

Belle II ARICH 検出器のアップグレードに向けた
光検出器 MPPC の研究
(Studies on MPPC photosensor
for the upgrade of the Belle II ARICH detector)

古井孝侑^{*1}

2020 年 1 月 13 日

^{*1} 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

概要

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われている Belle II 実験は、SuperKEKB 加速器によって加速された 7[GeV] の電子ビームと 4[GeV] の陽電子ビームとを衝突させ、大量に生成される B 中間子の崩壊過程を崩壊点を囲むように設置された Belle II 測定器によって精密に測定を行うことによって標準模型を超えるような新物理の探索を目的とした実験である。Belle II 測定器は 7 つの検出器から構成されており、中でも ARICH(Aerogel Ring Imaging Cherenkov) 検出器はフォワードエンドキャップ部に位置し荷電 K/π 中間子の識別を担う。ARICH 検出器は前段に設置されたエアロゲル輻射体と後段に設置された光検出器 HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector) から構成され、エアロゲル輻射体に入射した荷電粒子から放射されたチェレンコフ光を光検出器によって二次元リングイメージとしてとらえ、このリングイメージの半径差から粒子識別を行う。ARICH 検出器における光検出器として HAPD は現在十分な性能を発揮しているが、HAPD は既に生産が終了しており今後ルミノシティの向上に伴うビームバックグラウンドの増加により想定外の故障を起こす可能性がある。そこで現在、ARICH 検出器アップグレードに向けて新しい光検出器の選定を行っており、その候補の一つとして考えているのが近年、放射線耐性の向上が期待されている浜松ホトニクス (株) 製の光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) である。ARICH 検出器における光検出器として MPPC を使用する上での利点としては、高い光子検出効率や取り扱いの容易さが挙げられる。対して、問題点として高いダークカウントレート及び低放射線耐性が考えられる。そこで、本研究では MPPC を想定したシミュレーションにより高いダークカウントレート、高 PDE 下での ARICH 検出器にける識別性能の評価を行った。また、MPPC サンプルに対して中性子照射試験を実施し前世代、最新世代サンプルにおける放射線耐性を評価した。そして、これらの結果から Belle II 実験 10 年間での MPPC の使用実現可能性の見積もりを行った。

目次

第 1 章	序論	11
1.1	CP 対称性の破れ	11
1.2	B 中間子の物理	15
1.3	Belle II 実験で期待される物理	20
第 2 章	Belle II 実験	22
2.1	SuperKEKB 加速器	22
2.2	Belle II 測定器	25
第 3 章	ARICH 検出器	33
3.1	ARICH 検出器の粒子識別原理	33
3.2	ARICH 検出器の構成	35
第 4 章	ARICH アップグレード計画概要	42
4.1	ARICH における光検出器への要求	42
4.2	光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) 概要	43
4.3	HAPD と MPPC の比較	47
4.4	この研究の目的	50
4.5	本研究で想定した MPPC サンプル	51
第 5 章	シミュレーションによる ARICH 検出器の識別能力の評価	53
5.1	シミュレーションの流れ	53
5.2	HAPD の識別能力及びその評価方法	55
5.3	MPPC を想定したシミュレーション	58
5.4	まとめ・考察	68
第 6 章	中性子照射試験	69
6.1	中性子照射試験について	69
6.2	リーク電流の印加電圧依存性 (IV 曲線)	73
6.3	ダークカウントレートの測定	81
6.4	波高分布測定	95
6.5	結果	98
6.6	まとめ・考察	100

第 7 章	結論	103
付録 A	MPPC を想定したシミュレーションによる粒子識別性能の評価	106
参考文献		111

図目次

1.1	2次元におけるフレーバー固有状態の張る系 (黒) と質量固有状態の張る系 (赤)。この2つの系は完全に一致しておらず CabibboAngle θ_C だけずれている。	12
1.2	ユニタリー三角形	13
1.3	実験による制限を適用した CKM パラメータの図 (2019 年夏)[?]	14
1.4	Belle 実験における電子・陽電子の非対称エネルギー衝突。	15
1.5	$B^0 - \bar{B}^0$ mixing を表す box diagram の一つ	16
1.6	左: $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 右: $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^0$ を表すダイアグラム。同じ終状態へ崩壊する過程が2つあるため互いに量子力学的干渉を起こすため非対称度の測定が行える。	18
1.7	$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における崩壊時間差 Δt の分布 (上図) とその結果から得られる CP 非対称度 (下図) のプロット。 $q = +1$:赤と $q = -1$:青の差をとることで sin 曲線が得られ、その振幅が $\sin 2\phi_1$ に比例するため ϕ_1 を測定することができる。[4]	19
1.8	左: $B \rightarrow K\pi$ の崩壊 右: 荷電 B 中間子のみに崩壊するような電弱ペンギン崩壊	20
2.1	世界の衝突型加速器のエネルギー及びルミノシティの分布。SuperKEKB はルミノシティフロンティアを目指す。	23
2.2	SuperKEKB 加速器のイメージ図	23
2.3	左: KEKB におけるビームの概念図 右: SuperKEKB におけるナノビーム方式を表す。KEKB におけるビームは絞られていないビームを小さい角度で衝突させているのに対して、SuperKEKB におけるナノビーム方式では、衝突点でビームを絞り高いルミノシティを実現する。	24
2.4	Belle II 測定器の全体図および、サブディテクターの位置	25
2.5	Belle II 測定器 断面図	26
2.6	VXD 配置図。Belle II 検出器最内層に位置し衝突点を囲むように設置されており、全6層の構造となっている。	26
2.7	左: DEPFRT の構造 右: DEPFET の読み出し回路図	27
2.8	左: SVD の概略図 右: 両面ストリップ構造 を表す。	28
2.9	(a) に Belle 検出器 CDC におけるワイヤー配置図, (b) に Belle II 測定器 CDC におけるワイヤー配置図を表す。	28
2.10	左: TOP の外観 右: TOP における粒子識別原理のイメージ図を表す。荷電粒子が入射した際にチェレンコフ光が発生するが粒子によって放射角が異なることを用いて粒子識別を行う。	29
2.11	左: ECL 1 ユニットの構造 右: ECL の配置図	30
2.12	KLM の概観図	31

2.13	データ取得システムの概念図。各検出器からの信号は統一規格である COPPER によって送受信される。	31
3.1	チェレンコフ放射の概念図	33
3.2	ARICH における粒子識別概念図。荷電粒子の種類によって放射角が異なることにより、とらえた光子のリングイメージに半径差が生じ、これを利用して粒子識別を行う。	34
3.3	ARICH 検出器の全体像	35
3.4	ARICH の検出器の構成図	36
3.5	左：シリカエアロゲルの内部構造 右：シリカエアロゲルの外観を表す。SiO ₂ が 3 次元的骨格を形成した構造を持ち、体積の 95 % 以上が空隙からなるため屈折率を設定することができる。	36
3.6	左：通常の輻射体による放射 右図：デュアルレイヤー方式を採用した輻射体による放射	37
3.7	HAPD の外観	37
3.8	HAPD の設計図	38
3.9	HAPD の配置図 全体で 420 台使用されている	38
3.10	HAPD の内部構造と増倍原理 真空管における電場によって加速されることによる増倍および APD による増倍が行われることで信号が生成される。	39
3.11	HAPD における光子入射時の波高分布	40
3.12	ARICH におけるデータフローの概念図。HAPD からの読み出しは各 APD パッドごとに ASIC によって行われ、FPGA によって統合され MergerBoard に送信する。外部トリガに応じてデータの取得、送信を行う。	40
4.1	MPPC の外観。左が多チャンネルサンプル、右 2 つが単チャンネルサンプルである。	43
4.2	MPPC の出力信号	44
4.3	MPPC の概観と構造。ピクセル 1 つはガイガーモード APD とクエンチ抵抗から構成されている。	44
4.4	クロストークを抑える構造。ピクセル間にトレンチエッチングを入れることにより隣り合ったピクセルに 2 次キャリアが侵入してしまうことを防ぐ	45
4.5	後述の MPPC サンプル new-small-15um-type における QE の波長依存性	46
4.6	ダークパルスと真の信号は見分けがつかないため、タイミング情報で真の信号を認識する	48
4.7	fake hit の概念図 リングイメージの周辺にダークパルス由来の Hit が生じることで識別性能の低下につながる。	49
4.8	中性子照射による損傷の概念図 照射された中性子によって Si 格子が叩き出され格子欠損が生じる	49
4.9	50um-type, 75um-type の構造	51
4.10	new-small-15um-type の構造	52
4.11	new-50um-type の構造	52
5.1	シミュレーションにおける全体の流れとデータ処理の体系 ジオメトリに関するパラメータ等は Data base に記録されておりそこから引用される。また、信号情報等の生成されたデータは Data store に保存され次の段階で使用される。Reconstruction からのデータの流れは実際の測定でも同様である。	53

5.2	シミュレーションにおける概念図	55
5.3	Pion トラックにおける運動量分布	56
5.4	Hit におけるチェレンコフ光角度分布の作成。各 Hit に対しチェレンコフ光角度を求めチェレンコフ光角度分布を作成する	56
5.5	HAPD を想定したシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ のヒストグラム 赤が Kaon トラック, 青が Pion トラックにおける Likelihood の計算結果であり Kaon と Pion が識別できている様子がわかる	57
5.6	Pi efficiency を 95 % としたとき、Pion と誤認してしまった Kaon の領域を表した図	57
5.7	HAPD の読み出しシステムのイメージ図 アナログ信号をデジタル化する際、信号を 0/1 で再現すように行う。データとしては、外部トリガに応じて取得が行われ 4 ビットからなる。この 4 ビットからなるデータの時間幅を時間窓と呼ぶ。	59
5.8	想定する MPPC の読みだしイメージ 立ち上がりのタイミングの時間情報を記録して、オフラインで time window のカットをかけることを想定する	59
5.9	時間窓を短くすることによる識別性能維持のイメージ図 時間窓は時間分解能に対応するパラメータであり、短くすることでダークパルスによって真の信号が失われる確率が下がる。	60
5.10	HAPD に高ランダムヒットを生じさせたときのシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ の結果 左図が time window を 250[nsec] と設定したときの結果。右図が time window を 1[nsec] と設定したときの結果。高いランダムヒットレート下では確かに識別性能が低下していることがわかる。また、それと同時に時間窓を短くすることで識別性能を維持できていることがわかる。	60
5.11	5.3.1 のシミュレーションセットアップにおける K fake rate と時間窓の関係	61
5.12	パルスセパレーションにおけるシミュレーション結果	61
5.13	シミュレーションで仮定した PDE 波長依存性 左上図: HAPD における PDE 曲線 右上図: 50um/75um-type における PDE 曲線 左下図: new-small-15um-type における PDE 曲線 右下図: new-50um-type における PDE 曲線	63
5.14	new-small-15um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布	63
5.15	各 MPPC サンプルを想定し、また、time window を 1[nsec] としたシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ の結果 左上: 50um-type 右上: 75um-type 左下: new-small-15um-type 右下: new-50um-type それぞれ高ダークカウントレート下でも Kaon と Pion の識別が行えていることがわかる	65
5.16	new-small-15um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる。	66
5.17	new-small-15um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる。	66
5.18	各 MPPC サンプルにおけるダークカウントレートと K fake rate の関係 ダークカウントレートが増加していくことで K fake rate は高くなり識別性能が低下している。ダークカウントレートが $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度であれば K fake rate は 10 % 前後と見積もられる。	67

6.1	中性子ビームの生成概念図 RCS シンクロトロンで加速、生成された 3[GeV] の大強度陽子ビームを水銀ターゲットに照射することで、水銀原子核における中性子が弾き出される。この弾き出された中性子を各ビームラインに導き出される。	70
6.2	BL10 NOBORU の内部構造のイメージ図 (左図) 実際に設置された MPPC サンプル (右図)	70
6.3	実際の照射試験における MPPC の設置方法	71
6.4	中性子照射試験における照射の流れ。まず $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ の中性子を照射しその後、2 セットを未照射のサンプルと入れ替え $10^8[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。その付け替えたサンプルを取り除き $10^{10}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。そして、再び 2 セットを取り除き $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。これにより積算照射中性子量が $10^8, 10^{10}, 10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ である MPPC サンプルができる。 . . .	71
6.5	中性子ビーム内における中性子の持つエネルギーとその Flux	72
6.6	IV 曲線測定の設定アップ (左図) 測定に用いたソースメータ及び測定を自動化するために用いた Exel ソフト	74
6.7	非照射 50um-type 25[°C] における IV 曲線の測定結果 各点 30 回ずつ測定しその平均をとっている 72[V] 付近におけるリーク電流値の急激な立ち上がりが降伏電圧である 縦軸にはリーク電流値 [μA] に対して対数をとった値、横軸には印加電圧を記す。	76
6.8	本研究で採用した降伏電圧の導出方法 IV 曲線において曲率が最大の点を降伏電圧と考え、IV 曲線に対して 2 階微分をとり、また Moving average を 3 点で取る。ピーク周辺 5 点に対して Gaussian でフィットしその Mean 値を降伏電圧とした。	76
6.9	new-small-15um-type の照射前後における IV 曲線測定結果 照射によって降伏電圧が少し低下しているのがわかる (左図)。黒いプロットは照射前の測定結果、赤いプロットは照射後 (積算中性子量 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$) の測定結果を表す。リーク電流値の増加量を評価するため降伏電圧を基準とした過電圧で照射前後の IV 曲線を揃える。	77
6.10	50um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果。黒線が照射後の測定結果を表す。照射量の増加に伴ってリーク電流値の増加がみられる。	77
6.11	75um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果。黒線が照射後の測定結果を表す。	78
6.12	new-small-15um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果、黒線が照射後の測定結果を表す。	78
6.13	new-50um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果、黒線が照射後の測定結果を表す。	79
6.14	各サンプル各中性子照射量における単位面積当たりのリーク電流値の増加量 25[°C] 暗状態で測定を行った。また、リーク電流値の増加量は過電圧 +2[V] における照射前後の比較を行った。横軸に照射中性子量 [n/cm^2]、縦軸に単位面積当たりのリーク電流増加量とした。 .	79
6.15	各 MPPC サンプルにおけるリーク電流増加量を終端容量、増倍率で割ったファクター a と照射中性子量の関係	80
6.16	ダークカウントレート測定の設定アップ概念図 (左図) オシロスコープで観測した出力信号 (右図) ch1: 評価ボードからの信号, ch2: アンプ (NIM) によって増倍された信号, ch3: インバータ (NIM) によって反転させた信号, ch4: CAEN V812 からの信号 ディスクリミネータからの矩形波信号を VEM スケーラによってカウントする。	81

6.17	本研究で用いた MPPC 測定用の評価モジュール (a) : 50um-type, 75um-type, new-50um-type における評価ボード (左図) (b) : new-small-15um-type における評価ボード (右図)	81
6.18	ドライアイスを敷き詰めた発泡スチロール箱内に評価ボードを設置することで、より低温での測定を行った。	82
6.19	非照射 50um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホールドスキャン (c) : 各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。横軸にディスクリミネータにおけるスレッシュホールド電圧 [mV]、縦軸にカウントレート [cps] とする。	83
6.20	非照射 75um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホールドスキャン (c) : 各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。	84
6.21	非照射 50um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホールドスキャン (c) : 1p.e. 信号波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより信号波高を求める。new-small-15um-type については構造上クロストークが抑えられる設計になっていることで 2p.e. 以上の信号の発生頻度が非常に低い。そのため、2p.e. 波高に対応するレートの立下りがみられないため目測で 0.5p.e. 波高値を推定した。	85
6.22	new-50um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホールドスキャン (c) : 各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。	86
6.23	各サンプルの各温度におけるダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果 左上図 : 50um-type 右上図 : 75um-type 左下図 : new-small-15um-type 右下図 : new-50um-type における測定結果	87
6.24	50um-type : 照射サンプルにおける出力信号	88
6.25	50um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果	88
6.26	75um-type : 照射サンプルにおける出力信号	89
6.27	75um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果	89
6.28	new-small-15um-type : 照射サンプルにおける出力信号	90
6.29	new-small-15um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果	90
6.30	照射量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の new-small-15um-type -40[°C] における出力信号 照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の 50um-type, 75um-type については-30[°C] まで温度を下げて正常な動作は確認できなかったのに対し、new-small-15um-type は照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ であっても-40[°C] まで温度を下げることで独立した 1 光子信号を確認することができる。	91
6.31	new-50um-type : 照射サンプルにおける出力信号	92
6.32	new-50um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果	92
6.33	NIM モジュールディスクリミネータを用いたダークカウントレートの測定セットアップ概念図 インバータで反転した信号を N-TM 405R に入力し、スケーラ (NIM) によって矩形波のカウントを行う。	93

6.34	ディスクリミネータを変更することによるアナログ信号のオフセットが変わるかを検証するための測定 黒の点が N-TM 405R を用いたダークカウントレートの測定プロットが CAEN V812 によるスレッシュホールドスキャンの結果、赤の点が N-TM 405R による測定結果である。	93
6.35	N-TM 405R を用いた波高 0.5p.e. におけるダークカウントレートの測定結果 (a) : 50um-type (b) : 75um-type (c) : new-small-15um-type の測定結果である。	94
6.36	波高分布測定におけるセットアップ概念図 (右図) Wave Catcher の外観 (左図)	95
6.37	非照射サンプル 25[°C] 各サンプルにおける波高分布測定結果 左上図 : 50um-type 右上図 : 75um-type 左下図 : new-small-15um-type における測定結果	96
6.38	50um-type における波高分布測定結果	96
6.39	75um-type における波高分布測定結果	97
6.40	new-small-15um-type における波高分布測定結果	97
6.41	各サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果	99
6.42	new-small-15um-type における $-30[°C]$ の単位面積当たりのダークカウントレートと照射中性子量の関係のフィット結果	102
6.43	new-small-15um-type 非照射サンプルの単位面積当たりのダークカウントレートと温度の関係のフィット結果	102
A.1	50um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布	106
A.2	75um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布	107
A.3	new-50um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布 3	107
A.4	50um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる	108
A.5	50um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる	108
A.6	75um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる	109
A.7	75um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる	109
A.8	new-50um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる	110
A.9	new-50um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子 ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる	110

表目次

2.1	Belle 実験の CDC と Belle II 実験の CDC における基本構造の比較	29
2.2	各検出器におけるデータのサイズとレート	32
3.1	HAPD の基本特性	39
4.1	HAPD と MPPC における基本特性の比較	47
4.2	本研究で想定する MPPC サンプルの基本構造と特性	51
5.1	各サンプルにおけるリングを構成する平均光子数	64
5.2	各サンプルにおける K fake rate F	64
6.1	各サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果	100

第 1 章

序論

1.1 CP 対称性の破れ

1960 年代まではいかなるプロセスにおいても CP 対称性は保存されると考えられていた。しかし、1964 年、J.W.Cronin, V.L. フィット ch[1] によって K 中間子における弱い相互作用を介した崩壊過程において CP 対称性の破れが実験的に確認されて以降、CP 対称性の破れを説明するための理論モデルがいくつか提唱された。その理論モデルの 1 つが小林・益川理論 [2] である。

1.1.1 K 中間子における CP 対称性の破れ

中性 K 中間子については

$$\hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle \quad (1.1)$$

$$\hat{C}\hat{P}|\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.2)$$

という関係がある。また、 $|K^0\rangle, |\overline{K}^0\rangle$ の線形結合から、 $\hat{C}\hat{P}$ 演算子の固有状態として以下 2 つの状態を得る。

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle) \quad (1.4)$$

これらの状態については

$$\hat{C}\hat{P}|K_1^0\rangle = |K_1^0\rangle \quad (1.5)$$

$$\hat{C}\hat{P}|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle \quad (1.6)$$

が成り立ち、それぞれ CP 固有値は 1 及び -1 である。

また、中性 K 中間子の弱い相互作用を介した崩壊のモードとして 2π 系と 3π 系がある。 2π 系は CP 固有値 $= +1$ の CP 固有状態 ($|\pi^+\pi^-\rangle, |\pi^0\pi^0\rangle$) であり、また、 3π 系は CP 固有値 $= -1$ の CP 固有状態 ($|\pi^+\pi^0\pi^-\rangle, |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle$) である。ここで、弱い相互作用において CP が保存しているならば、CP 固有値 $= +1$ の $|K_1^0\rangle$ は 2π 系へ、CP 固有値 $= -1$ の $|K_2^0\rangle$ は 3π 系に崩壊するはずである。しかし、J.W.Cronin, V.L. フィット ch らの実験により $|K_2^0\rangle$ が 2π 系への崩壊が分岐比 $R \sim 2 \times 10^{-3}$ 程度で観測されたことで、CP 対称性の破れが実験的に観測された。

1.1.2 CP 対称性の破れにおける理論

上述のように CP 対称性の破れが実験的に観測されて以降、それを説明するための理論モデルが数多く提唱された。その中の 1 つで、1973 年に提唱されたのが小林・益川理論である。小林・益川理論はそれまでに発見されていた u, d, s クォークを説明する、Cabbibo 混合を三代に拡張した理論である。

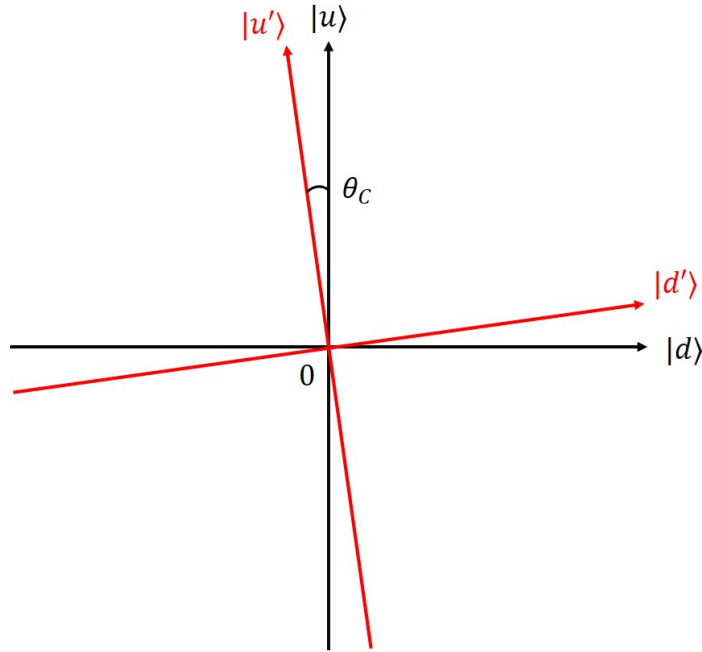


図 1.1 2 次元におけるフレーバー固有状態の張る系 (黒) と質量固有状態の張る系 (赤)。この 2 つの系は完全に一致しておらず CabbiboAngle θ_C だけずれている。

まず、Cabbibo の理論について記す。Cabbibo の理論の基本的な考え方は、質量固有状態とフレーバー固有状態それぞれが張る二次元正規直交系は完全に一致していないというものである。その正規直交系同士がなす角を Cabbibo Angle といい θ_C で表す。例として、 u, d クォークの関係について考える。 u, d クォークのフレーバー固有状態をそれぞれ $|u\rangle, |d\rangle$ 、また質量固有状態をそれぞれ $|u'\rangle, |d'\rangle$ とする。するとフレーバー固有状態の張る系と質量固有状態の張る系は図 1.1 のような関係にある。これらの関係は

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |u'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |u\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

と書ける。この回転行列を Cabbibo 行列という。

この理論を三代に拡張した理論が小林・益川理論である。三代におけるクォークのフレーバー固有状態と質量固有状態間の変換行列 (CKM 行列: Cabbibo Kobayashi Masukawa Matrix) の行列要素に複素位相が存在することに依って CP 対称性が破れる。下式に CKM 行列を示す。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

行列各要素がクォーク各世代それぞれにおける弱い相互作用固有状態と質量固有状態との混合の大きさ、すなわちクォークの世代間混合の大きさと対応する。これを混合角 $\theta_{ij} (i, j = 1, 2, 3)$ と複素位相 δ を用いて各行列要素は、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

と表現できる。ただし、

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij}, c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.10)$$

である。これを、以下の変換に従って書き換えたものが Wolfenstein 表示と呼ばれるものである。

$$\lambda = s_{12}, A\lambda^2 = s_{23}, A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta} \quad (1.11)$$

$$V_{CKM} \sim \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

ただし、 λ は実験により 0.22 程度と決定されている。また、CKM 行列がユニタリー行列であることから下式が成立する。

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.13)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.14)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.15)$$

式 (1.13), (1.15) の成立については三角形がつぶれた形となり実験的に検証するのが困難であるため、第二式の成立についての実験的検証がされている。この式については複素平面上で図 1.2 のようなユニタリー三角形で表現することができ、この三角形が閉じていれば小林・益川理論が成立していることを意味し、CP 対称性の破れを説明できる。このユニタリー三角形が閉じていることは多くの実験によって検証されてきた。図 1.3 に

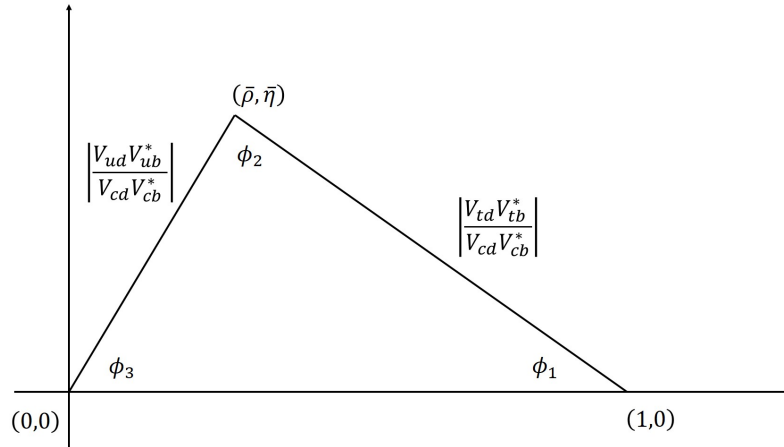


図 1.2 ユニタリー三角形

2019 年夏時点の様々な実験により得られた CKM パラメータの制限を表したものであり、Belle II 実験でこれ以上に厳しい条件のもと、検証を行うことができると期待される。

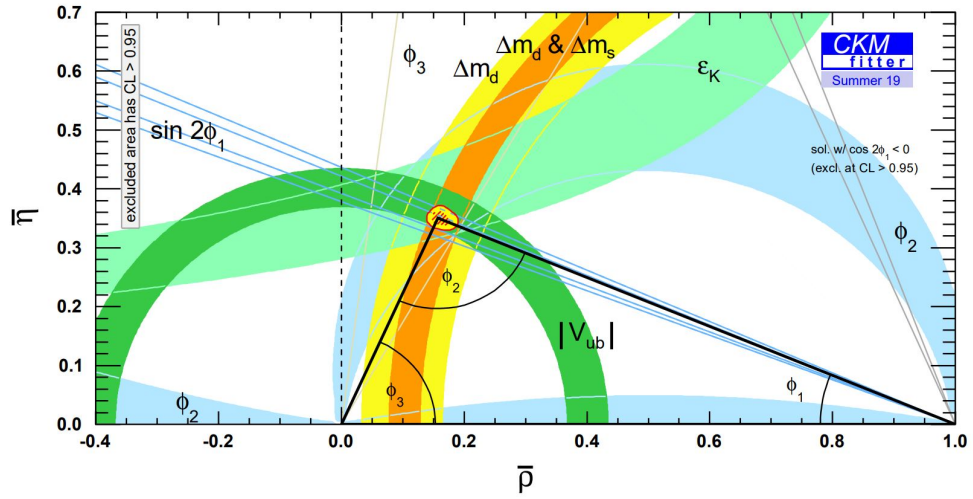


図 1.3 実験による制限を適用した CKM パラメータの図 (2019 年夏)[?]

1.2 B 中間子の物理

b クォークを含む B 中間子系は、第一、二世代のクォークへも崩壊する点などから観測対象として都合がよい。また、 B 中間子系の CP 対称性の破れは、特定の崩壊での崩壊時間分布に現れる場合があるため、実験では、生成される二つの B 中間子の崩壊時間差を測定することが望まれる。しかし、 B 中間子の寿命は $\mathcal{O}(10^{-12})[\text{sec}]$ と非常に短いため、崩壊時間差を測定することは困難を極める。この問題を解決するため考案された手法が非対称エネルギー衝突である。これは電子と陽電子を異なるエネルギーで衝突させることで、衝突後の系、ここでは B 中間子、に一定の運動量を与える。飛距離が崩壊時間に比例する B 中間子系ではこれにより、崩壊時間差が観測可能になる。この手法を用いて大量の B 中間子対を生成する加速器実験を B ファクトリー実験と呼び、Belle 実験及び Belle II 実験はその代表的な実験である。Belle 実験では e^+e^- の対消滅によって生じる bottomonium $\Upsilon(4S)$ (共鳴) 状態が $B^0\bar{B}^0$ に崩壊することを利用し B 中間子を生成し、電子・陽電子の衝突エネルギーは重心系で $\Upsilon(4S)$ の質量 $10.58[\text{GeV}/c^2]$ となるようにチューニングされている。また、上述の通り非対称エネルギー衝突であり、電子のエネルギーを $8[\text{GeV}/c]$ 、陽電子のエネルギー $3.5[\text{GeV}/c]$ とすることで衝突後に生成される B 中間子対に運動量を与える (Belle II 実験における SuperKEKB 加速器では電子のエネルギーを $7[\text{GeV}/c]$ に陽電子は $4[\text{GeV}/c]$ にチューニングされている)。図 1.4 に非対称エネルギー衝突を示す。以下に、Belle 実験で測定された $B^0 - \bar{B}^0$ における CP 非対称度について述べる。

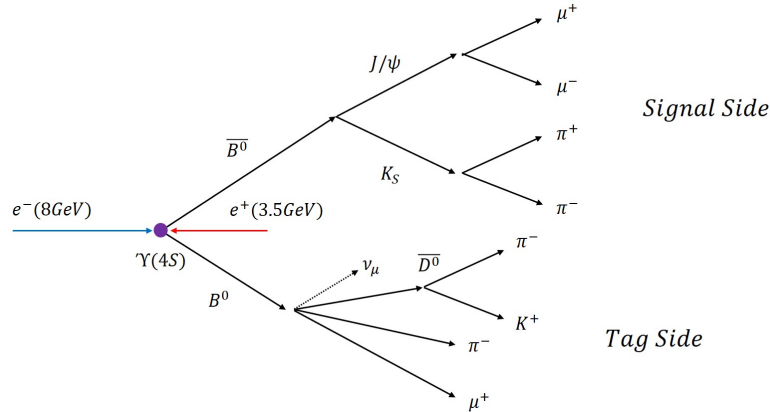


図 1.4 Belle 実験における電子・陽電子の非対称エネルギー衝突。

まず初めに、 B 中間子における時間発展について記す。

$B^0\bar{B}^0$ 中間子系における初期状態 $|\psi(0)\rangle$ は、 $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ の線形結合で表現できて、

$$|\psi(0)\rangle = a(0)|B^0\rangle + b(0)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.16)$$

と書くことができる。 B 中間子における、フレーバー固有状態である $B^0, \bar{B}^0$ はお互いがお互いへの遷移が理論的に可能である ($B^0 - \bar{B}^0$ mixing)。図 1.5 に $B^0 - \bar{B}^0$ mixing を示す。状態 $|\psi\rangle$ における時間発展は、*Schrödinger eq.* から

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = \hat{H} \psi(t) \quad (1.17)$$

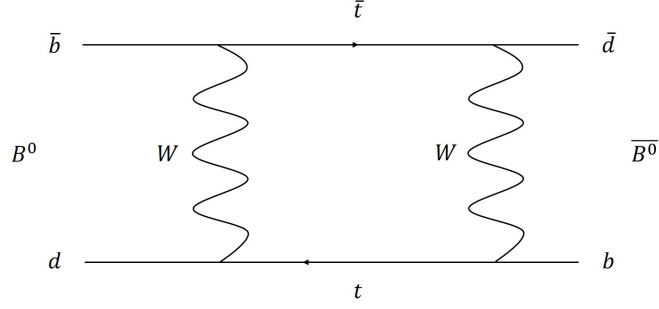


図 1.5 $B^0 - \overline{B}^0$ mixing を表す box diagram の一つ

$\psi(t)$ は $B^0 - \overline{B}^0$ ヒルベルト空間内で以下のように書ける。

$$\psi(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

また、 $\hat{\mathcal{H}}$ は以下のように書ける

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{M}} - \frac{i}{2} \hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{12}^* + \frac{i}{2} \Gamma_{12} & M_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

$\hat{\mathcal{M}}$ は質量行列, $\hat{\Gamma}$ は崩壊行列であり、それぞれエルミート演算子であることから $M_{11} = M_{22} \equiv M$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \Gamma$ が成り立つ。ただし、 M, Γ はそれぞれ $B^0, \overline{B}^0$ におけるフレーバー固有状態の質量と崩壊幅である。

また、 $B^0 - \overline{B}^0$ 系における 2 つの質量固有状態 B_1, B_2 は、

$$|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B}^0\rangle \quad (1.20)$$

$$|B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B}^0\rangle \quad (1.21)$$

と書ける。ただし、 p, q は

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i/2\Gamma_{12}^*}{M_{12} - i/2\Gamma_{12}}} \quad (1.22)$$

を満足する。その、質量固有状態 $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ における、時間発展は

$$|B_1(t)\rangle = \exp(-i(M_1 - i/2\Gamma_1)t)|B_1^0(0)\rangle \quad (1.23)$$

$$|B_2(t)\rangle = \exp(-i(M_2 - i/2\Gamma_2)t)|B_2^0(0)\rangle \quad (1.24)$$

である。また、上式から

$$|B^0(t)\rangle = \frac{1}{2p} (|B_1(t)\rangle + |B_2(t)\rangle) \quad (1.25)$$

$$= \frac{1}{2p} (\exp(-i(M_1 - i/2\Gamma_1)t)|B_1(0)\rangle + \exp(-i(M_2 - i/2\Gamma_2)t)|B_2^0(0)\rangle) \quad (1.26)$$

$$= \frac{1}{2p} (\exp(-i(M_1 - i/2\Gamma_1)t)(p|B^0\rangle + q|\overline{B}^0\rangle) + \exp(-i(M_2 - i/2\Gamma_2)t)(p|B^0\rangle - q|\overline{B}^0\rangle)) \quad (1.27)$$

$$= f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\overline{B}^0\rangle \quad (1.28)$$

同様に、

$$|\overline{B^0}\rangle = \frac{p}{q}f_-(t)|B^0\rangle + f_+(t)|\overline{B^0}\rangle \quad (1.29)$$

が成立し、それぞれの始状態における時間発展が記述できる。ただし、

$$f_{\pm} = \frac{1}{2} [\exp(-i(M_1 - i/2\Gamma_1)t) \pm \exp(-i(M_2 - i/2\Gamma_2)t)] \quad (1.30)$$

$$= \frac{1}{2} \exp(-i(M_1 - i/2\Gamma_1)t) [1 \pm \exp(-i(\Delta m + i/2\Delta\Gamma)t)] \quad (1.31)$$

$$\Delta m = M_2 - M_1, \Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 \quad (1.32)$$

である。さらに、ここで $B^0, \overline{B^0}$ から、終状態 f への崩壊について考える。崩壊幅は、

$$A(f) = \langle f|H|B^0\rangle, \overline{A(f)} = \langle f|H|\overline{B^0}\rangle \quad (1.33)$$

$$\overline{\rho(f)} = \frac{\overline{A(f)}}{A(f)} = \frac{1}{\rho(f)} \quad (1.34)$$

であり、また、崩壊比における時間依存性は

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma_1 t} |A(f)|^2 \quad (1.35)$$

$$\times \left[K_+(t) + K_-(t) \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\overline{\rho(f)}|^2 + 2\text{Re} \left[L^*(t) \left(\frac{q}{p} \right) \overline{\rho(f)} \right] \right] \quad (1.36)$$

$$\Gamma(\overline{B^0}(t) \rightarrow f) \propto e^{-\Gamma_1 t} |\overline{A(f)}|^2 \quad (1.37)$$

$$\times \left[K_+(t) + K_-(t) \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\rho(f)|^2 + 2\text{Re} \left[L^*(t) \left(\frac{p}{q} \right) \rho(f) \right] \right] \quad (1.38)$$

である。ただし、

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4} e^{-\Gamma_1 t} K_{\pm}(t) \quad (1.39)$$

$$f_-(t)f_+^* = \frac{1}{4} e^{-\Gamma_1 t} L^*(t) \quad (1.40)$$

$$K_{\pm}(t) = 1 + e^{\Delta\Gamma t} \pm 2e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma} \cos \Delta m t \quad (1.41)$$

$$L^*(t) = 1 - e^{\Delta\Gamma t} + 2ie^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma} \sin \Delta m t \quad (1.42)$$

である。

ここで、B 中間子における CP 固有状態への崩壊について考える。 $B^0, \overline{B^0}$ においては $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ は十分に小さいことから $\Gamma(B^0 \rightarrow f), \Gamma(\overline{B^0} \rightarrow f)$ は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(t) \rightarrow f) &\propto 2e^{-\Gamma_1 t} |A(f)|^2 \\ &\times \left[1 + \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\overline{\rho(f)}|^2 + \left(1 - \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\overline{\rho(f)}|^2 \right) \cos \Delta m_d t + 2\text{Im} \left(\frac{q}{p} \overline{\rho(f)} \sin \Delta m_d t \right) \right] \end{aligned} \quad (1.43)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\overline{B^0}(t) \rightarrow f) &\propto 2e^{-\Gamma_1 t} |\overline{A(f)}|^2 \\ &\times \left[1 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\rho(f)|^2 + \left(1 - \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\rho(f)|^2 \right) \cos \Delta m_d t + 2\text{Im} \left(\frac{q}{p} \rho(f) \sin \Delta m_d t \right) \right] \end{aligned} \quad (1.44)$$

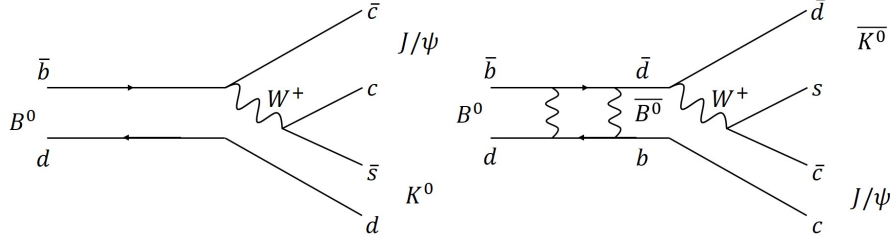


図 1.6 左: $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 右: $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^0$ を表すダイアグラム。同じ終状態へ崩壊する過程が 2 つあるため互いに量子力学的干渉を起こすため非対称度の測定が行える。

また、 B_d^0 中間子系では十分に良い近似で $|q/p| \sim 1$ が成立する。CP 固有状態 f_{CP} への崩壊における非対称度 $a_{CP}(t)$ は

$$\begin{aligned} a_{CP}(t) &\equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \\ &= \frac{2\text{Im}(\lambda_{CP}) \sin \Delta m_d t + (|\lambda_{CP}|^2 - 1) \cos \Delta m_d t}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \end{aligned} \quad (1.45)$$

ただし、 λ_{CP} は比率パラメータで

$$\lambda \equiv \frac{q}{p} \overline{\rho(f_{CP})} \quad (1.46)$$

とする。

以上のように B 中間子は CP 固有状態へと崩壊する。ここでは Belle 実験で測定・解析が行われた崩壊モードのうち代表的な例として $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ という崩壊モードについて記す。図 1.6 に $B^0 \rightarrow K^0 J/\psi$, $\bar{B}^0 \rightarrow K^0 J/\psi$ の feynman-diagram を示す。この $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ という崩壊モードは、小林・益川理論によると CP 対称性の破れの効果が大きいと考えられており、また、大きい崩壊分岐比を持つため、採用された。 $\overline{\rho(J/\psi K^0)}$ は

$$\overline{\rho(J/\psi K^0)} = \frac{\overline{A(J/\psi K^0)}}{A(J/\psi K^0)} \quad (1.47)$$

