修士学位論文

粒子識別可能な中性子検出器の開発と ミュオン基礎物理実験に向けた中性子背景事象の測定

Development of a neutron detector with particle discrimination and measurement of neutron background events for muon fundamental physics experiments

> 平成 29 年度 広域科学専攻 相関基礎科学系 31-166944 八木 大介

<u>ii ______</u>

大強度陽子加速器実験施設 Japan Proton Accelerator Research Complex(J-PARC) 内のミュオン科学実 験施設 (MUSE) では、高統計量を要する様々なミュオン基礎物理実験が計画、進行している。現在、こ れらの実験専用の大強度ミュオンビームライン、H ラインが建設中である。H ラインは高統計量が期待で きる一方、高速中性子の数も多いと予測されている。この中性子による事象は H ラインを使用する実験 のシグナル事象に対するバックグラウンド事象となりうる。MUSE ではシミュレーションによってのみ 中性子背景事象を見積もっており、これまで実測はされていなかった。本研究では、実測のための中性子 検出器を開発し性能評価を行い、H ライン H1 エリアの中性子背景事象を測定した。中性子背景事象測定 において、検出器には中性子の他にガンマ線も飛来する。このため、中性子検出器には、これらを識別可 能な有機液体シンチレータを用いた。取得信号は、波形デジタイザによって波形そのものを保存した。ま ず、シンチレータの発光量と入射粒子のエネルギー情報とを対応させるためにエネルギー較正を行った。 そして、中性子とガンマ線の両方を放出する放射線源を用いて粒子識別能力を評価した。また、MC シ ミュレーションによりこれらの実験系を模擬し、計算値と実験値を比較することで性能評価の妥当性を確 かめ、さらに検出器の応答関数と検出効率も評価した。この検出器を用いて入射粒子の時間構造も測定で きる実験系を確立し、H ライン H1 エリアにおいて初めて中性子背景事象を測定した。

目次

第1章	序論	1
1.1	J-PARC におけるミュオン基礎物理実験	1
1.2	本研究の目的	2
1.3	本論文の構成....................................	3
第2章	有機液体シンチレータ	5
2.1	有機液体シンチレータ中におけるガンマ線の反応	5
2.2	有機液体シンチレータ中における中性子の反応	8
2.3	液体シンチレータの発光	13
2.4	発光波形と波形弁別原理	20
2.5	中性子の応答関数と検出効率....................................	21
第3章	中性子検出器の性能評価	27
3.1	測定機器	27
3.2	エネルギー較正とエネルギー分解能の測定..............................	30
3.3	²⁵² Cf 線源を用いた粒子識別能力の性能評価	38
3.4	MC シミュレーションによる応答関数の作製と検出効率の評価	50
第4章	J-PARC MLF H ライン H1 エリアにおける中性子背景事象の測定	55
4.1	実験施設の概要	55
4.2	中性子背景事象の測定方法....................................	60
4.3	中性子背景事象の測定結果...................................	64
4.4	考察と今後の課題	70
第5章	結論と今後の展望	77
5.1	結論	77
5.2	今後の展望	78
付録		81
А	J-PARC におけるミュオン基礎物理実験の実験意義と課題	81
В	中性子検出器の応答関数	83

謝辞

87

図目次

2.1	有機液体シンチレータにおけるエネルギー変換過程の概念	6
2.2	有機液体シンチレータ BC501 におけるガンマ線の質量吸収係数	7
2.3	コンプトン散乱の概念図	7
2.4	コンプトン散乱におけるガンマ線の散乱角と微分散乱断面積の関係	8
2.5	中性子とシンチレータ内原子核との散乱	9
2.6	重心系における等方散乱を仮定した場合の反跳陽子エネルギー分布	11
2.7	n-12C の散乱断面積	12
2.8	水素と炭素の中性子における弾性散乱反応断面積	13
2.9	Joblonski 図	17
2.10	液体シンチレータ EJ301 の発光特性曲線	18
2.11	荷電粒子の種類と発光特性曲線....................................	19
2.12	中性子とガンマ線の発光波形	20
2.13	反跳陽子の発光量分布の概念図	22
2.14	(a) 陽子の 2 回散乱と、(b) 炭素・陽子の 2 回散乱の効果	23
2.15	BC501A における陽子の飛程	23
2.16	発光量分布における端効果による効果	24
2.17	発光量分布における検出器分解能の効果..................................	24
2.18	バイアスによる検出効率低下の概念図	25
3.1	使用した BC501A の (a 外観) と (b) 断面図	28
3.2	典型的な PMT の構造図	28
3.3	PMT に BC501A を取り付けた中性子検出器の外観	29
3.4	デジタイザで取得した典型的な平均波形	30
3.5	ガンマ線源を用いて得られた ADC 値の分布	33
3.6	ガンマ線源を用いたエネルギーに較正結果..................	34
3.7	NaI(Tl) シンチレータと組み合わせた実験系	34
3.8	NaI(Tl) シンチレータの平均波形	34
3.9	NaI(Tl) シンチレータと組み合わあせたセットアップの概念図	35
3.10	¹³⁷ Cs を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布	35

3.11	⁶⁰ Co を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布	36
3.12	²² Na を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布	36
3.13	NaI(Tl) シンチレータと組み合わせた実験において得られた、(a) エネルギー較正結果と	
	(b) 発光量分解能の結果	37
3.14	PHITS において定義した検出器体系	38
3.15	⁶⁰ Co の発光量分布における検出器分解能を畳み込み前後の分布	39
3.16	ガンマ線源による発光量の実験値と MC シミュレーション値の比較	40
3.17	(a) ²⁵² Cf の壊変図と (b) 使用したチェッキングソース	41
3.18	Watt の式で表される ²⁵² Cf から放出される中性子のエネルギー分布	41
3.19	核分裂によって ²⁵² Cf から放出されるガンマ線のエネルギー分布と異方性	42
3.20	PSD の概念図	43
3.21	PSD アルゴリズムによって弁別した中性子とガンマ線の典型的な波形	43
3.22	Q_{all} と Q_{tail} の二次元分布	44
3.23	$Q_{ m tail}/Q_{ m all}$ の1次元用分布を用いた FoM の概念図	45
3.24	Figure of Merit Mの Delay time と Gate Widthの依存性	45
3.25	エネルギー領域ごとの $Q_{ m tail}/Q_{ m all}$ の一次元分布	46
3.26	エネルギー領域ごとの cut 値	46
3.27	E _{ncut} 及び E _{γcut} の定義の概念図..............................	47
3.28	各エネルギー領域における (a) $E_{ m ncut}$ と $E_{\gamma m con}$	48
3.29	PSD 前後の反跳陽子 (電子) の発光量分布	48
3.30	PHITS による ²⁵² Cf を用いた時の液体シンチレータ内のエネルギー損失分布	49
3.31	²⁵² Cf による中性子の発光量分布における実験値と MC シミュレーション値の比較	49
3.32	PHITS において 5.0 MeV の中性子を入射した場合と 10.0 MeV の中性子を入射した場	
	合に得られた液体シンチレータ中の各粒子のエネルギー損失分布........	51
3.33	PHITS において 5.0 MeV の中性子を入射した場合と 10.0 MeV の中性子を入射した場	
	合に得られた応答関数....................................	51
3.34	閾値を変えた場合の発光量分布の変化	52
3.35	閾値レベルの電圧と電子エネルギーとの対応...............	53
3.36	MC シミュレーションにより評価した中性子検出効率のエネルギー依存性	53
4.1	J-PARC の航空図	56
4.2	MLF と RCS の模式図	56
4.3	MUSE の模式図	57
4.4	M2 トンネル内におけるミュオン生成標的周りの状況	59
4.5	実験ホール内の H ラインのレイアウト	60
4.6	H ラインにおける時間分布測定の概念図	61
4.7	中性子背景事象測定における回路系	62
4.8	中性子背景事象における回路系のタイミングチャート............	62

4.9	S ラインエリア外に中性子検出器を設置した概念図	63
4.10	S ラインエリア外にて得られた陽電子時間分布	64
4.11	H1 エリアの外観	65
4.12	H1 エリア内の様子	65
4.13	H1 エリア内に設置された中性子検出器	66
4.14	測定時間の概念図	66
4.15	H ライン測定結果 (0-4 μs) における $Q_{ ext{tail}}$ と $Q_{ ext{all}}$ の二次元分布 $\dots \dots \dots \dots \dots$	67
4.16	H ライン測定結果 (0–4 μs) における $Q_{ m tail}/Q_{ m all}$ の一次元分布	68
4.17	H ライン測定結果 (0–4 μ s) における、(a) $E_{ m ncut}$ と (b) $E_{\gamma m con}$ の $Q_{ m all}$ 依存性 \ldots	68
4.18	Η ライン測定 (0-4 μs) における、ガンマ線による事象と中性子による事象の時間分布 .	69
4.19	Η ライン測定 (0-4 μs) における、入射粒子が検出器中で落とすエネルギー分布	70
4.20	H ライン測定結果 (0-4 μs) における、時間分布と検出器で落とすエネルギー分布との相関	71
4.21	ガンマ線による事象と中性子による事象における、(a) 時間分布と (b) 発光量分布	72
4.22	$Q_{\rm all} > 1.50 \; ({ m MeVee}) $ かつ $Q_{ m tail}/Q_{ m all} > 0.30 \; の事象の全波形 \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	72
4.23	Q _{all} を 1.0 MeVee ごとにスライスした場合の時間分布	74
4.24	PHITS で計算した H ラインにおける中性子の時間分布	75
D 1		
B.1	PHIIS において単色甲性子を入射した場合に得られた液体シンナレータ中の各粒子のエ	0.7
D A		85
В.2	PHITS において単色中性子を人射した場合の応答関数	86

ix

表目次

1.1	ミュオン基礎物理定数の測定精度....................................	1
2.1	炭素の主な非弾性散乱とその閾値....................................	12
2.2	液体シンチレータに使用される主な有機溶媒................	15
2.3	液体シンチレータの種類と荷電粒子の種類に対する式 2.30 の係数	19
3.1	BC501A の諸特性	28
3.2	H1161 の諸特性	29
3.3	使用したガンマ線源の放出エネルギーとコンプトンエッジの電子エネルギー	31
A.1	J-PARC における E34 実験と先行研究との比較	82
A.2	先行実験における高磁場実験の不確かさの要因	82
A.3	ミュオンを用いた、代表的な CLFV 探索実験	83

第1章

序論

本研究は大強度陽子加速器施設 Japan Proton Accelerator Reseach Complex(J-PARC) にて建設中の大 強度ミュオンビームラインにおける中性子背景事象の測定及び、実測に向けた測定器開発と性能評価であ る。この章は本論文の導入であり、第 1.1 節で、研究背景である J-PARC におけるミュオンを用いた基礎 物理実験について述べる。そして、第 1.2 節で本研究の目的及びミュオン基礎物理実験における位置づけ について述べる。第 1.3 節で本論文の構成について述べる。

1.1 J-PARC におけるミュオン基礎物理実験

ミュオンは素粒子物理学の標準理論において記述される第2世代のレプトン粒子であり、約2.2 μ s の 寿命を持つ。これはタウオンなどの素粒子の寿命に比べて長い寿命である。素粒子の物理量を精密測定す ることで、標準理論の確認や既存の物理を超える新物理を探索可能である。精密測定の上では統計精度を 高めることが重要である。ミュオンはパイ中間子の崩壊によって生成するため、加速器を用いて人工的に 大量生成可能である。これらの理由からミュオンは精密測定に適した素粒子であるといえる。ミュオンは 1937 年に Anderson らによって発見 [1] されて以来、加速器施設において様々な研究の対象となってい る。例えば、ミュオンの崩壊寿命を精密測定することで弱い相互作用の最も基本的な定数であるフェルミ 結合定数が決定されている [2]。また、ミュオンが荷電レプトンフレーバー保存則を破り、ガンマ線を放 出しながら電子に崩壊する $\mu \to e\gamma$ 崩壊を探索する実験は超対称性大統一理論のような標準模型を超える 理論に厳しい制限を与えている [3]。表 1.1 にミュオン基礎物理定数の決定精度と不確かさについて示す。 これらの物理量は基本的に統計精度によって制限されている。

日本におけるミュオンを生成する加速器施設の一つに、茨城県東海村の J-PARC がある。J-PARC

物理量	決定精度	統計的不確かさ	系統的不確かさ	文献 (年)
質量	120 ppb	117 ppb	38 ppb	[4] (1999)
寿命	1 ppm	0.96 ppm	0.32 ppm	[5] (2013)
異常磁気能率	540 ppb	463 ppb	283 ppb	[6] (2006)

表 1.1 ミュオン基礎物理定数の測定精度

に関する詳細は第 4.1 節に述べるが、J-PARC には物質生命科学実験施設 (Material and Life Science Experimental Facility, MLF) があり、さらにその中に世界最高強度のパルスミュオンを供給できるミュオン科学実験施設 (Muon Science Establishment, MUSE) がある。大強度のパルスミュオンを利用することで、統計精度が格段に改善されることが期待されている。MUSE において計画、進行している基礎物理実験には、ミュオン双極子モーメント精密測定実験 (E34 実験)[7]、ミュオニウム超微細構造精密測定実験 (Muonium Spectroscopy Experiment Using Microwave, MuSEUM 実験)[8]、ミュオン電子転換実験 (DeeMe 実験)[9] がある。これらの実験の意義と課題については、本筋からはずれるため、Appendix にて述べる。ここで、これらの実験全てに共通することは、これらの実験の精度や課題がミュオンの強度に大きく依存していることである。そのため、MUSE において高統計量が期待できるビームラインを早急に建設することはもちろんのこと、ビームラインの質を検証することも本質的に重要である。

1.2 本研究の目的

現在、MUSE において基礎物理実験が行えるビームラインは D ラインの1本のみである。ビームラインに関する詳細は第4.1.2 節に述べる。D ラインは基礎物理実験のみならず物性材料研究にも使用される 汎用ビームラインである。しかし、高統計量を要する基礎物理実験において、様々な実験への汎用性が高いことは一つ一つの実験のビームタイムの短期間化に繋がるため、実験の統計精度に強い制限を与える。 このため、長期間のビームタイムを占有できる基礎物理実験専用のビームラインである H ラインが建設 中である。

H ラインは大口径キャプチャソレノイドと収束ソレノイドレンズを用いることで大立体角 110 msr を 達成できる大アクセプタンスビームラインである [10]。ちなみに D ラインの立体角は 30 msr である。 H ラインは MUSE のどの既存ビームラインよりも短期間での高統計量を期待できるビームラインであ る。しかし、大口径であるが故に、ミュオン生成標的の核破砕で生成しビームラインの遮蔽ブロックを透 過して実験エリアに到達する高速中性子の数も既存ビームラインに対して多いと予測される。この高速 中性子は H ラインを使用する実験のシグナル事象に対してバックグラウンド事象になりうる。例えば、 MuSEUM においては、シグナル事象であるミュオン崩壊陽電子を計数するためにプラスチックシンチ レータを使用しているが、この検出器は崩壊陽電子の信号と中性子の信号とを区別することができず、中 性子の事象はバックグラウンドノイズとなる。また、加速器のビームがパルス構造を持つため、ミュオン はもちろん、中性子もそれに同期した時間構造を持つと予想される。H ラインを使用する各実験ごとに適 切な測定タイミングが存在するため、中性子の時間構造を評価することは計画されている実験における背 景事象評価として検討するうえでも重要である。例として、MuSEUM においては加速陽子がターゲット に衝突した時間から約 10 μ s までの崩壊陽電子の信号を解析に使用している。MUSE のビームラインに おいて、中性子背景事象のエネルギーフラックスや時間構造はシミュレーションにより見積られていた が、これまで実測する装置は導入されていなかった。

そこで執筆者は、建設中の H ラインにおける中性子背景事象を測定するための装置開発および実測を 目的として研究を行った。また、測定器系が H ラインのみならずその他の既存ビームラインにおいても 検証可能となることも視野に入れた。現在、H ラインのマグネットは起動していないため、ミュオンをエ リアまで輸送することはできないが、電荷を持たない中性子はマグネットの機能に関わらずミュオン輸送 時と同程度の量がエリアまで来ると予想される。H ラインが完成してミュオンを引き出せる状態で中性 子背景事象を測定することは必須であり本質的だが、上記の理由より、現段階での測定も十分に有意義で ある。

J-PARC のミュオン基礎物理実験における本研究の立ち位置は、ビームラインを使用する全実験のため の中性子背景事象の評価であり、特定の実験のためのバックグラウンド評価ではない。しかし、中性子が ターゲットで発生するタイミングから比較的長い時間までの時間分布を測定をすることで、測定結果が ビームラインにおいて計画されている実験にも適用可能となることを目指した。

1.3 本論文の構成

執筆者が行った研究は、H ラインにおける中性子背景事象評価に向けた、中性子検出器の性能評価及 び、H ラインにおける中性子背景事象の測定である。本論文ではこれらの研究について、第2章で中性子 検出器に使用した有機液体シンチレータの特徴や入射粒子との物理について述べる。第2章で述べた概念 を用いて、第3章で中性子検出器の性能評価について述べる。第4章では J-PARC 及び H ラインについ て説明した後に、中性子検出器を用いた中性子背景事象測定について述べる。最後に、第5章で結論と今 後の展望について述べる。

第2章

有機液体シンチレータ

シンチレータとは、放射線が入射すると蛍光を示す物質のことである。宇宙・素粒子・原子核物理の検 出器において、シンチレータはよく使用されており、放射線の種類や目的に応じて使い分けられている。 本研究における使用環境には、中性子に加えてガンマ線も検出器に入射する。そのため本研究では、これ らの粒子に対して高い識別能力を持つ有機液体シンチレータを用いた。

本章では中性子検出器に使用した有機液体シンチレータの特徴と性能評価において必要な式や概念について述べる。また、この章において具体的な数値を用いて有機液体シンチレータの定量的特徴を記述する場合は、本研究で使用した有機液体シンチレータ BC501A に固有な値を用いて説明する。BC501A の具体的な特徴は第3章の表 3.1 に示す。

本章を俯瞰するために導入として、有機液体シンチレータにおける中性子及びガンマ線のエネルギーが 光エネルギーに変換されるまでの変換過程について簡単に説明する。図 2.1 に有機液体シンチレータにお けるエネルギーの変換過程を示す。エネルギーの変換過程は 2 段階に分けられる。第 1 段階は電荷を持 たない粒子から電子を持つ粒子へエネルギーを渡す散乱過程である。この過程については第 2.1 節、第 2.2 節で述べる。この過程を経る理由は、中性子とガンマ線は電荷を持たないので、シンチレータと電磁 相互作用をしないためである。また、この段階を踏むため、直接荷電粒子を測定する他のシンチレータに 比べて、入射粒子のエネルギーの正確な測定が困難となる。第 2 段階は有機液体シンチレータを構成する 溶媒分子を通して荷電粒子のエネルギーを溶質分子に渡し、溶質分子が蛍光を発する過程である。この過 程については第 2.3 節で説明する。そして、これらの理論を用いて第 2.4 節では有機液体シンチレータの 発光波形と中性子事象とガンマ線事象の識別原理について説明する。最後に第 2.5 節では中性子の信号に 対して得られる発光量分布の特徴について説明する。

2.1 有機液体シンチレータ中におけるガンマ線の反応

ガンマ線が物質に入射すると、光電効果・コンプトン散乱・電子対生成の相互作用を起こし、エネル ギーを物質内の電子に与える。本研究で使用した有機液体シンチレータにおけるガンマ線の相互作用断面 積を図 2.2 に示す。光電効果はガンマ線が自身の全エネルギーを吸収物質に与えて消滅し、電子が原子 から飛び出す現象である。光電効果の相互作用断面積は吸収物質の原子番号の約 4–5 乗に比例し、ガン マ線のエネルギーの約 3.5 乗に反比例する。有機液体シンチレータは水素及び炭素で構成されているた



図 2.1 有機液体シンチレータにおけるエネルギー変換過程の概念

め、MeV オーダーの領域において光電効果を起こす確率は無視できるほど小さい。水素と炭素の他に酸 素や窒素原子などの不純物も含むが、ごくわずかであるのでこれらとガンマ線との反応は無視できる。電 子対生成は吸収物質の核のクーロン場との相互作用によってガンマ線が消滅し、電子と陽電子の対が生 成される現象である。これは電子と陽電子の質量の和である 1.02 MeV 以上のガンマ線によって起きる。 1.02 MeV を超えたエネルギーは電子と陽電子の運動エネルギーとなり、陽電子は物質内でエネルギーを 失いやがて電子と対消滅を起こし 0.511 MeV のガンマ線を 2 本放出する。

図 2.2 より、ガンマ線のエネルギーが 30 MeV を超えるあたりから電子対生成が優勢になる。一方、高 エネルギーになるほど電子の飛程も大きくなる。第3章でも述べるが、本実験で使用したシンチレータの 厚さは約5 cm であるため、電子対生成が優勢になる程度のエネルギーのガンマ線によって生成する電子 は検出器の外に飛び出し適切な評価ができない。また、一度散乱したガンマ線の多くは再びシンチレータ 中で相互作用せず、シンチレータの外に飛び出る。

