

Belle II実験 ARICH 検出器アップグレードに向けた
光検出器MPPCの放射線耐性の評価

本橋 完太

2023年1月10日

概要

茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)において Belle II 実験が行われている。Belle II 実験では、SuperKEKB 加速器を用いて 7GeV の電子と 4GeV の陽電子を衝突させ、そこから生成される大量の B 中間子の崩壊過程の測定を行うことで新物理探索を目指している。衝突点を囲むように Belle II 測定器が設置されており、そのエンドキャップ部には主に K/ π 識別を担当している Aerogel Ring Imaging Cherenkov (ARICH) 検出器がある。ARICH 検出器は、輻射体エアロゲルと光検出器 Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD) の 2 つで構成され、荷電粒子がエアロゲルを通過した際に円錐状に発するチェレンコフ光を HAPD でリングイメージとして測定し、そのリングイメージの半径の違いから粒子識別を行っている。

2022 年 9 月時点で総チャンネル数のうち 2.3% が HAPD 由来の故障であり、故障率のさらなる上昇が懸念されている。一方で HAPD は既に生産終了してしまっており、想定外の故障が起きた際には替えの光検出器がない状況となっている。そこで ARICH グループでは各構成要素においてアップグレードが検討されており、新しいエアロゲルの生産や新たな光検出器への置き換えなどが含まれる。新たな光検出器の開発では、Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) の採用が検討されている。MPPC はその特徴としてマルチピクセル化された Avalanche Photo Diode (APD) をガイガーモードで使用するることによる高い増倍率を有することが挙げられる。

MPPC を使うメリットとしては、1 チャンネルあたりの面積の小ささや PDE の高さから光子の検出効率の向上や、動作電圧の低さから取り扱いの容易化が挙げられる。一方で MPPC は放射線耐性が懸念されており、SuperKEKB 加速器の運転により生じる中性子の被曝によりダークカウントレートが急激に増加し、識別性能に影響を及ぼすことが懸念されている。

本研究では、エアロゲルのアップグレードに向けて、屈折率や透過長を変更したエアロゲルが粒子識別に与える影響をシミュレーションにより評価した。また、光検出器のアップグレードに向けて、7 種類の MPPC に中性子照射試験を実施し、中性子に対する放射線耐性の評価を行った。加えて、中性子照射サンプルに対しアニーリングを行うことで中性子損傷の回復の効果についても評価を行った。

目次

第 1 章 序論	10
1.1 標準模型	10
1.2 CP 対称性の破れ	12
1.2.1 小林-益川模型と CKM 行列	13
1.3 B 中間子の物理	15
1.3.1 B 中間子における CP 対称性の破れ	15
1.3.2 B 中間子における稀崩壊	17
第 2 章 Belle II 実験	19
2.1 BelleII 実験の概要	19
2.2 Belle II 実験で期待される新物理	20
2.2.1 $b \rightarrow s\gamma$ による新粒子探索	20
2.2.2 エキゾチックハドロン	20
2.2.3 $\tau \rightarrow l\gamma$ による LFV(Lepton Flavor Violation) の観測	20
2.3 SuperKEKB 加速器	21
2.3.1 電子、陽電子入射部 Linear Accelerator(LINAC)	22
2.3.2 HER と LER	23
2.4 Belle II 測定器	24
2.4.1 Pixel Detector(PXD)	25
2.4.2 Silicon Vertex Detector(SVD)	26
2.4.3 Central Drift Chamber(CDC)	26
2.4.4 Time Of Propagation counter(TOP)	27
2.4.5 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter(ARICH)	28
2.4.6 Electromagnetic Calorimeter(ECL)	28
2.4.7 K_L^0 and μ detection(KLM)	28
2.5 Belle II 実験の現状とアップグレード計画	29
第 3 章 ARICH 検出器	31
3.1 粒子識別原理	31
3.1.1 チェレンコフ光	32
3.1.2 粒子識別原理	33
3.2 エアロゲル輻射体	34
3.3 光検出器 Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD)	35
3.4 ARICH 検出器アップグレード計画	38
3.5 本研究の目的	38

第 4 章	シミュレーションを用いたエアロゲル アップグレードに向けた粒子識別性能の評価	39
4.1	シミュレーションの流れ	39
4.2	現状のエアロゲルの粒子識別性能	40
4.2.1	シミュレーションのセットアップ	40
4.2.2	シミュレーション結果	41
4.3	エアロゲルアップグレードによる粒子識別性能への影響	44
4.3.1	シミュレーションのセットアップ	44
4.3.2	シミュレーション結果	45
4.4	まとめ	46
第 5 章	光検出器 Multi Pixel Photon Counter(MPPC)	47
5.1	ARICH の光検出器に対する要求	47
5.2	光検出器 MPPC の概要	48
5.2.1	光子検出原理	48
5.2.2	MPPC の各種特性	50
5.2.3	ダークカウントレートと暗電流	51
5.2.4	放射線 (中性子) 耐性	52
5.3	MPPC を ARICH に適用した際に予想される利点と問題点	53
5.4	先行研究	55
第 6 章	MPPC の中性子耐性	56
6.1	中性子照射試験の概要	56
6.2	本研究に用いた MPPC サンプル	59
6.3	リーク電流の印加電圧依存性 (IV 曲線)	62
6.3.1	測定手法とセットアップ	63
6.3.2	ブレークダウン電圧の導出	65
6.3.3	ブレークダウン電圧 (V_{bd}) の温度依存性の結果	67
6.3.4	リーク電流の温度依存性と照射量依存性	68
6.4	ダークカウントレート測定	70
6.4.1	測定手法とセットアップ	70
6.5	波高分布測定	86
6.5.1	ダークパルスの波高分布測定	86
6.5.2	光子を入射した際の波高分布測定	94
6.6	まとめ、考察	105
6.6.1	MPPC を ARICH へ適用した際の運用	106
第 7 章	アニーリングによる中性子損傷への影響	108
7.1	アニーリングの原理	108
7.2	実施したアニーリングの概要	108
7.3	アニーリング中の IV 曲線とダークカウントレート	109
7.4	アニーリング後の印加電圧依存性 (IV 曲線)	113
7.4.1	アニーリング後の V_{bd}	113
7.4.2	アニーリング後のリーク電流	114

7.5	アニーリング後のダークカウントレート測定	116
7.6	アニーリング後の波高分布測定	125
7.6.1	アニーリング後のダークパルスの波高分布測定	125
7.6.2	アニーリング後の光子を入射した際の波高分布測定	133
7.7	まとめ、考察	141
第 8 章	結論	143

目次

1.1.1 標準模型	10
1.1.2 β 崩壊のファインマンダイアグラム	11
1.2.1 C 変換と P 変換のイメージ図	12
1.2.2 ユニタリティ三角形	14
1.2.3 2021 年春時点での実験結果から得られたユニタリティ三角形 [5]	15
1.3.1 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合のファインマンダイアグラム	16
1.3.2 Belle 実験における $\Upsilon(4S)$ の崩壊の 1 例	16
1.3.3 $\sin 2\phi_1$ のプロット [6]	17
1.3.4 左図が tree level でのフレーバー変化 右図が Loop を介した FCNC	17
1.3.5 B 中間子の稀崩壊から予想される新物理	18
2.1.1 KEK における SuperKEKB 加速器	19
2.2.1 左が標準模型+ニュートリノ振動の $\tau \rightarrow l\gamma$ 右が LFV を考慮した $\tau \rightarrow l\gamma$	20
2.3.1 SuperKEKB 加速器のイメージ図 [7]	21
2.3.2 世界の加速器実験におけるルミノシティと衝突エネルギーの関係 [8]	22
2.3.3 LINAC の陽電子生成標的であるタングステン [9]	22
2.3.4 左図：従来の衝突方式 中央：KEKB での衝突方式 右図：SuperKEKB での衝突方式	23
2.4.1 Belle II 測定器断面のイメージ図 [10]	24
2.4.2 Belle II 測定器断面の図面 [11]	25
2.4.3 左：PXD のイメージ図 右：PXD に用いられているモジュール [12]	25
2.4.4 左：DSSD のイメージ図 [13] 右：SVD における各層のラダー	26
2.4.5 VXD(PXD+SVD) の構造 内側 2 層が PXD, 外側 4 層が SVD	26
2.4.6 左図：CDC の外観 右図：CDC における cosmic ray の飛跡検出	27
2.4.7 左図：TOP の外観 右図：TOP における粒子識別原理	28
2.4.8 左図：ECL の図面 [11] 右図：2PIN-PDs[14]	28
2.4.9 KLM の図面	29
2.5.1 Belle II 実験における 2021 年度から 2024 年度までの Run Plan	29
3.0.1 ARICH のイメージ図	31
3.0.2 ARICH におけるチェレンコフ放射のイメージ	31
3.1.1 ARICH における粒子識別のイメージ	33
3.1.2 予想されるリングの情報と実際に観測された光子のイメージ	34
3.2.1 左：単一のエアロゲルによるチェレンコフ放射 右：デュアルレイヤー方式によるチェレンコフ放射	35
3.2.2 ARICH に取り付けられたエアロゲル	35
3.3.1 HAPD の写真 [17]	36

3.3.2 HAPD の図面 (単位は mm)	36
3.3.3 HAPD の増幅過程のイメージ	37
3.3.4 APD のイメージ図 [18]	37
4.1.1 basf2 におけるデータ解析までの流れ	39
4.2.1 現在用いられているエアロゲルのパラメータ	41
4.2.2 シミュレーションにおける reconstruct した K/π 中間子の運動量 左が低運動量で 右が高運動量	41
4.2.3 チェレンコフ角のイメージ図	42
4.2.4 チェレンコフ角度分布 左図が低運動量で右図が高運動量 赤線が π 中間子で青線が K 中間子	42
4.2.5 $\ln L^\pi - \ln L^K$ のヒストグラム 左図が低運動量で右図が高運動量 赤線が π 中間子で青線が K 中間子	43
4.2.6 K efficiency を 95% とした時の fake π	44
5.1.1 Radiative Bhabha 散乱のファインマンダイアグラム	47
5.2.1 左: MPPC(S14160-1315PS) の写真 右: MPPC の構造のイメージ図 [18]	48
5.2.2 左: MPPC の波形における流れ 右: MPPC における印加電圧と出力電流のイメ ージ図	49
5.2.3 左: 3つのピクセルに光子が入射するイメージ図 [19] 右: 複数ピクセルに光子が 入射した際の MPPC の出力信号 [19]	49
5.2.4 左: 印加電圧と増倍率の関係 (温度一定)[18] 右: 周辺温度と増倍率の関係 (印加 電圧一定)[18]	50
5.2.5 左: ダークパルス発生のイメージ図 右: 光子信号とダークパルス [18]	52
5.2.6 左: 中性子被曝によるバルク損傷のイメージ図 右: 中間準位によるダークカウ ントレート増加のイメージ図	53
5.3.1 HAPD と MPPC の光子検出効率 (PDE) の波長分布	55
6.1.1 左: MLF における中性子ビームライン 右: 中性子源ステーションのイメージ図	56
6.1.2 中性子照射試験の様子	57
6.1.3 中性子ビームのエネルギーと flux	58
6.1.4 中性子照射試験の手順のイメージ図	58
6.2.1 本研究で用いた MPPC の基本特性	59
6.2.2 各 MPPC の写真	60
6.2.3 3050VE,3075VE の構造	60
6.2.4 3050HS の構造	60
6.2.5 1310PS,1315PS	61
6.2.6 3010PS,3015PS の構造	61
6.2.7 左: 3050VE,3075VE の光子検出効率 (PDE) 右: 3050HS の光子検出効率 (PDE)	62
6.2.8 PS シリーズの光子検出効率 (PDE)	62
6.3.1 IV 曲線測定におけるセットアップ	63
6.3.2 ドライアイスを用いた低温領域での測定	64
6.3.3 3050HS の非照射,25°C の IV 曲線	64
6.3.4 ガイガーモードにおける MPPC の ADC のプロット [18]	65
6.3.5 左: 図 6.3.3 を 2 回微分したプロット 右: ガウス関数でフィットした図	66

6.3.6	左：1310PS, 非照射, 25°C の IV 曲線 右：左図を 2 回微分したプロット	66
6.3.7	左：1310PS, 非照射, 25°C の IV 曲線を 2 つの関数でフィットした図 右：左図の拡大	67
6.3.8	左：3050VE 右：3075VE	67
6.3.9	3050HS	67
6.3.10	左：3010PS 右：1310PS	68
6.3.11	左：3015PS 右：1315PS	68
6.3.12	左：3050VE 右：3075VE	69
6.3.13	3050HS	69
6.3.14	左：3010PS 右：1310PS	69
6.3.15	左：3015PS 右：1315PS	70
6.4.1	ダークカウントレート測定におけるセットアップ	71
6.4.2	セットアップにおける各部の写真と回路図	71
6.4.3	左：3050VE, 非照射, 15°C のスレッシュホールドスキャン 右：左図をフィット	72
6.4.4	左：1315PS, 非照射, 25°C のスレッシュホールドスキャン 右：左図を 2 回微分しフィット	73
6.4.5	左：1315PS, 照射量 10^{11} , -15°C のスレッシュホールドスキャン	73
6.4.6	左：3050VE 右：3075VE	74
6.4.7	3050HS	74
6.4.8	左：3010PS 右：1310PS	74
6.4.9	左：3015PS 右：1315PS	75
6.4.10	3050VE における波形	76
6.4.11	3075VE における波形	77
6.4.12	3050HS における波形	78
6.4.13	3010PS における波形	79
6.4.14	1310PS における波形	80
6.4.15	3015PS における波形	81
6.4.16	1315PS における波形	82
6.4.17	動作電圧を $V_{bd} + 3[V]$ 相当に補正した時のダークカウントレートの温度依存性 左：3010PS 右：1310PS 下：3015PS	83
6.4.18	単位面積 [mm^2] あたりのダークカウントレート ($V_{bd} + 3[V]$)	84
6.4.19	1315PS における -40°C での単位面積 [mm^2] あたりのダークカウントレートの照射量依存性	85
6.5.1	左：ダークパルスの波高分布測定におけるセットアップ 右：Wave Catcher	86
6.5.2	3050VE におけるダークパルスの波高分布	87
6.5.3	3075VE におけるダークパルスの波高分布	88
6.5.4	3050HS におけるダークパルスの波高分布	89
6.5.5	3010PS におけるダークパルスの波高分布	90
6.5.6	1310PS におけるダークパルスの波高分布	91
6.5.7	3015PS におけるダークパルスの波高分布	92
6.5.8	1315PS におけるダークパルスの波高分布	93
6.5.9	光子を入射した際の波高分布のセットアップ	94
6.5.10	左：黒の台紙を巻きつけたコネクタ 右：光子入射部のイメージ図	95
6.5.11	左：ピコパルスレーザーの外観 右：測定における波形	95
6.5.12	1315PS, 非照射, 25°C のヒストグラム	95

6.5.13	3050VE における光子入射の際の波高分布	97
6.5.14	3075VE における光子入射の際の波高分布	98
6.5.15	3050HS における光子入射の際の波高分布	99
6.5.16	3010PS における光子入射の際の波高分布	100
6.5.17	1310PS における光子入射の際の波高分布	101
6.5.18	3015PS における光子入射の際の波高分布	102
6.5.19	1315PS における光子入射の際の波高分布	103
6.5.20	3075VE における波高分布	104
6.5.21	1315PS における相対増倍率	104
6.5.22	相対増倍率の照射量依存性	105
6.6.1	各 MPPC の 10 年間に予想される光子検出可能面積に対する中性子被曝量	106
6.6.2	左：ARICH における $1.3 \times 1.3[\text{mm}^2]$ の MPPC の配置方法 右：ウィンストンコーン [25]	107
7.2.1	左：電気炉の外観 中：MPPC を並べた様子 右：電気炉内に MPPC を設置した様子	109
7.2.2	電気炉内をモニターしたおんどとりによる測定値	109
7.3.1	アニーリング中のリーク電流 左：3050VE 右：3075VE	110
7.3.2	アニーリング中のリーク電流 3050HS	110
7.3.3	アニーリング中のリーク電流 左：3010PS 右：1310PS	110
7.3.4	アニーリング中のリーク電流 左：3015PS 右：1315PS	111
7.3.5	アニーリング中のダークカウントレート 左：3050VE 右：3075VE	111
7.3.6	アニーリング中のダークカウントレート 3050HS	112
7.3.7	アニーリング中のダークカウントレート 左：3010PS 右：1310PS	112
7.3.8	アニーリング中のダークカウントレート 左：3015PS 右：1315PS	112
7.4.1	144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左：3050VE 右：3075VE	113
7.4.2	144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 3050HS	113
7.4.3	144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左：3010PS 右：1310PS	114
7.4.4	144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左：3015PS 右：1315PS	114
7.4.5	144 時間のアニーリング後のリーク電流 左：3050VE 右：3075VE	115
7.4.6	144 時間のアニーリング後のリーク電流 3050HS	115
7.4.7	144 時間のアニーリング後のリーク電流 左：3010PS 右：1310PS	115
7.4.8	144 時間のアニーリング後のリーク電流 左：3015PS 右：1315PS	116
7.5.1	144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左：3050VE 右：3075VE	116
7.5.2	144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 3050HS	117
7.5.3	144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左：3010PS 右：1310PS	117
7.5.4	144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左：3015PS 右：1315PS	117
7.5.5	144 時間のアニーリング後の波形 3050VE	118
7.5.6	144 時間のアニーリング後の波形 3075VE	119
7.5.7	144 時間のアニーリング後の波形 3050HS	120
7.5.8	144 時間のアニーリング後の波形 3010PS	121
7.5.9	144 時間のアニーリング後の波形 1310PS	122
7.5.10	144 時間のアニーリング後の波形 3015PS	123
7.5.11	144 時間のアニーリング後の波形 1315PS	124

7.5.12	単位面積 [mm^2] 当たりのダークカウントレート	125
7.6.1	144 時間のアニーリング後の 3050VE におけるダークパルスの波高分布	126
7.6.2	144 時間のアニーリング後の 3075VE におけるダークパルスの波高分布	127
7.6.3	144 時間のアニーリング後の 3050HS におけるダークパルスの波高分布	128
7.6.4	144 時間のアニーリング後の 3010PS におけるダークパルスの波高分布	129
7.6.5	144 時間のアニーリング後の 1310PS におけるダークパルスの波高分布	130
7.6.6	144 時間のアニーリング後の 3015PS におけるダークパルスの波高分布	131
7.6.7	144 時間のアニーリング後の 1315PS におけるダークパルスの波高分布	132
7.6.8	144 時間のアニーリング後の 3050VE における光子入射の際の波高分布	134
7.6.9	144 時間のアニーリング後の 3075VE における光子入射の際の波高分布	135
7.6.10	144 時間のアニーリング後の 3050HS における光子入射の際の波高分布	136
7.6.11	144 時間のアニーリング後の 3010PS における光子入射の際の波高分布	137
7.6.12	144 時間のアニーリング後の 1310PS における光子入射の際の波高分布	138
7.6.13	144 時間のアニーリング後の 3015PS における光子入射の際の波高分布	139
7.6.14	144 時間のアニーリング後の 1315PS における光子入射の際の波高分布	140
7.6.15	144 時間のアニーリング後の相対増倍率の照射量依存性	141
7.7.1	MPPC の外観 左がアニーリング前、右がアニーリング後	142

表 目 次

1.1	力と粒子の関係	11
4.1	1 リング当たりの平均光子数	43
4.2	π fake rate	44
4.3	シミュレーションにおけるエアロゲルのパラメータ	45
4.4	1 リング当たりの平均光子数 N_{ring}	45
4.5	π fake rate $R_{fake\pi}$	46
5.1	HAPD と MPPC の比較	54

第1章 序論

物質の起源に関する議論は紀元前から行われており、時代の移り変わりとともにより小さな単位で物質の構成が解明されてきた。しかしここ100年で素粒子についての研究が進み、現在では身の回りの現象を記述する最小単位である素粒子のふるまいを説明する理論体系が確立されている。本章では、素粒子物理学の理論について説明する。

1.1 標準模型

標準模型とは、素粒子物理学における電弱相互作用と量子色力学(QCD)の統一的な理論模型であり、今までの素粒子実験の結果をほぼ矛盾なく記述できる模型の事である。図1.1.1のように、物質を構成するフェルミオン(スピンの1/2)にはそれぞれ3世代の粒子が存在し、クォークとレプトンに分けられる。クォークの中でもアップタイプと呼ばれる粒子(アップ、チャーム、トップクォーク)の電荷は+2/3であり、ダウンタイプと呼ばれる粒子(ダウン、ストレンジ、ボトム)の電荷は-1/3である。このようにクォークは6種類あるが、このクォークの種類のことをフレーバーと呼ぶ。また、電荷のほかにも色荷(color charge)と呼ばれる量子数を持っておりそれぞれ、赤、青、緑の3種類の色荷がある。よって、クォークには18の種類があることが分かる。次にレプトンであるが、電荷-1を持つ粒子を荷電レプトン(電子、ミューオン、タウ)と呼び、電荷をもたない粒子をニュートリノ(電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノ)と呼ぶ。加えてクォークとレプトンには、質量とスピンの大きさは同じだが電荷や色荷が異なる反クォークと反レプトンの存在も確認されている。

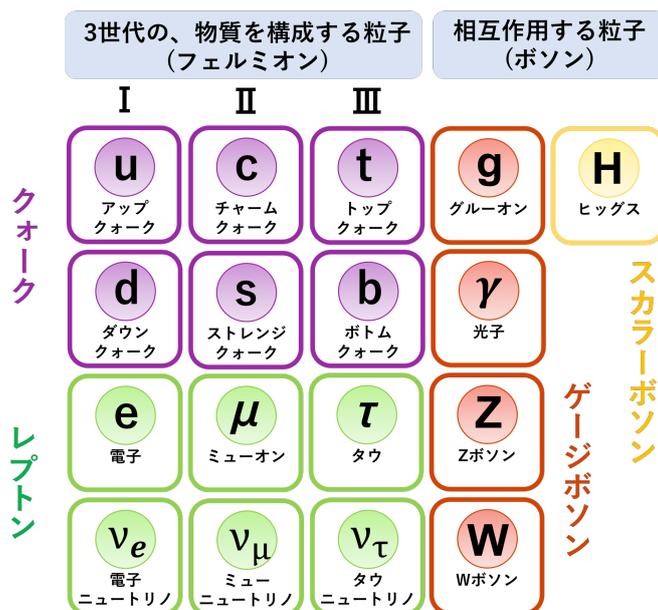


図 1.1.1: 標準模型

次に、力を伝搬するゲージボソンについて説明する。標準模型におけるゲージボソンはスピンの1であり、電荷についてはWボソンのみ ± 1 でそれ以外は0である。また、グルーオンは色荷を持っており、色(赤、青、緑)と反色(反赤、反青、反緑)を同時に帯びることによって8種類に分かれている。

素粒子において相互作用や力が生じる際には、粒子間でゲージボソンが交換されることによって媒介されると考えられている。素粒子間に働く力は4つありそれぞれ、強い力、弱い力、電磁気力、重力である。標準模型によって記述される力と粒子の関係を表1.1に示す。(重力においてはグラビトンと呼ばれる素粒子が媒介されることにより生じると考えられているが、未発見のため未記載。)

力の種類	結合する荷(粒子)	媒介する粒子
強い力	色荷(クォーク、グルーオン)	グルーオン
弱い力	弱電荷(レプトン、クォーク)	W^\pm, Z^0 ボソン
電磁気力	電荷(荷電レプトン、クォーク)	光子

表 1.1: 力と粒子の関係

強い力の例としてハドロンと呼ばれる粒子があり、いくつかのクォーク(反クォーク)間で作用し、粒子を形成する。中でも3つのクォーク(反クォーク)で形成されるものをバリオン、クォークと反クォークで形成される粒子を中間子と呼び、グルーオンの交換によってクォーク間では絶えず色荷が交換されている。弱い力の例としては β 崩壊があり、素粒子レベルで注目した際に、図1.1.2のように中性子を構成するクォーク(udd)のうちのd(ダウルクォーク)が W^- ボソンと相互作用することでu(アップクォーク)となり、陽子であるuudの組み合わせとなる事が知られている。このようにクォーク間での弱い力(相互作用)は反応前後において、クォークの色荷は変えることなくフレーバーを変える。

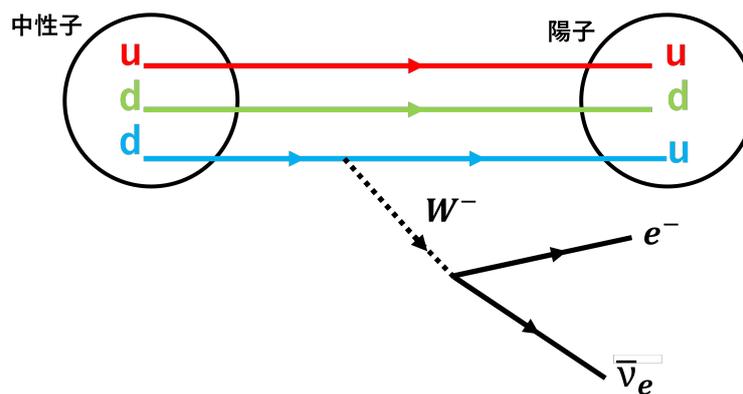


図 1.1.2: β 崩壊のファインマンダイアグラム

ヒッグス粒子については電荷0、スピン0の粒子であり、2013年にスイスのCERNで行われている実験で発見されたこと[1]で、標準模型は完成した。ヒッグス粒子は物質に質量を与える粒子として知られており、将来的には日本に建設予定のILC(International Linear Collider)での精密測定が期待されている。

ここまで、標準模型は素粒子の基本的な枠組みであることや力(相互作用)をほぼ矛盾なく記述

できる模型であることを説明してきた。しかし、4つの力のうちの重力についての記述が含まれていないことや、ダークマターの正体など、標準模型だけでは説明できない現象が数多く残っており、標準模型が究極の模型であるとは言い難い現状となっている。よって現在の素粒子物理学分野では、標準模型を超えた新しい物理の探索に力を注いでいる。

1.2 CP 対称性の破れ

前項で示した標準模型の素粒子には反粒子と呼ばれる粒子が存在し、電荷や色荷が逆である一方でそれ以外の性質（質量やスピンの大きさなど）がほとんど変わらないという性質を持っている。例えば電子の反物質は陽電子という粒子であり、電荷が+1であるが質量やスピンの大きさは電子と変わらない。宇宙はビッグバンと呼ばれる大きな爆発によって誕生したというのが現在の最も有力な理論であるが、そのビッグバンの際に粒子と反粒子が同じ数、対生成したと考えられている。しかし現在の宇宙は物質優勢の状態であり、反粒子はほとんど存在しておらず、粒子と反粒子の間に性質の違いがあることが知られている。このような粒子と反粒子の性質の違いを解明するためには、CP 対称性の破れを証明する必要がある。本章では、この CP 対称性の破れについて説明する。

まず CP 対称性について説明する前に C 変換と P 変換について説明する。C 変換とは、図 1.2.1 左のように粒子と反粒子の変換（入れ替え）のことを指し、C 変換の下で物理法則が不変の場合、C 対称性がある、という。P 変換とは、図 1.2.1 右のように空間ベクトルを反転させる操作（ $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) \rightarrow (-\vec{x}, -\vec{y}, -\vec{z})$ ）のことであり具体的には、鏡像変換（鏡に映す）の後に鏡面に垂直な軸まわりに 180 度回転をする変換である。先ほどと同じく、P 変換の下で物理法則が不変の場合、P 対称性がある、という。

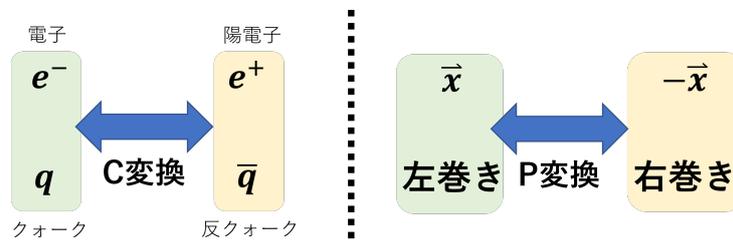


図 1.2.1: C 変換と P 変換のイメージ図

C 変換と P 変換は強い相互作用と電磁相互作用においては保存する（対称性がある）が弱い相互作用においては保存しない（対称性が破れている）事が知られている。具体的には、変換の下でハミルトニアンが不変の場合に対称性があるといえる。ここで、中性子の β 崩壊を例にとる。図 1.1.2 の図より、d クォークが W^- ボソンの寄与により弱い相互作用を受けて、u クォーク、電子、電子ニュートリノへと崩壊する。ここで弱い相互作用におけるフェルミ結合定数を G_F とすると、ハミルトニアンは以下のような計算になる。ただし、 γ_5 をカイラリティ、 γ^μ, γ_μ をガンマ行列、 \bar{u}, d, \bar{e}, ν をそれぞれの粒子の波動関数、h.c. はエルミート共役である。

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d \cdot \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu + h.c. \\
 &= 2\sqrt{2} G_F \bar{u}_L \gamma^\mu d_L \cdot \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L + h.c.
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

このハミルトニアンに対して P 変換を行うと以下のようになるが、右巻きニュートリノ ν_R や左巻き反ニュートリノ $\bar{\nu}_L$ は弱い相互作用をしないため、ハミルトニアンは 0 となってしまう。

$$H = 2\sqrt{2}G_F\bar{u}_R\gamma^\mu d_R\cdot\bar{e}_R\gamma_\mu\nu_R = 0 \quad (1.2)$$

よって中性子のベータ崩壊は P 対称性が破れていることとなる。CP 変換とは、C 変換と P 変換を同時に行う変換のことであり、CP 変換の下で物理法則が不変の場合、CP 対称性がある、という。ハミルトニアン (1.1 式) のエルミート共役項を含めると以下のように書ける。

$$H = 2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma^\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma_\mu\nu_L + 2\sqrt{2}G_F\bar{d}_L\gamma^\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma_\mu e_L \quad (1.3)$$

これに CP 変換を行うと以下のようになる。

$$H = 2\sqrt{2}G_F\bar{d}_L\gamma_\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L + 2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma_\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L \quad (1.4)$$

この例のように、CP 変換の下でハミルトニアンが不変なことから弱い相互作用は C 対称性や P 対称性を破るが CP 対称性は保存すると考えられてきた。

しかしそれを覆すように、1964 年に中性 K 中間子 K_L^0 の崩壊から CP 対称性が破れていることが J.W.Cronin や V.L.Fitch らによって観測された [2]。ここで先ほど計算したハミルトニアンの例をとってみると、CP 対称性を破るためには何らかの結合定数が複素位相を持つことが必要だとわかる。

1.2.1 小林-益川模型と CKM 行列

まず、Cabbibo の理論 [3] について説明する。Cabbibo は u,d,s の 3 つのクォークのみ知られていたという当時の実験結果から、クォークが弱い相互作用を受ける際のフレーバー固有状態 d' は質量固有状態 d と異なると考え、以下のように示した。

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \quad (1.5)$$

行列表示だと以下のようになる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

ただし、 θ_c は Cabbibo 角である。つまり Cabbibo は、クォークが弱い相互作用を受ける際は世代間で混合するという事を提唱した。しかし 1.6 式における変換行列は複素位相を持っておらず CP 対称性の破れを説明できない。そのため、1972 年に小林と益川は新たに 2 種類のクォークを Cabbibo の理論・GIM 機構に加えることで 2 世代を 3 世代へと拡張した理論、小林-益川理論を発表した [4]。小林-益川理論によって拡張された 1.6 式は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

1.7 式における変換行列を CKM(Cabbibo Kobayashi Masukawa) 行列 V_{CKM} と呼び、各成分はそれぞれクォーク間の世代混合の大きさを表している。 V_{CKM} を 3 つの混合角 $\theta_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$ と複

素位相を用いて表すと以下のようなになる。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

ただし、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。現象論的には、 $\lambda = s_{12}$, $A\lambda^2 = s_{23}$, $A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta}$ と置き換えた、以下の Wolfenstein 表記が使われることが多い。 λ は実験からおよそ 0.22 ほどであるとされている。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

V_{CKM} はユニタリ行列であるため、以下の式が成り立つ。

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

よって、対角成分以外の計算をすると以下のような式が得られる。

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0 & (1) \\ V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* &= 0 & (2) \\ V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* &= 0 & (3) \\ V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* &= 0 & (4) \\ V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* &= 0 & (5) \\ V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0 & (6) \end{aligned} \quad (1.11)$$

ここで、1.9 式で示したそれぞれの成分における λ の次数に注目すると、(5) と (6) の関係式においてのみ、次数が一致している ($\mathcal{O}(\lambda^3)$)。 (6) の式について、 ρ と $i\eta$ を軸とした複素数平面で表現すると図 1.2.2 のような三角形 (ユニタリティ三角形) が出来上がる。

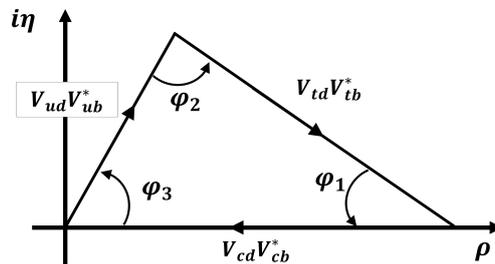


図 1.2.2: ユニタリティ三角形

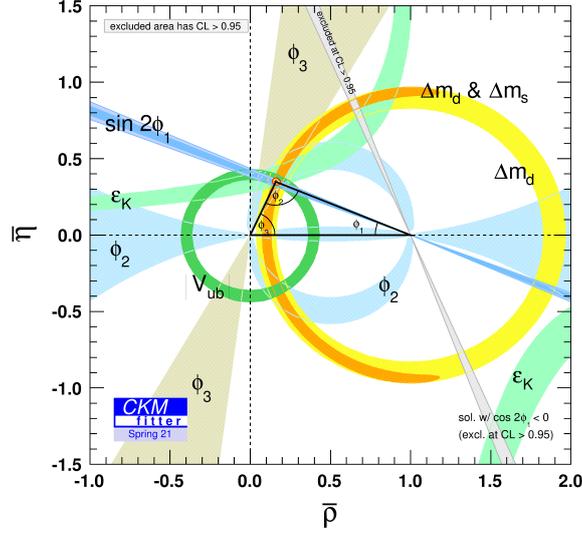


図 1.2.3: 2021 年春時点での実験結果から得られたユニタリティ三角形 [5]

図 1.2.3 は三角形の辺の長さを λ^3 で規格化したユニタリティ三角形の辺と角度の測定の現状を表しており、実験により閉じた三角形が成立したときは小林-益川理論が正しいと表現できる。反対にユニタリティ三角形が閉じない場合は小林-益川理論とは異なる別のメカニズムで CP 対称性が破られていることとなる。小林-益川理論を含む標準模型の予測によると、B 中間子の崩壊における大きな CP 対称性の破れが予言され、後の Babar 実験や Belle 実験にてこれが証明された。

1.3 B 中間子の物理

1.3.1 B 中間子における CP 対称性の破れ

本項では、B 中間子の崩壊から CP 対称性の破れを大きく観測できるという理論について説明する。そもそも、CP 対称性の破れは前項で示したように、3 世代のクォークの寄与が不可欠であるため、崩壊過程において 3 世代のクォークの存在が必要である。そこで注目されたのが B 中間子である。なぜなら、B 中間子 B^0, \bar{B}^0 はそれぞれ $\bar{b}d, b\bar{d}$ のクォークで構成されており、その中のクォークの崩壊 $b \rightarrow c\bar{c}s, \bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ に注目すると 3 世代のクォークが関与している事がわかる。小林-益川理論では、 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合のもとで次の式が成立することを予言した。ただし、CP 対称性の破れの非対称度を $a(t)$ 、Br を分岐比、 ΔM_B を 2 つの質量固有状態の差だとする。

$$\begin{aligned}
 a(t) &= \frac{Br(\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi K_s^0) - Br(B^0(t) \rightarrow J/\psi K_s^0)}{Br(\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi K_s^0) + Br(B^0(t) \rightarrow J/\psi K_s^0)} \\
 &= \sin(2\phi_1) \sin(|\Delta M_B|t)
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

よってこの式から、実験的に $B^0 - \bar{B}^0$ 混合からの B^0, \bar{B}^0 の崩壊した時間を測定することでユニタリティ三角形の ϕ_1 のパラメータを導くことができる。ここで、 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合について説明する。 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合とは、中性中間子である B^0 と \bar{B}^0 において図 1.3.1 のように、W ボソンが 2 回媒介することによってそれぞれが互いに入れ替わるという状態である。

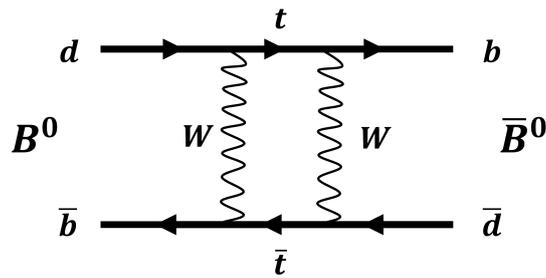


図 1.3.1: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合のファインマンダイアグラム

実験においては、電子・陽電子衝突により作られる $\Upsilon(4S)$ と呼ばれる共鳴状態から崩壊した B^0, \bar{B}^0 対を利用している。これを用いて B^0 と \bar{B}^0 の崩壊時間の差 Δt を測定するわけだが、B 中間子の寿命はおよそ 10^{-12} [s] 程度であるため、現代の技術ではこの時間差の直接測定はほとんど不可能である。この問題は、非対称電子・陽電子加速器により解決された。電子と陽電子のエネルギーを非対称にして衝突させることにより大量の B 中間子対を生成し、崩壊後の B 中間子に運動量が与えられ、ローレンツブーストにより崩壊時間差を 2 つの崩壊点の距離に焼きなおしての測定が可能となる。このような実験を B ファクトリー実験と呼び、例として Belle 実験 (日本)、Babar 実験 (アメリカ)、そして現在進行中の Belle II 実験 (日本) がある。図 1.3.2 に Belle 実験における B 中間子のファインマンダイアグラムを、図 1.3.3 に様々な実験結果からの CP 対称性の破れの結果を示す。ただし図 1.3.3 において、上のプロットは B^0 と \bar{B}^0 の崩壊時間であり、下の図は式 1.12 の計算結果である。

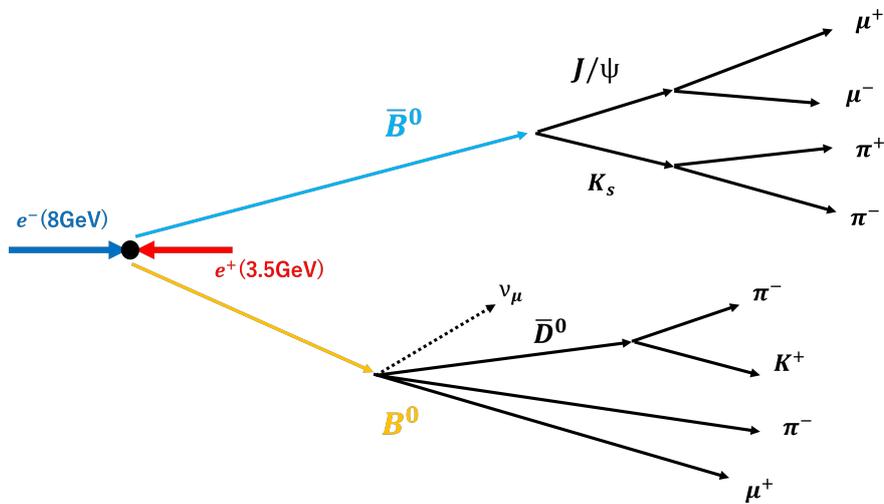


図 1.3.2: Belle 実験における $\Upsilon(4S)$ の崩壊の 1 例

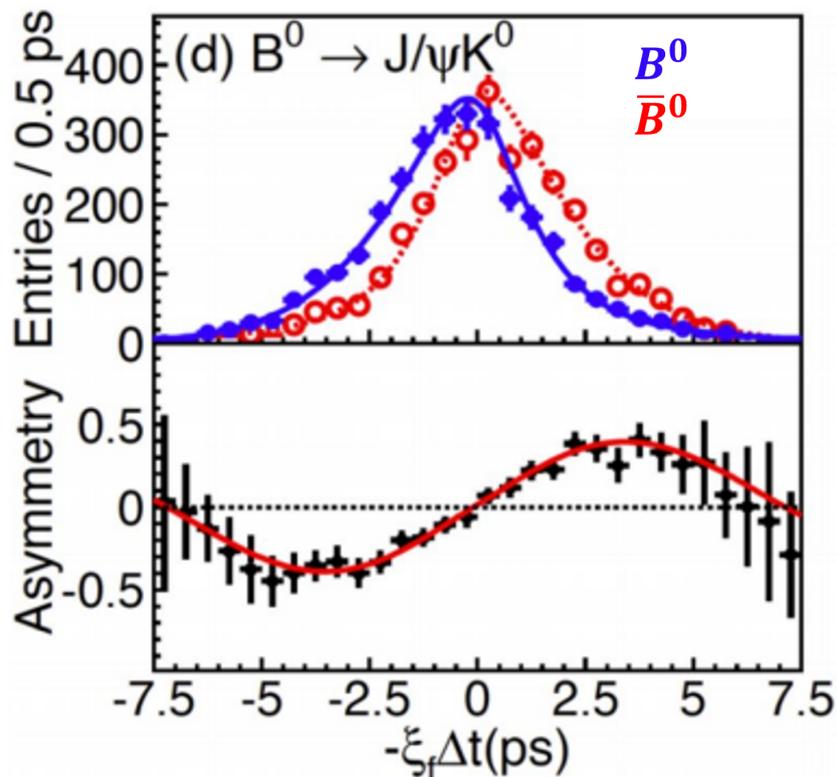


図 1.3.3: $\sin 2\phi_1$ のプロット [6]

1.3.2 B 中間子における稀崩壊

標準模型において、図 1.3.4 左のように tree level での弱い相互作用の反応前後でクォークのフレーバーは変化するが、同タイプ (同じ電荷) 同士でのフレーバー変化 (例えば、 $b \rightarrow s$ や $b \rightarrow d$ など) は禁止されている。この同タイプ同士でのフレーバー変化の事を FCNC (Flavor Changing Neutral Current) と呼ぶ。実際、図 1.3.4 右のような Loop と呼ばれる過程を介した反応でのみ FCNC が生じるが、この反応は標準模型においては抑制されている。このような反応はきわめて稀であるため稀崩壊 (rare decay) と呼ばれ、B 中間子の稀崩壊として観測される。Loop にはエネルギー保存則を破るような重い粒子が現れるが、不確定性原理により許されている。

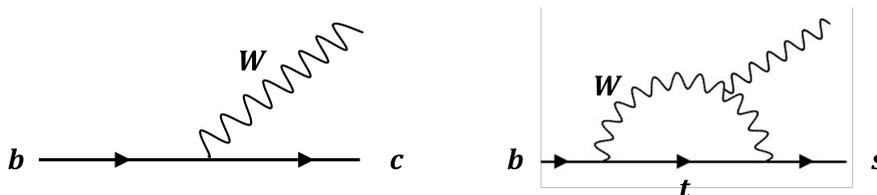


図 1.3.4: 左図が tree level でのフレーバー変化 右図が Loop を介した FCNC

Loop を介した FCNC には Loop に現れる未知の粒子の寄与により、標準模型の予言と実験結果がずれる可能性がある (崩壊分岐比など)。そのため、B 中間子の稀崩壊の精密測定から未知の粒

子を見つけ出すことが出来れば、図 1.3.5 のような標準模型を超えた新物理を見つけ出すことができる。CP 対称性の破れの精密測定や新物理探索を目標とした実験、Belle II 実験が現在進行中であり、次章ではこれについて説明する。

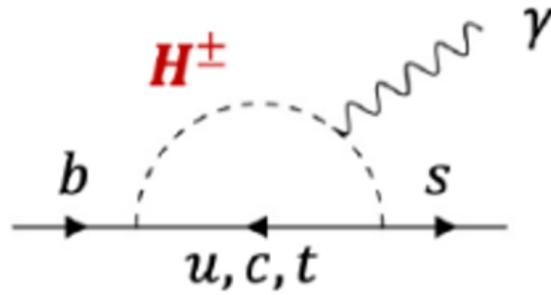


図 1.3.5: B 中間子の稀崩壊から予想される新物理

第2章 Belle II実験

2.1 BelleII 実験の概要

Belle II 実験は図 2.1.1 に示すような茨城県つくば市の KEK(高エネルギー加速器研究機構)で行われている実験の1つであり、20以上の国からの約1000人の研究者が参加する(2022年11月時点)国際共同実験である。2016年に試験運転を開始、2018年に電子・陽電子の初衝突を観測し、2019年から全検出器をインストールし実験を開始した。Belle II 実験の先代の実験である Belle 実験は B ファクトリー実験として CP 対称性の破れを高い精度で観測、それにより小林-益川理論を実証し、見事成功を収めた実験である。その他にも、B 中間子の崩壊の測定結果から新物理の兆候を観測し、2010年に運転を終了した。Belle II 実験は次世代の B ファクトリー実験として Belle 実験時代の KEKB 加速器や測定器をアップグレードすることで CP 対称性の破れの精密測定や稀崩壊の探索を目指している。SuperKEKB 加速器を用いることで電子と陽電子をそれぞれ 7GeV と 4GeV に加速させ、重心系エネルギー 10.58GeV での衝突により $\Upsilon(4S)$ を生成、そこから崩壊した大量の B 中間子の崩壊を Belle II 測定器で精密に測定し、新物理探索を行っている。



図 2.1.1: KEK における SuperKEKB 加速器

2.2 Belle II 実験で期待される新物理

Belle 実験から大幅なアップグレードを行ったことにより、Belle II 実験ではさらなる精度での測定が可能である。本項では Belle II 実験での観測が期待されている新物理についていくつか紹介する。

2.2.1 $b \rightarrow s\gamma$ による新粒子探索

1.3.2 項で説明したが、標準模型においては tree level での FCNC は禁止されている。Loop を介することで FCNC は許されているが、その崩壊分岐比は抑制されている。この Loop に標準理論では記述できない新粒子 (例えば荷電ヒッグス H^\pm) の寄与が現れ、標準模型と実験結果がずれる可能性がある。そのため W ボソンによる FCNC と荷電ヒッグスによる FCNC の崩壊分岐比を観測することで新粒子の発見、つまり新物理発見の糸口となる。

2.2.2 エキゾチックハドロン

1.1 項でハドロンがクォークによって構成されており、2つのクォークで構成されたハドロンを中間子、3つのクォークで構成されたハドロンをバリオンと呼ぶ事を説明した。しかし QCD(量子色力学) では無色になる仮定の下で4つ以上のクォークで構成されたハドロンを許しており、これをエキゾチックハドロンと呼ぶ。内部構造についてはほとんど未解明であり、エキゾチックハドロンの性質を調べることが求められている。Belle 実験では $B \rightarrow K J/\psi \pi^+ \pi^-$ 崩壊における $J/\psi \pi^+ \pi^-$ の質量分布で X(3872) という4つのクォークで構成されたエキゾチックハドロンの可能性がある粒子が観測された。括弧内は質量 [MeV] を表す。Belle II 実験では統計量も増えてきたため 2021 年時点で X(3872) らしきシグナルが見えており、今後様々なエキゾチックハドロンの探索により、エキゾチックハドロンの内部構造等について解明していく。

2.2.3 $\tau \rightarrow l\gamma$ による LFV(Lepton Flavor Violation) の観測

レプトンフレーバー数の保存が破れること (例えば $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$) を LFV と呼び、標準模型においてはこれが禁止されている。 $\tau \rightarrow l\gamma$ に注目すると (l はレプトン)、ニュートリノ振動を考慮した際、この崩壊は標準模型で記述できるがかなり抑制されており $< \mathcal{O}(10^{-40})$ 、実験的な観測が難しい。そこで LFV を考えると Loop を新粒子が介することで崩壊分岐比が増加する。よって LFV の観測により新物理が発見できる。図 2.2.1 左に標準模型とニュートリノ振動における $\tau \rightarrow l\gamma$ のファインマンダイアグラム、図 2.2.1 右に LFV を考慮した $\tau \rightarrow l\gamma$ のファインマンダイアグラムを示す。

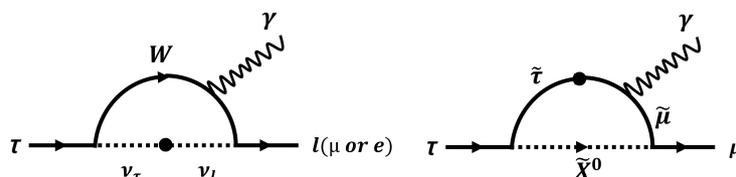


図 2.2.1: 左が標準模型+ニュートリノ振動の $\tau \rightarrow l\gamma$ 右が LFV を考慮した $\tau \rightarrow l\gamma$

2.3 SuperKEKB 加速器

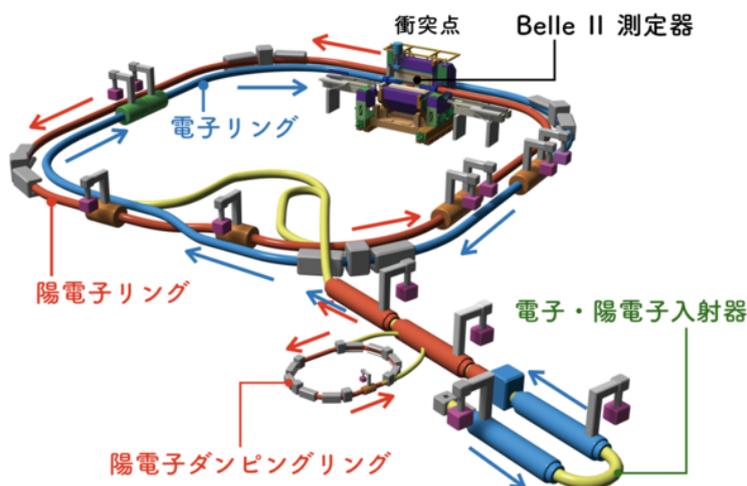


図 2.3.1: SuperKEKB 加速器のイメージ図 [7]

SuperKEKB 加速器 (図 2.3.1) は KEK の地下 11m、周長約 3km のトンネル内に建設されており、HER(High Energy Ring) と LER(Low Energy Ring) が並んでいるシンクロトロンである。衝突点で 7GeV と 4GeV まで加速した電子と陽電子を衝突させ、まわりを覆っている Belle II 測定器で各種測定を行う。SuperKEKB 加速器はルミノシティというパラメータにおいて世界一を誇っており、2022 年 6 月には世界記録を更新した。ここでルミノシティについて説明する。ルミノシティとは加速器の性能を示す指標の 1 つであり、以下のような式で書ける。ただし、 N を粒子数、 f を衝突頻度、 σ^* を衝突点でのビームサイズ、 γ をローレンツ因子、 r_e を古典半径、 I を電流、 $\beta_{y\pm}^*$ を衝突点の垂直方向ベータ関数 (ビームの絞りの度合い)、 $\xi_{y\pm}$ をビーム・ビームパラメータ (衝突するビーム間でのベータatron振動の変化量) である。

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{N_{e^+} N_{e^-} f}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \\
 &= \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*} \right) \frac{\xi_{y\pm} I_{\pm}}{\beta_{y\pm}^*}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

2.1 式からルミノシティを高めるためには I を大きくする (電子、陽電子の数を増やす)、 $\beta_{y\pm}^*$ を小さくする (衝突点でのビームサイズを小さくする) ことなどが挙げられる。ここで、単位時間当たりの物理現象の反応数を R 、 σ を反応断面積とするとルミノシティ L を用いて以下のように表せる。

$$R = L\sigma \tag{2.2}$$

よってルミノシティを高めることで衝突頻度が増えるため、稀崩壊の探索に適している。このように衝突エネルギーは必要とせずに衝突頻度を増やすことで大量の粒子を発生させ、稀崩壊を探索することで間接的に新粒子や新物理を探索する実験をルミノシティフロンティア実験と呼ぶ。Belle II 実験はこれにあたる。加速器の性能を記述するもう一つの指標として、ルミノシティの他に衝突エネルギーがある。衝突させる粒子のエネルギーを高めることにより、新粒子、新物理の

エネルギースケールに合わせることで直接的に新粒子、新物理探索を目指す実験をエネルギーフロンティア実験と呼び、例としてスイス、ジュネーブの CERN で行われている LHC(Large Hadron Colider) がある。衝突エネルギーは 13.6TeV(2022 年 7 月時点) であり、世界最高の値となっている。図 2.3.2 に世界の加速器実験におけるルミノシティと衝突エネルギーの関係を示す。

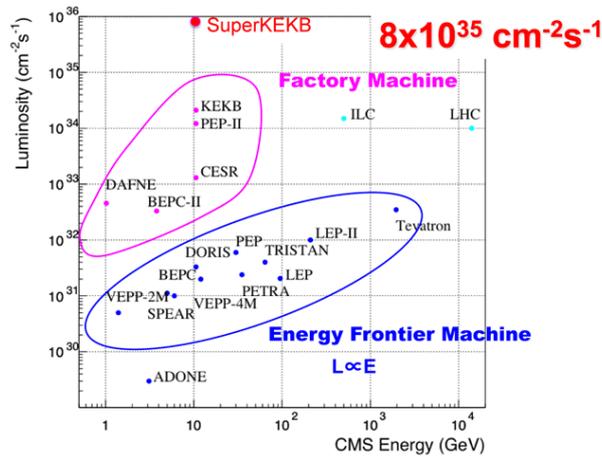


図 2.3.2: 世界の加速器実験におけるルミノシティと衝突エネルギーの関係 [8]

2.3.1 電子、陽電子入射部 Linear Accelerator(LINAC)

LINAC は電子と陽電子を生成、加速しメインリングへと入射する、全長約 600m ほどの線形加速器である。LINAC の最上流にある光陰極電子銃によって電子を生成し、エミッタンス (粒子の位置、運動量の広がりを表すパラメータ) の小さなビームとなって LINAC の出口到達までに 7GeV まで加速される。加速の原理としては、高周波加速空洞と呼ばれるものを用いて行われ、電界を高速で入れ替えることにより行われる。また、粒子 1 個単位で加速が行われるわけではなく、バンチと呼ばれる粒子の塊の単位で加速される。生成された電子の通り道にはタングステン標的が設置してあり、陽電子を生成する時は 3.3GeV まで加速された電子 (熱電子銃より生成) をタングステンに衝突させることで電磁シャワーを引き起こし、そこから陽電子を集める。図 2.3.3 のようにこのタングステンには穴が開いており、陽電子を生成しないときは電子はこの穴を通る。

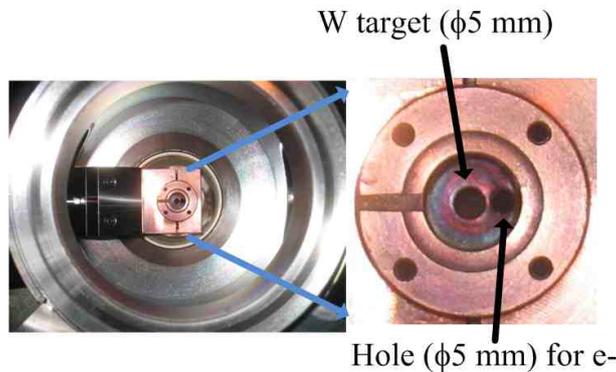


図 2.3.3: LINAC の陽電子生成標的であるタングステン [9]

電磁シャワーにより生成された陽電子はビームのエミッタンスが大きいため、ダンピングリン

グへと入射され周回させることで、ビームのエミッタンスを小さくしている。ダンピングリングで周回したのちに、陽電子はLINACへと戻り4GeVへと加速されてゆく。7GeVと4GeVへと加速された電子と陽電子はそれぞれHERとLERへ反対方向に入射される。

2.3.2 HERとLER

HERとLERは電子と陽電子のバンチを連続させて蓄積する、それぞれ電子用と陽電子用の円形加速器であり周長はおよそ3kmである。ビームパイプ内は超高真空状態に保たれており、ビームのエネルギー損失を抑えている。リングの至る場所に電磁石が設置されているが、ビームを曲げるため、ビームの軌道を補正するために様々な種類のものがあり、およそ2000台以上の電磁石がビームを導いている。しかし、磁場によりビームが進行方向を曲げられた際にシンクロトロン放射(荷電粒子の進行方向に電磁波を放射する事象)を起こしてしまい、エネルギー損失は避けられない。そのためリングの数か所に高周波加速空洞が置かれており、失ったエネルギーを補充している。衝突点ではナノ・ビーム・スキームと呼ばれる従来にない技術を用いることで、高いルミノシティを誇っている。従来の加速器では電磁石によりビームを絞ると砂時計効果と呼ばれる現象が起き、ルミノシティが上がらない原因となっていた。SuperKEKB加速器では、衝突点手前でビームを大幅に絞り込み、かつ角度をつけて衝突させること(ナノ・ビーム・スキーム)により、高いルミノシティを実現している。図2.3.4に従来、KEKB、SuperKEKBの衝突方式のイメージ図を示す。

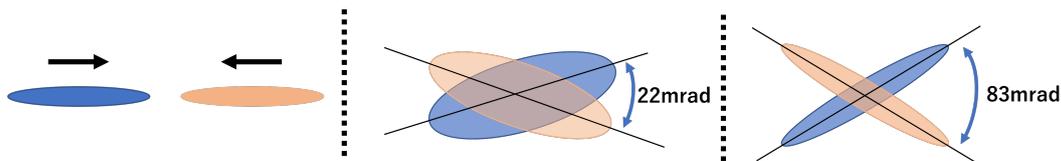


図 2.3.4: 左図：従来の衝突方式 中央：KEKBでの衝突方式 右図：SuperKEKBでの衝突方式

2.4 Belle II 測定器

Belle II 検出器は図 2.4.1 のように SuperKEKB 加速器の衝突点を囲むように設置されており、複数の検出器から構成された複合検出器である。Belle II 検出器を構成する各検出器は、それぞれ異なる役割を担っており、検出原理等も異なる。Belle II 測定器において中心の衝突点を覆っている部分をバレル部、陽電子入射側の部分をエンドキャップ部と呼ぶ。それぞれの検出器で B 中間子の崩壊から生成された粒子を測定、検出することで新物理探索を行っている。図 2.4.2 に Belle II 測定器断面の図面を示す。

