

2013 年度修士論文

宇宙線を用いたタングステン酸鉛結晶とピクセル型光半
導体素子 MPPC の時間応答評価

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室

M120583 佐藤大地

2014 年 2 月 10 日

指導教員 杉立 徹 教授

主査 志垣 賢太 准教授

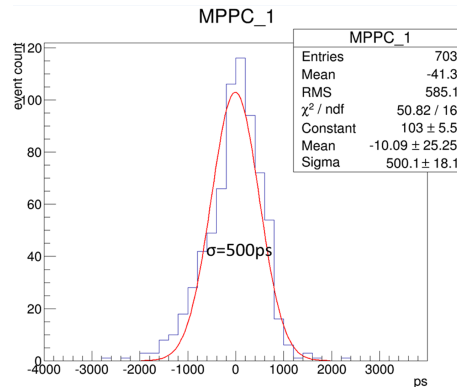
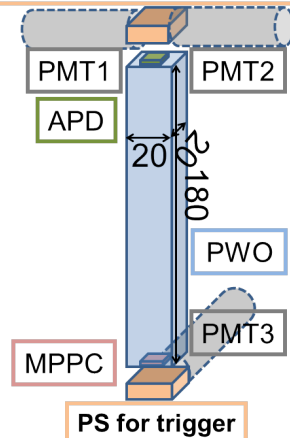
副査 川端 弘治 准教授

概要

クォークグルーオンプラズマ (QGP) はクォークとグルーオンが境界なく入り混じるプラズマ相である。通常クォークはハドロンの中に閉じ込められているが、高温・高密度状況下ではこれが破れていると考えられる。QGP 相は通常の物質相であるハドロン相とは全く異なる新しい物質相であることが予想される。また、宇宙誕生初期の数 μ 秒後はこの QGP 相であったと考えられている。QGP 相を地球上で唯一実現可能な実験が、高エネルギー原子核衝突実験である。なぜなら原子核は地球上の物質の中で最も密度の高い物質であり、これを高エネルギーで衝突されることにより、核子より大きな空間に膨大なエネルギーを詰め込むことが出来るからである。大きな衝突エネルギーでの物理を観測する実験をスイス・ジュネーブ CERN に建設された LHC(Large Hadron Collider)で行っている。我々は、LHCで行われる実験の中で唯一 QGP 探求を目的とした ALICE 実験に参加している。この ALICE 実験が備える電磁カロリメータの一つである高性能光子検出器 (PHOS) は QGP 相から熱輻射で発生する熱光子のエネルギー測定を目的として開発し、光子のエネルギー分解能及び位置分解能の双方に世界最高分解能を実現する。検出素子は鉛タンングステン酸 (PbWO₄) 結晶とアバランシェ・フォトダイオード (APD) から構成される。

本研究は電磁カロリメータ PHOS にピクセル型光半導体素子 MPPC を適応した場合の時間分解能を評価することが目的である。PHOS 検出器は時間分解能を向上させることで約 2GeV のエネルギーを持つ熱光子と反中性子を識別し、熱光子を精度よく測定することが可能になる。そのためにはサブナノ秒の時間分解能が求められる。光半導体素子 APD を用いた現行の PHOS 検出器の時間分解能は数百 ns であることが分かっている。MPPC は APD の長所である高い量子効率による高いエネルギー分解能と広いダイナミックレンジを保持したまま高い時間分解を実現する素子として有力な候補である。今回の論文は、宇宙線を用いてシンチレーション光を観測した。両端に APD と MPPC を取り付けた PWO 結晶 (2*2*18cm) を縦置きにして実験を行った。解析では、スタートカウンターから MPPC(APD) までの TOF(Time of Flight) の半値幅を時間分解能と定義し、出力信号の大きさによる時間ゆらぎに Time-walk 補正を適用することで精度高く時間分解能を算出した。これにより、宇宙線を入射した場合の PWO 結晶と MPPC の時間分解能は 500ps であることが分かった。また、同条件下の APD に比べ 29.2 倍向上することが判明した。この結果から、PHOS 検出器に MPPC を適応することで熱光子と反中性子の判別が可能であると言える。

PS for trigger & Start Counter



目次

1	導入	7
1.1	クォークとグルーオン	7
1.1.1	クォークグルーオンプラズマ	8
1.2	高エネルギー原子核衝突実験	9
1.2.1	LHC	9
1.2.2	ALICE 実験	10
1.3	フォトダイオード	11
1.3.1	APD	12
1.3.2	MPPC	13
1.4	粒子と物質との相互作用	16
1.4.1	電磁相互作用 (Bethe-Bloch の式)	16
1.4.2	制動放射 (Bremsstrahlung)	17
1.4.3	対生成	17
1.5	電磁シャワー	18
1.5.1	宇宙線	19
1.6	PHOS 検出器	20
1.6.1	タングステン酸鉛	21
1.6.2	動作原理	22
1.7	研究目的	23
2	実験	24
2.1	セットアップ	24
2.1.1	プラスチックシンチレータを用いたセットアップ	24
2.1.2	PWO(横置き)を用いたセットアップ	26
2.1.3	PWO(縦置き)を用いたセットアップ	28
2.2	解析方法	30
2.2.1	ノイズ成分のカット	30
2.2.2	TOF	30
2.2.3	Time-Walk 補正	31
3	結果・考察	32
3.1	プラスチックシンチレータを用いた実験	32
3.2	PWO(横置き)を用いた実験	35
3.3	PWO(縦置き)を用いた実験	40
3.3.1	PMT の結果	41
3.3.2	MPPC の結果	43
3.3.3	APD の結果	44
3.3.4	それぞれの相関	45
3.3.5	宇宙線イベントの抽出後	47
3.3.6	Time-Walk 補正の結果 (MPPC)	48
3.3.7	MPPC の時間分解能	49

3.3.8	Time-Walk 補正の結果 (APD)	50
3.3.9	APD の時間分解能	51
4	考察・まとめ	52

目 次

1	宇宙の歴史 [1]	8
2	QGP モデル [1]	8
3	LHC の全体図 [1]	9
4	ALICE の全体図 [2]	10
5	フォトダイオードの断面図 [5]	11
6	フォトダイオードの PN 接合の状態 [5]	12
7	アバランシェ増倍の模式図 [5]	13
8	MPPC のプリアンプ出力	14
9	MPPC の構造 [5]	15
10	MPPC の出力電荷量分布	15
11	電離損失によって失うエネルギー [6]	16
12	電子・陽電子の 1 放射長あたりのエネルギー損失 [7]	18
13	鉛中での光子の全反応断面積 [7]	18
14	電磁シャワーの概念図 [7]	19
15	PHOS の全体像 [3]	20
16	PHOS の構造	20
17	PHOS 検出器の発光量温度依存性 [7]	21
18	PHOS の動作原理	22
19	プラスチックシンチレータを用いたセットアップ	24
20	プラスチックシンチレータを用いた実験のデータ読み出しシステム	25
21	PWO(横置き)を用いたセットアップ	26
22	PWO(横置き) 実験のデータ読み出しシステム	27
23	Shaper の動作	27
24	PWO(縦置き)を用いたセットアップ	28
25	データ読み出しシステム	29
26	Time-walk 補正の概念図	31
27	プラスチックシンチレータを用いた測定の実データ	32
28	プラスチックシンチレータを用いた測定のカット後データ	33
29	プラスチックシンチレータを用いた測定結果	34
30	PWO(横置き)を用いた測定の実データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 1 μ s)	36
31	PWO(横置き)を用いた測定のカット後データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 1 μ s)	37
32	PWO(横置き)MPPC の Time-Walk 補正	38
33	PWO(横置き)を用いた測定結果	39
34	PWO(縦置き)を用いた測定の実データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 2 μ s)	40
35	PWO(縦置き)を用いた測定の実データの結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)	42
36	PWO(縦置き)を用いた測定の実データの MPPC 結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)	43
37	PWO(縦置き)を用いた測定の実データの APD 結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)	44
38	それぞれの PMT の相関	45

39	MPPC と APD の相関	46
40	PWO(縦置き) を用いた測定のカット後データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 2 μ s)	47
41	PWO(縦置き)MPPC の Time-Walk 補正	48
42	PWO(縦置き) を用いた MPPC 測定結果	49
43	PWO(縦置き)APD の Time-Walk 補正	50
44	PWO(縦置き) を用いた APD 測定結果	51

表 目 次

1	クォークとレプトン	7
2	4 つの基本相互作用	7
3	無機シンチレータの性質	21
4	粒子識別に必要な時間分解能 (反中性子の質量約 $1\text{GeV}/c^2$)	23
5	PMT の時間ゆらぎ	41

1 導入

この章では本研究の背景を明らかにし、実験を行う目的を明確にする。

1.1 クォークとグルーオン

通常の原子核を構成している陽子・中性子はバリオン (重粒子) と呼ばれる一群の強い相互作用をするフェルミ粒子の中で最も軽い粒子に過ぎないということが現在分かっている。バリオンの仲間は 100 個近くにもものぼる。一方、原子核を結びつけている力の源として湯浅先生によって導入されたパイオン (π 中間子) は、メソン (中間子) と呼ばれる強い相互作用をするボーズ粒子の中の質量が最も軽い粒子であることが明らかになっている。強い相互作用をする粒子はこのバリオンとメソンに分類され、総称してハドロンと呼ばれる。

現在では、バリオンは 3 個のクォークからなり、メソンはクォーク・反クォーク対によって成り立つことが分かってきた。このクォーク同士やクォーク・反クォーク対を繋ぐ担い手がグルーオンである。また、クォークと共に物質を構成する基本的な粒子としてレプトンがある。これの代表的な粒子は電子である。その他には μ 粒子やニュートリノが存在する。これにはクォークとは異なりカラー電荷がないために強い相互作用をしない。

表 1: クォークとレプトン

	クォーク		レプトン	
第 1 世代	u アップ	d ダウン	e 電子	ν_e 電子ニュートリノ
第 2 世代	c チャーム	s ストレンジ	μ ミュオン	ν_μ ミュオンニュートリノ
第 3 世代	t トップ	b ボトム	τ タウ	ν_τ タウニュートリノ
電荷	+2/3	-1/3	-1	0
バリオン数	1/3	1/3	0	0
レプトン数	0	0	1	1
色荷	赤、緑、青		無色	
強い相互作用	○		×	
電磁相互作用	○		×	
弱い相互作用	○			

表 2: 4 つの基本相互作用

	強い相互作用	電磁相互作用	弱い相互作用	重力相互作用
影響を受ける粒子	クォーク・ハドロン	荷電粒子	クォーク・レプトン	全ての粒子
到達距離	$\sim 1\text{fm} = 10^{-15}\text{m}$	∞	$\sim 10^{-17}\text{m}$	∞
結合定数	1	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-39}$
媒介する粒子	グルーオン	光子 γ	弱ボソン W, Z	(重力子)

1.1.1 クォークグルーオンプラズマ

クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相はクォークとグルーオンが境界なく入り混じるプラズマ状態で存在する相である。通常クォークはハドロンの中に閉じ込められていることを前項で説明したが、高温・高密度状況下ではこれが破れていると考えられる。高密度の条件下では、その空間のほとんどを核子で覆われ、核子と核子の境界がなくなる。そこで、その系の基本となる粒子は核子からクォークへと変わっていく。これはクォークが閉じ込めから開放されたと考えられる。また高温の条件下では、それぞれの核子が高いエネルギーを持ち、核子同士の衝突回数が増え、中間子が多く生成される。さらにこの中間子と核子、中間子との衝突によっても中間子が生成され、ハドロン粒子の密度は増大し、QGP に相転移することが期待される。このように形成される QGP 相通常の物質相であるハドロン相とは全く異なる新しい物質相であることが予想される。これまでの実験により、QGP 相は完全流体のように振る舞うことが分かっている。また、宇宙誕生初期の数 μ 後はこの QGP 相であったと考えられている。そのため、高エネルギー原子核衝突実験によって QGP の性質を調べるということは、宇宙誕生からのプロセスを紐解くという意味である。

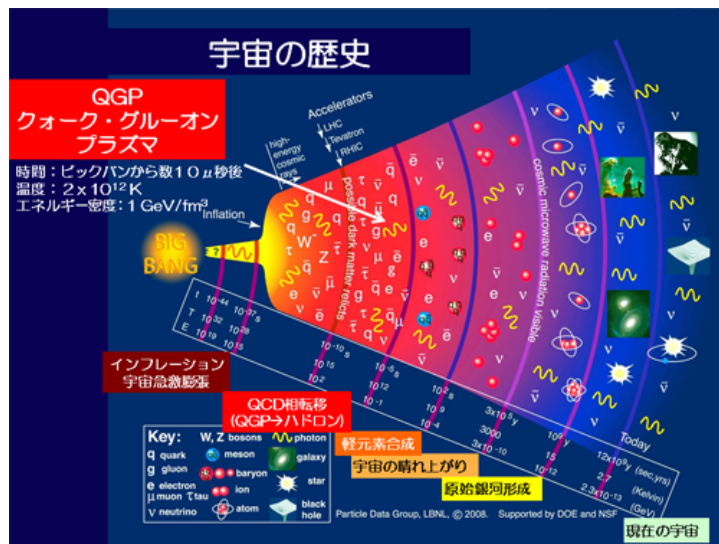


図 1: 宇宙の歴史 [1]

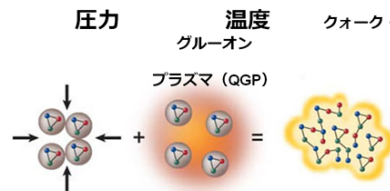


図 2: QGP モデル [1]

1.2 高エネルギー原子核衝突実験

QGP を生成する方法として考えられたのが高エネルギー原子核衝突である。なぜなら原子核は地球上の物質の中で最も密度の高い物質であり、これを高エネルギーで衝突されることにより、核子より大きな空間に膨大なエネルギーを詰め込むことが出来るからである。こうして高温高エネルギー密度の状態から QGP を人工的に生み出す。実際、QGP らしき相がアメリカ合衆国にある高エネルギー原子核衝突実験施設の RHIC で観測された。

1.2.1 LHC

RHIC での結果をもとに、より大きな衝突エネルギーでの物理を観測する実験がスイス・ジュネーブ CERN に建設された LHC(Large Hadron Collider) で行われている。LHC 加速器とはスイスとフランスの国境をまたいで地下 100 m に建設された衝突型加速であり、その周長は 26.7km ある。山手線一周が 34.5km であることを考慮すると、とても大きいことが分かる。陽子-陽子衝突では重心系衝突エネルギー 14TeV、鉛-鉛衝突では核子対当たり 5.5TeV に到達する。LHC 加速器で行われている代表的な実験は、ATLAS 実験・CMS 実験・LHCb 実験・ALICE 実験である。ATLAS 実験と CMS 実験はともに素粒子物理学実験に主題を置いており、2013 年のノーベル賞を受賞したヒッグス粒子もこの 2 つの実験によって存在が確認された。

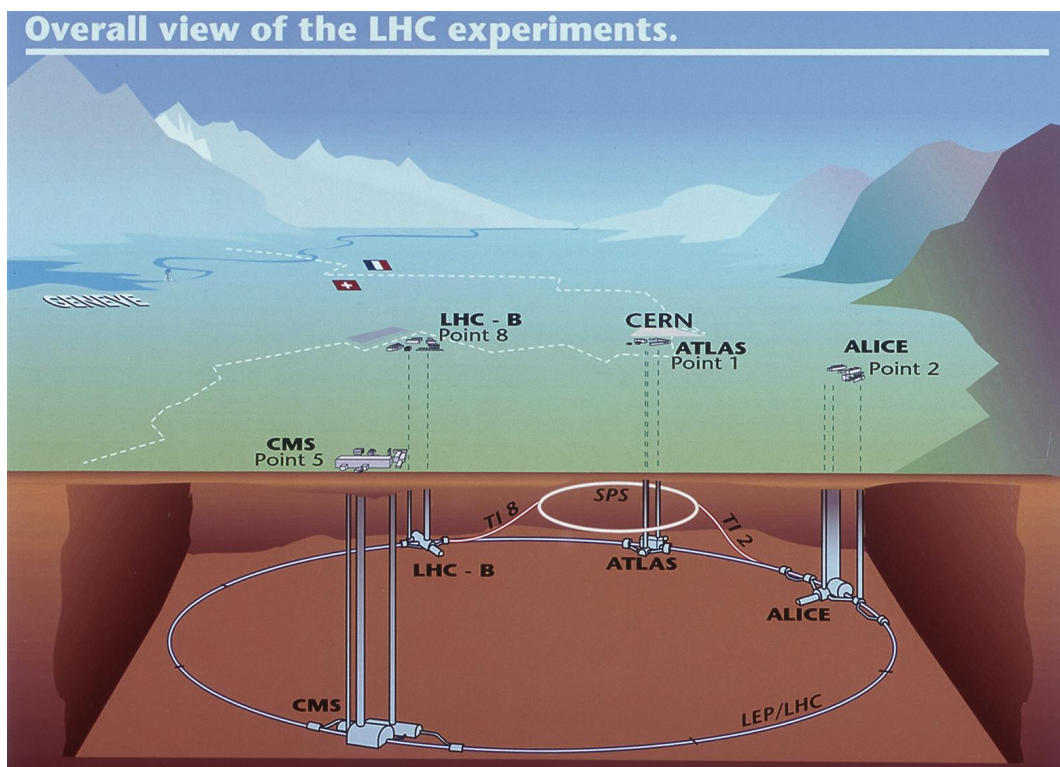


図 3: LHC の全体図 [1]

1.2.2 ALICE 実験

LHC で行われている 4 つ実験の中で唯一重イオン衝突に特化した検出器を用いているのが ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験である。この実験の特色として、低い運動量からとても高い運動量まで幅広い領域の粒子の飛跡を認識でき、LHC エネルギーでの鉛鉛原子核衝突の最大粒子多重度にも対応できるようになっている。また、陽子陽子衝突も比較対象としてデータ収集を行い、QCD の検証などの物理解析にも取り組んでいる。ALICE では陽子陽子衝突が 200kHz、鉛鉛衝突が 8kHz で供給され、低い頻度ながら高エネルギー・位置分解能で精密に測定をしている。また衝突中心度などの数値も各事象毎に測定を行うことができる。多数の検出器の集合体であり、装置全体では高さ 16m、幅 16m、奥行き 26m、重さ 10000t という巨大な検出器になっている。ここには世界 30ヶ国の 97 の研究機関から集まった 1000 人を超える研究者が研究している。

