

中性子・酸素原子核反応に由来する ガンマ線の測定

岡山大学大学院

自然科学研究科 数理物理学専攻

素粒子物理学研究室

学籍番号 41430222

蓬莱 明日

2020年3月2日

論文概要

核反応データベースにある中性子・酸素原子核反応の断面積の値は、理論による数値計算がほとんどである。またガンマ線を放出する過程では、断面積計算がなされているだけでその後どの程度のエネルギーのガンマ線が放出されるのかは計算されていない。そのため素粒子原子核分野および医療分野で広く使用されている粒子輸送シミュレーションツールである GEANT4 では、エネルギー保存を満たせばどんなエネルギーのガンマ線でも放出することが可能になっており、実際の反応を正しく再現しない。この問題は例えばスーパーカミオカンデでの超新星背景ニュートリノ探索において影響を及ぼす。解析では、大気ニュートリノによる中性カレント準弾性散乱反応 (NCQE 反応) が区別できない背景事象として存在するため、シミュレーションを使用してどれだけ NCQE 反応が起こるかを見積もらなければならない。しかしこの反応は、副次的に中性子と酸素原子核の反応を起こすため、前述の理由からシミュレーションが正しく再現されておらず実データとの不一致が見られる。よってこの反応の詳細な理解のために、大気ニュートリノと近いエネルギー領域を持つニュートリノビームを用いて NCQE 反応断面積の測定が行われたが系統誤差が大きい。NCQE 反応は、大気ニュートリノが親核である酸素原子核中の核子をはじくことにより核子が放出され、同時に娘核からの脱励起ガンマ線 (一次ガンマ線) を放出する。また放出された核子 (主に中性子) が他の酸素原子核と反応することで放出されるガンマ線 (二次ガンマ線) も存在し、この反応を正しく再現していないことが系統誤差の主な原因となっている。

そこで核反応データベースの充実とシミュレーションモデルの改善を目的に、大阪大学核物理研究センターにて中性子・酸素原子核反応実験を行った。準単色の中性子ビームを水標的に照射し、核反応によって放出されるガンマ線を高純度ゲルマニウム検出器で測定する。先行研究として中性子のエネルギーを 80 MeV に設定した実験が行われており、本実験はその後続に当たるものである。照射する中性子のエネルギーを 30 MeV と 250 MeV の 2 点で行い、計 3 点の中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線の生成断面積を求める。この実験結果から、スーパーカミオカンデにおける超新星背景ニュートリノ探索の感度向上が見込まれる。また先行研究の結果と組み合わせ、シミュレーションモデルを改善できれば中性子・酸素原子核反応が起こる全ての実験に応用できる。

本論文は 30 MeV 中性子ビーム実験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 I 部では本研究の背景、研究の動機を記す。第 II 部では実験に使用した施設や検出器などについて論じ、第 III 部では実験データの波形解析について述べる。第 IV 部では有機液体シンチレータを用いたビームフラックスの測定について述べ、第 V 部に高純度ゲルマニウム検出器を用いたガンマ線測定の方法、結果について論じる。第 VI 部では中性子・酸素原子核反応により放出されるガンマ線の生成断面積解析について結果と考察を記す。

目次

第 I 部 研究背景	1
1.1 超新星爆発	1
1.2 超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrinos; SRN)	1
1.3 ニュートリノ検出器	2
1.4 ニュートリノ中性カレント反応	4
1.5 T2K 実験	6
1.6 二次ガンマ線モデル	7
1.7 二次ガンマ線測定実験	9
1.8 まとめ	10
第 II 部 RCNP-E525 実験	11
2.1 実験目的	11
2.2 測定系	11
2.2.1 高速中性子ビーム	11
2.2.2 陽子ビームカレント測定器と読み出し	14
2.3 セットアップ	14
2.3.1 水標的	14
2.3.2 中性子フラックス測定用検出器	15
2.3.3 散乱中性子測定用検出器	16
2.3.4 ガンマ線検出器	16
2.3.5 データ読み出し	18
2.4 Time of Flight (TOF) 法によるエネルギー選別	18
第 III 部 波形解析	21
3.1 波形解析のアルゴリズム	21
3.2 BC-501A の波形解析	22
3.2.1 ベースラインの計算、エネルギー再構成	22
3.2.2 立ち上がり時間の取得	23
3.3 HPGe 検出器の波形解析	23
3.3.1 ベースラインの計算、エネルギー再構成	23
3.3.2 立ち上がり時間の取得	25
3.4 RF 信号の波形解析	25

第 IV 部 中性子フラックス測定	26
4.1 BC-501A の特性	26
4.2 波形弁別の原理	26
4.3 有機シンチレータの PSD 原理	27
4.4 BC-501A の粒子弁別性能確認	27
4.5 Figure of Merit (FOM) を用いた T_1 および T_2 の最適化	29
4.6 入射中性子の運動エネルギー再構成	31
4.7 中性子検出効率	31
4.8 中性子フラックス算出	33
4.9 不定性	34
4.9.1 ビーム安定性	34
4.9.2 中性子事象の選択	35
4.9.3 中性子検出効率	36
4.9.4 その他の系統誤差	36
4.10 ビーム構造	36
第 V 部 ガンマ線解析	38
5.1 HPGe 検出器	38
5.2 出力パルス	38
5.3 時間情報の取得	39
5.4 検出器キャリブレーション	40
5.5 ガンマ線エネルギースペクトラム	42
5.6 背景事象	43
5.6.1 ビームエネルギー領域外の中性子	44
5.6.2 散乱高速中性子による寄与	44
5.6.3 中性子ビームと水以外の物質との反応	45
5.6.4 熱中性子捕獲および電子, 陽電子	46
5.6.5 連続成分	48
5.7 ピーク同定	50
第 VI 部 スペクトラムフィッティング	53
6.1 スペクトラム解析	53
6.2 シグナルサンプル	54
6.2.1 シミュレーション結晶サイズ	55
6.2.2 実データとの比較	56
6.3 連続バックグラウンド	58
6.4 フィッティング方法、結果	59

6.5	生成断面積計算	61
6.6	考察	62
6.7	まとめ	63
第 VII 部 総括		64
付録 A	放射性核種	67
付録 B	放射線の相互作用	70
B.1	ガンマ線の相互作用	70
B.2	中性子の相互作用	72

図目次

1.1	爆発機構	2
1.2	SK および KamLAND での SRN 探索の結果	3
1.3	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値	5
1.4	SRN シグナルと NCQE シグナル	5
1.5	一次ガンマ線と二次ガンマ線	6
1.6	大気ニュートリノフラックス (左)[1] と T2K 実験で作り出されるニュートリノフラックス (右)[2]	7
1.7	T2K ビームと酸素原子核の NCQE 反応後に放出される中性子エネルギー	8
1.8	中性子・酸素原子核反応の断面積	9
1.9	現在のシミュレーションにおける中性子・酸素原子核反応後に放出されるガンマ線エネルギー	9
2.1	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。大阪大学核物理研究センターホームページより引用	11
2.2	陽子ビームガイド用の磁石とコリメータの配置	12
2.3	Li ターゲットとその設置台	13
2.4	N0 コース コリメータ	13
2.5	ORTEC Digital Current Integrator	14
2.6	30 MeV 実験概略図	15
2.7	E525 実験で使用した水標的	16
2.8	Saint-Gobain 社製 有機液体シンチレータ BC-501A	16
2.9	ORTEC 社製 HPGe 検出器	17
2.10	ゲルマニウム結晶の形	17
2.11	測定時の回路	19
2.12	TOF 法の概念図	19
3.1	波形解析で取り出す情報	21

3.2	ベースライン計算の概念図	22
3.3	BC-501A データのベースライン計算	22
3.4	BC-501A の立ち上がり点の求め方	23
3.5	HPGe 検出器データのベースライン計算	24
3.6	2 種のエネルギー情報の取り出し方の比較	24
3.7	RF 信号の fitting	25
4.1	出力される波形の波形弁別のための積分範囲の概略図	27
4.2	即発蛍光と遅発蛍光	28
4.3	BC-501A の出力波形と積分範囲	28
4.4	PSD 解析結果	29
4.5	PSD parameter 分布	29
4.6	PSD 解析結果例と PSD parameter 分布図	30
4.7	FOM 分布	31
4.8	TOF 分布	32
4.9	入射中性子の運動エネルギー再構成	32
4.10	中性子検出効率	33
4.11	中性子フラックス	34
4.12	中性子ビームの安定性	35
4.13	PSD parameter のガウシアンフィッティングの結果	36
4.14	中性子ビームプロファイル	37
5.1	HPGe 検出器の波形プロット	39
5.2	時間ジッタおよび波高ウォーク	40
5.3	線源測定時のセットアップ	41
5.4	HPGe 検出器のキャリブレーションデータスペクトラム	41
5.5	HPGe 検出器のキャリブレーション結果	42
5.6	各エネルギー点での分解能	42
5.7	水標的ランのガンマ線エネルギースペクトラム	43
5.8	HPGe のエネルギースペクトラム	44
5.9	CsI(Tl) シンチレータの PSD parameter 分布	45
5.10	アクリル容器の後面に対する中性子入射量	46
5.11	TOF 分布中に含まれる背景事象	46
5.12	水標的ランにおける TOF 分布	47
5.13	${}^7\text{Be}$ 崩壊図	47
5.14	ガンマ線が起こす主要な反応の支配的な領域	48
5.15	イベント選別後の TOF 分布	48
5.16	シグナルのエネルギースペクトラム	49
5.17	連続成分についての仮説	49
5.18	水標的ランにおける入射中性子エネルギーの違いによる差	50

5.19	シグナルのエネルギースペクトラム (2.5 MeV 8.0 MeV)	51
6.1	シミュレーションで再現した実験セットアップ	53
6.2	HPGe 検出器の Resolution curve	54
6.3	シグナルサンプル	55
6.4	結晶サイズの決定に利用したキャリブレーションデータとシミュレーションの結果	56
6.5	^{60}Co のシミュレーションと実データスペクトラム	57
6.6	空標的ランのシグナル	58
6.7	連続成分のフィット	58
6.8	スペクトラムフィッティングのベストフィット	60
6.9	他実験との比較	63
A1	^{137}Cs の崩壊図	67
A2	^{60}Co の崩壊図	67
A3	^{22}Na の崩壊図	68
A4	^{40}K の崩壊図	68
A5	^{241}Am の崩壊図	69
B1	コンプトン散乱の概略図	71
B2	コンプトン散乱の角度分布	71
B3	ガンマ線相互作用の主要領域。[3] より引用	72

表目次

1.1	NCQE 反応断面積測定 of 系統誤差 [2]	7
4.1	有機液体シンチレータ BC-501A の特性	26
4.2	中性子フラックス測定における統計誤差と系統誤差	35
5.1	水標的ランで確認できたピーク	43
5.2	CsI(Tl) 検出器で検出したガンマ線と中性子イベントとその比率	45
5.3	水標的ランで確認できたピーク	51
6.1	用いた ^{60}Co の線源強度	57
6.2	フィッティング結果	61
6.3	生成断面積	62

第 I 部

研究背景

本研究は中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線に関する研究である。後述する超新星背景ニュートリノ (SRN) は、星形成の歴史の解明につながるニュートリノであり、検出器による観測が非常に重要である。しかし現在までで SRN を観測したことはない。SRN の探索感度向上のために種々の取り組みが行われており、本研究もその一つである。本章ではまず SRN について述べ、その後ニュートリノ検出器であるスーパーカミオカンデについて説明、現在のシミュレーションモデルの問題点、その改善のために行ったガンマ線測定実験について記載する。

1.1 超新星爆発

超新星爆発とは太陽質量の 8 倍以上の質量を持つ星が一生の最後に起こす大爆発のことであり、放出されるエネルギーは 10^{51} erg のオーダーに達する。超新星爆発は一つの銀河系内で 100 年に数回程度の頻度で発生すると予測されている [4][5]。この超新星爆発を理解することは、宇宙の進化の過程を理解するのに重要である。例えば、初期では水素およびヘリウムで満たされていた宇宙が、現在ではより重い元素が生成されている。重い元素が作られる機構はまだ理解されておらず、超新星爆発が重要な源の一つであると考えられている。これまでに超新星爆発は光学観測により観測を行われてきたが、未だ爆発の機構について理解出来ていない。図 1.1 は現在有力であると考えられている星の爆発機構であり ([6] より引用)、光子は星の爆発機構の最終段階 (11) で放出されるため、(11) よりも早い段階の情報は持ち得ない。さらに、光子は電磁相互作用を起こすため、星間ガスなどと相互作用を起こし地球に到達しない場合もある。そこで光子よりも早い段階から放出されているニュートリノを観測することで爆発機構のさらなる理解が試みられている。ニュートリノは電荷を持たない素粒子の一種で、弱い相互作用でのみ反応を起こす*¹。爆発機構の途中段階である (7) から放出され続けるため星の内部の情報も持ち合わせており、光学観測と合わせることでより精密に爆発機構を調べることができる。現在までの間で超新星爆発由来のニュートリノを検出したのは 1987 年 2 月 23 日に大マゼラン星雲で起きた超新星爆発 (SN1987A) のみであり、水チェレンコフ検出器であるカミオカンデやアーバイン-ミシガン-ブルックヘブン (IMB)、バクサン (Baksan) などにより観測された [7][8][9]。現在も世界中のニュートリノ検出器が次の超新星爆発を観測しようとデータ取得を続けている。

1.2 超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrinos; SRN)

前述したように、超新星爆発は 1 つの銀河系内で 100 年に数回程度起こる。このニュートリノを地球で検出するには近傍の星が爆発しなければならず希少な事象となる。しかし宇宙では日々爆発が発生しており、これまでに爆発してきた星からのニュートリノは積算され現在も宇宙空間を漂っ

*¹ ニュートリノには質量があるため重力相互作用でも反応するが、桁違いに小さいので無視される。

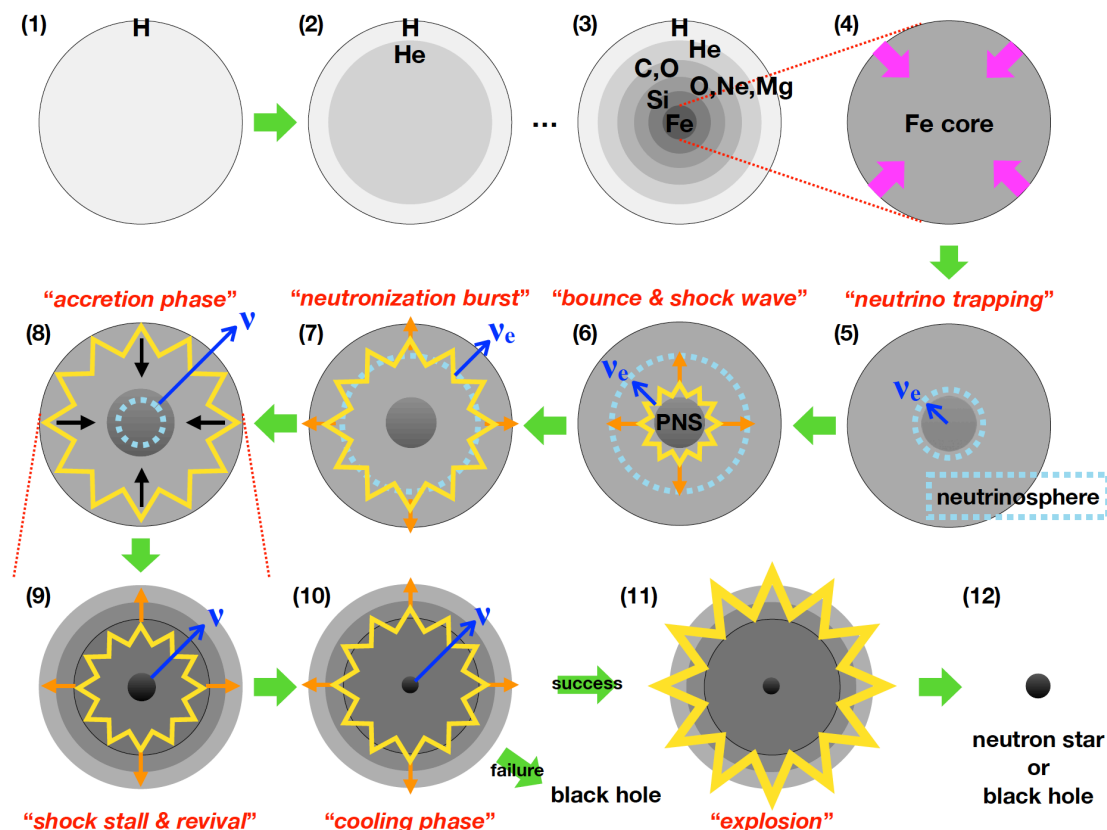


図 1.1 爆発機構の概略図 ([6] より引用)

ている。このニュートリノは超新星背景ニュートリノ (SRN) と呼ばれており、時間に関係なく一定のフラックスで漂っていると考えられている。そのため爆発のタイミングに関係なく検出することができ、フラックス測定を行うことで超新星爆発の頻度やニュートリノを放出する爆発機構について理解することができる。

1.3 ニュートリノ検出器

ニュートリノ検出器には、水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデ (SK)[10] や液体シンチレータを使用する KamLAND[11] などがある。スーパーカミオカンデとは岐阜県神岡町の旧神岡鉱山内にある世界最大の水チェレンコフ検出器であり、1996 年から稼働し現在も 24 時間体制で観測を続けている。直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形水タンクであり、5 万トンの超純水を蓄えることができる。円筒内部には約 1 万 3 千本の光電子増倍管 (PMT) が取り付けられており、ニュートリノ反応に由来するチェレンコフ光を観測することで間接的にニュートリノを観測する。探索可能領域としては 3.5 MeV (SK での閾値) から数 TeV である。また、KamLAND とは 2002 年から稼働を開始した液体シンチレータ検出器であり、SK と同じ鉱山内に設置されている。直径 18m の球体タンク内に約 1000 トンの液体シンチレータを注入したバルーンが配置してあり、周囲に 1879 本の PMT を取り付けられている。SK よりも低エネルギーニュートリノの観測に特化し

ており、約 0.25 MeV に閾値を設定できる。

これらの検出器の観測目的の一つである SRN は、検出器内部で陽子と逆ベータ崩壊を起こし ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$)、陽電子がチェレンコフ光を放出する。PMT でこれを捉えることで観測する。上記 2 種の検出器での SRN 探索結果を図 1.2 に記す。結果は SRN の発見に至っておらず、上限値をつけるにとどまっている。

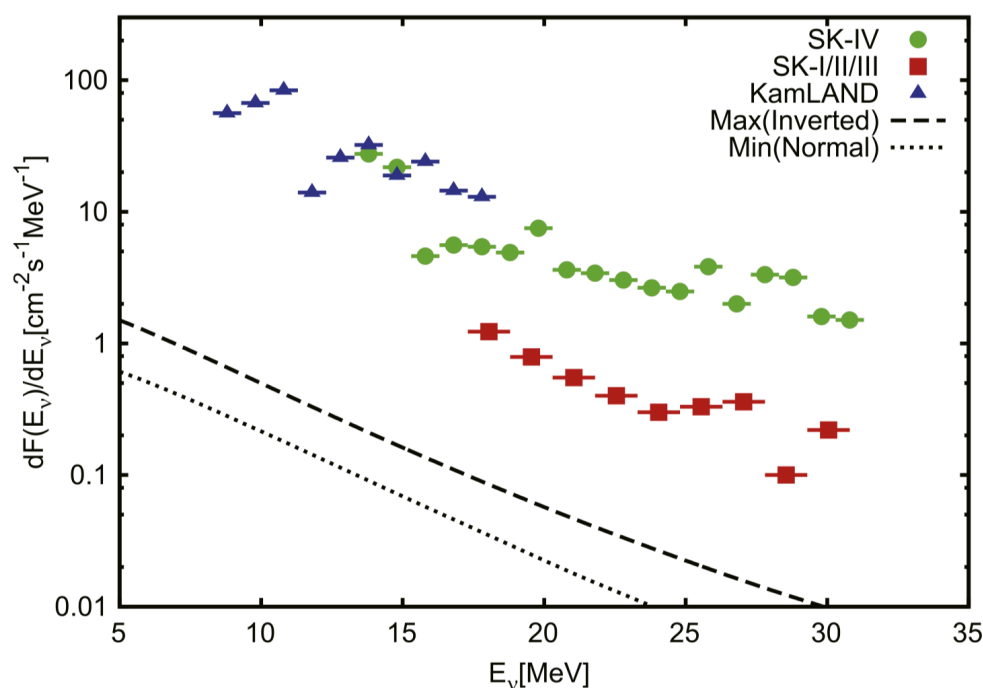


図 1.2 SK および KamLAND での SRN 探索の結果。発見には至れず、全て上限値である。黒線は SRN の理論モデル (Nakazato モデル) におけるフラックスの最大値と最小値。SK - I, SK - II, SK - III および SK - IV とは SK の稼働フェーズのことであり、PMT の交換やエレキモジュールのアップデートなどにより区切られている。図は [12] より引用

SRN の探索感度を向上させるには背景事象との識別が必要になる。SK においては、探索感度向上のために現在 SK-Gd 計画と呼ばれる超純水中にガドリニウムを溶かす計画が進行中である。この計画は逆ベータ崩壊の際に放出される中性子をガドリニウムに捕獲させることでガンマ線を放出させ、同時遅延計測を行うことで背景事象と区別することが目的である。ガドリニウムが逆ベータ崩壊の約 20 μsec 後に中性子を捕獲し、計 8 MeV のガンマ線を放出する。そのガンマ線が水中の電子とコンプトン散乱を起こすことでチェレンコフ光が発生し、SK で捉えることができるようになる。この手法はガドリニウムを用いなくても、水素による中性子捕獲に由来する信号を用いることができる。しかし水素による中性子捕獲のガンマ線エネルギーは 2.2 MeV であり、SK の閾値を下回っている。さらに、ガドリニウムは天然に存在する元素の中で最も中性子との反応断面積が大きい。以上の理由から、ガドリニウムを溶かした方がより効率的に識別が可能となる。

1.4 ニュートリノ中性カレント反応

ニュートリノは弱い相互作用を通して物質と反応をする。媒介するボソンの種類 (W^\pm or Z^0) により起こす反応が変わり、それぞれ荷電カレント (Charged-Current ; CC) 反応, 中性カレント (Neutral-Current ; NC) 反応と呼ぶ。

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell + N' \quad (\text{CC 反応}) \quad (1.1)$$

$$\nu_\ell + N \rightarrow \nu_\ell + N \quad (\text{NC 反応}) \quad (1.2)$$

ここで ℓ は荷電レプトン, ν_ℓ はニュートリノとそのフレーバー (e, μ, τ), N は原子核を表す。CC 反応の場合ニュートリノフレーバーに対応する荷電レプトンが放出される。一方 NC 反応の場合、終状態に荷電粒子を伴わないため検出には別の信号を必要とする。別の信号として使用されるものの一つが、反応後の娘核による脱励起ガンマ線である。

またニュートリノの NC 反応は、終状態により以下のようにいくつかに分類される。

- Neutoral Current Elastic Scattering (NC elastic)

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' \quad (1.3)$$

- Neutoral Current Quasielastic Scattering (NCQE)

$$\nu + N \rightarrow \nu + (N - 1) + X' \quad (1.4)$$

- Neutoral Current Elastic Scattering (NC1 π resonance, etc)

$$\nu + X \rightarrow \nu + X' + \pi/K/\eta \quad (1.5)$$

- Neutoral Current Coherent π Production (NC1 π coherent)

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi \quad (1.6)$$

- Neutoral Current Deep Inelastic Scattering (NCDIS)

$$\nu + X \rightarrow \nu + X' + m \pi/K/\eta \quad (m \text{ は整数}) \quad (1.7)$$

ここで N/N' は標的/反跳原子核, X/X' は標的/反跳核子である。以下 SK の場合を考えることとし、 N を酸素原子核 (^{16}O) とする。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図 1.3 である。1 GeV 以下の領域では NCQE 反応が支配的であり、約 1 GeV を超えると NC1 π resonance 反応が支配的になる。

SRN 探索においては、大気ニュートリノに由来する反応が背景事象となる。大気ニュートリノは 600 MeV 付近にピークを持つため (図 1.6 左)、SK 内の酸素原子核との支配的な反応は NCQE 反応である。大気ニュートリノによる NCQE 反応が起きると、娘核の脱励起の際にガンマ線が放出される。また中性子が放出された場合、水中で中性子が熱化し水素に捕獲される。その際に 2.2 MeV のガンマ線を放出する。ガドリニウムを溶かしている場合、水素ではなくガドリニウムに

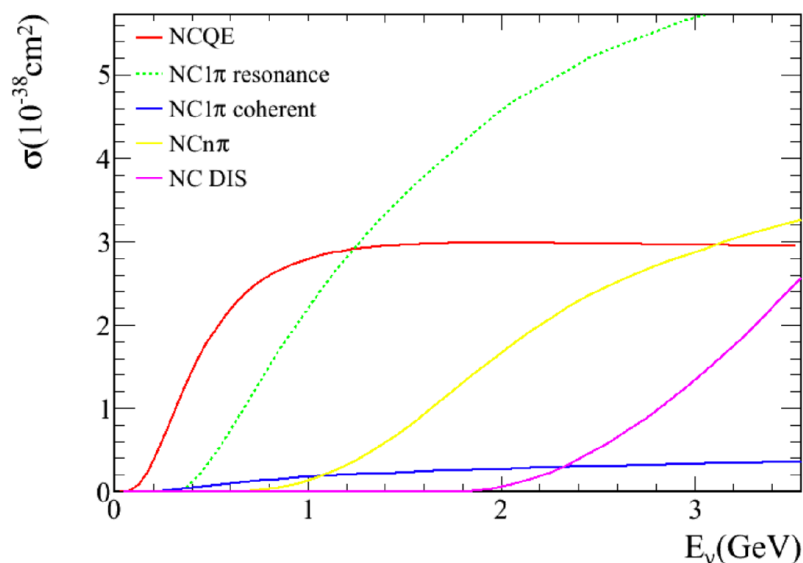


図 1.3 ニュートリノと酸素原子核の中性カレント反応断面積の理論値 [13]

捕獲され、計 8 MeV のガンマ線を放出する。これらのシグナルは SRN の逆ベータ崩壊によるシグナルと酷似しており、SK で識別することができない (図 1.4)。現在の SK での SRN 解析では NCQE 反応のシミュレーションを行い、SRN 測定にデータにどれだけ混入があるかを見積もっている。しかしシミュレーションの精度が不十分であるため、誤差を $\pm 100\%$ として見積もられている。よってこの反応を理解することが重要である。

NCQE 反応の際に放出された核子 (特に中性子) は、周辺の酸素原子核と相互作用を起こすことでさらにガンマ線を放出させることがある。この中性子との反応によって放出されるガンマ線のことを二次ガンマ線と呼んでおり、一方で前述のニュートリノ反応に由来するガンマ線を一次ガンマ線と呼んでいる (図 1.5)。一次ガンマ線と二次ガンマ線は 100 ns オーダー以内に放出され、SK の時間分解能では二つのガンマ線を識別することができない。

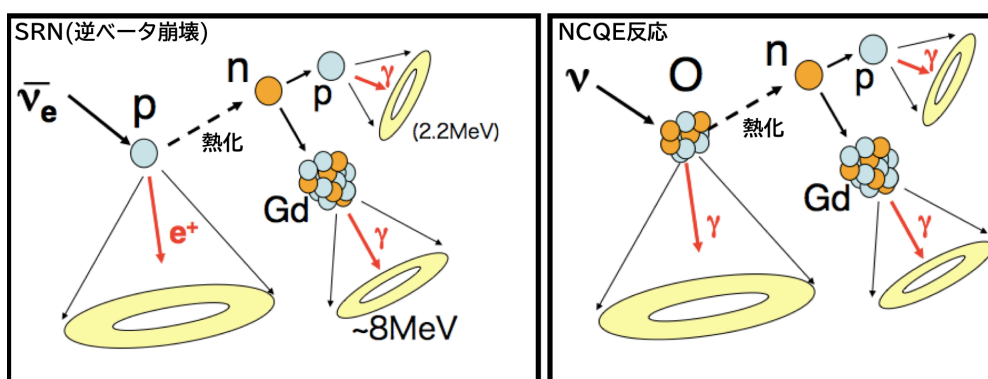


図 1.4 SRN 由来の $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊によるシグナル (左) と大気ニュートリノによる NCQE シグナル (右) の概略図。

