

学士論文

MPPC を用いた
小型エアロジェルチェレンコフカウンターの開発

Development of a compact aerogel Cherenkov counter
with MPPC

東北大学理学部物理学科
B5SB2024 奥山和樹

2019 年

目次

第 1 章	序論	7
1.1	バリオン 8 重項	7
1.2	ストレンジネス	8
1.3	終状態相互作用	10
1.4	本研究の目的	10
1.5	チェレンコフ光	11
1.6	エアロジェル	12
1.7	MPPC(SiPM)	12
第 2 章	宇宙線測定	14
2.1	見積もられる光子数	14
2.2	セットアップ, 解析方法	15
2.2.1	回路図	15
2.2.2	Gain の決定	17
2.2.2.1	Pedestal	18
2.2.2.2	Single Photo-Electron	18
2.3	β セレクション	19
2.3.1	Bethe-Bloch の式	19
2.3.2	イベントセレクション	21
2.4	結果	22
2.5	まとめ	23
第 3 章	実光子ビームを用いた測定	24
3.1	2 つのエアロジェル	24
3.2	東北大学電子光物理学研究センター (ELPH)	25
3.3	セットアップ	26
3.4	イベントセレクション	27

3.5	結果	33
3.6	まとめ	34
第 4 章	MPPC のゲインのレート依存性評価	36
4.1	MPPC の動作原理	36
4.2	ハイブリッド接続	37
4.3	検証方法	39
4.3.1	MPPC 用駆動回路	39
4.3.2	ADC	39
4.3.3	LED	40
4.3.4	ハイブリッド接続での測定	41
4.4	結果	42
4.5	まとめ	42
第 5 章	結論	44
	謝辞	45
	参考文献	47
付録 A	実験条件の詳細	48
付録 B	宇宙線測定で用いた PM Amplifier の個性	49
付録 C	宇宙線測定での TDC(TC3 L)-TDC(TC3 R) について	51
付録 D	LED の条件	53
付録 E	地表まで到達する宇宙線	57
付録 F	一様な静磁場中の荷電粒子の運動	58
付録 G	RC 直列回路の時定数	61

目次

1.1	バリオン 8 重項 ($s_{\text{Baryon}} = \frac{1}{2}$)	8
1.2	Λ 粒子のイメージ, 構成クォークは uds	9
1.3	$\gamma + d \rightarrow \Lambda + K^+ + n$ の反応	10
1.4	680 電磁石とエアロジェルを置く場所, 元の図は Ref. [1]	11
1.5	運動量とチェレンコフ放射の閾値の関係	12
2.1	屈折率 1.01 のエアロジェル (JFCC)	14
2.2	PMT の開口率 (幾何学的な効率)	15
2.3	宇宙線測定の設定アップ	16
2.4	宇宙線測定で使った回路図	17
2.5	ベースラインシフトのイメージ	17
2.6	Pedestal の QDC ヒストグラムとフィッティング結果	18
2.7	SPE の QDC ヒストグラムとフィッティング結果	19
2.8	Trigger Counter 3 の 2 つの PMT の相関と, 選択したイベント (4096 [ch]= 140 [ns])	21
2.9	宇宙線測定の結果 (SUM)	22
2.10	左右の PMT の QDC 相関	22
3.1	エアロジェルを横から見た写真	24
3.2	ELPH のビームライン (元の図は Ref. [2])	25
3.3	実光子ビームを用いた測定での設定アップ	26
3.4	実光子ビームを用いた測定での全体図 (元の図は Ref. [1])	27
3.5	回転半径の計算のために参考にした図	28
3.6	上流と下流のプラスチックシンチレータの QDC 相関	29
3.7	AC1 の Pedestal	31
3.8	AC1 の Single Photo-Electron	31
3.9	AC2 の Pedestal	31

3.10	AC2 の Single Photo-Electron	31
3.11	トリガーカウンターの QDC 相関から最も多いイベントを選択	32
3.12	図 3.11 の範囲で選択したイベント	32
3.13	トリガーカウンターの QDC 相関から 1 粒子通過イベントに相当しそうな イベント	33
3.14	図 3.13 の範囲で選択したイベント	33
3.15	図 3.13 の範囲で選択したイベントでフィッティングした. さらにそのとき に得られたポアソン分布の平均値を赤字でグラフの横に示した.	34
4.1	空乏層に光が入射したときのアバランシェ増幅の概念図	37
4.2	実際の MPPC の写真	38
4.3	ハイブリッド接続の回路図 (Ref. [4][5])	38
4.4	図 4.3 の実体配線図	39
4.5	実際に作成した回路	39
4.6	単体接続のときのセットアップ (元の図は Ref. [6])	40
4.7	Waveform Generator から LED に入射したパルス	40
4.8	LED を点灯させるための回路図	41
4.9	ハイブリッド接続のときのセットアップ (元の図は Ref. [6])	42
4.10	ゲインのレート依存性 (単体, ハイブリッドそれぞれの最大ピーク波高 2.6 V, 0.9 V で規格化している)	43
B.1	PM Amplifier を通したあとの Pedestal	49
B.2	横軸がイベントナンバー, 縦軸が QDC channel	50
C.1	Trigger Counter 3 の 2 つの TDC の差 TC3 L-TC3 R	51
C.2	Trigger Counter 3 の 2 つの TDC 分布	52
C.3	TC3 R のサブピークでカットしたときの TC3 の TDC の差	52
D.1	1 [kHz] で LED にパルスを入射したとき	54
D.2	10 [kHz] で LED にパルスを入射したとき	54
D.3	100 [kHz] で LED にパルスを入射したとき	55
D.4	1 [MHz] で LED にパルスを入射したとき	55
G.1	RC 直列回路	61

表目次

1.1	クォーク, レプトンの世代と電荷	7
3.1	エアロジェルに関する測定のまとめ	34
4.1	今回採用した MPPC のまとめ	37
4.2	測定した周期とレートの対応	41
A.1	宇宙線測定時の印加電圧と閾値	48
A.2	実光子ビーム測定時の印加電圧と閾値	48
D.1	読み取ったピーク波高の値	56

第 1 章

序論

1.1 バリオン 8 重項

クォーク 3 つからなる系をバリオンといい、例えばアップクォーク 2 つとダウルクォーク 1 つからなる陽子や、アップクォーク 1 つとダウルクォーク 2 つからなる中性子などがある。現在の標準模型ではクォーク、レプトンはそれぞれ 6 種類あり、それらの性質を表 1.1 にまとめた。

表 1.1 クォーク、レプトンの世代と電荷

電荷 [C]	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
$\frac{2}{3}e$	u	c	t
$-\frac{1}{3}e$	d	s	b
$-e$	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν_τ

ここで電荷の単位に使用した e とは素電荷 ($e = 1.602 \times 10^{-19}$ [C]) である。

ここでは我々ストレンジネス核物理グループが興味を持って研究を進めているストレンジクォークをもつバリオン（これをハイペロンという）を含む u, d, s クォークから成る系を考える。ここからは基底状態に限って話を進めるのでクォークの軌道角運動量は 0 であり、バリオン全体の波動関数が空間対称であることを前提とする。陽子、中性子はスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンであるが、スピン $\frac{1}{2}$ のバリオンは以下の図 1.1 のように整理されるバリオン 8 重項を成す。縦軸がストレンジネスを表しており、歴史的な経緯としてストレンジクォークが負の電荷をもつためにストレンジネス -1 がストレンジクォーク 1 つを含むことに相当する。クォークはスピン $\frac{1}{2}$ をもっており、これらの粒子はクォークのスピン $\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2}$ の合成から得られるバリオンの合成スピン $\frac{3}{2} \oplus \frac{1}{2}$ のうちスピンの交換に対して反対称である合成スピ

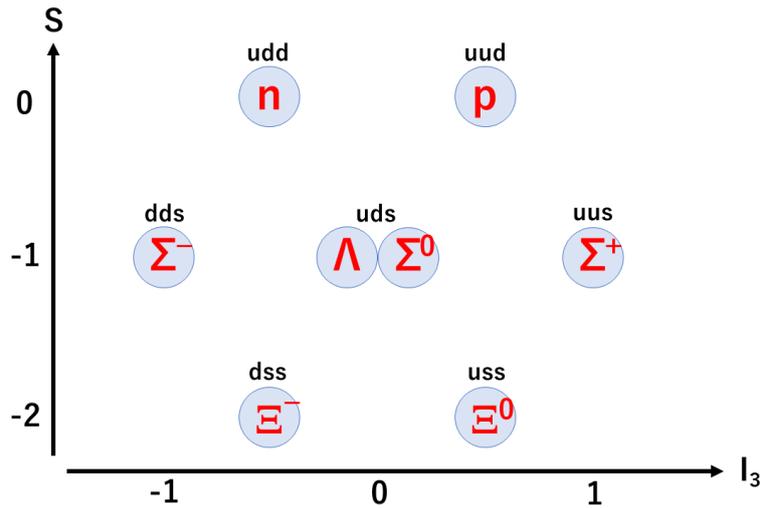


図 1.1 バリオン 8 重項 ($s_{\text{Baryon}} = \frac{1}{2}$)

ン $\frac{1}{2}$ の粒子である。直感的にはスピン 2 つの向きが揃っていてもう 1 つが逆を向いていると解釈できる。ここで粒子の波動関数を考えると、

$$\Psi = \xi(\text{color}) \times \eta(\text{flavor}) \times \chi(\text{spin}) \times \phi(\text{space}) \quad (1.1)$$

と書いて、それぞれの要素が対称性を決定している。ここで $\xi(\text{color})$ とは、クォークがもつカラー荷のことであるが、バリオンが白色で安定しているため 3 つのクォークが赤、青、緑をもっており、バリオンを考える限りカラー荷の交換に関しては常に反対称である。次に $\phi(\text{space})$ ははじめに述べたように基底状態のバリオンの話なので軌道角運動量は $l = 0$ で空間対称である。また $\eta(\text{flavor})$ とはクォークがアップクォーク (u)、ダウルクォーク (d)、ストレンジクォーク (s) のうちのいずれかということである。他の $\chi(\text{spin})$ はクォークのスピンのことである。これらの組み合わせは図 1.1 の各点に対応するバリオンによってフレーバーが異なるために、バリオンの系が全体として反対称になるという条件からスピンの対称性が決まる。

1.2 ストレンジネス

すでに出てきたようにストレンジクォークを含むバリオンをハイペロンといい、ハイペロンを含む原子核をハイパー核という。ストレンジクォークは静止質量が約 $100 \text{ [MeV}/c^2]$ であり、約 $2 \text{ [MeV}/c^2]$ のアップクォーク、約 $5 \text{ [MeV}/c^2]$ のダウルクォークと比べると、非常に重いためハイペロンの寿命は通常の核子と比べて短い。最も質量の小さい Λ 粒子 (図 1.2) でも自由空間での寿命は約 260 [ps] ほどである。原子核の世界では典型的な長さスケールが数 [fm] であることが、電子散乱実験などで原子核の半径を求める実験から分かっており、液滴模型では原子核が球形で半径が $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1.1 \sim 1.2 \text{ [fm]}$, A は核子数) と書い

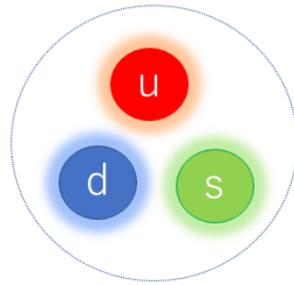


図 1.2 Λ 粒子のイメージ，構成クォークは uds

て原子核の性質がある程度記述することができている．これらの知見から原子核を考えたときの典型的な時間スケールは，

$$t = \frac{1 \text{ [fm]}}{c} \simeq \frac{1 \text{ [fm]}}{3 \times 10^8 \text{ [m/s]}} = \frac{1}{3} \times 10^{-23} \text{ [s]} \quad (1.2)$$

であることを考慮すると， Λ 粒子の寿命 $\sim 10^{-10}$ [s] は原子核の世界では十分長いということが分かる．

ハイパー核を研究する手法は大きく分けて以下の 2 通りがある．

1. ハイパー核の構造
2. ハイペロン-核子相互作用

1 つ目のハイパー核の構造は， Λ 粒子が原子核中の他の核子との相互作用により感じる一体ポテンシャルのもとで運動する一粒子軌道でのエネルギー準位を調べるという方法である． Λ 粒子は核子とは異なる粒子であるから量子数が異なり，パウリの排他律に関係なくエネルギー準位の低いところに束縛されることができる．このためハイパー核での Λ 粒子のエネルギー準位を調べることで，核子数が大きい原子核での深部の情報が得られるという強力な実験手法である．しかし，多体問題のため Λ 粒子と通常の核子との相互作用が完全に分かったとしても正確に解くのは難しい．

そこで 2 つ目のハイペロン-核子相互作用は直接的に散乱実験から相互作用を決めるという実験手法である．この問題点は，先に述べたように Λ 粒子の寿命が短いため，安定した Λ ビームが作れないことである．ただし Λp 散乱の実験はいくつか例があり，今後も統計量が増えていくことが想定されるのに対し， Λn 散乱実験は散乱する核子の n も中性であることから加速することも検出することも難しいため実験データがない．

ハイペロン-核子相互作用で荷電依存性があるかどうかは自明ではないため， Λp 間と Λn 間に働く相互作用が等しいかどうかを調べるためにも Λn 相互作用を調べる実験が重要であるといえる．

1.3 終状態相互作用

そこで我々が東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) で計画中の実験では、重水素標的に実光子ビームを当てることによって終状態相互作用から Λn 相互作用を調べることを計画している。このときに Λn 相互作用が寄与する反応として図 1.3 の反応を想定している。

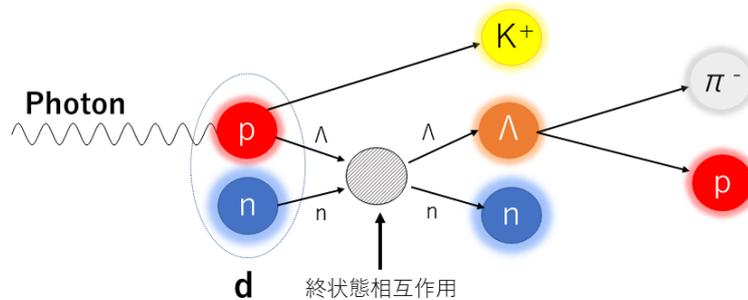


図 1.3 $\gamma + d \rightarrow \Lambda + K^+ + n$ の反応

クォークで見ると実光子ビームが、ストレンジ-反ストレンジクォーク対 ($s\bar{s}$) を生成し、陽子 (uud) とクォークを交換して Λ 粒子 (uds) と $K^+(u\bar{s})$ を作るという反応が起き得る。終状態相互作用と呼んでいるのはこの反応でできた Λ 粒子と中性子が相互作用することで、この効果により K^+ の微分断面積が変わるためこの観測量に Λn 相互作用の影響が含まれることになる。

1.4 本研究の目的

高エネルギーの実光子ビームを使っているために、標的に当たったときに我々が欲しいと思っている反応の他に電子・陽電子対生成イベントが大量のバックグラウンドとして存在する。これをすべて含めたデータ収集を行うと、データ収集システムの効率が落ちてしまうためビームレートを上げることができず、肝心の Λn 生成イベントの統計量が落ちてしまう。これを避けるためにトリガーレベルで電子・陽電子を除去できるような検出器が必要である。そこで電子・陽電子とその他の粒子を識別できるチェレンコフカウンターを設置することを考えている。

Λn 終状態相互作用測定実験を行う予定の ELPH では、線形加速器とシンクロトロンにより電子を最大 1.3 [GeV/c] まで加速し、リング内に貯蔵することができる。周回する電子の軌道に炭素ファイバーを挿入することで制動放射を起こし、実光子ビームを得ることができる。これを東北大学の NKS2 では、680 電磁石の中心に標的に置いて実験を行っている。こ

の磁石を上から見た図を図 1.4 に示した．この標的周りには飛跡をとらえるために覆っている VDC (Vertical Drift Chamber) があり，その後ろに TOF (Time of Flight) の始点を決めるためのプラスチックシンチレータである IH (Inner Hodoscope) が置いてある．実際に Λ_n 相互作用測定実験を行うときにはこの IH のビーム超前方のみを外して，Electron Veto 用の検出器を置くことを考えている．既存の検出器群の隙間に置くという制限などから要求される性能として以下の 3 つが挙げられる．

1. サイズは $3 \times 6 \times 4$ [cm³] 程度
2. 680 電磁石の最大磁場 0.42 [T] 程度の磁場中でも動作する
3. 小型の検出器であるため少ない光量を検出できる高検出効率のもの

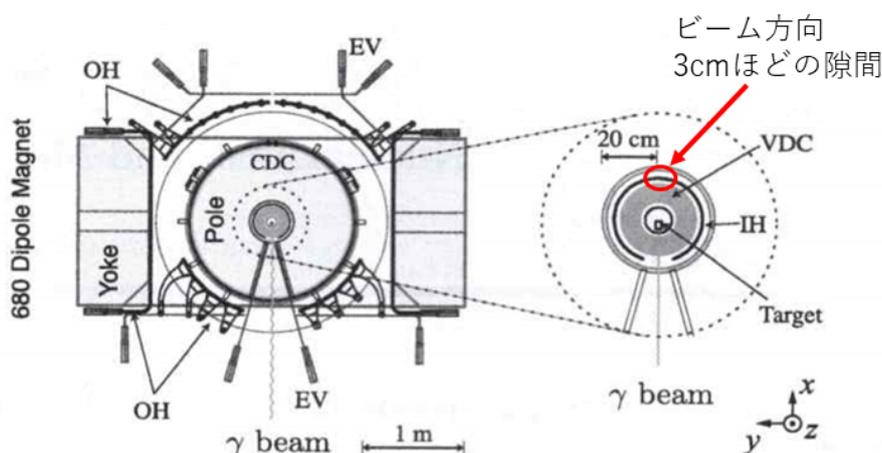


図 1.4 680 電磁石とエアロジェルを置く場所，元の図は Ref. [1]