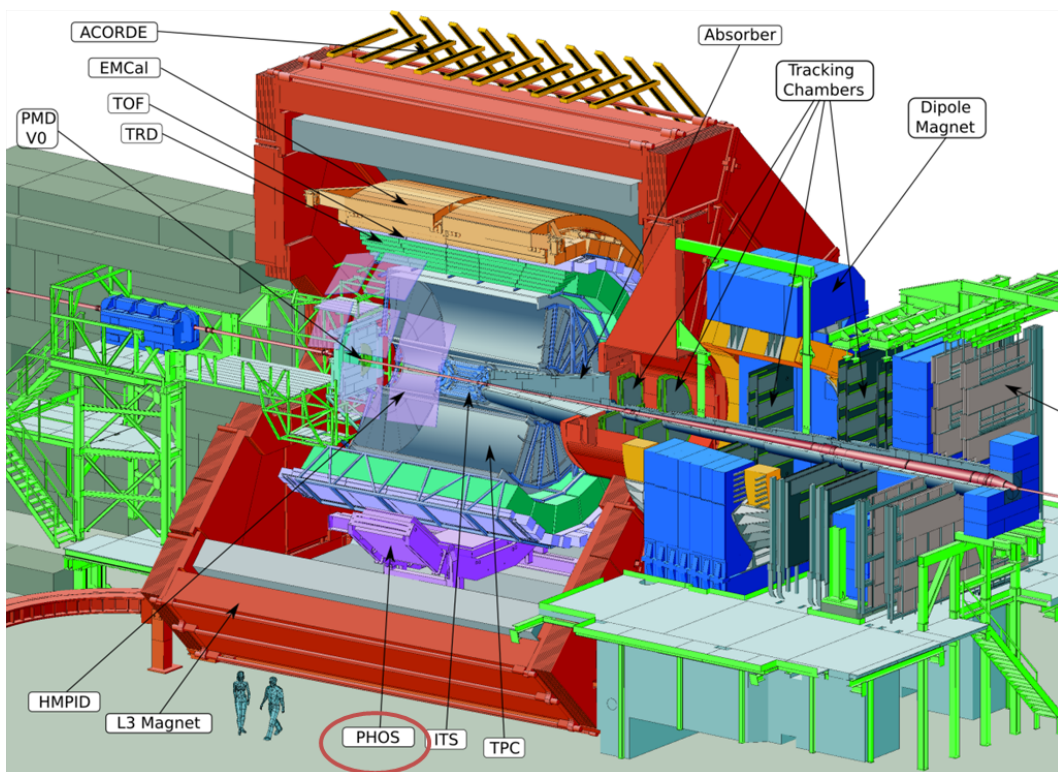


図 4: ALICE の全体図 [2]

1.3 フォトダイオード

フォトダイオードは、半導体のPN接合部に光を照射すると電流や電圧を発生する受光素子。広い意味では太陽電池も含むが、通常は光の強弱の変化を捕らえるセンサを意味する。フォトダイオードには、機能・構造で区別すると次のようなものがある。

1. PN フォトダイオード
2. PIN フォトダイオード
3. ショッキ型フォトダイオード
4. APD(アバランシェ・フォトダイオード)

これらはいずれも次のような特徴を備え、光の有無、強弱、位置、色などの検知に広く使用されている。

1. 入射光に対する直線性が優れている
2. 雑音が小さい
3. 感度波長範囲が広い
4. 小型・軽量
5. 長寿命

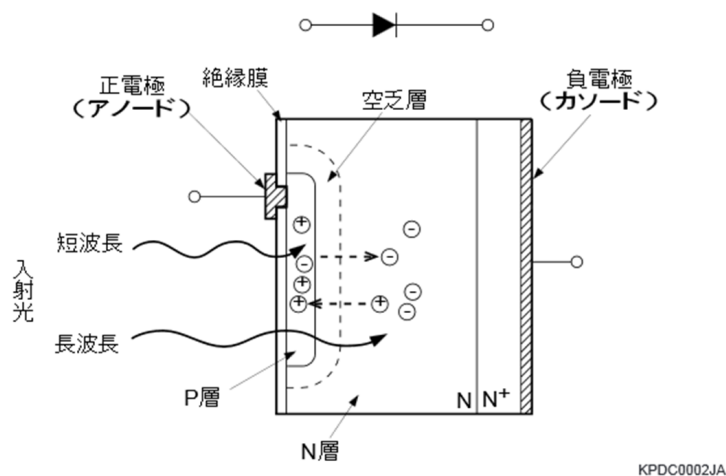


図 5: フォトダイオードの断面図 [5]

図 5 は、フォトダイオードの断面図の例。受光面側の P 型領域と基板側の N 型領域は PN 接合を形成し、光電変換部として働く。P 層と N 層の接合部の中性領域を空乏層という。表面 P 層、基板 N 層および底面の N^+ 層の厚さや不純物濃度をコントロールすることで、分光感度や周波数特性を制御することができる。フォトダイオードに光が照射され、その光エネルギーがバンドギャップエネルギー E_g より大きいと、価電子帯の電子は伝導体へ励起され、もとの価電子帯に正孔を残

す。(図 6) この電子-正孔対は、P 層、空乏層、N 層の至るところで生成し、空乏層中では電界のため電子は N 層へ、正孔は P 層へ加速される。N 層中で生じた電子-正孔対のうち、電子は P 層から流れてきた電子とともに N 層伝導帯に残り、正孔は N 層中を空乏層まで拡散し、加速されて P 層価電子帯に集まる。このように入射光量に比例して発生する電子-正孔対は、それぞれ N 層、P 層中に蓄積され、P 層は正に、N 層は負に帯電する。P 層と N 層から電極を取り出し外部回路を接続すれば、N 層側からは電子が、P 層側から正孔がそれぞれ反対側の電極へ向かって流れ、電流が発生する。このようね電流のもとになる半導体中の電子あるいは正孔のキャリアと呼ばれる。

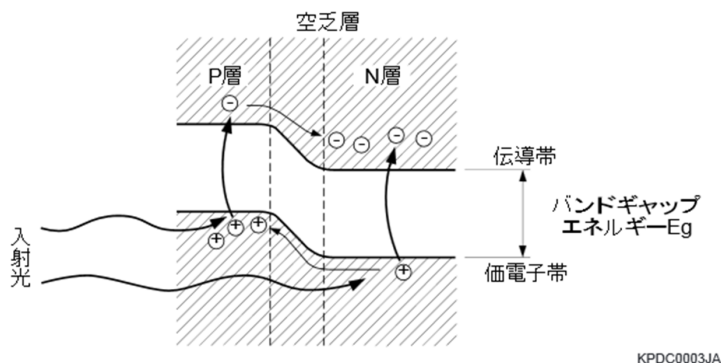


図 6: フォトダイオードの PN 接合の状態 [5]

1.3.1 APD

APD の光電流の発生機構は、通常の写真ダイオードと同じだが、APD は発生したキャリアを増倍する機構をもっている点が写真ダイオードと異なる。このとき入射光子数に対して発生した電子-正孔対の割合を量子効率 QE(単位:%) と定義する。PN 接合に逆電圧を印加すると、空乏層内部で発生した電子-正孔対のうち、電子は N^+ 側に、正孔は P^+ 側にそれぞれ電界によってドリフトするが、このときのキャリアのドリフト速度は電界が高くなるほど速くなるが、ある電界に達すると結晶格子と散乱頻度が増し、ある一定の速度に飽和するようになる。さらに電界が高くなると結晶格子との衝突を免れたキャリアは非常に大きなエネルギーをもつようになる。そして、このキャリアが結晶格子と衝突すると新たな電子-正孔対を発生させるように、イオン化は連鎖的に発生する。これがアバランシェ増倍である。特徴として、外部ノイズの影響を受けやすいため受光面積を小さくせざるを得ないが、量子効率が高く、磁場の影響を受けず、温度を下げると増幅率を上げる事をあげられる。

フォトダイオードの応対速度を決める要因には、CR 時定数、空乏層内のキャリアの走行時間 (ドリフト時間)、増倍にかかる時間 (増倍時間)、空乏層外からのキャリアの拡散電流による時間遅れがある。CR 時定数により決められる遮断周波数 $f_c(CR)$ は次の式で求められる。

$$f_c(CR) = \frac{1}{2\pi C_t R_L} \quad (1)$$

C_t :端子間容量

R_L :負荷抵抗

フォトダイオードを高速化するためには、端子間容量を小さくする必要がある。そのためには、受光面積を小さくし、空乏層を広くする必要。遮断周波数 $f_c(CR)$ と上昇時間 tr との関係は次の式で表される。

$$tr = \frac{0.35}{f_c(CR)} \quad (2)$$

空乏層を広くした場合、ドリフト時間が無視できなくなってきました。空乏層を走行する速度(ドリフト速度)は、電界強度が $10^4 V/cm$ 位から飽和し、その時のドリフト速度は約 $10^7 cm/s$ になります。アバランシェ層まで移動したりキャリアによりイオン化が起こり電子-正孔対が発生しますが、正孔は電子とは逆の方向に移動するため、APD の場合のドリフト時間は PIN フォトダイオードよりも長くなる。ドリフト時間を trd とすると、ドリフト時間から決められる遮断周波数 $f_c(trd)$ は次の式で表される。

$$f_c(trd) = \frac{0.44}{trd} \quad (3)$$

容量を下げるために空乏層を広くすると、ドリフト時間がながくなるため、CR 時定数から決められる遮断周波数 $f_c(CR)$ と走行時間で決められる遮断周波数 $f_c(trd)$ の両方を考慮する必要があります。アバランシェ層を通過するキャリアは、結晶格子と衝突を繰り返しながら進む。そのためアバランシェ層の単位距離を通過する時間より長くかかる。数百倍の増倍率で使用する場合、増倍時間が問題になることがある。空乏層外からのキャリアの拡散電流による時間遅れは、数 μs オーダーとなる。これは、入射光が Si 中へ到達する深さに対して、空乏層が十分に広がっていない場合に顕著に現れる。高速応答を実現するためには、使用波長を考慮して、空乏層を十分広げられる逆電圧を印加する必要がある。

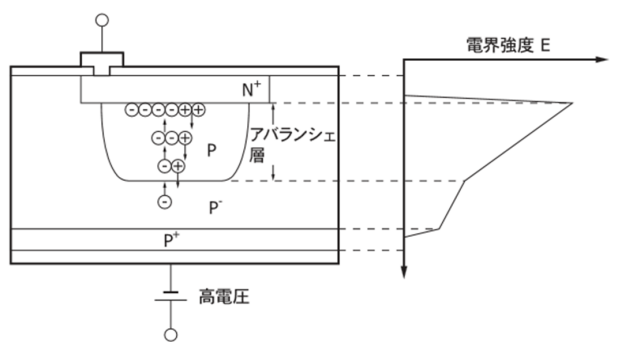


図 7: アバランシェ増倍の模式図 [5]

1.3.2 MPPC

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) は、Si-PM(Silicon Photomultiplier) と呼ばれるデバイス的一种で、ガイガーモード APD をマルチピクセル化した新しいタイプのフォトンカウンティング(光子測定)デバイス。光半導体素子でありながら、優れたフォトンカウンティング能力をもち、フォトンカウンティングレベルの微弱光を検出する様々な用途に利用できる。MPPC は、低電圧で動作し、高い増倍率、高い検出効率、高速応答、優れた時間分解能、広い感度波長範囲といった特徴があり、フォトンカウンティングにおいて必要とされる性能を高いレベルで実現している。

さらに、磁場の影響を受けない、衝撃に強い、入射光の飽和による焼き付きがないという固体素子ならではの優位性もある。

APD の逆電圧を承伏電圧以上にして動作されると、光量の大小に関係なく光入射によって素子固有の飽和出力が発生する (ガイガー放電)。この電圧で APD を動作される状態をガイガーモードと呼ぶ。ガイガーモードにおいては、1 フォトンの検出時においても放電現象により大きな出力が得られることが特徴であり、ひとたびガイガー放電が始まると素子内部の電界が保たれる間は放電が継続する。ガイガー放電を止めて、次の光子を検出するためには、動作電圧を下げるため APD に外部回路を設ける必要がある。ガイガー放電を止める具体的な例として、ガイガーモードで動作する APD にクエンチング抵抗を直列に接続し、APD のアバランシェ増幅を短時間で停止する方法がある。ガイガー放電による出力電流は鋭い立ち上がりのパルス形状で、クエンチング抵抗によるガイガー放電停止時の出力電流の立ち下りは、比較的なだらかなパルス状となる。(図 8) MPPC の構造を図 9 に示す。MPPC は、ガイガーモード APD とクエンチング抵抗を組み合わ

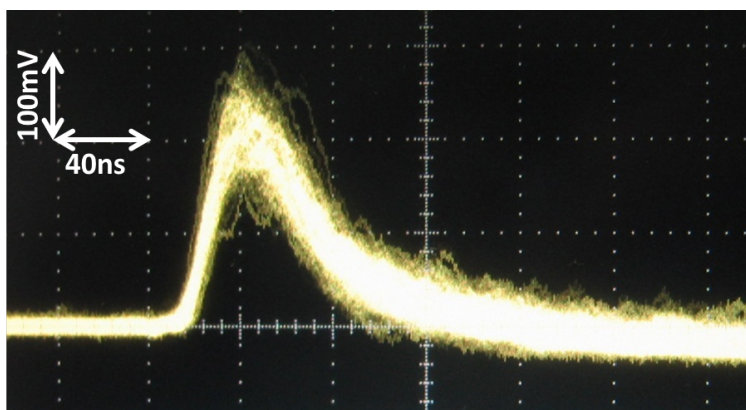


図 8: MPPC のプリアンプ出力

せたものを基本単位 (1 ピクセル) とし、多数のピクセルを 2 次元的に電氣的接続をした構造である。MPPC のピクセルは、それぞれが光子の検出時に同じパルスを出力する。複数のピクセルで発生したパルスは、重ねあわされて出力される。例えば、4 フォトンが別々のピクセルに同時に入射して検出された場合、MPPC からは 4 つのパルスが重ねあわされた高さの信号が出力される。各ピクセルからの出力パルス数は 1 つであり、入射光子数によって変化しない。このことは MPPC に入射する光子の数が増え、1 ピクセルに入射する光子数が複数になった場合、入射光子数に対する MPPC 出力の線形性が悪化することを意味する。入射光子数に見合ったピクセル数の MPPC を選択することが重要である。

光子数を見積もるためには、ADC などを用いて MPPC からの出力電荷量を計測することにより、検出した光子数の分布を見積もることが可能である。(図 10) ピーク値は左からベDESTAL、1 フォトン、2 フォトン、3 フォトン~に対応する。

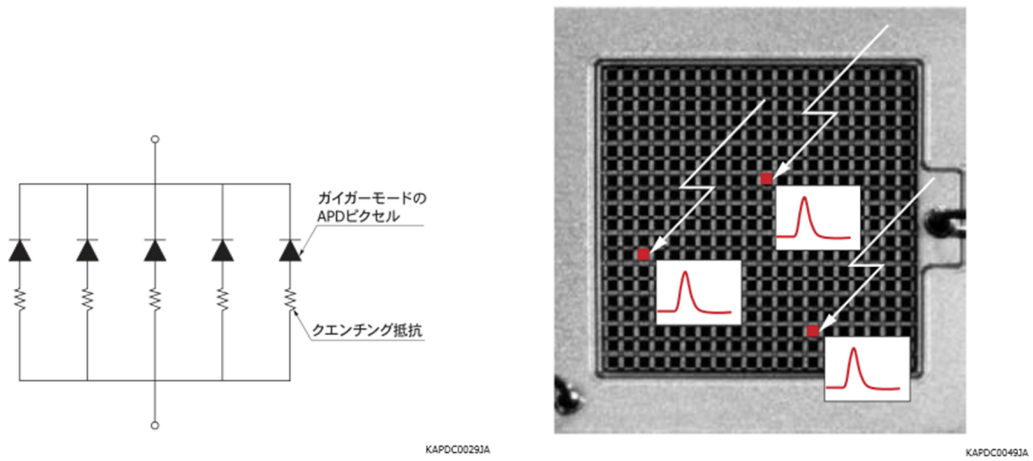


図 9: MPPC の構造 [5]

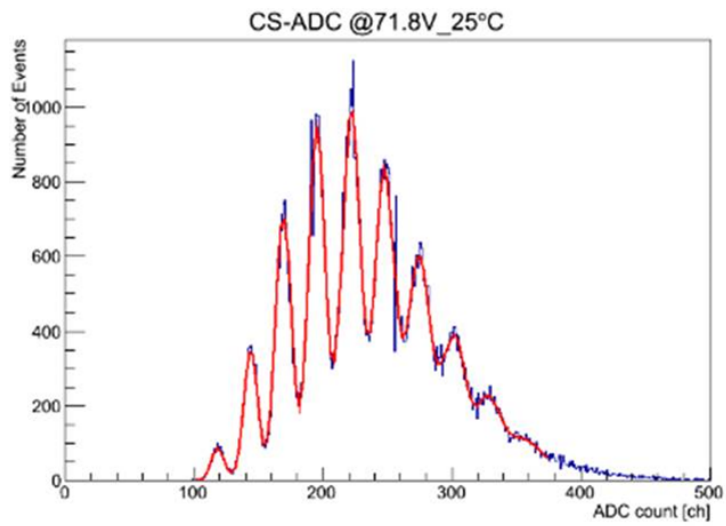


図 10: MPPC の出力電荷量分布

1.4 粒子と物質との相互作用

光子や荷電粒子が物質中を通過するとき粒子は物質と相互作用をしてエネルギーを失っていく。

1.4.1 電磁相互作用 (Bethe-Bloch の式)

原子や分子中の電子が荷電粒子からエネルギーを受け取る。受け取ったエネルギーが電子の束縛エネルギーより十分大きい場合には、電子は原子・分子から弾き飛ばされる (イオン化) が、受け取るエネルギーが小さい場合には、原子・分子の励起状態へと電子が励起されるのみである。物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性衝突の過程は荷電粒子と電子との散乱である。この場合は、荷電粒子 (原子核) がやってきて静止している電子と散乱するわけだが、原子核が静止している系で見ると、電子と原子核との散乱とみなせる。このことから荷電粒子の物質中でのエネルギー損失量を表す Bethe-Bloch の式を導くことが出来る。

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2(\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (4)$$

ここで $-dE$ は距離 dx を進む間に失うエネルギーの大きさ、 n は物質中の原子の密度、 Ze は物質原子の電荷、 m_e は電子の質量、 βc と ze は荷電粒子の速度と電荷を表す。 I は物質原子の平均励起ポテンシャルとよばれるパラメータであり、物質ごとに測定値から求められるべき量である。近似的に $I = 16Z^{0.9} eV$ ($Z > 1$ の場合) となることが知られている。

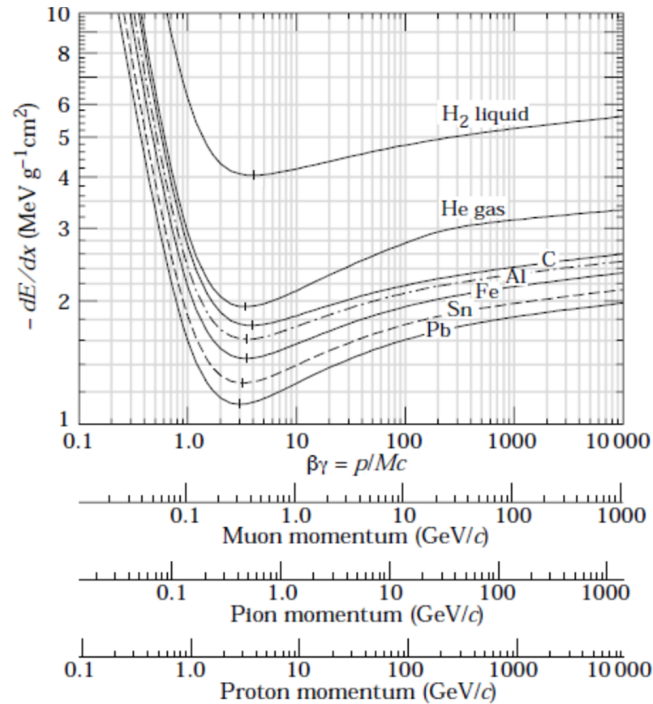


図 11: 電離損失によって失うエネルギー [6]

