

2012年度 修士論文

Belle II実験に向けた粒子識別装置用  
光検出器HAPDの放射線耐性評価

東京理科大学大学院 理工学研究科 物理学専攻  
修士課程 2年 6211619

樋口 雅弘

指導教員 山内 正則

副指導教員 千葉 順成

2013年2月6日



# 概要

素粒子物理学の分野ではその根本をなす標準模型 (Standard Model) の詳細な検証, および標準模型を超える物理事象の観測を目指して世界各地で実験が行われている。その一つである Belle 実験は小林・益川理論により記述される自発的な CP 対称性の破れが起きる事を証明するために茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構で 1998 年から開始された。Belle 実験は電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 KEKB により大量に B・反 B 中間子を生成し, その崩壊事象を Belle 検出器により観測するという実験であった。結果として 2001 年の夏,  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  の崩壊過程において CP 非対称度は標準模型から予測される値と極めてよく一致した。こうして CP 対称性の破れが小林・益川理論により数学的に矛盾なく記述できることが示され, Belle 実験は 2010 年 6 月に終了を迎えた。また, 新物理への感度が期待される稀崩壊も発見されるが Belle 実験における統計精度では精密測定が困難であった。そこで小林・益川理論の詳細検証や稀崩壊の精密測定を行い, 標準模型を超える新物理探索を目指す Belle II 実験が 2015 年より開始される予定である。

Belle II 実験で特に重要な B 中間子のフレーバー同定の為には K 中間子と  $\pi$  中間子の識別が必要となる。Belle 実験ではこの識別のために Aerogel Cherenkov Counter (ACC) と呼ばれる閾値型 Cherenkov 光検出器が開発された。endcap 部の ACC では運動量領域 0.5 ~ 2.0 GeV/c での K/ $\pi$  識別を可能としていた。Belle I 実験の endcap 部においてこの役割を担うのが Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (A-RICH) である。A-RICH へのアップグレードにより endcap 部での K/ $\pi$  粒子識別可能な運動量領域は 0.5 ~ 4.0 GeV/c まで広がる。A-RICH では荷電粒子が輻射体を通過する際に発生させる Cherenkov 光をリングイメージとして検出し, そのリング半径から輻射角度を測定する。輻射体の屈折率がわかっていれば別の検出器で測定した運動量と A-RICH で測定した輻射角度を用いて粒子質量の決定, すなわち粒子識別が可能となる。輻射体にはエアロゲル, リングイメージ検出用の光検出器にはマルチアノード型 Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD), 読み出し回路には ASIC と FPGA を用いる。

HAPD は 2002 年から浜松ホトニクス (株) と共同開発を行っており, 真空管と  $4.9 \times 4.9 \text{ mm}^2$  の Avalanche Photo Diode (APD) 144 チャンネルから成る多段増幅型の光検出器である。HAPD に求められる性能は「十分な有効面積」「 $5 \times 5 \text{ mm}^2$  以下の位置分解能」「単光子検出」「1.5 T の磁場中での動作」「放射線耐性」である。現在, 特に問題となっているのは放射線耐性である。Belle II 実験 10 年間の運用を想定した場合のガンマ線の積算線量は 1,000 Gy, 中性子線は  $10 \times 10^{11} \text{ neutrons/cm}^2$  と予想されているため, これらの積算線量に耐性を持った HAPD が必要となる。

中性子線に関しては, 過去の研究で HAPD 内 APD の P 層を薄くし, 読み出し回路の shaping time を最適化することで耐性が向上すると報告された。

ガンマ線に関しては本来 APD が受ける影響は表面的なものでありアバランシェ増幅領域を通らないため, 増幅利得の低下やノイズ増加といった S/N に関わる部分には大きく作用しないと考えられてきた。しかし実際にガンマ線照射試験を行うと HAPD は強い影響を受け, 通常の APD による研究では理解できない急激な電流増加が起こった。これは半導体部分ではなく, HAPD 製造に必要な APD 表面の絶縁膜層によるものであることが判明した。そこで私はこの APD 表面の各絶縁膜のガンマ線耐性の違いを調査し, 主原因となる絶縁膜を特定することでガンマ線耐性をもつ HAPD への改良に成功した。

また HAPD として初となる中性子線 + ガンマ線の複合的な照射を行なうことで APD への作用がそれぞれの放射線で独立であることを確認し, 中性子線とガンマ線の両方に耐性を持つ HAPD の最終仕様決定に至った。

本論文ではこれら中性子線・ガンマ線耐性試験結果を中心に報告する。

# 目次

概要	i
第 1 章 物理背景	1
1.1 標準模型を超える新物理	1
1.2 Belle II 実験に期待される物理	2
1.2.1 Unitarity Triangle の精密測定	2
1.2.2 CP 非対称度の時間依存性への寄与	2
1.2.3 $b \rightarrow s\gamma$ の物理	3
1.2.4 新ハドロンの探索	3
1.2.5 $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊における荷電ヒッグス粒子探索	4
第 2 章 Belle II 実験	5
2.1 SuperKEKB 加速器	5
2.1.1 加速器の性能指標	5
2.1.2 SuperKEKB へのアップグレード	6
2.2 Belle II 検出器	7
2.2.1 PXD	8
2.2.2 CDC	9
2.2.3 TOP	10
2.2.4 A-RICH	11
2.2.5 ECL	12
2.2.6 KLM	14
第 3 章 A-RICH	15
3.1 endcap 部 PID のアップグレード	15
3.2 A-RICH の粒子識別原理	16
3.3 A-RICH への要求と構成	19
3.3.1 輻射体 ~ エアロゲル ~	19
3.3.2 光検出器 ~ HAPD ~	21
3.3.3 読み出し回路 ~ ASIC & FPGA ~	23
第 4 章 HAPD の放射線耐性の向上	24
4.1 Belle II 実験におけるバックグラウンド	24
4.2 中性子線耐性の向上	25
4.2.1 中性子線量の見積もり	25
4.2.2 中性子線による半導体への影響	26
4.2.3 中性子線耐性向上のための対策 (先行実験 [8][9] より)	26
4.3 ガンマ線耐性の向上	28
4.3.1 ガンマ線量の見積もり	28
4.3.2 ガンマ線による半導体への影響	28
4.3.3 照射施設とセットアップ	29

4.3.4	照射サンプル	29
4.3.5	測定項目	30
4.3.6	各ガンマ線照射試験の一覧と APD 構造	32
4.3.7	先行ガンマ線照射試験の結果	34
4.3.8	HAPD 用保護膜のガンマ線耐性	37
4.3.9	アルカリ保護膜対策オプションの効果	40
4.3.10	受光面保護膜と P+層厚さの違いによる影響	42
4.3.11	144 チャンネルピクセル化による影響	43
4.3.12	HAPD 用 APD のガンマ線対策のまとめ	45
<b>第 5 章</b>	<b>最終仕様候補 HAPD への放射線照射試験</b>	<b>46</b>
5.1	最終仕様候補 HAPD	46
5.2	中性子線耐性試験	47
5.2.1	照射試験概要	47
5.2.2	照射試験結果	49
5.2.3	中性子線耐性試験のまとめ	54
5.3	ガンマ線耐性試験	55
5.3.1	概要	55
5.3.2	試験結果	55
5.3.3	ガンマ線耐性試験のまとめ	57
5.4	最終仕様 HAPD の決定	58
<b>第 6 章</b>	<b>総まとめ</b>	<b>59</b>
	謝辞	i
	付 録 A CP 対称性の破れと B 中間子系の物理	ii
	A.1 CP 対称性の破れの発見	ii
	A.2 小林・益川理論	iii
	A.3 B 中間子系の物理と B-factory 実験	iv
	関連図書	ix

# 表 目 次

1.1	標準模型 (SM) と超対称性模型 (MSSM) の対応	2
2.1	ビームサイズの変更 (ビーム進行方向長さ $x$ , ビーム幅 $y$ とする $(x \times y)$ )	6
2.2	KEKB と SuperKEKB の主なパラメータの比較 [5]	6
3.1	代表的な輻射体の物性値	20
3.2	HAPD の各種パラメータ値	22
4.1	各照射試験のまとめ	32
4.2	APD 構造の各種名称と役割	33
4.3	APD タイプ一覧	37
4.4	APD タイプ一覧 (アルカリ保護膜対策案)(試験 No.4, 1chAPD)	40
4.5	APD タイプ一覧 (受光面保護膜と P+厚さの比較)(試験 No.4, 1chAPD)	42
4.6	APD タイプ一覧 (試験 No.4)	43
5.1	最終仕様候補 HAPD	46
5.2	中性子線照射時間の見積もり	47
5.3	ELMA diode からの見積もり照射量	50
5.4	最終仕様 HAPD の APD 構造	58
A.1	Unitarity Triangle のパラメータと観測事象	iv

# 目 次

1.1	$b \rightarrow s\bar{s}s$ 遷移における loop を含む崩壊	3
1.2	$b \rightarrow s\gamma$ 遷移における loop diagram	3
1.3	$B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊と Higgs の寄与	4
1.4	$B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊分岐比の CKMfit による結果と世界平均値 [4]	4
2.1	Belle II 検出器	7
2.2	Belle II 検出器 (上) と Belle 検出器 (下) の構造	7
2.3	完成イメージ。検出範囲はビーム軸からの角度で $17^\circ \sim 150^\circ$ である。	8
2.4	PXD と SVD を構成する検出器の構造	8
2.5	CDC による荷電粒子のエネルギー損失	9
2.6	CDC のアップグレード	10
2.7	TOP の粒子検出イメージと全体像	10
2.8	TOP の構成要素	11
2.9	A-RICH の設計図。左半分は HAPD, 右半分はエアロゲルの設置を表している。	12
2.10	ECL の構成	13
2.11	ECL の設計図	13
2.12	KLM の設計図	14
2.13	endcap 部 KLM の構成要素	14
3.1	Belle 実験における各検出器の粒子識別可能領域	15
3.2	Cherenkov 光の放射	16
3.3	RICH の二種類の構成	17
3.4	近接焦点型の角度分解能の改善策 (輻射体は全て同じ厚さとする)	17
3.5	A-RICH によるリングイメージ検出	18
3.6	A-RICH の全体像と粒子検出イメージ。ビーム上流側のライトグリーンの円形層がエアロゲル, 下流側の層が HAPD である。また, その間の側面にミラーが設置されており, 検出器の外側に漏れる Cherenkov 光も反射させ検出器に投影し再構成する。青いラインが荷電粒子, 緑のラインが Cherenkov 光である。	18
3.7	粒子の運動量と輻射体屈折率の関係	20
3.8	エアロゲルの微細構造	20
3.9	エアロゲル $18 \times 18 \times 2 \text{ cm}^3$ タイル (2011 年)	20
3.10	HAPD	21
3.11	HAPD の動作原理	21
3.12	HAPD の 1 光子検出能力。LED を照射し, MCA で波高分布を測定	22
3.13	新たに開発された HAPD 用読み出しボード	23
4.1	最低次の Radiative Bhabha 散乱のダイアグラム	24
4.2	Belle 実験時の中性子線の一年分の見積もり。左図のように ELMA ダイオードが取り付けられた。右図はそれぞれの ELMA ダイオードで見積もられた中性子線線量の結果。	25
4.3	弥生原子炉のエネルギースペクトルと換算係数	25
4.4	中性子線による半導体内結晶損傷の仕組み	26

4.5	shaping time を変化させた時の 1 チャンネルあたりのノイズ量の見積もり [8]。 $4 \times 10^{11}$ neutrons/cm <sup>2</sup> (1 MeV 換算) 照射後。 . . . . .	27
4.6	弥生原子炉での中性子線照射試験の結果 [8]。 1 MeV 換算に校正。 . . . . .	28
4.7	Belle 検出器 SVD Dock・ECL と Belle II 検出器 A-RICH の配置 . . . . .	28
4.8	名古屋大学 <sup>60</sup> Co 照射室 . . . . .	29
4.9	照射用 APD・HAPD . . . . .	30
4.10	MCA 測定用セットアップ . . . . .	31
4.11	HAPD 用 APD 断面 . . . . .	33
4.12	試験 No.1 の結果 [8] . . . . .	34
4.13	試験 No.2 の結果 [12] . . . . .	35
4.14	急激に電流が上昇する閾値電圧 $V_{th}$ 以上を印加した時の APD の様子 [12] . . . . .	35
4.15	急激な電流上昇の発生原理の仮説 . . . . .	36
4.16	Charge Up Breakdown 発生ゲインの変化。 図中の No は表 4.3 に対応している。(試験 No.3, 1chAPD) . . . . .	38
4.17	アルカリコーティングの厚さによる効果 (黄が 50, 青が 100, 赤が 200, 緑が 400 サイクル) . . . . .	38
4.18	照射前の ASIC による 144chAPD チャンネルノイズ測定結果 (試験 No.3, 144chAPD) . . . . .	39
4.19	中間電極とアルカリ保護膜一部の効果。 緑のプロットが表 4.4 の No.1, 青は No.2, 赤は No.3, 紫は No.4 である。(試験 No.4, 1chAPD) . . . . .	41
4.20	受光面保護膜 A, C タイプ APD の照射中電流値 (1chAPD)。 プロット上の数字は実効電圧値でゲインは 40 である。 黒が No.I, 赤が II, 紫が III, 緑が IV。(試験 No.4) . . . . .	42
4.21	照射中電流測定結果 (試験 No.4)。 黒が No.I, 緑が No.II, 青が III, 赤が No.IV, 紫が No.V。 実効電圧値がゲインが 40 になるように設定。 両者ともほぼ同じ傾向である。 . . . . .	43
4.22	照射後チャンネル電流バイアス スキャン結果 (試験 No.3, 144chAPD) . . . . .	44
4.23	各 144chAPD の照射後の電流測定結果 (ゲイン=40 時)(各 144chAPD のタイプは表 4.6) . . . . .	44
4.24	従来の APD と耐ガンマ線仕様 APD の比較 . . . . .	45
5.1	最終仕様候補 HAPD 用 APD の断面 . . . . .	46
5.2	MLF のビームライン BL10 (NOBORU) . . . . .	47
5.3	(a) は中性子ビーム強度。(b) は 1 MeV 換算する為の係数。(c) は赤が 25 mm 厚, 緑が 50 mm 厚の鉛を入れた時の中性子線透過率である。 これらを掛け合わせた値を用いて $10 \times 10^{11}$ neutrons/cm <sup>2</sup> になるように照射時間を見積もった . . . . .	48
5.4	HAPD とアミノグレイ, ELMA diode の配置 . . . . .	49
5.5	中性子線照射量と各 HAPD の電流増加量 . . . . .	50
5.6	中性子線照射後のアバランシェゲインとノイズ量の関係。 赤は shaping time100 ns(MCA), 緑は shaping time100 ns(SA03), 青は 250 ns(SA01) である。 はノイズ量測定の結果。 は漏れ電流量から求めたノイズの増加量, 直線はそのフィッティング結果。 . . . . .	51
5.7	図 5.5(b) に図 4.6(b) で示した P 普通タイプ HAPD の結果 (1 MeV 換算)。 . . . . .	51
5.8	$10 \times 10^{11}$ neutrons/cm <sup>2</sup> 中性子線照射を仮定したときのアバランシェゲインとノイズ量, S/N の関係。 両グラフ共, 破線は実際に今回照射した量に対応する値。 実線が $10 \times 10^{11}$ neutrons/cm <sup>2</sup> の中性子線が当たると仮定したときの値である。 . . . . .	52
5.9	ガンマ線照射後の全チャンネルノイズ測定の結果をマッピングしたもの (チップ名の下に数字は抵抗による電圧降下を考慮して求めた APD にかかる実効電圧値。 この実効電圧値はゲイン 30 が得られるように決定した。) 各チップ内では特に位置依存性は見られない。 空白は ASIC あるいは HAPD の Dead channel である。 . . . . .	53
5.10	レーザー波長スキャンによる KA060 の QE 分布測定結果 (浜松ホトニクス調べ) . . . . .	54
5.11	照射中電流増加量測定結果。 色は各チップを表す。 照射中は抵抗による電圧降下を考慮して APD にかかる実効電圧値がゲイン 40 で一定になるようにした。 . . . . .	55

5.12	Charge Up Breakdown 発生 Gain の降下と回復。赤は KA058 , 緑は KA059 , 青は KA060 , ピンクは KA062 である。KA063 は Charge Up Breakdown が全く発生しなかった。 . . . . .	56
5.13	照射前後の 1 チャンネルのノイズ量変化 . . . . .	57
A.1	$K^0 \bar{K}^0$ の遷移 (box diagram) . . . . .	ii
A.2	Unitarity Triangle . . . . .	iv
A.3	B 中間子の box diagram による混合状態 . . . . .	v
A.4	$B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$ の遷移 (tree diagram) . . . . .	v
A.5	B 中間子の終状態への崩壊の概要。この図では $\bar{B}^0$ が $J/\psi K_{S/L}^0$ に崩壊しているが、 $B^0$ が $J/\psi K_{S/L}^0$ に崩壊するモードも存在し、両者の $\Delta t$ の違いが CP 対称性の破れとして現れる。 . . . . .	vi
A.6	上部の図は崩壊時間分布 $\Delta t$ の測定結果を示しており、青が $q = -1$ 、赤が $q = +1$ を表わす。これらから式 A.12 を求めたのが下部の図であり CP 非対称度の崩壊時間依存性を表わす。また、左側は $\eta_{CP} = -1$ の CP-odd mode( $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0, \psi(2S)K_S^0, \chi_{C1}K_S^0$ )、右側は $\eta_{CP} = +1$ の CP-even mode( $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ ) を示したものである。これらの結果より $\sin 2\phi_1 = 0.667 \pm 0.023 \pm 0.012$ と求められている [17] . . . . .	vii
A.7	CKM fitter グループによる Unitarity Triangle の図 [4] . . . . .	vii
A.8	BaBar 実験と Belle 実験による $\sin 2\phi_1$ の値 [2] . . . . .	viii



# 第1章 物理背景

CP 対称性の破れは 1964 年 J.W.Cronin, V.L.Fitch らの実験により中性  $K$  中間子の崩壊過程の中で初めて観測された<sup>1</sup>。CP 対称性の破れとは C(Charge) 変換と P(Parity) 変換を行った際にその物理法則が変化する現象である。この現象を標準模型の範囲内で数学的に記述したのが 1973 年に小林誠と益川敏英の二人が提唱した理論であり、小林・益川理論と呼ばれる。そして、高エネルギー加速器研究機構で行われた Belle 実験では小林・益川理論により記述される自発的な CP 対称性の破れの観測が行われた。Belle 実験では  $B$  中間子の崩壊過程  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  における CP 対称性の破れが観測され、その CP 非対称度は標準模型から求められる値とよく一致した<sup>2</sup>。こうして小林・益川理論により数学的に矛盾なく CP 対称性の破れを記述できることが証明され Belle 実験は 2010 年 6 月に運転を終了した。また、新物理が含まれると期待される様々な稀崩壊が観測されたが、Belle 実験の統計精度では不十分であった。そこでこれらの稀崩壊をより詳細に精密測定し、新物理を解き明かすため Belle II 実験が計画された。

Belle II 実験では Belle 実験同様、 $B$  中間子の崩壊から新物理探索が行われる。本章では Belle II 実験で期待される新物理とそれがどのような事象に現れるかを説明する。

## 1.1 標準模型を超える新物理

小林・益川理論により CP 対称性の破れが標準模型の範囲内で証明できることが Belle 実験により確定的となった。また、2012 年 7 月には標準模型の中で唯一未発見であったヒッグス (らしき) 粒子が LHC<sup>3</sup> による ATLAS 実験、CMS 実験で発見され、標準模型はほぼ理解されたといえる状況である。しかしながらこれまでに標準模型の範囲では説明できない物理事象がいくつも発見され、標準模型を超える新物理による説明が必要となっている。

新物理の候補として最も有力視されているのが超対称性理論 (Super Symmetry theory:SUSY) である。この理論ではボゾンとフェルミオンを入れ替える“超対称性”を既存の粒子に適用した超対称性パートナー粒子が予言されている。整数スピンのボゾンであるゲージ粒子やヒッグス粒子の超対称性パートナー粒子は半整数スピンのフェルミオンであり、それぞれゲージノ、ヒグシーノと呼ぶ。逆に半整数スピンのフェルミオンであるクォーク、レプトンの超対称性パートナー粒子はボゾンでありスクォーク、スレプトンと呼ぶ。また、標準模型を最小限に超対称化した理論を Minimal Super symmetric Standard Model(MSSM) と呼ぶ。既存の粒子と MSSM により導入される超対称性パートナー粒子との対応を表 1.1 に示した。標準模型の範囲内ではヒッグス粒子は 1 つだが、SUSY を適用することで 5 種類 (以上) の存在が予言される。もし、これらのヒッグス粒子が発見されれば SUSY を強く示唆することになる<sup>4</sup>。

MSSM の導入により解決される問題をいくつか簡単に解説する。

1 つ目はヒッグス粒子の質量問題 (Fine Tuning Problem) である。ヒッグス粒子の質量には高次 loop による二次発散の量子補正がかかる。この量子補正は必然的にその質量を新たな物理が現れるスケールまで大きくしてしまい、例えばプランクスケールまで新物理が存在しない場合この補正は  $\mathcal{O}(10^{19})$  GeV になってしまうため、質量自身のスケール 100 GeV 付近よりはるかに大きくなってしまふ。そこで、ボゾンであるヒッグス粒子に対してフェルミオンであるヒグシーノを導入すると、逆符号の補正によりこの量子補正を相殺し解決できるとされている。

<sup>1</sup>詳しくは付録 A.1

<sup>2</sup>詳しくは付録 A.3

<sup>3</sup>LHC(Large Hadron Collider):スイスに設置された大型ハドロン衝突型加速器。重心系で 14TeV となる陽子-陽子の正面衝突実験によりヒッグス粒子の探索や超対称性粒子の探索等を目的としている。

<sup>4</sup>Belle II 実験では荷電ヒッグス  $H^\pm$  の発見も期待されている。詳しくは 1.2.5 を参照。

2 つ目は結合定数 (粒子間の相互作用の強さ) の問題である。電磁気相互作用, 弱い相互作用, 強い相互作用の結合定数は相互作用の起こるエネルギースケールにより変化する。大統一理論では高いエネルギースケールでこれらの力の結合定数が一致するはずであるが, 標準模型の範囲内では一致しない。しかし, MSSM を導入すると  $10^{16}$  GeV 付近でこれら結合定数が一致し, この問題が解決される [1]。

3 つ目がダークマター候補となることである。宇宙物理学では宇宙に存在する全質量の約 23% が未知の粒子 (ダークマター) で満たされているといわれている。標準模型ではその候補となる粒子が存在しないが, 超対称性粒子にはその候補となる条件を持つ粒子が存在すると考えられている。

BelleII 実験ではこれらの超対称性粒子が loop を含む diagram に寄与すると考えられ, 標準模型からの差として観測されることが期待されている。

表 1.1: 標準模型 (SM) と超対称性模型 (MSSM) の対応

既存の粒子		超対称性粒子	
S=1/2	lepton $e, \mu, \tau$ neutrino $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ quark $u, c, t$ $d, s, b$	S=0	slepton $\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$ sneutrino $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$ squark $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$ $\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$
S=1	photon $\gamma$ Weak Boson $W^\pm, Z^0$ gluon $g$	S=1/2	photino $\tilde{\gamma}$ Wino $\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0$ gluino $\tilde{g}$
S=0	Higgs $h, H, A^0, H^\pm$	S=1/2	Higgsino $\tilde{H}_1, \tilde{H}_2, \tilde{H}^\pm$
S=2	Graviton $G$	S=3/2	Gravitino $\tilde{G}$

## 1.2 Belle II 実験に期待される物理

### 1.2.1 Unitarity Triangle の精密測定

Belle 実験により  $B$  中間子系での CP 対称性の破れが観測され, 小林・益川理論が正しい事が証明されたが, Belle II 実験では更にその精密測定を行う。具体的には小林・益川理論で扱われる, CP 対称性の破れを明示する Unitarity Triangle<sup>5</sup>の各辺と角度の精密測定である。角度に関する観測モードは loop を含まないため新物理への関与が小さく, 標準模型の範囲内で観測できると予想されている。

### 1.2.2 CP 非対称度の時間依存性への寄与

Belle II 実験で新物理の兆候を見るためには, まず CP 非対称度の時間依存性への寄与を調べる事が重要である。例えば図 1.1 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する。したがって Belle 実験で Golden mode とされた  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  崩壊は loop を含まない崩壊であるため新物理には有効でない<sup>6</sup>。その代わりに有効とされるのが loop を含む  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  や  $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$  である。これらの崩壊の CP 非対称度は標準模型からの理論値が  $\sin 2\phi_{1SM} = 0.679 \pm 0.020$  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 [2]。

$$\begin{aligned} \sin 2\phi_1 &= 0.74 + 0.11 - 0.13(B^0 \rightarrow \phi K_S^0) \\ \sin 2\phi_1 &= 0.59 \pm 0.07(B^0 \rightarrow \eta' K_S^0) \\ \sin 2\phi_1 &= 0.72 \pm 0.19(B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0) \end{aligned}$$

<sup>5</sup>詳しくは付録 A.2

<sup>6</sup>詳しくは付録の図 A.4

Belle II 実験ではこれらの CP 非対称度を精密測定し、標準模型からの差を見積もることで新物理の探索を行う。

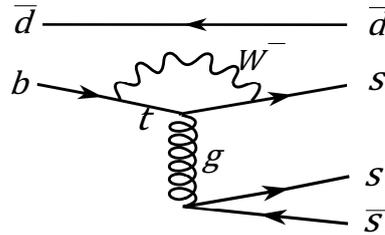
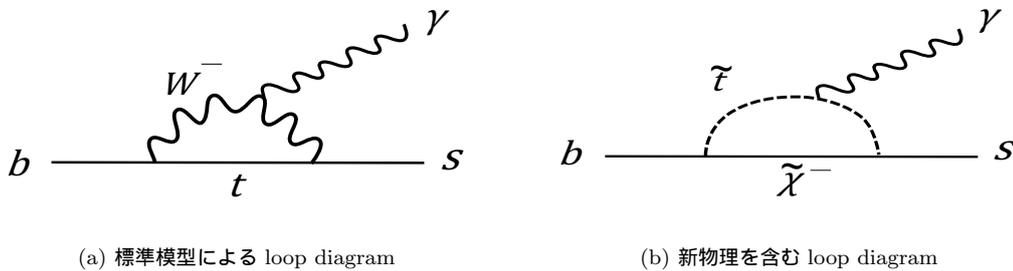


図 1.1:  $b \rightarrow s\bar{s}s$  遷移における loop を含む崩壊

### 1.2.3 $b \rightarrow s\gamma$ の物理

$b \rightarrow s\gamma$  遷移は標準模型の範囲内では tree diagram で禁止されているため、崩壊中に loop を介して観測される (図 1.2)。新物理で示唆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ため、この遷移を含む崩壊モードに関する崩壊分岐比や非対称度の標準模型値との差が検証される。標準模型ではこの過程で出てくる光子 ( $\gamma$ ) はほぼ左巻きとなるが、新物理による右巻きカレントの寄与があれば時間に依存した CP 非対称度が現れると考えられている。この遷移は  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊中に表れるため、Belle II 実験ではこれらの崩壊モードを解析していく。ここで  $X_s$  はストレンジを一つ含む終状態の総称を指す。これら  $X_s$  は終状態として複数の  $K/\pi$  に崩壊するので、Belle II 実験での  $K/\pi$  識別性能向上が重要となってくる。



(a) 標準模型による loop diagram

(b) 新物理を含む loop diagram

図 1.2:  $b \rightarrow s\gamma$  遷移における loop diagram

### 1.2.4 新ハドロンの探索

Belle 実験では CP 対称性の破れの検証の他にも新型ハドロンの発見といった成果が挙げられた。具体的には  $X(3872), Y(4280), Z(4430)^+$  といった  $D^{(*)}D^{(*)}$  の質量領域におけるエキゾチックハドロンの発見である<sup>7</sup>。

例えば  $X(3872)$  は  $B \rightarrow K\pi^+\pi^-J/\psi$  崩壊中に発見された新型のチャームニウム<sup>8</sup>である。新型であるという根拠は  $X(3872)$  そのものの崩壊幅が 2.3 MeV と非常に狭いことである。これまでこのような崩壊幅の狭いチャームニウムは  $D\bar{D}$  へと崩壊できる閾値質量 ( $3730 \text{ MeV}/c^2$ ) より重いところには見つかっていなかった。さらに、通常のチャームニウムでは保存するアイソスピン対称性を破っている可能性があることから、新型のハドロンの可能性が示唆される。また、 $X(3872)$  は解析の結果、質量  $3872.0 \pm 0.6(stat) \pm 0.5(sys) \text{ MeV}/c^2$  とされ、 $D^0$  と  $\bar{D}^{*0}$  の質量和 ( $3871.1 \pm 1.0 \text{ MeV}/c^2$ ) に誤差の範囲内で一致しているといった特徴が挙げられ、

<sup>7</sup>( ) 内の数字が粒子の質量 (単位:  $\text{MeV}/c^2$ ) を表す

<sup>8</sup> $c\bar{c}$  を含むハドロンの

このことから  $X(3872)$  は  $D^0\bar{D}^{*0}$  中間子対の結合状態である可能性がある [3]。しかし、その結合状態が分子的な結合状態 (molecular states) なのか 4 つのクォークの混合状態 (tetra quark) なのかは明らかでない。

Belle II 実験では、崩壊分岐比などの詳細測定からスピン・パリティなどの量子数を決定し、上記のエキゾチックハドロンの本性の理解を進めるが、他にも多くの新粒子群が見つかる可能性が高く新物理の更なる理解として期待される。

### 1.2.5 $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊における荷電ヒッグス粒子探索

超対称性理論では標準模型で予言されたヒッグス以外に別の中性ヒッグス ( $H^0$ ) と荷電ヒッグス ( $H^\pm$ ) の寄与が考えられ、 $B \rightarrow \tau\nu$  や  $B \rightarrow D\tau\nu$  といった崩壊に強く現れる。これらは図 1.3 に示すような diagram で表され、 $W^\pm$  の交換により起きる。もし、荷電ヒッグスが存在するならば  $W^\pm$  交換部分に寄与し崩壊分岐比が大きく変化すると考えられている。

Belle 実験および BaBar 実験で測定された  $B \rightarrow \tau\nu$  崩壊分岐比の世界平均は、標準模型からの予想値より  $2.6\sigma$  ほど高くなっている (図 1.4)[4]。この差が標準模型を超える新しい物理によるものであるのかを検証するために Belle II 実験では  $B \rightarrow \tau\nu$  崩壊の測定精度と、標準模型予想値に重要な  $|V_{ud}|$  の測定精度を高めていく。

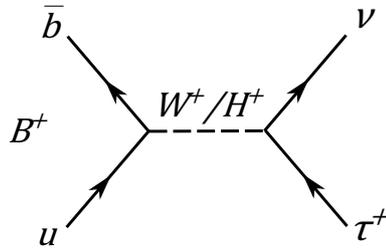


図 1.3:  $B \rightarrow \tau\nu$  崩壊と Higgs の寄与

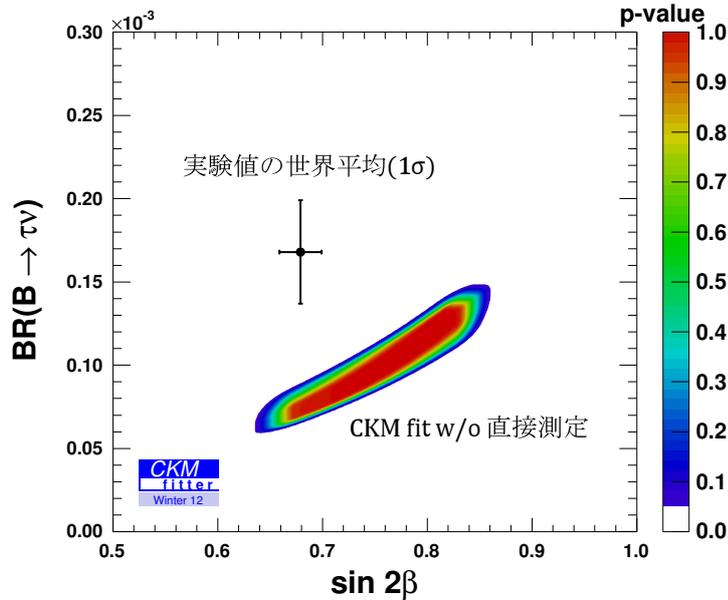


図 1.4:  $B \rightarrow \tau\nu$  崩壊分岐比の CKMfit による結果と世界平均値 [4]

