修士学位論文

ニュートリノ中性カレント反応精密測定のための 核子・酸素原子核反応に関する研究

芦田 洋輔

assy@scphys.kyoto-u.ac.jp

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室



2017年1月26日

論文要旨

スーパーカミオカンデ (SK) における超新星背景ニュートリノや大統一理論磁気単極子の探索におい て、大気ニュートリノの中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) が主要背景事象となっており、詳細 な理解が必要とされている.そのため、近いエネルギー領域 (~数百 MeV) でフラックスが既知の T2K ニュートリノビームを用いて SK で NCQE 反応断面積の測定が行われたが、系統誤差が大きい.その主原 因は、NCQE 反応によりノックアウトされた核子と水中酸素原子核との反応から放出されるガンマ線 (二 次ガンマ線)の断面積に関する不定性である.二次ガンマ線と信号である NCQE 反応由来の脱励起ガン マ線はスーパーカミオカンデでは識別不可である.そのため、大阪大学核物理研究センター (RCNP) にお いて、特に二次ガンマ線生成に寄与する中性子と酸素原子核の反応を研究する.

本論文は二次ガンマ線の断面積測定実験のための研究について論じたものであり、各章の内容は次のよ うになっている.第1章では、NCQE反応精密測定の先にある物理とNCQE反応の理論・実験について 述べる.第2章では、NCQE反応や第1章で挙げる物理に深く関わる大型実験について概説する.第3 章では、二次ガンマ線測定実験で用いるガンマ線検出器に対する要求と、4 種類の候補検出器 (NaI(Tl)、 $CsI(Tl), LaBr_3(Ce), BaF_2)$ について行ったエネルギー分解能,検出効率の測定について説明する. 第4 章では、二次ガンマ線測定実験において重要な波形による高速中性子・ガンマ線弁別について説明する. 有機液体シンチレータ BC-501A では ²⁵²Cf 線源を用いて波形弁別が確認できた. CsI(Tl) シンチレータ では ²⁵²Cf 線源の中性子は低エネルギーのため弁別できなかったが, 東北大学サイクロトロン・ラジオ アイソトープセンターの 70 MeV 高速中性子を用いたテストでは、二次ガンマ線の信号領域である 5~7 MeV 領域で中性子・ガンマ線弁別ができていることを確認した. 第5章では、二次ガンマ線測定において 重要である中性子フラックスの測定手法とそのための検出効率シミュレーションの結果について述べる. また、コンプトン散乱を用いた有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション手法のテスト結果 についても説明する. 第6章では, RCNP において 2016 年6月 12 日に行った E465 実験の方法と解析結 果について述べる.実際に,酸素原子核の励起状態(¹⁶O*)からの脱励起ガンマ線を観測した他,ビームラ イン背景事象 (熱中性子捕獲由来のガンマ線や散乱中性子) を測定した. また, 生成断面積の評価も行い, 理論値と無矛盾なことを確認した. 第7章では、E465実験の結果を踏まえた将来計画について説明する. 第8章では、本論文の結論と全体のまとめについて述べる.

謝辞

大学院修士課程は私にとって、これまでの人生で最も実り豊かな期間だったと感じています.そんな実 り多き充実した大学院生活はたくさんの人の支えによって成り立っていたのだと思います.

指導教員の中家剛教授は、時に暴走しがちな私を決して止めることなく、時には失敗するとわかってい ながらも何度もチャンスをいただきました。そのおかげで多くのことを学べたと思います。また、日々の ミーティングなどでの鋭い指摘にはいつも驚かされてばかりいます。中家さんの深い洞察力と強い探究心 は常に私の指針となっています。

岡山大学の小汐由介准教授は忙しい身でありながらも、常に状況を気にしていただいて学生が活動しや すいようにし、色々な挑戦を後押ししていただきました.また、スーパーカミオカンデやニュートリノ物理 についても色々なことを教えていただきました.本当にありがとうございます.

副指導教員である Roger Wendell 准教授にも大変お世話になりました. 居室が同じこともあり質問しやすく, ソフトウェアや物理などについて教えていただきました. また, 本修士論文の校正にも尽力していただきありがとうございました.

大阪大学核物理研究センターの嶋達志准教授には感謝しても仕切れないほどです. ビーム実験の際には, 些細な質問であってもこと細やかに教えていただきました. また, 普段も核物理や RCNP に関することを たくさん教えていただきました.

日本原子力研究開発機構の岩元洋介博士にも検出器を貸していただいたり、ソフトウェアの使い方を教 えていただいたりと大変お世話になりました.

東北大学ニュートリノ科学研究センターの末包文彦准教授,古田久敬研究員,日野陽太くんには東北大 学でのビームテストに混ぜていただきました.そのおかげで良いデータが取れ,こうして修士論文に掲載 することができました.ありがとうございました.

京都大学原子核ハドロン物理学研究室の川畑貴裕准教授にも液体シンチレータを何度もお借りしました.ありがとうございます.

Gianmaria Collazuol 博士には測定をするとはこういうことか、ということを学びました.丁寧かつ熟慮されたセットアップや測定法は私にとっては衝撃的でした.その姿勢を大いに見習いたいと思います.

現在は大阪大学に栄転された南條創准教授はまさに私の目標とする研究者です.修士課程一年時,私が 実験に関して何の知識も持ち合わせていなかった頃に様々なことを教えていただきました.物理に精通し ていることはもちろん,測定技術や現場対応力など見習うことが多かったです.

修士課程一年時に参加した CERN Summer Student Programme で指導教員だった生出秀行 CERN Fellow にも感謝します.当時,全くの未熟学生であった私に基本的な課題をいくつも用意していただきま

した. これらはその後の研究生活でとても役に立ちました. また, 自分と大きく年齢が違わないのにこん なにもすごい人がいるのだと驚き, そして高いモチベーションを得ることができました.

岡山大学の永田寛貴くんは二年間ともに頑張った戦友として非常に感謝しています.時にはいつも無茶 をする私の良きストッパー役として,時には良き議論相手として,そして時には冗談を言い合う友人とし て,とても楽しく過ごせました.

京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様にも多大な感謝をしております.異なる研究をしている個性 豊かなメンバーに囲まれて日々楽しく過ごせています.特に,同期の赤塚駿一くん,田中駿祐くん,中西芳 枝さん,野口陽平くん,平本綾美さんとは議論をしたり何度も飲み会をしたりと楽しかったです.ポスドク の中村輝石さんにも日々の質問にいろいろ答えていただきました.また,自転車旅やけん玉など多趣味の 輝石さんがいたからこそ研究室を楽しく過ごせました.また,秘書の林恵理子さんにはいつも迷惑をかけ てしまっているにも関わらず,常に笑顔で話しかけていただきました.

家族にも感謝したいと思います. 父・弘志は私が大学院から物理系に移って研究者を目指したいと伝え たときに, 喜んで後押ししてくれました. 思えば私が学問を好きになったきっかけは小学生の頃に父と算 数の問題を何時間も一緒に考えるのが楽しかったからでした. 母・睦子はいつも私を戒めてくれる存在で した. また, 常に私の身体を気遣ってくれることに安心感を感じています. 妹・美緒とは会えばよく口喧 嘩気味にもなりますが, 家族と過ごしていると実感できます. 私が今日安心して生活できているのはまさ しく芦田家の一員であったからなのです. 本当にありがとうございます. そしてこれからもよろしくお願 いします.

最後に、ここには書き切れなかった世界中のすべての人々と、常に難問を出し続けて私たちを楽しませてくれるこの自然に感謝して締めくくりたいと思います.

2017年3月16日 芦田洋輔

目次

第1章	物理背景	1
1.1	物理	1
	1.1.1 超新星背景ニュートリノ	1
	1.1.2 大統一理論磁気単極子(GUT モノポール)	3
	1.1.3 暗黒物質	5
	1.1.4 ステライルニュートリノ	5
1.2	ニュートリノ中性カレント準弾性散乱反応	6
1.3	断面積	8
	1.3.1 理論値	8
	1.3.2 T2K 実験での NCQE 反応断面積の測定値	9
1.4	NCQE 反応断面積測定における問題点	10
	1.4.1 二次ガンマ線	11
	1.4.2 中性子ビームを用いた実験計画	13
1.5	まとめ	15
第2章	大型ニュートリノ実験	16
2.1	スーパーカミオカンデ	16
2.2	T2K 実験	18
2.3	SK-Gd 計画	19
2.4	ハイパーカミオカンデ計画....................................	20
第3章	ガンマ線検出器への要求と性能評価	21
3.1	ガンマ線検出器への要求....................................	21
3.2	各種検出器の特性と性能評価・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	23
	3.2.1 エネルギー分解能	27
	3.2.2 検出効率	34
	3.2.3 その他	41
3.3	まとめ	41

第中単 両速中性子利別の必要性 42 4.1 高速中性子利別の必要性 42 4.1.1 中性子ラックス測定 42 4.1.2 散乱中性子数测定 42 4.1.3 中性子事象の同定 43 4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 43 4.2.2 無様シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無様シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.4 CsI(TT) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 2 ³⁰ Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第<5章 高速中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1 中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2.4 有機液体シンチレークのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 180°)	竻 / 辛	言連由性での波形な別ニュト	40
4.1 両速中生子ブラックス測定 42 4.1.1 中性子ブラックス測定 42 4.1.2 敗乱中性子致測定 42 4.1.3 中性子事象の同定 43 4.2 波形弁別の原理 43 4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4 Csl(TI) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 2 ²⁰ Cf 線源を用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1 中性子グラックス測定のための研究 56 5.1 中性子グラックス測定のための研究 56 5.1 中性子グランクス測定のための研究 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (0 = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジガルズーキャリブレーション 59 5.2.4 結果と課題 68			42
4.1.1 中性子クラックス測定 42 4.1.2 散乱中性子数測定 42 4.1.3 中性子事象の同定 43 4.2 滅形弁別の原理 43 4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.4 Csl(TI) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 2 ⁵² Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第<5章	4.1		42
4.1.2 酸乱中性子教愈同定 42 4.1.3 中性子事愈の同定 43 4.2 波形弁別の原理 43 4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子ノカ 50 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子ノカ 50 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子ノカ 50 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子ノームを用いたテスト 50 4.4 CsI(T) シンチレータによる高速中性子レームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1 中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^\circ$, 60^\circ, 90^\circ) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定後 67 5.4 無果と認知 68 5.3 ま		4.1.1 中性子フラックス測定	42
4.1.3 中性子事象の同定 43 4.2 波形弁別の原理 43 4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機波体シンチレータの PSD 原理 45 4.4 Csl(Tl) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4 Csl(Tl) シンチレータによる高速中性子グラックス測定のための研究 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1 中性子ブラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.3 中性子検出効率 57 5.2.1 再法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 18°) 60 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアッブ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 田PGe 検出器と読み出し		4.1.2 散乱中性子数測定	42
 4.2 波形弁別の原理		4.1.3 中性子事象の同定	43
4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理 44 4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.4 CsI(TI) シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 ²⁵² Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子ブラックス測定のための研究 56 5.1 中性子ブラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6.2 加定系 70 6.2 加定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアッブ 75 6.2.3 水標的 77 6	4.2	波形弁別の原理....................................	43
4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理 45 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 45 4.4 Csl(Tl)シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 2 ⁵² Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ピームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子クラックスの測定手法 57 5.1.4 執行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子クラングンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6 章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 71 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.2 セットアッブ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPCe 検出器と読み出し 78 <		4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理	44
 4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別 4.4 CsI(TI)シンチレータによる高速中性子弁別 4.1 ²⁵²Cf 線源を用いたテスト 4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.1.4 離行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2 オインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 60 61 実験目的・概要 70 6.1 実験目的・概要 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.3 水標的 77 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPCe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPCe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4.1 ビームラインガンマ線音景事象 		4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理	45
 4.4 CsI(TI)シンチレータによる高速中性子弁別 50 4.4.1 ²⁵²Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 77 5.1 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 59 5.2.1 手法 60°, 90°) 61 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 70 6.1 実験目的・概要 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.2 セットァッブ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 78 6.2.6 陽子ピームカレント測定器と読み出し 81 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ピームラインガンマ線背景事象 85 	4.3	有機液体シンチレータによる高速中性子弁別	45
4.4.1 252Cf 線源を用いたテスト 50 4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^\circ$, 60° , 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 ($\theta = 180^\circ$) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 70 6.1 実験目的・概要 70 6.21 高速中性子ビーム 71 6.22 セットアッブ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 81 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 83 6.3 HPGe 検出器と読み出し 83 6.4.1 ビームラインガンマ線音景事象 85	4.4	CsI(Tl) シンチレータによる高速中性子弁別	50
4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト 52 4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^\circ$, 60° , 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 ($\theta = 180^\circ$) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6 章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアッブ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 74 6.2.6 隔子ビームカリント測定器と読み出し 83 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4.1 ビームラインガ		4.4.1 ²⁵² Cf 線源を用いたテスト	50
4.5 まとめ 55 第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 71 6.2.6 陽子ビームカリント測定器と読み出し 83 6.4 本測定 83 6.4.1 ビームラインガンブシ環線景量事象 85		4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト	52
第 5章 高速中性子フラックス測定のための研究 56 5.1 中性子フラックスの測定手法 56 5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^\circ$, 60^\circ, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 ($\theta = 180^\circ$) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6 章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 71 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 81 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 78 6.2.6 陽子ピームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背	4.5	まとめ	55
 第5章 高速中性子フラックス測定のための研究 5.1 中性子フラックスの測定手法 5.1 中性子フラックスの測定手法 5.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 5.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 5.1 株出器 5.1 中性子検出効率 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 5.2 オースシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 5.2.1 手法 5.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 6.1 実験目的・概要 6.2 測定系 70 6.2 測定系 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ピームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 6.4.1 ピームラインガンマ線背景事象 			
 5.1 中性子フラックスの測定手法	第5章	高速中性子フラックス測定のための研究	56
5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF) 56 5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 81 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85	5.1	中性子フラックスの測定手法	56
5.1.2 検出器 57 5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第 6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF)	56
5.1.3 中性子検出効率 57 5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 ($\theta = 180^{\circ}$) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		5.1.2 検出器	57
5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション 59 5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定(θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定(θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ピーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ピームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		5.1.3 中性子検出効率	57
5.2.1 手法 60 5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°) 61 5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°) 66 5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85	5.2	有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション	59
5.2.2 コインシデンス測定 (θ = 45°, 60°, 90°)		5.2.1 手法	60
5.2.3 コンプトンエッジ測定 (θ = 180°)		5.2.2 コインシデンス測定 $(heta = 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ)$	61
5.2.4 結果と課題 68 5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		5.2.3 コンプトンエッジ測定 $(\theta = 180^\circ)$	66
5.3 まとめ 69 第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 78 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 81 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		5.2.4 結果と課題	68
第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 78 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 81 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85	5.3	まとめ	69
第6章 RCNP-E465 実験 70 6.1 実験目的・概要 70 6.2 測定系 71 6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリプレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85			
 6.1 実験目的・概要	第6章	RCNP-E465 実験	70
 6.2 測定系	6.1	実験目的・概要....................................	70
6.2.1 高速中性子ビーム 71 6.2.2 セットアップ 75 6.2.3 水標的 77 6.2.4 HPGe 検出器と読み出し 78 6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85	6.2	測定系	71
6.2.2 セットアップ		6.2.1 高速中性子ビーム	71
 6.2.3 水標的		6.2.2 セットアップ	75
6.2.4 HPGe 検出器と読み出し		6.2.3 水標的	77
6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し 81 6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し 82 6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		6.2.4 HPGe 検出器と読み出し	78
6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し		6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し	81
6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション 83 6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85		6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し	82
6.4 本測定 85 6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象 85	6.3	HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション	83
6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象	6.4	本測定	85
		6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象	85

v

6.5	6.4.2脱励起ガンマ線	86 87 92
6.6 第7章	 6.5.1 単位面積当たりの標的酸素原子核数 (T) 6.5.2 HPGe 検出器のガンマ線検出効率 (ε_γ) 6.5.3 信号領域の事象数 (N_{sig}) 6.5.4 信号領域の背景事象数 (N_{bkg}) 6.5.5 入射中性子フラックス (φ_n) 6.5.6 脱励起ガンマ線生成断面積 (σ_γ) 78 	 92 92 101 101 102 102 104 105
7.1 7.2 7.3	ロードマップ	105 106 107
第8章	結論・総括	108
1J 球 A	原于核切励起状態	110
付録 B	放射性核種	113
付録 B 付録 C C.1 C.2 C.3 C.4	放射性核種 放射線の相互作用 放射線の検出	 113 117 117 118 122 125
付録 B 付録 C C.1 C.2 C.3 C.4 付録 D D.1	放射線の相互作用放射線の検出がシマ線の相互作用ガンマ線の相互作用荷電粒子の相互作用ガンマ線検出器シンチレーション検出器D.1.1 有機シンチレータD.1.2 無機シンチレータン13 光電子増倍管半導体検出器	 113 117 117 118 122 125 127 127 127 128 129 129

参考文献

134

図目次

1.1	SRN フラックスの様々な理論による計算値と他のニュートリノフラックス	2
1.2	ニュートリノと水の各種反応断面積 $[10]$: 逆ベータ崩壊 $ar{ u}_e(p,n)e^+$ が他よりはるかに大	
	きい	2
1.3	SRN 探索実験のフラックス上限値と理論予測値 [16]	2
1.4	いくつかの実験による GUT モノポールの 90% 信頼度でのフラックス上限値: 赤線で示	
	された ${ m SK}$ での探索 $[18]$ が最も厳しい制限を付けている. eta_M はモノポールの速度である.	4
1.5	T2K 実験での先行探索 [21] による棄却領域: 緑が T2K 実験で棄却された領域である.	
	$\sin^2 heta_{ m ee}$ はステライルニュートリノへの振動振幅, $\Delta m_{ m eff}^2$ はステライルニュートリノ質量	
	とアクティブニュートリノ質量平均との二乗差である	6
1.6	ニュートリノと酸素原子核の NCQE 反応の概略図: ニュートリノが Z^0 ボソンを介して	
	酸素原子核と反応し、残留原子核が励起準位に上げられた場合には脱励起ガンマ線放出が	
	続く.SK では, 脱励起ガンマ線による電子のコンプトン散乱由来のチェレンコフ光を光	
	検出器で検出する....................................	8
1.7	ニュートリノと酸素原子核の中性カレント反応断面積の理論計算値 [22]	9
1.8	NCQE 反応に続いて起こる脱励起ガンマ線の生成断面積の理論計算値 $[23]$	9
1.9	m T2K~Run1-4のデータを用いて測定された $ m NCQE$ 反応断面積 [26]: データと理論値は	
	エラーの範囲内で無矛盾となっている...............................	10
1.10	NCQE 反応による一次ガンマ線 (L) と核子・原子核反応による二次ガンマ線 $(ar{\mathbf{r}})$	11
1.11	NCQE 反応信号候補の再構成エネルギー (左) とチェレンコフ角 (右) [25]	12
1.12	SK に入射する中性子の運動エネルギーと発生二次ガンマ線のエネルギーに関する 2 次	
	元ヒストグラム [24]: 中性子エネルギー 20 MeV を境界にして物理結果が全く異なる	12
1.13	中性子と酸素原子核反応から放出されるガンマ線の多重度 [26]	13
1.14	二次ガンマ線測定のイメージ図	13
2.1	スーパーカミオカンデ検出器の全体図..................................	16
2.2	SK の内水槽に取り付けられている 20 インチ光電子増倍管 [29]	16
2.3	T2K 実験の概略図	18
2.4	${ m SK}$ での ${ m T2K}$ 実験ニュートリノビームフラックス: 赤が実際の ${ m off-axis}$ 角 2.5° のときで	
	あり, ピークが約 600 MeV にある	18

図目次

2.5	T2K 実験ビームライン [30]	19
2.6	ガドリニウム添加による中性子タグ:反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊後,陽電子は先	
	発信号として検出される.中性子は約 200 $\mu { m s}$ 後に熱化され,ガドリニウム原子核に捕獲	
	された後, 合計で約 $8~{ m MeV}$ のガンマ線が $3{\sim}4$ 本放出される. これが ${ m SK}$ で遅発信号とし	
	て検出される	20
2.7	ハイパーカミオカンデ検出器の全体図 [32]	20
3.1	ガウス関数:位置 μ でのピーク値の半分の値になる位置間の距離が ${ m FWHM}$ である	21
3.2	信号波形の時間情報・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	22
3.3	光電子増倍管の波長と量子効率の関係:今回用いた PMT の光電面はバイアルカリであ	
	り $,300{\sim}400~{ m nm}$ で量子効率が高い \ldots	24
3.4	性能テストを行ったシンチレーション検出器	25
3.5	シンチレータの信号波形	26
3.6	エネルギー分解能測定の回路	27
3.7	CsI(Tl) の測定における VETO ゲート	27
3.8	$\operatorname{NaI}(\operatorname{Tl})$ で取得したエネルギースペクトル:上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つ	
	は線源測定から背景事象測定を差し引いた結果である. また, 左側は縦軸が線形表示	
	(linear), 右側は対数表示 (log) となっている	29
3.9	$\operatorname{CsI}(\operatorname{Tl})$ で取得したエネルギースペクトル:上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つ	
	は線源測定から背景事象測定を差し引いた結果である. また, 左側は縦軸が線形表示	
	(linear), 右側は対数表示 (log) となっている	30
3.10	$ ext{LaBr}_3(ext{Ce})$ で取得したエネルギースペクトル:上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2	
	つは線源測定から背景事象測定を差し引いた結果である.また,左側は縦軸が線形表示	
	(linear), 右側は対数表示 (log) となっている	31
3.11	${ m BaF}_2$ で取得したエネルギースペクトル:上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つは線	
	源測定から背景事象測定を差し引いた結果である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),	
	右側は対数表示 (log) となっている	32
3.12	各シンチレータのエネルギー分解能測定の結果:光子統計の平方根で良くなると考えれ	
	ば $, \operatorname{NaI}(\operatorname{Tl})$ と $\operatorname{LaBr}_3(\operatorname{Ce})$ は $6~\operatorname{MeV}$ 付近で要求分解能 3% を十分達成できる $\dots\dots\dots$	34
3.13	検出効率測定の様子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	35
3.14	${ m NaI(Tl)}$ で取得した各距離に対するエネルギースペクトル $:\ { m L}\ 2$ つは ${ m ^{60}Co}$ 線源測定, 下	
	2 つは $^{137}\mathrm{Cs}$ 線源測定である.また, 左側は縦軸が線形表示 $(\mathrm{linear}),$ 右側は対数表示	
	(\log) となっている	36
3.15	$\mathrm{CsI}(\mathrm{Tl})$ で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは $^{60}\mathrm{Co}$ 線源測定,下 2	
	つは $^{137}\mathrm{Cs}$ 線源測定である. また, 左側は縦軸が線形表示 (linear) , 右側は対数表示 (log)	
	となっている	37

viii

3.16	$LaBr_3(Ce)$ で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上2つは ^{60}Co 線源測定,下2つは ^{137}Cs 線源測定である、また、左側は縦軸が線形表示 (linear)、右側は対数表示	
		38
3.17	BaF_2 で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは $^{60}\mathrm{Co}$ 線源測定,下 2	
	つは $^{137}\mathrm{Cs}$ 線源測定である. また, 左側は縦軸が線形表示 (linear) , 右側は対数表示 (log)	
	となっている	39
3.18	各シンチレータに対する検出効率の測定結果	40
4.1	シンチレーション出力波形と波形弁別のための積分範囲の概略図	43
4.2	有機シンチレータの蛍光と燐光・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	44
4.3	有機シンチレータガンマ線と中性子の波形概略図..............	44
4.4	無機シンチレータガンマ線と中性子の波形概略図..............	45
4.5	中性子弁別テストに用いた BC-501A 検出器	46
4.6	BC-501A の典型的波形と PSD のための積分範囲	46
4.7	$T_{offset}=12~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は $^{252}{ m Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は $^{60}{ m Co}$	
	線源を置いた測定の結果である	47
4.8	$T_{offset}=24~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は $^{252}{ m Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は $^{60}{ m Co}$	
	線源を置いた測定の結果である.................................	47
4.9	$T_{offset}=36~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は ${ m ^{252}Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は ${ m ^{60}Co}$	
	線源を置いた測定の結果である.................................	47
4.10	$T_{offset}=48~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は $^{252}{ m Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は $^{60}{ m Co}$	
	線源を置いた測定の結果である	48
4.11	$T_{offset}=60~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は $^{252}{ m Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は $^{60}{ m Co}$	
	線源を置いた測定の結果である	48
4.12	$T_{offset}=72~{ m ns}$ のときの ${ m PSD}$ 解析の結果: 左は $^{252}{ m Cf}$ 線源を置いた測定, 右側は $^{60}{ m Co}$	
	線源を置いた測定の結果である..................................	48
4.13	JENDL-4.0 ライブラリの中性子と(左)水素原子核,(右)炭素原子核の反応断面積:	
	$^{252}\mathrm{Cf}$ 線源の中性子のエネルギー領域 $(\sim 2~\mathrm{MeV})$ での主要な反応は弾性散乱である...	49
4.14	CsI(Tl) の典型的波形と PSD のための積分範囲	50
4.15	${ m CsI(Tl)}$ で測定したエネルギースペクトル: 左は ${ m ^{60}Co}$ 線源, 右は ${ m ^{252}Cf}$ を置いた測定結	
	果である	50
4.16	PSD 解析結果: 左は $^{252}\mathrm{Cf}$ 線源を用いた測定, 右は $^{60}\mathrm{Co}$ 線源を用いた測定結果である.	
	$^{60}\mathrm{Co}$ に対する結果ではレートが高かったため,図中の例に示すような信号の重なり合い	
	(パイルアップ) が数多くあった. 今回の解析では, パイルアップ事象をカットしなかった.	51
4.17	$ m JENDL-4.0$ ライブラリの中性子と $({f z})^{133} m Cs$ 原子核 $,({f d})^{127} m I$ 原子核の反応断面積:	
	$^{252}\mathrm{Cf}$ 線源の中性子のエネルギー領域 $(\sim\!\!2~\mathrm{MeV})$ での主要な反応は弾性散乱である $.$ 1	
	${ m eV}$ 付近から上に見られる大きな増減は、中性子エネルギーが複合核の励起準位と一致す	
	る位置で核反応が起こりやすくなる (共鳴) ことに起因する	51

4.18	CsI(Tl)の典型的な信号波形と積分範囲	52
4.19	CsI(Tl) のエネルギーキャリブレーション結果: ⁶⁰ Co 線源の 1.17 MeV と 1.33 MeV,	
	⁴⁰ Kの1.46 MeV, ²⁴¹ Am/Be 線源の 4.44 MeV とその S.E., D.E. をキャリブレーショ	
	ン点に選んだ....................................	53
4.20	T_{end} を変えたときの PSD 解析の結果:上から $T_{end}=20~\mu\mathrm{s},12~\mu\mathrm{s},4~\mu\mathrm{s}$ の場合の結果	
	である. 左側は Q_{calib} - Q_{tail} の 2 次元ヒストグラム, 右側は Q_{calib} - $Ratio$ の 2 次元ヒスト	
	グラムである. ガンマ線リッチなサンプルとして環境背景事象測定と Cu ターゲットでの	
	ビーム測定,中性子リッチなサンプルとしてトリガー閾値の異なる条件のデータを用いた.	54
4.21	$T_{end}=4~\mu { m s}$ のときの ${ m PSD}$ 解析結果と粒子特定: 左側は Q_{calib} - Q_{tail} の 2 次元ヒストグ	
	ラム, 右側は Q_{calib} - $Ratio$ の 2 次元ヒストグラムである	55
5.1	TOF 測定法の概念図:時間データ取得の開始点 t _{start} , 時間軸上での即発ガンマ線の検	
	出位置を $t_{\gamma},$ 中性子の位置を t_n とする. ガンマ線は光速なので TOF 分布にピークが鋭	
	く立つ.一方, 中性子は運動エネルギーに広がりを持つため, TOF 分布も広がっている.	
	$ ext{TDC}$ で測定するのは時間差 $t_\gamma - t_{start}$ と $t_n - t_{start}$ であり, これより時間差 $t_\gamma - t_n$ を	
	求めれば, 中性子エネルギーが計算できる	56
5.2	もとの中性子フラックスと実際の検出数: 検出効率の分だけ検出される数が減る	57
5.3	SCINFUL-QMD で計算した BC-501A の中性子検出効率:中性子運動エネルギー 0.1	
	MeV と 1 MeV から 392 MeV の 1 MeV 間隔の合計 393 点に対して, bias の値を変えて	
	計算した....................................	59
5.4	$ ext{BC-501A}$ のキャリプレーションの概念図:左は $ heta eq 180^\circ$ の場合 (コインシデンス測定),	
	右は $ heta=180^\circ$ の場合 $($ コンプトンエッジ測定 $)$ である \dots	60
5.5	BC-501A のキャリブレーションの回路	62
5.6	各検出器の信号とゲートの位置関係をオシロスコープで確認した写真	62
5.7	ガンマ線コリメート用の鉛ブロック (左) とセットアップの概略図 (右) \ldots	63
5.8	コインシデンス測定のセットアップ.................................	63
5.9	コインシデンス測定の $\operatorname{BC-501A}$ のエネルギースペクトル: (左) 縦軸 linear, (右) 縦軸 \log	64
5.10	コインシデンス測定の $\operatorname{NaI}(\operatorname{Tl})$ のエネルギースペクトル:(左) 縦軸 linear,(右) 縦軸 \log	64
5.11	$\mathrm{BC} ext{-}501\mathrm{A}$ の $ heta=90^\circ$ の測定に対するフィッティング結果	65
5.12	$\mathrm{BC} ext{-}501\mathrm{A}$ の $ heta=60^\circ$ の測定に対するフィッティング結果	65
5.13	$\mathrm{BC} ext{-}501\mathrm{A}$ の $ heta=45^\circ$ の測定に対するフィッティング結果	66
5.14	コンプトンエッジ測定の $\operatorname{BC-501A}$ のエネルギースペクトル: $(左)$ linear, $(右)$ log \ldots	67
5.15	背景事象を差し引いた場合: (左) linear, (右) log	67
5.16	コンプトンエッジのフィット結果: (左) コバルト 60, (右) セシウム 137	67
5.17	BC-501A のエネルギーキャリブレーション結果: 左はコインシデンス測定とコンプトン	
	エッジ測定すべての点を用いた結果,右はコインシデンス測定の結果のみ用いた結果であ	
	る.コンプトンエッジ測定の点が他から外れている	69

