

修士論文

CFD 読み出し回路を使った実機仕様 TOP カウンターの
性能評価

名古屋大学 理学研究科 素粒子物理学専攻

高エネルギー素粒子物理学研究室 (N 研)

学籍番号 : 261201069

伊藤雄平

平成 26 年 1 月 20 日

概要

2016年から開始される Belle II 実験では、B 中間子の稀崩壊を用いて、新物理の探索を行う。それらの崩壊を膨大な背景事象と区別するためには、高い効率で π 中間子と K 中間子を識別する必要がある。我々は TOP(Time Of Propagation) カウンターを開発し、約 3 GeV/c の運動量を持つ K 中間子に対して、Belle II 実験における入射条件の平均で、95 %以上の検出効率と 5 %以下の誤識別率を目指している。

TOP カウンターは輻射体である石英板と、その端面に設置された光検出器 MCP(Micro Channel Plate)-PMT から構成されたリングイメージ型チェレンコフ検出器である。石英板、光検出器それぞれについては、これまでの研究で十分な性能があることが分かっている。よって、現在の最重要課題は実機仕様の TOP カウンターの粒子識別性能を評価することである。そこで、2013年6月に SPring-8 LEPS ビームラインにて、実機仕様の TOP カウンターとして初めての照射試験を行った。

本照射試験では 32 個の MCP-PMT を用いるため、それらを安定的に読み出すシステムが必要であった。また、以前の照射試験から、読み出し回路のチャンネル間のクロストークの発生確率を低く抑えることが重要であると分かっていた。そこで私は、CFD を用いた読み出し回路を開発し、性能評価を行った。その結果、時間分解能は 50 ps 以下を達成した。更に、クロストークの発生確率を 1 %以下にしながら、検出効率の低下を 10 %以内に抑えつつ、CFD の閾値電圧と MCP-PMT の印加電圧を最適化した。

次に、光検出器の応答、石英板の光学特性を考慮したシミュレーションと照射試験のデータを比較し、TOP カウンターの特性を評価した。その結果、MCP-PMT の量子効率や石英板表面での反射率の光子入射角度依存性を理解することが重要であると明らかにした。その効果を確かめるため、3 GeV/c の K 中間子と π 中間子のチェレンコフ光の検出確率分布をシミュレーションで作成し、本照射のデータと比較することで、擬似的に 3 GeV/c の K の誤識別率を見積もった。その結果、TOP カウンターに垂直に入射させる条件で、上記の効果を考慮しない場合には誤識別率は 8.0 %だったが、考慮した場合には 7.4 %に改善した。本研究によって、実機仕様の TOP カウンターを実際に動作させ、そのふるまいを解析によって理解し、粒子識別性能を初めて明らかにした。

目次

第 1 章	TOP カウンター	2
1.1	Belle II 実験	2
1.2	Belle II 検出器	2
1.3	TOP カウンター	2
1.3.1	粒子識別の原理	4
1.4	TOP カウンターの各要素	5
1.5	現在の研究課題	7
第 2 章	読み出し回路 CFD	8
2.1	CFD の原理	8
2.2	CFD ボード	9
2.3	2013 年ビームテストに向けての改良	9
2.3.1	2013 年ビームテスト用プロトタイプ CFD 読み出し回路の性能評価	11
2.3.2	2013 年ビームテスト本番用読み出し回路の評価	17
第 3 章	LEPS ビームラインでのビームテスト	18
3.1	ビームテストの目的	18
3.2	SPring-8 LEPS ビームライン	18
3.2.1	SPring-8 加速器	18
3.2.2	LEP ビームライン	19
3.3	セットアップ	20
3.3.1	トリガーカウンター	20
3.3.2	実機仕様 TOP カウンター	21
3.4	DAQ	25
3.5	取得したデータ	25
第 4 章	解析	29
4.1	解析の流れ	29
4.2	RF 信号	29
4.2.1	RF 信号を用いた時間原点の見積り	29
4.3	ビームランのイベント選別	32
4.3.1	バンチによる事象選別	32
4.3.2	TOF ウォールによる選別	33
4.3.3	SciFi トラッカーによる選別	35
4.3.4	事象選別の結果	36
4.4	レーザーランの解析	36
4.4.1	チャンネル毎の時間原点の補正	37

4.4.2	クロストーク、チャージシェアリングの発生確率の見積り	38
4.4.3	PMT 表面での反射の見積り	40
4.5	MC を用いた PDF の生成	41
4.5.1	手法	41
4.5.2	シミュレーション条件	41
4.6	アライメント	42
4.6.1	手法	42
4.6.2	アライメントの結果	43
4.6.3	データと MC の比較	43
4.7	MC のキャリブレーション	46
4.7.1	入射粒子の変更	46
4.7.2	物質の追加	46
4.7.3	チャージシェアリング、クロストークの導入	46
4.7.4	石英表面での反射率の角度依存性	47
4.7.5	量子効率 QE の角度依存性	48
4.7.6	PMT 表面での反射	50
4.7.7	MC キャリブレーション後のデータと MC の比較	51
4.8	粒子識別性能の評価	55
4.8.1	β の再構成	55
4.8.2	誤識別率の評価	56
4.8.3	誤識別率に関する考察	58
第 5 章 結論		61

第1章 TOPカウンター

1.1 Belle II実験

Belle II 実験は 2016 年から開始される加速器実験である。Belle II 実験は世界最高ピーク luminosities $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で、B 中間子を生成し、B 中間子の稀崩壊現象を精度よく検証することで、素粒子標準理論を超える新物理の探索を目標としている。その例の一つとして挙げられるのが、 $B \rightarrow \rho\gamma$ 崩壊が挙げられる。 $B \rightarrow \rho\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比を精密に調べることで、超対称性 (SUSY) などの新物理の検証を行う。Belle II 実験ではその高い luminosity から非常に大きなバックグラウンドが発生するため、先行実験である Belle 実験で用いた Belle 検出器から、高いバックグラウンド耐性を持ち、より精密な測定を行えるように、検出器を Belle II 検出器へとアップグレードする。

1.2 Belle II 検出器

図 1.1 に Belle II 検出器 [1] の全体像を示す。Belle II 検出器は高さ約 7 m、長さ約 7 m の円筒型の検出器である。この内部で 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子が衝突する。図 1.2 にその断面図を示した。電子と陽電子の衝突点からその断面を表している。電子と陽電子の衝突点に近い検出器のうっ側から順に、崩壊点検出器として、ピクセル型シリコン検出器、シリコンストリップ検出器が設置されている。その外側に荷電粒子の飛跡を検出するための中央ドリフトチェンバーがある。粒子を識別する検出器であり TOP カウンターがバレル部分に、エアロジェル RICH がエンドキャップ部にそれぞれ配置されている。その外側に、電磁カロリメータが設置されている。最も外側には KLM 検出器が設置される。KLM 検出器以外の検出器は 1.5 T の超電導ソレノイド磁石の内側に配置されている。

1.3 TOP カウンター

TOP カウンターは Belle II 検出器のバレル部分のビーム衝突点から 1200 mm の位置に 16 器配置され、バレル部分を 1 周分覆う構造になっている。一つ一つのモジュールは図 1.3 のように、2700 mm \times 450 mm \times 20mm の石英でできた輻射体の端面に光検出器 MCP (Micro Channel Plate)-PMT を取り付けられた構造になっている。長さ 2700 mm の石英輻射体は長さ 1250 mm の石英板 2 枚と、その両端に取り付けられたウェッジ並びに、ミラーから構成されている。ウェッジ端面には光検出器 MCP-PMT が設置されている。

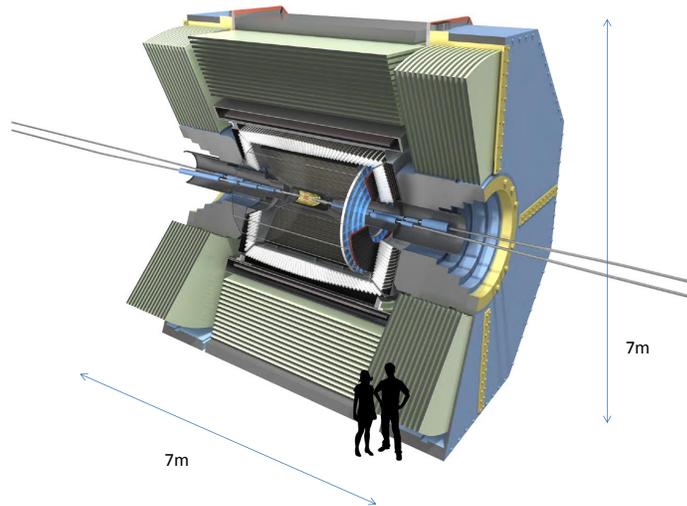


図 1.1: Belle II 検出器

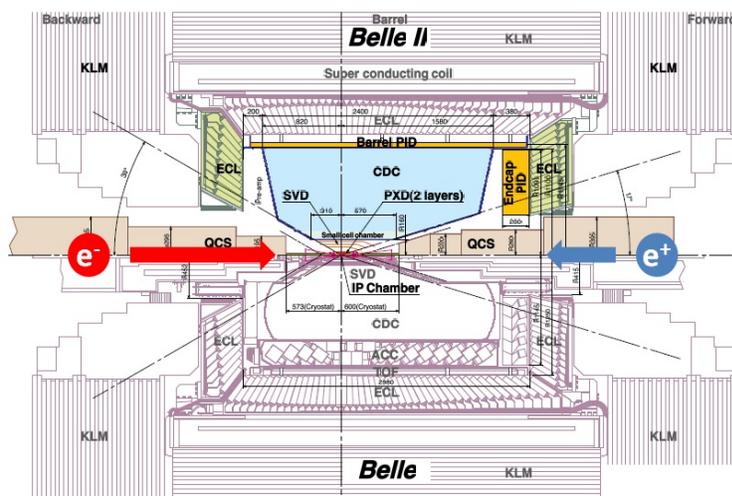


図 1.2: Belle II 検出器の断面図

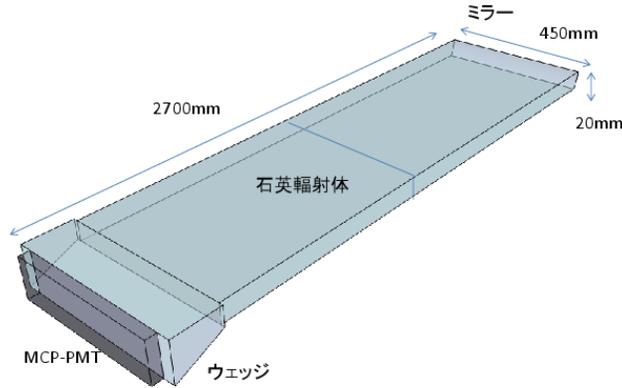


図 1.3: TOP カウンターの構造

1.3.1 粒子識別の原理

図 1.5 に示すように、TOP カウンターに荷電粒子が入射したとする。石英輻射体の屈折率を n とすると、荷電粒子の速度 β が石英輻射体中での光速である $\frac{1}{n}$ よりも大きい時には、チェレンコフ光と呼ばれる光を円錐面上に放出する。その時の荷電粒子の運動方向と、チェレンコフ光の放出する方向のなす角であるチェレンコフ角 θ は

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.1)$$

と表される。よって、チェレンコフ角 θ を測定することで、粒子の速度 β を測定することができる。粒子の運動量 p を知ることが出来れば、

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \quad (1.2)$$

という関係から荷電粒子の質量 m を求めることができる。質量 m から粒子の種類が識別可能である。まとめると、TOP カウンターはチェレンコフ角 θ を通じて荷電粒子の速度 β を測定する検出器である。

TOP カウンターにおいて、放出されたチェレンコフ光は石英輻射体の内部を全反射を繰り返しながら光検出器 MCP-PMT に到達する。MCP-PMT でチェレンコフ光の到達した時間と位置を測定することにより、チェレンコフ角 θ を再構成する。

K 中間子と π 中間子を識別する方法として、ライクリッド法を用いる。MCP-PMT での検出位置 x と検出時間 t の確率密度関数 $P(x, t)$ は TOP カウンターに入射する荷電粒子の位置、角度および速度を与えると、決定される。TOP カウンターの内側に設置されたドリフトチェンバーにて運動量と荷電粒子の位置が測定される。入射粒子は仮定すれば速度も分かるため、確率密度関数を求めることができる。 $\pi(K)$ 中間子に対する確率密度関数を $P^{\pi(K)}(x, t)$ とすると、MCP-PMT

によって測定されたデータ $[x_i, t_i] (i=1..N)$ がどちらの確率密度関数に近いかを示すライクリフッド $L^{\pi(K)}$ は

$$\ln L^{\pi(K)} = \sum_i \ln P^{\pi(K)}(x_i, t_i) \quad (1.3)$$

と表せる。ライクリフッドの差 $\ln L^{\pi} - \ln L^K$ を求めれば、測定されたデータがどちらの粒子である可能性がより高いかを判別することが可能となる。

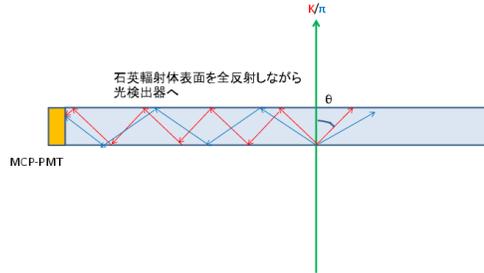


図 1.4: TOP カウンターの粒子識別の方法

TOP カウンターの Belle II 実験における粒子識別性能は 3 GeV/c の K 中間子を K 中間子であると識別できる効率を 95 %、3 GeV/c の π 中間子を K 中間子と誤識別する確率を 5% にすることを目標としている。

1.4 TOP カウンターの各要素

TOP カウンターの粒子識別性能への要求から TOP カウンターを構成する各要素に要求される性能を述べる。

1.4.0.1 光検出器 MCP-PMT

π 中間子と K 中間子によって発生するチェレンコフ光の検出時間差は約 100 ps と短い。また、チェレンコフ光は発生光量がすくないため、光検出器に届いた時点で、20 光子しか残らない。そこで、チェレンコフ光の時間差を見分けるだけの時間分解能をもち、1 光子を検出できる光検出器として、MCP-PMT を用いる。MCP-PMT への要求性能は表 1.1 となっている。これらの要求性能を測定するための装置が開発されており、要求性能を満たしていることが分かっている。[3]

波長 340 nm 付近での量子効率 (QE)	24 % 以上
時間分解能	50 ps 以下

表 1.1: MCP-PMT への要求性能

1.4.0.2 石英輻射体

石英輻射体には表面が高精度に研磨された石英の板を使用している。チェレンコフ光をロスなく伝搬させる目的と、伝搬中にチェレンコフ光が想定の光路を保つことが重要であり、表 1.2 が要求される性能となっている。これらの値も測定されており、性能を満たしていることが分かっている。[2]

内部反射率	99.9 % 以上
透過率	98.5 %/m 以上
光路精度	0.5 mrad 以下

表 1.2: 石英輻射体への要求性能

1.4.0.3 波長分散効果

チェレンコフ光は様々な波長を持って発生する。チェレンコフ光の数 N の波長 λ に対する分布は微細構造定数 α 、輻射体の屈折率 n 、入射粒子の電荷 Z 、速度 β と輻射体を通過する長さ L から

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi Z^2 \alpha L \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \frac{1}{\lambda^2}\right) \quad (1.4)$$

と書き表せる。

また、輻射体の屈折率 n も

$$n(\lambda) = 1.44 + \frac{8.22}{\lambda - 126} \quad (1.5)$$

という依存性を持つことが知られている。物質中の光の伝搬速度 V は

$$V = \frac{c}{n(\lambda)} \quad (1.6)$$

と表せるため、伝搬速度も波長依存性を持つことになる。この波長による伝搬速度の違いが、重要である。例えば、波長 800nm と波長 300 nm の光では 1m あたり 250ps もの到達時間差が生まれてしまう。このふらつきを抑えるひとつ方法が伝搬速度の変化が大きい低波長側を波長カットフィルターによってカットするという方法である。しかし、カットしすぎると検出できる光子数が減るため、カットするなるべく小さくする必要がある。シミュレーションにより、350 nm 以下の波長をカットすることが最適だと分かっている。

さらに、波長分散効果は光の伝搬する経路が長いほど時間ふらつきが大きい。ミラーの方向に放出されたチェレンコフ光は伝搬する経路が長いいため、必然的に波長分散効果の影響を受けやすい。そこで、ミラーを球面にすることで、おなじ角度で放出された光を光検出器上で集光するように配置することで、波長の異なる光は、光検出器の y 軸方向の異なった位置に到達するように波長分解を行う方法である。この目的のために TOP カウンターには球面ミラーが取り付けられている。また y 軸方向の分解能を増すためにウェッジを光検出器側も石英に設置している。

ミラーによって波長分解が行われ、時間分解能が改善することはプロトタイプの TOP カウンターを用いたビームテストで確認されている。[4]

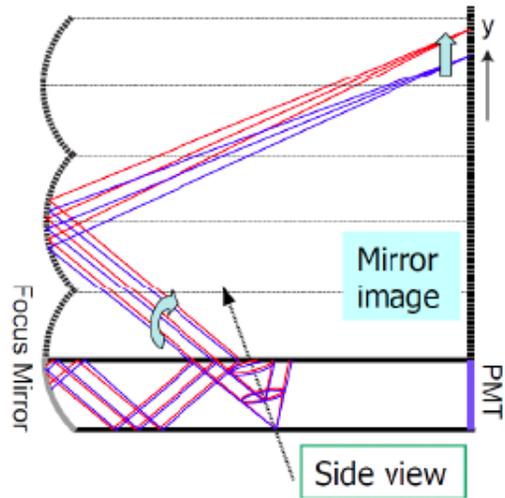


図 1.5: 集光ミラーによる波長分解

1.5 現在の研究課題

検出器の各要素の性能については既に測定されており、十分な性能を持っていることが確認されている。また、プロトタイプを用いたビームテストも行われており、TOP カウンターの性能が証明されている。よって、現在の研究課題は、Belle II 実機と同じ仕様の TOP カウンターを製作し、その粒子識別性能を確認し、Belle II 実験で要求される性能を満たすことができるかを確認することにある。そのため、2012 年 10 月に実機サイズの TOP カウンターを製作し、SPring-8 LEPS ビームラインにてビームテストを行った。しかし、読み出し回路の問題により粒子識別性能の評価を行うことができなかった。[5]

本研究ではビームテストで問題になった読み出し回路の改良を行ない、2013 年 6 月に SPring-8 LEPS ビームラインでテストを行った。

第2章 読み出し回路CFD

2013年6月にSPring-8 LEPS ビームラインにて実機仕様 TOP カウンターの性能を評価するために、2 GeV/c の陽電子を用いたビームテストを行った。本章ではビームテストに向けた読み出し回路 CFD(Constant Fraction Discriminator) の開発と性能評価について述べる。

2.1 CFDの原理

通常のディスクリミネータは入力されたアナログ信号の電圧が、設定した閾値電圧を越えたタイミングでデジタル信号を出力する。この時デジタル信号の出力タイミングと入力信号の波高には相関が発生する。これをタイムウォークと呼ぶ。図 2.1 はタイムウォークを模式的に示している。波形の立ち上がりを二次関数で近似すると、入力波形の電圧 V と出力タイミング T との関係は図 2.2 のように表される。このように通常のディスクリミネータでは入力信号が小さいに近い時にはデジタル信号の出力タイミングが大きく変化する。したがって、通常のディスクリミネータを検出器の読み出し回路として用いると、検出時間に大きな不定性が生じる。そこで、通常、検出時間の測定精度を上げるためにアナログ信号の大きさを別に取得し、タイムウォークの相関関係から補正を行うことで、この問題を解決する。これをタイムウォーク補正と呼ぶ。

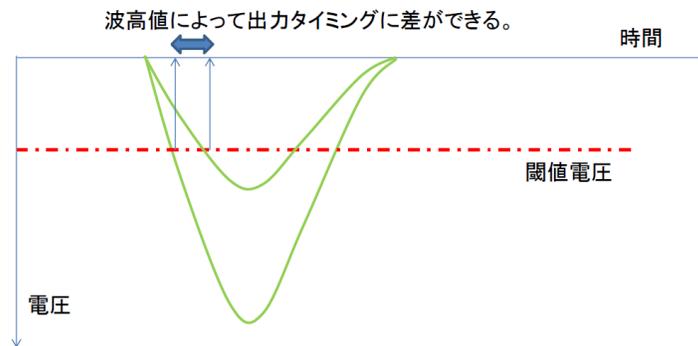


図 2.1: 通常のディスクリミネータの動作

一方、CFDはこのタイムウォークを原理的に発生しないように工夫されたディスクリミネータである。図 2.3 に CFD の動作原理を示す。まず入力アナログ信号を2つに分ける。一方をアテネータによって波高を減衰させる。もう一方の波形を遅延させる。この電圧が等しくなったタイミングでデジタル信号を出力する。このような操作を行うことでデジタル信号の出力タイミングは入力アナログ信号の波高によらなくなる。CFD の利点には以下の点が挙げられる。