以上の考察より、使用したシンチレータにおいて最も観測される現象は、ガンマ線により物質中の電子 を反跳するコンプトン散乱である。図 2.3 はコンプトン散乱の概念図である。入射ガンマ線のエネルギー を E_{γ} 、ガンマ線の入射方向に対する散乱角を θ 、散乱後のガンマ線のエネルギーを E_{γ} 、反跳電子のエネ ルギーを E_e 、電子の質量を m_ec^2 とすると、運動量保存則とエネルギー保存則を用いて、反跳電子のエ ネルギーは

$$E_e = E_{\gamma} \frac{2 \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \cos^2 \theta}{(1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2})^2 - (\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}) \cos^2 \theta}$$
(2.1)

で与えられる。反跳電子のエネルギー $E_{\rm e}$ は一定ではなく、散乱角 θ に依存して連続の値を取る。 $E_{\rm e}$ が 最大値になるのは $\theta = 180^{\circ}$ のときであり、反跳電子の最大エネルギーは

$$E_{e_{max}} = E_{\gamma} \frac{2E_{\gamma}^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma}} \tag{2.2}$$



図 2.2 有機液体シンチレータ BC501A におけるガンマ線の質量吸収係数 [11]。赤線が全質量吸収係数、青線は光電効果、黄線はコンプトン散乱、緑線は電子対生成を表している。



図 2.3 コンプトン散乱の概念図。ガンマ線は軌道電子を反跳させる。入射ガンマ線が 180°後方に散 乱される時、反跳電子のエネルギーは最大になる。



図 2.4 コンプトン散乱におけるガンマ線の散乱角と微分散乱断面積の関係。赤線が 0.10 MeV のガ ンマ線、黄線が 1.0 MeV のガンマ線、緑線が 5.0 MeV のガンマ線、青線が 10.0 MeV のガンマ線を 表す。

である。これはコンプトンエッジに相当する電子エネルギーであり本研究において重要な式の一つであ る。また、散乱ガンマ線の角度分布はクライン・仁科の式により次の式 2.3 で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \left\{ 1 + \cos\theta^2 + \frac{(1 - \cos\theta)^2 \alpha^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}$$
(2.3)

ここで、 $\alpha = E_{\gamma}^2/m_{\rm e}c^2$ である。ガンマ線のエネルギーを決めたときの微分散乱断面積の散乱角依存性を図 2.4 の (b) に示す。入射ガンマ線のエネルギーが大きくなるほど前方に散乱される確率が大きくなることがわかる。

2.2 有機液体シンチレータ中における中性子の反応

入射中性子は水素及び炭素の原子核と衝突し、運動エネルギーの一部または全てを原子核に渡す。入射 中性子のエネルギーが MeV 領域の場合、この散乱は古典力学で記述できる。衝突反応は水素の場合は弾 性散乱のみであるが、炭素の場合は入射エネルギーの大きさに応じて非弾性散乱も起こる。本節ではまず 中性子と一般的な原子核との衝突について述べる。そして、有機液体シンチレータが水素と炭素で構成れ ているので、水素と炭素の弾性散乱及び非弾性散乱の場合について述べる。

2.2.1 中性子の力学的散乱反応

図 2.5 は中性子とシンチレータ内の原子核との散乱の様子を表している。衝突前における入射中性子の 質量を m_n 、運動エネルギーを E_n 、シンチレータの原子核の質量を m_R 、衝突後の中性子の運動エネル ギーを E'_n 、原子核の運動エネルギーを E_R 、反応の Q 値を Q、実験室系での中性子散乱角を θ_1 、原子核



図 2.5 中性子とシンチレータ内原子核との散乱。上図が実験系での衝突を表し、下図が重心系での衝突を表す。

の散乱角を θ_2 とする。また、重心系における重心速度を \vec{V} 、中性子の速度 $\vec{V_{cn}}$ をとする。エネルギー保存則及び運動量保存則から

$$E_{\rm n} + Q = E_{\rm n}' + E_{\rm R} \tag{2.4}$$

$$m_{\rm n}|\vec{v_{\rm n}}| = m_{\rm R}|\vec{v_{\rm R}}|\cos\theta_1 + m_{\rm n}|\vec{v_{\rm n}'}|\cos\theta_2$$
(2.5)

$$0 = m_{\rm R} |\vec{v_{\rm R}}| \sin \theta_1 + m_{\rm n} |\vec{v_{\rm n}'}| \sin \theta_2$$
(2.6)

となり、これらを解き各粒子の速度を各々のエネルギーで置き換えると衝突後の原子核の運動エネルギー $E_{\rm R}$ は

$$E_{\rm R} = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - AC}}{A} \tag{2.7}$$

$$\begin{cases}
A = (1 + \frac{m_{\rm n}}{m_{\rm R}})^2 \\
B = \sqrt{AC} + \frac{2m_{\rm n}^2 E_{\rm n} \cos \theta_1^2}{m_{\rm R}^2} \\
C = \{(1 - \frac{m_{\rm n}}{m_{\rm R}})E_{\rm n} + Q\}^2
\end{cases}$$
(2.8)

と表される。重心系における角度 θ_{c} と速度 \vec{V} は

$$\theta_{\rm c} = \arctan\left(\frac{|v_1'|\sin\theta_1}{|v_1'|\cos\theta_1 - |\vec{V}|}\right) \tag{2.9}$$

$$\vec{V} = \frac{m_{\rm n}}{m_{\rm n} + m_{\rm R}} \vec{v_{\rm n}}$$
 (2.10)

となる。

2.2.2 水素との散乱

高速中性子と水素との衝突において、非弾性散乱をする確率は弾性散乱する確率よりも極めて少ない。 このため水素においては弾性散乱のみ考慮すればよい。弾性散乱における Q 値は 0 なので、式 2.7 は以 下のように表される。

$$E_{\rm R} = \frac{4m_{\rm R}/m_{\rm n}}{(1+m_{\rm R}/m_{\rm n})^2} E_{\rm n} \cos\theta_1$$
(2.11)

散乱角を決めた時の反跳原子核の運動エネルギーは衝突する原子核の原子番号に依存する。水素の場合は $m_{
m R}/m_{
m n}=1$ なので、衝突後の陽子の運動エネルギーを $E_{
m p}$ とすると

$$E_{\rm p} = E_{\rm n} \cos^2 \theta_1 \tag{2.12}$$

となる。また、水素における弾性散乱において実験系の散乱角 θ と重心系の散乱角 θ_c には $\theta_c = 2\theta$ の関係があるので、重心系の散乱角を用いると

$$E_{\rm p} = E_{\rm n} \frac{1 + \cos\theta_{\rm c}}{2} \tag{2.13}$$

式 2.12 より反跳陽子の運動エネルギーはその角度に依存し、最大値は入射中性子の全運動エネルギーである。

次に、反跳陽子のエネルギー分布について議論する。重心系において、陽子が微小立体角 d ω に散乱する確率を P(ω) とすると全微分散乱断面積 σ_{tot} と微分散乱断面積 d $\sigma/d\omega$ を用いて

$$P(\omega) = \frac{d\sigma}{d\omega} \frac{1}{\sigma_{tot}}$$
(2.14)

と表される。これを、微小間隔 dEp に散乱する確率に変換すると、

$$P(E_{p}) = P(\omega) \frac{d\omega}{dE_{P}}$$
(2.15)

$$= P(\omega) \frac{d\omega}{d\theta_c} \frac{d\theta_c}{dE_p}$$
(2.16)

$$= 2\pi \sin \theta_{\rm c} \mathcal{P}(\omega) \frac{\mathrm{d}\theta_{\rm c}}{\mathrm{d}E_p} \tag{2.17}$$

となる。ここで式 2.13 より

$$\frac{\mathrm{d}\theta_{\mathrm{c}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{p}}} = \frac{2}{E_{\mathrm{n}}\sin\theta_{\mathrm{c}}} \tag{2.18}$$

である。また、約 14 MeV 以下の中性子では重心系において等方的に散乱することが知られている [12] ので、

$$P(\omega) = \frac{1}{4\pi} \tag{2.19}$$

となる。これらを式 2.17 に代入すると、

$$P(E_{p}) = \begin{cases} \frac{1}{E_{n}} & (E_{p} \leq E_{n}) \\ 0 & (E_{p} > E_{n}) \end{cases}$$
(2.20)



図 2.6 重心系における等方散乱を仮定した場合の反跳陽子エネルギー分布

となり、反跳陽子のエネルギー分布は反跳陽子のエネルギーに依存しない図 2.6 のような一様分布とな る。この式は、後に説明する発光量分布においても使用する。14 MeV 以上の中性子の場合は、エネル ギーが高くなるにつれて P 波の散乱や相対論的な効果が効き前方と後方への散乱確率が大きくなり等方 分布からずれていく。

2.2.3 炭素との散乱

炭素においては中性子のエネルギーが一定値を超えると、弾性散乱に加えて非弾性散乱も起こる。

弾性散乱の場合

炭素の場合は $m_{
m R}/m_{
m n}=12$ なので、中性子によって反跳された炭素の運動エネルギーを $E_{
m C}$ とすると

$$E_{\rm C} = 0.284 E_{\rm n} \cos^2 \theta \tag{2.21}$$

となる。つまり炭素との弾性衝突で中性子が失うエネルギーは陽子の場合の1/4程度である。

非弾性散乱の場合

中性子のエネルギーが一定値を超えると、非弾性散乱も起こりはじめる。主な非弾性散乱の種類と 閾値を表 2.1 にまとめる。また、入射中性子に対する非弾性散乱と弾性散乱の散乱断面積及び非弾 性散乱における代表的な核反応の散乱断面積を図 2.7 示す。これらより炭素との反応は入射中性子 のエネルギーが 4 MeV を超えるまではほとんど弾性散乱のみであるが、それ以上になると非弾性 散乱による様々な核反応が起きて複雑になることがわかる。図 2.7 では表示されていないが、中性 子のエネルギーが 50 MeV を超えると炭素の非弾性散乱の断面積が水素との弾性散乱の断面積を 上回り検出における支配的反応となることが知られている [13]。

Reaction	Threshold (MeV)
	4.4
C(n, α)	5.7
C(n, 3a)	7.7
C(n, np)	16.0
C(n, 2n)	18.7
C(n,p)	12.6
C(n,d)	13.7
C(n,t)	18.9
C(n 3He)	19.5

表 2.1 炭素との主な非弾性散乱とその閾値 [14]



図 2.7 炭素と中性子の散乱断面積。参考として水素の弾性散乱の断面積も図示した。[15]

2.2.4 有機液体シンチレータにおける中性子の弾性散乱確率

入射中性子のエネルギーに対する水素、炭素の弾性散乱の反応断面積 $\sigma_{\rm H}$ 、 $\sigma_{\rm C}$ とする。それぞれの反応 断面積は中性子のエネルギー $E_{\rm n}$ を定めると一意に定まる。これらより、有機液体シンチレータにおける 弾性散乱確率を見積もる。水素と炭素の弾性散乱の反応断面積を図 2.8 に示す。また、シンチレータの水 素原子数密度を $N_{\rm H}$ (barn)、炭素原子数密度を $N_{\rm C}$ (barn)とすると巨視的散乱断面積 $\Sigma_{\rm tot}$ (cm⁻¹) は

$$\Sigma_{\rm tot} = (N_{\rm H}\sigma_{\rm H} + N_{\rm C}\sigma_{\rm C}) \times 10^{-24} \tag{2.22}$$

と表される。barn とは核反応の反応断面積の単位であり、1barn = 10^{-28} m² である。ここで、単位は barn から cm⁻¹ に変換している。巨視的散乱断面積の逆数は平均自由行程 *L* cm であり、これはある物 質に入射した中性子が原子核と衝突するまでの平均距離を意味する。また水素、炭素と衝突する確率 *P*_H、



図 2.8 水素と炭素の中性子における弾性散乱反応断面積。赤線が¹H、青線が¹²Cを表す。

 $P_{\rm C}$ はそれぞれ、

$$P_{\rm H} = \frac{N_{\rm H}\sigma_{\rm H}}{\Sigma_{\rm tot}} \tag{2.23}$$

$$P_{\rm C} = \frac{N_{\rm C} \sigma_{\rm C}}{\Sigma_{\rm tot}} \tag{2.24}$$

と表される。さらに、中性子がシンチレータ中を通過する距離を d(cm) とするとこの間で弾性散乱を起 こす確率 $\epsilon(E_n)$ は

$$\epsilon(E_{\rm n}) = 1 - \exp(-\Sigma_{\rm tot}d) \tag{2.25}$$

と表される。例えば、本研究で使用したシンチレータにおいて 1.0 MeV の中性子が入射したとすると $\sigma_{tot} = 0.30 \text{ cm}^{-1}$ 、L = 3.24 cmであり、シンチレータの入射方向の厚みを d = 5.04 cmとすると、この 時の弾性散乱確率は約 0.78 である。

2.3 液体シンチレータの発光

放射線により励起されて発光する物質のことをシンチレータと言い、その発光のことを蛍光と言う。 本節では液体シンチレータの発光の原理及び、発光量の減少を意味するクエンチングの原理について述 べる。

2.3.1 有機液体シンチレータの溶媒と溶質

有機液体シンチレータは蛍光を発する溶質と荷電粒子からエネルギーを吸収して溶質にエネルギーを伝 達する溶媒から構成される。溶質は蛍光を発する主成分である第一溶質と波長変換剤である第二溶質から なる。溶媒分子も微かに発光するが、溶質分子の発光と比較すると無視できるほどに小さい。第二溶質と して波長変換剤を混ぜる理由は、発光波長を使用する PMT の光電面に高感度な波長にするためである。 溶媒及び溶質に求められる条件について述べる。まず溶媒には以下の条件が求められる [16]。

- 1. エネルギーの伝達効率が溶媒-溶質間だけでなく溶媒-溶媒間においてもエネルギー伝達効率が大き い。芳香族化合物の π 電子は一般にこの性質を持っている。
- 2. 溶質の発光波長領域と溶媒の吸収波長領域が重なっていない。 溶質と溶媒の発光・吸収領域が重 なると溶質は溶媒の蛍光を吸収するため、光量が低下してしまう。
- 3. 溶質が高溶解度である。
- 4. 高純度である。
- 5. 人体に対する毒性が弱い。引火点が高く安全性が高い。

次に、溶質に求められる条件は以下である [16]。この条件は第一、第二溶質に共通の条件である。

- 1. 蛍光量子収率が高い。
- 2. 溶質の発光波長が光電子増倍管やフォトダイオードなどの光センサの感度に合っている。
- 3. 蛍光の減衰時間が短い。
- 4. 溶質の吸収スペクトルと発光スペクトルの平均波長の差 (ストークスシフト) が少ない。
- 5. 溶媒への溶解度が高い。

条件1の蛍光量子収率とは励起状態分子数に対する蛍光放出分子数の割合で定義される。条件2については減衰時間が短いと励起分子がクエンチ分子と遭遇する確立が減少するため、発光量の低下を抑制できる。上記の条件を満たす代表的な溶質と溶媒を表2.2にまとめた。溶媒にはトルエン、キシレンとエチルベンゼンの混合体、プソイドクメン、PCなどがよく使用される。キシレンベースのシンチレータはトルエンベースのものより、光量が高く、蒸気圧が低く扱いやすい、引火点が高くて安全などの利点を持っている。溶質にはPPO、butyl-PBDがよく使用される。これは他のものに比べて溶解度が高いためである。また、溶質の多くは液体シンチレータとプラスチックシンチレータで共通である場合が多い。

2.3.2 有機液体シンチレータの発光機構

液体シンチレータの発光は励起エネルギー源と蛍光体である溶質との間に溶媒が媒介しているため、結 晶シンチレータと比較して発光機構が複雑である。液体シンチレータの発光過程は大きく分けて次の4段 階を経ている。

- 1. 溶媒分子の荷電粒子による励起
- 2. 溶媒分子-分子間のエネルギー移行
- 3. 溶媒分子-溶質分子間のエネルギー移行
- 4. 励起状態の溶質分子が基底状態に遷移することによる発光

溶媒分子からエネルギーを受け取り励起状態になった溶質分子の挙動を図 2.9 の Jablonski diagram を用 いて説明する。Jablonski diagram とは分子と光の相互作用を模式的に示す状態図である [17]。励起状態 になった分子は受け取ったエネルギーに応じて多数ある励起状態のうちのどれかに配置される。各励起状 (a)

-					
一般名	化学名	<mark>吸収スペクトル</mark> λ _{max} (nm)	発光ス _{λmax} (nm)	ペクトル _{λmean} (nm)	相対パルス波高
トルエン	メチルベンゼン	262	287	284	1.00
キシレン	ジメチルベンゼン	~266	~289	~288	1.09
プソイドクメン	1,2,4-トリメチルベンゼン	269	293	290	1.12
ジオキサン	1,4-ジオキサン	188	247		0.65

1	1.	1
(n)
1	~	,

溶質	分子量	<mark>吸収スペクトル</mark> λ _{max} (nm)	発光ス・ λ _{max} (nm)	ペ クトル λ _{mean} (nm)	減衰時間 (ns)	蛍光量子効率	トルエン中 溶解度 (g/l 20 °C)
PPO	221.26	303	364	370	1.6	0.83	4~7
butyl-PBD	354.45	—	367		1.2	0.69	7~20
DMPOPOP	392.46	363	429	427	1.5	0.93	0.2~0.5
bis-MSB	310.44	347	412	422	1.3	0.94	0.2~1.5

表 2.2 液体シンチレータに使用される主な (a) 有機溶媒と (b) 溶質 [16]

態は、そのエネルギー準位に属する電子スピンの状態によってシングレット状態 (1 重項状態) とトリプ レット状態 (3 重項) に分かれる。1 重項状態は基底状態にある電子スピンと励起状態にある電子スピンの 方向が逆の状態で、同じ方向の場合には 3 重項状態になる。また、励起 3 重項状態は励起 1 重項状態よ りもエネルギーが低いところにある。さらにこれらは分子の振動状態により細かい間隔に分離している。 反応過程には①励起、②振動によるエネルギー、③内部転換、④系間交差、⑤発光、⑥無輻射的失活過程 が存在する。

①励起

溶媒分子との衝突により溶質分子がエネルギーを受け取り励起状態に遷移する。この過程は 10⁻¹⁵ 秒の時間スケールで起こる。分子のスピン状態を変えない遷移がほとんどであり 1 重項-1 重項遷 移が支配的である。しかし、まれに 3 重項である T₁ の状態に遷移することもある。

②振動によるエネルギーの損失

励起分子は振動により細かい S_{01} 、 S_{12} のような細かい間隔に分離している。これらは隣接する分子と衝突を繰り返し S_{00} 、 S_{10} のような準安定状態に遷移する。この過程は 10^{-9} – 10^{-12} 秒の時間 スケールで起こる。

③内部転換

 S_2 や T_2 などの高いエネルギー状態から S_1 や T_1 のように、同じ多重度を持つ低い準位の状態に 無輻射的遷移する過程を内部転換という。この際に放出されるエネルギーの大部分は熱として失わ れる。この過程は 10^{-13} – 10^{-14} sec の時間スケールで起こる。

④系間交差

 S_2 から T_2 のように、多重度の異なる準位へ無輻射的遷移する過程を系間交差という。これは禁止 遷移であるので起こりにくく、 10^{-6} sec の長い時間スケールで起こる。

⑤発光

最低励起準位である S_1 状態は 10^{-5} – 10^{-9} sec の時間スケールで基底状態に遷移し、この際に蛍光 を放出する。この輻射的遷移は直接振動準位がゼロの基底状態に遷移する確率は小さく、大部分は 基底状態の振動準位に遷移する。このため、蛍光スペクトルはある波長域にわたる広がりを持つ。 一方、 T_1 状態から S_0 への遷移で放出する光を燐光と言い、スピン禁止遷移のため 10^{-3} – 10^1 sec もの長時間スケールで起こる。

また、長寿命の T_1 の分子が熱エネルギーにより再び S_1 状態へ系間交差してから放出する光や、 T_1 の分子同士が衝突して S_0 状態と S_1 状態の分子 1 つずつに変わりこの S_1 から放出される光を 遅延蛍光と言う。この遅延蛍光は第 2.4 節において説明する波形識別において重要である。

⑥無輻射的失活

基底状態と励起状態のポテンシャル面が重なることにより光を放出せず基底状態へ遷移することを 無輻射的失活と言う。 T_1 状態から S_0 状態への無輻射的遷移は S_1 状態から S_0 状態への遷移と比 較して起こりにくい。

2.3.3 クエンチング

蛍光の発光量が何らかの原因により減少することをクエンチング(消光)と言う。クエンチング現象は そのクエンチ作用の過程と原因によって化学クエンチング、色クエンチング、酸素クエンチング、濃度ク エンチング、電離クエンチングに分類される。本論文では(1)化学クエンチング、(2)酸素クエンチング、 (3)電離クエンチングについて詳しく述べる。