6.1	大阪大学核物理研究センター サイクロトロン施設配置図 [43]: E465 実験は 100 m 長さ	
	の "Neutron TOF measurement tunnel (N0 コース)"で行った	71
6.2	RCNP N0 コース [44]: リングサイクロトロンで加速した陽子ビームを磁場で曲げて Li	
	ターゲットに照射し、中性子ビームを得る. 中性粒子以外は磁石により曲げられ、下流の	
	ビームダンプに捨てられる.Liターゲット後流には厚さ 150 cm のコリメータがあり,	
	ビーム径を絞っている. $\mathrm{E465}$ 実験では, 水標的を Li ターゲットから後流約 $10~\mathrm{m}$ の位置	
	に設置した (詳しくは後述)	72
6.3	陽子ビームを曲げる磁石とコリメータの配置 [43]: 写真手前に見える磁石によって陽子	
	ビームを ${ m Li}$ ターゲットまでガイドする. ${ m ^7Li}({ m n},{ m p}){ m ^7Be}$ 反応で生成された中性子や, 反応	
	に伴って発生するガンマ線は写真奥のコリメータに向かって飛んでいく	72
6.4	Li ターゲットとその設置台: スライド式の Li ターゲット設置台により, 陽子ビームの	
	ターゲットへの入射角度を決定できるようになっている. E465 実験では, 陽子ビームの	
	入射方向とコリメータを結ぶ直線上 $(0 \; \mathrm{deg})$ に Li ターゲットを設置した	73
6.5	m N0 コース コリメータ: 穴径 $ m 10~cm imes12~cm,$ 奥行き厚さ $ m 150~cm$ で, 成分は純鉄と低炭	
	素鋼 (炭素成分 0.2% 以下) である. 生成された中性子ビームはコリメータにより絞られる.	73
6.6	RCNP 陽子ビームのバンチ構造:図は最初の1バンチを通した後に8バンチはチョッ	
	パーで止めるという場合を表している................................	74
6.7	先行研究 [46] で測定された NO コースの中性子フラックス: Li ターゲットの厚さ, 陽子	
	ビームのエネルギー設定は E465 実験と同じである................	75
6.8	脱励起ガンマ線測定時のセットアップの概略図	75
6.9	散乱中性子測定時のセットアップの概略図	76
6.10	水標的と3つのBC-501A 検出器の詳しいジオメトリ:図のBC-501A は有機液体部分の	
	みの絵であり,光検出器部分は含んでいない...................................	76
6.11	m E465 実験で使用した水標的: 水部分の寸法は直径 $ m 19~cm,$ 高さ $ m 25~cm$ の円柱型である	77
6.12	ORTEC 社製 HPGe 検出器 MODEL GEM 20180-P (シリアル番号 36-TP21068A)	78
6.13	使用した HPGe 検出器: ゲルマニウム結晶は写真の銀色のアルミニウム容器で覆われて	
	いる. それに付随して, 液体窒素による冷却系がある	79
6.14	KromeK 社製マルチチャンネルアナライザ K102: USB 端子を Windows PC に挿し, も	
	う一方の端子には検出器信号を接続する.................................	79
6.15	KSpect でのデータ取得画面の様子: リアルタイムでスペクトルが表示される	79
6.16	- HPGe 検出器の形によるタイプ分け:左が完全な同軸型,真ん中が closed-end 型,そして	
	右が今回用いた角を丸めた closed-end 型である......................	80
6.17	BC-501A 検出器: 左から #2, 3, 4 と番号を振った. #2 と 3 は同じ形状なので, ジオメ	
	トリを対称にするためにそれぞれ水標的下流、上流に置いた	81
6.18	散乱中性子測定の回路....................................	82
6.19	ORTEC 社製 デジタルカレントインテグレータ MODEL 439	82

xi

6.20	$^{56}\mathrm{Fe}(\mathrm{n},\gamma)$ 反応を利用したエネルギーキャリブレーションのセットアップ: $^{241}\mathrm{Am}/\mathrm{Be}$	
	線源をポリエチレンブロックで覆い,放出された中性子を熱化させる. その外側に熱中性	
	子捕獲用の鉄ブロックと HPGe 検出器を置いた....................................	83
6.21	HPGe 検出器で測定したキャリブレーションスペクトル:左は ⁶⁰ Co 線源を置いた測定	
	と背景事象測定の合計 live time 3831 s の結果, 右は $^{241}\mathrm{Am}/\mathrm{Be}$ 線源のみ置いた測定と	
	図 6.20 の手法で測定したの合計 live time 1093 s の結果である	84
6.22	HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション結果: 1 MeV 付近から 8 MeV 弱までの	
	広い範囲に渡って合計 10 点のキャリブレーション点を用いてキャリブレーションを行っ	
	た. 二次ガンマ線の信号領域である 6 MeV あたりまで線形性が非常に良く決まっている.	84
6.23	HPGe 検出器のエネルギー分解能: $^{241}\mathrm{Am/Be}$ と $^{56}\mathrm{Fe}(\mathrm{n},\gamma)$ には S.E. と D.E. の点があ	
	る. $^{241}\mathrm{Am/Be}$ の位置での分解能が他より悪いのは、ドップラー効果によるものである	85
6.24	遮蔽なしの HPGe 検出器で測定した結果: ビームカレントで規格化されている.	
	$^{56}\mathrm{Fe}(\mathrm{n},\gamma)$ の $\mathrm{S.E.,D.E.}$ ピークが脱励起ガンマ線の背景事象となる \ldots	85
6.25	HPGe 検出器を鉛ブロックで遮蔽している様子:水標的に向いている方向以外は鉛ブ	
	ロックで被覆した	86
6.26	鉛ブロックで遮蔽した HPGe 検出器で測定した結果: ビームカレントで規格化されてい	
	る. 括弧内の値はピークをガウス関数でフィットして得られた結果である. ただし, オフ	
	ビーム測定は単純に時間で規格化した	87
6.27	BC-501A 検出器の典型的波形と各積分領域	88
6.28	BC-501A #2 (水標的下流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.	89
6.29	BC-501A #4 (真ん中) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である	89
6.30	BC-501A #3 (水標的上流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.	89
6.31	BC-501A #2 (水標的下流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.	90
6.32	BC-501A #4 (真ん中) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である	90
6.33	BC-501A #3 (水標的上流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.	90
6.34	HPGe 検出器の検出効率測定のためのセットアップ	93
6.35	検出効率測定のスペクトル:青が $^{60}\mathrm{Co}$ 線源を置いた測定,緑が環境背景事象の測定結果	
	である	94
6.36	HPGe 検出器の $1.17~\mathrm{MeV}$ と $1.33~\mathrm{MeV}$ ガンマ線に対する検出効率の各距離での測定結果	95
6.37	Geant4 による検出効率シミュレーションでのジオメトリ設定	96
6.38	$1.33~{ m MeV}$ ガンマ線の損失エネルギーが $1.17~{ m MeV}$ 計数領域に混入している様子 \ldots	97
6.39	Geant4 による HPGe 検出器の検出効率シミュレーション結果のスペクトル	98
6.40	HPGe 検出器の $1.17~\mathrm{MeV}$ と $1.33~\mathrm{MeV}$ ガンマ線に対する検出効率のシミュレーション	
	結果.....................................	99
6.41	検出効率の測定結果とシミュレーションの比較	99
6.42	HPGe 検出器の脱励起ガンマ線に対する検出効率シミュレーション	100

6.43	Geant4 で脱励起ガンマ線に対してシミュレーションした結果の HPGe 検出器のエネル ギースペクトル: それぞれエネルギーが高い方から脱励起ガンマ線, S.E., D.E. ピークで ある	100
7.1	二次ガンマ線測定計画のタイムスケール....................................	105
7.2	時間カットのイメージ図	106
B.1	^{137}Cs の壊変図	113
B.2	⁶⁰ Coの壊変図	113
B.3	22 Naの壊変図	114
B.4	⁴⁰ Kの壊変図	114
B.5	¹³⁸ La の 壊変図	115
B.6	アメリシウム 241 の壊変図: アメリシウム 241 は半減期 432.2 年でアルファ崩壊する.	
	崩壊先はいくつかあり,その励起状態のエネルギーとアルファ線Q値 (=5.6378 MeV)	
	の差分がアルファ線の運動エネルギーとなる	116
C.1	ガンマ線検出の流れ....................................	117
C.2	中性子検出の流れ	117
C.3	光電吸収の概略図	118
C.4	コンプトン散乱の概略図	119
C.5	コンプトン散乱の角度分布: 紙面左からガンマ線が入射した場合に散乱角度 $ heta$ の単位立	
	体角内へコンプトン散乱される光子数の極座標表示. 曲線は入射エネルギーに対応して	
	113	120
C.6	電子対生成の概略図	120
C.7	ガンマ線相互作用の主要領域	121
C.8	鉛中の種々のガンマ線相互作用のエネルギー依存性..........................	121
C.9	弾性散乱の概略図・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	123
C.10	非弾性散乱の概略図	123
C.11	原子核反応の概略図	124
C.12	いくつかの物質中での μ, π, p の損失エネルギー	126
D.1	有機シンチレーション物質のエネルギー準位	128
D.2	無機シンチレーション物質のエネルギー準位	129
E.1	読み出し回路....................................	131
E.2	データ取得のタイミング....................................	132
E.3	ビーム広がりと水標的・検出器の配置....................................	133

表目次

1.1	NCQE 信号と背景事象の数に対する系統誤差のまとめ [26]	11
1.2	酸素原子核の n/p-hole 状態の脱励起成分 [27]	15
2.1	SKの各フェーズにおける情報	17
2.2	SK-IV のソフトウェアトリガー	17
3.1	各シンチレータの基本特性 [33-35]	23
3.2	各シンチレータの形状・サイズと読み出し PMT の種類	25
3.3	エネルギー分解能測定のデータに関する情報	28
3.4	Scaler で測定したトリガー数・クロック数	28
3.5	各ピークのガウス関数フィット結果	33
3.6	各シンチレータの性能まとめ	41
4.1	有機液体シンチレータ BC-501A の特性 [33]	45
5.1	コンプトン散乱に関する計算結果	61
5.2	コインシデンス測定のデータに関する情報	64
5.3	コンプトンエッジ測定のデータに関する情報	66
5.4	Cut off 位置のガウス関数フィット結果	68
5.5	フィッティング結果とエネルギーの対応表	68
6.1	チョッパーの間引きと前バンチの中性子が次のバンチに混入する割合	74
6.2	各 BC-501A 検出器の配置場所,寸法,光検出器についてのまとめ	81
6.3	脱励起ガンマ線測定解析に用いたデータに関する情報	86
6.4	散乱中性子測定データに関する情報	88
6.5	散乱中性子測定の結果	91
6.6	各 Run の live time とピーク事象数..............................	95
6.7	用いた $^{60}\mathrm{Co}$ 線源の強度 \ldots	95
6.8	脱励起ガンマ線信号領域の事象数1	01
6.9	全吸収, S.E., D.E. ピークの事象数についてのデータとシミュレーションの比較 1	01
6.10	全吸収とS.E., D.E. ピークの事象数の比: エラーは統計誤差のみ含めている 1	02

6.11	先行研究 [48] の断面積計算結果: 今回の測定結果は 11.2 mb である	103
A.1	¹⁶ O 原子核のエネルギー準位	110
A.2	¹⁵ O 原子核のエネルギー準位	111
A.3	¹⁵ N 原子核のエネルギー準位	111
E.1	断面積測定における測定項目	130
E.2	各 VME モジュールの役割	130

第1章

物理背景

本研究は、ニュートリノの中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) とその精密測定に深く関係する "二次ガンマ線"に関する研究である.本章ではまず、NCQE 反応と関係の深い物理探索について述べる. いずれも NCQE 反応の精密測定が探索感度に大きく関わっている.その後、NCQE 反応の現象と現状の 問題点について説明する.

1.1 物理

1.1.1 超新星背景ニュートリノ

星が一生の最後に起こす大爆発である"超新星爆発 (Supernova)"は、重元素の合成過程 (r-process) や 星形成の歴史に深く関わる. 超新星爆発に関する理論研究は数多くあるため観測による制限が必要であり、 その手段として有効なのが超新星爆発から放出されるニュートリノである^{*1}. それは、超新星爆発時には 10⁴⁶ Jオーダーのエネルギーが放出され、99% はニュートリノとして放出されるためである. 現在までに 超新星爆発から放出されたニュートリノを直接検出したのは、1987 年の大マゼラン星雲で起きた超新星爆 発 (1987A) のみである. 1987A からのニュートリノはカミオカンデ検出器により観測された [1].

種々のモデルで、1 つの銀河 (例えば、天の川銀河) において超新星爆発が 100 年に 2~3 回起こると予想 されており、宇宙の歴史を通じて爆発から放出されたニュートリノが宇宙中に散らばり背景放射となって いる. これは "超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrino; SRN, Diffuse Supernova Neutrino Background)"と呼ばれる. SRN フラックス ($\bar{\nu_e}$) のモデルは図 1.1 のように数多く存在する [2–10].

SRN の探索領域は仮定するモデルによるが、低エネルギー側は太陽ニュートリノと原子炉ニュート リノ、高エネルギー側は大気ニュートリノが背景事象となり、約十数 MeV から約 30 MeV に限られる. SRN には全フレーバー (ν_e , ν_μ , ν_τ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$)存在するが、主要な探索モードは断面積が探索領域で 他より 2 桁以上大きい $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊である (図 1.2).

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.1}$$

^{*1} 光を用いた観測は何度もされている.今後はニュートリノや重力波によるマルチメッセンジャー天文学が注目されている.



図 1.1 SRN フラックスの様々な理論による計算 値と他のニュートリノフラックス





SRN 探索は大型水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデ (SK) で 3 度行われた. 最初の結果が [11] であり、SK-I/II/III のデータを用いたアップデート結果が [12] である. そして、[13] では逆ベー タ崩壊の終状態の中性子をタグして探索が行われた. 他には KamLAND による反ニュートリノ探索 [14] や SNO によるニュートリノ探索 [15] も行われたが、未発見である. 約 17.5 MeV 以上の領域で最も厳し い制限は SK での探索 [12] が付けている. それ以下は、有機液体シンチレータによる中性子タグが可能な KamLAND が付けている. ただし、SK-IV では SK でも中性子タグにより 17.5 MeV 以下の探索が可能 となり、より大統計での解析が期待される. 探索現状と理論予測値 (90% 信頼度での $\bar{\nu}_e$ フラックスに対す る上限値) を図 1.3 に示す.



図 1.3 SRN 探索実験のフラックス上限値と理論予測値 [16]

SRN 探索における主な背景事象が、大気ニュートリノの NCQE 反応である.後述するように、NCQE 反応はガンマ線先発信号と中性子による原子核反応後の遅発信号を伴い、SRN の逆ベータ崩壊後の陽電 子による先発信号と中性子タグによる遅発信号に似ている.現象だけでなく各信号のエネルギーと時間差 も同程度であり、背景事象となる.そのため、NCQE 反応の精密な断面積測定結果と大気ニュートリノフ ラックスの測定結果により、背景事象数の正確な見積もりが必要とされる.

1.1.2 大統一理論磁気単極子 (GUT モノポール)

磁気単極子とは [17], 電荷と同じで単一の磁荷を持つ粒子であり, 古典的マクスウェル方程式には現れ ない. Dirac が電荷の量子化のためにその存在を提唱したが, 加速器実験で未発見である. 一方, 素粒子の 大統一理論 (Grand Unified Theory; GUT) においては, 電荷の量子化に伴い必然的に磁気単極子が存在 し, GUT モノポールと呼ばれる. GUT モノポールが現在の宇宙で少ない理由はインフレーション宇宙論 により説明される.

陽子がGUT モノポールの中心部とGUT で定義されるX,Yボソンを介して相互作用すると、

$$M + p \to M + (\rho^0, \omega, \eta, K^+, \cdots) + e^+ (\text{or } \mu^+)$$

$$(1.2)$$

のような陽子崩壊反応が生じる (Rubakov 触媒過程). ここで, *M* は GUT モノポールである. この反応 過程の断面積を, 単純にゲージボソン質量 $m_v = 10^{14}$ GeV としたときの中心部の大きさ程度だとすれば, $\sigma \sim 10^{-56}$ cm² 程度でかなり小さい. しかし, フェルミオン (ここでは陽子) 波動関数の s 波成分が GUT モノポールの中心部付近で急激に高められるという Rubakov 効果によれば, 触媒過程の反応断面積は典 型的な強い相互作用程度の大きさ ($\sigma \sim 1$ mb) となる.

現在、GUT モノポールは未発見だが、探索の最も厳しい制限を付けているのが SK での探索である.太陽に捕獲された GUT モノポールが Rubakov 効果により太陽内を通過した飛跡に沿って式 (1.2) のように陽子崩壊を発生させて ($\rho^0, \omega, \eta, K^+, \cdots$) $\rightarrow \pi^+$ が起こると、

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{1.3}$$

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{1.3}$$

によりニュートリノが放出される.SK での先行研究 [18] ではこのニュートリノの探索を通じて,GUT モノポールフラックスに制限を付けた.モノポールの速度 β_M の関数としてのフラックスに対する先行探 索の上限値をまとめたものが図 1.4 である.ここで,触媒反応の断面積は $\sigma \sim 1$ mb,モノポール質量は $M_M = 10^{16}$ GeV を仮定している.SK での探索領域はニュートリノエネルギーが 19 MeV から 55 MeV であり,その信号は大気ニュートリノの NCQE 反応と同じ低エネルギー解析領域である.よって,モノ ポール探索においても大気ニュートリノの NCQE 反応が背景事象となる.



図 1.4 いくつかの実験による GUT モノポールの 90% 信頼度でのフラックス上限値:赤線で示された SK での探索 [18] が最も厳しい制限を付けている. β_M はモノポールの速度である.

1.1.3 暗黒物質

銀河の回転速度や重力レンズ効果などの観測により、宇宙には素粒子標準模型で理解できていない電荷 を持たない物質の存在が示唆されている. Planck 衛星による宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 観測の最 新結果 [19] から決められている宇宙の組成は、素粒子標準模型で理解されているバリオンが約 5%、未知 の非相対論的物質である暗黒物質 (ダークマター)が約 26%、宇宙の加速膨張の原因と考えられている暗 黒エネルギー (ダークエネルギー)が約 69% となっている.

先行研究 [20] で議論されているように、T2K 実験のようなニュートリノ振動実験において質量 MeV-GeV 領域の暗黒物質探索が可能である (以後,本論文の説明は T2K 実験を想定する). T2K 実験では J-PARC 加速器で加速した陽子ビームを炭素標的に照射し、 π 中間子を生成する. そして、 π 中間子が ミューオンとニュートリノに崩壊したときのニュートリノを用いている. 炭素標的に陽子が入射した場合 に、暗黒物質を χ ,媒介粒子 (mediator) を V とすると、

direct production :
$$p + p(n) \to V^* \to \chi \bar{\chi}$$
 (1.5)

indirect production :
$$p + p(n) \to \pi^0, \eta \to V\gamma \to \chi\bar{\chi}\gamma$$
 (1.6)

のような生成過程が考えられる. この場合, 終状態の暗黒物質を後置検出器である SK で, 原子核反跳から の原子核の脱励起ガンマ線を検出することにより観測できる. 暗黒物質の質量 (MeV-GeV 領域) によっ て SK への到達時間が決まるため, 時間情報を変えて質量領域ごとの探索が可能である. 本解析における ほぼ唯一の背景事象は, 大気ニュートリノおよびビームニュートリノの NCQE 反応である. 後述するよう に, NCQE 反応は酸素原子核の脱励起ガンマ線を伴うため, 暗黒物質の原子核反跳と全く同じ信号となっ ている.

1.1.4 ステライルニュートリノ

"ステライルニュートリノ (Sterile Neutrino)"とは、重力以外の標準模型相互作用をしないニュートリ ノのことである.ステライルニュートリノは、例えば右巻きニュートリノだと考えられている.実験にお いても、短基線ニュートリノ振動実験 LSND や MiniBooNE における $\bar{\nu}_e$ 消失事象などによりその存在が 示唆されているが、未発見である.

標準模型相互作用をしないため直接検出は不可能であり,発見のためには3世代ニュートリノ振動からの逸脱を見る. T2K 実験においても先行研究 [21] によって探索が行われ,図 1.5 のようにステライルニュートリノへの振動振幅 sin² θ_{ee} と,ステライルニュートリノ質量とアクティブニュートリノ質量平均との二乗差 Δm_{eff}^2 の分布に対して棄却領域を設定した. この研究は T2K 前置検出器を用いた解析結果であるが,後置検出器 SK を用いた探索も可能である. その場合は " $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ ", " $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu}$ ", " $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ "の合計観測数と予想数を比較し,逸脱を調べる. しかし, T2K ビームエネルギーは~600 MeV であり, τ 粒子の質量 (1776.82 MeV) に及ばず,荷電カレント反応 (荷電レプトンに変換) による探索ができない. 一方,

中性カレント反応であれば荷電レプトンへの変換が不要のため,全フレーバーが探索可能となる.よって, 信号である NCQE 反応の精密な断面積が必要である.



図 1.5 T2K 実験での先行探索 [21] による棄却領域: 緑が T2K 実験で棄却された領域である. $\sin^2 \theta_{ee}$ はステライルニュートリノへの振動振幅, Δm_{eff}^2 はステライルニュートリノ質量とアクティブニュートリノ質量平均との二乗差である.

1.2 ニュートリノ中性カレント準弾性散乱反応

前節で、ニュートリノの中性カレント反応が様々な物理解析において重要なことを説明した.本節では、 中性カレント反応、特に準弾性散乱反応について説明する.なお、本研究ではニュートリノの反応相手の原 子核として、スーパーカミオカンデ (SK)の成分である水 (¹H 原子核と¹⁶O 原子核)を想定する.

ニュートリノを "検出"するためには、相互作用を通じて荷電粒子や光に変換する必要がある。ニュート リノの起こす反応として、荷電ボソン (W^{\pm}) を交換する荷電カレント (Charged Current; CC) 反応と中 性ボソン (Z^0) を交換する中性カレント (Neutral Current; NC) 反応がある.

例えば、T2K 実験におけるニュートリノ振動解析では、エネルギーを再構成でき、かつニュートリノの フレーバー判定が可能な CC 反応を信号とする. CC 反応は具体的に書くと、以下のようになる.

$$\nu_a + N \to l_a + N' \tag{1.7}$$

ここで, ν はニュートリノ, l は荷電レプトン, $N \ge N'$ は原子核を表す. また, 添字 a はレプトンのフレー バー (e, μ, τ) を表す. 終状態の荷電レプトンを SK 内でチェレンコフ光に変換し, 光検出器で読み出す.

一方, NC 反応は式 (1.8) のように, 終状態に荷電粒子を伴わない (ニュートリノが荷電レプトンに変換 しない) ため, 検出のためには別の信号を必要とする.

$$\nu_a + N \to \nu_a + N' \tag{1.8}$$

別の信号として、対象原子核の励起状態から放出される"脱励起ガンマ線"を用いる. H 原子核には基底状態しか存在しないため、ニュートリノと水素原子核の NC 反応が起こっても SK で検出できない. 酸素原子核の場合は周りの原子核も含め様々な励起状態が存在するため、脱励起ガンマ線成分が存在する. 実際には、水中での NC 反応は ~90% (16/18) が酸素原子核と起こる.

ニュートリノエネルギー (E_{ν}) が約 200MeV 以下では、次のような非弾性散乱による原子核励起が支配的な反応である.

$$\nu + {}^{16}\text{O} \to \nu + {}^{16}\text{O}^* \tag{1.9}$$

 16 O* は酸素原子核の励起状態を示しており、ガンマ線放出可能な準位にある場合にはそれを放出して下の準位に落ちる (16 O* \rightarrow 16 O + γ). ガンマ線放出の閾値より高い準位にある場合には、例えば、

$${}^{16}\text{O}^* \to p + {}^{15}\text{N}^*$$
 (1.10)

$${}^{16}\text{O}^* \to n + {}^{15}\text{O}^*$$
 (1.11)

のように核子を放出して崩壊する. さらに残った原子核の励起状態がガンマ線放出可能なら, 脱励起ガンマ線を放出して下の準位に落ちる. そうでなければ, 同様の崩壊が起こり, 最終的に基底状態に落ち着く. $E_{\nu} \gtrsim 200 {
m MeV}$ の領域では, 式 (1.9)の非弾性過程の断面積が飽和し, 以下のように核子ノックアウトを

伴う中性カレント準弾性散乱反応 (NC quasi-elastic; NCQE) 反応が支配的になる.

$$\nu + {}^{16}\text{O} \to \nu + {}^{15}\text{N}^* + p$$
 (1.12)

$$\nu + {}^{16}\text{O} \to \nu + {}^{15}\text{O}^* + n$$
 (1.13)

$$\nu + {}^{16}\text{O} \to \nu + {}^{14}\text{N}^* + p + n$$
 (1.14)

それぞれの終状態にある励起原子核がガンマ線を放出する場合には、ガンマ線による電子のコンプトン散 乱由来のチェレンコフ光を SK の光検出器で検出可能である. 図 1.6 は、ニュートリノと水中酸素原子核 の NCQE 反応の概略図である.

:



図 1.6 ニュートリノと酸素原子核の NCQE 反応の概略図: ニュートリノが Z⁰ ボソンを介して酸素 原子核と反応し,残留原子核が励起準位に上げられた場合には脱励起ガンマ線放出が続く.SK では, 脱励起ガンマ線による電子のコンプトン散乱由来のチェレンコフ光を光検出器で検出する.

1.3 断面積

1.3.1 理論値

ニュートリノの NC 反応は、終状態により次のようにいくつかに分類される.

- Neutral Currect Elastic Scattering (NC elastic): $\nu + X \rightarrow \nu + X'$
- Neutral Current Quasielastic Scattering (NCQE): $\nu + X \rightarrow \nu + (X 1) + N'$
- Neutral Current Single $\pi/K/\eta$ Resonance Production (NC1 π resonance, etc): $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi/K/\eta$
- Neutral Current Coherent π Production (NC1 π coherent): $\nu + X \rightarrow \nu + X' + \pi$
- Neutral Current Deep Inelastic Scattering (NCDIS): $\nu + N \rightarrow \nu + N' + m \pi/K/\eta (m: 整数)$

ここで、X/X'は標的/反跳原子核、N/N'は標的/反跳核子である.これらの反応断面積をニュートリノと酸素原子核について計算した結果が以下の図 1.7 である. 1 GeV 以下の領域では、NCQE 反応が支配的な反応であり、約 1 GeV を超えると NC1 π resonance 反応が主要になってくる.

NCQE 反応に続いて脱励起ガンマ線が生成される断面積は、

$$\sigma_{\gamma} \equiv \sigma(\nu + {}^{16}_{8}\text{O} \to \nu + \gamma + Y + N + \cdots)$$
(1.15)

$$=\sum_{\alpha} \sigma(\nu + {}^{16}_{8}\text{O} \to \nu + X_{\alpha} + N + \cdots) \operatorname{Br}(X_{\alpha} \to \gamma + Y)$$
(1.16)

のように書ける. $N + \cdots$ はノックアウトされた核子, X_{α} は残留原子核の α 番目の核子 hole 状態である. つまり, $1p_{1/2}, 1p_{3/2}, 1s_{1/2}$ と連続的な hole 状態である. Y は X_{α} の崩壊後に現れる終状態であり, 例え ば $^{15}_{8}$ O, $^{15}_{7}$ N, $^{14}_{7}$ N + n, $^{6}_{6}$ C + p などである. $\sigma(\nu + ^{16}_{8}$ O $\rightarrow \nu + X_{\alpha} + N + \cdots)$ は, NCQE 反応の結果, 核子 $N + \cdots$ を弾き出して原子核が X_{α} 状態になる断面積である. Br($X_{\alpha} \rightarrow \gamma + Y$) は, α 番目の hole 状態 X_{α} からガンマ線を放出する分岐比である. NCQE 反応の断面積は先に説明したように, モデルを 用いて計算される. ガンマ線放出の分岐比については, 次のように決められる. $1p_{1/2}$ -hole state は基底 状態であるため, ガンマ線放出がない (分岐比 0 である). $1p_{3/2}$ -hole state からのガンマ線放出分岐比は, 電子・酸素原子核散乱 (16 O(e, e'p) 15 N) 実験で与えられる. $1s_{1/2}$ -hole state からのガンマ線放出分岐比 は, 陽子・酸素原子核散乱 (16 O(p, p'p) 15 N) 実験で与えられる. a数 hole 状態についての実験結果はな いため, 単一 hole 状態の結果を用いる. 以上を用いて計算された結果が図 1.8 である. ニュートリノ・反 ニュートリノそれぞれの NCQE 反応断面積と, NCQE 反応に続いてガンマ線放出が起こる断面積が示さ れている. ただし, ここでは 6 MeV 以上のガンマ線のみ考慮されている.



図 1.7 ニュートリノと酸素原子核の中性カレント 反応断面積の理論計算値 [22]

図 1.8 NCQE 反応に続いて起こる脱励起ガンマ 線の生成断面積の理論計算値 [23]

1.3.2 T2K 実験での NCQE 反応断面積の測定値

T2K 実験において, Run1-3 の 3.01×10^{20} POT (Protons on Target) のニュートリノモードでの統計 データを用いて測定が行われた [24,25]. T2K ニュートリノビームのエネルギーは, 大気ニュートリノの SK での低エネルギー物理解析に効いているエネルギー領域をカバーしているため, 断面積測定を行うこ とは重要である. T2K ビームタイミングに合わせた時間ウィンドウでの解析が行われ, 4~30 MeV の再 構成エネルギー領域に 43 事象の信号候補を観測し, ニュートリノ・酸素原子核の NCQE 反応断面積が測 定された.

$$<\sigma_{\nu, NCQE}^{obs, \text{T2K RUN1-3}} >= 1.55 \pm 0.395(stat.)^{+0.65}_{-0.33}(sys.) \times 10^{-38} \text{ cm}^2$$
 (1.17)

さらに、Run4のデータを加えた解析結果のアップデートが行われ [26],

$$<\sigma_{\nu, NCQE}^{obs, \text{ T2K RUN1-4}} >= 1.75 \pm 0.27(stat.)^{+0.70}_{-0.36}(sys.) \times 10^{-38} \text{ cm}^2$$
 (1.18)

となっている. この結果を図示したものが図 1.9 である. エラーは 68% 信頼区間である. 測定結果は理論 値 [23] とエラーの範囲内で一致している.



図 1.9 T2K Run1-4 のデータを用いて測定された NCQE 反応断面積 [26]: データと理論値はエラー の範囲内で無矛盾となっている.

1.4 NCQE 反応断面積測定における問題点

前節で、T2K 実験での NCQE 反応断面積の測定結果を示した.統計誤差については、今後の J-PARC 加速器のアップグレードにより、さらに統計が貯まるので減ることが期待される.実際に、2017 年 1 月現 在ですでに [25] (3.01 × 10²⁰ POT) の 2 倍以上のニュートリノデータがある. NCQE 反応断面積測定に おいては、現状ですでに系統誤差が支配的であるが、その内訳をまとめたものが表 1.1 である.信号である NCQE 反応に関する系統誤差 20% のうち、最も寄与が大きいのは"二次ガンマ線の生成"(13%)である. 二次ガンマ線は本論文の主題であり、この節を通じて問題点を説明する.

	Signal	Background		
Interactions	NCQE	NC others	$\mathbf{C}\mathbf{C}$	beam-unrelated
Fraction of sample	68%	25%	4%	2%
Flux	11%	10%	12%	_
Cross section	_	18%	24%	_
Primary- γ production	10%	3%	6%	_
Secondary- γ production	13%	13%	7.6%	_
Detector response	2.2%	2.2%	2.2%	_
Oscillation parameters	_	_	10%	_
Total systematic errors	20%	25%	30%	0.8%

表 1.1 NCQE 信号と背景事象の数に対する系統誤差のまとめ [26]

1.4.1 二次ガンマ線

SK での NCQE 反応測定では、付随する脱励起ガンマ線を検出する.そして、実際に観測された脱励起 ガンマ線数と原子核励起状態からガンマ線放出への分岐比を用いて、NCQE 反応断面積を計算する.つま り、観測される脱励起ガンマ線の数が断面積評価に直接影響する.NCQE 反応により弾き出された核子が 水中で他の原子核と反応する場合(二次過程)がある.問題となるのは、二次過程が核子と酸素原子核で起 こり、残留原子核が励起してガンマ線を放出する場合である.SK-IV ではトリガー前 5 µs・後 35 µs の間 にデータ取得し、この間に二次過程は十分に起こる.SK は両者をエネルギー・時間的に区別はできない. 図 1.10 は NCQE 反応とその二次過程の概略図である.ここで、核子・原子核反応によってノックアウト された核子がさらに他の原子核と起こす反応由来のガンマ線ををまとめて二次ガンマ線と呼ぶ.