- 取得したデータに対し、タイムウォーク補正などを行う解析の手間が省ける

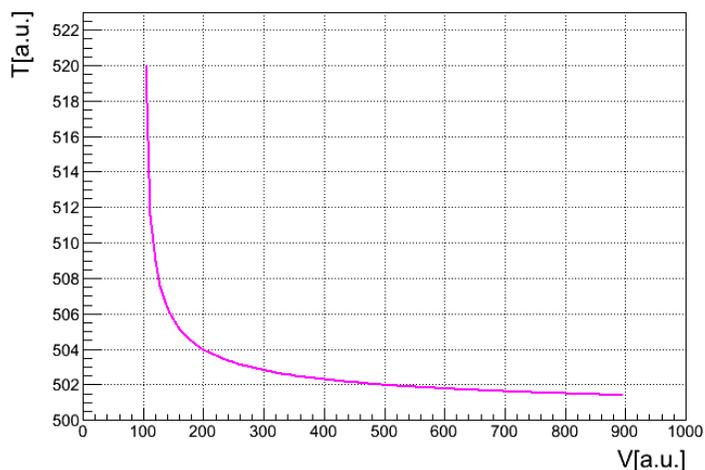


図 2.2: タイムウォークにおける入力波高と出力タイミングの関係

- タイムウォーク補正による不定性やバイアスを受けない。
- アナログ信号を取得する必要がないため、そのための読み出し回路やケーブルなどを省略することができ、検出器を小さくすることができる。

2.2 CFD ボード

高い時間分解能かつコンパクトな読み出しができる CFD は、TOP カウンターの読み出し回路として適している。過去の TOP カウンターのビームテストでも CFD 読み出し回路が使用されてきた。

その過程で我々が開発した CFD 機能をもった回路基板を図 2.4(a) に示す。内部回路は図 2.4(b) のようになっている。入力された信号は三つに分けられる。一つはアンプによって約 10 倍に増幅される。残りの二つの内、一つは CFD 機能を持った部分に入力され、デジタル信号の出力タイミングを作る。もう一方は外部から設定する閾値電圧とコンパレータで比較される。このコンパレータによって、入力信号が閾値電圧を越えた時のみ、デジタル信号を出力する構造になっている。

2.3 2013 年ビームテストに向けての改良

2012 年のビームテストで CFD 読み出し回路を使用した。図??がその回路である。しかし、CFD 読み出し回路はビームテストにおいて以下の問題が見つかった。[5]

- MCP-PMT 読み出しソケットと HV を供給する回路が離れていることと、CFD ボードが近接していることによるクロストークの増大
- 読み出しモジュールの重量が重いことで、MCP-PMT と石英板の間の光学接着が剥がれてしまったこと

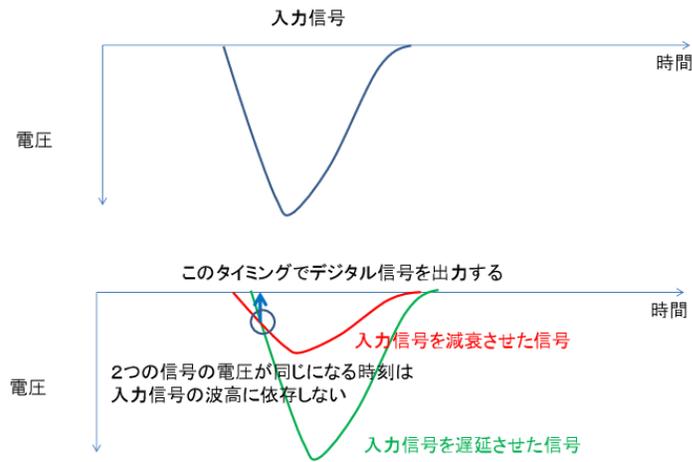
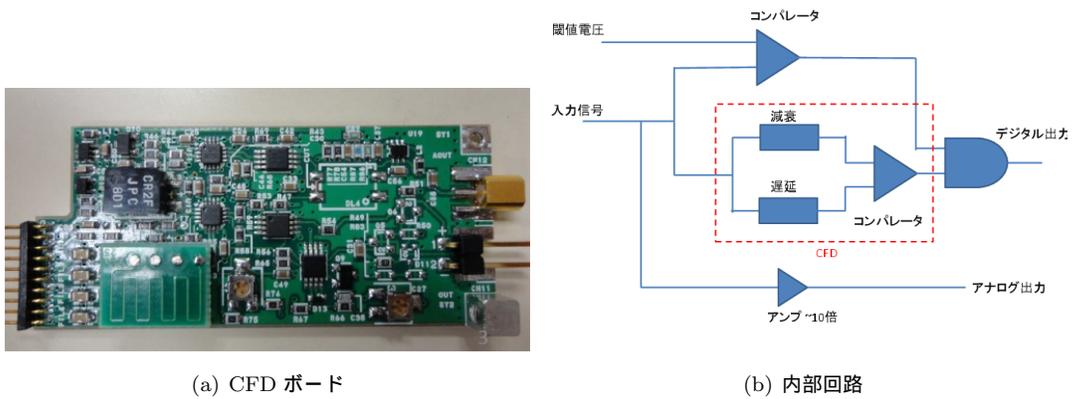


図 2.3: CFD の動作原理



(a) CFD ボード

(b) 内部回路

図 2.4: CFD ボード

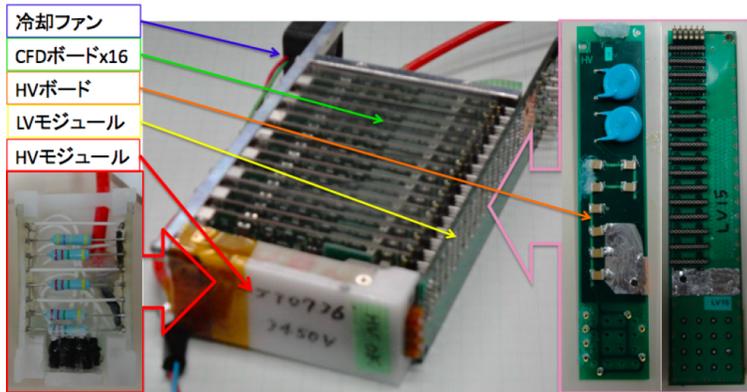


図 2.5: 2012 年のビームテストで使用した CFD 読み出し回路
??

この問題を解決するために、16 チャンネルの MCP-PMT の信号の内、4 チャンネルを 1 チャンネルにマージするソケットを開発した。これによって、読み出し回路の数が削減されたことで、重量が削減でき、光学接着が剥がれる問題が解決できる。さらに、CFD ボード間のスペースも確保でき、MCP-PMT の HV ピン近くに HV 供給用のコンデンサを配置できることで、クロストークの問題も解決できる。読み出しチャンネル数を減らしたことによる TOP カウンターの粒子識別性能への変化は識別効率にして約 1%程度でビームテストでの性能評価には問題とならないことがシミュレーションによって示されていた。

そこで、4 チャンネルにマージする新しいソケットと CFD ボードを使った読み出し回路がビームテストで実際に使用可能かどうかを検証するため、プロトタイプを製作し、性能評価をおこなった。

2.3.1 2013 年ビームテスト用プロトタイプ CFD 読み出し回路の性能評価

2.3.1.1 セットアップ

製作したプロトタイプ読み出し回路を図??に示す。このプロトタイプには MCP-PMT の 16 チャンネルを 4 チャンネルにまとめるソケットの後ろに 4 チャンネルそれぞれを読み出す CFD ボードが 4 枚設置されている。さらに、CFD ボードへの電源供給と閾値電圧の設定を行う電源ボードが 1 枚設置されている、それらを真鍮の板で組み合わせた構造になっている。

これを図 2.7 のようなセットアップにてテストを行った。17 ps 以下の時間ふらつきを持ったパルスレーザーを $\phi 1\text{mm}$ スポットの 1 光子状態に減光し、MCP-PMT へ照射した。レーザーの照射位置はチャンネル 3(ch3) の真ん中にした。CFD からのアナログ信号を ADC で取得し、デジタル信号を ECL-NIM コンバータを通した後に、TDC で取得した。MCP-PMT への印加電圧は外部の HV モジュールによって調整する。さらに CFD への閾値電圧も外部電源装置から供給した。アナログ出力の典型的な波形を図 2.8 に示す。典型的には 1 光子に対して、数 100 mV の波高を持った信号になっている。MCP-PMT の印加電圧はゲインが 2×10^6 となる標準電圧とし、CFD への閾値電圧を 10 mV とした。

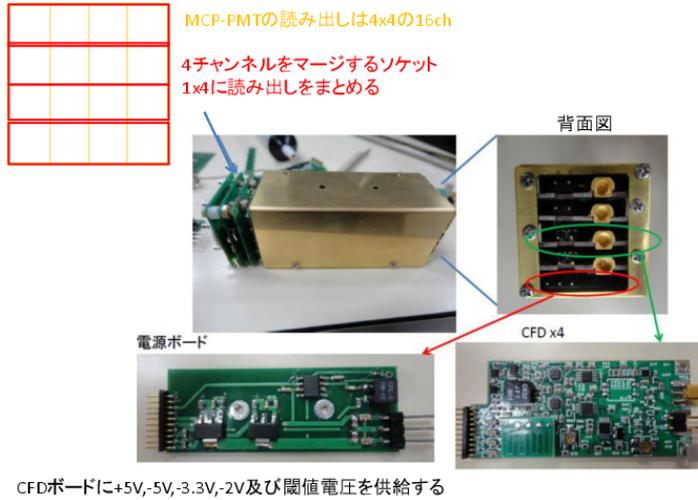


図 2.6: 製作した 2013 年ビームテスト用プロトタイプ CFD 読み出し回路
??

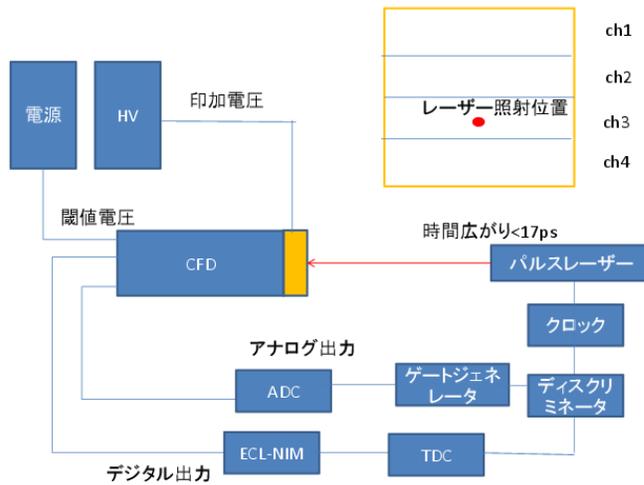


図 2.7: プロトタイプの性能評価のセットアップ

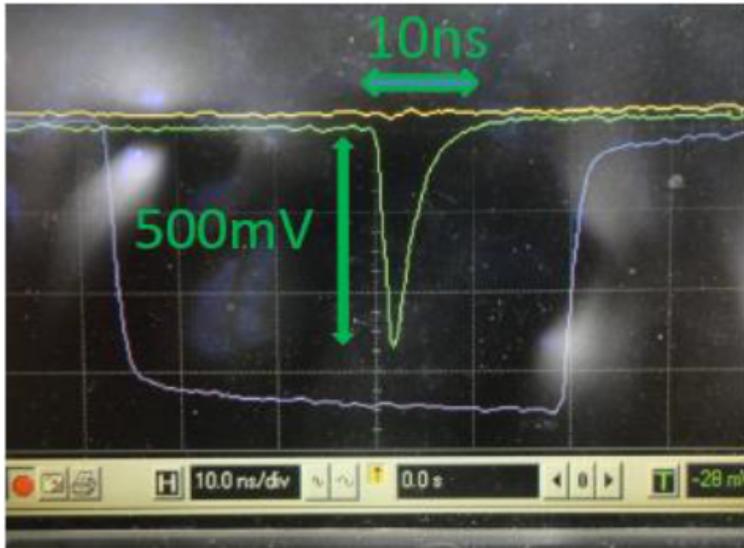


図 2.8: CFD アナログ出力からの典型的な波形

2.3.1.2 性能評価

表 2.1 の 2 つの項目について性能評価を行った。

項目	目標
時間分解能	50 ps 以下
クロストークの発生確率	1%以下

表 2.1: 性能評価の項目

時間分解能 時間分解能は TDC を用いて評価を行う。TDC のスタート信号にはパルスレーザーへのトリガーを使用している。まず、CFD 読み出し回路がタイムウォークを補正できているかを確認するために、ADC と TDC の相関を確認した。図 2.10(a) から、タイムウォークの傾向がわずかに残っていることが分かった。この原因は CFD 回路で用いる減衰された信号と、遅延された信号の間でのベースラインがずれたことである。図 2.9 に示したように CFD ボードには減衰信号のベースラインを補正する機構が搭載されているが、補正限界を超えてずれていたため、タイムウォークの傾向をこれ以上小さくすることはできなかった。今後この補正機構を改良する必要があることが分かった。図 2.10(b) に ch3 の TDC 分布を示す。この分布に対して、ガウシアンをフィットし、その標準偏差を時間分解能とした。その結果、時間分解能は 42 ps であった。タイムウォークの傾向はわずかに残っているが、時間分解能は目標の 50 ps 以下を満たしていることが分かった。

クロストーク クロストークとは、とあるチャンネルに光子が当たった時に、その隣接するチャンネルに影響を及ぼし、隣接するチャンネルでも光を検出したとされてしまう ことである。

クロストークについては以下のように評価を行った。ch3 の TDC 分布は図 2.11(a) のようになっている。ch3 の TDC が赤線内部にある事象を ch3 にヒットがあると定義した。赤線

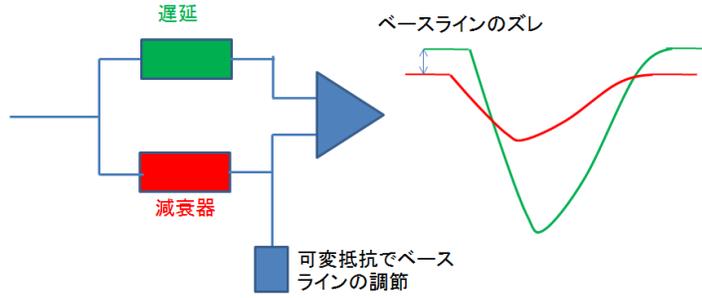
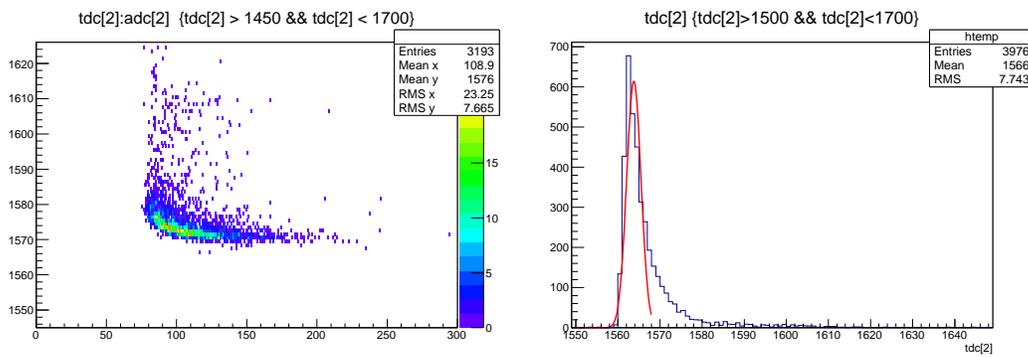


図 2.9: CFD 回路でのベースラインのズレ



(a) ADC と TDC の相関 横軸:ADC 縦軸:TDC

(b) TDC 分布 横軸:TDC

図 2.10: ch3 のタイムウォークと TDC 分布

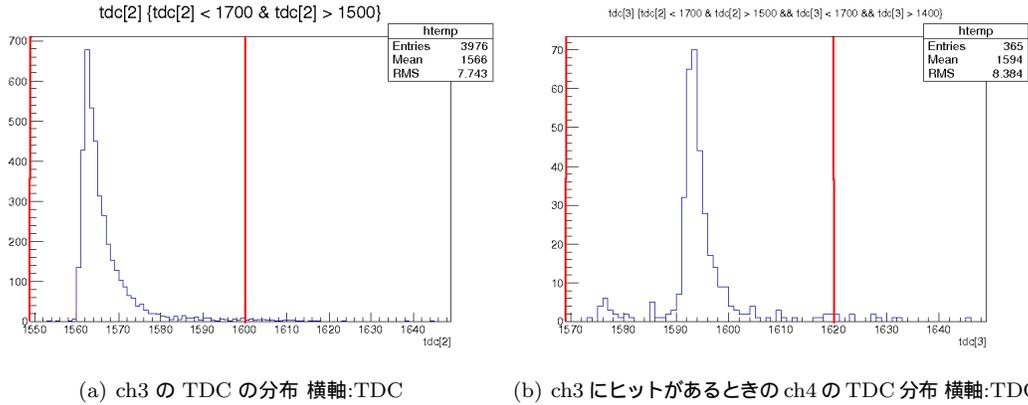


図 2.11: ch3 と ch4 の TDC 分布

の内部の事象数を N_{hit} とする。図 2.11(b) は ch3 にヒットがあるときの ch4 の TDC 分布になっている。このとき ch4 の赤線内部の事象数を N_{cross} とすると、求めたいクロストークの発生確率は N_{cross} / N_{hit} になる。しかし、この定義だと、ch4 のヒットが ch3 によって引き起こされたクロストークではなく、ch4 そのものにレーザーからの光があたった事象を余分に数えてしまう。そこで、クロストークの電荷量はほぼ 0 であるという事実を用いて、このような事象を除外する。図 2.12 は ch3 と ch4 の両方にヒットがあった時の ADC 分布である。左側にあるピークが電荷量 0 に相当する。ピークの右側にデータが存在するが、これらが、クロストークではないものである。左のピークをガウシアンでフィットし、その標準偏差の 4 倍の領域をクロストーク信号の領域と定義し、その領域の事象のみを N_{cross} から取り出す。その結果、クロストークの発生確率は 7.8% であり、目標の 1% 以下は達成できなかった。

2.3.1.3 閾値電圧と MCP-PMT の印加電圧の最適化

CFD の閾値電圧を 10mV で MCP-PMT への印加電圧を標準電圧に設定するとクロストークが目標の 1% 以下を達成できなかったため、閾値電圧と印加電圧の最適化を行った。閾値電圧を 7mV ~ 19mV まで 3mV 刻みに変化させ、更に、印加電圧を標準電圧と標準電圧から 100V 小さい電圧と 200V 小さい電圧の計 15 点をスキャンし、最適化をおこなった。印加電圧や閾値電圧を変えると読み出し回路の検出効率も変化してしまうため、検出効率の評価もあわせて行った。検出効率の評価はパルスレーザーへのトリガー数 $N_{trigger}$ に対する N_{hit} の比率ヒットレートで評価した。検出効率の低下は TOP カウンターの性能を維持するためには 10% 程度に抑えなければならない。標準電圧のヒットレートからどれだけヒットレートが低下してしまうかで、検出効率の低下を判断した。

図 2.13(a) と (b) がその結果である。閾値電圧を 10mV に設定し、印加電圧を標準電圧から 100V 低くすることで、クロストークの発生確率を 1% 以下、検出効率の低下を 10% 以下にできることが分かった。よって、読み出し回路に対しては、この設定でビームテストを行った。

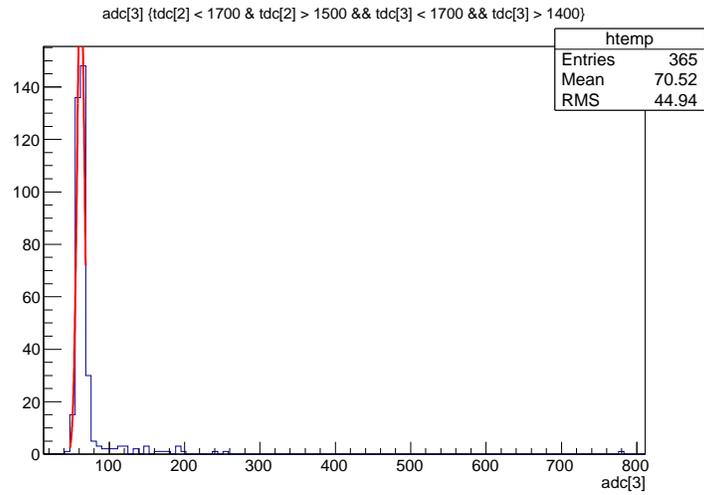


図 2.12: ch3 と ch4 両方にヒットがあった時の ch4 の ADC 分布 横軸:ADC

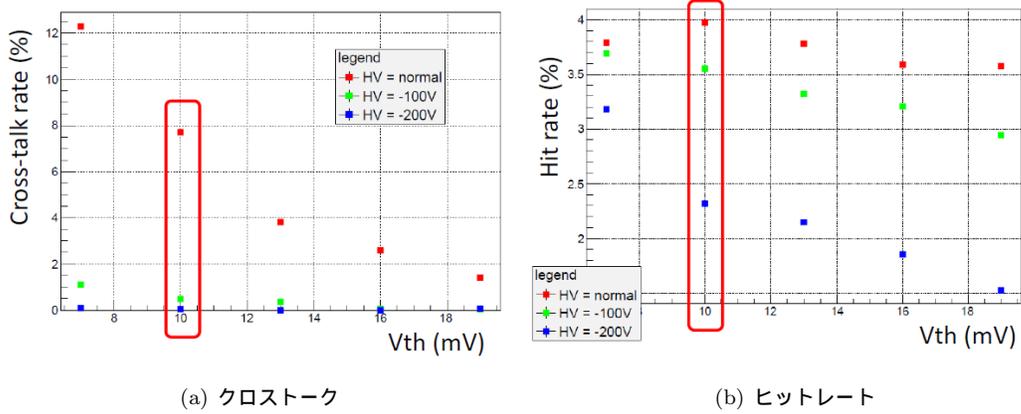
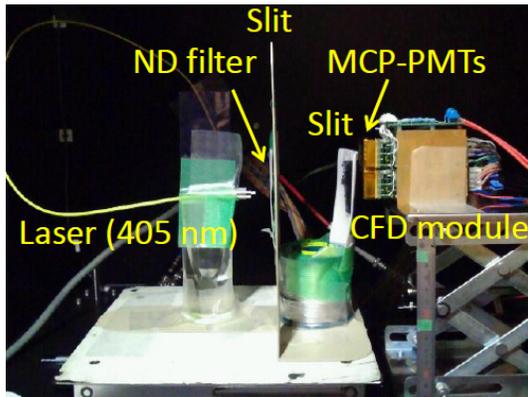
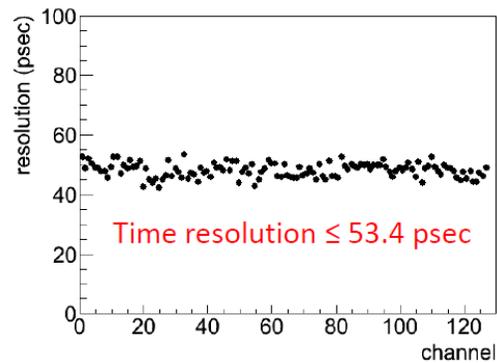