と書ける。また、 $\frac{q}{p}$ について考える。 $\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \sim 10^{-2}$ と計算できるため

$$\left(\frac{q}{p}\right)_{B_d} = \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} + \mathcal{O}\left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right)_{B_d} \sim \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \quad (1.48)$$

また、終状態における K^0 については

$$\left(\frac{q}{p}\right)_K = \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \quad (1.49)$$

である。以上から、CP 非対称度における比率パラメータは、 ξ を CP 固有状態 f の固有値とすると、

$$\begin{aligned} \lambda_{J/\psi K^0} &= \xi_f \left(\frac{q}{p}\right)_{B_d} \left(\frac{q}{p}\right)_{K^0} \frac{\overline{A(J/\psi K^0)}}{A(J/\psi K^0)} \\ &\sim \xi_f \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \\ &= \xi_f \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} \frac{V_{cb} V_{cd}^*}{V_{tb} V_{td}^*} \\ &= \xi e^{-2i\phi_1} \end{aligned} \quad (1.50)$$

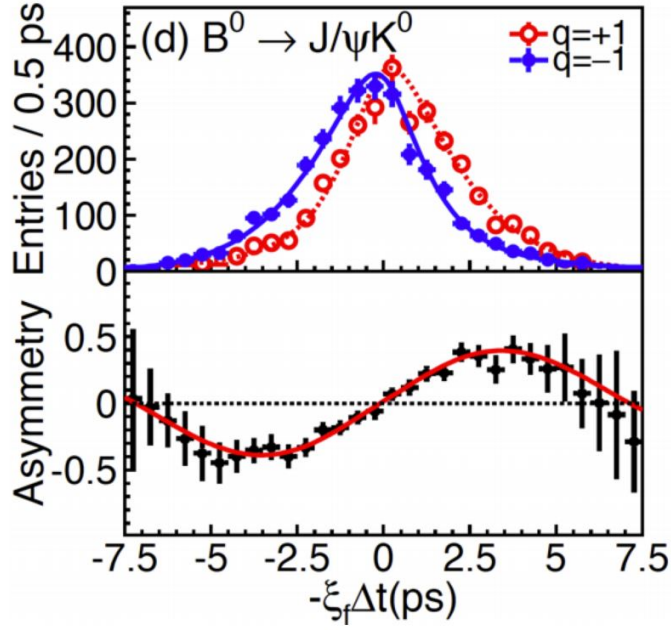


図 1.7 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における崩壊時間差 Δt の分布 (上図) とその結果から得られる CP 非対称度 (下図) のプロット。 $q = +1$:赤と $q = -1$:青の差をとることで sin 曲線が得られ、その振幅が $\sin 2\phi_1$ に比例するため ϕ_1 を測定することができる。[4]

よって $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における非対称度は、

$$\text{Im}\lambda_{J/\psi K^0} \sim \xi_f \sin 2\phi_1 \quad (1.51)$$

$$a_{CP}(t) = -\xi_f \sin 2\phi_1 \sin \Delta m_d t \quad (1.52)$$

と書ける。

B^0 中間子、 $\overline{B}^0$ 中間子それぞれが $J/\psi K^0$ へ崩壊した際の崩壊時間の分布を図 1.7 に示す。 $q = +1$ の赤いプロットが $\overline{B}^0$ の崩壊に、 $q = -1$ の青いプロットが B^0 の崩壊に対応する。また、その非対象度をプロットしたのが図 1.7 下である。

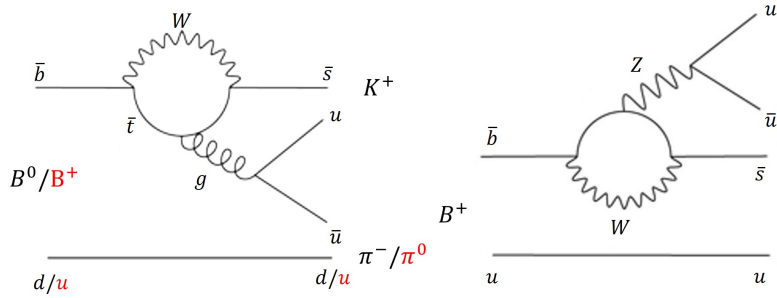


図 1.8 左: $B \rightarrow K\pi$ の崩壊 右: 荷電 B 中間子だけに崩壊するような電弱ペンギン崩壊

1.3 Belle II 実験で期待される物理

Belle 実験ではその大きな目的の一つである、B 中間子における CP 対称性の破れを実際に観測することに成功した。また、大量の B 中間子における解析が行われるなかで新物理の有意でない兆候が幾つか観測された。そこでさらに多くのデータをため、解析を行う予定である Belle II 実験で目指す物理の一部について記す。

1.3.1 B 中間子崩壊における新物理

Belle 実験では上述の通り $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊モードにおける CP 対称性の破れを観測したが、加えて他の崩壊モードにおける CP 対称性の破れを精密測定する中で、新粒子の存在と新しい物理法則の兆候が示された。1 例として $B \rightarrow K/\pi$ 崩壊について記す。図 1.8 左に $B \rightarrow K\pi$ の崩壊ダイアグラムを示す。このダイアグラムはその形がペンギンに見えることから、ペンギンダイアグラムと呼ばれる。質量約 5.3[GeV] の B 中間子の崩壊過程で 80[GeV] の W ボソン、174[GeV] のトップクォークが生じており、一見エネルギー保存則が破られているように思えるが、これは量子力学不確定性原理から許されており、このようにペンギン崩壊を解析することで質量の大きい新粒子の探索が可能である。Belle 実験ではこの崩壊過程における CP 対称性の破れを観測し、さらに非対称度の大きさが荷電 B 中間子と中性 B 中間子の間で異なることを示した。この差異の原因として図 1.8 右に示すように、荷電 B 中間子のみ崩壊するような電弱ペンギン崩壊が考えられる。標準理論では、中間状態として Z ボソンが生成され CP 対称性の破れには効かないが、未知の新粒子を中間状態として仮定することでこの電弱ペンギン崩壊は CP 対称性を破る。

また、この他にも $B^0 \rightarrow K^0$, $B^0 \rightarrow \eta K^0$ 等の崩壊過程においては CP 非対称度が標準理論の予想からずれていることも観測されている。これらの新物理の兆候に正しい理解を得ること、また、さらなる探索を行うためにより多くのデータを集める必要がある。

1.3.2 エキゾチックハドロン

クォークは単体では存在できず、強い相互作用によりハドロン粒子として存在している。これまで多くのハドロン粒子が観測されてきたがそのすべては、3 クォークから構成されるバリオン (qqq) とクォーク・反クォークから構成されるメソン ($q\bar{q}$) とに大別される。ところが、強い相互作用を記述・説明する理論である量子色力学 (QCD) は、メソン・バリオン以外のハドロン状態 (4 クォーク状態や 5 クォーク状態等) の存在

を禁止しておらず、長く議論されてきた。そして、Belle 実験により 2003 年に質量 $3871.68[\text{GeV}]$ に共鳴状態が観測され、 $X(3872)$ と命名された。以降、 $X(3940)$, $Y(3940)$ と呼ばれる新粒子を発見した。これら新粒子はこの質量から、4 クォーク状態のエキゾチックハドロンの可能性が示唆されたが電荷が 0 であることからチャームonium ($c\bar{c}$) の一種である可能性も否定しきれなかった。これに対し、2008 年に同 Belle グループにより $Z^+(4430)$ という新粒子が発見された。この新粒子は、電荷を持つことからチャームoniumであることは考えられず少なくとも 4 クォークから構成されるエキゾチックハドロンであると考えられる。Belle II 実験では、エキゾチックハドロンがどのような状態で存在しどのような性質を持つ粒子なのかを検証する。

第 2 章

Belle II 実験

Belle II 実験は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われている衝突型加速器実験である。前身の Belle 実験 (1999-2010) は B^0 中間子における CP 対称性の破れの検証という主目的は達成され、小林・益川両氏のノーベル賞受賞へ大きな貢献をした。また、それと同時に B 中間子の崩壊に関する様々な研究も同時に行われ、標準理論を超える物理の有意でない兆候も示した。そこで Belle II 実験では B 中間子の大統計かつ高精度測定によって標準理論を超える新物理探索を目的とする。

2.1 SuperKEKB 加速器

この項では Belle II 実験で使用されている SuperKEKB 加速器について述べる。素粒子実験で用いられる加速器性能の指標となるのは、重心系における衝突エネルギーとルミノシティの 2 つである。衝突エネルギーが高い加速器ではより重い粒子の生成を可能にする。また、ルミノシティは、衝突点での粒子同士の衝突しやすさを表す量であり高ルミノシティ加速器においては大量の粒子生成が可能である。測定したい衝突が単位時間に起こる頻度 $F[\text{sec}^{-1}]$ は反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ を用いて

$$F[\text{s}^{-1}] = \mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \sigma[\text{cm}^2] \quad (2.1)$$

とかける。Belle II 実験はルミノシティフロンティアを目指す実験であり、非常に高い統計量から新物理の探索を目指す。そこで、SuperKEKB では高いルミノシティを実現できるような設計がなされている。図 2.1 に世界の衝突型加速器の重心エネルギーとルミノシティの分布を示す。

SuperKEKB 加速器は日本最大周長 3km の電子・陽電子衝突型高エネルギー加速器で、大量の B 中間子・反 B 中間子対の生成を目的とした衝突型円形加速器であり、その目的から「B ファクトリー」と呼ばれる。Belle II 実験の前身である Belle 実験における加速器である KEKB 加速器をアップグレードしたものであり、入射器 (Linac)、陽子ダンピングリング (DR)、主リング (MR) から構成される。SuperKEKB 加速器では、ビームサイズをより極小に絞り、またビーム電流を上げることにより KEKB 加速器の約 40 倍の積分ルミノシティを目指す。図 2.2 に SuperKEKB のイメージ図を示す。

ナノビーム方式

SuperKEKB では $\mathcal{L} = 8 \times 10^{35}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ という非常に高いルミノシティを目指すため新しい衝突方式であ

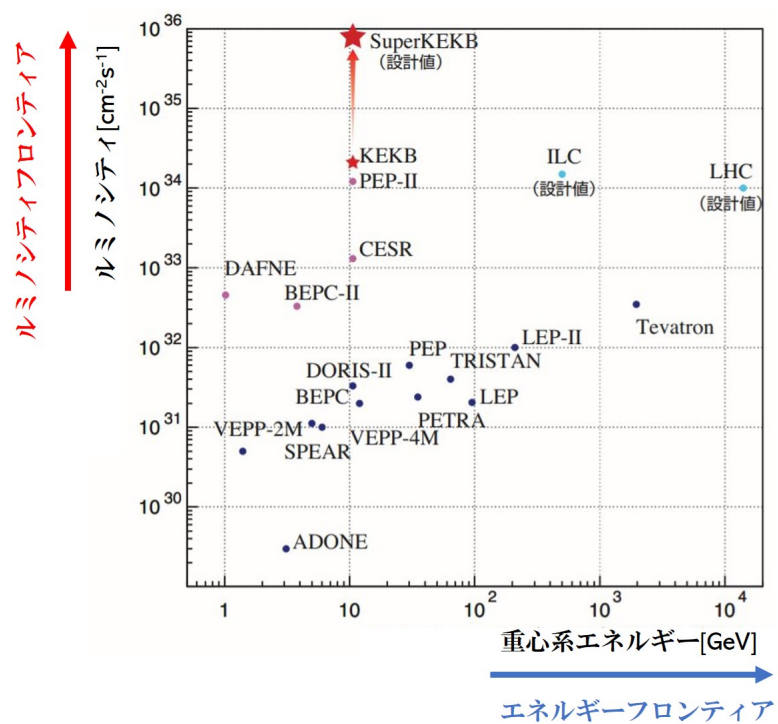


図 2.1 世界の衝突型加速器のエネルギー及びルミノシティの分布。SuperKEKB はルミノシティフロンティアを目指す。

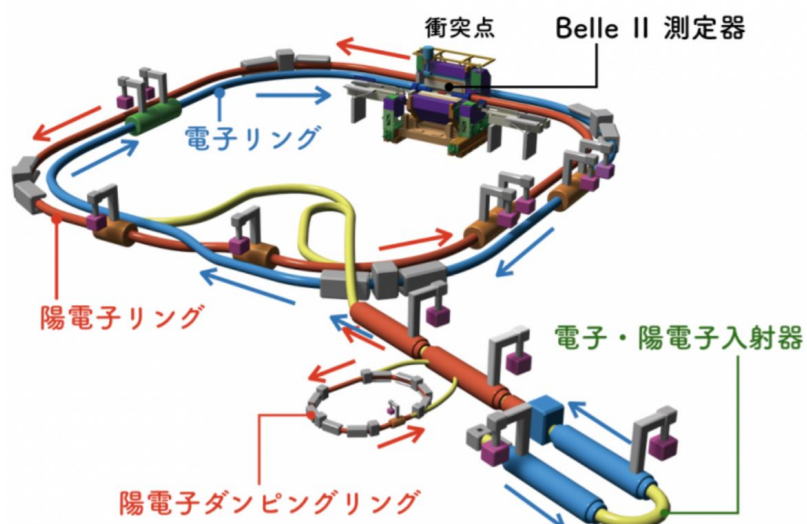


図 2.2 SuperKEKB 加速器のイメージ図

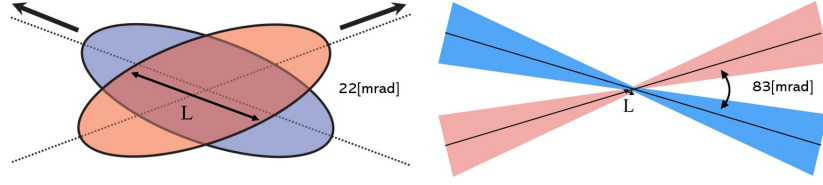


図 2.3 左:KEKB におけるビームの概念図 右:SuperKEKB におけるナノビーム方式を表す。 KEKB におけるビームは絞られていないビームを小さい角度で衝突させているのに対して、 SuperKEKB におけるナノビーム方式では、衝突点でビームを絞り高いルミノシティを実現する。

るナノビーム方式を採用している。コライダーにおけるルミノシティ $\mathcal{L}[\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$ は以下のように記述される。

$$\mathcal{L} \propto \gamma_{\pm} \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (2.2)$$

ここで $\pm$ はそれぞれ電子 (-)、陽電子 (+) を表す。また、 I はビーム電流、 γ はローレンツファクター、 ξ_y は垂直方向におけるビームビームファクターで衝突点におけるビーム同士がお互いに及ぼす影響を表し、 β_y^* は衝突点における垂直方向のベータ関数でビームの絞りを表す。この式によるとルミノシティを上げるためには I, ξ_y を大きくする、一方、 β_y^* を小さくすることが必要である。そこで、SuperKEKB 加速器で採用したナノビーム方式は極薄ビームを大角度で衝突させる方式である。ルミノシティを上げるため衝突点付近に四極電磁石を置くことでビームサイズを小さくする必要がある (特に垂直方向)。しかし、従来の正面衝突方式で絞りを強力にしすぎると衝突点におけるビームサイズは小さくなるが進行方向にその点の前後でビームサイズが広がってしまう。この現象は、砂時計効果と呼ばれておりこれがルミノシティの制限要因となっていた。これを解決するために採用されたのがナノビーム方式である。KEKB 加速器の衝突方式と SuperKEKB 加速器のナノビーム方式の概念図を以下に示す。この方式は非常に狭い領域に絞り込むことに依って衝突点におけるビームサイズを小さくことができ、かつ砂時計効果で広がった部分では相手のビームからの擾乱を受けないため、ルミノシティの低下を招かない。

2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、SuperKEKB 加速器の電子・陽電子衝突点を囲むように設置されており、主に B 中間子の崩壊過程を観測する。Belle II 測定器は異なる役割を持つ 7 種の検出器からなる複合検出器であり内側から順に、Pixel Detector (PXD), Silicon Vertex Detector (SVD), Central Drift Chamber (CDC), Time of Propagation counter (TOP), Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH), Electromagnetic Calorimeter (ECL), K_L and Muon detector (KLM) が設置されている。Belle II 測定器の構成を図 2.4 に、図 2.5 にその断面図を示す。

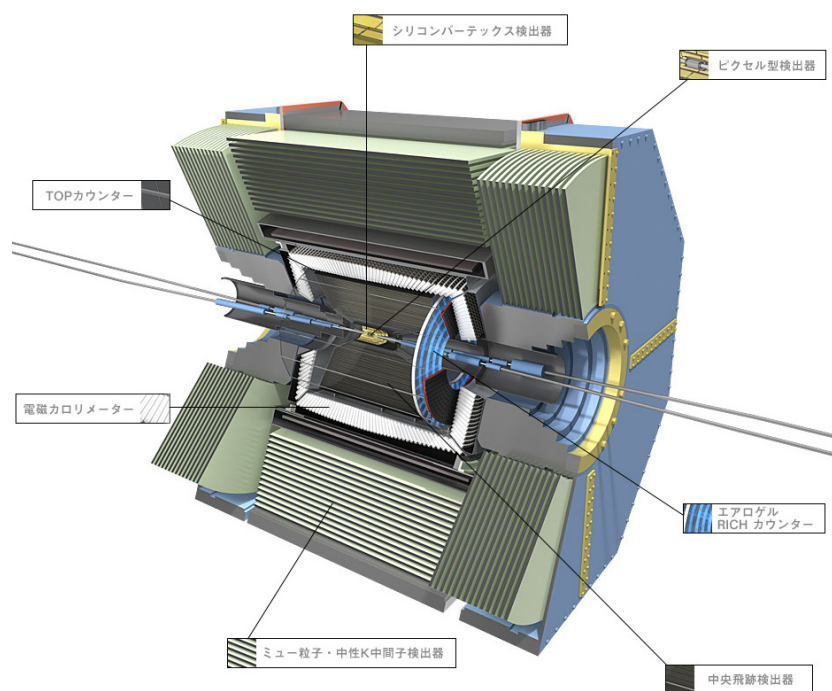


図 2.4 Belle II 測定器の全体図および、サブディテクターの位置

2.2.1 Vertex Detector(VXD)

崩壊点検出器 VXD は Belle II 検出器最内層に位置し衝突点を囲むように設置されており、全 6 層の構造となっている。内側 2 層の Pixel Detector(PXD)、その外側 4 層の Silicon Vertex Detector(SVD) から構成されており、いずれも荷電粒子を検出し通過位置を測定する。各層での通過位置を 3 次元的に結ぶことで粒子の

が原因で非常に高いレートの Hit が生じ Occupancy が大きくなりすぎて真の Hit を識別するのが難しい。これらのことから、ピクセル化された検出器、PXD(Pixel Detector) が採用された。PXD のサイズは代表的なもので、 $50 \times 80 [\mu\text{m}^2]$ である。また、PXD は最内層の検出器であることから薄く、物質量を小さくする必要があったため DEPFET(DEpleted Field Effect Transistor) と呼ばれるコンセプトが用いられた。DEPFET とは検出と増倍を同一の基盤で行うというコンセプトのもと、MOSFET(Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) が Si 基盤上に統合されたデバイスであり、Si 部の空乏層に入射荷電粒子によって生成された電子・正孔対における電子を内部ゲートに蓄積し、その電荷に応じた電流が流れることで荷電粒子の検出を行う。また、DEPFET の読み出しは行列で管理されており、1 列の DEPFET が同時に drain に接続され電流の有無で Hit 情報を読み出している。DEPFET の概要と読み出しの概要を図 2.7 に示す。

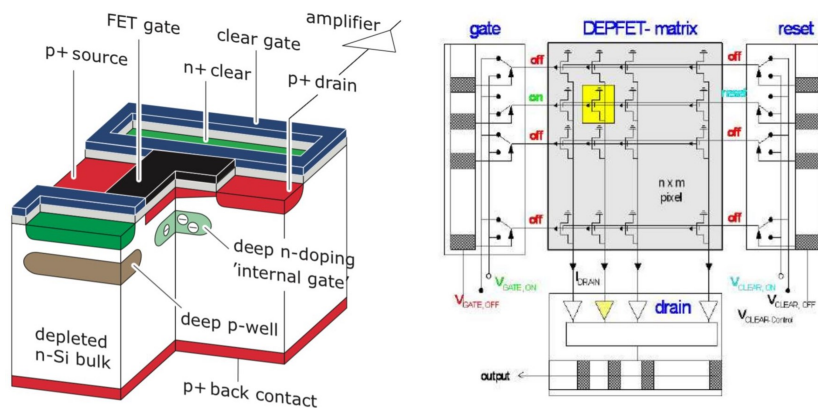


図 2.7 左：DEPFET の構造 右：DEPFET の読み出し回路図

Silicon Vertex Detector(SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は PXD とともに CP 非対称度の測定を行うために、B 中間子の崩壊点及び崩壊点間の距離の測定を行っている (B 中間子に加えて、D 中間子や τ レプトンを含む他の崩壊モードの崩壊点の測定も行う) ため、衝突点から 38mm, 80mm, 104mm, 135mm の各距離で円筒状に配置されている。最小 $25[\mu\text{m}]$ 間隔の加工を行い高精度な位置分解能を持つ。また、上述の通り SVD の外側にはいくつも検出器があり多重散乱を防ぐ必要があり薄い ($300[\mu\text{m}]$) 設計となっている。SVD では、シリコンセンサーの両面に直交する向きに読み出しストリップを配置した両面ストリップ構造 (DSSD: Double-sided Silicon Strip Detector) を採用しており、これにより 2 次元情報の取得が可能になる。両面ストリップ構造の概略図を図 2.8 に示す。読み出しはストリップ 1 本ごとに行っており、Al パッドから SiO_2 を挟んで行っている。N-side にはストリップ同士を絶縁するため p^+ stop が配置されている。

また、Belle 実験では SVD の読み出しは複数のセンサーをつなげあわせたラダーの端部から行っていたが、Belle II 実験では読み出しストリップの静電容量の制約によりそれが不可能であったため Origami Chip-on-Sensor Concept を採用し、読み出しチップ (APV25) を基盤の上に設置し、平面ゲブルを折り曲げることで裏面からの読み出しを実現した。

2.2.2 Central Drift Chamber(CDC)

CDC(Central Drift Chamber) は VXD のすぐ外側に設置されている飛跡検出器であり荷電粒子のトラッキング・運動量の測定、ガス中のエネルギー損失情報による粒子識別 (低運動量のトラックは後述の TOP, ARICH まで届かない)、荷電粒子に対してトリガーの生成の役割を担っている。Belle 実験における CDC は 10 年以上大きな問題なく運転し続けることができたことから Belle II 測定器における CDC でも部品の素材やワイヤーの構造、ガスの配合等は Belle 実験のものを踏襲した。表 2.1 に Belle 実験における CDC と Belle II 実験における CDC の比較を記す。

CDC 内部には 1 気圧の $\text{He-C}_2\text{H}_6$ ガスが充填されており、ビームパイプと平行に多数の陰極、陽極のワイヤーが張られ

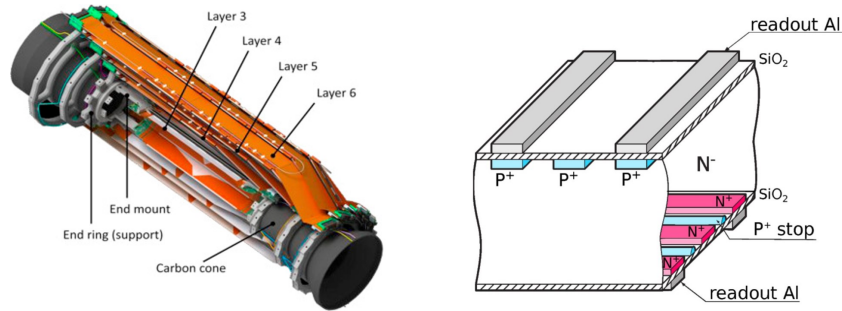


図 2.8 左：SVD の概略図 右：両面ストリップ構造を表す。

ており、その陰極、陽極間に約 2300[V] の高電圧が印加されている。荷電粒子が CDC 内部を通過することで生じた電子が陽極ワイヤーに向かって移動し、その過程でガス粒子と衝突し、その後電場により加速されることにより電子増倍される。それを陽極ワイヤーで信号として検出することで粒子の検出を行う。また、CDC ではビーム軸方向に $B = 1.5 \text{ T}$ の磁場がかかっており荷電粒子は円軌道を描く。この曲率半径 $R \text{ [m]}$ と磁場 $B \text{ [T]}$ を用いてビーム軸と垂直方向の運動量 $p \text{ [GeV/c]}$ は

$$p = 0.3 \times B \times R \quad (2.3)$$

と表現でき、この曲率半径を測定することで荷電粒子の横方向の運動量を測定することができる。図 2.9 に Belle 検出器及び Belle II 測定器における CDC のワイヤー配置図を示す。

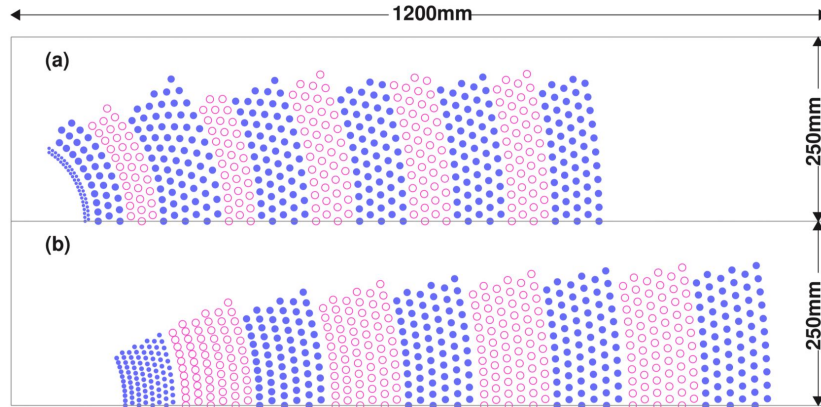


図 2.9 (a) に Belle 検出器 CDC におけるワイヤー配置図, (b) に Belle II 測定器 CDC におけるワイヤー配置図を表す。

また、測定した情報から荷電粒子が CDC 内で失ったエネルギー $\frac{dE}{dx}$ を求めることで粒子識別を行う。(ある運動量におけるエネルギー損失量 $\frac{dE}{dx}$ は荷電粒子毎に異なることから識別が可能) 荷電粒子のエネルギー損失は、次のように Bethe-Bloch の式によって表現される。

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 \right], \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (2.4)$$

ただし、 Z, A は物質の原子番号と原子量、 z は入射荷電粒子の電荷、 ρ は媒質の物質密度、 β は光速を基準とした入射粒子速度、 m, e 電子の質量と電荷、 I は実効電離ポテンシャル、 N はアボガドロ数である。

	Belle	Belle II
Radius of inner cylinder (mm)	77	160
Radius of outer cylinder (mm)	880	1130
Radius of innermost sense wire (mm)	88	168
Radius of outermost sense wire (mm)	863	1111.4
Number of layers	50	56
Number of sense wires	8,400	14,336
Gas	He-C ₂ H ₆	He-C ₂ H ₆
Diameter of sense wire (μm)	30	30

表 2.1 Belle 実験の CDC と Belle II 実験の CDC における基本構造の比較

2.2.3 Time of Propagation counter(TOP)

TOP(Time of Propagation counter) は Belle II 測定器バレル部で主に荷電 K/π 中間子の識別を担っている。TOP は DIRC(Detection of Internally Reflected Cherenkov Light) と呼ばれるチェレンコフ検出器の一種で、荷電粒子が石英輻射体を通過する際に発生するチェレンコフ光の角度の違いから粒子識別を行う。図 2.10 左に TOP における荷電粒子識別原理の概念図、図 2.10 右に TOP の構成を示す。TOP では輻射体にクォーツ (石英) を、石英輻射体の端でチェレンコフ光を検出する光検出器として MCP-PMT を採用している。

荷電粒子が石英輻射体を通過した際に発生するチェレンコフ光の放射角度 θ_C 、は粒子の速さによって変化する（ので運動量が一定の時、質量によって異なる）。発生したチェレンコフ光は石英輻射体内部を繰り返し反射し端部の光検出器 (MCP-PMT) まで伝播させる。そして、端部の光検出器によってチェレンコフ光の到達した時間の違いを測定することによって粒子識別を行う。また、 K/π 中間子における光路差によって光検出器までの到達時間が異なるため、Time of Flight を測定することにより識別性能が向上する。（そのために求められる高い時間分解能は、MCP-PMT(Micro Channel Plate-Photomultiplier) によって実現可能である。）

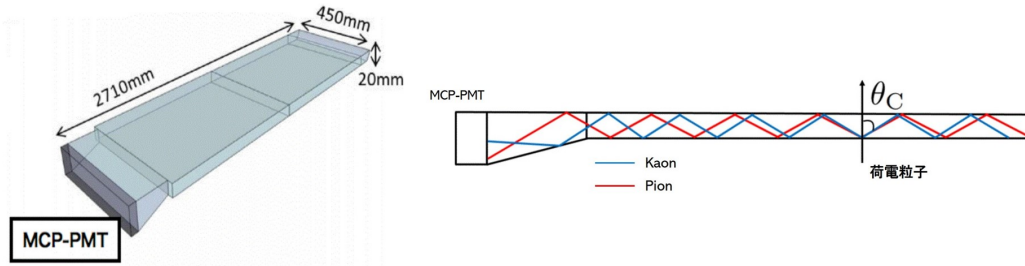


図 2.10 左：TOP の外観 右：TOP における粒子識別原理のイメージ図を表す。荷電粒子が入射した際にチェレンコフ光が発生するが粒子によって放射角が異なることを用いて粒子識別を行う。

2.2.4 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter(ARICH)

ARICH 検出器は、バレル部で粒子識別する TOP に対してエンドキャップ部で粒子識別を行っている。ARICH では、チェレンコフ光の放射角の違いをリングイメージから検出することによって識別を行う。詳細は 3 章で記す。

2.2.5 Electromagnetic Calorimeter(ECL)

ECL(Electromagnetic CaLorimeter) はシンチレータ (CsI(Tl)) と光検出器 (フォトダイオード) から構成されるユニットによって ARICH, TOP の外側を覆っており、光子、電子、陽電子のエネルギーの測定、トリガー情報の生成、またルミノシティのモニターを行う。シンチレータに入射した光子、電子、陽電子は電磁シャワーを作り、ほぼ全エネルギーがシンチレーション光に変換される。この電磁シャワーによって発するシンチレーション光の光量を測定することで入射した光子、電子、陽電子の持つエネルギーを測定することができる。また、検出されたユニットの位置から粒子の角度座標の測定も行う。図 2.11 に ECL のユニット及び、ユニットの配置の概要図を示す。バレル部に 6624 個、エンドキャップ部に 2112 個のユニットが配置されており計 8736 個のユニットからなる。

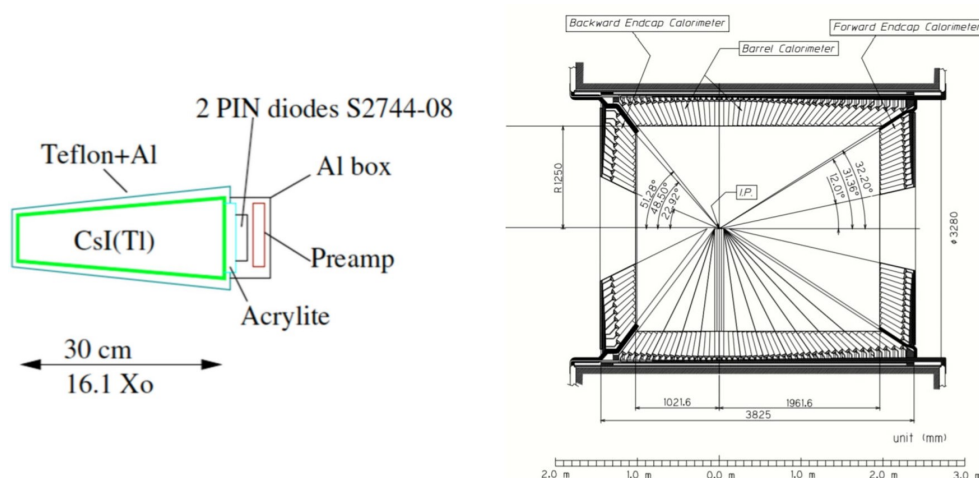


図 2.11 左 : ECL 1 ユニットの構造 右 : ECL の配置図

2.2.6 K_L and muon detector(KLM)

KLM(K_L and muon detector) は ECL の外側、Belle II 測定器の最外層に位置しており μ 粒子と K_L の識別を行う。バックグラウンドが多く飛来するエンドキャップ部においては光検出器 + プラスチックシンチレータ、低バックグラウンド領域ではガラス板と混合ガスを用いたガスチェンバー RPC(Resistive Plate Chambers) から構成される。KLM はまた、ソレノイド磁場を外部に漏らさない役割も担っている。(RPC は、ガスチェンバーの 1 種で高抵抗ガラスを高抵抗素材の電極で挟み高電圧を印加する。ガラス間にはガスが充満しており、荷電粒子が通過した際にストリーム放電を起こしその信号を検出することで粒子の位置情報を測定できる。) μ 粒子は物質中でさほど大きな散乱を起こさないことに対し、 K_L は鉄と強い相互作用を起こし多重散乱が大きくなる。これらの性質を利用し、また、CDC 及び TOP, ARICH の情報と合わせて μ 粒子の識別を行う。KLM の概念図を図 2.12 に示す。

2.2.7 Data Acquisition System(DAQ)

Belle II におけるデータ収集システム (DAQ : Data Acquisition System) は最大 30[kHz] のトリガーレートの読み出しをリアルタイムで処理をする。DAQ の役割は、トリガーの分配、データの集約、イベントの再構成・記録である。図

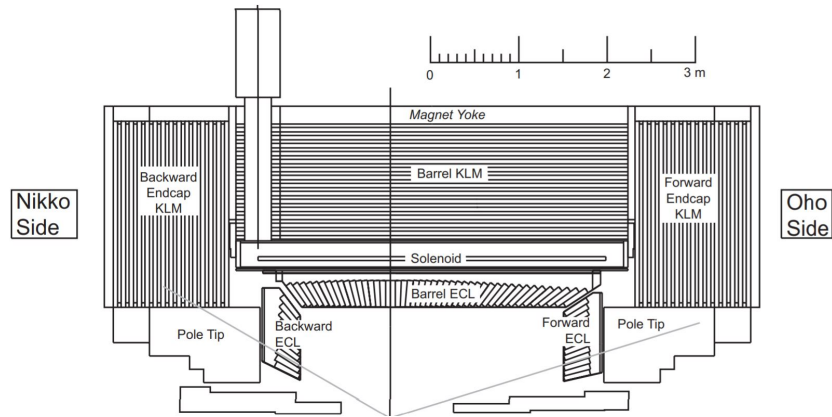


図 2.12 KLM の概観図

2.13 にデータ取得システムの概観を示す。

4つの検出器 (CDC, ECL, TOP, KLM) のトリガ生成機構によりトリガが生成される。DAQ は trg.dist(図??) からト

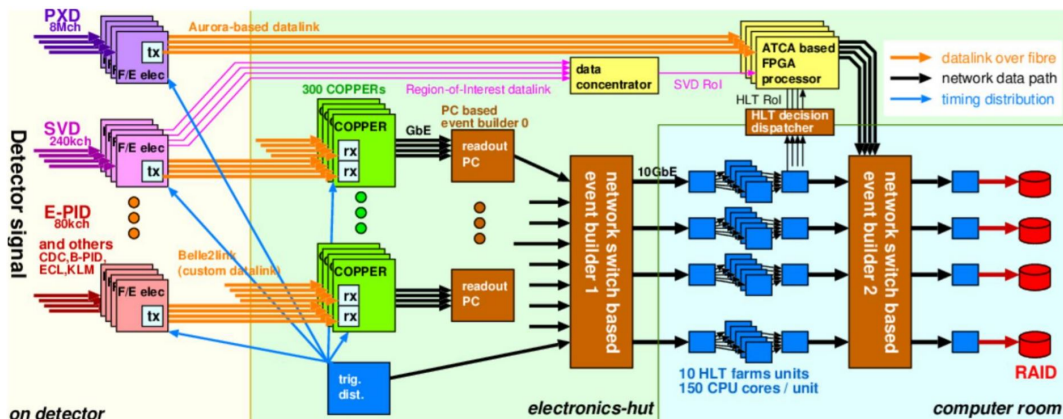


図 2.13 データ取得システムの概念図。各検出器からの信号は統一規格である COPPER によって送受信される。

リガを受け取り、Belle II 測定器全体に分配する。トリガを受け取ってから $1[\mu\text{sec}]$ 以内に電子回路に届ける。また、検出器から測定データを取得し COPPER や読み出し PC を通してデータを集約していく。COPPER は汎用パイプライン読み出しモジュールで、最大4つのフロントエンド回路からの信号を1つのデータに集約し読み出し PC へと送信する役割を担う。そののち、HLT(High Level Trigger) Unit でソフトウェアトリガを生成しイベントを $1/3$ ほどまで削減し、PXD 以外のすべての検出器情報を利用してイベントの再構成を行う。(PXD はデータ量が特に大きいため、HLT でのイベント再構成結果を用いてデータを選別し、削減する。)HLT の処理結果と PXD データを組み合わせた完全なイベントデータを Storage に記録する。表 2.2 に各検出器におけるデータのサイズとレートを示す。

	#ch	occ. [%]	#link	/link [B/s]	#COPPER	ch size [B]	ev size [B]	total [B/s]	/COPPER [B/s]
PXD	8M	1	40	182M	—	4	320k	7.2G	—
SVD	243456	1.9	80	6.9M	80	4	18.5k	555M	6.9M
CDC	15104	10	300	0.6M	75	4	6k	175M	2.3M
BPID	8192	2.5	128	7.5M	8	16	4k	120M	15M
EPID	77760	1.3	138	0.87M	35	0.5	4k	120M	15M
ECL	8736	33	52	7.7M	13	4	12k	360M	30M
BKLM	21696	1	86	9.7M	6	8	2K	60M	10M
EKLM	16800	2	66	19.5M	5	4	1.4k	42M	8.4M

表 2.2 各検出器におけるデータのサイズとレート

第 3 章

ARICH 検出器

ARICH 検出器は Belle II 測定器前方エンドキャップ部に設置された粒子識別装置であり、B 中間子系における崩壊の終状態としてよく見られる Kaon と Pion の識別を主な目的としている。ARICH 検出器は、エアロゲル輻射体と HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector) から構成されており、荷電粒子が輻射体を通過するときに発するチェレンコフ光を二次元リングイメージで捉えその半径差から識別を行う。ARICH 検出器は 2017 年 5 月に構造体の建築が完了し、同年 9 月に Belle II 測定器へのインストールが完了した。

3.1 ARICH 検出器の粒子識別原理

この項では、チェレンコフ光の発生原理とそれを用いた ARICH の粒子識別原理を述べる。

3.1.1 チェレンコフ光発生原理

物質内の光の群速度は物質の屈折率に応じて変化する。通常この屈折率は 1 よりも大きく、物質内では波速度は遅くなるため、荷電粒子が物質内では光速を超える速度で運動しうる。古典物理学によると荷電粒子が運動する際、電磁波を放出する。量子力学的知見では、荷電粒子が物質中を運動することでその内部の分子がより高いエネルギー準位に励起させられる。そして、励起した分子が基底状態へ戻る際に電磁波として光子を放出する。(ホイヘンスの原理から、放出された光子は球状に伝播する。) もし、荷電粒子が物質中の光速を超えていた場合、放出された電磁波は互いに増幅するように干渉することでチェレンコフ光が生じる。逆に、荷電粒子が物質中の光速を下回っていた場合、電磁波は互いに打ち消すように干渉する。図 3.1 にチェレンコフ光放射の概念図を示す。

