンネル以上の HAPD を不良品の基準としていることから、全 HAPD の QE が 24%、27%、28% の時の不良チャンネル数ごとでシミュレーションを行い、それぞれの  $K/\pi$  粒子分離能力を比較した。

図 3.5 より、 $K/\pi$  粒子分離能力から判断した場合、QE を 1%上昇させた HAPD と不良チャンネルを 4-5 個減らした HAPD は同等であることが判明した。また、生産された HAPD の QE のばらつきが 24 ~ 40%と大きいことから、不良チャンネル数よりも QE の値の方が考慮すべきパラメータと考えられる。

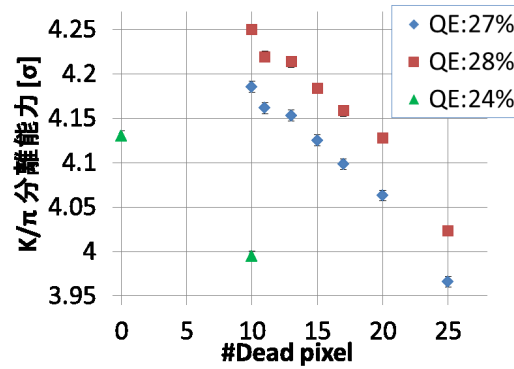


図 3.5: 不良チャンネル数と  $K/\pi$  粒子分離能力の相関図

この結果を受けて, A-RICH ヘインストールするかどうかの判別基準は, 動作に不安がある HAPD を除いた中で, QE が高いものを優先にインストールし, 420 個から弾かれたものを予備に回すこととした。

## 3.2 HAPD の配置パターンごとの $K/\pi$ 中間子識別能力の比較

### 3.2.1 使用したシミュレーション

3.1.1 とは異なり, Belle II 測定器のジオメトリと同じものを使用してシミュレーションを行った。電子と陽電子の衝突で生成された  $\Upsilon_{4S}$  を用いるが,  $\Upsilon_{4S} \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ ,  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ,  $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$  にモードを固定している。そのため, 生成される  $K, \pi$  は  $1.8 \sim 3.8$  GeV/c と高運動量である (図 3.6)。シミュレーションで得られた  $K$  に関する log likelihood と  $\pi$  に関する log likelihood を用いて, 1.7.2 で  $K$  の識別効率 ( $K$  efficiency) と  $\pi$  の誤識別率 ( $\pi$  fake rate) から識別能力を比較する。

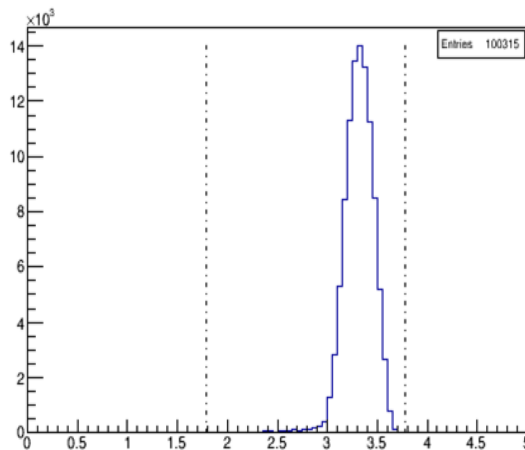


図 3.6: エンドキャップ部に飛来する  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  からの  $K$  と  $\pi$  の運動量。0.8-3.8 GeV/c まで分布している。

### 3.2.2 QE が異なる HAPD の配置パターン

3.1.2 で得られた結果から QE を基準として HAPD の配置を考えるが、全数測定で得られた QE をそのまま導入すると膨大な配置の組み合わせになり、1 つ 1 つ調べるのは現実的ではない。そこで、HAPD の QE 分布をある程度均等な個数になるように 3 グループに分類した。QE が 24 % 以上 30 % 未満の HAPD を low グループ、30 % 以上 33 % 未満の HAPD を mid グループ、33 % 以上の HAPD を high グループと 3 つのグループに分類し、各グループの QE 平均をそのグループに区分される HAPD の QE と設定することで、3 種類の QE のみを使用することとした。