これらの条件を満たす検出器として，MPPC を用いた磁場中で動作する小型チェレンコフカウンターを導入することを検討している．

1.5 チェレンコフ光

屈折率 n の物質中の光速は c/n である．荷電粒子が物質中の光速を超える速度をもつことは相対論に矛盾しない．物質中の光速よりも大きな速度 $\beta > 1/n$ を持つ荷電粒子が入射したときの電磁波の輻射を考えることで古典電磁気学の結果から，このときに発せられる電磁波 (チェレンコフ光という) のエネルギーが求められる．量子力学の考え方では，電磁波は量子化するとエネルギー $\hbar\omega$ で 1 つの光子と数えることが可能であるから，チェレンコフ光の光子数が計算できて以下の式になる．

$$\frac{dN_{\text{Cherenkov}}}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} L \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (1.3)$$

図 1.5 は横軸に運動量，縦軸を電子・陽電子， π 中間子それぞれの $1/\beta$ をプロットしている．屈折率 1.01 の輻射体を用いた場合， $1/\beta$ がそれより下の範囲のみでチェレンコフ光が発生する．いま表示している運動量領域ではすべてで電子・陽電子はチェレンコフ光を発生するのに対し， π 中間子は 1 [GeV/c] 以下では光らないため識別可能である．それ以上の運動量では π 中間子も光りはじめるものの発光量が異なるため，閾値を適切に決定することで Electron Veto 用カウンターが実現可能となる．

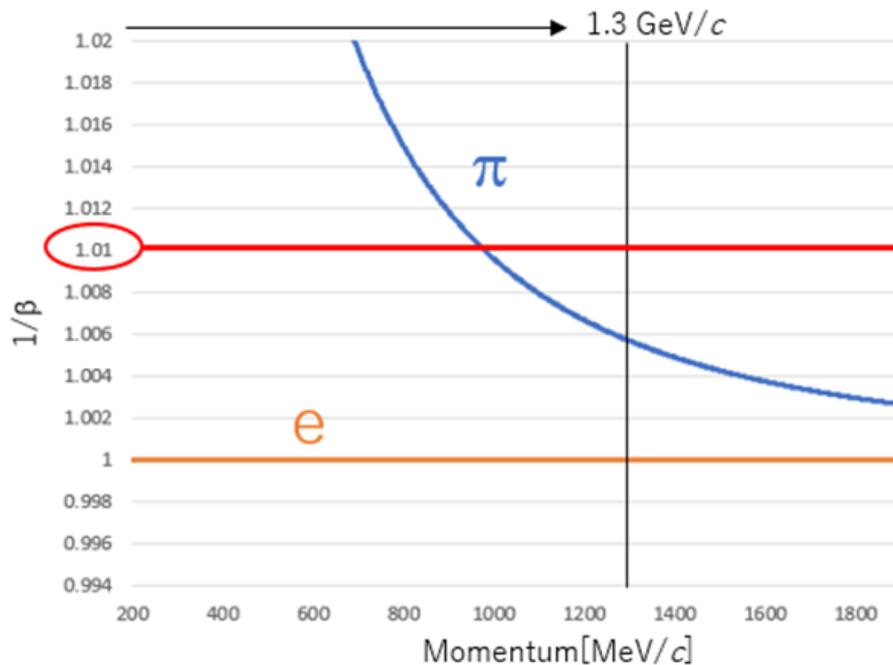


図 1.5 運動量とチェレンコフ放射の閾値の関係

1.6 エアロジェル

チェレンコフ光の輻射体として屈折率 1.01 のシリカエアロジェルを考えている．

エアロジェルの主成分はガラスや乾燥剤によく用いられるシリカ (SiO_2) である．これは空気を多く含むような構造にすることで屈折率を小さくすることができる．この空隙のために吸湿性に優れているが実験の際に空気中の水分を吸って使えなくなってしまうような特殊な加工をしてもらうことで空気中でもそのまま使えるようになっている．

1.7 MPPC(SiPM)

我々が東北大学電子光理学研究センターで実験をするときに用いている 680 電磁石では中心の最大磁場が約 0.42 [T] に達し，一般的に用いられる光電子増倍管 (PMT) では磁場の

影響を受けてゲインが低くなってしまう。そこで磁場中で光を検出できる光センサーが必要になるが、候補としては Fine mesh dynode type PMT と MPPC が挙げられる。前者は、ダイノードがメッシュ状に組まれており光電子が磁場によりローレンツ力を受けて曲がっても次のダイノードに到達できるため、磁場中でも扱うことが可能である。しかし標準的な PMT に比べゲインが 1 桁ほど小さいため、光子数が少ない今回の小型エアロジェルチェレンコフカウンターでは不利になる。

後者は、半導体検出器の一種で SiPM という名称であるが、浜松ホトニクスの商品名として MPPC という名前も一般的であるためこの論文では MPPC と呼ぶ。これは磁場中でも動作し、かつ検出効率も PMT に比べて高いことからチェレンコフ光の読出しに適していると思われる。

そこで MPPC を用いた場合にどれだけの光子数が期待できるか見積もってみる。これを計算するには、

$$(\text{見積もられる光子数}) = (\text{発生するチェレンコフ光の数}) \times (\text{PDE}) \times (\text{開口率}) \quad (1.4)$$

と大きく分けて 3 つの要素を考える必要がある。まず 1 つ目の発生するチェレンコフ光の数は式 (1.3) から計算できるが、波長 λ に依存することに注意しなければならない。次の PDE (Photon Detection Efficiency) は MPPC の場合、量子効率とアバランシェ増幅の確率を合わせたもので、これは MPPC の種類に依存する量であり、浜松ホトニクスのデータシートに波長ごとの値が載っている。最初の 2 項は波長に依存するため積分で足し合わせる必要がある。最後の 3 つ目は、MPPC の開口率である。想定しているセットアップではエアロジェル $3 \times 6 \times 4$ [cm³] のうち 3×6 [cm²] の 2 面に MPPC を敷き詰めて光を検出する。そのため他の面は反射材としてテフロンで巻き、乱反射させる。MPPC は隙間なく並べるつもりであるが、1 つ 1 つの MPPC には枠に対して有効な光電面の大きさが決まっており、それが開口率としてデータシートに記載されている。

詳しい MPPC の紹介はあとで述べるが、開口率は 88 [%] のものを使用するためこの値を用いた。

計算した結果、MPPC の場合は約 20 個のチェレンコフ光が観測できることが分かった。しかし上の計算では、すべて反射して MPPC まで光が到達していることを仮定しており、エアロジェルによる吸収などの効果は全く考慮していない。そのため、テスト実験により実際に確かめることが重要である。

第 2 章

宇宙線測定

今回，チェレンコフ光の輻射体として用いるのは JFCC (Japan Fine Ceramics Center) のエアロジェルである．図 2.1 から分かるようにサイズは $3.0W \times 4.3H \times 6.0D$ [cm^3] である．

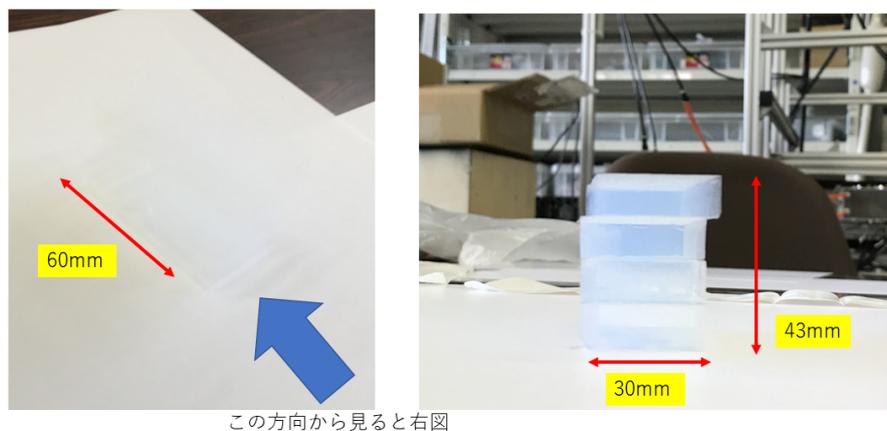


図 2.1 屈折率 1.01 のエアロジェル (JFCC)

2.1 見積もられる光子数

MPPC のときと同様に，PMT で測定したときに見積もられる光子数も計算してみる．用いる式は基本的に MPPC のときと同じであるが，PDE は浜松ホトニクスから読み取った量子効率 (Quantum Efficiency) に対応する．

また MPPC のときに開口率を考慮したが，PMT ではエアロジェルの側面 (3×6 [cm^2]) を完全に覆うことはできないため，図 2.2 に示したように幾何学的に縦 3 [cm]，横 6 [cm] の長方形を半径 1 インチ (= 2.54 [cm]) の円で覆える面積を計算して補正する必要がある．この幾何学的な損失を開口率と呼んで計算した．

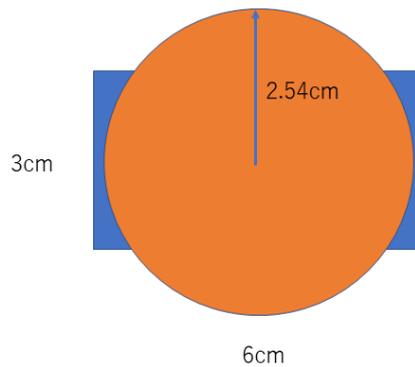


図 2.2 PMT の開口率 (幾何学的な効率)

$$(\text{開口率}) = \frac{1}{18} \left\{ \pi \times 2.54^2 - \left(4 \int_0^{2.54 \cos(\sin^{-1}(\frac{1.5}{2.54}))} (\sqrt{2.54^2 - x^2} - 1.5) dx \right) \right\} = 0.79 \quad (2.1)$$

これもかけて最終的に見積もられる光子数は、約 8.3 個であった。しかし、これは前に述べたのと同様にエアロジェル内で発生した光子がすべて反射材で反射し、なおかつ減衰も全くないときの場合である。今回は小型のエアロジェルを用いるためこの楽観的な予想でも約 8 個ほどしか光子数がないので、実際に測定可能であるか作ってみて検出した光子数を数えるというのがここでの目的である。

2.2 セットアップ, 解析方法

宇宙線測定の際の実験セットアップを図 2.3 に示した。この図を見ると分かるように、エアロジェルからのチェレンコフ光検出用に左右に PMT(左右で H1949, H7195 と型番が違うのはすぐに使えるものを使用したため) を置いた。トリガーとしては、エアロジェルを挟むように上下にエアロジェル側面と同じ大きさに加工したプラスチックシンチレータを置き、それらのコインシデンスでデータ収集を行う。詳しい情報は付録 A にまとめた。

2.2.1 回路図

Unidaq というデータ収集用プログラムを採用し、PMT からの電荷を QDC モジュール (CAEN V792)、時間情報を TDC モジュール (CAEN V775) で取得した。そのときの回路図を図 2.4 に示した。

図 2.4 には line A, B, C の 3 種類の線があるが、これはそれぞれ Pedestal (光電子 0 個), Single Photo-Electron (SPE, 光電子 1 個), 宇宙線のデータをとったとき、それぞれのトリガーに対応している。これらの線が集まっている中央のコインシデンスをとるモジュール

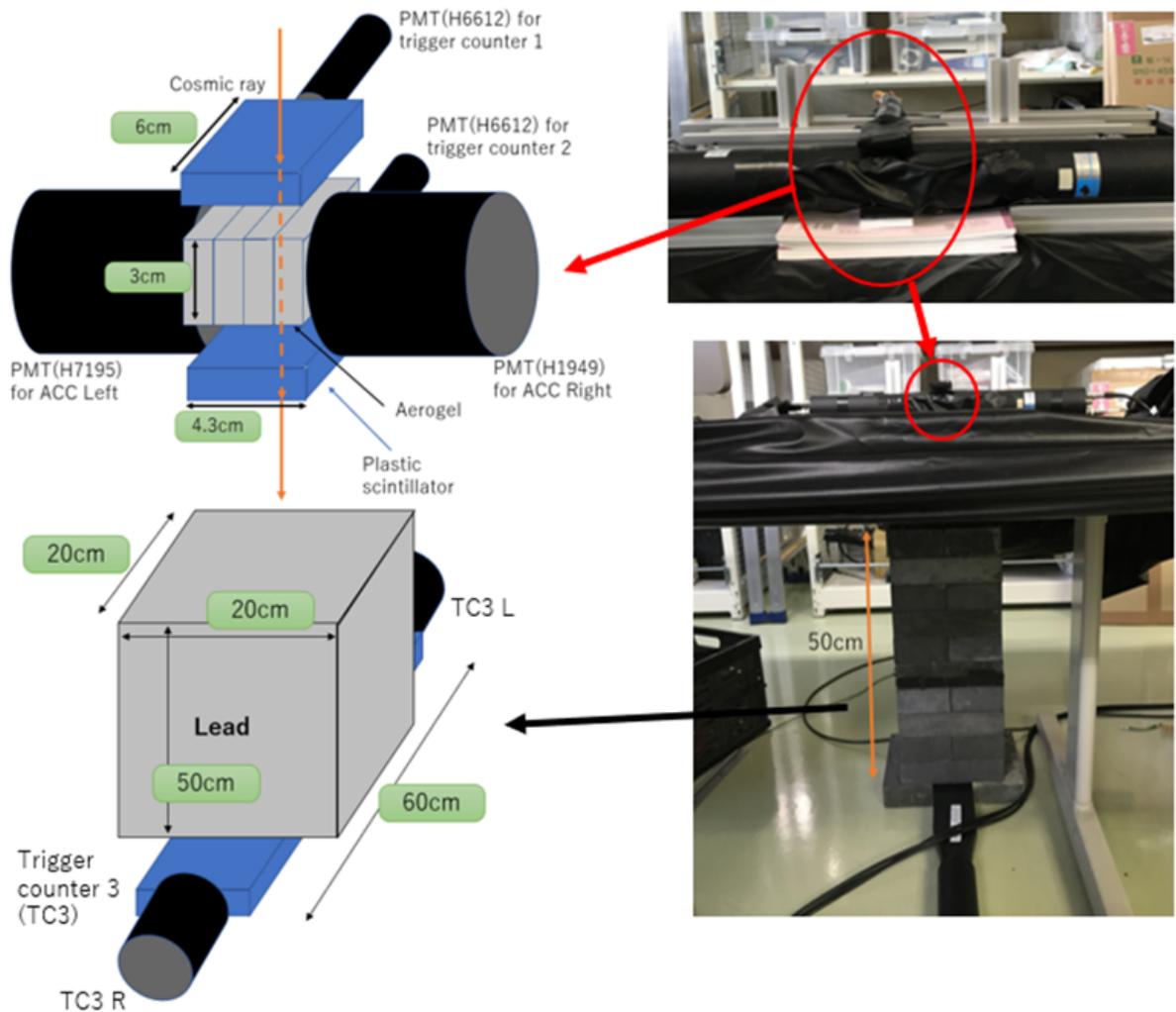


図 2.3 宇宙線測定のセットアップ

では On/Off のスイッチがついており、それぞれの測定ごとにスイッチを切り替えるだけで 3 種類のトリガーでデータ収集が行える。図中では省略したが、line B では左右の PMT それぞれのセルフトリガーが必要であるから、実際は ACC Left の方にももう一本つながれている。

QDC のデータを取るときには 8 倍の PM Amplifier と 16 [dB]($\sim 1/6$ 倍) の Attenuator を挿入している。本来は増幅しなくても十分測定できるはずだったため直接 QDC にいていたのだが、図 2.5 のように QDC でのベースラインと、PMT 側のベースラインがずれていることにより、QDC モジュールで Pedestal が正しく値をとれないほど有効な電荷が小さくなってしまっていたことが判明した。そこで手持ちの PM Amplifier (TKY-0351) にオフセットを調整できる機能がついていたため使用し、今度は増幅によりオーバーフローをする

PMT について独立に決定する必要がある。定義については様々な流儀があるが、ここでは以下のように定義する。

$$\text{Gain} = (\text{SPE ピークの平均値}) - (\text{Pedestal ピークの平均値}) \quad (2.2)$$

$$\text{NPE} = [(\text{測定した QDC チャンネル}) - (\text{Pedestal ピークの平均値})] / \text{Gain} \quad (2.3)$$

つまり Pedestal と SPE のデータを取れば宇宙線で測定したときの QDC のデータから平均何個の光電子数が PMT で見えたかが分かる。

2.2.2.1 Pedestal

Pedestal の取り方は、図 2.4 に示したように Clock Generator を用いた。今回は 1 [kHz] で測定を行ったが、そのタイミングでデータを取得するため、PMT にとってはランダムなトリガーとなっており、データの大多数は 1 個も光電子を観測していない Pedestal だと期待される。実際にエアロジェルの左右の PMT で得られた Pedestal を図 2.6 に示した。なおこの図中の赤線はピークを Gauss 関数でフィッティングしたものである。

