

修士論文

液体シンチレータ波形弁別による  
小型ニュートリノ検出器の高速中性子  
バックグラウンド除去の研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
古田幸人

平成23年

## 概要

近年、原子炉ニュートリノ振動実験の検出技術を利用した小型の原子炉ニュートリノ検出器の開発が世界中で活発化してきている。小型の検出器を開発することで、原子炉の中心から数10メートルといった原子炉に近い地点に検出器を設置することができる。これにより、ニュートリノの反応数が多いことを活かし原子炉から発生するニュートリノの性質を精度よく測定することや、短い周期での存在が示唆されている第4のニュートリノ振動の測定を行うことが期待される。

また、ニュートリノの貫通性が高い性質を利用し、原子炉の運転状況を監視するといった応用的な利用においても期待されている。この技術は遮蔽することのできないニュートリノの検出によるためプルトニウムの違法的な生産を監視することができ、核不拡散につながるものである。以上の点から国際原子力機関（IAEA）からも注目されている研究である。

東北大学では2006年に高速実験炉常陽にて約1tの液体シンチレータ検出器でニュートリノ検出を試みた。しかし、この実験ではバックグラウンドが多く統計的に有意にニュートリノを検出することができなかった。常陽での実験の主要な問題点として地上での測定であったためバックグラウンドとなる宇宙線起源の高速中性子事象が多い点、液体シンチレータの劣化により長期測定ができなかった点などがまとめられている。

本研究では、東北大学において2010年から常陽での実験を踏まえて作製した改良検出器を用い、特に、大容量の液体シンチレータからの信号波形弁別による高速中性子バックグラウンドの識別についての研究について記述する。

# 目次

概要	1
第1章 序論	1
1.1 原子炉ニュートリノ検出の背景	1
1.1.1 原子炉ニュートリノ	1
1.1.2 ニュートリノ検出原理	3
1.1.3 原子炉ニュートリノ振動実験	5
1.1.4 原子炉モニター	9
1.2 小型の原子炉ニュートリノ検出装置	11
1.2.1 世界の小型原子炉ニュートリノ検出装置の開発状況	11
1.3 東北大学における小型の原子炉ニュートリノ検出器開発	14
第2章 常陽実験検出器の改良	18
2.1 改良検出器デザイン	18
2.1.1 改良検出器の目標デザイン	18
2.1.2 改良検出器の現在のデザイン	19
2.2 液体シンチレータ	23
2.2.1 常陽検出器の液体シンチレータからの改良点	23
2.2.2 PPO量と発光量	25
2.2.3 ガドリニウム量と中性子捕獲	27
2.2.4 ガドリニウム量と発光量	29
2.2.5 ガドリニウム量とPSD能力	31
2.3 光電子増倍管	34
2.4 データ収集システム	36
2.4.1 Flash Analog to Digital Converter	36
2.4.2 Trigger logic	37
2.5 モンテカルロシミュレーション	38
2.5.1 Geant4	38
2.5.2 KAPST	38
2.5.3 ニュートリノジェネレータ	39
2.6 エネルギーキャリブレーション	40
第3章 改良検出器のバックグラウンド	42
3.1 シングルバックグラウンド	42
3.2 遅延同時計測バックグラウンド	43
3.2.1 Accidentalバックグラウンド	43

3.2.2	Correlated バックグラウンド	45
<b>第 4 章</b>	<b>高速中性子データ取得</b>	<b>51</b>
4.1	高速中性子データセレクション	51
4.2	高速中性子データ	51
<b>第 5 章</b>	<b>高速中性子データによる波形弁別</b>	<b>55</b>
5.1	波形弁別の原理	55
5.1.1	液体シンチレータの発光原理およびクエンチング	55
5.1.2	パルス波形弁別	55
5.2	Double Gate 法	57
5.2.1	Long Gate	57
5.2.2	Long Gate Gaussian Fit	61
5.2.3	Only Tail Gate	63
5.3	指数関数近似法	65
5.4	検定に用いる基準波形	67
5.5	Kolmogorov-Smirnov 検定 (K-S test)	69
5.6	$\chi^2$ 検定	71
5.7	尤度比検定	73
5.8	波形弁別解析結果	75
<b>第 6 章</b>	<b>ニュートリノ検出能力の評価</b>	<b>76</b>
6.1	目的	76
6.2	ニュートリノ事象頻度の見積もり	76
6.3	ニュートリノセレクション	78
6.4	S/N study	82
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>84</b>
7.1	まとめ	84
7.2	今後	84

## 目 次

1.1	$^{235}\text{U}$ の崩壊過程[1] . . . . .	2
1.2	高速実験炉常陽の主な核の核分裂頻度(赤: $^{239}\text{Pu}$ ,青: $^{235}\text{U}$ ,黒: $^{238}\text{U}$ ,緑: $^{241}\text{Pu}$ ) . . . . .	2
1.3	高速実験炉常陽の主な核種の1分裂あたりの $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布 . .	3
1.4	逆 $\beta$ 崩壊反応のファインマンダイアグラム . . . . .	4
1.5	$\bar{\nu}_e$ の検出原理(逆 $\beta$ 崩壊) . . . . .	4
1.6	CHOOZ 実験で得られた $\sin^2 \theta_{13}$ の排除領域 [7] . . . . .	7
1.7	3世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率( $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき) 8	8
1.8	常陽実験検出器(1.3参照)で期待される核種別の $\bar{\nu}_e$ エネルギー分布 (青: $^{235}\text{U}$ ,赤: $^{239}\text{Pu}$ ,緑: $^{238}\text{U}$ ,黄: $^{241}\text{Pu}$ )[15] . . . . .	10
1.9	SONGS 実験の検出器 [12] . . . . .	13
1.10	Nucifer 実験の検出器 [13] . . . . .	13
1.11	DANSS 実験の検出器 [14] . . . . .	14
1.12	高速実験炉常陽内の検出器配置 [15] . . . . .	15
1.13	KASKA プロトタイプ検出器の断面図 [15] . . . . .	16
1.14	実験現場の様子 [15] . . . . .	16
2.1	改良検出器の目標デザイン . . . . .	19
2.2	改良検出器の現在のデザイン . . . . .	20
2.3	改良検出器の現在の様子 . . . . .	20
2.4	ワイヤーの設置図(ワイヤーは赤線) . . . . .	21
2.5	荷重テストの上部の様子 . . . . .	21
2.6	荷重テストの下部の様子 . . . . .	21
2.7	水道水循環概要図 . . . . .	22
2.8	水道水循環の配管の様子 . . . . .	22
2.9	プソイドクメンベースのガドリニウム入り液体シンチレータの経年変 化。[20] . . . . .	24
2.10	pseudocumene の構造式 . . . . .	24
2.11	PPO の構造図 . . . . .	25
2.12	発光量のPPO量依存測定回路図 . . . . .	25
2.13	PPO量の違いによる $^{60}\text{Co}$ の発光量分布の違い . . . . .	25
2.14	PPO量と発光量の関係 . . . . .	26
2.15	ガドリニウムによる熱中性子捕獲率とガドリニウム量の関係 . . . . .	28
2.16	熱中性子捕獲時間とガドリニウム量の関係 . . . . .	28
2.17	後方散乱実験の測定回路 . . . . .	29

2.18	後方散乱実験の配置図	29
2.19	後方散乱実験の様子	29
2.20	NaI シンチレータでのエネルギー分布	30
2.21	液体シンチレータでのエネルギー分布	30
2.22	液体シンチレータの発光量とガドリニウム量の関係	30
2.23	tail 部と total 部の gate	31
2.24	$^{252}\text{Cf}$ の崩壊図 [25]	31
2.25	PSD 能力測定実験の測定回路	32
2.26	パラフィンブロック有無での tailQ/totalQ の分布	33
2.27	tailQ と totalQ の 2 次元分布	33
2.28	tailQ/totalQ の分布と 2-Gaussian fitting	33
2.29	中性子による信号と $\gamma$ 線による信号の平均波形	33
2.30	各ガドリニウム量での PSD の効率	33
2.31	光電子増倍管 (R5912) の寸法図	35
2.32	光電子増倍管 (R5912) とアクリルハウジング	35
2.33	FADC で取得した 16ch の波形データ	36
2.34	改良検出器の測定回路	37
2.35	逆 $\beta$ 崩壊の反応断面積 (左図が微分反応断面積、右図が全反応断面積)	39
2.36	$^{60}\text{Co}$ の崩壊図 [25]	40
2.37	$^{60}\text{Co}$ (赤線) と BG (黒線) のエネルギー分布	41
2.38	$^{60}\text{Co}$ データから BG データを差し引きした分布	41
3.1	改良検出器と常陽実験のシングルバックグラウンドと $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布	42
3.2	常陽実験のシングルバックグラウンドのエネルギー分布の構成 [15]	42
3.3	Accidental バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布	44
3.4	Accidental バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布	44
3.5	Accidental バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差	44
3.6	Michel electron バックグラウンドの模式図	46
3.7	Michel electron バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布	46
3.8	Michel electron バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布	46
3.9	Michel electron バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差	47
3.10	高速中性子バックグラウンドの模式図	48
3.11	高速中性子バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布	48
3.12	高速中性子バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布	48
3.13	高速中性子バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差	49
3.14	マルチ高速中性子バックグラウンドの模式図	50
3.15	マルチ高速中性子バックグラウンドの解析結果	50
4.1	高速中性子事象の先発信号のエネルギー分布 (Total BG と Accidental BG)	52
4.2	高速中性子事象の先発信号のエネルギー分布 (Correlated BG)	52

4.3	高速中性子事象の後発信号のエネルギー分布 ( Total BG と Accidental BG )	53
4.4	高速中性子事象の後発信号のエネルギー分布 ( Correlated BG )	53
4.5	高速中性子事象の先発信号と後発信号の時間差分布 ( Total BG と Accidental BG )	54
4.6	高速中性子事象の先発信号と後発信号の時間差分布 ( Correlated BG )	54
5.1	エネルギー移行過程におけるクエンチング [27]	55
5.2	$\pi$ 電子構造をもつ有機分子のエネルギー準位 [28]	56
5.3	異種放射線で励起されたスチルベン中のシンチレーションパルスの時間特性 ( 時間 0 で同じ強度に規格化 ) [28]	56
5.4	任意の 1 事象の PMT16 本の波形を Peak 位置をそろえて足し合わせた波形 ( 波高で規格化した )	57
5.5	Double Gate 法の Gate の定義	58
5.6	先発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Total BG と Accidental BG )	58
5.7	後発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Total BG と Accidental BG )	58
5.8	先発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Correlated BG )	59
5.9	後発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Correlated BG )	59
5.10	Double Gate 法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	59
5.11	Double Gate 法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	60
5.12	Double Gate 法での Start Tail Position と $\gamma$ 線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係	60
5.13	先発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Correlated BG ) と Gaussian フィット	61
5.14	後発信号の tailQ/totalQ の分布 ( Correlated BG ) と Gaussian フィット	61
5.15	Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	61
5.16	Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	62
5.17	Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Start Tail Position と $\gamma$ 線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係	62
5.18	Tail の情報のみを用いた Double Gate 法の Gate の定義	63
5.19	Tail 情報のみを使用した Double Gate 法での Start Tail Position と $\gamma$ 線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係	64
5.20	Tail 情報のみを使用し Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Start Tail Position と $\gamma$ 線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係	64
5.21	図 5.4 を式 (5.1) でフィットした任意の 1 事象の波形	65
5.22	式 (5.1) のフィットパラメータの分布	66
5.23	指数関数近似法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	66

5.24	指数関数近似法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	67
5.25	基準波形作成セレクション後の先発信号の TailQ/TotalQ の分布	68
5.26	高速中性子と $\gamma$ 線の基準波形	68
5.27	K-S test での $P_{\text{neutron}} - P_{\gamma}$ の分布	69
5.28	K-S test での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	70
5.29	K-S test での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	70
5.30	$\chi^2$ 検定での $\chi_{\text{neutron}}^2 - \chi_{\gamma}^2$ の分布	71
5.31	$\chi^2$ 検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	72
5.32	$\chi^2$ 検定での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	72
5.33	尤度比検定での $\chi_{\text{neutron}}^2 - \chi_{\gamma}^2$ の分布	73
5.34	尤度比検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線	74
5.35	尤度比検定での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	74
5.36	各解析方法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係	75
6.1	(a) は観測される反電子ニュートリノのエネルギー分布、(b) はニュートリノフラックス、(c) は反応断面積を表す。	77
6.2	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号のエネルギー分布 (threshold カット)	79
6.3	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の後発信号のエネルギー分布 (threshold カット)	79
6.4	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (threshold カット)	79
6.5	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (threshold カット)	79
6.6	Total BG、Accidental BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)	80
6.7	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)	80
6.8	Total BG、Accidental BG と $\bar{\nu}_e$ MC の後発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)	80
6.9	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の後発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)	80
6.10	Total BG、Accidental BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (ニュートリノセレクション)	80
6.11	Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (ニュートリノセレクション)	80



6.12 Total BG、Accidental BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (ニュートリノセクション) . . . . .	81
6.13 Correlated BG と $\bar{\nu}_e$ MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (ニュートリノセクション) . . . . .	81
6.14 信頼水準 $2\sigma$ でのニュートリノ観測にかかる測定日数と原子炉熱出力の関係 . . . . .	83

## 表 目 次

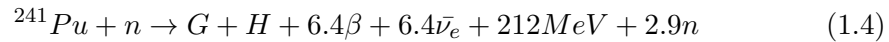
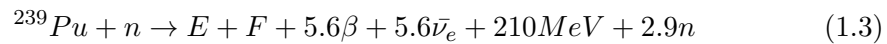
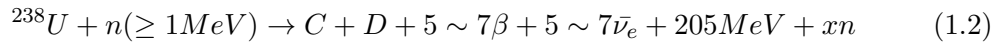
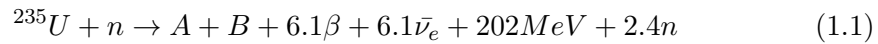
1.1	原子炉内の主な同位体の 1 分裂あたりの $\bar{\nu}_e$ の数 $N_{\bar{\nu}_e}$ と分裂エネルギー [11] . . . . .	9
1.2	世界の小型原子炉ニュートリノ検出器の能力値 [8] . . . . .	12
1.3	世界の小型原子炉ニュートリノ検出器の開発状況 [12] . . . . .	12
1.4	常陽実験における原子炉ニュートリノのイベントセレクションの結果 (括弧内の数値は efficiency)[15] . . . . .	17
2.1	常陽実験検出器と改良検出器の液体シンチレータ組成 . . . . .	24
2.2	pseudocumene の特性 . . . . .	24
2.3	常陽実験検出器と改良検出器の液体シンチレータの特性 . . . . .	24
2.4	中性子捕獲断面積 [26] . . . . .	27
2.5	基礎測定を行ったガドリニウム量 . . . . .	28
2.6	後方散乱事象においてそれぞれのシンチレータで予期されるエネルギー	30
2.7	各 PMT の印加電圧と取り付け位置 . . . . .	34
2.8	光電子増倍管 (R5912) の仕様 . . . . .	35
2.9	各モジュールの型番 . . . . .	37
2.10	$^{60}\text{Co}$ の特性 . . . . .	40
3.1	事象頻度の比較 . . . . .	43
5.1	波形弁別結果 . . . . .	75
6.1	各セレクションでの事象数 . . . . .	81

# 第1章 序論

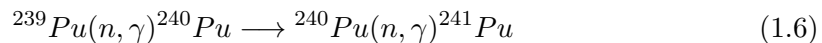
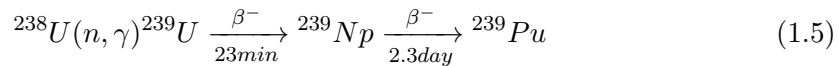
## 1.1 原子炉ニュートリノ検出の背景

### 1.1.1 原子炉ニュートリノ

原子炉の主な核分裂性同位体には  $^{235}\text{U}$ 、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{239}\text{Pu}$ 、 $^{241}\text{Pu}$  がある。原子炉の核分裂性核は中性子を吸収して核分裂を起こし、2~3個の中性子と2個の原子核を生成する。さらに原子核は  $\beta$  崩壊によって5~7個の反電子ニュートリノを放出する。図1.1は  $^{235}\text{U}$  の崩壊から反電子ニュートリノ生成までの模式図を示す。以下にその反応式の例を示す。ここで A~H は同位体の核分裂後に生成される原子核である。



これらの反応で、発生した中性子は次の核分裂に使用されるか次のように反応して核燃料の物質のために使用される。



これらの例として高速実験炉常陽のデータを図1.2と図1.3に示した。図1.2は主な核の核分裂頻度であり、図1.3は核種ごとの反電子ニュートリノのエネルギー分布である。

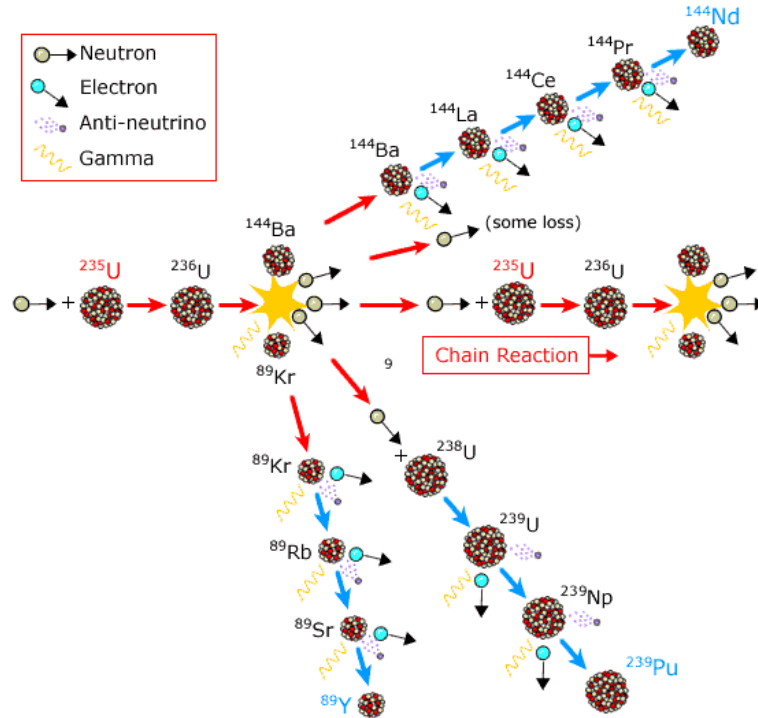


図 1.1:  ${}^{235}\text{U}$  の崩壊過程[1]

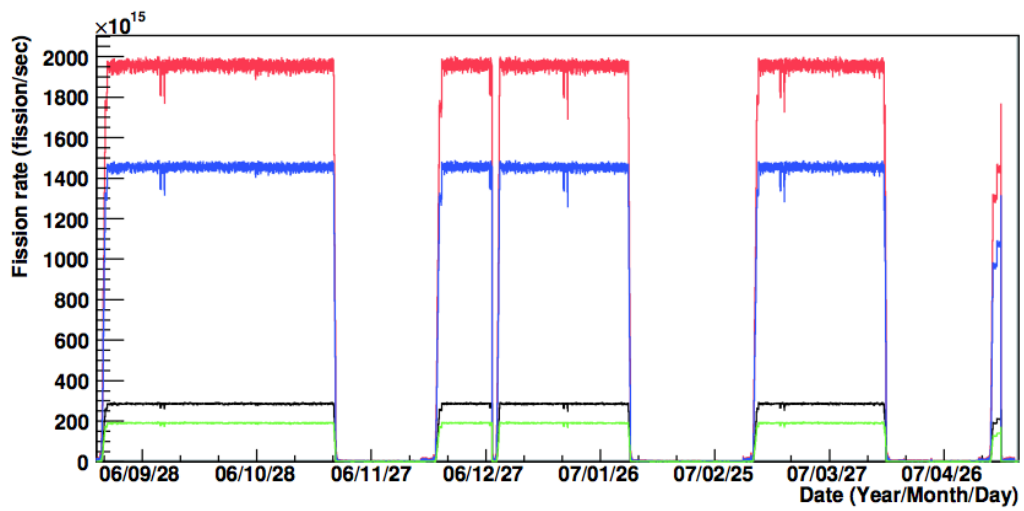


図 1.2: 高速実験炉常陽の主な核の核分裂頻度 (赤: ${}^{239}\text{Pu}$ , 青: ${}^{235}\text{U}$ , 黒: ${}^{238}\text{U}$ , 緑: ${}^{241}\text{Pu}$ )

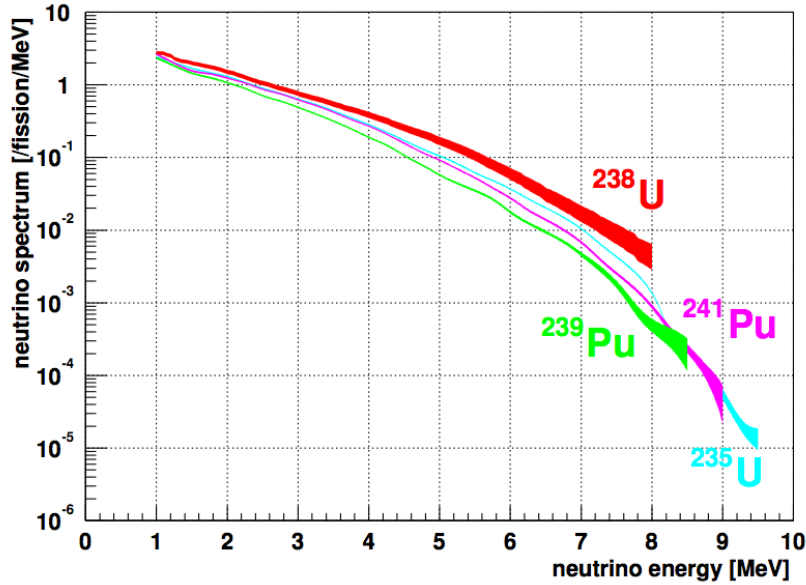


図 1.3: 高速実験炉常陽の主な核種の 1 分裂あたりの  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布

### 1.1.2 ニュートリノ検出原理

原子炉ニュートリノの検出方法は様々な方法が存在するが、その中でもガドリニウム入り有機シンチレータと遅延同時計測法、そして逆  $\beta$  崩壊を用いた方法について記載する。これは原子炉ニュートリノの測定時にバックグラウンドとなりやすい宇宙線ミュオンや環境  $\gamma$  線などのバックグラウンドを除去して反電子ニュートリノを検出する方法として非常に有効な方法であり、様々な実験で採用されており本研究でも採用しているためここで紹介する。

#### 1:先発信号

反電子ニュートリノは有機シンチレータ内で、陽子と逆  $\beta$  崩壊反応を起こして陽電子と中性子を生成する。逆  $\beta$  崩壊反応のファインマンダイアグラムは図 1.4 に示す。



陽電子は生成して液体シンチレータ内で運動エネルギーを落とし、電子と対消滅を起こして 2 本の  $\gamma$  線を放出する。中性子の反跳エネルギーはほとんど無視できるので、陽電子からの信号は反電子ニュートリノのエネルギーから逆  $\beta$  崩壊の閾値 (1.8MeV) を引き、対消滅で  $\gamma$  線になった質量 (1.022MeV) を足したものになる。

$$E_{prompt} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 1.0\text{MeV}(\text{annihilation}) \quad (1.8)$$

$$\sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.8\text{MeV} \quad (1.9)$$

#### 2:後発信号

式 (1.7) で生成された中性子は有機シンチレーター中の陽子と衝突しながら、減速し

て熱中性子となる。熱中性子となった後は中性子捕獲断面積の高いガドリニウムに吸収され、全エネルギー約  $8\text{MeV}$  の複数の  $\gamma$  線になって放出される。ガドリニウムの濃度に依存するが一般的にこの反応は先発信号の反応から平均数十  $\mu\text{s}$  後に観測される。

$$E_{\text{delayed}} = \sum E_{\gamma} \sim 8\text{MeV} \quad (1.10)$$

この先発信号と後発信号の2種類のシグナルが発生した時をニュートリノイベント candidate とすることにより、バックグラウンドを減らす事ができ、ニュートリノ事象を識別する。検出原理の模式図を図 1.5 に示す。

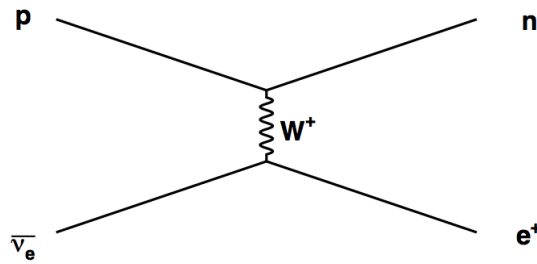


図 1.4: 逆  $\beta$  崩壊反応のファインマンダイアグラム

prompt signal

$$E_{\text{prompt}} = E - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 2m_e(1.0\text{MeV})$$

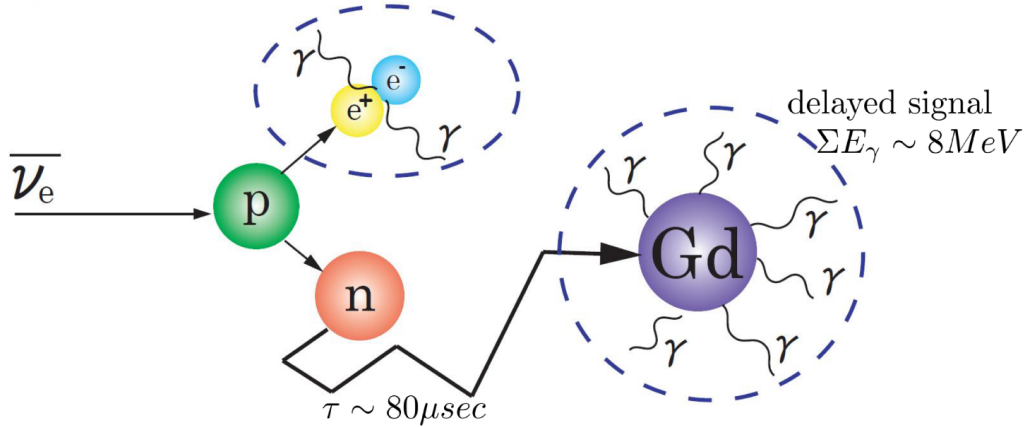


図 1.5:  $\bar{\nu}_e$  の検出原理 (逆  $\beta$  崩壊)

## 1.1.3 原子炉ニュートリノ振動実験

素粒子の標準モデルとは現在最も自然界の事象を良く表した素粒子モデルである。しかし標準モデルは究極のモデルではなく、現在の物理学研究において標準理論を超えた次世代の理論構築が最大のテーマの一つである。標準モデルではニュートリノの質量は0とされているが、ニュートリノ振動実験によってニュートリノに質量が存在することが証明された。そのためニュートリノ振動の研究により標準理論を拡張できると期待されている。

ニュートリノは弱い相互作用によって荷電レプトンと結合している非電荷レプトンである。荷電レプトンは電子、ミュー粒子、タウ粒子で構成され、結合しているニュートリノは  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の3世代のフレーバーによって構成されている。フレーバー固有状態 ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) と質量固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) は  $3 \times 3$  の MNS (牧・中川・坂田) 行列によって表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

ここで  $U_{MNS}$  は次のようにパラメータ化される。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.12) \end{aligned}$$

ここで、 $c_{ij}$ 、 $s_{ij}$  は、それぞれ  $\cos\theta_{ij}$ 、 $\sin\theta_{ij}$  を表す。このように、ニュートリノ振動は3つの振動角  $\theta_{12,23,13}$  と CP 非保存パラメータ  $\delta$  によって表される。

## 2 世代間ニュートリノ振動

自由空間を運動する、エネルギー  $E$  のニュートリノ  $\nu$  が、生成された地点から距離  $L$  にある地点で同じフレーバーである確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) を考える。質量固有状態  $\nu_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) のニュートリノの時間発展はシュレディンガー方程式より、

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (1.13)$$

ただし  $\mathcal{H}$  は自由粒子の Hamiltonian である。よって、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.14)$$

となるので、 $t = 0$  でフレーバー固有状態  $\nu_\alpha$  にあったニュートリノが時刻  $t$  においてフレーバー固有状態  $\nu_\beta$  である確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |\langle \nu_\beta | U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.15)$$

今説明を簡単にするためフレーバーが2種類 ( $i = 1, 2$ ,  $\alpha = e, \mu$ ) として考える。この時、混合行列  $U$  は  $2 \times 2$  に簡略化されるので、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

であるから、ある  $\nu_\alpha$  が時間  $t$  後に  $\nu_\alpha$  である確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1,2} U_{\alpha i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= |\cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t}|^2 \end{aligned} \quad (1.17)$$

ここで各質量固有状態の初期状態におけるエネルギー  $E_i$  は質量固有値  $m_i$  を用いて、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2p} \sim E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.18)$$

ただし、ここではニュートリノの質量が運動量に比べ非常に小さいことを用いた。よって、時間  $t$  の間に走る距離を  $L$ 、 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$  とすると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \quad (1.19)$$

### 3 世代間ニュートリノ振動

本来ニュートリノは3種類のフレーバーを持っているため、実際の  $3 \times 3$  のMNS行列に拡張して計算を行う。すると反電子ニュートリノ  $\bar{\nu}_e$  が反電子ニュートリノ  $\bar{\nu}_e$  である確率  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  は、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.20)$$