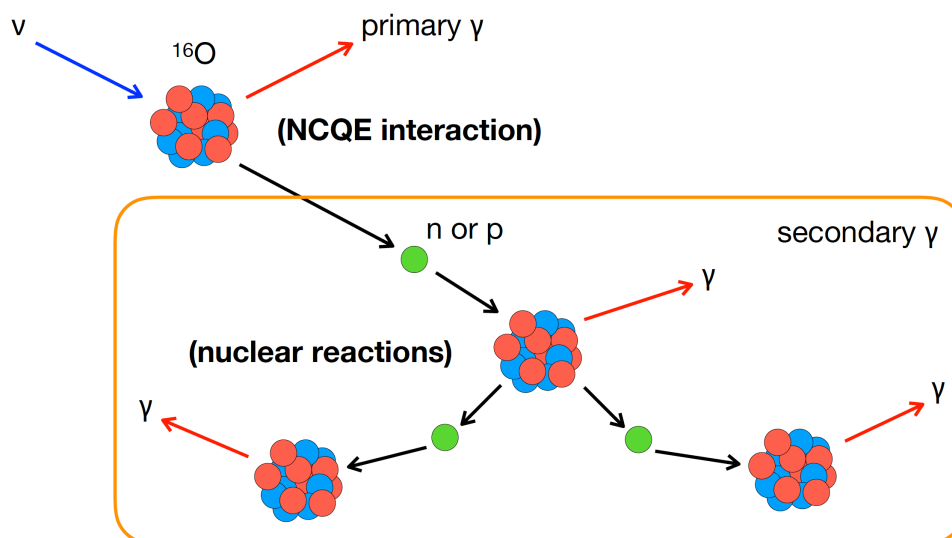


図 1.5 大気ニュートリノによる NCQE 反応に由来するガンマ線を一次ガンマ線、NCQE 反応後に放出された核子と酸素原子核の反応に由来するガンマ線を総じて二次ガンマ線と呼ぶ。

1.5 T2K 実験

SRN 探索における NCQE 反応は、主に大気ニュートリノによって引き起こされている。この大気ニュートリノのフラックスは 600 MeV 付近にピークを持っている (図 1.6 左)[1]。図は種々の実験で得られた大気ニュートリノのフラックスである。大気ニュートリノによる NCQE 反応の理解のために、T2K 実験のデータを使用して解析が行われた。T2K 実験は人工的にニュートリノビームを作り出し、SK に打ち込むことでニュートリノ振動の解析を行うということが目的であるが、生成されるニュートリノビームが大気ニュートリノと同程度のエネルギー (図 1.6 右)[2] であるため、NCQE 反応断面積の測定としても利用が可能である。測定の結果ニュートリノおよび反ニュートリノの NCQE 反応の反応断面積は

$$\langle \sigma_{\nu\text{-NCQE}} \rangle = 1.70 \pm 0.17(\text{stat.})_{-0.38}^{+0.51}(\text{syst.}) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{oxygen} \quad (1.8)$$

$$\langle \sigma_{\bar{\nu}\text{-NCQE}} \rangle = 0.98 \pm 0.16(\text{stat.})_{-0.19}^{+0.26}(\text{syst.}) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{oxygen} \quad (1.9)$$

であった [2]。系統誤差は以下の通りである (表 1.1)。ニュートリノフラックスはハドロン相互作用の断面積の不定性に由来する誤差である。一次ガンマ線はシミュレーションに使用している酸素原子核の原子核モデルに由来する不定性である。二次ガンマ線は大気ニュートリノと酸素原子核の反応後に放出される中性子のシミュレーションに由来する不定性である。振動パラメータとはニュートリノ振動のパラメータに由来する不定性であり、NC 反応はニュートリノフレーバーに左右されない反応であるため不定性はなく、CC 反応にのみ不定性がつく。検出器応答とは SK のエネルギー分解能や反応位置の再構成の精度に関する不定性である。

トータルでは約 20% の系統誤差があり、特に一次ガンマ線および二次ガンマ線の不定性が最も大きい。

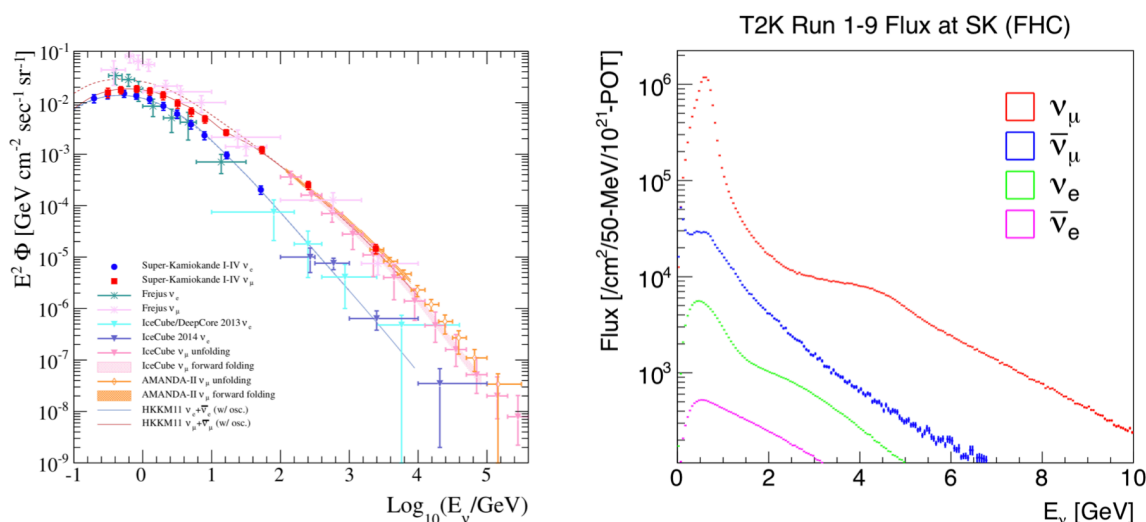


図 1.6 大気ニュートリノフラックス (左)[1] と T2K 実験で作られるニュートリノフラックス (右)[2]

表 1.1 NCQE 反応断面積測定の系統誤差 [2]

FHC	ν - NCQE	$\bar{\nu}$ - NCQE	NC-other	CC	Beam-unrelated
Event fraction	75.0	2.0	17.8	3.7	1.5
Neutrino flux	6.7	8.6	7.3	6.4	-
Primary- γ production	11.0	10.6	6.0	6.6	-
Secondary- γ production	13.5	13.4	19.5	17.6	-
Oscillation parameter	-	-	-	4.1	-
Detector response	3.4	3.4	2.0	5.2	-
Total	19.2	19.7	23.3	26.7	3.0

1.6 二次ガンマ線モデル

二次ガンマ線の不定性を削減するためには、中性子・酸素原子核反応について理解する必要がある。図 1.7 は T2K 実験により生成されたニュートリノが、SK 内の酸素原子核と反応を起こした際に放出される中性子のエネルギーをプロットしたものである*2。図から 30 MeV 付近にピークを持つことがわかる。したがって、数 MeV から数百 MeV の中性子が酸素原子核とどのような反応を起こすかを理解する必要があるが、現在のところ実験を行われた件数が少なく、データベースを確認しても数百 MeV 領域までカバーしたものは見当たらない。図 1.8 は JENDL4.0*3と呼ばれるデータベースから引用した中性子・酸素原子核反応のグラフである。中性子のエネルギーが 20 MeV までのデータしかなく、それ以上のエネルギー領域では反応断面積がわからない。そのた

*2 ν と $\bar{\nu}$ で形が違うのは、ヘリシティ保存の影響で運動量の移行が ν の方が大きいためである。

*3 日本原子力研究開発機構が運営している、核データの推奨値をまとめたデータベース。 https://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/J40_J.html

め現在の中性子・酸素原子核反応シミュレーションはデータを基にしたモデル (20 MeV 以下の領域) と理論値を基にしたモデル (20 MeV 以上の領域) の異なる 2 種類のモデルを使用している。図 1.9 は中性子・酸素原子核反応によって放出されるガンマ線のエネルギーをプロットしたものである ([14] より引用)。横軸が中性子のエネルギー、縦軸が放出されるガンマ線のエネルギーである。20 MeV 以下の中性子が反応を起こした場合、典型的なガンマ線である 6.13 MeV が放出されていることが確認できる*4。中性子のエネルギーが 20 MeV の点を境にガンマ線の挙動が変わっている。これは、理論を基に構築したモデルでは、ガンマ線のエネルギーはエネルギー保存を満たすように決定されているだけであり、原子核の励起状態などを考慮に入れられていないためである。そのため精密なモデルを作るには 30 MeV 以上の領域でも中性子・酸素原子核反応についての実験を行い、脱励起反応まで考慮したガンマ線生成断面積を求める必要がある。

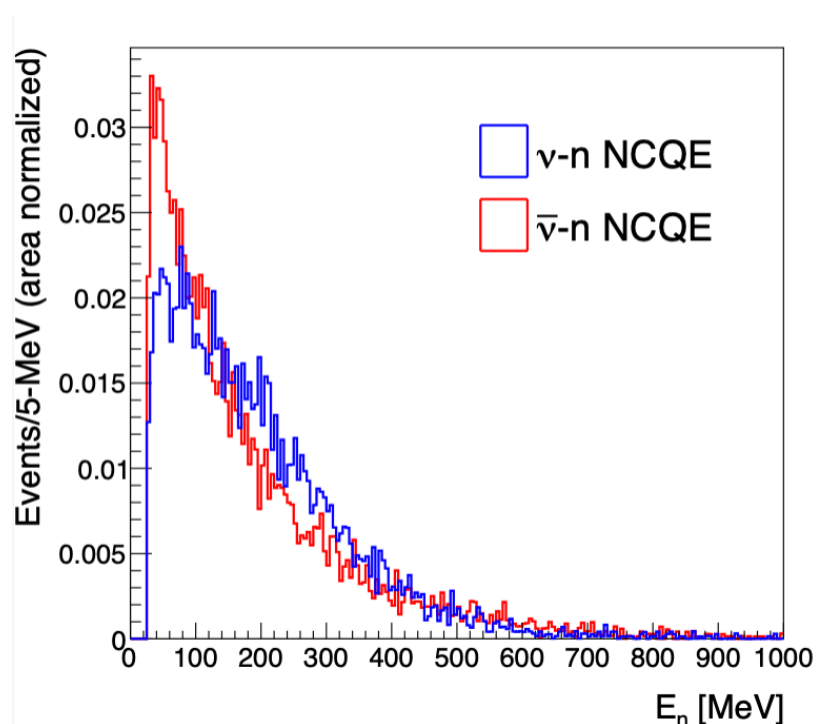


図 1.7 T2K ビームと酸素原子核の NCQE 反応後に放出される中性子エネルギー [2]

*4 約 7 MeV 以下の中性子反応では 6.13 MeV のガンマ線が放出されていないが、これは中性子のエネルギーが低すぎて酸素原子核の準位をあげることができないためである。

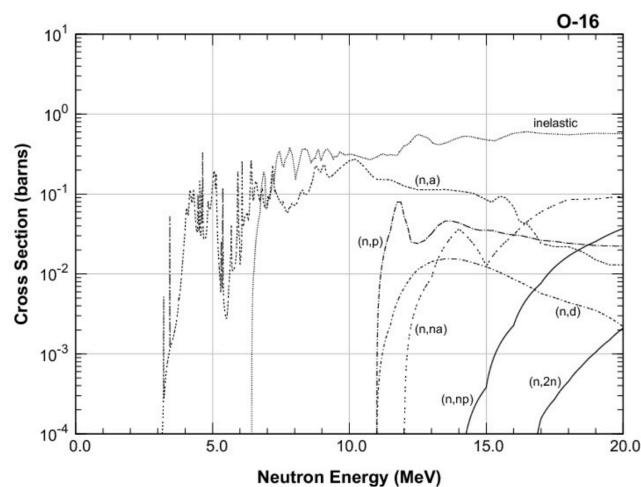


図 1.8 中性子・酸素原子核反応の断面積。JENDLE4.0 より引用

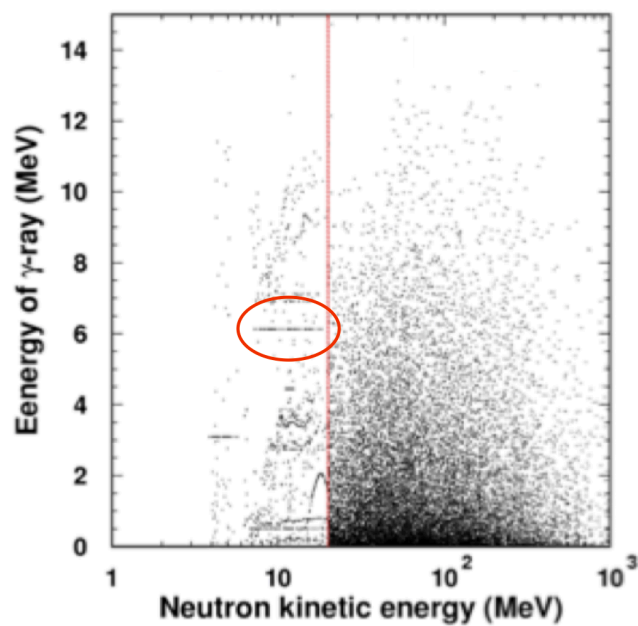


図 1.9 現在のシミュレーションにおける中性子・酸素原子核反応後に放出されるガンマ線エネルギー [14] より引用。20 MeV 以上の中性子と反応を起こした場合、放出されるガンマ線のエネルギーはエネルギー保存を満たすようにランダムに決定されている。

1.7 二次ガンマ線測定実験

二次ガンマ線の生成断面積の理解を目的に、大阪大学核物理研究センター (RCNP)^{*5}にて中性子ビーム実験が行われた [15]。本実験の先行研究となるものであり、準単色の中性子ビームを生成、

*5 RCNP についての詳細は第 II 部に記す。

水標的に照射、放出されるガンマ線を検出して生成断面積を求めるという実験である。この時、使用された中性子ビームのエネルギーは 80 MeV であり、ガンマ線検出器としては無機シンチレータの $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ が使用された。測定の結果、複数のガンマ線ピークが確認でき、中でも ^{16}O の励起状態から放出されたと考えられるガンマ線のピークが強く確認された。

本研究は上記実験の後続のものであり、中性子ビームのエネルギーを変えて測定を行うことで入射中性子エネルギーと生成断面積の相関を確認およびエネルギー点を追加することで既存の中性子・酸素原子核反応モデルを改善することを目的としている。今回の実験では使用する検出器を高純度ゲルマニウム検出器を用いることでエネルギー分解能の向上を行い、より精密に断面積を求めることができる。実験の詳細は第 II 部に記す。

1.8 まとめ

SRN をニュートリノ検出器で検出しフラックスを求めることは、星形成や元素合成の歴史を理解するのに重要である。ニュートリノ検出器の一つである SK においても SRN の探索は行われているが、20 年データを取り続けてもなお SRN の有意な観測は行われていない。そこで探索感度向上のために、超純水にガドリニウムを溶かす SK-Gd 計画が進行中である。この時、大気ニュートリノと酸素原子核の NCQE 反応が主要な背景事象の一つになるが、現在はこの反応の理解が進んでおらず不定性が大きい。不定性の主な原因として、NCQE 反応によって放出された核子が、周辺の酸素原子核と反応をすることで放出されるガンマ線 (二次ガンマ線) の系統誤差が大きいことが挙げられる。中性子・酸素原子核反応は実験データがあまり存在せず、どのようなガンマ線がどの程度放出されるかといったことが理解されていない。本論文は中性子・酸素原子核反応のシミュレーションモデルを更新するために行った中性子ビーム実験について報告するものである。この実験は SK での SRN 探索のみならず、水チェレンコフ検出器にて中性子を放出する過程すべてに応用できるものであり、またモデルを更新することができれば素粒子原子核分野および医療分野で標準的に使用されている粒子輸送シミュレーションをより精密なものにアップデートすることができる。

第 II 部

RCNP-E525 実験

大阪大学核物理研究センター (Research Center for Nuclear Physics; RCNP) にて 2018 年 10 月 30 日と同年 12 月 16 日に高速中性子ビーム照射実験を行なった (E525 実験)。E525 実験ではエネルギー 250 MeV と 30 MeV の高速中性子を水ターゲットに照射し、その周りに配置した高純度ゲルマニウム半導体検出器 (HPGe) で脱励起ガンマ線を、有機液体シンチレータ BC-501A で中性子フラックスを、タリウムドープヨウ化セリウム検出器 (CsI(Tl)) で散乱中性子を測定した。解析を行ったのは 30 MeV の実験データであるため、主に 30 MeV 実験についてまとめる。本章では実験の方法と使用した検出器について述べる

2.1 実験目的

E525 実験は前回実験である E487 実験^{*6}の後続の実験であり、その目的は中性子・酸素原子核反応由来の脱励起ガンマ線の測定をすることである。酸素原子核またはその周辺原子核の励起状態から脱励起ガンマ線を放出する過程は数多く存在する。実際に中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線を測定することでどの励起モードが支配的かを測定し、反応断面積を求める。

2.2 測定系

2.2.1 高速中性子ビーム

E525 実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP)^{*7}のサイクロトロン施設内にある Neutron TOF measurement tunnel (N0 コース) で行なった。N0 コースは長さ 100 m のトンネルで、図 2.1 の左側に位置している。

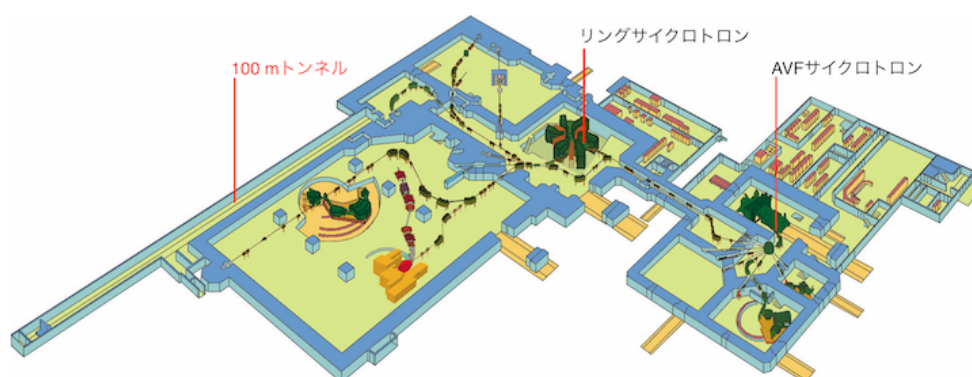


図 2.1 大阪大学核物理研究センター サイクロトロン施設配置図。大阪大学核物理研究センターホームページより引用

^{*6} 2017 年 3 月 27 日に行われた実験。中性子ビームのエネルギーは 80 MeV である

^{*7} ”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>

RCNPの陽子加速サイクロトロンは2段階に分かれており、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、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到達する。最大392 MeVまで加速可能で、ビームカレントは最大1 μ Aである。加速した陽子ビームをLiターゲットに照射することで中性子を生成 (${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応) し、N0コースへ照射する。Liターゲットが設置される領域は磁場をかけており、荷電粒子を曲げてビームダンプへ捨てている。これにより、N0コースへ入射する粒子は中性粒子(中性子, ガンマ線)のみとなる。またLiターゲットとN0コースの間には、厚さ150 cmの純鉄と低炭素鋼(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、ビームの径を絞っている。コリメータの穴のサイズは10 cm \times 12 cmである。陽子ガイド用の磁石が図2.2, Liターゲット設置台が図2.3, コリメータが図2.4である。



図2.2 陽子ビームガイド用の磁石とコリメータの配置。写真手前に見える磁石で陽子ビームを曲げ、Liターゲットまでガイドする。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応で生成された中性子やガンマ線は写真奥のコリメータに向かって飛んでいく。大阪大学核物理研究センターホームページより引用

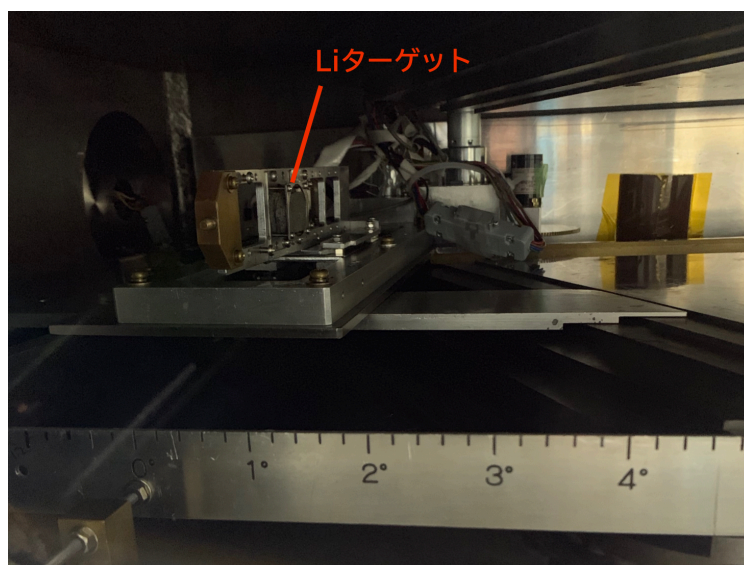


図 2.3 Li ターゲットとその設置台。台はスライド式であり、陽子ビームのターゲットへの入射角を決定することが可能になっている。E525 実験では入射方向とコリメータを結ぶ直線上 (0 deg) に設定した

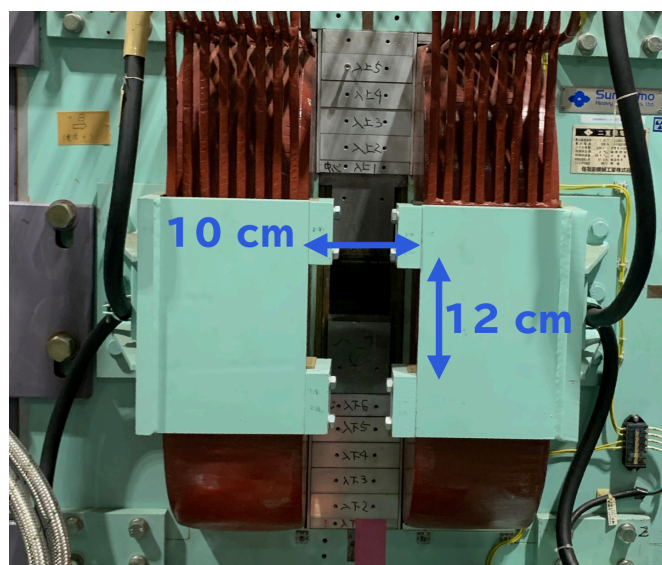


図 2.4 N0 コース コリメータ。穴径 10 cm × 12 cm, 奥行き 150 cm で、純鉄と低炭素鋼 (炭素成分 0.2% 以下) からなる。生成された中性粒子はコリメータにより絞られる。

この実験施設にて 2018 年 10 月 30 日と同年 12 月 16 日に高速中性子ビーム照射実験を行なった。エネルギーは 250 MeV と 30 MeV である。どちらもビーム照射が可能な時間は 24 時間であり、その期間中に水標的を置いて脱励起ガンマ線を測定する水標的ラン、水を入れている容器 (アクリル) の影響を測定するための空標的ラン、中性子のフラックスを測定するためのフラックスラン、ビームの広がりを測定するためのプロファイルランを行った。また、適宜検出器のゲイン変動

を確認するためのキャリブレーションランを挟む。

2.2.2 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しているファラデーカップにより計測し、ORTEC 社製のカレントインテグレータ (Model 439 Digital Current Integrator)(図 2.5) により測定した。このインテグレータの出力は NIM 規格のデジタル信号であるため、NIM Scaler に繋ぐことで計数した。また Scaler には Clock Generator からの信号も入力し、時間当たりのカウント数を出せるようにしている。各物理測定時にこの値を計測し、規格化に用いた。



図 2.5 RCNP で使用されている ORTEC 社製のカレントインテグレータ Model 439

2.3 セットアップ

中性子ビームエネルギー 30 MeV での実験ジオメトリの概略図と配置の位置関係をを図 2.6 に記す。ビーム軸状に水ターゲットを設置し、その周りにガンマ線測定のために高純度ゲルマニウム検出器 (HPGe) を置いた。この時、水による中性子の散乱の影響が小さいと考えられる上流側に、またビームの広がりによる中性子の影響が少ないと考えられる距離 (23.5 cm) だけ軸から離して配置した。また背景事象を減らすことを目的に検出器の周りを鉛ブロックで覆っている。

2.3.1 水標的

水標的は先行研究 (E487 実験) で使用したのと同じものを使用する。そのサイズは脱励起ガンマ線の減衰計数 (平均自由行程の逆数) を指標に決定している。6 MeV のガンマ線の水中での平均自由行程は約 36 cm である (6 MeV ガンマ線に対する減衰係数は $2.77 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$ であるため平均自由行程は 36.1 cm となる)。ガンマ線が水中のどこで発生しても、1 度も反応することなく標的の外へ出ることが望ましいため、水標的のサイズは最長辺 36 cm 以下を満たす必要がある。この要

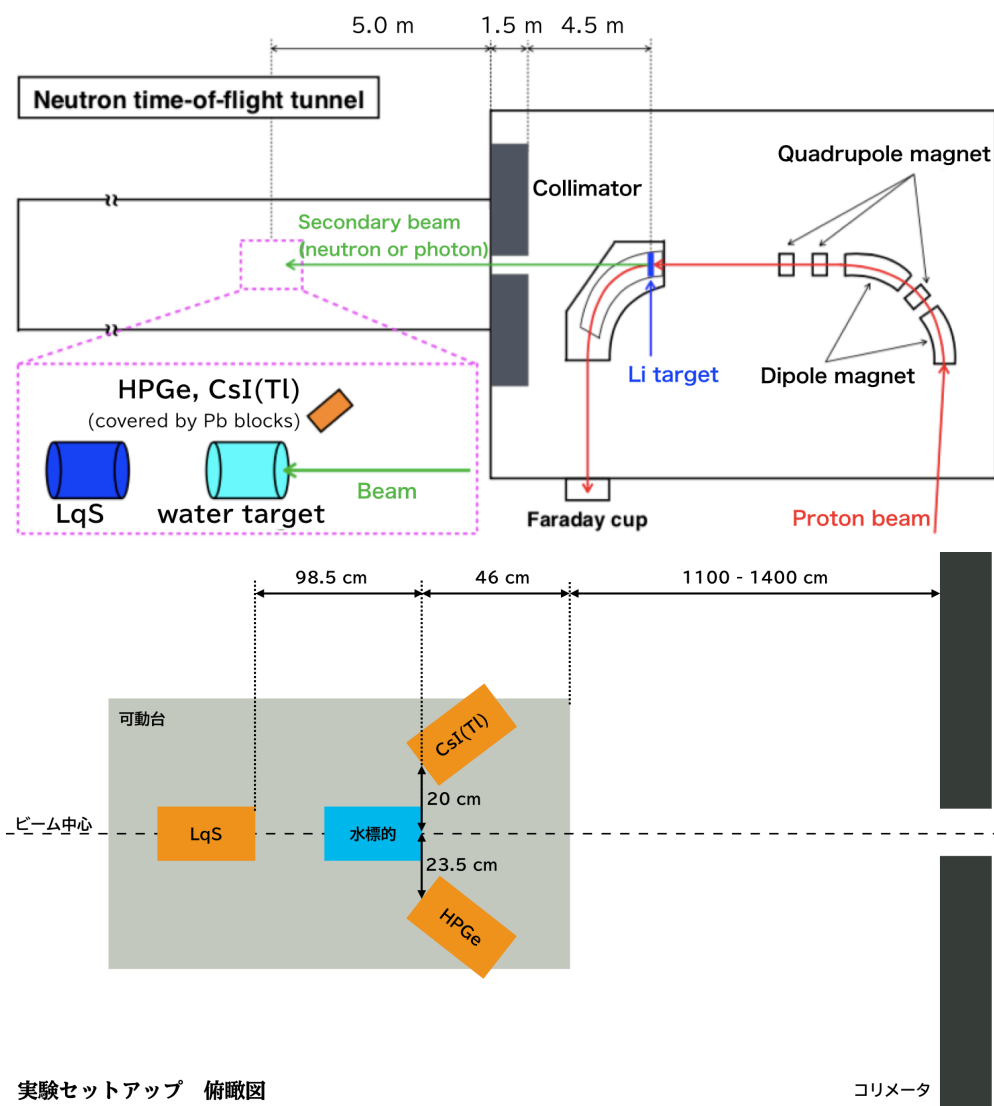


図 2.6 中性子ビームエネルギー 30 MeV 実験の概略図。この実験では Li ターゲットから水標的までの距離を約 11 m とした。また図中の LqS とは有機液体シンチレータのことである。

求を満たすように円筒型のアクリル容器 (直径 20 cm・高さ 26 cm・厚さ 1 cm) を作成した。水標的部は直径 19 cm・高さ 24 cm である (図 2.7)。

2.3.2 中性子フラックス測定用検出器

中性子検出器として Saint-Gobain 社製の有機液体シンチレータ BC-501A (20LA32) を用いた (図 2.8)。有機液体部は円筒形をしており、寸法は直径が 12.7 cm, 高さが 20.32 cm である。また、有機液体はアルミニウム容器で覆われている。シンチレーションパルスの光信号を電気信号に変換するために、浜松ホトニクス社製の光電子増倍管 (Hamamatsu H6527 PMT) が取り付けられている。有機液体シンチレータは入射粒子の種類によって出力される波形の形が異なる性質があり、これを利用して入射粒子の弁別を行う (波形弁別法, Pulse Shape Discrimination; PSD)。PSD の詳しい原理については後述 (第 IV 部) する。