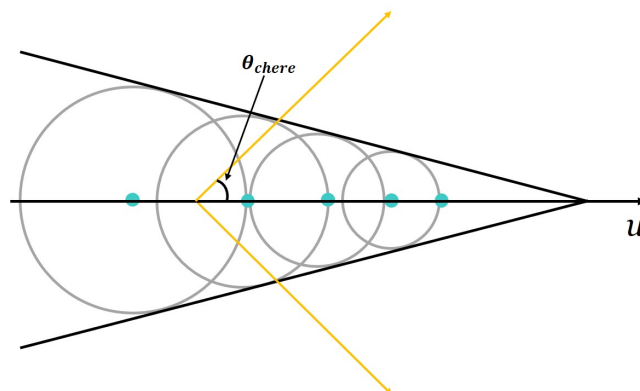


図 3.1 チェレンコフ放射の概念図

荷電粒子の静止質量を m_0 、運動量を p_0 、放出された光子の運動量を $p_c (= hc/\lambda)$ とする。ただし、 h はプランク定数である。放射された光子の角度を θ_c 、光子放射後荷電粒子の運動量を p とすると、運動量保存則から

$$p^2 = p_0^2 + p_c^2 - 2p_0p_c \cos \theta_c \quad (3.1)$$

また、エネルギー保存則より

$$(p_0^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} = (p^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} + hv \quad (3.2)$$

ただし、 $v = \frac{c}{n\lambda}$ である。以上より、

$$\cos \theta_c = \frac{2(p_0^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}} + (n^2 - 1)hv}{2p_0 cn} \quad (3.3)$$

とかける。ほとんどの場合、近似して

$$\cos \theta_c \approx \frac{c}{nu} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.4)$$

である。ただし、 $\beta = \frac{u}{c}$ である。

3.1.2 粒子識別原理

上述の通り、チェレンコフ光放射角は荷電粒子の静止質量及び運動量に依存する。ARICH に入射する荷電粒子は CDC を通過した際に運動量の測定がなされているため、チェレンコフ光放射角の測定を行うことで静止質量を導出することができる。チェレンコフ光は放射体内部から、円錐状に放射されるため後段の光検出器で 2 次元的にとらえるとリングイメージとなる (円となるのはトラックが垂直入射した場合)。リングイメージの半径を r 、チェレンコフ光の拡散距離 (放射体から光検出器までの距離) L とすると

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{r}{L} \right) \quad (3.5)$$

と書くことができる。このリングイメージ半径差を測定することで粒子識別を行う。図 3.2 に ARICH 検出器における粒子識別原理の概念図を示す。実際 ARICH では、半径差ではなく入射したトラックに対して Likelihood $\mathcal{L}$ を計算し、粒子識別を行っている。詳細については 3.2.1 で記す。

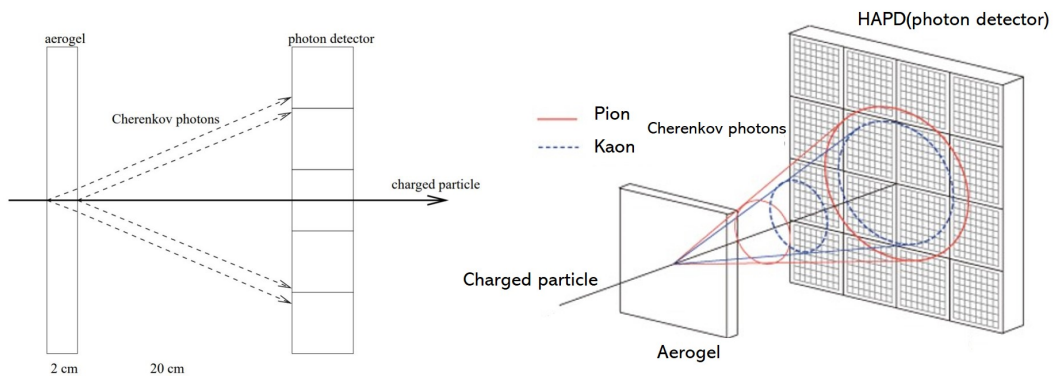


図 3.2 ARICH における粒子識別概念図。荷電粒子の種類によって放射角が異なることにより、とらえた光子のリングイメージに半径差が生じ、これを利用して粒子識別を行う。

3.2 ARICH 検出器の構成

この項では、ARICH を構成する輻射体 (エアロゲル輻射体) と光検出器 (HAPD)、読み出しシステムについて解説をする。図 3.3 に ARICH 検出器の全体像を示す。前段の輻射体と後段の光検出器はチェレンコフ光の放射空間を隔てて配置され、光検出器の背後に読み出し用の電子回路が配置されている。輻射体、放射空間、光検出器、読み出し用電子回路の厚さはそれぞれ 20[mm]、200[mm]、30[mm]、50[mm] となっている。

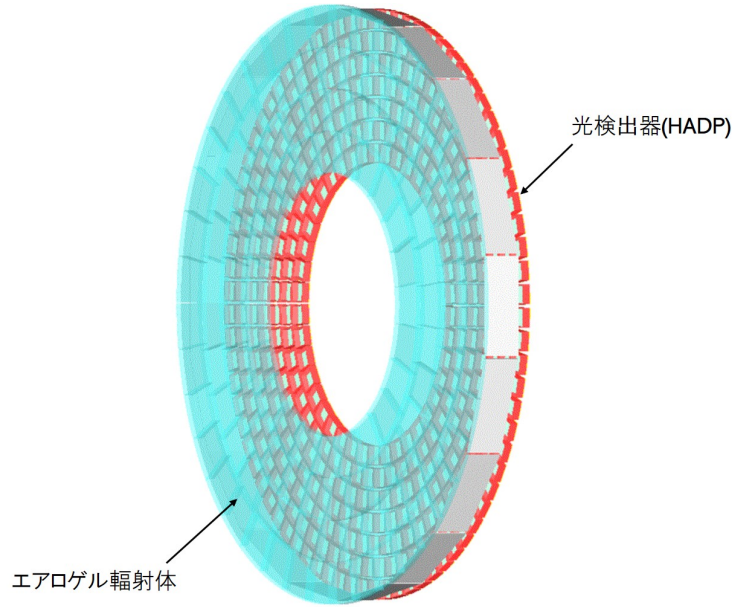


図 3.3 ARICH 検出器の全体像

図 3.4 に ARICH 検出器の構成図を示す。前段に設置されたエアロゲル輻射体は 124 箇所のフレームに仕切られており、各々に屈折率の異なる 2 つのエアロゲルを挿入するため計 248 枚のエアロゲル輻射体を使用している。後段に設置されている HAPD は全体で 420 台が使用されている。以下に各構成要素について述べる。

3.2.1 エアロゲル輻射体

ARICH における輻射体としては、レイリー散乱や輻射体による吸収によって光子が失われないように高い透過率を持つ。また光の拡散距離 L と光検出器のパッドサイズを考慮すると、4[GeV/c] で Kaon, Pion の十分な識別を行うためには輻射体の屈折率は 1.04 – 1.06 である必要がある。これを満足する輻射体として、ARICH ではシリカエアロゲルを採用している。シリカエアロゲルは、 SiO_2 が 3 次元的骨格を形成した構造を持ち、体積の 95 % 以上が空隙からなる低密度の物質である。この構造的特徴から、密度をある程度自由に調整することが可能で、高い透過率を維持しながら屈折率を 1.01 – 1.1 の範囲で 0.001 程度の精度で設定することができる。図 3.5 にシリカエアロゲルの内部構造及び、外観を示す。

また、一般的に RICH Counter におけるチェレンコフ角度分解能は

$$\sigma_{track} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N_{p.e.}}} \quad (3.6)$$

と表現できる。ただし、 σ_θ は単光子あたりの角度分解能、 $N_{p.e.}$ は平均検出光子数である。ARICH では輻射体の最適な厚さ 20[mm] を維持してチェレンコフ角度分解能を向上させるため、デュアルレイヤー構造を採用している。デュアルレ

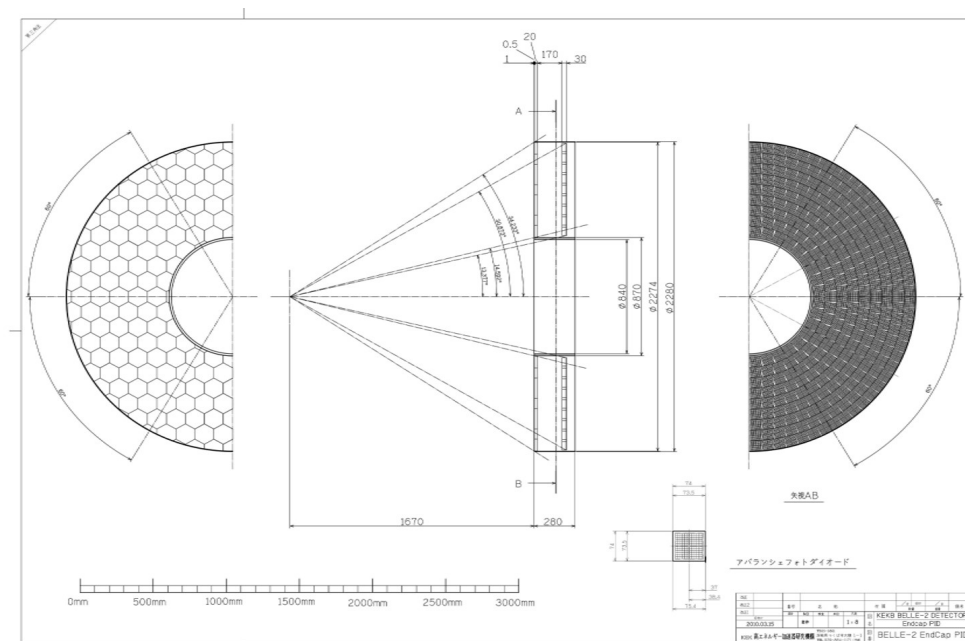


図 3.4 ARICH の検出器の構成図

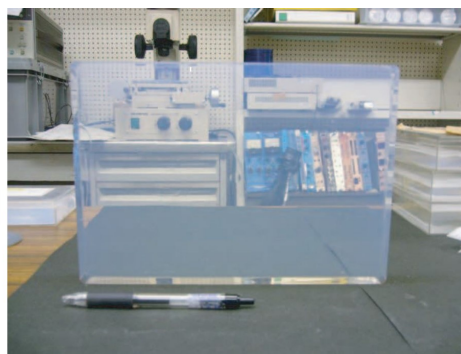
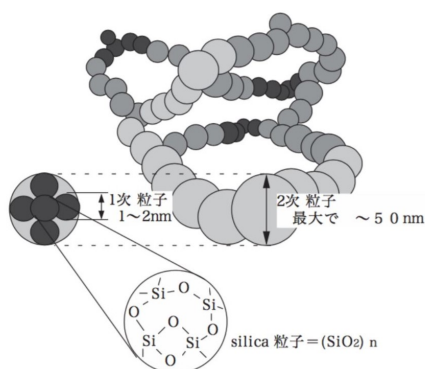


図 3.5 左：シリカエアロゲルの内部構造 右：シリカエアロゲルの外観を表す。SiO₂ が 3 次元的骨格を形成した構造を持ち、体積の 95 % 以上が空隙からなるため屈折率を設定することができる。

イヤー構造は、異なる屈折率 $n_1 = 1.045$ (上流側), $n_2 = 1.055$ (上流側) の輻射体を各 10[mm] で 2 層に重ね合わせた構造である。上流側に対して、下流側をより高い屈折率の輻射体を置くことで光子の放射位置不定性を減少させることができる。図 3.6 にデュアルレイヤー構造の概念図を示す。

イヤー構造は、異なる屈折率 $n_1 = 1.045$ (上流側), $n_2 = 1.055$ (上流側) の輻射体を各 10[mm] で 2 層に重ね合わせた構造である。上流側に対して、下流側をより高い屈折率の輻射体を置くことで光子の放射位置不定性を減少させることができる。図 3.6 にデュアルレイヤー構造の概念図を示す。

3.2.2 光検出器 HAPD

図 3.7 に HAPD の外観を、図 3.8 に HAPD の設計図を図 3.9 に HAPD の配置図を示す。

HAPD は ARICH 用の光検出器として浜松ホトニクス (株) と共同で開発された。その構造は高電圧 (7~10[kV]) を印加できる真空管と内部下段にピクセル化された APD(Avalanche Photo-Detecto) から構成される (1 台あたり 36 チャンネルにピクセル化された APD が 4 台搭載されているため、144 チャンネル)。図 3.10 に HAPD の内部構造及び、増倍原理のイメージ図を示す。その増倍原理は、まず、窓に入射したチェレンコフ光が光電面で光電子に変換され、真空管にお

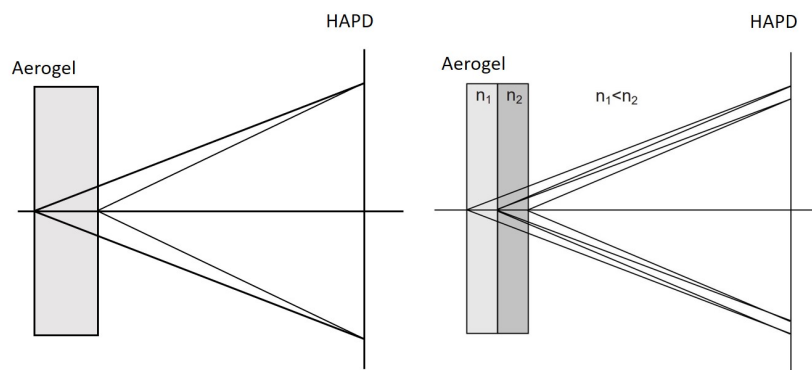


図 3.6 左：通常の輻射体による放射 右図：デュアルレイヤー方式を採用した輻射体による放射

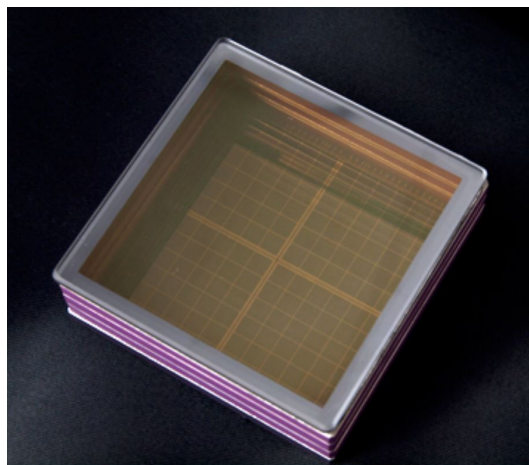


図 3.7 HAPD の外観

ける電場によって加速され APD に打ち込まれる。この段階で約 1500 倍の増倍が行われている。APD 内部では、空乏層で電子・正孔対が生成される。すると、逆バイアス電圧が印加された APD では生成された電子は N^+ 側に、正孔は P^+ 側にそれぞれドリフトする。この時加速されたキャリアが結晶格子と衝突することで新たな電子・正孔対が発生する。これが連鎖的に発生することで増倍する。HAPD では、この打ち込みによる増幅と APD 内での増幅の 2 回の増幅を行い、 10^5 の Gain を実現する。このような構造になっている理由としては、APD の増倍率の低さにある。また、HAPD はその増倍機構から電圧の印加仕様が煩雑であり、まず、光電子を加速させるための高電圧として 7000～8500[V] を印加する。また、APD に逆バイアス電圧を 350[V]、ガード電極用電圧として 175～350[V] を印加する必要がある。

HAPD の特徴としては、Belle II 測定器内部における 1.5[T] の高磁場中でも動作可能である点。また、入射窓の内側にアルカリ金属が蒸着されており、高い量子効率を実現しており、ピーク値は 30 % を超える点が挙げられる。表 3.1 に HAPD の特性を示す。また、図 3.11 に HAPD における光子入射時の波高分布を示す。横軸は ADC のチャンネル数で信号波高に対応し、縦軸は頻度を表す。各光子数に対応する波高のピークが見られる。

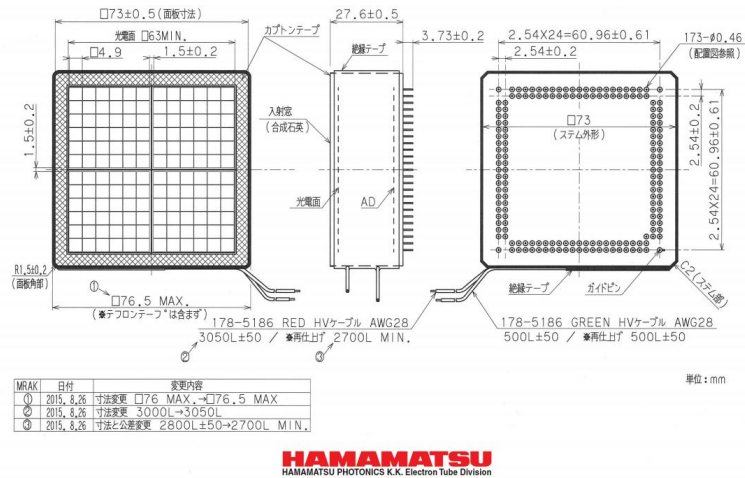


図 3.8 HAPD の設計図

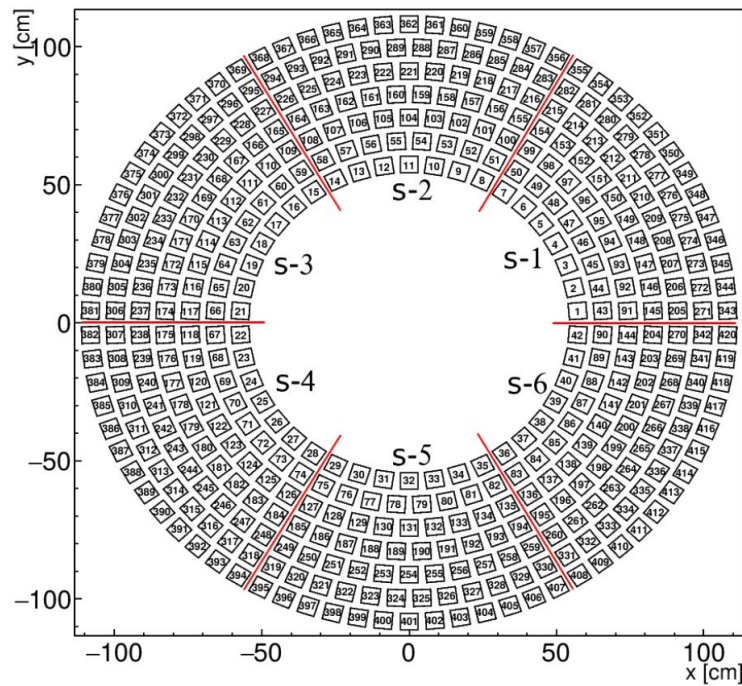


図 3.9 HAPD の配置図 全体で 420 台使用されている

3.2.3 読み出しシステム

ARICH では 420 台の光検出器を使用しており、HAPD あたり 144ch、全体で 60000 を超える読み出しチャンネルがある。ARICH の読み出しシステムは Frontend Board と Merger Board からなる。Frontend Board 1 台につき HAPD 1 台の読み出しを行い、6 つの Frontend Board の読み出しを 1 つの Merger Board に統合した後段の Belle II DAQ システムへと送る。ARICH におけるデータフローの概念図を図 3.12 に示す。

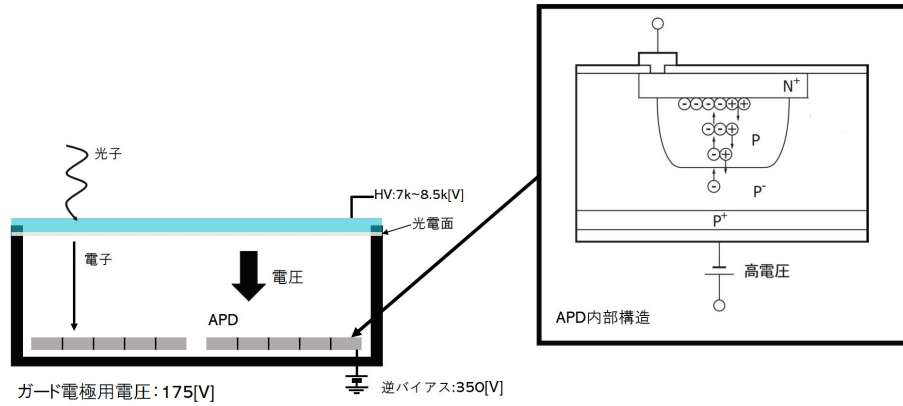


図 3.10 HAPD の内部構造と増倍原理 真空管における電場によって加速されることによる増倍および APD による増倍が行われることで信号が生成される。

package size	72×72 mm ²
# of pixels	12×12 (6×6/APD chip)
pixel size	4.9×4.9 mm ²
effective area	67 %
typical QE	25 %
gain	~ 10 ⁵
weight	220 g

表 3.1 HAPD の基本特性

Frontend Board は 4 つのアナログ処理を担う ASIC(ASIC 1 つにつき APD 1 パッドの読み出しを行う) と 1 つの FPGA からなる。ASIC チップは、アンプ、シェイパー、コンパレータから構成され、コンパレータからのデジタル信号が FPGA 内のシフトレジスタへ送られ、トリガに応じて読み出しが行われる。アンプにおける増倍率、シェイパーにおける波形立ち上がり時間はレジスタに設定可能であり変更が可能である。対して、コンパレータにおけるスレッシュホールドは、チャンネルごとに変更することができない仕様となっている。そのため、各チャンネルに対して Offset を調整することで対応している。また、Merger Board は Frontend Board と後段の Belle II DAQ システムとの橋渡しの役割を担う。トリガを各 Frontend Board へ分配、Frontend Board からのデータの受信、統合、Belle II DAQ へのデータの送信を行う。この、データの送信については Raw と Suppress の 2 つのモードがあり、Hit のなかったチャンネル情報も含めそのまま送信する Raw モード、Hit がなかったチャンネルは省き Hit のあったチャンネルの情報のみを送信するのが Suppress モードとなっている。現在はデータ量を減らすため、Suppress モードで動作を行っている。

3.2.4 粒子識別方法

ARICH では、粒子識別の方法として入射したトラックに対して候補粒子 (π , K , μ , e , p , d) の Likelihood $\mathcal{L}$ を計算している。ただし、実際の解析には Loglikelihood を用いることが多い。以下に Likelihood の導出過程を記す。

$$\mathcal{L}^h = \prod_i^{\text{channels}} p_i^h(m_i)$$

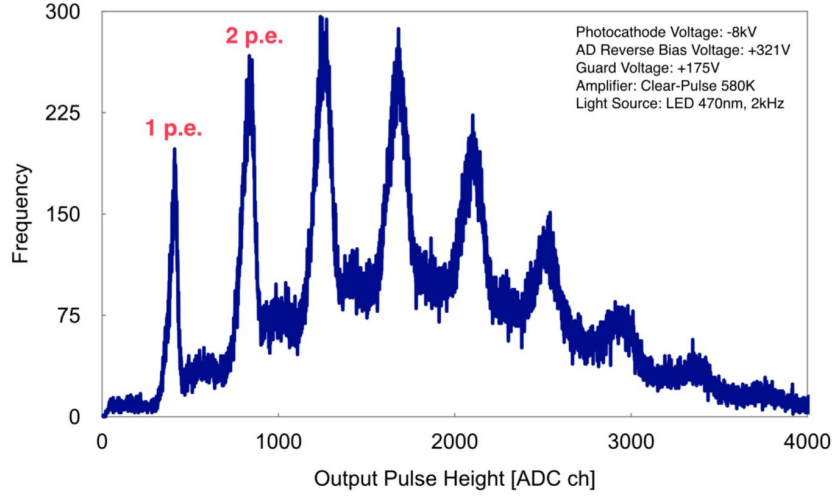


図 3.11 HAPD における光子入射時の波高分布

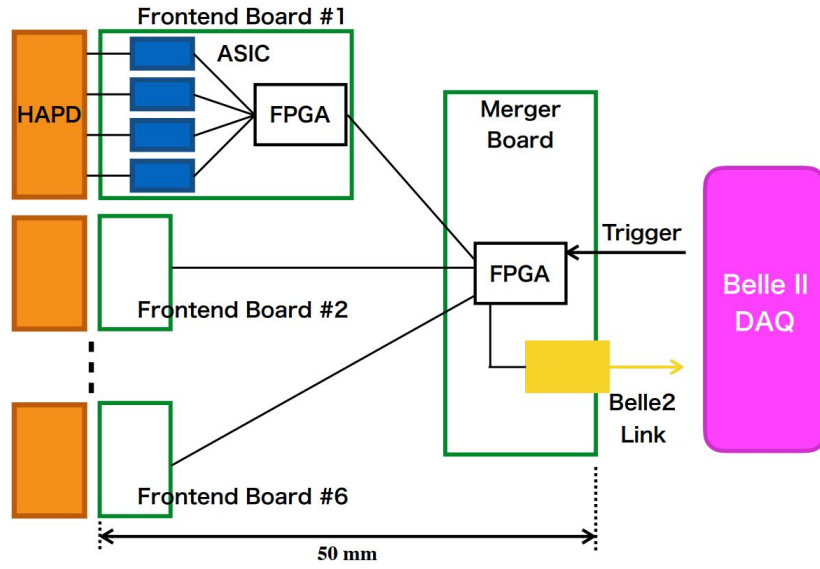


図 3.12 ARICH におけるデータフローの概念図。HAPD からの読み出しは各 APD パッドごとに ASIC によって行われ、FPGA によって統合され MergerBoard に送信する。外部トリガに応じてデータの取得、送信を行う。

$$\begin{aligned}
 \ln \mathcal{L}^h &= \sum_i^{\text{channels}} \ln p_i^h(m_i) \\
 &= - \sum_{\text{no hit}} n_i^h + \sum_{\text{hit}} \ln [1 - e^{-n_i^h}] \\
 &= - \sum_{\text{no hit}} n_i^h - \sum_{\text{hit}} n_i^h + \sum_{\text{hit}} n_i^h + \sum_{\text{hit}} \ln [1 - e^{-n_i^h}]
 \end{aligned}$$

$$= -N^h + \sum_{\text{hit } i} \ln \left[1 - e^{n_i^h} \right] \left(N^h = \sum_i^{\text{channels}} n_i^h \right) \quad (3.7)$$

ただし、 h : 候補粒子 i : チャンネル番号 N^h : 候補粒子 h の期待される検出光子数 n_i^h : 候補粒子 h に期待されるチャンネル i におけるヒット数である。

Belle II 実験最初のデータ取得期間 2019 年 3 月から 6 月までの測定結果における ARICH 検出器の識別性能としては、 $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ 崩壊からの Pion, Kaon トラックに対して $K(\pi)$ efficiency と $\pi(K)$ fake rate はそれぞれ、 $93.5 \pm 0.6 \%$ ($87.5 \pm 0.9 \%$) , $10.9 \pm 0.9 \%$ ($5.6 \pm 0.3 \%$) である。 この識別性能を示す指標である $K(\pi)$ efficiency と $\pi(K)$ fake rate については 5.2.2 で述べる。

第 4 章

ARICH アップグレード計画概要

現在 HAPD は ARICH における光検出器として十分な性能を発揮し、また、Belle II 実験 10 年間で予想される放射線に対する耐性があることは検証済みである。しかし、製造メーカーである浜松ホトニクス (株) はすでに HAPD の生産を終了している。2020 年 11 月現在、全体の 5 % 程度のチャンネルに何らかの問題が生じている。今後、ビームバックグラウンドの増大に伴い、想定外の故障が生じる恐れもあり、ARICH アップグレードに向け、新たな光検出器の選定を行うことにした。

4.1 ARICH における光検出器への要求

ARICH における光検出器を選定する上で、要求される性能は以下の 4 つである。

- 運動量 $4[\text{GeV}/c]$ の Kaon, Pion によるチェレンコフ光リングの半径差を測定可能であること。この運動量 $4[\text{GeV}/c]$ の Kaon, Pion によるチェレンコフ光角度差は約 $24[\text{mrad}]$ であり、半径差に換算すると約 $5[\text{mm}]$ 程度でこれが要求される位置分解能である。
- ARICH では非常に微小な光を検出することから 1 光子レベルで検出することができること。
- Belle II 測定器内 $1.5[\text{T}]$ の高磁場中で動作可能であること。
- Belle II 実験における放射線量 (予想では、10 年間で $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$) に耐性があること。

である。

そこで、現在、光検出器交換の一案として MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) を考えている。MPPC については ARICH 検出器設計の段階で放射線耐性に難があるとして却下されたが、近年、放射線耐性の向上が期待されるものが開発されたため候補として再度検討することとなった。

4.2 光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) 概要

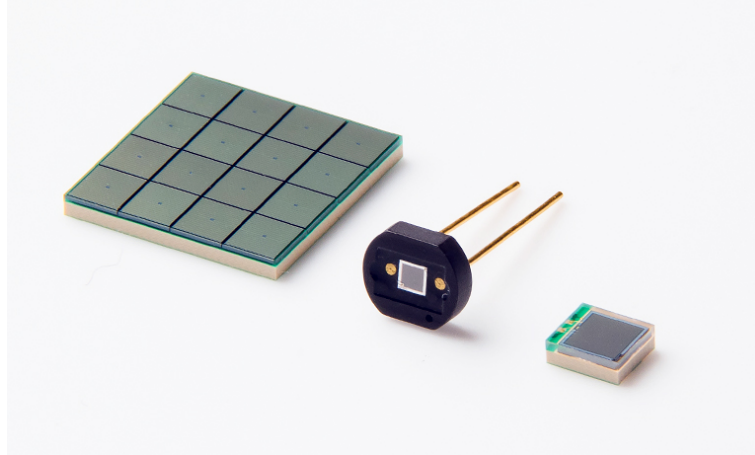


図 4.1 MPPC の外観。左が多チャンネルサンプル、右 2 つが単チャンネルサンプルである。

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) は浜松ホトニクス (株) 製の光検出器であり、ガイガーモードで動作させた APD を微細なマルチピクセル化しフォトカウンティングレベルで微弱光を検出することができる。MPPC は低電圧で動作し、高い増倍率 ($\mathcal{O}(10^5) \sim \mathcal{O}(10^6)$)、高い検出効率 (PDE) を持ち、磁場中でも動作可能である。APD のガイガーモードとは、逆バイアス電圧を Break down 電圧 (V_{br}) 以上にして動作させることであり、その状態ではリーク電流は急激に増加し、光量の大小に関係なく光子の入射 (キャリアの発生) によって素子内でガイガー放電と呼ばれる放電が生じる。そして、その放電を APD の後段に直列に接続されたクエンチ抵抗によって停止させることで信号とする。図 4.2 に MPPC の出力信号を示す。ガイガーモード APD とクエンチ抵抗を直列に接続したものを 1 ピクセルとし、多数のピクセルを 2 次元的に配置した構造を持つ。MPPC の構造を図 4.3 に示す。MPPC の各ピクセルは光子の入射時 (キャリアの発生時)、ガイガー放電を起こすことで信号としているので全ピクセルで同じ信号を出力する。そのため、例えば、3 光子が 3 つのピクセルに同時に入射したとき MPPC からの信号は 3 ピクセルの信号が合算され、3 倍の信号が出力される。

4.2.1 MPPC の特性

・増倍率

MPPC の増倍率は以下のように定義される。

$$M = \frac{Q}{e} = \frac{C V_{\text{over}}}{e} \quad (4.1)$$

$$V_{\text{over}} = V_{\text{input}} - V_{br} \quad (4.2)$$

ただし、 M は増倍率、 C はピクセルあたりの容量、 Q は出力電荷、 e は 1 電子あたりの電荷である。上式から、ピクセルの容量 C が大きいほど、印加電圧 V_{input} を大きくするほど、増倍率は高くなることがわかる。また、MPPC の増倍率は温度依存性を持つ。温度が上がると結晶格子の振動が激しくなり、キャリアが十分に加速する前に格子と衝突してしまう可能性が高くなり、雪崩増幅が起こりにくくなる、つまり増倍率が下がる。逆に、温度が下がると格子振動は小さくなることで増倍率は大きくなる。また、温度変化により V_{br} も変化するため温度変化に対して増倍率も変動する。温度変化に対して増倍率を一定とするためには V_{input} を変化させる必要があり、増倍率を一定とするための周辺温度と V_{input} の関係はほぼ直線にある。

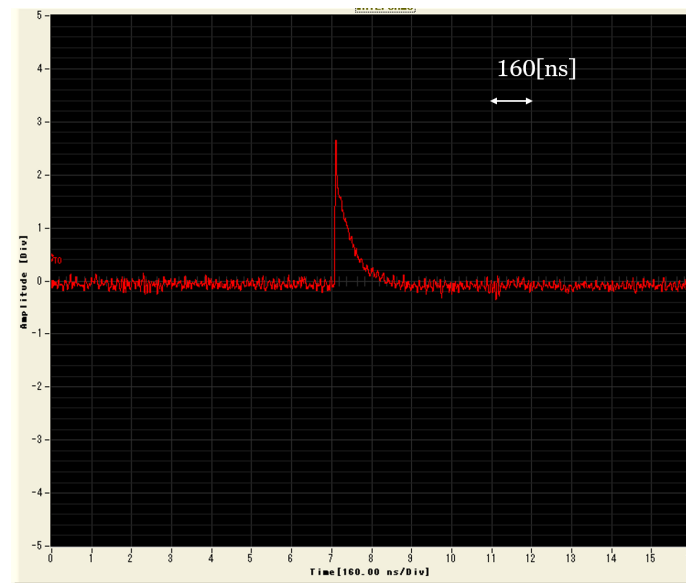


図 4.2 MPPC の出力信号

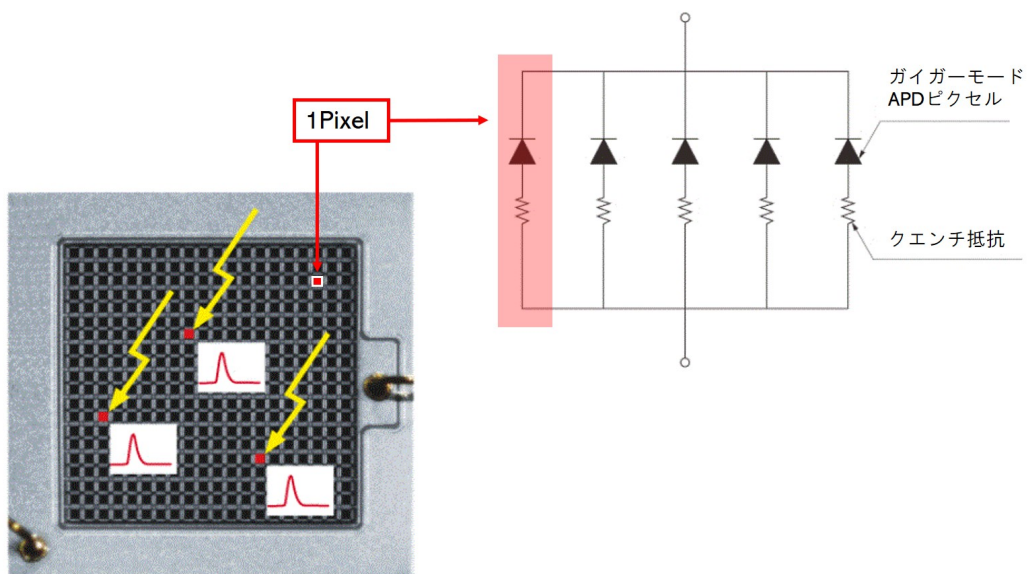


図 4.3 MPPC の概観と構造。ピクセル 1 つはガイガーモード APD とクエンチ抵抗から構成されている。

・ ダークパルス

光子の入射由来ではなく、熱励起で生じたキャリア由来のパルス。詳細は 4.3.2 で記す。

・ アフターパルス

MPPC のピクセルで増倍する過程で、キャリアが格子欠陥などにキャプチャされることがある。このキャプチャされたキャリアが放出されることで、真の信号によるキャリアと同様に雪崩増幅され、時間差で信号が出力される。この、真の信

号から遅れた信号をアフターパルスという。MPPC の増倍過程の特質上、アフターパルスと真の信号は形状から区別することができない。

- ・クロストーク

ピクセル内での増倍過程の中で 2 次フォトンが生じ、近接するピクセルが検出することで本来の信号よりも大きい信号が出力されることがある。この事象をクロストークという。新世代の MPPC では、クロストークを抑えるためピクセル間にトレンチエッチングを入れることで 2 次フォトンが隣接したピクセルに入りこまないような構造になっている。図 4.4 にトレンチエッチングの概要図を示す。

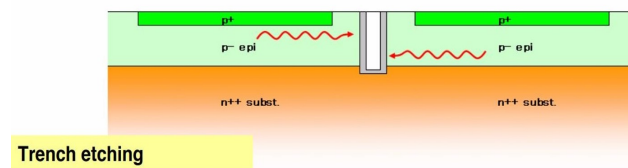


図 4.4 クロストークを抑える構造。ピクセル間にトレンチエッチングを入れることにより隣り合ったピクセルに 2 次キャリアが侵入してしまうことを防ぐ

- ・PDE(Photon Detection Efficiency)

PDE は光子検出効率のことであり、開口率 fg 、量子効率 QE 、アバランシェ確率 P_a の積である。

$$PDE = fg \times QE \times P_a \quad (4.3)$$

開口率 fg は MPPC 素子の設計に依存するパラメータであり、受光面における光子検出可能面積の割合のことである。各ピクセル同士を単離させるために幾らかスペースを要するため、ピクセルサイズが小さいサンプルは開口率が下がる。例えば、MPPC-S13360 シリーズではピクセルサイズが $25[\mu\text{m}]/50[\mu\text{m}]/75[\mu\text{m}]$ のサンプルにおける開口率はそれぞれ、25 %/74 %/82 %である。また、APD における量子効率 QE は波長依存性を持ちピーク値は 80 %～90 %程度。図 4.5 に QE 波長依存性の 1 例を示す。アバランシェ確率 P_a は増倍過程においてキャリアが雪崩増幅を起こす確率であり、印加する逆バイアス電圧の大きさに依存し、高い電圧を印加するほどアバランシェ確率は大きくなる。

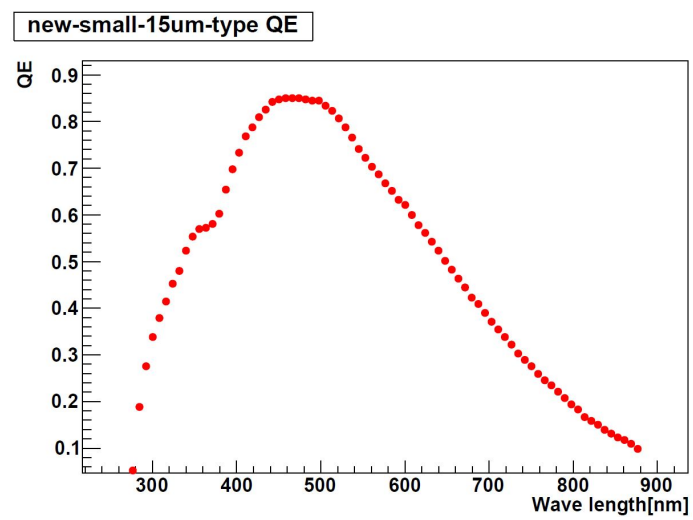


図 4.5 後述の MPPC サンプル new-small-15um-type における QE の波長依存性

4.3 HAPD と MPPC の比較

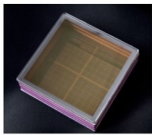
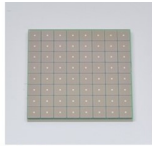
HAPD		MPPC	
			64ch 50 μ m-type
144ch (12 $\times$ 12)	チャンネル数/パッド	64ch (8 $\times$ 8)	
4.9 $\times$ 4.9[mm ²]	有効受光面サイズ/ch	3.0 $\times$ 3.0[mm ²]	
200~600[nm]	有効波長範囲	320~900[nm]	
~20%	PDE	~40%	
0[cps]	ダークカウントレート/ch	~500k[cps]	
5.6 $\times$ 10 ⁴	Gain	1.6 $\times$ 10 ⁶	
7k~8k[V]	動作電圧	~50[V]	
~65%	開口率	~75%	

表 4.1 HAPD と MPPC における基本特性の比較

表 4.1 に MPPC と HAPD の性能を比較した表を示す。MPPC については例として 64 チャンネルの 50 μ m-type を取り上げた。次項以降に ARICH における MPPC のメリットおよび問題点を記す。