と表わされる。ただし  $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ 、 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$  である。ニュートリノ振動を表すパラメータ  $\theta_{ij}$ 、 $\Delta m_{ij}^2$  は、今までに行われた実験結果からそのいくつかが決定的されてきた。

Super Kamiokande 実験 [2]、K2K 実験 [3] および MINOS 実験 [4] の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  振動から

$$\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} eV^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} \sim 1 \quad (1.21)$$

太陽ニュートリノ観測実験および KamLAND 実験 [5] の  $\nu_e \rightarrow \nu_e$ 、 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動から

$$\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} eV^2, \quad \sin^2 2\theta_{12} \sim 0.8 \quad (1.22)$$

という結果が得られている。

一方で、 $\theta_{13}$  については Double Chooz 実験の前身である CHOOZ 実験 [6] の  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動から

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \quad (\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2) \quad (1.23)$$



という上限値が与えられている。

これらの実験結果から  $\sin^2 2\theta_{13}$  の排除領域が図 1.6 のように与えられ、また MNS 行列は以下のように与えられる。

$$U_{MNS} \sim \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & < 0.2e^{i\delta} \\ -0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & -0.6 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

式 (1.22)、式 (1.21)、式 (1.23) より  $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$  であるから、 $\Phi_{32} = \pi/2$  ( $E \sim 4\text{MeV}$  では  $L=1.5\text{km}$ ) 付近では  $\Phi_{21}$ 、 $\Phi_{32}$  を含む項の効果は  $\Phi_{31}$  を含む項より十分に小さく、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{13}^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E (\text{MeV})} \right) + \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.25)$$

となり、2 世代間の振動に近似できる。従って、この距離付近でのニュートリノの欠損量を測定することにより  $\theta_{13}$  の測定が可能となる。

図 1.7 に  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{13}^2 = 2.38 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  のときの原子炉  $\bar{\nu}_e$  の振動確率を発生位置からの距離の関係を示す。

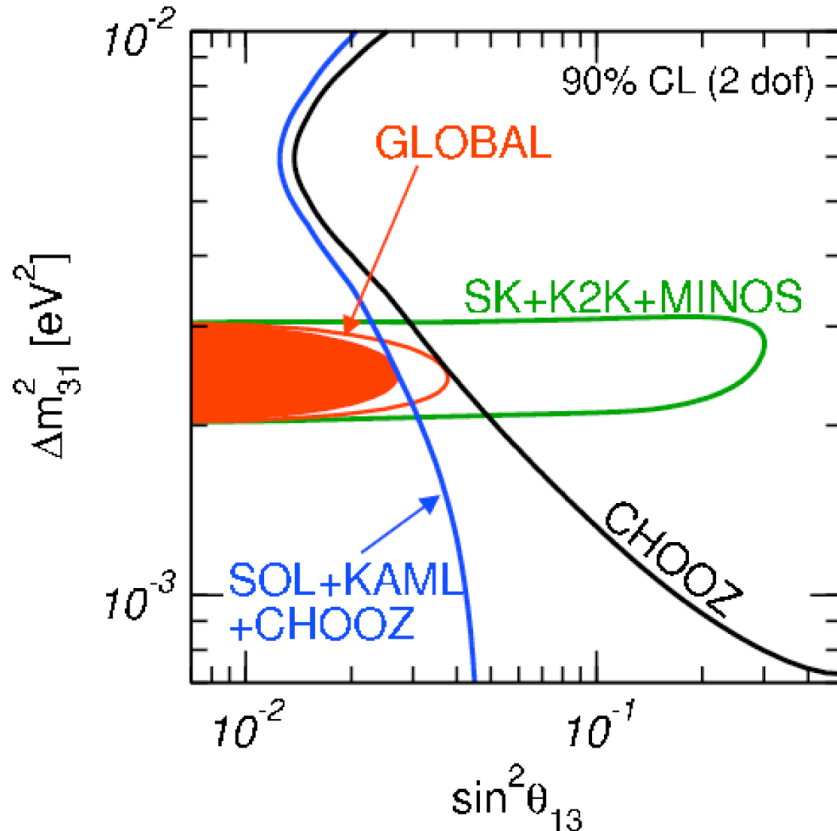


図 1.6: CHOOZ 実験で得られた  $\sin^2 \theta_{13}$  の排除領域 [7]

この  $\theta_{13}$  の精密測定が現在 DoubleChooz 実験や T2K 実験の目的であり、前述の原子炉ニュートリノ観測による精密測定を目指しているのが Double Chooz 実験である。

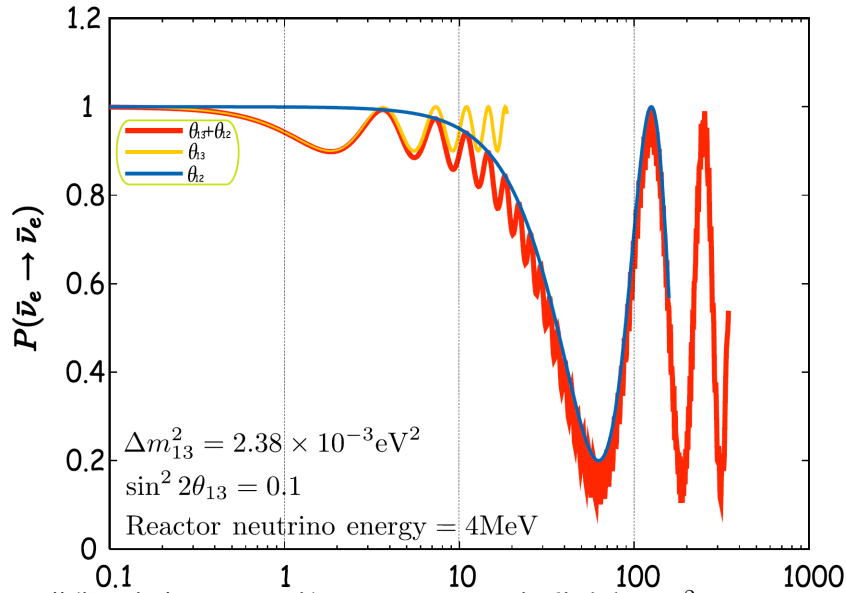


図 1.7: 3 世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ( $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  のとき)

Double Chooz 実験では 2 つある検出器の 1 つを  $L=1.05\text{km}$  の地点に設置することで、他の振動の影響のない純粋な  $\theta_{13}$  の測定ができるのが特徴である。

原子炉ニュートリノの観測による  $\theta_{13}$  の精密測定では、その寄与が他の振動角に比べ小さいことから測定の不定性を小さくすることが他の実験以上に求められる。その中で原子炉から発生するニュートリノの情報にも不定性が存在し、小型の原子炉ニュートリノ検出装置を原子炉の近傍に設置することでニュートリノの反応数を稼ぐことができるため、原子炉ニュートリノの情報をより精度よく測定することができると期待されている。また、数 100km での振動が確認されている  $\theta_{12}$  の測定においても、各地の原子炉から発生するニュートリノの情報を精度よく知ることによって  $\theta_{12}$  の不定性を減らすことができる。このような観点からも、小型の原子炉ニュートリノ検出装置の研究開発がおこなわれている。

## 1.1.4 原子炉モニター

近年、原子炉ニュートリノの検出によりリアルタイムでの原子炉の稼働状況、熱出力、そして核分裂性の含有物を監視することを目的とした原子炉モニターの研究開発が世界中で行われている。原子炉の主な核分裂性同位体には  $^{235}\text{U}$ 、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{239}\text{Pu}$ 、 $^{241}\text{Pu}$  がある。原子炉の熱出力値がわかっているとき、原子炉ニュートリノフラックスを測定する事によって  $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  の含有比を見積もることができる。

図 1.2 は原子炉の稼働中の主な核の核分裂頻度である [10]。図 1.3 は以上の主な核種の 1 分裂あたりの反電子ニュートリノのエネルギー分布を示す [16]。各核の分布をエネルギー閾値 1.8MeV 以上の積分した値が 1 分裂あたりの反電子ニュートリノの数  $N_{\bar{\nu}_e}$  である。また図 1.2 から  $^{238}\text{U}$  と  $^{241}\text{Pu}$  を無視できると仮定する。このとき各々の同位体の 1 分裂あたりのエネルギーを約 200MeV とする (表 1.1) と、 $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  の含有比  $(R_{235\text{U}})/(R_{239\text{Pu}})$  は次の式で計算できる。

$$200(R_{235\text{U}} + R_{239\text{Pu}}) = P_{th} \quad (1.26)$$

$$1.92R_{235\text{U}} + 1.45R_{239\text{Pu}} = R_{\bar{\nu}_e}^{obs} \quad (1.27)$$

ここで  $P_{th}$  は 1 秒あたりの熱出力 [MeV]、 $R_{235\text{U}}$  と  $R_{239\text{Pu}}$  は各々の燃焼による同位体の分裂頻度 [/sec]、 $R_{\bar{\nu}_e}^{obs}$  は原子炉から放出される  $\bar{\nu}_e$  の頻度 [/sec] (観測される  $\bar{\nu}_e$  フラックスから換算) を表す。

図 1.8 は以上より算出された軽水炉 (上段) と高速炉常陽 (下段) の予測されるニュートリノのエネルギー分布である。図からわかるように常陽では核燃料で使用されている  $^{239}\text{Pu}$  によるエネルギー分布の割合が多い。

このように、ニュートリノ観測により原子炉内の  $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  の含有比率を求めることができる。ニュートリノは中性子や  $\gamma$  線のふるまいに比べて発生機構および検出がシンプルで、かつその貫通力により壁を通して測定することができる。そのため原子炉から数 10m 離れた地点に設置された 1t 程度のシンプルな検出器でリアルタイムの原子炉の稼働状態、熱出力、そして核分裂性の含有物を監視することが原子炉モニターに期待されている。ゲリラ運転によるプルトニウム生産を防ぐための遠隔監視が期待できることから、国際原子力機関 (IAEA) の安全保障制度に役立つため非常に注目されている。

実用化に向けての IAEA からの要求を加味すると原子炉モニターに要求される性能として、ニュートリノ検出性能のほかに、独立性、低コスト、安全性、省スペースであることが挙げられている。このような背景から原子炉モニターの研究開発が世界中で行われている。

表 1.1: 原子炉内の主な同位体の 1 分裂あたりの  $\bar{\nu}_e$  の数  $N_{\bar{\nu}_e}$  と分裂エネルギー [11]

Isotope	$N_{\bar{\nu}_e}$ (エネルギー閾値 1.8MeV の数)	Energy [MeV]
$^{235}\text{U}$	$1.92 \pm 0.019$	$201.7 \pm 0.6$
$^{238}\text{U}$	$2.38 \pm 0.020$	$205.0 \pm 0.9$
$^{239}\text{Pu}$	$1.45 \pm 0.021$	$210.0 \pm 0.9$
$^{241}\text{Pu}$	$1.83 \pm 0.019$	$212.4 \pm 1.0$

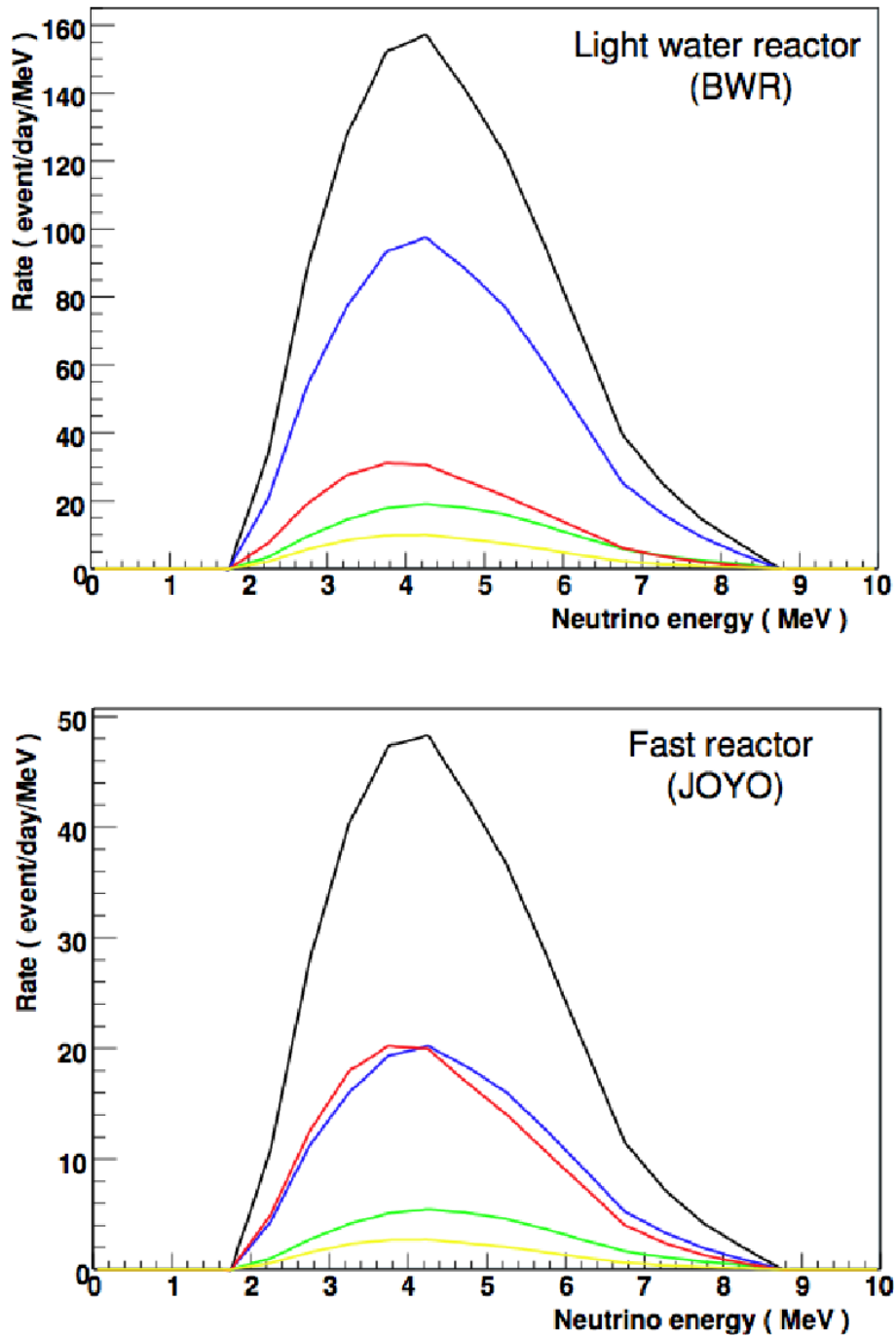


図 1.8: 常陽実験検出器 (1.3 参照) で期待される核種別の  $\bar{\nu}_e$  エネルギー分布 (青: $^{235}\text{U}$ , 赤: $^{239}\text{Pu}$ , 緑: $^{238}\text{U}$ , 黄: $^{241}\text{Pu}$ )[15]

## 1.2 小型の原子炉ニュートリノ検出装置

原子炉ニュートリノ振動実験に用いられている KamLAND 実験や Chooz 実験の検出装置は原子炉ニュートリノの測定に成功している。しかし、大型であるため原子炉の近くに置くことができず、また、コストが高いため量産することができない。このような背景があり、原子炉ニュートリノの精密測定や原子炉モニターといった用途で安価で小型の原子炉ニュートリノ検出装置の開発がおこなわれている。

### 1.2.1 世界の小型原子炉ニュートリノ検出装置の開発状況

表 1.2 は世界の原子炉モニターの性能比較である [8]。Rovno 実験は 1050 リットルのガドリニウム入り液体シンチレータで構成されている。中央に 510 リットルのターゲット層があり、その周りには 540 リットルのガンマキャッチャー層がある。ターゲット層の周りのガンマキャッチャー層は陽電子の対消滅と中性子捕獲によるガンマ線の capture 層であり、環境ガンマ線を防ぐためでもある。検出器の位置は炉心から下に垂直に 18m の地点で宇宙線ミュオンを遮蔽している。ニュートリノ起源はロシアの VVER-440 加圧水型原子炉である。核燃料に低濃縮ウラン燃料を使用し、熱出力は  $440MW_{th}$  である。Rovno 実験では原子炉 ON 時の 1 日あたりの全事象は  $909\pm 6$  イベント、原子炉 OFF 時の 1 日あたりで発生されるバックグラウンド事象は  $149\pm 4$  イベントが得られた。

San Onofre Nuclear Generating Station(SONGS) 実験は San Onofre Unit2 原子炉で 2002 年から行われている。SONGS は中央のターゲット層に 0.64t のガドリニウム入り液体シンチレータを使用する。図 1.9 のようにターゲット層はステンレス製のセルに入れられ、それを囲むように 6 面に厚さ 0.5m の水/ポリエチレンシールドが設置されている。これは中性子とガンマ線を防ぐためである。最も外側の 5 面には宇宙線 veto が設置されている。SONGS 実験検出器の総重量は約 1t である。検出器の位置は炉心から 24.5m 離れた地点にある。またミュオンを防ぐために地下 10m 地点にある。原子炉の熱出力は  $3.64GW_{th}$  である。SONGS 実験では原子炉 ON 時に 1 日あたり  $564\pm 13$  イベント、原子炉 OFF 時に 1 日あたり  $105\pm 9$  イベントが得られた。

これらの原子炉ニュートリノ実験の経験から実用可能な原子炉モニターの開発研究が活発化している。前述した実験はターゲット層周りにバックグラウンドシールドを設けて地下でニュートリノ観測を行っているが、コストがかかり将来的に普及性が得られない可能性がある。そのため炉から数十 m 離れた地上で測定が行え、かつ約 1 t 程度で不燃性のシンプルな検出器が求められている。その他に近年様々な小型の原子炉ニュートリノ検出装置が研究開発されており、その開発状況を表 1.3 に記載する。図 1.10 はフランスで行われている Nucifer 実験の検出器の構造図であり、図 1.11 はロシアで行われている DANSS 実験の検出器の構造図である。

表 1.2: 世界の小型原子炉ニュートリノ検出器の能力値 [8]

Experiment	Power [GW]	mass [ton]	Distance [m]	Depth [mwe]	Detector	$\bar{\nu}_e$ rate [/day]
Rovno	0.44	0.43	18		Gd scinti.	909 ± 6
SONGS	3.64	0.64	24.5	10	Gd scinti.	564

表 1.3: 世界の小型原子炉ニュートリノ検出器の開発状況 [12]

グループ	国	主要検出技術	開発予定
SONGS	アメリカ	Gd loaded Scintillator + Plastic Scintillator	過去に軽水炉ニュートリノ観測成功後、改良中
SNL/LBL	アメリカ	Coherent scattering, PPC Ge	-
LLNL	アメリカ	Coherent scattering, Dual Phase Argon	-
Nucifer	フランス	Gd loaded Scintillator	2011 年末に osiris 研究炉で測定開始予定
DANSS	ロシア	Segmented Plastic Scintillator + Gd film	2011 年 10 月に Kalinin 原子力発電所にて装置建設開始
Angra	ブラジル	Gd doped Water Cerenkov	2012 年の初めに Angra 原子力発電所にて測定開始予定
PANDA	日本	Segmented Plastic Scintillator + Gd film	2011 年 3 月から浜岡原子力発電所にて BG 測定
Niigata Univ.	日本	Gd doped Plastic Scintillator	-
Hawaii Univ.	アメリカ	Fast Liquid Scint. “ Time cube ”	-
Mars	イギリス	Inhomogeneous Organic / Inorganic ${}^6\text{Li}$	-
Tohoku Univ.	日本	Gd loaded Scintillator	詳細は 1.3 節に記載

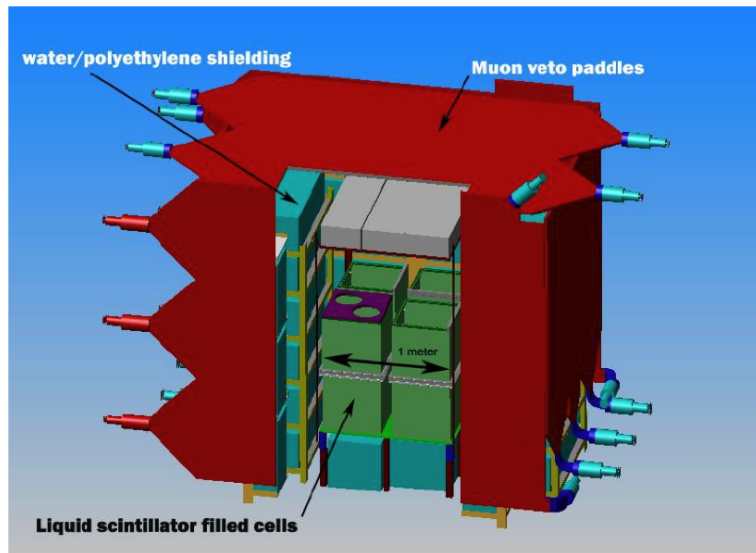


図 1.9: SONGS 実験の検出器 [12]

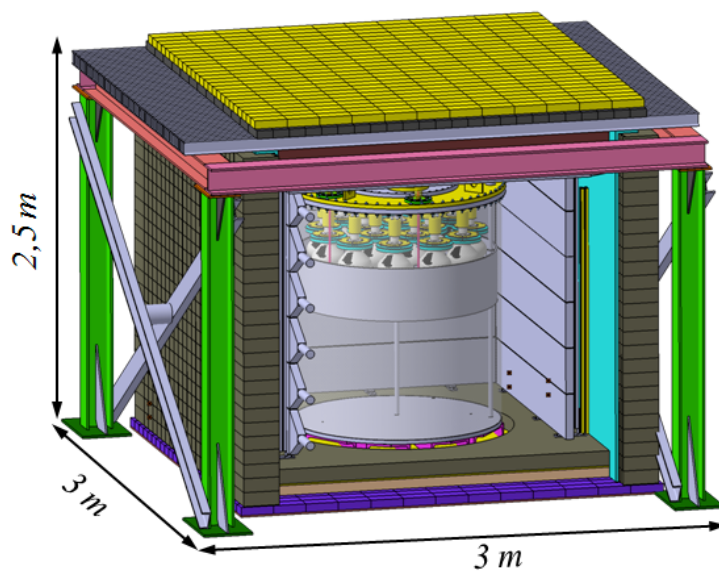


図 1.10: Nucifer 実験の検出器 [13]

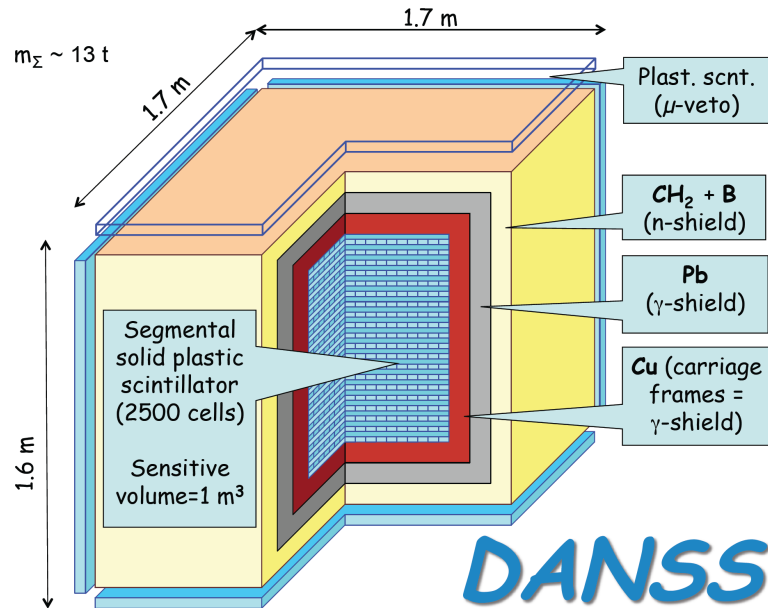


図 1.11: DANSS 実験の検出器 [14]

### 1.3 東北大学における小型の原子炉ニュートリノ検出器開発

東北大学ではニュートリノ振動実験 KASKA のプロトタイプ検出器を利用し、原子炉モニターの研究開発を行ってきた。2006 年に図 1.12 に示すように高速実験炉常陽にて炉心から 24.3m 離れた地上に検出器を設置してニュートリノ検出を試みた（以下、常陽実験）。この実験から東北大学において小型の原子炉ニュートリノ検出装置の研究開発が始まった。

常陽は、茨城県東茨城郡大洗町にある日本で最初の高速増殖炉である [9]。常陽の熱出力は  $140MW_{th}$  であり、これは一般的な商業発電用原子炉の  $1/20$  以下である。また、常陽の稼働サイクルは出力が 60 日間で停止が 2～3 週間であり、短いサイクルで ON と OFF のデータを取得し比較できることが特徴である。これまで軽水炉から発生するニュートリノの観測は行われているが、高速炉から発生するニュートリノの観測は行われていない。そのため、常陽実験では原子炉モニターの研究開発を行うと同時に、世界初の高速炉からのニュートリノ検出を目指した。高速炉で発生するニュートリノは主にプルトニウムが核分裂した後の娘核種の  $\beta$  崩壊によるものである。一方、軽水炉で発生するニュートリノは主にウランウムによるものである。このことから、高速炉からのニュートリノを観測することで、プルトニウムから放出されるニュートリノに対する知見を得ることが期待される。

常陽実験の検出器構造は図 1.13 に、また常陽での実験現場の様子は 1.14 に示した。0.7t の Gd 入り液体シンチレータをニュートリノターゲットとして用いており、その構成は BC521 11.2[%]、Pseudocumene 12.6[%]、Paraol 850 76.3[%]、PPO 1.52[g/l]、bis-MSB 0.2[g/l] であった。このシンチレータを用いて、さらに宇宙線 VETO カウンターおよびパラフィンと鉛のシールドを設置し、2007 年末までの約 1 年間データ取得



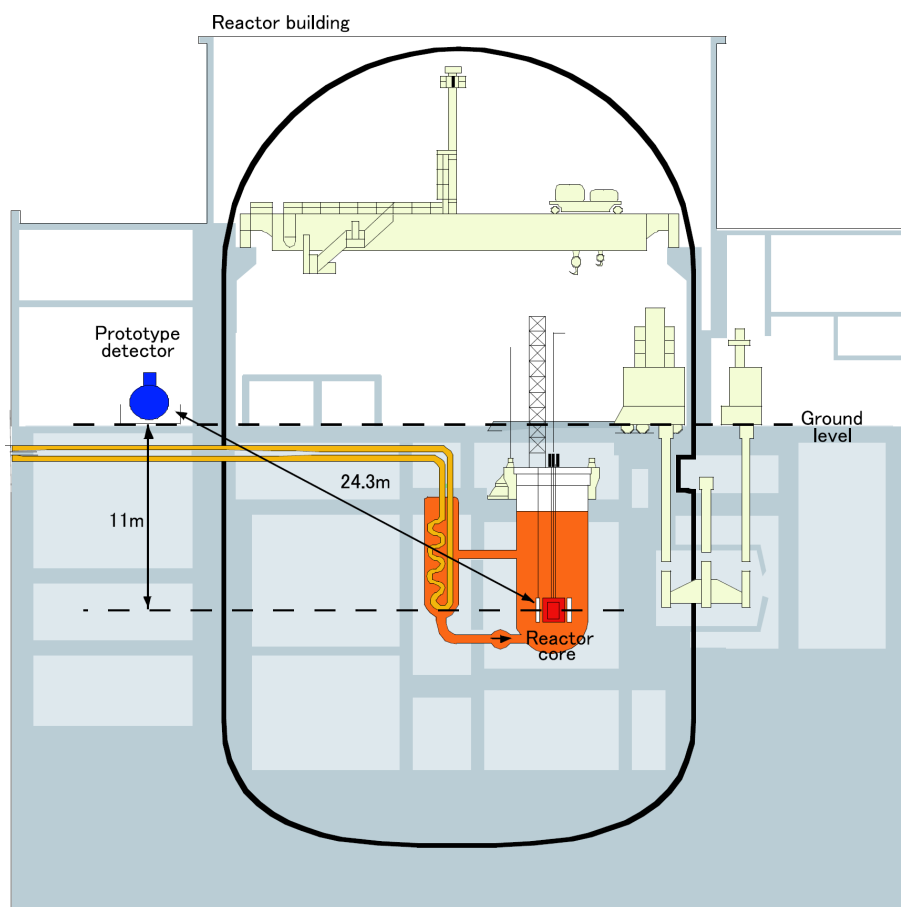


図 1.12: 高速実験炉常陽内の検出器配置 [15]

を行った。Live Time として ON データは 38.9 日、OFF データは 18.5 日間得ることができた。表 1.3 は常陽実験のニュートリノイベントセレクション後の結果を示している。[15] 測定データされた ON データと OFF データから 1 日あたりに見積もられるニュートリノ事象は  $1.20 \pm 1.24$  [/day] であり、検出器内で逆  $\beta$  崩壊反応を起こすニュートリノ数は  $162$  [/day] と見積もられているため、検出効率は 0.74% である。また、モンテカルロシミュレーションにより期待されるニュートリノ事象数は  $0.494 \pm 0.063$  [/day] であり期待値と測定値は誤差内で一致したが、ニュートリノの有意な反応数は観測できなかった。