## 第2章 Belle II 実験

Belle II 実験では Belle 実験以上の精密測定を目指し、加速器と検出器のアップグレードが進められている。この章では Belle II 実験へのアップグレードについて説明する。

### 2.1 SuperKEKB 加速器

#### 2.1.1 加速器の性能指標

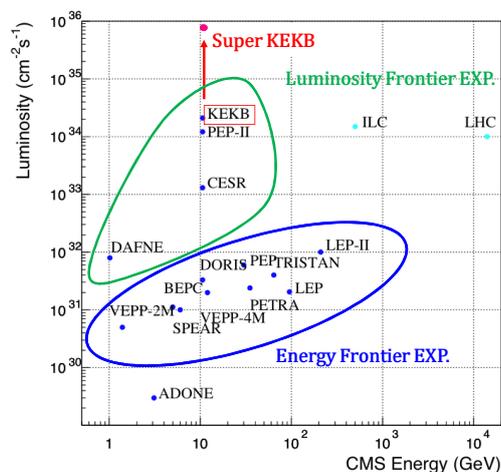
加速器の性能を表わす指標が重心系衝突エネルギーとルミノシティである。ルミノシティとはビーム衝突点における粒子の単位面積、単位時間あたりの衝突回数であり式 2.1 で定義される。

$$R = \mathcal{L}\sigma \quad (2.1)$$

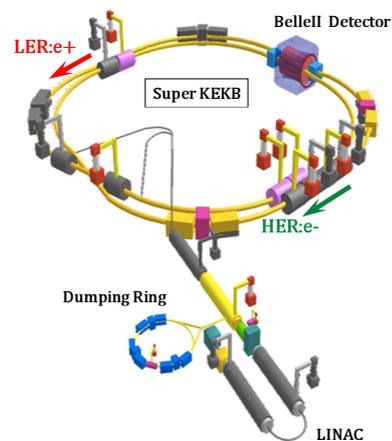
ここで  $R$  [ $s^{-1}$ ] は対象事象の単位時間あたりの発生頻度、 $\sigma$  [ $cm^2$ ] は対称事象の反応断面積、 $\mathcal{L}$  [ $cm^{-2}s^{-1}$ ] がルミノシティである。

これまでに世界各地で加速器開発・実験が行われてきたが、それらは重心系衝突エネルギーとルミノシティの大きさにより大きく 2 種類に分けられそれぞれエネルギーフロンティア実験、ルミノシティフロンティア実験と呼ばれる。図 2.1(a) は今までに開発された加速器の重心系衝突エネルギー (横軸) とルミノシティ (縦軸) を示したものである。

Belle 実験では電子・陽電子を加速し、非対称エネルギー衝突させるためにビーム衝突型円形加速器 KEKB が開発された。電子、陽電子はそれぞれ  $8.0 \text{ GeV}/c$ 、 $3.5 \text{ GeV}/c$  に加速されたため、それぞれの加速リングを HER(High Energy Ring)、LER(Low Energy Ring) と呼ぶ。そして、その後継としてアップグレードが進められているのが SuperKEKB(図 2.1(b)) である。SuperKEKB はアップグレードにより世界最高のルミノシティが期待される加速器である (図 2.1(a))。



(a) 世界各地の加速器の性能



(b) SuperKEKB 加速器

### 2.1.2 SuperKEKB へのアップグレード

Belle 実験で使用された加速器, KEKB では最終的に  $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  のルミノシティを達成した。 $\Upsilon(4S)$  による  $B$  中間子の生成断面積  $\sigma$  は  $1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$  なので 1 秒間に 20 個程度の  $B$  中間子を生成できたことになる。それに対して SuperKEKB ではさらに 40 倍のルミノシティ ( $\mathcal{L} = 80 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) を得るためにアップグレードが進められている。

ルミノシティはビームに関するパラメータを用いて式 2.2 のように書ける [5]。

$$\mathcal{L} \approx \frac{\gamma_{\pm}}{2qr_e} \left( \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_y^*} \right) \quad (2.2)$$

$\gamma_{\pm}$  はローレンツ因子,  $q$  は素電荷,  $r_e$  は古典電子半径,  $I$  はビーム電流,  $\mathcal{L}$  はルミノシティ,  $\xi_y$  は衝突点でビームが互いに及ぼしあう力を表わす量 (Beam-beam parameter),  $\beta_y^*$  はビームサイズの絞り込みの大きさを表わす。添え字の  $\pm$  は電子, 陽電子を表わしそれぞれの積を意味している。この式からルミノシティを向上するためにはビーム電流  $I$  を大きくすることと, ビームの絞りの大きさ  $\beta_y^*$  を小さくすることの 2 点が挙げられる。SuperKEKB ではビームサイズを絞り  $\beta_y^*$  を小さくすることでルミノシティの向上を目指す “Nano Beam 方式” が採用された。電子ビーム, 陽電子ビームのサイズはそれぞれ表 2.1 のように絞り込まれる予定である。

Belle II 実験でビームを絞る際に問題となってくるのがビーム中の (陽) 電子同士の相互作用による散乱である。これを Touschek 効果といい, ビームを絞ることで (陽) 電子間の距離が小さくなるとこの効果が増大する。特に陽電子では顕著にこの効果が現れるが, エネルギーを Belle 実験時の  $3.5 \text{ GeV}/c$  から  $4.0 \text{ GeV}/c$  に増強することで改善できるとされている。また, 重心系での衝突エネルギーを保つために電子ビームは Belle 実験時の  $8.0 \text{ GeV}/c$  から  $7.0 \text{ GeV}/c$  に変更される。

KEKB と SuperKEKB の変更点を表 2.2 にまとめた。

表 2.1: ビームサイズの変更 (ビーム進行方向長さ  $x$ , ビーム幅  $y$  とする ( $x \times y$ ))

	KEKB	SuperKEKB
陽電子ビーム	$170 \mu\text{m} \times 0.94 \mu\text{m}$	$10.1 \mu\text{m} \times 0.048 \mu\text{m}$
電子ビーム	$147 \mu\text{m} \times 0.94 \mu\text{m}$	$10.4 \mu\text{m} \times 0.063 \mu\text{m}$

表 2.2: KEKB と SuperKEKB の主なパラメータの比較 [5]

	KEKB	SuperKEKB
Energy [GeV/ $c$ ]	3.5/8.0	4.0/7.0
$\xi_y$	0.129/0.090	0.090/0.088
$\beta_y^*$ [mm]	5.9/5.9	0.27/0.41
$I$ [A]	1.64/1.19	3.60/2.62
$\mathcal{L}$ [ $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	2.11	80

(LER/HER)

## 2.2 Belle II 検出器

ここでは Belle 検出器からのアップグレードが進められている Belle II 検出器について解説する。Belle II 検出器は7種類の検出器から構成され、各配置は図 2.1 のようになる。特に PXD, TOP, A-RICH は Belle II 実験から採用された新型検出器である。また、Belle 検出器と Belle II 検出器の構造を比較したものを図 2.2 に示した。Belle II 検出器の構造は barrel 部と endcap 部の二つに分けられる。barrel 部はビーム軸同心円状に相当する領域で、endcap 部は円筒の底面に相当する領域を指す。Belle・Belle II 実験は非対称エネルギー衝突実験であり陽電子入射側にローレンツブーストが起きるため、endcap 部は陽電子入射側 “Forward-endcap”, 電子入射側を “Backward-endcap” と区別している。ECL, KLM は両方の endcap に設置されるが、A-RICH は Forward 側のみに設置される。以下、各検出器の役割と動作原理を簡潔に述べていく。

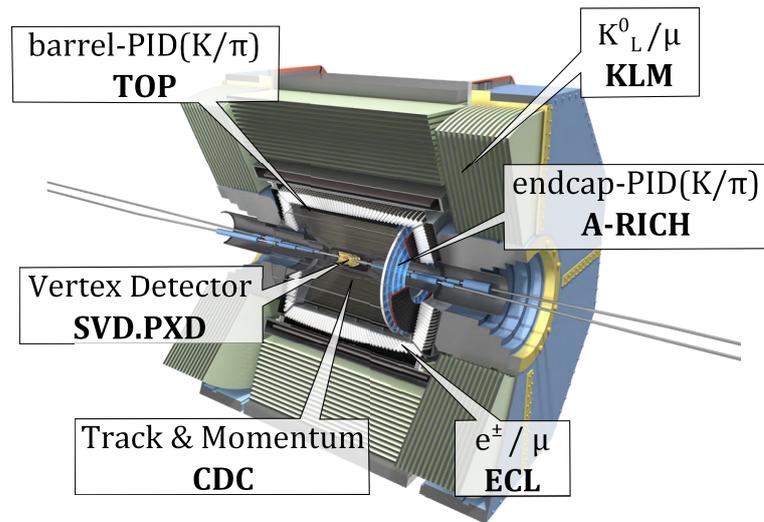


図 2.1: Belle II 検出器

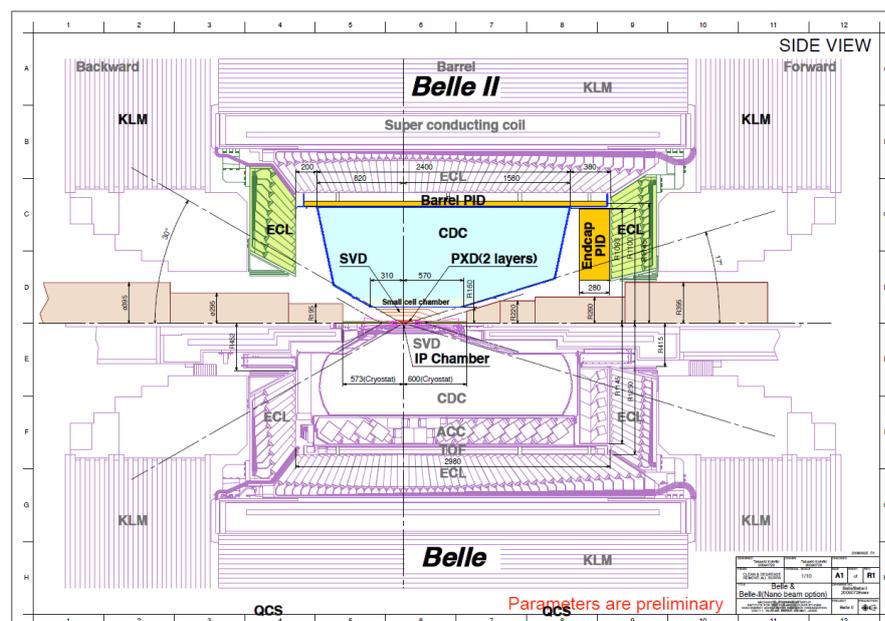


図 2.2: Belle II 検出器 (上) と Belle 検出器 (下) の構造

### 2.2.1 PXD

Belle , Belle II 実験で崩壊点検出を担うのが SVD(Silicon Vertex Detector) である。この検出器では  $B$  中間子の崩壊後にできる荷電粒子の飛跡を数  $10 \mu\text{m}$  の精度で検出し、 $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊点を再構成することを目的とする。

Belle 実験では崩壊点の差を測定するために  $70 \mu\text{m}$  以下の崩壊点位置分解能が要求されていたが、Belle II 実験では  $20 \mu\text{m}$  まで性能が向上される予定である。そのためのアップグレードとして SVD よりさらに内層に 2 層の PXD(Pixel Detector) が設置される (図 2.3)。

SVD は DSSD(Double sided Silicon Strip Detector) というシリコン検出器を各層の両面にストリップ状に貼り付け、円筒状に 4 層重ねた構造をしている。両面のシリコン検出器は P+層と N+層が直交しているためストリップ間隔が飛跡の位置分解能に相当する (図 2.4(a))。

PXD は FET(Field Effect Transistor:電界効果トランジスタ) を応用した DEPFET(DEPlated FET)(図 2.4(b)) と呼ばれるシリコン検出器を 2 次元ピクセル型に配置した構成をしており、飛跡の位置分解能はピクセルサイズ ( $50 \mu\text{m}$ ) に相当する。

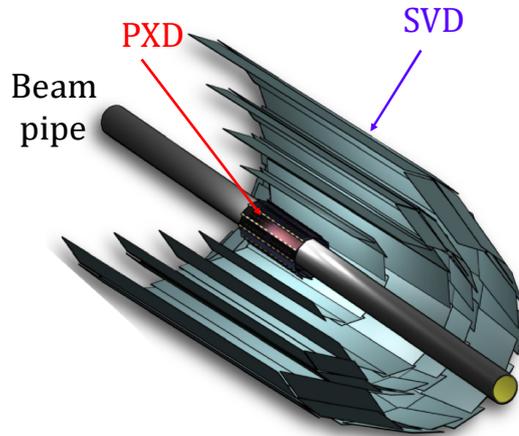
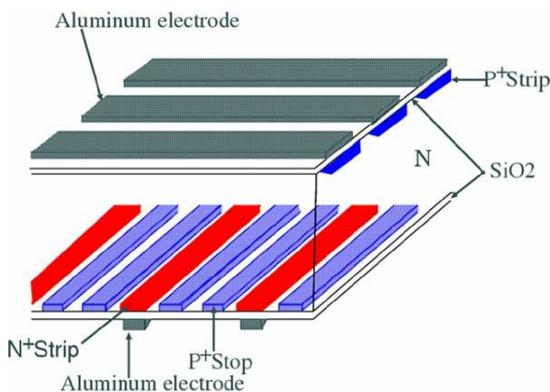
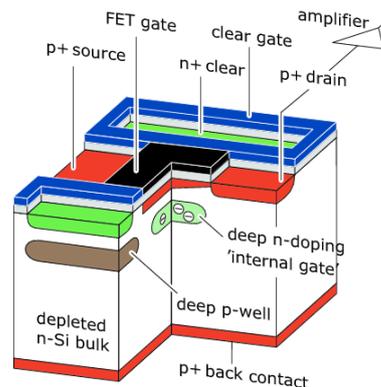


図 2.3: 完成イメージ。検出範囲はビーム軸からの角度で  $17^\circ \sim 150^\circ$  である。



(a) SVD 用 DSSD の構造。P+は  $75 \mu\text{m}$  幅、N+は  $50 \mu\text{m}$  幅である。



(b) PXD 用 DEPFET の構造。ピクセルサイズは  $50 \mu\text{m}$  程度である。

図 2.4: PXD と SVD を構成する検出器の構造

## 2.2.2 CDC

CDC(Central Drift Chamber) は荷電粒子の飛跡測定, 運動量測定, エネルギー損失測定に使用するワイヤーチェンバーである。

ワイヤーチェンバー内では充填されたガス分子 (He, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>) が荷電粒子の通過でイオン化され電子が生じる。発生した電子は電場によりワイヤーに向かって移動 (ドリフト) し検出される。このドリフト時間から電子の発生場所とワイヤーとの距離が分かるため荷電粒子の飛跡を再構成できる。

また, Belle, Belle II 実験ではビーム軸方向に 1.5 T の磁場がかけられるため, 荷電粒子は以下の式 2.3 に従って運動する。

$$p = 0.3\rho B \quad (2.3)$$

ここで  $p$  [GeV/c] は運動量,  $\rho$  [m] は曲率半径,  $B$  [T] は磁場である。上記で測定した飛跡から曲率半径  $\rho$  を求め, 磁場を代入することで運動量  $p$  が求められる。また, ワイヤーに検出される信号電圧から荷電粒子のエネルギー損失  $dE/dx$  が求められる。これらの測定により各荷電粒子別に図 2.5 に示したような関係が得られる。この結果を見ると CDC のみでも 1 GeV/c 以下での粒子識別が可能であるが, 更に高運動量領域では後述の粒子識別検出器と組み合わせて行う。

Belle 実験では CDC には 8,400 本のワイヤーが張られたが, Belle II 実験では 14,336 本に増加され, 内側の層は small cell 化することで飛跡位置分解能の向上を目指す (図 2.6)。

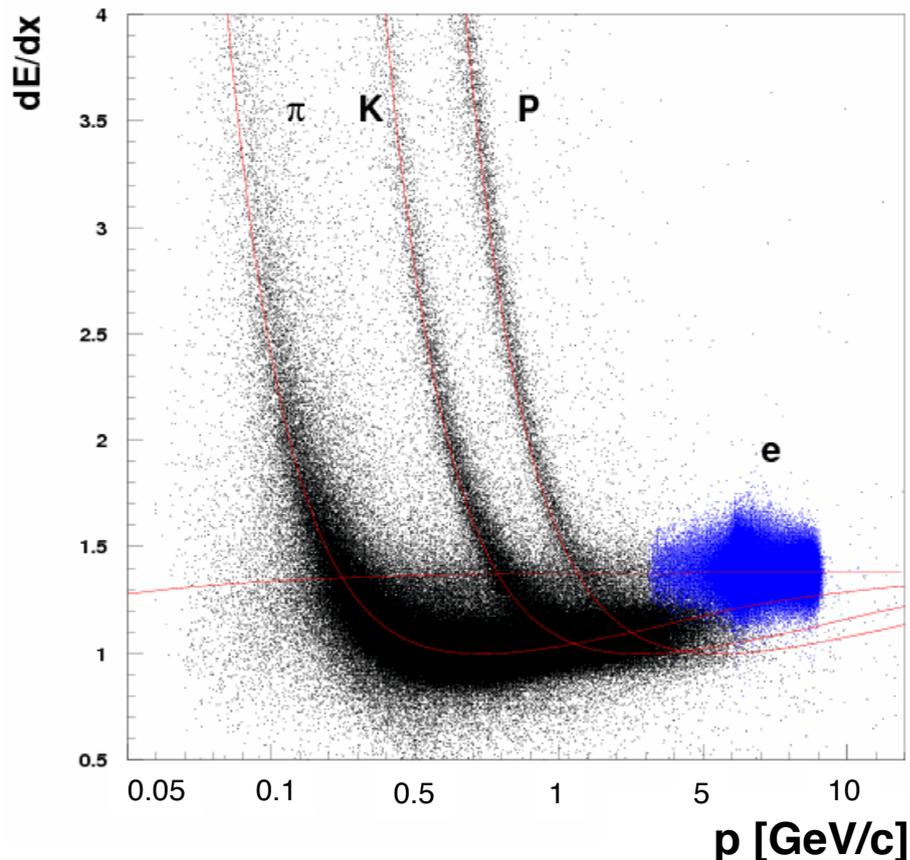


図 2.5: CDC による荷電粒子のエネルギー損失

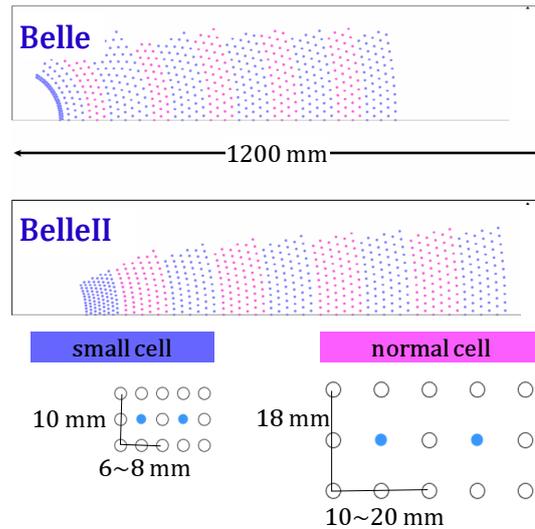


図 2.6: CDC のアップグレード

### 2.2.3 TOP

Belle 実験では barrel 部の  $K$  中間子,  $\pi$  中間子の粒子識別に Aerogel Cherenkov Counter(ACC) と Time Of Flight(TOF) を用いており, これらによる粒子識別範囲は  $3 \text{ GeV}/c$  程度までであった。Belle II 実験では更に高運動量領域 ( $0.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$ ) での識別性能が要求されているため, 新たに barrel 部の粒子識別を担う TOP(Time of Propagation counter) が開発中である。

TOP は荷電粒子が光学輻射体中を通過する際に発生させる Cherenkov 光<sup>1</sup>を検出することで粒子識別を行う装置である。図 2.7(a) はその検出イメージを示したものであり, このような Cherenkov 光検出器を DIRC(Detection of Internally Cherenkov light) と呼ぶ。荷電粒子により発生した Cherenkov 光が光学輻射体内で全反射し, 位置検出器で検出される。また, TOP は TOF 同様に時間分解能を有しており, Cherenkov 光伝搬の時間の差を測定することで  $K/\pi$  識別される。

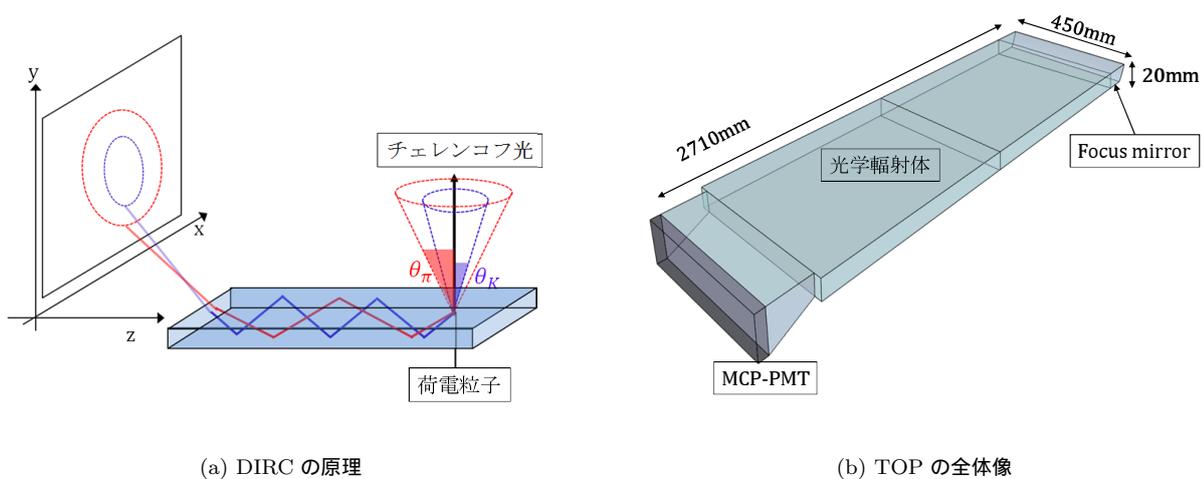


図 2.7: TOP の粒子検出イメージと全体像

光学輻射体には石英ガラスでできたクォーツバー (図 2.8(a)) を採用する。屈折率は  $\sim 1.47$  となる予定で, 位置検出器の直前部分のガイドで像を拡大し分解能を向上させる。Belle II 実験では 16 組のクォーツをビーム軸

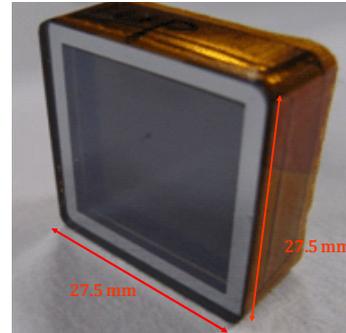
<sup>1</sup>Cherenkov 光の詳しい説明は 3.2 を参照

に平行な筒状に構成する予定である。

また, Cherenkov 光検出器として MCP-PMT(Micro Channel Plate PMT)(図 2.8(b)) を採用する。MCP-PMT は  $4 \times 4$ ch のアノードプレートの内蔵し, 40 ps 以下の時間分解能を有している。



(a) TOP 用光学輻射体クォーツ



(b) TOP 用光検出器 MCP-PMT

図 2.8: TOP の構成要素

## 2.2.4 A-RICH

Belle II 実験で endcap 部の PID を担うのが A-RICH(Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) である。Belle 実験では barrel 部同様に ACC を用いていたが粒子識別可能運動量範囲を  $0.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$  と広げるために, 新たに A-RICH が導入される。A-RICH は TOP と同じく Cherenkov 光のリングイメージ検出により Cherenkov 光放射角を測定し, CDC で測定した運動量から粒子を識別する。ただし, A-RICH は TOP のような DIRC ではなく, その名の通り RICH(Ring Imaging Cherenkov counter) 型検出器であり, 直接リングイメージを検出器に投影して Cherenkov 光放射角を測定する。輻射体には屈折率 1.05 のエアロゲルを使用し, 検出器には 144ch マルチアノード型 HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) を 420 本設置する予定である(図 2.9)。

A-RICH の詳しいアップグレードの目的, 動作原理, 構成要素の説明は第 3 章で詳しく述べる。

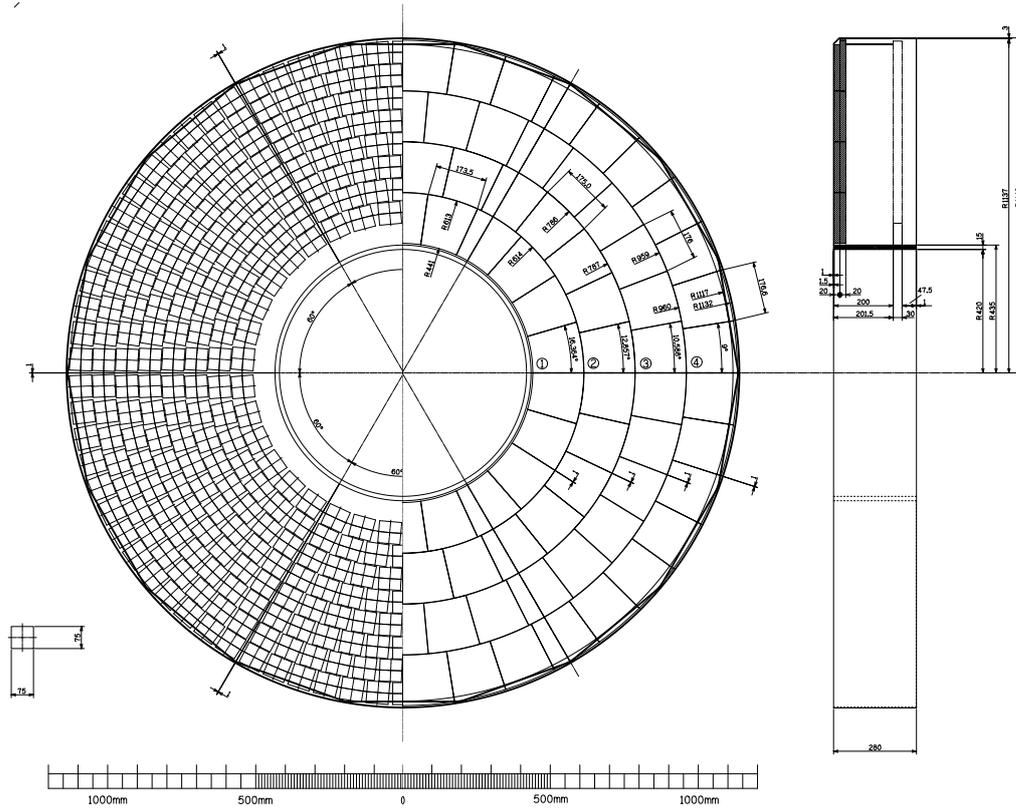


図 2.9: A-RICH の設計図。左半分は HAPD, 右半分はエアロゲルの設置を表している。

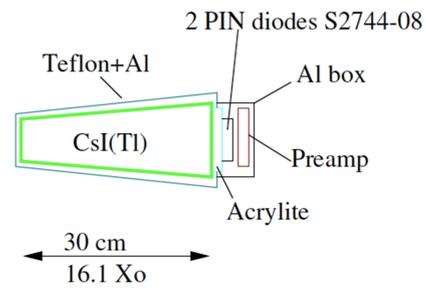
### 2.2.5 ECL

電子や光子のエネルギーの測定を担うのが ECL (Electromagnetic Calorimeter) であり, barrel 部, endcap 部に設置される。ECL には CsI(Tl) クリスタルシンチレータが取り付けられており (図 2.10), 入射した電子, 光子は電磁シャワーを起こし全エネルギーを落とす。最終的なシンチレーション光の光量は落とした全エネルギーに比例しているため, 光量を測定することによって元の粒子がもつ全エネルギーを求めることができる。また, 電子・陽電子散乱である Bhabha 散乱を検出し, その頻度を見積もることで電子・陽電子ビームの衝突頻度を算出できるため, Bhabha 散乱の反応断面積からルミノシティを測定する役割も持つ (式 2.1)。

Belle II 実験へのアップグレードに伴う問題点は CsI(Tl) のシンチレーション光の時定数が長く ( $\sim 1 \mu\text{s}$ ), 高レート化により信号が重なってしまう事である。そこで ECL では読み出し回路のアップグレードを行い, この問題を解決する。さらに, endcap 部に使用されるクリスタルは放射化によるバックグラウンドが Belle 実験より増加することを踏まえ, Tl ドープの他に pure CsI も使用する予定である。これによりシンチレーション光時定数を 30 ns まで短縮し Belle 実験の 100 倍程度のバックグラウンド分離を目指す。



(a) ECL 用クリスタル (CsI(Tl))



(b) ECL の 1 ユニットの構成

図 2.10: ECL の構成

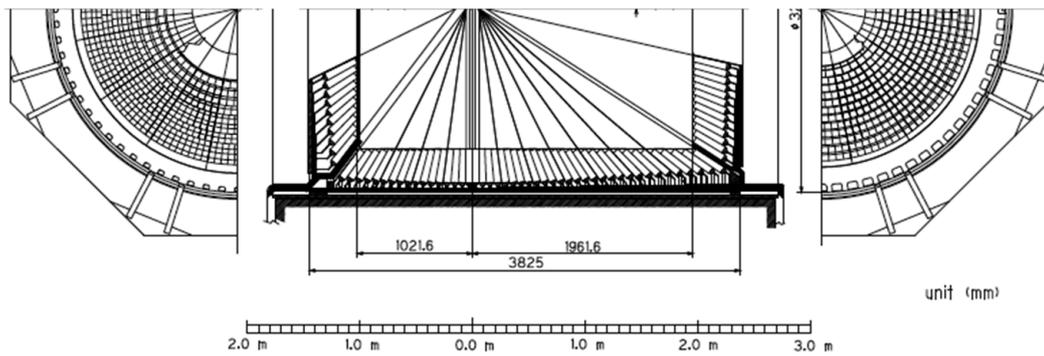


図 2.11: ECL の設計図

### 2.2.6 KLM

KLM( $K_L^0 \mu$  Detector) は Belle・BelleII 検出器の最外層に設置され、比較的寿命の長い  $K_L^0$  と  $\mu$  の識別を行う検出器である (図 2.12)。KLM は RPC(Resistive Plate Chambers) というガスチェンバーと鉄のサンドイッチ構造になっており、 $K_L^0$  と  $\mu$  の相互作用の違いで粒子識別を行う。 $K_L^0$  は鉄と強い相互作用を起こし KLM を通過することなく崩壊するが、それに対して  $\mu$  は KLM を通過できるため CDC 等の飛跡情報と合わせる事で識別が可能となる。RPC は高電圧を印加して帯電させた絶縁性ガラスでガスチェンバーを挟んだ構造をしており、荷電粒子が通過した近傍 ( $\sim 0.1 \text{ cm}^2$ ) でストリーム放電が起きるため、その信号電圧を測定することで位置情報を読み出す。ただし、RPC では一度放電が起きると再充電までの dead time が 2 s ほどかかってしまっていた。Belle II 実験では高レート化による影響で endcap 部のバックグラウンドが特に上昇するため、更に短い dead time が要求される。そこで endcap 部には RPC の代わりにプラスチックシンチレーションカウンターを導入することでこの問題を解決する。この検出器には 1 層あたり 75 本のシンチレータが導入され、荷電粒子通過の際に放射されるシンチレーション光をシンチレータ中心に設置されたファイバーによって捉える (図 2.13(b))。これを MPPC(Multi Pixel Photon Counter) というマルチピクセル型の光検出器で検出する。この改良により endcap 部のバックグラウンドは 2 桁ほど低減できる見込みである。