使用に問題ないと判断された HAPD 372 個を 3 グループに分けたところ、low グループの HAPD が 114 個で QE の平均値が 27.5 %、mid グループの HAPD が 122 個で QE の平均値は 31.5 %、high グループの HAPD が 136 個で QE の平均値は 35.2 % であった。合計数が 420 個に満たない為、各分類の個数を 1.12 倍することで、合計数が 420 個になるよう調整した。

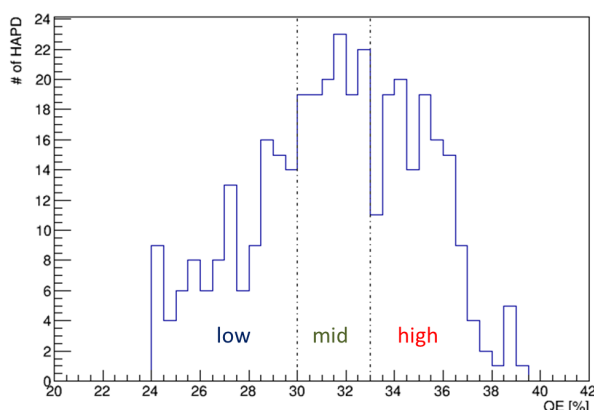


図 3.7: 不良品を省いた HAPD の QE 分布。

配置パターンは、以下の 3 パターンを用意した。

- A-RICH の内側から QE が高い順に並べる。
- A-RICH の内側から QE が低い順に並べる。
- A-RICH 全体が大まかに一様な QE 分布になるように並べる。

QE が 27.5 % の HAPD 129 個、31.5 % の HAPD 138 個、35.2 % の HAPD 153 個を用いて作成した各配置パターンの  $\pi$  fake rate と  $K$  efficiency を求めることで、識別能力の傾向を調べた。

### 3.2.3 結果

HAPD の配置パターンごとの  $K$  efficiency と  $\pi$  fake rate の関係は図 3.8 のようになった。

また、 $\pi$  fake rate が 0.5 % と 3 % の前後にあるプロットを直線で結び、 $\pi$  fake rate が 0.5 % と 3 % になる直線上の  $K$  efficiency の値を近似値として求め、配置パターンごとに各  $\pi$  fake rate の時の  $K$  efficiency の比較を行った。その結果、表 3.1 のような結果が得られた。

A-RICH の内側から QE が高い順に並べた時の結果と比べて、A-RICH の内側から QE が低い順に並べた時の結果の方が識別効率が高いという傾向が見られた。

また、使用に問題のない HAPD の QE 分布が変動していてもこの傾向は変わらなかった。

これは図 3.9 のようにエンドキャップ部に飛来する  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  の角度分布が A-RICH の外側に寄っていることが大きく影響していると考えられる。

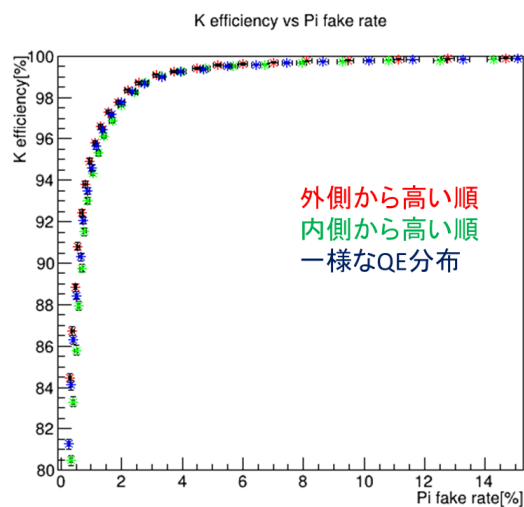


図 3.8: HAPD の配置パターンごとの  $K$  efficiency と  $\pi$  fake rate の関係。

表 3.1: 各配置パターンでの  $K$  efficiency と  $\pi$  fake rate

$\pi$ fake rate	外側から QE 高い順の場合での $K$ efficiency	内側から QE 高い順の場合での $K$ efficiency	大まかに一様な QE 分布に配置した場合での $K$ efficiency
0.5 %	$89.43 \pm 0.62$ %	$85.74 \pm 0.95$ %	$88.23 \pm 0.73$ %
3 %	$98.98 \pm 0.06$ %	$98.89 \pm 0.06$ %	$98.83 \pm 0.07$ %