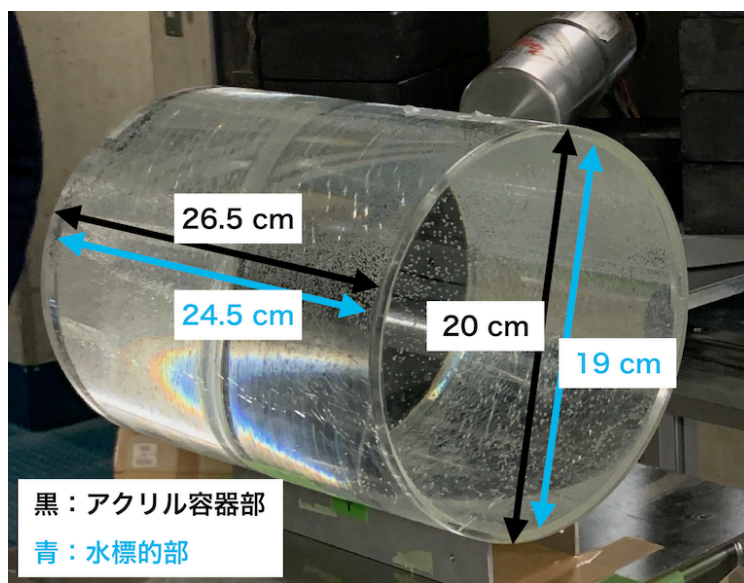


図 2.7 E525 実験で使用した水標的。水部分のサイズは直径 19 cm, 高さ 24.5 cm である。



図 2.8 Saint-Gobain 社製 有機液体シンチレータ BC-501A (20LA32)。ビーム軸上に配置し、中性子フラックスを測定する。

2.3.3 散乱中性子測定用検出器

散乱中性子による背景事象の見積もりのために OKEN 社製の CsI(Tl) 検出器を用いた。結晶部は立方体で $3.5 \times 3.5 \times 3.5 \text{ cm}^3$ 、それをアルミニウム容器で覆っている。光信号を電気信号に変換するために浜松ホトニクス社製の光電子増倍管 (H6410 PMT) を取り付けてある。BC-501A と同様に PSD を用いて入射粒子の弁別を行い、ビーム照射中の散乱中性子の寄与を測定する。

2.3.4 ガンマ線検出器

ガンマ線検出器として ORTEC 社製の高純度ゲルマニウム (HPGe) 半導体検出器 (GEM20180-P) を用いた。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、内側に電荷収集用の極があり、BC-501A と同様にアルミニウム製のケースで覆われている。詳し

い寸法と材質を図 2.9 に示す。HPGe 検出器は室温で使用すると熱による雑音が入ってしまうため、液体窒素による冷却が必要である。また検出器に使用されるゲルマニウム結晶の形状には複数のタイプがあり、今回用いたのは closed-end 型の角が丸いタイプである (図 2.10 右)。図 2.10 左の完全な同軸型の場合、表面からの漏れ電流が問題となる。それを改善したのが真ん中の closed-end 型であるが、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に角を丸めた closed-end 型が考案された。

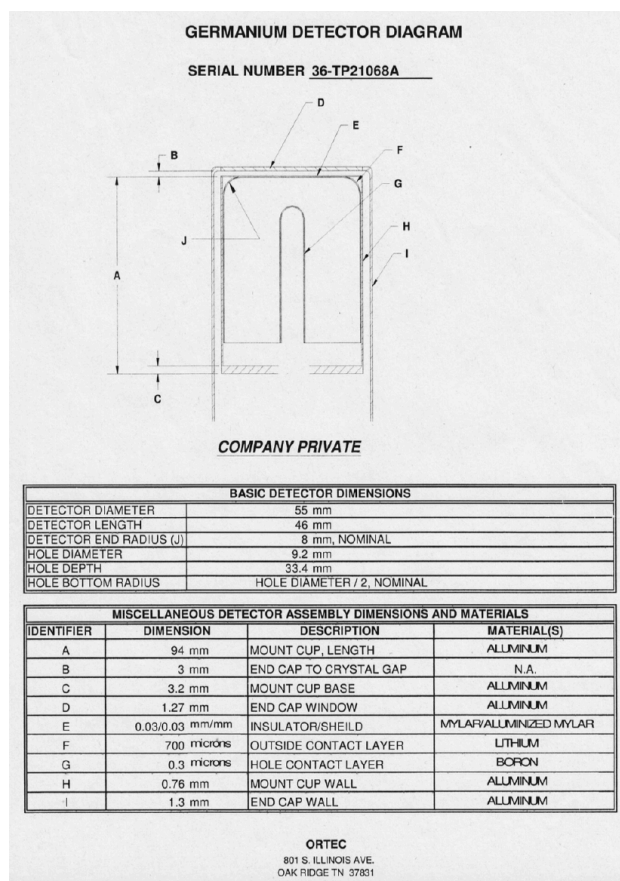


図 2.9 ORTEC 社製 HPGe 検出器 MODEL GEM 20180-P (シリアル番号 36-TP21068A)



図 2.10 ゲルマニウム結晶の形

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は感度がなくなるため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のに必要な印加電圧 V_d は

$$V_d = \frac{\rho}{2\epsilon} \left[r_1^2 \ln \frac{r_2^2}{r_1^2} - \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2) \right] \quad (2.1)$$

と表される。ここで r_1 は内径, r_2 は外径であり、使用した結晶ではそれぞれ 4.6 mm, 27.5 mm 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 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m を用いて

$$\epsilon = 16.3 \times \epsilon_0 \quad (2.2)$$

と書ける。また ρ は電荷密度であり、p 型半導体の場合はアクセプタ密度 $N_A \sim 10^{10}$ /cm³, 電荷素量 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C を用いて

$$\rho = -eN_A \quad (2.3)$$

となる。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 型の場合に必要な印加電圧も同程度である。E525 実験では 2200 V を印加したため、HPGe の結晶全体を有感領域と考えて実験, シミュレーションを行った。

2.3.5 データ読み出し

データ取得には Flash-ADC (CAEN DT5725) を用いた。CAEN DT5725 は 250 MS/s (4 ns サンプルング), 分解能 14bit, ダイナミックレンジ 2V の性能を持つ。また、リアルタイムでの確認のために HPGe 検出器の信号を divider で分割し、マルチチャンネルアナライザ (MCA) を併用してデータ取得を行なった。通常 HPGe 検出器のデータ取得には MCA を用いることで、分解能の高いスペクトラムをリアルタイムで得ることが出来る。しかし MCA は波形整形を行った信号を入力する必要があるため、時間の情報を失っている。本実験では中性子イベントの選別に Time of Flight 法 (後述) を用いるため、データの時間情報が重要になる。そのため、解析用のデータ取得には MCA ではなく Flash-ADC で行なった。

本実験は目的に応じて 3 種類の測定を行った。中性子・酸素原子核反応の脱励起ガンマ線測定, 中性子ビームフラックス測定, 散乱中性子測定の 3 種である。各々の測定ではトリガー発行条件を変えただけで、読み出し回路に変更はない (図 2.11)。図中の RF 信号は、RCNP のビームタイミングと同期した sin 波である。また clock generator は Flash-ADC の dead time を測定する目的で入力している。

2.4 Time of Flight (TOF) 法によるエネルギー選別

RCNP の N0 コースでは ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応を用いて準単色の中性子ビームを生成しているが、エネルギー領域よりも低いエネルギーの中性子が放出されることもある。そういった中性子と酸素原子核が反応した場合は背景事象となるため信号の選別を行なわなければならない。そこで Time of Flight (TOF) 法と呼ばれている手法で中性子のエネルギー選別を行う。TOF 法は中性子が水

標的まで飛行するのにかかる時間を測定することで運動エネルギーを求める方法である。この手法を用いるには中性子の生成される時間が必要となる。RF 信号はビームタイミングと同期しているが、sin 波のどの点で中性子が生成されているのかは分からない。そこで ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応の際に同タイミングで生成される Be^* の脱励起ガンマ線 (以後即発ガンマ線と呼ぶ) を用いることでこの問題を解決する。RF 信号を時間計測の開始点 (t_{start}) とし、ガンマ線到達時間を t_γ 、中性子到達時間を t_n として分布を作れば、図 2.12 のようになる。

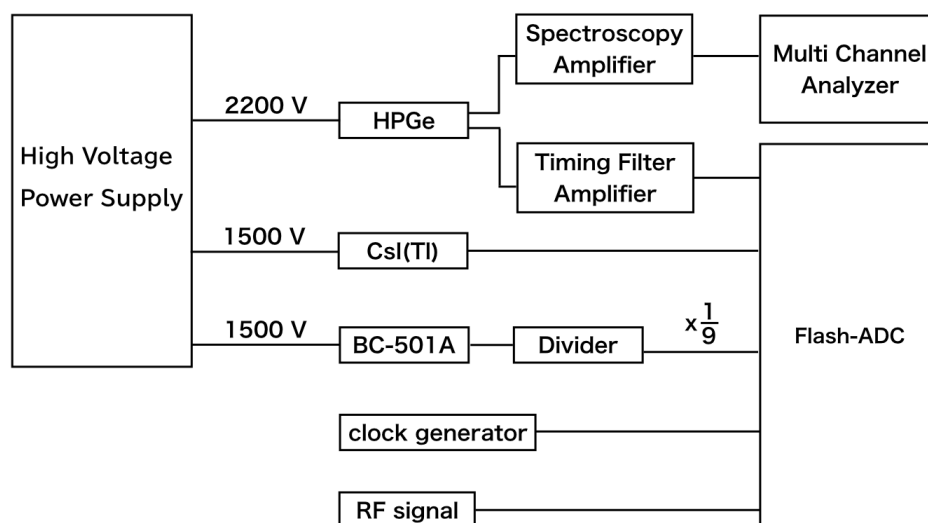


図 2.11 脱励起ガンマ線測定, 散乱中性子測定, 中性子フラックス測定の回路。

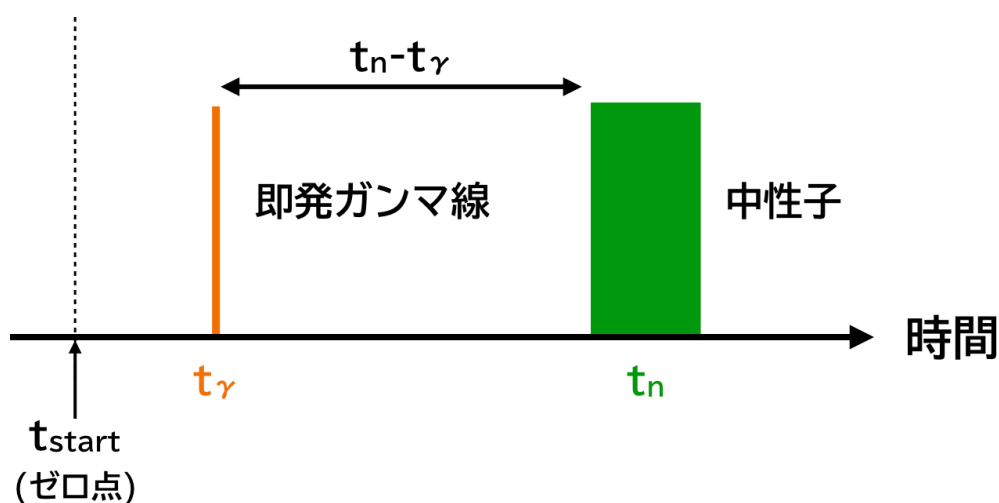


図 2.12 TOF 法の概念図。ビームに同期した RF 信号をゼロ点とし、検出器の反応時間をプロットすると図のようになる。左のピークがガンマ線に由来するものであり、光速で飛来するため鋭く立つ。右のピークが中性子に由来するもので、こちらは運動エネルギーに広がりを持つため分布も広がっている。

即発ガンマ線と中性子の飛行時間の差は $t_{n-\gamma} = (t_n - t_{start}) - (t_\gamma - t_{start})$ であり、この情報から入射中性子の運動エネルギーを計算する。中性子の質量を $m=939.6 \text{ MeV}/c^2$, 運動エネルギーを $K \text{ [MeV]}$, 速度を $v (= \beta c) \text{ [m/s]}$, 運動量を $p \text{ [MeV}/c]$, エネルギーを $E \text{ [MeV]}$ とすれば、特殊相対論により

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.4)$$

$$E = \sqrt{(pc)^2 - (mc^2)^2} \quad (2.5)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{K + mc^2} \right)^2} \quad (2.6)$$

である。また Li ターゲットから水標的までの距離を $L \text{ [m]}$ とすると、 t_γ および t_n は

$$t_\gamma = \frac{L}{c} \quad (2.7)$$

$$t_n = \frac{L}{\beta c} \quad (2.8)$$

したがって

$$t_{n-\gamma} = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \quad (2.9)$$

(2.6) 式及び (2.9) 式より運動エネルギーは

$$K = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{c}{L}(t_{n-\gamma})} \right)^2}} - mc^2 \quad (2.10)$$

と書ける。以上より各測定でイベントごとに入射粒子の運動エネルギーを再構成することができ、ビーム領域の事象のみを選別することができる。

第 III 部

波形解析

E525 実験ではデータの取得に Flash-ADC を用いた。そのため各検出器の波形情報をもとにエネルギー、時間情報を取り出す必要がある。特に HPGe 検出器データの波形解析は、これまでにあまり行われたことのない方法である。本章では 30 MeV 実験における HPGe 検出器, BC-501A, RF 信号の波形解析の手法について述べる。

3.1 波形解析のアルゴリズム

本実験で使用した Flash-ADC は、1 イベント 2050 サンプル (約 8 μ s) のウィンドウでデータを保存する。波形データは、出力される波高が Flash-ADC で設定した閾値を超えた点をトリガーにして前 $\sim 2 \mu$ s, 後ろ $\sim 6 \mu$ s の合計 8.2 μ s の幅で保存される。トリガー点のおおよその位置は 570 サンプル目となる。8 μ s というデータウィンドウは HPGe 検出器の長い減衰に合わせて設定した。図 3.1 右は HPGe の出力波形であり、8 μ s でも減衰しきれていないことが分かる。信号の極性は HPGe 検出器がプラス、BC-501A がマイナスである。また RF 信号は sin 波で出力されている。

解析は各検出器で以下の流れでイベントのエネルギー、時間情報を取得している。

1. 出力波形のベースラインを計算する
2. 出力値がベースラインから 5σ 以上離れている点を信号とする
3. 信号領域の積分値、または信号の最大波高をエネルギー情報として取り出す
BC-501A, は積分値を、HPGe 検出器は波高を用いた
4. 信号の立ち上がり点付近を 1 次関数で fit し、ベースラインとの交点を求め立ち上がり時間とする

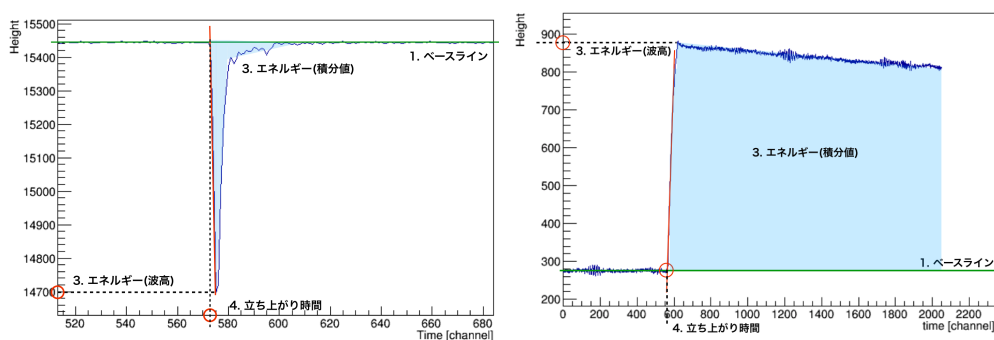


図 3.1 波形解析の際に取り出す情報。図は左が BC-501A からの波形、右が HPGe 検出器からの波形である。エネルギーは波高と積分の手法を両方試し、分解能がより良く得られる方を用いた。

3.2 BC-501A の波形解析

3.2.1 ベースラインの計算、エネルギー再構成

ベースラインの値は出力データが信号であるか否かを判別するために必要となる。BC-501A は有機シンチレータであるため出力波形の減衰が早い。そのため $8\mu\text{s}$ というデータウィンドウは非常に広く、データの大半をベースラインが占める。また 1 ウィンドウ内に複数のイベントが混入することもあるため、それらを区別しながら計算をする必要がある。そこで BC-501A においては以下の段階を踏んで計算を行った。

1. 出力信号の 2050 サンプル全てを使用してベースラインの平均値と標準偏差を求める。
2. 各サンプリング点の値と平均値の差分を取り、 5σ 以上の差が出たポイントを信号領域とみなす。
3. 2 で求めた信号のサンプリング点を除いて再びベースラインの平均値と標準偏差を求める。
4. 2 と 3 を繰り返す。

これにより、波形データ中のベースライン部分のみを抽出、ベースラインの計算を行うことができる。概念図を図 3.2 に、この方法で得られたベースラインの分布図を図 3.3 に記す。ベースラインの揺らぎはいずれも 2 カウント以下であった。そのためこの計算手法により正しくベースラインの計算を行えていることが分かる。

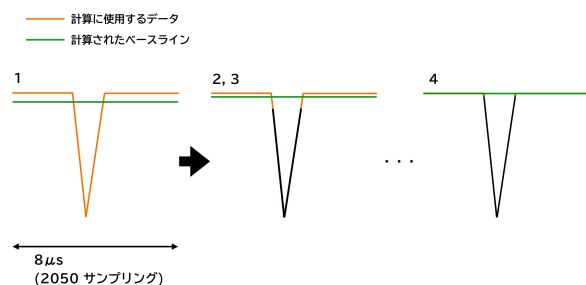


図 3.2 ベースライン計算の概念図。手順 2, 3 を繰り返すことで真のベースラインに近い値を算出することができる。

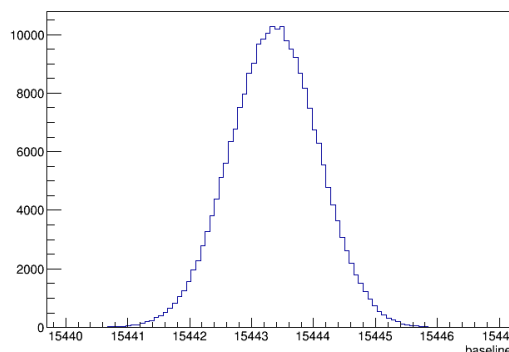


図 3.3 BC-501A のデータを使用したベースラインの計算結果

エネルギー再構成には 2 つ方法がある。1 つが信号領域全体を積分してエネルギーと対応付けする方法。もう 1 つが波高をエネルギーと対応付けする方法である。前者はウィンドウ内で波形が減衰しきる場合、後者は波形が減衰しきらず、ウィンドウ内に収まらない場合に有用である。BC-501A の場合、波形の減衰が早く、ウィンドウ内に収まるため積分する方法を採用した。解析ではノイズを低減し、信号領域を確実に抽出できるようにベースラインから 5σ 以上離れている点を信号領域とした。

3.2.2 立ち上がり時間の取得

時間情報はエネルギー再構成と並列して取得できる。時間の早い点から順に信号か否かの判定を行い、最初に 5σ 以上離れた点を信号領域の開始地点、その一つ前のデータ点を信号の立ち上がり時間とすることで簡易的に得ることができる。しかしこの方法では Flash-ADC の分解能 (4 ns) 以下の精度しか持たない。そこで、波形の立ち上がり部分の 2 点のデータを用い、直線を再構成した。直線とベースラインとの交点を求めることでより良い精度で立ち上がり時間を求めることができる。2 点だけで直線を再構成するのは、BC-501A の立ち上がりが十数 ns 以内であるため、直線の再構成に用いることができるデータ点が十分に存在しないためである。使用する 2 点は、簡易的に求めた立ち上がり点の 1 つおよび 2 つ後の 2 点を使用する (図 3.4)。

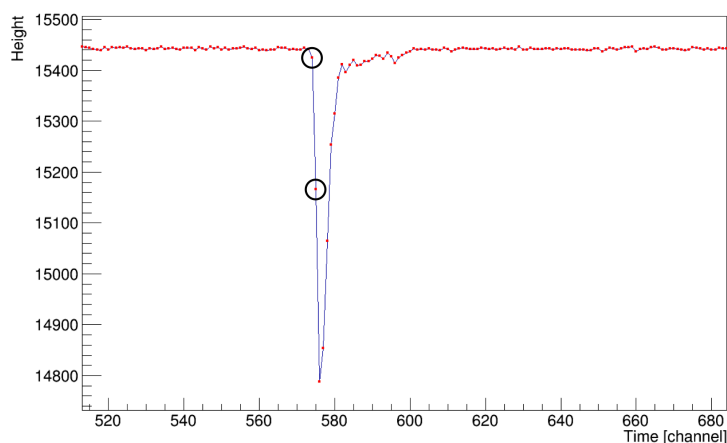


図 3.4 BC-501A における立ち上がり点の求め方。赤いプロットが 4 ns 毎に記録された実データであり、青いラインは各プロット間を直線で結び、波形を確認しやすくしたものである。黒い丸で囲われている 2 点を用いて一次関数を求め、ベースラインとの交点を立ち上がり点とする。

3.3 HPGe 検出器の波形解析

3.3.1 ベースラインの計算、エネルギー再構成

HPGe 検出器の場合、出力波形の減衰が非常に長く、トリガー点以降は全て信号領域となる。そのためベースライン計算には $\sim 2\mu\text{s}$ までの生データを使用すれば良い。図 3.5 は計算されたベースラインをプロットしたものであるが、二つのピークができています。これは HPGe 検出器の出力波形の減衰が非常に遅いため、一つのデータウィンドウ内で Flash-ADC の閾値以下まで値が落ちず、減衰の途中で再びトリガーが発行されることが原因である。こちらも出力パルスのデータではあるが、時間情報、エネルギー情報ともに取り出すことができないため必要ないデータとなる。

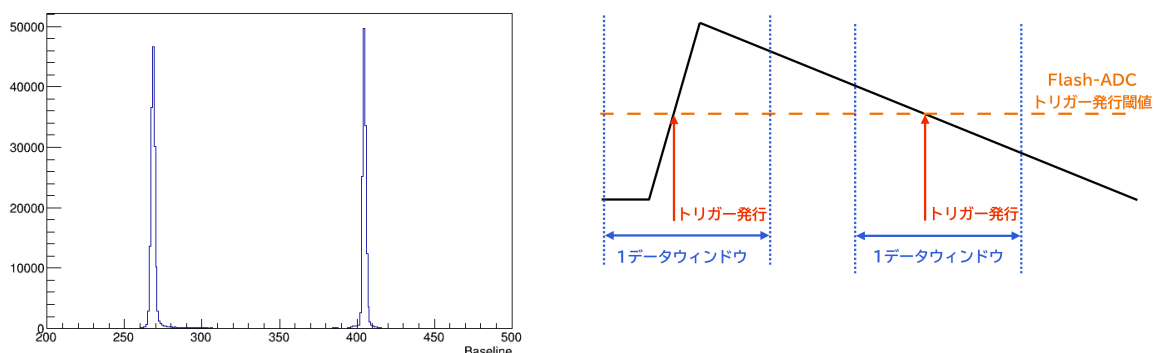


図 3.5 HPGe 検出器データを使用したベースラインの計算結果 (左) とベースラインに二つピークが現れている理由 (右)。一つの出力パルスで 2 度トリガーが発行されることが原因で 2 種類のベースラインが現れる。

またエネルギーの再構成は 1 データウィンドウで波形が減衰しきらないことから、波高と対応付ける方法を取った。確認のために波高と対応付ける方法と信号領域を積分する方法の両方を比較したのが図 3.6 になる。使用したのは ^{60}Co 線源の測定データである。どちらも横軸はエネルギーと対応しているが、キャリブレーションを行う前であるため数字の絶対値に意味はない。ピークは左から順に ^{60}Co 由来の 1173 keV と 1332 keV、環境放射線である ^{40}K 由来の 1460 keV である。エネルギー分解能は 1173 keV に対して波高を利用する方法が約 0.5%、積分値を利用する方法が約 0.6% であった。そのためどちらの手法でも大きな違いは無いように見える。しかし、1460 keV は目で見て積分を使用の方が分解能が悪いことがわかる。そのため波高を使用する方法を使用する。なお、マルチチャンネルアナライザを用いたエネルギー Spektrum では分解能は約 0.4% であり、一般に良い HPGe 検出器の分解能は数 0.1% であることから、波形解析手法も間違えてはいないことがわかった。

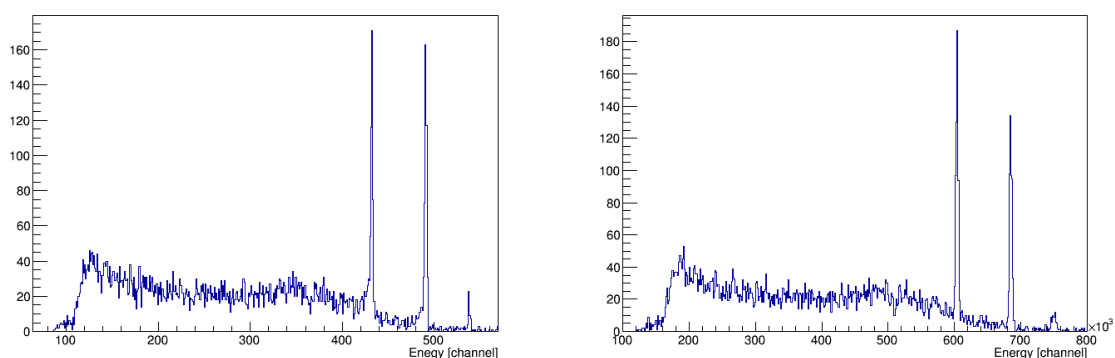


図 3.6 エネルギー情報の取り出し方の比較。左が波高、右が積分値を用いたものである。エネルギー分解能は 1173 keV のピークで、波高の手法が約 0.5%、積分の手法が約 0.6% であった。

3.3.2 立ち上がり時間の取得

BC-501A と同様に立ち上がり部分の直線を再構成することで立ち上がり時間を求める。HPGe 検出器の場合、立ち上がり時間が長いためデータ数が BC-501A と比べて多い。そのため一次関数の fitting を用いて直線を求めた。HPGe 検出器出力波形は、入射粒子が結晶と相互作用を起こす位置に依存して傾きが変化する。そのため立ち上がり部全てのデータを用いると立ち上がり時間の取得に影響を及ぼす。この寄与を最小限に抑えるために、立ち上がり部のごくはじめの部分だけを fitting に用いた。立ち上がりの形状については第 V 部に記す。

3.4 RF 信号の波形解析

RF 信号から抽出する情報は時間情報のみである。fitting には $y = A + Bx + Cx^2 + D\sin(E + Fx)$ という関数を用いた。fitting で得られたパラメータを代入し、トリガー点よりも早い位置で極小値をとる点を立ち上がり点とした (図 3.7)。なお、fitting の範囲はトリガー点付近の 1 周期分である。これは RF 信号全体が上下に揺らいでいたためデータ全体を使うと fitting の精度が落ちること、トリガーポイント周辺のみ fitting が出来ていれば時間情報の取り出しに影響はないこと、といった理由から決定した。

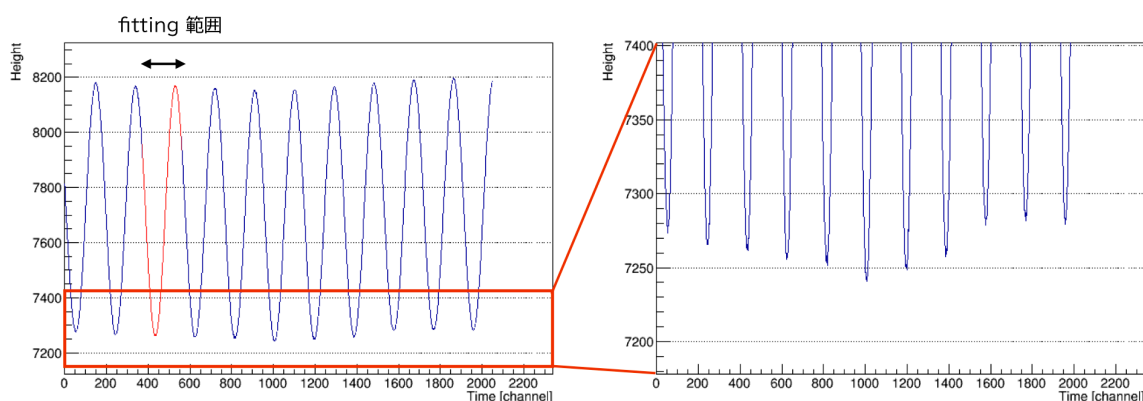


図 3.7 RF 信号の fitting。赤枠で囲った部分をズームしたものが右図である。全体が上下に揺らいでいるため、トリガーポイント周辺の 1 周期を使用して fitting を行う。なおトリガーポイントはどの検出器の場合でも同じ値に設定しており、およそ 570channel ($\sim 2.3 \mu\text{s}$) の位置である。