図 1.10 NCQE 反応による一次ガンマ線(上)と核子・原子核反応による二次ガンマ線(下)

図 1.11 は、NCQE 反応の信号候補として選択された事象のエネルギーとチェレンコフ角を再構成した 結果である.エネルギーはデータとシミュレーションで比較的合っており、酸素原子核周りの脱励起ガン マ線のエネルギー 6MeV 付近にピークを持つ.より高エネルギー側は、二次過程により複数のガンマ線が 出た場合だと考えられる.水のチェレンコフ角は 42°であり、再構成されたチェレンコフ角もその領域に ピークを持つ.しかし、データとシミュレーションで 90°付近の挙動が全く異なる.シミュレーションで 90°付近にピークを作っているのは二次過程で生成されたガンマ線であり、これは現状のシミュレーショ ンが二次ガンマ線の部分でデータを再現できていないことを表す.



図 1.11 NCQE 反応信号候補の再構成エネルギー(左)とチェレンコフ角(右)[25]

SK は一次ガンマ線・二次ガンマ線を区別できないため、シミュレーションによる見積もりを行っている.しかし、計算結果は物理モデルによって大きく異なり、これが原因で系統誤差が大きくなる.その例が 図 1.12 のシミュレーション結果である.



図 1.12 SK に入射する中性子の運動エネルギーと発生二次ガンマ線のエネルギーに関する 2 次元ヒ ストグラム [24]:中性子エネルギー 20 MeV を境界にして物理結果が全く異なる.

これは SK の検出器シミュレーション結果であり、フラックスは T2K ビームを仮定している. 横軸は入 射中性子エネルギー、縦軸は二次ガンマ線エネルギーに対応し、黒点1個が二次ガンマ線1個に対応する. 図からわかるように、中性子エネルギー 20 MeV を境界にして現象が全く変わっている. これはモデルが 異なるためだが、境界付近を滑らかに接続するモデルがない. また別の例が図 1.13 に示す中性子と酸素原 子核の反応から放出されるガンマ線の数に関するシミュレーション結果である. SK が使用しているモデ ル GCALOR (Geant3 ベース) と Geant4 の結果で、多重度1の挙動に大きな違いが見られる.



図 1.13 中性子と酸素原子核反応から放出されるガンマ線の多重度 [26]

1.4.2 中性子ビームを用いた実験計画

上で見たように、現状のモデルによる二次ガンマ線に関するシミュレーション結果はデータをうまく再 現しない上に、モデルによって結果が大きく異なる.そのため、二次ガンマ線発生機構に関する測定が必要 である.ここで、弾き出された陽子は電磁相互作用によりすぐに減速するため、二次過程に大きく影響しな い.よって、NCQE反応断面積測定の系統誤差への寄与が大きい中性子についての測定を行う.



図 1.14 二次ガンマ線測定のイメージ図

具体的には、中性子ビームを水に照射し、周りにガンマ線検出器を置いて脱励起ガンマ線を検出する.図 1.14 がそのイメージ図である. T2K 実験のニュートリノビームのエネルギーは~600 MeV のため、弾 き出される中性子のエネルギーは数十 ~ 数百 MeV まで広い範囲に存在する.よって,使用する中性子 ビームのエネルギーもその領域が良い.大阪大学核物理研究センターの中性子ビームは,エネルギーを 80~392 MeV に設定できるため,この目的に適している.中性子と酸素原子核の反応から放出される脱励 起ガンマ線に関して測定すべき項目はいくつかある.本論文では以降で,NCQE 反応の二次過程としての ガンマ線でなくても,中性子・酸素原子核反応由来の脱励起ガンマ線を"二次ガンマ線"と呼ぶ.

■ 脱励起ガンマ線のエネルギー

中性子と酸素原子核が反応したとき、反応後の原子核がどの励起状態にあるかによって脱励起ガンマ線 のエネルギーは様々である.例えば、陽子1個をノックアウトした状態(p-hole)と酸素原子核中の中性子 1個をノックアウトした状態(n-hole)のうち、どの準位の核子を弾き出したかによって、脱励起ガンマ線 のエネルギーが異なる.さらに、核子のノックアウトは1個だけとは限らず、複数個のノックアウトもあ りうる.もちろん、残留原子核のエネルギー準位は弾き出された核子が占めていたエネルギー準位に依存 する.表1.2は、NCQE反応で最も多いと考えられる核子が1個だけノックアウトされた場合に残留原子 核がどの準位にあるかをまとめたものである[27].ここで、エネルギーの単位は MeV、g.s.は基底状態、 *B*は分岐比である.これを見てわかるように、p-hole では 6.32 MeV の脱励起ガンマ線、n-hole では 6.18 MeV の脱励起ガンマ線を放出するモードが支配的である.

中性子と酸素原子核反応の正確な物理モデルを構築するために、これらのガンマ線を区別して測定し、 それぞれのモードへの分岐比を決定することが必要である.

■ 脱励起ガンマ線の生成 (微分) 断面積

各脱励起ガンマ線成分の生成断面積を測定する. すなわち, 中性子と酸素原子核が反応してエネルギー E_{γ} の脱励起ガンマ線を放出する確率を測定する. ここで, 異なる角度位置に検出器を置いた場合には, 脱 励起ガンマ線放出の角度依存性(微分断面積)を測定することができる. 物理探索感度の見積もりは行っ ていないが, 現状での断面積測定の目標精度は 5% である.

■ 脱励起ガンマ線の多重度

原子核が高いエネルギー準位に励起された場合,複数回の脱励起を起こす場合がある.すなわち,ある準 位から脱励起した準位がガンマ線放出可能な場合に、一度の中性子反応で複数本のガンマ線が放出される (例えば、コバルト 60 が 1.17 MeV と 1.33 MeV のガンマ線を放出する過程は多重度 2 である).

入射粒子が陽子のような荷電粒子であれば、事象ごとに反跳陽子のエネルギーを測定することにより間 接的に原子核がどの励起準位に上げられたかがわかる.しかし、中性子は反応率が低く事象ごとに解析で きないため、そのような手法を使えない.よって、水の周りを検出器で被覆し、ガンマ線の放出数(多重度) を測定する.

Hole	Residual	States	(k)	E_{γ}	E_p	E_n	B(k)
$(p_{1/2})_p^{-1}$	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{N}$	0	0	0	0.25
$(p_{3/2})_p^{-1}$	6.32	$\frac{3}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{N}$	6.32	0	0	0.41
	9.93	$\frac{3}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{N}$	9.93	0	0	0.03
	10.70	$\frac{3}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{N}$	0	0.5	0	0.03
$(s_{1/2})_p^{-1}$	g.s.	1^{+}	$^{14}\mathrm{N}$	0	0	~ 20	0.02
	7.03	2^{+}	$^{14}\mathrm{N}$	7.03	0	$\sim \! 13$	0.02
	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{13}\mathrm{C}$	0	1.6	~ 11	0.01
	g.s.	0^+	$^{14}\mathrm{C}$	0	~ 21	0	0.02
	7.01	2^{+}	$^{14}\mathrm{C}$	7.01	~ 14	0	0.02
	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{13}\mathrm{C}$	0	~ 11	~ 2	0.03
$(j)_{p}^{-1}$	others		many states	\leq 3-4			0.16
$(p_{1/2})_n^{-1}$	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{O}$	0	0	0	0.25
$(p_{3/2})_n^{-1}$	6.18	$\frac{3}{2}^{-}$	$^{15}\mathrm{O}$	6.18	0	0	0.44
$(s_{1/2})_n^{-1}$	g.s.	1^{+}	$^{14}\mathrm{N}$	0	~ 24	0	0.02
	7.03	2^{+}	$^{14}\mathrm{N}$	7.03	$\sim \! 17$	0	0.02
	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{13}\mathrm{C}$	0	$\sim 14.5 + 1.6$	0	0.01
	g.s.	0^+	$^{14}\mathrm{O}$	0	0	$\sim \! 18$	0.02
	g.s.	$\frac{1}{2}^{-}$	$^{13}\mathrm{N}$	0	2.0	~ 11.5	0.02
$(j)_n^{-1}$	others		many states	\leq 3-4			0.22

表 1.2 酸素原子核の n/p-hole 状態の脱励起成分 [27]

1.5 まとめ

スーパーカミオカンデにおいて超新星背景ニュートリノなど低エネルギー領域で物理探索を行う場合, 大気ニュートリノの NCQE 反応が主要背景事象となる.よって,その精密な断面積測定結果が重要であ るが,NCQE 反応に続いて起こる核子の原子核反応 (二次過程) 由来のガンマ線が系統誤差の主な要因と なっており,その測定が必要である.

本研究では、二次過程への寄与が大きい中性子を用いて、中性子・酸素原子核反応から放出されるガン マ線(二次ガンマ線)のエネルギー・断面積・多重度測定を行う.

第2章

大型ニュートリノ実験

本章では、前章で説明した種々の物理探索や NCQE 反応測定を行っている大型ニュートリノ検出器 スーパーカミオカンデとそれを利用した T2K 実験、さらに将来のアップグレード計画について説明する.

2.1 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande; SK) [28] は、直径 39.3 m、高さ 41.4 m、有効体積 22.5 kton の円筒型の大型水チェレンコフ検出器である (図 2.1). 検出器は宇宙線ミューオンバックグラウンド 低減のために地下 1,000 m に配置されている. これにより、宇宙線フラックス強度は地上より 5 桁小さく、SK でのミューオン頻度は ~2 Hz まで抑えられている. 水槽は内水槽とバックグラウンド VETO 用の外 水槽から構成される. 内水槽の光検出器として 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が使われており、SK-IV では 11,129 本が取り付けられている. 外水槽には 8 インチ PMT が 1,885 本取り付けられている. 図 2.2 は 20 インチ PMT の写真である.



図 2.1 スーパーカミオカンデ検出器の全体図



図 2.2 SK の内水槽に取り付けられている 20 インチ光電子増倍管 [29]

SK の運転期間は建設後の SK-I, 半数以上の PMT が破損する事故が起きた後の SK-II, PMT 修復によ り被覆率がもとに戻った SK-III, エレクトロニクスと DAQ システムが新しくなった SK-IV の 4 段階に 分かれている. それぞれの情報を表 2.1 にまとめた.

フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV
データ取得開始	1996 年 4 月	2002年10月	2006年6月	2008年9月
データ取得開始	2001年7月	2005 年 10 月	2008年9月	(継続中)
衝撃波防護ケース	なし	あり	あり	あり
内水槽 PMT 数	$11,\!146$	$5,\!182$	$11,\!129$	$11,\!129$
外水槽 PMT 数	$1,\!885$	1,885	1,885	1,885
内水槽 PMT 被覆率	40%	19%	40%	40%
エネルギー閾値 [MeV]	4.5	6.5	4.0	3.5

表 2.1 SK の各フェーズにおける情報

現在の SK-IV の DAQ は QBEE (QTC-Based Electronics Ethernet) というエレクトロニクスモ ジュールで行われている. 約 17 μ s (60 MHz クロックで 1024 カウント分) の周期ですべての QBEE に トリガーを送り, 全 PMT のヒット情報を記録する. そして, ヒットデータを収集した後, ソフトウェア トリガーによって事象選別を行う. まず, 200 ns の時間ウィンドウで PMT のヒット数をカウントし, そ れに応じたソフトウェアトリガーを発行する. そして, それぞれに応じたデータ収集用のウィンドウが開 かれる. トリガーの種類は複数あり, 基本的な SLE (Super Low Energy), LE (Low Energy), HE (High Energy), SHE (Super High Energy) に加え, 外水槽の OD (Outer Detector) がある. また, SHE トリ ガー後に OD がない場合, 平均約 200 μ s 後に熱化されて捕獲される中性子からの 2.2 MeV ガンマ線を検 出する (中性子タグ) 目的で AFT (After) トリガーが発行される. この場合は, 500 μ s を超える領域に 渡ってデータ収集される. SRN や GUT モノポール探索はこのトリガーを用いる. 他には, T2K 実験のた めのトリガーが存在する. ソフトウェアトリガーの条件を表 2.2 にまとめた.

Trigger	Hits within 200 ns	Time Window $[\mu s]$
SLE	34	[-0.5, +1.0]
LE	47	[-5, +35]
HE	50	[-5, +35]
SHE (after Sep. 2011)	58	[-5, +35]
AFT	SHE not OD	[+35, +535]
OD	22	[-5, +35]
T2K	_	[-500, +535]

表 2.2 SK-IV のソフトウェアトリガー

2.2 T2K 実験

東海-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (T2K) は、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成した ミューニュートリノを SK に向けて発射し、SK でそれを検出するという実験である (図 2.3).



図 2.3 T2K 実験の概略図

J-PARC の陽子ビームは 581 ns の間隔で 8 バンチ構造のビームが 2.48 s ごとに加速されている. 運動 エネルギー 30 GeV まで加速された陽子がグラファイト標的に照射され, π/K 中間子が生成される. π/K 中間子は電磁ホーンにより収束され方向を揃えられた後, 崩壊領域で大部分がミューオンとミューニュー トリノに崩壊する. π/K 中間子の収束方向と SK の方向は 2.5° ずれており, これは SK でのニュートリ ノ振動確率を最大にするためである (off-axis 法). これにより, SK での T2K ニュートリノビームのフ ラックスは図 2.4 のように約 600 MeV で最大かつ鋭いピークを持つ.



図 2.4 SK での T2K 実験ニュートリノビームフラックス:赤が実際の off-axis 角 2.5°のときであ り、ピークが約 600 MeV にある.

さらに、SK は GPS システムを用いており、T2K ビームタイミングとの同期が可能である. 既知の準単 色ニュートリノビームとタイミングカットにより、NCQE 反応の断面積に適している. また、電磁ホーン の極性を逆にして反ニュートリノビームが得られるため、反ニュートリノの NCQE 反応断面積測定も可能である (実際には、反ニュートリノビームにはニュートリノが 30% 程度混入している上、図 1.8 のよう に断面積の理論値が 1/3 程度と小さいため、さらなる大統計が必要である).

T2K 実験ではビーム方向が非常に重要なため、各段階でモニターしている.まず、加速器での陽子ビー ム方向は種々のモニターにより測定している.また、ニュートリノ方向を直接測定する検出器として鉄と シンチレータで構成される INGRID が on-axis 上に置かれている.しかし、ニュートリノの統計はすぐに 貯まらず適宜チェックができないため、加速器のバンチごとにビームをモニターする検出器としてミュー オンモニター (MUMON) がビームダンプ後流に配置されている. MUMON はシリコン PIN フォトダ イオードとガス検出器の 2 層で構成されており、ビームダンプを突き抜けるエネルギーの高いミューオ ンビームのプロファイルを測定する. off-axis 検出器としてグラファイト標的下流 280 m に前置検出器 ND280 が置かれており、ニュートリノ反応断面積測定やフラックス測定が行われる.後置検出器は 295 km 先の SK である.図 2.5 は T2K 実験ビームラインの検出器配置の概念図である.



図 2.5 T2K 実験ビームライン [30]

2.3 SK-Gd 計画

SK-Gd は、SK に熱中性子捕獲断面積が非常に大きい (49.7 kb) ガドリニウムを溶かすことにより、中 性子タグの効率を上げようとする計画である (水素原子核の熱中性子捕獲断面積は 0.33 b, 酸素原子核で は 0.19 mb である) [31]. 現在の SK において、水素原子核の捕獲による中性子タグ効率 (捕獲後に放出さ れたガンマ線を SK で検出できる効率) は約 20% である. 一方、Gd 濃度が 0.1% に対応する 0.2% の硫 酸ガドリニウム (Gd₂(SO₄)₃) 添加での中性子捕獲率は約 90% である (PMT の被覆率によりタグ効率は さらに減る). Gd による捕獲後は合計で約 8 MeV のガンマ線が 3~4 本放出される (7.9 MeV が 80.5%, 8.5 MeV が 19.3% である). 以上の概念図が図 2.6 である.

SK-Gd では超新星背景ニュートリノへの探索感度が向上するが、中性子タグ後にほぼ唯一残る背景事 象が大気ニュートリノの NCQE 反応である. 第1章で説明したように、NCQE 反応の二次過程では中性 子由来の脱励起ガンマ線 (~6 MeV) が放出され、SK の分解能では Gd 由来のガンマ線と完全に分離でき ない. また、時間スケールも同じである. よって、T2K 実験で NCQE 反応断面積を精密測定しておくこと は SK-Gd にとっても重要である.


図 2.6 ガドリニウム添加による中性子タグ:反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊後,陽電子は先発信 号として検出される.中性子は約 200 µs 後に熱化され,ガドリニウム原子核に捕獲された後,合計で 約 8 MeV のガンマ線が 3~4 本放出される.これが SK で遅発信号として検出される.

2.4 ハイパーカミオカンデ計画

ハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande; HK) [32] は,有効体積 190 kton (SK の約 10 倍)の大型 水チェレンコフ検出器計画であり、2 基建設が予定されている. その全体図が図 2.7 である. 光検出器には 新たに開発されているものが使用される予定で、SK の PMT よりエネルギー・時間分解能ともに向上す る. また、PMT の被覆率も SK より向上するため、中性子タグ効率が SK より良い. HK は SK よりもか なり大きく、第1章で説明した種々の物理探索を大統計データを用いて行うことができる.

HK は SK と同じ水検出器のため、第1章で説明した物理探索に対して当然、NCQE 反応が背景事象 になる.また、HK は SK と近い off-axis 角度に置くことを予定しており、T2K 実験の後継実験である T2HK 実験における物理探索に対して、T2K で測定した NCQE 反応断面積結果を適用しやすい.



図 2.7 ハイパーカミオカンデ検出器の全体図 [32]

第3章

ガンマ線検出器への要求と性能評価

本章では、二次ガンマ線測定実験で用いるガンマ線検出器への要求性能を説明し、さらに候補検出器に 対して行ったエネルギー分解能・検出効率の測定について述べる.

3.1 ガンマ線検出器への要求

A. エネルギー分解能

酸素原子核とその周辺原子核の励起状態は複数あり, 脱励起ガンマ線の成分は主に 5~7 MeV に数種類 存在する. 特に関心のある 6.18 MeV (n-hole) と 6.32 MeV (p-hole) の成分を区別するためには, エネル ギー分解能として 6 MeV の位置で FWHM (Full Width at Half Maximum; 半値全幅) 3% 程度が必要 である.

本論文では、エネルギー分解能はスペクトルのピークをガウス関数 (正規分布関数) $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\}$ (μ : 中央値、 σ^2 : 分散) (図 3.1) でフィットした結果を用いて式 (3.1) のように評価する.

Resolution (FWHM) [%] =
$$\frac{\text{FWHM} \times 100}{\mu} = \frac{2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma \times 100}{\mu}$$
 (3.1)



図 3.1 ガウス関数: 位置 µ でのピーク値の半分の値になる位置間の距離が FWHM である.

B. 検出効率

検出効率は、エネルギー E_{γ} のガンマ線を " E_{γ} として測定する"割合である.限られたビームタイム内 に十分なデータ量を取得するためには、高い検出効率が求められる.具体的な数字は目標統計誤差から要 求する.実際には、検出器決定後にその検出効率に合わせて、必要なビームタイムを決定したりセットアッ プを最適化する.検出効率 (Efficiency)は、アクセプタンス (Acceptance)と全吸収確率 (Absorption) を用いて、

$$Efficiency = Acceptance \times Absorption \tag{3.2}$$

と表される.アクセプタンスは、測定セットアップにおいて全立体角に占める検出器の被覆領域の割合を 表す.例えば、 E_{γ} のガンマ線が発生しても、アクセプタンスの外で検出器に入らなかった場合は "0 MeV として計測された"と解釈する.全吸収確率は、 E_{γ} のガンマ線が検出器に入った場合に全エネルギーを 検出器で落とす割合を表す.本論文では、光電ピーク事象数の計数をガウス関数フィッティング結果の $\mu \pm 2\sigma$ の領域に対して行い、全事象数で割って検出効率を計算する.

アクセプタンスを増やすためには、大容量化が容易な検出器が必要であり、これには E 節で触れるよう にコストの問題も絡む.検出器内のエネルギー損失を大きくするためには、反応率の高い検出器を選ぶ必 要がある.反応率は物質の密度に大きく依存するため、固体などの高密度の検出器が望ましい.

C. 時間応答



図 3.2 信号波形の時間情報

中性子は電荷を持たないため、ビームライン上流で完全に止めることが難しく、ビームラインには多くの散乱中性子が入ってくる.そのため、中性子実験においては検出器の事象頻度(レート)が高く、信号のパイルアップ(重なり合い)が問題となる.よって、信号波形の長さ(テール長さ)は短い方が望ましい.

例えば、信号レート 5 kHz のときにパイルアップを 1 % 以下に抑えたい場合は、信号長さ 2 μ s 以下が要求される.

また、中性子実験では第5章で述べるように、入射中性子の運動エネルギーを時間測定により求める.そのため、信号の立ち上がり時間が短いことも重要である.図 3.2 に示すように、立ち上がり時間が長いとエネルギー(波高)ごとの時間シフトが大きくなり、時間測定の精度に悪影響を及ぼす.二次ガンマ線測定では、nsオーダーでの精度を要求するため、立ち上がり時間も nsオーダーが望ましい.

D. 中性子弁別能

中性子散乱の多い位置にガンマ線検出器を置く場合は、中性子事象がガンマ線信号の背景事象となる. その場合に、ガンマ線測定とは独立の測定により中性子事象を見積もるという手法と、事象ごとに中性子 をガンマ線と区別する手法が考えられる.前者の場合には、中性子測定の誤差が最終的なガンマ線測定結 果に大きく影響する.一方、後者であれば、そのような誤差はそもそもない.よって、中性子事象をガンマ 線事象と区別できる検出器があれば、二次ガンマ線測定に適している.

E. コスト・扱いやすさ

二次ガンマ線測定の最終目標である多重度測定では、水標的の周りのできるだけ大きな立体角を多数の 検出器で覆う.この場合、百数十個の検出器が必要となるため、コストの問題がある.また、多数の検出器 を密接して配置するため、読み出しなど付属のセットアップもできるだけ簡素なものが望ましい.例えば、 ゲルマニウム半導体検出器はエネルギー分解能・検出効率ともに高いが、非常に高価であり液体窒素によ る冷却系を必要とするため扱いづらい.

3.2 各種検出器の特性と性能評価

前節で挙げた項目のうち 3.1.1.D 節以外について、4 種類のシンチレータ NaI(Tl), CsI(Tl), LaBr₃(Ce), BaF₂ の性能を評価した (D 節の中性子弁別については第4章で説明する). これらの結晶の基本的な特性 を表 3.1 にまとめた.

結晶種類	密度 [g/cm ³]	絶対発光量 [光子数/MeV]	最高放出波長 [nm]	屈折率	減衰時間 [ns]
NaI(Tl)	3.67	38,000	415	1.85	230
CsI(Tl)	4.51	65,000	540	1.80	$\begin{array}{c} 680 \ (64\%) \\ 3340 \ (36\%) \end{array}$
$LaBr_3(Ce)$	5.29	63,000	380	$2.05 \sim 2.10$	26
BaF_2	4 80	1,400	220	1 56	0.6
	4.09	9,500	310	1.00	630

表 3.1 各シンチレータの基本特性 [33-35]

ここで,絶対発光量はエネルギー1 MeV の高速電子が吸収された場合のスペクトル全体で積分したシン チレーション光子の総数である.また,一般に無機シンチレータは多数の減衰成分を持つが,減衰時間は主 要な成分のみ載せてある.最高放出波長は,放出されるシンチレーション光の波長のうち最も強度の強い 値である.この値が,接続する光電子増倍管の量子効率(入射光子数のうち発生する光電子数の割合)が最 も良くなる波長領域にあれば,効率良く光電子を収集できる.PMT の波長と量子効率の関係を光電面材 質ごとにまとめたものが図 3.3 である.



図 3.3 光電子増倍管の波長と量子効率の関係: 今回用いた PMT の光電面はバイアルカリであり, 300~400 nm で量子効率が高い.

今回用いたシンチレータの読み出し PMT の光電面はパイアルカリであるため、波長 300~400 nm の量子 効率が最も良い.よって、NaI(Tl)、LaBr₃(Ce)、BaF₂ に対する効率は良いが、CsI(Tl) に対しては 3~4 倍 効率が悪い.つまり、表 3.1 で示したように CsI(Tl) は発光量が最も高いが、量子効率が悪いため、結果と して NaI(Tl) よりも収率は小さくなる.

その他の特性として、NaI(Tl) には潮解性 (空気中の水蒸気を取り混んで自発的に水溶液になる性質) が あり、結晶はアルミニウム容器で覆われている. CsI(Tl) もわずかに潮解性を持つが、深刻ではないため、 シートなどで覆っておけば大丈夫である. また、LaBr₃(Ce) は自身の内部に放射線核種を持ち、内部背景 事象となる. これについては実際に取得したエネルギースペクトルを用いて後述する. 本研究で用いた各シンチレーション結晶の形状とサイズ,読み出し用 PMT の型番について表 3.2 にま とめた. また,それぞれの写真を図 3.4 に載せる.

結晶種類	結晶形状	結晶サイズ	読み出し PMT
NaI(Tl)	直方体	$5~\mathrm{cm}\times5~\mathrm{cm}\times15~\mathrm{cm}$	R580-01
CsI(Tl)	直方体	$3.5~\mathrm{cm}\times3.5~\mathrm{cm}\times3.5~\mathrm{cm}$	H6410
$\operatorname{LaBr}_3(\operatorname{Ce})$	円柱型	直径 3.81 cm・高さ 3.81 cm (1.5 インチ)	H1161
BaF_2	円柱型	直径 8 cm・高さ 12 cm	EMI 9821

表 3.2 各シンチレータの形状・サイズと読み出し PMT の種類



図 3.4 性能テストを行ったシンチレーション検出器

各シンチレータの横に ⁶⁰Co 線源を置いて、オシロスコープで確認した典型的な波形が図 3.5 である. CsI(Tl) 以外のシンチレータは信号立ち上がり時間が数十 ns 以下である. 特に、BaF₂ については全無機 シンチレータ中で最速 (< 1 ns) である. 一方、CsI(Tl) の立ち上がり時間は数百 ns と遅い. 信号長さに ついては、LaBr₃(Ce) が 100 ns 程度と短い. CsI(Tl) の信号長さは 10 μ s 程度まで続き、非常に長い. そ の分、波高が低く時間あたりの光子数統計の揺らぎが大きい (同じ発光量の場合、テールが長いと波高が低 くなる).



図 3.5 シンチレータの信号波形

3.2.1 エネルギー分解能

ガンマ線源 ⁶⁰Co と ¹³⁷Cs を置いた測定と線源を何も置かない測定を行い, 各シンチレータのエネルギー 分解能を測定した.基本的な読み出し回路は図 3.6 であり, Discriminator, Attenuator, Analog Delay の 設定値は測定に応じて変えた.Discriminator の閾値は 0.5 MeV 程度まで取れるように, Attenuator の 設定値は ADC が 3 MeV 程度まで取れるように設定した.また, Analog Delay の設定値は検出器信号の 立ち上がり点がゲートの立ち上がりから 60~100 ns になるように設定した.電荷積分には VME ADC (CAEN V265)を用いた.また, dead time 評価と測定時間測定のために VME Scaler (CAEN V560)を 用いた.また,図 3.7 のように, CsI(Tl)の測定時にはゲートが発行されてから ~ 4 μ s の間に VETO を 発行した. これは, CsI(Tl) のテールが > 10 μ s まで伸びており, ゲート幅 1 μ s を超えた後に波高ふらつ きによる同一信号に対するトリガー発行が起こるのを阻止するためである.CsI(Tl)のテール全領域をカ バーできるゲート幅に設定すれば, ADC はこの時間内に次の信号 AD 変換を行わないため問題は解決す るが, CAEN V265 に入力できるゲート幅の上限は 5 μ s なのでこの手法は使えない.このとき, トリガー 数の計数に悪影響が考えられるが, 線源を適当に離してレートを調整することで対応した.



図 3.6 エネルギー分解能測定の回路



図 3.7 CsI(Tl) の測定における VETO ゲート

各 Run の情報を表 3.3, Scaler のカウント数を表 3.4 にまとめた. ただし, 各 Run のイベント取得数は 共通して 100,000 である.

検出器	Run 種類	線源	印加電圧 [V]	Discriminator [mV]	Attenuator [dB]
	run4	なし			
NaI(Tl)	run5	$^{60}\mathrm{Co}$	-1500	-15.9	3
	run6	$^{137}\mathrm{Cs}$			
	run13	なし			
CsI(Tl)	run14	$^{60}\mathrm{Co}$	-1501	-9.0	2
	run15	$^{137}\mathrm{Cs}$			
LaBr ₃ (Ce)	run18	なし			
	run19	$^{60}\mathrm{Co}$	-1501	-100.0	3
	run20	$^{137}\mathrm{Cs}$			
BaF_2	run27	なし			
	run25	$^{60}\mathrm{Co}$	-1900	-19.9	0
	run26	$^{137}\mathrm{Cs}$			

表 3.3 エネルギー分解能測定のデータに関する情報

表 3.4 Scaler で測定したトリガー数・クロック数

検出器	Run 種類	線源	トリガー数 N_{trg}	クロック数 N_{clk}
	run4	なし (background)	314,692	40,474
NaI(Tl)	run5	60 Co	432,281	12,314
	run6	$^{137}\mathrm{Cs}$	499,631	8,299
	run13	なし (background)	$106,\!596$	250,916
CsI(Tl)	run14	60 Co	$107,\!598$	78,745
	run15	^{137}Cs	106,892	61,009
	run18	なし (background)	$102,\!417$	124,666
$LaBr_3(Ce)$	run19	60 Co	108,018	39,003
	run20	^{137}Cs	113,287	$25,\!527$
	run27	なし (background)	$117,\!530$	49,919
BaF_2	run25	60 Co	$175,\!145$	7,044
	run26	^{137}Cs	130,180	13,420

解析で得られたエネルギースペクトルが図 3.8~3.11 である. ただし、"Normalized Counts"は dead time と測定時間により規格化された数であり、全イベント数 $N_{total} = 100000$ 、トリガー数 N_{trg} 、測定時間 $T_{measure} = N_{clk}/100$ を用いて、 $N_{trg}/(N_{total} \times T_{measure})$ をかけている.



図 3.8 NaI(Tl) で取得したエネルギースペクトル:上2つは背景事象測定と線源測定,下2つは線源 測定から背景事象測定を差し引いた結果である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となっている.



図 3.9 CsI(Tl) で取得したエネルギースペクトル: 上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つは線源 測定から背景事象測定を差し引いた結果である. また, 左側は縦軸が線形表示 (linear), 右側は対数表 示 (log) となっている.



図 3.10 LaBr₃(Ce) で取得したエネルギースペクトル: 上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つは 線源測定から背景事象測定を差し引いた結果である. また, 左側は縦軸が線形表示 (linear), 右側は対 数表示 (log) となっている.



図 3.11 BaF₂ で取得したエネルギースペクトル:上 2 つは背景事象測定と線源測定,下 2 つは線源測 定から背景事象測定を差し引いた結果である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となっている.