図 2.13: 印加電圧と閾値電圧を変化させた時の結果



(a) セットアップ



(b) 製作した全読み出し回路の時間分解能

図 2.14: 本番用 CFD 読み出し回路の時間分解能評価

2.3.2 2013 年ビームテスト本番用読み出し回路の評価

プロトタイプの結果、MCP-PMT への供給電圧を Gain が 2×10^6 になる電圧の 100V 下で運用し、閾値電圧を 10mV に設定すれば要求を満たした性能が出るということが分かったので、ビームテスト本番用に読み出し回路の制作を行った。ビームテストでは mCP-PMT を縦に 2 個重ねて読みだすため、プロトタイプを 2 つ繋げた形に変更をした。読み出しモジュールを 16 個作成し、その全てについて、図 2.14(a) のように波長 405nm のレーザーを照射し、CFD からのデジタル信号を TDC で記録することで時間分解能の評価を行った。図 2.14(b) はその結果である。16 個について 4 チャンネルづつ、計 128 チャンネル全てにおいてにおいて時間分解能が 53.6ps 以下であることを確かめた。プロトタイプの結果より、時間分解能が悪かった。本番用の読み出しモジュールの評価を行った際、紙に穴を開けたもので、レーザーを絞るスリットを作ったため、紙の上で反射したレーザーも検出してしまった可能性がある。そのことにより、時間分解能が悪化していると考えている。

第3章 LEPS ビームラインでのビームテスト

この章では、ビームテストを行った SPring-8 LEPS ビームラインについての説明と、どのようにビームテストを行ったかについてのべる。

3.1 ビームテストの目的

これまでに TOP カウンターのビームテストは同じ SPring-8 LEPS ビームラインでも 2012 年に 2 度行われている。1 回目のビームテストでは石英板のサイズが実機よりも小さいことと、MCP-PMT の数が少なく、石英板端面全てを覆っていないことが実機と異なっていた。2 回目のビームテストでは、石英板のサイズは Belle II 実機とほぼ同じサイズだがプリズムがついていないという点で実機と異なっていた。また実機と同じサイズであるが故に、読み出し回路の規模が大きくなり取得したデータに問題があった。[5]

今回のビームテストではプリズムを石英板に接着し、ほぼ実機と同じ仕様である TOP カウンターを製作し、粒子識別性能の評価を行うことを目的に掲げた。具体的な目標として、

- 検出光子数
- 検出時間分布
- 粒子識別性能

について、MC で評価した性能と実機仕様 TOP カウンターのデータから得られた結果を比較し、Belle II 実験で要空される性能を満たすかを確認する。

そのために、第 2 章で述べた読み出し回路の改良を行い、ビームテストを行う前に性能評価を十分に行ない、万全の体制で臨んだ。また、ビームラインは過去 2 度の経験を活かせる SPring-8 LEPS ビームラインとした。

3.2 SPring-8 LEPS ビームライン

3.2.1 SPring-8 加速器

SPring-8 は図 3.1 の (a) のように線形加速器、シンクロトロン及び蓄積リングから構成されている。線形加速器によって 1GeV まで加速された電子がシンクロトロンに入射される。シンクロトロンによって 8GeV まで加速し、周長 1.5km の蓄積リングに蓄えられる。ビームテストを行った時期には図 3.1(a) のようなバンチ構造を持って蓄積リング内に蓄えられていた。

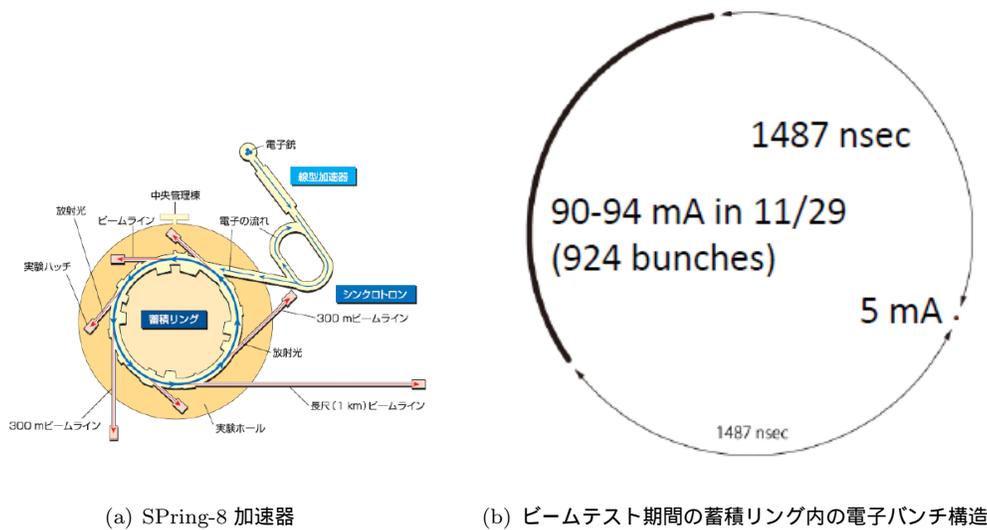


図 3.1: SPring-8 加速器の概要

3.2.2 LEP ビームライン

LEPS ビームラインは SPring-8 蓄積リングの横に設置されているビームラインの一つである。LEPS ビームラインでは紫外線レーザーを SPring-8 内を周回する電子にむけて照射し、逆コンプトン散乱によって出てくる高エネルギーの γ 線を用いてハドロン生成を行なっている。レーザーとして、波長約 350nm のレーザーを用いた場合、 γ 線のエネルギーは最大 2.4GeV になる。図 3.2(a) に LEPS ビームラインの外観図を載せる。

図 3.2(b) は LEPS ビームラインに設置されている LEPS スペクトロメータである。 γ 線のやってくる上流側からターゲット、スタートカウンター、エアロジェルチェレンコフ検出器、シリコンバックス検出器が置かれており、その下流に荷電粒子の運動量を測定するための DC(Drift Chamber)1、双極電磁石、DC2、DC3 が設置されている。そのさらに下流側に荷電粒子の速度を測定するための TOF ウォールが設置されている。

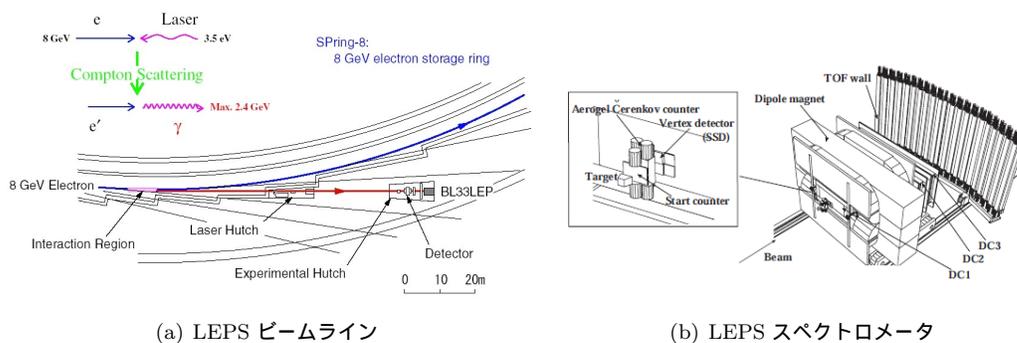


図 3.2: LEPS ビームラインの概要

ドリフトチェンバー 双極電磁石の前後に配置されており、荷電粒子の飛跡から運動量を測定す

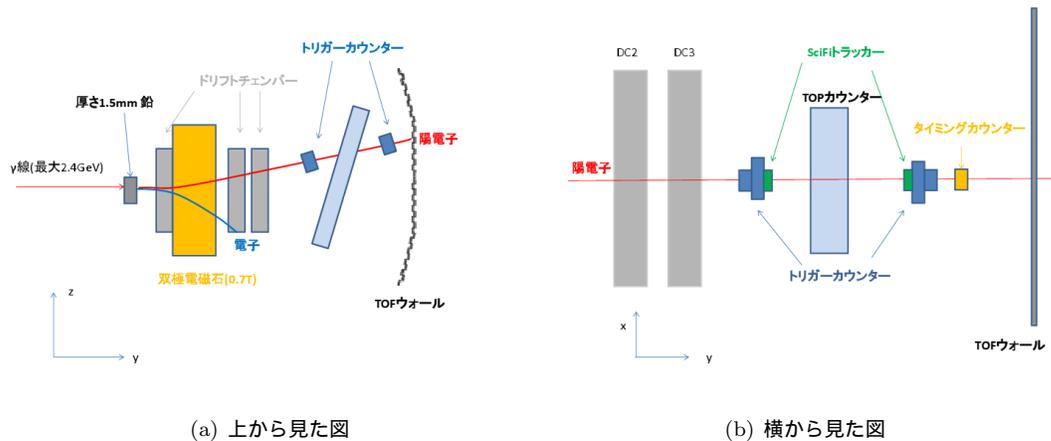


図 3.3: ビームテストのセットアップ

る。双極電磁石の上流側に DC1、下流側に DC2、DC3 が設置されている。位置分解能は約 $200 \mu\text{m}$ である。今回のビームテストでは TOP カウンターに入射する粒子の運動量の測定に用いた。

TOF 長さ 2000m、幅 120mm、厚さ 40mm の 40 本のプラスチックシンチレータから構成されている。それぞれを 10mm の重なりをもって並べられている。LEPS ビームラインでは TOF はの違いを利用して粒子識別装置として使用しているが、今回のビームテストでは電磁シャワーに対する veto カウンターとして使用した。

3.3 セットアップ

ビームテストのセットアップを図 3.3 に示す。図 3.3(a) は LEPS ビームラインを上から見た図である。SPring-8 蓄積リング内の電子との逆コンプトン散乱により、発生する最大 2.4GeV の γ 線を 1.5mm 厚の鉛のターゲットに照射した。鉛で対生成した電子と陽電子は双極電磁石によって曲げられる。ビームテストでは、この陽電子を TOP カウンターに入射させた。TOP カウンターをドリフトチェンバーと TOF ウォールの間に設置し、TOP カウンターのビーム上流側と下流側にそれぞれ陽電子を検出し、トリガーを発行するためのトリガーカウンターを設置した。図 3.3(b) は横から見た図である。トリガーカウンターには、陽電子ビームの位置を測定するためのシンチレーションファイバー (SciFi) トラッカーが取り付けられている。さらに、下流側には陽電子の入射時間を正確に測定するための、タイミングカウンターを設置した。次に、それぞれの検出器について詳しく述べていく。

3.3.1 トリガーカウンター

トリガーカウンター 図 3.4(a) はビームテストに用いたトリガーカウンターである。トリガーカウンターはアクリルシンチにライトガイドと光検出器を接着したものである。アクリルシンチの大きさは $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ のものと、 $40\text{mm} \times 40\text{mm}$ のものを用いた。それぞれの大きさをセットにし、ビーム上流側と下流側に 1 つずつ設置した。

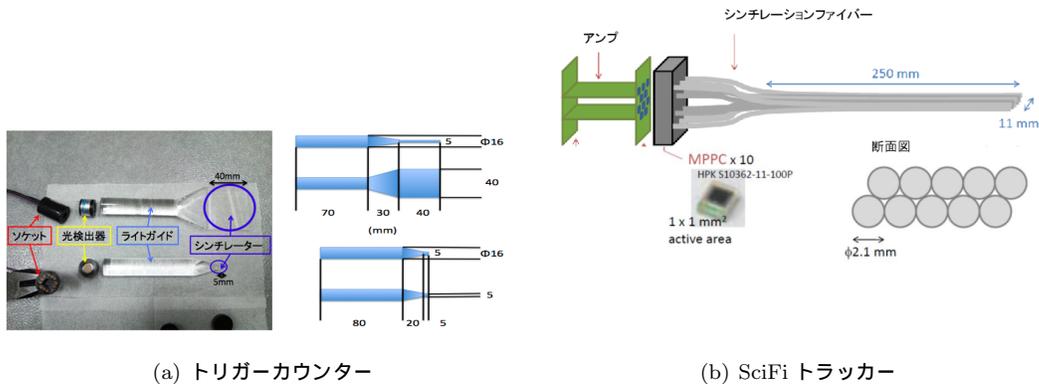


図 3.4: トリガーカウンター・SciFi トラッカー

SciFi トラッカー LEPS ビームラインでは上流側と下流側に設置したトリガーカウンター間の距離を 1m 程しか取れないため、上流側と下流側の $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ のトリガーカウンターを陽電子が通過したことを要求しても、その角度ふらつきを 2mrad 程度にしか抑えることができない。Belle II 実験環境下では TOP カウンターに入射する荷電粒子の入射角の分解能は 1mrad 程度と見積もられている。Belle II 実験における環境を再現するために、トリガーカウンターとあわせて SciFi トラッカーを設置した。図 3.4(b) は SciFi トラッカーの構造を示している。直径 2.1mm のシンチレーションファイバーを 5 本に束ねたものを 2 層にし、計 10 本のシンチレーションファイバーの信号を端に取り付けた MPPC で読み出す。これによって、ビームの 1 次元方向の位置を測定することができる。上流側と下流側それぞれに対して、SciFi トラッカーを x 方向と z 方向に配置した。

タイミングカウンター TOP カウンターはチェレンコフ光の到達時間を測定する。その際に、時間原点として陽電子の入射時間を知る必要がある。時間原点には、MCP-PMT の時間分解能である 50ps 以下の時間分解能が必要となる。トリガーカウンターは 200ps 程度の時間分解能なので、時間原点として用いることができない。今回のビームテストでは第章でのべる加速器から与えられる RF 信号を用いる方法で時間原点を評価した。その方法の評価を行うために、時間分解能の良いタイミングカウンターを設置した。タイミングカウンターは石英の端面に MCP-PMT を接着した構造を持っている。TOP カウンターと同じく、石英を通過した際に発生するチェレンコフ光を時間分解能の良い MCP-PMT で測定する。タイミングカウンターの時間分解能は過去のビームテストから 23ps と分かっている。

上流側と下流側に設置されたトリガーカウンターを図 3.5 に示す。

3.3.2 実機仕様 TOP カウンター

今回のビームテストに用いた実機仕様 TOP カウンターのセットアップを図 3.6 に示す。石英板のサイズが $(2539.3\text{mm} \times 450\text{mm} \times 20\text{mm})$ で、2 枚の石英板を接着している。一方の端面に曲率半径が 5066mm のフォーカシングミラーが接着されている。反対の端面には、プリズムが設置されており、そこに 32 個の MCP-PMT を取り付けた。MCP-PMT は x 方向に 16 個並べ、 y 方向に

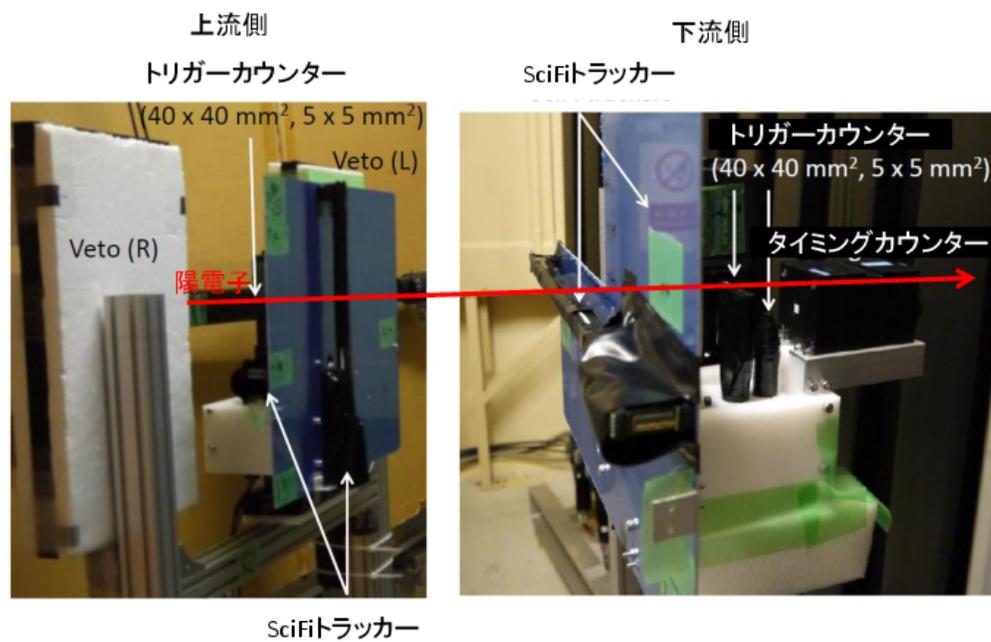


図 3.5: 上流・下流側のトリガーカウンター

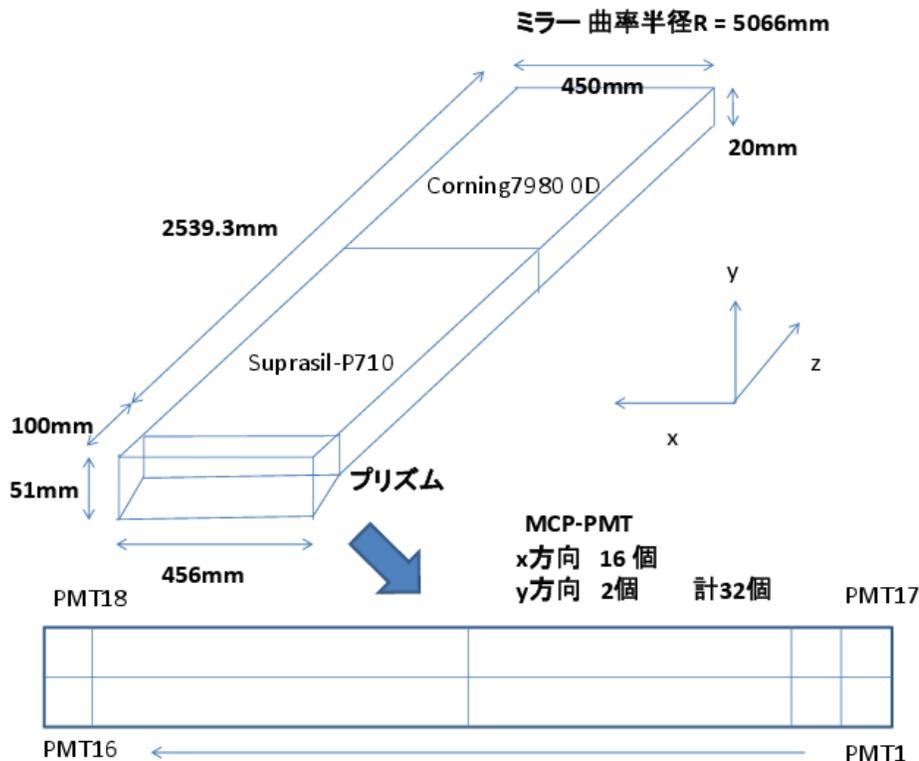


図 3.6: 実機仕様 TOP カウンターの構造

2段になっている。Belle II 実験で使用する実機 TOP カウンターのサイズは (2600 mm × 450mm × 20mm) であり、今回のビームテストで用いた実機仕様 TOP カウンターはほとんど実機と同じであると言える。

3.3.2.1 MCP-PMT

ビームテストで用いた 32 個の PMT は、Belle II 実験に用いる量産型 MCP-PMT から選別した。量産型 MCP-PMT はその QE、時間分解能などが測定されている。今回のビームテストには QE の一様性が高い MCP-PMT を選別した。図 3.7 にビームテストで使用した MCP-PMT の QE の分布を示す。横軸が PMT の番号、縦軸が波長 360nm の光に対する QE を表している。誤差棒は QE の光電面内の標準偏差を表している。全ての MCP-PMT の QE の平均は 29.3%で、標準偏差の平均が 0.7%であった。

3.3.2.2 読み出し回路

読み出し回路には第 2 章で、説明した CFD 読み出し回路を 16 個使用し、32 個の MCP-PMT の光子検出時間を取得した。図 3.8 が読み出し回路と MCP-PMT が石英板に取り付けられた様子を示している。CFD 読み出し回路は MCP-PMT1 個につき、4 チャンネルを読み出すため、全 128 チャンネルになる。読み出し回路のチャンネルの定義を図 3.9 に示す。

