

ミューオニウムの生成率の測定と真空への引き出しの観測

京都大学理学部
課題研究 P2

富永貴弘 辻川吉明 中川耕太郎 西田森彦

2019年6月27日

概要

ミューオニウム $\text{Mu} = (\mu^+ e^-)$ から反ミューオニウム $\overline{\text{Mu}} = (\mu^- e^+)$ への転換 ($\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$) はレプトンフレーバー保存を破る過程である。我々はこの遷移確率の上限を与えることを最終目的として実験を計画した。ところで、 $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 転換は真空中でないと強く抑制されることが知られている。そこで $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 転換の探索の第 1 段階として、 Mu を真空へ引き出すことを本研究の目的とした。

実験は大きく分けて 3 つのパートで構成される。1 つ目は磁場のコントロールである。今回の実験では Mu 生成標的に高い精度、高い一様性で磁場を印加する必要がある。そこで dipole 磁石とヘルムホルツコイルを自作した。結果として要求精度を満たす磁場を実現することができた。2 つ目は Mu 生成率の測定である。今回は $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ と呼ばれる手法で測定を行い、先行研究での値と誤差の範囲で consistent な結果を得ることができた。実際に本実験で得られた解析結果は以下の表の通りである。3 つ目は Mu の真空への引き出しの観測で、Scintillating-Fiber を用いてファイバートラッカーを作製し、これを用いて Mu の崩壊位置分布を測定することにより真空への引き出しの有無を確認しようと計画した。しかしバックグラウンドを測定する時間的猶予がなかったため Mu が真空に引き出されたことを有意に確認することはできなかった。

表 1 本実験で得られた解析結果

	μSR	mSR
Asymmetry の振幅	0.091 ± 0.030	0.103 ± 0.030
Asymmetry の振動数 [$\times 10^{-12}$ /s]	9.73 ± 0.58	10.61 ± 0.38
Mu の生成率 [%]		69.3 ± 9.4

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	物理的背景と実験の目的	1
1.2	実験の原理	1
第 2 章	装置	6
2.1	J-PARC MLF D2 ミュオンビームライン	6
2.2	真空槽周辺	7
2.3	磁場発生装置	9
2.4	架台	9
2.5	検出器	9
2.6	DAQ	13
第 3 章	予備実験	15
3.1	磁場装置の精度の確認	15
3.2	MPPC のゲイン測定	16
第 4 章	本実験の手順	19
4.1	バンチ間隔の測定	19
4.2	ヘルムホルツコイルによる磁場のコントロール	19
4.3	ミュオニウムの生成率の測定	20
4.4	ミュオニウムの真空への放出の観測	20
第 5 章	結果と解析	22
5.1	$\mu\text{SR} / \text{mSR}$	22
5.2	トラッキング	26
第 6 章	考察と反省	30
6.1	$\mu\text{SR} / \text{mSR}$	30
6.2	トラッキング	30
第 7 章	おわりに	32
	謝辞	33
	付録	34
A	$\mu\text{SR}, \text{mSR}$ の計算	34
B	装置の設計の詳細	41
C	シミュレーション	45

D	ファイバートラッカーの性能テスト	48
E	ベースラインとスレッシュホールドの決定のためのフィッティング結果	52

第 1 章

はじめに

1.1 物理的背景と実験の目的

ミューオニウム $\text{Mu}(\mu^+e^-)$ はレプトンのみで構成される水素様の原子である。Mu から反ミューオニウムへの転換はレプトンフレーバー保存を破る過程であり標準模型では強く抑制されるが、いくつかの *beyond standard model* は観測可能な断面積を预言する [1]。我々は最終目標として $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 転換を探索することを目的に実験を行う。

ところで、 $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 転換は、物質の作る外場によって Mu と $\overline{\text{Mu}}$ の縮退が解けると大きく抑制される [2]。そのため $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 転換の探索のためには真空中に生成された Mu を引き出す必要がある。そこで、今年度の実験では第一段階として Mu の生成割合を求め、次に第 2 段階として Mu の真空中への放出を観測することを目的とする。

1.2 実験の原理

1.2.1 ミュオンとは

ミュオン (μ^\pm) は、標準模型においてレプトンの第二世代に属する素粒子である。電荷 $\pm e$ 、スピン 1/2 を持ち、質量、寿命はそれぞれ

$$m_\mu = 105.6583745 \pm 0.0000024 \quad [\text{MeV}]$$

$$\tau_\mu = 2.1969811 \pm 0.000002 \quad [\text{s}]$$

と測定されている [3]。

1.2.2 表面ミュオンとは

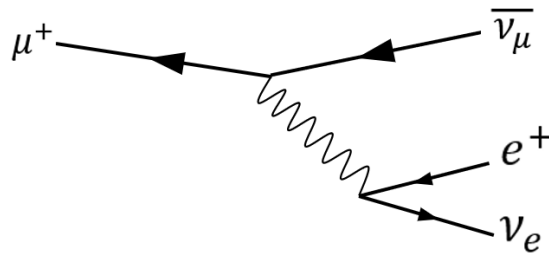
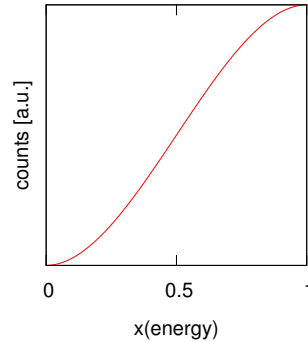
今回、KEK の加速器科学インターンシップの一環で、MLF のミュオン D2 ラインをつかわせていただいた。ここでは次のようにして得られる表面ミュオンを利用している。

まず、炭素原子核に高エネルギーの陽子ビームを衝突させ、 π 中間子を生成させる。このうち、標的の表面近傍で静止した荷電 π 中間子の崩壊

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu$$

から放出されるミュオンは、表面ミュオンと呼ばれる。なお、負の π 中間子は、原子核と相互作用を起こし崩壊はほとんど起こらないため、 μ^+ しか表面ミュオンでは取り出せない。もともと π^+ の 2 体崩壊なので、 μ^+ は単一のエネルギー、運動量を持つ。また、弱い相互作用による $\pi^+(J^P = 0^-)$ の崩壊であるため、ニュートリノが左巻きのものでしか結合しないことに由来して、 μ^+ も 100% のスピン偏極をもっているというメリットがある。

図 1.1 μ^+ 崩壊のファインマンダイアグラム図 1.2 放出 e^+ のエネルギー分布

1.2.3 ミュオンの崩壊

μ^\pm はほぼ 100% の確率で、次の崩壊を起こす。

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

μ^+ の崩壊における e^+ を考える。静止した μ^+ の崩壊のとき、エネルギーと運動量の保存から e^+ は $E_{max} \simeq \frac{m_\mu}{2} \simeq 50\text{MeV}$ までの連続的なエネルギー分布を示す。完全に偏極した μ^+ の崩壊における角度分布は、標準理論において、近似的に次で与えられる (付録 A 参照):

$$\frac{d^2\Gamma}{x^2 dx d(\cos\theta)} \propto (3 - 2x) + \cos\theta(1 - 2x). \quad (1.1)$$

ただし、 θ はミュオンの運動方向と e^+ のなす角で、 x は e^+ のエネルギーを E_{max} で 1 に規格化したものである。これを角度で積分すると、

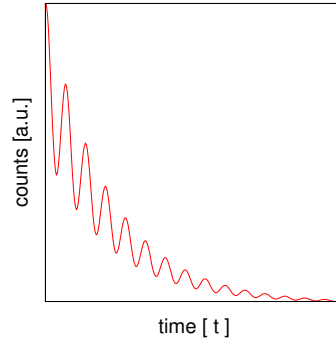
$$\frac{d\Gamma}{dx} \propto (3x^2 - 2x^3)$$

となって、高いエネルギーを持つ e^+ の放出される割合が高いことがわかる (図 1.2)。

1.2.4 Muon Spin Rotation (μSR)

μ^+ の持つ性質は、自然崩壊することを除くと電子と同じであり、磁気モーメントは大きさ、 $g\frac{e}{2m_\mu}$ を持つ (g は g 因子と呼ばれる無次元量で、ディラック方程式からは厳密に 2 であるが、輻射補正などにより若干修正が加わる)。したがって、 μ のスピンの向きは

$$\omega_\mu = g\frac{e}{2m_\mu}B \quad (1.2)$$

図 1.3 μ SR 時の予測される e^+ のカウント数

の角振動数でラーモア歳差運動をする (付録 A). また、式 (1.1) を全エネルギーで積分すると

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta)} \propto 1 - \frac{1}{3} \cos\theta$$

である.

よって、(1.6) 式より、ある角度 θ_0 での e^+ のカウント数 $N(t)$ は、寿命による崩壊も考慮して

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \left(1 - \frac{1}{3} \cos(\theta_0 - \omega t)\right) \quad (1.3)$$

と、指数関数の減少に振動が加わったものとなる.

今回使用するビームは 2 バンチであるため、式 (1.3) がバンチ間隔だけずれて重なることになる. このため、磁場の強さによっては振動が打ち消されてしまう. 今回はバンチ間隔が丁度、 μ^+ またはミュオニウムのスピン角振動周期と等しくなるように磁場を設定してやることで振動が強め合うように調節する.

1.2.5 muonium Spin Rotation (mSR)

μ^+ と e^- の束縛系であるミュオニウム (Mu) は、低磁場環境 ($B \ll 3000 \text{ Gauss}$) において μ のスピンの向きが角振動数 $\omega_{Mu} \simeq \omega_- \simeq 103\omega_\mu$ で振動する (付録 A).

μ SR と合わせると、ある適当なミュオニウムの生成率に対し、 θ_0 に置いた検出器でのカウント数は

$$C(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) \left(1 - A_\mu \sin(\omega_\mu t + \theta_0 + \phi_\mu) - A_{Mu} \sin(\omega_{Mu} t + \theta_0 + \phi_{Mu})\right) \quad (1.4)$$

と時間変化する. ω_μ, ω_{Mu} はそれぞれある磁場をかけたときの μ SR, mSR の角振動数である. またここで出てきた A_μ, A_{Mu} はミュオニウム生成率に関係して変化する量である. 例えば式 (1.3) より、Mu の生成率が 0 だとしたら $A_\mu = 1/3, A_{Mu} = 0$ である.

実験装置の全体図の概念図を図 1.4 に示す. この配置の時、式 (1.4) において、ビームに向かって左が $\theta = \pi/2$ 、右が $\theta = 3\pi/2$ となるので、左右でのカウント数として

$$C_{L,R}(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) \left(1 \mp A_\mu \sin(\omega_\mu t + \phi_\mu) \mp A_{Mu} \cos(\omega_{Mu} t + \phi_{Mu})\right) \quad (1.5)$$

を得る. これから、左右の Asymmetry

$$F(t) = \frac{C_R(t) - C_L(t)}{C_L(t) + C_R(t)} \quad (1.6)$$

$$= A_\mu \sin(\omega_\mu t + \phi_\mu) + A_{Mu} \cos(\omega_{Mu} t + \phi_{Mu}) \quad (1.7)$$

を計算すると、振幅 A_μ と A_{Mu} を求めることができる. なお、ある磁場をかけている時、 $\omega_{Mu} \simeq 103\omega_\mu$ であるため、実際にはどちらかの振動しかみえないことに注意しておく (データをとる total の時間幅の関係上).

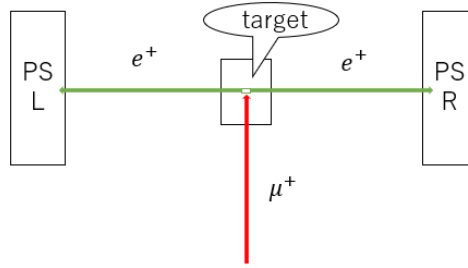


図 1.4 実験装置の概念図.
PS はプラスチックシンチレータ.

$$F(t) \simeq A_i \sin(\omega_i t + \phi_i), \quad i = \mu, \text{Mu} \quad . \quad (1.8)$$

μSR と mSRF の振幅 A_μ と A_{Mu} から、 Mu 生成率 R を

$$R = \frac{2A_{\text{Mu}}}{A_\mu + 2A_{\text{Mu}}} \quad (1.9)$$

で求めることができる. ただし A_{Mu} の前の係数の 2 は生成された Mu のうち半分の Mu しか mSR に寄与しないことによつて (付録 A).

なお、この実験方法は Hughes 1960 [4]、Marshall 1978 [5]、Antognini 2012 [6] に倣ったものである.

1.2.6 ミューオニウムの真空への放出の観測

今回の実験では、ターゲットに SiO_2 を用いる. ターゲット中で生成した Mu のほとんどはすぐさま SiO_2 の分子間の空隙に移動し、次いで空隙中を拡散する [7]. ほとんどはターゲット内部の空隙を拡散している途中で崩壊するが、(特にターゲットの表面付近で生成したものなど) 一部の Mu はターゲット表面から真空領域へと飛び出してくる (図 1.5). そのため μ^+/Mu の崩壊に伴う e^+ をトラッキングし、崩壊位置を再構成すると、ほとんどはターゲット領域に分布するものの、真空に湧き出した一部のミュウオニウムによつて真空領域にテールを引いたような分布が得られることが予想される. ただし真空への放出がない場合でも、ターゲットをすり抜けた μ^+ の崩壊やトラッカーの分解能の関係でテールを引いているように見える可能性がある. そのため真空への放出があると予想されるセットアップ、ないと予想されるセットアップの両方で実験を行い、両者を比較した上で、真空への放出の有無を判定する必要がある. (しかし 4.4 節で述べる通り、今回は時間の関係で前者のセットアップでしか測定を行うことができなかつた.)

トラッキングで使用する座標系 u, v, w を図 1.6 のように新たに定義する. u 軸は μ^+ ビームの進行方向で、この方向に湧き出す Mu を観測したい. v 軸は μ^+ ビームから見て右手方向で、この方向に検出器を設置する. w 軸は鉛直上向きであるが、トラッキングの際のセットアップはこの方向に並進対称であるため、以下 w 軸は忘れて u, v の 2 次元で説明することにす. μ^+ ビームの中心軸とターゲットの下流側表面の交点を原点に取る.

トラッキングはターゲット表面の法線方向 u の 1 次元のみでよい. 具体的には図 1.6 のように光ファイバー状のプラスチックシンチレータ (Scintillating Fiber, 以下 Scinti-Fiber) をこの方向に何本か並べたものを v 方向に 2 層用意し、各層での e^+ の通過位置から外挿して崩壊位置を再構成する. このとき μ^+ の崩壊位置は、直線 $*1v = 0$ 内にあることを仮定する. この仮定の妥当性は 6.2 節で議論する.

なお、実験を計画するにあたっては Janissen (1990) [7] のほか、Beer (1986) [8]、Woodle (1988) [9]、Schwarz (1992) [10] の実験を参考にした.

*1 w 軸のことを思い出すならば平面

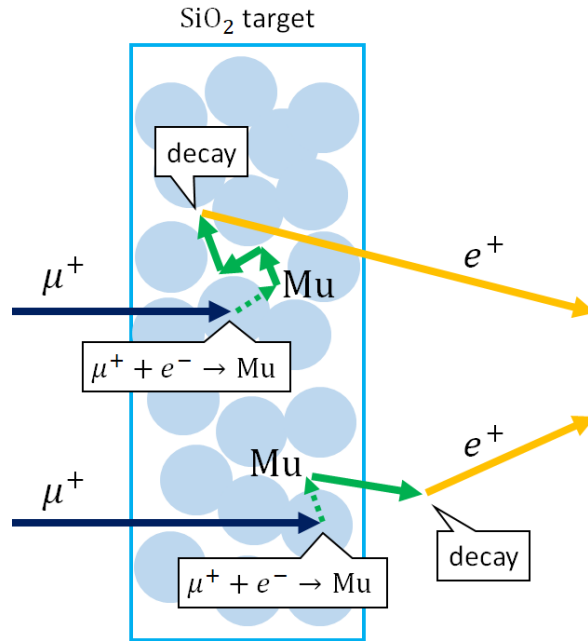


図 1.5 標的中で生成した Mu が拡散する様子の模式図. ターゲットの SiO₂ 分子内で生成した Mu はすぐさま分子間の空隙に放出される. しばらく空隙の間を拡散した後、平均 2.2 μs の寿命で崩壊して e⁺ を放出する. Mu がターゲット深部で生成した場合はターゲット内の空隙で崩壊することになるが、もしターゲット表面付近で生成した場合、空隙中を拡散した結果ターゲット表面から真空領域に放出される場合がある. このように真空領域に放出される Mu を観測することが今回の実験の目的である.

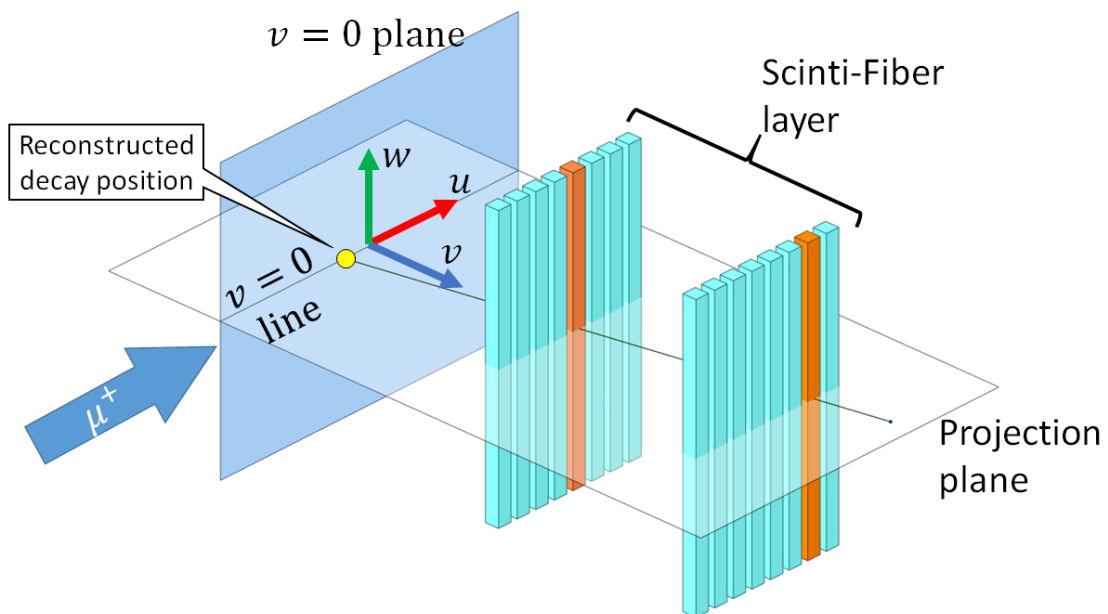


図 1.6 ファイバートラッカーの原理図. w 軸方向に長い Scinti-Fiber を u 軸方向に何本か並べ、これを v 軸方向に 2 層用意する. w 軸方向に射影して考えると、例えば橙色で示したファイバーを荷電粒子が通過したとき荷電粒子の飛跡を知ることができる (図中黒線). 荷電粒子の生成位置が $v=0$ であることを仮定すると、その交点 (黄色の丸印) として生成位置を再構成することができる.

第 2 章

装置

実験装置の全体図を図 2.1 に示す。青線で示した μ^+ ビームがターゲットで止まり、 μ SR,mSR を行った後崩壊する。実験に用いたビームラインや各装置について以下で説明する。必要に応じて詳細な図面を付録 B.1 に示したので、適宜参照されたい。

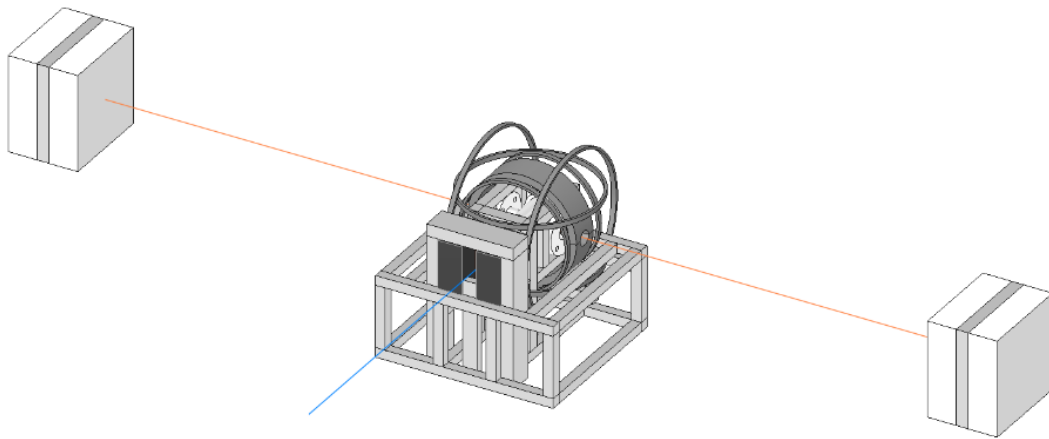


図 2.1 実験装置の全体図。青線は μ^+ 、橙線 e^+ はを表す

2.1 J-PARC MLF D2 ミュオンビームライン

今回私達が使わせて頂いたビームラインの特徴について述べておく。

炭素標的にぶつける J-PARC の陽子ビームは、25Hz のシンクロトロンで加速しているため、 μ^+ ビームも 25Hz でやってくる。また、陽子は一塊 (バンチ) にまとめられ加速されていくが、同時に 2 バンチまで加速できる。今回は他の実験の都合上 2 バンチで実験を行った。

MLF ミュオンビームラインは以下の図 2.2 のように配置されている [11]。図中の D1 と D2 に分かれる前に 1 つ、各 D1,D2 ラインに出てくる前に 1 つの、計 2 つのスリットが用意されており、開け閉めすることにより流量を調節できる。今回用いた D2 ラインのビーム性能を表 2.1 に示す。

表 2.1 MLF ミュオン源 (D2) の性能

運動エネルギー	侵入長	エネルギー分布	パルス幅	ビームサイズ	ビーム強度
4.1MeV	~0.2 mm	~15%	~100ns	30mm×40mm	$3 \times 10^7/s$

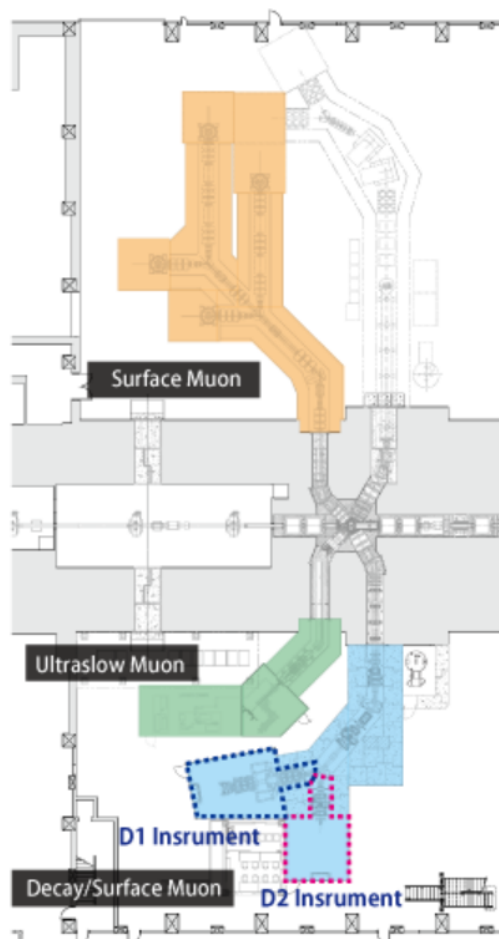


図 2.2 MLF 実験装置の配置

2.2 真空槽周辺

エアロゲルターゲット

42 mm (H) × 30 mm (W) × 8 mm (T) の SiO₂ エアロゲル (図 2.3 (a)) . この試料は KEK の三部 勉さんよりお借りした. 下流側表面の 20 mm × 20 mm の領域にレーザー加工が施してあり、直径 55 μm の穴がピッチ 185 μm で正三角形形状に並んでいる (図 2.4) . この加工により、生成した Mu が真空領域に湧き出す割合が最大で 10 倍になることが報告されている [10, 12]

本実験で真空槽に挿入する際に上部を 5 - 10 mm ほど破損してしまった. そのため実際にビームを照射した体積は 32 - 37 mm (H) × 30 mm (W) × 8 mm (T) である.