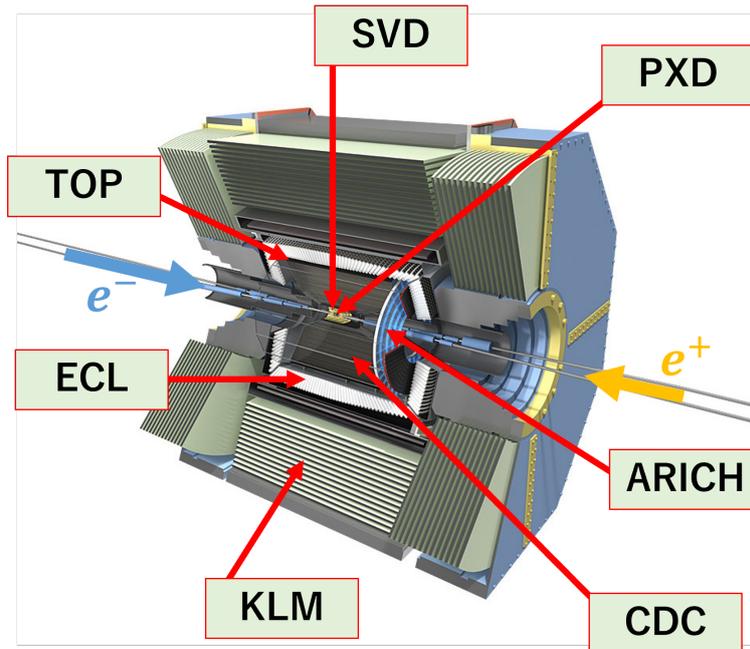


図 2.4.1: Belle II 測定器断面のイメージ図 [10]

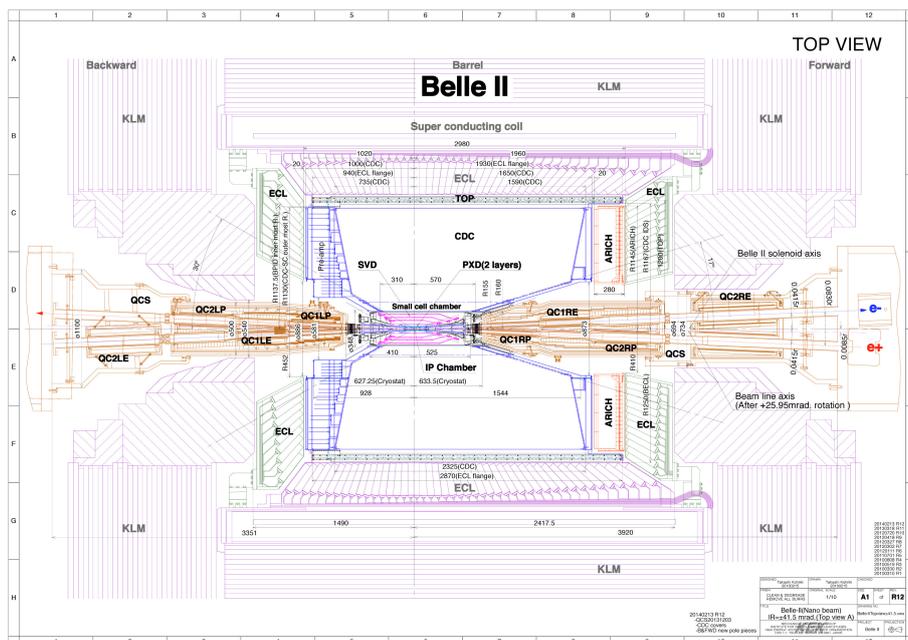


図 2.4.2: Belle II 測定器断面の図面 [11]

2.4.1 Pixel Detector(PXD)

PXDは Belle II 測定器の中心部に位置している崩壊点検出器であり、主に B 中間子の崩壊点の測定を行っている。崩壊点の測定のために B 中間子から崩壊した粒子の軌跡を正確に測定する必要があるため、 $10\mu\text{m}$ 程の位置分解能が要求される。また、崩壊点に一番近い検出器であることから、ビームバックグラウンドによる高いヒットレートが懸念されていた。チャンネルあたりのヒットレートの減少、位置分解能の向上といった理由から内側の層には多くのチャンネルを持つピクセル型検出器が解決策として挙げられた。構造としては図 2.4.3 の左図のように、板状の検出器を円状に 2 層並べるといった形になっており、内側と外側でそれぞれ 8 枚、12 枚のモジュールで構成されている。(衝突点を中心として半径 14mm と 22mm に位置する。)PX D では図 2.4.3 右のような DEPFET (DEPLETED Field Effect Transistor) と呼ばれるピクセル型の半導体検出器とアンプが複合したモジュールを、更に読み出し回路と一体としたモジュールが採用されている。荷電粒子が DEPFET の空乏層に入射した際に発生した電子を検出することにより、荷電粒子の検出を行っている。



図 2.4.3: 左: PXD のイメージ図 右: PXD に用いられているモジュール [12]

2.4.2 Silicon Vertex Detector(SVD)

SVDは前述のPXDの外側を覆うように位置している崩壊点検出器であり、B中間子だけでなくD中間子や τ を含んだ崩壊モードに関する崩壊点の測定が可能である。検出手法としてはPXDと同じように、崩壊からの娘粒子の検出を行うことで崩壊点を検出している。SVDやPXDはBelle II検出器の中心部に位置しているため、検出器自体の物質質量を抑えることで多重散乱を防ぐことが要求されている。SVDでは、DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector)と呼ばれる両面シリコンストリップ型検出器を用いることでこの要求を満足した。また、図2.4.4の左図のように上下のアルミストリップからの情報を合わせることで2次元の情報を得る事ができる。SVDの構造としては、図2.4.4右のようなラダーと呼ばれるモジュールを4層、PXDと同様に図2.4.3の左図のように配置されており、内側から7、10、12、16枚のラダーで構成されている。図2.4.5にVXDの断面図を示す。

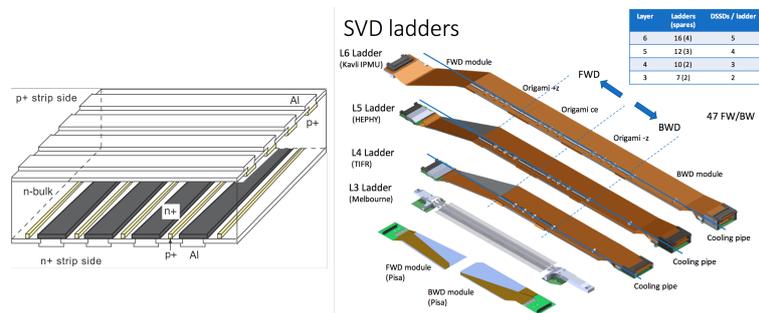


図 2.4.4: 左 : DSSD のイメージ図 [13] 右 : SVD における各層のラダー

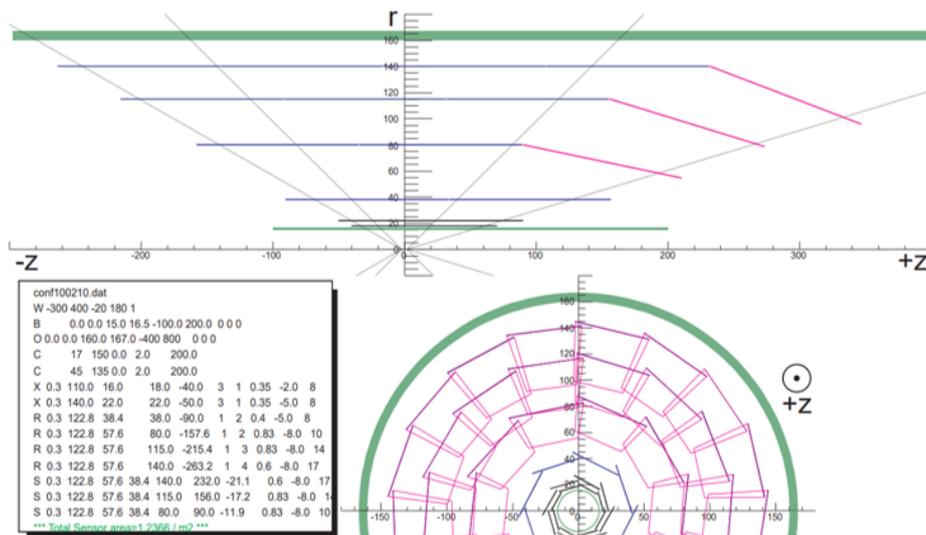


図 2.4.5: VXD(PXD+SVD)の構造 内側2層がPXD, 外側4層がSVD

2.4.3 Central Drift Chamber(CDC)

CDCはVXDを覆っている、図2.4.6左のような半径1m程の円筒型のドリフトチェンバーであり、荷電粒子の運動量測定や粒子識別を担っている。CDC内はヘリウムとエタンの混合気体(1:1

の割合)で満たされており、信号を検出するセンサワイヤーとして、ビーム軸に平行なワイヤーが32層、3次元測定用の傾けられたワイヤーが24層の合計14436本が張られている。センサワイヤーは金メッキタングステン、電場形成のフィールドワイヤーはアルミニウム合金で出来ており、フィールドワイヤーは42240本張られている。CDCに荷電粒子が入射すると、荷電粒子の通り道のガス原子が電離し、電子を放出する。フィールドワイヤーには強い電場がかけているため、電子はワイヤーに向かって移動する。電子は強い電場により加速され、ワイヤー付近のガスを電離させ、電子雪崩を引き起こしながらセンサワイヤーへとドリフトしていく。ドリフト時間や信号のタイミング、大きさを複数のセンサワイヤーで測ることにより、通過した荷電粒子の飛跡がわかる。また、センサワイヤーで検出した信号の大きさから、通過した粒子のエネルギー損失が分かる。CDCには磁場がかけているため、荷電粒子の飛跡は曲げられるが、その曲率を測定することによりCDCを通過した荷電粒子の運動量を導出する。また、ガス中での荷電粒子のエネルギー損失(dE/dx)は通過した粒子の種類によって異なるため、ここから粒子識別を行うことができる。その他にも、荷電粒子のトリガーを生成する役割も担っている。図2.4.6右にCDCにおけるcosmic rayの飛跡検出の図を示す。

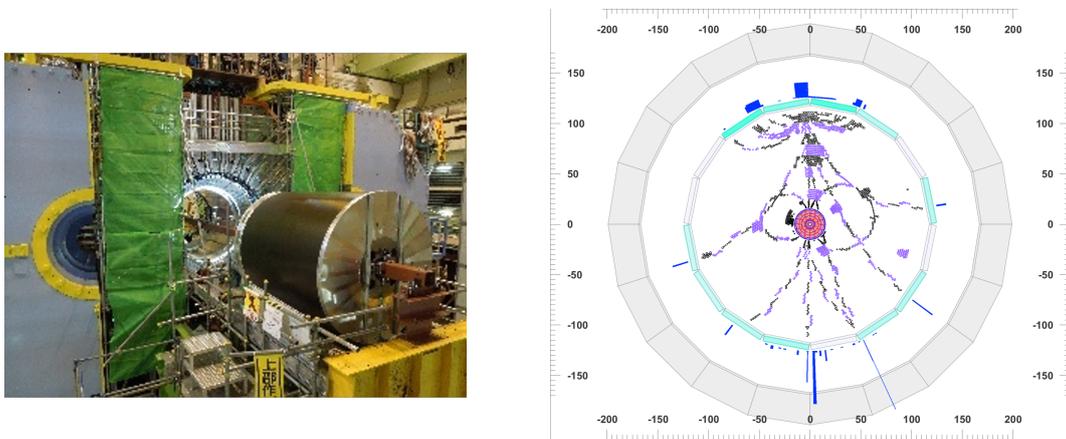


図 2.4.6: 左図：CDCの外観 右図：CDCにおけるcosmic rayの飛跡検出

2.4.4 Time Of Propagation counter(TOP)

TOPは図2.4.7左のような石英輻射体の端面に光検出器MCP-PMTが取り付けられた、Belle II測定器のバレル部に取り付けられた検出器であり、主にK中間子と π 中間子の識別を行っている。図2.4.7右のように荷電粒子が石英輻射体を通過する際に発生したチェレンコフ光(粒子によって、光子を放出する角度が異なる)を、石英輻射体内部を全反射し端面のMCP-PMTで検出することでK/ π からのチェレンコフ光の伝搬距離の違いや、衝突点からの飛行時間の違いから粒子識別を行っている。このようにTOPにおいては時間分解能や1光子検出が非常に重要なパラメータとなっており、MCP-PMTの採用によってこれを可能としている。(MCP-PMTの時間分解能は $\sim 40ps$)

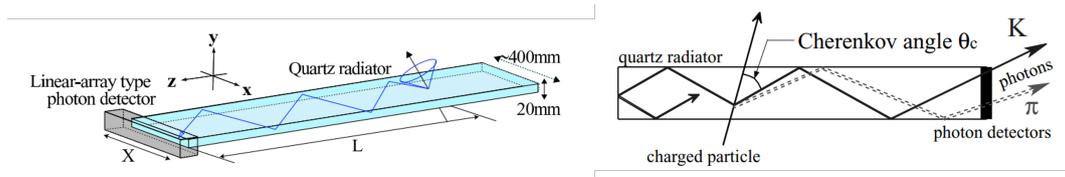


図 2.4.7: 左図：TOP の外観 右図：TOP における粒子識別原理

2.4.5 Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter(ARICH)

ARICH は Belle II 測定器のエンドキャップ部に位置しており、エアロゲル輻射体と光検出器の 2 層構造の検出器である。詳細については次章で説明する。

2.4.6 Electromagnetic Calorimeter(ECL)

ECL はバレル部やエンドキャップ部を覆う電磁カロリメータであり、シンチレータとして 8736 本の CsI(Tl) 結晶と光検出器として 2PIN-PDs(Photo Diode) が用いられている。役割としては電子と光子のエネルギー測定で、電子と光子が CsI 結晶に入射したときに電磁シャワーが発生、その電磁シャワーからのシンチレーション光を図 2.4.8 右のような 2PIN-PDs で測定することにより、信号の大きさからエネルギーの大きさを測定している。検出器は Belle 実験時代のものを流用している。図 2.4.8 左に ECL の断面図を示す。

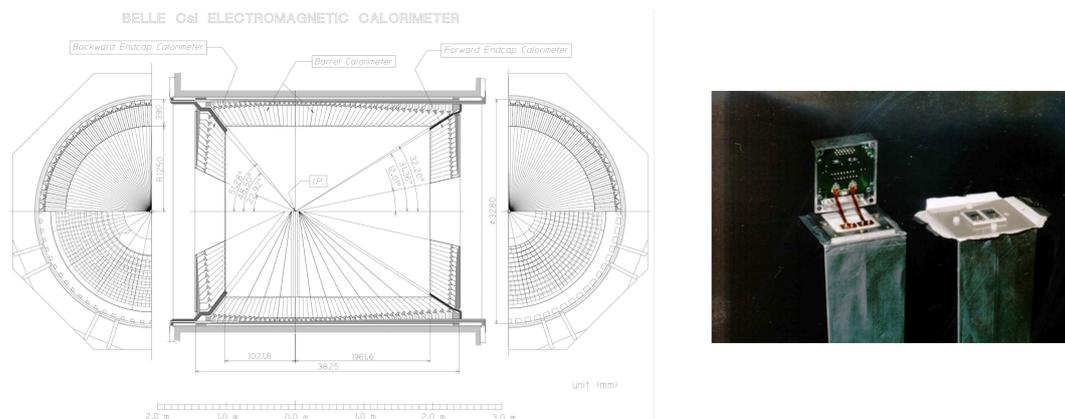


図 2.4.8: 左図：ECL の図面 [11] 右図：2PIN-PDs[14]

2.4.7 K_L^0 and μ detection(KLM)

KLM は Belle II 測定器においてもっとも外側に位置する検出器であり、大面積をカバーすることで K_L^0 と μ の検出を担当している。検出器の大部分は Belle 実験時代のものを流用している。RPC(Resistive Plate Counter) と鉄板のサンドイッチ構造となっており、鉄板における貫通力の高い μ や K_L^0 との反応を RPC 部にて検出する。しかし、RPC は中性子バックグラウンドの多い領域では正常な識別が出来ないと懸念され、中性子バックグラウンドの多い箇所ではシンチレータと光検出器の組み合わせに差し替えられた。図 2.4.9 に KLM の断面図を示す。

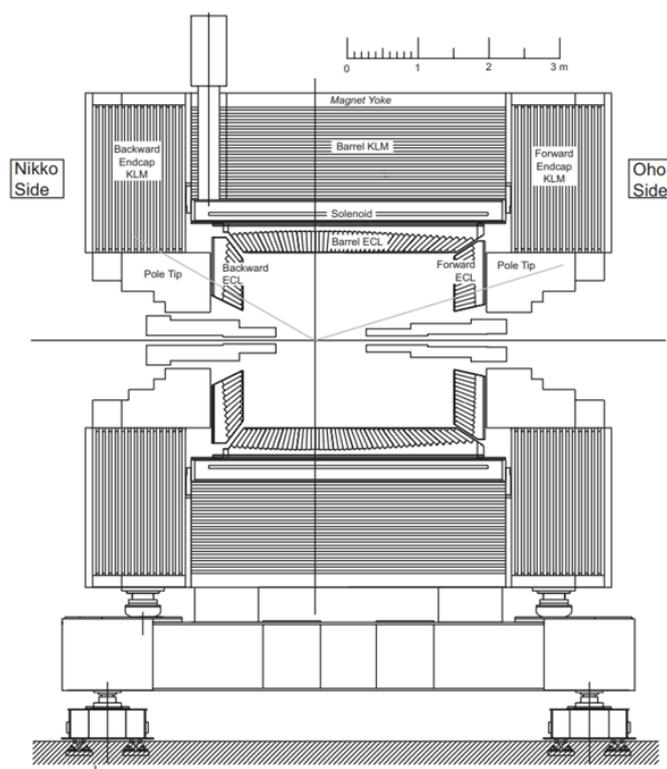


図 2.4.9: KLM の図面

2.5 Belle II 実験の現状とアップグレード計画

Belle II 実験は 2022 年 12 月現在、フェイズ 3 の 2022b という期間のランを終えたことで 2022 年の運用を終了し、LS1(Long Shutdown1) というフェーズに入っている。LS1 は予算の関係から計画よりも一週間ほど早い 6 月 22 日に入り、2023 年の秋ごろにランを再開する予定である。LS1 の主な目的としては VXD の交換や各検出器、装置のメンテナンスや改良である。尚、LS2 は 2026 年から 2027 年の間に実施されることが予定されている。2022b のランの実績として、瞬間ルミノシティが KEKB の 2 倍である $4.7 \times 10^{34} [\text{cm}^2/\text{s}]$ を記録し、世界記録を更新したことや、積分ルミノシティが $420 [\text{fb}]$ を記録し、Babar 実験のデータ量を越えたことが挙げられる。図 2.5.1 に Belle II 実験の 2021 年度から 2024 年度までの Run Plan を示す。

Fiscal year	4	5	6	7	8	9	10	11	12	1	2	3
2021	2021b							2021c				2022a
2022	2022b		LS1									
2023							2023c			2024a		
2024	2024b						2024c					2025a

図 2.5.1: Belle II 実験における 2021 年度から 2024 年度までの Run Plan

Belle II 実験における目標の瞬間ルミノシティは $8 \times 10^{35} [\text{cm}^2/\text{s}]$ であるが、ビームロスにより

想定よりもルミノシティが向上しないことが現在の問題点として挙げられており、ルミノシティ向上のためにビームロスについての様々な研究が現在進められている。ルミノシティ向上に際し、取得するデータ量やバックグラウンドが増大することが予想されているため、検出効率の向上、バックグラウンド耐性向上などを視野に入れたハードウェア面でのアップグレードや、ソフトウェア面での機械学習を用いたデータ削減プロセスなどのアップグレードの計画がそれぞれの検出器において計画されている。

第3章 ARICH 検出器

ARICH 検出器は Belle II 測定器のエンドキャップ部に位置する、図 3.0.1 のようなエアロゲル輻射体と光検出器 Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD) の 2 層構造、ドーナツ型の検出器である。ARICH 前段 (衝突点側) には合計 248 枚のエアロゲルが敷き詰められており、後段には光検出器 HAPD が 420 個敷き詰められている。HAPD の更に後段には読み出し用の電子回路が配置され、HAPD のチャンネル数 $144[\text{ch}/\text{個}] \times 420[\text{個}]$ からの信号処理を担当している。また、外側の HAPD の外周側にはミラーが配置されており、外側の HAPD からはみ出してしまったチェレンコフ光を反射により検出可能にする役割を担っている。

図 3.0.2 のように荷電粒子がエアロゲルに入射すると、進行方向に円錐状にチェレンコフ光を放出する。これを HAPD 上でリングイメージとして測定することで粒子識別を行っている。ARICH

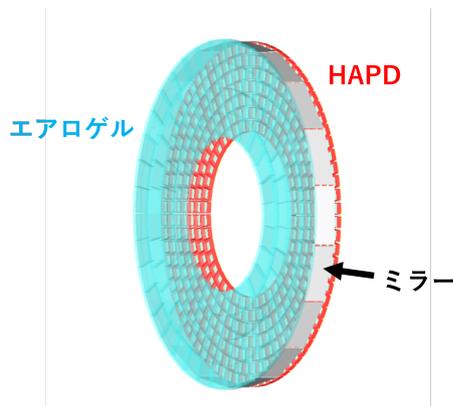


図 3.0.1: ARICH のイメージ図

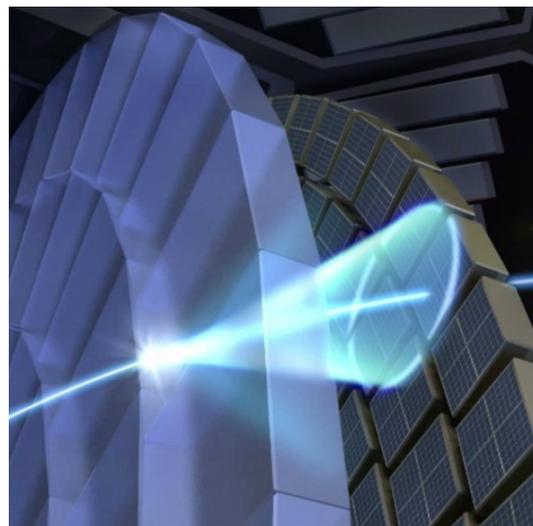


図 3.0.2: ARICH におけるチェレンコフ放射のイメージ

検出器は Belle 実験の Aerogel Cherenkov Counter(ACC) 検出器をアップグレードした検出器であり、エアロゲルや光検出器などの構成要素をそれぞれアップグレードすることにより粒子識別性能が向上している。2017 年の 5 月に構造体の建設が完成し、9 月には Belle II 測定器へのインストールが完了した。

3.1 粒子識別原理

ここでは、チェレンコフ光の発生原理と ARICH における粒子識別原理について説明する。

3.1.1 チェレンコフ光

真空中の光速は $299,792,458$ [m/s] であるが、物質中を光が通過する際は物質の屈折率に依存して光の速度は変化する。物質中では、屈折率は 1 より大きいため光が物質中を通過する際の速度は真空中よりも小さくなる。これにより、高いエネルギーを持った荷電粒子が物質中を通過する際に、荷電粒子の速度が物質中の光速を超えることがある。この時チェレンコフ放射と呼ばれる現象が起き、荷電粒子の進行方向に対し円錐状に光子を放出する。この光をチェレンコフ光と呼び、肉眼でも青色の光を観測できることが知られている。1934年にチェレンコフとバビロフによって初めて観測 [15] され、1937年にタムとフランクによって理論的な計算が行われた [16]。ここから、チェレンコフ光の原理について説明する。

まず、媒質中を伝わる電磁波について記述する。電磁波の波数ベクトルと振動数をそれぞれを k, ω とし、屈折率を n , 真空中の光速を c とすると

$$k = \frac{n\omega}{c} \quad (3.1)$$

であり、媒質中を一樣速度で運動する荷電粒子による電磁場のあるフーリエ成分の波数と振動数は、粒子の進行方向を x 軸とすると

$$\omega = k_x v \quad (3.2)$$

となる。ただし、 v は粒子の速度である。このフーリエ成分が自由伝搬波であるためには $k > k_x$ である必要があるため、次の条件を満たさなければならない。

$$v > \frac{c}{n(\omega)} \quad (3.3)$$

よって、チェレンコフ放射は粒子の速度が、その媒質中の振動数 ω の波の位相速度を超えた場合にのみ起こる事が分かる。ここで、荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放出した方向のなす角を θ とすると

$$k_x = k \cos \theta = \frac{n\omega}{c} \cos \theta \quad (3.4)$$

であり、式 (3.2) と比較すると

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.5)$$

となる。ただし、 $\beta = \frac{v}{c} = \frac{pc}{\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}}$ である。この結果から、チェレンコフ光の放射角は荷電粒子の運動量と質量、媒質の屈折率に依存する事が分かる。

また、タム・フランクの式から荷電粒子が物質を通過中に放出する、単位周波数、単位距離あたりのエネルギー W は以下のようなになる。

$$\frac{d^2 W}{d\omega dx} = \frac{z^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\omega) \beta^2} \right) \quad (3.6)$$

ただし、 z は荷電粒子の電荷、 x は物質の厚み、 α は微細構造定数である。(3.6) 式を波長依存の式に変形し、チェレンコフ放射の際の光子数を計算すると

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi \alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (3.7)$$

である。

3.1.2 粒子識別原理

前項で、チェレンコフ光の放射角は荷電粒子の質量と運動量、媒質の屈折率に依存することを説明した。(式 3.5)

ARICHでは主に荷電K中間子と荷電 π 中間子の識別を行っている。質量はそれぞれ494[MeV/c²], 140[MeV/c²]であるため、同じ運動量でARICHに入射した場合、図3.1.1のようにチェレンコフ光が光検出器上を作るリングの半径に違いが生じる。

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{\left(\frac{m}{p}\right)^2 + 1}}{n} \quad (3.8)$$

既知であるエアロゲルの屈折率や前段のCDCで測定した運動量を用いて、ARICHに入射してくるそれぞれの荷電粒子に対しLikelihood L を計算することにより荷電K中間子と荷電 π 中間子を識別している。

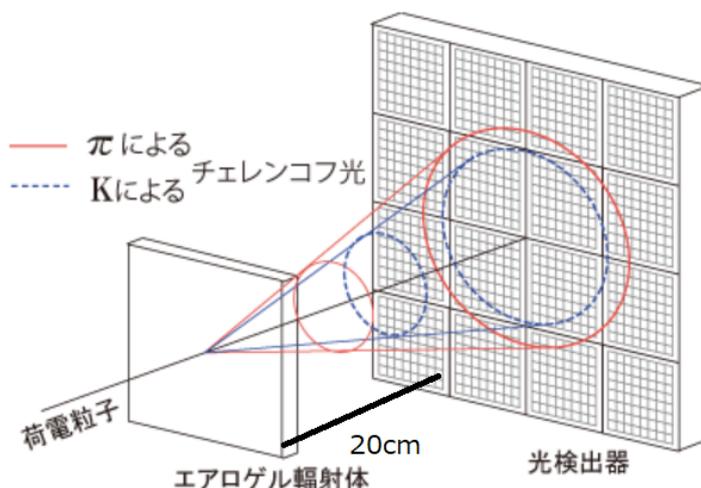


図 3.1.1: ARICH における粒子識別のイメージ

ここから、Likelihood L について説明する。まず Likelihood L とは、ARICH で実際に観測された光子の情報と、前段の検出器で測定された荷電粒子の運動量や位置から予測される光子の情報を比較することに基づく計算方法であり、ARICHでは入射してきた粒子 h (電子、ミューオン、 π 中間子、K中間子、陽子、重陽子) についてそれぞれ Likelihood L を計算している。 i を i 番目の光検出器のチャンネルとすると

$$L^h = \prod_i^{pixels} p_i^h(m_i) \quad (3.9)$$

である。ただし、粒子 h の $p_i = \frac{e^{-n_i} n_i^{m_i}}{m_i!}$ であり、光子がヒットした際は $m_i \geq 1$ 、ヒットがない場合は $m_i = 0$ である。実際には、 L の対数を算出することが多く、次のように計算できる。

$$\ln L^h = -N^h + \sum_{hit\ i} [n_i^h + \ln(1 - e^{-n_i^h})] \quad (3.10)$$

ここで N^h は粒子 h において、運動量や位置の情報から予想されるヒットした光子の総数であり、 n_i^h は i 番目のチャンネルに予想される光子のヒット数である。図3.1.2のように、入射してきた粒

子の運動量や位置の情報を用いることで、予想されるリングイメージの位置を計算する。これと実際に観測された光子を比較することで、図 3.1.2 の観測された粒子は π 中間子らしさの度合いが大きいと言える。

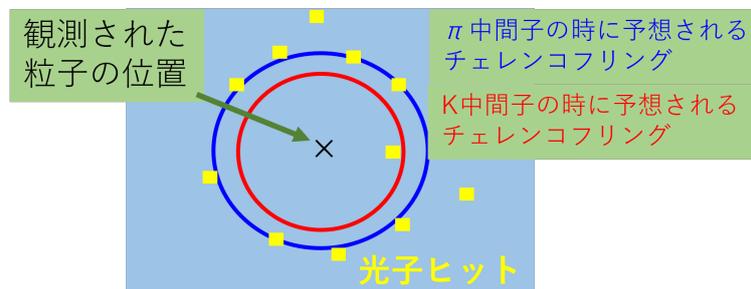


図 3.1.2: 予想されるリングの情報と実際に観測された光子のイメージ

3.2 エアロゲル輻射体

シリカエアロゲルは SiO_2 の骨格が 3 次元的な網目状の構造をとっており、体積の 90% 以上が空気で構成されているためとても密度の低い物質である。太陽光や蛍光灯の光の下でエアロゲルを見た場合、構造上レイリー散乱が支配的になるため青色に見える。また、シリカエアロゲルの特徴的な構造により、屈折率や透過長 (媒質中の光量が $1/e$ になる長さ) などのパラメータを一定の範囲内で自由に制御して製造できる。

ARICH における輻射体の条件として、レイリー散乱や吸収により光子を失わないような高い透過率を有していることや、 $\sim 4\text{GeV}/c$ の K 中間子と π 中間子を高効率で識別できるように屈折率が $1.04 \sim 1.05$ であることが要求されており、これらを満たす物質としてシリカエアロゲルが採用された。RICH カウンターにおける分解能 σ_{track} は一般的に

$$\sigma_{track} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N}} \quad (3.11)$$

と書ける。ただし、 σ_{θ} はチェレンコフ角度分解能、 N はチェレンコフ光の平均検出光子数である。(式 3.11) から ARICH の分解能を向上させるためには、光子数を増やすためにエアロゲルをより厚くするか、チェレンコフ角度分解能を向上させるかの 2 択であるが、エアロゲルを厚くすると光子放出点の不定性が大きくなってしまい、チェレンコフ角度分解能が低下してしまう。加えて ARICH 建設時、ARICH に与えられたスペースがおよそ 30cm ほどであったことから、デュアルレイヤー方式が採用された。デュアルレイヤー方式とは、図 3.2.1 右のように屈折率の異なるエアロゲルを 2 枚重ねて用いることにより、光子放出点の不定性を小さくすることで図 3.2.1 左のような単一のエアロゲルの時よりチェレンコフ角度分解能を向上させる方式である。ARICH に実装されたエアロゲルの屈折率の平均値は上流側 (CDC 側) が $n_1 = 1.045$ 、下流側 (光検出器側) が $n_2 = 1.055$ であり、下流側の屈折率 n_2 を大きくすることによりチェレンコフ角度分解能を向上させている。2 枚重なったエアロゲルは図 3.2.2 のようにアルミフレームにはめ込まれ、かつテグスで吊るされるような形で ARICH に実装された。

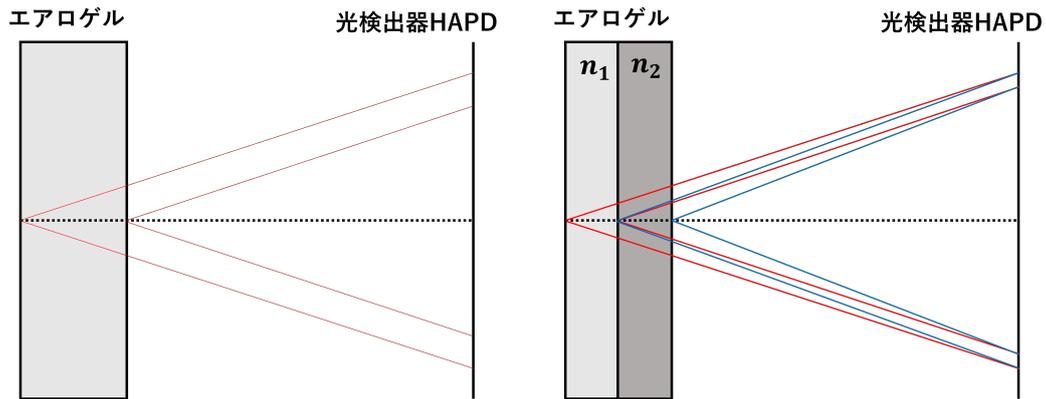


図 3.2.1: 左：単一のエアロゲルによるチェレンコフ放射 右：デュアルレイヤー方式によるチェレンコフ放射



図 3.2.2: ARICH に取り付けられたエアロゲル

3.3 光検出器 Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD)

次に ARICH の光検出器について説明する。現在、ARICH の光検出器として図 3.3.1、図 3.3.2 のような HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) が使用されている。(図 3.3.1)HAPD は ARICH のために浜松ホトニクス(株)と共同で開発された光検出器であり、1 光子レベルでの検出が可能である。図 3.3.1 から、大きく 4 つの領域に分割されているのが分かるが、それぞれが 36 チャンネルにピクセル化された Avalanche Photo Diode(APD) であり、HAPD1 台として合計で 144 チャンネルを持っている。APD の 1 つ辺りのピクセルの大きさは $4.9 \times 4.9 \text{mm}^2$ であり、運動量が 4.0GeV の K/π 中間子を作るリングイメージの半径差はおよそ 5mm ほどであるため、HAPD は ARICH において十分な位置分解能を有していると言える。HAPD の表面はガラスだが、APD 側のガラス面にバイアルカリが蒸着されて光電面を形成しており、ガラス面から APD までは真空管という構造となっている。

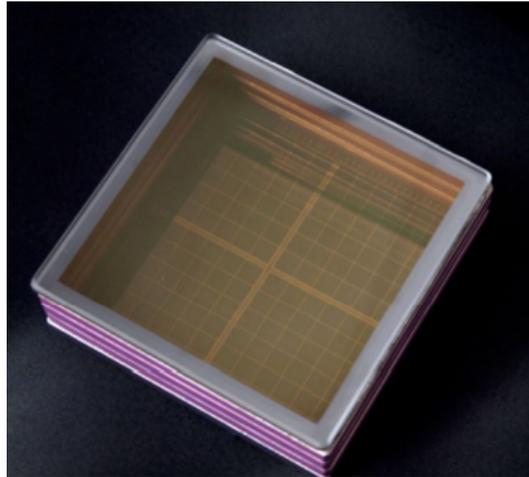


図 3.3.1: HAPD の写真 [17]

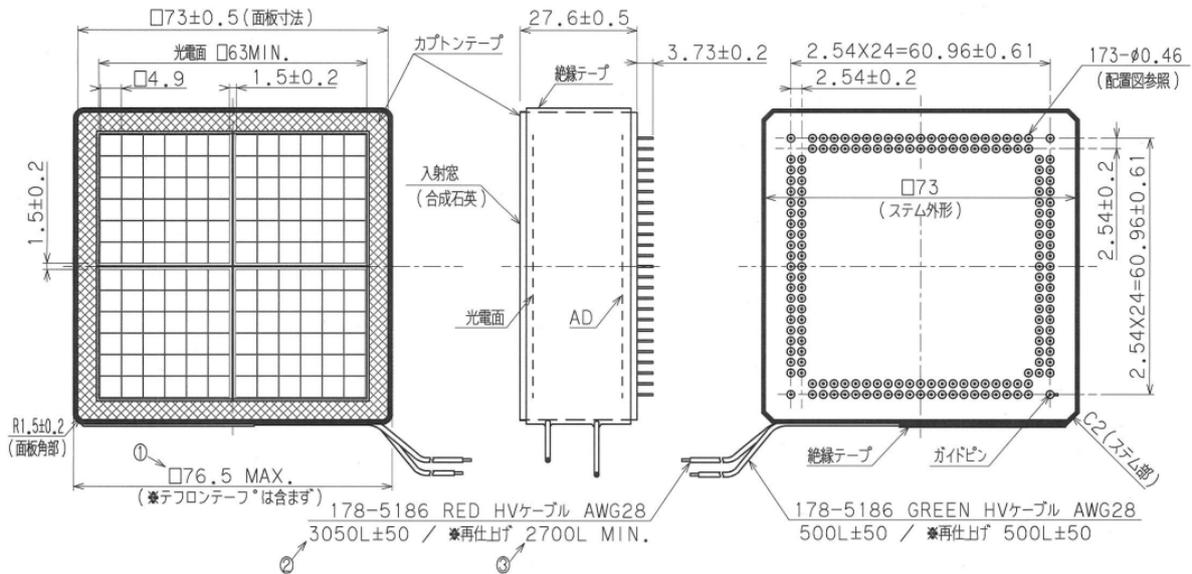


図 3.3.2: HAPD の図面 (単位は mm)

次に HAPD の増倍原理について説明する。まず、エアロゲルから放出された光子が光電面に当たると光電子を放出する。真空管には $-7000 \sim -8000$ [V] の電圧を印加することでガラス面と APD の間に強力な電場を発生させており、放出された光電子は加速され、APD へと打ち込まれる際に電子数が約 1700 倍に増幅される。HAPD に用いられている APD は、およそ 350 [V] の逆バイアス電圧を印加することで約 40 ~ 50 倍の増幅が得られるため、加速による増幅と APD による増幅の 2 段階増幅によりおよそ $10^4 \sim 10^5$ の増幅が可能である。図 3.3.3 に HAPD 増倍過程のイメージ図を示す。

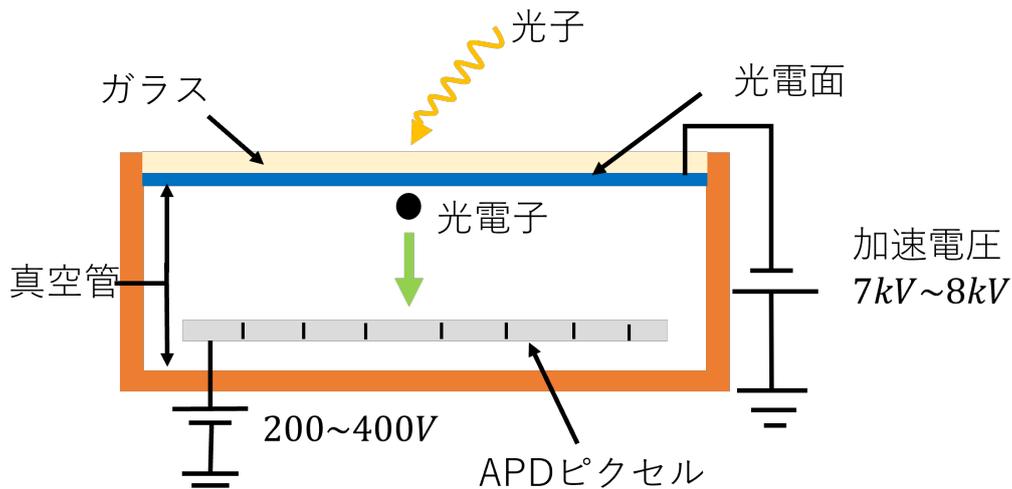


図 3.3.3: HAPD の増幅過程のイメージ

前述した APD(Avalanche PhotoDiode) について説明する。構造としては図 3.3.4 のように P 型半導体と N 型半導体を PN 接合したものであるが、これに逆バイアス電圧 (N 型側が高電位) を印加することで空乏層 (キャリアがない領域) が生じる。空乏層にバンドギャップ以上のエネルギーを持った光子や電子が入射したとき、電子、正孔対が発生し電場により電子は高電位側へ、正孔は低電位側へ加速していく。電場由来の加速によりエネルギーを持った電子と正孔が、それぞれ結晶格子に衝突することにより新たな電子、正孔対が発生する。この一連の流れを繰り返すことにより光子の信号を連鎖的に増幅していく。

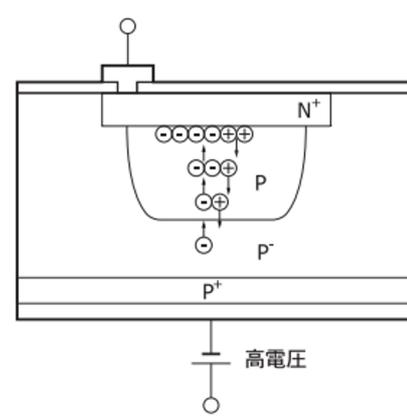


図 3.3.4: APD のイメージ図 [18]

また、HAPD は高磁場中 (1.5[T]) での動作が可能であることや Belle II 実験の 10 年間に予想される中性子被曝量 10^{12} [neutrons/cm²] (1MeV 換算) への耐性も有しており、10 年間の運用を見据え、現在は 420 台の HAPD を用いて ARICH を運用している。

3.4 ARICH 検出器アップグレード計画

ARICH グループでは、エアロゲルや光検出器、ソフトウェアなどについて長期的なアップグレードが計画されており、これにより更に精度の良い粒子識別を目指している。具体的には、チェレンコフ放射による光子数を増やすために、現行のものよりも長い透過長、高い屈折率を有するシリカエアロゲルの製造を目指す。また前項で説明したが、現行の光検出器 HAPD は 10 年間の運用を見据えており、2018 年から運用を開始している。現在 ARICH グループが保有、運用している HAPD については、10 年間の運用に対する健全性が確認されている。しかし、HAPD は既に生産が終了してしまっており、現在 ARICH グループが運用している物と少数の替えの HAPD を残し、予期せぬ故障が大量に発生してしまった場合や 10 年を超える運用の必要が出てきた際には追加の HAPD を用意できない現状となっている。参考として、2022 年 9 月時点で総チャンネル数の 5.4% が使用不可となっており、2.3% が HAPD 由来の故障である。そこで、光検出器のアップグレードとして新たな光検出器への置き換えが計画、検討されている。現状、光検出器の候補として MPPC(Multi Pixel Photon Counter) と LAPPD(Large Area Picosecond PhotoDetector) が検討されている。

3.5 本研究の目的

前項で説明したように、現在 ARICH グループでは各構成要素のアップグレードが計画、検討されている。その中でも各パラメータが向上した新たなエアロゲルの、ARICH における粒子識別への影響を検証するため、シミュレーションを用いた研究を行う。また、候補となっている光検出器のうち MPPC について、ARICH への適応性や基本特性について評価するため、MPPC の性能評価についての研究を行う。

第4章 シミュレーションを用いたエアロゲルアップグレードに向けた粒子識別性能の評価

3.4 項で説明したように、現在 ARICH では様々なアップグレードが計画されており、その一つとしてエアロゲル輻射体のアップグレードがある。ARICH における分解能は式 3.11 よりチェレンコフ光の光子数などに依存するため、エアロゲルを通過するチェレンコフ光の光子数の増減は粒子識別性能へ大きな影響を与えることがわかる。アップグレードに向けた新たなエアロゲル生産のため、屈折率や透過長などのパラメータを変更したエアロゲルが ARICH における粒子識別性能へ与える影響をシミュレーションを用いることで評価をした。本章では、エアロゲルのシミュレーション結果について説明する。

4.1 シミュレーションの流れ

この項では、シミュレーションに用いたソフトウェアとシミュレーションの一連の流れについて説明する。本研究では basf2(Belle Analysis Software Framework 2) と呼ばれる C++ と python で記述されたソフトウェアフレームワークを用いた。これは実際の Belle II 実験の解析にも用いられるソフトウェアで、Belle II 実験の各検出器の情報や様々なモジュールが実装されており、乱数に基づいた粒子イベントを生成することでモンテカルロシミュレーションをすることが可能である。

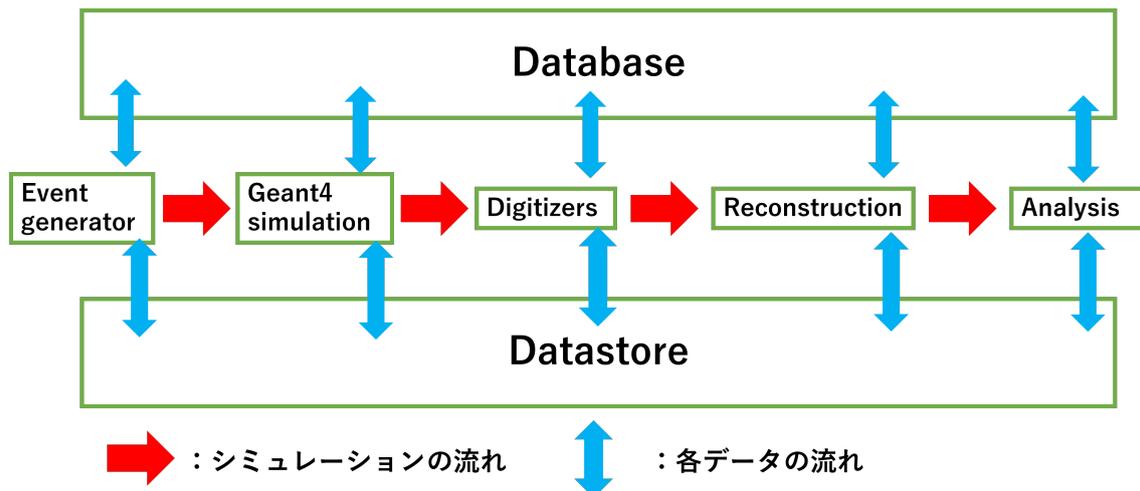


図 4.1.1: basf2 におけるデータ解析までの流れ

図 4.1.1 に basf2 におけるシミュレーションモジュール間のデータ処理の流れを示す。まず Database には Belle II 測定器を構成する各検出器のパラメータやジオメトリなどが全て保存してあり、シ

シミュレーションの過程である Event generator や Geant4 simulation を動かすたびに Database からデータが引用される。また、Datastore はシミュレーションを動かす中で得られたデータを保存し、他のモジュールとデータを共有する役割を担っている。Event generator はシミュレーションの起点となるモジュールであり、粒子の崩壊過程を再現したり、任意の粒子そのものを任意の方向、運動量で Belle II 測定器に打ち込むことができる。Geant4 simulation では、Database からのデータを基に Belle II 測定器の各構成要素がソフトウェア上に再現されており、打ち込まれた粒子と各構成要素との相互作用をシミュレーションする。ARICH においては、打ち込まれた粒子がエアロゲルへと入射し、そこから発生するチェレンコフ光を再現する際や、チェレンコフ光が HAPD に入射した時の光子検出効率 (PDE) の考慮などに用いられる。Digitizers では、粒子によって作られた信号情報を電気信号に変換する役割を担っている。ARICH では、HAPD に打ち込まれたチェレンコフ光をヒット情報として変換する際などに用いられる。Reconstruction は実データ解析時に使用されるものと同様のモジュールであり、Belle II 測定器の各検出器のヒット情報や飛跡情報などを用いることによって、Belle II 測定器で検出される粒子の再構成を行う。再構成した粒子のデータを用いて、Likelihood 計算や運動量などのカットをかける等することで様々な解析を行う。ここまでが basf2 を用いたシミュレーション流れであり、ユーザーはジオメトリの変更や、任意のモジュールの追加をすることでシミュレーションをカスタマイズしている。

4.2 現状のエアロゲルの粒子識別性能

この項では、現状の ARICH 検出器で用いられているエアロゲルを想定したシミュレーションについて説明する。

4.2.1 シミュレーションのセットアップ

まず、現在の ARICH に用いられているエアロゲルのパラメータについて説明する。ARICH のエアロゲルはデュアルレイヤー方式をとっており、2枚重なっているため CDC 側のエアロゲルを上流側、光検出器 HAPD 側のエアロゲルを下流側と呼ぶこととする。図 4.2.1 のように上流側、下流側の屈折率を n_1, n_2 とするとそれぞれ 1.045 と 1.055 であり、上流側、下流側の透過長を L_{tr1}, L_{tr2} とするとそれぞれ 45mm と 35mm である。ただし、これらのパラメータはエアロゲル全体での平均値であり、実際には多少のばらつきがある。今回のシミュレーションにおいては全てのエアロゲルに対し、平均値である $n_1 = 1.045, n_2 = 1.055, L_{tr1} = 45\text{mm}, L_{tr2} = 35\text{mm}$ を適用した。

ここから、シミュレーションのセットアップについて説明する。本研究では、シミュレーションで用いるモジュールのうち、Event generator と Database のパラメータをカスタマイズした。Event generator では particleGun と呼ばれるモジュールを用いた。設定したパラメータを以下に記す。

- 入射粒子：荷電 K 中間子、荷電 π 中間子
- 粒子発生点：ビーム衝突点
- 粒子の総トラック数：荷電 K 中間子と荷電 π 中間子を合計で 100000 イベント
- 粒子の運動量：低運動量のシミュレーションの場合 1.8 ~ 2.0[GeV]、高運動量のシミュレーションの場合 3.5 ~ 4.0[GeV](図 4.2.2)
- 粒子の入射角度：水平方向から 17 ~ 35[degree]

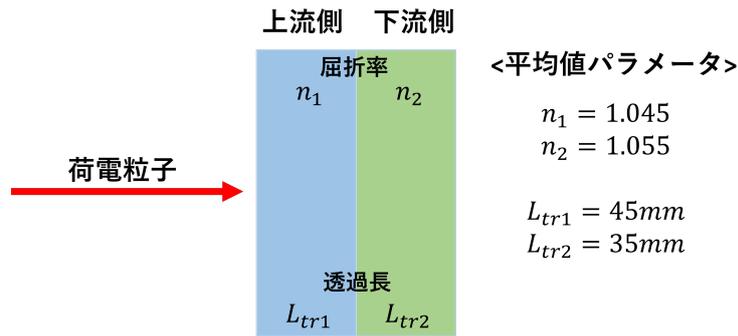


図 4.2.1: 現在用いられているエアロゲルのパラメータ

・ HAPD のランダムノイズ量：0.066[hits/mm²]

Database については先ほど述べたように、エアロゲルのパラメータをそれぞれ $n_1 = 1.045, n_2 = 1.055, L_{tr1} = 45\text{mm}, L_{tr2} = 35\text{mm}$ に設定した (デフォルトのパラメータ)。

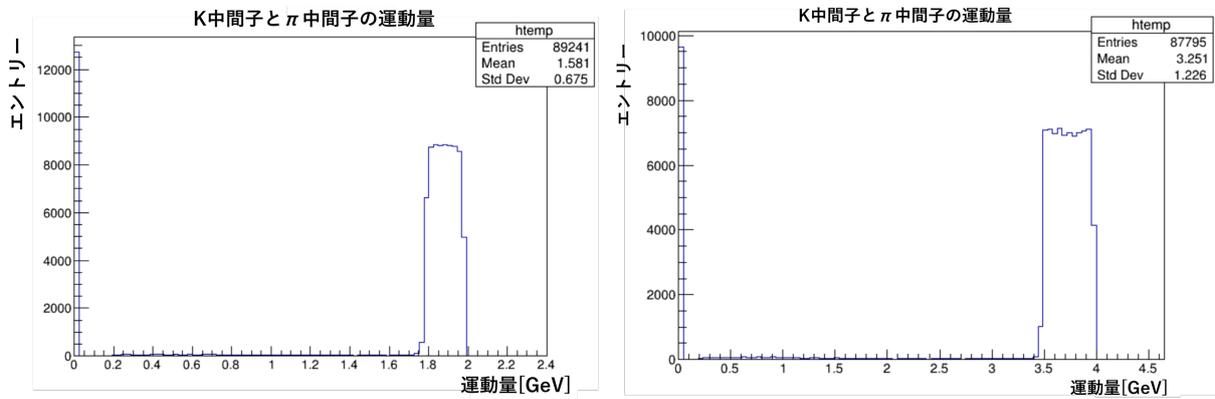


図 4.2.2: シミュレーションにおける reconstruct した K/ π 中間子の運動量 左が低運動量で右が高運動量

4.2.2 シミュレーション結果

Belle II 検出器に打ち込んだ K, π 中間子のうち、ARICH にヒットしたトラックについて解析した。評価項目としては、1 トラックが作るリングイメージを構成する光子数、粒子識別の指標である π fake rate の 2 つであり、高運動量 (3.5~4.0GeV) の K/ π と低運動量 (1.8~2.0GeV) の K/ π についてそれぞれ算出した。

始めに、エアロゲルを通過した荷電粒子の飛跡を軸とした、HAPD にヒットしたチェレンコフ光の角度 (以降チェレンコフ角) を計算することで、K 中間子と π 中間子によるチェレンコフ光放射角 θ_{ch} の角度分布のヒストグラムを作成する。以下にチェレンコフ角の概念図 (図 4.2.3) と、シミュレーションによって得られたチェレンコフ角の角度分布ヒストグラムを示す (図 4.2.4)。ヒストグラムの結果から、0.2 ~ 0.35[rad] の領域にチェレンコフ角のピークが立っており、これは K/ π 中間子から発生したチェレンコフ光発生点による広がり、チェレンコフ光のレイリー散乱による広がりによって出来ておりそれぞれ Gaussian で記述することができる。0 ~ 0.05[rad] の領域にも小さなピークが見られるが、これは荷電粒子が HAPD のガラス面を通過した際に発生するチェレンコフ

光のピークである。またバックグラウンドとして、角度が大きくなるにつれてピーク下のベースラインのヒットが増加しているが、これは HAPD のランダムヒットによるものであり、ARICH の動径方向に進むにつれて半径あたりの面積 $2\pi r dr$ に比例して同じチェレンコフ角に対応するチャンネル数が増加していくためである。これは 1 次関数で記述することができる。ここで 2 つのヒストグラムを比較すると、運動量が高くなるにつれて K 中間子のピークの放射角が大きくなり、更にエントリー数も多くなっていることが分かるが、これは K 中間子の質量が大きく、運動量を変化させると速度が大きく変化することが寄与している。

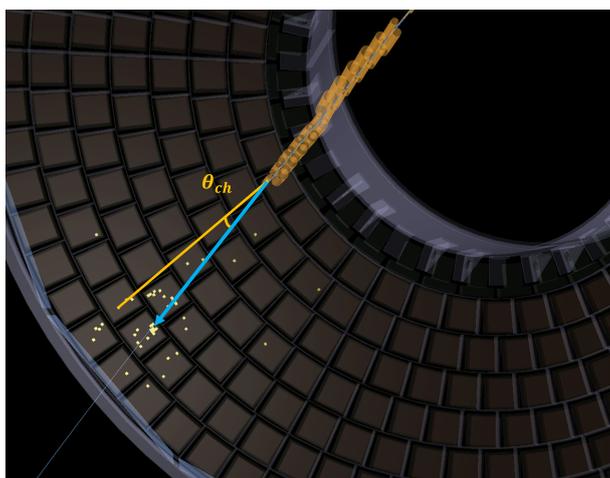


図 4.2.3: チェレンコフ角のイメージ図

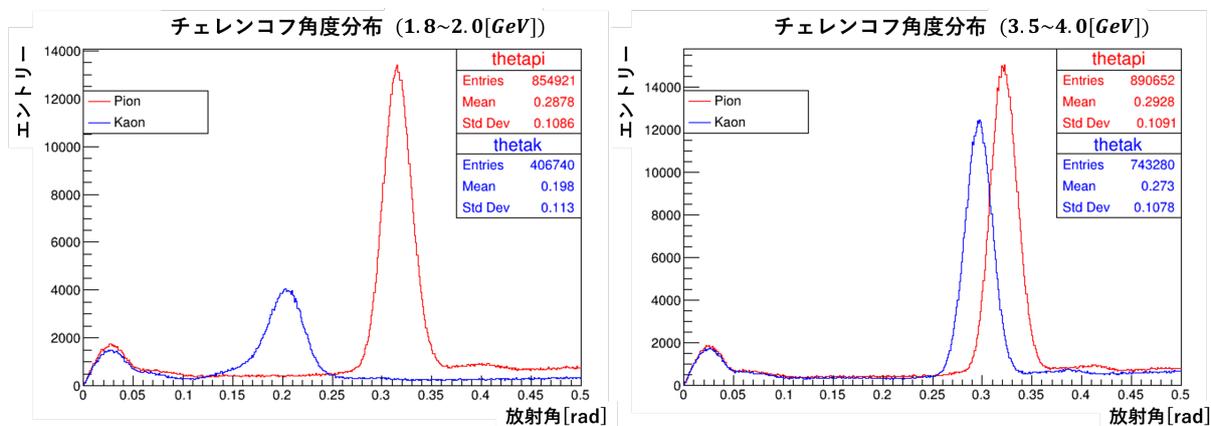


図 4.2.4: チェレンコフ角度分布 左図が低運動量で右図が高運動量
赤線が π 中間子で青線が K 中間子

次に、このヒストグラムの結果から 1 リングを構成する光子数を算出していく。まずピークの領域を double Gaussian と 1 次関数を組み合わせた関数でフィッティングし、double Gaussian において 3σ の範囲で積分した値をリングを構成する全光子数とする。この値を ARICH に入射した K/ π 中間子のトラック数で割ることで、K/ π 中間子がそれぞれ作る、1 リング当たりの平均光子数を導く。1 リングを構成する平均光子数を N_{ring} 、リングを構成する全光子数を N_{all} 、ARICH に入射した荷電粒子の総トラック数を N_{track} とすると次のように書ける。

$$N_{ring} = N_{all}/N_{track} \quad (4.1)$$

この計算を低運動量、高運動量の K/ π 中間子について行うと表 4.1 のような結果となった。

	1.8 ~ 2.0[GeV]	3.5 ~ 4.0[GeV]
N_{ring}	π : 11.3	π : 12.0
	K : 5.36	K : 10.9

表 4.1: 1 リング当たりの平均光子数

次に、粒子識別の指標である π fake rate について説明する。 π fake rate の算出のために、3.1.2 項で説明した Log Likelihood を用いる。入射粒子に対する、 π 中間子の Likelihood を L^π (π 中間子らしさ)、K 中間子の Likelihood を L^K (K 中間子らしさ) と表し、ARICH へ入射してきた粒子に対して $\ln L^\pi - \ln L^K$ を計算する。例えば、入射してきた π 中間子の $\ln L^\pi - \ln L^K$ が正の値だった場合、 π 中間子らしさを示す度合いが大きいと言える。図 4.2.5 左に 1.8~2.0GeV、右に 3.5~4.0GeV における $\ln L^\pi - \ln L^K$ のシミュレーション結果を示す。このヒストグラムから、ほとんどの場合において π 中間子は π 中間子らしさ、K 中間子は K 中間子らしさの度合いが大きいことが分かる。また、0 付近にピークが見られるがこれは、荷電粒子が ARICH に入射したもののエアロゲルの仕切りなどによってチェレンコフ光を発生しない粒子を表している。