Bethe-Bloch の式の特徴としては、エネルギー損失の大きさが粒子の質量によらず、電荷の二乗 z^2 に比例し、速度について β^{-2} に比例することがあげられる。この特徴の為に、粒子の速度がほ

とんど光速に近い $\beta \simeq 0.96$ 程度になると電荷 ze が等しければ、粒子の種類によらず dE/dx がほぼ一定値となる。一方、 β が小さい時は $1/\beta^2$ に比例して dE/dx は大きな値になる。 $\gamma \simeq 3$ 程度の時、エネルギー損失はほぼ一定値の最小値 (最小電離損失: minimum ionization loss) をとり、そのような粒子を最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle: MIP) と呼ぶ。例えば電荷 e の粒子 (陽子、パイ中間子、ミュー粒子など) に関しては以下のようになることが分かっている。

$$-\frac{dE}{d(\rho x)_{min}} \simeq 2MeV/gcm^{-2} \quad (5)$$

1.4.2 制動放射 (Bremsstrahlung)

高エネルギーの荷電粒子が原子核のつくる強い電場によって減速されて光子を放出する過程を制動放射という。制動放射の断面積は $(z/m)^2$ に比例するため、電子の様な軽い荷電粒子では電離損失よりもエネルギー損失の寄与が大きくなる。電子における制動放射による平均エネルギー損失は、

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = \alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \sim \frac{E}{X_0} \quad (6)$$

でもとめることができる。ここで X_0 は放射長と呼ぶ。高エネルギーの電子の電離損失におけるエネルギー損失は制動放射に比べて小さくなる (図 12)。この場合、えねるげー損失は放射長のみで表すことができ、先の式が良い近似になる。最初に E_0 のエネルギーを持っている電子が入射した場合の平均エネルギー損失は、

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{X}{X_0}\right) \quad (7)$$

となり、放射長 X_0 は入射電子のエネルギーを $1/e$ にする厚さに等しい。

一方、電子のエネルギーが小さい場合は電離損失によるエネルギー損失が主となる。イオン化エネルギーと制動放射によるエネルギー損失の値が等しくなるエネルギーを臨界エネルギー E_c は近似的に以下のようになる。

$$E_c \sim \frac{580}{Z} MeV \quad (8)$$

1.4.3 対生成

光子と物質の相互作用は主に、光電効果・コンプトン散乱・対生成の3つである。

光電効果は、光子が原子に吸収され主に最内殻 (K 殻) の電子が運動エネルギー $E = (h\nu - \text{束縛エネルギー})$ で飛び出してくる。光電効果は光子のエネルギーの小さい領域で支配的である。

コンプトン散乱は、原子中の電子の束縛エネルギーが無視できるほど入射粒子のエネルギー $h\nu$ が大きくなると、光子と電子の衝突は自由電子との衝突と考えることができる。自由電子はエネルギー運動量保存則から光子を吸収できないので、可能な過程は (自由) 電子による光子の散乱、すなわちコンプトン散乱が起こる。

対生成は、光子のエネルギーが $h\nu > 2m_e c^2 = 1.02MeV$ となると、物質中の電磁場との相互作用により、光子が急に消滅して1対の電子と陽電子が運動エネルギー $h\nu - m_e c^2$ を分かち合って飛び出すことがある。なおこの過程は、エネルギー保存則や運動量保存則が成り立たない真空中では起こらないが、電子核のクーロン場のおかげでこれが起こりうる。それぞれの相互作用が支配的

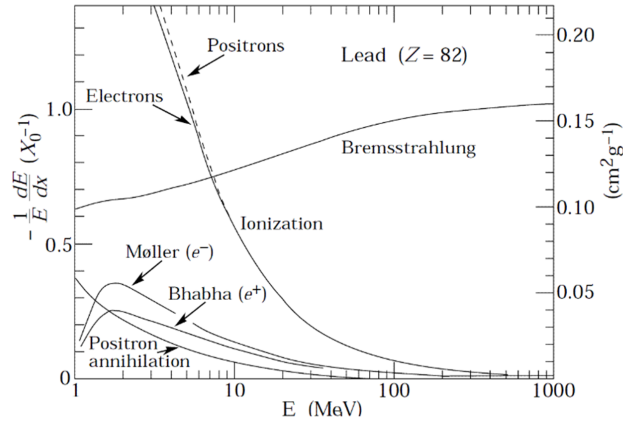


図 12: 電子・陽電子の1放射長あたりのエネルギー損失 [7]

なエネルギー領域は図 13 を見てもらえばわかりやすい。高エネルギー実験においてはこの現象が支配的であると言える。

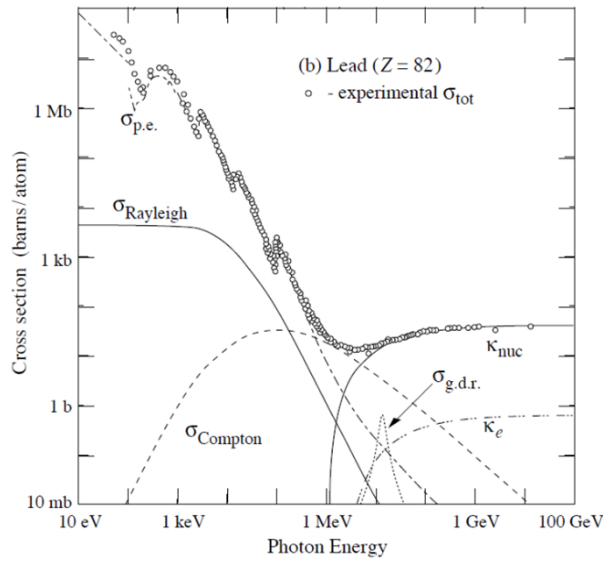


図 13: 鉛中での光子の全反応断面積 [7]

1.5 電磁シャワー

高エネルギーの光子が物質中に入射した場合、光子は高エネルギーの電子・陽電子を生成する。この電子・陽電子のエネルギーが制動放射に十分なエネルギーを保っている場合には電子・陽電子のそれぞれが制動放射で光子を放出する。この光子が再び電子・陽電子を生成する。この反応が電

子・陽電子が制動放射よりもイオン化によるエネルギー損失が大きくなるまで続き、電子・陽電子と光子がネズミ算的に大量に生成されていく。この現象を電磁シャワーという。(図 14)

高エネルギー粒子の物質中での相互作用のしやすさは物質固有に決まっている。入射粒子の進行方向の相互作用に関する距離を放射長といい、進行方向の広がりやすさをモリエル半径という。放射長は以下のように定義される値である。(1) 電子に対して、放射長によってエネルギーが $1/e$ (e: ネイピア数、 ~ 2.72) になるまでの平均距離。(2) 光子に対して、対生成を起こす平均自由行程の $7/9$ 倍。2つの定義を持つのは、光子が1回の反応でエネルギーを失うため、 $1/e$ となる距離を定義できないためである。放射長の長さは物質ごとに計算されており、近似式として、

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot gcm^{-2} A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (9)$$

と求められている。ここで A は原子の質量、 Z は原子数である。 A/Z は物質によってあまり変化しないため、この式から原子数の増加とともに電子密度が増加して放射長が短くなることが分かる。垂直方向の広がりにはモリエル半径 R_M でよく評価できる。

$$R_M = X_0 \frac{21MeV}{E_c} \quad (10)$$

ここで E_c は臨界エネルギーであり電子の制動放射によるエネルギー損失とイオン化によるエネルギー損失が一致するエネルギーである。物質によって異なるが $10MeV$ 程度のオーダーである。 $1R_M$ 以内のシャワーのエネルギーの 90% が収まる。

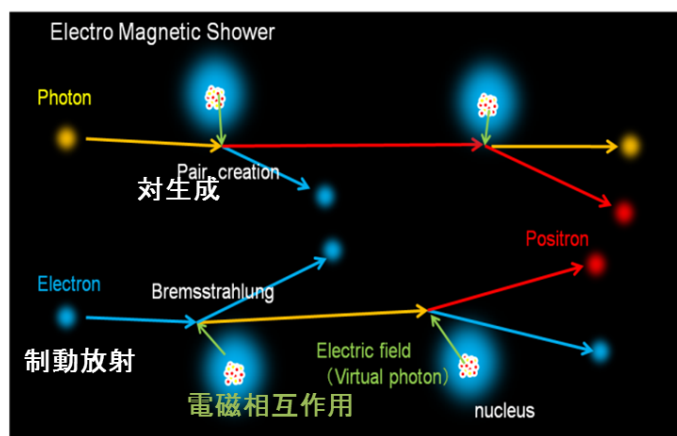


図 14: 電磁シャワーの概念図 [7]

1.5.1 宇宙線

宇宙からは、主に陽子からなる一次宇宙線という高エネルギー粒子が飛来してきます。一次宇宙線が大気中に入り、大気中原子と反応を起こすことで構成する粒子が変化し二次宇宙線になります。二次宇宙線の多くがパイ中間子であり、荷電パイ中間子はミューオンに崩壊します。ミューオンは地上でも観測することが可能です。地上では平均 $4GeV$ のエネルギーをもち、主に上空 $15km$ にて生成される。

1.6 PHOS 検出器

PHOS 検出器はタングステン酸鉛をシンチレータ部とし、APD を受光部とした電磁カロリメータである。衝突地点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置しており、1つのモジュールが方位角でおよそ 20° 、擬ラピディティでは $-\eta \sim +\eta 0.12$ の範囲をカバーしている。PHOS 検出器は鉛鉛衝突による粒子多重度が高い衝突において、光子、荷電粒子、中性ハドロンの測定が可能である。特に光子測定に特化していて、光子の直接測定や軽い中性中間子の測定に最適化されている。

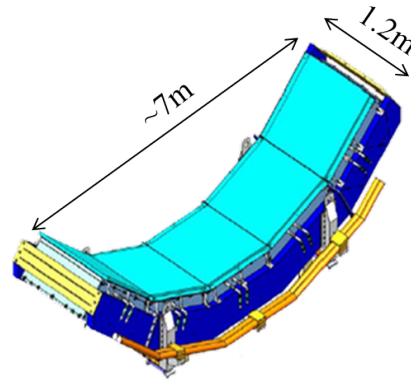


図 15: PHOS の全体像 [3]

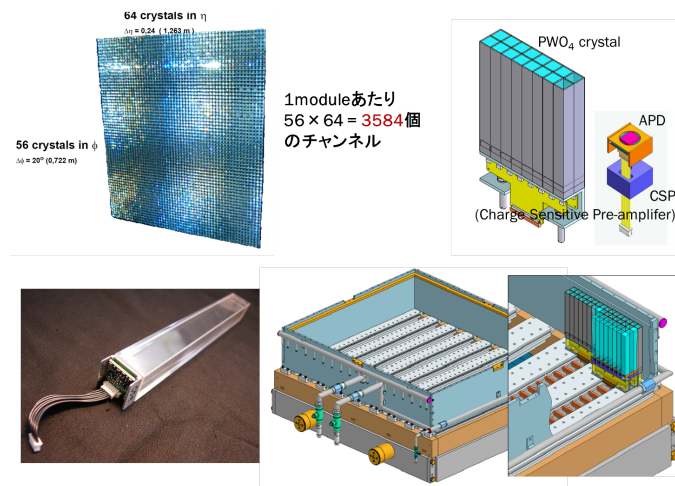


図 16: PHOS の構造

1.6.1 タングステン酸鉛

PWO 結晶は、無機シンチレータである鉛タングステン酸単結晶 ($PbWO_4$) を $22 \times 22 \times 180mm^3$ に加工した結晶である。PWO の性能について、他の無機シンチレータの性能を並べて表??に載せる。PWO 結晶は、比重は $8.3g/cc$ と重く、放射長は $0.89cm$ と短いため、コンパクトな電磁カロリメータを構成する事が可能である。また、モリエール半径が $2.0cm$ と短い事から、2 粒子分離分解能を追及する GeV 領域の電磁カロリメータ素材として優れている。ただし、蛍光量が他の電磁カロリメータに使われるシンチレータと比較して非常に少ないため、工夫が必要である。PHOS 読み出しチャンネルのゲインの温度依存性を調べた図??によると、PWO 結晶の発光量は、温度が $1^\circ C$ 下がるごとに約 3 % 増加する。つまり、温度を下げた状態にする事で、発光量の少なさをカバーできる。今回は、大型冷蔵庫を用いて $-25^\circ C$ に下げて実験を行う。

表 3: 無機シンチレータの性質

物質	密度 [g/cm^3]	放射長 [cm]	モリエール半径 [cm]	減衰時間 [ns]	光量 [NaI 比]
NaI	3.67	2.59	4.5	250	1.00
PWO	8.28	0.89	2.0	5~15	0.01
BGO	7.13	1.12	2.4	300	0.15
CsI	4.53	1.85	3.8	565	0.40

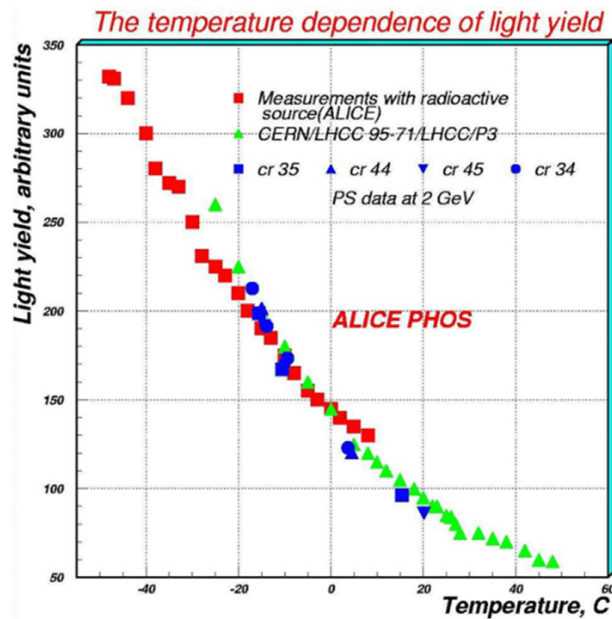


図 17: PHOS 検出器の発光量温度依存性 [7]

1.6.2 動作原理

前節で説明したように、シンチレータ部である PWO に粒子が入射するとエネルギーを落とし、電磁シャワーによって入射エネルギーに対応した光子が発生する。この光子を受光センサーである APD を用いて観測する。

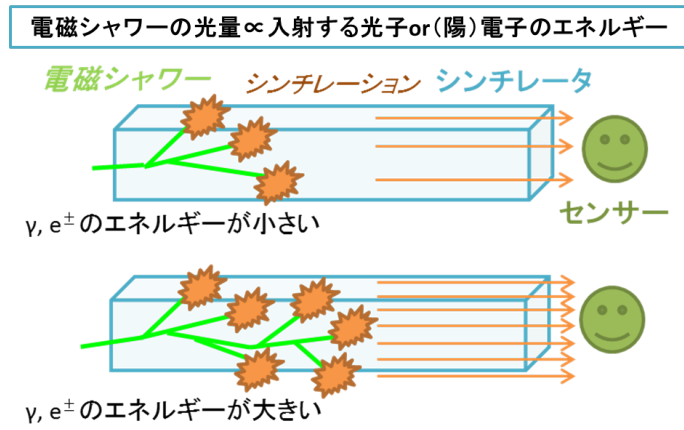


図 18: PHOS の動作原理

1.7 研究目的

私たちの研究室では、粒子加速器を用いた高エネルギー原子核衝突の実験的研究により、このクォーク物質状態を制御可能かつ系統的に実験室中に再創成し、そこで発生する多様な素粒子物理現象を探求している。壮大な宇宙創成の重要な一場面の実験的解明を通じた宇宙創生のシナリオの完成を究極の目標とし日々研究をしている。

その一環として、CERN 研究機構の大型原子核衝突型加速器 LHC において実験研究 ALICE に参加し、ロシアや中国の研究グループらとともに、高いエネルギー分解能と位置分解能を実現した電磁カロリメータ PHOS を開発・導入し、2013 年から 2 年間行われるロングシャットダウンまで、世界最新のデータを測定した。

私たちは、2010 年から 3 年間測定した経験から、より精度高く熱光子を観測するためのアップデートを目標としている。それは、PHOS 検出器の時間分解能を向上させ、約 2GeV のエネルギーを落とす熱光子と反中性子を識別しようというものである。ゼロ質量の光子と $939.565 MeV/c^2$ の質量をもつ反中性子では、外側に位置する PHOS に飛んでくるまでに時間差が生じることを利用している。この識別に必要な時間分解能は表 4 のようになっている。つまり、PHOS 検出器の時間分解能をサブナノ秒にまで向上させたい。しかし前章で説明したように、APD は時間分解能に関しては秀でることのない構造となっている。研究室の OB である坂さんの卒業論文によると数百 ns のオーダーである。

この問題を解決するために私たちが目を付けたのがピクセル型光半導体素子 MPPC である。MPPC は APD の長所である高い量子効率による高いエネルギー分解能と広いダイナミックレンジを保持したまま高い時間分解を実現する素子として浜松ホトニクスで開発されたものである。今回の研究は、宇宙線を用いてシンチレーション光を観測し、両端に APD と MPPC を取り付けた PWO 結晶 ($2 \times 2 \times 18 \text{cm}$) を縦置きにして実験を行うことで、ALICE 実験で実際に稼働している PHOS 検出器の 1crystal に入射した状況を再現した。解析では、スタートカウンターから MPPC(APD) までの TOF(Time of Flight) の半値幅を時間分解能と定義し、出力信号の大きさによる時間ゆらぎに Time-walk 補正を適応することで精度高く時間分解能を算出した。

表 4: 粒子識別に必要な時間分解能 (反中性子の質量約 $1 GeV/c^2$)

運動量 $p[GeV/c]$	$\beta = p/E$	必要な時間分解能 (3σ)
1GeV/c	0.707	2ns
3GeV/c	0.949	263ps
5GeV/c	0.981	95ps

2 実験

この章では実験のセットアップと解析方法を説明する。

2.1 セットアップ

時間分解能を求めるためには高エネルギーの粒子をシンチレータに入射する必要がある。今回は宇宙線由来のミューオンを用いた。データを読み出すシステムは CAMAC を使い、NIM を使って CAMAC へ入力する信号を調節した。

CAMAC モジュールは、観測した信号の電荷量を測定する CS-ADC、信号の高さを測定する PH-ADC、start 信号からの時間差を測定する TDC はフルスケールが 118or236ns に可変の TDC1 とフルスケールが 1or2 μ s に可変の TDC2 を用いた。

2.1.1 プラスチックシンチレータを用いたセットアップ

PWO は前章で説明したように発光量が少ないため、宇宙線のような低いエネルギーの粒子を測定する場合は -25℃ まで冷やさないと測定を行うことが出来ない、また非常に重く割れやすいため扱いづらい。そこで性能をよく知られたプラスチックシンチレータを用いて実験を行うことで実験手法を確立する。

