

修士論文

Belle II実験 ARICH 検出器アップグレードに
向けた光検出器MPPCの研究

首都大学東京 理学研究科 物理学専攻
高エネルギー物理実験研究室

博士前期課程2年 18844412
久世 健太郎

2020年1月10日

概要

Belle II 実験は、SuperKEKB 加速器を用いて 7GeV の電子ビームと 4GeV の陽電子ビームを衝突させ、大量に生成される B 中間子の崩壊過程を Belle II 測定器で精密に測定することで、標準模型を超える新物理を見つけることを目的とした実験である。Belle II 測定器に組み込まれている ARICH 検出器は、輻射体シリカエアロゲルと光検出器 HAPD (Hybrid Avalanche Photo-Detector) で構成されたリングイメージ型チェレンコフ検出器で、Belle II 測定器エンドキャップ部において K/π 中間子の粒子識別を行っている。HAPD は高電圧 ($\sim 8\text{kV}$) を印加した真空管内にピクセル化された APD (Avalanche Photo Diode) が内蔵された構造をしており、 $\mathcal{O}(10^4)$ の増倍率を持つ。しかし HAPD は既に生産が終了したため、現在 ARICH で使用している HAPD が想定を上回る放射線損傷を起こした場合、予備が十分でなくなる可能性がある。また高電圧を印加する必要があるため、放電の危険性もある。現在、今後の ARICH アップグレードに向けて新たに光検出器の候補選定しており、浜松ホトニクス (株) 製の光検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を候補の一つとして考えている。MPPC はガイガーモードで動作する APD を並列に多数内蔵し、各 APD は入射光子数に依らず印加電圧に応じた一定の出力信号を出す。そのため、多数の APD が並列に内蔵された MPPC では入射した光子数を計測できる。現在 ARICH に最適な MPPC を選別するためにいくつかの種類の MPPC の評価を行っており、高ダークカウントレート、低放射線耐性などの課題解決に向けて開発を進めている。本研究では、リーク電流の印加電圧依存性、ダークカウントレート、信号波高の印加電圧依存性、信号波形、波高分布の 5 項目について測定環境の構築を行った。特にリーク電流の印加電圧依存性、ダークカウントレートに関しては測定の自動化に取り組んだ。また、各測定結果から MPPC サンプル間で大きく特性が変わることを確認した。

目次

第1章	序論	8
第2章	Belle II 実験	9
2.1	理論	9
2.1.1	標準模型	9
2.1.2	CP 対称性の破れ	10
2.1.3	B 中間子の物理	12
2.2	Belle II 実験で期待される新物理	16
2.2.1	$b \rightarrow s\gamma$ 崩壊	16
2.3	加速器実験の現状	18
2.4	SuperKEKB 加速器	19
2.5	Belle II 測定器	26
2.5.1	VXD	28
2.5.2	CDC	29
2.5.3	TOP	31
2.5.4	ARICH	31
2.5.5	ECL	32
2.5.6	KLM	33
2.5.7	DAQ	34
第3章	ARICH 検出器	36
3.1	ARICH 検出器の原理	36
3.1.1	チェレンコフ光の発生原理	36
3.1.2	ARICH 検出器の粒子識別原理	37
3.2	ARICH 検出器の構成	39
3.3	光検出器 HAPD	42
3.4	ARICH 検出器のアップグレード	45
3.4.1	光検出器 HAPD の現状	45
3.4.2	本研究の目的	45
第4章	ARICH アップグレード用光検出器の開発	46
4.1	ARICH に用いる光検出器の要求性能	46
4.2	光検出器 MPPC の原理	46
4.3	HAPD と MPPC の性能比較	50
4.4	MPPC 導入のメリット	50
4.5	MPPC の問題点	51
4.5.1	高ダークカウントレート	51

4.5.2	低放射線耐性	52
4.6	MPPC 測定サンプルの選定	54
第 5 章	放射線照射試験に向けた MPPC 基礎特性の測定システム開発	56
5.1	中性子照射試験の概要	56
5.2	測定システムの構築	59
5.3	リーク電流の印加電圧依存性 (VI カーブ)	59
5.3.1	セットアップ、測定方法	59
5.3.2	測定結果	60
5.3.3	測定の効率化	63
5.4	ダークカウトレート	65
5.4.1	セットアップ、測定方法	65
5.4.2	測定の効率化	68
5.4.3	測定結果	75
5.5	信号波高の印加電圧依存性	77
5.5.1	セットアップ、測定方法	77
5.5.2	測定結果	78
5.6	波高分布	79
5.6.1	セットアップ、測定方法	79
5.6.2	測定結果	83
5.7	信号波形測定	85
5.7.1	セットアップ、測定方法	85
5.7.2	測定結果	87
第 6 章	結論	90

目次

2.1	高エネルギー加速器研究機構 (KEK)	9
2.2	標準模型	10
2.3	ユニタリー三角形	11
2.4	複数の実験結果による制限を適用した CKM パラメータの図 (2019 年夏)[4]	12
2.5	$B^0 - \bar{B}^0$ 混合を表した Feynman diagram	13
2.6	$B \rightarrow J/\psi K_s$ を表した Feynman diagram	13
2.7	電子・陽電子対の非対称エネルギー衝突により起こる B 中間子崩壊とフレーバータギングの概略図	14
2.8	$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における崩壊時間分布のプロット (上) とその結果から得られる CP 非対称度のプロット (下)。	15
2.9	各実験の $\sin 2\phi_1$ 測定結果の値と世界平均 (2018 年)	16
2.10	$b \rightarrow s\gamma$ 崩壊のループダイアグラム	17
2.11	$\tan \beta$ と荷電ヒッグスの質量 M_{H^\pm} のプロット	17
2.12	LHCb 実験で用いる装置の概要	18
2.13	加速器の比較図	20
2.14	ナノビーム方式での衝突点の様子	21
2.15	SuperKEKB のマシンパラメータ	22
2.16	SuperKEKB 加速器のイメージ図	23
2.17	高エミッタンスビームと低エミッタンスビームのイメージ図	24
2.18	アンテチェンバー付きパイプの概略図	24
2.19	アンテチェンバーのイメージ	25
2.20	ビーム衝突点用超伝導電磁石 (QCS)	25
2.21	Belle II 測定器の概略図と各検出器の位置	26
2.22	Belle II 測定器の断面図 (TOP VIEW)	27
2.23	VXD の概観図	28
2.24	PXD の概観図	29
2.25	SVD の概観図	29
2.26	上段:Belle 検出器のワイヤー配置図 下段:Belle II 検出器のワイヤー配置図	30
2.27	粒子別の運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係	30
2.28	TOP の概観図	31
2.29	TOP の粒子識別方法	31
2.30	ARICH の概観図	32
2.31	ECL の概観図	33
2.32	KLM の概観図	34
2.33	Belle II 測定器のデータ収集システム	35

3.1	Cherenkov 光放出の様子	37
3.2	ARICH 検出器における粒子識別の概観図	38
3.3	荷電粒子 (π, K) の運動量 p と放射角 θ の関係	38
3.4	シリカエアロゲルの内部構造	39
3.5	単層方式とデュアルレイヤー方式	40
3.6	シリカエアロゲル	40
3.7	ARICH 検出器の構成図	41
3.8	HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector)	42
3.9	HAPD の光子検出方法	43
3.10	APD の仕組み	43
3.11	光子入射時の HAPD 波高分布	44
3.12	実際設置されている HAPD と構造体 (建設中の様子)	44
4.1	MPPC(Multi Pixel Photon Counter)	46
4.2	MPPC の構造	48
4.3	MPPC 中の APD 動作イメージ	48
4.4	MPPC への光子複数入射のイメージ	49
4.5	HAPD と MPPC の性能比較	50
4.6	ダークカウント発生の様子	51
4.7	NIEL 損傷の仕組み	52
4.8	先行研究による MPPC の中性子線損傷の様子	53
4.9	先行研究による MPPC の γ 線損傷の様子	53
4.10	MPPC テストサンプル	54
4.11	MPPC サンプルの写真	55
5.1	J-PARC 物質・生命科学実験施設 (MLF)	56
5.2	MLF の中性子源ステーション	57
5.3	中性子照射試験の要領	58
5.4	セットアップ図	59
5.5	KEITHLEY237	60
5.6	5 タイプの MPPC の VI カーブ	60
5.7	50um-type, VI カーブ	62
5.8	75um-type, VI カーブ	62
5.9	new-10um-type, VI カーブ	62
5.10	new-15um-type, VI カーブ	62
5.11	new-50um-type, VI カーブ	62
5.12	ソースメータ KEITHLEY2410	63
5.13	自動計測ソフト	63
5.14	VI カーブ自動測定の設定アップ	64
5.15	new-10um-type の VI カーブ自動測定 (7 回)	64
5.16	new-10um-type の VI カーブ自動測定 (30 回)	64
5.17	ダークカウントレート測定の設定アップ	65
5.18	反転増幅回路の回路図	65
5.19	ダークカウントレート測定の様子	66

5.20	ダークカウントレートの測定方法	66
5.21	矩形波が2度立ち上がってしまう様子	67
5.22	ゲート幅とレートの関係性	68
5.23	反転増幅回路付き MPPC 測定基板	69
5.24	温度計	69
5.25	MPPC 評価モジュール C12332	70
5.26	MPPC 評価モジュール C12332 のブロック図	70
5.27	RPV100 からの映像出力	72
5.28	ダークカウントレート測定の設定アップ図	73
5.29	ダークカウントレート自動測定時に用いるモジュール群	73
5.30	ダークカウントレート自動測定の測定プロセス (左) と保存されるデータ (右)	74
5.31	threshold scan(75um-type)	75
5.32	フィッティングによる信号波高測定	76
5.33	各 MPPC の threshold scan の様子	77
5.34	new-50um-type の、各印加電圧におけるダークカウントレート	78
5.35	信号波高の印加電圧依存性	79
5.36	CAEN DT5770	80
5.37	MC ² Analyzer	81
5.38	波高分布測定セットアップ	82
5.39	MPPC へ光子入射時のオシロスコープの様子	82
5.40	50um-type のダークノイズ波高分布 (測定時間 1 分)	83
5.41	75um-type のダークノイズ波高分布 (測定時間 1 分)	84
5.42	75um-type の光子入射時の波高分布 (測定時間 5 分)	84
5.43	浜松ホトニクス (株) 製高速アンプユニット C5594-44	85
5.44	信号波形測定の設定アップ	86
5.45	C5594 にテスト信号を入力したときの様子	87
5.46	50um-type の 1p.e. ダークパルス波形	88
5.47	75um-type の 1p.e. ダークパルス波形	88
5.48	new-50um-type の 1p.e. ダークパルス波形	89

表 目 次

2.1	KEKB 加速器と SuperKEKB 加速器の主なパラメータ (LER/HER)	21
3.1	代表的輻射体の物性値	39
4.1	ガイガーモードとノーマルモードの比較	47
5.1	CAEN v812 の特性	71
5.2	REPIC RPV100 の特性	72
5.3	DT5770 の特性	80
5.4	アンプ C5594-44 の特性	85

第1章 序論

茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構で行われている Belle II 実験は、SuperKEKB 加速器を用いて 7GeV の電子ビームと 4GeV の陽電子ビームを衝突させ、大量に B 中間子の崩壊過程を Belle II 測定器で精密に測定することで、標準模型を超える新物理を見つけることを目的とした実験である。2010 年に運転を終了した Belle 実験の後継として 2019 年 3 月からデータ取得を開始し、最終的に 50ab^{-1} のデータ量取得を目指している。

Belle II 測定器に組み込まれている ARICH 検出器は、輻射体シリカエアロゲルと光検出器 HAPD (Hybrid Avalanche Photo-Detector) で構成されたリングイメージ型チェレンコフ検出器で、Belle II 測定器エンドキャップ部において K/π 中間子の粒子識別を行っている。HAPD は高電圧 (8kV) を印加した真空管内にピクセル化された APD (Avalanche Photo Diode) が内蔵された構造をしており、 $\mathcal{O}(10^4)$ の増倍率を持つ。しかし HAPD は既に生産が終了したため現在 ARICH で使用している HAPD が想定を上回る放射線損傷を起こした場合の予備が十分でない状況にあり、また高電圧を印加する必要があるため放電の危険性もある。現在、今後の ARICH アップグレードに向けて新たに光検出器の候補選定している。ARICH に使う光検出器は、1 光子検出が可能、1.5T の磁場中で動作可能、位置分解能 5mm 以下という要求性能を満たす必要がある。

我々は浜松ホトニクス (株) 製の光検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を代替候補の一つとして検討している。MPPC はガイガーモードで動作する APD を並列に多数内蔵し、各 APD は入射光子数に依らず印加電圧に応じた一定の出力信号を出す。そのため、多数の APD が並列に内蔵された MPPC では入射した光子数を計測できる。MPPC の特徴として、① HAPD と比べ PDE (Photon Detection Efficiency) や位置分解能が向上② 1 種類の低電圧で動作するため扱いが容易③ HAPD と比べ厚さが薄く、ARICH 検出器をよりコンパクトにできる④ HAPD と比べ面積当たりのコストが低く、安価に大面積をカバーできる、などの利点がある。現在の ARICH は $0.5\sim 3.5\text{GeV}/c$ の運動領域で K/π を 4 の精度で識別できるが、MPPC では精度のさらなる向上が期待できる。しかし、MPPC の大きな問題点として低放射線耐性が挙げられ、2020 年 2 月に J-PARC にて中性子照射試験を複数の MPPC サンプルに対して行い、照射前後での特性変化を測定する予定である。私の研究目的は、試験に向けて MPPC 測定システムの構築と照射前の事前測定を行うことである。

第 2 章では、Belle II 実験の理論的背景や SuperKEKB 加速器、Belle II 測定器を構成する各検出器について述べる。第 3 章では、粒子識別装置 ARICH 検出器について、検出原理、構成、現在使用している光検出器 HAPD について述べる。第 4 章では、ARICH 検出器アップグレードに向けた光検出器 MPPC の研究について、研究背景、HAPD との性能比較、導入のメリットとデメリットについて述べる。第 5 章では、中性子照射試験に向けて行った MPPC の測定セットアップと結果について、リーク電流の印加電圧依存性、ダークカウントレート、信号波高の印加電圧依存性、信号波形、波高分布について報告する。

第2章 Belle II実験



図 2.1: 高エネルギー加速器研究機構 (KEK)

Belle II 実験は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われている衝突型加速器実験である。前身の Belle 実験 (1999-2010) は、電子・陽電子非対称エネルギー衝突型加速器「KEKB」と、「Belle 測定器」を用いて大量の B 中間子の崩壊過程を精密に測定し、 B 中間子系における CP 対称性の破れを実証した。これが小林・益川両氏のノーベル賞受賞へとつながった。Belle II 実験では加速器・測定器双方に大幅なアップグレードを施し、より大統計・高精度に新物理探索を行うことを目的としている。2018 年 4 月にビームの初衝突が行われ、2019 年現在は物理データの取得を日々行っている。この章では、理論、加速器、各検出器の概要を説明する。

2.1 理論

2.1.1 標準模型

標準模型は、現時点で最も実験結果と無矛盾な模型で、これまで存在が確認された「素粒子」の性質や、「電磁気力」「弱い力」「強い力」の 3 つの力による素粒子反応をまとめたものである。物質の最小構成要素を素粒子と定義し、これらは強い力を感じる「クォーク」(アッ

クォーク (アップ、ダウン、チャーム、ストレンジ、トップ、ボトム) と強い力を感じない「レプトン」(eニュートリノ、電子、 μ ニュートリノ、ミューオン、 τ ニュートリノ、タウ) に分類され、それぞれ6種類存在する。他には、電磁気力を伝える「光子」、弱い力を伝える「 W^+ ボゾン」「 W^- ボゾン」「 Z ボゾン」、強い力を伝える「グルーオン」、素粒子に質量を与える「ヒッグス粒子」がある。

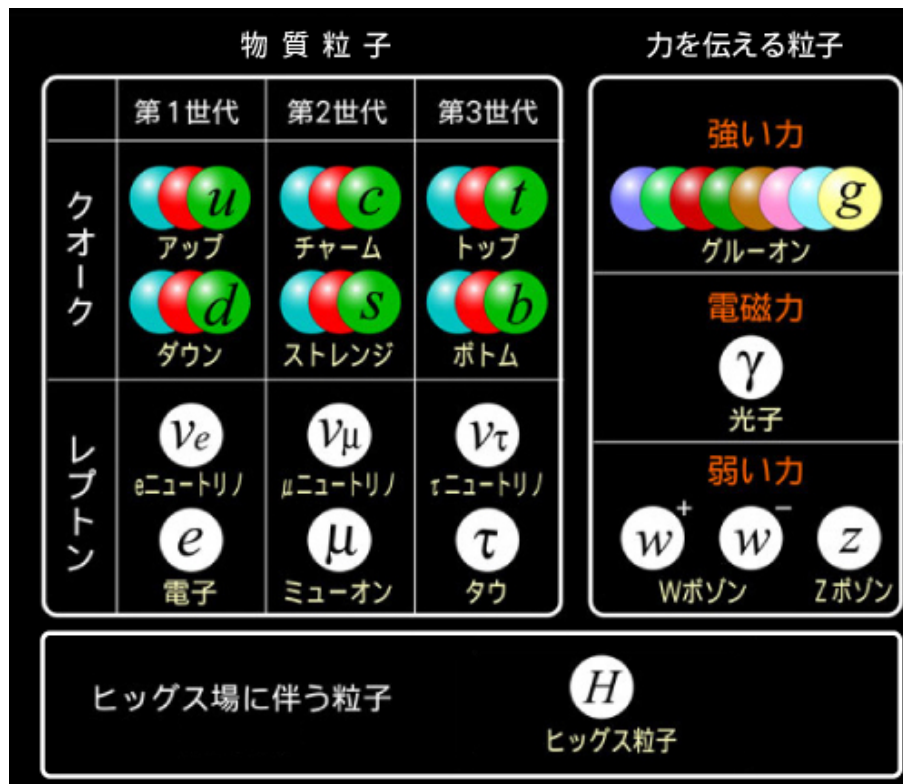


図 2.2: 標準模型

2.1.2 CP 対称性の破れ

この宇宙が誕生した直後には、粒子と反粒子は同数ずつ生成されたと考えられる。しかし、現在の自然界には反粒子はほぼ存在せず、これは粒子-反粒子対消滅過程が非対称であったためであると考えられる。これを説明するための条件として「Sakharov の3条件」[1] が知られており、そのうちの1条件が「CP 対称性の破れ」である。

1964年に J.W.Cronin, V.L.Fitch らがストレンジクォークを含む中性 K 中間子からの崩壊から CP 対称性の破れを世界で初めて観測した [2]。1973年に、小林誠、益川敏英両氏は3世代のクォークを導入することで CP 対称性の破れを説明できると提唱した [3]。このモデルは Kobayashi-Maskawa 模型と呼ばれ、u,d,s クォークに関するそれまでの観測結果とは矛盾せず、自然に三世代のクォークを導入することができるものだった。下系列のクォーク (d, s, b) と上系列のクォーク (u, c, t) は電弱相互作用によりお互いへと変化するが、その際のフレーバー固有状態・質量固有状態の変換は式 2.1 で表される。ここで、上系列クォークの質量固有状態 (u, c, t) と対応する状態として (d', s', b') を導入している。この変換行列はフレーバーが変わる際の結合定数を表し、CKM 行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix) (式 2.1) と呼ばれる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

CKM 行列は、3つの混合角 ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$) と複素位相 δ_{13} を用いると式 2.2 で表される。0 ではない複素位相 δ_{13} 存在する場合、CP 対称性は破られる。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ とする。

また、CKM 行列はユニタリー行列であるため式 2.3 が成立し、複素平面上で図 2.3 のようなユニタリー三角形で表現することができる。三角形の角度 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 がそれぞれ 0 ではなく、総和が 180° であれば、CP 対称性は破られる。図 2.4 は、様々な実験により得られた CKM パラメータの制限条件をプロットしたもので、右下の三角形が図 2.3 と同じものである。Belle II 実験では、この制限を更に大きくかける事ができると期待されている。

$$V_{tb}^*V_{td} + V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} = 0 \quad (2.3)$$

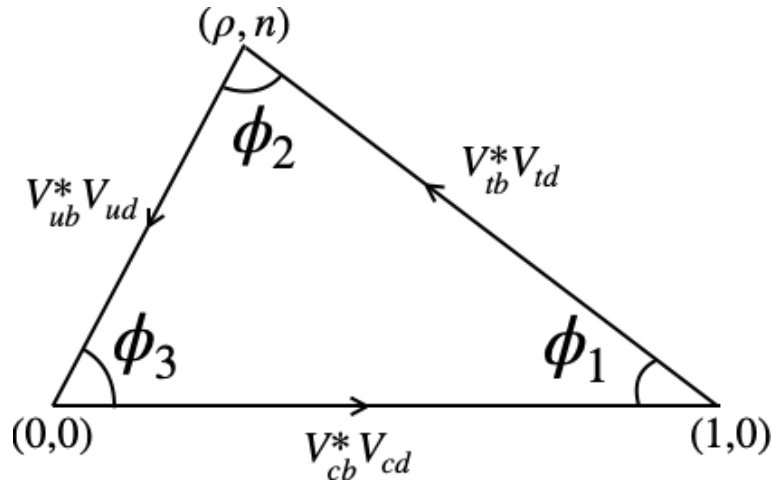


図 2.3: ユニタリー三角形

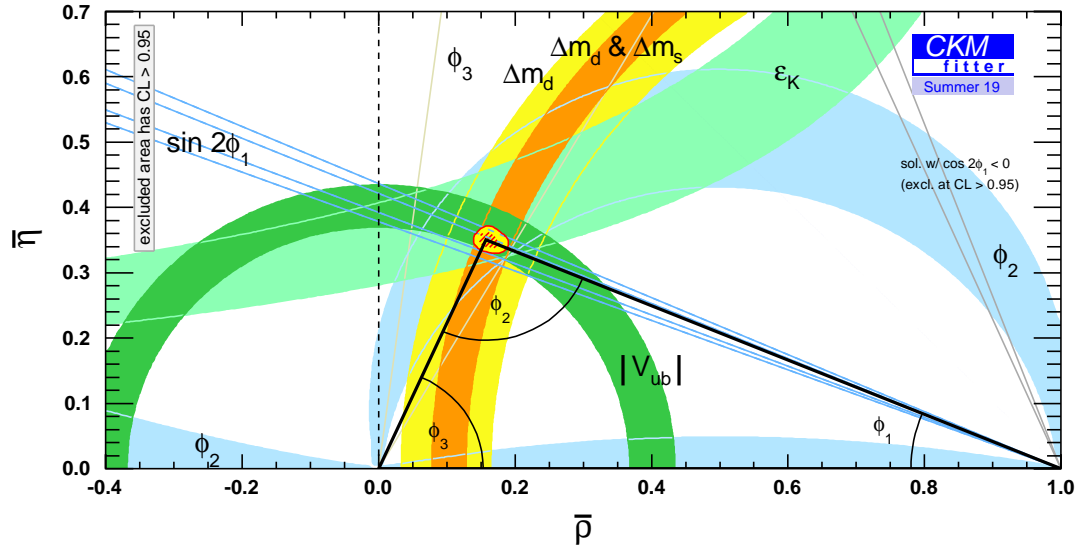


図 2.4: 複数の実験結果による制限を適用した CKM パラメータの図 (2019 年夏)[4]

CKM 行列のうち、 V_{tb} は比較的大きな値を持つと考えられるため、 b クォークを含む B 中間子系では CP 非対称度が大きいと思われた。しかし、 B 中間子系の CP 固有状態 (B_L, B_H) の寿命はそれぞれ $\mathcal{O}(10^{-12}s)$ とほぼ同じであり、崩壊時間差を求めるのは困難を極めた。この問題を解決する手法として「非対称エネルギー衝突」が考案された。これは、電子と陽電子を異なるエネルギーで衝突させることで、衝突後の系が Lorentz boost を起こし、相対論効果により崩壊時間差が測定可能な大きさとなる。この手法を用いて大量の B 中間子対を生成させる加速器実験を「 B ファクトリー実験」と呼ぶ。Belle 実験 (1999-2010) と、SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) の PEP-II 加速器を用いた BaBar 実験 (1999-2008) はその代表的な例で、2001 年には CP 対称性の破れをそれぞれ観測した [5]。

2.1.3 B 中間子の物理

B ファクトリー実験では、電子と陽電子が対消滅した際に発生する $\Upsilon(4S) = (b\bar{b})$ の bottomonium 共鳴状態が $B^0\bar{B}^0$ に崩壊することを利用して B 中間子対を大量生成している。このために、電子・陽電子対の衝突エネルギーは $\Upsilon(4S)$ の質量 $10.58\text{GeV}/c^2$ に設定されている。生成された B 中間子対は、図 2.5 のように Box Diagram を経由して常に遷移し合う混合状態となっており、これを $B^0 - \bar{B}^0$ mixing と呼ぶ。

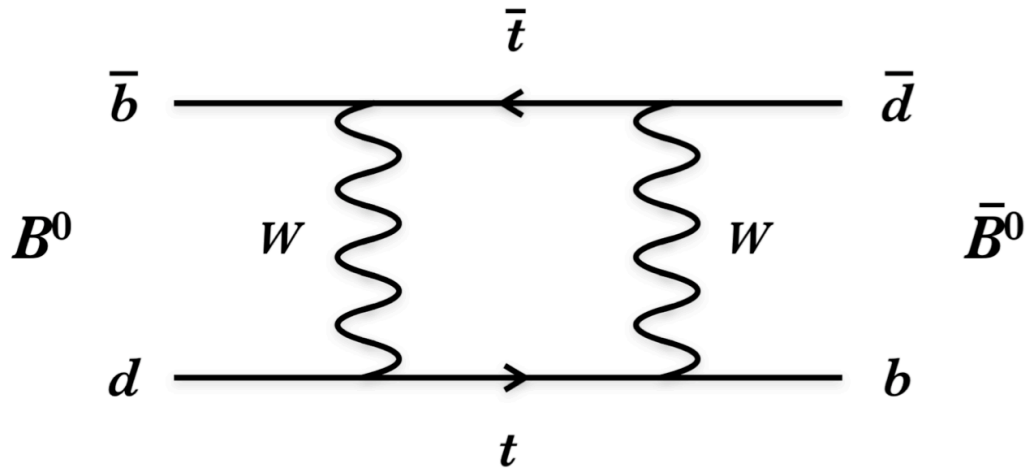


図 2.5: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合を表した Feynman diagram

SuperKEKB 加速器では電子 $7\text{GeV}/c$ 、陽電子 $4\text{GeV}/c$ の運動量で衝突させるため、生成した B 中間子対は $3\text{GeV}/c$ 程度の運動量を持って連鎖的に崩壊しながら終状態へと遷移する。崩壊の一例として、図 2.6 にて $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ のモードを示した。上段のような直接終状態へと遷移するパターンと、下段のように Box diagram を経て \bar{B}^0 に遷移してから終状態へと遷移するパターンが考えられる。この 2 パターンは終状態が同じなため、終状態から親粒子が B^0 あるいは \bar{B}^0 だったかを判断することができない。そこで用いる手法が図 2.7 で示した「フレーバータギング」である。これは、本来観測対象である $J/\psi K_S$ に崩壊した側 (signal side) とは反対側 (tag side) の崩壊を観測し、 K やレプトンの電荷を見て tag side の親粒子を確率的に求める。 B^0 と \bar{B}^0 は必ず対になって生成されるため、これにより signal side の親粒子を決定する。

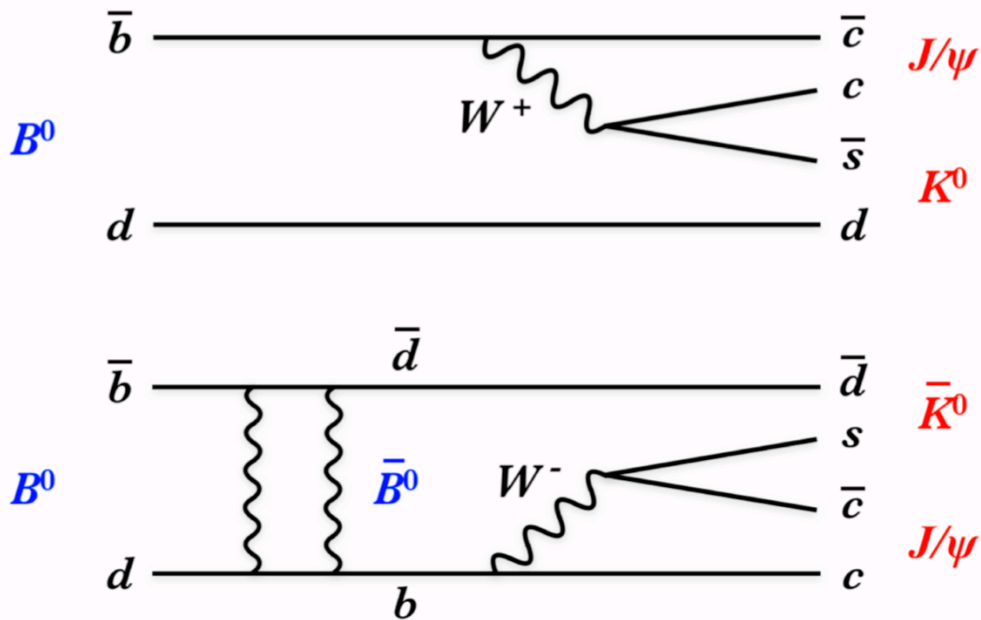


図 2.6: $B \rightarrow J/\psi K_s$ を表した Feynman diagram

[上段は B^0 が直接終状態へと遷移したときの diagram で、下段は弱い相互作用による Box diagram を経て \bar{B}^0 へと一度遷移してから終状態に到達したときの diagram。]

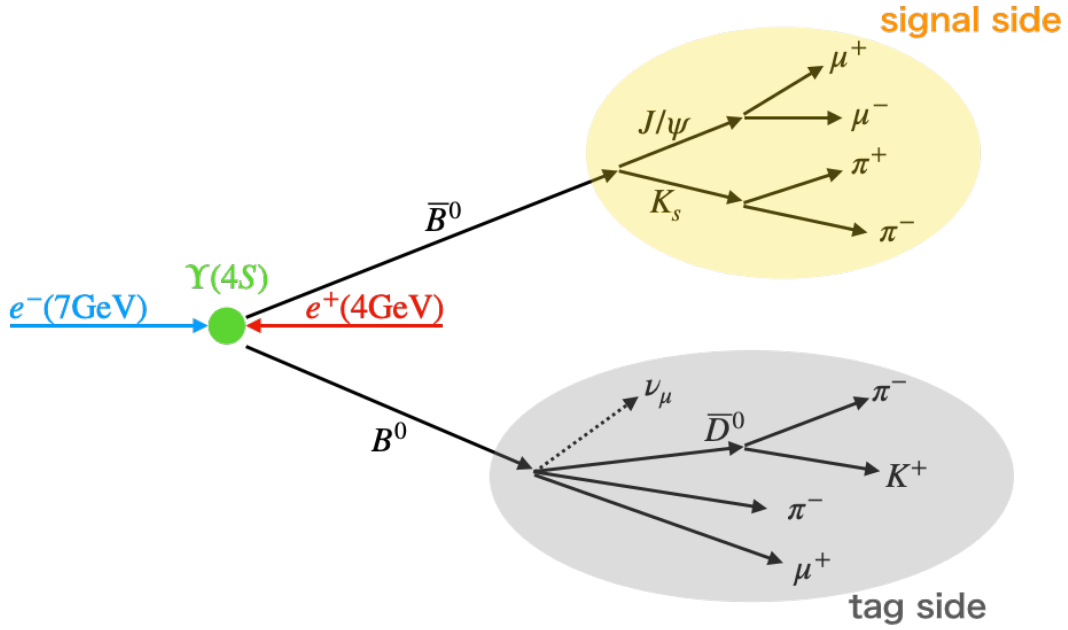


図 2.7: 電子・陽電子対の非対称エネルギー衝突により起こる B 中間子崩壊とフレーバータギングの概略図

図 2.6 のように複数の崩壊パターンが存在する場合、 $B^0 - \bar{B}^0$ mixing によってパターン同士が干渉し合うため、 B^0 から崩壊する場合と \bar{B}^0 で崩壊分岐比 (崩壊確率) が異なってくる。それぞれの崩壊分岐比を精密に測定し、その差をとることで CP 非対称度の大きさを調べることができる。崩壊分岐比は以下の式で表される。

$$\Gamma(B^0 \bar{B}^0 \text{ pair} \rightarrow f_{sig}, f_{tag}) = \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{\tau} (1 + q(S \sin(\Delta m \Delta t)) + A \cos(\Delta m \Delta t)) \quad (2.4)$$

ここで、signal side と tag side の崩壊時間差を $\Delta t = t_{sig} - t_{tag}$ とし、 q は B 中間子のフレーバー、 τ は B 中間子の寿命、 Δm を B^0 と \bar{B}^0 の質量差とする。 S, A はそれぞれ $B^0 - \bar{B}^0$ mixing における間接的 CP 対称性の破れと直接的 CP 対称性の破れに対応するパラメータである。本モードの場合は、 $S = -\xi_f \sin 2\phi_1$ 、 $A = 0$ となる。また、 $J/\psi K_{S/L}^0$ へ崩壊するときの CP 非対称度 A_{CP} は次の式で与えられる。

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} = -\xi_{CP} \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m \Delta t) \quad (2.5)$$

図 2.8 の上図は、 B 中間子が $J/\psi K^0$ へと崩壊するときの崩壊時間分布 Δt のプロットで、青い $q = -1$ のプロットが $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 、赤い $q = +1$ のプロットが $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^0$ のプロットである。この 2 つのプロットの差をとったものが下図の CP 非対称度 A_{CP} のプロットとなる。 A_{CP} のプロットは $\sin 2\phi_1$ に比例するため、そこから ϕ_1 を求めることができる。図 2.9 は、HFLAV (Heavy Flavor Averaging) グループがまとめた様々な実験グループが導き出した $\sin 2\phi_1$ の測定結果と、それらを合わせた世界平均の値を表す。

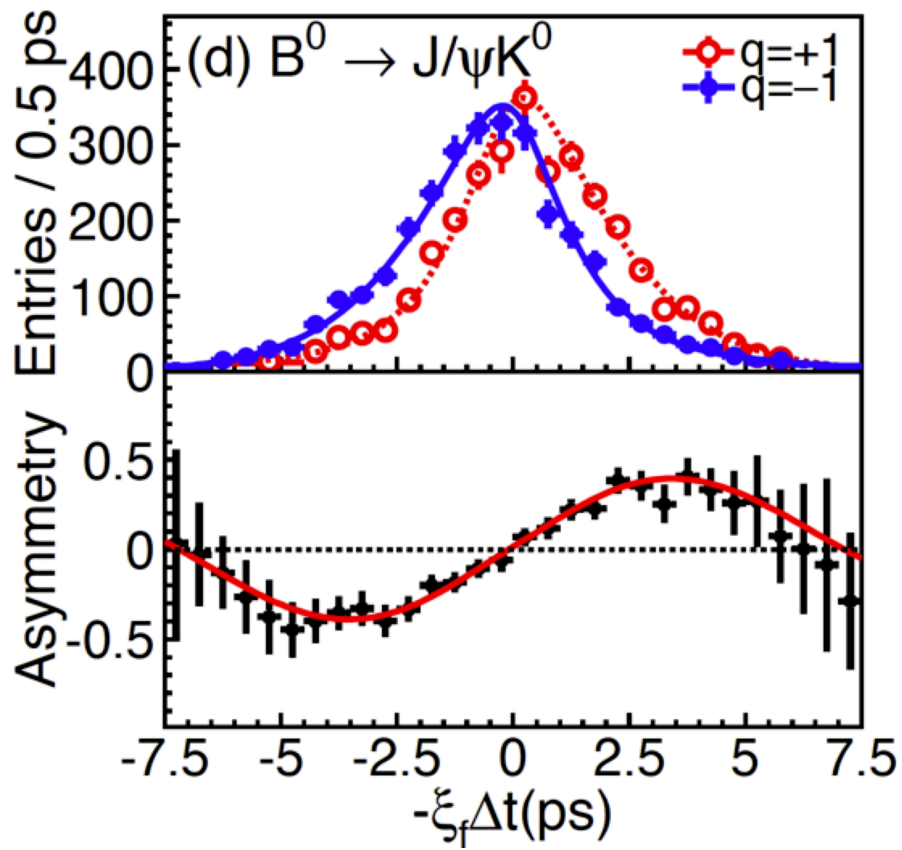


図 2.8: $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ における崩壊時間分布のプロット (上) とその結果から得られる CP 非対称度のプロット (下)。

$$\sin(2\beta) \equiv \sin(2\phi_1)$$

HFLAV
Moriond 2018
PRELIMINARY

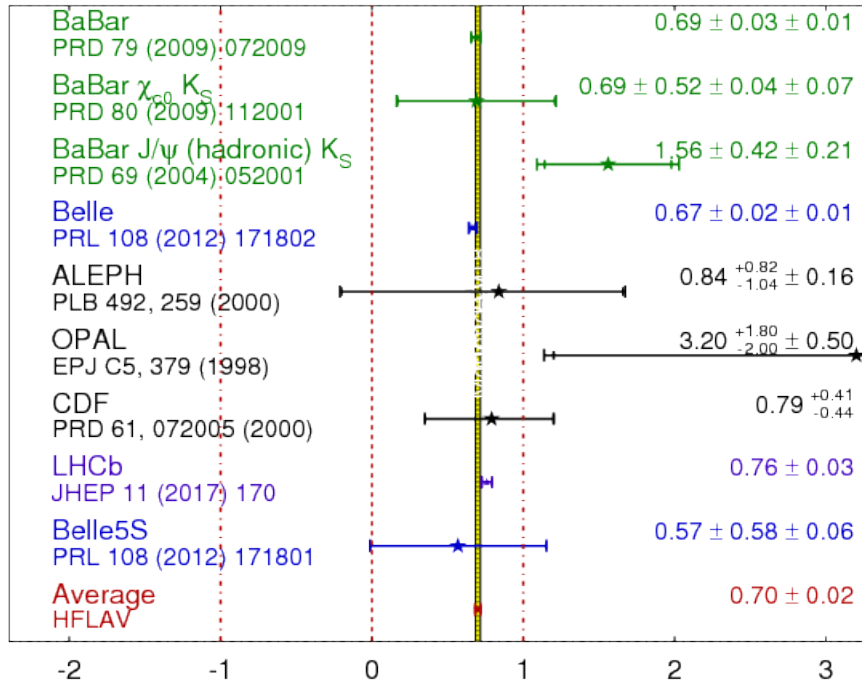


図 2.9: 各実験の $\sin 2\phi_1$ 測定結果の値と世界平均 (2018 年)