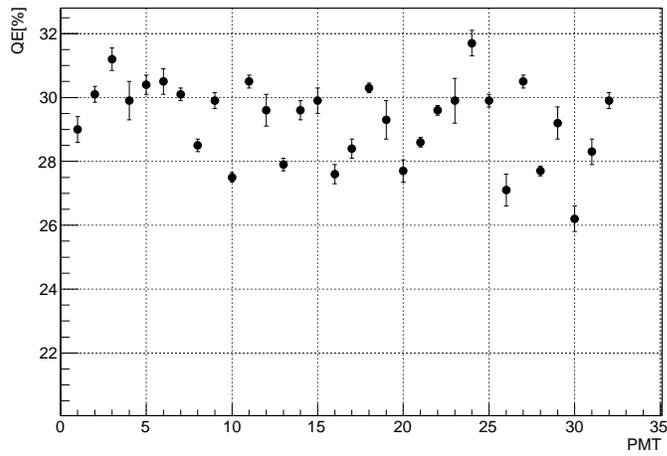


図 3.7: 全ての MCP-PMT の QE 横軸:PMT 番号 縦軸:QE 誤差棒は QE の光電面全面での標準偏差を表している

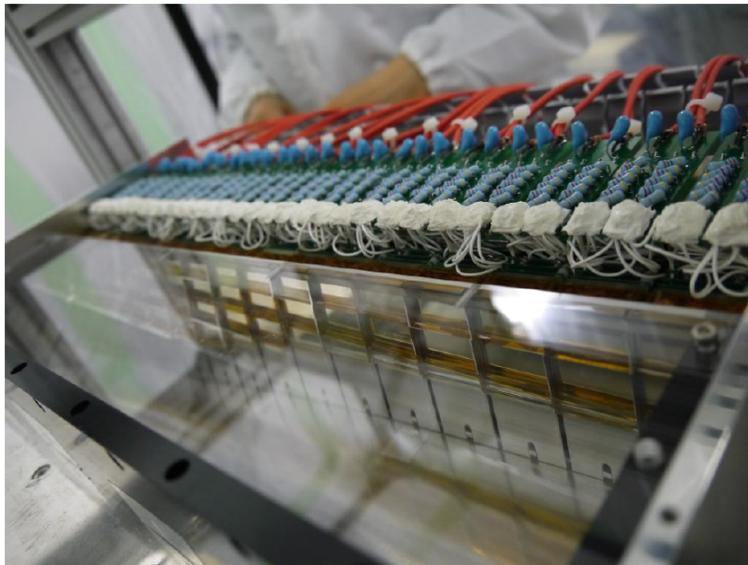


図 3.8: 読み出し回路と MCP-PMT が石英板に取り付けた様子

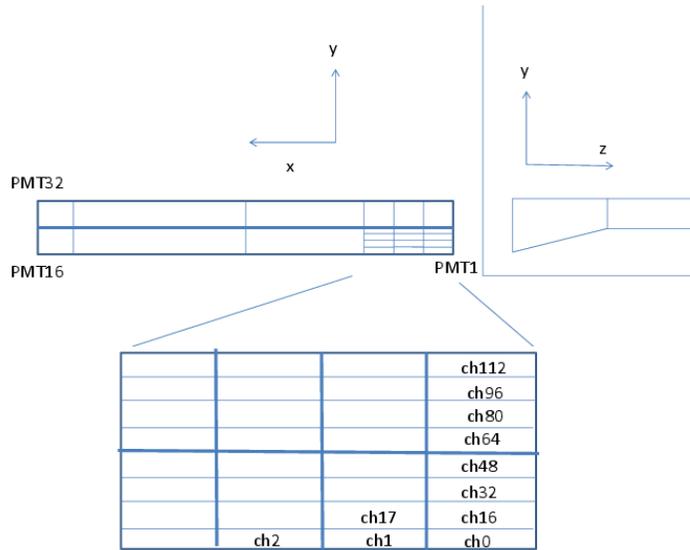


図 3.9: 読み出し回路のチャンネルの定義

3.4 DAQ

今回のビームテストでは図 3.10 の構成でデータ取得を行った。4つのトリガーカウンターのコインシデンスを取り、それを TDC へのトリガーとする。更に、時間精度が約 10ps の加速器からの RF の信号も時間原点として使用するため、同時に TDC で取得する。LEPS ビームラインの検出器の情報も解析に用いるため、このコインシデンスの信号を LEPS ビームラインの DAQ へのトリガーにしている。読み出し回路 CFD からの出力は VME の TDC で取得した。VME の TDC はマルチヒット TDC なので同じチャンネルに対する複数のヒットを取得できるが、そのうち最初のヒットだけを解析に用いる。

3.5 取得したデータ

陽電子が多重散乱の効果で、TOP カウンターへの陽電子の入射角度が多重散乱によってふらついてしまうのを抑えるためにできるだけ運動量の高い陽電子を入射する必要がある。そこで、TOP カウンター上流側のトリガーカウンターを、LEPS ビームラインのシミュレーションから想定される 2GeV/c の粒子が通過する位置に固定した。その状態でトリガーレートが最大になるように、下流側のトリガーカウンターを動かした。図 3.11 がトリガーされたビームの運動量を LEPS ビームラインのドリフトチェンバーで運動量を測定した結果であり、正しく 2GeV/c の陽電子を取得できていることが分かった。

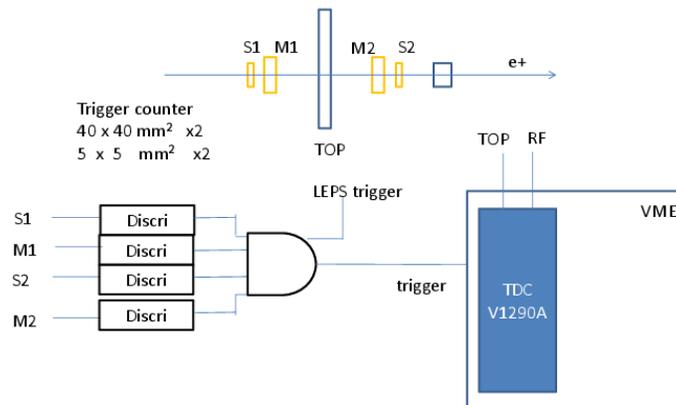


図 3.10: DAQ

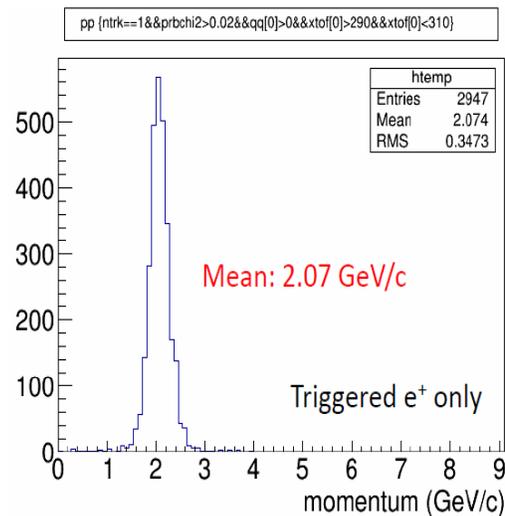


図 3.11: トリガーした陽電子の運動量

今回のビームテストでは複数の入射位置、入射角度での TOP カウンターの性能を評価するために 3 種類の入射条件で実験を行った。それぞれの入射条件はトリガーカウンターは固定し、TOP カウンターを動かすことで、実現した。

1. exp1 図 3.12: 石英に対して垂直に入射する。この条件では石英にて光検出器方向に発生したチェレンコフ光が直接届くため、検出光子数が多い。そのため、TOP カウンターの粒子識別性能が最も良くなる条件である。よって、この条件での粒子識別性能が重要となる。
2. exp2 図 3.13: 石英に対して斜めに入射する場合。この条件ではシミュレーションから最も TOP

カウンターの粒子識別性能が悪くなる。このような場合に期待通りの性能がでるかを確認するためにこの入射条件で実験を行った。

- exp3 図 3.14:石英の端近くに入射させる。exp2 と同様 TOP カウンターの性能が悪くなる点で期待通りの性能が出るかを評価する。

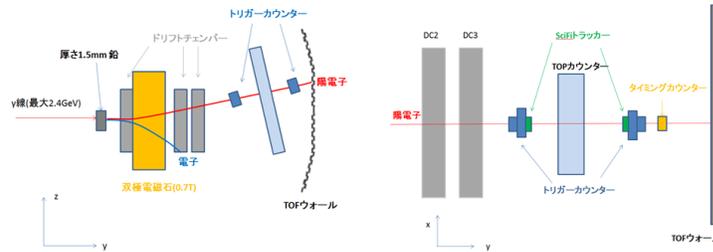


図 3.12: exp1

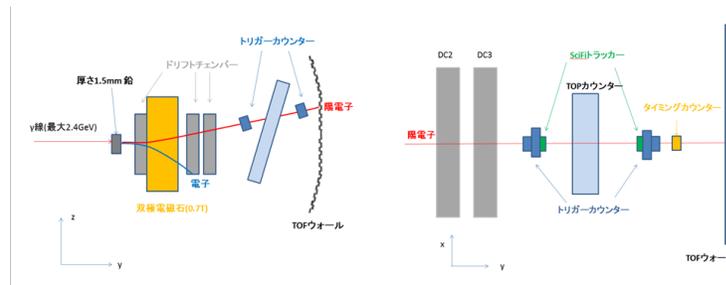


図 3.13: exp2

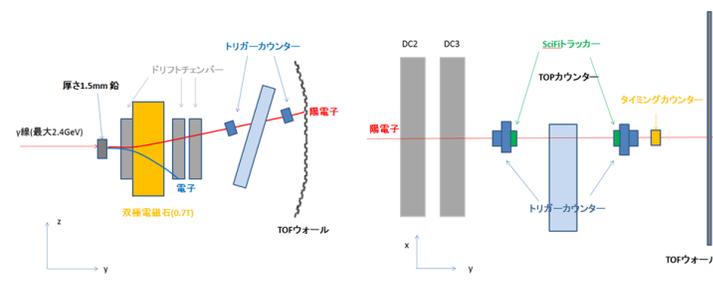


図 3.14: exp3

TOP カウンターへのビームの入射位置を測量で測定した。各実験毎にトリガーカウンターの設置位置と TOP カウンターの設置位置を錘で地面に射影し、ビームの入射位置と角度を測量した。TOP カウンター上の座標系を図 3.15 のように定義する。

表 3.1 が各実験である。測量精度は入射位置が約 10mm 程度、角度約 10mrad 程度くらいである。ビームテストで取得した事象数を各実験ごとにまとめたものが表 3.2 である。ここでは、LEPS

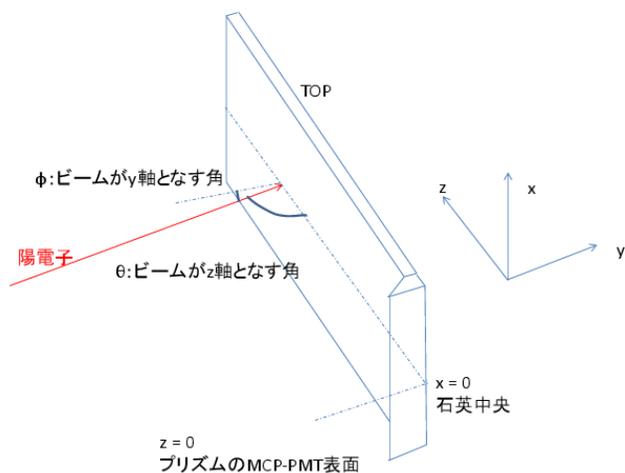


図 3.15: TOP カウンター上の座標系

ビームラインとのイベントの同期に失敗した事象といった解析に使うことのできない事象は含めていない。このデータに対して、次章で説明する解析を施していく。

	x(mm)	z(mm)	ϕ (rad)	θ (rad)
exp1	0	1341	0.000	1.562
exp2	-1	1336	0.000	1.168
exp3	200	1328	0.000	1.185

表 3.1: 測量によって求めた各実験のビームの入射位置

実験番号	事象数
exp1	183547
exp2	882945
exp3	725742

表 3.2: 取得した事象数

第4章 解析

この章では実機仕様 TOP カウンターの粒子識別性能の解析方法とその結果について述べる。

4.1 解析の流れ

粒子識別性能の評価をするために、重要になるのが時間情報である。そこで、TOP カウンターへの陽電子入射の時間原点を RF 信号から求めた。その時間分解能を評価し、時間原点として使用出来ることを確認した。

そして、粒子識別性能の解析に用いる事象の選別を行った。特に LEPS ビームラインに設置された TOF ウォールの情報を用いて、電磁シャワーの影響をカットした。

TOP カウンターの粒子識別性能を評価には、MC シミュレーションで作成した PDF を用いる。PDF を作成するためには TOP カウンターへの荷電粒子の入射位置と角度を仮定する必要がある。本照射試験において、TOP カウンターへの陽電子の入射位置と角度は測量によって求められているが、より高い精度で決めるためライクリフッドを用いた解析で 1mm, 1mrad の精度で入射条件を求めた。

アライメントを行い、入射条件が分かったので、データと MC シミュレーションで作成した PDF を比較することで、TOP カウンターの特性の理解をおこなった。その結果、MCP-PMT の QE の角度依存性などの効果を MC シミュレーションで考慮したほうがデータとの再現性が良いことが分かったので、MC シミュレーションへの補正を行った。

最後に入射条件は固定し、速度 β についてライクリフッドを用いた 1 イベント毎に速度の再構成をおこない、粒子識別性能評価を行った。本研究では、擬似的に 3GeV/c の K 中間子の誤識別率を見積もった。

以降の節で、それぞれの解析について詳しく述べていく。

4.2 RF 信号

4.2.1 RF 信号を用いた時間原点の見積り

RF 信号は SPring-8 加速器から与えられるデジタル信号であり、その周期は蓄積リング内を周回する電子バンチの間隔の約 2ns に等しい。しかし、2ns 間隔の信号全てを TDC で記録することはできないので、プリスケアラを用いて周期を 1/87 に間引いている。つまり、約 170ns 周期のデジタル信号となっている。

図 4.2(a) はビームラン中に取得した RF 信号とトリガーカウンターの時間差の分布である。このようなピーク構造が見られるのは LEPS ビームラインに蓄積リング内に入射されたレーザー光が蓄積リング内のどの電子バンチと散乱したかによって、トリガーカウンターへの陽電子の入射タイミングと、RF 信号の取得時間の差が、プリスケアラによって間引いた 87 種類になるため

ある。また、ピークの高さに違いがあるのは、実験時のバンチ構造が図 4.1 のようになっており、電流の大きい孤立した電子バンチ (以下、シングルバンチと呼ぶ) が存在するために、シングルバンチのタイミングに対応する時間だけ LEPS ビームラインに入射する γ 線の数が増え、トリガーさせる陽電子の数が増えるためである。

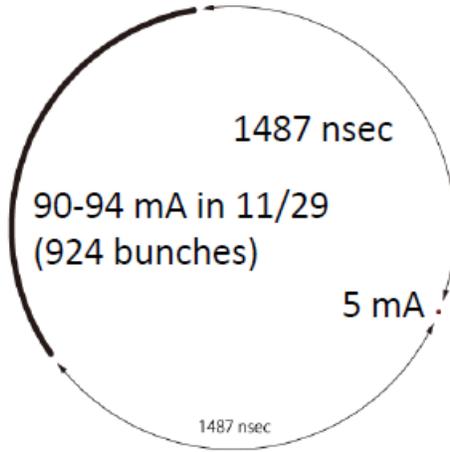


図 4.1: バンチ構造

まず、TDC1 カウントあたりの時間を正確に見積もるために、RF の信号の間隔を利用した。図 4.2(a) のそれぞれのピークの間隔は 1.96626ns と正確に分かっている。各ピークをガウシアンでフィットし、その中心値とバンチ間隔から見積もった時間 (TDC の値がもっとも小さいピークを 0ps とし、バンチ間隔を 1.96626ns と仮定した) が図 4.2(b) である。この傾きから、TDC1 カウントあたりの時間は 24.41ps であることが分かった。

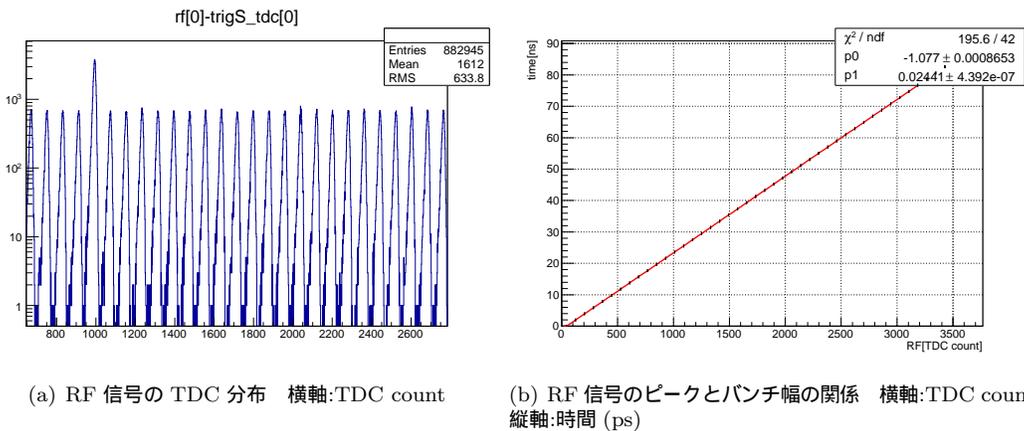


図 4.2: RF 信号の TDC 分布

TOP カウンターの解析のためには、TOP カウンターに陽電子が入射した時間を光検出器 MCP-PMT の時間分解能 50ps よりも良い精度で知る必要がある。陽電子はトリガーカウンターによって検出されるが、トリガーカウンター自身の時間分解能はよくないため、トリガーカウンターの検

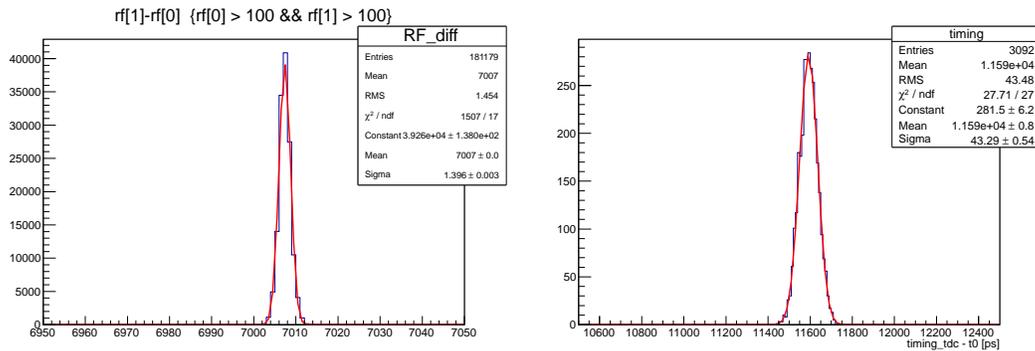
出時間は時間原点としては用いることができない。陽電子の入射時間は、蓄積リング内のどの電子バンチと散乱したかと、相関を持つため、RF 信号を時間原点として用いることにした。そこで、まず RF 信号自身の時間分解能を評価した。RF 信号は複数のチャンネルで取得している。そこで、トリガーカウンターのタイミングの不定性を消すために、2 つの RF 信号の時間差を計算し、RF 信号の時間分解能を評価した。図 4.3(a) がその時間差である。この分布をガウシアンでフィットしたシグマが 1.40 であったので、ここから RF の時間分解能は $24.41ps * 1.40/\sqrt{2} = 24.16ps$ となる。RF 信号自身の時間分解能は非常に良いことが分かったため、RF 信号を時間原点として、用いることにした。

時間原点を算出するためには、イベント毎に陽電子がどの電子バンチと相互作用した γ 線から発生したかを知らなければならない。図 4.2(a) の分布をで最も TDC の値が小さいピークに対応するバンチをバンチ番号 0 番とし、そこからそれぞれのピークに対してバンチ番号を割り当てていく。そして、時間原点をバンチ番号 0 番のピーク位置に合わせることで、時間原点とした。つまり、バンチ間隔は 1.96626ns なので

$$\text{時間原点} = RF[TDCcount] \times 24.41[ps/TDCcount] - \text{バンチ番号} \times 1.96626ns \quad (4.1)$$

として求めた。

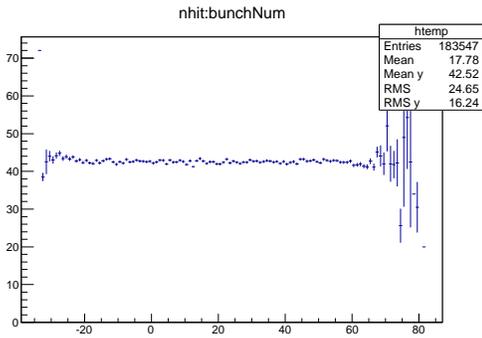
このようにして求めた時間原点の時間分解能が良いかを exp1 の際に設置されていたタイミングカウンターを用い、評価を行った。タイミングカウンターは時間分解能が 23 ps と分かっている。タイミングカウンターの時間分解能を σ_{timing} 、時間原点の時間分解能を σ_{RF} とすると、その差の時間分解能 $\sigma_{timing-RF}$ は $\sqrt{\sigma_{timing}^2 + \sigma_{RF}^2}$ と表せる。図 4.3(b) はタイミングカウンターと RF から求めた時間原点の差をプロットしたものであり、ここから $\sigma_{timing-RF}$ は 43.3 ps であると分かった。 $\sigma_{timing}=23$ ps なので、求めたい σ_{RF} は 36.7 ps と分かった。RF 自身の時間分解能は 24.16ps で違いがあるが、これは時間原点を求める際に使った TDC1 カウントあたりの時間である 24.41ps/TDC count の不定性と TDC の非線形性から来ているものである。ただし、RF から算出した時間分解能 36.7 ps は MCP-PMT の時間分解能 50ps よりもよく、RF 信号から算出した時間原点は TOP カウンターの時間原点として、十分に使用できることを確認した。