ターゲット台

エアロゲルターゲットを支える部品 (図 2.3 (b)) . 後述の真空槽内にセットして使う. 1 mm ないし 2 mm 厚の亚克力板をカッターナイフで切断、溶剤タイプの亚克力接着剤で接着して作製した.

真空槽本体

図 2.5 に示した、SUS 製の異径十字継ぎ手. ビーム入射口は μ^+ のエネルギーロスを抑えるため、ビームに直行する 2 方向は e^+ の多重散乱を抑えるために、厚さ 6 μm のカプトン箔を穴あきフランジで挟んで窓状になるようにした. 残りの 1 方向は真空ポンプを接続するための swagelok 付きフランジである. 内部にはターゲット台を載せるための床が溶接されている. 床にターゲット台をセットしたとき、カプトン窓の中央にターゲットの下流側表面が来るように設計してある. 製作は常盤製作所に依頼した.

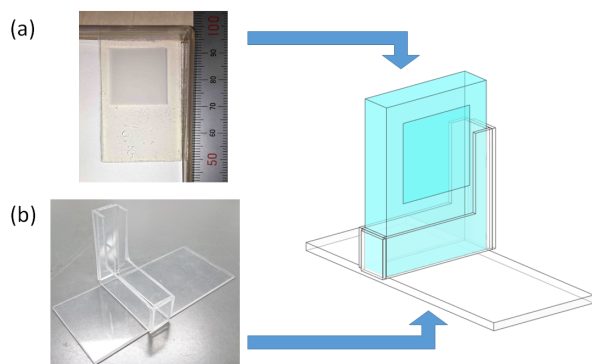


図 2.3 KEK 三部さんよりお借りしたレーザー加工済み SiO₂ エアロゲル試料と自作のターゲットホルダー.

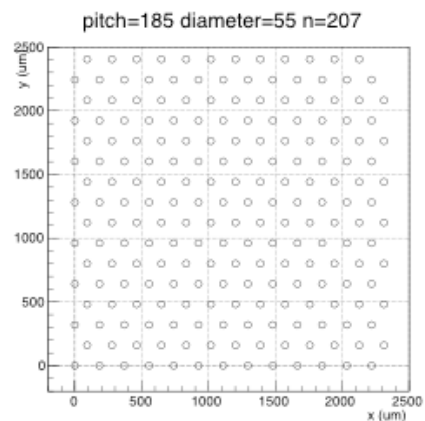


図 2.4 レーザー加工の穴の配置図. 図は三部さんからいただいた資料より.



図 2.5 真空槽の外観.

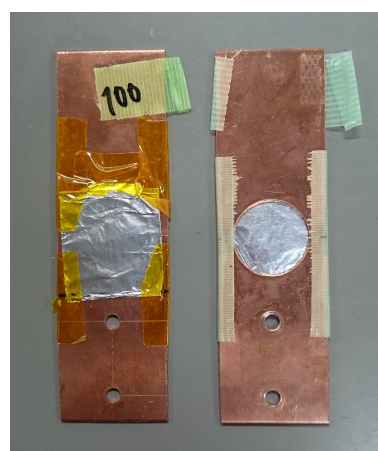


図 2.6 作製したディグレーダ/コリメータ. 左側が表、右側が裏で、表側から μ^+ ビームを照射する.

ディグレーダ/コリメータ

μ^+ がターゲットの下流側表面付近でちょうど止まるようにビームの運動量を調整するためのディグレーダと、ターゲット外にビームが当たることを防ぐためのコリメータ. 市販のアルミホイルを折り重ねてディグレーダとし、厚さ 1 mm の銅板に穴を開けて作製したコリメータの上に貼り付けた (図 2.6). さらにここで静止した μ^+ が崩壊して生成する e^+ をすぐ脇に設置する厚さ 50 mm の鉛ブロックで遮蔽する.

ディグレーダは厚み 200 μm / 400 μm の 2 種類を用意した. 200 μm のものを使うと μ^+ のほとんどがターゲットの下流側表面付近で静止する. そのため Mu を形成した場合下流側の真空領域に湧き出す割合が高くなると期待される. 一方 400 μm のディグレーダを使用した場合、 μ^+ はターゲットの中心付近で静止し、真空領域への拡散は大きく抑制される [12].

なお、これらのディグレーダの厚みは Geant4 によるシミュレーションで決定した (付録 C.3).

真空ポンプ

anest iwata 製ドライ真空ポンプ ISP-250C を MLF でお借りして使用した.

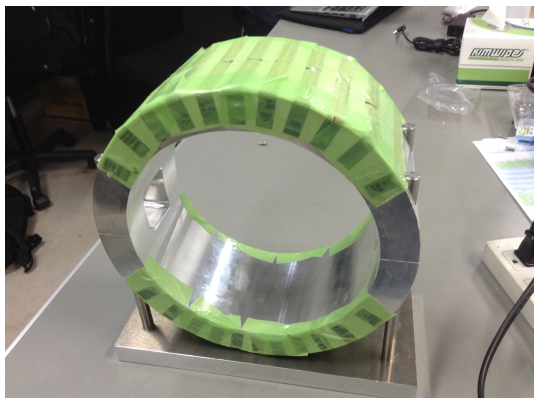


図 2.7 左は今回 μ SR のために使用した磁石とその内枠. 中央に垂直方向に約 120 Gauss の一様磁場を発生させる. 右は昨年度使用した磁石 [16]. 中央の銅板の位置に垂直方向に約 60 Gauss の一様磁場を発生させる.

2.3 磁場発生装置

実験の原理でも述べたが、今回は μ^+ ビームのバンチ間隔を考慮して磁場を適切な値に設定する必要がある. μ^+ と Mu のスピンの磁気回転率を考慮すると、 μ SR では鉛直方向に 123.5 Gauss、mSR では鉛直方向に 1.20 Gauss の磁場をかける必要がある. そこで要求される磁場をターゲット領域で実現するために、二種類の磁場印加装置を製作した.

永久磁石

垂直方向に 2 Gauss の精度で 123.5 Gauss をかけるための永久磁石の組 (図 2.7). 昨年度の装置を参考に、円周上に $\cos \theta$ (θ はビーム周りの方位角) に比例する間隔で永久磁石を設置したものである. 使用した永久磁石はマグファイン製 Y30H-1 で、60 mm \times 10 mm \times 3 mm のものと、20 mm \times 10 mm \times 3 mm のものの二種類. 内枠はアルミ削り出しで、本学の技術職員に製作を依頼した. μ SR の際に使用し、それ以外では取り外す.

3 軸ヘルムホルツコイル (HC)

中心部での一様性に優れたヘルムホルツコイルを 3 軸組み合わせた磁場印加装置 (図 2.8). 塩ビパイプを切り出した枠にエナメル銅線を片側 40 回、両側で 80 回巻き付けたもの. 各軸 100 mG 精度で最大で 1.5 A の電流を流すことにより 2 Gauss 程度の磁場を印加できる. 電源装置の電流の定格値にはもう少し余裕はあるが、使用したエナメル線の発熱を考慮している. 水平方向の 2 軸は地磁気をキャンセルし、100 mG 以下に抑えるために使う. 垂直方向の 1 軸は、mSR の際は 1.20 Gauss の一様磁場をかけるため、 μ SR の際は永久磁石の磁場を微調整するために使う.

電源装置

HC に電流を流すための電源装置. 菊水製の PMP16-1QU. 出力が 4ch あるため、定格 25 V (3 A) の ch.1 を垂直方向の HC に、定格 16 V (1 A) の ch.3, 4 を残りの軸の HC に使用した.

2.4 架台

2.2, 2.3 節の真空槽と磁場発生装置は図 2.9 のようにレコフレームの架台 (小) に固定する. 架台 (小) はさらに地面から 1.35 m の高さの架台 (大) に固定される.

2.5 検出器

2.5.1 μ SR / mSR 用検出器

プラスチックシンチレータ (PS)、光電子増倍管 (PMT)

mSR/ μ SR の際崩壊 e^+ の検出に用いる. 昨年度使用した全吸収型 PS を分解して使用する. 1 つあたりの寸法は

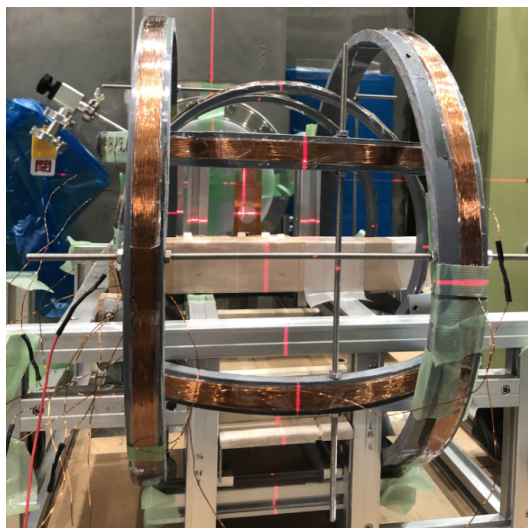


図 2.8 後述のレコフレームの架台に設置した三軸ヘルムホルツコイル. 磁場測定用のプローブ用木製台が中に通されている.

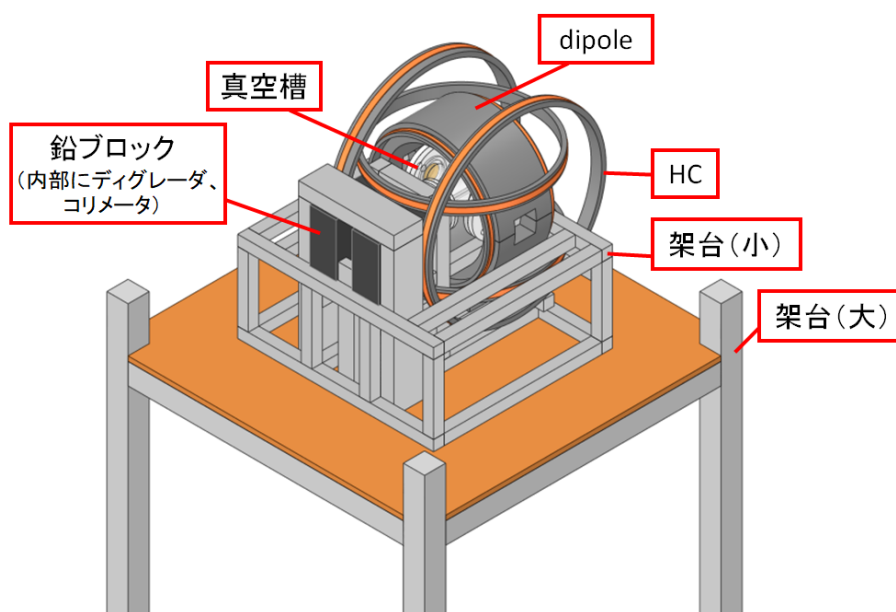


図 2.9 架台 (小) にコリメータ/ディグレーダ、真空槽、ヘルムホルツコイル、dipole 磁石を設置したときの CAD 図.

200 mm × 200 mm × 60 mm. これを 2 層 1 組にして 2 組、それぞれを暗箱に入れて使用した. (図 2.10) PMT は浜松ホトニクス製 H3165-10 を使用した.

高電圧源 (HV)

PMT に高電圧をかけるためのモジュール. 林栄精器株式会社製 RPH-030 を使用した. それぞれの PMT にかける電圧は各 ch のゲインが同じになるように決定した.

フィンガーカウンター、MPPC

荷電粒子がターゲット領域から飛来したことを保証するために真空槽の左右の窓のすぐそばに設置する、20 mm (W) × 20 mm (H) × 4 mm (T) のプラスチックシンチレータ (図 2.11). 以降、 μ^+ ビーム進行方向の左側 / 右側に設置するフィンガーカウンターを finger L / R と呼ぶことにする. 配置上の制約と磁石付近で使用することから、1ch MPPC (浜松ホトニクス製 S10362-13-050C) で読み出した.

フィンガー用 MPPC 読み出し / シグナル整形回路

フィンガーカウンター用 MPPC の読み出し回路を自作した. 回路図は図 2.12 (a) に示すとおり. 後述するように今回使用する FADC はサンプリングレートが 40 MHz であるため、プラスチックシンチレータの速い (典型的には数十



図 2.10 今年度使用したプラスチックシンチレータの 1 組分。シンチレータから光ファイバーを通して PMT で信号を読みだす。

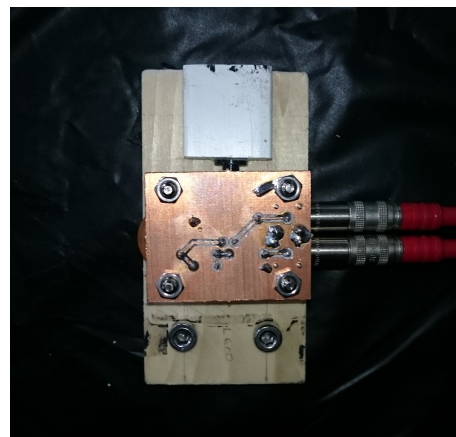


図 2.11 μ SR / mSR に使用したフィンガーカウンター。上部の白い正方形のものがプラスチックシンチレータで、中央の基盤と右側に伸びる LEMO ケーブルで読み出す。

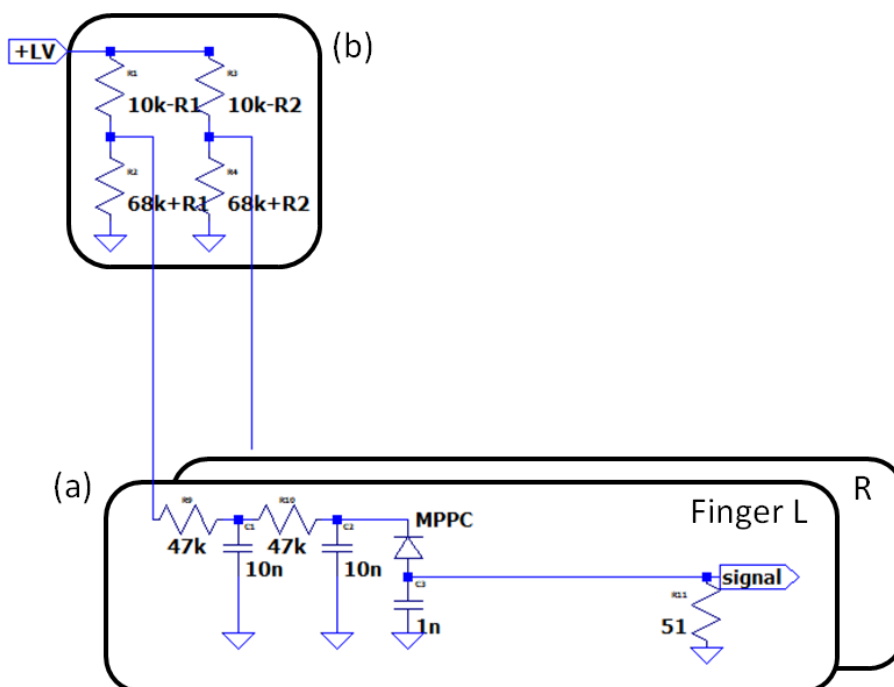


図 2.12 フィンガーカウンター用の MPPC 読み出し回路 (a) と Low Voltage の分配器 (b) の回路図。LV の電圧は (b) で finger L / R に分配される。可変抵抗を用いた抵抗分割により、各 finger にかかる電圧を微調整できるようになっている。 (a) に入力された LV は 2 段のローパスフィルタを通ったのち MPPC に逆バイアス进行をかける。シグナルは 1 nF のコンデンサと 51 Ω の終端抵抗で構成される整形回路を通して取り出される。

ns 程度の) 信号をそのまま読み出すとピークの高さをうまく取得できない可能性がある。そこで読み出し回路にコンデンサを組み込み、シグナルを引き伸ばす整形回路の機能も持たせた。

電源装置 / 2 ch 分配器

MPPC に電圧をかけるための電源装置 (Low Voltage, LV) . 松定プレジジョン製 PL-120-0.6 を使用した。出力は LEMO ケーブルでビームエリアに送り、ターゲットエリアの直前で図 2.12 (b) に示す分配器で finger L / R 用に分配する。可変抵抗により finger L / R にかかる電圧値を微調整できるように設計した。



図 2.13 遮光シートを巻く前のファイバートラッカー。右の写真の手前側のファイバーが layer 1、奥側のファイバーが layer 2 である。finger 1 は遮光後に取り付けるためこの写真には写っていない。finger 2 は左の写真でアルミ棒にはさまっている白い直方体。上部に finger 2 の読み出し回路が写っている。

2.5.2 トラッキング用検出器

ファイバートラッカー、MPPC

1 mm 角の scinti-fiber を計 32 本並べて作製した、 e^+ の 1 次元トラック用の検出器 (図 2.13)。

16 本のファイバーを 0.5 mm ずらして二列に並べたものを一層とし、80 mm 間隔で 2 層配置する (図 2.14 (a))。以降このファイバー 16 本のセットを layer 1, layer 2 と呼ぶ。各 layer の 16 本のファイバーは検出領域の上下をアクリル製のクリップ (b) で束ねられる。クリップはアルミ角棒で作製したフレーム (c) にネジ止めされ、木製のスペーサーを介してレコフレームにネジ止めされる。

計 32 本のファイバーは銅製のファイバークッキー (d) に光学セメントで接着され、ユニレートのジグを介して 16ch MPPC (e) のはめ込まれた専用基板 (f) に固定される。ファイバーはクッキーに接着後、80 ~ 10000 番の紙ヤスリでクッキーごと研磨した。ファイバーの端面と MPPC 表面の距離は 0.95 mm である。クッキーとジグは常盤製作所に製作を依頼した。

16ch MPPC は浜松ホトニクス製の S13361-3050AE-04 である。専用基板は 16ch MPPC の裏面にある端子を 68 pin のフラットケーブルに変換する役割を担っている。いずれも高エネルギー物理学研究室の平本さんよりお借りした。基盤から伸びる 68 pin フラットケーブルは 34 pin のフラットケーブル 2 枚として扱い、後述の MPPC 読み出し回路に 1 枚ずつ接続される。

また、検出領域に飛来した e^+ のみを選別するためのフィンガーカウンターとして、layer 1 の手前に finger 1、layer 2 の奥に finger 2 を設置している (g)。それぞれ厚さ 3 mm / 10 mm のプラスチックシンチレータで、 $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ のフィンガーカウンターと同様に浜松ホトニクス製 S10362-13-050C で読み出す。これらのフィンガーカウンターと layer 1, 2 の coincidence をとることにより、検出領域に飛来した e^+ のみを選別することができる。(event selection の詳細については 5.2.1 節を参照。)

MPPC 読み出し回路

16ch MPPC に逆バイアスをかけてシグナルを読み出すための回路。layer 1, 2 用に合計 2 枚使用する。

フィンガー用の回路は $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ のときと全く同じ。16 ch MPPC 用の回路も基本的には $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ のときと同じ回路だが、事前に実験を行ったところ 16ch MPPC の信号は 1ch のものよりも遅い (典型的には 100 ns) ことが分かったため、シグナル整形回路は組み込んでいない。回路図は図 2.15 (a) に示すとおり。また、Scinti-Fiber から FADC のチャンネルまでの pin assign を追ったものを付録 B.2 に記した。

電源装置 / 4 ch 分配器

電源装置は $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ のときと同じもの。図 2.15 (b) に示す 4 ch 分配器は 16 ch MPPC 2 枚に 58 V 程度、finger 2 つに 70 V 程度の電圧を分配するための回路である。

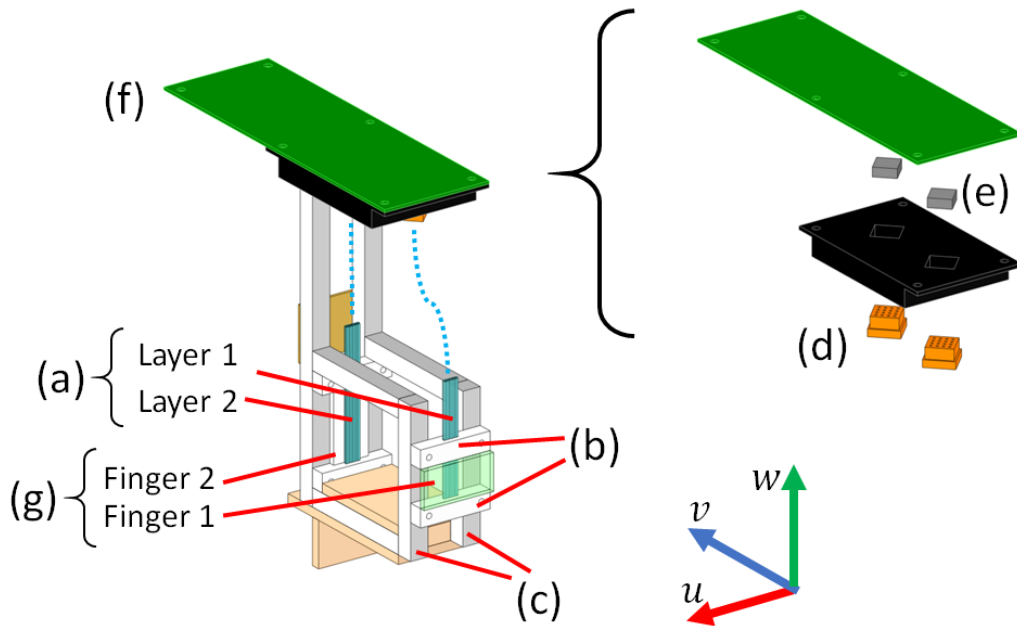


図 2.14 ファイバートラッカーの CAD 図. 16 本のファイバー列 2 層 (a) はクリップ (b) で束ねられ、アルミの外枠 (c) に固定される. ファイバーの先端はクッキー (d) に接着され、16ch MPPC (e) のはめ込まれた専用基板 (f) にジグを介して差し込まれる. また、フィンガーカウンター (g) を用いて立体角を制限している.

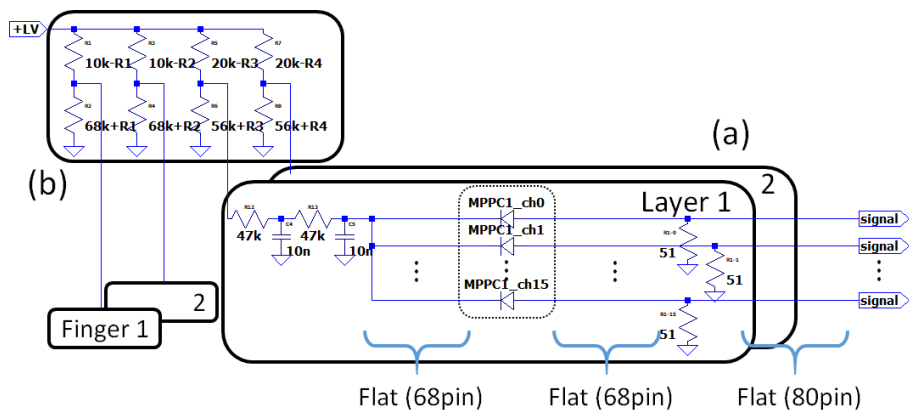


図 2.15 ファイバートラッカー用の MPPC 読み出し回路 (a) と Low Voltage の分配器 (b) の回路図. 4ch 分配器 (b) は finger 用の 2ch に 70 V 程度、16ch MPPC 用の 2ch に 58 V 程度の電圧がかかるように設計されている. 読み出し回路 (a) は基本的に finger のものと同じだが、シグナル整形用のコンデンサーが組み込まれていないことと、MPPC への入出力や FADC への出力にフラットケーブルを用いている点が異なる.

2.6 DAQ

40 MHz 16ch Flash ADC (x3)

BBT 製 ADC-SiTCP V2 を 3 枚用いた. PMT や MPPC の信号の波形をそのまま記録し、崩壊 e^+ が飛来した時刻を求めるために使用した. 測定開始の外部トリガには、加速器ライン側のビームの発射信号を用いた.

PC

Flash ADC とネットワークケーブルで接続し、データを記録 / 保存する.

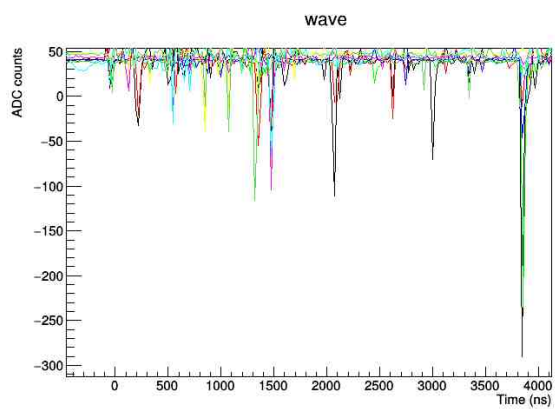


図 2.16 Flash ADC で記録した波形. 横軸が時間 [ns]、縦軸が電圧に対応した Flash ADC のカウント数である.

