

Muon Spin Imaging Spectroscopy の開発

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 原子核実験研究室
博士前期課程 2 年
杉崎 堯人

2024 年 2 月

目次

概要	1
第 1 章 序論	2
第 2 章 従来までの μ SR 法の原理	5
2.1 ミュオンの性質	5
2.1.1 μ^+ の崩壊	5
2.1.2 μ^+ の飛程	7
2.1.3 μ^+ の磁気モーメントと磁気回転比、ラーモア歳差運動	9
2.2 物質中での μ^+ の振る舞い	11
2.2.1 Mu^+ -金属中のミュオン-	12
2.2.2 Mu^0 -絶縁体、半導体中のミュオン-	12
2.3 スピン偏極 μ^+ ビームの生成	13
2.4 Muon Spin Rotation 法 (TF 法) の原理	13
2.4.1 Asymmetry の測定	14
2.4.2 ミュオンスピンの磁場に対する応答	15
第 3 章 Muon Spin Imaging Spectroscopy の方法・原理	19
3.1 位置検出器 ファイバートラッカー	19
3.1.1 プラスチックシンチレーションファイバー、光ファイバー	22
3.1.2 Silicon Photomultiplier (Si-PM)	23
3.2 本研究の実験原理	24
3.2.1 試料内での μ^+ 停止位置の特定	24
3.2.2 試料の各位置における μ SR time spectrum の測定、解析	25
第 4 章 実験	26
4.1 TRIUMF 研究所ミュオンビームライン M20C	26
4.1.1 ビームライン	26
4.1.2 TRIUMF 研究所での μ^+ ビームの生成とその特徴	27
4.2 試料	28

4.2.1	Ag+SiO ₂ 試料	28
4.2.2	隕石試料	29
4.2.3	穴空き試料	29
4.3	実験 Setup	30
4.3.1	検出器の Setup	30
4.3.2	試料の設置	32
4.3.3	ヘルムホルツコイル	35
4.4	データ取得システム	36
4.4.1	μ SR 実験のデータ取得	36
4.4.2	トラッキング用データ取得システム	37
4.5	トラッキングに用いるシステムとモジュール	38
4.5.1	NIM-EASIROC モジュール	38
4.5.2	Mountable Controller with Parallelized VERSA Module Eurocard (MPV)	47
4.5.3	Time to Digital Converter (TDC: V1190)	48
4.5.4	General Trigger Operator (GTO)	49
4.5.5	データ取得	51
4.6	μ^+ ビーム	51
第 5 章	解析・結果	53
5.1	ch 対応の確認	53
5.2	μ^+ の停止位置の特定	54
5.2.1	μ^+ 停止位置の計算方法	54
5.2.2	μ^+ の停止位置の解析結果	58
5.3	refDAQ で得た μ SR time spectrum	61
5.4	試料各位置での μ SR time spectrum の解析	62
5.4.1	Time Spectrum	63
5.4.2	試料の各領域に対する Fast Fourier Transform	68
5.4.3	再構築した Ag+SiO ₂ 試料のイメージ	69
第 6 章	考察・議論	71
第 7 章	まとめ・今後の展望	73
	参考文献	76
Appendix		i
A	5 mm 角に分割した Ag+SiO ₂ 試料のイメージ	i
B	シミュレーションによる位置分解能の評価	iii

B.1	tracker 各層の位置分解能	iv
B.2	穴空き試料のシミュレーション	viii
C	トラックの検出効率の測定	ix
C.1	x UP outer layer	x
C.2	y UP outer layer	xi
C.3	x DOWN outer layer	xii
C.4	y DOWN outer layer	xiii
C.5	x inner layer	xiv
C.6	y inner layer	xv

目次

1.1	世界のミュオンビームが利用可能な実験施設.	3
1.2	Kaplan らの実験 Setup.	4
1.3	Kaplan らが測定した試料と測定結果.	4
2.1	μ^+ の崩壊図式.	6
2.2	μ^+ の崩壊から放出される陽電子のエネルギー分布.	6
2.3	μ^+ の崩壊により放出される陽電子の空間異方性.	7
2.4	Cu 内での μ^+ の飛程.	9
2.5	μ^+ スピンの Lamor 歳差運動の様子.	11
2.6	Mu^+ , Mu^0 の概念図.	13
2.7	π^+ の崩壊図式.	13
2.8	TF 法の基本的な実験 setup.	14
2.9	TF μSR timespectrum の例.	15
2.10	$\rho(H_x)$ と $\rho(H_x - H_0)$ の関係.	17
3.1	遮光前のファイバートラッカー.	20
3.2	UP/DOWN の inner layer に使用したファイバートラッカー.	20
3.3	UP/DOWN の outer layer に使用したファイバートラッカー.	21
3.4	ファイバートラッカーの setup のイメージ図.	21
3.5	μ^+ ビームと試料との関係.	22
3.6	プラスチックシンチレーションファイバーの断面図と Cladding のイメージ図.	22
3.7	MPPC array の図面.	23
3.8	MPPC array の写真.	23
3.9	位置検出器で陽電子の軌跡を読み出す際の概略図.	24
3.10	位置検出器で陽電子の通過位置を求める際のイメージ図.	25
4.1	TRIUMF 研究所のビームライン全体図.	27
4.2	$\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の写真と寸法.	28
4.3	隕石試料の写真.	29
4.4	穴空き試料の写真と図面.	29

4.5	実験 setup のイメージ図.	30
4.6	M20C に検出器システムを設置した際の写真.	30
4.7	アクリル製のチェンバーの写真と寸法.	31
4.8	ファイバートラッカーをアクリル製のチェンバーに取り付けた際の写真.	31
4.9	UP/DOWN counter の写真.	32
4.10	2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの写真と寸法.	32
4.11	2023 年 7 月実験で使用したサンプルホルダーの写真.	33
4.12	Ag+SiO ₂ 試料をサンプルホルダーに固定した際の写真.	33
4.13	隕石試料をサンプルホルダー, ビームラインに設置した際の写真.	34
4.14	穴空き試料をビームラインに設置した際の写真.	34
4.15	実験時のヘルムホルツコイルの写真.	35
4.16	refDAQ のデータ取得イメージ図.	36
4.17	TrackDAQ でのデータ取得に使用した回路図.	37
4.18	EASIROC の内部回路.	39
4.19	NIM-EASIROC モジュールの概観.	40
4.20	NIM-EASIROC モジュールの内部基板.	40
4.21	HOLD 信号による peak hold の様子.	42
4.22	HOLD 信号の入力タイミング調節のイメージ図.	42
4.23	EASIROC に入力する信号のタイミングチャート.	43
4.24	EASIROC に入力する Trigger 信号タイミング調整時のオシロスコープの写真.	44
4.25	EASIROC3 台の TRIG 信号と UP counter との coincidence をオシロスコープ で確認した.	44
4.26	EASIROC の discriminator の threshold 調整前後の信号の様子.	46
4.27	NIM-EASIROC モジュールで取得できる ADC データの例.	46
4.28	Figure 4.27(b) に対応する TOT spectrum.	47
4.29	MPV システムのデータ処理の流れ.	48
4.30	Trigger 信号, time window, time offset の関係.	49
4.31	MPV と EASIROC の dead time を比較した際のオシロスコープの写真.	50
4.32	GTO の概観と GUI 操作画面.	50
4.33	TrackDAQ でデータ取得時の信号のタイミング.	51
5.1	V1190 で取得した TDC spectrum の例.	54
5.2	y 軸正の方向から見た際のファイバートラッカー, アクリルチェンバーの配置.	55
5.3	e ⁺ が各層のプラスチックシンチレーションファイバー複数本を同時に通過した場 合の座標の決め方.	56
5.4	陽電子通過点を外挿する際のイメージ図.	57
5.5	2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの写真と tracking 結果.	58

5.6	隕石試料の tracking 結果.	59
5.7	穴空き試料の tracking 結果.	59
5.8	Ag+SiO ₂ 試料について tracking を行なった結果.	60
5.9	各試料について refDAQ で取得した μ SR time spectra.	61
5.10	SiO ₂ 試料の μ SR time spectra.	61
5.11	refDAQ で測定した SiO ₂ +Ag 試料、SiO ₂ 試料、Ag 試料の FFT の結果.	62
5.12	Ag+SiO ₂ 試料をサンプルホルダーに取り付けた際の写真と、解析を行う上での分割.	63
5.13	Ag+SiO ₂ 試料の tracking した結果を領域 00-08 に 9 分割した.	63
5.14	00-08 のそれぞれの領域での μ SR time spectra.	64
5.15	十字部、四隅部のデータをそれぞれ足し合わせた μ SR time spectrum.	66
5.16	Figure 5.15 の 0-2 μ s を拡大した time spectrum.	66
5.17	Figure 5.16(b) を fitting した結果.	67
5.18	ω_{rapid} と ω_{rapid} の比.	68
5.19	Ag, SiO ₂ の time spectra に FFT を施した結果.	69
5.20	Ag+SiO ₂ 試料の各領域の time spectrum の Amplitude.	70
A.1	Ag+SiO ₂ 試料を 5 mm 角に分割した際の各領域の time spectrum.	ii
A.2	5 mm 角に分割して構築した Ag+SiO ₂ 試料のイメージ画像.	iii
B.1	シミュレーションの際に設定した e ⁺ 放出源の位置.	iv
B.2	Layer 1, 2 における e ⁺ の拡がり.	v
B.3	Layer 3 における e ⁺ の拡がり.	v
B.4	各層間での e ⁺ 通過位置の y 座標の差.	vi
B.5	e ⁺ 放出源の位置を y' 軸上で動かした際のシミュレーション上での tracking の一例.	vii
B.6	UP, DOWN の e ⁺ 放出源の位置に対する位置分解能.	viii
B.7	穴空き試料のシミュレーションによる解析結果.	ix
C.1	検出効率の測定方法のイメージ図.	ix
C.2	x UP outer layer トラッカーの検出効率.	xi
C.3	y UP outer layer トラッカーの検出効率.	xii
C.4	x DOWN outer layer トラッカーの検出効率.	xiii
C.5	y DOWN outer layer トラッカーの検出効率.	xiv
C.6	x inner layer トラッカーの検出効率.	xv
C.7	y inner layer トラッカーの検出効率.	xvi
C.8	過去に製作した tracker.	xvii

表目次

2.1	μ^+ の飛程.	8
2.2	陽電子 (e^+), 正ミュオン (μ^+), 陽子 (p) それぞれの性質.	11
4.1	実験で使用した μ^+ ビームの条件.	52
5.1	Figure 5.14 の各 fitting 関数のパラメータ.	65
C.1	x UP outer layer トラッカーの検出効率	x
C.2	y UP outer layer トラッカーの検出効率	xi
C.3	x DOWN outer layer トラッカーの検出効率	xii
C.4	y DOWN outer layer トラッカーの検出効率	xiii
C.5	x inner layer トラッカーの検出効率	xiv
C.6	y inner layer トラッカーの検出効率	xv

概要

1970年代にその手法が確立されて以来、物質科学や生命科学分野をはじめとし、多様な研究分野を対象に、 μ SR (Muon Spin Rotation/Relaxation/Resonance) 法を利用した研究が世界中で盛んに行われており、これまで数多の研究成果が生み出されてきた。 μ SR 法はスピン偏極ミュオンビームを利用した実験手法であり、物質中でのミュオンスピンの動きを観測することで、ミュオンの状態やミュオンサイト周辺の局所磁場を考察できる。しかしながら、 μ SR 法に使用される検出器には位置分解能がないため、仮に測定により試料中に複数の component が発見されても、物質中のどこにどの component が存在しているのかを調べることができない。そこで本研究では、位置分解能を持った検出器を製作し、 μ SR 法を利用したイメージング技術の開発を目標とし、実証実験を行った。

我々の研究グループはこれまでに2度、カナダの TRIUMF 研究所にてスピン偏極ミュオンビームを用いた性能試験を行なった。本論文では、第2章にて μ SR 法の原理と正ミュオンの性質の説明、第3章にて位置検出器と本研究の実験原理の説明を行う。続く第4章にて実験内容を具体的に記述し、さらに第5章においてはその解析と結果を記す。最後に第6章では得られた結果に対する考察をする。

第 1 章

序論

正ミュオンは、その性質から感度の高い磁気プローブあるいは水素の軽い放射性同位体として利用可能で、物質の磁氣的性質や物質内での水素の動きを主な研究対象として μ SR 法は世界中で広く利用されている。

ちなみに、現在世界にはミュオンビームが利用可能な実験施設が 5 ヶ所あり、カナダの TRIUMF 研究所、スイスの PSI (Paul Scherrer Institut)、イギリスの RAL (Rutherford-Appleton Laboratory)、そして日本の J-PARC そして大阪大学核物理研究センター (RCNP) である。このうちサイクロトロン加速器を用いる TRIUMF 研究所、PSI、さらに RCNP では 1 つ 1 つのミュオンを個別に加速しサイクロトロン周波数に同期した一定の時間間隔をもって供給する DC ビームが、シンクロトロン加速器を用いる RAL と J-PARC では多くのミュオンで 1 つのパルスを作り供給するパルスビームが利用可能である。Figure 1.1 に上記 5 ヶ所の位置を示す。

本研究の実験はカナダの TRIUMF 研究所で行われた。

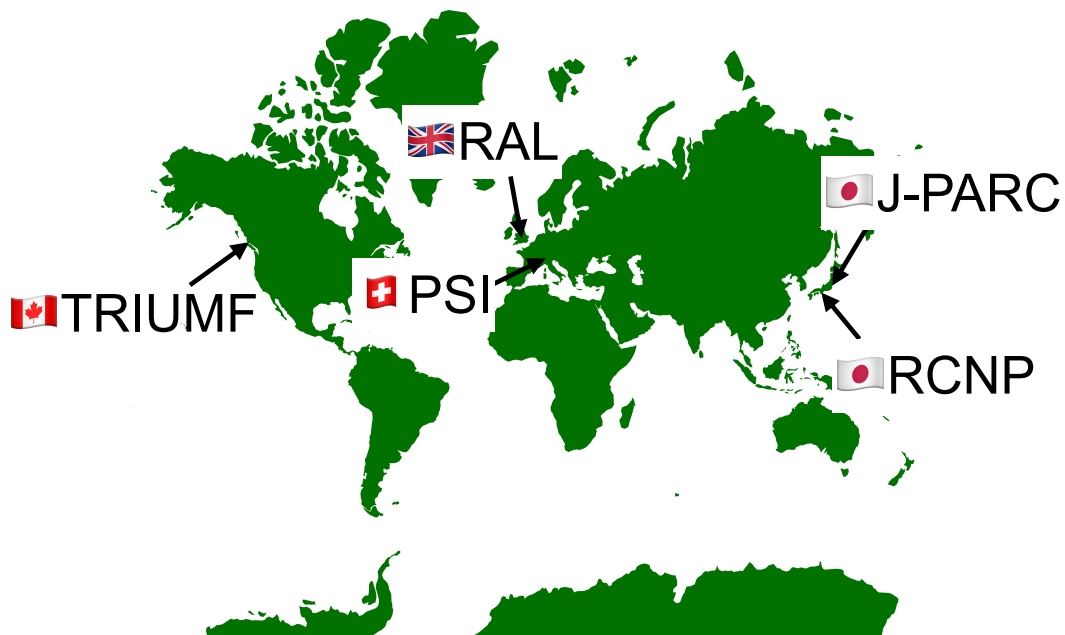


Figure 1.1: 世界のミュオンビームが利用可能な実験施設.

従来までの μ SR 法の検出器には位置分解能がなく、測定対象とできる試料が複数の物質で構成されている場合はそのデータ解析が困難である。また、特に DC ミュオンビームを用いる場合、ミュオン 1 つ 1 つの崩壊を追わなければならない、測定 time window 内に 2 つ以上ミュオンが入射した場合はその全てのミュオン崩壊イベントを棄却せねばならない。もし全てのミュオンの位置と崩壊を 1 対 1 で観測することができれば、例えば測定試料が複数の物質で構成されていようとも、ほぼ全ての物質についてそれらが分布する位置から独立にデータ解析ができるだろうし、もし複数のミュオンが短時間で観測されても、ミュオンビームの入射位置の位置分解と組み合わせれば、その全ての崩壊イベントを取り入れることが可能になり、データ取得効率をはるかに良くなるであろう。

過去にも N. Kaplan らによって μ SR 法によるイメージングが試みられた [1]。Kaplan らは試料に勾配磁場をかけ、試料を回転させながら何度もデータを取得することで試料のイメージングを行なった (Figure 1.2, 1.3 参照)。この手法は 3 次元方向のイメージ画像の取得が可能だが、1 つの試料に対し何度も測定を行わなければならない。そこで本研究では、検出器自体に位置分解能を持たせて試料を固定したまま測定を行い、試料のイメージングに取り組んでいる。本論文ではその初めの実証実験とそこで得られた結果について詳しく論じていく。

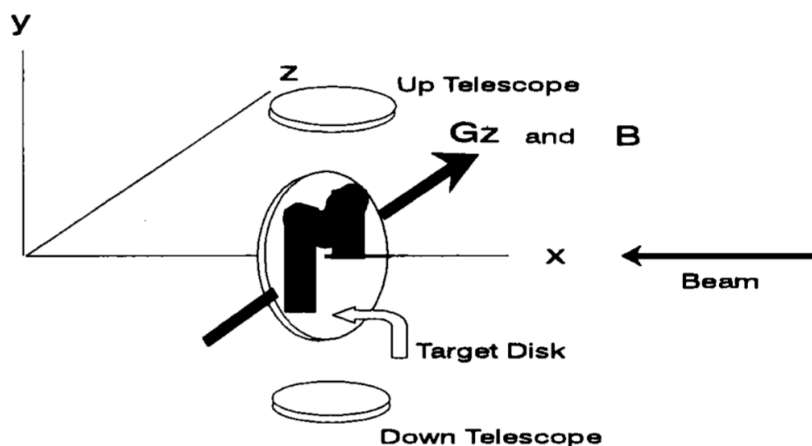


Figure 1.2: Kaplan らの実験 Setup. 試料上下に検出器を設置し, z 軸方向に静磁場と勾配磁場 G_z を印加した. 1 度の測定につき試料を x 軸回りに 3.6° ずつ回転させ, 合計 50 回の測定を行なった ([1] より引用).



(a) Kaplan らが測定した試料. 直径 15 mm, 厚さ 1 mm のサファイアディスク上に 150 mg の銀ホイルが貼付されている.



(b) (a) の試料について, Kaplan らが得たイメージング結果. 位置分解能は 0.9 mm だった.

Figure 1.3: Kaplan らが測定した試料と測定結果 ([1] より引用).

第 2 章

従来までの μ SR 法の原理

先述の通り、本研究では μ SR 法を用いたイメージング技術の開発に取り組んでいる。 μ SR 法では、ほぼ 100% スピン偏極した正ミュオン (μ^+) ビームを測定試料に打ち込み、各ミュオンスピンと物質中のミュオン位置における磁場との磁気的な相互作用によるミュオンスピンの運動の様子を抽出することで、物質中の磁場的な性質を研究する手法である。ここで、測定するのは物質中の μ^+ そのものではなく、 μ^+ の崩壊によって放出される陽電子であることに注意されたい。

μ SR 法の特徴は様々あるが、中でも筆者がここで特筆したいのは次の 2 点である。

1. μ^+ はスピン 1/2 をもつ素粒子であるために磁気プローブとしての役割を果たせること
2. μ^+ は軽い水素の同位体としてみなせるため、物質中の水素の電子状態を調べられること

なお、はじめに μ SR 法の R は”Rotation, Relaxation, Resonance”と 3 つの意味を含んでいることを述べたが、現時点で本研究ではミュオンスピンの Rotation のみを測定しているため、本章及び本論文では Rotation にのみ注目して話を進めていく。

2.1 ミュオンの性質

具体的な μ SR 法の原理の前に、まずは μ^+ の性質に着目したい。

μ^+ はレプトンに分類される素粒子で、スピン 1/2、質量 $105 \text{ MeV}/c^2$ (電子の質量の約 207 倍)、さらにそれぞれ $4.49 \times 10^{-26} \text{ J/T}$ 、 $2\pi \times 135.5 \text{ MHz/T}$ の磁気モーメントと磁気回転比を持ち、平均寿命 $2.2 \mu\text{s}$ で崩壊する。ここからわかる通り、 μ^+ は質量が陽電子の約 207 倍である点と自然崩壊する粒子である点以外は、その性質は陽電子と同じである。

2.1.1 μ^+ の崩壊

μ^+ は平均寿命 $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$ で陽電子、反ミューニュートリノそして電子ニュートリノに崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.1)$$

この崩壊は弱い相互作用によって生じる。Figure 2.1 に、 μ^+ の崩壊図式を示す。

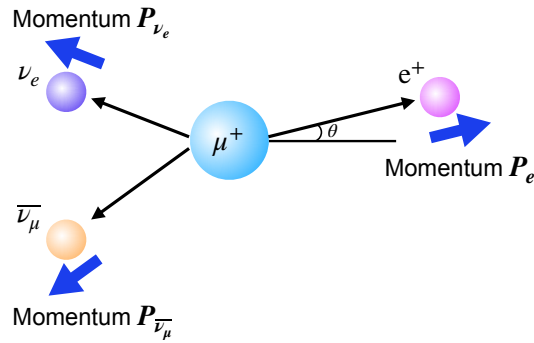


Figure 2.1: μ^+ の崩壊図式.

式 (2.1) は 3 体崩壊であるので放出される陽電子のエネルギー分布は連続分布となり、その最大値は $E_{\max} = 52.32 \text{ MeV}$ である。数密度分布 N は Michel spectrum (Figure 2.2 参照) と呼ばれ、陽電子のエネルギーを E 、スケールしたエネルギーを $x(E) = E/E_{\max}$ 、角度 θ はミュオンスピンと陽電子放出方向のなす角として以下の式 (2.2) で表される。

$$\frac{dN}{d \cos \theta} \simeq x^2(3 - 2x) \quad (2.2)$$

さらに、パリティ非保存のために、 μ^+ の崩壊から放出される陽電子の方向には空間異方性が存在する。この角度分布 $W(\theta)$ は、

$$W(\theta) = 1 + \alpha(x) \cos \theta \quad (2.3)$$

$$\alpha(x) = \frac{2x - 1}{3 - 2x}$$

と表される (Figure 2.3 参照)。 $\alpha(x)$ は陽電子放出の非対称度で、検出器により観測される陽電子のエネルギー領域に依存する。

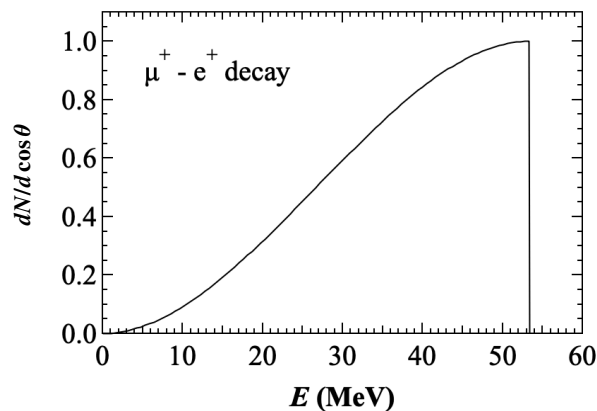


Figure 2.2: μ^+ の崩壊から放出される陽電子のエネルギー分布.

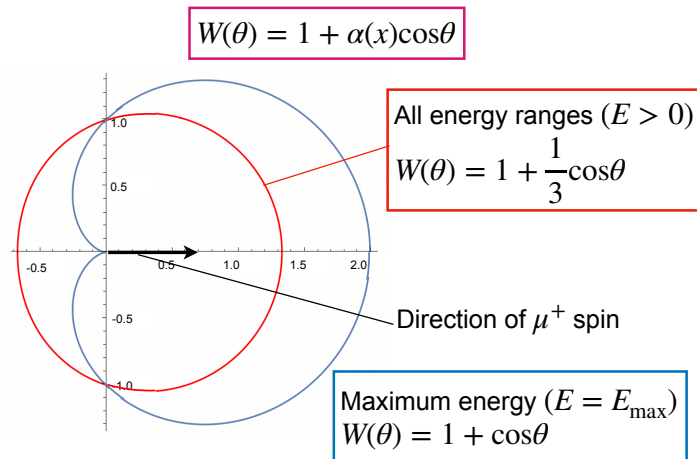


Figure 2.3: μ^+ の崩壊により放出される陽電子の空間異方性. 原点からの距離が, 陽電子放出のされやすさを表す. 青の実線は $E = E_{\max}(= 52.32 \text{ MeV})$ の陽電子のみを観測する場合, 赤の実線は放出される陽電子を全て観測する場合をそれぞれ表している.

2.1.2 μ^+ の飛程

実験では μ^+ ビームを使用するわけだが、当然 μ^+ が持つエネルギーすなわちビームのエネルギーによって、 μ^+ の飛程は変わってくる。 μ^+ は電荷が +1、スピンの $1/2$ の粒子なので物質中で電子との衝突によりエネルギーを失うが、 μ^+ の質量は陽電子のその約 207 倍であるために陽電

子に比べはるかに散乱されにくい。 μ^+ の阻止能 S は以下の式 (2.4) で表される [2][3]。

$$S = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} + \frac{1}{8} \frac{Q_{max}^2}{(\gamma M c^2)^2} \right] + \Delta \left| \frac{dE}{dx} \right| \quad (2.4)$$

ここで $\frac{K}{A} = 0.307075 \text{ MeV/g/cm}^2$ (相対原子質量 $A = 1 \text{ g/mol}$ のとき)

M : μ^+ の質量

Z : 物質の核電荷

$\beta = \frac{v}{c}$ (v は μ^+ の速度, c は光速)

m_e : 電子の質量

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

Q_{max} : 電子の最大反跳エネルギー

I : 物質の平均励起エネルギー

δ : 密度補正項

$$\Delta \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{K}{4\pi} \frac{Z}{A} \alpha \left[\ln \left(\frac{2E}{M c^2} \right) - \frac{1}{3} \ln \left(\frac{2Q_{max}}{m_e c^2} \right) \left(\ln \frac{2Q_{max}}{m_e c^2} \right)^2 \right]$$

$\Delta \left| \frac{dE}{dx} \right|$: 原子衝突による制動放射由来のエネルギー損失で

$\alpha = \frac{1}{137.04}$: 微細構造定数

以下の Table 2.1 に、 μ^+ の運動エネルギーと様々な物質に対する飛程を、Figure 2.4 に Cu 中での μ^+ の飛程を示す。

Table 2.1: μ^+ の各運動量 p_{μ^+} , 運動エネルギー K_{μ^+} における物質内での飛程 ([4] より抜粋). カッコ内は室温での物質の密度.

p_{μ^+}	K_{μ^+}	Ag (19.3 g/cm ³)	Cu (8.94 g/cm ³)	Al (2.7 g/cm ³)	Air (1.16 mg/cm ³)
15 MeV/c	1.06 MeV	24.6(27) μm	24.8(20) μm	65.1(39) μm	129.0(61) mm
20 MeV/c	1.88 MeV	63.6(64) μm	65.0(49) μm	175.0(93) μm	351(16) mm
25 MeV/c	2.92 MeV	134(12) μm	139.0(93) μm	379(20) μm	767(34) mm
30 MeV/c	4.18 MeV	249(21) μm	259(19) μm	715(37) μm	1.45(6) m
35 MeV/c	5.65 MeV	419(36) μm	438(28) μm	1.22(6) mm	2.40(11) m
40 MeV/c	7.32 MeV	655(53) μm	689(45) μm	1.93(97) mm	3.96(16) m

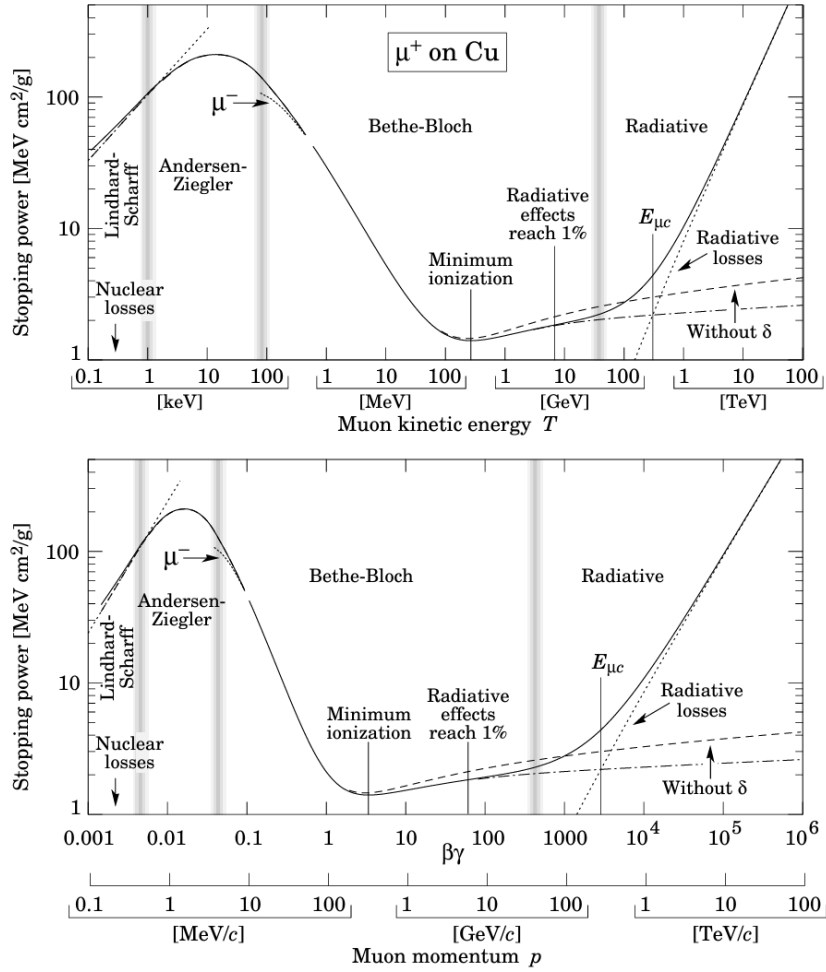


Figure 2.4: Cu 内での μ^+ の阻止能 (計算値, [2] より引用).

2.1.3 μ^+ の磁気モーメントと磁気回転比、ラーモア歳差運動

μ SR 法では、ミュオンをプローブとして物質中の磁場的な性質を観測する。本節では、 μ^+ が磁場中でどのような運動をするのか、またそれに伴って磁気モーメントと磁気回転比について焦点を当てる。

μ^+ の磁気モーメント

μ^+ は $\mu_B = 4.49 \times 10^{-26}$ J/T の磁気モーメントを持つ。これはミュオンがディラック方程式に従うフェルミ粒子であることから説明できる。一般に、ディラック方程式に従うフェルミ粒子の磁気モーメントの大きさは、

$$|M| = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (2.5)$$

と表される。なお、 e は電気素量、 $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数)、 m は粒子の質量、 c は光速で

ある。これより、電子と μ^+ の磁気モーメントの大きさはそれぞれ

$$|\mathbf{M}_e| = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}, |\mathbf{M}_\mu| = 4.490 \times 10^{-26} \text{ J/T}$$

となる。

磁場中での μ^+ スピンの運動

さて、 μ^+ は磁気モーメントを持つが、ここで角運動量を伴う磁気モーメントの磁場中での運動に着目する。

古典的に考えると、磁場 \mathbf{H} 中の磁気モーメント \mathbf{M} と \mathbf{H} とが平行でない場合、磁気モーメントには磁場と平行になるようなトルク $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ がはたらく。この際、磁気モーメントがスピン角運動量 \mathbf{J} を伴っていると、磁場によりトルクに釣り合う歳差運動を起こす。この運動はラーモア (Lamor) 歳差運動と呼ばれる (Figure 2.5 参照)。

この歳差運動を古典的に考えると、運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (2.6)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{M} は \mathbf{J} を用いて $\mathbf{M} = \gamma\mathbf{J}$ と書けるので、先程の運動方程式 (2.6) は、

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (2.7)$$

と表せる。この比例定数 γ を磁気回転比 (Gyromagnetic ratio) と呼ぶ。陽電子や μ^+ の γ は、

$$\gamma = \frac{ge}{2mc} \quad (2.8)$$

と書ける。なお、 g は g -factor と呼ばれる無次元量で、Dirac 方程式を仮定すると厳密に $g = 2$ となるが、真空の分極 (仮想光子の生成・消滅)、弱い相互作用の補正などを取り入れると $g = 2.0011659\dots$ となる。近年、 $g - 2$ を高精度で測定する実験が行われ、さらに高次の補正や強い相互作用粒子の生成・消滅、さらには新奇な粒子の効果なども含めて議論されている [5]。

Lamor 歳差運動の角速度 ω_L は $\omega_L = \gamma H$ と表すことができ、Lamor 周波数と呼ばれる周波数 ν_L は、

$$\nu_L = \frac{\gamma}{2\pi} H \quad (2.9)$$

と書ける。

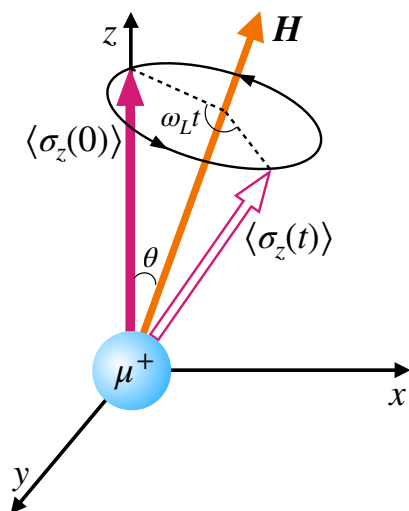


Figure 2.5: z 軸に射影した μ^+ のスピン $\langle\sigma_z(t)\rangle$ が磁場 \mathbf{H} に従って Larmor 歳差運動する様子. 初期状態での μ^+ のスピン偏極の向きを z 軸とした.