2.2 Belle II 実験で期待される新物理

2.2.1 $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊

$b \rightarrow s\gamma$ 崩壊は Flavor Changing Neutral Current (FCNC) と呼ばれる、フレーバーのみが変化して電荷が変化しない過程である。しかし、この過程が tree diagram のみで崩壊することは標準模型において禁止されており、図 2.10 のような loop diagram でのみ崩壊する。図 2.10 の左側が標準模型、右側が新物理での loop diagram である。標準模型の範囲内では、ループの際に W が現れるが、新物理では荷電ヒッグスなどの新粒子が現れると考えられている。新粒子の関与があれば崩壊分岐比などの値が変化するため、精密測定により新物理を発見できる可能性がある。これらの崩壊では K/π 中間子が多く生成されるため、ARICH 検出器などの粒子識別装置は非常に重要な役割を持つ。図 2.11 は、荷電ヒッグスの質量 $M_H=800\text{GeV}/c^2$ 、ヒッグス場の真空期待値の比 $\tan\beta=40$ と仮定し、 50ab^{-1} のデータが蓄積された時の Belle II 実験と ATLAS 実験の制限領域を示す。ATLAS が直接探索できない領域も Belle II では稀事象の精密測定により発見できる可能性がある [5]。

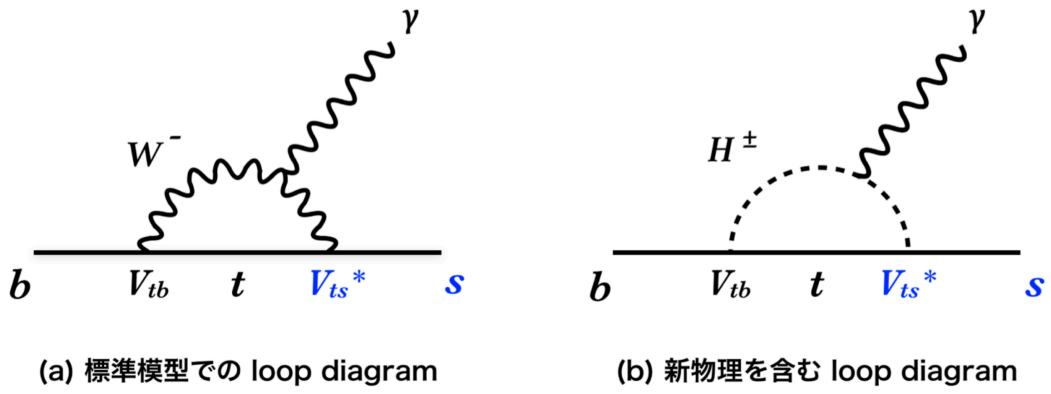


図 2.10: $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊のループダイアグラム

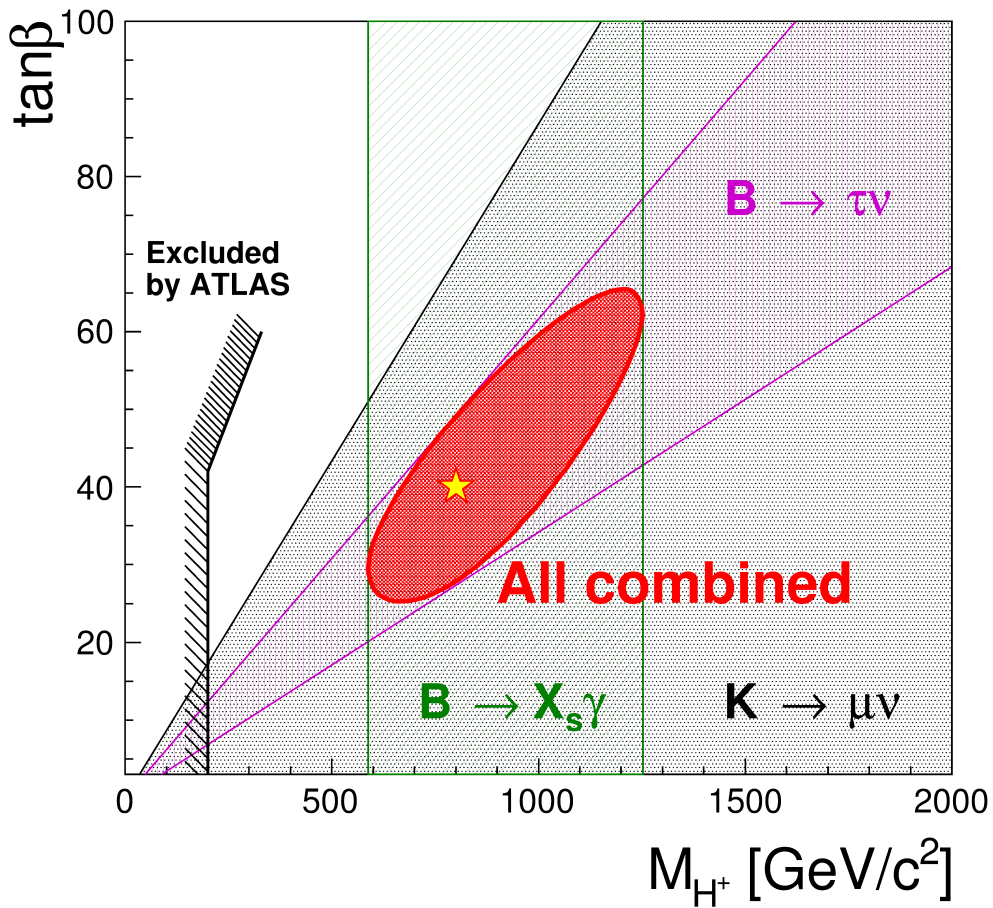


図 2.11: $M_H=800\text{GeV}/c^2$ 、 $\tan\beta=40$ と仮定し、 50ab^{-1} のデータが蓄積された時の Belle II 実験と ATLAS 実験の制限領域を示す [5]。

2.3 加速器実験の現状

スイスの CERN(欧州原子核研究機構)にある加速器 LHC(Large Hadron Collider) は、陽子・陽子衝突型の円形加速器である。主に4つの実験(ATLAS, CMS, ALICE, LHCb)が行われ、そのうちの1つ LHCb 実験では、陽子の対衝突により発生する B 中間子対を観測することで新物理探求を行っている。図 2.12 に装置の概要を示す。LHCb 実験では図のように複数のサブディテクターを用いて様々な種類の粒子を識別することで崩壊の再構成を行っている。LHCb 実験の利点は、陽子・陽子衝突であるため、B 中間子が大量に生成されることである。また、 B_s 中間子など Belle II 実験では生成が難しい粒子も生成することができる。しかし、陽子同士の衝突であるためバックグラウンドが大きいこと、系統誤差が大きいことなど不利な点も持つ。

対して Belle II 実験では電子・陽電子を衝突させるためバックグラウンドが少なく、クリーンな環境で物理データを取得することができる。また、必ず B 中間子と反 B 中間子が対生成されるため、2.1.3 で述べたフレーバータギングを用いることができる。そのため、Belle II 測定器では観測できないニュートリノなどが終状態に含まれる崩壊を調べることも可能である。

このように Belle II 実験と LHCb 実験は、B 中間子対をターゲットとして新物理を探索するという共通点を持っており、お互いに成果を競い合っている。異なる系統誤差を持つ2つの実験の結果を比べることで、新物理探索は更に確実に進めることが可能となる。

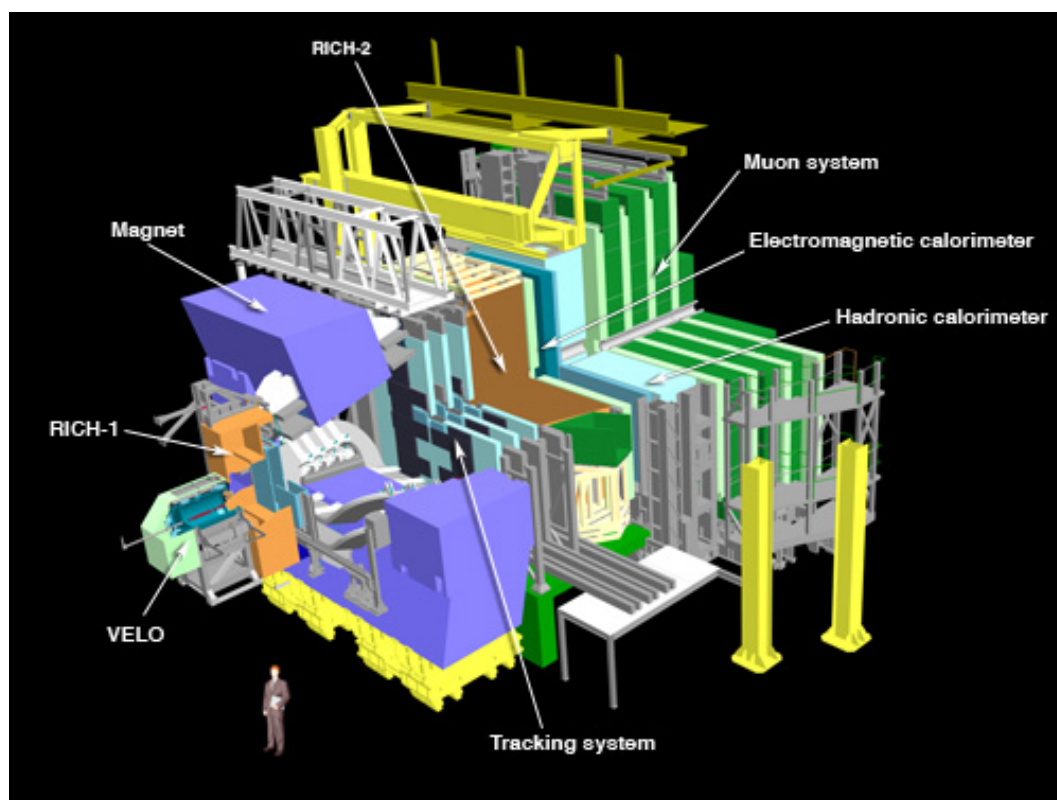


図 2.12: LHCb 実験で用いる装置の概要

2.4 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器は、電子と陽電子を衝突させることで、大量の B 中間子・反 B 中間子対を生成する衝突型円形加速器である。大量に B 中間子・反 B 中間子対を生成するため、「 B ファクトリー」と呼ばれる。2010 年 6 月の KEKB 加速器の運転終了後、同じトンネル内に 5 年半の歳月をかけて建設された。2016 年 2 月より試運転を開始し、現在は安定した運用を行っている。このアップグレードに際し、 B 中間子生成効率は KEKB の 40 倍になるよう設計されている。

加速器実験において、単位時間あたりに起こる物理事象数 $R[s^{-1}]$ は以下の式で表される。

$$R = L\sigma \quad (2.6)$$

ここで $L[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ はルミノシティと呼ばれ単位時間単位面積当たりの物理事象数を表し、 $\sigma[\text{cm}^2]$ は反応断面積である。反応断面積は物理で定義された量なためより大きくすることは出来ない。そのため、物理事象数を大きくするには、ルミノシティを大きくする必要がある。

衝突型加速器実験は大きく分けて「エネルギーフロンティア実験」と「ルミノシティフロンティア実験」に分類される。「エネルギーフロンティア実験」は高衝突エネルギーによって未知の重い粒子を直接探索する実験で、LHC 実験がその代表例の一つである。そして「ルミノシティフロンティア実験」は低衝突エネルギーながらも高衝突頻度で大量の粒子を発生させ、その崩壊過程を精密に測定することで稀事象を観測して新物理を間接探索する実験であり、稀崩壊事象では量子効果により未知の重い新粒子の影響が観測される可能性がある。Belle II 実験は後者にあたる。

衝突型加速器のフロンティア

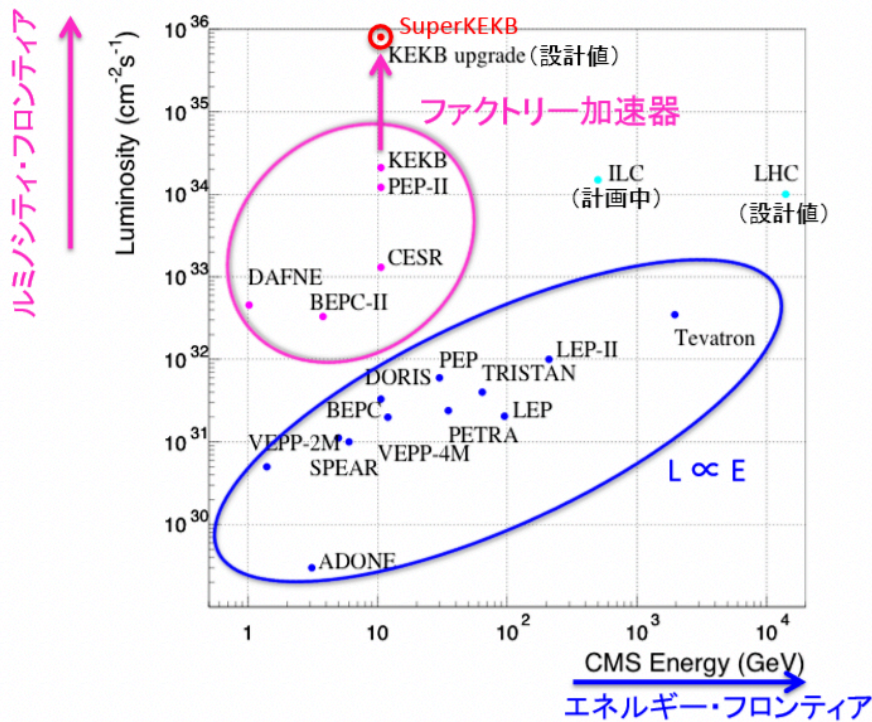


図 2.13: 過去に開発された、もしくは開発予定の主な加速器を、重心系 (CMS) 衝突エネルギー (横軸) とルミノシティ (縦軸) で比較したグラフ。ピンクで囲まれた領域内がルミノシティフロンティア実験、青で囲まれた領域内がエネルギーフロンティア実験と呼ばれる。SuperKEKB 加速器は KEKB 加速器から大幅なアップグレードを施し、世界最高のルミノシティを目指す。

Belle II 実験で使用されている SuperKEKB 加速器は、前身の KEKB 加速器と比べ 40 倍のルミノシティ $80 \times 10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の達成を目指している。ルミノシティ \mathcal{L} は、衝突点における電子ビームと陽電子ビームのサイズが水平・垂直方向で等しいと仮定すると、いくつかのパラメータを用いて以下のように表せる。

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*} \right) \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_y^*} \left(\frac{R_L}{R_{\xi y}} \right) \quad (2.7)$$

γ_{\pm} , e , r_e はそれぞれ Lorentz 因子、素電荷、古典電子半径を表す。 $\frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}$ は衝突点におけるビームサイズの x 方向、y 方向の比を表す。 I_{\pm} はビーム電流、 $\xi_{y\pm}$ は Beam-beam parameter という、衝突点においてビーム同士が互いに及ぼす力の大きさを表す量で、 β_y^* は衝突点における垂直ベータ関数で、ビームサイズを決定する絞り込みに対応する量である。 $\frac{R_L}{R_{\xi y}}$ は、ルミノシティと Beam-beam parameter の減少因子で、砂時計効果 (hourglass effect) と交差角により引き起こされるものである。+ は陽電子、- は電子を表し、 \pm はそれぞれの値の積であることを表す。 $\frac{R_L}{R_{\xi y}}$ は通常 1 に近い値を持つため、ルミノシティに影響する主なパラメータは、ビーム電流 I 、Beam-beam parameter ξ_y 、垂直ベータ関数 β_y^* の 3 つである。これらのパラメータを KEKB 加速器と SuperKEKB 加速器で比較したものを表 2.1 に示した。SuperKEKB 加速器ではビーム電流 I を 2 倍にし、さらにナノビーム方式を採用する事により垂直ベータ関数 β_y^* を $1/20$ にする。通常ビームは砂時計効果によりある一定の値までしか

絞ることが出来ないが、ナノビーム方式の場合はビームを水平方向に大きな交差角で衝突させ、更に水平方向のビームサイズを小さくすることで、実質的なバンチ長を小さくできる。これにより砂時計効果の影響を緩和し、更にビームを絞ることが可能になる。

しかしビームを絞ると Touschek 効果の影響が大きくなる。Touschek 効果とは、ビーム内の (陽) 電子がお互いに衝突して散乱する現象で、これは background の増大要因となる。これを緩和するため、特に影響を受けやすい陽電子ビームのエネルギーを 3.5[GeV/c] から 4.0[GeV/c] に増加させている。そして $\Upsilon(4s)$ の生成エネルギーに合わせるために、電子ビームのエネルギーを 7.0[GeV/c] へと変更している。

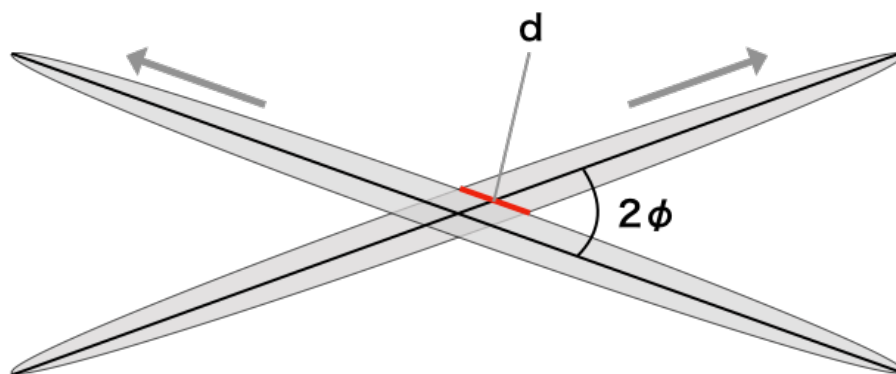


図 2.14: ナノビーム方式での衝突点の様子

パラメータ	単位	KEKB	SuperKEKB
エネルギー	[GeV/c]	3.5/8.0	4.0/7.0
ξ_y		0.129/0.090	0.0881/0.0807
β_y^*	[mm]	5.9/5.9	0.270/0.300
I	[A]	1.64/1.19	3.6/2.6
\mathcal{L}	[nb ⁻¹ s ⁻¹]	21.1	800

表 2.1: KEKB 加速器と SuperKEKB 加速器の主なパラメータ (LER/HER)

Machine Parameters

2017/September/1	LER	HER	unit	
E	4.000	7.007	GeV	
I	3.6	2.6	A	
Number of bunches	2,500			
Bunch Current	1.44	1.04	mA	
Circumference	3,016.315		m	
ϵ_x/ϵ_y	3.2(1.9)/8.64(2.8)	4.6(4.4)/12.9(1.5)	nm/pm	():zero current
Coupling	0.27	0.28		includes beam-beam
β_x^*/β_y^*	32/0.27	25/0.30	mm	
Crossing angle	83		mrad	
α_p	3.20×10^{-4}	4.55×10^{-4}		
σ_δ	$7.92(7.53) \times 10^{-4}$	$6.37(6.30) \times 10^{-4}$		():zero current
V_c	9.4	15.0	MV	
σ_z	6(4.7)	5(4.9)	mm	():zero current
v_s	-0.0245	-0.0280		
v_x/v_y	44.53/46.57	45.53/43.57		
U_0	1.76	2.43	MeV	
$\tau_{x,y}/\tau_s$	45.7/22.8	58.0/29.0	msec	
ξ_x/ξ_y	0.0028/0.0881	0.0012/0.0807		
Luminosity	8×10^{35}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

☒ 2.15: SuperKEKB のマシンパラメータ

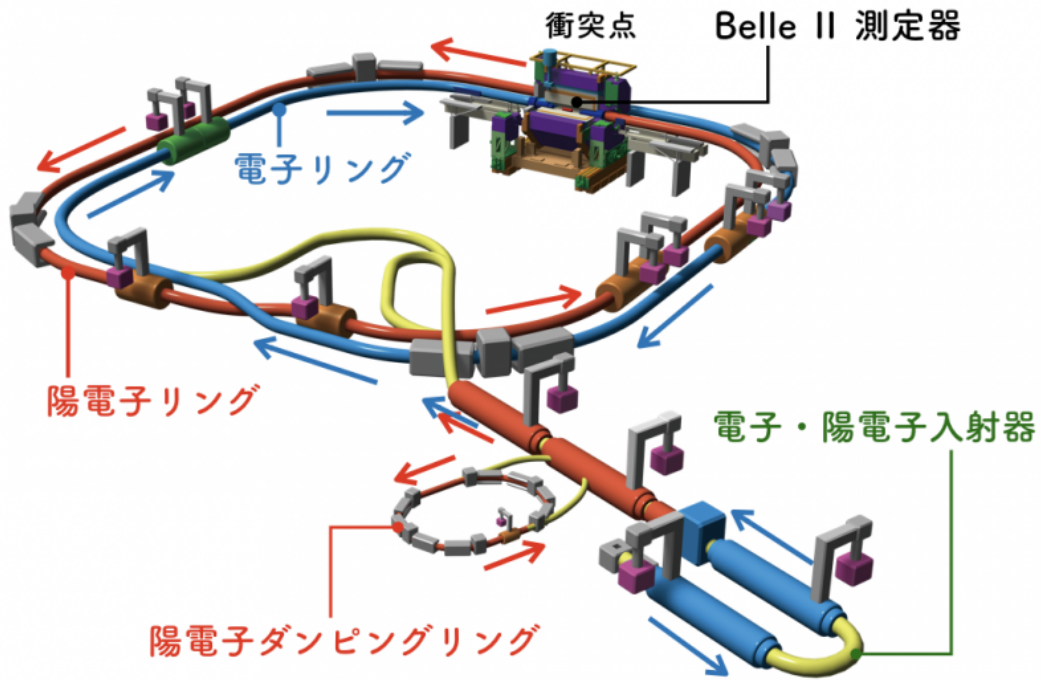


図 2.16: SuperKEKB 加速器のイメージ図

SuperKEKB 加速器は、7GeV 電子用高エネルギーリング (HER)、4GeV 陽電子用低エネルギーリング (LER)、陽電子ダンピングリング、電子・陽電子入射器から構成される。図 2.16 に概観図を示す。原理としては、まず電子と陽電子を生成する。電子生成には RF 電子銃という、光陰極にレーザーを当てることで生成する電子を高周波で加速する装置を用い、その後線形加速器を経て 7GeV の電子ビームとなる。陽電子生成は 300MeV の電子をタングステン標的に当てて、発生する電磁シャワーからソレノイドマグネットによる強磁場により陽電子のみを取り出すことで行い、その後陽電子ダンピングリングを經由してビームエミッタンスの減少を行ってから再度線形加速器で加速され、最終的に 4GeV の陽電子ビームとなる。ビームエミッタンスとは、運動する粒子群の進行方向 (ビーム径方向) に対するビームの広がり角 α を π で割った値である。図 2.17 で示すように、エミッタンスが大きいほど粒子の進行方向にばらつきがある。

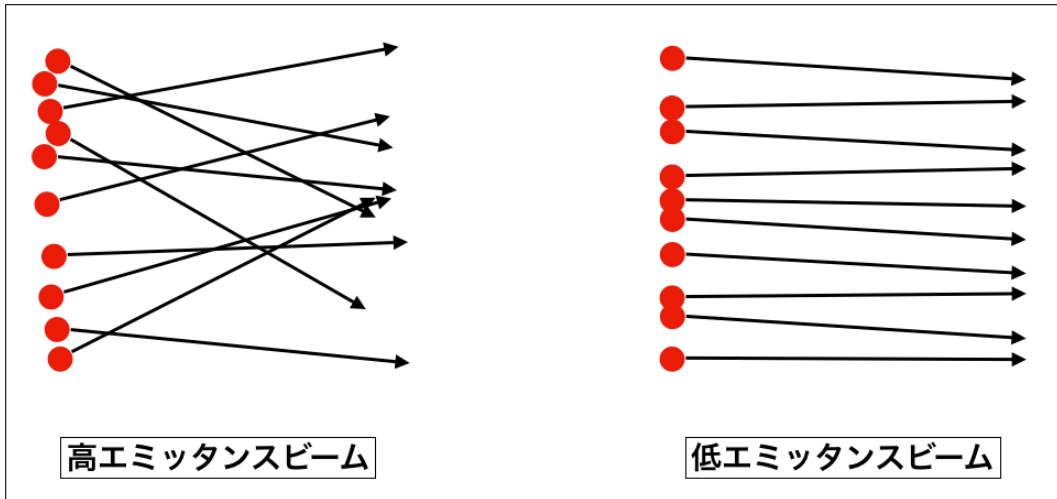


図 2.17: 高エミッタンスビームと低エミッタンスビームのイメージ図

生成プロセスが異なるため、陽電子は電子より生成時のエミッタンスが大きく、ダンピングリングの経路が必要となる。このようにして生成された電子ビーム・陽電子ビームはそれぞれ反対向きに独立したビームパイプに送られ、最終的に衝突する。このビームパイプ内は超高真空状態に保たれ、また陽電子パイプには放射光の影響を小さくする目的で「アンテチェンバー」付きパイプを採用するなどして、ビームの安定化を行っている。パイプの概略図を図 2.18 に示す。アンテチェンバーとは、ビームパイプの半径方向に設置された狭い空洞のことで、そのイメージ図を図 2.19 に示す。ビームが曲げられた時に放出される放射光がアンテチェンバー内に入ると、内壁で発生した光電子はアンテチェンバーの狭い空間から出てきづらいため、パイプ内の電子雲発生が抑制されることでビームの安定性が向上する。

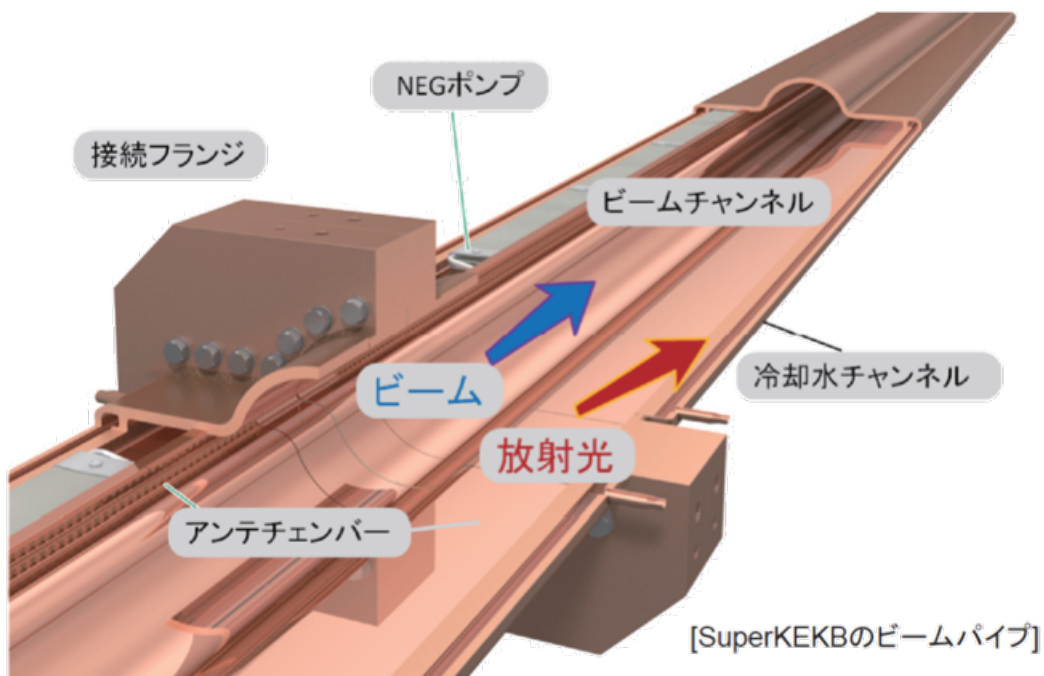


図 2.18: アンテチェンバー付きパイプの概略図

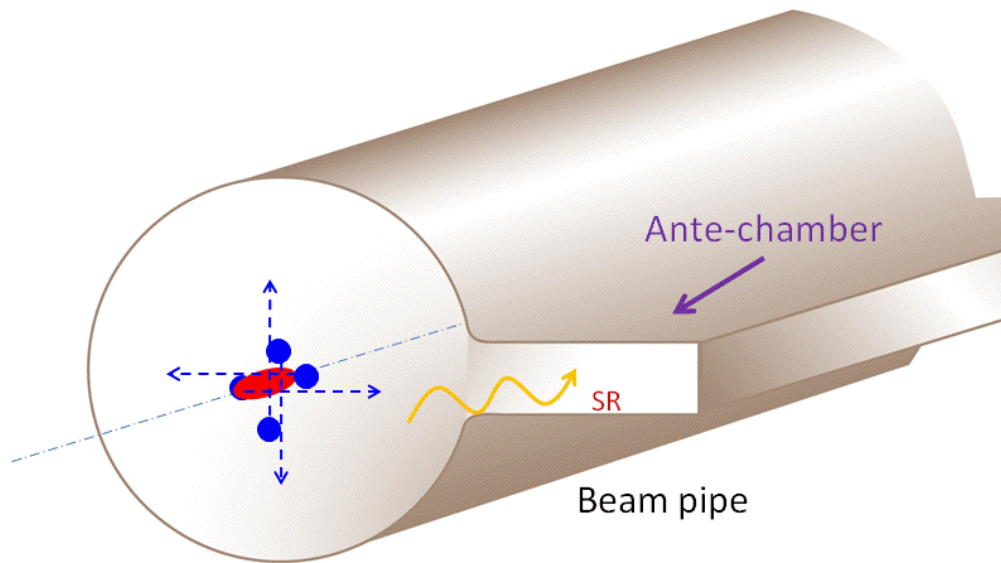


図 2.19: アンテチェンバーのイメージ

図 2.20 は、ビームの衝突点に設置されているビーム衝突点用超伝導電磁石 (QCS) である。これは 55 台の様々な超伝導電磁石の集合体で、最終的なビームの絞り込みを担っている。これらの電磁石は -269°C まで冷却されており、クライオスタットと呼ばれる金属製の容器内に設置することで外部からの熱を遮断している。ここでどれだけビームを絞り込むかによりルミノシティが決まってくるため、Belle II 実験にとって非常に重要な機器である。Belle II 測定器内部に印加されている 1.5T の高磁場からビームを守るため、クライオスタット内部に超伝導補償ソレノイドが組み込まれている。

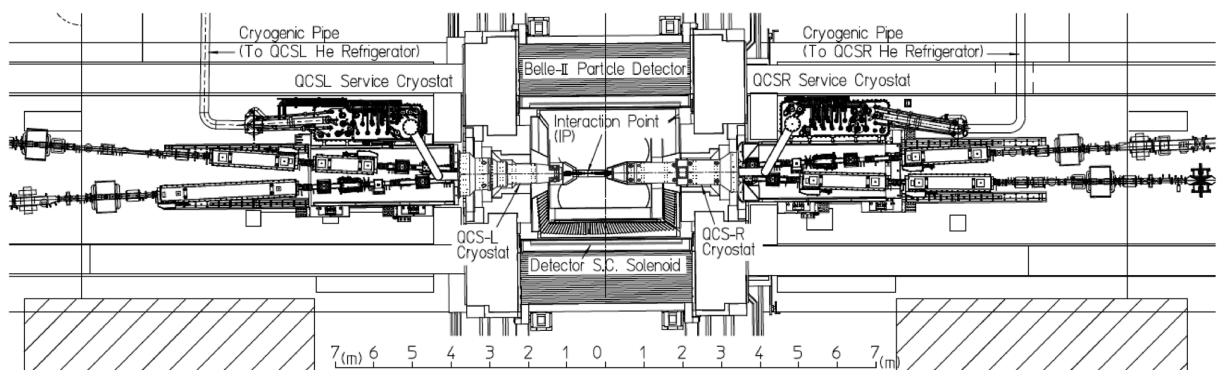


図 2.20: ビーム衝突点用超伝導電磁石 (QCS)

2.5 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、電子・陽電子の衝突点を囲むように設置された大型検出器で、PXD、SVD、CDC、TOP、ARICH、ECL、KLM の7種類の検出器から構成される。図 2.21 にその概略図を示す。形状はビーム軸方向に沿った円筒状となっており、円筒の側面部分を”Barrel 部”、円筒の底面部分を”Endcap 部”と呼ぶ。また、陽電子の入射側の底面を”Forward-Endcap”、電子の入射側の底面を”Backward-Endcap”と呼ぶ。SuperKEKB 加速器では電子の陽電子のエネルギーが非対称であるため、電子・陽電子衝突後の生成粒子は Forward-Endcap 方向へ Lorentz boost を起こす。