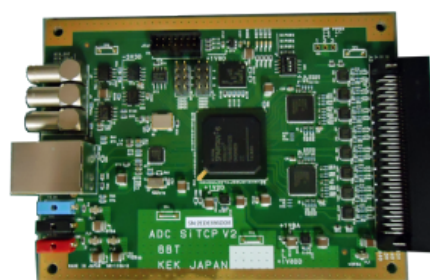


図 2.17 使用した Flash ADC の写真.

第 3 章

予備実験

3.1 磁場装置の精度の確認

今回製作した磁場装置がどれだけの精度を実現しているか、実際に磁気プローブを使用して測定した。磁気プローブは、Metrolab Technology 製の THM1176-MF 3 テスラプローブを使用した。

3.1.1 測定条件

設計では永久磁石の中心とターゲットの表面中央が一致する。原点をターゲット表面中央として、 y 軸をビーム方向、 z 軸を鉛直方向上向きにとった yz 平面での磁場を測定した (図 3.1)。ターゲットが $30\text{ mm} \times 8\text{ mm} \times 42\text{ mm}$ であることを踏まえて、 y 軸は 0 mm 、 4 mm 、 8 mm の点を、 z 軸は 0 mm 、 6 mm 、 12 mm 、 18 mm の点を合計 12 点測定した。

3.1.2 測定手法

磁場測定に使用した磁気プローブは、時間毎の 3 方向の磁束密度を測定し、その結果を記録・出力できるというものである (測定レートの上限 2300 Hz)。プローブの 1 回あたりの測定精度は 1 Gauss 程度ではあるが、プローブ付属のソフトを使用すると一定の時間幅にある複数の測定結果の平均を出すことによってその測定精度を上げることができる。本実験において要求される精度を満たすように磁場を測定するためには、プローブで 10000 回以上の測定結果を平均化することが必要であった。ただし、プローブ付属のソフトで平均を出せる上限を超えているので、テキストファイルに測定データ 10000 回分を出力し、プログラムで平均値を出した (プローブの測定レートは上限の 2300 Hz に設定)。プローブソフトには、ゼロ磁

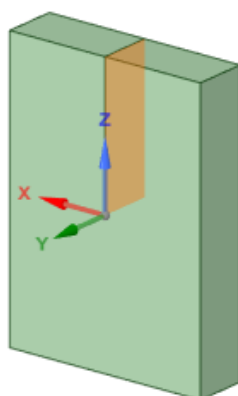


図 3.1 ターゲットに対する座標の取り方. y 軸がビーム方向.

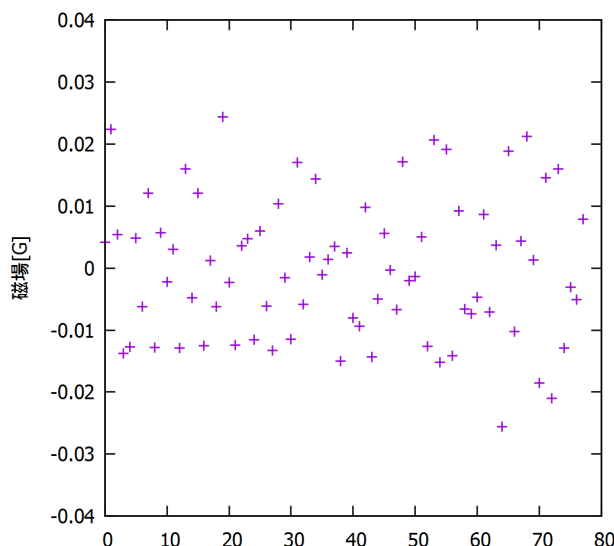


図 3.2 ゼロ磁場チャンバー自体の磁場測定. 10000 回の測定を平均化したもののプロット. 標準偏差は 0.11 Gauss.

場チャンバー内にプローブをセットし、磁場を計測することによって自動で calibration を行ってくれる機能があるが、これも 10000 回以上の averaging に対応していないため、ゼロ磁場チャンバーでの測定と測定位置での測定をそれぞれ 10000 回以上行い、その平均の差を取ることで磁場の calibration を手作業で行っている。実際にゼロ磁場チャンバー内の磁場の測定を 80 回ほど繰り返しプロットしてみると図 3.2 のようになった。

さらに、より精度をあげるために、各測定地点においてこの作業を 4 回行って平均値を出した。一度に 40000 回のデータを出力しないのは、温度やその他の環境変化による影響をできるだけ受けないようにするためである。この手法での測定精度は 0.03 Gauss 程度となり要求される精度を満たしている。この手法を用いて永久磁石と三軸 HC に対し、それぞれの印加する磁場を測定した。三軸 HC に関しては、実験室で鉛直方向上向きに 1.20 Gauss の磁場がかかるように、x 軸に 0.107 A、y 軸に 0.012 A、z 軸に 0.656 A の電流を流した状態で測定した。

3.1.3 結果

結果は以下の図 C.10 の通りである。永久磁石においては 5% 程、3 軸ヘルムホルツコイルにおいては 4% 程の一様性で磁場が実現されている。3 軸ヘルムホルツコイルに関しては磁気プローブの精度とほぼ同程度の一様性となっている。

3.2 MPPC のゲイン測定

3.2.1 方法

暗箱内に LED と MPPC を 85 cm 離して設置した。MPPC の読み出し回路は 2 章で説明したものの同等品を用いたが、この予備測定では FADC ではなく ADC で読み出すため、シグナル整形回路は組み込んでいない。また、シグナルを LEMO で出力する必要があるため、16ch MPPC の読み出し基板として図 2.15 (a) から整形回路を除いたものを新たに作成したが、基板の設計ミスにより ch. 15 を読み出すことができなかった。そこでゲイン測定は ch. 0 - 14 のみで行い、ch. 15 については他の 15 チャンネルの平均を用いることにした。

ロジック回路の模式図を図 3.4 に示す。Clock generator の NIM 出力で ADC の gate を作り、TTL 出力で LED を光らせている。1ch / 16ch MPPC のときでそれぞれ ADC の gate 幅は 60 ns / 150 ns、LED のパルス幅は 11 ns / 12 ns とした。MPPC によって個体差や設置する際の受光面の向き等により平均光子数がファクター倍程度ずれることがあるが、ADC のヒストグラムを見ながら適宜 attenuator を操作して平均 1 光子程度になるように調節した。

得られた ADC のヒストグラムのペDESTAL、1 光子ピークを Gaussian でフィットし、そのピーク間隔をバイアス電圧に

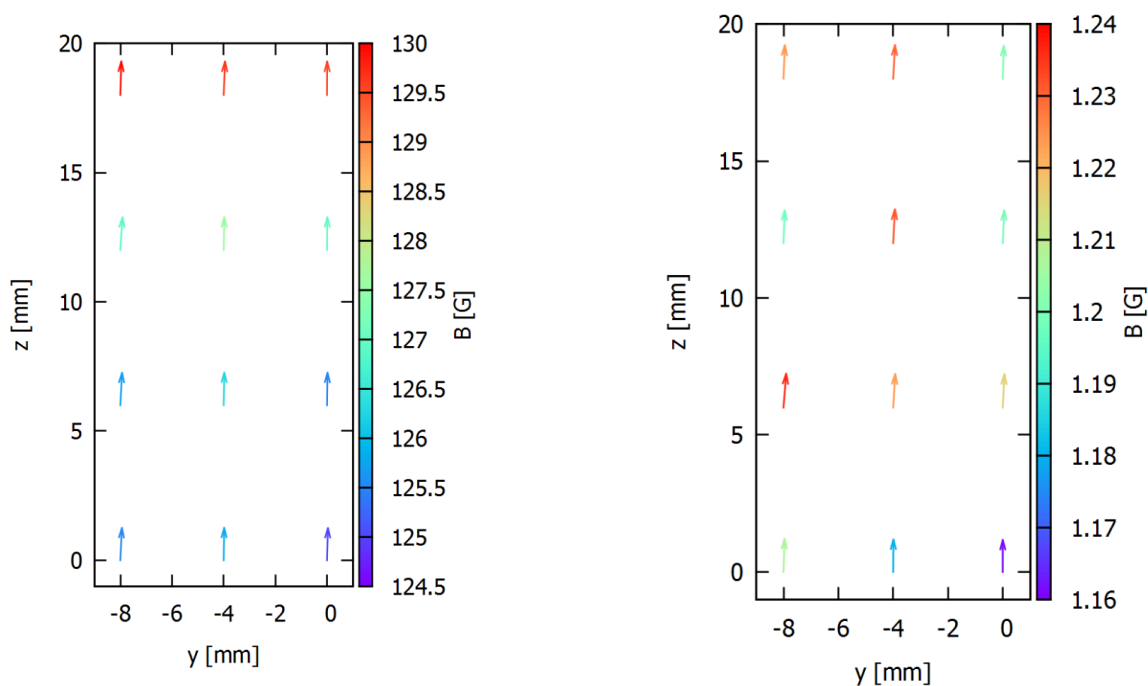


図 3.3 左は永久磁石の測定結果. 右は 3 軸ヘルムホルツコイルの測定結果. 軸は図 3.1 で定義した通り.

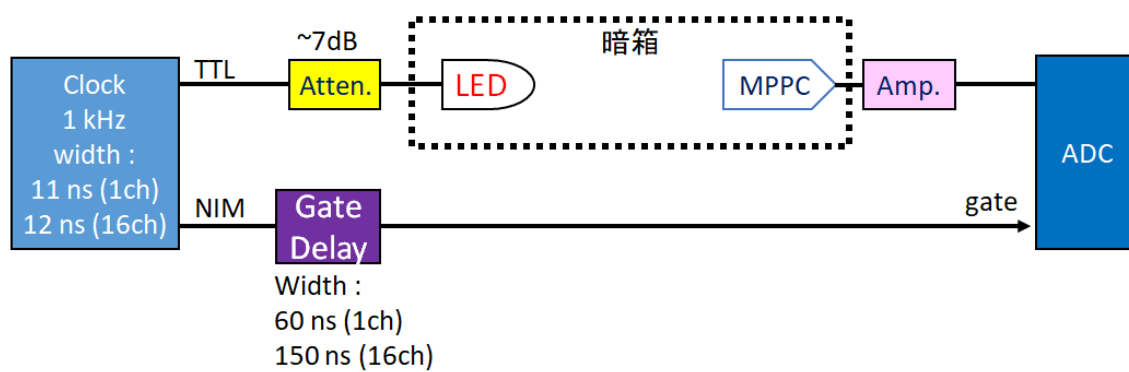


図 3.4 MPPC ゲイン測定のリジック回路の模式図.

対してプロットする. 今回はオシロスコープで確認したときに暗電流がそれほど多くなく、かつ光子数が明確に別れて見える程度の電圧 2 点 (16ch は 3 点) で計測した.

3.2.2 結果

得られたゲインカーブを図 3.5, 3.6 に示す.

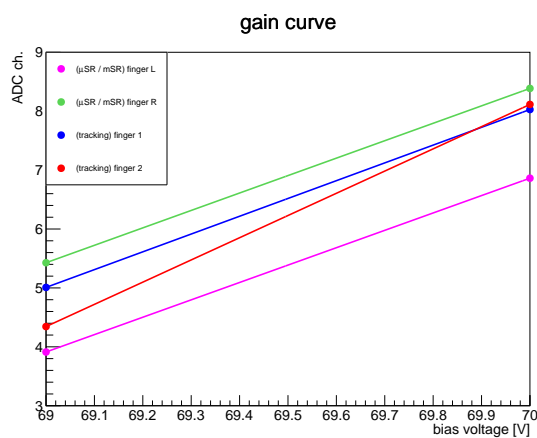


図 3.5 フィンガー用 MPPC のゲインのバイアス電圧に対する依存性.

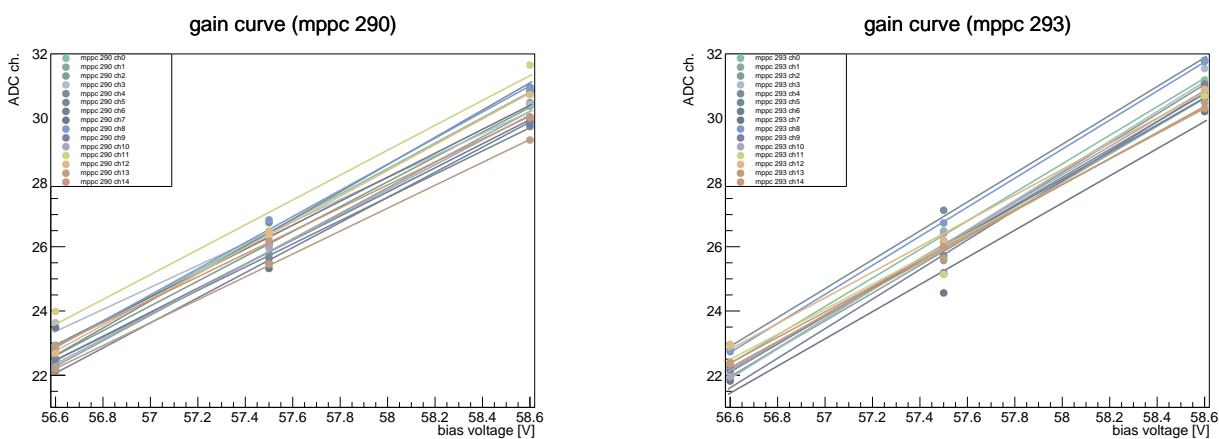


図 3.6 16ch MPPC のゲインカーブ. 左の MPPC 290 が layer 1 に、右の MPPC 293 が layer 2 に使う MPPC である. ch. 15 については基板の設計ミスにより測定できなかったため載せていない.

第 4 章

本実験の手順

4.1 バンチ間隔の測定

事前の情報で μ^+ ビームのバンチ間隔は 600 ns 程と想定して磁場装置を製作していたが、より正確に調べる必要がある。 μ SR のテストも兼ねて、ターゲットの位置に厚さ 1 mm の銅板を設置し、左右両側から 1 つずつ選んだ PMT からの信号をオシロスコープで観測した (図 4.1)。 μ^+ ビーム出口から直接シンチレーターに入った陽電子の信号から μ^+ ビームのバンチ間隔を測定した。Fitting した結果は表 4.1 の通り。ビーム左右のシンチレーターの測定したバンチ間隔の値の平均を参照して、mSR / μ SR の磁場を 1.20 Gauss / 123.5 Gauss に設定した。

表 4.1 ビームのバンチ間隔の測定結果

	PS-L	PS-R
1st bunch	$0.11704 \pm 0.00036 \mu\text{s}$	$0.11629 \pm 0.00042 \mu\text{s}$
2nd bunch	$0.71634 \pm 0.00042 \mu\text{s}$	$0.71337 \pm 0.00041 \mu\text{s}$
distance	$0.59930 \pm 0.00055 \mu\text{s}$	$0.59708 \pm 0.00059 \mu\text{s}$

4.2 ヘルムホルツコイルによる磁場のコントロール

J-PARC で借用した磁気プローブを用いて、ターゲット表面中央の磁場をモニターしながら電流の値を定めた。鉛直上向きに z 軸、ビームの侵入する向きに y 軸を取ると μ SR の際は x 軸に 0 A、 y 軸に 0 A、 z 軸に 0.496 A、mSR の際には x 軸に 0.165 A、 y 軸に 0 A、 z 軸に 0.405 A を流した。各電流値での磁場の測定値は図 4.2 の通り。

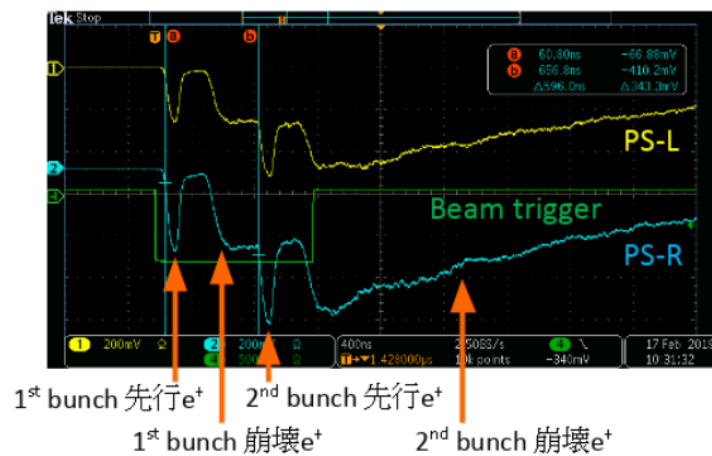


図 4.1 図の信号は 512 spill の平均を表示。1 つのバンチで直接シンチレーターに入る e^+ の信号と、銅板で止まり崩壊した μ^+ 由来の e^+ の信号が観測できている。

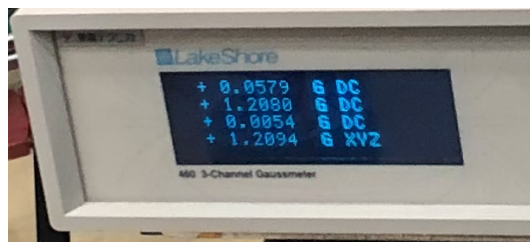
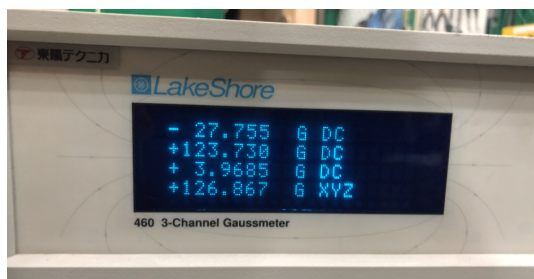


図 4.2 磁気プローブでの測定値. 左が μ SR の際のもの. 永久磁石と三軸 HC で磁場印加後の値である. 右が mSR の際のもの. 永久磁石を取り外し三軸 HC のみで磁場を印加している.

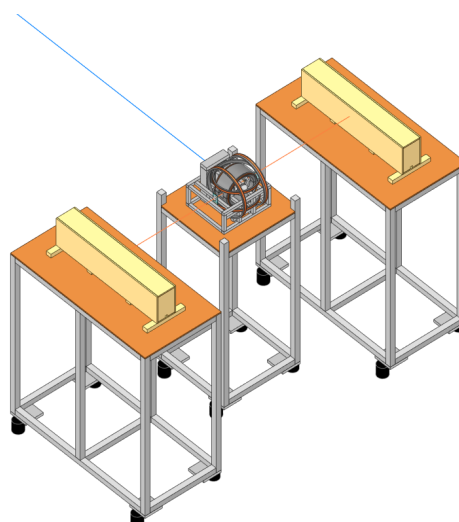


図 4.3 μ SR の際の装置の全体像.

4.3 ミューオニウムの生成率の測定

μ SR、mSR を行い Mu の生成率を求める. 装置全体のセットアップは図 4.3 の通り. 中央にターゲットが入った真空槽と永久磁石 (mSR の際は撤去する) と 3 軸 HC の磁場装置、それらを支えるレコフレームがある. ここで μ^+ を止め、崩壊を起こす. フィンガーカウンターは真空槽の窓の横に設置されている. その両側にディテクターである PS が設置されている. 真空槽周辺は図 4.4 の通り. ビームが広がりを持っているのでターゲット以外の場所で崩壊しないようにコリメーターを設置し、またより多くの μ^+ がターゲットで止まるようにディグレーダーを設置した. ここで止まり崩壊した μ^+ 由来の e^+ を遮蔽するため、その側部には鉛ブロックを設置した.

4.4 ミューオニウムの真空への放出の観測

μ SR / mSR に引き続いてトラッキングを行った. μ SR / mSR で使用したフィンガーカウンターを取り外し、代わりにトラッカーをレコフレームにネジ止めした (図 4.4). ファイバー列の中心とエアロゲル下流側表面の u 座標が一致するように設置した. layer 1 の中心とターゲット中心の v 座標の差は 80 mm である. *1 設置の精度は 0.5 mm 程度である. 磁場は mSR のときから変わらず 1.20 Gauss のままとした. *2 ビームの絞り、ディグレーダの厚みも mSR のセッティングから変えていない. MPPC にかけたバイアス電圧は表 4.4 の通りである. 合計 20 分間 (30000 イベント) データテイキングを行った.

*1 ターゲット中心、layer 1 中心、layer 2 中心の v 座標がちょうど等間隔で並ぶようになっている.

*2 計画当初はトラッカー方向に放出される e^+ の数が時間に依存して (すなわち Mu が真空中を拡散する距離に相関して) 振動することを避けるためゼロ磁場 (0.01 Gauss 以下) にする予定であったが、磁場調整にかかる数十分の時間が惜しい状況であったため mSR と同じ磁場のまま測定を行った.

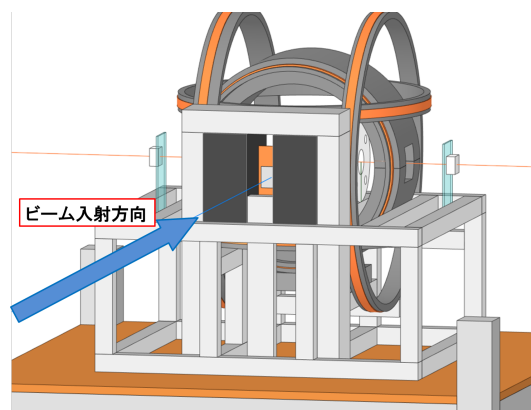
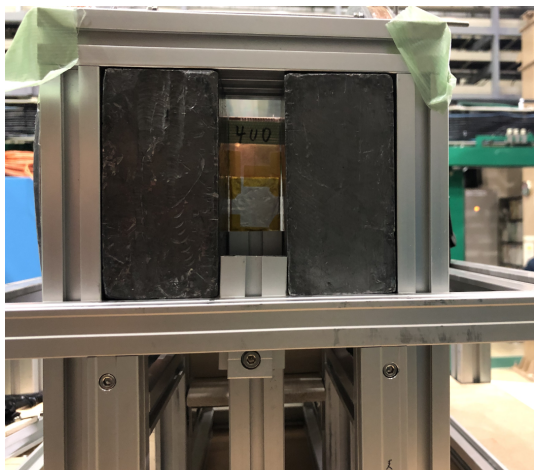


図 4.4 真空槽周辺図.

表 4.2 トラッキングの際の MPPC のバイアス電圧の値.

使用箇所	バイアス電圧 [V]
finger 1	70.5
finger 2	70.5
layer 1	58.5
layer 2	58.4



図 4.5 遮光シートで覆われたファイバートラッカーをレコフレームに設置した様子.

本来ならば真空への放出がないと予想される $400\ \mu\text{m}$ ディグレダでも測定を行う必要があるが、今回は時間の都合上 $200\ \mu\text{m}$ のみ測定を行った.