ちなみに、陽電子と μ^+ 、陽子の磁気回転比 γ_e 、 γ_μ 、 γ_p はそれぞれ

$$\gamma_e/2\pi = 2.802 \times 10^4 \text{ MHz/T}$$

$$\gamma_\mu/2\pi = 135.53 \text{ MHz/T}$$

$$\gamma_p/2\pi = 42.577 \text{ MHz/T}$$

で表され、 γ_e は γ_μ よりもはるかに大きい。

ところで、陽子の磁気回転比の大きさは $\gamma_p/2\pi = 42.577 \text{ MHz/T}$ であり、 μ^+ の磁気回転比の大きさは天然原子核種の中で最大の陽子のそれよりも約 3 倍大きい。これは、「 μ^+ が物質中の内部磁場に感度の高いプローブになる」ことの証左となっている。以下の Table 2.2 に、陽電子、 μ^+ 、陽子 (p) それぞれの性質についてまとめた。

Table 2.2: 陽電子 (e^+), 正ミュオン (μ^+), 陽子 (p) それぞれの性質.

	e^+	μ^+	p
質量 (MeV/c^2)	0.511	105.7	938.3
電荷	+1	+1	+1
寿命	∞	2.197 μs	∞
スピン	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
磁気モーメント (J/T)	9.274×10^{-24}	4.490×10^{-26}	1.411×10^{-26}
磁気回転比 (MHz/T)	$2\pi \times 28\,024$	$2\pi \times 135.5$	$2\pi \times 42.58$

2.2 物質中での μ^+ の振る舞い

μ^+ は物質中に入射し停止した後、周辺の物質環境によって取りうる状態が異なり、その状態に

よって磁場に対する応答も大きく異なる。本節では物質中で μ^+ が取りうる 2 つの状態 Mu^+ と Mu^0 に焦点を当てる。

2.2.1 Mu^+ -金属中のミュオン-

金属中に入射した μ^+ は停止後、結晶格子中の正ミュオンにとってポテンシャルエネルギーが最も小さいサイトにそのままの状態に留まる。このとき、留まった正ミュオンは 1 価の正イオンのような状態であり、 Mu^+ と表す (Figure 2.6(a) 参照)。この表記は水素イオン H^+ を模したもので、真空中の素粒子としての正ミュオンの表記 μ^+ と区別される。

この状態は特に金属中でよく見られる。これは、金属中では正ミュオン自身の電荷が伝導電子により静電遮蔽を受け、周りの電子や原子との結合が起こらないためである。

Mu^+ は正ミュオンそのものであるため、その性質自体は物質の電子による遮蔽効果である周波数シフトを除いては、Table 2.2 と変わらない。

2.2.2 Mu^0 -絶縁体、半導体中のミュオン-

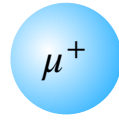
一方で、絶縁体中や半導体中に入射した μ^+ は、運動エネルギーが原子のイオン化エネルギー程度の 2-3 keV 以下になると物質内の電子を捕獲可能になり、原子との間で電子交換を繰り返してエネルギーを失っていく。この際、運動エネルギーが小さくなっていくほど、 μ^+ は電子を捕獲した状態にいる確率が高くなり、エネルギーが約 200 eV 程度まで低くなると、ついには正ミュオンと電子の束縛状態で存在するようになる。この束縛状態をミュオニウムと呼び、 Mu^0 と表す (Figure 2.6(b) 参照)。 Mu^0 はこの後、原子や電子と非弾性散乱を繰り返してエネルギーを失うが、エネルギーがミュオニウムのイオン化エネルギー 13.5 eV より小さくなると、絶縁体や半導体中では Mu^0 が安定となる。

Mu^0 は水素原子の陽子を正ミュオンで置き換えたものと見なせ、水素原子の軽い同位体とみなすことができる。つまり、 Mu^0 は水素の代わりとなるプローブとして用いることができるということである。

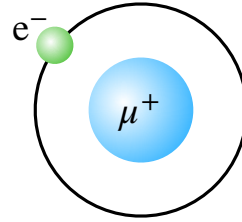
Mu^0 はいくつか Mu^+ とは異なる性質を持つが、その中でも本研究において最も重要な性質は、磁気回転比の大きさである。Table 2.2 からわかる通り、電子の磁気回転比の大きさは正ミュオンのそれより 100 倍以上大きい。正ミュオンと電子の束縛状態である Mu^0 も Mu^+ よりはるかに大きい磁気回転比を持ち、その値は低磁場極限では、

$$\gamma_{\text{Mu}^0}/2\pi = 13940 \text{ MHz/T} \quad (2.10)$$

である。 Mu^+ の磁気回転比の大きさが $\gamma_{\text{Mu}^+}/2\pi = 135.5 \text{ MHz/T}$ なので、 Mu^0 は Mu^+ よりも約 100 倍の大きさの磁気回転比を持つことになる。



(a) Mu^+ の概念図.



(b) Mu^0 の概念図.

Figure 2.6: Mu^+ , Mu^0 の概念図.

2.3 スピン偏極 μ^+ ビームの生成

μ^+ ビームは、陽子ビームを Be もしくは C ターゲットに照射し、核反応によりパイオン (π^+) を生成した後、式 (2.11) で表される π^+ の崩壊 (Figure 2.7 参照) から生成される μ^+ と反ミューニュートリノ ($\bar{\nu}_\mu$) のうち、 μ^+ をビームとして取り出すことで生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

$\bar{\nu}_\mu$ のヘリシティ h は、スピン角運動量 \mathbf{J} 、運動量 \mathbf{P} を用いて $h = \frac{\mathbf{J} \cdot \mathbf{P}}{P^2}$ と表せ、その値は $h = -1$ である。これは、 π^+ の崩壊が弱い相互作用によるもので、パリティ非保存であることに起因する。 π^+ はスピン 0、 μ^+ と $\bar{\nu}_\mu$ はどちらもスピン 1/2 の粒子である。したがって、角運動量保存則より μ^+ と $\bar{\nu}_\mu$ の運動量は逆向きになり、どちらの粒子も自身の運動量方向とは逆向きのスピンを持つことがわかる。ビームラインで同じ運動量方向の μ^+ をビームとして選択することで、スピン偏極度が 100% の μ^+ ビームが生成される。

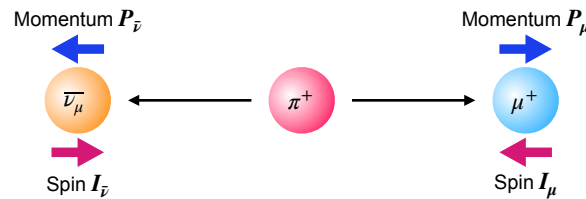


Figure 2.7: π^+ の崩壊図式.

本研究では、Be ターゲット表面付近に停止した π^+ の崩壊から放出された 4.1 MeV の単一エネルギーを持つ μ^+ をビームとして取り出す「表面ミュオンビーム」を用いた。

2.4 Muon Spin Rotation 法 (TF 法) の原理

では、Muon Spin Rotation 法の原理と測定方法に焦点を当てる。Muon Spin Rotation 法とは、試料中のミュオンスピンの運動を観測する手法である。 μSR 法では磁場のかけ方やかける向きによって ZF (Zero Field) 法, LF (Longitudinal Field) 法, TF (Transverse Field) 法と 3 つの手法

があるが、本論文では本研究で取り扱った、DC μ^+ ビームを用いた TF Muon Spin Rotation 測定法についてのみ言及する。

2.4.1 Asymmetry の測定

TF 法では、 μ^+ ビームのスピンの向きと垂直な向きに静磁場をかけて測定を行う。2.1.3 項で述べた通り、試料に入射した後に磁場 \mathbf{H} を感じたミュオンは \mathbf{H} と垂直な面上で Lamor 歳差運動を行う。この磁場 \mathbf{H} は、外部磁場 $\mathbf{H}_{\text{external}}$ と局所磁場 $\mathbf{H}_{\text{local}}$ の足し合わせ $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{external}} + \mathbf{H}_{\text{local}}$ である。金属中では、前述の通り $\mathbf{H}_{\text{local}} \approx 0$ なので $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{external}}$ となる。

実験では、試料上下に検出器を設置し μ^+ の崩壊から放出される陽電子を計数し、計数の非対称度 (Asymmetry) によりミュオンスピンの動きを観測する。

2.1.1 項にある通り、陽電子はミュオンスピンの向きに高確率で放出される。磁場 \mathbf{H} に従ったミュオンスピンの歳差運動に伴い試料上下に放出される陽電子の数が変動するため、陽電子の Asymmetry の時間発展がミュオンスピンの動きを反映していることとなる。

Figure 2.8 に DC ビームによる TF- μ SR 法の基本的な検出器のセットアップの例を示す。試料のビーム上流側に μ^+ 計数用のプラスチックシンチレーション検出器 (Muon counter) と試料上下に陽電子計数用のプラスチックシンチレーション検出器 (UP/DOWN counter) を設置する。Muon counter によって試料に入射した μ^+ を検出するが、ここで μ^+ を検出した時間を試料に μ^+ が停止した時刻 (t_0) とし、これを測定の start タイミングとする。 t_0 から一定時間のタイムウィンドウを設定し、その間 UP/DOWN 検出器により陽電子を計測する。 t_0 を基準として UP/DOWN で陽電子数の計数を繰り返し、それぞれの時刻において試料上下での陽電子数の Asymmetry を計算する。

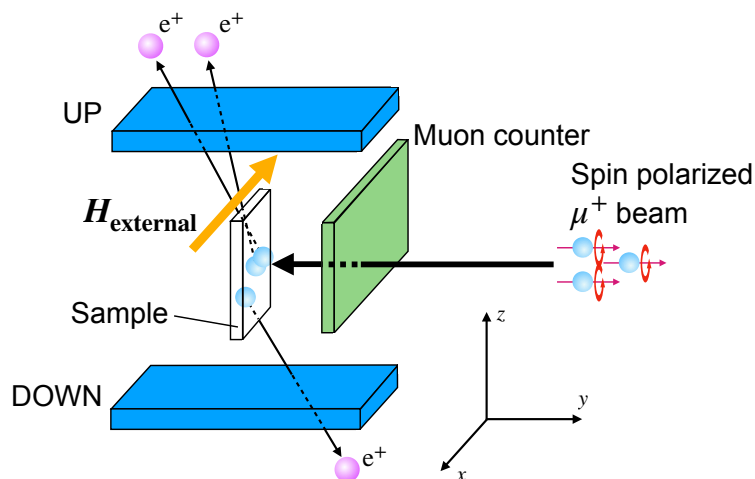


Figure 2.8: TF 法の基本的な setup. μ^+ ビームは進行方向逆向きにスピン偏極しており、スピン偏極の向きと垂直な向きに外部磁場 $\mathbf{H}_{\text{external}}$ を印加する。 μ^+ は試料中に停止した後、試料中で崩壊しながら e^+ を放出する。この e^+ を UP/DOWN counter で計数し、Asymmetry の観測を行う。

UP counter(U)、DOWN counter(D) それぞれで観測される陽電子の時間スペクトルは、

$$N_U(t) = N_U(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) [1 + a_0 P(t)] \quad (2.12)$$

$$N_D(t) = N_D(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) [1 - a_0 P(t)] \quad (2.13)$$

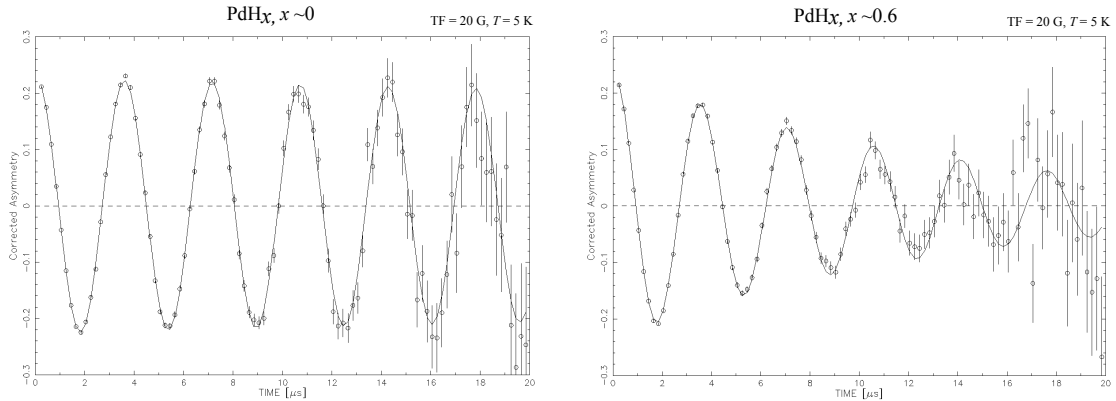
ここで、 a_0 は $t = 0$ での陽電子の asymmetry, $P(t)$ は偏極関数

と表せる。式 (2.12), (2.13) より、陽電子の Asymmetry の時間発展 $A(t)$ は、

$$A(t) = \frac{N_U(t) - \alpha N_D(t)}{N_U(t) + \alpha N_D(t)} = a_0 P(t) \quad (2.14)$$

$$\text{なお、} \alpha = \frac{N_U(0)}{N_D(0)}$$

と定義される。なお、 α は UP/DOWN counter の Geometry や検出効率の違いを補正するための係数である。式 (2.14) より、 $P(t)$ は Asymmetry $A(t)$ に比例しており、Asymmetry の時間発展がミュオンスピンの時間変化を反映しているため、Asymmetry の測定はミュオンスピンの動きを直接測定していることに相当しており、偏極度や緩和関数を取り出すことができるということがわかる。以下では、この Asymmetry の時間発展をプロットしたグラフを“ μ SR time spectrum”と呼ぶこととする。Figure 2.9 に、 μ SR time spectrum の例を示す。



(a) Pd の TF- μ SR time spectrum の例.

(b) PdH_{0.6} の TF- μ SR time spectrum の例.

Figure 2.9: 水素化パラジウム (PdH_x) の TF μ SR time spectrum の例. (a) と (b) では、水素の吸蔵度が異なる.

2.4.2 ミュオンスピンの磁場に対する応答

さて、2.1.3 項で触れたように、ミュオンスピンは磁場中で Lamor 歳差運動をする。ミュオンのスピン角運動量 \mathbf{J} は、パウリスピン行列 $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ を用いて $\mathbf{J} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma}$ と書ける。ここでミュオンスピンの z 成分は σ_z の期待値 $\langle \sigma_z \rangle$ を考えることに等しいので、Figure 2.5 での Mu^+ ス

ピンの歳差運動の z 成分は、 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ とすると、

$$\langle \sigma_z(t) \rangle = \frac{H_z^2}{H^2} + \frac{H_x^2 + H_y^2}{H^2} \cos(\omega t) \quad (2.15)$$

$$= \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos(\omega t) \\ = \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos(\gamma_\mu H t) \quad (2.16)$$

と表せる。式 (2.15) から分かる通り、 Mu^+ スピン回転の周波数は磁場の大きさ、振幅は初期状態の Mu^+ スピンの向きすなわち z 軸に平行でない磁場の成分の割合 ($\sin^2 \theta$) によって決まる。また、 Mu^+ スピン偏極の z 成分の時間発展は磁場 \mathbf{H} の確率密度関数 $\rho(\mathbf{H})$ を用いて

$$P_z(t) = \int d^3 H \rho(\mathbf{H}) \langle \sigma_z(t) \rangle \quad (2.17)$$

$$\text{ただし、} \int \rho(\mathbf{H}) d^3 H = 1$$

と表すことができる。

内部磁場が外部磁場に対して十分小さく無視できる場合

Mu^+ が感じる内部磁場 $\mathbf{H}_{\text{local}}$ が外部磁場 $\mathbf{H}_{\text{external}} (= \mathbf{H}_0)$ に対して十分小さく無視できる ($H_{\text{local}} \ll H_0$) 場合、確率密度関数は $\rho(\mathbf{H}) = \delta^{(3)}(\mathbf{H} - \mathbf{H}_0)$ と書ける。また、TF 法すなわち外部磁場を初期 μ^+ スピン偏極の向きに対して垂直向き (x 軸方向) に印加した場合を考えると、Figure 2.5 と式 (2.16) において $\theta = \pi/2$ とできるので、式 (2.17) は

$$P_z(t) = \int d^3 H \rho(\mathbf{H}) \langle \sigma_z(t) \rangle \\ = \int d^3 H \delta^{(3)}(\mathbf{H} - \mathbf{H}_0) \cos(\gamma_\mu H t) \\ = \cos(\gamma_\mu H_0 t) \quad (2.18)$$

となり、 $P_z(t)$ は、 Mu^+ の磁気回転比と外部磁場の大きさに比例した周波数を持つ単振動をすることがわかる。このとき Mu^+ のスピンは、 y 軸を回転中心として歳差運動している。

上述のように、TF 法では初期 μ^+ スピン偏極の向きを z 軸としたとき x 軸方向に静磁場 \mathbf{H}_0 を印加する。 H_0 は十分大きいので μ^+ スピンと外部磁場のなす角 $\theta = \pi/2$ となり磁場の x, y 成分 H_x, H_y は無視できる。以上より TF 法の場合、式 (2.17) は

$$P_z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dH_x \rho(H_x) \cos(\gamma_\mu H_x t) \quad (2.19)$$

と、より簡単な形で表せる。

内部磁場が Gauss 分布している場合

次に、内部磁場が H_0 より十分小さくかつ H_0 から影響を受けず Gauss 分布している場合を考える。

Figure 2.10 のように中心が $H_x = H_0$ の Gauss 関数を考え、 $H_x = H_0 + X$ とする。このとき、式 (2.19) は、

$$P_z(t) = \left[\int_{-\infty}^{\infty} dX \cos(\gamma_\mu X t) \rho(X) \right] \cos(\gamma_\mu H_0 t) = G_z(t) \cos(\gamma_\mu H_0 t) \quad (2.20)$$

と書き換えられる。すると、 $G_z(t)$ は

$$G_z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dX \cos(\gamma_\mu X t) \rho(X) \quad (2.21)$$

で定義され、横緩和関数と呼ばれる。 $G_z(t)$ は磁場の確率密度関数 $\rho(\mathbf{H})$ を Fourier 変換したものに等しく、 H_0 に依存しない。

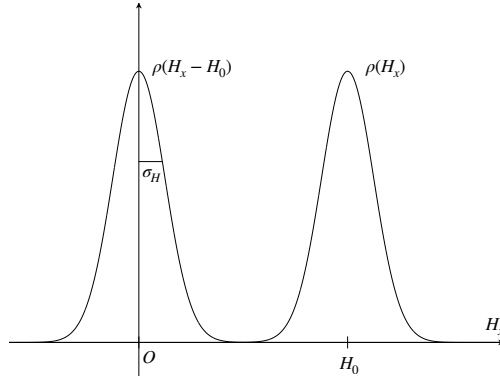


Figure 2.10: $\rho(H_x)$ と $\rho(H_x - H_0)$ の関係.

ここで Figure 2.10 のように、ガウス分布する等方的な内部磁場 $\mathbf{H}_{\text{local}}$ の確率密度関数 $\rho(X)$ の標準偏差を σ_H 、($\sigma_H^2 = \overline{H_i^2}$ ($i = x, y, z$)) とし、 $\Delta = \gamma_\mu \sigma_H$ とする。これより、 $\rho(H_0)$ は標準偏差 Δ/γ_μ の Gauss 分布であると言える。このとき $\rho(X = H_x - H_0)$ は、

$$\rho(X) = \frac{\gamma_\mu}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp\left(-\frac{\gamma_\mu^2 X^2}{2\Delta^2}\right) \quad (2.22)$$

と書ける。したがって横緩和関数 $G_z(t)$ は、

$$\begin{aligned} G_z(t) &= \left(\frac{\gamma_\mu}{\sqrt{2\pi}\Delta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dX \exp\left(-\frac{\gamma_\mu^2 X^2}{2\Delta^2}\right) \cos(\gamma_\mu X t) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_\mu}{\sqrt{2\pi}\Delta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dX \exp\left(-\frac{\gamma_\mu^2 X^2}{2\Delta^2}\right) (e^{i\gamma_\mu X t} + e^{-i\gamma_\mu X t}) \\ &= \left(\frac{\gamma_\mu}{\sqrt{2\pi}\Delta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dX \exp\left(-\frac{\gamma_\mu^2 X^2}{2\Delta^2} + i\gamma_\mu X t\right) \\ &= \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2} t^2\right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

と求められる。よって式 (2.19) より $P_z(t)$ は、

$$\begin{aligned} P_z(t) &= \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2}t^2\right) \cos(\gamma_\mu H_0 t) \\ &= \exp\left(-\frac{\gamma_\mu^2 \sigma_H^2 t^2}{2}\right) \cos(\gamma_\mu H_0 t) \end{aligned} \quad (2.24)$$

と表すことができる。これより、TF 法でガウス分布する内部磁場が存在する場合、 Mu^+ スピンは、外部磁場の大きさに相当する周波数 $H_0(\gamma_\mu/2\pi)$ で回転し、ガウス関数でその偏極を失っていくということがわかる。

ちなみに、 $\rho(X)$ が Lorentz 分布の場合

$$\rho(X) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_\mu a}{a^2 + \gamma_\mu^2 X^2} \quad (2.25)$$

$2a/\gamma_\mu$ は半値幅.

に対して横緩和関数 $G_z(t)$ は

$$G_z(t) = e^{-at} \quad (2.26)$$

となる。

この他にも、外部磁場 $\mathbf{H}_{\text{external}} = 0$ の場合 (Kubo-Toyabe 関数)、 $\mathbf{H}_{\text{external}}$ が $t = 0$ でのミュオン偏極に平行な場合 (縦緩和関数)、内部磁場が揺動している場合など、様々な状況での緩和関数が計算されて μSR 法の実験結果の解析に用いられているが、ここでは本研究に必要なもののみを紹介した。

第 3 章

Muon Spin Imaging Spectroscopy の方法・原理

さて、本研究は μ SR 法を用いたイメージング技術を開発することを目標としているが、ここで我々が製作・使用した位置検出器と本研究の実験原理を詳しく説明する。

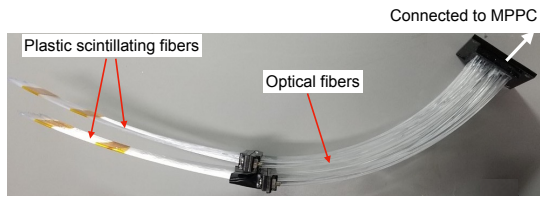
3.1 位置検出器 ファイバートラッカー

位置検出器のファイバートラッカーは、本研究、及び本研究室の研究である「 β 線検出核磁気共鳴法を利用したイメージング技術の開発 [6][7][8]」のために我々研究グループが製作したものであり、どちらの研究に際しても同一の検出器を使用している。

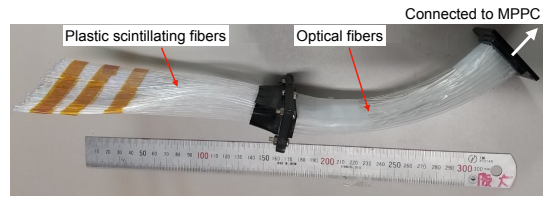
この検出器は、プラスチックシンチレーションファイバー、光ファイバー、Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を組み合わせたもので、合計で 6 台製作した。

Figure 3.1, 3.2, 3.3 に位置検出器の写真を示す。この位置検出器は、プラスチックシンチレーションファイバーを 1 列に並べ、信号を検出したファイバーの位置を特定できるものである。位置検出器には 2 つのタイプがあり、1 つは 1 列につき 32 本のファイバーを並べそれを 2 列にわけたもの (タイプ A; Figure 3.1(a), 3.2(a), 3.2)、もう 1 つは 64 本のファイバーを 1 列に並べたもの (タイプ B; Figure 3.1(a), 3.3(a), 3.3(b)) である。試料からの立体角を考慮して、タイプ A は x , y 軸方向の試料により近い内側の層 (inner layer)、タイプ B は試料からより離れている外側の層 (outer layer) に設置した。

これらの検出器の検出効率は、各検出器と測定位置によって変動するが、平均すると 1 層あたり約 40% である (Appendix C 節にて後述)。



(a) UP/DOWN inner layer に使用したファイバートラッカー (タイプ A), 写真は遮光前の状態.



(b) UP/DOWN outer layer に使用したファイバートラッカー (タイプ B), 写真は遮光前の状態.

Figure 3.1: 遮光前のファイバートラッカー.



(a) UP/DOWN の inner layer に使用したファイバートラッカー. 写真は遮光後のもので, 黒いビニールシートの内側には 32 本のプラスチックシンチレーションファイバーが 2 列に並んでいる.



(b) UP/DOWN の inner layer に使用したファイバートラッカーは合計で 2 台製作した.

Figure 3.2: UP/DOWN の inner layer に使用したファイバートラッカー.



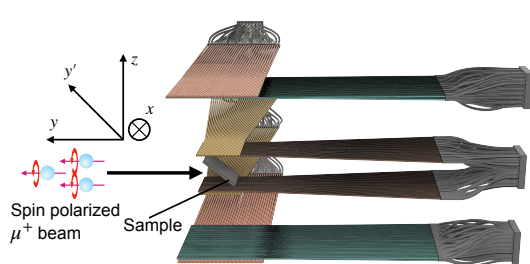
(a) UP/DOWN の outer layer に使用したファイバートラッカー. 写真は遮光後のもので, 黒いビニールシートの内側には 64 本のプラスチックシンチレーションファイバーが 1 列に並んでいる.



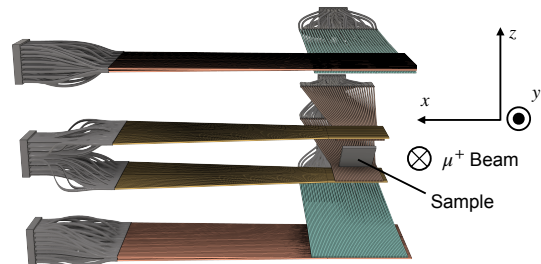
(b) UP/DOWN の outer layer に使用したファイバートラッカーは合計で 4 台製作した.

Figure 3.3: UP/DOWN の outer layer に使用したファイバートラッカー.

Figure 3.4 に実験時の本検出器の setup のイメージ図を示す。ビーム軸に対して平行及び垂直な方向にそれぞれ 4 層ずつ位置検出器を設置する。この際、試料上下それぞれで検出器が 4 層ずつ設置されている。また、Figure 3.4(a), 3.5 にあるように x, y, y', z 軸を設定した。ここで、実験では Figure 3.5 に示すように試料をビームに対して 45° 傾けて設置したため、 y' 軸は試料平面上の軸とした。ちなみに、試料を傾けて設置したのは 2 つ理由がある。1 つ目の理由は、試料の大きさが試料を設置できるスペースに限りがあったためである。2 つ目の理由は、試料をビームに対して垂直に設置すると、解析の際に試料が存在する平面上の位置について高さ方向の情報が失われてしまうため、なるべく試料平面の向きを検出器と向かい合うようにするためである。



(a) ファイバートラッカーの setup を x 軸方向から見た際のイメージ図.



(b) ファイバートラッカーの setup を y 軸方向から見た際のイメージ図.

Figure 3.4: ファイバートラッカーの setup のイメージ図. (a) にあるように、試料平面上を通りそれに平行な y' 軸を設定した.

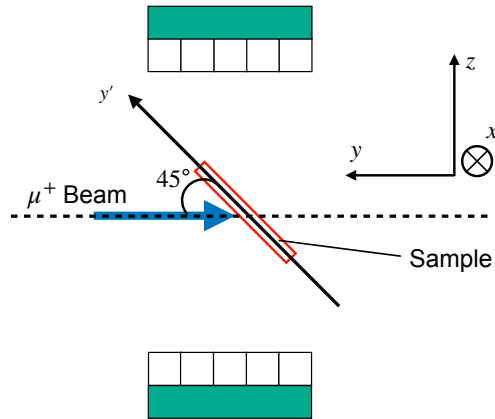


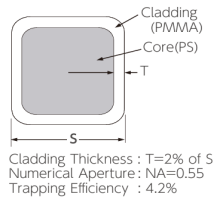
Figure 3.5: μ^+ ビームと試料との関係. 横から見た際、ビーム軸に対して試料を 45° 傾けて設置した.

3.1.1 プラスチックシンチレーションファイバー、光ファイバー

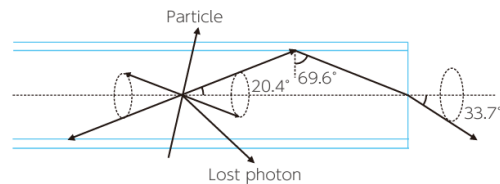
位置検出器には 1 mm 角のシンチレーションファイバー (Kuraray 製 SCSF-78-1.00mmSQ[9]) を使用し、シンチレーションファイバーと MPPC の接続部分には、1 mm ϕ の光ファイバー (ケニス製 1-115-029[10][11]) を使用した。光ファイバーを使用した理由は、以下の 3 点である。

- 高価なプラスチックシンチレーションファイバーの使用量を抑えるため。
- もう 1 点は実験において検出器を設置できるスペースに制限があり、光ファイバーがプラスチックシンチレーションファイバーよりも曲げやすい素材であるため。
- プラスチックシンチレーションファイバーと MPPC の接続部分でのノイズの検出を避けるため。

Figure 3.6(a) に示す通り、本研究で使用しているシンチレーションファイバーは、プラスチックシンチレータよりも反射率の小さい Cladding と呼ばれる材質で覆われている。Cladding により光子は全反射しながらファイバー内を進んでいく (Figure 3.6(b) 参照)。



(a) プラスチックシンチレーションファイバーの断面図.



(b) Cladding による光子の全反射のイメージ図.

Figure 3.6: プラスチックシンチレーションファイバーの断面図と Cladding のイメージ図 ([9] より引用).

3.1.2 Silicon Photomultiplier (Si-PM)

プラスチックシンチレーションファイバーからの信号の受光には、MPPC array (浜松ホトニクス製 [12]) を使用した。MPPC は、複数の Avalanche Photo Diode (APD) をマルチピクセル化した Silicon Photomultiplier である。APD は、逆電圧を降伏電圧以上にして動作させることで起こるアバランシェ増倍を利用するガイガーモードで使用する。

本実験では浜松ホトニクス製の MPPC array (S13361-3050AE-08) を使用した (Figure 3.7, 3.8 参照)。この MPPC array は 3 mm × 3 mm の素子が 8 × 8 の array になっている。すなわち、1 台で 64 個の素子を有しており 64 ch 分の信号を独立に MPPC array 1 台で受光できる。

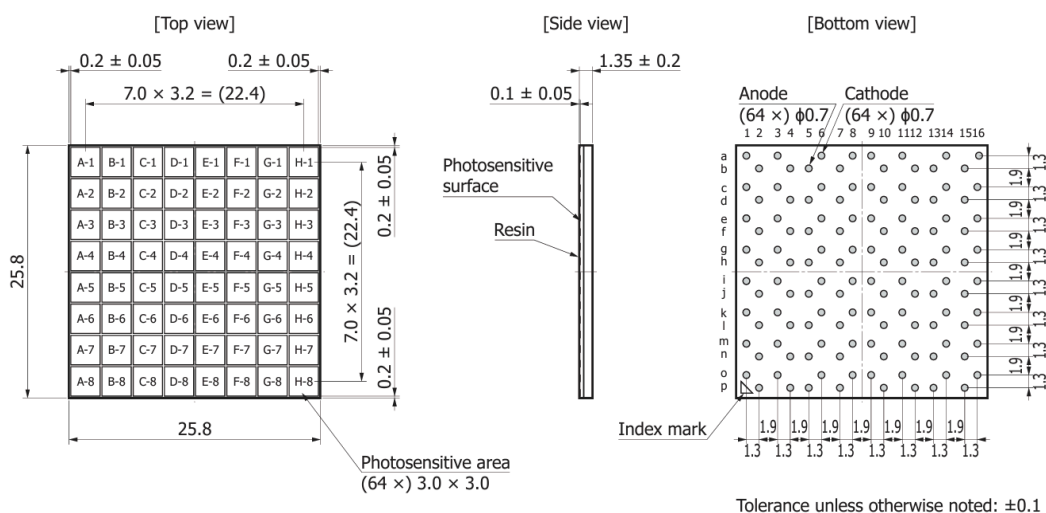
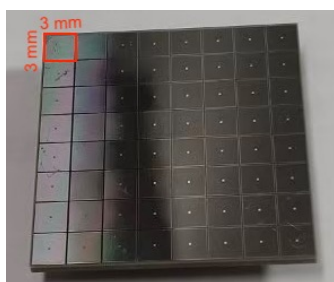


Figure 3.7: MPPC array の図面 (単位は mm, [12] より引用).