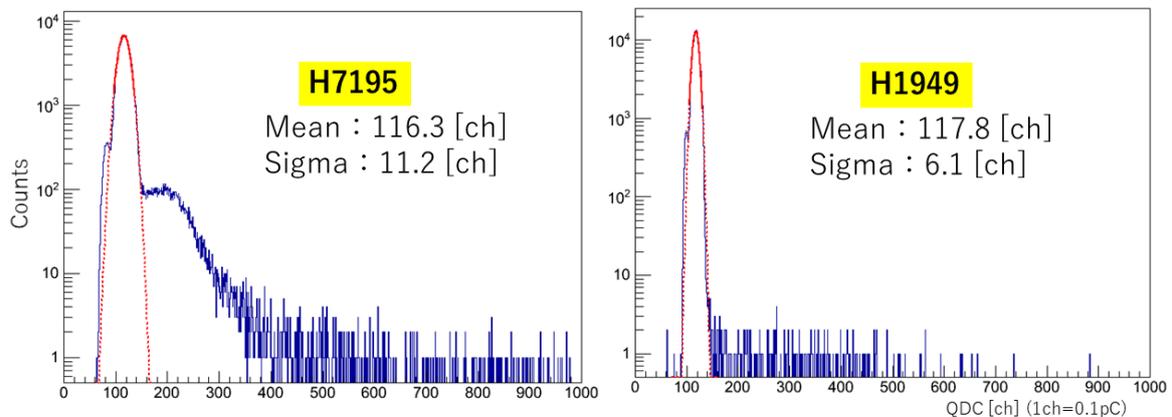


図 2.6 Clock Generator をトリガーにしたときの ACC Left (H7195) と ACC Right (H1949) の QDC ヒストグラムと Gauss 関数でフィッティングしたときの結果。縦軸は対数スケール。なおフィッティング範囲はそれぞれ 96 ~ 137 [ch] と 105 ~ 131 [ch]

これを見ると、H7195 の方はこのランダムトリガーでも SPE のピークが見えていることが読み取れる。またどちらのヒストグラムでも Pedestal のピークの左側に小さな山が出ているのが見えるが、これはおそらく今回入れている PM Amplifier のノイズ特性によるものである。これについては付録 B にまとめた。

2.2.2.2 Single Photo-Electron

続いて SPE は、それぞれの PMT でセルフトリガーを作り、自分自身で Discriminator の閾値を超えたタイミングでデータを取得した。ここで今回は SPE を取りたいので

Discriminator の閾値は、あらかじめ SPE に対応する信号の電圧をオシロスコープでチェックしておいて十分に低く設定する必要がある。この条件で取られたデータの大多数は、PMT の光電面から室温で熱運動している電子が飛び出すことによって生じるサーマルノイズであると予想される。つまりこのトリガーで得られたピークの位置こそが SPE ピークに相当するはずである。

測定したヒストグラムとフィッティング結果を図 2.7 に示した。

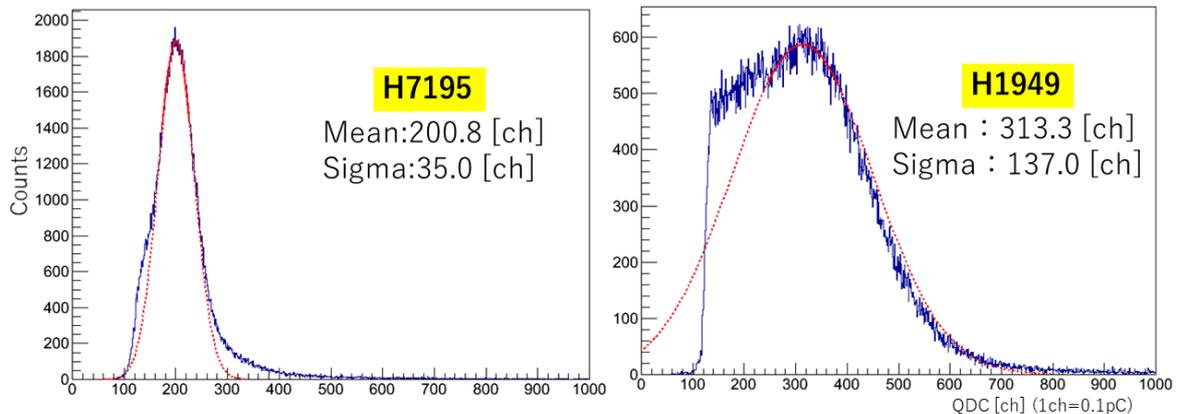


図 2.7 ACC Left (H7195) と ACC Right (H1949) でそれぞれセルフトリガーにしたときの QDC ヒストグラムと Gauss 関数でフィッティングしたときの結果。フィッティング範囲はそれぞれ 174 ~ 227 [ch] と 224 ~ 384 [ch]

2.3 β セレクション

図 2.3 の下側の写真には、鉛ブロックと、その更に下に置かれたプラスチックシンチレータと両読みの PMT からなるトリガーカウンターがある。これは宇宙線の速度を限定し、必ずチェレンコフ光を出す宇宙線が通過したイベントのみを選ぶために設置したものである。図 2.4 ではトリガーとして参加していないため、データとしてはエアロジェルの上下に設置したトリガーカウンターのコインシデンスだけで取るが、オフライン解析でイベントセレクションを行った。

2.3.1 Bethe-Bloch の式

鉛をどれだけ積めば、必ずチェレンコフ光を発する宇宙線を選べるかを計算で粗く見積もる。宇宙線といっているが、実験室のある地表近くまで届くのは μ 粒子である。

μ 粒子は電荷 -1 を持つ質量 105.66 [MeV/c²] のレプトンである。チェレンコフ光を観測できる条件は $\beta > 1/n$ であり、今回は屈折率 1.01 のエアロジェルを用いているため、

$\beta > 0.990$ のときだけである。最小の β のとき、 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \simeq 7.12$ である。つまり μ 粒子のエネルギーが、

$$E_{\min} = \sqrt{p_{\mu}^2 c^2 + m_{\mu}^2 c^4} = m_{\mu} c^2 \sqrt{\gamma^2 \beta^2 + 1} \simeq 752 \text{ [MeV]} \quad (2.4)$$

以上でなければならない。

そこで鉛 (密度 $11.34 \text{ [g/cm}^3\text{]})$ を用いて、 750 [MeV] 以下のエネルギーの μ 粒子を止めるにはどれだけの厚さが必要かを Bethe-Bloch の式 (2.5) を用いて計算した。

$$-\frac{dE}{d\rho x} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.5)$$

$$W_{\max} := \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{1 + 2(m_e/M)\sqrt{1 + \gamma^2 \beta^2} + (m_e/M)^2} \quad (2.6)$$

ただし、

N_A : アボガドロ定数 $6.022 \times 10^{23} \text{ [mol}^{-1}\text{]}$

r_e : 古典電子半径 $2.817 \times 10^{-13} \text{ [cm]}$

m_e : 電子の質量 $0.511 \text{ [MeV}/c^2\text{]}$

I : 物質の平均イオン化ポテンシャル

Z : 物質の原子番号

A : 物質の原子量

ρ : 物質の質量密度

z : 入射粒子の電荷

$\beta = v/c$: v は入射粒子の速度, c は光速

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

δ : 密度効果の補正項

C : 殻効果の補正項

W_{\max} : 1 回の衝突での最大エネルギー移行

実際には Range を計算することになるが、以下のように定義される。

$$\text{Range} = \int \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.7)$$

ただし、実際に積分を実行するのは大変なので今回は粗く区間を 50 [MeV] で区切り、 dE/dx は一定とし、 50 [MeV] エネルギーを落とすたびに Bethe-Bloch の式を計算しなおすプログ

ラムを作成した。数式で表現すると、

$$\begin{aligned} \text{Range} = & \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=750 \text{ [MeV]}} \right)^{-1} \times 50 + \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=700 \text{ [MeV]}} \right)^{-1} \times 50 \\ & + \dots + \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=150 \text{ [MeV]}} \right)^{-1} \times (150 - 105.66) \end{aligned} \quad (2.8)$$

である。その結果、鉛ブロックが約 50 [cm] 必要だということが分かったため、50 [cm] 分積み上げたのが、図 2.3 の下の写真である。

2.3.2 イベントセレクション

今回のセットアップでは鉛の下に置かれたプラスチックシンチレータで信号を検出したという条件だけでは不十分である。なぜならプラスチックシンチレータが長いために、鉛を 50 [cm] 通過せずに斜めに貫通した μ 粒子も含むからである。これを取り除くためには一番下のトリガーカウンターにおいて、PMT の時間情報からイベントセレクションが必要である。2つの PMT の TDC の相関からイベントカットを行ったときの図を図 2.8 にまとめた。全体的に負の相関をもつことが分かるが、これはプラスチックシンチレータのどこを μ 粒

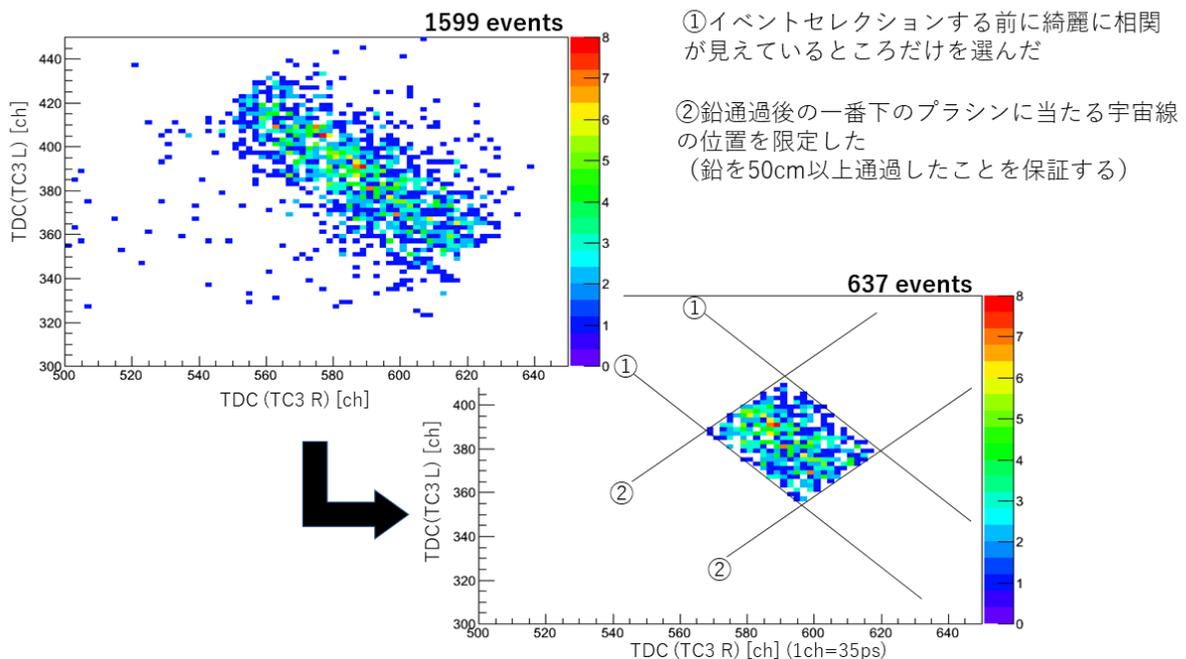


図 2.8 Trigger Counter 3 の 2 つの PMT の相関と、選択したイベント (4096 [ch]= 140 [ns])

子が通過したかによって両読みの PMT に到達する時間に差が出るのもっともらしい。この 2 つの TDC の差を見ると、分解能で境界線はぼやけるものの、幅は 5 [ns] ほどで分布し

ていることが分かった．実際の分布の図は付録 C にまとめた．今回はプラスチックシンチレータの長さが約 60 [cm] だということを考えると，プラスチックシンチレータ内での光の速度は，

$$c_{\text{Scin.}} = \frac{60 \text{ [cm]}}{5 \text{ [ns]}} = 12 \text{ [cm/ns]} \quad (2.9)$$

であることが分かる．鉛を 50 [cm] 通過するにはプラスチックシンチレータの中心から ± 10 [cm] 以内のイベントのみを選択すれば良いので，そこを選び出したのが図 2.8 の右である．

2.4 結果

エアロジェルの上下に置かれたプラスチックシンチレータのコインシデンス，かつ鉛を 50 [cm] 通過したイベントだけを選んだときの左右の PMT の和をとったものと Poisson \times Gauss 関数でフィッティングして平均光子数を得たものを図 2.9 にまとめた．横軸は上で得られた Gain を用いて光電子数に変換しており，縦軸の計数は Poisson 分布に従うため実際に測定された計数 N に対して標準偏差は \sqrt{N} であるから， $N \pm \sqrt{N}$ で誤差棒をつけている．

式 (1.3) では数が確定しているように見えるが実際には量子力学的な効果から揺らぐので，観測された平均値が計算された期待値に対応している．この揺らぎはランダムに起こり，今回は光子数も少ないので Poisson 分布に従う．ただし，PMT の分解能により 1 つ 1 つの光子を観測するときにも揺らぐことになる．この補正を加えるために Gaussian も畳み込んだ関数でフィッティングした．すると平均 8.2 個の Poisson 分布に従うことが分かった．

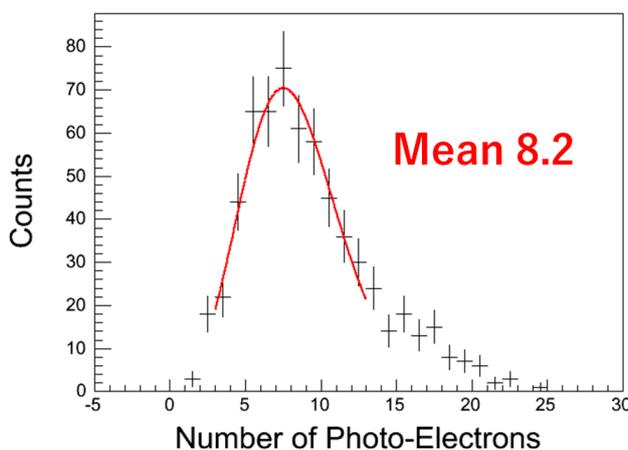


図 2.9 宇宙線測定の結果 (SUM)

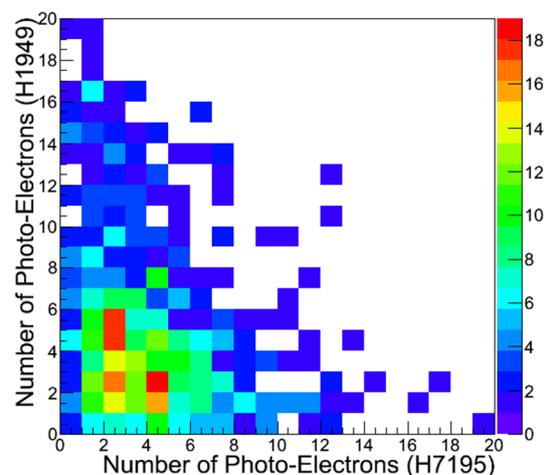


図 2.10 左右の PMT の QDC 相関

さらに左右の PMT の QDC-QDC 相関を図 2.10 に示した．図 2.9 では左右の PMT で

足し合わせたものを表示しているが、図 2.10 では片方の PMT に多く光が到達しているときにはもう一方が少なくなっているという関係も見ることができる。今回のセットアップでは左右の PMT で異なる型番のものを使用しているが、どちらも正しくチェレンコフ光を観測できていることもこの図から分かる。

2.5 まとめ

見積もられた光子数は、前に示したように約 8.3 個であった。

今回、宇宙線測定の結果で得られた光子数は 8.2 個であり、かなり予想と近い結果であった。計算で得たものは、量子効率をデータシートから目で読み取っていたので計算精度はあまり高くなく、誤差も評価できないが、おおよそ予想通り検出できていたことが分かった。MPPC では 20 個程の光子が想定されているので、小型エアロジェルチェレンコフカウンターが実現できるということが分かった。

第 3 章

実光子ビームを用いた測定

宇宙線測定で用いた結果は約 1 週間ほどデータをためたものであった。東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) では、最大 1.3 [GeV/c] の実光子ビームを用いることができるので、より少ない時間で統計量をためることができる。

ここでの目的は、宇宙線測定のために用いていた JFCC 製のエアロジェルが、宇宙線のとときの結果と同等の結果が得られるか検証することと、千葉大学で作られた同じ屈折率 1.01 のエアロジェルでも測定を行い、比較することである。

3.1 2つのエアロジェル

比較を行うエアロジェルを図 3.1 に示した。PMT または MPPC で読み出す面は、この

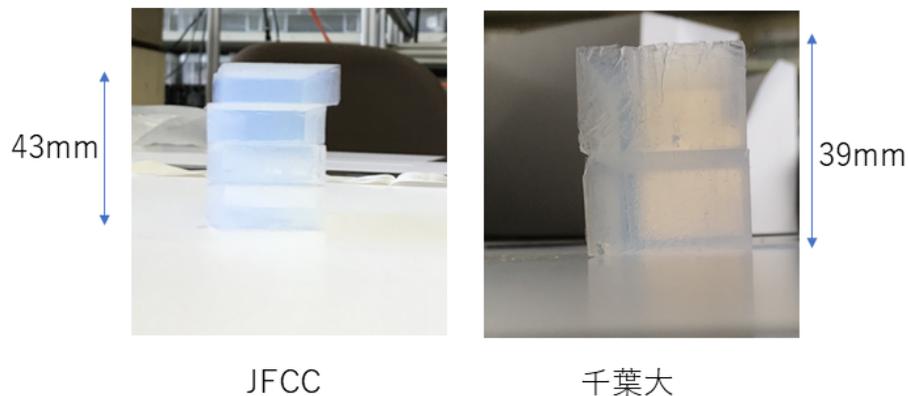


図 3.1 エアロジェルを横から見た写真

図では見えないが 3×6 [cm²] であり、実際に設置する場所の大きさによる制限から決まっている。この 2つのエアロジェルもその面の大きさは等しく加工されている。しかし、図