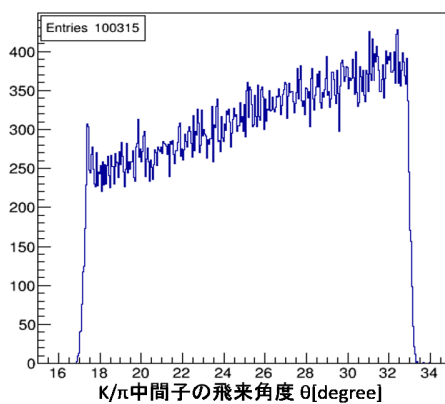


図 3.9: エンドキャップ部に飛来する  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  からの  $K$  と  $\pi$  のビーム軸からの飛来角度

Belle 実験の全データである  $772 \times 10^6$  の  $B\bar{B}$  対を用いて  $B^0 \rightarrow K\pi$  の分岐比を求めた解析 [23] において、 $K/\pi$  の識別効率と誤識別率は表 3.2 に書かれている値が用いられた。

表 3.2: Belle 実験の全データの解析で用いられた  $K/\pi$  識別効率と誤識別率 [23]

	$K^+$	$K^-$	$\pi^+$	$\pi^-$
KID efficiency(%)				
Ratio(Data/MC)	96.25±0.92	97.05±0.95	96.28±1.06	95.46±0.93
Data	83.47±0.50	84.21±0.52	88.96±0.66	88.20±0.55
Signal MC	86.78±0.09	86.85±0.09	92.46±0.08	92.40±0.08
Fake rate(%)				
Ratio(Data/MC)	195.10±18.02	197.15±16.52	133.02±8.20	129.05±8.45
Data	7.06±0.51	7.79±0.50	11.28±0.48	10.69±0.49
Signal MC	4.11±0.06	4.47±0.06	8.78±0.07	8.63±0.07

Belle 測定器と外側から HAPD の QE が高い順に並べた配置パターンでの A-RICH の  $K^\pm/\pi^\pm$  fake rate を揃えたときの  $\pi^\pm/K^\pm$  efficiency を比較すると、

- $\pi^+$  fake rate が 7.06 % のとき
  - Belle 測定器での  $K^+$  efficiency : 83.47±0.50 %
  - A-RICH での  $K^+$  efficiency : 99.70±0.04 %
- $\pi^-$  fake rate が 7.79 % のとき
  - Belle 測定器での  $K^-$  efficiency : 84.21±0.52 %
  - A-RICH での  $K^-$  efficiency : 99.74±0.03 %
- $K^+$  fake rate が 11.28 % のとき
  - Belle 測定器での  $\pi^+$  efficiency : 88.94±0.66 %
  - A-RICH での  $\pi^+$  efficiency : 99.54±0.04 %
- $K^-$  fake rate が 10.69 % のとき
  - Belle 測定器での  $\pi^-$  efficiency : 84.21±0.52 %
  - A-RICH での  $\pi^-$  efficiency : 99.53±0.03 %

このように Belle 測定器から A-RICH に置き換えた場合、 $K/\pi$  の識別効率が上がることを明らかにした。

Belle 実験での  $K$  と  $\pi$  の識別を Belle 測定器を用いた場合と外側から QE が高い順に並べる配置パターンでの A-RICH のみで行った場合について比較する為に、 $K^\pm/\pi^\pm$  fake rate を揃えたときの  $\pi^\pm/K^\pm$  efficiency に基づいて、 $B^0 \rightarrow K\pi$  の観測されている信号数について考えた。

$B^0 \rightarrow K\pi$  の観測されている信号数  $S$  と  $B^0 \rightarrow \pi\pi$  を  $B^0 \rightarrow K\pi$  と誤識別したイベント数  $B$  は、

$$\begin{aligned}
S &= N_{fit(K\pi)} \\
B &= N_{(\pi\pi)} \times \epsilon_{\pi\pi, K\pi} \times (\epsilon_{\pi^-} f_{K^+} + \epsilon_{\pi^+} f_{K^-}) \\
N_{(\pi\pi)} &= \frac{N_{fit(\pi\pi)}}{\epsilon_{\pi\pi, \pi\pi} \times \epsilon_{K^+} \times \epsilon_{\pi^-}}
\end{aligned}$$