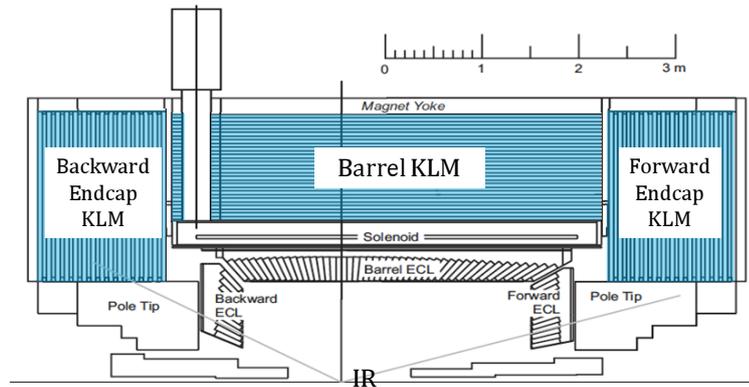
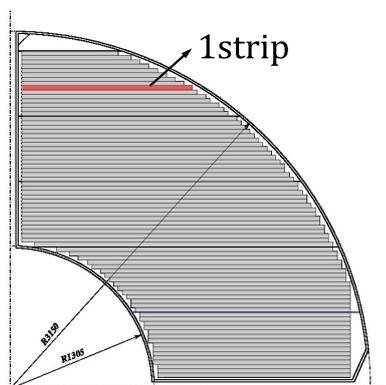
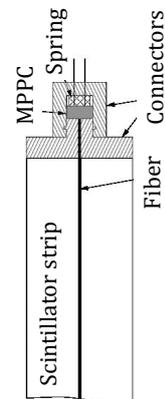


図 2.12: KLM の設計図



(a) endcap 部シンチレータストリップの 1 レイヤー



(b) 1 ストリップの構造

図 2.13: endcap 部 KLM の構成要素

## 第3章 A-RICH

Belle II 実験での endcap 部における K 中間子と  $\pi$  中間子の粒子識別精度向上のため、我々は A-RICH という検出器を開発している。A-RICH は Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter の略であり、荷電  $K/\pi$  中間子が輻射体通過時に放出する Cherenkov 光をリングイメージとして検出することでこれらを識別する。本章では、A-RICH に要求される粒子識別能力、検出原理、及びその開発状況について解説する。

### 3.1 endcap 部 PID のアップグレード

$B$  中間子の崩壊モードでは K 中間子  $\pi$  中間子とその終状態に含まれるため、これらの識別が重要である。しかしこれらは質量が非常に近く同じハドロンであるため識別が難しいとされる。2010 年まで行われていた Belle 実験では K 中間子  $\pi$  中間子の粒子識別を CDC, TOF, ACC により行い、それぞれ図 3.1 のような運動量領域での識別を担っていた。これらの検出器による粒子識別では 10% の K 中間子が誤って  $\pi$  中間子と同定されていた (fake rate)。それに対して A-RICH ではさらに高精度測定を目指し、fake rate を 1% に抑えて 95% 以上の効率で  $K/\pi$  中間子の粒子識別を行おうとしている。

また、Belle 実験で endcap 部に設置されていた ACC の担った運動量領域は 0.5 ~ 2.0 GeV/c に特化していた。Belle 実験でも endcap 部の高運動量識別は必要だったが TOF が設置できなかったため、フレーバータグのみを担っていた。図 3.1 は Belle 実験における各検出器の粒子識別可能範囲を示したものである。青はフレーバータグに必要な運動量の範囲と  $B$  中間子の 2 体崩壊が起きる範囲、赤は各検出器の粒子識別可能範囲を表わす。これに対して、Belle II 実験では 2 体崩壊 ( $B \rightarrow KK/K\pi/\pi\pi$  や  $B \rightarrow D\pi/DK$ ) により生成される高運動量 K 中間子  $\pi$  中間子の識別が必要となる。そのため、A-RICH では 0.5 ~ 4.0 GeV/c での粒子識別ができるように開発を進めている。

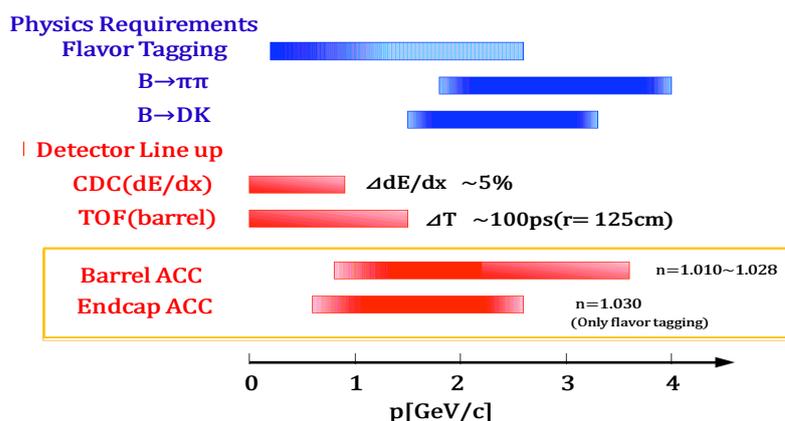


図 3.1: Belle 実験における各検出器の粒子識別可能領域

### 3.2 A-RICHの粒子識別原理

まず、Cherenkov 光検出器の根本となる Cherenkov 光発生原理について説明していく。

荷電粒子が物質中を通過すると物質内で局所的に電磁場が乱され、物質中の電子は通過する荷電粒子により動かされ偏極する。この電子が平衡状態に戻る際に放出された光子を Cherenkov 光という。通過する荷電粒子の速度が物質中の荷電粒子より遅ければ光子は互いに打ち消すように干渉するが、通過する荷電粒子の方が速い場合には強める方向に干渉し光子が放射される。屈折率  $n$  の物質中での光の見かけの速度は  $c/n$  となるので、光子が物質中を  $t$  秒間に進む距離は  $ct/n$  となる。ここで荷電粒子の速度を  $v$ ,  $\beta = v/c$  とすると  $t$  秒間に  $\beta ct$  進むので、荷電粒子から見た Cherenkov 光の放出角度  $\theta$  は

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \tag{3.1}$$

である (図 3.2)。  $0 < \cos \theta < 1$  であるから、Cherenkov 光発生の閾値は  $1/n < \beta$  となる。

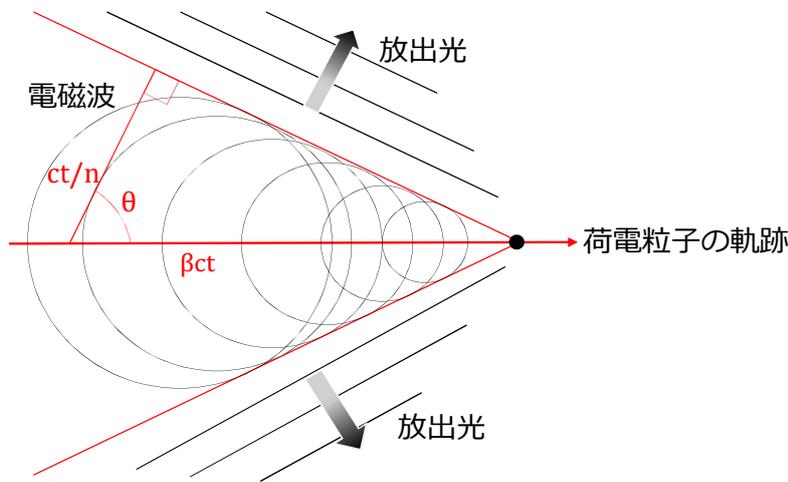


図 3.2: Cherenkov 光の放射

粒子の質量  $m$ , 運動量  $p$ , とすると相対論的運動量は

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{3.2}$$

であるから、これに式 (3.1) を代入すると

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta - 1} \tag{3.3}$$

となる。したがって式 (3.3) より、運動量  $p$  を CDC で、Cherenkov 角度  $\theta$  を A-RICH で測定することにより粒子の質量  $m$  を知ることができる。

また、一般的な RICH(Ring Imaging Cherenkov counter) の構成は焦点方式により 2 種類に分けられる。

1 つはミラー焦点型といい、図 3.3(a) で示したように、発生した Cherenkov 光を鏡で反射させその焦点に検出器を置く構成をしている。RICH では輻射体を厚くすることで発生光子数を増やすことが可能であるが、チェレンコフ光の発生位置の不定性が大きくなるためにリングイメージが太り角度分解能が落ちる。この問題を解決するのがミラー焦点型の構成であり、ミラーの曲率を適切に設定し光を絞ることで角度分解能を落とさずに光子検出が可能となる。しかし、ミラー焦点型はミラーを設置するために十分に広い設置スペースが必要となる。

もう一つが図 3.3(b) に示した近接焦点型の構成である。これは輻射体正面に検出器を設置しリングイメージを直接検出する構成になっている。近接焦点型はミラー焦点型と比較すると設置スペースを抑えることがで

きるが、集光しないため角度分解能は悪くなる。ただし、この問題は図 3.4 に示したような複層の輻射体を用いることで改善できる。ここで示した輻射体の総厚さは両者とも同じとする。屈折率の異なる輻射体を二枚重ね、ビーム上流の輻射体屈折率を  $n_1$ 、下流を  $n_2$  としたとき  $n_1 < n_2$  であれば Cherenkov 光の集光が可能となり、設置スペースを抑えて角度分解能を上げることが可能となる。Belle II 検出器で A-RICH に許されるスペースはビーム軸方向に最大 280 mm しかないため、我々は複層輻射体を用いた近接焦点型 RICH を採用した。近接焦点型の Cherenkov 光は図 3.5 のように円錐状に放出され光検出器に直接リングイメージとして映し出される。したがって A-RICH ではリング半径を測定し幾何学的に Cherenkov 角度を求めることになる。この時、Cherenkov 角度  $\theta$  はリング半径  $r$  と拡張距離  $L$  を用いて式 (3.4) のように書かれる。

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{r}{L} \right) \quad (3.4)$$

拡張距離  $L$  は発光点からリング中心点までの距離である。

また、図 3.6 は A-RICH の全体像と粒子検出のイメージである。

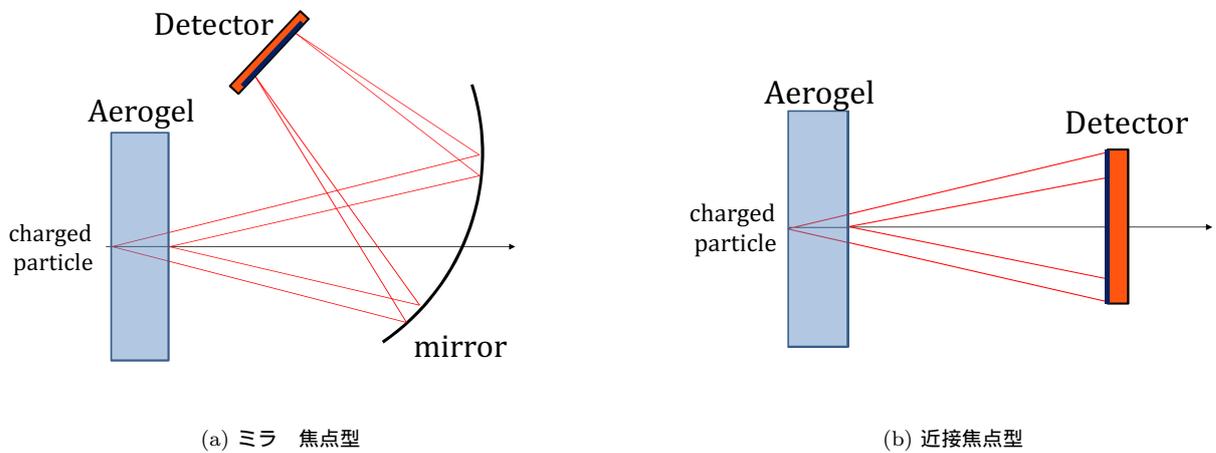


図 3.3: RICH の二種類の構成

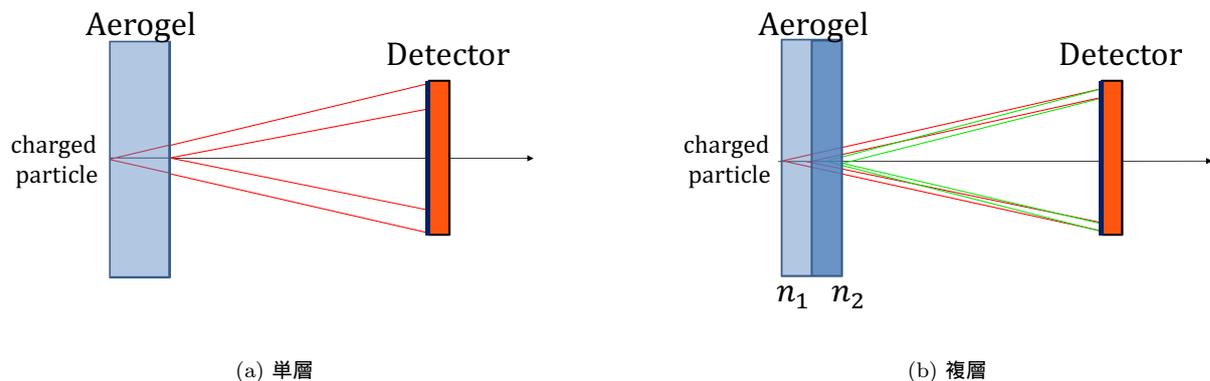


図 3.4: 近接焦点型の角度分解能の改善策 (輻射体は全て同じ厚さとする)

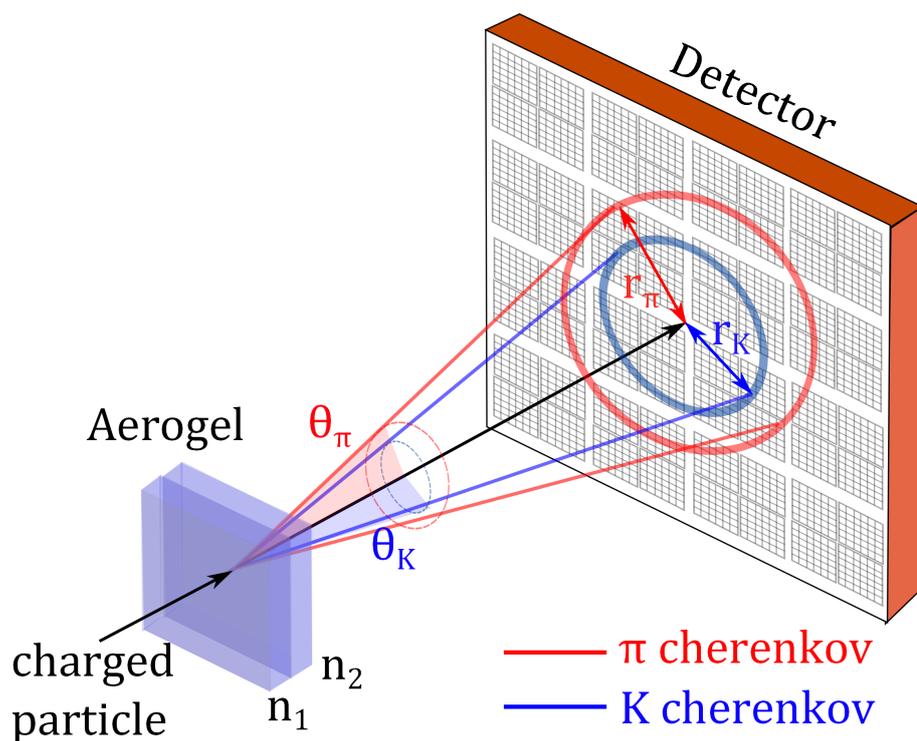


図 3.5: A-RICH によるリングイメージ検出

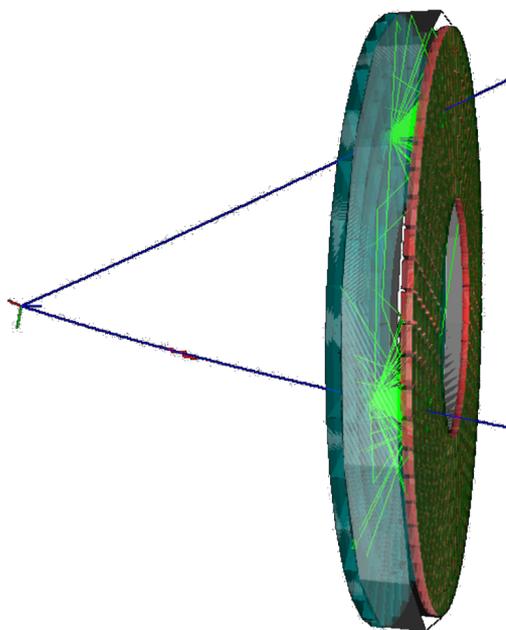


図 3.6: A-RICH の全体像と粒子検出イメージ。ビーム上流側のライトグリーンの円形層がエアロゲル，下流側の層が HAPD である。また，その間の側面にミラーが設置されており，検出器の外側に漏れる Cherenkov 光も反射させ検出器に投影し再構成する。青いラインが荷電粒子，緑のラインが Cherenkov 光である。

### 3.3 A-RICH への要求と構成

K中間子  $\pi$ 中間子の識別を行うための A-RICH への要求性能は以下のようにまとめられる。

- 拡張領域
  - － 発生した Cherenkov 光を十分な大きさのリングイメージとして検出器面に投影させるために拡張領域を設ける。拡張距離はエアロゲルの Cherenkov 光放出側の面から光検出面までを 160 mm とする。
- 放射線耐性
  - － Belle II 実験での 10 年間の運用で予想される A-RICH への積算線量が Belle 実験時の測定から見積もられている。中性子線は  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup>, ガンマ線は最大 1,000 Gy とされているため、これらの放射線照射に対しても目標となる S/N の維持が要求される。
- 輻射体
  - － 0.5 ~ 4.0 GeV の運動量領域で Cherenkov 光を発生させるために 1.05 以上の屈折率を持ち、検出光子数を増やすために透過長ができるだけ長い物質であること。
- 光検出器
  - － エアロゲルの屈折率 1.05, 荷電粒子の運動量を 4 GeV と仮定すると K中間子 と  $\pi$ 中間子 による Cherenkov 光放射角度差は約 23 mrad となり、リング半径差は 5 mm 程度となる。したがって、位置分解能が 5 mm 以下の検出器であること。
  - － Cherenkov 光は非常に微弱であるため 1 光子検出が可能であること。
  - － 1.5 T 以上の磁場中で問題無く動作すること。
- 読み出し回路
  - － 高利得, 低雑音の増幅機能を持つこと。
  - － 設置空間が非常に限られているためコンパクトな設計であること。
  - － 多チャンネル同時読み出しが可能であること。
  - － Belle II のデータ収集システム (DAQ) やトリガーシステムに対応できること。

これらの要求性能を元に、各構成要素毎の性能と現在の開発状況などを説明する。

#### 3.3.1 輻射体 ~ エアロゲル ~

##### 要求性能

運動量 0.5 GeV 以上の荷電粒子で Cherenkov 光を発生させるために、輻射体の屈折率は図 3.7 のグラフに示したように 1.05 以上であることが要求される。この輻射体を用いることで 0.5 ~ 1.5 GeV までの領域では Cherenkov 光の発生の有無, 1.5 GeV 以上の領域では Cherenkov 角の測定により粒子識別が可能となる。

この要求を満たすために用いられるのがエアロゲルという物質である。

エアロゲルは SiO<sub>2</sub> を 3 次元的に配列した多孔構造を持ち、典型的には体積の約 90 % が空気で占められている。図 3.8 に示したように粒子径は数 10 nm と可視光波長 (400 ~ 700 nm) に比べ小さく光透過性を持つ。固体でありながら低屈折率, 高透明度, 低密度であるという特殊な性質はこの 3 次元の特殊な配列ゆえに生み出され、その製造過程で屈折率を任意に調整できるのも一つの特徴である。また光学的性質に加え低密度ながら強力な荷重特性を持ち、細かい構造ゆえに空気の対流が抑えられ高い断熱性を持つといった性質も挙げられる。

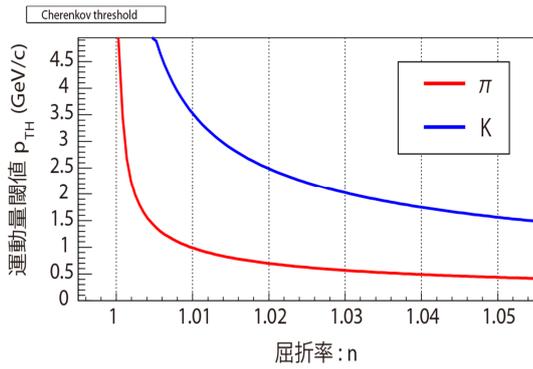


図 3.7: 粒子の運動量と輻射体屈折率の関係

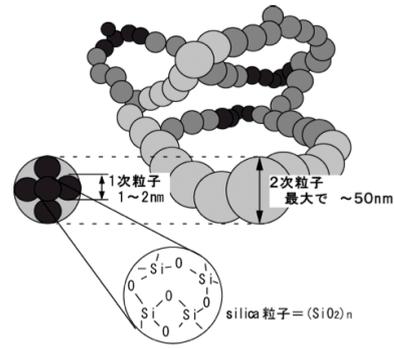


図 3.8: エアロゲルの微細構造

開発状況

エアロゲルは現在、千葉大学を中心に高屈折率化，密度の一様性向上，タイルの大型化といった研究が行われている。近年では2種類の製造法を使い分けることにより，屈折率は1.003~1.25の範囲での生成が可能となり，特に1.10以上の領域では初めて実用的な透明度のエアロゲルが得られたと報告されている。タイルの大きさに関しても屈折率1.05以上の領域では2005年には $11 \times 11 \times 2 \text{ cm}^3$ だったのに対し，2011年には $18 \times 18 \times 2 \text{ cm}^3$ の製作に成功している。実際のエアロゲルの性質をその他の物質と比較したものを表3.1に，2011年に製作した大型タイルを図3.9に示す。

表 3.1: 代表的な輻射体の物性値

物質	屈折率	密度 (g/cm <sup>3</sup> )	その他
エアロゲル	1.003 ~ 1.25	0.01 ~	
空気	1.00028	0.001293	25 °C, 1 atm
水	1.3428	0.99984	20 °C
ガラス	1.48 ~ 2.00	2.4 ~ 2.6	光学ガラス等



図 3.9: エアロゲル  $18 \times 18 \times 2 \text{ cm}^3$  タイル (2011 年)

### 3.3.2 光検出器～HAPD～

我々は2002年から浜松ホトニクスと共同で前述のA-RICHへの要求を満たす光検出器としてHAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector)を開発している。

#### 要求性能と動作原理

HAPDは高電圧印加可能な光電面を持ち、 $6 \times 6$ チャンネルピクセル化されたAPD(Avalanche Photodiode)チップが4つ配置された計144チャンネルのマルチアノード型検出器であり、その内部は真空となっている(図3.10)。各チャンネルを $4.9 \times 4.9 \text{ mm}^2$ で設計しているため位置分解能5mm以下という要求を満たす。

また、HAPDは増幅過程の異なる方式で二段増幅するハイブリッド型光検出器である(図3.11)。

一段目の増幅では光電効果により放出された電子を、真空管中に電場をかけることで加速させる。この加速により1,500～2,000倍のゲインを得ることができる(打ち込みゲイン)。光電面のQE<sup>1</sup>は25～30%程度である。

二段目はAPDによるアバランシェ増幅であり次のような過程で増幅される。入射した光子により電子正孔対が生成されPN接合間の電界により電子正孔対が加速される。これらが材質内の原子を電離させる。その結果、原子の電離と電子正孔対の加速が繰り返し発生し急激にキャリアの数が増加する。この増幅では～50倍のゲインを得ることができる(アバランシェゲイン)。以降、アバランシェゲインを単にゲインと記述する。また初段の増幅率が次段の増幅率より十分大きいことから、光電子数の不定性を抑えられるため1光子検出可能となる(図3.12)。

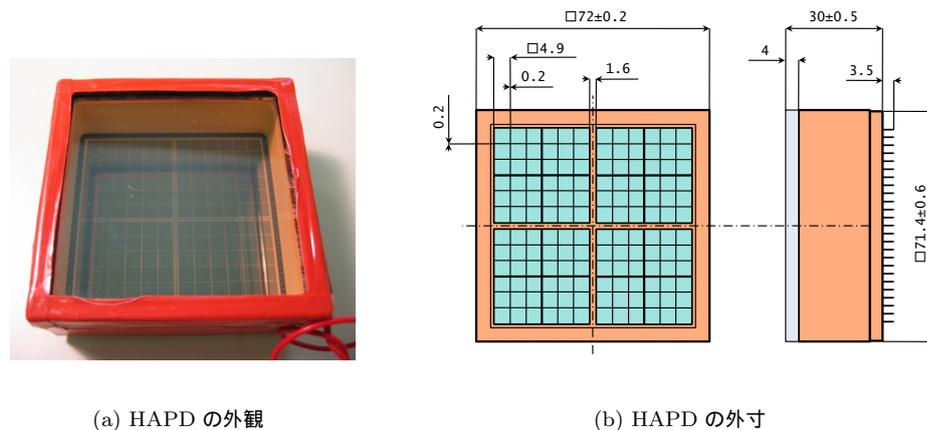


図 3.10: HAPD

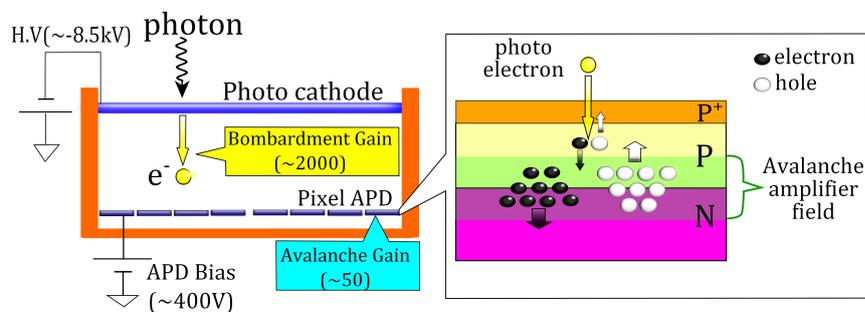


図 3.11: HAPDの動作原理

<sup>1</sup>QE(Quantum efficiency):量子効率。入射する光子数と光電効果で放出される光電子数の比。

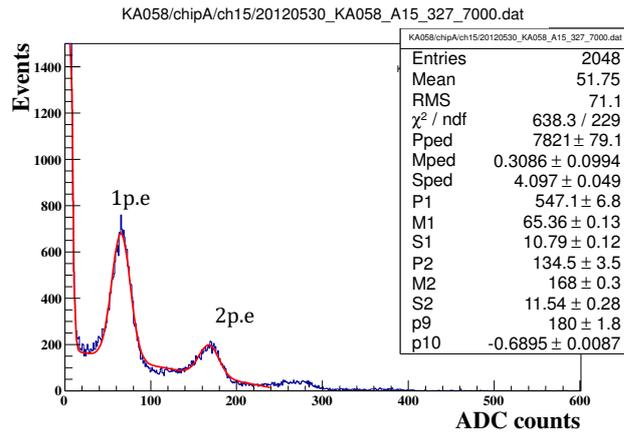


図 3.12: HAPD の 1 光子検出能力。LED を照射し，MCA で波高分布を測定

開発状況

本論文の研究により，要求される中性子線，ガンマ線耐性を持った HAPD の仕様決定に至ることができた。2013 年から大量生産が開始され，まず 48 本生産される。したがって今後は大量生産に向けた性能評価システムの構築が課題である。

ここで HAPD の各種パラメータを表 3.2 にまとめる。

表 3.2: HAPD の各種パラメータ値

外寸	75 × 75 mm <sup>2</sup>	
入射面	合成石英	
光電面	材料	バイアルカリ 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 × 63 mm <sup>2</sup>
	印加電圧	~ 8,500 V
	打ち込みゲイン	~ 2,000
	QE	~ 30 %
APD	1 チャンネル受光面積	4.9 × 4.9 mm <sup>2</sup>
	静電容量	100 pF
	耐電圧	250 ~ 500 V
	アバランシェゲイン	~ 50
	チップ数	4
	チャンネル数	36 チャンネル/チップ
	総チャンネル数	144 チャンネル
Total Gain	~ 10 <sup>5</sup>	
S/N 比	~ 15	

### 3.3.3 読み出し回路～ASIC & FPGA～

#### 要求性能と動作原理

読み出し回路にはまず高利得、低雑音の増幅機能を有している事が要求される。PMT<sup>2</sup>などの一般的な光検出器に比べ、HAPDのTotal Gainは $10^4 \sim 10^5$ と低いため、低雑音、高利得の読み出しシステムで補う事で1光子検出性能を達成する。

次に、読み出しシステムのコンパクト化が要求される。A-RICHに許された領域は設計上ビーム軸方向に280mmであり、エアロゲル厚さが20mm×2枚の40mm、拡張距離160mm、HAPDの厚さ30mmとするため残りが50mmであり、これが読み出しシステムに許される領域である。この領域にケーブル等も含めた全ての読み出しシステムを設置する必要がある。

そしてHAPDの多チャンネル読み出しが可能であることが求められる。A-RICHでは420台のHAPDを設置するため総チャンネル数は約60,000となるため、これらを同時に読み出す必要がある。

これらの要求を満たすために我々はASIC<sup>3</sup>とFPGA<sup>4</sup>を採用した専用の読み出し電子回路を開発した。ASICは汎用ICを組み合わせた回路とは異なり、個別に設計を行い、1つのICとすることで高集積化、高速動作が可能である事が特徴である。我々はA-RICH用のASIC「SAシリーズ」の開発を2007年より進めている。また、FPGAはプログラムによる回路設計が行えるため、柔軟に設計の変更が可能である。この特徴によりBelle II DAQに対応させることができる。

読み出し回路では1光子識別のため、1光子以上の信号の有無(ヒット情報)を記録する。このヒット情報の識別のために適切な閾値電圧を設定し、検出した信号の波高が閾値を超えたものを1光子以上の信号として記録する。また、閾値を徐々に変えていき各閾値電圧でのヒット数をプロットすることで波高分布測定が可能である。この測定をスレシヨルドスキャンと呼ぶ。

また、図3.13が読み出しボードであり、ASICとFPGAが実装されている。そして、図3.13(c)はHAPDに読み出しボードを装着したものである。



(a) メインボード。FPGAが取り付けられている。

(b) メインボード (HAPD 接続面)。ASIC(4個の青いチップ)が取り付けられている。

(c) 読み出しボードとHAPDの接続。非常にコンパクトな設計になっている。

図 3.13: 新たに開発された HAPD 用読み出しボード

<sup>2</sup>Photomultiplier Tube:光電子増倍管。光電効果と印加電圧による加速を繰り返すことで電子を増倍する。Total Gainは $\sim 10^7$ 。

<sup>3</sup>AISC(Application Specific Circuit):特定用途向けIC

<sup>4</sup>FPGA(Field Programmable Gate Array):論理回路デバイスの一つでハードウェア記述言語(HAL)により回路を自由に設計可能

## 第4章 HAPDの放射線耐性の向上

本章、および次章では A-RICH の課題の一つである、HAPD の放射線耐性に関して述べる。Belle II 実験では電子・陽電子ビームの衝突により高エネルギーの粒子を発生させるが、同時にビーム衝突以外の過程でガンマ線や中性子線も発生する。これらの放射線はバックグラウンドとして検出器の検出効率に影響を与えるに限らず、破壊的なダメージを及ぼす可能性もある。したがって、Belle II 実験で使用する検出器には十分な放射線耐性がなければならない。

我々が開発を進めている A-RICH では光検出部分である HAPD に実装されている APD が特に大きな影響を受ける。そこで私は HAPD の放射線耐性を調査・向上するために中性子線とガンマ線の照射試験を実施し評価した。

本章では、まず Belle II 実験での中性子線とガンマ線発生の由来に関して解説し、中性子線・ガンマ線耐性向上のために実施した照射試験の結果と対策案に関して報告する。

また次章では、本章で述べる放射線対策を施した最終仕様候補 HAPD に対する中性子線・ガンマ線照射試験結果を報告する。

### 4.1 Belle II 実験におけるバックグラウンド

Belle II 実験で考慮すべきバックグラウンドの由来を解説していく。

Belle 実験、および Belle II 実験では電子・陽電子ビームの衝突点で radiative Bhabha 散乱 (図 4.1) が起き、ガンマ線が放出される。放出されたガンマ線は検出器外部にあるビームパイプや磁石に衝突することで中性子を叩き出す。これが endcap まで飛来すると検出器にとってバックグラウンドとなる。

また、検出器付近では Touschek 効果<sup>1</sup>が発生し、軌道を外れた粒子がビームパイプなどに衝突するとシャワーが発生しバックグラウンドとなる。