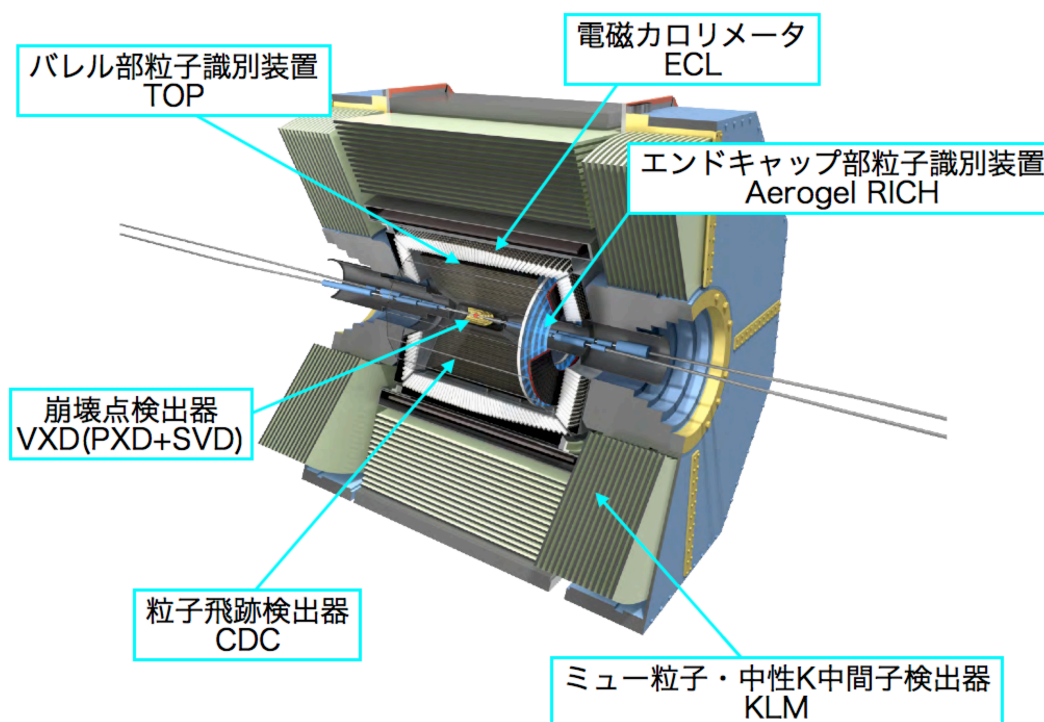


図 2.21: Belle II 測定器の概略図と各検出器の位置

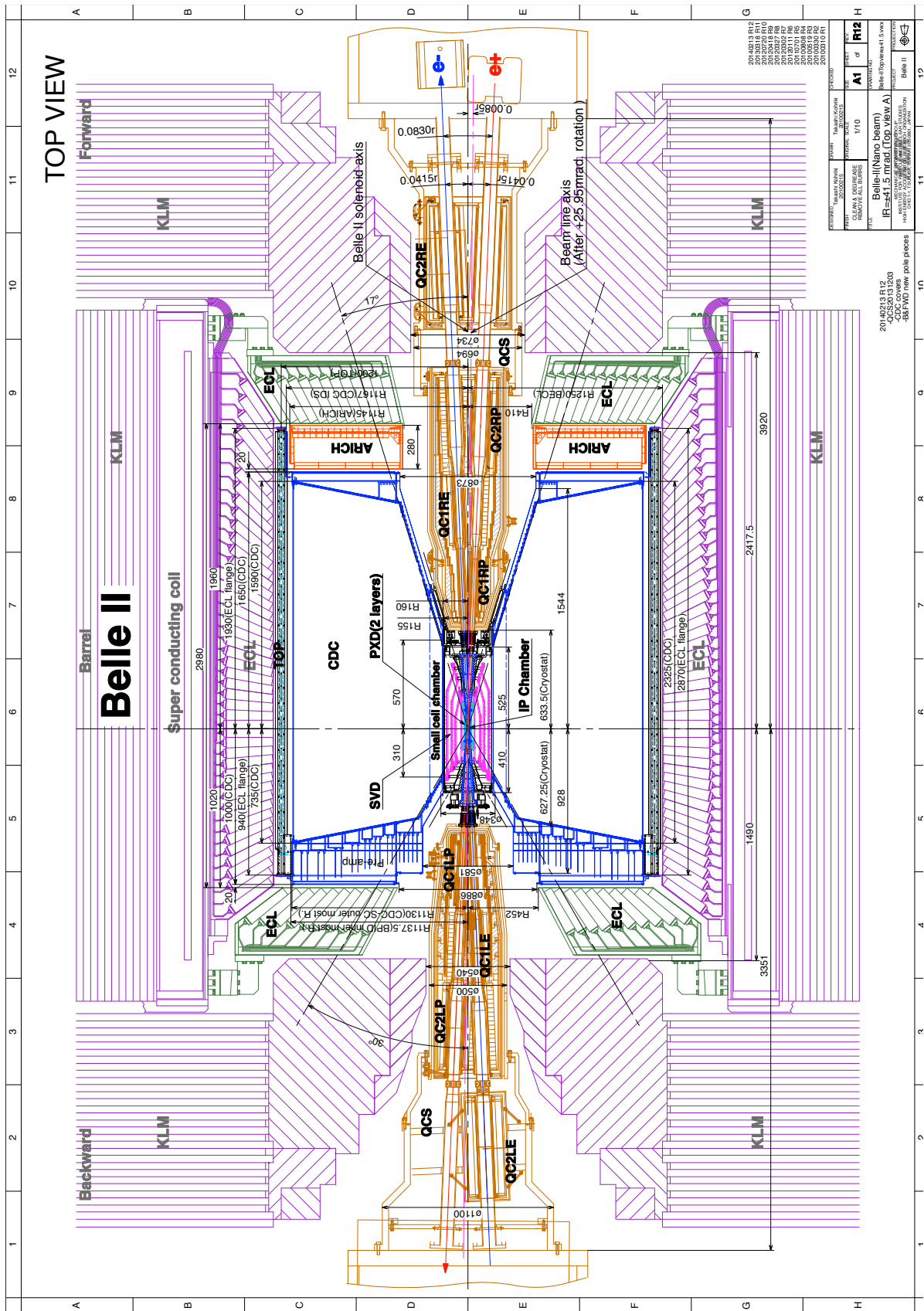


図 2.22: Belle II 測定器の断面図 (TOP VIEW)

2.5.1 VXD

SuperKEKB 加速器では、電子・陽電子の非対称エネルギー衝突を行うことで、 B 中間子は生成されてから崩壊するまでに $100\mu\text{m}$ ほど移動する。この崩壊点を精密に測定することで、 B 中間子の崩壊時間を測定することができる。VXD(Vertex Detector) は、① PXD(Pixel Detector) ② SVD(Silicon Vertex Detector) の 2 種類の半導体センサーから構成され、荷電粒子がシリコンを通過する際に生成される電子を電気信号として読み出すことで軌跡を数十 μm の精度で検出し、 B 中間子の崩壊点を測定している。Belle II 測定器へのアップグレードの際、ビームパイプの内径は 3cm から 2cm に変更されており、PXD はビームパイプのすぐ外側に設置されている。ピクセルサイズは $50\mu\text{m}^2$ 程度で、測定精度は Belle 測定器の 2 倍程度に向上している。また SVD は半径が 88mm から 135mm に変更され、 K_s^0 中間子が π 中間子に崩壊する過程を、1.3 倍の精度で検出する事を目指している。図 2.24 と図 2.25 はそれぞれ PXD と SVD の完成イメージである。Belle 実験の際には SVD が 4 層設置されていたが、Belle II 実験では最終的に PXD を 2 層、SVD を 4 層設置する。全ての層が設置されるのは 2020 年頃を予定している。

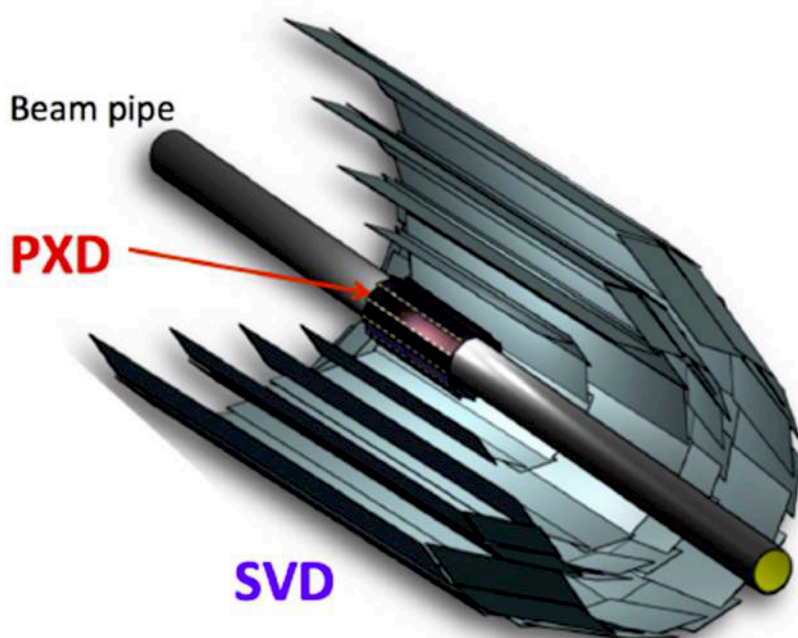


図 2.23: VXD の概観図

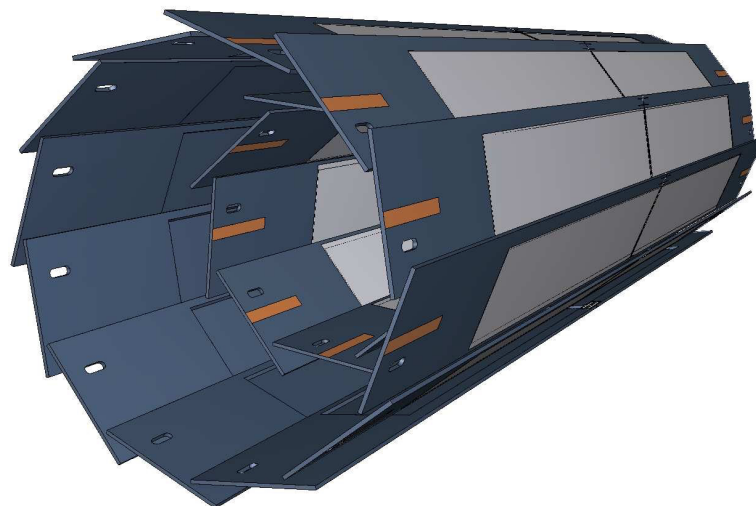


図 2.24: PXD の概観図

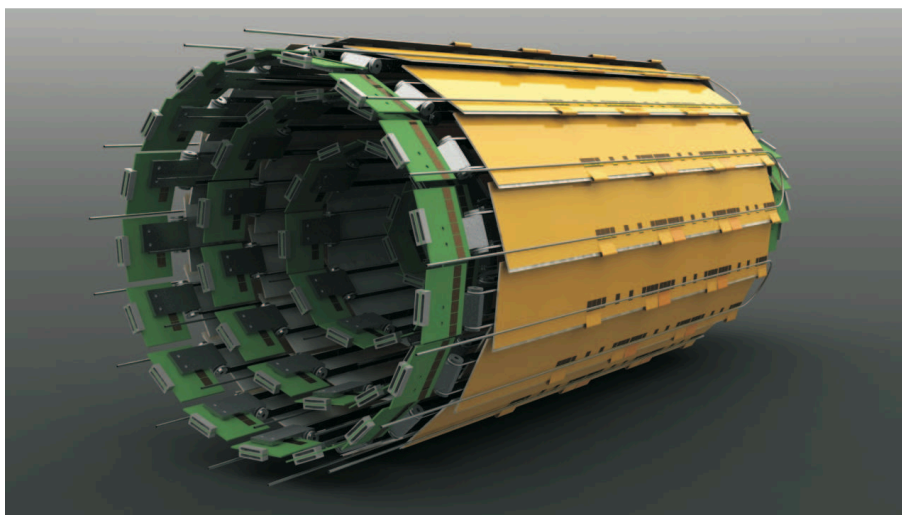


図 2.25: SVD の概観図

2.5.2 CDC

中央飛跡検出器 (CDC: Central Drift Chamber) は、粒子の運動量測定と粒子識別を担う検出器である。構造は、半径 1.1m の円筒内に 56576 本という大量の金属ワイヤーを張り巡らし、円筒内には混合ガス (He:50%, C₂H₆%) を充満させている。原理は、荷電粒子が円筒内を通過する際にガス分子をイオン化し、近傍のワイヤーに向けて電子がガス増幅を起こしながら移動することで、ワイヤーから電気信号として読み出している。それにより、Belle II 測定器内部に印加された 1.5T という強磁場により円軌道を描く荷電粒子の軌跡を測定することで、粒子の運動量を求めている。この運動量情報は、ARICH での粒子識別の際にも用いられる重要な物理量である。また、信号の大きさから粒子の種類に関する情報も得ることが出来る。信号読み出し用のセンスワイヤー (14336 本) には直径 30 μ m の金メッキタングステン、電場形成用のフィールドワイヤー (42240 本) には直径 126 μ m のアルミニウムを使用している。運動量 p [GeV/c] は、磁場 B [T] と曲率半径 ρ [m] を用いて以下の式から導出できる。

$$p = 0.3\rho B \quad (2.8)$$

また、測定された電荷量情報から荷電粒子が CDC 内で失ったエネルギー dE/dx を求めることで、低運動領域の粒子識別を行うことができる。図 2.27 は、各荷電粒子 (π 、 K 、電子、陽子) の運動量 $P[\text{GeV}/c]$ とエネルギー損失 dE/dx の関係である。低運動量領域では各粒子の識別が可能なが分かる。

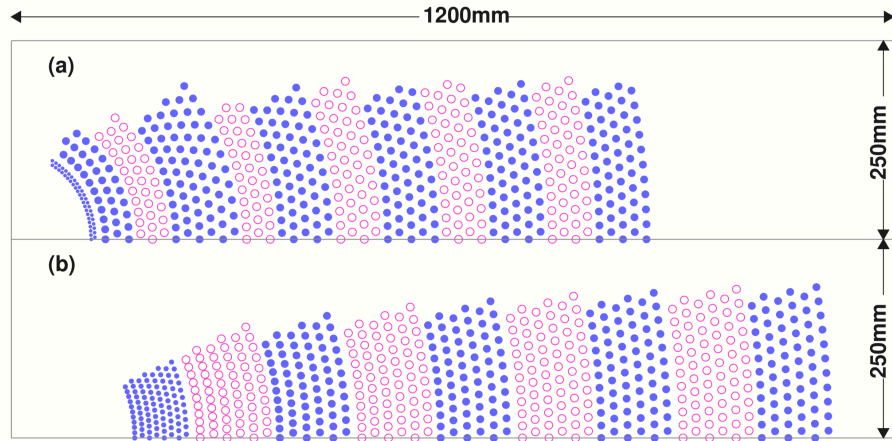


図 2.26: 上段:Belle 検出器のワイヤー配置図 下段:Belle II 検出器のワイヤー配置図

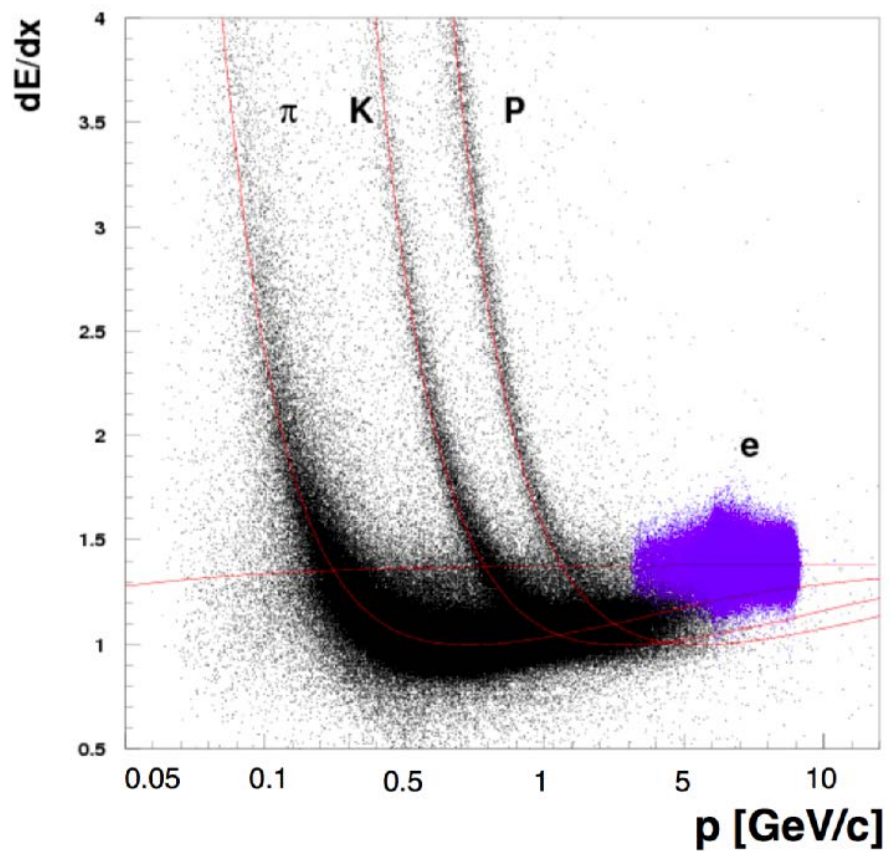


図 2.27: 粒子別の運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係

2.5.3 TOP

B 中間子系の崩壊過程を測定する上で、 K 中間子と π 中間子のどちらが飛来してきたのかを特定することは非常に重要である。Belle II 測定器では、粒子ごとに異なる角度でチェレンコフ光が発生する事を利用し、 K/π 識別を行っているリングイメージ型チェレンコフ (RICH) 検出器が 2 つある。

そのうちの 1 つ、TOP (Time of Propagation) カウンターは、長さ 2710mm、幅 450mm、厚さ 20mm の石英板を輻射体を使い、片側の端部にマイクロチャンネルプレート型光電子増倍管 (MCP-PMT) を設置した構造をしている。石英板に荷電粒子が入射した際に発生するチェレンコフ光は、石英板内を全反射しながら端部の MCP-PMT へと到達する。その際、チェレンコフ角の差により K 中間子と π 中間子ではチェレンコフ光の経路が異なってくる。この事を利用して、チェレンコフ光の伝搬時間情報 (Time of Propagation) と検出位置情報、衝突点 IP から TOP カウンターまでの荷電粒子の飛行時間情報 (Time of Flight) から、バレル部での K/π 粒子識別を行っている。

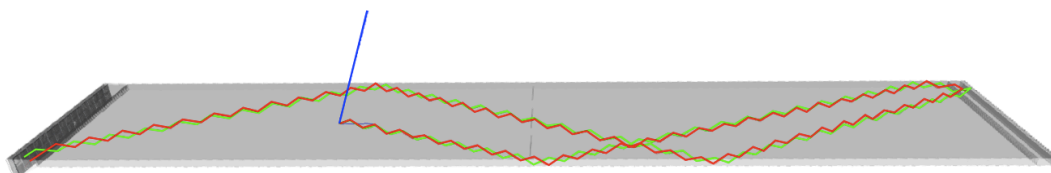


図 2.28: TOP の概観図

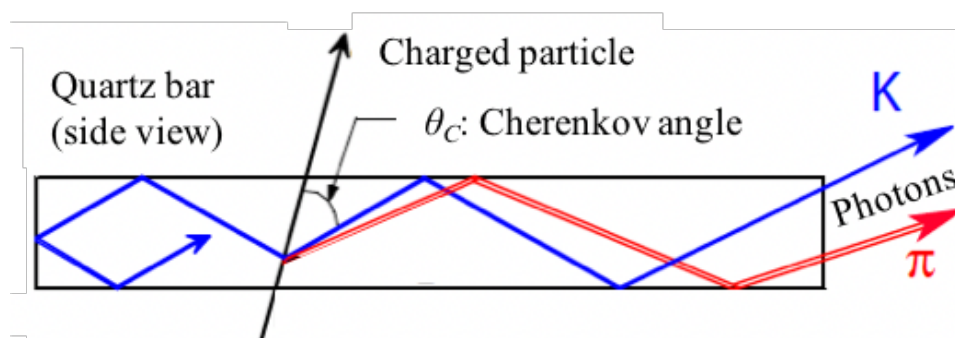


図 2.29: TOP の粒子識別方法

2.5.4 ARICH

ARICH (Aerogel Ring Image Cherenkov) 検出器は K/π 識別を TOP と共に行っており、Belle II 測定器のエンドキャップ部における粒子識別を担っている。荷電粒子が輻射体シリカエアロゲル内を通過する際に発生させるチェレンコフ光を、後段の HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) にてリングイメージとして測定する。その際のリング半径から粒子識別を行う。詳細は第 3 章で述べる。

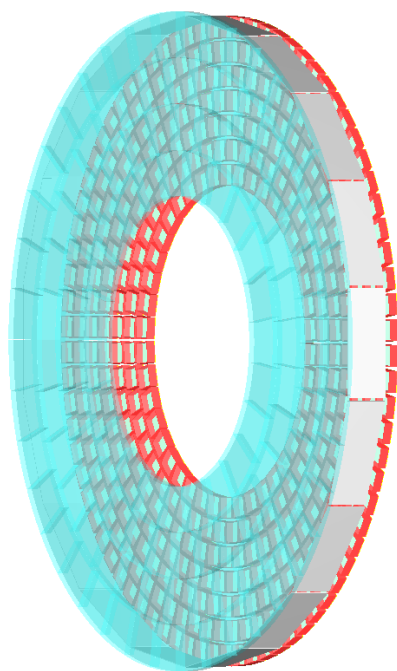


図 2.30: ARICH の概観図

2.5.5 ECL

電磁カロリメータ ECL(Electromagnetic Calorimeter) は、バレル部とエンドキャップ部において粒子のエネルギー測定を行っている。タリウムを添加したヨウ化セシウム (CsI) 結晶シンチレータと、フォトダイオードから構成される。結晶のサイズは $5.5 \times 5.5 \times 30\text{cm}^3$ で、8736 個の結晶で衝突点の周囲を囲んでいる。原理は、電子や γ 線がシンチレータに入射した際にエネルギー損失を起こし、その時発生するシンチレーション光の量をフォトダイオードにより検出することでエネルギーを測定する。また、発光したシンチレータの位置から粒子の飛来方向も求めることができる。

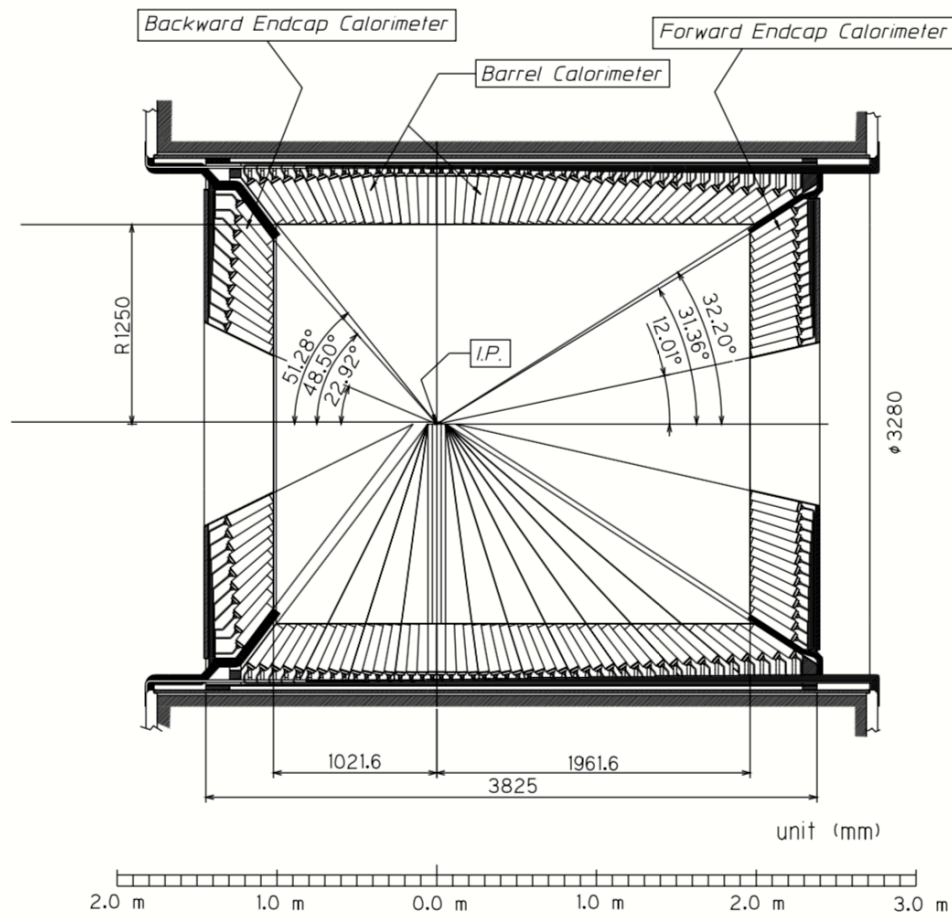


図 2.31: ECL の概観図

2.5.6 KLM

KLM(K_L^0 and Muon Detector) は、物質を通り抜けやすい K_L^0 中間子と μ 粒子を検出する。Belle II 測定器の鉄製構造体と、その隙間に挿入された光検出器から構成される。 K_L^0 中間子は KLM と反応してエネルギーを落としながら崩壊するが、 μ 粒子はそのまま通過していくため、CDC からの情報等と組み合わせることで粒子識別を行うことができる。バックグラウンドが多く飛来するエンドキャップ部においては光検出器+プラスチックシンチレータ、低バックグラウンド領域ではガラス板と混合ガスを用いたガスチェンバー RPC(Resistive Plate Chambers) を使用する。

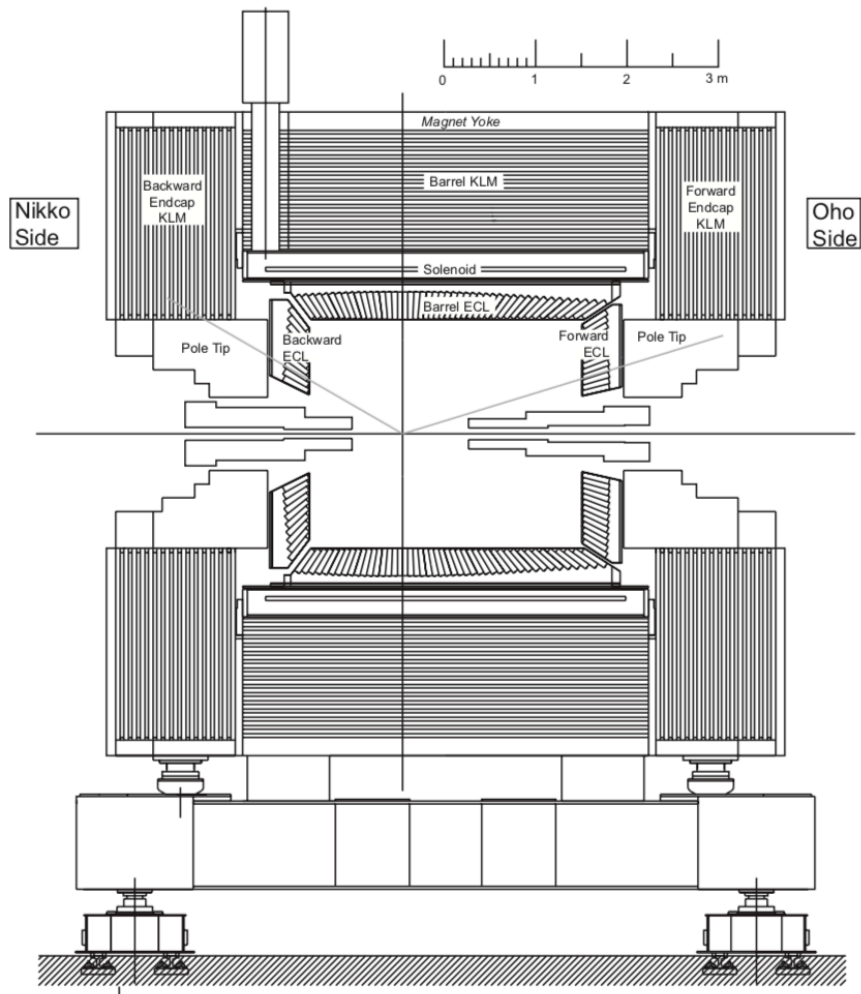


図 2.32: KLM の概観図

2.5.7 DAQ

Belle II 測定器では常に大量の粒子が生成され、各検出器に入射することで様々な電気信号が発生する。それらの情報は膨大なものであり、全てを蓄積することは現実的に難しい。そのため、重要な物理現象のみを選択してデータ蓄積を行う仕組みが構築されている。

「トリガー」は事象の取捨選択の判断を行うシステムである。各検出器からのトリガー専用信号を常に監視し、事象が起きてから $4.5\mu\text{s}$ 以内に物理事象かどうかの判断を行ってトリガーを発行する。トリガーが発行されると、各検出器が”COPPER”と呼ばれる凡用読み出しモジュールによりデータを読み出し、それらのデータは「イベントビルダー」でイベントとして再構成された後に「ハイレベルトリガーシステム (HLT)」に送られる。HLT では最終的なイベントの取捨選択を行い、蓄積するデータを決定する。PXD のみデータの量が膨大なため、ONSEN(Online Select Node) と呼ばれる別のモジュールを用いてイベントを生成する。

これら DAQ システムは一連の作業を 3 万回/s 行う。この作業により元々 30GB/s だったデータを 1GB/s まで絞って記録できる。しかし、これだけ選別を行っても年間の蓄積データ量は最大 10PB という膨大なものになる。これらの実データ解析やシミュレーションをいち

早く行うために、KEK の計算科学センターと世界中の研究機関の計算機システムをネットワークでつなく分散型計算機「グリッド」システムを導入している。

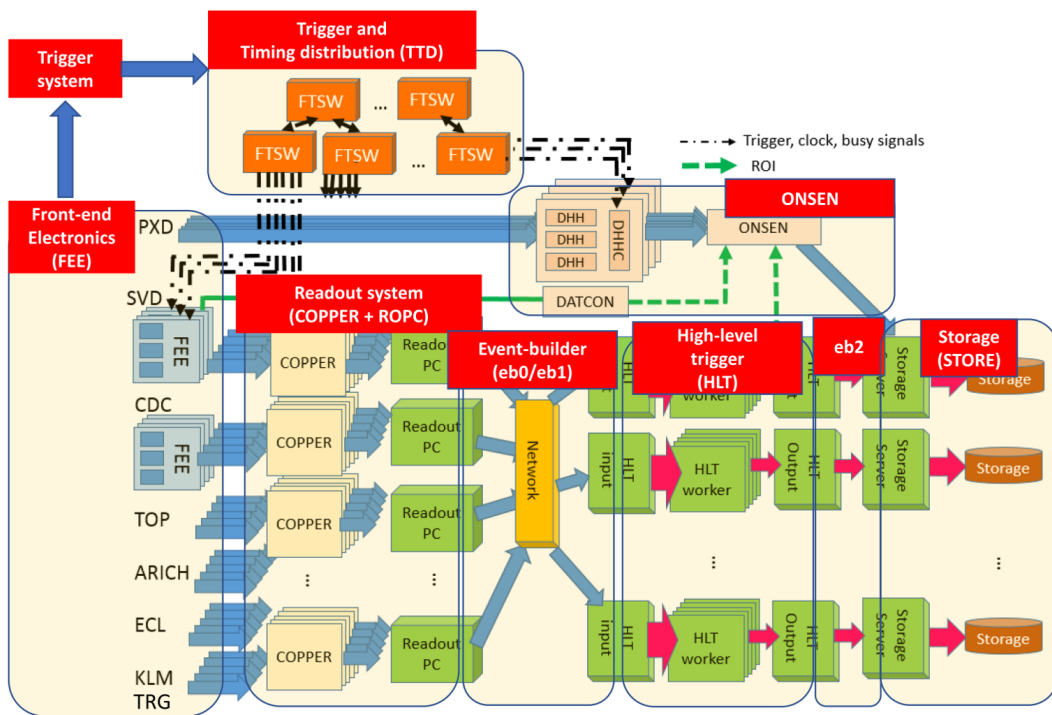


図 2.33: Belle II 測定器のデータ収集システム

第3章 ARICH 検出器

3.1 ARICH 検出器の原理

3.1.1 チェレンコフ光の発生原理

荷電粒子がある物質中を通過する際に、物質内での光速を超える速度で移動する際に光が放出される。この光をチェレンコフ (Cherenkov) 光と呼び、これより発生原理を述べる。まず、物質中を通過する荷電粒子によって、物体内部の電場の分布が変化して分極状態が発生する。その状態から平衡状態へと戻る際に光子が発生する。この光は、荷電粒子の速度 v が物質中の光速 (v/c) を超える場合、互いに干渉して強め合うことで、角度 θ_c 方向に衝撃波となって放出される。チェレンコフ光放射角 θ_c は次の式で記述できる。[5]

$$\cos \theta_c = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

v, n, c は荷電粒子の速度、通過物質の屈折率、真空中の光速を表し、 $\beta = v/c$ とする。
また、放射される光子数 N は、波長 λ_1, λ_2 の領域では

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.2)$$

である。ここで、 L は荷電粒子が物質中を進んだ距離、 α は微細構造定数である。物質の屈折率 n が大きいほど $\sin^2 \theta_c$ が大きくなり、検出光子数 N が増加する。また、チェレンコフ光は連続スペクトルであるため、波長範囲を拡大すると光子数も増加するが、チェレンコフ光の波長分布は $(1/\lambda^2)$ に比例するため、可視光より紫外線の方が光量大きいという性質を持つ。図 3.1 は、荷電粒子がチェレンコフ光を放出する様子を示す概念図である。

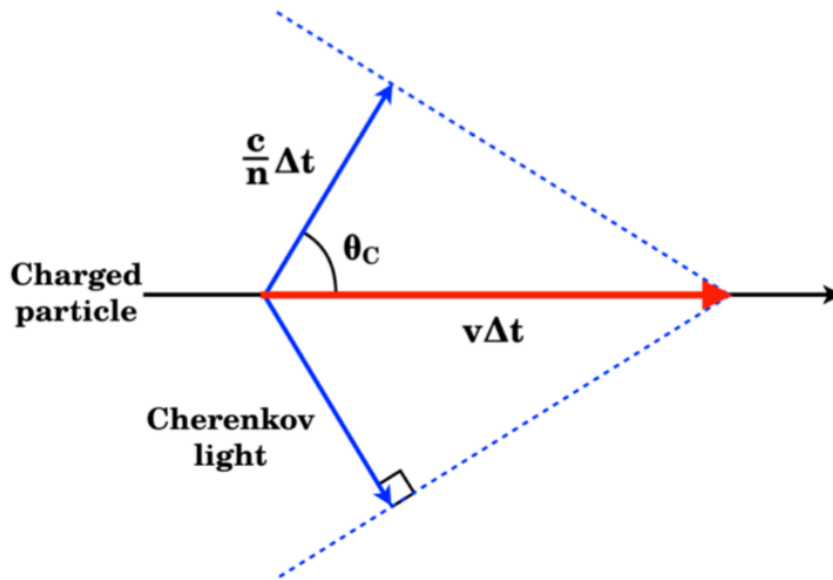


図 3.1: Cherenkov 光放出の様子

3.1.2 ARICH 検出器の粒子識別原理

Cherenkov 検出器には大きく分けて閾値型とリングイメージ型がある。閾値型は荷電粒子の通過時に Cherenkov 光が発生したか否かで粒子識別を行う方法である。この方法は Belle 実験で用いられた ACC(Aerogel Cherenkov Counter) で採用されていた。しかし ACC で高運動領域の粒子識別を行いたい場合、輻射体の屈折率 n を 1.007 以下にする必要となる。しかし、 $n=1.007$ に設定した場合発生する光量自体が少なくなってしまう、 K/π 識別精度が悪化してしまう。そのため、ACC では 2.0[GeV/c] 以下の低運動量領域に特化して粒子識別を行っていた。しかし先述の通りエンドキャップ部における高運動領域粒子識別は新物理探索に重要であり、ARICH 検出器はリングイメージ型となっている。

リングイメージ型とは、リング状に発生した Cherenkov 光を光検出器で測定し、そのリング半径から粒子識別を行う方法である。荷電粒子の質量 m は以下の式で表すことができる。

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (3.3)$$

p は荷電粒子の運動量を表す。ARICH の場合屈折率 n は既知であり、また運動量 p は別の検出器 CDC により測定されるため、 θ_c を測定すれば質量 m が求まり、粒子識別を行える。そのためリングイメージ型では θ_c を精密に測定することが重要となる。Cherenkov 光の拡散距離を L とすると、 θ_c と L の関係は式 3.4 のようになる。

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

図 3.2 に ARICH 検出器の粒子識別イメージを表している。図 3.3 は、 π 中間子と K 中間子それぞれの運動量 p と放射角 θ_c の関係を表す。運動量 p が 4.0[GeV/c] の時、2つの荷電粒子の放射角の差は 23[mrad] となる。