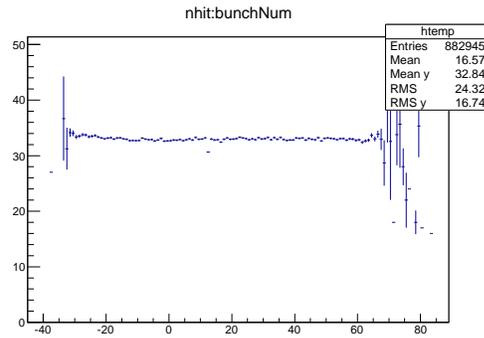
(a) RF 信号同士の時間差 横軸:TDC count

(b) RF とタイミングカウンターの時間差 横軸:時間 (ps)

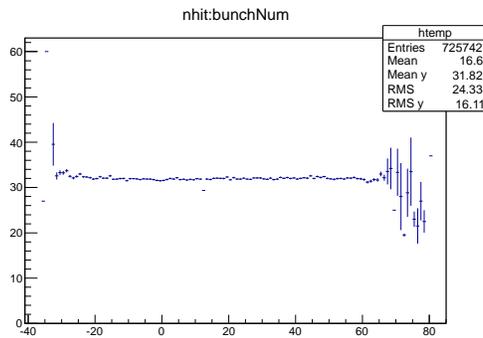
図 4.3: RF の時間分解能



(a) exp1 のバンチ依存性



(b) exp2 のバンチ依存性



(c) exp3 のバンチ依存性

図 4.4: バンチ番号と検出光子数の 2 次元分布 横軸:バンチ番号 縦軸:検出光子数

4.3 ビームランのイベント選別

ここでは、実機仕様 TOP カウンターの粒子識別性能の解析に用いた事象の選別方法について述べる。

4.3.1 バンチによる事象選別

ここでは実験で得たデータのバンチに対する依存性について議論する。バンチ構造によって LEPS ビームラインに入射してくる γ 線のビーム強度が異なるため、そのことによる TOP カウンターへのバックグラウンドの影響を見積もる。図 4.4 はバンチ番号に対する検出光子数の依存性である。シングルバンチに対応するバンチ番号 12 番は TOP カウンターでの検出光子数が小さい。これはシングルバンチ以外では隣り合ったバンチからのバックグラウンドが γ 線やそれから発生する荷電粒子が TOP カウンターに入射し、バックグラウンドのチェレンコフ光を発生させるためである。exp1 でその傾向が小さいのは、

図 4.5 は RF から求めた時間原点と MCP-PMT の検出時間の依存性を確認したものである。正しく時間原点を求められていれば、どのバンチに対応する事象でも検出時間の値は相関を持たないはずであるが、RF から求めた時間原点が 41000ps 以下の事象では検出時間の値がズレてしまっていることが分かった。このズレは TDC モジュールのクロック周期である 25ns に一致しており、こ

の領域では1クロックだけ遅れてMCP-PMTの信号を取得してしまっていることが原因である。よって、これらの事象は解析から取り除くこととした。

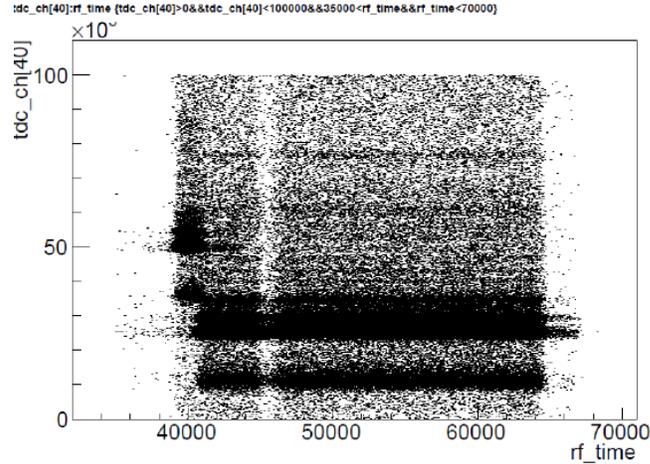
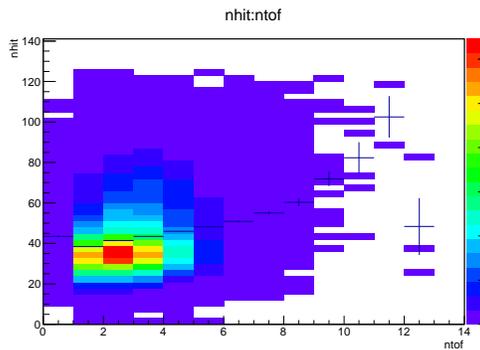


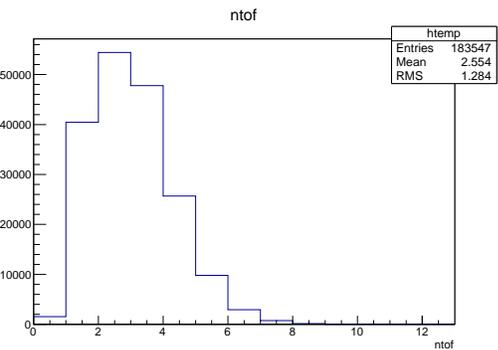
図 4.5: 時間原点と MCP-PMT の検出時間の 2 次元分布 横軸:RF 信号による時間原点 [ps] 縦軸:MCP-PMT の検出時間 [ps]

4.3.2 TOF ウォールによる選別

TOP カウンター上流で起きた電磁シャワーの事象をカットするために LEPS ビームラインの下流に設置されている TOF ウォール上の TOF カウンターに一つだけヒットがある事象のみを選別する。この効果の妥当性を検証するために TOF ウォールのヒット数と TOP の検出光子数との相関を見る。図 4.6 ~ 図 4.8 は TOP カウンターでの検出光子数と TOF のヒット数 NTOF の相関を見たもので、NTOF が増加すると、TOP カウンターの検出光子数が増えることが分かる。TOF と TOP カウンターは異なる検出器なので、これらに相関があるという事は、TOP カウンターの上流の物質で e^+ ビームが電磁シャワーを起こし、複数の粒子が TOP カウンターに入射しているためだと考えられる。このような電磁シャワーが混入している事象は粒子識別性能の評価には適さないため、NTOF が 1 である事象だけを解析に使う。NTOF が 1 である事象の割合が exp1 でだけ少ないのは exp1 においては RF の時間分解能を見積もるためにタイミングカウンターを設置していたために、そこで陽電子が電磁シャワーをおこし、TOF ウォールに複数のヒットを残したためである。

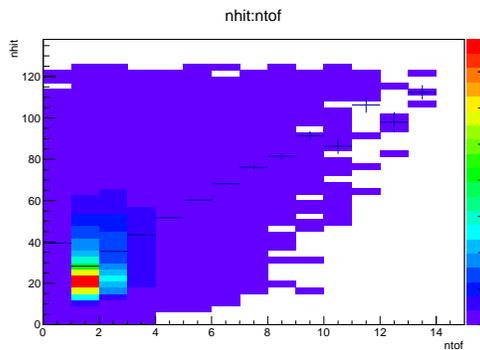


(a) NTOF と検出光子数の相関 横軸:NTOF 縦軸:検出光子数

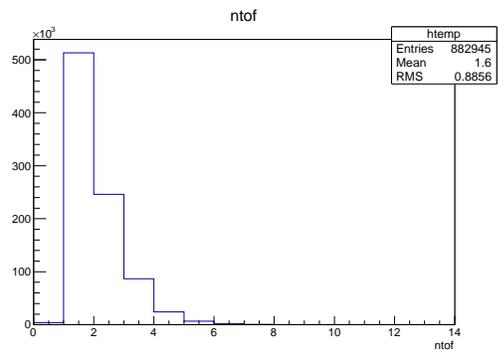


(b) NTOF の分布 横軸:NTOF

図 4.6: exp1 の NTOF の分布

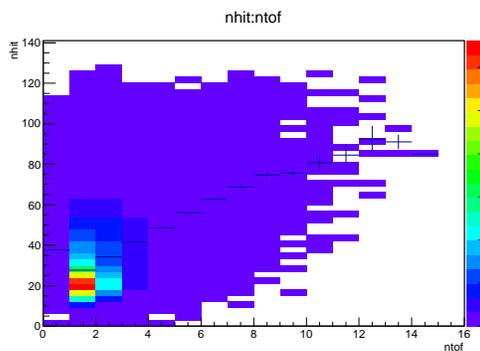


(a) NTOF と検出光子数の相関 横軸:NTOF 縦軸:検出光子数

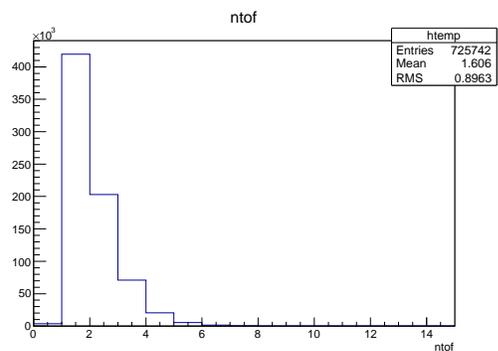


(b) NTOF の分布 横軸:NTOF

図 4.7: exp2 の NTOF の分布



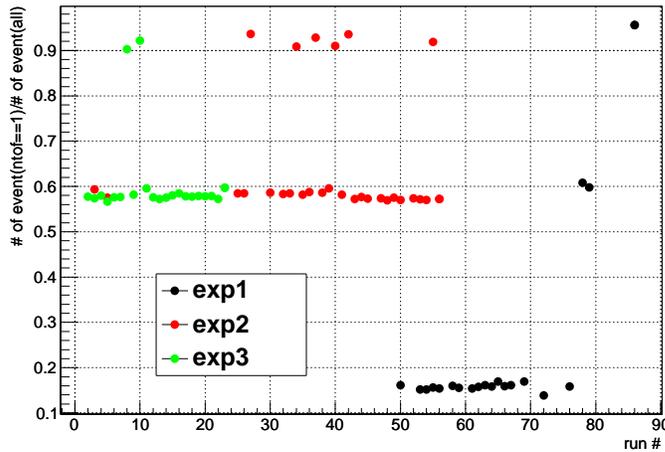
(a) NTOF と検出光子数の相関 横軸:NTOF 縦軸:検出光子数



(b) NTOF の分布 横軸:NTOF

図 4.8: exp3 の NTOF の分布

また、NTOF によるイベント選別が正しくできているかを確認するために、NTOF のカットをかけた時にどれだけのイベントが取り除かれるかを評価し、ラン依存性を評価した。図 4.9 から一部のランでは NTOF による事象選別をしても、事象があまり減らないことが分かった。これらのランの直前には LEPS のデータテイクを強制終了しており、それによって TOP カウンターのデータと LEPS のデータの同期がとれなかったことが原因と考えられる。これらのランでは NTOF の事象選別により電磁シャワーを取り除くことできないため、これらをバッドランとし、解析からは除外した。

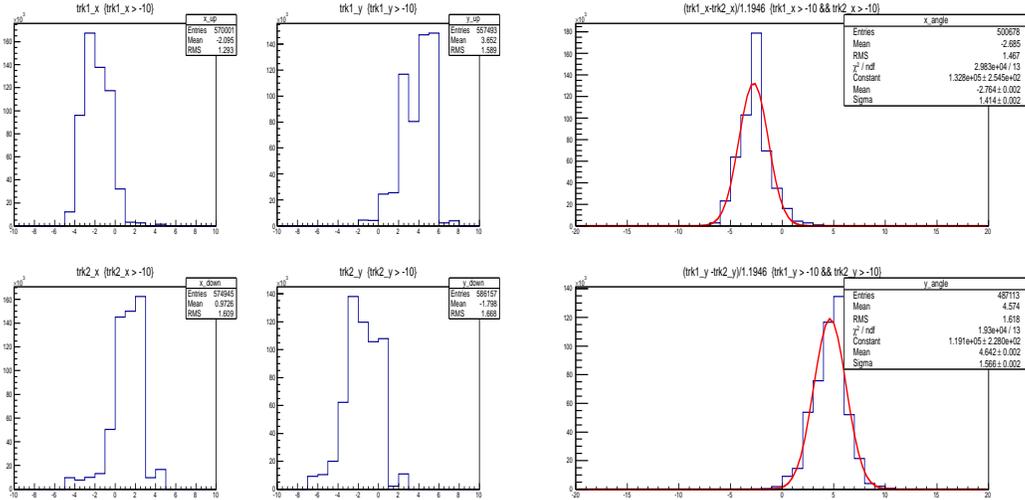


(a) 横軸:各実験でのラン番号 縦軸: NTOF==1 であった事象の割合

図 4.9: NTOF のイベント選別のラン依存性

4.3.3 SciFi トラッカーによる選別

TOP カウンターへの陽電子の入射する位置と角度を制限するために TOP カウンター前後に配置した SciFI トラッカーに対し、トリガーカウンターの大きさ (5mm×5mm) のサイズ内にヒットがあることを要求した。図 4.10(a) は scifi トラッカーのヒット分布になっている。分布の中心値から ± 2.5 の領域でカットをかける。これはトリガーカウンターの大きさに対応している。また、この TOP カウンターに対してビーム上流の SciFI トラッカーと下流の SciFI トラッカーのヒット位置の差から e^+ ビームの角度ふらつきを見積もった。図 4.10(b) がその結果であり、ビームの角度ふらつきは x 方向、z 方向それぞれ 1.5mrad 程度であった。Belle II 実験において、TOP カウンターの内側に設置されている飛跡検出器であるドリフトチェンバーの角度分解能はおよそ 1.5mrad と見積られており、その状況とほぼ同じ状態である。



(a) SciFi トラッカーのヒット分布 横軸:ヒットした位置 (b) SciFi トラッカーから求めた陽電子ビームの角度 横 (mm) 左上:TOP 上流 SciFi トラッカー z 方向 右上: 軸:陽電子の入射角度 (mrad) 左:z 方向 右:x 方向 上流 SciFi トラッカー x 方向 左下:下流 SciFi トラッカー z 方向 右下:下流 SciFi トラッカー x 方向

図 4.10: SciFi トラッカー

4.3.4 事象選別の結果

それぞれの事象選別の結果、取得したデータがどのくらい減ったのかをまとめたものが、表 4.1 である。左から順にそれぞれの事象選別をかけた時に事象数がどれだけ残ったかを示している。

実験	選別前	RF>41000	NTOF==1	バッドラン	SciFi トラッカー
exp1	183547	156951	35411	35288	15779
exp2	882945	826325	480186	473912	215546
exp3	725742	678602	392230	391106	177606

表 4.1: イベント選別の結果

最終的に残った事象を用いて粒子識別の解析を行う。

4.4 レーザーランの解析

今回のビームテストでは各入射条件毎に TOP カウンターに対してレーザーを照射するレーザーランを取得している。光検出器の各チャンネル間では MCP-PMT 及び読み出し回路の個性から時間原点が相対的に異なっている。リングイメージを正しく構成するためにはこの違いを補正しなければいけない。そこでレーザーランのデータから読み出し回路のチャンネル間の時間原点を補正した。さらに、読み出し回路の検出効率、クロストークを見積もった。

4.4.1 チャンネル毎の時間原点の補正

レーザーランによって得られる典型的な検出時間分布を図 4.11 に示す。ch48 ~ ch127 については 1 番目のピークをガウシアンでフィットし、その Mean 値を時間原点とする。下側の 3 層に対応するチャンネルにおいては、レーザーの光が構造上届きにくいいため、ヒット数が少なく、同じ手法で時間原点を算出することができない。そこで、隣り合ったチャンネルの時間差の分布を取得する。それが図 4.11 の右側の図である。中央のピークは隣り合ったアノード間で増幅された電子を分け合うチャージシェアリングに対応しており、両隣のピークはクロストークに対応している。このチャージシェアリングは同じ時間に両隣のチャンネルにヒットを残すはずなので、真ん中のピークをガウシアンでフィットし、その値が 0 になるように補正する。この操作を全てのチャンネルについて行い、最後にチャンネルと時間の 2 次元分布を確認し、レーザーのイメージがなめらかにつながっていることを確認し、ずれている場合には補正を行った。補正は TDC1 カウント単位で行った。図 4.12 に exp2 のレーザーランの時間原点補正前後でのレーザーの検出時間分布を示す。ここから、補正によって全てのチャンネルにおいて TDC1 カウント (24.42 ps) の単位で時間原点を揃ったことを確認した。

各実験ごとの補正值の結果を図 4.13 にをプロットした。exp1 と exp2 の間で時間原点のズレが見られた。これはこの間に MCP-PMT の信号を読み出すフラットケーブルを修理したことが原因と考えられる。

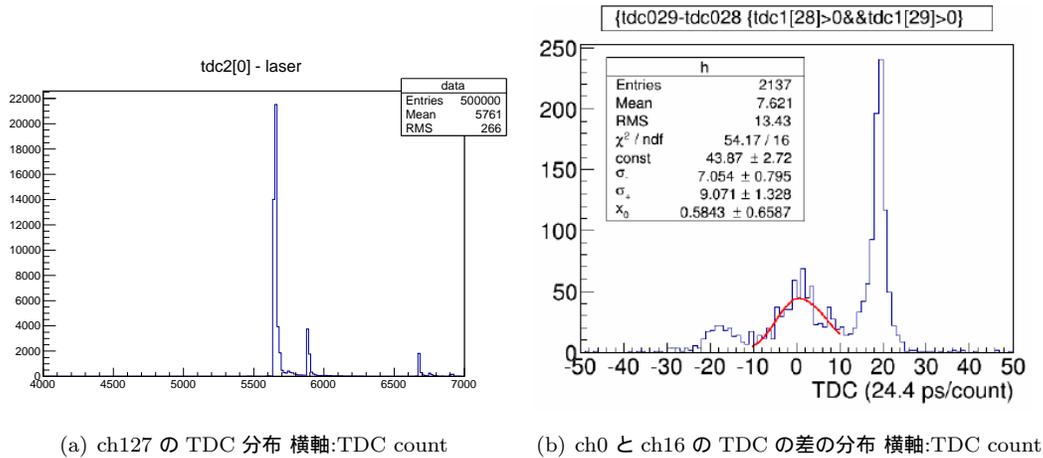


図 4.11: レーザーランにおける検出時間分布

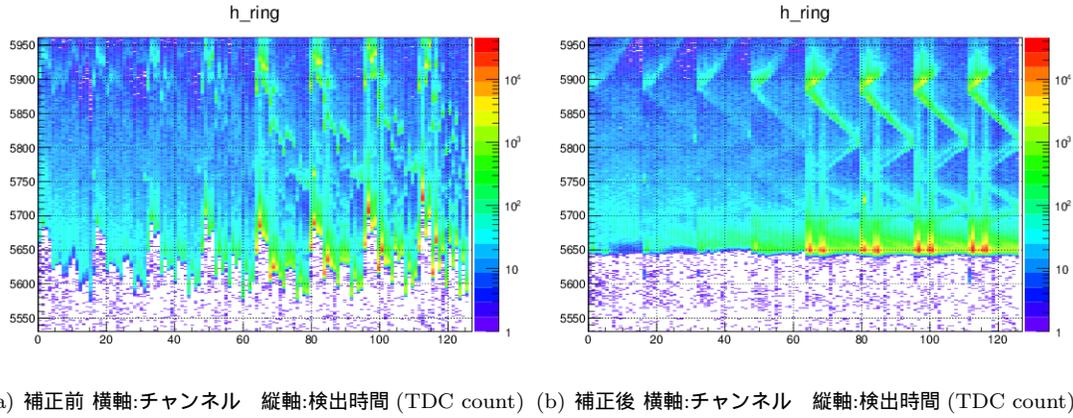


図 4.12: 補正前後の検出時間分布

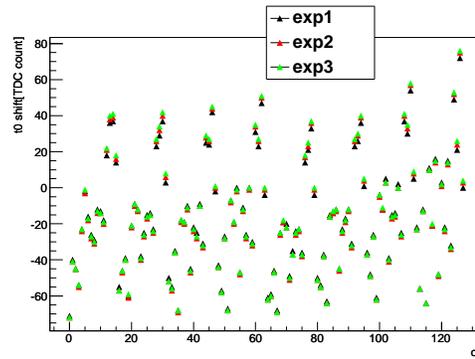
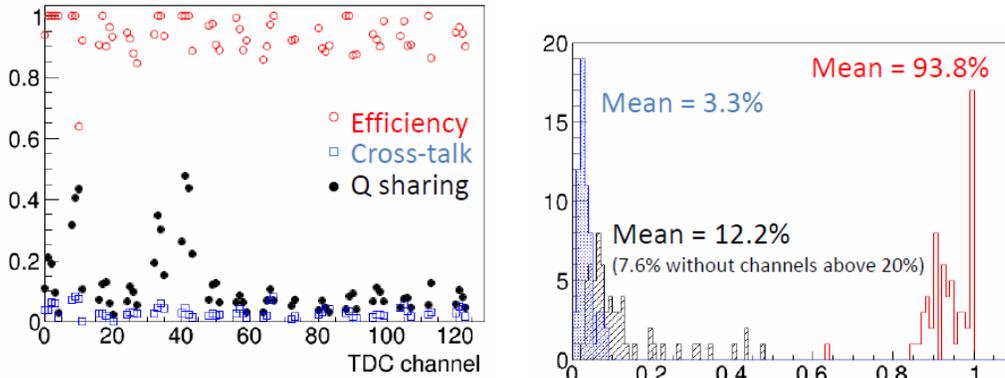


図 4.13: 各実験のレーザーランから求めた時間原点の補正值 横軸:チャンネル 縦軸:時間原点の補正值 (TDC count)