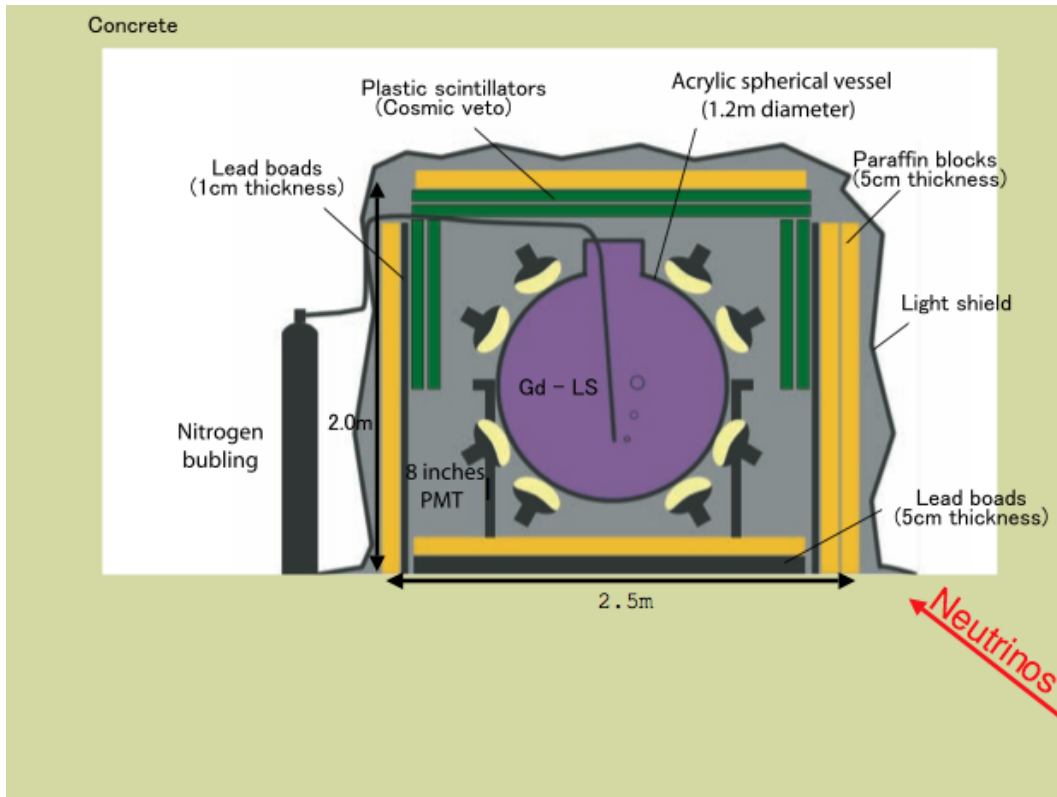


図 1.13: KASKA プロトタイプ検出器の断面図 [15]

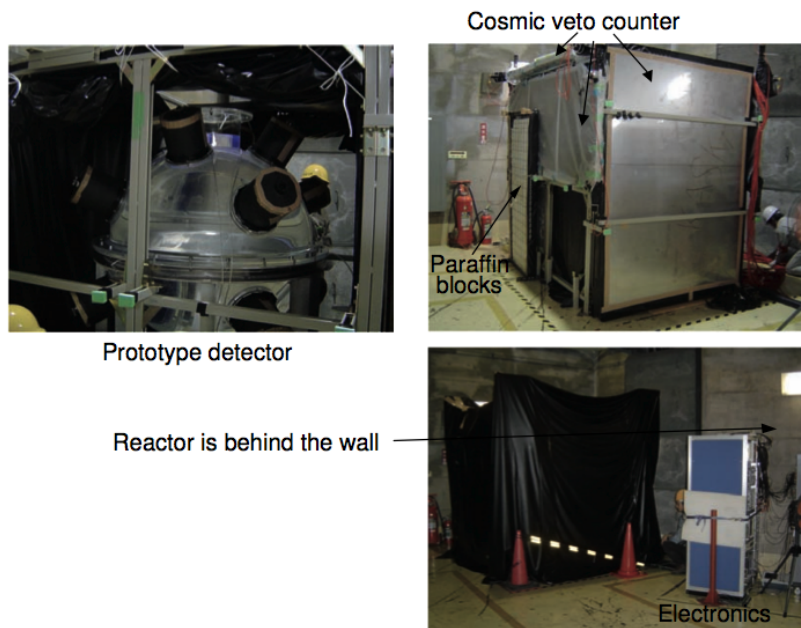


図 1.14: 実験現場の様子 [15]

表 1.4: 常陽実験における原子炉ニュートリノのイベントセレクションの結果 (括弧内の数値は efficiency)[15]

	Reactor-ON rate [/day]	Reactor-OFF rate [/day]	$\Delta(\text{ON-OFF})$ [/day]
total Data	$19.0 \pm 0.70$	$17.2 \pm 0.98$	$1.8 \pm 1.2$
accidental Data	$2.34 \pm 0.25$ (0.123)	$1.74 \pm 0.33$ (0.101)	$0.60 \pm 0.41$ (0.33)
Correlated events (total - accidental)	$16.2 \pm 0.74$ (0.85)	$15.5 \pm 1.0$ (0.90)	$1.20 \pm 1.24$ (0.67)
Neutrino MC	-	-	$0.494 \pm 0.063$

常陽実験からの課題点は、

- 地上測定のため宇宙線の核破砕反応により生成される高速中性子事象が多い点。
- 検出器内の事象位置を再構成する性能が低い点。
- 液体シンチレータの経年劣化が大きく長期間の測定ができなかった点。

の3つが挙げられている。そこで、常陽実験後の改良として

- Flash ADC (詳細は2.4.1節)を導入し、波形弁別を行うことで高速中性子事象を排除する。
- 検出器構造を2層化し、動径方向の事象位置再構成能力を高める。
- 液体シンチレータの構成を変え、経年劣化に強く波形弁別能力の高いものに改良する。

の3つを行ってきた。この改良の詳細については、次章にて記述する。

## 第2章 常陽実験検出器の改良

### 2.1 改良検出器デザイン

#### 2.1.1 改良検出器の目標デザイン

常陽実験での課題点を踏まえて検出器の改良を行った。その目標デザインを 2.1 図に示す。改良点として、以下の 4 点の開発を重点的に行っている。

- 波形弁別 (Pulse Shape Discrimination) (以下 PSD) 能力の付与  
PSD は地上にてニュートリノ観測を行う上で支配的なバックグラウンドとなる高速中性子によるバックグラウンドを減らすために役立つ技術である。PSD 能力のある液体シンチレータおよび波形情報のデータ収集ができる Flash ADC を用い、さらに 10-inch PMT を 8 本追加することでシンチレーション光をより多く集めることで実現する予定である。
- 検出器の二層化  
検出器を二層化することで事象位置再構成能力を向上する。また、外側の層をパラフィンオイルで構成することにより、検出器の外から飛来してくる高速中性子と環境  $\gamma$  線を遮蔽することができる。
- 遠隔無人運転  
Online Monitor により観測者が検出器の近くにいない状態でも観測できることを目指す。
- 安定な液体シンチレータ  
経年劣化の小さい液体シンチレータにすることで、長期間の安定的な測定を目指す。

また、常陽実験では検出器の外側にパラフィンおよび鉛ブロックの遮蔽を設置し、さらに上部に宇宙線 veto カウンターを設置しているが、これらを設置しないことで安価で容易に設置できる検出器を目指し改良を行っている。

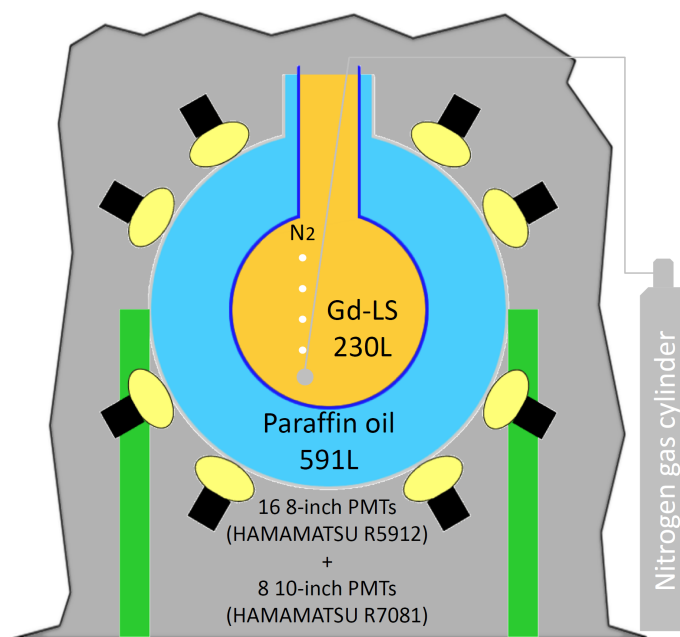


図 2.1: 改良検出器の目標デザイン

### 2.1.2 改良検出器の現在のデザイン

#### 概要

現在の状態は図 2.2 に模式図を図 2.3 に写真を示す。現在は消防法の制限により可燃性オイルを 200 リットル以上用いることができないため、ターゲットとして 199 リットルの液体シンチレータを用い、外側の層に水を用いている。外側の球体は常陽実験で用いた直径 120cm のアクリル球を再利用しており、その内側に直径 75cm のガラス球を入れた二層構造となっている。ガラス球を用いることで、アクリルでは耐性がなく実現できなかったプソイドクメン主体の液体シンチレータの利用が可能となった。ガラス球はナイロン被覆ワイヤーで保持し、外側の水の層では水道水の循環を行っている。液体シンチレータは窒素ポンベにて bubbling を行っている。光電子増倍管 (PMT) は浜松ホトニクス製の 8inchPMT を 16 本使っており、安全のためにオイルパンを下部に設置した。PMT とオイルパンは常陽実験のときのものを再利用した。また、検出器全体をブラックシートで 2 重に覆うことで全体を遮光している。

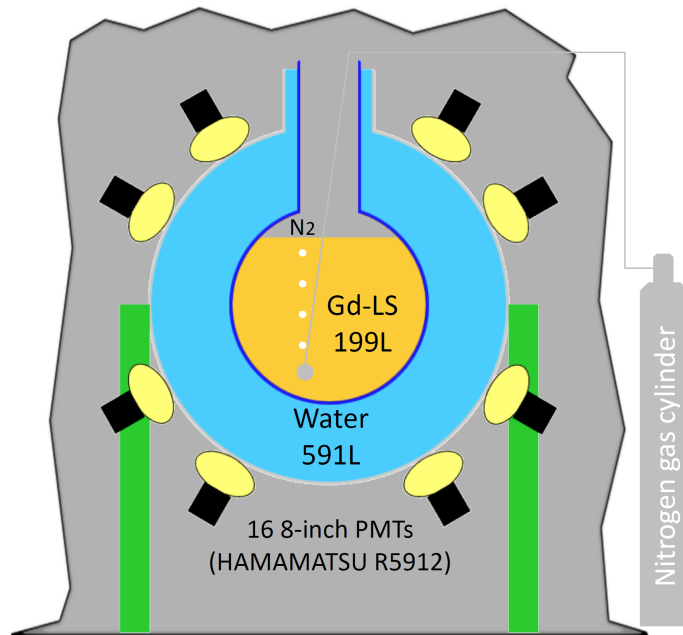


図 2.2: 改良検出器の現在のデザイン

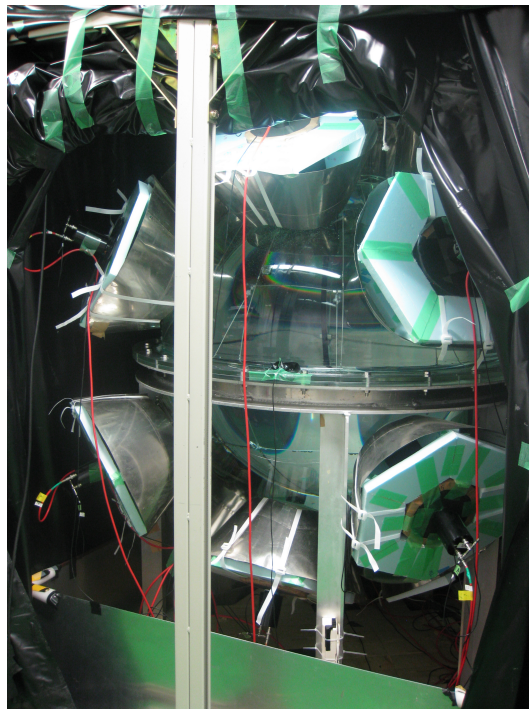


図 2.3: 改良検出器の現在の様子

## ワイヤー構造

ガラス球は図 2.4 のように上部とアクリルの側面からナイロン被覆のステンレスワイヤーによってアクリル球の中心に設置されている。ステンレスワイヤーとアルミワイヤースリーブ、さらにアクリル接着剤（アクリダイン）とアイボルトの耐久荷重テストを行った。テストの様子は図 2.5 と図 2.6 に示した。上部はアクリダイン接着のアクリルにアイボルトを差し込み、アイボルトからワイヤーをぶら下げた。上部は検出器の構造を想定し斜めに固定し、下部には鉛 26kg をぶら下げ、ワイヤーの伸びや全体の様子を数日間かけて確認した。耐荷重テストの結果は、3 倍の安全係数を見積もるとアクリル球の内側で支持しているワイヤーの耐荷重は上側（浮力側）には 45.72kg、下側（重力側）には 31.92kg である。また上部からも同様のワイヤーでつりさげており、上部ワイヤーの耐荷重はチェーンレバーホイストの制限により 150kg である。

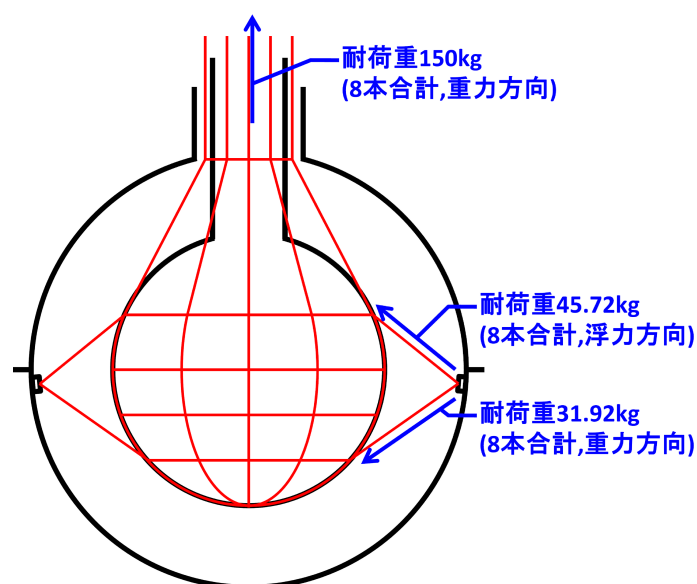


図 2.4: ワイヤーの設置図（ワイヤーは赤線）



図 2.5: 荷重テストの上部の様子

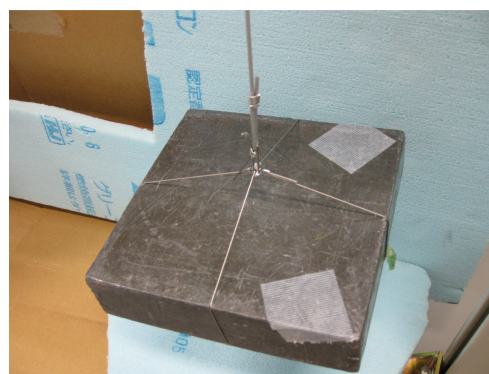


図 2.6: 荷重テストの下部の様子

## 水道水循環

水道水の循環は水の腐敗を防ぐために行う。一方で、測定中に光電子増倍管やケーブルに水がかからないように流量を管理する必要がある。そのための循環の仕組みを構築し、その概要図を図 2.7 に、実験室の様子を図 2.8 に示した。

水道の蛇口は全開に開放している。東北大学での実験では水道水圧が 0.5MPa でほぼ一定であるが、1日に数回 0.3MPa~0.8MPa 程度の幅で変化する。そのため減圧弁を設置し、0.2MPa 以上の水圧が 0.2MPa で一定になるように調整を行っている。減圧弁の下流にはポリポロピレン製の  $0.25\mu\text{m}$  の孔径の簡易フィルターを設置し、検出器内へのゴミの流入を防止している。フィルターの下流には流量調節が可能な流量計を設置し、30L/hour の流量で検出器内に送水している。これは 1日に1度検出器内の水がほぼ入れ替わる流量である。検出器に入る直前には逆止弁を設置し、万が一水道が停止した際や配管が破損した場合に想定される、サイフォンによる検出器内の水の流出を防止している。このようにして検出器の下部に水道水を送り、上部からオーバーフローにより排水を行っている。

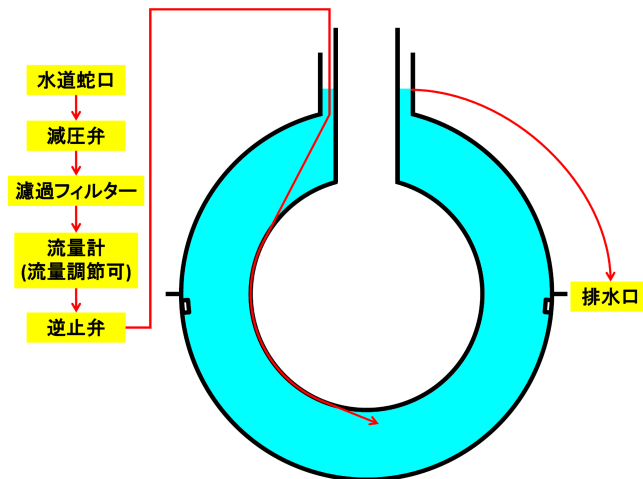


図 2.7: 水道水循環概要図

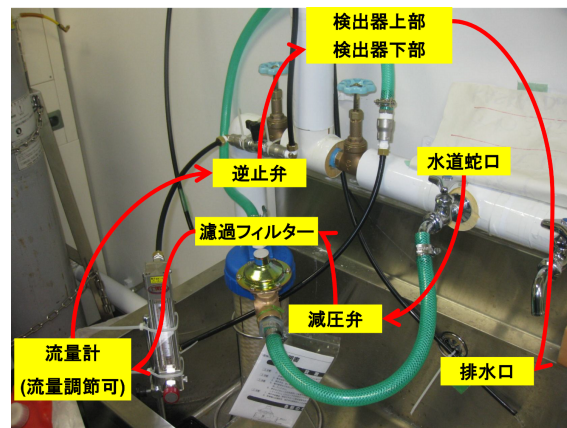


図 2.8: 水道水循環の配管の様子



## 2.2 液体シンチレータ

### 2.2.1 常陽検出器の液体シンチレータからの改良点

液体シンチレータは、溶媒と溶質 (発光剤) から成っている。溶媒の役割は、放射線のエネルギーを吸収して励起し、発光剤である溶質にエネルギーを伝達することである。溶媒に必要な条件としては、

- 発光剤へのエネルギー伝達率が良い。
- 溶媒の吸収スペクトル領域に発光ピークが存在しない。
- 発光剤を溶かしやすい。

などがある。これらの条件を満たす溶媒として、芳香族溶媒が最も良く用いられる。溶質には弱い極性を持つ 2,5-ジフェニルオキサゾール (以下 PPO) を用いる。表 2.1 は常陽実験と改良検出器の液体シンチレータの物質構成を示している。

Paraol 850[18] は Isoparaffin の商品名である。改良検出器ではイソパラフィン主体の液体シンチレータからプソイドクメン主体の液体シンチレータに変更した。その理由は 2 つあり、1 つは液体シンチレータの経年劣化を小さくするためである。常陽実験において液体シンチレータが劣化し、統計量が少なくなってしまう要因として考えられるのは、季節変動による約 20 °C の温度差である。これは、高速実験炉常陽での検出器設置場所が屋外と同様の温度の環境であったためである。プソイドクメンの構造式はベンゼン環を持ち、常陽実験で使用したイソパラフィンオイルに比べてガドリニウムに対して安定性が得られ、長期測定に対応できる液体シンチレータが期待できる。図 2.9 は Daya Bay 実験でガドリニウム入り液体シンチレータの経年変化を調べたものを表している [20]。この図からプソイドクメンはガドリニウムに対して安定性があるといえる。図 2.10 にプソイドクメンの構造式を、表 2.2.1 にプソイドクメンの特性を示す。

プソイドクメン主体の液体シンチレータに変更したもう一つの理由は、高速中性子事象を排除するための PSD (第 5 章参照) が有効な液体シンチレータにするためである。Borexino 実験の prototype は約 1 トンのターゲット層にプソイドクメンと PPO の液体シンチレータを使用する [21]。それを利用して  $\alpha$  線と  $\beta$  線の PSD 実験が行われ、結果としてプソイドクメンは PSD 能力を発揮しやすいことが知られている。そのため、PSD の原理 (5.1 節参照) から考えても、約 0.2t のターゲット層をもつ改良検出器での高速中性子と  $\gamma$  線に対する PSD 能力も期待できる。改良検出器の液体シンチレータの特性は表 2.3 に記載する。改良検出器の液体シンチレータの特性をどのように測定し物質構成を決定したかは以下に記述する。

表 2.1: 常陽実験検出器と改良検出器の液体シンチレータ組成

物質	常陽実験 [15]	改良検出器
BC521	11.2w%	4.99w%
Pseudocumene	12.6w%	95.01w%
Paraol 850	76.3w%	0.00w%
PPO	1.53g/l	2.85g/l
Bis-MSB	0.2g/l	0.00g/l

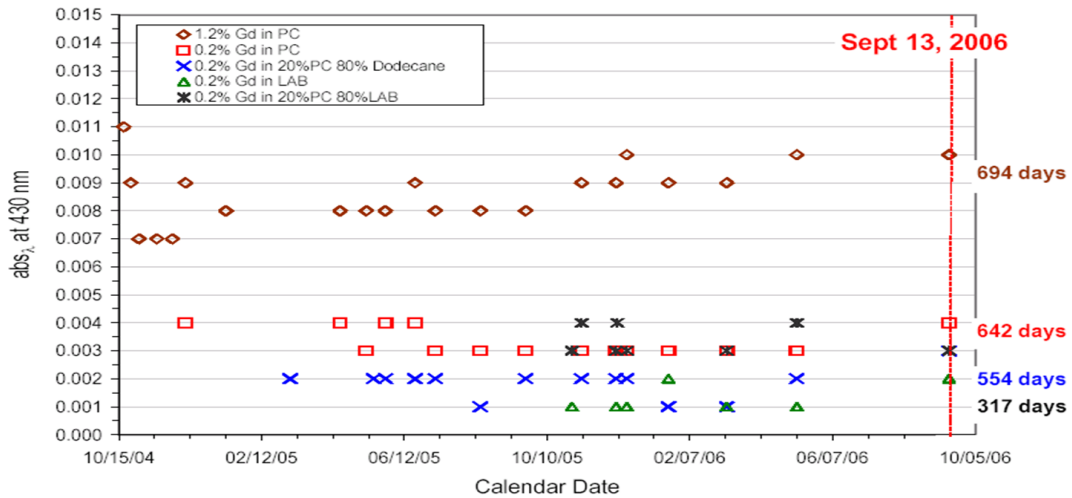


図 2.9: プソイドクメンベースのガドリニウム入り液体シンチレータの経年変化。[20]

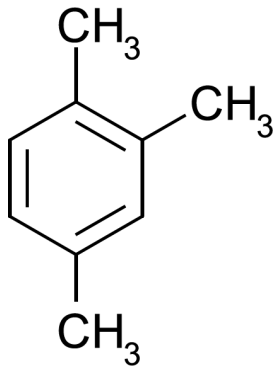


図 2.10: pseudocumene の構造式

表 2.2: pseudocumene の特性

分子量	120.2 g/mol
密度	0.88 g/cm <sup>3</sup>
引火点	54

表 2.3: 常陽実験検出器と改良検出器の液体シンチレータの特性

	常陽実験 [15]	改良検出器
密度 (20 ) [g/cm <sup>3</sup> ]	0.838±0.0001	0.882
H/C ratio	1.9346	1.33
Number of Protons [/m <sup>3</sup> ]		5.29×10 <sup>28</sup>
Light yield [photons/MeV]	9400[19]	12500
Gd concentration [w%]	0.05	0.025
Neutron capture time [μsec]	46.4	79.1

## 2.2.2 PPO 量と発光量

PPO ( 2,5-diphenyloxazole ) の構造式を図 2.11 に示す。

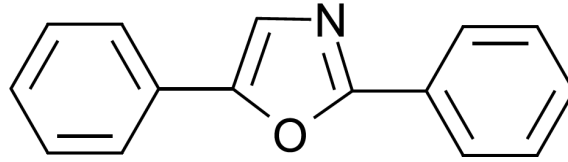


図 2.11: PPO の構造図

PPO の量により液体シンチレータの発光量が変化するため、発光量に依存する PSD 能力の向上のために PPO の量の最適化は重要である。PPO の量を決定するために、 $^{60}\text{Co}$  線源を用いて発光量の測定を行った。 $^{60}\text{Co}$  線源の崩壊図は図 2.36 に示した。測定回路図は 2.12 に示した。検出器には 2 インチの光電子増倍管 ( 浜松ホトニクス : H6410 ) と Flash ADC ( CAEN : v1721 ) を使用し、133ml の液体シンチレータからの光を PPO の量を変化させながら測定した。液体シンチレータにはブソイドクメンと BC521 をそれぞれ 95.06w% と 4.94w% 混合したものをを用いた。BC521 には PPO が含まれているため、混合後の PPO の量 ( 0.88g/l ) を最小値として、PPO を追加しながら発光量の変化を測定した。

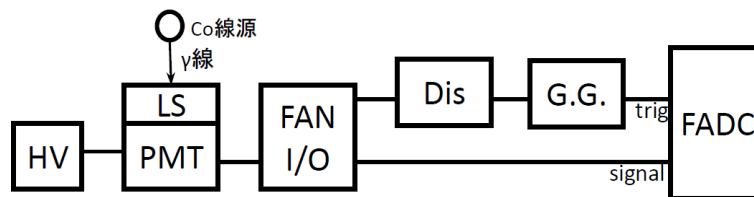


図 2.12: 発光量の PPO 量依存測定回路図

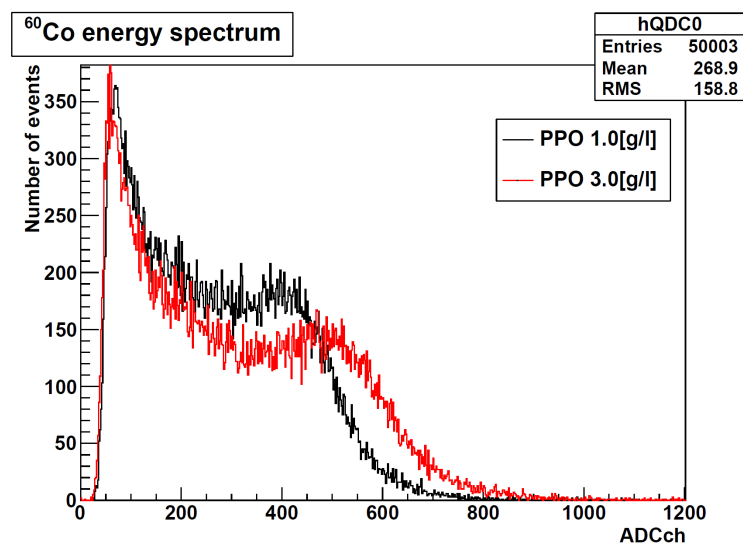


図 2.13: PPO 量の違いによる  $^{60}\text{Co}$  の発光量分布の違い

図 2.13 において PPO 量が 1.5[g/l] のサンプルと 3.0[g/l] のサンプルでのコンプトン端がそれぞれ 400[ADCch] 付近と 500[ADCch] 付近であることがわかる。つまり、図 2.13 から PPO の量を増やすと  $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線のコンプトン端が右にシフトし、発光量が増えることが分かる。図 2.14 は基準値 (0.88[g/l]) の発光量分布を定数倍して他の PPO 量の発光量分布のコンプトン端の  $\chi^2$  を見積もり、その  $\chi^2$  が最小となる定数をプロットしたものである。この方法で発光量の増加量を見積もった結果、PPO 量を約 3.0g/l 以上混ぜることで発光量がほぼ最大値になることが分かる。また PPO を多く入れると光透過率が下がり、同時に価格が上がるため、改良検出器の液体シンチレータの PPO 量は 2.85g/l と決定した。