第 IV 部

中性子フラックス測定

ガンマ線の生成断面積算出のために、中性子フラックスの測定は必要不可欠である。フラックスを求めるために、初めに BC-501A のデータから、後述する波形弁別 (Pulse Shape Discrimination; PSD) 手法を用いて中性子イベントを選択する。その後 TOF 情報から中性子の運動エネルギーを再構成し、ビーム由来のデータのみを選別する。得られたイベント数を、シミュレーションで計算した検出効率で補正し、中性子フラックスの算出を行う。結果は $2.1 \pm 0.021(\text{stat.}) \pm 0.22(\text{sys.}) \times 10^{10} [\text{sr}/\mu\text{C}]$ であった。この値は先行研究とほぼ一致しておいため、解析方法に誤りはないと考えられる。本章ではフラックス算出と不定性の解析手法について述べる。

4.1 BC-501A の特性

有機液体シンチレータ 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。その特性を表 4.1 にまとめる。ここで光出力とは、NaI(Tl) 結晶を 100% とした時の値、減衰定数は即発蛍光に対する値である。

表 4.1 有機液体シンチレータ BC-501A の特性

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

BC-501A の主成分である水素や炭素は原子番号が小さい。そのため光電吸収断面積が非常に小さく、無機シンチレータで見られるような光電吸収スペクトラムが見えない。加えて発光量が小さく (NaI の 34% 程度) 統計的ふらつきも大きい。しかし入射粒子を弁別する能力に優れている。そのため中性子フラックス測定に BC-501A を用いた。

4.2 波形弁別の原理

PSD は検出器の応答波形が入射した粒子によって異なる事を利用して種類を弁別するという手法である。一般にシンチレーション光出力波形は主要な一つの減衰成分で表せるが、ある種のシンチレータの波形は

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

のように 2 成分で表せる。I は時刻 t での光出力の強度、 I_A , I_B は物質により変化する強度定数、 τ_{fast} , τ_{slow} はそれぞれ速い即発成分、遅い遅発成分の減衰定数である。この 2 つの量の比が入射する粒子の損失エネルギー ($-\text{dE}/\text{dx}$) に依存する場合、波形の成分比を取る事で識別が可能となる。つまりシンチレータ出力波形の全領域を積分した値 (Q_{total}) とテール領域のみを積分した値 (Q_{tail}) の比をとりプロットすると、粒子の種類ごとにピークが見えるようになる。概略図が図 4.1

である。また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。

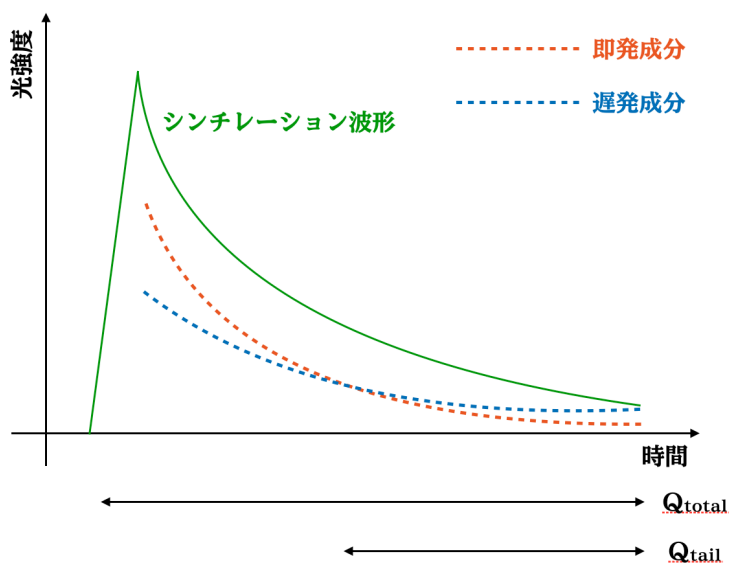


図 4.1 出力される波形の波形弁別のための積分範囲の概略図

4.3 有機シンチレータの PSD 原理

有機シンチレータの発光は、分子のエネルギー準位間の遷移により発生する。実用的な有機シンチレータの大半はパイ電子構造と呼ばれる構造を持つ。図 4.2 にパイ電子構造のエネルギー準位を示す。通常は基底状態、励起状態共にスピン 0 のシングレット状態にあり、荷電粒子から運動エネルギーを吸収する事で励起される。 S_1 よりも高い状態へ励起された場合は放射を伴わない内部転換によりピコ秒程度で S_1 電子状態へ遷移する。主要なシンチレーション光すなわち即発蛍光は $S_1 \rightarrow S_0$ 遷移に伴う放射のことであり、数 ns と速い減衰時間を持つ。スピン 1 のトリプレット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)。 $S_1 \rightarrow T_1 \rightarrow S_0$ の放射を遅発蛍光といい、数百 ns の非常に長い減衰時間を持つ。

損失エネルギーの大きい荷電粒子ほどより多くの電子が励起状態へ上げられ、トリプレット励起状態に遷移しやすくなる。つまり高速中性子によって陽子など dE/dx の大きい粒子が弾かれる場合の方が、ガンマ線によって電子が弾かれる場合よりも遅発蛍光が多く、テールの長い出力波形となる。

4.4 BC-501A の粒子弁別性能確認

実際に使用する検出器が入射粒子弁別能力を有しているかの確認に、ガンマ線源として ^{22}Na , 中性子及びガンマ線源として $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ を用いてテストを行った (^{22}Na 及び $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ については付録に記す)。図 4.3 が BC-501A の実際の出力波形であり、赤がガンマ線、青が中性子と思われるイベントである。 T_0 はそのイベントの立ち上がり時間を、 T_2 は信号領域の積分範囲終了点を表し

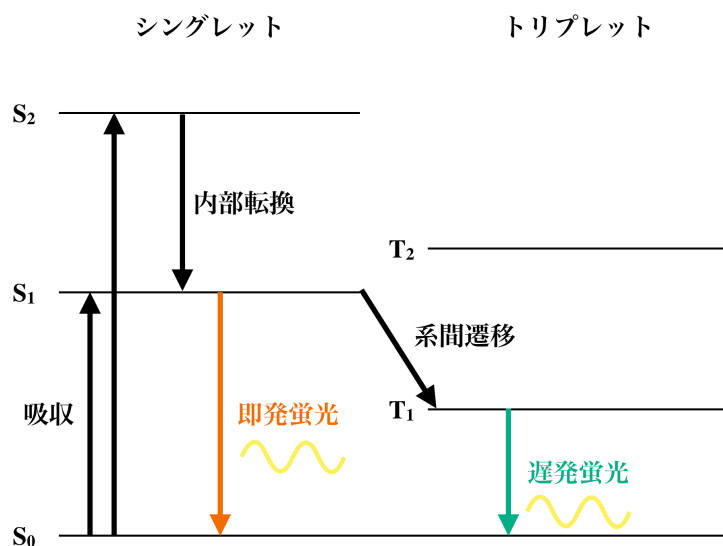


図 4.2 即発蛍光と遅発蛍光

ている。 T_0 から T_2 までの時間は 150 channel(600 ns) である。まずは粒子弁別が可能か確認を行うために、 T_1 に適当な値 ($T_1 = T_0 + 32$ ns) を設定して積分値の比をとった。その結果を図 4.4 に示す。

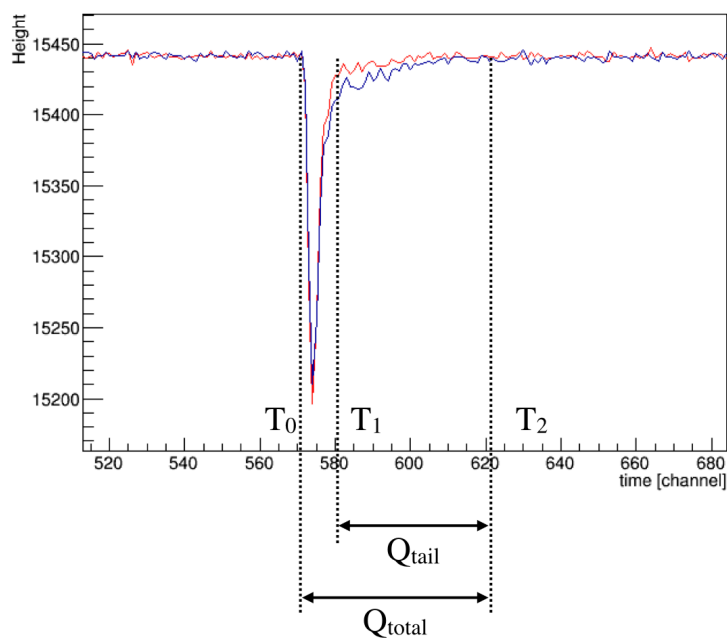


図 4.3 実験で使用了 BC-501A の実際の出力波形。赤がガンマ線、青が中性子と思われる波形。 T_0 は波形の立ち上がり時間、 T_1 はテール部の積分開始位置、 T_2 は全積分領域の終了点を表している。

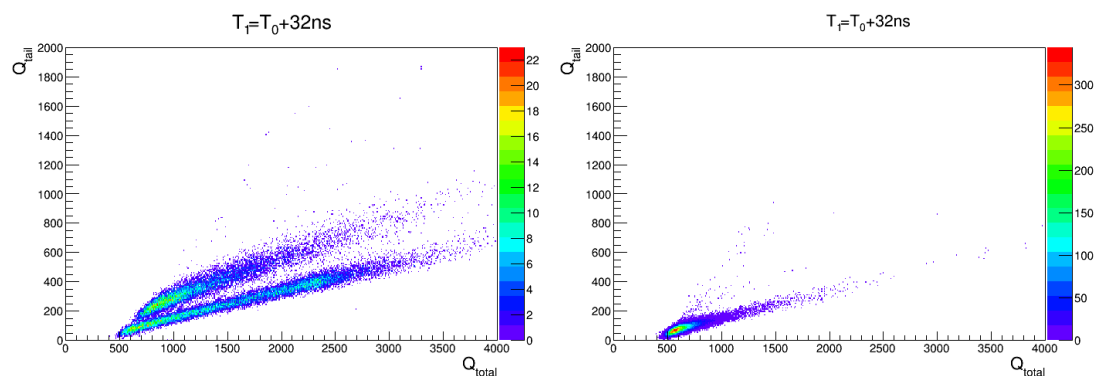


図 4.4 PSD 解析結果。左が $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源、右が ^{22}Na 線源を置いた測定結果である。

$^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の測定結果に 2 つの傾きが、 ^{22}Na の測定では 1 つの傾きが見られた。傾きが異なる 2 成分を確認できるということは、遅発成分の量が異なる波形が現れていることに対応している。そのため、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の測定では dE/dx の異なる粒子が 2 種類入射していることが分かる。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ はガンマ線及び中性子を放出するため、2 つの傾きのうち大きい方が中性子、小さい方がガンマ線のイベントである。よって BC-501A は入射粒子の弁別性能を持つことが確認できた。ここで PSD 性能の評価のために PSD parameter という値を以下のように定義する。

$$\text{PSD parameter} = \frac{Q_{\text{tail}}}{Q_{\text{total}}} \quad (4.2)$$

これはテール部と全領域の積分値の比を取ったものであり、この値の分布を表示すると入射粒子ごとにピークが現れる (図 4.5)。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の結果が左であり、二つのピークを確認できる。先ほどと同様に遅発成分の量が異なっていることを示している。この図から入射粒子弁別に用いる PSD parameter の値を決定する。

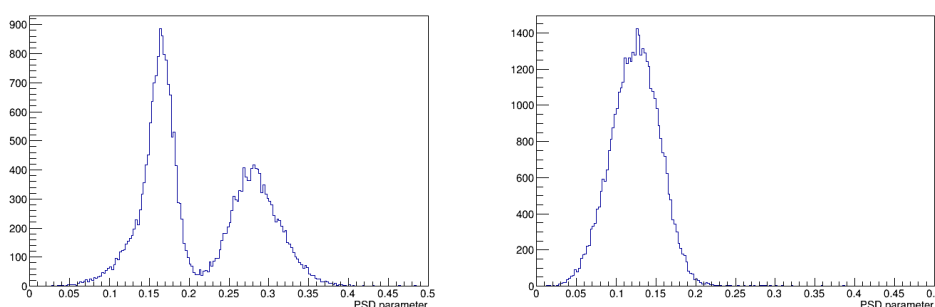


図 4.5 PSD parameter 分布。左が $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源、右が ^{22}Na 線源を置いた測定結果である。

4.5 Figure of Merit (FOM) を用いた T_1 および T_2 の最適化

前節では T_1 を適当な値で設定し粒子弁別能力を確認したが、最適な値を決定しなければ PSD parameter 分布が綺麗に分かれず、入射粒子の弁別の際に他の粒子が混入する、またはそもそも弁

別が不可能となる (図 4.6)。

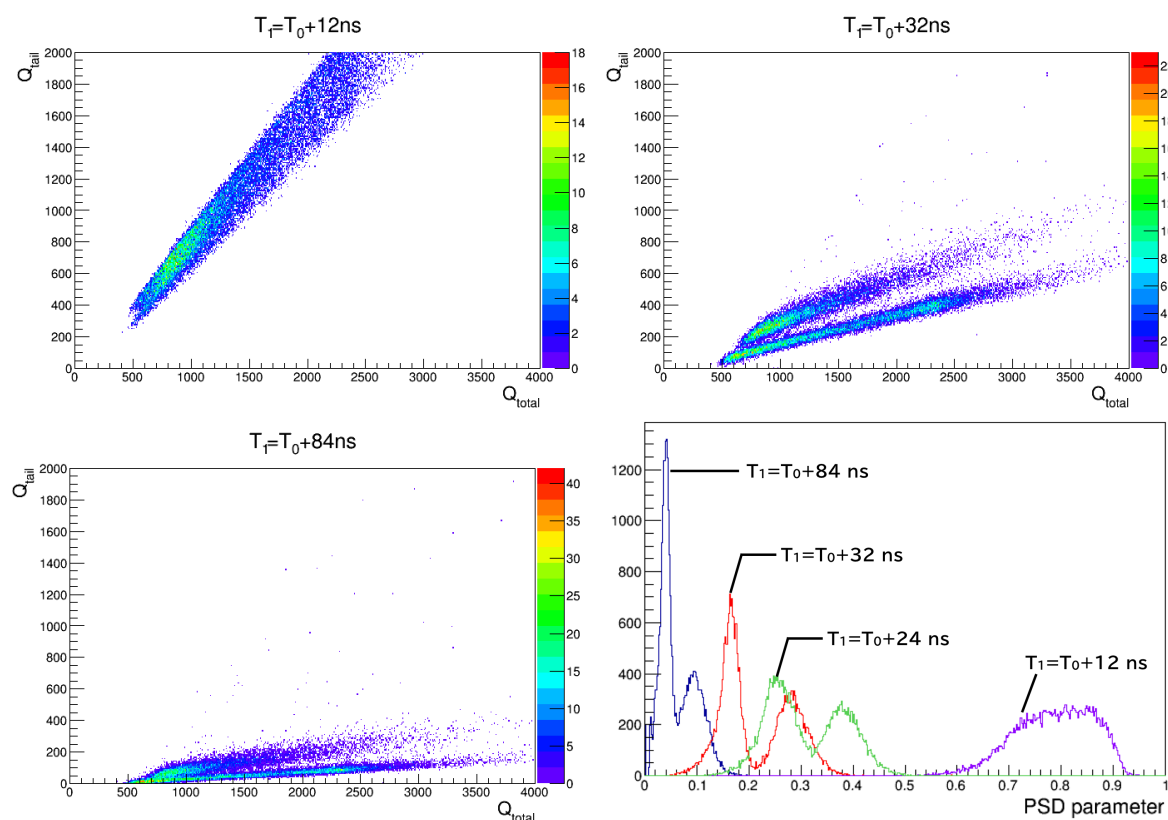


図 4.6 T_1 を変化させた時の $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源の PSD 解析結果例と PSD parameter 分布図。
適した T_1 を使用しなければ、粒子弁別ができないことがわかる。

そのため T_1 の最適化のために、PSD parameter 分布において各ピークの中央値、標準偏差を用いて

$$\text{FOM} = \frac{|\mu_\gamma - \mu_n|}{\sigma_\gamma + \sigma_n} \quad (4.3)$$

という値を定義する。この値は Figure of Merit(FOM) と呼ばれており、値が大きいほど 2 つのピークがはっきりと分かれていることを意味する。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源を置いた測定で、 T_1 の値を $T_0+20\text{ ns}$ から $T_0+72\text{ ns}$ の範囲で 4 ns 刻みで変え、FOM を求める (図 4.7)。この結果より T_1 の値を $T_0+32\text{ ns}$ と決定した。また T_2 の値も同様にして決定しており、 $T_2=T_0+600\text{ ns}$ とした。

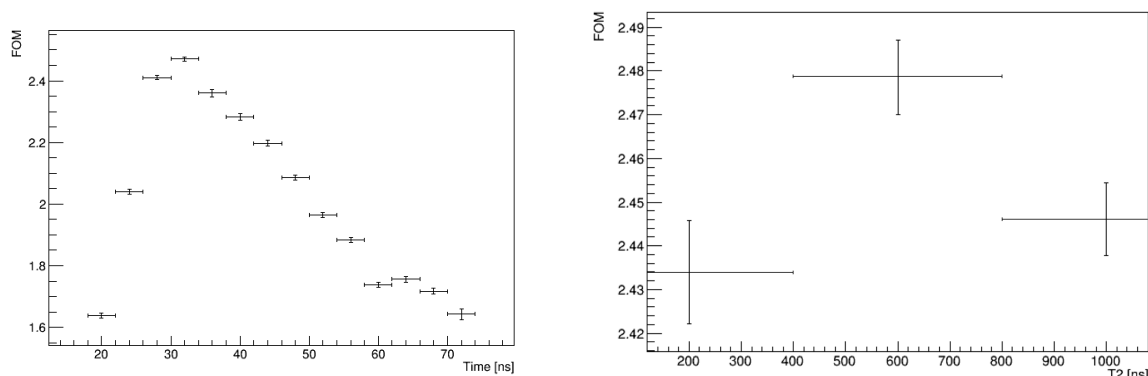


図 4.7 T_1 の値を 4 ns 刻みで変更した時の FOM 分布 (左) と T_2 の値を 3 点で比較した FOM 分布 (右)。どちらも $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源の測定である。最も高い値を示すところが最適な点であり、結果から $T_1=T_0+32\text{ ns}$, $T_2=T_0+600\text{ ns}$ とした。

ここまでは $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源を用いた PSD 性能の確認であり、図 4.4 から PSD は低エネルギー側で精度が悪くなることが分かる。実際に RCNP で照射する中性子エネルギーは約 30 MeV であり、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源から放出される中性子のエネルギーは平均して 4 MeV、ガンマ線は 4.4 MeV であることを考えると、精度の影響は小さく、区別が可能であると思われる。実際に同様の解析をビームのデータに対して行っても粒子弁別は可能であり、最適化した T_1 , T_2 の値も同じであった。以上の結果から入射粒子弁別に使用する PSD parameter の値を 0.19 と決めた。この値以上のデータを中性子事象と考え、フラックス算出に用いる。

4.6 入射中性子の運動エネルギー再構成

入射粒子のエネルギー再構成を行うために TOF 分布を作成した。下図は RF 信号をゼロ点とし、BC-501A がパルスを出力するまでの時間 (TOF) をプロットしたものである。左の鋭いピークが即発ガンマ線、右のピークが中性子の事象である。また PSD parameter を用いて入射粒子の識別を同時に行っており、図 4.8 に示す通りよく区別されていることがわかる。ガンマ線と中性子の飛行時間の差を式 (2.10) に代入することで中性子の運動エネルギーを得ることができる (図 4.9)。この図から 18 MeV から 30 MeV が $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 反応により生成された中性子ビームのエネルギー領域であることがわかる。

4.7 中性子検出効率

TOF 分布に現れる中性子は、実験環境下で検出されたものだけである。実際には検出器と反応を起こさず素通りした中性子も存在しているため、フラックスを求めるにはその影響を補正しなければならない。そこで、BC-501A の中性子検出効率を用いて補正する。この値の計算には日本原子力研究開発機構が開発したシミュレーションプログラムコードの SCINFUL-QMD[16] を用いる。SCINFUL-QMD では、中性子が有機液体シンチレータで反応し、光信号を PMT の出力信号に変換するまでの過程を取り扱う。運動エネルギーが 80 MeV 以下の中性子に対しては SCINFUL

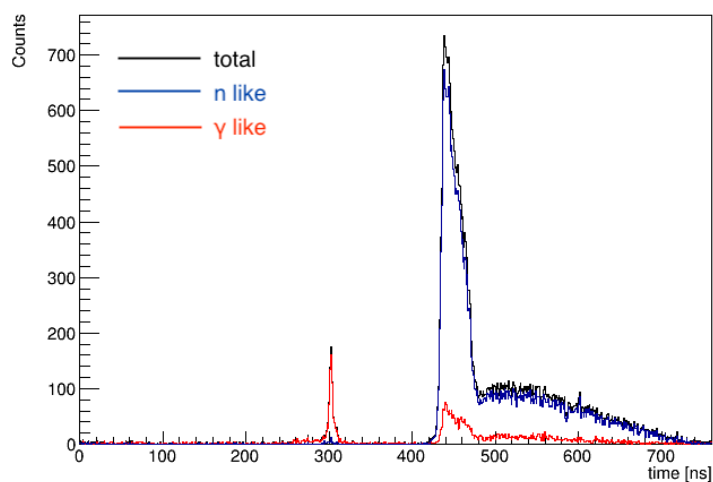


図 4.8 ビーム照射時のデータを使用した入射粒子の TOF 分布。即発ガンマ線のピーク (左) と中性子のピーク (右) を確認できた。この 2 つの粒子の飛行時間の差を用いて中性子の運動エネルギーを再構成する。

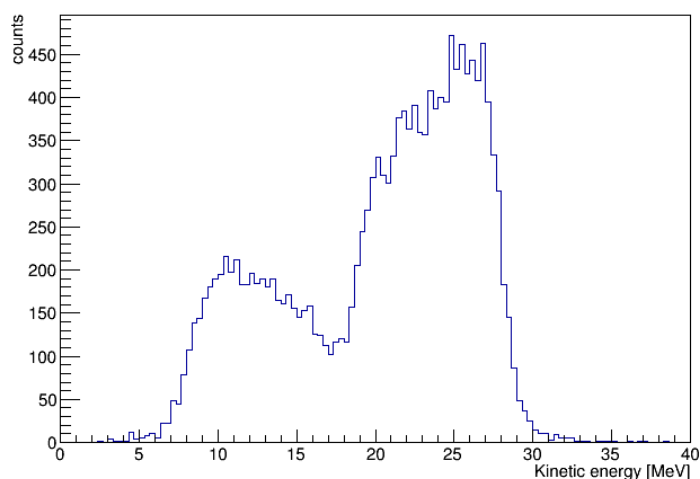


図 4.9 TOF 分布から求めた入射中性子の運動エネルギー再構成結果。

コードが用いられ、応答関数および検出効率をよく再現している。80 MeV 以上 3 GeV 以下の領域は Statistical Decay Model(SDM) と Quantum Molecular Model(QMD) の 2 つの理論を元にモンテカルロ計算を行う。シミュレーションを行う際にインプットとして重要なパラメータが次の 2 つである。

- Grho (光減衰因子 (light attenuation factor))

光検出器での出力光量減衰の効果を表したものである。元の光量を $Light$, 光量減衰因子を $Grho$, 反応点から PMT 表面までの距離を $Dist$ とした時、PMT から出力される光 $Light'$ は、

$$Light' = Light \times \exp\{-Grho \times Dist\} \quad (4.4)$$

と表せられる。今回は BC-501A の典型的な 0.008 cm^{-1} を用いた [17]。

●bias (検出器トリガー閾値)

検出器に設定する閾値の値であり、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源でキャリブレーションが可能な 4.44 MeV を使用した。なお、シミュレーションにはクエンチ効果が実装されているため、単位は $[\text{MeV}_{\text{ee}}]$ である*8。中性子の場合 dE/dx が大きくクエンチが発生するため、シミュレーション結果は 4.44 MeV 以下およびその周辺で検出効率は 0 となるはずである。

他に光出力のモデルが 3 種類用意されており、今回は推奨されている Satho モデルを使用した。他に実験ジオメトリや検出器サイズの設定を行ったのち、100,000 発の中性子を生成し、BC-501A に打ち込む。なお中性子のエネルギーは $0.1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ から $99 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ まで $1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ 刻みで変化させる。その結果を図 4.10 に示す。

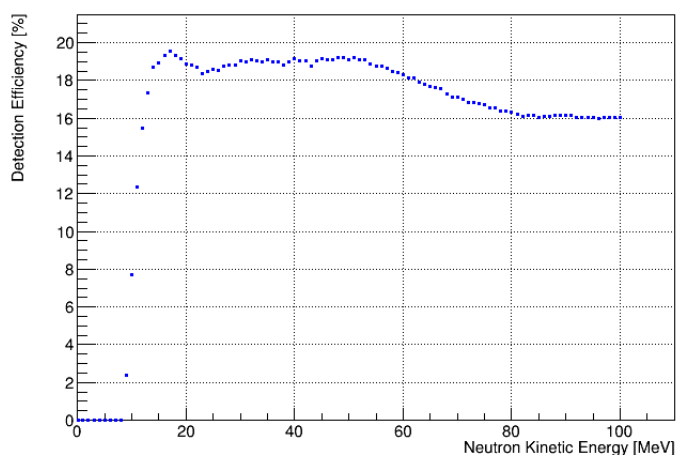


図 4.10 SCINFUL-QMD を用いた中性子検出効率のシミュレーション結果。範囲は $0.1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ から $99 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ までであり、1 ビン $1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ である。光減衰因子は 0.008 cm^{-1} を使用した。

4.8 中性子フラックス算出

中性子フラックス (ϕ_n) は以下の計算で求められる。

$$\phi_n = \frac{N}{\epsilon_n \times I_p} \quad (4.5)$$

$$N = \frac{N_{\text{observed}}}{\Omega \times L} \quad (4.6)$$

*8 クエンチ効果とは、 dE/dx の大きな粒子が通った時に、発光を伴わない反応をすることで見かけのエネルギーが少なくなる現象である。電子にはこの効果がほぼないため、電子による損失エネルギーを $[\text{MeV}_{\text{ee}}]$ のように表し基準とすることが多い。

ここで N は測定中に入射した中性子事象のイベント数、 ϵ_n は BC-501A の中性子検出効率、 I_p は陽子カレントの測定値、 Ω はビーム発砲点からの立体角、 L は測定中に Flash-ADC がデータ取得可能であった時間の割合 (以下 Live rate) である。再構成した運動エネルギー分布に、立体角とエネルギービンごとの検出効率の補正を行い、陽子カレントの値で規格化することで得られる。BC-501A の立体角は、Li ターゲットから BC-501A までの距離を半径とした球を考えた時、BC-501A が占める割合を計算した。図 4.11 はその結果である。12 MeV 以下はシミュレーションの閾値の影響により正しい値を得られていない。そのためフラックスを求める際には 12 MeV 以上の領域で計算を行った。ピーク領域の 18 MeV から 30 MeV のトータルのフラックスは、 $2.11 \times 10^{10} [\text{sr}/\mu\text{C}]$ であった。この値は先行研究の値からもずれてはいない [17][18]。反応断面積の計算にはピーク領域の事象のみを使用する。18 MeV 以下の中性子は水標的に到達するまでに散乱された事象であると考えられ、背景事象となる。

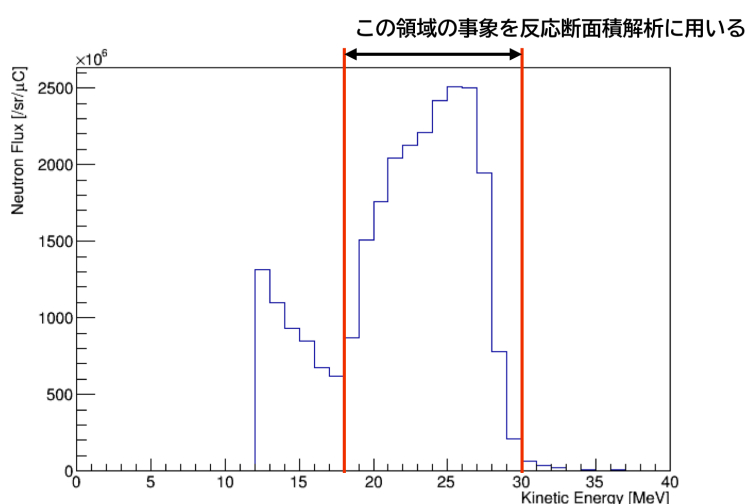


図 4.11 再構成された運動エネルギーを立体角と検出効率で補正し、陽子カレントの値で規格化した結果。赤色で囲われた領域を中性子ビームの事象と考え、反応断面積解析に用いる。