4.4.2 クロストーク、チャージシェアリングの発生確率の見積り

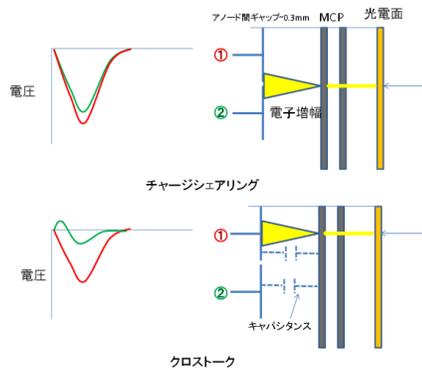
光検出器での各チャンネルでのクロストークとチャージシェアリングの量を見積もった。まず、各チャンネルのヒット数 N_{hit} を数える。そしてそのチャンネルと隣り合ったチャンネルとの検出時間分布の差を計算する。そのようにすると、4.4.1 節で説明したように、図 4.11(b) のように 3 つのピークが存在する。中央のピークがチャージシェアリング、両隣のピークがクロストークに対応しているので、中央のピークをガウシアンでフィットし、チャージシェアリングの数 N_{charge} 、残りの数をクロストークの数 N_{cross} とする。そこからチャージシェアリングの発生確率を N_{charge}/N_{hit} 、クロストークの発生確率を N_{cross}/N_{hit} と見積もった。また、レーザーランでは MCP-PMT への印加電圧を変化させている。ビームテストにおいては、クロストークの発生確率を抑えるため、MCP-PMT の標準電圧から 100V 電圧を下げている。MCP-PMT の標準電圧ではゲインが高いため、検出効率はほとんど 100% に近いと考えられる。そこで、標準電圧での $N_{hit} - N_{charge} - N_{cross}$ と標準電圧から 100V 下げた時の $N_{hit} - N_{charge} - N_{cross}$ の比を取ることで、検出効率を見積もった。

全チャンネルで平均した結果が図 4.14(b) であり、この結果から全チャンネルで平均して、チャージシェアリングが 12.2%、クロストークが 3.3%、検出効率が 93.8%であることが分かった。



(a) 各チャンネルのクロストークとチャージシェアリングの発生確率 横軸:チャンネル 縦軸:検出効率とクロストークとチャージシェアリングの発生確率

(b) すべてのチャンネル平均



(c) チャージシェアリングとクロストーク

図 4.14: 検出効率とクロストークとチャージシェアリングの発生確率

更に、クロストークとチャージシェアリングの時間構造を見積もるために、各チャンネルにヒットがあった場合にその前後 3ns 間での、隣のチャンネルのヒットまでの時間差の絶対値をすべてのチャンネルで計算した。その結果が図 4.15 であり、全チャンネル平均でほとんどのヒットが 500ps 以内に起きていることが分かった。

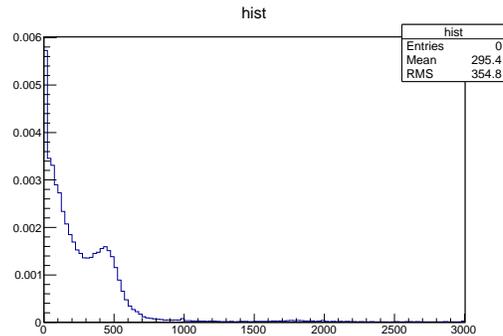
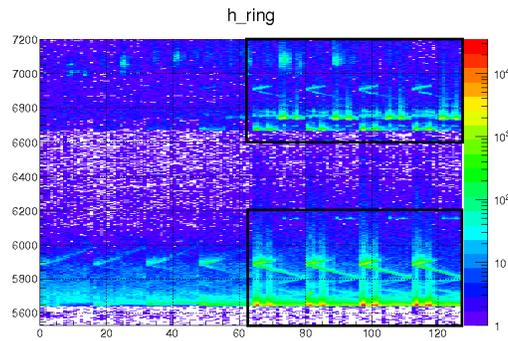


図 4.15: クロストークとチャージシェアリングの時間構造 横軸:本信号からの時間 (ps)

4.4.3 PMT 表面での反射の見積り

図 4.17 はレーザーランの検出時間分布を長い時間領域でみたものである。レーザーの最初のピークの約 26.7ns 後に次のピークが見えることが分かる。これは図 4.17 の右図のように PMT 表面で光が反射した後に、ミラーで再反射し、再度 PMT にて光が検出された事象に対応している。ch64 ~ ch127 のヒット数を使いどのくらいの確率で PMT 表面で反射が起こるかを見積もった。黒で囲った領域のヒット数を数えると最初のピークが 9747672 事象、反射したあとのピークが 93082 事象となった。ここで石英板の内部透過率 99.4%/m と石英内で往復する長さ 5.3m 及びミラーでの反射率 88%を仮定すると、11.2%の確率で PMT 表面で反射していることが分かった。



(a) 検出時間分布 横軸:チャンネル 縦軸:検出時間 (TDC count)

図 4.16: レーザーランにおける検出時間分布 横軸:チャンネル 縦軸:TDC[/24.41ps]

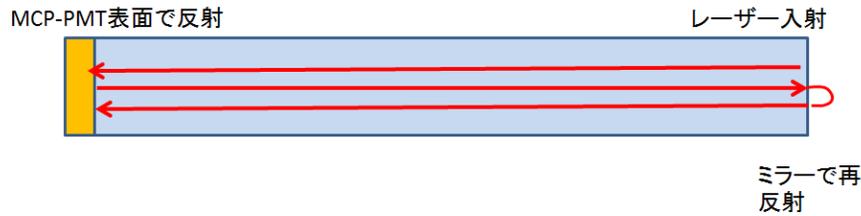


図 4.17: PMT 表面での反射の様子

4.5 MC を用いた PDF の生成

TOP カウンターの解析にはチェレンコフ光の検出確率分布 PDF が必要になる。ここでは、Geant3 をベースにしたモンテカルロ (MC) シミュレーションを用いてチェレンコフ光の光子検出分布を作成する方法を説明する。

4.5.1 手法

図 4.18(a) に MC による PDF の生成方法の模式図を示した。まず Geant3 を用いて荷電粒子の飛跡を生成する。シミュレーションは大きく 3 つのパートに分かれる。

入射荷電粒子の生成及び飛跡の計算 まず、荷電粒子の発生位置と運動量を決定し、Geant3 を用いて、荷電粒子の飛跡を計算する。

石英板でのチェレンコフ光の生成と伝搬 先ほど計算した粒子の飛跡の中で石英板内に飛跡を残した荷電粒子のうち、チェレンコフ光を生成するのに十分な速度を持った荷電粒子を選び、チェレンコフ光の生成数、波長、角度を計算する。そして、石英板表面との反射を考えて、伝搬を行う。この時に石英板の透過率と反射率を計算し、チェレンコフ光が光検出器に届く確率を計算する。さらに、光検出器上の検出位置と検出時間を計算する。

光検出器でのチェレンコフ光の検出 チェレンコフ光の届く光検出器上での位置が計算されたので、光検出器の光検出器効率、時間応答と読み出し回路の検出効率から、最終的に届いたチェレンコフ光が検出されるかどうかを判定する。

この操作を何度も繰り返し、光検出器のあるチャンネル ch とある検出時間 t で検出される数を計算し、光子検出確率 $P(ch,t)$ を計算する。

4.5.2 シミュレーション条件

以下の座標系で、シミュレーションを行う。それぞれのパートについて以下の条件でシミュレーションを行った。

入射荷電粒子の生成及び飛跡の計算 ビームテストにおいては $2\text{GeV}/c$ の e^+ を用いたが、PDF の中に多重散乱によって TOP カウンターの位置でビームがふらつくのを防ぐために入射荷電粒子を $120\text{GeV}/c$ の π^+ としてシミュレーションを行った。また同様の理由で、ビームのふらつきは 0 とした。

石英板でのチェレンコフ光の生成と伝搬 石英板表面での反射率を 100% で一定とした。

入射荷電粒子の生成及び飛跡の計算 光検出器の応答については表 4.2 のように設定した。

時間分解能	35 ps
量子効率	28 %
収集効率	55 %

表 4.2: 光検出器の設定

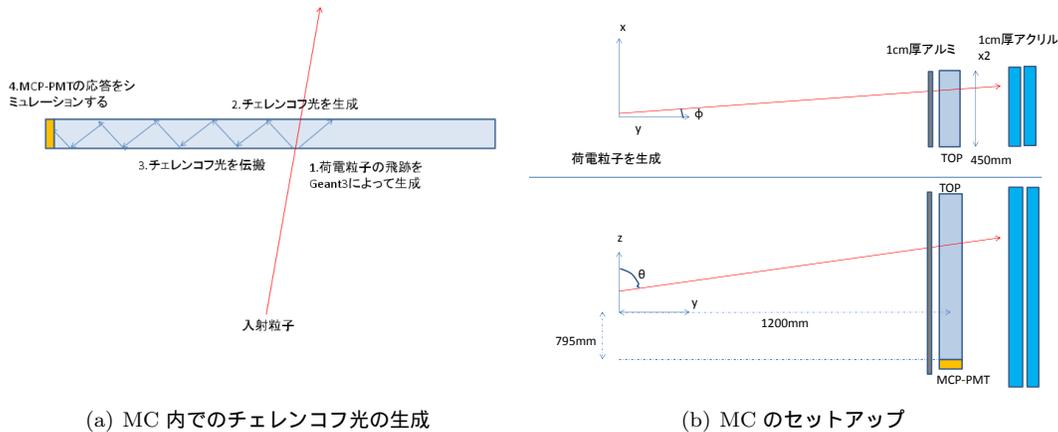


図 4.18: MC から PDF を生成する方法

4.6 アライメント

TOP カウンターに対する陽電子の入射位置・角度はビームライン上にてトリガーカウンターの位置から測定を行い求めているが、その精度は 5mm 、 5mrad 程である。TOP カウンターの性能を評価するためには、これを (1mm 以下、 1mrad 以下) で求める必要がある。4.5 節で説明した PDF を使うことでこれを行う。

4.6.1 手法

PDF はビームの入射位置・角度と入射粒子の速度 β を仮定すると 1 つ求まる本照射試験では $2\text{GeV}/c$ ($\beta=1$) の陽電子を入射しているので、PDF の β を 1 に固定し、その他の入射条件を決めるパラメータを変化させ、PDF が最もデータ再現するパラメータを抽出する。そのパラメータを照射実験時の入射条件とした。データと PDF の再現性を式 4.2 で定義されるライクリフッドによっ

て計算した。この値が大きくなるほど、データと PDF がよく合っているとと言える。求めたいパラメータは $x, z, \phi, \theta, t0_{global}$ の 5 つである。

最大値を以下のステップで求めた。

1. 初期値として、測量から求めた入射条件を用いる。
2. (x, ϕ) を初期値に固定し、 (z, θ) を変化させ最大になる点を探す。
3. 2 で求めた (z, θ) に値を固定し、 (x, ϕ) を変化させ最大になる点を探す。
4. 3 で求めた (x, z, θ, ϕ) を初期値として 1 3 の操作をパラメータに変化がなくなるまで、繰り返す。

この操作を様々な $t0_{global}$ を仮定して、評価し、最終的に最も $\ln L$ が大きくなる点を探索する。

$$\ln L = \sum_{event} \sum_{ch} P^{ch}(t_{data} - t0_{global}; x, z, \phi, \theta, \beta = 1) \quad (4.2)$$

4.6.2 アライメントの結果

データに対して、アライメント手法を実行した。その結果が図 4.19 ~ 図 4.21 となっている。最終的に得られた入射位置を表 4.3 にまとめた。この数字は図 3.15 で示した TOP カウンター上の座標系で記述する。括弧内の数字は測量によって求めた位置からズレである。測量の位置精度は 10mm, 10mrad 程度と見積もっているため、アライメントの結果と測量の結果はほとんど一致しているといつてよい。ただし、 z 方向と θ 方向では測量の結果からのズレが x 方向と ϕ 方向に比べて大きかった。アライメントの精度の方が、測量の精度より良いことから、 z 方向と θ 方向の測量の精度が悪いことを示唆している。今後ビームテストを行う際には、 z 方向と θ 方向を正しく測ることができる測量手法を導入する必要があることが分かった。

実験	x(mm)	z(mm)	ϕ (rad)	θ (rad)	t0(ps)
exp1	1 (+1)	1351(+10)	0.000(+0.000)	1.577(+0.015)	-2030
exp2	0 (-1)	1335(+1)	-0.002(-0.002)	1.176(+0.008)	-2300
exp3	196 (+4)	1342(+14)	-0.001(-0.001)	1.180(-0.005)	-2310

表 4.3: アライメントの結果

4.6.3 データと MC の比較

アライメント後の PDF とデータを比較することで、我々がどの程度データを再現できているかを確認した。ここで比較するデータは 4.3 節で示した全ての事象選別をかけた事象のみを解析している。

検出光子数 まず検出光子数を比較した。検出光子数は検出時間が 0 ~ 50ns 以内にヒットを残しているチャンネル数で評価した。図 4.22 にその結果を示した。平均検出光子数はデータの方がシミュレーションよりも大きく出ていることが分かった。

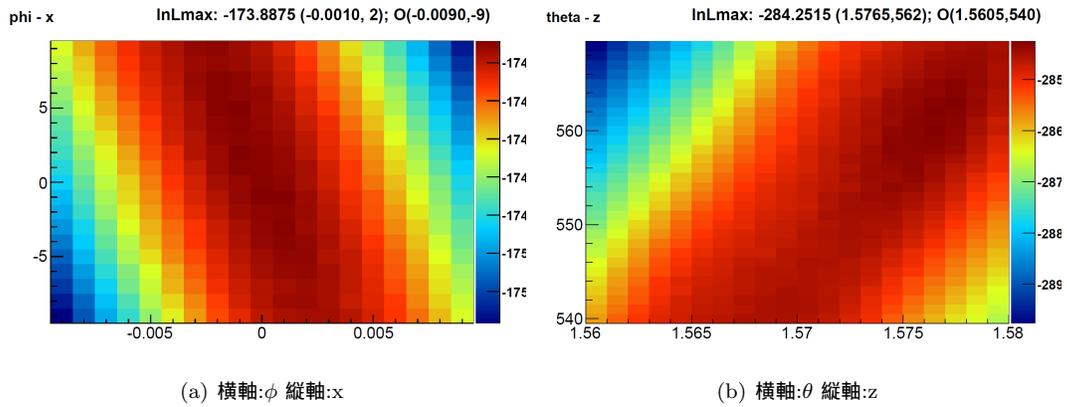


図 4.19: exp1 のアライメントの結果 MC の座標系で記述

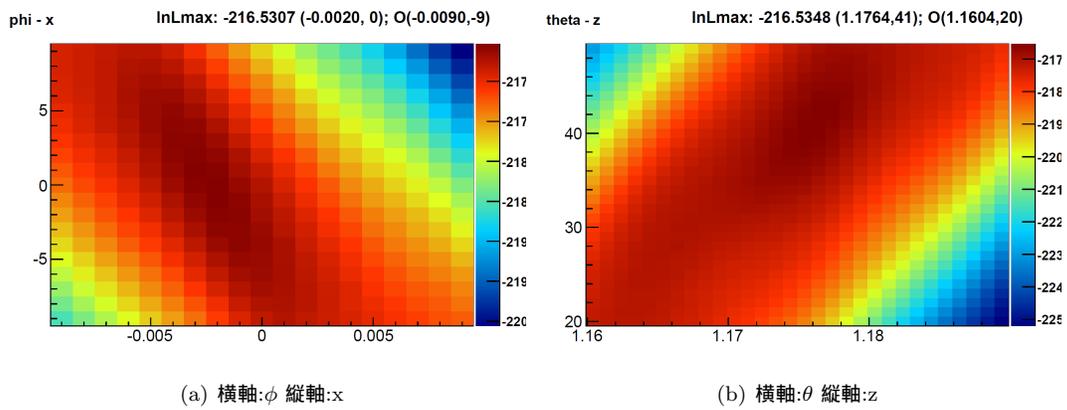


図 4.20: exp2 のアライメントの結果 MC の座標系で記述

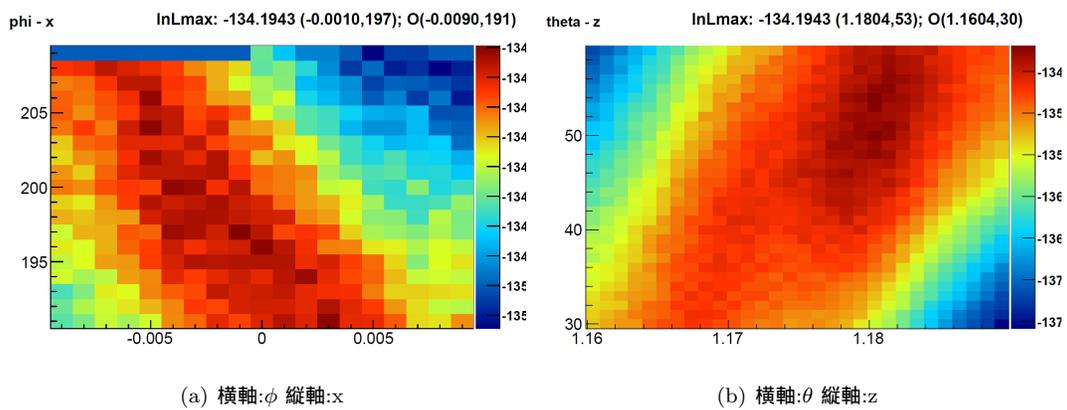
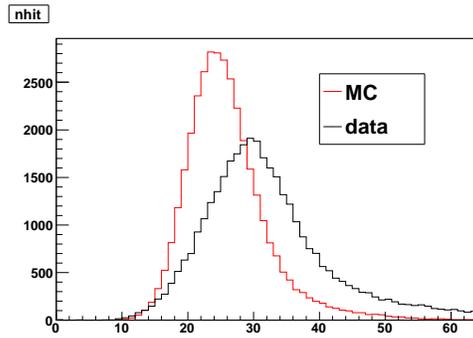
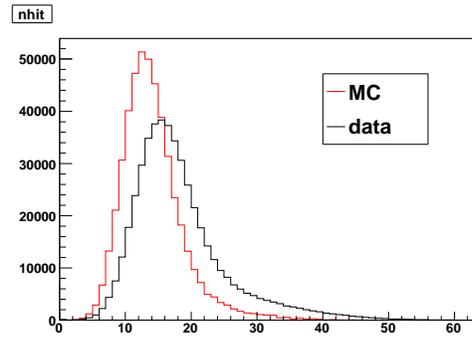


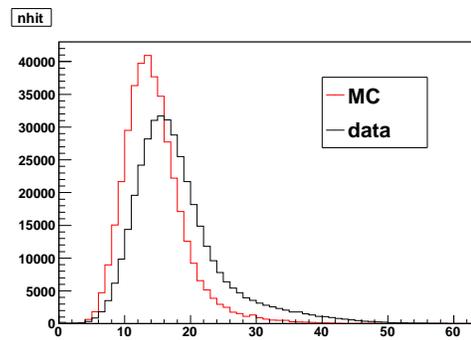
図 4.21: exp3 のアライメントの結果 MC の座標系で記述



(a) exp1 の検出光子数分布



(b) exp2 の検出光子数分布



(c) exp3 の検出光子数分布

図 4.22: 各実験の検出光子数分布

検出時間分布 図 4.23 は exp2 の ch8 における検出時間分布の比較である。データと MC を比較すると、ピークの谷間において、データが多く出ている。また、検出時間が 10000 ps 付近のピークも再現していない。

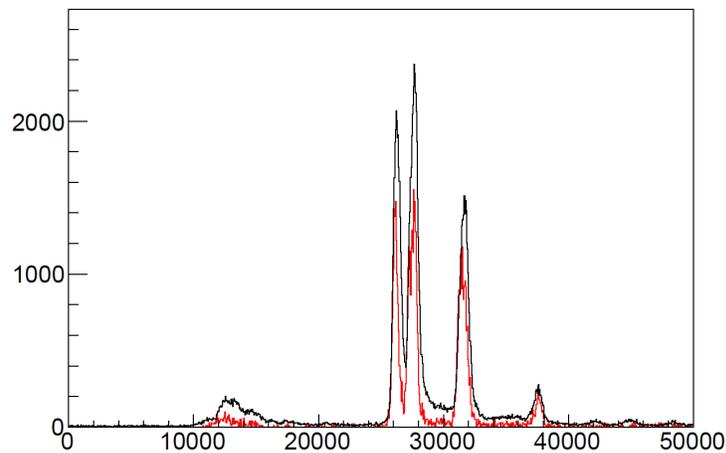


図 4.23: exp2 ch8 の検出時間分布 黒:データ 赤:MC

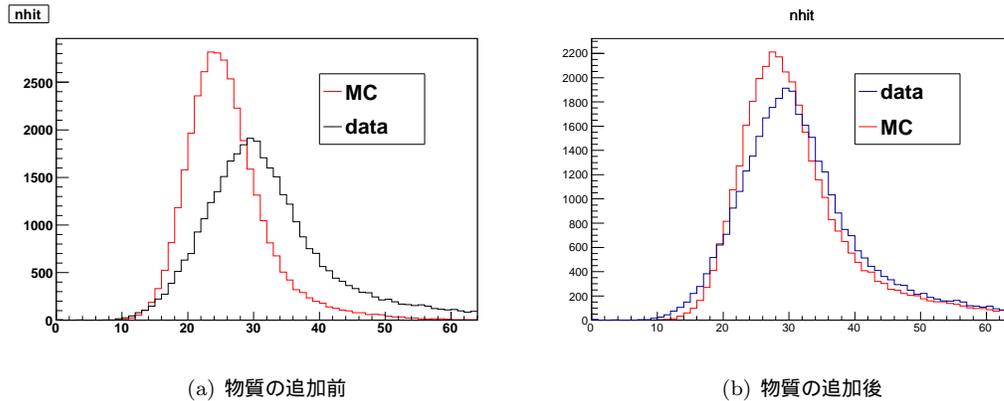


図 4.24: exp1 における検出光子数分布の変化

4.7 MC のキャリブレーション

PDF をデータと比較し、データを再現するように MC をキャリブレーションすることで、TOP カウンターの振る舞いを理解する。そのために、MC の条件を変化させ PDF とデータを比較した。その中でも、特に重要であったものをこれから一つずつ述べる。