環境背景事象測定における ⁴⁰K の 1.46 MeV, 線源測定における ⁶⁰Co の 1.17 MeV と 1.33 MeV, ¹³⁷Cs の 0.662 MeV のピークをガウス関数でフィットして, 中央値 (Mean) と標準偏差 (Sigma) を得た. そし て, 式 (3.1) を用いてエネルギー分解能 (FWHM) を計算した. その際, ADC 積分のゼロ点を Pedestal の 位置にする. ここで, Pedestal は NIM 回路から ADC まで含めたすべての効果を含んだベースラインで ある. つまり, フィット結果の中央値 μ を補正して,

$$\mu' = \mu - pedestal \tag{3.3}$$

とする. Pedestal の位置を全 Run それぞれに対して確認した結果, 全 Run で 29 ch であった. 以上の結 果を表 3.5 にまとめた. ここで, エラーはガウス関数によるフィッティングの誤差のみを含めている.

検出器	エネルギー [MeV]	フィット区間 [ch]	Mean (μ)	Sigma (σ)	分解能 [%]
	$1.46 \ (^{40}\text{K})$	[1620, 1750]	1680.0 ± 0.9	39.67 ± 1.07	5.66 ± 0.15
$\mathbf{N}_{\mathbf{a}}\mathbf{I}(\mathbf{T}\mathbf{l})$	$1.17 \ (^{60}{\rm Co})$	[1360, 1470]	1409.0 ± 0.4	32.53 ± 0.42	5.55 ± 0.07
$\operatorname{Nal}(11)$	$1.33 \ (^{60}{\rm Co})$	[1500, 1620]	1562.0 ± 0.4	33.12 ± 0.43	5.09 ± 0.07
	$0.662 \ (^{137}Cs)$	[870, 980]	923.2 ± 0.1	23.04 ± 0.11	6.07 ± 0.03
	$1.46~(^{40}\mathrm{K})$	[980, 1100]	1025.0 ± 0.9	35.73 ± 0.94	8.44 ± 0.22
$C_{aI}(TI)$	$1.17 \ (^{60}{\rm Co})$	[850, 920]	883.9 ± 0.4	27.12 ± 0.57	7.47 ± 0.16
$\operatorname{CSI}(11)$	$1.33 \ (^{60}{\rm Co})$	[940, 1000]	966.3 ± 0.6	26.73 ± 0.93	6.71 ± 0.23
	$0.662 \ (^{137}Cs)$	[590, 650]	622.6 ± 0.1	16.99 ± 0.11	6.74 ± 0.04
	$1.46 (^{40}K)$	[1680, 1730]	1702.0 ± 0.9	24.76 ± 1.46	3.48 ± 0.21
$\mathbf{L}_{\mathbf{a}}\mathbf{D}\mathbf{r}_{\mathbf{a}}(\mathbf{C}_{\mathbf{a}})$	$1.17 \ (^{60}{\rm Co})$	[1420, 1470]	1444.0 ± 0.2	15.97 ± 0.28	2.66 ± 0.05
$LaBr_3(Ce)$	$1.33 \ (^{60}{\rm Co})$	[1550, 1630]	1591.0 ± 0.2	16.18 ± 0.17	2.44 ± 0.03
	$0.662 \ (^{137}Cs)$	[920, 970]	947.6 ± 0.1	11.14 ± 0.06	2.85 ± 0.02
${\rm BaF}_2$	$1.46 \ (^{40}\text{K})$	[490, 530]	509.9 ± 0.3	19.76 ± 0.51	6.44 ± 0.04
	$1.17 \ (^{60}{\rm Co})$	[440, 470]	462.0 ± 0.3	17.21 ± 0.38	9.36 ± 0.21
	$1.33~(^{60}Co)$	[470, 500]	476.5 ± 0.4	17.08 ± 0.39	8.98 ± 0.21
	$0.662 \ (^{137}Cs)$	[360, 390]	375.9 ± 0.1	9.491 ± 0.059	6.44 ± 0.04

表 3.5 各ピークのガウス関数フィット結果

エネルギー分解能の結果を図示したものが図 3.12 である. 結果は LaBr₃(Ce) が最も良く, NaI(Tl), CsI(Tl), BaF₂ の順に悪くなっている. 単純に光子数統計で考えた場合, エネルギーが *R* 倍になればエネ ルギー分解能は $1/\sqrt{R}$ で良くなる. したがって, NaI(Tl) と LaBr₃(Ce) はエネルギー分解能の要求性能 (6 MeV 付近で FWHM 3% 程度) を満たすと考えられる. CsI(Tl) は断定できないので, 実際に二次ガン マ線測定により分解能が十分かをテストする必要がある.



図 3.12 各シンチレータのエネルギー分解能測定の結果:光子統計の平方根で良くなると考えれば, NaI(Tl) と LaBr₃(Ce) は 6 MeV 付近で要求分解能 3% を十分達成できる.

3.2.2 検出効率

検出効率の測定は、エネルギー分解能と同様に ⁶⁰Co 線源と ¹³⁷Cs 線源を用いて行った. 線源の強度を β [Bq]、測定時間を t [s]、検出器のアクセプタンスを η 、ガンマ線全吸収の確率を χ とすると、実際にピー ク事象として測定される事象数 N は、

$$N = \beta \times t \times \eta \times \chi \tag{3.4}$$

となる.線源強度と測定時間は既知なので、検出効率 ϵ は、

$$\epsilon = \eta \times \chi = \frac{N}{\beta \times t} \tag{3.5}$$

と求められる. すなわち, 線源を用いて測定を行い, ピーク事象数をカウントすれば検出効率が計算できる. ただし, ピーク領域には環境ガンマ線も含まれるため, 線源を置かない測定も行い, 差し引く. この際, 各カウント数は測定の時間と dead time による規格化を行う. つまり, 総取得事象数 N_{total} , トリガー数 N_{trg} のとき, 規格化された事象数 N' は,

$$N' = N \times \frac{N_{trg}}{N_{total} \times t} \tag{3.6}$$

である.よって,線源あり測定でのカウント数を $N^{(src)}$,線源なし測定でのカウント数を $N^{(bkg)}$ として, 検出効率は次のように計算される(上付き添字(src),(bkg)はそれぞれ線源あり測定,線源なし測定にお ける測定値に対応する).

$$\epsilon = \frac{1}{\beta} \times \left(N^{(src)} \times \frac{N^{(src)}_{trg}}{N^{(src)}_{total} \times t^{(src)}} - N^{(bkg)} \times \frac{N^{(bkg)}_{trg}}{N^{(bkg)}_{total} \times t^{(bkg)}} \right)$$
(3.7)

また、測定はガンマ線源と検出器表面の距離を L = 20 cm, 15 cm, 10 cm と変えて行った. これは、検出 器のアクセプタンスの効果を見るためである.測定の様子を図 3.13 に載せた.背景事象を減らすために、 鉛ブロックを敷いてある.



図 3.13 検出効率測定の様子

測定は各検出器 (NaI(Tl), CsI(Tl), LaBr₃(Ce), BaF₂)・各線源 (60 Co, 137 Cs, なし)・各距離 (L = 20 cm, 15 cm, 10 cm) に対して行い, 全測定で総取得事象数は $N_{total} = 100,000$ とした. 読み出し回路や印 加電圧, 各モジュールの設定値はエネルギー分解能測定時と同じである. その結果得られたエネルギース ペクトルを図 3.14~3.17 に載せる. ヒストグラムは式 (3.6) に従って規格化してある.



図 3.14 NaI(Tl) で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは 60 Co 線源測定,下 2 つ は 137 Cs 線源測定である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となっている.



図 3.15 CsI(Tl) で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは 60 Co 線源測定,下 2 つ は 137 Cs 線源測定である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となっている.



図 3.16 LaBr₃(Ce) で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは ⁶⁰Co 線源測定,下 2 つは ¹³⁷Cs 線源測定である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となって いる.



図 3.17 BaF_2 で取得した各距離に対するエネルギースペクトル:上 2 つは ${}^{60}Co$ 線源測定,下 2 つは ${}^{137}Cs$ 線源測定である.また,左側は縦軸が線形表示 (linear),右側は対数表示 (log) となっている.

検出効率の評価には ⁶⁰Co の 1.33 MeV と ¹³⁷Cs の 0.662 MeV を用いた. また, BaF₂ シンチレータで は ⁶⁰Co の 2 ピークを明確に分けられず, 1.33 MeV の事象のみ計数することが難しいため, 0.662 MeV に対してのみ検出効率を求めた. 実験時点での ⁶⁰Co の放射能は 39.497 kBq, ¹³⁷Cs の放射線は 154.542 kBq であり, ⁶⁰Co が 1.33 MeV を放出する分岐比は 100 %, ¹³⁷Cs が 0.662 MeV を放出する分岐比は 94.6 % なので,

$$\beta_{1.33 \text{ MeV}} = 39.497 \text{ kBq}$$
 (3.8)

$$\beta_{0.662 \text{ MeV}} = 154.542 \times 0.946 = 146.197 \text{ kBq}$$
 (3.9)

である.以上を用いて検出効率を評価した結果がは図 3.18 である.距離のエラーは \pm 0.5 cm としてお り,検出効率のエラーは統計誤差である.距離(立体角)で検出効率が減る様子が見られる.また,高エネ ルギーガンマ線ほど検出効率が低い. CsI(Tl)はアクセプタンスと体積が LaBr₃(Ce)や BaF₂ より小さい が,高い検出効率を達成している.NaI(Tl)は CsI(Tl)よりアクセプタンスが~2 倍,体積が~10 倍大き いため,それより高くなっている.



図 3.18 各シンチレータに対する検出効率の測定結果

以上のように,検出効率の測定・評価方法を確立できた.この手法で測定した検出効率をもとに実験の セットアップやビームカレントを決定できる.

3.2.3 その他

LaBr₃(Ce) 結晶は、それ自体が放射性同位体を含み背景事象となる. ¹³⁸La の他に、不純物として ²²⁷Ac を含む. 実際に観測されており、図 3.10 の 1800~2800 ch の領域に見えているピークで、エネルギーでは 2~3 MeV 程度である. また、性能は非常に良く扱いやすい LaBr₃(Ce) シンチレータであるが、コストの 面で問題がある (非常に高価である).

3.3 まとめ

本章では、二次ガンマ線測定において求められるガンマ線検出器の性能について述べた後、4 つの無機シ ンチレータ NaI(Tl)、CsI(Tl)、LaBr₃(Ce)、BaF₂の基本特性と実際に行ったエネルギー分解能と検出効 率のテスト測定について説明した. 各シンチレータが 3.1 節での要求を満たしているかを表 3.6 にまとめ た. ここで、中性子弁別能は第4章の主題であるが、載せてある.

検出器	エネルギー分解能	立ち上がり時間	減衰時間	(中性子弁別能)
NaI(Tl)	0	\bigtriangleup	\bigtriangleup	×
CsI(Tl)	\bigtriangleup	×	×	\bigcirc
$\operatorname{LaBr}_3(\operatorname{Ce})$	\bigcirc	\bigcirc	\bigcirc	×
BaF_2	×	\bigcirc	\bigtriangleup	\bigtriangleup

表 3.6 各シンチレータの性能まとめ

これを見たとき、LaBr₃(Ce) が良い候補であるが、非常に高価なため多数揃えるのは難しい. 検出効率測 定では、CsI(Tl) の非常に高い検出効率を確認できた. さらに次章で説明するように、CsI(Tl) は波形に よる中性子弁別が可能である. よって、エネルギー分解能が 6 MeV 付近で十分だと確認できた上で、例 えば読み出しなどによりパイルアップの問題を解決できれば良い候補となる. 中性子弁別はできないが、 NaI(Tl) は時間応答がある程度速くエネルギー分解能も良いため、良い候補である. 中性子散乱の多い位 置には CsI(Tl)、それ以外は NaI(Tl) というセットアップも考えられる.

第4章

高速中性子の波形弁別テスト

二次ガンマ線測定実験で中性子フラックスや散乱中性子を測定するときには、中性子検出器として有機 液体シンチレータを用いる.また、将来的なガンマ線放出角度測定や多重度測定において、中性子事象を区 別可能なガンマ線検出器が理想的であり、そのような検出器の候補として CsI(Tl) シンチレーション結晶 がある.

中性子事象とガンマ線事象を識別する手法として、励起粒子の違いにより波形が異なるという性質を 利用した波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination; PSD) がある.本章では、有機液体シンチレータ BC-501A と CsI(Tl) シンチレータに対して行った高速中性子の PSD テスト結果について説明する.

4.1 高速中性子弁別の必要性

4.1.1 中性子フラックス測定

次章で述べるように、二次ガンマ線の生成断面積を求めるために、水標的に入射する中性子数(フラックス)を測定する.この測定は、有機液体シンチレータをビーム軸上に置いて行う.中性子の背景事象として、中性子ビームを生成する陽子・原子核反応(⁷Li(p,n)⁷Be)時に放出されるガンマ線や、ビームラインに存在するガンマ線がある.この識別のために、中性子・ガンマ線弁別が必要となる.

4.1.2 散乱中性子数测定

脱励起ガンマ線の測定において、壁や床からの散乱中性子が背景事象となる.その対策は2つあり、ひと つは有機液体シンチレータで散乱中性子を測定し、その数を見積もる方法である.背景事象の見積もりに は、得られた散乱中性子フラックスをインプットにしてガンマ線検出器での損失エネルギーをシミュレー ションする.別の方法は、ガンマ線検出器として中性子を同定できる検出器を選んで中性子事象を除くと いう方法である.後者の場合には、ガンマ線検出器自体に中性子弁別能が求められる.

4.1.3 中性子事象の同定

中性子のいくつかの反応には終状態に陽子やアルファ線など特徴的な粒子を伴う. 陽子やアルファ線な どはガンマ線の反応では普通発生しな. 少なくとも、二次ガンマ線測定のビームラインで発生するガンマ 線のエネルギーはせいぜい 10 MeV 程度であり、この領域では光電吸収・コンプトン散乱・電子対生成の 3 つの相互作用がほとんどである. 波形弁別法 (PSD) は、終状態の粒子に対する検出器の応答波形が異な ることを利用して入射粒子を弁別するという手法である.

4.2 波形弁別の原理

一般に、シンチレーション光出力波形は複数準位からの脱励起発光成分からなるが、多くは主要な1つの減衰成分で表せる.しかし、ある種のシンチレータ波形は、

$$I = I_A \, exp\left(-\frac{t}{\tau_{fast}}\right) + I_B \, exp\left(-\frac{t}{\tau_{slow}}\right) \tag{4.1}$$

のように 2 成分で表せる. *I* は時間 *t* での光出力強度, I_A , I_B は物質によって決まる強度定数, τ_{fast} は 速い成分の減衰定数, τ_{slow} は遅い成分の減衰定数である. 両者の量の比が中性子・ガンマ線による変換 粒子の損失エネルギー (-dE/dx) に依存する場合, 波形の成分比を取ることにより粒子識別が可能とな る. つまり, シンチレータ出力波形の全領域を ADC で積分した値 (Q_{total}) とテール領域のみを積分した 値 (Q_{tail}) を 2 次元グラフにプロットした際に, 異なる粒子による事象は傾きが異なる. この概略図が図 4.1 である. 遅発成分の発生メカニズムは有機物質と無機物質で異なる.



図 4.1 シンチレーション出力波形と波形弁別のための積分範囲の概略図

4.2.1 有機シンチレータの PSD 原理

有機シンチレータの発光には蛍光と燐光の2種類ある.通常は基底状態はシングレット (スピン 0)状態にあり、励起成分もシングレットである. $S_1 \rightarrow S_0$ 遷移に伴う放射を蛍光といい、寿命は数 ns で速い. トリプレット (スピン 1)の励起状態への遷移はスピン選択則により基本は禁止されているが、スピン・軌道相互作用によりわずかに破れており、遷移が可能となる (系間遷移). この $S_1 \rightarrow T_1 \rightarrow S_0$ 遷移からの放射を燐光といい、トリプレットからシングレットへの反応確率が低いため寿命が ms 程度で長い (図 4.2).



図 4.2 有機シンチレータの蛍光と燐光

より詳しくは、トリプレットからシングレットへの脱励起過程は、 $T_1 + T_1 \rightarrow S_1 + S_0$ + photons のよう にトリプレット励起状態の電子どうしの相関によって起こる.損失エネルギーが大きい荷電粒子の場合は より多くの電子が励起状態に上げられ、トリプレット励起状態に遷移するため相関の組み合わせが多くな り、 $T_1 \rightarrow S_0$ 遷移がより多くなる.つまり、高速中性子によって陽子など dE/dx の大きい粒子が反跳する 場合の方が、ガンマ線によって電子が反跳する場合よりも信号波形の遅発成分が多く、テールの長い波形 となる (同じエネルギーの場合は中性子事象の方が波高は低い).図 4.3 はその概略図である.



図 4.3 有機シンチレータガンマ線と中性子の波形概略図

4.2.2 無機シンチレータの PSD 原理

無機シンチレータの発光は、基本的に伝導帯にある電子が不純物(活性化物質)の励起状態に落ち込み、 不純物の基底状態に落ちるときの放射である.しかし、伝導帯の電子と価電子帯の正孔がゆるい束縛状態 (励起子)を形成した場合は、より速く不純物準位に落ち込んでシンチレーション光を発する.励起子は電 子・正孔対の密度が大きい場合に形成されやすいため、*dE/dx*の大きい荷電粒子を伴う中性子事象の方が ガンマ線よりも即発成分が多い.これは有機シンチレータの場合と逆である.図 4.4 は概略図である.



図 4.4 無機シンチレータガンマ線と中性子の波形概略図

4.3 有機液体シンチレータによる高速中性子弁別

本研究では、有機液体シンチレータ BC-501A の中性子弁別テストを行った. BC-501A はキシレン (C_8H_{10}) を主成分とする液体シンチレータである. BC-501A の特性は表 4.1 である. ここで、光出力は NaI(Tl) 結晶を 100% としたときの値、減衰定数は速い成分 (蛍光) に対する値である.

光出力 [%]	最高放出波長 [nm]	減衰定数 [ns]	水素/炭素比	密度 [g/cm ³]
34	425	3.2	1.212	0.874

表 4.1 有機液体シンチレータ BC-501A の特性 [33]

用いた BC-501A 検出器は Bicron BC-501A-200DX50MM であり、アルミニウム製の液体容器は円柱形 で液体部分の寸法は直径 20 cm・高さ 5 cm である.光検出器として光電子増倍管 (PMT) H4144-01 を 用い、液体部分と光電面はライトガイドで接続される.この検出器の図面は以下の図 4.5 である.



図 4.5 中性子弁別テストに用いた BC-501A 検出器

中性子線源として ²⁵²Cf, ガンマ線源として ⁶⁰Co を用いて測定を行った. 波形読み出し用のモジュール として VME Flash-ADC (CAEN V1720) を用いた. CAEN V1720 は 12 bit, 250 MHz (4 ns) サンプ リングのモジュールである. 信号取得した範囲はトリガー前 ~ 4 μ s, トリガー後 ~ 12 μ s の合計 16384 ns (4096 サンプル) である. 図 4.6 に典型的な信号波形と積分範囲を示した.



図 4.6 BC-501A の典型的波形と PSD のための積分範囲

まず、DAQ ウィンドウの中のピーク位置を探し、そこから 16384 ns までの波高の積分値を Q_{total} とした. そして、ピーク位置から T_{offset} 後から 52 ns の間の積分値を Q_{tail} とした. ただし、積分値からは ベースラインを差し引いた. ベースラインは、DAQ ウィンドウの最頻値の ±2 mV の範囲にある値の平均 値とした. この手法は、BC-501A 信号の減衰時間 ~ 数十 ns に対して DAQ ウィンドウが十分に広く、ほ とんどは信号でない領域だという仮定のもとで採用した. 積分計算は T_{offset} を色々変えて行い、それぞ れの条件に対して横軸 Q_{total} ・縦軸 Q_{tail} の 2 次元ヒストグラムを作成した結果が図 4.7~ 4.12 である.



図 4.7 $T_{offset} = 12$ ns のときの PSD 解析の結果: 左は ²⁵²Cf 線源を置いた測定, 右側は ⁶⁰Co 線源 を置いた測定の結果である.



図 4.8 $T_{offset} = 24$ ns のときの PSD 解析の結果: 左は ²⁵²Cf 線源を置いた測定, 右側は ⁶⁰Co 線源 を置いた測定の結果である.



図 4.9 $T_{offset} = 36$ ns のときの PSD 解析の結果: 左は ²⁵²Cf 線源を置いた測定, 右側は ⁶⁰Co 線源 を置いた測定の結果である.



図 4.10 $T_{offset} = 48 \text{ ns}$ のときの PSD 解析の結果: 左は 252 Cf 線源を置いた測定, 右側は 60 Co 線 源を置いた測定の結果である.



図 4.11 $T_{offset} = 60$ ns のときの PSD 解析の結果: 左は ²⁵²Cf 線源を置いた測定, 右側は ⁶⁰Co 線 源を置いた測定の結果である.



図 4.12 $T_{offset} = 72$ ns のときの PSD 解析の結果: 左は ²⁵²Cf 線源を置いた測定, 右側は ⁶⁰Co 線 源を置いた測定の結果である.

 $T_{offset} = 12, 24$ ns の結果以外で ²⁵²Cf 線源を置いた測定結果の分布には 2 つの傾きが見られた. この うち傾きの大きい成分は ⁶⁰Co を置いた測定では見られない. 傾きが大きいということは遅発成分が多い ことに対応し, 中性子による陽子反跳信号である.

²⁵²Cf からの中性子エネルギーは約 10 MeV 以下で平均は約 2 MeV である. このエネルギー領域の中 性子と BC-501A の構成原子核である水素,炭素との反応断面積を図 4.13 に載せる. これは日本原子核研 究開発機構が作成している JENDL-4.0 ライブラリのデータである [36-39].



図 4.13 JENDL-4.0 ライブラリの中性子と (左) 水素原子核,(右) 炭素原子核の反応断面積:²⁵²Cf 線源の中性子のエネルギー領域 (~2 MeV) での主要な反応は弾性散乱である.

数 MeV 領域での支配的な反応は原子核との弾性散乱である.水素原子核は陽子なので、中性子は多くの エネルギーを反跳陽子に与える.一方、炭素原子核との弾性散乱では正面衝突で、中性子は原子核に運動エ ネルギーの 28% を与える.この測定では BC-501A のエネルギーキャリブレーションを行っていないが、 60 Co のコンプトンエッジを考えると $Q_{total} \sim 400$ がだいたい 1 MeV 程度だと考えられる.図 4.9~4.12 を見ると $Q_{total} \sim 400$ (~ 1 MeV) 以上では成分の分離が確認され、多くは水素原子核の反跳による信号 だと考えられる.

PSD は低エネルギー側で精度が悪くなる. BC-501A では ~ 1 MeV 以上で中性子・ガンマ線弁別が可能なことを確認した.よって、さらに高エネルギーの中性子を用いる二次ガンマ線測定でも中性子事象をガンマ線事象と区別可能だと考えられ、実際に 80 MeV 中性子を用いた E465 実験において確認された. これについて詳しくは第6章で説明する.

4.4 Csl(Tl) シンチレータによる高速中性子弁別

4.4.1 ²⁵²Cf 線源を用いたテスト

BC-501A と同様に、中性子線源として ²⁵²Cf、ガンマ線源として ⁶⁰Co を用いて測定を行った. 波形取 得に用いた Flash-ADC は BC-501A の測定と同じ CAEN V1720 である. DAQ ウィンドウはトリガー 前 ~ 4 μ s、トリガー後 ~ 28 μ s の合計 32786 ns (8192 サンプル) である. ベースラインの計算も先に説 明した方法と同じように行い、積分値から差し引いた. CsI(Tl) シンチレータの典型的信号波形と積分範 囲を図 4.14 に載せた. 積分の開始点は CsI(Tl) の立ち上がり時間を考慮して、ピークより 500 ns (125 サ ンプル) 前からに決めた. 得られたエネルギースペクトルは図 4.15 である. ここで、キャリブレーション は ⁶⁰Co の 2 ピークで行った.



図 4.14 CsI(Tl) の典型的波形と PSD のための積分範囲



図 4.15 CsI(Tl) で測定したエネルギースペクトル: 左は ⁶⁰Co 線源, 右は ²⁵²Cf を置いた測定結果である.

次に、PSD 解析結果である Q_{total} - Q_{tail} 分布を図 4.16 に載せる. ⁶⁰Co 分布の大きな傾きにあるのは、 パイルアップ事象によるものである. 図に示すようにいくつか生波形を確認したが、カットはしていない. ²⁵²Cf の測定において、明確に異なる傾きの分布は確認できなかった.



図 4.16 PSD 解析結果: 左は 252 Cf 線源を用いた測定,右は 60 Co 線源を用いた測定結果である. 60 Co に対する結果ではレートが高かったため,図中の例に示すような信号の重なり合い (パイルアップ) が数多くあった.今回の解析では,パイルアップ事象をカットしなかった.

JENDL-4.0 ライブラリ [36-39] における ¹³³Cs 原子核と ¹²⁷I 原子核に対する中性子反応断面積のデー タは図 4.17 である. データには 10 eV~10 keV 付近に共鳴がある.



図 4.17 JENDL-4.0 ライブラリの中性子と (左)¹³³Cs 原子核,(右)¹²⁷I 原子核の反応断面積:²⁵²Cf 線源の中性子のエネルギー領域 (~2 MeV) での主要な反応は弾性散乱である.1 eV 付近から上に見 られる大きな増減は,中性子エネルギーが複合核の励起準位と一致する位置で核反応が起こりやすくな る (共鳴) ことに起因する.

 252 Cf からの中性子エネルギー領域 (10 MeV 以下, 平均値 ~ 2 MeV) での支配的な反応は原子核弾性散 乱である. セシウムもヨウ素も中性子よりはるかに重く, 正面弾性衝突で中性子が与えるエネルギーはも との約 3% 以下 (≲ 0.1 MeV) である. よって, エネルギーが低すぎてこの領域では PSD は確認できな かったと考えられる. ただし, 二次ガンマ線測定の観点からは, そもそもこの中性子のエネルギー帯では二 次ガンマ線の背景事象にならないため, この領域で PSD ができなくても問題はない.

4.4.2 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテスト

より二次ガンマ線測定の環境に近い条件で CsI(Tl) の PSD テストをするため、東北大学サイクロト ロン・ラジオアイソトープセンター [40,41] (CYRIC) において 2016 年 11 月 17・18 日に測定を行っ た^{*1}. CYRIC ではサイクロトロンで加速させた陽子ビームを Li ターゲットに照射し、⁷Li(p,n)⁷Be 反応 によって中性子ビームを生成する. 陽子エネルギーの設定値は 70 MeV であった. 陽子ビームカレントは 10~100 nA の間で設定されていた. CsI(Tl) は Li ターゲットの約 7 m 下流のビーム軸上に置いた.

波形の測定は CAEN V1720 で行った. DAQ ウィンドウはトリガー前 ~ 4 μ s, トリガー後 ~ 28 μ s の 合計 32786 ns (8192 サンプル) である. CsI(Tl) の典型的な信号波形と積分範囲は図 4.18 である. Q_{total} はピーク位置 T_{peak} より前 500 ns から後 T_{end} まで, Q_{tail} はピーク位置 T_{peak} より後 2 μ s から後 T_{end} までの範囲の積分である. Q_{calib} は次に説明するが, エネルギー計算用のウィンドウである.



図 4.18 CsI(Tl) の典型的な信号波形と積分範囲

エネルギーキャリブレーション

検出器のエネルギーキャリブレーションは⁶⁰Co 線源の 1.17 MeV と 1.33 MeV, 環境中に存在する⁴⁰K の 1.46 MeV, ²⁴¹Am/Be 線源の 4.44 MeV とそのシングルエスケープ (S.E.), ダブルエスケープ (D.E.)

^{*1} 東北大学ニュートリノ科学研究センターの末包文彦氏,古田久敬氏,日野陽太氏のご厚意により,ビームテストにパラサイト する形で測定させていただいた.

の 6 点で行った. キャリブレーション用の積分範囲は図 4.18 にあるように、ピーク位置 T_{peak} より前 500 ns からピーク後 4000 ns まで (Q_{calib}) である. ベースラインは前節と同じ計算方法により求め、差し引いた. キャリブレーションの結果は図 4.19 である. ここで、電荷 [pC] は波高 [mV] の積分値にその区間の時間 [ns] をかけ、終端の 50 Ω で割った結果である. エラーバーはガウス関数のフィッティングエラーで見積もっている. 直線によるフィット結果の傾きは 1% 程度のエラーであり、良い線型性である.



図 4.19 CsI(Tl) のエネルギーキャリブレーション結果: ⁶⁰Co 線源の 1.17 MeV と 1.33 MeV, ⁴⁰K の 1.46 MeV, ²⁴¹Am/Be 線源の 4.44 MeV とその S.E., D.E. をキャリブレーション点に選んだ.

PSD 解析結果

PSD 解析の積分範囲は $T_{end} = 20, 12, 4 \ \mu s$ の 3 種類とした. これは,将来的なビーム実験において PSD のためにテール領域をどの程度取得すべきかの指標とするためである.

解析に用いたデータは4種類ある. ガンマ線リッチなサンプルとして、環境背景事象の測定とCuター ゲット設置時のビーム測定を用いた. Cuターゲットの場合はLiターゲットと違い、ガンマ線が主要とな る. 中性子リッチなサンプルとしては、Liターゲットのビーム測定を用いた. このとき、低いトリガー閾値 での測定 (~0.4 MeV)と、高エネルギー領域のみ検出するための高いトリガー設定 (~25 MeV)での測定 の2種類行った. 図 4.20 にエネルギーとテール積分値の2次元分布、エネルギーと全領域・テール領域比 (*Ratio* = Q_{tail}/Q_{total})の2次元分布を載せた. 結果は、どの場合にも性質の異なる複数の分布が見える という結果になった. これらはガンマ線リッチなデータには現れておらず、先に説明した無機シンチレー タの発光特性を考えれば、中性子由来だと考えられる. 複数本に分かれているのは、エネルギーを落とした 荷電粒子 (中性子から変換された粒子)の種類が複数あり、それぞれの dE/dx が異なるためである. 具体 的には、軽い (dE/dxの小さい)順から陽子、重陽子 (デューテロン)、三重陽子 (トリトン)、アルファ粒子、 … である. 全測定の $T_{end} = 4\mu$ s に対する解析結果を1つの図にまとめたものが図 4.21 であり、脱励起ガ ンマ線の信号領域である 5~7 MeV においてガンマ線事象と中性子事象が弁別できていることがわかる.



図 4.20 T_{end} を変えたときの PSD 解析の結果:上から $T_{end} = 20 \ \mu s$, 12 μs , 4 μs の場合の結果で ある. 左側は Q_{calib} - Q_{tail} の 2 次元ヒストグラム,右側は Q_{calib} -Ratio の 2 次元ヒストグラムである. ガンマ線リッチなサンプルとして環境背景事象測定と Cu ターゲットでのビーム測定,中性子リッチな サンプルとしてトリガー閾値の異なる条件のデータを用いた.



図 4.21 $T_{end} = 4 \ \mu s$ のときの PSD 解析結果と粒子特定: 左側は Q_{calib} - Q_{tail} の 2 次元ヒストグラム, 右側は Q_{calib} -Ratio の 2 次元ヒストグラムである.

本解析ではパイルアップ事象やノイズ事象のカットができていない. 特にパイルアップは図 4.21 の各粒 子のラインをぼやけさせるため, PSD の精度に影響する. また, エネルギーごとの PSD の良さを評価す るときや, 二次ガンマ線測定の解析時に中性子カットを行う場合には, カットごとの選択効率やエラーの 見積もりなども必要になる.