3.1 から分かるように高さ方向の厚さは多少変えることができる。この写真でいうと、実光子ビームは水平方向であるから、チェレンコフ光を発する電子・陽電子も水平方向に通過する。つまり高さが大きければ、それだけ粒子が通る面積は大きくなる。一方、光センサーまでの距離が長くなる分エアロジェル中の吸収などにより、光量が減ることも考えられる。

ただし宇宙線測定の結果から、エアロジェルによる吸収、反射材での減衰はほとんどないと考えられるため、高さの違いはあまり影響しないはずである。

3.2 東北大学電子光物理学研究センター (ELPH)

ここでは、実光子ビームをつくる過程と、使用した Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) について説明する。

電子光物理学研究センターは英語で、Research center for ELeCtron PHoton science と書くのでそのスペルからとって、ELPH と呼ばれる。ELPH のビームラインはいくつかあり様々な実験に使用されている。大学が所有する加速器としては非常に大規模である。図 3.2 に ELPH の全体図を示してある。我々が今回使用したのは、第 2 実験室である。まず、シン

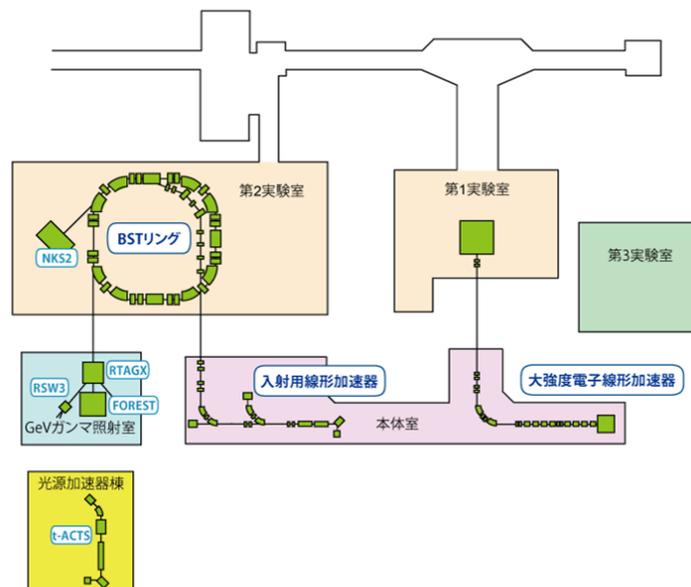


図 3.2 ELPH のビームライン (元の図は Ref. [2])

クロトロン入射用線形加速器で最大 100 [MeV] まで電子を加速し、1.3 [GeV] ブースター・ストレージリング (BST リング) に入射する。(Ref. [3])

BST リングに入射する段階ですでに電子はほぼ光速に達しているが、BST リングでは最大

1.3 [GeV] まで加速し、リング内に貯蔵することが可能である。加速して貯蔵しておくのは電子であるが、我々が利用する実光子を作るには周回している電子ビームの軌道上に細い炭素ファイバーを挿入することで制動放射を起こして得る。制動放射とは電子が減速するときに電磁波 (光) を放出する現象である。

こうして作られた実光子ビームは、我々の NKS2 に向かってくるが、その様子を表したものがすでに示してある図 1.4 である。

標的は 680 電磁石によって作られる最大磁場 0.42 [T] に達する中心に置かれる。ここで光子が反応してできた粒子を磁場で曲げて、周囲を取り囲む VDC, CDC で飛跡をとらえるというのが、標準的な NKS2 の使い方である。しかし今回のビームタイムでは、私はパラサイト実験として参加しており、今回のセットアップはこの図とは異なる点がいくつかある。

3.3 セットアップ

今回の測定のセットアップを簡易的に示したものが図 3.3 である。またその測定の際の実光子ビームの経路も分かるように全体を示したのが図 3.4 である。

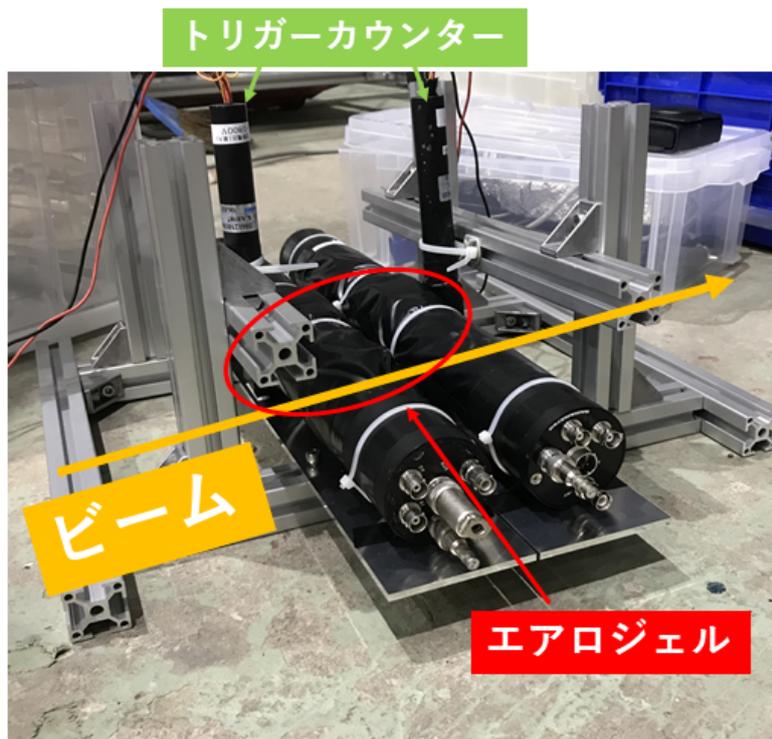


図 3.3 実光子ビームを用いた測定でのセットアップ

今回の実験では標的に 3 [mm] のアクリルを使用し、さらに標的と VDC を 680 電磁石から取り出して磁石の前に 90 度回転させて倒して置いてある。この標的周りを囲むように

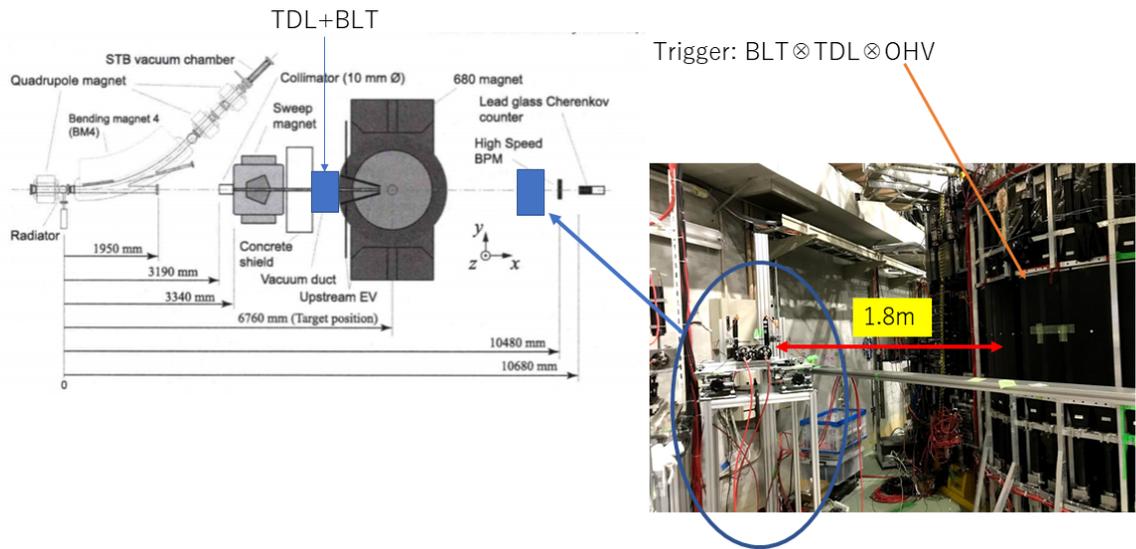


図 3.4 実光子ビームを用いた測定での全体図 (元の図は Ref. [1])

置いてあるプラスチックシンチレータと MPPC で構成される TDL (Timing counter for Direct Lifetime measurement) を 1 つのトリガーとしている。さらに BLT (Beam Line Trigger) としてビームライン上に設置されているプラスチックシンチレータ、680 電磁石の後ろに置かれたプラスチックシンチレータと PMT で作られている OH (Outer Hodoscope) のコインシデンスをとっている。つまり、TDL ⊗ BLT ⊗ OH のロジックでデータを取得している。エアロジェルはさらに OH の後ろに設置してあり、実光子ビームの線上に置いた。

データを取得したあと、解析の段階で荷電粒子が通過したイベントを選ぶためにエアロジェルの上流と下流に設置したプラスチックシンチレータのコインシデンスを用いる。

そのため今回は図 3.3 に示してあるようにトリガーカウンターに挟まれるように比較したい 2 つのエアロジェルを配置してある。

3.4 イベントセレクション

エアロジェルをビームライン上に置いたが、アクリル標的で e^+e^- 対生成したものは磁場に曲げられるため我々のトリガーで観測することはない。

そのことを簡単なモデルで確認しておく。電子または陽電子は電荷の絶対値が 1 であるから、

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3B [\text{T}]\rho [\text{m}] \quad (3.1)$$

で計算できる．中心磁場 $B = 0.42$ [T] であり，回転半径は少し面倒だが，トリガーに当たるには標的からエアロジェルまでの距離 4.0 [m] に対し，軌道のずれが 1.5 [cm] 以内であることから，図 3.5 のように磁場の条件を理想化して，680 電磁石の端から端まで 0.42 [T] で一様磁場ができているとする．このとき回転半径を計算する上で中心 $(0, 0)$ で半径 ρ の円を

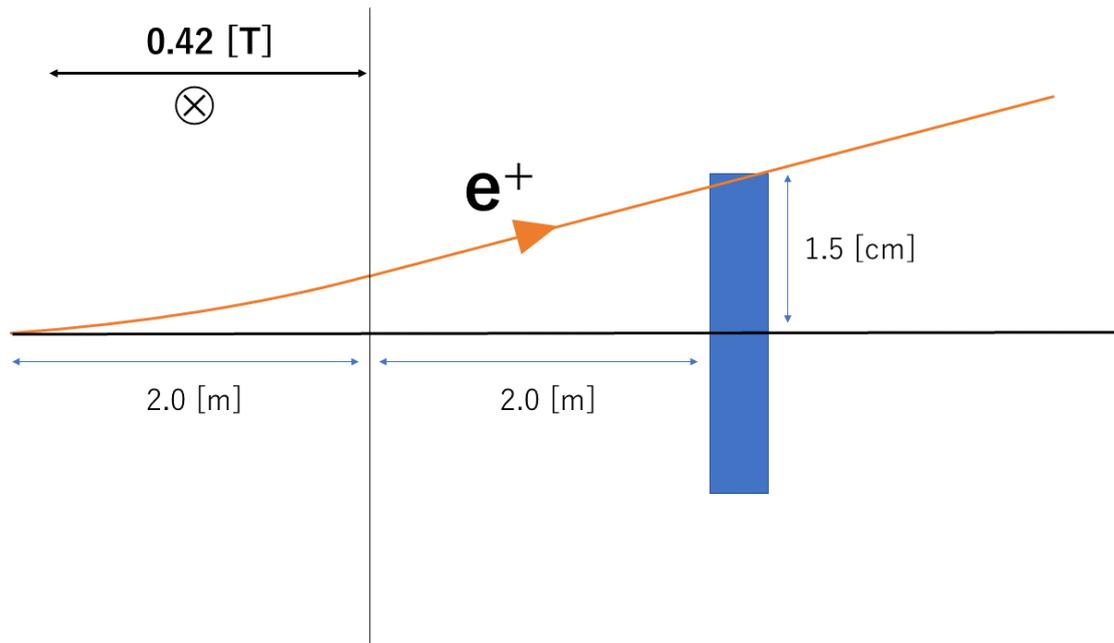


図 3.5 回転半径の計算のために参考にした図，スケールが全く合っていないことに注意

考え，標的位置を $(0, -\rho)$ とする．以下座標表記するときの単位は [m] とする．系の対称性から電子と陽電子では回転の向きが異なるのみで回転半径，およびそれから得られる運動量は等しいため，以下では陽電子のみで考えて計算する．このときの円，つまり陽電子の描く軌道の方程式は，

$$x^2 + y^2 = \rho^2 \quad (3.2)$$

つまり 680 電磁石の終端の座標を $(2.0, -y_0)$ とおくと，

$$2.0^2 + y_0^2 = \rho^2 \quad (3.3)$$

の関係がある．

またこの点における接線は，

$$2.0x - y_0y = \rho^2 \quad (3.4)$$

の方程式を満たす．

標的で発生した陽電子が我々のトリガーを鳴らすかどうか見積もるため下流のトリガーカウンターにあたる場合を考えてみる。こうして得られた軌道は上流のトリガーカウンターも通過することが確認できる。

このときは $(4.0, 0.015 - \rho)$ を通過するということなので、代入すると、

$$2.0 \times 4.0 - y_0(0.015 - \rho) = \rho^2 \quad (3.5)$$

計算はやや大変だが、式 (3.3), (3.5) を満たす $y_0 > 0, \rho > 0$ は、

$$y_0 = 399.999 \text{ [m]} \quad (3.6)$$

$$\rho = 400.004 \text{ [m]} \quad (3.7)$$

よって、 $\rho \simeq 400 \text{ [m]}$ と求められた。

従って、標的由来の電子・陽電子が磁場を通過しエアロジェルまで到達するには運動量が、

$$p \simeq 0.3 \times 0.42 \times 400 \simeq 50 \text{ [GeV}/c] \quad (3.8)$$

でなければならない。もちろん今回は実光子ビームのエネルギーが最大エネルギー 1.3 [GeV] であるからこれほど高運動量の電子・陽電子が来ることはないと分かる。つまりほとんどのイベントは空気中や、トリガーカウンターとして使用しているプラスチックシンチレータで e^+e^- 対生成したものとなる。

そのため、さまざまなイベント由来の電子・陽電子があるため 1 つの粒子が通過したイベントをうまく選ぶことで宇宙線測定の結果と比較できる。上流、下流のトリガーカウンターの QDC の相関を図 3.6 に示した。この相関で一番多いイベント部分をとってもそれが 1 粒

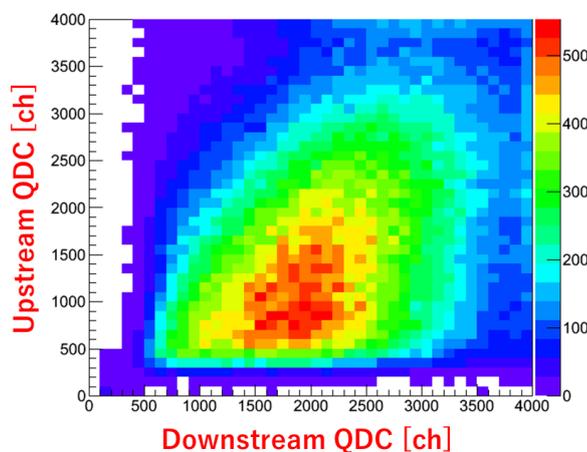


図 3.6 上流と下流のプラスチックシンチレータの QDC 相関

子通過イベントとは限らない。ここで正しくイベントセレクションするためには宇宙線測定

のときと同様に Gain を決定してからの方が分かりやすい。そこで図 3.7~3.10 に、それぞれ JFCC 製のエアロジェル (AC1 と呼ぶ)、千葉大製のエアロジェル (AC2 と呼ぶ) に対応している PMT の Pedestal, SPE (Single Photo-Electron) を示した。

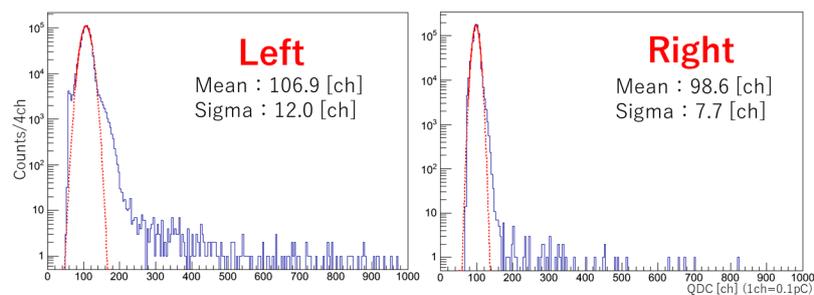


図 3.7 AC1 の Pedestal, フィッティング範囲は Left が 76 ~ 124 [ch], Right が 76 ~ 116 [ch].