4.9 不定性

この節では中性子フラックス測定における誤差について述べる。ピーク領域における統計誤差は 1% 未満であり、トータルの不定性は 10.6% であった。以下に統計、系統誤差の一覧を記す。

4.9.1 ビーム安定性

中性子ビームのフラックス測定は水標的をビーム軸上から取り除いた測定の際に行った。合計 7 回測定を行い、得られるフラックスの平均値を中性子フラックスとした (図 4.12)。またその不定性は 1.1% であり、この値をビームの安定性による系統誤差とする。

表 4.2 中性子フラックス測定における統計誤差と系統誤差

Error Source	size [%]
Statistical	1.0
Beam stability	1.1
Neutron selection	1.1
Detection efficiency by SCINFUL-QMD	10.0
Kinetic energy reconstruction	0.6
Solid angle	0.2
Faraday cup	1.8
Fluctuation of live rate	2.2
Total	10.6

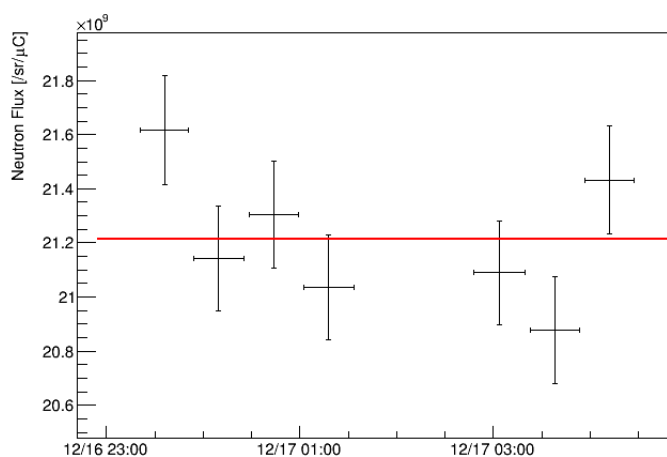


図 4.12 中性子ビームの安定性の図。水標的をセットアップから外したランを行った際に測定をした。図中の縦軸エラーは統計誤差、横軸のエラーは計測時間を意味する。

4.9.2 中性子事象の選択

フラックス算出に用いるデータは PSD parameter の値 (0.19) を用いて中性子事象を選別している。しかし、中には PSD parameter の値の大きなガンマ線事象も存在し、フラックス算出の際には使用されてしまっている。そこで PSD parameter 分布をガウシアンでフィッティングし、中性子事象の領域に入り込んだガンマ線の事象数を見積もり、系統誤差とする。図 4.13 は水標的ランでの PSD parameter 分布をフィッティングした結果である。この図から 0.19 以上の領域に入り込むガンマ線事象数を推定する。結果は総イベント数に対して 0.8% であった。また同様にガンマ線領域に存在する中性子イベント数を見積もった結果 0.8% であった。よって中性子選別の系統誤差は 1.1% となる。

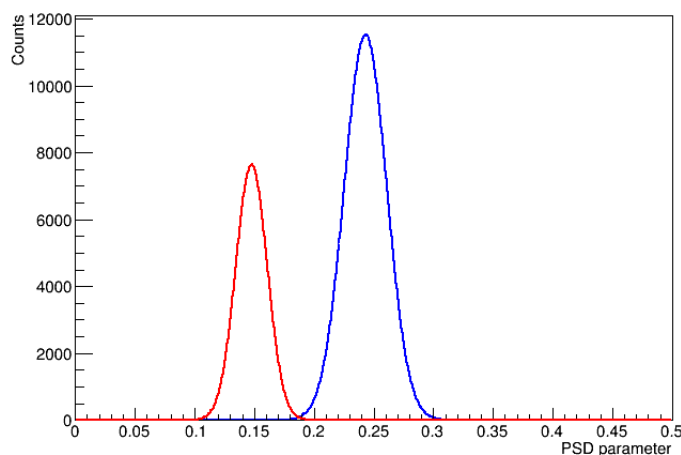


図 4.13 PSD parameter のガウシアンフィッティングの結果。赤がガンマ線、青が中性子のピークをフィットした結果である。ガンマ線の事象が 0.19 以上の領域にどれだけ混ざるかを推定する。

4.9.3 中性子検出効率

中性子検出効率の算出に使用した SCINFUL-QMD コードの不定性は先行研究より 10% と見積もられている [16][17]。シミュレーションの統計誤差は 0.3%。キャリブレーションから求めた検出器閾値の値を変えることで結果が変化する割合は 0.1% 以下であり、光減衰因子の値も同様に変更してみたが無視できるほど小さい変化であった。光出力のモデルも 3 種類全てを試してみたが 0.1% 以上の変化はなかった。よって中性子検出効率の不定性を 10% とした。

4.9.4 その他の系統誤差

運動エネルギー再構成の不定性とは、TOF 分布図において即発ガンマ線のフィッティングを行ったことによる誤差である。中央値を運動エネルギー再構成に使用しているが、実際には広がりがある。そこで中央値を 1sigma ずらしてエネルギー再構成を行なった際に、中性子ピーク領域のイベント数の変化する割合を調べた。結果は 0.6% であった。立体角の不定性は実験ジオメトリの測定誤差のことであり、1 cm メモリを読み間違えたと仮定して見積もった。ファラデーカップの不定性は陽子カレント計数の統計誤差である。また Live rate とは測定中における Flash-ADC のデータ取得可能な時間の割合のことであり、測定毎にふらつきが生じる。各フラックス測定ランにおける Live rate をクロック信号と測定時間を用いることで算出し、ビームタイミング中の不定性を見積もった。

4.10 ビーム構造

脱励起ガンマ線測定において、中性子ビームが直接 HPGe 検出器と反応する背景事象を削減することを目的にビームのプロファイル測定を水標的ランの前に行なった。ビーム軸上に配置した BC-501A を、軸に対し垂直に 0 cm, 6 cm, 12 cm, 15 cm, 18 cm, 24 cm とずらしてデータを取得、

フラックスの算出を行なった。図 4.14 はその結果である。15 cm の点でフラックスがオーダーで 2 桁減少したため、15 cm 以上離せば直接反応の背景事象を無視できると考えた。実験のセットアップを考慮しながら、最大まで離せる位置 (23.5 cm) に HPGe 検出器を配置する事にした。

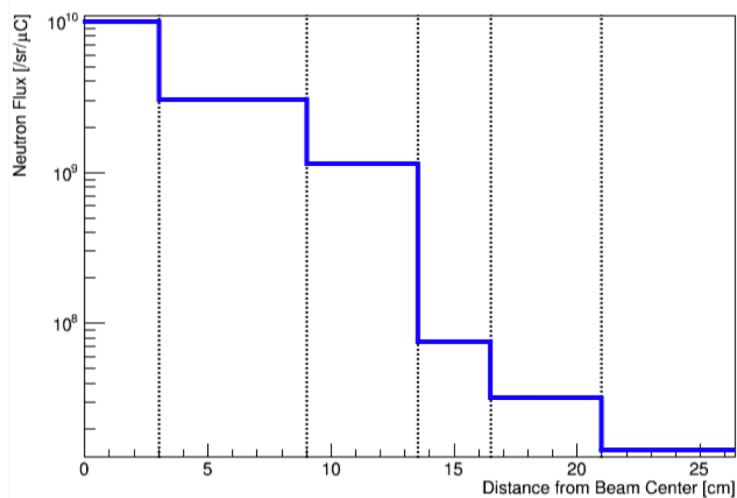


図 4.14 中性子ビームプロファイル測定の結果。15 cm 以上離せばフラックスがオーダーで 2 桁小さくなり、中性子が直接 HPGe 検出器に入射する事象を無視できると考えられる。

第 V 部

ガンマ線解析

中性子・酸素原子核の反応に由来するガンマ線を HPGe 検出器を用いて測定した。スペクトラムの確認を行ったところ、複数のエネルギーのガンマ線が観測でき、データの取得や解析方法に問題がないことを確認できた。本章では解析手法とその結果について記す。

5.1 HPGe 検出器

HPGe 検出器は高純度のゲルマニウム結晶を使用した半導体ダイオード検出器の 1 種である。エネルギー分解能が非常に高く、応答も早いためガンマ線スペクトル測定に利用されることが多い。荷電粒子がゲルマニウム結晶を通過した場合、その飛跡に沿って電子正孔対が作られる。1 対の電子正孔対を作る一次粒子の平均エネルギーは電離エネルギーと呼ばれ、入射放射線の種類やエネルギーに依存しない。したがって放射線が有感体積内で停止した場合には、電子正孔対の数を放射線の入射エネルギーと換算することができる。約 3 eV で 1 対の電子正孔対を作るため、同じエネルギーの放射線が入射した場合、シンチレータやガス検出器よりはるかに多くの電荷キャリアが生成される。これによりパルスに対する電荷キャリアの統計揺らぎが小さくなる。

HPGe 検出器のバンドギャップは 0.7 eV と非常に小さく、室温で熱励起を起こす。その際に電子正孔対が作られ、漏れ電流となり出力され、優れた分解能が雑音によって劣化される。そのため使用の際は漏れ電流を減らすために冷却をしなければならない。通常、外気と熱絶縁されたデュワーに液体窒素を補充し、検出器と熱的な接触を保つことで温度を 77 K まで下げている。本実験でもおよそ 1 日ごとに液体窒素を補充しながら測定を行なった。

5.2 出力パルス

電子および正孔のゲルマニウム結晶中での流動速度は印加する電界に比例して大きくなるが、一定の速度で飽和し、増加しなくなる。77 K におけるゲルマニウム中での電子の飽和流動速度は約 10^5 m/s であり約 10^5 V/m の電界で飽和に達する。正孔の飽和速度も同様であるが必要な印加電界は約 3×10^5 V/m である。最良の時間分解能を得るためには、少なくともこの大きさの電界が結晶のいたるところにかかっている必要がある。

HPGe 検出器の出力パルス形状は電子正孔対の収集過程に依存する。同軸型のゲルマニウム検出器の場合、誘導電荷 $Q(t)$ は以下のように表される。

$$Q(t) = \frac{q_0}{\ln(r_2/r_1)} \left\{ \ln \left(1 + \frac{v_e t}{r_0} \right) - \ln \left(1 - \frac{v_h t}{r_0} \right) \right\} \quad (5.1)$$

ここで q_0 は正電荷、 r_0 は電子正孔対の生成点、 r_1 および r_2 はそれぞれのキャリアの半径方向位置、 v_e および v_h は電子および正孔の流動速度である。電子または正孔が収集され終わると、 $\{ \}$ 内の第 1 項および第 2 項が一定値になり、それぞれに対応した時刻に波形の傾斜の変化が起こる。両方が収集され終わると $Q(t) = q_0$ になる。よって、出力されるパルス波形はゲルマニウム結晶内での入

射放射線の相互作用位置に依存する。種々の相互作用位置に対するパルス波形プロットを図 5.1 に示す。

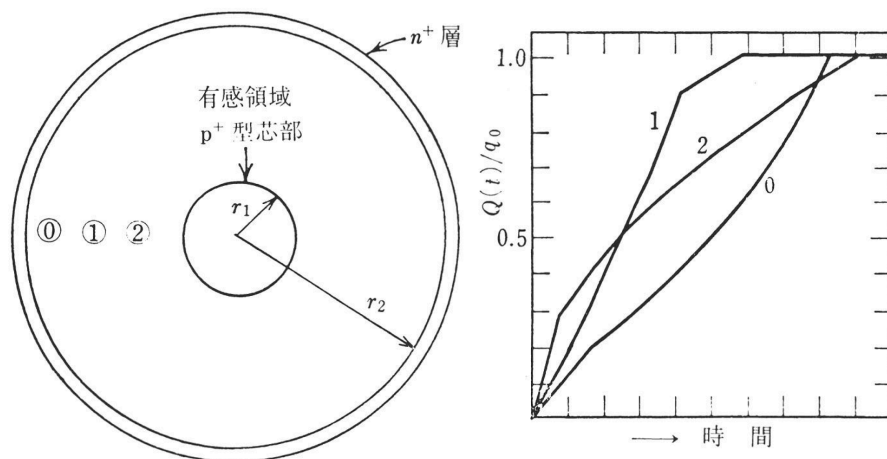


図 5.1 異なる相互作用位置 (0, 1, 2) での HPGe 検出器の波形プロットを示している。[3] より引用

HPGe 検出器において時間情報を取り出すことは、主に二つの理由で難しい。一つは電荷収集過程が本質的に遅いことである。飽和流動速度で電子正孔対が移動しても、1 cm の距離 (結晶の厚さ程度) を移動するのに約 100 ns かかる。つまり波形の立ち上がりと同程度の時間が必要になる。有機シンチレータなどの高速の検出器立ち上がりパルスと比較するとずっと遅いのでタイミング性能は高速の検出器ほど良くなる。もう一つは図 5.1 に示した通り、入射粒子の反応点により立ち上がり部の波形が変わることである。検出器の体積を一樣に照射した場合、電子正孔対の生成場所はほぼランダムに分布するため立ち上がり部の形状が大きく変動する。これらの理由から、時間分解能良く時間情報を取り出すためには特別なタイムピックオフ技術が必要になる。

5.3 時間情報の取得

タイミング測定において最も基本的な機能は、入力ニアパルス信号の発生時刻を示すロジックパルスを発生させることである。多くの場合、ロジックパルス生成には discriminator などのモジュールを用い、Time to Digital Converter (TDC) などのエレキモジュールに入力することで時間の測定を行う。TDC は start 信号が入力されてから stop 信号が入力されるまでの時間を測定する機器である。discriminator はニアパルスがある閾値を超えた時点でロジックパルスを生成する。その際の不確実性となるのが時間ジッタや波高ウォークと呼ばれるものである。図 5.2 にその影響を示す。時間ジッタは信号パルスの波高と形状のランダムな揺動に起因する不確実性であり、電子回路の雑音や検出器内で作られた電気信号の不連続性に由来する。この揺動により、同じ立ち上がり時間、形状を持つパルスであってもロジックパルス生成のトリガレベルを超える時間が異なってしまう。波高ウォークは立ち上がり時間とエネルギーに由来する不確実性である。立ち上がり時間は粒子のエネルギーに依らずほぼ一定であるため、エネルギーごとに立ち上がり部の傾斜が変化する。つまりトリガレベルを超える点がエネルギーによって異なってしまう。

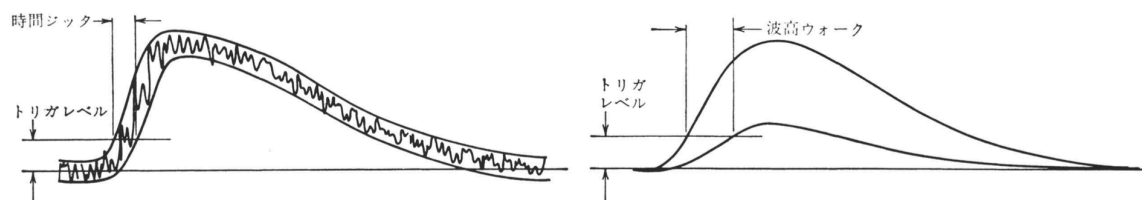


図 5.2 時間ジッタ (左) と波高ウォーク (右)[3] より引用。どちらもその影響により立ち上がり時間の決定に不確定性を生む

上記の不確定性は、リニアパルスの立ち上がり時間をロジックパルスに変換する過程で生まれている。そのため、Flash-ADC を用いて検出器から出力される波形情報を全て保存し、オフラインで立ち上がり部のフィッティングを行うことで真の立ち上がり時間を取得する。この手法を用いれば HPGe 検出器のような立ち上がり時間の長い波形でも、不確定性を抑えながら時間の解析を行うことが可能である。

5.4 検出器キャリブレーション

実験目的である脱励起ガンマ線の測定は、そのエネルギーから直接物理過程を考察するため、HPGe 検出器のキャリブレーションが重要になる。信号とするガンマ線は 6 MeV 付近であるため、その領域までの正確なキャリブレーションが求められる。そこで、いくつかの放射性核種を利用してできるだけ複数点かつ 6 MeV までのキャリブレーションが行えるようにした。使用したガンマ線は

- ^{60}Co 由来の 1.17 MeV, 1.33 MeV
- ^{40}K 由来の 1.46 MeV (環境放射線)
- ^1H による熱中性子捕獲由来の 2.22 MeV
- $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 由来の 4.44 MeV
- ^{56}Fe による熱中性子捕獲由来の 7.63 MeV

の 6 点である。各々の測定方法は、 ^{60}Co は検出器から数 cm 離して設置して測定した (5.3 左)。 ^{40}K は環境放射線であるため周辺に何も置かずに測定した。 ^1H 由来のガンマ線は中性子ビーム測定のデータを使用した。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ では中性子が放出され、人体に悪影響であるため検出器の結晶部ごとポリエチレンブロックで囲んで測定を行なった (5.3 右)。また、ポリエチレンにより中性子が熱化するため、鉄を周囲に置くことで熱中性子捕獲が起こり 7.63 MeV のガンマ線が放出される。

得られたスペクトラムの一例が図 5.4 で、横軸は波高である。これらのピークをガウス関数と一次関数を組み合わせた関数でフィットする。中央値をそのエネルギーの波高とし、対応関係を得たのが図 5.5 である。一次関数の傾きの誤差は 0.01% 程度で、6 MeV 以上の領域でも良い線形性を保っている。

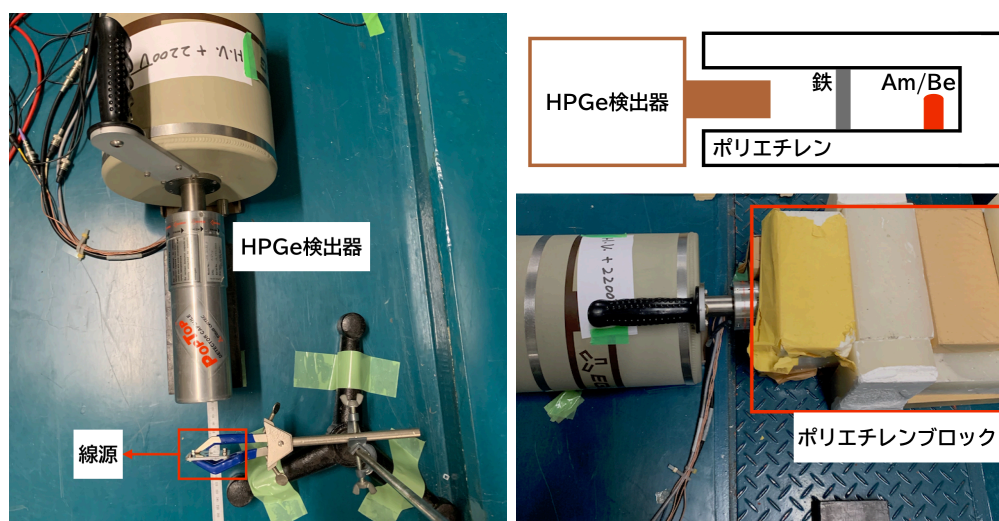


図 5.3 線源を置いた測定のセットアップ (左) と $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ および ^{56}Fe を置いた測定のセットアップ (右)。

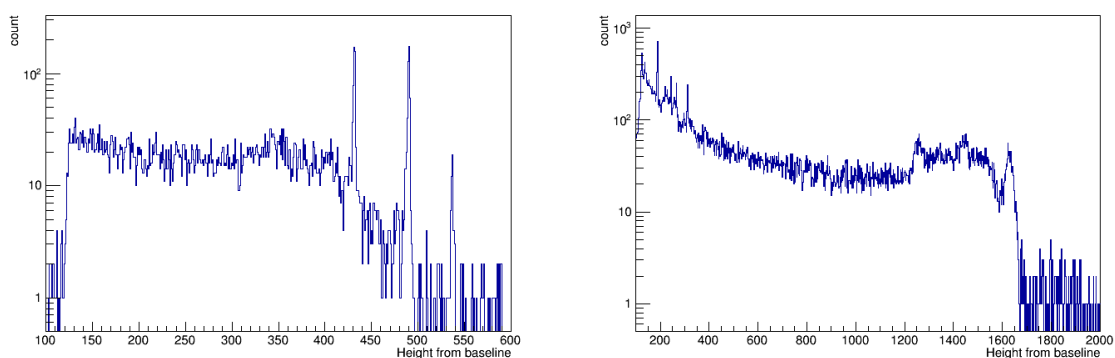


図 5.4 HPGe 検出器のキャリブレーションデータスペクトラム。左が ^{60}Co を置いた測定、右が $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ を置いた測定である。

また各点でのエネルギー分解能を確認した結果が図 5.6 である。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ のピークを除いて 1% 以下と非常に良い分解能を達成している、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ の分解能が悪いのは、ドップラー効果による広がりである。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 由来の 4.44 MeV ガンマ線は、 ^{241}Am から放出されるアルファ粒子が $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$ という反応を起こすことで生成される娘核 ^{12}C が脱励起をする際に放出される。この脱励起は、 ^{12}C が止まるよりも早い時間の内に行われるため、ドップラー効果により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。この広がりガンマ線エネルギーの 1% 程度であり、HPGe 検出器のような分解能が非常に良い検出器においてはドップラー効果の影響が強く出る。

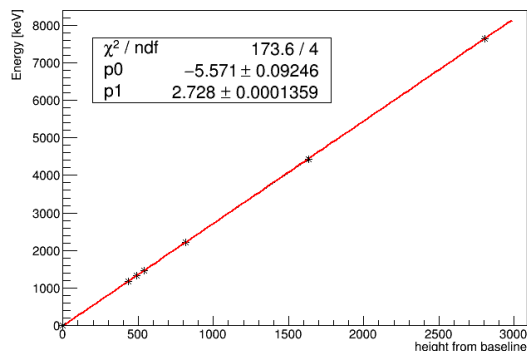


図 5.5 HPGe 検出器のキャリブレーション結果。横軸が波高、縦軸がエネルギーである。1 MeV 付近から 8 MeV 弱までの範囲でキャリブレーションを行なった。信号が予想される 6 MeV を含め、良い線形性を持っている。

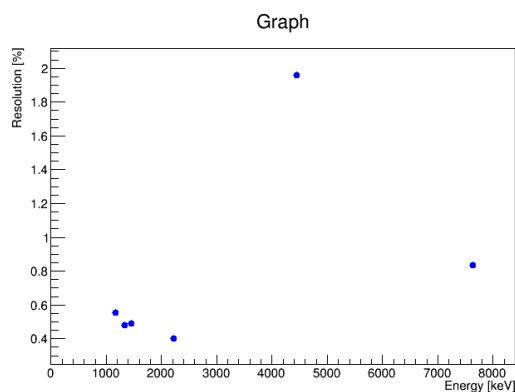


図 5.6 各エネルギー点での分解能。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ を除く全ての点で分解能は 1% 以下である。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ (4440 keV) の分解能が悪いのはドップラー効果による。

5.5 ガンマ線エネルギースペクトラム

キャリブレーション後の水標的ランのスペクトラムの 1 例を図 5.7 に示す。図中の Single escape (S.E.), Double escape (D.E.) とは、ガンマ線が検出器内で対生成を行った際に見られるピークのことである。詳細は付録に記すがガンマ線対生成が起こり検出器の外へ出て行き検出できなくなると、エネルギーピークの 511 keV および 1022 keV だけエネルギーの低いところにピークが現れる。。

図 5.7 中には複数のピークが見られ、いずれも環境放射線や酸素原子核由来の脱励起ガンマ線などであると考えられる。この図から、実験中のデータの取得に問題がないことが確認できた。ガンマ線のピークについては表 5.1 にまとめる。

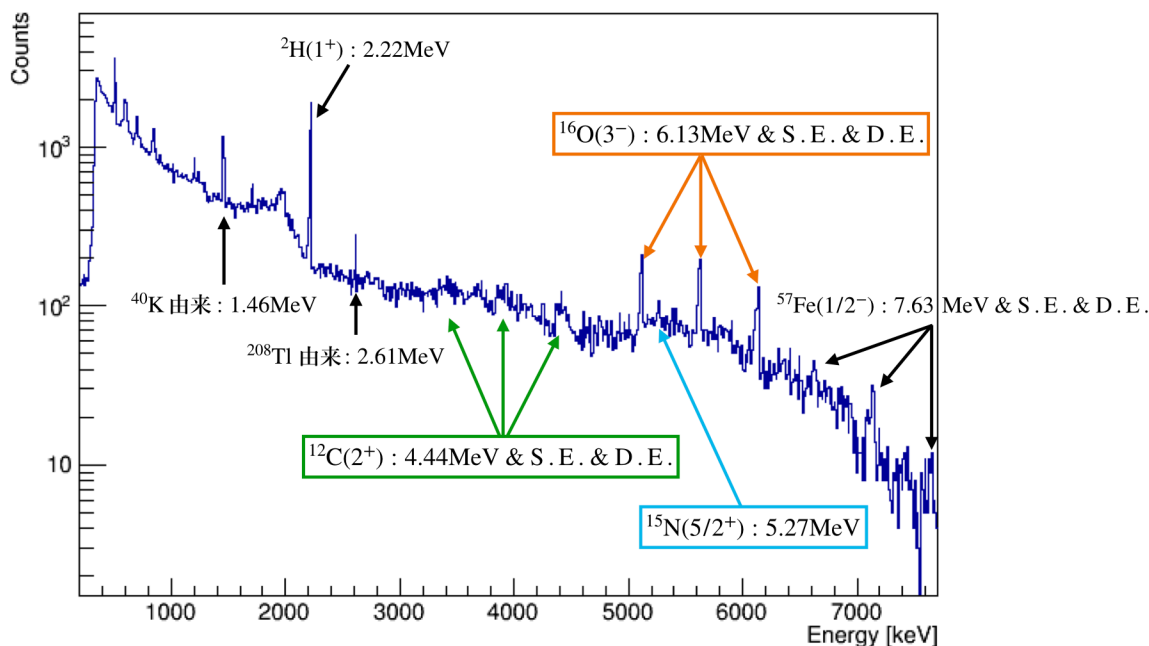


図 5.7 水標的ランのガンマ線エネルギースペクトラム。複数のピークが見られる。

表 5.1 水標的ランで確認できたピーク

エネルギー [MeV]	放出する原子核	放出過程
1.46	^{40}Ar	^{40}K の電子捕獲
2.22	^2H	^1H の中性子捕獲
2.61	^{208}Pb	^{208}Tl の β 崩壊
4.44	^{12}C	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ もしくは $^{16}\text{O}(n, n\alpha)^{12}\text{C}^*$
5.27	^{15}N	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{N}^* + p$ もしくは $^{16}\text{O}(n, np)^{15}\text{N}^*$ もしくは $^{16}\text{O}(n, d)^{15}\text{N}^*$
6.13	^{16}O	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
7.63	^{57}Fe	^{56}Fe の中性子捕獲

4.44 MeV および 5.27 MeV を放出する過程は 2 種および 3 種類ある。本解析ではどのプロセスを経由してガンマ線を放出しているのかを判別することはできない。

5.6 背景事象

図 5.7 で確認したエネルギースペクトラムには様々な背景事象が混ざっている。中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線のピークは確認できたが、その中から 30 MeV 中性子ビームに由来するものかどうかの判別を行わなければ、断面積の計算に影響を及ぼす。考えられる背景事象は 4 種

類あり、その取り除き方を記す。図 5.8 は本節で考える種々の背景事象のスペクトラムである。

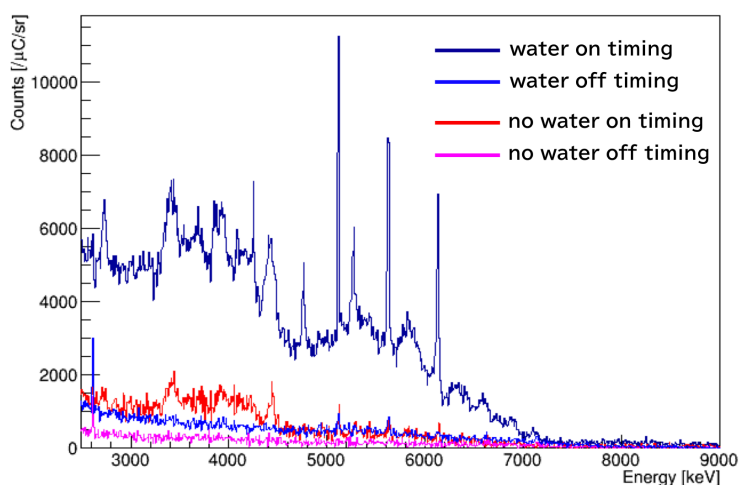


図 5.8 HPGe 検出器のエネルギースペクトラム。水標的ランのオンタイミング (18-30 MeV 領域) と、そこから差し引く背景事象を同時に記載している。