図 19 のように 3 つのプラスチックシンチレータを用いる。上下にプラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT) を設置することで、この 2 つのシンチレータが同時に光った時、そこを宇宙線が通ったことを保証する。この事象をトリガー信号として測定を行った。測定に用いた PMT と 2 つの MPPC は観測したエネルギーとトリガーからの時間差を同時に測定した。

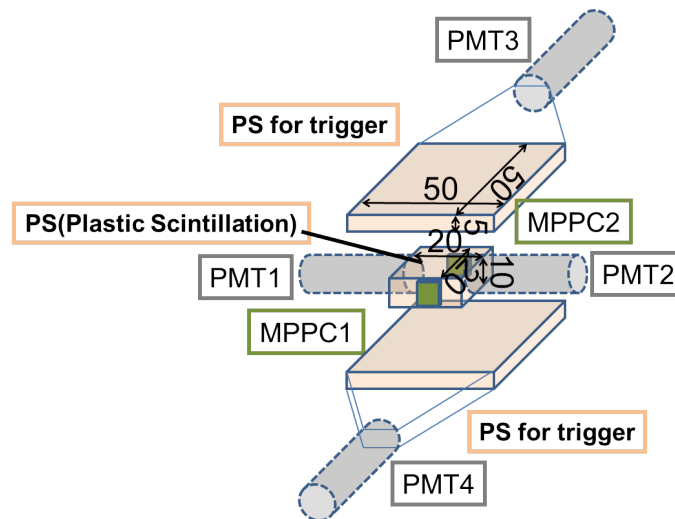


図 19: プラスチックシンチレータを用いたセットアップ

測定は暗箱内で行い、4 つの PMT と 2 つの MPPC の TDC と CS-ADC をそれぞれ測定する。

PMT からの出力は、エネルギーを測定するために生信号を CS-ADC へ入力し、NIM 信号に変換するためにディスクリミネータ (DISCRI) へ入力する。生成された NIM 信号はタイミングを調

整しそれぞれの TDC へ入力される。また、PMT3 と PMT4(上下) の PMT 信号のコインシデンス (Coin) をトリガー信号とした。V ETO 回路とは CAMAC で 1 つのシグナルを読み出している間に、新しいシグナルが入力されないように一定時間の信号の入力を拒絶する回路である。

MPPC からは正符号で出力するため、FAN IN/OUT を用いて信号を反転させる、反転後の信号は一方の生信号を CS-APD に入力し、もう一方を DISCRI に入力した。生成された NIM 信号をそれぞれの TDC へ入力する。

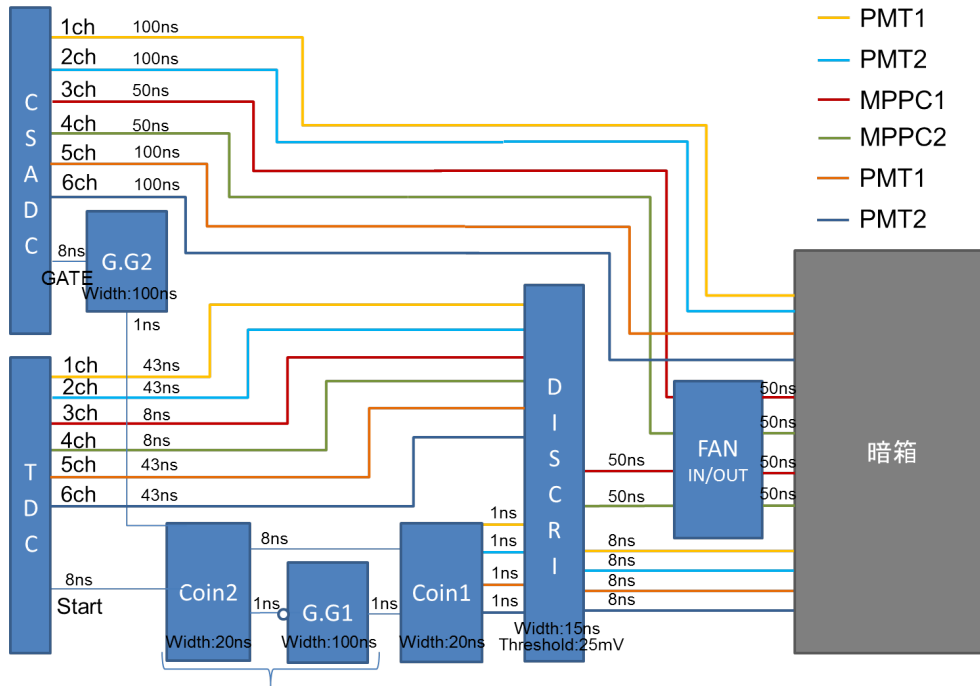


図 20: プラスチックシンチレータを用いた実験のデータ読み出しシステム

2.1.2 PWO(横置き)を用いたセットアップ

プラスチックシンチレータを用いた実験により確立された測定回路を用いてシンチレータ部をPWOに変更し、図 21 のようにセットアップした。端にそれぞれMPPCとAPDを付けることにより、同一イベントを観測した際の時間分解能を比較可能にした。実際のPHOS検出器で 사용되는長辺に平行な位置から入射したイベントでの実験に比べ、短い時間で十分なイベント数を検出可能な為、先に短い距離を通過する場合の測定を行った。しかし、Bethe-Blochの式からも分かるように、シンチレータ部を入射粒子が通過する距離が短いため、十分な光量を観測できない可能性があり、精度よく時間分解能を評価するには不向きである。(トリガーレート:350/day)

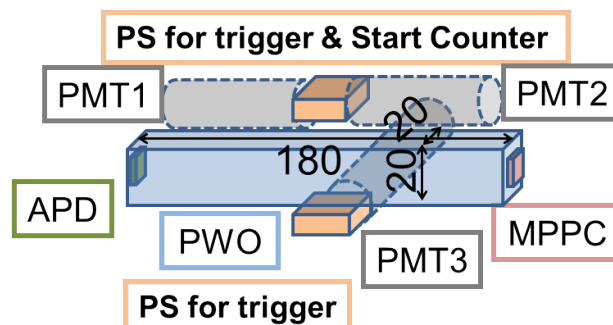
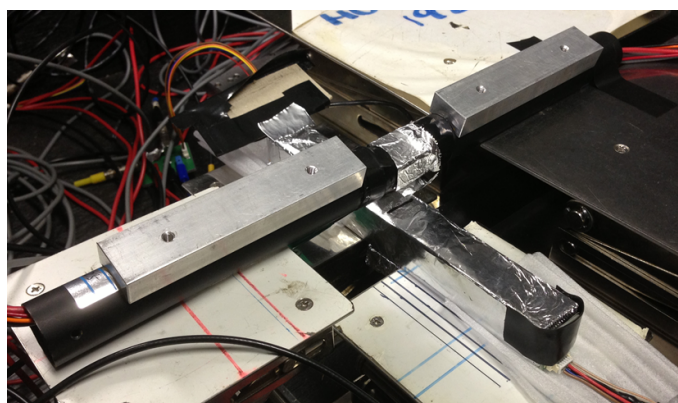


図 21: PWO(横置き)を用いたセットアップ

測定は冷蔵庫内で -25°C にして行う。TDC1はFull Scale 118ns、TDC2はFull Scale $1\mu\text{s}$ に設定した。

PMTからの出力は、エネルギーを測定するために生信号をCS-ADCへ入力し、NIM信号に変換するためにDISCRIへ入力する。生成されたNIM信号はタイミングを調整しそれぞれのTDCへ入力される。また、3つのPMT信号のコインシデンスをトリガー信号とした。

MPPCからは正符号で出力するため、FAN IN/OUTを用いて信号を反転させる、反転後の信号は一方の生信号をCS-APDへ入力し、もう一方をDISCRIへ入力した。生成されたNIM信号をそれぞれのTDCへ入力する。

APDからの出力は、図 23 のように $2\mu\text{s}$ 近くの幅をもつため、Shaperアンプへ入力することで信号の電荷量に比例した高さをもつ信号に変換する。変換後の信号は一方の信号をPH-ADCへ入力し、もう一方をDISCRIへ入力した。生成されたNIM信号をそれぞれのTDCへ入力する。

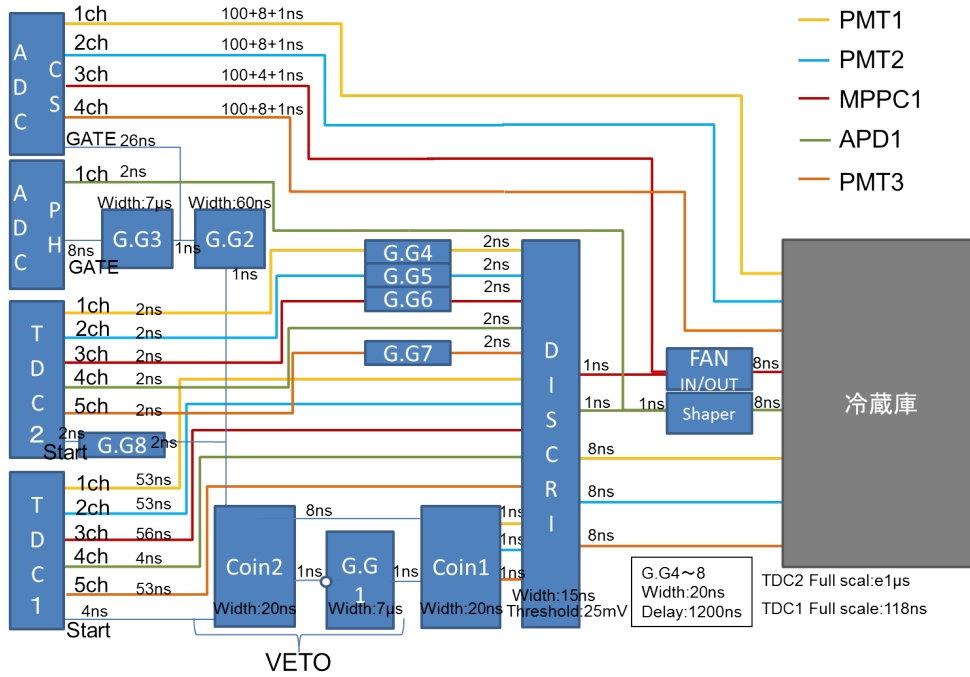


図 22: PWO(横置き) 実験のデータ読み出しシステム

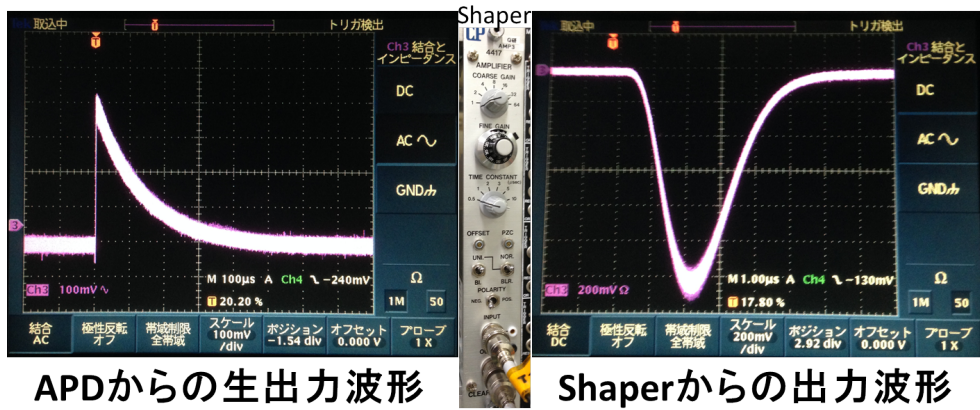


図 23: Shaper の動作

2.1.3 PWO(縦置き)を用いたセットアップ

図 24 のように、PWO を立てた状態での測定を行った。APD と MPPC の設置位置に関してだが、シンチレーション光は等方的に発光するため、同じイベントを観測できている。この実験における時間分解能は PHOS 検出器に MPPC を適応した場合の時間分解能に対応する。(トリガーレート:35/day)

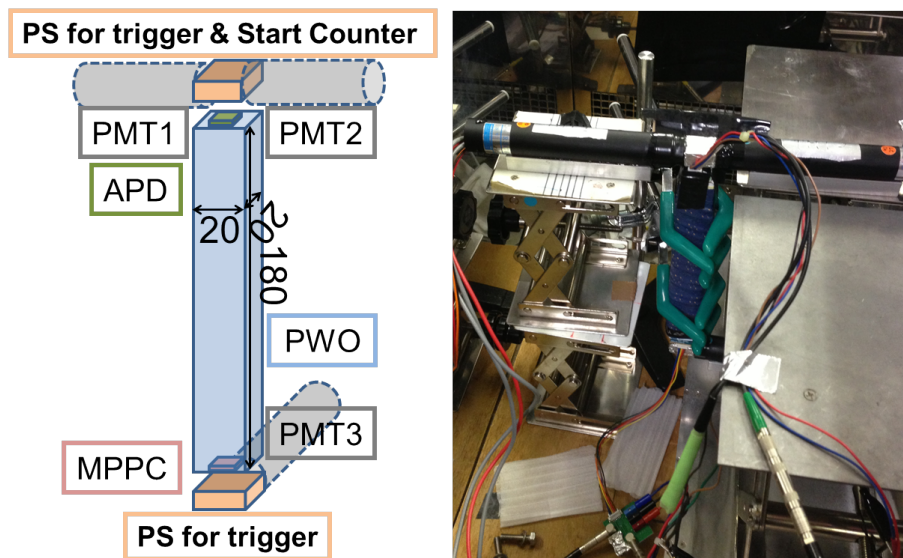


図 24: PWO(縦置き)を用いたセットアップ

データ読み出しシステムは PWO を横置きにした場合と多くの点は同じだが、TDC2 の Full Scale を $2 \mu s$ に変更し、MPPC からの出力電荷が CS-ADC の Full Scale を超えてしまったためアッテネータ (ATT) を用いて電荷を 1/10 に減衰させて ADC に入力した。

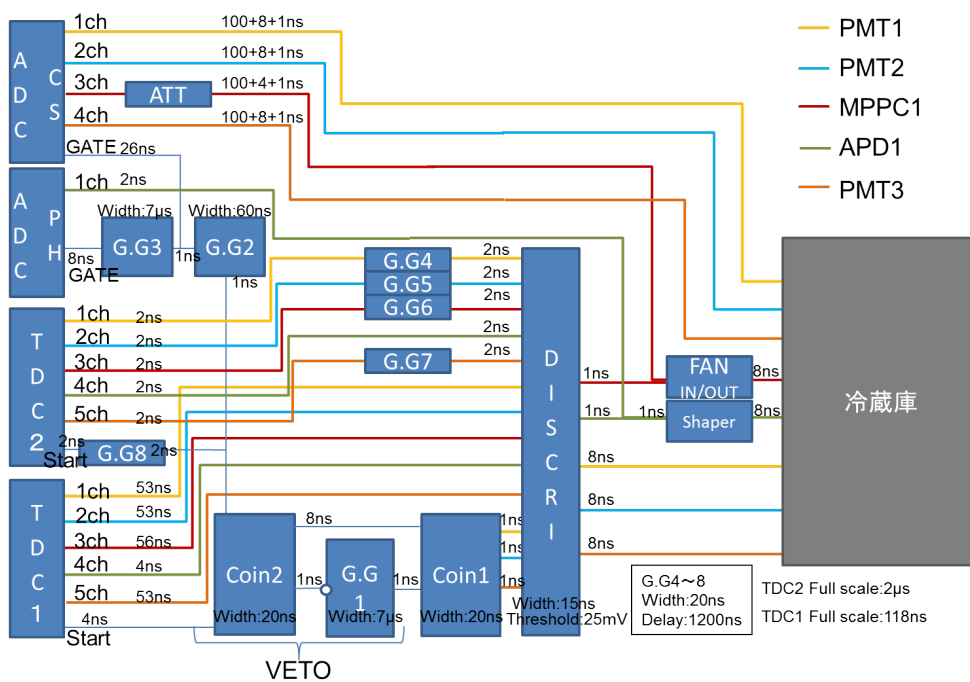


図 25: データ読み出しシステム

2.2 解析方法

測定したデータから時間ゆらぎを求めた。

2.2.1 ノイズ成分のカット

解析には宇宙線のイベントを選んで行いたい。序論でも述べたように宇宙線は一定のエネルギーを落とすため、測定した ADC のデータ内には、宇宙線由来のエネルギー分布とノイズ成分 (ペDESTAL) が分かれて分布する。そこでトリガーに用いた PMT の ADC データを用いてペDESTAL の成分を除いたデータを用いる。

2.2.2 TOF

時間分解能を評価するためには、調べたい対象のゆらぎ以外は取り除きたい。TDC データに含まれる時間ゆらぎは (TDC のデータ) = (素子固有のゆらぎ) + (トリガータイミングのゆらぎ) + (入射位置によるゆらぎ) の 3 成分で定義することが出来る。しかし、今回の実験では、粒子を入射している範囲が狭く入射位置によるゆらぎは十分無視できるものとする。