Belle II 実験でこれらの効果により発生する中性子線・ガンマ線量の見積もりは Belle 実験時の値を元に行われた。

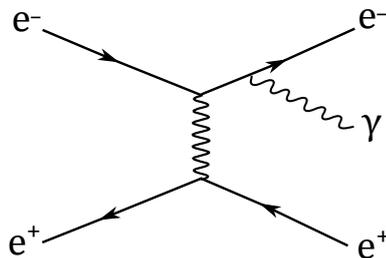


図 4.1: 最低次の Radiative Bhabha 散乱のダイアグラム

<sup>1</sup>Touschek 効果:バンチ内の同一粒子が相互作用し、散乱する。散乱率は電流と粒子密度に比例するため、KEKB から Super KEKB へのアップグレードで激増するとされている。重金属 (タングステン等) でシールドする予定である

## 4.2 中性子線耐性の向上

### 4.2.1 中性子線量の見積もり

Belle II 実験で飛来する中性子線量は Belle 実験の時の値から見積もられた。Belle 実験時の中性子線量の見積もりは図 4.2 のように Belle 検出器の endcap 部に取り付けられた ELMA ダイオードの漏れ電流増加量を測定することで行われた。この結果 Belle 実験での endcap 部への積算中性子線量は、1 年間あたり最大約  $1 \times 10^{10}$  neutrons/cm<sup>2</sup> であった。この結果を元に Belle II 実験でのルミノシティ向上を考慮すると、Belle II 実験期間の 10 年間で A-RICH に飛来する中性子線量は  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> であるとされた。

この中性子線耐性の調査のために東京大学の高速中性子原子炉“弥生”で中性子線照射の先行実験 [8][9] が行われた。図 4.3(a) に弥生での中性子線エネルギースペクトルを示した。先行実験 [8][9] では弥生のエネルギースペクトルに従う中性子線が最大で  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射された。

しかしその後、シミュレーションにより Belle II 実験で 10 年間に飛来する積算線量は 1 MeV 相当の中性子での換算で最大  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> であるとされた。弥生で生成された各エネルギーの中性子数の積算量を図 4.3(b) を用いて 1 MeV で換算すると約 0.4 倍となる。したがって先行実験 [8][9] での照射量は 1 MeV 換算では最大  $4 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 相当であったため十分な線量ではなかったといえる。そのため、1 MeV 換算線量で  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射を行うための追試験が必要となった。追試験の結果は第 5 章にて報告する。

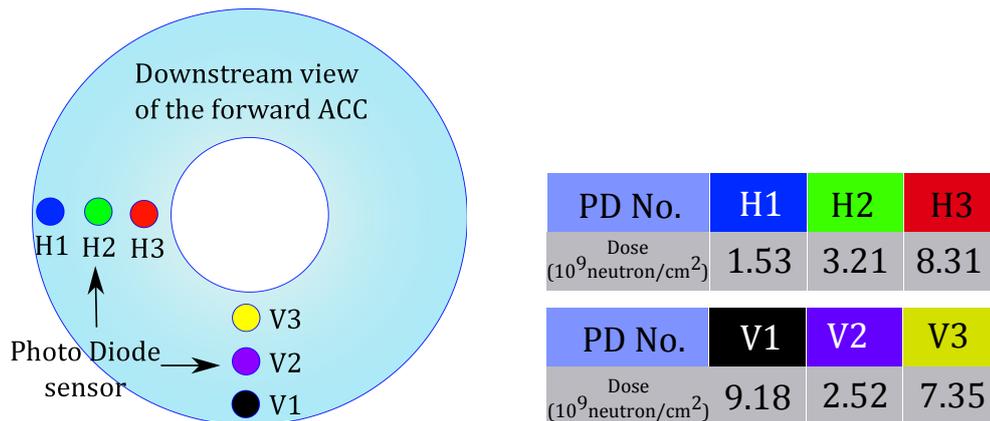
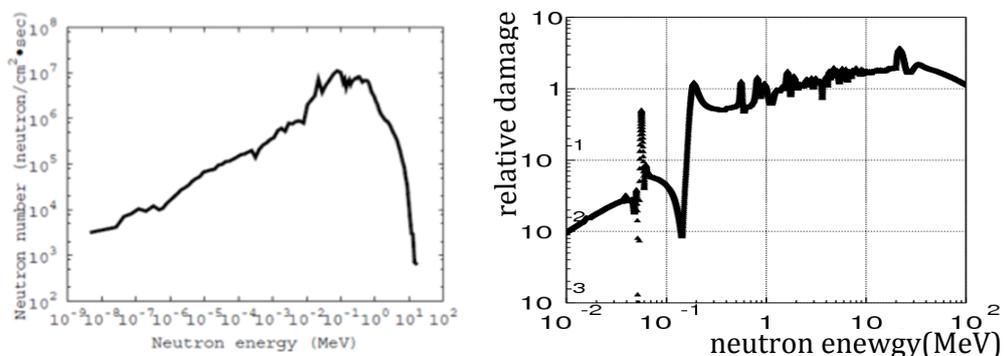


図 4.2: Belle 実験時の中性子線の一年分の見積もり。左図のように ELMA ダイオードが取り付けられた。右図はそれぞれの ELMA ダイオードで見積もられた中性子線線量の結果。



(a) 東京大学の高速中性子原子炉“弥生”のエネルギースペクトル。

(b) 各エネルギー毎の線量を 1 MeV 相当に換算するための係数。

図 4.3: 弥生原子炉のエネルギースペクトルと換算係数

### 4.2.2 中性子線による半導体への影響

中性子線は電荷を持たないため、半導体に与えるダメージは非電離的エネルギー損失によるものである。中性子線が入射する時にそのエネルギーが十分に大きいと半導体結晶を構成する原子が弾性衝突により弾き飛ばされ、格子欠陥が生じる。この格子欠陥をバルク損傷と呼び、このようなはじき出し損傷効果をDDD(Displacement Damage Dose effect)という。弾き出された原子はその周辺の間隙に入り込み格子間原子となる。このような格子欠陥と格子間原子の対をFrenkel欠陥という(図4.4(a))。多くの格子欠陥と格子間原子は再結合を起こして消滅するが、一部は安定な欠陥となり半導体のバンドギャップに新たなエネルギー準位(欠陥準位)を形成する(図4.4(c))。通常は高いバンドギャップのために伝導帯へ励起できなかった束縛電子が、この欠陥準位を介することで熱励起しやすくなってしまふ。その結果、熱励起される電子が増加し、漏れ電流として検出される。

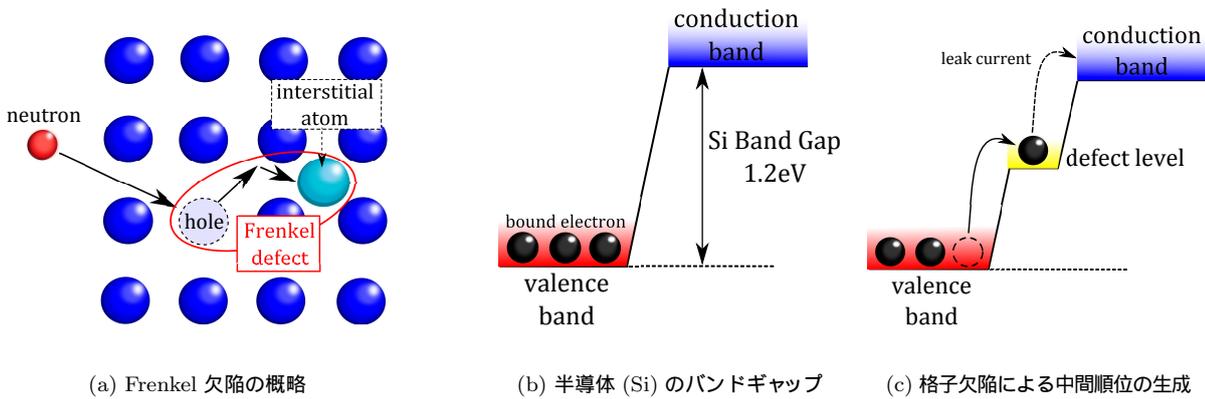


図 4.4: 中性子線による半導体内結晶損傷の仕組み

### 4.2.3 中性子線耐性向上のための対策 (先行実験 [8][9] より)

中性子線によるダメージは前節に述べたとおり、漏れ電流の増加がノイズの増加につながるため、1光子検出におけるS/Nが悪化する。そのため、いかにしてこのノイズ増加量を抑えるかが重要である。そのために取られた中性子線対策は2種類に分けられる。一つが読み出し回路の最適化であり、もう一つがHAPD用APD構造の最適化である。

この節では2010年に弥生で行われた先行実験 [8][9]の結果と考察を簡潔にまとめ、第5章における参考とする。

#### 読み出し回路の最適化

まず、中性子線対策としてノイズ量を抑えるために読み出し回路の最適化が必要であった。出力されるノイズにはキャリアの熱運動速度の揺らぎによるサーマルノイズと、キャリア数の揺らぎによるショットノイズの二つがあり、以下のように記述される。

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{thermal}}^2 + \sigma_{\text{shot}}^2 \quad (4.1)$$

$$\sigma_{\text{thermal}}^2 = \frac{(AC_{\text{det}})^2}{\tau} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{\text{shot}}^2 = \frac{(I_s + I_b GF)\tau}{q} \quad (4.3)$$

$\sigma_{\text{total}}$  は検出される全ノイズ量,  $\sigma_{\text{thermal}}$  はサーマルノイズ,  $\sigma_{\text{shot}}$  はショットノイズであり、単位は電子数を表す  $e^-$  で記述する。ここで、 $A [e^- \cdot s^{1/2}/F]$  は増幅器のアンプ定数,  $C_{\text{det}} [F]$  はAPDの静電容量,  $I_s [A]$  はAPDの表面に流れる電流量(表面電流),  $I_b [A]$  はAPDのアバランシェ増幅域を通る電流量(バルク電流),  $G$  はゲ

イン,  $F$  はゲインの揺らぎを表すノイズ因子と呼ばれる定数で HAPD の場合  $F \sim 2$ ,  $\tau$  [s] は shaping time,  $q$  [C] は素電荷である。

中性子線によるダメージはアバランシェ増幅域に寄与しバルク電流が増大するため、中性子線照射後のノイズ量はバルク電流による効果が支配的となり、以下のように書かれる。

$$\sigma_{\text{total}}^2 \sim \frac{I_b G F \tau}{q} + \frac{(A C_{\text{det}})^2}{\tau} \quad (4.4)$$

この式から全ノイズ量は shaping time ( $\tau$ ) の関数となり、 $\sigma_{\text{total}}$  が最小となるような最適な  $\tau$  値が求められる。先行実験 [8][9] で行われた中性子線照射後のノイズ増加量はこの式による理論的な見積もりと測定値がよく一致しており、バルク電流の増加による効果として理解された。その結果として、1 チャンネルあたりのノイズ量は図 4.5 のように見積もられた。ここでアンプ定数  $A$  は ASIC (SA02) が想定されており、 $A = 15 \text{ e}^- \cdot \text{s}^{1/2}/\text{pF}$ ,  $P$  薄タイプの静電容量は  $C_{\text{det}} = 100 \text{ pF}$ ,  $N$  薄タイプは  $C_{\text{det}} = 430 \text{ pF}$ ,  $G = 40$ ,  $I_b$  には  $4 \times 10^{11} \text{ neutrons/cm}^2$  の中性子線照射後の 1 チャンネルあたりの漏れ電流測定量を全てバルク電流とみなして代入している。 $N$  層・ $P$  層の厚さについては次の小節で述べる。

この見積もりにより  $P$  薄タイプにおいては shaping time を  $100 \sim 200 \text{ ns}$  に設定するとノイズ量が最少になる事が報告されたため、この範囲内で shaping time を調整できるように読み出し回路 (ASIC) の開発が進められている。

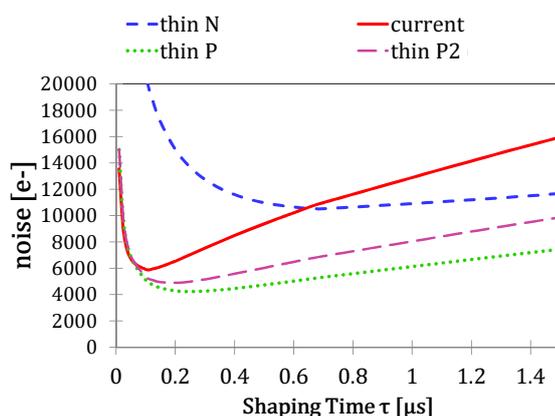


図 4.5: shaping time を変化させた時の 1 チャンネルあたりのノイズ量の見積もり [8]。  $4 \times 10^{11} \text{ neutrons/cm}^2$  (1 MeV 換算) 照射後。

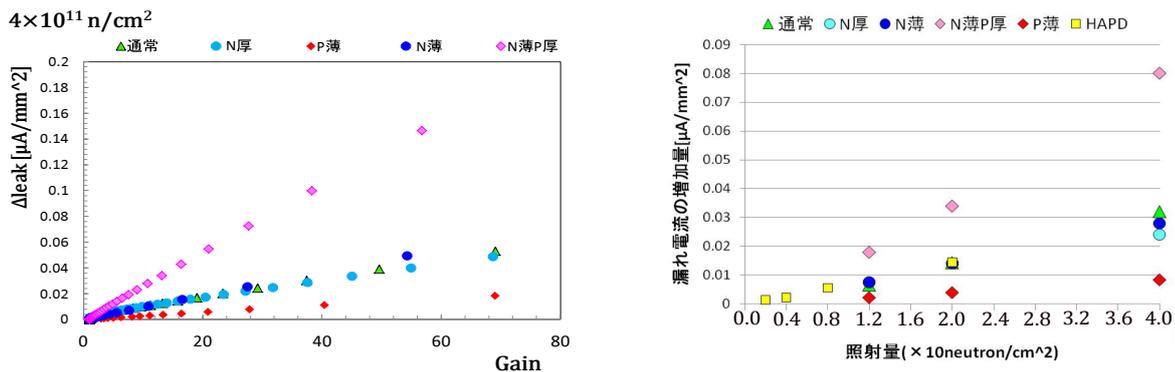
#### HAPD 用 APD 構造の最適化

先行実験 [8][9] では、もう 1 つの対策として HAPD 用 APD 構造に関する研究がされた。この節では APD 構造の最適化について簡潔にまとめる。

半導体へのダメージは  $P$  層と  $N$  層内の結晶に寄与する為、これらの厚さが厚いほどダメージ量が大きくなると考えられ、厚さによりバルク電流量およびノイズ量が変化するかが先行実験 [8][9] にて確認された。この時の中性子線照射試験では  $N$  層、 $P$  層の厚さを従来の試作品を基準に三種類づつ (厚、普通、薄) 製作されて比較された<sup>2</sup>。以降ではそれぞれ  $N$  薄、 $N$  普通、 $N$  厚、 $P$  薄、 $P$  普通、 $P$  厚と呼ぶ。

先行実験 [8][9] では最大  $4 \times 10^{11} \text{ neutrons/cm}^2$  照射され、増加した電流量は  $P$  層の厚さによる依存性が大きいと報告された。特に  $P$  薄のサンプルが最も電流増加量が小さく、高い中性子線耐性を示した (図 4.6(a))。この違いは電子と正孔の移動度の違いによるもので、 $P$  層で励起された電子は  $N$  層で励起された正孔に対して 100 倍ほど強くアバランシェ増幅に寄与する為である。また、漏れ電流の増加量は照射量に比例していることも明確となり、それぞれの層の厚さにより中性子線照射後のノイズ増加量、 $S/N$  の変化についても予測可能となった (図 4.6(b))。以上の結果から、中性子線によるダメージがアバランシェ増幅領域に生じる欠陥による寄与であることが理解された。

<sup>2</sup>浜松ホトニクスから  $P$  薄、 $P$  厚の正式な厚さの違いは公表されていない。 $P$  普通は約  $10 \mu\text{m}$  である。



(a) 各サンプル別のゲイン と漏れ電流の関係 ( $4 \times 10^{11} n/cm^2$  照射 (1 MeV 換算))

(b) 照射量に対する漏れ電流増加量。ただし、ここに示した HAPD は P 普通, N 普通タイプ。

図 4.6: 弥生原子炉での中性子線照射試験の結果 [8]。1 MeV 換算に校正。

### 4.3 ガンマ線耐性の向上

#### 4.3.1 ガンマ線量の見積もり

A-RICH へのガンマ線量の見積もりは Belle 実験時の ECL と SVD Dock に取り付けられたアミノグレイにより行われた。これは、A-RICH の設置予定場所が Belle 実験時の ECL と SVD に近いためである (図 4.7)。

ECL で使用している CsI(Tl) への蓄積エネルギーから求めた ECL 内部へのガンマ線量は 2.36 Gy であった [6]。これは積分ルミノシティが  $766 fb^{-1}$  のときの線量であるため、Belle II 実験では 10 年間で  $50 ab^{-1}$  であることを考慮すると 150 Gy 程度と見積もられる。また、衝突点付近の SVD に取り付けられたアミノグレイにより測定された線量は  $70 fb^{-1}$  で 3.6 Gy 程度であった。したがって Belle II 実験では衝突点付近のガンマ線量は 10 年間で 2,500 Gy 程度と見積もられる [7]。これらの値より A-RICH へ飛来するガンマ線量は 1,000 Gy と見積もられ、この値を耐性の目標に HAPD の開発を進めてきた。

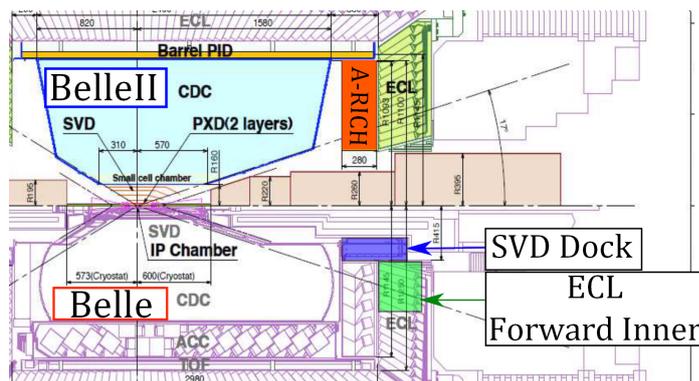


図 4.7: Belle 検出器 SVD Dock・ECL と Belle II 検出器 A-RICH の配置

#### 4.3.2 ガンマ線による半導体への影響

ガンマ線の場合、積算線量に依存する効果は電離的エネルギーによるものである。これにより APD 内で生じる現象と、その影響について解説する。ガンマ線は主にシリコン基板と酸化膜 ( $SiO_2$ ) の接触面 (界面) に影

響を及ぼすことが知られている。ガンマ線が入射すると  $\text{SiO}_2$  中の電子が弾き出され、電子-正孔対を生じるが、正孔は電子に比べて移動速度が遅いために取り残され、酸化膜中の構造欠陥に捕獲されて移動しなくなる（正電荷捕獲）。正電荷捕獲により APD 内部の電場が変化するため、印加電圧に対するゲイン低下がまず懸念された。また、このように正電荷捕獲が生じると  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  界面にエネルギー準位（界面準位）が生じる [11]。これにより、 $\text{Si}$  表面では表面電流が増加し、ノイズ量増加につながると考えられた。表面電流により増加するノイズ量は式 (4.2) をショットノイズのみ考慮して以下の式 (4.6) と書かれる。

$$\sigma_{\text{shot}}^2 = \frac{I_s \tau}{q} \quad (4.5)$$

$$\sigma_{\text{total}}^2 \sim \frac{I_s \tau}{q} + \frac{(AC_{\text{det}})^2}{\tau} \quad (4.6)$$

この式で評価するとゲインによる寄与が入らず、バルク電流によるノイズ増加より  $\sqrt{FG}$  倍小さい。

以下では、これらによる影響を検証するために実施したガンマ線照射試験に関して報告する。

### 4.3.3 照射施設とセットアップ

照射試験は名古屋大学  $^{60}\text{Co}$  照射室で行った。図 4.8 のように台の中央にある筒の中に、ガンマ線源である  $^{60}\text{Co}$  が上がってくる。照射台には線源からの距離を示す溝が刻まれており、サンプルを置く位置を調節することで単位時間当たりの照射量を調整できる。APD は放電を防ぐためにアルミ箔をカプトンテープで巻いた絶縁シートで覆い、図のように各照射レートに合わせた距離に APD 面が乗るよう放射状に配置した。各 APD には LEMO ケーブルが取り付けられ、電圧供給ができるようになっている。

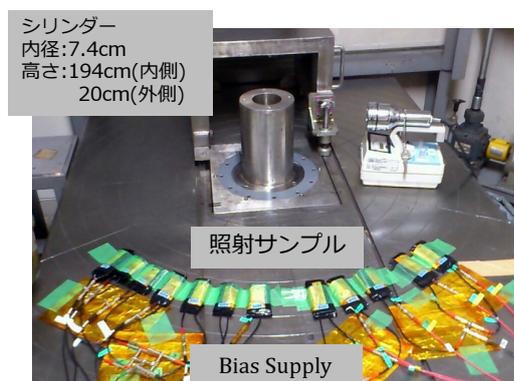


図 4.8: 名古屋大学  $^{60}\text{Co}$  照射室

### 4.3.4 照射サンプル

照射試験に用いた光検出器の形状は図 4.9 に示したように 3 種類存在する。図 4.9(a) はシングルチャンネルの APD であり、以降 1chAPD と記述する。これを用いて半導体層の厚さや各絶縁薄膜がガンマ線耐性にどう影響するか調べた。

図 4.9(b) は 144 チャンネルの読み出しを持つ角型の APD である。これは HAPD の高電圧印加による加速機構を実装する前のものである。製作工程に光電面蒸着が無いためアルカリ物質から APD 表面に保護膜が必要ないので、この保護膜を蒸着させないサンプルが製作可能である。HAPD と同様に  $6 \times 6$  チャンネルピクセル化された APD が 4 チップ内蔵され、計 144 チャンネルの読み出しが可能である。これを用いて APD の 144 チャンネルピクセル化がガンマ線耐性に影響するか調べた。以降これを 144chAPD と記述する。

そして図 4.9(c) が HAPD である。これを用いて HAPD 化による影響を調べ、実用可能かどうかを判断した。

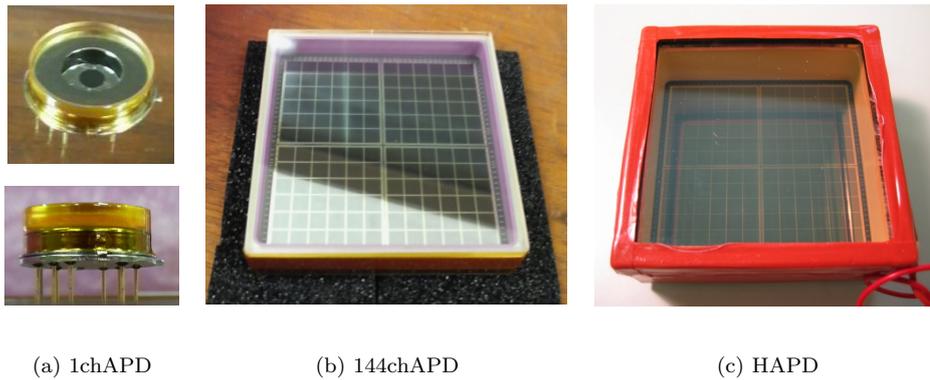


図 4.9: 照射用 APD・HAPD

#### 4.3.5 測定項目

ガンマ線照射試験にあたって以下のような APD 特性の測定を行った。

##### 照射中の電流測定

照射試験では照射中の APD の様子を知るために、電流値がモニターできるようにセットアップした。照射中は二種類の測定を行った。

一つは APD への逆バイアス印加電圧 (以下、印加電圧) を一定に保ち、数秒おきに電流値を記録することで積算線量に従ってどのように変化するかを見る測定である。印加電圧が一定であるため、電流値に変化があればガンマ線による影響であることがわかる。以降これを照射中電流測定と呼ぶ。ただし、144chAPD には電圧供給装置と APD の間に  $1\text{ M}\Omega$  の抵抗があるため電流による電圧降下を考慮し、APD にかかる電圧値が変動しないように自動で電源装置の印加電圧が変化するようにした。このようにして照射中電流測定での APD にかかる実効電圧値は一定にして測定した。

もう一つは一定時間 (照射量) 毎に印加電圧で電流値をスキャンする測定である。一度電圧を落とし、そこから数 V づつ印加電圧を上昇させて電流値の変化を測定した。以降この測定を照射中バイアス スキャンと呼ぶ。1chAPD はそのまま 1 チャンネル分の電流値を読み出したが、144chAPD に関してはチップ単位 (36 チャンネル分) の電流値を読みだした。

また、ガンマ線照射中は吸収線量による電流が流れる。その電流値の大きさを以下のように見積もった。電流値  $I[\text{A}]$ 、吸収線量  $X[\text{Gy/s}]$ 、検出器のバンドギャップ  $E[\text{eV}]$ 、結晶密度  $\rho[\text{g}/\text{m}^3]$ 、APD 面積  $S[\text{m}^2]$ 、全空乏厚  $D[\text{m}]$ 、ゲイン 有効厚 (P 層厚さ)  $d[\text{m}]$  ゲイン を  $G$  とすると、

$$I = \frac{X}{E} \rho S (Gd + (D - d)) \quad (4.7)$$

と書ける。ここで  $E = 3.6\text{ eV}$ 、 $\rho = 2.3\text{ g}/\text{cm}^3$ 、 $D = 40\text{ }\mu\text{m}$ 、 $d = 10\text{ }\mu\text{m}$  (P 普通)、 $G = 40$  を代入すると

- 1chAPD ( $\phi$ : 直径 3 mm)  $\Rightarrow 5.5 \times 10^{-1} X [\text{nA}]$
- 144chAPD (1 チップ) ( $\phi$ : 1 辺 5 mm / 1 チャンネル)  $\times 36$  チャンネル  $\Rightarrow 70.0 X [\text{nA}]$

である。  $\phi$  は受光面が正方形であることを示し、続く数字が 1 辺の長さを表す。  $\phi$  は受光面が円形であり、続く数字は直径を表す。例えば、 $50\text{ Gy/h}$  の照射レートで 1chAPD  $\phi 3\text{ mm}$  タイプへの照射ではガンマ線吸収による電流が  $28\text{ nA}$  程度流れると予想される。ガンマ線照射中にこの計算値以上の電流値が流れる場合はガンマ線吸収電流以外の電流 (表面電流等) が流れていると考えられる。

## 照射前後の電流測定

ガンマ線による APD の逆バイアス電流特性の変化を見るために、照射前後で印加電圧と漏れ電流の関係を調べた。測定方法は照射中バイアス スキャンと同様である。特に照射後はガンマ線損傷の回復を見るために時間を置いて複数回測定を行った。

また、144 チャンネルの APD・HAPD の場合は各チップ毎の電流値 (チップ電流) とチャンネル毎の電流値 (チャンネル電流) の 2 種類を測定した。以降、この測定を照射前/後・チップ/チャンネルバイアス スキャンと呼ぶ。

## 照射前後の出力波高分布特性

ノイズの測定は MCA と ASIC を用いて波高分布測定することで行った。それぞれ MCA ノイズ測定、ASIC ノイズ測定と呼ぶ。ノイズ測定の場合は光を当てずにバイアス スキャンする。光を当てて測定した場合は、光電子波高分布測定となる。

1chAPD では ASIC を用いた測定ができないため MCA のみで評価した。MCA での測定には Shaping AMP を使用して shaping time を任意に設定して測定した。セットアップは図 4.10 に示した。

144chAPD と HAPD に対しては全チャンネルのノイズ測定を行うために ASIC を使用した。ASIC は SA01 を使用した場合の shaping time は 250 ns , SA03 を使用した場合は 100 ns である。ASIC での測定では光源の広がりを抑えるためにレーザーを使用した。

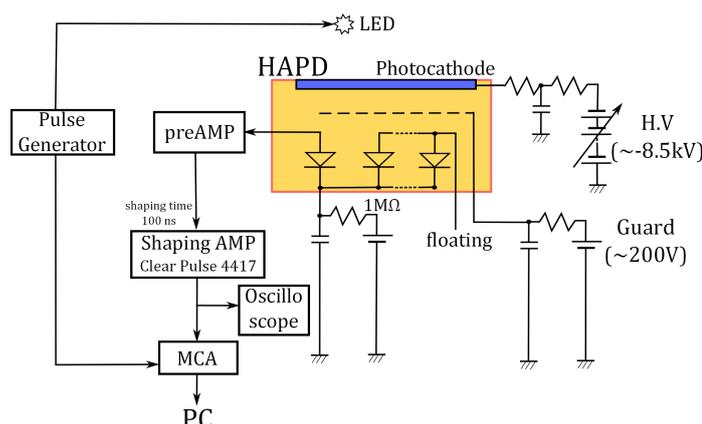


図 4.10: MCA 測定用セットアップ

## 照射前後のゲインと電圧の関係

ゲイン測定は光を照射しない時の電流値 (暗電流) と照射したときの電流値 (光電流) の比較により行う。まず、印加電圧を 30 V 程度とし、ゲイン=1 としたときの暗電流を  $I_{\text{dark1}}$ 、光電流を  $I_{\text{light1}}$  とする。次に印加電圧を  $V$  にした時の暗電流を  $I_{\text{dark}}(V)$ 、光電流を  $I_{\text{light}}(V)$  とすると、印加電圧  $V$  のときのゲイン:  $G(V)$  は

$$G(V) = \frac{I_{\text{light}}(V) - I_{\text{dark}}(V)}{I_{\text{light1}} - I_{\text{dark1}}} \quad (4.8)$$

である。この測定は照射前後でゲインが変化したかどうかを調べるために行い、バイアスでのスキャンにより測定した。もし、照射前後でゲインに変化があれば前述の正電荷捕獲による影響を考慮する必要がある。以降ではこの測定をゲイン測定と記述する。

浜松ホトニクスによる発光検査

ガンマ線を照射したサンプルは KEK での測定後、浜松ホトニクスでも再検査される。この時、バイアス スキャンやゲイン測定もされるが特殊な装置が必要な APD の発光検査も行う。発光検査では印加電圧を上昇させながら APD 表面の発光点を観察することで APD 内で放電の起きた部位と、その時の印加電圧がわかる。例えば、ガンマ線照射前に行う発光検査では受光面でアバランシェ降伏による放電が起きていることが通常は観測される。しかし照射後に別の部位で発光点が確認された場合、これはガンマ線による影響を受けた部位であると推測できる。

4.3.6 各ガンマ線照射試験の一覧と APD 構造

ガンマ線照射試験の結果を報告する前に、先行実験も含めこれまでのガンマ線照射試験に関してここで簡潔にまとめる。各照射試験毎の目的・調査対象・結果と問題点を表 4.1 に示した。以降記述する照射試験 No. はこの表に従うものとする。先行実験 [8][12] である照射試験 No.1, 2 の結果、APD 表面に蒸着される絶縁薄膜が原因で照射中に急激な電流値の上昇が起き、十分な耐性が得られないことが判明した。この問題の解決を目標に、各種絶縁薄膜をパラメータとしてガンマ線耐性試験を数回実施した。

また、照射に用いた APD の構造を図 4.11 に、各パラメータを表 4.2 にまとめた。各薄膜の厚さや具体的な材質に関しては浜松ホトニクスから公表されていないため、表 4.2 に示した名称で呼ぶ。HAPD の製造では光電面蒸着の際、アルカリ物質から APD 表面を保護するための専用絶縁膜が蒸着される。これらをまとめて HAPD 用保護膜と呼び、これらが蒸着された APD を HAPD 用 APD と記述する。次節からはこれらの照射試験で得られた結果と考察を各パラメータ毎に述べ、最終的に HAPD 用 APD の構造をどのように決定したかを報告する。

表 4.1: 各照射試験のまとめ

試験 No.	試験年月	目的	調査対象	結果
1 先行実験 [8]	2010 年 12 月	HAPD 用 APD への 初のガンマ線照射試験	HAPD 用 APD	十分なガンマ線耐性が 得られなかった
2 先行実験 [12]	2011 年 3・6 月	ブレイクダウンのような 振る舞いの原因特定	HAPD 用保護膜 受光面保護膜 B・C P+厚さ	HAPD 用保護膜付が 原因であった
3	2011 年 10 月	HAPD 用保護膜内の 問題点の特定	アルカリ保護膜 層間絶縁膜 アルカリコーティング	・アルカリ保護膜が 主原因であった ・層間絶縁膜は必須
4	2012 年 2 月	HAPD 用 APD の仕様決定	受光面保護膜 A・C 中間電極 アルカリ保護膜一部 アルカリコーティングの厚さ	受光面保護膜 A, P+薄, 中間電極付きの APD が最も良い