第 5 章

結果と解析

5.1 μSR / mSR

5.1.1 解析の流れ

PS を用いて取得したデータを以下の方法で解析し、 μSR / mSR それぞれの振動の振幅を求めた。

波形解析

Flash ADC で得られたイベント / 波形の例を図 5.1 に示す。右図からもわかる通り、PS のデータについては 1 つの信号が立ち上がる前に次の信号を検出してしまふ「パイルアップ」は殆ど無いものと考えられる。

立ち上がりが十分速くない場合には、threshold を信号ごとに同じにした時、threshold を超える時間が信号の高さで変化し、時刻がきちんと得られないことがある。本実験では時間分解能に優れた PS で測定しているため、図 5.2 からわかるようにその影響は数 ns 程である。この影響を考慮し、また FADC の性能 (25 ns ごとに sampling) からくる時間分解能をよりよくするために、信号の持つ時刻を threshold を超えた時間と信号のピークの時間の平均とした。以降では、baseline を信号が来ていない初めの 10 点の平均として出し、固定 threshold をプラスチックシンチレータのアフターパルスやベースラインの揺らぎを無視できる大きさ (50 ADC Counts、3 MeV 相当) に設定した。またフィンガーカウンターでも同様にイベントディスプレイから固定 threshold を適当な値 (20 ADC Counts、1.2 MeV 相当) に設定した。

高エネルギー e^+ の選択

低エネルギーの e^+ は非対称性を小さくする方向に働くため、これを検出しないようにしたい。そこで、Geant4 を用いたシミュレーションを行い、PS の 2 層ともで検出されるという条件を課した時に低エネルギーの e^+ が排除されているかどうかを確認した。

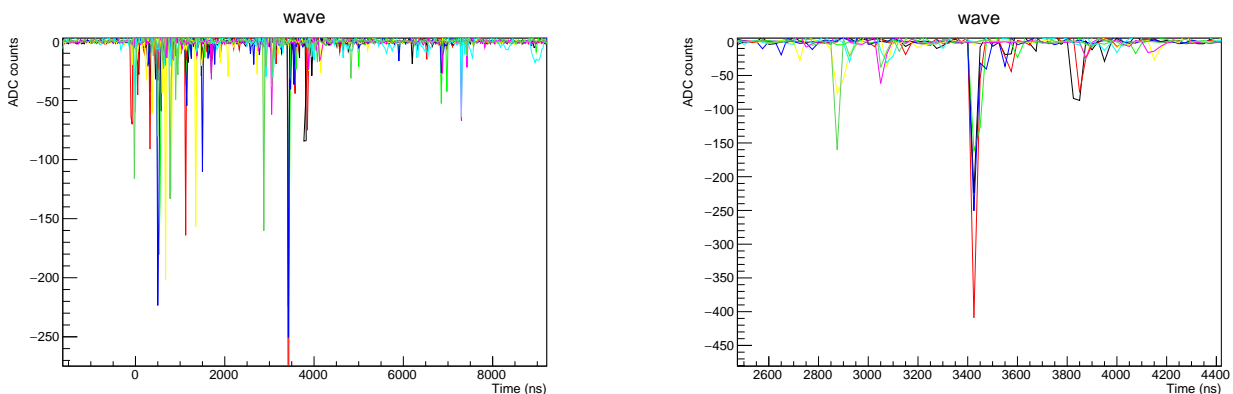


図 5.1 プラスチックシンチレータで得られた波形。左図はデータ全体 (-1 - 9 μs) を示しており、右図は左図の 2.6 - 4.2 μs の部分を拡大したものである。横軸が時刻、縦軸が電圧に対応する値である。1 ADC count は 0.5 mV に相当する。

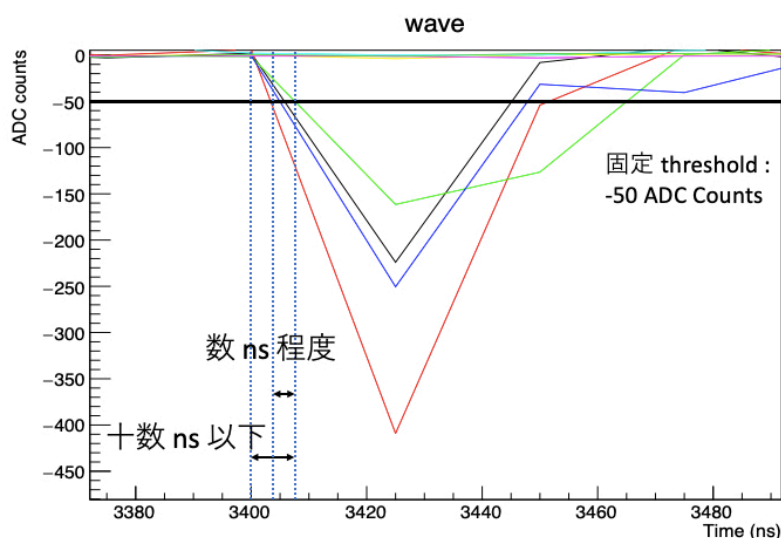


図 5.2 同じタイミングの信号における固定 threshold をかけた時の signal の高さの違いによる時間差の一例. FADC の時間分解能から最大で 25ns の時間差が見つかるが、イベントディスプレイから実際にはほとんどのイベントで数 ns の時間差しかつかないことを確認している.

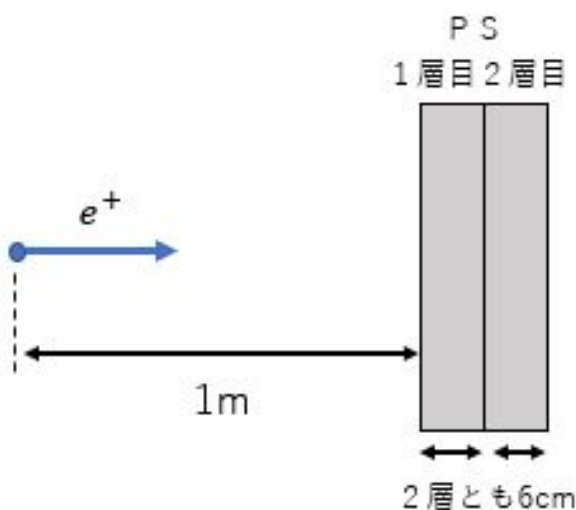


図 5.3 Geant4 シミュレーションのセットアップ 2. PS より 1m 離れた点源から PS 中心に向けて打ち出す.

シミュレーションに用いたセットアップは図 5.3 で示した. この時、 e^+ は表面ミュオンの崩壊で得られる e^+ のエネルギー分布 (図 5.4 の青線の分布) に従ったエネルギーを持たせ、PS に向けて 50 万個打ち出した. そして、PS の 2 層とも threshold をこえたもの、つまり 3MeV 以上のエネルギーを落としたもののみを検出した. PS の 2 層とも検出される粒子の初期エネルギーの分布は図 5.4 の赤線の分布である. これを見ると、低エネルギーのものは落ちていて、検出される e^+ はほとんどが高エネルギーのものとなっていることがわかる. ゆえに、PS の 2 層とも検出される、つまり PS の 2 層で coincidence を取るという方法によって、より高エネルギーの e^+ を選択的に解析に用いることができる.

崩壊時間分布の決定

上述した方法で信号の時刻を決定し、PS の 1 層目の信号を用いて崩壊 e^+ の時間分布を求めた. その際に、PS の 1 層目の信号と PS の 2 層目の信号、PS の 1 層目の信号とフィンガーカウンターの信号のそれぞれで coincidence をとり、ターゲット

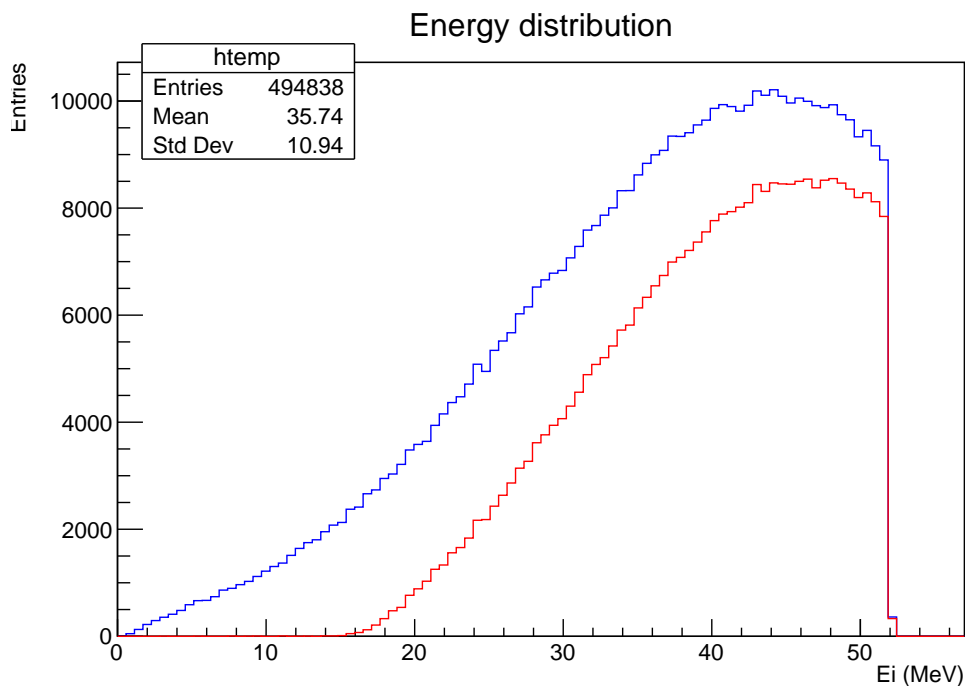


図 5.4 青線が表面ミュオンの崩壊 e^+ の初期エネルギーの分布. 赤線が PS 2 層ともで検出される e^+ の初期エネルギーの分布.

ト領域からのより高エネルギーの崩壊 e^+ の信号のみを取った. ここで、coincidence の条件は信号の時間差が coincidence window の範囲に収まっているものとし、それぞれの coincidence window は、PS 2 層目に対しては $[-50, +50]$ ns、フィンガーカウンターに対しては $[-125, +50]$ ns と設定した. window の幅は、FADC の sampling が 25 ns 毎であるということから範囲を広くとり、PS の信号よりフィンガーカウンターの信号の方が早い時刻で検出されるということを考慮してフィンガーカウンターの方は時間差が負の方に広くとってある.

Asymmetry の解析

ビーム左右の PS で求めた時間分布を用いて、式 (1.6) から Asymmetry を求めた. この際、検出効率の差による影響を軽減するためイベント数をスケール倍することで左右での統計量を揃えている. このように求めた Asymmetry の分布に、式 (1.8) を考慮して以下の fit 関数で fitting を行った

$$f(t) = A \sin(\omega t + \delta) + C \quad (5.1)$$

この時の A が求めるべき振幅である. またかけた磁場の強さによる振動周期 T は

$$T = 2\pi/\omega \quad (5.2)$$

で求まる.

5.1.2 μ SR についての解析結果

ターゲットに磁場 123.5 Gauss をかけたときのデータを用いて解析を行った. 得られたビーム左右の PS の時間分布は図 5.5 である. ここで横軸の時間の 1000 ns 以前は π の崩壊でできた表面ミュオンがビームラインですぐに崩壊してできた e^+ の信号が検出されるため、1000 ns 以降のデータのみを示している. これらの μ^+ ビームの 2 バンチ目の崩壊 e^+ が来てからの時間分布を用いて導出した Assymetry の分布に式 (5.1) で示される関数で fitting した結果が図 5.6 である. fit 範囲は 1700 ns から 4000 ns とした.

結果は、 $A_\mu = 0.091 \pm 0.030$ となった. また振動周期は式 (5.2) から、 $T_\mu = 645 \pm 42$ ns となった.

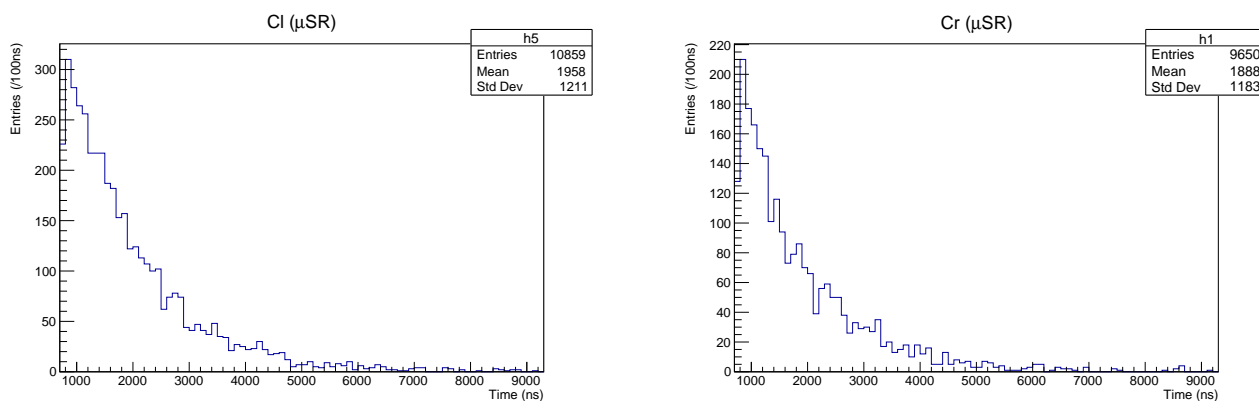


図 5.5 ビーム左右の PS の時間分布. 左の図がビームから見て左側の PS の時間分布、右の図が右側のものである. 1000 ns 以降の部分のみ示している.

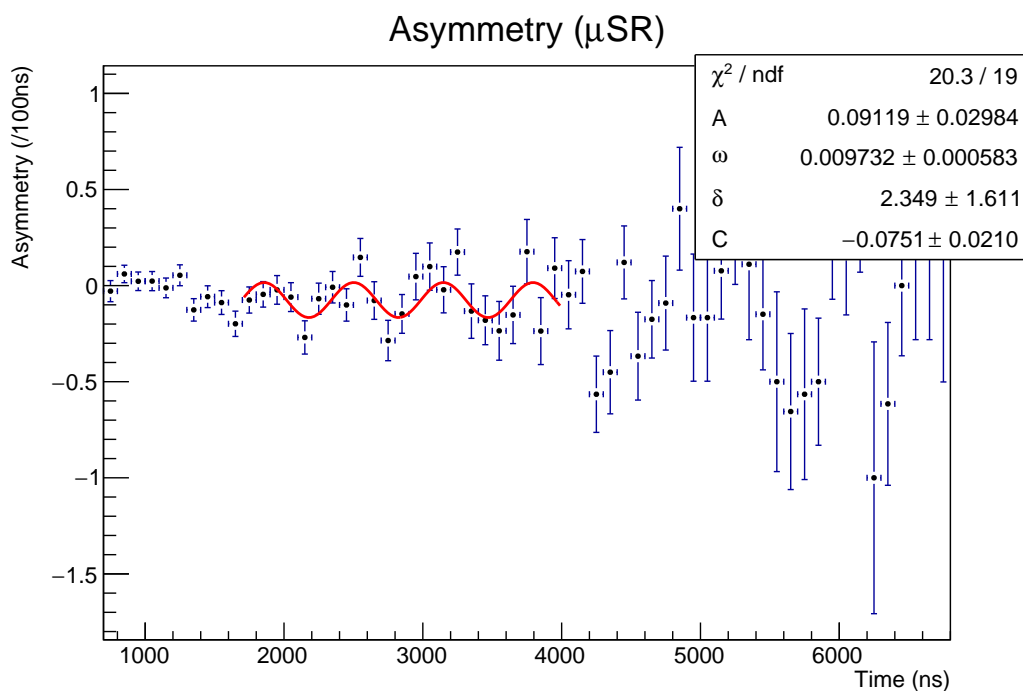


図 5.6 μSR の Asymmetry の分布. それを $f(t)$ で fitting した結果.

5.1.3 mSR についての解析結果

ターゲットに磁場 1.20 Gauss をかけたときのデータを用いて解析を行った. 得られた左右の時間分布は図 5.7 である. μSR の時と同様に 1000 ns 以降のデータのみを示している. これらを用いて導出した Assymetry の分布に式 (5.1) で示される関数で fitting した結果が図 5.8 である. fit 範囲は 1700 ns から 4000 ns までとした.

結果は, $A_{\text{Mu}} = 0.10 \pm 0.030$ となった. また振動周期は式 5.2 から, $T_{\text{Mu}} = 592 \pm 22$ ns となった.

5.1.4 Mu の生成率

以上で求めた μSR / mSR の Asymmetry の振幅 $A_{\mu,\text{Mu}}$ を用いて, 式 (1.9) から Mu の生成率 R は,

$$R = 69.3 \pm 9.4[\%]$$

と求まった. 誤差は Asymmetry の fit 結果から誤差伝搬の式を用いて導出した.

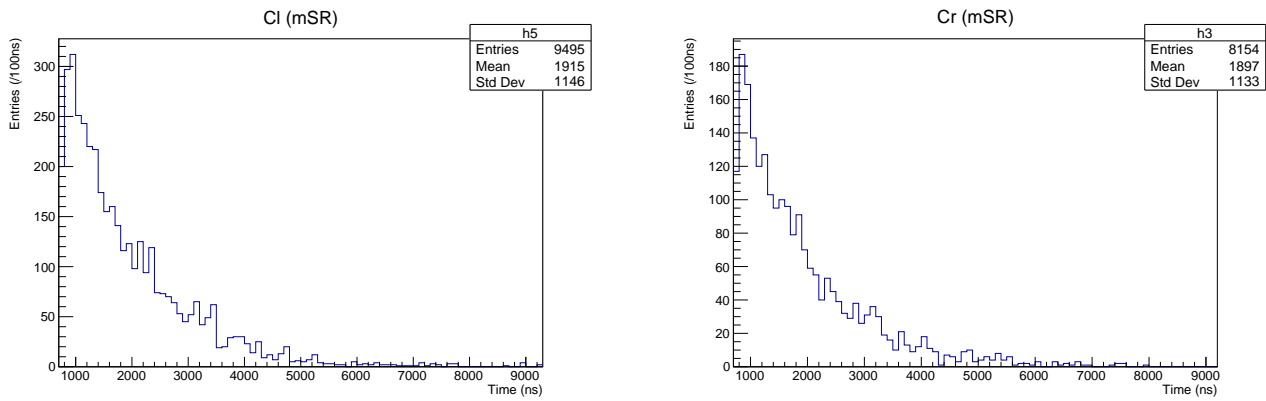


図 5.7 ビーム左右の PS の時間分布. 左の図がビームから見て左側の PS の時間分布、右の図が右側のものである. 1000 ns 以降の部分のみ示している.

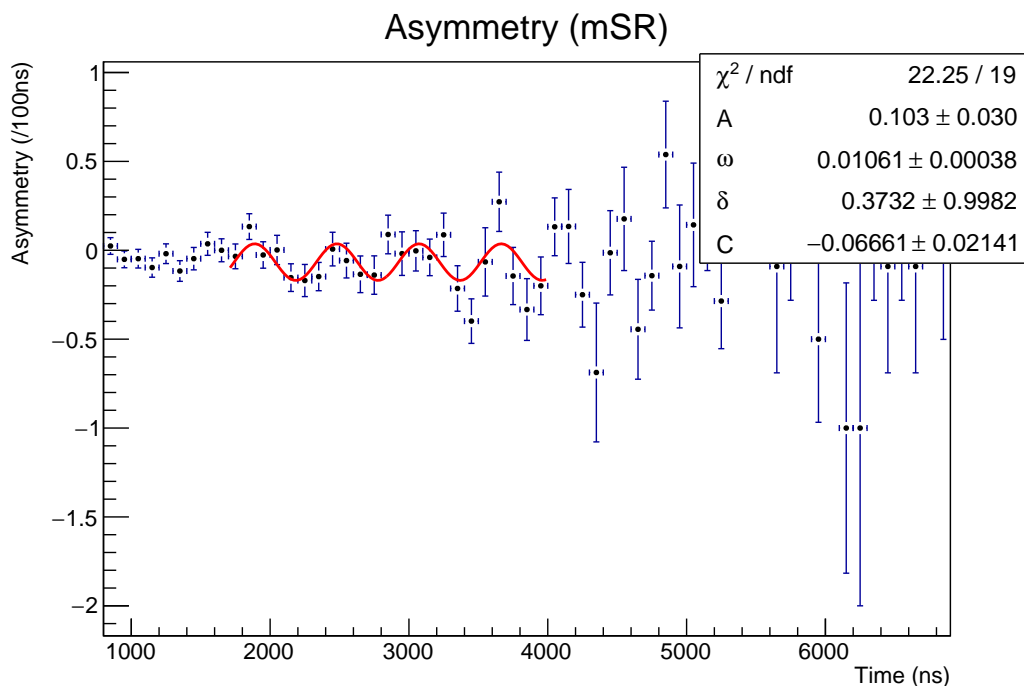


図 5.8 mSR の Asymmetry の分布. それを $f(t)$ で fitting した結果.

5.2 トラッキング

5.2.1 解析方法

ベースラインとスレッシュホールドの決定

FADC で 25 ns ごとに記録した電圧値をチャンネルごとにヒストグラムにし、Gaussian でフィットした. フィッティング結果は E 節にまとめた.

ベースラインは Gaussian の中心として定めた.

32ch MPPC に対するスレッシュホールドは ch. i ($i = 1, \dots, 32$) の Gaussian の標準偏差 σ_i と、3.2 節で求めたゲイン g_i を用いて

$$V_{32\text{ch}}^{\text{Thre.}} = g_i \cdot \max_{i=1, \dots, 32} \left(\frac{3\sigma_i}{g_i} \right)$$

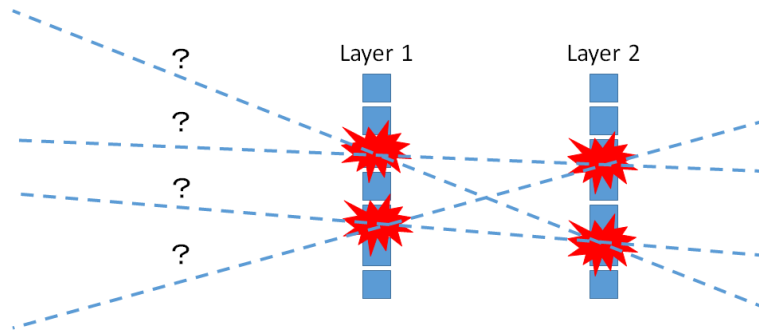


図 5.9 複数の荷電粒子が飛来した場合の模式図. この場合可能なトラックの引き方が複数通りあり、原理的に正しくトラックすることができない。

で定めた。一度ゲインで割ってから max をとることで全 32 ch. に対して光子数換算で同一のスレッシュホールドをかけることができる。またフィンガー用 MPPC に対するスレッシュホールドは各々のフィッティング結果から

$$V_{\text{finger1,2}}^{\text{Thre.}} = 3\sigma_{\text{finger1,2}}$$

で定めた。^{*1}

なお 3σ を用いたのは、ベースラインのゆらぎを誤って引っ掛けてしまう確率が 0.3% と十分低いことと、これ以上スレッシュホールドを上げると (D 節で説明する) 線源を用いた予備実験の際に有効なトラックがほとんど引けなかったためである。

イベントセレクション

以下の条件をすべて満たすイベントのみを抽出し、崩壊位置を再構成した。

1. finger 1, 2 がどちらも鳴っている
2. layer 1 で鳴っているファイバーの数が 1~3 個
3. layer 2 で鳴っているファイバーの数が 1~3 個
4. layer 1 中で鳴っているファイバーの配置が連続している
5. layer 2 中で鳴っているファイバーの配置が連続している

条件 2, 3 は荷電粒子がファイバー列を u 軸方向に横切ったアクシデンタルイベントや回路に静電気が流れるなどして全チャンネル鳴ってしまったイベント、そもそも layer 1, 2 を通過しなかったイベントなどを除くための条件である。

条件 4, 5 は 2 つ以上の荷電粒子が飛来したイベントを除くためのものである。このような場合、可能なトラックの引き方が複数通り出てきてしまい、原理的にトラックできない (図 5.9)。なお、ファイバーには図 5.10 のように番号を振ってあるため、例えば 4 と 6 のように隣接するファイバーが鳴っていても 5 が鳴っていなければ条件 4, 5 は満たされていないと判定する。

以上をまとめて図 5.11 に有効 / 無効なイベントの例を挙げる。有効なイベントに対して、layer 1, 2 それぞれで鳴ったファイバーの重心位置 $u_{1,2}$ を計算し、 μ^+/μ^- の崩壊位置 $u = 2u_1 - u_2$ を求めた。^{*2}

なお、coincidence window は実際に得られたデータを見て以下のように決定した。まず、finger 1, 2 の信号が $V_{\text{finger1,2}}^{\text{Thre.}}$ を越えた時刻の時間差をヒストグラムにしたところ図 5.12 のようになったため、finger 同士は (25 ns 刻みで) 同時に鳴ったときのみ coincidence と判定することにした。次に finger 1, 2 が coincidence した時刻に対して 32ch MPPC が $V_{32\text{ch}}^{\text{Thre.}}$ を越えた時刻の時間差の分布は図 5.13 のようになった。この結果から、32ch MPPC に対しては finger に対して $-50 \text{ ns} \sim +25 \text{ ns}$ の window を設けた。

^{*1} 32ch MPPC と異なり finger 1 と 2 はそもそも大きさから異なるため、両者に (光子数換算で) 同一のスレッシュホールドをかける意味はない。

^{*2} 1.2.6 節で述べたとおり、 $v = 0$ で崩壊することを仮定している。

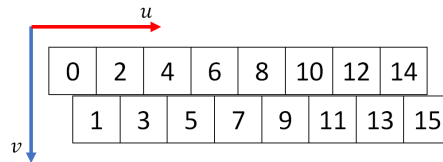


図 5.10 ファイバーの番号の振り方.