5.6.1 ビームエネルギー領域外の中性子

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応により生成された中性子は準単色であるが、ピーク領域外である低いエネルギーの中性子も存在する。中性子のエネルギーが変わると酸素原子核との反応断面積も変わるため、入射中性子のエネルギー選別を行わなければ正しく断面積を算出することができない。そこで第 II 部に記載した TOF 手法を用いてエネルギーの選別を行う。

5.6.2 散乱高速中性子による寄与

水標的に照射されるはずの中性子が、壁やセットアップなどで散乱され直接 HPGe 検出器に入射する事象。この背景事象の寄与を見積もるために無機シンチレータである CsI(Tl) シンチレータを用いて測定を行なった。CsI(Tl) シンチレータは PSD 性能を有しているため入射粒子の種類を区別することができる。BC-501A の時の同様に、PSD parameter のフィットを行い、FOM を求め最適化し、粒子の識別を行う。設置場所はビーム軸から HPGe 検出器の対称の位置であり、鉛ブロックで被覆した。図 5.9 に CsI(Tl) シンチレータにおける PSD parameter 分布を示す。有機シンチレータとは発光原理が異なるため、PSD parameter の値が小さいほど dE/dx の大きい粒子を表す。図のピークの左側が中性子のイベント、右側がガンマ線のイベントとなる。0.5 以上にまばらに存在するイベントは、1 データウィンドウ内に複数の波形が出力されたパイルアップ事象である。パイルアップの事象はガンマ線のイベント数に比べて十分に少ないため無視をすることができる。検出器で落としたエネルギーが 1 MeV から 8 MeV までの 1 MeV 毎に高速中性子の寄与を見積もった。その際水標的ランの結果から空標的ランの結果を差し引いている。その結果高速中性子による寄与は 7 MeV から 8 MeV の領域で約 2% の寄与があり、それ以下のエネルギー領域では

0.2% 以下であった。そのため 7 MeV 以下の領域では影響が十分に小さいとし、無視した。

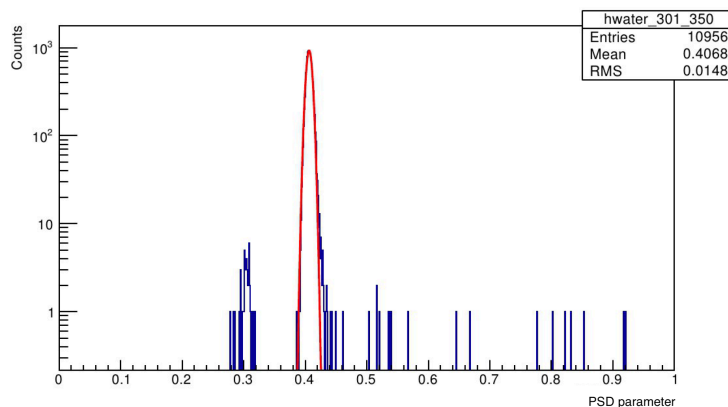


図 5.9 CsI(Tl) シンチレータの PSD parameter 分布図。左のピークが中性子のイベント、右のピークがガンマ線のイベントである。また赤線はガンマ線イベントのフィット結果である。

表 5.2 CsI(Tl) 検出器で検出したガンマ線と中性子イベントとその比率

エネルギー [MeV]	N_γ	N_n	N_n/N_γ [%]
1-2	$(113 \pm 2)e3$	48 ± 9	0.042 ± 0.008
2-3	$(484 \pm 8)e2$	24 ± 9	0.05 ± 0.02
3-4	$(266 \pm 5)e2$	13 ± 8	0.05 ± 0.03
4-5	$(199 \pm 3)e2$	8 ± 10	0.04 ± 0.05
5-6	$(178 \pm 3)e2$	9 ± 8	0.05 ± 0.04
6-7	$(62 \pm 1)e2$	9 ± 8	0.2 ± 0.1
7-8	$(78 \pm 5)e1$	14 ± 8	2 ± 1

5.6.3 中性子ビームと水以外の物質との反応

照射している中性子ビームが、実験セットアップ中の他の物質 (鉄やアルミ、アクリルなど) と相互作用を起こしガンマ線を放出する。特に容器であるアクリルには酸素および炭素が含まれており、水標的によるガンマ線なのかアクリル容器によるガンマ線なのかが区別できなくなる。そのためアクリル容器から水を抜き、ビーム軸上に設置した空標的ランの測定結果を差し引く。この時、アクリル容器の後面に到達する中性子の数は水標的ランと空標的ランで異なることに注意しなければならない (図 5.10)。この影響は、水標的を置いた状態でのフラックスと空標的を置いた状態でのフラックスの値から見積もる。

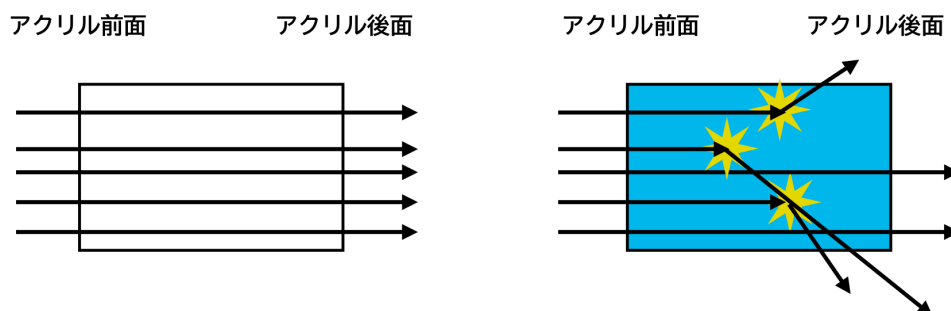


図 5.10 中性子と水が反応を起こすため、水標的ランの場合アクリル容器の前面と後面では入射する中性子の量が異なる。

5.6.4 熱中性子捕獲および電子, 陽電子

中性子ビームが散乱し、熱化されることで水および周辺の物質に捕獲される。その際に放出されるガンマ線や、 β 崩壊を起こすことで放出される電子, 陽電子が検出器と反応を起こす。これには環境放射線も含まれている。この背景事象は非常に長い時間スケールで発生するため、データのタイミングに関係なく混入する。概略図を図 5.11 に示す。この背景事象を除くために、TOF 分布のオフタイミングの情報を用いる。

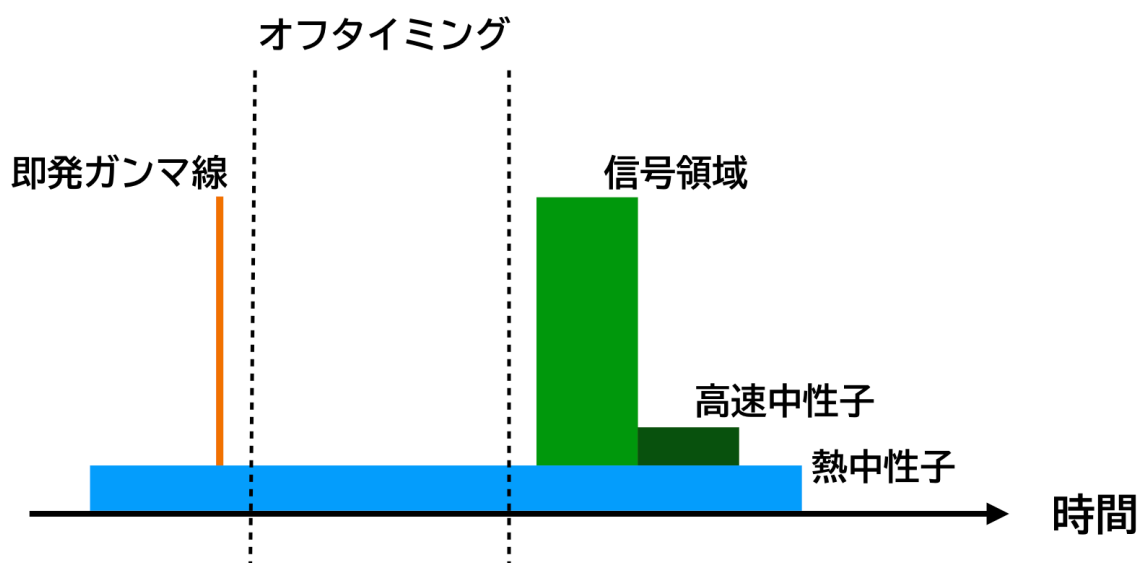


図 5.11 TOF 分布によるカットを行い、信号領域の中性子イベントだけを取得する。しかし熱中性子による寄与は時間に関係なく一様に存在しているため、オフタイミングのデータから事象を見積もり、信号領域のイベントから差し引く。

背景事象を取り除くために TOF 分布を作成したが、中性子フラックス解析の時のような明確な即発ガンマ線のピークが確認できなかった (図 5.12)。これは HPGe 検出器がビーム軸上に無いことや、鉛で結晶部を覆っていることで入射する即発ガンマ線の事象数が少なくなっているからだと考えられる。そこで ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって放出されるガンマ線のエネルギー周辺のイベント

のみを取り出して TOF 分布を確認する。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応では ${}^7\text{Li}$ と陽子が反応し、中性子を放出して娘核である ${}^7\text{Be}$ を生成する。この ${}^7\text{Be}$ は半減期 53.2 日の不安定な核であり、電子捕獲によって崩壊する。崩壊のうち 89.6% が ${}^7\text{Li}$ の基底状態へ、10.4% が ${}^7\text{Li}$ の励起エネルギー 0.478 MeV の第一励起状態へ遷移する。励起状態の ${}^7\text{Li}$ が脱励起をする際に 0.478 MeV のガンマ線を放出する。このガンマ線の事象を HPGe 検出器のデータから探す。

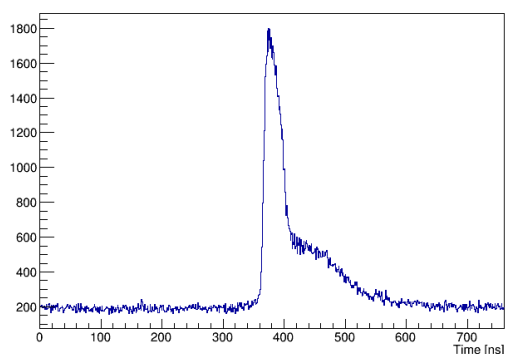


図 5.12 水標的ランにおける TOF 分布図。BC-501A の時のような明確な即発ガンマ線のピークは見られなかった。

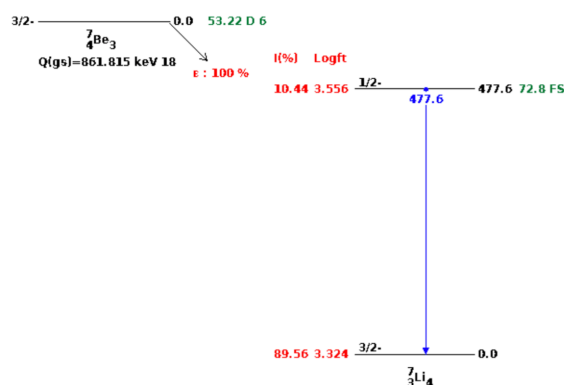


図 5.13 ${}^7\text{Be}$ 崩壊図。電子捕獲により ${}^7\text{Li}$ へ崩壊する。約 10.4% が第一励起状態へ、約 89.6% が基底状態へ遷移する。NNDC より引用

図 5.14([3] より引用) はガンマ線が起こす三つの主要な反応の支配的な領域を表している。目的とするガンマ線のエネルギーは 0.478 MeV であり、吸収材の Z、つまり酸素および水素の原子番号はそれぞれ 8, 1 である。これらより、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって放出されるガンマ線が水標的と起こす反応は、コンプトン散乱が主であることがわかる。よって、HPGe 検出器では即発ガンマ線が直接入射する事象に加え、コンプトン散乱を起こした後に検出器に入射する可能性がある。そこで HPGe 検出器で落としたエネルギーが 0.5 MeV 以下の事象を選択して TOF 分布を作成した(図 5.15)。その結果即発ガンマ線のピークを確認できたため、TOF 法による入射中性子のエネルギー選別が可能となる。図 5.11 のオフタイミングにあたる領域のイベントを選択することで熱中性子捕獲および電子、陽電子の事象を差し引く。

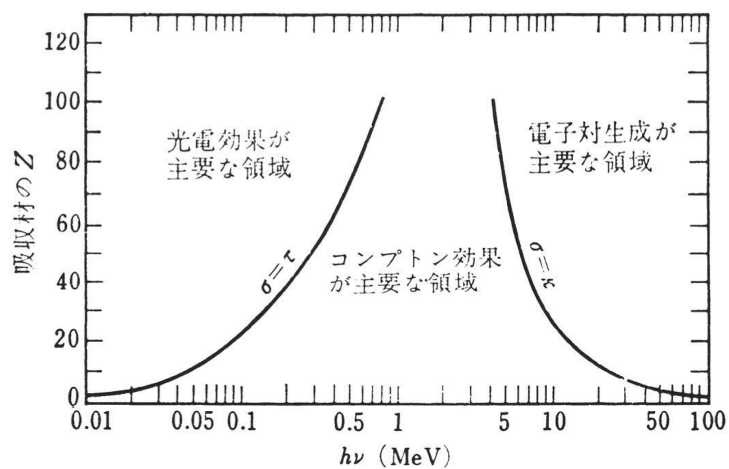


図 5.14 ガンマ線が起こす主要な反応の領域。0.478 MeV のガンマ線は水標的の中ではコンプトン散乱が支配的である。[3] より引用

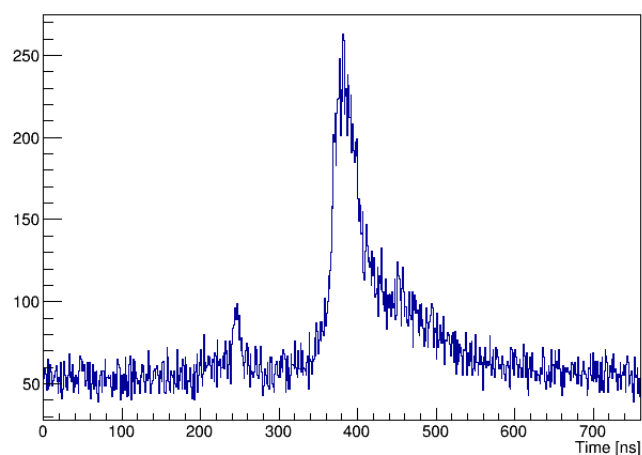


図 5.15 HPGc 検出器で落としたエネルギーが 0.5 MeV 以下の事象のみを選択して作成した TOF 分布図。こちらでは即発ガンマ線によるピークが確認できた。

5.6.5 連続成分

上記 4 つの背景事象を差し引くことで、中性子・酸素原子核反応由来のガンマ線スペクトラムを得た (図 5.16)。しかし、未だ連続的な背景事象が残存している。これは中性子ビームが水標的で一度散乱し、その後検出器周辺の物質と相互作用を起こすことで放出されるガンマ線であると考えられる。概念図を図 5.17 に示す。

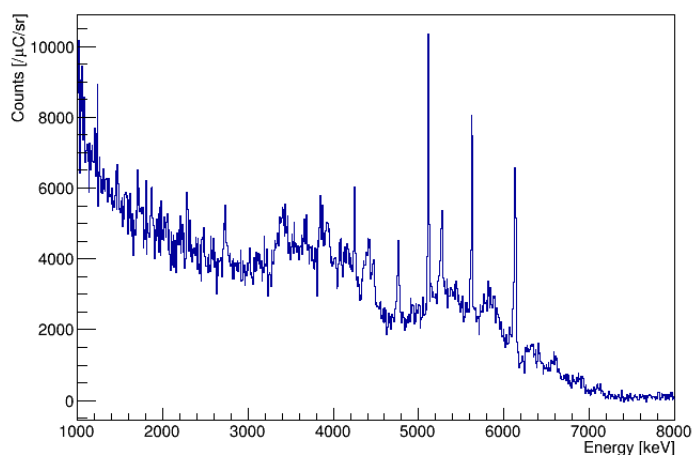


図 5.16 中性子・酸素原子核反応により放出されたとされるガンマ線のエネルギースペクトラム。背景事象を差し引く前よりもより明確にピークが確認できる。

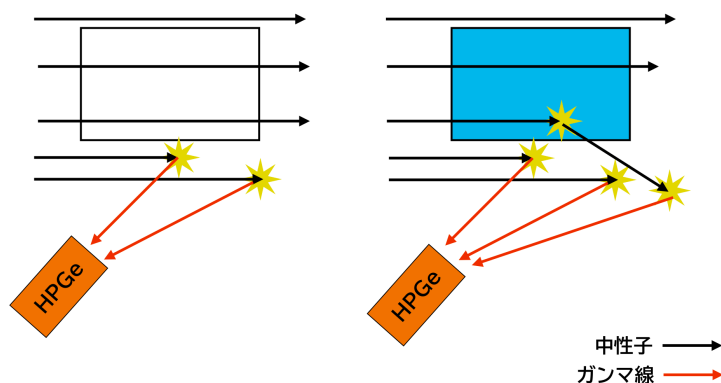


図 5.17 スペクトラムに現れる連続成分は、中性子が水標的に散乱し、周辺物質と相互作用を起こすことでガンマ線が放出されると仮定した。

この仮定を検証するには、入射中性子のエネルギーが 18-24 MeV(低エネルギー側) と 24-30 MeV(高エネルギー側) の 2 つのスペクトラムの形を比較する必要がある。水で散乱され周辺物質との作用で放出されるガンマ線はわずかに飛行時間が長くなるため、本来よりも低い中性子エネルギーの事象として再構成される。また、使用した中性子ビームのエネルギーは 30 MeV であるため、それ以上のエネルギーの中性子は存在しない。つまり 30 MeV 付近のスペクトラムには散乱による寄与がない。従って、低エネルギー側と高エネルギー側のスペクトラムを比較すれば、その形が異なるはずである。TOF の時間で規格化を行い、比較した図が 5.18 である。

比較の結果、明確に形が異なっているためこの仮説が正しいと考えられるが、この背景事象の測定は行っていないのでデータから差し引くことはできない。そのため断面積を求めるためのスペクトラムフィッティングを行う際に、連続成分としてスペクトラムを用意することでこの背景事象の

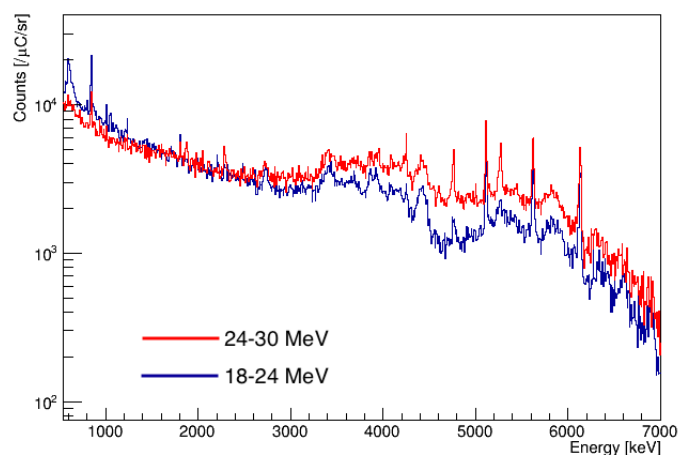


図 5.18 入射中性子のエネルギーでスペクトラムを比較した図。赤が 24-30 MeV、青が 18-24 MeV である。高エネルギー側の散乱中性子が、周辺物質と相互作用を起こすことで放出するガンマ線はわずかに飛行時間が長くなるため、低エネルギー側のシグナルへ混入する。その結果、上図のような差が生まれる。

寄与を考慮する。この背景事象は散乱中性子と周辺物質との相互作用なので、スペクトラムの形は 5.6.3 節で記載した背景事象と同じになるはずである。空標的ランから形を推定することができ、得られたスペクトラムをインプットデータとして使用する。詳細は第 VI 部に記す。

5.7 ピーク同定

前節で考えられる背景事象を差し引き、中性子・酸素原子核反応由来のガンマ線のシグナルを観測したエネルギー・スペクトラムを得た (図 5.19)。各ピークについては表 5.3 にまとめる。

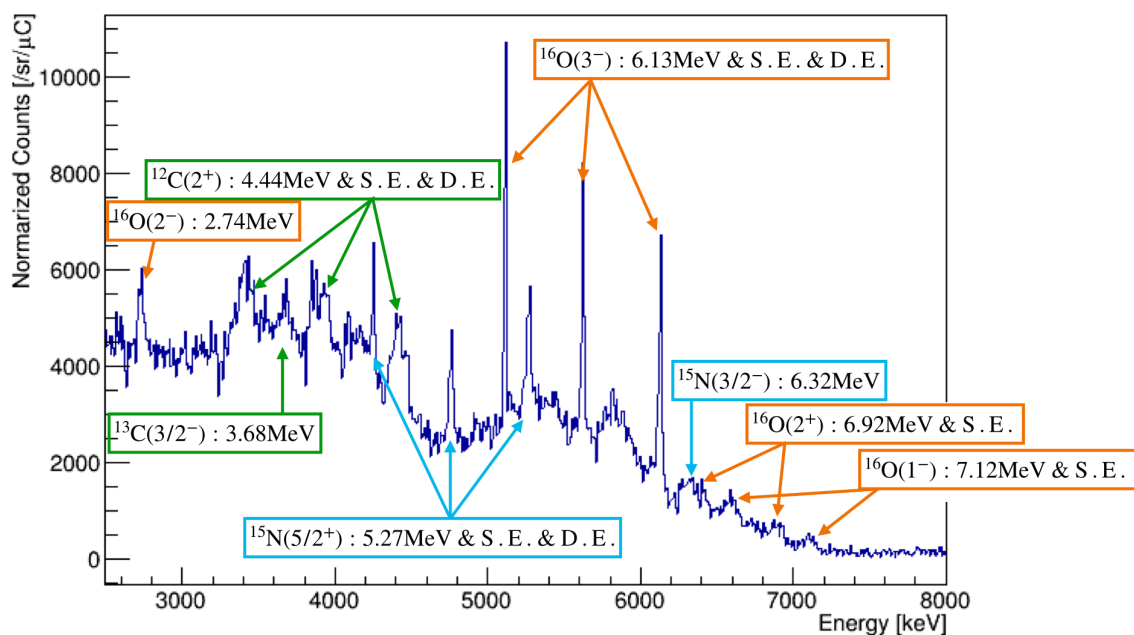


図 5.19 中性子・酸素原子核反応により放出されたとされるガンマ線のエネルギースペクトラム (2.5-8.0 MeV)。

表 5.3 水標的ランで確認できたピーク

エネルギー [MeV]	放出する原子核	放出過程
2.74	^{16}O	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
3.68	^{13}C	$^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}^*$
4.44	^{12}C	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ もしくは $^{16}\text{O}(n, n\alpha)^{12}\text{C}^*$
4.92	^{14}N	$^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$
5.11	^{14}N	$^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$
5.27	^{15}N	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{N}^* + p$ もしくは $^{16}\text{O}(n, np)^{15}\text{N}^*$ もしくは $^{16}\text{O}(n, d)^{15}\text{N}^*$
6.13	^{16}O	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
6.32	^{15}N	$^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$
6.92	^{16}O	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
7.12	^{16}O	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$

6.13 MeV は ^{16}O の第二励起状態から放出されるガンマ線である。これは中性子による非弾性散乱反応, (n, n') によって ^{16}O が励起状態へ遷移したと考えられる。このピークは TOF による中性子エネルギーカットを行う前から明確に確認できていたため、ビーム領域よりも低エネルギーの中性子による非弾性散乱反応も多く起こっていたと考えられる。また同じく ^{16}O から放出されるガ

ンマ線として 2.74 MeV, 6.92 MeV, 7.12 MeV が考えられる。それぞれ酸素原子核の第五励起状態, 第三励起状態, 第四励起状態から基底状態へ脱励起を起こす際に放出されるガンマ線である。第五励起状態は 2.74 MeV のガンマ線を放出して第二励起状態へ落ち、その後 6.13 MeV のガンマ線を放出する。どの状態もアルファ粒子を放出して崩壊することのできるエネルギー (Q_α) 以下であるため、粒子の放出を伴う崩壊は起こさない。

6.32 MeV は ^{15}N に由来するガンマ線である。このピークは中性子が酸素原子核の陽子を直接弾き出すノックアウト反応 ($^{16}\text{O}(\text{n}, \text{np})^{15}\text{N}^*$) が起こった際に最も強く現れる [19][20]。このピークは TOF カットを行う前では低エネルギーの中性子によるバックグラウンドが大きいため明確に見えなかった。5.27 MeV は ^{15}N の第一励起状態から放出されるガンマ線である。 ^{15}N の生成過程としては核子のノックアウト反応, $^{16}\text{O}(\text{n}, \text{np})$ および $^{16}\text{O}(\text{n}, \text{d})$, もしくは励起している ^{16}O が陽子を放出して崩壊 ($^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{N}^* + \text{p}$) する非弾性散乱過程の 3 種考えられる。本実験ではどの過程で放出されているのか区別することができない。4.44 MeV は ^{12}C の第一励起状態から放出されるガンマ線である。生成過程は核子のノックアウト反応, $^{16}\text{O}(\text{n}, \text{n}\alpha)$ もしくは励起状態の酸素原子核がアルファ粒子を放出して崩壊 ($^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$)[21] する非弾性散乱過程の可能性があり。5.27 MeV の時と同様に、どの過程で放出されているのかは判別できない。

他にフィッティングに使用するガンマ線は ^{13}C 由来の 3.68 MeV および ^{14}N 由来の 4.92 MeV と 5.11 MeV がある。 ^{13}C は $^{16}\text{O}(\text{n}, \alpha)^{13}\text{C}$ 反応から、 ^{14}N は $^{16}\text{O}(\text{n}, 2\text{np})^{14}\text{N}$ 反応から生成される。

これら 10 種のガンマ線ピークと連続成分の背景事象のシグナルサンプルを作成し、スペクトラムフィッティングを行う。

第 VI 部

スペクトラムフィッティング

中性子・酸素原子核の反応に由来するガンマ線スペクトラムを得た。複数のエネルギーのガンマ線が確認でき、スペクトラムフィッティングを行うことで各々の断面積を求めた。スペクトラムで最も顕著に見えたのは、酸素原子核の第 2 励起状態からの脱励起ガンマ線 (6.13 MeV) であった。生成断面積は $\sigma_{6.13} = 33.6[\text{mb}]$ であった。本章ではフィッティング手法とその結果、まとめて物理的な意味の考察について記す。

6.1 スペクトラム解析

第 V 部にて中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線および連続成分によるバックグラウンドの二つの信号が混じったスペクトラムを得た。断面積を求めるために、各ガンマ線ピークと背景事象のサンプルを用意し、フィッティングを行う。ガンマ線ピークのサンプルは GEANT4 と呼ばれる粒子輸送シミュレーションを用いることで作成する [22]。GEANT4 は CERN で開発されており、陽子、中性子、電子、光子などの粒子が物質中で起こす様々な反応をモンテカルロ法によってシミュレーションする検出器シミュレーションパッケージである。実験セットアップをシミュレーション上で再現し (図 6.1)、水標的の内部のあらゆる点からガンマ線を放出する。ガンマ線が HPGe 検出器と相互作用を起こしたイベントを保存し、検出器の応答を再現する。また連続成分については空標的ランのと同じであるはずなのでシミュレーションを用いず、オンタイミングデータからオフタイミングデータを差し引くことで推定する。

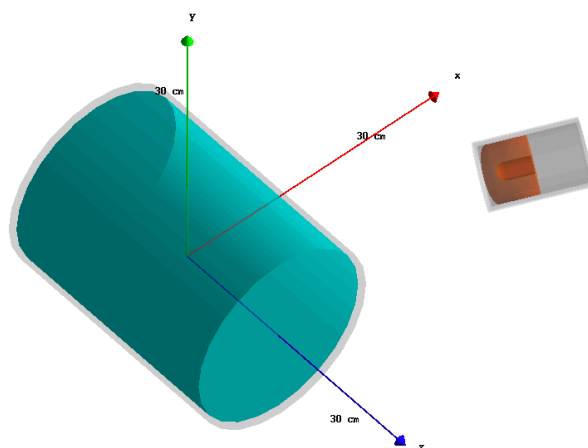


図 6.1 シミュレーションで再現した実験セットアップ。水標的のいたるところからガンマ線を放出し、HPGe 検出器と反応した事象のみを保存する。

6.2 シグナルサンプル

GEANT4 シミュレーションにてアクリル容器に入った水標的と HPGe 検出器を作成し、実験ジオメトリ通りに設置した。水標的部から各エネルギーのガンマ線を 1 億回放出し、HPGe 検出器で検出する。この際ガンマ線は水標的部のランダムな位置からランダムな方向へ放出されるように設定した。得られた結果は分解能が無限のスペクトラムになるため、HPGe 検出器の分解能と同じになるように整形する。これをフィッティング範囲内で考えられるすべてのエネルギーで行い、入力信号とする。各エネルギーの分解能は Resolution curve を作成することで見積もった。ドップラーシフトを起こしていないガンマ線ピークの分解能を求め、エネルギーの関数としてプロットすることで Resolution curve を得る (図 6.2)。シグナルサンプル作成の際に考慮しなければならないのがドップラー効果による分解能の悪化である。入射粒子と相互作用を起こし放出される脱励起ガンマ線は、放出する核が運動しなくなるよりも先に脱励起をした際にドップラー効果が起こる。この効果による広がり具合は入射粒子のエネルギーや核子の種類によるが、およそ 1% 程度であることが知られている [3]。そのためシグナルサンプル作成の際、ドップラーシフトを起こす 7.12 MeV, 6.92 MeV, 6.32 MeV, 4.91 MeV, 3.68 MeV, 2.74 MeV のエネルギーに 1% の効果を付与した。4.44 MeV だけは崩壊時間が短すぎるためかほかの分解能よりも悪かったため (図 5.6)、約 2% の効果を付与した。作られたシグナルサンプルが図 6.3 である。