4.5 まとめ

本章では、二次ガンマ線測定において中性子事象の弁別が必要であることを述べた上で、有機液体シン チレータ BC-501A と CsI(Tl) に対して行った PSD 解析の結果を説明した.

BC-501A のテストは ²⁵²Cf 線源を用いて行い,中性子・ガンマ線弁別ができていることを確認した. ビーム照射時も弁別できているが,それについては第6章で説明する. CsI(Tl) についても BC-501A と同様に ²⁵²Cf 線源を用いて測定を行ったが,エネルギーが低く PSD が確認できなかった.そこで,東北大学 CYRIC において 70 MeV 高速中性子ビームを用いたテストを行った.そして,陽子やアルファ線など由 来の複数の分離が確認された.また,二次ガンマ線のエネルギー領域である 5~7 MeV において PSD が可能なことがわかった.現状では PSD の良さの評価は行っていないが,目視の段階で分離は明確なので,二次ガンマ線測定で使用できることが期待される.また,テールは 4 μ s でも PSD ができており,レート 耐性を見積もる際の指標となる.

しかし、現状で用いている波形解析手法は簡易的なものであり、その改良が必要である.具体的には、ノ イズ事象やパイルアップ事象の適切なカットができていない.また、これらのカットが妥当なものかの チェックや選択効率の評価も付随して行うべきである.以上は断面積などの物理結果を出す際には必須の 課題となっている.
第5章

高速中性子フラックス測定のための研究

二次ガンマ線の生成断面積を求めるためには、水に入射する中性子数(フラックス)を測定する必要が ある.本章でははじめに、フラックス測定手法の説明とそのために行ったシミュレーションについて述べ る.そして、中性子検出器である有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーション方法について説 明する.

5.1 中性子フラックスの測定手法

5.1.1 飛行時間法 (Time-of-Flight; TOF)

飛行時間法は、中性子が発生してから検出器に達するまでの時間を測定することにより運動エネルギー を求める手法である.時間のゼロ点は、陽子ビームから中性子を生成する際に発生する即発ガンマ線 (prompt-γ)を用いる(即発ガンマ線は第6章で説明する).図 5.1 は TOF 測定法の概念図である.



図 5.1 TOF 測定法の概念図:時間データ取得の開始点 t_{start} ,時間軸上での即発ガンマ線の検出位置を t_{γ} ,中性子の位置を t_n とする.ガンマ線は光速なので TOF 分布にピークが鋭く立つ.一方,中性子は運動エネルギーに広がりを持つため,TOF 分布も広がっている.TDC で測定するのは時間差 $t_{\gamma} - t_{start}$ と $t_n - t_{start}$ であり, これより時間差 $t_{\gamma} - t_n$ を求めれば,中性子エネルギーが計算できる.

時間データの取得は TDC で行う. 陽子ビームの RF に対応するトリガーを時間計測の開始点 (t_{start}) として,時間軸上でのガンマ線の位置を t_{γ} ,中性子の位置を t_n とすれば, TDC は各々と t_{start} の差を出力する. ガンマ線は光速なので,発生点と検出器位置の距離に対応する時間位置にピークを持つ. 中性子はエネルギーに広がりを持ち, TOF 分布が広がる. TOF 分布は常にトリガー位置との相対差で求められる.

つまり、ガンマ線と中性子の時間差 $t_{\gamma-n} = (t_n - t_{start}) - (t_{\gamma} - t_{start})$ である. ここで、中性子の質量を $m = 939.6 \text{ MeV/c}^2$, 運動エネルギーを K [MeV], 速度を $v (= \beta c)$ [m/s], 運動量を p [MeV/c], エネル ギーをE [MeV] とすれば、特殊相対論により、

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{5.1}$$

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}$$
(5.2)

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{K + mc^2}\right)^2} \tag{5.3}$$

である. 速度は TOF 分布から得られるため、計算により中性子の運動エネルギー分布が得られる.

5.1.2 検出器

正しく中性子数を測定するためには、ガンマ線事象を弁別できなければならない、また、時間測定が中性 子運動エネルギー測定精度に直接関わるため、応答の速い検出器が必要である.以上の要請から、中性子フ ラックスの測定には有機液体シンチレータを使用する.

5.1.3 中性子検出効率

TOF 測定により得られる中性子分布は実際に検出された中性子である。検出器に入射したもとの中性 子分布 (フラックス)を求めるためには、検出効率が必要である.図 5.2 にそのイメージ図を示す.もとの フラックスに検出効率をかけた値が実際に検出された中性子分布である.検出効率は中性子のエネルギー によって異なるため、エネルギーごとに検出効率を求めて TOF 分布の各ビンを割る.



中性子運動エネルギー

図 5.2 もとの中性子フラックスと実際の検出数:検出効率の分だけ検出される数が減る.

有機液体シンチレータの検出効率を計算するソフトウェアとして、日本原子力研究開発機構が開発した プログラムコード SCINFUL-QMD [51] を用いる. SCINFUL-QMD は、中性子が有機液体シンチレータ で反応し、光出力を PMT の信号出力に変換するまでの過程を扱う. 運動エネルギー 80 MeV 以下の中 性子応答は実験結果、80 MeV 以上 3 GeV 以下の領域は Statistical Decay Model (SDM) と Quantum Molecular Model (QMD) の 2 つの理論をもとにモンテカルロ計算をする. 本研究では、二次ガンマ線測 定で利用する大阪大学核物理研究センター (RCNP) で設定可能なエネルギーの上限値である 392 MeV までの有機液体シンチレータの中性子検出効率を計算した. その際、シミュレーションのインプットとし て特に重要なパラメータが次の 2 つである.

■ 光量減衰因子 (light attenuation factor)

光検出器 (PMT) での出力光量減衰の効果である. もとの光出力が *Light* のとき,光量減衰因子 *Grho*,反応点から PMT 表面までの距離 *Dist* を用いて,補正光出力 *Light'* は,

$$Light' = Light \times \exp\left(-Grho \times Dist\right) \tag{5.4}$$

となる. 今回の計算では, BC-501A に典型的な 0.80 cm⁻¹ を用いた.

■ 検出器トリガー閾値 (bias)

検出器に設定するトリガー閾値の値である. ただし、単位は [MeV_{ee}] である. これは、検出器内での反跳 陽子・原子核のクエンチ効果がシミュレーションに実装されているためである^{*1}. BC-501A において、中 性子は陽子反跳を通じて高エネルギーを落とす. 一方、BC-501A は密度が低く即発ガンマ線の起こす反応 はほとんどがコンプトン散乱である. よって、高いエネルギーを落とさないので、トリガー閾値はこの即発 ガンマ線が検出できる程度にすべきである. 中性子ビーム生成過程 (⁷Li(n, p)⁷Be) において発生しうる即 発ガンマ線は、⁷Li 周りの原子核の脱励起成分である. このうち、最も低い成分は ⁸Li の 1 つの準位からの 0.98 MeV である. よって今回は、1 MeV_{ee} 以下のいくつかの値 (1.0, 0.80, 0.60, 0.40, 0.20 MeV_{ee}) に 対してシミュレーションを行った.

中性子の運動エネルギー 0.1 MeV と、1 MeV から 392 MeV の 1 MeV 間隔の合計 393 点に対して検出 効率を計算した.計算コストの都合により、検出器での中性子サンプル数を、99 MeV 以下は 100,000 (エ ラー ~0.3%)、100~199 MeV は 10,000 (エラー 1%)、200 MeV 以上は 1,000 (エラー ~3%) とした.計 算結果が図 5.3 である.ここで、"escaping proton cut"とは、シンチレータから逃げる高エネルギー陽子 が実験解析においてガンマ線と区別が難しいため、カットするというオプションである.結果を見てわか るように、bias によって検出効率が大きく異なる.よって、検出器のトリガー閾値を正確に設定すること

 $\mathbf{58}$

^{*&}lt;sup>1</sup> クエンチ効果とは、*dE/dx* の大きな粒子が通ったときに発光を伴わない過程で見かけのエネルギーが少なくなる現象である. 電子はクエンチ効果がほぼないため、電子による損失エネルギーを [MeV_{ee}] (electron equivalent) のように表し、基準とす ることが多い.

が重要である.具体的には、断面積測定目標 5% に対してフラックスの誤差を 2~3% とすると、トリガー 閾値の決定精度 (キャリプレーションの精度) は 1% 程度を要求する.



図 5.3 SCINFUL-QMD で計算した BC-501A の中性子検出効率:中性子運動エネルギー 0.1 MeV と 1 MeV から 392 MeV の 1 MeV 間隔の合計 393 点に対して、 bias の値を変えて計算した.

5.2 有機液体シンチレータのエネルギーキャリブレーション

前節で見たように、有機液体シンチレータ (BC-501A) の中性子検出効率計算結果は、検出器にかける トリガー閾値の値に大きく依存する.よって、エネルギーキャリブレーションにより正確にトリガー閾 値を決定しなければならない.しかし、BC-501A の主成分である水素や炭素など原子番号が小さいた め、光電吸収断面積は非常に小さく、無機シンチレータなどのキャリブレーションに通常用いる光電吸収 ピークがスペクトルに現れない.それに加えて発光量 (絶対光収率) が無機シンチレータに比べて小さく (BC-501A は NaI(Tl) の 34% 程度), 統計的ふらつきも大きい.つまり、エネルギーキャリブレーション が容易ではない.

最も良いキャリブレーション手法は、既知のエネルギーの荷電粒子ビームを照射することである. 陽子 のような重粒子ではクエンチがあることを考えると、電子または陽電子ビームでのキャリブレーションが 望ましい. それが使えないような状況 (少なくとも RCNP にそのような施設はない) において、低いエネ ルギー領域のキャリブレーションを行うにはガンマ線のコンプトン散乱を利用する. 本研究では、実際に コンプトン散乱を利用して BC-501A 検出器のエネルギーキャリブレーション手法のテストを行った. そ の手法と結果を以下で説明する.

5.2.1 手法

汎用放射線源 (137 Cs, 60 Co)のエネルギー領域では、BC-501A で起こる反応はコンプトン散乱が支配 的である.コンプトン散乱は入射エネルギーと散乱角度によって、反跳電子の角度とエネルギーが決まる. つまり、図 5.4 のように、ガンマ線検出器の位置 (角度)と BC-501A 検出器のコインシデンスを取ること により決まったエネルギーを持った反跳電子を検出できる.角度を変えていくことでキャリブレーション 点を複数取ることができる.ただし、 $\theta = 180^{\circ}$ の場合は線源の真後ろにガンマ線検出器を置くことにな り、散乱ガンマ線と直接入るガンマ線を区別できないのでコインシデンスを取る方法は使えない.この角 度では電子に与えるエネルギーが最大となるため、普通に測定した場合のスペクトルで急激に事象数が減 る.この点をコンプトンエッジといい、キャリプレーション点に使う.



図 5.4 BC-501A のキャリブレーションの概念図: 左は $\theta \neq 180^{\circ}$ の場合 (コインシデンス測定), 右は $\theta = 180^{\circ}$ の場合 (コンプトンエッジ測定) である.

本研究で用いた線源¹³⁷Cs, ⁶⁰Coのエネルギー $E_{\gamma,in}$ といくつかの散乱角度 θ に対する散乱ガンマ線 エネルギー $E_{\gamma,sactter}$,反跳電子エネルギー $E_{e,recoil}$ の計算結果を表 5.1 にまとめた.運動エネルギーが 1 MeV 以下の電子の BC-501A での損失エネルギーは ~ 0.5 MeV/cm なので,せいぜい 2 cm 程度で全エ ネルギーを検出器に付与する.つまり,セットアップ決定時に電子の反跳角度 ϕ はそこまで考えなくて良 い.最低でもガンマ線検出器と BC-501A のトリガー閾値より高いエネルギーが必要なので,あまり低す ぎない成分と角度 (⁶⁰Coの 45°, 60°, 90°, 180° と ¹³⁷Cs の 180°) をキャリブレーション点に選んだ.

$E_{\gamma,in}$ [MeV]	θ [°]	$E_{\gamma,scatter}$ [MeV]	$E_{e,recoil}$ [MeV]
1.17	30	0.895	0.275
1.33	30	0.986	0.344
0.662	30	0.564	0.098
1.17	45	0.700	0.470
1.33	45	0.755	0.575
0.662	45	0.480	0.182
1.17	60	0.546	0.624
1.33	60	0.578	0.752
0.662	60	0.402	0.260
1.17	75	0.434	0.736
1.33	75	0.454	0.876
0.662	75	0.338	0.324
1.17	90	0.356	0.814
1.33	90	0.369	0.961
0.662	90	0.288	0.374
1.17	180	0.210	0.960
1.33	180	0.214	1.116
0.662	180	0.184	0.478

表 5.1 コンプトン散乱に関する計算結果

5.2.2 コインシデンス測定 ($\theta = 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$)

コインシデンス測定で用いた検出器は第3章で説明した NaI(Tl) と第4章で説明した BC-501A であ る. 測定用の読み出し回路は図 5.5 である. 各検出器への印加電圧は NaI(Tl) に-1500 V, BC-501A に-1700 V である. 各信号はトリガー発行後, Coincidence モジュールにまとめられる. Discriminator の 閾値は十分低くしておく. Discriminator デジタル信号の出力幅は NaI(Tl) と BC-501 でそれぞれ 70 ns, 75 ns 程度であり, 検出器間の距離を考えても十分に同期できる時間幅である. 信号の積分は VME 12bit ADC (CAEN V265) で行い, コインシデンストリガーと時間計測は VME Scaler (CAEN V560) で行う. 時間計測は Clock Generator の 100 Hz 信号を Scaler に入れて行う. 信号とゲートの位置関係は Analog Delay で調整し, 図 5.6 のオシロスコープ画面のようにした. ゲート幅は NaI(Tl) のテール部分まで十分 に取れるように 1 μ s 程度にした.



図 5.5 BC-501A のキャリブレーションの回路



図 5.6 各検出器の信号とゲートの位置関係をオシロスコープで確認した写真

コインシデンス測定では、両方の検出器にある程度のエネルギーが入射するように線源として⁶⁰Co,散 乱角度として $\theta = 45^{\circ}$, 60° , 90° を選んだ. セットアップの概略図は図 5.7 (右) である. ガンマ線源の方 向をガイドするため、真ん中に穴が空いている図 5.7 (左) のような円筒型鉛ブロック (穴径 2 cm,高さ 5 cm)を用いた. さらに、アクシデンタルコインシデンストリガーを減らすために、図 5.8 のように机の 上に鉛を敷いてその上に検出器を置き、さらに横も覆った. ここで、角度で横の被覆場所が若干異なるが、 ガンマ線のガイドに関わる重要な部分は同じにしてあるので問題ない. また、線源と NaI(Tl) の間にも鉛 ブロックを挟み、直接入らないようにした. ガンマ線の多重散乱によるエネルギー損失を防ぐため、NIST XCOM [42] で計算したキシレン中での1 MeV ガンマ線の平均自由行程 (約 6.5 cm) よりもガンマ線が通 過する距離が小さくなるように, BC-501A の配置方向と線源の位置を決めた. これにより, 角度によって ガンマ線源と BC-501A の距離が異なりレートに違いが出るが, 測定時間を調節して統計を十分に貯めた.



図 5.7 ガンマ線コリメート用の鉛ブロック (左) とセットアップの概略図 (右)



図 5.8 コインシデンス測定のセットアップ

解析に用いたデータの情報を表 5.2 にまとめた. 取得イベント数は ADC で取得したすべてのイベント の合計数, トリガー数と測定時間は Scaler で取得した結果である.

Run 名	Run 条件	取得イベント数 N_{evt}	トリガー数 N_{trg}	測定時間 $T_{measure}$ [s]
run2	60 Co, $\theta = 90^{\circ}$	10000	11053	7533.59
run4	60 Co, $\theta = 60^{\circ}$	48829	52708	25186.27
run3	60 Co, $\theta = 45^{\circ}$	17347	18885	10793.95

表 5.2 コインシデンス測定のデータに関する情報

比較しやすくするため、各 Run の dead time 補正と時間による規格化を行う目的で、ヒストグラムに $N_{trg}/(N_{evt} \times T_{measure})$ をかけた.結果のエネルギースペクトルが図 5.9、5.10 である. 横軸は ADC の チャンネル、縦軸はカウント数を上の規格化因子で規格化した値である.



図 5.9 コインシデンス測定の BC-501A のエネルギースペクトル: (左) 縦軸 linear, (右) 縦軸 log



図 5.10 コインシデンス測定の NaI(Tl) のエネルギースペクトル: (左) 縦軸 linear, (右) 縦軸 log

Discriminator の閾値で事象数が急激に減っており、このチャンネル位置を Cut off と呼ぶ. 結果はコンプ トン散乱の物理の通り、角度が上がるほど反跳電子のエネルギーすなわち BC-501A 検出器に落とすエネ ルギーが増えている. また、それに反して NaI(Tl) は散乱ガンマ線を捉えており、角度が上がるほどエネ ルギーが低くなっている. BC-501A はエネルギー分解能が低く、1.17 MeV と 1.33 MeV からの反跳電子 を区別できていない. また、NaI(Tl) も低エネルギー側で分解能が足りず、散乱ガンマ線 2 成分を区別でき ていない. もし区別できていれば、ガンマ線検出器側からカットをかけて BC-501A 検出器のスペクトル を出せる可能性がある. 本研究では、図 5.9 で見られたピークをガウス関数でフィットし、それを反跳電子 の平均値に対応させた. フィッティング結果は図 5.11~5.13 である.



図 5.11 BC-501A の $\theta = 90^{\circ}$ の測定に対するフィッティング結果



図 5.12 BC-501A の $\theta = 60^{\circ}$ の測定に対するフィッティング結果



図 5.13 BC-501A の $\theta = 45^{\circ}$ の測定に対するフィッティング結果

5.2.3 コンプトンエッジ測定 ($\theta = 180^{\circ}$)

コンプトンエッジ測定時の回路は、図 5.5 の ADC に入れるトリガーを Coincidence を介さず直接 BC-501A 後の Discriminator から Gate Generator につなぎ変えたものを用いた.印加電圧などの設定 は同じである.ゲート幅や信号とゲートの位置関係も先ほどと同じにした.また、Scaler によるトリガー カウントは BC-501A のトリガー数を計数した.セットアップは図 5.9 の $\theta = 90^{\circ}$ の場合と同じで、鉛 ブロックによるガイドもそのままにした.用いた放射線源は 60 Co と 137 Cs である.また、この測定では Coincidence モジュールを介さないので背景事象が多い.よって、線源を何も置かないで背景事象の測定 も行った.解析に用いたデータの情報を表 5.5 にまとめた.このうち、トリガー数と測定時間は Scaler で 取得していた結果である.

表 5.3 コンプトンエッジ測定のデータに関する情報

Run 名	Run 条件	取得イベント数 N_{evt}	トリガー数 N_{trg}	測定時間 $T_{measure}$ [s]
run8	Background	50000	67986	203.43
run9	$^{137}\mathrm{Cs}$	50000	78454	57.99
run10	$^{60}\mathrm{Co}$	50000	86235	56.11

比較のため、コインシデンス測定と同様に、ヒストグラムに $N_{trg}/(N_{evt} \times T_{measure})$ をかけた. 結果のエ ネルギースペクトルが図 5.14、背景事象を差し引いた結果が図 5.15 である. 横軸は ADC のチャンネル、 縦軸はカウント数を上の規格化因子で規格化した値である. ⁶⁰Co の結果は 400 ch 付近, ¹³⁷Cs の結果は 320 ch 付近にコンプトンエッジを持つ. これらのエッジをガウス関数でフィットした結果も図 5.16 に続 けて載せる. さらに高エネルギー側にエッジが見えるが、キャリプレーションには用いない.



図 5.14 コンプトンエッジ測定の BC-501A のエネルギースペクトル: (左) linear, (右) log



図 5.15 背景事象を差し引いた場合:(左) linear,(右) log



図 5.16 コンプトンエッジのフィット結果: (左) コバルト 60, (右) セシウム 137

5.2.4 結果と課題

図 5.9 と図 5.14 を見ればわかるように、コインシデンス測定とコンプトンエッジ測定で Cut off の位置 が変わっている.測定中に BC-501A 検出器に対する Discriminator の値は変えていないため、閾値が実 際に下がったわけではない. これは、コインシデンス測定では NaI(Tl) 検出器の閾値で Cu off の位置が決 まっていたからである.両測定の Cut off 位置をガウス関数フィッティングで調べた結果が表 5.4 である. コインシデンス測定の Cut off 位置は 304.6 ± 0.2 ch、コンプトンエッジ測定の Cut off 位置は 290.8 ± 0.6 ch であった.

測定種類	測定内容	フィット区間 [ch]	フィット結果 (中央値) [ch]	平均値 [ch]
	$\theta = 90^{\circ}$	[280, 309]	304.7 ± 0.3	
コインシデンス測定	$\theta = 60^{\circ}$	[280, 309]	305.9 ± 0.3	304.6 ± 0.2
	$\theta = 45^{\circ}$	[280, 309]	303.3 ± 0.1	
コンプトンエッジ測定	60 Co	[257, 300]	290.2 ± 0.9	200.8 ± 0.6
	$^{137}\mathrm{Cs}$	[257, 300]	291.4 ± 0.8	290.0 ± 0.0

表 5.4 Cut off 位置のガウス関数フィット結果

また、表 5.5 は各測定のフィッティング結果の中央値とそれに対応するエネルギーをまとめたものであ り、 60 Co に関しては 2 成分の平均値をエネルギーとした. ここで、単位を [MeV_{ee}] と表記してあるが、い まは反跳電子を用いた測定をしているため、クエンチ効果を考えなくて良く、表 5.1 中の [MeV] と同じ意味である.

測定種類	エネルギー $[MeV_{ee}]$	フィット区間 [ch]	フィット結果 (中央値) [ch]
	0.888	[375, 500]	401.3 ± 0.5
コインシデンス測定	0.688	[340, 500]	369.4 ± 0.7
	0.523	[340, 395]	346.8 ± 1.3
コンプトンエッジ測字	1.038	[380, 460]	417.2 ± 3.5
コノノトノエッン/則圧 	0.478	[330, 380]	353.7 ± 1.8

表 5.5 フィッティング結果とエネルギーの対応表

以上の 5 点およびコインシデンス測定のみの 3 点に対してエネルギーと ADC チャンネルの対応関係をそれぞれプロットし、一次関数 ($y = p1 \times x + p0$) でフィットした結果が図 5.17 である. フィット関数の傾きの精度は 2% 程度である.



図 5.17 BC-501A のエネルギーキャリブレーション結果: 左はコインシデンス測定とコンプトンエッジ測定すべての点を用いた結果, 右はコインシデンス測定の結果のみ用いた結果である. コンプトン エッジ測定の点が他から外れている.

コンプトンエッジ測定の結果の方がエラーが大きかったが、これはフィッティングパラメータの誤差で ある. キャリブレーションのエラーはフィット関数の傾きの誤差の 2% 程度であり、目標の 1% よりは良 くない. 測定における改善点としては、Pedestal や Cut off のモニタリングを行うことや、より多くの角 度での測定を行うなどである. ただし、角度の決定精度も効いてくるため、線源と BC-501A, BC-501A と ガンマ線検出器の距離を離すことにより対応する. また、⁶⁰Co を使う場合は NaI(Tl) より分解能の高い LaBr₃(Ce) などを用いれば、散乱ガンマ線のエネルギー弁別から反跳電子のエネルギー弁別ができる可能 性がある. 他には、²⁴¹Am/Be 線源の 4.44 MeV ガンマ線などを用いれば、さらに広範囲に渡ってキャリ ブレーションができる. また、そもそも ⁶⁰Co のように 2 成分あるものでなく、²²Na 線源のような単成分 (1.27 MeV) の線源を用いる方が望ましい.

5.3 まとめ

本章でははじめに、二次ガンマ線測定における中性子フラックスの測定手法について論じた.そして、 SCINFUL-QMD を用いて有機液体シンチレータの中性子検出効率を計算し、結果がトリガー閾値に大き く依存することを見た.そのため、検出器エネルギーキャリブレーションを正確に行う手法が必要となる. 本研究では、コインシデンス測定とコンプトンエッジ測定の2種類の方法をテストした.キャリブレー ション結果の傾き誤差は2%程度であり、目標の1%は達成できなかった.しかし、改善すべき点は把握し ており、本章で述べた手法を使うことができる.なお、次章で説明するE465実験では本章での手法を確立 していなかったため、フラックス測定がうまくいかなかった.

第6章

RCNP-E465 実験

大阪大学核物理研究センター (Research Center for Nuclear Physics; RCNP) において 2016 年 6 月 12 日に E465 実験を行った. E465 実験では、運動エネルギー 80 MeV の高速中性子ビームを水標的に当 て、周りに配置した高純度ゲルマニウム半導体 (HPGe) 検出器で脱励起ガンマ線を、有機液体シンチレー タ BC-501A で散乱中性子を測定した.本章では、実験の手法と解析結果について説明する.

6.1 実験目的・概要

E465 実験での目標は以下の3つである.

(A) 脱励起ガンマ線成分の観測

酸素原子核またはその周辺原子核の励起状態で、ガンマ線を放出するモードは数多く存在する.実際に 中性子と酸素原子核の反応から放出されるガンマ線成分を観測することと、どの励起モードが支配的なの かを測定する.

(B) ビームライン背景事象の測定

水標的や壁・コリメータ(以下で説明する)による高速中性子ビームの散乱が脱励起ガンマ線検出器に 入る場合や,熱化された中性子の捕獲から放出されるガンマ線など,脱励起ガンマ線信号の背景事象とな りうる要素が複数考えられる.実際にビームラインでどのような背景事象があるのかを調べる.

(C) 将来実験の最適化

(A), (B) の結果を受けて、将来実験における検出器分解能や容量、背景事象削減のための設備などの要求を考え、実験の最適化を行う.将来実験については第7章で述べる.

6.2 測定系

6.2.1 高速中性子ビーム

施設

E465 実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) [43] のサイクロトロン施設内にある N0 コース (高 速中性子ビームライン) で行った. N0 コースは長さ 100 m のトンネルで,図 6.1 の RCNP サイクロトロ ン施設鳥瞰図 の紙面左側に位置している.



図 6.1 大阪大学核物理研究センター サイクロトロン施設配置図 [43]: E465 実験は 100 m 長さの "Neutron TOF measurement tunnel (N0 コース)"で行った.

ビームライン

RCNP の陽子加速サイクロトロンは 2 段階に分かれる. 最初の AVF サイクロトロンでは, 運動エネル ギー 65 MeV まで加速される. それ以上のエネルギーへの加速は, リングサイクロトロンで達成される. リングサイクロトロンは最大 392 MeV まで加速可能で, ビームカレントは最大 1 μA である.

N0 コースでは、リングサイクロトロンで加速された陽子ビームを設置された Li ターゲットに照射する ことによって、中性子ビームを生成する (⁷Li(n, p)⁷Be 反応). Li ターゲットが設置される領域には磁場が かけられており、荷電粒子は曲げられて後流のビームダンプに捨てられる. 実際に N0 コースに入射する のは中性粒子 (中性子、ガンマ線) となる. また、Li ターゲットと N0 コースの間には、純鉄と低炭素鋼 (炭 素成分 0.2% 以下) でできたコリメータが設置されており、ビーム径を絞っている. コリメータの穴のサイ ズは 10 cm × 12 cm、厚さは 150 cm である. N0 コースの概略図が図 6.2、陽子ガイド用の磁石が図 6.3、 Li ターゲット設置台が図 6.4、コリメータが図 6.5 である.



図 6.2 RCNP N0 コース [44]: リングサイクロトロンで加速した陽子ビームを磁場で曲げて Li ター ゲットに照射し,中性子ビームを得る.中性粒子以外は磁石により曲げられ,下流のビームダンプに捨 てられる. Li ターゲット後流には厚さ 150 cm のコリメータがあり,ビーム径を絞っている. E465 実 験では,水標的を Li ターゲットから後流約 10 m の位置に設置した (詳しくは後述).



図 6.3 陽子ビームを曲げる磁石とコリメータの配置 [43]: 写真手前に見える磁石によって陽子ビーム を Li ターゲットまでガイドする. 7 Li(n, p) 7 Be 反応で生成された中性子や,反応に伴って発生するガンマ線は写真奥のコリメータに向かって飛んでいく.



図 6.4 Li ターゲットとその設置台: スライド式の Li ターゲット設置台により, 陽子ビームのター ゲットへの入射角度を決定できるようになっている. E465 実験では, 陽子ビームの入射方向とコリ メータを結ぶ直線上 (0 deg) に Li ターゲットを設置した.



図 6.5 N0 コース コリメータ: 穴径 10 cm × 12 cm, 奥行き厚さ 150 cm で, 成分は純鉄と低炭素鋼 (炭素成分 0.2% 以下) である. 生成された中性子ビームはコリメータにより絞られる.

ビーム特性

E465 実験で使用した Li ターゲットの厚さは $10 \pm 0.01 \text{ mm}$ である. ビーム軸に垂直な方向の断面は 25 mm×25 mm の正方形であり, それを厚さ 1 mm の 2 枚のステンレス板で挟んだ. ステンレス板は, 27 mm×29 mm の長方形と直径 25 mm の円形である [45]. 陽子ビームの広がりは直径 3 mm 程度, 角度広 がりは mrad のオーダーであり Li ターゲットの大きさとの違いに比べて無視できる. 陽子ビームの運動 エネルギーは 80 MeV (絶対値精度 $\pm 0.5\%$, 幅精度 $\pm 0.1\%$) に設定した. 図 6.6 のように, 陽子ビームは バンチ化されており, バンチ幅 200 ps・バンチ間隔 62.5 ns である. 陽子ビームは Li ターゲットに入射す る前にチョッパーによって間引き (バンチを捨てること) が可能である.



図 6.6 RCNP 陽子ビームのバンチ構造: 図は最初の 1 バンチを通した後に 8 バンチはチョッパーで 止めるという場合を表している.

E465 実験では、後述するように水標的や検出器などのセットアップを Li ターゲット後流約 10 m の位置 に配置した.中性子エネルギーは陽子エネルギー 80 MeV 以下に連続的に分布するため、間引きなしでは 前のバンチの遅い (エネルギーの低い)中性子が次のバンチに混入する.先行研究 [46] で測定された N0 コースでの中性子フラックスが次の図 6.7 であり、これと特殊相対論、セットアップ距離 10 m から次のバ ンチへの混入割合を計算した.ここで、中性子フラックスはファラデーカップで測定される陽子カレント と立体角で規格化されている.計算結果をまとめたものが表 6.1 であり、混入をなくすために間引き 1/8 以上が要求される.これと、RCNP 加速器付設のチョッパーの仕様上得意な 1/9 間引きに決定した.

チョッパー間引き	ビームバンチ間隔	次のバンチへの混入割合
なし	62.5 ns	$\sim \! 19\%$
1/2	125 ns	${\sim}8.5\%$
1/4	250 ns	${\sim}2.2\%$
1/8	500 ns	${\sim}0\%$

表 6.1 チョッパーの間引きと前バンチの中性子が次のバンチに混入する割合



図 6.7 先行研究 [46] で測定された N0 コースの中性子フラックス: Li ターゲットの厚さ, 陽子ビーム のエネルギー設定は E465 実験と同じである.

6.2.2 セットアップ

E465 実験では、測定項目に応じて以下の2種類のセットアップで測定を行った.