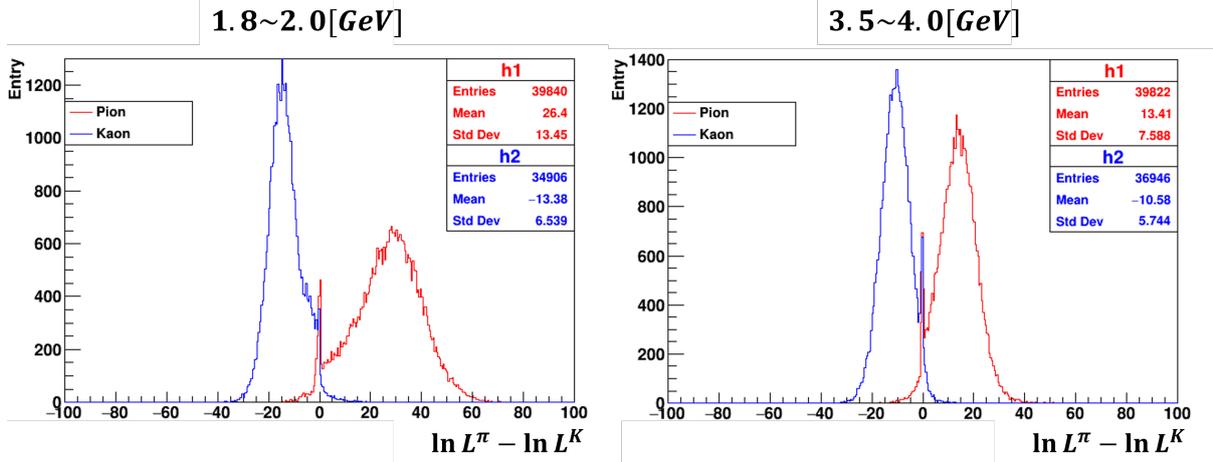


図 4.2.5: $\ln L^\pi - \ln L^K$ のヒストグラム 左図が低運動量で右図が高運動量
赤線が π 中間子で青線が K 中間子

K efficiency=0.95、つまり入射してきた K 中間子のうちの 95% を K 中間子として識別するように $\ln L^\pi - \ln L^K$ を選ぶ。K 中間子と識別したその領域内には少数の π 中間子が含まれている事が分かる (図 4.2.6)。このように、K 中間子として誤って識別されてしまった π 中間子のことを fake π とし、入射してきた π 中間子に対する fake π の割合を fake π rate とする。入射してきた π 中間子の総数を N_π 、fake π を $N_{fake \pi}$ 、fake π rate を $R_{fake \pi}$ とすると以下のように書ける。

$$R_{fake \pi} = N_{fake \pi}/N_\pi \quad (4.2)$$

$R_{fake \pi}$ の値が小さい場合は誤識別の割合が小さいことに等しいため、ARICH における粒子識別の精度が良いということが言える。この計算についても、低運動量、高運動量の K/ π 中間子に

ついて行い、表 4.2 のような結果となった。

	1.8 ~ 2.0[GeV]	3.5 ~ 4.0[GeV]
$R_{fake\pi}$	0.014	0.027

表 4.2: π fake rate

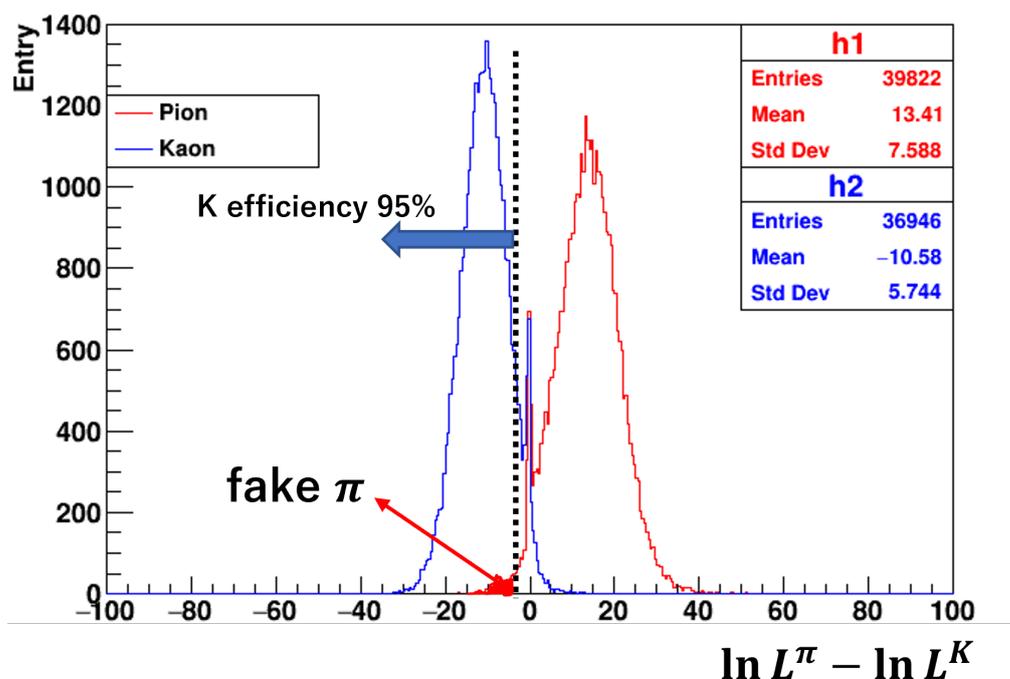


図 4.2.6: K efficiency を 95% とした時の fake π

4.3 エアロゲルアップグレードによる粒子識別性能への影響

この項では、エアロゲルのパラメータを変更したときのシミュレーション結果について説明する。

4.3.1 シミュレーションのセットアップ

Event generator としては 4.2 項と同じ設定の particleGun を用いて、合計 100,000 個の K/ π 中間子を打ち込んだ。Database のエアロゲルのパラメータ (屈折率と透過長) を変更して、3 パターンのシミュレーションを実行した。表 4.3 にそれぞれのエアロゲルのパラメータを示す。ただし、厚さは変更しておらず、全てのシミュレーションにおいて 20mm である。また、透過長や屈折率はエアロゲルを通過する光の波長に依存するパラメータであるが、今回のシミュレーションにおいては透過長、屈折率を全ての波長においても一律で定数倍した。透過長に類似したパラメータとしてレイリー散乱による散乱長も basf2 には備わっており、このパラメータに対しても透過長と同様に全ての波長について同じ倍率で変更を行った。

	屈折率	透過長 [mm]
デフォルト値	$n_1 : 1.045$ $n_2 : 1.055$	$L_{tr1} : 45$ $L_{tr2} : 35$
パターン 1	$n_1 : 1.045$ $n_2 : 1.055$	$L_{tr1} : 45$ $L_{tr2} : 52.5(1.5 \text{ 倍})$
パターン 2	$n_1 : 1.045$ $n_2 : 1.055$	$L_{tr1} : 67.5(1.5 \text{ 倍})$ $L_{tr2} : 52.5(1.5 \text{ 倍})$
パターン 3	$n_1 : 1.055(\text{増加})$ $n_2 : 1.065(\text{増加})$	$L_{tr1} : 45$ $L_{tr2} : 35$

表 4.3: シミュレーションにおけるエアロゲルのパラメータ

4.3.2 シミュレーション結果

4.2.2 項と同じように、低運動量 (1.8~2.0GeV) と高運動量 (3.5~4.0GeV) における 1 リング当たりの平均光子数 N_{ring} と π fake rate $R_{fake\pi}$ で評価を行った。 N_{ring} と $R_{fake\pi}$ の結果を、比較のための 4.2.2 項の結果とともに表 4.4 と表 4.5 に記す。透過長と屈折率の増加に伴い、 N_{ring} も増加していることが確認できた。また L_{tr1} と L_{tr2} を 1.5 倍にした時の N_{ring} に対し、 L_{tr2} のみを 1.5 倍にした時の N_{ring} がデフォルトに対する増加の度合いが大きいことから、下流側のエアロゲルの透過長 L_{tr2} のパラメータ変更が、 N_{ring} に大きな寄与を与える事が分かる。同じように π fake rate

$R_{fake\pi}$ にも L_{tr2} が大きく寄与すると言える。屈折率 n_1, n_2 を増加させたときの N_{ring} について、K 中間子の N_{ring} の増加割合が大きいことが分かる。また、屈折率を大きくした時の $R_{fake\pi}$ が最も小さい値となることが分かった。これは、屈折率を大きくしたことによりリングイメージの半径差がより大きくなった事が関係している。よってエアロゲルの透過長を大きくすることに比べ、屈折率を大きくした方が粒子識別向上のために有効であると言える。

	1.8 ~ 2.0GeV	3.5 ~ 4.0GeV
デフォルトパターン	$\pi : 11.3$ K : 5.36	$\pi : 12.0$ K : 10.9
パターン 1	$\pi : 12.8$ K : 5.81	$\pi : 13.7$ K : 12.5
パターン 2	$\pi : 13.2$ K : 5.81	$\pi : 13.8$ K : 12.7
パターン 3	$\pi : 12.9$ K : 7.37	$\pi : 13.6$ K : 12.3

表 4.4: 1 リング当たりの平均光子数 N_{ring}

	1.8 ~ 2.0[GeV]	3.5 ~ 4.0[GeV]
デフォルトパターン	0.014	0.027
パターン 1	0.011	0.026
パターン 2	0.011	0.026
パターン 3	0.0082	0.024

表 4.5: π fake rate $R_{fake\pi}$

4.4 まとめ

現在使用しているエアロゲルのパラメータ (透過率と屈折率) を変更した際の ARICH における粒子識別性能をシミュレーションを用いることで評価した。本研究では、下流のエアロゲルの透過長を 1.5 倍にした場合、上流と下流のエアロゲルの透過長をそれぞれ 1.5 倍にした場合、上流と下流のエアロゲルの屈折率を増加させた場合の 3 パターンのシミュレーションを回し、1 リング当たりの平均光子数 N_{ring} と K efficiency を 95% とした際の π fake rate $R_{fake\pi}$ で評価を行った。屈折率や透過率は、エアロゲルを通過する光の波長に依存するが、それらの変化の波長依存性は不明であるため、本研究では一律で定数倍することにより対応した。また、透過長を増加させる際には、レイリー散乱の散乱長のパラメータに対しても同じ処理を行った。

現状のエアロゲルを想定したシミュレーションの結果を表 4.1 と表 4.2 に、エアロゲルの各パラメータを変更した際のシミュレーション結果を表 4.4、表 4.5 に記載した。これらより透過長と屈折率の増加によりそれぞれ、 N_{ring} の増加と $R_{fake\pi}$ の減少が見られ、 K/π 識別性能が向上することが確認できた。中でも上流側の透過長 L_{tr1} に対し、下流側の透過長 L_{tr2} の増加が N_{ring} に大きな影響を与えることが確認でき、屈折率の増加は $R_{fake\pi}$ に対して大きな影響を与えることも確認できた。それぞれの $R_{fake\pi}$ を比べると、透過率を大きくすることよりも屈折率を大きくすることの方が粒子識別向上に有効であることが分かる。

先ほども説明したように本研究では透過長とともにレイリー散乱の散乱長に対しても 1.5 倍の操作を行ったが、実際のところ、透過長と散乱長の関係はあまりよく分かっておらず透過長を 1.5 倍にした際に散乱長がどの程度増加するのかは不明である。そのため今後、エアロゲルの透過長と散乱長の関係についての研究を進め、さらに精密なシミュレーションを行うことで粒子識別性能を再評価する必要があると言える。

第5章 光検出器 Multi Pixel Photon Counter(MPPC)

3.4 項において、現在 ARICH では光検出器の置き換えが検討されている旨について説明した。本章では、本研究で性能評価を行った MPPC についての基本情報について説明する。

5.1 ARICH の光検出器に対する要求

本項では、ARICH における光検出器に対する要求を説明しつつ MPPC が候補の一つとして選定されたことについて説明する。光検出器への要求は以下のとおりである。

- ・チェレンコフ光のリングの半径差を十分判別可能な位置分解能 (5mm ほど)
- ・1 光子レベルでの検出
- ・高磁場中 (1.5T) での動作
- ・放射線 (中性子) に対する耐性 (1MeV 換算で 10^{12} [neutrons/cm²])

位置分解能については 3 章での説明の通り、4GeV の K/ π によるリングイメージの半径差が 5mm 程度であることに由来する。また、1 つの荷電粒子から発生するチェレンコフ光は非常に微弱であるため、1 光子検出が求められる。ARICH は CDC に隣接しているため、CDC にかけている磁場 (1.5T) に対して安定した動作が求められる。加えて Belle II 実験では電子と陽電子の衝突について測定を行っているわけだが、図 5.1.1 のような Radiative Bhabha 散乱による γ 線が様々な構造体に当たることにより中性子が発生し、検出器に当たってしまうことがある。CDC や ARICH は中性子に対してシールドを行っているものの、完全ではないため 10 年間でおよそ 10^{12} [neutrons/cm²](1MeV 換算) ほどの中性子被曝をしてしまう。よって検出器に対し放射線耐性が求められる。

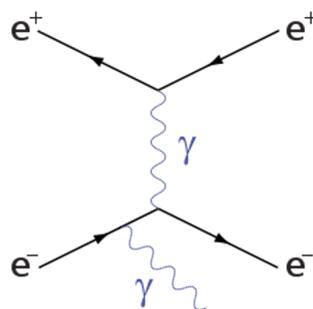


図 5.1.1: Radiative Bhabha 散乱のファインマンダイアグラム

HAPD はこれらの要求を満たしてはいるが前述のとおり、生産終了のため今後新たな HAPD を用意することができない。そこで、位置分解能、1 光子検出、高磁場中での動作が可能な MPPC が検討されている。ARICH 設計当初にも MPPC は検討されていたが、放射線耐性が不十分であっ

たため ARICH に採用されることはなかった。しかし近年、放射線耐性の改善が期待されるサンプルが開発されたため、再び検討されることとなった。

5.2 光検出器 MPPC の概要

MPPC は浜松ホトニクス (株) の製品である光検出器 (図 5.2.1 左) であり、Si-PM (Silicon Photomultiplier) と呼ばれるタイプのフォトンカウンティング素子である。Si-PM とは 1990 年代にロシアで開発された素子であり、比較的新しいタイプの検出器である。MPPC の特徴として、ガイガーモード (以下で詳しく述べる) での動作による高い増倍率や、高い検出効率、低電圧での動作が可能であることが挙げられる。MPPC は種類によって、1 つにつき多チャンネルを有する多チャンネルタイプや 1 つにつき 1 チャンネルの単チャンネルタイプに分かれるが、本研究では単チャンネルタイプについての性能評価を行った。MPPC の構造として、図 5.2.1 右のように 1 チャンネルにマルチピクセル化された APD とクエンチング抵抗が備わっており、それらを直列に接続したものを 1 ピクセルとしている。多数のピクセルを 2 次的に並列に接続することで 1 チャンネルを構成している。

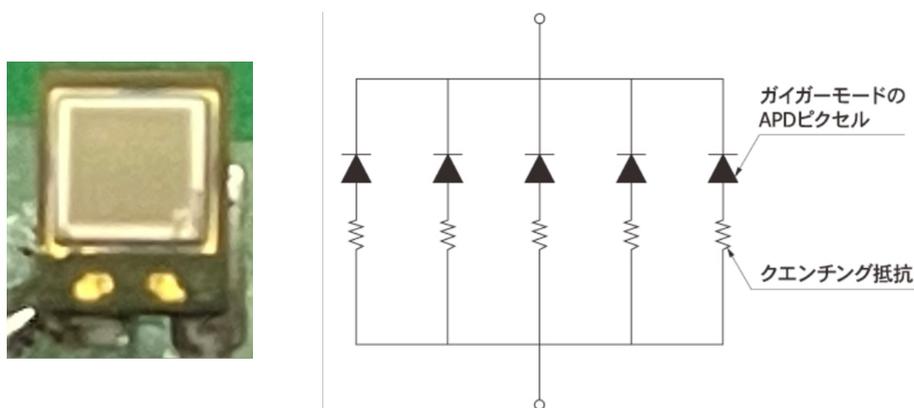


図 5.2.1: 左 : MPPC(S14160-1315PS) の写真 右 : MPPC の構造のイメージ図 [18]

5.2.1 光子検出原理

MPPC の高い増倍率の理由は、APD をガイガーモードで動作させることにある。3.3 項で APD について説明したが APD における光子検出の原理とは、空乏層に入射した光子から電子、正孔対が生成され、電子と正孔は電場によりそれぞれの方向へ加速していく。ある一定のエネルギーまで加速された電子と正孔が結晶格子に衝突することで結晶原子をイオン化させ、新たな電子、正孔対を生成、これらが再び加速。これを繰り返すことで光子の信号を増幅する、というのが APD の原理であった (アバランシェ増幅)。しかし、電子と正孔は一定のエネルギーまで加速される前に結晶格子へ衝突してしまうとエネルギーが足りず、イオン化させる事ができない。そこで、APD に印加する電圧を上げていくとある電圧を超えたあたりから、十分な電場によって結晶格子に衝突する前に一定のエネルギーを持つようになり、イオン化を起こすことのできる電子や正孔が増大し、結果としてより高い増倍率を持つことができる。この時の、急激に増倍率 (出力信号の電流、電圧) が上昇するときの電圧をブレークダウン電圧 V_{bd} と呼び、ブレークダウン電圧以上の電圧で APD を動作させることをガイガーモードと呼ぶ。MPPC はこの増幅過程の時間がとても速いため、速い立ち上がりの信号を出力することができる。ガイガーモードでの増幅過程では電子、正

孔対がねずみ算式に増えていくため、1ピクセルのAPDに入射した光子の数やエネルギーに依らず素子固有の大きさの信号を出力する。これをガイガー放電と呼び、上昇した電圧(電流)を抑えるためにAPDの後ろに直列でクエンチング抵抗が取り付けられている。MPPCに印加する電圧を V_{op} とすると、MPPCにかかる電圧と出力電流の関係とMPPCの波形における流れは図5.2.2のようになる。

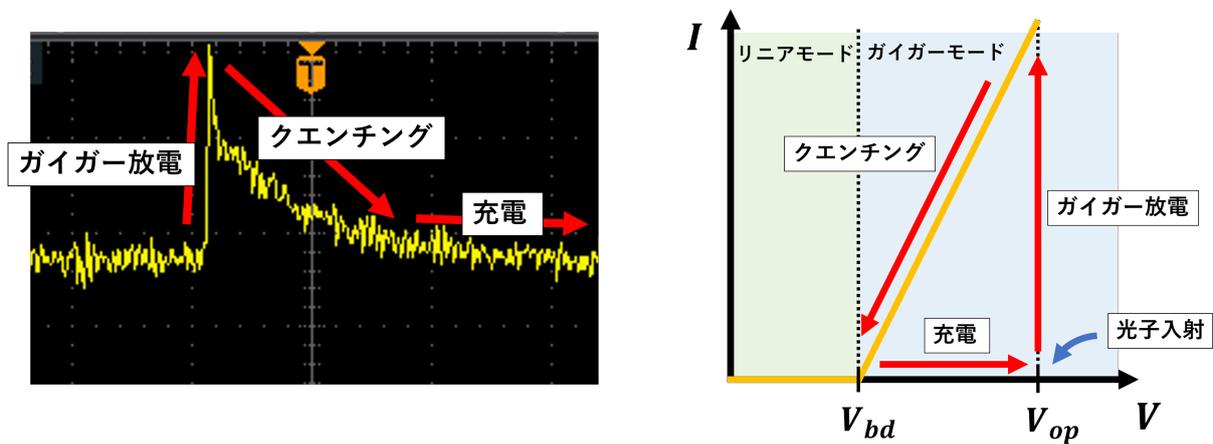


図 5.2.2: 左：MPPC の波形における流れ 右：MPPC における印加電圧と出力電流のイメージ図

MPPCはマルチピクセル化されているため、入射光子数を測ることができる。上述の通り、ガイガーモードのAPDでは1ピクセルに複数の光子が入射した際でも一定の大きさの信号を出力する。そのため同時に複数の光子がそれぞれ異なるピクセルに入射した際は、各ピクセルが並列に接続されているために合計の大きさの信号を出力する。例えば以下のように、同時に3つのピクセルに光子が入射した場合は1つのピクセルに入射した際の信号の3倍の大きさの信号が出力される。Si-PMにおいてN光子信号の信号波高のことを $N_{p.e.}$ (photo-electron)と呼んでおり、図5.2.3右のような波形が見られる。図5.2.3左のような場合から出力される信号のことを3 p.e. や3光子信号と呼ぶ。MPPCを使用する際は1ピクセルに同時に2光子以上入らないように光量を調整するなどの工夫が必要である。参考として、広く用いられているサンプルであるS13360-3050VEのピクセル数とピクセルピッチはそれぞれ3584, $50\mu\text{m}$ である。

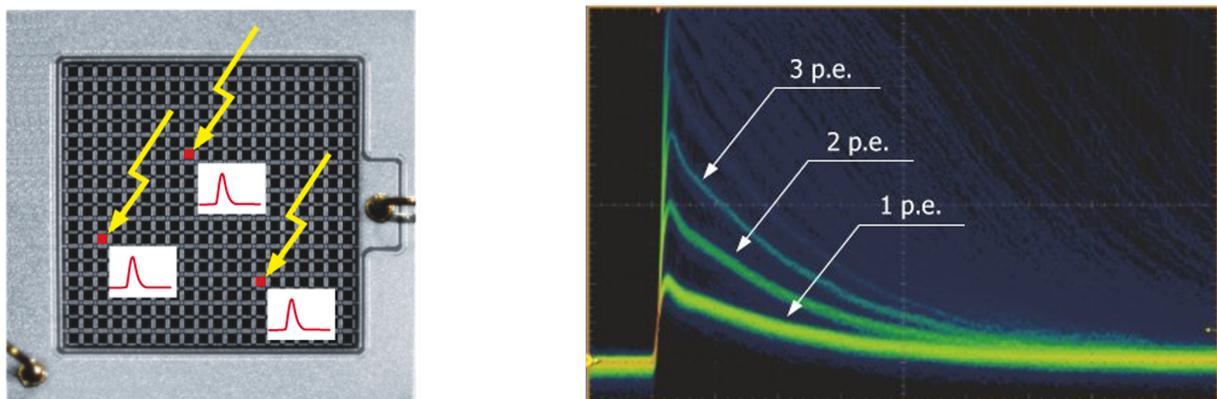


図 5.2.3: 左：3つのピクセルに光子が入射するイメージ図 [19] 右：複数ピクセルに光子が入射した際のMPPCの出力信号 [19]

5.2.2 MPPC の各種特性

増倍率

MPPC の静電容量を C [F] とすると MPPC の出力電荷 Q は以下のように表せる。ただし、MPPC への印加電圧を V_{op} , MPPC のブレイクダウン電圧を V_{bd} とする。

$$Q = C(V_{op} - V_{bd}) \quad (5.1)$$

また、1 電子当たりの電荷を $q = 1.602 \times 10^{-19}$ C とすると MPPC の増倍率 M は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} M &= \frac{Q}{q} \\ &= \frac{C(V_{op} - V_{bd})}{q} \end{aligned} \quad (5.2)$$

MPPC への印加電圧を上げていくと増倍率はほぼ線形に増加する (図 5.2.4 左) メリットがある一方で、後述するダークカウントと呼ばれる熱由来の信号が増えてしまうというデメリットもある。また、MPPC の増倍率には温度特性もあり、それは V_{bd} が温度に依存することが主要の要因である。例えば MPPC の周辺温度が上昇すると、APD 内の結晶格子における格子振動が激しくなってしまうキャリアが十分加速する前に衝突してしまう確率が高くなるため V_{bd} が大きくなるからである。周辺温度が低下した場合はその逆で、格子振動が抑えられることによりキャリアが加速しやすくなり、結果的に V_{bd} が小さくなる。例えば印加電圧を一定にした場合図 5.2.4 右を見ると、温度を高くすると増倍率は小さくなり、逆に温度を低くすると増倍率は大きくなるのが分かる。

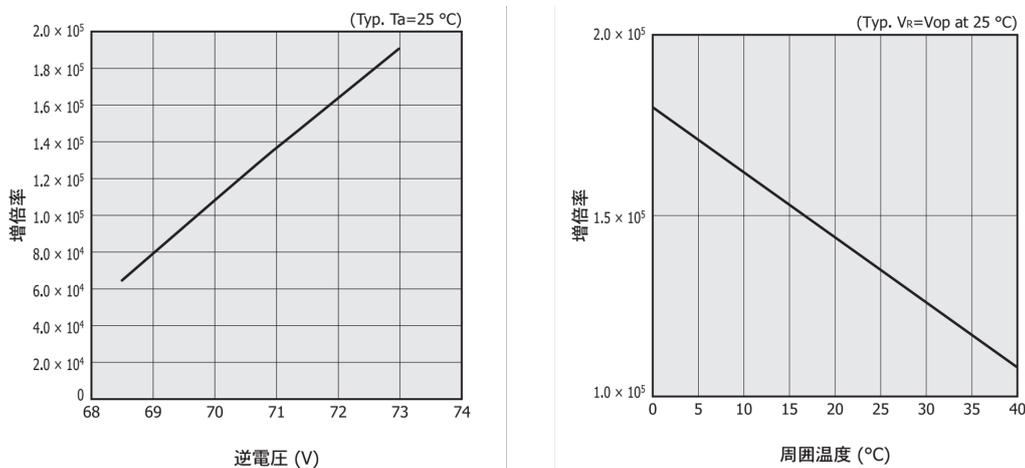


図 5.2.4: 左：印加電圧と増倍率の関係 (温度一定)[18] 右：周辺温度と増倍率の関係 (印加電圧一定)[18]

ダークパルス

MPPC において光子が入射したとき以外も、暗状態で出力されてしまう熱由来の信号がありこれをダークパルスと呼ぶ。MPPC はガイガーモードで動作するため、他の半導体検出器に比べてダークパルスが多い。詳細は後の項で説明する。

アフターパルス、クロストーク

MPPC に光子が入射した際、出力信号とは別に遅れて出力される信号のことをアフターパルスと呼ぶ。アバランシェ増幅の際に結晶欠陥にキャリアが捕獲されてしまうことがあり、このキャリアが放出されるとアバランシェ増幅を引き起こし、信号を出力してしまうことがアフターパルスの原因である。

クロストークとは、アバランシェ増幅の過程の中で2次フォトンが発生してしまい、このフォトンを用いた別のピクセルで検出することによって、本来 MPPC に1光子しか入射していないにもかかわらず2p.e.以上の信号を出力してしまう現象のことを指す。フォトンカウンティングにおいてこれらは本来の測定結果を妨げてしまうものであるが、近年素材やウエハプロセス技術を改良した製品やピクセル間に障壁を設ける製品の開発により、アフターパルスやクロストークは大幅に抑えられるようになった。

光子検出効率

光子検出効率は Photon Detection Efficiency (PDE) と呼び、MPPC に入射した光子数に対する検出光子数の割合である。開口率 f と量子効率 QE 、アバランシェ確率を P_a とすると PDE は以下のように表すことができる [18]。

$$PDE = f \times QE \times P_a \quad (5.3)$$

開口率 f とは MPPC のピクセル領域に対する、光子検出可能な領域の割合である。MPPC の受光面にはピクセル間の配線など光子を検出できない領域が存在し、この領域に入射した光子は検出されない。ピクセルピッチと呼ばれる隣接するピクセルとの距離が小さいほど開口率は低くなる傾向がある。量子効率 QE とは、ピクセルに入射した光子が電子、正孔対を生成する確率であり、入射光子の波長に依存する特徴がある。アバランシェ確率 P_a は、入射光子によって生成されたキャリアがアバランシェ増幅を引き起こす確率のことである。印加電圧を印加することにより APD 内の電場の強さが大きくなるため、アバランシェ確率は大きくなる。

5.2.3 ダークカウントレートと暗電流

ダークカウントレートとは、暗状態 (光子の入射がない状態) で出力される信号であるダークパルスの1秒あたりのカウント数のことである。ダークパルスの原因は APD にある。APD は PN 接合した半導体から構成される。そのため図 5.2.5 左のように価電子帯の電子が熱によって伝導帯へ励起され、このキャリアがアバランシェ増幅されることによりダークパルスが出力されてしまう。ダークパルスの問題点としてランダムな時間に発生してしまうことや、アバランシェ増幅を経るため光子信号と同じ大きさの信号が出力されてしまうことが挙げられる。ダークパルスの影響を抑えるために、図 5.2.5 右のように光子が MPPC に入射するタイミングと MPPC からの信号のコインシデンスをとるといった措置が広く用いられている。しかし、ダークカウントレートが増加すると出力電圧がベースラインに落ちきる前にダークパルスが発生し、パイルアップを引き起こすことによって本来 MPPC の出力信号の波高は離散的であるが、連続的な分布となってしまう。このような場合はコインシデンスをとる措置だけでは難しくなってしまう。そもそもダークカウントレートは熱由来のキャリアが引き起こすため、MPPC の周辺温度を低くすることによりダークカウントレートを抑えることが知られている。絶対温度を T 、バンドギャップエネルギーを

E_g 、ボルツマン定数を k として、任意定数を A とすると、0.5p.e. 以上の波高を持つダークカウントレート $N_{0.5p.e.}$ は次のように表せる [18]。

$$N_{0.5p.e.} \approx AT^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (5.4)$$

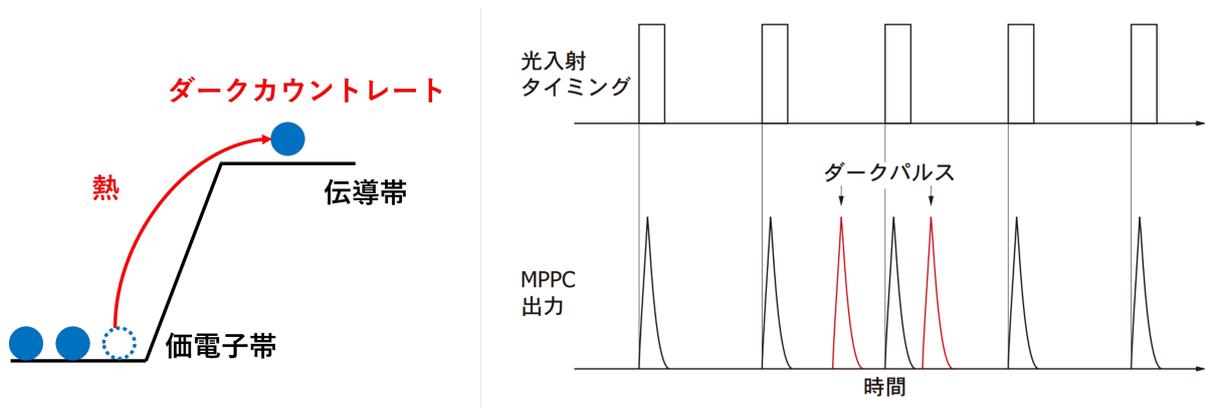


図 5.2.5: 左：ダークパルス発生イメージ図 右：光子信号とダークパルス [18]

ダークカウントレートとともに、暗状態で出力されるリーク電流を暗電流と呼び、表面リーク電流を I_s 、再結合電流を I_j 、バルク電流を I_b とすると暗電流 I_D は以下のように表せる [18]。

$$I_D = I_s + I_j + I_b \quad (5.5)$$

MPPC をガイガーモードで使用しているときのバルク電流は、単位時間あたりのアバランシェ増幅が発生したピクセル数を N_{fired} とすると以下のようになる [18]。

$$I_b = qMN_{fired} \quad (5.6)$$

MPPC の増倍率は $\mathcal{O}(10^5) \sim \mathcal{O}(10^6)$ であるため、5.5 式は近似的に以下のようになる。

$$I_D \approx I_b = qMN_{fired} \quad (5.7)$$

暗状態において、アバランシェ増幅が発生したピクセルの数はダークカウントレートと一致するため、暗電流 I_D はクロストーク確率 $P_{crosstalk}$ を用いて以下のようになる [18]。(浜松ホトニクスにおけるダークカウントレートの定義は、暗状態における 0.5p.e. を超えた信号波高を持つ信号の数であるためここではこれを用いた。)

$$I_D \approx I_b = qMN_{0.5p.e.} \frac{1}{1 - P_{crosstalk}} \quad (5.8)$$

よってこの式から、MPPC の増倍率と暗電流、クロストーク確率からおおよそのダークカウントレートを推定することが可能である。この式はダークカウントレートが高すぎる状況でダークカウントレートを推測するために使用できる。

5.2.4 放射線 (中性子) 耐性

MPPC の放射線損傷については、表面損傷とバルク損傷の 2 種類があることが知られている。表面損傷とは、荷電粒子や γ 線が MPPC に当たることにより APD 内で電子、正孔対が生成する

が、正孔は $Si - SiO_2$ 界面付近で捕獲されてしまう。これにより正孔が固定電荷となってしまふことで新たな準位が生じてしまい、ダークカウントレートが増加することにつながる。次にバルク損傷であるが、図 5.2.6 左のように中性子などの重い粒子が MPPC に当たることにより APD を構成する Si 原子をはじき出してしまふ。これにより格子欠損が生じ、伝導体と価電子帯の間に新たな準位 (中間準位) ができてしまふ。図 5.2.6 右のように中間準位によって、バルク損傷以前と比べて、より小さな熱でも励起してしまふキャリアが増加してしまい、結果的にダークカウントレートが大幅に増加してしまふ。ダークカウントレートの増加はリーク電流やクロストークの確率の増加を引き起こしてしまい、更には前述のとおりパイルアップの確率も増えてしまふ。パイルアップの確率が増えてしまふと 1 光子信号の検出が出来なくなってしまうことにつながる。

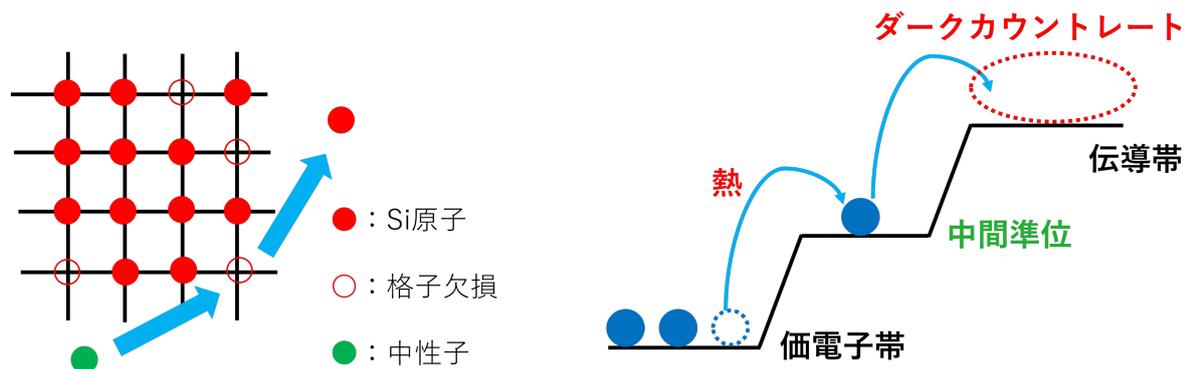
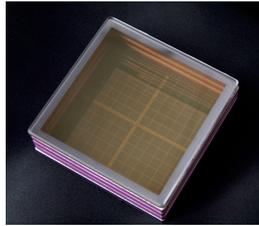


図 5.2.6: 左: 中性子被曝によるバルク損傷のイメージ図 右: 中間準位によるダークカウントレート増加のイメージ図

5.3 MPPC を ARICH に適用した際に予想される利点と問題点

まず始めに、現在 ARICH で使用されている HAPD と置き換えの候補となっている MPPC の基本特性を比較した表を表 5.1 に示す。ただし MPPC については、S14160-1315PS のものを記載した [20]。尚、ダークカウントレートの単位は count per second(cps) というものを用いており、単位時間当たりのカウント数を表す。



HAPD



MPPC

(S14160-1315PS)

$4.9 \times 4.9[\text{mm}^2]$	1チャンネルあたりの有効受光面サイズ	$1.3 \times 1.3[\text{mm}^2]$
200 ~ 600[nm]	有効波長範囲	290 ~ 900[nm]
5.6×10^4	増倍率	3.6×10^5
~ 19%	光子検出効率 (PDE)	~ 32%
200 ~ 400[V] -7 ~ -8[kV]	動作電圧	41V
~ 0[cps]	ダークカウントレート	~ 0.12[Mcps]

表 5.1: HAPD と MPPC の比較

MPPCの各種項目をHAPDと比較するとまず、1チャンネルあたりの有効受光面サイズが小さくなっていることが分かる。これにより位置分解能が向上し、チェレンコフ角度分解能が向上することでより鮮明なリングイメージの観測が期待される。次に増倍率であるが、MPPCの増倍率はHAPDのものより1桁高いため後段の読み出し回路における増倍過程をHAPDのときより省略することができる。またMPPCはHAPDと異なり、表面のガラス面がないなどのことから図5.3.1のように高いPDEを持つ。動作電圧に関して、HAPDは光電子加速用の強力な電場のための高電圧とAPD用の電圧の2系統が必要であるが、MPPCに関してはAPDをガイガーモードで使用するための電圧の1系統のみとなっており、運用において容易化が期待される。これらのメリットの一方で、MPPCはダークパルスが大量に発生してしまうというデメリットがある。HAPDにおける主な増倍過程は電場による加速であるため、APD由来のダークパルスはほとんど発生しない。一方でMPPCの主な増倍過程はガイガーモードでのAPD運用であるため、大量にダークパルスが出てしまう。ダークパルスはランダムかつ多くの数出てしまうため、ARICHにおいてリングイメージの観測を妨げることが予想される。また、SuperKEKB加速器運転中のARICHにおいては1年間に1MeV換算で $10^{11}[\text{neutrons}/\text{cm}^2]$ ほどの中性子被曝が予想されているため、放射線耐性の弱いMPPCは激しく損傷してしまうと予想されている。

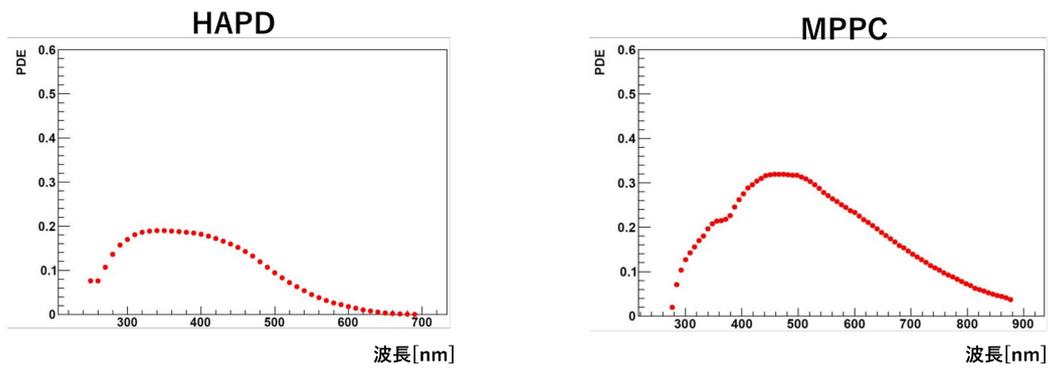


図 5.3.1: HAPD と MPPC の光子検出効率 (PDE) の波長分布

5.4 先行研究

MPPC は放射線耐性が課題であることから、ARICH グループでは MPPC の放射線耐性に関する研究 [23][24] が行われてきた。本研究では、セットアップの問題により測定が出来なかった MPPC に対して各種測定を行うことで放射線耐性の評価を行った。

第6章 MPPCの中性子耐性

本章では、先行研究で行われた中性子照射試験にて得られた中性子照射サンプルを用いて、中性子照射前後における MPPC の特性変化の測定、結果について説明する。本研究では照射サンプルと非照射サンプルにおいて、IV 曲線、ダークカウントレート、波高分布における温度依存性 (25°C~15°C, もしくは 25°C~60°C) と照射量依存性についての測定を実施し、ダークカウントレートや増倍率における冷却による効果や中性子被曝による影響を評価した。

6.1 中性子照射試験の概要

中性子照射試験は 2020 年 2 月 14 日~2 月 17 日の 4 日間にかけて、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC 内の物質・生命科学実験施設 MLF で実施された。MLF では図 6.1.1 左のように中性子、ミュオンビームを利用した実験が可能であり、企業や大学の研究機関に属する者であれば利用可能である。MLF における中性子ビームは図 6.1.1 右のように大強度の陽子ビームを水銀標的に当てることにより得られる。しかしここから得られた中性子は高速であるため、モデレーターに集めることでモデレーター内の水素原子核と衝突を繰り返し、結果的に遅い中性子ビームとなって出てくる。中性子ビームの取り出し口としては 23 あり、それぞれのビームラインによってビームの強度は異なるため実験に適したビームラインを選択する必要がある。中性子照射試験では BL10 NOBORU が用いられた。

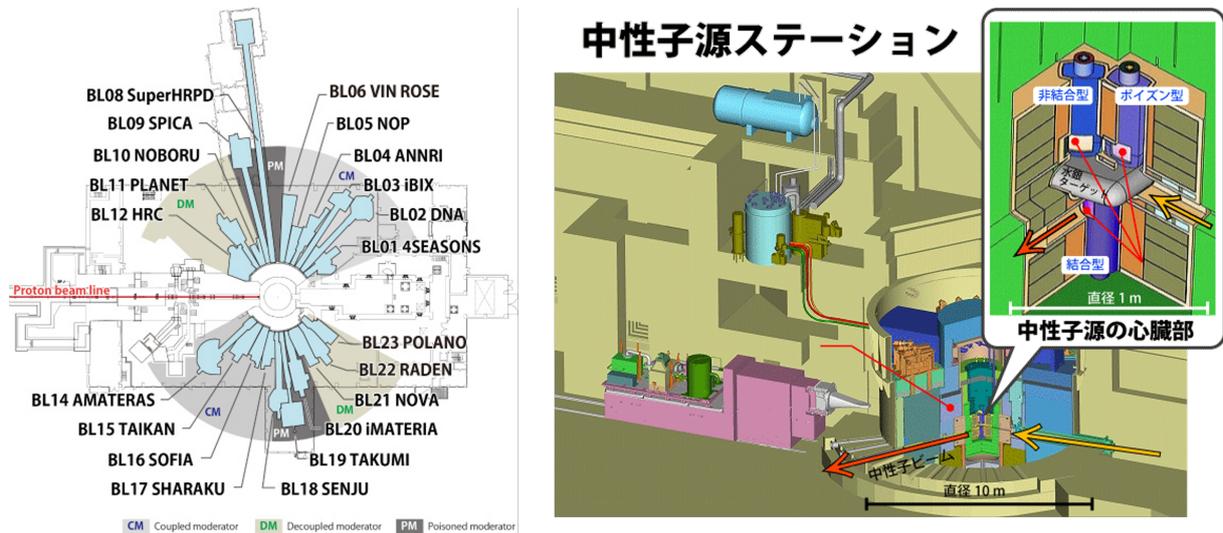


図 6.1.1: 左：MLF における中性子ビームライン 右：中性子源ステーションのイメージ図

ARICH では 1 年間でおよそ 10^{11} [neutrons/cm²]、つまり 10 年間で 10^{12} [neutrons/cm²] の中性子被曝が予想されているため、中性子照射試験では当初 10^{12} [neutrons/cm²] の中性子を MPPC サンプルに対し照射する予定であった。しかし、中性子損傷が激しくなることが予想されたため、中

中性子照射試験では最大で 10^{12} [neutrons/cm²] を照射するプランと最大で 10^{11} [neutrons/cm²] を照射するプランの2つが計画され、7種類のMPPCをそれぞれの照射量につき2セット用意し行われた。図6.1.2に中性子照射試験の様子を示す。実際に行われた手順としては、まず初めにMPPCサンプルに 10^9 [neutrons/cm²] の中性子を当てたのちに暗状態での波高分布の測定を実施したところ、この時点で既に1p.e.、2p.e.のピークの識別が出来ないほど損傷していたことから、最大で 10^{11} [neutrons/cm²] を照射するプランに切り替えられた。なお、MPPCとともにエルマダイオードと呼ばれる素子を用いることで、MPPCに照射された中性子量を概算している。(エルマダイオードの中性子被曝量とリーク電流の関係が既知であることを用いた。) 図6.2.2のように7種類のサンプルとエルマダイオードを設置したボードを8枚作成し、それぞれを#1~#8と名付けた。(ただし、図6.2.2にはエルマダイオードは未設置。) 図6.1.4のように、#5と#6を照射量 10^9 のものとし、#7と#8に置き換えて 10^8 [neutrons/cm²] の中性子を照射した。次に#7と#8を取り除いて 10^{10} [neutrons/cm²] を照射し、最後に#3と#4を取り除いて 10^{11} [neutrons/cm²] を照射することで中性子照射を完了した。中性子 flux は図6.1.3の通りである。よって、 $10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}$ の照射量において2セットずつ、非照射サンプルの2セットを合わせると7種類のMPPCサンプルにおいて合計70個のMPPCサンプル手に入り、そのうち半分は予備である。

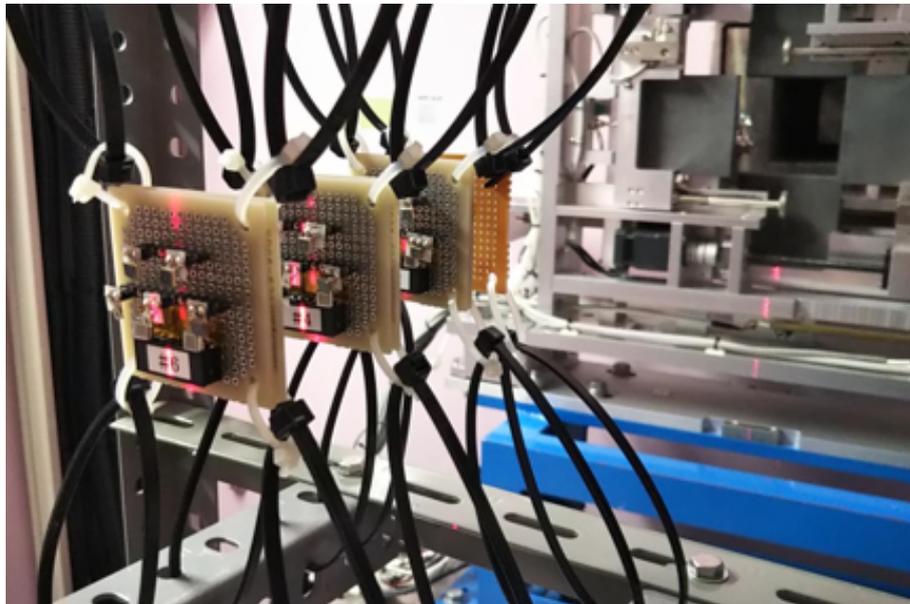


図 6.1.2: 中性子照射試験の様子

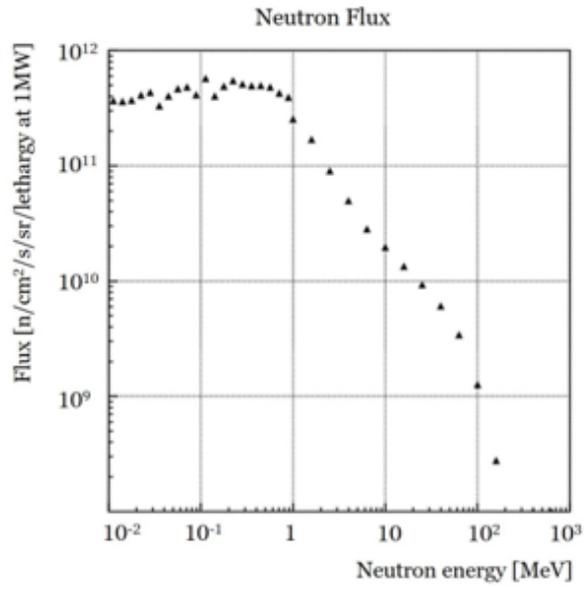


図 6.1.3: 中性子ビームのエネルギーと flux

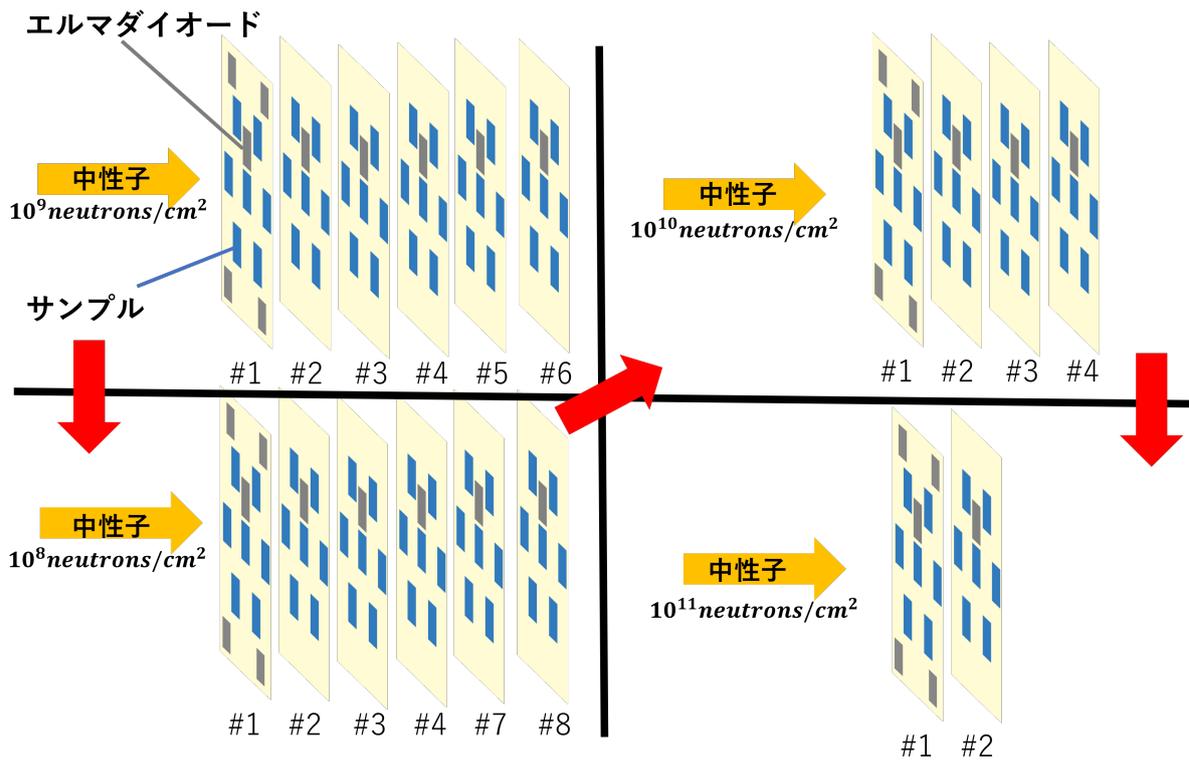


図 6.1.4: 中性子照射試験の手順のイメージ図

6.2 本研究に用いた MPPC サンプル

この項では中性子照射試験及び本研究で用いた7種類のMPPCについて説明する。なお前述のとおり、用いたMPPCは全て単チャンネルタイプのものであり浜松ホトニクス製の製品である。以下に室温での各MPPCの基本特性をまとめた表と写真を図6.2.1と図6.2.2に、3050VE,3075VEの構造を図6.2.3に、3050HSの構造を図6.2.4に、1310PS,1315PSの構造を図6.2.5に、3010PS,3015PSの構造を図6.2.6に、3050VE,3075VEと3050HSのPDEを図6.2.7に、PSシリーズのPDEを図6.2.8に記載する(パラメータは浜松ホトニクスのデータシートから引用[20][21][22])。以降、以下のように簡略化のために各MPPCの名称を変更して記載する。

- ・ S13360-3050VE→3050VE
- ・ S13360-3075VE→3075VE
- ・ S14160-3050HS→3050HS
- ・ S14160-3010PS→3010PS
- ・ S14160-1310PS→1310PS
- ・ S14160-3015PS→3015PS
- ・ S14160-1315PS→1315PS

サンプル名	ピクセルピッチ[μm]	ピクセル数	増倍率($\times 10^5$)	PDE[%]	大きさ[mm^2]	ダークカウントレート[kcps]	静電容量[pF]	開口率[%]
3050VE	50	3584	17	40	3.0 \times 3.0	500	320	74
3075VE	75	2560	40	40	3.0 \times 3.0	500	320	82
3050HS	50	3531	25	50	3.0 \times 3.0	500	500	74
3010PS	10	89984	1.8	18	3.0 \times 3.0	700	530	31
1310PS	10	16663	1.8	18	1.3 \times 1.3	120	100	31
3015PS	15	39984	3.6	32	3.0 \times 3.0	700	530	49
1315PS	15	7284	3.6	32	1.3 \times 1.3	120	100	49

図 6.2.1: 本研究で用いた MPPC の基本特性

7サンプルのうち、VEシリーズは現行で広く用いられているサンプルであり、一方でHSシリーズとPSシリーズは新しい世代のサンプルである。新世代型の特徴として3050HSは高いPDEや増倍率を有し、PSシリーズは構造や低開口率から放射線耐性が期待されている。

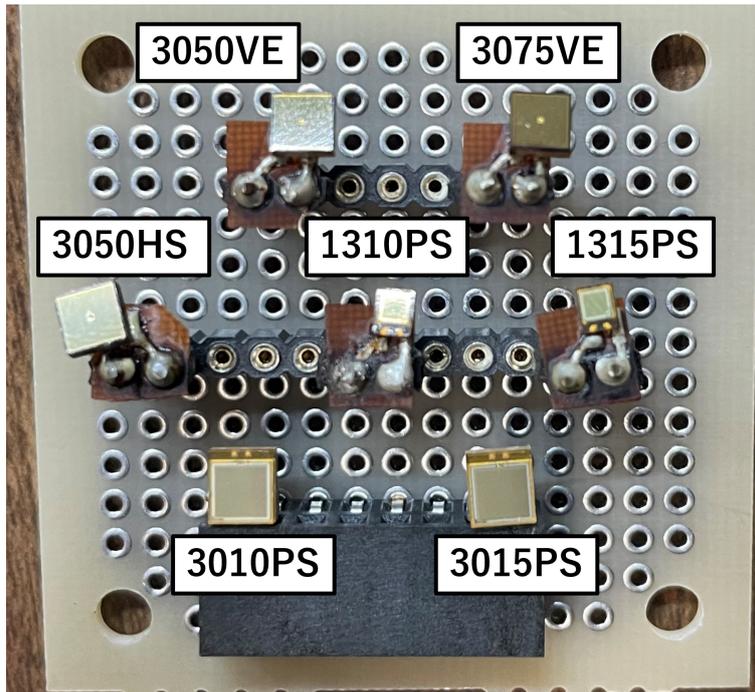


図 6.2.2: 各 MPPC の写真

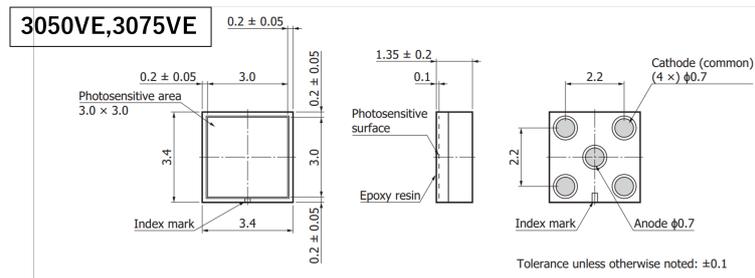


図 6.2.3: 3050VE, 3075VE の構造

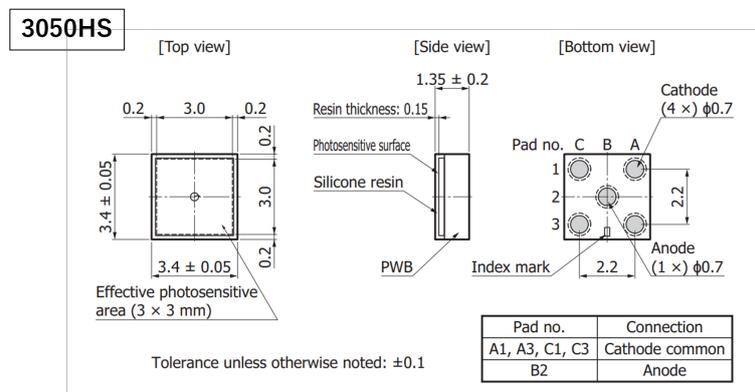


図 6.2.4: 3050HS の構造

1310PS,1315PS

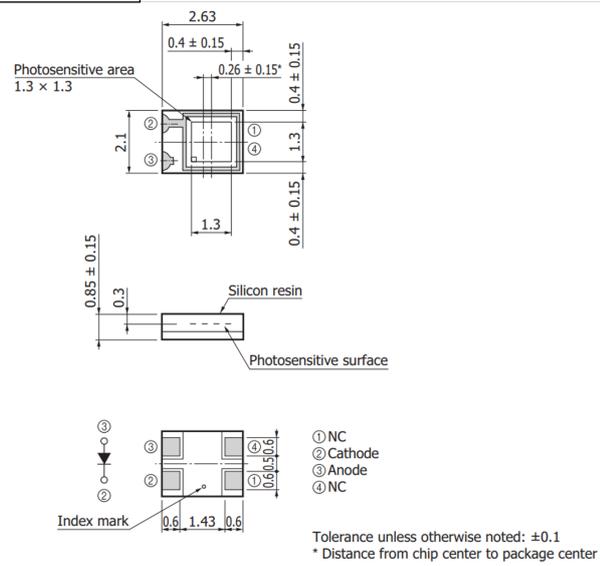


図 6.2.5: 1310PS,1315PS

3010PS,3015PS

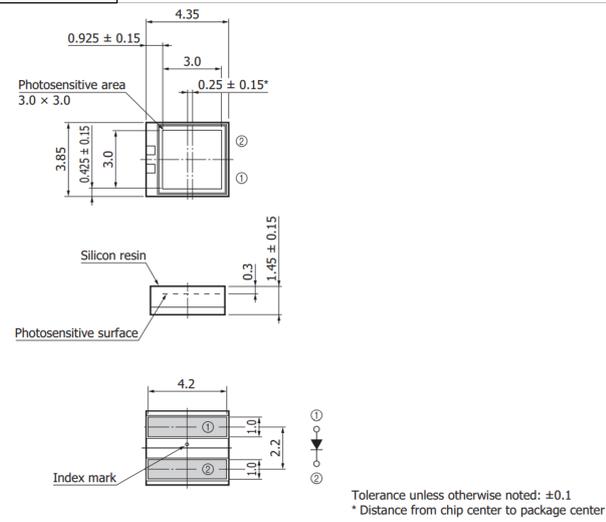


図 6.2.6: 3010PS,3015PS の構造

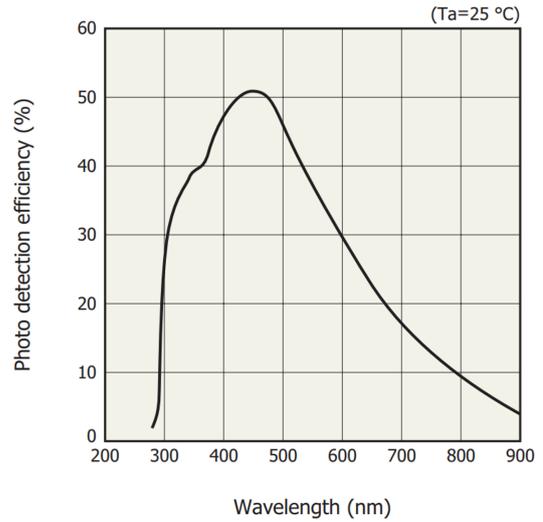
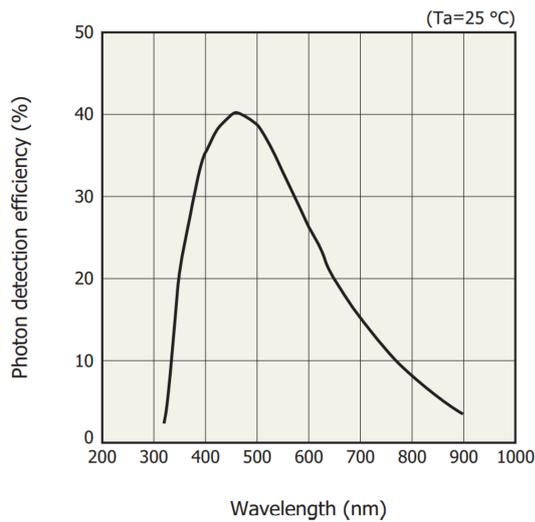