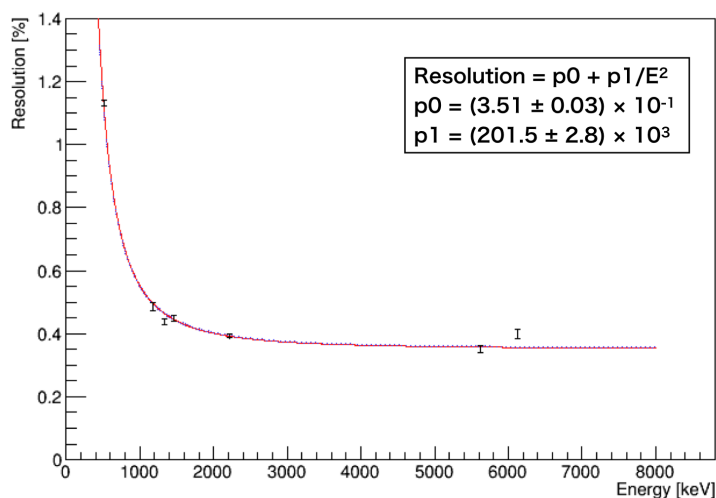


図 6.2 HPGe 検出器の Resolution curve。作成にはドップラーシフトを起こしていないピークを使用した。

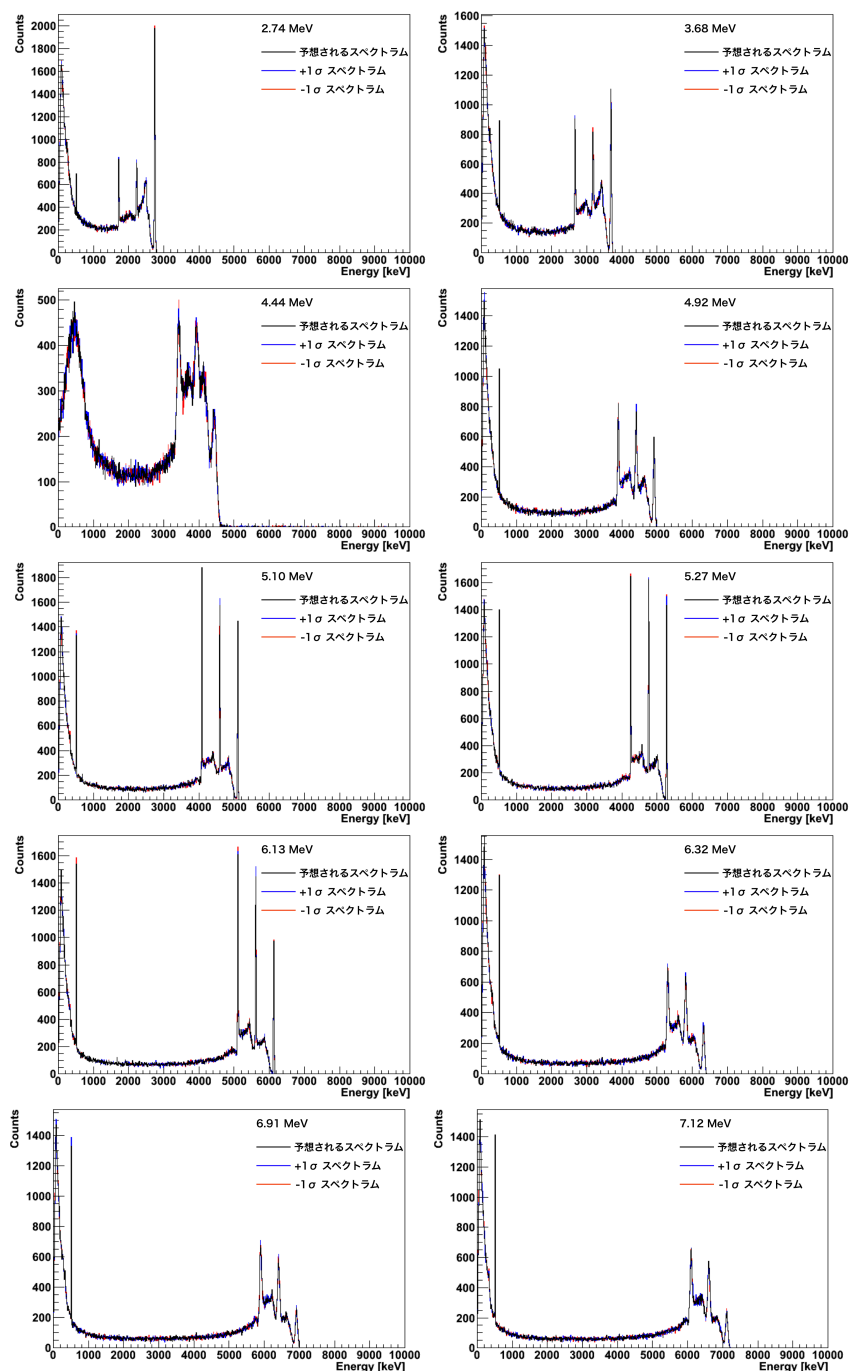


図 6.3 HPGe 検出器での各エネルギーのシグナルサンプル。シミュレーションには GEANT4 を使用した。

6.2.1 シミュレーション結晶サイズ

実験データから得たスペクトラム (図 5.19) を見ると 6.13 MeV の Double Escape が非常に強い。これは非常に近いエネルギーピークが重なっていると考え、フィッティングに ^{14}N 由来の

5.10 MeV を足してみたがベストフィットではこのシグナルが排除されていた。そのため他のエネルギーのガンマ線が放射されているのではなく、ただ Double Escape の強度が高くなっているだけだと考えた。そこで、使用した HPGe 検出器が空乏層化ができていなかったなどの何らかの理由で不感領域が生まれていたと仮定すると、ガンマ線が結晶内でエネルギーを落としきることが難しくなり、Single および Double Escape の強度が高くなり得る。この仮定のもとシミュレーションの結晶サイズを小さくしてサンプルを作成した。図 6.3 は結晶サイズを変更した後のシグナルサンプルである。結晶サイズの決定は、サイズを変えてシミュレーションを複数回実行し、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ のキャリブレーションデータに対して χ 二乗検定を適用、最もスペクトラムの形が一致するものを使用した (図 6.4)。この時、シミュレーションのジオメトリは $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 測定時のものを再現して行った。

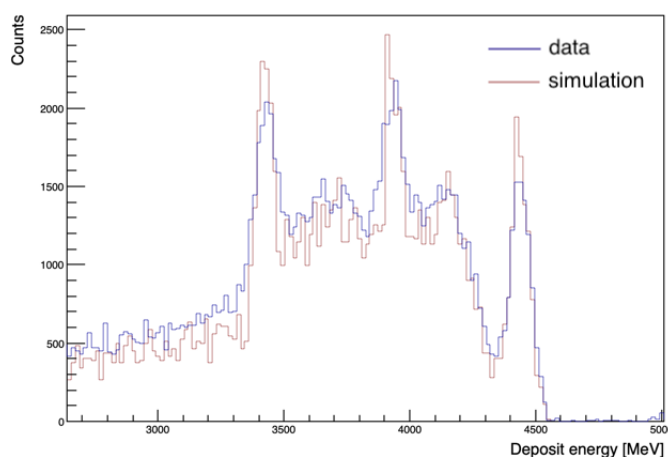


図 6.4 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 測定のスเปクトラムと最もスペクトラムが一致した結晶サイズでのスเปクトラム図。

6.2.2 実データとの比較

前節で結晶サイズを決定したが、実際の有感体積がわからないため不定性的一种となる。そこで、検出されるガンマ線のスเปクトラムの形をデータとシミュレーションで比較し、不一致の度合いをエラーとして採用する。確認に用いた線源は ^{60}Co であり、HPGe 検出器から 6 cm, 9 cm, 12 cm の距離を取った測定データを用いる。また、形の比較を行えるようにするために、シミュレーションでのガンマ線発砲数を実データの測定時間および線源強度から決定する。ここで ^{60}Co の放射強度を $\beta[\text{Bq}]$ 、測定時間を $T[\text{s}]$ とすると、測定中に崩壊する ^{60}Co の数 N は

$$N = \beta \times T \quad (6.1)$$

と書ける。また ^{60}Co の放射強度 β は以下の式で表される。

$$\beta = \beta' \exp\{-\lambda t\} \quad (6.2)$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}} \quad (6.3)$$

ここで t は前回の測定から経過した時間、 $t_{\frac{1}{2}}$ は核種の半減期、 β' は過去の測定時の放射強度であり、式 (6.2) から 1940.5 Bq であると見積もった。表 6.1 に各値をまとめる。

表 6.1 用いた ^{60}Co の線源強度

線源核種	過去の測定日	測定された線源強度	半減期	実験日 (2019/12/16) での線源強度
^{60}Co	1979/1/24	370 kBq	5.27 年	1940.5 Bq

^{60}Co の崩壊はほぼ 100% で β 崩壊を起こし、 $^{60}\text{Ni}^*$ となる。その後 1.17 MeV, 1.33 MeV のガンマ線を放出して基底状態へと遷移する。そのためシミュレーションでは一度で両方のガンマ線を同時に放出した。図 6.4 のような実験データとシミュレーション双方のエネルギースペクトラムを作成し (図 6.5)、各ビンでイベント数の不一致の比を取得し評価する。

$$R = \frac{N_{\text{observed}} - N_{\text{simulation}}}{N_{\text{observed}}} \quad (6.4)$$

ここで N_{observed} は測定データのイベント数、 $N_{\text{simulation}}$ はシミュレーションで取得したイベント数である。R の値を各エネルギービンで計算し、その平均値をシミュレーションの誤差として利用する。比較を行ったのは HPGe 検出器の閾値よりも高い 0.5 MeV から、 ^{60}Co の両ピークが収まる 1.4 MeV までの領域である。結果、各ビンでのズレはおおよそ 40% ほどであった。

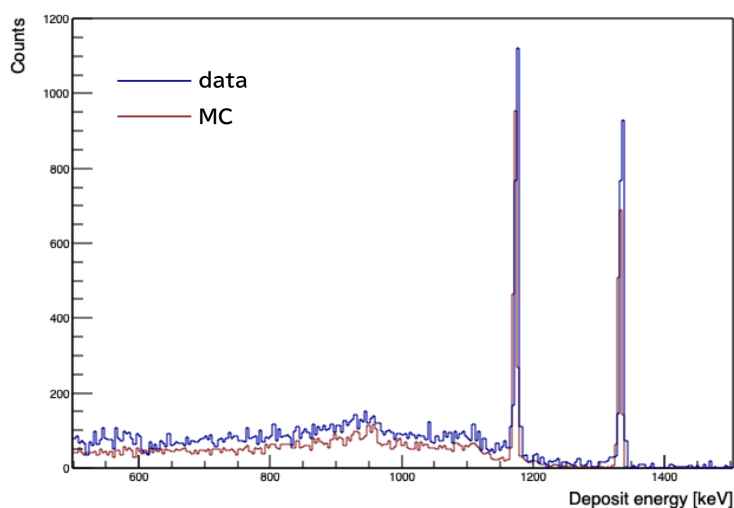


図 6.5 ^{60}Co のシミュレーションと実データスペクトラムを比較した図。各ビンで比較を行い、不一致の度合いをエラーとして使用する。

6.3 連続バックグラウンド

第 V 部で記したように、図 5.16 の連続成分は高速中性子と周辺物質との相互作用によって放出されたガンマ線であると考えられる。そのため連続成分の形は、空標的ランのオンタイムスペクトラムの形から推定できる。図 6.6 は空標的ランのスペクトラムである。このデータから、フィットに使用する領域 (2.5 MeV-9.0 MeV) の形を推定する。スペクトラムの形から連続成分は $\exp\{p_0 + p_1 x\}$ であると仮定した。ここで p_0 , p_1 は定数である。フィッティングを用いて 2 つのパラメータを決定する。なおアクリル容器に含まれる酸素や炭素に由来するガンマ線 (4.44 MeV および 6.13 MeV) のピークも入っているため、フィッティングを行う際はガンマ線ピーク領域のデータを取り除いておく。結果を図 6.7 に示す。

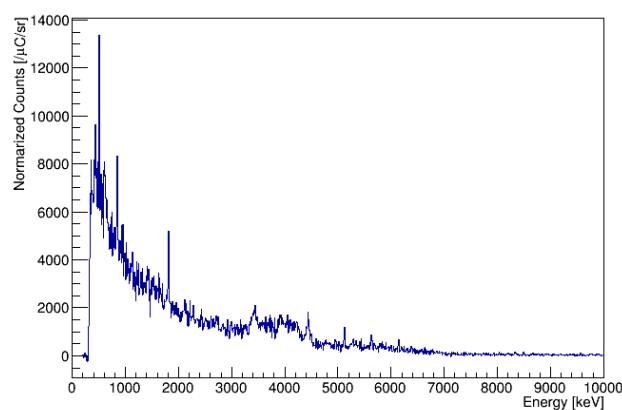


図 6.6 空標的ランのシグナル。連続成分の背景事象は、散乱中性子が周辺物質と相互作用を起こしたことが原因であると考えているので、その形は空標的ランと一致するはずである。

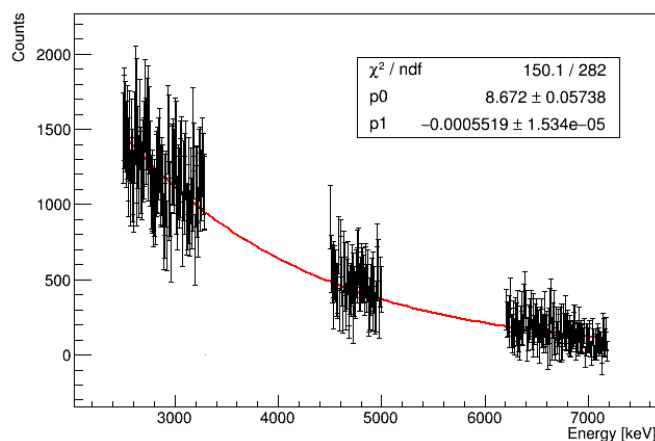


図 6.7 図 6.6 の 2.5 MeV から 9.0 MeV までのデータを用いた連続成分のフィット結果。空標的ランのオンタイミングからオフタイミングを差し引いたものを使用している。

6.4 フィッティング方法、結果

フィッティングは実データ, 連続成分による背景事象, 10 個のガンマ線シグナルサンプルを使用
して行う。実データを”observed”, 連続成分とシグナルサンプルを足し合わせたものを”predicted”
とし, χ^2 をエネルギービンごとに計算する。

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2 = \sum_i \left(\frac{N_i^{\text{obs}} - N_i^{\text{pred}}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (6.5)$$

$$N_i^{\text{pred}} = f_0 \cdot N_i^{\text{bkg}} + \sum_j f_j \cdot N_i^{\text{sig},j} \quad (6.6)$$

$$\sigma_i = \sigma_{i,\text{stat}} + \sigma_{i,\text{resolution}} + \sigma_{i,\text{crystal}} \quad (6.7)$$

N_i^{obs} および N_i^{pred} はスペクトラムの i 番目のエネルギービンのカウント数である。なお, N_i^{pred} は
連続成分とシグナルサンプルに定数 f_j をかけた後に足し合わせて得られるスペクトラムから求め
た。エラーである σ_i は実データとシミュレーションの統計誤差, Resolutioncurve による誤差, 結晶
サイズ決定の誤差を考慮している。定数 f_j は χ^2 が最も小さくなる値を求めた。ベストフィットのス
ペクトラムを図 6.8 に示し, 表 6.2 に定数をまとめる。

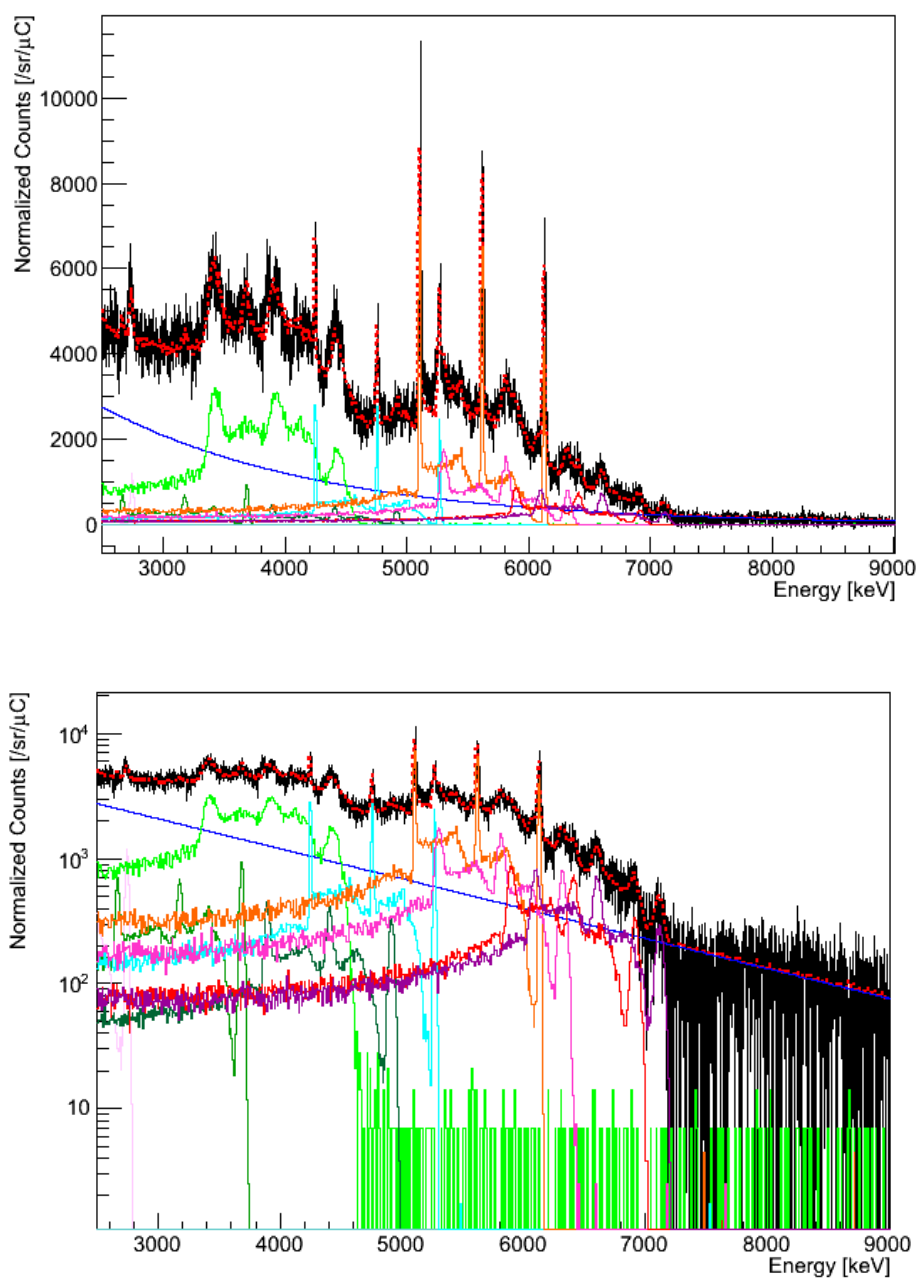


図 6.8 ベストフィットでの結果。黒が実データ (統計誤差付き) であり、赤の破線が予測されるスペクトラムである。サンプルのスペクトラムは右から順に青が連続成分の背景事象、紫が 7.12 MeV, 赤が 6.91 MeV, ピンクが 6.32 MeV, オレンジが 6.13 MeV, 水色が 5.27 MeV, 深緑が 4.92 MeV, 黄緑が 4.44 MeV, 緑が 3.68 MeV, 薄いピンクが 2.74 MeV である。また上がリニア, 下がログ表示である。

表 6.2 フィッティング結果

χ^2/ndf		632.931/802 ~ 0.789	Energy		
連続成分	f_0	0.00246 ± 0.00008			
7.12 MeV	f_1	1.24 ± 0.13	5.10 MeV	f_6	~ 0 ± 0.03
6.91 MeV	f_2	1.27 ± 0.14	4.92 MeV	f_7	0.55 ± 0.18
6.32 MeV	f_3	2.53 ± 0.15	4.44 MeV	f_8	6.97 ± 0.22
6.13 MeV	f_4	4.49 ± 0.14	3.68 MeV	f_9	0.84 ± 0.17
5.27 MeV	f_5	1.71 ± 0.12	2.74 MeV	f_{10}	0.60 ± 0.16

6.5 生成断面積計算

ガンマ線の生成断面積は ($\sigma_{\gamma,j}$) は以下のように計算される。

$$\sigma_{\gamma,j} = \frac{N_{\text{fit}}}{\epsilon_{\gamma,j} \cdot \phi_n \cdot T} = f_j \times \frac{N_{\text{MCgenerated}}}{\phi_n \cdot T} \quad (6.8)$$

$$N_{\text{fit}} = f_j \cdot N_{\text{MCdetected},j} \quad (6.9)$$

$$\epsilon_{\gamma,j} = \frac{N_{\text{MCdetected},j}}{N_{\text{MCgenerated}}} \quad (6.10)$$

ϕ_n は中性子フラックス [$/\mu\text{C}/\text{sr}$], $\epsilon_{\gamma,j}$ は各エネルギーのガンマ線検出効率, $\text{MC}_{\text{generated}}$ および $\text{MC}_{\text{detected}}$ は GEANT4 シミュレーションで生成したガンマ線の数 (= $1e8$) と検出したガンマ線の数, T は水標的中の酸素原子核数 $6.25 \times 10^{23} \text{ cm}^2$ である。標的の酸素原子核数は中性子の平均自由工程を考慮して計算を行った。24 MeV の中性子・酸素原子核反応の断面積は約 1.64 b であり^{*9}、水中での平均自由工程は約 18.3 cm となる。そのため水標的のサイズは高さは 24.5 cm であるが、実際の高さは 18.3 cm として酸素原子核数を求めた。

系統誤差の算出はスペクトラムフィッティング, 中性子フラックス, ターゲットの酸素原子核数の 3 つの誤差で評価する。スペクトラムフィッティングおよび中性子フラックスの誤差についてはこれまでに記載した通りであり、それぞれ約 5-10% と約 10% である。酸素原子核数の誤差とは、平均自由工程を算出する際に用いた断面積に由来する誤差である。24 MeV 中性子の反応断面積には、ENDF/B が提供している理論値を用いた。ほかのデータベースの値と比較し、最も断面積の値の差が大きいものを誤差とする。結果は TENDL^{*10} が約 1.68 b であり、その差は約 2.6% であった。断面積の計算結果をまとめたのが表 6.3 である。各ガンマ線の放出プロセスは第 V 部参照。

^{*9} NEDF/B より引用。この値は理論値である。 <https://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>

^{*10} <https://www-nds.iaea.org/exfor/servlet/E4sGetSect?SectID=8391437&req=10642>

表 6.3 生成断面積

ガンマ線エネルギー [MeV]	生成断面積 [mb]
7.12	$9.31 \pm 0.95(\text{fitting}) \pm 1.21(\text{flux}) \pm 0.25(\text{target})$
6.92	$9.53 \pm 1.08(\text{fitting}) \pm 1.24(\text{flux}) \pm 0.26(\text{target})$
6.32	$18.9 \pm 1.12(\text{fitting}) \pm 2.45(\text{flux}) \pm 0.51(\text{target})$
6.13	$33.6 \pm 1.03(\text{fitting}) \pm 4.35(\text{flux}) \pm 0.90(\text{target})$
5.27	$12.8 \pm 0.88(\text{fitting}) \pm 1.66(\text{flux}) \pm 0.34(\text{target})$
5.10	<0.39
4.91	$4.11 \pm 1.32(\text{fitting}) \pm 0.53(\text{flux}) \pm 0.11(\text{target})$
4.44	$52.2 \pm 1.61(\text{fitting}) \pm 6.76(\text{flux}) \pm 1.40(\text{target})$
3.68	$6.30 \pm 1.24(\text{fitting}) \pm 0.82(\text{flux}) \pm 0.17(\text{target})$
2.74	$4.48 \pm 1.20(\text{fitting}) \pm 0.58(\text{flux}) \pm 0.12(\text{target})$

6.6 考察

フィッティングの結果 5.10 MeV はベストフィットが 0 である。これは ^{14}N から放出されるガンマ線であるが、原子核反応として $^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$ が起こりにくいことがわかる。2.74 MeV, 6.13 MeV, 6.92 MeV, 7.12 MeV は中性子・酸素原子核反応により励起状態へと移った ^{16}O から放出されるガンマ線である。また 6.32 MeV は ^{15}N の励起状態から放出されるガンマ線であり、中性子が直接酸素原子核内の陽子を弾き出す過程 ($^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$) から生成される [19][20]。そのため 30 MeV 付近のエネルギーを持つ中性子が酸素原子核と反応を起こす際には、非弾性散乱を起こすことで酸素原子核を励起させる過程が支配的であると考えられる。したがって 4.44 MeV および 5.27 MeV を放出する原子核 (^{12}C , ^{15}N) の生成は、酸素原子核が核子を放出して崩壊する過程を辿っていると考えられる。既存のシミュレーションモデルでは核子を直接弾くノックアウト反応が支配的なモデルを構築しており、その影響で中性子・酸素原子核反応後に放出される核子のエネルギーは、中性子からの運動量移行のためより大きなエネルギーをもつ。その結果、さらに周辺酸素原子核と反応を起こす可能性が上がり、図 1.5 にある過程の二次ガンマ線の生成に影響を与えていると考えられる。

また図 6.9 は 6.13 MeV ガンマ線生成断面積を他の似た実験と比較したものである [23][24]。[23] の実験は $^{16}\text{O}(n, n')$ 反応を測定したものであり、使用する中性子ビームは幅広いエネルギーを持っている。そのため各エネルギーの生成断面積を求めるには TOF によるカットが重要になる。[24] の実験は中性子ではなく陽子との反応を測定したものである。荷電粒子による反応を見ているので、実験値を単純に比較するのは難しいことを留意しなければならない。本実験の 30 MeV および先行研究である 80 MeV の中性子ビーム実験の結果は、ほかの実験と比較して小さい値を出しているが、[23] の実験は中性子ビームの幅が広いいため、他のエネルギーの中性子による寄与を低く見積もっている可能性がある。

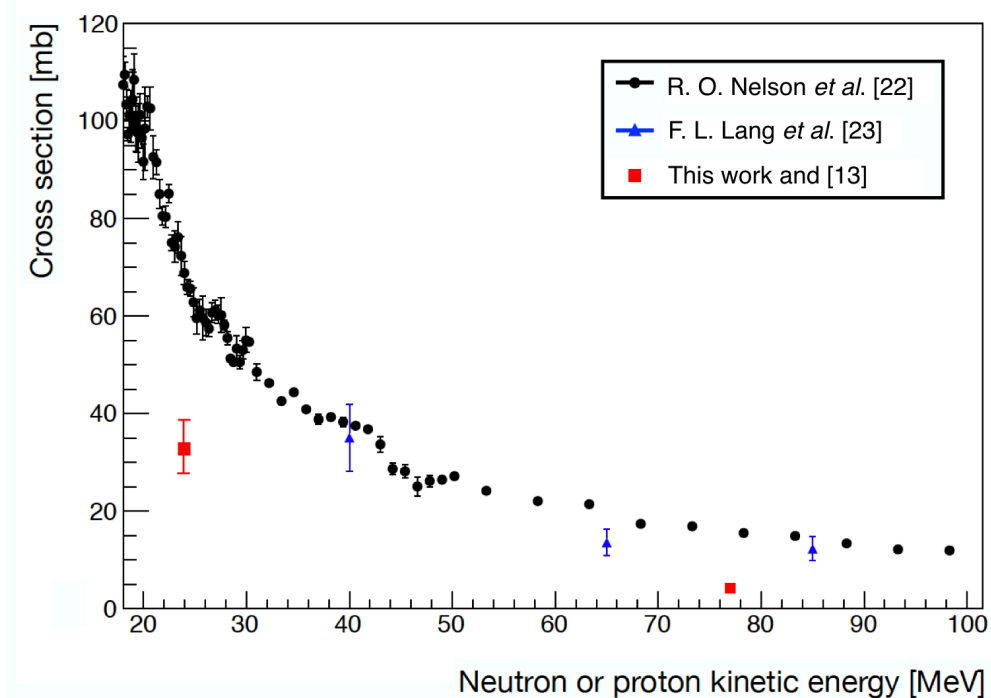


図 6.9 他実験との 6.13 MeV ガンマ線の生成断面積の比較 [23][24]。

6.7 まとめ

中性子・酸素原子核反応により放出されるガンマ線の測定を行い、その結果からガンマ線のエネルギースペクトラムを得ることができた。結果から各エネルギーの生成断面積を求め、また 24 MeV 付近のエネルギーを持つ中性子が反応をする際には非弾性散乱が支配的な反応であることが分かった。しかし現在 SK で使用しているシミュレーションでは、酸素原子核中の核子を直接弾き出すノックアウト過程が支配的なモデルを使用されている。そのためガンマ線放出過程のみならず、反応後に放出される核子のエネルギーも再現していないと考えられる。