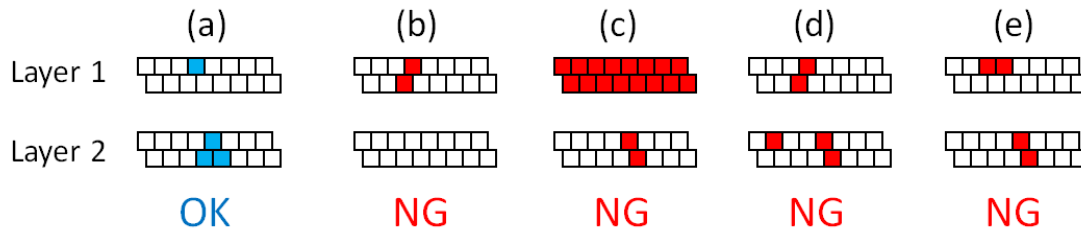


図 5.11 有効なイベントと無効なイベントの例. (b) は layer 2 が鳴っていないため無効である. (c) は layer 1 が 4 個以上鳴っているため無効である. (d) は layer 2 で連続しない 2 箇所が鳴っているため無効である. (e) は一見有効のように見えるが、layer 1 のファイバーが（隣接はしているものの）連続していないため無効である.

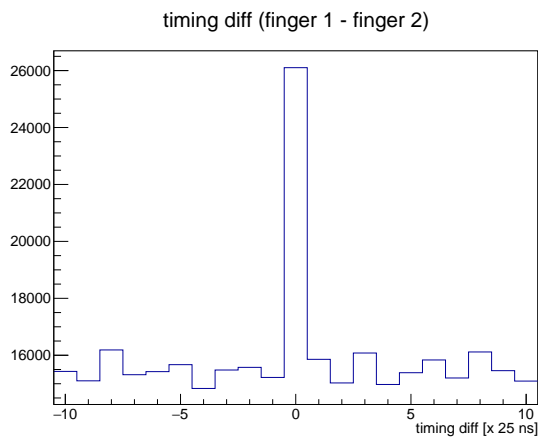


図 5.12 finger 1, 2 のシグナルの時間差.

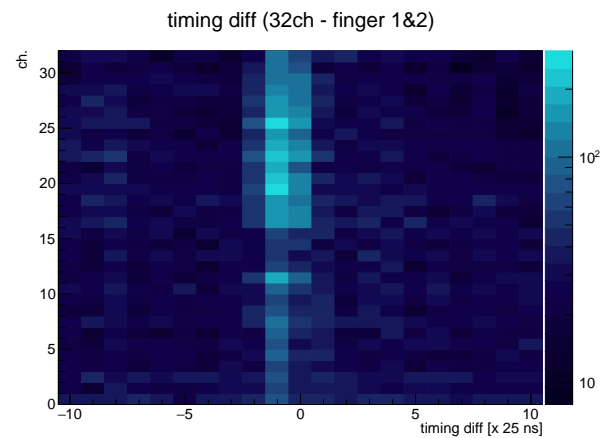


図 5.13 2 枚の 16ch MPPC と finger のシグナルの時間差.

5.2.2 解析結果

図 5.14 に μ^+/Mu の崩壊位置 u を再構成した結果を示す. 薄い灰色は前半 10 分、濃い灰色は後半 10 分の測定結果を表す. 青線で囲んだ部分がエアロゲルターゲット領域である. ターゲット領域の -4 mm 、及び真空領域の 3 mm にピークのような構造が見られる.

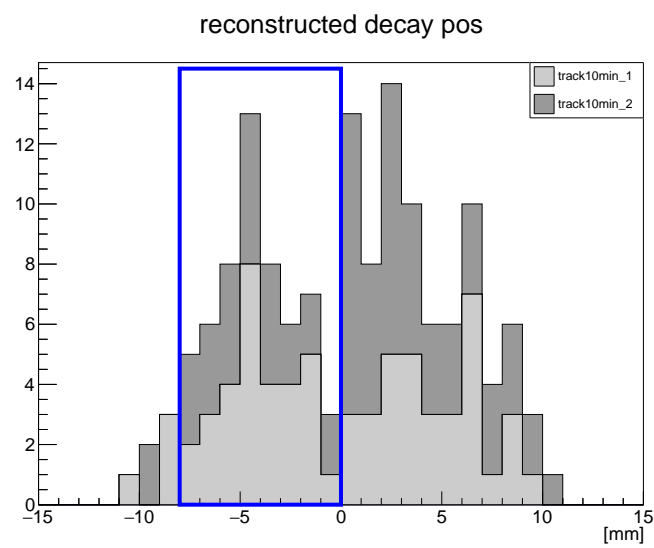


図 5.14 再構成した μ^+/μ^- の崩壊位置分布. 青線で囲んだ部分がエアロゲルターゲット領域である. 薄い灰色が前半 10 分、濃い灰色が後半 10 分の結果を表す.

第 6 章

考察と反省

6.1 μ SR / mSR

解析結果をまとめると表 6.1 のようになる。

表 6.1 解析結果まとめ

	μ SR	mSR
Asymmetry の振幅	0.091 ± 0.030	0.103 ± 0.030
Asymmetry の振動周期 [ns]	645 ± 42	592 ± 22
Mu の生成率 [%]	69.3 ± 9.4	

まず、 μ SR / mSR の解析結果について考察する。fit 範囲については、時刻が 4000 ns 以下でカイ二乗の値が最も 1 に近くなるように選んだ。その理由は、そもそも 4000 ns 以降はもとの時間分布 (図 5.5, 5.7) で 1 bin あたりの統計量が少なく、Asymmetry の誤差が大きいためである。選んだ fit 範囲は μ SR / mSR とともに 1700 - 4000 ns となった。また振動周期については、今回印加した磁場が μ SR / mSR とともにその周期が 597 ns となるように設計し、ターゲット内での磁場が 7% 精度の一樣磁場であったことから、おおよそ 597 ± 42 ns ほどになると考えられる。今回の fit 結果から得られた振動周期はその誤差の範囲内に収まっているので μ SR / mSR とともにその振動を見ることが出来ていると言える。

次に、Mu の生成率について考察する。先行研究による結果は $59.7 \pm 0.6\%$ であり [13]、今回の結果はこの値と誤差の範囲で重なりがある。しかしながら先行研究より大きい値でありその誤差も大きい。これはターゲットで崩壊した μ^+ が少なく、Asymmetry の導出に用いるもとの崩壊時間分布の統計量がそもそも少なかったことが原因である。ディグレーダ、コリメータ、ビームの調整 (打ち出す μ^+ の運動量の調整) を厳密に行い、より多くの粒子をターゲットで止めることができれば改善できると考える。

6.2 トラッキング

まずトラッカーの分解能について考える。荷電粒子が layer 1, 2 を通過した u 座標 $u_{1,2}$ は 0.5 mm 刻みで測定できるので、その標準偏差 $\Delta u_{1,2}$ は $0.5/2\sqrt{3}$ mm となる。^{*1} また、今まで μ^+ / Mu の崩壊位置を $v=0$ と仮定して議論を進めたが、実際はビームに拡がりがあるため厳密には正しくない。以下、崩壊位置の v 方向の分布を、単純なモデルとしてエアロゲル領域にだけ値をもつ一樣分布 (図 6.1) で近似して考える。^{*2} この場合崩壊位置の v 座標の標準偏差は $\Delta v = 30/2\sqrt{3}$ mm となる。崩壊位置の v 座標まで考慮した u の再構成の式は

$$u = \frac{(140 - v)u_1 - (70 - v)u_2}{(140 - v) - (70 - v)} \text{ [mm]}$$

^{*1} 一般に、区間 $[a, b]$ に値をもつ連続一樣分布の分散は $\sigma^2 = (b - a)^2 / 12$ で与えられる。

^{*2} 実際はビームはエアロゲル標的に一樣に当たっているわけではなく Gaussian 的な強度分布を持つため、系統誤差はもう少し改善されることが予想される。ここでは計算の単純化のために一樣分布を採用した。分解能の order estimation としては十分と考えられる。

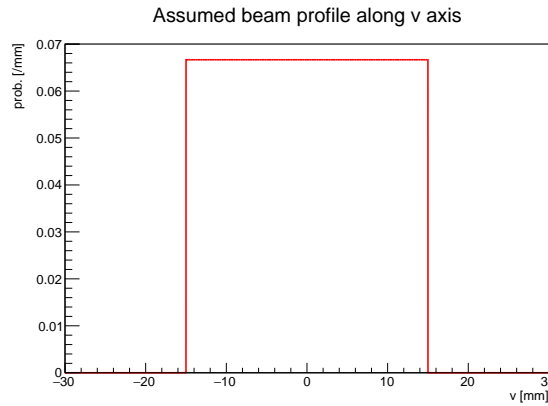


図 6.1 μ^+/Mu の崩壊位置の v 軸方向の分布として採用した関数.

であるから、再構成される u 座標の標準偏差は

$$\begin{aligned}\Delta u &= \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial u_1} \Delta u_1\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial u_2} \Delta u_2\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \Delta v\right)^2} \\ &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \sqrt{1 + 0.25 + \left(\frac{3(u_1 - u_2)}{7}\right)^2} \text{ mm}\end{aligned}$$

となる。 $|u_1 - u_2|$ が大きくなるほど、すなわち v 軸に対して角度がつくほど再構成される u の誤差が大きくなるのは直感的にも理解できるとおりである。 layer 1, 2 を両方通る飛跡のなかで最も角度がつくのは $|u_1 - u_2| = 8.5 \text{ mm}$ のときであるから、系統誤差の上限を $\Delta u \leq 1.1 \text{ mm}$ と与えることができる。真空へ放出された Mu は典型的には試料表面から数十 mm 移動して崩壊することを考えると [8, 9, 12]、今回のトラッカーの分解能は十分であったといえる。

さて、解析結果の図 5.14 を見ると -4 mm , $+3 \text{ mm}$ 付近にピークのような構造が見えるが、これが本当に Mu の崩壊位置分布を表しているかどうかは分からない。例えば 32 本の Scinti-Fiber のうち特定のファイバーが端面の磨き加減などの影響で検出効率が高く、そのファイバーの指す崩壊位置が -4 mm , $+3 \text{ mm}$ であったという可能性がある。この点に関して Sr 90 線源を用いた予備実験でトラッカーの efficiency の測定を試みたが、線源から放射される β 線では Scinti-Fiber の発する光量が FADC での測定に不十分であったためうまくいかなかった。詳細は付録 D に記した。

また、もし本当に μ^+/Mu が図 5.14 の分布で崩壊していたとしても、真空領域で崩壊する μ^+/Mu が多すぎるという問題が残る。今回お借りしたエアロゲルターゲットでは、ターゲット中で静止した μ^+ のうち真空領域に放出されるのは高々 3% 程度であると報告されているため [10, 12]、今回の実験で真空領域で崩壊しているもののほとんどは真空槽の壁面などターゲット以外の場所で崩壊したバックグラウンドということになる。したがって仮に今回のセットアップのまま統計を増やし、真空放出がないと予想される $400 \mu\text{m}$ のディグレーダを用いたセットアップでも同様の実験を行って両者を比較したとしても、 Mu の真空への放出を有意に観測するのは困難であると予想される。 $\mu\text{SR} / \text{mSR}$ の部分でも説明したが、今回は μ^+ ビームをターゲットで止める段階で苦戦したため、ディグレーダやコリメータ、あるいは装置全体の設計を見直し、ターゲット外で静止する μ^+ を極力減らすことでこのようなバックグラウンドはある程度抑制できると思われる。

今回は真空への放出の有無をディグレーダの厚みでコントロールする計画であったが、ターゲット自体を真空放出がない高密度のものに取り替えてしまうという選択肢もある。例えば TRIUMF での実験ではキャリブレーション用のターゲットとして、分子量に換算した厚みがエアロゲルと同等になるように設計した SiO_2 の薄い板 (厚さ 0.1 mm) を採用している [12]。このようなターゲットを使用する利点として、バックグラウンドの測定と同時にトラッカーの分解能の測定もできるという点がある。この節のはじめで系統誤差を計算したが、さらに実験的に分解能を測定する必要があるのは、クーロン多重散乱による分解能の悪化が予想されるからである。ターゲットで μ^+/Mu が崩壊して生成した e^+ はまず真空槽のカプトン窓を通過し、その後 3 mm の finger 1, 各 2 mm の layer 1, 2 を通過して finger 2 に至るが、その間に多重散乱され飛跡が曲げられると崩壊位置を正しく再構成することができない。今回は時間の都合で叶わなかったが、多重散乱が装置の分解能にどれだけ影響を及ぼすかを実験的に調べることは重要であろうと思われる。

第7章

おわりに

本研究では $\text{Mu} \rightarrow \overline{\text{Mu}}$ 変換の探索のための第一段階として Mu の真空への引き出しの観測を目的として実験を行った。

double bunch の μ^+ ビームで Mu の生成率を測定するためには一様磁場を高い精度でコントロールする必要があったため、永久磁石を利用した dipole 磁石、および3軸ヘルムホルツコイルを自作した。これを用いることにより、ターゲット領域で7%の一様性を保ったままターゲット中心での磁場の強さを 0.01 Gauss 精度でコントロールすることができた。結果として $\mu\text{SR}/\text{mSR}$ により Mu の生成を確認するのに十分な性能を達成することができた。

$\mu\text{SR}/\text{mSR}$ では、昨年度の課題研究 P2 で使用したプラスチックシンチレータを分解・再利用し、さらにターゲットから飛来した e^+ を選別するためのフィンガーカウンターを新たに追加して測定を行った。解析の結果 μ^+ , Mu の歳差運動によるものと思われる振動が見え、フィッティングの結果 Mu 生成率は 69.3 ± 9.4 (%) と、先行研究の値と誤差の範囲で consistent な値が求まった。今回はターゲット以外の場所で静止した μ^+ が多かったため、ディグレーダや真空槽の設計を見直すことでさらに精度を改善できると期待される。

また、 Mu の真空への放出を観測するため Scintillating-Fiber を用いたファイバートラッカーを新たに作製し、 Mu が崩壊して放出される e^+ をトラッキングした。再構成した μ^+/Mu の崩壊位置分布にはターゲット領域と真空領域のどちらにもピークのような構造が見えたが、バックグラウンドの測定を行うことができなかったため、これらがターゲットで生成した Mu のピークであるかどうかを判別することができなかった。真空への放出がないと予想されるターゲットを用いるなどしてバックグラウンドの測定を行い、装置のキャリブレーションを行うことが必要である。

謝辞

本研究を進めるにあたってお世話になったすべての方々に感謝いたします。

まず指導教員の中家さん、隅田さんには、前期の実験ゼミに始まり、私たちが一から実験計画や装置設計を行うにあたって、実験の動機づけのような全体的なことから Scinti-Fiber のクッキーへの挿し方といった小さなことまで、有用なアドバイスをいくつもいただきました。磁場装置とファイバートラッカーを自作するにあたっては、本実験の直前まで細かいパーツの発注等でもお世話になりました。

今回私たちの卒業研究のために J-PARC MLF D-2 ビームラインの使用を認めていただいた高エネルギー加速器研究機構の三宅 康博さん、竹下 聡史さんにも深く感謝いたします。三宅さんには事前に実験計画についてアドバイスをいただきました。竹下さんにはビームラインの使い方を教えていただいただけでなく、荷物の搬入から搬出まで大変お世話になりました。最終日には MLF の実験装置を見学させていただきましたが、最先端で使われている実験装置はどれも考えつくされておられ、私たちが装置の設計で苦労した点を見事に回避できる設計になっていたり、見ていて「答え合わせ」をしているような感覚でした。装置や実験を設計することの難しさを思い知るとともに、その奥深さも垣間見ることができました。

高エネルギー加速器科学研究奨励会の高崎さん、三國さんには、加速器科学インターンシップから旅費を支援していただきました。

高エネルギー加速器研究機構の三部 勉さん、名古屋大学の鈴木 一仁さんには、今回の実験で不可欠だったエアロゲルターゲットを貸していただいただけでなく、Mu の真空への湧き出しのメカニズムやその検出方法についての初歩的な質問に対しても丁寧に教えていただきました。

京都大学化学研究所の岩下 芳久さんには 3 軸テスラメータとヘルムホルツコイル用の電源装置をお借りしました。既成品ではなく自作のコイルで μSR / mSR に耐えうる高い精度の磁場を実現するためにはなくてはならないものでした。

場の量子論を扱った理論ゼミでは、前期は畑さん、後期は吉岡さんに見ていただきました。弱い相互作用ではパリティ対称性が破れることを、実験的にだけでなく理論の面からも理解することができました。

本学高エネルギー物理学研究室の仲村さん、羽田野さん、平本さん、小田川さん、三野さんにも大変お世話になりました。仲村さんには実験ゼミの TA として助言をしていただき、素粒子実験や検出器についての理解をより一層深めることができました。羽田野さんには TA として実験や解析のアドバイスをさせていただきだけでなく、FADC の DAQ 用プログラムを一から書いていただきました。平本さんには Scinti-Fiber のほか MPPC や専用基板などを貸していただき、ファイバートラッカーの設計についてもアドバイスをいただきました。小田川さんにはお忙しいところ機械工作室での材料加工に何度も立ち会っていただきました。三野さんには FADC を LEMO で読み出すための基板を作っていただいたほか、基板加工機の使い方も丁寧に教えていただきました。

皆様のご協力のもと、まだ学部生でありながら加速器施設を使ったビーム実験という大変貴重な経験をすることができました。ありがとうございました。

付録

A μ SR,mSR の計算

A.1 崩壊幅の計算

最初に、崩壊幅の計算で用いる相対論的記法について軽くまとめておく。
計量テンソル $g_{\mu\nu}$ は

$$\begin{cases} g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = -g_{44} = +1 \\ g_{\mu\nu} = 0 \quad \text{if } \mu \neq \nu \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

を用いている。簡単のため、内積を

$$xy = x_\mu y^\mu \\ (\text{特に } x^2 = x_\mu x^\mu)$$

としている部分がある (特に $x^2 = x_\mu x^\mu$)。また

$$A = \gamma_\mu A^\mu$$

である。

ここで、 μ^+ の崩壊 (図 A.1)、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

の崩壊幅を求める。

実際の MLF のビーム同様、始状態の μ^+ がスピン偏極している時を考える。 μ^+ のエネルギー・運動量テンソルを \mathbf{p} , スピンベクトルを \mathbf{s} と書く。

このときのファインマン振幅 \mathcal{M} は次で書ける。

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1)[-ig_w\gamma_\beta(1-\gamma_5)]v_{r'}(\mathbf{p}') \frac{i(-g^{\alpha\beta} + \frac{k^\alpha k^\beta}{m_w^2})}{k^2 - m_w^2 + i\epsilon} \bar{v}_r(\mathbf{p})[-ig_w\gamma_\alpha(1-\gamma_5)]v_{r_2}(\mathbf{q}_2) \\ &\simeq -\frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1)\gamma^\alpha(1-\gamma_5)v_{r'}(\mathbf{p}')] [\bar{v}_r(\mathbf{p})\gamma_\alpha(1-\gamma_5)v_{r_2}(\mathbf{q}_2)] \end{aligned}$$

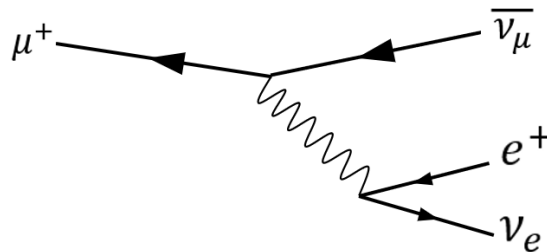


図 A.1 μ^+ 崩壊のファインマンダイアグラム

崩壊幅は次で与えられる.

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' + q_1 + q_2 - p) \frac{m_\mu m_e m_{\nu_e} m_{\nu_\mu}}{E} \frac{d^3 \mathbf{p}'}{(2\pi)^3 E'} \frac{d^3 \mathbf{q}_1}{(2\pi)^3 E_1} \frac{d^3 \mathbf{q}_2}{(2\pi)^3 E_2} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{A.2})$$

まず、 $|\mathcal{M}|^2$ を計算する

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G^2}{2} [\bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_{r'}(\mathbf{p}')]^\dagger [\bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_{r'}(\mathbf{p}')] \\ \times [\bar{v}_r(\mathbf{p}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_{r_2}(\mathbf{q}_2)]^\dagger [\bar{v}_r(\mathbf{p}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_{r_2}(\mathbf{q}_2)]$$

終状態についてはスピンの和を取る.

$$\sum_{r_1, r'=1}^2 [\bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_{r'}(\mathbf{p}')]^\dagger [\bar{u}_{r_1}(\mathbf{q}_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_{r'}(\mathbf{p}')] \\ = \sum_{r_1, r'=1}^2 [\bar{u}_{r_1 \epsilon_1}(\mathbf{p}_1) (\gamma^\alpha (1 - \gamma_5))_{\epsilon_1 \epsilon_2} v_{r' \epsilon_2}(\mathbf{p}')]^\dagger [\bar{u}_{r_1 \delta_1}(\mathbf{q}_1) (\gamma^\beta (1 - \gamma_5))_{\delta_1 \delta_2} v_{r' \delta_2}(\mathbf{p}')] \\ = \left[\sum_{r'} v_{r' \delta_2}(\mathbf{p}') \bar{v}_{r' \epsilon_1}(\mathbf{p}') \right] (\gamma^\alpha (1 - \gamma_5))_{\epsilon_1 \epsilon_2} \left[\sum_{r_1} u_{r_1 \delta_2}(\mathbf{q}_1) \bar{u}_{r_1 \delta_1}(\mathbf{q}_1) \right] (\gamma^\beta (1 - \gamma_5))_{\delta_1 \delta_2} \\ = -\Lambda^-(\mathbf{p}')_{\delta_2 \epsilon_1} (\gamma^\alpha (1 - \gamma_5))_{\epsilon_1 \epsilon_2} \Lambda^+(\mathbf{q}_1)_{\epsilon_2 \delta_1} (\gamma^\beta (1 - \gamma_5))_{\delta_1 \delta_2} \\ = \text{Tr} \left[\frac{\not{p}' - m_e}{2m_e} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \frac{\not{q}_1 + m_{\nu_e}}{2m_{\nu_e}} \gamma^\beta (1 - \gamma_5) \right] \\ = \frac{1}{4m_e m_{\nu_e}} \text{Tr} [\not{p}' \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \not{q}_1 \gamma^\beta (1 - \gamma_5)]$$

ただし、射影演算子

$$\sum_{r=1}^2 u_{r\alpha}(\mathbf{p}) \bar{u}_{r\alpha}(\mathbf{p}) = \Lambda_{\alpha\beta}^+(\mathbf{p}) = \frac{\not{p} + m}{2m}$$

等を使った. 同様に、

$$v_{r\alpha}(\mathbf{p}) \bar{v}_{r\alpha}(\mathbf{p}) = \frac{\not{p} - m}{2m} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{k})$$

を使うと

$$\sum_{r_2=1}^2 [\bar{v}_r(\mathbf{p}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_{r_2}(\mathbf{q}_2)]^\dagger [\bar{v}_r(\mathbf{p}) \gamma_\beta (1 - \gamma_5) v_{r_2}(\mathbf{q}_2)] \\ = \left[\sum_{r_2} v_{r_2 \delta_2}(\mathbf{q}_2) \bar{v}_{r_2 \epsilon_1}(\mathbf{q}_2) \right] (\gamma_\alpha (1 - \gamma_5))_{\epsilon_1 \epsilon_2} (v_r(\mathbf{p}) \bar{v}_{r_2}(\mathbf{q}_2))_{\epsilon_2 \delta_1} (\gamma_\beta (1 - \gamma_5))_{\delta_1 \delta_2} \\ = [-\Lambda^-(\mathbf{q}_2)]_{\delta_2 \epsilon_1} (\gamma_\alpha (1 - \gamma_5))_{\epsilon_1 \epsilon_2} \left[\frac{\not{p} - m_\mu}{2m_\mu} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{k}) \right]_{\epsilon_2 \delta_1} (\gamma_\beta (1 - \gamma_5))_{\delta_1 \delta_2} \\ = \text{Tr} \left[\frac{\not{q}_2 - m_{\nu_e}}{2m_{\nu_e}} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \frac{\not{p} - m_\mu}{2m_\mu} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{k}) \gamma_\beta (1 - \gamma_5) \right] \\ = \text{Tr} \left[\frac{\not{q}_2}{2m_{\nu_e}} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \frac{\not{p}}{2m_\mu} \frac{1}{2} \gamma_\beta (1 - \gamma_5) - \frac{\not{q}_2}{2m_{\nu_e}} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \frac{m_\mu}{2m_\mu} \frac{1}{2} \gamma_5 \not{k} \gamma_\beta (1 - \gamma_5) \right]$$

$$\begin{aligned} (\text{第二項}) &= -\text{Tr} \left[\frac{\not{q}_2}{2m_{\nu_e}} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \frac{m_\mu}{2m_\mu} \frac{1}{2} \gamma_5 \not{k} \gamma_\beta (1 - \gamma_5) \right] \\ &= +\text{Tr} \left[\frac{\not{q}_2}{2m_{\nu_e}} \gamma_\alpha \frac{m_\mu}{2m_\mu} \frac{1}{2} \not{k} \gamma_\beta (1 - \gamma_5) \right] \end{aligned}$$

$$\therefore m_\mu m_e m_{\nu_e} m_{\nu_\mu} \sum_{r_1, r_2, r'} |\mathcal{M}|^2 = \frac{G^2}{64} \text{Tr}[\not{p}' \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \not{q}_1 \gamma^\beta (1 - \gamma_5)] \text{Tr}[\not{q}_2 \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) (\not{p} + m_\mu \delta) \gamma_\beta (1 - \gamma_5)]$$