4.3.1 ARICH における MPPC のメリット

ARICH で MPPC を用いることのメリットは大きく 2 つ考えられる。1 つは検出光子数が増えることである。現在、チェレンコフ光リングあたりの検出光子数は十数個であるが実際輻射体からはもっと多くの光子が放射されている。HAPD の PDE(波長依存性のピーク値) は QE に有感領域の割合を掛け合わせたファクターで、約 20 % であるのに対して MPPC における PDE(波長依存性のピーク値) は 40 % 程度であることからリングあたりの光子数が増え、識別性能の向上が期待される。2 つ目は、MPPC を用いることで取り扱いが容易になることである。HAPD はその増倍原理の特質上、高電圧 (~8[kV]) を印加する必要があるが、HAPD1 台あたり 6 系統の電圧を印加せねばならず、複数のケーブルが接続され取り扱いが非常に煩雑になっている。対して、MPPC は 50[V] 程度の電圧を印加するだけで動作する。

4.3.2 ARICH における MPPC の問題点

ARICH における MPPC 使用のメリットを上で述べたが、決してメリットだけではない。特に問題視されているのが、「高ダークカウントレート」と「低放射線耐性」である。それぞれの問題点について以下で述べる。

- ・高ダークカウントレート

MPPC では光によって生成されたキャリアだけでなく熱的に発生したキャリアによっても信号が発生する。このパルスはダークパルスと呼び検出効率低下の原因となる。熱的に発生したキャリアも光子由来のキャリア同様、一定 (1.p.e.) に増倍されるため、入射光子によるパルスとダークパルスは信号の形状からは区別することができない。そのため通常、光子入射タイミングと同時に発生した信号を真の信号とすることでダークパルスと区別する。図 4.6 にその概念図を示す。ARICH で運用する際には、他のサブディテクターからのトリガー情報を用いることでトラック由来の真の信号を認識することができると考えられる。観測されたダークパルスの数をダークカウントと呼び、1 秒当たりのダークカウント数を

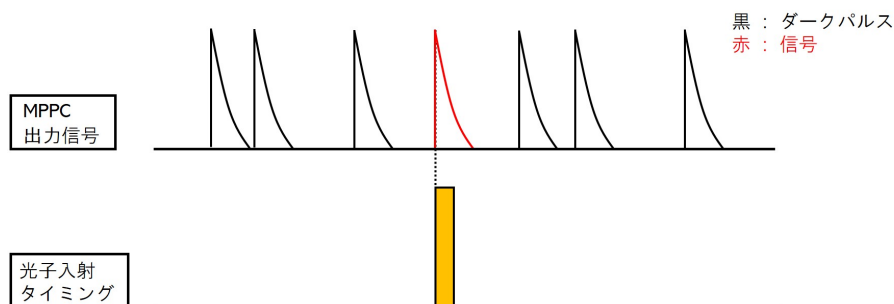


図 4.6 ダークパルスと真の信号は見分けがつかないため、タイミング情報で真の信号を認識する

ダークカウントレートとし、単位は [cps(Count Per Second)] である。基本的には [Hz] と同じ単位だがダークパルスは、周期的に発生するわけではないので [cps] を採用する。また、本論文では暗状態で 0.5p.e. の閾値を超えたパルス数をダークカウントレート $N_{0.5p.e.}$ と定義する。

ダークパルスは上述の通り熱励起によるキャリア由来の信号であるため、ダークカウントレートは温度によって変化し、 $-60[^\circ\text{C}]$ 程度までであれば以下のように表現できる。

$$N_{0.5p.e.}(T) \sim AT^{\frac{3}{2}} \exp\left[\frac{E_g}{2kT}\right] \quad (4.4)$$

ただし、 T : 温度 [K], A : 任意定数, E_g : バンドギャップエネルギー [eV], k : ボルツマン定数である。

このダークパルスによって ARICH における粒子識別性能の低下が考えられる。1 つは fake hit による識別能力の低下である。真の信号 (トラック由来の光子) とほぼ同タイミングで、それと関係のないチャンネルがダークパルスによって Hit を作ることがある。図 4.7 にその概念図を示す。この fake hit によって Likelihood 計算に悪影響が生じる。もう 1 つは、dead time による識別能力の低下である。真の信号の直前にダークパルスが生じた場合、真の信号が失われてしまう。これについては、ASIC レベルでのパルスセパレーションが都立大の鶴藤君によって検証されている [5]。

・低放射耐性

MPPC はシリコンデバイスであるため、放射線によって損傷し得るが、その中でも中性子のような重粒子による影響が最も大きいことが知られている。入射した中性子が MPPC 内の Si 格子に衝突することで、Si 格子がトラップから叩き出され格子欠損が生じる。図 4.8 に中性子照射による損傷の概念図を示す。その格子欠損によって価電帯と伝導体の間に新しい中間準位が生じ、本来励起に必要なエネルギーよりも小さなエネルギーでもバンドギャップを超えることが可能になってしまう。これにより、熱励起由来の信号であるダークパルスは増加し、リーク電流も大きくなる。また、雪崩増幅の過程でキャリアが格子欠損に一時的にトラップされ、時間差で増倍されるキャリア由来のアフターパルスの発生頻度も高くなる。このように中性子照射によってダークパルス、アフターパルスが極端に増加することで、1 光子信号を識別することができなくなり、ARICH で想定する光検出器の挙動と異なってしまう。

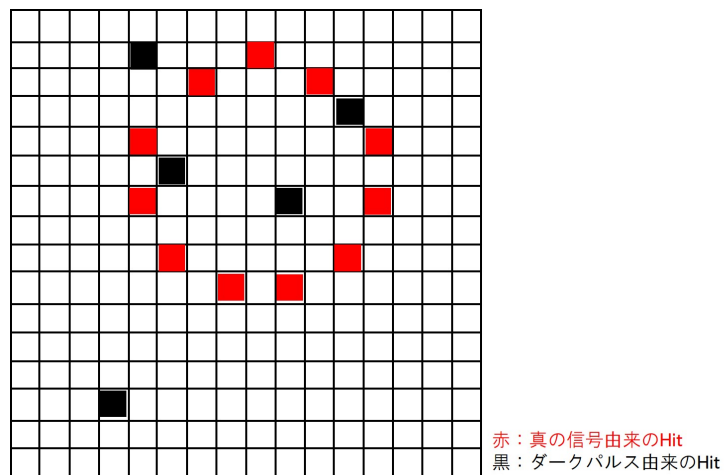


図 4.7 fake hit の概念図 リングイメージの周辺にダークパルス由来の Hit が生じることで識別性能の低下につながる。

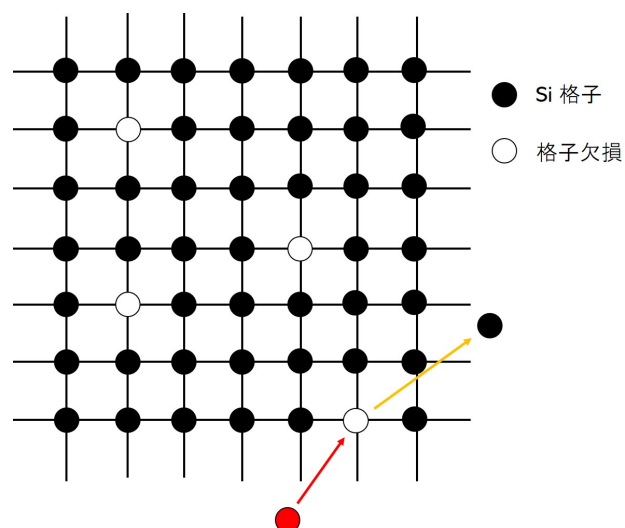


図 4.8 中性子照射による損傷の概念図 照射された中性子によって Si 格子が叩き出され格子欠損が生じる

4.4 この研究の目的

ARICH アップグレードの一環として光検出器の交換を考えており、その 1 案として MPPC が挙げられている。そこで、MPPC の ARICH での使用実現性を検証するため、MPPC の高いダークカウントレートを想定したシミュレーションによる粒子識別性能の評価を行う。また、実際に最新世代の MPPC に対して中性子照射試験を茨城県東海村、J-PARC で実施し基礎特性の変化を評価する。

4.5 本研究で想定した MPPC サンプル

表 4.2 に本研究におけるシミュレーションで想定、中性子照射試験で使用した MPPC の一覧を示す。すべて浜松ホトニクス (株) 製であり、各 1ch あたりの構造及び性能を記す。S13360-3050VE, S13360-3075VE, S14160-1315PS, S14160-3050HS の 4 サンプルである。本論文では簡単のため、S13360-3050VE を 50um-type, S13360-3075VE を 75um-type, S14160-1315PS を new-small-15um-type, S14160-3050HS を new-50um-type と呼ぶこととする。中でも new-small-15um-type はその薄さ、開口率の低さ等から放射線耐性の向上が期待されている。

MPPC Samples	Pixel pitch[um]	Fill Factor [%]	Gain ($\times 10^5$)	PDE [%]	Size [mm ²]	Capacity [pF]
50um-type	50	74	17	40	3.0 $\times$ 3.0	320
75um-type	75	82	40	40	3.0 $\times$ 3.0	320
small-new-15um-type	15	49	3.6	32	1.3 $\times$ 1.3	100
new-50um-type	50	74	25	50	3.0 $\times$ 3.0	500

表 4.2 本研究で想定する MPPC サンプルの基本構造と特性

また、図 4.9 に 50um-type, 75um-type の構造, 図 4.10 に new-small-15um-type の構造, 図 4.11 に new-50um-type の構造を示す。50um-type, 75um-type についてはピクセルピッチが異なるだけで基本的外形寸法は同じである。

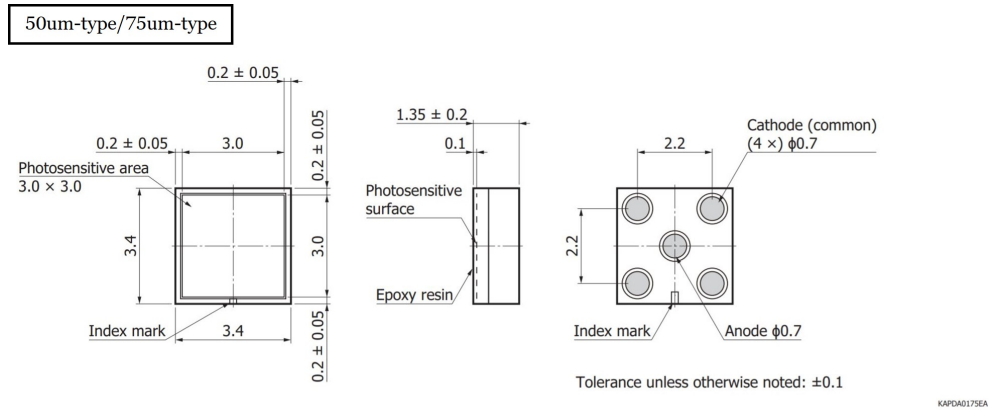
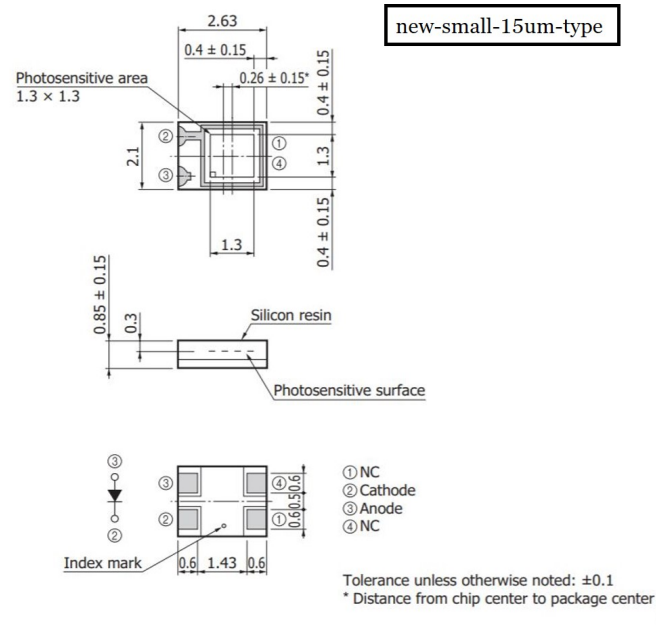
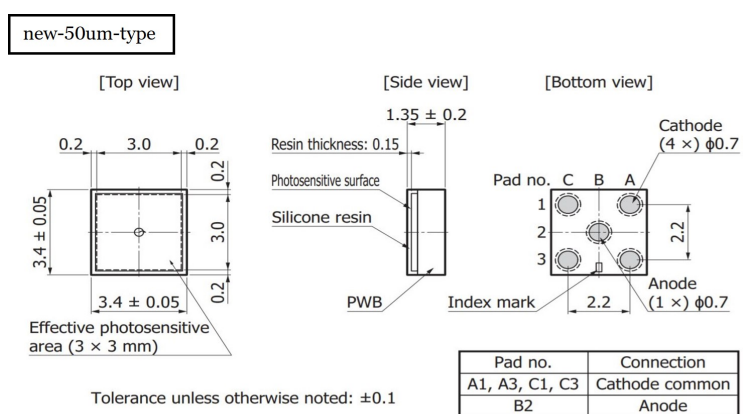


図 4.9 50um-type, 75um-type の構造



KAPDA0205EA

図 4.10 new-small-15um-type の構造



KAPDA0195EA

図 4.11 new-50um-type の構造

第 5 章

シミュレーションによる ARICH 検出器の識別能力の評価

この章では MPPC を想定した ARICH による粒子識別性能をシミュレーションによって評価する。上述の通り MPPC を使用することにはメリット、デメリットがあり識別性能はそれらのトレードオフによって決まると考えられる。

5.1 で、シミュレーション方法及びデータの処理について述べる。5.2、現行の光検出器である HAPD を想定したシミュレーション結果を示し、併せて本研究で採用する識別性能の評価方法を記す。そして、5.3 に本研究で想定した MPPC の特性を記し、最後にその結果と考察を示す。

5.1 シミュレーションの流れ

まずこの節では、シミュレーションの全体像およびデータ処理について述べる。図 5.1 にシミュレーション及びデータ処理の体系を示す。本研究では basf2(belle analysis software framework 2) という Belle II 実験におけるソフトウェアフレームワークを用いた。baf2 では、イベント生成やトラッキング等の各タスクがモジュールとして実装されておりモジュールを組み合わせることでシミュレーション及び解析を行うことができる。シミュレーションにおいては、まず

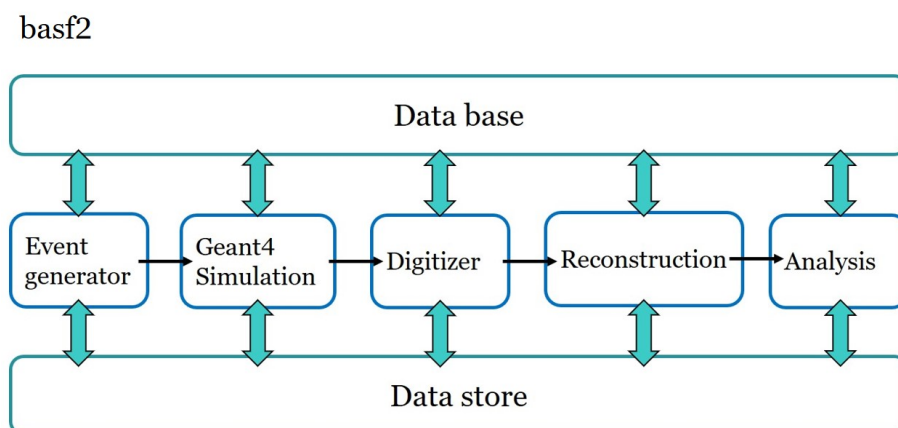


図 5.1 シミュレーションにおける全体の流れとデータ処理の体系 ジオメトリに関するパラメータ等は Data base に記録されておりそこから引用される。また、信号情報等の生成されたデータは Data store に保存され次の段階で使用される。Reconstruction からのデータの流れは実際の測定でも同様である。

Event Generator により ARICH 検出器で識別を想定する粒子を生成し検出器へと打ち込む。本研究では Particle Gun というモジュールを用いて Kaon, Pion を Belle II 測定器へ打ち込んだ。次に Geant4 Simulation という段階であるが、Geant4 とは粒子が物質を通過する際の反応をシミュレーションするためのパッケージであり、イオン化や散乱、チェレンコフ光の放射等の考慮を行う。また、ここでは、同時に各検出器におけるジオメトリの構築を行い、打ち込まれた粒子が検出器内を通過する過程やその際の反応におけるシミュレーションを行う。その後、各検出器における、信号情報を実際の検出器からの出力と同じとなるようにデジタイズを行う。最後に、イベントにおける Reconstruction を行う。CDC によるトラッキングや Likelihood 計算等、物理解析に必要なデータを導出する。最後に、これらのデータを用いて解析を行う。ここまで、シミュレーションにおけるデータ処理の全体の流れについて記したが、以下特に ARICH 検出器における処理について記す。

ARICH 検出器では、Geant4 Simulation の段階でまずジオメトリの構築を行う。エアロゲルの位置、屈折率、また、HAPD の配置やパッドのサイズ ($4.9 \times 4.9 [\text{mm}^2]$)、PDE の波長依存性等のジオメトリにおけるパラメータは Data base に記録されており引用される。そして、荷電トラックがエアロゲルに入射することによるチェレンコフ光の生成、また、そのチェレンコフ光の検出をシミュレーションする。この光子検出におけるシミュレーションの段階で PDE の考慮も行う。次に、Digitizer ではチェレンコフ光による Hit のあった位置情報 (x, y) が HAPD におけるチャンネル番号の情報に変換される。また、ランダムヒットというパラメータがある。これは、電氣的ノイズを想定したパラメータであり全 HAPD におけるチャンネルに対してランダムに Hit が生成される。現行の HAPD では、その増倍機構から電氣的ノイズはほとんどないが、本研究におけるシミュレーションではこの値を、MPPC の高ダークカウントレートを想定するため適当な値を設定する。このランダムヒットの処理も、この Digitizer の段階で行われる。また、ARICH では Hit の有無についての読み出しを常に行っており、トラックが ARICH へ入射したイベントを外部トリガにより検知し、Belle II DAQ への送信を行う。この入射が検知されたトラックに対して、Likelihood の計算がされ粒子識別が行われるのである。

5.2 HAPD の識別能力及びその評価方法

この項では HAPD を想定したシミュレーションの方法及びセットアップ、その結果、粒子識別能力の評価方法を記す。ARICH における、ジオメトリとしては現行のエアロゲル及び HAPD を想定する。

5.2.1 シミュレーションセットアップ

Belle II 検出器を想定するモンテカルロシミュレーションを行う。イベントジェネレータとして Particle Gun を用いて、Beam Interacting Point から Kaon, Pion を計 10000 トラック打ち込む。シミュレーションのセットアップは、以下の通りである。

- ・ Momentum : 3.5 - 4.0[GeV]
- ・ Theta parameter θ : トラックの打ち込み角度 (トラックの水平方向に対する仰角): 17 - 35[degree]
- ・ Theta Generation : Uniform cosine: トラックにおける打ち込み角度は $\cos \theta$ に対して一律
- ・ Random Hit : 0.066[/パッド・time window]
- ・ パッド : $4.9 \times 4.9 \times 144[\text{mm}^2]$
- ・ time window : 250[nsec] (time window というパラメータについては後述する) とする。

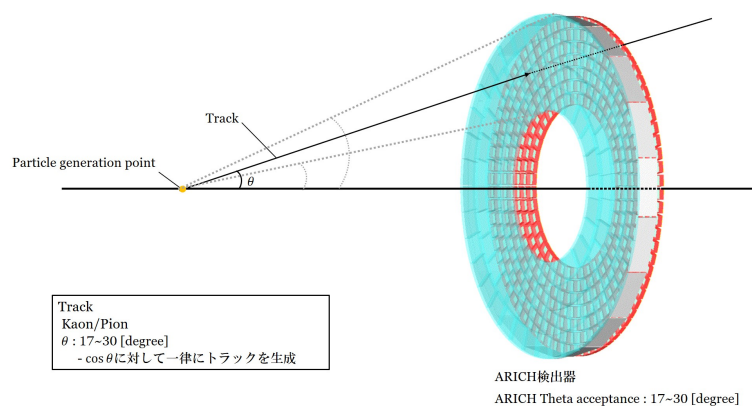


図 5.2 シミュレーションにおける概念図

図 5.2 にシミュレーションにおけるイメージ図を示す。ARICH 検出器への要求としては、Belle II 測定器エンドキャップ部において Kaon/Pion を運動量 $\sim 3.5[\text{GeV}/c]$ でも高精度で識別できることである。運動量が高いほど、粒子によるリング半径差は小さくなり識別は困難になるので、本シミュレーションでは高運動領域である 3.5- 4.0[GeV] のトラックを打ち込んだ。また、ARICH における角度のアクセプタンスは 17-30[degree] であることから、トラックの打ち込み角度 θ も上記のように設定し、 $\cos \theta$ に対して一律で打ち込む。図 5.3 に Pion トラックの運動量分布を示す。

5.2.2 シミュレーション結果 : HAPD

CDC を通過し、ARICH にトラックが入射したイベントに対し、トラックの入射位置及び Hit の位置の解析を行う。各 Hit に対しトラック入射位置からチェレンコフ光角度を算出し、Hit に対してのチェレンコフ光角度分布ヒストグラムを作成する。図 5.4 左に各 Hit におけるチェレンコフ光角度分布の作成の概念図を示す。イベントごとに各 Hit に対してチェレンコフ光角度 (θ_C) を計算しヒストグラムを作成する。図 5.4 右に Pion トラックにおけるチェレンコフ光角度分布を示す。角度 0.32[rad] 付近にみられるピークが、Pion によって発生したリングを構成する光子に対応する。また、このプロットからリングを構成するトラックあたりの平均光子数を求めることができる。チェレンコフ光分布におけるピークを Gaussian でフィットし 3σ で積分した値をリングを構成する全光子数とする。また、全光子を ARICH に入った Pion ト

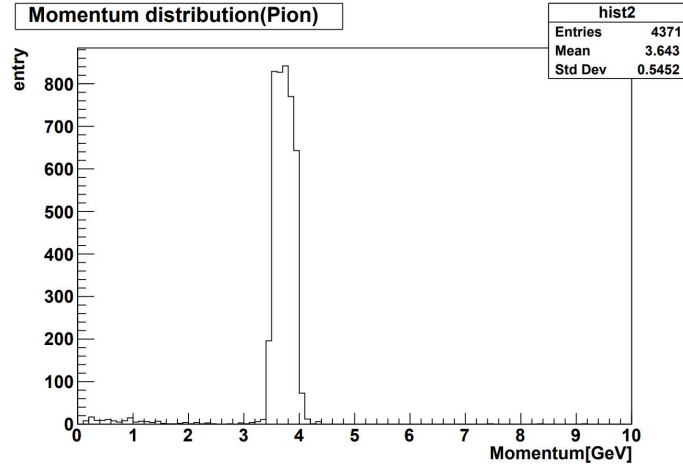


図 5.3 Pion トラックにおける運動量分布

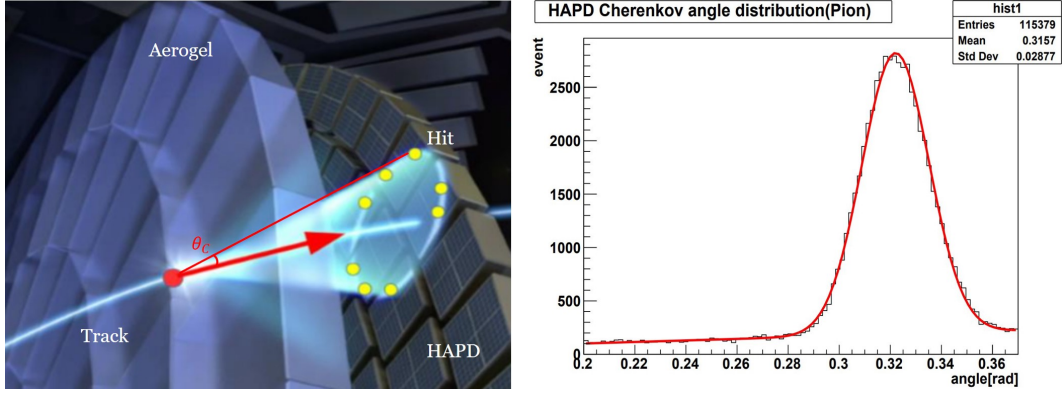


図 5.4 Hit におけるチェレンコフ光角度分布の作成。各 Hit に対しチェレンコフ光角度を求めチェレンコフ光角度分布を作成する

ラック数 (図 5.3) で割った値がトラックあたりの平均光子数である。トラックあたりの平均光子数は、リングを構成するトラックあたりの平均光子数 n_{ring} 、リングを構成する全光子数を n_{total} 、ARICH に入射したトラック数を n_{track} とすると、

$$n_{\text{ring}} = n_{\text{total}} / n_{\text{track}} = 10.4 \quad (5.1)$$

と求まる。

また、先に述べた通りに ARICH では入射してきたトラックごとに Likelihood を計算しており、トラックに対する Pion(Kaon) の likelihood 計算結果を $L^\pi (L^K)$ とする。図 5.5 に $\log L^\pi - \log L^K$ のプロットを示す。赤の線が Kaon、青の線が Pion のトラックにおける計算結果を表しており、正の領域に Pion、負の領域に Kaon と確かに粒子識別ができていることがわかる。 $\log L^\pi - \log L^K = 0$ 付近にピークがみられるがこれは、ARICH にトラック自体は入ってきたものの、エアロゲルの仕切り等で光子が失われてしまったイベントによるものである。また、本研究では粒子識別性能の指標として K fake rate という量を次のように定義する。図 5.6 のように Pion に対して全体の 95 % でカットをかけ、その領域を Pion とする。しかし、その領域にも Kaon が含まれていることがわかる。この誤って Pion と識別してしまった Kaon を Fake K と呼び、全体の Kaon に対してこの Fake K の割合を K fake rate とする。K fake rate を F とすると、今の場合

$$F_{\text{HAPD}} \sim 0.03 \quad (5.2)$$

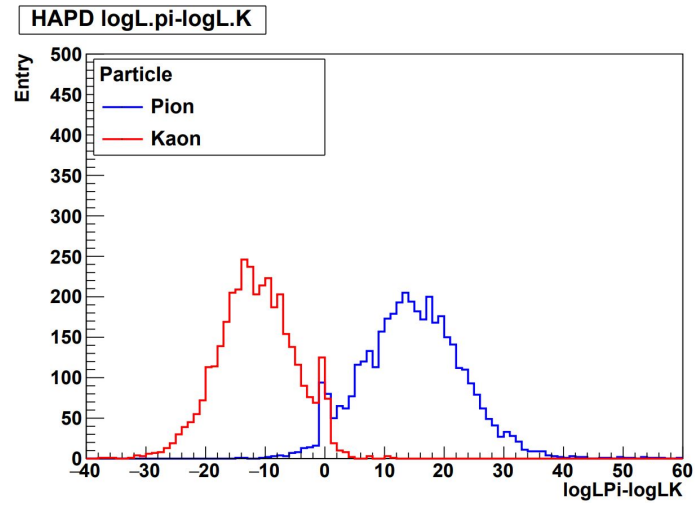


図 5.5 HAPD を想定したシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ のヒストグラム 赤が Kaon トラック, 青が Pion トラックにおける Likelihood の計算結果であり Kaon と Pion が識別できている様子がわかる

程度である。K fake rate が小さいというのは識別性能が高いことを表している。

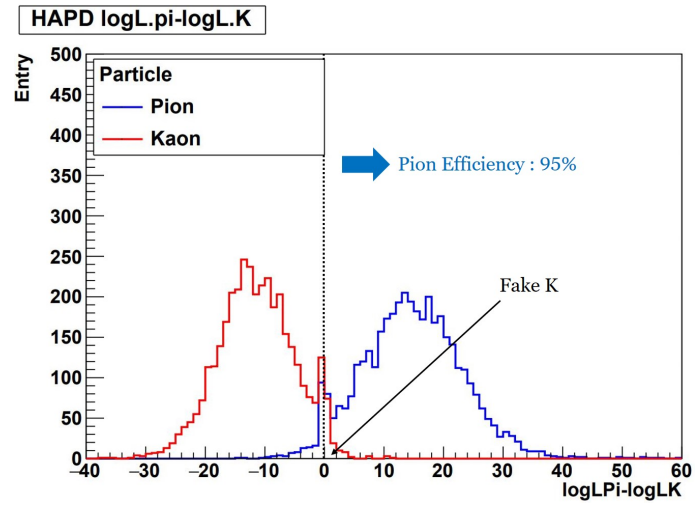


図 5.6 Pi efficiency を 95 %としたとき、Pion と誤認してしまった Kaon の領域を表した図

5.3 MPPC を想定したシミュレーション

ARICH 検出器では全体で HAPD を 420 台使用しており図 3.9 のように配置されている。HAPD は 1 台に 36ch の APD が 4 つ搭載されており、144ch の読み出しを持つ。1ch は $4.9 \times 4.9 [\text{mm}^2]$ のパッドであり、それだけの位置精度を持つ。本研究では MPPC を想定するために以下 (5.3.1) に示す特性をシミュレーションに組み込んだが、シミュレーション環境は HAPD のものを流用したため、光検出器の配置及び読み出し等はこのような HAPD のものを仮定している。

本研究で想定した MPPC のジオメトリを想定した場合 1 チャンネルあたり $1.3 \times 1.3 [\text{mm}^2]$ もしくは $3.0 \times 3.0 [\text{mm}^2]$ の精度で読み出しを行うことができ、光子検出における位置精度は向上することが考えられる。しかし、エアロゲル輻射体でのチェレンコフ光の放射位置の不定性が大きく、光検出器で $4.5 \times 4.5 [\text{mm}^2]$ 以上の位置精度で光子検出を行っても識別性能は向上しないことが知られている。そのため、HAPD のジオメトリを用いてシミュレーションを行うことは結論に大きな影響を与えないと考えられる。また、ダークカウントレートについては単位面積当たり一定であると考え、MPPC と同程度のものを HAPD の表面に敷き詰めたように仮定した。

5.3.1 想定した MPPC 特性

高ダークカウントレート

現行の光検出器である HAPD はその増倍機構から、熱由来の信号ダークパルスはほとんど生じない。対して、MPPC は先に述べた通りダークパルスが高い頻度で生じ、リングイメージと無関係のチャンネルに Hit を作ることや、チェレンコフ光が入射する直前にダークパルスが同チャンネルで生じることで真の信号のタイミング情報が失われてしまう等の事象が生じ、粒子識別性能の低下につながるが予想される。そこで、本研究では時間窓 (time window) というパラメータを変更することで対処する。

ARICH、HAPD における読み出しシステムのプロットを図 5.7 に示す。現在の HAPD における読み出しはアナログ信号を再現するように、0/1 でのデジタル化を行う (各ビットの 0/1 はアナログ信号に立ち上がりがあるかどうかで判定する)。外部トリガに応じて、4 ビットの 0/1 で構成されたデータの取得、送信を行う。この 4 ビットで構成されたデータの時間幅が時間窓 (time window) というパラメータである。現在 timewindow は $250 [\text{nsec}]$ という値に設定されている。time window を短くすることで MPPC の高ランダムヒットによる識別性能の低下を抑えることが可能であると考え本研究では、時間窓を $1 [\text{nsec}]$ と設定し識別性能の変化を評価する。このとき、現行の 4 ビットをデータとするような読み出しシステムは採用することができない。なぜなら、この方式を採用すると 1000 MHz のクロックが必要になるが、FPGA はそのような高速で動作しないためである。また、time window は粒子が ARICH に入射したタイミングを基準にかけないといけないが、読み出し回路がトリガーから受け取るタイミングはイベントが起こったタイミングであるため、読み出し回路では立ち上がりのタイミングの時間情報を記録して、オフラインで time window のカットをかけることを想定する。(time window が十分に大きいときは、イベントが起こったタイミングと ARICH に入射したタイミングの差は気にならない。) 図 5.9 に時間窓を短くすることで識別性能の維持ができることを示す概念図を、また、図 5.8 に想定する読み出しイメージ図を示す。時間窓は時間分解能に対応するパラメータであり、短くすることでダークパルスによって真の信号が失われる確率が下がる。

ここで実際に時間窓を短くすることで識別性能は良くなるのかをシミュレーションによって検証する。シミュレーションのセットアップとしては先のものと同様に、

- ・ Momentum : $3.5 - 4.0 [\text{GeV}]$
- ・ Theta parameter θ : $17 - 35 [\text{degree}]$
- ・ Theta Generation : Uniform Cosine

とし、そして、HAPD に対して MPPC 程度のランダムヒット ($70 [\text{kcps}/\text{mm}^2]$) を生じさせた状況でシミュレーションを行う。図 5.10 に時間窓 $250 [\text{nsec}]$ と $1 [\text{nsec}]$ としたときのシミュレーション結果 $\log L^\pi - \log L^K$ のプロットを示す。ランダムヒットが増えることで明らかに粒子識別性能は低下していることと、時間窓を短くすることで高ランダムヒットに

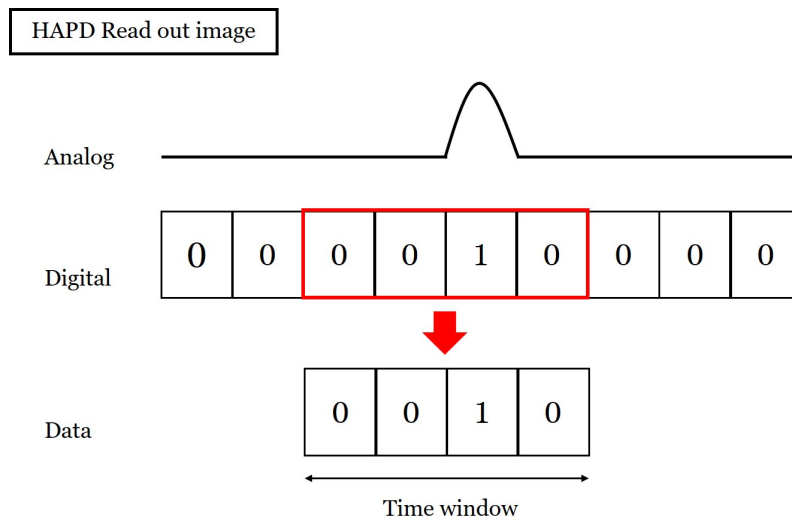


図 5.7 HAPD の読み出しシステムのイメージ図 アナログ信号をデジタル化する場合、信号を 0/1 で再現するように行う。データとしては、外部トリガに応じて取得が行われ 4 ビットからなる。この 4 ビットからなるデータの時間幅を時間窓と呼ぶ。

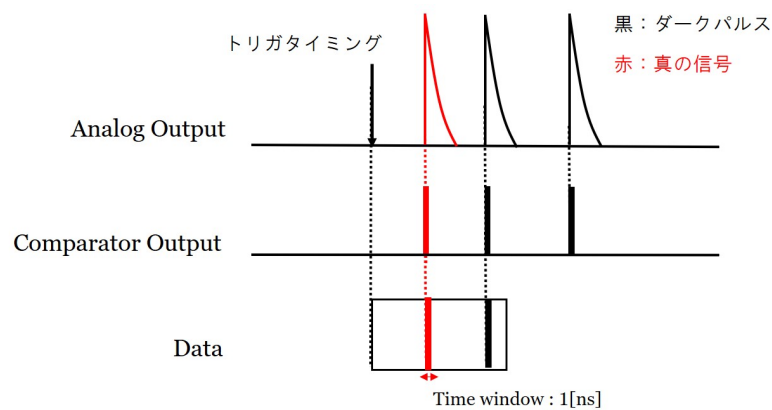


図 5.8 想定する MPPC の読みだしイメージ 立ち上がりのタイミングの時間情報を記録して、オフラインで time window のカットをかけることを想定する

対しても粒子識別性能を維持できることがわかる。それぞれの K fake rate は、

$$F_{\text{Twin:250}} = 0.93$$

$$F_{\text{Twin:1}} = 0.029$$

である。さらに図 5.11 に時間窓と K fake rate の関係を示す。上述のように時間窓を短くすることで K fake rate が小さくなることがわかる。

パルスセパレーション

MPPC はそのダークカウントレートの高さから不感時間が問題となる。真の信号の直前にダークパルスが生じたときに真の信号が失われてしまう。この問題については都立大鶴藤君が行った、パルスセパレーションに必要な時間を見積もる

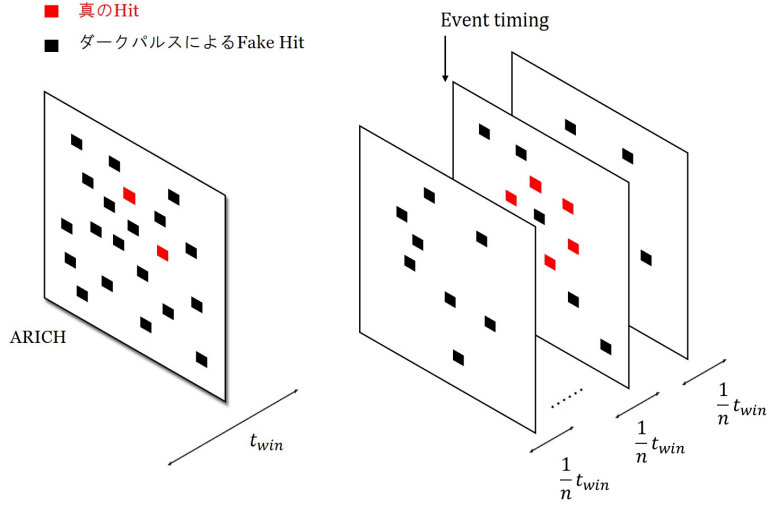


図 5.9 時間窓を短くすることによる識別性能維持のイメージ図 時間窓は時間分解能に対応するパラメータであり、短くすることでダークパルスによって真の信号が失われる確率が下がる。

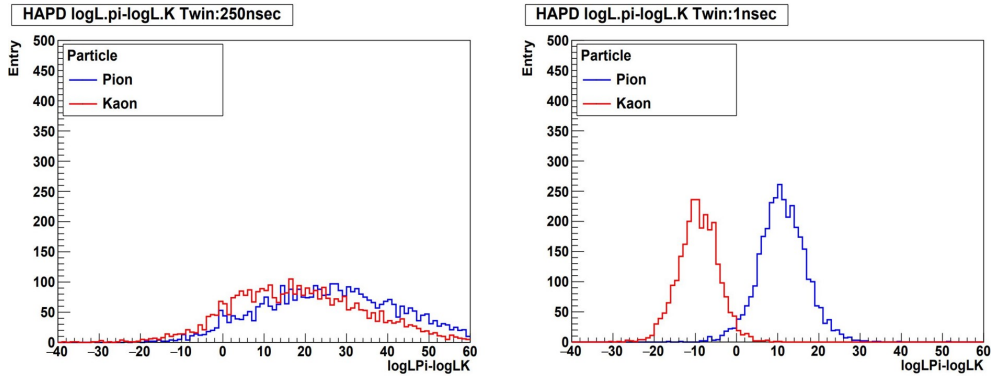


図 5.10 HAPD に高ランダムヒットを生じさせたときのシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ の結果 左図が time window を 250[nsec] と設定したときの結果。右図が time window を 1[nsec] と設定したときの結果。高いランダムヒットレート下では確かに識別性能が低下していることがわかる。また、それと同時に時間窓を短くすることで識別性能を維持できていることがわかる。

シミュレーションの結果を以下に紹介する。

連続する 2 つの信号を間隔を変更しながら開発中 MPPC 用の ASIC に入力する。シミュレーションの条件は、
入力信号

- ・電荷 : $4.0 \times 10^6 [C]$
- ・テイル時定数 : 100[nsec]
- ・端子間容量 : 320[pF]
- ・比較器の閾値 : 1 光子信号における波高 80 %

とした。図 5.12 にシミュレーションの結果を示す。シミュレーション結果から、この条件のもとではパルスセパレーションに必要な時間は 40[nsec] であることが分かった。ただし、このシミュレーションは簡単のため 2 つのパルスの前後には他のパルスがないことを仮定したが、ダークカウントレートが高くなるにつれてパイルアップイベントのような連続した信号頻度は増加するため実際には 40[nsec] よりも長い時間が必要であることが予想される。本研究ではその効果を考慮せず 40[nsec] を採用する。