PWO を縦置きにしたセットアップの場合、次の 4 つの時間ゆらぎを考えられる。

$$\sigma_{TDC_{PMT1}} = \sigma_{PMT1} + \sigma_{trigger} \quad (11)$$

$$\sigma_{TDC_{PMT2}} = \sigma_{PMT2} + \sigma_{trigger} \quad (12)$$

$$\sigma_{TDC_{MPPC1}} = \sigma_{MPPC1} + \sigma_{trigger} \quad (13)$$

$$\sigma_{TDC_{APD1}} = \sigma_{APD1} + \sigma_{trigger} \quad (14)$$

ここでトリガータイミングのゆらぎを取り除くため、PMT1 と PMT2 から MPPC と APD それぞれへの TOF (飛行時間) を求める。TOF は、次の式で定義する。

$$\begin{aligned} \sigma_{TDC_{PMTave1,2}} &= \frac{TDC_{PMT1} + TDC_{PMT2}}{2} \\ &= \frac{\sigma_{PMT1} + \sigma_{trigger} + \sigma_{PMT2} + \sigma_{trigger}}{2} \\ &= \frac{\sigma_{PMT1} + \sigma_{PMT2}}{2} + \sigma_{trigger} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} TOF_{MPPC1} &= TDC_{MPPC1} - TDC_{PMTave1,2} \\ &= \sigma_{MPPC1} - \frac{\sigma_{PMT1} + \sigma_{PMT2}}{2} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} TOF_{APD1} &= TDC_{APD1} - TDC_{PMTave1,2} \\ &= \sigma_{APD1} - \frac{\sigma_{PMT1} + \sigma_{PMT2}}{2} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで PMT の時間分解能は MPPC や APD のそれに比べ、1~2 桁小さいので無視できるとすると、

$$TOF_{MPPC1} = \sigma_{MPPC1} \quad (18)$$

$$TOF_{APD1} = \sigma_{APD1} \quad (19)$$

と考えられる。

2.2.3 Time-Walk 補正

MPPC と PMT からのシグナルはディスクリミネータを通して TDC へ送られる。ディスクリミネータは任意の閾値を超えるシグナルが入力したときに NIM 信号を出力する。しかし、閾値は常に一定のためシグナルの大きさにより、NIM 信号を出力する時間が変化する。つまり、図 26 のように小さなシグナルは大きなシグナルに比べ、NIM 信号の出力に遅れが生じる。そのため、TDC 分布はテールを持つ形になる。このことを Time-walk というのだが、時間分解能を評価する場合、この Time-walk を補正する必要がある。Time-walk の効果は TDC 対 ADC の関数を用いて次の式のように書ける。

$$TDC = \frac{p_0}{\sqrt{ADC}} + p_1 \quad (20)$$

p_0, p_1 : const

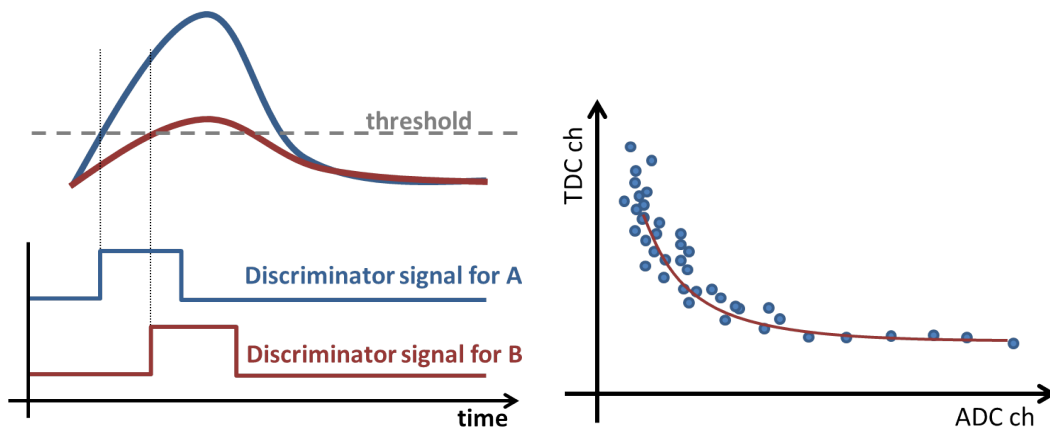


図 26: Time-walk 補正の概念図

3 結果・考察

この章では行った実験の結果を説明する。準備実験である2つの実験結果を元に、PWO結晶を縦置きした測定において、MPPCとAPDの時間分解能を評価した。

3.1 プラスチックシンチレータを用いた実験

プラスチックシンチレータを用いた実験の結果をまとめたものが図27である。横軸がそれぞれのCAMACモジュールのチャンネル数、縦軸をカウント数である。

最下層にある4つのヒストグラムはトリガーに用いたPMTの結果であるため、ADC分布がきれいにベDESTALと宇宙線イベントが分かれていることが分かる。PMT1,2とMPPC1,2に関してはベDESTALが大部分であるため、縦軸をlogにスケールリングすることで宇宙線イベントがあることが確認できる。全イベントは300000event。

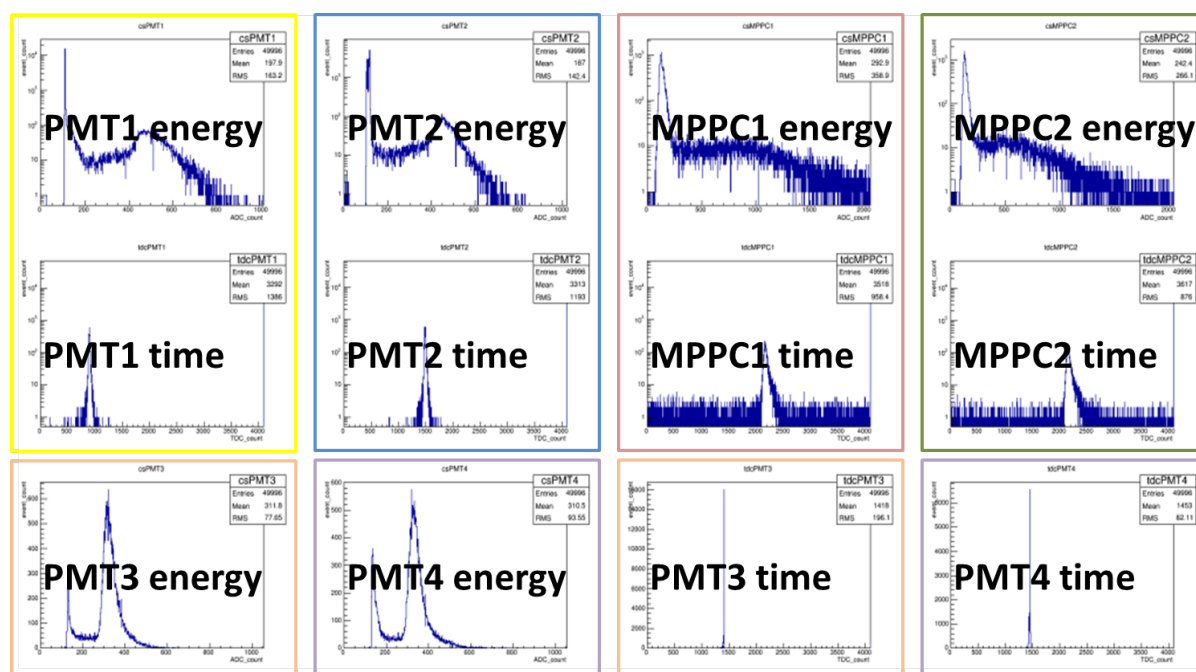


図 27: プラスチックシンチレータを用いた測定の元データ

PMT それぞれのペDESTAL部イベントをカットした結果をまとめたものが図 28 です。図 27 と見比べてみれば分かるように、MPPC のペDESTAL部もカット出来ている。このデータの内、PMT1,2 の TDC と MPP C1,2 の TDC データを用いて解析を行う。MPPC の TDC 分布に見えているテール部分は Time-Walk の考え方より、低エネルギーのイベントが原因だと考えられる。

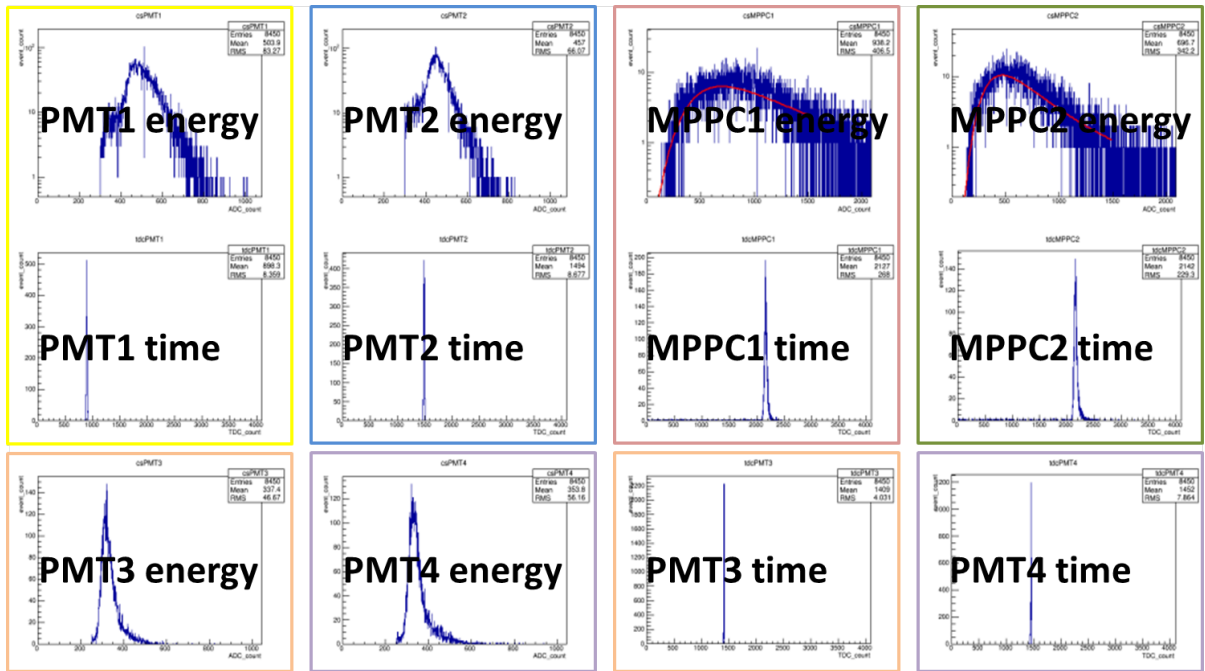


図 28: プラスチックシンチレータを用いた測定のカット後データ

TDC(Full Scale: 118ns)の結果を元に、 x 軸をそれぞれのMPPCのADC。 y 軸を $TOF_{MPPC1or2} = TDC1_{MPPC1or2} - TDC1_{PMTave1,2}$ でプロットしたものが図29の上の2次元グラフである。この結果をTime-Walk補正の式でFitする。Time-Walk補正のFit関数を用いて求めた $TOF2_{MPPC1or2} = TOF_{MPPC1or2} - (\text{求めたFit関数})$ のヒストグラムが図29の下のグラフです。このヒストグラムの幅はPMTとMPPCの時間ゆらぎの足し合わせだが、MPPCに比べPMTの方がはるかに時間ゆらぎが小さいことが分かっているため、今回求めたヒストグラムの幅はMPPCの時間ゆらぎが支配的である。このことから、

$$\sigma_{MPPC1} \sim 386.4 \pm 4.4(ps) \quad (21)$$

$$\sigma_{MPPC2} \sim 373.4 \pm 3.8(ps) \quad (22)$$

と求めることが出来た。

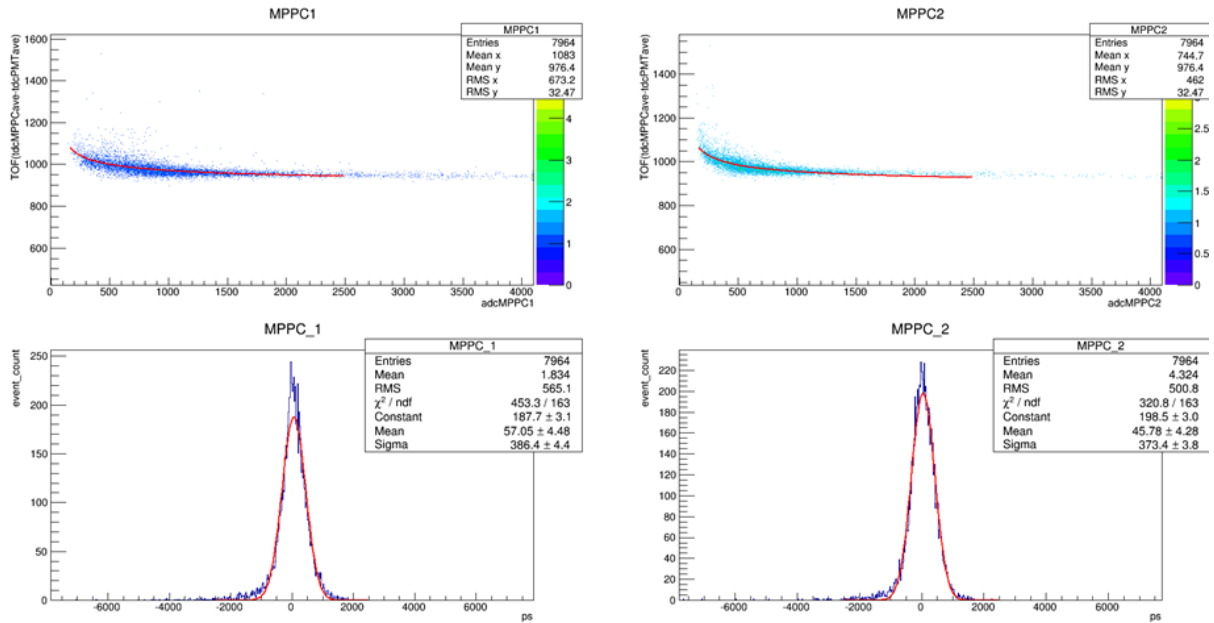


図 29: プラスチックシンチレータを用いた測定結果

3.2 PWO(横置き)を用いた実験

PWO(横置き)を用いた実験の結果をまとめたものが図 30 である。横軸がそれぞれの CAMAC モジュールのチャンネル数、縦軸をカウント数である。全イベントは 3000event。

MPPC の ADC の分布を見てもらえれば分かるように、PWO を横置きにした場合に MPPC で観測されるシンチレーション光は 1~10Photon 程度であり、非常に光量が少ない。つまり、MPPC から出力される波形の立ち上がりが小さく、時間分解能が悪いことが予想される。実際、Full Scale 118ns の TDC1 では分布が広がり、解析に十分なイベントを確保できていない。そのため、TDC2 の Full Scale を $1 \mu\text{s}$ に設定し、このデータを用いて MPPC の時間分解能を評価する。MPPC の TDC 分布に見えているテール部分は Time-Walk によって、低エネルギーのイベントが原因だと考えられる。

今回の測定では MPPC のデータをメインに行う。APD の時間ゆらぎは MPPC より幅が広くなるため、時間ゆらぎを求めるには MPPC に比べて多くのデータ数と十分な光量が必要だ。そこで、この実験は PWO を縦置きにした場合を行うための準備実験であるため、この実験では APD のデータに関しては十分な測定を行っていない。

PMT それぞれのペDESTAL部イベントをカットした結果をまとめたものが図 31 である。図 30 と見比べてみれば分かるように、MPPC と APD のペDESTAL部もカット出来ている。log スケールにした MPPC の TDC2 のオーバーフローしたイベントはノイズとして、解析の際はカットする。

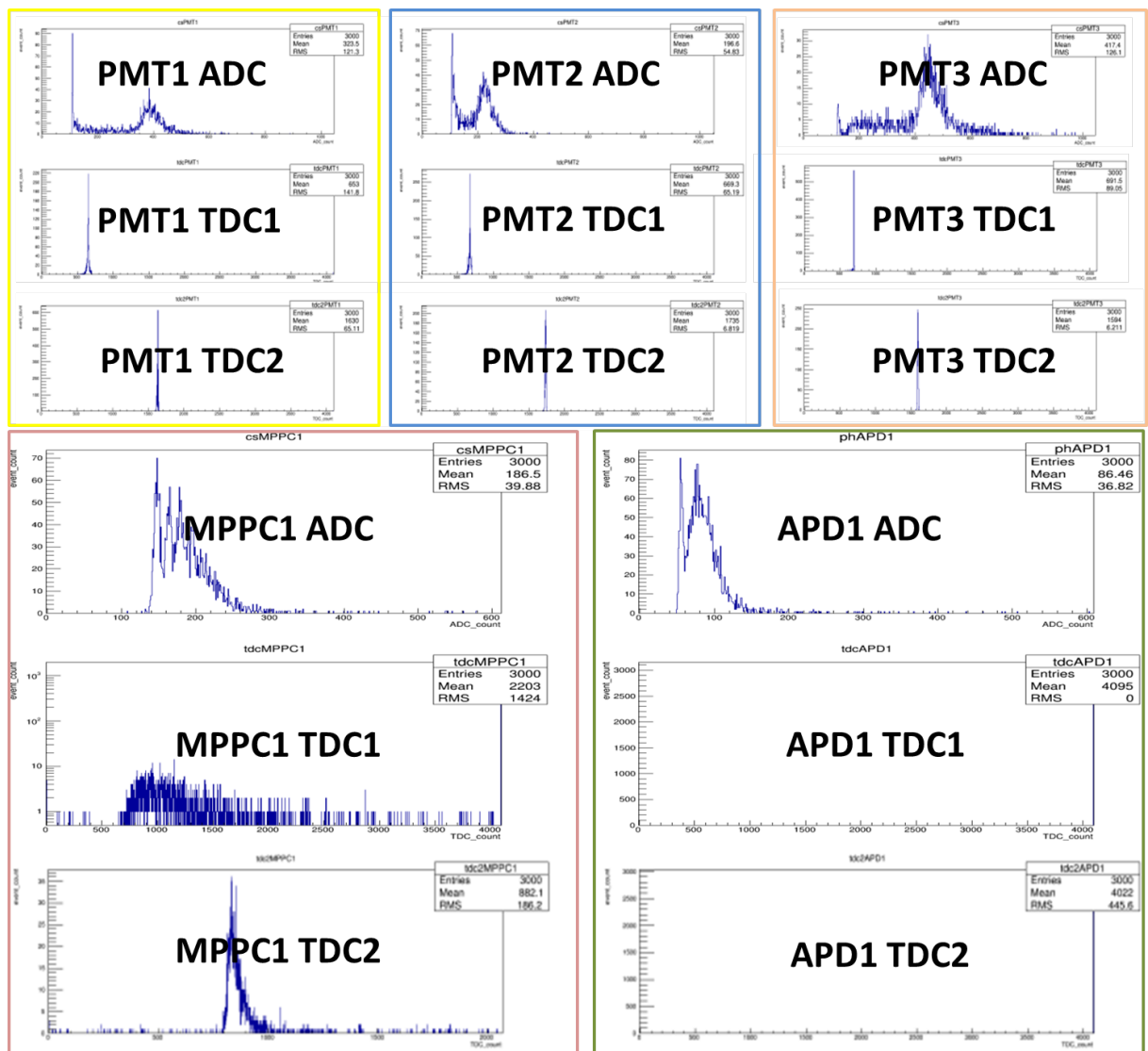


図 30: PWO(横置き) を用いた測定の元データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 1 μ s)

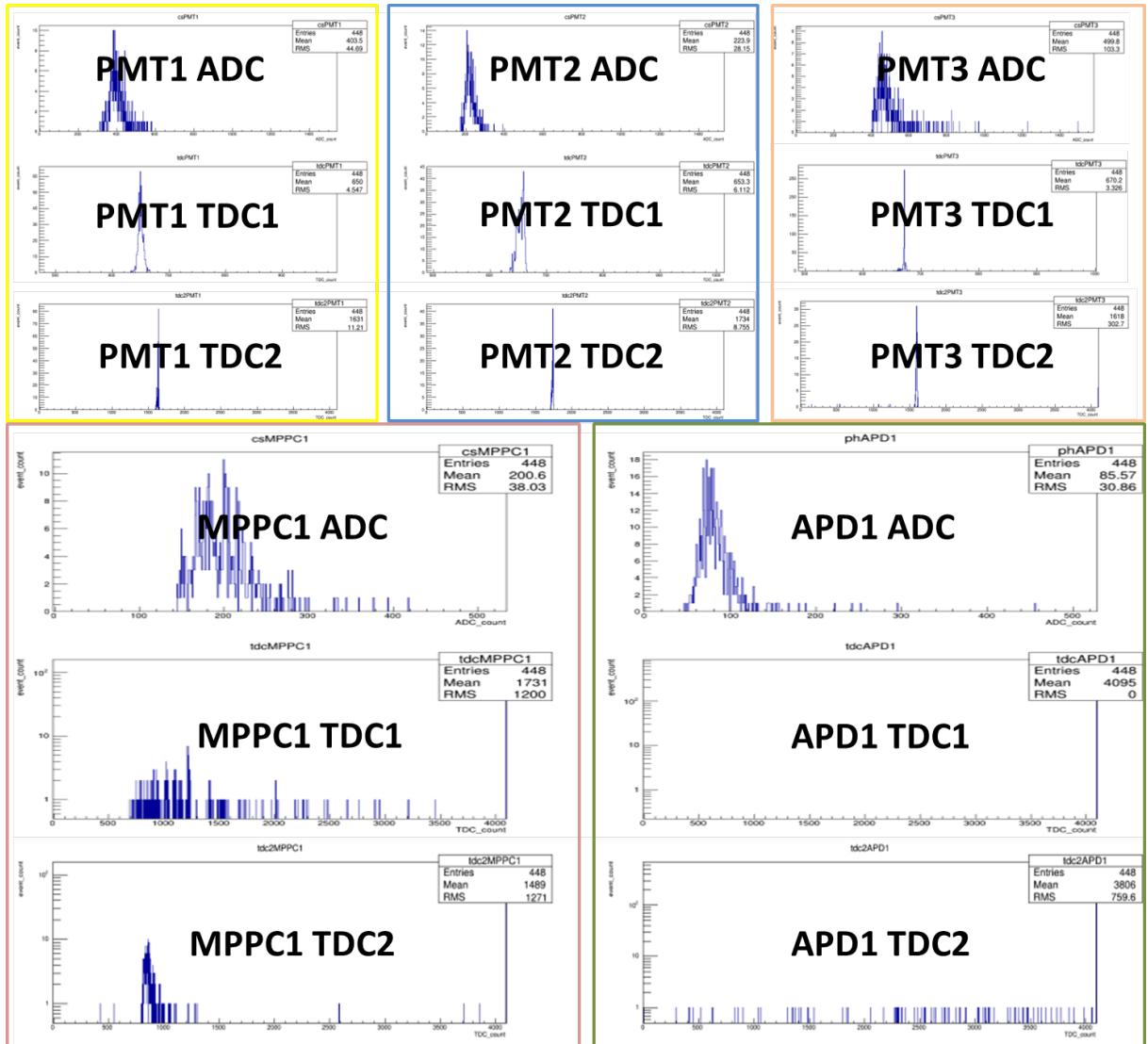


図 31: PWO(横置き) を用いた測定のカット後データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 1 μ s)