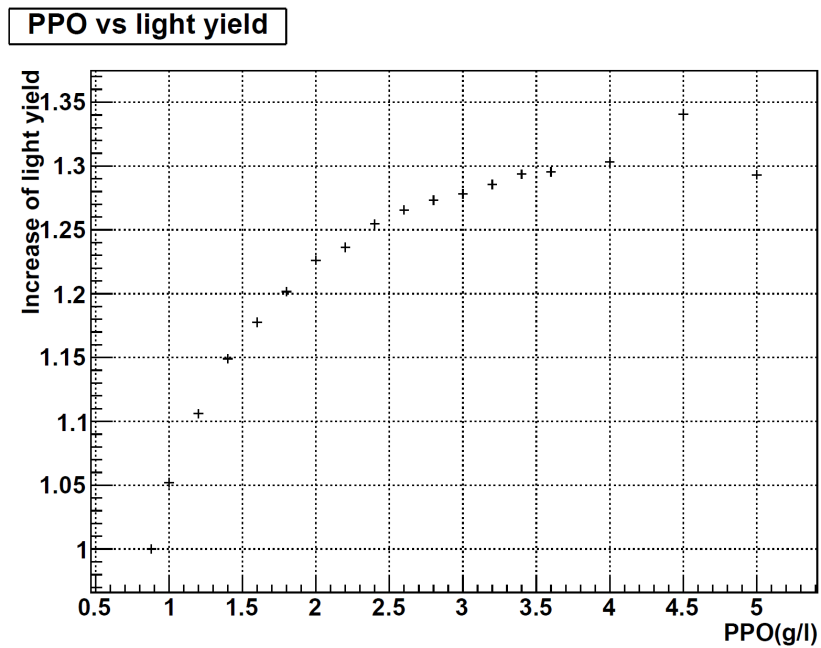


図 2.14: PPO 量と発光量の関係

## 2.2.3 ガドリニウム量と中性子捕獲

液体シンチレータ中のガドリニウム量が増えると液体シンチレータの経年変化が大きくなり、同時に液体シンチレータの価格も上がる。しかしガドリニウム量を減らすと、中性子捕獲時間が長くなりガドリニウムによる中性子捕獲率が小さくなる。逆  $\beta$  崩壊反応後の中性子がガドリニウムに捕獲される確率  $\varepsilon_{Gd}$  は次式により見積もることができる。

$$\varepsilon_{Gd} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_H}{\rho_{Gd}} \times \frac{\sigma_H}{\sigma_{Gd}}} \quad (2.1)$$

ここで、 $\rho_H$  は水素原子の密度、 $\rho_{Gd}$  はガドリニウム原子の密度、 $\sigma_H$  は水素原子の中性子捕獲断面積、 $\sigma_{Gd}$  はガドリニウムの中性子捕獲断面積を表している。中性子捕獲断面積は表 2.4 に示した。また、先発信号から後発信号までの中性子捕獲時間  $\Delta t_{Gd}$  は、

$$\Delta t_{Gd} = \frac{\Delta t_{Gd}^{KamLAND} \times \frac{\rho_H^{KamLAND}}{\rho_H}}{1 + \frac{\rho_{Gd}}{\rho_H} \times \frac{\sigma_{Gd}}{\sigma_H}} \quad (2.2)$$

で示される。ここで、 $\rho_H^{KamLAND}$  は  $6.6 \times 10^{22}$  [/ml]、 $\Delta t_H^{KamLAND}$  は  $211.4$  [ $\mu$ sec] であり、KamLAND グループによって測定された値である。[16]

図 2.15 はガドリニウムによる中性子捕獲率とガドリニウム量の関係を、図 2.16 は中性子捕獲時間とガドリニウム量の関係をあらわしたグラフである。このグラフから改良検出器の液体シンチレータの候補として基礎測定を行ったガドリニウム量は表 2.5 に示した 4 サンプルである。測定を行った液体シンチレータは BC521 とプソイドクメンと PPO を混合して作成した。BC521 にはガドリニウムが 0.5[w%] 混合されており、BC521 とプソイドクメンの混合比を変化させることにより液体シンチレータのガドリニウム濃度を変えたサンプルを作成した。BC521 は市販の液体シンチレータであり、詳細な組成は公開されていないため、記載することができない。測定を行った液体シンチレータ中の PPO 量は全て同じになるように調整を行った。こうして作成した 4 サンプルの液体シンチレータについて発光量と PSD 能力の測定を行った。

表 2.4: 中性子捕獲断面積 [26]

Element	Q value [MeV]	Abundance [%]	cross section [b]
$^1\text{H}$	2.2	99.985	$0.3326 \pm 0.0007$
$^{155}\text{Gd}$	8	$14.80 \pm 0.05$	$60900 \pm 500$
$^{157}\text{Gd}$	8	$15.65 \pm 0.03$	$254000 \pm 800$
Gd average			$48800 \pm 400$

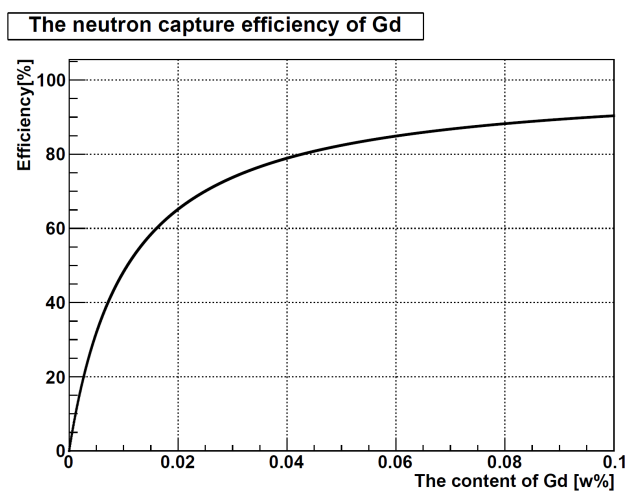


図 2.15: ガドリニウムによる熱中性子捕獲率とガドリニウム量の関係

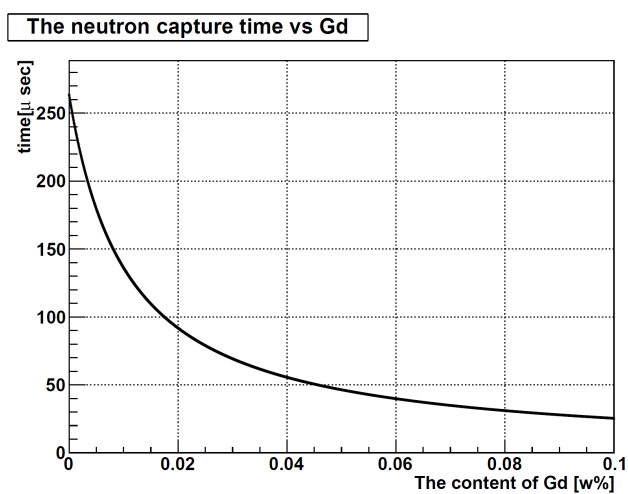


図 2.16: 熱中性子捕獲時間とガドリニウム量の関係

表 2.5: 基礎測定を行ったガドリニウム量

Gd density [w%]	Neutron capture efficiency of Gd [%]	Neutron capture time [μsec]
0.0000	0	263.4
0.0250	70	79.0
0.0368	77.5	59.3
0.0556	84.0	42.4

## 2.2.4 ガドリニウム量と発光量

ガドリニウムの濃度と発光量の関係を  $^{60}\text{Co}$  と NaI シンチレータを用いて後方散乱実験を行って測定した。測定回路は図 2.17 に示し、PMT と線源の配置図と測定の様子はそれぞれ図 2.18 と図 2.19 に示した。NaI シンチレータと液体シンチレータで測定したエネルギー分布をそれぞれ図 2.20 と図 2.21 に示した。また、後方散乱事象で NaI シンチレータと液体シンチレータでそれぞれ予期されるエネルギーは表 2.6 に記載した。図 2.20 と図 2.21 は測定されたデータが黒線で、同時信号が赤線、さらに NaI シンチレータで  $0.2121[\text{MeV}]$  付近のデータが青線である。図 2.20 において  $1.333[\text{MeV}]$  と  $1.173[\text{MeV}]$  の  $\gamma$  線の peak が黒線と赤線で確認できる。液体シンチレータのデータのコンプトン端をガウス関数 (緑線) でフィットし、その mean 値を発光量として見積もった。KamLAND 検出器の液体シンチレータの発光量も同様に測定し、その発光量 ( $8.3[\text{photon}/\text{keV}]$ ) との相対比較により絶対光量を見積もった。測定結果から見積もられた発光量は図 2.22 に示した。この結果から、ガドリニウム量によらず発光量は約  $12.5[\text{photon}/\text{keV}]$  であることが分かる。

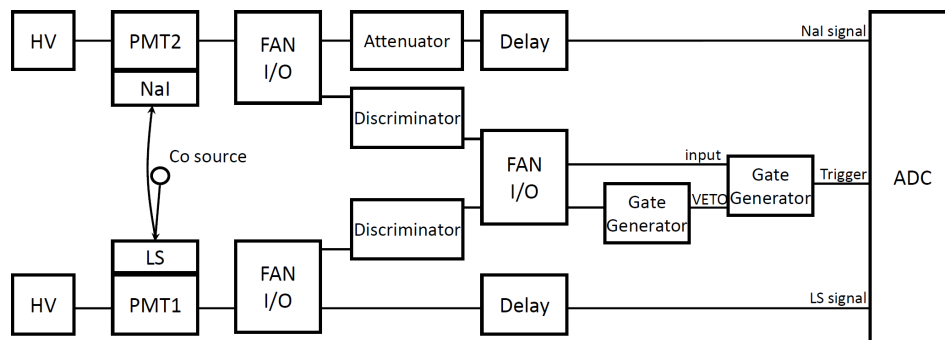


図 2.17: 後方散乱実験の測定回路

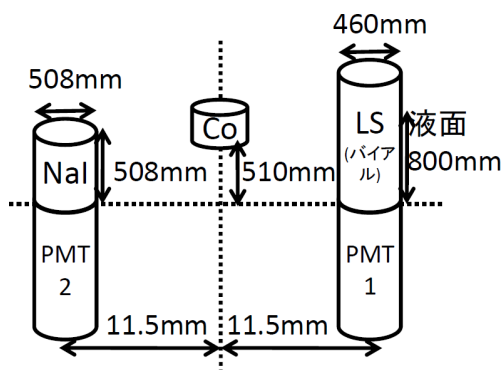


図 2.18: 後方散乱実験の配置図



図 2.19: 後方散乱実験の様子

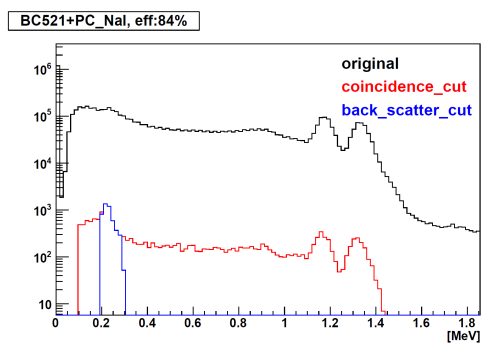


図 2.20: NaI シンチレータでのエネルギー分布

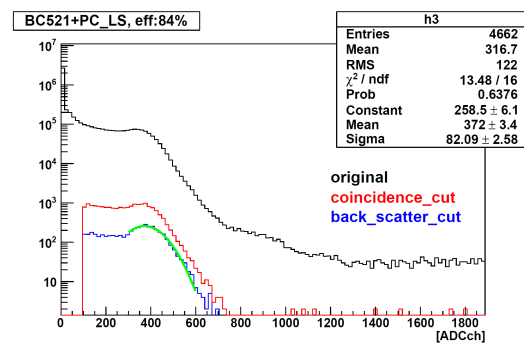


図 2.21: 液体シンチレータでのエネルギー分布

表 2.6: 後方散乱事象においてそれぞれのシンチレータで予期されるエネルギー

Energy of $\gamma$ [MeV]	Energy at LS [MeV]	Energy at NaI [MeV]
1.333	1.186	0.2144
1.173	0.9632	0.2098
average	1.0746	0.2121

Light\_yield

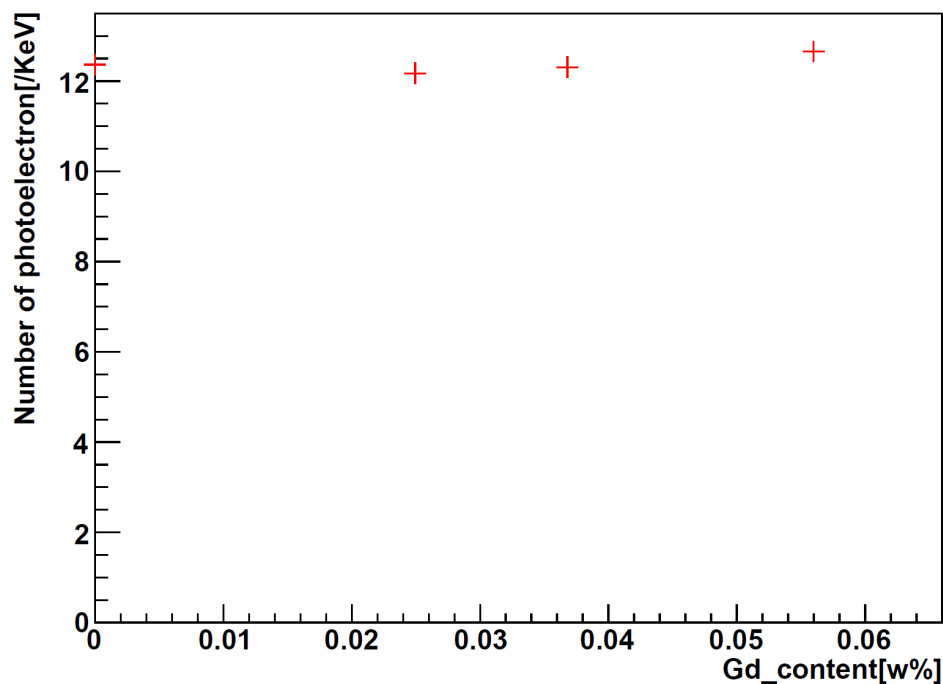


図 2.22: 液体シンチレータの発光量とガドリニウム量の関係



## 2.2.5 ガドリニウム量と PSD 能力

PSD の原理の詳細については 5.1 を参照していただきたい。簡単な原理と後述の波形の定義について図 2.23 に示した。解析は 1 つの信号に対してパルス全体が入る Total ゲートとそれより遅らせた波形の Tail の部分のゲートの電荷量の比をとって行う。ここではバイアルサイズ (133ml) の液体シンチレータを用いて PSD 能力の測定を行った。図 2.25 に示した測定回路を用いて、ガドリニウムの濃度と PSD 能力の関係を 2MBq の  $^{252}\text{Cf}$  を用いて測定した。 $^{252}\text{Cf}$  の崩壊図は図 2.24 に記載した。検出器には 2 インチの光電子増倍管 (浜松ホトニクス: H6410) と Flash ADC (CAEN: v1721, 2.4.1 参照) を使用した。

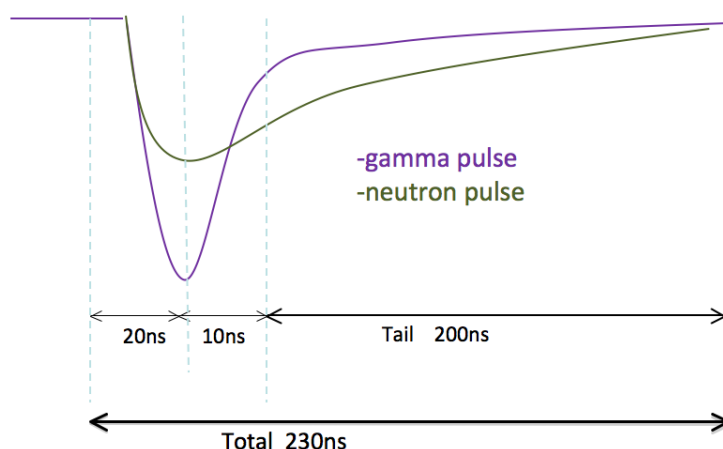
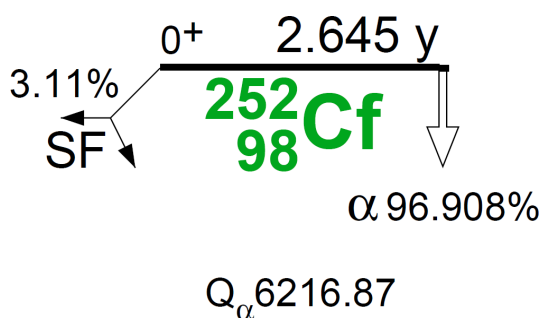


図 2.23: tail 部と total 部の gate

図 2.24:  $^{252}\text{Cf}$  の崩壊図 [25]

解析には Double Gate 法 (詳しくは 5.2 参照) を用いた。図 2.23 に tail 部と total 部のゲートの定義を示す。ゲートは波形の peak 点を基準に決める。波形の peak 点の 10nsec 後の位置からさらに 200nsec 遅らせた位置までを tail 部のゲート幅とする。total 部のゲートは波形の peak 点の 20nsec 前の位置から tail 部のゲートの終点までの 230ns 幅とする。total 部のゲートに入る光子数に対する tail 部に入る光子数の割合からガンマ線と中性子の波形弁別を行いカットラインを決める。遅い成分の割合が多い粒子ならば tail 部に入る光子数は多いはずである。以上より 2 つの波形の違いを検出して PSD 能力を検証する。

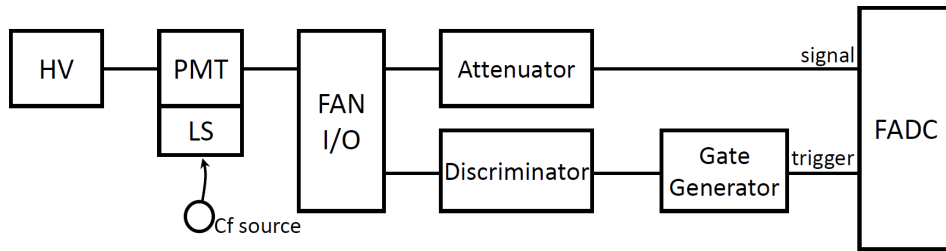


図 2.25: PSD 能力測定実験の測定回路

この方法を行うには、高いエネルギー分解能、発光量が必要になる。液体シンチレータ中に酸素が溶け込んでいると酸素によるクエンチが起こるために発光量が落ちる。それを防ぐために、液体シンチレータ中に窒素ガスを注入しバブリングを行い液体シンチレータ中の酸素を追い出してから測定を行った。

図 2.26 は  $^{252}\text{Cf}$  を用いて測定した total と tail の電荷の比率のヒストグラムである。横軸が  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  で縦軸が事象数であり、2つのデータは同じ時間で測定したものである。 $^{252}\text{Cf}$  線源と液体シンチレータの間に 5cm のパラフィンブロックを遮蔽材として設置して測定したデータが赤線で、遮蔽物がない場合のデータが黒線である。図 2.26 においてパラフィンブロックの有無で右側の山のみ大きさが変化していることから、右側の山が中性子のデータであることが確認できる。

次にここで行った PSD の評価方法について記載する。図 2.27 は波形の total 部と tail 部の光子数の関係である。図 2.27 において 300photon あたりから枝分かれており、1150photon 程度からは FADC のダイナミックレンジ最大値 (256ch) を超えているため線形性が保たれていない。このため、解析には 300photon から 1100photon の間のデータのみを用いた。ここで、原子炉モニターで観測される 3MeV のエネルギーは  $1280\text{photon}(12.5[\text{keV}] \times 3[\text{MeV}] \times 0.171[\text{photo coverage}] \times 0.20[\text{quantum efficiency}])$  と見積もられる。よってそれよりも低い photon 数で PSD 効果が得られれば十分である。

図 2.28 はガドリニウム濃度が 0.056w% の液体シンチレータでの  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  の分布であり、この分布を 2つのガウス関数でフィッティングした。 $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  を見たときにカットラインを変えていくことで、 $\gamma$  線の収率と中性子の収率をそれぞれ見積もることができる。それぞれの収率をプロットしたのが図 2.30 である。また、それぞれの平均波形を図 2.29 に示した。図 2.29 から中性子由来の信号と  $\gamma$  線由来の信号の波形の違いがわかる。このプロットでスロープが急であるほど  $\gamma$  線と中性子の弁別効率が良いということがいえる。

したがって、わずかな差ではあるがガドリニウム濃度が増加すると PSD 能力が下がる傾向があることが確認できた。

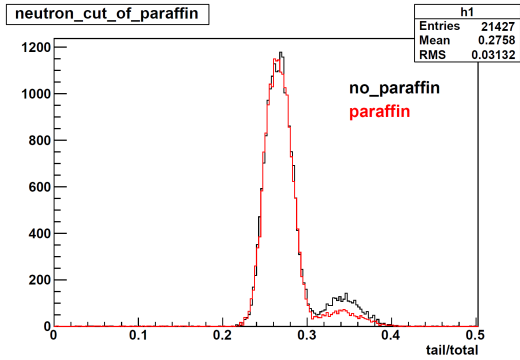


図 2.26: パラフィンブロック有無での tailQ/totalQ の分布

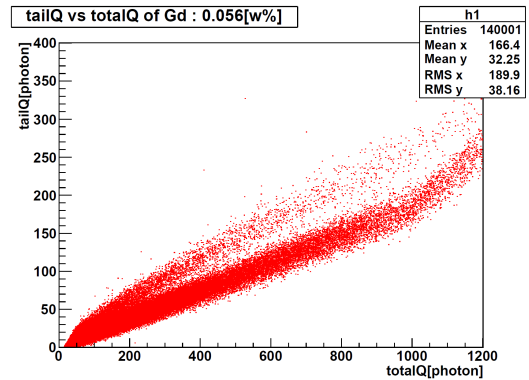


図 2.27: tailQ と totalQ の 2 次元分布

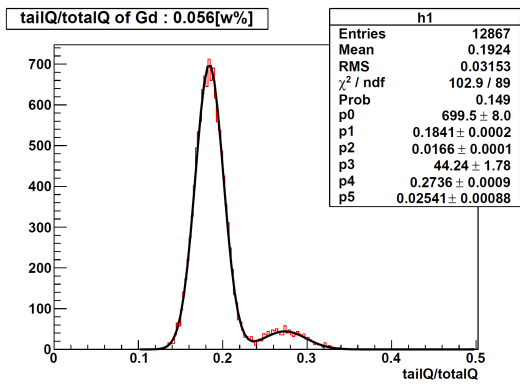


図 2.28: tailQ/totalQ の分布と 2-Gaussian fitting

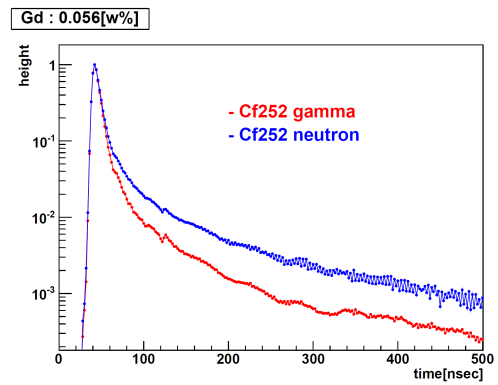


図 2.29: 中性子による信号と  $\gamma$  線による信号の平均波形

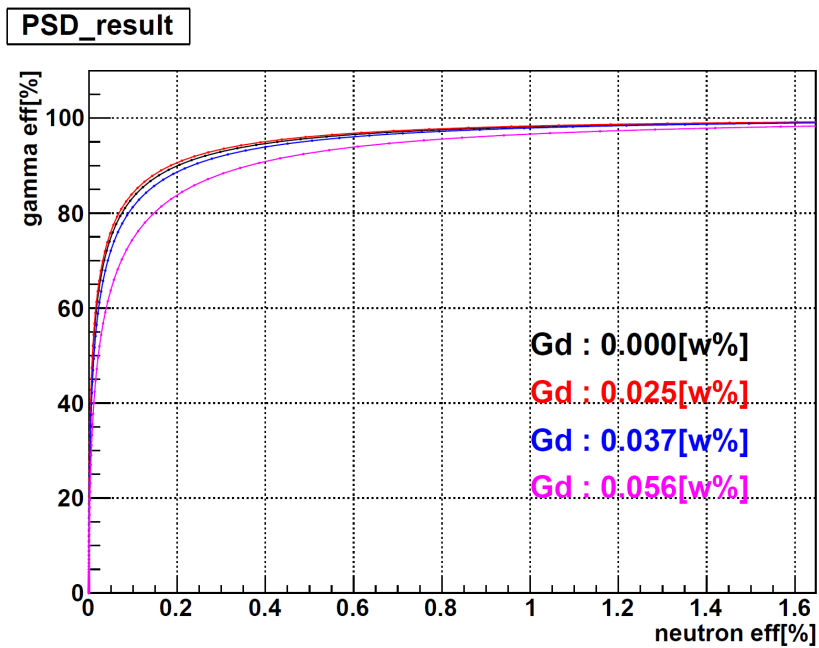


図 2.30: 各ガドリニウム量での PSD の効率

## 2.3 光電子増倍管

シンチレーション光の測定には16本の8インチ光電子増倍管（浜松ホトニクス R5912）を用いる。図2.31と表2.8に8インチの光電子増倍管の寸法概要と仕様を示す。光電子増倍管はアクリル製のハウジングに入れられており、透明のシリコンゴム（信越科学工業；型番KE-103）で固定されている。アクリルハウジングと光電子増倍管の写真は図2.32に示す。これらはアクリル球表面に設置され、各々の間隔は等しい。光電子増倍管の取り付け位置は表2.7に記載した。また、アクリル球の表面積に対して光電面は11.4%に相当する。

光電子増倍管は地磁気の影響を受けやすい。地球上には地磁気があり、その影響を受けて光電子増倍管のゲインは減少する。これを防ぐために、光電子増倍管は磁場を遮蔽する効果を持つ $\mu$ メタルで包んでいる。ここで使用する $\mu$ メタルはKamiokande実験で使用されていたものと同タイプの20インチ用である。光電子増倍管の印加電圧は表2.7に記載する。印加電圧は各PMTのgainがおよそ $10^7$ となるように調整した。

表 2.7: 各 PMT の印加電圧と取り付け位置

PMTch	印加電圧 [V]	$\phi$	$\theta$	PMTch	印加電圧 [V]	$\phi$	$\theta$
1	-1240	33.3	0	9	-1420	147.7	45
2	-1220	33.3	90	10	-1440	147.7	135
3	-1300	33.3	180	11	-1500	147.7	225
4	-1180	33.3	270	12	-1700	147.7	315
5	-1260	66.6	45	13	-1440	113.4	0
6	-1700	66.6	135	14	-1480	113.4	90
7	-1500	66.6	225	15	-1380	113.4	180
8	-1500	66.6	315	16	-1460	113.4	270

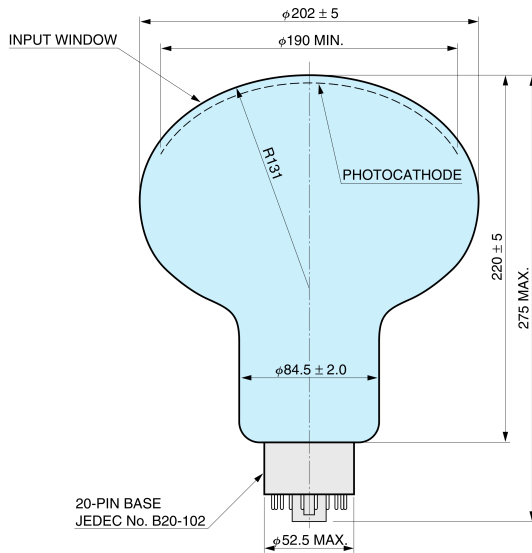


図 2.31: 光電子増倍管 (R5912) の寸法図

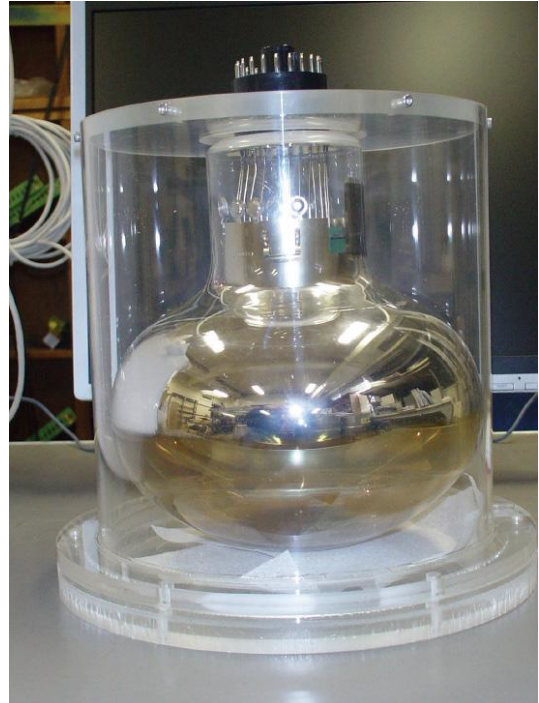


図 2.32: 光電子増倍管 (R5912) とアクリルハウジング

表 2.8: 光電子増倍管 (R5912) の仕様

Parameter	Minimum	Typical	Maximum
Cathode Quantum Efficiency at 420nm	-	22%	-
Supply Voltage for Gain $10^7$	-	-1500V	-2000V
Anode Dark Current at $10^7$ and 25 $> 0.25$ p.e.	-	50nA	700nA
Transit Time Spread at $10^7$ gain (FWHM with 1 p.e. detection)	-	2.4ns	-
Anode Pulse Rise Time	-	3.8ns	-
Transit Time	-	55ns	-
Peak to Valley Ratio	-	2.5	-
After Pulse (100ns 16 $\mu$ s after Main Pulse)	-	2%	10%