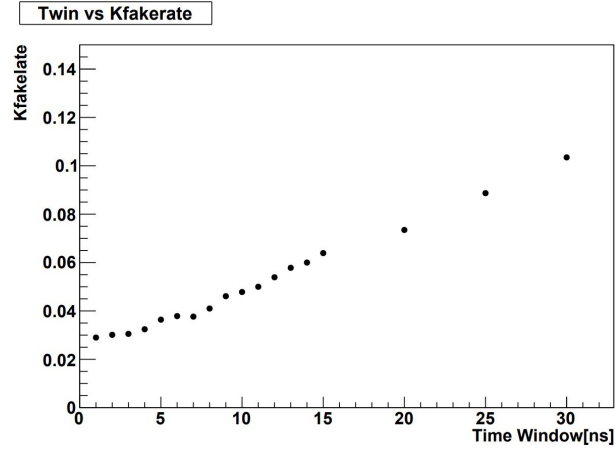


図 5.11 5.3.1 のシミュレーションセットアップにおける K fake rate と時間窓の関係

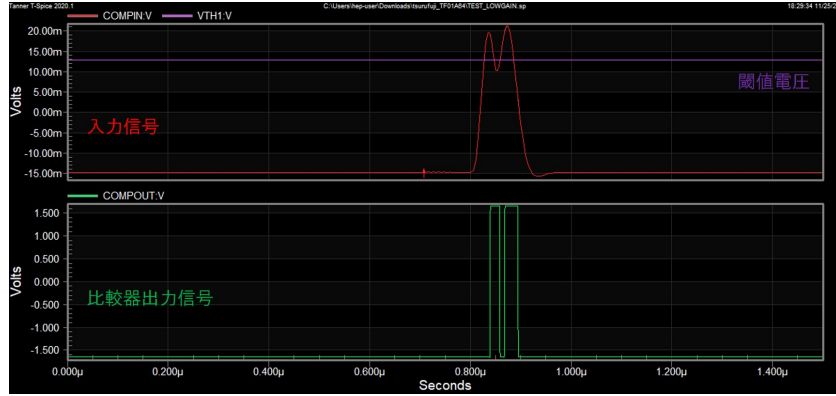


図 5.12 パルスセパレーションにおけるシミュレーション結果

この東京都立大学鶴藤君によるパルスセパレーションに必要な時間の見積もり結果を、本研究におけるシミュレーションに近似的に組み込むため 1 秒あたりに感度がある時間の割合を、パルスセパレーションファクター p と定義する。パルスセパレーションに必要な時間を $T_{\text{Dead}} = 40[\text{nsec}]$, 1 ch におけるダークカウントレートを $N[\text{cps}]$ とすると、 p は以下を満足する。

$$\begin{aligned}
 p &= 1 - T_{\text{Dead}} \times N_{\text{Dark}} \times p \\
 &= \frac{1}{1 + N_{\text{Dark}} \times T_{\text{Dead}}}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

このファクターを PDE にかけることで、このパルスセパレーションを近似的に考慮する。

高光子検出効率 (PDE)

MPPC 及び HAPD における光子検出効率 (PDE) は式 (4.3) から、 $PDE = f_g \times QE \times P_a$ と書ける。QE については 3 章で記した通り、波長依存性があるため PDE にも波長依存性が生じる。そこで、本研究では想定する 4 シリーズの MPPC における PDE 値及び波長依存性をシミュレーションに組み込む。PDE 波長依存性については、各サンプルのデータシートに記載されていたものを採用した。データシートに記載されている PDE の測定は浜松ホトニクスによるとパルス光源を用いて行われている。パルス光源から放出された、単色パルス光をアッテネータによって減衰させた後に積分球で反射させ、更正済みフォトダイオード及び MPPC へ光を入射させる。更正済みフォトダイオードから出力電流値を取

得して、その値から MPPC への入射光子数を求める。パルス光源からのトリガ信号と同期してオシロスコープで MPPC のデータ取得を行い、パルス光に対する MPPC の応答波形を測定する。その応答波形から MPPC の出力電荷量を取得する。この出力電荷量の取得を行い、出力電荷量ヒストグラムを得る。パルス光が微弱で 1 パルス光あたりの光子数が数個程度の場合この分布は理想的には MPPC の検出光子数を平均値にもつ Poisson 分布に従うが、一部のイベントはダークパルスが含まれ 2p.e. 以上のイベントにはクロストーク及びアフターパルスの影響により、実際は Poisson から少しゆがんだ分布となる。対してペDESTAL のイベントにはクロストーク、アフターパルスの影響がないためこのイベント数からダークパルスの影響を補正し Poisson 分布における平均値、つまり検出光子数を取得している。Poisson 分布

$$P(n, x) = \frac{n^x e^{-n}}{x!} \quad (5.4)$$

今、ペDESTAL について考えているため、 $x = 0$ で、

$$P(n, 0) = e^{-n} \quad (5.5)$$

ここでダークパルスの補正を含めると

$$P(n, 0) = \frac{\frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}}}{\frac{N_{\text{ped}}^{\text{dark}}}{N_{\text{tot}}^{\text{dark}}}} \quad (5.6)$$

すると、MPPC の平均検出光子数 n は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} n &= \ln \frac{\frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}}}{\frac{N_{\text{ped}}^{\text{dark}}}{N_{\text{tot}}^{\text{dark}}}} \\ &= -\ln \left(\frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}} \right) + \ln \left(\frac{N_{\text{ped}}^{\text{dark}}}{N_{\text{tot}}^{\text{dark}}} \right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

n を入射光子数で割ることで光子検出効率 (PDE) を得ている。

HAPD に比べて、MPPC は PDE が高いためリングを構成する光子数が増加し識別性能の向上が期待される。図 5.13 に HAPD 及び、4.4 で記した本研究で想定する MPPC サンプル (50um-type, 75um-type, new-small-15um-type, new-50um-type) の PDE を示す。ただし、50um-type, 75um-type の PDE 値及び波長依存性は等しい。

5.3.2 シミュレーションセットアップ

HAPD におけるシミュレーションと同様に Belle II 測定器を想定するモンテカルロシミュレーションを行う。イベントジェネレータとして Particle Gun を用いて、Beam Interacting Point から Kaon, Pion を計 10000 トラック打ち込む。シミュレーションのセットアップは、

- ・ Theta parameter : 17 - 35[degree]
- ・ Momentum : 3.5 - 4.0[GeV]
- ・ Theta Generation : Uniform Cosine
- ・ time window : 1[nsec]

とした。ダークカウントレートは単位面積当たり各サンプルごとに、

- ・ 50um-type : 38.8[kcps]
- ・ 75um-type:72[kcps]
- ・ new-small-15um-type:71[kcps]
- ・ new-50um-type:68[kcps]

という値を採用した。本研究では、これだけのランダムヒットが生じている HAPD を敷き詰めたことを考えている。(ジオメトリについては HAPD のままシミュレーションを行っている。) この値は、室温、暗状態における実測値である (データシートの値とほとんど同値)。測定については 6 章で述べる。

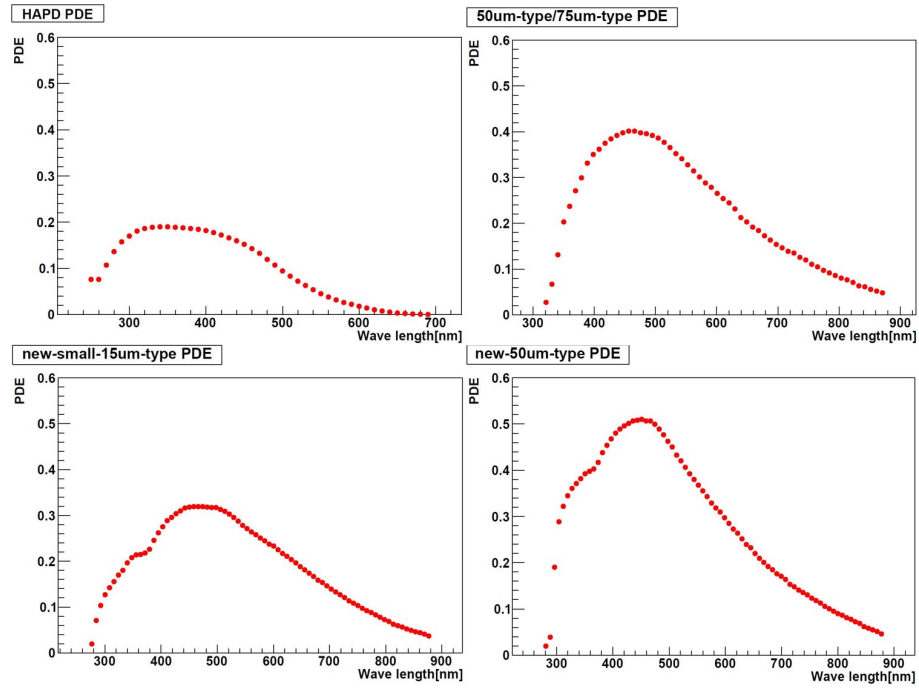


図 5.13 シミュレーションで仮定した PDE 波長依存性 左上図：HAPD における PDE 曲線 右上図：50um/75um-type における PDE 曲線 左下図：new-small-15um-type における PDE 曲線 右下図：new-50um-type における PDE 曲線

5.3.3 シミュレーション結果：MPPC

リングを構成する光子数

ここでは代表的な例として図 5.14 に MPPC サンプル new-small-15um-type を想定したときの Pion 由来のチェレンコフ光角度分布を示す。この結果より、先に記した手法でリングを構成する平均光子数を算出する。また、他のサンプル

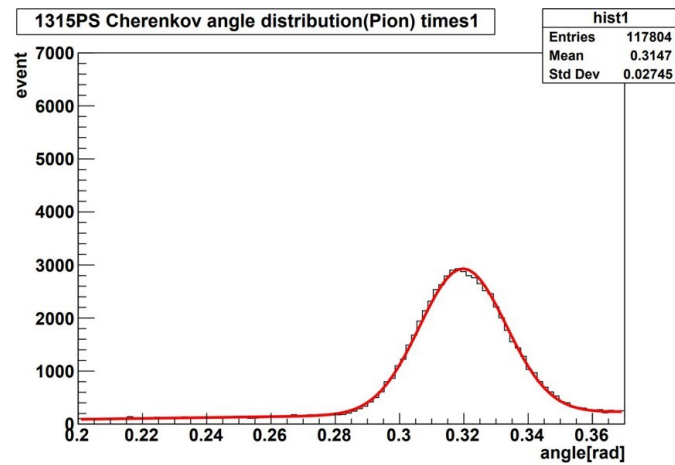


図 5.14 new-small-15um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布

についても同様の操作を行う。各サンプルにおけるリングを構成する平均光子数をまとめた表を 5.1 に示す。

MPPC Samples	n_{ring}
50um-type	13.3
75-um-type	13.0
small-new-15um-type	12.2
new-50um-type	15.7

表 5.1 各サンプルにおけるリングを構成する平均光子数

チェレンコフ光発生頻度 n は、チェレンコフ光波長 λ とすると $n \propto \frac{1}{\lambda^2}$ という関係を持ち、波長の短いチェレンコフ光が多く発生する。対して、波長の短いチェレンコフ光はエアロゲル輻射体内で Rayleigh 散乱を起こし透過しない。よって、光検出器に到達するチェレンコフ光の波長はこれらのトレードオフで決まり、主に 300~400[nm] の波長をもつ。これと PDE 波長依存性からリングを構成する光子数は決定される。

識別性能

図 5.15 に各 MPPC サンプルを想定し、time window:1[nsec] としたときのシミュレーションにおける $\log L^{\pi} - \log L^K$ のヒストグラムを示す。それぞれ K fake rate F を算出した結果を表 5.2 に示す。この結果と HAPD の結果を比較する

MPPC Samples	K fake rate "F"
50um-type	0.016
75-um-type	0.021
small-new-15um-type	0.015
new-50um-type	0.015

表 5.2 各サンプルにおける K fake rate F

と高ランダムヒット下でも時間窓を短くすることで Kaon/Pion を十分に識別できることが分かった。識別性能は、高い PDE 及びトラックあたりのリング光子数増加による識別性能の向上とランダムヒットの増加、不感時間に伴う識別性能の低下のトレードオフで決まる。

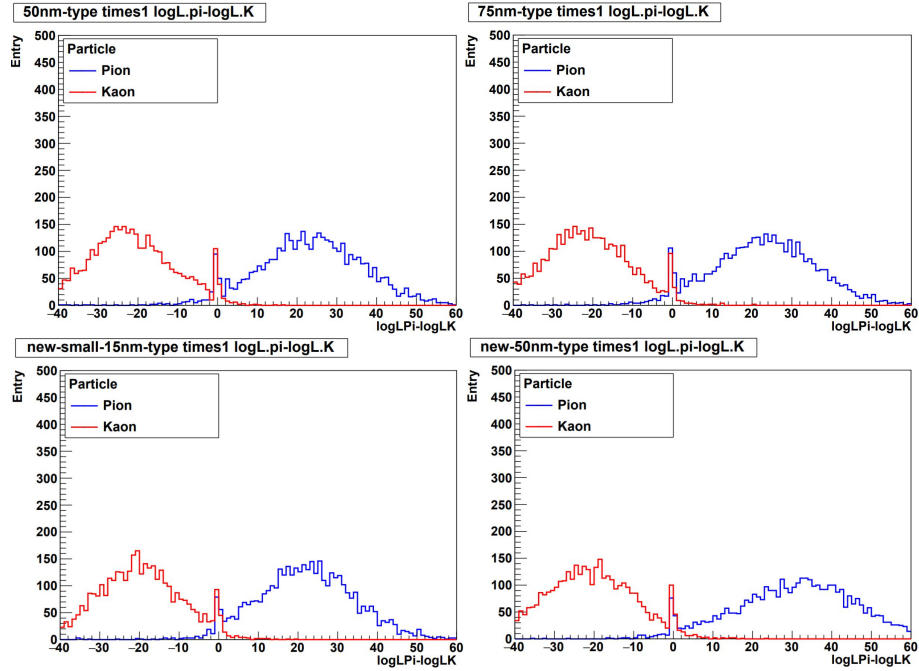


図 5.15 各 MPPC サンプルを想定し、また、time window を 1[nsec] としたシミュレーションにおける $\log L^\pi - \log L^K$ の結果 左上 : 50um-type 右上 : 75um-type 左下 : new-small-15um-type 右下 : new-50um-type それぞれ高ダークカウントレート下でも Kaon と Pion の識別が行えていることがわかる

ダークカウントレートの増加に伴う識別性能の低下

MPPC を ARICH で使用することを考えたとき最も大きな問題と予想されるのは放射線である。4.3.2 で述べたように放射線が当たることによりダークカウントレートが増加することがわかっている。そこで、この項ではダークカウントレートの増加による識別性能の変化をサンプルごとにシミュレーションによって解析する。ここでは、ダークカウントレートを 10 倍、50 倍、100 倍、と変えてシミュレーションを行った。

ダークカウントレートの増加に伴うチェレンコフ光角度分布と $\log L^\pi - \log L^K$ のヒストグラムがどのように変化するかを示す。ここでは、代表的な例として new-small-15um-type のシミュレーション結果を図 5.16, 5.17 に示す。ダークカウントレートの増加に伴って、チェレンコフ光角度分布におけるピークがランダムヒット成分に埋もれていくことがわかる。図 5.16 では、横軸をチェレンコフ光角度 θ_C としており、角度の大きい領域では bin あたりに含まれるチャンネル数が多くなるため、ランダムヒット由来の要素は右肩上がりとなっている。また、図 5.17 についてはダークカウントレートの増加にともなって、Pion のピークと Kaon のピークが近づいており、識別性能が明らかに低下している。これは上述の通り Fake hit 及び Dead time の影響によるものと考えられる。この識別性能の低下を定量的に評価するため各サンプルにおける、ダークカウントレート増加時の K fake rate F (Pi efficiency : 95 % としたとき) を図 5.18 に示す。横軸を単位面積あたりの Dark Count Rate、縦軸を K Fake Rate F とした。Dark Count Rate がより高い領域では F の変化量も大きくなっているが、これはダークカウントレートが高い領域では不感時間が長くなり光子の検出率がより低下していることに由来する。PDE の高い new-50um-type は他のサンプルと比べて識別性能の低下 (K fake rate の増加) が比較的緩やかであることがわかる。また、放射線耐性の向上が期待される new-small-15um-type について考えると、ダークカウントレート $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度までの増加であれば K fake rate は 10 % 前後に抑えられる。

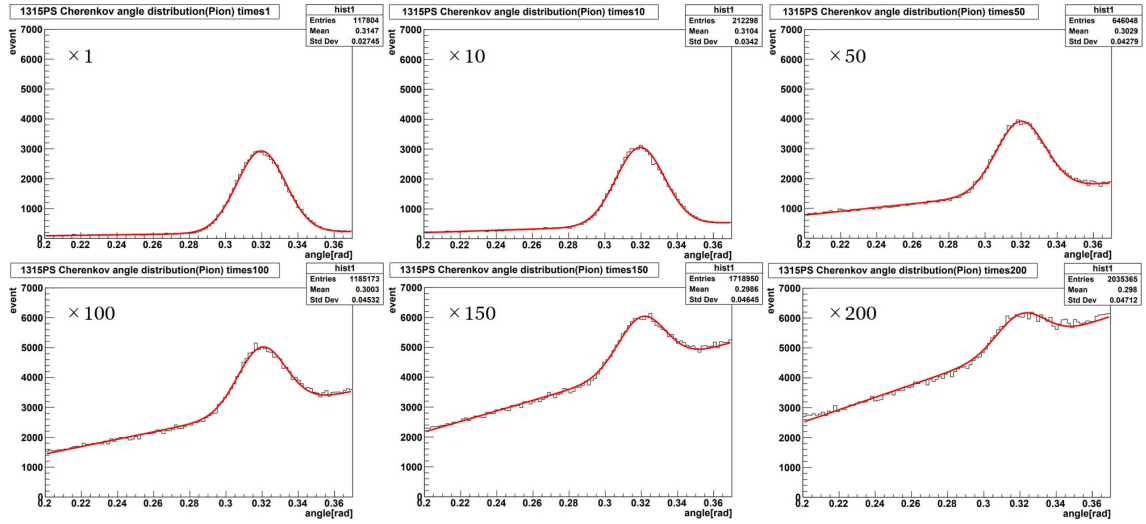


図 5.16 new-small-15um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子。ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる。

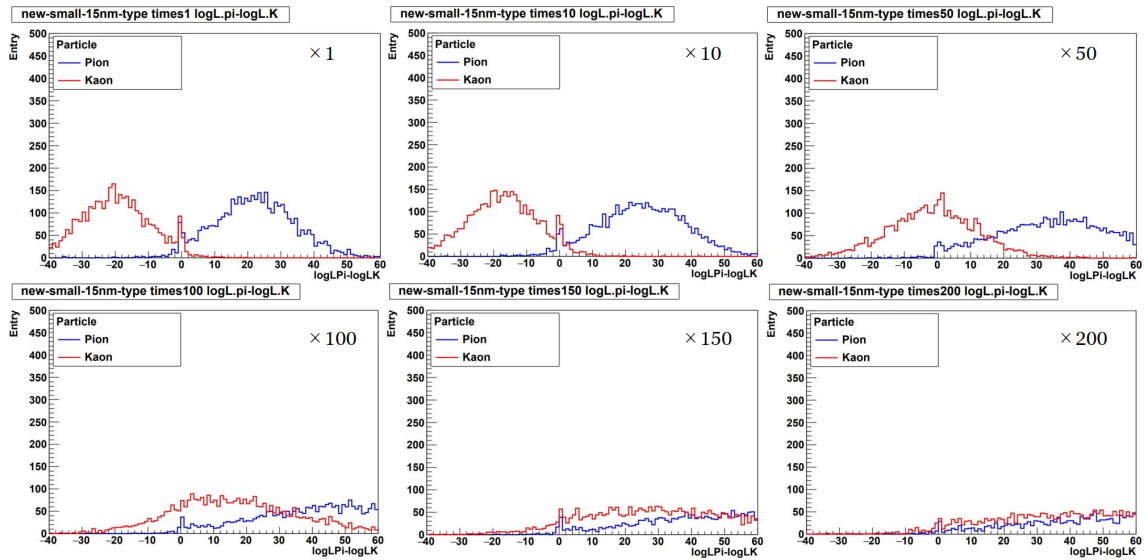


図 5.17 new-small-15um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子。ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる。

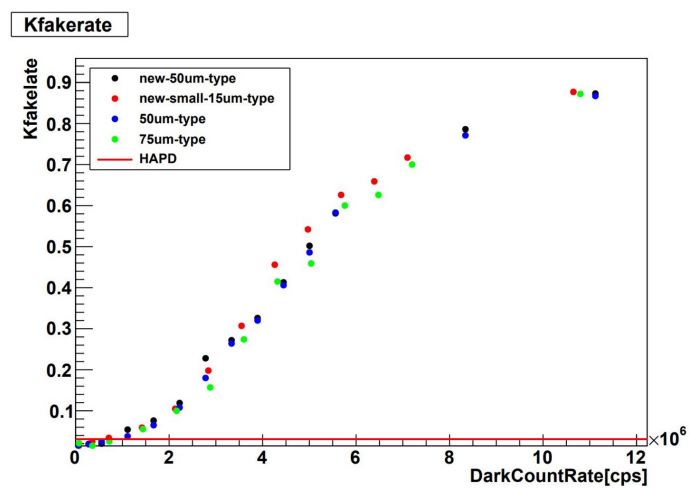


図 5.18 各 MPPC サンプルにおけるダークカウントレートと K fake rate の関係 ダークカウントレートが増加していくことで K fake rate は高くなり識別性能が低下している。ダークカウントレートが $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度であれば K fake rate は 10 %前後と見積もられる。

5.4 まとめ・考察

MPPC を想定した ARICH による粒子識別性能をシミュレーションによって推定した。本研究では、MPPC を想定するためシミュレーションに、高ダークカウントレート、PDE の波長依存性、パルスセパレーションに必要な時間を考慮した。MPPC は HAPD と比べてダークカウントレート (ランダムヒットレート) が高く、これによって識別性能が大きく低下されることが予想されるが、これについては、イベントあたりの時間窓を短くすることで対処した。時間窓の最短時間は MPPC 信号の立ち上がり時間と回路性能によって決定されるが、MPPC の信号の立ち上がりは非常に鋭いため回路性能によって決まる。そして本研究では時間窓を現実的な値として $1[\text{nsec}]$ とした。また、PDE 波長依存性については、各サンプル、データシートのものを採用した。そして、パルスセパレーションについては、近似的にその効果をシミュレーションに組み込むため、パルスセパレーションファクターというパラメータを定義した。1 信号あたりの不感時間は東京都立大学鶴藤君によってシミュレーションで見積もられた値を用いた。

HAPD を想定するシミュレーションでは、時間窓は $250[\text{nsec}]$ であり結果としては、ランダムヒット N_{Dark} 及びトラックあたりの平均リング光子数 n_{ring} 、K fake rate F は

$$n_{\text{Ring:HAPD}} = 10.4 \quad (5.8)$$

$$F_{\text{HAPD}} = 0.03 \quad (5.9)$$

$$(5.10)$$

対して時間窓を $1[\text{nsec}]$ としたときの MPPC を想定したダークカウントレート及びシミュレーション結果は表 5.1, 5.2 に示した。ただし、組み込んだダークカウントレートの値は室温、暗状態における実測値を採用した。(測定の詳細については 6 章に記す。) 図??のシミュレーション結果から MPPC の高ダークカウントレート下でも十分に識別することができ、これをシミュレーションで確認することができた。

また、放射線が当たることによりダークカウントレートが増加することが予想されているため、時間窓を $1[\text{nsec}]$ と設定した上で、各サンプルに対するダークカウントレートの増加に伴う識別性能の変化を確認した。(図 5.18) 結果を見ると、ダークカウントレートが高い領域では、識別性能の低下率が高い。これは、ダークカウントレートの増加に伴う不感時間の影響で、リングを構成する光子数が少なくなっていくことによると考えられる。放射線耐性の向上が期待される new-small-15um-type についてはダークカウントレートが $\sim 2[\text{Mcps/mm}^2]$ 程度までであれば、K fake rate F は 10 % 前後に抑えられていることがわかる。このレベルの識別性能であれば、Belle 実験粒子識別と同程度であるため物理解析に支障はないと考えられる。それ以上のダークカウントレートでは、上記の不感時間の効果もあり急激に識別性能は低下していく。

第 6 章

中性子照射試験

この章では MPPC の中性子耐性を評価するために実施した、中性子照射試験及び照射前後の MPPC 特性の変化について記す。照射前後で測定した MPPC のダークカウントレート、出力信号、IV 曲線のうち前章で議論したダークカウントレートを評価することで識別性能を評価する。

6.1 中性子照射試験について

MPPC の放射線耐性を検証するため、前世代、最新世代の MPPC に対して中性子照射試験を実施した。この節では照射試験の概要について記す。

MPPC 中性子照射試験は 2020 年 2 月 14 日～2 月 17 日の 4 日間にわたり、茨城県東海村の J-PARC 内、物質・生命科学実験施設 MLF にて行われた。MLF 実験棟では、J-PARC 加速器である RCS シンクロトロンによって生成された高エネルギー陽子ビームを水銀ターゲットに照射し生成された中性子を各ビームラインに導き出し、各用途に用いている。本照射試験は MLF 実験棟における Beam Line10 NOBORU を用いた。図 6.1 に MLF における中性子ビーム生成の概念図を、図 6.2 に BL10 NOBORU の内部構造及び照射試験セットアップを示す。

MPPC に照射する中性子量については 2 通りのプランを用意し当日、MPPC の様子を見て判断することとした。まず、1[MeV] 換算で $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ の中性子を照射する (以降中性子量については 1[MeV] 換算におけるものである)。照射後、 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ 照射サンプルの測定を行い、被ダメージの具合を見て以下 2 通りの照射プランから選択する。1 つ目のプランとしては、 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ 照射サンプルに正常な動作が確認できれば、以降 10^{10} , 10^{11} , $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行うというもの。2 つ目のプランとしては、 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ 照射サンプルが既に大きなダメージを負っていた場合、以降 10^8 , 10^{10} , $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行うというものである。 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ が Super KEKB 加速器のターゲットルミノシティで Belle I I 実験 10 年間で予想される中性子量である。本試験では、 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ 照射後の室温暗状態における測定で、1p.e., 2p.e. の識別ができておらず、大きなダメージを負っていることが確認されたため 2 つ目のプラン、 10^8 , 10^{10} , $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行うことに決定した。図 6.3, 6.4 に実際の照射試験手順とセットアップを示す。

実際の照射試験では、まず、カプトンシートに単チャンネル MPPC サンプルとエルマダイオードを取り付けたものを 8 つ用意する。エルマダイオードは中性子被照射量とリーク電流増加量の関係が既知であるシリコンダイオードであり、照射前後で IV 曲線を比較することで実際のカプトンシートにおける照射された積算中性子量を求めることができる。照射手順としては、まず、6 つのシートを図 6.3 のようにビームラインに対して 1 列に並べ、積算中性子量が $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ に達するまで照射を行い、2 枚のシートを取り出す。照射時間は 3 分程度である。(ここで、この照射量 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルに対して測定を行い、照射プランを決定する。) その後、未照射の 2 枚のシートを取り付ける。また、ロータリーコリメータでビーム強度を 1/10 にし 3 分間の照射を行う。この照射により、付け替えたシートにおける積算中性子量が $10^8[\text{n}/\text{cm}^2]$ に達し、その 2 枚のシートを取り出す。そして、残り 4 枚のシートにおける積算中性子量が $10^{10}[\text{n}/\text{cm}^2]$ に達するまで照射し (ビーム強度は元に戻し 25 分間照射を行う)、シート 2 枚を取り出す。最後に、残った 2 枚のシートにおける積算中性子量が $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ となるまで照射をする。この最後の照射においては、3 時間 50 分の照射を行った。このような手順で試験を実施し、照射中性子量 10^8 , 10^9 , 10^{10} , $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルを作成した。また、非照射サンプルとして各サンプル 2 台ずつ照射しないサンプルも用意した。図 6.5 に中性子ビーム内におけるエネルギーとその Flux のプロットを示す。

照射前後での MPPC 基礎特性の変化を測定、解析を行うため事前測定として、25[°C]、暗状態で IV 曲線、出力信号、

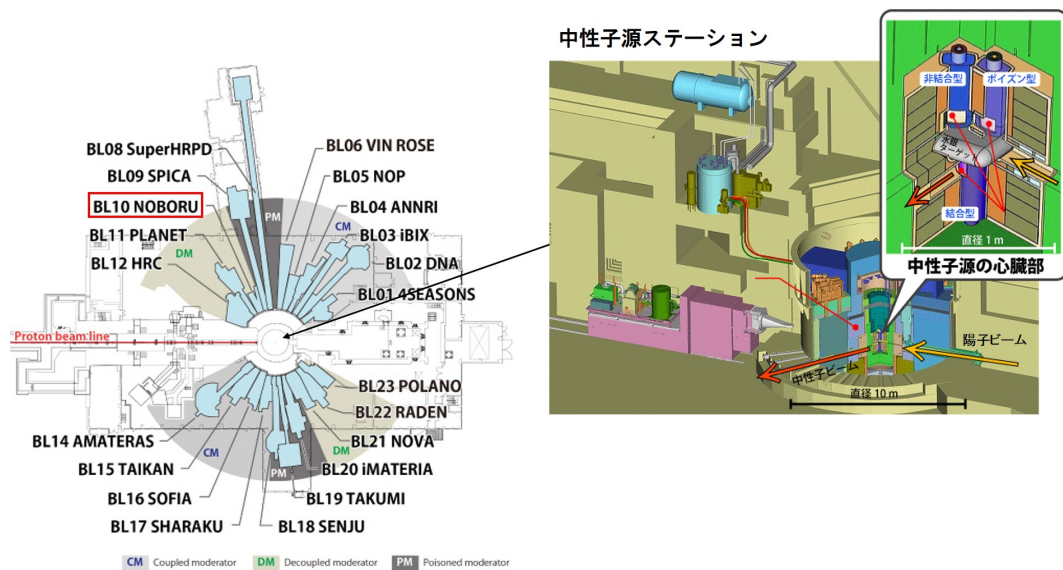


図 6.1 中性子ビームの生成概念図 RCS シンクロトロンで加速、生成された 3[GeV] の大強度陽子ビームを水銀ターゲットに照射することで、水銀原子核における中性子が弾き出される。この弾き出された中性子を各ビームラインに導き出される。

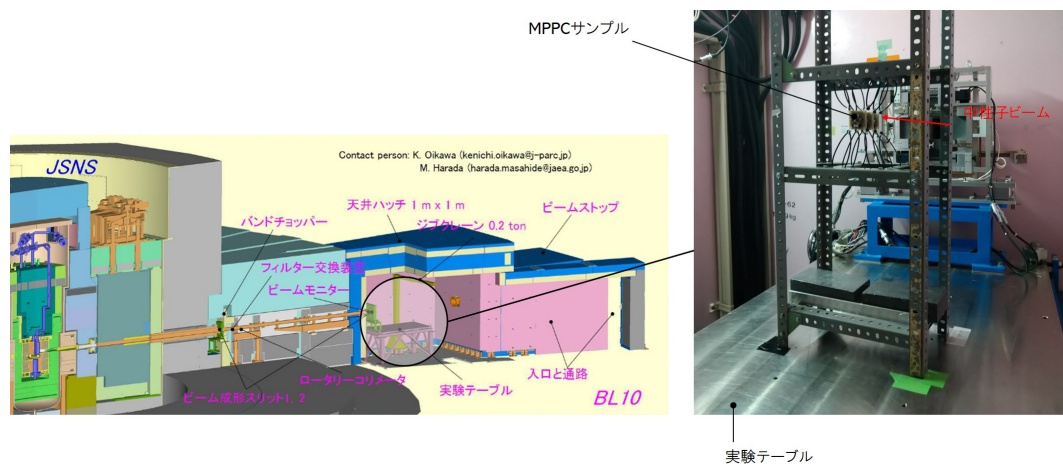


図 6.2 BL10 NOBORU の内部構造のイメージ図 (左図) 実際に設置された MPPC サンプル (右図)

ダークカウントレート、波高分布の測定を行った。(出力信号、ダークカウントレート、波高分布については首都大学東京久世さん (2019 年度卒) によって行われた [6].) 測定セットアップについては後述する。そして、照射試験中にも事前測定と同セットアップで、同測定量の測定を、照射直後のサンプルに対して行った。また、エルマダイオードについては ARICH スロベニアグループのものを使用したため、照射後のエルマダイオードはスロベニアグループへ送付し現在解析中である。

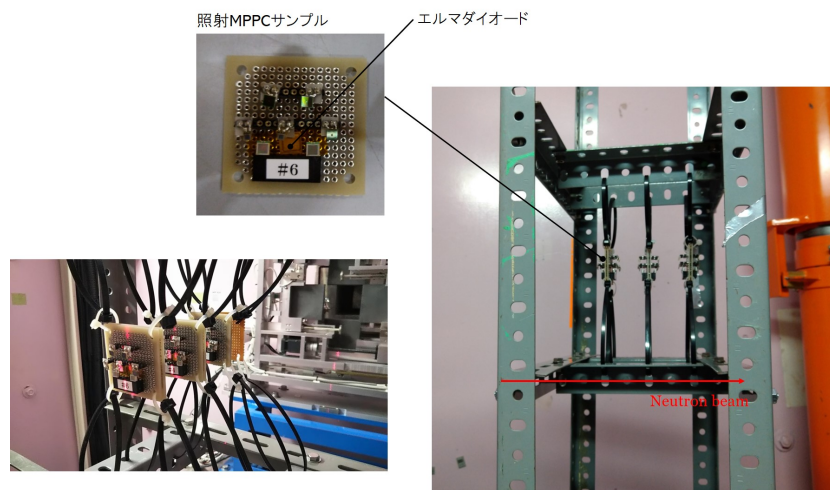


図 6.3 実際の照射試験における MPPC の設置方法

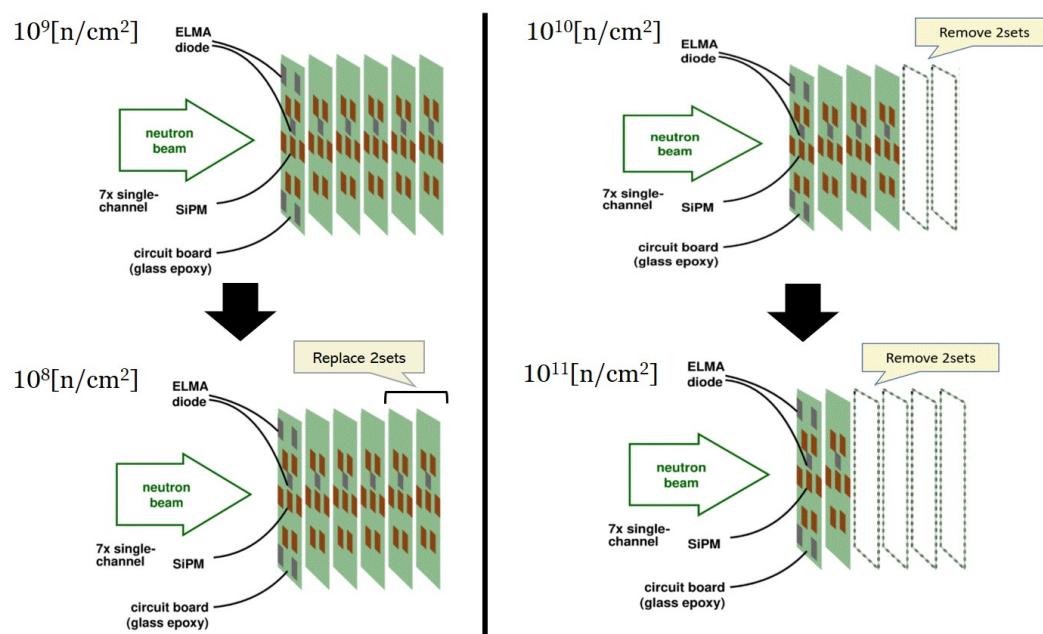


図 6.4 中性子照射試験における照射の流れ。まず $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ の中性子を照射しその後、2 セットを未照射のサンプルと入れ替え $10^8[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。その付け替えたサンプルを取り除き $10^{10}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。そして、再び 2 セットを取り除き $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の照射を行う。これにより積算照射中性子量が 10^8 , 10^{10} , $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ である MPPC サンプルができる。

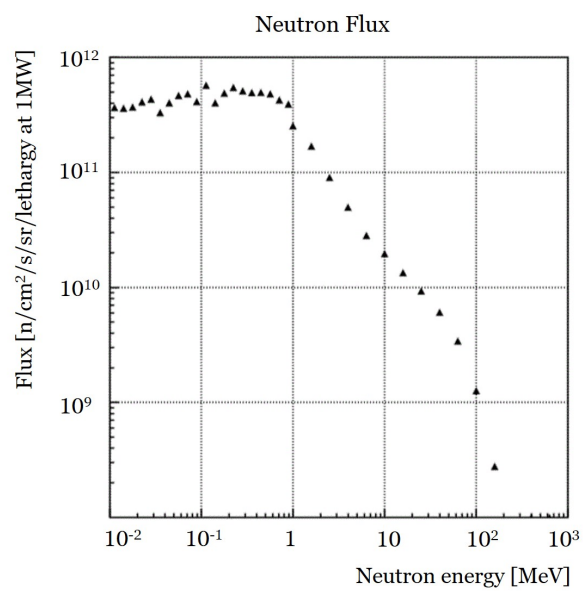


図 6.5 中性子ビーム内における中性子の持つエネルギーとその Flux

6.2 リーク電流の印加電圧依存性 (IV 曲線)

この項では、中性子照射前後で測定した MPPC の基礎特性の 1 つ、IV 曲線について記す。IV 曲線は暗状態における各印加電圧に対してのリーク電流値を測定したものである。暗状態において出力されるリーク電流を暗電流 (I_D) と呼び次のように書くことができる。

$$I_D = I_s + I_j + I_b \quad (6.1)$$

ただし、 I_s は表面電流、 I_j は再結合電流、 I_b はバルク電流を意味する。MPPC がガイガーモードにあるとき、バルク電流は単位時間あたりに雪崩増倍が発生したピクセル数を N_{fired} とすると、

$$I_b = qMN_{\text{fired}} \quad (6.2)$$

と書ける。ただし、 q は、1 素子当たりの電荷量、 M は増倍率である。MPPC の増倍率は $\mathcal{O}(10^5) \sim \mathcal{O}(10^6)$ であることから、暗状態におけるリーク電流 I_D はバルク電流 I_b が支配的になり近似的に、

$$I_D \sim I_b = qMN_{\text{fired}} \quad (6.3)$$

と書ける。暗状態においては単位時間あたりにアバランシェ増倍を起こしたピクセル数はダークカウントレートと一致するため、暗電流 I_D は、次のように書ける。

$$I_b = qMN_{0.5p.e.} \frac{1}{1 - p_{\text{crosstalk}}} \quad (6.4)$$

$$p_{\text{crosstalk}} = \frac{N_{1.5p.e.}}{N_{0.5p.e.}} \quad (6.5)$$

そのため、クロストーク発生頻度が非常に低ければ、暗電流からおおよそのダークカウントレートは推定することができる。

以降、実際の測定について記す。図 6.6 に IV 曲線の測定におけるセットアップ概念図を示す。本研究では、MPPC サンプルを搭載した基板を恒温槽の中に設置し温度管理を行い、基板に取り付けた温度計によって温度をモニターした。以降示す、IV 測定の結果はすべて 25[°C] で行ったものである。IV 曲線の測定についてはソースメータによって電圧の印加と電流値の測定を同時に行っている。また、測定を自動化するため、図に示した Excel ソフトを用いた。

図 6.7 に非照射照射 50um-type の 25[°C] における IV 曲線を示す。横軸に印加電圧 [mV]、縦軸にリーク電流値 [μA](log) としている。また各点 30 回ずつ測定し、その平均をとっている。上述の通り MPPC は降伏電圧以上の電圧を印加することで、各ピクセル、ガイガー放電によって光子検出を行うガイガーモードで動作させる。IV 曲線におけるリーク電流値が急激に増加している点が急増している点が降伏電圧に対応し、降伏電圧 +2~+3[V] が動作電圧である。本研究では、照射による IV 曲線の変化の測定解析を行う。そこで、リーク電流値を評価するにあたって IV 曲線を過電圧 (印加電圧 - 降伏電圧) で揃える必要がある。そのため、まず降伏電圧の導出方法について次項で記す。