(a) 脱励起ガンマ線測定

ビーム軸上に水標的を配置し、ガンマ線測定のために周りに HPGe 検出器を置いた (図 6.8). この際, 水による中性子散乱が少ないと考えられる上流側に配置した. HPGe 検出器の表面から水標的の中心まで の距離は 30 cm になるようにした^{*1}.



図 6.8 脱励起ガンマ線測定時のセットアップの概略図

^{*1} 角度については,正確なジオメトリ設定をしなかったためわからない.

(b) 散乱中性子測定

ビーム軸上に水標的を配置し、中性子散乱の角度依存を調べるために周り3箇所に中性子検出器として BC-501A 検出器を置いた(図 6.9).3箇所は水標的に対してビーム上流側と下流側、そしてその間に決定 した.HPGe 検出器の位置での中性子散乱を測定したいので、上流側のBC-501AはHPGe 検出器と近い 角度位置に置いた.詳しいジオメトリは図 6.10である.



図 6.9 散乱中性子測定時のセットアップの概略図



図 6.10 水標的と 3 つの BC-501A 検出器の詳しいジオメトリ: 図の BC-501A は有機液体部分のみ の絵であり, 光検出器部分は含んでいない.

6.2.3 水標的

水標的のサイズは水中での脱励起ガンマ線の減衰係数 (平均自由行程の逆数) を指標にして決定した. NIST XCOM [42] で計算した結果, 6MeV のガンマ線の水中での平均自由行程は約 36 cm である (6MeV ガンマ線に対する質量減衰係数は $2.77 \times 10^{-2} \text{cm}^2/\text{g}$, 水の密度は 1.0g/cm^3 のため, 平均自由行程は 36.1cm となる). エネルギー 6 MeV 程度の脱励起ガンマ線が水中のどこで発生しても水と反応せずに標 的外に出ることが望ましい. 平均自由行程 λ [cm] を基準に, 入射光子数 I_0 のとき吸収物質の深さ t [cm] での光子数 I は, $\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{t}{\lambda}}$ と表される. 今回, 水標的のサイズは平均自由行程以下となるように決めた (最長辺 36 cm 以下を要求). 製作した水標的は円筒型アクリル容器 (直径 20 cm・高さ 26 cm・厚さ 1 cm), 水部分は直径 19 cm・高さ 25 cm である (図 6.11). したがって, 最長辺は対角線の 31.4 cm となり 最長辺 36 cm 以下の要求を満たす.



図 6.11 E465 実験で使用した水標的:水部分の寸法は直径 19 cm,高さ 25 cm の円柱型である.

また、この実験では高速中性子が水中で一度しか反応しないことが理想的である. 複数回反応した場合、 多重度が 2 以上なのか正確に見積もれない. 高速中性子の平均自由行程は約 92 cm であるため、中性子 が 25 cm 進む間に複数回反応する確率 P_{int} は、回数 N_{int} を用いて $P_{int} = (25/92)^{N_{int}}$ となる. 例えば $N_{int} = 2$ のとき、 $P_{int} = 0.074$ である. よって 2 回以上の反応は 7% 程度に抑えられている.

6.2.4 HPGe 検出器と読み出し

脱励起ガンマ線用の検出器として、ORTEC 社製の高純粋ゲルマニウム (HPGe) 半導体検出器 (GEM 20180-P) を使用した.本検出器は、p型半導体結晶の同軸型検出器である.ゲルマニウム結晶は高純度で あり、内側に電荷収集用の極がある.また、結晶全体はアルミニウム製のケースで覆われている.検出器は 液体窒素による冷却が必要である.詳しい寸法と材質を図 6.12,実際の検出器の写真を図 6.13 に示す.



図 6.12 ORTEC 社製 HPGe 検出器 MODEL GEM 20180-P (シリアル番号 36-TP21068A)



図 6.13 使用した HPGe 検出器: ゲルマニウム結晶は写真の銀色のアルミニウム容器で覆われている. それに付随して,液体窒素による冷却系がある.

HPGe 検出器のデータ読み出しには、KromeK 社製のマルチチャンネルアナライザ (MCA) MODEL K102 (図 6.14) を使用した. 信号と K102 を接続し、USB 端子を Windows PC に接続する. そして、デー タ取得は無料ソフトウェア KSpect で行った (図 6.15). 検出器には高圧電源で 2300 V を印加した. 信号 は増幅器 (アンプ)を通してから約 100 m の同軸ケーブルでビームラインからコントロール室まで引いた 先で MCA に接続し、Windows PC 上の KSpect でデータ取得した.



図 6.14 KromeK 社製マルチチャンネルアナライ ザ K102: USB 端子を Windows PC に挿し, もう 一方の端子には検出器信号を接続する.



図 6.15 KSpect でのデータ取得画面の様子: リア ルタイムでスペクトルが表示される.

HPGe 検出器の形状には複数のタイプがあるが、今回用いたものは closed-end 型の角が丸いタイプ (図 6.16 の右側) である (完全な同軸型は表面からの漏れ電流が問題となる. それを改善した closed-end 型で は、端での電場が弱くなりドリフトが遅くなるという問題がある. この問題を解決するため、用いた検出器 のように角を丸めた closed-end 型が考案された).



図 6.16 HPGe 検出器の形によるタイプ分け: 左が完全な同軸型, 真ん中が closed-end 型, そして右 が今回用いた角を丸めた closed-end 型である.

半導体検出器全体が完全に空乏層化していないと、空乏層化していない部分の感度がなくなり、検出器の 有感領域が少なくなる.完全に同軸型の半導体検出器が完全に空乏層化するために必要な印加電圧は、

$$V_d = \frac{\rho}{2\epsilon} \left\{ r_1^2 \ln \frac{r_2}{r_1} - \frac{1}{2} (r_2^2 - r_1^2) \right\}$$
(6.1)

と表される. ここで, $r_1 = 4.6 \text{ mm}$ は内径, $r_2 = 27.5 \text{ mm}$ は外径である. また, ϵ はゲルマニウムの誘電 率であり, 真空の誘電率 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ を用いて,

$$\epsilon = 16.3 \times \epsilon_0 \tag{6.2}$$

と表せる. いまは p 型半導体を考えているので、アクセプタ密度 $N_A \sim 10^{10} / \text{cm}^3$, 電荷素量 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C を用いて電荷密度 ρ は、

$$\rho = -eN_A \tag{6.3}$$

と書ける.以上より,完全空乏層化に必要な印加電圧は, $V_d = 1828.4$ V となる.角を丸めた closed-end 型 を完全空乏層化するのに必要な印加電圧も同程度である. E465 実験では 2300 V を印加したので, HPGe 検出器全体を有感領域として扱うのに十分だと考える.したがって,解析時にシミュレーションを行う場 合,図面の結晶サイズ全体を有感と考えた.

6.2.5 BC-501A 検出器と読み出し

中性子検出器として、有機液体シンチレータ BC-501A を 3 個使用した (それぞれの番号を #2, #3, #4 とした). #2, #3 は Bicron BC-501A-200DX50MM, #4 は OKEN Type 20LA32 である. いずれも 有機液体がアルミニウム容器で覆われている. 測定に用いた検出器の写真を図 6.17 に載せる.



図 6.17 BC-501A 検出器: 左から #2, 3, 4 と番号を振った. #2 と 3 は同じ形状なので, ジオメトリ を対称にするためにそれぞれ水標的下流, 上流に置いた.

また、それぞれの検出器の配置場所、寸法、読み出しの光検出器について表 6.2 にまとめた. 配置場所の詳 しいジオメトリは図 6.10 の通りである.

BC-501A 番号	配置箇所	寸法 (直径)	寸法 (高さ)	光検出器
#2	水標的の下流側	$200 \mathrm{~mm}$	$50 \mathrm{~mm}$	PMT H4144-01
#3	水標的の上流側	$200~\mathrm{mm}$	$50 \mathrm{~mm}$	PMT H4144-01
#4	#2 と #3 の間	$127~\mathrm{mm}$	$203.2~\mathrm{mm}$	PMT H6527

表 6.2 各 BC-501A 検出器の配置場所, 寸法, 光検出器についてのまとめ

データの読み出しは VME Flash-ADC (CAEN V1720) で行った. CAEN V1720 は 250 MHz (4 ns サンプリング), 分解能 12 bit, ダイナミックレンジ 2 V の性能を持つ. 読み出し用回路は図 6.18 である. 3 つの BC-501A 検出器のトリガーは Fan in/out モジュールによって "OR"接続され, どれか 1 つでもト リガーが発行されれば Flash-ADC は波形サンプリングを開始する. 波形取得はトリガー前 ~ 2 μ s, トリ ガー後 ~ 2 μ s の合計 4096 μ s (1024 サンプリング) に渡る. また, ビームの RF タイミング (これは次に 説明するカレントインテグレータの出力である) を信号に入れておき, 相対時間から信号の時間情報も得

られるようにした. Discriminator の値は, 60 Co 線源由来のガンマ線のコンプトンエッジ (~ 1 MeV) 付 近になるようにした (正確なエネルギーキャリブレーションはしておらず, これは後に説明するように, 検 出効率を計算する際に問題となる).



図 6.18 散乱中性子測定の回路

6.2.6 陽子ビームカレント測定器と読み出し

陽子ビームカレントは RCNP のビームラインに付属のファラデーカップにより計測し、その測定結果 を ORTEC 社製のカレントインテグレータ (Model 439 Digital Current Integrator) (図 6.19) により計 数した. カレントインテグレータの出力は NIM 規格のデジタル信号のため、これを NIM Scaler で計数し た. NIM Scaler には Clock Generator からの信号も入れておき、時間当たりのカウント数を出せるよう にした. ビームカレントは各測定時に計数しておき、規格化に用いた.



図 6.19 ORTEC 社製 デジタルカレントインテグレータ MODEL 439

6.3 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション

HPGe 検出器による測定の MCA チャンネル出力と実際に検出器で落としたエネルギーの対応関係を 求めた (エネルギーキャリブレーション). 信号とする脱励起ガンマ線は 6 MeV 付近であるため, その領 域までの正確なキャリプレーションが求められる. そこで, できるだけ複数点かつ 6 MeV までキャリブ レーションできるように, いくつかの放射線核種を利用した. キャリブレーションに用いたガンマ線は,

- ⁶⁰Co 線源由来の 1.17 MeV, 1.33 MeV
- ⁴⁰K 由来の 1.46 MeV (環境放射線)
- ²⁰⁸Tl 由来の 2.61 MeV (環境放射線)
- ²⁴¹Am/Be 線源由来の 4.44 MeV とそのシングルエスケープ (S.E.), ダブルエスケープ (D.E.)
- ⁵⁶Fe の熱中性子捕獲由来の 7.63 MeV とその S.E., D.E.

の 10 点である.⁶⁰Co, ²⁴¹Am/Be は検出器横に置いて測定した.環境放射線は線源を何も置かずに測定 した.⁵⁶Fe の熱中性子捕獲由来のガンマ線を用いた測定のセットアップは図 6.20 である.²⁴¹Am/Be 線 源の周りに中性子を熱化させる目的で中性子減速作用の強いポリエチレンブロックを数個置き,それと検 出器の間に鉄ブロックを置いて測定した.



図 6.20^{-56} Fe (n, γ) 反応を利用したエネルギーキャリプレーションのセットアップ: ²⁴¹ Am/Be 線源 をポリエチレンブロックで覆い,放出された中性子を熱化させる.その外側に熱中性子捕獲用の鉄ブロックと HPGe 検出器を置いた.

以上の放射線を用いて得られたスペクトルが次の図 6.21 である. キャリブレーションに用いる 10 点と ⁶⁰Co の sum peak が観測された. そして, 各ピークをガウス関数でフィットして, MCA チャンネルとエ ネルギーの対応関係を得た結果が図 6.22 である. フィット 1 次関数の傾きの誤差は 0.1% 程度で信号であ る 6 MeV 付近までの線形性が非常に精度良く決まっている.



図 6.21 HPGe 検出器で測定したキャリブレーションスペクトル: 左は 60 Co 線源を置いた測定と背 景事象測定の合計 live time 3831 s の結果, 右は 241 Am/Be 線源のみ置いた測定と図 6.20 の手法で測 定したの合計 live time 1093 s の結果である.



図 6.22 HPGe 検出器のエネルギーキャリブレーション結果: 1 MeV 付近から 8 MeV 弱までの広い 範囲に渡って合計 10 点のキャリブレーション点を用いてキャリブレーションを行った.二次ガンマ線 の信号領域である 6 MeV あたりまで線形性が非常に良く決まっている.

また、各点でのエネルギー分解能を評価した結果が図 6.23 である.²⁴¹Am/Be のピークを除いて 2% 以内と非常に良い分解能を達成している.エネルギー分解能が²⁴¹Am/Be の 3 ピークの位置で悪いのは、 ドップラー広がりのためである.すなわち、⁹Be(α , n γ)¹²C の際にアルファ粒子と原子核の反跳により脱励起ガンマ線を放出する原子核が動いて、ドップラー効果のため放出ガンマ線の波長が伸び縮みする.この効果が検出器に到達するガンマ線のエネルギーを若干変えている.



図 6.23 HPGe 検出器のエネルギー分解能: ²⁴¹Am/Be と ⁵⁶Fe(n, γ) には S.E. と D.E. の点がある. ²⁴¹Am/Be の位置での分解能が他より悪いのは、ドップラー効果によるものである.

6.4 本測定

6.4.1 ビームラインガンマ線背景事象

図 5.8 のセットアップでの測定を行う前に, HPGe 検出器を水標的の上流側の距離約 60 cm 位置に置 いて測定を行った. この条件での測定のうち, 解析に用いたデータ (20160612 run24) についての情報は, チョッパー間引き後の陽子ビームカレント 20 nA, 測定時間 (live time) 3585 s, 取得イベント数 1459439 である. その結果, 得られたエネルギースペクトルが図 6.24 である.



図 6.24 遮蔽なしの HPGe 検出器で測定した結果: ビームカレントで規格化されている. ⁵⁶Fe(n, γ) の S.E., D.E. ピークが脱励起ガンマ線の背景事象となる.

このときは検出器を何の遮蔽もなく置いていたため、コリメータや壁に含まれる鉄が熱中性子を吸収した結果放出される 7.631 MeV のガンマ線が観測された (56 Fe (n, γ) 反応). このガンマ線のシングルエスケープ (S.E.) とダブルエスケープ (D.E.) のピークも観測され、脱励起ガンマ線の信号領域での背景事象となっている.そこで、図 6.25 のように、HPGe 検出器を直方体形 ($5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$)の鉛ブロック複数で囲んで測定を行った.水標的がある向きは遮蔽せず、脱励起ガンマ線が検出器に入るようにした.また、より統計を早く貯めるために検出器と水標的中心の距離を約 30 cm に近づけた.



図 6.25 HPGe 検出器を鉛ブロックで遮蔽している様子:水標的に向いている方向以外は鉛ブロックで被覆した.

6.4.2 脱励起ガンマ線

鉛ブロックで被覆した条件での測定結果のうち,解析に用いたデータに関する情報を表 6.3 にまとめた. 水なしの測定は空のアクリル容器のみを水ありの測定時と同じ位置に置いて行った.ビームカレント設定 はチョッパーで 1/9 に間引いた後で 40 nA である.また,ビームなしのデータはキャリプレーションデー タであり,比較参考のために解析を行った.

Run 種類	Run 名	入射陽子カレント	測定時間 (live time)	総事象数
ビームあり	20160612 run29	141.44 μC	3580 s	2029795
(水あり)	20160612 run30	$49.66~\mu\mathrm{C}$	$1257~\mathrm{s}$	731727
ビームあり	20160612 run31	$70.92~\mu\mathrm{C}$	$1795~{\rm s}$	530848
(水なし)				
ビームなし	20160613 run39	N/A	705 s	67008
(環境背景事象)				67998

表 6.3 脱励起ガンマ線測定解析に用いたデータに関する情報

上の表のデータの解析結果が図 6.26 のエネルギースペクトルである.水標的なしの測定時には見られな かった 6 MeV 付近のピークが水標的ありでは観測された.ピークのガウス関数フィッティングの結果よ リ,エネルギーは 6.128 ± 0.010 MeV であり, ¹⁶O の励起状態 3⁻ (6.12989 MeV) からの脱励起ガンマ線 とエラーの範囲内で一致している.また,水標的を置いた Run では,水素原子核による熱中性子捕獲由来 のガンマ線 (2.222 ± 0.002 MeV) も観測された (¹H(n, γ)反応).



図 6.26 鉛ブロックで遮蔽した HPGe 検出器で測定した結果:ビームカレントで規格化されている. 括弧内の値はピークをガウス関数でフィットして得られた結果である.ただし,オフビーム測定は単純 に時間で規格化した.

本研究の最大目標である中性子・酸素原子核反応由来の脱励起ガンマ線を観測することに成功した.そして、本研究で用いた手法が有効であることを確認できた.

6.4.3 散乱中性子

BC-501A 検出器で取得した事象を、PSD により中性子とガンマ線に分類する. 第4章で説明したの と同様に、Flash-ADC で取得した波形によって弁別する. BC-501A 検出器の典型的波形と、全領域積分 (Q_{total}) とテール領域積分 (Q_{tail}) を図示したものが以下の図 6.27 である. Q_{total} は、ピーク位置の前 20 ns (5 サンプル) の時点から積分を開始し、ピーク後 480 ns (120 サンプル) まで積分する. Q_{taill} は、ピー ク後 60 ns (15 サンプル) から 480 ns (120 サンプル) までが積分範囲である. 60 ns は、第4章で説明し た ²⁵²Cf 線源測定で PSD が確認されたため選んだ. ただし、ベースラインは次に説明する方法で求め、差 し引く.



図 6.27 BC-501A 検出器の典型的波形と各積分領域

ベースラインの計算方法について説明する. ベースラインは各波形データに対して計算した. は じめに、1024 サンプルをスキャンして最も頻度の高い値を " V_{mode} "として取り出す. そして、次に " $V_{mode} \pm 2 \text{ [mV]}$ " (2 mV は Flash-ADC の揺らぎから決めた)の領域にある値だけの平均値を取り、こ れをベースラインとする. これは、イベントレートから 1024 サンプル (4096 ns) には基本的に 1 つの信 号しかないと仮定すると、BC-501A の信号部分はせいぜい 500 ns なので、ほとんどの領域はベースライ ン付近の値であると考えられるからである. " $V_{mode} \pm 2 \text{ [mV]}$ "の領域にある値の数を N_{sample} として、次 のように計算する. ベースライン値は積分値から差し引いた.

$$Beseline = \frac{\sum_{V \in V_{mode} \pm 2[mV]} V}{N_{sample}}$$
(6.4)

アクリル容器に水を入れた場合と入れなかった場合の測定データに関する情報を表 6.4 にまとめた.

Run 種類	Run 名	入射陽子	測定時間 (live time)	総事象数
水あり	20160612 run25	$12.99~\mu\mathrm{C}$	1800 s	164220
水なし	20160612 run37	$17.57~\mu\mathrm{C}$	1800 s	124883

表 6.4 散乱中性子測定データに関する情報

ここで、入射陽子は、DAQ 中にファラデーカップで計測された陽子ビーム電流の積分値である. 以上の データについて波形解析を行い、 $Q_{total} \ge Ratio = Q_{total}/Q_{total}$ (ただし、ベースラインを差し引いてい る) の 2 次元ヒストグラムが図 6.28~6.30 である. また、ノイズカット (*NC*、後述) 後のそれぞれの条件 での *Ratio* の 1 次元ヒストグラムを図 6.31~6.33 に載せた.



図 6.28 BC-501A #2 (水標的下流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.



図 6.29 BC-501A #4 (真ん中) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.



図 6.30 BC-501A #3 (水標的上流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.



図 6.31 BC-501A #2 (水標的下流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.



図 6.32 BC-501A #4 (真ん中) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.



図 6.33 BC-501A #3 (水標的上流側) での測定結果: 左が水ありの測定, 右が水なしの測定である.

NCはノイズカットの閾値であり、 $Q_{total} < NC$ の領域はカットした. BC-501A#2 に対しては NC = 19000、#4 に対してはNC = 23000、#3 に対してはNC = 19500を選んだ. また、図中に示す Ratioの値より大きい領域を中性子、小さい領域をガンマ線と判定した. 以上より計数した中性子・ガン マ線事象数を表 6.5 にまとめた. 結果は DAQ の dead time を考慮しており、また、ビームカレントと検 出器体積で規格化されている. #4 で絶対数が小さくなっているのは、検出器体積が他より大きいためで ある. 水による中性子散乱・ガンマ線数の比 (n- γ 比)を見れば、水標的上流では散乱中性子事象が少ない ことがわかる.

検出器	ま フ	事象数 (水あり)	事象数 (水なし)	水による散乱数	n - γ
	松士	$N_A \; [/\mu { m C/cm^3}]$	$N_B ~[/\mu { m C/cm^3}]$	$N_A - N_B \left[/\mu C/cm^3\right]$	N_n/N_γ
#2	中性子	3.204	1.212	1.992	6 969
(下流)	ガンマ線	0.646	0.356	0.290	0.802
#4	中性子	0.705	0.424	0.281	2 207
(中流)	ガンマ線	0.466	0.329	0.138	2.307
#3	中性子	0.986	0.875	0.111	0.260
(上流)	ガンマ線	1.291	0.863	0.427	0.200

表 6.5 散乱中性子測定の結果

このように、中性子の水による散乱を観測することができた.しかし本解析では、目視により適当そうな 条件を選んだに過ぎず、定量的な吟味はしていない. E465 実験では中性子散乱測定手法の確立と散乱の観 測を第一目標にしたため、本来すべきカット効率や物理結果への感度評価などは行っていない. これらは 次回以降、断面積や多重度を定量的に評価する際の課題となっている.
6.5 断面積の算出

本研究ではさらに、取得したデータを用いて脱励起ガンマ線の算出を行い、理論値と比較することで今回の測定が妥当なものかを確認した。脱励起ガンマ線の断面積を評価する式は、信号領域(ガウス関数フィットの中央値 μ と標準偏差 σ を用いて $\mu \pm 2\sigma$)の事象数を N_{sig} ,信号領域の背景事象数を N_{bkg} ,水標的に入射する中性子フラックスを ϕ_n ,脱励起ガンマ線に対する検出効率を ϵ_{γ} ,単位面積当たりの標的酸素原子核数を T として、

$$\sigma_{\gamma} = \frac{N_{sig} - N_{bkg}}{\phi_n \epsilon_{\gamma} T} \tag{6.5}$$

と書ける.本節ではそれぞれについて説明する.この結果は、次章で述べる将来測定の指標となる.

6.5.1 単位面積当たりの標的酸素原子核数 (T)

水標的の水部分のサイズは直径 $\phi = 19 \text{ cm}$ ・高さ h = 25 cm である.単位面積当たりの標的酸素 原子核数 $T \ [/\text{cm}^2]$ は、水のモル質量 M = 18.02 g/mol、水の密度 $\rho = 1.00 \text{ g/cm}^3$ 、アボガドロ定数 $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ /mol}$ を用いて、

$$T = \frac{\rho \times N_A \times h}{M} \times \frac{1}{3} = 8.3546 \times 10^{23} \ /\mathrm{cm}^2 \tag{6.6}$$

となる.最後にかけた 1/3 は,水分子 (H₂O)の酸素原子核の構成割合である.

6.5.2 HPGe 検出器のガンマ線検出効率 (ϵ_{γ})

ガンマ線のエネルギー E_{γ} [MeV], ガンマ線発生点から検出器までの距離 L [cm] のときの検出器のガン マ線検出効率を $\epsilon(E_{\gamma}, L)$ と書くことにする. 断面積の算出のために最終的に必要なのは, 測定ジオメトリ での脱励起ガンマ線に対する検出効率 $\epsilon_{\gamma} = \epsilon(\sim 6 \text{ MeV}, \sim 30 \text{ cm})$ である.

実際に既知の強度で 6 MeV 周りのエネルギーのガンマ線を出す汎用放射線源はないため、モンテカル ロシミュレーションにより見積もる. 本シミュレーションでは、物理過程として数 MeV 領域の電磁相互 作用のみ用いる. この領域は非常によく研究されているため、ジオメトリや線源強度などのインプットさ え正しければ、実験をよく再現すると期待できる. しかし、シミュレーション内での検出器の設定などの妥 当性を保証するため、まずは ⁶⁰Co 線源を用いた測定とシミュレーションを比較した. (1)⁶⁰Co線源を用いた検出効率の測定

図 6.34 のように, HPGe 検出器表面から 60 Co 線源をある距離 L [cm] だけ離して置くというセット アップを組んで測定を行った.



図 6.34 HPGe 検出器の検出効率測定のためのセットアップ

ここで、線源強度 (放射能) を β [Bq], アクセプタンスを η , ガンマ線が全吸収される確率を χ , 測定時間 を t [s] とすれば、"ピークとして"検出される 1.17 MeV, 1.33 MeV ガンマ線の数 N は,

$$N = \beta \times \eta \times \chi \times t \tag{6.7}$$

と書ける. ただし、放射能は 1 秒間の原子核崩壊の数であり、ここでは 60 Co は 1 回の崩壊で 100% エネル ギー 1.17 MeV と 1.33 MeV の 2 本のガンマ線を放出するとする. また、アクセプタンスは全立体角 4π [sr] に対する検出器表面の被覆領域割合である. 式 (6.8) を用いて、検出効率 $\epsilon(E_{\gamma}, L)$ は、

$$\epsilon(E_{\gamma}, L) = \eta(L) \times \chi(E_{\gamma}) = \frac{N}{\beta \times t}$$
(6.8)

となる. 放射能と測定時間は既知なので、得られたスペクトルのピーク位置の事象数を計数すれば、検出効率が求められる. この測定を、距離 $L \ge 5 \text{ cm}$ 、10 cm、15 cm、20 cm、25 cm と変えて行った. 実際に行った測定では ${}^{60}\text{Co}$ 線源以外の環境放射線由来の背景事象もあるため、線源を置かない測定も行い、後で時間

で規格化して線源を用いた測定の背景事象を見積もった.測定結果のスペクトルが図 6.35 である.結果は DAQ の live time で規格化されている.青線が ⁶⁰Co を置いた測定結果,緑線が背景事象の測定結果であ り,環境放射線である ⁴⁰K 由来の 1.46 MeV と ²⁰⁸Tl 由来の 2.61 MeV ガンマ線ピークは両者でよく一致 している (時間で規格化すれば,背景事象なので一致するはずである).



図 6.35 検出効率測定のスペクトル:青が⁶⁰Co線源を置いた測定,緑が環境背景事象の測定結果である.

検出効率を計算するためにピーク位置として計数する範囲は、エネルギーキャリブレーションで得られた 各ピークに対するガウス関数フィッティングの結果 (μ, σ)を用いて、 $\mu \pm 2\sigma$ の領域とした. 具体的には、 1.17 MeV に対して 1173 ± 18 keV, 1.33 MeV に対して 1332 ± 16 keV の範囲である. これらの領域に 対して計数した事象数と live time を各 Run についてまとめた結果が表 6.6 である.

Run 種類	live time [s]	ピーク事象数 (1.17 MeV)	ピーク事象数 (1.33 MeV)
Background	705	452	204
60 Co, 5 cm	136	2233	1649
60 Co, 10 cm	327	2127	1624
60 Co, 15 cm	699	2645	1862
60 Co, 20 cm	860	2284	1439
$^{60}\mathrm{Co},25~\mathrm{cm}$	1679	3360	2219

表 6.6 各 Run の live time とピーク事象数

カウントしたピーク事象数を live time で規格化し, 線源測定結果から背景事象測定結果を差し引く. そう して得られた線源由来の事象数に対して, 式 (6.8) を用いて検出効率を求めた. ここで, 線源強度 (放射能) については核種の半減期, RCNP への受け入れ時期とそのときに測定した強度から計算した結果, 2703 Bq を用いた (表 6.7). メーカーが見積もったのは RCNP への受け入れのタイミングと1ヶ月程度ずれて いる可能性があるが, その効果は半減期を考えると小さいので無視した.

表 6.7 用いた ⁶⁰Co 線源の強度

線源核種	過去の測定日	測定された放射能	半減期	2016年6月13日での放射能
⁶⁰ Co	1979年1月24日	370 kBq	5.27 年	2703 Bq

以上を用いて,各距離での検出効率を求めた結果が図 6.36 である. 縦軸のエラーバーは見積もった統計誤 差により付けている. 横軸のエラーは距離測定の誤差 ±0.5 cm とした. フィットはデータに対して指数関 数を用いて行った.



図 6.36 HPGe 検出器の 1.17 MeV と 1.33 MeV ガンマ線に対する検出効率の各距離での測定結果

(2) モンテカルロシミュレーションによる検出効率の評価

モンテカルロシミュレーション (MC) のためのソフトウェアとして、Geant4 [47] (Version-10.01, patch-02) を用いた.用いた物理モデルは FTFP_BERT である.FTFP_BERT は電磁相互作用に標準的 なモデル、5 GeV 以下のハドロン相互作用には Bertini 型カスケードモデル、4 GeV 以上の高エネルギー ハドロン相互作用には Fritiof モデルを用いるパッケージである.HPGe 検出器の構成物質・寸法を図面 を参考にして作成した.構成要素は closed-end 型のゲルマニウム結晶 (角は丸めていない) と、アルミニ ウムで作ったエンドキャップとマウントカップである.検出器のその他の部分は完全な真空ではなく、空 気の密度が非常に低いように定義した.そして、図 6.37 のように空気で満たした空間に、作成した HPGe 検出器を置いた.



図 6.37 Geant4 による検出効率シミュレーションでのジオメトリ設定

このセットアップで検出器表面 (アルミニウムマウントカップ表面)から距離 L [cm] 離れた位置にガン マ線の発生点を定義した. ガンマ線の放出は、一回につき 1.17 MeV と 1.33 MeV の両方を同時に行った. これはまず、2 本のガンマ線が検出器に同時に入る効果が検出効率に影響を与えるためである. 例えば、 1.17 MeV と 1.33 MeV がそれぞれコンプトン散乱により一部を落とした合計が光電ピークとなる場合が ある. また、例えば 1.33 MeV のガンマ線が全エネルギーを検出器内で落とさなかった場合に 1.17 MeV として検出される場合がある. このような事象は実際の測定で観測されている. その一例が図 6.38 である (図 6.35 の L=5 cm の場合である).



図 6.38 1.33 MeV ガンマ線の損失エネルギーが 1.17 MeV 計数領域に混入している様子

 60 Co の 2 本のガンマ線は放出角度に相関を持っている (遷移が角運動量 $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ であり, E2 type と呼ばれる). 2 本のガンマ線の放出される方向がなす角度の相関は次の関数 $W(\theta)$ に従う.

$$W(\theta) = 1 + 0.1020P_2(\cos\theta) + 0.00907P_2(\cos\theta)$$
(6.9)

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$$
(6.10)

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{8}(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$
(6.11)

よって、放出角度 θ が 0°,180° のときが最も頻度が高く、90°,270° のときが小さい. シミュレーションで は、はじめに一様等方に 1.17 MeV の放出方向を決め、 $W(\theta)$ に従って 1.33 MeV の方向を決めた. 一様等 方な方向 (v_x, v_y, v_z) (長さは 1 に規格化) の決め方は、[-1, +1] の間の一様乱数 X_1 , $[0, 2\pi]$ の間の一様乱 数 X_2 を用いて次のようになる.

$$v_x = \sqrt{1 - X_1^2} \cos X_2 \tag{6.12}$$

$$v_y = \sqrt{1 - X_1^2 \sin X_2} \tag{6.13}$$

$$v_z = X_1 \tag{6.14}$$

さらに、HPGe 検出器のエネルギー分解能に関しては、1.17 MeV と 1.33 MeV の点での実測結果 2 点を 単純に直線で結んだ結果をシミュレーションのインプットに用いた.用いた関数は、分解能 Res [%]、エネ ルギー E [MeV] として、Res = $-2.77 \times E + 5.05$ である.以上の条件でシミュレーションを行い、得ら れたガンマ線の損失エネルギースペクトルが図 6.39 である.測定で得られたスペクトルとよく似た結果 が得られた.また、コンプトンエッジや 1.17 MeV と 1.33 MeV の両方が検出器内で全エネルギーを落と した sum peak も見られる.