(1) 化学クエンチング

溶媒の励起エネルギーが溶質に移行される際に起こるクエンチングの総称を化学クエンチングと言う。このクエンチングはエキサイプレックスという異種分子で構成される励起状態でのみ安定な二 量体によって引き起こる。エキサイプレックスが形成すると、ポテンシャル曲面が変化し、励起状 態の分子が持つエネルギーが系間交差、内部転換、自由基への解離に費やされ、発光量が減少する。

(2) 酸素クエンチング

酸素クエンチングは化学クエンチングの一種であるが、独立のものとして議論される場合が多い。 酸素分子は強力な電子受容体である。このため酸素分子が液体シンチレータ中に存在すると、励起 分子と π 電子を共有してエキサイプレックスを形成し発光量を減少させる。また、酸素分子と溶 媒分子が衝突により溶媒の励起 1 重項状態から 3 重項状態への系間交差が生じてクエンチングが 起こるという説 [18] や、酸素分子の基底状態が 3 重項状態であり磁気モーメントを持つために溶 媒分子のスピン-起動相互作用を増加させることで系間交差の確率が大きくなるという説 [19] も



図 2.9 Joblonski 図。赤茶色の矢印は電子の遷移を伴う過程であり、水色の矢印はそれ以外の過程を 表す。①は励起、②は振動によるエネルギーの損失、③は内部転換、④は系間交差、⑤は発光、⑥は無 輻射的損失を表している。

ある。

不活性ガスを溶液中に通しバブリングすることで、溶存酸素を追い出し酸素クエンチングを減少で きる。

(3) 電離クエンチング

重い荷電粒子が液体シンチレータを通過した後に、その軌跡に沿って電離・励起分子の密度の高い 領域が作られ蛍光効率が減少することを電離クエンチングという。イオンが強力な電子受容体であ り、それが高密度で瞬間的な高温下に存在することから化学クエンチングが起こり発光量が減少す る。この電離クエンチングは後に述べる波形識別において重要な概念となる。

2.3.4 荷電粒子による発光特性の相違

発光特性とは液体シンチレータに通過する荷電粒子のエネルギーと発光量との関係であり、図 2.10 に 示すように発光特性曲線は荷電粒子に固有な曲線である。この図より、同じエネルギーであっても粒子の 質量及び電荷が増加するほど発光量が小さくなることがわかる。このような発光の振る舞いは、Birks's



図 2.10 液体シンチレータ EJ301 の発光特性曲線 [21]。 EJ301 は Eljen 社製の有機液体シンチレー タであり、Saint-Gobain 社製の BC501A や Nuclear Enterprises の NE213 と同等の性能を持つシン チレータである。

Law に [20] よって経験的に説明される。荷電粒子の飛跡に沿った長さを x としたときの単位長さあたり の発光量 dL/dx と電離損失 dE/dx には式 2.26 の関係がある。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + k_B\frac{dE}{dx}}$$
(2.26)

S はシンチレーション効率、 $k_{\rm B}$ は Birks Factor といい実験的に求められる定数である。また、全発光量は式 2.26 を x で積分することで得られる。

式 2.26 において入射粒子の電離損失が十分に小さいまたはエネルギーが十分に大きいという極限では

$$\frac{dL}{dx} = S\frac{dE}{dx} \tag{2.27}$$

となり、これを積分しx = 0のときL = 0とすると、

$$L = SE \tag{2.28}$$

となる。これは、通過荷電粒子が電子の場合や、非常に大きなエネルギーの荷電粒子が通過する場合は発 光量が入射粒子のエネルギーにほぼ比例することを表している。ここで、非常に大きなエネルギーの荷電 粒子には例えば 15 MeV 以上の陽子などがある [20]。次に、通過荷電粒子の電離損失が大きくなると発 光量が減少し、重イオンや低エネルギーの極限では

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{k_{\rm B}} \tag{2.29}$$

となる。

以上のことをまとめると、発光量は通過荷電粒子の電離損失によって変化し、電離損失は荷電粒子の質量に依存するので、荷電粒子の種類によって発光量が変化する。このため、発光量を表す単位として電子 エネルギー単位 (MeVee) が一般に使用される。この尺度はある荷電粒子による発光量が何 MeV の電子

Particle and scintillator		Coeff	icient	
	a1	a2	a3	a4
proton, NE-102	0.95	8.0	0.1	0.90
proton, NE-213(BC501A)	0.83	2.82	0.25	0.93
proton, NE-224	1.0	8.2	0.1	0.88
a, all scintillators	0.41	5.9	0.065	1.01

表 2.3 液体シンチレータの種類と荷電粒子の種類に対する式 2.30 の係数 [22]



図 2.11 荷電粒子の種類と発光特性曲線 [22]。緑線が電子による発光特性、赤線が陽子による発光特性、青線が α 粒子による発光特性を表す。荷電粒子の質量が重くなるほどクエンチする。

の発光量に相当しているかを表す単位である。この単位を使用することの利点は、同じ液体シンチレータ を用いている限り、発光量はシンチレータの形状や PMT の集光効率・ゲインによらず普遍的になること である。これは、発光量の絶対値は液体シンチレータの大きさや形、PMT の取り付け方に対応して変化 するが、入射粒子の種類やエネルギーに対する発光量の相対値は変化しないためである。このため、使用 する検出器系における電子のエネルギーと発光量とを較正しこれを基本単位とすれば、どのような検出器 系であっても他の荷電粒子に対する発光量は同じ値となる。陽子とα粒子のエネルギー *E*(MeV) に対す る発光量 *L*(MeVee) は Cecil らによって式 2.30 で表されることが調べられている [22]。

$$L = a_1 E - a_2 (1.0 - \exp(-a_3 E^{a_4})) \tag{2.30}$$

本研究で使用した BC501A における陽子と α 粒子の発光特性曲線を図 2.11 に示す。ここで、a_i は液体 シンチレータや荷電粒子に依存するパラメータであり、各値を表 2.3 にまとめた。本研究においても式 2.30 を用いて荷電粒子の運動エネルギーを電子エネルギーに変換した。



図 2.12 中性子とガンマ線の発光波形。青色の波形が中性子による波形を表し、赤色の波形がガンマ 線による事象を表す。ガンマ線によって反跳される電子よりも中性子によって反跳される陽子や核反 応で生じる α 粒子の方が電離損失が大きいため、発光波形としては中性子による波形の方が減衰時間 が長くなる。

2.4 発光波形と波形弁別原理

第 2.3.2 で述べたように液体シンチレータの発光には早い成分と遅い成分が存在し、発光強度 I は早い 成分と遅い成分の時定数をそれぞれ $\tau_{\rm f}$ 、 $\tau_{\rm s}$ 、それぞれの成分の大きさを $I_{\rm f}$ 、 $I_{\rm s}$ とすると次式のように書 ける。

$$I = I_{\rm f} \exp(-\frac{t}{\tau_{\rm f}}) + I_{\rm s} \exp(-\frac{t}{\tau_{\rm s}})$$
(2.31)

早い成分の時定数 τ_{f} は 1–3 ns、遅い成分の時定数 τ_{s} は 200–300 ns であり、発光波形はこれらの成分 の大きさによって変化する。また、それぞれの大きさは通過荷電粒子の電離損失にも依存している。第 2.3.3 節において、荷電重粒子が通過すると電離クエンチングを引き起こすとを述べたが、クエンチング の原因となる励起・電離した分子の集中は 1 ns 以下の極めて短時間に起こり、解消される。この時間ス ケールは発光の早い成分と同じスケールである。一方、遅い発光はこれに対して十分遅いスケールで起こ るので瞬間的な電離クエンチングの影響を受けにくい。つまり、電離損失の大きい重荷電粒子による発光 は電離クエンチングにより速い成分が減少し、速い成分と遅い成分の割合は遅い成分の方が大きくなるた め、減衰時間が軽い荷電粒子と比較して長くなる。ガンマ線による発光は電子によって、中性子による発 光は原子核によって引き起こされるため、中性子による波形の方がガンマ線のそれに比べて図 2.12 のよ うに減衰時間が長い。この波形の違いを利用して、ガンマ線と中性子とを識別することが可能である。こ の識別方法を Pulse Shape Discrimination (PSD) という。

2.5 中性子の応答関数と検出効率

第3.2節で述べたように、反跳原子核の運動エネルギー分布は原子核の種類と散乱角に依存するため、 入射中性子のエネルギースペクトルは広がる。このため、入射中性子のエネルギー分布と実験で得られる 観測スペクトルは1対1に対応しない。あるエネルギーの中性子に対する検出器の発光量分布のことを 応答関数と言う。発光量を L として、検出器で得られる観測スペクトルを N(L)、中性子の真のスペクト ルをを $\Phi(E_n)$ 、応答関数を $R(E_n, L)$ とするとこれらは式 2.32 の関係にある。

$$N(L) = \int (R(E_{\rm n}, L)\Phi(E_{\rm n}))dE_{\rm n}$$
(2.32)

ここで、入射中性子のスペクトルと応答関数より観測スペクトルを求める方法を Folding と言い、観測ス ペクトルと応答関数から逆問題を解くように入射中性子のスペクトルを推定する方法を Unfolding と言 う。例えば、データ解析において、実験で得られる観測スペクトルから中性子のエネルギースペクトルを 推定する場合には Unfolding を行う。また、シミュレーションにより得られる中性子のスペクトルを観測 スペクトルと比較したい場合はシミュレーションの中性子スペクトルを Folding する。どちらの計算にも 応答関数は必須である。加えて、入射粒子の検出効率は応答関数を通してエネルギーに依存する。これら より、検出器の応答関数を理解することは大変重要である。しかし、中性子のエネルギーに対する発光量 分布はエネルギーが高くなればなるほど複雑になるため正確に全てを把握することは一般に難しい。

本節では、第2.2.2節で述べた一様分布を用いて理想的な応答関数の形を定性的に説明した後に、検出器の効果によって応答関数にどのような影響があるかについて議論し最後に検出効率について述べる。

2.5.1 中性子の応答関数

第2.3.4 節の図2.11より炭素やその他の原子核による発光量は同じエネルギーの陽子の発光量と比べると極めて少ないため、以下では簡単のため反跳陽子のみの応答関数を考える。また、陽子以外の発光が応答関数に与える効果としては低エネルギー側を増大させる効果が考えられる。応答関数を反跳原子核の運動エネルギーの関数として表し、そのエネルギー分布を発光特性曲線を用いて変数変換することで発光量の関数として表すことにする。反跳陽子の散乱分布について14 MeV 以下の場合、重心系において等方散乱が仮定できる。このため式2.20と弾性散乱確率 $\epsilon(E_n)$ を用いて、運動エネルギーで表した応答関数は

$$R(E_{\rm n}, E_{\rm p}) = \begin{cases} \frac{\epsilon(E_{\rm n})}{E_{\rm n}} & (E_{\rm p} \le E_{\rm n}) \\ 0 & (E_{\rm p} > E_{\rm n}) \end{cases}$$
(2.33)

で与えられる。次に、エネルギーの応答関数を発光量 L の応答関数に変換すると

$$R(E_{\rm n}, L)dL = R(E_{\rm n}, E_P)dE_{\rm P}$$
(2.34)

$$R(E_{\rm n},L) = R(E_{\rm n},E_{\rm P})\frac{\mathrm{d}E_{\rm P}}{\mathrm{d}L}$$
(2.35)

となる。陽子の発光特性曲線は式 2.30 で表され、これを $L = f(E_p)$ として上式に代入すると、

$$R(E_{\rm n}, L) = R(E_{\rm n}, f^{-1}(L)) \frac{1}{f'(f^{-1}(L))} \quad (L < f(E_{\rm n}))$$
(2.36)



図 2.13 反跳陽子の発光量分布の概念図。赤色の分布が反跳陽子の発光量分布を表し、点線は発光量 に変換する前の、等方散乱を過程した時の反跳陽子のエネルギーの分布を表す。

となる。よって応答関数の形は図 2.13 のような分布になる。

2.5.2 検出器に起因する応答関数への効果

液体シンチレータは液体であるために、検出器として使用するためには、容器の中に封入する必要があ る。液体シンチレータの発光量分布は容器自体の形状に依存する。本節では、前節で議論した反跳陽子の 発光分布について検出器の形状に依存する応答関数への効果について述べる。検出器の形状に依存する応 答関数への効果は多重散乱の効果、端効果、検出器の分解能の効果が考えられる。以下では、前節で議論 した反跳陽子の発光分布に対してそれぞれの効果がどのように表れるかを説明する。

多重散乱の効果

検出中における中性子が複数弾性散乱する場合がある。このような多重散乱の時間スケールは検出 器の大きさにも依存するが、数 ns 程度である。この時間は蛍光の速い成分の減衰時間程度のため、 多重散乱の蛍光は重って一つの事象として検出される。

検出器中で考慮すべき多重散乱は (1) 陽子と衝突後に再び陽子と衝突する場合と、(2) 炭素と衝突 後に陽子と衝突する場合である。ここで、一度炭素原子核に衝突した中性子が再度陽子に衝突する という二重散乱において、反跳炭素による発光量は陽子の発光量よりも極めて少量のため光出力に 寄与しない。(1) の場合は検出器で観測される発光分布において相対的に発光量の少ない事象が減 り、図 2.14(a) のように発光量の大きい事象が増えることが予想される。次に (2) の場合を考える。 反跳炭素による発光量は陽子の発光量よりも極めて少量のため光出力に寄与しない。式 2.21 より 一回の中性子と炭素原子核の衝突で中性子が失うエネルギーは散乱前の値の 0 – 28% なので、発 光量としては図 2.14(b) のように 0 から 0.72 f(E_n) の事象が増えると考えられる。



図 2.14 (a) 陽子の 2 回散乱と、(b) 炭素・陽子の 2 回散乱の効果。発光分布が一様分布だとして (点線)、それに対するそれぞれの効果を表す。点線は発光量に変換する前の、等方散乱を過程した時の反 跳陽子のエネルギーの分布を表す。



図 2.15 BC501A における陽子の飛程。赤線は BC501A 中の陽子の飛程を表す。この飛程は混合物 中のベーテブロッホの式を積分することで得られる。参考として BC501A 検出器の厚さ (青線) を示 した。

入射中性子により反跳された中性子が検出器から飛び出す効果を端効果という。中性子のエネル ギーが大きくなるとともに、また検出器が小さくなるほどこの効果は大きくなる。本研究で使用し たシンチレータ中での陽子の飛程を表に示す。このシンチレータの厚みは約5 cm のため、中性子 と陽子がちょうどシンチレータの中心で衝突したとすると、最大約54 MeV の陽子を止めることが できる。端効果が発光量に与える影響は、検出器中の散乱が起きる位置から検出器の壁までの距離 によって異なるが、図に示すように相対的に低エネルギー側を増加させ高エネルギー側を減少させ る。この効果により入射中性子のエネルギーが大きくなっても応答関数が正しく変化しなくなるた め、Unfolding の精度を低下させる。



図 2.16 発光量分布における端効果による効果、反跳陽子が検出器中で全てのエネルギーを落とさな いために、相対的に低エネルギー側が増加し、高エネルギー側が減少する。



図 2.17 発光量分布における検出器分解能の効果。検出器の分解能により、分布の端がなまる。

検出器分解能の効果

現実の検出器には集光や電子交換過程などに起因する検出器特有の有限な分解能が存在する。その ため、光出力分布の端は図 2.17 に示すように微分値がガウス型の分布を持つ形になる。

2.5.3 検出効率

式 (2.36) で得られる発光量分布を積分することで中性子の検出効率が求まる。発光量分布は連続分布 がであることと、実際の実験のデータ取得系の処理によってある閾値以下は切り取られる可能性がある。 その結果、得られる実質的な検出効率は低下する。この閾値のことをバイアスという。図 2.18 はバイア ス以下の発光量分布が切り取られる概念図である。低エネルギーの中性子による発光量分布の方が高エネ


図 2.18 バイアスによる検出効率低下の概念図。バイアス *L*^B 以下の事象は切り捨てられてしまうため、実際に得られる発光量分布はバイアス以上の発光量を持つ事象である。赤い分布と青い分布とでは入射中性子のエネルギーが異なる。赤い分布に比べて青い分布の方が入射中性子のエネルギーは高く、入射中性子のエネルギーが高いほどバイアスによる影響は少ない。

ルギーの中性子による発光量分布に比べて、このバイアスによる影響は大きい。

第3章

中性子検出器の性能評価

本章では H ラインにおける中性子背景事象測定に向けた中性子検出器の開発及び放射線源、Monte Carlo(MC) シミュレーションを用いた性能評価について述べる。第 3.1 節において、本研究で使用した 測定器系の特徴について述べる。第 3.2 節において、ガンマ線源を用いたエネルギー較正の手法と結果に ついて述べる。第 3.3 節において、中性子線源を用いた中性子/ガンマ線弁別能力の評価について述べる。 また、第 3.2 節と第 3.3 節においては MC シミュレーションを用いて実験結果の妥当性も確認した。第 2.5 節において、MC シミュレーションを用いた応答関数と検出効率の評価について述べる。

3.1 測定機器

開発した中性子検出器は有機液体シンチレータ、光電子増倍管、信号読み出し用の高速波形デジタイザ で構成される。以下ではこれらの特徴について述べる。

3.1.1 有機液体シンチレータ

使用した有機液体シンチレータは BC501A (Saint-Gobain) である。これは NE213(Nuclear Enterprises)、EJ301(Eljen) と同等のものである。BC501A は溶質にナフタレン、溶媒にキシレンと波長変換 剤である POPOP が用いられている。詳細な組成は公開されていないが、BC501A の諸特性を表 3.1 に 示す。BC501A の外観と断面図を図 3.1 に示す。BC501A は直径 5.04 cm、厚み 5.04 cm の円筒形状の ガラス容器に密閉されている。外観と断面図を図 3.1 に示す。ガラス容器は PMT と接続するためのポー ト部分以外は反射材で塗装された上から遮光が施されている。また、本研究で使用した BC501A は窒素 ガスによりバブリングをして溶存酸素を追い出している。

3.1.2 光電子増倍管

シンチレーション光を電気信号へ変換するための光検出器として光電子増倍管 (photomultiplier tube、 PMT)を使用した。PMT は光検出器の中でも高感度かつ高速応答をするため、素粒子原子核物理学の分 野でよく使用されている。PMT は図 3.2 に示すようにガラス管に封じられた真空管であり、入射窓、光電 面、集束電極、ダイノード、アノードから構成されている。光が光電面に入射すると光電効果により光電

項目	值	
密度	$0.874 \mathrm{~g/cm^3}$	
水素/炭素	1.212	
水素原子密度	$4.82 \times 10^{22} \ 1/{\rm cm}^3$	
炭素原子密度	$3.98 \times 10^{22} \ 1/{\rm cm}^3$	
電子数密度	$2.87 \times 10^{23} \; 1/\mathrm{cm}^3$	
光出力 (アントラセン比)	78%	
最大放出波長	425 nm	
発光の時定数	$3.16~{\rm ns}, 32.3~{\rm ns}, 270~{\rm ns}$	
発火点	$26^{\circ}\mathrm{C}$	
沸点	141°C	
屈折率	1.51	

表 3.1 BC501A の諸特性

(a)

(b)



図 3.1 使用した BC501A の (a) 外観と (b) 断面図



図 3.2 典型的な PMT の構造図 [23]

аз.2 пі	101 の泊村住
有感波長域	300-650 nm
窓面材質	硼珪酸ガラス
光電面材質	バイアルカリ
ダイノード構造	ライン型 (12 段)
立ち上がり時間	$2.7 \mathrm{~ns}$
TTS	40 ns
直径	$5.08 \mathrm{~ns}$

主22 U1161の津桧州



図 3.3 PMT に BC501A を取り付けた中性子検出器の外観。BC501A に光学グリースを塗布した後 に、PMT の光電面に接着させ、全体をブラックテープで巻いて遮光した。

面から光電子が放出される。光電子は PMT の印加電圧により加速・収束され、ダイノードと衝突し、二 次電子を生成する。この過程を繰り返して増幅した二次電子群はアノードにより電子信号として取り出さ れる。使用した PMT は BC501A と同径の H1161 (HAMAMATSU) である。H1161 の諸特性を表に示 す。H1161 の入射窓に光学グリス (BLUESIL V-788) を塗り、空気の層ができないようにして BC501A のガラス窓と接着させ、検出器全体をブラックテープで巻いて遮光した。図 3.3 はこの PMT に BC501A を取り付けた写真である。本研究において、PMT に印加したオペレーション電圧は 1300 V である。