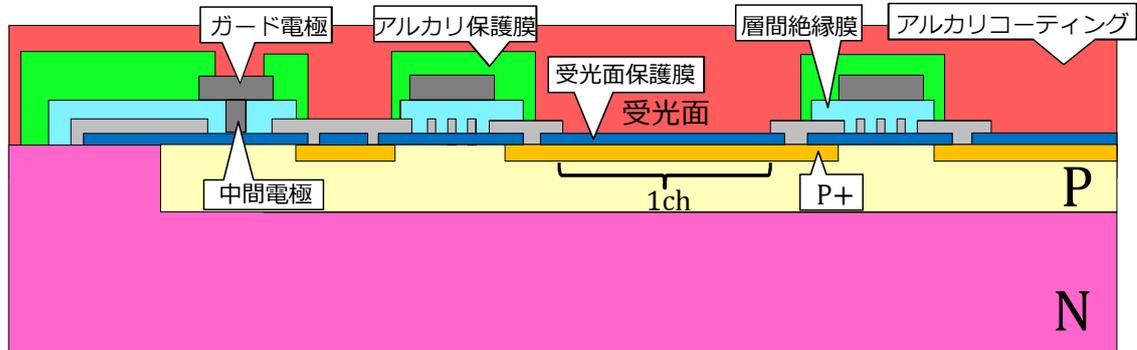


図 4.11: HAPD 用 APD 断面

表 4.2: APD 構造の各種名称と役割

	薄膜名称	役割	パラメータ
APD 本体	N層	アバランシェ増幅領域を作る。	普通
	P層	中性子線耐性としてP薄を採用。	薄
	P+層	高濃度ドーピングされたP+層が入るとPIN構造となる。 PN構造より空乏層が広がり高速応答が得られる。 薄いほうが光電子のエネルギー損失が小さいため 打ち込みゲインが高い。	普通/薄
	受光面保護膜	熱処理工程によりAPDの受光面に形成される。 工程を変えることで3種類選択可能	A/B/C
HAPD 用 保護膜	アルカリ保護膜	光電面蒸着の際にアルカリ物質からAPDを保護する。	有/無
	アルカリ コーティング	アルカリ保護膜と同様だが膜質が異なる。 蒸着のサイクル数を変える事で厚さを調整可能。	無/50/100 /200/400 (サイクル数)
	層間絶縁膜	電極間の絶縁。ガード電極を導入する際に必要。	有/無
オプション	ガード電極	電場を形成し、受光面以外への電子線入射を遮蔽する。	有/無
	中間電極	中間電位を形成し層間絶縁膜内の 電場勾配を和らげ、チャージアップを防ぐ。 ガード電極と等電位。	有/無

### 4.3.7 先行ガンマ線照射試験の結果

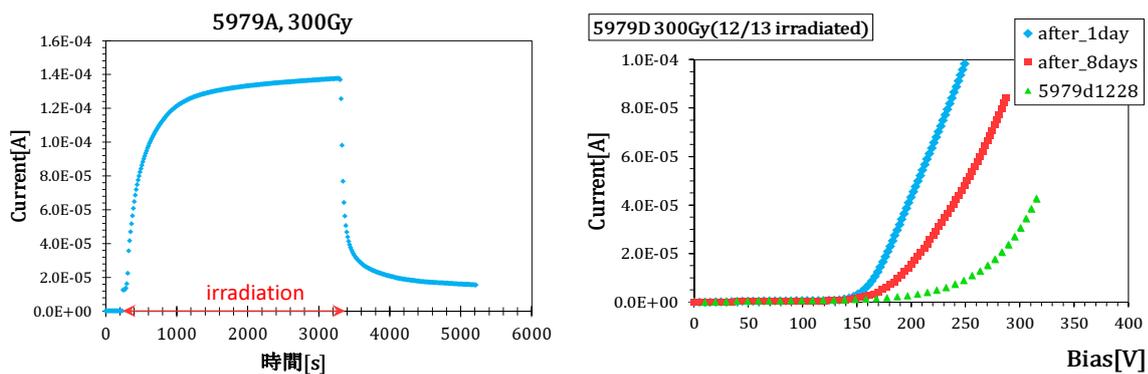
まず、ガンマ線照射試験の先行実験の結果から判明した問題点を関節に解説し、本研究の参考とする。

初の HAPD 用 APD へのガンマ線照射試験の結果 [8]

HAPD 用 APD に対して初めてとなるガンマ線照射試験が 2010 年 12 月に行われた (試験 No.1)。144chAPD が 3 つ用意され、それぞれ積算線量が 50, 100, 300 Gy となるように照射された。この時の照射レートは 350 Gy/h であった。照射に用いられた APD の仕様は全て同じで、P+薄, P 普通, N 普通であった。試験結果として照射中電流, 照射後電流, ノイズ, ゲイン測定結果を示し、判明した事柄について以下に簡潔にまとめる。

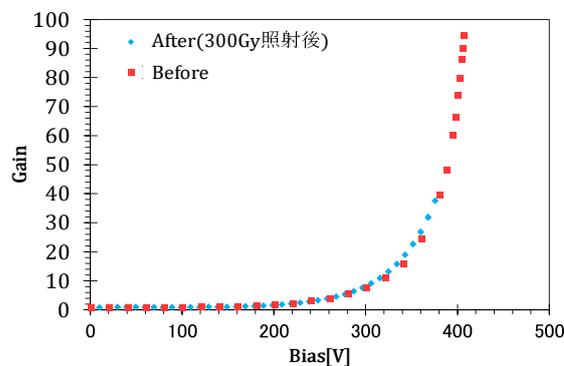
- 照射中電流測定の結果、式 (4.7) のみでは説明できない大きな電流量が流れた (図 4.12(a))。
- 照射後、Breakdown のような振る舞いが見られた (図 4.12(b))。ただし日を置くことで電流値が下がり回復する。この Breakdown の発生により十分な印加電圧がかけられない。
- 照射前後でゲインに変化は無く、正電荷捕獲による低下は見られない (図 4.12(c))

以上より HAPD 用 APD はこのままではガンマ線の影響を強く受けることが明らかとなった。



(a) 照射中の電流増加量。

(b) 照射後の逆バイアス電流の推移。線形に電流上昇している部分が Breakdown のような振る舞い。

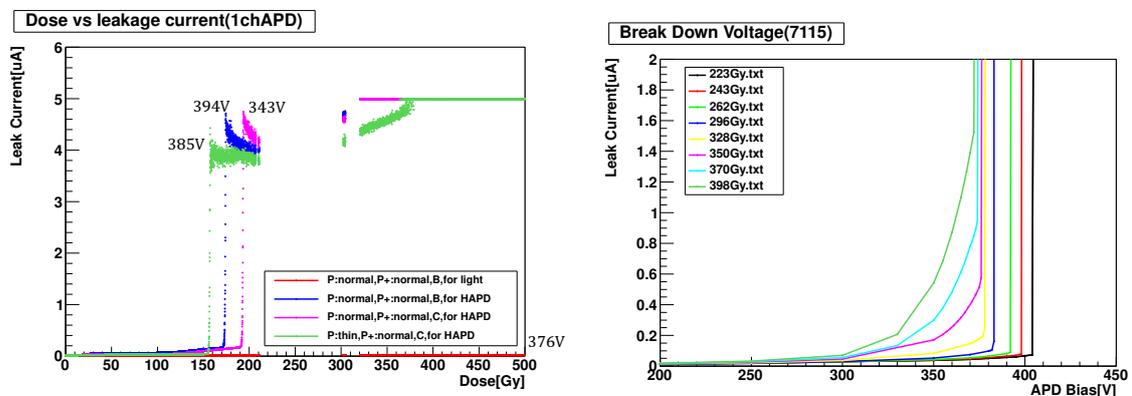


(c) 照射後のゲイン測定。赤が照射前、青が照射後。

図 4.12: 試験 No.1 の結果 [8]

## HAPD 用 APD の問題点 [12]

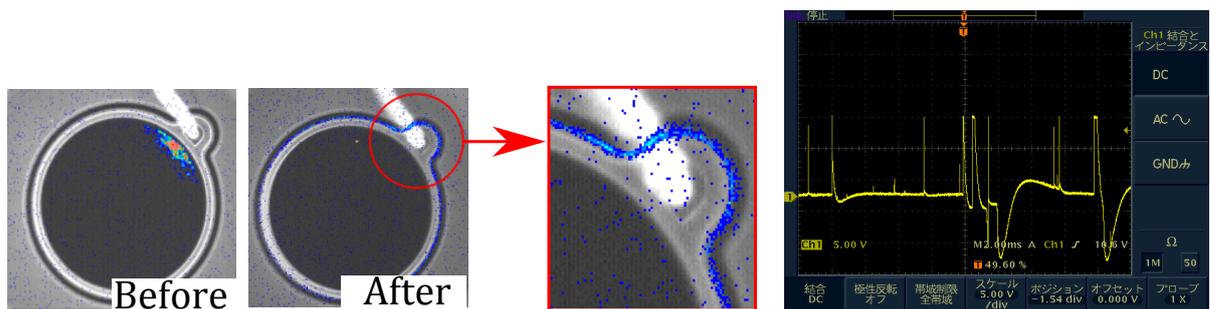
2010 年 12 月に行われた照射試験 No.1 の結果を受けて、HAPD 用 APD の問題点を探るため、1chAPD への照射試験 (試験 No.2) が 2011 年 3・6 月にが行われた [12]。この照射試験では HAPD 用保護膜の有無で照射中の電流値の振る舞いに大きな違いがあることが報告された。この時使用された HAPD 用保護膜はアルカリ保護膜と層間絶縁膜の両方が付けられたものであった。HAPD 用保護膜付の APD では全て照射中に急激な電流上昇が発生した (図 4.13(a))。この電流の上昇はある閾値電圧以上を印加すると発生し、閾値電圧は積分線量に従って低下してくる (図 4.13(b))。以降、図 4.13(b) に示した曲線で不連続となる直前の印加電圧を閾値電圧  $V_{th}$  とする。結果として HAPD 用保護膜付の全てのサンプルで、400 Gy までに  $V_{th}$  のとき得られるゲインが Belle II 実験動作ゲインである 40 以下まで下がり、十分なガンマ線耐性が得られないと報告された。さらに浜松ホトニクスによる発光検査では  $V_{th}$  以上の電圧を印加した際、ガンマ線照射前とは異なり APD 周辺のエッジ部分に発光点の集中が見られた。この時の出力信号は図 4.14(b) に示したように放電のようなスパイクが見えていた。



(a) HAPD 用保護膜付 1chAPD の照射中電流測定結果。プロット上の数字は APD への印加電圧値。

(b) 照射中の電流値。積算線量が増加するにしたがって  $V_{th}$  が下がっている。

図 4.13: 試験 No.2 の結果 [12]



(a) 浜松ホトニクス社で実施した発光写真。照射前は APD 表面にアバランシェ降伏による Breakdown の発光が見られているが、照射後はエッジ部分で発光が見られる。

(b) 出力信号の様子。放電時に見られるようなスパイクが発生している。

図 4.14: 急激に電流が上昇する閾値電圧  $V_{th}$  以上を印加した時の APD の様子 [12]

ここまでの結果をもとに HAPD 用保護膜特有の Breakdown として、発生原理の仮説が以下のように立てられた (図 4.15)。

1. ガンマ線が APD に入射すると表面の HAPD 用保護膜に電離作用を及ぼし絶縁薄膜上部が正に帯電する。
2. 図のように P 層上部に負電荷が引き寄せられ、P 層上部が N 層化する。
3. N 層化した P 層と P+層との距離が短くなり、耐圧が低下。
4. N 層化した P 層と P + 層間がショートし、放電しながら電流が流れる。

以降、この現象をアバランシェ降伏による Breakdown と区別するため Charge Up Breakdown と呼ぶ。

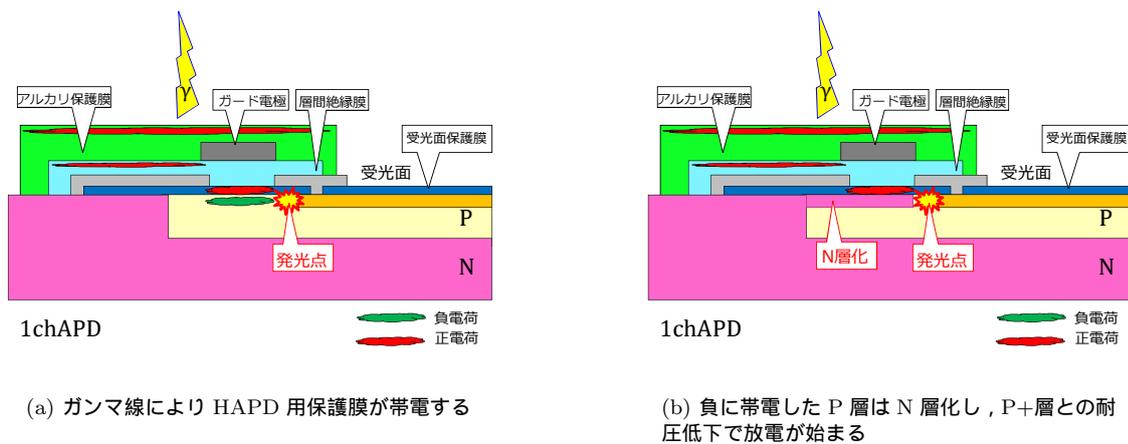


図 4.15: 急激な電流上昇の発生原理の仮説

2011 年 3・6 月の照射試験で用いた HAPD 用保護膜付 APD にはアルカリ保護膜と層間絶縁膜が両方つけられていた。したがって、電荷が蓄積される絶縁薄膜の特定に至らなかった。これらの絶縁薄膜に原因があるのかを明らかにするとともに、代替品となる絶縁薄膜の選定が必要となることを考慮し、2011 年 10 月に更なる照射試験を実施した。

以降のガンマ線照射試験では 1,000 Gy 照射後 Belle II 実験での動作ゲインである 40 以上が得られる事を使用可能条件とする。したがって、Charge Up Breakdown が発生する閾値電圧  $V_{th}$  の時に得られるゲインを  $G_{th}$  と記述すると 1,000 Gy 照射後に  $40 \leq G_{th}$  である必要がある。実際の Belle II 実験では今回のガンマ線照射でのレートより十分低いことを考えると、照射後のアニールも含めて 40 以上であれば良い。

以上、先行実験 [8][12] では HAPD 用 APD のガンマ線耐性に問題があることが明らかとなった。この結果を踏まえて、私は 2011 年 10 月 (試験 No.3) と 2012 年 2 月 (試験 No.4) にガンマ線照射試験を実施し問題点の対策案を検証した。次節以降では試験 No.3, 4 で得られた結果と対策に関して報告する。

### 4.3.8 HAPD 用保護膜のガンマ線耐性

本節以降は試験 No.3, 4 で検証した耐性向上のための対策案とその結果について報告する。

前述の先行実験では HAPD 用保護膜付き APD のみで Charge Up Breakdown が発生した。したがってアルカリ保護膜が層間絶縁膜のいずれか (あるいは両方) に Charge Up Breakdown の主要原因があると予想した。試験 No.3 ではこの調査のために HAPD 用保護膜の組み合わせが異なるタイプの APD を用意した。また、アルカリ保護膜に原因があった場合を考慮してこれとは材質の異なる薄膜を導入し、その効果を調べた。これをアルカリコーティングと呼び、役割はアルカリ保護膜と同様にアルカリ物質からの APD 面保護である。アルカリコーティングは、すべての HAPD 用保護膜の最上部に蒸着され、アルカリ保護膜との併用も可能である。試験 No.3 では全てのサンプルに対して、6.4 Gy/h, 15.5 Gy/h, 50.1 Gy/h とレートを変えながら照射を行い、積算で 1,000 Gy まで照射した。以下では、これら HAPD 用保護膜のガンマ線耐性について報告する。

#### 各 HAPD 用保護膜のガンマ線耐性の比較

各 HAPD 用保護膜のガンマ線耐性を比較するために照射した APD の仕様一覧を以下の表 4.3 にまとめる。この節で報告する APD は 1chAPD, P 薄, P+普通, 受光面保護膜 B で統一している。

表 4.3: APD タイプ一覧

No	P 層	P+層	層間絶縁膜 + ガード	アルカリ保護膜	アルカリ コーティング	受光面保護膜
1	薄	普通	有	有	有	B
2					無	
3				無	有	
4					無	
5			無	有		
6				無		

これらの APD への照射試験結果として照射中バイアス スキャンから得られた Charge Up Breakdown 発生ゲイン  $G_{th}$  の低下の様子を図 4.16(a) に示す。 $G_{th}$  は Charge Up Breakdown が発生する直前の電圧  $V_{th}$  を印加した時に得られるゲインの値である。Belle II 実験で使用可能かを判断するために 1,000 Gy 照射後の回復も含めて  $G_{th}$  がゲイン 40 以上であることが求められる。ただし実際に下がっているのは Charge Up Breakdown 発生の閾値電圧  $V_{th}$  であり、APD にかかる実効電圧に対するゲインが低下しているわけではない。

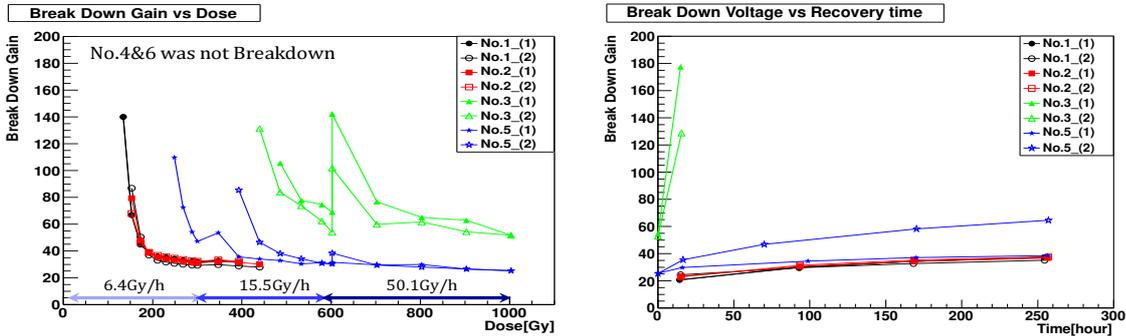
図 4.16(a) に示した番号は表 4.3 に対応しており、黒のプロットは No.1, 赤は No.2, 青は No.5, 緑は No.3 である。また、層間絶縁膜のみのタイプ (No.4) と、何もつけていないタイプ (No.6) に関しては Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下がみられなかったためプロットしていない。この結果を以下にまとめた。

1. アルカリ保護膜付きは全て同じ傾向で  $G_{th}$  が 40 を下回り、回復も見られないため使用条件を満たさない (No.1,2)
2. アルカリコーティング付きに関しても Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下により  $G_{th}$  が 40 を下回った (No.5)。
3. アルカリコーティングの場合は層間絶縁膜との併用でダメージの抑制が可能で 1,000 Gy 照射後でも  $40 \leq G_{th}$  を満たした (表 4.3No.5 と No.3 の比較)
4. 層間絶縁膜のみでは Charge Up Breakdown を起こす効果が見られないため使用可能条件を満たす (No.4)

したがって、HAPD 製造の際のアルカリ物質対策としてアルカリ保護膜を使用せず、アルカリコーティングと層間絶縁膜との併用が望ましい。

このアルカリ保護膜とアルカリコーティングのガンマ線耐性の違いの要因の一つに膜厚が考えられる。浜松ホトニクスによるとアルカリ保護膜に対してアルカリコーティングは 2 桁ほど薄いとの事である。薄膜内で帯

電が起きているとすれば、薄いアルカリコーティングのほうが帯電量が小さく P 層の N 層化が抑制されたと予想できる。これらの厚さに関する照射試験結果は、次節で報告する。



(a) 照射中の Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下の様子

(b) 照射後の Charge Up Breakdown 発生ゲイン回復の様子 (常温で電圧をかけずに放置)

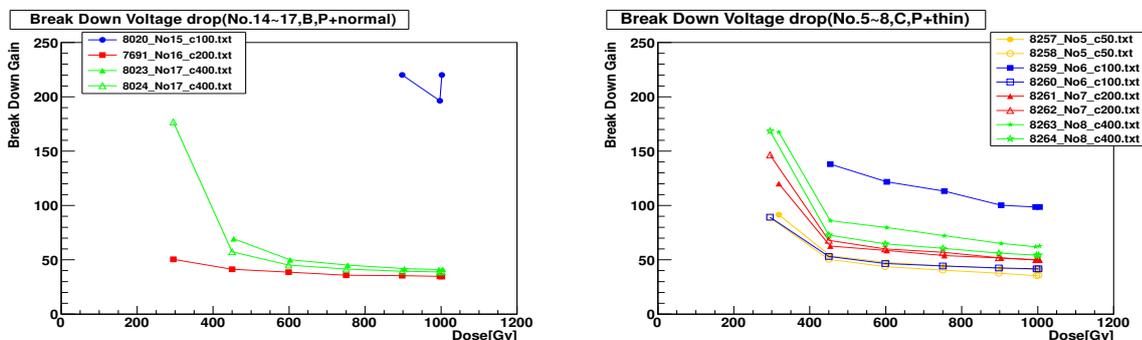
図 4.16: Charge Up Breakdown 発生ゲインの変化。図中の No は表 4.3 に対応している。(試験 No.3, 1chAPD)

アルカリコーティングの厚さによる効果

アルカリ保護膜とアルカリコーティングの耐性の違いの原因が膜厚にあると考え、アルカリコーティングの厚さを変えた APD に対して照射試験を実施した。アルカリコーティングは蒸着の回数 (サイクル数) を変えることでその厚さが調整できる。用意した APD の蒸着サイクル数は 50, 100, 200, 400 サイクルの 4 種類である。ここまでで報告したアルカリコーティングの厚さは 200 サイクルであった。比較に関しては、受光面保護膜の違いから 2 つのグループに分けられる。1 つは受光面保護膜 B・P+普通タイプの APD であり、もう一つは受光面保護膜 C・P+薄タイプである。

結果として、アルカリコーティング厚さによる明確な違いは見られなかった。図 4.17(a), 4.17(b) はそれぞれ受光面保護膜 B, C の照射中 Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下の様子である。アルカリコーティング厚さによる違いが見られれば、低下の傾きや漸近するゲインの高さの傾向に厚さによる規則性が見られるはずであるが、明確な規則性は見られなかった。これに関しては、APD 数 (統計数) が少ないという事と、その個体差が大きい事の二つから十分な結果が得られなかったと考えている。例えば図 4.17(b) の青のプロットは 2 つとも同じ厚さであるが、その漸近ゲインは大きく異なり個体差が見られている。

したがって、アルカリコーティングとアルカリ保護膜のガンマ線耐性の違いに関しては、膜厚以外 (材質等) に要因があると考えられる。



(a) 受光面保護膜 B・P+普通タイプの  $G_{th}$  低下

(b) 受光面保護膜 C・P+薄タイプの  $G_{th}$  低下

図 4.17: アルカリコーティングの厚さによる効果 (黄が 50, 青が 100, 赤が 200, 緑が 400 サイクル)

## 層間絶縁膜+ガード電極の効果

ガード電極は他の電極との間に層間絶縁膜を挟んでショートしないようにする必要があるので、層間絶縁膜とガード電極はセットで実装される。この層間絶縁膜とガード電極の有無の違いで 144chAPD の基本動作に違いが見られた。表 4.3 の No.4 と No.6 の 144chAPD の照射前の全チャンネルノイズ測定結果を図 4.18 に示す。結果を見ると層間絶縁膜とガード電極の無い No.6 はノイズ量を下げするために大きな印加電圧が必要であることがわかる。この傾向は 1chAPD には無く 144chAPD のみに見られたものである。したがってこの現象は 144chAPD 特有の構造とノイズ量の関連から以下のように説明できる。

144chAPD の各チャンネルは完全に独立して配置されているわけではなく、P 層は共有のものである。ここでガード電極の作る電場によりチャンネル間には空乏層が形成されやすくなる。通常は APD に電圧を印加すると空乏層が形成されチャンネル間のキャリア移動が遮断され、チャンネル分離される。そうすると各チャンネルの静電容量が小さくなるため、これに依存するサーマルノイズも小さくなる(式 4.2)。そのため図 4.18(a) のグラフに見られるように、全空乏となる印加電圧までノイズ量は急速に減少する。しかし、ガード電極が無い場合、チャンネル間の P 層が P+層との電場勾配が小さくなり、チャンネル間の空乏層が形成されにくくなる。その結果、チャンネルが分離されず静電容量が下がらないためサーマルノイズに支配されてしまう。これはガード電極のついているタイプであっても、ガード電極に電圧をかけずに APD 電圧を印加した場合も見られる現象である。したがって、ガード電極取り付けのために層間絶縁膜は HAPD の基本構造として必須である。

また、図 4.18(c) は No.6 のガンマ線照射後の結果である。この結果を照射前の図 4.18(b) と比較すると、ガンマ線照射により全空乏となる電圧が下がり、チャンネル分離が良くなる傾向が見られている。チャンネル分離が改善されたという事は、チャンネル間に空乏層が形成されたことを意味する。これに関しては Charge Up Breakdown の仮説を元に説明が可能である。Charge Up Breakdown 仮説はガンマ線照射により P 層上部に負電荷が帯電し、N 層化し、P +層との耐電圧が下がり放電するというモデルであるため、チャンネル間が負に帯電し N 層化するため、空乏層化が助けられ分離できたと考えられる。

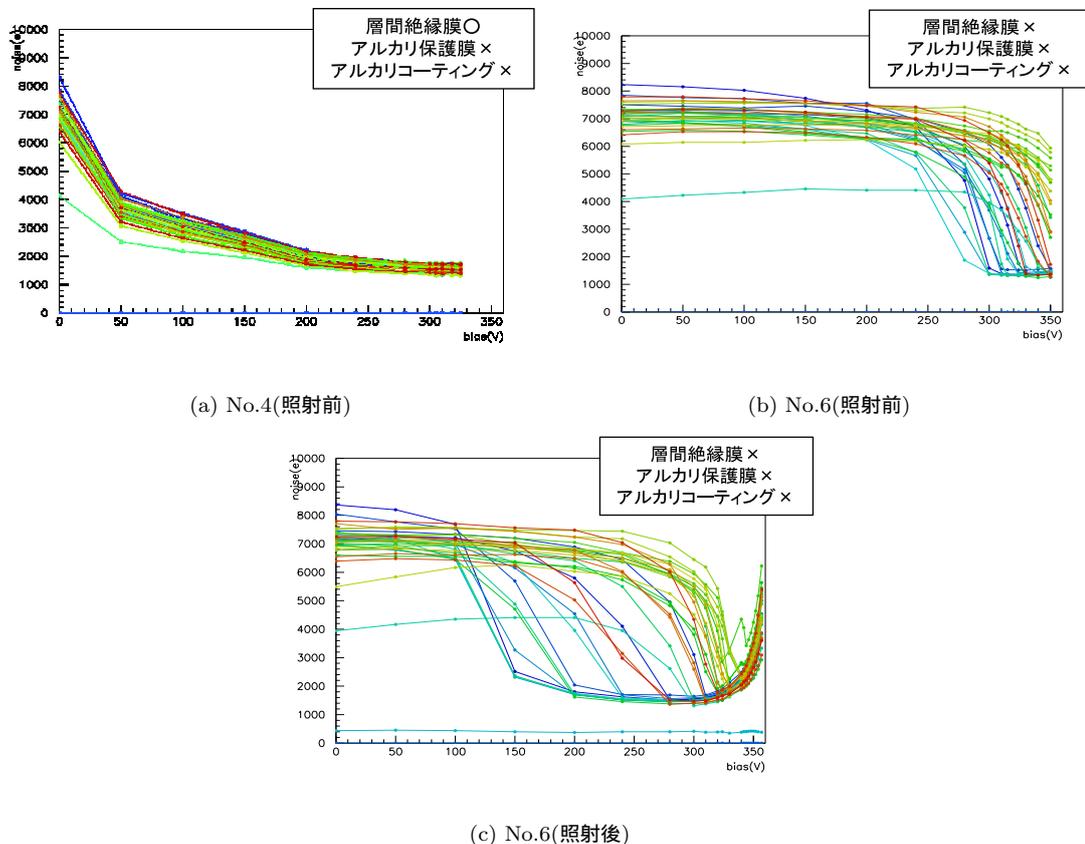


図 4.18: 照射前の ASIC による 144chAPD チャンネルノイズ測定結果 (試験 No.3, 144chAPD)

HAPD 用保護膜のガンマ線耐性のまとめ

過去の実験では Charge Up Breakdown の原因が HAPD 用保護膜にあると報告されていたが、本研究では更に調査を進め特定の部位の耐性が無いことが判明した。以下にその結果をまとめる。

1. 層間絶縁膜は Charge Up Breakdown の原因ではなかった
2. 144chAPD , HAPD にはチャンネル分離の点で層間絶縁膜 + ガード電極が必要である
3. アルカリコーティングのみでは Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下により  $G_{th}$  が 40 を下回るが、層間絶縁膜との併用で使用可能
4. アルカリコーティング厚さの違いで明確な耐性の違いは見られなかった
5. Charge Up Breakdown はアルカリ保護膜が主原因であった

以上の結果からアルカリ保護膜がガンマ線耐性の悪化の原因であり、アルカリコーティングと層間絶縁膜の併用で使用可能条件を満たす事が分かった。

4.3.9 アルカリ保護膜対策オプションの効果

アルカリ保護膜が Charge Up Breakdown の主原因であることが判明したが、製造上アルカリ保護膜を使用しなければならない場合を考え、試験 No.4 では2つの対策を考案しその効果を調査した。一つがガード電極から P 層付近まで電極 (中間電極) を伸ばしたものである。中間電極が作る電場により、P+層、N 層間電極の電場勾配を緩和し、チャージアップを防ぐことを目的としている。もう一つはアルカリ保護膜を必要最低限の部位のみに蒸着して Charge Up Breakdown を緩和しようというものである。これをアルカリ保護膜一部と呼ぶ。この節で報告する APD は、1chAPD、受光面保護膜 C、アルカリコーティング 200 サイクル、P+普通タイプで統一した。また、照射レートは 50 Gy/h である。APD のタイプを表 4.4 にまとめた。

表 4.4: APD タイプ一覧 (アルカリ保護膜対策案)(試験 No.4, 1chAPD)

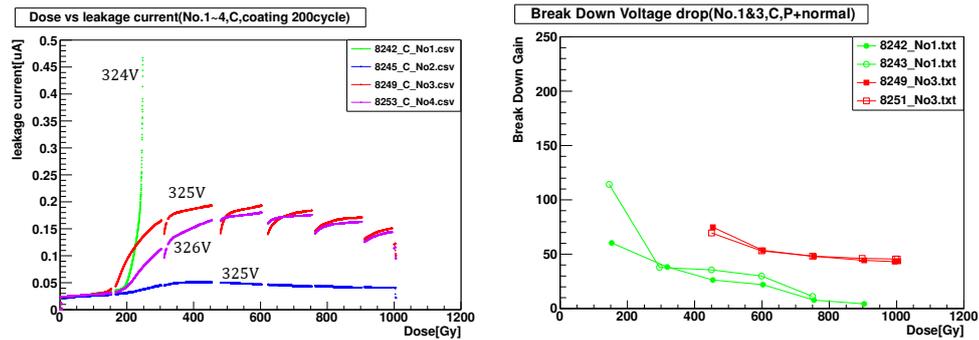
No	P 層	P+層	層間絶縁膜 + ガード	アルカリ保護膜	アルカリコーティング	受光面保護膜	中間電極
1	薄	普通	有	有	200	C	有
2				無			
3				一部			無
4				無			

図 4.19(a) はゲイン 40 で動作させた時の照射中電流測定の結果を示したもので、図 4.19(b) は照射中バイアス スキャンにより Charge Up Breakdown 発生ゲイン  $G_{th}$  を測定したものである。緑のプロットがアルカリ保護膜と中間電極の両方が付いているタイプ、青は中間電極のみ付いているタイプ、赤はアルカリ保護膜一部で中間電極無しタイプ、紫はアルカリ保護膜も中間電極も無しである。以下に中間電極とアルカリ保護膜一部による効果をまとめていく。

まず、中間電極による効果に関して述べていく。アルカリ保護膜と中間電極がついている APD の結果を図 4.19(a) の緑のプロットで示した。結果としては中間電極を導入してもアルカリ保護膜による Charge Up Breakdown を抑制する効果は見られず、200 ~ 300 Gy 程度から  $G_{th}$  が 40 以下となった。したがって、中間電極にはアルカリ保護膜による Charge Up Breakdown を抑える効果は期待できないことが分かった。ただしアルカリ保護膜無しで中間電極付きの青のプロットは、付いていない紫より電流の増加が小さく約 30nA で安定していた。1chAPD のガンマ線吸収線量による電流量は式 (4.7) により 50 Gy/h の照射レートで 28 nA 程度流れると予想したが、この値と測定値がほぼ一致している。この結果から中間電極はアルカリ保護膜が無ければ照射中の表面電流増加を抑える効果がある事が判明した。