(a) MPPC array の受光面の写真. 1 つの素子につき 1 本のプラスチックシンチレーションファイバーを接続し、信号を検出する。



(b) MPPC array の接続面の写真. 1 対のフラットケーブルにより、信号読み出し/電圧印加用モジュール EASIROC に接続する。

Figure 3.8: MPPC array の写真.

3.2 本研究の実験原理

これより、本研究の実験原理について論じていく。これまでに述べている通り、本研究は「 μ SR法を用いたイメージングシステムの開発」を目的としており、そのステップは以下のように大きく2つに分けられる。

1. 陽電子の放出源すなわち試料内での μ^+ 停止位置の特定
2. 試料の各位置における μ SR time spectrum の測定、解析

本節では、以上2ステップに関して詳しく述べていくこととする。

3.2.1 試料内での μ^+ 停止位置の特定

まず、試料内での μ^+ 停止位置の特定方法について説明する。

Figure 3.9, 3.10 に、陽電子の飛跡を位置検出器を用いて特定する際の概略図を示す。

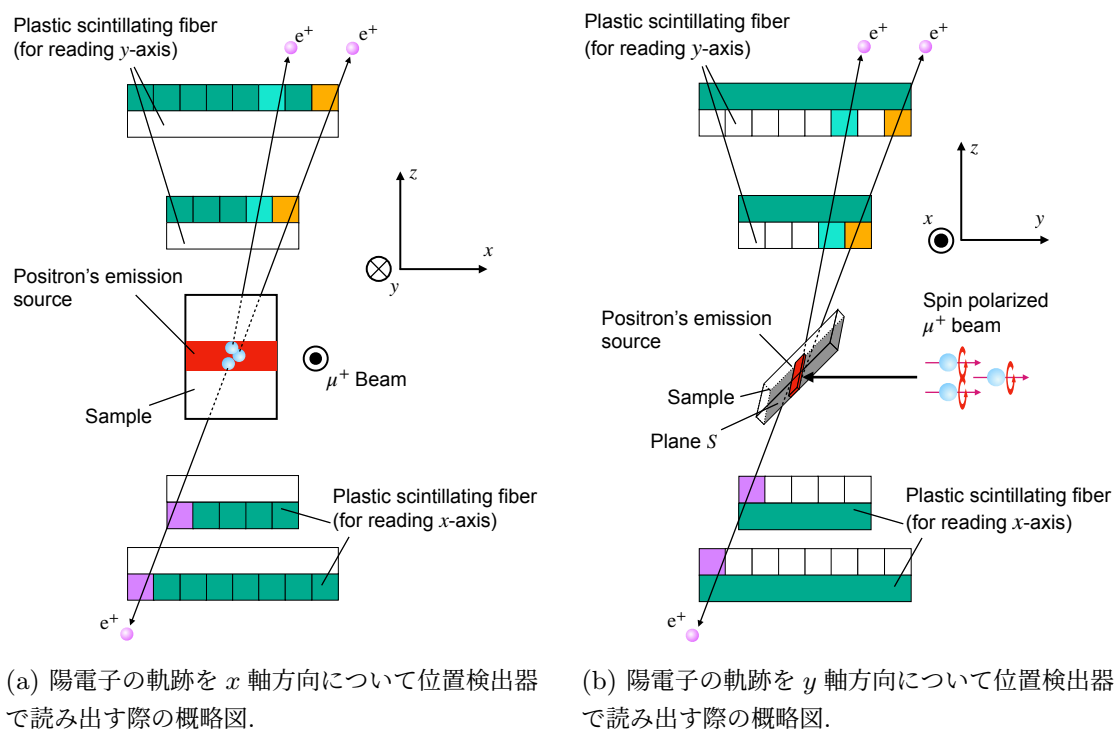


Figure 3.9: 位置検出器で陽電子の軌跡を読み出す際の概略図.

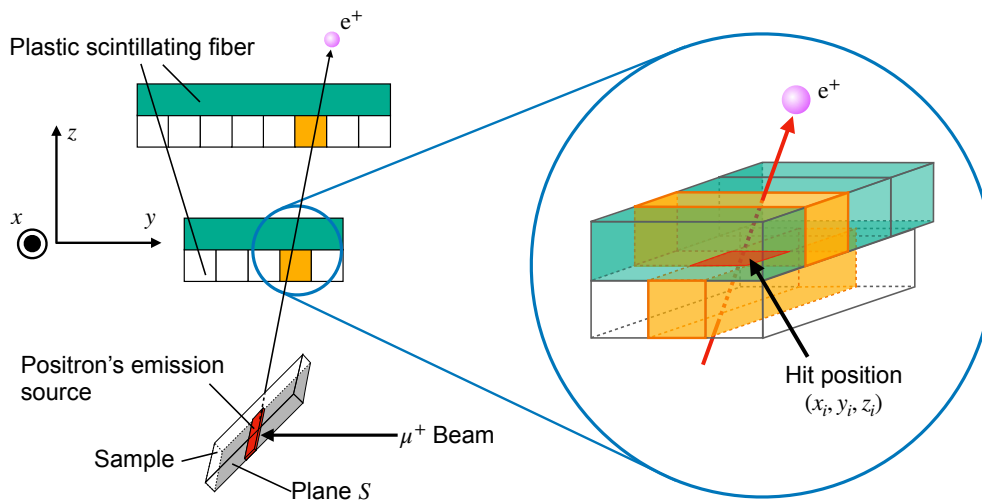


Figure 3.10: 位置検出器で inner layer 上の陽電子の通過位置を求める際のイメージ図。Outer layer 上でも同様に座標 (x_o, y_o, z_o) を求める。

Figure 3.10 にあるように、inner, outer layer での陽電子の通過位置 $(x_i, y_i, z_i), (x_o, y_o, z_o)$ を試料の UP/DOWN それぞれで特定し、その2点を結んだ直線 l が陽電子の飛跡であるとする。また、今回は表面ミュオンビーム (運動量 $p_{\mu^+} = 28 \text{ MeV}/c$) を利用しており、試料に対するミュオンの飛程は $100 \mu\text{m}$ のオーダーである (Table 2.1 参照)。よって、 μ^+ ビームは試料表面にのみ停止すると考えると、板状の試料を用いた場合は、試料を平面 S と見なすことができ、直線 l と平面 S との交点が、陽電子の放出源すなわち試料内での μ^+ の停止位置だと考えることができる。

以上のように1つ1つの μ^+ に対して試料内での停止位置を求めた後、各位置に関して μSR time spectrum を求め試料のイメージングを行なった。

3.2.2 試料の各位置における μSR time spectrum の測定、解析

次に、試料の各位置における μSR time spectrum の測定について述べる。

試料のイメージ図を構築するためには、3.2.1 項で述べたように μ^+ の試料内での停止位置を求めた後、試料の各位置におけるミュオンスピンの磁場に対する応答の違いを観測する必要がある。本研究では、式 (2.14) を用いて μSR time spectrum を各位置について求め、比較することでそれぞれの磁場への応答を考察した。この際、tracking 可能な陽電子はファイバートラッカーの全層を通過し、かつトラッカーよりも外側に設置した UP/DOWN counter を通過したものに限られる。したがって、各位置の μSR time spectrum を求める際にはそのような陽電子のみをデータ解析に使うことができる。

第 4 章

実験

実験は、カナダのブリティッシュコロンビア州バンクーバーにある TRIUMF 研究所のミュオンビームライン M20C にて、2022 年 11 月と 2023 年 7 月に行なった。いずれの実験でも実験セットアップはほとんど同じだったが、試料を固定するサンプルホルダーの形状が少し異なっている。これについては 4.3.2 項にて後述する。

4.1 TRIUMF 研究所ミュオンビームライン M20C

4.1.1 ビームライン

Figure 4.1 に、TRIUMF 研究所のビームライン全体図を示す。使用した実験エリアは、赤枠で囲んだ「M20C」ビームラインである。

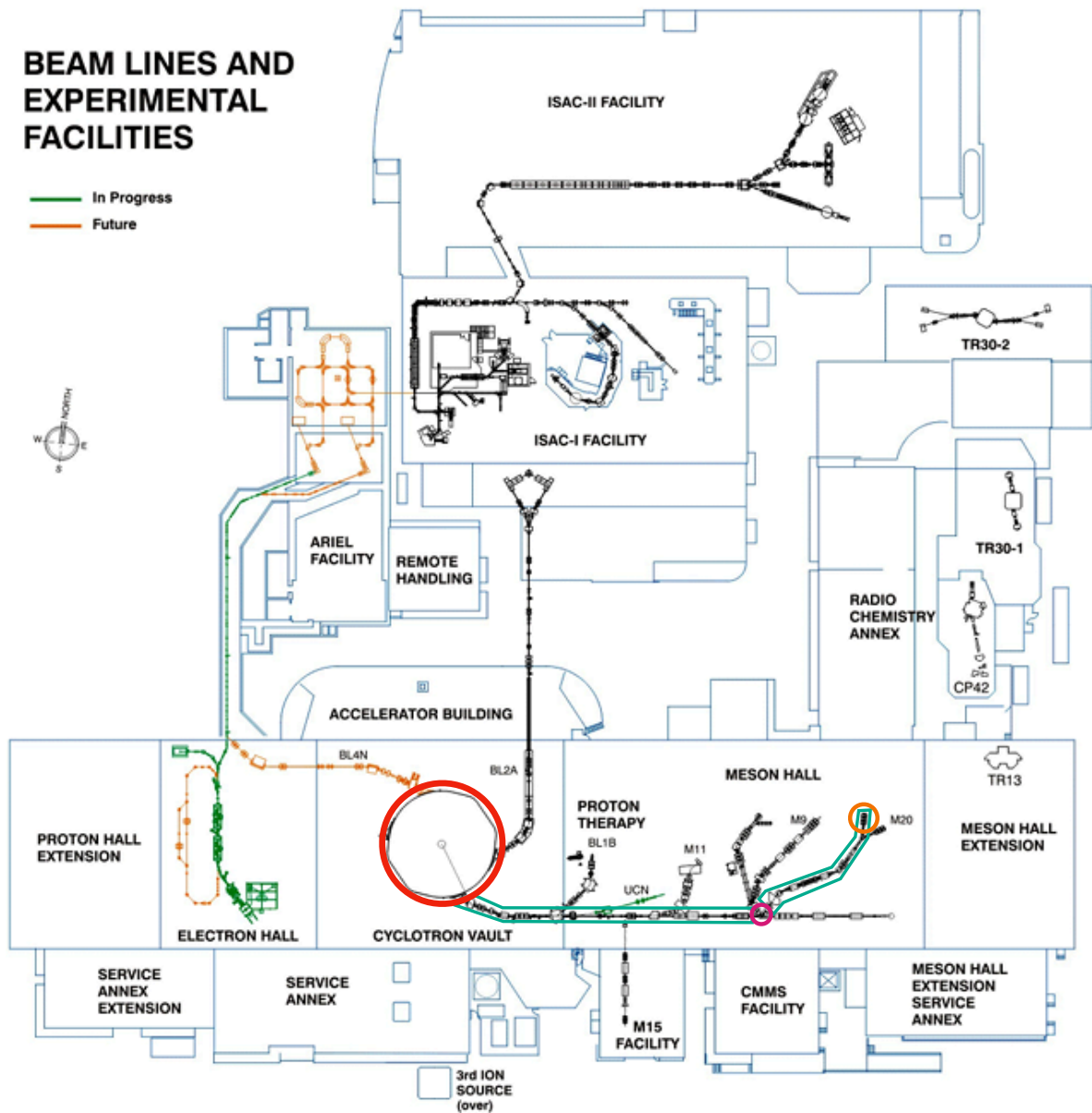


Figure 4.1: TRIUMF 研究所のビームライン全体図 ([13] より引用). 赤色の円がサイクロトロン, 紫色の円が π^+ 生成ターゲット, 緑色で囲った部分が使用したビームライン, 橙色の円が M20C 実験エリアをそれぞれ指している.

4.1.2 TRIUMF 研究所での μ^+ ビームの生成とその特徴

2.3 節にあるように、TRIUMF 研究所ではサイクロトロン加速器 (Figure 4.1) を用いて 520 MeV の陽子ビームを生成する。この陽子ビームを厚さ 10 cm の Be ターゲットに照射し、核反応によりパイオン (π^+) を生成し、さらに式 (2.11) で表される π^+ の崩壊から生成される μ^+ をビームとして取り出す。

M20C ビームラインでは「表面ミュオンビーム (2.3 節参照)」を使用でき、表面ミュオンビームの運動量、運動エネルギーはそれぞれ $29.8 \text{ MeV}/c$, 4.12 MeV で、ほぼ一定である。

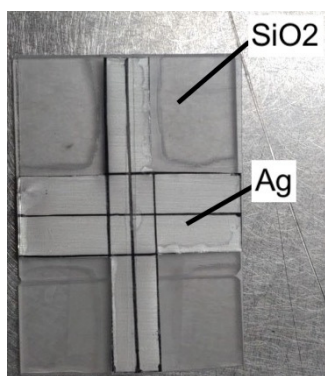
式 (2.11) から分かる通り、 π^+ は μ^+ と ν_μ に崩壊するが、崩壊の際に ν_μ は運動量方向に対して逆向きのスピンを持ち去る。このとき、 ν_μ と μ^+ は共に $1/2$ のスピンを持ち、かつ π^+ の崩壊全体で角運動量は保存するため、 μ^+ も必ず運動量と逆向きのスピンを持つこととなる。したがって、実験で利用するミュオンビームはほぼ 100% スピン偏極しており、これは μSR 法の最大の特徴の 1 つとなっている。

4.2 試料

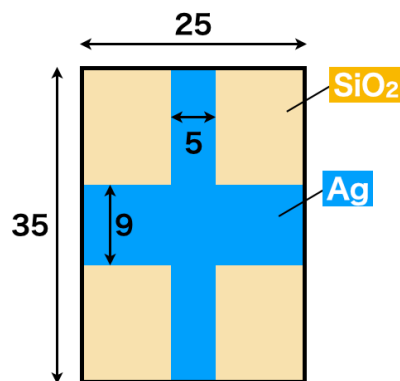
実験では、様々な種類の試料を測定対象としたが、本論文では 3 つの試料、 $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料、隕石試料、穴空き試料についてのみ焦点を当てていくこととする。3 つの試料の写真と寸法を Figure 4.2, 4.3, 4.4 に示す。

4.2.1 $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料

$\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の写真とその寸法を Figure 4.2 に示す。この試料の四隅は SiO_2 、十字部分は Ag からなっている。この試料は我々が作成したもので、試料の寸法はあらかじめ測定している。 SiO_2 部は厚さ 1 mm の石英ガラス、 Ag 部には厚さ 0.1 mm の Ag 板を使用した。また、 Ag , SiO_2 中での μ^+ の振る舞いもよくわかっているため、トラッキングから得たデータと reference データと (4.4 節にて後述) 比較し結果を考察するねらいがある。



(a) $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の写真.



(b) $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の寸法.

Figure 4.2: $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の写真と寸法. SiO_2 板の上に十字に切った Ag 板を貼り付けた. 四隅の銀色の部分が SiO_2 で、白色透明の十字の部分が Ag .

Ag , SiO_2 中での μ^+ の振る舞い

2.2 節にあるように、金属である Ag 中では μ^+ はそのままの状態が存在する (Mu^+)。一方、半導体である SiO_2 中では SiO_2 中の伝導電子とカップリングし、 Mu^0 を形成することがある。した

がって、 Mu^0 の磁気回転比の大きさは Mu^+ のその約 100 倍であることから、試料内各位置での μSR time spectrum の周期を比較することで Ag と SiO_2 を区別することができる。

この試料は 2022 年 11 月の実験で計測された。

4.2.2 隕石試料

隕石試料 NWA869 の写真を Figure 4.3 に示す。この隕石は、モロッコとアルジェリアの国境付近で採集され、約 20 wt% 鉄を含んでいると考えられている。

この試料は、金沢大学理工研究域の佐藤渉教授に提供していただいた。



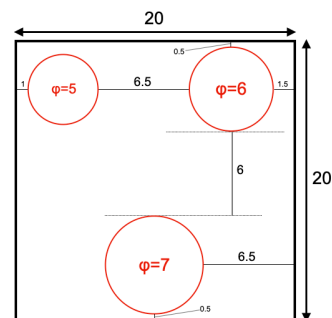
Figure 4.3: 隕石試料の写真.

4.2.3 穴空き試料

穴空き試料の写真と図面を Figure 4.4 に示す。本試料は $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ のアルミニウム板に、直径 5 mm, 6 mm, 7 mm の穴を開けたものである。穴同士の間隔は、隣り合う穴の直径よりも大きくなっている。



(a) 穴空き試料の写真.



(b) 穴空き試料の図面. 単位は mm.

Figure 4.4: 穴空き試料の写真と図面.

この試料の測定では、 μ^+ の崩壊により放出される陽電子をトラッキングして試料のイメージを再構成することで、どの直径の穴が再現できるか、ということに注目しており、トラッキングシス

テムの位置分解能を評価する狙いがある。

この試料は 2023 年 7 月の実験で計測された。

4.3 実験 Setup

4.3.1 検出器の Setup

Figure 4.5 に実験 setup のイメージ図を示す。また、Figure 4.6 は、ファイバートラッカーを含む検出器システム M20C ビームラインに設置した際の全体の写真である。

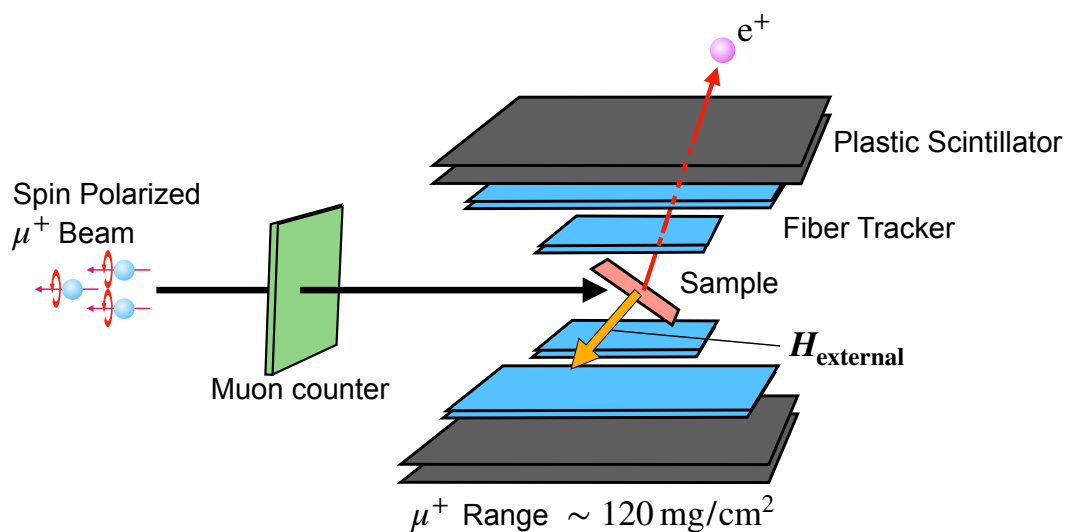


Figure 4.5: 実験 setup のイメージ図.

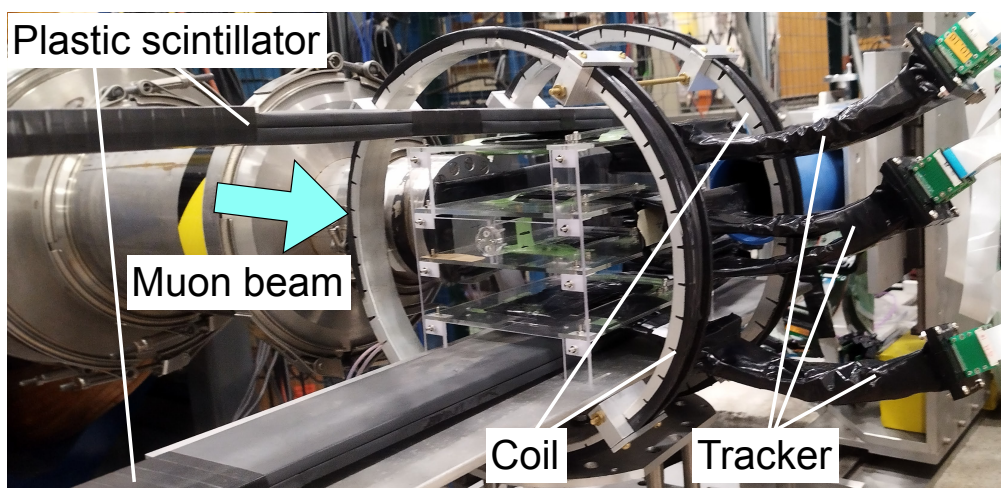
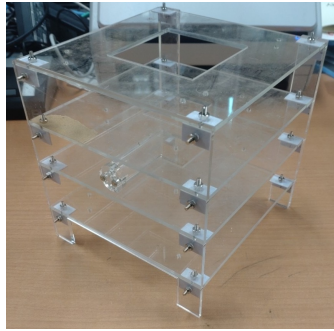


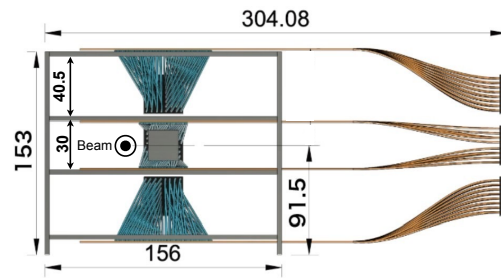
Figure 4.6: M20C に検出器システムを設置した際の写真.

3.2.1 項で述べた通り、合計で 6 台のファイバートラッカー (Figure 3.2, 3.3) を製作したが、これらは試料と共にアクリル製のチェンバーに固定 (Figure 4.7, 4.8) した。この際、プラスチック

ファイバーがビームに平行な方向と垂直な方向にトラックをそれぞれ4層ずつ、そしてチェンバー中央に試料を設置した。すなわち、試料上下にトラックがそれぞれ4層ずつ配置 (Figure 3.4 参照) されている。



(a) ファイバートラッカーと試料を設置するために使用したアクリル製のチェンバー。



(b) ファイバートラッカーを設置した際のアクリル製のチェンバーとトラッカー全体の寸法。

Figure 4.7: アクリル製のチェンバーの写真とファイバートラッカーも含めた際の寸法。

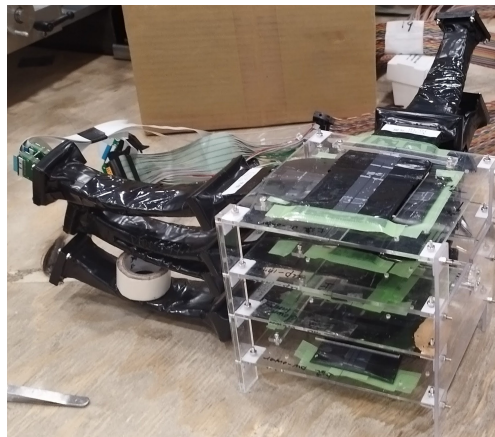
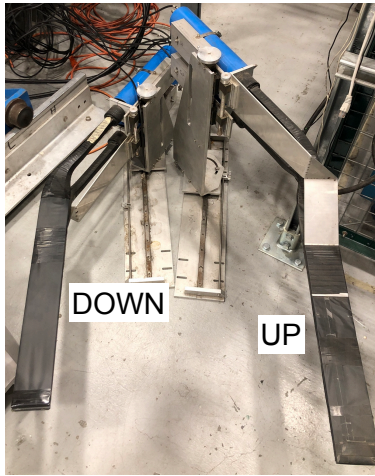
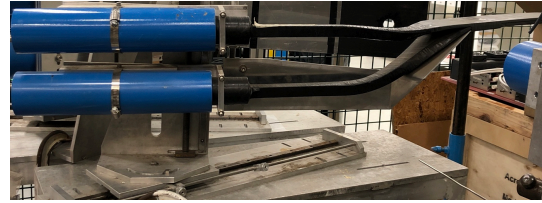


Figure 4.8: ファイバートラッカーをアクリル製のチェンバーに取り付けた際の写真。

実験では、ビームライン終端と試料の間に μ^+ ビーム測定用に1台のプラスチックシンチレーション検出器 (Muon counter)、さらにUP/DOWNのトラックのさらに外側に陽電子検出及びトリガー信号生成用のプラスチックシンチレーション検出器 (UP/DOWN counter) をそれぞれ2台ずつ設置した (Figure 4.9 参照)。トラッキング用のデータとしてはUP/DOWNそれぞれについて、ファイバートラッカーの全ての層とUP/DOWN counterのいずれかとの同時計数のみを試料に入射し崩壊した μ^+ からの陽電子と考えて計数した。また、チェンバー全体に対して約10Gの磁場をヘルムホイットコイル (4.3.3 項にて後述) により印加した。 μ^+ スピンは、試料内に停止した後この磁場に垂直な面上でLamor歳差運動することとなる。



(a) UP/DOWN counter を上から撮った写真.



(b) DOWN counter を横から撮った写真. 2 台のプラスチックシンチレーション検出器を重ねており, 実験時はこの 2 つの検出器の coincidence を取る. UP counter も同じ構造.

Figure 4.9: UP/DOWN counter の写真.

4.3.2 試料の設置

全ての試料は、Figure 3.5 に示すようにビームに対して 45° 傾けて設置した。また、ビーム中心と試料の中心とが一致するように、ビームライン終端から約 5 m 後方から望遠鏡で試料位置を見ることでビームと試料の位置合わせを行なった。

サンプルホルダー

測定する試料は、アクリルとアルミニウムからなるサンプルホルダーに取り付けられ、サンプルホルダーと共にアクリル製のチェンバーに固定された。

■2022 年 11 月実験 Figure 5.5(a) に、サンプルホルダーの写真と寸法を示す。

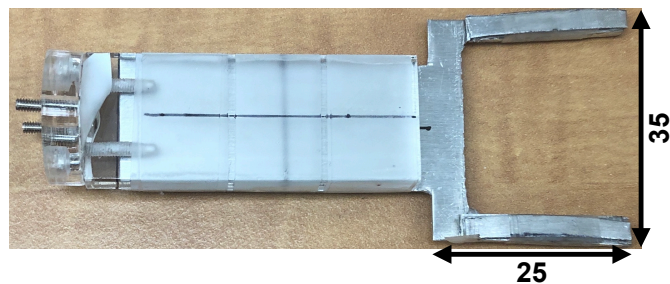
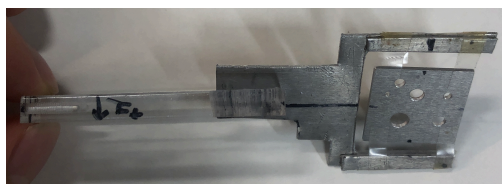


Figure 4.10: 2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの写真と寸法.

■2023 年 7 月実験 Figure 4.11 に、2023 年 7 月実験にて使用したサンプルホルダーを示す。本サンプルホルダーは Figure 5.5(a) を加工したものである。したがって、サンプルを固定するフォーク状の部分の寸法は Figure 5.5(a) と同じものである。Figure 5.5(a) との違いは、サンプルホル

ダーのフォーク状部分が 45° に傾けられている点にある。



(a) 2023 年 7 月実験で使用したサンプルホルダーを上から見た写真. なお, サンプルホルダーには穴空き試料が貼付されている.



(b) 2023 年 7 月実験で使用したサンプルホルダーを横から見た写真.

Figure 4.11: 2023 年 7 月実験で使用したサンプルホルダーの写真. 写真の試料は, 今回取り上げるものとは別のものである.

Ag+SiO₂ 試料

Figure 4.2 にあるように、Ag+SiO₂ 試料は縦 35 mm × 横 25 mm × 厚さ約 1 mm の板状試料である。Figure 4.12 に、本試料をサンプルホルダーに設置した際の写真を示す。この試料は 2022 年 12 月実験で測定された。

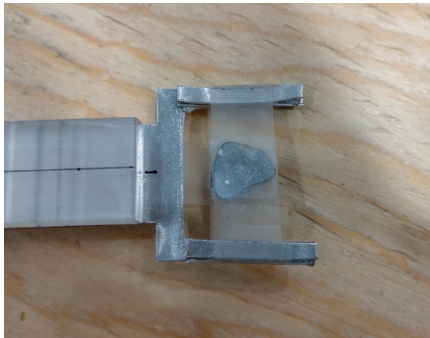


Figure 4.12: Ag+SiO₂ 試料をサンプルホルダーに固定した際の写真.

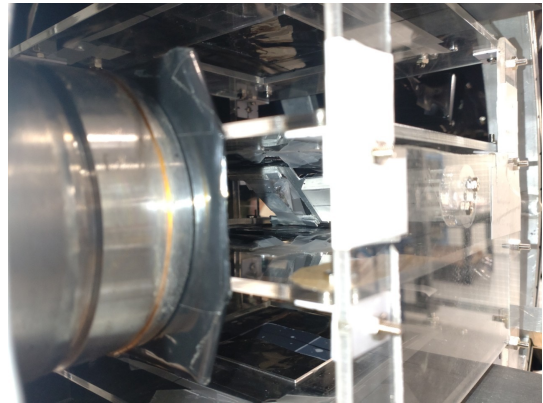
隕石試料

隕石試料の場合も Ag+SiO₂ 試料のときと同じサンプルホルダーを使用した。隕石試料はビームの直径よりも小さく、すでにビーム中心とサンプルホルダー中心の位置合わせを行っていたため、試料設置後に細かい位置調整は行わずサンプルホルダーの中心付近に試料を固定した。

なお、スコッチテープで試料を固定したが、この際テープの接着剤が隕石に付着しないよう、隕石を薄いフィルムで覆ってからテープを貼付した。Figure 4.13(a) に、隕石試料をサンプルホルダーに貼付した際の写真、Figure 4.13(b) に、隕石試料をビームラインに設置した際の写真を示す。この試料は 2022 年 12 月実験で測定された。



(a) 隕石試料をサンプルホルダーに貼付した際の写真.



(b) 隕石試料をビームラインに設置した際の写真. 写真はビームライン上流側から撮影された.

Figure 4.13: 隕石試料をサンプルホルダー, ビームラインに設置した際の写真.

穴空き試料

穴空き試料は、Figure 4.11 のサンプルホルダーにスコッチテープで固定された。このとき、テープで穴を塞がないようになっている。本試料をビームラインに設置した際の写真を Figure 4.14 に示す。この試料は、2023 年 7 月実験で測定された。

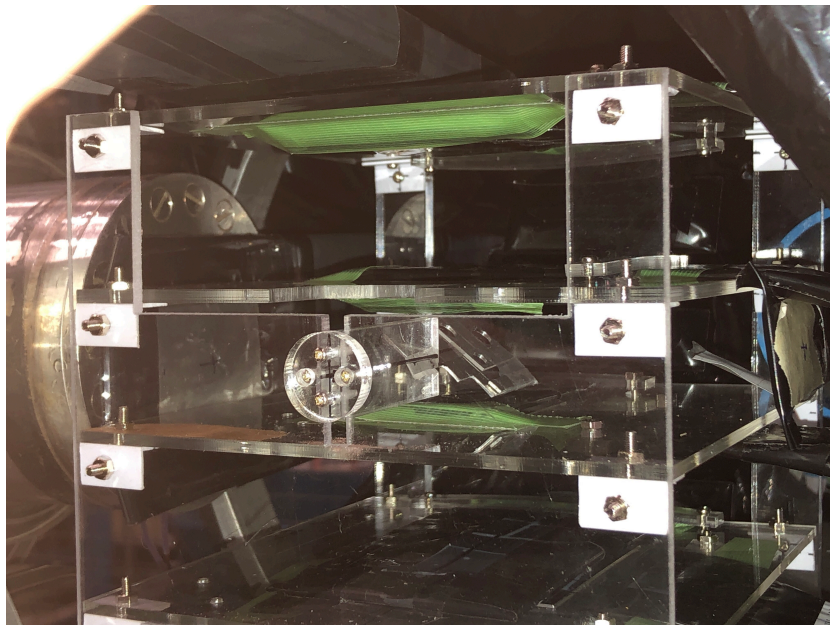


Figure 4.14: 穴空き試料をビームラインに設置した際の写真. 写真はビームライン下流側から撮影された.