3.1.3 データ読み出しシステム

PMT で出力される電気信号を波形デジタイザによって読み出した。使用したデジタイザは、U1071A (Agilent) である。入力チャンネル数は 2 ch、サンプリングレートは最大 2 GS/s であり、使用に応じて可 変であるが 2 ch 同時使用する際は最大 1 GS/s ずつに制限される。入力は 50 Ω インピーダンスで電圧レ ンジは 1、2、5 シーケンスで 50 mV-5 V まで可変である。また 2 ch の入力ポートとは別にトリガソー スを入力可能なポートがあり、これは MCX コネクタから入力する。U1071A は PCI インターフェース を備えており、最高 220 MB/s の速度で接続 PC にデータ転送できる。また、リングバッファ型であるた め、トリガーを入れていない状態でも信号波形を一時的に保存している。これは、第4章において入射粒 子の時間構造を測定するうえで重要な特徴である。接続 PC では、オシロスコープのようにオンラインで



図 3.4 デジタイザで取得した典型的な平均波形

のモニタリングや入力電圧レンジやサンプリングレートなどのパラメータを設定できる。

転送された波形のサンプリングデータは接続 PC の HDD に保存されオフライン解析した。デジタイザ で取得した液体シンチレータの典型的な平均波形を図 3.4 に示す。波形そのものをサンプリングするた め、例えばイベントごとの波形の積分範囲やピーク時の時間などを任意にパラメータ化可能であり、これ は後述する粒子識別アルゴリズムとの相性が良い。波形解析アルゴリズムやパラメータは全性能評価にお いて共通のものと固有のものが存在する。各性能評価に固有のパラメータやアルゴリズム等はその都度述 べる。共通のパラメータはオフセット電圧とそのゆらぎ、波形のピークにおける波高とその時間、波形を 積分することで得られる ADC 値である。積分範囲はその実験ごとにトリガーの時間位置が異なるためそ れに応じて変化させたが、波形の立ち上がりから立ち下がりまでが入っていることを確認している。本研 究の全解析においてデジタイザのインプット電圧レンジをオーバーした波高のイベントは取り除いた。

3.2 エネルギー較正とエネルギー分解能の測定

中性子検出器で得られる ADC 値から液体シンチレータ中での荷電粒子のエネルギー情報を得るために は、予め、エネルギーが既知の粒子を用いてそのエネルギーと ADC 値とを較正する必要がある。本節で は、ガンマ線源を用いたエネルギー較正の実験について述べる。ガンマ線源を用いる理由は、第 3.1 節で 述べたように、コンプトン散乱によって反跳される電子の最大エネルギーは一意に定まるため、この反跳 電子の最大エネルギーと得られる ADC 分布のコンプトンエッジとを対応づけることで電子のエネルギー と ADC 値とを較正できるためである。

エネルギー E のガンマ線が検出器に入射した時に得られる ADC 値 Q には以下の関係がある。

$$Q = S \times E \times \epsilon_{\rm L} \times \epsilon_{\rm E} \times G \tag{3.1}$$

$$=C_{\text{cali}} \times E$$
 (3.2)

ここで、S はシンチレーション効率、 $\epsilon_{
m L}$ は PMT の集光効率、 $\epsilon_{
m E}$ は PMT の量子効率、G は PMT の増倍

Nuclide	Gamma - ray energy (MeV)	Compton edge (MeV)
Cs-137	0.662	0.477
	1.173	0.964
Co-60	1.332	1.119
	Average: 1.253	1.041
Na-22	0.511 (anihilation)	0.339
	1.275	1.061

表 3.3 使用したガンマ線源の放出エネルギーとコンプトンエッジの電子エネルギー

率である。これらの項は入射ガンマ線のエネルギーに寄らない、液体シンチレータや PMT 固有の値であ るので、まとめて C_{cali} とした。複数のガンマ線源を用いてこの係数 C_{cali} を求めるために、エネルギー 較正を行った。この測定で得られた C_{cali} やエネルギー分解能は同じ中性子検出器セットアップを使う限 りは一定である。*¹

較正手法として、中性子検出器のみを使用する手法と中性子検出器とガンマ線検出器を組み合わせて行 う手法がある。前者は中性子検出器の付近に線源を置くだけでセットアップも簡易である。後者はセット アップが複雑になるがより正確に較正でき、加えてエネルギー分解能も評価できるという利点がある。本 研究では両方の手法で較正し、MC シミュレーションと比較することで、測定のセットアップとエネル ギー分解能の妥当性を確認した。

本節の以下では、まず、使用したガンマ線源の特徴について第 3.2.1 節で述べる。そして、中性子検出 器のみを用いた簡単なセットアップでの較正実験とその結果について述べた後に、ガンマ線検出器と組み 合わせて行う較正実験とその結果について述べる。最後に、MC シミュレーションにより模擬した結果と 実験値とを比較する。

3.2.1 使用したガンマ線源の特徴

実験で使用したガンマ線源は ¹³⁷Cs (放射能強度:1.74 kBq)、²²Na (放射能強度:1.37 kBq)、⁶⁰Co (放射 能強度:1.89 kBq) である。それぞれの線源が放出するガンマ線のエネルギー及びそのコンプトンエッジに 相当する反跳電子のエネルギーを表 3.3 にまとめた。²²Na はエネルギーが 0.511 MeV と 1.275 MeV の ガンマ線を放出する。前者は β^+ 崩壊によって放出された陽電子が回りの電子と対消滅をすることで放出 されるガンマ線である。⁶⁰Co も β 崩壊し励起状態の ⁶⁰Ni になる。この励起状態の寿命は数ピコ秒でガ ンマ線を放出して中間の励起状態に遷移する。そしてこの中間励起状態も同じ時間スケールでガンマ線を 放出して基底状態に遷移する。このため、⁶⁰Co からは 1.173 MeV と 1.332 MeV の 2 本のガンマ線がほ ぼ同時に放出される。このガンマ線の向きは若干の相関はあるがほとんど互いに逆向きに放出する。

^{*&}lt;sup>1</sup> PMT の印加電圧や光学グリースを塗り直すような接着の変更をした場合は上記のファクターが変化するため、較正し直さけ ればならない。

3.2.2 中性子検出器のみによるエネルギー較正

ガンマ線源をシンチレータ付近におき、セルフトリガーで波形データを取得した。バックグラウンド 事象となる環境ガンマ線を防ぐために検出器の周りは鉛ブロックで囲った。取得波形を積分し ADC 値 Q pC とした。理想的なガンマ線のエネルギースペクトルは後方散乱事象に相当する場所で鋭いコンプト ンエッジを持つが、実際には検出器の分解能によってなまるため、鋭いエッジにならない。このような場 合は見かけのコンプトンエッジの半分の計数に相当する位置を較正ポイントとする方法が一般的に用いら ている [24]。この方法に従い、まずヒストグラムの見かけのコンプトンエッジ付近をガウシアンでフィッ ティングし、その中心値と FWHM を求めた。これらより、コンプトンエッジに相当する ADC 値を評価 した。図 3.16 に各線源を用いた場合の ADC 値の分布を示す。これらの結果より、コンプトンエッジの 電子エネルギーに対する ADC 値を図 3.6 のようにプロットした。これを1 次関数でフィッティングして エネルギー較正をして、 $C_{\text{cali}} = 34.00 \text{ pC}/\text{MeV}$ と求めた。ここで、 60 Co については放出される 2 本の ガンマ線のエネルギーが近いためそれらが区別できずに重なって観測される。このため、それらのエネル ギーの平均値を取った値を使用した。

しかし、この較正方法におけるコンプトンエッジが真のコンプトンエッジに一致するとは限らないため 一概に正しいとは言えない [25]。次節では、この問題を解決した測定を行う。

3.2.3 Nal(TI) シンチレータを用いたエネルギー較正とエネルギー分解能の測定

前節の実験では反跳電子のエネルギーが連続分布であることと、検出器分解能によりコンプトンエッジ がなまることが問題であった。そこで、図 3.7 のように中性子検出器と向かい合わせにタリウム活性化ヨ ウ化ナトリウムシンチレータ NaI(Tl)を設置して、中性子検出器で後方散乱したガンマ線を検出する。後 方散乱時の反跳電子のエネルギーは式 2.2 で表されるように一意に定まる。このため単色の電子のエネル ギーを用いて較正可能である。さらに、得られる分布において、単色の電子のエネルギーに相当するピー クにおけるふらつきからエネルギー分解能も評価可能である。この実験の目的はエネルギー較正及び分解 能の測定である。

具体的な測定セットアップについて述べる前に、使用したガンマ線検出器である Na(Tl) シンチレータ について述べる。NaI(Tl) は無機シンチレータであり、液体シンチレータよりもガンマ線に対して高い感 度を持つ。NaI(Tl) の典型的な平均波形を図 3.8 に示す。NaI(Tl) の波形は液体シンチレータの波形に比 べて、立ち上がりの時間及び減衰の時定数が長い。

実験のセットアップの概念図を図 3.9 に示す。2 つの検出器で観測される信号をディスクリミネータを 通し、それらのコインシデンス信号を DAQ トリガーとした。ディスクリミネータの閾値はノイズレベル にならない程度に十分低くした。得られた NaI(Tl) シンチレータと液体シンチレータの ADC 値の相関に 条件を設定することで、液体シンチレータで後方散乱したガンマ線が NaI(Tl) シンチレータで検出された 事象以外のアクシンデンタルコインシデンス事象を取り除ける。本節において、この除去法を ADC カッ トとよぶ。図 3.11 から図 3.12 にそれぞれの線源を使用した場合の ADC 相関と ADC カット前後の液体 シンチレータの ADC 分布を示す。



図 3.5 ガンマ線源を用いて得られた ADC 値の分布。(a) は ¹³⁷Cs、(b) は ⁶⁰Co、(c) と (d) は ²²Na を用いたものである。見かけのコンプトンエッジ付近をガウシアンでフィッティングすることにより 見かけのコンプトンエッジの半分のカウント数に対する ADC 値を求めた。各分布において赤い直線 はガウシアンフィッティング、青い直線が見かけのコンプトンエッジの半分に相当するカウント数を 表す。

解析方法について、例えば、¹³⁷Cs における ADC 相関分布において Q_{NaI} が 380 pC 付近かつ Q_{BC501A} が 15 pC 付近のイベントは液体シンチレータで後方散乱したガンマ線が NaI シンチレータで検出された ものだと考えられる。このため ¹³⁷Cs における ADC カットの条件は 340 pC < Q_{NaI} < 450 pC かつ 13 pC < Q_{BC501A} < 20 pC とした。ADC カットをした後の液体シンチレータの ADC 分布のピーク部 分をガウシアンフィッティングすることで、その中心値とエネルギー分解能を評価した。エネルギー分解 能は中心値を Q_0 、半値全幅 (Full Width at Half Maximum, FWHM) を ΔQ_0 とすると、 $\Delta Q_0/Q_0$ と表 される。¹³⁷Cs 以外の測定においても同様の方法で適切なイベント以外を取り除きエネルギー分解能を評価した。⁶⁰Co については近接したガンマ線のピークが 2 本あるため、ダブルガウシアンフィッティング をして評価した。²²Na の測定においては対消滅ガンマの事象を測定するのは PMT のゲインとデジタイ ザのレンジとの調整が難しかったため測定せず、1.275 MeV のガンマ線のみ測定した。



図 3.6 ガンマ線源を用いたエネルギー較正結果。各線源を用いて得られたプロットを1次関数 (赤色の直線) でフィッティングした。



図 3.7 NaI(Tl) シンチレータと組み合わせた実験系。左に設置している検出器が液体シンチレータ で、右側に設置してあるのが NaI(Tl) シンチレータである。それらの中央に線源が設置されている。



図 3.8 NaI(TI)の平均波形。減衰部分を指数関数でフィッティング(青色)して減衰の時定数 r を求めた。



図 3.9 NaI(Tl) シンチレータと組み合わあせたセットアップの概念図

(a)

(b)



図 3.10 ¹³⁷Cs を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布。(a) における ADC カットの条件は「340 pC < Q_{NaI} < 450 pC かつ 13 pC < Q_{BC501A} < 20 pC」である。(b) に おいて、黒色の分布が ADC カット前の分布であり、赤色の分布が ADC カット後の分布である。ADC カット後の分布に対して、ガウシアンフィッティングをすることで、エネルギー分解能を評価した。

得られた ADC 値と電子エネルギーのプロットを図 3.13(a) に、エネルギー分解能の発光量の依存性 を図 3.2.3 に示す。図 3.13(a) のプロットを 1 次関数でフィッティングすることで、較正の変換係数を $C_{cali} = 33.06 \text{ pC/MeV}$ と求めた。以後、エネルギーの較正値としてはこの値を使用する。この較正値と 第 3.2.2 節における較正値とを比較すると、中心値において、この較正値は第 3.2.2 節の較正値の約 2% 分だけ小さい。また、較正値の不確かさは NaI(Tl) シンチレータと組み合わせた本実験の方が小さい。

分解能の発光量 L (MeVee)*2に対する依存性は、式 3.3 により経験的に表される [26]。

$$\frac{\Delta L}{L} = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{L} + \frac{\gamma^2}{L^2}}$$
(3.3)

式 3.3 において、係数の α はシンチレータから PMT の光電面への光の軌跡のふらつき、 β はシンチレー

^{*&}lt;sup>2</sup> MeVee とは、第 2.3.4 節で述べたように、ある荷電粒子による発光量が何 MeV の電子の発光量に相当するかを表す単位である。



図 3.11 ⁶⁰Co を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布。(a) における ADC カットの条件は「410 pC < Q_{NaI} < 510 pC かつ 25 pC < Q_{BC501A} < 42 pC」である。(b) において、黒色の分布が ADC カット前の分布であり、赤色の分布が ADC カット後の分布である。 ADC カット後の分布に対して、ガウシアンフィッティングをしてエネルギー分解能を評価した。



図 3.12 ²²Na を用いて取得した (a)ADC 相関と (b) 液体シンチレータの ADC 分布。(a) における ADC カットの条件は「370 pC < Q_{NaI} < 490 pC かつ 28 pC < Q_{BC501A} < 40 pC」である。(b) において、黒色の分布が ADC カット前の分布であり、赤色の分布が ADC カット後の分布である。 ADC カット後の分布に対して、ガウシアンフィッティングをしてエネルギー分解能を評価した。



図 3.13 NaI(Tl) シンチレータと組み合わせた実験において得られた、(a) エネルギー較正結果と(b) 発光量分解能の結果。(a) において得られたプロットを 1 次関数 (赤線) でフィッティングしその傾き から較正の変換係数を評価した。(b) において得られたプロットを式 3.3 でフィッティングして分解能 の発光量依存性を評価した。

タの発光や液中での減衰と光電効果や PMT の増倍による統計的なふらつき、 γ はエレクトロニクスノ イズによる寄与を表している。プリアンプを用いるフォトダイオードやアバランシェフォトダイオード を光検出器として使用する場合以外は γ は他の 2 つに比べて十分小さいことが知られている [26]。図 3.13(b) において、得られたプロットを式 3.3 を用いてフィッティングすることで、 $\alpha = 0.08$ 、 $\beta = 0.09$ 、 $\gamma = 0.35 \times 10^{-4}$ と求めた。上述したように、 $\alpha \ge \beta$ に比べて、 γ は無視できるほど小さい。

以上の議論から、液体シンチレータ単体でエネルギー較正を行うよりも、NaI(Tl) シンチレータと組み 合わせたセットアップでエネルギー較正を行う方が正確性は向上し、さらにエネルギー分解能も測定可能 であることが確かめられた。エネルギー分解能の妥当性については、次節において MC シミュレーショ ンと比較することで検証した。

3.2.4 MC シミュレーションとの比較

実験で得られた発光量分布を MC シミュレーションと比較することで、データ取得系やエネル ギー分解能の妥当性を確認した。MC シミュレーションには Particle and Heavy Ion Transport code System(PHITS)[27] という計算コードを用いた。PHITS は定義した任意の体系中における放射線現象を 組み込まれた様々な物理モデルと核データライブラリを用いて模擬するモンテカルロ計算コードであり、 加速器の遮蔽設計や放射線治療、宇宙・地球惑星科学など広範囲の分野で使用されている。核データライ ブラリには JENDL 4.0[28] を使用している。これは各核種ごとの反応断面積を実験値ベースで評価した ライブラリである。

PHITS において実験 (3.2.2) を模擬するために表 3.1 と同様の水素・炭素比と密度の物質で作られる BC501A とガラスの容器の体系を定義した。PMT は定義していない。PHITS において定義した検出器



図 3.14 PHITS において定義した検出器体系。左側が検出器の側面図であり、右側が断面図である。 白い箇所は空気、青色の箇所は BC501A、黄色の箇所はガラスが定義されている。

の体系を図 3.14 に示す。また、使用した各ガンマ線源を実験と同じ位置に定義した。PHITS において 検出器に入射したガンマ線が電子を反跳させ、その電子が検出器内で落とすエネルギー損失を計算した。 PHITS を用いる計算はこの計算のみである。PHITS の計算結果のままでは検出器の分解能による効果が 組み込まれていないため、実験で求めた式 3.3 を使って分解能を組み込んだ。電子エネルギー単位のエネ ルギー損失の分布を N(L)、分解能関数を R(L) とすると、MC シミュレーションで得られる分解能を畳 み込んだ発光量分布 $N^{\text{MC}}(L)$ は

$$N^{\rm MC}(L) = \int R(L - L')N(L')dL'$$
(3.4)

という畳み込み積分で表される。ここで、分解能関数 R(L) は標準偏差が σ_L の面積が規格化されたガウ シアンであり、 σ_L は式 3.3 における ΔL を用いて

$$\sigma_{\rm L} = \frac{\Delta L}{2\sqrt{2\log 2}} \tag{3.5}$$

と表される。⁶⁰Coを用いた時の分解能を畳み込んだ効果を図 3.15 に示す。この図より、検出器分解能を 畳み込むとコンプトンエッジ付近が鈍り、⁶⁰Coの近接する 2 つのピークが一つに重なることがわかる。 各線源を用いた場合における分解能を畳み込んだシミュレーション値と実験値との比較を図 3.16 に示す。 それぞれの分布はその面積で規格化されており、シミュレーションにおいては適当なスケーリングをして Smearing した。実験とシミュレーションにおいてコンプトンエッジ付近においてよく合っているのが確 認できる。低発光量側で異なっているのは液体シンチレータ以外の全ての物質を PHITS に再現していな いことや、実験においてはセルフトリガーや波高値のカットによって切り落としているためである。こ れらより実験において評価したエネルギー分解能の妥当性が確認された。また PHITS において線源を変 化させれば、使用装置に応じた分解能や較正を考慮したシミュレーション結果を取得可能な MC シミュ レータを確立した。

3.3 ²⁵²Cf 線源を用いた粒子識別能力の性能評価

BC501Aの最大の特徴はガンマ線による発光波形と中性子による発光波形の違いを利用して粒子識別 可能なことである。実験室において、中性子とガンマ線を両方放出する²⁵²Cf線源を用いて、粒子識別能



図 3.15 ⁶⁰Co の発光量分布における検出器分解能の畳み込み前後の分布。両分布ともそれぞれの面 積で規格化されている。黒い分布が分解能を畳み込む前で赤い分布が分解能を畳み込んだ後の分布で ある。

力を評価するための実験をした。粒子識別は、中性子とガンマ線の発光波形の違いを利用した弁別アルゴ リズムによって処理される。本節では、まず使用した²⁵²Cf線源の特徴について述べ、開発した弁別アル ゴリズムと弁別における最適化について述べる。そして、中性子とガンマ線の識別能力の評価について 述べ、PSD後の中性子の発光量分布とMCシミュレーションで模擬した発光量分布との比較について述 べる。

3.3.1 ²⁵²Cf 線源

²⁵²Cf は放出する中性子のエネルギー分布が広いことや、半減期の長さが実用的でありかつ他の中性子 源 (Am-Be) よりも放射能あたりの中性子発生量が多いため中性子の標準線源としてよく使用されている。 また、中性子とともにガンマ線も放出するため、中性子検出器の粒子識別能力を検証するための線源とし ても適している。以下に、²⁵²Cf から放出される放射線についての特徴を述べる。

²⁵²Cf は α 崩壊と自発性核分裂により崩壊する放射性同位元素である。その壊変図 [29] と使用した チェッキングソースの外観をを図 3.17 に示す。また、本研究で使用時の強度は 1.7 kBq である。一回の 崩壊におけるそれぞれの割合は α 崩壊が 96.9% 、自発性核分裂が 3.1% である。α 崩壊においてはその うち約 81.6% が基底状態の ²⁴⁸Cm に遷移する。残りの割合で励起状態の ²⁴⁸Cm に遷移するが、それら の半減期はごく短いため α 崩壊とほぼ同時にガンマ線を放出して基底状態に遷移する。自発性核分裂に おいて ²⁵²Cf は 2 つに核分裂し、その分裂片のほとんどは常に不安定な中性子を過剰に含むため自発性核 分裂が起きるのとほぼ同時に中性子を放出する。また、中性子の放出前後の分裂片は励起状態であること が多く、それぞれが核分裂とほぼ同時にガンマ線を放出する。分裂片からの中性子放出機構は蒸発モデル によって説明されており [30]、自発核分裂 1 回あたり、平均で 3.7 個の中性子と 9.7 個のガンマ線がほぼ 同時に放出される。蒸発モデルにおけるエネルギー分布は Watt の式で表される。Watt の式は中性子のエ