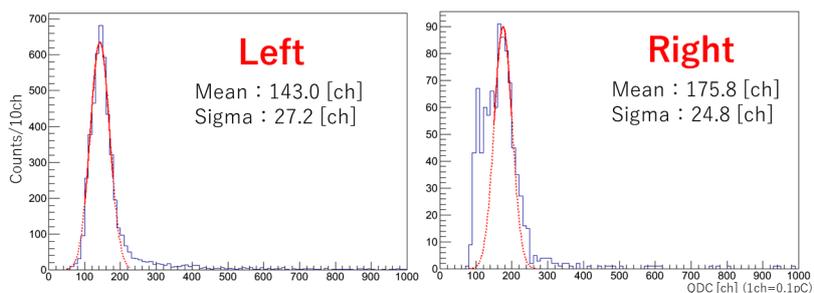


図 3.8 AC1 の SPE, フィッティング範囲は Left が 100 ~ 180 [ch], Right が 150 ~ 200 [ch].

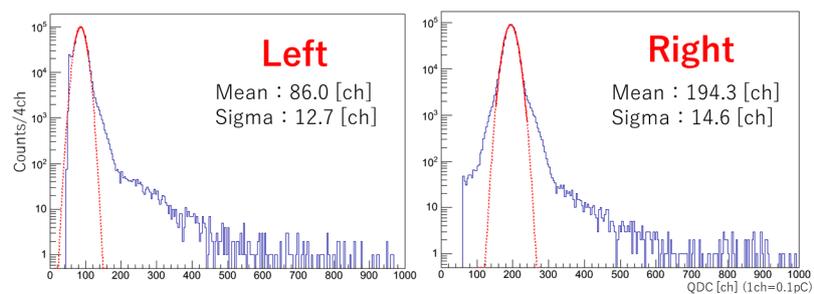


図 3.9 AC2 の Pedestal, フィッティング範囲は Left が 68 ~ 108 [ch], Right が 152 ~ 240 [ch].

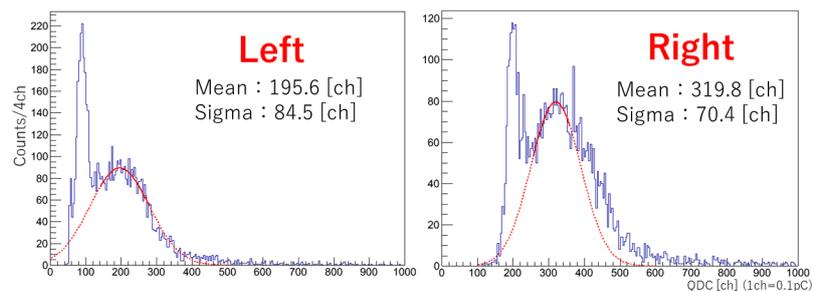


図 3.10 AC2 の SPE, フィッティング範囲は Left が 140 ~ 280 [ch], Right が 256 ~ 360 [ch].

これから宇宙線測定のとおり同じ定義で Gain を決定した。

トリガーカウンターの QDC 相関から図 3.11 のようにイベントセレクションすると，光電子数の分布は図 3.12 のようになり， $NPE = 8$ 付近のピークの他に 16 付近にもピークらしきものが確認できる．これは 1 粒子通過イベントの他に 2 粒子通過イベントも多く混

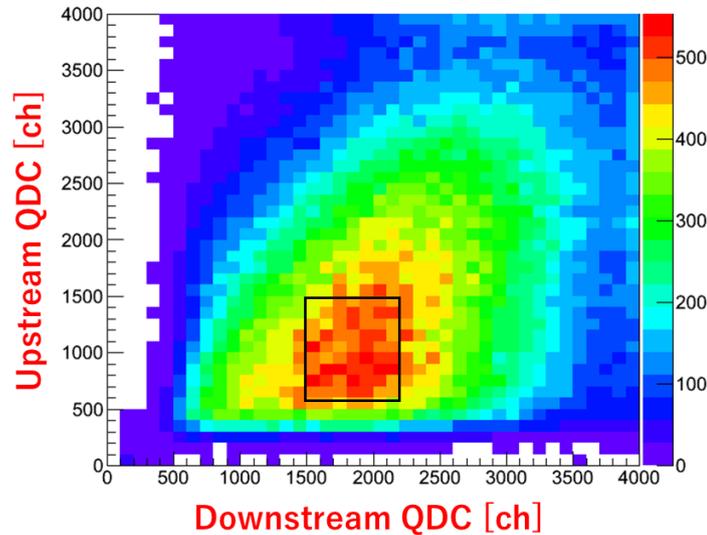


図 3.11 トリガーカウンターの QDC 相関から最も多いイベントを選択，範囲は上流側が 500 ~ 1500 [ch]，下流側が 1500 ~ 2200 [ch]．

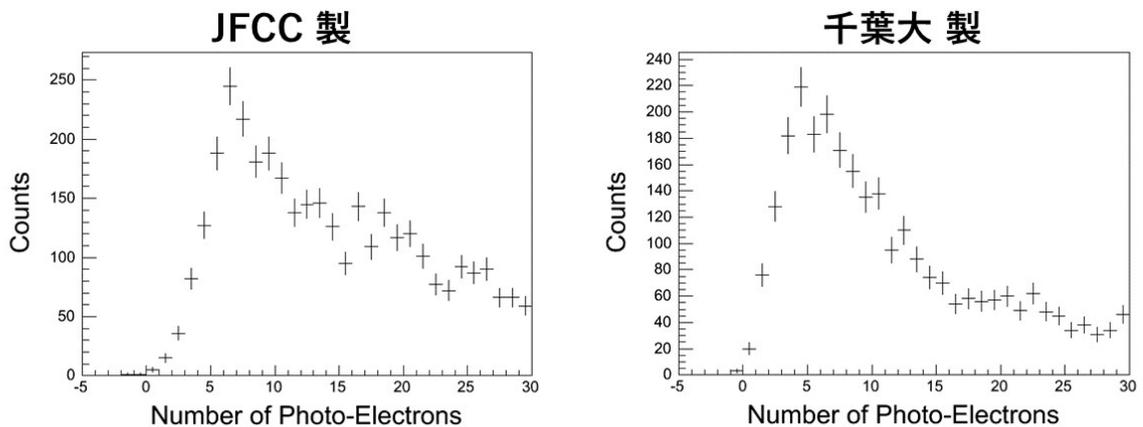


図 3.12 図 3.11 の範囲で選択したイベント

ざっているためだと考えられる．そこで図 3.13 のように選択すると，この結果では AC1, AC2 どちらもピークが 1 つしか見えないため，宇宙線測定のとおり $Poisson \times Gauss$ でフィッティングが可能となる．

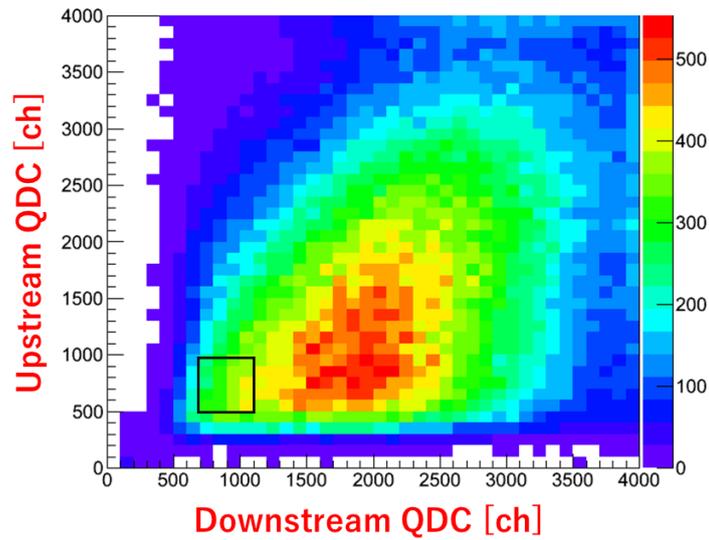


図 3.13 トリガーカウンターの QDC 相関から 1 粒子通過イベントに相当しそうなイベント，範囲は上流側が 500 ~ 1000 [ch]，下流側が 700 ~ 1100 [ch].

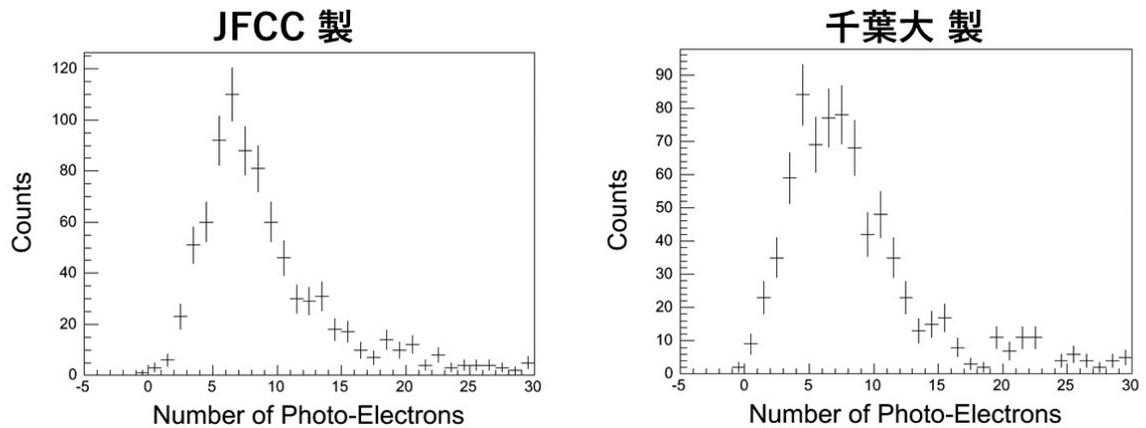


図 3.14 図 3.13 の範囲で選択したイベント

3.5 結果

図 3.15 にも示したように AC1 は平均 7.2 個，AC2 は平均 7.3 個のチェレンコフ光が観測できた。

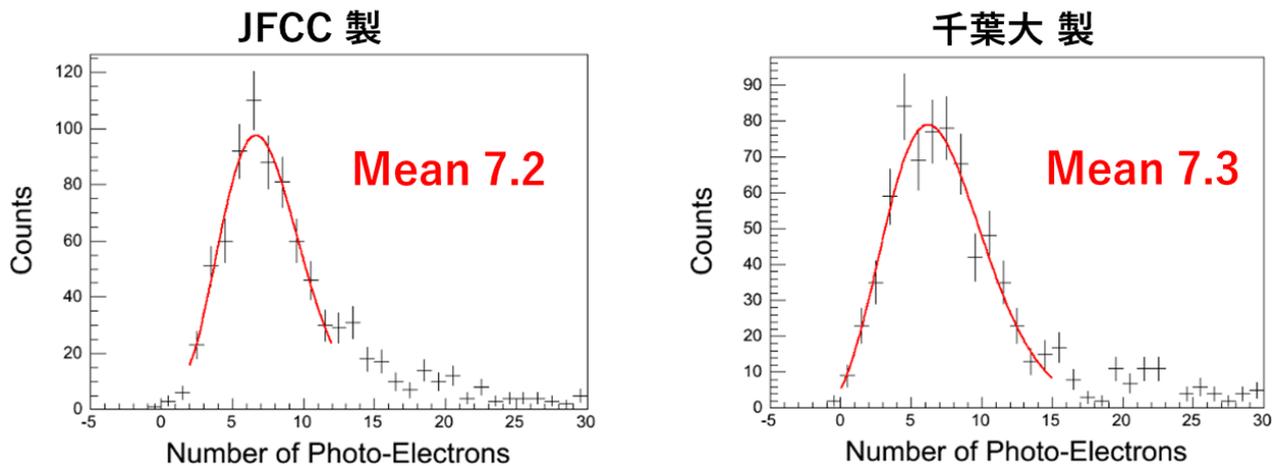


図 3.15 図 3.13 の範囲で選択したイベントでフィッティングした。さらにそのときに得られたポアソン分布の平均値を赤字でグラフの横に示した。

3.6 まとめ

はじめに述べたようにエアロジェルの高さが異なっていたのだが、平均光子数は 7.2 個、7.3 個でほとんど等しかったためこの違いはほとんどないと言える。つまり JFCC 製、千葉大製どちらでもチェレンコフ光の光子数に差はなかった。

また宇宙線測定や理論予想のときに考えていたのは μ 粒子で、今回は電子または陽電子であるが、計算上では電荷 ± 1 の粒子が $\beta = 1$ で通過するときのことを考えているのでそのまま比較して良い。

ここまでの結果を表にまとめると、表 3.1 になる。

表 3.1 エアロジェルに関する測定のまとめ

PMT で測定したときの予想	8.3 個
AC1 (JFCC) : 宇宙線測定	8.2 個
AC1 (JFCC) : 実光子ビーム測定	7.2 個
AC2 (千葉大) : 実光子ビーム測定	7.3 個

この結果を見ると、実光子ビーム測定的时候は光子数が少し減ったように見えるが、実際には PMT のエアロジェルの間は接着している訳ではなく空気があるため吸収が起こることも考えられる。しかし、それでも 7 個ほどの光子を検出できており、2 倍以上の検出効率を予想している MPPC を用いれば十分観測可能な光子数だと言える。

従って、今回の宇宙線測定と実光子ビーム測定の結果から、MPPC を用いた小型エアロ

ジェルチェレンコフカウンターは実現可能であることが実験的にも確かめられた。

第 4 章

MPPC のゲインのレート依存性評価

先にも述べていた通りエアロジェル側面を MPPC で覆うため、多数の MPPC を敷き詰めなければならない。小型のエアロジェルではあるが、片面で 50 個置くことになるため供給電圧や読出しチャンネル数を考慮して接続方法を吟味する必要がある。

4.1 MPPC の動作原理

まず MPPC とは、浜松ホトニクスが生産している多数のガイガーモードアバランシェフォトダイオードピクセルから成る半導体素子である。

MPPC のような半導体検出器は図 4.1 にあるように、PN 接合に対して逆バイアスの電圧をかけることによってキャリアのない空乏層を作り出す。ただし、印加された電圧により電場ができているため、光が空乏層内に入射すると電子-正孔対を作り、電子が N 側へ、正孔は P 側へとそれぞれ加速される。

電場を十分に強くしておくこと、キャリアが結晶格子と衝突する過程で再び電子-正孔対が発生し、これが連鎖的に起こる。これをアバランシェ増幅という。さらに印加電圧を上げていき、カソード・アノード間が短絡するときの電圧をブレイクダウン電圧という。MPPC の動作電圧は種類によるが、ブレイクダウン電圧 (V_b) より 2 ~ 3 [V] 高い電圧で用いることが多い。

また光が入射したとき、アバランシェ増幅により連鎖的にできた電子が移動することで電流が流れるが、各ピクセルに直列に接続されたクエンチング抵抗を流れることで電圧降下が起こり、空乏層の電位差がブレイクダウン電圧よりも小さくなったところでアバランシェ増幅がとまるためパルス信号が得られる。

今回用いる MPPC は、S13360-6075VS の表面実装型 MPPC である。MPPC に関する情報を表 4.1 にまとめた。

実際の MPPC の写真が図 4.2 にある。本番の実験セットアップでは狭い隙間で MPPC

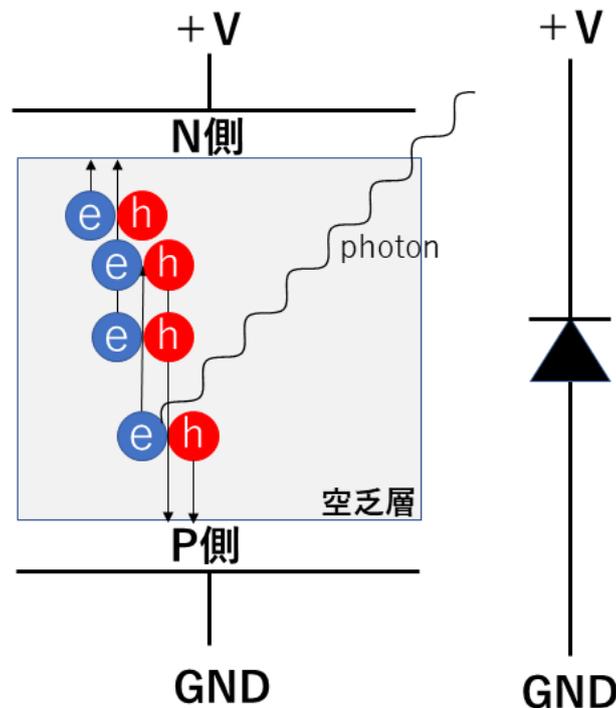


図 4.1 空乏層に光が入射したときのアバランシェ増幅の概念図

表 4.1 今回採用した MPPC のまとめ

型番	ピクセルピッチ	ピクセル数	開口率	ブレークダウン電圧
S13360-6075VS	75 [μm]	6400	88 [%]	~ 54 [V]

を敷き詰めることになるので表面実装型を採用したが、今回のテスト実験の際は、接続方法を調べるため抜き差しが簡単なようにコネクタピン用基板にはんだ付けした上でコネクタピンをつけている。コネクタピンの長さは随時切って適当な長さで使用した。

4.2 ハイブリッド接続

MPPC の接続方法としてまず単純に考えれば、直列接続か並列接続が想像しやすい。しかし今回のように 50 個もの MPPC を直列に繋ぐとなれば、それぞれの個体の動作電圧の和だけの電圧供給源が必要になる。一方で並列接続では、読出しチャンネル数が多くなってしまふことや、時定数が大きくなるのが問題となる。