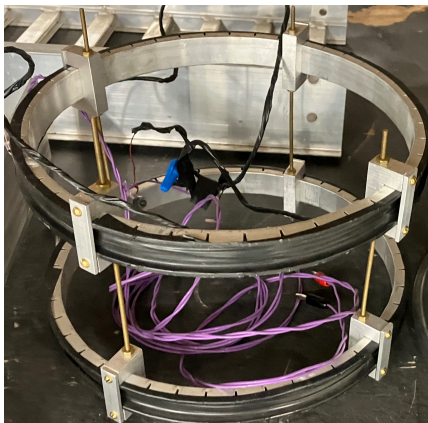
4.3.3 ヘルムホルツコイル

実験では、Figure 4.15 に示すようにアクリルチェンバーの外側にヘルムホルツコイルを設置し、試料全体に約 10 G の大きさの磁場を印加した。このヘルムホルツコイルの寸法は、外径 296 mm、内径 266 mm、外側同士、内側同士のリング間距離はそれぞれ 170 mm、116 mm である。

ヘルムホルツコイルでは、1 対のループコイルに順方向に電流を流すことでコイル内部に一様性の良い静磁場を作ることができる。磁場の大きさ $B_x(x)$ は、磁気定数 μ_0 、電流の大きさ I 、コイル間の距離 a 、コイルの半径 R 、コイルの巻き数 n を用いて、

$$B_x(x) = \frac{\mu_0 n I a^2}{2} \left[\frac{2}{R^3} - \frac{45a^4}{8R^{11}} x^4 \right] \quad (4.1)$$

と近似できる。



(a) 実験で使ったヘルムホルツコイルの写真。



(b) ヘルムホルツコイルをビームラインに設置した際の写真。

Figure 4.15: 実験時のヘルムホルツコイルの写真。

$a = R$ のとき、中心部分の磁場の一様性が最も良くなる。本コイルでは $a \approx R \approx 141$ mm である。ヘルムホルツコイルには直流電源より電流を供給した。実験では、 $B = 10$ G となるよう電流の大きさを $I = 3$ A に設定し、実験中はコイルに流した電流値をモニターして磁場の大きさに大きな変動がないことを確認していた。

Mu^+ 、 Mu^0 の磁気回転比はそれぞれ、 $\gamma_{\text{Mu}^+} = 2\pi \times 13.55$ kHz/G、 $\gamma_{\text{Mu}^0} = 2\pi \times 1.394$ MHz/G で、 Mu^+ 、 Mu^0 どちらもスピンの感じる磁場の大きさに従った周期で歳差運動をする。 $B = 10$ G の場合の周期は、 Mu^+ では 135.5 kHz、 Mu^0 では 13.94 MHz である。試料に一樣な大きさの磁場をかけ歳差運動の周期を測ることで、試料内部でミュオンがどのような状態を取ったのかを調べることができる。

4.4 データ取得システム

実験では、2つの回路を使用しそれぞれ独立にデータを取得した。1つは、トラッカーシステム用の回路、1つは TRIUMF で通常用いられている μ SR 実験用の回路である。後者はトラッカーで取得したデータを検証するための reference データを取得するためのものである。それでは、それぞれのデータ取得システムについて詳しく見ていくこととする。

4.4.1 μ SR 実験のデータ取得

まずは、TRIUMF 研究所にて普段から用いられているデータ取得システム (refDAQ) について記述する。

先述の通り、refDAQ は TRIUMF 研究所にて元々使われていたもの [14][15] で、ゆえに我々は refDAQ により得られた結果は reference に相応しいと考えている。refDAQ で取得するデータは我々のトラッカーとは独立しており、位置情報なしで試料全体のみに対してデータ取得を行なっている。したがって、reference データは試料のほぼ全ての component についてのもので、 μ SR time spectrum にはそれぞれの component の特徴が同時に現れる。この結果と、トラッキングシステムにより試料内の各位置 (もしくは各 component) について得られた結果とを比較することでイメージング結果が正しいかどうかを検査することができる。

Figure 4.16 に、refDAQ データ取得の概略図を示す。ここで、refDAQ の start、stop 信号はそれぞれ、ビームライン終端の Muon counter、試料 UP/DOWN にそれぞれ 2 台ずつ設置した UP/DOWN counter のいずれかの同時計数である。refDAQ は入射するほぼ全ての μ^+ に対して 1 つずつ崩壊の時間情報を取得していることとなる。

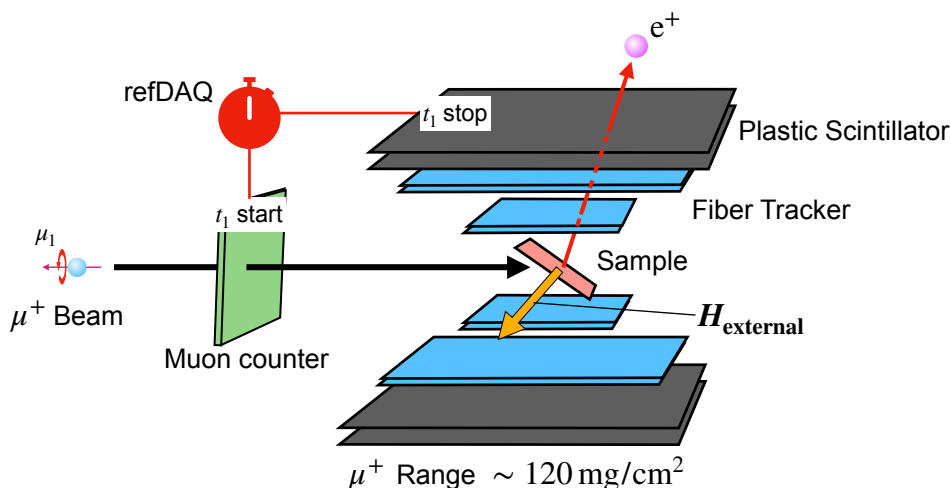


Figure 4.16: refDAQ のデータ取得イメージ図. 実際には UP/DOWN counter はそれぞれ 2 台のプラスチックシンチレーション検出器が重ねられている。

ちなみに、refDAQ の時間分解能は Muon counter と UP/DOWN counter の時間分解能に依存している。これらの時間分解能は数 ns で、本実験で考慮すべきどの時間スケールよりも十分小

さい。

4.4.2 トラッキング用データ取得システム

次に、我々のトラッキングシステム用のデータ取得システム (trackDAQ) について記述する。

Figure 4.17 に、trackDAQ 用の回路図を示す。ここで、使用したデータ取得用 PC は refDAQ のものとは別のものであり、各々独立していることに注意されたい。なお、Figure 4.17 中の GTO はトリガー信号作成用 NIM モジュール、EASIROC は MPPC へ電圧を印加しながら MPPC からの波高情報を取得し、そしてその波高の大きさに伴った信号幅を持つ論理信号を発生させることのできる NIM モジュールである。また、V1190 は EASIROC から発せられた論理信号について時間スペクトルを取得するために使用した VME 規格の TDC モジュールである。これらのモジュールの詳細については 4.5.1, 4.5.3, 4.5.4 項にて後述するため、そちらを参照のこと。

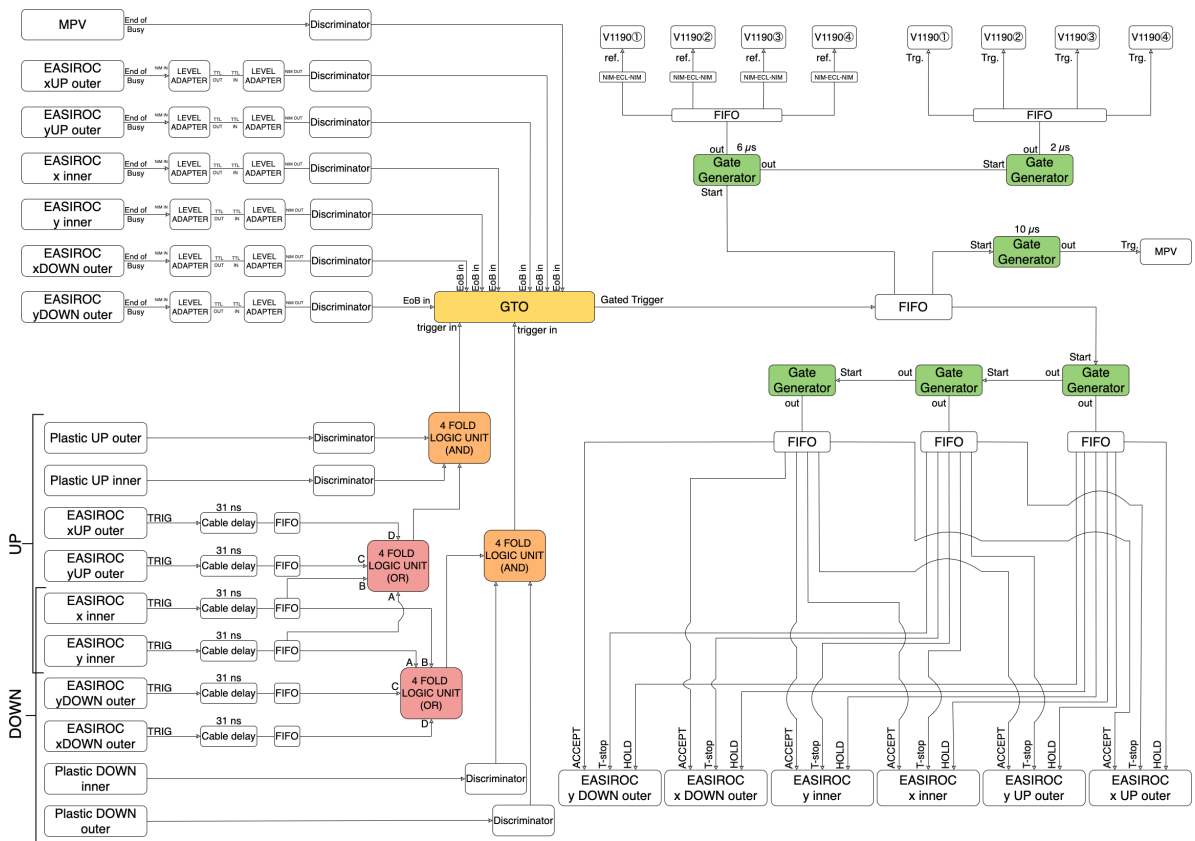


Figure 4.17: TrackDAQ のデータ取得に使用した回路図.

この回路では UP/DOWN それぞれに関して、UP/DOWN counter とファイバートラッカー全層との同時計数と EASIROC の End of Busy 信号の組み合わせによりデータ取得用のトリガー信号を作成した。

4.5 トラッキングに用いるシステムとモジュール

本節では、trackDAQ でデータを取得するにあたって使用したシステムとモジュールを紹介する。モジュールに関しては、Figure 4.17 にある “EASIROC”, “V1190”, “GTO” の3 つについて述べる。

4.5.1 NIM-EASIROC モジュール

本研究では、MPPC array への電圧印加と各 MPPC からの信号取得用に、東北大学、KEK、大阪大学、Open-it[16] とジー・エヌ・ディー社 [17] によって開発された汎用 MPPC 読み出しモジュール “NIM-EASIROC モジュール [18][19]” を使用した。

EASIROC とは Extended Analogue Silicon pm Integrated Read Out Chip の略称で、フランスの Ω グループ [20] が開発した汎用 MPPC 読み出し ASIC である。32 個の MPPC を同時に読み出すことができ、増幅率が調節可能な amplifier、波形整形増幅器、discriminator を各 ch が有している。また、各 MPPC に印加する電圧は、内蔵 DAC により 0–4.5 V の範囲で 32 個独立に設定することができる。EASIROC チップの内部回路の概要を Figure 4.18 に示す。

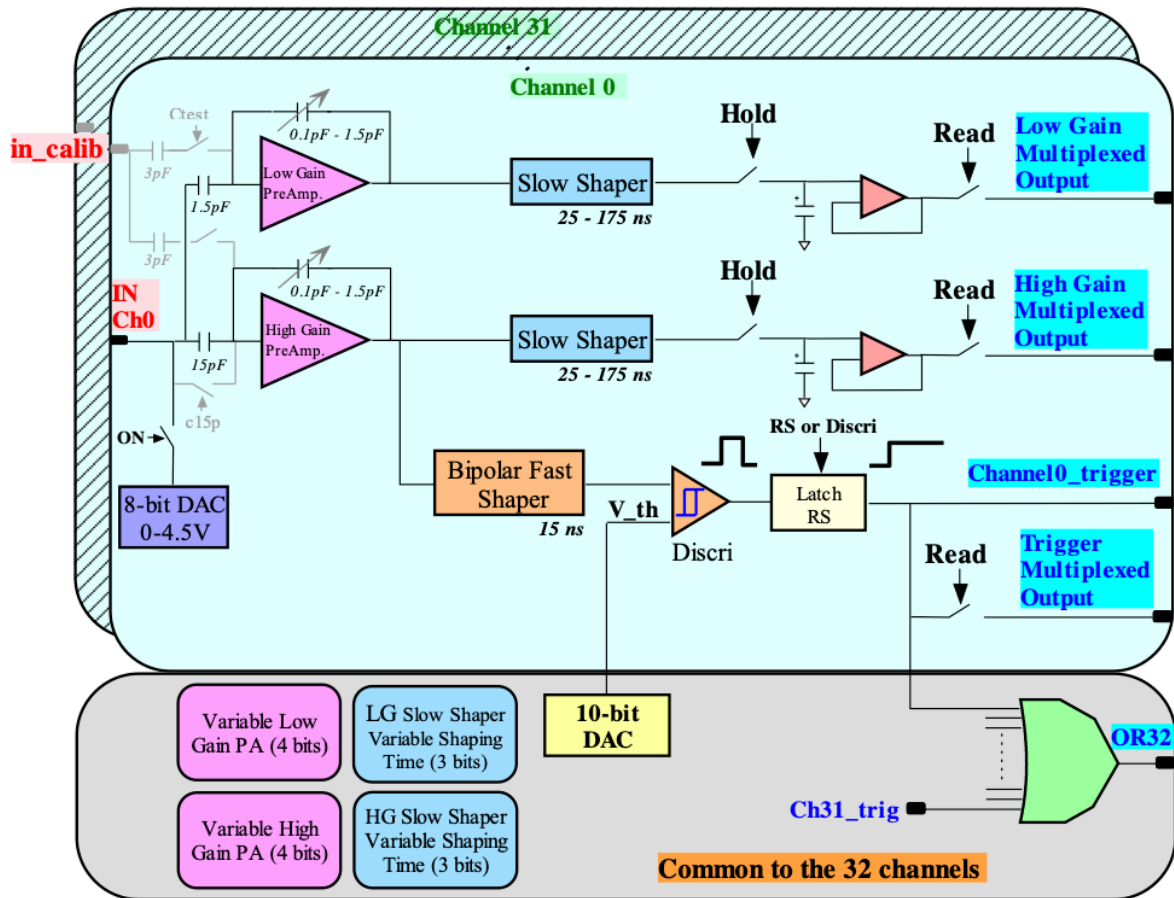


Figure 4.18: EASIROC の内部回路. ([18] より引用.)

NIN-EASIROC モジュールは EASIROC チップを 2 個搭載し、NIM モジュール化したものである。

以下に本モジュールの概観 (Figure 4.19)、内部基板 (Figure 4.20) そして特徴を挙げる ([18] より引用)。

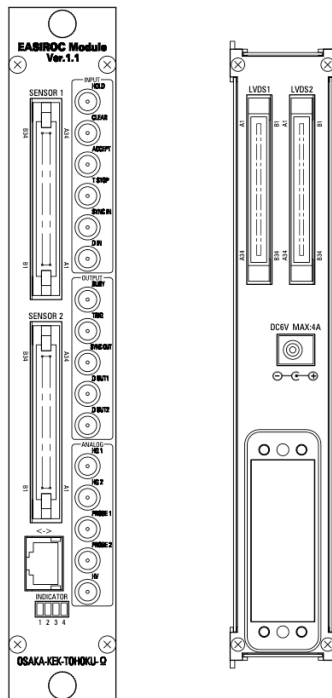


Figure 4.19: NIM-EASIROC モジュールの概観 ([18] より引用). (左) 前面, (右) 背面パネル.

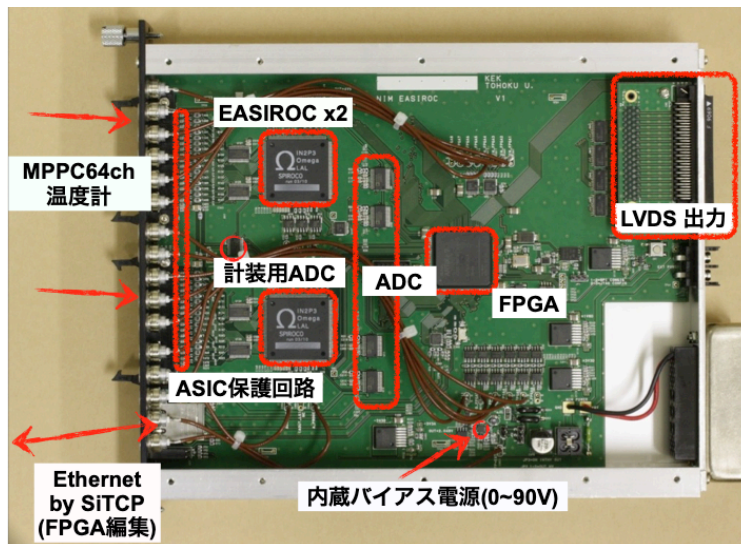


Figure 4.20: NIM-EASIROC モジュールの内部基板 ([18] より引用).

- EASIROC チップを 2 個搭載
 - 64 個の MPPC の同時駆動
 - 各 ch の MPPC への印加電圧を 0–4.5 V の間で調節可能
 - MPPC 出力を 10–150 倍の間で調節可能

– MPPC 出力の立ち上がり時間を 25–175 ns の間で調節可能

- MPPC 出力を 12bitADC で取得可能
- LVDS 出力もしくは FPGA による TDC データの取得
- MPPC への印加電源の内蔵
- MPPC 印加電圧 (0–90 V) の制御と各種環境状況 (温度、バイアス電圧、電流) のモニタリング
- Ethernet 経由での PC からのモジュール制御、データ取得
- Digital I/O による他機器との同期
- NIM もしくは AC アダプタ電源 (+6 V)

以上からわかる通り、NIM-EASIROC モジュール 1 台につき 1 台の MPPC array の制御とデータ取得を行うことができる。本研究では合計 6 台の MPPC array を使用したので合計 6 台の NIM-EASIROC モジュールを使用した。本研究では、TDC データ取得に V1190 モジュール (4.5.3 項で後述) を使用しているの、NIM-EASIROC モジュールでは MPPC への電圧印加と ADC データ取得のみを行なっている。また、実験では AC 電源から本モジュールに電源を供給した。

MPPC array への電圧印加

NIM-EASIROC モジュールは、Ethernet を経由して PC に接続し制御することができる。

モジュールの制御にはモジュールの MAC address と IP address を指定しなければならないが、これらはどちらも基板上的 PROM に記録されており、MAC address はモジュールに固有のもので IP address はデフォルトで 192.168.10.16 となっている。IP address は SiTCP で変更することができ、本研究では 6 台のモジュールを同時に使用しなければならないので、IP address の書き換えを行なった。

MPPC へ印加する電圧の大きさは 1 台の EASIROC チップ、すなわち MPPC32 ch 毎に設定できる。本研究では、全 MPPC に印加する電圧を一律で約 60 V に設定した。ちなみに、EASIROC への入力信号の極性は正電圧にしなければならないので、MPPC のカソードに正電圧を使用し、アノードを EASIROC への信号出力として使用している。

NIM-EASIROC モジュールでの ADC 取得

本研究では、本モジュールを用いて MPPC からの信号の ADC を取得した。

本モジュールで ADC、TDC データを取得するためには、EASIROC に “HOLD 信号”、“T-stop 信号”、“ACCEPT 信号” といった 3 つの Trigger 信号を適切なタイミングで入力しなければならない。

HOLD 信号は、波高情報を取得する際に必要な Trigger 信号である。HOLD 信号が入力されたタイミングに応じて MPPC から入力された信号を hold し ADC 取得を行うので、信号の peak 位置で hold する (Figure 4.21 参照) 必要がある。信号のタイミングは、NIM-EASIROC モジュール前面の ANALOG HG1, HG2 から出力される Slow Shaper の信号をオシロスコープで見ながら

調節する (Figure 4.22 参照)。タイミングの調節は、基本的には回路の Delay を変更することで行うが、時定数を変更することでも行える。なお、HOLD 信号の幅は 100 ns 以上であることが望ましい。

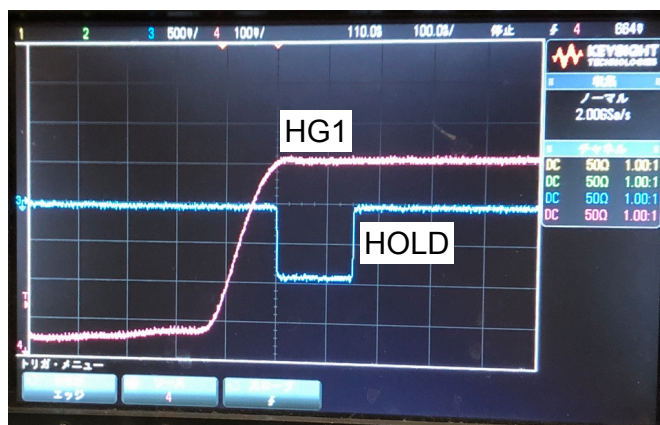


Figure 4.21: HOLD 信号による peak hold の様子. ピンクが HG1 Out, 青が HOLD に入力する信号. HOLD 信号を入力するタイミングが適切であれば MPPC から入力される信号が peak 位置で hold される.

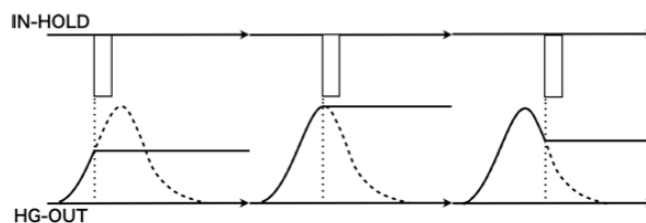


Figure 4.22: HOLD 信号の入力タイミング調節のイメージ図. (左)HOLD 信号の入力タイミングが早すぎる場合. (中)HOLD 信号の入力タイミングが適切な場合. (右)HOLD 信号の入力タイミングが遅すぎる場合. ([18] より引用)

T-stop 信号の入力は MPPC からの信号の時間情報を TDC で取得するために必要である。T-stop 信号のタイミングは、discriminator output(TRIG out) 信号の立ち上がりから 1 μ s 以上後、かつ HOLD 信号よりも後でなければならない。また、この信号の幅は 100 ns 以上でなければならない点にも留意が必要である。

本研究では EASIROC を用いた TDC の測定は行っていないが、T-stop 信号の入力タイミング調整は行なった。

ちなみに、この TDC は Multi Hit TDC(MHTDC) となっており、discriminator output の立ち上がり/立ち下がりから T-stop の立ち上がりまでの時間情報を取得できる。また、1つの trigger 信号あたり最大 16 個の信号の時間情報を取得でき、最大 4096 ns の TDC を測定可能となっている。

ACCEPT 信号は NIM-EASIROC モジュールでデータを取得・記録するための trigger 信号の役割をする。入力のタイミングは HOLD 信号、T-stop 信号の後であればいつでも良いが、信号の幅は HOLD 信号や T-stop 信号の時と同様に 100 ns 以上でなければならない。

以上に記述した 3 種類の Trigger 信号のタイミングチャートを Figure 4.23 に、実験時に入力信号のタイミング調整をした際のオシロスコープの写真を Figure 4.24 にそれぞれ示す。

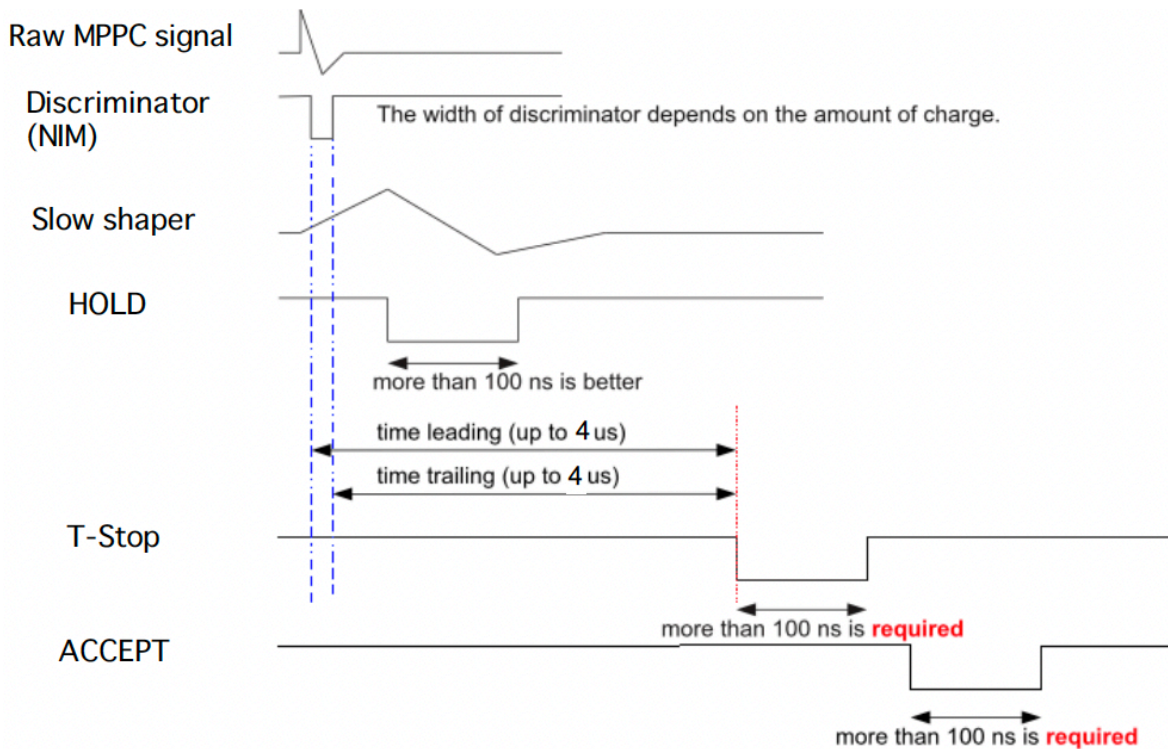


Figure 4.23: EASIROC に入力する信号のタイミングチャート. Discriminator(NIM) は Figure 4.19 の TRIG output 信号を指している.

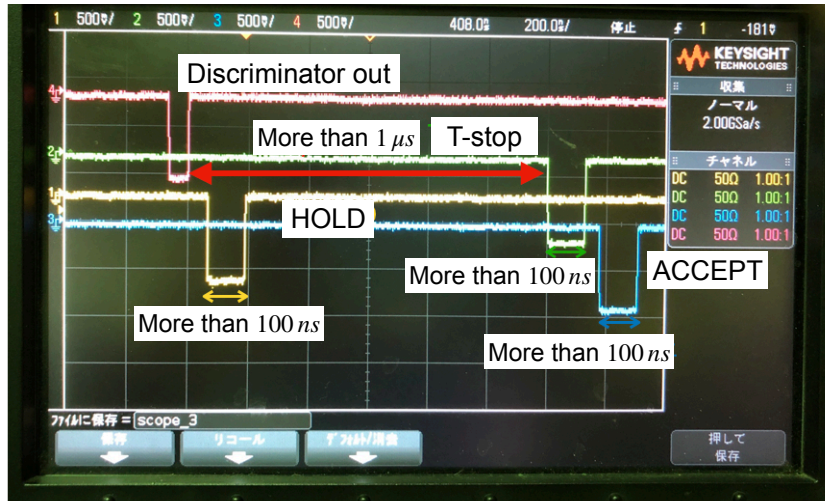


Figure 4.24: EASIROC に入力する Trigger 信号タイミング調整時のオシロスコープの写真.

NIM-EASIROC モジュールから出力される信号

本研究では、NIM-EASIROC モジュールから出力される信号をいくつか使用している。モジュール前面から出力される TRIG 信号と BUSY 信号 (Figure 4.19 参照) は測定回路の trigger 信号生成に使用し、モジュール背面から LVDS 出力される 64 ch 分の discriminator output 信号はフラットケーブルで TDC モジュールである V1190 モジュール (4.5.3 項にて後述) に接続した。

EASIROC には discriminator が内蔵されており、64 ch の閾値は独立に設定できる。TRIG Output からは MPPC からの信号を discriminator を通した後の NIM 信号の 64 ch OR 信号が出力される。本研究では、この TRIG 信号と UP/DOWN counter との coincidence を取ることで回路全体の trigger 信号とした (Figure 4.25 参照)。

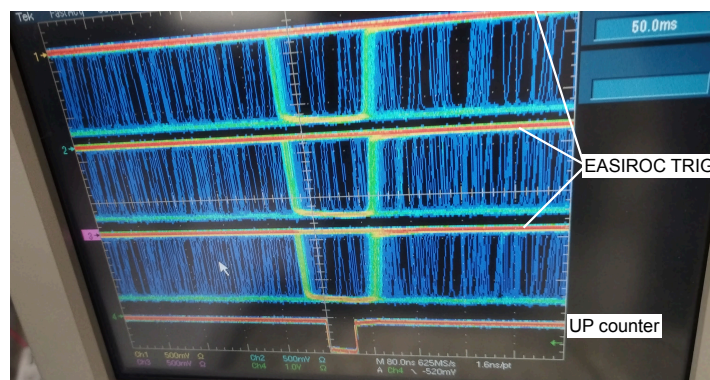


Figure 4.25: EASIROC3 台と UP counter との coincidence をオシロスコープで確認した。実験では、UP/DOWN それぞれについて、EASIROC4 台分の TRIG 信号の OR を取り、その OR 信号と UP/DOWN counter との coincidence を取ることで回路の trigger 信号を生成した。

BUSY Output からは EASIROC が 1 イベントのデータ取得を終えた時に 1 つ NIM 信号が

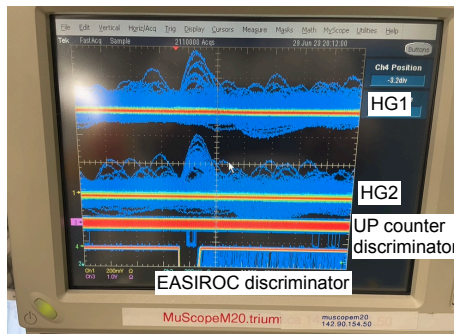
出力される。本研究では、全 6 台の NIM-EASIROC モジュールの BUSY 信号と MPV システムの End of Busy 信号 (4.5.2 項にて後述) の全てを GTO モジュール (4.5.4 項にて後述) に入力することで回路全体の trigger 信号生成に利用した。

モジュール背面からは 64 ch 分の discriminator がそれぞれ独立に LVDS で出力される。この信号は NIM 信号であるが、信号の幅が MPPC から入力された信号の電荷の大きさに依存しているため、信号の幅を測定することで Time Over Threshold (TOT) 相当の情報を取り出すことができる。

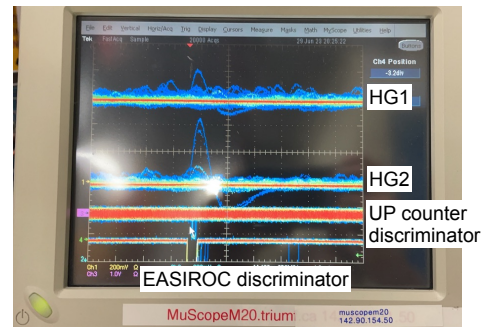
NIM-EASIROC モジュールの threshold 値の調整と取得できる信号

以上のことを踏まえ、ここでは、測定の際に NIM-EASIROC モジュールの threshold 値の調整と本モジュールで取得できる信号について述べる。

先述の通り、NIM-EASIROC モジュールは各 ch が discriminator を有しており、その threshold の値は 32 ch 毎、すなわち EASIROC チップ 1 つ毎に調整可能である。この threshold 値の調節はファイバートラッカーをビームラインに設置後、実験と同じ条件の μ^+ ビームを用いて行った。この調節に β 線源ではなく μ^+ ビームを用いた理由は、TRIUMF 研究所での放射線源の利用は制限が厳しく、事前に使用条件などを詳細に報告しなければならず煩雑だった上に、ファイバートラッカーを含む、日本からの荷物の到着が遅れてしまい準備中に既にビームタイムが始まってしまっていたからである。ともかく、threshold 値は、NIM-EASIROC モジュールの HG out 信号をオシロスコープで見ながら暗電流と e^+ の信号の S/N 比ができるだけ良くなるようにしつつ (Figure 4.26)、本モジュールで取得できる ADC spectrum を見て、取得できる全ての ADC spectrum が満遍なく同様の結果となるような値に設定した。なお、NIM-EASIROC モジュールはその特長として、MPPC に印加する電圧を各 ch で独立に設定できるという機能を有しており、threshold 値と同時に印加電圧を各 ch 毎に変えることで微調整を行った。Figure 4.27(a) に本モジュールで取得した ADC spectrum の例、Figure 4.27(b) に、Figure 4.27(a) から pedestal を除いた信号をそれぞれ示す。

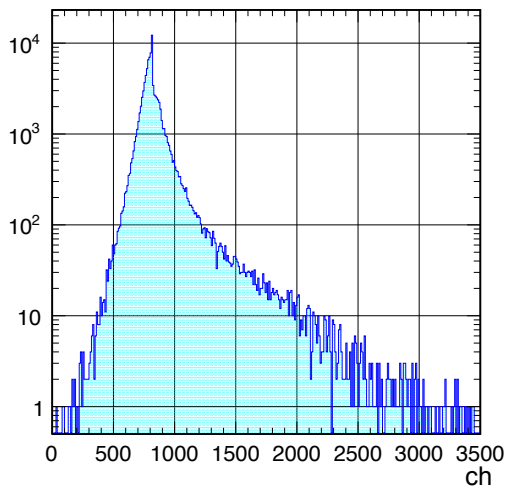


(a) EASIROC の discriminator の threshold 調整前の信号の様子.