図 3.16 ガンマ線源による発光量の実験値と MC シミュレーション値の比較。それぞれ黒が実験値、 赤がシミュレーション値を示している。(a) は ¹³⁷Cs、(b)は⁶⁰Co、(c) と (d) は ²²Na を使用した結果 である。黒色の分布が実験値、赤色の分布が MC シミュレーション値を表す。それぞれコンプトン エッジ付近がよく一致しているのがわかる。

ネルギーをE、中性子数をN(E)として

$$N(E) = \frac{1}{2\sqrt{\pi E_{\rm w}}} \left\{ exp(-\frac{(\sqrt{E} - \sqrt{E_{\rm w}})^2}{T}) - exp(-\frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E_{\rm w}})^2}{T}) \right\}$$
(3.6)

で表される。ここでパラメータ T および E_w は T = 1.175±0.048MeV、 E_w = 0.359±0.086MeV である。Watt の式で表される中性子のエネルギー分布を図 3.18 に示す。この分布は約 1 keV から 20 MeV まで連続に分布しており、0.7 MeV 付近にピークを持つ。放出する中性子あたりのエネルギーの平均値は 2.6 MeV 程度である。

放出されるガンマ線は α 崩壊起源のものと自発核分裂起源のものがあるが、α 起源のガンマ線につい



図 3.17 (a)²⁵²Cfの壊変図と (b) 使用したチェッキングソース



図 3.18 Watt の式で表される²⁵²Cf から放出される中性子のエネルギー分布

てはエネルギーが最大で 43.4 keV であるため、本実験においては十分無視できる。核分裂による即発性 のガンマ線は分裂片の励起状態の下方遷移により放出されるため、その準位間差に対応する離散的なエネ ルギー分布をしている。しかし、核分裂により生じる核種の組み合わせは多数あり、さらにそれらの励起 状態も様々な準位を持つことが確認されているため実際には連続分布として図 3.19 のように観測される。 エネルギーの平均値は約1 MeV であり一回の核分裂あたり平均 9.7 個のガンマ線が放出される。

3.3.2 粒子識別アルゴリズム

²⁵²Cf 線源を液体シンチレータに接触させてセルフトリガーで測定した。²⁵²Cf から放出された中性子 が周りの物体に反射して液体シンチレータに入らないように周りに鉛等の遮蔽物を何も置かないようにし



図 3.19 核分裂によって²⁵²Cf から放出されるガンマ線のエネルギー分布 (上)と異方性 (下)[31]

た。この実験で得られた測定値において、中性子事象とガンマ線事象との識別を確認することで、開発したアルゴリズムの正当性を確認した。

粒子識別アルゴリズムについて説明する。図 3.20 のように所得波形に対して、異なる 2 つの積分区 間を定義して2つの電荷値を得た。1つ目は波形の立ち上がりから立ち下がりまでを含む、ピーク前 30 nsec からピーク後 250 nsec までを積分した電荷 Q_{all} である。2 つ目は波形のピーク後から何 nsec か 遅らせた時刻からある時刻まで積分した電荷 Q_{tail} である。このピーク時から遅らせた時間を delay time、 Q_{tail} を積分する時間を gate width と定義する。また、これらの定量的な値については後ほど最適化を行 う。中性子の波形はガンマ線の波形に比べて波形の遅い成分が大きいため、同じ Q_{all} の中性子のイベン トとガンマ線のイベントにおいて Q_{tail} を比較すると、中性子の方が大きくなる。よって、イベントごと に Q_{tail} と Q_{all} の比を比較するアルゴリズムを実装することで粒子識別が可能である。図 3.22 に Q_{all} と Qtail の2次元分布を示し、図 3.21 に粒子識別アルゴリズムによって弁別した中性子とガンマ線の典型的 な平均波形を示す。 図 3.22 は、2 つのバンドに別れており、同じ $Q_{\rm all}$ において、 $Q_{\rm tail}$ の比が大きい方 が中性子のイベントである。2次元分布において、エネルギーが高くなるほど2つのバンドの別れ具合は 良くなることがわかる。このため、エネルギー領域ごとに分けて PSD 能力を評価すべきである。本研究 では、まず 1MeV 以上の中性子の事象に着目して、その領域で PSD 能力を最大化するように delay time と gate width のパラメータを最適化した。1 MeV の運動エネルギーを持つ中性子による反跳陽子の最大 エネルギーは 1 MeV でありこれを電子エネルギーに換算すると 0.206 MeVee である。そして、その最適 パラメータを用いた弁別結果について、エネルギー領域ごとの詳細な PSD 能力を評価した。本節ではパ ラメータの最適化について述べ、次節で PSD 能力の評価について述べる。

液体シンチレータの PSD 能力を表す指標 Figure of Merit(FoM) について説明する。PSD の FoM は



図 3.20 PSD の概念図。波形はデジタイザで取得した典型的な平均波形である。縦軸は Pulse height で規格化してある。各イベントの波形に対して、異なる積分区間を設定して Q_{all} と Q_{tail} を求めてそ の比より粒子識別を行う。



図 3.21 PSD アルゴリズムによって弁別した中性子とガンマ線の典型的な波形。縦軸は Pulse height で規格化してある。赤線が中性子による波形であり、青線がガンマ線による波形である。ガンマ線に よる波形に比べて、中性子の波形の方が tail 部分が大きい。



図 3.22 Q_{all} と Q_{tail} の二次元分布。中性子のバンドとガンマ線のバンドに分離していることがわかる。 Q_{all} に対する Q_{tail} が大きいバンドが中性子によるイベントであり、小さいバンドがガンマ線によるバンドである。

図 3.22 の横軸と縦軸の比をとった $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ の一次元分布における 2 本のピークの別れ具合で決定される。例えば、図 3.23 のように粒子 A と粒子 B の分布がある場合、これらをダブルガウシアンで Fitting して、それらの中心値距離 Δ と粒子 X のピークの FWHM を Γ_{X} 、PSD の FoM を M とすると

$$M = \frac{\Delta}{\Gamma_{\rm A} + \Gamma_{\rm B}} \tag{3.7}$$

と定義される [32]。*M* は Q_{tail} に依存し、 Q_{tail} は Delay time と Gate width に依存する。このため、 Delay time と Gate width を変化させながら、*M* を計算し、*M* が最大となる場合を探索した。この解析 は全て同じ実験データを用いて行われた。この結果 Delay time = 15 ns かつ Gate width = 155 ns を最 適値と評価した。本論文における今後の解析では Delay time と Gate width は全てこの値を用いた。図 3.24 に *M* と Delay time 及び Gate width の依存性を示す。

3.3.3 粒子識別能力の性能評価

第 3.3.2 節で得られた最適パラメータを用いてガンマ線と中性子との粒子識別能力を評価した。まず、 図 3.22 の横軸において 0.10 MeVee ごとに領域を分け、その領域ごとの Q_{tail}/Q_{all} の一次元分布に対し て、ダブルガウシアンフィッティングをした。ダブルガウシアンにおける 2 つのピークの間の谷部分の Q_{tail}/Q_{all} の値を cut 値として、cut 値よりも大きい Q_{tail}/Q_{all} 領域を中性子の領域、小さい領域をガン マ線の領域とした。図 3.25 にエネルギー領域ごとの Q_{tail}/Q_{all} の分布を、図 3.26 にエネルギー領域ご との cut 値を示す。ここで、図 3.26 における横軸の値は領域の上端と下端の中心値を用いている。例え ば、0.50 < Q(MeVee) < 0.60 の領域では 0.55 である。図 3.26 からエネルギーが大きくなると cut 値は



図 3.23 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ を用いた FoM の概念図 (実際の測定結果ではなく、0.3 付近と 0.6 付近にガウス 分布に従う乱数を振り生成したものである。)。左側の分布が粒子 A による分布で右側が粒子 B によ る分布である。赤線はダブルガウシアンによるフィッティングである。中心値距離を Δ 、粒子 X の ピークの FWHM を Γ_{X} とすると PSD の Figure of Merit *M* は式 3.7 と定義される。



図 3.24 Figure of Merit M の Delay time と Gate width の依存性。delay time = 15 ns かつ Gate width = 155 ns のとき、M は最大になる。



図 3.25 エネルギー領域ごとの $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ の一次元分布。図 3.22 において Q_{all} を 0.1MeVee の領域 ごとに分けて、領域ごとに $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ の一次元分布を示した。赤線はダブルガウシアンによるフィッティング結果である。



図 3.26 エネルギー領域ごとの cut 値。cut 値とは図 3.25 におけるダブルガウシアンのピーク間の谷 部分の値である。また、横軸の値はスライスした領域における上端と下端の中点である。



図 3.27 E_{ncut} 及び $E_{\gamma cut}$ の定義の概念図。一次元分布において、Cut 値を境に中性子の領域とガン マ線の領域に分かれる。 E_{ncut} は「フィッティングした中性子のガウシアン全体の積分値」に対する、 「中性子の領域の事象数」の割合である。 $E_{\gamma con}$ は「中性子の領域の事象数」に対する、「中性子の領域 に侵入するガンマ線のガウシアンの裾部分の積分値」の割合である。

低くなる傾向がある。これは低いエネルギーの中性子に対する発光は高いエネルギーの中性子に対する発 光よりもクエンチするためである。なお、0.0 MeVee < *Q*_{all} < 0.2 MeVee の領域については中性子の事 象数がほとんど無いため PSD 能力を評価していない。

次に粒子識別の精度について説明する。本来、粒子識別精度は入射した中性子とガンマ線の個数に対して、検出器でそれぞれの事象だと判断される割合を用いて評価すべきである。しかし、実験において、中性子やガンマ線が入射する個数を正確に計数できない。このため、 Q_{tail}/Q_{all} の一次元分布においてフィッティングした、それぞれのガウシアンの積分値を検出器に入射したであろうそれぞれの粒子の個数として用いる。 Q_{tail}/Q_{all} の一次元分布において、「フィッティングした中性子のガウシアン全体の積分値」に対する、「中性子の領域の事象数」の割合を E_{ncut} 、「中性子の領域の事象数」に対する「中性子の領域に侵入するガンマ線のガウシアンの裾部分の積分値」の割合を $E_{\gamma con}$ とする。 E_{ncut} と $E_{\gamma con}$ の定義の概念図を図 3.27 に示し、 Q_{all} に対する E_{ncut} と $E_{\gamma con}$ の変動を図 3.28 に示す。これらより、0.20 MeVee 以上の中性子の事象に対して 95% 以上のイベント選択効率が得られ、ガンマ線に対しては各領域 1.2% 以下のしみ込みに抑えることが出来、開発した中性子検出器が高い識別能力を有することが確認された。

3.3.4 反跳陽子の発光量分布における MC シミュレーションとの比較

PSD 前後の反跳陽子 (電子) の発光量分布を図 3.29 に示す。ここで、PSD 前の分布は反跳電子と反跳 陽子の分布であるが、PSD 後の分布は反跳陽子のみによる分布である。PHITS を用いて、第 3.2.4 節と 同様の検出器体系と ²⁵²Cf 線源を定義し、中性子によって反跳された原子核が液体シンチレータ内で落



図 3.28 各エネルギー領域における (a) $E_{\text{nuct}} \ge E_{\gamma \text{con}}$ 。 E_{nut} は図 3.25 においてフィッティング した中性子のガウシアン全体の積分値に対する cut によって選別した中性子の事象数の割合を表し、 $E_{\gamma \text{con}}$ は中性子の領域の事象数に対して中性子の領域に侵入するガンマ線のガウシアンの積分値の割 合を表す。



図 3.29 PSD 前後の反跳陽子 (電子) の発光量分布。青い分布は PSD 前の発光量分布を、赤い分布は PSD 後の発光量分布を表す。Q_{all} > 1.7 MeVee において 2 つの分布は完全に重なっている。

とすエネルギー損失を計算した。反跳陽子、炭素、α粒子のエネルギー損失の分布を図 3.30 に示す。図 3.30 より全粒子の中で反跳陽子による事象が支配的であることがわかる。低エネルギー領域では炭素原 子核による影響もあるが、図 2.10 のように炭素原子による発光量は陽子による発光量よりもクエンチさ れるため発光量分布には影響しないと考えられる。また、中性子と炭素の原子核反応で表れる α 粒子に よる影響も炭素の場合と同じ理由で無視できる。

これらのことから、反跳陽子のエネルギー損失分布のみを用いて発光量分布を計算した。まず式 2.30 を用いてクエンチの効果を適応させ電子エネルギー単位の発光量分布にし、これを 3.4 に代入して分解能 を畳み込んだ。この分布に対して実験値の発光量分布と合うように適当にスケーリングした。図 3.31 に



図 3.30 PHITS による ²⁵²Cf を用いた時の液体シンチレータ内のエネルギー損失分布。青色の分布 が反跳陽子、緑色の分布が反跳炭素、橙色の分布が α 粒子のエネルギー損失分布を表し、赤色はこれ らの合計の分布である。合計の分布において最も支配的な分布は反跳陽子による分布であることが見 て取れる。



図 3.31 ²⁵²Cf の中性子の発光量分布における実験値と MC シミュレーション値の比較。赤色が実験 値の発光量分布、青色が MC シミュレーション値の発光量分布を表す。

実験値の発光量分布とMCシミュレーションによる発光量分布との比較結果を示し、これらがよく合っていることが確認できる。実験値の分布の両端が切れているのは、低発光両側に関してはセルフトリガーによる閾値のためであり、高発光量側はデジタイザの電圧レンジよりもオーバーしたイベントは解析上切り捨てたためである。これにより、PSD アルゴリズムと取得した発光量分布の妥当性が確認された。

3.4 MC シミュレーションによる応答関数の作製と検出効率の評価

第 2.5 節で述べたように入射粒子に対する応答関数を評価することは重要である。応答関数は、本来 は単色の中性子ソースを用いて実測すべきであるが、単色の中性子源を使用することは難しい。また、 ²⁵²Cf の TOF 測定を用いて応答関数を評価することも可能であるが使用した線源では十分な統計量を得 ることができなかった。これらの理由から本研究では、MC シミュレーションを用いて応答関数を求め た。そして、得られた応答関数を用いて中性子検出器の検出効率を評価した。

3.4.1 単色中性子に対する応答関数の作製

応答関数は次の手順で作製した。

- 1. PHITS において、単色の中性子を入射し、液体シンチレータ中の荷電粒子のエネルギー損失分布 を得る。
- 2.1 で得た反跳陽子のエネルギー損失分布に対して、クエンチの効果、エネルギー較正、検出器分解 能を畳込むことで発光量分布、すなわち応答関数を得る。

まず、PHITS において、入射中性子のエネルギーを 0.50 MeV から 15.0 MeV まで 0.50 MeV ずつ変 化させながら、液体シンチレータ中における各荷電粒子のエネルギー損失を計算しその分布を得た。中 性子は液体シンチレータの軸方向に垂直な断面積と同面積の線源を定義して、そこから液体シンチレー タの軸方向に並行に入射した。液体シンチレータに入射した中性子数は 1.0×10^5 個である。全てのエネ ルギーに対する、液体シンチレータ中における各荷電粒子のエネルギー損失分布は Appendix の第 B 節 に示した。本節では、5.0 MeV の単色中性子を入射した場合と 10.0 MeV の単色中性子を入射した結果 について、図 3.32 に示す。ここで、得られた全ての分布は入射した中性子の数で規格化してある。入射 中性子のエネルギーが 5 MeV の場合は α 粒子による分布は存在しないが、入射中性子のエネルギーが 10 MeV の場合は α 粒子による分布は存在しないが、入射中性子のエネルギーが れギーが約 6.0 MeV を超えると、炭素との非弾性散乱により α 粒子を生成する核反応が起こりはじめる ためである。

次に、得られた反跳陽子の分布に対して、第 3.3.4 節と同様にしてクエンチの効果、エネルギー較正、 検出器分解能の効果を畳込み、検出器で期待される発光量分布である応答関数を作製した。ここで、α粒 子や炭素原子による発光量は、陽子による発光量よりも少ないために応答関数には大きい影響を与えない ため、応答関数に組み込んでいない。図 3.33 に 5.0 MeV の中性子に対する応答関数と 10.0 MeV の中性 子に対する応答関数を示す。(作製した全ての応答関数は、エネルギー損失分布と同様に、Appendix に掲 載した。)これらは第 2.5.2 節において述べた特徴を持っていることが確認できる。図 3.32(a) において は 1.1 MeVee 付近が、図 3.32(b) においては 2.4 MeVee 付近が盛り上がっているが、これは第 2.5.2 節 で議論したような中性子の多重散乱による効果だと考えられる。

本節で作製した応答関数を用いることで、中性子のエネルギーに対する検出効率を評価可能である。



図 3.32 PHITS において (a)5.0 MeV の中性子を入射した場合と、(b)10.0 MeV の中性子を入射した場合の、液体シンチレータ中の各荷電粒子のエネルギー損失分布。青色の分布は反跳陽子のエネル ギー損失、緑色の分布は炭素のエネルギー損失、茶色は α 粒子のエネルギー損失を表し、赤色の分布 はこれらの分布の総和を表す。それぞれの分布は入射中性子の個数で規格化されている。入射中性子 のエネルギーが高くなると中性子と炭素との原子核反応により α 粒子が生成する確率が増加する。



図 3.33 PHITS において (a)5.0 MeV の中性子を入射した場合と、(b)10.0 MeV の中性子を入射した 場合の応答関数。赤色の発光量分布は入射した中性子の個数で規格化されているので、発光量分布の 積分値は中性子検出効率を示す。

3.4.2 検出効率の評価

前節で作製した応答関数を積分することで、入射中性子のエネルギーに対する検出効率を計算すること が可能である。ここで、第2.5.3節で議論したように、実験における実質的な検出効率はバイアス電圧に 依存する。バイアス電圧とはセルフトリガーや Discriminator における閾値レベル (mV) のことである。 よってまず、閾値レベルが電子エネルギー単位でどれくらいの値になるかを較正した。

線源として¹³⁷Csを使用して、セルフトリガーにおける閾値レベルを変更しながら発光量分布を測定した。発光量分布から閾値レベルに対応する発光量を求めるために、低発光量側の裾部分をガウシアンで



図 3.34 閾値を変えた場合の発光量分布の変化。Trigger の閾値を 15.8 mV(左上)、27.5 mV(右上)、 47.5 mV(左下)、70.8 mV における発光量分布である。赤線はガウシアンフィッティングであり、青 線はガウシアンの Mean 値の半分となるカウント数を表す。

フィッティングしてカウント数が Mean 値の半分となる発光量の位置を求めた。この結果を図 3.35 に示 す。そして、得られた結果を図 3.35 のようにプロットして、1 次関数でフィッティングすることで閾値 レベルと電子エネルギーとの較正直線を得た。

次に、図 3.35 の較正直線と中性子のエネルギーごとの応答関数を用いて、閾値が 0 mV、10.0 mV、20.0 mV、30.0 mV のときの中性子検出効率を図 3.36 のように求めた。入射中性子のエネルギーが高くなるほど、検出効率は低下する。これは第 2.2.4 節の式 2.25 の傾向と定性的に一致している。また、中 性子のエネルギーが低いと、実質的な検出効率は低下するが、エネルギーが高くなるにつれてバイアス電 圧による影響が少なくなる。これも第 2.5.3 節の傾向をうまく再現している。



図 3.35 閾値レベルの電圧と電子エネルギーとの対応。赤線は1次関数によるフィッティングである。



図 3.36 MC シミュレーションにより評価した中性子検出効率のエネルギー依存性。バイアス電圧ご とにプロットした。入射中性子のエネルギーが高くなるほど、バイアス電圧による検出効率の低下の 影響は少なくなる。

第4章

J-PARC MLF H ライン H1 エリアにおけ る中性子背景事象の測定

本章では、J-PARC MLF H ライン H1 エリア中の中性子背景事象測定実験について述べる。

まず、第4.1 節において、使用した実験施設である J-PARC MLF MUSE およびミュオンビームライン と H ラインの建設状況について述べる。そして、第4.2 節において、中性子背景事象の測定方法につい て述べ、第4.3 節において得られた中性子背景事象の測定結果について述べる。最後に、第4.4 節におい て、測定結果に対する議論および残された課題について述べる。