ここで

$$E^{\alpha\beta} \stackrel{\text{def}}{=} \text{Tr}[\not{p}' \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \not{q}_1 \gamma^\beta (1 - \gamma_5)] \quad (\text{A.3})$$

は

$$\begin{cases} \text{Tr}(\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\epsilon \gamma^\delta) = 4(g^{\alpha\beta} g^{\epsilon\delta} - g^{\alpha\epsilon} g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\epsilon}) \\ \text{Tr}(\gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\epsilon \gamma^\delta) = -4i\epsilon^{\alpha\beta\epsilon\delta} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

を使うと、

$$E^{\alpha\beta} = 8p'_\mu q_{1\nu} \chi^{\mu\alpha\nu\beta}$$

となる。ただし、

$$\chi^{\mu\alpha\nu\beta} := g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} - g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} + g^{\mu\beta} g^{\alpha\nu} + i\epsilon^{\mu\alpha\nu\beta}$$

同様に、

$$M_{\alpha\beta} = 8q_2^\rho (p + m_\mu s)^\sigma \chi_{\rho\alpha\sigma\beta}$$

よって

$$\begin{aligned} E^{\alpha\beta} M_{\alpha\beta} &= 8^2 p'_\mu q_{1\nu} q_2^\rho (p + m_\mu s)^\sigma \chi^{\mu\alpha\nu\beta} \chi_{\rho\alpha\sigma\beta} \\ &= 2^6 p'_\mu q_{1\nu} q_2^\rho (p + m_\mu s)^\sigma 4g_\rho^\mu g_\sigma^\nu \\ &= 2^8 p'_\mu q_2^\mu q_{1\nu} (p + m_\mu s)^\nu \\ &= 2^8 (p' q_2) [q_1 (p + m_\mu s)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \therefore d\Gamma &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' + q_1 + q_2 - p) \frac{m_\mu m_e m_{\nu_e} m_{\nu_\mu}}{E} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 E'} \frac{d^3 \mathbf{q}_1}{(2\pi)^3 E_1} \frac{d^3 \mathbf{p}_2}{(2\pi)^3 E_2} |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{1}{(2\pi)^5} \delta^{(4)}(p' + q_1 + q_2 - p) \frac{m_\mu m_e m_{\nu_e} m_{\nu_\mu}}{E} \frac{d^3 p'}{E'} \frac{d^3 \mathbf{q}_1}{E_1} \frac{d^3 \mathbf{p}_2}{E_2} \frac{1}{m_\mu m_e m_{\nu_e} m_{\nu_\mu}} \frac{G^2}{64} 2^8 (p' q_2) [q_1 (p + m_\mu s)] \end{aligned}$$

$d^3 \mathbf{q}_1$ と $d^3 \mathbf{q}_2$ で積分する。

関係する箇所を $q := p - q'$ を用いて

$$I^{\mu\nu}(q) := \int \frac{d^3 \mathbf{q}_1}{E_1} \frac{d^3 \mathbf{q}_2}{E_2} q_1^\mu q_2^\nu \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - q)$$

とかく、ローレンツ変換に対する振る舞いから、

$$I^{\mu\nu}(q) = g^{\mu\nu} A(q^2) + q^\mu q^\nu B(q^2)$$

とかける。この A と B を

$$\begin{cases} g_{\mu\nu} I^{\mu\nu}(q) = 4A(q^2) + q^2 B(q^2) \\ q^\mu q^\nu I^{\mu\nu}(q) = q^2 A(q^2) + (q^2)^2 B(q^2) \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

を使って求める.

ニュートリノの質量を 0 と近似すると δ 関数より、積分に効いてくるのは

$$q^2 = q_1^2 + 2q_1q_2 + q_2^2 = 2q_1q_2$$

の関係を満たすところのみである.

$$\begin{aligned} \therefore g_{\mu\nu}I^{\mu\nu}(q) &= \int \frac{d^3\mathbf{q}_1}{E_1} \frac{d^3\mathbf{q}_2}{E_2} (q_1q_2) \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - q) \\ &= \frac{q^2}{2} \int \frac{d^3\mathbf{q}_1}{E_1} \frac{d^3\mathbf{q}_2}{E_2} \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - q) \\ &= \frac{q^2}{2} \underbrace{\int \frac{d^3\mathbf{q}_1}{E_1} \frac{d^3\mathbf{q}_2}{E_2} \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - q)}_{I(q^2)} \end{aligned}$$

$I(q^2)$ はローレンツスカラーなので $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = \mathbf{0}$ の系で考えても一般性を失わない. このとき

$$E_1 = \sqrt{m_{\nu_e}^2 + \mathbf{q}_1^2} \simeq |\mathbf{q}_1|$$

$$E_2 = \sqrt{m_{\nu_\mu}^2 + \mathbf{q}_2^2} \simeq |\mathbf{q}_1|$$

$$\therefore I(q^2) = \int \frac{d^3\mathbf{q}_1}{|\mathbf{q}_1|^2} \delta(2|\mathbf{q}_1| - q^0) \quad (\text{A.6})$$

$$= \int \frac{d^3\mathbf{q}_1}{|\mathbf{q}_1|^2} 4\pi|\mathbf{q}_1|^2 \frac{1}{2} \delta(|\mathbf{q}_1| - \frac{q^0}{2}) \quad (\text{A.7})$$

$$= 2\pi \quad (\text{A.8})$$

また

$$q^\mu q^\nu I^{\mu\nu}(q) = (\frac{q^2}{2})^2 I(q^2) = \frac{\pi}{2} (q^2)^2 \quad (\text{A.9})$$

よって式 (A.5) 式 (A.8) 式 (A.9) より

$$I^{\mu\nu}(q) = \frac{\pi}{6} (g^{\mu\nu} q^2 + 2q^\mu q^\nu)$$

最後に、 \mathbf{p}' の積分を評価する. μ の静止系で考える. つまり、

$$\begin{aligned} p^\mu &= (m_\mu, \mathbf{0}), \quad s^\mu = (0, \mathbf{n}), \quad p'^\mu = (E, \mathbf{p}') \\ y^\mu &:= (p + m_\mu s)^\mu = m_\mu(1, \mathbf{n}) \end{aligned}$$

ととる.

ところで、 μ^+ の崩壊に伴う e^+ のエネルギーの値は、この μ^+ の静止系でみて、

$$\begin{aligned} q^2 &= (p' - p)^2 = p'^2 - 2pP' + p^2 = m_e^2 - 2E'm_\mu + m_\mu^2 \geq 0 \\ \Leftrightarrow E' &\leq \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu} =: E_{max} \end{aligned}$$

と、最大で $E_{max} \approx 53\text{MeV}$ のエネルギーを持つことに注意しておく。

$$\begin{aligned}
d\Gamma &= \frac{4G^2}{(2\pi)^5 m_\mu} \frac{\pi}{6} (g^{\mu\nu} q^2 + 2q^\mu q^\nu)(q'^\nu y^\mu) \frac{d^3\mathbf{p}'}{E'} \\
&= \frac{4G^2}{(2\pi)^5 m_\mu} \frac{\pi}{6} [q^2(q'y) + 2(qq')(qy)] \frac{d^3\mathbf{p}'}{E'} \\
&= \frac{4G^2}{(2\pi)^5 m_\mu} \frac{\pi}{6} m_\mu \frac{d^3\mathbf{p}'}{E'} [(3(m_\mu^2 + m_e^2)E' - 4m_\mu E'^2) + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}')(4m_\mu E' - m_\mu^2 - 3m_e^2)] \\
&= \frac{4G^2}{(2\pi)^5 m_\mu} \frac{\pi}{6} m_\mu \frac{d^3\mathbf{p}'}{E'} 2m_\mu E' E_{max} \left[3 - 2\frac{E'}{E_{max}} + (-\mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{p}'}{E'}) \left(1 - 2\frac{E'}{E_{max}} + \frac{m_e^2}{m_\mu E_{max}} \right) \right] \\
&= \frac{2G^2}{3(2\pi)^4} m_\mu E_{max} p' E' dE' d\Omega' \left[3 - 2x + (-\mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{p}'}{E'}) \left(1 - 2x + \frac{m_e^2}{m_\mu E_{max}} \right) \right]
\end{aligned}$$

放出される電子は最大で 50MeV と高エネルギーのため、電子の質量を無視して $p' \approx E'$ とし、 $-\mathbf{n}$ と \mathbf{p} のなす角を θ 、規格化した電子のエネルギーを $x = E'/E_{max}$ として、

$$\begin{aligned}
d\Gamma &= \frac{2G^2}{3(2\pi)^4} m_\mu E_{max} E'^2 dE' d\Omega' [3 - 2x + \cos\theta(1 - 2x)] \\
&= \frac{2G^2}{3(2\pi)^4} m_\mu E_{max}^4 dx d(\cos\theta) [3 - 2x + \cos\theta(1 - 2x)]
\end{aligned}$$

が求まる。この表式を得るのに、ニュートリノだけでなく電子の質量も無視している。

A.2 μSR の計算

一様磁場をかけることを考え、磁場を z 方向に取る。ハミルトニアンは、

$$H = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{A.10})$$

$$= -g \frac{e}{2m_\mu} B \frac{\hat{\sigma}_z}{2} \quad (\text{A.11})$$

で与えられる。このとき、スピンの時間発展は、

$$i \frac{d}{dt} \hat{\sigma} = [\hat{\sigma}, H] = -\frac{1}{2} \omega_\mu [\hat{\sigma}, \hat{\sigma}_z] \quad (\text{A.12})$$

で与えられる (ただし $\omega_\mu = g \frac{e}{2m_\mu} B$)。

$$\hat{\sigma}_+ = \hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y \quad (\text{A.13})$$

とすると、結局 $d\hat{\sigma}_+/dt = -i\omega_\mu \hat{\sigma}_+$ が導かれ、

$$\hat{\sigma}_+(t) = \hat{\sigma}_+(0) \exp(-i\omega_\mu t) \quad (\text{A.14})$$

という結果を得る。このとき $\hat{\sigma}_x$ の期待値は

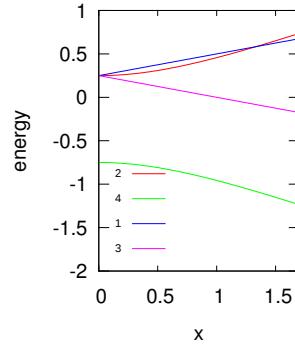
$$\sigma_x(t) = \cos(\omega_\mu t + \phi) \quad (\text{A.15})$$

となって、 xy 平面内を角振動数 ω_μ で回転することがわかる。

A.3 $m\text{SR}$ の計算

一様磁場を z 軸にかけられることを考える。

ミュオニウムにおけるミュオンと電子の相互作用を記述するハミルトニアンは、

図 A.2 $x = \frac{2\omega_{\pm}}{\omega_c}$ とエネルギー固有値の関係

$$H = -(\gamma_e \mathbf{S}_e + \gamma_{\mu} \mathbf{S}_{\mu}) \cdot \mathbf{B}_0 + 2\pi A_{\mu} \mathbf{S}_e \cdot \mathbf{S}_{\mu} \quad (\text{A.16})$$

$$= -\frac{1}{2}\omega_{\mu}\sigma_z^{\mu} + \frac{1}{2}\omega_e\sigma_z^e + \frac{1}{4}\omega_c\hat{\sigma}^{\mu}\hat{\sigma}^e \quad (\text{A.17})$$

とかける. ($\omega_{\mu} = \gamma_{\mu}B_0$, $\omega_e = \gamma_eB_0$, $\omega_c = 2\pi A_{\mu}$ とおいた.)

スピン波動関数を $|\chi_{\alpha}\rangle = |\sigma_z^{\mu}\sigma_z^e\rangle$ を記述して、ハミルトニアン固有値を求めると次の表 A.1 のようにまとまる.

表 A.1 各固有状態に対する波動関数と固有値.

固有状態	$ \chi_1\rangle$	$ \chi_2\rangle$	$ \chi_3\rangle$	$ \chi_4\rangle$
波動関数	$ ++\rangle$	$\sin \zeta +-\rangle + \cos \zeta -+\rangle$	$ --\rangle$	$\cos \zeta +-\rangle - \sin \zeta -+\rangle$
固有値	ω_1	ω_2	ω_3	ω_4
	$\frac{\omega_c}{4} + \omega_-$	$\frac{\omega_c}{4} - \frac{1}{2}\omega_c\sqrt{1+x^2}$	$\frac{\omega_c}{4} - \omega_-$	$\frac{\omega_c}{4} + \frac{1}{2}\omega_c\sqrt{1+x^2}$
	$\omega_{\pm} = \frac{\omega_e \pm \omega_{\mu}}{2}$	$x = \frac{2\omega_{\pm}}{\omega_c}$	$\sin 2\zeta = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}$	$\cos 2\zeta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$

ここで、ミュオンの偏極を x 軸にとる. $t = 0$ においては、スピン波動関数は singlet ($|\chi_2\rangle$ と $|\chi_4\rangle$ の重ね合わせ) となる. このとき、 $\mathbf{P}(t)$ の x 方向への射影は、

$$P_x(t) = \frac{1}{4}\left[1 + \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\right](\cos \omega_{12}t + \cos \omega_{34}t) + \frac{1}{4}\left[1 - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\right](\cos \omega_{14}t + \cos \omega_{23}t)$$

である. ただし

$$\begin{aligned} \omega_{12} &= \omega_1 - \omega_2 = \frac{\omega_c}{2}(1 - \sqrt{1+x^2}) + \omega_- \\ \omega_{14} &= \omega_1 - \omega_4 = \frac{\omega_c}{2}(1 + \sqrt{1+x^2}) + \omega_- \\ \omega_{34} &= \omega_3 - \omega_4 = \frac{\omega_c}{2}(1 + \sqrt{1+x^2}) - \omega_- \\ \omega_{23} &= \omega_2 - \omega_3 = \frac{\omega_c}{2}(-1 + \sqrt{1+x^2}) + \omega_- \end{aligned}$$

低磁場の場合 ($x = \frac{2\omega_{\pm}}{\omega_c} \ll 1$) を考える (この条件は真空中で ($B \ll 3000\text{Gauss}$)). $\omega_- \approx \omega_+$ なので、 $\omega_- \ll \omega_c$ として、 $\omega_{14} \approx \omega_{34} \approx \omega_c$ や、 $\omega_{12} \approx \omega_{23} \approx \omega_-$ を使うと、

$$P_x(t) = \frac{1}{2}(\cos \omega_-t + \cos \omega_c t)$$

を得る. ところが第 2 項は、 $\omega_c/2\pi \approx 4.5\text{GHz}$ (真空中) ととても速いため、通常の観測における時間分解能ではみることができない. よって、低磁場のときの最終表式、

$$\overline{P_x(t)} = \frac{1}{2} \cos \omega_- t$$

を得る. このときの角振動数は、

$$\omega_- = \frac{\omega_e - \omega_\mu}{2} = \frac{-e}{2} \left(\frac{g_e}{m_e} + \frac{g_e}{m_e} \right) B_0 \simeq \frac{\omega_e}{2} \simeq 103 \omega_\mu$$

である.

B 装置の設計の詳細

B.1 装置の寸法

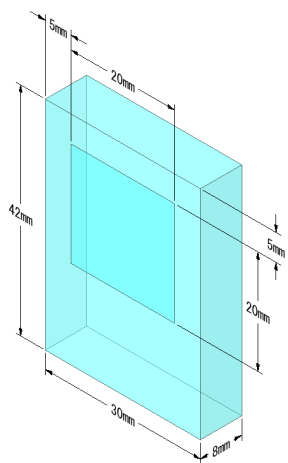


図 B.3 エアロゲルターゲット.
レーザー加工を施してある領域を網掛けで示した.

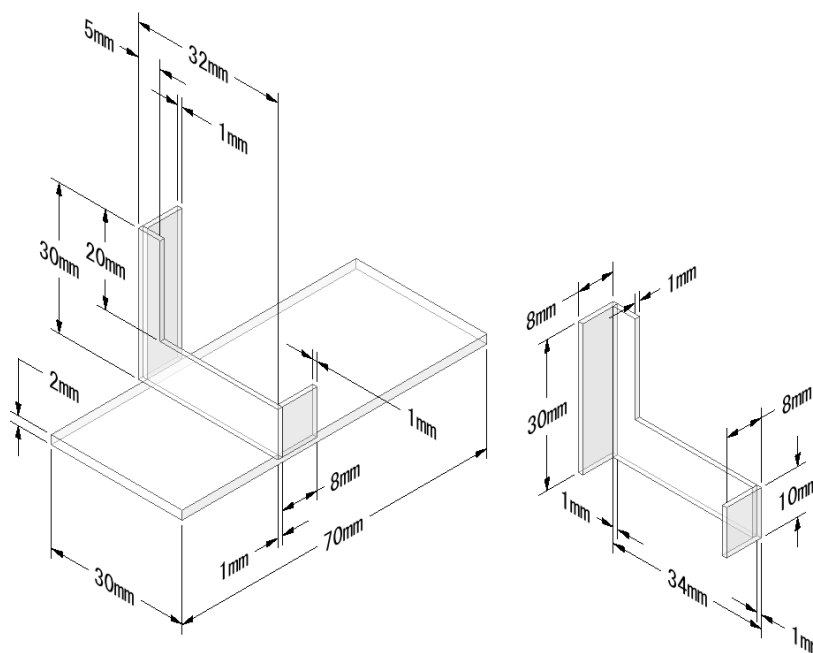


図 B.4 ターゲットホルダー. ターゲットを前後から挟む構造になっている.

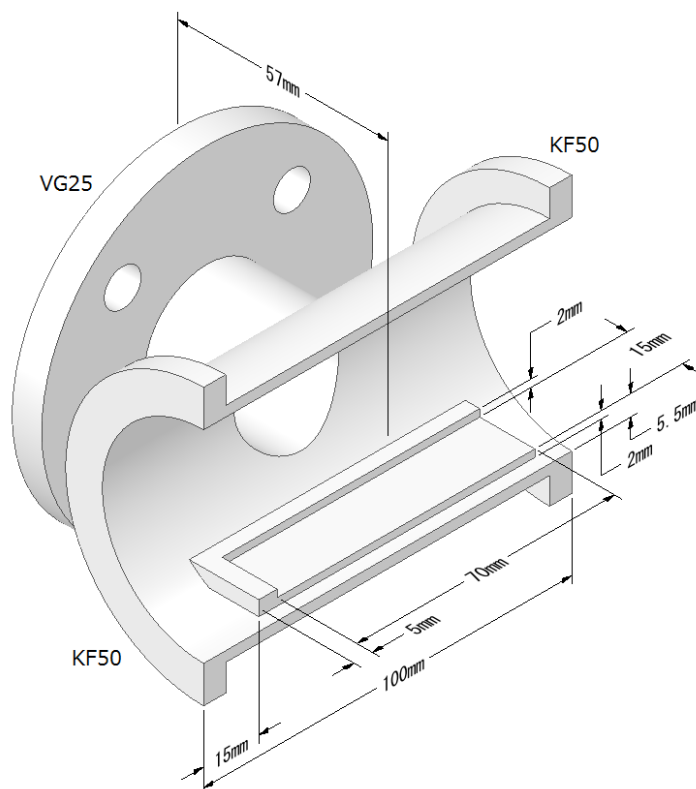


図 B.5 真空槽本体. 材質は SUS304.

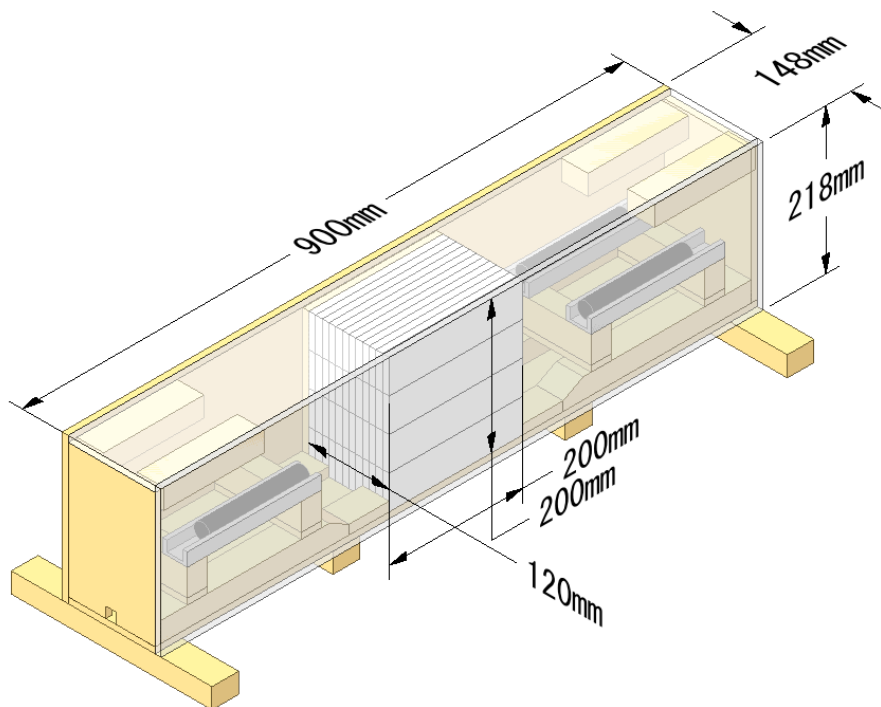


図 B.6 プラスチックシンチレータ. 昨年度使用したものを再利用した. 外枠は新たに作成した.

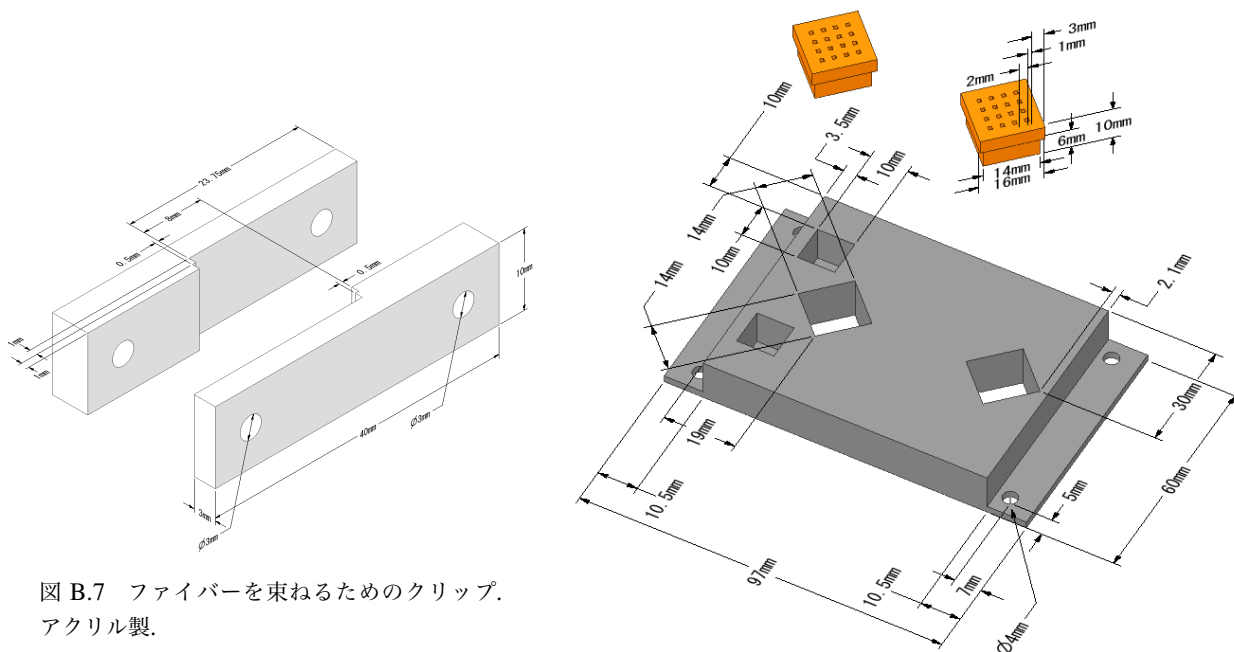


図 B.7 ファイバーを束ねるためのクリップ.
アクリル製.