4.7.1 入射粒子の変更

照射実験時の状況を再現するために、荷電粒子は $2\text{GeV}/c$ の e^+ とした。ビームの角度ふらつきは 1.5mrad と見積もったので、MC 内での入射粒子の角度ふらつきをガウシアンで 1mrad 、位置をトリガーカウンターのサイズである $\pm 2.5\text{mm}$ だけふらつかせた。

4.7.2 物質の追加

検出時間光子数がデータの方が高く出ているのは TOP カウンター上流側で発生した電磁シャワーの影響により、データでは電磁シャワーの作ったチェレンコフ光を検出していることが原因であると考えた。その効果を見積もるために MC 内で実験環境に即した物質の追加を行った。具体的には TOP カウンター上流に設置されているトリガーカウンターと SciFi トラッカーに相当する物質を追加した。図 4.24 は物質を追加した時とそうでないときの検出光子数の比較である。MC 内に実験環境を再現した物質を追加することで、検出光子数の分布がより、データに近づいた。ここから、TOP カウンターはビーム上流で発生した電磁シャワーによるチェレンコフ光を検出していたと判断できた。

4.7.3 チャージシェアリング、クロストークの導入

レーザーランの解析によって、全チャンネル平均で、チャージシェアリングとクロストークの発生確率がそれぞれ 12.2% と 3.3% と見積もられている。また、その時間構造は図 4.15 となっている。MC でクロストークとチャージシェアリングの効果を再現するために MC でとあるチャンネルにヒットがあった場合に 13% の確率で隣のチャンネルに対して 500ps の範囲でフラットな確率

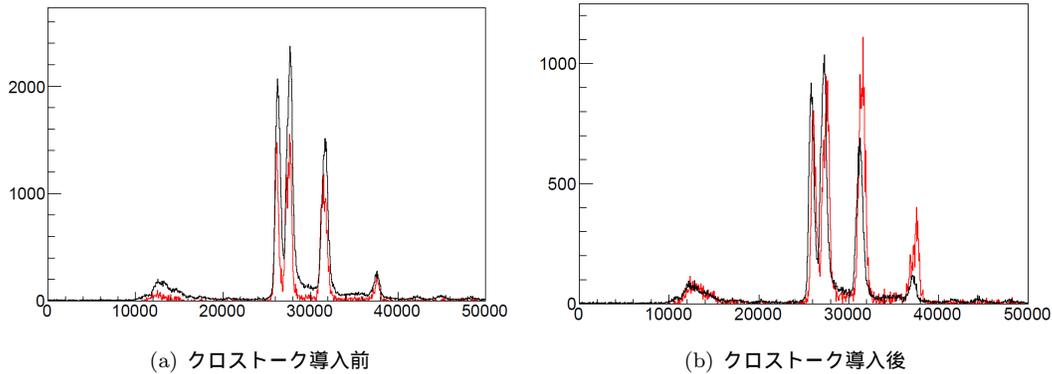


図 4.25: クロストークの効果 exp2 ch8 の検出時間分布 黒:データ 赤:MC

でヒットを擬似的に生成した。クロストークは本当のチェレンコフ光の検出時間、つまりピーク的位置から 500ps 以内で遅れて発生するため、クロストークは TDC 分布のピークのテール成分に影響する。図 4.25 は MC にてクロストークの効果を入れた時と入れない時の TDC 分布を比較したものである。クロストークを入れた方がよりデータを再現していることが分かった。

4.7.4 石英表面での反射率の角度依存性

入射条件が異なると、石英板表面に対するチェレンコフ光の入射角度も変化するため、石英板表面での反射率の角度依存性も考慮する必要がある。石英板表面での反射率は 55° から 70° で測定されている。しかし、exp1 の入射条件ではおよそ、 47° になるはずなので、この角度での反射率をするひつようがある。反射率 R は Scalar Scattering Theory というモデルでは表面粗さ σ_{RMS} と光の波長 λ 、入射角 θ によって式 4.3 と表される。

$$= 1 - (4\pi\sigma_{RMS}\cos\theta/\lambda)^2 \quad (4.3)$$

よって、この式を石英表面での反射率測定にフィットすることであらゆる角度での反射率を計算できる。図 4.26 がその結果であり、MC に石英板表面での反射率の角度依存性の導入を行った。その結果が図 4.27 はその結果を示している。左側の図は両方とも MC であり、石英板の角度依存性を考慮すると、後半のピークが小さくなることを示している。右の図がデータと MC の比較で最後のピークはデータの方が小さく出ている。このことから、石英板の反射率の角度依存性を考慮したほうが良いことが分かった。

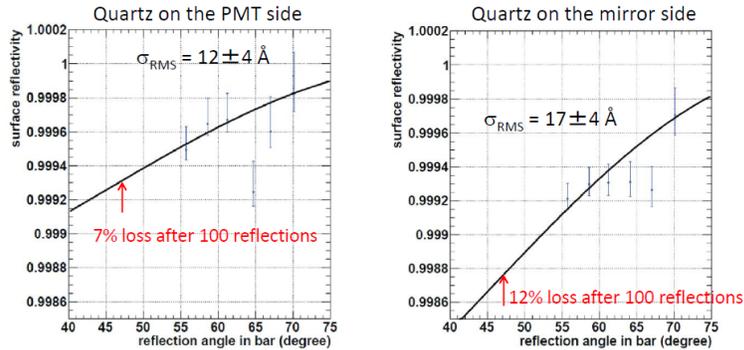


図 4.26: 各石英板の反射率の角度依存性 横軸:入射角 縦軸:反射率

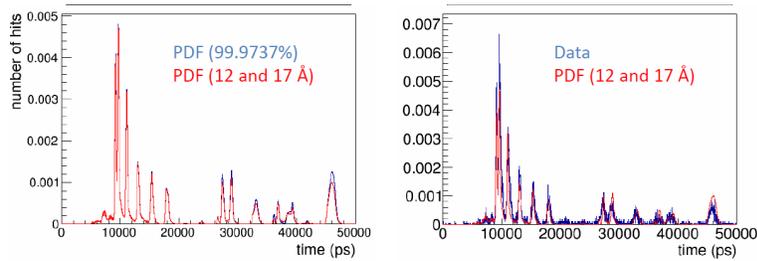


図 4.27: 石英表面での反射率の角度依存性の効果 検出時間分布

4.7.5 量子効率 QE の角度依存性

MCP-PMT の QE は入射角度が 0 度の条件で測定されている。しかし、TOP カウンターではチェレンコフ光は MCP-PMT に対して、様々な入射角で入射する。そのため、QE の角度依存性を考慮して、MC シミュレーションを行う必要がある。一般的に光電子像倍管への光子の入射角が大きくなると大きくなる。それは、入射光子が光電面を透過する距離が長くなって、より光電面に対して光子が吸収されやすくなるためであると考えられる。

MCP-PMT の入射窓は石英できている。その屈折率は 1.47 である。また光電面の膜厚、及び複素屈折率も偏光解析の結果からすでに分かっている。そこで、QE の角度依存性を図 4.28 のようなモデルを考える。光電面に角度 θ を持って入射した光がどのように反射、透過、吸収を行うかはフレネルの式によって計算できる。QE は光電面で吸収された量と比例すると考えられる。光電面に入射した光が最終的に反射して光電面から入射窓に戻ってしまう確率 R と光電面から MCP 側へ投下してしまう確率 T を計算すると、QE は $1-R-T$ に比例すると考えられる。フレネルの式からその依存性を計算すると、図 4.29 のようになる。実線と点線の違いは MCP で光が反射し、光電面側に戻っていく効果と考えた場合とそうでない場合である。

この効果を検証するため、MCP での反射を考えた場合と考えない場合の角度依存性を MC シミュレーションに導入した。偏光状態はシミュレーションでは考慮しないため、P 波と S 波の平均値を QE の角度依存性として採用した。MCP での反射を考える実線の場合は角度依存性が小さいため角度に対して QE が一様であるとして、シミュレーションを行った。

図 4.30 は MC シミュレーションから見積もった検出時間と光子入射角の関係である。ここから、検出時間が遅いほうが、入射角が大きいことが分かる。図 4.31(a) は図??点線の角度依存性を考慮した場合の検出時間分布の比較である。図 4.31(b) は角度依存性を考えない場合である。点線の角度依存性を考えた場合データと MC で、特に検出時間が遅いところで大きな違いが見られる。このことから、QE の角度依存性は一様であると仮定したほうが良いことが分かった。

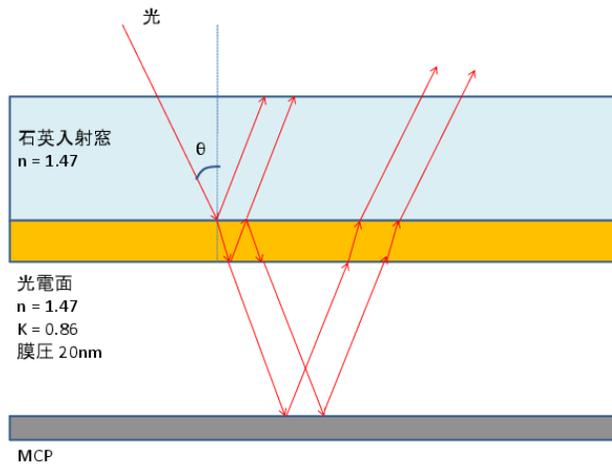


図 4.28: QE のモデル

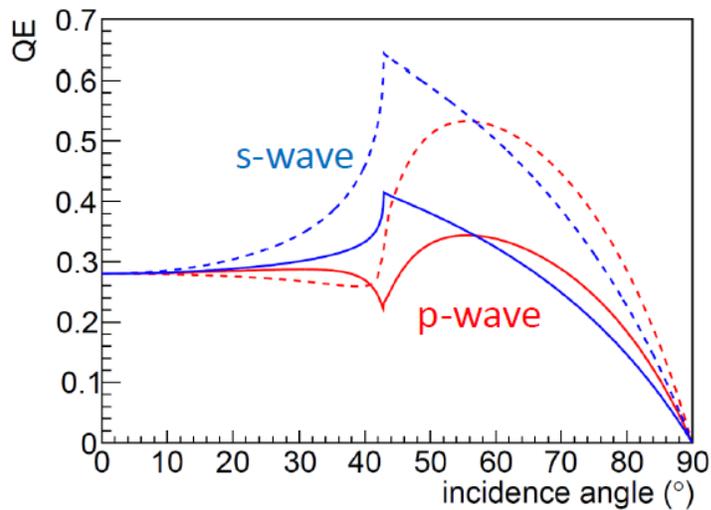


図 4.29: QE の角度依存性

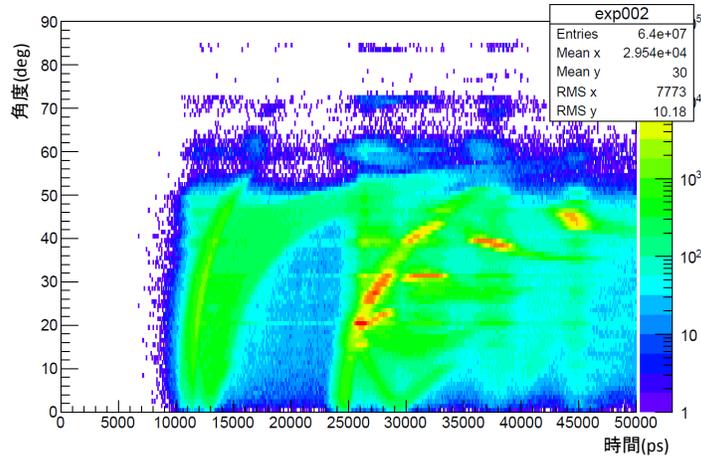


図 4.30: exp2 におけるチェレンコフ光の MCP-PMT への入射角

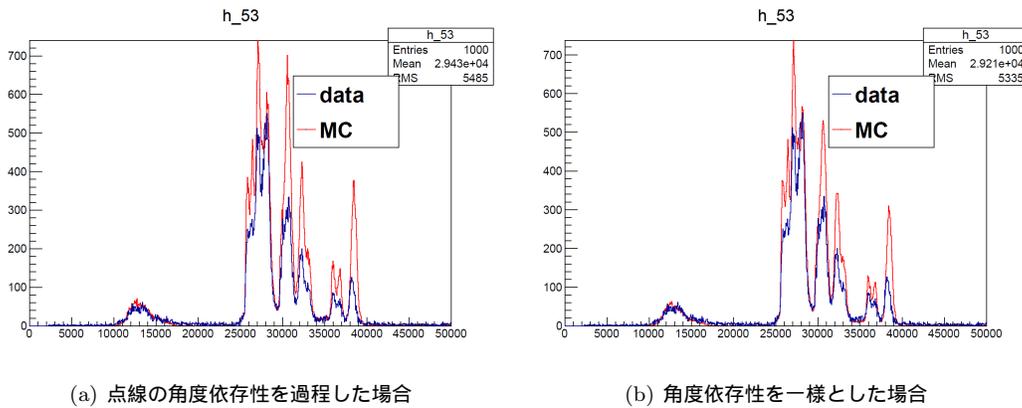


図 4.31: QE の角度依存性の比較

4.7.6 PMT 表面での反射

4.7.5 節で考えた QE のモデルから PMT の光電面に入射した光が反射する確率 R が導出される。この効果がデータに存在するかを確認するため、MC シミュレーションに光電面にて光が反射する効果を導入した。また、MCP-PMT は光電面の外側に金属面が露出した部分が存在する。その場所に光が入射した場合も反射が起きるため、その効果の導入も行った。その結果が図 4.32 である。反射を考えた場合にのみ、PDF で存在するピークの位置にデータも存在するので、PMT 表面での反射が起きていると確認することができた。

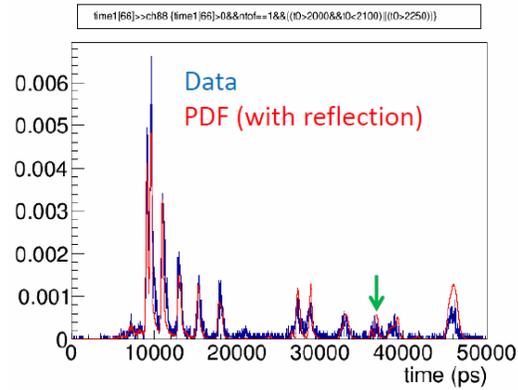
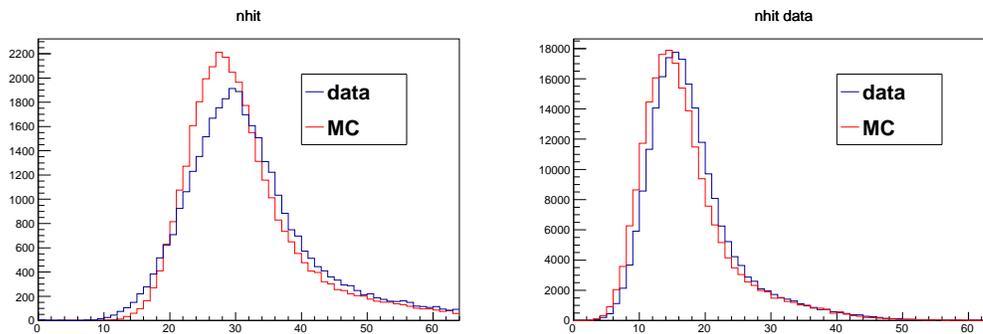


図 4.32: PMT 表面での反射率のありなし 後で差し替え

4.7.7 MC キャリブレーション後のデータと MC の比較

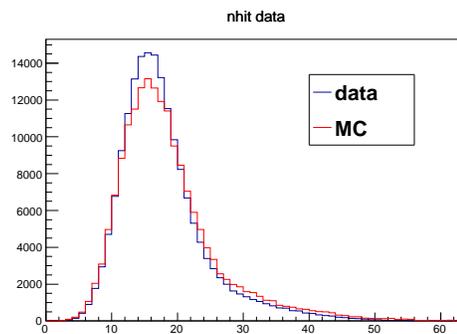
MC のキャリブレーション後の最終結果を図 4.33 から載せる。

検出光子数 検出光子数についてはデータと MC でよく一致している。



(a) exp1 の検出光子数分布

(b) exp2 の検出光子数分布



(c) exp3 の検出光子数分布

図 4.33: 各実験の検出光子数分布

チェレンコフ光の検出パターンの分布 図 4.34 ~ 4.36 にチェレンコフ光の検出パターンを示した。
MC に見られる検出パターンの細かい構造まで、データ上で確認することができ、TOP カウンターの基本的な動作は全て、我々の予想通りにふるまっていると結論づけた。

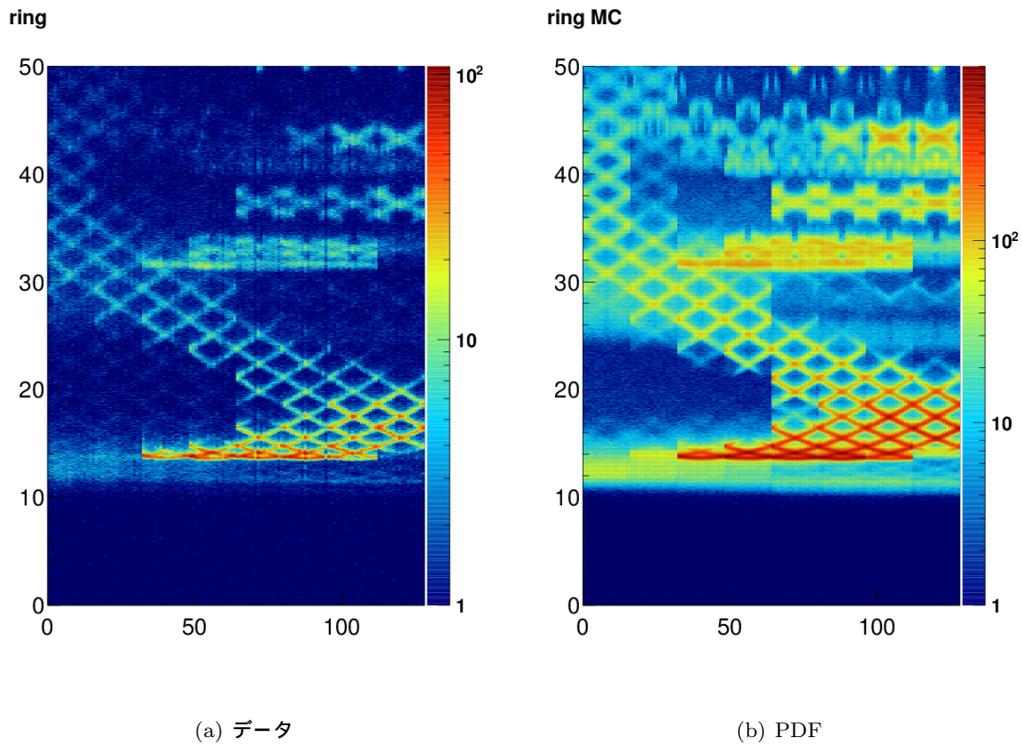
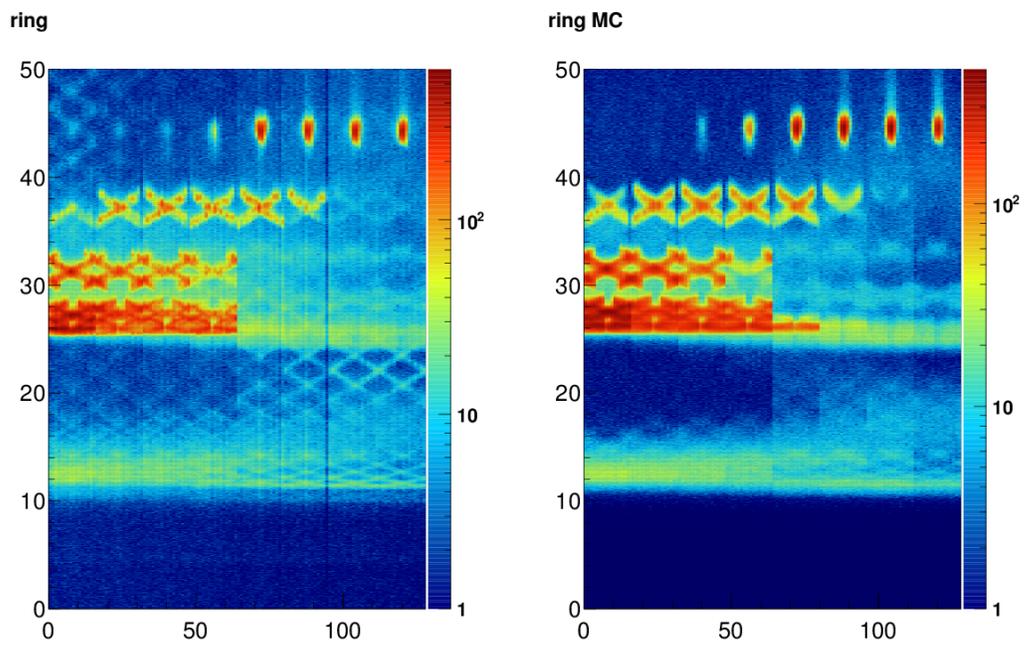