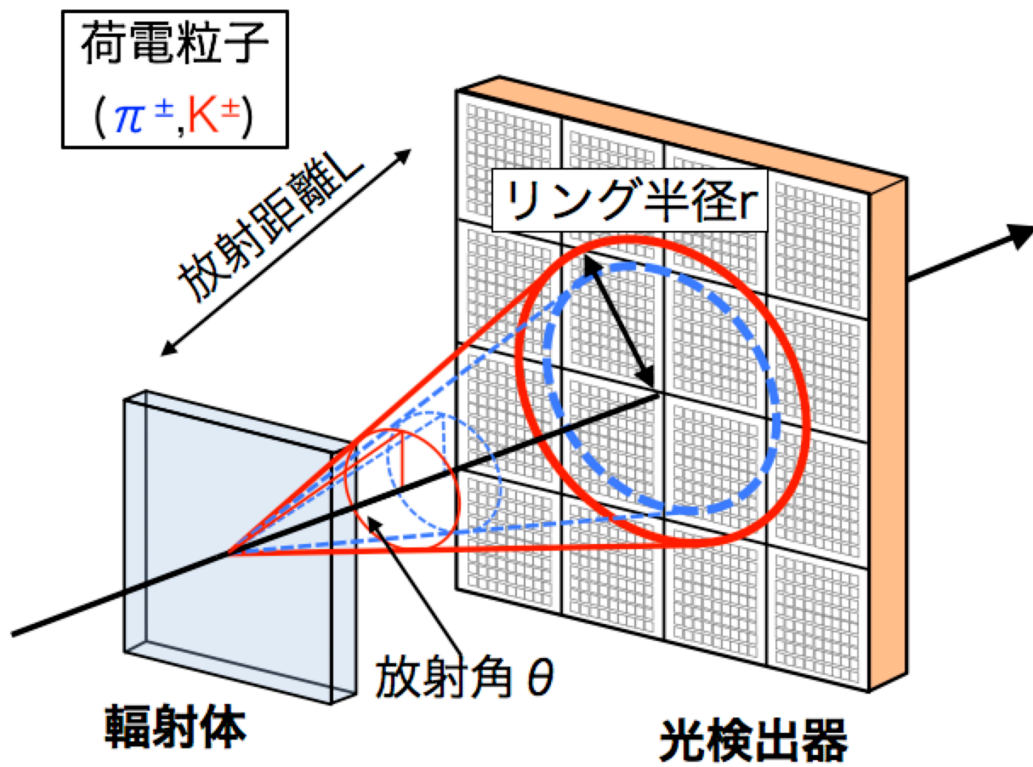


図 3.2: ARICH 検出器における粒子識別の概観図

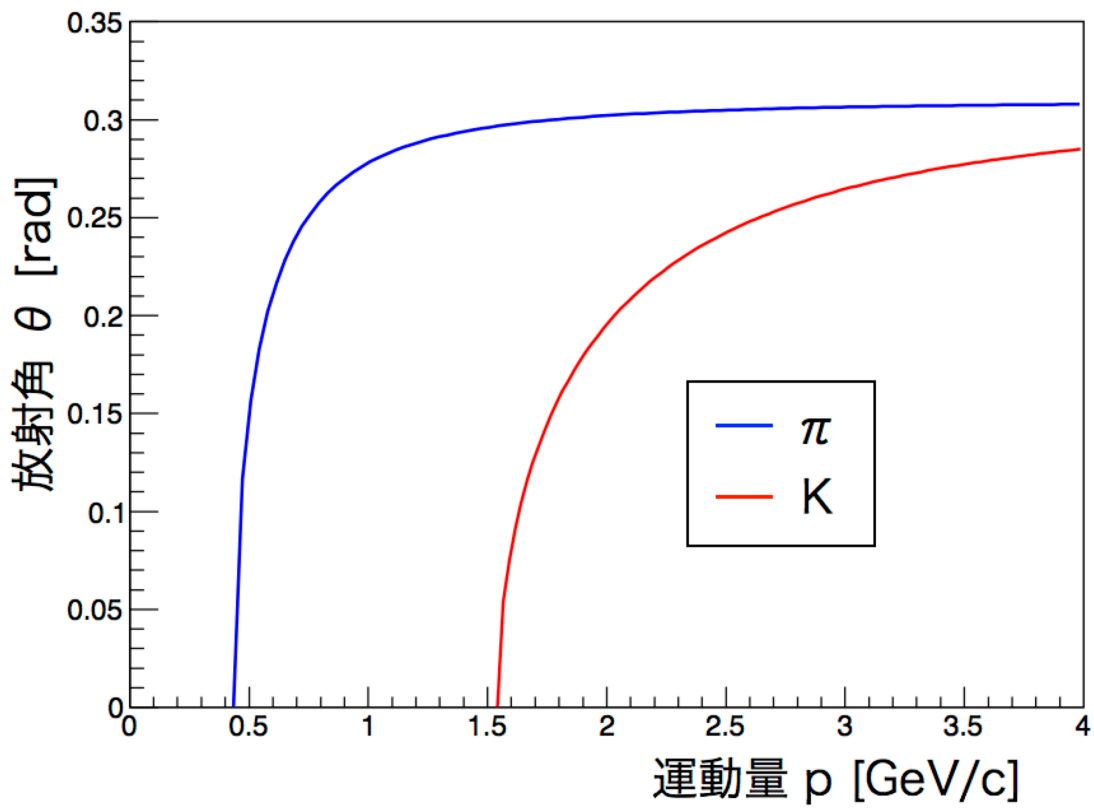


図 3.3: 荷電粒子 (π, K) の運動量 p と放射角 θ の関係

3.2 ARICH 検出器の構成

ARICH 検出器は輻射体シリカエアロゲルと光検出器 HAPD から構成され、ビームラインを囲むようなドーナツ型となっている。輻射体シリカエアロゲルは SiO_2 が三次元的に組み合わさった多孔固体物質で、ACC でも用いられていた。体積の 98 % が空気で占められており、また 1 つの粒子半径が数十 nm ほどしかなく、可視光の波長 (400nm~700nm) と比べ非常に小さい。そのため、低屈折率、低密度、高透過性という様々なメリットを持つ。また、屈折率を 1.007~1.200 の範囲で調整して製作することができる。図 3.4 はシリカエアロゲルの内部構造の様子を表し、図のように階層的構造になっている。表 3.1 は代表的な輻射体の物性値を示す。

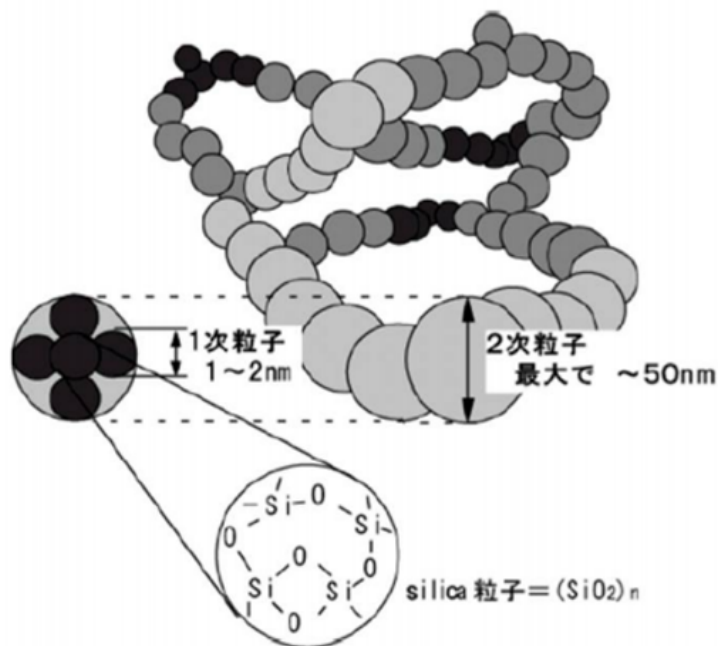


図 3.4: シリカエアロゲルの内部構造

物質	屈折率	密度	条件
シリカエアロゲル	1.007~1.20	0.0281~	
空気	1.00028	0.001293	25 , 1 atm
水	1.3428	0.99984	20
ガラス	1.48~2.00	2.4~2.6	光学ガラス等

表 3.1: 代表的輻射体の物性値

一般的に、一個の荷電粒子から放出されるチェレンコフ光の角度分解能 σ_{track} は以下の式で表される。

$$\sigma_{track} = \frac{\sigma_{single}}{\sqrt{N_{p.e.}}} \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (3.5)$$

σ_{single} は単光子あたりの角度分解能、 $\sqrt{N_{p.e.}}$ は平均検出光電子数 p.e.(photo-electron)、 d は輻射体の厚さである。輻射体を厚くすれば検出光電子数は大きくなるが、同時に σ_{single} も

大きくなってしまいます。理由は、輻射体内のどこでチェレンコフ光が発生したかを測定することが出来ないため、厚さが大きくなると光子発生点の不定性も大きくなるためである。図 3.5 に単層方式とデュアルレイヤー方式の概念図を示す。

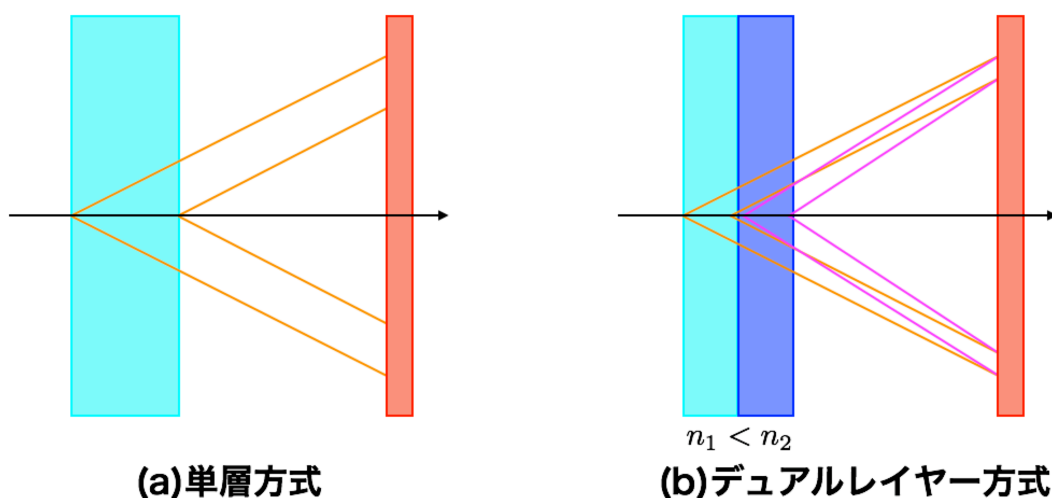


図 3.5: 単層方式とデュアルレイヤー方式

検出光子数を多くしたまま角度分解能を上げるために採用されたのがデュアルレイヤー方式である。これは、異なる屈折率 n_1 (上流側)、 n_2 (下流側) ($n_1 < n_2$) を持つシリカエアロゲルを 2 層重ね合わせて輻射体として用いる方法である。単層方式と全体の厚さは変わらないため検出光子数は変化しないが、下流側の屈折率が上流側より大きく設定されているため、光検出器面ではリングイメージの幅が単層方式に比べ小さくなり、角度分解能が低下しない仕組みとなっている。先行研究 [6] から輻射体全体の幅は 20mm 程度が適切であると判明しているため、各層の厚さは 10mm 程度となっている。図 3.6 にシリカエアロゲルの外観を、図 3.7 に ARICH の構成図を示す。

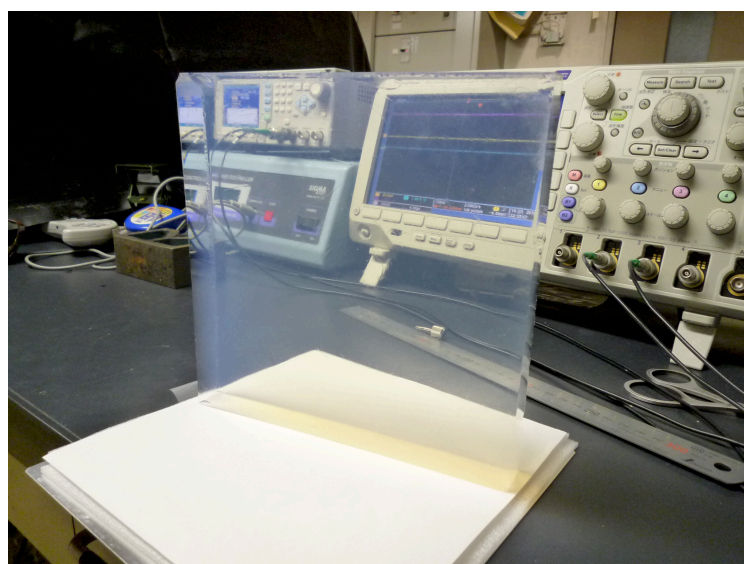


図 3.6: シリカエアロゲル

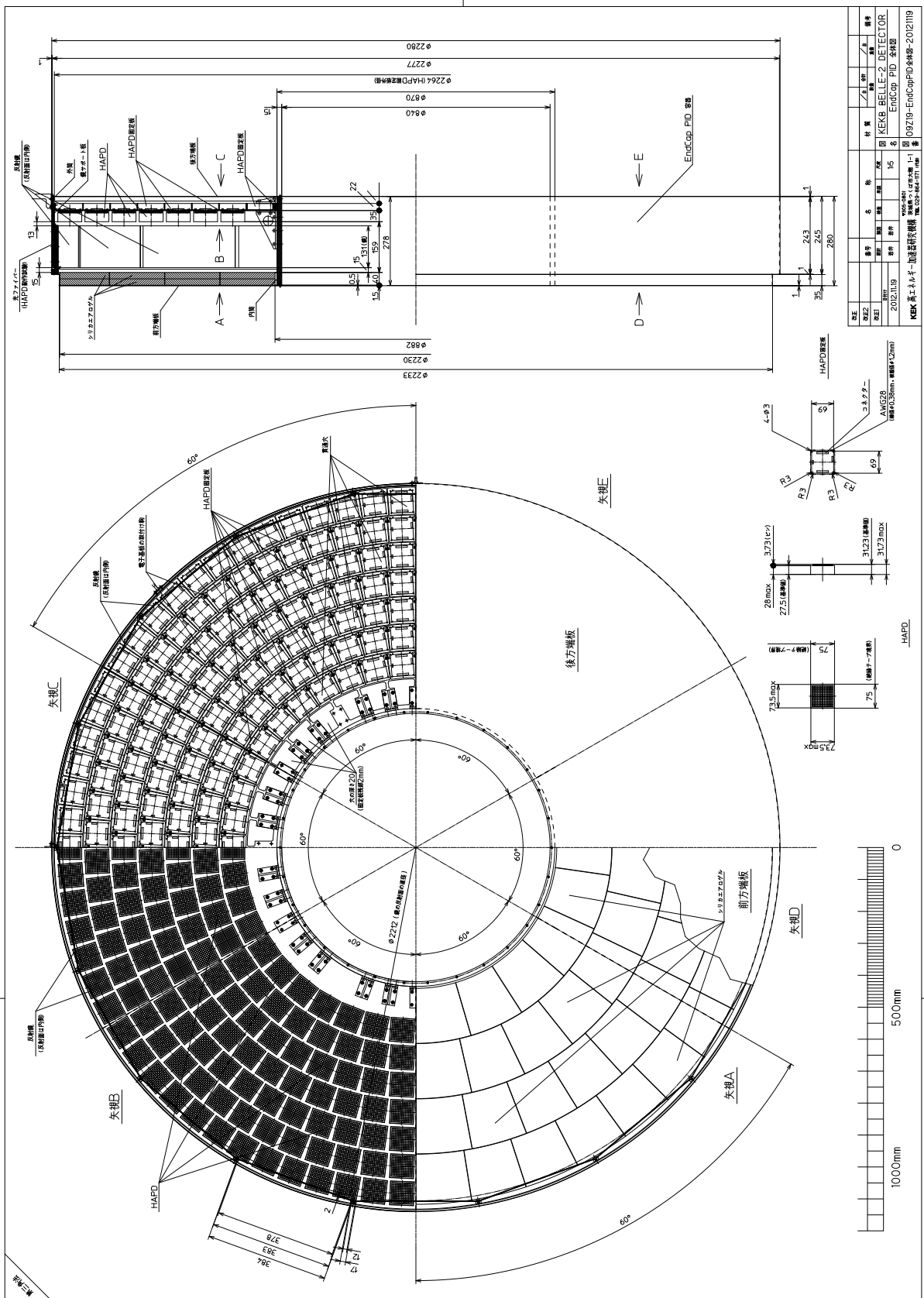


図 3.7: ARICH 検出器の構成図

3.3 光検出器 HAPD

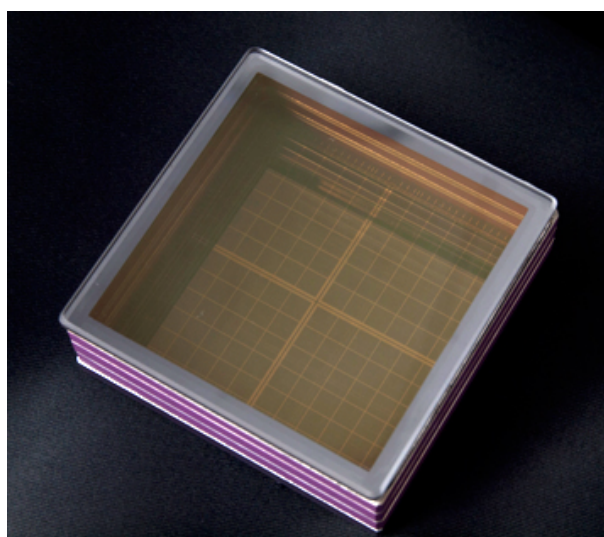


図 3.8: HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector)

HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) は ARICH 用の光検出器として、浜松ホトニクス(株)と共同で開発した 144 チャンネル光検出器である。図 3.8 にその外観を示す。構造としては、高電圧を印加可能な真空管部分と、その内部に設置された 4 つのそれぞれ 36 チャンネルにピクセル化(多チャンネル構造化)された APD(Avalanche Photo Diode) から構成される。また、入射窓の内側にはアルカリ金属が蒸着され、光電陰極の役割を果たしている。検出原理を図 3.9 に示す。まず 1 光子が光電面に到達すると、1 個の光電子が発生する。この光電子が発生する確率は HAPD の量子効率として表される。その光電子は 7~8kV という強い電場で加速され、APD へと打ち込まれる。この際に打ち込み増幅が発生し、APD の空乏層内に 1500 倍程度の電子・正孔対が生成される。図 3.10 に APD の原理を示す。APD 内部には逆バイアス電圧が印加されており、生成された電子と正孔は異なる方向に移動し始める。移動する電子(正孔)は APD 内部の原子とぶつかりと複数の電子(正孔)を更に生成し、その数は指数関数的に増加していく。これを avalanche 増幅と呼び、40 倍程度の増倍率を持つ。最終的に、HAPD 全体としては数万倍の増幅率となる。このようなハイブリッド機構になっている理由は、APD の増倍率の低さによるものである。例えば高エネルギー実験で一般的に用いられる光電子増倍管(PMT: PhotoMultiplier Tube)は $\mathcal{O}(10^6)\sim\mathcal{O}(10^8)$ 程度の増倍率を持つが、APD は前述のように $\mathcal{O}(10^1)$ と非常に増倍率が低い。そのため、真空管を用いて高電圧による電場加速を行い電子を加速させることでこれを補っている。HAPD の特徴として挙げられるのは、Belle II 測定器内部に印加されている 1.5[T] という高磁場中でも動作可能という点である。もう一つは、APD がピクセル化されているため、エアロゲルからのチェレンコフ光の位置情報を得ることができる。図 3.11 は ADC(Analog-to-digital converter) で取得した、HAPD の波高分布である。横軸は ADC のチャンネル数で HAPD 信号波高に対応し、縦軸は頻度である。図では各光子数のピークを確認することができる。

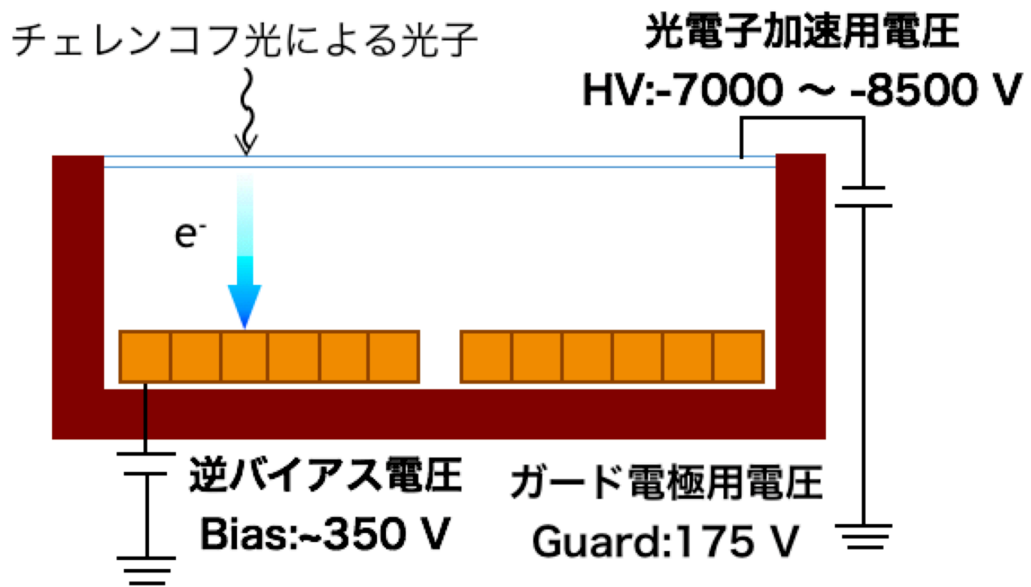


図 3.9: HAPD の光子検出方法

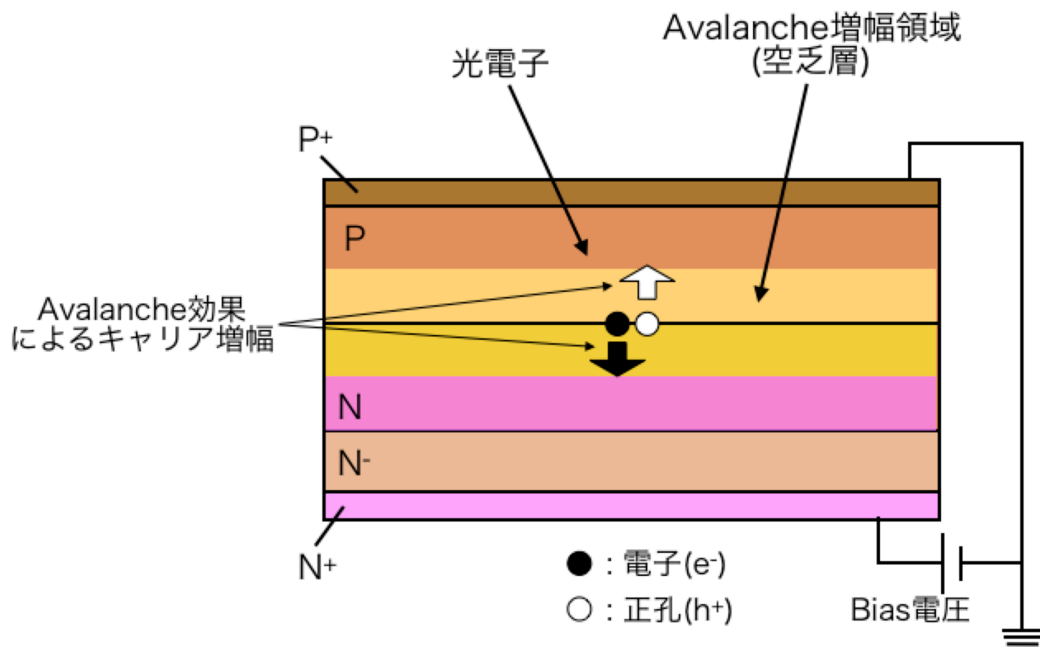


図 3.10: APD の仕組み

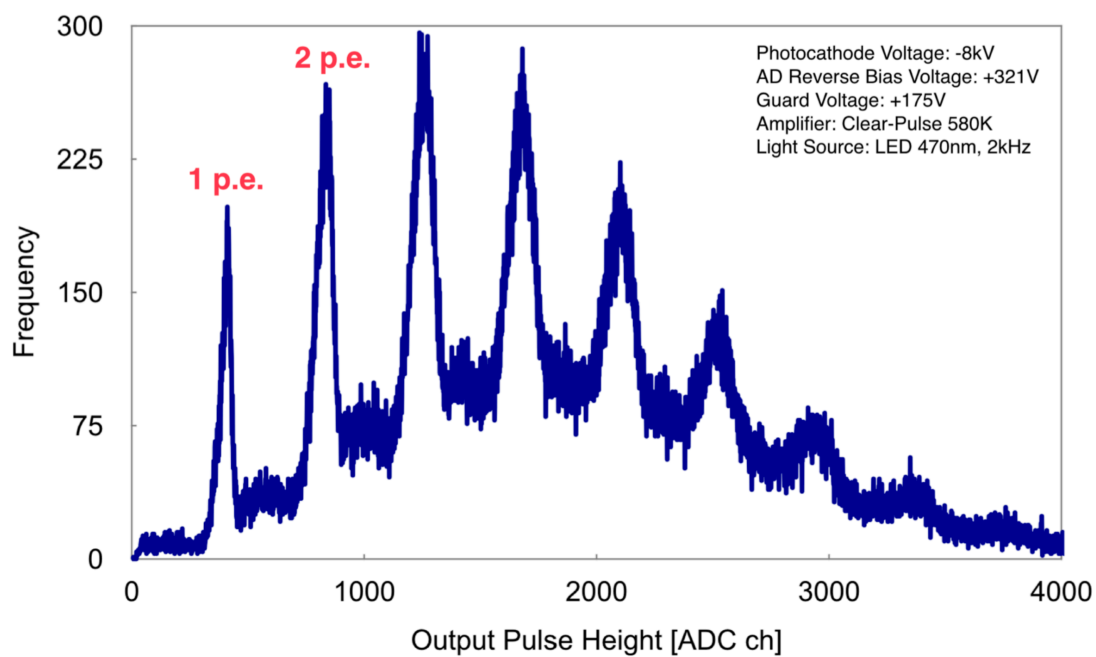


図 3.11: 光子入射時の HAPD 波高分布。横軸が信号波高に比例した ADC チャンネル値、縦軸が頻度。

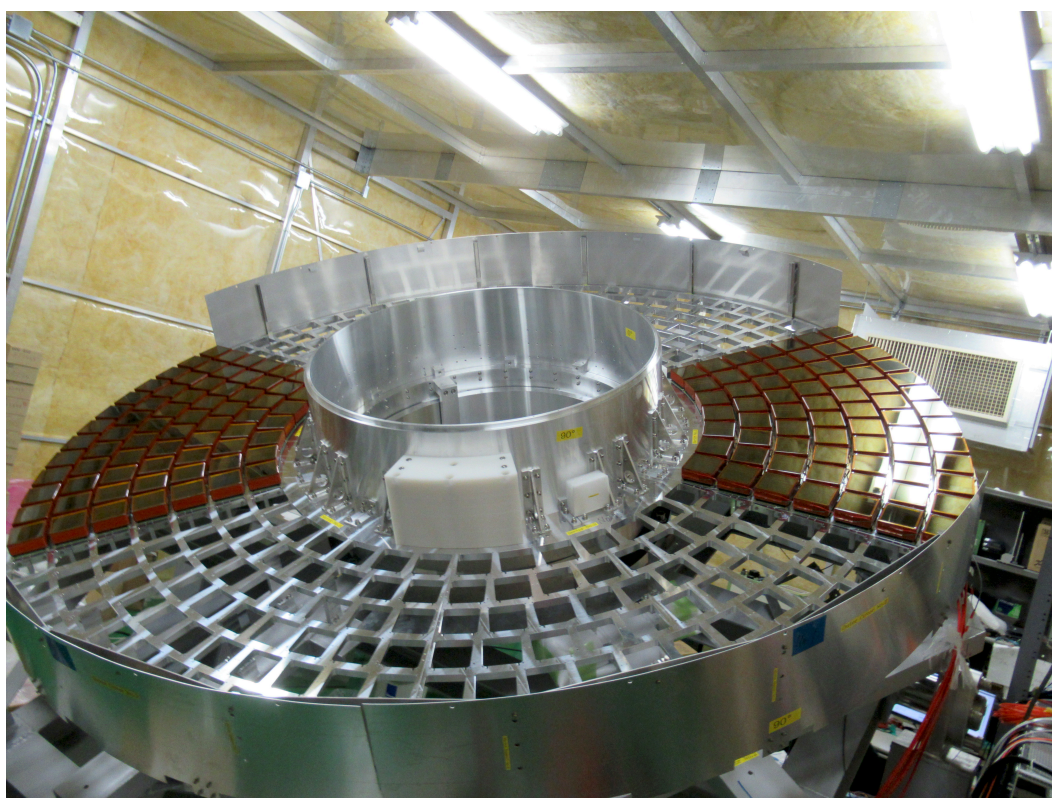


図 3.12: 実際設置されている HAPD と構造体 (建設中の様子)

3.4 ARICH 検出器のアップグレード

3.4.1 光検出器 HAPD の現状

現在 HAPD は ARICH 用光検出器として十分な性能を発揮しているが、製造メーカーの浜松ホトニクス(株)は HAPD の生産を既に終了している。HAPD は Belle II 実験 10 年分の放射線量に耐えられることは既に検証されているが、今後ビームバックグラウンドの向上などにより想定外の故障が発生する可能性がある。そのため、ARICH 検出器アップグレードに向けて新たな光検出器を選定している。

3.4.2 本研究の目的

本研究の目的は、数種類の MPPC の特性を中性子照射前後で比較することで耐放射線性を調べ、ARICH 用光検出器の代替候補として適切か評価を行うことである。また、中性子照射試験の際には数十個のサンプルを測定する必要があるため、測定の効率化を行う必要がある。本論文では、MPPC 評価システムの構築と効率化、事前測定の結果について報告する。

第4章 ARICHアップグレード用光検出器の開発

4.1 ARICHに用いる光検出器の要求性能

シリカエアロゲルの屈折率を 1.05、荷電粒子の運動量を $4\text{GeV}/c$ とすると、 K 粒子と π 粒子の放射角度差は 23mrad となる。この角度差は ARICH 光検出器面に到達する際には、およそ 5mm のリング半径差になる。そのため光検出器の位置分解能は 5mm 程度以下であることが求められる。また、シリカエアロゲルで放射されるチェレンコフ光は非常に微弱なため、単光子検出が必要とされる。また、Belle II 測定器内部にかかっている 1.5T の強力な磁場にも耐えられる必要がある。また、光検出器の厚さが小さいほど Belle II 測定器全体で空間の余裕ができることとなるため、厚さも小さい方が好ましい。

4.2 光検出器 MPPC の原理

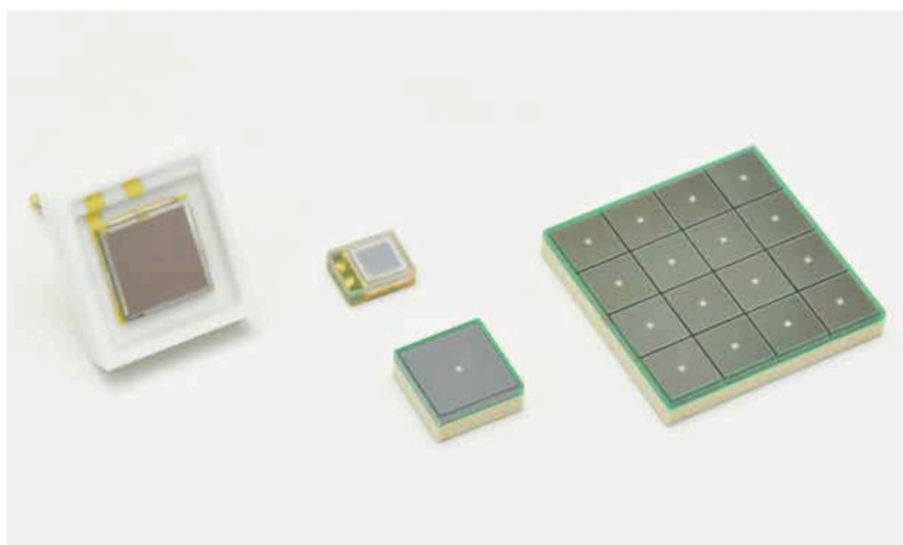


図 4.1: MPPC(Multi Pixel Photon Counter)

MPPC(Multi Pixel Photon Counter) は浜松ホトニクス(株)の製品で、Si-PM(Silicon PhotoMultiplier)の一種である。HAPD など他の半導体光検出器と大きく異なる点は、APD をガイガーモードで動作されるという点である。APD は印加する逆バイアス電圧をブレイクダウン電圧より大きくすると、流れるリーク電流の値は急激に大きくなり、この領域で APD を動作させることをガイガーモードと呼ぶ。対して、HAPD のように APD をブレイクダウン

電圧以下の印加電圧で動作させることをノーマルモードと呼ぶ。ガイガーモードでは、APDからの出力電荷 Q は、式 4.1 で定義される。

$$Q = C(V - V_{bd}) \quad (4.1)$$

ここで、 C は APD の容量、 V は印加電圧、 V_{bd} はブレイクダウン電圧である。この式より、ガイガーモードでは出力電荷は印加電圧にのみ依存し、ノーマルモードと違って入射光子数に依存しないことが分かる。理由は、ガイガーモードでは APD の空乏層にいくつの光子が同時に入射しても、急激に光電子が増幅されることで全て同様の飽和状態になるためである。これをガイガー放電と呼ぶ。図 4.2 は MPPC の構造図で、ガイガーモード APD が並列に接続され、それぞれにクエンチング抵抗が直列に接続された構造をしている。この図で APD 一個が 1 ピクセルに相当する。図 4.3 に MPPC 内の APD 動作イメージを示す。APD はブレイクダウン電圧より大きい逆バイアス電圧 V_R が印加され、光子が空乏層に入射するとガイガー放電が起こり電荷放出が始まる。しかし、直列に接続されたクエンチング抵抗により電圧降下を起こし、APD 内の電圧がブレイクダウン電圧まで下がることで放電が止まる。その後再充電を行い、元の状態へと戻るといったサイクルを繰り返すことで APD は連続して光子を検出することができる。図 4.4 は、MPPC1 チャンネルの拡大図と、実際に MPPC に複数の光子が入射したときのイメージである。MPPC は図のように複数のピクセル (APD) が組み合わせられた構造をしており、Multi Pixel Photon Counter という名前の所以である。図のように 3 光子が 3 つのピクセルに入射すると、それぞれのピクセルで電荷量 a が出力され、最終的に全てを足し合わせた電荷量 $3a$ が MPPC から出力される。このような構造をしているため、MPPC は何光子入射したかを計測するフォトカウンティング能力に優れ、1 光子検出も可能である。しかし、1 ピクセルに複数光子が入射しても同じ電荷量が出力されるため、MPPC を選定する際には 1 ピクセルに 1 光子しか入射しないよう一定数以上のピクセル数を持つ MPPC を選ぶ必要がある。4.1 にて定義した MPPC からの出力電荷の式を用いて MPPC の増倍率 M は式 4.2 で定義される。

$$M = \frac{C(V_R - V_{BR})}{q} \quad (4.2)$$

ここで、 q は素電荷を表す。MPPC の増倍率は、出力電荷を測定することで、1 光電子が最終的にどの程度増倍されたかを求めることができる。

	ガイガーモード	ノーマルモード
印加電圧 V	$V > V_{bd}$	$V < V_{bd}$
増幅率	$\sim \mathcal{O}(10^6)$	$\sim \mathcal{O}(10^2)$
出力電荷	印加電圧に依存	入射光子数に依存

表 4.1: ガイガーモードとノーマルモードの比較

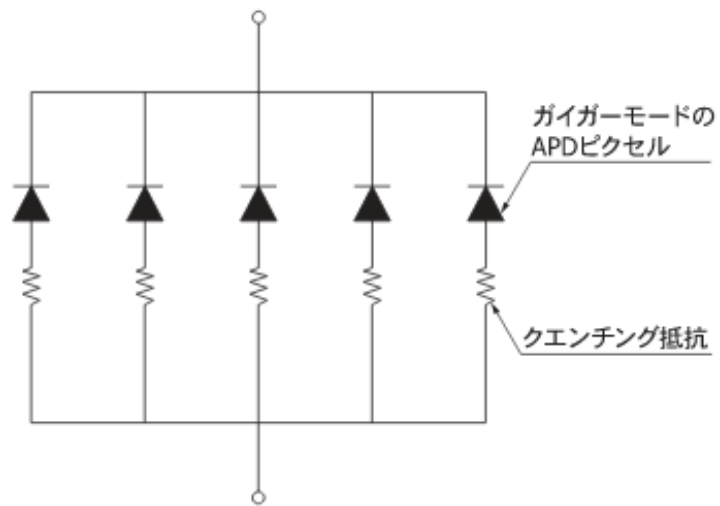


図 4.2: MPPC の構造

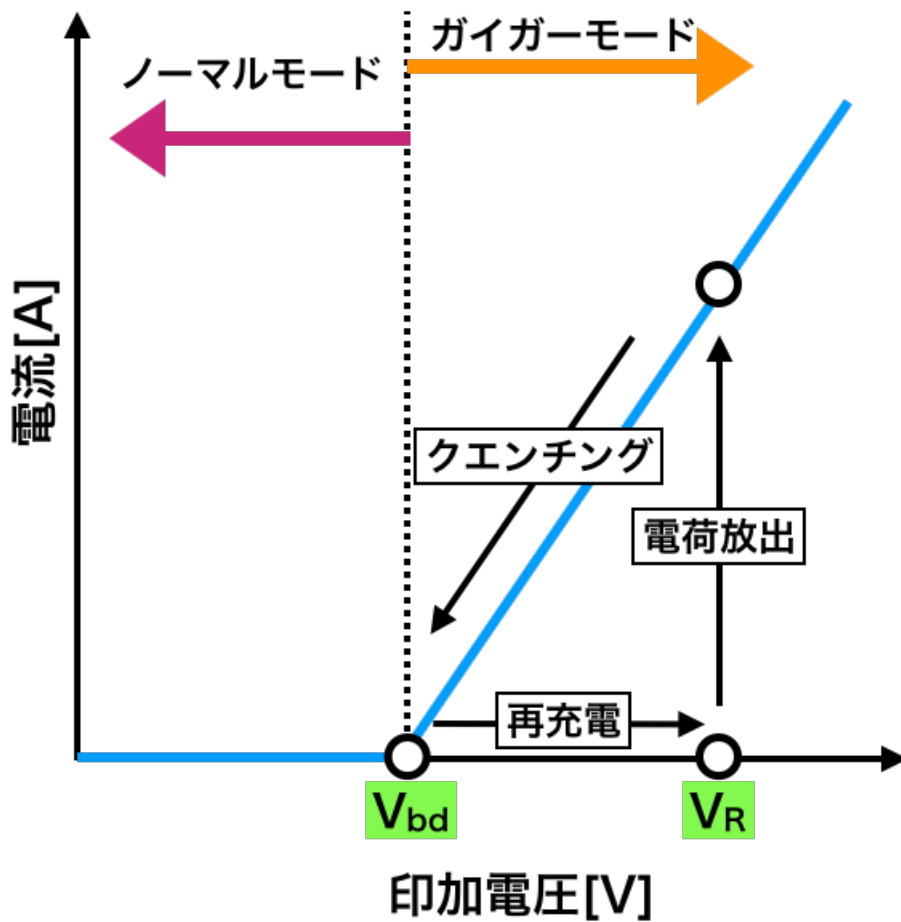


図 4.3: MPPC 中の APD 動作イメージ。横軸が印加電圧、縦軸が APD からの電流値。ガイガーモード APD は、電荷放出 → 再充電というサイクルで光子検出を行う。クエンチング → 再充電というサイクルで光子検出を行う。