次に、アルカリ保護膜一部タイプの耐性に関して述べる。照射中の電流量をみると、紫と赤のプロットは同程度の電流値であり、アルカリ保護膜一部にはガンマ線耐性の向上効果がある事が分かる。アルカリ保護膜一部の  $G_{th}$  低下は図 4.19(b) に示した赤いプロットである。アルカリ保護膜一部にしたことで通常のアルカリ保護膜付きに比べて耐圧が上がっておりゲイン 40 以上を保っているため仕様可能条件を満たせた。

以上の結果から HAPD の製造上アルカリ保護膜を付けなければならない場合、中間電極の導入に加えてアルカリ保護膜の蒸着量は必要最低限に抑える事でガンマ線耐性を向上させることが可能であると判明した。ただし、製造上アルカリ保護膜を付けずアルカリコーティングのみで問題ない場合は、アルカリ保護膜一部にする必要性が無いため中間電極のみの導入で良い。



(a) 照射中電流の結果。プロット上の数字は実効電圧値でゲインは 40 である。

(b)  $G_{th}$  低下

図 4.19: 中間電極とアルカリ保護膜一部の効果。緑のプロットが表 4.4 の No.1, 青は No.2, 赤は No.3, 紫は No.4 である。(試験 No.4, 1chAPD)

4.3.10 受光面保護膜と P+層厚さの違いによる影響

受光面保護膜は材質が異なる絶縁膜が 3 種類 (A, B, C) 存在し, これらのガンマ線耐性の違いを調査する必要があった。また, P+層の厚さに関しても二種類の厚さ (P+薄, P+普通) を用意し, ガンマ線耐性を比較した。P+厚さは薄い方が入射光電子のエネルギー損失が抑えられ HAPD 一段目の増幅率 (打ち込みゲイン) が高くなるため, P+層はガンマ線耐性との兼ね合いも考慮してできるだけ薄く実装できると良い。また, 受光面保護膜は P+厚さの違いによりガンマ線照射中電流値の傾向に違いがあることが先行実験 (試験 No.2)[12] で判明した。先行実験 [12] では受光面保護膜 B かつ P+薄の場合, 20 Gy 以下の低線量でアバランシェ増幅域への電流流れ込みにより電流値が上昇し, 使用条件を満たさないと報告されている。試験 No.4 ではこの結果を踏まえて P+薄タイプでの最適な受光面保護膜を検証した。照射した APD のタイプは表 4.5 に示したように受光面保護膜は A, C の 2 種類, P+厚さも 2 種類用意した。

照射中電流の測定結果を図 4.20 に示した。黒が受光面保護膜 A かつ P+普通, 赤が A かつ P+薄, 紫が C かつ P+普通, 緑が C かつ P+薄である。受光面保護膜 A では P+薄 (No.II) の場合ほとんど電流値は変化せず, P+普通 (No.I) の場合は 200 Gy 程度から緩やかに上昇していた。これに対して受光面保護膜 C は P+薄 (No.IV) のほうが P+普通 (No.III) に比べて大きく上昇している。P+普通の場合は受光面保護膜 A, C に依らず同程度の電流値であった。また, No.IV 以外は 1,000 Gy まで Charge Up Breakdown 発生電圧の低下も見られず, 十分な耐性を示した。

以上の結果から受光面保護膜と P+厚さに関しては, 最も照射中電流の小さかった受光面保護膜 A かつ P+薄タイプを最終的な APD の仕様候補とした。

表 4.5: APD タイプ一覧 (受光面保護膜と P+厚さの比較)(試験 No.4, 1chAPD)

No	P 層	P+層	層間絶縁膜 + ガード	アルカリ保護膜	アルカリコーティング	受光面保護膜	中間電極
1	薄	普通	有	無	200	A	無
2		薄					
3		普通				C	
4		薄					

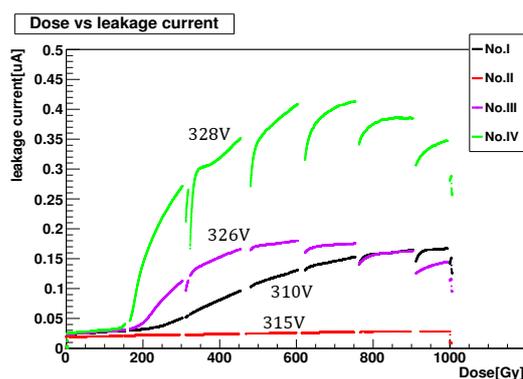


図 4.20: 受光面保護膜 A, C タイプ APD の照射中電流値 (1chAPD)。プロット上の数字は実効電圧値でゲインは 40 である。黒が No.I, 赤が II, 紫が III, 緑が IV。(試験 No.4)

## 4.3.11 144 チャンネルピクセル化による影響

ここまで、HAPD 用 APD 構造に由来するガンマ線耐性の評価について主に 1chAPD の結果から述べてきた。HAPD の製作にあたって重要となるのが 144 チャンネルピクセル化による影響である。ガンマ線耐性へのピクセル化による影響は 1chAPD との比較と、チャンネル位置依存性の調査により考察した。

## 144chAPD と 1chAPD の比較

代表として試験 No.4 で使用した APD(第 4.3.9 節で報告したもの)の 1chAPD と 144chAPD を比較した。これらの APD のタイプは以下の表 4.6 に従う。1chAPD の照射中電流測定の結果を図 4.21(a) に、144chAPD の結果を図 4.21(b) に示す。両者とも黒が No.I, 緑が No.II, 青が III, 赤が No.IV, 紫が No.V である。

結果を見ると 1chAPD で確認したアルカリ保護膜一部による Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下の抑制、中間電極による照射中電流値の抑制効果が 144chAPD でも有効であった。アルカリ保護膜付きの No.II(緑のプロット)以外は 1,000 Gy 照射後でも Charge Up Breakdown 発生ゲイン  $G_{th}$  が 40 以上であり、144chAPD でも使用可能条件を満たした。

表 4.6: APD タイプ一覧 (試験 No.4)

No	P 層	P+層	層間絶縁膜 +ガード	アルカリ保護膜	アルカリ コーティング	受光面保護膜	中間電極
I	薄	普通	有	無	200	A	無
II				有			C
III				無		無	
IV				一部			
V				無			

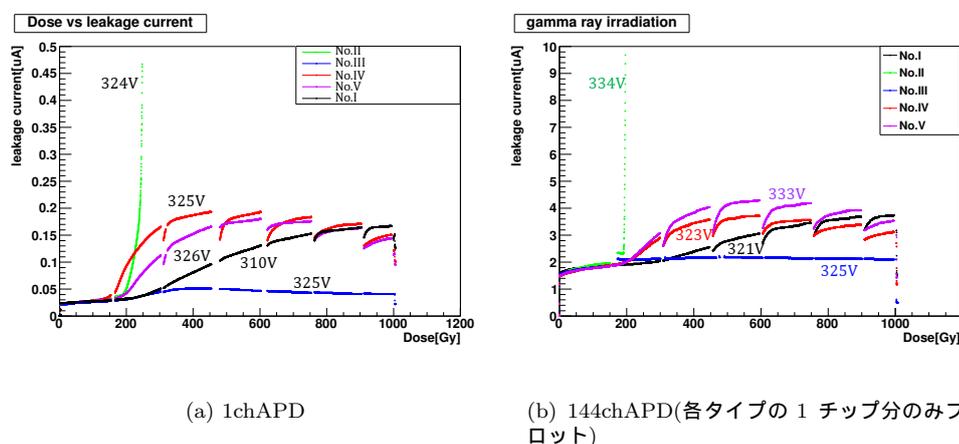


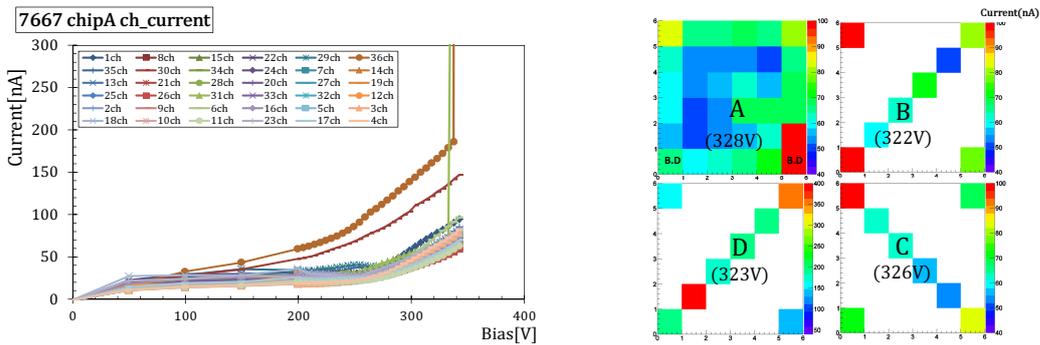
図 4.21: 照射中電流測定結果 (試験 No.4)。黒が No.I, 緑が No.II, 青が III, 赤が No.IV, 紫が No.V。実効電圧値がゲインが 40 になるように設定。両者ともほぼ同じ傾向である。

## ガンマ線によるダメージの位置依存性

ガンマ線によるダメージの位置依存性に関しては 144chAPD の各チャンネル電流のバイアス スキャンの結果(図 4.22(a)) から考察した。この 144chAPD は試験 No.3 で使用した層間絶縁膜付き、アルカリ保護膜無し、アルカリコーティング付き、受光面保護膜 B タイプである。結果を見ると 2 つのチャンネル電流値が他のチャンネルより突出して大きくなっているのがわかる。また、Charge Up Breakdown により途中から電流が急上昇しているチャンネルが存在している。

そこで、電流値の大きさと Charge Up Breakdown が見られたチャンネルの位置依存性を確認するため、ゲイン 40(実効電圧値 328 V) 時における 1 チップ (36 チャンネル) 分の電流値を実際のチャンネル配置通りに並べたものを図 4.22(b) に示す。チップ-A 以外は 144chAPD 中心を斜めに通るようなチャンネルと各チップの角のみ測定した。各チップ毎に見ると、チップの角や端に位置するチャンネルの電流値が大きくなっているのが分かる。この傾向はガンマ線対策案に依らずどの 144chAPD でも共通であった。それを示したのが図 4.23 である。これらは前節同様、試験 No.4 に使用した 144chAPD で APD 構造は表 4.6 に示したとおりである。この結果からガンマ線対策案の違いに依らずチャンネル電流の大きさに位置依存性が見られることが判明した。

ここで問題となるのが 144 チャンネルピクセル化しても実用的な性能が得られるかどうかであるが、図 4.21(b) に示した結果より、No.II 以外は全ての 144chAPD で 1,000 Gy 照射後使用可能条件を満たしていた。したがって、144chAPD であっても 1chAPD で考察してきたガンマ線対策案の実装によりガンマ線耐性を持たせることができる。



(a) 照射後のチャンネル電流測定結果。チャンネル単位で Charge Up Breakdown が発生している。(チップ-A の 36 チャンネル分の結果を表示)

(b) チャンネル配置どおりに並べたもの(ゲイン 40 時)(チップ-A の B.D と書いたチャンネルでは Charge Up Breakdown が発生した)

図 4.22: 照射後チャンネル電流バイアス スキャン結果 (試験 No.3 , 144chAPD)

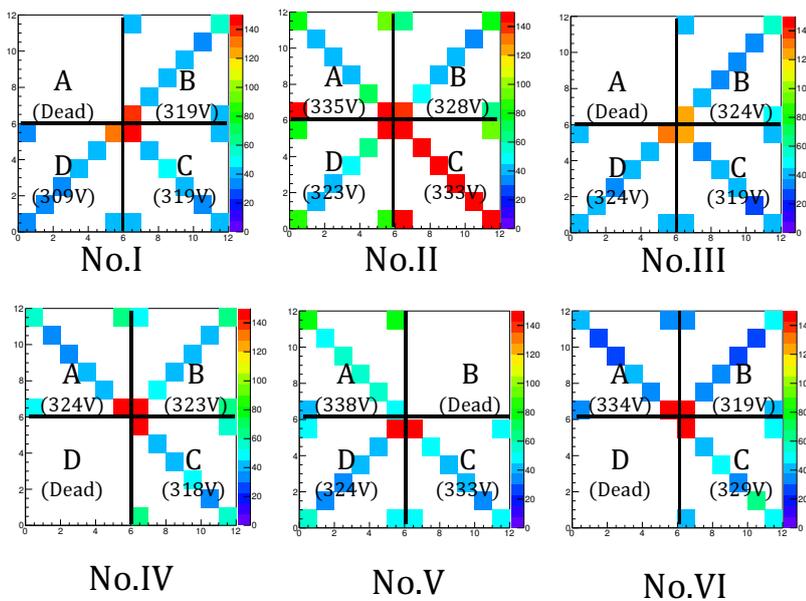


図 4.23: 各 144chAPD の照射後の電流測定結果 (ゲイン=40 時)(各 144chAPD のタイプは表 4.6)

#### 4.3.12 HAPD 用 APD のガンマ線対策のまとめ

ここまでのガンマ線照射試験結果を元に最適な HAPD 用 APD 構造を決定し、最終仕様候補を決定した。まず、照射試験結果で判明したことを以下にまとめる。Charge Up Breakdown の原因となる HAPD 用保護膜と、照射中電流量の増加にかかわる受光面保護膜 & P+層の 2 つの観点でまとめた。

##### Charge Up Breakdown の緩和 (HAPD 用保護膜のガンマ線耐性)

- アルカリ保護膜がガンマ線耐性を下げる主要因である。
- 層間絶縁膜 & ガードのガンマ線耐性は問題なく、チャンネル分離の観点からこれらは必須である。
- アルカリ保護膜が付いている場合、中間電極での緩和は不可能である。  
ただしアルカリ保護膜無しであれば中間電極は照射中の電流増加量を抑える働きがある。
- アルカリコーティングはアルカリ保護膜よりダメージが小さいが、Charge Up Breakdown 発生ゲイン低下自体しているため、これも蒸着しないほうが好ましい。
- アルカリコーティングの厚さとガンマ線耐性の依存性は明確でない

また、これまではアルカリ保護膜の代わりにアルカリコーティングを蒸着しなければ HAPD の製造ができなかったためアルカリコーティングのガンマ線耐性を調査してきた。しかし、これらの結果を受けて浜松ホトニクスでは HAPD 製造方法の改善が行われ、アルカリ保護膜もアルカリコーティングも無しで製造が可能となった。以上の事を踏まえて HAPD 用保護膜の最終仕様は、アルカリ保護膜無し、アルカリコーティング無し、層間絶縁膜有り、中間電極有りとした。

##### 照射中電流増加量の緩和 (受光面保護膜, P+層厚さに関するガンマ線耐性)

- 受光面保護膜 A は P+薄の場合、他の受光面保護膜に比べ最も電流増加が抑えられ、Charge Up Breakdown も見られなかった。
- 受光面保護膜 B は P+薄は照射中にアバランシェ増幅域への電流流れ込みにより使用不可能である [12]。
- 受光面保護膜 C は P+薄のほうが P+普通に比べ照射中の電流値が大きい。

以上より、受光面保護膜と P+層に関しては第一候補として、受光面保護膜 A かつ P+薄とした。第二候補は受光面保護膜 C かつ P+薄である。

まとめとしてガンマ線照射試験前の従来の APD と耐ガンマ線仕様 APD の違いが比較できるよう図 4.24(a), 4.24(b) に示した。

以上の結果から決定した仕様に従って最終仕様候補となる HAPD を製作し、中性子線とガンマ線の照射試験を実施し実用的な放射線耐性があるかを評価した。これらの結果を次章で報告する。

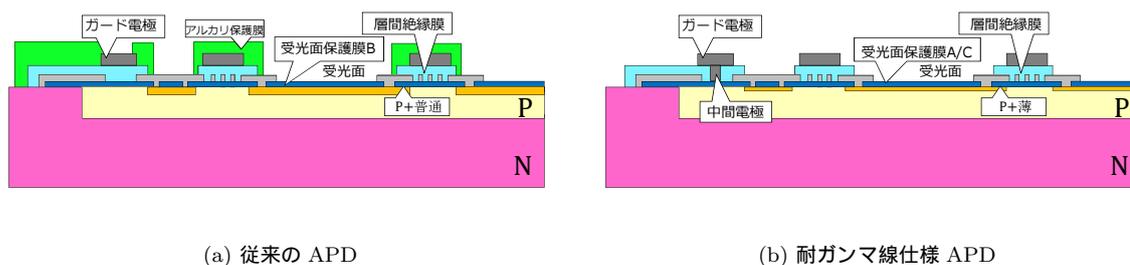


図 4.24: 従来の APD と耐ガンマ線仕様 APD の比較

## 第5章 最終仕様候補HAPDへの放射線照射試験

第4章の結果を踏まえ、我々は中性子線とガンマ線の両方に耐性を持つとした最終仕様候補のHAPDを数種類製作した。これらのHAPDに対し、中性子線とガンマ線それぞれの照射試験を行い、実際にBelle II実験に使用するHAPDの最終仕様を決定した。

以下にHAPDの最終仕様決定に至った中性子線とガンマ線それぞれの照射試験に関する結果と考察を報告する。

### 5.1 最終仕様候補HAPD

最終仕様候補として製作したHAPDについて解説する。まず、中性子線対策として全てP薄タイプのAPDを実装した。またガンマ線対策として全てアルカリ保護膜無しとした。更に、前章4.3の結果を踏まえ受光面保護膜はAとCの2種類、中間電極は実装したタイプと実装していないタイプの2種類を用意した。ただし、受光面保護膜Aに関しては従来の製造過程に熱処理工程が加わりP+層の厚さが受光面保護膜B、Cより薄くなっている<sup>1</sup>。そのため高電場によって加速された電子がAPDへ打ち込まれる際のエネルギー損失が小さくなり、受光面保護膜AがCよりも打ち込みゲインが大きくなっている。したがって、受光面保護膜Cよりも1光子分離に優れ、結果的に中性子線耐性も向上していると予想した。

表5.1にこれらのHAPDのパラメータをまとめた。

表 5.1: 最終仕様候補 HAPD

No.	P層	P+層	層間絶縁膜 + ガード	アルカリ保護膜	受光面保護膜	中間電極	打ち込みゲイン (@チップ-A,-8.5KV)	QE[%] (@400nm)
KA0058	薄	薄	有	無	A	有	1950	30.1
KA0059						無	2050	30.8
KA0060							1900	33.4
KA0062						普通	C	有
KA0063	1710	33.6						

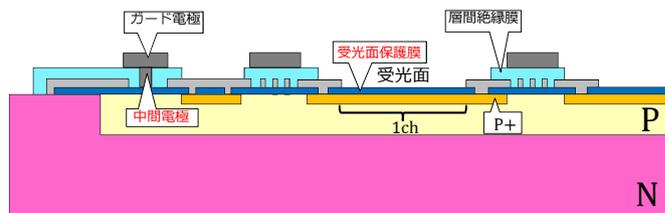


図 5.1: 最終仕様候補 HAPD 用 APD の断面

<sup>1</sup>浜松ホトニクス社調べより

## 5.2 中性子線耐性試験

まず，前章までに述べた中性子線とガンマ線対策を施した HAPD に対して中性子線照射試験を実施し，最終仕様候補として実際に中性子線耐性を持つかを検証した。また，中性子線対策としては P 薄タイプ，読み出し回路の最適化で耐性の向上が見られたことは第 4.2 節で述べたとおりである。

### 5.2.1 照射試験概要

#### 照射施設

最終仕様候補 HAPD への中性子線照射試験は茨城県にある J-PARK MLF<sup>2</sup>の中性子ビームライン番号 BL10，中性子源特性試験装置 (NOBORU) で行った。図 5.2 に NOBORU の全体像を示した [10]。MLF では加速器からのパルス陽子ビーム (3 GeV, 25 Hz, 333  $\mu$ A) を水銀ターゲットに照射することで中性子ビームを発生させる。NOBORU での最大ビーム形状は 100mm  $\times$  100mm であるため，HAPD 全体に照射できる。また，各種シールドを入れることで熱中性子やガンマ線を遮蔽可能である。

HAPD への照射の前に ELMA diode を用いて中性子ビーム強度を測定し，HAPD への照射時間を見積もった。図 5.3(a) は NOBORU での中性子ビーム強度，図 5.3(c) はガンマ線遮蔽の為に鉛シールドを入れた時の中性子線透過率，図 5.3(b) はすべてのエネルギーの中性子線によるダメージを 1 MeV に換算するための係数を示したものである。これらの結果を掛け合わせ，1 MeV 換算で  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 相当にするために必要な時間を表 5.2 のように見積もった。今回は使用可能なビームライン時間の関係も考慮して 25 mm 鉛シールドを選択した。この場合，60 Gy 程度のガンマ線も放射されてしまうと見積もったが，第 4.3 節のガンマ線照射試験の結果を踏まえて Charge Up Breakdown は起きないと判断した。照射の際にはアミノグレイを取り付け，ガンマ線照射量も測定した。

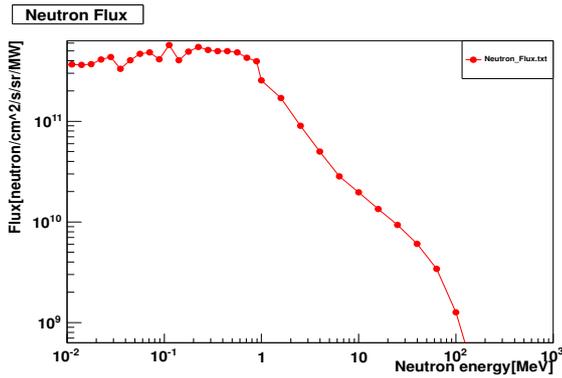


図 5.2: MLF のビームライン BL10 (NOBORU)

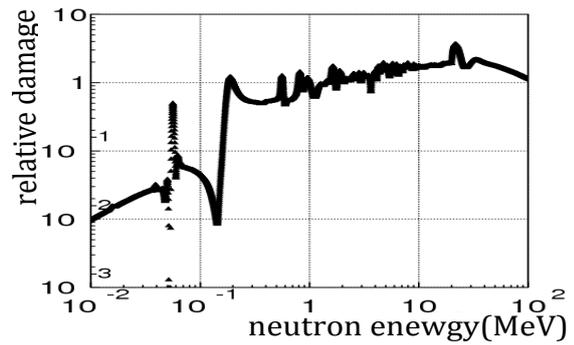
表 5.2: 中性子線照射時間の見積もり

Pb shield	中性子線強度 $\times 10^7$ [neutron/cm <sup>2</sup> /s/MW]	中性子線照射時間 [hour] @280kW	ガンマ線量 [Gy]
50mm	1.24	~ 81	14
25mm	2.05	~ 48	60
シールド無	3.45	~ 29	240

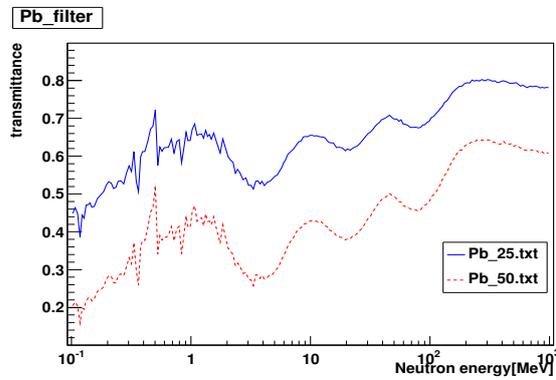
<sup>2</sup>MLF:物質・生命科学実験施設 (Materials and Life Science experimental Facility)



(a) 中性子ビーム強度



(b) 1 MeV 換算係数



(c) 鉛シールドによる中性子線透過率

図 5.3: (a) は中性子ビーム強度。(b) は 1 MeV 換算する為の係数。(c) は赤が 25 mm 厚、緑が 50 mm 厚の鉛を入れた時の中性子線透過率である。これらを掛け合わせた値を用いて  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> になるように照射時間を見積もった

## 照射用 HAPD の設置

HAPD は図 5.4 のようにビーム軸に沿って串刺しになるように設置し、中性子線量測定のための ELMA diode とガンマ線量測定のためのアミノグレイを図のように取り付けた。HAPD はアルミ箔で包み、ガンマ線と異なり電圧は印加せずに照射した。この時最も中性子線量が多いビーム最上流には中間電極付きで受光面保護膜 A のものを設置した。これは第 4.3 節で述べたように最終仕様の第一候補と考えたためである。KA059 に関しては中性子線照射をせず、ガンマ線照射にのみ使用した。

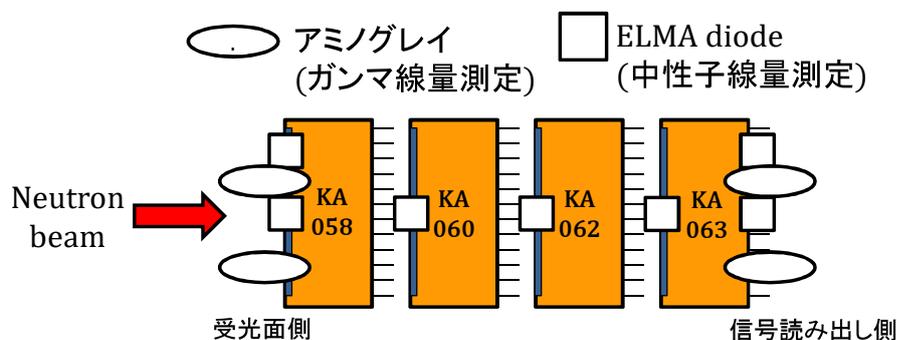


図 5.4: HAPD とアミノグレイ, ELMA diode の配置

## 測定項目

中性子線照射試験では照射中のモニターが不可能であるので、以下に示す測定を照射前後に行ないその比較を行なった。

1. 漏れ電流のバイアス スキャン (チップ, チャンネル毎)
2. ノイズ量バイアス スキャン (MCA と SA01 と SA03 使用)
3. 光電子波高分布 (MCA と SA03 使用)
4. QE 測定

それぞれの測定方法は 4.3.5 に示したとおりである。特に中性子線のダメージは漏れ電流とノイズ量に現れるためこれらの評価が重要となる。また、中性子線照射後の測定で SA03 を使用し、Shaping time を実機とほぼ同じ状態で測定する形で 1 光子検出性能を評価した。

## 5.2.2 照射試験結果

## 漏れ電流測定

各 HAPD に取り付けた ELMA diode の測定により得た中性子線量は図 5.5(a) のようになった。この結果のフィッティングから各 HAPD への照射量を表 5.3 のように見積もった。

また、漏れ電流の増加量が中性子線照射量に比例することは前章の図 4.6(b) に示したとおりであり、今回の照射試験でもその傾向を確認した。ただし中性子線によって生じた Frenkel 欠陥の不安定なものは再結合しアニールしていくため、漏れ電流値は時間と共に下がっていく。そうして安定な Frenkel 欠陥のみ残り、漏れ電流値が下がりきったところで漏れ電流の値を測定した。今回の照射では 48 時間ほどで 10 年相当の照射をしているため非常に高レートであり、Belle II 実験での使用を考えるとアニールして下がりきったところで評価すればよい。

アニールが完了したと思われる時点での結果としてアバランシェゲインが 30 の時の漏れ電流値を図 5.5(b) に示した。受光面保護膜 A のサンプルは 2010 年照射試験からの予想通り、照射量と比例した傾向にあった。その際、ガンマ線対策で導入した中間電極の有無により傾向が違ふということも無かった。しかし、受光面保護膜 C の KA063 に関しては受光面保護膜 A の直線には乗らない結果であった。これについての考察はノイズ量測定の結果も考慮して後述する。

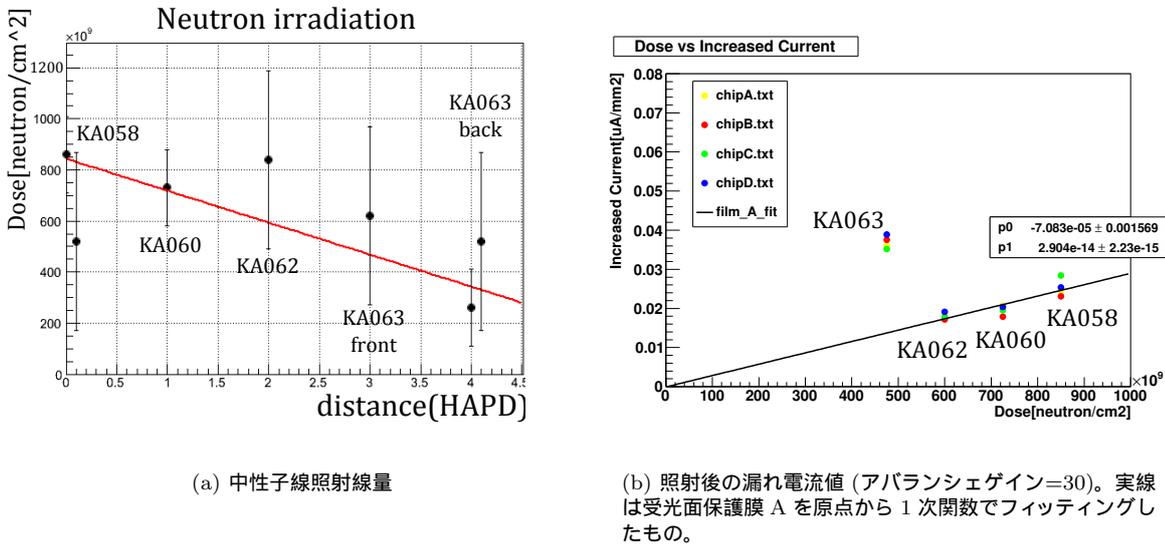


図 5.5: 中性子線照射量と各 HAPD の電流増加量

表 5.3: ELMA diode からの見積もり照射量

No.	KA058	KA060	KA062	KA063
照射量 [ $\times 10^{11}$ neutrons/cm <sup>2</sup> ]	8.6	7.3	6.0	4.8

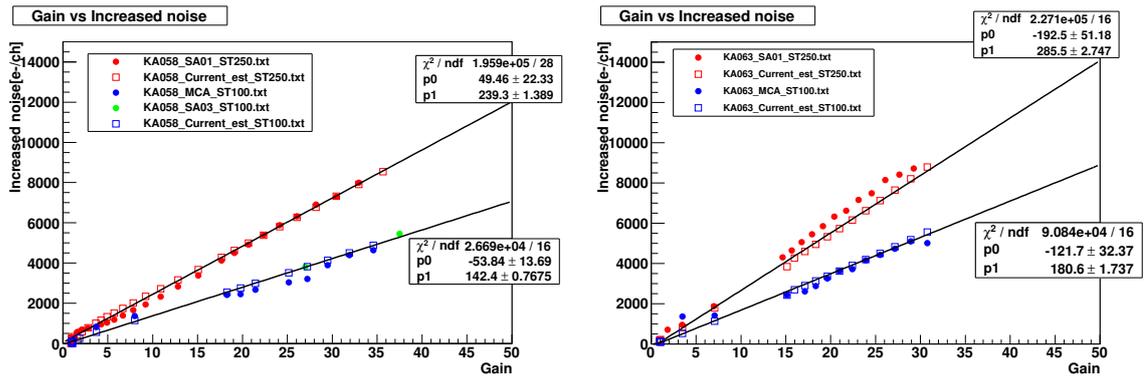
### 1 チャンネルあたりのノイズ量測定

1 チャンネルあたりのノイズ量の測定は主に MCA と ASIC(SA01 と SA03) を用いて行った。中性子線による漏れ電流はバルク電流の寄与が支配的となり、全ノイズ量は以下のように書かれる。また、第 1 項目がショットノイズ、第 2 項目がサーマルノイズである。

$$\sigma_{\text{total}}^2 \sim \frac{I_b G F \tau}{q} + \frac{(AC_{\text{det}})^2}{\tau} \quad (5.1)$$

上記の式を用いて照射前後の電流増加量からショットノイズの増加量を計算した。計算したショットノイズの増加量と、ASIC でのノイズ増加量測定結果とを比較して中性子線によるダメージがバルク電流によるショットノイズ増加であるかどうかを確認した。