第 VII 部

総括

中性子・酸素原子核反応を測定した実験は数が少なく、現在素粒子原子核分野および医療分野で幅広く使われているシミュレーションツールである GEANT4 も理論値によってモデルが構築されている。しかしこのモデルは、中性子と酸素原子核がどのような反応を起こすかを決定するだけであり、反応後に放出されるガンマ線のエネルギーについては考慮されておらず、現実を正しく再現しない。

本研究では、核反応データの充実とシミュレーションモデルの改善を目的に、2018 年 10 月 30 日と同年 12 月 16 日に大阪大学核物理研究センターにて中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線の測定実験を行った。使用する中性子は準単色エネルギーであり、250 MeV と 30 MeV の 2 回実験を行った。また、ガンマ線検出器に分解能の高い高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いることで、断面積を精密に算出した。30 MeV 中性子ビーム実験で最も強く確認されたピークは ^{16}O の励起状態に由来する 6.13 MeV のガンマ線であった。そのほかにも ^{16}O の励起状態から放出されるガンマ線が数多く確認された。つまり中性子・酸素原子核反応は非弾性散乱が支配的な反応であると考えられる。しかし現在のシミュレーションモデルでは、中性子・酸素原子核反応の支配的な過程はノックアウト反応となっており、放出される二次粒子のエネルギーが正しく再現できていないと考えられる。

本論文は 30 MeV 実験の結果を記したものである。この結果に加え 250 MeV 実験の解析結果および、先行研究である 80 MeV 実験の結果を使用することで、シミュレーションモデルにガンマ線生成断面積を加えることができ、より精密なシミュレーションを行えると期待される。

謝辞

学士4年から配属された研究室にて過ごした3年間は、私にとって非常に実り豊かなものであったと感じています。その生活は多くの方に支えられて成り立っていたのだと思います。修士論文をまとめるにあたり、この場をお借りしてお礼申し上げます。

指導教員の小汐由介准教授は、ニュートリノを主とした研究室であるにも関わらず、中性子というテーマに興味を持った私の後押しをしていただきました。研究室内で似たことをしている人がいなかったため、多くの場面で見解の相違や前提知識の違いに苦しめられましたが、その都度一緒になって勉強を進めてくださったり、知識をインプットしてくださったりと、ご多忙なお時間を割いていただいたことに感謝しております。ミーティングの際には私の進捗から鋭い質問やコメントを投げてください驚かされていました。研究生活を3年間支えてくださりありがとうございます。

京都大学のの中谷剛教授にはビームタイム中や私が京都へ伺った時にお話をさせていただきました。特にビームタイム中には常に物理を考え、何が起きているのかを我々に問いかけてくださいました。常に物事の本質を捉えようとする研究者としての姿勢を見せつけられたような気がしています。また解析で詰まった時にくださったアドバイスも的確なものであり、考えることの重要性を改めて感じました。本当にありがとうございます。

Gianmaria Collazuol 博士と直接お話しできたのは神岡での数日間だけで、あとはメールやオンラインミーティングでやり取りをただけでしたが、実験に対する助言がまるで未来予知をしていたかのようで驚かされました。最初に助言をいただいた時は何を言っているのかよく理解できていませんでしたが、解析を進めていく中でぶつかった問題がまさしく実験前からおっしゃられていたことであり、解決の糸口を見つけることができました。

大阪大学核物理研究センターの嶋達志准教授はビーム実験の際に大変お世話になりました。ゲルマニウム検出器の波形解析について一緒に実験を行ってください、その経験があったからこそビーム実験では目立った問題もなく測定ができたのだと思っています。

京都大学の芦田洋輔さんには感謝してもしきれないほどお世話になりました。測定実験では何を考えなければならないかを教えていただき、また解析や物理でも本当に基礎的なことばかり質問してもその都度わかりやすく説明をしてくださり本当にありがとうございました。ビーム実験、解析、発表の全ての面でお世話になりました。あの経験は私の財産となっています。

岡山大学宇宙、素粒子物理学研究室の皆様にも多大な感謝をしております。特に同期の原田将之くんは、スーパーカミオカンデコラボレータであるのに全くと言っていいほど知識がない私に用語や原理、手法などを教えてくれました。私からのアウトプットで何かお返しができるのであれば非常に嬉しいです。柳澤雅人くんは分野は似ていれど異なる研究をしており、話をするたびに見解が広がっていました。ポスドクの伊藤慎太郎さんには多くの物理や解析手法について教えていただきました。研究員であった Mandeep Singh さんには原子核の用語で分からないことがあればすぐに質問させていただきました。D3 の萩原開人さんには原子核や検出器に始まり様々なことを教えていただきました。質問したことが解決するまで一緒に考えてくださる先輩について甘えてしまっていました。D2 の中村亜津志さんは全く異なる切り口の研究を行っており、ミーティングで進捗を聞く

のが楽しみとなっていました。同じく D2 の Nishtha Piplani さんは我々にはない非常に豊かな英語能力で毎日刺激を与えてくれました。M1 の岡田涼くんはネットワーク関連の仕事を引き継いでもらい非常に楽になりました。同じく M1 の酒井聖矢くんにはほぼ毎日休憩に付き合ってもらいリフレッシュができました。同じく M1 の馬聞傑くんには四川の味を教えてくださいました。普段海外に行くことのない私にとって、貴重な文化交流であったと感じています。B4 の北川英西音くんは毎日真摯に勉強している姿をみて何度も気分を引き締め直しておりました。同じく B4 の田中翔也くんは研究者としての基本的な仮説, 実験および検証, 考察をまとめたスライドを見てやはり気分を引き締められました。秘書の小枝菜穂子さん、山本理恵さん、長綱花世子さんには日々の事務処理や出張申請の書類などで非常にお世話になりました。また研究室では勉強だけでなく、遊んだり趣味について語ったりと非常に楽しく過ごせました。

いまは大阪大学へ移られた須藤高志さんにも様々な知識を与えていただきました。特にこの論文の提出前には夜の遅い時間にも関わらず私の質問に付き合ってくださいました。原子核についての基礎的なことばかりでしたが、一つ一つ答えていただき本当にありがとうございました。

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。昼食や晩御飯、飲み会の席でさえ物理の話で盛り上がる姿に驚かされつつ、自分もそうなればなと思うようになっていました。また秘書の皆様には、毎回急な宿舎の予約をお願いして大変迷惑をかけておりましたが、いつも笑顔で話しかけてくださりました。

Padova 大学の Fabio Iacob さんは長いビーム実験を共にした戦友であると共に尊敬する先輩でありました。突然現れたノイズに慌てることなく、一つ一つ原因を探し出していく姿に感動しておりました。また会うことがあれば共にダブルジントニックを飲みたいと思っています。

École Polytechnique 大学の Alice Maurel さんは短い間でしたが同じ実験を解析する同期ができて嬉しかったです。私の拙い英語でもすぐに理解し、吸収していく様をみて負けてはいられないと感じる良いライバルであったと思います。

また、最も長い年月の間支えてくれました両親にもお礼をしたいと思います。父はいつも私進みたい道を進ませてくれました。思えば物理への興味は小さい頃に話してもらった原子の話がきっかけだったと思います。母はいつも私を律してくれました。また常に体調を気遣ってくれ、今の私の健康は母が作ってくれたのだと感じています。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願います。

最後に、この宇宙の全ての存在に感謝をして締めくりたいと思います。

2020 年 3 月 2 日 蓬菜 明日

付録 A 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。ここでは放射性核種についてまとめる。なお付録 A に挿入している崩壊図は全て NuDat2.8*¹¹から引用した。

●¹³⁷Cs(ガンマ線源)

¹³⁷Cs は図 A1 に示すように半減期 30.17 年で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)

⁶⁰Co は図 A2 に示すように半減期 5.27 年でほぼ 100% 二本のガンマ線を放出して崩壊する。そのエネルギーは 1.17, 1.33 MeV である。

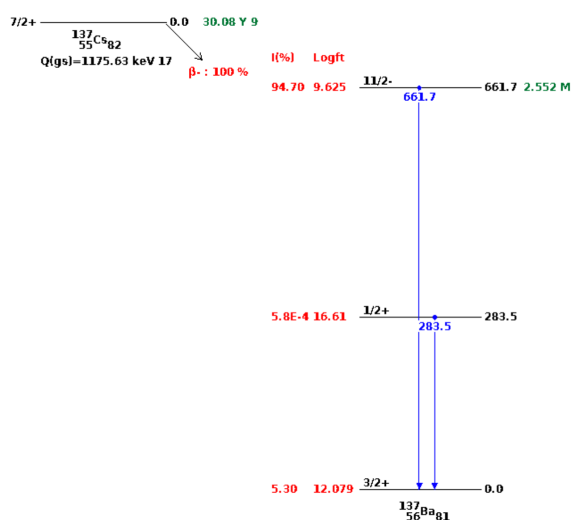


図 A1 ¹³⁷Cs の崩壊図

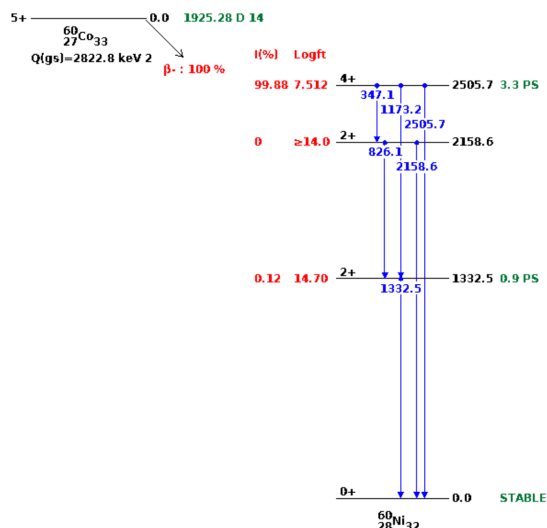


図 A2 ⁶⁰Co の崩壊図

●²²Na(ガンマ線源)

²²Na は半減期 2.6 年でベータ崩壊または電子捕獲により ²²Na 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 A3)。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 殻の電子が捕獲される。反応式で書くと



であり、原子番号が一つ下がる。電子捕獲は陽子数過剰の原子核で起こりやすい。

*¹¹ <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=19&n=21>

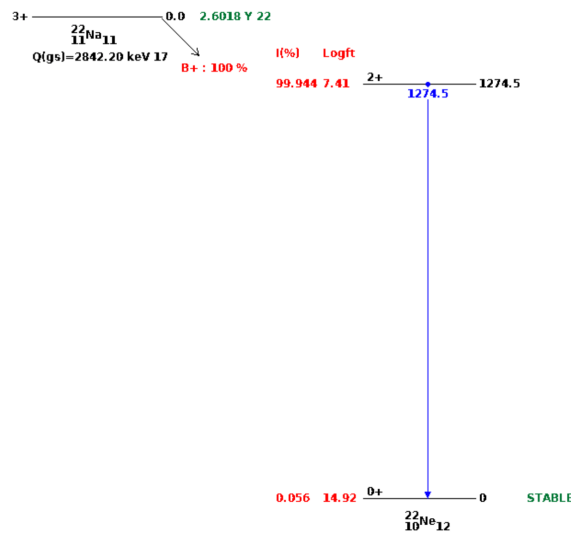


図 A3 ^{22}Na の崩壊図

● ^{40}K (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 A4 左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 1.46 MeV のガンマ線を放出する。ベータ崩壊を起こした場合 (図 右側) は ^{40}Ca の基底状態へ遷移するためガンマ線を放出しない。

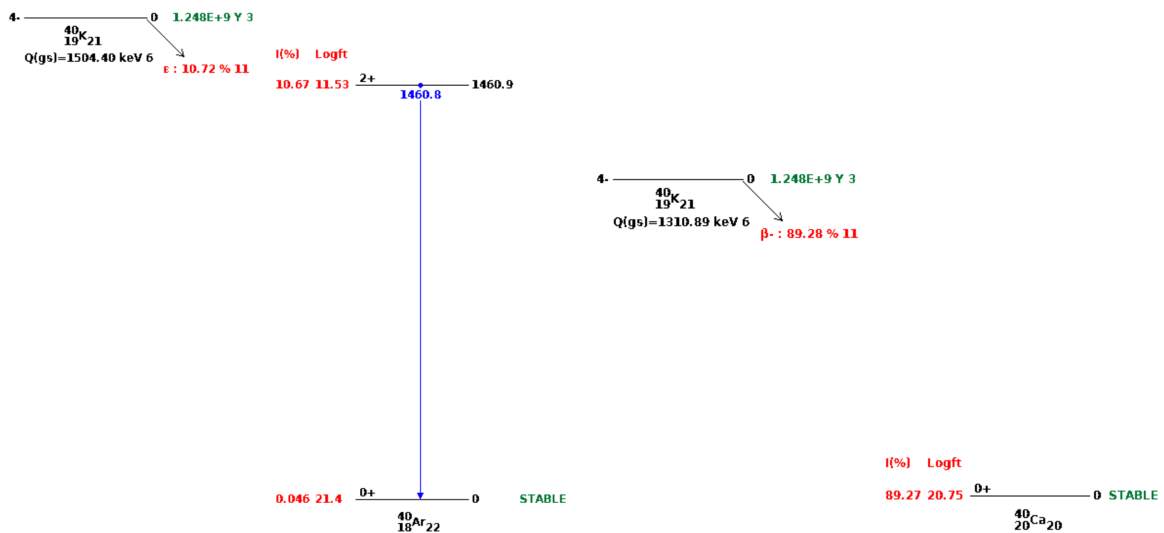


図 A4 ^{40}K の崩壊図

● ^{208}Tl (環境ガンマ線)

^{208}Tl は天然に存在する放射性同位体である。トリウム系列 ($^{232}\text{Th} \rightarrow \dots \rightarrow ^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$) 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、基底状態へ遷移する際に 2.614 MeV のガンマ線を放出する。

● $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ (中性子線源およびガンマ線源)

^{241}Am はアルファ線源である。図 A5 に示すように半減期 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。落ちた先の順位により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 ^{237}Np の基底状態に落ちる。

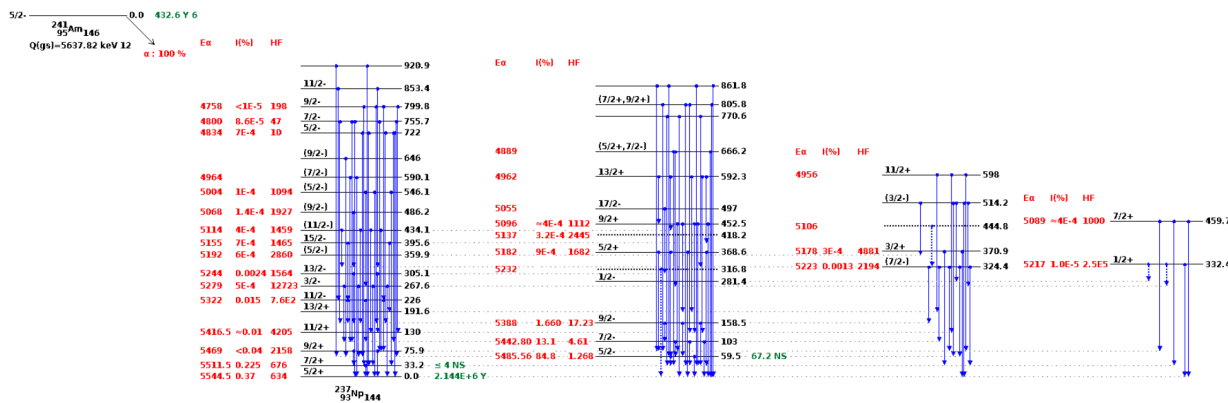


図 A5 ^{241}Am の崩壊図： ^{241}Am は半減期 432.2 年でアルファ崩壊する。崩壊先の準位はいくつかあり、その励起状態のエネルギーとアルファ線の Q 値 (=5.6378 MeV) の差がアルファ線のエネルギーとなる。

$^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源とは ^{241}Am に ^9Be を混ぜ込んだものであり、

$$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C} \tag{付録 A.2}$$

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

といった反応が起こる。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 である。また下の反応では ^{12}C の励起状態からの脱励起ガンマ線 (エネルギーは 4.44 MeV) が放出される。

付録 B 放射線の相互作用

荷電粒子は物質との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、中性子の 2 つを扱った。

B.1 ガンマ線の相互作用

ガンマ線検出には 3 種類の相互作用だけが重要な役割を果たしている。光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成である。

a. 光電吸収

ガンマ線が全エネルギーを軌道電子に付与し、消失する現象を光電吸収という。比較的低エネルギー領域での支配的な反応であり、原子全体と起こる反応であるため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) を W とすると、反跳電子 (光電子) 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。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

$$\sigma(E_\gamma) \propto \frac{Z^a}{E_\gamma^{3.5}} \quad (\text{付録 B.1})$$

と表される。ここで指数 a は対象とするガンマ線エネルギー範囲によって 4 と 5 の間で変化する。上式で表されているように、原子番号が大きい物質ほど断面積は大きくなる。したがってガンマ線の遮蔽には鉛のような原子番号の大きな物質を利用する。同じ理由で検出器にも原子番号の大きい構成物質が用いられる。

b. コンプトン散乱

コンプトン散乱はガンマ線と吸収物質中の 1 個の電子と起こす相互作用である (図 B1)。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。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、伝えられる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変化する。

入射ガンマ線と散乱角の関係式は

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (\text{付録 B.2})$$

と表される。ここで $h\nu$ は入射ガンマ線のエネルギー、 $h\nu'$ は散乱ガンマ線のエネルギー、 m_0c^2 は電子の静止質量 (0.511 MeV) である。コンプトン散乱の断面積は、物質中の電子の数に依存するため、原子番号とともに直線的に増加する。散乱ガンマ線の角度分布は微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ に対

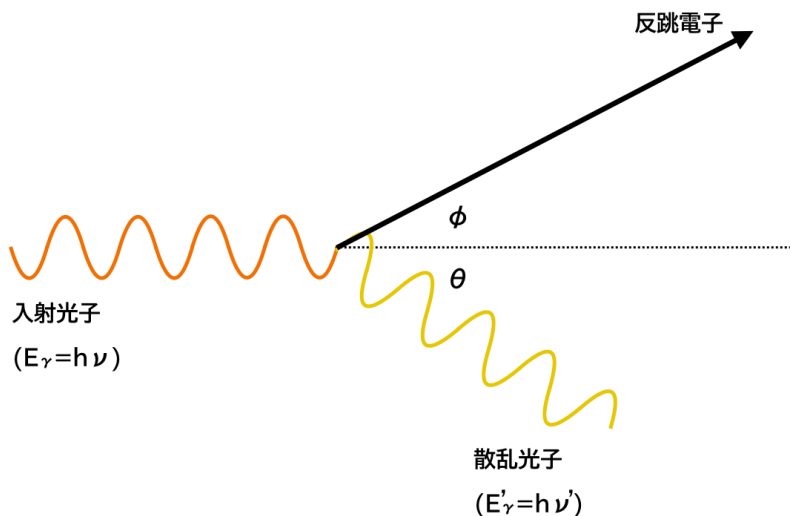


図 B1 コンプトン散乱の概略図

するクライン・仁科の式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (\text{付録 B.3})$$

ここで $\alpha \approx h\nu/m_e c^2$, r_e は古典電子半径である。図 B2 はクライン・仁科の公式を用いて散乱ガンマ線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。

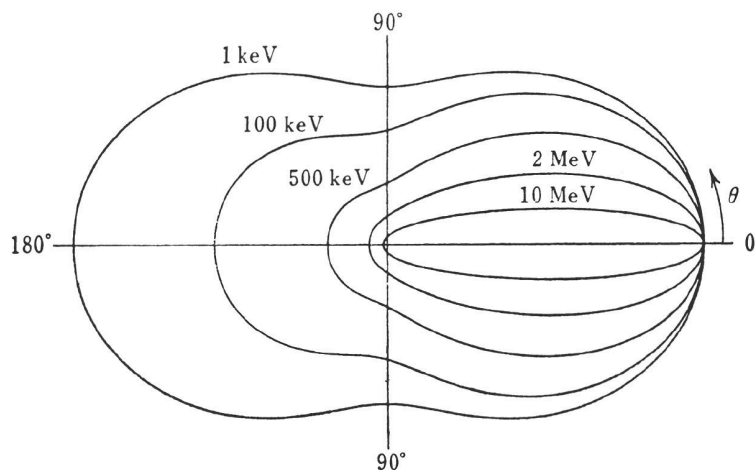


図 B2 コンプトン散乱の角度分布：紙面左からガンマ線が入射した場合に散乱角度 θ の単位立体角内へコンプトン散乱される光子の極座標表示。[3] より引用

c. 電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍 (1.022 MeV) を超えると、電子・陽電子対生成が可能になるこの相互作用は原子核のクーロン場の中で起こり、ガンマ線光子は消失して電子と陽

電子対に置き換えられる。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 0.511 MeV の 2 本の消滅光子が互いに反対方向に放出される。その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。

以上の 3 つの相互作用が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 B3 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て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。

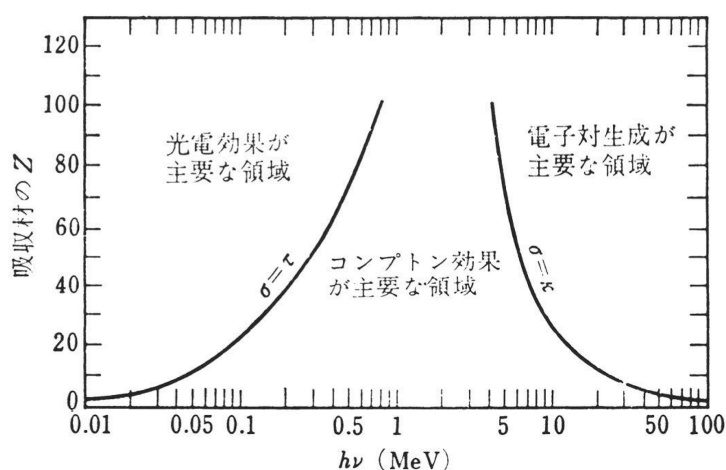


図 B3 ガンマ線相互作用の主要領域。[3] より引用

B.2 中性子の相互作用

中性子は電氣的に中性であるため、核力によってのみ物質と相互作用をする*12。相互作用は中性子の持つエネルギーによって挙動が全く異なり、本研究で扱った中性子では以下のような反応が挙げられる。

a. 弾性散乱

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。中性子と原子核の運動エネルギーと運動量が反応の前後で保存する。原子核の反応式*13で書くと



となる。ここで X は標的/残留原子核であり、 n は中性子である。また反跳原子核の運動エネルギー

*12 実際には中性子は電荷を持ったクォークを内部構造にもち、電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。

*13 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



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、 A^* のように書く

ギーは運動学から求められ、以下のようになる。

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

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 ($939.6 \text{ MeV}/c^2$)、 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 ($938.3 \text{ MeV}/c^2$) 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)。そのため、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。

b. 非弾性散乱

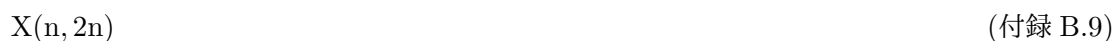
反応により内部状態が変化し、終状態の原子核のエネルギー準位が変化し励起状態になる反応を非弾性散乱という。反応式で書くと



となる。終状態の原子核は励起状態にあり、ガンマ線放出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へ落ちる。無理な場合はアルファ線放出や核分裂により安定な状態へ向かう。

c. 原子核反応

a, b 以外の反応に、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。いくつか具体例を書くと



などである。1 つめは標的原子核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が 1 つ下がる。4 つめは熱中性子捕獲による原子核励起からのガンマ線である。例えば水素原子核の熱中性子捕獲より、 2.2 MeV のガンマ線が放出される。

参考文献

- [1] E. Richard *et al.* “Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super-Kamiokande: Energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation”. *Phys. Rev. D*, Vol. 94, p. 052001, (2016).
- [2] K. Abe *et al.* “Measurement of neutrino and antineutrino neutral-current quasielasticlike interactions on oxygen by detecting nuclear deexcitation γ rays”. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, p. 112009, (2019).
- [3] G. F.KNOLL. 放射線計測ハンドブック (第3版). 日刊工業新聞社, (2001).
- [4] G. Tammann, W. Loeffler, A. Schroeder. “The Galactic supernova rate”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 92, pp. 487–493, (1994).
- [5] R. Diehl *et al.* “Radioactive ^{26}Al and massive stars in the Galaxy”. *Nature*, (2006).
- [6] Y.Ashida. “Measurement of Neutrino and Antineutrino Neutral-Current Quasielastic-like Interactions and Applications to Supernova Relic Neutrino Searches”. *PhD*, (2019).
- [7] K. S. Hirata *et al.* “Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A”. *Phys. Rev. D*, Vol. 38, pp. 448–458, (1988).
- [8] R. M. Bionta *et al.* “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1494–1496, (1987).
- [9] E. N. Alekseev *et al.* “Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research”. *JETP Lett.*, Vol. 45, pp. 589–592, (1987). [739(1987)].
- [10] S. Fukuda *et al.* “The Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 501, No. 2, pp. 418 – 462, (2003).
- [11] S. Abe *et al.* “Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, p. 221803, (2008).
- [12] K. Nakazato *et al.* “SPECTRUM OF THE SUPERNOVA RELIC NEUTRINO BACKGROUND AND METALLICITY EVOLUTION OF GALAXIES”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 804, No. 1, p. 75, (2015).
- [13] Y. Hayato. “Neut”. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Vol. 112, No. 1, pp. 171 – 176, (2002).
- [14] H. Nagata. “ニュートリノ物理のための中性子・酸素原子核反応からの脱励起ガンマ線の研究”. (2017).
- [15] Y. Ashida *et al.* “Measurement of gamma-ray production via neutron- ^{16}O reaction using a 77 MeV quasi-mono energetic neutron beam”. (2019).
- [16] D.Sato *et al.* “SCINFUL-QMD; Monte Carlo based computer code to calculate response function and detection efficiency of a liquid organic scintillator for neutron energies up to 3 GeV”. Vol. 43, , (2006).

- [17] Y. Iwamoto *et al.* “Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80–389 MeV ${}^7\text{Li}(p,n)$ reactions using a time-of-flight method”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 804, pp. 50 – 58, (2015).
- [18] S. Meigo. “Measurements of the response function and the detection efficiency of an NE213 scintillator for neutrons between 20 and 65 MeV”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 401, No. 2, pp. 365 – 378, (1997).
- [19] H. Ejiri. “Nuclear deexcitations of nucleon holes associated with nucleon decays in nuclei”. *Phys. Rev. C*, Vol. 48, pp. 1442–1444, (1993).
- [20] M. Leuschner *et al.* “Quasielastic proton knockout from ${}^{16}\text{O}$ ”. *Phys. Rev. C*, Vol. 49, pp. 955–967, (1994).
- [21] P. J. Dimbylow. “Neutron cross-sections and kerma values for carbon, nitrogen and oxygen from 20 to 50 MeV”. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 25, No. 4, pp. 637–649, (1980).
- [22] S. Agostinelli *et al.* “Geant4—a simulation toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, (2003).
- [23] R. O. Nelson *et al.* “High-Resolution Measurements and Calculations of Photon-Production Cross Sections for ${}^{16}\text{O}(n,x\gamma)$ Reactions Induced by Neutrons with Energies between 4 and 200 MeV”. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 138, No. 2, pp. 105–144, (2001).
- [24] F. L. Lang *et al.* “Cross sections for production of the 15.10-MeV and other astrophysically significant gamma-ray lines through excitation and spallation of ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ with protons”. *Phys. Rev. C*, Vol. 35, pp. 1214–1227, (1987).