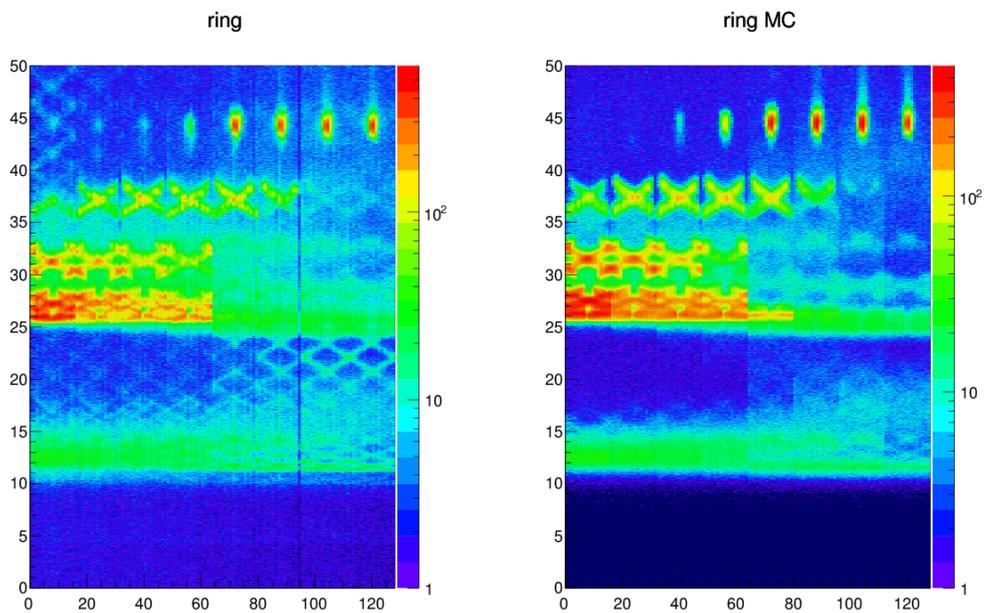
図 4.34: exp1 のリングイメージ



(a) データ

(b) PDF

図 4.35: exp2 のリングイメージ



(a) データ

(b) PDF

図 4.36: exp3 のリングイメージ

検出時間分布 検出時間分布の一例を図 4.37 に示した。それぞれのピークはだいたい合っていることが分かる。それぞれのピーク毎の高さの関係は少しずつデータとMCで異なっているが、大きな違いは見られない。

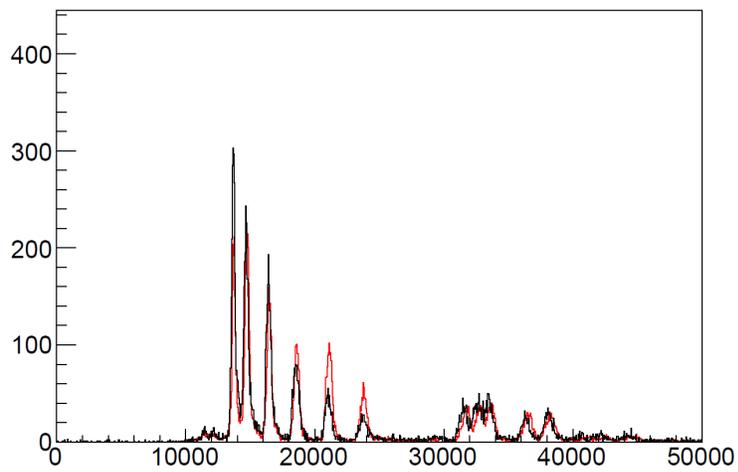


図 4.37: exp1 ch95 の検出時間分布

4.8 粒子識別性能の評価

4.8.1 β の再構成

アライメントを行い、粒子の入射位置・角度が決定されたので、次に1イベント毎に入射粒子の速度を測定し、粒子識別性能の評価を行う。1イベント毎にライクリフッドの評価を行う。入射条件はアライメントによって決まったパラメータを用いるため、 β にのみよる1変数の関数となっている。 β を0.96~1.04まで0.001刻みにライクリフッドを評価し、最大となった点を再構成された β と呼ぶ。今回のビームテストでは2GeV/cの e^+ を入射しているので再構成された β は1になるべきである。図??に各入射条件の再構成された β の分布をプロットした。いずれの入射条件においても中心値がほぼ1の分布になっており、TOPカウンターが正しく β を測定できていることを確認した。

$$\ln L = \sum_{ch} \ln P^{ch}(t_{data} - t_{global}; (x, z, \phi, \theta) = fix, \beta) \quad (4.4)$$

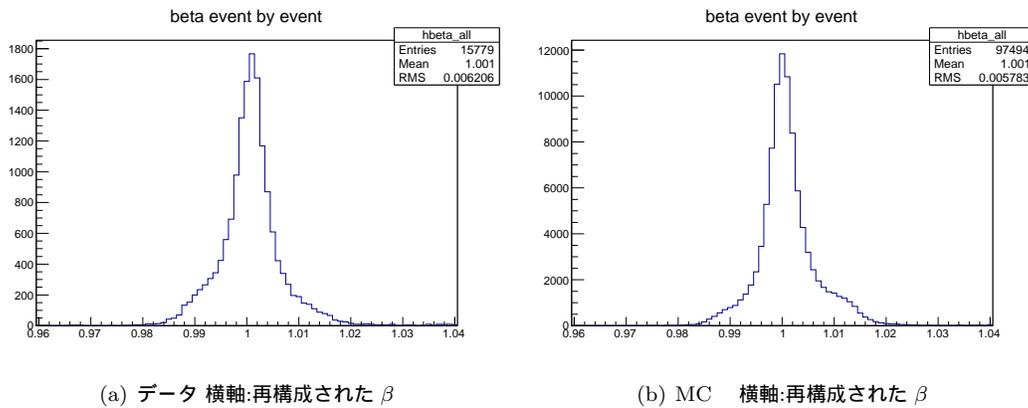


図 4.38: 再構成された β の分布 (exp1)

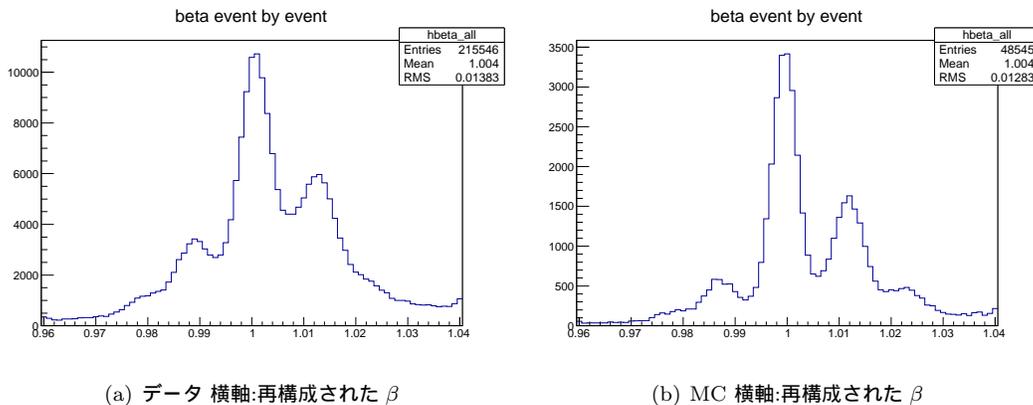


図 4.39: 再構成された β の分布 (exp2)

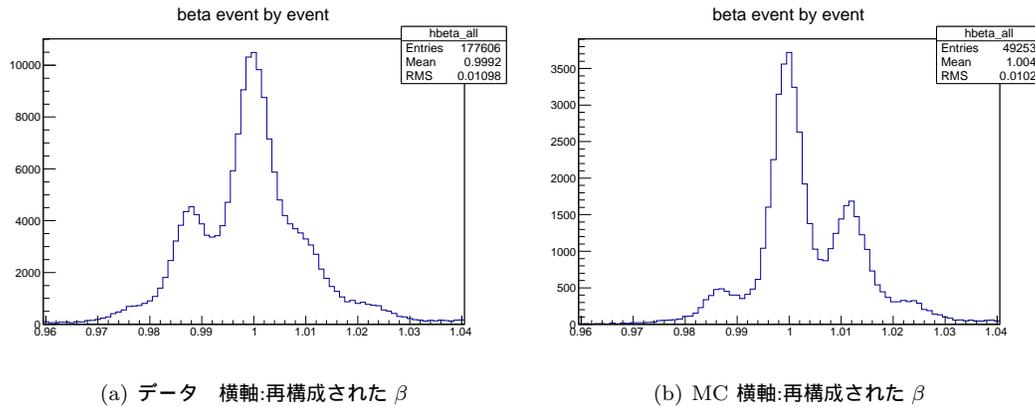
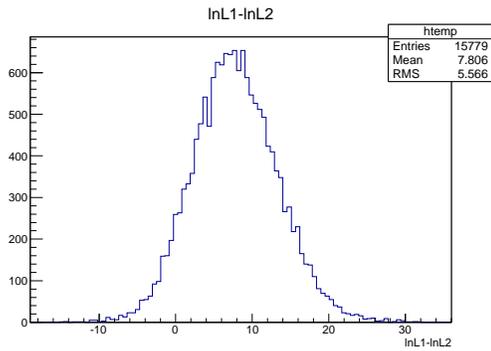


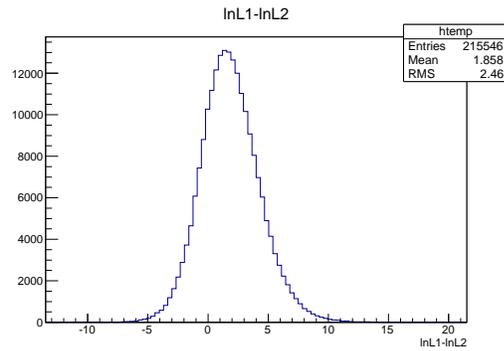
図 4.40: 再構成された β の分布 (exp3)

4.8.2 誤識別率の評価

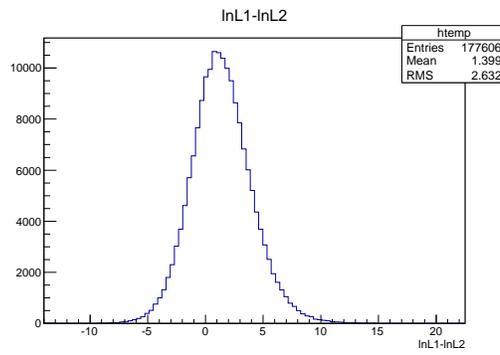
粒子識別性能を見積もるために $\beta = 1$ と $\beta = 0.987$ の $\ln L$ の比を計算する。これはおよそ $3\text{GeV}/c$ の π と K の速度に対応している。よってこの量は擬似的に $3\text{GeV}/c$ の π と $3\text{GeV}/c$ の K の $\ln L$ の差になっている。この差を $\ln L\text{ratio}$ と呼ぶ。図 4.41 に各入射条件に対する $\ln L\text{ratio}$ の分布をしめす。この差が 0 より小さい ($\beta = 0.987$ の方が $\ln L$ が大きい) イベントが全体にたいしてどれだけの割合を占めるかを誤識別率と定義する。この量は擬似的に $3\text{GeV}/c$ の π を $3\text{GeV}/c$ の K と誤識別する確率とみなせるため、粒子識別性能の評価の指標となる。



(a) exp1 での $\ln L$ ratio



(b) exp2 での $\ln L$ ratio



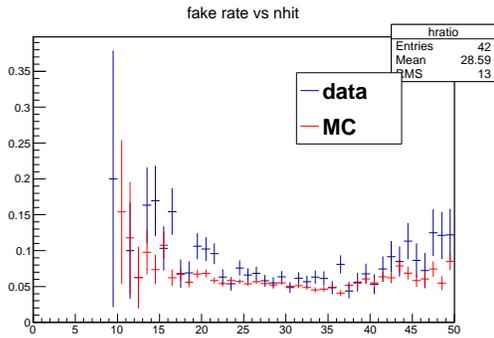
(c) exp3 での $\ln L$ ratio

図 4.41: 各入射の $\ln L$ ratio

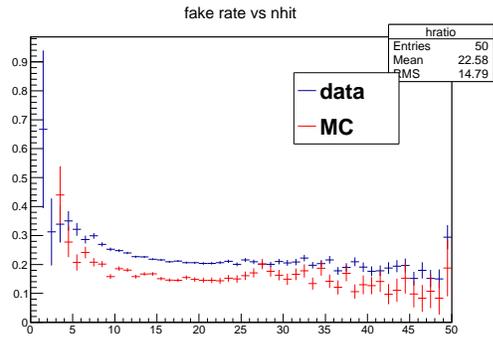
また、各入射条件において検出光子数と誤識別率の相関を図 4.42 に示した。ここから exp1 においては MC とデータの間で誤識別率は大きな差がないことが分かった。特に exp3 において MC とデータの間で大きな違いが見られる。図 4.45 でデータと MC を比較すると、データでは β が 1 より小さい方にピークを持っており、MC は 1 より大きい方にピークを持っていることが分かる。誤識別率とは取得されたデータがどれだけ $\beta = 0.987$ である可能性が高いかを表しているため、MC では誤識別率をより低く見積もる傾向があり、データではより高く見積もる傾向があることに相当する。このことが、データと MC の間で誤識別率の差を発生させている。各入射条件で評価した誤識別率を表 4.4 にまとめる。

入射条件	data	MC で予想される性能
exp1	7.4 ± 0.2 %	5.6 ± 0.1 %
exp2	21.8 ± 0.1 %	16.2 ± 0.2 %
exp3	29.5 ± 0.1 %	12.3 ± 0.1 %

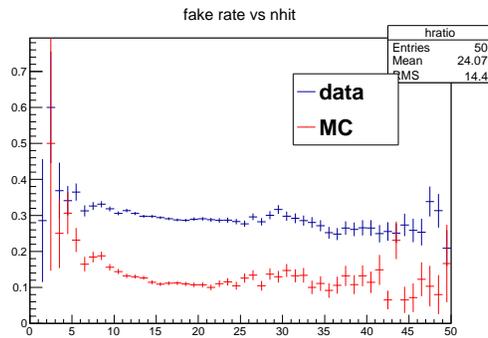
表 4.4: 各入射条件の誤識別率の結果



(a) exp1 での fakerate と検出光子数の関係



(b) exp2 での fakerate と検出光子数の関係



(c) exp3 での fakerate と検出光子数の関係

図 4.42: 各実験の fakerate

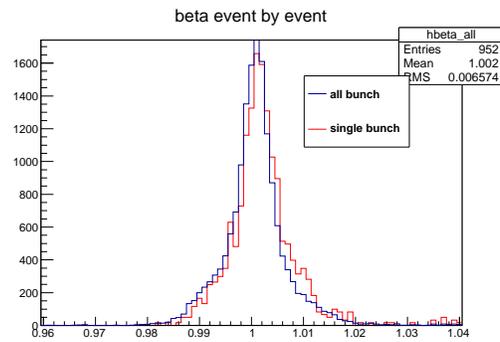
4.8.3 誤識別率に関する考察

誤識別率の解析を行った結果、特に exp3 において、誤識別効率が MC シミュレーションの予想より結果が悪かった。その原因について考察を行った。

バンチ構造からくるバックグラウンドの影響 図 4.4 をみると、シングルバンチ以外のバンチから発生した事象では検出光子数が大きい。TOP カウンターでトリガーした陽電子に対応するバンチと隣り合ったバンチとの逆コンプトン散乱で発生した γ 線やその γ 線から発生する荷電粒子が発生したチェレンコフ光によるバックグラウンドの効果だと考えられる。このバックグラウンドによる影響を見積もるため、誤識別率をシングルバンチからきた事象のみで解析を行った。その結果を表 4.5 に示す。全ての実験において、シングルバンチのみを選び出すことで、誤識別率が有意に改善した。このことから、隣り合ったバンチからくるバックグラウンドが誤識別率に影響していることが示唆される。exp1 以外では、誤識別率が MC シミュレーションよりは悪い傾向が残った。

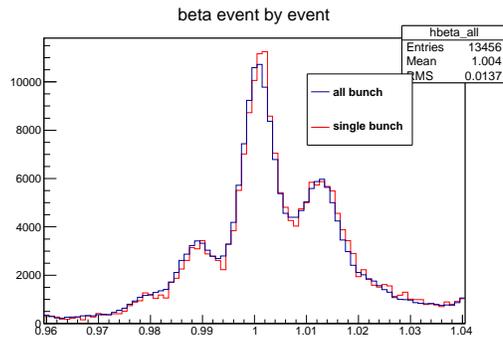
実験	シングルバンチ	全てのバンチ	MC で予想される性能
exp1	4.2±0.7 %	7.4±0.2 %	5.6±0.1 %
exp2	19.8±0.3 %	21.8±0.1 %	16.2±0.2 %
exp3	26.5±0.4 %	29.5±0.1 %	12.3%±0.1 %

表 4.5: シングルバンチ事象のみの誤識別率



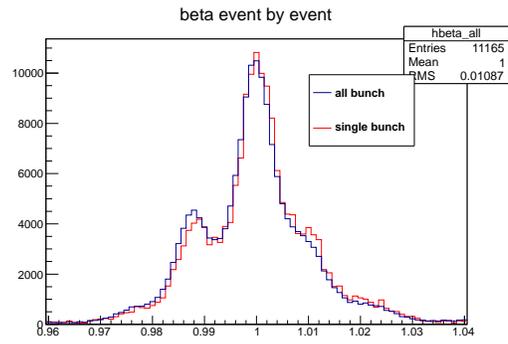
(a) データ (シングルバンチ) 横軸:再構成された β

図 4.43: 再構成された β の分布 (exp1)



(a) データ (シングルバンチ) 横軸:再構成された β

図 4.44: 再構成された β の分布 (exp2)



(a) データ (シングルバンチ) 横軸:再構成された β

図 4.45: 再構成された β の分布 (exp3)

第5章 結論

実機仕様の TOP カウンターの粒子識別性能を評価するために 2013 年 6 月に SPring-8 LEPS ビームラインでビームテストを行った。同 LEPS ビームラインで行った過去のビームテストの経験から読み出し回路のクロストークを抑えることが重要だと分かっていた。

そこで本研究では、32 個の MCP-PMT の信号を読み出すことができるとクロストークを抑えることを目的として、CFD 読み出し回路の開発と性能評価を行った。32 個の MCP-PMT の信号を読み出すために、MCP-PMT の 4 つのチャンネルを 1 つにまとめて読みだすことにした。更に、クロストークを抑えるために MCP-PMT への印加電圧の最適化を行った。MCP-PMT の印加電圧を調整すると検出効率も変化してしまうため、CFD の閾値電圧も同時に最適化を行った。その結果、時間分解能を 50ps 以下に抑えることができた。更に、検出効率の低下は 10%以下に抑えながら、クロストークの発生確率を 1%以下にすることに成功した。この CFD 読み出し回路を用いることで、実機仕様の TOP カウンターのビームテストを行った。

今回のビームテストでは、実機仕様の TOP カウンターの総合的な性能を評価するために 3 種類の入射条件 (exp1, exp2, exp3) でデータを取得した。読み出し回路は性能評価で見積もった性能通りに動作し、その結果、クロストークの影響が少ない、良質な TOP カウンターのデータを取得することに成功した。

今回のビームテストで得たデータと MC で作った PDF の検出光子数及び検出時間分布を比較し、MC の較正を行った。取得したデータの検出光子数分布は TOP カウンター上流側の物質で発生した電磁シャワーの影響であることを明らかにした。また、検出時間分布を再現するためには、石英板表面での反射率の光子入射角依存性や MCP-PMT の QE の入射角依存性を考慮することが重要であると明らかにした。

また、PDF を用いたアライメントでビーム入射条件を求め、粒子識別性能の評価を行った。アライメントによって求めた入射条件はビームテストの際、測量でもとめた入射条件と概ね一致しており、アライメント手法が妥当であることを実機仕様の TOP カウンターによって、証明した。

3GeV/c の π 中間子が 3GeV/c の K 中間子であると誤識別される確率を各入射条件において評価をした。その結果が表 5.1 である。exp1 の結果は MC で予想される性能とほぼ同じであることが分かり、TOP カウンター我々の予想どおりに動作していることが確認できた。一方、exp3 のデータで得られた結果は、予想される性能と大きな違いがあった。他の電子バンチ由来のバックグラウンドの影響を除くため、シングルバンチ由来の事象で誤識別率を求めたところ、exp3 で誤識別率が 3%改善したが、MC の予想との違いを説明することはできなかった。この違いの原因を探ることが今後の課題である。

入射条件	結果	MC で予想される性能
exp1	7.4±0.2 %	5.6±0.1 %
exp2	21.8±0.1 %	16.2±0.2 %
exp3	29.5±0.1 %	12.3±0.1 %

表 5.1: 各入射条件における誤識別率のまとめ

本研究によって、32 個の MCP-PMT を読み出す回路の開発に成功し、実機仕様の TOP カウンターとして初めて、粒子識別性能を明らかにした。

参考文献

- [1] K. Abe et al. (Belle II Collaboration), arXiv:1011.0352v1 (2010)
- [2] 古賀裕介 修士論文, “Belle II 実験 TOP カウンター実機の光学性能評価” (2012)
- [3] 武市秀樹 修士論文, “Belle II 実験 TOP カウンター用 MCP-PMT の性能測定システムの構築” (2012)
- [4] 有田義宣 修士論文, “Belle II 実験 TOP カウンターの実機仕様決定に向けた光検出器の改良と K/π 識別性能評価” (2011)
- [5] 前島亮平 修士論文, “LEPS ビームラインにおける TOP カウンター試作機の性能評価” (2013)
- [6] 浜松ホトニクス株式会社, “光電子増倍管 その基礎と応用 第 3a 版” (2007)