KA058(受光面保護膜 A) と KA063(受光面保護膜 C) の代表チャンネルのノイズ量増加の結果を図 5.6 に示した。結果を見るとどちらのグラフも SA03, SA01 によるノイズ測定値は共に漏れ電流の増加量からの計算値によく一致している。したがって、中性子線によるノイズの増加は受光面保護膜に依らずバルク電流に起因することが確認できた。それに加えて shaping time 短縮によるノイズ量増加の抑制も計算通りであることを確認した。



(a) KA058(受光面保護膜 A) のノイズ増加量

(b) KA063(受光面保護膜 C) のノイズ増加量

図 5.6: 中性子線照射後のアバランシェゲインとノイズ量の関係。赤は shaping time100 ns(MCA), 緑は shaping time100 ns(SA03), 青は 250 ns(SA01) である。 はノイズ量測定の結果。 は漏れ電流量から求めたノイズの増加量, 直線はそのフィッティング結果。

#### 受光面保護膜 A と C の中性子線耐性の違いに関する考察

以上の結果を元に受光面保護膜 A と C の中性子線耐性の違いに関して考察する。図 5.6 によると受光面保護膜 C もバルク電流によるノイズ増加で説明できるため, 原因は APD 内部の違いにあると考えられる。その違いの一つは第 5.1 節で述べたように受光面保護膜 A の P+層のほうが受光面保護膜 C の P+層より薄くなっている事である。また, 弥生で照射した P 普通タイプ HAPD の照射結果のフィッティングと比較すると KA063 の結果はこの直線に一致していた (図 5.7)。この結果から受光面保護膜 C の P 層厚さも受光面保護膜 A よりも厚くなっており, P 普通と同程度なのではないかと推測した。

P+層, あるいは P 層の厚さに問題があったとすれば, 受光面保護膜 A と同程度の厚さにすることで受光面保護膜 C でも要求される中性子線耐性が得られると期待できる。

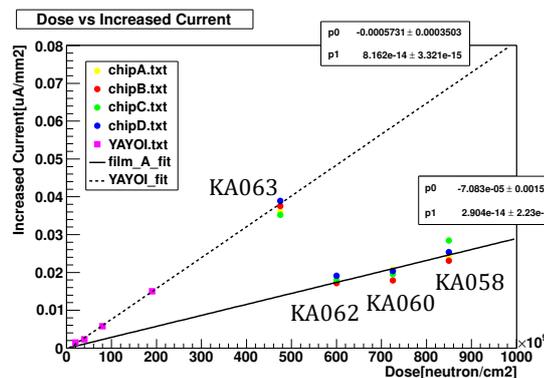


図 5.7: 図 5.5(b) に図 4.6(b) で示した P 普通タイプ HAPD の結果 (1 MeV 換算)。

以上の結果から  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射した場合の漏れ電流量, ノイズ量を予測する必要がある。図 5.7 から照射量と漏れ電流量は比例するとして, 一次関数でフィッティングして見積もった。その結果として  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射時, アバランシェゲインが 30 の時の受光面保護膜 A の漏れ電流は  $0.029 \pm 0.004 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ , 受光面保護膜 C は  $0.081 \pm 0.004 \mu\text{A}/\text{mm}^2$  となった。この値を元に  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> の中性子線量を当てた場合のノイズ量と S/N を次節で見積もった。

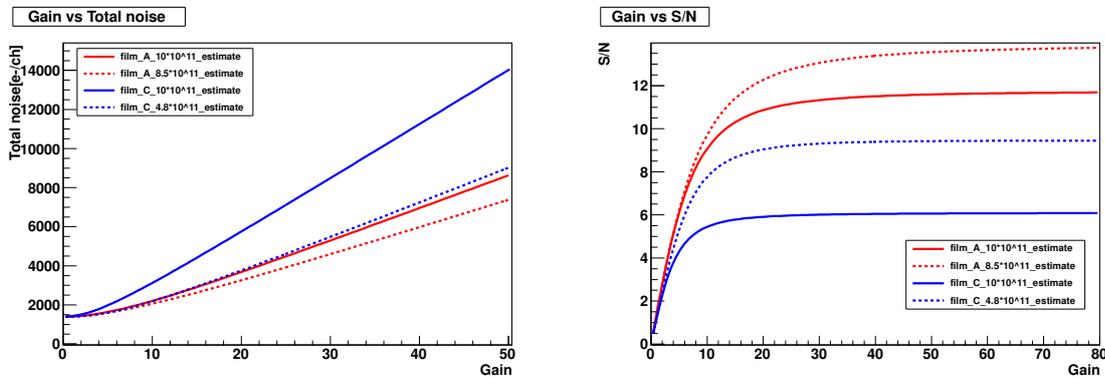
中性子線量  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> を仮定したときのノイズ量の見積もり

図 5.7 から求めた  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射した場合の予想漏れ電流値を用いて、式 4.4 で 1 チャンネルあたりの全ノイズ量を計算した。この時 SA03 を使用することを想定し shaping time は 100 ns としてサーマルノイズは 1400 e<sup>-</sup>とした [13]。その計算結果が図 5.8(a) である。例えば、 $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射シアバランシェゲインが 40 の時の全ノイズ量を見積もると、受光面保護膜 A の 1 チャンネルあたりの総ノイズ量は 7100 e<sup>-</sup>、C は 11000 e<sup>-</sup>程度である。

この結果をもとに全ノイズ量を  $\sigma_{total}[e^-]$ 、アバランシェゲインを  $G_{ava}$ 、打ち込みゲインを  $G_{bom}$  として S/N を以下の式で見積もった。

$$S/N = \frac{G_{ava} \times G_{bom}}{\sigma_{total}} \quad (5.2)$$

打ち込みゲイン  $G_{bom}$  はそれぞれの最大値を用いて受光面保護膜 A は 2000、C は 1700 とした。その計算結果が図 5.8(b) である。 $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射した場合、受光面保護膜 C は最大 5 程度であり目標となる S/N ~ 7 には届いていないが、受光面保護膜 A なら要求される中性子線耐性が得られることが期待される。



(a) 赤は受光面保護膜 A，青は受光面保護膜 C。

(b) 5.8(a) から求めた S/N

図 5.8:  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 中性子線照射を仮定したときのアバランシェゲインとノイズ量，S/N の関係。両グラフ共、破線は実際に今回照射した量に対応する値。実線が  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> の中性子線が当たると仮定したときの値である。

#### 144 チャンネルピクセル化による影響

HAPD の中性子線耐性を調査する際、ガンマ線同様にチャンネル位置依存性があるかを調べる必要がある。中性子ビームサイズは HAPD より十分大きいため、全チャンネルで同等のダメージ量となるはずである。それを確認するため、SA01(shaping time=250ns) を使用して全チャンネルのノイズ測定を行った結果を図 5.9 に示す。これはアバランシェゲインが 30 になるよう電圧印加したときの各チャンネルのノイズ量を実際のチャンネル配置に並べたものである。

KA063 の C に関してはアバランシェゲイン 30 までの電圧を印加ができなかったため、アバランシェゲイン 25 のデータを載せているので KA063 中では低い値となっている。

例えば KA058 のチップ-A の平均ノイズ量は  $7100 \pm 400$  e<sup>-</sup>であり、チップ内でのチャンネル間のダメージのバラつきは十分小さく、ガンマ線のような HAPD 中心部が弱いなどといった位置依存性は見られなかった。この結果から、中性子線耐性としては 144 チャンネルピクセル化したことによる影響は特に無く、半導体内に生じる欠陥によるノイズ増加のみ考慮すれば良い。

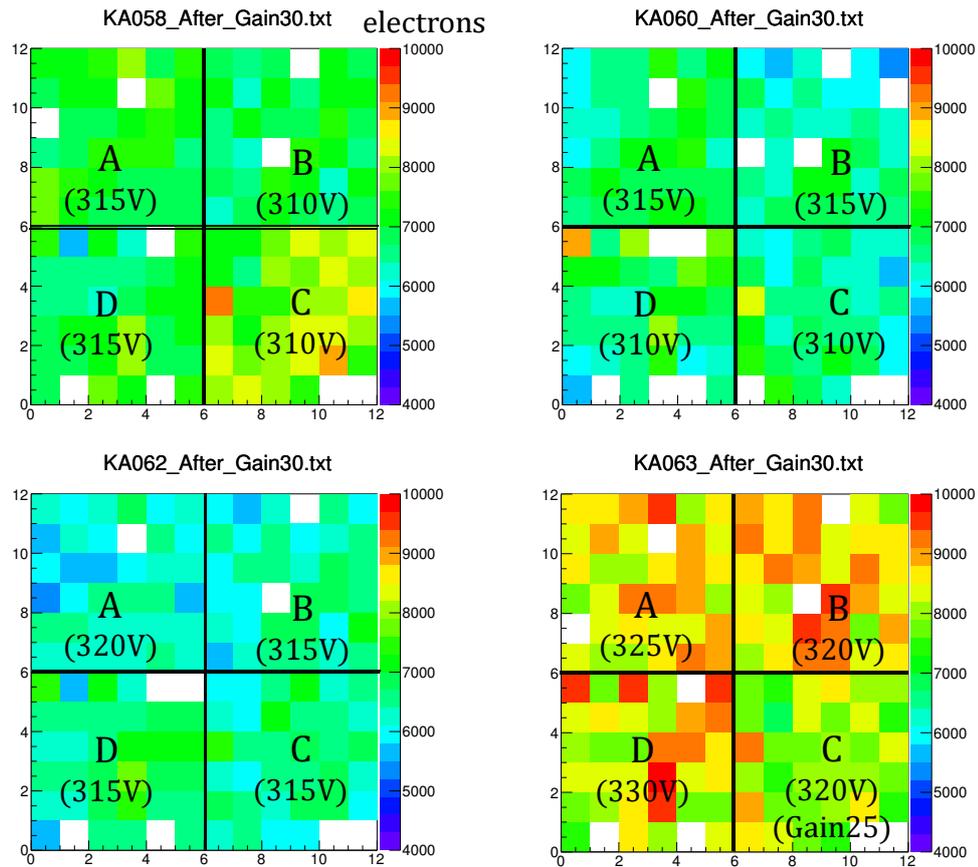


図 5.9: ガンマ線照射後の全チャンネルノイズ測定の結果をマッピングしたもの (チップ名の下に数字は抵抗による電圧降下を考慮して求めた APD にかかる実効電圧値。この実効値電圧値はゲイン 30 が得られるように決定した。) 各チップ内では特に位置依存性は見られない。空白は ASIC あるいは HAPD の Dead channel である。

## QE 測定

照射前後で QE に変化が無いかを確かめるために、浜松ホトニクス社で QE 測定が行われた。光電面に 1,500 V の電圧を印加した時の波長ごとの光電面の漏れ電流を測定し、校正済みのダイオードとの比較から見積もられた。測定は KA060 に対して波長で QE スキャンした。その結果を図 5.10 に示した。結果として QE には変化が無く、放射線による影響が無いことが確認された。

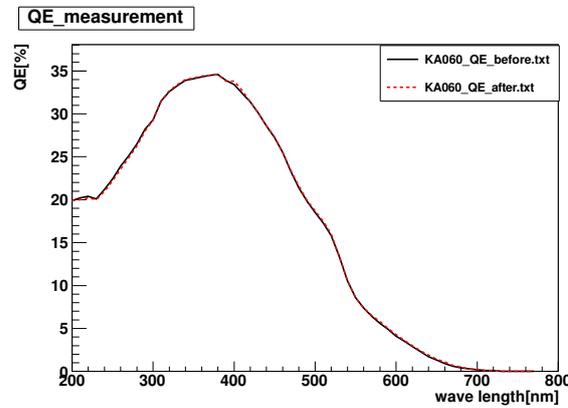


図 5.10: レーザー波長スキャンによる KA060 の QE 分布測定結果 (浜松ホトニクス調べ)

### 5.2.3 中性子線耐性試験のまとめ

本研究では最終仕様候補となる HAPD に対して積算線量  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> の中性子線照射試験を実施した。これはガンマ線対策を施した HAPD に対する初の中性子線照射であった。

中間電極に関しては中性子線耐性において悪影響は見られず、このまま実装可能であることが分かったが、受光面保護膜の違いで中性子線耐性に大きな違いが見られた。受光面保護膜 A の場合、電流増加量は許容範囲内であり十分な性能であった。  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射後の S/N も shaping time 100 ns の ASIC を使用することで十分な値が得られることが分かった。しかし、受光面保護膜 C に関しては  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射後の S/N は最大でも 5 程度であり、このままでは実用できない。

受光面保護膜 A と C のノイズ増加量は両者ともバルク電流とみなした時の見積もりで説明できることを確認した。したがって中性子線によるノイズの増加は APD 内部構造に生じた欠陥に起因するといえる。ゆえに、受光面保護膜 A と C の HAPD の耐性の違いは受光面保護膜の違いが原因とは考えられない。受光面保護膜 A と C の APD 構造の違いは P+層の厚さであることや、受光面保護膜 C の電流の上昇量が弥生で実施した P 普通タイプのものとは一致することから、P+層・P 層の厚さが膜 A と C で相対的に異なっていたのではないかと考えた。

また、全チャンネルにおけるノイズ量測定の結果から位置依存性は見られなかったため、144 チャンネルピクセル化による影響は無いことを確認した。

以上の結果を踏まえ、次節に述べるガンマ線耐性も考慮して最終的に実用化する HAPD の仕様を決定した。

## 5.3 ガンマ線耐性試験

### 5.3.1 概要

2012年8月、最終仕様候補 HAPD へのガンマ線照射試験を実施した。照射した HAPD は前述の中性子線照射試験に用いた4つと、中性子線未照射の1つである。この照射試験での目的は以下の2つになる。

- 最終仕様候補 HAPD のガンマ線耐性の評価
- 中性子線との複合試験による評価

特に、中性子線照射済みの HAPD にガンマ線を照射するのは今回が初の試験である。したがって、これらによるダメージが独立した現象として現れるか、何か複合的な影響が現れるかが問題となる。

ガンマ線照射は前章と同様で、名古屋大学の<sup>60</sup>Co照射室で実施した。照射レートは50 Gy/h である。測定内容は以下の項目であり、詳細は前章 4.3.5 に述べたとおりである。

1. ゲインを40に固定して照射中チップ電流測定
2. 照射中のチップ電流バイアス スキャン
3. 照射前後のチップ電流バイアス スキャン
4. 照射前後のチャンネルノイズ量バイアス スキャン (MCA と SA01 と SA03 使用)
5. 照射前後のチャンネル光電子波高分布 (MCA と SA03 使用)

### 5.3.2 試験結果

受光面保護膜毎のガンマ線耐性

照射中電流測定の代表として KA058(受光面保護膜 A) と KA063(受光面保護膜 C) の結果を図 5.11 に示した。中性子線により増加したバルク電流をキャンセルしてガンマ線照射のみの影響を見るため、この図ではガンマ線照射直前測定からの増加量を示している。

これまでの照射試験結果から、最終仕様候補 HAPD は Charge Up Breakdown を発生することなく使用できると予想していた。しかし、受光面保護膜 A のタイプ (KA058,59,60,62) はゲイン 40 以上で動作可能であったチップは約半数 (8/15 チップ) であった。これに対して受光面保護膜 C のタイプ (KA063) は 1,000 Gy 照射しても全てのチップ (4/4 チップ) がアバランシェゲイン 40 以上で動作可能であった。

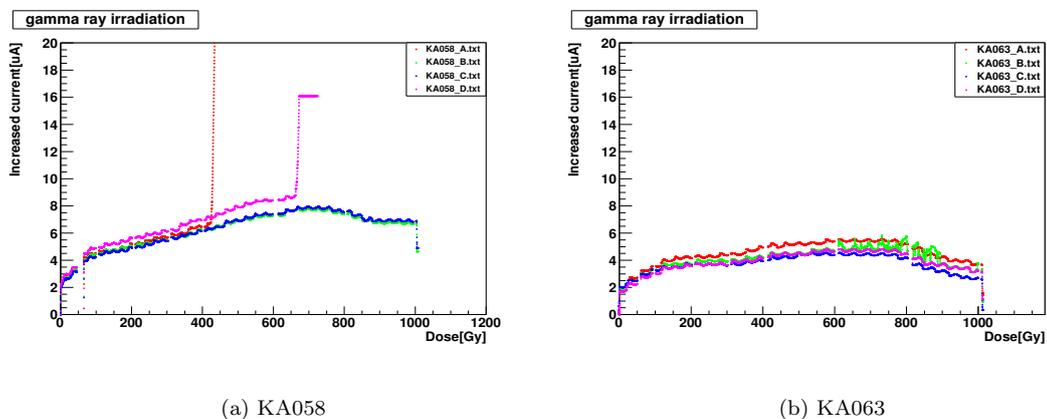
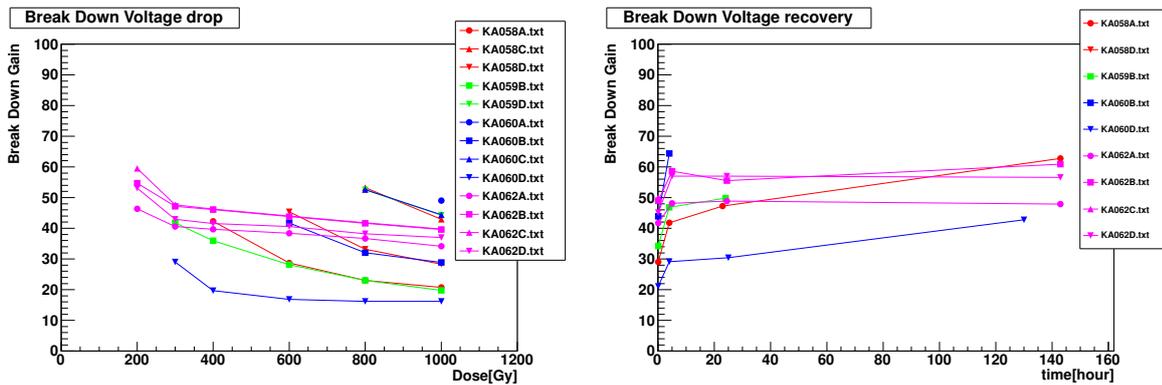


図 5.11: 照射中電流増加量測定結果。色は各チップを表す。照射中は抵抗による電圧降下を考慮して APD にかかる実効電圧値がゲイン 40 で一定になるようにした。

また、全ての HAPD の Charge Up Breakdown 発生ゲインの測定結果を図 5.12(a) に示した。結果として受光面保護膜 A タイプ HAPD では Charge Up Breakdown 発生 Gain 降が見られた。ただし照射後の受光面保護膜 A タイプの Charge Up Breakdown 発生 Gain の変化を見ると、ほとんどのチップは数時間でゲイン 40 以上まで回復している。実際の Belle II 実験では今回のガンマ線照射でのレートより十分低いことを考えると、アニールも含めて使用可能であれば良い。したがって回復も考慮すればガンマ線耐性要求を満たせると予想される。受光面保護膜 C である KA063 はすべてのチップで Charge Up Breakdown ゲイン降下が全く見られなかった。



(a) 照射中 Charge Up Breakdown 開始 Gain 降下の様子。

(b) 照射後の Charge Up Breakdown 開始 Gain 回復の様子。

図 5.12: Charge Up Breakdown 発生 Gain の降下と回復。赤は KA058, 緑は KA059, 青は KA060, ピンクは KA062 である。KA063 は Charge Up Breakdown が全く発生しなかった。

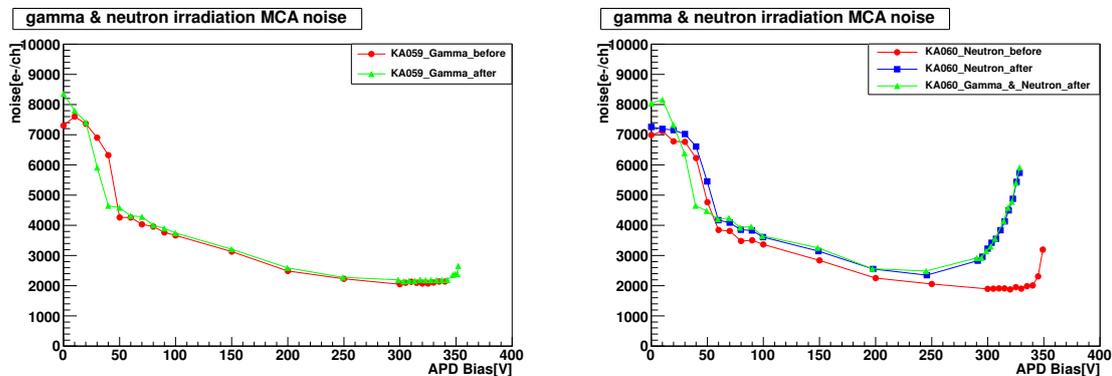
これまでは APD 構造に的を絞って、主原因であったアルカリ保護膜を無くしたことで Charge Up Breakdown が発生しない 144chAPD を開発できた。そのため、APD 表面の HAPD 用保護膜の帯電が原因であるとする Charge Up Breakdown 仮説に矛盾なく理解することができた。しかし、144chAPD の時点では Charge Up Breakdown を防ぐことができたにも関わらず、光電面の取り付けで HAPD 化した今回のサンプルでは Charge Up Breakdown 発生ゲインの低下が起きてしまった。これは中性子線照射未照射である HAPD(KA059)でも同様であったため、中性子線による影響とは言えない。したがって、今回発生した Charge Up Breakdown は HAPD 化する際に何らかの原因があると考えられ、HAPD 用保護膜の帯電に原因があるという Charge Up Breakdown 仮説では説明できない現象である。

今後は、何故受光面保護膜の違いと HAPD 化によって Charge Up Breakdown が発生したのかを理解していく必要がある。Charge Up Breakdown 仮説で説明できない現象であるため、発光点が Charge Up Breakdown 仮説によるものと比較してどうかを調べると理解につながる可能性がある。また、受光面保護膜 C は今回の照射試験では 4 チップ分のみサンプル数であったため、追試験では受光面保護膜 A と同数のサンプルを用意して個性に依らず Charge Up Breakdown が発生しないのかを再検証する必要がある。もし、受光面保護膜 C タイプの HAPD が個性に依らず Charge Up Breakdown が発生せず、かつ中性子線耐性要求を満たせば両放射線に耐性のある HAPD となる。したがって、受光面保護膜 C タイプ HAPD の中性子線とガンマ線耐性の調査が今後の課題となる。

## 中性子線照射による影響

中性子線照射によりガンマ線耐性に影響があるか調査するため照射前後のノイズ量変化に関して比較した。中性子線未照射の KA059 が図 5.13(a),  $7.3 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射済みの KA060 が図 5.13(b) である。両者とも MCA で測定した代表チャンネル (チップ-A, チャンネル No.22) の照射前後のノイズ量をプロットしている。まず, KA059 は赤がガンマ線照射前, 緑が照射後の結果である。ガンマ線照射前後でほとんど変化は見られず, Charge Up Breakdown さえ発生しなれば十分使用可能な性能を有していることが分かる。KA060 は赤が中性子線とガンマ線照射前, 青が中性子線照射後でガンマ線照射前, 緑が中性子線とガンマ線照射後の結果である。照射前の結果は KA059 とほぼ同じで最低 2,000 e<sup>-</sup>程度であるが, 中性子線のみ照射後の青はバルク電流増加により 250 V 付近から上昇している。これにさらにガンマ線照射をした緑のプロットはガンマ線照射前の青のプロットとほぼ同程度である。以上の比較から, ガンマ線照射の有無に依らずガンマ線照射後のノイズ量はほとんど変化せず, 大きな影響は見られないことが分かった。

したがってノイズ量に関しては中性子線照射により増加したバルク電流による寄与のみ考慮すれば良い。バルク電流によるノイズ量が許容範囲内であることは, 前節の中性子線照射試験の結果で述べたとおりである。



(a) KA059:中性子線未照射

(b) KA060:中性子線照射済み

図 5.13: 照射前後の 1 チャンネルのノイズ量変化

## 5.3.3 ガンマ線耐性試験のまとめ

中性子線照射後の HAPD に対してガンマ線照射試験を実施した。大きな目的は二つあり, 最終仕様候補 HAPD のガンマ線耐性の評価と, 中性子線との複合試験による評価である。

最終仕様候補 HAPD のガンマ線耐性の評価の結果, HAPD 化した今回のサンプルでは中性子線照射の有無に依らず受光面保護膜 A でのみ Charge Up Breakdown 発生ゲインの低下が起きてしまった。これは受光面保護膜 A と HAPD 化の作用に何らかの原因があると考えられ, Charge Up Breakdown 仮説では説明できない現象である。ただし, 照射後ほとんどのチップは数時間でゲイン 40 以上まで回復しているため, 使用可能条件は満たしている。今後は, 何故受光面保護膜 A は HAPD 化によって Charge Up Breakdown が発生したのかを理解するために追試験が必要である。また, 受光面保護膜 C に関しては 1,000 Gy 照射まで Charge Up Breakdown が発生せず使用可能条件を満たした。

中性子線との複合的な影響を見るためにノイズ量を比較した結果, 中性子線により生じた欠陥によるバルク電流による寄与のみ考慮すれば良く, ガンマ線照射による変化は無視できる程度であった。

以上の結果を元に, 次節でこれまでの中性子線とガンマ線の耐性試験の結果をまとめ, 最終仕様をどのようにしたか報告する。

## 5.4 最終仕様 HAPD の決定

本研究では最終仕様の HAPD を決定するために中性子線とガンマ線耐性試験を実施した。その結果を以下に簡潔にまとめる。

- 中性子線耐性
  - 受光面保護膜 A の場合，使用予定の ASIC を用いることで要求性能を満たす
  - 受光面保護膜 C の場合，P 普通タイプ APD と同程度のバルク電流，ノイズの増加によりこのままでは要求性能を満たせない
- ガンマ線耐性
  - Charge Up Breakdown の主原因はアルカリ保護膜であった
  - 144 チャンネルピクセル化には層間絶縁膜とガード電極が必要である
  - 受光面保護膜 A の場合，照射中に Charge Up Breakdown 発生ゲインの低下が起きるものの，アニールも含めればゲイン 40 以上で動作可能となり要求性能を満たす
  - 受光面保護膜 C の場合，照射中に Charge Up Breakdown 発生ゲインの低下は見られず，ゲイン 40 以上で動作可能であり要求性能を満たす

最終仕様の決定で特に問題視したのは中性子線によるノイズ量の増加である。受光面保護膜 C は P 薄タイプであるにも関わらず P 普通タイプと同程度のノイズ量となり，このままでは S/N ~ 7 以上という使用条件を満たせない。したがって，本研究では HAPD の最終仕様は受光面保護膜 A を用いた以下のタイプに決定した。

受光面保護膜	P 層	P+層	層間絶縁膜	ガード電極	中間電極	アルカリ保護膜	アルカリコーティング
A	薄	薄	有	有	有	無	無

表 5.4: 最終仕様 HAPD の APD 構造

受光面保護膜 C に関しては中性子線耐性の向上のために中性子線照射追試験が必要である。受光面保護膜 A と C の APD 構造の違いは P+層の厚さであることや，受光面保護膜 C の電流の上昇量が弥生で実施した P 普通タイプのものと一致することから，P+層・P 層の厚さを更に薄くすることで改善できると予想した。受光面保護膜 A についても，何故 HAPD 化によって Charge Up Breakdown が発生したのか，受光面保護膜 C との違いは何かを理解するためにガンマ線照射追試験が必要である。これに関しては例えば，発光点が 144chAPD や 1chAPD で見られた場所と異なるかどうか，というような Charge Up Breakdown 仮説との相違点が見られるかが重要となる。

特に，受光面保護膜 C はガンマ線耐性が良く Charge Up Breakdown が全く発生していなかったため，もし中性子線耐性の改善が可能であれば本研究で決定した最終仕様よりも放射線耐性の高い HAPD となることが期待される。

本研究で決定した HAPD は現在生産が 48 本開始されており，Belle II 検出器に実装される。また，上記の追試験により更なる放射線耐性の向上がもし可能であれば，残り 372 本の HAPD は更にアップグレードされて生産される予定である。

## 第6章 総まとめ

高エネルギー加速器研究機構で行われた Belle 実験は電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器 KEKB により大量に B・反 B 中間子を生成し、その崩壊事象を Belle 検出器により観測するという実験であった。その結果として 2001 年の夏、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  の崩壊過程で測定された CP 非対称度が標準模型から予測される値と極めてよく一致し、小林・益川理論の正しさを示し 2010 年 6 月に終了を迎えた。Belle 実験では新物理への感度が期待される稀崩壊も発見されたが精密測定が困難であった。そこで小林・益川理論の詳細検証や稀崩壊の精密測定を行い、標準模型を超える新物理探索を目指す Belle II 実験が 2015 年より開始される予定である。

Belle 実験の  $K/\pi$  識別検出器 ACC は、endcap 部では 2 GeV/c までのフレーバータギング専用として運用された。Belle II 実験で endcap 部に到達する高運動量粒子は、新物理の探索に欠かせない崩壊モードに関与していると期待されている。そのため Belle II 実験ではこのような崩壊モードも精度良く観測するため、endcap 部で 4 GeV/c までの高運動量領域で  $K/\pi$  分離が可能な粒子識別装置として新型粒子識別装置 A-RICH の開発を進めている。A-RICH は荷電粒子が輻射体を通過する際に発生させる Cherenkov 光をリングイメージとして検出し、そのリング半径から輻射角度を測定する Ring Imaging 型 Cherenkov 光検出器である。輻射体の屈折率がわかっているならば別の検出器で測定した運動量と A-RICH で測定した輻射角度を用いて粒子質量の決定、すなわち粒子識別が可能となる。

A-RICH で使用する光検出器への要求を満たす検出器として我々は浜松ホトニクス社と共同で HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) の開発を進めている。HAPD は 5 mm 以下の位置分解能を有し、1.5 T の磁場中でも動作可能、単光子検出性能が高い、といった A-RICH への要求を満たすマルチアノード型の光検出器である。Belle II 実験で HAPD を使用するにあたって問題となるのが中性子線・ガンマ線耐性である。Belle II 実験では 10 年間でガンマ線が 1,000 Gy、中性子線が 1 MeV 相当で  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 飛来すると予想されているため、HAPD にこれらの照射量耐性があるかを調査し改良した。その結果、放射線耐性を持った HAPD の開発に至った。

ガンマ線に関しては本来 APD が受ける影響は表面的なものでありアバランシェ増幅領域を通らないため、増幅利得の低下やノイズ増加といった S/N に関わる部分には大きく作用しないと考えられてきた。しかし過去の研究でガンマ線照射試験を行うと、通常の APD による研究では理解できない急激な電流増加が起こると報告された。また、その後の照射試験ではこの原因が半導体部分ではなく、HAPD 製造に必要とされる APD 表面の絶縁膜 (HAPD 用保護膜) が帯電し、APD アルミエッジ下部の放電 (Charge Up Breakdown) によるものであることが報告された。Charge Up Breakdown の発生電圧は照射量の増加と共に低下していくため得られるゲインも間接的に低下する。したがって、ガンマ線耐性としては 1,000 Gy 照射後アニールも含めて動作ゲインである 40 以上が得られる事が使用可能条件となる。

そこでさらに照射試験を実施し各 HAPD 用保護膜のガンマ線耐性の違いを調査し、主原因がアルカリ保護膜であることを特定した。この結果を受けて浜松ホトニクス社では HAPD の製造方法が改良され、HAPD の製造上必要であったアルカリ保護膜を使用せずに製造が可能となった。またその他にもチャンネル分離のために層間絶縁膜とガード電極が必要であり、中間電極の実装により照射中電流の抑制効果があることが判明した。また、APD 受光面の受光面保護膜の材質と P+ 層の厚さもガンマ線耐性に影響があり、これらの最適化によって更にガンマ線耐性が向上した。その結果として受光面保護膜 A かつ P+ 薄タイプを採用した。

ここまでの結果から最終仕様候補の HAPD を製作し、ガンマ線照射試験を 2012 年 8 月に実施した。その結果、受光面保護膜 A の HAPD では Charge Up Breakdown が発生したが、これらは 1,000 Gy 照射終了後アニールして Charge Up Breakdown 発生が動作予定ゲイン以上まで回復したため使用可能と判断した。また受光面保護膜 C の HAPD は Charge Up Breakdown がどのサンプルも発生しなかったため優れたガンマ線耐性であった。2012 年 2 月照射試験の 144chAPD では Charge Up Breakdown による電流値の急上昇を防ぐことが