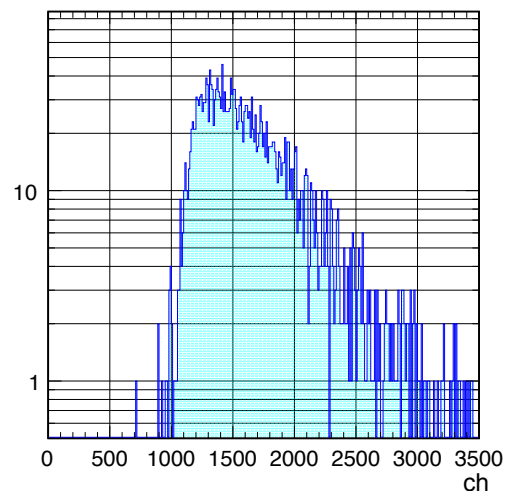


(b) EASIROC の discriminator の threshold 調整後の信号の様子.

Figure 4.26: EASIROC の discriminator の threshold 調整前後の信号の様子. (a), (b) 共に信号は上から HG1 Out, HG2 Out, UP counter discriminator out, EASIROC discriminator out. Threshold を調整することで, S/N 比が向上したことが確認できる,



(a) ADC spectrum の例.



(b) Figure 4.27(a) から TDC(自身の discriminator out) に gate をかけて pedestal を除いた結果.

Figure 4.27: ADC spectrum の生データと NIM-EASIROC モジュール 1 ch で取得できる ADC spectrum の例.

また、モジュール背面から出力される discriminator output 信号の幅 (TOT) は、TDC モジュールの V1190 (4.5.3 項で後述) で測定した。先述の通り、この TOT 信号の幅は電荷の情報を持っているので、ADC と等価なデータだと考えられる。Figure 4.27(b) を測定した ch と同じ ch の TOT spectrum を Figure 4.28 に示す。

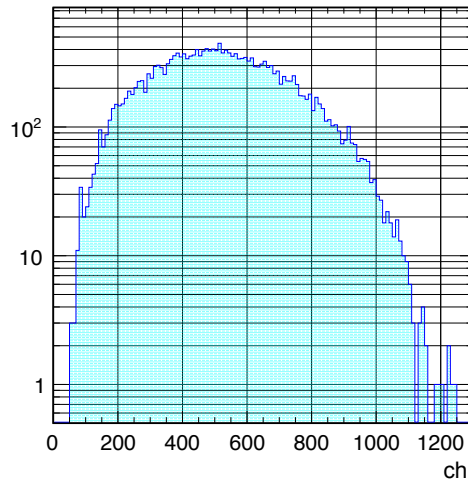


Figure 4.28: Figure 4.27(b) に対応する TOT spectrum.

Figure 4.27(b) と Figure 4.28 とを比較すると、同じような形をしていることがわかる。したがって、TOT を ADC の代わりとして用いることは可能であるといえる。

4.5.2 Mountable Controller with Parallelized VERSA Module Eurocard (MPV)

本研究では VME からのデータ読み出しに MPV システムを用いた。MPV は Mountable controller with parallelized VERSA Module Eurocard の略で、理研によって開発された。MPV システムでは MPV コントローラと MPV バックプレーンを VME クレートに導入し、さらに MOCO と呼ばれるコントローラを各 VME モジュールスロットに対応するよう MPV コントローラに差し込む。各 VME モジュールは MOCO に取り付けられ、モジュールからのデータは MOCO と MPV バックプレーンを通して 1 つのバスラインで MPV コントローラに送られる。MPV コントローラと DAQPC は Ethernet で接続、データのやりとりを行う。MPV コントローラからは 1 度のデータ伝送が行われるたびに End of Busy 信号 (NIM 信号) が出力されるようになっており、この信号は Figure 4.17 にあるように、回路全体の trigger 信号の作成に利用した。Figure 4.29 に、MPV システムのデータ処理の流れを示す。MPV コントローラは、Trigger 信号が入力されると全モジュールが取得したデータを読み取り、全モジュール分のデータを DAQPC にまとめて並列に伝送する。

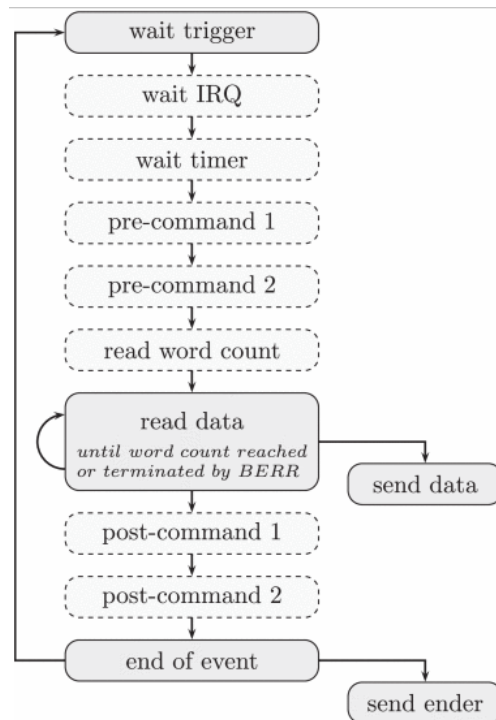


Figure 4.29: MPV システムのデータ処理の流れ ([21] より引用).

4.5.3 Time to Digital Converter (TDC: V1190)

V1190A-2eSST モジュールは CAEN 製の 128 ch を同時に読み出せる VME 用 Multi Hit TDC モジュールである。本研究では 4 台の V1190 モジュールを使用した。設定は全て同じである。時間分解能は 100 ps, 200 ps, 800 ps のいずれかに設定できるが、本研究では 100 ps に設定した。

LVDS 形式の信号をフラットケーブルで接続することで 128 ch 分の信号を入力できるが、本研究では 4.5.1 項で述べた通り、EASIROC 背面から出力される discriminator output 信号を本モジュールに入力した。この discriminator output 信号は MPPC で検出した電荷の量に依存した幅を持つ信号である。V1190 では、取得する信号の TDC 情報に関して、

- (i) leading edge
- (ii) trailing edge
- (iii) leading edge と trailing edge の両方

と 3 つのモードを設定できるが、本研究では (iii) のモードに設定した。これは、trailing edge - leading edge の計算を行うことで TOT に相当する情報を引き出せると考えたためである。

本モジュールには trigger 信号を入力するが、time window の幅と time offset をさまざまなモードで設定することができる。本研究では、time window と time offset をそれぞれ 10 μ s、-10 μ s に設定した。すなわち、trigger 信号より 10 μ s 前から、幅 10 μ s の time window を広げ、その間に入力された信号の TDC を取得する、ということである。この場合の trigger 信号と time window、time offset との関係のイメージ図を Figure 4.30 に示す。

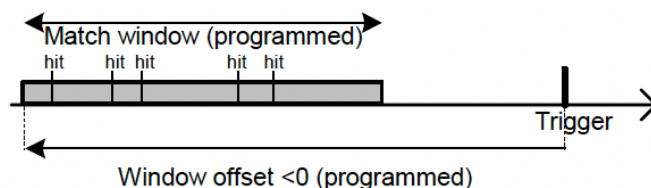


Figure 4.30: 本研究での Trigger 信号, time window, time offset の関係 ([22] 内 users より引用).

このように time offset を負の値、time window の終端を trigger 信号入力タイミング以前に設定した場合、time window の幅と time offset のは以下の範囲で設定することができる。

$$\begin{aligned}
 \text{Match window width} < |\text{window offset}| &\leq 4095 \text{ clock cycle} \\
 &= 102\,375 \text{ ns} \\
 &= 102.375 \mu\text{s}
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

ちなみに MPV システムでは、MPV コントローラとの通信を行うだけでなく使用するモジュールとその設定を GUI で確認・変更でき、V1190 の time window、time offset などの設定をここから行なった。

4.5.4 General Trigger Operator (GTO)

GTO は General Trigger Operator の略で、理研で開発された FPGA 搭載の NIM モジュールである。本研究では、このモジュールを trackDAQ 全体の trigger 信号 (TrackTrigger 信号) 生成用モジュールとして使用した。

GTO は 24 ch の NIM 信号 Input、8 ch の NIM 信号 Output をもつが、本研究では 24 ch ある Input ch のうち 8 ch を各モジュールからの trigger 信号入力用、16 ch を End of Busy 信号入力用に設定した。一方 Output のうち 1 ch は回路全体の trigger 信号出力用に設定し、実験ではこれら 3 種類の入力/出力 ch を使用した。

Figure 4.17 にあるように trigger input ch には、UP/DOWN counter それぞれについて、EASIROC からの trigger 信号と coincidence を取った後の信号を入力した。一方で End of Busy input ch には、MPV からの End of Busy 信号、そして 6 台の EASIROC からの BUSY 信号を入力した。ここで GTO を用いる際には、GTO に入力する信号は 40 ns 以上の幅を持つ NIM 信号でなければならない点に注意されたい。

本研究における GTO は、MPV と EASIROC の DAQ 全てを同時に動作させる場合に、特に大きくその役割を果たす。EASIROC の DAQ は MPV のそれよりも約 1.5 倍長い dead time を持つからである (Figure 4.31 参照)。先述の通り、本研究において GTO は適切なタイミングで TrackTrigger 信号を出力するモジュールである。GTO は UP/DOWN いずれかの trigger 信号を受け取った後、7 つの End of Busy 信号全てが GTO に入力されると、NIM 信号すなわち TrackTrigger 信号を 1 つ出力する。このとき出力される信号を Gated trigger 信号と呼んでいる。

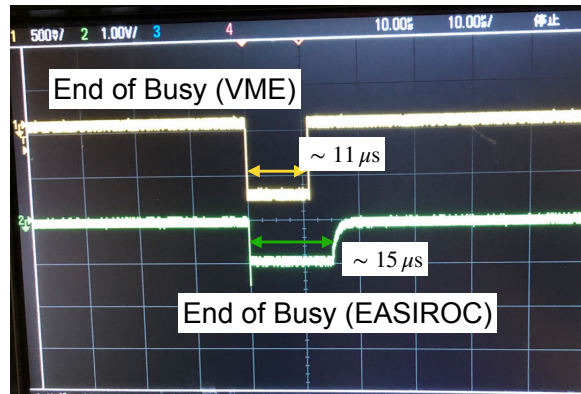
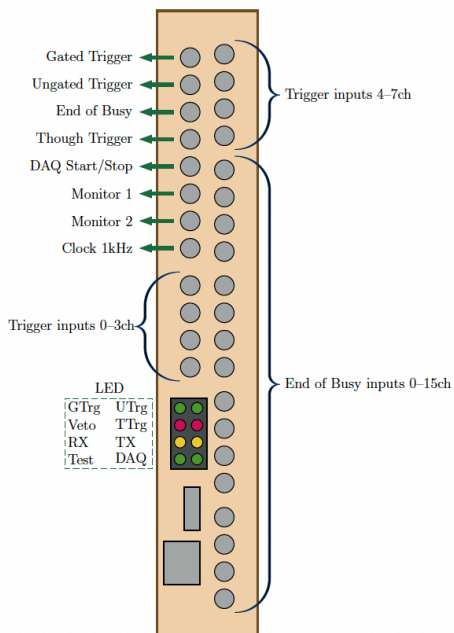
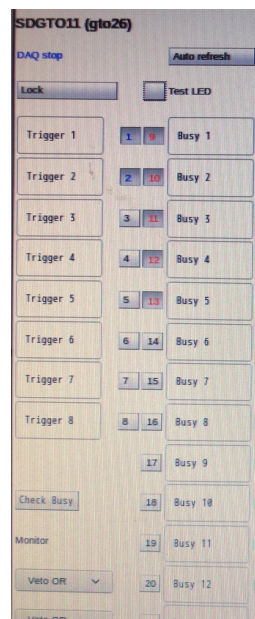


Figure 4.31: MPV と EASIROC の dead time を比較した際のオシロスコープの写真.

以下の Figure 4.32(a) に、GTO の概観を示す。



(a) GTO モジュールの概観.



(b) GTO の GUI 操作画面.

Figure 4.32: GTO の概観と GUI 操作画面.

GTO を DAQPC と Ethernet 経由で接続し、MPV システムに登録することで GUI で設定を行える。また、DAQ の start/stop に連動して GTO の output 信号を on/off することも可能である。Figure 4.32(b) に GUI 操作画面を示した。左の列が trigger input、右の列が End of Busy input である。それぞれ使いたい ch を選択することができるため、ケーブルを挿したままリモートでそれぞれの ch を使用する/しないの変更ができる。

4.5.5 データ取得

TrackDAQ でデータを取得する際、基本的には EASIROC-NIM モジュールでは ADC、TDC 取得用の DAQ は用いず、MPPC-array への電圧印加用モジュールとして使用した。ただし、プラスチックシンチレーションファイバーの位置と V1190 の ch の対応の確認用、そして EASIROC で取得できる ADC と V1190 で取得できる信号の幅 (Time Over Threshold; TOT) の calibration 用のデータを取得する際のみ、EASIROC-NIM モジュールの DAQ と MPV の DAQ を同期させた。

ここで本項の内容を踏まえ、Figure 4.33 に TrackDAQ でデータ取得時の主な信号のタイミングの概念図を示す。

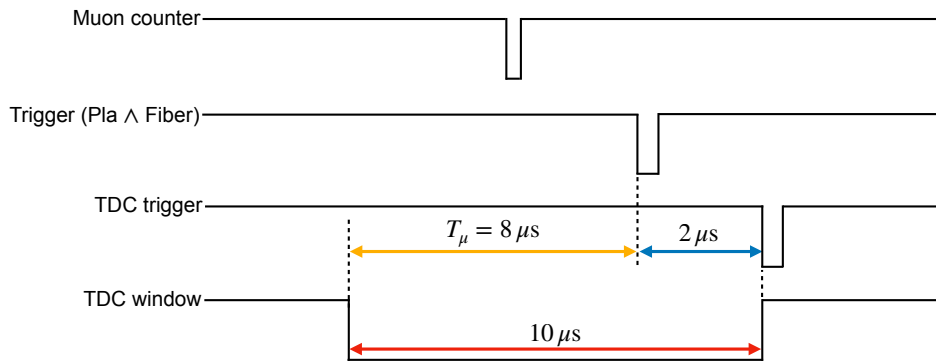


Figure 4.33: TrackDAQ でデータ取得時の信号のタイミング。

先述の通り、Trigger 信号は UP/DOWN それぞれ独立に、UP/DOWN counter と EASIROC TRIG. Output 信号の coincidence を取ることで生成した。この信号を $2\mu\text{s}$ 遅らせて TDC の trigger 信号とし、それから $10\mu\text{s}$ 遡った時点から幅 $10\mu\text{s}$ のデータ取得 time window を設定した。

本研究では、Figure 4.17 にあるように、MPV の trigger input に入力する信号には、GTO の Gated trigger output を $10\mu\text{s}$ 遅らせたものを入力した。これは、MPV への trigger 入力 が全ての V1190 への trigger 入力よりも遅くなるようにするためである。一方、time window の幅、time offset をそれぞれ $10\mu\text{s}$ 、 $-10\mu\text{s}$ に設定したと言及したが、弱い磁場中での Mu^+ スピンの回転を充分観測したいならば、Figure 4.33 にある T_μ を、 $T_\mu \geq 8\mu\text{s}$ となるよう設定しなければならない。Muon counter の信号を TDC で取得できる time window の幅は T_μ であるからである。実験の際に回路の Delay 時間を変更したのならば、その際 T_μ が同時に変わっていないかどうかには注意が必要である。

4.6 μ^+ ビーム

実験では、2.3 節、4.1.2 項で述べた通り、運動量、運動エネルギーがそれぞれ約 $29.8\text{MeV}/c$ 、 4.12MeV の表面ミュオンビームを用いた。 μ^+ ビームは進行方向と反平行にほぼ 100% スピン偏極している。また、ビーム強度は約 $800\text{muons}/\text{s}$ であり、実験全体を通し

てほぼ一定であった。なお、 μ^+ ビームカウンターの計数をビーム強度とし、NIM モジュールの Visual Scalar によって実験中常に確認できるようにしていた。ビーム強度は M20C ビームラインに設置されているスリット幅に依存しており、 μ^+ の寿命と trackDAQ の dead time を鑑みてスリット幅を 170 mm に設定した。

Table 4.1 に、実験で使用した μ^+ ビームの条件をまとめた。

Table 4.1: 実験で使用した μ^+ ビームの条件.

Momentum	Energy	Polarization	Intensity	Beam Size
29.8 MeV/c	4.12 MeV	$\sim 100\%$	~ 800 muons/s	Circle 20 mm in diameter

第 5 章

解析・結果

実験データの解析は、CERN が開発したデータ解析フレームワークの ROOT[23] を用いて行なった。解析は、大まかに以下のステップで行なった。

- (i) V1190 モジュールの各 ch がどの位置のプラスチックシンチレーションファイバーに対応しているのかを確認。
 - (ii) 3.2.1 項で述べたヒットパターン解析の方法で μ^+ 停止位置を特定
 - (iii) μ^+ の停止位置に関して、式 (2.14) を用いて位置ごとに μ SR time spectrum を計算。
- 以上 3 ステップに関して詳しく述べていく。

5.1 ch 対応の確認

陽電子のトラッキングを行うためには、V1190 モジュールの各 ch がどのプラスチックシンチレーションファイバーに対応しているのかを特定する必要がある。

V1190 で取得した TDC データのピークに gate をかけて EASIROC で取得した ADC データを見ることで V1190-EASIROC 間の ch 対応がわかるので、それと EASIROC-MPPC-プラスチックシンチレーションファイバー間の ch-位置対応を照らし合わせれば最終的に V1190-プラスチックファイバーシンチレータ間の ch-位置の対応を特定できる。この一連の確認には、VME システムと EASIROC のデータ取得システムを同期させて取得したデータを用いた。

Figure 5.1 に V1190 で取得した TDC データを示す。なお、EASIROC で取得した ADC データの例は既に Figure 4.27 で示している。Figure 5.1 には信号の leading edge と trailing edge の TDC spectrum を両方記載しており、特に leading edge に関しては赤く塗りつぶしてある。

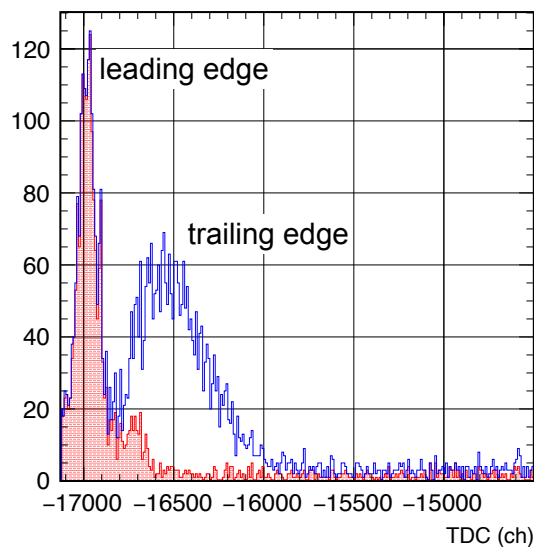


Figure 5.1: V1190 で取得した TDC spectrum の例. 赤く塗りつぶした領域が leading edge の TDC spectrum. 1 ch あたり 100 ps.

5.2 μ^+ の停止位置の特定

本項では 3.2.1 項で述べたヒットパターン解析による、 μ^+ の試料内での停止位置の特定方法について詳しく述べる。

5.2.1 μ^+ 停止位置の計算方法

Figure 3.10 にあるように inner、outer layer それぞれでの陽電子通過位置を求めたい。しかし実際の位置検出器は 1 mm の幅と厚みをもっており、さらに x, y 軸の間には 3 mm 厚のアクリルチェンバーがあるため、inner, outer layer に関して 2 つの検出器層が同じ z 座標を持っていない。解析の際はこの点を考慮しなければならない。

実験時のファイバートラッカー各層の間隔は Figure 5.2 に示す通りであった。

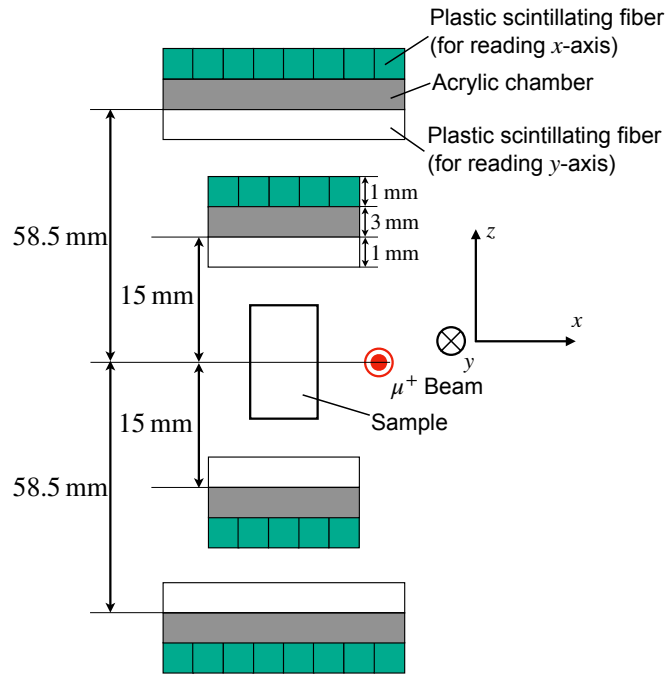


Figure 5.2: y 軸正の方向から見た際のファイバートラッカー, アクリルチェンバーの配置.

また、 e^+ は各層でプラスチックシンチレーションファイバー 1 本のみを通過するとは限らず、複数のプラスチックシンチレーションファイバーを同時に通過するイベントも存在する。本研究では、 e^+ が同時に通過した隣り合うプラスチックシンチレーションファイバーの本数が 3 本以下のイベントを解析に採用した。同時に通過したプラスチックシンチレーションファイバーの本数それぞれの場合について、 e^+ が通過した x (もしくは y) 座標は、以下のようにして扱った。また、Figure 5.3 も参照されたい。

1 本のみを通過した場合

通過したプラスチックシンチレーションファイバーの中心の座標.

隣り合う 2 本を通過した場合

通過した 2 本のプラスチックシンチレーションファイバーの境界の座標.

隣り合う 3 本を通過した場合

通過した 3 本のうち, 中央のプラスチックシンチレーションファイバーの中心の座標.

なお、いずれの場合にも、 e^+ が各層を通過した z 座標は各層の中心の z 座標とした。

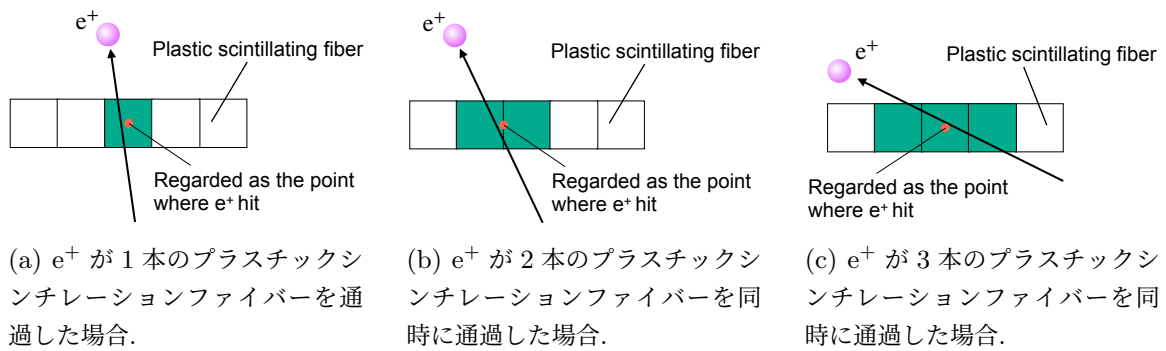
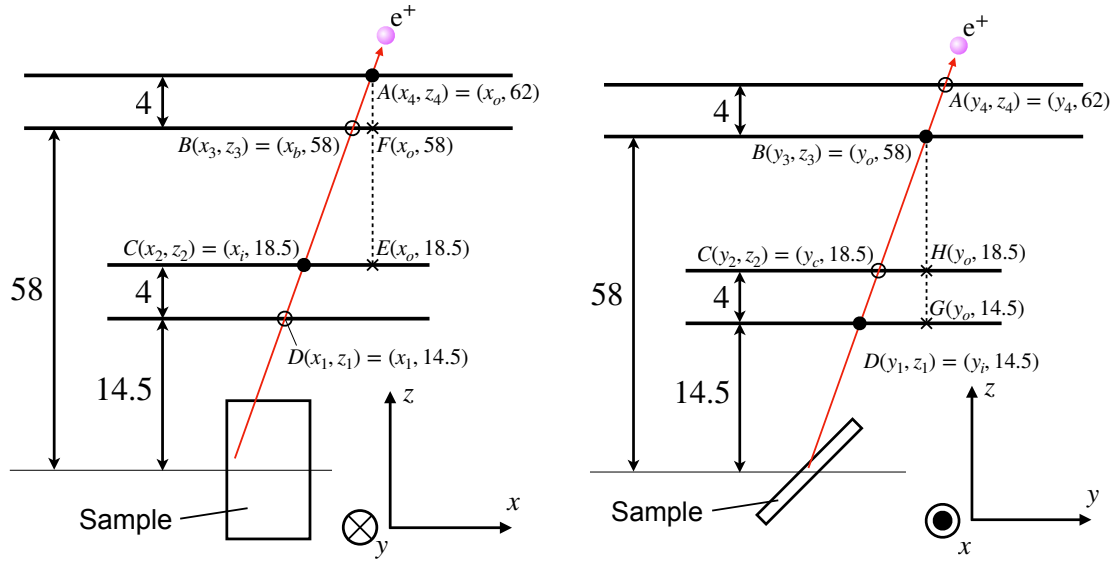


Figure 5.3: e^+ が各層のプラスチックシンチレーションファイバー複数本を同時に通過した場合の座標の決め方.

この条件を考慮して、以下の Figure 5.4 のように、ファイバートラッカーで得られる位置情報とファイバートラッカーの z 座標より、相似な三角形を考慮することで点 B の x 座標 (x_b) と点 C の y 座標 (y_c) を外挿して点 B, C を通る直線を e^+ の飛跡 l とした。先述の通り、ファイバートラッカーは試料上下にそれぞれ4層ずつ設置された。この4層のうち、最も試料に近いファイバートラッカーを1層目、最も遠いものを4層目とする。Figure 5.4 中の座標 (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) , (x_3, y_3, z_3) , (x_4, y_4, z_4) はそれぞれ1層目、2層目、3層目、4層目での e^+ の通過位置に対応する。また、 x_i, y_i は inner layer、 x_o, y_o は outer layer を e^+ が通過した x, y 座標である。 x 軸読み出しのファイバートラッカーは2、4層目、 y 軸読み出しのファイバートラッカーは1、3層目にそれぞれ設置したので、 $(x_i, y_i, x_o, y_o) = (x_2, y_1, x_4, y_3)$ である。



(a) x 軸方向の陽電子通過点を外挿する際のイメージ図. $\triangle ABF \sim \triangle ACE$ を用いて点 B の x 座標を求める.

(b) y 軸方向の陽電子通過点を外挿する際のイメージ図. $\triangle BCF \sim \triangle BDG$ を用いて点 C の y 座標を求める.

Figure 5.4: 陽電子通過点を外挿する際のイメージ図.

Figure 5.4 より求まる点 B, C を通る直線 l と試料平面上を通る平面 S との交点の座標が μ^+ の停止位置となる.

なお、 μ^+ の停止位置は以下のように求められる.

$\triangle ABF \sim \triangle ACE, \triangle BCF \sim \triangle BDG$ の関係より、点 B, C の x, y 座標 x_b, y_c はそれぞれ

$$x_b = x_o - \frac{4(x_o - x_i)}{43.5}$$

$$y_c = y_o - \frac{39.5(y_o - y_i)}{43.5}$$

と表される. したがって直線 l の方程式は、方向ベクトル $\mathbf{d} (= \overrightarrow{BC})$ と媒介変数 t を用いて $l = t\mathbf{d}$ と表され、

$$l = \left((1-t)x_o + tx_i - \frac{4(1-t)(x_o - x_i)}{43.5}, y_o - \frac{39.5t(y_o - y_i)}{43.5}, 58 - 39.5t \right) \quad (5.1)$$

となる. 今回、平面の方程式は $z = y$ であるので、媒介変数 t は

$$t = \frac{43.5}{39.5} \cdot \frac{58 - y_o}{43.5 - (y_o - y_i)} \quad (5.2)$$

と、 y_o, y_i を用いて表される. したがって求める μ^+ の停止位置は、式 (5.1) に媒介変数 t (式 (5.2)) を代入することで求められる.

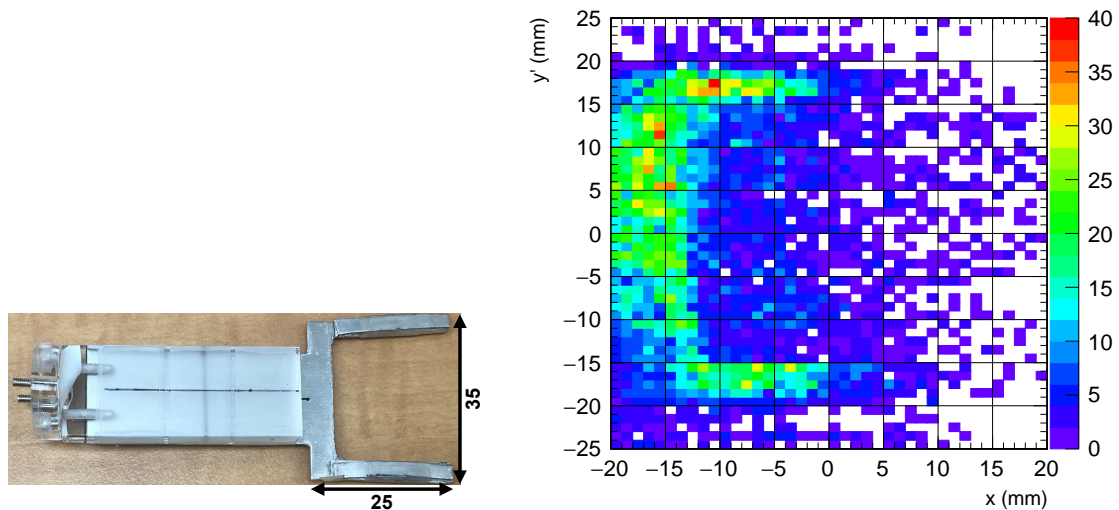
なお、DOWN についても同様の考え方で μ^+ の停止位置を求めることができる. このとき、 z 座標の符号が負になることに留意しなければならない.

5.2.2 μ^+ の停止位置の解析結果

5.2.1 項で述べた方法で各試料の μ^+ の停止位置を求めた。

サンプルホルダー

Figure 5.5(a) に示したサンプルホルダーのみを測定した結果を Figure 5.5(b) に示す。



(a) 2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの写真と寸法.

(b) 2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの tracking 結果.

Figure 5.5: 2022 年 12 月実験で使用したサンプルホルダーの写真と tracking 結果.