TDC2(Full Scale: $1 \mu s$)の結果を元に、 x 軸をMPPCのADC、 y 軸を $TOF_{MPPC1} = TDC1_{MPPC1} - TDC1_{PMT_{ave1,2}}$ でプロットしたものが図32のMPPC1である。この結果をTime-Walk補正の式でFitする。次に、 x 軸をMPPCのADC、 y 軸を $TOF2_{MPPC1} = TOF_{MPPC1} - (\text{求めたFit関数})$ をプロットしたものがMPPC1_1である。一度の補正では十分に補正できない可能性があるため、この行程を合計三度行った結果を用いてTOFのゆらぎ幅を求めた。

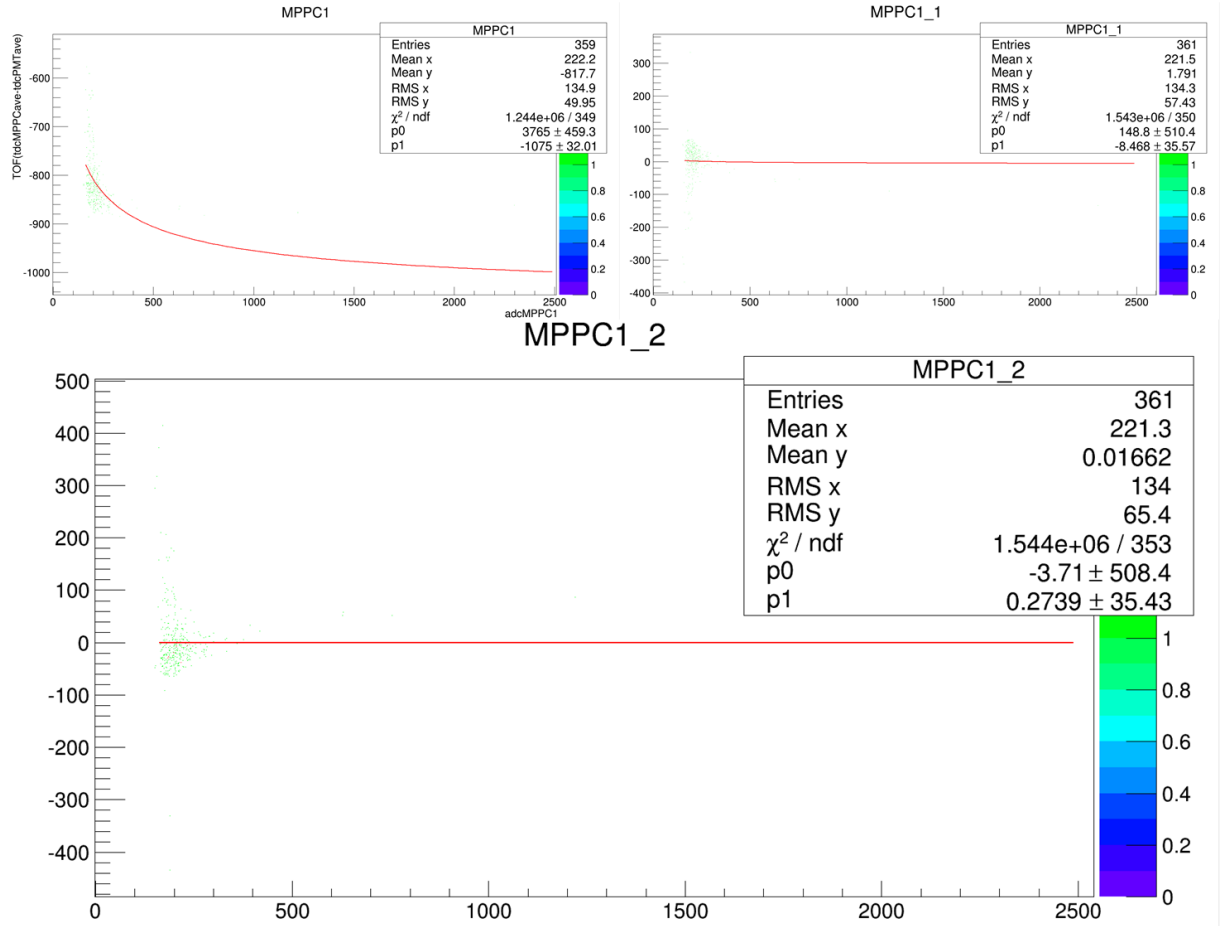


図 32: PWO(横置き)MPPC の Time-Walk 補正

図 33 は x 軸を $TOF4_{MPPC1} = TOF3_{MPPC1} - (MPPC1.2 \text{ で求めた } Fit \text{ 関数})$ 、 y 軸をカウント数でプロットしたヒストグラムである。このヒストグラムの幅は PMT と MPPC の時間ゆらぎの足し合わせだが、MPPC に比べ PMT の方がはるかに時間ゆらぎが小さいことが分かっているため、今回求めたヒストグラムの幅は MPPC の時間ゆらぎが支配的である。このことから、

$$\sigma_{MPPC1} \sim 5.623 \pm 0.234(ns) \quad (23)$$

と求めることが出来た。

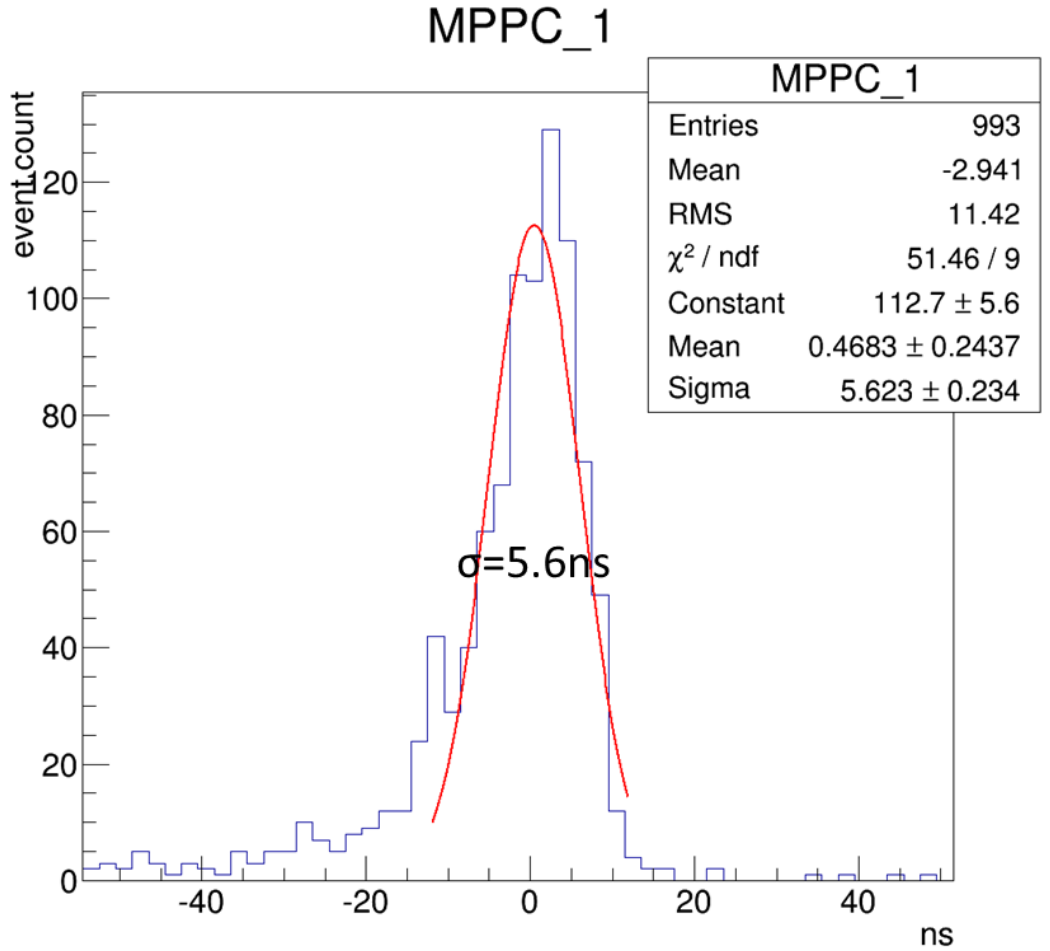


図 33: PWO(横置き) を用いた測定結果

3.3 PWO(縦置き)を用いた実験

PWO(縦置き)を用いた実験の結果をまとめたものが図 34 である。横軸がそれぞれの CAMAC モジュールのチャンネル数、縦軸をカウント数である。全イベントは 2000event。

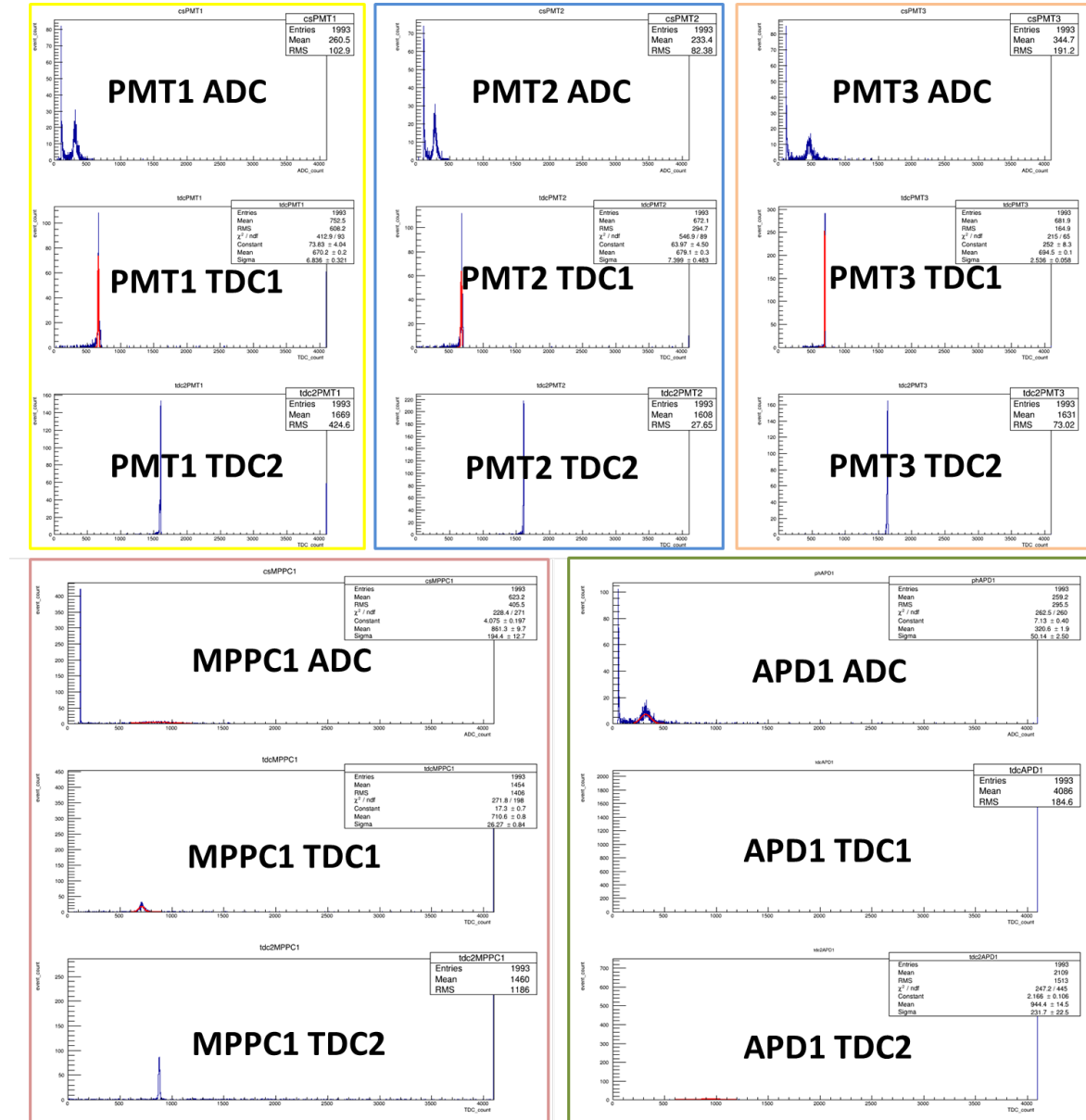


図 34: PWO(縦置き)を用いた測定の元データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 2 μ s)

3.3.1 PMT の結果

PMT の結果を図 35 のようにまとめた。縦軸を log スケールにすることで、ノイズに埋もれたシグナルを見ることが出来る。それぞれの ADC データが、ペDESTAL と宇宙線イベントを重ね合わせた形に分布していることが分かる。また、TDC のイベントピークをガウスフィットすることで、それぞれの時間ゆらぎが表 5 のようになっていることが分かった。

表 5: PMT の時間ゆらぎ

	時間ゆらぎ (ch)	時間ゆらぎ (ps)
PMT1	6.836ch	171ps
PMT2	7.399ch	185ps
PMT3	2.536ch	63ps

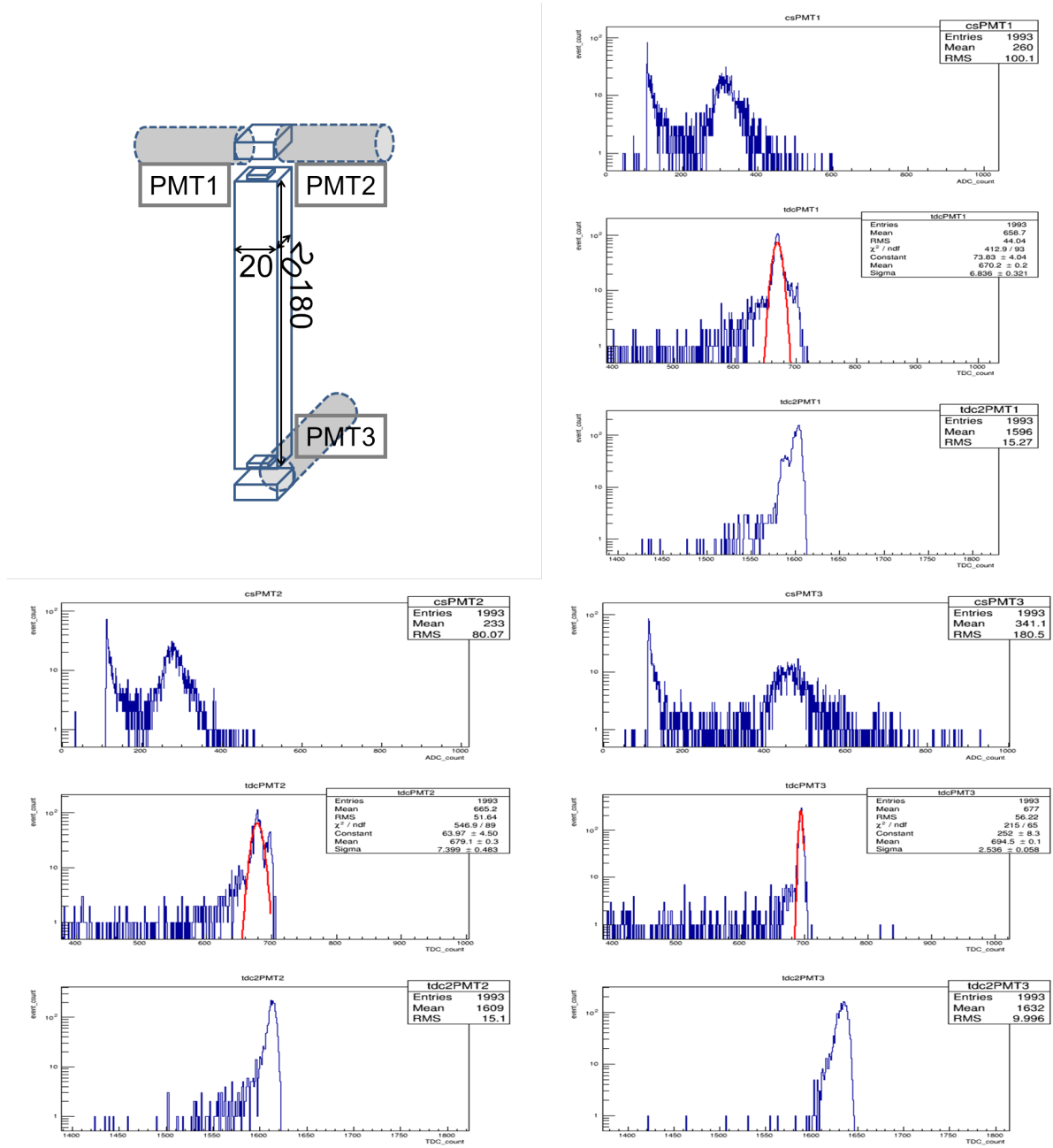


図 35: PWO(縦置き) を用いた測定の PMT 結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)

3.3.2 MPPC の結果

MPPCの結果を図36のようにまとめた。縦軸をlogスケールにすることで、ノイズに埋もれたシグナルを見ることが出来る。ADCデータが、ペDESTALと宇宙線イベントを重ね合わせた形に分布していることが分かる。また、TDCのイベントピークをガウスフィットすることで、単純に算出した時間ゆらぎは $26.27(\text{ch})=656.5(\text{ps})$ であることが分かる。