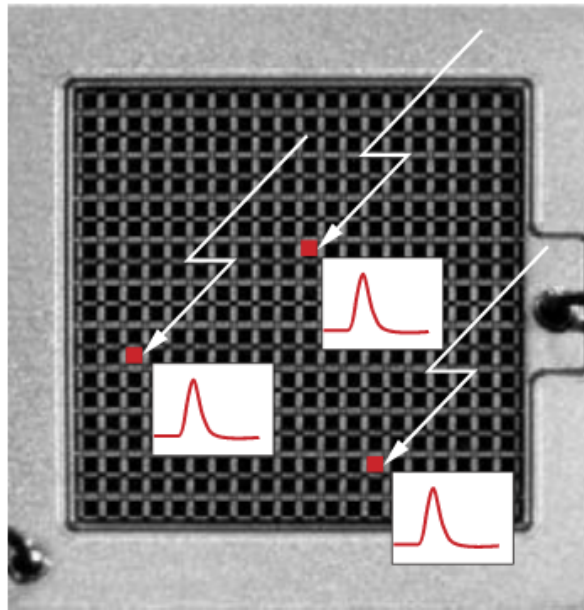


図 4.4: MPPC への光子複数入射のイメージ

光子検出効率 (PDE) は、以下の式で定義される。

$$PDE = QE \cdot fg \cdot Pa \quad (4.3)$$

QE は量子効率、fg は開口率、Pa は励起確率 (アバランシェ確率) である。量子効率は、MPPC に入射した光子が光電子に変わる確率、励起確率は発生した光電子がアバランシェ増幅を起こす確率を指す。このうち励起確率は電圧依存性を持ち、逆電圧を大きくすると高くなる。

4.3 HAPD と MPPC の性能比較

HAPD		MPPC
144(12 × 12)	チャンネル数	64(8 × 8)
4.9 × 4.9 mm ²	有効受光面面積	3.0 × 3.0 mm ²
73 × 73 mm ²	サイズ	25.8 × 25.8mm ²
~65 %	開口率	74%
200-600 nm	有効波長範囲	320-900 nm
~19%	光子検出効率	40%
~0 cps	ダークカウント	0.5 Mcps
5.6 × 10 ⁴	増倍率	1.7 × 10 ⁶
7~8 kV	動作電圧	~50 V

図 4.5: HAPD と MPPC の性能比較

図 4.5 は、HAPD と MPPC の性能を比較した表である。MPPC は例として、64 チャンネル MPPC(50um-type) を取り上げた。チャンネル数、有効受光面面積、サイズの項目を見ると、アップグレードにより単位面積当たりのチャンネル数が向上する事が分かる。次に開口率を見てみると、これもアップグレードに際し向上する事が分かる。これは飛来してきた光子をロスする確率が下がる事を意味する。次に有効波長範囲を確認する。チェレンコフ光の波長は連続スペクトルであるため、MPPC でも十分検出可能である。次に、光子検出効率 (PDE) と増倍率は MPPC の方が大きな値を持つ。動作電圧も MPPC の方がはるかに小さい。ダークパルスに関しては、HAPD の場合ほぼ発生しないのに対し、MPPC では頻繁に発生してしまうのが欠点である。

4.4 MPPC 導入のメリット

1 つ目のメリットは、ARICH 検出器において放射角 θ_C の測定精度が向上することである。チャンネル数向上によりチェレンコフ光の位置精度が向上し、PDE も大きくなることでチェレンコフ光のリングイメージをよりはっきりと得ることができる。

2 つ目のメリットは、ARICH 検出器の扱いが容易になることである。HAPD では、高電圧 (~8kV) という高電圧をかける必要があるのに加えて、HAPD 一台あたり 6 種類の異なる電圧を印加する必要があり、大量のケーブルが接続されることで検出器の取り扱いを複雑に

している。MPPCは、1つの低電圧(～50V)の電圧を印加するだけで動作するため、非常に取り扱いが容易になる。

4.5 MPPCの問題点

4.5.1 高ダークカウントレート

MPPCはガイガーモードで動作しているため、空乏層内に偶発的にキャリアが発生すると、光子入射時と同様のプロセスを経て信号が出力される。このような信号をダークパルスと呼び、真の信号とダークパルスは全く同じ波形で出力されるため、見分けることは不可能である。図4.6にその概要を示す。区別する方法としては、図のように光子入射タイミングと同時に発生した信号を真の信号と定義することである。例えばARICH検出器で使用する際は、他のサブディテクターから発せられたトリガーを利用することができる。しかし、真の信号とダークパルスが同時に発生した場合、ARICH検出器では荷電粒子が発生させたリングイメージ以外にダークパルスがランダムなノイズとして検出されてしまう。これがリングイメージ測定に悪影響を及ぼし、 K/π 識別精度を低下させてしまう。このダークパルスの数をダークカウントと呼び、浜松ホトニクス(株)では光子を入射しない暗状態において1秒あたりに閾値0.5[p.e.]を超えたダークパルスの数をダークカウントレート [cps] と定義する。[cps]とはcounts per secondの略である。[Hz]と本質的には同じ単位だが、ダークパルスは周期的に発生するわけではないため、このような単位を用いる。ダークパルスは主に熱的に発生したキャリアにより生じるため、ダークカウントレートと暗電流は温度に依存して変化する。ダークカウントレート $N_{0.5p.e.}$ は式4.4により定義される。

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

ここで、 T [K]は絶対温度、 A は任意定数、 E_g [eV]はバンドギャップエネルギー、 k [eV/K]はボルツマン定数である。このようにダークカウントレートと暗電流は温度により大きく変化するため、測定を行う際にはなるべく温度変化がない環境で行う必要がある。

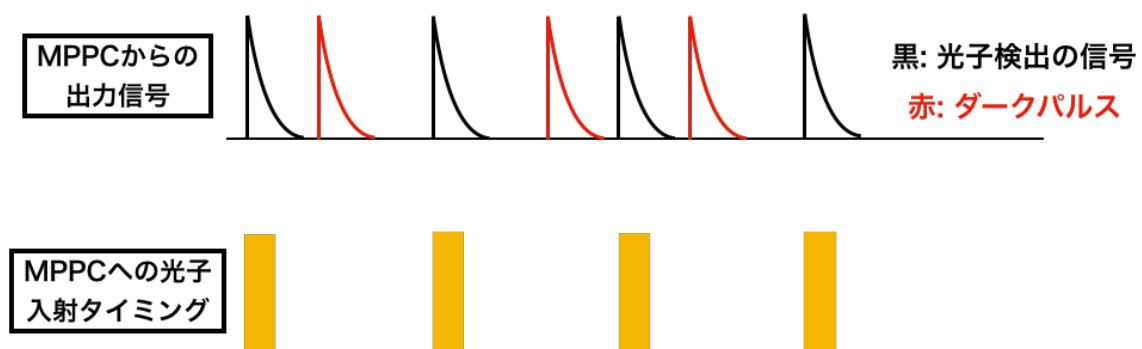


図4.6: ダークカウント発生の様子。上がMPPCからの出力信号で、下がMPPCへの光子入射タイミングを表す。本来ならば黒色の信号のみが出力されるはずだが、MPPCの場合赤色のダークカウントがランダムに発生する。

4.5.2 低放射線耐性

MPPCはシリコンデバイスであるため、放射線により大きく損傷する。主な損傷過程として挙げられるのが、非電離過程による損傷と、電離過程による損傷の2つである。非電離過程 (NIEL: Non Ionizing Energy Loss) による損傷は、主に中性子などの重粒子により引き起こされる。図 4.7 に概要を示す。入射した中性子が MPPC 中の Si 原子に当たることで原子が叩き出され、格子欠損が生じる。この格子欠損が価電子帯と伝導帯の間の禁制帯に新しい準位を発生させることで熱由来のダークパルスが発生しやすくなる。ダークパルスが極端に多くなるとベースラインのぶれが生じることで、1光子信号を識別することができなくなり、ダーク電流も増加する。また、avalanche 増幅過程においてキャリアが格子欠損に一時的に捕獲されることで、アフターパルスが生じやすくなる。

先行研究では、 γ 線より中性子による損傷が大きい事が確認されている。図 4.8 は中性子照射、図 4.9 は γ 線照射の時の先行研究結果である。図内の赤丸が示すのは Belle II 実験 10 年間で想定される放射線量である (中性子: 10^{12} [n/cm²], γ 線: 100 [kRad])。これらの結果から、まず中性子に対する耐性を調べる必要があると考え、中性子照射試験を行う次第となった。

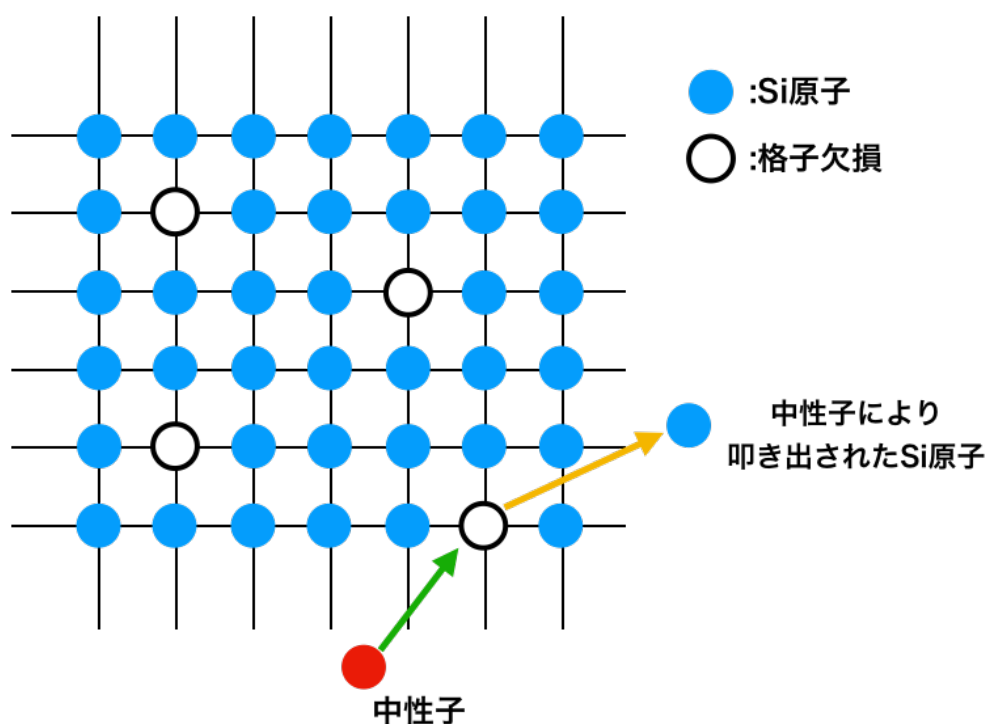


図 4.7: NIEL 損傷の様子。MPPC 中の Si 原子に中性子が当たることで格子構造から叩き出され、格子欠損が生じる。

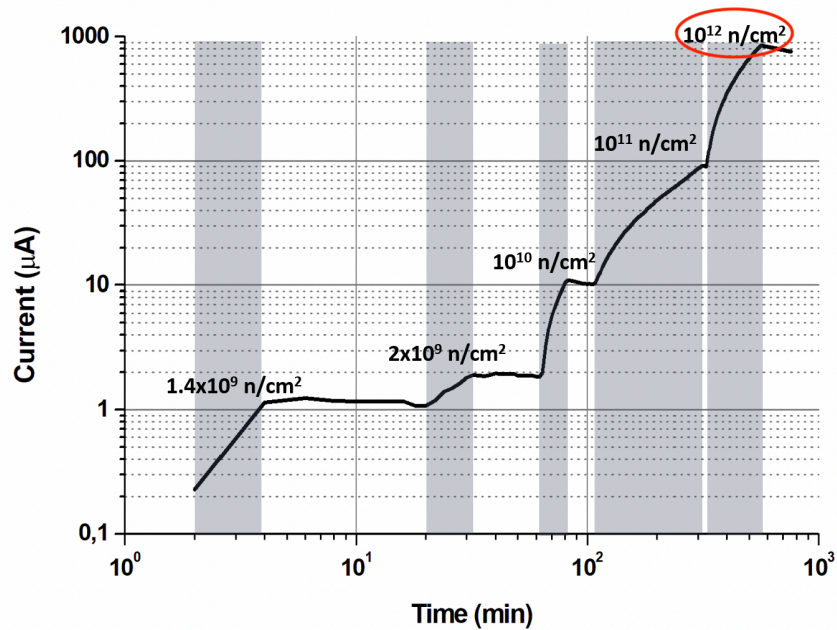


図 4.8: 先行研究による MPPC の中性子損傷の様子 [9]。横軸が時間 [min]、縦軸がダーク電流 [uA] で、灰色の網掛け部分が照射中を表す。赤円で示した箇所が Belle II 実験 10 年間で照射されると考えられる中性子量。

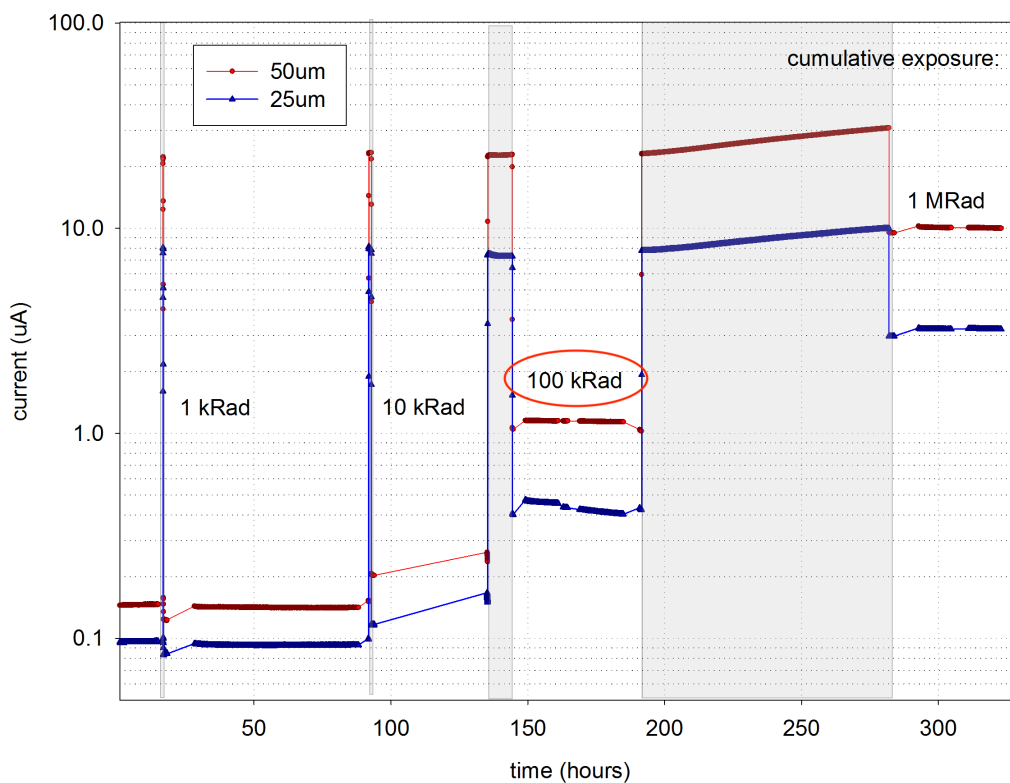


図 4.9: 先行研究による MPPC の γ 線損傷の様子 [9]。横軸が時間 [hours]、縦軸がダーク電流 [uA] で、灰色の網掛け部分が照射中を表す。赤円で示した箇所が Belle II 実験 10 年間で照射されると考えられる γ 線量。

4.6 MPPC 測定サンプルの選定

MPPC測定サンプル

MPPC サンプル	ピクセル ピッチ[um]	増倍率 ($\times 10^5$)	PDE [%]	大きさ [mm ²]	ダークカウン トレート [kcps]	終端容量 [pF]	
50um-type	50	17	40	3×3	500	320	前世代
75um-type	75	40	50	3×3	500	320	
new-10um-type	10	1.8	18	3×3	700	530	最新世代
small-new-10um-type	10	1.8	18	1.3×1.3	120	100	
new-15um-type	15	3.6	32	3×3	700	530	
small-new-15um-type	15	3.6	32	1.3×1.3	120	100	
new-50um-type	50	25	50	3×3	500	500	

図 4.10: MPPC テストサンプル

図 4.10 で、本研究で測定した MPPC のサンプルの特性を示す。50um-type、75um-type は一つ前の世代のタイプで、new-10um-type、small-new-10um-type、new-15um-type、small-new-15um-type、new-50um-type は最新世代のサンプルである。最新世代は前世代と比べ構造が変化していると考えられ、両世代の MPPC について耐放射線性を確認する。まず世代で異なる点は、終端容量の大きさである。new-10um-type、new-15um-type、new-50um-type の終端容量が 500pF ほどなのに対し、50um-type、75um-type は 300pF ほどしかない。そのため、新世代の方がノイズ成分は大きいと考えられる。

small-10um-type と small-15um-type は他のタイプと異なり大きさが 1.3×1.3 と小さい。MPPC のダークカウントレートと終端容量は大きさ (ピクセル数) に依存するため、小さいサンプルを用いれば MPPC のデメリットを最小限に抑えることができる。このサンプルを ARICH 検出器に用いる場合、集光器とセットで用いるなどの手法が考えられる。

次に、ピクセルピッチに注目する。MPPC の大きな特徴として、ピクセルピッチは増倍率や PDE と対応関係にある。そのため、ピクセルピッチが 50um、75um のタイプは増倍率が $\mathcal{O}(10^6)$ なのに対し、ピクセルピッチが 10um、15um のタイプは $\mathcal{O}(10^5)$ と大きく異なる。また、PDE も下がってしまうためメリットは少ないように感じる。しかしピクセルピッチが小さい方が耐放射線性が高いと考えられており、実際に中性子を照射して特性変化を測定することで、この中で ARICH に最適なサンプルを選定する必要がある。

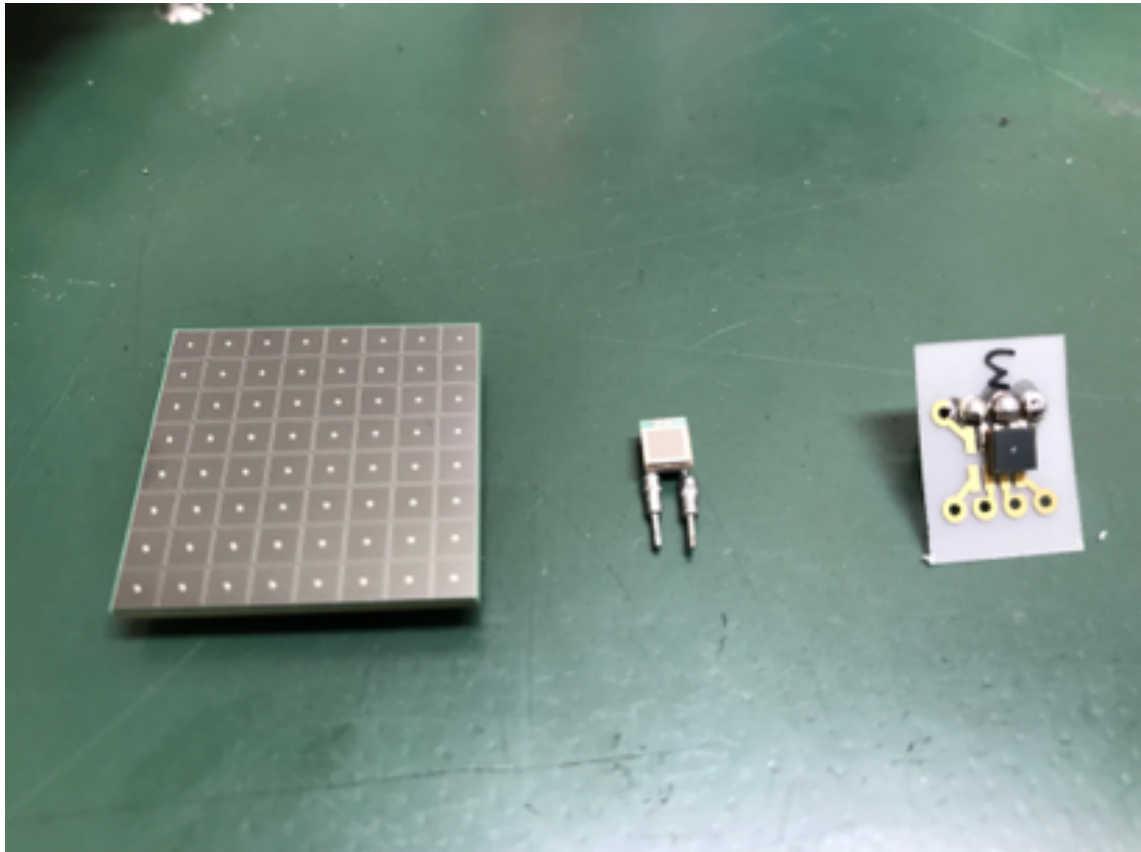


図 4.11: MPPC サンプルの写真。左が 50um-type、75um-type の外観、真ん中が new-10um-type、new-15um-type の外観、右が new-50um-type の外観。(全てコネクタ装着済み)

第5章 放射線照射試験に向けたMPPC基礎特性の測定システム開発

5.1 中性子照射試験の概要

中性子試験は、茨城県東海村にある J-PARC 内の物質・生命科学実験施設 (MLF) にて行う。において 2020 年 2 月 14 日から 2 月 17 日の 3 日間にわたり行う計画である。MLF は、大強度の中性子ビームやミュオンビームを利用した実験を行うことができるユーザー利用施設である (図 5.1)。ビームの使い道は様々であり、本実験のように放射線による影響を調べる以外にも、試料の構造測定などにも用いられ、様々な分野で利用されている。J-PARC 内にある 3GeV シンクロトロンで発生する陽子ビームを水銀標的、炭素標的に当てることで中性子やミュオンを発生させている。図 5.1 のうち右下の図は、実際に MPPC を設置する試料台の写真である。中性子ビームは台から 600mm 高い位置を通過するため、MPPC は別途高さを調節する台の上に乗せる。

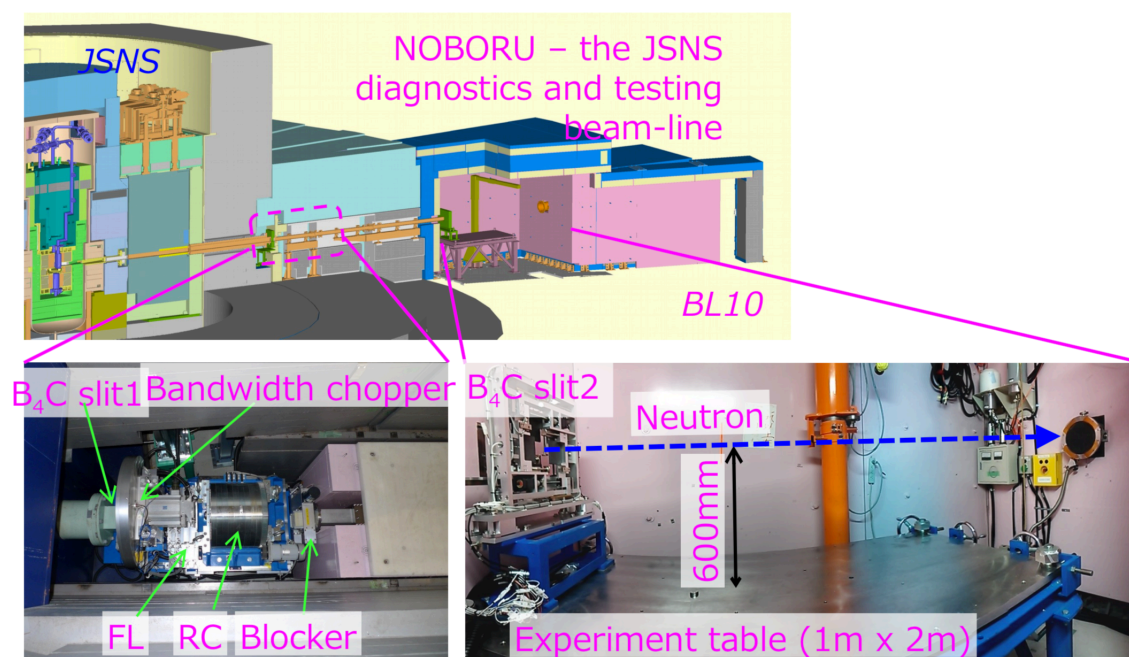


図 5.1: J-PARC 物質・生命科学実験施設 (MLF)

図 5.2 は、中性子ビームを生成する MLF 内の中性子源ステーションである。ステーションは、標的・モデレーター・反射体から構成される。標的は、ステンレス製容器内に格納された約 20t の水銀である。陽子ビームが水銀に照射されると、水銀の原子核から中性子が飛び出すため、大量の中性子が生成される。陽子ビームは最大 1MW という大強度であるため、水銀標的は損傷を受けやすい。そのため、水銀を容器内で循環させることで排熱を行うなど

標的の破損を最小限に抑える工夫がなされている。生成した中性子は、ベリリウムと鉄から構成された反射体によって、モデレーターへと集められる。モデレーター内には超臨界水素が入っており、高速で移動する中性子は水素と衝突することで次第に速度を落とし、実験に最適なエネルギーになってからビームとして取り出される。モデレーターは結合型、非結合型、ポイズン型の3種類が設置され、実験ごとに最適な型を使用する。

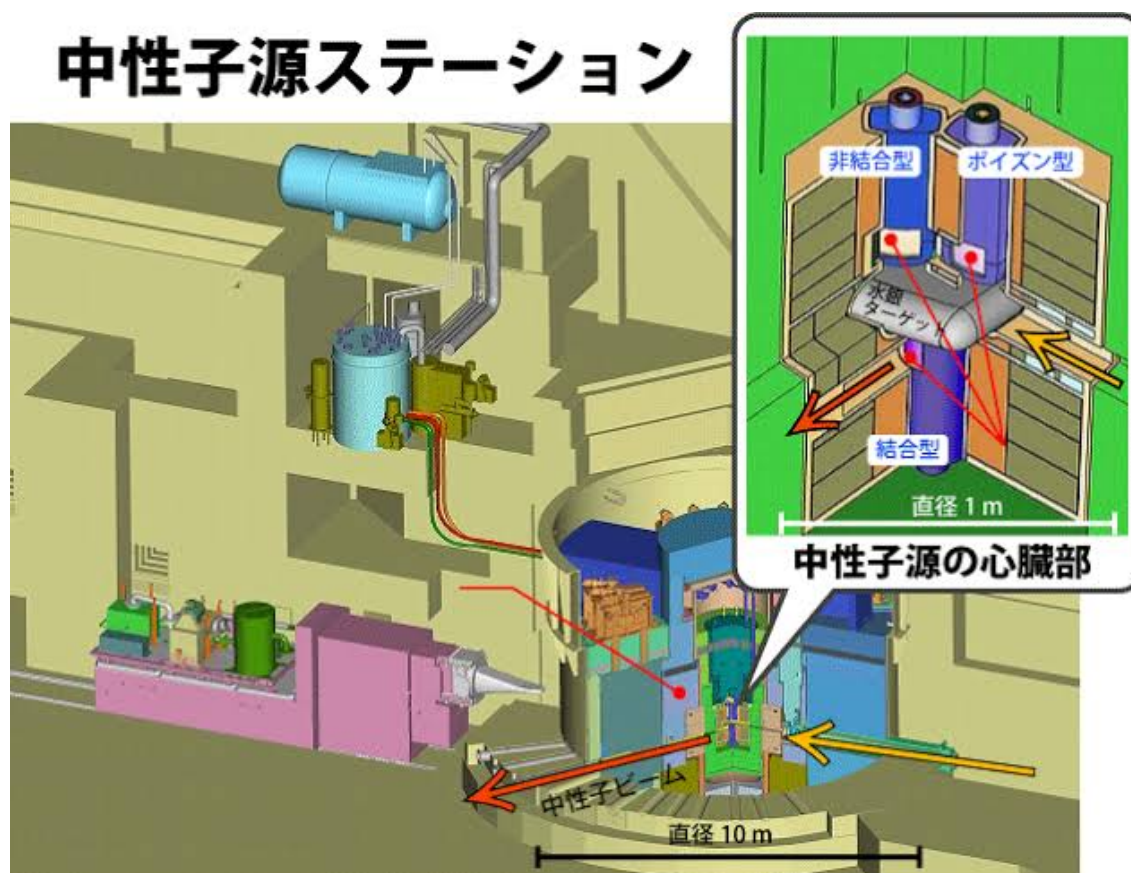


図 5.2: MLF の中性子源ステーション

MPPC に照射する中性子線量は、 $10^9, 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}[\text{n}/\text{cm}^2]$ の4段階に分ける。図 5.3 に照射試験のセットアップと手順を示す。まず、カプトンシートに単チャンネルMPPC とエルマーダイオードを取り付けたものを、8シート用意する。エルマーダイオードとは、照射された中性子線量とダイオードから流れるリーク電流増加量の関係が既知であるシリコンダイオードである。照射前後でIVカーブを比較することで、積算中性子線量を求めることができる。各シートに取り付けることでMPPCに照射された積算中性子線量を測定する。手順としては、はじめに8シートをビーム軸方向に対して一列に並べる。そして8シートに対して $10^9\text{n}/\text{cm}^2$ の中性子線量を照射した後に、2シートを取り出し、残りの6シートに対し積算中性子線量が $10^{10}\text{n}/\text{cm}^2$ に到達するまで照射し、更に2シートを取り出すというのを繰り返し、これを積算中性子線量 $10^{12}\text{n}/\text{cm}^2$ に到達するまで続ける。その結果、 $10^9, 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}\text{n}/\text{cm}^2$ の中性子線量が照射されたシートが2枚ずつ生成される。

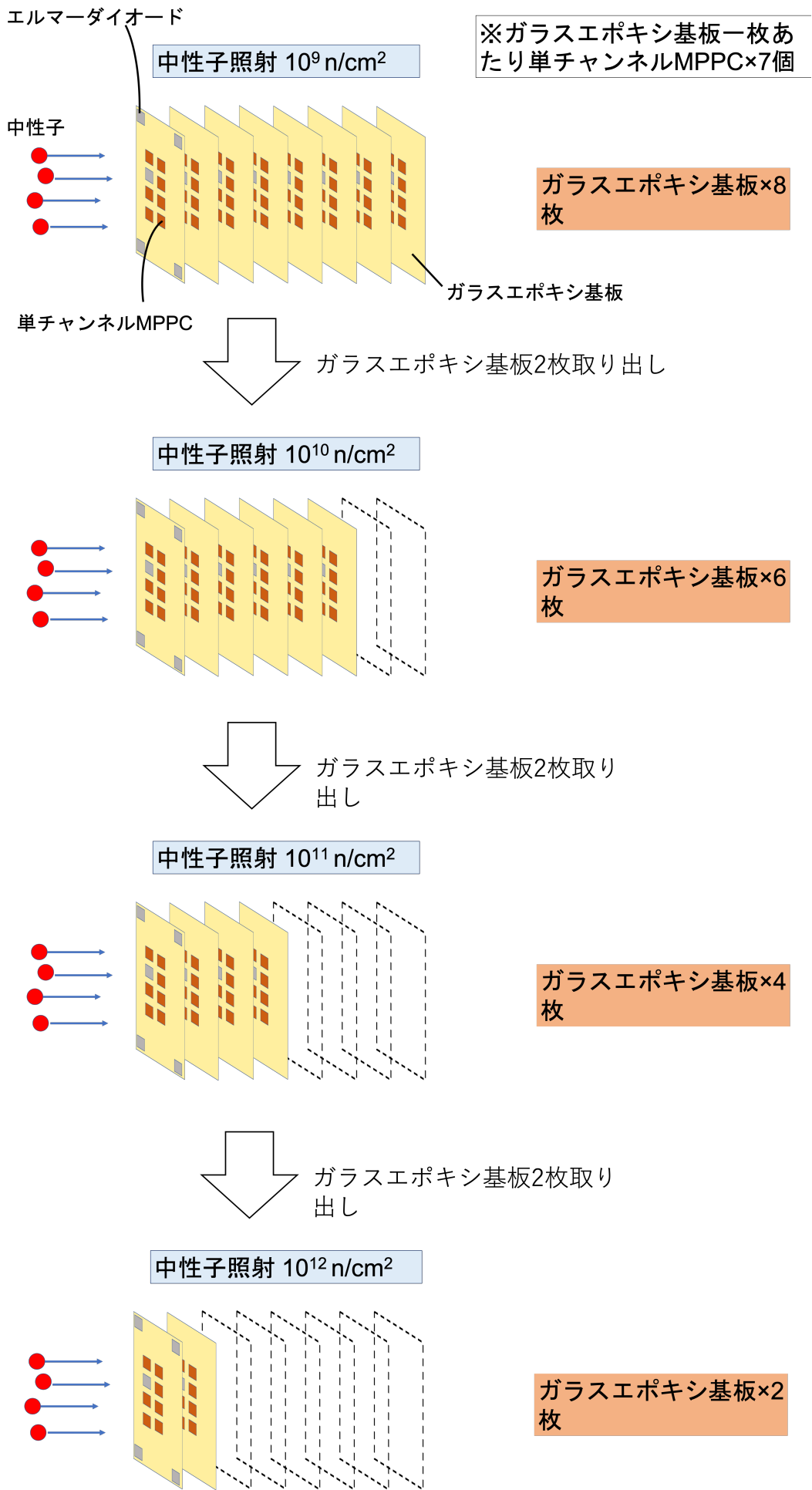


図 5.3: 中性子照射試験の要領

5.2 測定システムの構築

本研究では、MPPCに関して①リーク電流の印加電圧依存性 (VIカーブ)、②ダークカウントレート、③波高分布、④信号波高の印加電圧依存性、⑤信号波形の5項目を測定した。①, ②, ③については中性子照射前後で値が大きく変化すると考えられ、MPPCの放射線耐性を見積もる上で重要な測定項目である。特に①, ②に関しては本結果を得るのに用いたセットアップから更に改良を加えて自動測定システムの構築を行った。④, ⑤に関しては、現在MPPCの特性測定と並行して行っているMPPC用ASICの開発に必要であったため行った。

5.3 リーク電流の印加電圧依存性 (VIカーブ)

5.3.1 セットアップ、測定方法

KEITHLEY社の「KEITHLEY 237 HIGH VOLTAGE SOURCE MEASURE UNIT」を用いて測定を行った。このユニットは、 $\pm 100\mu\text{V}$ ~ $\pm 1100\text{V}$ まで出力することが可能で、また各電圧値の時に流れる電流値を $\pm 10\text{fA}$ ~ $\pm 100\text{mA}$ の範囲で測定することができる。リーク電流を測定するためMPPCを暗箱内に設置し、外部にあるユニットからLEMOケーブルを介して電圧を印加した。図5.4にセットアップ図を示す。また箱内の温度は 26°C 程度を維持した。5タイプのMPPCのそれぞれ2チャンネルずつを測定した。