6.2.1 降伏電圧の導出方法

浜松ホトニクスが推奨する降伏電圧の導出方法は、増倍率から求める方法である。電荷分布を各印加電圧に対して測定し、それぞれ増倍率を求める。そして、増倍率 vs 印加電圧のグラフを作成し外挿することで増倍率が 1 となる印加電圧、すなわち降伏電圧 (V_{br}) を求めることができる。しかし、この方法では少なくとも 3 度 (3 点) 印加電圧を変更して電荷分布の測定を行う必要があり、時間を要する。本研究のような多くのサンプルに対して測定を行う場合、この手法は現実的ではないと考え、ここでは IV 曲線から降伏電圧を求める方法を提案する。

降伏電圧は、電流値が急増する電圧点であることから IV 曲線において曲率が最大の点とする。IV 曲線について 2 階微分を取り、それについて 3 点で移動平均をとった曲線におけるピークに対して 5 点を Gaussian でフィットしその Mean 値を降伏電圧とする。微分をとるという操作は、ここでは前後 2 点について傾きをとることを意味する。図 6.8 に図 6.7 に示した非照射 new-50um-type の IV 曲線における 1 階微分、2 階微分の曲線、その 2 階微分の曲線に対して 3 点で移動平

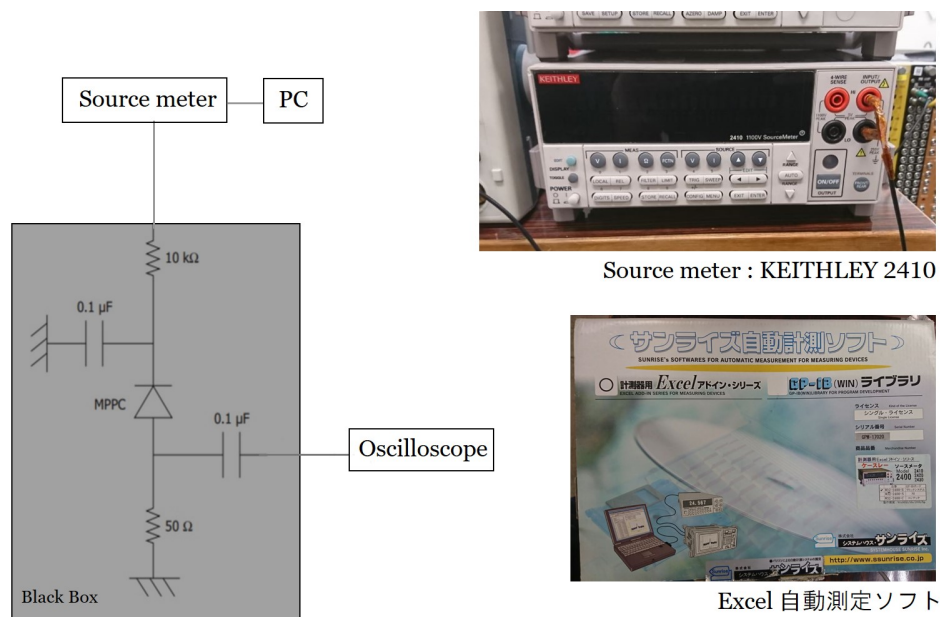


図 6.6 IV 曲線測定の設定アップ (左図) 測定に用いたソースメータ及び測定を自動化するために用いた Excel ソフト

均をとった曲線を示す。この手法で求めた降伏電圧は $V_{br} \sim 70.4[V]$ であり、図 6.7 の IV 曲線におけるリーク電流値が急増している点に対応している。

6.2.2 IV 曲線 照射量依存性

図 6.9 左に new-small-15um-type の暗状態 $25[^\circ C]$ における同一サンプルの照射前後の IV 曲線を示す。黒いプロットは照射前の測定結果、赤いプロットは照射後 (積算中性子量 $10^9[n/cm^2]$) の測定結果を示す。4.3.2 で記したように中性子照射により MPPC における Si 格子内に格子欠損が生じることによるリーク電流値の増加がみられる。また、中性子照射によって降伏電圧が低下しているように見えるが、これは中性子照射によって中間準位が生じたことで多数のキャリアが励起し、低い印加電圧領域でもリーク電流値が増加することでガイガーモードに切り替わる降伏電圧での立ち上がりがなまることが原因と考えられる。

また、先にも述べたように照射前後でリーク電流の変化を評価するにあたって、降伏電圧が変化したことから、過電圧で揃えて評価する必要がある。そのため、図 6.9 右のように横軸を過電圧として照射前後における IV 曲線の比較を行う。図 6.10 に 50um-type の各中性子量における照射前後の IV 測定結果を示す。また、図 6.11 に 75um-type, 図 6.12 に new-small-15um-type, 図 6.13 に new-50um-type の同結果を示す。それぞれ、同一サンプルにおける照射前後での測定結果である。積算照射中性子量 $10^{11}[n/cm^2]$ のサンプルについては全シリーズ共通して降伏電圧以下の領域でもリーク電流値の増加がみられる。

これらの結果から、図 6.14 に各 MPPC シリーズにおける過電圧 $+2[V]$ における単位面積当たりのリーク電流増加量と照射中性子量の関係を示す。

しかし、式 (6.3) より、暗電流 I_D は増倍率 M と、アバランシェ増倍を起こしたピクセル数 $N_{\{V\}F}$ 、1 素子当たりの電荷量 q に比例し、また、1 素子当たりの電荷量 q は終端容量 $C[pF]$ 及び過電圧 (印加電圧 - 降伏電圧) V_{over} に比例する

$$I_D \propto qMN_{\text{fired}} \quad (6.6)$$

$$q \propto CV_{over} \quad (6.7)$$

ため、単位面積当たりにおけるリーク電流値の増加量の比較だけでは不十分であると考え、アバランシェ増倍を起こしたピ

クセル数に比例するようなファクターで比較をする。リーク電流増加量を終端容量 C [pF]、増倍率 M で割ったファクター a を定義する。照射によって、増倍率 M 、終端容量 C は変化しないという仮定の下過電圧 +2[V] におけるリーク電流の増加量を ΔI_D とすると、

$$a = \Delta I_D / CM \propto \Delta N_{\text{fired}} \quad (6.8)$$

図 6.15 にリーク電流増加量を終端容量、増倍率で割ったファクター a のプロットを示す。アバランシェ増倍を起こしたピクセル数に比例するファクター a については new-small-15um-type が最も多くまた、照射中性子量に対する増加量も最も大きい。これは、ピクセルピッチが小さくチャンネルあたりのピクセル数が他のサンプルと比べて多いことによる。

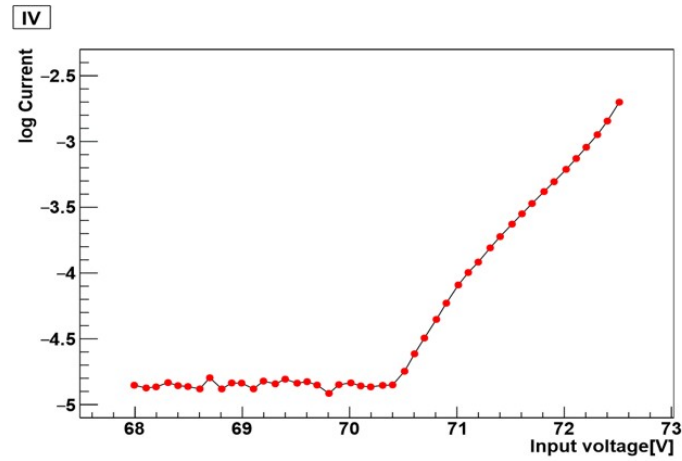


図 6.7 非照射 50um-type 25[°C] における IV 曲線の測定結果 各点 30 回ずつ測定しその平均をとっている 72[V] 付近におけるリーク電流地の急激な立ち上がりが降伏電圧である 縦軸にはリーク電流値 [μA] に対して対数をとった値、横軸には印加電圧を記す。

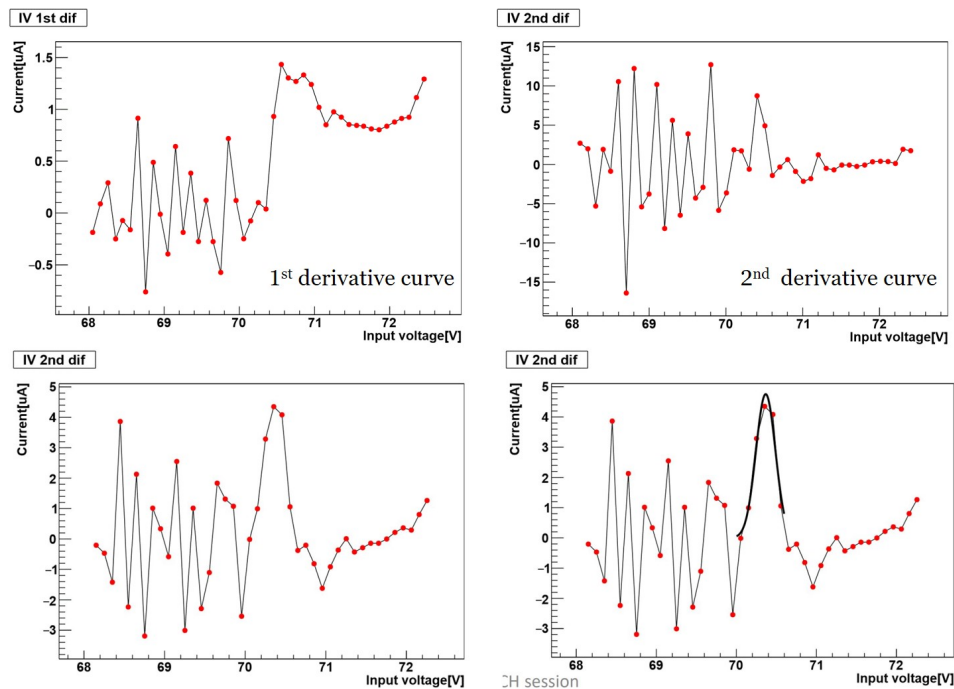


図 6.8 本研究で採用した降伏電圧の導出方法 IV 曲線において曲率が最大の点を降伏電圧と考え、IV 曲線に対して 2 階微分をとり、また Moving average を 3 点で取る。ピーク周辺 5 点に対して Gaussian でフィットしその Mean 値を降伏電圧とした。

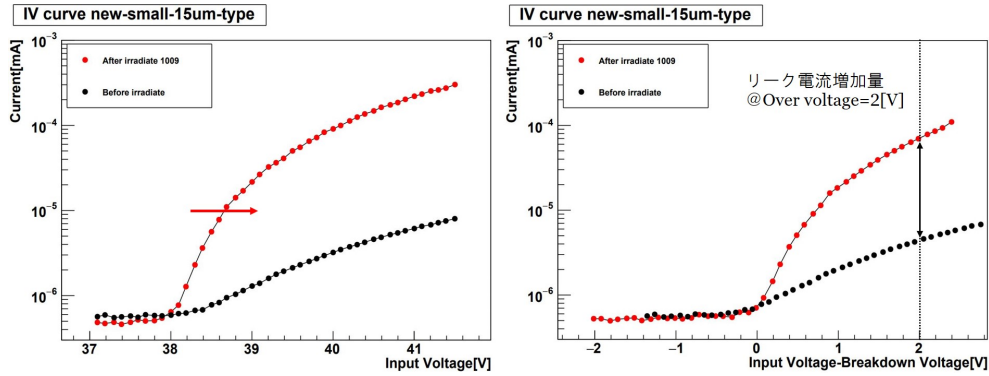


図 6.9 new-small-15um-type の照射前後における IV 曲線測定結果 照射によって降伏電圧が少し低下しているのがわかる (左図)。黒いプロットは照射前の測定結果、赤いプロットは照射後 (積算中性子量 $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$) の測定結果を表す。リーク電流値の増加量を評価するため降伏電圧を基準とした過電圧で照射前後の IV 曲線を揃える。

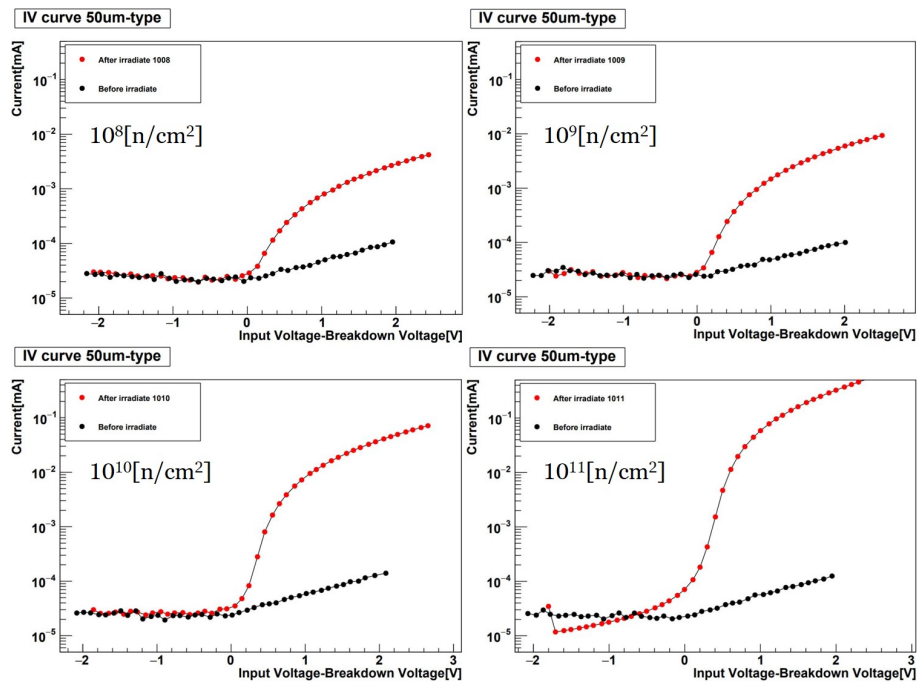


図 6.10 50um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果。黒線が照射後の測定結果を表す。照射量の増加に伴ってリーク電流値の増加がみられる。

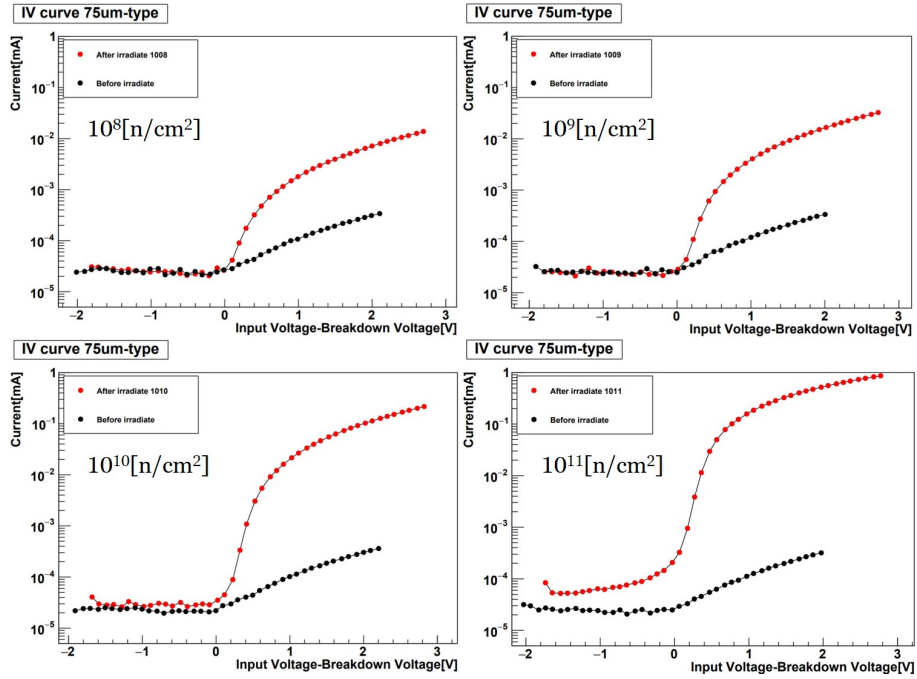


図 6.11 75um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果。黒線が照射後の測定結果を表す。

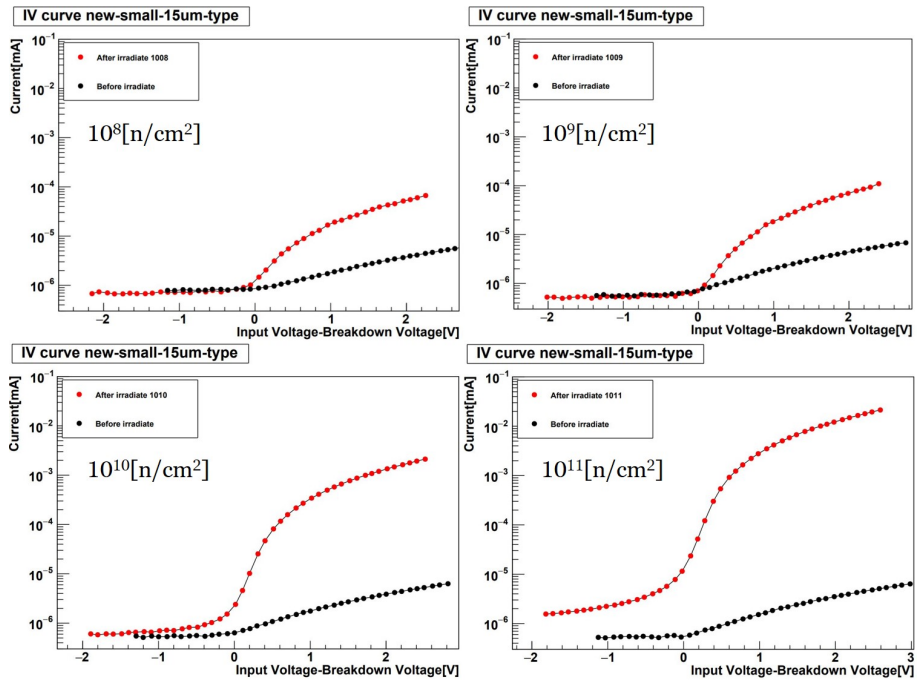


図 6.12 new-small-15um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果、黒線が照射後の測定結果を表す。

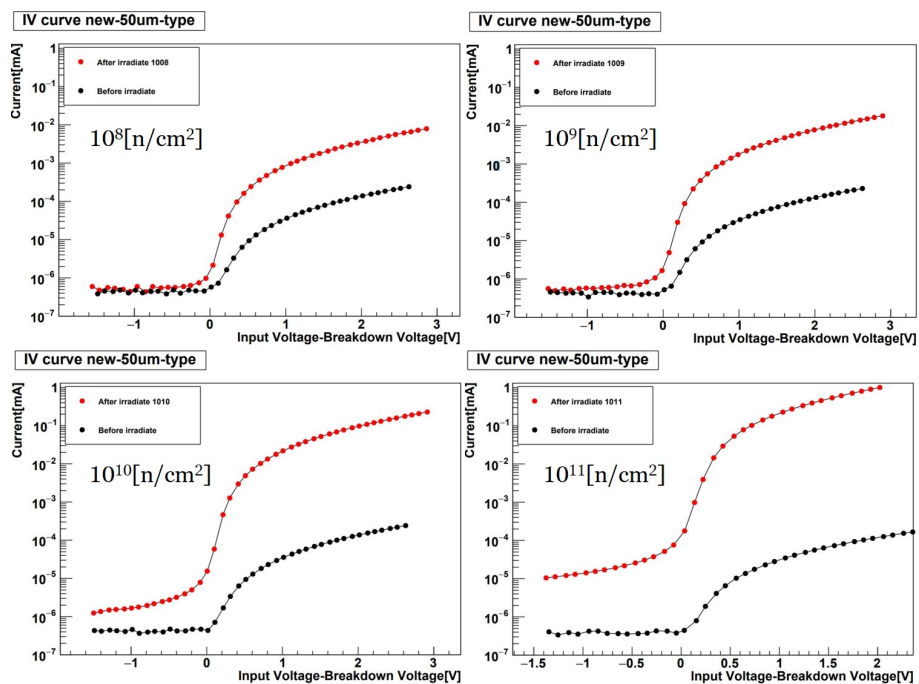


図 6.13 new-50um-type 各照射量における照射前後での IV 曲線の比較 赤線が照射後の測定結果、黒線が照射後の測定結果を表す。

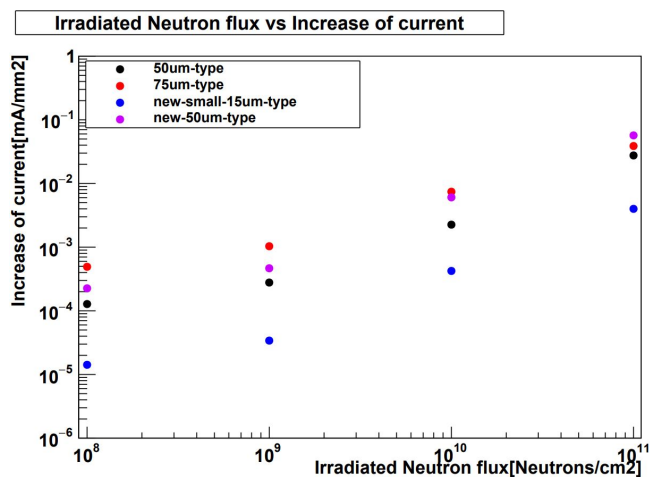


図 6.14 各サンプル各中性子照射量における単位面積当たりのリーク電流値の増加量 25[°C] 暗状態で測定を行った。また、リーク電流値の増加量は過電圧 +2[V] における照射前後の比較を行った。横軸に照射中性子量 $[n/cm^2]$ 、縦軸に単位面積当たりのリーク電流増加量とした。

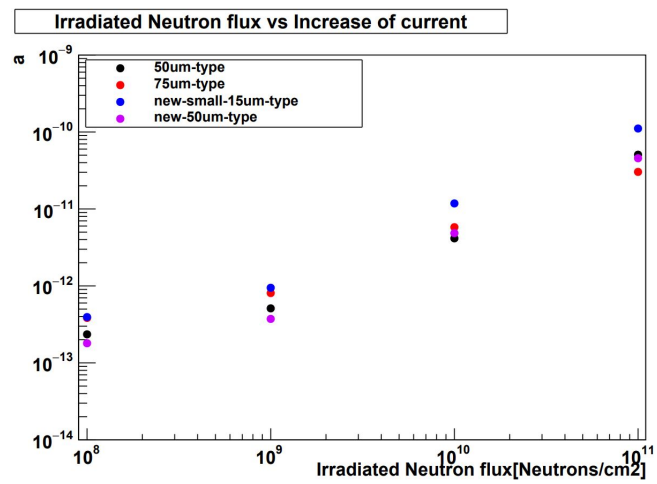


図 6.15 各 MPPC サンプルにおけるリーク電流増加量を終端容量、増倍率で割ったファクター a と照射中性子量の関係

6.3 ダークカウントレートの測定

この節では、中性子照射前後で測定した MPPC の基礎特性の 1 つダークカウントレートの測定について記す。シミュレーションによって示したように ARICH における粒子識別性能はこのダークカウントレートの影響を強く受けることがわかっており、照射前後でのダークカウントレートの測定は重要である。

図 6.16 左にダークカウントレート測定におけるセットアップの概念図を示す。本測定では、浜松ホトニクス (株) 製の

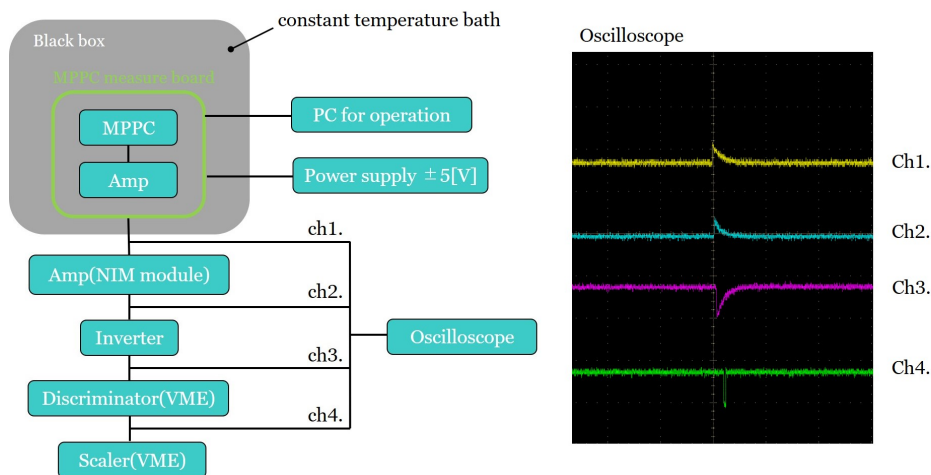


図 6.16 ダークカウントレート測定のセットアップ概念図 (左図) オシロスコープで観測した出力信号 (右図) ch1: 評価ボードからの信号, ch2: アンプ (NIM) によって増倍された信号, ch3: インバータ (NIM) によって反転させた信号, ch4: CAEN V812 からの信号 ディスクリミネータからの矩形波信号を VEM スケーラによってカウントする。

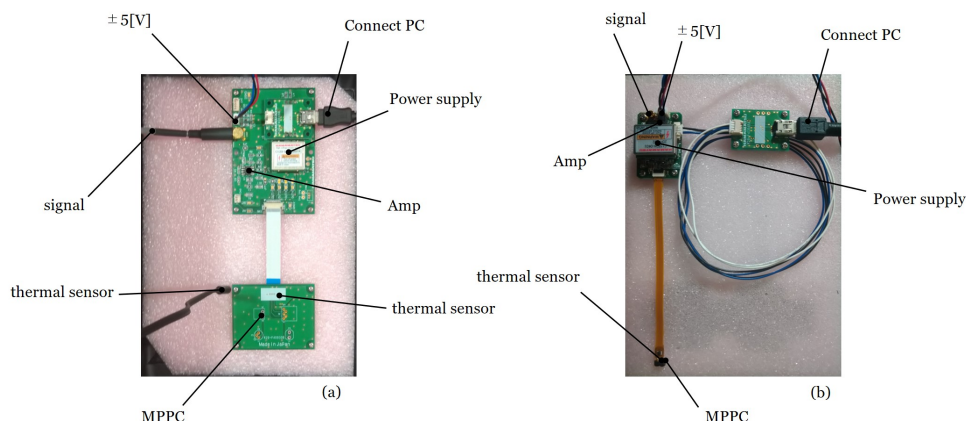


図 6.17 本研究で用いた MPPC 測定用の評価モジュール (a) : 50um-type, 75um-type, new-50um-type における評価ボード (左図) (b) : new-small-15um-type における評価ボード (右図)

MPPC 評価ボードモジュール (C12332, C15524-0401) を用いる。この評価ボードは MPPC における信号を測定、解析するためのモジュールであり、MPPC から発生した微弱な信号を増幅して出力できる。図 6.17 に評価ボードの外観を示

す。(a)(図 6.17 左) は 50um-type, 75um-type, new-50um-type 用の評価ボードモジュール (C12332)、(b)(図 6.17 右) は new-small-15um-type 用の評価ボードモジュール (C15524-0401) である。new-small-15um-type だけ Gain が小さいことから、異なる 2 つの評価ボードを用意した。評価ボードには高圧電源、アンプ、温度センサーが搭載されており、高圧電源は接続された PC 上の操作パネルから MPPC への印加電圧の制御を行う。本測定では、すべて印加電圧は、データシートにある動作電圧である過電圧 +3[V] を採用した。この評価ボードからの信号 (ch1) を後段の NIM アンプモジュールにより増幅する。その後、NIM アンプモジュールからの信号 (ch2) をインバーターによって反転させる。これは、ディスクリミネータの閾値が負の方向にしか設定できないためインバータによって信号を反転させる必要があった。そしてインバータによって反転された信号 (ch3) は VME モジュールのディスクリミネータ (CAEN V812) に送られ、ディスクリミネータから出力される信号 (ch4) をスケーラによってカウント数を計測する。測定については都立大 久世さん (2019 年度卒)[6] によって自動化されており、測定を開始すると 5 秒間のカウント数を計測し、計測値を取得、保存を行う。続けて、ディスクリミネータの閾値が 1 つ上がり再び計測する。これを繰り返し行うことで、ダークカウントレートにおけるスレッショルドスキャンを行う。

また、ダークパルスが主に熱励起によって生じたキャリア由来の信号であることから、ダークカウントレートは上述のように温度依存性を持ち、温度管理が重要である。そのため、本研究では評価ボードは光漏れのないように恒温槽内に設置し暗状態の実現、また、温度管理を行った。評価ボードには温度センサーが搭載されており、温度センサーからの温度情報は PC からモニターすることができ (-20°C ~ 60°C)、その情報及び基板横に設置した温度計 (おんどり) の情報を合わせて温度のモニターを行った。特に、照射サンプルについてはダークカウントレートが増加することが予想されるためより低温での測定が重要となる。しかし、本研究で用いた恒温槽は、設定可能最低温度が -15°C であったため、ドライアイスを敷き詰めた発泡スチロール箱内に評価ボードを設置しより低温での測定を行った。図 6.18 に発泡スチロール箱内の様子を示す。温度管理については、ドライアイスの量、評価ボードをステージ上に設置し高さを調節すること、また、断熱材で評価ボードを覆うことに依って行い、 -30°C 、 -40°C を実現した。評価ボードに搭載された温度センサーでは低温は -20°C までしか測定できないため、評価ボード横に設置した温度計 (おんどり) に加えて評価ボード裏に熱電対をとりつけ 2 台での温度モニターを行った。

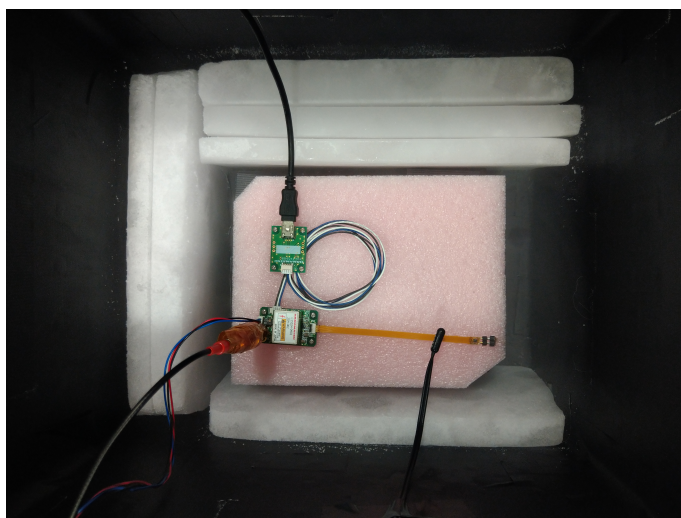


図 6.18 ドライアイスを敷き詰めた発泡スチロール箱内に評価ボードを設置することで、より低温での測定を行った。

6.3.1 非照射サンプルにおける測定結果

この項では、非照射サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果を示す。ここで非照射サンプルと呼んでいるのは、照射試験の際に照射を行わなかったサンプルのことを指す。

・ 50um-type 非照射サンプルの測定結果

図 6.19 に設定温度 25[°C]、50um-type の非照射サンプルにおける出力信号、また、ダークカウントレートのスレッショルドスキャン測定結果を示す。

プロットを見ると、閾値を大きくしていく中でレートが急激に低下する領域が確認できる。(この場合は、20[mV] 付近

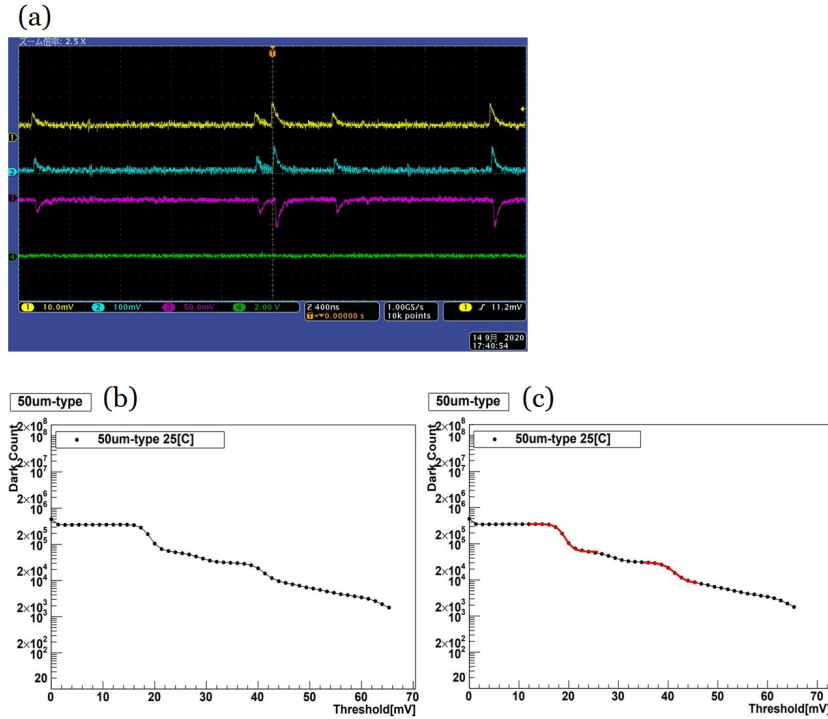


図 6.19 非照射 50um-type 25[°C] における測定結果 (a)：暗状態における出力信号 (b)：ダークカウントレートのスレッショルドスキャン (c)：各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。横軸にディスクリミネータにおけるスレッショルド電圧 [mV]、縦軸にカウントレート [cps] とする。

と 40[mV] 付近にレートの立下りがみられる。) これは、それぞれ MPPC の 1 光子信号の波高、2 光子の波高に対応している。(MPPC の特質上、実際の 1photon による信号とノイズで生じた 1 光子信号 (ダークパルス) は同じ大きさとなる。)MPPC は 4.2 に示した通り、信号を検出する機構から各ピクセルによる信号の大きさはすべて等しいためこのようなレートの立下りがみられるのである。このことから、理想的にはダークカウントレートのスレッショルドスキャンの結果は階段関数となるはずであるが、実際には立下りがなまっている。これは、電気的なノイズや連続した信号が生じ後段の信号がパイルアップするような事象が生じ、波高が 1p.e. より大きく、2p.e. より小さい波高を持つ信号となってしまうことによる。

また、ダークカウントレートを求める際、どこを基準とするか決定する必要がある。製造元の浜松ホトニクス (株) では、0.5p.e. を基準としており、本研究でも同様に定義する。そこで、0.5p.e. の波高値を求める必要がある。0.5p.e. の波高値: $h_{0.5p.e.}$ は 1p.e., 2p.e. の波高値: $h_{1p.e.}, h_{2p.e.}$ を用いて

$$h_{0.5p.e.} = h_{1p.e.} - \frac{h_{2p.e.} - h_{1p.e.}}{2} \quad (6.9)$$

と書ける。ここでは、 $h_{1p.e.}, h_{2p.e.}$ を測定結果から求めるため、都立大 久世さんの定義するフィット関数を用いた [6]。フィット関数 $f(x)$ は

$$f(x) = \frac{a - b}{1 + \exp[b(x - c)]} + d \quad (6.10)$$

- a : 立下り前のレート
 b : 立下りの傾きのパラメータ
 c : 変曲点
 d : 立下り後のレート

であり、変曲点 c を各光子数の波高とする。このフィット関数は図 6.19 における赤線で示し、よくデータと合っていることがわかる。すると、非照射 50um-type サンプル、25[°C] における波高値は

$$h_{50\text{um-type:1p.e.}} = 18[\text{mV}], \quad h_{50\text{um-type:2p.e.}} = 40[\text{mV}] \quad (6.11)$$

よって、

$$h_{50\text{um-type:0.5p.e.}} = 7[\text{mV}] \quad (6.12)$$

であり、よって非照射 50um-type サンプル、25[°C] におけるダークカウントレートは

$$n_{\text{Dark:50um-type:25[°C]}} \sim 350000[\text{cps/ch}] \quad (6.13)$$

と見積もられる。同様に他のサンプルについても非照射サンプルにおけるダークカウントレートを導出する。

・ 75um-type 非照射サンプルの測定結果

図 6.20 に設定温度 25[°C]、75um-type の非照射サンプルにおける出力信号、また、ダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン測定結果を示す。

信号の波高値は、同様に立下りにおけるフィット結果から

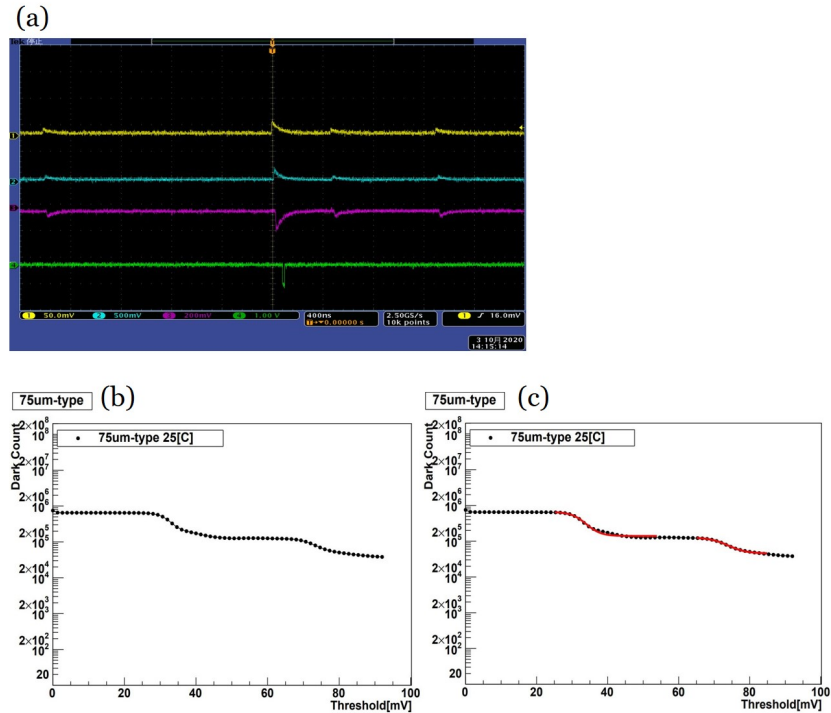


図 6.20 非照射 75um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン (c) : 各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。

$$h_{75\text{um-type:1p.e.}} = 32.4[\text{mV}], \quad h_{75\text{um-type:2p.e.}} = 72.6[\text{mV}] \quad (6.14)$$

と決まる。よって、

$$h_{75\mu\text{m-type:0.5p.e.}} = 12.3[\text{mV}] \quad (6.15)$$

と 0.5p.e. の波高値が求まる。よって設定温度 25[°C]、75 μm -type の非照射サンプルにおけるダークカウントレートは

$$n_{\text{Dark:75}\mu\text{m-type:25[}^\circ\text{C]}} \sim 650000[\text{cps/ch}] \quad (6.16)$$

と見積もられる。

・ new-small-15 μm -type 非照射サンプルの測定結果

図 6.21 に設定温度 25[°C]、new-small-15 μm -type の非照射サンプルにおける出力信号及びダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン測定結果を示す。new-small-15 μm -type は他のサンプルと比べて Gain が低いいため他のサンプルとは異