## 2.4 データ収集システム

常陽実験ではADC(Analog to Digital Converter)、TDC(Time to Digital Converter)を使用していた。この回路モジュールでのデータ収集は波形の積分値、つまり電荷量と先発信号と後発信号の時間差のデータ収集をしていた。常陽実験では波形によるデータ解析は行っていなかった。改良検出器ではFlash Analog to Digital Converter(以下FADC)を使うことで新たに波形によるデータ解析を可能にする。またCAEN社製v1721型のFADC[22]を使うことにより、ケーブルの長さの短縮によるノイズの減少およびデータ取得の高速化を見込むことができる。

### 2.4.1 Flash Analog to Digital Converter

FADCはCAEN社製のv1721を用いる。このFADCは8bitのデータ値を500MHzで取得することが可能であり、データ点は2nsecおきにとることができる。1モジュールで8chのデータを同時にサンプリングすることが可能であり、この改良検出器では2モジュール16chのデータを取得している。図2.33にFADCで取得した波形データを示す。

また、CAEN社製のFADCv1721の特徴としてDeadTimeがないことが挙げられる。しかしながら、これはプログラムや通信の制限がない場合であり、改良検出器では $\sim 300\text{Hz}$ のデータがDeadTimeなしで取得することができる。[23]

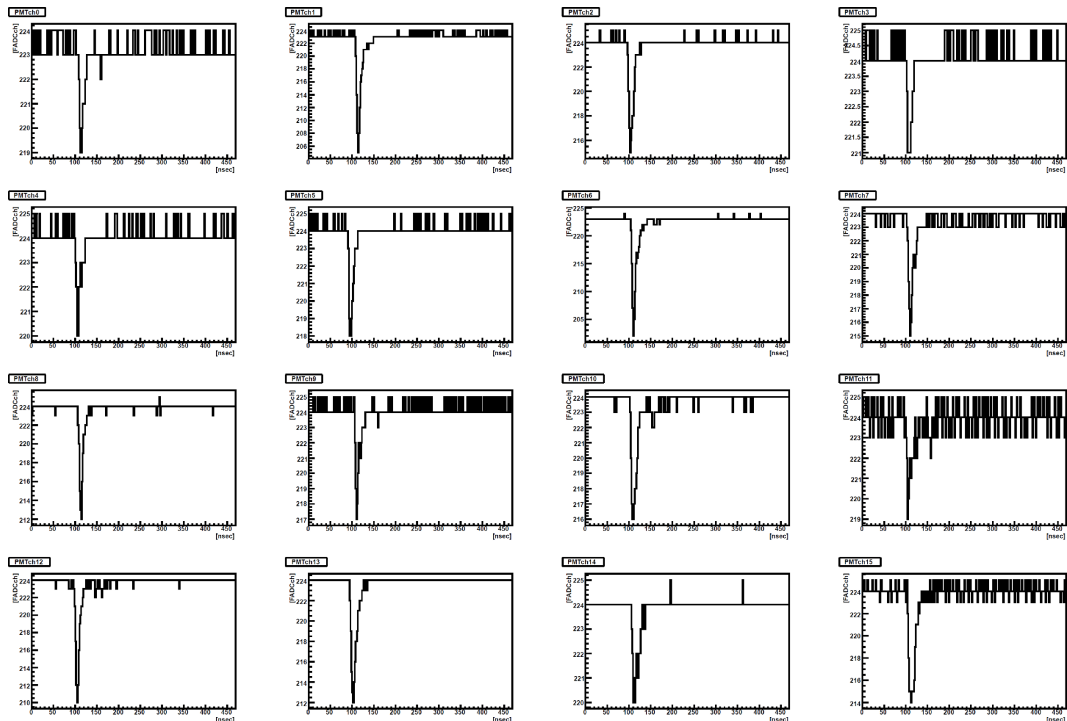


図 2.33: FADC で取得した 16ch の波形データ

## 2.4.2 Trigger logic

改良検出器のトリガー回路を図 2.34 に記載し、各モジュールの型番は表 2.9 に記載する。図 2.34 においてトリガー後 500nsec にわたって veto をかけている。常陽実験では遅延同時計測法をハードウェアで行っていたため、データを限定して取得できる一方で回路が複雑になっていた。改良検出器ではトリガーを 16 本の PMT の合計電荷量で決定し、その全てのデータを取得する。データ量が多くなってしまおう一方でシンプルな回路で測定ができる利点がある。このデータをオフラインで遅延同時計測法を用いて解析を行う。

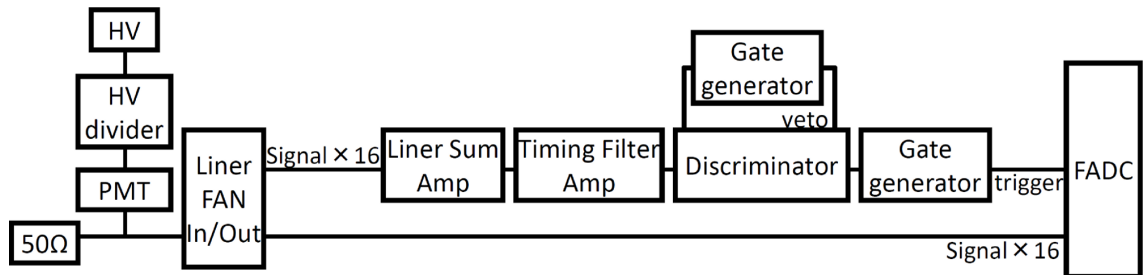


図 2.34: 改良検出器の測定回路

表 2.9: 各モジュールの型番

回路モジュール	製作会社	型番	PMTch
FAN IN/OUT	LeCroy	428F	1~8
	CAEN	N625	9~16
Timing Filter Amp	豊伸電子	NO15	1~16
Discriminator	豊伸電子	8037	1~16
Gate generator	豊伸電子	NO14	1~16
	海津製作所	NO290-064	1~16
FADC	CAEN	v1721	1~16
HV	海津製作所	6600	1~16

## 2.5 モンテカルロシミュレーション

本研究においてニュートリノを見積もるためにモンテカルロシミュレーションを使用する。改良検出器で取得したデータをもとにモンテカルロシミュレーションを調整し、検出器で取得したデータを再現する。再現したシミュレーションの結果からニュートリノの量を見積もり検出器の性能を評価する。

### 2.5.1 Geant4

シミュレーションにはCERNが提供しているGeant4を使用する。本研究ではGeant4のバージョンは4.9.0.p01を使用する。Geant4とは粒子(光子)シミュレーションキットであり、高エネルギー分野で用いられている。高エネルギー分野に限らず、医学で使用される放射線のエネルギー範囲の物理プロセスも用意されており、医学利用にも普及している。Geant4はオブジェクト指向のC++ベースのシミュレータ開発用クラスライブラリで、測定データに基づいた粒子と物質の相互作用(電磁相互作用、ハドロン相互作用、光学相互作用)が関数やデータベースとなって組み込まれている。Geant4の特徴として以下の点が挙げられる。

- 様々な形状の物質を定義することができ、その配置も容易
- 時系列を考慮
- 光子、電子、重荷電粒子、中性子などを取り扱える
- 2D表示(OpenGL),3D表示(VRML)可能

このような特徴からユーザはC++言語を利用して独自のプログラムを作成して、物質の幾何学的配置、発生させる粒子の種類と位置と方向、そして物理プロセスを記述することができる。

### 2.5.2 KAPST

Geant4を用いたプロトタイプのシミュレータの作成は東京工業大学で行われ、検出器の改良とともに東北大学にて改良が加えられた。作成したシミュレータはKASKA Prototype Detector Simulator Tokyo Tech(KAPST)と呼ばれる。KAPSTでの検出器のgeometryはアクリル球、ガドリニウム入り液体シンチレータ、光電子増倍管の光電面、アクリルと光電子増倍管の光電面の間にいれたシリコンゴムから成る。物理プロセスにはHadronic interaction processのためにQGSP BIC HPを採用している。QGSP BIC HPとは、20MeV以下の低エネルギー範囲の中性子物理から宇宙線ミュオンと検出器周りの物質との相互作用のようなGeVスケールの高エネルギー範囲まで包含する。KAPSTは荷電粒子のイオン化によって液体シンチレータ中で放出される光子の物理過程を追っている。シミュレータには光電子増倍管に入射する光子の時間情報と光子数情報が蓄積される。この光子の情報をもとに検出器で取得できるデータを再現し解析に用いる。検出器で取得できるデータの再構成方法については[15]と[24]を参照していただきたい。



## 2.5.3 ニュートリノジェネレータ

ニュートリノジェネレータは逆  $\beta$  崩壊反応後に放出される陽電子と中性子をシミュレートする。事象位置はターゲット層内に一様に飛ばす。陽電子の散乱角  $\theta$  の分布は次の式で表される微分反応断面積  $d\sigma/d\cos\theta$  に従う [15]。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)^{(0)} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(0)}\cos\theta] E_e^{(0)} P_e^{(0)} \quad (2.3)$$

ここで  $P_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$  は陽電子の運動量、 $v_e = P_e/E_e$  は速度を意味する。  $f=1.0$  と  $g=1.267$  はベクトル結合定数と擬ベクトル結合定数である。また  $E_e^0 = E_\nu - \Delta$  ( $\Delta = M_n - M_p$ ) である。ニュートリノのエネルギー分布は図 1.3 の主な同位体のエネルギー分布を合計したものである。図 2.35 は逆  $\beta$  崩壊の反応断面積を示す。左図は微分反応断面積を表し、右図は全反応断面積を表す。

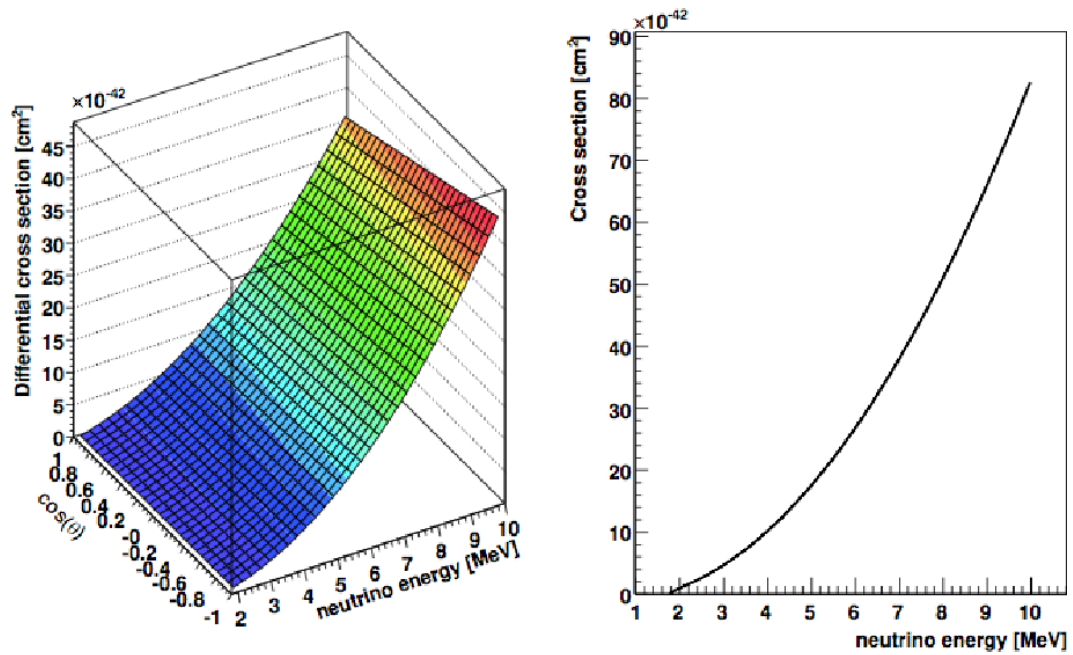


図 2.35: 逆  $\beta$  崩壊の反応断面積 (左図が微分反応断面積、右図が全反応断面積)

## 2.6 エネルギーキャリブレーション

光電子増倍管からの波形の積分値をエネルギーに変換するためのエネルギーキャリブレーションを行った。キャリブレーションには $^{60}\text{Co}$ 線源を使用した。 $^{60}\text{Co}$ の崩壊図は図2.36に記載し、使用した $^{60}\text{Co}$ 線源の詳細は表2.10に記載した。 $^{60}\text{Co}$ 線源はテフロン製の容器に入れて検出器の上部から吊り下げ、検出器の中心に配置した。図2.37は $^{60}\text{Co}$ 線源を入れて取得したエネルギー分布とバックグラウンドのエネルギー分布である。図2.37の $^{60}\text{Co}$ データからBGデータを差し引きしたヒストグラムが図2.38である。このピークは線源から放出された $\gamma$ 線が検出器内で全てエネルギーを落とすことで形成される全吸収ピークである。表れているピークを2.5[MeV]としてガウス分布でフィットした。

その結果2.5[MeV]でのエネルギー分解能は約10[%]であり、各エネルギーでの分解能 $\sigma/\sqrt{E}$ は $15.8[\%]\sqrt{\text{MeV}}$ となり、常陽実験の $20[\%]\sqrt{\text{MeV}}$ に対し向上していることがわかる。

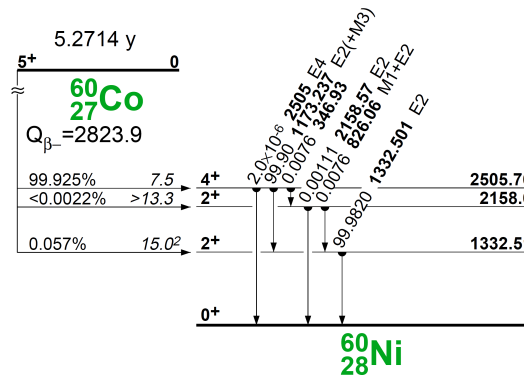


図 2.36:  $^{60}\text{Co}$  の崩壊図 [25]

表 2.10:  $^{60}\text{Co}$  の特性

半減期	5.2714[年]
放射能の量 (測定日)	0.76[kBq]
主要な放出 $\gamma$ 線 エネルギー	2.506[MeV] (1.173+1.333)

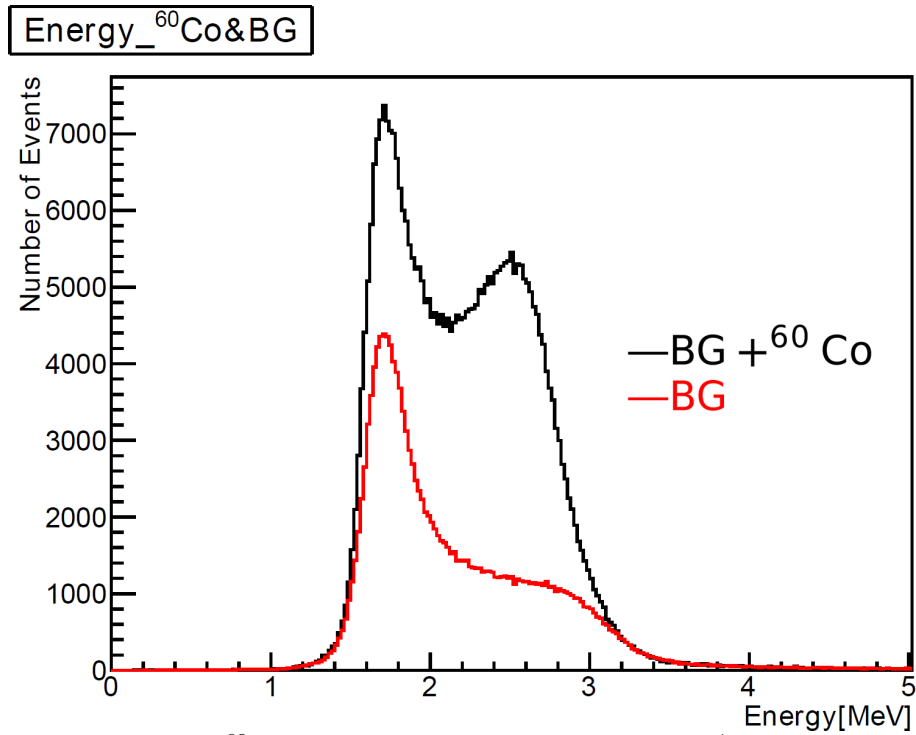


図 2.37: <sup>60</sup>Co (赤線) と BG (黒線) のエネルギー分布

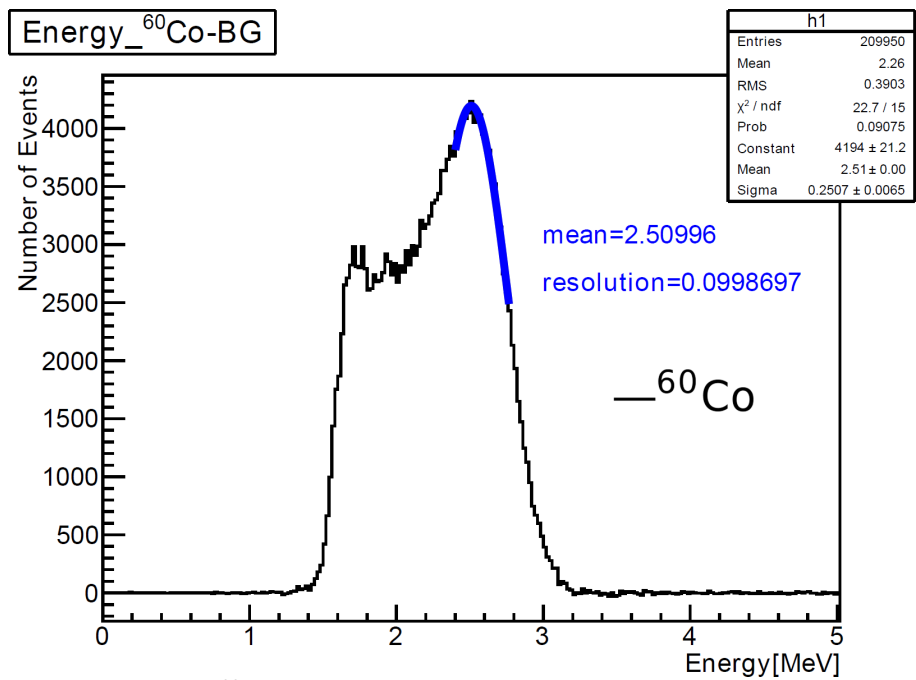


図 2.38: <sup>60</sup>Co データから BG データを差し引きした分布

## 第3章 改良検出器のバックグラウンド

### 3.1 シングルバックグラウンド

2010年7月から東北大学にて改良検出器を用いてバックグラウンド測定を行った。データ取得は2.4.2でも述べたように、入力されたすべてのトリガーでデータを取得している。ここで、オフラインで遅延同時計測法を行う前のバックグラウンドをシングルバックグラウンドと呼ぶ。取得したシングルバックグラウンドデータのエネルギー分布を図3.1に示した。図3.2は常陽実験のシングルバックグラウンドをモンテカルロシミュレーションを用いて見積もったエネルギー分布である。また、表3.1は常陽実験と改良検出器のバックグラウンドとニュートリノの事象頻度である。このデータは熱出力140MWthの高速実験炉常陽を想定したニュートリノ頻度である。

これらから、シングルバックグラウンドの主な構成要素は環境 $\gamma$ 線と宇宙線ミュオンである。さらにシングルバックグラウンドとなる環境 $\gamma$ 線は主に物質中に含まれる放射性同位体である $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ の崩壊チェーンおよび $^{40}\text{K}$ により生成されている。これらの環境 $\gamma$ 線は最大2.615MeVのエネルギーを持つが、エネルギー分解能によるエネルギー分布のゆがみの影響で数MeVにわたって分布する。環境 $\gamma$ 線の発生源として装置の周囲を覆うコンクリートなどが考えられている。また、宇宙線ミュオンはGeV単位以上のエネルギー幅を持っており、高エネルギーミュオンはコンクリートなどの物質との相互作用によって高速中性子を放出する。宇宙線由来の高速中性子による信号はシングルバックグラウンドでは環境 $\gamma$ 線や宇宙線ミュオンに比べ大きな構成要素ではないが、遅延同時計測法を用いたニュートリノセレクション後には主なバックグラウンドとなる。これについてはこの次に述べる。

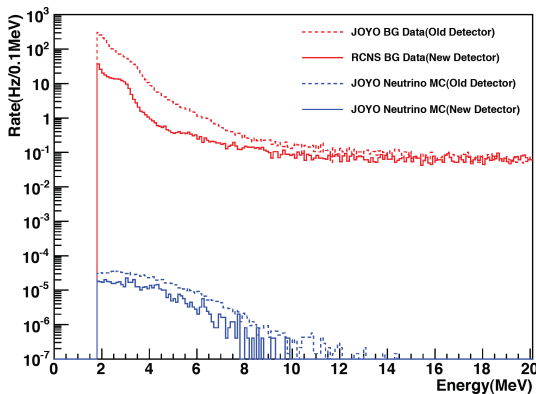


図 3.1: 改良検出器と常陽実験のシングルバックグラウンドと $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布

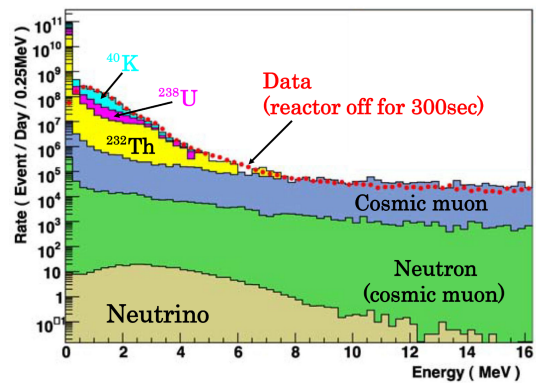


図 3.2: 常陽実験のシングルバックグラウンドのエネルギー分布の構成 [15]

表 3.1: 事象頻度の比較

閾値 [MeV]		2.0	3.0	4.0
常陽実験 [15]	BG rate [/sec]	1920.33	598.85	252.06
	$\bar{\nu}_e$ rate [/day]	121.26	82.88	49.81
	S/N	$1/1.3 \times 10^6$	$1/6.2 \times 10^5$	$1/4.4 \times 10^5$
改良検出器	BG rate [/sec]	265.02	113.93	85.51
	$\bar{\nu}_e$ rate [/day]	26.26	17.42	9.91
	S/N	$1/8.7 \times 10^5$	$1/5.7 \times 10^5$	$1/7.5 \times 10^5$

## 3.2 遅延同時計測バックグラウンド

改良検出器では 1.1.2 でも述べた通り、オフライン解析にて遅延同時計測法を利用してニュートリノ事象を選出する。遅延同時計測法を利用するとバックグラウンドを大幅に減らすことが可能となるが、バックグラウンドは残る。そのバックグラウンドは 2 種類に大別することができ、それぞれ Accidental (偶発同時計測) バックグラウンドと Correlated (相関性) バックグラウンドという。遅延同時計測バックグラウンドについては東北大学にて測定した 5.7 日分のデータの解析結果を示す。

### 3.2.1 Accidental バックグラウンド

相関のない 2 つの事象が偽先発信号と偽後発信号を独立につくり、偶発的に遅延同時計測法の時間幅にトリガーをつくるバックグラウンドを Accidental バックグラウンドと呼ぶ。先発信号頻度を  $R_{prompt}$  [Hz]、後発信号頻度を  $R_{delayed}$  [Hz]、そして設定時間幅を  $\tau$  [sec] とすると、Accidental バックグラウンドの頻度  $R_{accidental}$  [Hz] は、

$$R_{accidental}[\text{Hz}] = R_{prompt}[\text{Hz}] \times R_{delayed}[\text{Hz}] \times \tau[\text{sec}] \quad (3.1)$$

で見積もることができる。遅延同時計測法を含むニュートリノセレクションを行った後の偽先発信号は主に環境  $\gamma$  線で偽後発信号は主に宇宙線による信号である。これは主にエネルギー領域によっている。環境  $\gamma$  線は 3.1 でも述べたように主に周辺のコンクリートに起因する。

本研究での Accidental バックグラウンドの評価には取得したバックグラウンドデータの時間差が  $1000[\mu\text{sec}]$  より大きなデータを用いる。これは、 $1000[\mu\text{sec}]$  程度時間が経過した後には後述の Correlated バックグラウンドが入らないと考えられるためである。

東北大学にて改良検出器によって測定した約 5.7 日分のバックグラウンドデータでの Total バックグラウンドと Accidental バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布を図 3.3 に、後発信号のエネルギー分布を図 3.4 に、先発信号と後発信号の時間差を図 3.5 に示した。ここで、Total バックグラウンドは先発信号と後発信号の時間差が  $0 \sim 100[\mu\text{sec}]$  のデータであり、図 3.5 の Accidental バックグラウンドのデータは見やすくするために  $1000[\mu\text{sec}]$  引いたデータである。このデータのセレクション条件は threshold としての

- $1.8[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy}$
- $1.8[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy}$

である。この図から Accidental バックグラウンドの先発信号と後発信号のエネルギー分布の shape が同じであることが分かる。また、Accidental バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差の分布がほぼフラットであることが分かる。

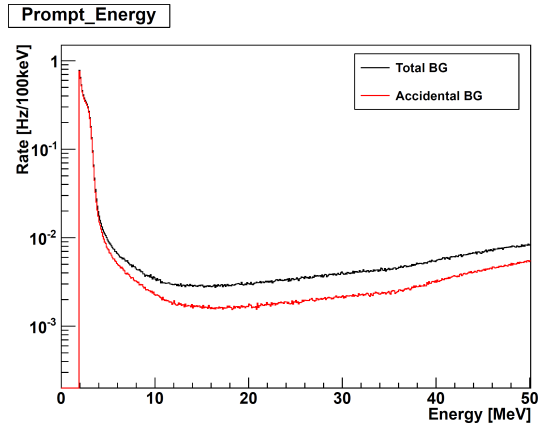


図 3.3: Accidental バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布

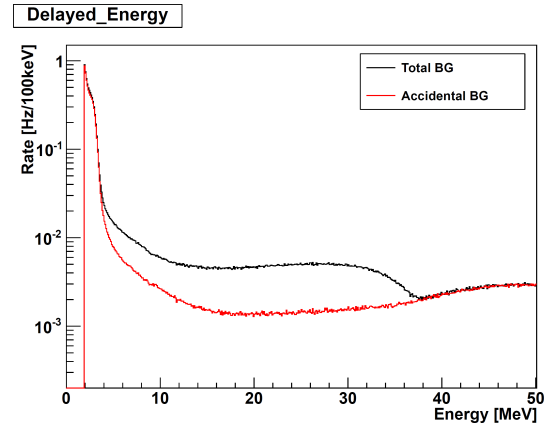


図 3.4: Accidental バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布

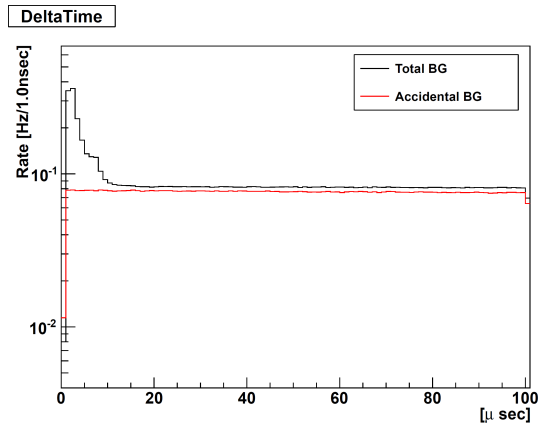


図 3.5: Accidental バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差

### 3.2.2 Correlated バックグラウンド

先発信号と後発信号が相関のある一つの事象で遅延同時計測法の設定時間幅内にトリガーをつくるバックグラウンドを Correlated バックグラウンドという。correlated バックグラウンドには宇宙線起源のものが3つある。ミュオン崩壊で発生する Michel electron、高速中性子、Spallation であり、本実験では Michel electron と高速中性子の事象頻度が多い。ここで、Michel electron による事象はエネルギー領域や先発信号と後発信号の時間差がニュートリノの信号と異なるため、排除が比較的容易である。つまり高速中性子による事象の排除が課題となる。

改良検出器で測定したデータの解析では Total バックグラウンドの分布から Accidental バックグラウンドの分布を差し引いた分布によって評価を行っている。例えば、図 3.3 の黒線のヒストグラムから赤線のヒストグラムを引いたヒストグラムが Correlated バックグラウンドの先発信号の分布である。改良検出器で測定された Correlated バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布は図 3.7 の黒線である。

#### Michel electron

検出器内で宇宙線ミュオンが運動エネルギーを落としきって止まる際に先発信号をつくり、そのミュオンが崩壊する際に後発信号がつけられる事象である。ミュオンの寿命は  $\tau \sim 2.2[\mu\text{sec}]$  である。崩壊の過程は、

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \quad (3.2)$$

というものである。検出器内での反応の模式図は図 3.6 に示した。

東北大学にて改良検出器によって測定した約 8.0 日分のバックグラウンドデータでの Total バックグラウンドと Accidental バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布を図 3.3 に、後発信号のエネルギー分布を図 3.4 に、先発信号と後発信号の時間差を図 3.5 に示した。このデータのセレクション条件は

- $1.8[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy}$
- $10[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy}$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた