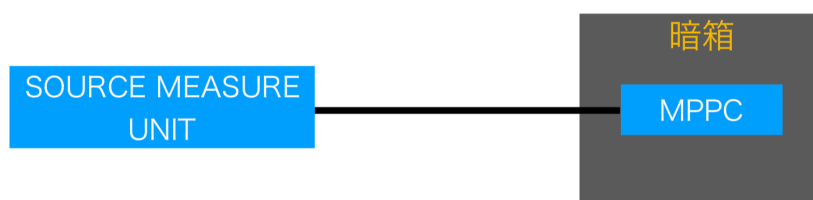


図 5.4: セットアップ図



図 5.5: KEITHLEY237

5.3.2 測定結果

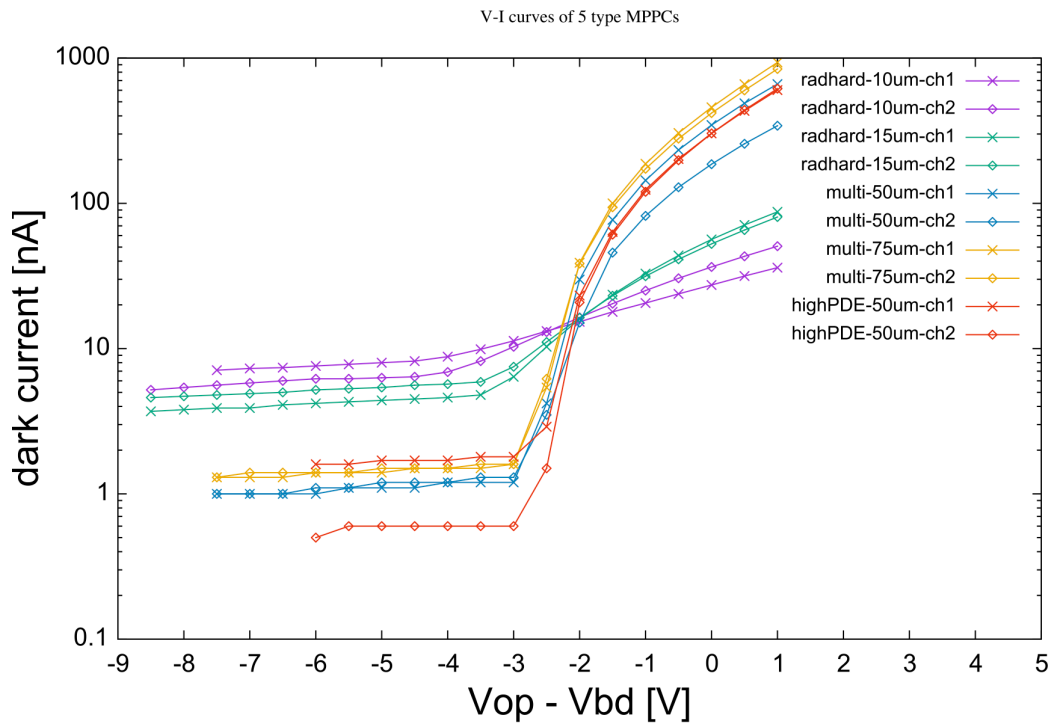


図 5.6: 5 タイプの MPPC の VI カーブ

図 5.6 は測定した全ての MPPC のプロットである。横軸は各 MPPC の動作電圧 V からブ
レックダウン電圧 V_{bd} を引いた値で単位は V、縦軸は暗電流で単位は nA である。横軸をこ

のような量にしているのは、MPPCの推奨動作電圧はチャンネルごとに異なってくるため規格化を行うためである。MPPCはブレークダウン電圧を少し超える電圧で動作させるため、印加電圧を小さくしていくとブレークダウン電圧を下回った時点でリーク電流が0近くになる。プロットを確認すると、ピクセルピッチが小さいnew-10um-typeとnew-15um-typeは、ブレークダウン電圧前後での電流変化が他に比べて小さいことが分かる。逆に、50um-type、75um-type、new-50um-typeに関しては、ほぼ同じような挙動でリーク電流が上昇していく様子が見られた。これらのことから、前者と後者では何かしらの構造の違いがある可能性があり、中性子照射後の挙動変化がそれぞれどのように変わるのか注目したい。

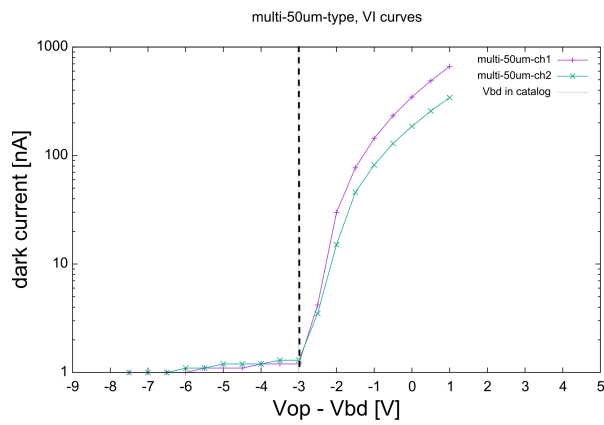


図 5.7: 50um-type, VI カーブ

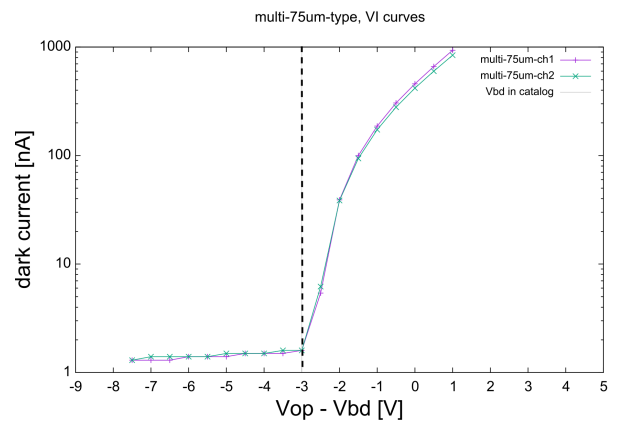


図 5.8: 75um-type, VI カーブ

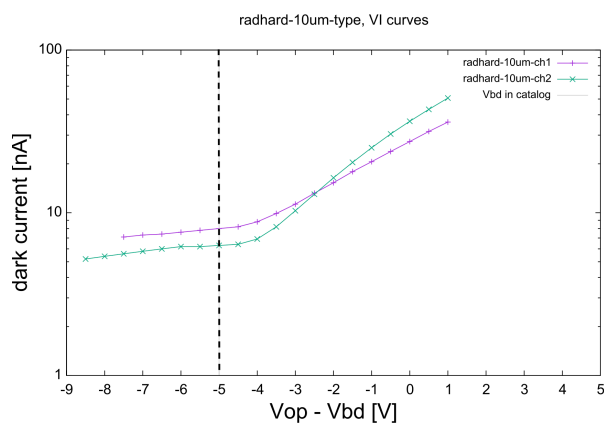


図 5.9: new-10um-type, VI カーブ

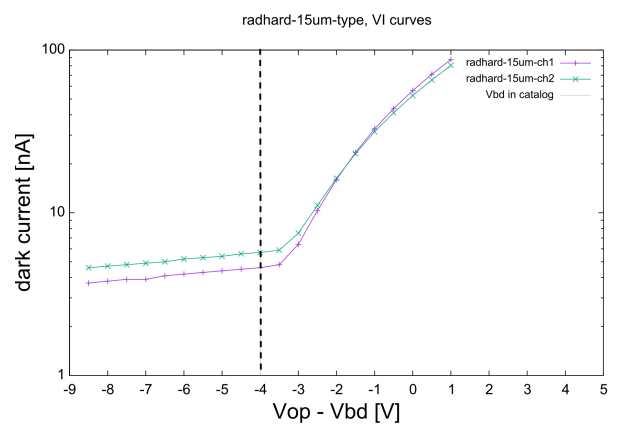


図 5.10: new-15um-type, VI カーブ

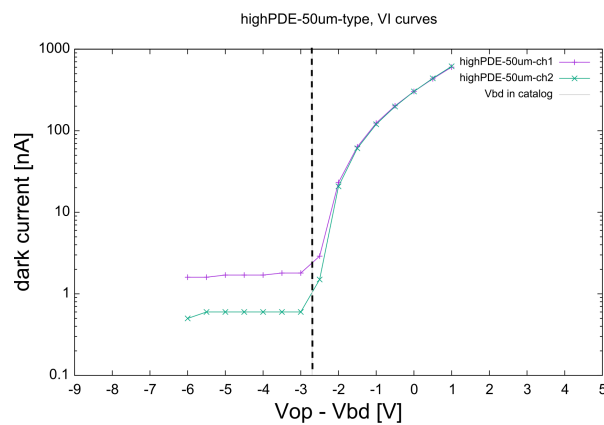


図 5.11: new-50um-type, VI カーブ

図 5.7 から 5.11 までの 5 つの図は、先程の図 5.6 を、MPPC の種類ごとに同様にプロットしたものである。それぞれに入っている灰色の縦線は、各 MPPC のカタログ上のブレークダウン電圧値である。MPPC には品番ごとに、推奨動作電圧とブレークダウン電圧の差が明記されており、今回はそれぞれでカタログ値との異常がないか確認した。その結果、50um-type、75um-type、new-50um-type に関しては、実測値とカタログ値がほぼ一致した。逆に

new-10um-type と new-15um-type では、概ね一致したものの、実測値のほうが0.5Vほど高い位置にあるように見える。これらの2タイプについては、他のタイプより電流変化が小さいことが判明しているため、このような違いがある可能性がある。

5.3.3 測定の効率化

東京大学修士1年古井孝侑君が中心となって、VIカーブ測定の効率化にも取り組んだ。測定には図5.12のソースメータ KEITHLEY2410 を使い、図5.14 に示したセットアップで測定した。KEITHLEY2410 の印加可能電圧範囲は $5\mu\text{V}\sim 1100\text{V}$ 、測定可能電流範囲が $10\text{pA}\sim 1.055\text{A}$ となっており、十分MPPCのVIカーブ測定に用いることができる。KEITHLEY2410の大きな特徴は、図5.13の自動計測ソフトと組み合わせることでVIカーブの自動測定を行えることである。このソフトを用いれば自動測定で得たデータをExcelシートとして保存でき、測定の効率化を図れる。以前のセットアップでは一回VIカーブを取得するのに10分程度かかったが、本セットアップでは20秒程度しかかからない。



図 5.12: ソースメータ KEITHLEY2410



図 5.13: 自動計測ソフト

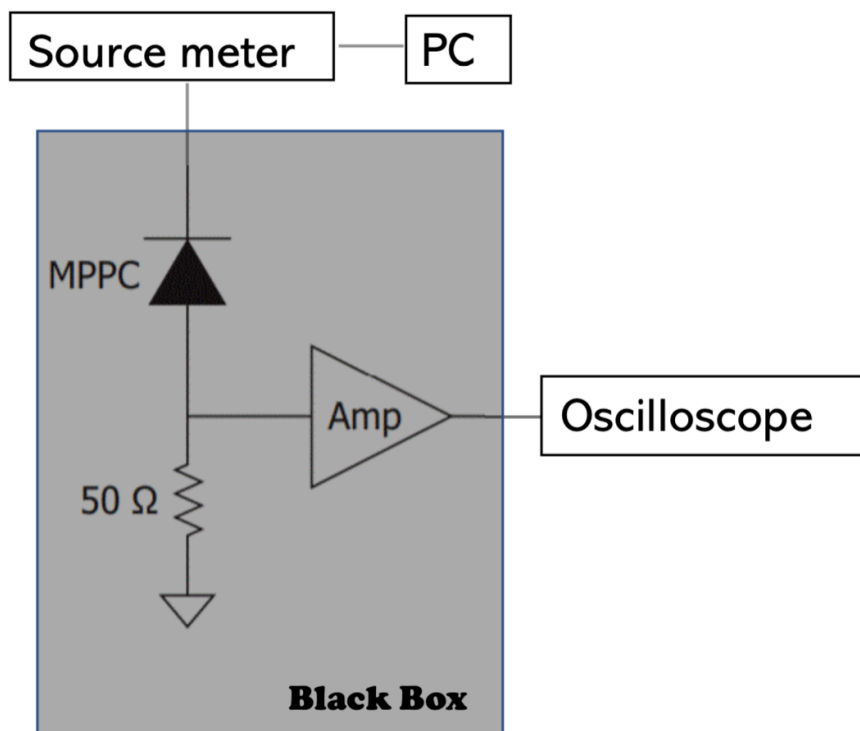


図 5.14: VI カーブ自動測定のセットアップ

以下の図は new-10um-type に対して自動測定を行った結果である。図 5.15 は 7 回、図 5.16 は 30 回測定を行って平均をとったものをプロットしている。横軸は MPPC への印加電圧、縦軸は流れた電流値 (logscale) である。7 回測定の際は電流値のぶれが確認できるが、30 回測定ではほぼなめらかな線になっている。

このように、測定的高速化により短時間で複数回測定する事ができるようになり、更に正確な測定を行えるようになった。

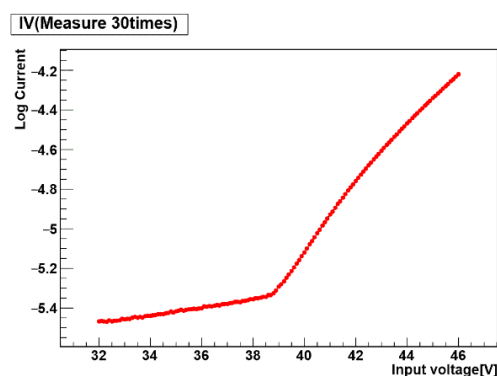
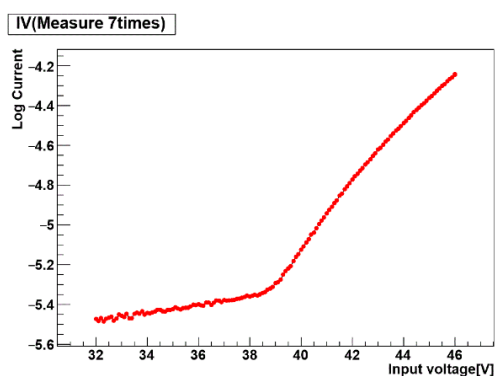


図 5.15: new-10um-type の VI カーブ自動測定 (7 回) 図 5.16: new-10um-type の VI カーブ自動測定 (30 回)

5.4 ダークカウントレート

5.4.1 セットアップ、測定方法

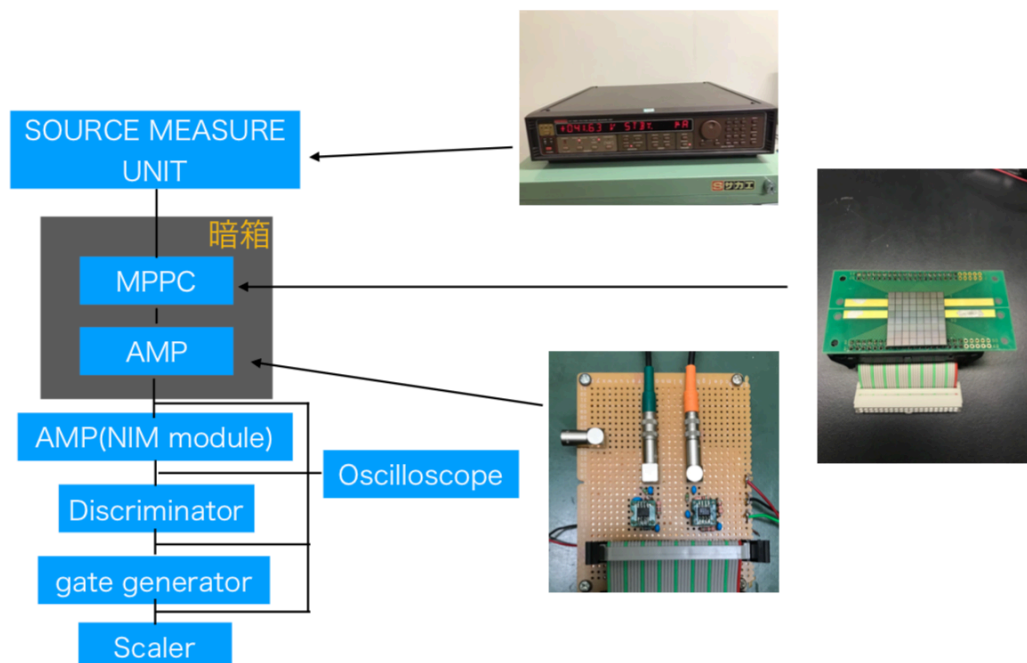


図 5.17: ダークカウントレート測定のセットアップ

VI カーブ測定の際にも用いた SOURCE MEASURE UNIT を用いて暗箱内にある MPPC に電圧を印加した。そして、MPPC の信号はノイズを減らすためにもなるべく早く増幅する必要があるため、MPPC の測定基板上に反転増幅回路を設置した。

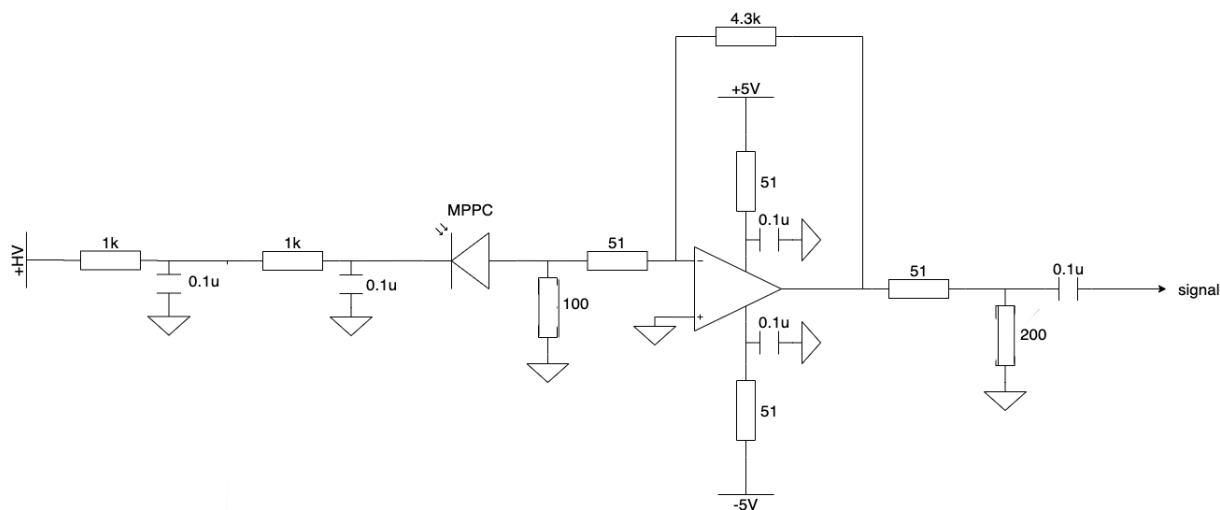


図 5.18: 反転増幅回路の回路図

この測定に必要なディスクリミネータは負の信号にしか対応していないため、正に出力される MPPC からの信号を反転増幅することで負の信号にしている。その後 NIM モジュール

のンプによりさらに信号を増幅し、ディスクリミネータに送る。ディスクリミネータはある閾値 (threshold) を超える信号を観測した時に矩形波を出力するモジュールである。その後矩形波をゲートジェネレータに送り、パルスの適正化を行う。ゲートジェネレータはインプットされた矩形波の幅や遅延時間などを設定できるモジュールである。ゲートジェネレータが必要な理由は後述する。そしてゲートジェネレータからの信号をスケーラによりカウントする。

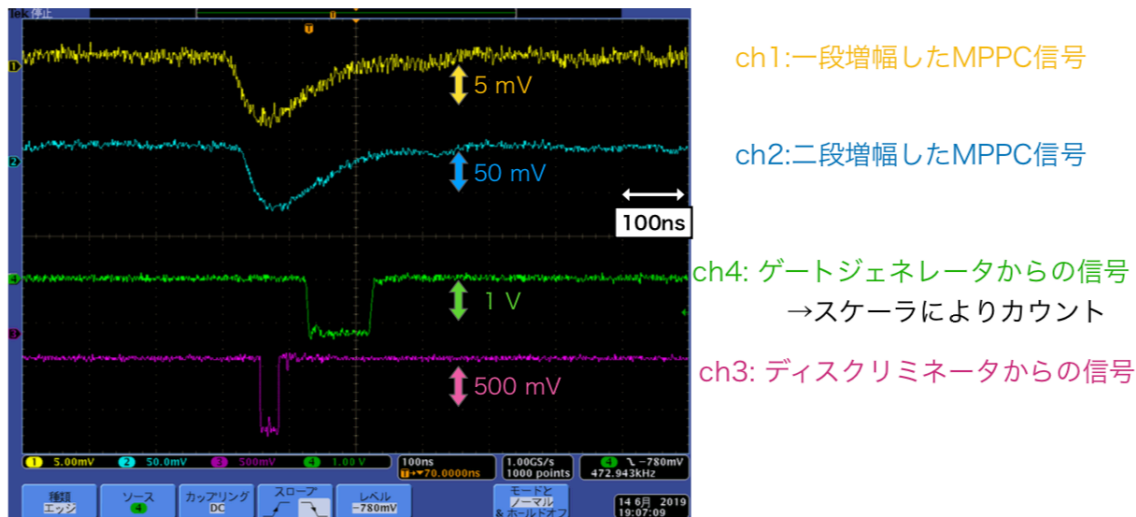


図 5.19: ダークカウントレート測定の様子

これらの測定の様子を図 5.19 に示す。各チャンネルの説明は上記のとおりである。ディスクリミネータがチャンネル 2 の波形を検出して矩形波を出力し、その後ゲートジェネレータで信号幅が変更されていることが確認できる。このチャンネル 4 の信号を実際にスケーラにより計測する。

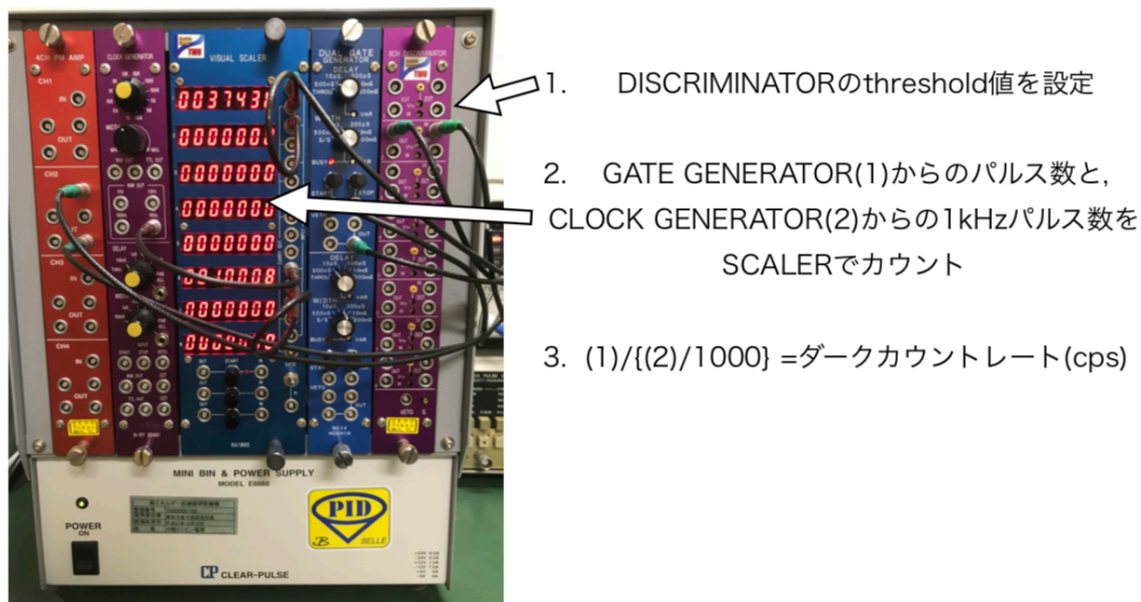


図 5.20: ダークカウントレートの測定方法

図 5.20 は測定中の手順を示している。まず、ディスクリミネータの閾値の値を設定する。

その後、ゲートジェネレータからの信号をスケアラで測定する。この際、1kHz のパルスをクリックジェネレータからスケアラにインプットする。この1kHz のパルスも同時に計測することで、測定時間のばらつきによるエラーを減らすことができる。この測定手法は”threshold scan”と呼ばれる。ダークカウントレイトは、以下の式から求まる。

$$\frac{N_{dark}}{0.001N_{clock}} = R_{dark} \quad (5.1)$$

ここで、 N_{dark} をダークカウント、 N_{clock} をクロックジェネレータからのカウント数、 R_{dark} をダークカウントレイトとする。

前述したゲートジェネレータを使用している理由は、1つの信号に対しディスクリミネータが2度反応して2つの矩形波を出力してしまう現象が起きてしまったためである。

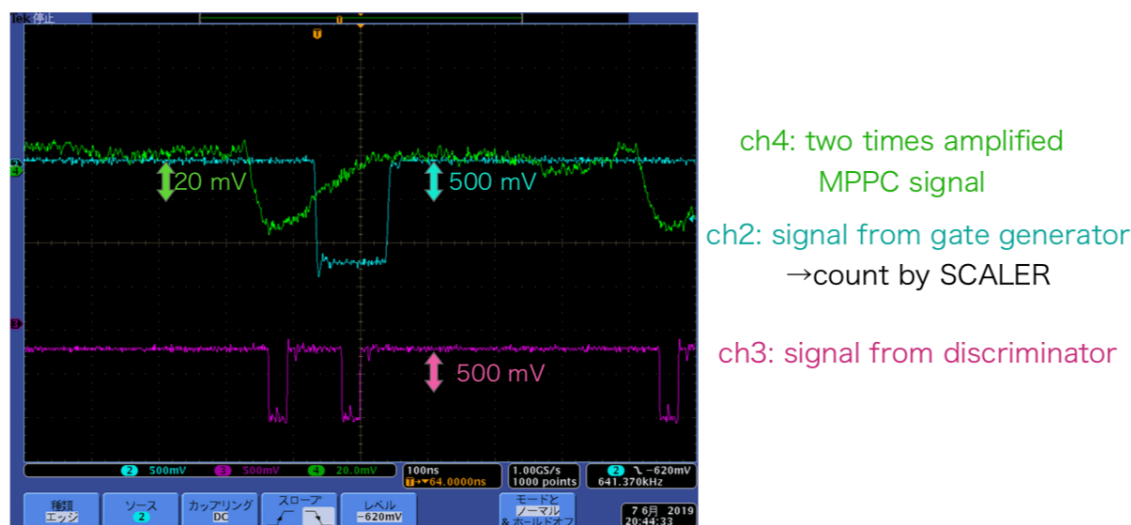


図 5.21: 矩形波が2度立ち上がってしまう様子

図 5.21 はその時の波形をオシロスコープで観察したときのものである。MPPC からの信号 (チャンネル 2) は1つしかないにも関わらず、ディスクリミネータからの信号 (チャンネル 3) は2つ来ていることが確認できる。この信号をそのままスケアラにより計測してしまうと、ダークカウントレイトを多く見積もってしまうことになる。そこで、ディスクリミネータの信号を一度ゲートジェネレータに通し、信号幅を一定以上に広げると連続したディスクリミネータからの2信号を1信号に変換する事ができる。これによりレイトを正しく見積もることができる。図 5.21 でも、ゲートジェネレータからの信号 (チャンネル 2) は1信号に変換されていることが確認できる。しかしこの手法だと、信号幅を大きくしすぎた場合 MPPC 信号が連続してる時などに信号ロスが発生する可能性がある。そのため適切な信号幅を決定する必要がある。図 5.22 は、信号幅とレイトの関係性を表したプロットである。横軸が信号幅、縦軸がダークカウントレイトである。この時ディスクリミネータの閾値は固定しているため、変数は信号幅のみである。図 5.22 を見ると、信号幅を大きくしていくとレイトが下がっていき、途中傾きが変わる点があることが確認できる。これは、始めの傾きが大きい領域では余剰の信号を削減していて、傾きが小さい領域では幅が広すぎて無関係な MPPC の信号をロスしていると考えられる。そのため、この場合は 100ns 程度に信号幅を設定することが適切であると考えられる。

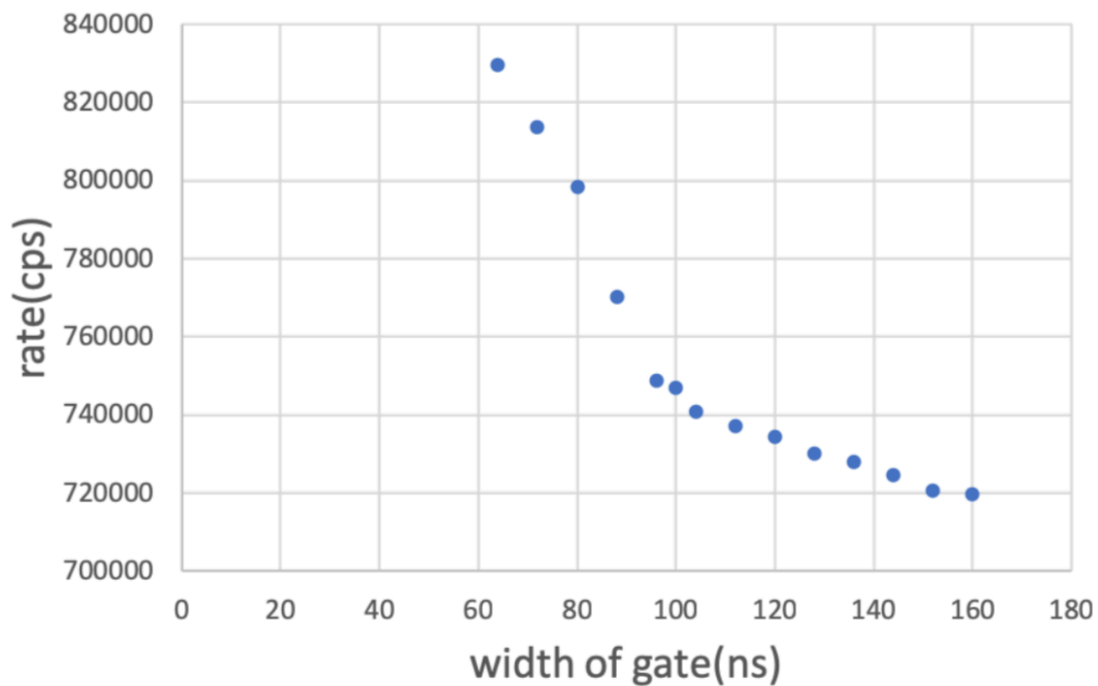


図 5.22: ゲート幅とレートの関係性

5.4.2 測定の効率化

前述の方法では2つの問題があった。一つ目は、測定環境の不安定性である。当初は、図 5.23 のような反転増幅回路付き測定基板を自作して測定を行っていたが、ケーブルが外れてしまう、ノイズが発生しやすいなどの問題があった。また、暗箱内の温度を測定するために図 5.24 のような温度計のケーブルを別途暗箱内に設置する必要があった。

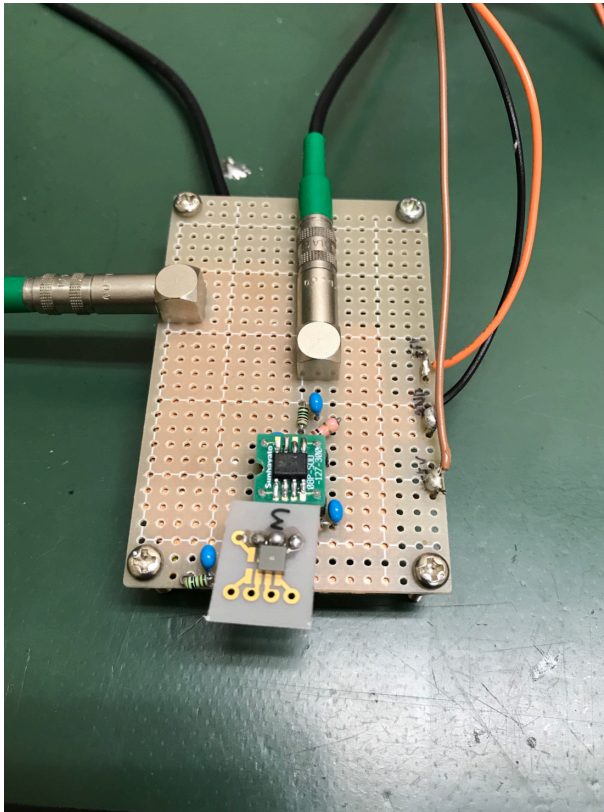


図 5.23: 反転増幅回路付き MPPC 測定基板



図 5.24: 温度計

これらの問題を解決する目的で、浜松ホトニクス(株)製 MPPC 評価モジュール C12332 を導入した。このモジュールは、MPPC の基礎特性を測定するためのモジュールで、電源基板とセンサ基板から構成され、基板間は FFC ケーブルで繋がっている。電源基板側には、高圧電源 C11204-01、アンプ (増倍率 20 倍程度) が搭載され、センサ基板側には MPPC 用ソケットと温度センサが搭載されている。図 5.26 にブロック図に示す。電源基板上に搭載されている高圧電源 C11204-01 はパソコン上のアプリケーションから MPPC への印加電圧を制御することができる。また、センサ基板上に搭載されたセンサからの温度情報もこのアプリケーションで表示される。このモジュールを用いることのメリットは 2 つある。1 つ目は、アンプがモジュール内に搭載されていることで、MPPC から発生した微弱な信号を増幅して出力できることである。これは信号を安定した状態で得ることができるため、ノイズの影響も受けづらくすることができる。このアンプは、基板上のジャンパーを選択することでアンプの使用・不使用を変更できる。2 つ目は、温度センサが MPPC の設置位置と同じ基板上に設置されているため、MPPC の周辺温度を正確に得ることができる点である。MPPC は周辺温度により特性が変化しやすいため、測定中に温度をモニターし続けることは重要である。

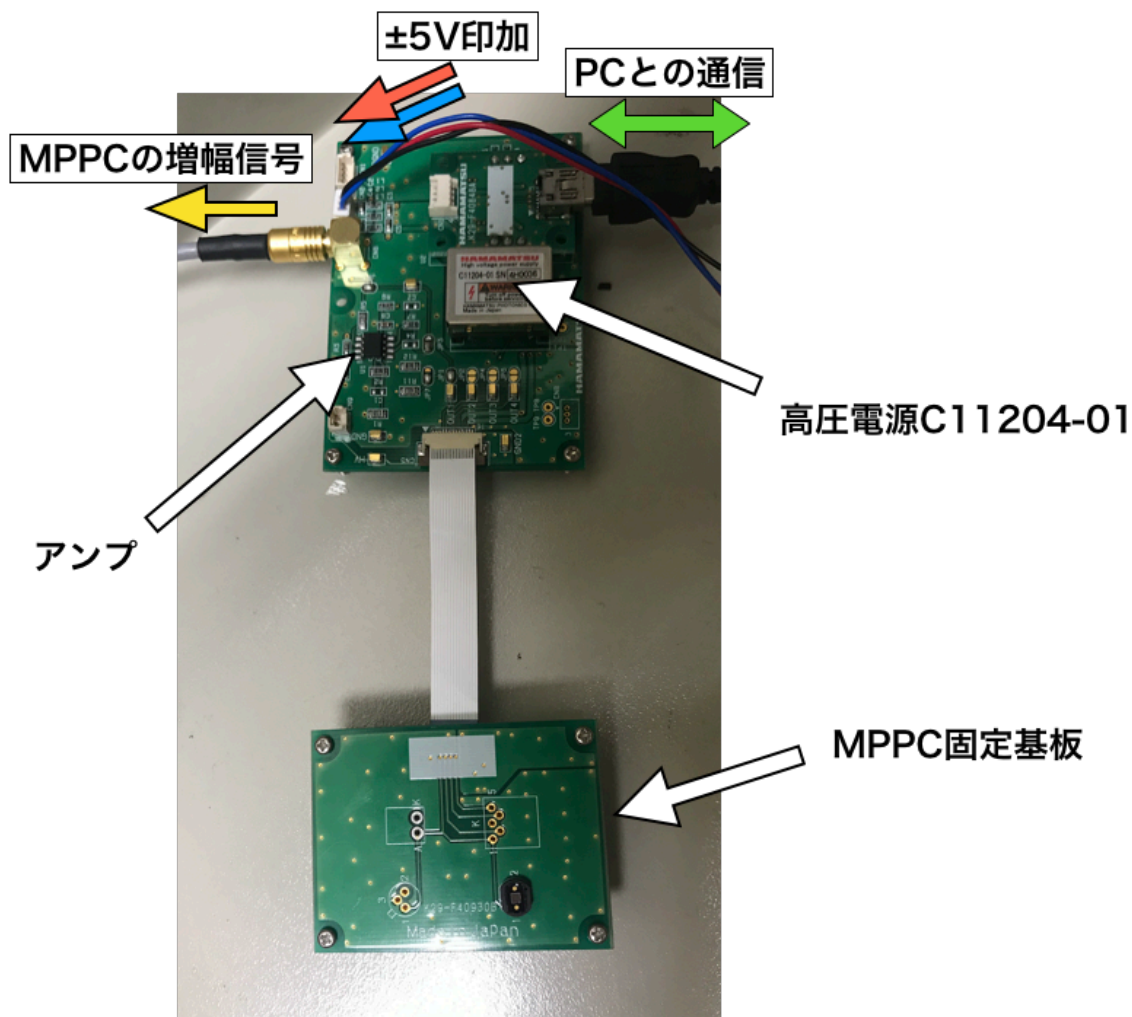


図 5.25: MPPC 評価モジュール C12332

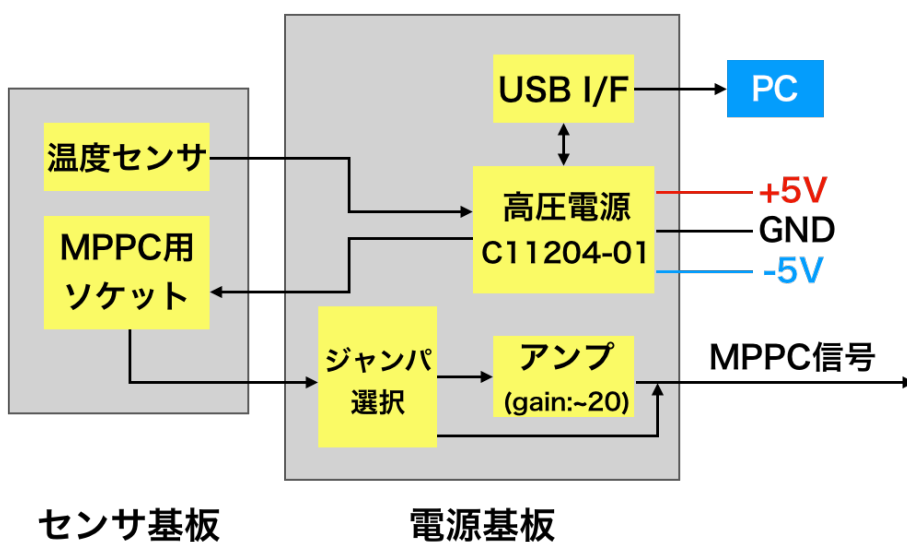


図 5.26: MPPC 評価モジュール C12332 のブロック図

中性子照射試験の際には、70 個の MPPC サンプルを測定する必要があり、前述の方法では測定時間がかかりすぎるといった問題があった。特に時間がかかる要因だったのは、ディス