両者の長所をうまく取り入れた図 4.3 のようなハイブリッド接続という接続方法がある。

この接続方法では、コンデンサと抵抗の値をうまく選ぶことによって交流成分と直流成分がそれぞれ異なる経路をたどるように設計されている。つまり、逆バイアスでかけている電源由来の直流電流はリアクタンス $X_c = \frac{1}{\omega C}$ のコンデンサを通りにくいため、抵抗を流れ

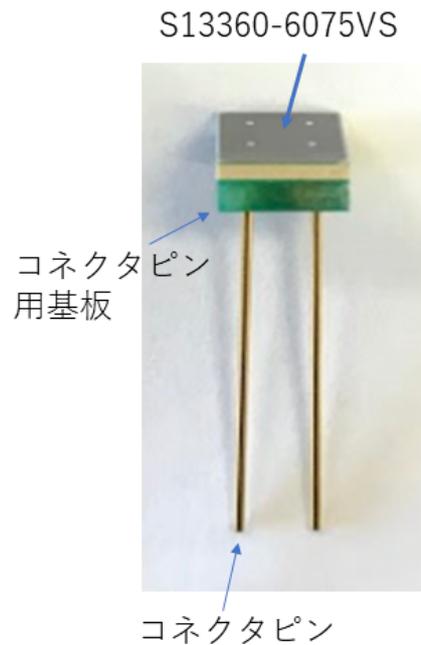


図 4.2 実際の MPPC の写真

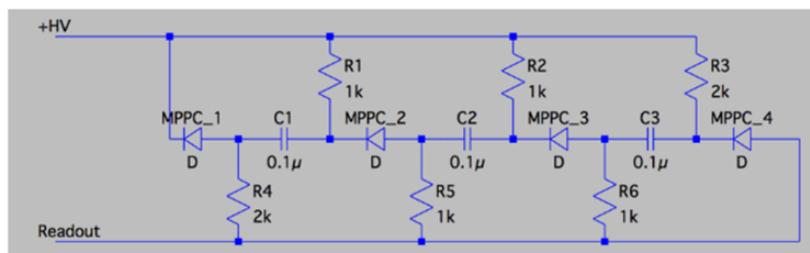


図 4.3 ハイブリッド接続の回路図 (Ref. [4][5])

る。そこで、コンデンサの部分で回路が断線しているように見ると、電圧供給時は並列に電圧がかかるため単体にかけると同じ程度の電圧で十分である。また、先に述べたようにクエンチング抵抗により、MPPC からの信号はパルスになっているためこの交流的な信号はコンデンサを流れやすいようになっている。読出しの際は、直列に MPPC の信号を足し合わせるため読出しチャンネル数は 1 つである。さらにコンデンサを直列に接続しているため時定数も小さくできる。

この回路図をもとに実体配線図を描いたものが図 4.4 である。さらにこれをもとに実際に回路を作成したものを図 4.5 に示した。

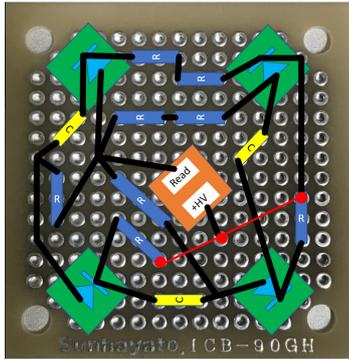


図 4.4 図 4.3 の実体配線図



図 4.5 実際に作成した回路

4.3 検証方法

今回の目的は、まず自分でハイブリッド接続を作成してみて正常に動作するか確かめることである。次に単体接続のときとゲインのレート依存性を比較することである。ゲインは MPPC の動作原理から分かるように空乏層内の電場の大きさに依存する。MPPC に光が入射し、アバランシェ増幅が起きてこの信号由来の電流が流れると読出しのための抵抗部分で電圧降下が起こる。これにより、逆バイアスの電圧が小さくなり空乏層内の電場も小さくなる。そのため、高レートの環境下ではゲインが低くなることが想定される。そこで、今回は実験室で LED を用い、LED に入射するパルスの周期を変えることによりレートが変化する状況を作り出してゲインのレート依存性を単体接続と比較した。

まず単体接続での実験セットアップを、図 4.6 に示した。比較するにあたって、MPPC のブレークダウン電圧は単体、ハイブリッドどちらもすべて 54.25 [V] で等しいものを選別した。

4.3.1 MPPC 用駆動回路

MPPC を簡単に評価できる MPPC 用駆動回路 C12332-01 を用いた。これは主に MPPC を動作させるために必要な電源を供給することと、読出し時にアンプで信号を増幅する役割を果たしている。今回は 57.25 [V] ($V_b + 3.00$ [V]) を動作電圧としている。また読出しの際はデフォルトの 21 倍増幅としている。

4.3.2 ADC

この MPPC 用駆動回路はアノード読出しのため正の信号が観測される。そのため、Amptek 社製の Multi-Channel ADC を用いてパルスの高さ（電圧）を測定した。

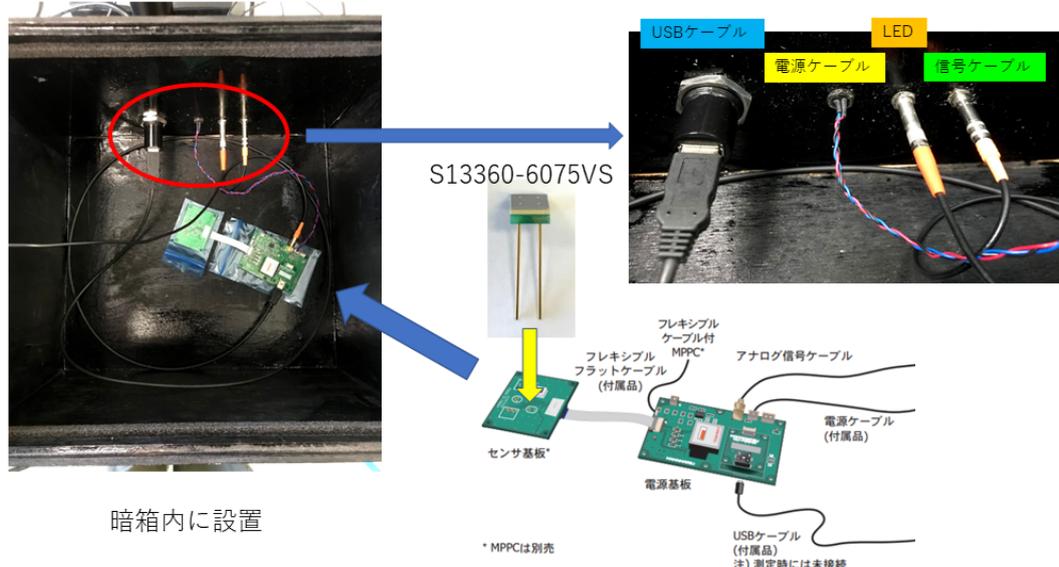


図 4.6 単体接続のときのセットアップ (元の図は Ref. [6])

4.3.3 LED

LED に入射したパルスを図 4.7 に示した. LED 側の回路は図 4.8 のようになっており,

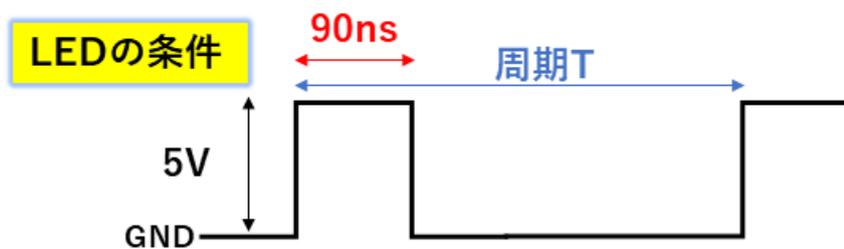


図 4.7 Waveform Generator から LED に入射したパルス

抵抗 1 [kΩ] に対し +5 [V] のパルスを入射している.

パルス幅を変えることによって LED の光量を決定することができるが, LED を安定に動作させるためには極端に短いパルスが適していないことや, 光量が多すぎるとアンプで最大出力電圧に達してパルス高が一定になってしまうことなどを考慮し, パルス幅 90 [ns] で厚紙 0.9 [mm] を挟んで測定を行った. 適切な LED の条件を決めるときの試行錯誤は付録

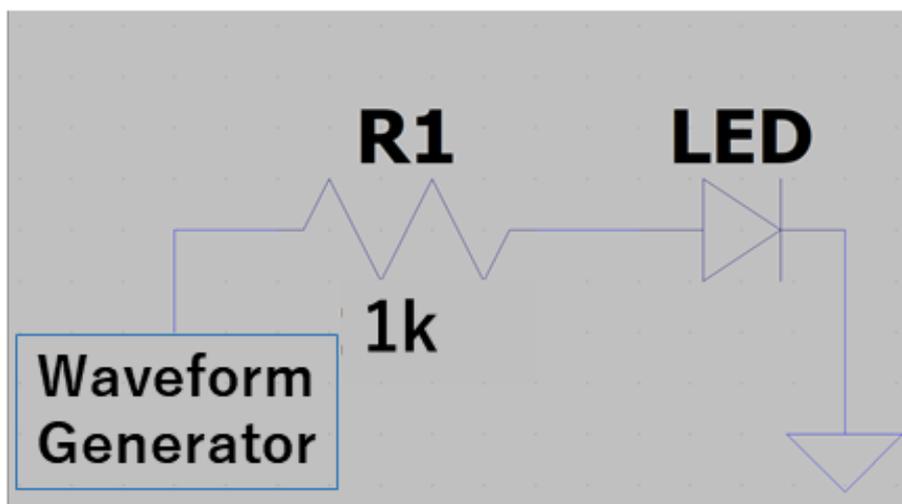


図 4.8 LED を点灯させるための回路図

D にまとめた。

今回は周期を表 4.2 のように変化させていき、それぞれに対応するレートでのゲインの変化を調べた。

表 4.2 測定した周期とレートの対応

周期 [s]	レート [Hz]
100 μ	10k
50 μ	20k
20 μ	50k
10 μ	100k
5 μ	200k
2 μ	500k
1 μ	1M

4.3.4 ハイブリッド接続での測定

ハイブリッド接続での実験セットアップはほとんど同じであるが、図 4.9 に示した。比較するにあたって、LED からの光を検出する MPPC の個数を合わせるため、残りの 3 つの MPPC をブラックシートで遮光した。

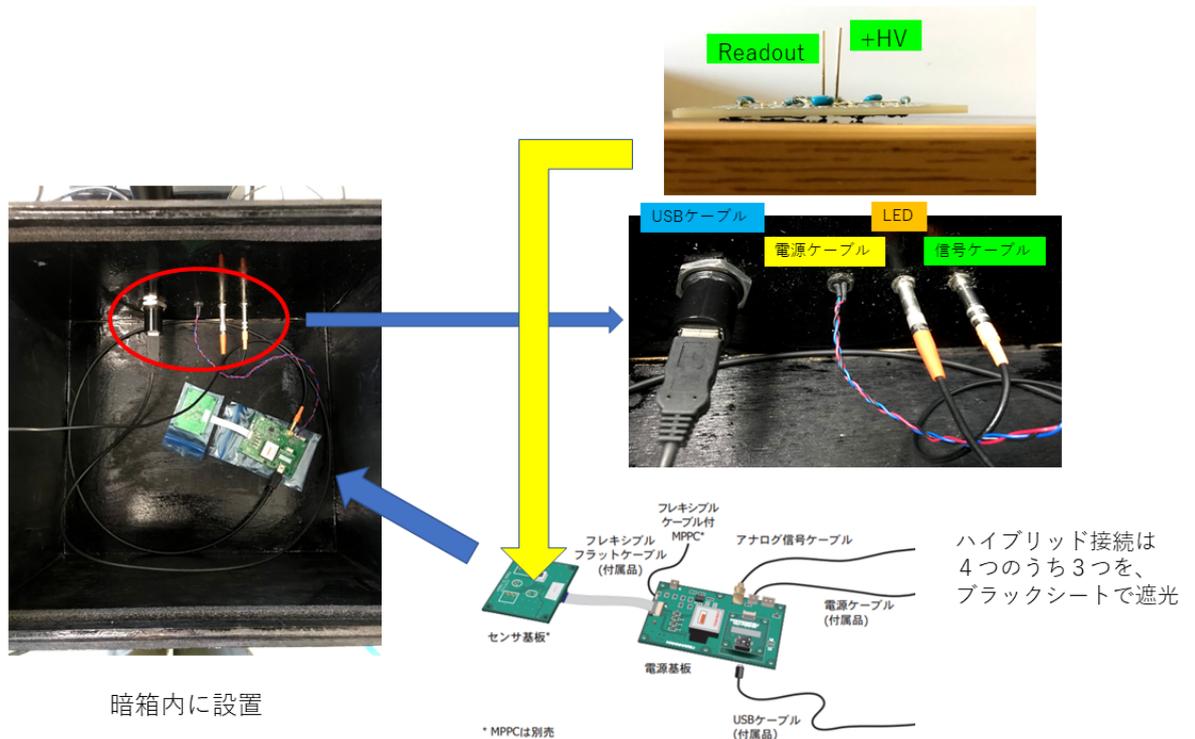


図 4.9 ハイブリッド接続のときのセットアップ (元の図は Ref. [6])

4.4 結果

LED を用いてレートを変えていったときのゲインの変化を図 4.10 に示した。

ここで、単体接続とハイブリッド接続ではももとのゲイン，出力が異なるためピーク波高だけでは，単純に比べることができない．そのため，それぞれの最大ピーク波高の値で割って規格化している．

図 4.10 から両者ともレートが上がると電圧降下によりゲインが下がっていることが分かる．しかし，その変化率に関してはハイブリッド接続の方が緩やかに下がっていることが読み取れる．

これから MPPC をハイブリッド接続でつないだとき，ゲインのレート依存性は単体と比べて優れており，高レートの環境下でも十分に利用できるということが分かった．

4.5 まとめ

以上の結果から MPPC のハイブリッド接続は高レートの環境下でも有効であることが分かった．

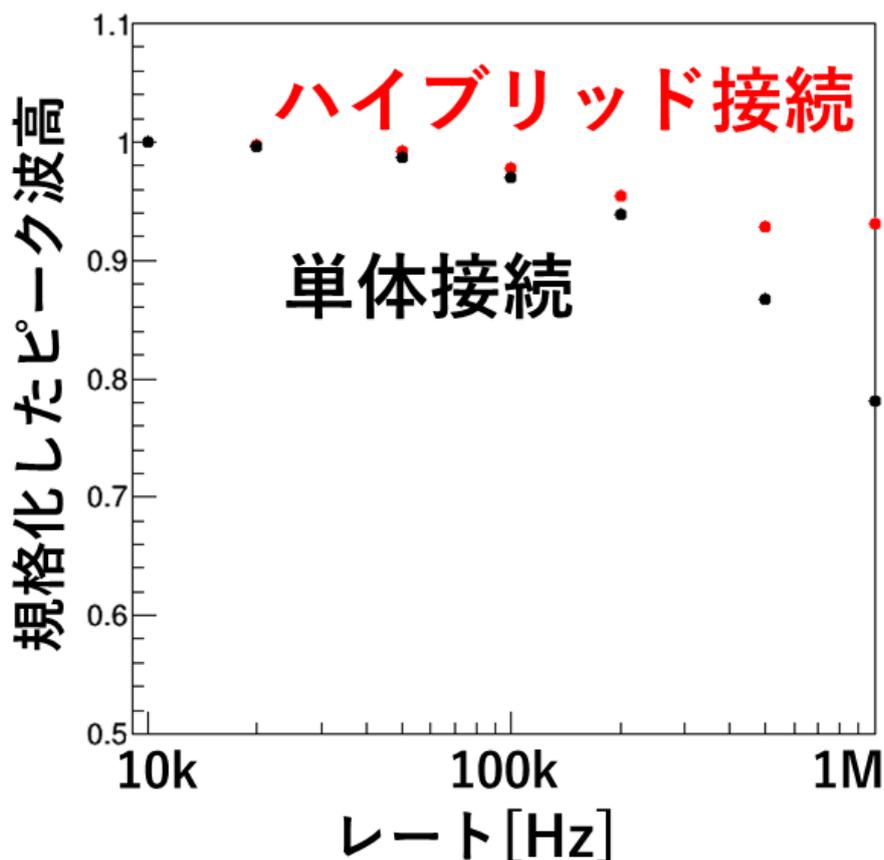


図 4.10 ゲインのレート依存性 (単体, ハイブリッドそれぞれの最大ピーク波高 2.6 V, 0.9 V で規格化している)

しかし, ハイブリッド接続はノイズを直列に拾うこととハイブリッド接続のために入れてある抵抗による電圧降下から出力が小さくなっており, それぞれの出力電圧が小さくなっており, その状況でも小型エアロジェルからのチェレンコフ光が観測できるかということは別途考える必要がある。

現在のセットアップでは, 測定を暗箱内で行っており, アースが不十分である。そのため, 電源由来のノイズがのっていることが分かっており, 今後はノイズ落としをして約 20 個ほどの光子をハイブリッド接続の MPPC で観測できるか調べる必要がある。

まだいまの段階では, 実装時のセットアップとはかなり異なっているため微分回路等を含む実装時に近いところまでいってから, ノイズ落としをして調べようと考えている。

さらに今回は 4 つの MPPC だけで接続方法を議論していたが最終的には片面 50 個を敷き詰めることになるので, 50 個を何個かのハイブリッド接続の組に分割するかどうかなども考察する必要がある。