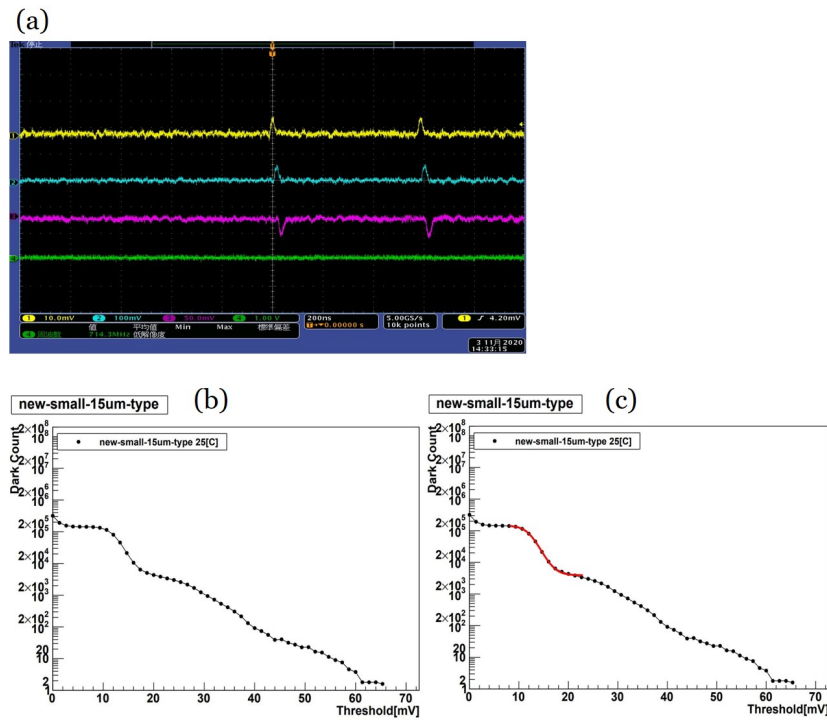


図 6.21 非照射 50 μm -type 25[°C] における測定結果 (a)：暗状態における出力信号 (b)：ダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン (c)：1p.e. 信号波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより信号波高を求める。new-small-15 μm -type については構造上クロストークが抑えられる設計になっていることで 2p.e. 以上の信号の発生頻度が非常に低い。そのため、2p.e. 波高に対応するレートの立下りがみられないため目測で 0.5p.e. 波高値を推定した。

なる評価ボード (図 6.17:(b)) を用いている。これにより、他のサンプルと比べてノイズ状況が良くない。また、最新世代である new-small-15 μm -type ではクロストークが生じる頻度が他のサンプルと比べて非常に低くなっており、2p.e. 以上の信号レートが極端に低くなっている。以上の理由から new-small-15 μm -type では、2p.e. の信号波高に対応するレートの立下りがみられず、フィッティングによって 2p.e. 波高値を求めることは難しい。そこで、ここでは、1p.e. 信号についてはフィッティングから求め、 $h_{\text{new-small-15}\mu\text{m-type:1p.e.}} = 12.2[\text{mV}]$ であること、また、1 光子信号に対応するレートがフラットとなる領域がはっきりと確認できることから妥当な値として、波高 7[mV] のレートをダークカウントレートとして採用することとした。とすると、

$$n_{\text{Dark:new-small-15}\mu\text{m-type:25[}^\circ\text{C]}} \sim 140000[\text{cps/ch}] \quad (6.17)$$

と見積もることができる。

・ new-50um-type 非照射サンプルの測定結果

図 6.22 に設定温度 25[°C]、new-50um-type の非照射サンプルにおける出力信号、また、ダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン測定結果を示す。1p.e., 2p.e. それぞれの信号波高値はレートの立下り領域をフィットした結果から、

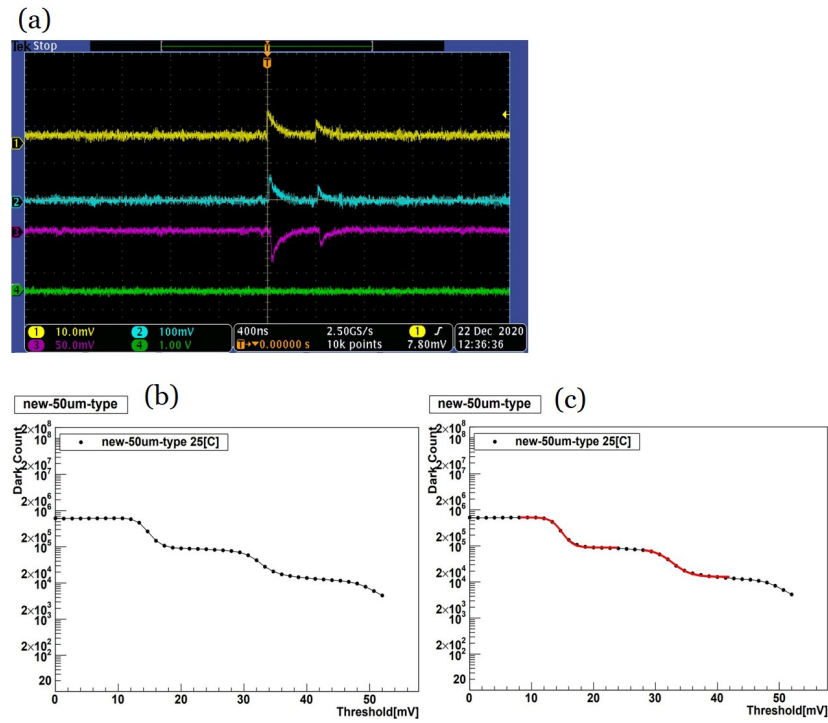


図 6.22 new-50um-type 25[°C] における測定結果 (a) : 暗状態における出力信号 (b) : ダークカウントレートのスレッシュホルドスキャン (c) : 各光子数波高に対応するレートの立下りをフィットすることにより 1p.e., 2p.e. の信号波高を求め、それにより、0.5p.e. 波高値を決定する。

$$h_{\text{new-50um-type:1p.e.}} = 14[\text{mV}], h_{\text{new-50um-type:2p.e.}} = 31.5[\text{mV}] \quad (6.18)$$

と決まる。よって、0.5p.e. 波高値は

$$h_{\text{new-50um-type:0.5p.e.}} = 5.25[\text{mV}] \quad (6.19)$$

であり、ダークカウントレートは

$$n_{\text{Dark:new-50um-type:25[°C]}} \sim 610000[\text{cps/ch}] \quad (6.20)$$

と決まる。

ここまで、非照射サンプルにおける室温でのダークカウントレートの測定について記した。図 6.23 に 50um-type, 75um-type, new-small-15um-type, new-50um-type の低温でのスレッシュホルドスキャンの結果を示す。ただし、new-50um-type については降伏電圧がほかのサンプルと比べて低く、低温中では動作電圧が、使用している電圧印加システムにおける印加可能電圧の範囲を下回ってしまい、25[°C], 15[°C], 5[°C] でしか測定することができなかった。温度を下げることでダークカウントレートの低下が確認された。10[°C] 温度を下げることでダークカウントレートは約 $\frac{1}{2}$ 程度となることがわかる。

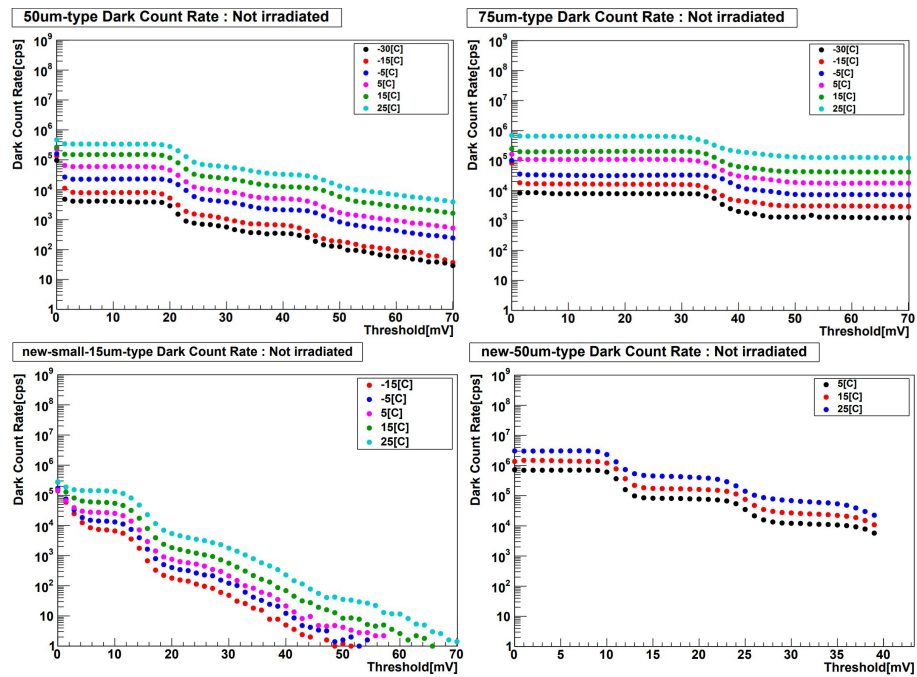


図 6.23 各サンプルの各温度におけるダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果 左上図：50um-type 右上図：75um-type 左下図：new-small-15um-type 右下図：new-50um-type における測定結果

この項では、非照射サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果を記した。次項以降で、照射サンプルにおける測定結果を示す。

6.3.2 中性子照射サンプルにおける測定結果

この項では、中性子照射によって MPPC サンプルにおけるダークパルスがどのように変化したかについて述べる。測定については、先と同セットアップ、印加電圧:+3[V] で行った。また、照射サンプルについてはダークカウントレートが増加することが予想でき、低温 (-30[°C], -15[°C], -5[°C], 5[°C], 15[°C], 25[°C]) のでの測定も行った。しかし、先と同じ理由から new-50um-type については 25[°C], 15[°C] 中での測定しか行うことができなかった。

・ 50um-type

図 6.24 に 50um-type, 照射サンプルの 25[°C], -5[°C], -30[°C] のでの出力信号を示す。また、その下、図 6.25 にダークカウントレートにおけるスレッシュホールドスキャンの結果を示す。4.3.2 に示したように照射により格子欠損が生じて、ダー

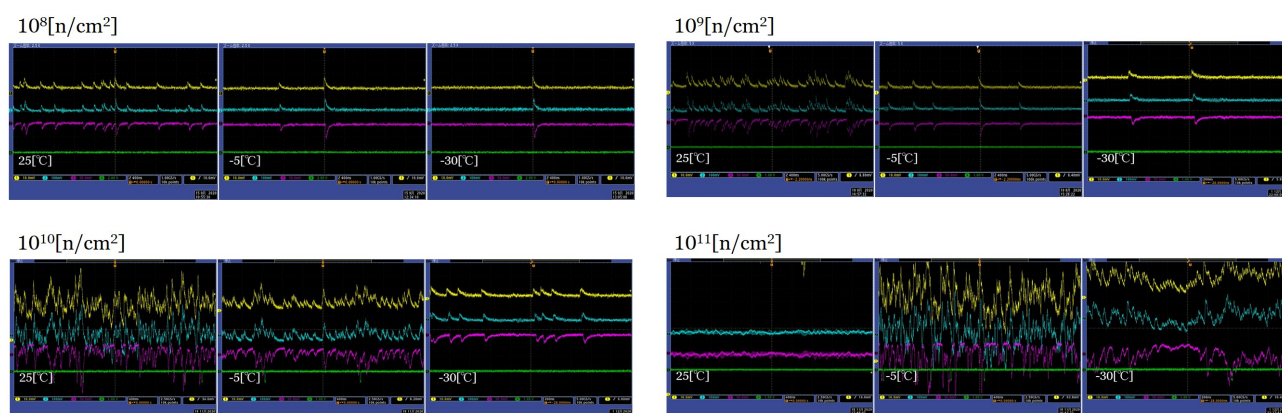


図 6.24 50um-type : 照射サンプルにおける出力信号

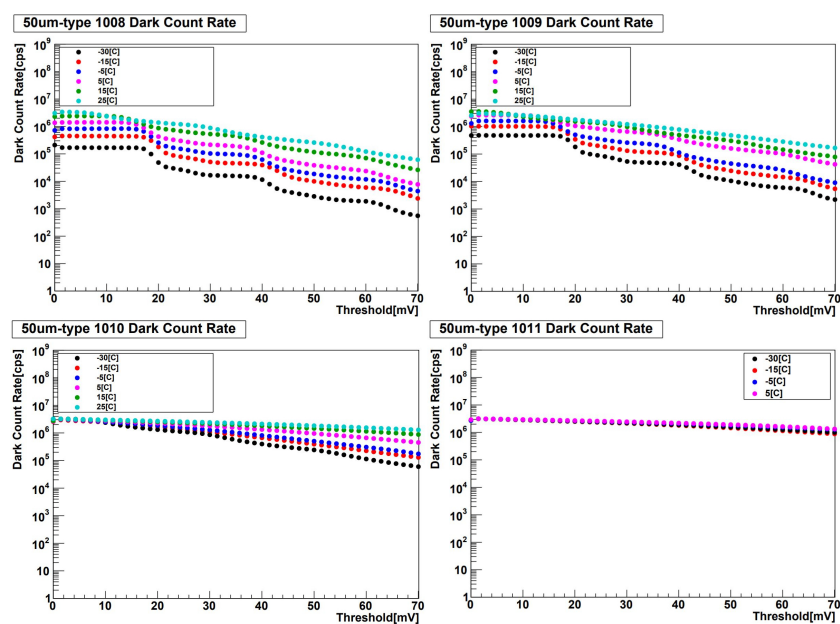


図 6.25 50um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果

クパルスが増加し、徐々に各光子数信号に対応するカウントレートの立下りが緩やかになり観測できなくなる。これは格子欠損が生じることで、ダークパルスが増加すること、また、キャリアがトラップされる頻度が増えアフターパルスが増加することとで連続する信号が増加し、パイルアップするような事象が頻発することによる。積算中性子量が $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ では損傷が激しく、 $25[^\circ\text{C}]$, $15[^\circ\text{C}]$ ではアンプでの増倍ができず測定自体ができておらず、また、 $-30[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げても独立した信号を観測することができない。

・75um-type

図 6.26 に 75um-type, 照射サンプルの $25[^\circ\text{C}]$, $-5[^\circ\text{C}]$, $-30[^\circ\text{C}]$ での出力信号を示す。また、その下、図 6.27 にダークカウントレートにおけるスレッシュホールドスキンの結果を示す。75um-type については、50um-type と同じ構造で 1 ピ

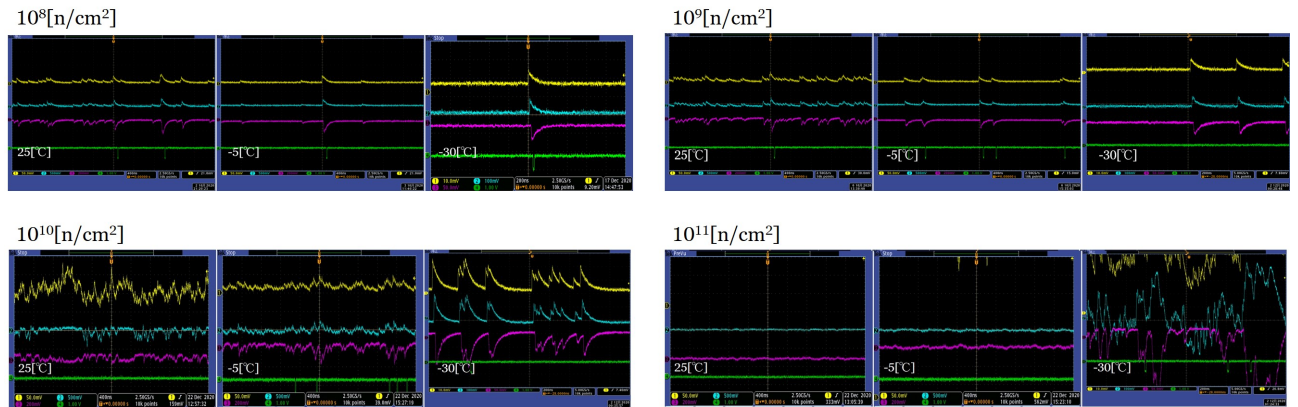


図 6.26 75um-type : 照射サンプルにおける出力信号

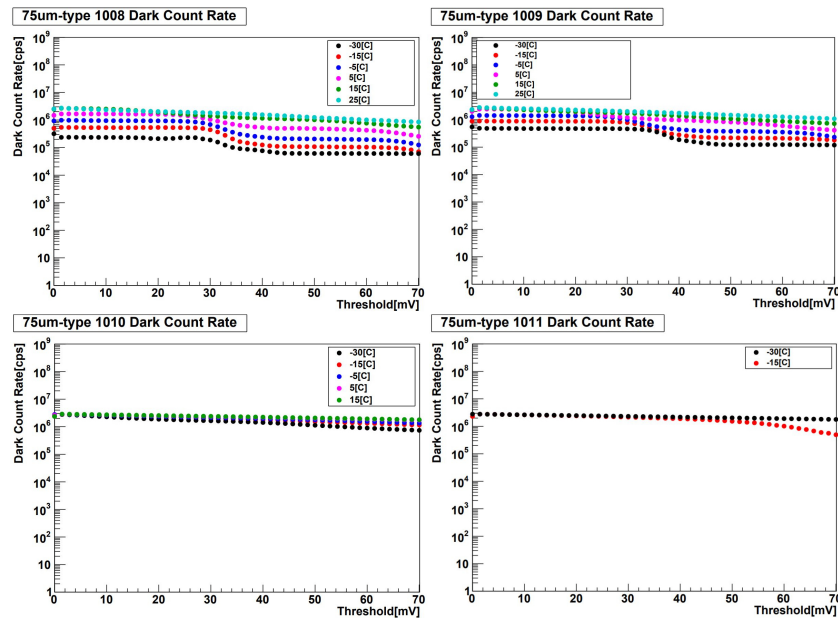


図 6.27 75um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキンの結果

クセルのサイズだけが異なり $75\mu\text{m} \times 75\mu\text{m}$ のピクセルを持つ。このため、照射における、ピクセル単位での格子欠損が 50um-type よりも激しく、照射量 $10^{10}[\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルの測定で既に $-5[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げても独立した信号は観測

できない。

・ new-small-15um-type

図 6.28 に new-small-15um-type, 照射サンプルの 25[°C], -5[°C], -30[°C] での出力信号を示す。また、その下、図 6.29 にダークカウントレートにおけるスレッシュホールドスキャンの結果を示す。50um-type, 75um-type の測定結果では、Belle

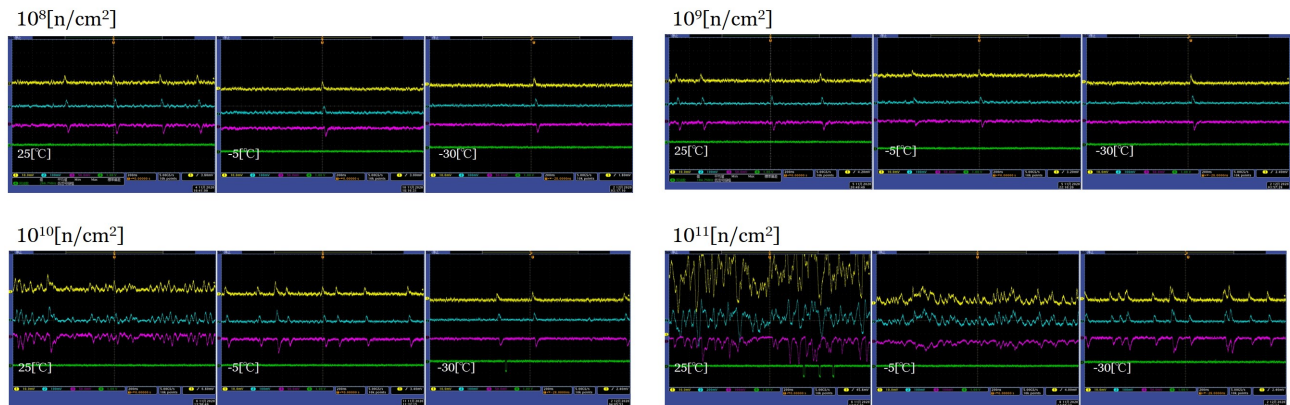


図 6.28 new-small-15um-type : 照射サンプルにおける出力信号

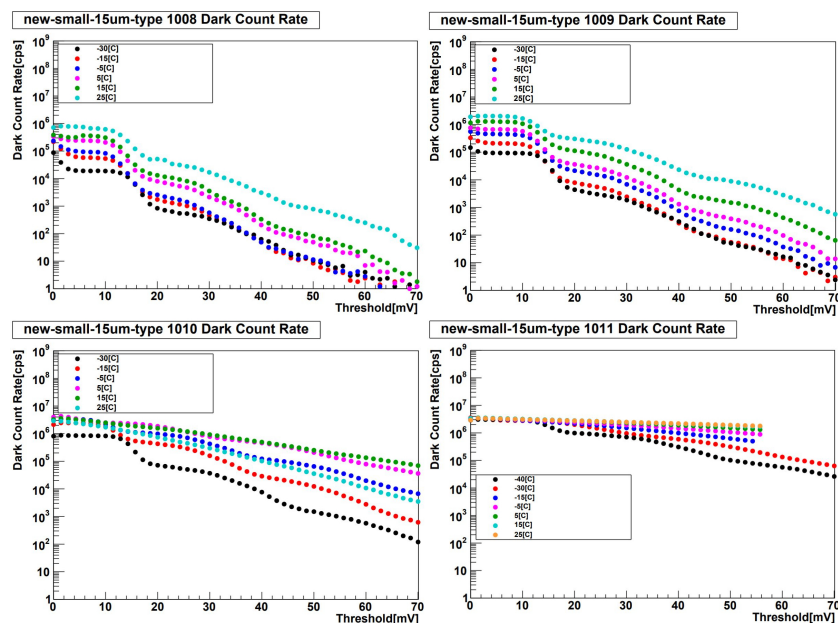


図 6.29 new-small-15um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果

II 実験における年間予想中性子量である $10^{11} [\text{n}/\text{cm}^2]$ を照射したサンプルは $-30[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げてても正常な動作が確認できなかった。対して、唯一の Rad hard サンプルである new-small-15um-type については、 $10^{11} [\text{n}/\text{cm}^2]$ を照射したサンプルであっても、 $-30[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げることで独立した 1 光子信号を観測でき、また、カウントレートにおける立下りも微かにみられる。そこで、new-small-15um-type については、 $-40[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げて測定を行った。 $-40[^\circ\text{C}]$ における $10^{11} [\text{n}/\text{cm}^2]$ 照射サンプルの出力信号を図 6.30 に示す。

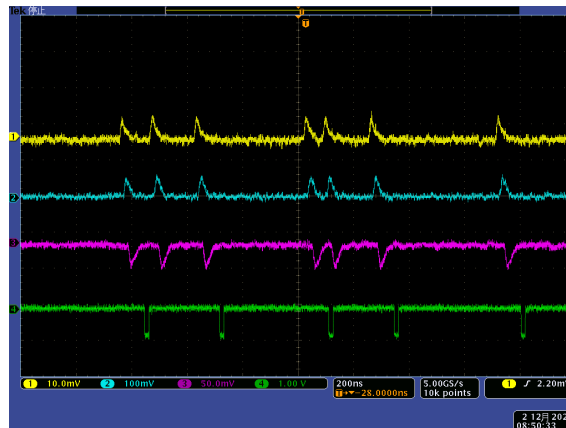


図 6.30 照射量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の new-small-15um-type -40[°C] における出力信号 照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の 50um-type, 75um-type については-30[°C] まで温度を下げてても正常な動作は確認できなかったのに対し、new-small-15um-type は照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ であっても-40[°C] まで温度を下げることで独立した 1 光子信号を確認することができる。

・ new-50um-type

new-50um-type については、動作電圧が低く 15[°C] 以下では印加可能電圧を下回ってしまうため、25[°C], 15[°C] での測定までしか行うことができなかった。図 6.31 に new-small-15um-type, 照射サンプルの 25[°C], 15[°C] での出力信号を示す。また、その下、図 6.32 にダークカウントレートにおけるスレッシュホールドスキャンの結果を示す。

中性子照射によってダークパルスは極端に増加するが、上記他のサンプルについては温度を下げることで対処してきた。しかし、new-50um-type については 15[°C] より低い温度での測定ができなかったため、独立した信号を確認することができなかった。

ここで、各サンプルにおけるスレッシュホールドスキャンの結果を見ると、 $\sim 3[\text{Mcps}]$ 以上のレートを測定できていないことがわかる。これは、CAEN V812 の信号 1 つにつき 150[nsec] の dead time が生じるという仕様が原因である。ディスクリミネータの交換も検討したが、多量のサンプルにおけるダークカウントレートにおけるスレッシュホールドスキャンを行うべく測定の自動化のためにこの CAEN V812 を導入したため、すぐには交換することができなかった。そこで、先に求めた 0.5p.e. 波高値におけるダークカウントレートの測定を $-15[^\circ\text{C}]$, $-30[^\circ\text{C}]$ にて、NIM モジュールのディスクリミネータ (N-TM 405R) を用いて行った。図 6.33 に NIM モジュールディスクリミネータを用いた測定のセットアップ概念図を示す。先と同様、ディスクリミネータの閾値が負にあることから、信号をインバータで反転し N-TM 405R に入力させ、NIM モジュールのスケアラでカウントを行った。カウント取得を手動で行うため、スレッシュホールドスキャンはおこなうことができなかった。また、クロックジェネレータからスケアラに入力することで、測定時間を計測する。測定セットアップを変更したことからオフセットが変わってしまう恐れがある。そのため、50um-type に対して応答速度が問題にならないような低レートかつ、高い波高値 (2p.e. 以上のアフターパルスが生じることはほぼなく、2p.e. 以上のダークパルスが連続して生じることはほとんどないため) の領域 2 点に対して N-TM 405R によって測定を行った。測定結果を図 6.34 に示す。黒のプロットが CAEN V812 によるスレッシュホールドスキャンの結果、赤のプロットが N-TM 405R による測定結果である。N-TM 405R の測定結果が CAEN V812 を用いた測定結果と一致したことにより、ディスクリミネータを交換してもアナログ信号における offset が変わっていないことがわかる。

図 6.35 に各サンプルにおける N-TM 405R を用いた、単位面積当たりのダークカウントレートの測定結果と照射量の関係を示す。ただし、50um-type, 75um-type については中性子照射量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ では温度を-30[°C] まで下げても独立した信号を観測することができず、この機構ではカウントレートを測定することができなかった。

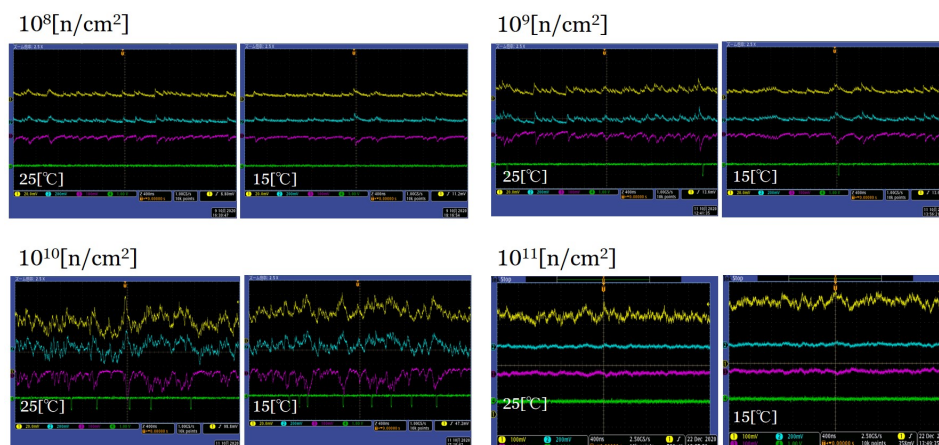


図 6.31 new-50um-type : 照射サンプルにおける出力信号

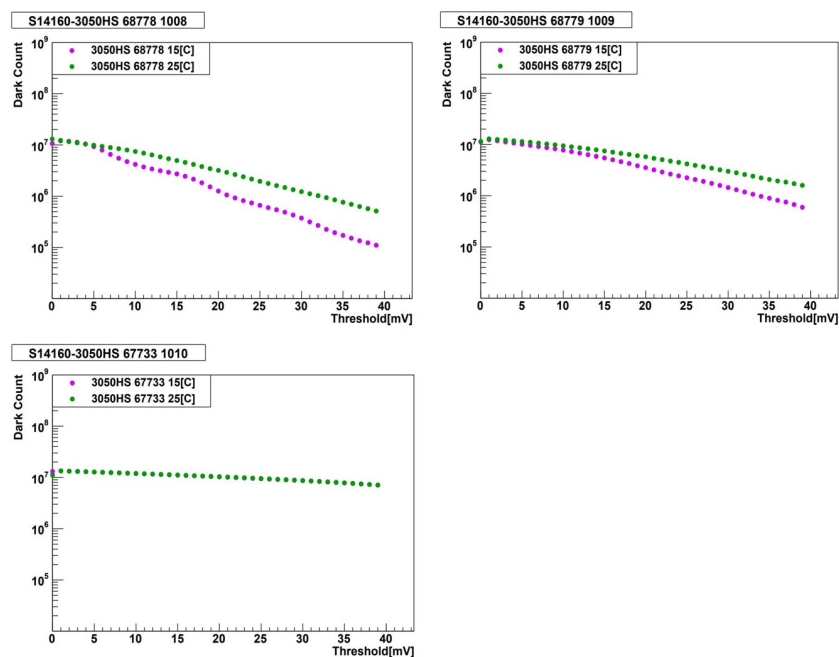


図 6.32 new-50um-type : 照射サンプルにダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果

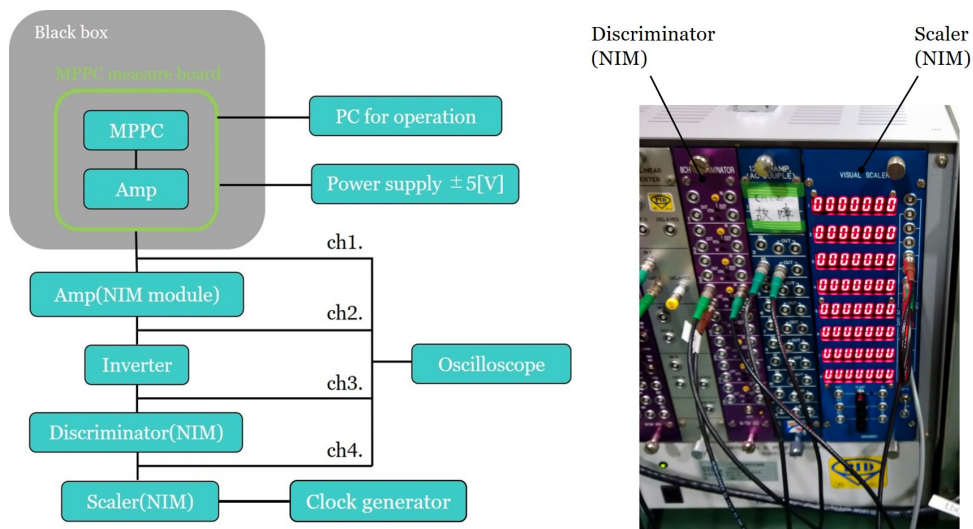


図 6.33 NIM モジュールディスクリミネータを用いたダークカウントレートの測定セットアップ概念図
インバータで反転した信号を N-TM 405R に入力し、スケーラ (NIM) によって矩形波のカウントを行う。

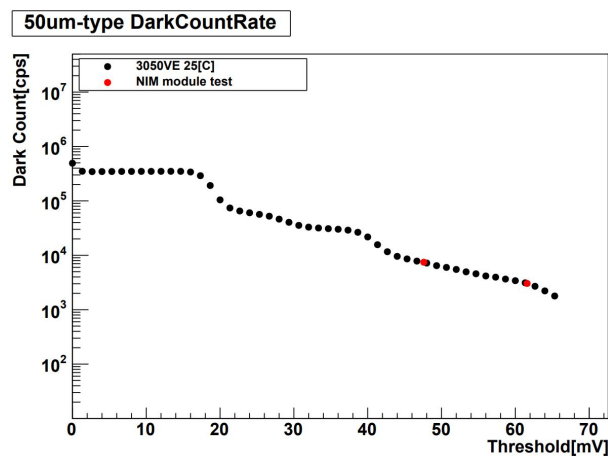


図 6.34 ディスクリミネータを変更することによるアナログ信号のオフセットが変わるかを検証するための測定 黒の点が N-TM 405R を用いたダークカウントレートの測定プロットが CAEN V812 によるスレッシュホルドスキャンの結果、赤の点が N-TM 405R による測定結果である。

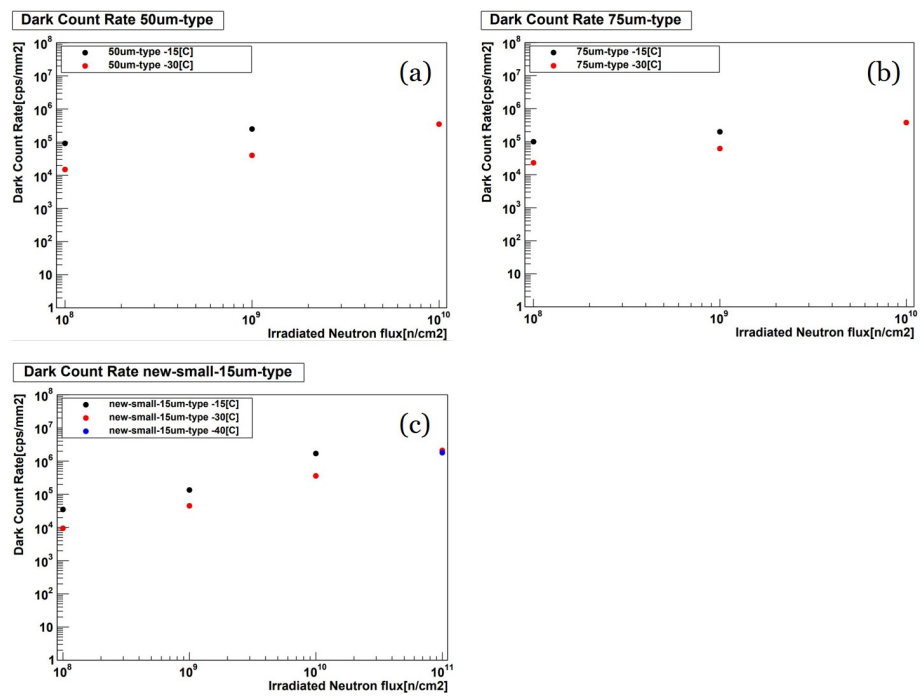


図 6.35 N-TM 405R を用いた波高 0.5p.e. におけるダークカウントレートの測定結果 (a) : 50um-type (b) : 75um-type (c) : new-small-15um-type の測定結果である。

6.4 波高分布測定

この項では波高分布の測定について述べる。図 6.36 に波高分布測定のためのセットアップ概念図を示す。波高分布測定は Wave catcher というデバイスを用いて行った。Wave catcher では波形をデジタル化し解析を行うことができる。本測定では、1p.e. 波高値の立ち上がり 60 % でトリガをかけ、それに応じて 60[nsec] のゲートを開く。これを 1 イベントとして、イベント内で最も高い点を波高値として記録する。30000 イベントに対し波高値の測定を行いヒストグラムの生成を行った。new-50um-type については上述した通り、低温での測定が行えず、照射サンプルについて 1p.e. の独立した信号を観測できなかったため波高分布の測定については 50um-type, 75um-type, new-small-15um-type についてのみ行った。



図 6.36 波高分布測定におけるセットアップ概念図 (右図) Wave Catcher の外観 (左図)

図 6.37 に非照射サンプル 25[°C] における波高分布の測定結果を示す。

また、照射サンプルにおける波高分布の測定結果を図 6.38, 6.39, 6.40 に示す。50um-type, 75um-type については、上述のように照射による損傷が激しく照射中性子量 $10^{11} [\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルについては温度を下げて波形を検知することができず、また、照射中性子量 $10^{10} [\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルについても 1p.e., 2p.e. に対応するピークが低温領域での測定でも確認できない。対して、唯一の Rad Hard サンプルである new-small-15um-type については-40[°C] まで温度を下げることで 1p.e., 2p.e. に対応するピークが確認できる。

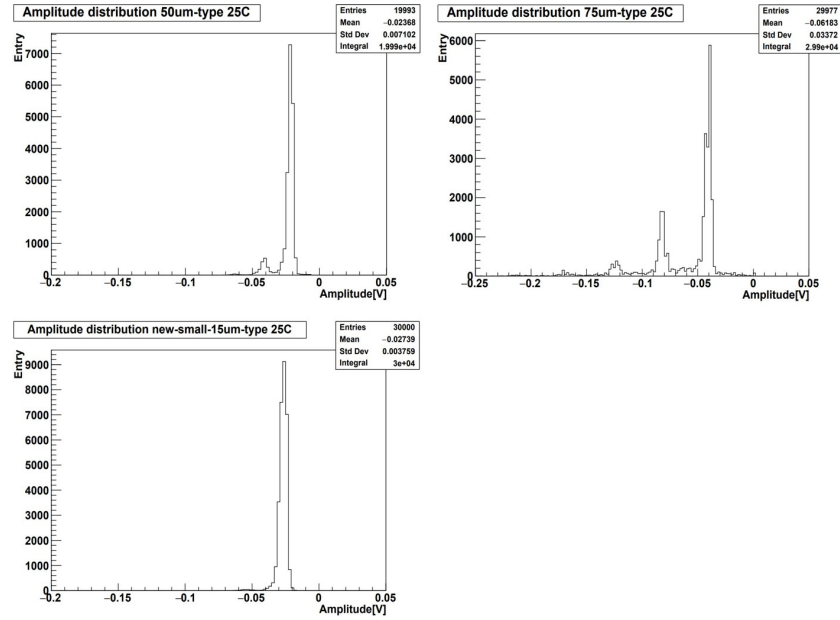


図 6.37 非照射サンプル 25[°C] 各サンプルにおける波高分布測定結果 左上図：50um-type 右上図：75um-type 左下図：new-small-15um-type における測定結果

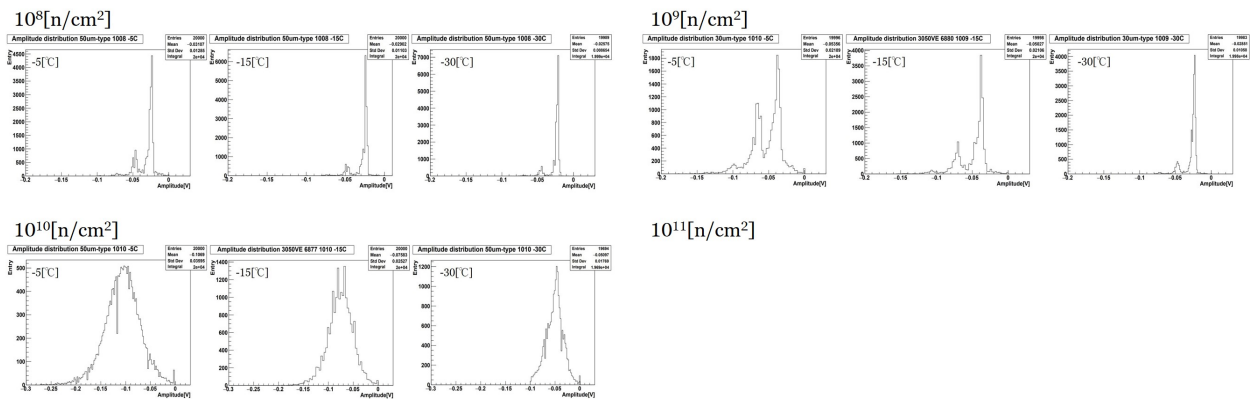


図 6.38 50um-type における波高分布測定結果

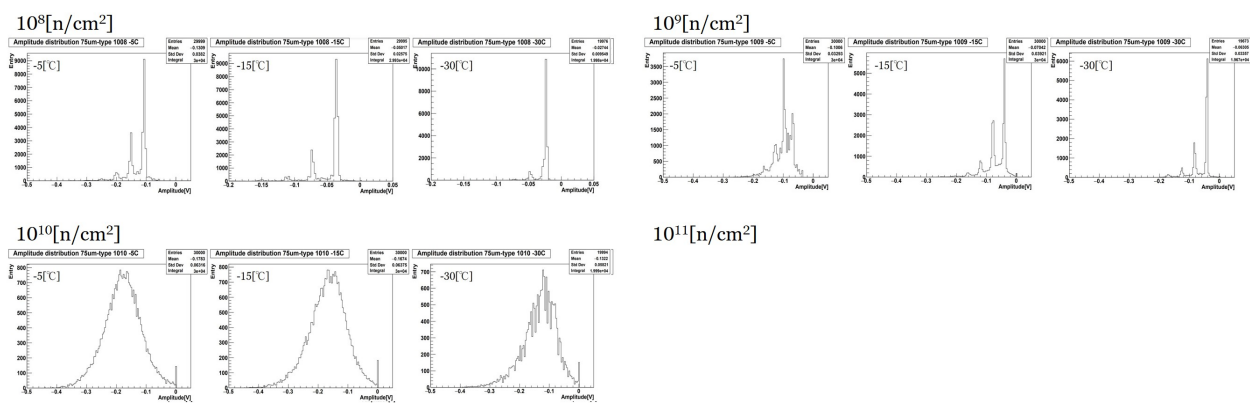


図 6.39 75um-type における波高分布測定結果

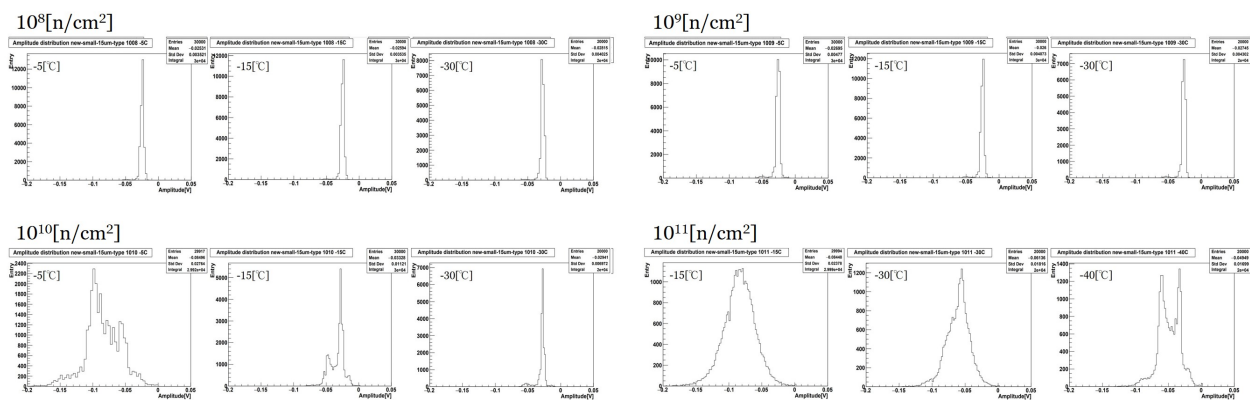


図 6.40 new-small-15um-type における波高分布測定結果

6.5 結果

MPPC を ARICH の光検出器として使用することを考えたとき最大の問題点と予想されるのが、放射線耐性の低さである。そこで本研究では新型の MPPC における放射線耐性を評価するため、中性子照射試験を実施した。(2020.2/14～2/17 於 JPARC MLF 実験棟 BL10 NOBORU) 照射中性子量は、1MeV 換算で 10^8 , 10^{10} , 10^{11} [n/cm²] の 4 通りとした。 10^{11} [n/cm²] は Belle II 実験 ARICH で予想される年間中性子量である。そこで、中性子照射による出力信号, IV 曲線, ダークカウントレート, 波高分布の変化を測定した。