4.1 実験施設の概要

4.1.1 J-PARC および MLF MUSE

Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) は日本の茨城県東海村にある日本原子力開発 機構 (JAEA) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で建設した大強度陽子加速器実験施設であ る。J-PARC の陽子ビームラインの航空図を図 4.1 に示す。図 4.1 の赤枠で囲まれている場所が物質生命 科学実験施設 (Materials and Life Science Experimental Facility, MLF) である。J-PARC の加速器施 設は負水素イオン線形加速器、3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotorn, RCS)、50 GeV シ ンクロトロン (Main Ring, MR) の 3 種類の施設から構成されている。ビーム発生源で水素ガスをフィラ メントにより加熱して生成された負水素イオンは線形加速器により 400 MeV まで加速される。加速され た負水素イオンビームを荷電変換フォイルにより電子を 2 つ剥ぎ取り陽子として RCS に入射する。RCS における荷電変換フォイルはボロンを混合した炭素 (Hybrid Boron mixed Carbon, HBC) により形成さ れており、ビームの長期安定性を保つために高い温度耐性を持つ [33]。RCS では陽子を 3 GeV まで加速 し、3 GeV to Neutron Target(3NBT) トンネルを通して陽子ビームを MLF へと供給する。また、RCS は MR へのブースターとしての役割も持つ。RCS におけるビームの周期は 40 ms 周期である。1 パルスあ たりの陽子数は実験時の出力 300 kW(2017 年 11 月、12 月) で 2.5 × 10¹³ 程度である。MR では 3 GeV の陽子を 2018 年現在 30 GeV まで加速し、ハドロン実験施設やニュートリノ実験施設に供給する。

MLF はミュオン実験施設 (MUSE) と核破砕中性子実験施設 (JSNS) から構成される。図 4.2 に MLF



図 4.1 J-PARC の航空図。本研究は赤枠で囲まれた MLF で行われた。Linac において、負水素イオンは 400 MeV まで加速され、電子を 2 つ剥ぎ取られ、陽子として RCS に入射する。RCS は陽子を 3 GeV まで加速し MLF 内に供給する。



図 4.2 MLF と RCS の模式図。RCS では陽子を 3 GeV まで加速し、3 GeV to Neutron Target(3NBT) トンネルを通して陽子ビームを MLF へと供給する。

および RCS、図 4.3 に MUSE の模式図を示す。陽子ビームラインは MLF の中心を南北に通り実験施設 を東西に分割している。東側を第一実験ホール、西側を第二実験ホールと言い、MUSE のビームラインは 両実験ホールに存在する。本研究の実験場所である H ラインは第一実験ホールにおいて建設されている。



図 4.3 MUSE の模式図。北側が MUSE、南側が JSNS である。陽子ビームラインにより 2 つの実験 ホールに分割されている。東側が第一実験ホール、西側が第二実験ホールである。

4.1.2 MUSE におけるミュオンビームライン

MLF MUSE に到達した 3 GeV の陽子ビームは厚さ 20 mm のグラファイトで作られたミュオン生成標的に入射される。陽子ビームラインにおいて、ミュオン生成標的は JSNS の中性子ターゲットから 30 m 上流に設置されている。陽子がミュオン生成標的に入射すると、陽子の起こす強い相互作用により 多数のパイオンが生成される。パイオンには正の電荷を持つ π^+ と負の電荷を持つ π^- が存在し、それぞれ弱い相互作用により平均寿命 26 ns で π^+ はニュートリノと正の電荷を持つミュオン、 π^- は反ニュートリノと負の電荷を持つミュオンに二体崩壊する。 π^+ の場合、ニュートリノが進行方向と逆向きにスピン偏極しているという負のヘリシティを持つため、生成する正ミュオンは進行方向と逆向きにスピン偏極した粒子として得られる。一方、負ミュオンは進行方向と同じ向きにスピン偏極して生成される。また、加速器施設で生成されるミュオンには表面ミュオンと崩壊ミュオンの 2 種類が存在する。表面ミュオンは 生成標的の表面付近において一旦静止した π^+ から得られる。このため、 π^+ の運動エネルギーに影響されず、最大 4 MeV 程度の低速の正ミュオンが得られる。一方、生成標的に止まった π^- は直ぐに原子核に捕獲されるため、表面ミュオンとしては取り出すことが出来ない。崩壊ミュオンは、生成標的で生まれ たパイオン π^+ を取り込み、長尺の超電導ソレノイド中で効率よく閉じ込めながら飛行させ、崩壊させることで得られる高エネルギーのミュオンである。ビームラインの極性を反転させるだけで、正のミュオン

と負のミュオンを選択的に取り出し可能である。

MUSE では、グラファイト標的で生成したミュオンを 4 つの 2 次ビームラインで取り出している。図 4.3 に 4 つのミュオンビームラインのレイアウトが示してあり、それぞれを D ライン、U ライン、S ライ ン、H ラインという。このうち D ラインと H ラインはプロトンビームラインに対して 60 度の取り出し 角度で、U ラインと S ラインは 135 度の取り出し角度で設計されている [34]。また、H ラインと S ライ ンは第一実験ホールに、D ラインと U ラインは第二実験ホールに建設されている。MUSE では、最初に D ラインが建設され、順次 U ラインと S ラインが建設された。H ラインは現在建設中である。以下にこ れらのビームラインの簡単な特徴を示す。

Dライン

D ラインは、エネルギーが 0.1–55 MeV までの正負の崩壊ミュオンと 4 MeV の表面ミュオン を引き出し可能である。この運動量を調整できることは実験ユーザーの幅広い要求に応えている。 このビームを用いて、磁性・超電導物質等を対象とした物性材料研究、ミュオニウム超微細構造精 密測定実験などの基礎物理実験など幅広い学際領域にわたる科学研究が行われている。しかし、汎 用性が高いために、多くの共同利用者が数日程度の短期日間で入れ替わりながら実験を行ってい る。このことは、1 年程度を単位とする基礎物理実験などの高統計実験の実施を現実的に難しくし ている。

U ライン

U ラインは、大強度表面ミュオンビームとパルスレーザーを組み合わせることによって、打ち込み深さが非常に浅く、パルス幅も短く、ビームの広がりが小さく、単色性に優れている 0.05–30 keV までの超低速正ミュオンを供給できるビームラインである。2012 年の陽子ビーム 212 kW の条件 で1パルスあたりの表面ミュオン強度 8.0×10⁵ を達成しており、これは4つのビームラインのう ち最も強い強度である。これらの特徴を活かして、表面や界面におけるスピンプローブ、表面近傍 の孤立水素原子のプローブ、微小試料のプローブとして期待されている。

Sライン

S ラインは、ミュオンスピン回転・緩和・共鳴法 (μSR) を用いた物性を測定するための専用ビー ムラインである。4 つのビーム実験エリアが計画されている。現在では S1 実験エリアのみが建設 終了し、可動している。

Hライン

第3.1 節でも述べたように、H ラインで計画されている基礎物理実験の精度は統計的不確かさに より最も制限されている。そのため、基礎物理実験専用ラインである H ラインには高強度なミュ オンビームが要求される。また、ミュオン運動量の調整が可能なことも必要である。H ラインはこ の2つの要件をもとに建設されている。高強度を実現するためにベースとなるものは、大口径の ミュオンキャプチャソレノイドと収束ソレノイドである。これにより、大立体角 110 msr が見込め る。これは D ラインの立体角の約4倍である。

H ラインのビームエリアには、H1 エリアと H2 エリアがある。建設ステップとして、まず H1 エリアが完成した後に H2 エリアを建設する。本論文の中性子背景事象測定は H1 エリアで行った



図 4.4 M2 トンネル内におけるミュオン生成標的周りの状況。ミュオン生成標的において生成した ミュオンは、ソレノイドマグネットにより、キャプチャされそれぞれのビームラインに輸送される。 M2 トンネルにおける H ライン用の機器は全てインストールされている。

が、建設の状況に合わせて、H2 エリアでも行う予定である。H ラインや H1 エリアの建設状況に ついては、第 4.1.3 節にて述べる。

4.1.3 H ラインの建設状況

本節では、H ラインの建設状況について述べる。H ラインのビームラインを大きく分けると、4.4 に示 してある M2 トンネル内と実験ホール内の 2 つに分けられる。

M2 トンネル内における、マグネットや真空引きのためのゲートバルブ等の全機器のインストールは 2014 年に完了している。図 4.4 に、M2 トンネル内におけるミュオン生成標的周りの状況を示す。実験 ホール内の機器に関しては、ほとんどの機器が未設置である。図 4.5 に、H1 エリア建設用の、実験ホー ル内のビームラインのレイアウトを示す。実験ホール内には、ベンディングマグネットである HB2、四 重極マグネットである HQ1・HQ2・HQ3 とほとんど同型の電磁石、厚さ 40 cm の銅製のビームブロッ カーのみが設置されている。近い将来、残りの設置予定のマグネット等の装置が設置され H1 エリアに ミュオンが輸送可能となる。

また、J-PARCの規定により、管理区域内で人が常時立ち入る場所の線量は 25 μ Sv/h 以内でなければ ならない。加速器が1 MW 稼働した場合に備えて、図 4.11 のように H1 エリアは遮蔽材 (青色) によって 囲われている。本研究における、中性子背景事象の測定中 (電磁石を起動せず、ミュオンを輸送できない 状態かつ加速器が 300 kW で稼働している状態) において、H1 エリア内の線量はガンマ線が約 0.3 μ Sv/h 中性子が 1.8 μ Sv/h であった。もちろん、H ラインが完成し、ミュオンを輸送可能な状態で中性子の背



図 4.5 実験ホール内の H ラインのレイアウト。H1 エリア建設用のレイアウトであり、赤い線で囲われている中が H ラインである。HB1 と HB2 はベンディングマグネットである。HS2 と HS3 は互いに反対の磁場を作るソレノイドである。HBB1 は銅で作られた厚さ 40 cm のビームブロッカーである。ビームブロッカーの中心から、1 エリアビーム出口までの距離は 2.8 m である。HB1 と HB2 に挟まれた位置にある HSEP はウィーンフィルターである。HQ1-3 は四重極マグネットである。現在、設置されている機器は HB2、HBB1、HQ1-3 と同型の電磁石である。

景事象を測定すべきであるが、中性子は電荷を持たずマグネットによる影響を受けないため、現段階でも 中性子背景事象を測定することは有意義である。

4.2 中性子背景事象の測定方法

本節では、H ラインにおける中性子背景事象測定の方法について述べる。本研究において得たい中性子の情報は、そのエネルギー分布と時間構造である。時間構造とは、パルス陽子ビームがミュオン生成標的に衝突した時間を基準とした、中性子検出器で得られる信号の時間分布である。エネルギー情報については、第 3.2 節においてエネルギー較正を行っているため、中性子検出器で得られる波形に対して PSD を行い、中性子事象の波形の積分値の分布から取得した。

時間分布については、データ取得システムを「加速器のパルス陽子ビームに同期した信号」と「中性子 検出器で得られる信号」とを組み合わせた回路系へと改良することで測定した。ここで、本研究で使用し たこのビーム同期信号は、S ラインにおける µSR 実験に使用している信号と同等のものであり、この信


図 4.6 H ラインにおける時間分布測定の概念図。H ライン H1 エリア内に中性子検出器を設置して、 液体シンチレータの信号とビーム同期信号との時間差②を測定する。また、同じ中性子検出器を用い て、パルス陽子ビームが標的に衝突した時刻とビーム同期信号との時間差①を測定する。①と②の差 をとることにより、陽子ビームがミュオン生成標的に衝突した時刻を原点とする時間分布を取得可能 であり、信号ケーブルや回路モジュールによる遅延の効果も取り除くことができる。

号は、陽子ビームがミュオン生成標的に衝突する時刻よりも前に出力される信号である。時間分布測定の 概念図を図 4.6 に示し、その方法について以下に述べる。まず、開発した測定系を用いて、予め、ビーム 同期信号と陽子ビームがミュオン生成標的に衝突する信号との時間差を測定した。この測定は S ライン で行った。次に、H ライン H1 エリア内に中性子検出器を設置し、ビーム同期信号と中性子検出器に入射 した粒子の信号とをデジタイザにより保存し、これらの時間差を求めた。これらの測定結果を合わせ、陽 子ビームがミュオン生成標的に衝突する時刻を原点とした、中性子検出器に入射した粒子の時間分布を評 価した。時間分布をこのように評価することで、信号ケーブルや回路モジュールによる遅延の効果を打ち 消すことができる。

本節ではまず、第 4.2.1 節で改良した、時間分布も測定可能なデータ取得系について述べ、第 4.2.2 節 で陽子ビームのミュオン生成標的衝突時刻の測定について述べ、第 4.2.3 節で H ラインにおける測定セッ トアップについて述べる。時間原点を補正した最終的な結果については、第 4.3 節にて述べる。

4.2.1 時間分布も測定可能なデータ取得システム

データ取得システムの回路系を図 4.7 に、回路系のタイミングチャートを図 4.8 に示す。以後、図 4.8 に示すように、S ラインから供給するビーム同期信号を①、①に対して任意の時間遅延をさせ任意の幅を 持つゲート信号として出力される信号を②、液体シンチレータの PMT 出力信号を③、液体シンチレータ の Discriminator(閾値は 15 mV)を通した信号を④、②と④のコインシデンスを取った信号を⑤とする。 信号⑤をデータ保存トリガーとして、デジタイザは時間窓を図 4.8 の赤枠ように開き、中性子検出器の PMT 出力信号 (③) と②を保存する。ここで、データ保存トリガの前後に時間窓を開き波形を保存できる のは、使用したデジタイザがリングバッファ機能を持つためである。デジタイザの時間窓は任意に設定可 能であるが、波形データを保存するため、時間窓が広くなるほど保存データ容量が多くなり、使用 PC の



図 4.7 中性子背景事象測定における回路系



図 4.8 中性子背景事象測定における回路系のタイミングチャート

HDD 容量の空き容量不足につながる。このため、時間窓の調整をして、本実験ではデジタイザの時間窓 を 5 µs(トリガよりも前に 1µs、後に 4µs) に設定した。また、この時間窓内に③の立ち上がりから立ち下 がりまでの波形と②の立ち上がりが収まるように、②の信号のゲート幅を 4 µs とした。このように調節 することで、デジタイザの時間窓内に液体シンチレータの信号波形が丸ごと収まるため、PSD の解析に 影響を及ぼさずに時間分布を測定可能である。②の①に対する delay 値及び、ゲート幅が適切な値である ことは、オシロスコープを用いて確認した。

このデータ取得システムを用いることで、陽子ビームがミュオン生成標的に衝突した時刻を原点とした、入射粒子の時間分布が求まる理由を説明する。まず、③と②における立ち上がり時刻の時間差とビーム同期信号(①)に対する Delay 値より、①を基準とした③の時刻が求まる。ここで、予め、①を基準とした陽子ビームのミュオン生成標的衝突時間を測定しておけば、この時間を差し引くことで、陽子ビーム



図 4.9 S ラインエリア外に中性子検出器を設置した概念図。青い枠内が S ラインエリア内であり、そのすぐ付近に中性子検出器 (赤丸)を設置し、エリア外に漏れて出てくるミュオンの崩壊陽電子を検出した。

がミュオン生成標的に衝突した時刻を原点とした、入射粒子の時間分布が求まる。ここで、①に対する delayの値を調節することで、陽子の標的衝突時刻から任意の時間までの分布を測定できる。

また、以上の時間分布の測定と同時に、②の信号と③の信号をスケーラーで計数した。これにより、陽 子加速器の一時停止による影響を受けずに、測定時間中の加速器のパルス数と中性子検出器に粒子が入射 したイベント数の両方が記録可能である。

4.2.2 陽子ビームのミュオン生成標的衝突時刻の測定

陽子ビームがミュオン生成標的に衝突する時間は、S ラインにおける陽電子の時間分布を利用して評価 した。本実験の期間において、S ラインではエリア内を他の実験グループが使用していたため、中性子検 出器を図 4.9 のように、エリア外に設置し、ビームラインから漏れて出てくるミュオンの崩壊陽電子を測 定した。

測定した時間分布を図 4.10 に示す。この時間分布において、364 ns 付近のピークはミュオン生成標的 からミュオンと同時に発生したプロンプト陽電子によるものである。また、500 ns 付近以降のブロード ピークはミュオンの崩壊陽電子によるものである。崩壊陽電子の時間分布を指数関数でフィッティングし てその寿命を求めると、その値はミュオンの平均寿命約 2 µs と大きく矛盾しない値であった。また、プ ロンプト陽電子のピークの中心値 364 ns と、崩壊陽電子のピークの半分に相当する時間の約 500 ns の時 間差とS ラインにおけるミュオン生成標的から中性子検出器までの距離 26 m より、ミュオンの運動量を 求めると約 28 MeV/c となり、S ラインで使用している表面ミュオンの運動量に近い値となった。これら のことから、中性子検出器において確かにミュオン崩壊陽電子を検出していることが裏付けられた。

そして、ミュオン生成標的で発生したプロンプト陽電子は光速に近い速度で飛来するため、光速度と ミュオン生成標的から中性子検出器までの距離 26 m より飛行時間は 88 ns と計算できる。よって、図



図 4.10 S ラインエリア外にて得られた陽電子時間分布。364 ns 付近のピークはミュオン生成標的か らミュオンと同時に発生した陽電子によるものであり、500 ns 付近以降のブロードピークはミュオン の崩壊陽電子によるものである。赤線は指数関数によるフィッティングであり、得られた寿命の値は ミュオンの平均寿命約2 µs と大きく矛盾せず、ミュオンビームからの崩壊陽電子であることが確認で きた。

4.10の時間分布において、陽子ビームがミュオン生成標的に衝突した時刻は 276 ns と評価した。この測定によって、本検出器をケーブル長や回路モジュールを変更せず使用する場合、陽子ビームがミュオン生成標的に衝突する時刻を時間の原点とした時間分布の測定が可能となった。

4.2.3 測定セットアップ

H ラインにおける中性子背景事象の測定は、中性子検出器を H ライン H1 エリア内に設置、デジタイ ザや NIM 規格モジュールなどのデータ取得系を H1 エリア外の遮蔽体横に設置して行った。図 4.11 に H1 エリアの外観、図 4.12 に H1 エリアの内観、図 4.13 に H1 エリア内に中性子検出器を設置した様子 を示す。H1 エリアにおいて、中性子検出器の中心とビームロの中心が一致するように中性子検出器を設 置した。中性子検出器の床からの高さは約 1.5 m であり、ビームロとの距離は約 1 m である。

4.3 中性子背景事象の測定結果

本節では H ライン H1 エリアにおける中性子背景事象測定で得られた時間分布と発光量分布について 述べる。発光量分布とは、中性子検出器に入射した粒子が検出器の中で落とすエネルギーの分布を意味す る。測定時の陽子ビームの構造はワンバンチ構造であり、そのバンチ幅は約 100 ns である。また、測定 中の典型的なビーム強度は 300 kW である。

第 4.2.1 節で述べたように、Gate&Delay モジュールの delay 値を調節することで、陽子ビームがミュ オン生成標的に衝突したタイミングから 20 μs までの連続した時間分布を測定した。図 4.14 に測定した 時間領域の概念図を示す。測定時間領域が変化することで、時間分布に切れ目が生じないように、意図的



図 4.11 H1 エリアの外観。写真中央下に NIM ロジック回路等のデータ取得系や制御 PC が設置されている。実験の作業はすべてこのスペースで行った。



図 4.12 H1 エリア内の様子。図 4.11 における実験エリア入り口から撮影した写真。ビームロから 1 m 下流方向に中性子検出器が設置してある。HV ケーブルと信号ケーブル (約 16 m) は H1 エリアの 外まで伸びている。

に測定時間領域をオーバーラップさせて測定した。

測定領域一つ一つにおける測定結果に対して、中性子による事象とガンマ線による事象とを識別するために、第 3.3.2 節と同様の粒子識別アルゴリズムを用いて中性子の事象とガンマ線による事象とを弁別した。そして、得られた分布を各測定における陽子ビームのパルス数で規格化することで、測定領域ごとの結果を統合し 0-20µs までの連続した時間分布を得た。

本節ではまず、第 4.3.1 節において 0-4 µs までの測定結果について述べ、第 4.3.2 節において 0-20 µs までの結果を述べる。



図 4.13 H1 エリア内に設置された中性子検出器。ビームロの中心と中性子検出器の中心が一致する ように設置した。



陽子が標的に衝突するタイミング

図 4.14 測定時間の概念図。delay 値を調整しなが測定することで、0-20 µs までの時間分布を測定 した切れ目のない測定するために、測定領域を 1 ns だけオーバーラップさせて測定した。各測定領域 の測定値をビームパルス数で規格化することにより、各領域における測定データを統合した。

ところで、J-PARC の加速器は一週間に一日、メンテナンスのために停止する。この停止時間を利用して、中性子検出器における、H1 エリア内での宇宙線や環境ガンマ線によるカウントレートを評価した。 クロックジェネレーターを用いて陽子加速器と同じ周期である 25 Hz の NIM 信号を作り、これを図 4.8 における②の信号の代わりとして使用した。粒子識別の結果、得られた事象が宇宙線・ガンマ線による事 象であることを確認し、1 パルスあたりのレートは約 7.0 × 10⁻⁷ /pulse であった。この事象の時間分布 は一様な分布であることも確認した。



図 4.15 H ライン測定結果 (0-4 µs0) における Q_{tail} と Q_{all} の二次元分布。3 つのバンドが確認できる。これらに対する考察は第 4.4.1 節で行う。