である。後発信号のエネルギー分布を見ると  $10\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 40\text{MeV}$  程度で分布している。Michel electron のエネルギー分布は最大  $53\text{MeV}$  であると予想されているが、高エネルギー領域においてエネルギースケールの線形性が保たれていないため  $53\text{MeV}$  まで分布が伸びていないと考えられる。エネルギーの再構成については今後の課題である。先発信号と後発信号の時間差の分布を  $f(t) = \exp\{-t/\tau\}$  でフィッティングした結果、 $\tau = 2.15\mu\text{sec}$  となり、ミュオンの崩壊時間とほぼ一致している。

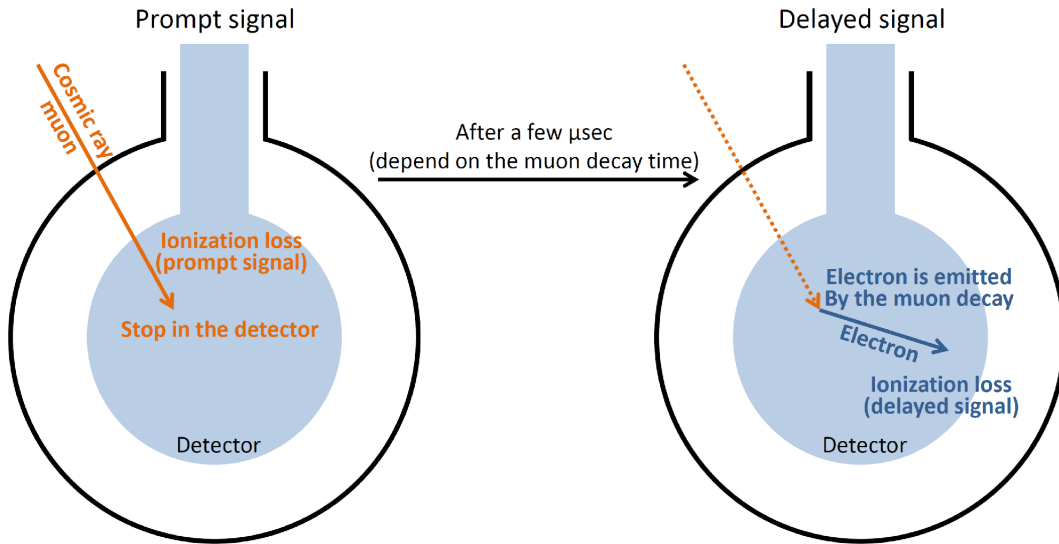


図 3.6: Michel electron バックグラウンドの模式図

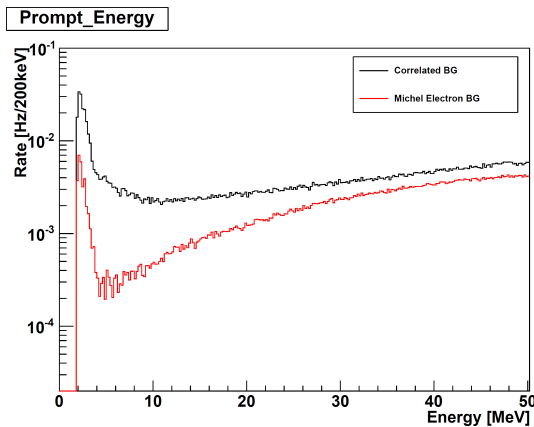


図 3.7: Michel electron バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布

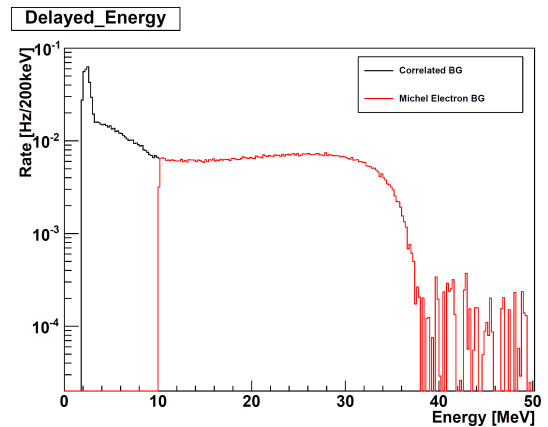


図 3.8: Michel electron バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布



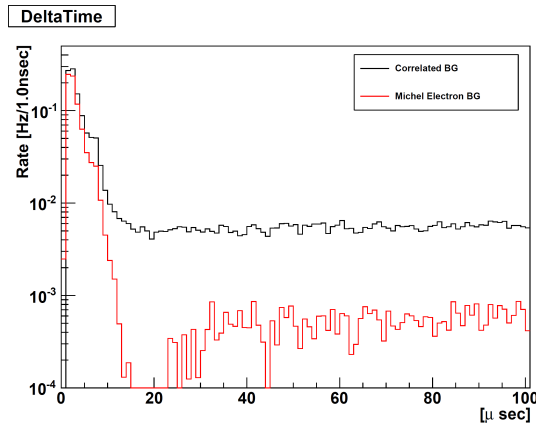


図 3.9: Michel electron バックグラウンド  
の先発信号と後発信号の時間差

### 高速中性子

高速中性子は宇宙線ミュオンが装置やその周囲にあるコンクリートなどの物質の原子核と衝突して生成される。生成された高速中性子が検出器内に入射し液体シンチレータ中の陽子と衝突を繰り返して熱化する。衝突された陽子がエネルギーを落とすことで液体シンチレータが発光し、先発信号をつくりだす。また、熱化された中性子はガドリニウムに捕獲されてることで $\gamma$ 線を放出し、後発信号をつくりだす。検出器内での反応の模式図は図 3.10 に示した。

東北大学にて改良検出器によって測定した約 8.0 日分のバックグラウンドデータでの Correlated バックグラウンドと高速中性子バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布を図 3.11 に、後発信号のエネルギー分布を図 3.12 に、先発信号と後発信号の時間差を図 3.13 に示した。このデータのセレクション条件は

- $1.8[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy}$
- $1.8[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy} < 10[\text{MeV}]$
- $20[\mu\text{sec}] < \Delta\text{time} < 80[\mu\text{sec}]$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた

である。高速中性子バックグラウンドは宇宙線ミュオン起源であるため、図 3.11 の先発信号のエネルギー分布は高エネルギー領域において平坦である。また、図 3.12 の後発信号のエネルギー分布では熱中性子が陽子に捕獲され 2.2MeV 付近にピークが確認できる。そして、熱中性子がガドリニウムに捕獲され 8MeV 付近まで連続的な分布が確認できる。この結果から、高速中性子事象を確認することができた。

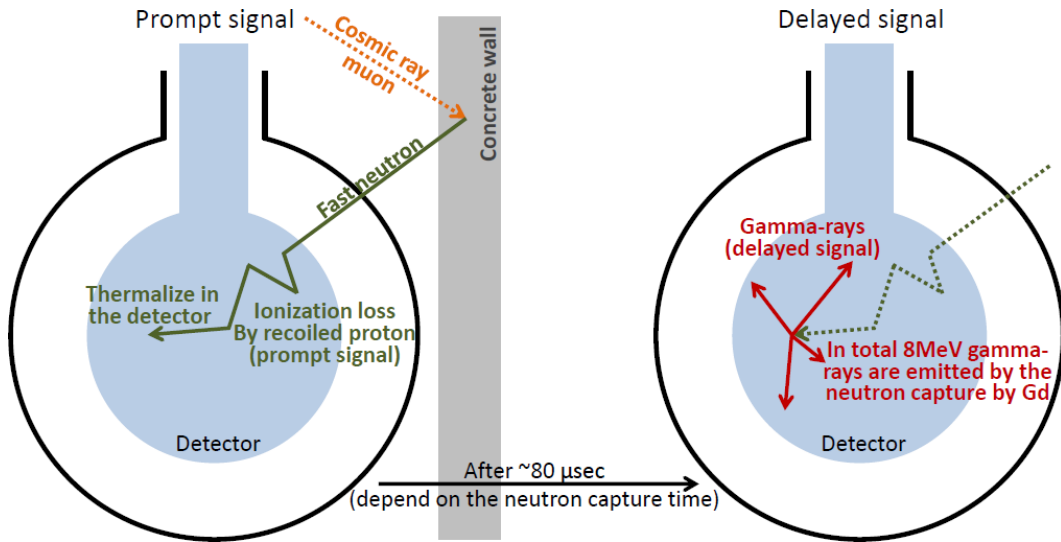


図 3.10: 高速中性子バックグラウンドの模式図

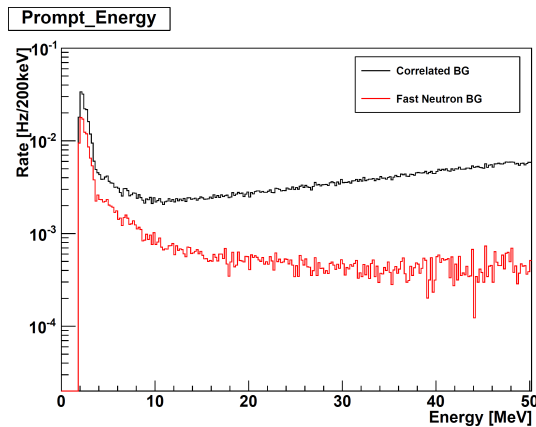


図 3.11: 高速中性子バックグラウンドの先発信号のエネルギー分布

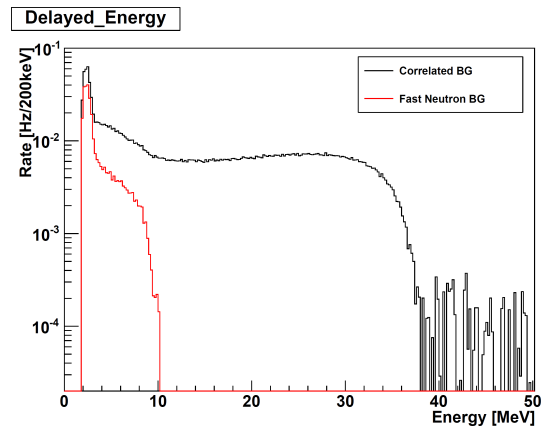


図 3.12: 高速中性子バックグラウンドの後発信号のエネルギー分布

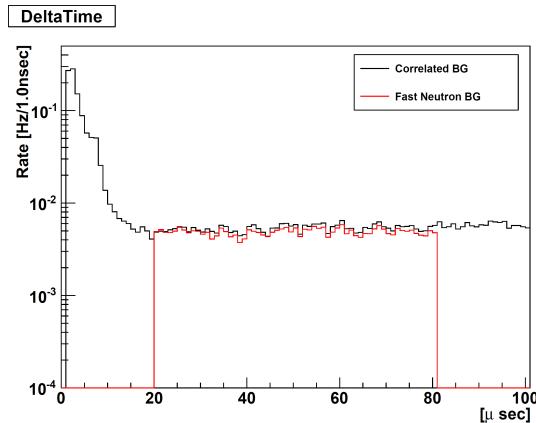


図 3.13: 高速中性子バックグラウンドの先発信号と後発信号の時間差

### マルチ高速中性子

宇宙線ミュオンが装置やコンクリートなどの物質と相互作用することにより中性子を放出する。その際に複数の高速中性子が同時に生成され、そのいくつかの中性子が液体シンチレータの陽子に衝突し熱化され、ガドリニウムに捕獲される。このような事象をマルチ高速中性子事象と呼ぶ。検出器内での反応の模式図は図 3.14 に示した。検出器内に侵入した複数の高速中性子のエネルギーが低く図 3.14 の 1st シグナルが閾値以下になる場合がある。このような場合は図 3.14 の 2nd シグナルと 3rd シグナルがそれぞれ先発信号と後発信号となり、どちらも  $\gamma$  線による事象であるために PSD 解析によるマルチ高速中性子事象を除去することが困難である。

図 3.15 は東北大学で取得したバックグラウンドの中からマルチ高速中性子事象を PSD 解析 (DoubleGate 法, 5.2 参照) によってあらわした図である。このデータのセレクション条件は、

- $3.5[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy} < 6.0[\text{MeV}]$
- $3.5[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy} < 10[\text{MeV}]$
- $10[\mu\text{sec}] < \Delta\text{time} < 100[\mu\text{sec}]$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた

である。図 3.15 の Multi Neutron (1st signal) が高速中性子由来の信号で Multi Neutron (2nd signal) が  $\gamma$  線由来の信号である。図で赤実線から赤破線を引いた部分が高速中性子による事象が多く含まれているデータであるが、0.28 以下の部分において  $\gamma$  線由来の信号に混ざってしまっている。first signal を出さないマルチ高速中性子事象がこの部分のデータであると考えられる。

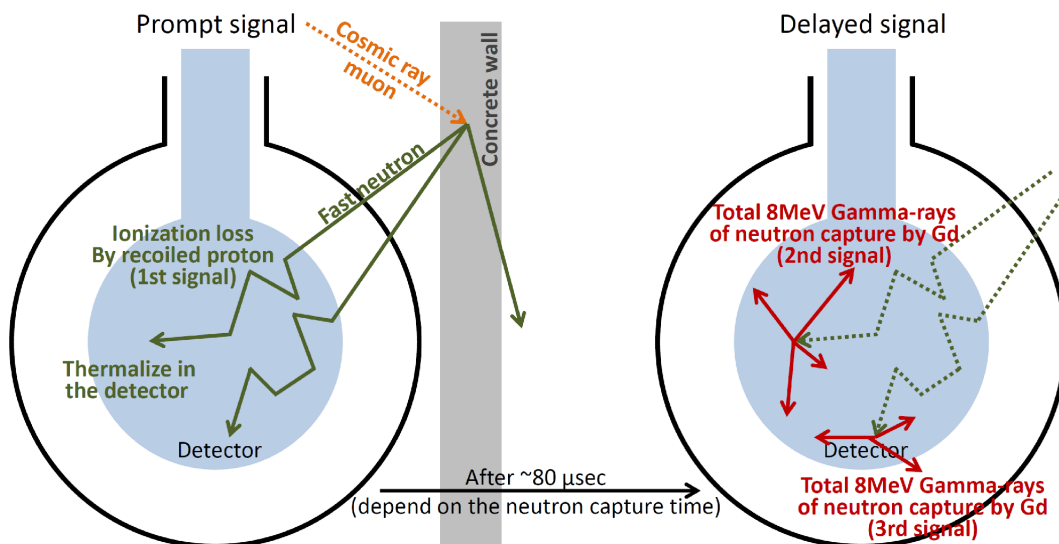


図 3.14: マルチ高速中性子バックグラウンドの模式図

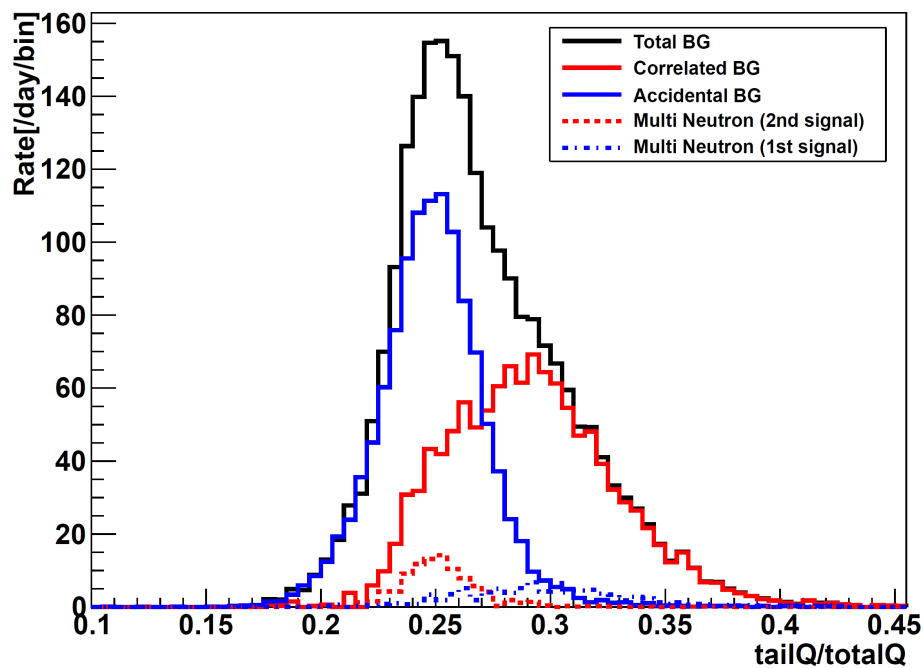


図 3.15: マルチ高速中性子バックグラウンドの解析結果

## 第4章 高速中性子データ取得

高速中性子バックグラウンドを波形弁別法を用いてどの程度除去できるかを評価するため、東北大学で測定したバックグラウンドから高速中性子が多く含まれるデータサンプルをつくり、そのデータを用いて波形弁別法の評価を行った。データの取得期間は約 8.0 日であり、測定方法は第 3 章の検出器のバックグラウンドの測定と同様である。

### 4.1 高速中性子データセレクション

高速中性子データセレクションは 3.2.2 節でも記載したが、今後の波形解析に用いる高速中性子バックグラウンドのデータセレクションは前述のものから変更した。セレクション条件は、

- $3.5[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy} < 6.0[\text{MeV}]$
- $3.5[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy} < 10[\text{MeV}]$
- $5[\mu\text{sec}] < \Delta\text{time} < 100[\mu\text{sec}]$
- $\Delta\text{ Position} < 25[\text{cm}]$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた
- 先発信号から  $200[\mu\text{sec}]$  以内に 1 度だけ事象が存在する事象を用いた。

である。ここで、 $\Delta\text{ Position}$  は先発信号と後発信号の再構成した事象位置の距離である。事象位置再構成の方法については [15] を参照していただきたい。先発信号から 2 度以上の事象が存在する事象はマルチ高速中性子事象である可能性が高いため、先発信号から  $200[\mu\text{sec}]$  以内に 1 度だけ事象が存在する事象のみを用いた。このセレクション条件は原子炉の近くに検出器を設置して測定した際に想定しているニュートリノセレクションと同様である。ニュートリノセレクション内でどの程度高速中性子事象が存在し、除去できるかを評価するため、このようなセレクションを採用した。

### 4.2 高速中性子データ

4.1 節で記載した高速中性子データセレクションを行ったデータの分布を図 4.1 から図 4.6 に示した。Correlated BG のデータは Total BG から Accidental BG を差し引いたものである。またそれぞれの分布はその他のセレクション後の分布である。た

例えば、図 4.1 であれば先発信号に対するセレクション以外を行った分布である。

図 4.4 の後発信号のエネルギー分布から 2.2MeV 付近に分布する熱化した中性子が陽子に捕獲されて放出される  $\gamma$  線による信号をカットし、ガドリニウムによって捕獲された事象のみを扱う。図 4.4 から熱中性子がガドリニウムに捕獲されることであられる 8MeV 付近までの連続的な分布が確認できる。これにより環境  $\gamma$  線の事象を減らし、Accidental バックグラウンドを減らすことでより高速中性子事象の割合を大きくした。図 4.6 は指数関数でフィッティングした。その結果、中性子捕獲時間は  $116.3 \pm 10.2 [\mu\text{sec}]$  であり液体シンチレータの組成から算出した  $79.1 [\mu\text{sec}]$  と近い結果である。このようなデータサンプルを波形解析に用いた。

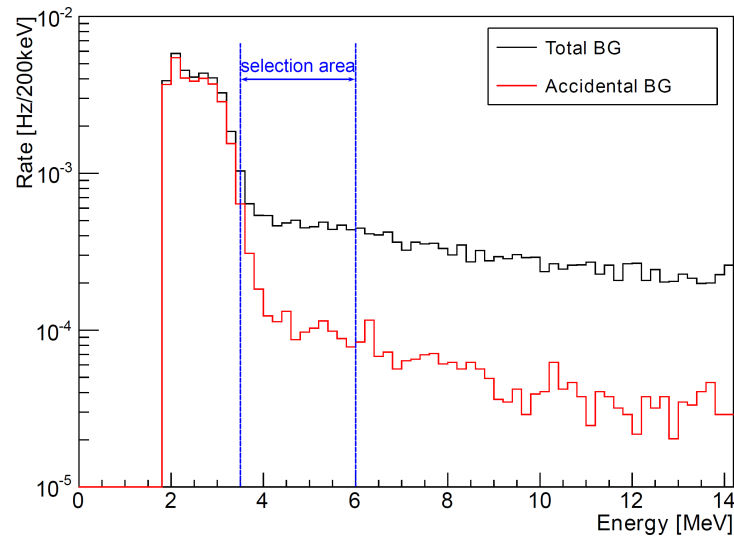


図 4.1: 高速中性子事象の先発信号のエネルギー分布 (Total BG と Accidental BG)

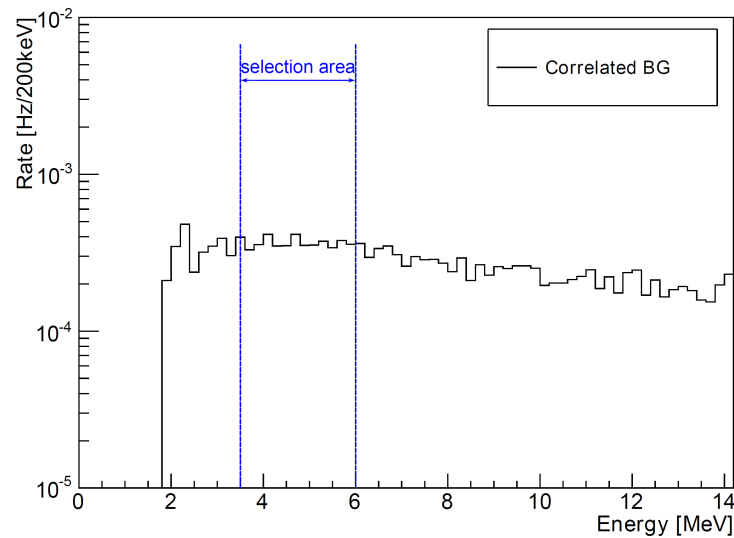


図 4.2: 高速中性子事象の先発信号のエネルギー分布 (Correlated BG)

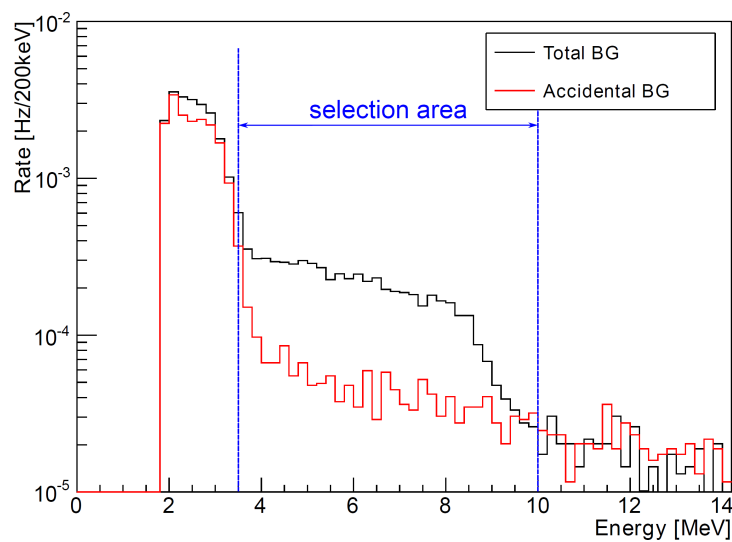


図 4.3: 高速中性子事象の後発信号のエネルギー分布 ( Total BG と Accidental BG )

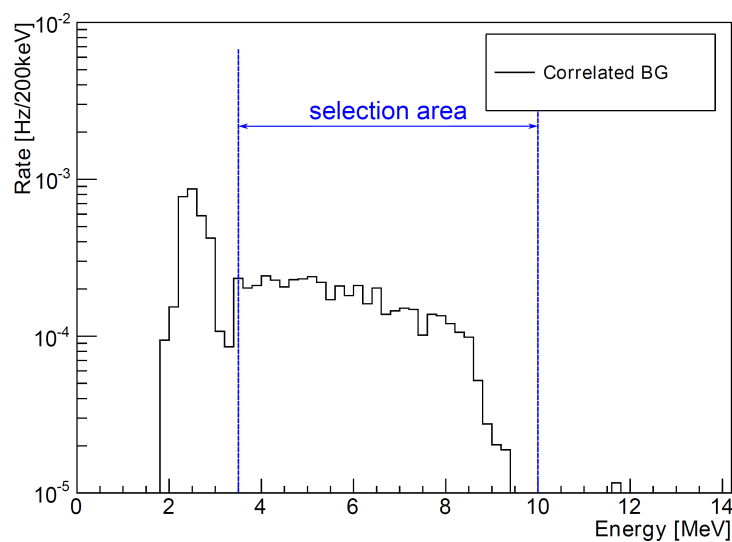


図 4.4: 高速中性子事象の後発信号のエネルギー分布 ( Correlated BG )

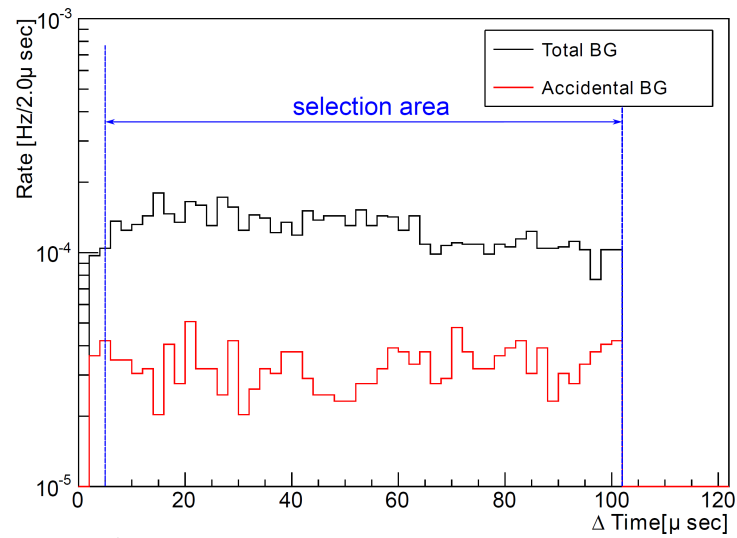


図 4.5: 高速中性子事象の先発信号と後発信号の時間差分布 ( Total BG と Accidental BG )

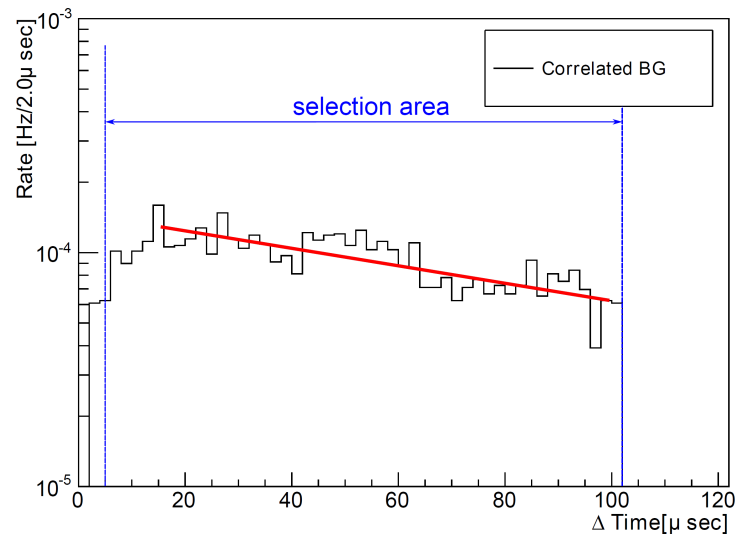


図 4.6: 高速中性子事象の先発信号と後発信号の時間差分布 ( Correlated BG )



## 第5章 高速中性子データによる波形弁別

### 5.1 波形弁別の原理

#### 5.1.1 液体シンチレータの発光原理およびクエンチング

液体シンチレータは結晶シンチレータと比較して、発光機構が複雑なため発光原理において未解決の問題も残っている。しかし、おおよその発光原理は以下のようなものであると考えられている。

1. 溶媒分子が放射線のエネルギーを吸収して励起。
2. 溶媒分子から他の溶媒分子へとエネルギーの移行。
3. 励起した溶媒分子から溶質分子へのエネルギーの移行。
4. 溶質分子が励起状態から遷移し発光。

この発光過程において放射線のエネルギーのうち液体シンチレータ内で光エネルギーに変わらず消えてしまうエネルギーがある。その作用をクエンチング（消光）といい、数種類のクエンチングが存在し、エネルギー移行過程でのクエンチングは図 5.1 のように生じる。

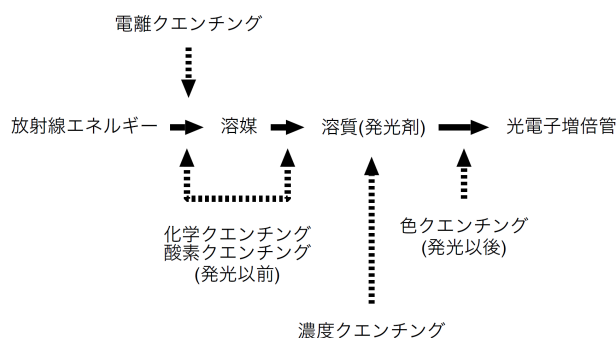


図 5.1: エネルギー移行過程におけるクエンチング [27]

#### 5.1.2 パルス波形弁別

有機シンチレータにおいて観測されるシンチレーション光のほとんどは数 nsec という減衰時間の即発蛍光である。しかし、多くの場合数百 nsec という減衰時間をもつ遅発蛍光が観測される。全体的な光収率曲線は即発蛍光と遅発蛍光の 2 つの指数減衰の和で表すことができる。光収率の多くは即発成分であるが、遅い成分に現れる光の割