第 5 章

結論

宇宙線測定と実光子ビームを用いた測定の結果から、小型のエアロジェルを用いたチェレンコフカウンターが実現可能であることが分かった。

また今回 MPPC のハイブリッド接続を自分で作製することに成功した。

ゲインのレート依存性の結果からハイブリッド接続は高レートに対しても十分機能していることが分かった。ただし今回は周期的な信号を入れているため、よく一般に調べられるレート依存性とは考え方が異なることに注意が必要である。一般にはレートが上がるとパイルアップが起こるため時定数の小さいハイブリッド接続が有効であると言われるが、今回のように周期的なパルスを入れた場合は、波形を見る限り 1 [MHz] にしても原理的にはパイルアップは起こらないはずだからである。ハイブリッド接続においてなぜこのようなレート耐性をもつような振る舞いをするのかは、追加で詳しく調べる必要がある。

謝辞

本研究を進める上での多くの方々のご支援に感謝いたします。

指導教官である中村哲教授には、熱心にご指導いただきました。毎週のミーティングで私が研究で行き詰まっていることを話すと、いつもの的確なアドバイスを瞬時にしてくださりました。その他にもミーティング中に、4年生向けにわかりやすく説明していただけたことは、先輩方がやっている研究を理解する上で不可欠でした。

金田雅司助教には、興味深いテーマをいただいたことに感謝いたします。研究室に入ったばかりで、プログラミング、検出器の扱い方など何も分っていなかった状態から、丁寧に教えていただいたおかげでこのような論文が書けるようになりました。私の初歩的な質問にも優しく答えていただけなので、非常にありがたかったです。

永尾翔助教は、私の研究でうまくいかないことがあるときに相談にいくと、いつも起死回生の一手をご教授くださりました。特に今回の ELPH での測定結果は、永尾翔助教なしには得られませんでした。本当にありがとうございました。

後神利志助教には、ミーティングで鋭い質問や指摘をいただきました。その指摘により私の研究が改善されていきました。感謝いたします。

また、その他にも田村裕和教授、三輪浩司准教授、本多良太郎助教にはそれぞれハイパー核ゼミ、4年ゼミ、検出器ゼミでお世話になりました。そこで学んだ原子核やハイパー核、検出器に関することは本研究を進める上でも非常に役立ちました。

同研究グループの先輩である外山裕一氏は自分の研究で忙しい中、私の研究のお世話をしただけの機会が何度かありました。いつも冷静で的確なアドバイスをしてくださり非常に助かりました。プログラミングや英語にも長けており、見習うべき点を挙げたらきりが無いのですが、4年後には自分もこのような先輩になりたいという目標ができました。

その他にも板橋浩介氏、小西由浩氏、上原圭太氏には様々な場面でお世話になりました。感謝申し上げます。

同輩の秋山タケル氏、荒川和平氏、井上南氏、宇津城雄大氏、梶川俊介氏、坂尾珠和氏、村田龍鴻氏には多くの場面でお世話になりました。

秋山タケル氏とは同研究グループであり、本研究の宇宙線測定の実験を共同で行っていたため大変お世話になりました。居室で議論したことがこの論文を書く上でも重要でした。

大阪大学の南條創准教授には、MPPCのハイブリッド接続について教えていただきました。お忙しい中、私の質問にも丁寧に答えてくださり、実際の回路図を快く見せていただいたことにより本研究を進めることができました。心より感謝申し上げます。

他にも、違う研究室の同級生、後輩たちにはゼミなどを通して、たくさん学ばせてもらいました。そこで学んだことすべてがあったからこそ卒業研究、卒業論文を完成させることができました。本当にありがとうございました。

最後に、私が大好きな物理の勉強、研究をここまでやってこられたのは家族の支援があったおかげです。まだこの後も大学院で研究を続けられることを嬉しく思っています。ここに今までの感謝の意を表します。

参考文献

- [1] M. Kaneta *et al.*, NIM A 886 (2018) 88-103
- [2] 東北大学 電子光理学研究センター
<http://hayabusa1.lns.tohoku.ac.jp/download/users/layout20151225ja.png>
- [3] 東北大学 電子光理学研究センター <http://hayabusa1.lns.tohoku.ac.jp/>
- [4] 佐藤友太 修士論文 大阪大学 (2018)
- [5] 小川真治 修士論文 東京大学 (2016)
- [6] HAMAMATSU MPPC 用駆動回路
<https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c12332-01kacc1233j.pdf>

付録 A

実験条件の詳細

宇宙線を用いた測定の際に PMT に印加した電圧と Discriminator の閾値を表 A.1 に、実光子ビームを用いた測定時のものも同様に表 A.2 にまとめた。

表 A.1 宇宙線測定時の印加電圧と閾値

PMT	印加電圧 [V]	閾値 [mV]
Trigger Counter 1 (H6612)	-1700	-5
Trigger Counter 2 (H6612)	-1700	-5
ACC Right (H1949)	-2400	-14
ACC Left (H7195)	-2200	-12
Trigger Counter 3 (Right)	-1700	-5
Trigger Counter 3 (Left)	-1700	-12

表 A.2 実光子ビーム測定時の印加電圧と閾値

PMT	印加電圧 [V]	閾値 [mV]
Trigger Counter 1 (H6612)	-1700	-31
Trigger Counter 2 (H6612)	-1700	-48
AC1 Right (H7195)	-2300	-20
AC1 Left (H7195)	-2300	-20
AC2 Right (H7195)	-2300	-20
AC2 Left (H7195)	-2300	-20

付録 B

宇宙線測定で用いた PM Amplifier の個性

今回、宇宙線測定で用いた PM Amplifier (TKY-0351) を通して Pedestal の QDC のデータを取得すると、図 B.1 のように Pedestal のピークの他に左右に余分な山ができることが分かった。このノイズ特性を調べるために、イベントナンバーを横軸にとり、ノイズの時間依存性がどのようになっているかを調べたものが図 B.2 である。

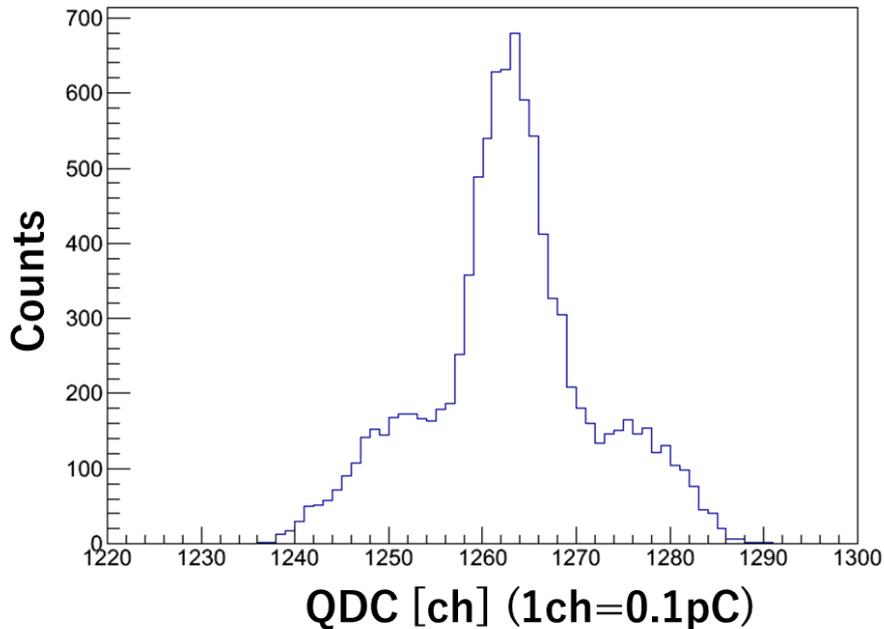


図 B.1 PM Amplifier を通したあとの Pedestal

これらを見ると、Amplifier を通したことでできてしまう左右の山はある時間に集中的に現れたり、ベースラインが途中でシフトしたりというわけではなく、常に一定の揺らぎを持

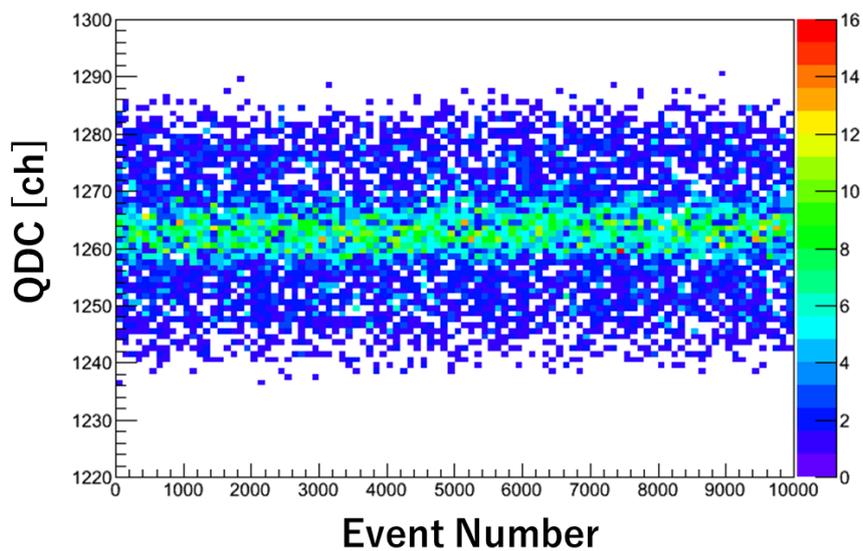


図 B.2 横軸がイベントナンバー，縦軸が QDC channel

つことが分かる．今回はオフセット調整することが重要であり，この程度の揺らぎであれば問題ないためこのまま用いた．

付録 C

宇宙線測定での TDC(TC3 L)-TDC(TC3 R) について

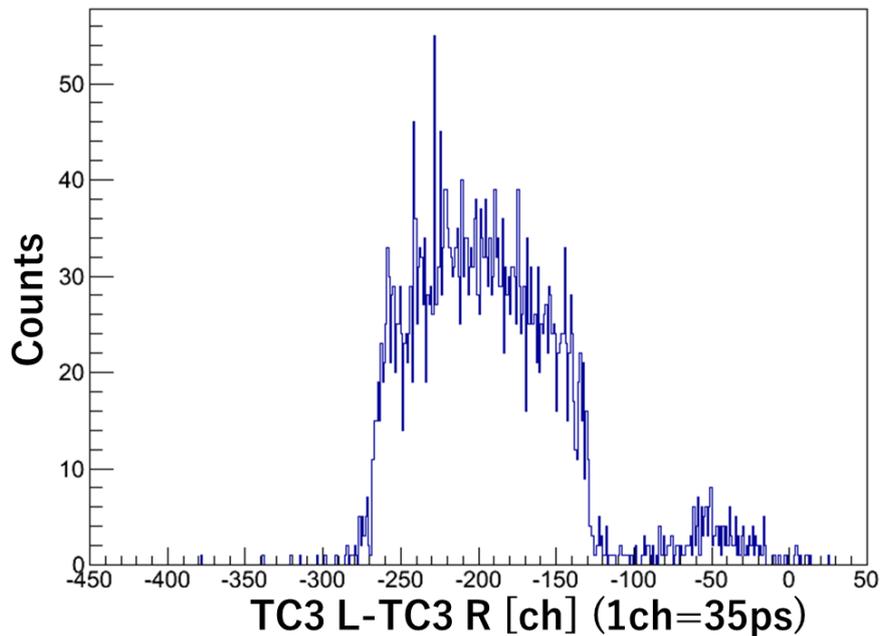


図 C.1 Trigger Counter 3 の 2 つの TDC の差 TC3 L-TC3 R (4096 [ch]= 140 [ns]).

鉛ブロックの下に置かれた 2 つの TDC の差を図 C.1 に示した。分解能で境界線はぼやけるものの、幅は 140 [ch] ほどで一様に分布していることが分かり、4096 [ch] = 140 [ns] の関係から時間に変換すると 5 [ns] ほどで分布していることが分かった。

-50 [ch] 付近にピークが見えているが、これを調べるためにそれぞれの TDC を別々に表示したものを図 C.2 に示した。

この図から TC3 R のみがメインピークから離れたところに構造を持っており、これによ

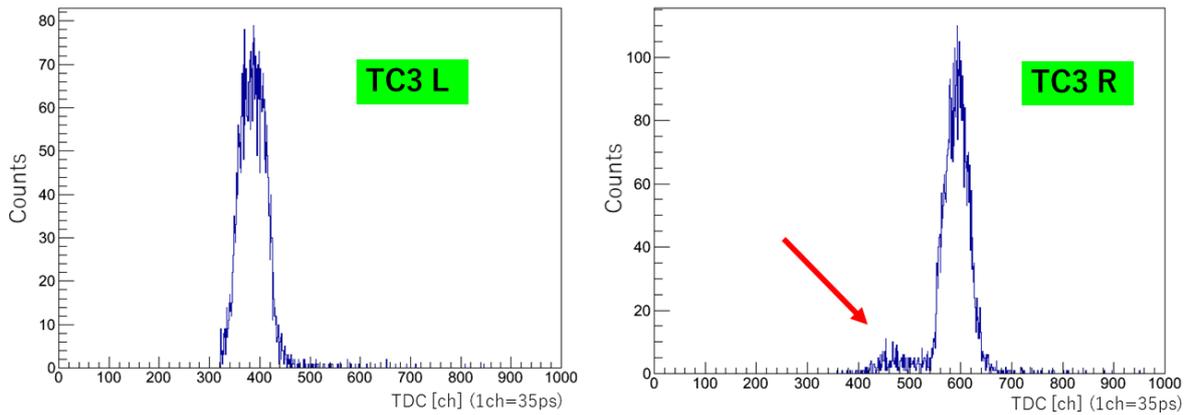


図 C.2 Trigger Counter 3 の 2 つの TDC 分布

り左右で差をとったときにも小さなピークをつくっていると予想される。ちなみに TC3 R だけでサブピークをつくる理由は、TC3 R の回路系で反射が起こっているためだと思われる。実際、TC3 R で 400 [ch] から 500 [ch] のものだけを選んでもう一度 TC3 の TDC の差を重ね書きしてみると図 C.3 のようになってたしかに TC3 R が原因だったということが分かる。

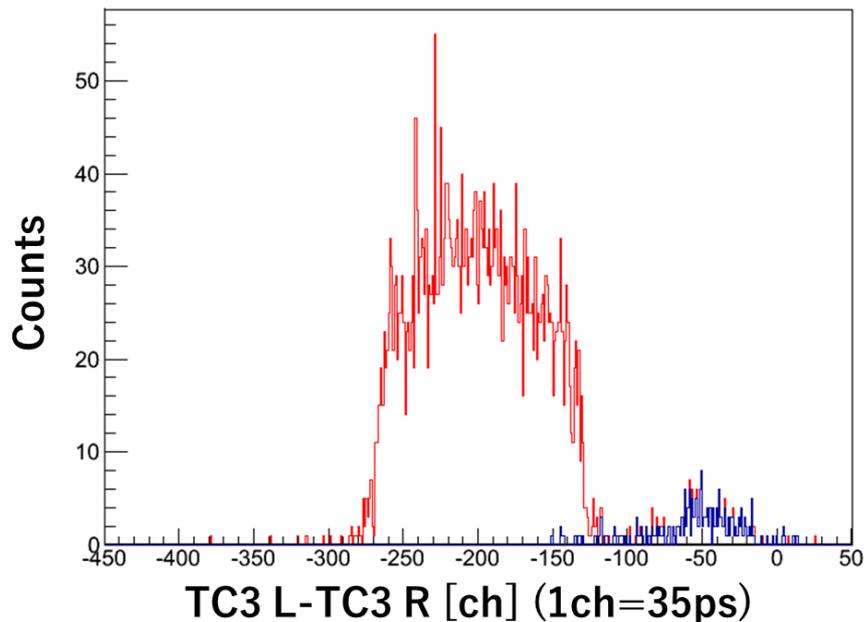


図 C.3 図 C.1 と同じヒストグラムが赤色，TC3 R のサブピークのみを選んだものが青色である。

付録 D

LED の条件

LED に入射するパルスは，Waveform Generator を使用し図 4.7 の波形にした．これを決める前，なるべく光量を少なくして 1 フォトンで測定を行おうと考えていた．しかし，パルスの幅を小さくして光量を減らした状態でレートをあげていったときに，ゲインが下がらずにむしろ大きくなっていくことが分かった．これが MPPC の問題ではなく，LED の問題であることを確かめるために PMT を用いて LED の光量を測定した結果を，図 D.1~D.4 にまとめた．