と求めた [23]。  $N_{(\pi\pi)}$  は  $\pi^+\pi^-$  の検出効率を考慮したイベント数,  $N_{fit(K\pi)}$  は  $\Upsilon_{4S}$  の重心系におけるビームと  $B$  のエネルギー差  $\Delta E$  と  $B$  の質量分布をそれぞれガウス関数とクリスタルボール関数で fit することで抽出したシグナルのイベント数,  $\epsilon_{\pi\pi, K\pi}$  は  $B^0 \rightarrow K\pi$  のイベント選択を行ったときに  $B^0 \rightarrow \pi\pi$  が含まれている割合 ( $= \epsilon_{K\pi, K\pi} \times \frac{\pi^\pm \text{fake rate}}{K^\pm \text{efficiency}}$  と計算),  $\epsilon_{\pi^+}(\epsilon_{\pi^-})$  は測定データとシミュレーションとの  $\pi^\pm$  の識別効率の比,  $f_{K^+}(f_{K^-})$  は測定データとシミュレーションとの  $K^\pm$  の誤識別率の比である。

このような仮定のもとで, Belle 測定器で観測された  $B^0 \rightarrow K\pi$  の信号数を導出すると, Belle 測定器では  $S = 7525.28$ ,  $B = 566.16$  であったが, A-RICH を用いた場合,  $K/\pi$  efficiency より  $S = 10289.27$  となり, 約 1.36 倍の統計量に相当する。

## 第4章 まとめ

$CP$  対称性の破れを検証する目的で行われた Belle 実験は,  $B$  中間子の  $CP$  対称性の破れの存在を実証し, 小林・益川理論を裏付け, 成功を収めた。より精密な  $CP$  対称性の破れの測定と標準模型を超える新物理の探索を目指し, Belle II 実験に向けてアップグレードが進んでいる。新物理の探索には, 広い運動量領域における高精度な  $K/\pi$  粒子識別が必須である為, チェレンコフリングイメージから粒子識別を行う A-RICH の開発を行っており, 運動量領域  $0.5\text{-}4.0\text{ GeV}/c$  での  $K/\pi$  中間子に対し  $4\sigma$  以上の識別能力を目標としている。

生産された HAPD の性能にばらつきがあることから, 実装する HAPD の選択基準, HAPD の配置の仕方により A-RICH の  $K/\pi$  識別能力が向上する余地がある。本研究では, HAPD の全数測定を行い, 良品と不良品の選別と個体差の理解を行った。

実環境下に近い磁場中において HAPD の性能が変化することが先行研究から知られていたため, 磁場中での HAPD の性能を理解し A-RICH の粒子識別能力の向上に活かすために磁場中での測定も担当した。一部の HAPD から磁場中のみで巨大なパルスが発生することが観測され, このパルスの発生頻度は個々の HAPD ごとに大きく異なることが判明したので, 実環境で使用した際に問題が無く動作するか調べる為に, 全 HAPD のパルスの発生頻度を確認した。このパルスに対して対策を行い, 識別能力に問題を与えない程度に発生頻度が低下したことを確認し, 磁場中でも使用に問題ない HAPD を 420 個そろえることが出来た。

以上のように実際の実験環境における HAPD の性能を理解した上で, HAPD の選び方と並べ方の判断基準を考える為に, シミュレーションを用いて粒子識別能力に最も影響がある HAPD のパラメータについて調査した。全数測定したパラメータの内, 粒子識別能力に直接影響を与える不良 pixel 数と量子効率を変化させシミュレーションを行った結果, HAPD の量子効率が粒子識別能力に大きく関係していることを明らかにした。これを基に, 全数測定で使用に問題が無いと判断した HAPD の内, QE が高いものを優先的に A-RICH へ実装することとした。

量子効率が粒子識別能力に最も影響を与えるパラメータということから, 全数調査によって得られた量子効率の分布を元に配置パターンを用意し, シミュレーションの結果から識別効率が高くなる配置パターンの傾向を求めた。 $K$  中間子を仮定したときの  $\log$  likelihood と  $\pi$  中間子を仮定した時の  $\log$  likelihood の差の分布を基に,  $\pi$  中間子を  $K$  中間子と誤識別する割合が 3%と 0.5%になるときの  $K$  中間子の識別効率を配置パターンごとで比較したところ, A-RICH の外側に量子効率が高い HAPD を配置するパターンでの測定結果では誤識別率 3%のとき  $98.98\pm 0.06\%$ , 0.5%のとき  $89.43\pm 0.62\%$ , A-RICH の内側に量子効率が高い HAPD を配置するパターンでは誤識別率 3%のとき  $98.89\pm 0.06\%$ , 0.5%のとき  $85.74\pm 0.95\%$  と,  $K$  中間子の識別効率が高くなる傾向が見られることを明らかにした。