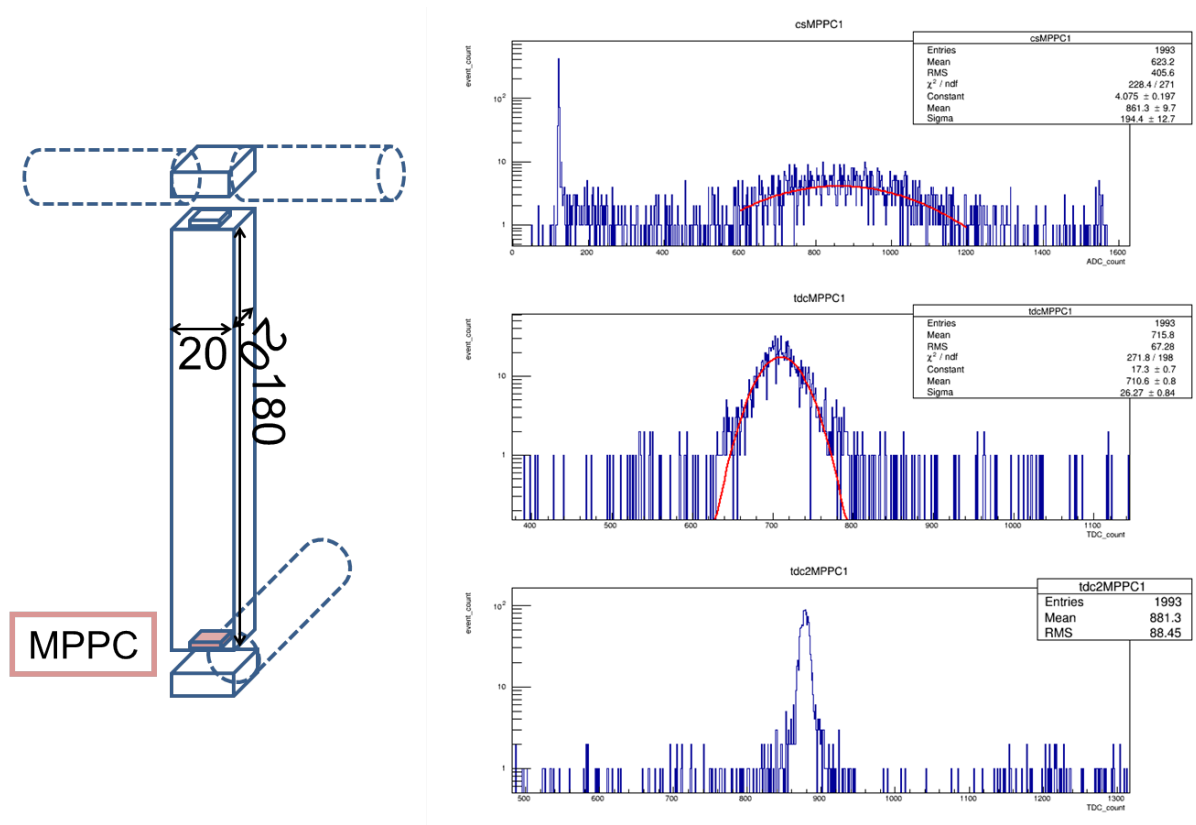


図 36: PWO(縦置き)を用いた測定のMPPC結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)

3.3.3 APD の結果

APD の結果を図 37 のようにまとめた。縦軸を log スケールにすることで、ノイズに埋もれたシグナルを見ることが出来る。ADC データが、ペDESTAL と宇宙線イベントを重ね合わせた形に分布していることが分かる。また、TDC のイベントピークをガウスフィットすることで、単純に算出した時間ゆらぎは $231.7(\text{ch})=111.2(\text{ns})$ であることが分かる。

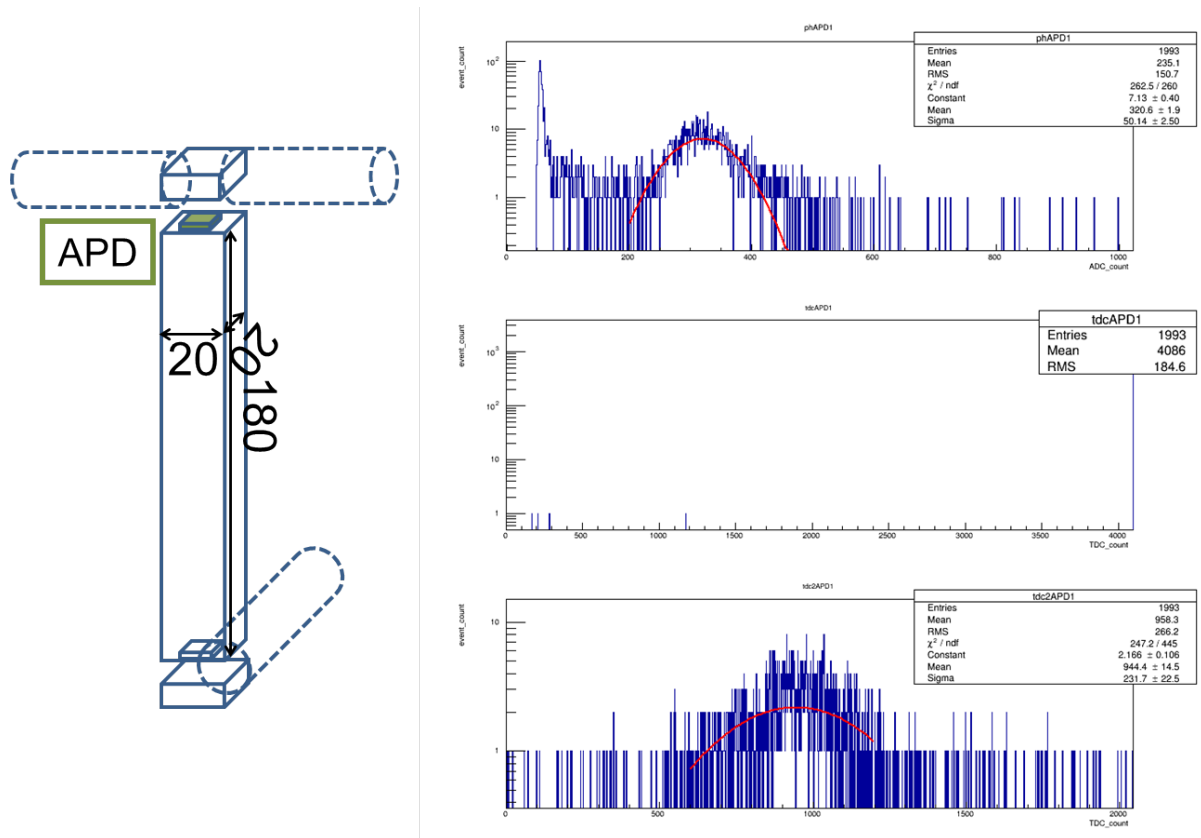


図 37: PWO(縦置き) を用いた測定の APD 結果 (TDC1:25ps/ch, TDC2:480ps/ch)

3.3.4 それぞれの相関

図 38 のようにそれぞれの PMT の ADC データの相関を 2 次元ヒストグラムにすることで、ペDESTAL-ペDESTAL イベント・ペDESTAL-宇宙線 (宇宙線-ペDESTAL) イベント・宇宙線-宇宙線 イベントの 3 パターンのクラスタに分かれていることを確認した。PMT1・PMT2 は同一イベントを見ているため、ペDESTAL-ペDESTAL イベント・宇宙線-宇宙線 イベントの 2 パターンに分かれている。

この結果よりカットを行う PMT の ADC チャンネルはそれぞれ、

$$ADC_PMT1 < 250(ch) \quad (24)$$

$$ADC_PMT2 < 200(ch) \quad (25)$$

$$ADC_PMT3 < 350(ch) \quad (26)$$

と決定した。

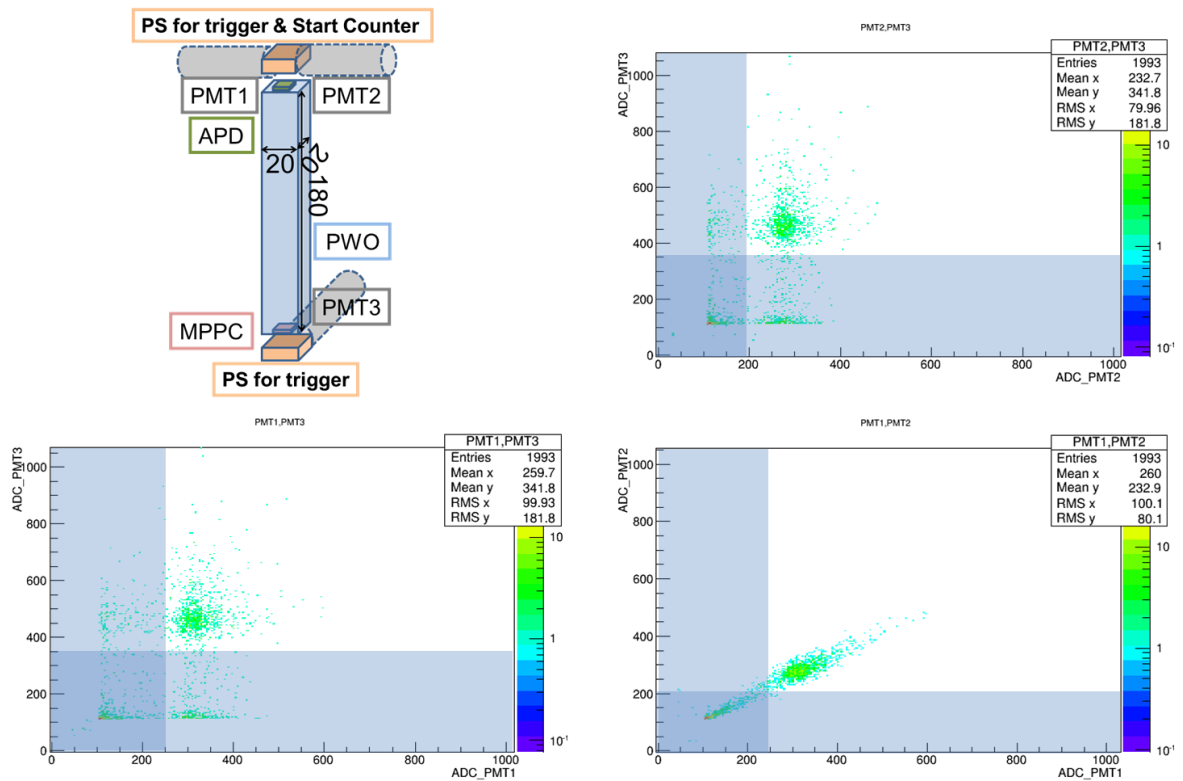


図 38: それぞれの PMT の相関

図 39 のように MPPC と APD の ADC データの相関を 2 次元ヒストグラムで表した。この図より、それぞれのペダスタルイベントと宇宙線イベントは同一イベントであることが分かる。

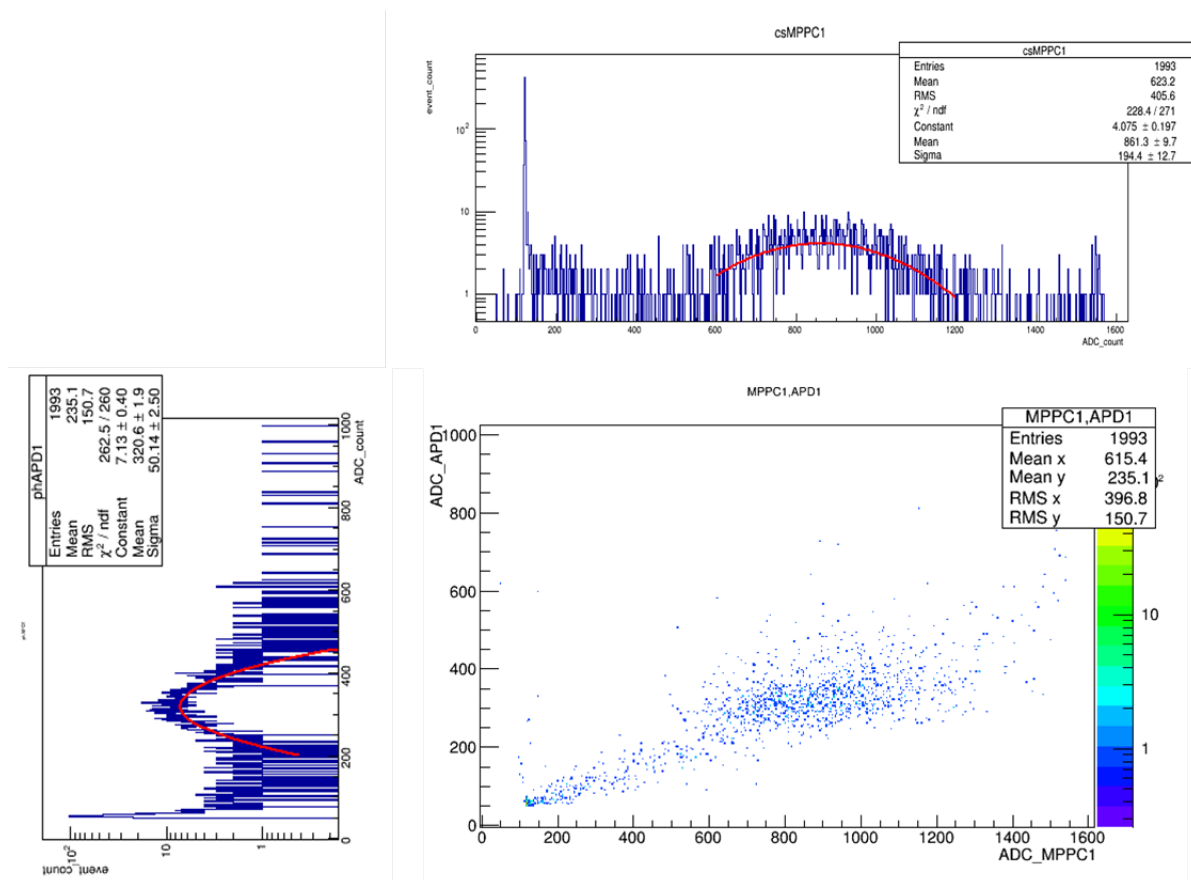


図 39: MPPC と APD の相関

3.3.5 宇宙線イベントの抽出後

PMT のペDESTAL の位置をカットし、宇宙線がエネルギーを落としているデータのみをヒストグラムにしたものが図 40 である。この行程により、PMT の TDC のオーバーフローはなくなり、MPPC と APD の ADC 分布はカット前に比べ、ペDESTAL がカットされ、宇宙線を観測したエネルギーがはっきり見て取れる。MPPC の時間ゆらぎに関しては TDC1(Full Scale : 118ns) を、APD の時間ゆらぎに関しては TDC2(Full Scale : 2 μ s) を用いることがよいとわかる。MPPC と APD の TDC 分布においてオーバーフローしたイベントはノイズとして、解析の際はカットする。

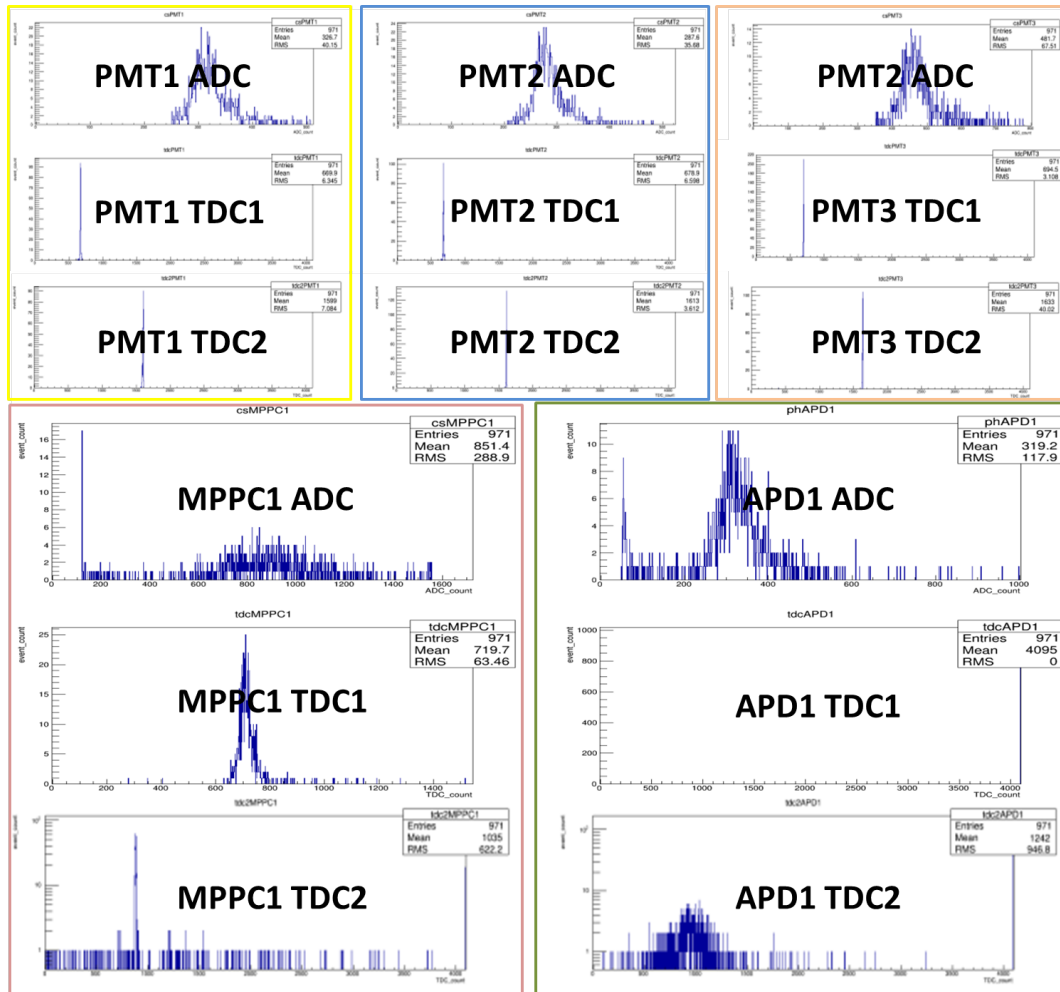


図 40: PWO(縦置き) を用いた測定のカット後データ (TDC1:Full Scale 118ns, TDC2:Full Scale 2 μ s)

3.3.6 Time-Walk 補正の結果 (MPPC)

TDC1(Full Scale: 118ns)の結果を元に、 x 軸をMPPCのADC、 y 軸を $TOF_{MPPC1} = TDC1_{MPPC1} - TDC1_{PMT_{ave1,2}}$ でプロットしたものがMPPC1__0である。この結果をTime-Walk補正の式でFitする。次に、 x 軸をMPPCのADC、 y 軸を $TOF2_{MPPC1} = TOF_{MPPC1} - (\text{求めたFit関数})$ をプロットしたものがMPPC1__1である。一度の補正では十分に補正できない可能性があるため、この行程を合計三度行い、MPPC1__3の結果を用いてTOFのゆらぎ幅を求めた。