4.3.1 0-4 μs における測定結果

まず、取得波形を用いて粒子識別を行った。図 4.15 に Q_{all} と Q_{tail} の 2 次元分布を示す。この分布 を ²⁵²Cf を用いた場合の結果である図 3.22 と比較すると、2 つから 3 つのバンドに増えている。増え た 3 本目のバンドについては、第 4.4.1 節にて議論する。この分布に対して、図 4.16 のように Q_{all} を 0.50 MeVee ごとに領域を分けて、 Q_{tail}/Q_{all} の一次元分布を求めて、それらの分布に対してダブルガウ シアンフィッティングをすることで、中性子による事象とガンマ線による事象とを識別した。ここで、 $Q_{all} > 4.5$ MeVee においては、全て中性子による事象であると判断したのでフィッティングをしていな い。また、第 3.3.3 節で定義した、 E_{ncut} 及び $E_{\gamma con}$ を図 4.17 に示す。これらより、中性子による事象 とガンマ線による事象とを精度良く識別できたことが確認できる。

次に、中性子による事象とガンマ線による事象の、時間分布を図 4.18 に示す。図 4.18 の (a) は得られ た時間分布の全体である。図 4.18(b) は (a) の時間分布の 0-1000 ns 付近を拡大し、縦軸を線形スケール にしたものである。両分布とも、陽子ビームのパルス数で規格化してあり、時間の原点は陽子ビームが ミュオン生成標的に衝突したタイミングである。図 4.18 の特徴を次に述べ、これらに対する議論は 4.4 節で行う。

- 中性子による事象もガンマ線による事象も陽子ビームのパルスに同期したピーク構造を持つが、減 衰の様子が異なる。
- 2. ガンマ線による事象は、ピークの時間から約 400 ns 後まで減衰した後、 10^{-5} /pulse 程度のほぼ一 定のレートとなる。
- 3. 中性子による事象は、ピークの時間から約 1 μ s 後に 10⁻⁶/pulse 程度まで減衰している。



図 4.16 H ライン測定結果 (0–4 μ s) における $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ の一次元分布。 Q_{all} を 0.50 MeVee ずつの 領域に分けて、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{all}}$ の一次元分布を示し、それらをダブルガウシアンによりフィッティングし た。 $Q_{\text{all}} > 4.5$ MeVee においては、ガンマ線による事象が無いため、フィッティングしていない。



図 4.17 H ライン測定結果 (0-4 μ s) における、(a) E_{nuct} と (b) $E_{\gamma con}$ の Q_{all} 依存性



図 4.18 H ライン測定 (0-4 µs) におけるガンマ線による事象と中性子による事象の時間分布。(a) は 全時間分布であり、(b) は 0-1000 ns 付近を拡大し、縦軸を線形スケールにしたものである。赤色の分 布が中性子による事象を表し、青色の分布がガンマ線による事象を表す。両分布ともパルス数で規格 化されている。

- 4. 中性子による事象は、ピークの時間から 800 ns までの減衰と 800 ns からの減衰では異なる時間特 性を持っている。
- 5. 中性子による事象の方がガンマ線による事象に比べて立ち上がる時間が遅く、ピーク時の時間差は 約 50 ns である。
- 6. ピークの幅をそれぞれの分布の FWHM とすると、ガンマ線による事象の幅は約 100 ns であり、 中性子による事象の幅は約 195 ns である。

図 4.19 は中性子による事象とガンマ線による事象の発光量分布であり、これらもパルス数で規格化さ れている。ガンマ線による事象は 4.5 MeVee 付近で、中性子による事象は 5.0 MeVee 付近で急激に切れ ている。これは、波高がデジタイザの電圧レンジをオーバーした事象を除いているからである。波高によ るカットの効果が不自然にあらわれていることから、電圧レンジに収まらない高エネルギーの中性子が多 く到来していることが示唆される。*¹

入射粒子の時間分布とその粒子のエネルギーとの相関を調べるために、時間分布と発光量分布との相関 を図 4.20 に示す。ガンマ線による事象と中性子による事象の両方において、早い時間 (中性子においては 180 ns 付近、ガンマ線においては 130 ns 付近) に低エネルギーから高エネルギーの粒子が飛来している。 それ以降の時間については、中性子による事象の場合は高エネルギーの粒子は来ていないが、ガンマ線に よる事象の場合は高エネルギーの粒子も時間と相関を持たず飛来している。第 4.4 節では、この二次元分 布を利用して議論する。

^{*&}lt;sup>1</sup>本実験の電圧レンジ (500 mV) より電圧レンジを上げて設定すると、電圧分解能が下がり粒子識別ができなくなった。



図 4.19 H ライン測定 (0-4 µs) における、入射粒子が検出器で落とすエネルギー分布。赤色の分布が 中性子による事象を表し、青色の分布がガンマ線による事象を表す。

4.3.2 0-20 µs における測定の結果

0-20 µs における、ガンマ線による事象と中性子による事象の、時間分布と検出器で落とすエネルギー 分布を図 4.21 に示す。図 4.21(a) において、約 1 µs 以降のガンマ線の時間信号はゆるやかに減少してい る。この減少部分に対して、指数関数でフィッティングすることで減衰の時定数を求め、宇宙線レートに 達する時刻を約 45.3 µs と求めた。さらに、実際に delay 値を調節して 45 µs 以降の時間分布を測定して、 パルスあたりのカウントレートが宇宙線レートまで減衰していることを確認した。また、時間分布と検出 器で落とすエネルギー分布との相関は図 4.20 と同様の傾向を持つことを確認した。

4.4 考察と今後の課題

本節では、中性子背景事象測定結果において、以下の2点について考察をし、これらをふまえた今後の 課題について述べる。

- 1. Q_{tail} と Q_{all} の 2 次元分布 (図 4.15) における 3 つ目のバンドについて
- 2. 時間分布 (図 4.18) における構造について

4.4.1 Q_{tail} と Q_{all} の 2 次元分布 (図 4.15) における 3 つのバンドについて

²⁵²Cf を用いた場合の二次元分布図 3.22 と図 4.15 を比較すると、図 3.22 の 2 つのバンドに加えて、 これらよりも傾きが大きいバンドが一つ増えている。この 3 本目のバンドの原因についてを考察する。こ こで、傾きは Q_{tail}/Q_{all} であり、それが大きいということは、波形のテール部分が大きい事象であること



図 4.20 H ライン測定結果 (0-4 µs) における、時間分布と検出器で落とすエネルギー分布との相関。 上図が中性子による事象の分布であり、下図がガンマ線による事象の分布である。

を示す。

まず、このバンドを作る事象の波形において、パイルアップ事象がないことを確認する。パイルアップ とは、1 つの波形の中に複数の波形が重なる現象である。もし、波形のテール部分においてパイルアップ 事象が存在すると Q_{tail} の値が大きく計算される。図 4.16 において、3 つ目のバンドが弁別できている $Q_{all} > 1.50$ MeVee かつ $Q_{tail}/Q_{all} > 0.30$ の事象の波形を全て重ね合わせた波形を図 4.22 に示す。これ より、3 つ目のバンドにおいてパイルアップ事象は 1 つもないことが確認され、この事象の波形は、確か にテール部分が大きい波形であることが確認できた。

ここで、第 2.3.4 で述べたように、同じ *Q*_{all} に対する *Q*_{tail} が大きいということは、それはクエンチに よる影響が大きいということを示し、クエンチが大きいということは通過粒子の質量が重いことを意味す



図 4.21 ガンマ線による事象と中性子による事象における、(a) 時間分布と(b) 検出器で落とすエネル ギー分布。青の分布がガンマ線による事象を示し、赤の分布が中性子による事象を示す。両分布とも パルス数で規格化されている。(a) における、緑線は指数関数によるフィッティングである。



図 4.22 $Q_{all} > 1.50$ (MeVee) かつ $Q_{tail}/Q_{all} > 0.30$ の事象の波形を全て重ねて書いた図。この事 象中にパイルアップする事象は一つもない。

る。また、第 2.2.3 節で述べたように、約 6 MeV 以上のエネルギーの中性子は炭素原子との核反応にお いて、陽子よりも重い α 粒子を生成する。式 2.30 より、6 MeV の中性子による反跳陽子の発光量は約 3 MeVee である。発光量分布の図 4.19 において、3 MeVee よりも高い発光量の分布が存在するので、炭 素と核反応を起こす、比較的高いエネルギーを持つ中性子が H ラインから中性子検出器に入射していた ことが示唆される。

これらの議論より、3 つ目のバンドの事象は入射した比較的エネルギーの高い中性子が、シンチレータ 中の炭素と核反応により生成された α 粒子による事象であると考察した。α 粒子による発光は、もとを たどれば中性子によるものなので、この事象は中性子による事象としてカウントした。

4.4.2 時間分布における構造について

図 4.18 より、中性子による事象とガンマ線による事象の時間分布は、異なる時間構造を持つ。また、 中性子による事象とガンマ線による事象とでは立ち上がりの時間が異なる。まず、これらの立ち上がりの 時間差を生む原因について考察し、次に中性子の時間分布の構造とガンマ線の時間分布の構造について考 察する。

プロンプト成分におけるピークの時間差について

図 4.18(b) において、中性子による事象とガンマ線による事象における、プロンプト成分のピークの時間を比較すると、約 50 ns 程度の時間差がある。これは、単純に考えれば中性子の速度はガンマ線の速度 に比べて遅いためである。もし、この考察が正しいなら、検出器に入射する中性子のエネルギーが高くな るほど時間差は小さくなるはずである。

この仮説を確かめるために、時間分布と発光量分布の相関を表す図 4.17 に対して、 Q_{all} を 1.0 MeVee ごとの領域にスライスして解析する。図 4.23 に、 Q_{all} が 0–1.0 MeVee の場合から 5.0–6.0 MeVee の場 合まで、幅を 0.10 MeVee ずつ変えた時間分布を示す。高発光量の領域になるほど、中性子による事象と ガンマ線による事象のピーク部分における時間差は小さくなることが確認できる。よって、ピークにおけ る時間差はエネルギーが低い中性子によって生じたことが裏付けられた。

中性子の時間構造について

次に、図 4.18 の中性子の事象において、ピークから 800 ns までの減衰と 800 ns からの減衰では異なる構造を持つことについて考察する。図 4.23 において、0.0 MeVee < Q_{all} < 1.0 MeVee の領域と 1.0 MeVee の領域では、同じように異なる時間分布が存在する。一方、約 3.0 MeVee 以上の高発光量領域においてはピークを持った一つの構造である。ここで、第 3.4.1 節で作製したよう に、応答関数は中性子のエネルギーで決まる最大発光量を持つ連続分布である。つまり、高いエネルギーの中性子は発光量としては低い発光量として観測される場合がある。このことから、0.0–2.0 MeVee の低発光量領域における事象には、低いエネルギーと高いエネルギーの両方の中性子による事象が存在する。

以上の考察より、低発光量の領域の時間分布は、ピーク構造を持つ高エネルギーの中性子による事象と そのピーク時間よりも遅い時間に分布する低いエネルギーの中性子による分布の重ね合わせとなる。この ため、バンド幅も約 195 ns と陽子ビームのバンチ幅である約 100 ns に対して広くなると考察した。



図 4.23 *Q*_{all} を 1.0 MeVee ごとにスライスした場合の時間分布。赤い分布が中性子による事象、青い 分布がガンマ線による事象を示す。

また、低いエネルギーの中性子による時間分布は 1500 ns 以降、レートが約 1.0 × 10⁻⁶ /Pulse とほと んど一定になっているがこれは、H ラインから飛来する中性子の数そのものが有意に減ったのでは無く、 飛来する中性子のエネルギーが小さいために液体シンチレータでは検出されないためだと考えられる。こ れは、次で述べるガンマ線の時間構造の考察にも関連する。

ガンマ線の時間構造について

図 4.21(a) より、ガンマ線の時間構造には、ピークの成分と長い時間をかけて減衰する成分がある。ピー クの成分は、バンチ幅が約 100 ns であり、これは陽子ビームのバンチ幅である約 100 ns と対応してい る。また、ガンマ線のピークの時間は 131 ns であり、これを飛行距離にすると H ラインビームライン距 離の 1.5 倍程度であり、散乱によって飛行距離が長くなると考えれば大きく矛盾しない。これらのことよ り、ミュオン生成標的で生成されたガンマ線がビームライン内を散乱して直接 H1 エリアまで到来してい ると考えられる。

次に、長い時間をかけて減衰する成分の事象は、中性子の時間分布において低エネルギーの中性子によ る事象が現れる 600 ns あたりから観測されている。このことから、この長い時間をかけて減衰する事象 は、ビームラインまたは H1 エリアにおいて減速された中性子が、周りの遮蔽体等に捕獲されて生じたガ ンマ線によるものと推察される。

以上の考察のほとんどは、定性的な議論であり、今後、MC シミュレーションにより H1 エリア中の各 粒子のエネルギーフラックスと時間構造を計算し本実験の測定値と比較して定量的な議論を行う必要が ある。



図 4.24 PHITS で計算した H ラインにおける中性子の時間分布。H1 エリアの中性子検出器を 置いた位置と同じ場所での中性子時間分布を計算した。時間の原点は陽子ビームがミュオン生成 標的に衝突した時刻である。時間分布は、PHITS シミュレーションにおける陽子ビームの陽子数 (Source)、検出器の面積で規格化してある。時間分布は中性子のエネルギーで場合分けしてあり、左 上は 1.0 MeV<E<10.0 MeV、右上は 10.0 MeV<E<100.0 MeV、左下は 100.0 MeV<E<3.0 GeV であ り、これらの合計値が右下である。

4.4.3 今後の課題

本研究で得られた成果は、H ライン H1 エリアにおけるビーム由来の中性子及びガンマ線の時間分布と それらの発光量分布である。今後、この測定成果に対するさらなる解釈や、この結果を他の実験のバック グラウンド評価として用いるために行うべき課題としては次の2つが挙げられる。

MC シミュレーションとの比較

PHITS を用いることで、ミュオン標的で生成し、H ライン中を輸送して H1 エリアまで到達する粒子 やビームライン中で発生した二次粒子のエネルギー分布及び、陽子ビームが標的に衝突した時間を原点と する時間分布を計算できる。現在、H ライン H1 エリアにおける PHITS 計算を実行している。計算量が 膨大なため、十分な統計量を得るには数ヶ月程度の時間がかかるが、現時点 (2018 年 2 月) での計算値を 図 4.24 に示す。図 4.24 はまだ、スケーリングや検出効率等の補正をしていないため絶対値は異なるが、 100-300 ns のブロードピークは実験結果と矛盾しないことがわかる。統計数が上がり次第、スケーリング や検出効率等を反映させ、実験値と比較する。また、PHITS ではエネルギー分布も計算しており、計算 値のエネルギー分布を第三章で開発した MC シミュレータに入力することで、検出器で得られる発光量 分布として得られる。このプロセスを経ることで、測定値と計算値とを比較可能である。

発光量分布に対する Unfolding

本研究で得られた発光量分布は入射粒子が検出器中で落とすエネルギー分布であり、入射粒子自体のエ ネルギー分布ではない。本実験の発光量分布を用いて、H ラインを使用するミュオン実験におけるバッ クグラウンド評価をするためには、第 2.5 節で述べた Unfolding を行い、入射粒子のエネルギー分布へ と変換する必要がある。Unfolding には発光量分布に加えて、検出器自体の応答関数が必要だが、これは 本研究ですでに作製した。Unfolding の計算コードは複数存在し [35][36][37]、執筆者は今後、最小二乗 Unfolding 法を用いた FORIST コード [38] を使用して Unfolding を行う予定である、

第5章

結論と今後の展望

J-PARC MLF MUSE では、高統計量を必要とするミュオン基礎物理実験のための大強度ミュオンビー ムライン、H ラインが建設中である。H ラインはどの既存ビームラインよりも高統計量を期待できるが、 実験のバックグラウンドになりうる高速中性子の数も多いと予想されている。

MUSE における中性子背景事象は、これまでシミュレーションによってのみ評価されていた。執筆者 は、H ラインにおける中性子背景事象測定を目的として、中性子検出器の開発と性能評価を行い、H1 エ リアにおいて中性子背景事象を実測した。本章では、これらの研究の結論をまとめ、今後の展望について 述べる。

5.1 結論

5.1.1 中性子検出器の開発と性能評価の結論

中性子背景事象測定を予定しているエリアには、中性子に加えてガンマ線が飛来する。このため、中性 子検出器には中性子による事象とガンマ線による事象とを識別可能な有機液体シンチレータを用いた。取 得信号は、高速の波形デジタイザを用いて波形そのものを保存した。デジタイザを使用した目的は、波形 データを用いた自由な解析を行うためである。

検出器で得られる発光量と入射粒子のエネルギー情報との定量的な関係をしらべるために、複数のガン マ線源を用いて、エネルギー較正を行った。エネルギー較正の方法には、簡易なセットアップでの方法と 検出器系が複雑になるが正確性の向上が期待できる方法がある。本研究ではこの2通りの方法でエネル ギー較正を行い、後者の正確性が高いことと、較正だけでなく発光量の分解能も評価可能であることを確 認した。検出器の分解能を畳み込んだ MC シミュレータを開発し、その計算値と測定値とを比較するこ とでエネルギー分解能及び測定系全体の妥当性が裏づけられた。

検出器の粒子識別能力を評価するために、中性子とガンマ線を両方放出する²⁵²Cf 線源を用いて識別能 力の検証実験をした。粒子識別のための波形解析アルゴリズムを開発し、解析条件を最適化し、この中性 子検出器が高い粒子識別能力であることを確認した。エネルギー較正実験と同様に、MC シミュレーショ ンを行い検証実験の妥当性も評価した。本研究の第一の目的である、H ライン中の中性子のエネルギー分 布を調べるためには、検出器で得られる発光量分布を入射粒子のエネルギー分布へと変換しなければなら ない。そのためには、中性子のエネルギーごとの応答関数が必要となる。中性子線源を用いて応答関数を 実測するのは困難であったため、本研究では MC シミュレーションを用いて応答関数を作製した。この 応答関数を用いて実験系で期待される検出効率も評価した。

以上のことから本研究の成果として、粒子識別能力が評価された中性子検出器及びデータ解析アルゴリズムと、実験系を再現する MC シミュレータを確立したと言える。

5.1.2 H ライン H1 エリアにおける中性子背景事象測定の結論

本測定の目的は、建設中のH ライン H1 エリアにおける中性子背景事象のエネルギー分布とその時間 構造の測定である。開発した中性子検出器のデジタイザがリングバッファ型であることと、加速器のビー ムパルスに同期した信号を他のビームラインから供給することで、時間構造が評価可能なセットアップを 確立した。時間分布の原点を陽子ビームがミュオン生成標的に衝突した時間となるように、S ラインにお いて陽電子を測定することで時間較正をした。H ラインにおける測定結果に対して、中性子による事象と ガンマ線による事象とを粒子識別し、それぞれの時間分布と発光量分布を取得した。これらの分布から、 H1 エリアの中性子背景事象はそのエネルギーに依存した異なる時間分布を持つことが明らかになった。

5.2 今後の展望

5.2.1 性能評価に関する今後の展望

検出器の性能評価において、本研究では中性子の応答関数を実測していない。MC シミュレーションを 用いて応答関数を評価したが、この応答関数の妥当性を確認するためには実測値と比較することが求めら れる。本論文においては述べていないが、²⁵²Cf 線源と中性子検出器をもう一台用いることで応答関数を 評価可能な測定系を作り実測を試みた。しかし、使用した線源の放射能強度が弱く、十分な統計量を得る ことができなかった。

よって、性能評価における今後の展望として、本研究で使用した線源よりも高い強度の線源を用いた、 もしくは単色の中性子源を用いた応答関数の実測が挙げられる。

5.2.2 H ラインでの中性子背景事象測定における今後の展望

第4.4.3 節でも述べたが、時間分布と発光量分布に関する更なる議論のためには、MC シミュレーショ ンによる結果と比較する必要がある。また、本研究で得られた発光量分布は入射粒子のエネルギー分布と 1 対 1 に対応しない。このため、中性子の真のエネルギー分布を評価するためには、応答関数を用いた Unfloding を行い、発光量分布を入射粒子のエネルギー分布に変換する必要がある。エネルギー分布が求 まれば、その結果を用いて H ライン H1 エリアを利用する実験の中性子のバックグラウンドを評価可能 である。

本研究の中性子背景事象測定は、全てのビームライン機器が搭載されていない状態での測定である。こ のため、今後 H ラインが完成されたら再度測定する。ここで、ミュオンを実験エリアまで引き出す場合、 現在設置されているビームブロッカーを開ける必要がある。ビームブロッカーは厚さ 40cm の銅で作られ ているため、ビームブロッカーを閉じた状態と開けた状態での中性子の事象数は有意に変わる。また、エ リアまでミュオンを輸送してしまうと、中性子検出器はミュオンにも感度を持つことと、輸送されるミュ オンの数が多いことからパイルアップしてしまい正しい測定ができない。以上の議論より、将来測定する 場合は、ビームブロッカーを開け、かつミュオンを輸送しない状態で中性子背景事象の測定をすべきで ある。