クリミネータの閾値設定とスケーラでのレート測定である。NIM モジュールのディスクリミネータでは、マイナスインプットドライバーとテスターを用いて手作業で閾値を設定する必要があった。また、スケーラでも手作業でスタート・ストップボタンを押す必要があり、この作業を何度も繰り返さなければならないダークカウントレート測定には不向きな方法であった。

そこで、VME モジュールのディスクリミネータとスケーラを用いて、自動でダークカウントレート測定を行う環境を構築した。ディスクリミネータには CAEN v812、スケーラには REPIC RPV100 を使用した。v812 と RPV100 は共通の VME バスにセットし、PC 上で実行ファイルを走らせることで制御する。図 5.28 にセットアップ図、図 5.29 に使用したモジュール写真を示す。

CAEN v812 は、VME モジュールの 16 チャンネルディスクリミネータである。このモジュールは 16 個の負のインプットを受け入れることが可能で、閾値を超えた時出力される矩形波は ECL 規格となっている。ディスクリミネータの閾値は 1mV ステップで設定することができ、設定可能範囲は -1mV ~ -255mV である。また、出力矩形波のパルス幅を調節することが可能である。表 5.1 に各特性を示す。

入力数	16 チャンネル
入力信号	負の極性、50Ω インピーダンス
最大入力電圧	-5V
最小検出可能電圧	-5mV
閾値範囲	-1mV ~ -255mV (1mV ステップ)
出力信号幅	15ns ~ 250ns

表 5.1: CAEN v812 の特性

REPIC RPV100 は、計測器からの信号をカウントする VME モジュールで、計数状態は VME BUS により読み出すか、video 出力によりモニターで確認することができる。

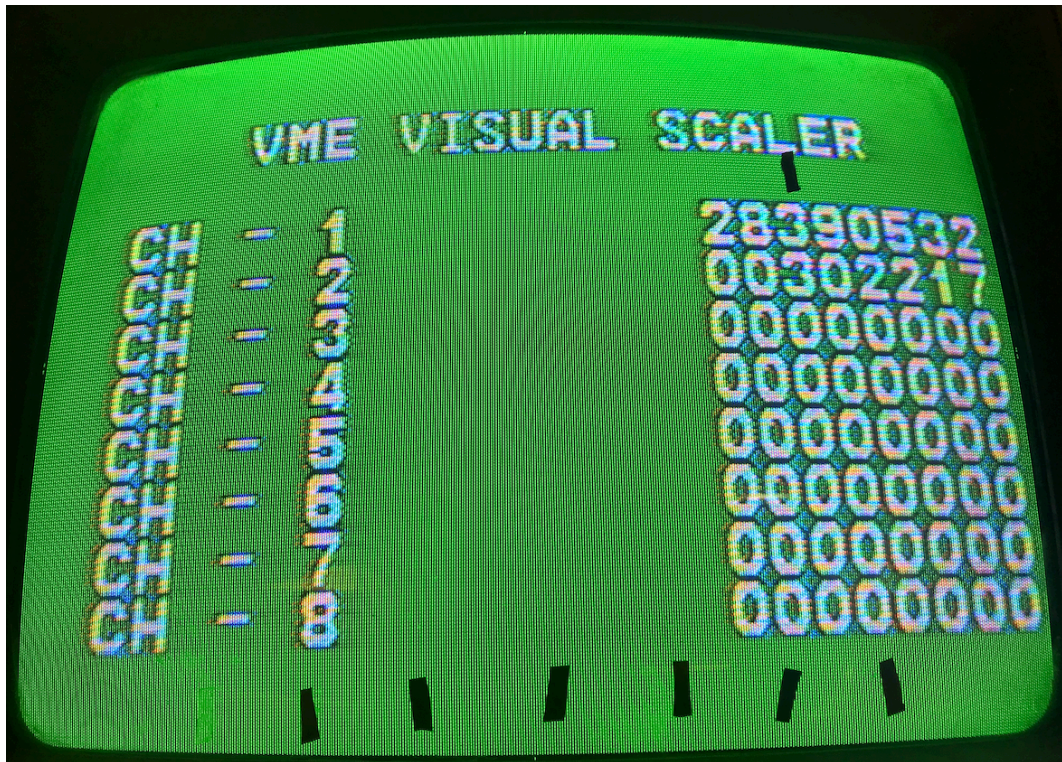


図 5.27: RPV100 からの映像出力

入力数	8 チャンネル (EACH MODE)
入力信号	NIM 規格、50Ω インピーダンス
最大入力周波数	100MHz
最大カウント数	10^8 (8ch MODE)

表 5.2: REPIC RPV100 の特性

ここで、新セットアップで Inverter を使用しているのは、ディスクリミネータの閾値は負の方向にしか設定できないためである。評価モジュールに搭載されているアンプは非反転増幅型で、MPPC が出力する正の信号をそのまま増幅するため、Inverter を用いて信号を反転させなければディスクリミネータで検出することができない。また、この Inverter は KEK よりお借りした。評価モジュールから出力された MPPC 増幅信号は、さらにもう一度 NIM モジュールのアンプにより増幅され、Inverter により負の信号に変換された後にディスクリミネータ (VME) に送られ、ディスクリミネータ (VME) から出力される矩形波を Scaler (VME) にてカウント数を計測する。

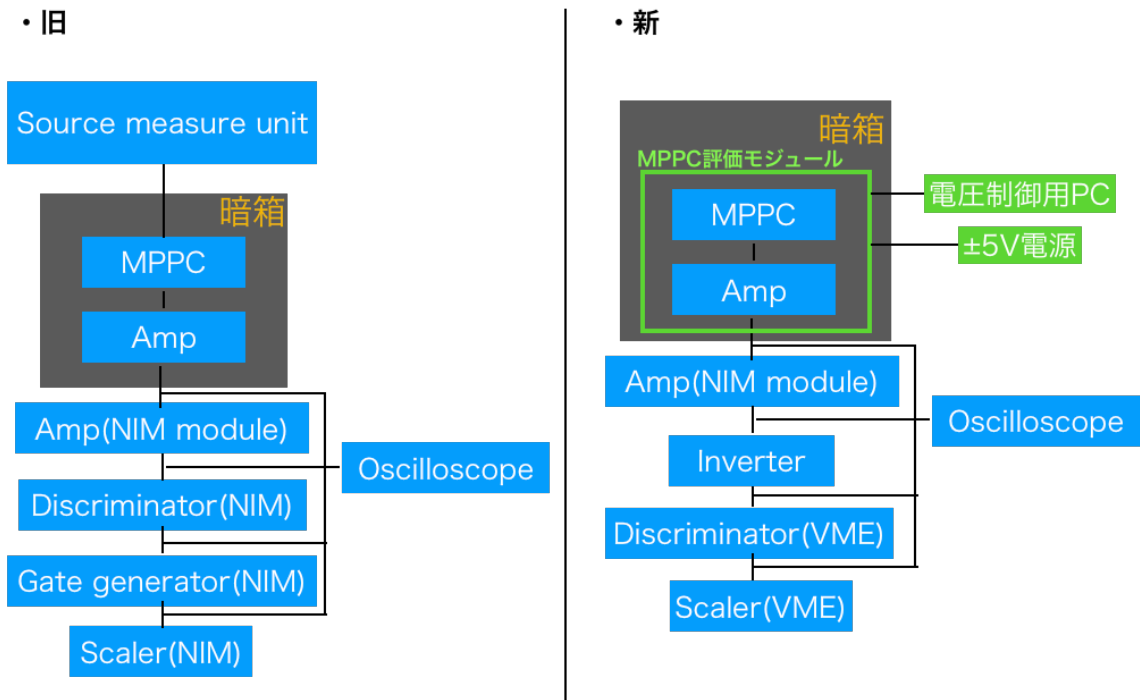


図 5.28: ダークカウントレート測定の設定アップ図。左が旧セットアップ、右が新セットアップ

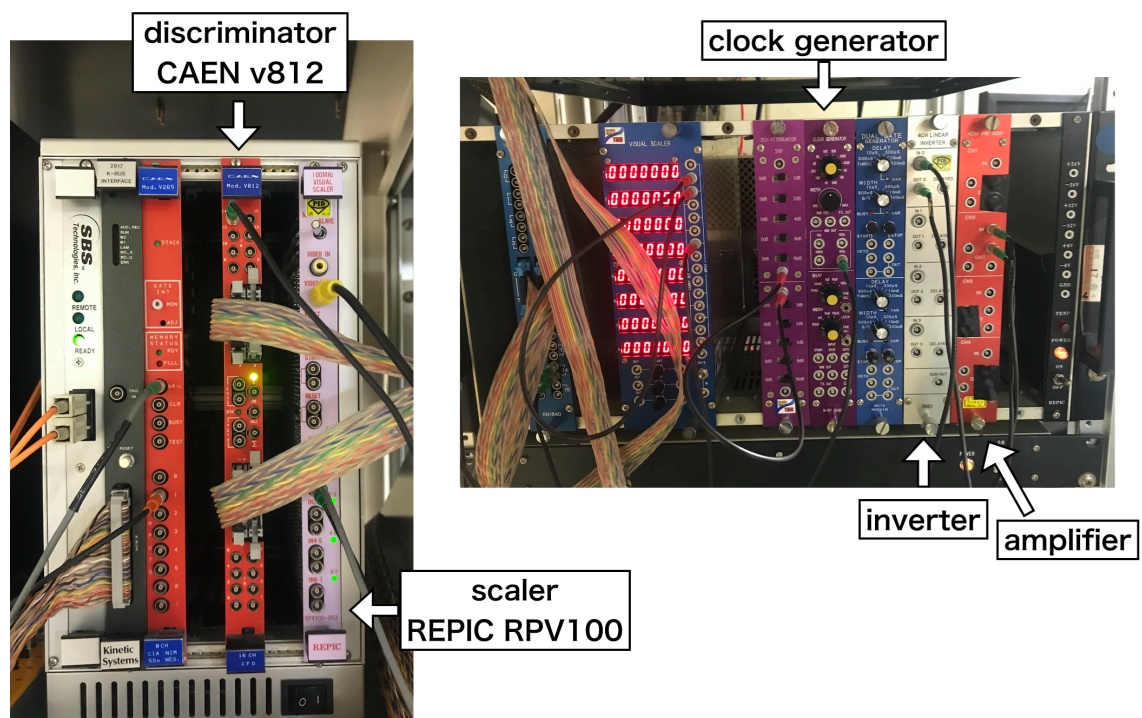


図 5.29: ダークカウントレート自動測定時に用いるモジュール群

図 5.30 に自動測定の測定プロセスを示す。はじめに、ディスクリミネータ (VME) と Scaler(VME) のチャンネルを指定する。指定し終わると、CAEN v812 の閾値が初期値 (=0) に設定され、RPV100 の計測値が一旦リセットされる。その後、unix time で 10 秒間経過するとその時点での計測値を取得し、PC に保存する。これらのプロセスを終えると、ディスク

リミネータ (VME) の閾値が一つ上がり、同様のプロセスの実行を再度実行する、というのを繰り返す。このような手法を採っているのは、Scaler(VME) に対し行える命令は値のリセットのみで、計測スタートやストップなどの命令を送ることはできないためである。図 5.30 の右図は実際に保存されるデータの一部写真である。データの中身は、左から ① 閾値 ② ダークカウント ③ Clock Generator からの 1kHz パルスのカウント数である。1kHz パルスは、測定時間情報として使う。

旧セットアップでは一回ダークカウントレートを取得するのに 1 時間程度かかっていたが、本セットアップでは 10 分程度に短縮することができた。

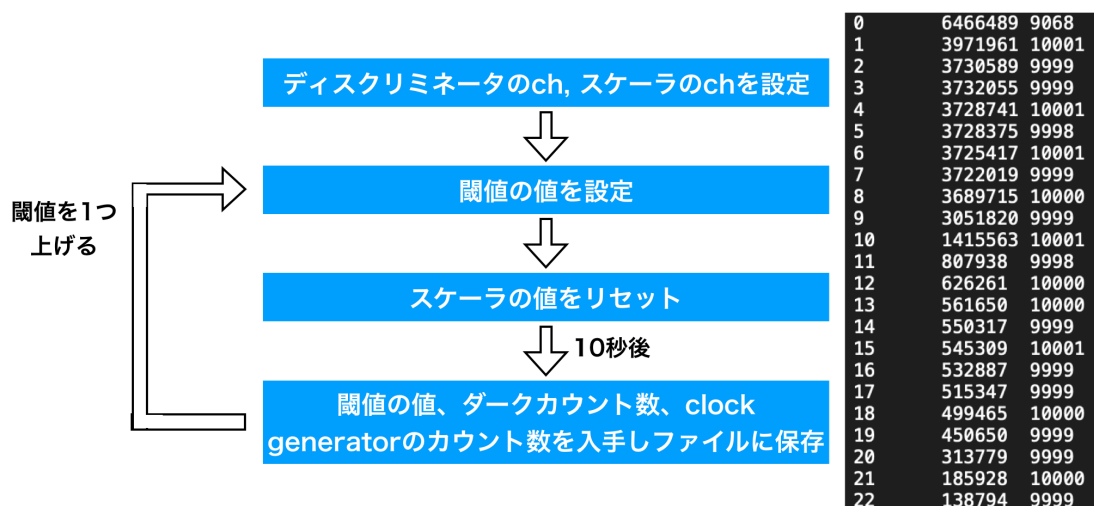


図 5.30: ダークカウントレート自動測定の測定プロセス (左) と保存されるデータ (右)

5.4.3 測定結果

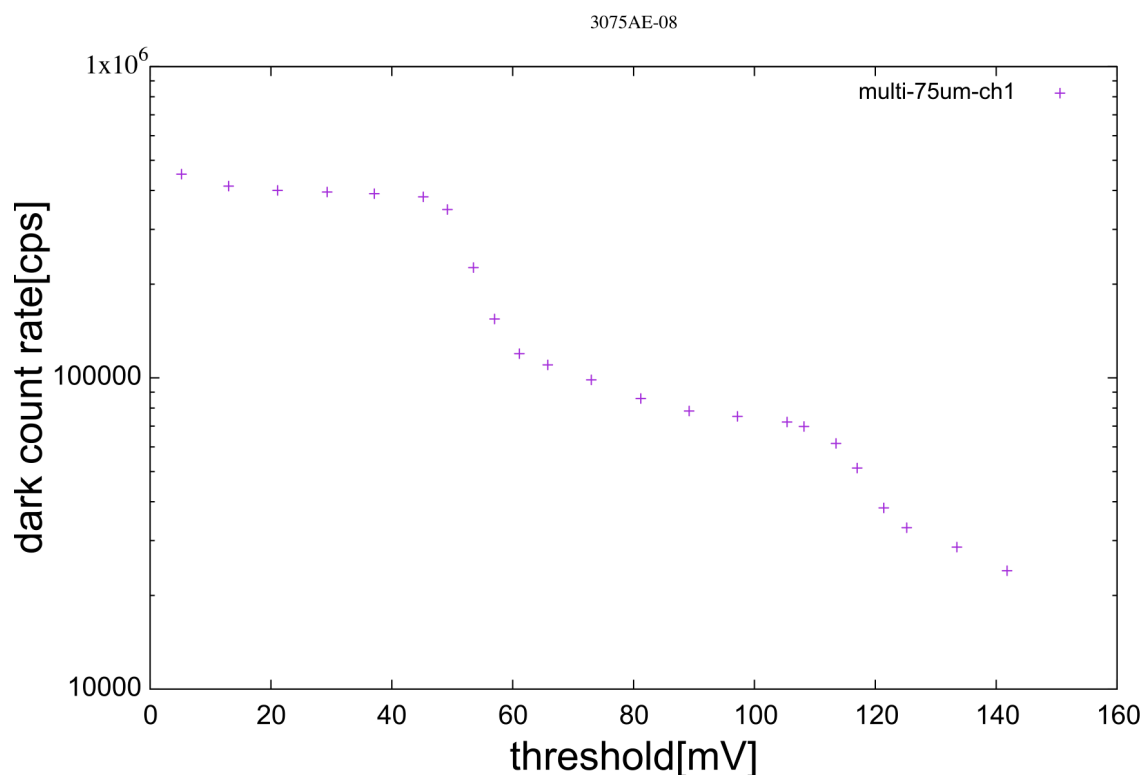


図 5.31: threshold scan(75um-type)

図 5.31 は 75um-type の threshold scan の様子である。横軸がディスクリミネータの閾値 (mV)、縦軸がダークカウントレート (cps) である。プロットを確認すると、閾値を大きくしていくとレートがある箇所ですぐ大きく下がるのが確認できる。これは、MPPC の信号が 1 光子、2 光子と段階的に信号波高が変化するため起こる。つまり、左側の立ち下がりが MPPC の 1 光子信号の波高に相当し、右側の立ち下がりが 2 光子信号の波高に相当する。

まずダークカウントレートを求める際、どこを基準とするか決定する必要がある。製造元の浜松ホトニクス (株) では 0.5 p.e. を基準としているため、本研究でも同様に定義する。次に 0.5 p.e. がどこなのかを求める必要がある。方法は、まず 1 光子信号波高 (h_1) と 2 光子信号波高 (h_2) の値を求める。0.5 p.e. の値を $h_{0.5\text{p.e.}}$ と置くと、以下の式で定義できる。

$$h_{0.5\text{p.e.}} = h_1 - \frac{h_2 - h_1}{2} \quad (5.2)$$

つまり、 h_1 と h_2 を正確に求める事が重要となる。今回は、gnuplot によるフィッティングを行うことで h_1 と h_2 を求める。

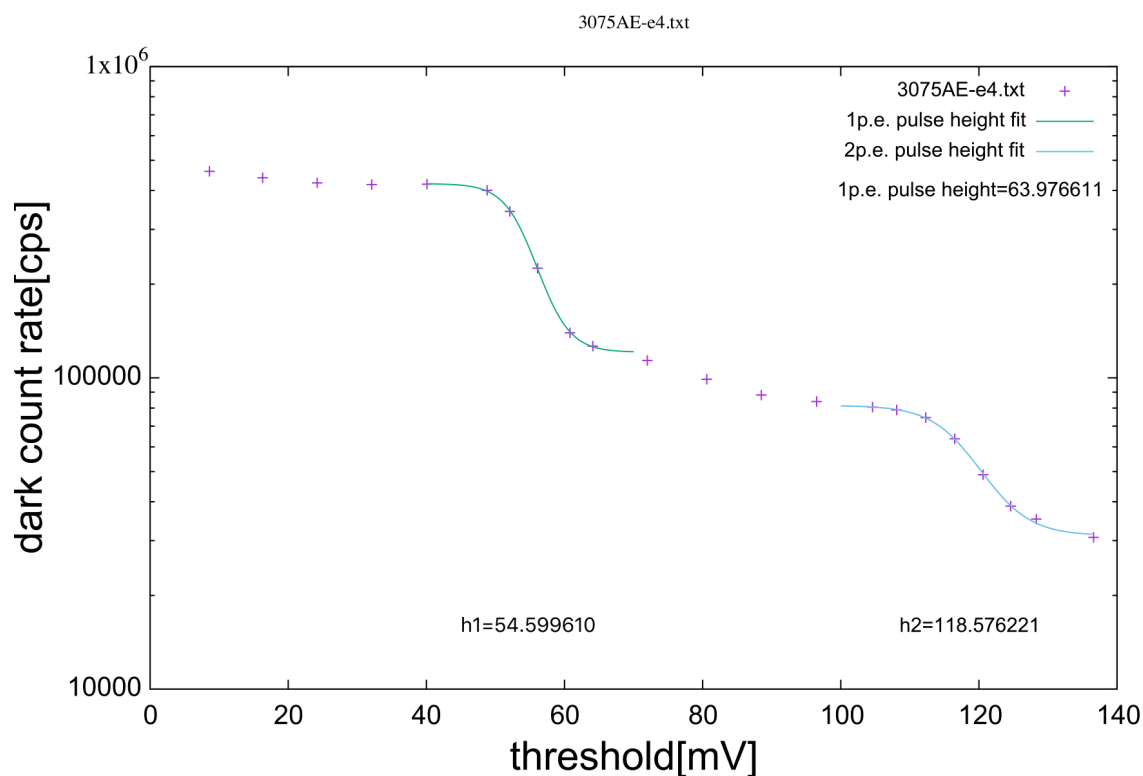


図 5.32: フィッティングによる信号波高測定

$$f(x) = \frac{a - d}{1 + \exp(b(x - c))} + d \quad (5.3)$$

ここで、 a は立ち下がり前のレート、 b は立ち下がりの傾きパラメータ、 c は関数の変曲点、 d は立ち下がり後のレートである。これらの 4 変数で構成される $f(x)$ でフィッティングを行うことで最適な変曲点 c を求め、それを各光子の信号波高とする。以前は目測で立ち下がり点を決定していたが、この手法を用いることで定量的に信号波高値を決定することができるようになった。図 5.32 は、図 5.31 を実際にフィッティングしたものである。実際のプロットとうまくフィットしている様子が確認できる。

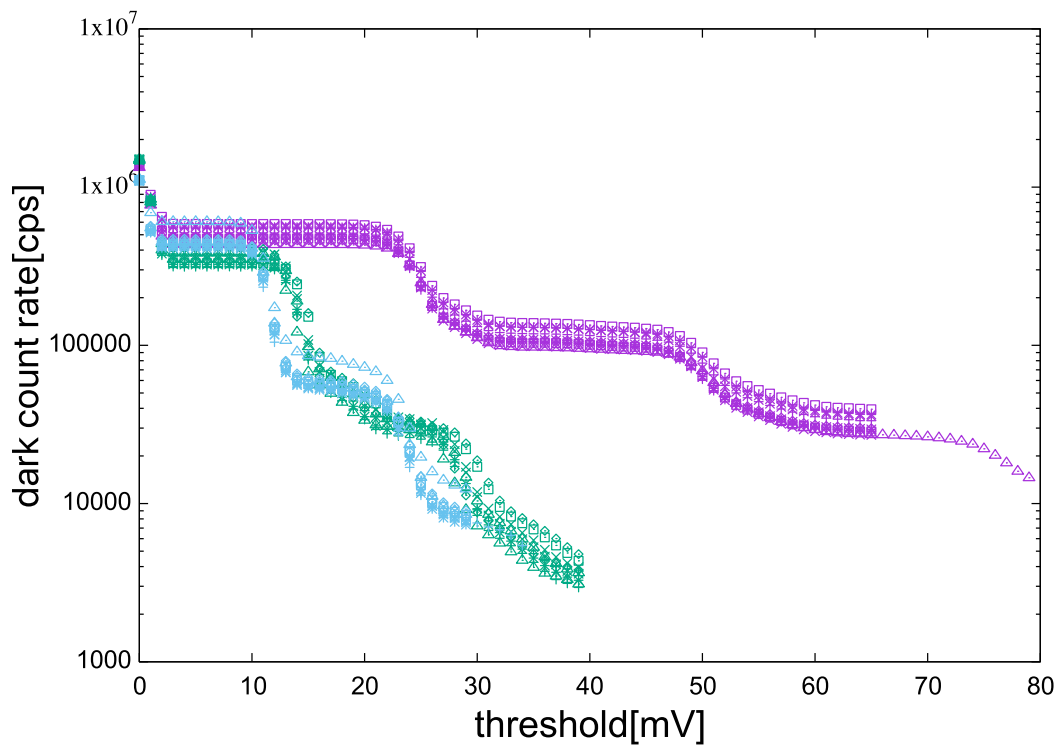


図 5.33: 各 MPPC の threshold scan の様子

図 5.33 は各 MPPC の threshold scan の様子である。紫色は 75um-type で、緑色が 50um-type、水色が new-50um-type である。各タイプを 10 サンプルずつ測定した。図を確認すると、75um-type のみが大きな波高を持ち、50um-type と new-50um-type は同じ程度の波高である。これはカタログ値の増倍率と矛盾のない結果である。こららの測定は室温をほぼ 25°C に維持したまま行い、結果からも定常的な測定を行えた事がわかる。また、50um-type、75um-type、new-50um-type に関しては、ダークカウントレートは概ね $0.3\sim 0.6\text{Mcps}$ 程度であるという結果が得られた。

5.5 信号波高の印加電圧依存性

5.5.1 セットアップ、測定方法

基本的なセットアップは、5.4 で述べたダークカウントレート測定と同じである。

測定方法は、まずソースメータを操作して MPPC への印加電圧を変えながら、各印加電圧においてダークカウントレート測定を行った。そこから 1 光子の波高を求め、印加電圧との関係性を調べた。印加電圧は、各 MPPC の推奨動作電圧 V_{op} を基準に、($V_{\text{op}}-1[\text{V}]$, $V_{\text{op}}-0.5[\text{V}]$, $V_{\text{op}}[\text{V}]$, $V_{\text{op}}+0.5[\text{V}]$, $V_{\text{op}}+1[\text{V}]$) の 5 種類とした。

5.5.2 測定結果

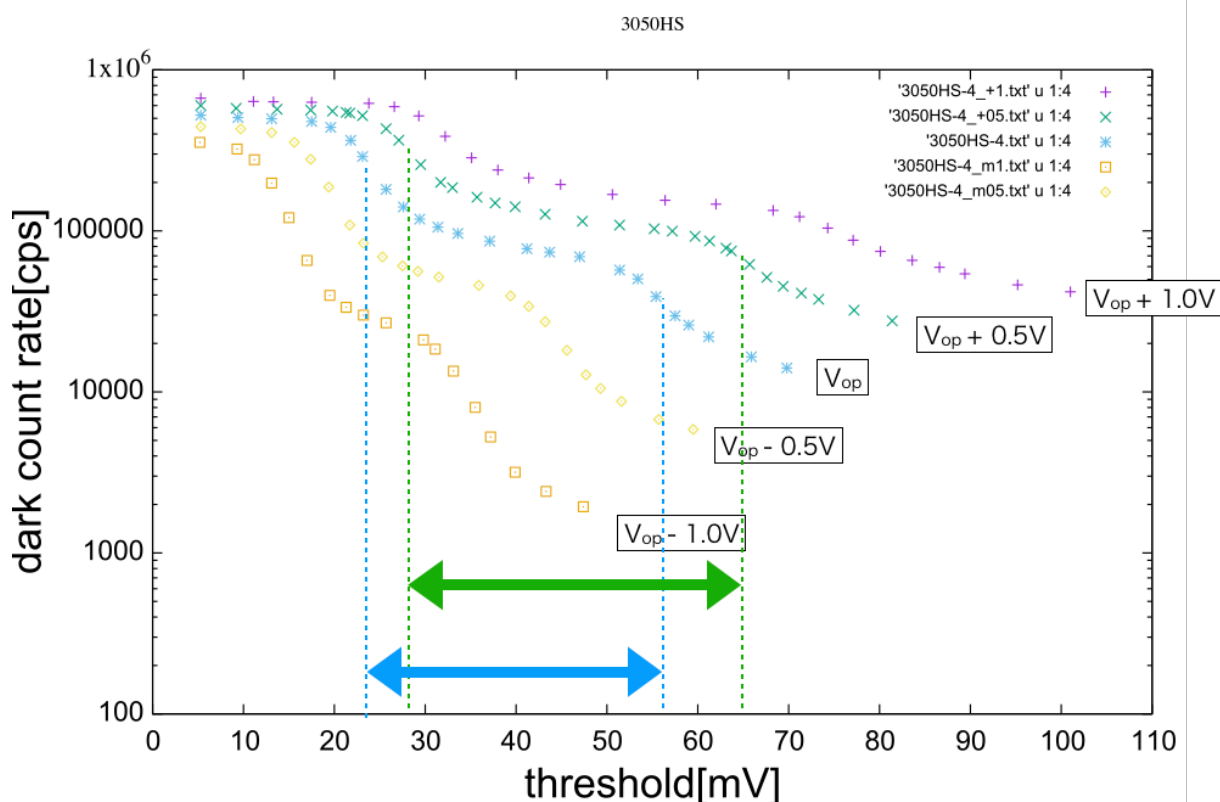


図 5.34: 横軸が threshold、縦軸がダークカウントレート。青と緑の矢印は、各印加電圧における 1 光子波高を示す。

図 5.34 は、new-50um-type の測定結果である。それぞれの色は各印加電圧におけるダークカウントレート測定を示す。プロットを確認すると、印加電圧が高い方がダークカウントレートが全領域で多い事が確認できる。また、印加電圧が高まるにつれて立ち下がり (=各光子数の波高) 同士の間隔が広がり、立ち下がり量は減っていることがわかる。これはつまり、印加電圧が高いほど 1 光子信号と 2 光子信号のレートの違いはなくなり、信号は離散的でなく連続した波高値を取ることを意味する。また、2 光子以上のレートが指数関数的に変化しているのが確認できる。

青と緑の矢印はそれぞれ V_{op} [V] と $V_{op}+0.5$ [V] の時の 1 光子信号波高を示す。それぞれ図 5.32 と同様にフィッティングで信号波高を求め、それをプロットしたのが図 5.35 である。

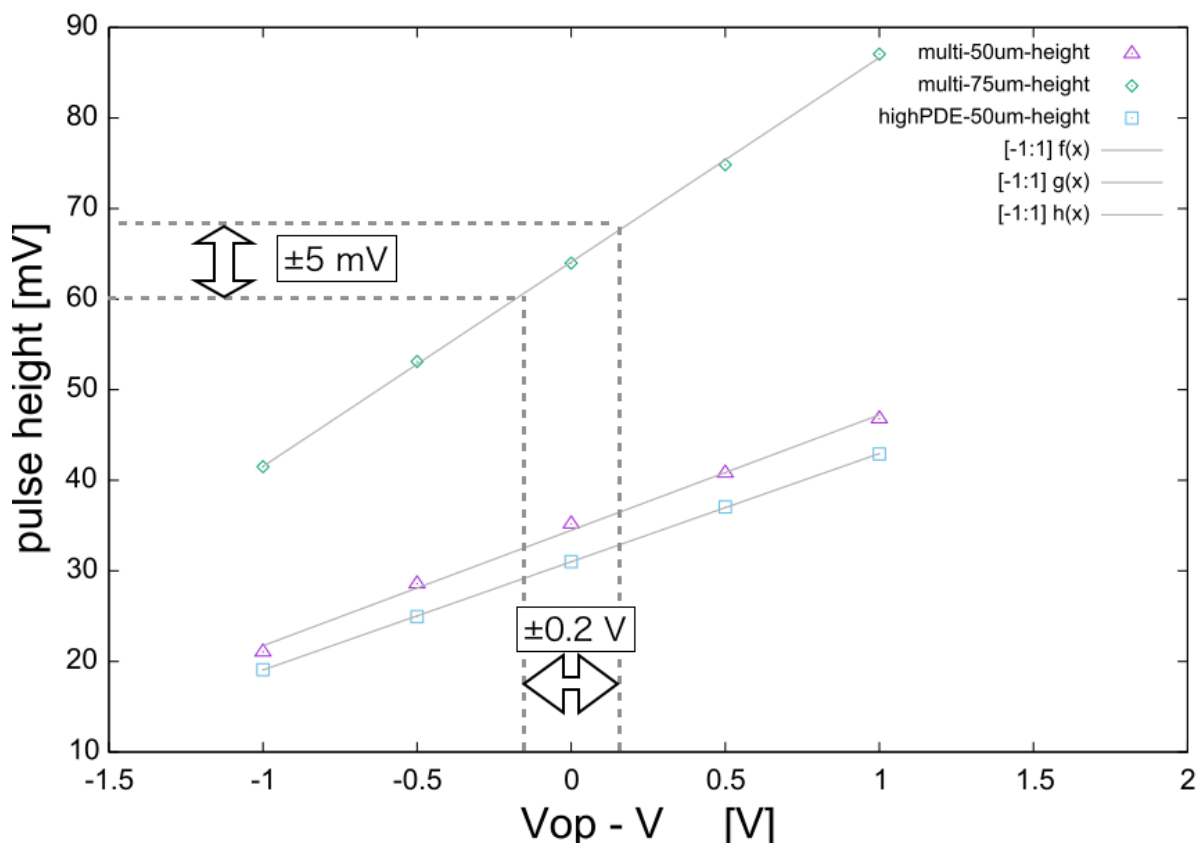


図 5.35: 横軸が推奨動作電圧 V_{op} と印加電圧の差、縦軸が信号波高。50um-type, 75um-type, new-50um-type の 3 種類をプロットした。

図 5.35 では、50um-type、75um-type、new-50um-type の 3 種類をプロットしている。横軸が推奨動作電圧 V_{op} と印加電圧の差、縦軸が信号波高となっている。プロットを確認すると、各 MPPC の点群は直線的に並んでいることがわかる。この直線の傾きは MPPC のゲインを示しており、50um-type、new-50um-type は同程度のゲインを持つが、75um-type はより大きなゲインを持つことが分かり、この結果はカタログ値と無矛盾である。ここで、75um-type は、推奨動作電圧 V_{op} が 1 個体内の 64 チャンネル間で $\pm 0.2V$ 程度ばらつきがある。このプロットによれば、75um-type は V_{op} が $\pm 0.2[V]$ 変化すると、信号波高は $\pm 5[mV]$ 程度変化することが分かる。この程度の変化は ASIC 回路で十分補正できることは既に判明しており、64 チャンネル全てに同じ電圧を印加しても問題ないことが分かる。

5.6 波高分布

5.6.1 セットアップ、測定方法

図 5.36 の CAEN DT5770 は、入力信号波高を測定してデジタル値に変換する ADC(Analog to digital converter) として用いることができる。図 5.3 に特性を示す。DT5770 の特徴として、非常にコンパクトな設計である。中性子照射試験の際には、限られたスペースの中で測定を行わなければならないため、これは大きな利点である。もう一つの特徴として、内部トリガー方式で測定できる。DT5770 では、信号の時定数などのパラメータを入力すると、DT5770 が自ら判断して信号を抽出し、波高を測定する。逆に、ある限定した時間(光子入

射タイミングなど)のみ測定したい場合、ゲート信号を入力している間のみ測定を行うよう設定を変更できる。



図 5.36: CAEN DT5770

大きさ	106 W×38 H×128 L mm ²
周波数帯域	DC~30MHz
入力インピーダンス	50Ωまたは1kΩ
信号極性	正負とも可
ADC 分解能	14bits
ADC サンプリングレート	150MS/s
入力電源電圧	+5V

表 5.3: DT5770 の特性

DT5770の作動に用いるのが、CAEN MC² Analyzer というアプリケーションである。このアプリケーションがインストールされたPCとDT5770をEthanetで接続することで、DT5770の様々なパラメータをPCから操作する事ができる。図 5.37 にMC² Analyzer の表示画面を示す。アプリケーション上では、測定の開始・終了、データの保存、パラメータ設定など様々な操作が可能である。

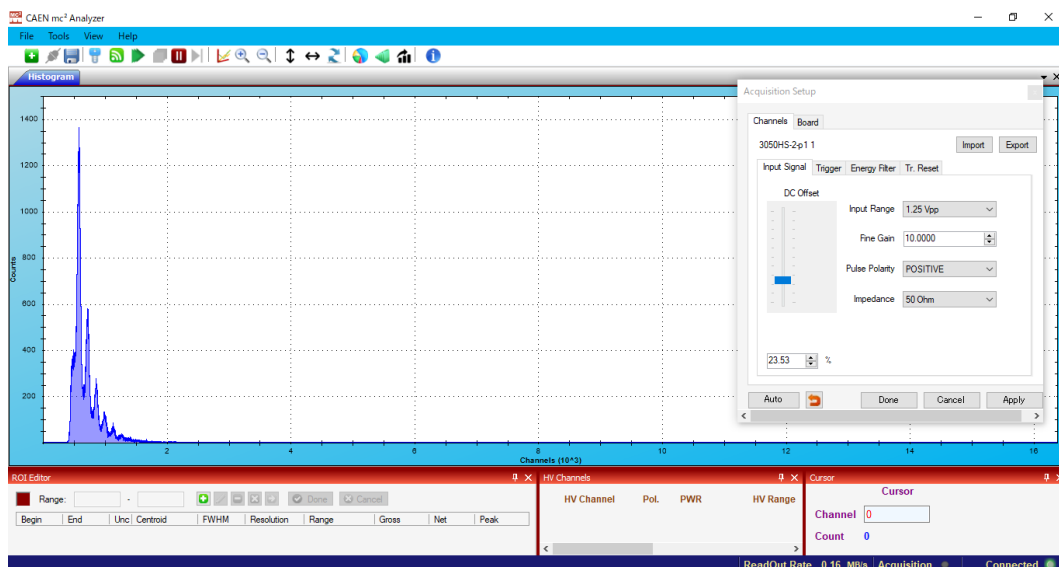


図 5.37: MC²Analyzer

図 5.38 に波高分布測定の設定アップを示す。左がダークパルス、右が光子入射時のセットアップである。ダークパルスの波高分布測定の際には、暗箱内に置いた MPPC からの信号を増幅させてから DT5770 に入力し、内部トリガーで波高情報を取得する。