図 B.8 ファイバークッキーとそのジグ. クッキーは銅製,
ジグはユニレイト製.

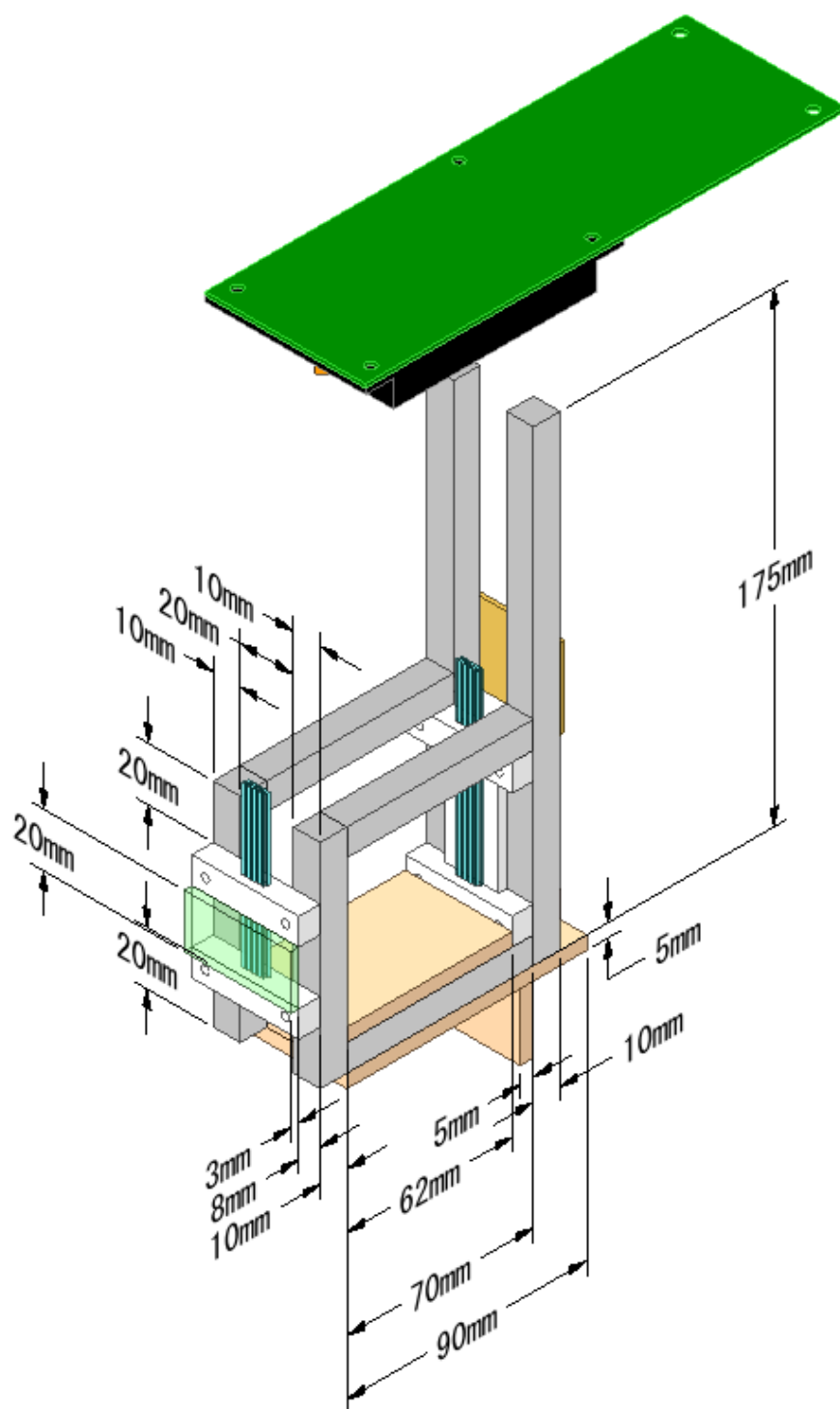


図 B.9 ファイバートラッカー. 緑色の基板 (16ch MPPC 専用基板) は黒色で示したジグにネジ止めし、ジグに彫った穴にアルミ角棒の外枠を挿して支える (図では見やすくするため挿さずに浮かせてある)。

B.2 ファイバートラッカーのピンアサイン

表 B.2 ファイバー番号から DAQ 用の FADC のチャンネル番号までの対応表 (layer 1) .

fibar			16ch MPPC		専用基板		16ch 読み出し基板				FADC				DAQ		
No.	layer	Near or Far from target	No.	ch.	Anode or Cathode	HIF6-68 Line No.	HIF6-68 PIN No.	board No.	HIF3B-34 PIN No.	FX2-80 Line	FX2-80 Pin No.	Voltage	Name	FX2-80 Line	FX2-80 Pin No.	FADC INP ch	DAQ ch.
0	1	N	290	A-3	A	B	29	B	29	b	14		B	b	27	14	31
0	1	N	290	A-3	K	B	30	B	30			LV					
1	1	F	290	A-2	A	B	31	B	31	b	18		B	b	23	13	29
1	1	F	290	A-2	K	B	32	B	32			LV					
2	1	N	290	A-4	A	B	27	B	27	b	10		B	b	31	15	28
2	1	N	290	A-4	K	B	28	B	28			LV					
3	1	F	290	A-1	A	B	33	B	33	b	22		B	b	19	12	30
3	1	F	290	A-1	K	B	34	B	34			LV					
4	1	N	290	B-3	A	B	21	B	21	a	18		B	a	23	5	20
4	1	N	290	B-3	K	B	22	B	22			LV					
5	1	F	290	B-2	A	B	23	B	23	a	14		B	a	27	6	22
5	1	F	290	B-2	K	B	24	B	24			LV					
6	1	N	290	B-4	A	B	19	B	19	a	22		B	a	19	4	23
6	1	N	290	B-4	K	B	20	B	20			LV					
7	1	F	290	B-1	A	B	25	B	25	a	10		B	a	31	7	21
7	1	F	290	B-1	K	B	26	B	26			LV					
8	1	N	290	C-3	A	B	13	B	13	a	34		B	a	7	1	16
8	1	N	290	C-3	K	B	14	B	14			LV					
9	1	F	290	C-2	A	B	15	B	15	a	30		B	a	11	2	18
9	1	F	290	C-2	K	B	16	B	16			LV					
10	1	N	290	C-4	A	B	11	B	11	a	38		B	a	3	0	19
10	1	N	290	C-4	K	B	12	B	12			LV					
11	1	F	290	C-1	A	B	17	B	17	a	26		B	a	15	3	17
11	1	F	290	C-1	K	B	18	B	18			LV					
12	1	N	290	D-3	A	B	5	B	5	b	30		B	b	11	10	27
12	1	N	290	D-3	K	B	6	B	6			LV					
13	1	F	290	D-2	A	B	7	B	7	b	34		B	b	7	9	25
13	1	F	290	D-2	K	B	8	B	8			LV					
14	1	N	290	D-4	A	B	3	B	3	b	26		B	b	15	11	24
14	1	N	290	D-4	K	B	4	B	4			LV					
15	1	F	290	D-1	A	B	9	B	9	b	38		B	b	3	8	26
15	1	F	290	D-1	K	B	10	B	10			LV					

表 B.3 ファイバー番号から DAQ 用の FADC のチャンネル番号までの対応表 (layer 2) .

fibar			16ch MPPC		専用基板		16ch 読み出し基板				FADC				DAQ		
No.	layer	Near or Far from target	No.	ch.	Anode or Cathode	HIF6-68 Line No.	HIF6-68 PIN No.	board No.	HIF3B-34 PIN No.	FX2-80 Line	FX2-80 Pin No.	Voltage	Name	FX2-80 Line	FX2-80 Pin No.	FADC INP ch	DAQ ch.
16	2	N	293	A-3	A	A	29	A	29	b	14		A	b	27	14	15
16	2	N	293	A-3	K	A	30	A	30			LV					
17	2	F	293	A-1	A	A	33	A	33	b	22		A	b	19	12	14
17	2	F	293	A-1	K	A	34	A	34			LV					
18	2	N	293	A-4	A	A	27	A	27	b	10		A	b	31	15	13
18	2	N	293	A-4	K	A	28	A	28			LV					
19	2	F	293	A-2	A	A	31	A	31	b	18		A	b	23	13	12
19	2	F	293	A-2	K	A	32	A	32			LV					
20	2	N	293	B-3	A	A	21	A	21	a	18		A	a	23	5	4
20	2	N	293	B-3	K	A	22	A	22			LV					
21	2	F	293	B-1	A	A	25	A	25	a	10		A	a	31	7	5
21	2	F	293	B-1	K	A	26	A	26			LV					
22	2	N	293	B-4	A	A	19	A	19	a	22		A	a	19	4	6
22	2	N	293	B-4	K	A	20	A	20			LV					
23	2	F	293	B-2	A	A	23	A	23	a	14		A	a	27	6	7
23	2	F	293	B-2	K	A	24	A	24			LV					
24	2	N	293	C-3	A	A	13	A	13	a	34		A	a	7	1	0
24	2	N	293	C-3	K	A	14	A	14			LV					
25	2	F	293	C-1	A	A	17	A	17	a	26		A	a	15	3	1
25	2	F	293	C-1	K	A	18	A	18			LV					
26	2	N	293	C-4	A	A	11	A	11	a	38		A	a	3	0	2
26	2	N	293	C-4	K	A	12	A	12			LV					
27	2	F	293	C-2	A	A	15	A	15	a	30		A	a	11	2	3
27	2	F	293	C-2	K	A	16	A	16			LV					
28	2	N	293	D-3	A	A	5	A	5	b	30		A	b	11	10	11
28	2	N	293	D-3	K	A	6	A	6			LV					
29	2	F	293	D-1	A	A	9	A	9	b	38		A	b	3	8	10
29	2	F	293	D-1	K	A	10	A	10			LV					
30	2	N	293	D-4	A	A	3	A	3	b	26		A	b	15	11	9
30	2	N	293	D-4	K	A	4	A	4			LV					
31	2	F	293	D-2	A	A	7	A	7	b	34		A	b	7	9	8
31	2	F	293	D-2	K	A	8	A	8			LV					

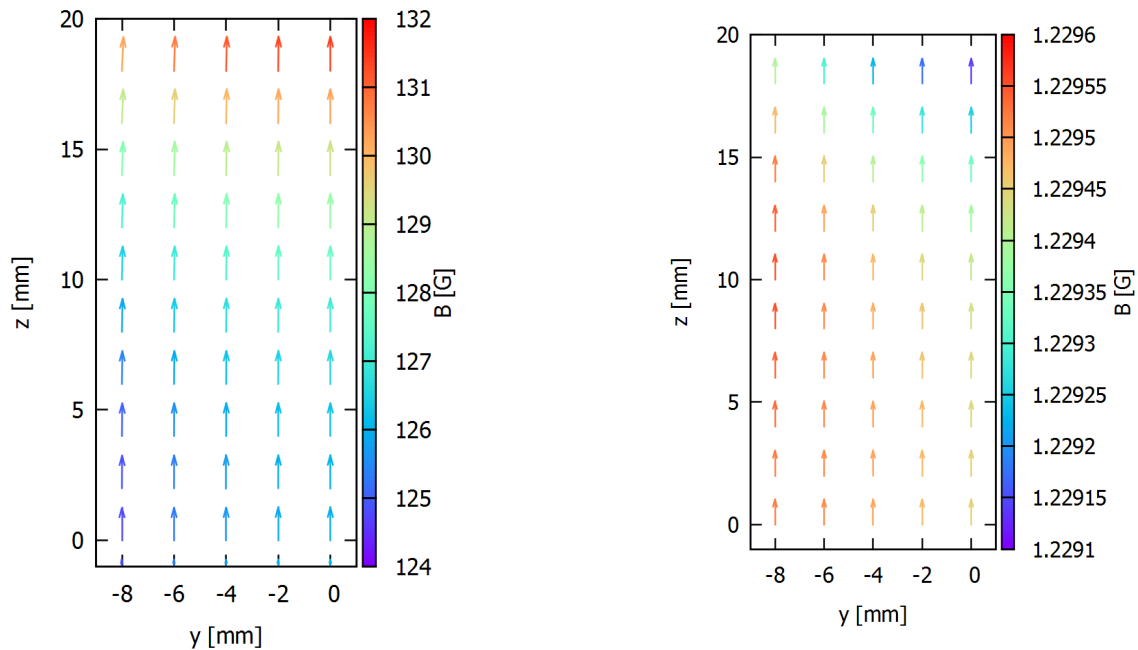


図 C.10 左は永久磁石のシミュレーション結果. 右は1軸ヘルムホルツコイルのシミュレーション結果.

C シミュレーション

装置の作製にあたって各種のシミュレーションを行い、その結果をもとに装置の仕様を決定した.

C.1 磁場装置

今回使った磁場装置の作る磁場をシミュレーションした. 結果は図 C.10 の通り. 軸の定義は予備実験で定義したものである.

永久磁石

磁石を有限個の磁気双極子の集合だとみなすことにより磁場を三次元でシミュレーションした.

1軸ヘルムホルツコイル (HC)

電流を微小区間に区切ることによって Biot Savart の法則から1軸の HC の作る磁場をシミュレーションした.

C.2 ビーム照射時間

ビームラインを貸していただける時間の範囲内で Asymmetry の振動が見えるだけの統計が貯まるかどうかを検証するためシミュレーションを行った.

式 (1.1) に従って角度とエネルギーに乱数を振り、シンチレータに相当する立体角内に崩壊した e^+ の数を数えて Asymmetry の計算まで行った. イベントレートは昨年度のレポート [16] を参考に、1 m 離れた地点に設置したシンチレータにパイルアップしない程度のレート (1 - 10 シグナル / event) で e^+ が飛んでくるように設定した. Mu 生成率は Schwarz らによる SiO_2 粉末での値 $R = 0.61$ を手で与えた [10]. *¹ なお、 μ^+ ビームの 100 ns 程度の拡がりやダブルバンチも考慮してあるが、磁場の不均一性については考慮していない.

以上のような条件で行った Toy Monte Carlo シミュレーションによると、1時間のビーム照射の後、例えば図 C.11 のよ

*¹ このシミュレーションを行った時点ではターゲットとして粉末を用いる予定であったため. エアロゲルの場合は $R = 0.597$ で、ほとんど変化しない [13].

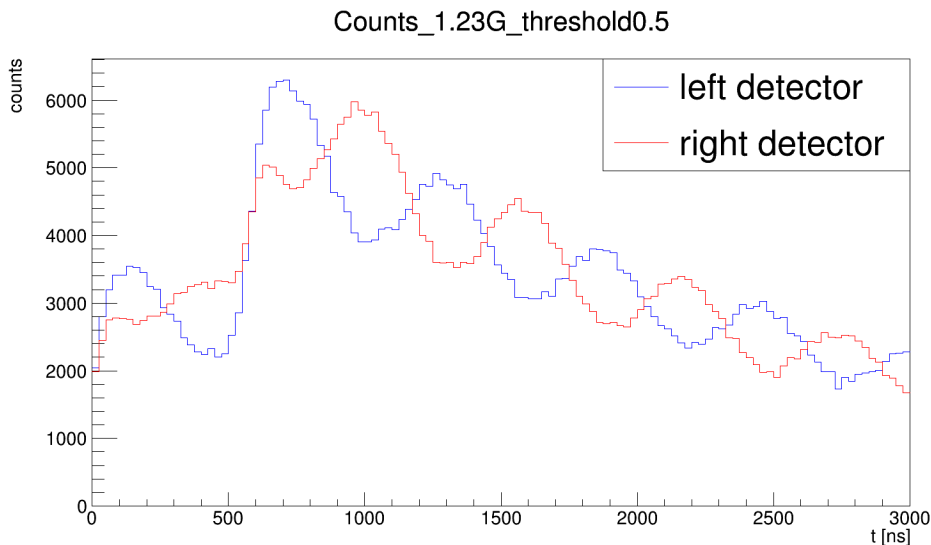


図 C.11 Toy Monte Carlo シミュレーションによる左右のカウント数 $C_{LR}(t)$ の例. 青線が μ^+ ビームの進行方向左側の PS、赤線が右側の PS によるもの. ビーム照射時間は 1 時間とした. この図は垂直磁場 1.23 Gauss のもの.

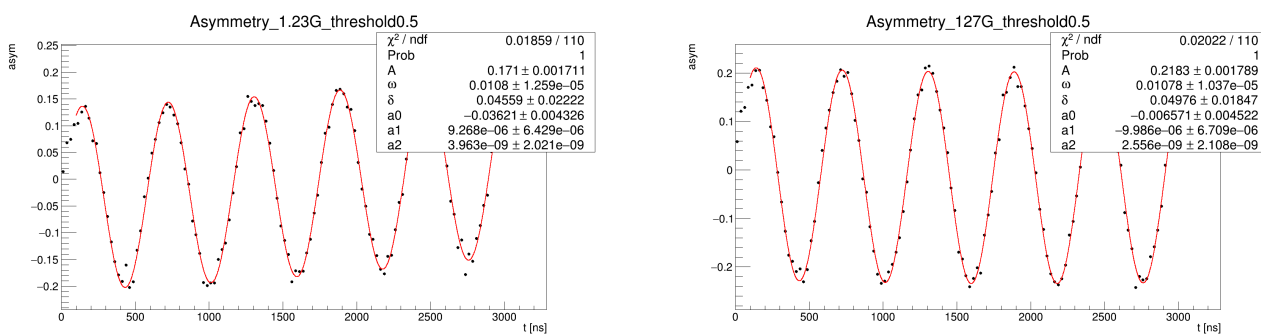


図 C.12 Toy Monte Carlo シミュレーションの結果から式 (1.6) で求めた非対称度 F とそのフィッティング結果. 左は 1.23 Gauss (mSR)、右が 127 Gauss (μ SR). これらの結果と式 (1.9) から $R = 0.6106 \pm 0.0024$ と求まる (シミュレーションで与えた値は $R = 0.61$).

うな結果が得られることがわかった. F のフィッティング結果は図 C.12 のようになり、 $R = 0.6106 \pm 0.0024$ と求まった.

C.3 ディグレーダの設計

今回用いるターゲットの密度が小さいため、ディグレーダを配置しないとターゲットで μ^+ が止まらない. また、Mu の真空への放出率を求めるため次の 2 つの条件を満たすようなセットアップが必要であった.

1. Mu の多くが真空へ放出する.
2. Mu の多くが真空へ放出せず、ターゲット内で崩壊する

1. についてはターゲットのビームとは逆側の表面に近い場所、2. についてはビーム側の表面に近い場所で崩壊する粒子が多いほうが良い. これらの条件を満たすような最適なディグレーダの厚みを決定するため、Geant4 を用いてシミュレーションを行った.

シミュレーションに用いたセットアップは図 C.13 で示した. この時、 μ^+ ビームは本実験で用いたものと同じ広がり、エネルギーで設定し、10 万個の粒子を飛ばした. またコリメータ、ターゲットも本実験と同じものを配置した. そして、ディグレーダ (Al) の厚みを変えながら μ^+ のターゲットでの崩壊位置分布 (z の 1 次元) を求めた. その結果が図 C.14 である. ターゲットで崩壊する粒子数が多いほうが良いということも考慮して、この結果からディグレーダの厚みを 1. については $200 \mu\text{m}$ に、2. については $400 \mu\text{m}$ に決定した.

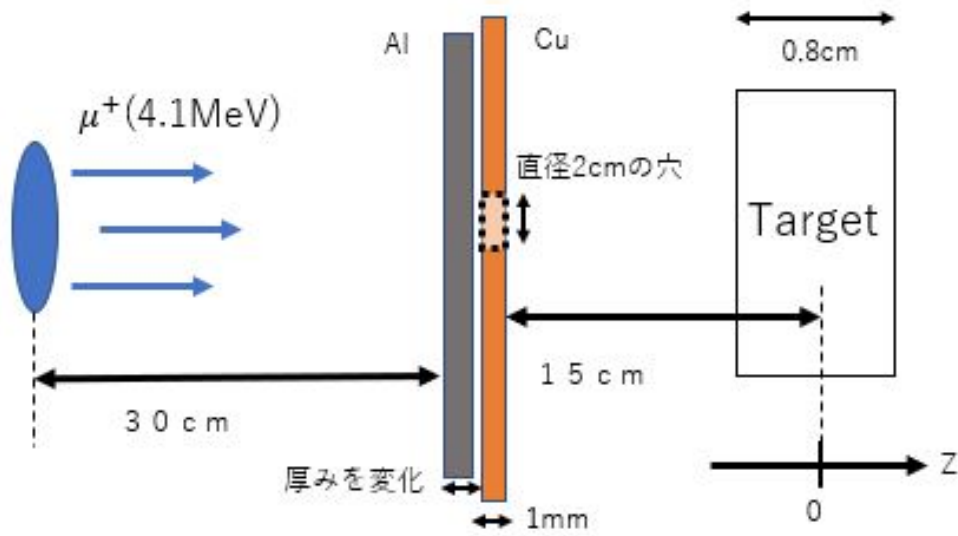


図 C.13 Geant4 シミュレーションのセットアップ1. z 軸はビームの入射方向で原点はターゲットの中心.

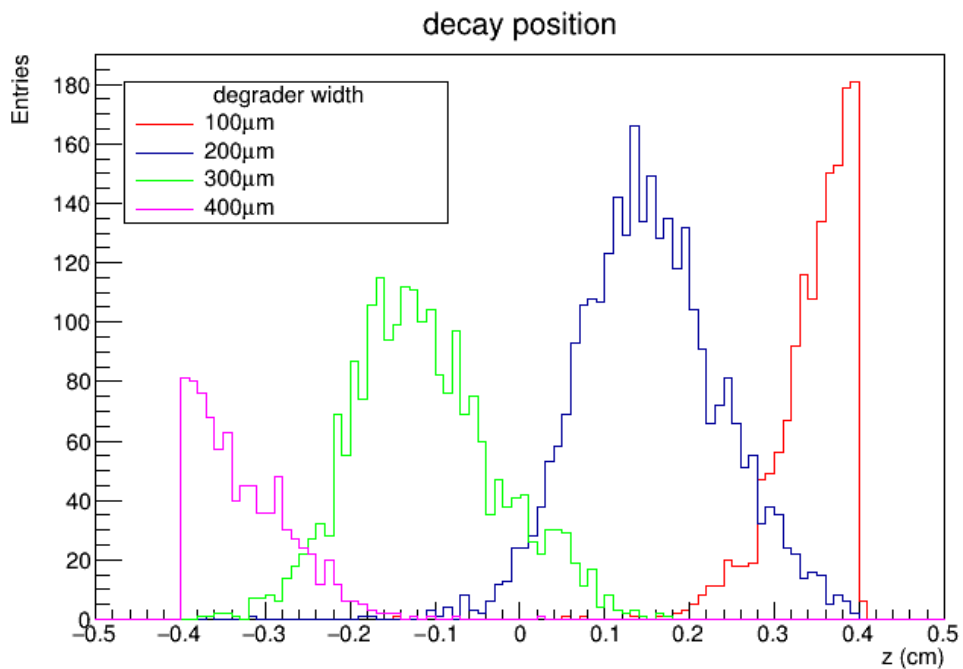


図 C.14 μ^+ の崩壊位置分布. z が -0.4 0.4 の範囲がターゲット領域.