図 6.39 Geant4 による HPGe 検出器の検出効率シミュレーション結果のスペクトル

さらに、ピーク事象の計数をデータと同じ範囲 (1173 ± 18 keV, 1332 ± 16 keV) で行い、放出ガンマ線 で割って検出効率を計算した. その結果が図 6.40 である. フィットにはデータ同様に指数関数を用いた. また、各距離でのデータとシミュレーションの検出効率の結果を比較した (図 6.41). エラーバーは測定結 果とシミュレーションのピーク事象数の統計誤差から見積もった.



図 6.40 HPGe 検出器の 1.17 MeV と 1.33 MeV ガンマ線に対する検出効率のシミュレーション結果



図 6.41 検出効率の測定結果とシミュレーションの比較

1.33 MeV に対しては、データと MC の違いはエラーの範囲内で 10% 程度である. しかし、1.17 MeV に 対しては、距離が長くなるほど MC とデータの差が大きくなっている (MC の見積もりが小さくなる). 両 者の違いの原因は特定できておらず、将来的な精密測定では 20 % のエラーは大きい. しかし、今回の解析 では断面積のオーダーを調べるのが目的なので、これで良いとする.

(3) 脱励起ガンマ線に対する検出効率のシミュレーション

(2) で作成した HPGe 検出器を用いて, 脱励起ガンマ線に対する検出効率を計算する. 水標的の直径が 中性子ビームの広がりより小さい場合は, 脱励起ガンマ線は水部分全体で発生しうる (E465 実験ではビー ムプロファイルは測定していないが, Li ターゲットからコリメータまでの距離とコリメータのサイズか ら計算されるビーム広がりから, 水標的サイズがビームプロファイルより小さくなると予想される位置に 置いた. しかし確証はないため, 次章で説明するようにプロファイルの測定は次回以降の必須項目であ る). Geant4 でのシミュレーションセットアップは以下の図 6.42 のようにした. 検出器は水標的から距 離 30 cm を離して置いた. 角度は, 検出器表面が水標的中心と角を結んだ延長線に垂直になるようにした $(\tan \theta = 19/25)$. そして、エネルギー 6.1275 MeV のガンマ線を、発生位置と放出方向は水中でランダム に決定した. 発生させたガンマ線の数は 10^8 個である.



図 6.42 HPGe 検出器の脱励起ガンマ線に対する検出効率シミュレーション

エネルギー分解能は、データの脱励起ガンマ線とその S.E., D.E. のピークでの測定結果を直線でフィット した関数のもとに決めた. そうして得られた HPGe 検出器のエネルギースペクトルは図 6.43 である.



図 6.43 Geant4 で脱励起ガンマ線に対してシミュレーションした結果の HPGe 検出器のエネルギー スペクトル: それぞれエネルギーが高い方から脱励起ガンマ線, S.E., D.E. ピークである.

6.1275 MeV のピークと S.E., D.E. ピークが出ている. この脱励起ガンマ線ピークに対する検出効率は, 次のように計算される.

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{\# \text{ of de-excitation } \gamma \text{-rays}}{\# \text{ of } \gamma \text{-ray emissions}} \times 100 = 0.003814 \%$$
(6.15)

6.5.3 信号領域の事象数 (N_{sia})

データの脱励起ガンマ線のピーク (6.128 ± 0.010 MeV) の数を, ガウス関数フィッティングの結果を用 いて " 6.128 ± 0.040 MeV ($\mu \pm 2\sigma$)" の範囲で計数する. これを水あり測定と水なし測定に対して行った 結果が表 6.8 である.

表 6.8 脱励起ガンマ線信号領域の事象数

Run 種類	信号領域事象数	規格化した信号領域事象数 $[/\mu C]$		
水あり	2836	14.8397		
水なし	247	3.4828		

よって、脱励起ガンマ線信号領域の事象数は $N_{sig} = 14.8397 \ /\mu C$ となる.

6.5.4 信号領域の背景事象数 (N_{bka})

信号領域の背景事象は、以下のように2つの要因に分類できる.

$$N_{bkg} = N_{bkg}^{beamline} + N_{bkg}^{water} \tag{6.16}$$

ここで、 $N_{bkg}^{beamline}$ はビームラインの背景事象であり、水なしでの測定で得られる値である ($N_{bkg}^{beamline}$ = 3.4828 / μ C). ただし、これにアクリル容器による散乱や発生ガンマ線は含まれている. N_{bkg}^{water} は水由来の背景事象であり、水なし測定では測れない. 具体的には、水による中性子の散乱や信号ガンマ線以外のガンマ線、その他の粒子 (陽子など) がある.

前節で説明した Geant4 による脱励起ガンマ線に対する検出効率の計算において、脱励起ガンマ線とその S.E., D.E. のピーク事象数 N_{sig} はそれぞれ 3814, 6953, 5699 である. また、データに対してもそれぞれのピークの全事象数 N_{total} と、水なし測定での各事象数 $N_{bkg}^{beamline}$, そしてその差 $N_{total} - N_{bkg}^{beamline}$ を計算した. その結果を表 6.9 に載せた. ただし、エラーは統計誤差である.

表 6.9 全吸収, S.E., D.E. ピークの事象数についてのデータとシミュレーションの比較

ピーク	N_{sig} (MC)	$N_{total} \ [/\mu C]$	$N_{bkg}^{beamline}$ [/ μ C]	$N_{total} - N_{bkg}^{beamline}$ (Data) $[/\mu C]$
全吸収	$3814{\pm}61.76$	14.8397 ± 0.2787	3.4828 ± 0.2216	11.3569 ± 0.3560
S.E.	$6953{\pm}83.38$	25.7236 ± 0.3669	6.1196 ± 0.2937	19.6040 ± 0.4700
D.E.	$5699 {\pm} 75.49$	24.5933 ± 0.3588	6.8105 ± 0.3099	17.7828 ± 0.4740

さらに、表 6.9 の全吸収数 N_{peak} , S.E. 数 $N_{S.E.}$, D.E. 数 $N_{D.E.}$ の比をデータ、シミュレーション両方に 対して計算した. ただし、シミュレーションは N_{sig} の値、データは $N_{total} - N_{bka}^{beamline}$ の値を用いた. 結 果は表 6.10 にまとめた. エラーは統計誤差である.

表 6.10 全吸収と S.E., D.E. ピークの事象数の比: エラーは統計誤差のみ含めている.

比	MC	Data	
$N_{S.E.}/N_{peak}$	1.823 ± 0.037	1.726 ± 0.068	
$N_{D.E.}/N_{peak}$	1.494 ± 0.031	1.566 ± 0.064	

表からわかるように、シミュレーションと測定の比の違いはエラーの範囲内である.この上、系統誤差も加わればエラーは大きくなる.もし大きな違いがあれば、ビームライン背景事象以外からの寄与が大きいということになるが、今回の測定精度では無視できる.

6.5.5 入射中性子フラックス (ϕ_n)

E465 実験では、ビーム軸上に BC-501A 検出器を置いて中性子フラックスを測定した.しかし、正確な キャリブレーションを行っていないため、フラックスをうまく測定することができなかった.よって、断面 積の算出時に用いる中性子フラックスは先行研究 [46] の結果を用いる (図 6.7).

ただし、E465 実験では、脱励起ガンマ線測定時に時間情報を取得していないため、中性子エネルギーご との断面積算出はできない.本論文での結果は、トータルフラックスに対する見積もりとなる.水標的が 占める立体角を考えれば、 $\phi_n = 3.177 \times 10^7 / \mu C$ である.

6.5.6 脱励起ガンマ線生成断面積 (σ_{γ})

以上を用いて生成断面積を計算すると,

$$\sigma_{\gamma} = \frac{N_{sig} - N_{bkg}}{\phi_n \epsilon_{\gamma} T} = \frac{14.8397 - 3.4828}{3.177 \times 10^7 \times 0.00003814 \times 8.3546 \times 10^{23}}$$
(6.17)

$$= 1.1219 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 = 11.219 \text{ mb}$$
(6.18)

となる. $N_{sig}, N_{bkg}, \epsilon_{\gamma}$ の統計誤差を考えると, $\sigma_{\gamma} = 11.219 \pm 0.396(stat.)$ mbとなる. 系統誤差は見積 もっておらず, 今後の測定における課題である.

得られた断面積の結果と理論計算との比較を行う.理論の先行研究として 80 MeV の中性子に対する計算結果はないため、近いエネルギー領域である 60.7 MeV まで計算した結果 [48] を参照した.今回観測された脱励起ガンマ線は ¹⁶O* からの成分である.¹⁶O* ができる反応過程は非弾性散乱反応と、(n,p)反応由来の ¹⁶N* のベータ崩壊である (¹⁶N* のベータ崩壊は寿命 7.13 s で 100% 起こる).

$${}^{16}\text{O} + \text{n} \to \text{n}' + {}^{16}\text{O}^*$$
 (6.19)

$$^{16}\text{O} + \text{n} \to \text{p} + ^{16}\text{N}^*, \ ^{16}\text{N}^* \to ^{16}\text{O}^* + \text{e}^- + \bar{\nu_e}$$
 (6.20)

この2つの反応について,先行研究 [48] での断面積計算値を表 6.11 に載せた. ただし,酸素原子核が励起 されたときに、どの励起準位に上げられるかの分岐比があり,それぞれの準位に特有のエネルギーのガン マ線を放出する.よって,分岐比の分だけ 6.13 MeV のガンマ線が放出される断面積は表中の断面積より 少なくなる.

中性子運動エネルギー [MeV]	$^{16}O(n,n')^{16}O^{*}$ [mb]	$^{16}O(n,p)^{16}N^{*}$ [mb]
20	198.1	3.7
22	148.3	3.8
24	125.7	3.7
26	111.5	3.7
28	103.4	3.6
30	93.6	3.6
32	86	3.5
36	73.1	3.3
40	61.8	3.2
45	51	3.1
50	44	2.9
60.7	30.7	2.6

表 6.11 先行研究 [48] の断面積計算結果:今回の測定結果は 11.2 mb である.

非弾性散乱の断面積はエネルギーが上がるにつれて減っており (エネルギーが上がると、核子のノックア ウトが増える)、フラックスの成分比やガンマ線放出の分岐比を考慮すれば今回求めた値と同じオーダー (~数十 mb) になる. 一方、(n, p) 反応の断面積は低エネルギーから高エネルギーまでほぼ一様であり、 分岐比も考えると今回求めた値に比べて寄与は 1 桁程度小さいと考えられる. よって、今回観測されたガ ンマ線は非弾性散乱によるものだと考えられるが、E465 実験の測定では時間情報を取得していないため、 7.13 s の時間差で起こる ¹⁶N* のベータ崩壊に続いて放出されるガンマ線と明確に区別できない. 時間 情報を取得し、反応を同定した上で中性子のエネルギーごとに断面積を求めることが、次回測定の目標で ある.

6.6 まとめ

2016年6月12日にRCNP N0コースにて、運動エネルギー80 MeV の高速中性子を用いた24時間の ビームテスト (E465)を行った. E465 実験では、水中酸素原子核と中性子の反応によって励起された原 子核 (¹⁶O^{*})からの脱励起ガンマ線を HPGe 検出器を用いて観測した.また、二次ガンマ線測定において 背景事象となりうる中性子の散乱を有機液体シンチレータ BC-501A で、熱中性子の捕獲由来のガンマ線 を HPGe 検出器で測定した.さらに、解析によって脱励起ガンマ線の生成断面積を評価して理論計算値 と比較した結果、測定結果は無矛盾なものであると結論できた.E465 実験で観測されたガンマ線は¹⁶O の励起状態 (3⁻)からの脱励起成分のみであり、第1章で述べた¹⁵O (n-hole) 由来の 6.18 MeV や¹⁵N (p-hole) 由来の 6.32 MeV のガンマ線は観測されなかった.これらの反応は核子のノックアウトを伴うた め、さらに高いエネルギーが必要だと考えられる (80 MeV ではエネルギーが十分でなくノックアウトは 起こらなかった).

以上に加えて、今後の測定に向けて解決すべき課題を見出すことができた.まず、全測定において時間情報を測定することが必要である.時間カットによって特定エネルギーの中性子反応のみ抽出できる.E465実験では時間データを取得しなかったため、 $^{16}O(n,n')^{16}O^*$ 反応と $^{16}O(n,p)^{16}N^*$ 反応の区別ができなかった.次に、中性子フラックスや散乱中性子数を見積もるために、有機液体シンチレータの正確なエネルギーキャリブレーションが必要である.これは、検出効率計算に用いるシミュレーションコードのインプットにトリガー閾値が必要だからである.また、今回の解析では系統誤差の評価をしていない.次回の測定では、測定前にあらかじめ系統誤差について考慮した上でセットアップなどを決定する予定である. 他には、今後の解析におけるアイデアとして、水素原子核の熱中性子捕獲由来のガンマ線($^{1}H(n,\gamma)$)を用いるというものがある.この反応はよく知られているため、シミュレーションとデータの比較により、間接的に脱励起ガンマ線の断面積評価ができると期待できる.

以上のように, E465 実験はパイロット実験として手法の確立という意味で大きな成功を収めた. これらの結果を踏まえた今後の実験については、次の第7章で説明する.

第7章

今後の計画

本章では、二次ガンマ線測定の今後の計画について述べる.

7.1 ロードマップ

第1章でも述べたように、二次ガンマ線に関して測定すべき項目はいくつかある.

- エネルギー (励起準位)
- 生成断面積・微分断面積(角度依存)
- 多重度(1回の中性子・酸素原子核反応から放出される脱励起ガンマ線の数)

多重度測定では、水標的の周りの大立体角をガンマ線検出器で被覆するため、多数の検出器が必要となる. そうなれば当然、コストの問題や多チャンネル読み出し、全検出器のキャリブレーション、複数チャンネルの複合解析など課題が数多くある.

そのため、まずは被覆領域は限られるが、HPGe 検出器、LaBr₃(Ce) シンチレータなどのエネルギー分解能の良い検出器数個を用いて、ガンマ線のエネルギー、生成断面積、微分断面積を測定する. 断面積測定を通じて測定手法の確認や洗練化を行い、多重度測定に備える. また、主に RCNP がメンテナンスのためシャットダウンする 2018 年度に多重度測定に向けた検出器のテストやデータ収集系の整備を行う. プロジェクトのタイムスケールは図 7.1 のようになっている.



図 7.1 二次ガンマ線測定計画のタイムスケール

7.2 RCNP-E493/487 実験

二次ガンマ線の生成断面積を測定するためのビーム実験を2つ予定している.まず,2016年2月20日 に予定されている E493 実験にパラサイト実験として参加させていただけることになっている^{*1}. E493 はエネルギー 392 MeV で24 時間ビームタイムである.また,2016年3月27日には E487 実験を予定し ている.こちらはエネルギー80 MeV で時間は24 時間である.E465 実験を通じて得た技術や手法を用い て,複数のエネルギー領域に対する断面積を測定する.実験の目標や測定・解析における改善点として,以 下のいくつかが挙げられる.

■ 時間情報の取得

脱励起ガンマ線測定, 散乱中性子測定において TDC を用いて時間情報を取得する. これによって, 単色 エネルギー部分の事象カットをかけることができる. 例えば以下の図 7.2 では, ガンマ線検出器での時間 分布は中性子検出器と似たような形をしており, 時間シフトがある. このシフトは脱励起過程に要する時 間 (~ ps) と水標的からガンマ線検出器までに達するのにガンマ線が要する時間 (~ ns) の合計である. これを考慮に入れて時間カットをかければ, 中性子フラックスの単色成分に対する脱励起ガンマ線を抽出 できる. これは散乱中性子の解析に対しても同様である. 散乱中性子の場合は時間情報から中性子の運動 エネルギーがわかり, 第5章と同じ手順により散乱して検出器に入る中性子分布を再構成できる.



図 7.2 時間カットのイメージ図

^{*1} 大阪大学の南條創氏のご厚意によるものである.

■ 中性子ビーム測定

第5章に述べた手法により,有機液体シンチレータを用いて中性子フラックスを測定する.さらに,検 出器位置を動かしてビーム広がり (プロファイル)を測定する.この上で,水標的が完全に広がりの中かつ ガンマ線検出器が広がりの外になるように配置する.前者は,脱励起ガンマ線が水標的の全領域で発生で きるようにして,検出効率の見積もりを簡単にするためである.後者は,ガンマ線検出器に直接中性子が入 るのをを防ぐためである.

■ 脱励起ガンマ線成分

E493 実験では中性子エネルギーが 392 MeV なので, E465 実験では観測されなかった核子ノックアウト由来の脱励起ガンマ線成分の観測が期待される.

■ 断面積評価

中性子の単色エネルギーに対する脱励起ガンマ線の生成断面積を評価する. E465 実験の解析では系統 誤差は全く考慮していないが、それも見積もる. また、背景事象の見積もりもシミュレーションを用いて行 う. 特に中性子シミュレーションは物理モデルによって挙動が大きく異なるため、Geant4、PHITS [53]、 FLUKA [54,55] など複数のプログラムを用いる.

■ Csl(Tl)のエネルギー分解能評価

第4章で CsI(Tl) シンチレータが中性子事象を弁別できることを見た.中性子弁別は将来的な多重度測 定で大立体角を被覆する際に重要なため、CsI(Tl) は良い候補である.しかし、第3章で説明したように、 エネルギー分解能が十分でない可能性がある.その評価を実際の脱励起ガンマ線観測によって行う.

7.3 多重度測定実験

前節の2つの実験後は、RCNP シャットダウン中に多重度測定に向けた準備をする.具体的には、水標 的周りを覆う検出器の組み立て、キャリブレーション、読み出し回路の製作、データ収集系 (DAQ)の構築、解析手法の確立などである.これらを行う際には、断面積測定で得たデータを参考にする.

第8章

結論・総括

スーパーカミオカンデでの超新星背景ニュートリノや大統一理論磁気単極子の探索のために、ニュート リノ中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) の精密測定が必要である.しかし、中性子・酸素原子核 反応からの脱励起ガンマ線 (二次ガンマ線) の断面積に関する不定性が大きいため、現状の系統誤差は大 きい.

本研究では、大阪大学核物理研究センター (RCNP)の準単色エネルギー高速中性子ビームを用いた二 次ガンマ線測定に向けて、検出器の性能評価及び測定手法確立のための研究を行った.

まず、二次ガンマ線測定用の4種類の候補検出器(NaI(Tl), CsI(Tl), LaBr₃(Ce), BaF₂)の特性を調 ベ、エネルギー分解能と検出効率の測定を行った.さらに、二次ガンマ線測定において重要な中性子事象弁 別を波形で行う方法について述べ、実際に有機液体シンチレータ BC-501A と CsI(Tl)シンチレータに対 して高速中性子の照射実験と波形解析を行った.その結果、BC-501A は²⁵²Cf 線源からの 10 MeV 以下 の中性子に対して波形弁別ができていた.一方、CsI(Tl)では 10 MeV 以下の中性子による反跳信号のエ ネルギーは約 0.1 MeV 以下でかなり低いため、弁別が確認されなかった.よって、より高エネルギーの 70 MeV 中性子を東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター(CYRIC)にて照射した.簡単な 波形解析を行った結果、中性子反応により変換される終状態荷電粒子ごとに弁別が確認できた.特に、二次 ガンマ線の信号領域である 5~7 MeV において中性子・ガンマ線弁別ができていた.以上の結果、二次ガ ンマ線測定実験の検出器として CsI(Tl)が良い候補であることがわかった.しかし、エネルギー分解能が 十分であるかの確認や長い減衰時間によるパイルアップの問題、波形解析手法の改善など課題が複数ある こともわかった.

また、有機液体シンチレータを用いて中性子フラックスを測定・解析する方法について述べ、そのための中性子検出効率シミュレーションを行った.シミュレーションの結果、インプットの1つである検出器トリガー閾値の値が検出効率に大きく影響することを確認し、正確な閾値設定が必要であることを見た. そのための有機液体シンチレータのエネルギーキャリプレーションをコンプトン散乱を利用して行い、この手法が使えることを確認した.

本研究ではさらに、実際に RCNP にて運動エネルギー準単色成分 80 MeV の中性子ビームを水標的に 照射して二次ガンマ線測定実験 E465 を行った.そして、エネルギー分解能の非常に優れたゲルマニウム 半導体検出器によって¹⁶O* 励起状態からの脱励起ガンマ線を観測した.そして、中性子エネルギー全体 に対する包括的な生成断面積を算出し、理論値と無矛盾であることを確認した.また、水による中性子散乱 や、壁やコリメータ中の鉄による熱中性子捕獲由来のガンマ線を測定し、二次ガンマ線測定の背景事象と なることを見た.以上により、今後の精密測定に向けて測定手法が妥当であることを確認した.その上で、 本年度に予定されている2つのビーム実験(E493, E487)での目標と改善点について決定した.

本研究では一貫して、二次ガンマ線測定実験のための準備研究を行った.今後は二次ガンマ線の物理量 測定を行い、その結果を T2K 実験の NCQE 反応断面積測定解析に応用し、系統誤差の削減を目指す.

付録 A

原子核の励起状態

原子核のエネルギー準位は例えば [52] でライブラリ化されている.下の方の準位ではガンマ線を放出する脱励起が主であるが、さらに上の準位では核子やアルファ線を放出する.これをアルファ線放出閾値などと呼ぶ.ここでは、本研究に関係の深い原子核 (¹⁶O, ¹⁵O, ¹⁵N)のエネルギー準位の一部 (ガンマ線放出可能な低い励起準位のみ)を載せる.

■ ¹⁶O 原子核

E_{level} [keV]	J^{π}	$T_{1/2}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	I_{γ}	transition	E_{final} [keV]
0.0	0^+	stable				
6049.4	0^+	$67 \mathrm{\ ps}$	6048.2		[E0]	0.0
6129.89	3^{-}	$18.4~\mathrm{ps}$	6128.63	100	[E3]	0.0
			787.2	≤ 0.008	[E1]	6129.89
6917.1	2^{+}	$4.70~\mathrm{fs}$	867.7	0.027	[E2]	6049.4
			6915.5	100	[E2]	0.0
			986.93	0.070	[E2]	6129.89
7116.85	1^{-}	$8.3 \ \mathrm{fs}$	1067.5	$< 6 \times 10^{-4}$	[E1]	6049.4
			7115.15	100	[E1]	0.0
			1754.9	14.7	[M1+E2]	7116.85
			1954.7	4.6	[E1]	6917.1
8871.9	2^{-}	$125 \mathrm{~fs}$	2741.5	100	[M1+E2]	6129.89
			2822.2	0.15	[M2]	6049.4
			8869.3	9.3	[M2]	0.0
:						

表 A.1 ¹⁶O 原子核のエネルギー準位

■ ¹⁵O 原子核

E_{level} [keV]	J^{π}	$T_{1/2}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	I_{γ}	transition	E_{final} [keV]
0.0	$\frac{1}{2}^{-}$	$122.24~\mathrm{s}$				
5183	$\frac{1}{2}^{+}$	$5.7 \mathrm{~fs}$	5182	100	[E1]	0.0
5240.9	$\frac{5}{2}^{+}$	$2.25~\mathrm{ps}$	5239.9	100	[M2+E3]	0.0
6176.3	$\frac{3}{2}^{-}$	$< 1.74~\mathrm{fs}$	6174.9	100	[M1+E2]	0.0
6793.1	$\frac{3}{2}^{+}$	$< 20 {\rm ~fs}$	6791.4	100	[E1(+M2)]	0.0
6859.4	$\frac{5}{2}^{+}$	$11.1 \mathrm{~fs}$	1618.4	100	[M1(+E2)]	5240.9
7975 0	7^{+}	0.40 pg	2034.9	100.0	[M1]	5240.9
1210.9	$\frac{1}{2}$	0.49 ps	7274.0	4.0	[E3]	0.0

表 A.2 ¹⁵O 原子核のエネルギー準位

■ ¹⁵N 原子核

E_{level} [keV]	J^{π}	$T_{1/2}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	I_{γ}	transition	E_{final} [keV]
0.0	$\frac{1}{2}^{-}$	stable				
5270.155	$\frac{5}{2}^{+}$	$1.79~\mathrm{ps}$	5269.161	100	[M2+E3]	0.0
5298.822	$\frac{1}{2}^{+}$	$17 \mathrm{~fs}$	5297.817	100	[E1]	0.0
			1024.92	< 0.05		5298.822
6323.78	$\frac{3}{2}^{-}$	$0.146~\mathrm{fs}$	1053.58	< 0.1		5270.155
			6322.35	100	[M1+E2]	0.0
			831.27	< 0.5		6323.78
7155.05	5 +	$^{+}$ 12 fs	1856.11	< 4		5298.822
7155.05	$\overline{2}$		1884.77	100.0	[M1(+E2)]	5270.155
			7153.22	0.023	[E3]	0.0
:						

表 A.3 ¹⁵N 原子核のエネルギー準位

 E_{level} は準位、 J^{π} はスピン・パリティ、 $T_{1/2}$ は崩壊寿命、 E_{γ} は放出ガンマ線(脱励起ガンマ線)のエネルギー、 I_{γ} は強度である.transition は遷移の種類、 E_{final} は脱励起後の準位である. I_{γ} はありうる遷移のうち最も強いものを 100 として、残りはそれに対する相対値である.transition には放射電磁波の種類によって E と M に分類される.パリティの変化は、E λ 遷移に対しては $(-1)^{\lambda}$, M λ 遷移に対しては $(-1)^{\lambda+1}$ である.

本論文で説明した多重度について補足する.例えば、¹⁵Oの $E_{level} = 7155.05$ keVの準位に励起された 場合、ほとんどは $E_{\gamma} = 1884.77$ keVのガンマ線を放出して $E_{level} = 5270.155$ keVの準位に脱励起する. この準位も安定ではないので、引き続き脱励起して $E_{\gamma} = 5269.161$ keVのガンマ線を放出する.このとき、多重度は2である.

付録 B

放射性核種

本研究では,検出器のキャリブレーションや応答テストで多数の放射性核種からの放射線を利用した. ここでは,本研究で出てきた放射性核種についてまとめる.

■ ¹³⁷Cs (ガンマ線源)

図 B.1 に示すように、半減期 30.17 年で¹³⁷Cs はベータ崩壊により約 95% は¹³⁷Ba の励起状態に遷移 する. その後、 0.662 MeV のガンマ線が放出される.

■ ⁶⁰Co (ガンマ線源)

図 B.2 のように, ⁶⁰Co は半減期 5.27 年でほぼ 100% 2 本のガンマ線 (エネルギー 1.17, 1.33 MeV) を 放出して崩壊する.





図 B.2 ⁶⁰Coの壊変図

■²²Na (ガンマ線源, ベータ線源)

²²Na は半減期 2.6 年でベータ崩壊または電子捕獲により ²²Ne の励起状態に遷移する. その後, 1.275 MeV のガンマ線を放出して脱励起する (図 B.3).



図 B.3 ²²Na の壊変図

ここで、電子捕獲とは、電子軌道にある電子が原子核に取り込まれる崩壊である. 多くの場合には K 殻 電子が捕獲される.反応式で書くと、

$$p + e^- \to n + \nu_e$$
 (B.1)

であり、原子番号が1つ下がる.電子捕獲は陽子数過剰の原子核で起こりやすい.

■ ⁴⁰K (環境ガンマ線)

 40 K は天然に存在する放射性同位体である.図 B.4 に示すように、電子捕獲により 40 Ar の励起状態に 遷移した場合に、エネルギー 1.46 MeV のガンマ線 (環境放射線)を放出する.



図 B.4 ⁴⁰Kの壊変図

 208 Tl は天然に存在する放射性同位体であり、トリウム系列 (232 Th $\rightarrow \cdots ^{212}$ Bi $\rightarrow ^{208}$ Tl $\rightarrow ^{208}$ Pb) の 崩壊過程に属する. 半減期 3.083 分でベータ崩壊により 208 Pb になり、そこからの脱励起ガンマ線がエネ ルギー 2.614 MeV である.

■ ¹³⁸La (LaBr₃(Ce) 内部放射線)

¹³⁸La は天然存在比 0.09% の放射線である. その崩壊は図 B.5 のように起こる [57].



図 B.5¹³⁸La の壊変図

■ ²²⁷Ac (LaBr₃(Ce) 内部放射線)

 ^{227}Ac はアクチニウム系列 ($^{235}U \rightarrow \cdots ^{211}Pb \rightarrow ^{211}Bi \rightarrow ^{207}Pb$)の崩壊過程に属し、LaBr₃(Ce)結晶に不純物として含まれる.よって、ベータ線やアルファ線など様々な粒子が発生する.

■ ²⁵²Cf (中性子線源)

半減期 2.65 年であり、3.1% は自発核崩壊、96.9% はアルファ崩壊を起こす. そして、1 壊変あたり 3.76 個の中性子を放出する. その平均エネルギーは約 2 MeV である.

■ ²⁴¹Am/Be (中性子線源, ガンマ線源)

²⁴¹Am はアルファ線源である.図 B.6 のように,半減期 432.2 年でアルファ崩壊し,いくつかある励起 状態のいずれかに落ちる.落ちた先の準位によってアルファ線のエネルギーが決まる.また,その後は脱 励起ガンマ線を放出して基底状態に落ちる.



図 B.6 アメリシウム 241 の壊変図: アメリシウム 241 は半減期 432.2 年でアルファ崩壊する. 崩壊 先はいくつかあり、その励起状態のエネルギーとアルファ線 Q 値 (=5.6378 MeV) の差分がアルファ 線の運動エネルギーとなる.

 241 Am/Be 線源は 241 Am に 9 Be を混ぜ込んだものであり,

$${}^{9}\mathrm{Be}(\alpha,\mathrm{n}){}^{12}\mathrm{C} \tag{B.2}$$

$${}^{9}\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$$
(B.3)

といった反応が起こる.上ではエネルギー 0 から 11.2 MeV の間の中性子が放出され,平均は 4 MeV で 252 Cf より高い.下の反応では, 12 C の励起状態からの脱励起ガンマ線 (エネルギー 4.44 MeV) が放出される.

付録 C

放射線の相互作用

C.1 放射線の検出

荷電粒子は物質でクーロン相互作用によりエネルギーを落とすため、検出が容易である.電荷を持たない放射線は、はじめに何らかの相互作用によって荷電粒子に変換し、それを信号に変換する.中性の放射線として、本論文ではガンマ線・中性子・ニュートリノの3つを扱った.

ガンマ線の検出は、"ガンマ線を(陽)電子に変換する"過程と"(陽)電子が検出器でエネルギー落とす" 過程の2段階に分かれる(図 C.1).中性子の検出は、"中性子を荷電粒子に変換する"過程と"荷電粒子が 検出器でエネルギーを落とす"過程の2段階に分かれる(図 C.2).基本的な流れはガンマ線と同じだが、荷 電粒子に変換される物理過程が非常に複雑であり、中性子のエネルギー領域によってかなり多様である. さらに、変換される荷電粒子は陽子やアルファ線、原子核など各物理過程により異なる.ニュートリノの検 出は、第1章で説明したように CC反応で直接荷電粒子に変換する場合と、NC反応でガンマ線や中性子 などの核子に変換する場合を経る.SKのようなチェレンコフ検出器では、荷電粒子が放出するチェレン コフ光を検出する.