図 6.2.7: 左：3050VE,3075VE の光子検出効率 (PDE) 右：3050HS の光子検出効率 (PDE)

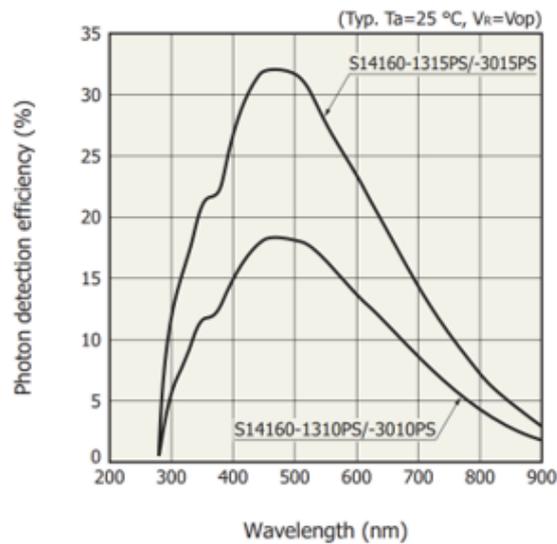


図 6.2.8: PS シリーズの光子検出効率 (PDE)

6.3 リーク電流の印加電圧依存性 (IV 曲線)

本項では、暗状態での IV 曲線測定のセットアップや測定方法、結果について説明する。以降、暗電流のことをリーク電流として記載する。本研究における IV 曲線測定の目的としては以下の 2 つが挙げられる。

- ・ブレークダウン電圧 V_{bd} の導出
- ・補正や比較のためのリーク電流測定

1 つめの V_{bd} の導出についてだが、5.2.2 項にて V_{bd} は温度に依存することを説明した。つまり MPCC を冷却していった際に、 V_{bd} が低下することで印加電圧 V_{op} からの差が広がっていき、温度低下による増倍率上昇からダークカウントレートが増えてしまうことにつながる。よって冷却

による増倍率の変動を防ぐためにはそれぞれの温度において V_{bd} を導出し、印加電圧を温度に応じて変更する必要があるからである。また、中性子被曝により MPPC 内の Si 原子がはじき出されてしまうことから、アバランシェ増幅においてキャリアが加速しやすくなる、つまり中性子被曝に対して V_{bd} が下がることが予想される。これらなどの原因により、ARICH 運用において増倍率が変動してしまうことは識別性能に影響を与えるものであるため、 V_{bd} の導出は重要な測定事項であると言える。次にリーク電流測定の目的についてだが、リーク電流とは MPPC の出力信号を積分した値であることからリーク電流とダークカウントレートを結びつけることが出来る (5.2.3 項)。リーク電流を用いたダークカウントレートの補正については後述する。

6.3.1 測定手法とセットアップ

IV 曲線の測定方法は暗状態において MPPC に V_{bd} 周辺の電圧を印加し、そのときの電流値を測定するというものであり、セットアップとしては図 6.3.1 の物を用いた。

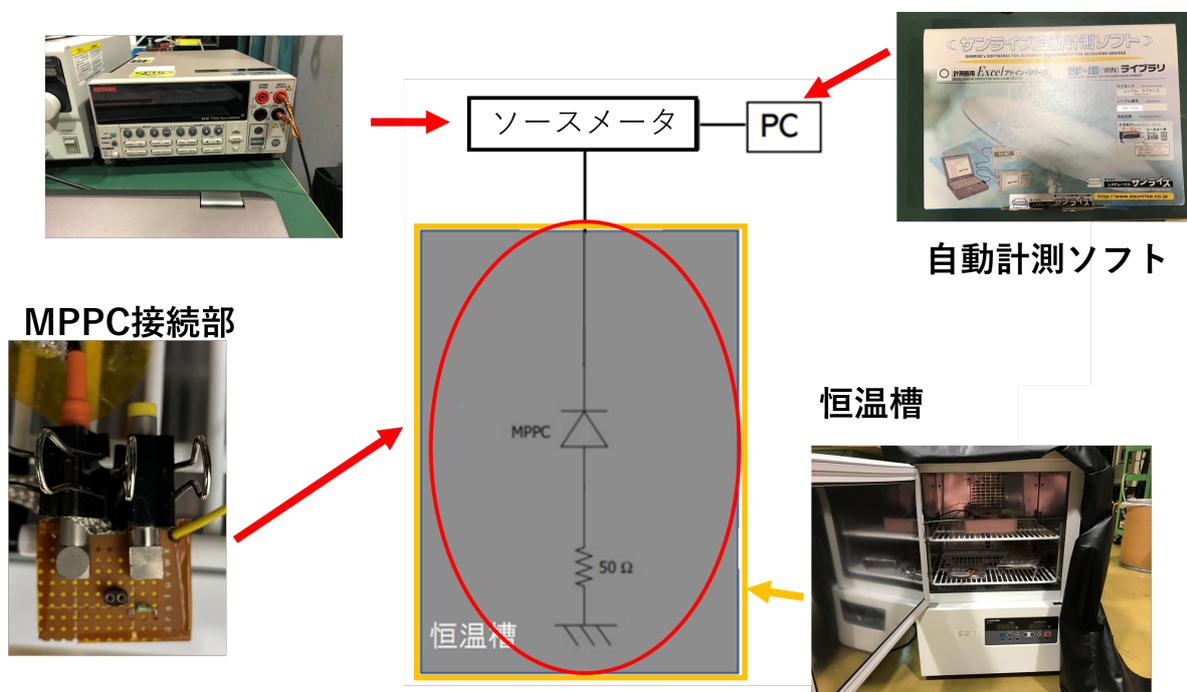


図 6.3.1: IV 曲線測定におけるセットアップ

MPPC を回路のソケットにはめ込み、ソースメータ (KEITHLEY2410) と接続することで電圧を印加し、電流を測定した。MPPC 接続部のコネクタにはアース線を巻きつけてあるが、これは周辺機器からの電磁波によるノイズをカットするためである。また、ソースメータからの高周波ノイズを落とすためにフェライトコアを用い、ソースメータと接続している同軸ケーブルもアース線で覆っている。MPPC 接続部を恒温槽へ入れ、暗幕を入念に覆うことで光子の入らない暗状態を作り出し、かつ温度を変えることができる。本研究では、恒温槽を用いて 25°C , 15°C , 5°C , -5°C , -15°C での測定を行った。 -15°C よりも低温における測定については、恒温槽の性能上の問題から恒温槽は使用することができないため、図 6.3.2 のように発泡スチロールとドライアイスを用いることで解決した。配線の理由から蓋が完全に閉まらないため、入念な遮光が必要である。このセットアップを用いて、 -40°C , -60°C での測定を行った。

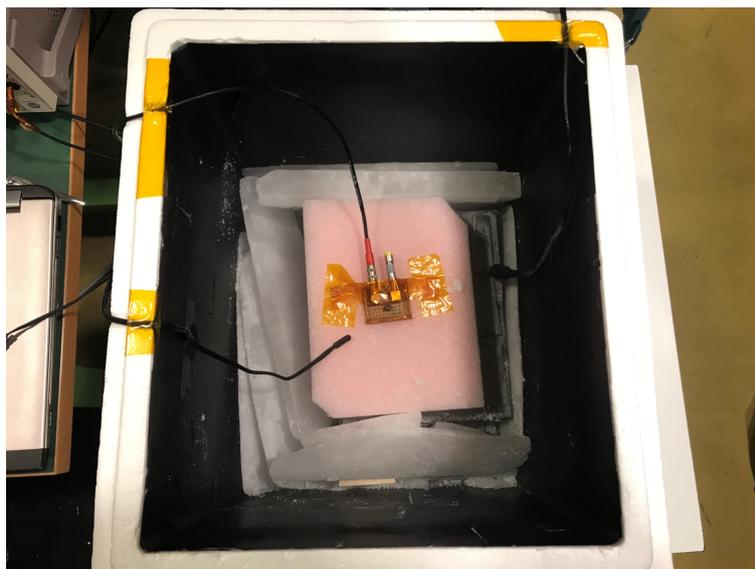


図 6.3.2: ドライアイスを用いた低温領域での測定

ソースメータと自動計測ソフトをインストールしてある PC を接続することで任意の電圧における電流の測定と電圧の変化を自動で行うことができる。本研究では、各電圧 (0.1V ずつ上げていく) につき 30 回電流を測定し、そのときの電圧と電流の平均をそれぞれとることによって測定値とした。なお、増倍率の低いサンプルにおいては V_{bd} より低い電圧を印加した際の電流値が低すぎるため、ソースメータ上では負の値を出力してしまう場合がある。そのため得られた電流値に一律で 2×10^{-7} [mA] を足すことで電流値を正の値になるようにした。IV 曲線測定から得られたプロットを例として図 6.3.3 に示す (3050HS, 非照射, 25°C)。ただし、横軸は印加電圧 [V], 縦軸は電流値 [mA] であり、対数軸である。

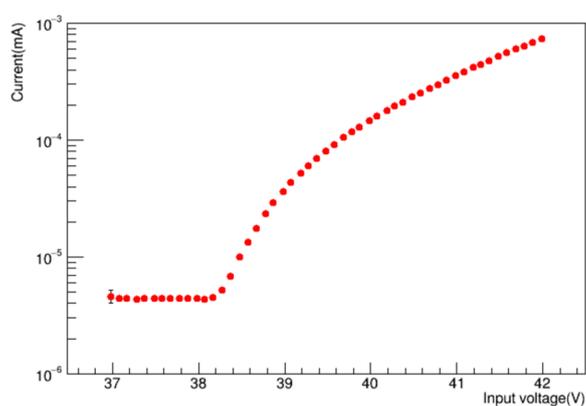


図 6.3.3: 3050HS の非照射, 25°C の IV 曲線

図 6.3.3 から、ある電圧を超えたあたりから急激に電流が増加するのが分かるが、この時の電圧がブレークダウン電圧 V_{bd} であり、本研究では後に V_{bd} が必要であるため、 V_{bd} の定量的な導出が必要である。

6.3.2 ブレークダウン電圧の導出

MPPCにおける、広く知られている V_{bd} の導出方法は増倍率を用いた方法である [18]。ガイガーモードにおける MPPC の出力電荷の分布、つまり図 6.3.4 のような ADC のプロットから隣り合ったピークの間隔 (1 フォトン検出時の電荷量と同等) を導くことでその印加電圧の時の増倍率が計算できる (式 5.2)。この一連の流れを電圧を変えながら行い、増倍率と印加電圧の関係を導き出す。図 5.2.4 のように、増倍率は印加電圧に対しほぼ線形の関係を示すため、増倍率が 0 になるときの印加電圧を外挿し、そのときの電圧を V_{bd} としている。

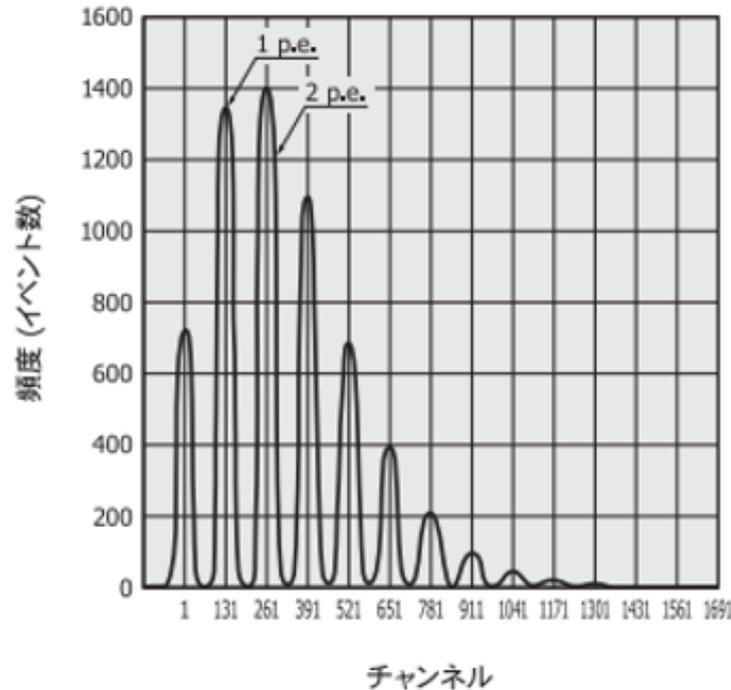


図 6.3.4: ガイガーモードにおける MPPC の ADC のプロット [18]

しかしこの方法は1つのサンプルにつき何度も ADC 測定が必要であり、本研究では予備も含めると 70 個のサンプルがあるため、かなりの時間を要することになってしまう。そのため、本研究では IV 曲線を用いた手法で V_{bd} を導出した [24]。前述のとおり、IV 曲線において急激に電流が増加する時の電圧が V_{bd} であるため、このプロットを 2 回微分し、曲率が最大となったときの電圧を V_{bd} とする手法である。IV 曲線測定により得られた電圧と電流の測定値を用いて 2 回微分を実行 (隣り合う 2 点の傾きを計算する工程を 2 回) し、隣り合う 3 点で移動平均をとったものを IV 曲線の 2 回微分のプロットとした。図 6.3.5 のように、このプロットのピークをガウス関数でフィットすることにより得られた mean 値を V_{bd} として計算した。

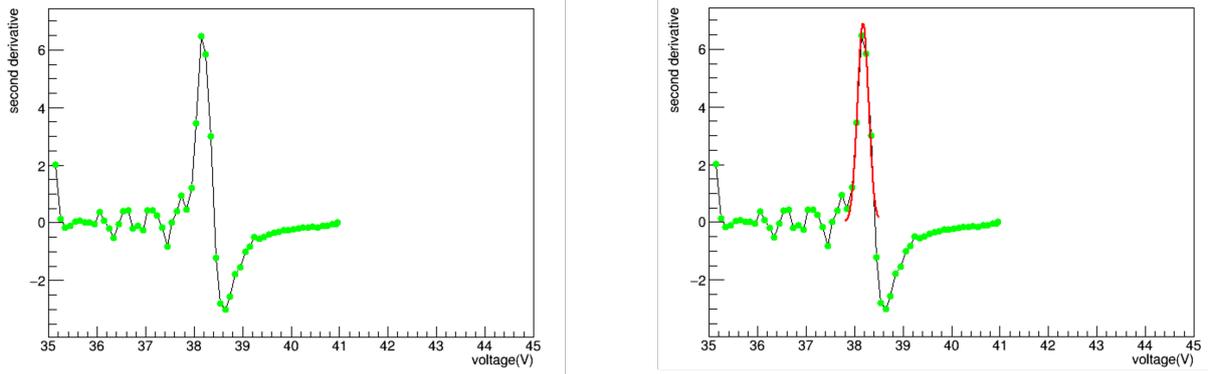


図 6.3.5: 左：図 6.3.3 を 2 回微分したプロット 右：ガウス関数でフィットした図

しかし図 6.3.6 のように、増倍率の低いサンプルにおいては V_{bd} を超えてもリーク電流の増加の割合が小さいため 2 回微分を行ったとしても、図 6.3.5 のようにきれいなプロットは得られない。そこで、増倍率の低いサンプルに対しては、IV 曲線における V_{bd} の前後を 1 次関数 (実際には片対数グラフのため、 $y = \exp(a + bx)$) でフィットし、その交点を計算することにより V_{bd} を導出した。フィットにより得られた関数を $y = \exp(a_1 + b_1x)$, $y = \exp(a_2 + b_2x)$ とすると以下の式で導いた。

$$V_{bd} = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} \quad (6.1)$$

この手法により、図 6.3.7 の V_{bd} は 38.25[V] と求まった。

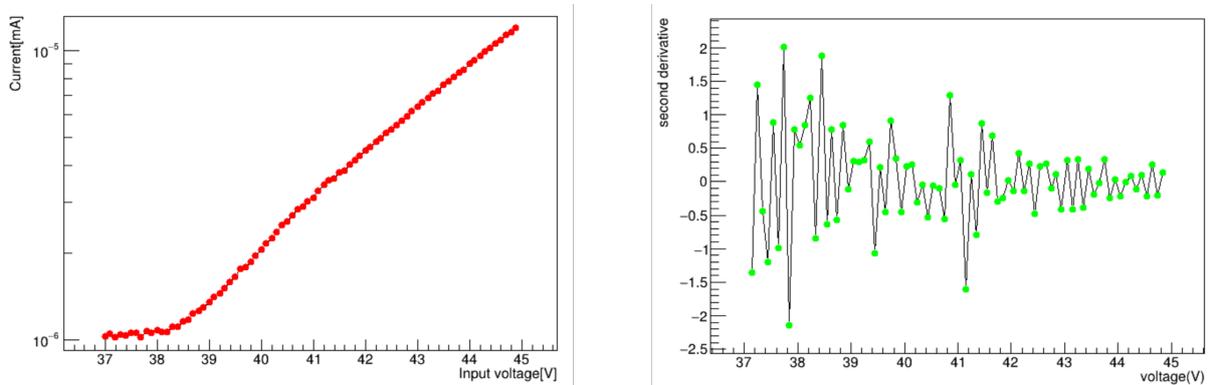


図 6.3.6: 左：1310PS, 非照射, 25°C の IV 曲線 右：左図を 2 回微分したプロット

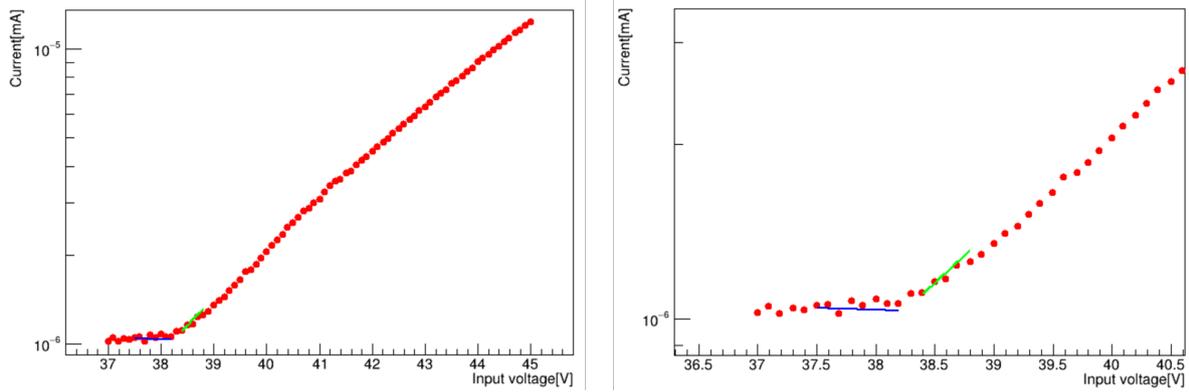


図 6.3.7: 左：1310PS, 非照射, 25°C の IV 曲線を 2つの関数でフィットした図 右：左図の拡大

6.3.3 ブレークダウン電圧 (V_{bd}) の温度依存性の結果

前項で説明した手法で導出したブレークダウン電圧 (V_{bd}) の温度依存性の結果を図 6.3.8 から図 6.3.11 に示す。

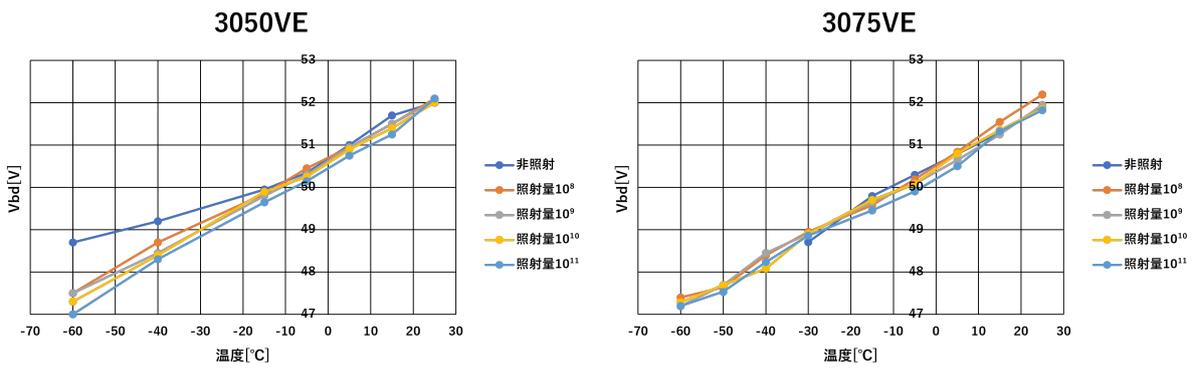


図 6.3.8: 左：3050VE 右：3075VE

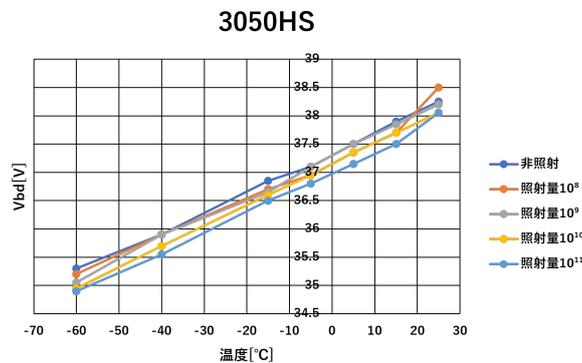


図 6.3.9: 3050HS

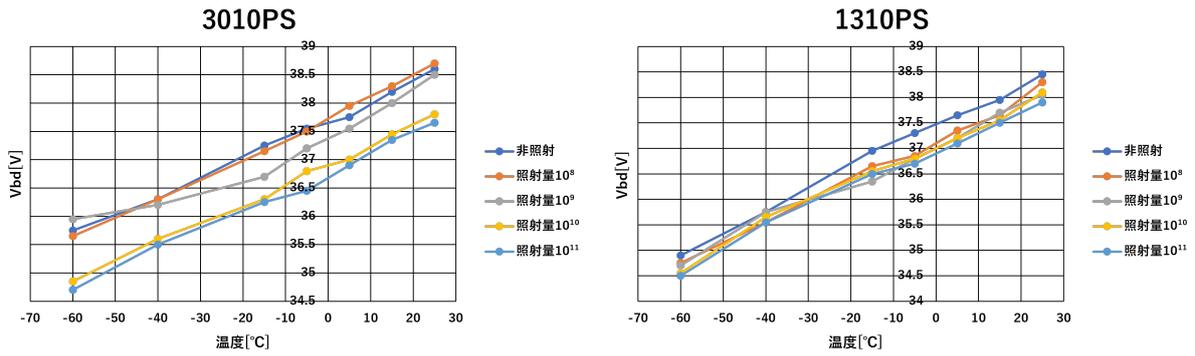


図 6.3.10: 左 : 3010PS 右 : 1310PS

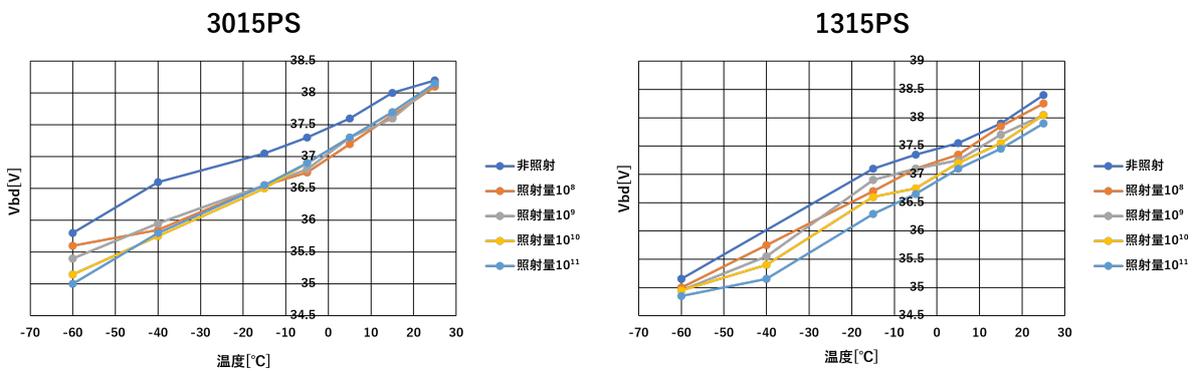


図 6.3.11: 左 : 3015PS 右 : 1315PS

MPPC の個体差や 2 つ目の導出方法による値の不定性が大きいことから多少のばらつきは見られるが、ほとんどの場合において冷却や中性子被曝に対して V_{bd} が小さくなっていることが分かる。またどのサンプルにおいても、 V_{bd} の温度依存性は中性子被曝量によらない。

6.3.4 リーク電流の温度依存性と照射量依存性

IV 曲線測定により得られたリーク電流と先ほど得られた V_{bd} の値を用いて、一般的な MPPC の動作電圧である $V_{bd} + 3[V]$ の時のリーク電流値のプロットを図 6.3.12 から図 6.3.15 に示す。

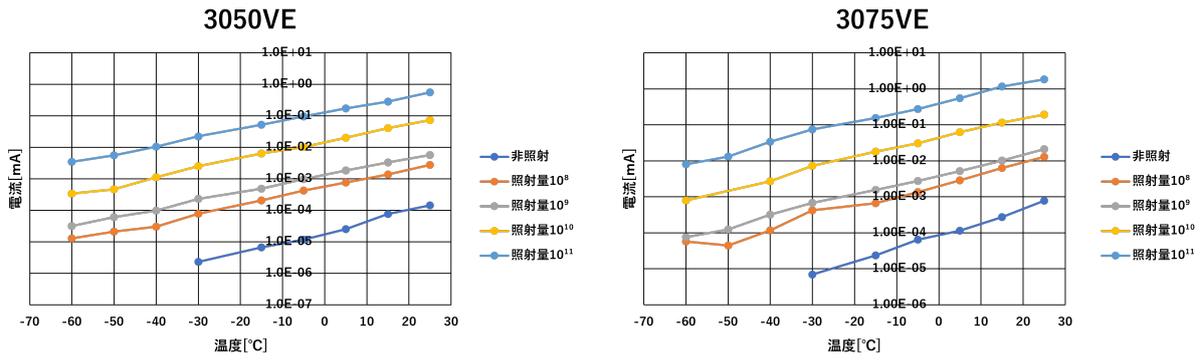


図 6.3.12: 左: 3050VE 右: 3075VE

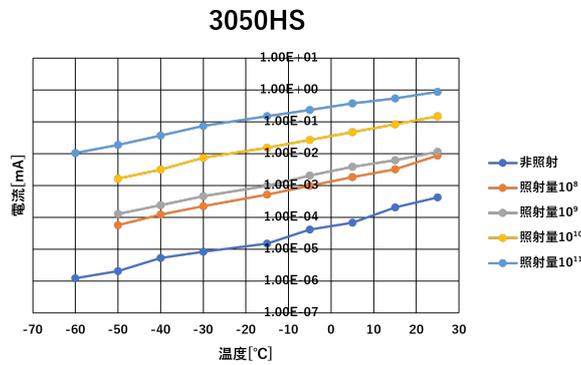


図 6.3.13: 3050HS

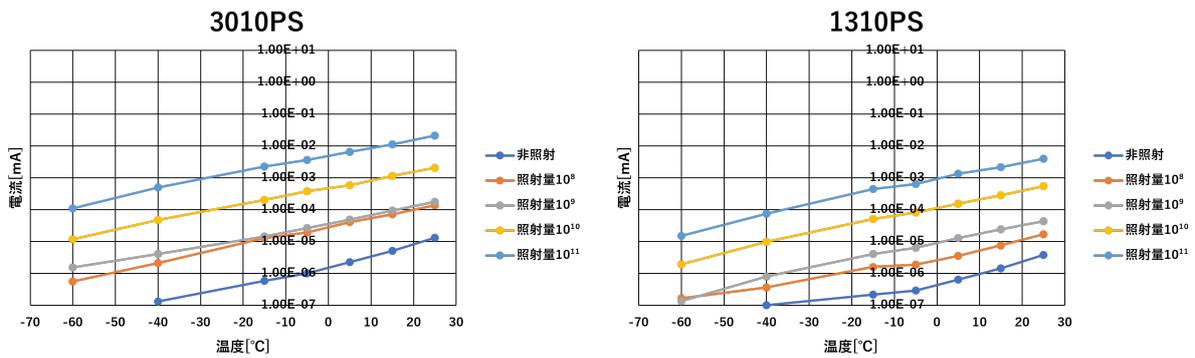


図 6.3.14: 左: 3010PS 右: 1310PS

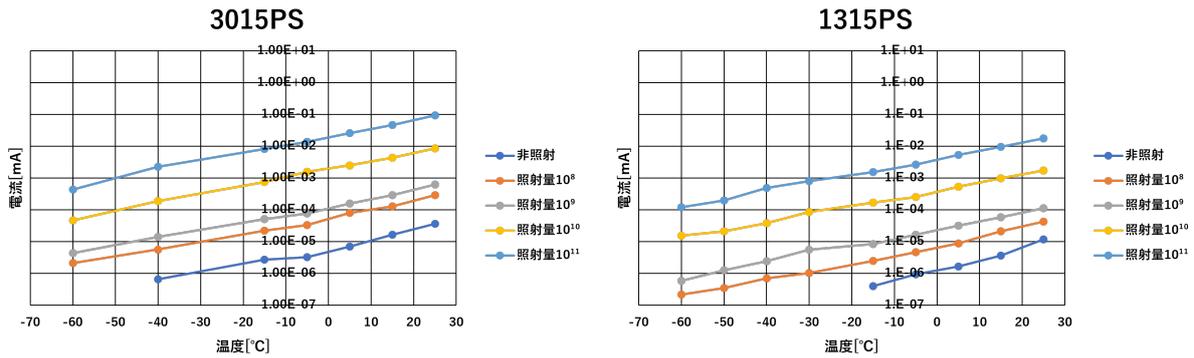


図 6.3.15: 左: 3015PS 右: 1315PS

これらの結果からリーク電流は中性子被曝に対して増加し、一方で冷却によって指数関数的 (縦軸が対数軸のため) に抑制できることが分かる。中性子照射量 10^8 と 10^9 の間においては大きな増加は見られないが、中性子照射量 10^{10} 以上になると増加の度合いが大きくなる。また、どの照射量においても (非照射を除き) 温度依存性が保たれることも確認できる。

6.4 ダークカウントレート測定

本項では、ダークカウントレート測定のセットアップや測定手法、結果などについて説明する。ダークカウントレート測定の目的は、今回用いるサンプル間での温度依存性や中性子照射量依存性についてダークカウントレートは ARICH の識別性能に大きく影響を与えるものであり、かつ直接的に比較出来るものであるからである。

6.4.1 測定手法とセットアップ

先行研究では、セットアップ上の問題から増倍率の低いサンプルでの測定が不可能であった。具体的には、評価ボードにおける電源からのノイズが大きく、出力波形の測定が出来ないこと、40[V] よりも低い電圧を印加出来ないこと、 -40°C より低い温度において動作が強制的に終了してしまうことが挙げられる。図 6.4.1 のようなセットアップにより、これらの問題を解決した。IV 曲線測定と同様に MPPC 接続部を恒温槽に入れ、ソースメータからのノイズ削減のために同軸ケーブルをアース線で覆うなどした。その他にも同軸コネクタの接地や各種フィルタを取りつけることにより周辺電磁波からのノイズを削減した。また VME モジュールからの電磁波由来のノイズが多く見られたため、VME モジュールをアルミホイルで覆うことにより解決した。セットアップの各部の写真と回路図を図 6.4.2 に示す。

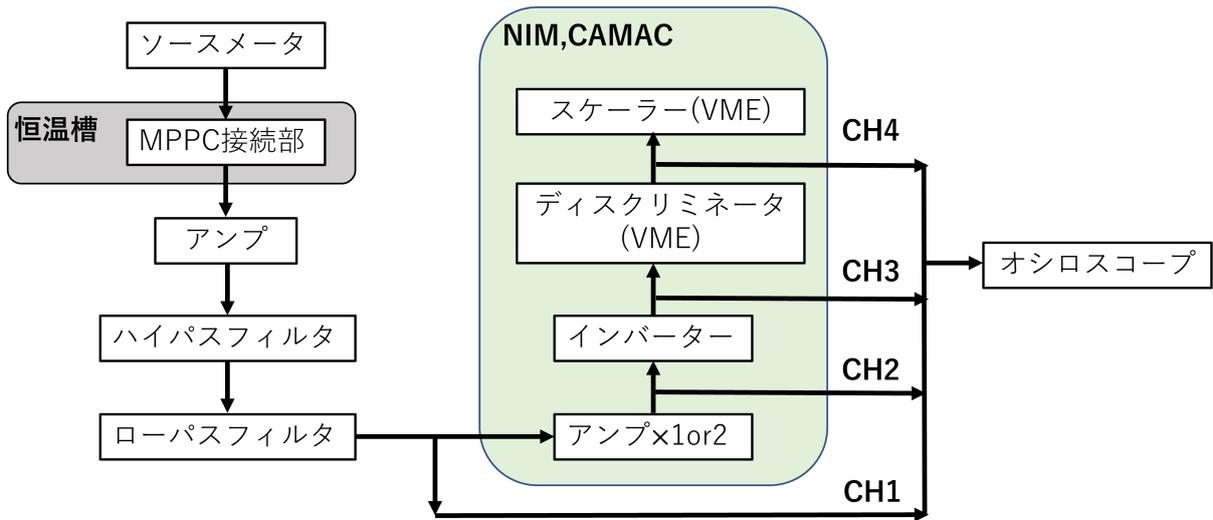


図 6.4.1: ダークカウントレート測定におけるセットアップ

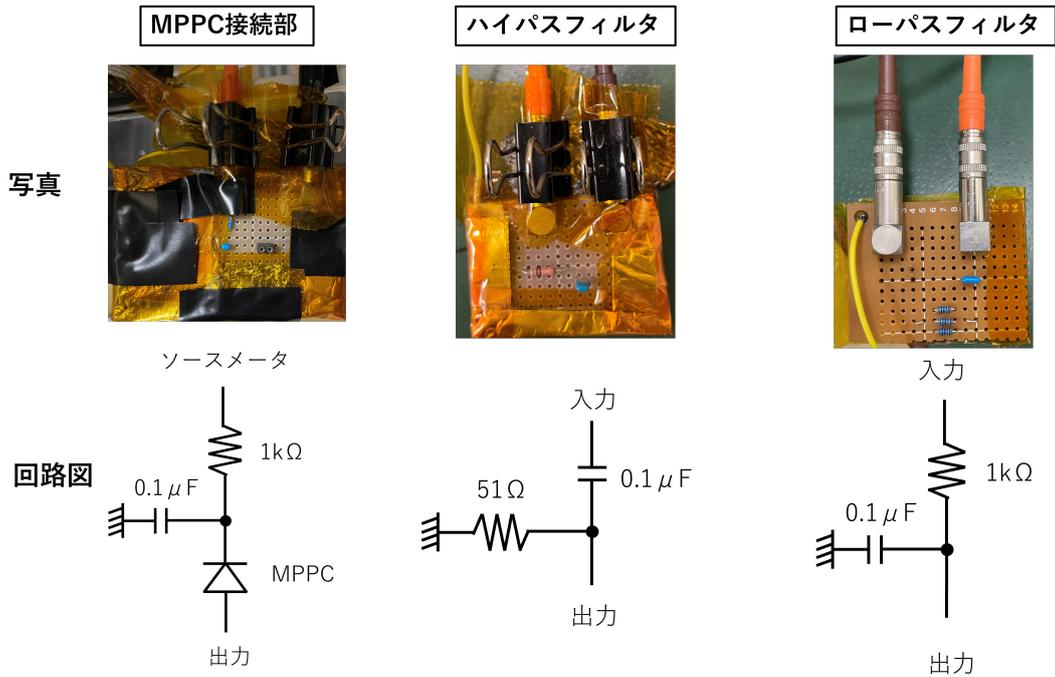


図 6.4.2: セットアップにおける各部の写真と回路図

次に測定手法についてだが、暗状態での MPPC の出力波形において 0.5p.e. を超えた信号をダークカウントレートとした。そのため、ダークカウントレート測定の前にもまず 0.5p.e. の導出が必要となる。そのため、それぞれの温度、照射量においてスレッシュホールドスキャンを行った。なお、このスレッシュホールドスキャンや以降説明するダークカウントレート測定、波高分布測定における MPPC の動作電圧は、先ほど導出した V_{bd} を用いて以下の通りである。ただし、 V_{bd} の導出が不可能であった温度での測定は、 V_{bd} のプロットから外挿することにより動作電圧を定めた。

- 3050VE: $V_{bd} + 3[V]$
- 3075VE: $V_{bd} + 3[V]$

- 3050HS: $V_{bd} + 3[V]$
- 3010PS: $V_{bd} + 9[V]$
- 1310PS: $V_{bd} + 5[V]$
- 3015PS: $V_{bd} + 5[V]$
- 1315PS: $V_{bd} + 3[V]$

これは、冷却に対する増倍率の変動を防ぐためである。増倍率の低いサンプルでは、出力波形がエレキからのノイズに埋もれてしまうため印加電圧を上げることによりこれを解決した。それぞれの MPPC サンプルにおいて出力信号の大きさを考慮し、アッテネータを用いて適切な波高値に変えて測定を行った。

スレッシュホールドスキャン測定では VME ディスクリミネータモジュール (CAEN V812) を用いて閾値を 0mV から 1mV ずつ上げていき、閾値を超えた信号の数をカウントしていく。各電圧で 5 秒間ずつ波形をカウントしていくことでスレッシュホールドスキャン測定を行った。図 6.4.3 のようにある閾値電圧を超えた辺りでカウント数が激減しているが、MPPC の出力波形は同時にアバランシェ増幅を起こしたピクセル数に対応しており、18mV 付近の段差が 1p.e. 相当の出力を、38mV 付近の段差が 2p.e. 相当の出力を示している。得られたプロットに対し、先行研究 [23] において考案された以下の関数でフィットすることで 1p.e. と 2p.e. を導出の後、0.5p.e. 相当の閾値を計算した。ただし、 a は立下り後のカウントレート、 b は立下り前のカウントレート、 c は立下りの傾き、 d は変曲点である。

$$f(x) = a + \frac{b - a}{1 + \exp(c(x - d))} \quad (6.2)$$

$$h_{0.5p.e.} = h_{1p.e.} - \frac{h_{2p.e.} - h_{1p.e.}}{2}$$

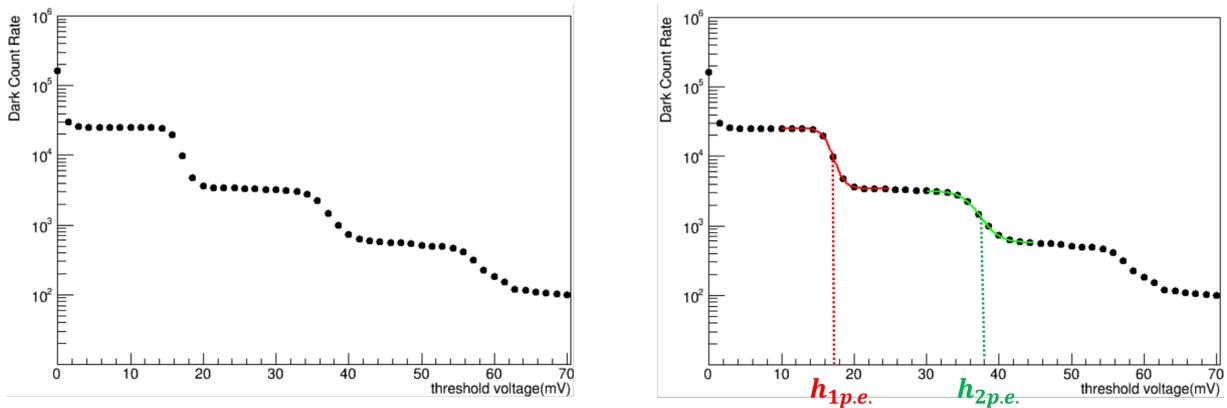


図 6.4.3: 左：3050VE, 非照射, 15°C のスレッシュホールドスキャン 右：左図をフィット

2p.e. 以降の立下りに関しては、複数のピクセルで熱励起されたキャリアが同時に発生したわけではなく、クロストークの影響が大きいと考えられる。そのため、図 6.4.4 左のように新しいタイプである PS シリーズにおいてはクロストークの影響が少ないため、2p.e. 以降の立下りがゆるやかになっている。式 6.2 の手法は使えないため別手法を用いて 0.5p.e. 相当の閾値を導出した。図 6.4.4 右のように IV 曲線における V_{bd} 導出と同じようにスレッシュホールドスキャンのプロットを 2 回微分し、曲率が最小値となったときの波高値を 1p.e. と考え、負のガウス関数でフィットすることにより、1p.e. を計算し、そこから 0.5p.e. 相当の閾値を導出した。

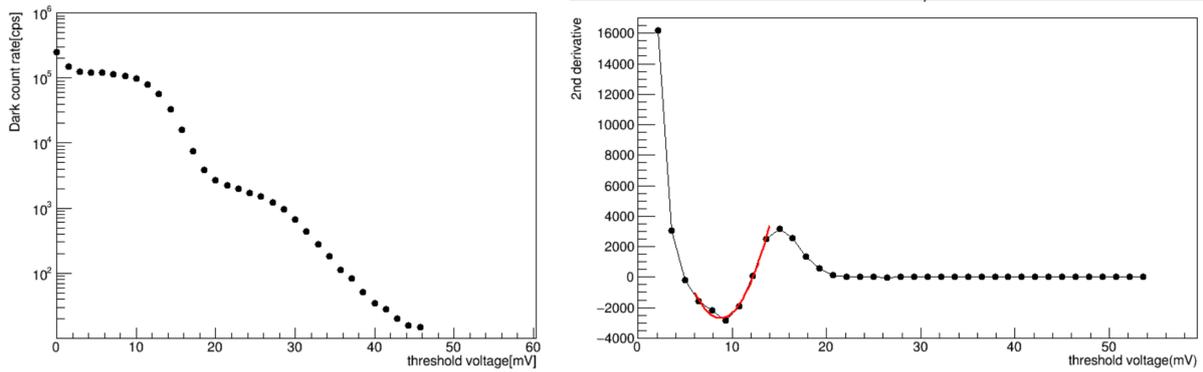


図 6.4.4: 左：1315PS, 非照射, 25°C のスレッシュホールドスキャン 右：左図を 2 回微分しフィット

図 6.4.5 のように照射量の多いサンプルにおいては明確な 1 光子信号が確認できず、同様にスレッシュホールドスキャンのプロットでも 1p.e. の立下りは確認できなかった。なぜなら、ダークカウントレートが多数発生してしまうことによりパイルアップが頻発し、1p.e. と 2p.e. の立下りがなまってしまうからである。加えて、パイルアップ由来の波高の高い信号はベースラインをゆがめてしまう。これらの理由から 1p.e. の立下り、つまり明確な 1 光子信号の観測が出来なかった。そのため、スレッシュホールドスキャンにて 1p.e. の立下りが確認できなかった場合はその後のダークカウントレート測定は行うことが不可能であった。

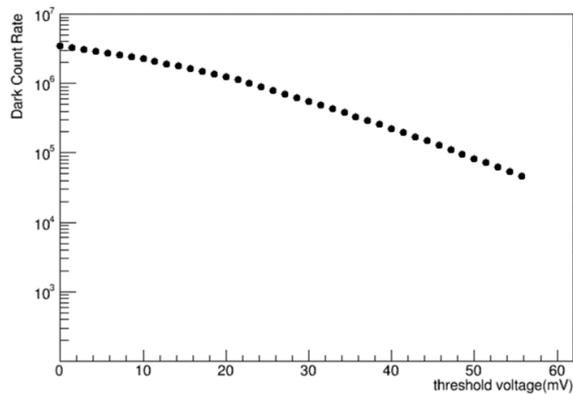


図 6.4.5: 左：1315PS, 照射量 10^{11} , -15°C のスレッシュホールドスキャン

このように VME モジュールを用いて 0.5p.e. 相当の閾値を導出したが、VME ディスクリミネータモジュールは不感時間 (信号を検出して次の信号を検出できるようになるまでの時間) が長いいため、ダークカウントレート測定に向いていない。そのためダークカウントレート測定においては NIM のディスクリミネータ (N-TM 405R) を用いて閾値を設定することで測定を行った。測定の手順としては、スレッシュホールドスキャンを測定したのちにこのダークカウントレート測定を行った。図 6.4.6 から図 6.4.9 に、先ほど示した動作電圧の時のそれぞれのサンプルにおけるダークカウントレートの温度、照射量依存性のプロットを、図 6.4.10 から図 6.4.16 にオシロスコープでの波形を示す。

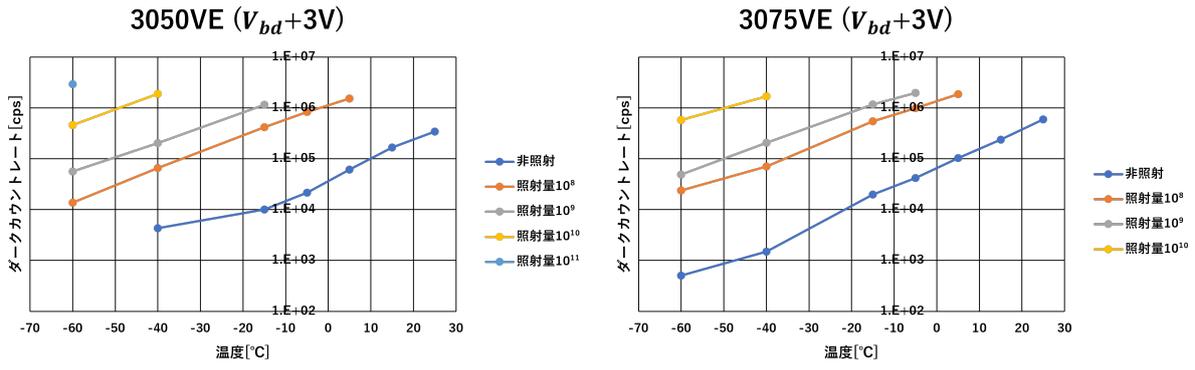


図 6.4.6: 左 : 3050VE 右 : 3075VE

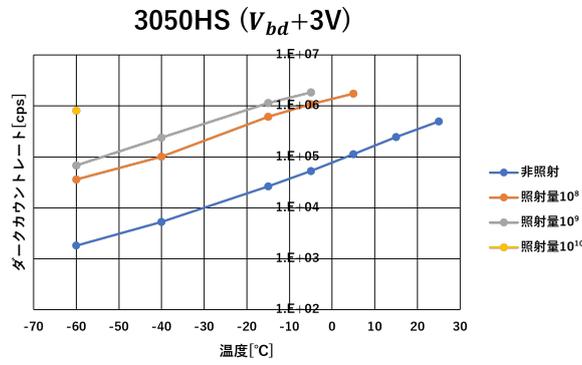


図 6.4.7: 3050HS

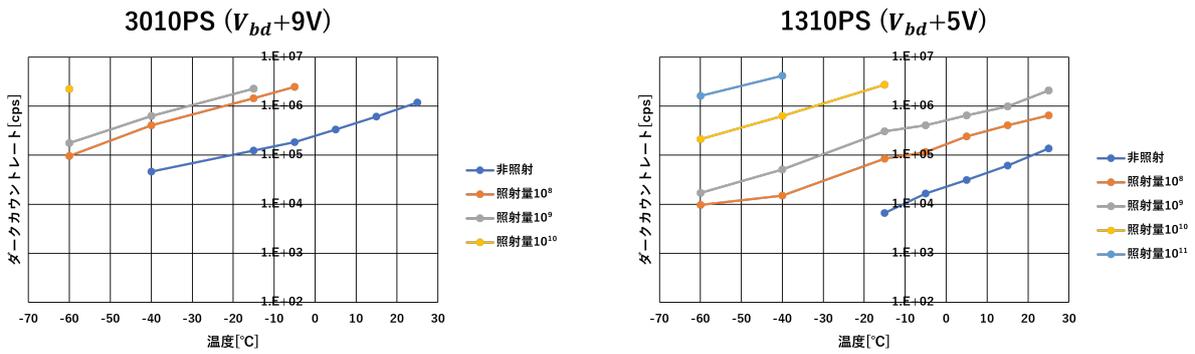


図 6.4.8: 左 : 3010PS 右 : 1310PS

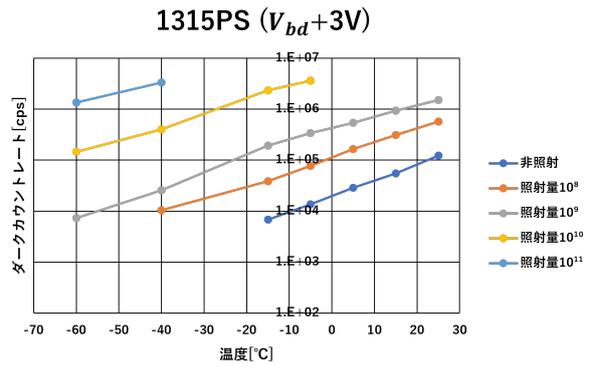
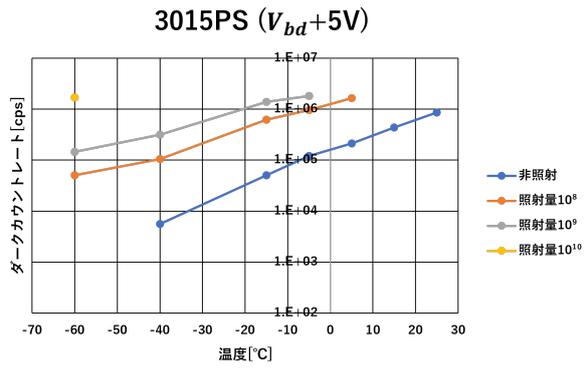
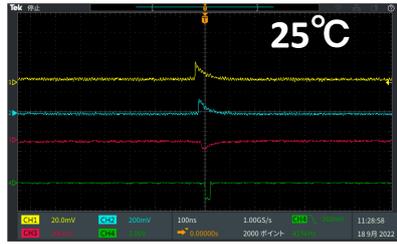
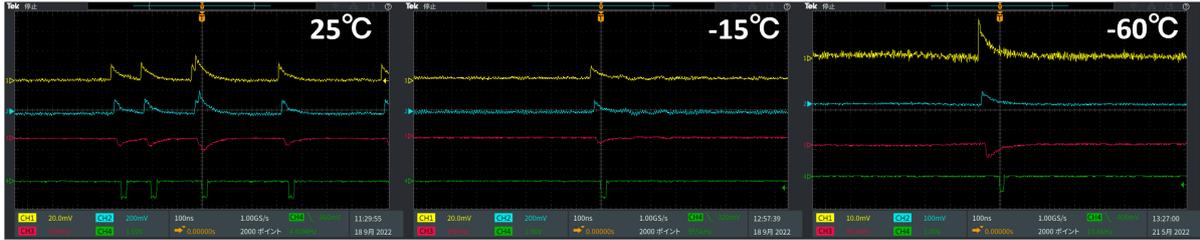


図 6.4.9: 左 : 3015PS 右 : 1315PS

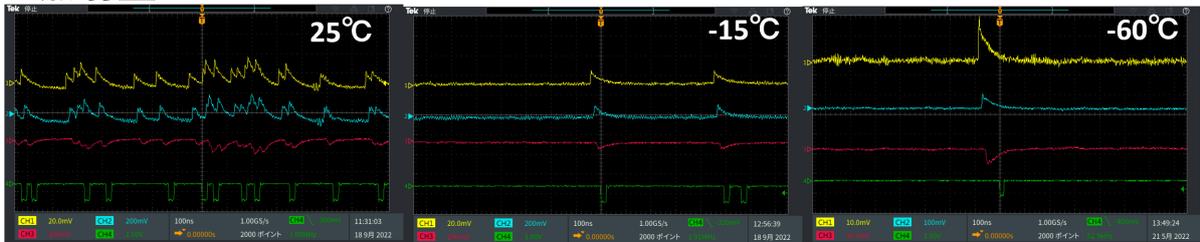
非照射



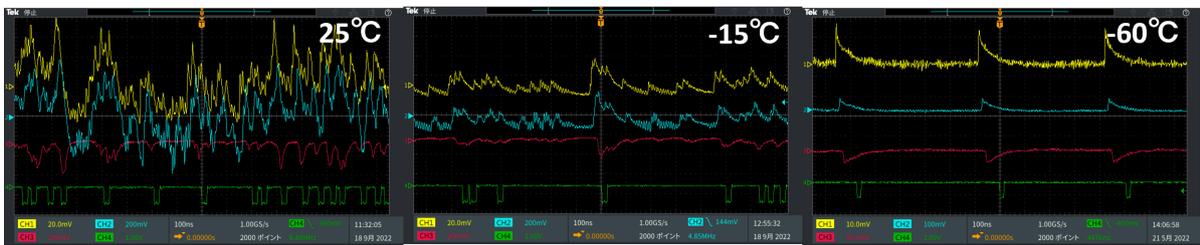
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

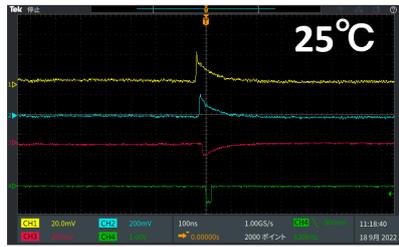


照射量 10^{11}



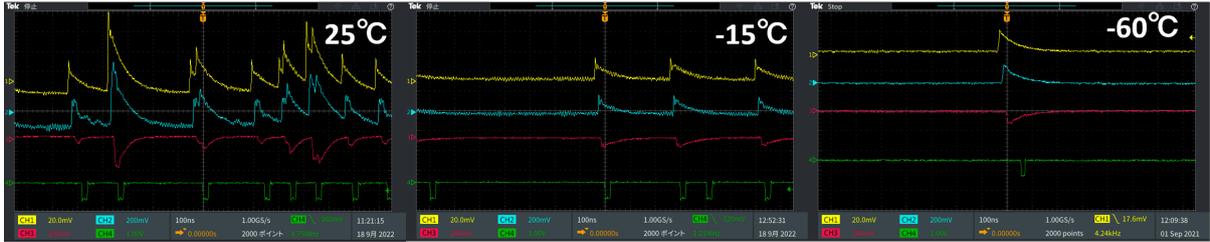
図 6.4.10: 3050VE における波形

非照射

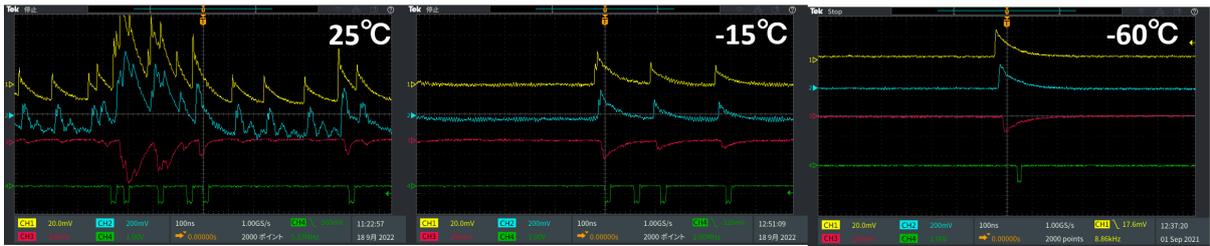


25°C

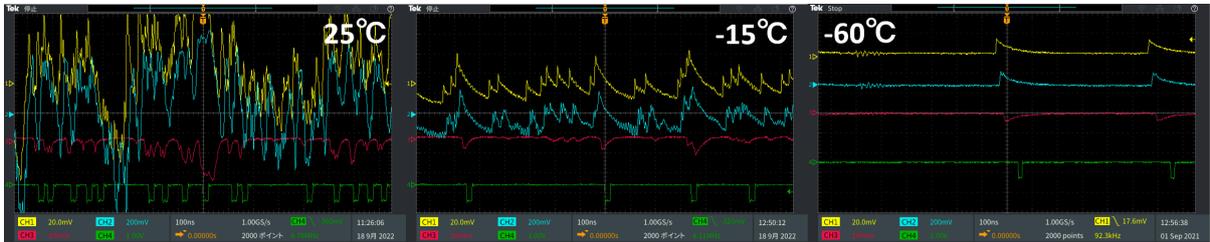
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