サンプルホルダーのフォーク部分の間隔を再現するように解析のパラメータを変更することで、ファイバートラッカーの misalignment を補正できる。この結果からサンプルホルダーの位置がわかるので、各試料の位置も推定できる。

隕石試料

Figure 5.6 に、隕石試料の関して μ^+ の停止位置を tracking した結果を示す。

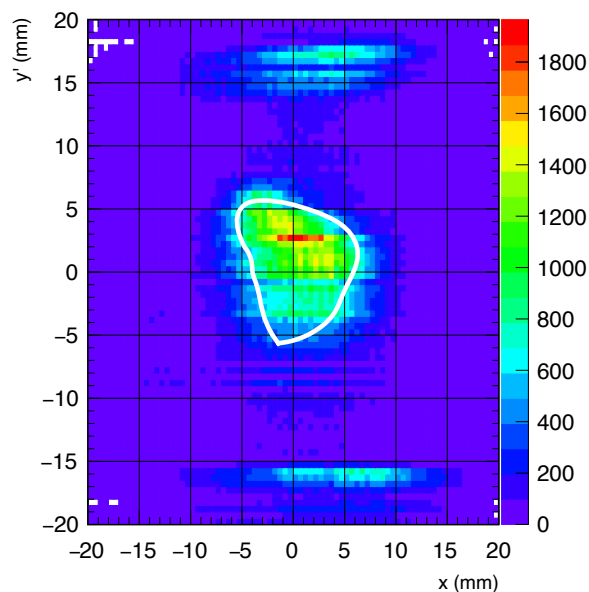
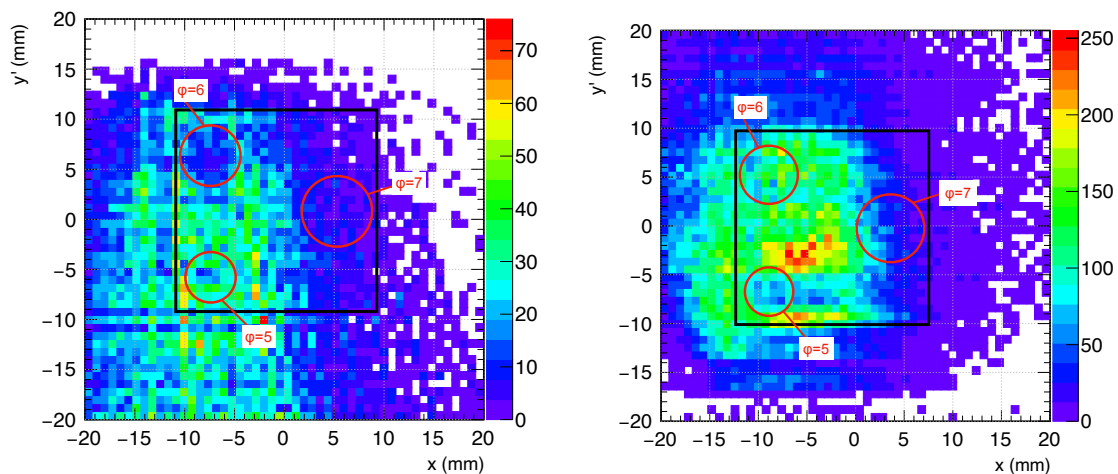


Figure 5.6: 隕石試料の tracking 結果. 白枠は隕石の輪郭.

結果を見ると、縁が 1-2 mm ほどぼやけているものの大まかな隕石の形が再現できていることがわかる。

穴空き試料

Figure 5.7 に、穴空き試料に関して μ^+ の停止位置を tracking した結果を示す。



(a) 穴空き試料に関して、UP のファイバートラッカーのみを利用して μ^+ の停止位置を tracking した結果

(b) 穴空き試料に関して、DOWN のファイバートラッカーのみを利用して μ^+ の停止位置を tracking した結果

Figure 5.7: 穴空き試料の tracking 結果. 黒枠は試料の輪郭.

ここで、本解析はトラッカーシステムそのものが持つ位置分解能を評価する狙いがある。そこ

で、UP/DOWN のファイバートラッカーそれぞれで独立して解析を行った。

Figure 5.7(a) に、UP のファイバートラッカーのみを利用して tracking を行った結果を示す。このとき、直径 6 mm の穴が円形に見えているが、統計量が少ないということもあり、その形が実際の穴をはっきり再現しているとは言えない。

一方 Figure 5.7(b) に、DOWN のファイバートラッカーのみを利用して tracking を行った結果を示す。このとき、直径 5 mm の穴があると推定できる位置の統計量が比較的少なくなっていることがわかる。しかし、これも穴を再現するのに十分な結果とは言えないだろう。

どちらの結果に関しても、EASIROC-NIM モジュールの threshold の設定が高すぎたこと、また直径 7 mm の穴の位置には十分にビームが当たっていなかったことに由来する統計量不足が共通している。そして、UP/DOWN どちらのファイバートラッカーに関しても、ファイバートラッカーから見た立体角、すなわちファイバーからの距離が大きくなればなるほど位置分解能は著しく悪くなっていく、ということが判明した。

この結果からは、位置分解能は最小でも 6 mm である、といえる。しかしながら、Figure 5.6 を見ると隕石試料の形がそれ以上の精度で再現できていることがわかる。

Ag+SiO₂ 試料

次に、Figure 5.8 に Ag+SiO₂ 試料について μ^+ の停止位置を tracking した結果を示す。

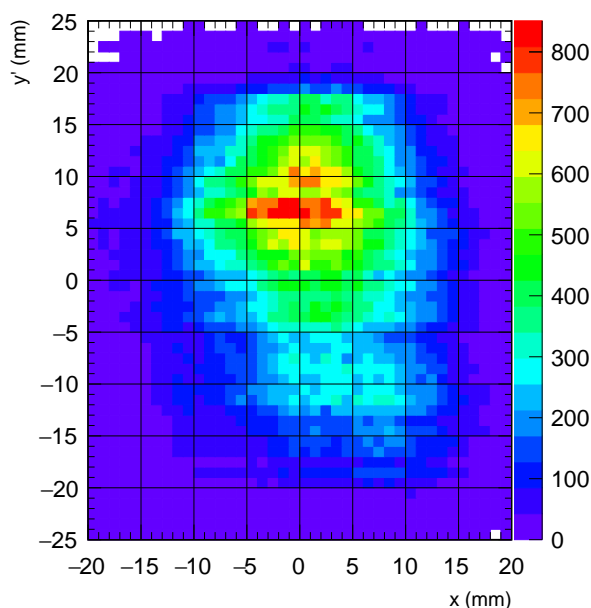


Figure 5.8: Ag+SiO₂ 試料について tracking を行なった結果.

Figure 4.2 にあるように本試料は縦 35 mm、横 25 mm である。一方でビームサイズは直径 20 mm だったので試料はビームよりも十分大きく Figure 5.8 でもビームサイズが確認できる。

5.3 refDAQ で得た μ SR time spectrum

試料内での μ^+ の停止位置での μ SR time spectrum を求める。隕石試料について位置ごとのスペクトル解析を試みたが、統計数が足りず有意な結果が得られなかったため本論文では Ag+SiO₂ 試料についてのみ触れることとする。

各位置での μ SR time spectrum について述べる前に、refDAQ で取得した試料全体の μ SR time spectrum を確認する。Figure 5.9 にその結果を示す。実験では、reference として Ag 試料、SiO₂ 試料についてもデータを取得している。青が Ag 試料、ピンクが SiO₂ 試料、黒が Ag+SiO₂ 試料の結果である。

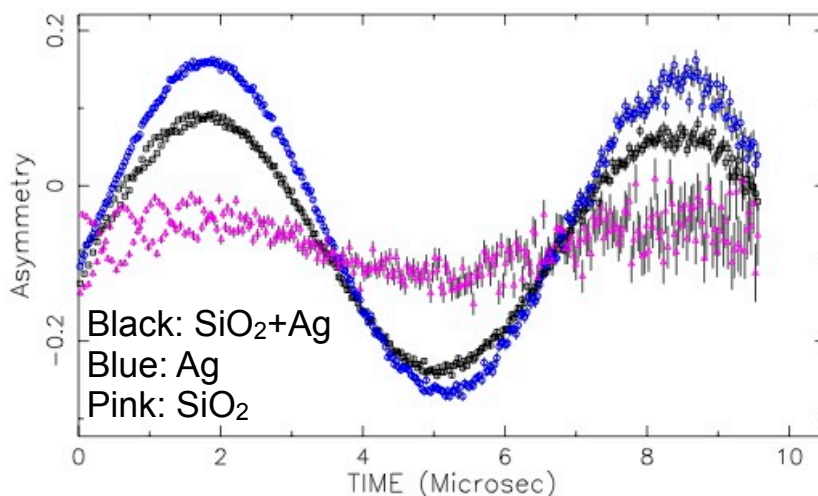


Figure 5.9: Ag 試料, SiO₂ 試料, Ag+SiO₂ 試料について refDAQ で取得した μ SR time spectra.

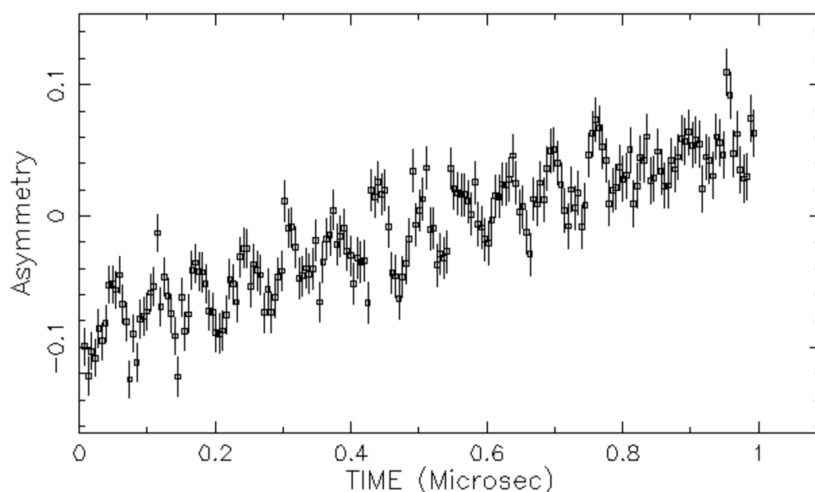


Figure 5.10: SiO₂ 試料の μ SR time spectra. Figure 5.9 のはじめ 1 μ s を拡大したもの.

Figure 5.9 より、Ag に停止した μ^+ は Mu^+ として存在し、その磁気回転比 $\gamma_{\text{Mu}^+}/2\pi =$

13.55 kHz/G と外部磁場の大きさ約 10 G に対応して、 Mu^+ スピンは周期約 $7 \mu\text{s}$ の“遅い”回転をすることがわかる。一方、 SiO_2 の time spectrum からは周期約 $0.5 \mu\text{s}$ の 2 つの回転が存在しているように見えるが、これは誤解を招きかねないデータ表示になっており、データをグラフ化する際の bin 間隔の関係でこのように見えてしまっているだけである。そこで、Figure 5.10 に SiO_2 試料の time spectrum について、Figure 5.9 のはじめの $1 \mu\text{s}$ を拡大したものを示した。これからわかる通り、実際には、半導体である SiO_2 中に停止した μ^+ の一部は Mu^0 を形成し、そのスピンは Mu^0 の磁気回転比 $\gamma_{\text{Mu}^0} = 2\pi \times 1.394 \text{ GHz/G}$ に対応して、周期約 $0.07 \mu\text{s}$ の“速い”回転をすることがわかる。

また、Figure 5.11 に、 SiO_2+Ag 試料、 SiO_2 試料、Ag 試料それぞれに関して refDAQ で取得したデータに対して高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform; FFT) を施した結果を示す。FFT は、離散フーリエ変換を計算機上で高速で行うアルゴリズムで、 μSR time spectrum における振動の周波数成分を抽出するのに有効である。なお、 SiO_2 試料、Ag 試料はともに単一の物質からなり、 SiO_2+Ag 試料と同じ条件で測定された。

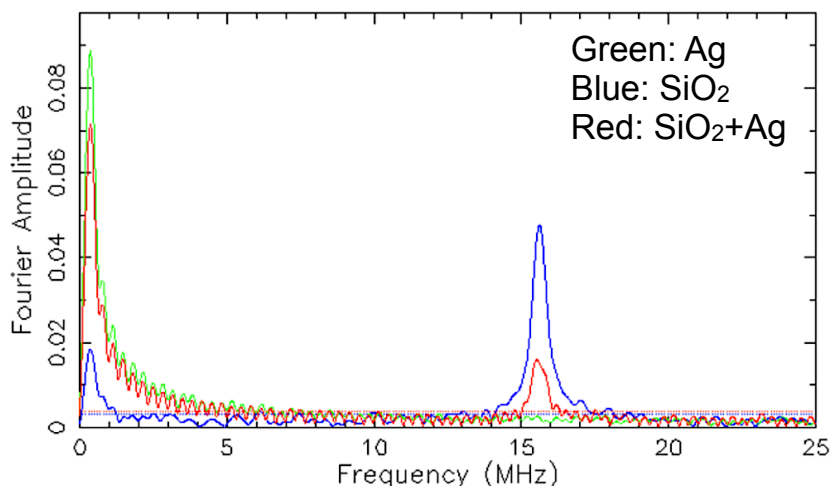


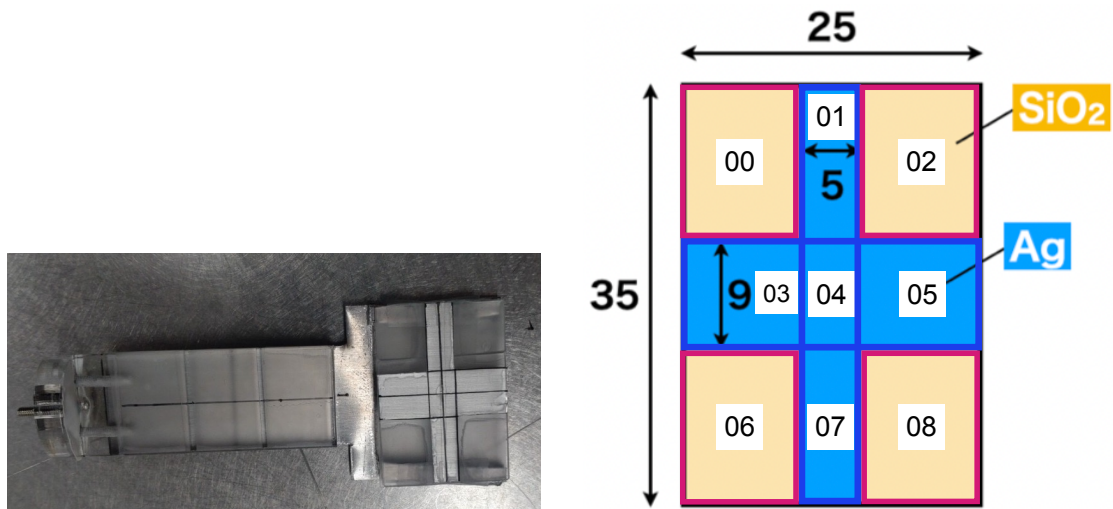
Figure 5.11: refDAQ で測定した SiO_2+Ag 試料、 SiO_2 試料、Ag 試料の FFT の結果。

SiO_2 中でのみ Mu^0 が形成されるため、 SiO_2 試料の結果には 15.6 MHz 付近にピークが現れることが確認できる。

Ag+ SiO_2 試料の μSR time spectrum は、Figure 5.9 にある通り、Ag 試料の結果の“遅い”振幅を減衰させたものになる。Ag+ SiO_2 試料に含まれる SiO_2 中で Mu^0 が形成され、 Mu^+ スピンの“遅い”回転成分が弱められたためだと考えることができる。

5.4 試料各位置での μSR time spectrum の解析

解析を行うにあたり、Figure 5.12(b) に示すように本試料を物質 (Ag, SiO_2) に応じて 9 つの領域に分割し、00–08 の番号をつけた。



(a) Ag+SiO₂ 試料をサンプルホルダーに取り付けた際の写真.

(b) Ag+SiO₂ 試料を物質に応じて9つの領域に分割した.

Figure 5.12: Ag+SiO₂ 試料をサンプルホルダーに取り付けた際の写真と、解析を行う上での分割.

ここで、Figure 5.5(b), 5.12(a) より、サンプルホルダーの位置、試料とサンプルホルダーの関係を考慮して試料の輪郭の位置を推定した。そして Figure 5.12(b) のように、試料の寸法を照らし合わせて Figure 5.8 を 00-08 の領域に 9 分割した (Figure 5.13 参照)。

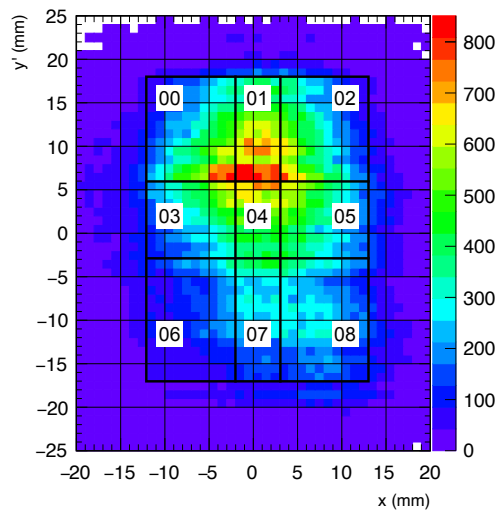


Figure 5.13: Ag+SiO₂ 試料の tracking した結果を領域 00-08 に 9 分割した.

5.4.1 Time Spectrum

そして、00-08 の各領域に対して式 (2.14) を適用して μ SR time spectrum を求めた。ここでは $\alpha = 1$ として計算したため、各 μ SR time spectrum に offset が生じている。その結果を Figure

5.14 に示す。

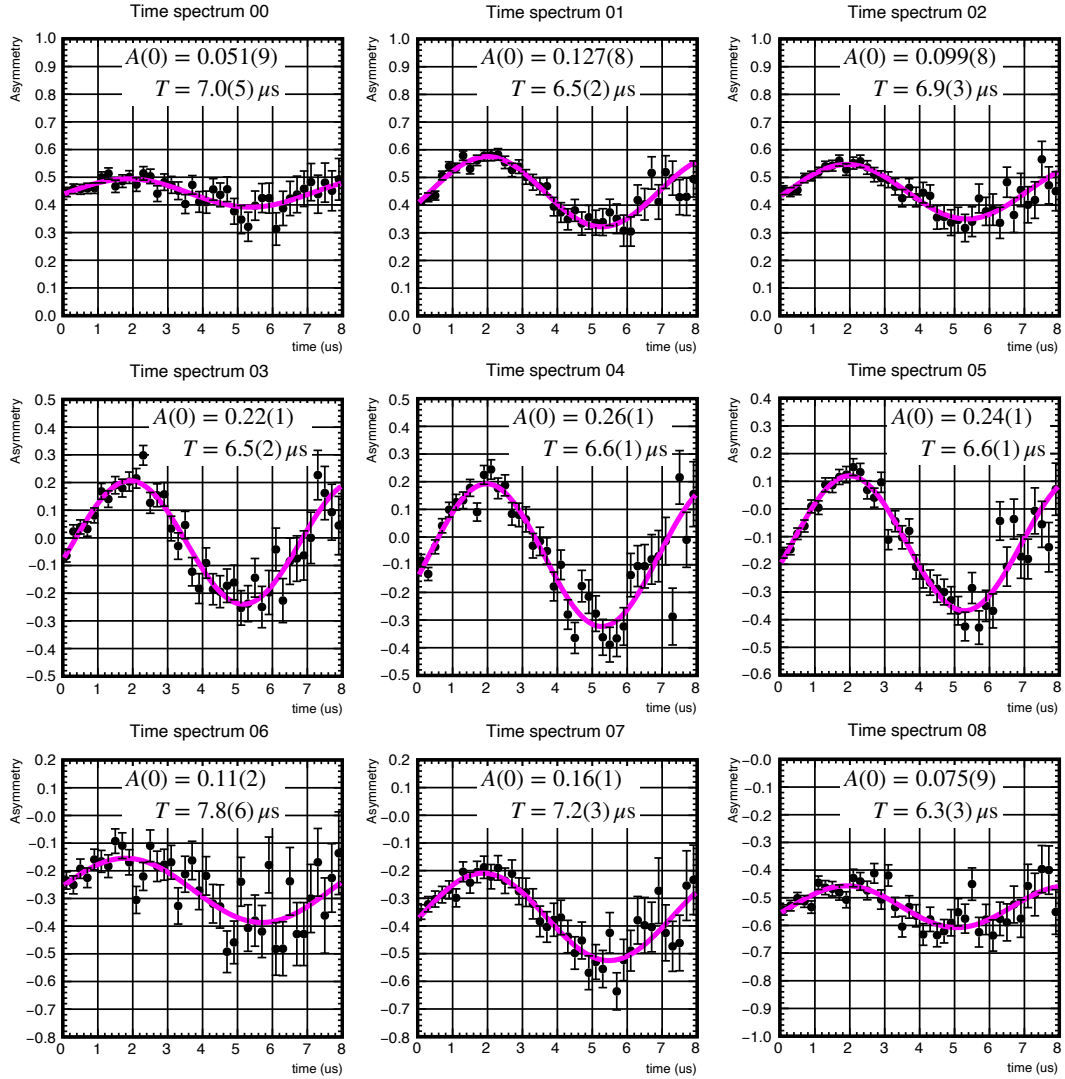


Figure 5.14: 00–08 のそれぞれの領域での μSR time spectra. 実線は \sin 関数で fitting した結果. 各グラフ内に fitting 関数の振幅 $A(0)$ と周期 $T(= 2\pi/\omega)$ を示している.

Figure 5.14 では、各領域における Asymmetry の時間発展 $A(t)$ を、 $A(0)$, ω , x_0 , C をパラメータとした関数

$$f(t) = A(0) \sin \{ \omega (t - x_0) \} + C \quad (5.3)$$

で fitting しており、各領域に記述した Amplitude, Period はそれぞれ fitting 関数の振幅と周期に対応していて、

$$\text{Amplitude} = A(0) \quad (5.4)$$

$$\text{Period} = \frac{2\pi}{\omega} \quad (5.5)$$

である。

以下の Table 5.1 に 00–08 の 9 つの fitting 関数のパラメータを示す。

Table 5.1: Figure 5.14 の各 fitting 関数のパラメータ.

Area	$A(0)$	$\omega/2\pi$ (MHz)	x_0	C
00	0.051 ± 0.009	0.143 ± 0.011	0.1 ± 0.2	0.443 ± 0.006
01	0.127 ± 0.008	0.153 ± 0.005	0.358 ± 0.077	0.449 ± 0.006
02	0.099 ± 0.008	0.146 ± 0.006	0.20 ± 0.11	0.448 ± 0.006
03	0.223 ± 0.012	0.154 ± 0.004	3.54 ± 0.06	0.017 ± 0.009
04	0.257 ± 0.012	0.152 ± 0.003	0.328 ± 0.064	-0.066 ± 0.090
05	0.244 ± 0.010	0.152 ± 0.003	0.344 ± 0.059	-0.124 ± 0.008
06	0.116 ± 0.016	0.127 ± 0.009	-0.2 ± 0.2	-0.271 ± 0.011
07	0.158 ± 0.013	0.138 ± 0.006	0.06 ± 0.13	-0.367 ± 0.010
08	0.075 ± 0.009	0.158 ± 0.009	0.3 ± 0.1	-0.532 ± 0.007

Figure 5.14, Table 5.1 より、Ag があると推定される領域 01, 03, 04, 05, 07 ではグラフの振幅が比較的大きいという傾向が読み取れる。これは Figure 5.9 での傾向と一致しており、5.3 節で述べたように SiO₂ 中で Mu⁰ を形成している μ^+ が存在したためであると考えられる。

試料のイメージの再構成とは別に、実際に試料に印加されていた磁場の大きさをこの結果から求めることができる。そのために、まずは十字部 (領域 01, 03, 04, 05, 07) と四隅部 (領域 00, 02, 06, 08) それぞれの領域のデータを足し合わせた μ SR time spectrum (Figure 5.15) を求めた。十字部、四隅部それぞれについて、Figure 5.15 を拡大した結果を Figure 5.16 に示す。なお、Figure 5.15(a), 5.15(b) はどちらも式 (5.3) で fitting してある。このとき、試料の設計上、十字部により多くの Ag が存在していると推定できるため、磁場の大きさを求める際には十字部の μ SR time spectrum (Figure 5.15(a)) を用いることとする。

この fitting より、Figure 5.15(a), 5.15(b) の ω はそれぞれ $\omega_{\text{cross}}/2\pi = (0.150 \pm 0.002)$ MHz、 $\omega_{\text{corner}}/2\pi = (0.144 \pm 0.004)$ MHz と求められた。一方、Mu⁺ の磁気回転比の大きさは $\gamma_{\text{Mu}^+}/2\pi = 135.5$ MHz/T なので、試料に印加されていた磁場の大きさ H_{external} は

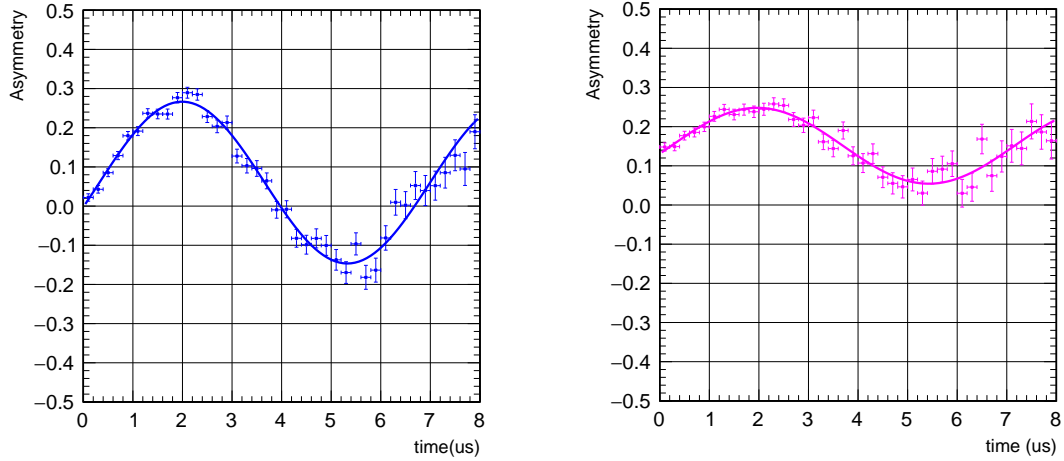
$$H_{\text{external}} = \frac{\omega_{\text{cross}}/2\pi}{\gamma_{\text{Mu}^+}/2\pi} = \frac{(0.150 \pm 0.002) \text{ (MHz)}}{135.5 \text{ (MHz/T)}} = (11.1 \pm 0.1) \text{ G} \quad (5.6)$$

と求めることができる。

さて、本当に領域 00, 02, 06, 08 が SiO₂ であること、すなわち Mu⁰ の存在が確認されるのだろうか。

これを確かめるために、5.3 節と同様に μ SR time spectra を拡大することを試みたが、領域ごとに拡大すると統計量が不足しており有意な結果は得られなかった。そこで、十字部と四隅部 (領

域 00, 02, 06, 08) それぞれの領域のデータを足し合わせた μ SR time spectrum (Figure 5.15) のはじめの $2\ \mu\text{s}$ を拡大して考察することとした。

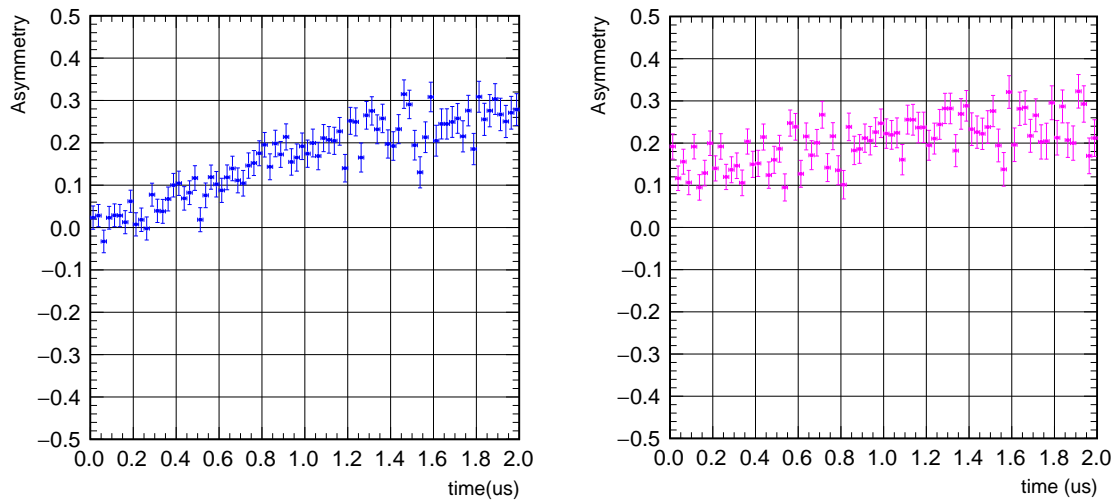


(a) 十字部 (領域 01, 03, 04, 05, 07) のデータを足し合わせた μ SR time spectrum.

(b) 四隅部 (領域 00, 02, 06, 08) のデータを足し合わせた μ SR time spectrum.

Figure 5.15: 十字部、四隅部のデータをそれぞれ足し合わせた μ SR time spectrum.

これらのはじめの $2\ \mu\text{s}$ を拡大したものを Figure 5.16 に示す。



(a) Figure 5.15(a) の $0\text{--}2\ \mu\text{s}$ を拡大した time spectrum.

(b) Figure 5.15(b) の $0\text{--}2\ \mu\text{s}$ を拡大した time spectrum.

Figure 5.16: Figure 5.15 の $0\text{--}2\ \mu\text{s}$ を拡大した time spectrum.

どちらの結果も統計誤差が大きいですが、Figure 5.16(a) と 5.16(b) とを比較すると、以下のようなことが言える。

- 特に $0\text{--}1\ \mu\text{s}$ の範囲において、四隅部の time spectrum は細かく振動しているように見える。

- 全体として十字部の time spectrum の方が四隅部のそれより傾きが大きい。

では、この結果を fitting してみる。今回は式 (5.3) に直線の項を加えた関数を考える。この関数は、 $a, A(0), \omega, x_0, C$ をパラメータとして

$$f(t) = at + A(0) \sin \{ \omega (t - x_0) \} + C \quad (5.7)$$

と表せる。この関数 (5.7) で fitting した結果を Figure 5.17 に示す。

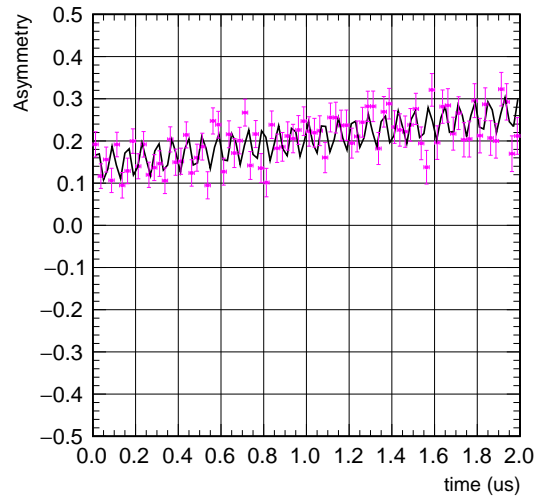


Figure 5.17: Figure 5.16(b) を関数 (5.7) で fitting した結果.

この fitting の χ^2/ndf 値は $\chi^2_{\text{corner}}/\text{ndf} = 91.95/75$ 、fitting の適合度を表す χ^2 probability (Prob) は $\text{Prob}_{\text{corner}} = 0.09$ で、この fitting は良い結果であるとは言えなかった。

Fitting で求められた四隅部の ω^{corner} について、速い回転の ω_{rapid} と遅い回転の ω_{slow} の比を取った値と、その計算値の比較を Figure 5.18 に示す。ここで、 $\omega_{\text{rapid}}, \omega_{\text{slow}}$ はそれぞれ、周期約 $0.07 \mu\text{s}$ の“速い”回転周波数成分と周期約 $7 \mu\text{s}$ の“遅い”回転周波数成分に対応する。なお、この計算値は Mu^0 と Mu^+ の磁気回転比 γ の比に等しく、その値は

$$\frac{\omega_{\text{rapid}}^{\text{cal}}}{\omega_{\text{slow}}^{\text{cal}}} = \frac{\gamma_{\text{Mu}^0}}{\gamma_{\text{Mu}^+}} = 102.88 \quad (5.8)$$

と求められる。

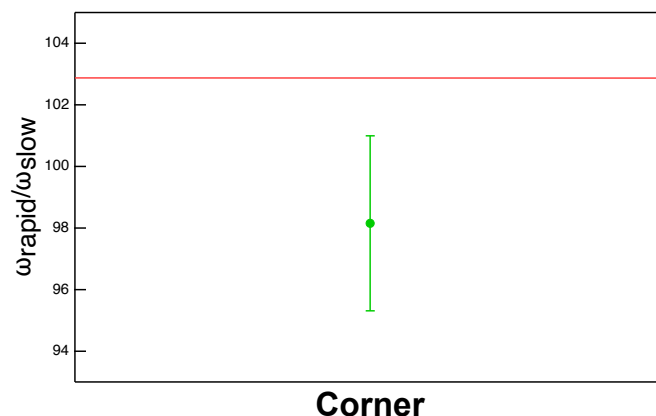


Figure 5.18: ω_{rapid} と ω_{slow} の比. 赤い実線は計算値.