荷電粒子に変換された後は、Bethe-Bloch の公式に従ってエネルギーを落とす.シンチレータや半導体 検出器では、荷電粒子のエネルギーが電子の励起に使われる.



図 C.1 ガンマ線検出の流れ

図 C.2 中性子検出の流れ

C.2 ガンマ線の相互作用

ガンマ線は原子核内のエネルギー準位の遷移により発生する電磁波のことであり、波長領域はおよそ 10 pm 以下である^{*1}. ガンマ線の物質との反応過程にはいくつかの種類があるが、そのうち放射線計測におい て重要なものは以下の 3 つである^{*2}. それぞれの反応率は物質とエネルギー領域により決まる.

a. 光電吸収 (photoelectric absorption)

ガンマ線が全エネルギーを軌道電子に付与し、消滅する現象を光電吸収といい、低エネルギー領域での 支配的な反応である (図 C.3). この反応は原子全体と起こるものであり、自由電子との間では起こらない. 入射ガンマ線のエネルギーを E_{γ} 、束縛電子の存在する電子殻の結合エネルギー (仕事関数という)を W とすると、反跳電子 (光電子という)の持つ運動エネルギーの最大値 E_k は、 $E_k = E_{\gamma} - W$ となる. また、 電子殻 (K, L, M, ...) 付近の光子エネルギーが入射すると、吸収確率が不連続に上がる. これは吸収端と 呼ばれる (K 殻なら K 吸収端). ガンマ線のエネルギー領域になると、原子の中で最も強く結合している K 殻電子を光電子として放出する確率が最も大きい. 光電吸収の断面積は近似的に、

$$\sigma(E_{\gamma}) \propto \frac{Z^a}{E_{\gamma}^{3.5}}, \ a = 4 \sim 5 \tag{C.1}$$

と表される. E_{γ} は入射光子エネルギー, Z は吸収原子の原子番号である. 入射光子のエネルギー範囲に よって a は 4 と 5 の間で変化する.



図 C.3 光電吸収の概略図

^{*1} 対して、X 線は軌道電子の遷移を起源としており、波長領域は 100~10 pm 以下である.

^{*2} エネルギー移行はないが光子方向は変わる過程として、レイリー散乱(干渉性散乱)があるが、比較的エネルギーの高い領域では無視できる.また、核内中性子を弾き出す(γ, n)反応があるが、特別な計測を除いて無視できる.

b. コンプトン散乱 (Compton scattering)

ガンマ線が軌道電子と起こすコンプトン散乱は、汎用的な放射線同位元素線源のエネルギー領域で主要 な反応である (図 C.4). 入射ガンマ線が軌道電子に散乱されてエネルギーの一部を静止電子に与えるが、 反跳電子の散乱角度は全ての角度が可能なので、伝達エネルギーはゼロから入射ガンマ線エネルギーに近 い値まで存在する. 散乱光子が検出器外に逃げる場合があり、検出効率に大きく効いてくる.



図 C.4 コンプトン散乱の概略図

入射ガンマ線エネルギーと散乱角度の関係式は,

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_{\rm e}c^2}(1 - \cos\theta)}$$
(C.2)

と表される. ここで, $h\nu'$ は入射ガンマ線エネルギー, $h\nu$ は散乱ガンマ線エネルギー, m_0c^2 は電子の静止 質量エネルギー (0.511MeV) である. 断面積は, 散乱標的中の電子数に依存するので, Z とともに増加す る. 微分断面積 (断面積の散乱角度分布) は, 以下の Klein-Nishina の公式で与えられる.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left[\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right]^2 \left[\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right] \left[1+\frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)\{1+\alpha(1-\cos\theta)\}}\right]$$
(C.3)

ここで、 $\alpha \approx h\nu/m_ec^2$ 、 r_e は古典電子半径である. 図 C.5 は Klein-Nishina の公式を用いて散乱光子の角度分布を計算した結果である. 高エネルギーのガンマ線では、ほとんどが前方散乱になることがわかる.



図 C.5 コンプトン散乱の角度分布:紙面左からガンマ線が入射した場合に散乱角度 θ の単位立体角 内へコンプトン散乱される光子数の極座標表示.曲線は入射エネルギーに対応している.

c. 電子対生成 (pair production)

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の2倍(1.022MeV)を超えると、電子・陽電子対生成がエネ ルギー的に可能になる.陽電子は物質中で減速し、周りの電子と対消滅を起こす.その結果、エネルギー 0.511MeVの2本の消滅光子が互いに反対方向に放出される^{*3}(図??).断面積は、近似的に吸収物質の原 子番号 Zの2乗に比例する.脱励起ガンマ線のエネルギー領域では、この反応が主要である.



^{*&}lt;sup>3</sup> これはエネルギー・運動量保存則から明らかである. このうち 1 本が吸収物質から逃れた場合を Single Escape (S.E.), 2 本 逃れた場合を Double Escape (D.E.) といい, スペクトルに現れる.

以上の3つの相互作用の起こりやすい領域を、ガンマ線エネルギーと吸収体の原子番号 Z を変数として 図示したものが図 C.7 である.低エネルギー側では光電吸収が主要であり、エネルギーが上がるにつれコ ンプトン散乱が起こりやすくなる.さらに高エネルギー側では電子対生成が主要になる.また、図 C.8 は ガンマ線と鉛の各相互作用質量減衰係数(反応確率に対応)を図示したものである [56].



図 C.8 鉛中の種々のガンマ線相互作用のエネルギー依存性

C.3 中性子の相互作用

中性子は電気的に中性のため、核力によってのみ物質と相互作用をする^{*4}. 中性子はその運動エネル ギーによりいくつかのカテゴリーに分類されている. これは、エネルギー領域によって中性子の挙動が全 く異なるためである. 本研究で扱った高速中性子は、運動エネルギーが約 0.5 MeV 以上の中性子である. 中性子の物質との相互作用は大きく分けて以下の 3 つに分類される. それぞれの反応率については様々な 理論モデルがある.

a. 弾性散乱 (elastic scattering)

始状態と終状態の粒子種が同じで、粒子の内部状態が変わらない反応を弾性散乱という (図 C.9). 中性 子と原子核の運動エネルギーと運動量が反応前後で保存する. 原子核の反応式*5で書くと、

$$X(n,n)X$$
 (C.5)

となる. ここで、X は標的/残留原子核、n は中性子である. また、反跳原子核の運動エネルギーは運動学から求められ、次式のように書ける.

$$T_X = T_n \frac{4M_X M_n \cos^2 \theta}{(M_X + M_n)^2}$$
(C.6)

ここで、 T_X は反跳原子核の運動エネルギー、 T_n は入射中性子の運動エネルギー、 M_X は原子核の質量、 M_n は中性子の質量 (939.6 MeV/c²)、 θ は原子核の散乱角度である。陽子の質量は中性子とほぼ等しい (938.3 MeV/c²)ので、標的核が水素原子核(陽子 1 個)のときに T_X が最大になる(中性子が最も多くエ ネルギーを失う).このため、中性子の減速にはポリエチレンや水など水素原子を多く含むものが用いられ ることが多い.

$$A(a,b)B \quad (A+a \rightarrow B+b)$$
 (C.4)

と書き, (a, b) 反応と呼ぶ. また, 原子核が励起状態にあるときは A* のように書く.

^{**} 実際には中性子は電荷を持ったクォークを内部構造に持ち磁気能率を持っているため、磁場を感じる.しかし、そのような効果はとても小さい.

 $^{^{*5}}$ 標的原子核 A と入射粒子 a が反応して反跳/残留原子核が B と放出粒子が b のとき、



図 C.9 弾性散乱の概略図

b. 非弹性散乱 (inelastic scattering)

反応により内部状態が変化し、終状態の原子核のエネルギー準位が変化する反応を非弾性散乱という (図 C.10).反応式で書くと、

$$X(n,n)X^*$$
(C.7)

となる. 終状態の原子核は励起状態にあり, ガンマ線放出が可能な準位であれば, 脱励起ガンマ線を放出して基底状態に落ちる. 無理な場合にはアルファ線放出や核分裂によりより, 安定な状態へ向かう.



図 C.10 非弾性散乱の概略図

c. 原子核反応 (nuclear reaction)

a, b 以外の反応で,内部状態の変化や中性子と標的原子核以外の粒子を伴う反応が数多くある (図 C.11). いくつか具体的に書くと,

- $X(n,p) \tag{C.8}$
- $X(n, 2n) \tag{C.9}$
- $X(n,\alpha) \tag{C.10}$
- $X(n,\gamma) \tag{C.11}$
 - :

などである.1つ目は,標的原子核中の陽子が弾き出され,代わりに中性子が残るため,残留原子核の原子 番号は1つ下がる.4つ目は,熱中性子(エネルギー領域は約0.01 eV以下)の捕獲による原子核励起から のガンマ線である.たとえば,水素原子核の熱中性子捕獲により2.2 MeVのガンマ線が放出される.

本論文の主題である NCQE 反応に関係のある反応としては、非弾性散乱 $^{16}O(n,n)^{16}O^*$ や、 $^{16}O(n,2n)^{15}O^*(n-hole)$ 、 $^{16}O(n,np)^{15}N^*(p-hole)$ などがある. これら以外にも、さらに核子が減って終 状態に ^{14}C の励起状態などもありうる.





図 C.11 原子核反応の概略図

以上のように、中性子の相互作用はガンマ線に比べてはるかに複雑である.検出器で中性子を検出する ためには、これらの反応により中性子を荷電粒子に変換しなければならない.どの反応が起こりやすいか は、検出器の構成原子核と中性子のエネルギー領域によって決まる.

C.4 荷電粒子の相互作用

前節で説明したように、物質中でガンマ線は電子あるいは陽電子に変換する.荷電粒子(ここでは電子・ 陽電子)が検出器中でエネルギーを落とすことにより、ガンマ線を"検出"したことになる.限られた容積 の検出器内でガンマ線を荷電粒子に変換し完全に止めることができれば、入射ガンマ線のエネルギーを正 しく測定することができる.これは、中性子についても同じである.ただし、中性子はその運動エネルギー をすべて荷電粒子に変換することが稀のため、エネルギー測定が難しい.

物質中の荷電粒子の損失エネルギーは、次に示す Bethe-Bloch の公式で経験的に書き表わせることが知られている. さらに詳しい補正係数などの議論については、ここでは触れない.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left\{ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\text{max}}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right\} \text{ [MeV/cm]}$$
(C.12)

$$= 0.1535\rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left\{ \ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 c^2\beta^2 W_{\text{max}}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right\} \text{ [MeV/cm]}$$
(C.13)

ここで,

 $m_e = 0.511$ [MeV]:電子の静止質量

- z:入射粒子の素電荷 e との比
- Z:吸収体の原子番号,A:吸収体の原子量
- ρ [g/cm³]:吸収体の密度
- v [cm/s]: 粒子の速度
- $eta=rac{v}{c},\;\gamma=rac{1}{\sqrt{1-eta^2}}:$ 特殊相対論におけるパラメータ

W_{max} [MeV]:入射粒子が電子に正面衝突したときに電子が得るエネルギー

I [MeV]: 平均励起ポテンシャル

 W_{max} については、入射粒子の質量をMとして、

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \cdot \frac{m_e}{M} \cdot \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2 + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}}$$
(C.14)

である. $m_e \ll M$ のときは、以下の式で近似される.

$$W_{\rm max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{C.15}$$

また, *I* は吸収体の原子が励起される平均的なエネルギーを表す量である.理論的にこれを計算するのは 難しいため,逆に阻止能の測定から逆算した以下の関係式を用いることが多い.

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} 12 + \frac{7}{Z} \, [\text{eV}] & (Z < 13) \\ 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \, [\text{eV}] & (Z \ge 13) \end{cases}$$
(C.16)

Bethe-Bloch の公式を用いたいくつかの物質に対するミューオン、パイ中間子、陽子の損失エネルギーの 計算結果の例が図 C.12 である.損失エネルギーは比較しやすいように物質密度で規格化されている.



図 C.12 いくつかの物質中での μ, π, p の損失エネルギー

付録 D

ガンマ線検出器

D.1 シンチレーション検出器

シンチレータ (シンチレーション物質) は、放射線がエネルギーを付与するとシンチレーション光という可視光を発する物質のことである.シンチレーション光を光電子増倍管 (Photomultiplier; PMT) のような光検出器で増幅し、放射線を検出できる.

シンチレーション発光の基本原理は、数 eV の励起状態からの脱励起過程である.しかし、有機物質と無 機物質でそのメカニズムは異なる. 有機物質は分子間力で弱く結合しており、発光は単一物質内のエネル ギー準位間での遷移によるものである.よって、固体や液体などの物理的状態に依存せず発光する場合が 多い.一方、無機物質の発光過程は規則的な結晶格子によって形成されるエネルギー準位が基礎にある.

D.1.1 有機シンチレータ

有機シンチレータの典型的なエネルギー準位を図 D.1 に示す.スピン 0 のシングレット状態の基底から 順に S₀, S₁, S₂, スピン 1 のトリプレット状態の下の励起状態から順に T₁, T₂, T₃ と名付けている.それぞ れの準位は分子の振動状態に対応してさらに細かく分類され,これを第二の添字で表している.

 $S_0 \geq S_1$ の典型的な値は 3~4 eV 程度, 振動状態間の差異は 0.15 eV 程度である. 室温の平均熱エネル ギーは約 0.025 eV なので, ほぼ全ての分子は通常は S_{00} 状態にある. 荷電粒子が通ると, 近くの分子がそ の損失エネルギーを吸収して励起する. 第二励起状態以上の高い準位に励起された場合は, 発光を伴わな い内部転換により ps 程度で第一励起状態およびその振動状態に落ちる. 第一励起状態の振動状態 (S_{11} な ど) は近傍電子と熱平衡にないため, エネルギーを失って S_{10} に落ちる. 最終的に S_{10} 状態から基底状態 およびその振動状態に落ちる際に, 蛍光が放出される. この即発蛍光が主要なシンチレーション光である. S_0 への双極遷移が許されるため, 蛍光寿命は 1-10 ns と短い.

シングレット状態 (S_0) からトリプレット状態 (T_1) への放射を伴わない遷移は系間遷移と呼ばれ, 起こる確率はかなり低い. T_1 にある電子は同じ準位にある他の電子と相互作用し,

$$T_1 + T_1 \rightarrow S_1 + S_0 + \text{photons}$$
 (D.1)
のようにシンチレーション光を発する.この遷移はスピン反転を伴い,普通はスピン保存するため禁止されている (スピン選択則).しかし、スピン・軌道相互作用が大きければ禁制はわずかに破れ、スピン反転 しながらの遷移が可能となる.この寿命は *S*₁よりはるかに遅く (ms-)、燐光と呼ばれている.燐光は第4 章の主題である波形弁別において重要な役割を果たす.



図 D.1 有機シンチレーション物質のエネルギー準位

D.1.2 無機シンチレータ

無機シンチレーション物質の典型的なエネルギー準位を図 D.2 に示す.電子は絶縁体や半導体では離散 的なエネルギー準位しか持ちえない (金属中では自由である).格子上に束縛された電子のエネルギー準位 は価電子帯と呼ばれる.一方,伝導帯は電子が結晶内を自由に移動できるに足るエネルギーを有した準位 である.この間は禁制帯またはバンドギャップと呼ばれ,純粋結晶中では電子はこの領域に存在しない.

荷電粒子が通りエネルギー付与により近傍電子が励起されると、もともと価電子帯で電子が満たしていた場所が正孔 (hole) として残る. 通常、伝導帯から価電子帯への遷移はエネルギー差が大きく能率が悪い上に、可視光にならない. 光子放出確率を上げるために、多くの無機シンチレータには少量の不純物 (活性化物質と呼ばれる)を添加する. これによりエネルギー準位が変わり、禁制帯中に不純物の基底・励起状態ができ、そのエネルギー差は小さいので可視光となる^{*1}. 物質中を荷電粒子が通ると多数の電子・正孔対ができ、電子は不純物に出会うまで動く. その後、不純物の励起状態に落ち込んで、脱励起によってシンチレーション光を発する.

^{*1} 順番が逆で,このようになる結晶を無機シンチレータとして用いている.



図 D.2 無機シンチレーション物質のエネルギー準位

上とは別に、電子と正孔がゆるい束縛状態になることがあり、励起子と呼ばれる.励起子準位は、束縛エ ネルギーの分だけ得をしている.励起子は結晶中を移動し、不純物にトラップされて最終的に基底状態に 遷移する.この際にシンチレーション光を発する.この過程は通常の単一励起電子によるシンチレーショ ン過程よりも寿命が短く、第4章で説明する波形弁別に深く関わる.

D.1.3 光電子増倍管

シンチレーション光は弱いので、電気信号に変えるためには増幅する必要がある.そのための光検出器 として光電子増倍管 (PMT) があり、本研究で用いたシンチレータはすべて PMT で読み出している.

PMT の基本的な原理は、光電面に入射した光が電子(光電子)を弾き出し、その電子を複数段のダイ ノードで電子増幅するというものである(詳しい説明は[33]や[35]にある). 重要なのは量子効率であり、 入射した光子数のうち発生する光電子の数の割合で表される. 量子効率は主に光電面の物質と入射光子の 波長つまりシンチレータの発光波長による. 例えば、本研究で用いた CsI(Tl)の発光波長は PMT の量子 効率が最も良い波長領域に合っていないため、光収率が悪くなりエネルギー分解能に影響を与える.

D.2 半導体検出器

図 D.2 で示した構造を持つ物質のうち、バンドギャップが絶縁体と金属の間にある物質を半導体という. シンチレーション検出器は荷電粒子の付与したエネルギーをシンチレーション光に変換し、さらに光検出 器で電子に変換するため効率が悪い.一方、半導体検出器では荷電粒子によって生成された電子・正孔対 を電場によってドリフトして読み出すため、効率が良く分解能が高い.

付録 E

将来計画:補足

E.1 断面積測定における測定項目

E493 実験, E487 実験での測定項目と用いる検出器について表 E.1 にまとめた.

測定項目	検出器	条件
脱励起ガンマ線	$LaBr_3(Ce), NaI(Tl)$	水あり/なし
散乱中性子	BC-501A	水あり/なし
中性子フラックス	BC-501A	ビームプロファイルも測定

表 E.1 断面積測定における測定項目

それぞれの測定において、ADC で検出器信号の電荷積分、TDC で時間情報、Scaler でトリガー数と陽 子ビームカレントを測定する. 読み出しエレクトロニクスには VME モジュールを用いる. それぞれの役 割と目的を表 E.2 にまとめた.

VME モジュール	取得するデータ	目的
ADC	電荷積分	(ガンマ線検出器) エネルギー測定
		(中性子検出器) 中性子・ガンマ線波形弁別
TDC	RF タイミングからの相対時間	TOF 解析
Scaler	陽子ビームカレント	他測定との共通の規格化用
	検出器トリガー数	live time 評価

表 E.2 各 VME モジュールの役割

具体的な読み出し回路は図??のようになる. ADC で BC-501A 信号波形の全領域とテール領域の積 分値を取得し、両者の比を取って中性子・ガンマ線の弁別を行う. TDC では信号の時間情報を取得する (TDC のキャリブレーションは、Clock Generator の信号を 2 つに分けて片方を Delay させるなど時間 差のわかっている信号を用いてやっておく). COMMON STOP 信号に RF タイミングを入れ、信号ト リガーはチャンネルに入れる.データ取得はセルフトリガーモードで信号が来たときのみ行う (図??). Scaler には陽子ビームカレントを計測するカレントインテグレータからの信号と、検出器のトリガーを 入れておく. E465 実験では NIM Scaler を用いてそれぞれの測定時間からこれらを見積もっていたが、 VME Scaler を使えば他のモジュールと完全に同期した DAQ が可能となる.ビームカレントはガンマ線 測定や散乱中性子測定との共通の規格化に用いる.検出器のトリガー数は DAQ の live time 評価に用い る. Scaler で計数された検出器トリガー数を N_{trg} ,実際に取得されたデータ数を N_{obs} とすれば、測定時 間に占める live time の割合は、 N_{obs}/N_{trg} となる.



図 E.1 読み出し回路



図 E.2 データ取得のタイミング

波形弁別できないガンマ線検出器の場合には、テール部分の電荷積分をする必要がないので、"total charge"のみで良い. CsI(Tl) など波形弁別可能な検出器については同様の回路となる. また、各測定結果の解析時に時間カットをかけられるように、各検出器のケーブリング間の時間差はあらかじめ Delay モジュールで調整しておく.

E.2 中性子ビームの広がり

水標的の中性子ビーム軸に垂直な面に対するサイズは、中性子ビームの広がりより小さくなければなら ない. もし水標的の方が大きい場合は、中性子ビームが直接は当たらないが散乱後に端の方で原子核励起 を起こす場合などの評価が必要になり、評価が難しくなる.よって、水標的のサイズを決定した後に、ビー ムライン上で広がりの適切な位置に置く.

E465 実験では、中性子ビームのプロファイル (広がり)を測定せずに Li ターゲット・コリメータ・水標 的の位置から見積もり、十分に広がっていると仮定した.見積もり方はコリメータ半径 5 cm と、Li ター ゲットからの距離 45 cm から相似関係により 1 m あたり半径約 10 cm 広がる、というものである.しか し前述したように、実際にプロファイルを測定して十分広がりの外だと断定できる位置に検出器を配置す べきである.ただし、広がりがかなり大きい場合にはビーム軸に水標的を置くと、検出器と離れてデータ統 計が少なくなってしまうという問題がある.また、そもそもビームライン後流では、中性子ビームの密度が 小さいため、小統計になってしまうので問題である.広がりが大きい位置、つまりビームライン後流に置く 場合として考えられるのは、高いエネルギーのビームを使う場合である.80 MeV より高いエネルギーの ビームを使う場合、TOF 測定の際に距離を E465 実験より離さないと TDC の分解能の限界に引っかかる ことがある.高エネルギービームは広いレンジを限られたビット数のエレクトロニクスモジュールで読み 出すために起こる問題である.統計の問題を解決する手段として、ひとつはビームカレント設定値を上げ てフラックスを増やすという方法がある.もうひとつは、図 E.3 のようにビームプロファイルの端に水標 的を置き、そのすぐ外に検出器を置くという方法である.中性子ビームは一様に広がるため、ビーム広がり の中ならどこに置いても良い.



図 E.3 ビーム広がりと水標的・検出器の配置

参考文献

- K. S. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, L. R. Feldscher, W. Frati, S. B. Kim, A. K. Mann, F. M. Newcomer, R. Van Berg, W. Zhang, and B. G. Cortez, "Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A", Phys. Rev. D 38, 448
- [2] T. Totani, K. Sato, and Y. Yoshii, "Spectrum of the Supernova Relic Neutrino Background and Evolution of Galaxies", Astrophys. J. 460, 303 (1996)
- [3] R. A. Malaney, "Evolution of the cosmic gas and the relic supernova neutrino background", Astropart. Phys. 7, 125 (1997)
- [4] D. H. Hartmann and S. E. Woosley, "The cosmic supernova neutrino background", Astropart. Phys. 7, 137 (1997)
- [5] M. Kaplinghat, G. Steigman, and T. P. Walker, "Supernova relic neutrino background", Phys. Rev. D 62, 043001 (2000)
- [6] S. Ando, K. Sato, and T. Totani, "Detectability of the supernova relic neutrinos and neutrino oscillation", Astropart. Phys. 18, 307 (2003) (The flux of the LMA model is increased by a factor of 2.56 from the paper, a revision introduced at NNN05.)
- [7] C. Lunardini, Phys. "Diffuse Neutrino Flux from Failed Supernovae", Rev. Lett. 102, 231101 (2009) (Assumed parameters are failed SN rate = 22%, equation of state = Lattimer-Swesty, and survival probability = 68%)
- [8] S. Horiuchi, J. F. Beacom, and E. Dwek, "Diffuse supernova neutrino background is detectable in Super-Kamiokande", Phys. Rev. D 79, 083013 (2009)
- [9] S. Ando and K. Sato, "Relic neutrino background from cosmological supernovae", New J.Phys. 6 (2004) 170
- [10] G. L. Fogli et al., "Probing supernova shock waves and neutrino flavor transitions in nextgeneration water-Cherenkov detectors", JCAP 0504:002, 2005
- [11] The Super-Kamiokande Collaboration, "Search for Supernova Relic Neutrinos at Super-Kamiokande", Phys. Rev. Lett. 90, 061101 (2003)
- [12] The Super-Kamiokande Collaboration, "Supernova relic neutrino search at super-Kamiokande", PHYSICAL REVIEW D 85, 052007 (2012)

- [13] The Super-Kamiokande Collaboration, "Supernova Relic Neutrino Search with Neutron Tagging at Super-Kamiokande-IV", Astropart. Phys. 60, 41 (2015)
- [14] The KamLAND Collaboration, "Search for extraterrestrial antineutrino sources with the Kam-LAND detector", Astrophys. J. 745:193, 2012
- [15] B. Aharmim et al. (SNO), "A Search for Neutrinos from the Solar hep Reaction and the Diffuse Supernova Neutrino Background with the Sudbury Neutrino Observatory", The Astrophysical Journal, Volume 653, Number 2, 2006
- [16] K. Nakazato et al., "SPECTRUM OF THE SUPERNOVA RELIC NEUTRINO BACK-GROUND AND METALLICITY EVOLUTION OF GALAXIES", The Astrophysical Journal, Volume 804, Number 1, 2015
- [17] 上野昴, "スーパーカミオカンデにおけるラジウム濃度測定および大統一理論磁気単極子の探索", 東京大学大学院理学系研究科修士学位論文, 2009
- [18] The Super-Kamiokande Collaboration, "Search for GUT Monopoles at Super-Kamiokande", Astroparticle Physics 36 (2012)
- [19] P. A. R. Ade at al. (Planck Collaboration), "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters", A&A 594, A13 (2016)
- [20] P. deNiverville, D. McKeen, A. Ritz, "Signiture of sub-GeV dark matter beams at neutrino experiments", Phys. Rev. D 86, 035022 (2012)
- [21] The T2K Collaboration, "Search for short baseline ν_e disappearance with the T2K near detector", Phys. Rev. D 91, 051102 (2015)
- [22] Y. Hayato, "NEUT", Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112 (2002)
- [23] Arthur M. Ankowski et al., "Analysis of -Ray Production in Neutral-Current Neutrino-Oxygen Interactions at Energies above 200 MeV", PRL 108, 052505 (2012)
- [24] K. Ueno, "Study of neutral-current de-excitation gamma-rays with the T2K neutrino beam", Ph.D Thesis of The University of Tokyo, 2012
- [25] The T2K Collaboration, "Measurement of the neutrino-oxygen neutral-current interaction cross section by observing nuclear deexcitation rays", Phys. Rev. D 90, 072012 (2014)
- [26] H. Kunxian, "Measurement of Neutrino-Oxygen Neutral Current Quasi-elastic Interaction Cross-section by Observing Nuclear De-excitation γ-rays in the T2K Experiment", Ph.D Thesis of Kyoto University, 2016
- [27] H. Ejiri, "Nuclear deexcitations of nucleon holes associated with nucleon decays in nuclei", PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 48, NUMBER 3
- [28] S. Fukuda et al., "The Super-Kamiokande detector", NIM A, Volume 501, 2003
- [29] "スーパーカミオカンデ ホームページ", http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html
- [30] 木河達也, "T2K 実験新ニュートリノ検出器の開発及び製作とそれを用いたニュートリノ反応の研究", 京都大学理学研究科修士学位論文, 2010
- [31] 阿久津良介, "SK-Gd 計画にむけた硫酸 Gd 添加水の Rayleigh 散乱測定"東京大学理学系研究科 修士学位論文, 2015

- [32] Hyper-Kamiokande proto-collaboration, "Hyper-Kamiokande Degign Report", KEK Preprint 2016-21 ICRR-Report-701-2016-1, 2016
- [33] Glenn F. Knoll, 木村逸郎, 阪井英次共訳, "放射線計測ハンドブック 第 3 版", 日刊工業新聞社, 2001
- [34] Glenn F. Knoll, 神野郁夫, 木村逸郎, 阪井英次共訳, "放射線計測ハンドブック 第4版", オーム社, 2013
- [35] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach Second Revised Edition", Springer-Verlag, 1993
- [36] K. Shibata et al., "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering", J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011)
- [37] K. Shibata et al., "JENDL-4.0: A New Library for Innovative Nuclear Energy Systems", J. Korean. Phys. Soc., 59(23), 1046-1051 (2011)
- [38] O. Iwamoto et al., "Covariance Evaluation for Actinide Nuclear Data in JENDL-4", J. Korean. Phys. Soc., 59(23), 1224-1229 (2011)
- [39] G. Chiba et al., "JENDL-4.0 Benchmarking for Fission Reactor Applications", J. Nucl. Sci. Technol., 48(2), 172-187 (2011)
- [40] "東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター ホームページ", http://www.cyric. tohoku.ac.jp/index_j.html
- [41] 鎌田創, "数十 MeV 領域の強力擬似単色中性子源の開発とその応用に関する研究", 東北大学大学院 工学研究科修士学位論文, 2006
- [42] "NIST XCOM: Photon Cross Sections Database", https://www.nist.gov/pml/ xcom-photon-cross-sections-database
- [43] "大阪大学核物理研究センター ホームページ", http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/
- [44] Y. Iwamoto et al., "Quasi-monoenergetic Neutron Beam and Its Application at the RCNP Cyclotron Facility", IAEA-F1-TM-42752, 2014
- [45] T. Shima, Private Communication
- [46] Y. Iwamoto et al., "Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80-389MeV ⁷Li(p, n) reactions using a time-of-flight method", NIM A 804, 2015
- [47] S. Agostinelli et al., "GEANT4 -a simulation toolkit", NIM A 506, 2003
- [48] P. J. Dymbylow, "Neutron cross-sections and kerma values for carbon, nitrogen and oxygen from 20 to 50 MeV", Physics in Medicine and Biology, Volume 25, Number 4, 1980
- [49] Y. Iwamoto et al., "Measurement of thick target neutron yields at 0° bombarded with 140, 250 and 350MeV protons", NIM A 593, 2008
- [50] Y. Iwamoto et al., "Quasi-monoenergetic neutron energy spectra for 246 and 389MeV ⁷Li(p, n) reactions at angles from 0° to 30°", NIM A 629, 2011
- [51] D. Satoh et al., "SCINFUL-QMD: Monte Carlo Based to Calculate Response Function and Detection Efficiency of a Liquid Organic Scintillator for Neutron Energies up to 3 GeV"

- [52] Brookhaven National Laboratory, "National Nuclear Data Center", http://www.nndc.bnl. gov/
- [53] T. Sato et al., "Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52", J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 913-923 (2013)
- [54] T. T. Böhlen et al., "The FLUKA Code: Development and Challenges for High Energy and Medical Applications", Nuclear Data Sheets 120, 211-214 (2014)
- [55] A. Ferrari et al., "FLUKA: a multi-particle transport code", CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773
- [56] 石川友清,"放射線概論",通商産業研究所,1986
- [57] 石田明, "ポジトロニウムの超微細構造の精密測定", 東京大学大学院理学系研究科修士学位論文, 2009