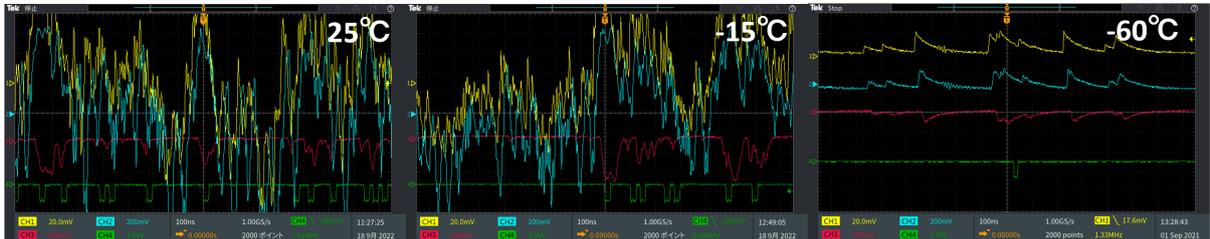
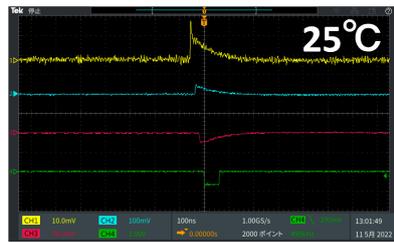
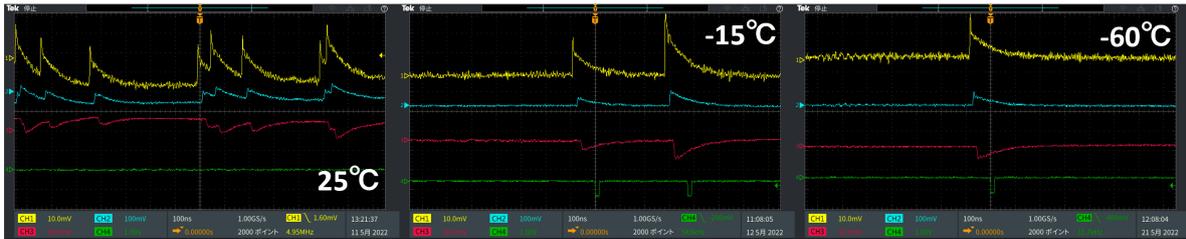


図 6.4.11: 3075VE における波形

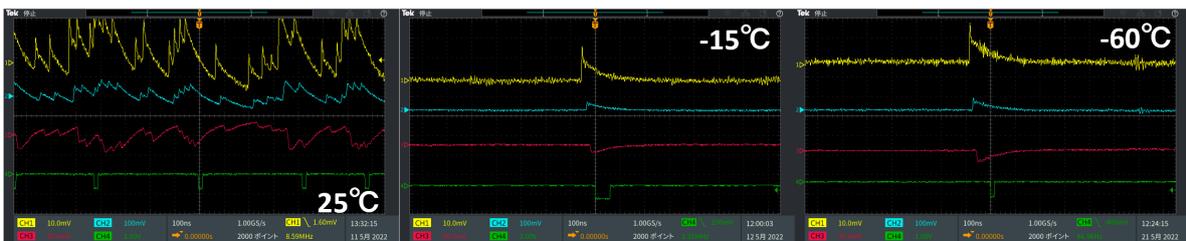
非照射



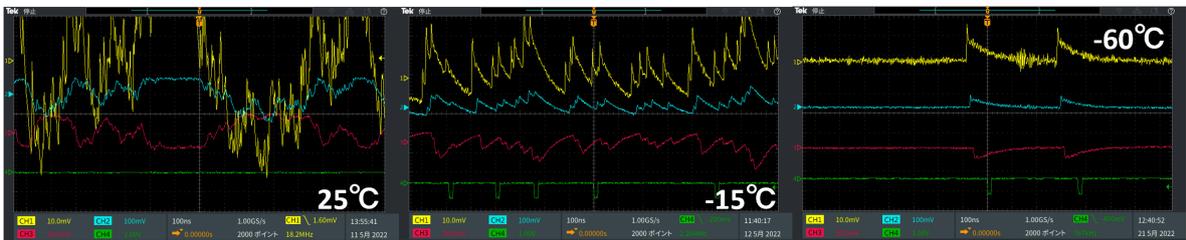
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

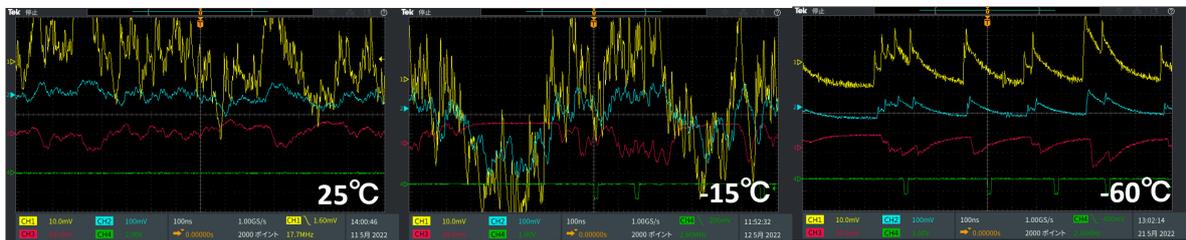
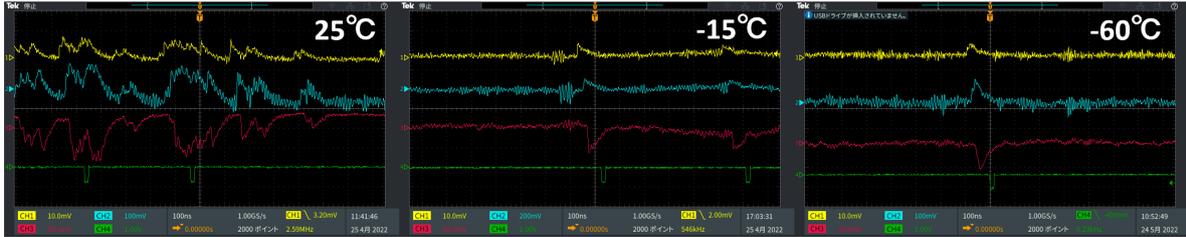


図 6.4.12: 3050HS における波形

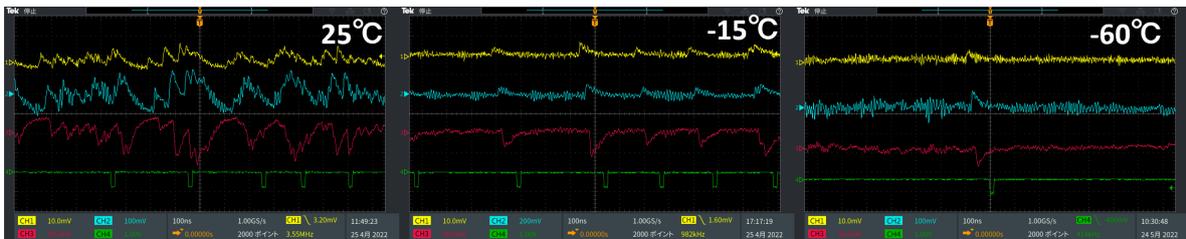
非照射



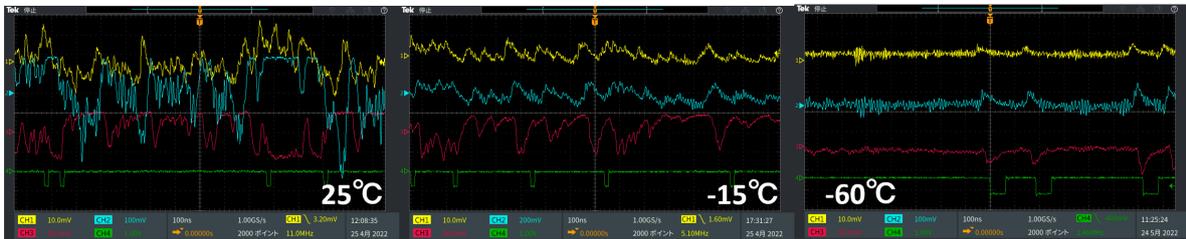
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

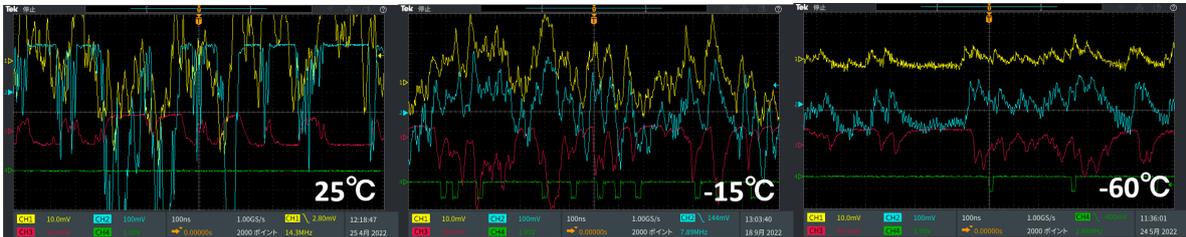
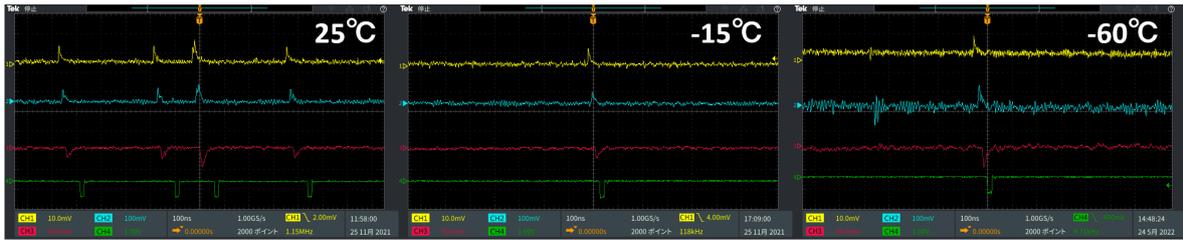


図 6.4.13: 3010PS における波形

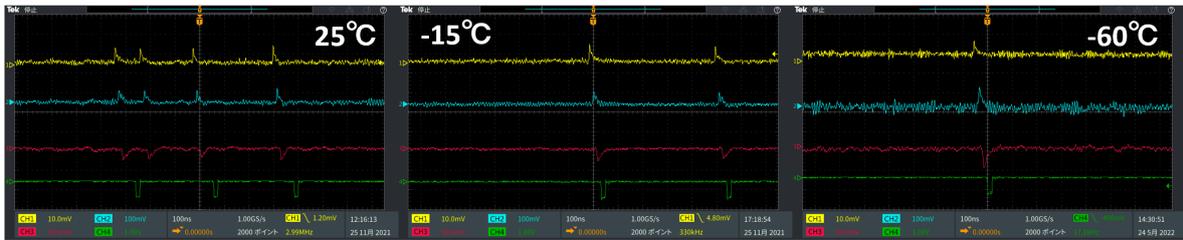
非照射



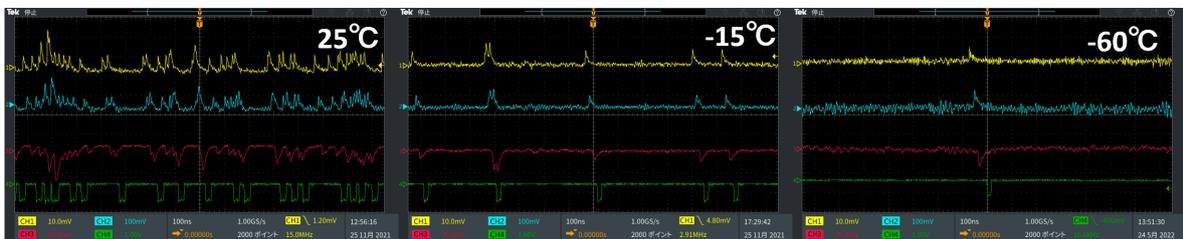
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

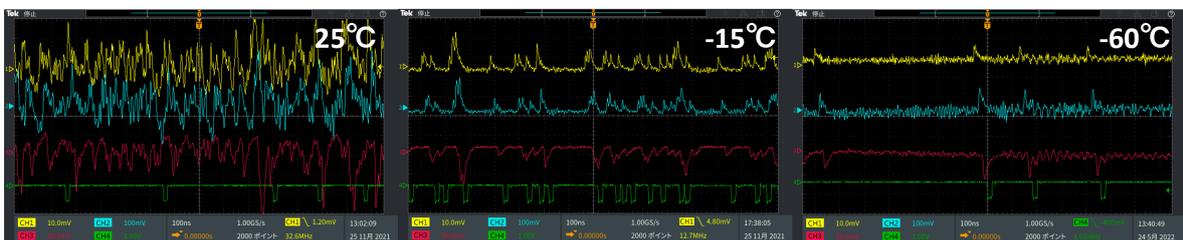
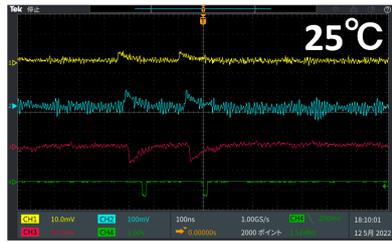
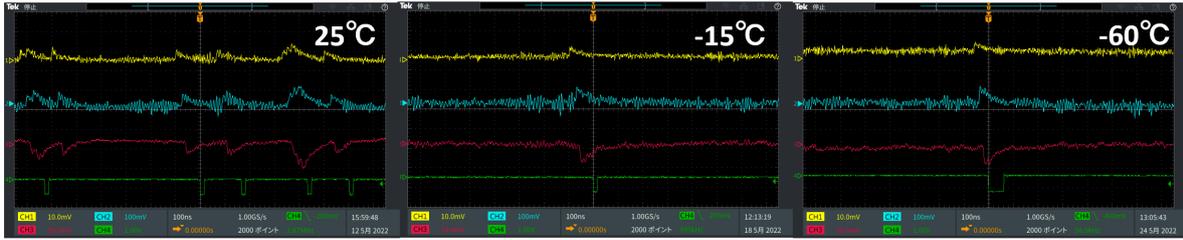


図 6.4.14: 1310PS における波形

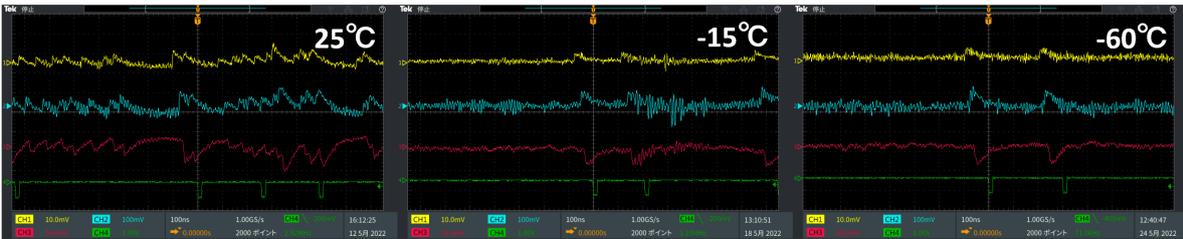
非照射



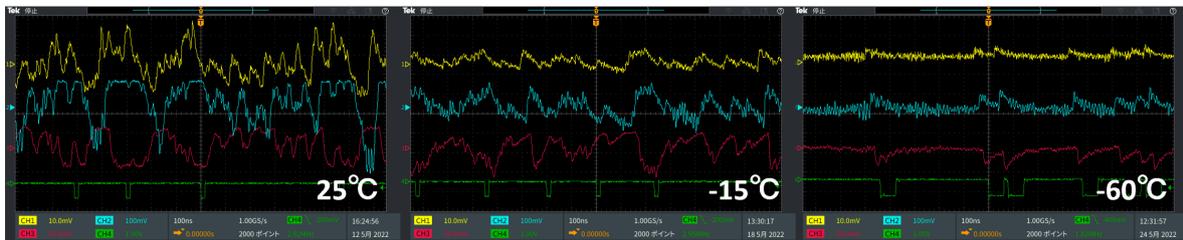
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

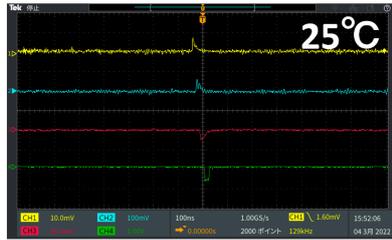


照射量 10^{11}

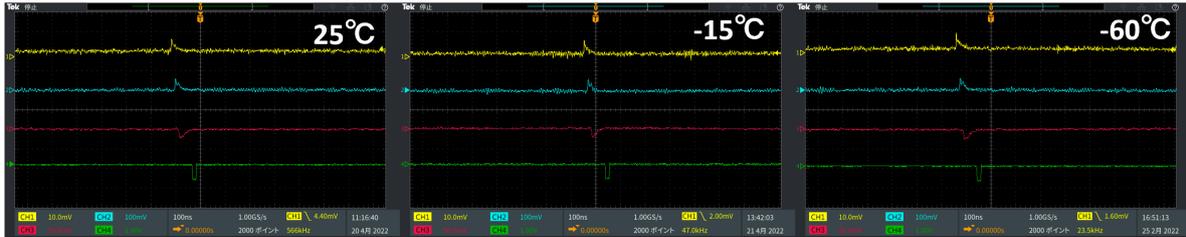


図 6.4.15: 3015PS における波形

非照射



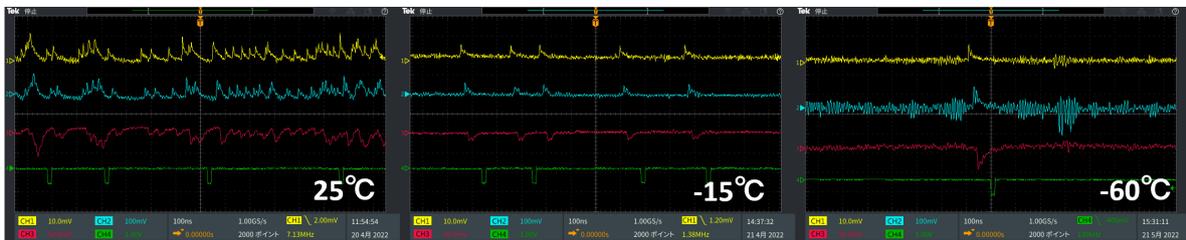
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}



図 6.4.16: 1315PS における波形

ここで、それぞれのプロットについて見ていく。まず 3050VE と 3075VE を比較すると、若干ではあるが 3050VE の方がダークカウントレートは低く、 -60°C での測定が可能であった。これはピクセルピッチが関係しており、3050VE に比べ 3075VE の方がピクセルサイズが大きいため 3050VE よりも 1 ピクセル当たりの中性子被曝量が多く、損傷が激しくなるためダークカウント

レートが大きくなると考えられる。次に 3050HS に着目すると、3050VE に対しピクセルピッチが同じ大きさであるにもかかわらず、照射量に 10^{11} 、 -60°C での測定が不可であった。これは 3050HS の静電容量が高いことが原因だと考えられる。静電容量が高ければ出力波形の立下りの時間は長くなるため、パイルアップする確率は高くなる。そのため静電容量の高い 3050HS ではパイルアップの頻度が多く、明確な 1 光子信号を観測することが出来なかった。

次に増倍率の低い PS シリーズに着目する。なお 3010PS, 3015PS, 1310PS においては低増倍率のため印加電圧を増やしており、その分ダークカウントレートが増加している。よってこの 3 つのサンプルにおいてリーク電流や増倍率を用いた補正を行うことで、 $V_{bd} + 3[\text{V}]$ を印加したときのダークカウントレートを概算した。この 3 サンプルにおいてはクロストークがほとんどないため、 $\frac{1}{1-P_{\text{crosstalk}}} \approx 1$ と近似することができ、式 5.7 は以下のように書ける。

$$I_D = qMN_{0.5p.e.} \quad (6.3)$$

動作電圧が $V_{bd} + 3[\text{V}]$ のときと $V_{bd} + n[\text{V}]$ のときの式 6.3 を用いると、動作電圧 $V_{bd} + 3[\text{V}]$ のときのダークカウントレートは以下のように表すことが出来る。

$$N_{0.5p.e.+3V} = \frac{I_{+3V}}{I_{+nV}} \frac{M_{+nV}}{M_{+3V}} N_{0.5p.e.+nV} \quad (6.4)$$

ただし、動作電圧 $V_{bd} + n[\text{V}]$ のときの増倍率とリーク電流、ダークカウントレートを $M_{+nV}, I_{+nV}, N_{0.5p.e.+nV}$ としている。図 6.4.17 に (6.4) 式を用いて動作電圧を $V_{bd} + 3[\text{V}]$ 相当に補正したプロットを示す。

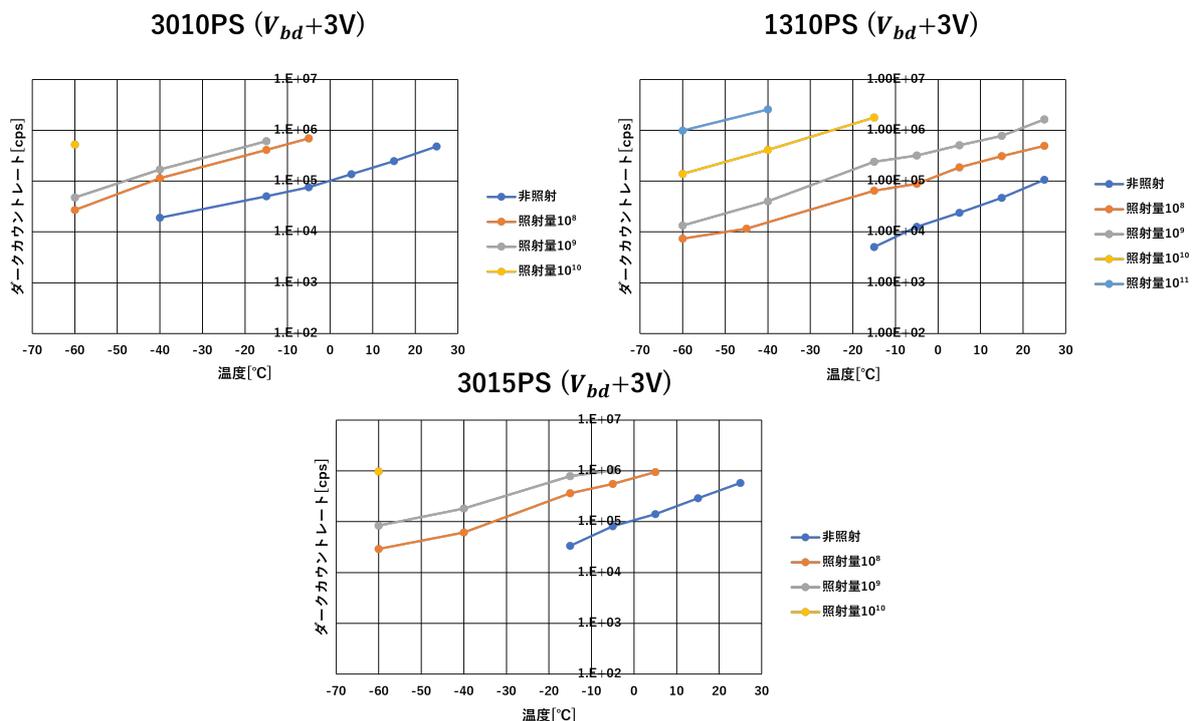


図 6.4.17: 動作電圧を $V_{bd} + 3[\text{V}]$ 相当に補正した時のダークカウントレートの温度依存性 左: 3010PS 右: 1310PS 下: 3015PS

図 6.4.6 から図 6.4.9、図 6.4.17 において、面積が $3.0 \times 3.0[\text{mm}^2]$ (3050VE, 3075VE, 3050HS, 3010PS, 3015PS) と $1.3 \times 1.3[\text{mm}^2]$ (1310PS, 1315PS) のサンプルのダークカウントレートを比較

すると、面積 $1.3 \times 1.3[\text{mm}^2]$ の方が一桁ほど少ない。これはピクセル数が少ないことが関係しており、ピクセル数が少ない方が熱によるアバランシェ増幅を起こす割合が少ないからである。また、先ほどと同様に静電容量の高さから立下り時間が長く、パイルアップが起こりやすいことも理由の一つであると考えられる。そのため面積の小さく、静電容量が低い 1310PS と 1315PS では照射量 10^{11} においても -40°C まで冷却すれば明確な 1 光子信号を見ることができた。

次に、動作電圧 $V_{bd}+3[\text{V}]$ における単位面積当たりのダークカウントレートのプロットを図 6.4.18 に示す。

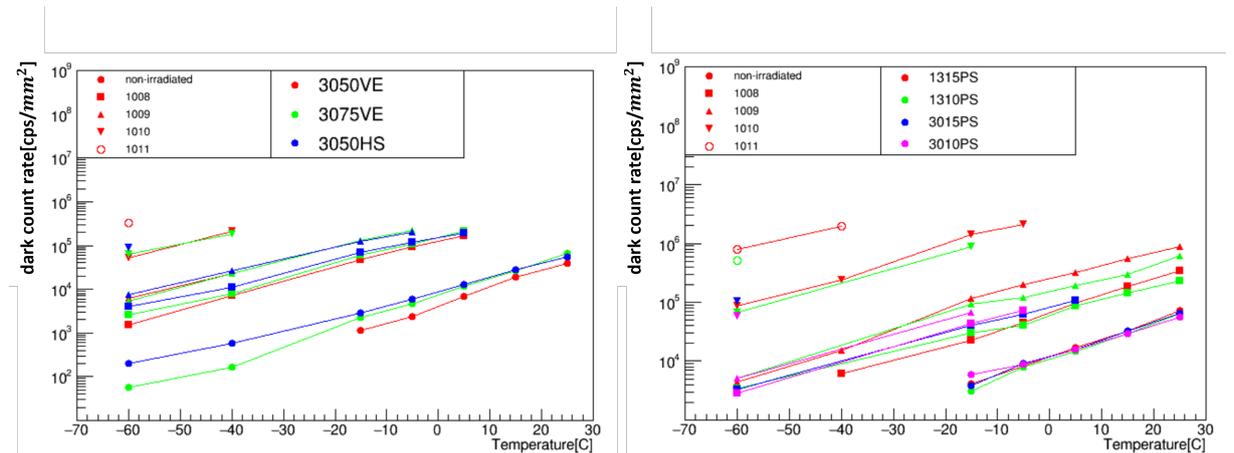


図 6.4.18: 単位面積 $[\text{mm}^2]$ あたりのダークカウントレート ($V_{bd} + 3[\text{V}]$)

図 6.4.18 のプロットからサンプル間で比較をすると、単位面積あたりのダークカウントレートに大きな違いは見られない。これを用いて、1315PS のそれぞれの照射量における実測値のダークカウントレート (単位面積当たり) から照射量 10^{12} でのダークカウントレートを外挿する。照射量 10^{12} までダークカウントレートの照射量依存性が変わらないと仮定し、1315PS における -40°C でのダークカウントレートは以下のようになり、 $y = Ax^B$ の関数でフィットを行った。

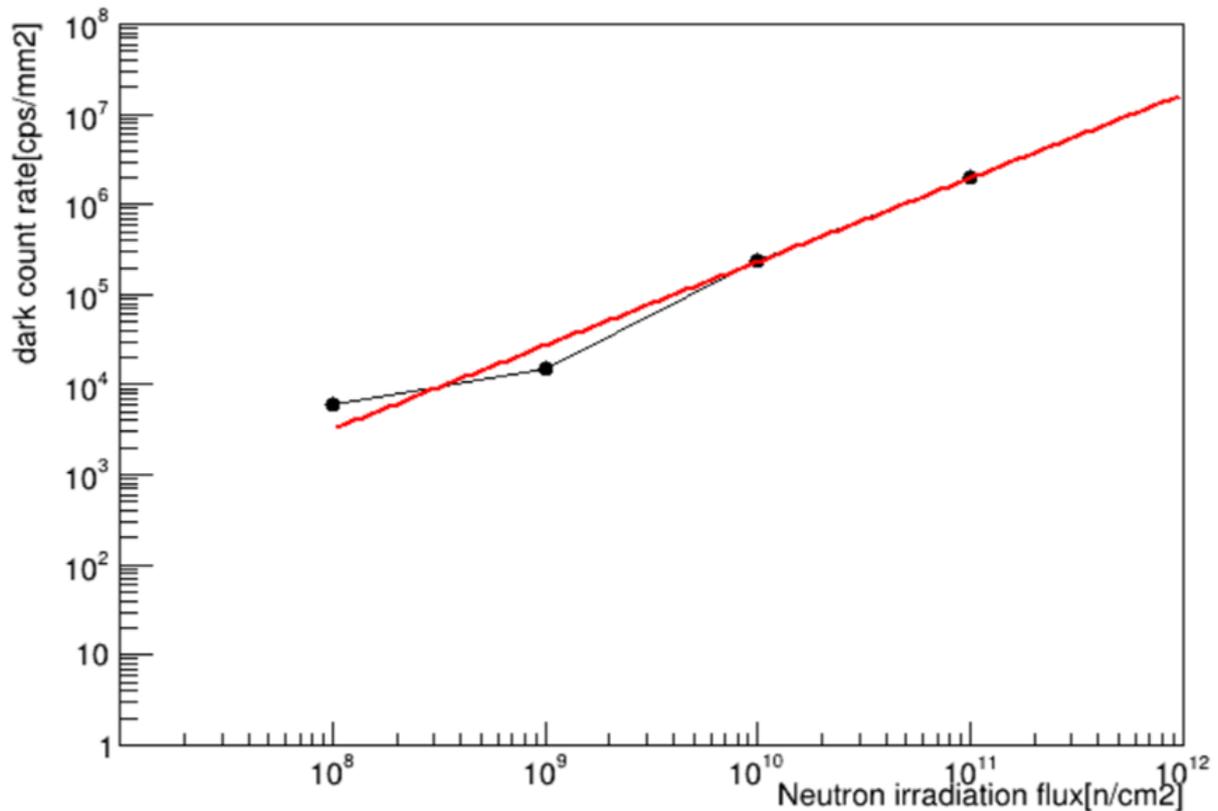


図 6.4.19: 1315PS における -40°C での単位面積 [mm^2] あたりのダークカウントレートの照射量依存性

フィットにより得られた結果は $y = 0.00012x^{0.93}$ のようになり、 x は中性子照射量である。この結果から -40°C における照射量 10^{12} のダークカウントレートを計算すると以下ようになる。

$$N_{10\text{years}, -40^{\circ}\text{C}} \approx 1.7 \times 10^7 \text{ cps/mm}^2 \quad (6.5)$$

この値を用いて、照射量 10^{12} 、つまり MPPC を ARICH で 10 年間使い続けた際の 25°C における単位面積当たりのダークカウントレート [cps/mm^2] を概算する。これまでのダークカウントレートの結果から照射量 10^{11} までは温度依存性が変わらないことを確認しており、先ほどと同じように照射量 10^{12} まで温度依存性が保たれると仮定する。1315PS の、各照射量における温度に対するダークカウントレートのプロット (図 6.4.9 右) を $y = Ae^{bx}$ でフィットし、得られた b のパラメータの平均をとると $b = 0.06478 [^{\circ}\text{C}]$ が得られる。ただし、照射量 10^{11} においてはデータ点が 2 点のため、計算から除外した。得られたパラメータと先ほど外挿した照射量 10^{12} 、 -40°C のダークカウントレートをを用いて計算をすると以下のような式が得られる。

$$\begin{aligned} 1.7 \times 10^7 &= A \times e^{(6.5 \times 10^{-2}) \times -40} \\ A &\approx 2.2 \times 10^8 \text{ cps/mm}^2 \end{aligned} \quad (6.6)$$

よって、照射量 10^{12} のときのダークカウントレート $N_{10\text{years}} [\text{cps/mm}^2]$ は x を温度 [$^{\circ}\text{C}$] として以下のように外挿できる。

$$N_{10\text{years}} \approx 2.2 \times 10^8 e^{6.5 \times 10^{-2} x} \quad (6.7)$$

よって、この式から室温での単位面積当たりのダークカウントレートを外挿すると

$$N_{10\text{years}, 25^{\circ}\text{C}} \approx 1.1 \times 10^9 \text{ cps/mm}^2 \quad (6.8)$$

という結果が得られる。

6.5 波高分布測定

本項では、ダークパルスの波高分布測定と光子を MPPC に入射した際の波高分布についての測定手法とセットアップについて説明する。まず初めにダークパルスの波高分布測定について説明する。

6.5.1 ダークパルスの波高分布測定

ダークパルスの波高分布測定により、動作電圧を正しく印加できているかをおおまかに確認することができる。かつクロストークの有無を調べることができる。

セットアップについてだが図 6.5.1 左のように、図 6.4.1 のダークカウントレート測定におけるインバーターまでのセットアップは共通であり、その後は Wave Catcher(ORSAY, Irfu 製、8-CHANNEL WAVECATCHER) と呼ばれるフラッシュ ADC に接続し波高測定を行った。ダークカウントレート測定と同様に、Wave Catcher への入力信号はアッテネータを用いて適切な波高に調整してある。ここで Wave Catcher とは、専用のソフトがインストールされた PC と接続することで信号の波高を取得し、保存できる図 6.5.1 右のようなモジュールである。波高分布測定ではエレキからのノイズを考慮し、0.7p.e. を閾値としたセルフトリガーを設定した。MPPC の出力信号の立ち上がり時間は数ナノ秒であるためトリガーにかかった際は 15ns のゲートが開くように設定し、そのゲート内での最大波高値を 200000 イベント取得した。25°C~60°C までの測定を行い、得られたヒストグラムは図 6.5.2 から図 6.5.8 のとおりである。

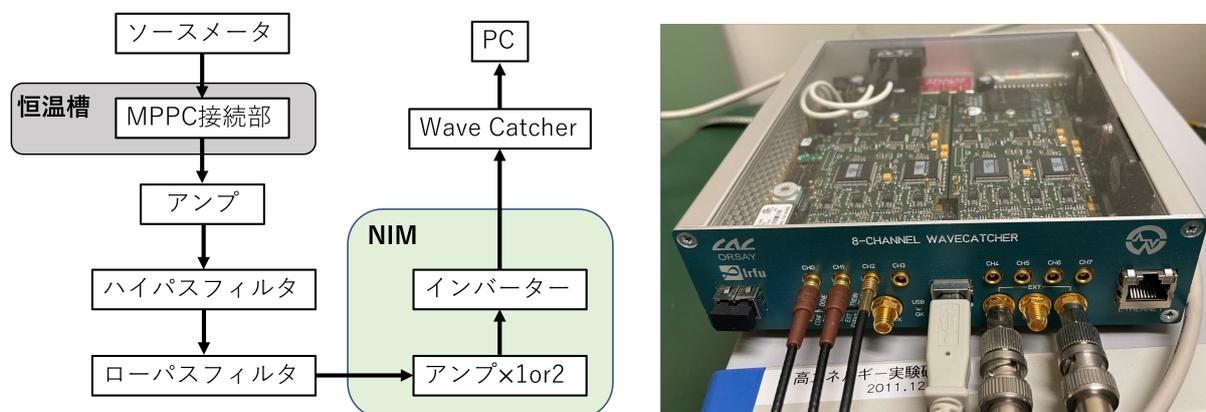
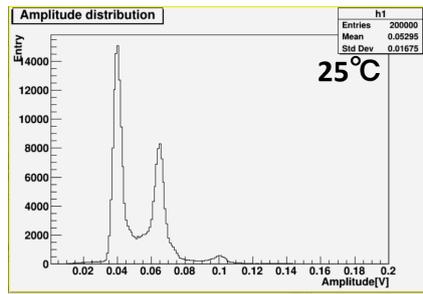
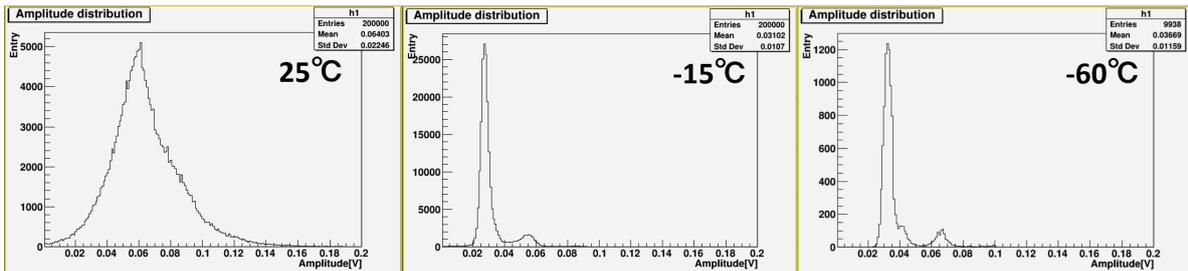


図 6.5.1: 左：ダークパルスの波高分布測定におけるセットアップ 右：Wave Catcher

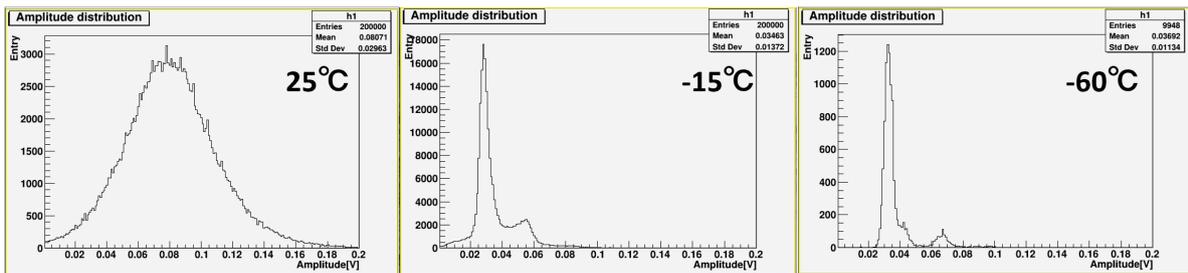
非照射



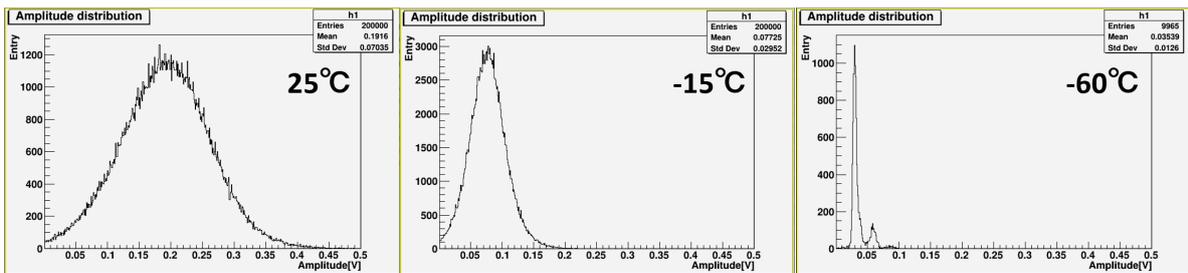
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

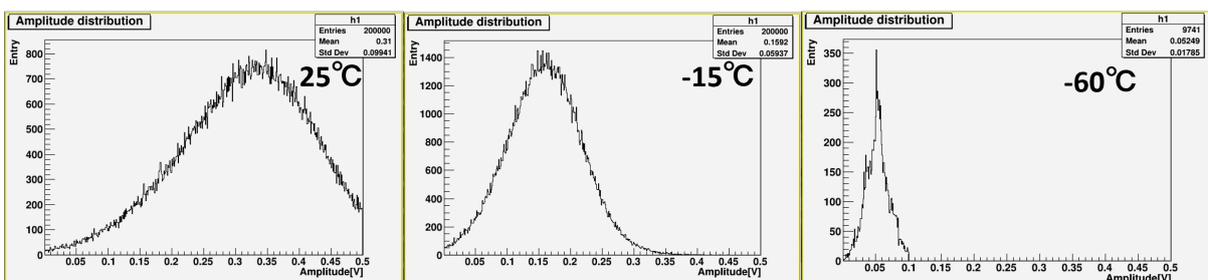
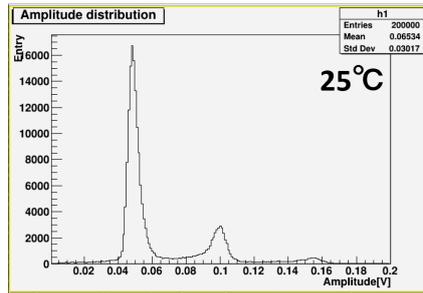
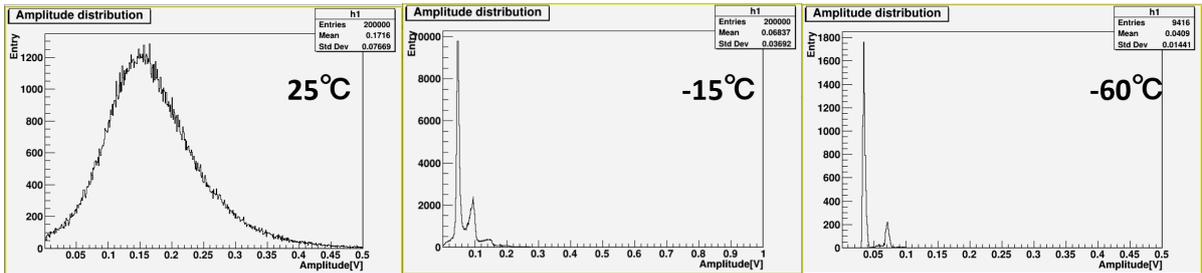


図 6.5.2: 3050VE におけるダークパルスの波高分布

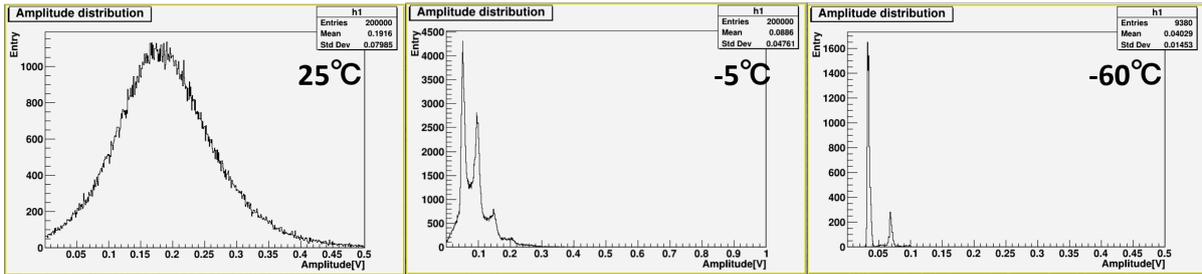
非照射



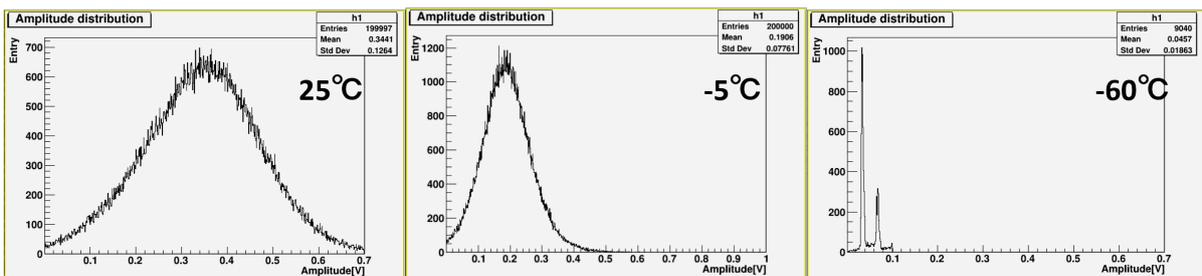
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

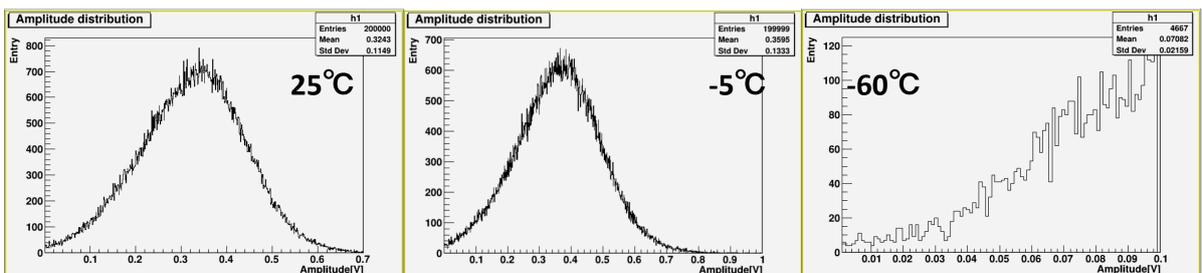
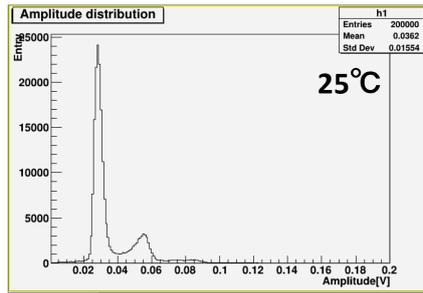
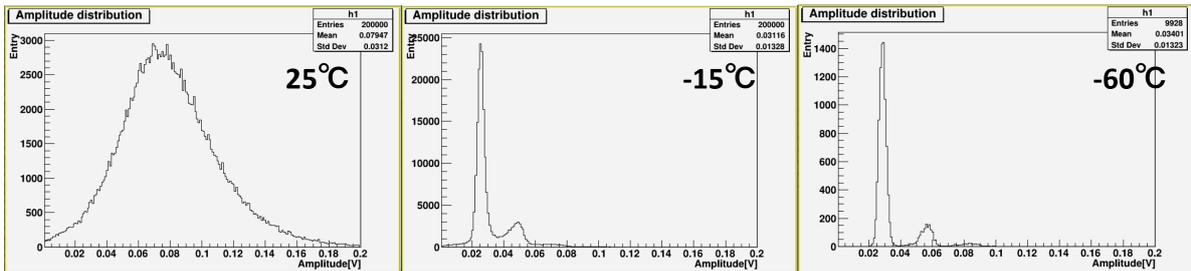


図 6.5.3: 3075VE におけるダークパルスの波高分布

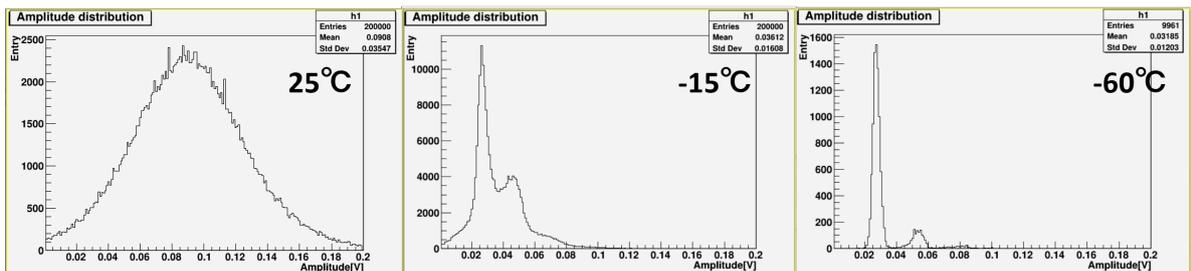
非照射



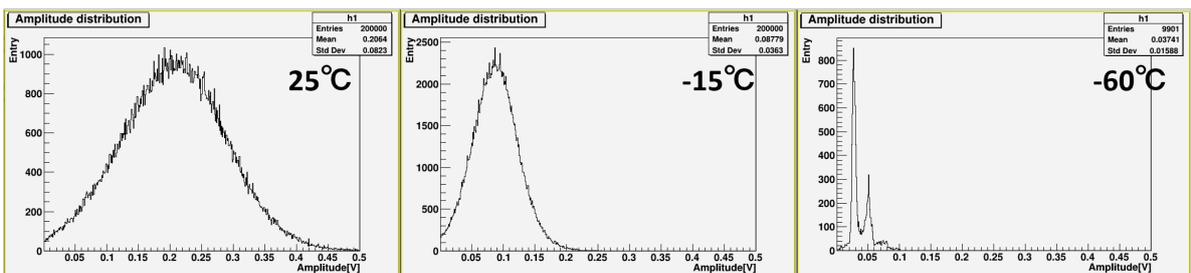
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

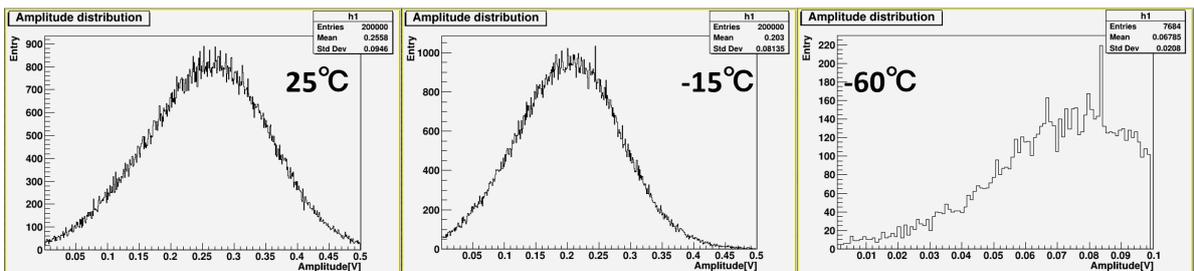
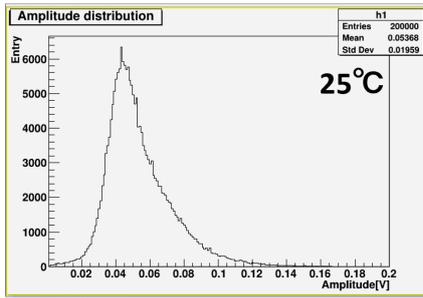
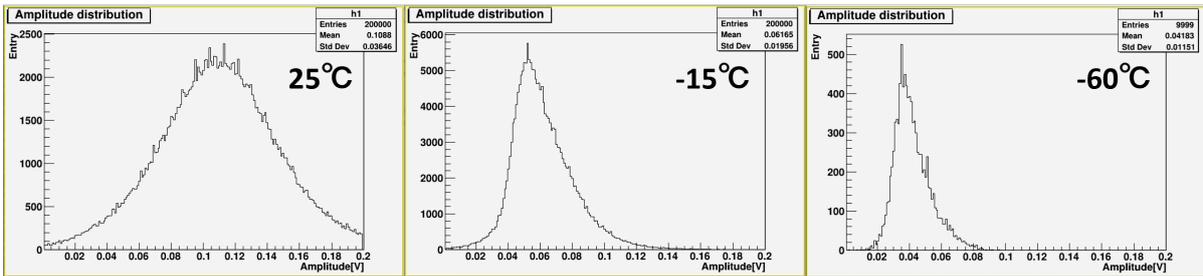


図 6.5.4: 3050HS におけるダークパルスの波高分布

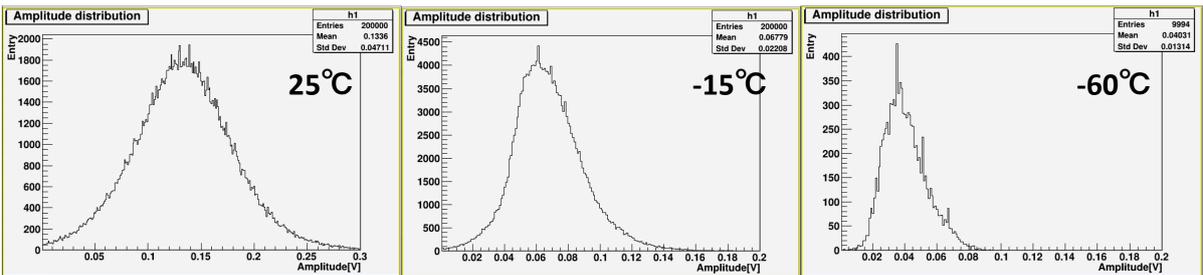
非照射



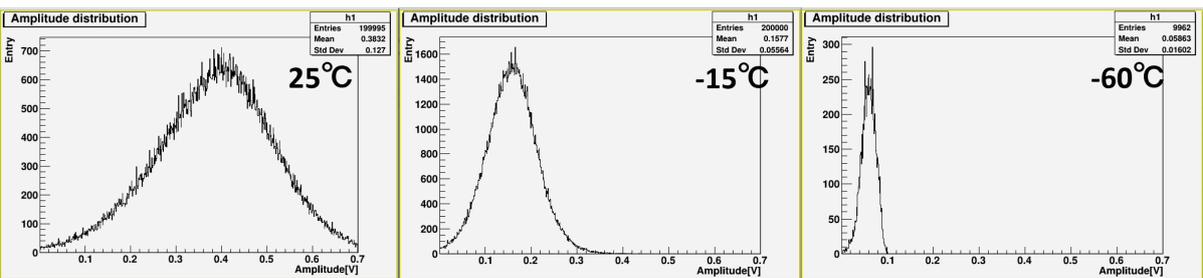
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

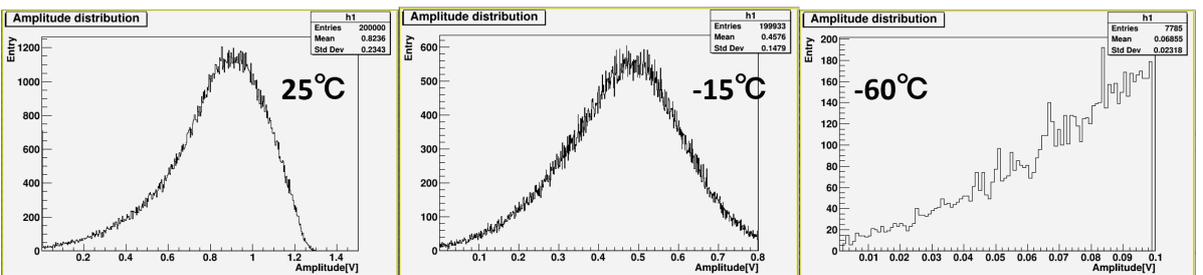
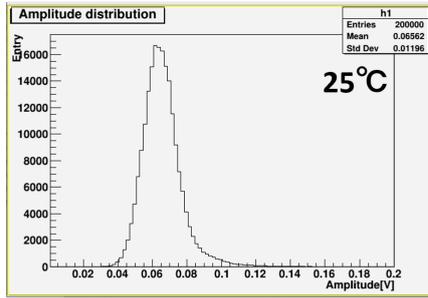
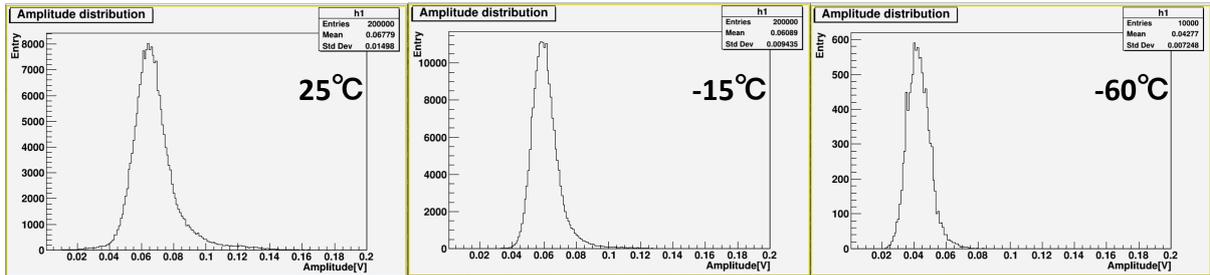