可能であったが、HAPD化した同8月の試験では受光面保護膜 A タイプでは照射中に Charge Up Breakdown の発生電圧が動作予定のゲイン 40 以下まで下がった。この結果からガンマ線耐性には HAPD 化による影響が見られることが判明した。Charge Up Breakdown は APD 表面の絶縁膜の帯電によるものであるという仮説をもとにしているため、HAPD 化による影響があるとは理解できない。したがって HAPD 化による影響には Charge Up Breakdown 仮説以外の別の理解が必要となる。そのためには今後の追試験で発光点の違いなどを調べることで理解が進むと思われる。

中性子線に関しては、過去の研究で HAPD 用 APD の P 層を薄くし、読み出し回路の shaping time を最適化することで中性子線耐性の向上が可能である事が報告されていた。私はガンマ線対策を施した最終仕様候補の HAPD に対して中性子線照射試験を実施し、実際に使用する HAPD が  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射後に S/N ~ 7 以上という中性子線耐性を持つかを検証した。その結果受光面保護膜の違いにより耐性に違いが見られた。受光面保護膜 A の HAPD では実際に  $10 \times 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup> 照射後も目標となる S/N ~ 7 以上を満たすことを確認したが、受光面保護膜 C の HAPD では満たさなかった。受光面保護膜 C に関しては電流の増加量から P 層、あるいは P+層の厚さが受光面保護膜 A とは異なっていたのではないかと推測した。この検証のために P 層、P+層を更に薄くした受光面保護膜 C の HAPD に照射試験を行う必要がある。したがって、現段階で受光面保護膜 C には十分な中性子線耐性が無いため最終仕様 HAPD には受光面保護膜 A を採用することに決定した。

また、この中性子線照射試験と 2012 年 8 月ガンマ線照射試験は HAPD として初めての中性子線・ガンマ線の両方を照射する試験であった。ガンマ線照射中電流や照射前後のノイズ量測定の結果、それぞれのダメージは独立に現れることが判明した。

以上より、私は本研究で Belle II 実験での 10 年間の運用で飛来する積算放射線量に耐性を持つ HAPD の開発に至った。本研究で決定した HAPD は現在 48 本が製造中であり、実際に Belle II 検出器に実装される。また、追試験により更なる放射線耐性の向上が可能であれば、残り 372 本の HAPD は更にアップグレードされて製造される予定である。

# 謝辞

本研究を進めるにあたって、非常に多くの方々にご支援いただきました。

東京理科大学では千葉順成教授、西村太樹助教をはじめ同研究室の皆様とは大変有意義な研究生生活を送ることができました。まず、Belle II 実験参加という機会を提供していただいた指導教員である千葉順成教授、素粒子原子核研究所の山内正則所長には大変感謝しております。高等学校3年生の時に描いた、素粒子物理学の研究に携わりたいという1つの夢が叶ったのもお二方のおかげです。心より感謝いたします。西村助教には Belle II 実験とは異なる視点からのアドバイスや、論文の基本的な書き方等のご指導をいただきました。矢野龍君とは同じサークルという事もあり、大学生活中では最も長い期間共に過ごした仲でした。研究に限らずプライベートでも楽しく過ごせたのは矢野君のおかげです。また、研究室内に限らず学部からの友人、所属サークル“ADVAN”の皆様のおかげで有意義な学生生活を過ごすことができました。皆様、ありがとうございました。

そして、A-RICH 開発グループに所属させていただきました、高エネルギー加速器研究機構の足立一郎准教授、西田昌平助教、原康二助教に感謝いたします。足立准教授、西田助教には研究のアドバイスを頂くに限らず、発表資料の作成等の際にも丁寧にご指導いただきありがとうございました。また、原助教にはガンマ線照射試験を実施するにあたって、定量的な実験データの扱い方という物理実験にとって重要部分をご指導いただき感謝いたします。

ガンマ線照射試験にあたっては飯島徹教授をはじめ名古屋大学 N 研究室の皆様には多大なるご協力をいただきました。大変お忙しい中、見回り時間にお時間を割いていただいたり、照射試験準備を手伝っていただく等大変お世話になりました。また、ガンマ線照射試験で利用させていただいた  $^{60}\text{Co}$  照射室の今井さんには照射中の管理等に対応していただきありがとうございました。

HAPD の共同開発にあたっては浜松ホトニクス株式会社の深澤さん、影山さんをはじめ電子管事業部・個体事業部の皆様にも大変感謝しております。特にサンプルの問題が発生したときには実験施設に足を運んでいただいたり、照射試験に向けたサンプルの製造では大変お世話になりました。また、プロの方々との議論に参加させて頂くという貴重な経験をさせていただき、私自身も成長することができました。本当にありがとうございました。

また本研究では様々な共同研究者の方々に助けていただきました。首都大学東京の角野秀一准教授、岩田修一さん、高垣英幸さん、坂下嘉徳君、山見仁美さん、東邦大学の森和香奈さん、浜田尚さん、ありがとうございました。角野准教授には中性子照射試験のセッティングや、試験にあたってのアドバイス等大変お世話になりました。また、岩田さんには特に本研究の大部分に渡ってご指導いただきました。研究に関する様々なアドバイスに加え、議論を重ねることで本研究が成り立ちました。心より感謝いたします。昨年度ご卒業された高垣さん、森さんには基礎的な実験手法や物理の基礎的な部分を大変丁寧に教えていただきました。坂下君は同学年という事もあり、非常に多くの事で助けていただきました。研究だけでなく就職活動においても互いに励まし合うことで乗り切ることができました。山見さん、浜田さんにはガンマ線照射試験やその他の測定で何度も力を貸していただきました。今後のご活躍を期待しております。東京理科大学の先輩が所属していないにも関わらず、A-RICH グループで研究できたのは皆様のおかげです。ありがとうございました。

最後に私が本研究に携われるよう経済面に加え精神面でも支えとなっていただいた両親、親族の皆様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。

# 付録 A CP 対称性の破れと B 中間子系の物理

## A.1 CP 対称性の破れの発見

CP 対称性の破れは 1964 年 J.W.Cronin, V.L.Fitch らの実験により, 中性  $K$  中間子の崩壊過程の中に観測された。この実験ではブルックヘブン国立研究所の加速器を用いて, 30 GeV/c まで加速した陽子をベリリウム標的に当てることで中性  $K$  中間子を生成した。中性  $K$  中間子には  $(d\bar{s})$  クォークから成る  $K^0$  と  $(\bar{d}s)$  クォークから成る  $\bar{K}^0$  があり, 図 A.1 のような Box Diagram と呼ばれる過程で互いに移り変わっている。

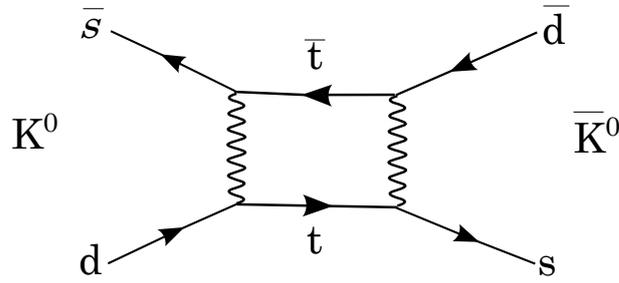


図 A.1:  $K^0\bar{K}^0$  の遷移 (box diagram)

この時, 質量の固有状態は  $K^0$  と  $\bar{K}^0$  の重ね合わせで表現され, 寿命の違いから K-long( $K_L^0$ ) と K-short( $K_S^0$ ) と呼ばれる。 $K_L^0$  は  $K_S^0$  に比べて 570 倍の寿命があるため,  $K_L^0$  のみを選択して崩壊の様子を調べることができる。実験では副生成粒子も放出されるが光子は鉛板により遮蔽し, 荷電粒子は磁場により軌道を曲げて検出器外に飛ばすことで狙った終状態を検出できる。CP 対称性が保存するとした場合,  $K_S^0, K_L^0$  それぞれに  $K^0, \bar{K}^0$  が同等に含まれると考え

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{A.1})$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{A.2})$$

と書かれる。これらは CP 変換に対して以下のような固有値を持つ。

$$CP|K_S^0\rangle = +|K_S^0\rangle \quad (\text{A.3})$$

$$CP|K_L^0\rangle = -|K_L^0\rangle \quad (\text{A.4})$$

ここで, 2 個の  $\pi$  中間子が  $CP = +1$ , 3 個の  $\pi$  中間子が  $CP = -1$  の固有状態であるため, この  $K_S^0$  と  $K_L^0$  はそれぞれ  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  という崩壊が許される。しかし, J.W.Cronin, V.L.Fitch らの実験では  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  という崩壊過程がわずかに (約 0.2%) 含まれているのが観測されたのである。これは CP 固有状態  $K_L^0$  が  $CP = -1$  の固有状態だけでなく, わずかに  $CP = +1$  を含むことになる。これが CP 対称性の破れの発見である [14]。

## A.2 小林・益川理論

CP 対称性の破れを理論的に説明するために様々な模型が提唱された。その中で、これまでの観測結果に矛盾せず標準模型の範囲内で説明したのが 1973 年に小林誠と益川敏英の二人が提唱した理論である。当時は  $u, d, s$  の 3 種類のクォークしか確認されていなかったが小林・益川理論は 3 世代 6 種類のクォークの存在を予言し、3 世代 6 種類以上存在すれば自発的に CP 対称性の破れが導出できるとした [15]。小林・益川理論では 3 世代 6 種類のクォークの弱い相互作用の固有状態 ( $d', s', b'$ ) と質量固有状態 ( $d, s, b$ ) の変換行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列)  $V_{CKM}$  を以下のように記述する。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{tc} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

各要素  $V_{ij}$  は添字に記したクォーク間混合の大きさと遷移振幅に比例する。3 世代以上のクォークが存在したした場合、CKM 行列には自発的に複素位相因子が導入され、この因子が CP 対称性の破れの根拠となる。まずは CKM 行列に自発的に導入される複素位相因子について説明する。

一般的にユニタリー性 ( $UU^\dagger = I$ ) を持つ ( $N \times N$ ) 正方行列は  $N^2$  個の独立な行列要素を持つ。このうち  ${}_N C_2$  個は実数空間の回転角で表すことができる。これらを  $N^2$  から引いた残りは複素位相となるが、この複素位相のうち  $2(N-1)$  個の位相はクォーク場の再定義で吸収でき、物理的な意味を成さないため除くことができる。したがって最終的に残る複素位相の数は

$$N^2 - {}_N C_2 - (2N-1) = \frac{(N-1)(N-2)}{2} \quad (\text{A.6})$$

となる。世代数が 3 以上である場合、この複素位相が存在し、CP 対称性が破れる。弱い相互作用のラグランジアン  $\mathcal{L}_{weak}$  とすれば、CP 変換により

$$\mathcal{L}_{weak} \sim \bar{u}_i V_{ij} d_j W^- + \bar{d}_j V_{ij}^* u_i W^+ \xrightarrow{CP} \bar{d}_j V_{ij} u_i W^+ + \bar{u}_j V_{ij}^* d_j W^- \quad (\text{A.7})$$

と書けるので CP 変換でこれが保存されるためには  $V_{ij} = V_{ij}^*$ 、すなわち実数でなければならない。したがって複素位相が含まれる場合は CP 対称性が破れる。標準模型における世代数は 3 であるから、回転角 3 つ ( $= {}_3 C_2$ ) と複素位相 1 つ ( $= \frac{(3-1)(3-2)}{2}$ ) が現れるはずであり、実験的にはこの複素位相が確認されれば CP 対称性の破れが実証できたことになる。

また、CKM 行列は以下のような Wolfenstein 表示で表されることが多い。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

行列要素  $V_{td}, V_{ud}$  における複素位相が小林・益川理論における CP 対称性の破れを表す部分である。また、CKM 行列のユニタリー性を用いると右辺が 0 となる 6 つの恒等式が得られ、そのうちの 하나가式 (A.9) である。

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* = 0 \quad (\text{A.9})$$

左辺の項  $V_{ij}V_{kl}^*$  は Wolfenstein パラメータ ( $\rho, \eta$ ) による複素平面上的のベクトルとして表わすことができる。まず、両辺を  $V_{cd}V_{cb}^*$  で割り、Wolfenstein パラメータを代入すると、以下のように書ける。

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} &\approx -\rho - i\eta = -\sqrt{\rho^2 + \eta^2} e^{i\phi_3} \\ \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} &\approx -1 + \rho + i\eta = -\sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2} e^{i(\pi-\phi_1)} \end{aligned}$$

式 A.10 を図示したものが図 A.2 であり、Unitarity Triangle と呼ばれ、三角形がつぶれず、閉じていれば小林・益川理論が正しい事の証明となる。

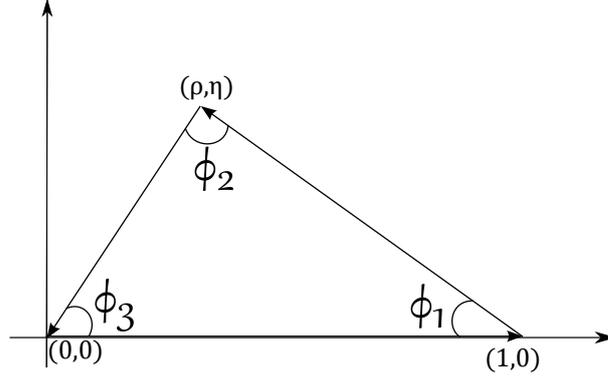


図 A.2: Unitarity Triangle

### A.3 B 中間子系の物理と B-factory 実験

CP 対称性の破れは  $K$  中間子の崩壊で発見されたが、小林・益川理論の証明は  $B$  中間子系の崩壊事象を観測することで行われた。 $B$  中間子系の崩壊にはこれまでに比較的大きな値を持つことが測定されていた  $V_{tb}$  が含まれるため、 $b$  クォークを含む  $B$  中間子の CP 対称性は  $K$  中間子に比べて大きく破れていると予想されたからである。その際に実験に最も良い感度を持つとされるのが、 $V_{tb}$  を含み、かつ CP 対称性の破れを示す指標となる複素因子を含む項を持つ式 A.9 である。図 A.2 の辺と角度に感度を持つ観測事象をまとめたものが表 A.1 であり、 $B$  中間子の測定から得られる物理量から三辺の長さや三つの角度を求めることができる。

表 A.1: Unitarity Triangle のパラメータと観測事象

parameter	event
$V_{ud}V_{ub}^*$	$ V_{ud} : \text{known} \mid V_{ub} : b \rightarrow ul\nu_l$
$V_{cd}V_{cb}^*$	$ V_{cd} : \text{known} \mid V_{cb} : B \rightarrow cl\nu_l$
$V_{td}V_{tb}^*$	$B^0 - \bar{B}^0 \text{ mixing}$
1	$B \rightarrow J/\psi K^{0(*)}, D^{(*)}h^0$
2	$B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$
3	$B \rightarrow DK$

$B$  中間子は  $K$  中間子と同様に box diagram により  $B^0\bar{B}^0$  の混合状態で表わされる (図 A.3)。この混合状態を  $B_1^0, B_2^0$  とすると、 $B^0, \bar{B}^0$  は  $B_1^0, B_2^0$  を通じて互いに遷移しあい、まったく同じ CP 固有状態  $f_{CP}$  に崩壊することが許される。しかし同じ終状態であっても CP 対称性が破れている場合、その崩壊時間に差が生じる。崩壊の始状態が  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  かを同定し、それぞれの崩壊時間を比較することで CP 非対称性を検証することができる。 $K$  中間子の CP 対称性の破れは崩壊モードの違いから直接観測されたが<sup>1</sup>、 $B$  中間子では表 A.1 に示した崩壊事象を捉えることで間接的に CP 対称性の破れを検証する<sup>2</sup>。これは  $K_L^0, K_S^0$  が大きな寿命差を持っていたのに対して、 $B_1^0, B_2^0$  の寿命差が非常に短いためである。

$B$  中間子の崩壊時間はピコ秒オーダーであるため、静止系で生成された場合その測定は困難である。これを解決するために考案されたのが非対称エネルギー衝突による生成法である。異なる運動量で衝突した粒子はローレンツブーストにより相対論的效果が生じるため、見掛け上の寿命が延びる。これにより測定可能な範囲まで寿命を延ばすように、電子・陽電子ビームのエネルギーを設定し衝突させる。

$B$  中間子の崩壊モードの中でも、特に CP 対称性の破れ観測のメインとなるのが Golden mode とも呼ばれている  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  である (図 A.4(a))。これは表 A.1 に示したように Unitarity Triangle の角  $\phi_1$  の測定に

<sup>1</sup>DCPV(Direct CP Violation):直接的 CP 対称性の破れ

<sup>2</sup>ICPV(Indirect CP Violation):間接的 CP 対称性の破れ

感度を持つ。B 中間子は  $e^-e^+$  の対消滅により生じる  $\Upsilon(4S) = (b\bar{b})$  というボトモニウム共鳴状態がほぼ 100% の確率で  $B^0\bar{B}^0$  対を生成することを利用して作られる。この時生成される  $\Upsilon(4S)$  は質量  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  であるため、重心系の衝突エネルギーがこの値になるように設定される。このようなエネルギーで加速された電子・陽電子は衝突後、図 A.5 に示したように終状態へと崩壊する。この時  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  という崩壊過程には直接崩壊する場合と、混合した後で崩壊する場合の 2 種類がある (図 A.4(b))。また、始状態が  $\bar{B}^0$  の場合も同様に 2 種類の崩壊過程を持つため合わせて 4 つの崩壊過程がある (図 A.4(c))。

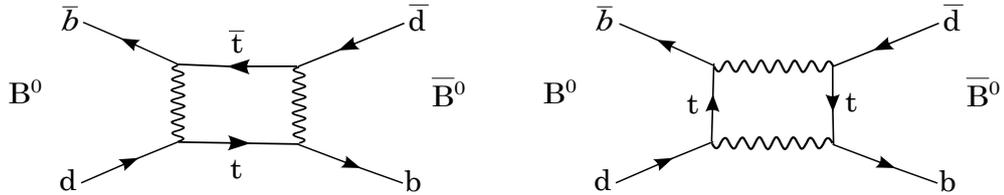
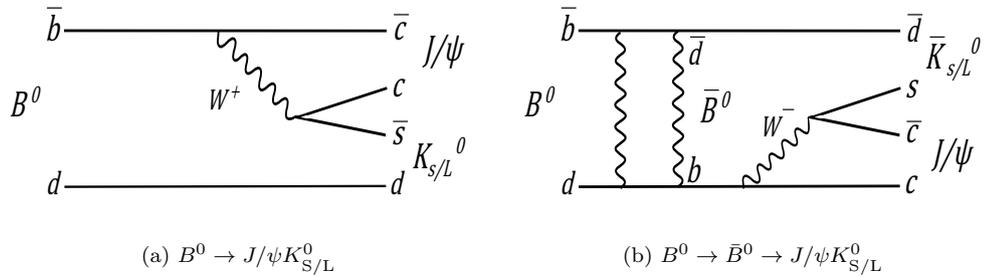
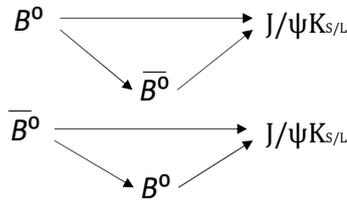


図 A.3: B 中間子の box diagram による混合状態



(a)  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$

(b)  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$



(c) B の崩壊過程 4 種

図 A.4:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  の遷移 (tree diagram)

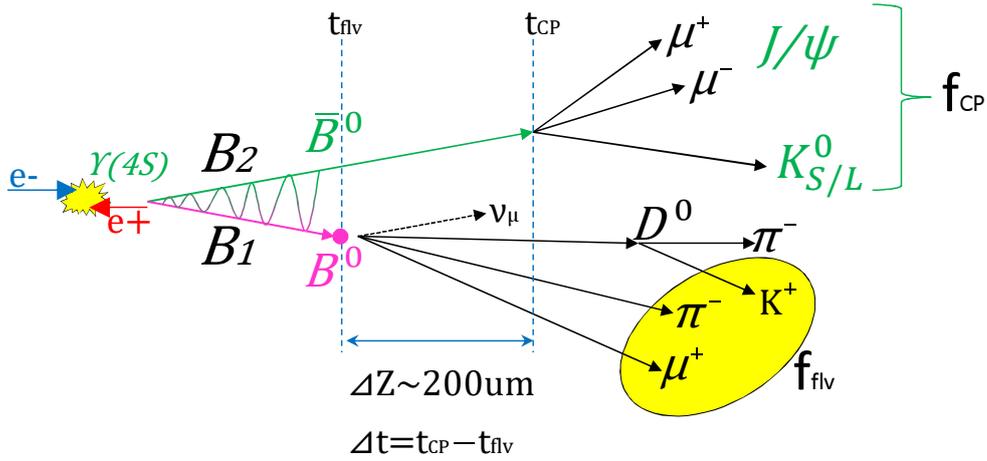


図 A.5: B 中間子の終状態への崩壊の概要。この図では  $\bar{B}^0$  が  $J/\psi K_{S/L}^0$  に崩壊しているが、 $B^0$  が  $J/\psi K_{S/L}^0$  に崩壊するモードも存在し、両者の  $\Delta t$  の違いが CP 対称性の破れとして現れる。

図 A.5 で示した  $B^0 \bar{B}^0$  の終状態  $f_{\text{flv}}, f_{\text{CP}}$  はそれぞれ tag side、CP side と呼ばれる。 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$  崩壊では tag side と CP side は同じフレーバー状態になれないため、片方の終状態が決まれば逆 side も決定できる。このとき CP side ( $f_{\text{CP}}$ ) のみでは  $B^0, \bar{B}^0$  の同定ができないため、tag side ( $f_{\text{flv}}$ ) の崩壊で観測可能な量子数から始状態を判断する。これをフレーバータギングという。以上の B 中間子の崩壊モードの崩壊確率を求めることで CP 対称性の破れを検証することになる。 $f_{\text{CP}}$  と  $f_{\text{flv}}$  の崩壊時間差  $\Delta t$  を用いて、崩壊確率は以下の式 A.11 で表わされる。

$$\Gamma(B^0 \bar{B}^0 \text{ pair} \rightarrow f_{\text{CP}}, f_{\text{flv}}) = \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{2}}}{4\tau} (1 + q(S \sin(\Delta m \Delta t) + A \cos(\Delta m \Delta t))) \quad (\text{A.11})$$

$q$  は  $f_{\text{flv}} = B^0$  のとき +1、 $f_{\text{flv}} = \bar{B}^0$  のとき -1。S は Unitarity Triangle の角  $\phi_1$  を用いて、 $S = -\eta_{\text{CP}} \sin 2\phi_1$  となる。この時、 $\eta_{\text{CP}}$  は  $f_{\text{CP}}$  の固有値で、 $f_{\text{CP}} = J/\psi K_S^0$  のとき -1、 $f_{\text{CP}} = J/\psi K_L^0$  のとき +1 である。また、A は  $f_{\text{CP}} = J/\psi K_{S/L}^0$  のときほぼ 0 であるので  $\cos$  の項は無視できる。これらから  $J/\psi K_{S/L}^0$  への崩壊に表れる CP 非対称度  $A_{\text{CP}}$  は以下のように崩壊時間差に依存した式で表わされる。

$$\begin{aligned} A_{\text{CP}}(\Delta t) &= \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0) - \Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0)} \\ &= -\eta_{\text{CP}} \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

以上から求めた  $\sin 2\phi_1$  に対する制限を CKM 行列の CP 位相パラメータ  $(\rho, \eta)$  平面上に示すと図 A.7 のように Unitarity Triangle を描く事ができ、角  $\phi_1$  が決定される。また、 $\sin 2\phi_1$  の決定には  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S/L}^0$  以外のモードも利用でき、様々なモードで解析が行われている。

ここまでに解説した B 中間子の大量生成による実験を B-factory 実験と呼び、B-factory 実験には Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) に設置された PEP-II 加速器による BaBar 実験と、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の KEKB 加速器による Belle 実験がある。BaBar 実験と Belle 実験により  $\bar{b} \rightarrow \bar{s} q \bar{q}$  の全てのモードから求められた  $\sin 2\phi_1$  の値をまとめたものが図 A.8 である。Belle 実験では角度に  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  が使用されたが、BaBar 実験ではこれらが  $\beta, \gamma, \alpha$  で表わされた。

B-factory 実験では、 $\phi_1$  の他にも様々な観測モードを解析し Unitarity Triangle のその他の角と辺の決定を目指している。

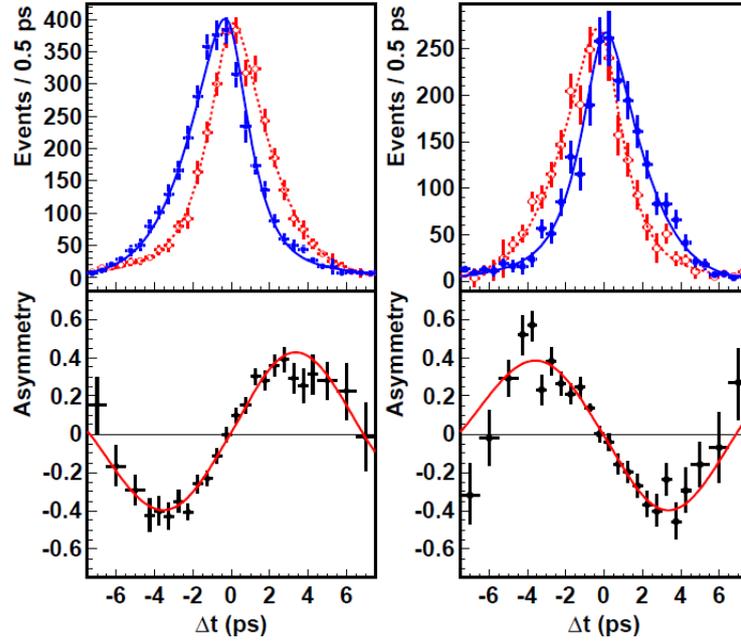


図 A.6: 上部の図は崩壊時間分布  $\Delta t$  の測定結果を示しており、青が  $q = -1$ 、赤が  $q = +1$  を表わす。これらから式 A.12 を求めたのが下部の図であり CP 非対称度の崩壊時間依存性を表わす。また、左側は  $\eta_{CP} = -1$  の CP-odd mode ( $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0, \psi(2S)K_S^0, \chi_{C1}K_S^0$ )、右側は  $\eta_{CP} = +1$  の CP-even mode ( $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ ) を示したものである。これらの結果より  $\sin 2\phi_1 = 0.667 \pm 0.023 \pm 0.012$  と求められている [17]

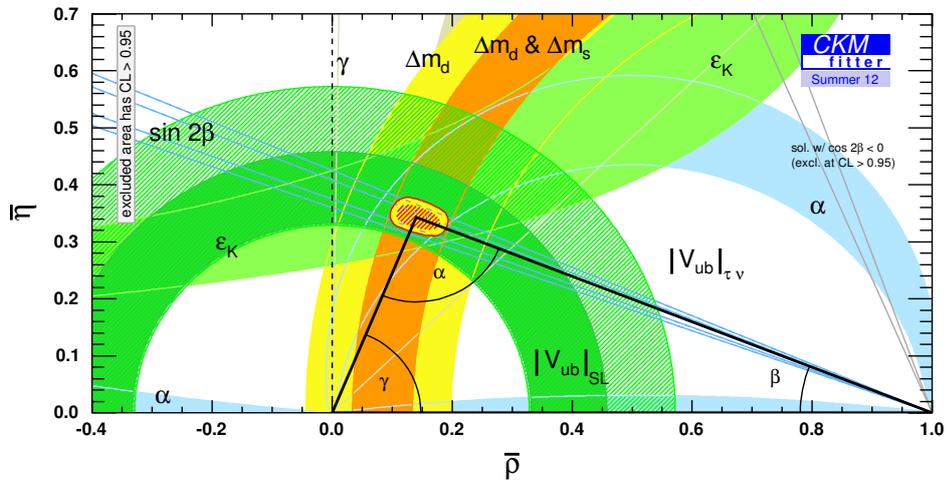


図 A.7: CKM fitter グループによる Unitarity Triangle の図 [4]

$$\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}})$$

**HFAg**  
Moriond 2012  
PRELIMINARY

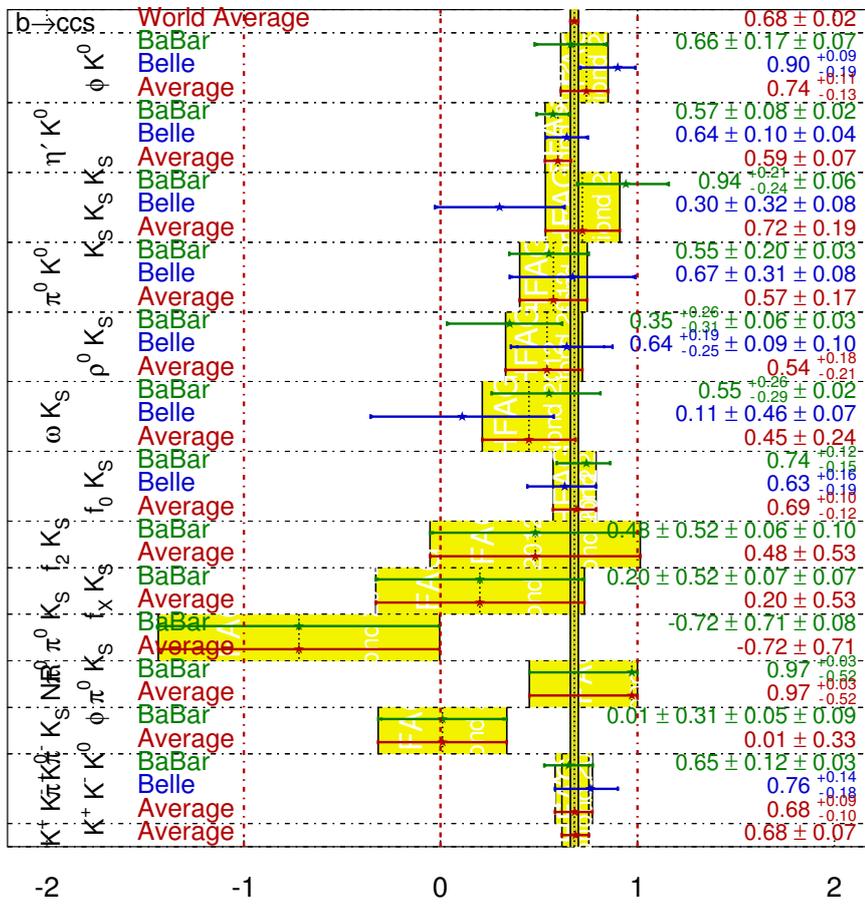


図 A.8: BaBar 実験と Belle 実験による  $\sin 2\phi_1$  の値 [2]

## 関連図書

- [1] U. Amaldi, W. de Boer, and H. Furstenuau, Phys. Lett. 260B (1991) 447
- [2] HFAG(Heavt Flavor Averaging Group) home page  
<http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [3] S.-K. Choi et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev.Lett. **91** 262001 (2003).
- [4] J. Charles et al. (CKMfitter Group), Eur. Phys. J. C 41, 1 (2005); Preliminary results as of winter 2012  
[http://ckmfitter.in2p3.fr/www/html/ckm\\_talks.html](http://ckmfitter.in2p3.fr/www/html/ckm_talks.html)
- [5] T. Abe et al. "BelleII Technical Desin Report", arXiv:1011.0352v1physics.ins-det.
- [6] K.Tamai et al. Belle Note 1137
- [7] M.Friedl, presentation at 4th BelleII General Meeting.
- [8] 今村美貴 名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 修士論文 (2010)
- [9] 岩田修一 首都大学東京理工学研究科物理学専攻 修士論文 (2010)
- [10] J-PARC home page  
[http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/ns\\_spec.html#b110](http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/ns_spec.html#b110)
- [11] K.Watanabe et al. "耐放射線性強化シリコン表面保護膜", 電子情報通信学会論文誌 C Vol.J70-C No.7 pp.972-980.
- [12] 森和香奈 東邦大学理学研究科基礎物理学教室 修士論文 (2011)
- [13] 高垣英幸 首都大学東京理工学研究科物理学専攻 修士論文 (2011)
- [14] J.HChristenson J.W.Cronin V.LFitch and R.Turlay,"Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson",Phys. Rev. Lett. **13** (1964) pp.138-140.
- [15] M.Kobayashi and T.Maskawa, "CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interaction",Prog. Theor. Phys.**49** (1973) pp.552-657.
- [16] K.Nakamura et al.(Particle Data Group),J. Phys. G phys Rev. Lett.**37**,075021 (2010).
- [17] I.Adachi et al.(Belle Collaboration),arXiv:1201.4643v1hep-ex.