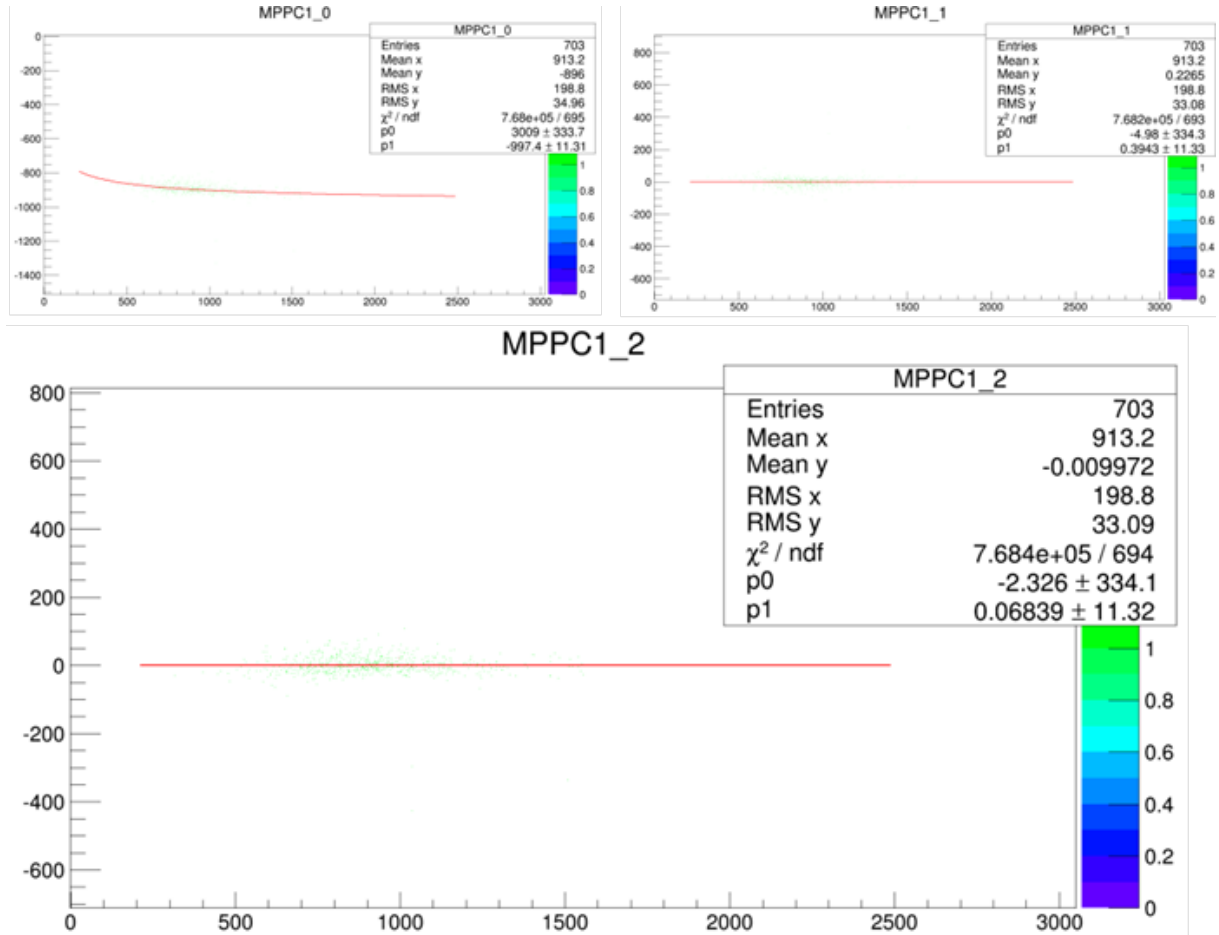


図 41: PWO(縦置き)MPPC の Time-Walk 補正

3.3.7 MPPC の時間分解能

図 42 は x 軸を $TOF4_{MPPC1} = TOF3_{MPPC1} - (MPPC1.2$ で求めた Fit 関数)、 y 軸をカウント数でプロットしたヒストグラムである。このヒストグラムの幅は PMT と MPPC の時間ゆらぎの足し合わせだが、MPPC に比べ PMT の時間ゆらぎが小さいことが分かっているため、今回求めたヒストグラムの幅は MPPC の時間ゆらぎが支配的である。このことから、

$$\sigma_{MPPC} = 500 \pm 18(ps) \quad (27)$$

と求めることが出来る。

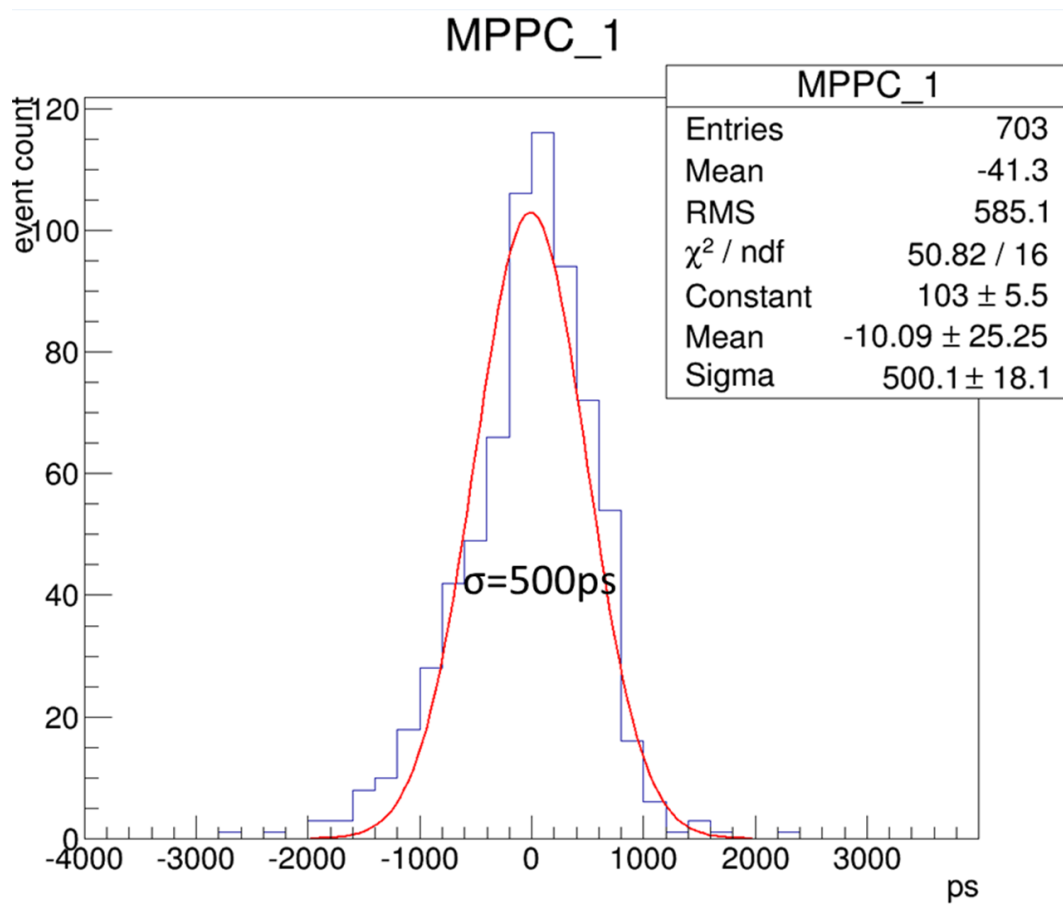


図 42: PWO(縦置き) を用いた MPPC 測定結果

3.3.8 Time-Walk 補正の結果 (APD)

TDC2(Full Scale : $2 \mu s$) の結果を元にして MPPC と同様に、 x 軸を APD の ADC、 y 軸を $TOF_{MPPC1} = TDC2_{APD1} - TDC2_{PMT_{ave1,2}}$ でプロットしたものが APD1__0 である。この結果を Time-Walk 補正の式で Fit する。次に、 x 軸を APD の ADC、 y 軸を $TOF2_{APD1} = TOF_{APD1} -$ (求めた *Fit* 関数) をプロットしたものが APD1__1 である。一度の補正では十分に補正できない可能性があるため、この行程を合計三度行い、APD1__3 の結果を用いて TOF のゆらぎ幅を求めた。

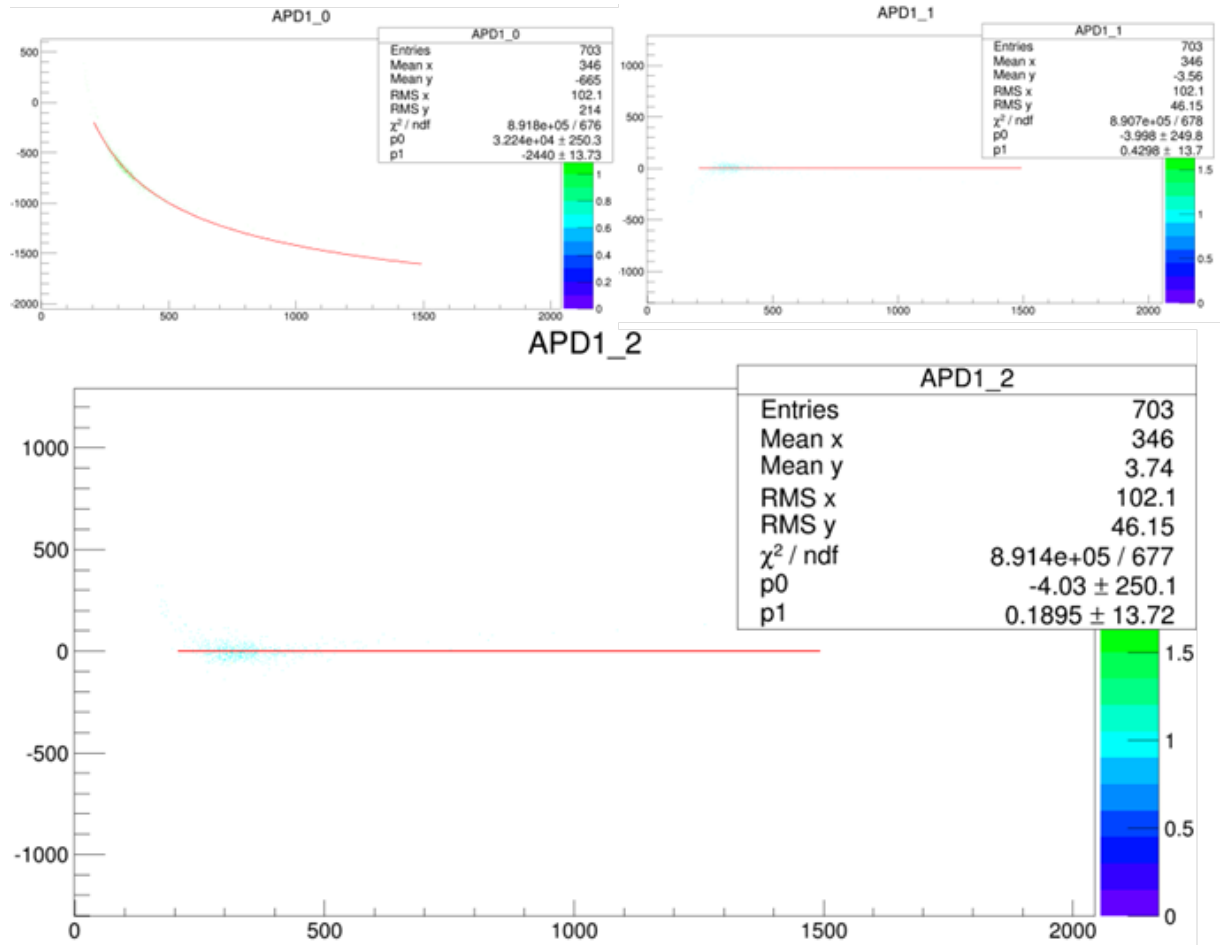


図 43: PWO(縦置き)APD の Time-Walk 補正

3.3.9 APD の時間分解能

図 44 は x 軸を $TOF4_{APD1} = TOF3_{APD1} - (APD1.2$ で求めた Fit 関数)、 y 軸をカウント数でプロットしたヒストグラムである。このヒストグラムの幅は PMT と APD の時間ゆらぎの足し合わせだが、APD に比べ PMT の方がはるかに時間ゆらぎが小さいことが分かっているため、今回求めたヒストグラムの幅は APD の時間ゆらぎが支配的である。このことから、

$$\sigma_{APD} = 14.61 \pm 0.47(ns) \quad (28)$$

と求めることが出来た。

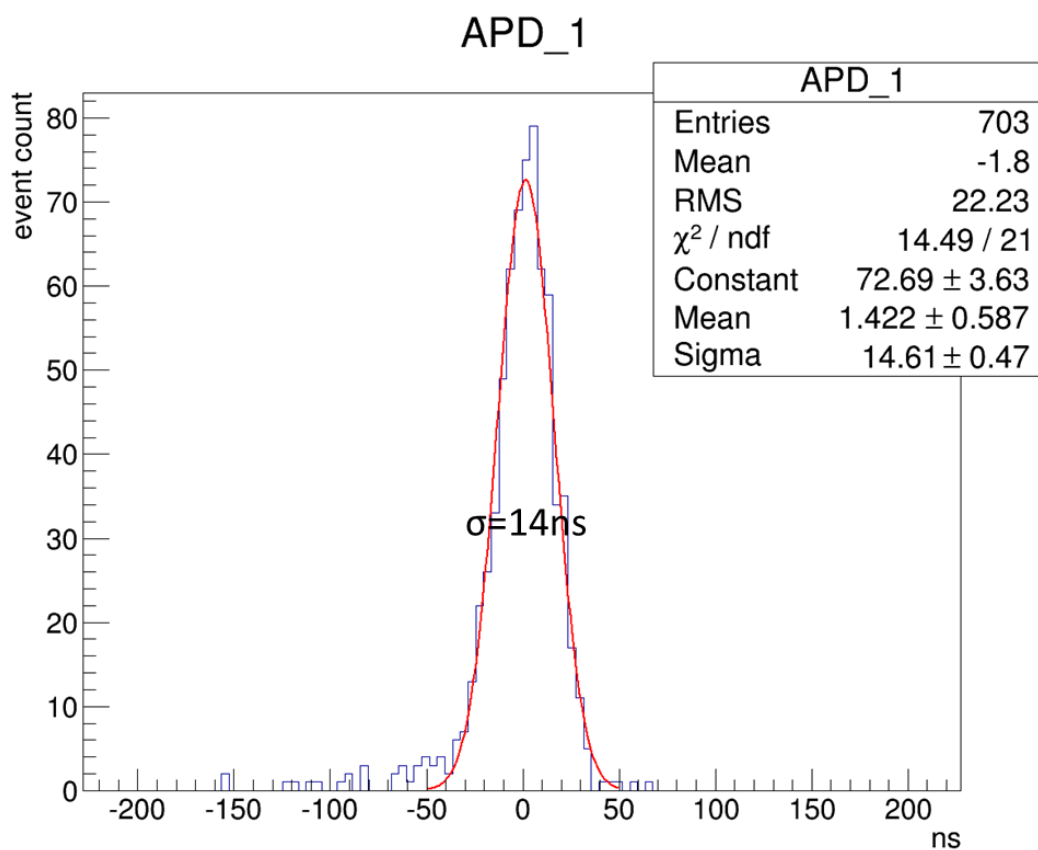


図 44: PWO(縦置き) を用いた APD 測定結果

4 考察・まとめ

私達の研究室が CERN の ALICE 実験に参加し数年が経ち、ロシアや中国グループと共に開発した PHOS 検出器の時間分解能を向上させ、より精度高く熱光子を観測するためのアップデートを目論んでいる。ひとつの目標としては約 2GeV のエネルギーを落とす熱光子と反中性子を識別しようというものである。その為に目を付けたのが、現行の PHOS 検出器の光センサーとして用いている APD の代わりに、MPPC という新型の光センサーである。

今回の研究はその準備段階として、宇宙線を用いてシンチレーション光を観測し、両端に APD と MPPC を取り付けられた PWO 結晶 (2*2*18cm) を縦置きにして実験を行うことで、PHOS 検出器の 1crystal に粒子が入射した状況を再現することを試みた。

解析では、スタートカウンターから MPPC(APD) までの TOF(Time of Flight) の半値幅を時間分解能と定義し、出力信号の大きさによる時間ゆらぎに Time-walk 補正を適応することで精度高く時間分解能を算出した。

その過程で、PWO を縦置きにした実験はデータの収集に時間がかかりること、PWO の光量などの問題から十分にデータが測定できるか不明であった。そこで 2 つの準備実験を行い、測定回路の最適化、解析手法の習得に成功した。

結果、2000event のデータ取得に成功し、MPPC・APD それぞれの時間分解能を

$$\begin{aligned}\sigma_{MPPC} &= 500 \pm 18(ps) \\ \sigma_{APD} &= 14.61 \pm 0.47(ns)\end{aligned}$$

と求めることができた。

つまり、現行の PHOS 検出器に MPPC を用いることで時間分解能が 29.2 倍向上することが判明した。この結果から、PHOS 検出器に MPPC を適応することで熱光子と反中性子の判別が可能であると言える。

謝辞

最後になりましたが、本研究を行うにあたり、お世話になった方々へ、感謝の意を表したいと思います。

指導教員として指導をして頂いた杉立先生には、研究を行うための器材や資料などを揃えて頂き、研究を進める過程では、道筋を順序立てて、丁寧に示してくれました。志垣先生、本間先生、には研究室会議で、実験の信憑性、再現性を指摘して頂き、物理的理解につながりました。

研究室の先輩方には研究が順調に進んでいるかいつも気にかけて下さいました。中宮さんは、疑問点があると細部にわたって説明して頂き、つきっきりで教えて下さりました。星野さんは、後輩のことをよく気にかけて下さり、アブスト提出の際、多くのアドバイスを頂きました。八野さんには、プログラミングでお世話になりました。渡辺さん、二橋さんにもアドバイスと励ましをいただきました。

研究室の同期の大久保君、久米君、辻さん、長谷部君には多くの迷惑をかけてしまいました。同期の支えがあってこそ頑張れてこれました。いつも笑顔で優しい大久保君。しっかり仕事をこなす姿に後押しされました。公私ともに付き合いのある久米君。同じ部屋で遅くまで頑張っている久米君が居たから、諦めずに努力することが出来ました。向上心が高い辻さん。何事にも挑戦し、達成する行動力を見習いました。情熱をもち常に仕事をしている長谷部君。努力を続け、自ら道を切り開く姿をみて、自分を見直すことが出来ました。

後輩たちも私のしょうもない話に付き合ってくださいありがとうございました。

多くの協力があり、無事書き上げる事が出来ました。心から感謝します。

ありがとうございました

参考文献

- [1] <http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerator/tunnelPV.jpg>
- [2] http://t0.gstatic.com/images?q=tbn:ANd9GcTNpsZl3teVUCJ1otlSKMHw0Z96V2eVBtR_v0G-gv1KuUzBu4KJ
- [3] https://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/thesis/bachelor/09sakaguchi_thesis.pdf
- [4] 原子核物理学 永江知文・永宮正治共著 裳華房
- [5] 浜松ホトニクス社ホームページ <http://jp.hamamatsu.com>
- [6] Particle data book
- [7] 尾林秀幸 広島大学大学院 2011 年度修士論文
- [8] 関畑大貴 広島大学 2012 年度卒業論文