合が励起粒子の種類に依存することを用いて、同じエネルギーを検出器に付与した異種の粒子間の弁別を行うことが可能である。

電離性粒子の飛跡に沿って、遅いシンチレーション成分が図 5.2 の  $T_1$  で示される長寿命のトリプレット状態の励起から生じている。このような 2 個の励起分子間の 2 分子相互作用によって、一方の分子は最低のシングレット状態  $S_1$  に、他は基底状態の分子となる。このシングレット状態の分子は普通の遷移をして遅発蛍光を発する。したがって、遅い成分の収率の違いは粒子の飛跡に沿ったトリプレット状態の密度の相違で説明できる。なぜならば 2 分子反応の収率はトリプレット状態の濃度の 2 乗に比例するからである。そこでこの遅い成分は主に励起する粒子のエネルギー損失率  $dE/dx$  に依存することになり、 $dE/dx$  の大きな粒子に対して大きな値となる。この過程は電離クエンチングの一部と考えられ、遅い成分の出現過程の予測はいろいろな有機物のシンチレーションパルス波形測定によって一般に確かめられている。

スチルベン結晶やいくつかの有機シンチレータは異種の放射線で励起される遅い成分の相対値が大きく異なるためパルス波形弁別に適している。図 5.3 はアルファ粒子、高速中性子（反跳陽子）および  $\gamma$  線（高速電子）に対してスチルベンで観測されたシンチレーション光の違いを示している。このようなシンチレータでは中性子と  $\gamma$  線のように  $dE/dx$  の大きな違いによって放射線を弁別することが可能である。

また PSD の特徴として次の 2 点が挙げられている。

- ガドリニウムを入れると、PSD 能力が落ちるといわれている。
- 検出器サイズを大きくすると光子計測のタイミングがずれ、PSD 能力が落ちる。

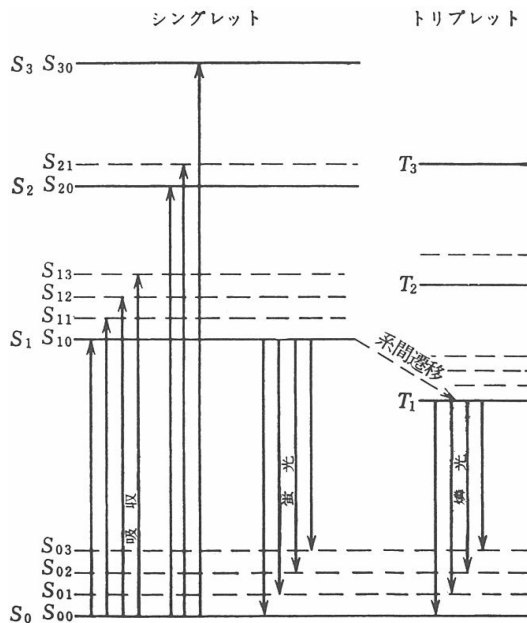


図 5.2:  $\pi$  電子構造をもつ有機分子のエネルギー準位 [28]

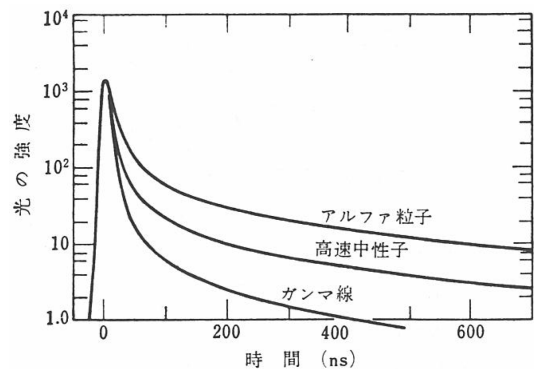


図 5.3: 異種放射線で励起されたスチルベン中のシンチレーションパルスの時間特性（時間 0 で同じ強度に規格化） [28]

## 5.2 Double Gate 法

高速中性子による反跳陽子の波形がピーク後の減衰が緩やかであることを利用して、2つの異なる長さの Gate における電荷の比をとり PSD を行う。各事象ごとに PMT16 本の波形を peak 位置をそろえて足し合わせ解析に用いた。任意の 1 事象における PMT16 本の波形を peak 位置をそろえて足し合わせた波形を図 5.4 に示した。

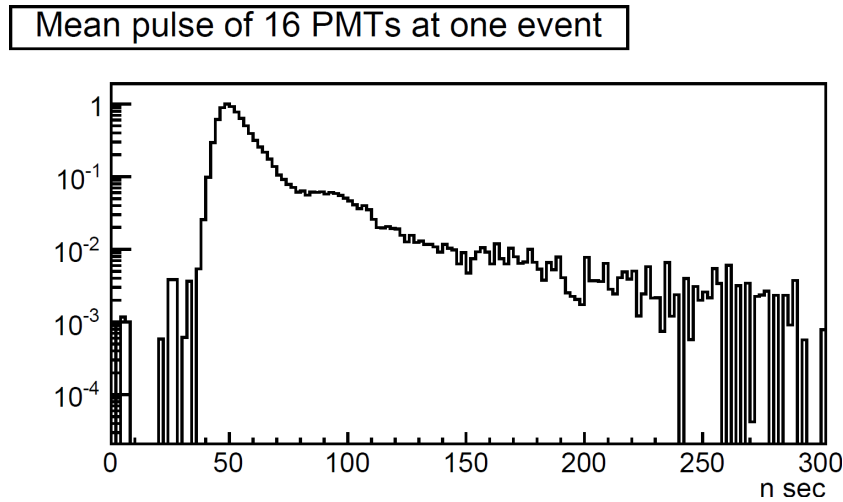


図 5.4: 任意の 1 事象の PMT16 本の波形を Peak 位置をそろえて足し合わせた波形 (波高で規格化した)

### 5.2.1 Long Gate

図 5.5 に Gate の定義を記載した。Total Gate として peak の 20nsec 前から peak の 120nsec 後までの範囲を定義し、Tail Gate の開始位置を変えて解析を行った。これにより、最適な Tail Gate の開始位置を調べた。

図 5.6~ 図 5.11 は Tail Gate の定義を peak 位置の 16nsec 後から 140nsec 後までとしたときのデータである。図 5.6 は先発信号の TailQ/TotalQ の分布であり、黒線と赤線はそれぞれ Total バックグラウンドと Accidental バックグラウンドである。ここで、TailQ はパルスデータを Tail Gate の範囲で積分した電荷であり、TotalQ はパルスデータを Total Gate の範囲で積分した電荷である。図 5.8 は図 5.6 の黒線から赤線を引いた Correlated バックグラウンドの TailQ/TotalQ の分布である。図 5.7 と図 5.9 も同様に後発信号の TailQ/TotalQ の分布である。図 5.8 は高速中性子による反跳陽子の事象が多く含まれるデータであり、図 5.9 は  $\gamma$  線の事象が多く含まれるデータである。図 5.8 と図 5.9 のそれぞれの収率曲線をプロットしたものを図 5.10 の赤線と青線に示し、それぞれの関係をプロットしたものを図 5.11 に示した。

図 5.11 と同様の解析を Tail Gate の定義の Start 位置を変えて行った。このように解析を行った  $\gamma$  線事象の収率が 0.85 であるときの高速中性子事象の収率と Tail Gate の定義の開始位置の関係を図 5.12 に示した。図 5.12 において同一の  $\gamma$  線の収率の場合に高速中性子の収率が小さいほど高速中性子の同定率が上がる。この結果から、Tail Gate の開始位置は peak 位置から 14nsec 後程度が最適であり、その場合の  $\gamma$  線の収

率が0.85のとき高速中性子事象の収率は0.090である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して $0.090/0.85=1/9.44$ に減少させることができる。

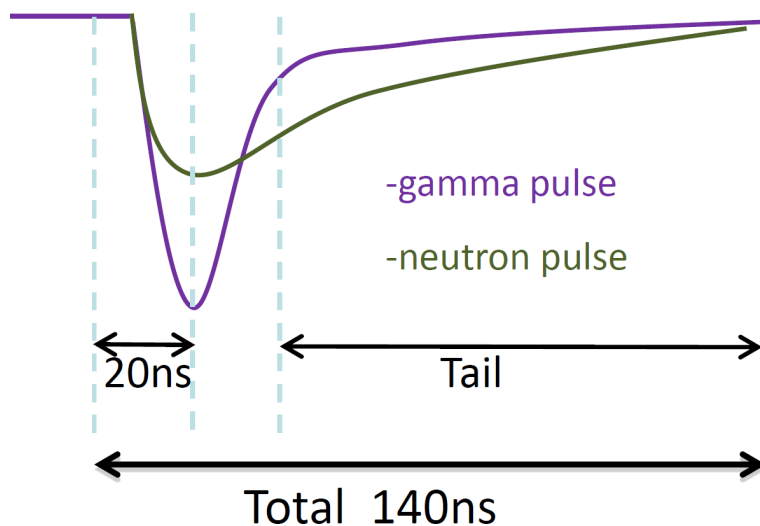


図 5.5: Double Gate 法の Gate の定義

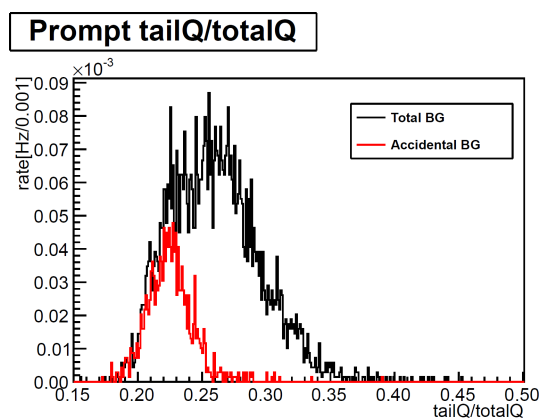


図 5.6: 先発信号の tailQ/totalQ の分布 (Total BG と Accidental BG)

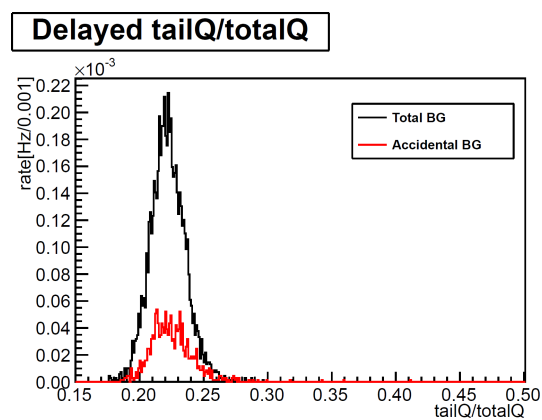


図 5.7: 後発信号の tailQ/totalQ の分布 (Total BG と Accidental BG)

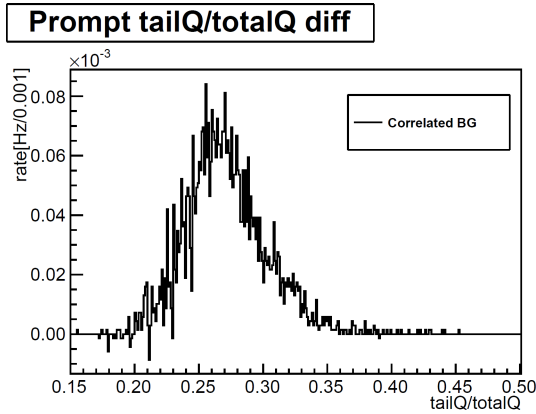


図 5.8: 先発信号の tailQ/totalQ の分布 (Correlated BG)

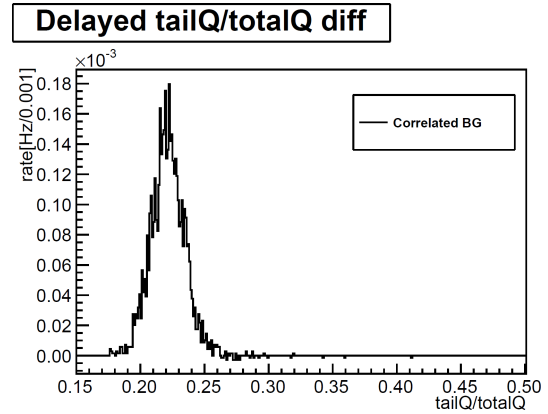


図 5.9: 後発信号の tailQ/totalQ の分布 (Correlated BG)

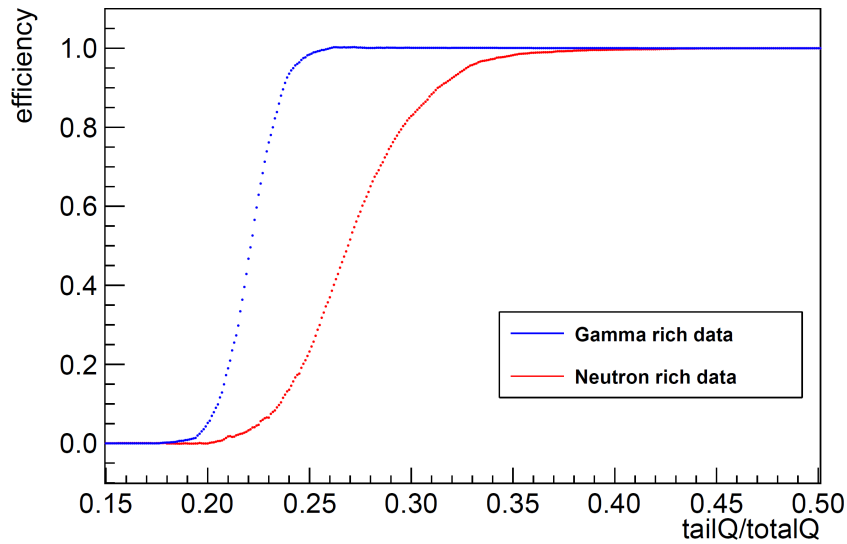


図 5.10: Double Gate 法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線 (赤点 : 図 5.8 の収率曲線、青点 : 図 5.9 の収率曲線)

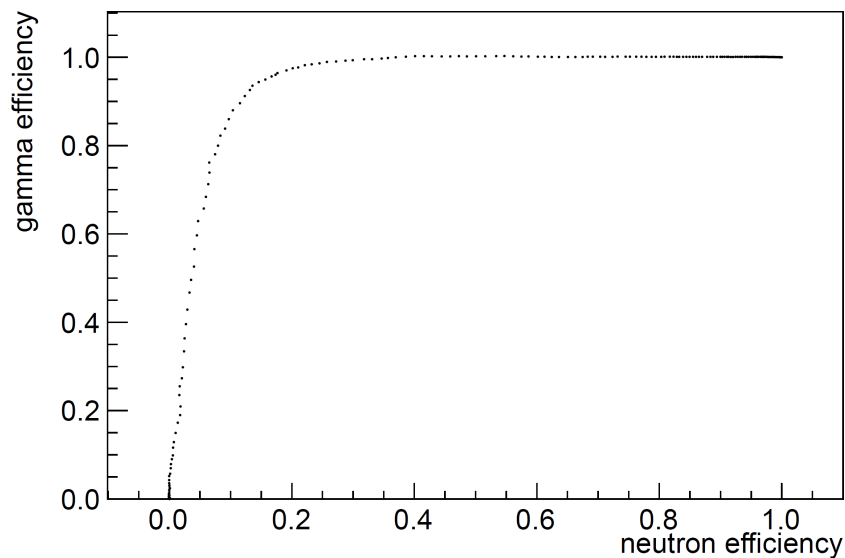


図 5.11: Double Gate 法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

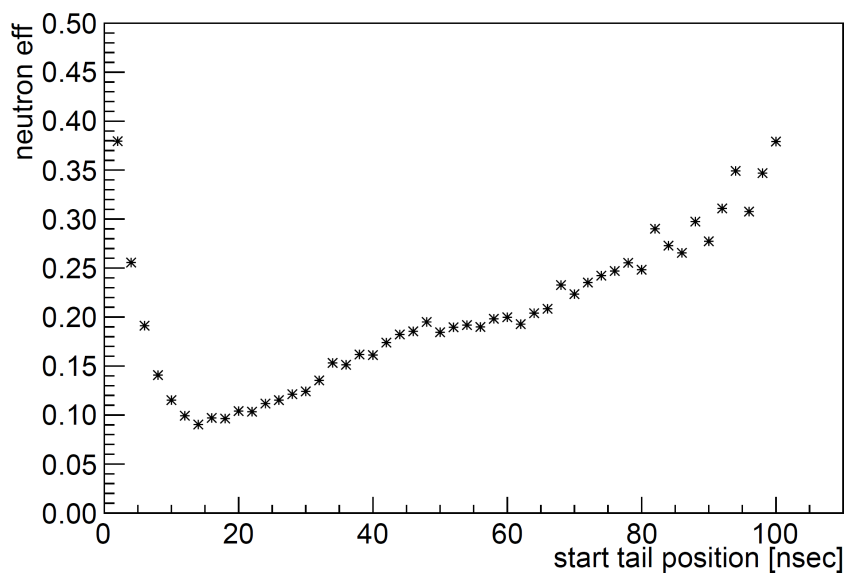


図 5.12: Double Gate 法での Start Tail Position と  $\gamma$  線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係

## 5.2.2 Long Gate Gaussian Fit

図 5.8 と図 5.9 の bin 幅を変え、それぞれガウス関数でフィットしたものが図 5.13 と図 5.14 である。フィット前と同様の解析を行った収率曲線が図 5.15～図 5.17 である。図 5.17 から、Tail Gate の開始位置は peak 位置から 16nsec 後程度が最適であることが分かる。これはガウス関数でフィットする前とほぼ同様である。その時の  $\gamma$  線の収率は 0.85 であり高速中性子事象の収率は約 0.114 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.114/0.85=1/7.64$  に減少させることができる。

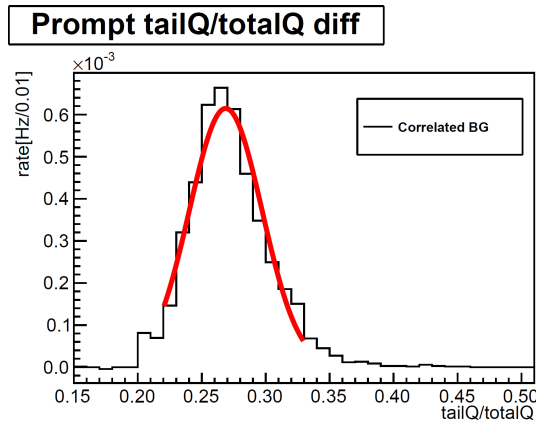


図 5.13: 先発信号の tailQ/totalQ の分布 (Correlated BG) と Gaussian フィット

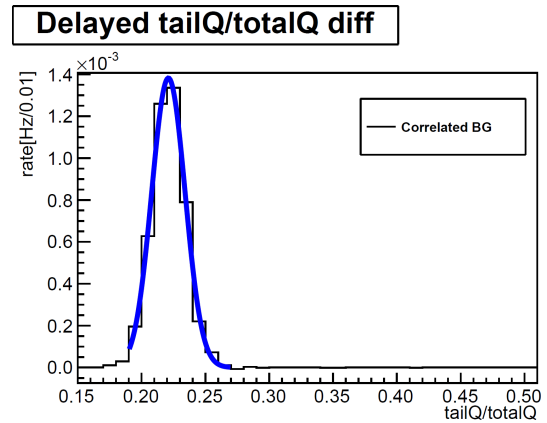


図 5.14: 後発信号の tailQ/totalQ の分布 (Correlated BG) と Gaussian フィット

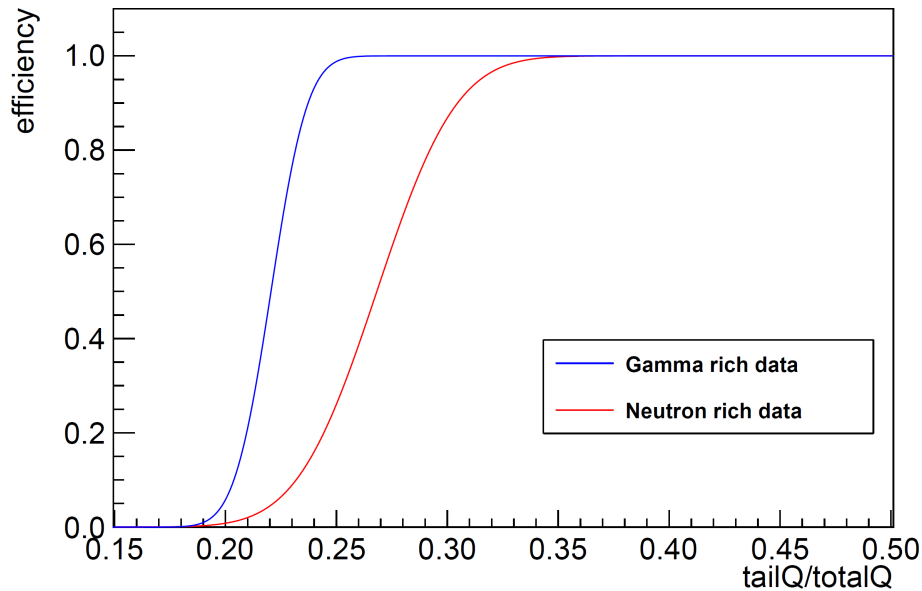


図 5.15: Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線 (赤点: 図 5.13 の収率曲線、青点: 図 5.14 の収率曲線)

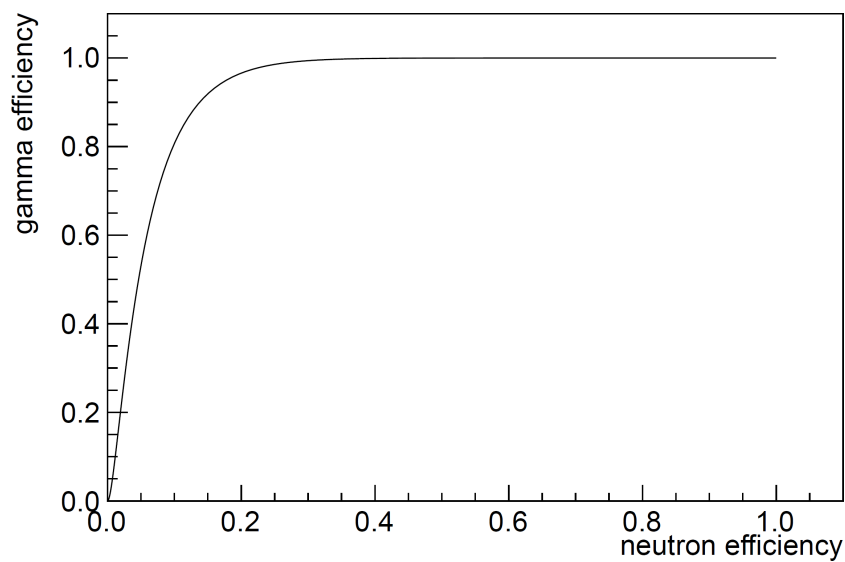


図 5.16: Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

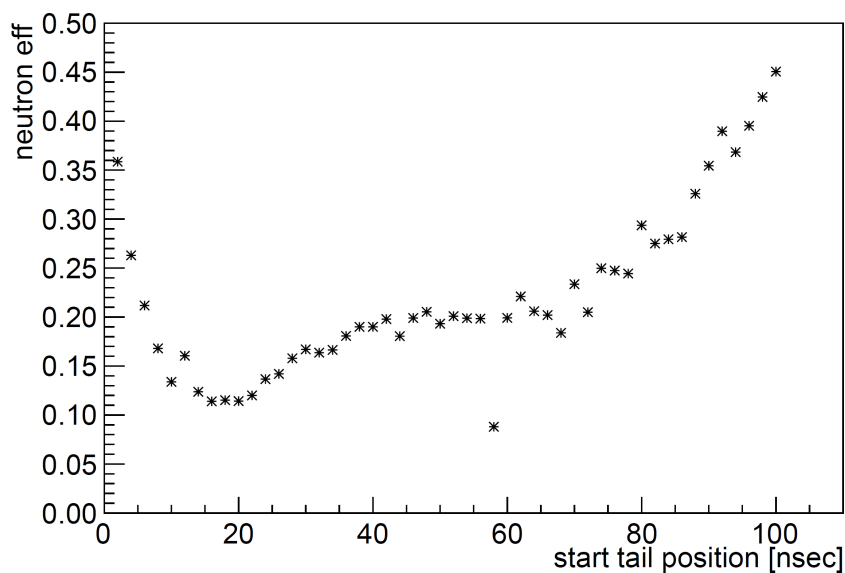


図 5.17: Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Start Tail Position と  $\gamma$  線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係



## 5.2.3 Only Tail Gate

FADC から得られた波形の Tail 部分のみの効果を調べるため、Tail の情報のみを用いて Double Gate 法で解析を行った。Pulse と Gate の定義は図 5.18 である。5.2.1 と 5.2.2 と同様に解析を行った結果が図 5.19 と図 5.20 である。

図 5.19 から、Tail Gate の開始位置は peak 位置から 12nsec 後程度が最適であり、その場合の  $\gamma$  線の収率が 0.85 のとき高速中性子事象の収率は 0.075 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.075/0.85=1/11.3$  に減少させることができる。

また、図 5.20 から、ガウス関数でフィットした場合は Tail Gate の開始位置は peak 位置から 12nsec 後程度が最適であり、その場合の  $\gamma$  線の収率が 0.85 のとき高速中性子事象の収率は 0.094 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.094/0.85=1/9.0$  に減少させることができる。

これらの結果から、波形の tail 部分のみの情報を用いた解析が波形の前の部分も使用した解析よりも若干良い結果であることが分かる。

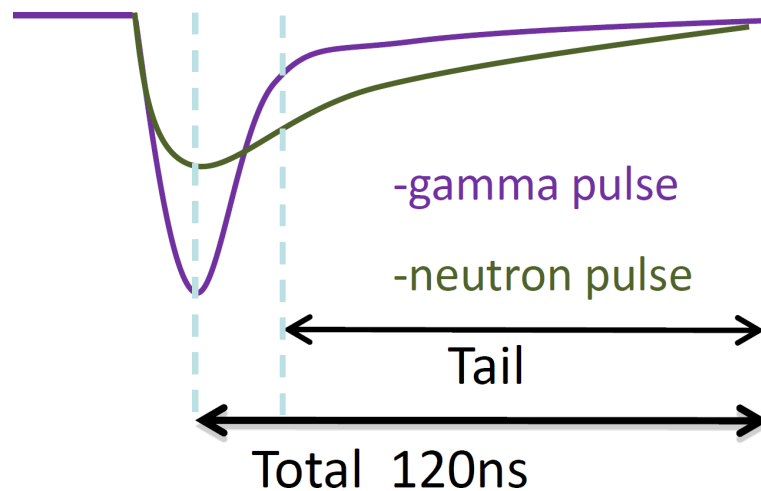


図 5.18: Tail の情報のみを用いた Double Gate 法の Gate の定義

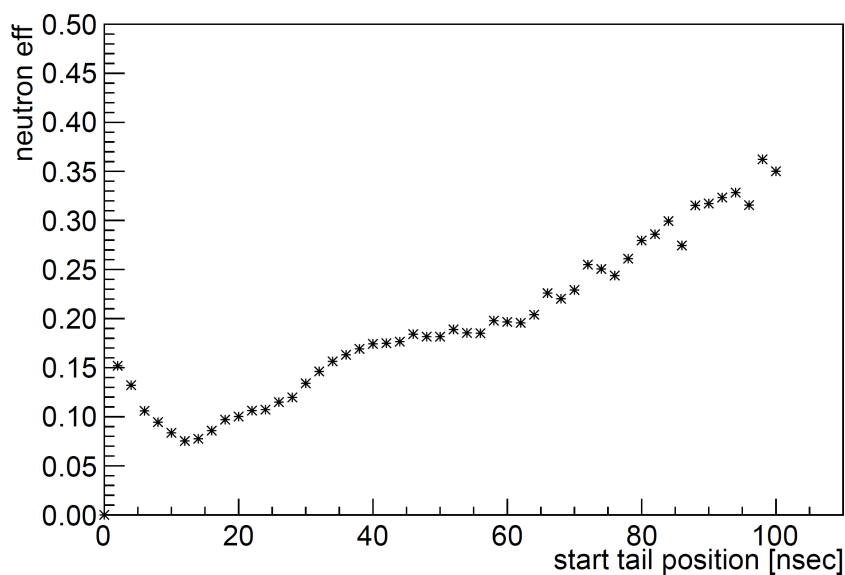


図 5.19: Tail 情報のみを使用した Double Gate 法での Start Tail Position と  $\gamma$  線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係