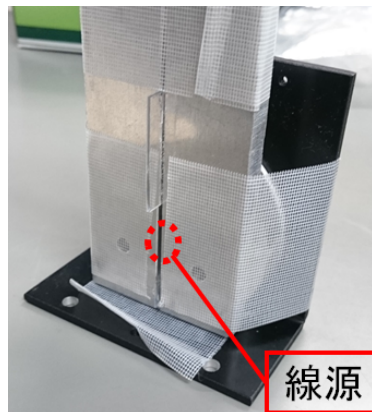


図 D.15 トラッカーの性能テストに用いた線源とアルミ板のスリット. 2 枚のアルミ板の間に 1 mm 厚の亚克力板を挟んで固定することでスリットとしている.

D ファイバートラッカーの性能テスト

可動ステージ上にチェックソースを設置して測定を行い、荷電粒子の生成位置分布にピーク構造が見えるかどうか、もし見えた場合はその分解能はどの程度か、また可動ステージを動かすことでそのピークが移動するかどうかを確認し、最終的に荷電粒子の生成位置に対するファイバートラッカーの感度曲線を求めることを目的として性能テストを行った。

D.1 方法

線源は ^{90}Sr を用いた。図 D.15 のように厚さ 8 mm のアルミ板 2 枚で作製した幅 1 mm のスリットに Sr 90 線源を貼り付け、これを可動ステージに固定した。^{*2}

トラッカーをレコフレームで作製した仮足場に固定して暗箱内に設置し、養生テープで暗箱の床面に貼り付けた。線源のスリット表面から layer 1 までの距離は本実験と同じく 80 mm とし、可動ステージを u 方向に 5 mm 間隔で動かして 5 箇所測定を行った。可動ステージの位置は便宜上 $0 \text{ mm} / \pm 5 \text{ mm} / \pm 10 \text{ mm}$ と表すことにするが、線源の位置の原点は目測で揃えたため必ずしもこの値の位置にピークが立つとは限らない。^{*3} 一方、可動ステージは $2 \mu\text{m}$ 精度で制御したため位置の差分はほぼ厳密に 5 mm である。

測定のロジック回路は図 D.16 に示すとおりで、線源から一番遠い layer 2 のフィンガーカウンターをトリガーとして読み出している。なお 200 ms もの長い veto がかかっているのは、34ch 分のデータを FADC で読み出す際にレートが速いとうまくデータが保存されなかったために応急的に行った処置である。^{*4}

D.2 解析

5.2.1 節で述べた方法で解析を行った。

^{*2} 今回は検出器がプラスチックシンチレータ（ファイバー）のみであるため制動放射による X 線を遮蔽する必要はない。

^{*3} 線源の位置を反映したピーク構造が 5 mm ずつシフトしていく様子を見るのが目的なので、位置の原点の精度はそれほど必要ない。

^{*4} 具体的には、3 台の FADC のうちいずれか 1 台（2 台の場合もある）のイベントが保存されず、例えば finger の 2 ch. と layer 1 の 16 ch. のシグナルは保存されているのに layer 2 が 1 ch. も保存されていない、というような状況が起こる。そのようなイベントは解析の段階で各 FADC のタイムスタンプを見ることにより排除することになる。したがってうまく保存されないデータがいくらあっても致命的な問題にはならないが、あまりに頻発するようでは解析に使えるデータが減ってしまう。

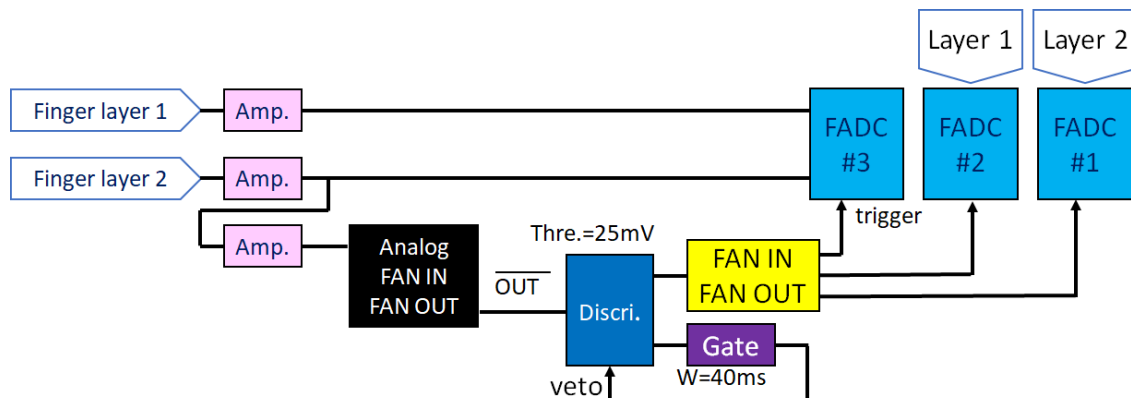


図 D.16 トラッカー性能テストの際のロジック回路の模式図.

D.3 結果と考察

結果は図 D.17 に示すとおりで、 -4 mm , $+6\text{ mm}$ 付近にピークのような構造は見えたものの、ステージの移動に付随したシフトは見られなかった。したがってこれらのピークはトラッカー自体の感度を反映したもので、線源の位置を表すものではないと考えられる。

-4 mm , $+6\text{ mm}$ 付近にピークが立つ理由を探るため FADC で記録したシグナルの生データを見てみると、例えば図 D.18 のようになっており、 β 線が通ったことによるシグナルは微弱でベースラインのゆらぎとの判別が目視では難しいほどであることがわかった。^{*5} これは Sr 90 線源の β 線のエネルギーが最大でも 0.5 MeV 程度であり、ほぼ Minimum Ionization Particle であることに由来すると考えられる。比較のために本実験の際のシグナルを図 D.19 に示すが、こちらは数十 MeV のエネルギーを持つため、より多くのエネルギーを Scinti-Fiber に落とし、結果としてシグナルも高くなっている。

そこで、ベースラインのゆらぎ σ_i が大きいチャンネルの指す崩壊位置が -4 mm , $+6\text{ mm}$ であり、他のチャンネルよりもノイズを多く拾ってしまったためにその位置にピークが立ったのではないかとこの仮説を立てた。しかしフィンガーを含めたすべてのチャンネルでスレッシュホールドを 3σ よりも大きく設定していることから、finger 1, layer 1, layer 2, finger 2 の 4 つの coincidence が偶然とれてしまう確率は

$$0.3\% \times (0.3\% \times 4 \times 16) \times (0.3\% \times 4 \times 16) = 0.01\%$$

と十分稀 (10 万イベント中 10 回程度) であることがわかったため、仮説は否定された。ただしベースラインが揺らぐことによってシグナルにもオフセットが乗るため、その影響を差し引いた実効的なスレッシュホールドもゆらぐことになる。例えば図 D.20 のようにスレッシュホールドを少しだけ下回るようなエネルギーの荷電粒子が飛んできたとき、 σ_i の小さなファイバーはこれを検知しない (a) が、 σ_i の大きいファイバーで、偶然ベースラインが正の方向にゆらいでいた場合スレッシュホールドを越えたと判定されることがある (b)。したがって今回の Sr 90 線源のようにスレッシュホールドよりも低いエネルギーの粒子がある程度飛んでくるような場合には、 σ_i の大きいファイバーが鳴りやすくなってしまい、結果としてそのファイバーの指す位置で荷電粒子が多く生成したように見えてしまうことが考えられる。もし -4 mm , $+6\text{ mm}$ 付近のピークがこのようなメカニズムで現れたものだとすると、今回作製したファイバートラッカーはこの 2 点で高い感度を持つ検出器であるということになる。

いずれにせよ、結果としてトラッカーの分解能を調べることはできなかった。

^{*5} 事前にオシロスコープで確認した際は目視でも Sr 90 のシグナルが判別できる程度であったため、フラットケーブルなど FADC 特有の回路によりベースラインのゆらぎが激しくなっていること、および FADC のサンプリングレートの低さが原因と考えられる。

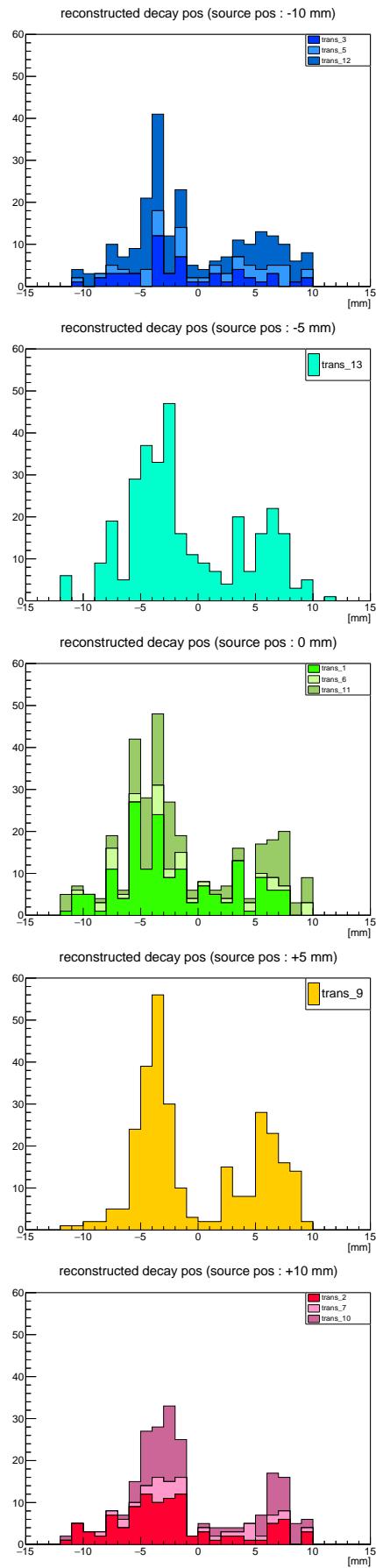


図 D.17 再構成した β 線の生成位置分布. 上から順に -10 mm, -5 mm, 0 mm, $+5$ mm, $+10$ mm での結果である. 同じステージ位置のヒストグラムで色が異なるものは測定日時が異なることを表す.

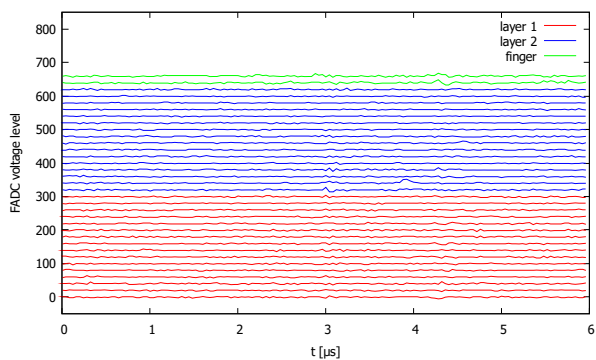


図 D.18 Sr 90 線源のシグナルの例. 目視でピークを確認することが難しい.

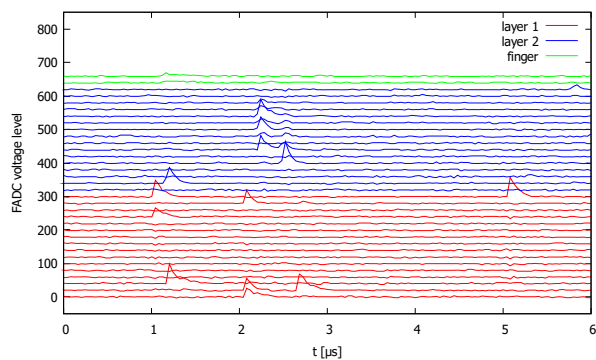


図 D.19 本実験の際の崩壊 e^+ のシグナルの例. はっきりとピークが立っている.

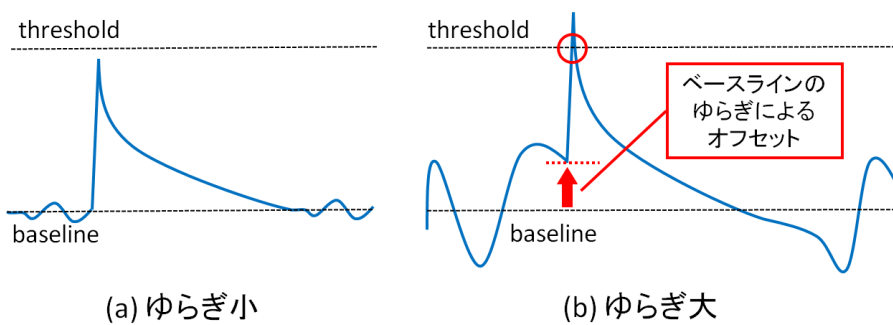


図 D.20 ベースラインのゆらぎによりスレッシュホールドを切ってしまう例. ベースラインのゆらぎが小さければスレッシュホールドに届かないようなシグナルでも (a)、シグナルが来たときに偶然ベースラインが正の方向に大きく触れていればスレッシュホールドを切ってしまう可能性がある (b).

E ベースラインとスレッシュホールドの決定のためのフィッティング結果

データテイキングを行った 20 分間のうち前半 10 分の電圧値ヒストグラムを図 E.21 に、後半 10 分の電圧値ヒストグラムを図 E.22 にそれぞれ示す。

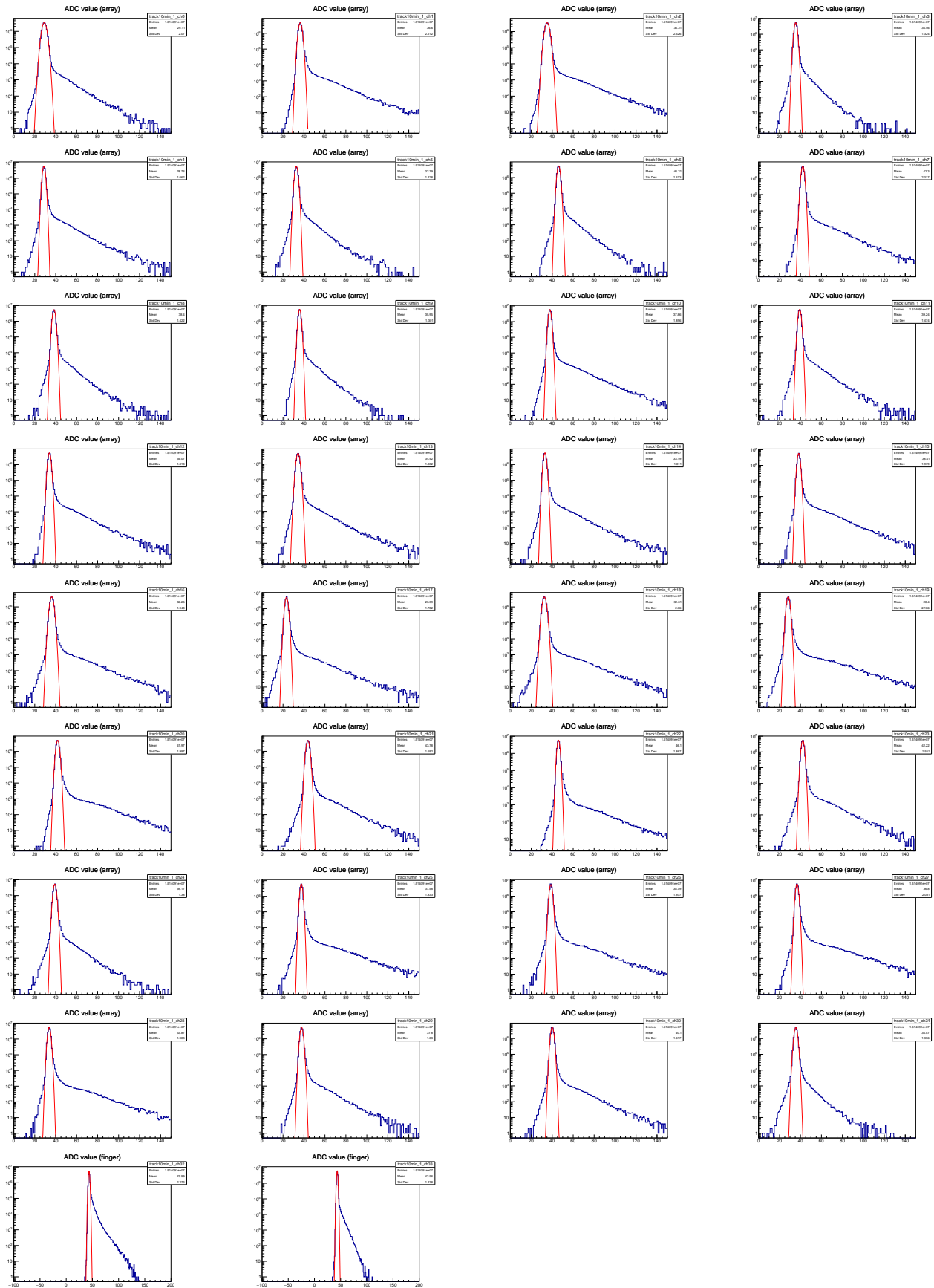


図 E.21 FADC の電圧値のヒストグラムに Gaussian Fitting を行った結果. 本実験の前半 10 分のデータに対して行ったもの.

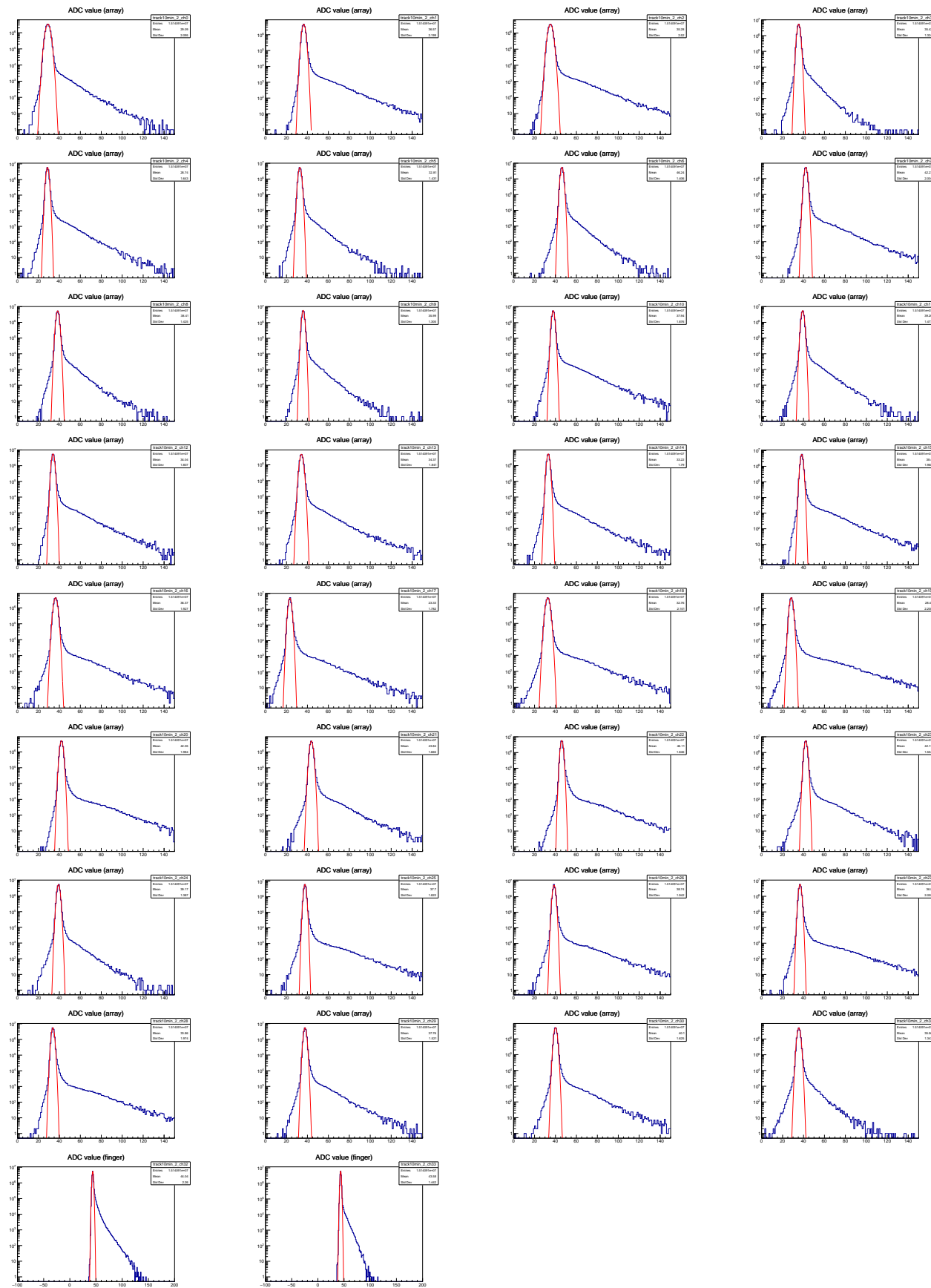


図 E.22 FADC の電圧値のヒストグラムに Gaussian Fitting を行った結果. 本実験の後半 10 分のデータに対して行ったもの.

参考文献

- [1] Halprin, A., PhysRevLett.48.1313,(1982)
- [2] G. Feinberg and S. Weinberg, Physical Review 123, 1439 (1961).
- [3] Citation: M. Tanabashi et al.(Particle Data Group), Phys. Rev. D98, 030001(2018) <http://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-muon.pdf>.
- [4] V. W. Hughes, D. W. McColm, K. Ziock, and R. Prepost, Physical Review Letters 5, 63 (1960).
- [5] G. M. Marshall, J. B. Warren, D. M. Garner, G. S. Clark, J. H. Brewer, and D. G. Fleming, Physics Letters A 65, 351 (1978).
- [6] A. Antognini, P. Crivelli, T. Prokscha, K. S. Khaw, B. Barbiellini, L. Liskay, K. Kirch, K. Kwuida, E. Morenzoni, F. M. Piegsa, Z. Salman, and A. Suter, Physical Review Letters 108, (2012).
- [7] A. C. Janissen, G. A. Beer, G. R. Mason, A. Olin, T. M. Huber, A. R. Kunselman, T. Bowen, P. G. Halverson, C. A. Fry, K. R. Kendall, G. M. Marshall, and J. B. Warren, Physical Review A 42, 161 (1990).
- [8] G. A. Beer, G. M. Marshall, G. R. Mason, A. Olin, Z. Gelbart, K. R. Kendall, T. Bowen, P. G. Halverson, A. E. Pifer, C. A. Fry, J. B. Warren, and A. R. Kunselman, Physical Review Letters 57, 671 (1986).
- [9] K. A. Woodle, K.-P. Arnold, M. Gladisch, J. Hofmann, M. Janousch, K. P. Jungmann, H.-J. Mundinger, G. Putlitz, J. Rosenkranz, W. Schäfer, G. Schiff, W. Schwarz, V. W. Hughes, and S. H. Kettell, Zeitschrift Für Physik D Atoms, Molecules and Clusters 9, 59 (1988).
- [10] W. Schwarz, V. Ebert, H. Geerds, K. Jungmann, S. Kirches, S. Koppe, F. Maas, H.-J. Mundinger, G. zu Putlitz, J. Rosenkranz, W. Schäfer, G. Schiff, Z. Zhang, M. G. Boshier, and V. W. Hughes, Journal of Non-Crystalline Solids 145, 244 (1992).
- [11] 物質・生命科学実験施設 <http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/ms3.html>.
- [12] G. A. Beer, Y. Fujiwara, S. Hirota, K. Ishida, M. Iwasaki, S. Kanda, H. Kawai, N. Kawamura, R. Kitamura, S. Lee, W. Lee, G. M. Marshall, T. Mibe, Y. Miyake, S. Okada, K. Olchanski, A. Olin, H. Ohnishi, Y. Oishi, M. Otani, N. Saito, K. Shimomura, P. Strasser, M. Tabata, D. Tomono, K. Ueno, E. Won, and K. Yokoyama, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2014, 91C01 (2014).
- [13] 上野一樹 『J-PARC におけるミュー粒子 g-2/EDM 精密測定の見聞+極冷ミュー粒子源開発の現状』 第 18 回素粒子物理国際研究センターシンポジウム資料 (2012) http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/info/sympo/18/torape/20120222_kazuki_ICEPPsympo.pdf.
- [14] F. Mandle and G. Shaw, “Quantum Field Theory”, Wiley (2008).
- [15] 門野良典 『ミュオンスピン回転法 謎の粒子ミュオンが拓く物質科学』 共立出版 (2016).
- [16] 2017 年度 課題研究 P2 レポート https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/P2/P2-17/P2_2017_report_muon.pdf