## 参考文献

- [1] J.H.Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R.Turlay, "Evidence for the  $2/\pi$ Decay of the  $K_2^0$  Meson", Phys. Rev. Lett. 27,pp.138-140 (1964).
- [2] K.Abe et al. (Belle Collaboration), "Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System," Phys.Rev.Lett. 87,091802 (2001)
- [3] M.Kobayashi and T.Maskawa, "CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interaction", Prog. Theor. Phys. 49, pp.652-657 (1973)
- [4] A. I. Sanda and S. Suzuki, "B PHYSICS: Physics Beyond the Standard Model at the B factory", (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1995), [ISBN 981-02-2224-6]
- [5] Y. Amhis et al., Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), "Averages of b-hadron, c-hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of summer 2016", arXiv:1612.07233v1 [hep-ex]
- [6] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instrum. Meth. A 499, 1 (2003), DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01771-0.
- [7] S.-W. Lin et al. [Belle Collaboration], Nature 452 (2008).
- [8] Y.-T. Duh et al. [Belle Collaboration], "Measurements of branching fractions and direct CP asymmetries for  $B \rightarrow K\pi$ ,  $B \rightarrow \pi\pi$  and  $BB \rightarrow KK$  decays", PHYSICAL REVIEW D 87, 031103(R) (2013)
- [9] Michael Gronau, "A precise sum rule among four  $B \rightarrow K\pi$  CP asymmetries", Phys. Lett. B627, 82 (2005)
- [10] P. Raimondi, talk given at the 2nd SuperB workshop, Frascati, <http://www.lnf.infn.it/conference/superb06/talks/raimondi1.ppt>, (2006)
- [11] T. Abe et al. "Belle II Technical Design Report", arXiv:1011.0352v1 [physics.ins-det]
- [12] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメーター (ECL)", 高エネルギーニュース, 33-2, pp108-114 (2014);
- [13] 山田作衛他編, "素粒子物理学ハンドブック", 朝倉書店 (2010), [ISBN 978-4-254-13100-0 C3042]
- [14] R.Pestotnik, S.Korpar, P.Krizan and T.Iijima, "Maximum-likelihood analysis of Cherenkov rings in a proximity focusing RICH with dual aerogel radiator (Version December 14, 2007)", Nucl. Inst. Meth. A 595 (2008) 256259
- [15] T. Iijima et al. "A novel type of proximity focusing RICH counter with multiple refractive index aerogel radiator", Nucl. Inst. Meth. A548 (2005) pp.383-390

- [16] ROOT: <http://root.cern.ch>.
- [17] 「Belle II 実験用粒子識別装置 (A-RICH) で使用される光検出器と読み出し ASIC の性能評価」  
吉田圭佑 修士論文 首都大学東京 2015
- [18] 「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」  
椎塚 普 修士論文 名古屋大学 2010
- [19] 「Belle II 実験に用いる光検出器の磁場中における性能評価」  
小川 和也 卒業論文 新潟大学 2015
- [20] Luka Santelj, KEK 「Flash over simulation + short magnet test report」  
ARICH meeting, 22.5.2015
- [21] The CMS Collaboration “Identification and Filtering of Uncharacteristic Noise in the CMS Hadron Calorimeter”, arXiv:0911.4881 [physics.ins-det]
- [22] 「Development of the Aerogel RICH counter for a super B-factory experiment」 Shuichi Iwata, Department of Physics, Tokyo Metropolitan University
- [23] Y.-T. Duh et al. [Belle Collaboration], ”Measurements of branching fractions and direct  $CP$  asymmetries for  $B \rightarrow K\pi$ ,  $B \rightarrow \pi\pi$  and  $B \rightarrow KK$  decays” Phys. Rev. D 87, 031103 (2013)