また、四隅部でのミュオンスピン回転の周期は $T^{\text{corner}} = 0.0706(2) \mu\text{s}$ と求められ、 $11.1(1) \text{ G}$ の磁場中での Mu^0 スピンの回転周期の計算値 $T_{\text{Mu}^0} = 0.0646(6) \mu\text{s}$ と近い値を得ることができた。この結果では tracking から再構築した四隅部において Mu^0 が存在する可能性を示唆するのみに留まっている。

Figure 5.16, 5.17 を見てもわかる通り、統計誤差が大きいためミュオンスピンの速い回転に関して、ここでの結果から直接評価することは難しかった。

5.4.2 試料の各領域に対する Fast Fourier Transform

5.4.1 項で述べた通り、 μSR time spectrum から直接 SiO_2 中の Mu^0 スピンの速い回転を観測することはできなかった。そこで、十字部、四隅部の μSR time spectra に対して FFT を施すことで、それぞれの time spectrum がどのような周波数成分を持つのか、ということ調べた。

ここで、 ω_{Mu^0} の計算値は

$$\begin{aligned} \omega_{\text{Mu}^0} &= \frac{\gamma_{\text{Mu}^0}}{2\pi} \cdot 11.1(1) \text{ (G)} \\ &= 1.394 \text{ (MHz/G)} \cdot 11.1(1) \text{ (G)} \\ &= 15.5(1) \text{ MHz} \end{aligned} \quad (5.9)$$

である。そして再び refDAQ で測定した FFT の結果 (Figure 5.11) を見ると、 SiO_2 試料の結果には 15.6 MHz 付近にピークが現れている。

一方、Figure 5.19 に Figure 5.16(a), 5.16(b) に対して FFT を施した結果を示す。

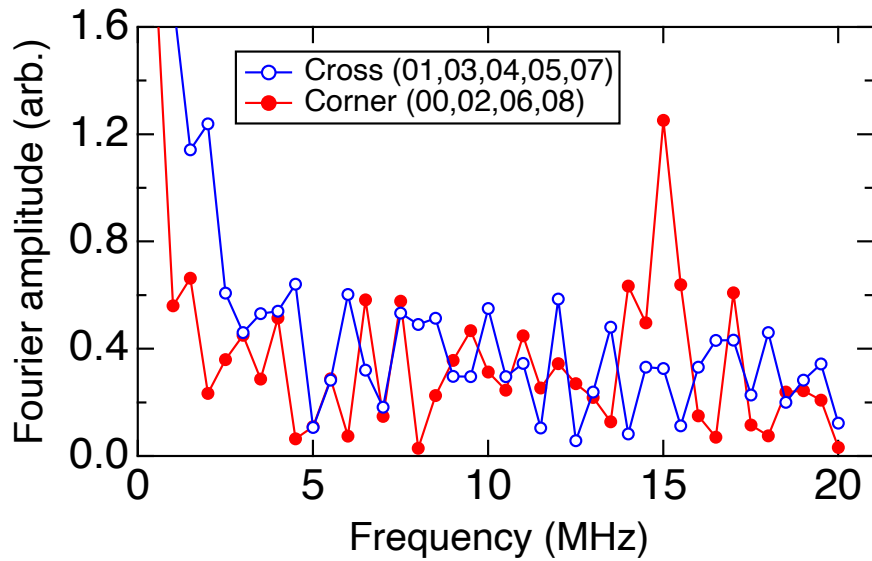


Figure 5.19: Figure 5.16(a) と Figure 5.16(b) に対して FFT を施した結果.

Figure 5.19 より、 SiO_2 中でのみ、周波数 $\omega = 15 \text{ MHz}$ の回転成分が存在することがわかる。ここで観測された 15 MHz は、 $11.1(1) \text{ G}$ の磁場中での Mu^0 スピンの回転周波数の計算値と非常に近い値で、Figure 5.11 との比較や SiO_2 のみでしか観測されていないことも鑑みると、 Mu^0 スピンの回転周波数であるといえる。

5.4.3 再構築した $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料のイメージ

これまでの議論を踏まえて、 $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料のイメージを再構築する。

5.4.1, 5.4.2 項をもとにすると、Figure 5.14 での Amplitude の大きさが Ag と SiO_2 の違いを反映しているため、Figure 5.20 に、各領域の Amplitude を 2 次元プロットしたヒストグラムを示す。

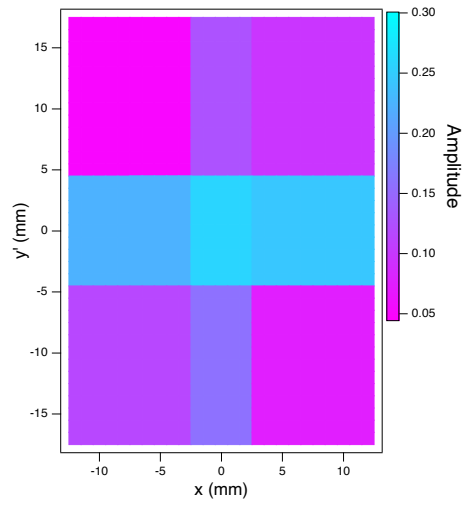


Figure 5.20: Ag+SiO₂ 試料の各領域の time spectrum の Amplitude.

結論として、Figure 5.20 の各領域の色の違いが Ag と SiO₂ という 2 つの物質の違いを表しており、本研究で開発しているトラッキングシステムを用いて「再構築した Ag+SiO₂ 試料のイメージ」となる。

第 6 章

考察・議論

Figure 5.6 からわかる通り、特に 2022 年 11 月の実験で得た結果には多くのノイズが含まれている。4.5.1 項で述べたように、NIM-EASIROC は各 ch に対し discriminator を有しており、その値は 32 ch 毎に、各 ch に印加する電圧の値は 1 ch 毎に変更することができる。実験ではこの 2 つの値の組み合わせで EASIROC からの出力信号を調整していた。Discriminator の値が低すぎたためにノイズが多く含まれてしまい、その結果位置分解能も悪くなっていると考えられる。

また、5.4.1 項で記述したように、全体的に統計量が足りず特に Mu^0 の速い回転を観測しようとしても十分な結果を得ることはできなかった。あと 100 倍の統計量があれば、 $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料の各領域における速い回転も十分に観測可能になると考える。そのためには、ビームタイムを 100 倍にするわけにはいかないため、トラッカーの検出効率の向上、高レート耐性のある新たなデータ取得システムの開発が必須である。トラッカーは一方で、 Mu^+ の遅い回転の振幅で物質を見分けることはできた。したがって、 $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料程度に各領域の面積がある場合は、単に物質が金属か否か、という点だけを考慮するのであれば 2022 年 11 月の実験と同程度の統計量でも十分であると言える。

試料の位置や検出器の配置については設計時の寸法を計算に取り入れているが、実際の実験時には検出器の設置や試料交換の際に位置がずれ、その寸法通りではなかった可能性も十分に考えられる。このズレが解析結果の位置分解能の悪化に直接つながっている。ただし現実には、トラッカーシステムをビームラインに設置後は、検出器周りにはケーブルやヘルムホルツコイル等多くのものがあり測定が困難な場所もあるが、可能な限り寸法を再測定すべきだった。また、現在はトラッカーと NIM-EASIROC モジュールを繋ぐフラットケーブルがその煩雑さの多くの部分を占めており、ここを改善すれば寸法の測定だけでなく試料の交換や実験準備にかかる時間を短くすることができるだろう。

特に Figure 5.8 に見られるように、tracking の結果にはビームの形と思われる円が見えているが、実験では実際のビームの位置を確かめていなかった。ビームの位置をドリフトチェンバーなどを用いて取得し、その結果と比較することでトラッカーシステムによる解析が正しそうか、ということを確認する 1 つの指標になるだろう。

しかしながら、特に $\text{Ag}+\text{SiO}_2$ 試料について、統計量が少ないながらも tracking によって得た結果を 9 分割し、ミュオンスピンの「遅い」回転の観測や FFT 計算を用いることで、 Ag や SiO_2

内で想定されるミュオンの振る舞いを確認することができた。そして、結果としてはファイバートラッカーシステムを利用して試料の画像を再構築することができた。本論文で触れたように、直接ミュオンスピンの「速い」回転を time spectrum から観測することは叶わなかったが、その少ない統計量の中でも解析方法を工夫することで有益な情報を取り出せるということも確認できた。この結果は、今後の研究において試料をより細かい領域に分割してイメージを作ることができる、と可能性を十二分に示しており、物質の分布が未知の試料に関しても、この技術を利用することで、位置毎の情報を取り出すことは原理的に可能である、ということを示しているだろう。

第7章

まとめ・今後の展望

本研究では、プラスチックシンチレーションファイバーを用いて新たに位置検出器を開発し、 μ SR法を応用したイメージングシステムの開発に取り組んでおり、その実証実験を行なった。結果として Ag+SiO₂ 試料についてはそのイメージを再構築することに成功した。

一方で、今後やらなければならないことは多くある。まず挙げられるのは、検出効率の向上であろう。3.1.1項で述べたように、本研究ではプラスチックシンチレーションファイバーと光ファイバーを接続している。我々は、この接続部分でプラスチックシンチレーションファイバーからの信号の光量を大きく失っていると考えている。この接続を無くし、プラスチックシンチレーションファイバーとMPPCを直接接続できれば、検出効率が10倍ほど向上すると考えている。しかし、そうすると現在光ファイバーになっている部分でのノイズ検出が増加する可能性もあるため、そのバランスを考えてトラッカーを改善せねばならない。さらに、データ取得システムを高レート耐性のあるものに変更すればさらに10倍の検出効率の増加が見込める。現在、本研究では、そのデータ取得システム(trackDAQ)のレート耐性、すなわちMPVのdead timeにより、一般的な μ SR実験で用いられるビーム強度の約1/10の強度しか用いることができないためである。

また、トラッカーをもう1層増やす等して条件を1つ増やして χ^2 検定を取り入れることで、trackingの精度がより上げられると考えられる。しかしこの際、陽電子の通過位置に物質量をできるだけ増やさないような工夫が必要になる。

第6章で前述の通り、トラッカーシステムとドリフトチェンバーを組み合わせることでビーム入射時の μ^+ の位置と、試料内でのミュオンの崩壊位置を比較することができる。この比較によりトラッカーシステムの位置分解能を推定できるほか、原理的には1つ1つのミュオンとその崩壊を追跡できるようになるため、現状では同一time window内に複数の μ^+ が入射した場合はその全てのミュオン崩壊イベントを棄却せざるを得ないDCビーム実験において、特に有用な技術なることは必至である。

隕石試料については、まだ詳しい解析は進んでいないが、現在金沢大学の佐藤教授にメスバウアー法での測定を依頼している。このように、将来的には μ SR法とは別の実験手法も組み合わせることで本研究をより発展させ、その研究対象を物質科学だけでなく、天文学や生物学、さらには医学分野等、大きく広げていきたい。

謝辞

筆者は学部4年生の頃から本研究室に在籍し、三原基嗣助教授のご指導のもと研究を行ってきました。学部時代からご丁寧なご指導をしていただきました。様々な実験に参加させていただき、多くの貴重な経験を積みさせていただいたと同時に、議論を重ねながら研究を進めることができ、データ解析に行き詰まった際には親身になって相談に乗っていただき、都度アドバイスをいただきました。心より感謝申し上げます。また、福田光順准教授には主にミーティングの際に議論に加わっていただき、筆者の的確なご指摘とアドバイスをいただきました。筆者の勉強不足を身をもって痛感すると共に、研究の進め方や考え方等、議論の度に少しずつ身についたのではないかと思います。心からの感謝申し上げます。

本研究は主にカナダの TRIUMF 研究所で行われたが、研究を行うにあたり、筆者は 2022 年 10 月から 2023 年 9 月の 1 年間、TRIUMF に滞在させていただきました。この滞在は筆者が修士 1 年の春に指導教員である三原助教にお願いし、TRIUMF の Research Scientist の小嶋健児さんが筆者を受け入れてくださって実現しました。この非常に急で突拍子もないお願いに対して親身に対応してくださった三原助教、そして快く受け入れてくださった小嶋さんには深く感謝を申し上げます。お 2 人には、1 年間の海外滞在を認めていただいただけでなく、年 1 回の TRIUMF での実験やデータ解析等について篤くご指導いただき、筆者が研究を進めていく際に大変お世話になりました。実験の際には、小嶋さんに隣のビームラインで実験を行うグループに直談判していただいたことで TRIUMF では初めての試みとなるパラサイトでの実験が実現しました。さらに、研究面だけでなく私生活においても、ご自宅でのパーティに呼んでいただいたり、食事会など様々な場所に連れて行ってくださったりと、多くのことをサポートしていただきました。さらに、本修士論文の執筆の際にも多くのご助言をいただきました。改めて、感謝の意を申し上げます。福田准教授や川畑貴裕教授をはじめ、川畑研の教員の皆さんも異例の事態であるにも関わらず快く送り出してくださいました。皆様におかけしたご苦勞に見合うものとなったかはわかりませんが、少しでもご期待に沿える成果を持ち帰ってこられていたら幸いです。

TRIUMF では、現地の研究者の皆様やスタッフの方々、また学生のみなさんにも歓迎していただき、1 年間をととても楽しく有意義に過ごすことができました。カナダでの日々は人生においてかけがえのない経験であり、一生の思い出になることと思います。特に小嶋さんをはじめとした CMMS のスタッフ、学生のみなさんには私を研究グループの一員として迎え入れていただきました。実験エリアの M20C を管理している Gerald Morris 氏、technician の Rahim Abasaldi 氏、Deepak Vyas 氏には実験の際に必要なものを用意していただいたり、検出器の設置を行っていた

だいたりしました。また、Donald Arseneau 氏にはデータ取得用の PC を貸していただきました。彼ら抜きでは実験も成功しなかったでしょう。深く感謝いたします。同じく小嶋さんの下で研究を行っていた Janna と Hassan、そして CMMS の学生の River の 3 人にも、日々の研究生生活だけでなく私生活においても仲良くしてもらい、バンクーバーでの生活がより豊かになりました。さらに TRIUMF では、Karina, Mekayl をはじめとしてここには書ききれないほど多くの学生に仲良くしてもらい、平日の昼にはバレーボールをしたり、カフェテリアで駄弁ったり、平日の夜や休日にはみんなで出かけたりなど色々遊んでくれました。おかげさまで楽しい日々を過ごすことができました。本当に感謝しています。

大阪電気通信大学の溝井浩教授には、本研究の共同研究者として加わっていただき、検出器開発やデータ解析をはじめとして広く協力してくださっています。ここに御礼申し上げます。

また、1 年間海外に滞在するにあたり、川畑教授には筆者の事情を理解した上で PQBA の履修を勧めていただきました。PQBA からは多くの資金援助と研究発表や学生間の交流の場を与えていただき、本研究を進めていく上で大変有益なプログラムでした。また PQBA では、川畑さんだけでなく事務の方々にも多くのサポートをしていただきました。深く感謝申し上げます。KEK の幸田章宏教授には、筆者を KEK の特別共同利用研究員として受け入れていただき、KEK-TRIUMF 学生交換プログラムを利用させていただくことができました。ここに御礼申し上げます。

また、同じ研究グループで同期の田口諒さんには、我々の実験に参加してもらったり、解析の議論やアドバイスをもらったりと大変お世話になりました。おかげさまでスムーズに研究を進められました。感謝申し上げます。大変だと思いますが、博士後期課程も頑張ってください。そのほか、同期の宇田隆佑さん、白井竜太さん、林双葉さん、本多祐也さん、宮本憲伸さん、湯田秀明さんは日頃から研究のことだけでなく、筆者のくだらない話に付き合ってくれたり、一緒に麻雀をしたり、野球観戦をしたりと楽しく研究室での日常を過ごすことができました。ここに心よりの感謝申し上げます。また、先輩の高山元さんには、TRIUMF の実験に参加していただき、さらに解析も多くの部分で協力していただきました。高山さんの協力なくてはここまでの成果は挙げられなかったことと思います。ここに御礼申し上げます。後輩の石谷壮史さんにも TRIUMF の実験に参加していただきました。研究に対して非常に情熱があり、モチベーションに繋がりました。感謝しています。今後も研究頑張ってください。既に卒業されていますが、先輩の木村容子さんには、本研究の肝である検出器を製作していただき、さらに TRIUMF での実験にも参加していただきました。色々ご迷惑をおかけしましたが、木村さんのおかげで本研究を始められました。ここに御礼申し上げます。また、先輩の大谷優里花さんにも学部時代に大変お世話になりました。ここに感謝の意を申し上げます。そのほかの先輩、後輩の皆様にも日頃から大変お世話になりました。川畑研の皆様にはカナダに滞在していた 1 年間、特にご迷惑をおかけしたと思います。皆様のご支援により研究を進めることができました。心より御礼申し上げます。他にも、カナダで出会った日本人の皆様、現地の方々にも大変仲良くしていただきました。大変感謝しています。

本研究は、他にも多くの方々の協力のもと進められています。研究を行うにあたって関わってくださった全ての方々にも、ここに感謝申し上げます。最後に、これまで私を支えてくださった両親、家族、友人の皆さんにも心より感謝の意を申し上げます。

参考文献

- [1] N. Kaplan et al., *Hyperfine Interactions* **87**, 1031-1041 (1994)
- [2] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Striganov, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 76, No. 2, July 2001
- [3] Nucleonica, “Help:Range & Stopping Power++”, https://www.nucleonica.com/wiki/index.php?title=Help%3ARange_%26_Stopping_Power%2B%2B (2019)
- [4] S. Takeshita, “KEK-MSL Wiki Space Database Stopping Range”, <https://wiki.kek.jp/display/msl/Stopping+range> (2022)
- [5] D. P. Aguilard et al., *Phys. Rev. Lett.* **131**, 161802 (2023)
- [6] 木村 容子, β 線検出核磁気共鳴法を利用したイメージング法の開発, 修士論文 (2023)
- [7] Y. Mizoi et al., VIETNAM CONFERENCE ON NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY-15, 302-306 (2023)
- [8] Y. Mizoi et al., *Interactions* 245, 20 (2024)
- [9] Kuraray Co., Ltd., “Plastic Scintillating Fibers” https://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf (2023)
- [10] Kenis Limited, 「ケニス株式会社」, <https://www.kenis.co.jp/>
- [11] Kenis Limited, 「ケニス株式会社/オンラインショップ 光ファイバー 1mm ϕ ×10m」, <https://www.kenis.co.jp/onlineshop/product/11150297> (2023)
- [12] Hamamatsu Photonics, “MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) arrays S13361-3050 series”, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf (2023)
- [13] G. Hackman et al., *ACTA Physica Polonica B*, 45, 503-508 (2014)
- [14] Centre for Molecular and Materials Science, TRIUMF, <https://cmms.triumf.ca/setup/wiring/vmeel.pdf>
- [15] Centre for Molecular and Materials Science, TRIUMF, “Search ALL TRIUMF μ SR Runs”, <https://cmms.triumf.ca/mud/runSel.html>
- [16] Open-it, “openit Open Source Consortium of Instrumentation (osc)”, <http://openit.kek.jp> (2023)
- [17] 有限会社 ジー・エヌ・ディー, <http://www.gn-d.com>
- [18] Open-it, 「汎用 MPPC 読み出しモジュール」, <http://openit.kek.jp/project/>

- MPPC-Readout-Module/public (2014), The manual is available at http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/resource/manual_20141203, All the contents including the manual are available only for Open-it members.
- [19] 石島 直樹, ATRAS アップグレード用シリコン検出器試験用システムの開発, 修士論文 (2014)
 - [20] Omega Microelectronics, <https://omega.ip-paris.fr/en>
 - [21] H. Baba et al., IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 68, 8, 1841-1848 (2021)
 - [22] CAEN, “V1190A-2eSST”, <https://www.caen.it/products/v1190a-2esst>, The manual is available only for those who have MyCAEN account.
 - [23] CERN, “ROOT Data Analysis Framework”, <https://root.cern>
 - [24] 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)
 - [25] 小林 俊一 編, 「シリーズ 物性物理の新展開 物性測定の進歩 I –NMR, μ SR, STM–」, 丸善株式会社 (1997)
 - [26] Stephen J. Blundell, Roberto De Renti, Tom Lancaster, Francis L. Pratt, “Muon Spectroscopy - An Introduction”, OXFORD UNIVERSITY PRESS (2022)
 - [27] 平石 雅俊, ミュオンスピン回転緩和法による鉄砒素系超伝導体の超電導と磁性の研究, 博士論文 (2011)
 - [28] I. Watanabe, RADIOISOTOPES **66**, 159-170 (2017)
 - [29] NIST, “Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions”, <https://dx.doi.org/10.18434/T4NC7P> (2017)
 - [30] 下村 浩一郎, ミュオニウム -基礎から応用まで-, J. Comput, Chem, Jpn., Vol. 19, No. 3, 80-86 (2020)
 - [31] J. H. Brewer et al., Physica B 239-240, 425-427 (2000)
 - [32] M. Mihara et al., KEK Progress Report 2022-7, 81-82 (2023)
 - [33] Hamamatsu Photonics, 「技術資料 Si APD」, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/si-apd_kapd9007j.pdf (2021)
 - [34] Hamamatsu Photonics, 「技術資料 MPPC」, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf (2023)
 - [35] H. Baba et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 50 (2017)
 - [36] H. Baba et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 53 (2019)
 - [37] RIKEN, “RIBFDAQ DAQ/Information/Module/GTO”, <https://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?DAQ%2FInformation%2FModule%2FGTO> (2021)
 - [38] 大谷 優里花, 短寿命核 ^{19}O を用いた固体酸化物形燃料電池材料 Y_2O_3 安定化 ZrO_2 における酸化物イオン伝導特性の評価, 修士論文 (2022)
 - [39] 森 一生, 山形 仁, 町田 好男, 木村 徳典, 杉浦 聡, 「CT と MRI -その原理と装置技術-」, コロナ社 (2010)

- [40] Particle Data Group, “Summary Tables ”, https://pdg.lbl.gov/2023/tables/contents_tables.html (updated in 2023), Data tables of leptons and mesons are available at <https://pdg.lbl.gov/2023/tables/rpp2023-sum-leptons.pdf>, and at <https://pdg.lbl.gov/2023/tables/rpp2023-sum-mesons.pdf> respectively.
- [41] TRIUMF, “TRIUMF Canada’s particle accelerator centre”, <https://triumf.ca> (2023)
- [42] Centre for Molecular and Materials Science, TRIUMF, “Centre for Molecular and Materials Science, TRIUMF”, <https://cmms.triumf.ca> (2023)
- [43] CERN, “Geant4”, <https://geant4.web.cern.ch>
- [44] G. Takayama et al., To be published in Interactions (2024)
- [45] Bee Beans Technologies, <https://www.bbtech.co.jp/>
- [46] Bee Beans Technologies, 「SiTCP 関連ダウンロード」, SiTCP Utility is able to be downloaded at <https://www.bbtech.co.jp/download-files/sitcp/index.html>, 「SiTCP ユーティリティユーザーガイド」, The manual of SiTCP Utility is available at <https://www.bbtech.co.jp/download-files/sitcp/SiTCPUtilityUserGuide.0.7.3.pdf>
- [47] 泉川 卓司, “Hyperfine Interaction of Short-lived ^{12}B in Si Crystal.”, 博士論文 (1999)
- [48] RIBFDAQ group, RIKEN, “RIBFDAQ FrontPage”, <https://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?FrontPage>

Appendix

A 5 mm 角に分割した Ag+SiO₂ 試料のイメージ

第5章での議論より、遅い回転の Amplitude を比較することで Ag と SiO₂ とを区別できるということが確かめられた。そこで、tracking の結果 (Figure 5.8) を 5 mm 角に分割し、遅い回転の Amplitude を比較して Ag+SiO₂ 試料のイメージの構築を行なった。

Figure A.1 に、5 mm 角に分割した際の各領域の time spectrum を示す。なお全ての領域の Asymmetry の時間発展 $A(t)$ は、以下の関数 (A.1) で fitting してある。

$$f(t) = A(0) \sin(0.95t) + C \quad (\text{A.1})$$

ここで回転周期の成分 $\omega = 0.95$ は、Mu⁺ スピンの 11.1 G 中の回転周波数 1.50 MHz から求めた計算値であり、全ての fitting に対してこのパラメータは固定した。

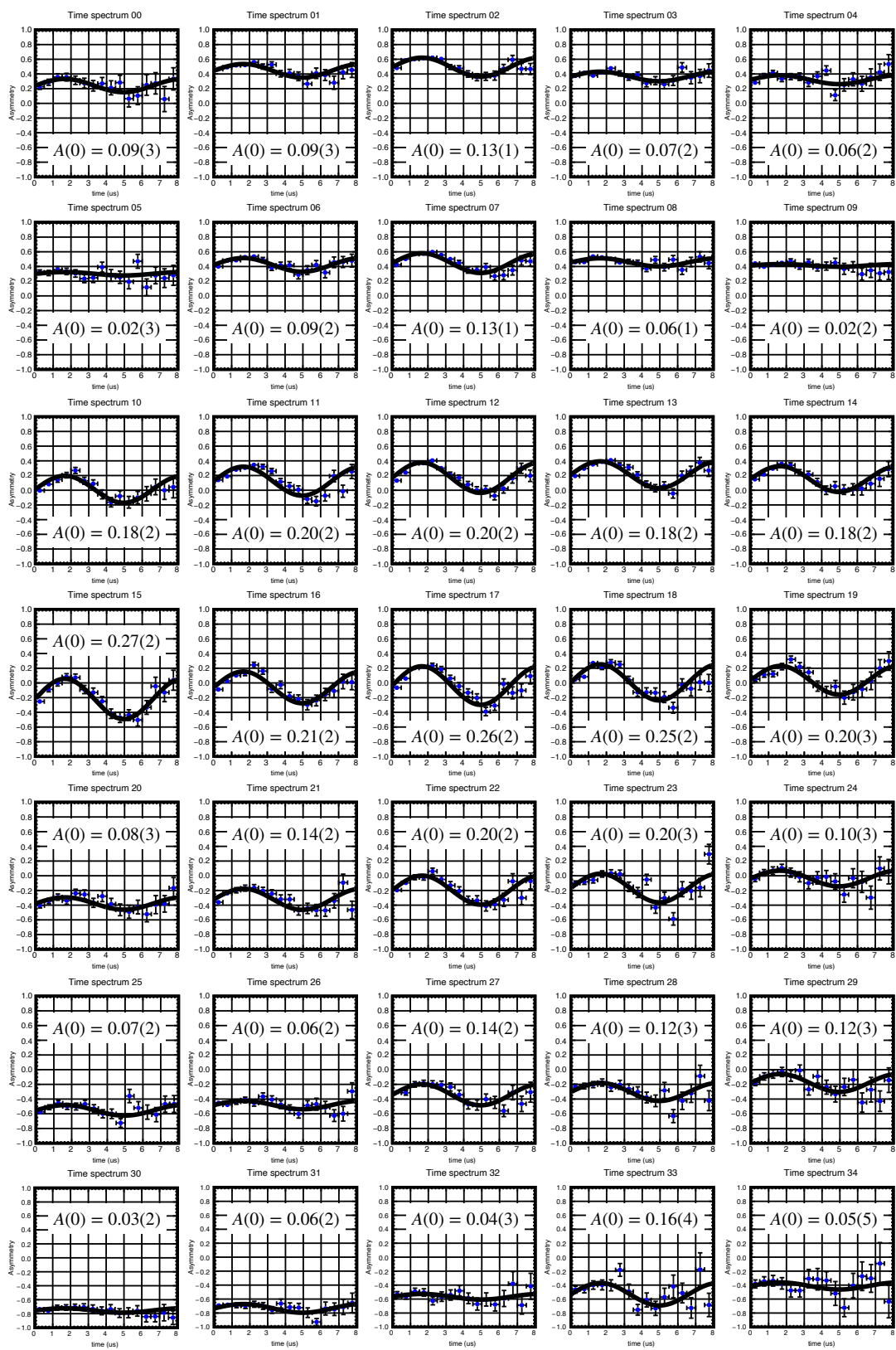


Figure A.1: Ag+SiO₂ 試料を 5 mm 角に分割した際の各領域の time spectrum.

次に、このときの Amplitude を 2 次元ヒストグラムにプロットしたものを Figure A.2 に示す。第 5 章での結果のように、この画像を 5 mm 角に分割して構築した Ag+SiO₂ 試料のイメージ画像とする。

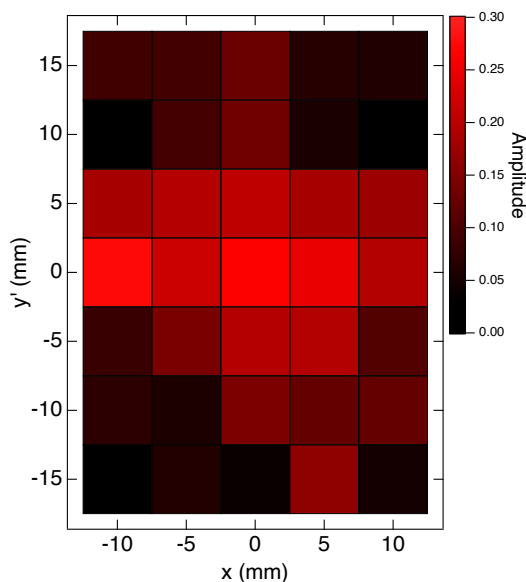


Figure A.2: 5 mm 角に分割して構築した Ag+SiO₂ 試料のイメージ画像。

Figure 4.2(b) を参考にすると、 $x = \pm 2.5$ mm, $y' = \pm 4.5$ mm に Ag と SiO₂ の境界が存在するはずである。Figure A.2 を見ると、 $x = \pm 2.5$ mm の境界に関しては概ね再現できている。 $y' = \pm 4.5$ mm の境界に関しては、ピクセルの分割と一致していないため一概には言えないが、一番上列から真ん中のピクセルにかけて黒と赤がグラデーションになっているので、特に $y = 4.5$ mm の境界は再現できていると言える。 $y' < 0$ の領域に関しても $y' \geq 0$ の領域ほどではないが、 $y' 0$ に近づくにつれ概ね黒から赤のグラデーションになっており、 $y' = 4.5$ mm の境界も少なからず再現できているだろう。

Figure 5.8 を見てもわかる通り、 $y' < 0$ の領域は $y' \geq 0$ の領域に比べ統計量が少なく、それに伴い Amplitude の統計誤差も大きくなっている。したがって、統計量が増えればよりはっきりと黒と赤のグラデーションが見えるようになる可能性がある。

B シミュレーションによる位置分解能の評価

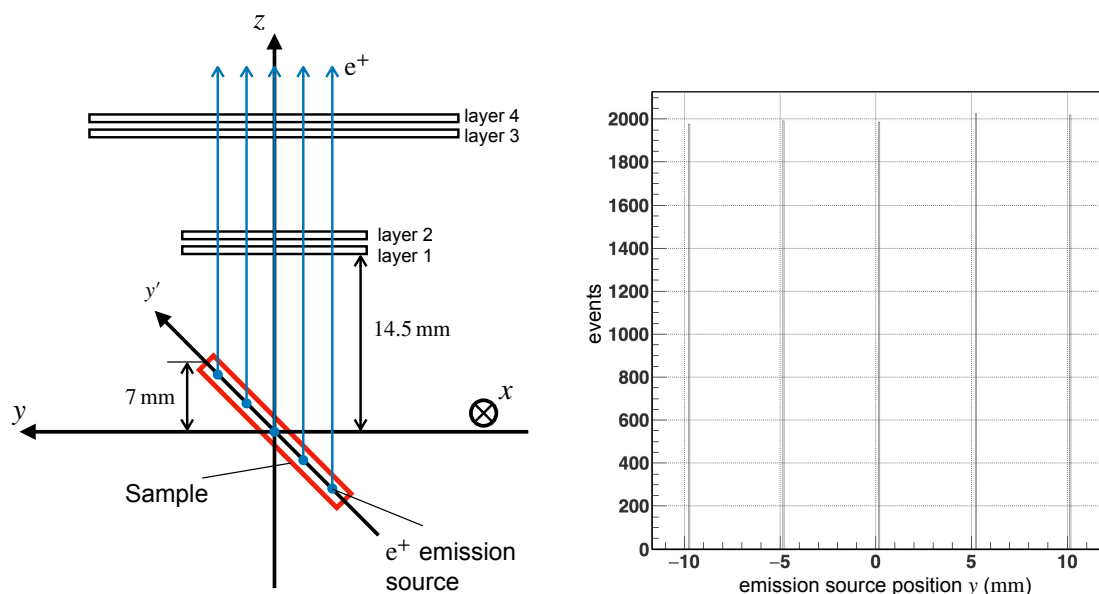
Geant 4 ([43]) を用いたシミュレーションを利用してトラックシステムの配置を再現し位置分解能の評価を 2 種類の方法で行なった [44]。1 つは、 μ^+ ビームについて、全ての μ^+ 停止位置をどれだけ再現できるかについてのトラック各層に関する解析、もう 1 つは、シミュレーション上での穴空き試料についてのデータ解析である。

B.1 tracker 各層の位置分解能

まず、シミュレーションによる tracker 各層の位置分解能の評価について紹介する。

シミュレーションでは、実験時と同様にビーム軸に対して 45° 傾いた一様な厚さ 1 m の Al 試料を仮定した。Al に対する μ^+ の飛程は、約 $500\text{ }\mu\text{m}$ である。そこで、 e^+ の放出源すなわち μ^+ が試料表面の特定の 5 箇所であり、そこから鉛直方向に e^+ が放出されるとし、この放出源の位置がトラック各層でどれだけ拡がるかを確認した。なお今回は、試料と全てのトラックを含めたシステム全体は y 軸に関して回転対称であるので、UP、DOWN に関して得られる結果も対称となる。したがって、本節では UP 側に関するシミュレーションにのみ言及する。

Figure B.1(a) に、シミュレーション時に仮定した e^+ 放出源の位置とトラックの関係図を示す。 $y = (-10, -5, 0, 5, 10)$ に対応する y' 軸上の 5 点、すなわち $(x, y', z) = (0, -10\sqrt{2}, -10\sqrt{2}), (0, -5\sqrt{2}, -5\sqrt{2}), (0, 0, 0), (0, 5\sqrt{2}, 5\sqrt{2}), (0, 10\sqrt{2}, 10\sqrt{2})$ から e^+ が鉛直方向に放出されることを考える (Figure B.1(b) 参照)。このとき、トラック各層で測定される e^+ 通過位置の y 方向の分布が、Figure B.1(b) と比較してどれだけ拡がるのかを確かめた。なお、トラックは x, y 方向読み出しを合わせて全 4 層存在するが、ここでは内側から layer 1, layer 2, layer 3, layer 4 と呼ぶこととする。Layer 1, 3 は y 軸方向、layer 2, 4 は y' 軸方向の読み出しトラックにそれぞれ対応している。



(a) シミュレーションの際に設定した e^+ 放出源の位置のイメージ図.