図 6.5.5: 3010PS におけるダークパルスの波高分布

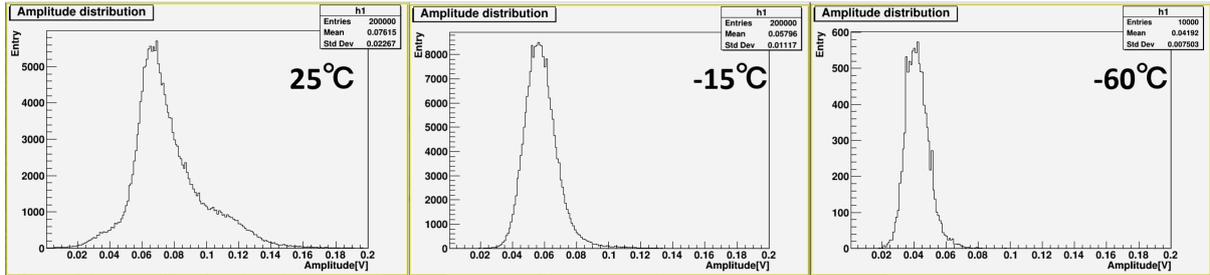
非照射



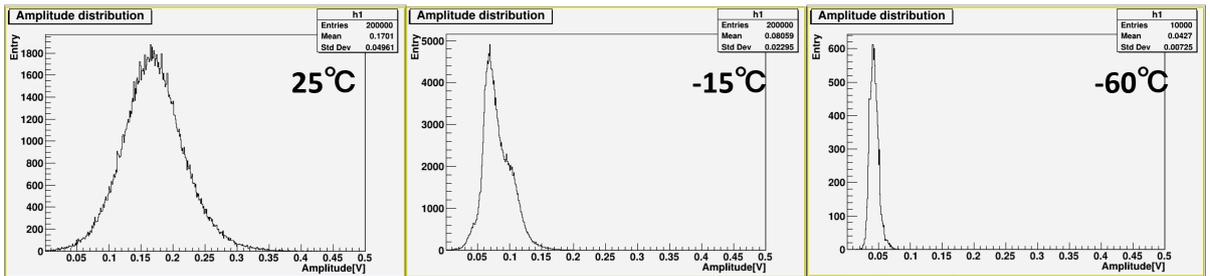
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

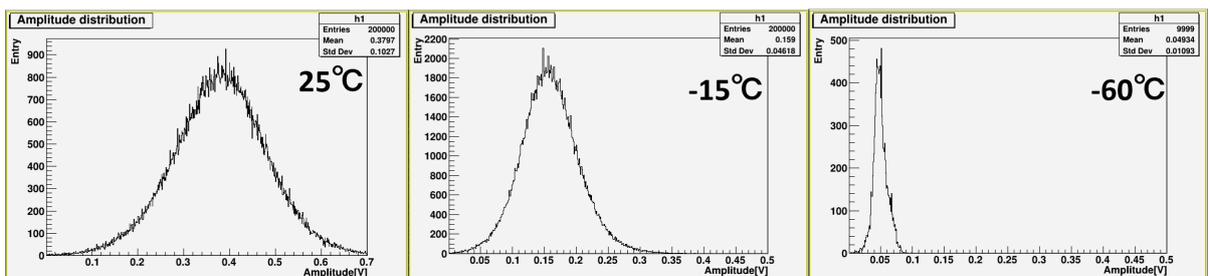
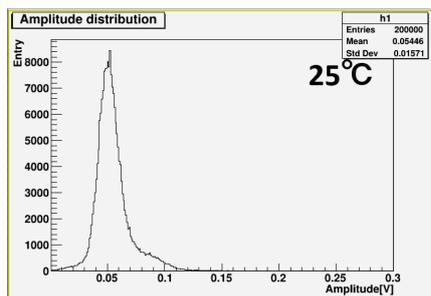
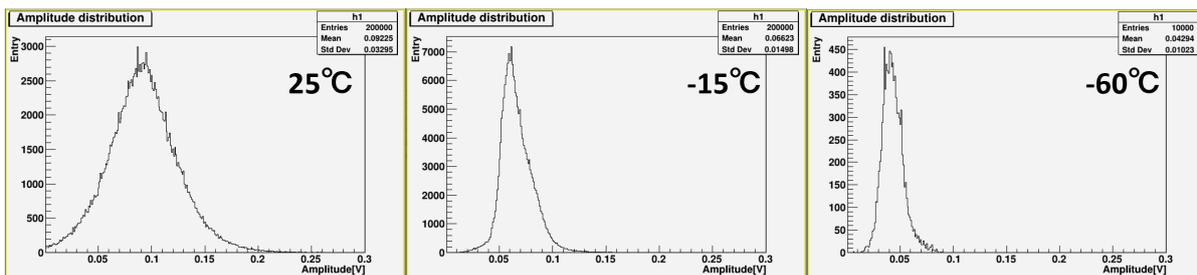


図 6.5.6: 1310PS におけるダークパルスの波高分布

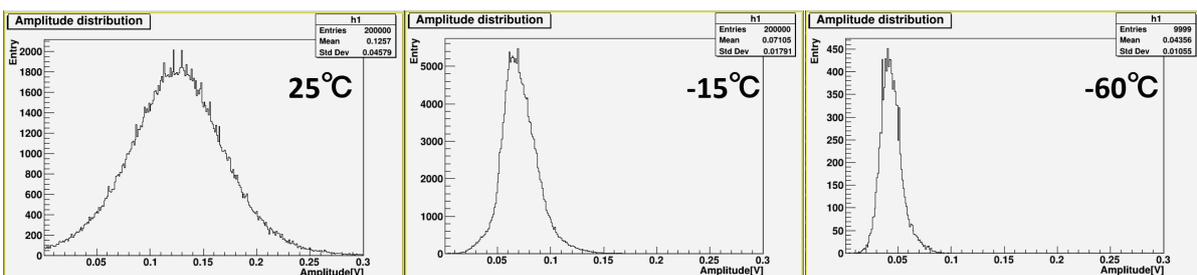
非照射



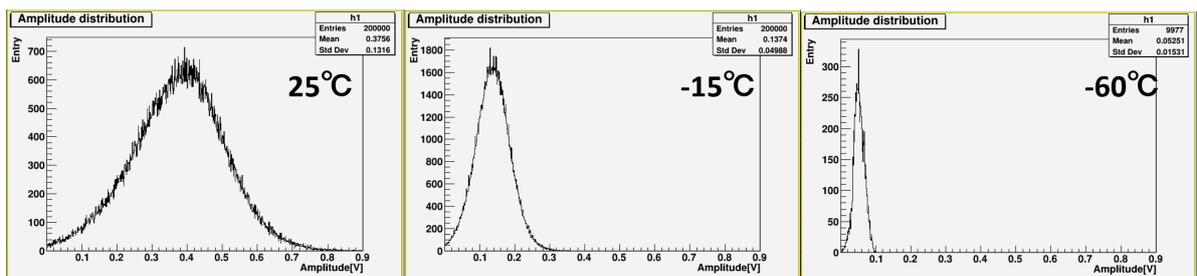
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

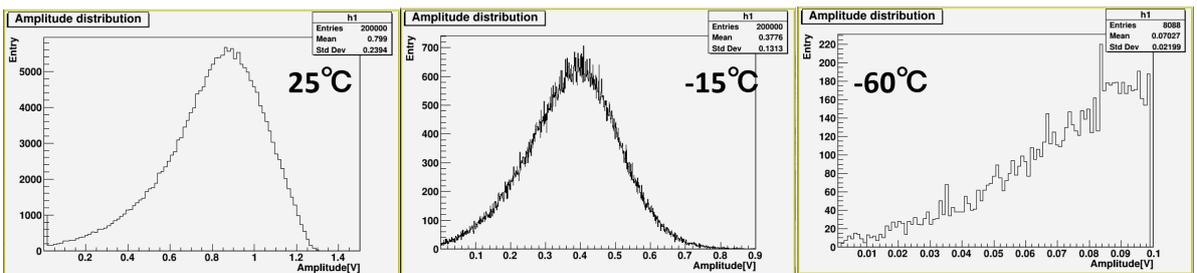
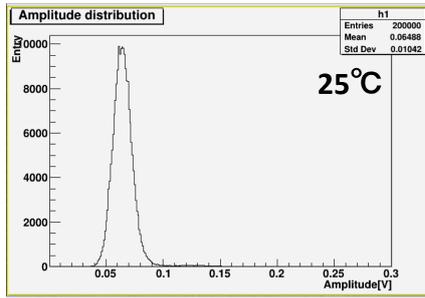
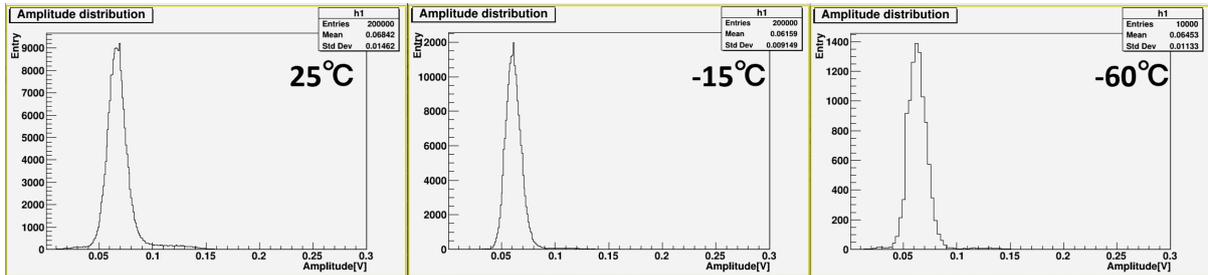


図 6.5.7: 3015PS におけるダークパルスの波高分布

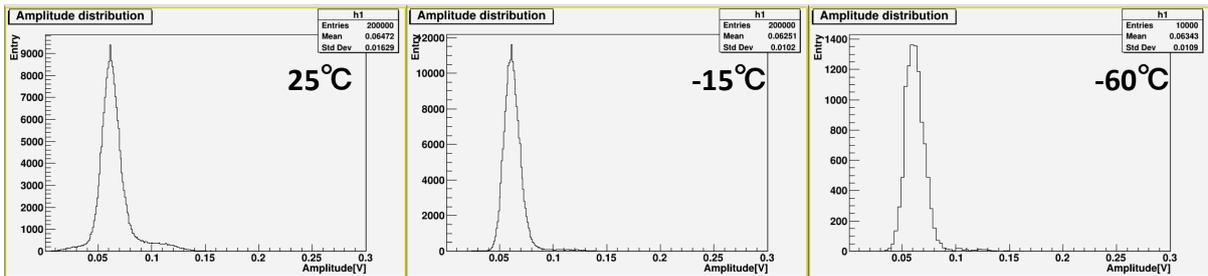
非照射



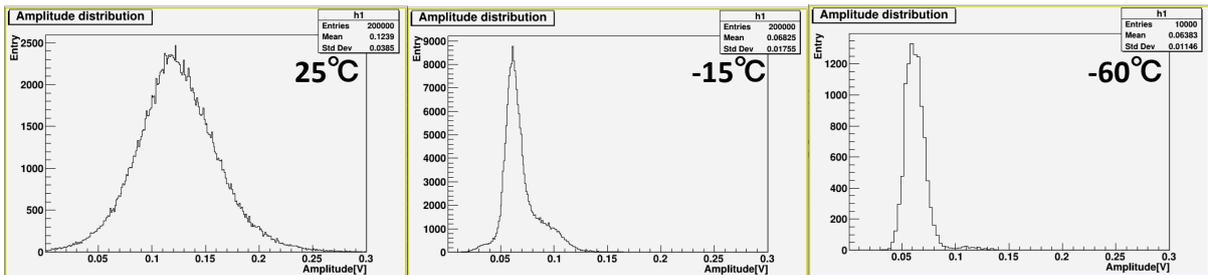
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

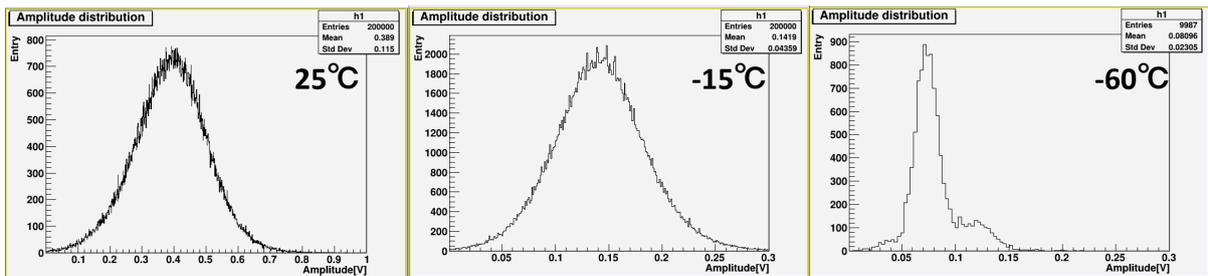


図 6.5.8: 1315PS におけるダークパルスの波高分布

どのサンプルにおいても、照射量が大きく、温度が高いためダークカウントレートが大きいときの波高分布はポアソン分布に近い形をとり、1p.e.、2p.e. に相当するピークが確認できないことが分かる。これは、先ほどと同様にパイルアップが頻発してしまうことに原因がある。一方で冷却によりパイルアップの数が減り、ピークが見えてくることも確認できる。また、照射量 10^{11} の -60°C においては 3050VE, 1310PS, 1315PS でのみ明確な 1 光子信号が確認できることが図 6.5.2, 図 6.5.6, 図 6.5.8 の波高分布から見て取れる。

6.5.2 光子を入射した際の波高分布測定

光子を MPPC に入射することで、ダークカウントレートが実際の光子信号にどのような影響を与えるかを調べることができる。また、得られた波高分布から、非照射に対する相対増倍率を計算することで定量的な評価を行った。

セットアップは、先ほどの波高分布測定のセットアップを改良して図 6.5.9 のように作成した。まず、光源として図 6.5.11 左のピコパルスレーザー (EIG1000D) を用いた。これは、光子を出力すると同時にトリガーパルスも出力することができるモジュールであり、光子の frequency や強さを決められた範囲内で自由に選択することができる。このピコパルスレーザーに接続した光ファイバーを恒温槽内の MPPC へと伸ばし、図 6.5.10 のように黒の台紙を巻きつけたコネクタで MPPC を覆い、光子入射部に ND フィルター (光量を 1/10 に抑える) を取りつけて MPPC に光子を入射した。MPPC からの信号を Wave Catcher へ入力し、図 6.5.11 右のようにピコパルスレーザーの光子照射タイミングに出力されるトリガーパルスとコインシデンスをとることにより測定を行った。具体的には、トリガーパルスと閾値 0.7p.e. を超えた MPPC の信号を同時に観測した場合のみ 15ns のゲートを開き、そのゲート内での最大波高値を 500000 イベント取得した。なお、トリガーパルスと MPPC の信号が同時になるように delay モジュールを用いた。また、得られるヒストグラムにおける平均検出光子数がおよそ 3~4 になるように光量を調整して測定を進めた。

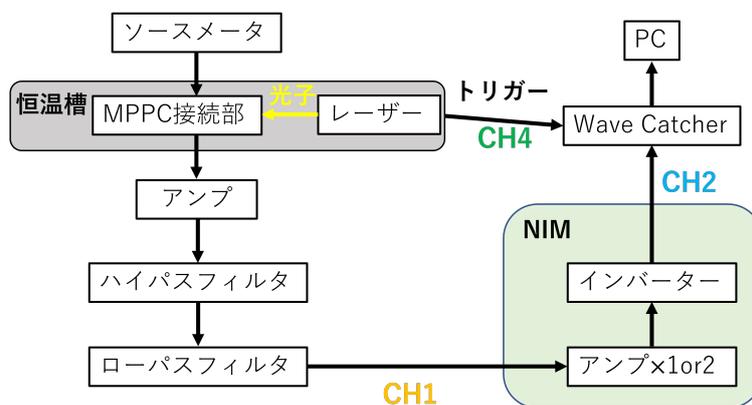


図 6.5.9: 光子を入射した際の波高分布のセットアップ

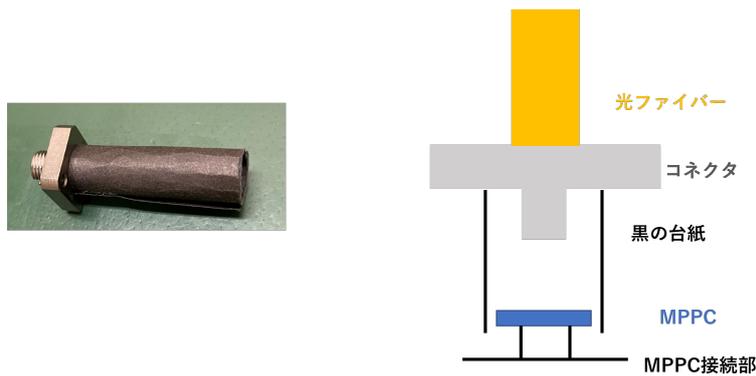


図 6.5.10: 左：黒の台紙を巻きつけたコネクタ 右：光子入射部のイメージ図

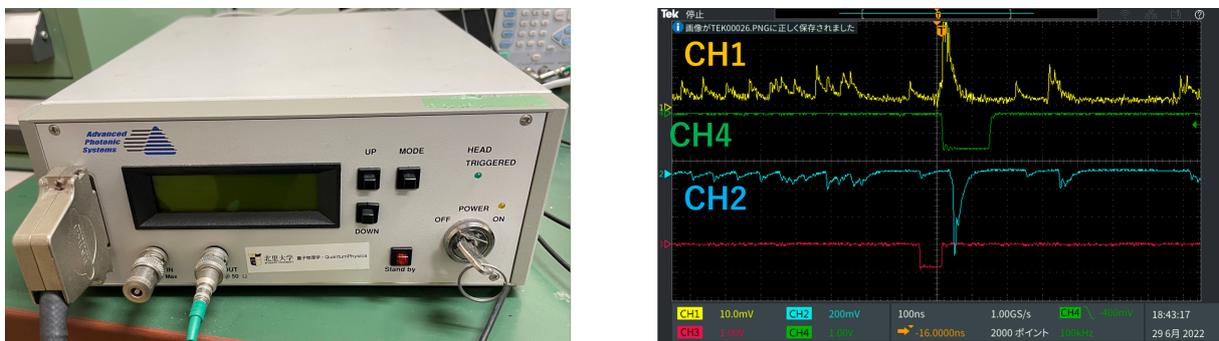


図 6.5.11: 左：ピコパルスレーザーの外観 右：測定における波形

この測定により得られたヒストグラムは図 6.5.12 のようになる。

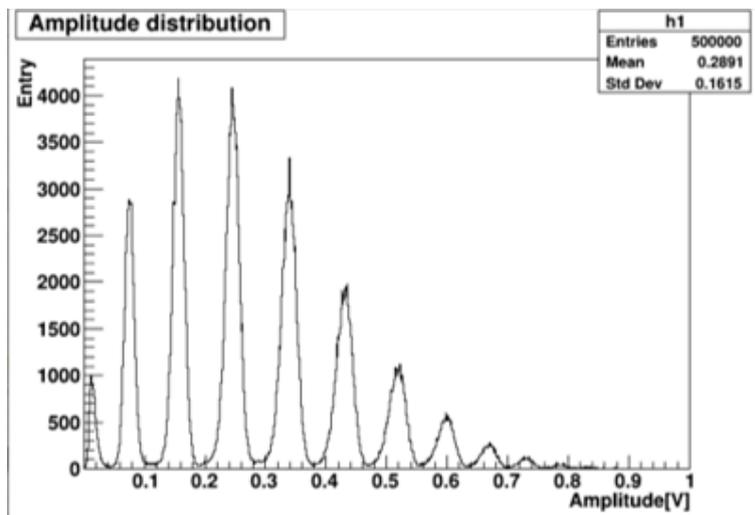


図 6.5.12: 1315PS, 非照射, 25°C のヒストグラム

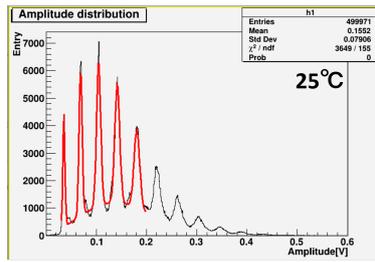
ヒストグラムを見るとそれぞれのピークが等間隔に並んでおり、それぞれが左から 1p.e.、2p.e. … というようになっている。このようなヒストグラムをフィンガープロットと呼ぶ。それぞれのピークの振幅はポアソン分布になっており、ピークの最大値がおよそ 2~3p.e. の所に位置しているこ

とから、このヒストグラムにおける平均光子数は2~3となる。ただし、0.02V 付近のピークはエレクトロノミ由来のノイズである。このヒストグラムに対し、以下の関数でフィットすることで隣り合ったピークの間隔を導出する。

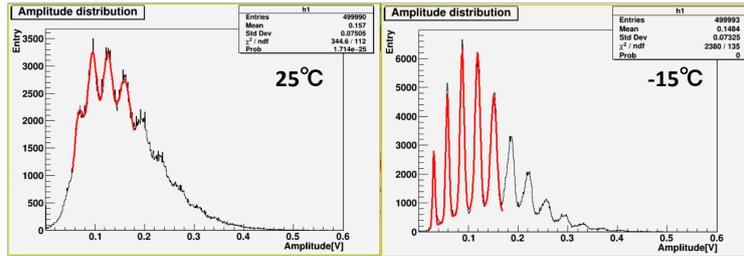
$$f(x) = A \sum_{n=1}^5 \text{Poisson}(x/g, \lambda) \text{Gausn}(x, \mu_n, \sigma_n) + B \times \text{Poisson}(x/g, \lambda_{\text{background}}) \quad (6.9)$$

ただし、 $\text{Poisson}(x, \lambda)$ と $\text{Gausn}(x, \mu, \sigma)$ はそれぞれ、期待値が λ のポアソン分布と mean 値が μ 、シグマが σ の規格化されたガウス関数、A と B はそれぞれの関数の振幅であり、 g は 1p.e. の大きさを表している。まず5つのピークに対して振幅がポアソン分布であるガウス関数でフィットする。パイルアップの激しいサンプルにおいては2項目のポアソン分布でパイルアップ部分のフィットを行った。25°C~-15°C までの測定を行い、得られたヒストグラムに対しフィットを行った図を図 6.5.13 から図 6.5.19 に示す。ただし、損傷がひどく 1p.e. が確認できなかった場合は2~5p.e. までフィットし、ピークが全く確認できない場合はフィットを行っていない。

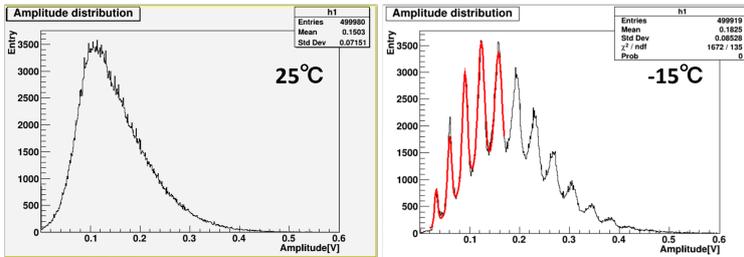
非照射



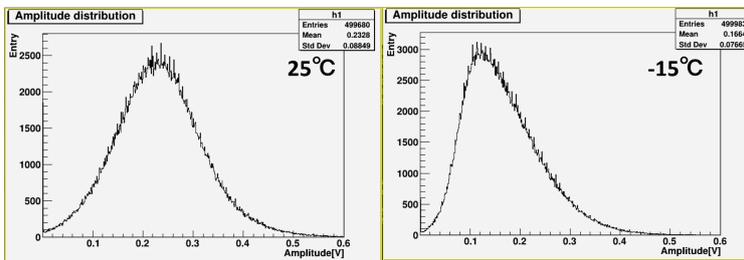
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

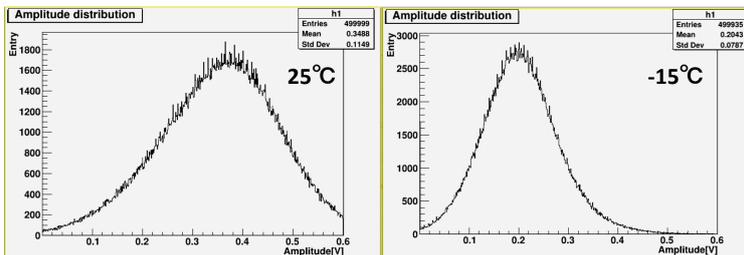
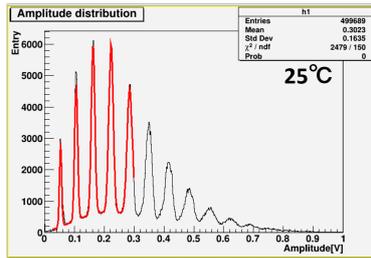
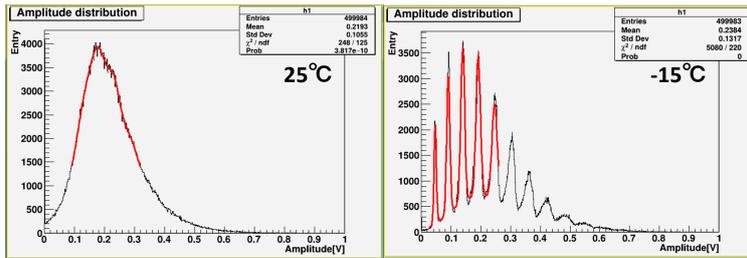


図 6.5.13: 3050VE における光子入射の際の波高分布

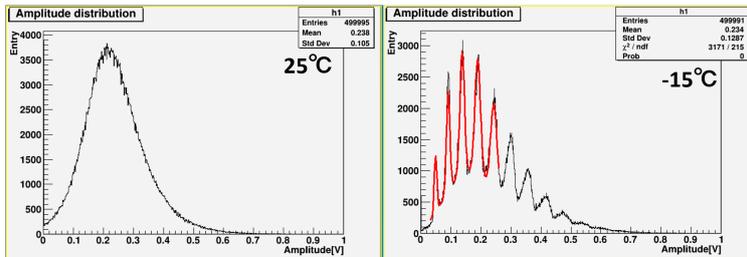
非照射



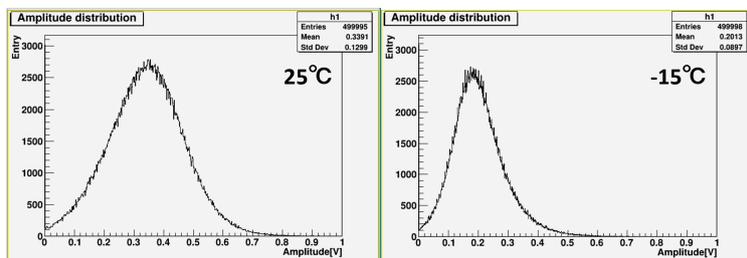
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

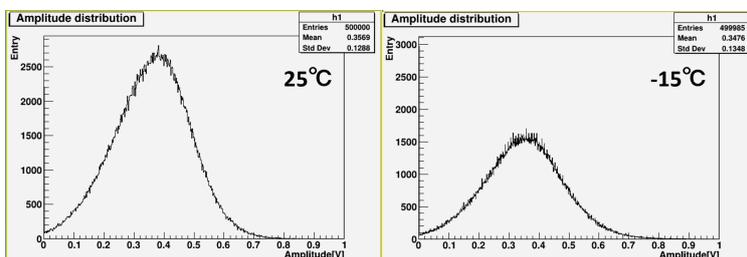
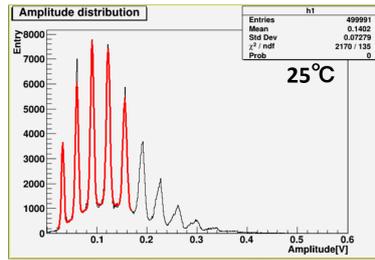
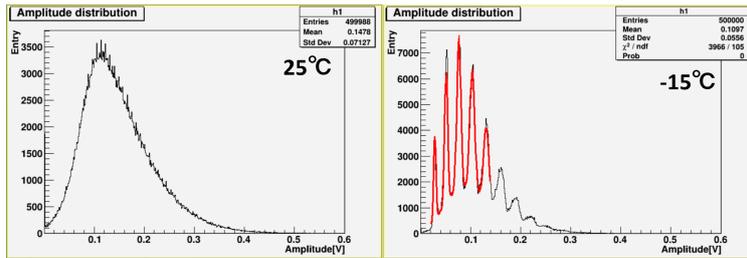


図 6.5.14: 3075VE における光子入射の際の波高分布

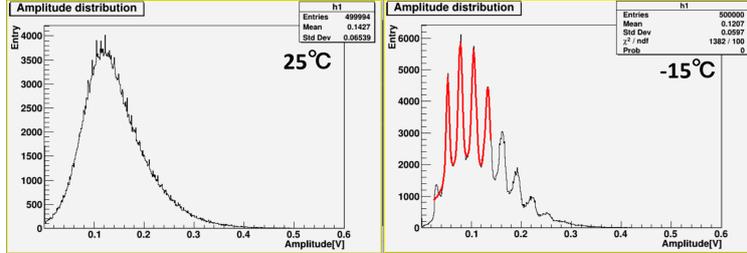
非照射



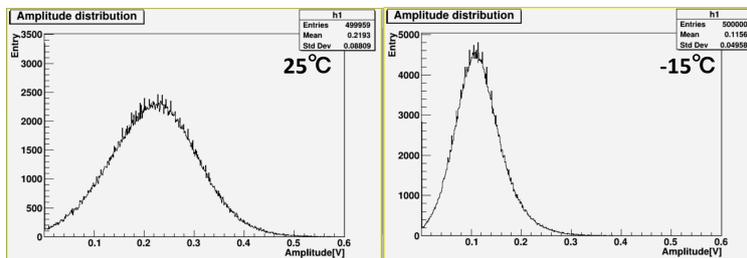
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

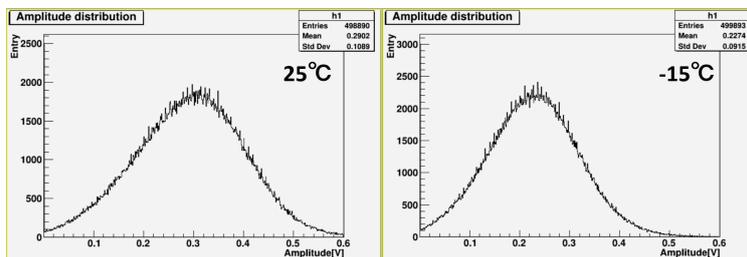
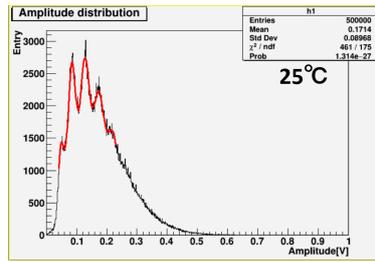
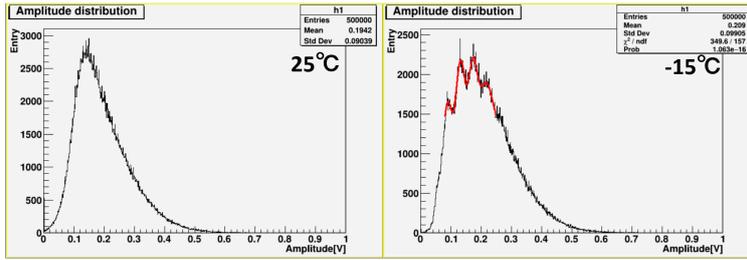


図 6.5.15: 3050HS における光子入射の際の波高分布

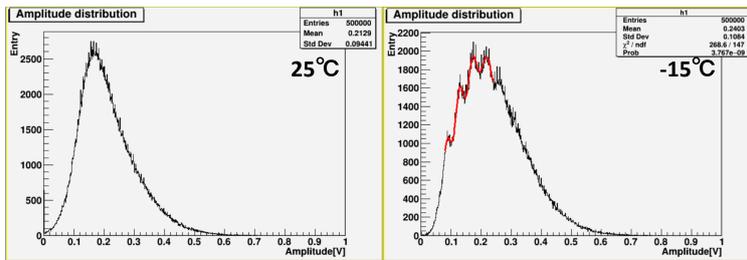
非照射



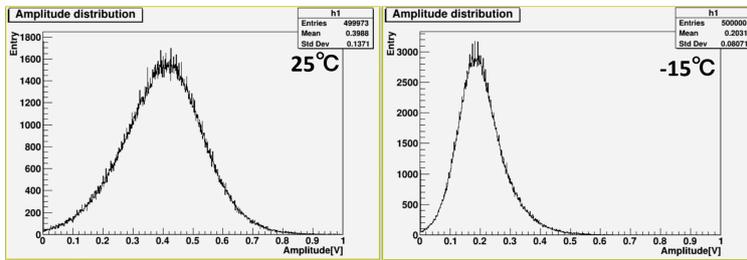
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

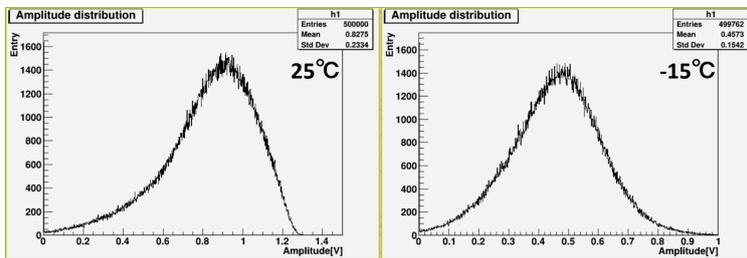
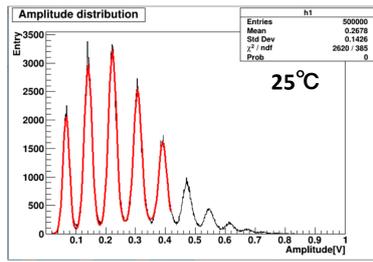
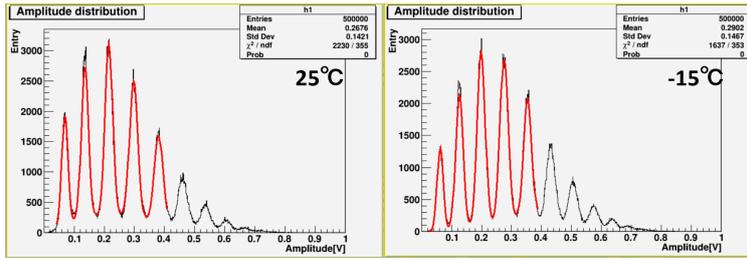


図 6.5.16: 3010PS における光子入射の際の波高分布

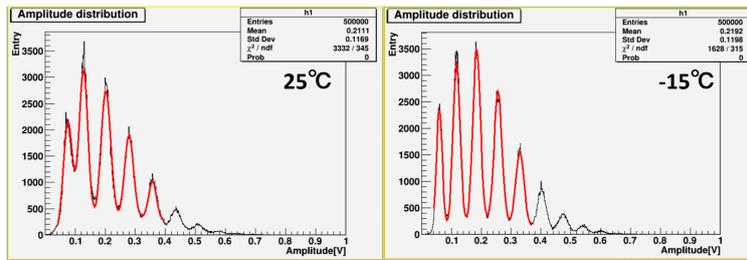
非照射



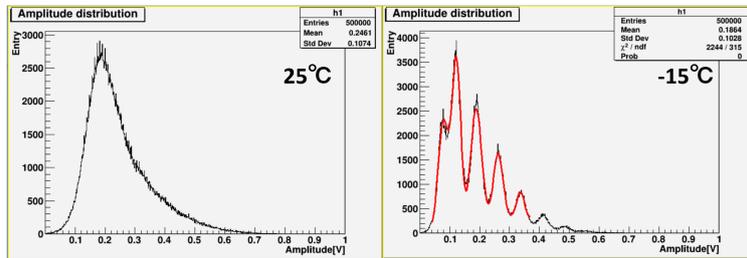
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

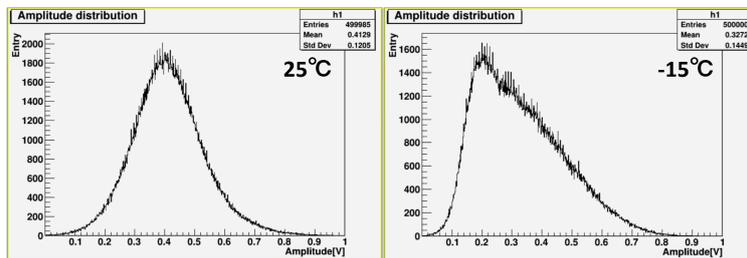
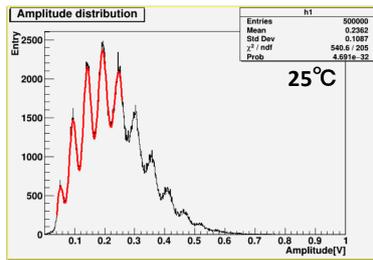
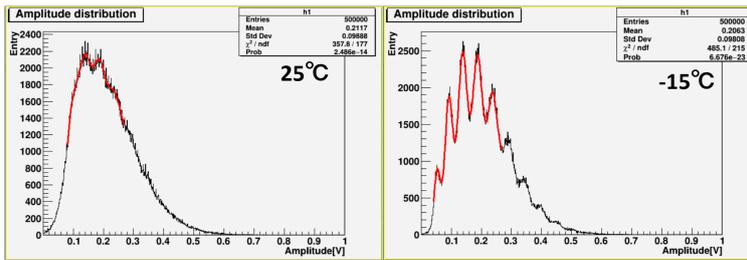


図 6.5.17: 1310PS における光子入射の際の波高分布

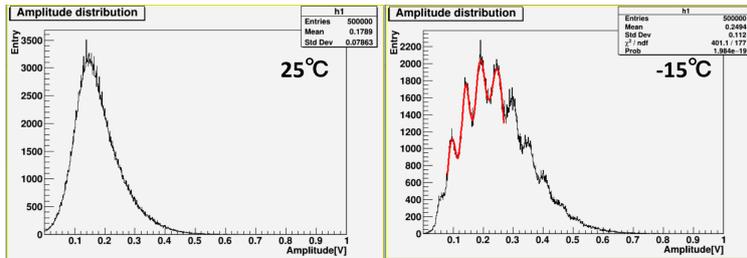
非照射



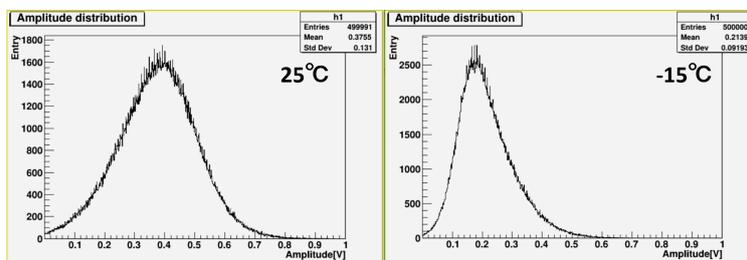
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

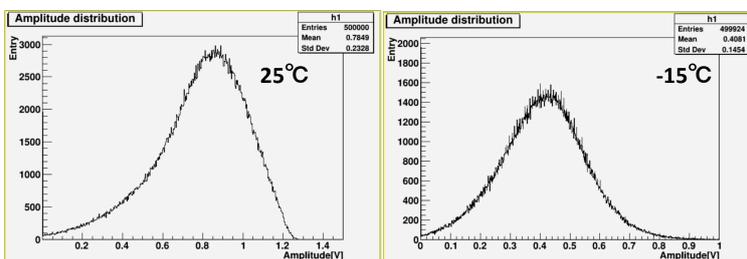
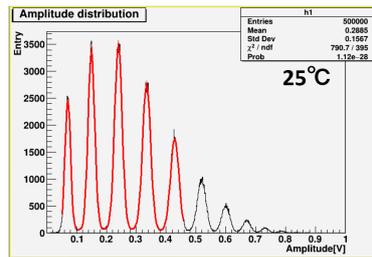
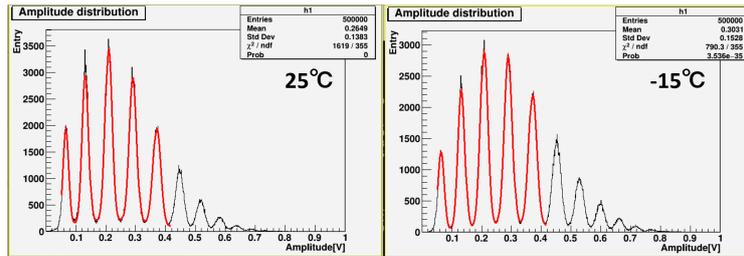


図 6.5.18: 3015PS における光子入射の際の波高分布

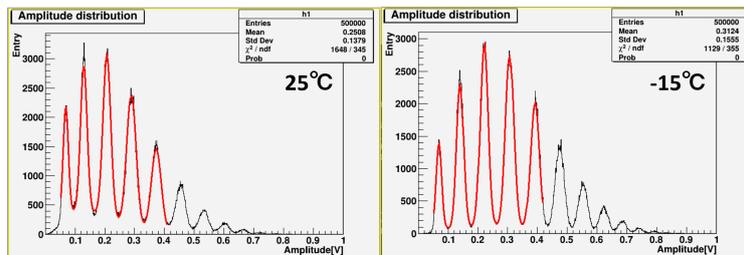
非照射



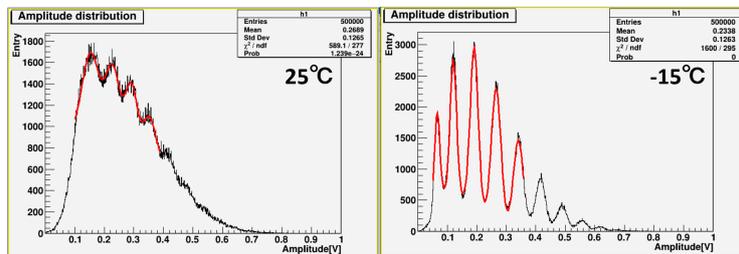
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

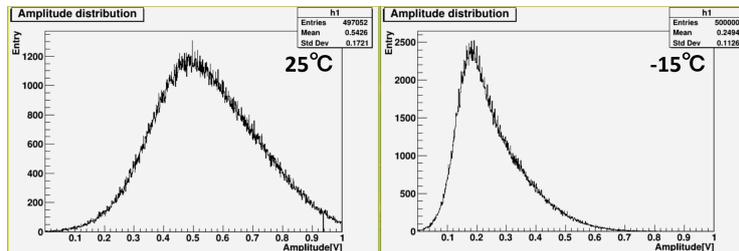


図 6.5.19: 1315PS における光子入射の際の波高分布

冷却によりフィンガープロットの土台となる山が抑制されることで光子ピークがあらわになっているが、これは先ほどと同様にパイルアップの数が抑制されているからである。また、照射量 10^{10} , 25°C における各光子数ピークは 1315PS のみ明確に観測できた。他のサンプルと比較して 1310PS と 1315PS は 1CH あたりのダークカウントレートが小さく、パイルアップの影響が少な

いためそれぞれのピークが見やすいことが分かる。

ここで、光子入射の有無で比較する。例として 3075VE の照射量 10^9 , 25°C を図 6.5.20 を用いて比較する。

照射量 10^9 @ 25°C

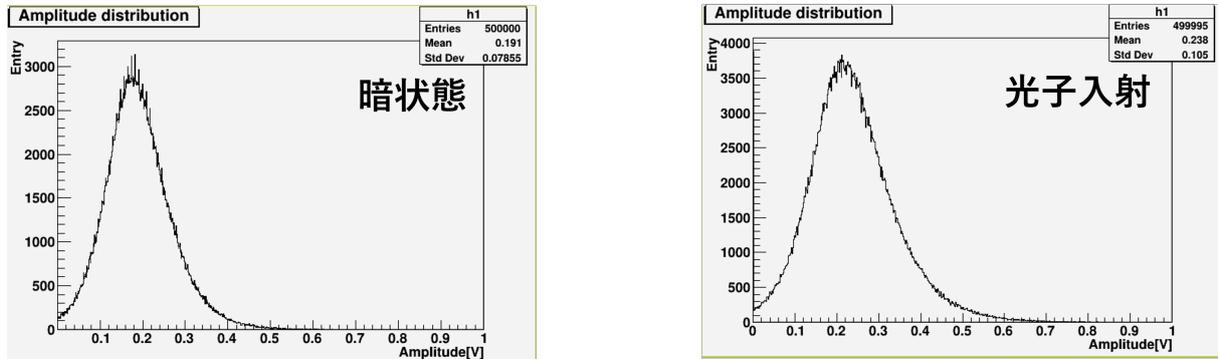


図 6.5.20: 3075VE における波高分布

これらを比較すると、光子を入射した方は少しながらピークの広がりが大きいことが分かるが、光子ピークがダークパルスに埋もれてしまっているため入射してきた光子の数を判別することができず、1光子検出が出来ないことが分かる。

次に、得られたフィンガープロットを用いて相対増倍率を導出する。増倍率は 6.3.2 項で説明したように、ADC 測定から隣り合ったピークの間隔を導出することで 1 フォトン検出時の電荷量を計算し、5.2 式により計算をする。本研究で行った測定は波高分布であり、出力電荷の絶対値が明確でないため厳密には増倍率を導出できない。そのため、非照射の時の増倍率を 1 とした時の照射サンプルの増倍率の比を計算することで相対増倍率を導く。具体的な計算方法は先ほどのフィットによって得られた 2~5p.e. のピークの間隔 [V] を用いて、非照射の時のピーク間隔との比をとることで計算した。なお、それぞれの MPPC における静電容量は中性子被曝に対して一定と仮定して計算を進めた。1315PS における相対増倍率のプロットを以下に示す。

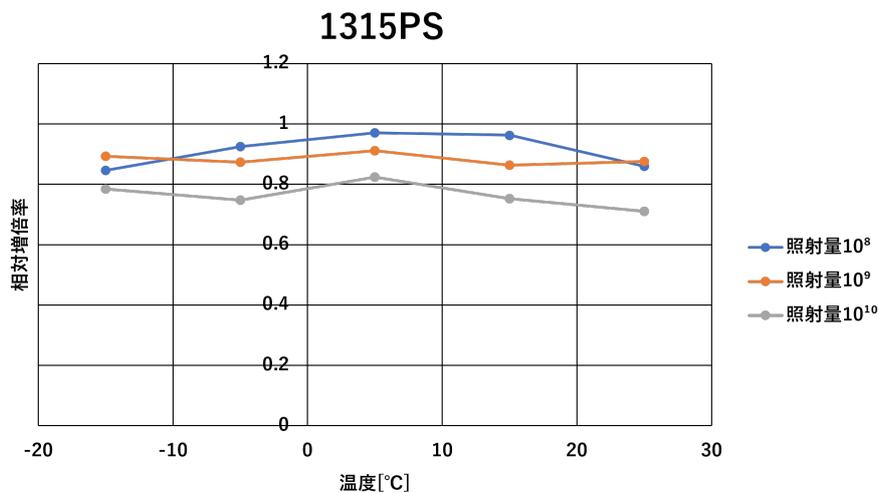


図 6.5.21: 1315PS における相対増倍率

MPPC に対し $V_{bd} + 3[V]$ の電圧を印加しているため、温度によって V_{bd} が変化しても 相対増倍率がほぼ一定になっていることが分かる。しかし $V_{bd} + 3[V]$ の電圧を印加しているにもかかわらず、中性子被曝に対して相対増倍率は低下していることが分かる。ここで温度に対して相対増倍率が一定であることから、それぞれの照射量において全ての温度点の平均値をとり、中性子照射量に対する相対増倍率のプロットを示す。

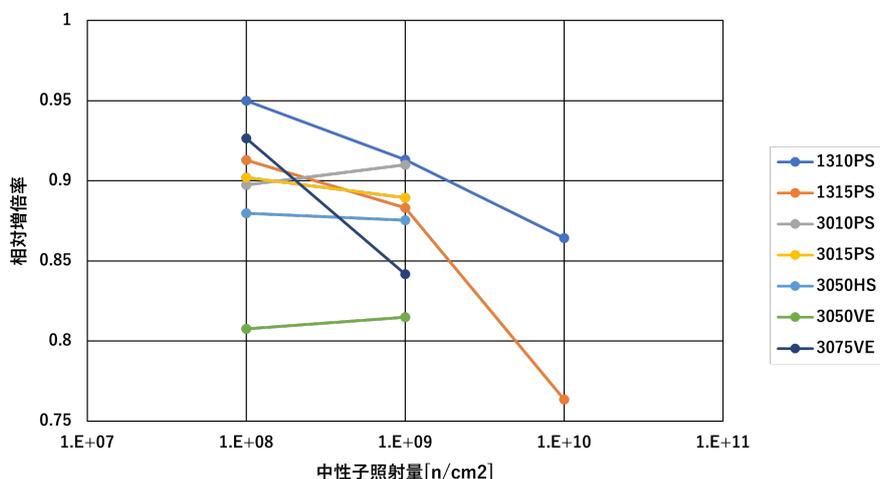


図 6.5.22: 相対増倍率の照射量依存性

ほぼ全てのサンプルにおいて中性子被曝に対し相対増倍率の低下が見られるが、考えられる理由としては2つあり、中性子被曝によりリーク電流が増大し、回路内の抵抗で大幅な電圧降下を引き起こすことによりそもそも MPPC に $V_{bd} + 3[V]$ の電圧を印加できていない可能性が1つ目であり、2つ目は中性子被曝に対して MPPC の静電容量が低下してしまった可能性である。これを検証するために MPPC の静電容量の測定を実施する必要がある。

6.6 まとめ、考察

ARICH における新しい光検出器の候補として検討されている MPPC は中性子耐性に問題があることが知られている。そのため7種類の MPPC に対して中性子照射を行い、それらにおける IV 曲線、ダークカウントレート、波高分布の測定を行った。

図 6.4.18 のプロットにおいて、同じ面積同士の 3050VE と 3075VE、1315PS と 1310PS のダークカウントレートを比較する。3050VE と 3075VE のダークカウントレートはわずかに 3050VE の方が少なく、1310PS と 1315PS ではわずかに 1310PS の方が少ないことが分かる。これは開口率と増倍率によるものだと考えられている。増倍率が低ければ熱由来のキャリアの増加量が少なく、開口率が低ければ放射線損傷の割合が低くなるためである。ここで開口率に着目する。Belle II 実験で 10 年間に予想されている中性子被曝量は $10^{12} [n/cm^2]$ であり、本研究で用いたサンプルの面積は $1.3 \times 1.3 [mm^2]$ と $3.0 \times 3.0 [mm^2]$ の2種類である。ここから開口率を考慮し、実際に光子を検出可能な面積を概算し、その領域に対する中性子被曝量を計算すると図 6.6.1 のようになる。

サンプル名	大きさ [mm ²]	開口率[%]	光子検出可能面積 [mm ²]	10年で予想される中性子被曝量 × 10 ⁸ [neutrons]
3050VE	3.0×3.0	74	6.7	67
3075VE	3.0×3.0	82	7.4	74
3050HS	3.0×3.0	74	6.7	67
3010PS	3.0×3.0	31	2.8	28
1310PS	1.3×1.3	31	0.52	5.2
3015PS	3.0×3.0	49	4.4	44
1315PS	1.3×1.3	49	0.83	8.3

図 6.6.1: 各 MPPC の 10 年間に予想される光子検出可能面積に対する中性子被曝量

上の表から、1310PS と 1315PS は開口率の低さと面積の小ささから、光子検出可能面積に対する中性子被曝量が他のサンプルに比べ桁ほど小さいことが分かる。図 6.6.1 の結果から、ほとんど同じ性質を持つ PS シリーズを比較すると、1315PS の中性子被曝量は 1310PS に比べおよそ 1.6 倍程になっているが、図 6.4.18 の単位面積当たりのダークカウントレートのプロットを見ると照射量 10^{10} と 10^{11} で約 1.6 倍の差があることが分かる。また、図 6.4.18 の 3050VE と 3050HS の単位面積当たりのダークカウントレートを比較すると、図 6.6.1 によるとこれらのサンプルは同じ中性子被曝量であると予想できるが実際には 3050HS のダークカウントレートの方が多い。これは先ほども考察したが、3050HS の静電容量の高さに由来すると推察する。これらのことから、単位面積当たりのダークカウントレートにおいてはサンプル間で大きな違いはないものの、開口率や面積の小ささによって 1310PS と 1315PS では 1 チャンネル当たりのダークカウントレートは一桁程度抑えられることが分かる。

6.6.1 MPPC を ARICH へ適用した際の運用

ARICH の光検出器を HAPD から MPPC へ変更した際には位置分解能の向上と検出効率の向上が予想される。本研究で用いたサンプルの大きさは 1.3×1.3 [mm²] と 3.0×3.0 [mm²] であり、ARICH に適用する MPPC のチャンネルサイズを HAPD のチャンネルサイズである 4.9×4.9 [mm²] から 3.0×3.0 [mm²] まで小さくして ARICH に敷き詰めた時は位置分解能の向上の見込みがあるが、 3.0×3.0 [mm²] から 1.3×1.3 [mm²] まで小さくして敷き詰めた際には大幅な位置分解能向上よりも、反対にチャンネル数が劇的に増加してしまうため運用における手間が増えてしまうことが予想されている。そこで、チャンネルサイズが 1.3×1.3 [mm²] の MPPC を ARICH に適用するとなった際、図 6.6.2 左のように MPPC を 3.0×3.0 [mm²] の領域に 1 つ設置し、図 6.6.2 右のようなウィンストンコーンと呼ばれる光学モジュール (ミラーを用いて光子を集光する) を用いることにより、光子への開口率を増やし、一方で中性子への開口率を減らすような運用方法が考えられている。

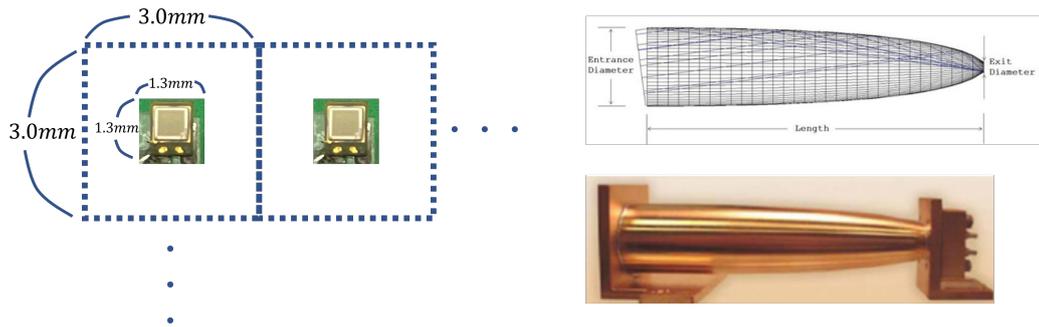


図 6.6.2: 左: ARICH における $1.3 \times 1.3[\text{mm}^2]$ の MPPC の配置方法 右: ウィンストンコーン [25]

しかし位置分解能の向上や光子検出効率向上の一方で Belle II 実験 10 年間の使用により、室温における MPPC の単位面積当たりのダークカウントレートはおよそ $1.1[\text{Gcps}/\text{mm}^2]$ (動作電圧 $V_{bd} + 3[\text{V}]$) にのぼると予想される。照射量 10^{11} の時点で既にダークパルスの波形や波高分布のヒストグラムから見てわかるように、パイルアップが頻発し、ベースラインが激しく変動しているため 1 光子検出はほぼ不可能であることがわかる。1310PS や 1315PS においては -40°C の冷却により 1 光子検出は可能になるが、現時点で ARICH にはそのような低温まで冷却できる機構はないため、10 年間連続での使用は現実的でない。

第7章 アニーリングによる中性子損傷への影響

前章のとおり、ARICHでMPPCを10年間使用するには少なくとも -40°C 以下の冷却が必要であり、大規模な改造になるためそのような低温まで冷却することはARICHでは現実的でない。そこで、冷却以外にダークカウントレートを抑制する方法として考えられているのが、MPPCにアニーリングを行うことである。本章ではアニーリングについて説明し、中性子照射を行ったサンプルをアニーリングすることで、アニーリングの効果について評価を行った。

7.1 アニーリングの原理

本研究におけるアニーリングとは、MPPCサンプルを一定時間、高温にすることを指す。中性子照射によりMPPC内のSi原子がはじき出され、格子欠損が出来ることによりダークカウントレートが増大してしまうということは5.2.4項で説明した。MPPCを熱することによりMPPC内のSi原子を熱振動させ、はじき出されてしまったSi原子を格子欠損した位置に戻す。これにより格子欠損の数が減少し、中間準位の数も減少することでMPPCの損傷が回復、ダークカウントレートが減少することにつながると知られている。

7.2 実施したアニーリングの概要

アニーリングの概要として、温度を 170°C 、時間を合計で約150時間と設定した。温度については、MPPCに使用されているはんだの融点を考慮してのことである。また、150時間連続でアニーリングを行うわけではなく、いくつか分割して実施した。分割の内訳は次のように、9+9+18+36+72時間の、5回に分けて合計144時間実施した。理由としては、アニーリングの合間に測定を行うことで、アニーリングの時間と効果について評価するためである。

MPPCを熱する装置として、図7.2.1左の電気炉(KDF S-70)を用いた。最大でおよそ 1000°C ほどまで熱することができ、電気炉内部に任意のガスを満たして熱することもできる。また、温度上昇時間や保温時間なども自由に設定できる。今回のアニーリングでは、特にガスで満たすことや真空にすることは行っていない。図7.2.1真ん中のように照射量ごとにMPPCを台座に設置し、図7.2.1右のように2つの台座を上下にならべた。(アニーリングごとに上下を入れ替えた)。これを2セット作り、下図右のように電気炉へと設置した。電気炉内では多少の温度勾配が予想されたため、出来るだけ電気炉の中心に設置した。なお、MPPCのアニーリングを実施する前に24時間、 300°C で空焚きを行った。また、図7.2.2のように熱電対センサに接続したおんどとりで電気炉内の温度をモニターした。

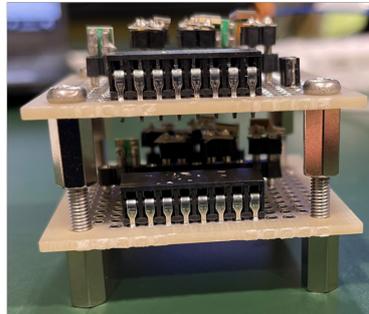


図 7.2.1: 左：電気炉の外観 中：MPPC を並べた様子 右：電気炉内に MPPC を設置した様子

今回のアニーリングにおいては、室温から 170 °Cへ加熱する時間を1時間に設定し、その後170°Cの時間MPPCを加熱した。その後、自然冷却させMPPCを取り出し、ダークカウントレートとIV 曲線の測定を 25 °Cのみ行った。



図 7.2.2: 電気炉内をモニターしたおんどりによる測定値

7.3 アニーリング中のIV 曲線とダークカウントレート

アニーリングの合間に測定したIV 曲線の結果について説明する。6章におけるIV 曲線測定と同じセットアップを用い、 V_{bd} の導出方法についても同じである。各サンプルにおける 25°C の $V_{bd} + 3[V]$ のリーク電流のプロットを図 7.3.1 から図 7.3.4 に示す。ただし、1310PS と 3015PS は $V_{bd} + 5[V]$, 3010PS は $V_{bd} + 9[V]$ のリーク電流である。