付録

A J-PARC におけるミュオン基礎物理実験の実験意義と課題

MUSE において計画、進行している基礎物理実験には、ミュオン双極子モーメント精密測定実験 (E34 実験)、ミュオニウム超微細構造精密測定実験 (Muonium Spectroscopy Experiment Using Microwave、 MuSEUM 実験)、ミュオン電子転換実験 (DeeMe 実験) がある。以下に、これらの実験の実験意義と課題 について下記に述べる。

A.1 E34 実験

米国のブルックへブン国立研究所 (BNL)の E821 実験において、ミュオンの異常磁気モーメントの測 定値と標準模型における理論値との間には約 3.3σ の乖離が報告されている [6]。もしこの乖離が理論値 と実験値における決定的な差であるなら、それは標準模型を超えた物理の存在を示す。また、電気双極子 モーメントは時間反転対称性を破る量であり、時間反転対称性が破れていた場合、CPT 定理から CP 対 称性の破れを証明する。標準模型においてミュオンは大きさを持たない点粒子であり、電荷分布の広がり を持たない。もし、ミュオンが電気双極子モーメントを持つならばそれは上記の理由から CP 対称性の破 れの発見に帰結する。電子のような荷電レプトンにおける CP 対称性の破れが発見された例は無く、新物 理の発見に直結する量として期待されている。これらより、ミュオンの双極子モーメントを精密測定する ことは、標準模型を超えた新物理を探索する量として有用なプロープであるといえる。

先行研究における系統的不確かさの支配的要因は 3GeV/c のパイ中間子の前方崩壊から生成したミュ オンを使用したことにある。これは収束電場のミュオン異常磁気能率に対する寄与を打ち消し、測定量を 単純化するための手法であった。E34 実験は、超低速ミュオン源から得られる極小エミッタンスビームで ある極冷ミュオンビームを用いて系統的不確かさを最小化し先行実験とは異なる実験手法で高精度測定を 目指している。実験エリアは H ライン H2 エリアが予定されている。BNL の先行研究と J-PARC におけ る E34 実験との比較を表 A.1 に示す。統計精度に関しても大強度パルスミュオンビームを用いることで 約 4.5 倍改善されることが見込まれている。

A.2 MuSEUM 実験

ミュオニウムとは正の電荷を持つ反ミュオンと負の電荷を持つ電子とで構成される水素様原子である。 ミュオニウムはレプトン同士の束縛状態であるため水素原子と比較してその超微細構造 (MuHFS) を高精 度に理論計算することが可能である。水素原子は陽子の有限体積効果のために理論計算精度が 10⁻⁷ 程度

項目	BNL E821	FNAL E-989	J-PARC E34
ミュオン運動量	$13.09~{ m GeV}/c$	$3.09~{ m GeV}/c$	$0.3~{ m MeV}/c$
ミュオンのスピン偏極	100%	100%	90%
ミュオン貯蔵磁場の強度	1.45 T	1.45 T	3.0 T
ミュオンビームの収束	四重極電場	四重極電場	きわめて弱い磁場
サイクロトロン周期	149 ns	149 ns	7.4 ns
陽電子統計	5.0×10^{9}	1.3×10^{10}	1.5×10^{12}
統計精度	0.46ppm	0.1ppm	0.1ppm

表 A.2 先行実験における高磁場実験の不確かさの要因

項目 (ppb)	MuHFS	μ_{μ}/μ_{p}
統計的不確かさ	10.9	107
磁場の非一様性	0	56
RF パワーの変動	0.96	9.6
ミュオンの停止位置分布	1.0	13
Kr ガスによる補正項	4.4	11

に制限されるが、ミュオンは内部構造を持たないため、理論計算精度は 10⁻⁸ と水素原子に比べて一桁高 く計算されている。このため、MuHFS を精密測定し実験値と理論値とを比較することで束縛系量子電磁 力学 (bound-state Quantum Electrodynamis ,bound-state QED)の厳密検証が可能である。

MuHFS の測定には、外部磁場を遮蔽しゼロ磁場に近い状態で測定する直接測定と、超電導マグネット を用いて高磁場下でエネルギー準位におけるゼーマン分裂を引き起こして測定する間接測定の2通りの測 定方法がある。高磁場における測定では、MuHFS と同時に、ミュオンと陽子の磁気モーメント比 µµ/µp も測定可能である。また、この磁気モーメント比を測定することで、ミュオンと陽子の質量比も評価可能 である。この磁気モーメント比は、E34 実験でミュオン異常磁気モーメントを実験的に求める上で必要な 外部パラメータであるため、MuHFS を精密測定することは E34 実験にも貢献する。

現在の MuHFS の実験値は 1999 年に LAMPF で行われた高磁場下での測定によるものである [4]。表 A.2 にこの実験における不確かさの要因を示す。高磁場実験では MuHFS と μ_{μ}/μ_{p} が測定可能であり、 先行実験における支配的な不確かさはどちらも統計的不確かさによるものである。MuSEUM 実験はゼロ 磁場における直接測定、高磁場における間接測定の両方においてこれらの測定精度を更に 10 倍改善する ことを目指して実験、装置開発に取り組んでいる。

ゼロ磁場での直接測定はその測定手法がすでに確立 [39] され、精密測定に向けて更なる改善を目指し て実験が行われている。高磁場での間接測定は、現在建設中のビームライン、H ライン H1 エリアで計画 されている。

崩壊モード	分岐比の上限値	文献 (年)
$\mu^+ \to e^+ \ \gamma$	4.3×10^{-13}	[40] (2016)
$\mu^+ \to e^+ e^+ e^+$	1.0×10^{-12}	[41] (1988)
$\mu^- + \mathrm{Au} \to e^- + \mathrm{Au}$	7×10^{-13}	[42] (2006)
$\mu^- + \mathrm{Ti} \to e^- + \mathrm{Ti}$	4.3×10^{-13}	[43] (1993)

表 A.3 ミュオンを用いた、代表的な CLFV 探索実験。 上限値は 90%C.L.

A.3 DeeMe 実験

荷電レプトン・フレーバー保存則を破る反応 (Charged Lepton Flavor Violation、CLFV) は標準模型 において禁止されている。これは物理的な理由から禁止されているわけではなく、過去の実験において CLFV が未発見のため理論に組み込まれている。しかし、クォークセクターにおいてフレーバーは保存し ていないし、レプトンセクターにおいてはニュートリノ振動現象も発見されている。CLFV はニュートリ ノ振動による高次のループの影響により発生する可能性が理論的には存在するがその大きさは 10⁻⁵⁰ 程 度であり、標準理論では CLFV は存在しないといってよい。E34 実験、MuSEUM 実験等の精密測定実 験と比較して、CLFV の探索はその標準理論による予想値がゼロのため、実験において信号が見つかれば すぐさま新物理の発見に帰結する。このため、ミュオンを用いた様々な CLFV 探索実験が行われてきた。 表 A.3 に代表的な CLFV 探索の実験を示す。

DeeMe 実験は原子軌道上におけるミュオン・電子転換過程 ($\mu^- + N \rightarrow e^- + N$)を探索する実験で ある。この反応は標準模型では禁止されているが超対称性大統一理論などによると $10^{-13} - 10^{-15}$ 程度の 分岐比で観測できる可能性が示唆されている。また、ミュオンの異常磁気モーメントにおける理論値と実 験値との 3.3 σ の乖離と関連して、 10^{-14} 程度の分岐比を予言する理論モデルも存在する。

DeeMe 実験における分岐比の探索感度の目標は 10^{-14} である。DeeMe 実験は陽子標的からカナダの 加速器施設 TRI-University Meson Factory(TRIUMF) で予備測定を行っている [44]。しかし、この実験 は TRIUMF の陽子ビームが DC ビームであったこととビーム強度が不足していたことから有意な信号は 得られなかった。この統計的問題は大強度パルスビームを使用することで克服されると期待されている。 DeeMe 実験は MuSEUM 実験と同じ H ライン H1 エリアでの実験が計画されている。ハドロンホール において同じ CLFV 探索実験である COMET 実験 (Coherent Muon to Electron Transition) が計画され ている。COMET 実験と DeeMe 実験はお互い異なる実験手法を用いるため相補的な関係にある。

B 中性子検出器の応答関数

本論文の第 3.4.1 節において、PHITS シミュレーションを用いて、中性子検出器に単色の中性子を入 射した時における、液体シンチレータ中の荷電粒子ごとのエネルギー損失分布と応答関数を作製した。第 3.4.1 節では、紙面の都合上、5.0 MeV と 10.0 MeV の単色中性子における応答関数のみ示した。本節で は作製した全ての応答関数を示す。0.50-15.0 MeV まで 0.50 MeV ずつ単色中性子を入射した時に得られ る粒子ごとのエネルギー損失分布を図 B.1 に、応答関数を図 B.2 に示す。本論文の第 3.4.2 節における、 1-15MeV までの単色の中性子のエネルギーに対する応答関数はこれらを用いて求められた。



図 B.1 PHITS において単色中性子を入射した場合に得られた液体シンチレータ中の各粒子のエネル ギー損失分布。エネルギーを 0.50 – 15.0 MeV まで 0.50 MeV ずつ変えて、それぞれの場合のエネル ギー損失を示している。青色の分布は反跳陽子のエネルギー損失、緑色は炭素のエネルギー損失、茶 色は α 粒子のエネルギー損失を表し、赤色の分布はこれらの総和を表す。



図 B.2 PHITS において単色中性子を入射した場合の応答関数。入射中性子のエネルギーを 0.50 – 15.0 MeV まで 0.50 MeV ずつ変えて、それぞれの応答関数を算出した。

謝辞

本研究を行う上で、多数の方々のお力添えを頂きました。厚く御礼申し上げます。

指導教員である松田恭幸教授には、修士課程2年間に渡り、研究への取り組み方や学会発表の作法など 多くの薫陶を受けました。また、日々の会話の中で研究に限らず本当に様々なお話を教えていただきまし た。先生との対話を通して、専門分野以外にも視野を広げ、得た知識に対してよく思索することの重要性 を知ることができました。

KEK 物質構造科学研究所の下村浩一郎先生には、MuSEUM 実験に参加させていただき、J-PARC や KEK で研究を行う大変貴重な機会を頂きました。また、本研究テーマである中性子検出器の開発に関し て私に全てを一任して頂きました。このため、ゼロベースから進める研究の楽しさを実感できました。こ の経験は自信の就職活動において研究職を志望する大きなきっかけになりました。MuSEUM 実験が成功 することを心からお祈り申し上げます。

KEK 物質構造科学研究所の河村成肇先生には、中性子検出器の開発や H ラインに関して有益なご助言 を多くいただきました。河村先生のお力添え無しでは、H ラインにおける測定やこの論文を執筆すること は不可能でした。私が東海村以外で研究している時も、メールにてたくさん支えて頂きました。H ライン が完成し、ミュオン基礎物理実験における最強のビームラインとなることを心からお祈り申し上げます。

大阪大学の友野大博士、高久圭二博士には中性子検出器の性能評価に使用した Nal シンチレータをお貸 しいただきました。心より深く感謝いたします。

KEK 放射線科学センターの萩原雅之博士には、中性子検出器に関するご助言や Unfolding コードの使い方を教えていただきました。心より深く感謝いたします。

東京大学理学系研究科の鳥居寛之先生には、日々のミーティングで多くのご助言いただきました。本論 文の執筆においても、丁寧に添削いただきました。研究室の生活の中で、英語や日本語の使い方に関して 多くの知識を授けていいただきました。

理化学研究所の神田聡太郎博士には、実験装置の使い方、実験の心構え、文の書き方、プログラミング、 データ解析など、枚挙にいとまがないほど多くのことを実践により学ばさせていただきました。修士一年 の最初の時期に神田さんと共に実験できたからこそ本研究をやり遂げることができました。

東京大学齋藤研究室の西村昇一郎さんにはプログラミングに関することをたくさん教えていただきま した。また、MuSEUM のミーティングで、多くのアドバイスを頂きました。同研究室の安田浩昌君は、 日々の雑談からミュオン研究に関することまで多くのことを語り合いました。私が KEK のつくばで楽し く有意義に研究できたのは、お二人と KEK4 号館のソファと豊富な参考書籍のおかげです。

KEK 放射線科学センターの岸本裕二さんには、中性子検出器の性能評価に必要な放射線源をお貸しい

ただきました。心より感謝いたします。

一緒に研究室生活を送らせていただいた松田研究室の皆様に厚く御礼申し上げます。黒田直史助教に は、研究生活に欠かせないサーバーに関して援助していただきました。また、Linux に関して多くのこと を学ばさせていただきました。長濱弘季博士は、研究グループは違いましたが、夜ご飯に誘って頂いたり 研究生活に潤いを与えていただきました。田島美典博士は、研究グループは違いましたが、隣の机で夜遅 くまで博士論文を執筆している姿に大変励まされました。樋口嵩さんは、研究グループは違いましたが、 ALESS という英語の授業 TA を紹介していただきました。この TA を担当することで、多くの大学生と 有意義な会話することができました。上野恭裕さんは、我が強い私にもいつでも優しく、研究の悩みに関 して、誰よりも一緒に考えてくださいました。また、中性子検出器開発のスタートアップ時に実験を手 伝って頂いたり、解析アルゴリズムに関して様々なアドバイスをいただき研究の方針を立てることが出来 ました。さらに、丁寧な言葉遣い、謙虚な姿勢、様々な人に心配りができることなど、人間として尊敬で きることが多く、これからも見習っていきたいです。田中陶冶さんは、MuSEUM 実験のビームタイムに おいて主にハードウェアに関してお世話になりました。また、本論文の執筆においても誰よりも早く添削 をして頂きました。これからの松田研究室と MuSEUM 実験を牽引していってください。松舘拓也さん は、電気回路やプログラミングなどに関することを教えていただきました。また、私の就職活動にも多く のアドバイスを頂きました。研究室の同期である瀬尾俊君とは一緒に講義を受けたり実験をしたりしまし た。私とは対照的に物理の理論に対して慎重に議論をすすめる姿はとても刺激になりました。

ここに名前を挙げた方々以外にも多くの皆様からご助言を頂きました。特に、東京大学大学院総合文化 研究科の皆様、KEK 物質構造科学研究所ミュオン科学系の皆様には大変お世話になりました。心より深 く感謝しております。

最後になりますが、私をここまで育ててくれた両親と祖父母と妹、東京での生活を全面的に支えてくだ さった親戚の井上ご夫妻に心より深く感謝します。

2018年2月八木大介

引用文献

- S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, Note on the nature of cosmic-ray particles, Phys. Rev., 51, 1937, 884–886.
- [2] V. Tishchenko and ohters, Detailed report of the mulan measurement of the positive muon lifetime and determination of the fermi constant, Phys. Rev. D, 87, 2013,, p. 052003.
- [3] A. M. Baldini et al., Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ with the full dataset of the meg experiment meg collaboration, Eur. Phys. J. C, 76, 2016a, p. 434.
- [4] W. Liu et al., High precision measurements of the ground state hyperfine structure interval of muonium and of the muon magnetic moment, Phys. Rev. Lett., 82, 1999, 711–714.
- [5] V. Tishchenko et al., Detailed Report of the MuLan Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant, Phys. Rev., D87, 2013, p. 052003.
- [6] G. W. Bennett and ohters, Measurement of the negative muon anomalous magnetic moment to 0.7 ppm, Phys. Rev. Lett., 92, 2004,, p. 161802.
- [7] N. Saito and J.-P. g 2/EDM Collaboration, AIP Conf. Proc. 1467, 45–56.
- [8] K. ant others, Nufact11 proceedings, .
- [9] M.Aoki, AIP Conf. Proc. 1441, p. 2012.
- [10] N. Kawamura, A. Toyoda, M. Aoki, N. Saito, S. Mihara, K. Shimomura, and Y. Miyake, The h line: a brand new beam line for fundamental physics at the j-parc muon facility, Journal of Physics: Conference Series, 408, 2013.
- [11] M. J. Berger et al., Nist xcom :photon cross sections database.
- [12] 文男山崎「放射線」,『共立出版』.
- [13] A. Guerra, Nucl. Inst. and Meth. 135, .
- [14] J. Dickens, Scinful:a monte carlo based computer program to determine a scintillator full energy responce to neutron detection for en between 0. and 80 mev, Technical Report ORNL-6436, .
- [15] T.Nakagawa et al., Japanese evaluated nuclear data library(jendl-3.2), J,Nucl.Sci.Technol., 32, 1259,
- [16] 正明小林「シンチレータを用いる放射線計測」,『ブイツーソリューション』.
- [17] G. F.Knoll, Radiation detection and measurement third edition, Wiley, .
- [18] G. Hoiztink, Mol.Phys., 3, 1960.
- [19] D. Evans, Proc.Roy.Soc., A 255, 1960,, p. 55.

- [20] J. B. Birks, Scintillations from organic crystals: Specific fluorescence and relative response to different radiations, Proceedings of the Physical Society. Section A, 64, 1951, p. 874.
- [21] E. T. Inc., Ej-301 liquid scintillator data sheet.
- [22] B. CECIL, R.A. ANDERSON, Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 mev to about 300 mev, Nuclear Instruments and Methods., 161, 1979.
- [23] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会「光電子増倍管-その基礎と応用-」,第第4版巻,2007年.
- [24] L. Beghian, S. Wilensky, and W. Burrus, A fast neutron spectrometer capable of nanosecond time gating, Nuclear Instruments and Methods, 35, 1965, 34 - 44.
- [25] G. Dietze et al., Nuclear Instruments and Methods., 193, 1982.
- [26] F. Arneodo and the others, Calibration of bc501a liquid scintillator cells with monochromatic neutron beams, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 418, 1998, 285
 - 299.
- [27] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, and L. Sihver, Particle and heavy ion transport code system, phits, version 2.52, Journal of Nuclear Science and Technology, 50, 2013, 913-923.
- [28] K. Shibata, O. IWAMOTO, T. NAKAGAWA, N. IWAMOTO, A. ICHIHARA, S. KUNIEDA, S. CHIBA, K. FURUTAKA, N. OTUKA, T. OHASAWA, T. MURATA, H. MATSUNOBU, A. ZUKERAN, S. KAMADA, and J. ichi KATAKURA, Jendl-4.0 a new library for nuclear science and engineering, Journal of Nuclear Science and Technology, 48, 2011, 1-30.
- [29] B. Richard et al., Table of isotopes 8th ed., .
- [30] V. Weisskopf, Statistics and nuclear reactions, Phys. Rev., 52, 1937, 295–303.
- [31] D. J. Hofman et al., Phys. Rev. C, 47, 1993, 1103–1107.
- [32] R. Winyard, J. Lutkin, and G. McBeth, Pulse shape discrimination in inorganic and organic scintillators. i, Nuclear Instruments and Methods, 95, 1971, 141 153.
- [33] I. Sugai, Y. Takeda, M. Oyaizu, H. Kawakami, Y. Hattori, and K. Kawasaki, A test preparation of thick carbon stripper foils for rcs of j-parc, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 521, 2004, 192 -196.
- [34] Y. Miyake et al., J-parc muon science facility with use of 3 gev proton beam, Nuclear Physics B -Proceedings Supplements, 149, 2005, 393 - 395.
- [35] Y. Chen and the others, Unfolding the fast neutron spectra of a bc501a liquid scintillation detector using gravel method, Science China Physics, Mechanics nad Astronomy, 57, 2014, 1885–1890.
- [36] M. Matzke, Unfolding of pulse height spectra: the hepro program system, 01.
- [37] R. Sanna and K. O'Brien, Monte-carlo unfolding of neutron spectra, Nuclear Instruments and Methods, 91, 1971, 573 - 576.
- [38] B. Rust et al., Japanese evaluated nuclear data library(jendl-3.2), J,Nucl.Sci.Technol., 32, 1259, .
- [39] K. Sohtaro, Direct measurement of muonium ground state hyperfine splitting with high-intensity

pulsed muon beam, Ph.D. dissertation, University of Tokyo, 2017.

- [40] A. M. Baldini et al., Measurement of the radiative decay of polarized muons in the meg experiment, The European Physical Journal C, 76, 2016b,, p. 108.
- [41] U. Bellgardt et al., Search for the decay mu+ —> e+ e+ e-, Nucl. Phys., B299, 1988, 1-6.
- [42] W. Bertl et al., A search for μ -e conversion in muonic gold, The European Physical Journal C -Particles and Fields, 47, 2006, 337–346.
- [43] C. Dohmen et al., Test of lepton-flavour conservation in ->mu e conversion on titanium, Physics Letters B, 317, 1993, 631 - 636.
- [44] A. Aguilar-Arevalo and the others, High purity pion beam at triumf, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 609, 2009, 102 - 105.