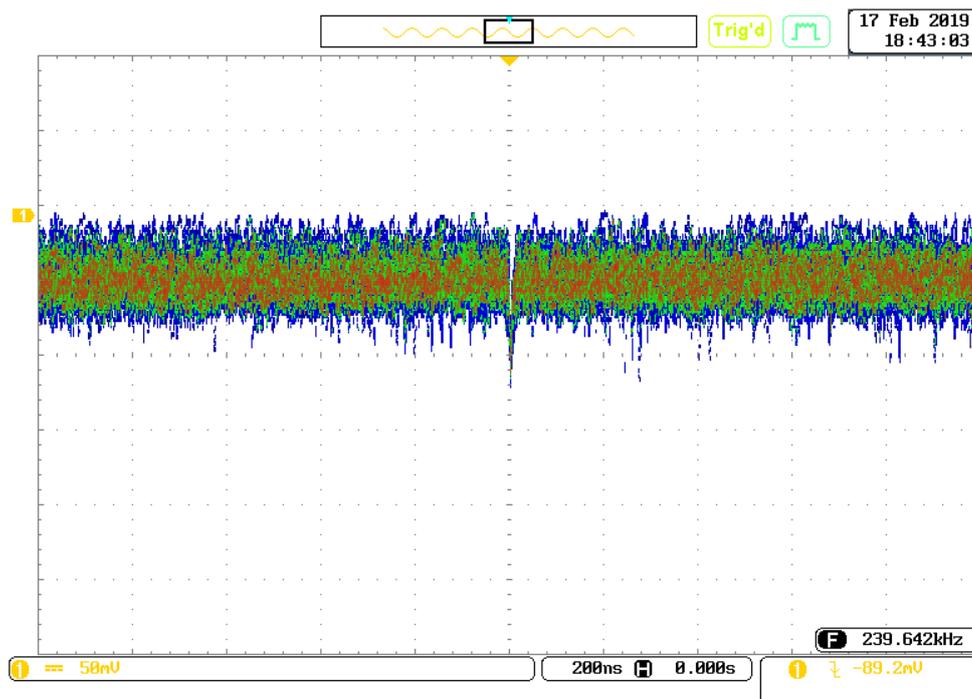


図 D.1 1 [kHz] で LED にパルスを入射したとき

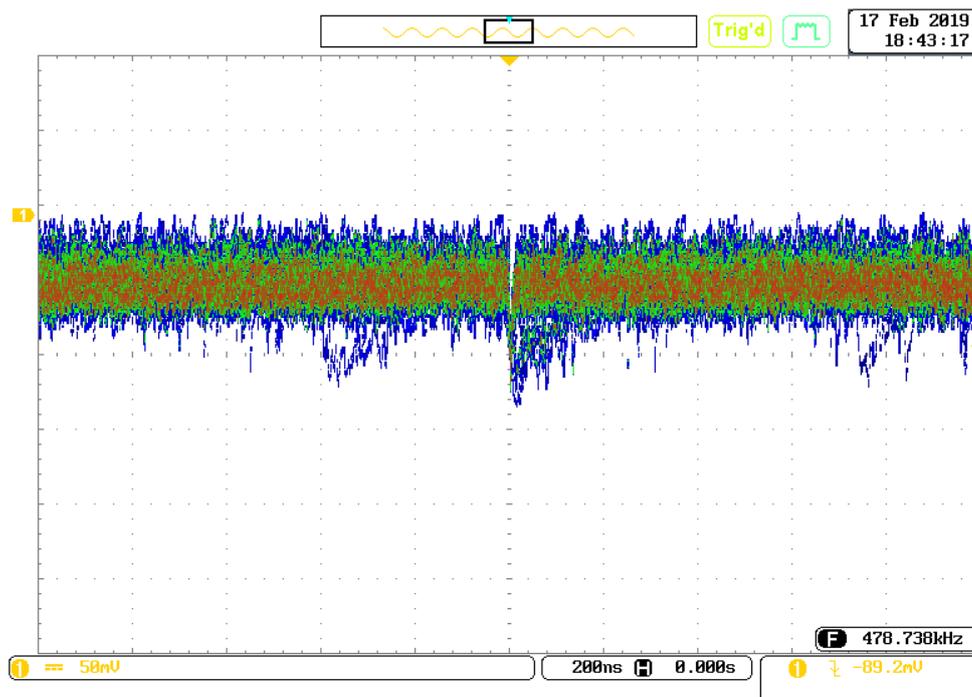


図 D.2 10 [kHz] で LED にパルスを入射したとき

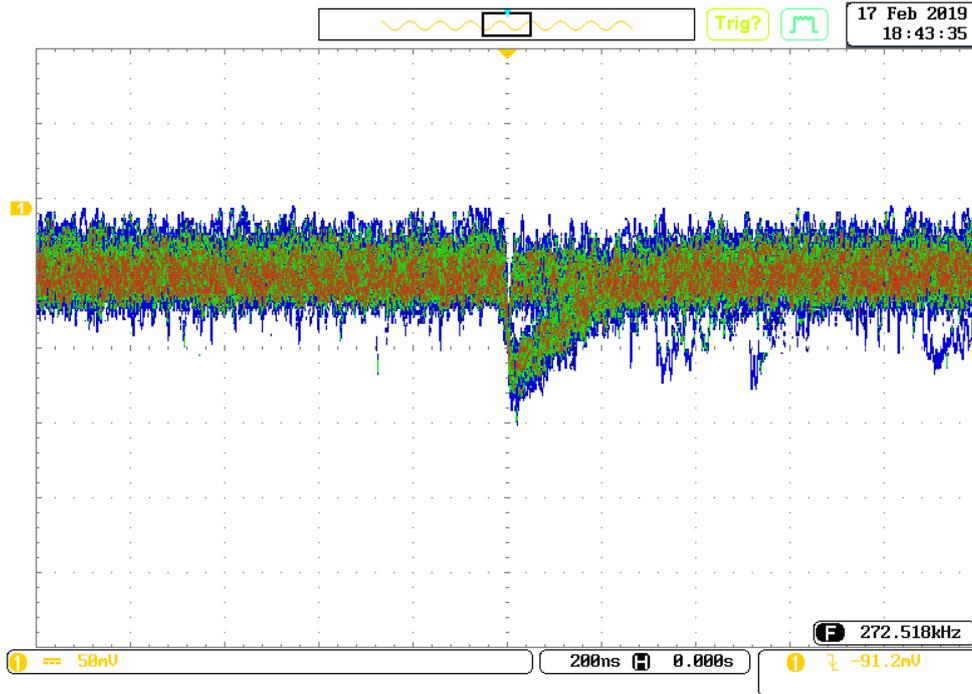


図 D.3 100 [kHz] で LED にパルスを入射したとき

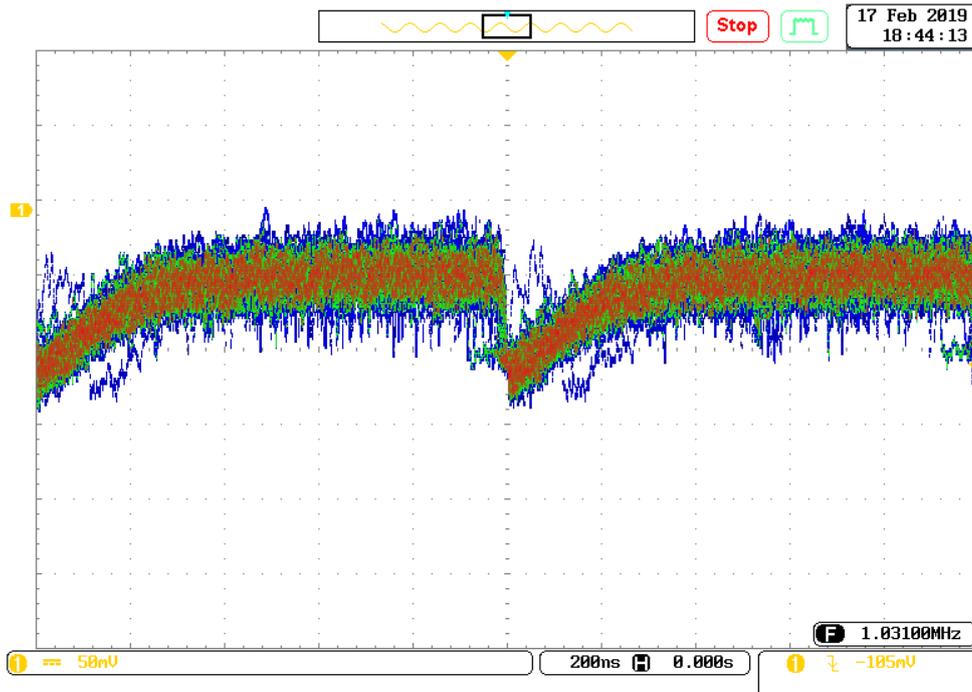


図 D.4 1 [MHz] で LED にパルスを入射したとき

表 D.1 読み取ったピーク波高の値

レート [Hz]	ピーク波高 [mV]
1k	-120
10k	-130
100k	-150
1M	-140

図から読み取ったピークの波高を表 D.1 にまとめた。1 [MHz] では PMT でも電圧降下によりゲインが低下することが理解できるが、1 [kHz] から 10 [kHz], 100 [kHz] とあげていったときにパルスの大きさが大きくなっていた。もちろん LED の位置は動かしていないため、変えた条件はレートだけであるから、原因は LED の動作が不安定になっていることだと思われる。

この LED の挙動は、入射パルスの幅を小さく (20 ~ 50 [ns]) したときにだけ見られ、それ以上にしておけばこの現象は起こらなくなる。そのため、余裕をもってパルス幅を 90 [ns] と設定して測定を行っていた。

しかし、このままでは光量が多すぎて、アンプの出力が飽和してしまうため、厚紙を挟んで遮光することにした。厚紙の厚さについては、ゲインが大きく異なる単体接続とハイブリッド接続両方で、パルス波高が十分に測定できるほど大きく、かつ出力が飽和して波高情報を失わないような絶妙な厚さを探したところ 0.9 [mm] が最適だということが分かった。

付録 E

地表まで到達する宇宙線

我々は普段、体を通過する宇宙線、放射線に気づくことはない。しかし、スパークチェンバー、シンチレーションカウンターなどの検出器を置くことにより、荷電粒子を観測することができる。宇宙線といっても地表に到達するものはほとんどが μ 粒子である。

一次宇宙線として地球の大気に向かってくるもののほとんどは陽子であるが、宇宙空間で非常に大きなエネルギーを持った陽子が大気中に突入し、大気中の原子核と衝突することで π 中間子などが生成される。これが以下のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{E.1})$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{E.2})$$

しかし、 μ 粒子の寿命は $\tau_\mu = 2.2$ [μs] ほどであり、光速で飛んだとしても、

$$c\tau_\mu \simeq 3 \times 10^8 \times 2.2 = 660 \text{ [m]} \quad (\text{E.3})$$

これではほとんどの μ 粒子が地表に到達する前に崩壊してしまうように思えるが相対論的效果により、地表から観測すると寿命が伸びているように見える。例えば今回の屈折率 1.01 のエアロジェルでチェレンコフ光を出す速度を持った μ 粒子は、

$$\beta = \frac{1}{n} = 0.9901 \dots \quad (\text{E.4})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \simeq 7.12 \quad (\text{E.5})$$

このとき地表から見ると、

$$\beta c \tau'_{\mu(\text{地表})} = \beta c \gamma \tau_\mu \simeq 4653 \text{ [m]} \quad (\text{E.6})$$

であり、この程度なら地表に届き得ることが分かる。

付録 F

一様な静磁場中の荷電粒子の運動

*1 電荷 q を持つ粒子が、磁束密度 \mathbf{B} のところを速度 \mathbf{v} で通過するときに働く力は、

$$\mathbf{f} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{F.1})$$

いま $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ とすると、静止質量 m_0 である粒子の運動方程式は、

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_x) = f_x = qBv_y \quad (\text{F.2})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_y) = f_y = -qBv_x \quad (\text{F.3})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_z) = f_z = 0 \quad (\text{F.4})$$

となる。

ここで、

$$\frac{d}{dt}(\gamma v) = \gamma \frac{v_x \frac{dv_x}{dt} + v_y \frac{dv_y}{dt} + v_z \frac{dv_z}{dt}}{v} + v \frac{d\gamma}{dt} \quad (\text{F.5})$$

より、

$$\begin{aligned} v \frac{d}{dt}(\gamma v) &= v_x \left\{ \gamma \frac{dv_x}{dt} + v_x \frac{d\gamma}{dt} \right\} + v_y \left\{ \gamma \frac{dv_y}{dt} + v_y \frac{d\gamma}{dt} \right\} + v_z \left\{ \gamma \frac{dv_z}{dt} + v_z \frac{d\gamma}{dt} \right\} \\ &= v_x \frac{d}{dt}(\gamma v_x) + v_y \frac{d}{dt}(\gamma v_y) + v_z \frac{d}{dt}(\gamma v_z) \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

の関係式を用いて、式 (F.2)~(F.4) より、

$$\begin{aligned} m_0 v \frac{d}{dt}(\gamma v) &= v_x \frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_x) + v_y \frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_y) + v_z \frac{d}{dt}(\gamma m_0 v_z) \\ &= v_x f_x + v_y f_y + v_z f_z \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{F.7})$$

*1 江沢洋 『相対性理論』を参考にした

すなわち,

$$\gamma v = \text{Const.} \quad (\text{F.8})$$

を意味するが $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ であることから v だけの関数となるため, v が一定で, γ も一定であることが分かる. このことから式 (F.4) を見ると, v_z も一定であることが分かる.

よって, $\omega = \frac{qB}{\gamma m_0} = \text{Const.}$ とおくと運動方程式は,

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega v_y \quad (\text{F.9})$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\omega v_x \quad (\text{F.10})$$

これは,

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = \omega \frac{dv_y}{dt} = -\omega^2 v_x \quad (\text{F.11})$$

より一般解は,

$$v_x(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t \quad (\text{F.12})$$

$$v_y(t) = -A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad (\text{F.13})$$

である. 初期条件を $v_x(t=0) = v, v_y(t=0) = 0$ とすると,

$$v_x(t) = v \cos \omega t \quad (\text{F.14})$$

$$v_y(t) = -v \sin \omega t \quad (\text{F.15})$$

と決まるから粒子の位置は,

$$x(t) = \frac{v}{\omega} \sin \omega t + x(0) \quad (\text{F.16})$$

$$y(t) = \frac{v}{\omega} \cos \omega t + \left(y(0) - \frac{v}{\omega} \right) \quad (\text{F.17})$$

これは,

$$(x(t) - x(0))^2 + \left(y(t) - \left(y(0) - \frac{v}{\omega} \right) \right)^2 = \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \quad (\text{F.18})$$

を満たすように, 中心 $(x(0), y(0) - \frac{v}{\omega})$, 半径 $\rho = v/\omega = \frac{m_0 \beta \gamma c}{qB}$ の円運動をする.

すなわち,

$$p = m_0 \beta \gamma c = qB\rho \quad (\text{F.19})$$

が得られた.

ちなみにこれは非相対論的に考えたときの運動方程式

$$m_0 \frac{v^2}{\rho} = qvB \quad (\text{F.20})$$

から $p = m_0 v$ としたときの結果と一致する.

さらに,

$$p \text{ [kg m/s]} = q \text{ [C]} B \text{ [T]} \rho \text{ [m]} \quad (\text{F.21})$$

から電荷 1 の場合に,

$$\begin{aligned} p \text{ [kg m/s]} &\simeq p \times 3.0 \times 10^8 \text{ [J/c]} \\ &\simeq \frac{0.3p}{1.6 \times 10^{-19}} \text{ [GeV/c]} \\ &= 0.3B\rho \text{ [GeV/c]} \end{aligned} \quad (\text{F.22})$$

よって,

$$p \text{ [GeV/c]} = 0.3B \text{ [T]} \rho \text{ [m]} \quad (\text{F.23})$$

の関係にあることが分かり, 式 (3.1) が導出できた.

付録 G

RC 直列回路の時定数

一般に電子回路のエネルギーを急に変化させても、それぞれの要素が電磁エネルギーを保持するために定常状態になるまである時間がかかる。これを過渡現象という。

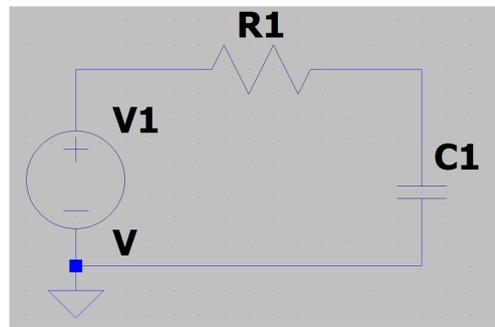


図 G.1 RC 直列回路

図 G.1 の時定数 τ をもとめる。回路方程式は、

$$V = RI + \frac{q}{C} \rightarrow V = R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} \quad (\text{G.1})$$

よって、

$$\frac{dq}{dt} = \frac{CV - q}{RC} \quad (\text{G.2})$$

これを解けばよい。変数分離して積分すると、

$$-\ln(CV - q) = \frac{t}{RC} + C_0 \quad (\text{G.3})$$

C_0 は積分定数である。

$$CV - q = Ae^{-\frac{t}{RC}} \quad (\text{G.4})$$

$$A := e^{-C_0} \quad (\text{G.5})$$

従って,

$$q(t) = CV - Ae^{-\frac{t}{RC}} \quad (\text{G.6})$$

初期条件 $q(t=0) = 0$ を課すと,

$$q(t) = CV \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \quad (\text{G.7})$$

となる. また,

$$V_C(t) = \frac{q(t)}{C} = V \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \quad (\text{G.8})$$

ちなみに抵抗部の電圧は,

$$V_R = R \frac{dq}{dt} = Ve^{-\frac{t}{RC}} \quad (\text{G.9})$$

ここで指数の肩に乗っているものは無次元であるから RC は時間の次元を持つがこれを時定数 τ と呼び過渡現象のスケールを表す指標となる. 式から分かるとおり, 電圧が $1/e$ になるまでの時間を表しており, τ が小さければ応答が速いといえる. RC 直列回路の場合は $\tau = RC$ の関係があるから, 回路定数 R と C を決めてしまえば時定数が決定される.