・IV 曲線の測定

各サンプルに対して照射前後で 25[°C] 暗状態における IV 曲線の測定を行った。推測通りリーク電流は増加することが確認された。また全サンプルに共通して、照射中性子量が 10^{10} [n/cm²], 10^{11} [n/cm²] 程度となると、低い印加電圧領域でもリーク電流値が増加することでガイガーモードに切り替わる降伏電圧での立ち上がりが増えることが確認された。また、照射後のリーク電流値としては過電圧 +2[V] で、new-50um-type が最大で照射中性子量 10^{11} [n/cm²] で 1[mA] 程度まで増加する。

また、過電圧 +2[V] における照射前後のリーク電流増加量を評価した。リーク電流値増加の絶対量は new-small-15um-type が最も小さいが、これは Gain と時定数が小さいことで 1 信号あたりの電荷量が小さくなることによる。照射中性子量の増加に対するリーク電流値の変化量については new-50um-type が最大である。

・出力信号の解析：ダークカウントレート・波高分布

各サンプルに対して照射前後でダークパルス及び、ダークカウントレート、波高分布の測定を行った。ダークパルスは主に熱励起によるキャリア由来の信号であることから、遮光した恒温槽内に評価ボードを設置することで暗状態の実現及び温度管理を行った。(-30[°C], -40[°C]) については発泡スチロール箱内にドライアイス敷き詰め、断熱材を用いて温度管理を行った) 印加電圧は、データシートを参考にすべて過電圧 = 3[V] とした。前章で述べたように、ダークパルスは ARICH 検出器における識別性能の低下の主な原因となる。

ダークカウントレートは暗状態において 0.5p.e. の閾値を超えるパルス数と定義されており、ダークカウントレートスレッシュホールドスキャンの結果から 0.5p.e. 信号波高値を見積もり、その 0.5p.e. 信号波高値におけるレートをダークカウントレートとした。しかし、本研究で用いた CAEN V812 は～3M[Hz] が応答速度の限界であることから 1M[Hz] 以上の測定結果については信頼できない測定結果とした。そこで、先に求めた 0.5p.e. 信号波高値におけるレートを N-TM 405R を用いて測定した。各サンプル、各照射量におけるダークカウントレートの測定結果と温度の関係を図 6.41 に示す。ただし、new-50um-type については動作電圧が低く、低温領域 (5[°C] 以下) では印加可能最低電圧を下回ってしまい、電圧を印加することができなかった。

50um-type, 75um-type については、照射中性子量 10^{10} [n/cm²] の照射サンプルでは -15[°C] では正常な動作が確認できなかったが、-30[°C] まで温度を下げることで正常な動作が確認できダークカウントレートを測定することができた。しかし、照射中性子量 10^{11} [n/cm²] の照射サンプルでは温度を -30[°C] まで下げても独立した信号を確認することはできず (図 6.24, 図 6.26)、この測定機構では測定することができなかった。対して、唯一の Rad Hard サンプルである new-small-15um-type については、照射中性子量 10^{11} [n/cm²] の照射サンプルであっても温度を -30[°C] まで温度を下げることで独立した 1 光子信号を確認することができたため、加えて -40[°C] での測定も行った。

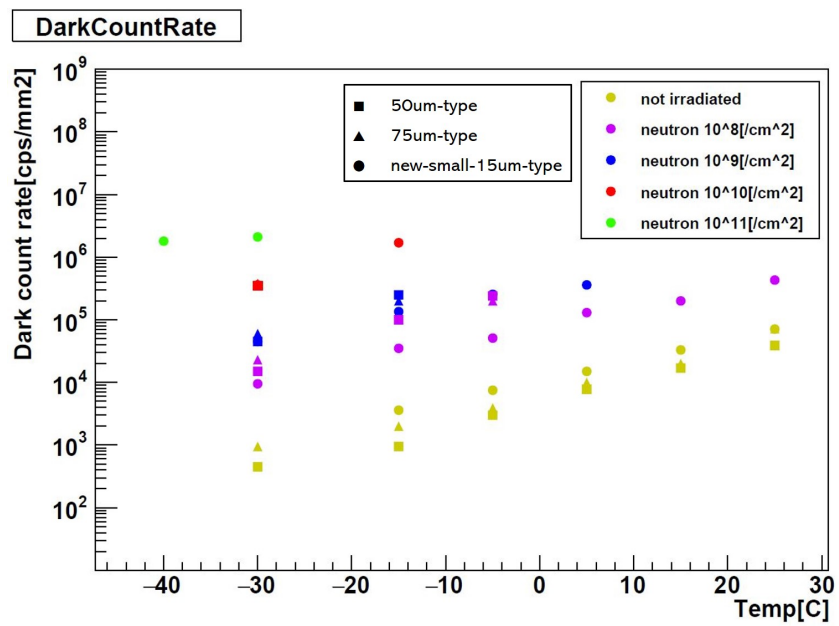


図 6.41 各サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果

6.6 まとめ・考察

4.3.2 で述べたように MPPC は Si デバイスであることから中性子照射によって Si 格子が弾き出され格子欠損が生じる。これにより荷電帯と伝導帯の間に中間準位が生じ、熱励起由来の信号 (ダークパルス) 及びリーク電流の増加が予想されており、照射サンプルにおける測定によって実際に確認された。中性子照射後のダークカウントレートを測定したサンプルは、50um-type, 75um-type, new-small-15um-type の 3 サンプルである。各サンプルの基礎特性及び構造は 4.5 で記したが、もう一度、表 6.1 に簡単に各サンプルにおける 1ch 当たりの基礎特性を記す。

MPPC Samples	Pixel pitch[um]	Gain ($\times 10^5$)	PDE [%]	Size [mm ²]	Dark Count Rate [kcps]	Capacity [pF]
50um-type	50	17	40	3 × 3	~500	320
75-um-type	75	40	40	3 × 3	~500	320
small-new-15um-type	15	3.6	32	1.3 × 1.3	~120	100

表 6.1 各サンプルにおけるダークカウントレートの測定結果

各サンプル各照射量におけるダークカウントレートの測定結果と温度の関係を示した図 6.41 から、サンプル間の比較及び Belle II 実験 10 年間の予想中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ における MPPC の振る舞いを見積もる。

6.6.1 照射サンプルにおけるダークカウントレート

ダークカウントレートの測定を行った 3 サンプルについて、50um-type, 75um-type は前世代と呼ばれるサンプルであり、構造は同じでピクセルピッチが異なる。また、new-small-15um-type は最新世代の Rad Hard サンプルである。MPPC の放射線耐性については開口率と Gain が影響すると予測されている。理由としては、開口率が低ければ放射線損傷由来のキャリアがアバランシェ領域に達してノイズとして出力される確率も低くなるためである。また、Gain が低ければ放射線損傷由来のノイズの増倍量も低いためである。この理由から、照射中性子量に対するダークカウントレートの増加は開口率が影響すると考えられる。

50um-type と 75um-type においてはピクセルピッチが異なることで開口率が 74 % と 82 % である。上記の開口率における MPPC の放射線耐性の予測から、照射中性子量に対するダークカウントレートの増加は 75um-type の方が 1.1 倍程度大きくなることが予測される。しかし、実際の測定結果では照射中性子量に対するダークカウントレートの増加量はほとんど等しい。

また、50um-type, 75um-type に比べて new-small-15um-type については Gain が小さい。これにより、高い照射中性子量においても放射線損傷由来のノイズの増倍量も低い温度を下げることで正常な動作を確認することができ、ダークカウントレートの測定を行うことができた、と考えられる。

6.6.2 Belle II 実験 10 年間の予想中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ における MPPC の振る舞い

Belle II 実験 10 年間の予想中性子量が $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ であることを考慮すると、本測定結果から照射中性子量が $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ における振る舞いを見積もる必要がある。50um-type, 75um-type については、照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ におけるサンプルについても正常な動作が確認できなかったため、本測定結果から見積もることは難しい。対して、new-small-15um-type については本測定結果における傾向から類推することができる。そのため、ここでは new-small-

15um-type の照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ における類推を行う。

照射中性子量に対するダークカウントレートの増加については図 6.41 に加え、図 6.4.2 から、べき関数的 ($y = Cx^a$) であることがわかる。

ダークカウントレートの温度依存性については照射前と大きな変化はなく、温度低下に対して指数関数的に減少し、その変化率は照射前後で変化は見られない。また、照射中性子量の増加に伴ってノイズが増加し独立した信号を観測することができなくなり、ダークカウントレートの測定ができなくなる。照射中性子量が $10^9[\text{n}/\text{cm}^2]$ 以上からは、温度を $10[^\circ\text{C}]$ 程度下げることでノイズが抑えられ測定可能のレベルにまでノイズが減少する傾向にある。しかし、照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ について $-30[^\circ\text{C}]$ から $-40[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げて、ダークカウントレートはほとんど変わらなかった。この測定結果については現段階では原因は不明であり、今後、 $-40[^\circ\text{C}]$ 以下の測定も行うなどして原因を究明する必要がある、ここでは二通りの考察をする。

まず、この照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ $-40[^\circ\text{C}] \sim -30[^\circ\text{C}]$ における測定が何らかの原因で正確に行えていなかった、つまり照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ 以降についてもダークカウントレートの温度依存性が依然として保たれていて、温度の低下に対してダークカウントレートが指数関数的に減少すると仮定する。そのとき、照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ については $-30[^\circ\text{C}]$ で独立した信号を観測することができダークカウントレートが測定できたとすると、図 6.42 における $-30[^\circ\text{C}]$ の結果に対して照射中性子量に対するダークカウントレートの増加が上述の通りべき関数的であることを考慮し、外挿を行うと $\sim 12[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度と見積もることができる。また、温度依存性については照射前の温度依存性を保っていると仮定すると 6.43 から、 $-53[^\circ\text{C}]$ まで温度を下げることでダークカウントレートは $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ まで低下すると見積もられる。ただし、ダークカウントレートと照射中性子照射量の関係は実際は $y = ax$ という関係にあるのだが、ここではそれだけの系統誤差があると考えこのフィット結果を用いて見積もりを行った。もし、 $y = ax$ の関係があると仮定すると、 $-30[^\circ\text{C}]$ 、照射中性子照射量 $10^{10}, 10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ におけるダークカウントレートの増加量から照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ のダークカウントレートは $\sim 20[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度見積もることができる。

他方、この照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ $-40[^\circ\text{C}] \sim -30[^\circ\text{C}]$ における測定が正しい振る舞いであったとして、照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ でダークカウントレートにおける温度依存性が極端に小さくなり、温度を下げてダークカウントレートがほとんど減少しない場合について考える。このような振る舞いを示す原因として推測されることとしては、中性子による損傷が激しく多くの格子欠損が生じる。これにより生じる中間準位が極端に増加し、バンドギャップを超えるのに必要なエネルギーが非常に小さくなり、ほんの少しの熱的エネルギーで励起してしまうというものである。この場合、照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ については測定を行うために極端に温度を下げる必要があり、それは ARICH で使用する上では現実的ではない。

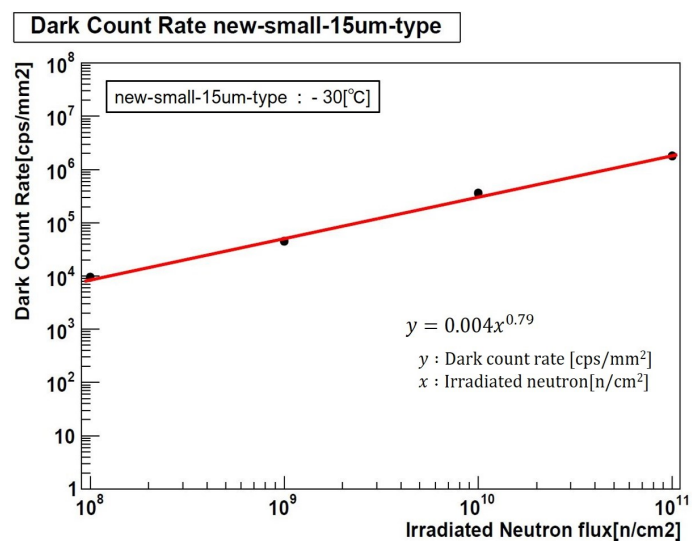


図 6.42 new-small-15um-type における $-30[^\circ\text{C}]$ の単位面積当たりのダークカウントレートと照射中性子量の関係のフィット結果

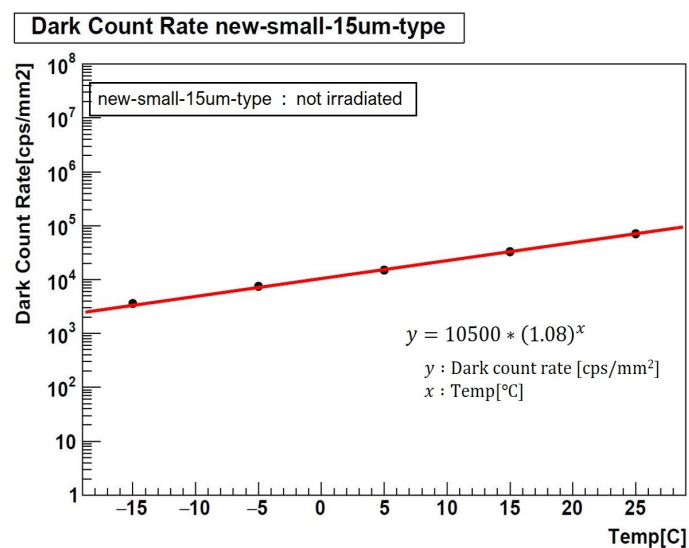


図 6.43 new-small-15um-type 非照射サンプルの単位面積当たりのダークカウントレートと温度の関係のフィット結果

第 7 章

結論

Belle II 検出器エンドキャップ部に位置する ARICH 検出器では、荷電粒子がエアロゲル輻射体を通過する際に放射するチェレンコフ光を光検出器によってリングイメージとしてとらえ、そのリングイメージの半径差から粒子識別を行っている。ARICH 検出器における現行の光検出器である HAPD(Hybrid Avalanche Photo-Detector) は ARICH 用の光検出器として十分な性能を発揮しているが製造メーカーである浜松ホトニクス(株)はすでに HAPD の生産を終了している。HAPD は Belle II 実験 10 年間の放射線量に耐えうる耐性があることはすでに検証されているが、すでに、現在 HAPD 全チャンネルのうち 5 % 程度のチャンネルに何らかの問題が生じており、今後 SuperKEKB のルミノシティが上がるにしたがってビームバックグラウンドが増加することにより今後さらに、想定外の故障が生じる可能性がある。そこで、現在 ARICH 検出器アップグレードに向けて新たな光検出器の選定が行われており、その一案として検討されているのが MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) である。本研究では、ARICH 用の光検出器としての MPPC の使用実現性を検証した。

MPPC を ARICH 検出器で使用する上での利点は主に、取り扱いが容易になることと、高い光子検出効率 (PDE) による識別性能の向上が挙げられる。対して、MPPC による問題点は主に高ダークカウントレートによる識別性能の低下また、低放射線耐性が挙げられる。ARICH 検出器における識別性能については高い光子検出効率 (PDE) による識別性能の向上、高ダークカウントレートによる識別性能の低下のトレードオフによって決まる。また、使用実現可能性については放射線耐性及び識別性能が維持できるか否かによって決まる。そこで、本研究では MPPC の使用を想定した ARICH による粒子識別性能の変化をシミュレーションによって検証した。また、MPPC サンプルに対して中性子照射試験を実施し、基礎特性の変化を測定し中性子耐性を評価した。

シミュレーションによる粒子識別性能の評価については、現在の HAPD のジオメトリを流用して、MPPC レベルの高レートランダムヒットが生じていること、また、MPPC の PDE 波長依存性、パルスセパレーションに必要な時間 (不感時間) を組み込みシミュレーションを行った。ここでは、高ランダムヒット下で粒子識別性能を維持するため time window を 1[nsec] と短くした。ダークカウントレートが増加するに伴い粒子識別性能の低下が確認されたが、new-small-15um-type ではランダムヒットが $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度までであれば、 π efficiency を 95 % としたとき K fake rate は 10 % 前後に抑えられると見積もられた。

また、MPPC における放射線耐性を検証するために中性子照射試験を 2020 年 2 月 14 日～2 月 17 日に茨城県東海村の J-PARC MLF 実験棟 BL10 NOBORU にて実施した。照射中性子量としては $1[\text{MeV}]$ 換算で $10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ とした。 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ は Belle II ARICH 検出器における年間予想中性子量である。50um-type, 75um-type については温度を $-30[^\circ\text{C}]$ まで下げても照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルでは正常な動作が確認できずダークカウントレートの推定も行うことはできなかった。対して、唯一の Rad Hard サンプルである new-small-15um-type については、照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ のサンプルにおいても温度を $-30[^\circ\text{C}]$ まで下げることで独立した 1 光子信号を観測することができ、ダークカウントレートを測定することができた。また、Belle II 実験 10 年間の予想中性子量が $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ であることを考慮し、new-small-15um-type の測定結果から照射中性子量が $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ における MPPC の振る舞いを見積った照射中性子量が $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ 以上でもダークカウントレートの温度依存性が保たれると仮定すると、照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ におけるダークカウントレートは $-30[^\circ\text{C}]$ で $\sim 12[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ 程度と見積もることができる。ダークカウントレートと照射中性子照射量の関係は、本来は $y = ax$ という関係にあるはずであり、それを仮定してフィットすると、 -30 度でのダークカウントレートは $20\text{M}[\text{cps}/\text{mm}^2]$ 程度と見積もることができる。また、これを $2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ に抑えるた

めには、 -53°C まで冷却する必要がある。このことから、図 6.43 に示すフィットで得られた、 -53°C には少なくとも 7°C 程度の誤差があると考えられる。対して、照射中性子量 $10^{11}[\text{n}/\text{cm}^2]$ でダークカウントレートにおける温度依存性が極端に小さくなり、温度を下げてダークカウントレートがほとんど減少しないと仮定すると、独立した信号を観測するために照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ では極端に温度を下げる必要がありこの場合 ARICH 検出器での実現は現実的でない。

以上から、Belle II ARICH 検出器における光検出器として MPPC を使用することを考えたとき冷却システムは必要不可欠である。また、new-small-15um-type については、照射中性子量 $10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ においてもダークカウントレートの温度依存性が保たれると仮定した場合、 -53°C まで温度を低下させれば単位面積当たりのダークカウントレートは $\sim 2[\text{Mcps}/\text{mm}^2]$ と見積もることができ、この時の ARICH 検出器における識別性能は、シミュレーションの結果 (図 5.18) によると π efficiency を 95 % としたとき、K fake rate は 10 % 程度となることがわかる。このレベルの識別性能であれば、Belle 実験の粒子識別性能と同程度であるため物理解析に支障はないと考えられる。

ただし、低温でのダークカウントの温度依存性については今後精査する必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々から多大なるご支援をいただきました。まず、Belle II 実験に参加させていただく機会をくださった指導教員である後田裕先生には、本研究を進めるうえで多くの助言をいただきました。ARICH グループの方々にも大変お世話になりました。西村美紀さんには実験、研究の基本を一から教えていただきました。宇野健太さん、金道玄樹さんには解析を進める上で必要な助言を多くいただきました。そして、特に西田昌平先生には日々の研究を進める上で具体的な指導をしていただき、行き詰った時には何度も助けていただきました。

B ファクトリー研究室スタッフである原康二さん、中村克朗さん、古賀太一朗さん、救仁郷拓人さんにもゼミを通して様々な助言をいただきました。研究室の先輩である谷川輝さん、植松拓真さん、杉浦亮平さん、Hanwook BAE さんには研究のことに加え私生活の面でも相談に乗っていただきました。

東京都立大学の角野秀一先生にも中性子照射試験及び事後測定の際、様々なお力添えをいただきました。また、都立大の先輩である米永匡伸さん、久世健太郎さんには研究を進めるにあたり相談に乗っていただきました。そして、都立大の同期である鶴藤昌人くんとは同じ ARICH アップグレードグループとして議論をかわしながら研究を進めることで、お互いに理解を深めることができました。

最後に経済面、生活面で支えてくれた両親にも感謝したいと思います。本研究は多くの方々の助けなしでは、なしとげられるものではなく皆様に深く感謝申し上げます。

付録 A

MPPC を想定したシミュレーションによる 粒子識別性能の評価

本文ではリングを構成する平均光子数を算出する際に代表的な例として new-small-15um-type のチェレンコフ光角度分布のみを示した。ここでは、各サンプルにおけるシミュレーション結果を示す。50um-type

図 A.1 に MPPC サンプル 50um-type を想定したときの Pion 由来のチェレンコフ光角度分布を示す。

75um-type

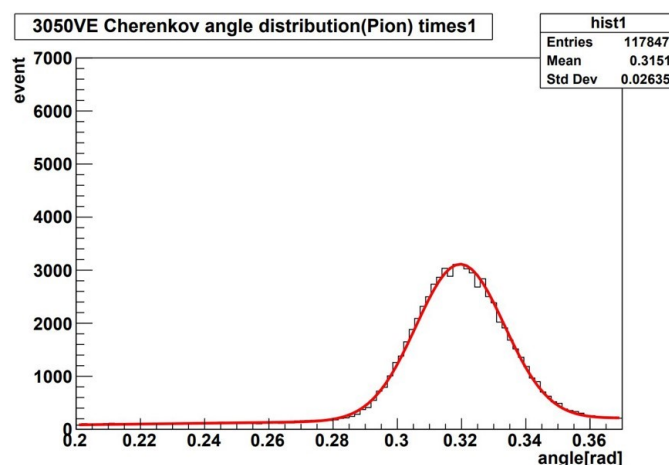


図 A.1 50um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布

図 A.2 に MPPC サンプル 75um-type を想定したときの Pion 由来のチェレンコフ光角度分布を示す。

new-50um-type

図 A.3 に MPPC サンプル new-50um-type を想定したときの Pion 由来のチェレンコフ光角度分布を示す。

ダークカウントレートの増加を想定したシチェレンコフ光角度分布と $\log L^\pi - \log L^K$ の変化もまた、本文では new-small-15um-type の結果のみを示した。ここでは他のサンプルにおけるシミュレーション結果を示す。

図 A.4 にダークカウントレートが増加していく中でのチェレンコフ光角度分布の変化を、図 A.5 にダークカウントレートが増加していく中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化を示す。

以下他のサンプルにおける同結果を示す。

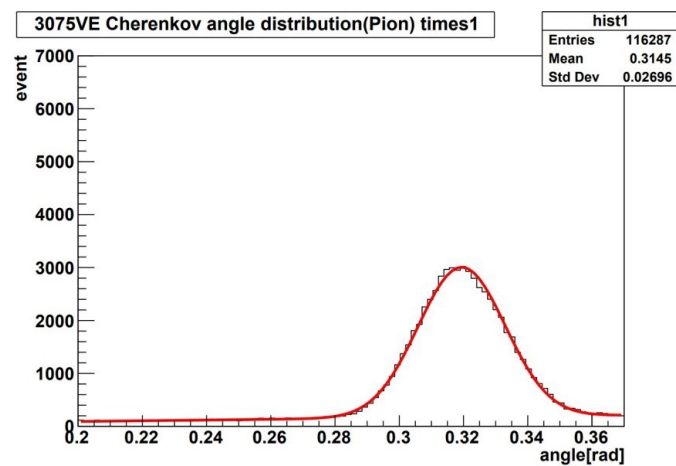


図 A.2 75um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布

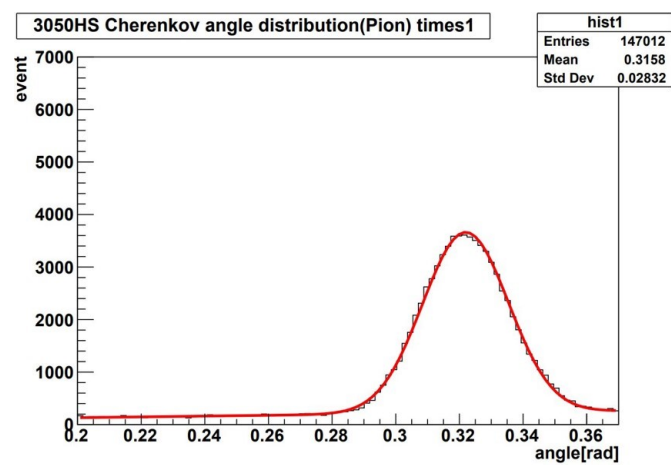


図 A.3 new-50um-type Twin1[nsec] を想定したシミュレーションにおけるチェレンコフ光角度分布 3

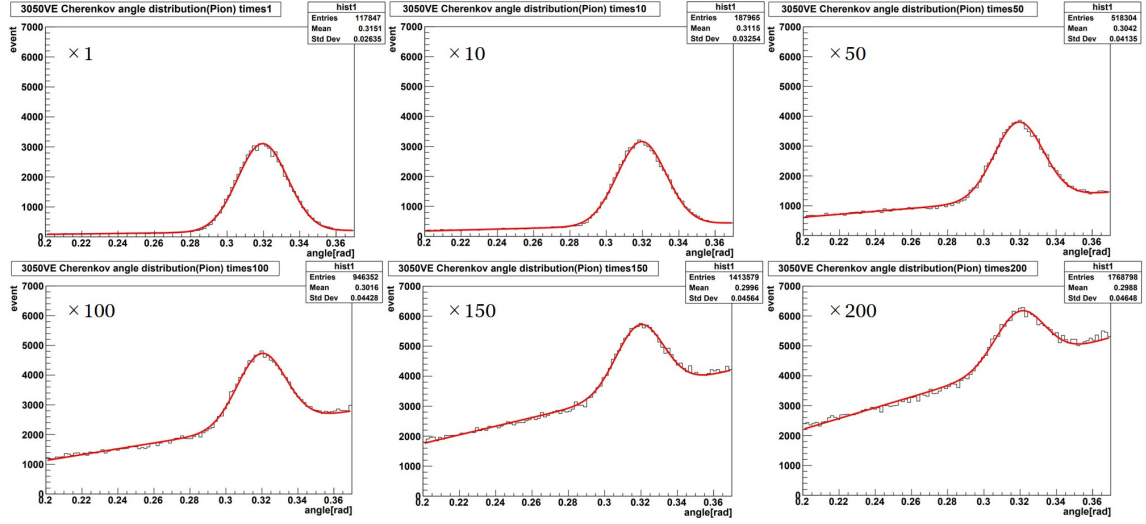


図 A.4 50um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子
ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる

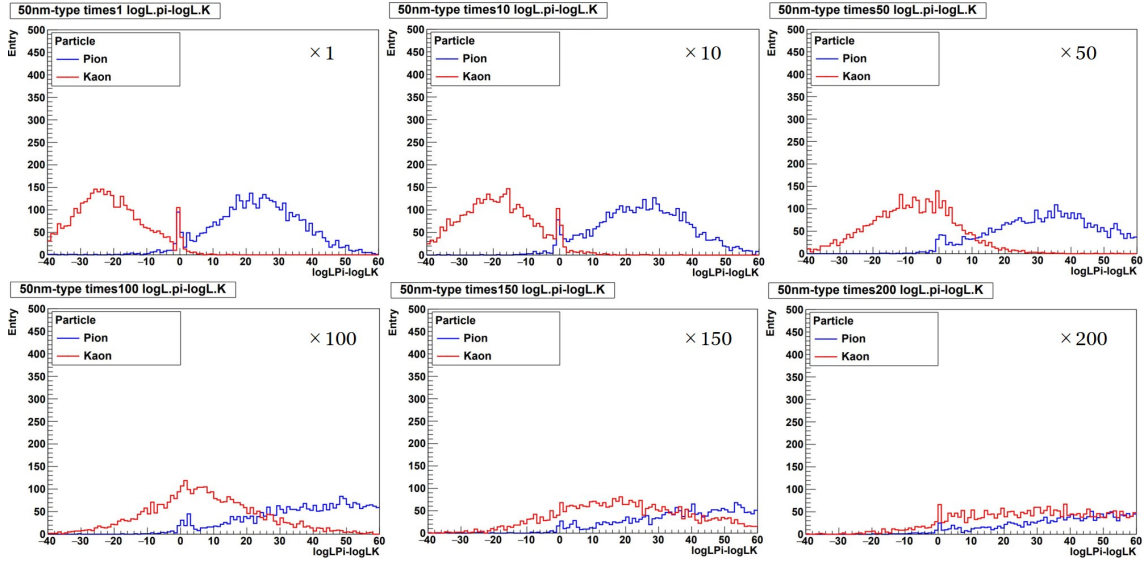


図 A.5 50um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子
ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる

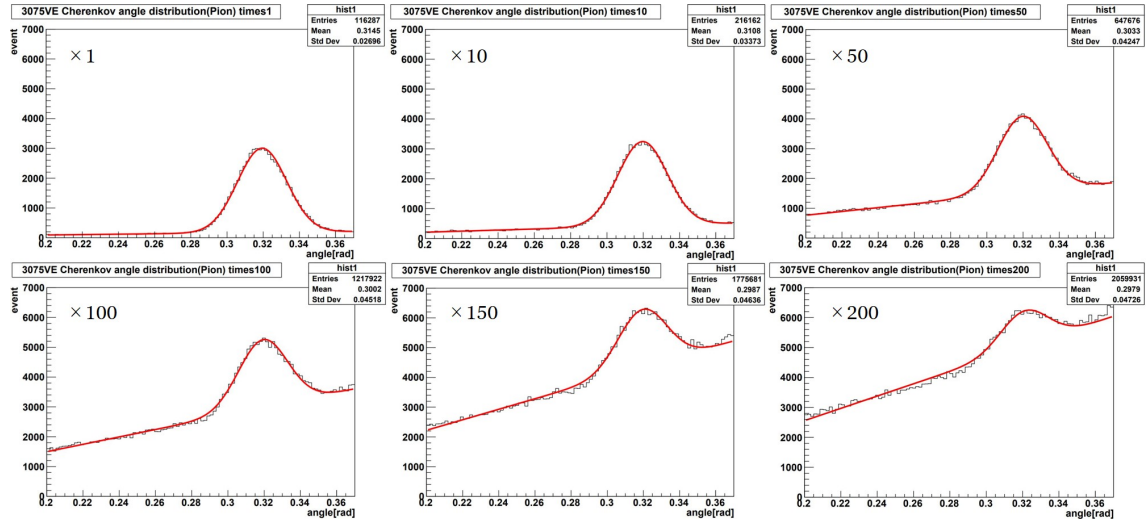


図 A.6 75um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子
ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる

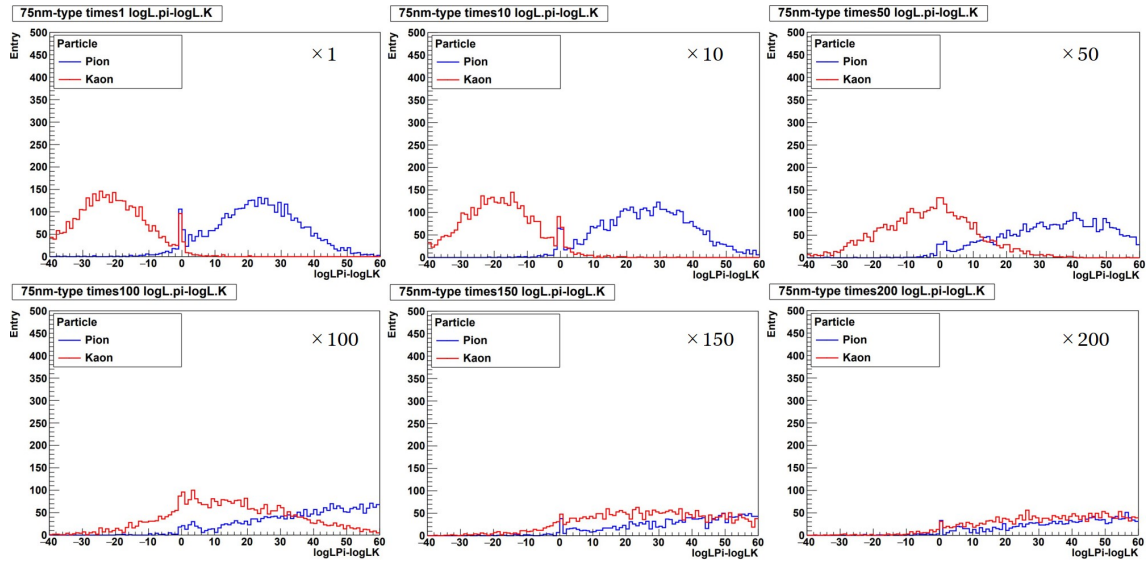


図 A.7 75um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子
ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる

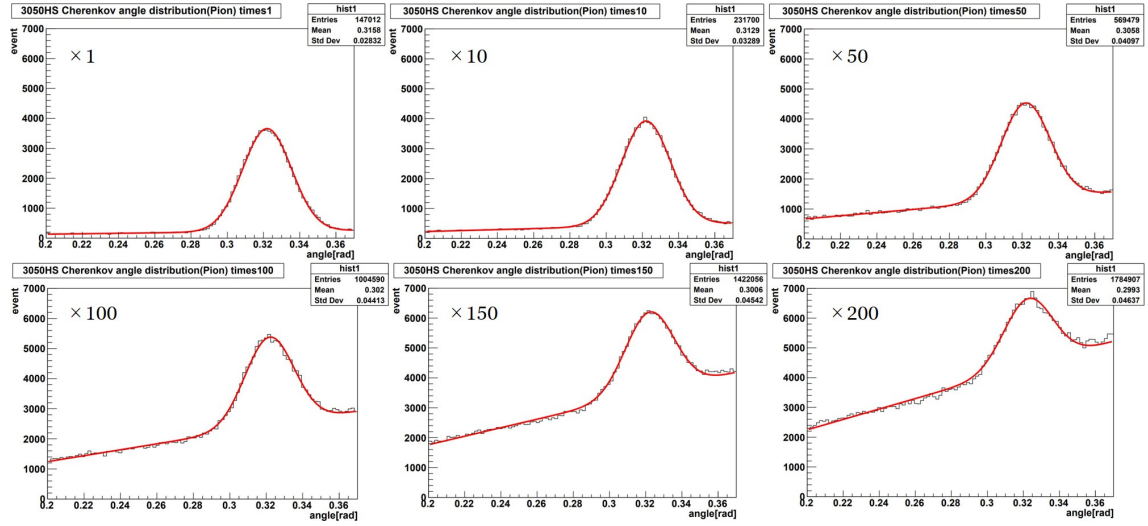


図 A.8 new-50um-type におけるダークカウントレートが増加する中でのチェレンコフ光分布の変化の様子。ダークカウントレートが増加するにしたがってリングを構成する光子由来のピークが埋もれていくことがわかる。

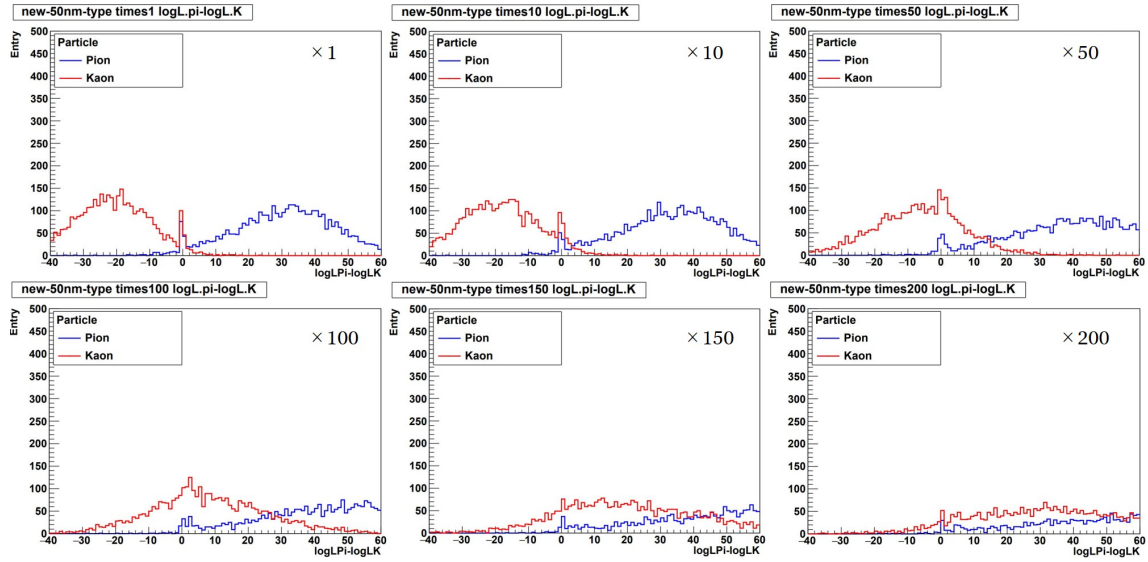


図 A.9 new-50um-type におけるダークカウントレートが増加する中での $\log L^\pi - \log L^K$ の変化の様子。ダークカウントレートが増加するにしたがって Pion のピークと Kaon のピークが近づいている、つまり識別性能が低下していることがわかる。

参考文献

- [1] Ugo Amaldi, Wim de Boer, Hermann Fürstenau. Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP
- [2] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.
- [3] CKM Fitter group web site(<http://ckmfitter.in2p3.fr/>)
- [4] A.G. Akkeroyd, et al. [Belle collaboration], Physics at Super B Factory
- [5] 鶴藤昌人 東京都立大学 修士論文 Belle II 実験 ARICH 検出器アップグレードのための信号読み出し集積回路の開発
- [6] 久世健太郎 首都大学東京 修士論文 Belle II 実験 ARICH 検出器アップグレードに向けた光検出器 MPPC の研究