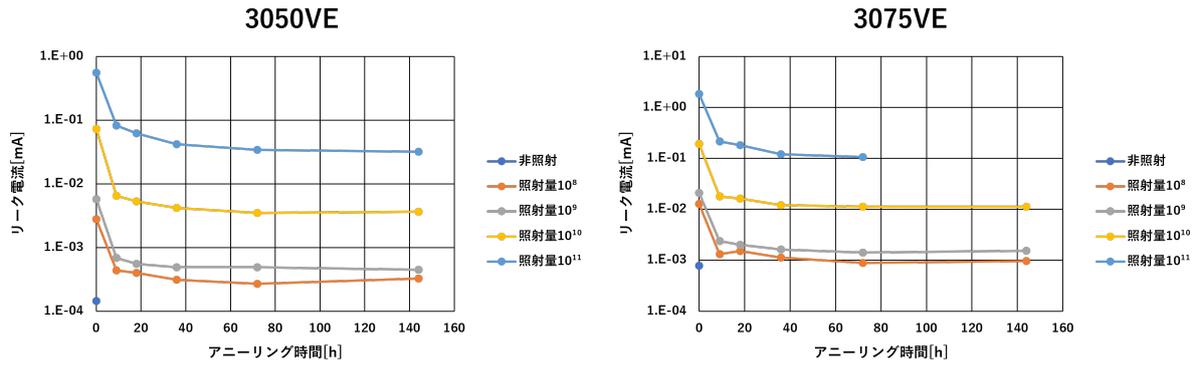


図 7.3.1: アニーリング中のリーク電流 左: 3050VE 右: 3075VE

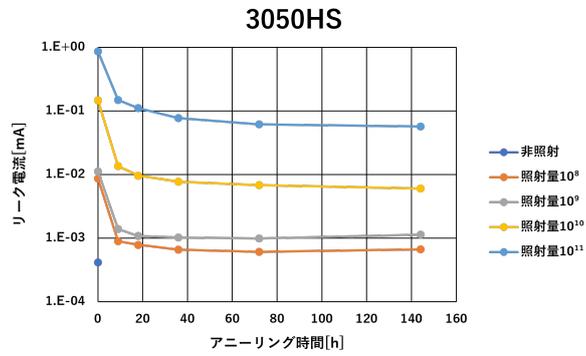


図 7.3.2: アニーリング中のリーク電流 3050HS

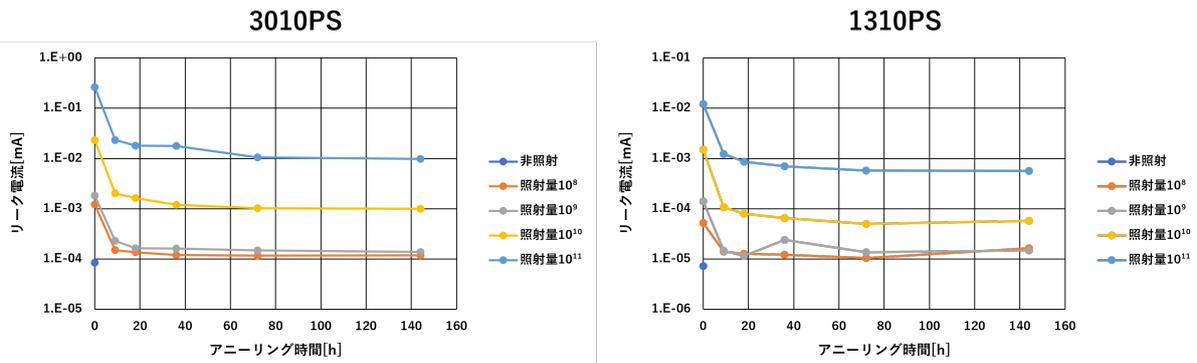


図 7.3.3: アニーリング中のリーク電流 左: 3010PS 右: 1310PS

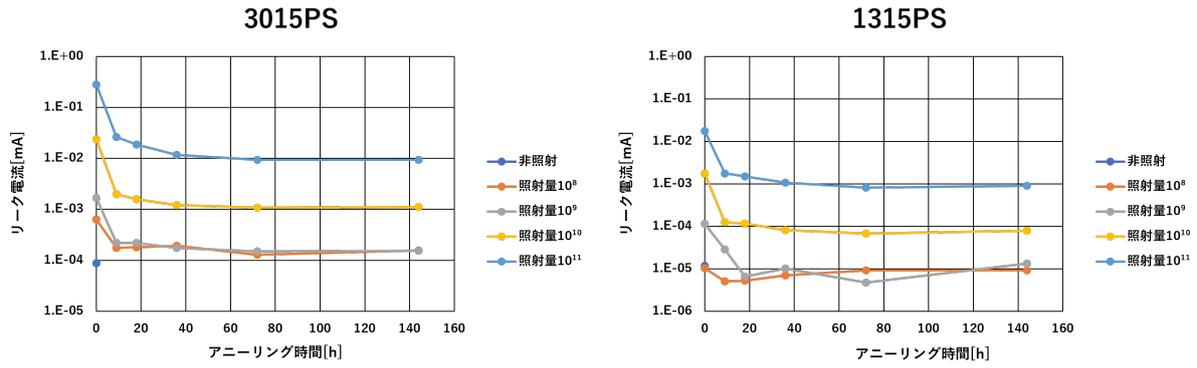


図 7.3.4: アニーリング中のリーク電流 左：3015PS 右：1315PS

どのサンプルにおいても 144 時間のアニーリングにより、リーク電流はおよそ 1/10 に減少していることが分かる。照射量 10^8 , 10^9 のリーク電流においてはほとんど非照射の時のリーク電流にまで減少していることも確認できる。また、1 回目のアニーリングの効果が一番大きく、アニーリング時間がおよそ 40 時間を超えたあたりから損傷回復の効果が見られなくなっている。これは、加熱により Si 格子を振動させても、弾き飛ばされた Si 原子のうち、この加熱温度において格子欠損に戻る事が出来るものは概ね戻ってしまっており、更に戻る確率が低くなってきていると考えられる。次に各サンプルにおける 25°C の $V_{bd} + 3[\text{V}]$ のダークカウントレートのプロットを図 7.3.5 から図 7.3.8 に示す。ただし、1310PS と 3015PS は $V_{bd} + 5[\text{V}]$, 3010PS は $V_{bd} + 9[\text{V}]$ のダークカウントレートである。測定方法は 6 章のものとあまり変わらないが、0.5p.e. の導出方法のみ変更した。VME モジュールを用いたスレッシュホールドスキャン測定は 1 回の測定に時間がかかってしまうというデメリットがあった。そのため Wave Catcher を用いたダークカウントレートの波高分布測定から、ガウス関数でフィットすることにより 1p.e. を導出した。当初は 0.5p.e. を閾値としていたが、ノイズの寄与を出来るだけ落とすために今後の測定では 0.7p.e. 相当の閾値を採用した。カウントレートが閾値を 0.5p.e. と 0.7p.e. でほとんど変わらないことは確認済みである。

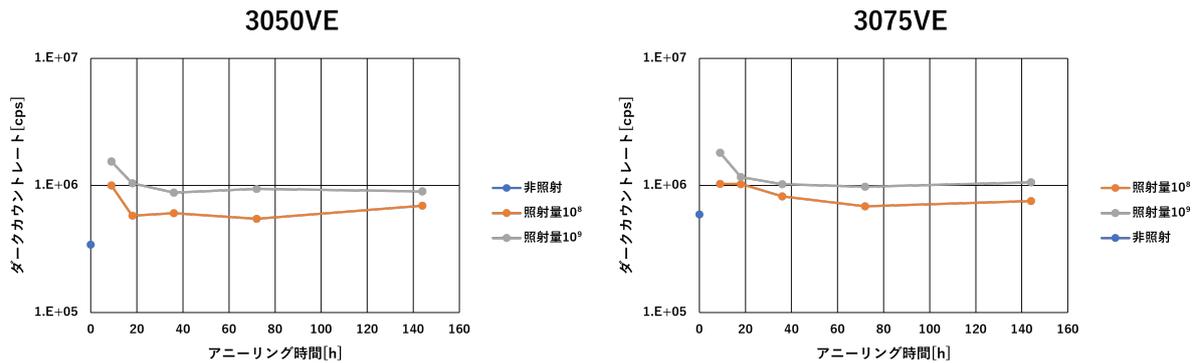


図 7.3.5: アニーリング中のダークカウントレート 左：3050VE 右：3075VE

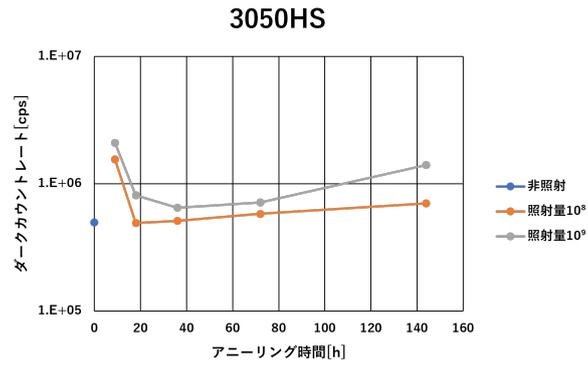


図 7.3.6: アニーリング中のダークカウントレート 3050HS

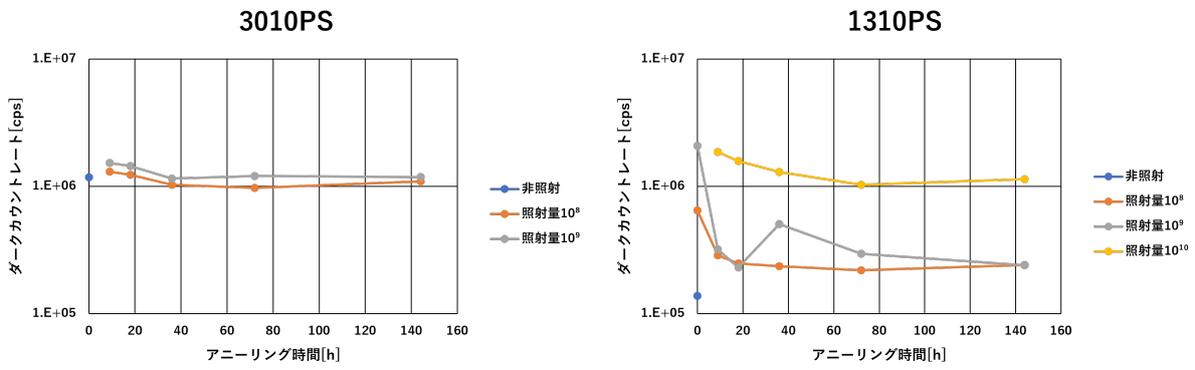


図 7.3.7: アニーリング中のダークカウントレート 左: 3010PS 右: 1310PS

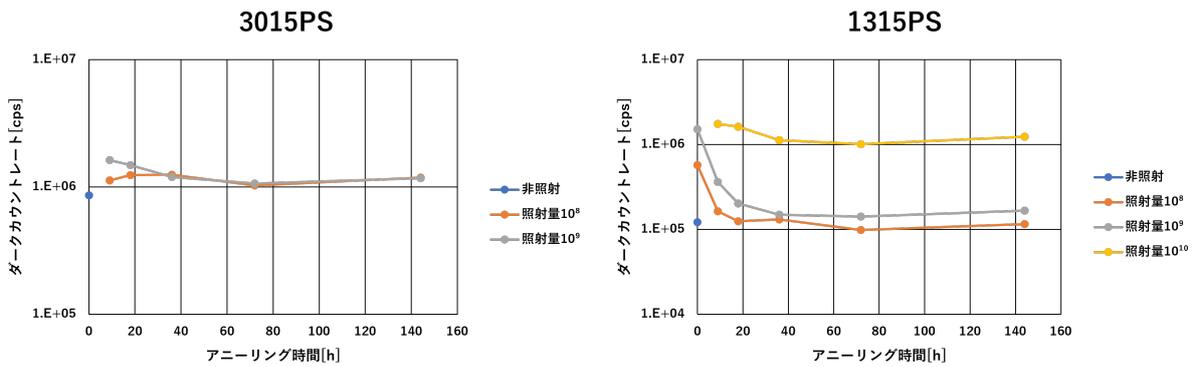


図 7.3.8: アニーリング中のダークカウントレート 左: 3015PS 右: 1315PS

波高分布測定において 1p.e. のピークが見られた場合のみダークカウントレート測定を行ったため、プロットのない箇所は多量のダークカウントレートにより明確な 1 光子信号が観測できなかったことを示している。例として 1310PS と 1315PS の照射量 $10^8, 10^9$ を見てみると、先ほどのリーク電流の結果と同じようにダークカウントレートはおよそ 1/10 に減少し、非照射の時のダークカウントレートとほとんど同等になっていることが分かる。アニーリングの効果についても、40 時間まではアニーリングの効果が顕著に見られる。

7.4 アニーリング後の印加電圧依存性 (IV 曲線)

144時間のアニーリング後のIV曲線の結果について示す。なお、測定については照射量 $10^8, 10^9$ においてはほとんど非照射時と同じレベルまで回復していることが確認できたため、照射量 $10^8, 10^9$ は $25^\circ\text{C}\sim 15^\circ\text{C}$ 、照射量 $10^{10}, 10^{11}$ は $25^\circ\text{C}\sim 60^\circ\text{C}$ の範囲で測定を行った。後述するダークカウントレート、波高分布測定においてもこの範囲での測定を行った。

7.4.1 アニーリング後の V_{bd}

アニーリングによって格子欠損が回復すると見込まれているが、それによって V_{bd} が上昇すると予想できる。なぜなら、格子欠損に弾き飛ばされた Si 原子が戻ることによって、アバランシェ増幅の過程においてキャリアが加速しづらくなるからである。図 7.4.1 から図 7.4.4 に、それぞれの照射量、温度における V_{bd} のプロットを示す。なお、非照射のデータは 6 章で示したものと同じである。

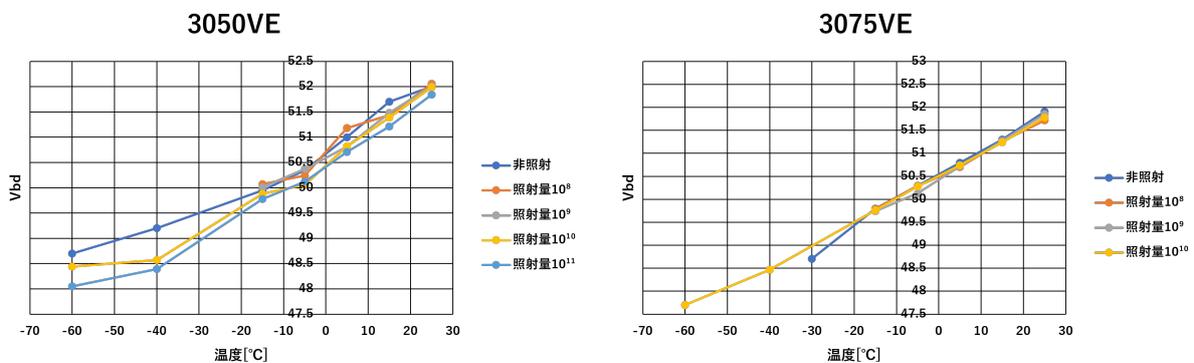


図 7.4.1: 144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左: 3050VE 右: 3075VE

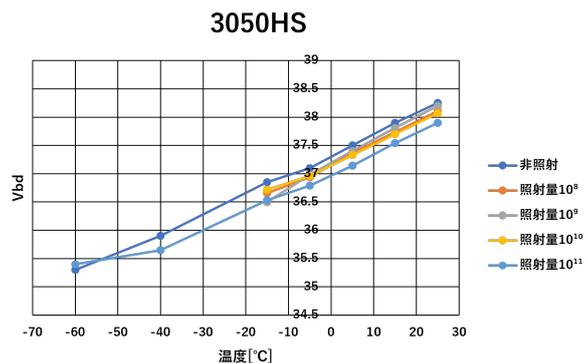


図 7.4.2: 144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 3050HS

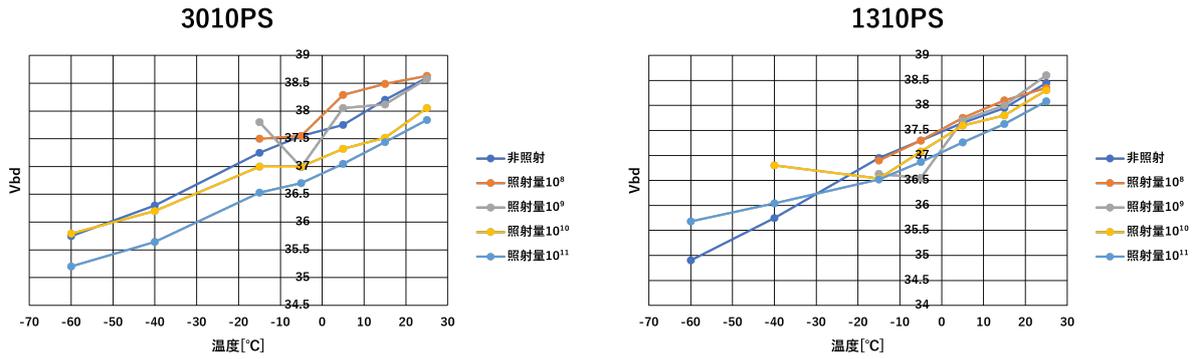


図 7.4.3: 144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左：3010PS 右：1310PS

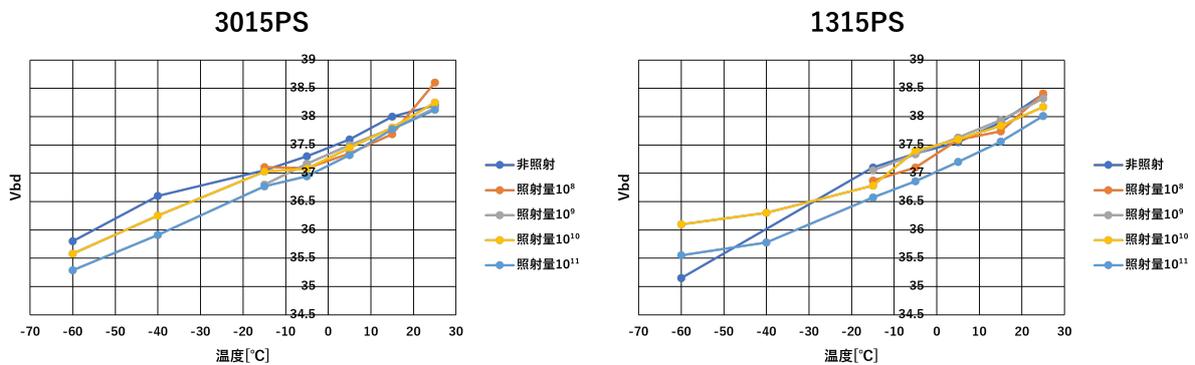


図 7.4.4: 144 時間のアニーリング後のブレイクダウン電圧 V_{bd} 左：3015PS 右：1315PS

冷却や照射量に対するふるまいに関しては、アニーリング前の図 6.3.8 から 6.3.11 と変わらず冷却によって V_{bd} は低下し、中性子被曝によっても V_{bd} が低下していることが分かる。また、前項での結果と同じように、照射量 10^8 , 10^9 においては非照射の時の V_{bd} に近い値となっていることが分かる。6 章でのアニーリング前の V_{bd} の結果 (図 6.3.8 から 6.3.11) と比較すると、グラフからは見づらいが主に PS シリーズにおいてわずかな V_{bd} の上昇が見られる。これは、当初予想していた通りのふるまいである。一方で HS, VE シリーズにおいては PS シリーズほどの V_{bd} の上昇は見られなかった。これらのサンプルは増倍率が大きいいため、アニーリングによる格子欠損の回復よりも増倍率による影響の方が大きいためであると推測する。

7.4.2 アニーリング後のリーク電流

$V_{bd} + 3[V]$ の時のリーク電流のプロットを図 7.4.5 から図 7.4.8 に示す。ただし 3075VE の照射量 10^{11} においては、測定中に MPPC の電極が破損してしまい測定が不可能であった。

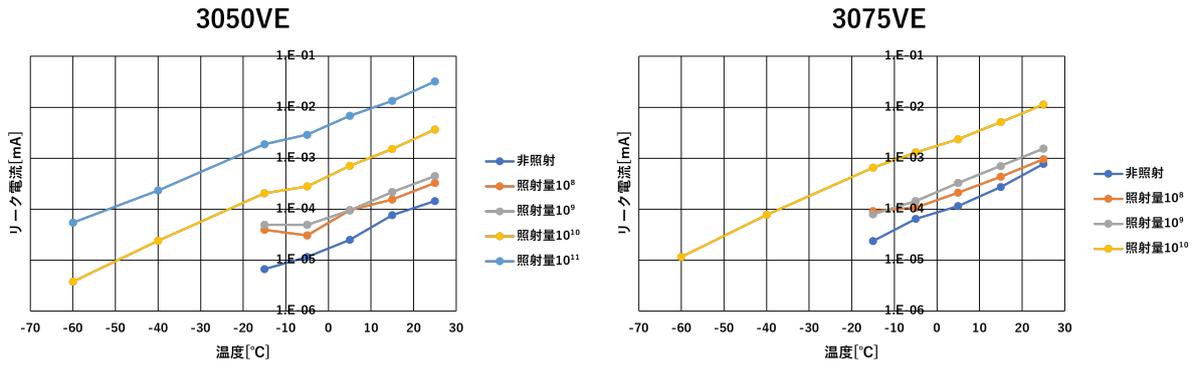


図 7.4.5: 144 時間のアニーリング後のリーク電流 左: 3050VE 右: 3075VE

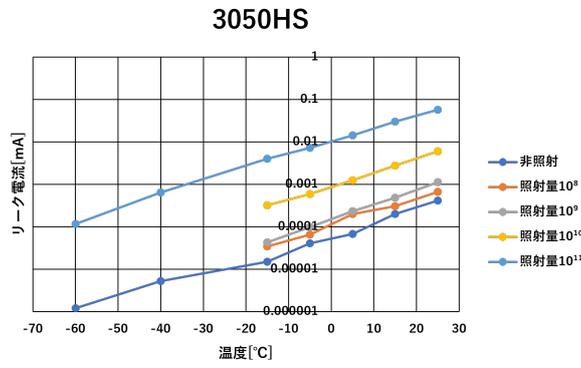


図 7.4.6: 144 時間のアニーリング後のリーク電流 3050HS

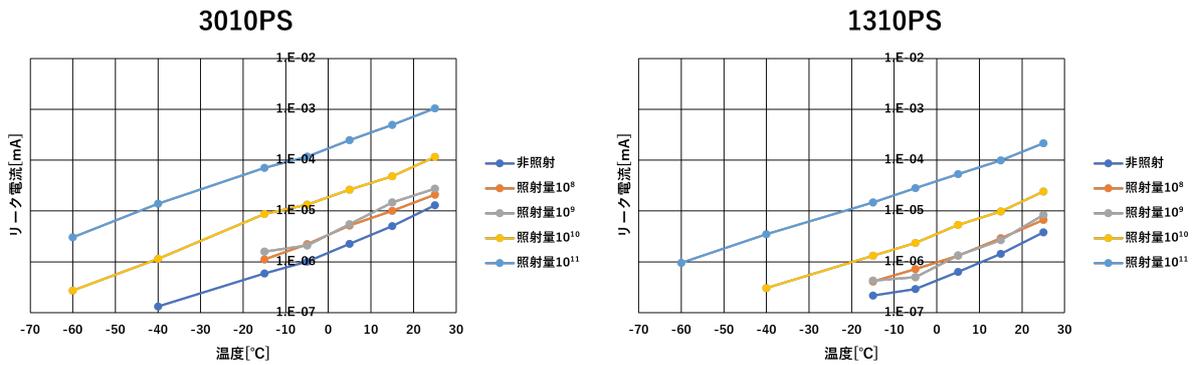


図 7.4.7: 144 時間のアニーリング後のリーク電流 左: 3010PS 右: 1310PS

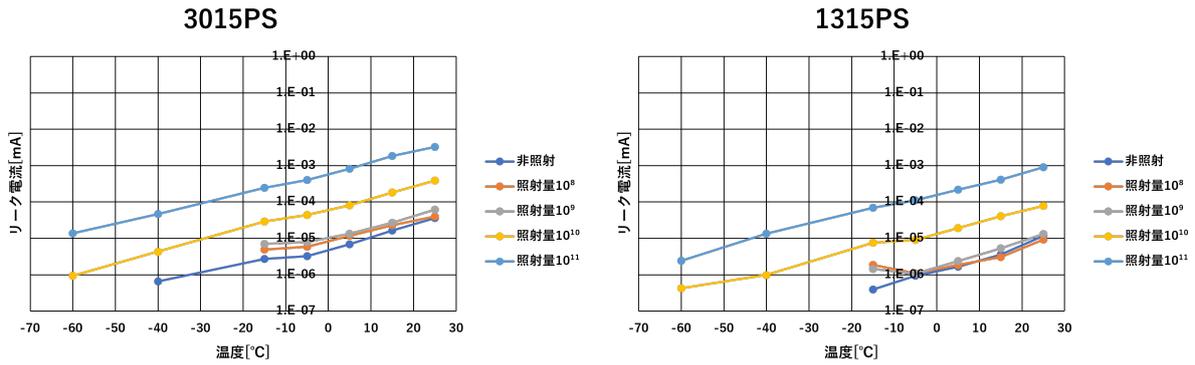


図 7.4.8: 144 時間のアニーリング後のリーク電流 左：3015PS 右：1315PS

どの温度においても 6 章での結果 (図 6.3.12 から 6.3.15) と比較すると、やはりリーク電流は 1/10 ほど減少し、照射量 $10^8, 10^9$ は非照射の時のリーク電流とほぼ同等になっていることが分かる。またアニーリング後においても冷却に対する温度依存性は保たれている。

7.5 アニーリング後のダークカウントレート測定

144 時間のアニーリング後のダークカウントレートについての結果を図 7.5.1 から図 7.5.4 に示す。手順は先ほど説明したように、0.5p.e. の導出のみを変更し、残りは 6 章と同じである。また、動作電圧 $V_{bd} + 3[V]$ におけるダークカウントレートとオシロスコープによる波形は図 7.5.5 から図 7.5.11 のとおりである。ただし、1310PS, 3010PS, 3015PS については 6 章で示した動作電圧における波形であり、非照射の波形は 6 章で示した者と同じである。また波形については、CH1 に NIM モジュールに入る前の波形、CH2 に NIM モジュールで反転増幅した信号の波形を表示している。なお、ダークカウントレート測定において、照射量 10^{11} の 3075VE のサンプルと同様に、照射量 10^{10} の 3050HS のサンプルの電極が破損してしまったため、測定が不可能であった。

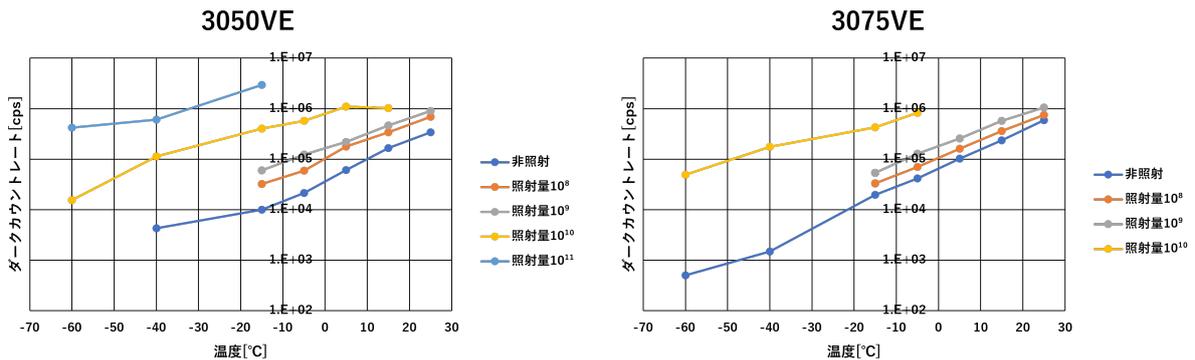


図 7.5.1: 144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左：3050VE 右：3075VE

3050HS

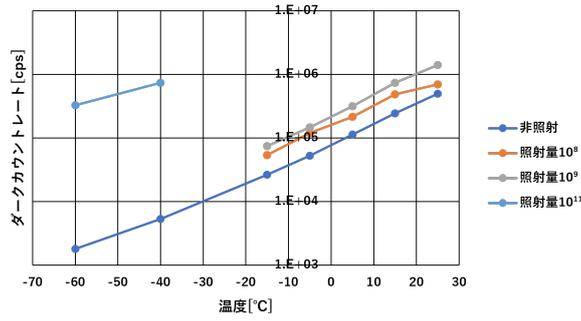
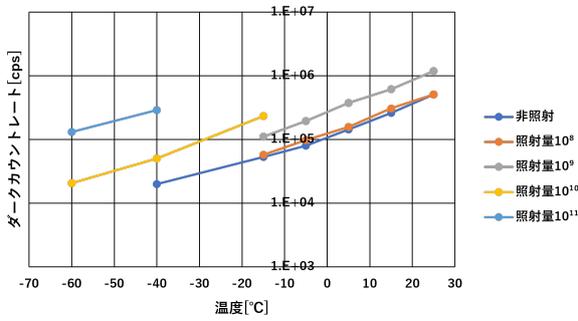


図 7.5.2: 144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 3050HS

3010PS



1310PS

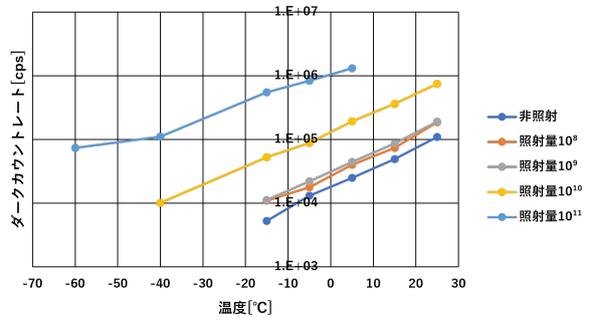
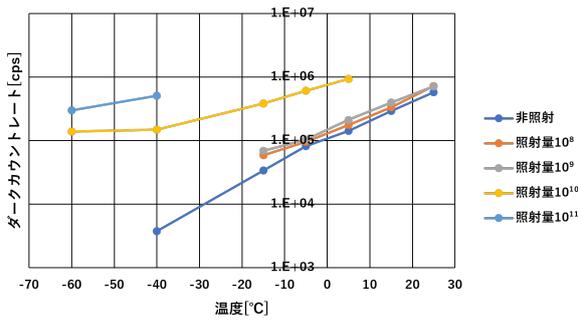


図 7.5.3: 144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左: 3010PS 右: 1310PS

3015PS



1315PS

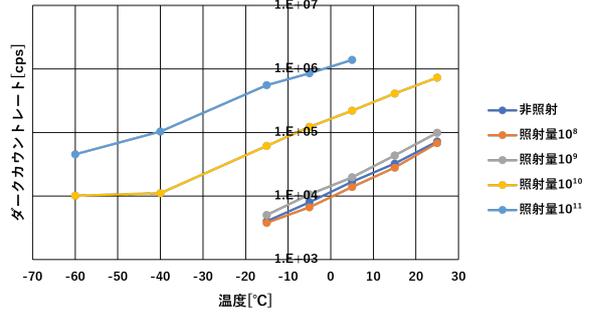
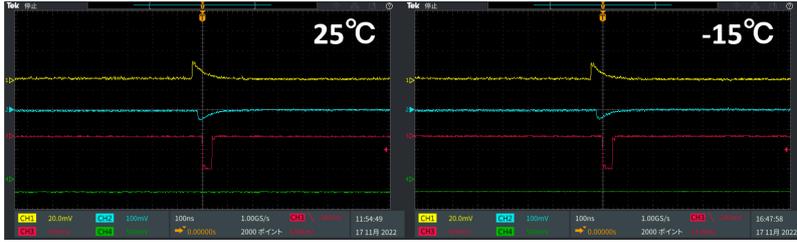


図 7.5.4: 144 時間のアニーリング後のダークカウントレート 左: 3015PS 右: 1315PS

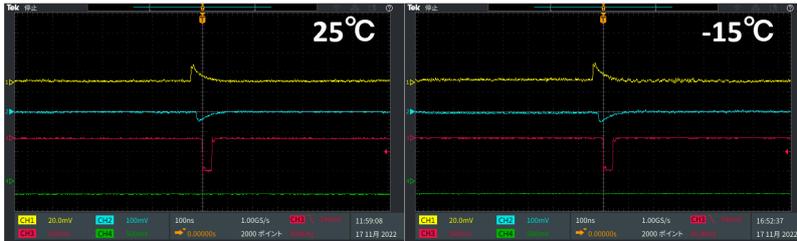
非照射



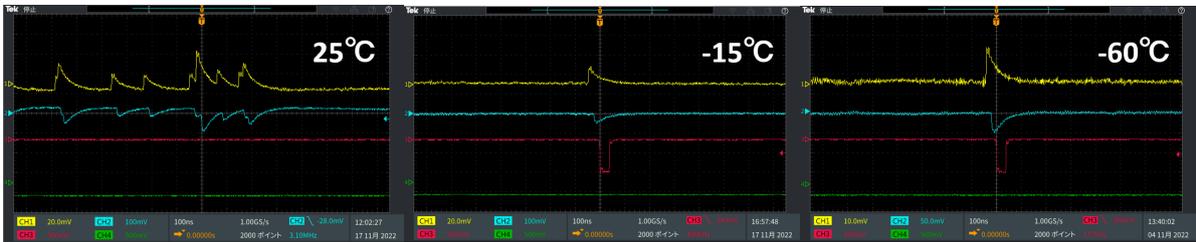
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

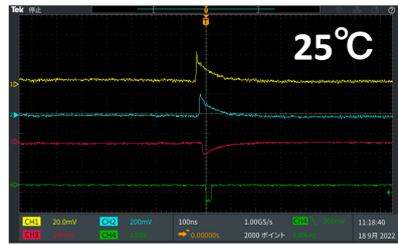


照射量 10^{11}



図 7.5.5: 144 時間のアニーリング後の波形 3050VE

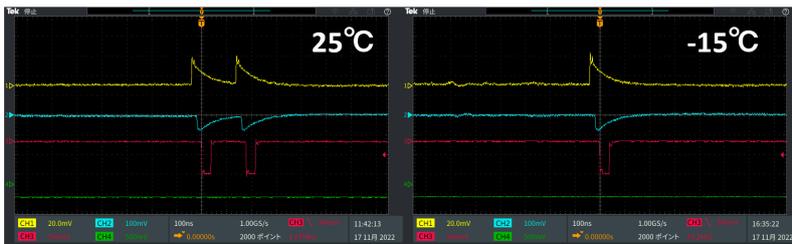
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

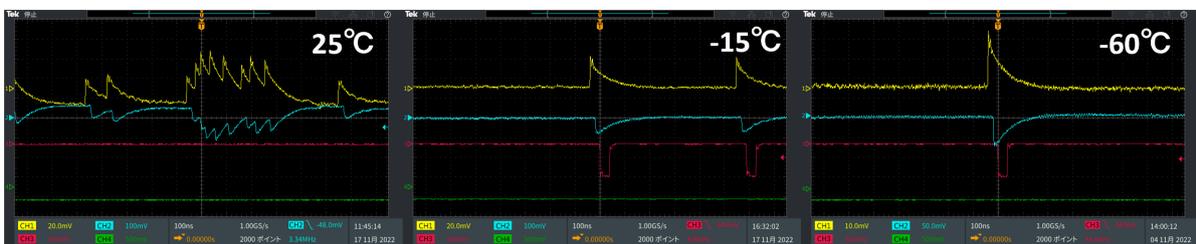
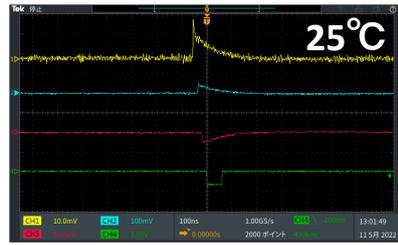
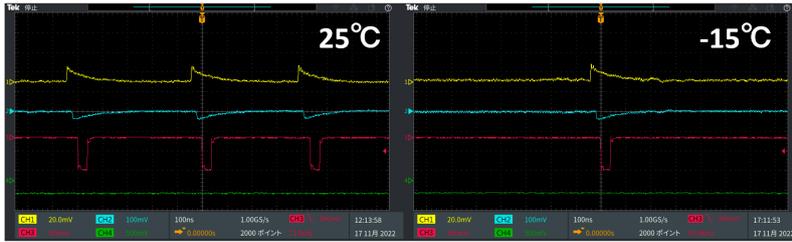


図 7.5.6: 144 時間のアニーリング後の波形 3075VE

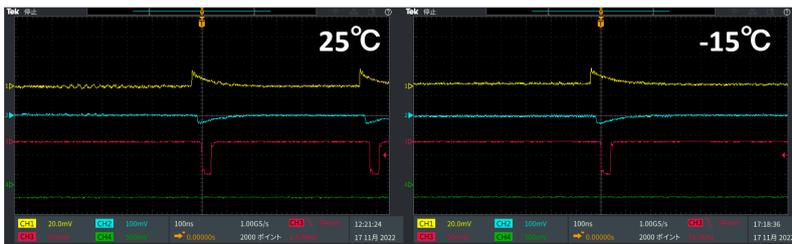
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{11}

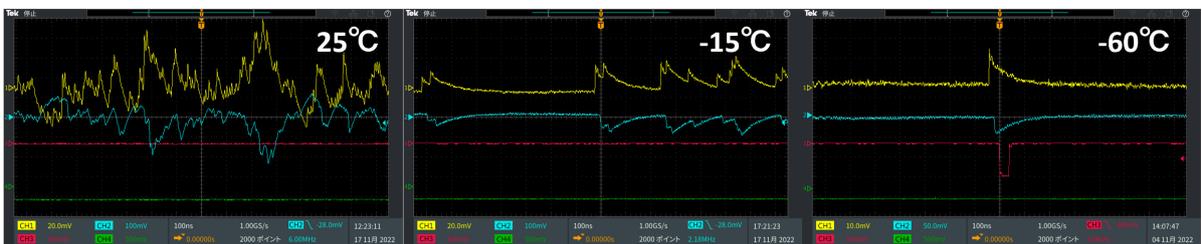
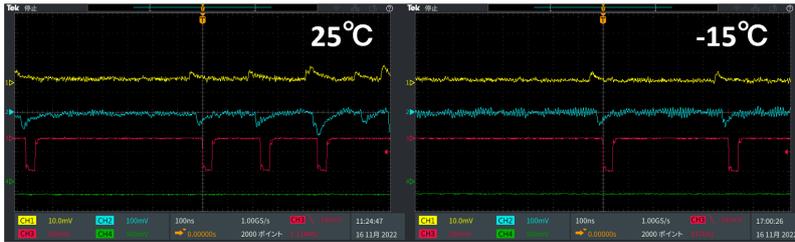


図 7.5.7: 144 時間のアニーリング後の波形 3050HS

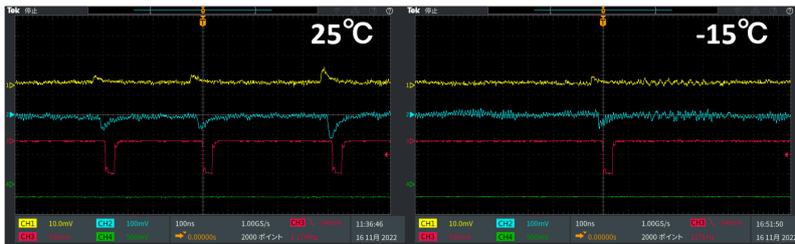
非照射



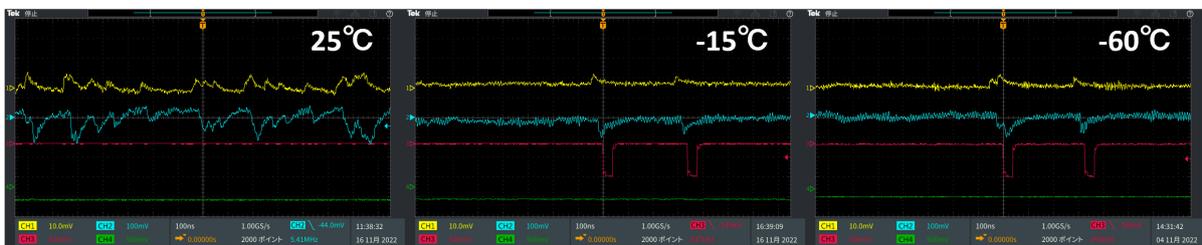
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

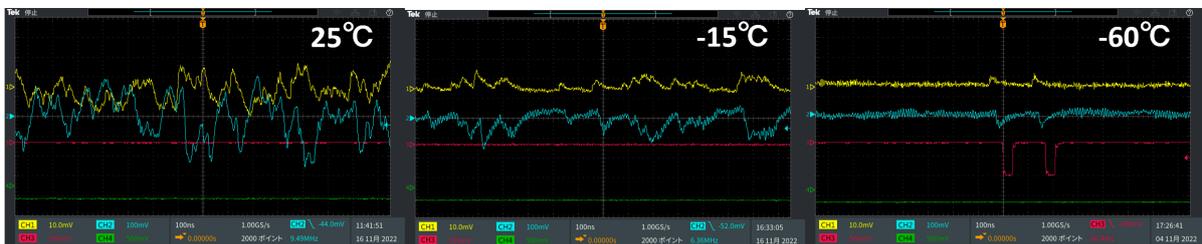
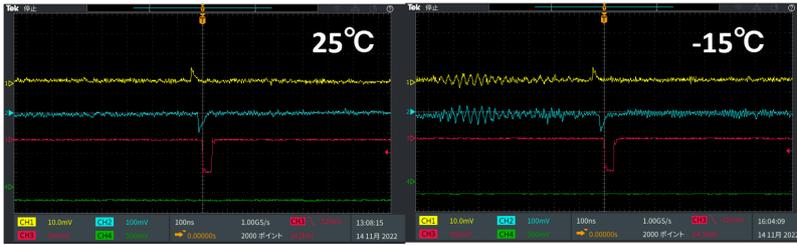


図 7.5.8: 144 時間のアニーリング後の波形 3010PS

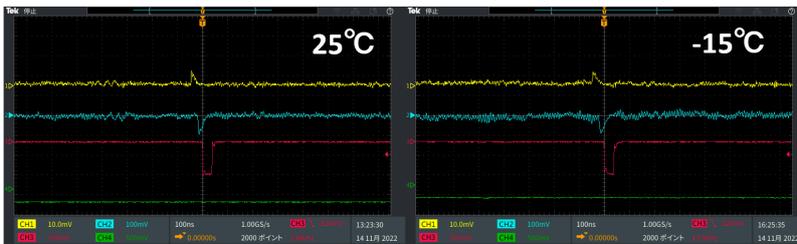
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

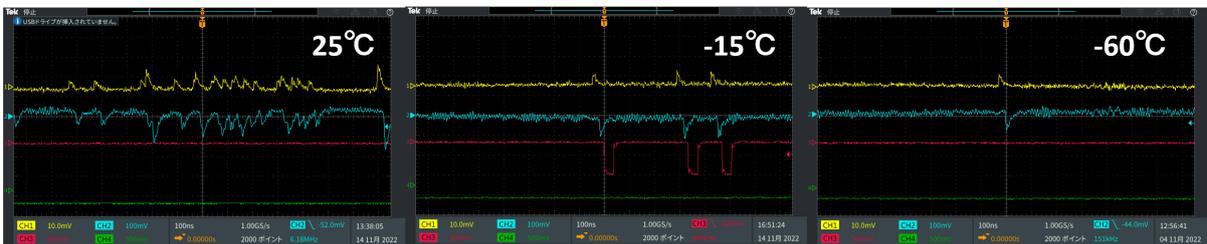
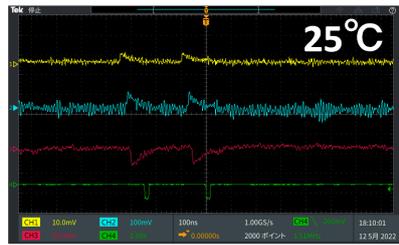
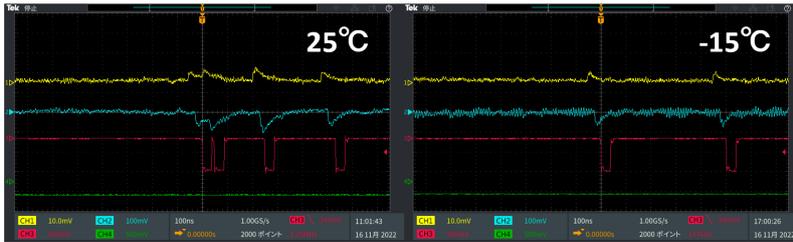


図 7.5.9: 144 時間のアニーリング後の波形 1310PS

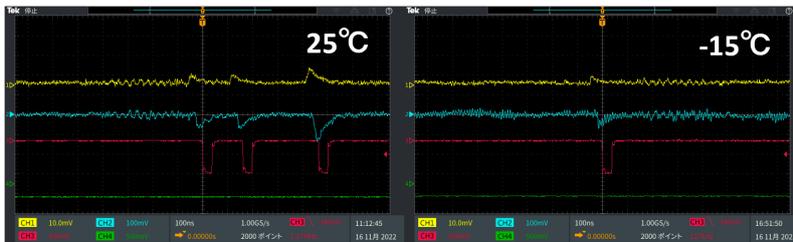
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

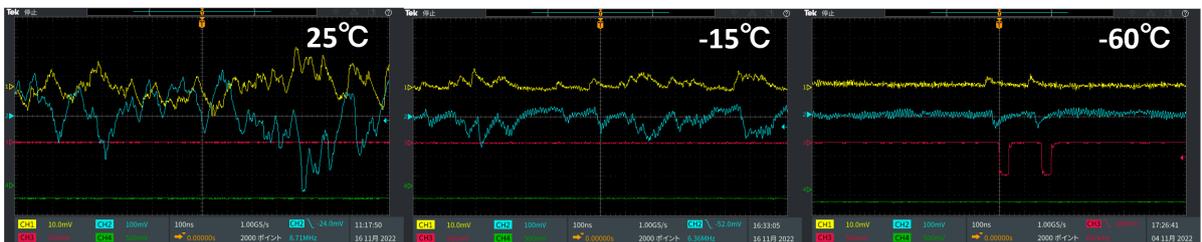
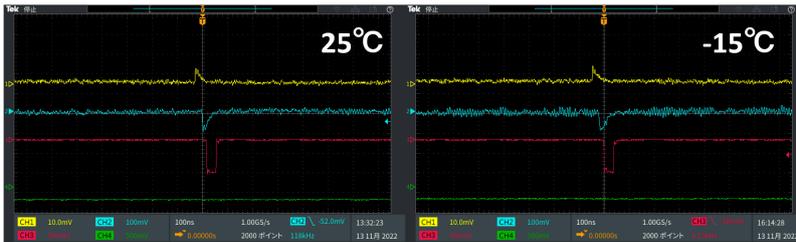


図 7.5.10: 144 時間のアニーリング後の波形 3015PS

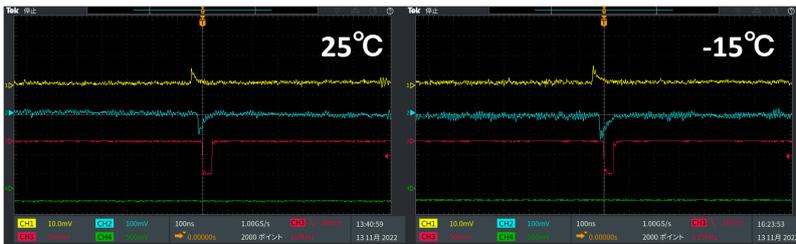
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

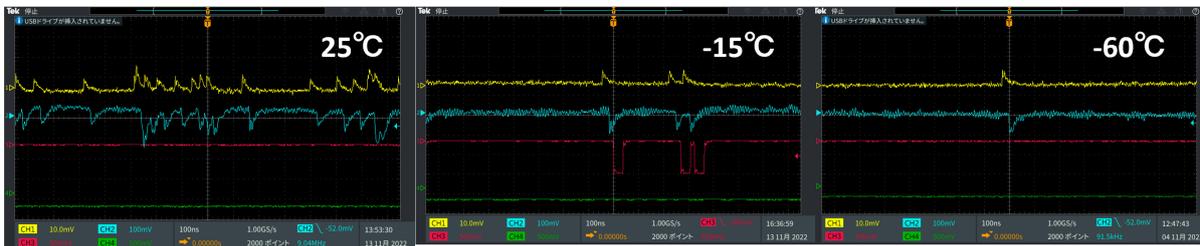


図 7.5.11: 144 時間のアニーリング後の波形 1315PS

ここでも 6 章のダークカウントレート (図 6.4.6 から 6.4.9) と比較をすると、やはり 144 時間のアニーリングによりダークカウントレートが 1/10 に減少していることが分かる。先ほどのリーク電流と同じく、温度依存性も保たれている。照射量 10^{11} 、 25°C におけるダークカウントレート

やはりどのサンプルにおいても明確な1光子信号は確認できなかったが、低開口率、低面積の1310PSと1315PSにおいては -5°C の時点で明確な1光子信号が観測できた。次に、ダークカウントレートをそれぞれの面積で規格化したプロットを図7.5.12に示す。

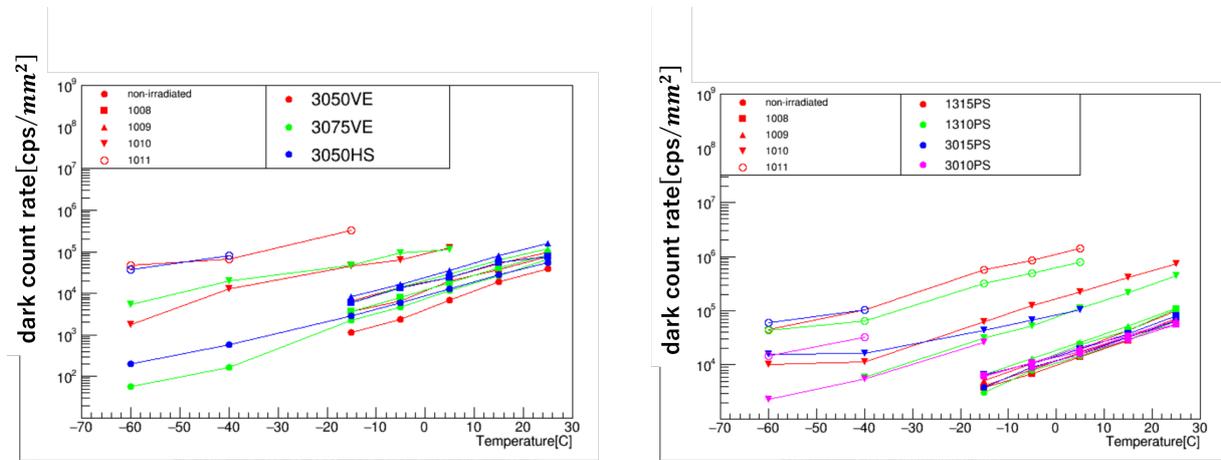


図 7.5.12: 単位面積 [mm^2] 当たりのダークカウントレート

やはりアニーリング前(図6.4.18)と同様に、サンプル間での単位面積当たりのダークカウントレートにおける大きな違いは見られない。照射量 10^{11} までは、アニーリングによりダークカウントレートがおおよそ $1/10$ に減少することが確かめられたが、照射量 10^{12} においても同様に $1/10$ に減少すると仮定すると、Belle II 実験における10年間の使用においてアニーリングを1回実施すると、室温、動作電圧 $V_{bd} + 3[\text{V}]$ における単位面積あたりのダークカウントレートは以下ようになる。

$$N_{10\text{years}.25^{\circ}\text{C}.annealed} \approx 1.1 \times 10^8 \text{ cps/mm}^2 \quad (7.1)$$

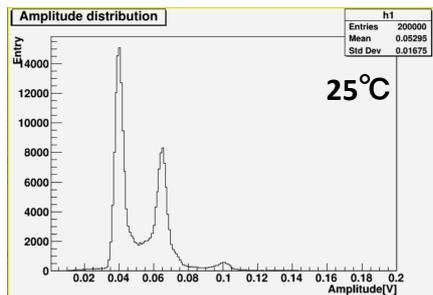
7.6 アニーリング後の波高分布測定

アニーリング後のサンプルに対して実施した波高分布測定の結果を本項では示す。セットアップや手順については6章で実施した波高分布測定とほぼ同様である。

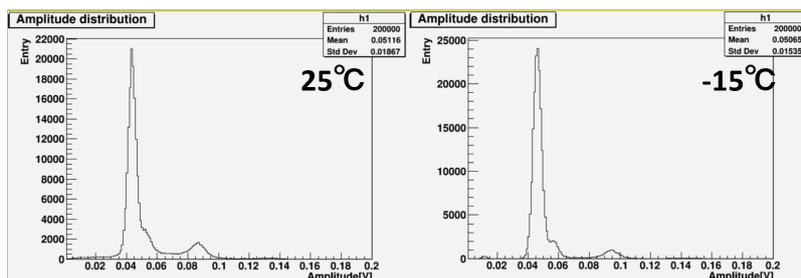
7.6.1 アニーリング後のダークパルスの波高分布測定

6章における波高分布測定とほぼセットアップであり、信号波高の 0.7p.e. を閾値としたセルフトリガーでイベント数 200000 を取得した。変更点としては、かませたアッテネータの減衰の大きさがサンプルによって異なる。 $25^{\circ}\text{C} \sim 60^{\circ}\text{C}$ までの測定を行い、得られたヒストグラムを図7.6.1から図7.6.7に示す。なお、測定中のノイズ状況が良くなく、いくつかのヒストグラムにてノイズによるピークが見えてしまっている。

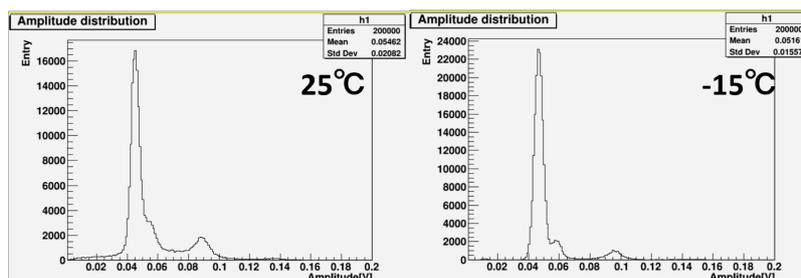
非照射



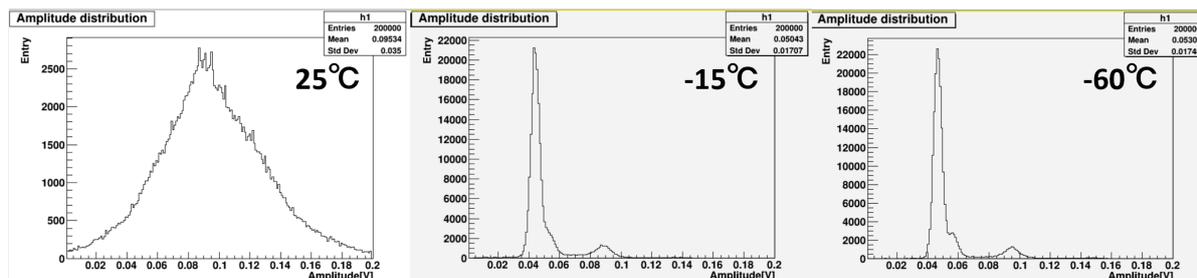
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

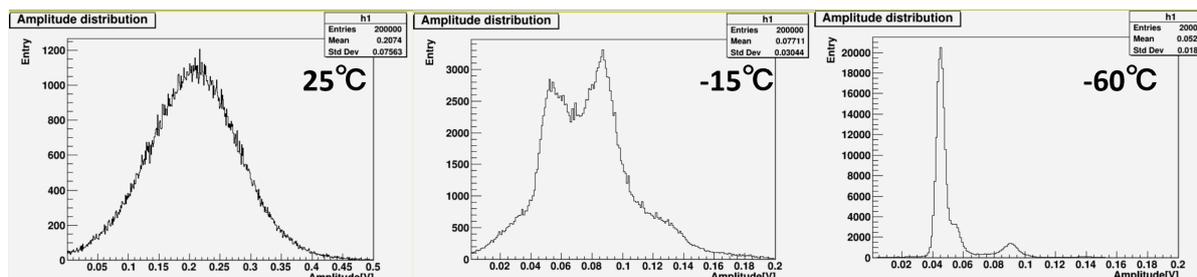
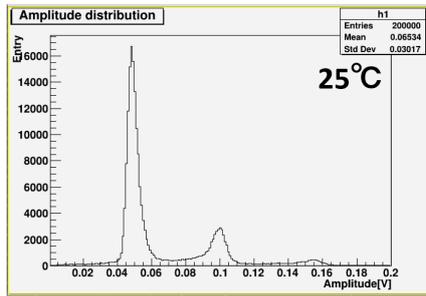
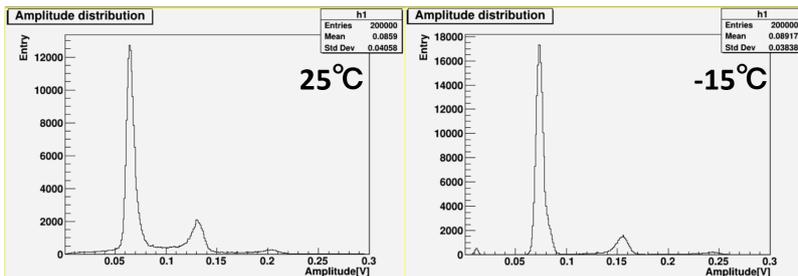