(b) シミュレーションの際に設定した e^+ 放出源の y 座標.

Figure B.1: シミュレーションの際に設定した e^+ 放出源の位置.

Layer 1, 2 での e^+ の y 方向の拡がりをもとめた結果を Figure B.2(a), B.2(b) にそれぞれ示す。Layer 1 は y 軸方向読み出しのトラックに対応しているため、この y 方向の分布は e^+ の検出位

置そのものである。一方、layer 2 は x 軸方向読み出しのトラッカーに対応しているので、 y 軸方向の e^+ の拡がりを直接観測することができない。そこで、layer 2 での e^+ の y 方向の通過位置は、5.2.1 項で紹介した計算方法を用いて求めた。

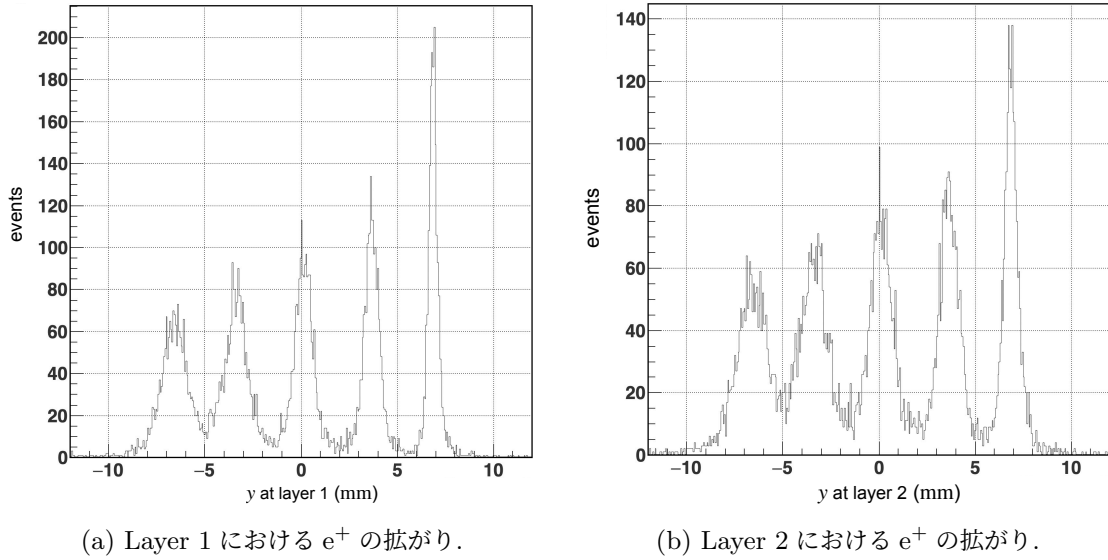


Figure B.2: Layer 1, 2 における e^+ の拡がり.

Layer 3 での e^+ の y 方向の拡がりを求めた結果を Figure B.3 に示す。Layer 3 は、layer 1 同様 y 軸方向読み出しのトラッカーで、この結果は e^+ の検出位置の分布である。

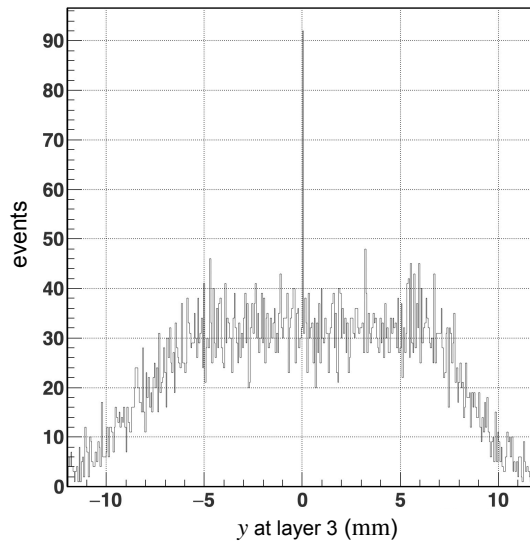
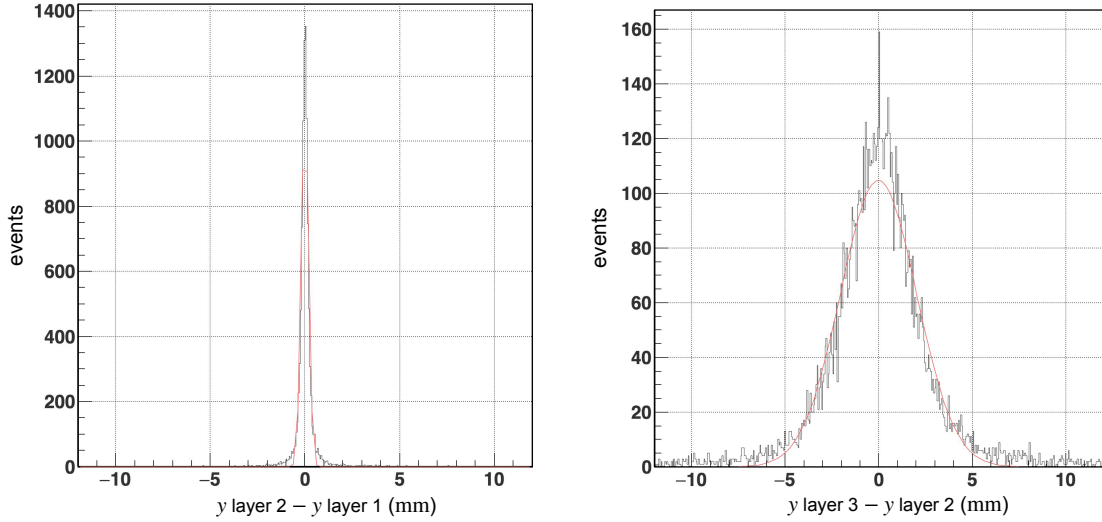


Figure B.3: Layer 3 における e^+ の拡がり.

Figure B.2(a), B.2(b) より、 e^+ 放出源の位置が $y = -10$ に近づくほど、すなわち e^+ 放出源とトラッカーとが離れれば離れるほど、 e^+ 放出源の像がぼやけてしまうことがわかる。また、Figure

B.3 より、Figure B.1(b) に示した 5 つの e^+ 放出源は、layer 3 の段階で既に観測できなくなることを確かめられる。

次に、各トラッカー層で e^+ の飛跡がどれだけ広がるのかを計算した。そのために、各層間での e^+ 通過位置の y 座標の差を考える。Figure B.4(a) に layer 2 と layer 1、Figure B.4(b) に layer 3 と layer 2 での e^+ 通過位置の y 座標の差をそれぞれ示す。



(a) Layer 1, 2 での e^+ 通過位置の y 座標の差。 (b) Layer 2, 3 での e^+ 通過位置の y 座標の差。

Figure B.4: 各層間での e^+ 通過位置の y 座標の差. 赤線は、分布を gauss 関数で fitting した結果.

Figure B.4(a), B.4(b) を gauss 関数で fitting した際の標準偏差 (σ_{12} , σ_{23}) はそれぞれ、

$$\sigma_{12} = 0.186 \quad (\text{B.1})$$

$$\sigma_{23} = 2.04 \quad (\text{B.2})$$

であった。Layer 1 と layer 2 間、layer 2 と layer 3 間の距離は、それぞれ 4 mm、40 mm なので、このとき e^+ の軌跡の角度拡がり $\Delta\theta_{12}$, $\Delta\theta_{23}$ は、式 (B.1), (B.2) よりそれぞれ、

$$\Delta\theta_{12} = \frac{\sigma_{12}}{4} = \frac{0.186}{4} = 0.0465 \text{ rad} = 2.66^\circ \quad (\text{B.3})$$

$$\Delta\theta_{23} = \frac{\sigma_{23}}{40} = \frac{2.04}{40} = 0.0510 \text{ rad} = 2.92^\circ \quad (\text{B.4})$$

一方、試料と layer 1 間での広がり Figure B.2(a) より求められる。試料と layer 1 間が最も近い場合と最も遠い場合を考えることで、角度拡がりの最小値と最大値を求めることができる。

Figure B.2(a) の一番左のピークと一番右のピークがそれぞれ、試料と layer 1 とが最も離れている場合と最も近い場合である。この 2 つのピークを gauss 関数で fitting した際の標準偏差 σ_{distant} , σ_{close} はそれぞれ、

$$\sigma_{\text{distant}} = 0.644 \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma_{\text{close}} = 0.227 \quad (\text{B.6})$$

であった。Layer 1 から最も遠い e^+ 放出源と layer 1 との距離は 21.5 mm、最も近い場合の距離は 7.5 mm なので、これらの場合の角度拡がり $\Delta\theta_{\text{distant}}$, $\Delta\theta_{\text{close}}$ はそれぞれ

$$\Delta\theta_{\text{distant}} = \frac{\sigma_{\text{distant}}}{21.5} = \frac{0.644}{21.5} = 0.0300 \text{ rad} = 1.72^\circ \quad (\text{B.7})$$

$$\Delta\theta_{\text{close}} = \frac{\sigma_{\text{close}}}{7.5} = \frac{0.227}{7.5} = 0.0303 \text{ rad} = 1.74^\circ \quad (\text{B.8})$$

と求められる。なお、シミュレーション上での e^+ の拡がり、プラスチックシンチレーションファイバーとの多重散乱によるものである。

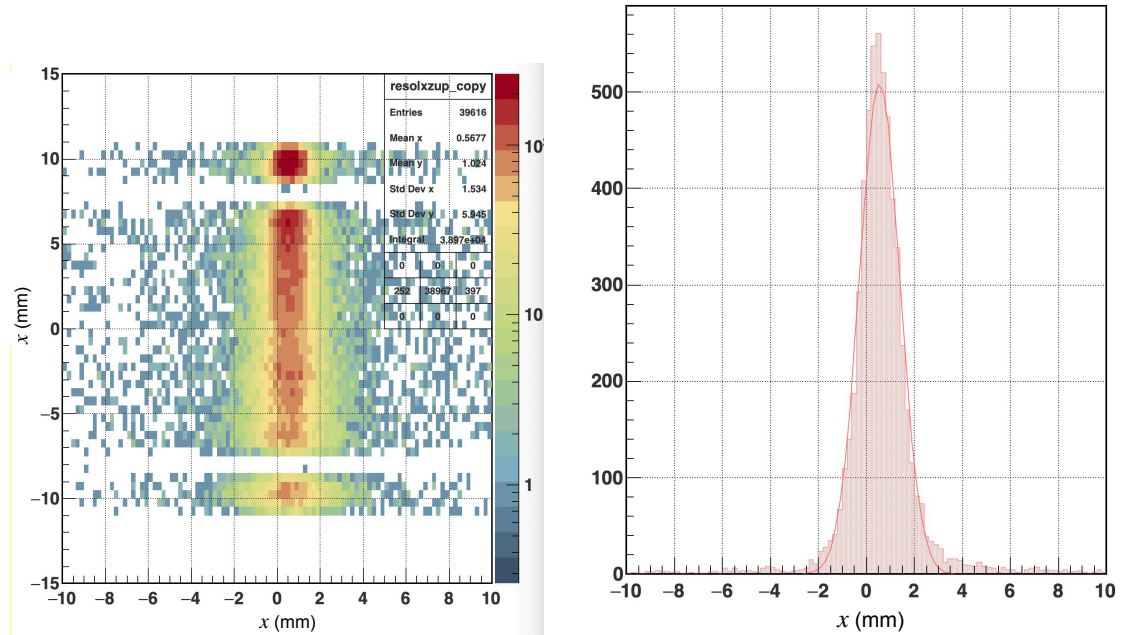
以上より、inner layer すなわち layer 1 と layer 2 で、約 $\sqrt{2} \times 0.05 \text{ rad} = 0.07 \text{ rad}$ だけ散乱することがわかる。そして、位置分解能は、試料と layer 1 との距離に依存する。位置分解能の最大値、最小値 FWHM_{max} , FWHM_{min} はそれぞれ

$$\text{FWHM}_{\text{max}} = 2.35 \times 0.07 \text{ rad} \times 7.5 \text{ mm} = 1.2 \text{ mm} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{FWHM}_{\text{min}} = 2.35 \times 0.07 \text{ rad} \times 21.5 \text{ mm} = 3.5 \text{ mm} \quad (\text{B.10})$$

と求めることができる。

また、 e^+ 放出源を y' 軸上で 3 mm ずつ動かして UP と DOWN それぞれ独立で tracking を行った。このときの結果の一例を Figure B.5(a) に、その x 軸方向の射影の一例を Figure B.5(b) にそれぞれ示す。



(a) e^+ 放出源を y' 軸上 $z = 12$ の位置に設定した際の tracking の結果。

(b) Figure B.5(a) を x 軸に射影したものの一例。赤線は gauss 関数で fitting したものを。

Figure B.5: e^+ 放出源を y' 軸上で動かした際のシミュレーション上での tracking の一例。

e^+ 放出源の z 座標と UP、DOWN それぞれの位置分解能の関係を Figure B.6 に示す。

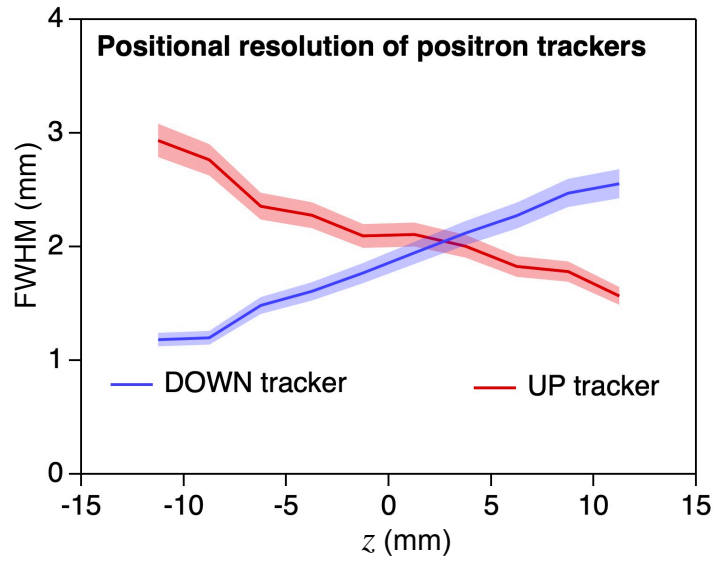


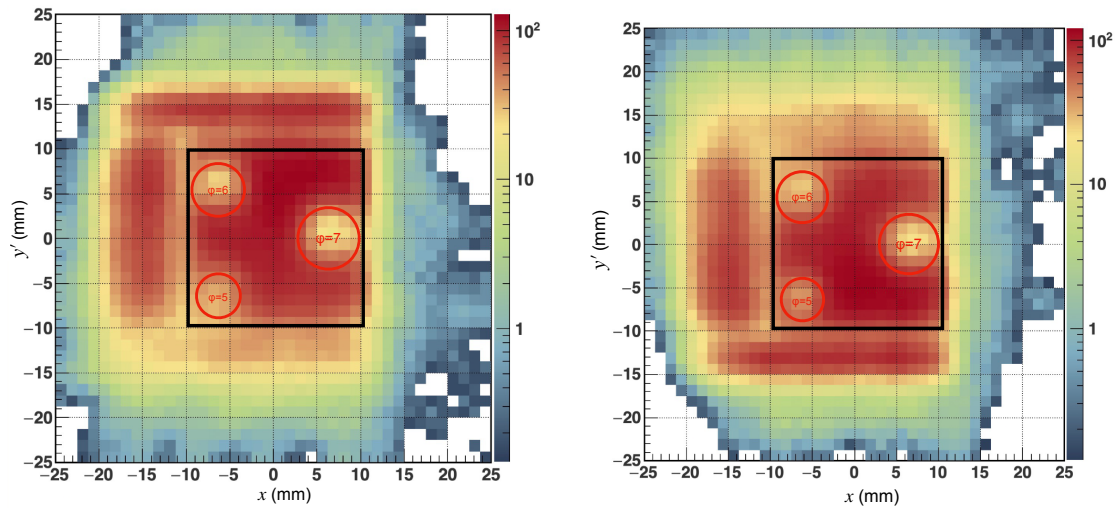
Figure B.6: UP, DOWN の e^+ 放出源の位置に対する位置分解能. 赤帯, 青帯はどちらも誤差を表す.

この結果からも、 e^+ 放出源とトラッカーとの距離が短ければ短いほど、位置分解能が良くなるということが確認できる。

B.2 穴空き試料のシミュレーション

次に、穴空き試料についてのシミュレーションの結果を紹介する。

トラッカーシステムの配置は Figure 4.8 の寸法通りに設定し、 μ^+ ビームのイベント数を 50 000 として穴空き試料 (Figure 4.4 参照) に関して、穴がどれだけはっきり見えるか、を確かめるためのシミュレーションを行なった。Appendix B.1 項で述べた通り、検出器から e^+ の放出源が遠ければ遠いほど、位置分解能が悪くなる。そこでシミュレーションでは、UP, DOWN の tracker のみで取得したデータによる解析をそれぞれ行なった。その結果を Figure B.7 に示す。



(a) UP 側の tracker のみを使用した際の、穴空き試料のシミュレーションによる解析結果.

(b) DOWN 側の tracker のみを使用した際の、穴空き試料のシミュレーションによる解析結果.

Figure B.7: 穴空き試料のシミュレーションによる解析結果. 黒枠は穴空き試料の縁で、赤い縁は直径の違う穴.

この結果より、UP、DOWN どちらからも同じ距離にある直径 7mm の穴は、どちらの結果でもはっきりと見えることがわかる。一方、直径 5 mm、6 mm の穴はそれぞれ DOWN、UP によってよりはっきり見えるということがわかる。しかしながらどちらの穴も、離れているトラックーからも観測できている。また、直径 7mm の穴がはっきり確認できるということは、Appendix B.1 項での議論と consistent である。

C トラッカーの検出効率の測定

ここでは、全 6 台のトラックーの検出効率を詳しく測定した結果を記す。

まず検出効率の測定方法のイメージ図を Figure C.1 に示す。

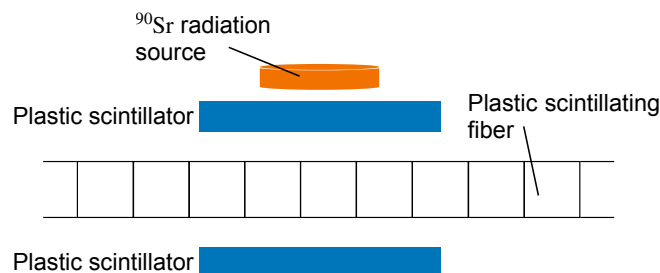


Figure C.1: 検出効率の測定方法のイメージ図. 縮尺は実際の通りではない.

トラックーを大きさが $2 \times 2 \text{ cm}^2$ の 2 つのプラスチックシンチレーション検出器で挟み、これと放射線源を同時に動かしながら、inner layer に使用している type-A の場合はプラスチックシンチレーションファイバー 16 本ごと、outer layer に使用している type-B の場合は 12 本もしくは 13

本ごとの検出効率を順番に測定する。放射線源には、 β 線源の ^{90}Sr を用いた。このとき、2つのプラスチックシンチレーション検出器の coincidence を N_{double} 、トラッカーも含めた coincidence を N_{triple} とすると、検出効率 (Efficiency) は

$$\text{Efficiency} = \frac{N_{\text{double}}}{N_{\text{triple}}} \quad (\text{C.1})$$

で求められる。なお、測定時間は全ての場合で 120 s だった。また、測定の際にプラスチックシンチレーションファイバーに番号を付けたが、type-A の場合は、UP 側を 0–31、DOWN 側を 32–63 として、MPPC 側から見て右端を UP、DOWN それぞれの最も若い番号とした。一方、type-B の場合は MPPC 側から見て右端を 0、左端を 63 とした。

C.1 x UP outer layer

Table C.1、Figure C.2 に、UP 側 x 軸方向読み出しの outer layer に使用したトラッカーの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.1: x UP outer layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0–12	832 169	450 263	54.1%
13–25	520 723	259 690	49.9%
26–37	459 578	279 292	60.8%
38–50	299 460	170 174	56.8%
51–63	592 528	294 655	49.7%
Average			54.3%

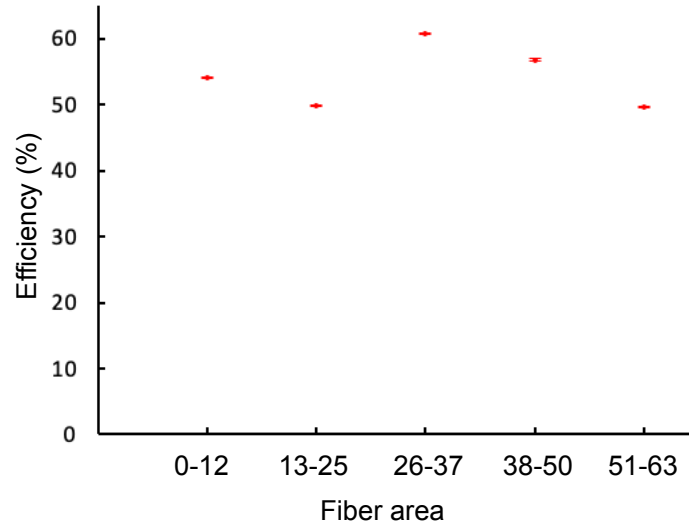


Figure C.2: x UP outer layer トラッカーの検出効率.

C.2 y UP outer layer

Table C.2、Figure C.3 に、UP 側 y 軸方向読み出しの outer layer に使用したトラッカーの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.2: y UP outer layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0-12	760 775	391 305	51.4%
13-25	950 988	399 188	42.0%
26-37	542 888	207 628	38.2%
38-50	549 047	210 388	38.3%
51-63	1 161 841	453 417	39.0%
Average			41.8%

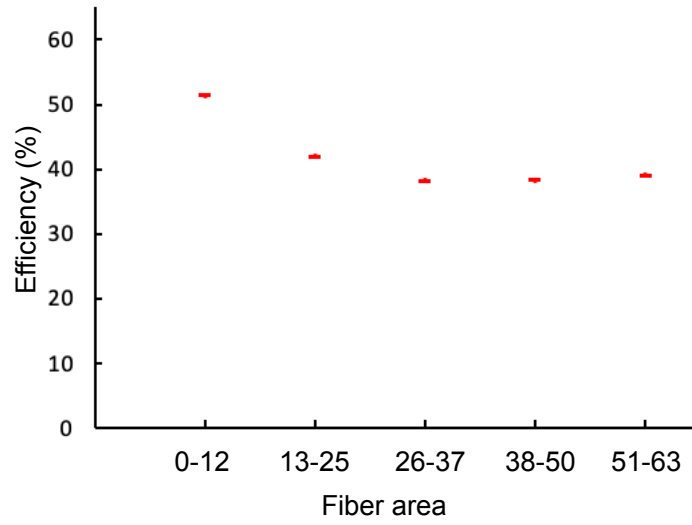


Figure C.3: y UP outer layer トラッカーの検出効率.

C.3 x DOWN outer layer

Table C.3、Figure C.4 に、UP 側 x 軸方向読み出しの outer layer に使用したトラッカーの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.3: x DOWN outer layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0-12	942 996	227 546	24.1%
13-25	853 807	385 289	45.1%
26-37	408 364	114 548	28.1%
38-50	939 027	160 843	17.1%
51-63	699 234	191 937	27.4%
Average			28.4%

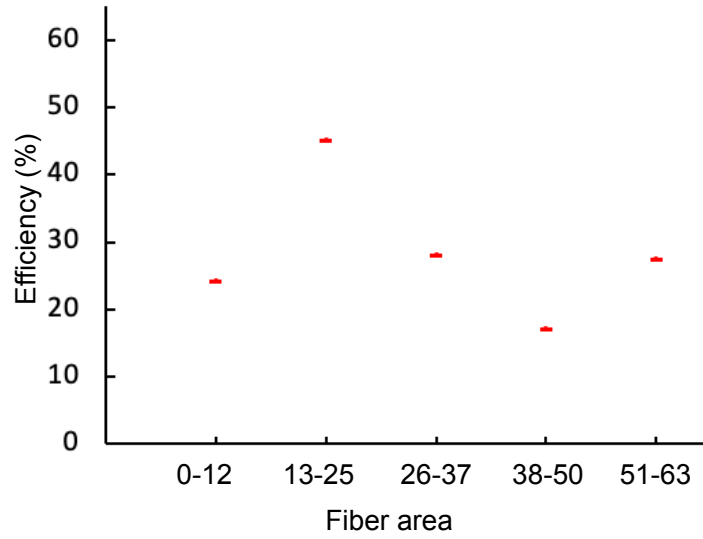


Figure C.4: x DOWN outer layer トラッカーの検出効率.

C.4 y DOWN outer layer

Table C.4、Figure C.5 に、DOWN 側 y 軸方向読み出しの outer layer に使用したトラックーの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.4: y DOWN outer layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0-12	714 035	199 838	28.0%
13-25	1 144 356	333 266	29.1%
26-37	422 854	132 967	31.4%
38-50	836 674	294 599	35.2%
51-63	788 129	257 027	32.6%
Average			31.3%

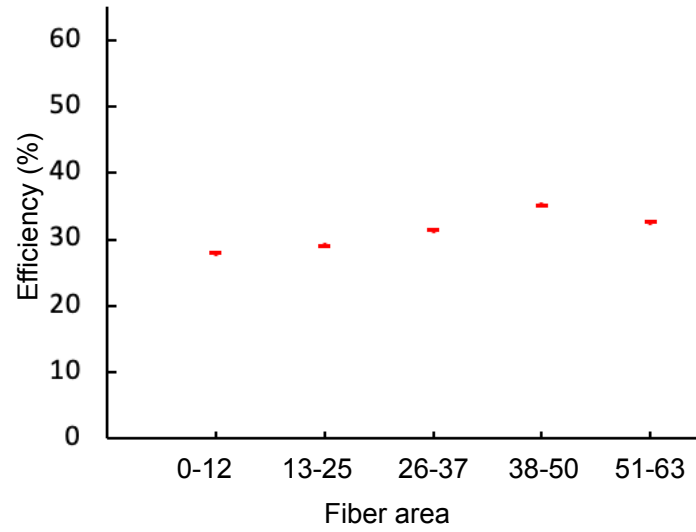


Figure C.5: y DOWN outer layer トラッカーの検出効率.

C.5 x inner layer

Table C.5、Figure C.6 に、 x 軸方向読み出しの inner layer に使用したトラッカーの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.5: x inner layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0-15	165 234	50 117	30.3%
16-31	152 973	66 436	43.4%
32-47	1 936 286	538 335	27.8%
48-63	1 098 713	382 088	34.5%
Average			34.1%

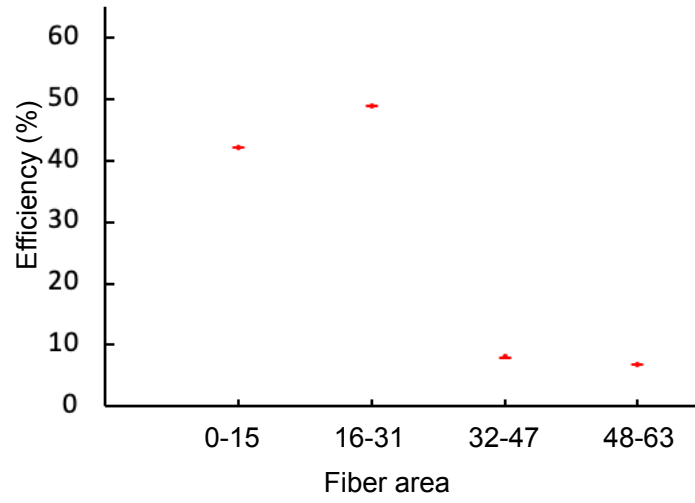


Figure C.6: x inner layer トラッカーの検出効率.

C.6 y inner layer

Table C.6、Figure C.7 に、 y 軸方向読み出しの inner layer に使用したトラックの場所ごとの検出効率を示す。

Table C.6: y inner layer トラッカーの検出効率

Fiber area	N_{double}	N_{triple}	Efficiency
0-15	956 445	402 770	42.1%
16-31	710 971	348 072	49.0%
32-47	7 047 046	570 343	8.09%
48-63	1 625 947	111 233	6.84%
Average			26.5%

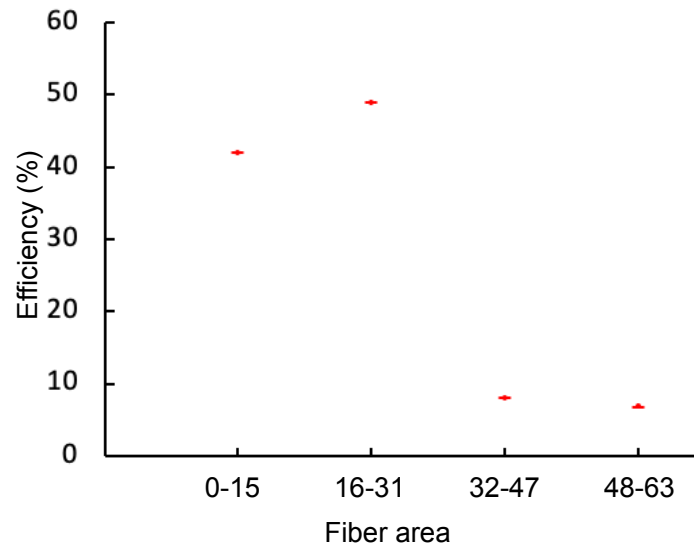


Figure C.7: y inner layer トラッカーの検出効率.

以上の結果を見ると、プラスチックシンチレーションファイバーの位置によって検出効率に大きな差があることがわかる。これまでに実験や試験を通して、EASIROC-NIM モジュールから電圧を印加しても、何らかの原因によりプラスチックシンチレーションファイバーからの信号を読み出せていない ch の存在がいくつも確認されている。今回検出効率が低く出た領域にはそういった ch が多くあることも確認済みである。このような現象が起こった原因は未だ説明できておらず、この問題の改善は急務であろう。

また、第 7 章で述べた通り、全 6 台のトラッカーの検出効率の平均値は約 40% と、決して高いとは言えない。この主な原因は、プラスチックシンチレーションファイバーと光ファイバーの接続が上手くいっていないためだと考えられる。我々はこれまでに、光ファイバーを介さずにプラスチックシンチレーションファイバーと MPPC とを直接接続したトラッカー (Figure C.8 参照) も製作したことがある。このときの検出効率は約 80% だった。しかしながらそのトラッカーは今よりもコンパクトなものであるため、ミュオンビームラインに設置するには小さすぎる。したがって今回のトラッカーでは、プラスチックシンチレーションファイバーと光ファイバーとの接続を改善すれば、検出効率が約 2 倍になると期待できる。

Tracker

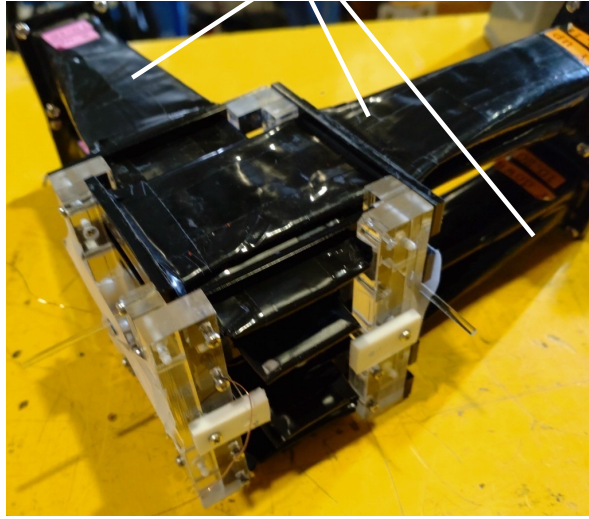


Figure C.8: 過去に製作した tracker. プラスチックシンチレーションファイバーと MPPC とが直接接続されている.