光子入射時の測定では、まず DT5770 を外部からのゲート信号を受け入れるよう設定を変更する。それから、別途 Laser generator と光ファイバーを使用して暗箱内の MPPC に数光子ずつ入射する。この際、光子入射と同じタイミングに Laser generator から発せられるゲート信号を DT5770 に送ると、DT5770 はゲート信号が入力されている時のみ測定を行う。図 5.39 にその際のおシロスコープの様子を示す。青の ch2 が実際に DT5770 に入力している MPPC 増幅信号で、赤の ch3 が Laser generator から発せられたゲート信号、そして緑の ch4 が DT5770 から発せられたトリガー信号である。このトリガー信号は DT5770 が信号を測定した際の合図の役割を持っており、図からゲート信号の範囲内のみで測定を行っていることが分かる。この方法を用いることで、光子入射時のみ測定を行うことが可能となる。

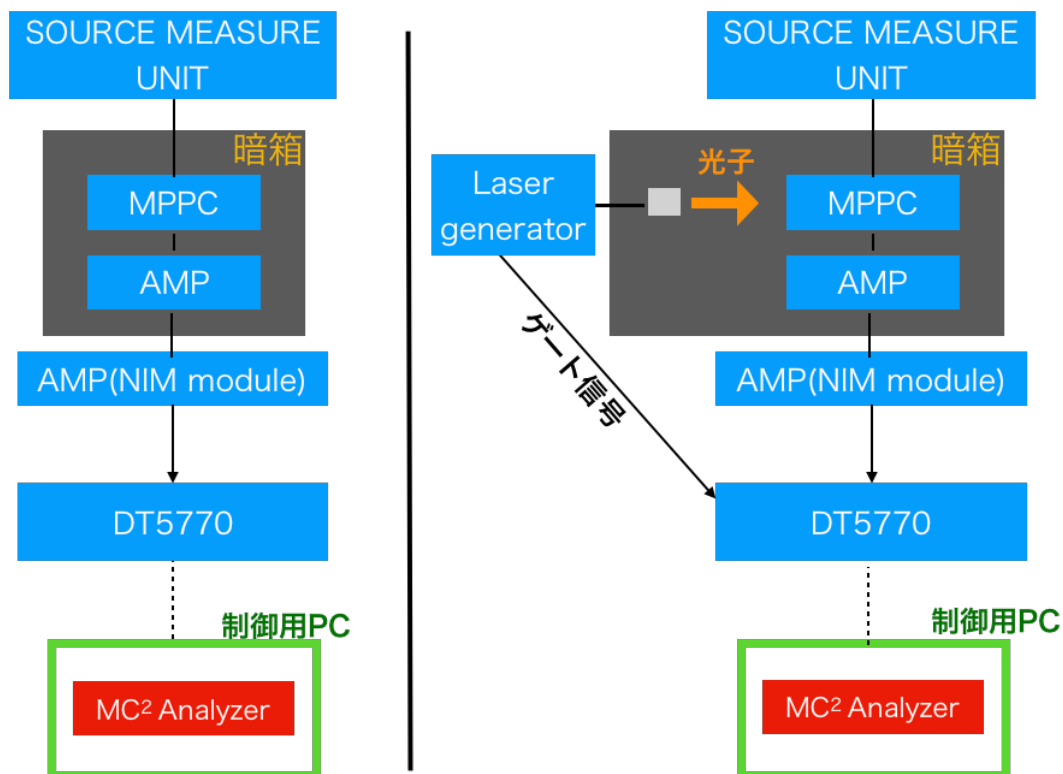


図 5.38: 波高分布測定セットアップ。左がダークパルス測定、右が光子入射時の測定セットアップ。

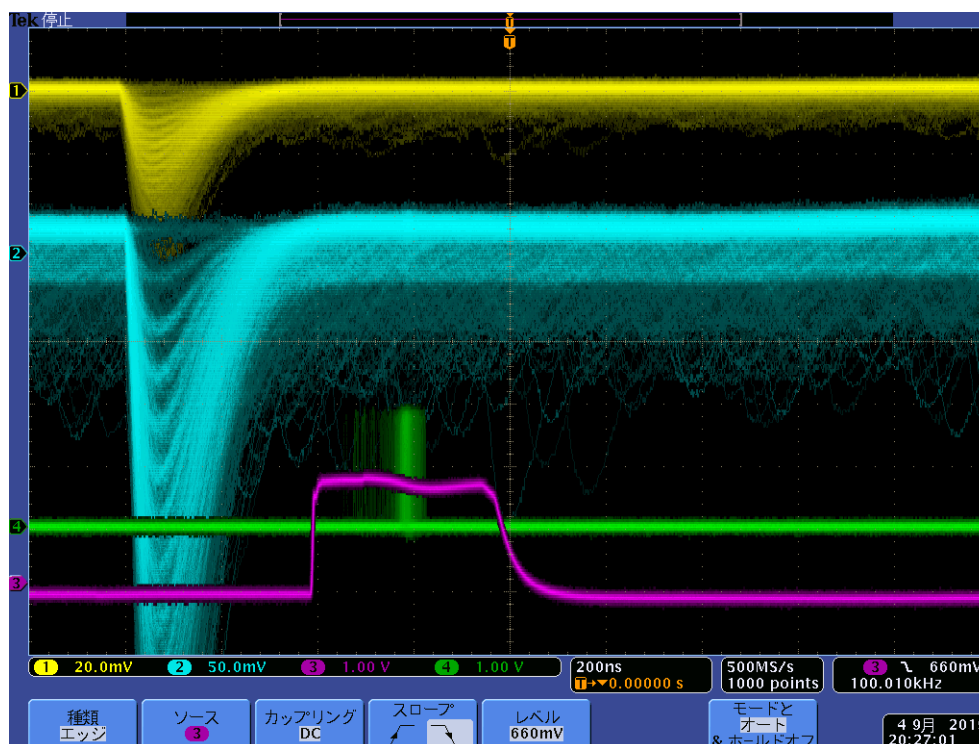


図 5.39: 光子入射時のオシロスコープの様子。黄色の ch1 が 1 段階、青の ch2 が 2 段階増幅した MPPC 信号、赤の ch3 が Laser generator からのゲート信号、緑の ch4 が DT5770 から発せられたトリガー信号。

5.6.2 測定結果

50um-type と 75um-type に対して測定を行った。図 5.40 は 50um-type のダークノイズ波高分布、図 5.41 は 75um-type のダークノイズ波高分布、図 5.42 は 75um-type に光子を入射した時の波高分布である。全て、横軸は信号波高 [ADC ch]、縦軸は頻度 [回](logscale) である。また、DT5770 内で閾値を設定することでペDESTALは棄却している。まず図 5.40 と図 5.41 を比較すると、1p.e., 2p.e., 3p.e. 相当のダークパルスのピークが確認できる。また、ピーク間の間隔も図 5.41 の方が大きく、増倍率の違いが図から確認でき、正しく測定できていることが分かる。

次に、図 5.41 と図 5.42 を比較する。今度は同じサンプル同士なためピーク的位置は変わらないものの、図 5.42 の光子入射時は 6p.e. 程度までピークを確認できる。この結果から、MPPC のダークパルスと光子入射による信号は波高からは全く区別できない事が分かる。

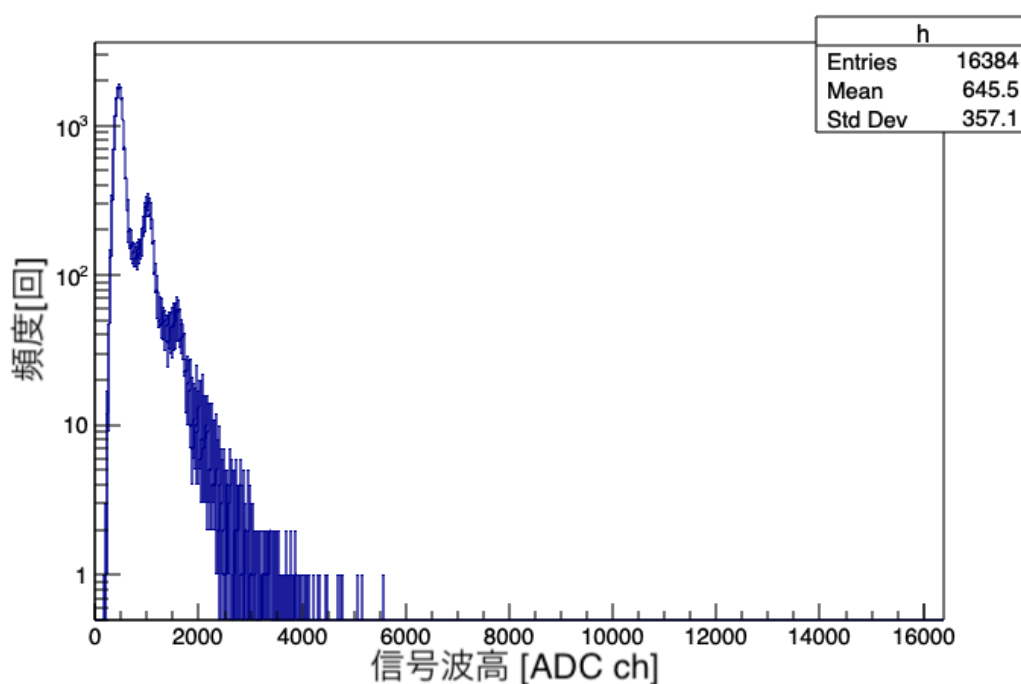


図 5.40: 50um-type のダークノイズ波高分布 (測定時間 1 分)。横軸が信号波高に比例した ADC チャンネル値、縦軸が頻度。

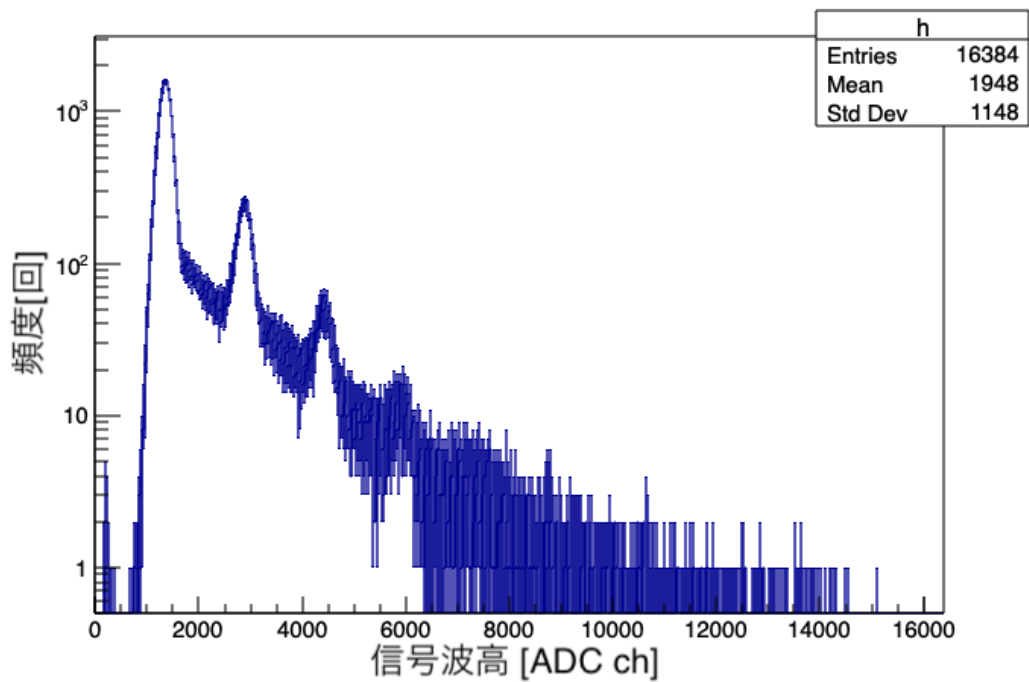


図 5.41: 75um-type のダークノイズ波高分布 (測定時間 1 分)

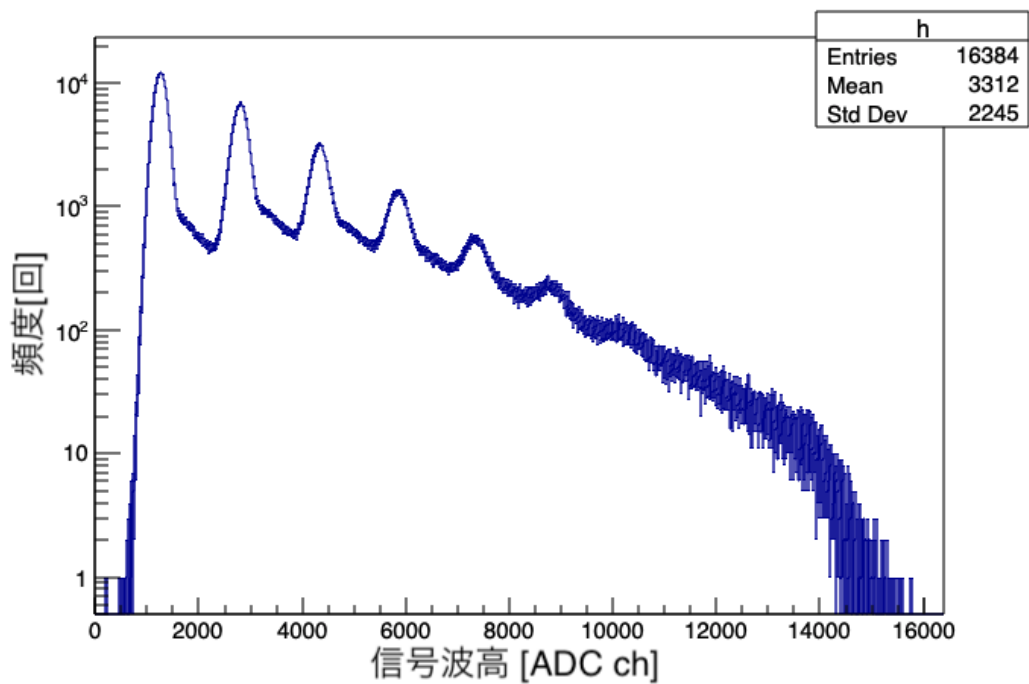


図 5.42: 75um-type の光子入射時の波高分布 (測定時間 5 分)

5.7 信号波形測定

5.7.1 セットアップ、測定方法

ASICを開発する上で、MPPCから出力される生信号の時定数を測定することは、回路内のパラメータを決定する上で非常に重要である。しかし、生信号波形をオシロスコープでしようとしても、オシロスコープ由来のノイズ成分が乗ってしまい、時定数を正確に求めることはできない。そのため、今回は生信号を広周波数帯域を持つアンプに通して増幅し、増幅信号波形を測定することで時定数を見積もる。図 5.43 は、浜松ホトニクス(株)製高速アンプユニット C5594-44 (以下アンプ C) の外観である。表 5.4 に特性を示す。アンプ C は、高い増倍率 (36dB) と、広周波数帯域 50kHz~1.5GHz を持ち、高速かつ微弱な信号を増幅するのに適している。図 5.44 にセットアップ図を示す。暗箱内に設置した MPPC から発生するダークノイズをで増幅し、オシロスコープで波形を測定する。図の赤枠で示しているのはラインフィルタで、アンプ C に対し電源由来のノイズが入らないようにしている。



図 5.43: 浜松ホトニクス(株)製高速アンプユニット C5594-44

周波数帯域	50kHz~1.5GHz
電圧ゲイン	36dB(約 63 倍)
電圧電流変換因子	3.15mV/ μ A
立ち上がり時間	0.23ns
増幅型	非反転増幅
入力出力インピーダンス	50 Ω
入力電源電圧	+15V

表 5.4: アンプ C5594-44 の特性

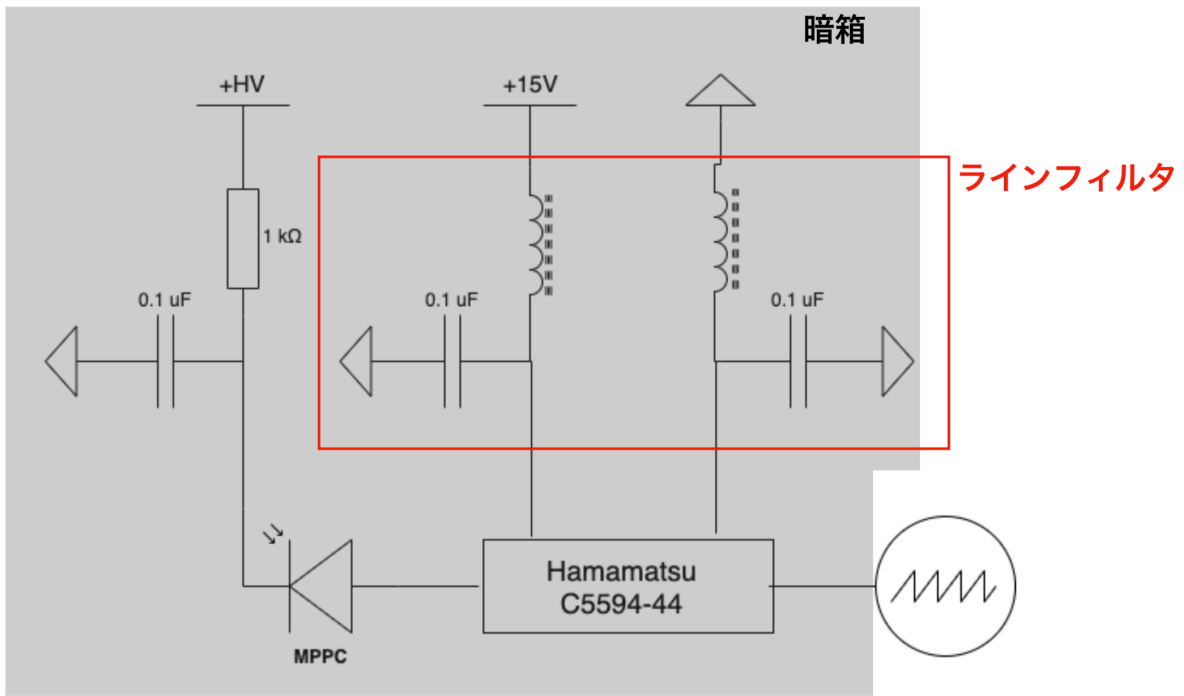


図 5.44: 信号波形測定の設定アップ。図中の赤枠で示している部分はラインフィルタで、電源経由で C5594-44 にノイズが入らないよう設置している。

図 5.45 は、アンプ C にテスト信号を入力した時の様子を示す。黄色のチャンネル 1 がアンプ C に入力したテスト信号で、青色のチャンネル 2 がアンプ C からの出力信号である。テスト信号には、NIM 信号をアッテネータで 60dB 程度減衰した信号を用いた。図 5.45 を確認すると、出力信号の立ち下がりや立ち上がりに鈍りは見られず、時定数は変わっていない事が確認できる。これらの結果から、アンプ C を通しても MPPC 信号の時定数は変わらないと結論づけ、本測定に用いることにした。

測定方法は、各 MPPC を暗箱内で推奨動作電圧 V_{op} で動作させ、それぞれの 1p.e. 波高のダークパルスをおシロスコープを用いて取得し、そこから波形の時定数を見積もる。

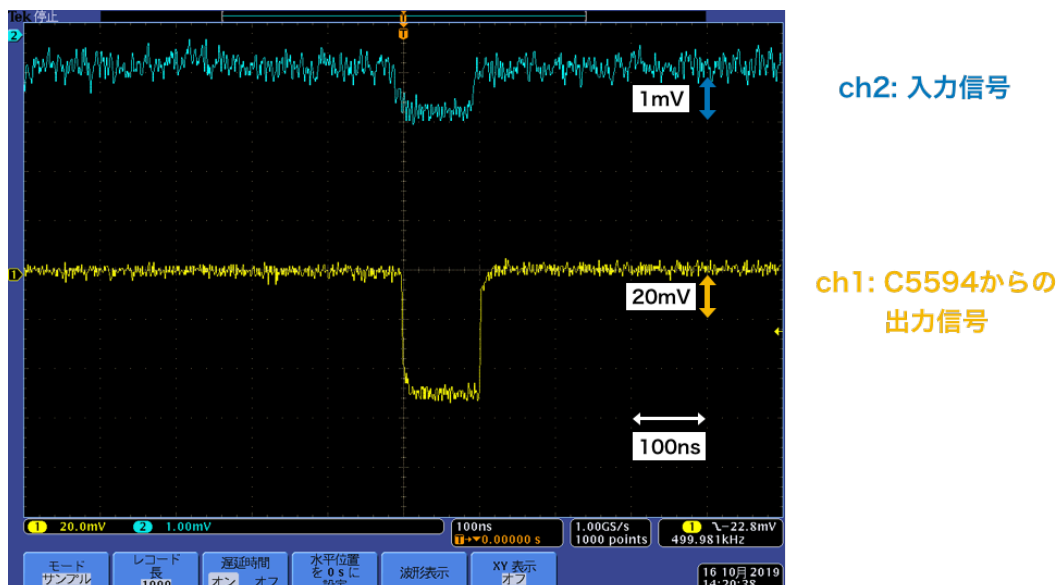


図 5.45: C5594 にテスト信号を入力したときの様子。青色のチャンネル 2 が入力したテスト信号、黄色のチャンネル 1 が C5594 からの出力信号。テスト信号には、NIM 信号をアッテネータで 60 dB 程度減衰させた信号を用いた。

5.7.2 測定結果

図 5.46 は 50 μm -type、図 5.47 は 75 μm -type、図 5.48 は new-50 μm -type の 1p.e. ダークパルスの波形である。50 μm -type と 75 μm -type を比較すると、時定数は共に 100ns 程度である。両方で波高が異なるのは、増倍率の違いによるものである。次に new-50 μm -type と比較する。new-50 μm -type は 50 μm -type と増倍率はほぼ同じであるが、波形の様子は大きく異なる。new-50 μm -type では、信号が立ち上がった直後に急激に立ち下がっているのが確認でき、時定数は 10ns 程度である。new-50 μm -type は新世代であるため、世代により構造が異なることが考えられる。new-50 μm -type のような急峻なピークを持つ信号であれば、5.4.1 で述べたような、1 信号に対して 2 回矩形波が発生してしまうという問題も起こりづらくなると考えられる。

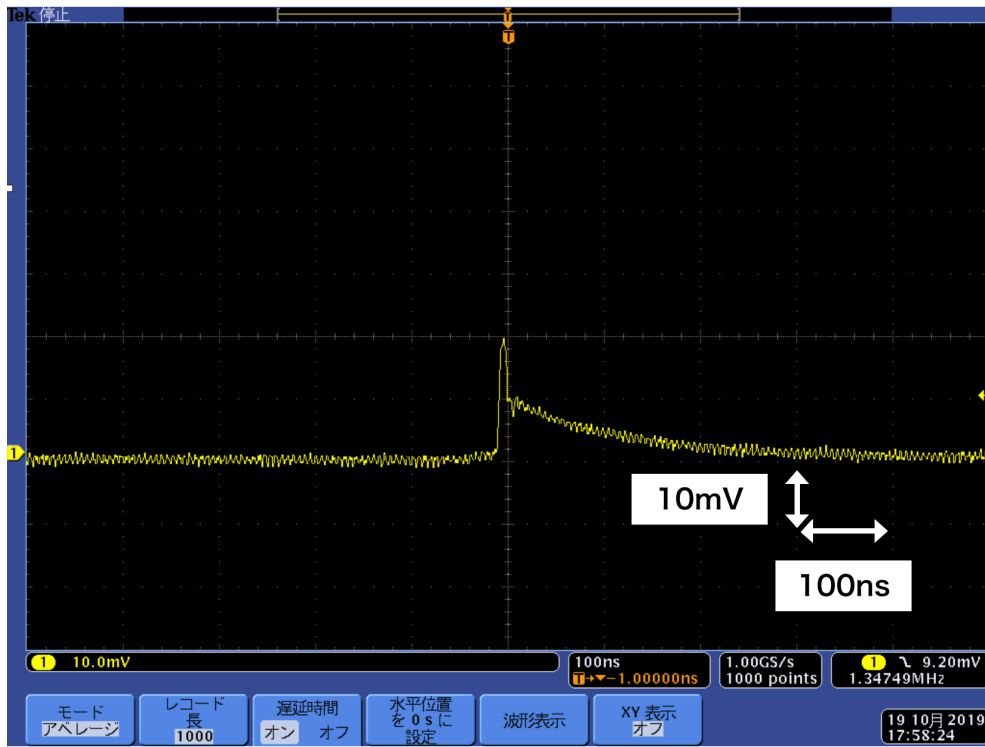


図 5.46: 50um-type の 1p.e. ダークパルス波形。時定数は 100ns 程度。

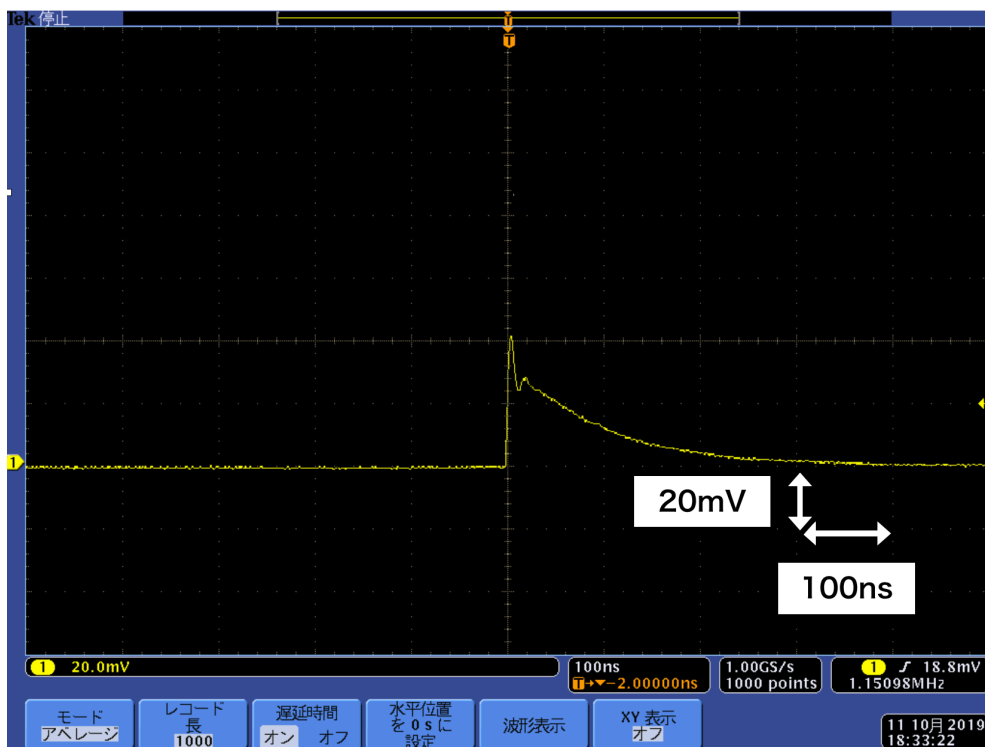


図 5.47: 75um-type の 1p.e. ダークパルス波形。時定数は 50um-type と同様 100ns 程度。

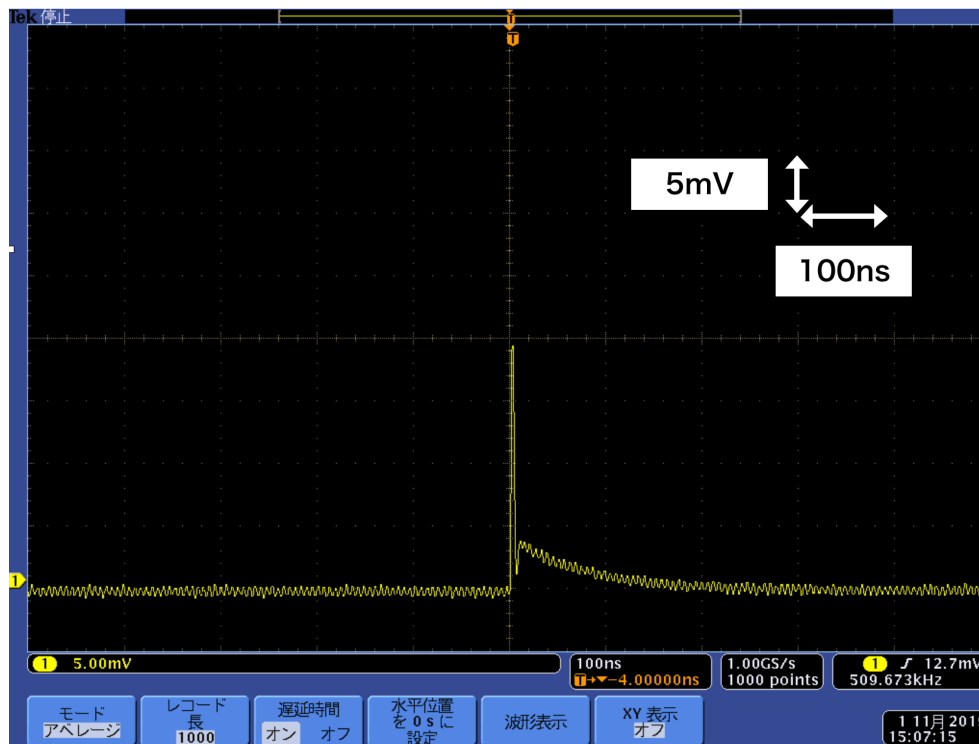


図 5.48: new-50um-type の 1p.e. ダークパルス波形。時定数は 10ns 程度。

第6章 結論

Belle II 実験は、SuperKEKB 加速器を用いて電子 7GeV ビーム・陽電子 4GeV ビームを衝突させることで B 中間子対を大量に生成し、その崩壊過程を精密に測定することで標準模型を超える新物理を探索している。LHC のようなエネルギーフロンティア実験と異なり新粒子を直接生成することはできないが、稀事象を観測して新物理を間接探索することで、新物理に幅広く感度がある実験である。

Belle II 測定器は PXD、SVD、CDC、TOP、ARICH、ECL、KLM の 7 種類の検出器から構成され、各検出器の測定データを組み合わせることで崩壊過程の精密測定を行っている。ARICH 検出器は Belle II 測定器の Forward-Endcap 部において K/π 識別を担うリングイメージ型チェレンコフ検出器で、輻射体シリカエアロゲルと光検出器 HAPD から構成される。HAPD は既に生産を終了し、ARICH アップグレードに向けて代替候補の選定が進められている。代替候補の一つ光検出器 MPPC は、ガイガーモードで動作する APD を並列に多数内蔵し、各 APD は入射光子数に依らず印加電圧に応じた一定の出力信号を出す。高増倍率、高検出効率、低電圧動作などの特徴を持ち、ARICH において放射角 θ_C の測定精度向上などが期待される。しかし低放射線耐性が問題に挙げられており、J-PARC の MLF において中性子照射試験を行い照射前後での特性変化を測定する予定である。本研究の目的は、MPPC の特性を照射前後で比較して ARICH への使用に向けた評価を行うこと、試験に向けて測定の効率化を図ることである。

本論文では、リーク電流の印加電圧依存性 (VI カーブ)、ダークカウントレート、波高分布、信号波高の印加電圧依存性、信号波形について報告を行った。前者の 3 項目は中性子照射試験の際に特に重要な測定項目であり、試験を念頭においてシステム構築を行った。VI カーブ、ダークカウントレートに関しては測定に時間がかかることが以前から問題視されており、測定の自動化に取り組んだ。VI カーブ測定はソースメータ+自動測定ソフトを用いることで自動化に成功した。1 サンプル測定するのにかかる時間は、10 分 \rightarrow 20 秒に短縮した。1 つのサンプルに対し何度も測定を行うことで測定精度を向上させることが可能となった。測定結果に関しては、ピクセルピッチ 10 μm , 15 μm のタイプは VI カーブの様子が他と大きく異なることが分かり、構造的な違いがあると考えられる。ダークカウントレート測定は VME モジュールを用いることで自動化に成功し、1 サンプル測定するのにかかる時間は、1 時間 \rightarrow 10 分に短縮した。また、ダークカウントレート図に対してフィティングを行うことで、信号波高の測定精度を向上させた。波高分布に関しては、J-PARC の限られた環境でも測定しやすいコンパクトなモジュールを用いた計測システムを構築した。図からは増倍率の違いや光子の入射が確認され、正しく測定できたと考える。また、各光子数のピークははっきり区別でき、フォトンカウンティング能力の高さを確認した。信号波高の印加電圧依存性に関しては、図から増倍率の違いを確認し、さらに各タイプで線形な比例関係を確認できた。また、複数チャンネルの MPPC に対して同じ電圧を印加しても問題ないという結論を得て、MPPC の取り扱いやすさを確認した。信号波形に関しては、ASIC 開発に向けて各 MPPC の時定数を見積もった。また、前世代と新世代で大きく波形が異なることが分かり、今後 MPPC の候補

を選ぶ上で重要な情報を得た。今後は、効率化された新セットアップを用いて全てのMPPCの測定を行い、2月の中性子照射試験に向けて準備を進めていく。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々から多大なるご支援をいただきましたこと、感謝申し上げます。首都大学東京の角野秀一先生、住吉孝行先生、汲田哲郎先生をはじめとした高エネルギー物理実験研究室の皆様には大変お世話になりました。特に指導教員の角野秀一先生には実験で数多く手助けしていただき、研究に関して多くの助言をいただきました。深く感謝申し上げます。また、住吉孝行先生、汲田哲郎先生には研究活動や本論文に関して多くの助言や添削をしていただいたり、高エネルギー物理学の初歩をご教授いただきましたこと、深く感謝申し上げます。千葉雅美先生、浜津良輔先生にも大変お世話になりました、感謝申し上げます。

ARICH グループの先輩である米永匡伸さんには、研究に関する多くの疑問を親身に解決していただき、研究の大きな助けとなりました。また、KEK 滞在中など大変お世話になり、おかげさまでつくばでの生活がより楽しいものとなりました。感謝申し上げます。

同期の粟田口唯人くん、小林将騎くん、堀悠平くんとは共に学び、2年間の研究生生活を乗り越えてきました。後輩の鶴藤くん、三宅くん、在原くん、朴くん、濱口くん、山本くんは研究生生活をより楽しいものにしてくれました。特に同じARICH グループの小林将騎くん、鶴藤くん、朴くんとは同じ実験グループとして多くの出張や現場での作業で同行し、数多く支えてもらいました。感謝申し上げます。

KEK の西田昌平先生、足立一郎先生、西村美紀さんからは研究に関して多くの助言をいただき、深く感謝申し上げます。同グループの金道さん、北村くん、古井くんには研究を進める上で大変お世話になりました。特に古井くんは数多く実験を手伝ってもらい、大変助けられました。ありがとうございます。また、Belle II Japan Student の皆様には勉強会の際など、研究面以外でも助けていただきました。特に同期の方々は親しくしてくださり、研究生生活の大きな励みになりました。ありがとうございました。

最後に、経済面、生活面で支えていただいた両親に深く感謝を申し上げ、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] A. D. Sakharov, “ Quark-Muonic Currents and Violation of CP Invariance ”, JETP Lett. 5, pp. 27-30 (1967)
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “ Evidence for the 2π Decay of the K^0 Meson ”, Phys. Rev. Lett. 13, pp.138-140 (1964)
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, “ CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interaction ”, Prog. Theor. Phys. 49, pp.552-657 (1973)
- [4] CKM fitter group web site
- [5] B. Aubert et al., BABAR collaboration, Phys. Rev. Lett. 87, 091801 (2001)
K.Abe et al., Belle collaboration, Phys.Rev. Lett. 87, 091802 (2001)
- [6] E. Kou et al., The Belle II Physics book, 2018, arXiv:1808.10567 [hep-ex]
- [7] P. A. Čerenkov, Phys. Rev. 52, 378 (1937)
- [8] T. Iijima et al., Nucl. Instr. Meth. A 548, 383 (2005)
- [9] B. Birò et al., ”Effects of Neutron and Gamma Radiation on Silicon Photomultipliers”, Phys. (2018)