図 7.6.1: 144 時間のアニーリング後の 3050VE におけるダークパルスの波高分布

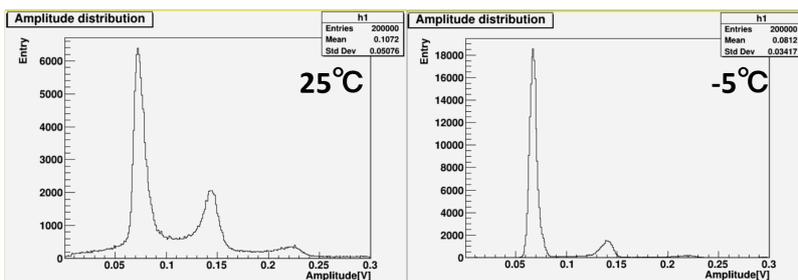
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

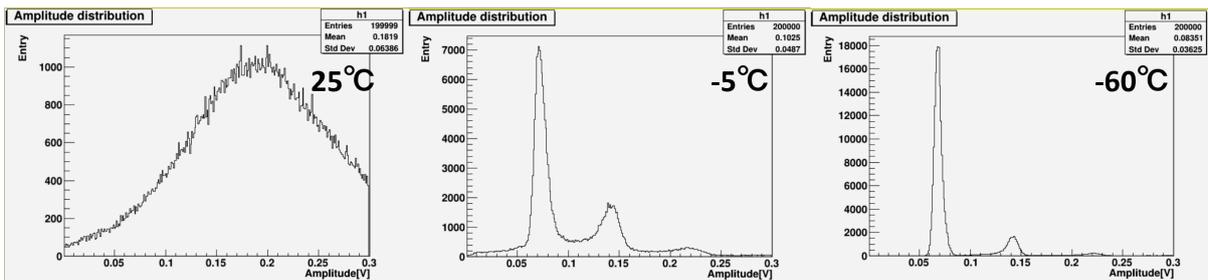
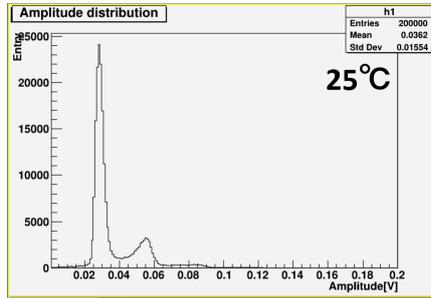
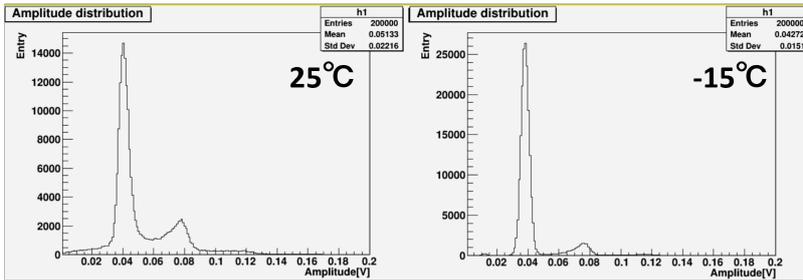


図 7.6.2: 144 時間のアニーリング後の 3075VE におけるダークパルスの波高分布

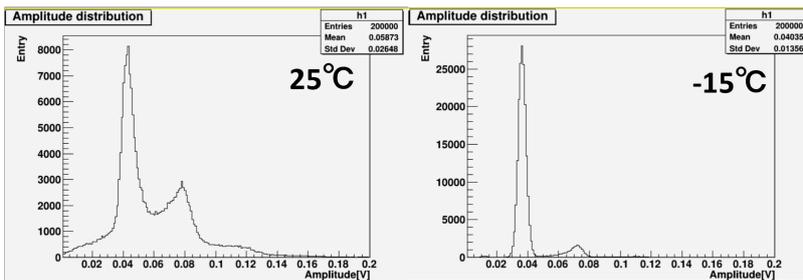
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{11}

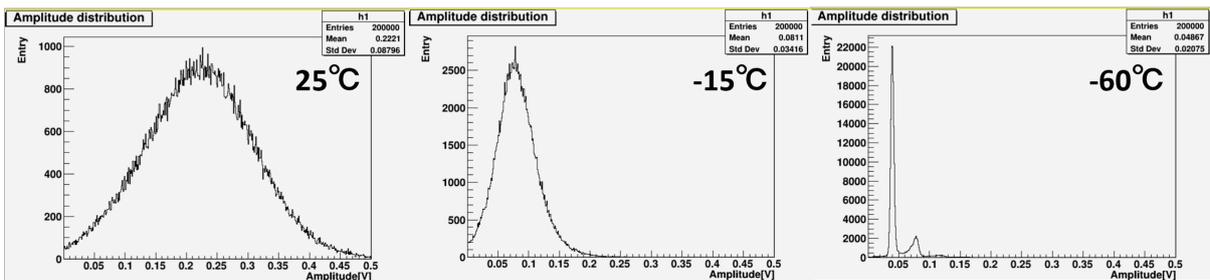
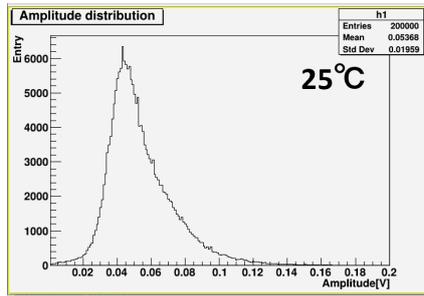
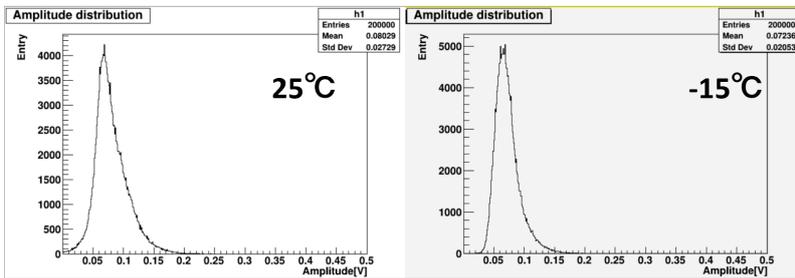


図 7.6.3: 144 時間のアニーリング後の 3050HS におけるダークパルスの波高分布

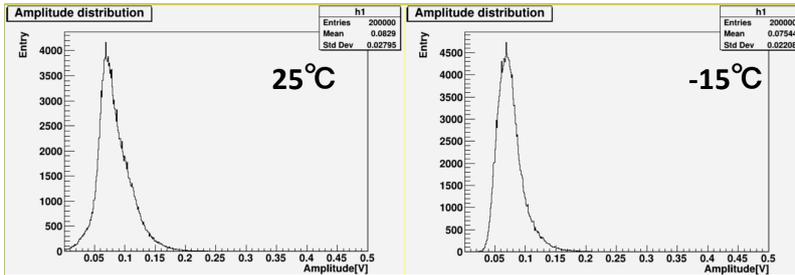
非照射



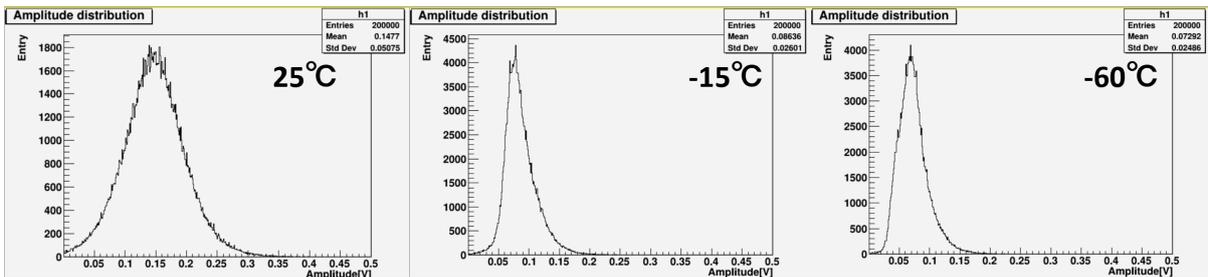
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

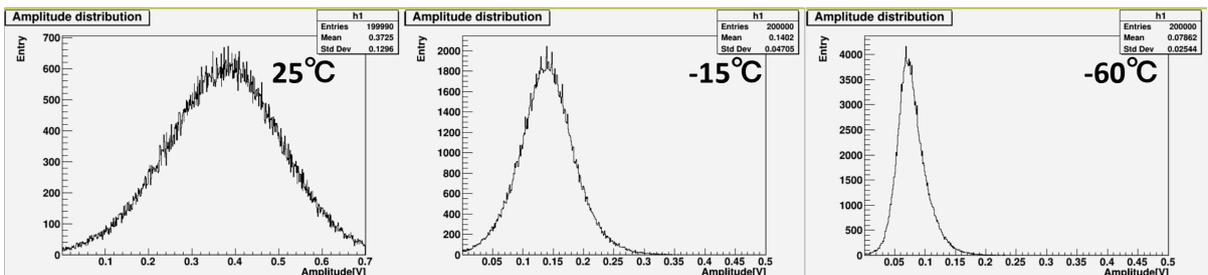
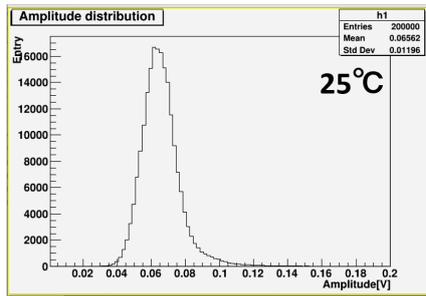
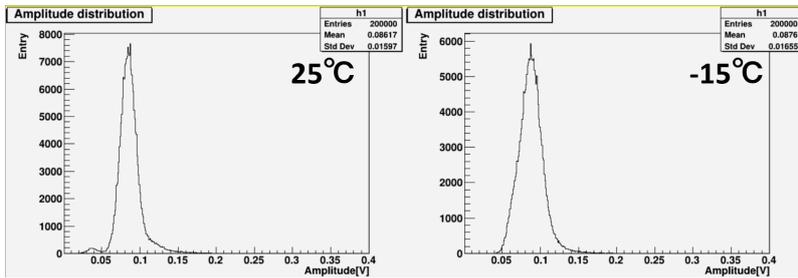


図 7.6.4: 144 時間のアニーリング後の 3010PS におけるダークパルスの波高分布

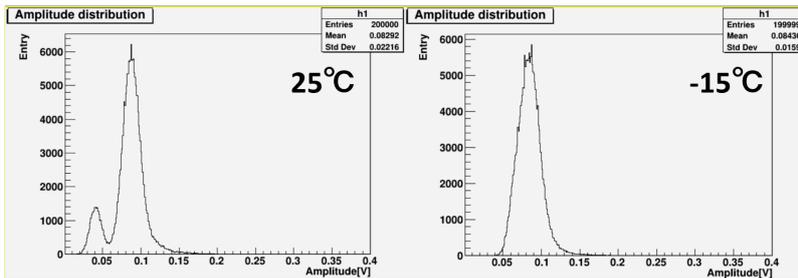
非照射



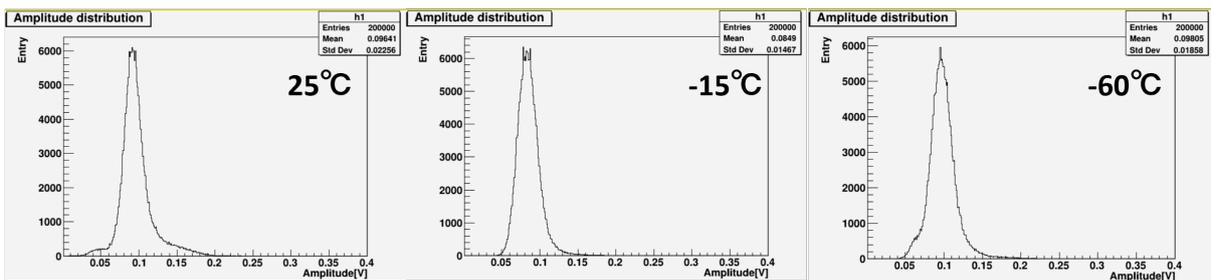
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

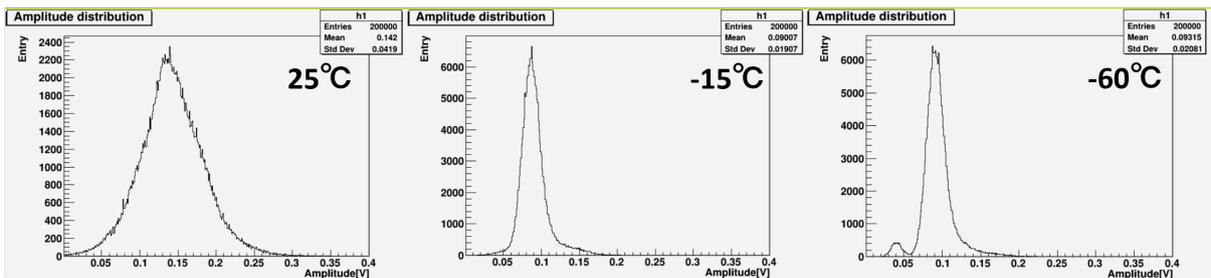
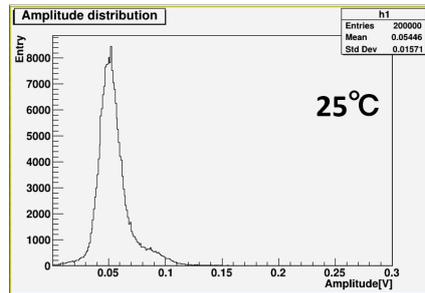
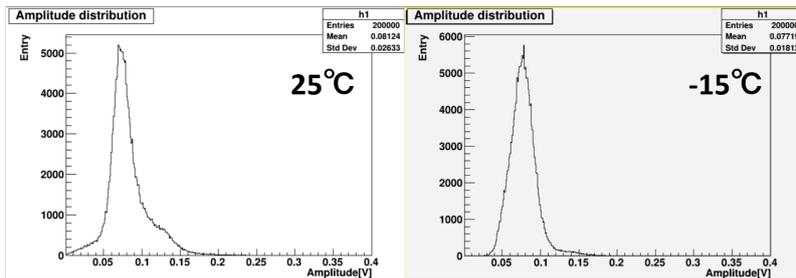


図 7.6.5: 144 時間のアニーリング後の 1310PS におけるダークパルスの波高分布

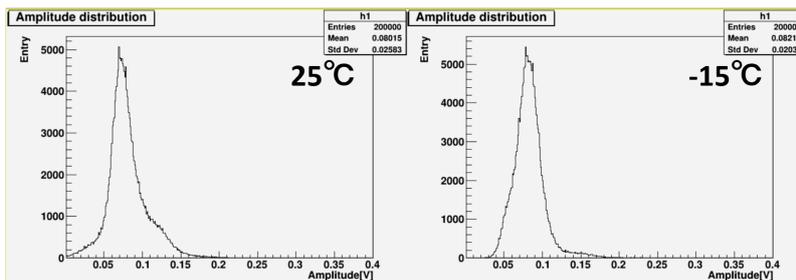
非照射



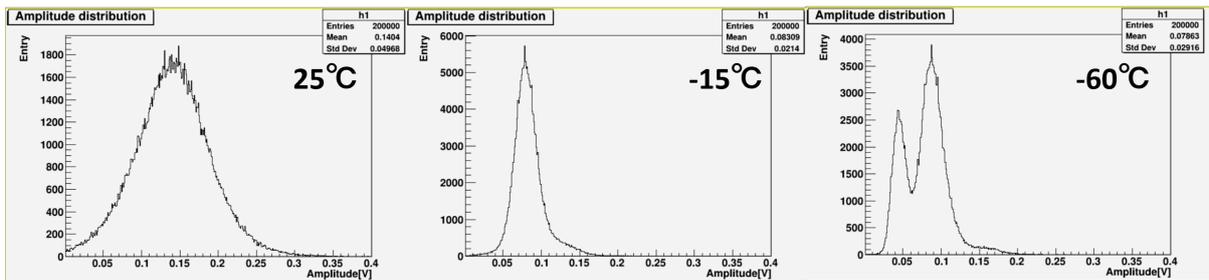
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

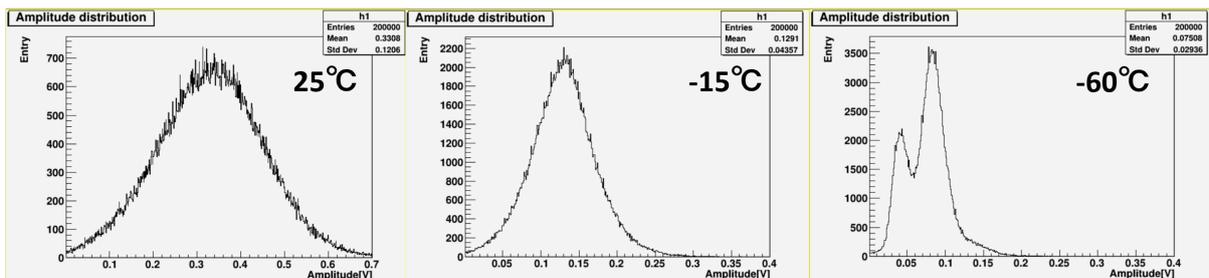
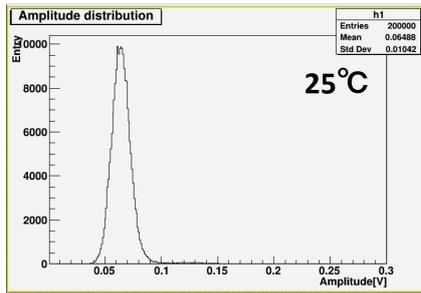
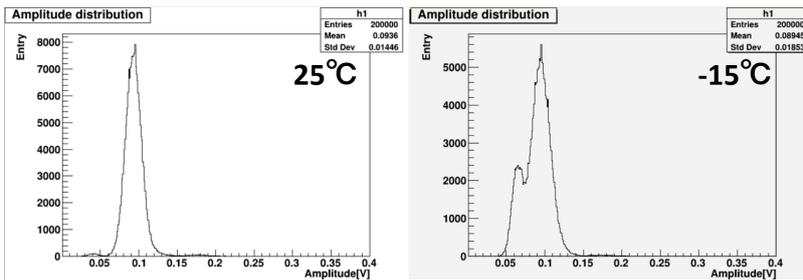


図 7.6.6: 144 時間のアニーリング後の 3015PS におけるダークパルスの波高分布

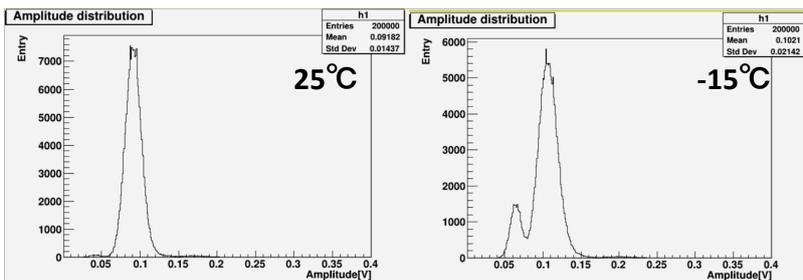
非照射



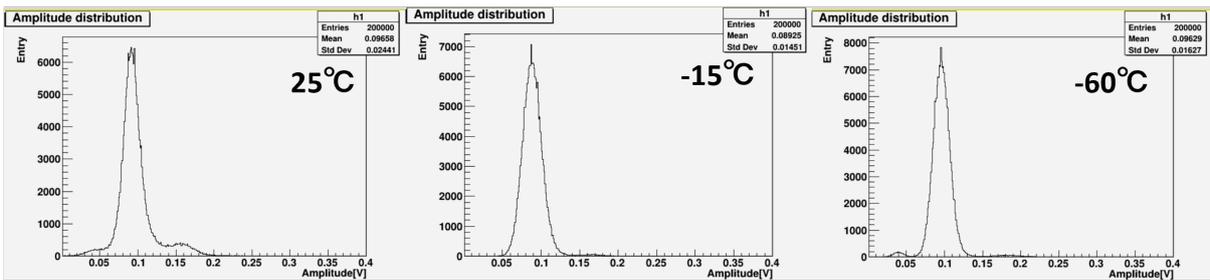
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

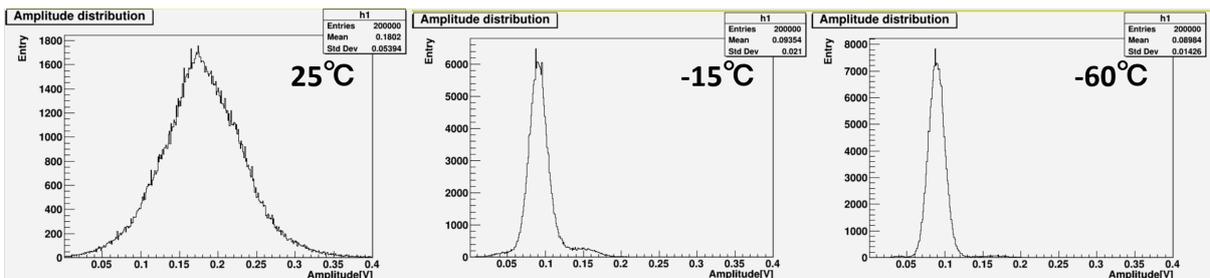


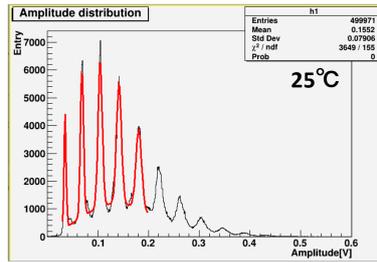
図 7.6.7: 144 時間のアニーリング後の 1315PS におけるダークパルスの波高分布

アニーリングによりダークパルスが減少し、照射量の高いヒストグラム (10^{10} , 10^{11}) においてはパイルアップが顕著に減っていることが分かる。ダークカウントレート測定の時と同様に、低開口率、低面積の 1310PS と 1315PS においては -15°C の時点で明確な 1 光子信号が観測できたことが波高分布から分かる。

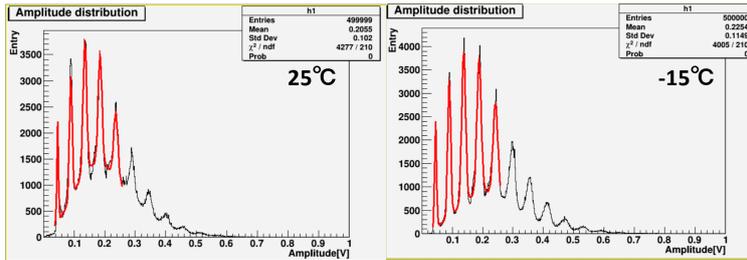
7.6.2 アニーリング後の光子を入射した際の波高分布測定

この測定においても 6 章における測定とほぼ同じセットアップを用い、レーザーからのパルストリガーとしてゲートを開き、500000 のイベント数を取得した。なお、セットアップにおける 6 章からの変更点としては ND フィルターを取り除いたことが挙げられる。理由としては、6 章と同様に平均検出光子数がおよそ 3 ~ 4 になるように光量を調節して測定を実施しようとしたところ、ピコパルスレーザーの光量を最大にしても平均検出光子数が 3 ~ 4 に届かなかったためである。このような現象は 6 章での測定においては確認されなかった。よって、アニーリングによって PDE が低下してしまった可能性がある。これについては後述する。よって、6 章でのセットアップから ND フィルターを取り除いて MPPC に光子を入射し、 25°C ~ -15°C の範囲で波高分布測定を行った。動作電圧についても 6 章と同様である。図 7.6.8 から図 7.6.14 にヒストグラムを示す。ただし、レーザーの当たり具合によって MPPC に入射する平均光子数が変動するため、ヒストグラムにおける平均検出光子数が 3 ~ 4 になっていない場合があるが、本測定においては光量の一様性は不必要であるため、特に問題はない。

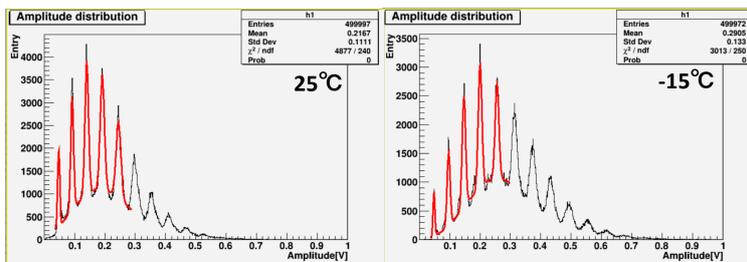
非照射



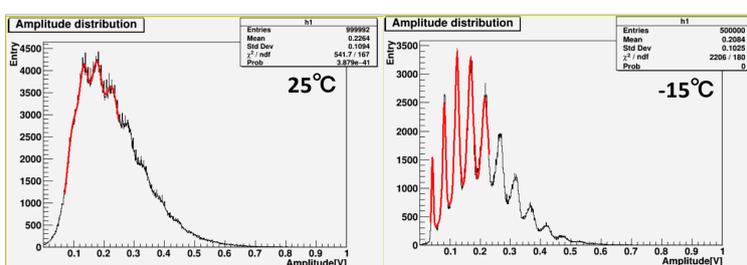
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

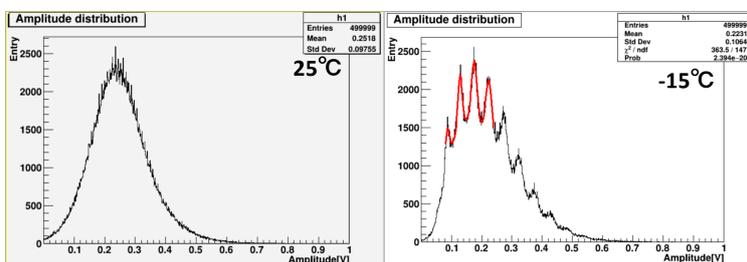
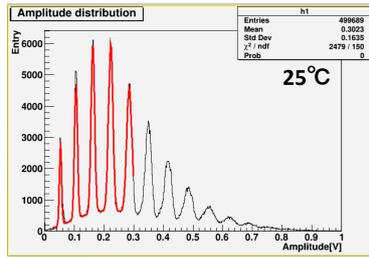
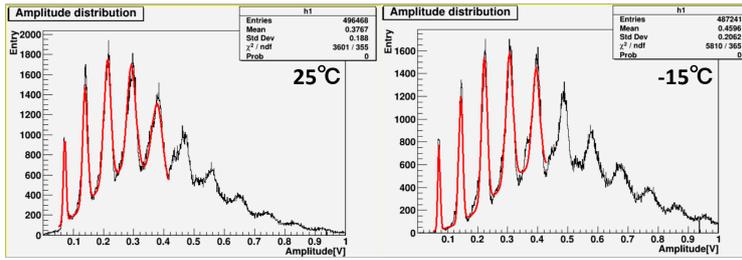


図 7.6.8: 144 時間のアニーリング後の 3050VE における光子入射の際の波高分布

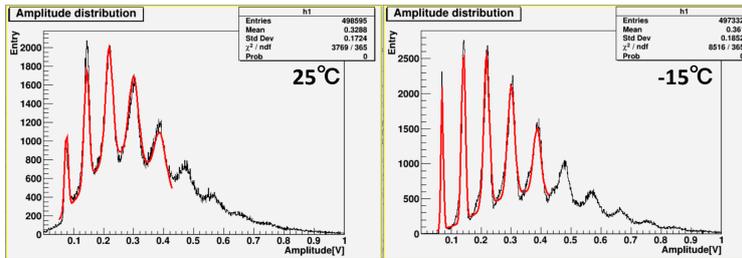
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}

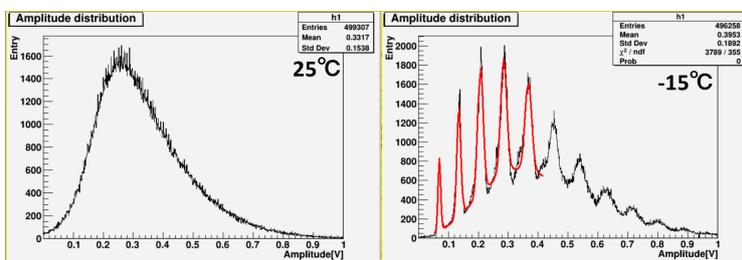
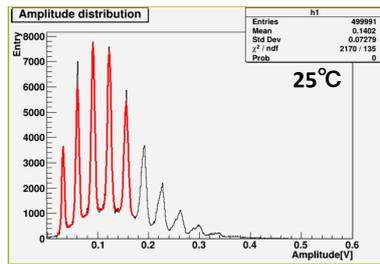
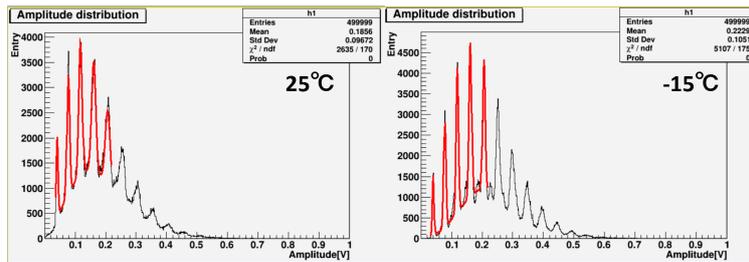


図 7.6.9: 144 時間のアニーリング後の 3075VE における光子入射の際の波高分布

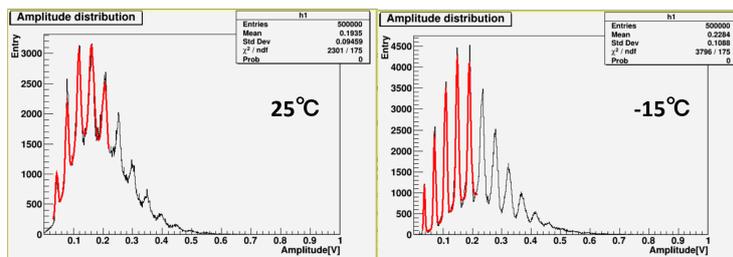
非照射



照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{11}

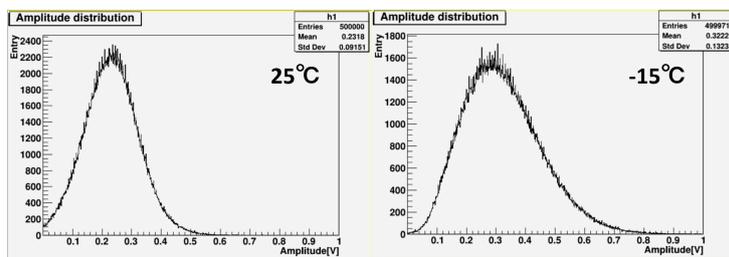
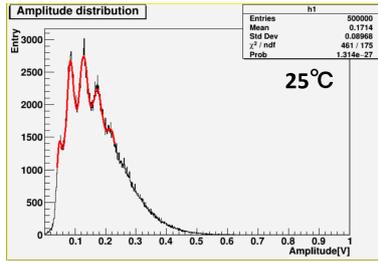
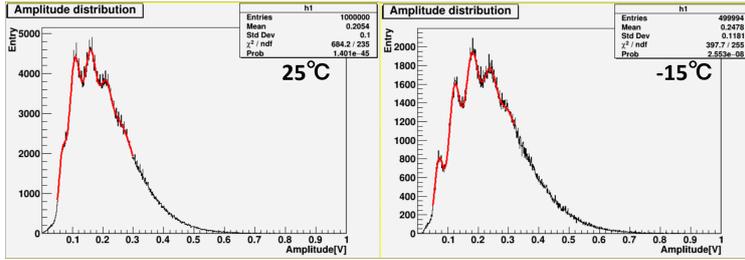


図 7.6.10: 144 時間のアニーリング後の 3050HS における光子入射の際の波高分布

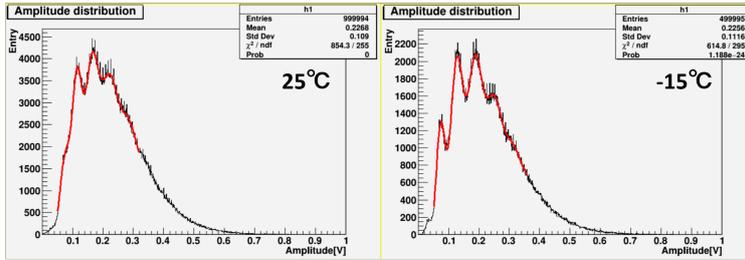
非照射



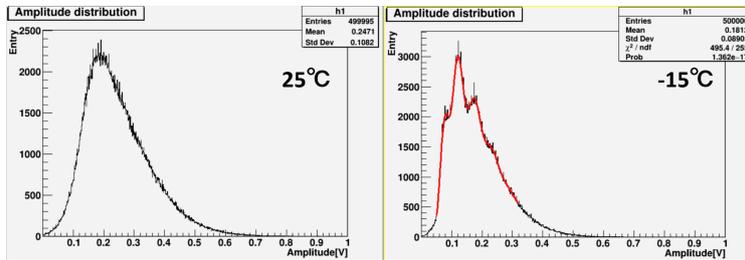
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

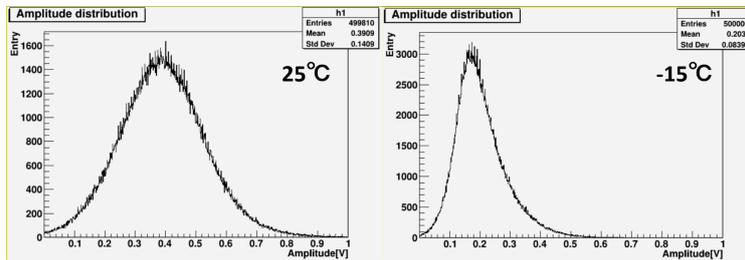
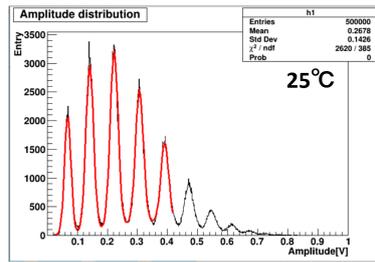
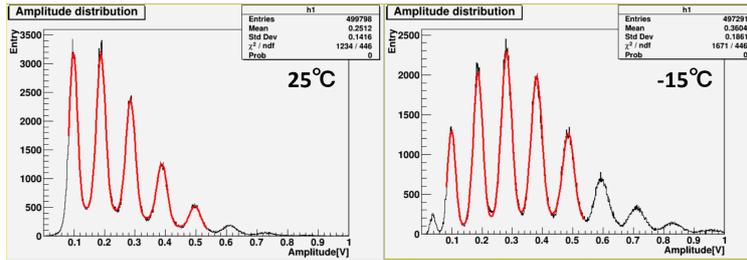


図 7.6.11: 144時間のアニーリング後の3010PSにおける光子入射の際の波高分布

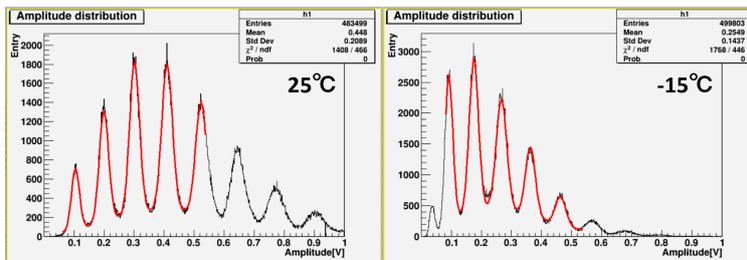
非照射



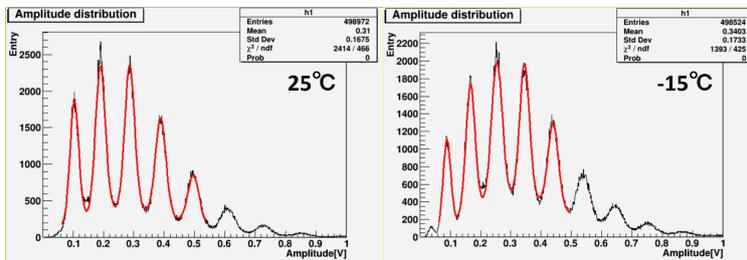
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

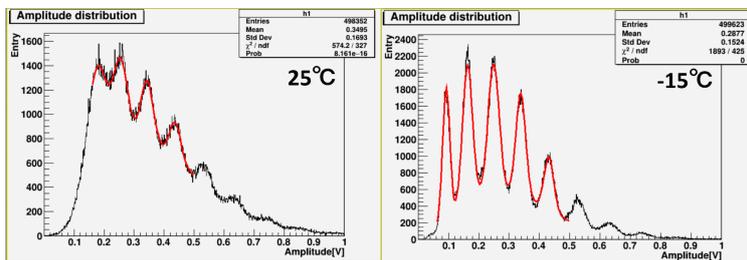
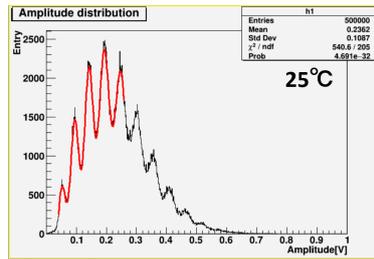
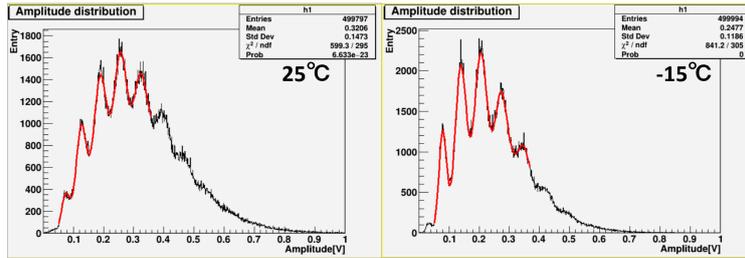


図 7.6.12: 144 時間のアニーリング後の 1310PS における光子入射の際の波高分布

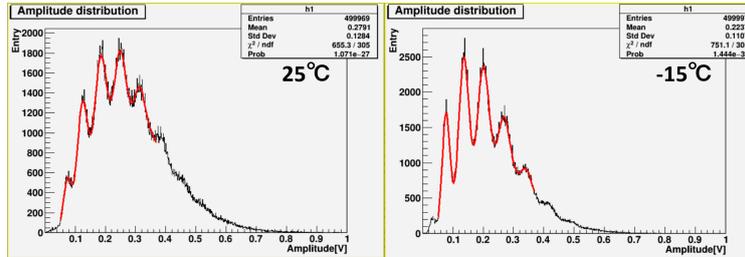
非照射



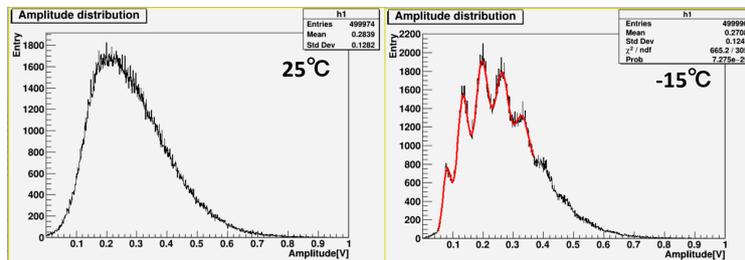
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

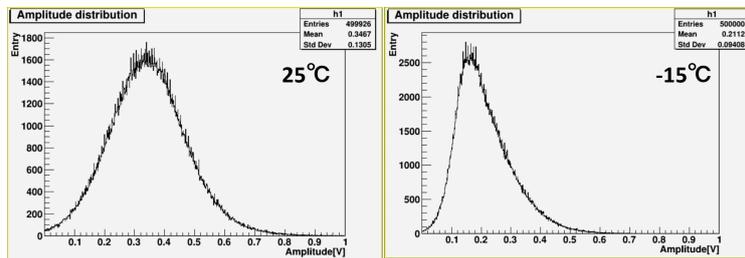
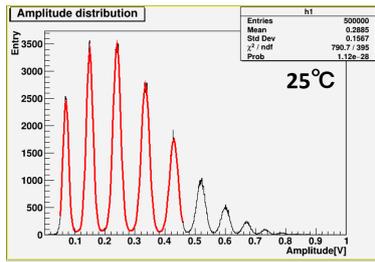
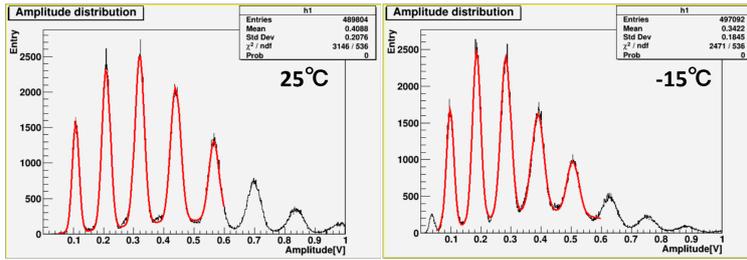


図 7.6.13: 144 時間のアニーリング後の 3015PS における光子入射の際の波高分布

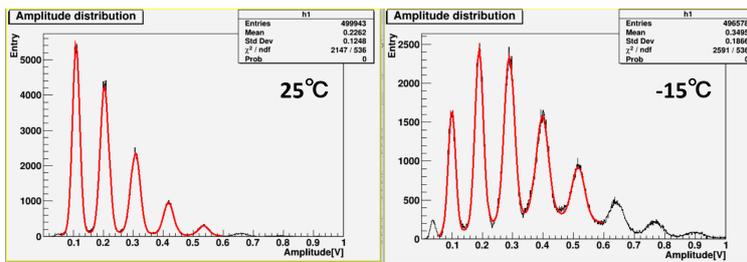
非照射



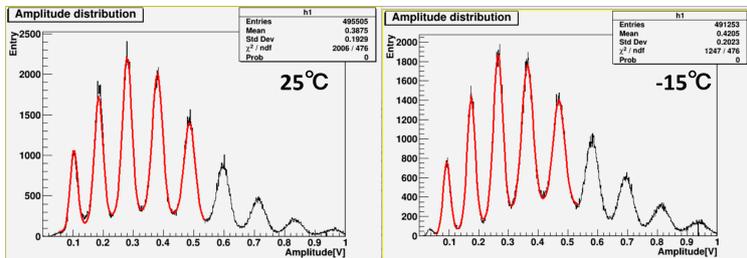
照射量 10^8



照射量 10^9



照射量 10^{10}



照射量 10^{11}

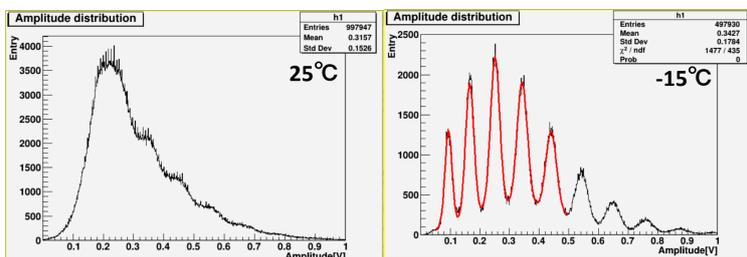


図 7.6.14: 144 時間のアニーリング後の 1315PS における光子入射の際の波高分布

アニーリング前の結果と比較すると、ダークカウントレートが減少することでこれまで見ていなかった光子ピークが見えるようになっていることが分かる。特に、1310PS における照射量の 10^{11} , 25°C においてパイルアップが激しいものの、光子ピークが確認できる。1315PS に関しては、

3p.e. 以上のピークが微かに確認できる。

次に、各サンプルにおける相対増倍率のプロットを図 7.6.15 に示す。これにおいても 6 章で説明したものと同様の方法で計算している。

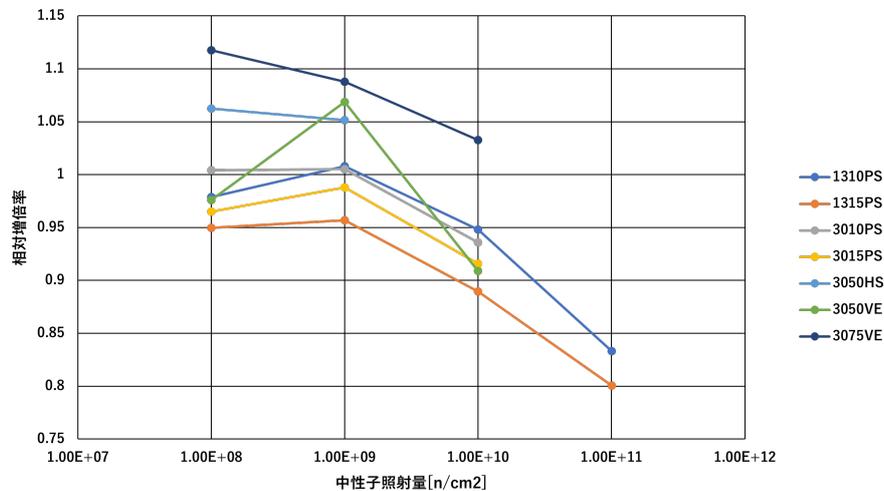


図 7.6.15: 144 時間のアニーリング後の相対増倍率の照射量依存性

上のプロットを 6 章の図 6.5.22 と比較すると、いずれのサンプルにおいても相対増倍率が回復していることが分かる。いくつかの照射サンプルで増倍率が非照射の時の増倍率を超えているものがあるが、2つのことが考えられる。1つは測定の実誤差である。アニーリング前と後でアッテネータにおける減衰の値を変更しているサンプルがいくつかあるため、3075VE と 3050HS において不本意に変更されてしまった状態で測定を進めた可能性がある。2つめは、アニーリングによる効果である。何らかの原因で照射サンプルの静電容量が上昇することで、非照射の時の増倍率を超えた可能性である。本研究においては非照射のサンプルに対してアニーリングを行っていないため、今後非照射のサンプルに対してもアニーリングを行うことでこれを検証する必要がある。

7.7 まとめ、考察

前章において、冷却のみで MPPC を 10 年間使用し続けるのは現実的でないという結論に至った。そこでアニーリングと呼ばれる、MPPC を一定時間熱することで中性子照射による損傷が回復するかどうかを検証した。今回、170°C, 144 時間のアニーリングを実施し、測定項目としては 6 章と同様に IV 曲線、ダークカウトレート、波高分布測定である。

170°C, 144 時間のアニーリングにより、いずれのサンプルにおいてもダークカウトレートが 1/10 に減少することを確認した。また、PS シリーズにおいては格子欠損の回復によりわずかな V_{bd} の上昇が見られた。増倍率に関しても、アニーリングによって回復することが確認された。一方で、7.6.2 項で説明したように PDE の低下が見られた。これは、図 7.7.1 のようにアニーリングによって MPPC の表面のシリコン樹脂が茶色に変色したことで、表面に光子が当たった際の挙動が変わってしまったことに由来すると推測する。よって、今後は MPPC の PDE の測定が必要である。また、アニーリング後に再び中性子照射をし、アニーリングをした際にどのような挙動をふるまうかについては未知であり、今後の課題である。

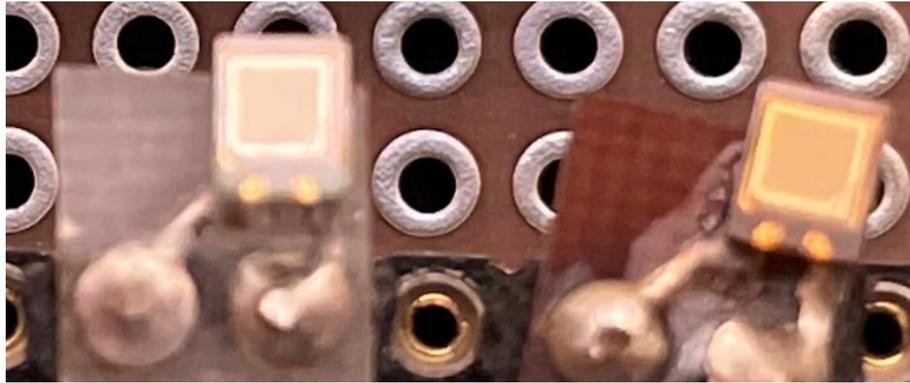


図 7.7.1: MPPC の外観 左がアニーリング前、右がアニーリング後

本研究では、 170°C でのアニーリングを実施したが現状 ARICH にはそこまでの高温を出力できる機構は備わっていない。よって、今後は 170°C よりも低温でアニーリングを実施し、効果を検証する必要がある。

第8章 結論

Belle II 実験における K/π 識別を担当している検出器の1つとして ARICH 検出器があり、Belle II 測定器のエンドキャップ部に位置している。ARICH はエアロゲル輻射体と光検出器 HAPD の2層構造であり、荷電粒子がエアロゲル輻射体を通過した際に円錐状に放出されるチェレンコフ光を後段の HAPD でリングイメージとして検出する。そのリングイメージの半径の違いから K/π 識別を行っている。現在使用中の HAPD に関して、製造元である浜松ホトニクスは HAPD の生産を終了している。現状、総チャンネル数の 2.3% が HAPD 由来の故障 (2022 年 9 月時点) であり、今後の使用で予想外の故障が起きる可能性がある。ARICH ではアップグレードの一環として、新たなエアロゲルの生産、新たな光検出器の置き換えが検討されている。

ARICH における粒子識別向上のため、屈折率や透過長などのパラメータを変更した新たなエアロゲルの生産が計画されている。本研究ではシミュレーションを用いて、パラメータ変更したエアロゲルが粒子識別に与える影響を評価した。屈折率と透過長をそれぞれ変更したシミュレーションを回し、上流側よりも下流側の透過長の変更が識別性能に影響を与えることが分かった。それ以上に、屈折率の変更が識別性能に大きな影響を与えると確認された。

ARICH における新たな光検出器の候補として MPPC が検討されている。MPPC は HAPD と比べ、チャンネルサイズの小ささや PDE の高さから光子の検出効率が向上し、増倍率の高さや動作電圧の低さから取り扱いが容易になると予想されている。一方で、中性子に対する耐性が懸念されており、高ダークカウントレートが識別性能に影響を及ぼすと予想されている。そこで、7 種の MPPC に対し中性子照射試験を実施し、本研究では MPPC の放射線耐性を評価した。

中性子照射試験は 2020 年 2 月 14 日 ~ 2 月 17 日にかけて茨城県東海村の J-PARC にて実施され、中性子を 1[MeV] 換算で $10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}$ [neutrons/cm²] 照射した。参考として、Belle II 実験の 1 年間の運転で予想されている中性子被曝量は 10^{11} [neutrons/cm²] である。本研究における測定項目としては、IV 曲線、ダークカウントレート測定、波高分布測定である。単位面積 [mm²] 当たりのダークカウントレートとしてはサンプル間で大きな違いはないが、チャンネル当たりのダークカウントレートは低開口率、低面積である 1310PS, 1315PS が一桁ほど少ない。また、照射量 10^{11} , -40°C において 1310PS, 1315PS のみ明確な 1 光子信号が確認できた。これは低開口率により、生きているピクセルに中性子が当たる確率が低いと考えられる。ARICH に低開口率、低面積の MPPC を適用する際は、ウィンストンコーンなどのミラーを用いることにより、中性子に対する開口率を下げ、光子に対する開口率を上げるように設置することが考えられている。ダークカウントレートの照射量依存性と温度依存性が照射量 10^{12} まで保たれると仮定すると、照射量 10^{12} , 25°C の単位面積当たりのダークカウントレートを $N_{10\text{years}, 25^\circ\text{C}} = 1.1\text{Gcps}/\text{mm}^2$ と外挿できる。また、MPPC に光子を入射した際の波高分布から、中性子被曝により増倍率が低下することが見られた。これについては中性子被曝によって MPPC の静電容量が低下してしまったことが理由であると推察する。

MPPC の 10 年間の使用において、冷却のみでの使用は ARICH ではあまり現実的でない。よって本研究ではアニーリングを MPPC に実施することにより損傷の回復の効果を評価した。 170°C , 144 時間のアニーリングを実施し、アニーリング前と同等の測定を実施した。アニーリングにより、

リーク電流とダークカウントレートは1/10にまで減少し、PSシリーズにおいては V_{bd} の上昇が確認された。また、増倍率に関しても回復が見られた。一方でPDEの低下が見られ、これはアニーリングによるMPPC表面のシリコン樹脂が変色してしまったことが理由であると推察している。

今後の展望としては、中性子被曝による増倍率低下を解明するためのMPPCの静電容量の測定やPDEの精密測定、170°Cよりも低温でのアニーリング、アニーリングを施したサンプルに対し再び中性子照射を行う、といったことが必要であると考えている。

謝辞

学生生活及び本研究を進めるにあたり、大変多くの方々から多大なご支援をいただきました。まず、高エネルギー物理実験研究室の角野秀一先生や汲田哲郎先生、住吉孝行先生には研究やゼミを通して大変お世話になりました。特に、角野先生には Belle II 実験や ARICH についての知識や研究の助言、発表スライドや本論文の添削など、数多くの方面において大変お世話になりました。汲田先生や住吉先生にもゼミを通して高エネルギー物理実験の基本や理論、電気回路についてご指導いただき、特に汲田先生には本論文を細かいところまで添削していただき、大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。

また、ARICH グループの西田昌平先生や宇野健太さん、松岡広大さんにも ARICH ミーティングを通して研究の助言や発表スライドの添削を大変多く頂きました。特に西田先生には研究に行き詰った時や学会発表の場などで大変面倒を見ていただきました。重ねてお礼申し上げます。

2020 年度に博士前期過程を修了された三宅響先輩や鶴藤昌人先輩には、研究室に入りたてで右も左も分からない状態の私に手取り足取り様々なことを丁寧に教えて下さいました。また、同じく 2020 年度に東京大学大学院博士前期過程を修了された古井孝侑先輩には、懇切丁寧に研究の引継ぎをしてくださり、おかげで比較的スムーズに研究を進めることができました。加えて、光子量の少ない 149 室での測定も、寂しさを感じることなく進めることができました。修了された先輩方には深くお礼申し上げます。

修士後期課程へ進まれた在原拓司さんには特にお世話になりました。研究で行き詰った際には、相談するとまるで自分のことのように深く考えてくださり、本当にお世話になりました。また、同期である岩城彩希さんや古藤達朗くん、学部で卒業された片桐菜緒さんはともに切磋琢磨をし、時には笑いあえるようなかけがえのない存在であり、同期の存在がなければここまで研究を進めることは出来ませんでした。本当にありがとう。PD である Thomas さん、2021 年度に博士前期過程を修了された安藤さん、大島さん、朴さん、渡辺さんや後輩である北村くん、鮫島くん、竹淵くん、澤くん、古井くん、岩野くん、加藤くん、黒川くん、望月くんにも、同研究室のメンバーとして楽しい生活を送ることができました。

コロナ禍であることに加え、様々な事件が都立大を襲い例年とは異なることが多い学生生活でしたが、本当に多くの方々に支えていただき、楽しく、そして実のある学生生活を送ることができました。重ねてお礼申し上げます。最後になりますが、9 年間経済面や生活面で支えてくれた家族にも深く感謝をしています。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). "Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC". Physics Letters B, Vol. 726, Issues 1-3, pp. 88–119, Oct. 2013
- [2] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay. "Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson". Physical Review Letters 13, 138, pp. 138–140, Jul. 1964.
- [3] Nicola Cabibbo. "Unitary Symmetry and Leptonic Decays". Physical Review Letters 10,531, Jun. 1963.
- [4] Makoto Kobayashi, Toshihide Maskawa. "CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction". Progress of Theoretical Physics 49, No. 2, pp. 652–657, Feb. 1973.
- [5] CKM fitter group website. http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_spring21/png/belle_rhoeta_large.png
- [6] A.G.Akkeroyd, et al. [BELLE collaboration], Physics at Super B Factory
- [7] KEK website. https://www.kek.jp/wp-content/uploads/2021/10/20180320_superkekb_001.png
- [8] KEK website. <https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/photo/SuperKEKB1.gif>
- [9] KEK website, "KEK 電子陽電子入射器による 3 リング同時トッアップ入射の実現". <https://www2.kek.jp/accl/legacy/topics/topics100830.html>
- [10] Belle II website. "Belle II 測定器". <https://belle2pb.kek.jp/Detector/>
- [11] I. Adachi et al. (Belle II Collaboration). "Detectors for extreme luminosity: Belle II". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 907, pp. 46–59, Nov. 2018.
- [12] MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK website, "Belle II: A pixel vertex detector for an updated accelerator". <https://www.mpp.mpg.de/en/research/structure-of-matter/belle-ii-on-the-track-of-the-antimatter-puzzle/belle-ii-a-pixel-vertex-detector-for-an-updated-accelerator>
- [13] SPIE. website, "Double-sided silicon strip detector for x-ray imaging". <https://spie.org/news/0889-double-sided-silicon-strip-detector-for-x-ray-imaging>
- [14] Belle II Italian collaboration website, "Electromagnetic Calorimeter". <https://web.infn.it/Belle-II/index.php/detector/ecl>

- [15] Cherenkov. P. A, "Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation". Doklady Akademii Nauk SSSR, 2, 451, 1934.
- [16] Tamm.I.E. , Franc.I.M. "Coherent radiation of fast electrons in a medium". Dokl. Akad. Nauk SSSR, 14, 107, 1937.
- [17] <https://www.kek.jp/ja/newsroom/2012/10/23/1430/>
- [18] 浜松ホトニクス website. "光半導体素子ハンドブック. 第 03 章 Si APD、MPPC". <https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03handbook.pdf>
- [19] 浜松ホトニクス website. "MPPC とは". https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/what_is_mppc.html
- [20] 浜松ホトニクス website. "MPPC S14160-1310PS/-1315PS/-3010PS/-3015PS". https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s14160-1310ps_etc_kapd1070e.pdf
- [21] 浜松ホトニクス website. "MPPC S14160/S14161 series". https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s14160_s14161_series_kapd1064e.pdf
- [22] 浜松ホトニクス website. "MPPC arrays S13361-3050 series". https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13360-2050ve_etc_kapd1053e.pdf
- [23] 久世健太郎. "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". 修士論文. 東京都立大学大学院. 理学研究科, 2020 年
- [24] 古井孝侑. "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". 修士論文. 東京大学大学院. 理学系研究科, 2021 年
- [25] アイ・アール・システム website. "ウィンストンコーン". https://www.irsystem.com/product/winston-cone_cpc/