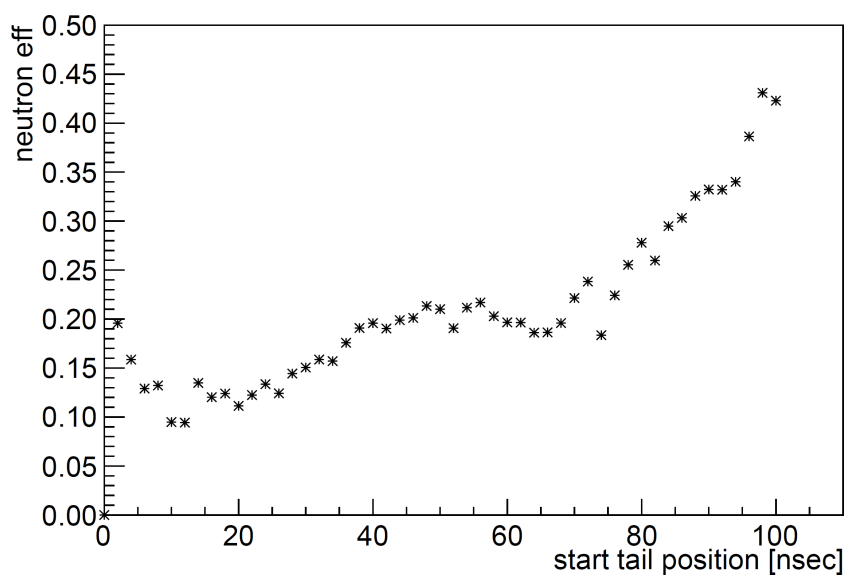


図 5.20: Tail 情報のみを使用し Gaussian フィットを用いた Double Gate 法での Start Tail Position と  $\gamma$  線の収率が 0.85 であるときの Neutron の収率の関係

### 5.3 指数関数近似法

シンチレーション光の光収率曲線が即発蛍光と遅発蛍光の2つの指数減衰の和で表すことができることから、2つの指数関数の和で測定した波形をフィットすることで波形弁別を行った。図5.4に示したような、各事象ごとにPMT16本の波形を peak 位置をそろえて足し合わせた波形を解析に用いた。波形のフィットに用いた関数は、

$$\text{Pulse height} = \frac{a}{b} \times \exp\left(-\frac{x-50}{b}\right) + \frac{1-a}{c} \times \exp\left(-\frac{x-50}{c}\right) \quad (5.1)$$

である。a~c はフィットの定数、 $x$  は図5.4における横軸の値、50 は波形の peak 位置である。式(5.1)は右辺の第1項目のフィット範囲を50~80nsec、第2項目のフィット範囲を80~200nsecとした。

フィットはCERNが提供しているROOT[32]を使用した。本研究ではROOTのバージョンは5.28.00を使用する。Fit MethodはChi-squareを用い、MinimizationにはMinuit LibraryとMIGRAD Methodを使用した。

図5.22は式(5.1)のフィットパラメータの分布である。図5.22の上2段の黒線がTotal BG、赤線がAccidental BGのデータであり、下2段が上2段の黒線から赤線を差し引いたCorrelated BGのデータである。また、1,3段目が先発信号、2,4段目が後発信号のデータであり、左から順にパラメータa、b、cの分布である。パラメータ[1]から即発成分の指数減衰の時定数が7nsecであることがわかり、パラメータ[2]から遅発成分の指数減衰の時定数が約35nsecであることが分かる。パラメータ[0]から即発成分の割合が $\gamma$ 線による信号は0.6、高速中性子による信号は0.5のあたりであることが分かる。

図5.23は指数関数近似法でのFast Neutron Rich dataとGamma Rich dataの収率曲線である。赤点は図5.22の3段目左図、青点は図5.22の4段目左図を用いて収率曲線を算出した。また、図5.23のそれぞれの関係を図5.24に示した。この結果から、 $\gamma$ 線の収率が0.861のとき高速中性子の収率は0.351である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して0.397/0.85=1/2.14に減少させることができる。

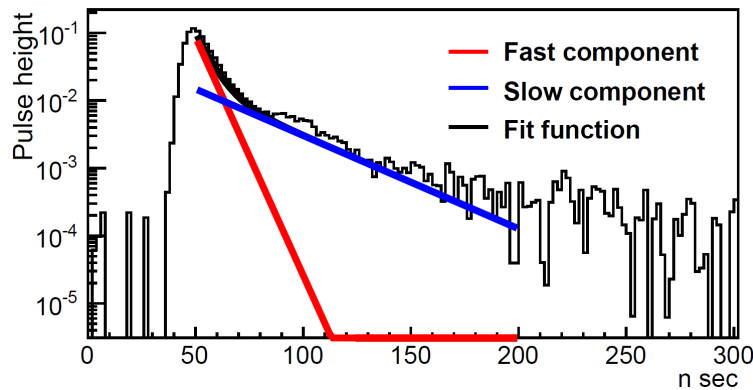


図 5.21: 図 5.4 を式 (5.1) でフィットした任意の 1 事象の波形 (波形の積分値で波高を規格化)

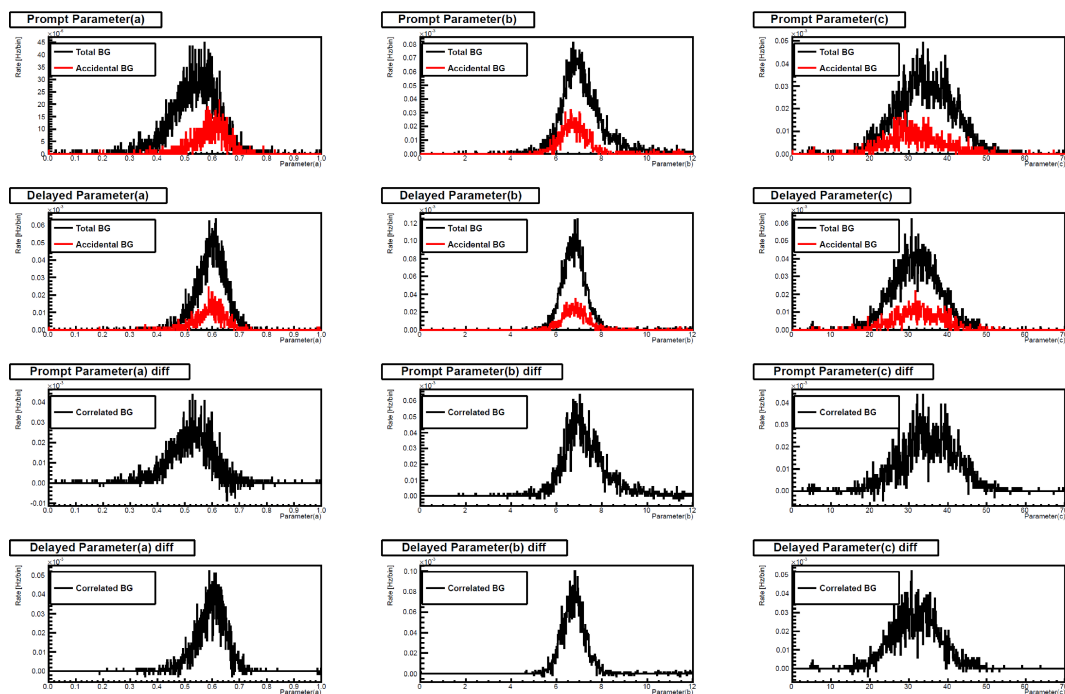


図 5.22: 式 (5.1) のフィットパラメータの分布

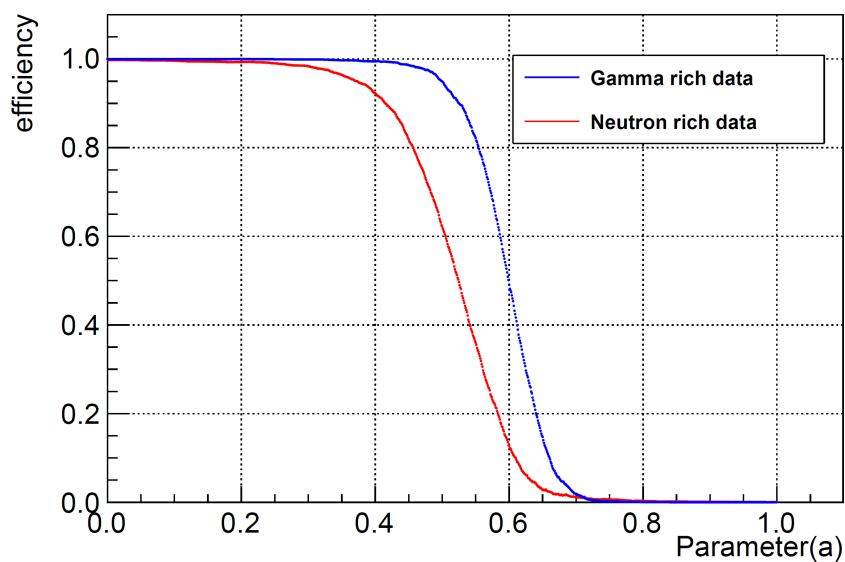


図 5.23: 指数関数近似法での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線 (赤点: 図 5.22 の 3 段目左図の収率曲線、青点: 図 5.22 の 4 段目左図の収率曲線)

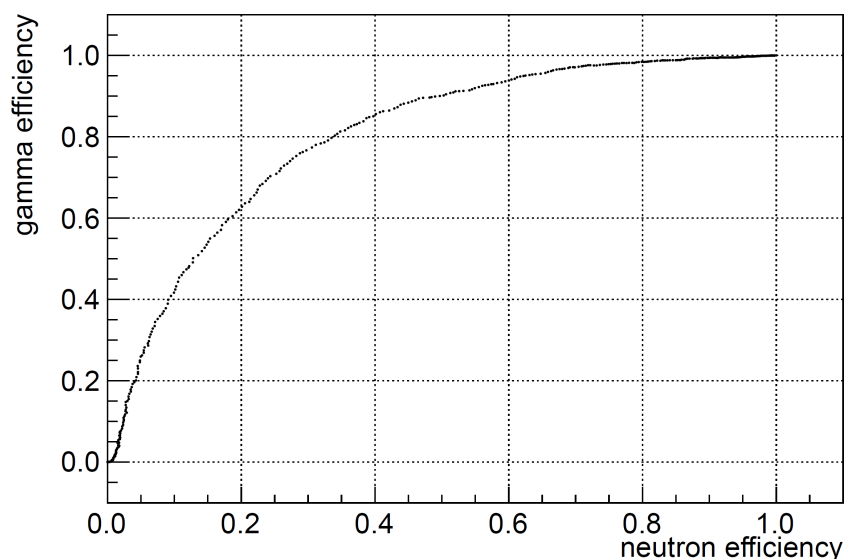


図 5.24: 指数関数近似法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

## 5.4 検定に用いる基準波形

$\gamma$  線と高速中性子の各粒子に対して基準波形を作成することで、測定波形と基準波形の違いをもとに波形弁別を行うことが可能である。また、実際にシンチレーション光の発光の違いを確認する上でも重要である。

基準波形の作成には第 4 章での高速中性子バックグラウンドデータを使用した。バックグラウンドデータから高速中性子事象のみを抽出することは本研究の目的でもあり現在不可能であるため、第 4 章の高速中性子バックグラウンドデータにさらにセレクションをかけて高速中性子の純度がより高いデータサンプルを作成した。セレクション条件は、

- $4.0 < \text{Prompt Energy} < 6.0 [\text{MeV}]$
- $4.0 < \text{Delayed Energy} < 9.0 [\text{MeV}]$
- $10 < \Delta \text{Time} < 100 [\mu \text{sec}]$
- $\gamma$  線：先発信号の Total バックグラウンドで  $0.28 > \text{TailQ}/\text{TotalQ}$  のデータ
- 高速中性子：後発信号の Total バックグラウンドで  $0.28 < \text{TailQ}/\text{TotalQ}$  のデータ

である。セレクション後の  $\text{TailQ}/\text{TotalQ}$  の分布を図 5.25 に示した。このセレクションにより Total バックグラウンドは 1309events であり、Accidental バックグラウンドは 32events となり、Total バックグラウンドのほとんどが Correlated バックグラウンドとなっている事がわかる。このセレクションのデータの波形を平均して算出した高速中性子と  $\gamma$  線の基準波形を図 5.26 に示した。高速中性子の波形と  $\gamma$  線の波形の Tail のひきかたの違いが確認できる。

ここで作成した基準波形を用いて、本来の統計学上の意味とは異なるが、統計学上よく用いられる方法を利用し解析手法の比較をした。解析手法と解析結果について、5.5節から5.7節に記載した。

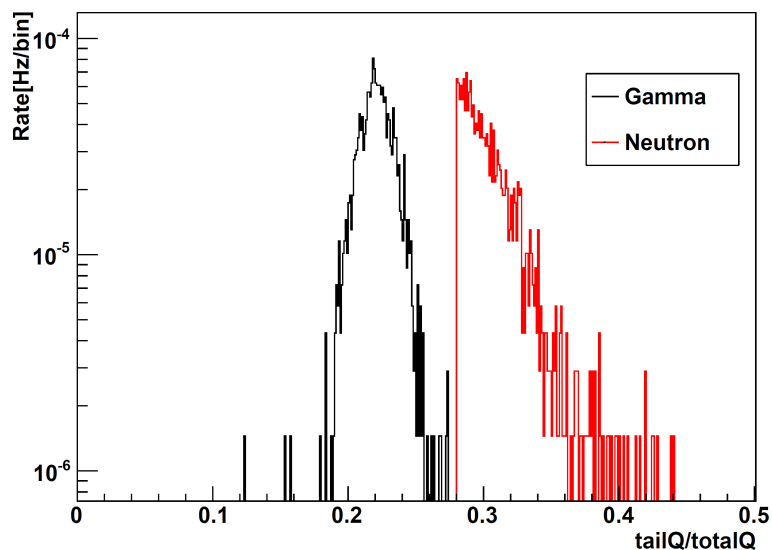


図 5.25: 基準波形作成セレクション後の先発信号の TailQ/TotalQ の分布

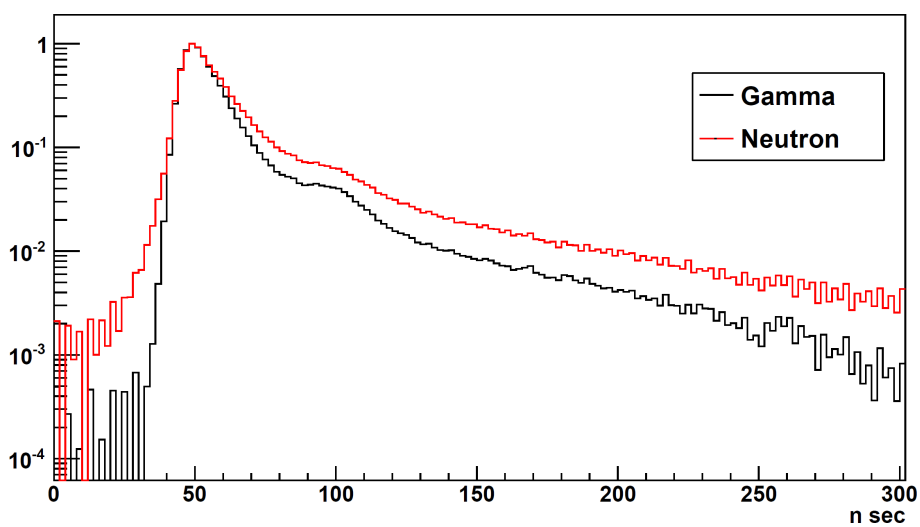


図 5.26: 高速中性子と  $\gamma$  線の基準波形 (波高で規格化)

## 5.5 Kolmogorov-Smirnov 検定 (K-S test)

$\gamma$  線と高速中性子の基準波形の波形 (図 5.26) と測定した波形との差が最大になる距離  $D$  (K-S 統計量) をもとに、それぞれの基準波形に対する有意確率  $P_\gamma$ 、 $P_{\text{neutron}}$  を式 (5.3) から求める。[29] 基準波形と測定波形の peak から  $i$ [nsec] のときの波高をそれぞれ  $\nu_i$ 、 $n_i$  として、

$$D = \text{Maximum of } |\nu_i - n_i| \quad (5.2)$$

$$\text{Probability}(D > \text{observed}) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} \exp\{-2j^2 D^2 N\} \quad (5.3)$$

ここで、 $N$  は K-S 検定を行うサンプル数である。この  $P_\gamma$  と  $P_{\text{neutron}}$  の差を利用して PSD を行った。この解析には波高で規格化した波形の peak 位置から 300nsec 後までのデータを使用した。

K-S test での  $P_{\text{neutron}} - P_\gamma$  の分布を図 5.27 に示した。上段が Total バックグラウンド (黒線) と Accidental バックグラウンド (赤線) の分布で、下段が Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた Correlated バックグラウンドの分布である。また、左側に先発信号の分布、右側に後発信号の分布を示した。この分布において高速中性子より  $\gamma$  線の波形に近い波形が多く測定されているほど、負の値の頻度が大きくなる。

図 5.28 は K-S test での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線である。赤点は図 5.27 の左下図、青点は図 5.27 の右下図を用いて収率曲線を算出した。また、図 5.28 のそれぞれの関係を図 5.29 に示した。この結果から、 $\gamma$  線の収率が 0.849 のとき高速中性子の収率は 0.322 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.322/0.849=1/2.63$  に減少させることができる。

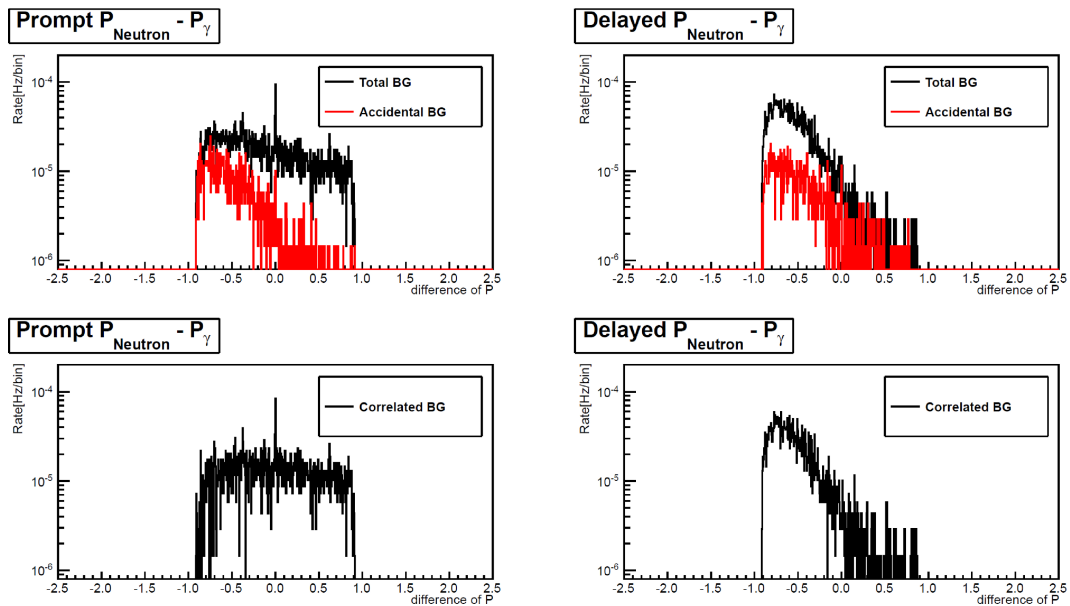


図 5.27: K-S test での  $P_{\text{neutron}} - P_\gamma$  の分布

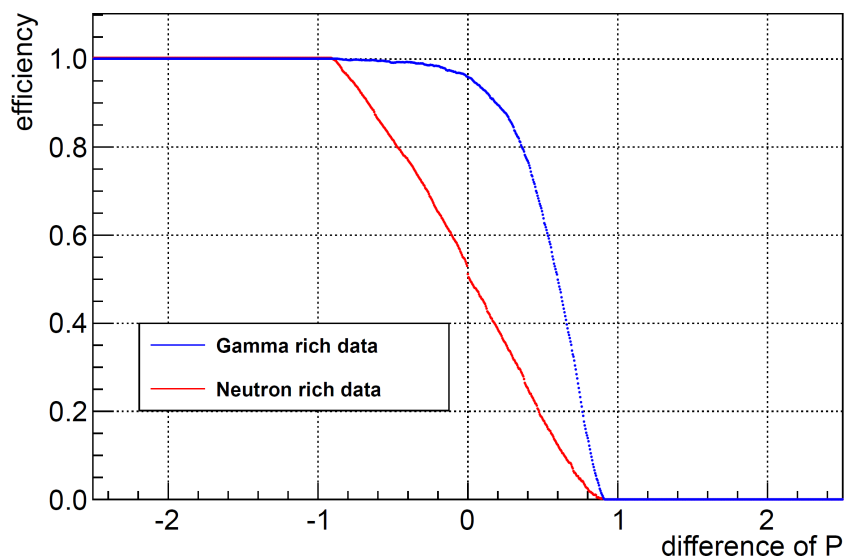


図 5.28: K-S test での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線 (赤点: 図 5.27 の左下の収率曲線、青点: 図 5.27 の右下の収率曲線)

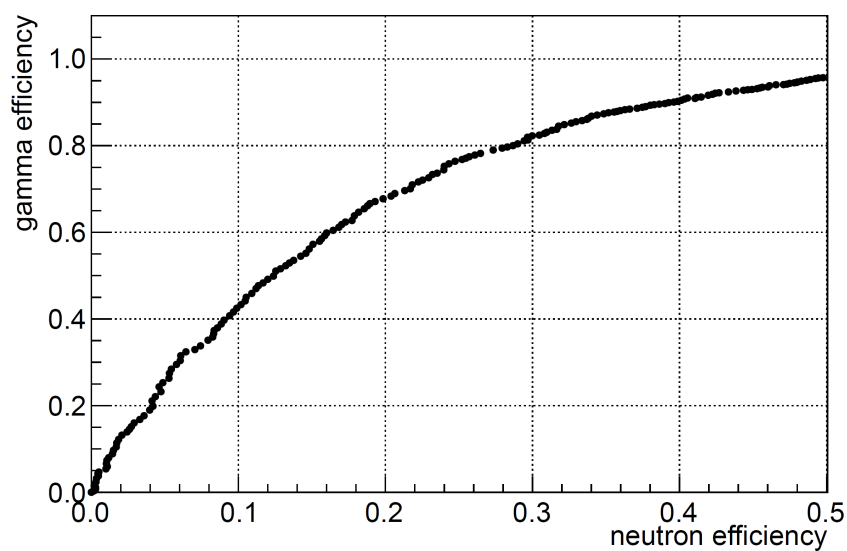


図 5.29: K-S test での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係



5.6  $\chi^2$  検定

$\gamma$  線と高速中性子の基準波形の波形 (図 5.26) と測定した波形がどの程度違っているかを式 (5.4) から求める。[30] 基準波形と測定波形の peak から  $i$ [nsec] のときの波高をそれぞれ  $\nu_i$ 、 $n_i$  として、

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(n_i - \nu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.4)$$

ここで、 $N$  は  $\chi^2$  検定を行うサンプル数である。 $\sigma_i$  は基準波形の peak から  $i$ [nsec] 後の波高の広がり (標準偏差) とした。 $\gamma$  線基準波形と高速中性子基準波形のそれぞれの  $\chi^2$  を計算し、その差をもとに PSD を行った。この解析には波高で規格化した波形の peak 位置から 300nsec 後までのデータを使用した。

高速中性子を基準波形とした  $\chi_{\text{neutron}}^2$  の値から  $\gamma$  線を基準波形とした  $\chi_{\gamma}^2$  を差し引いた値の分布を図 5.27 に示した。上段が Total バックグラウンド (黒線) と Accidental バックグラウンド (赤線) の分布で、下段が Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた Correlated バックグラウンドの分布である。また、左側に先発信号の分布、右側に後発信号の分布を示した。この分布において  $\gamma$  線より高速中性子の波形に近い波形が多く測定されているほど、負の値の頻度が大きくなる。

図 5.31 は  $\chi^2$  検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線である。赤点は図 5.30 の左下図、青点は図 5.30 の右下図を用いて収率曲線を算出した。また、図 5.31 のそれぞれの関係を図 5.32 に示した。この結果から、 $\gamma$  線の収率が 0.847 のとき高速中性子の収率は 0.143 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.143/0.847=1/5.94$  に減少させることができる。

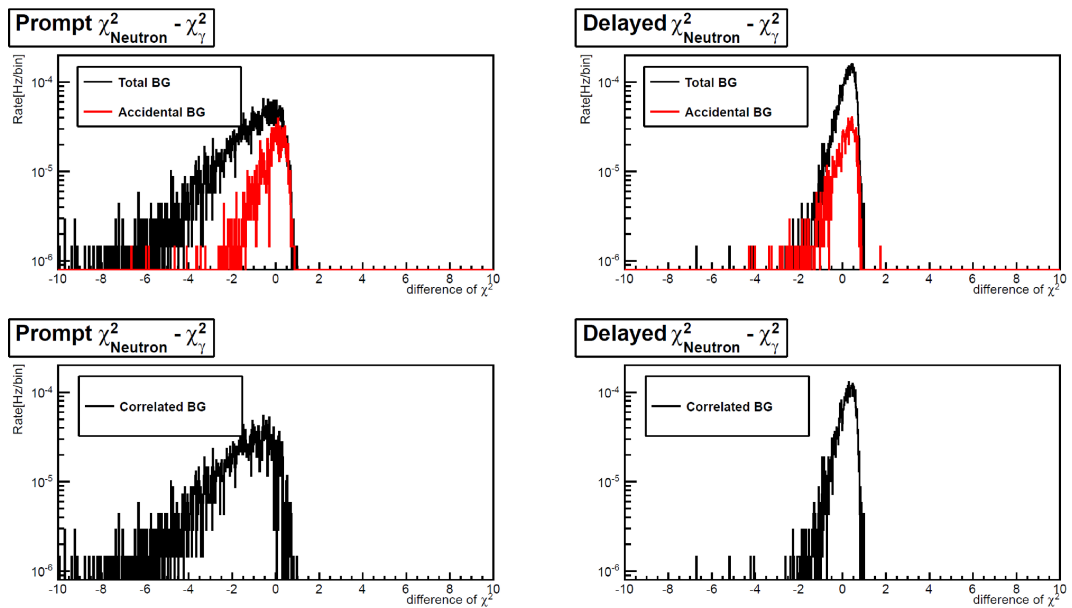


図 5.30:  $\chi^2$  検定での  $\chi_{\text{neutron}}^2 - \chi_{\gamma}^2$  の分布

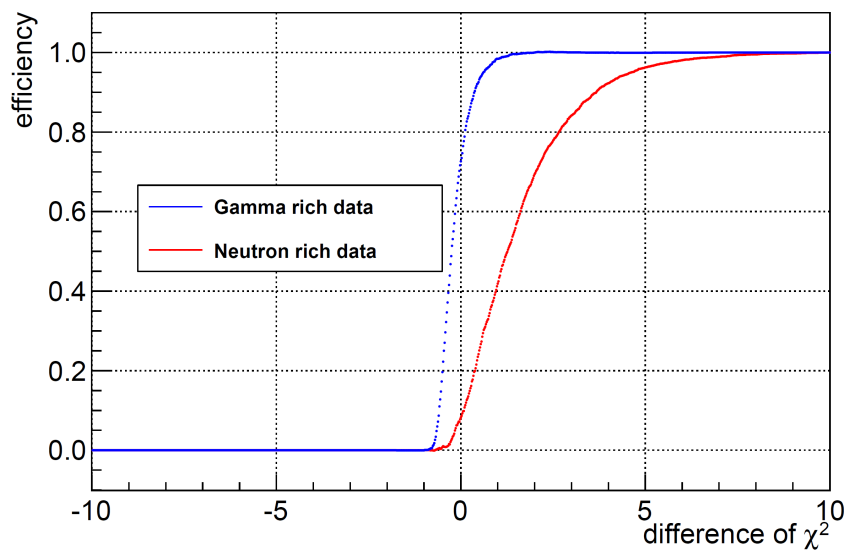


図 5.31:  $\chi^2$  検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線（赤点：図 5.30 の左下の収率曲線、青点：図 5.30 の右下の収率曲線）

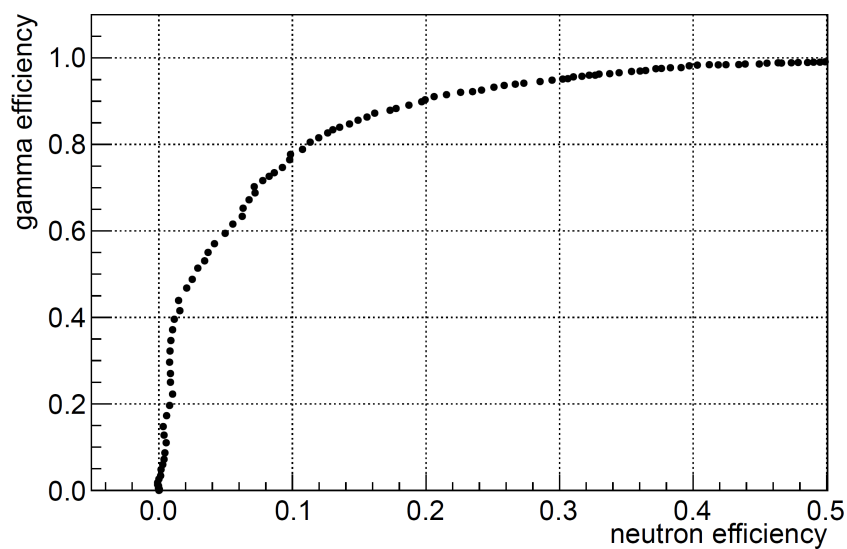


図 5.32:  $\chi^2$  検定での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

## 5.7 尤度比検定

$\chi^2$  検定と同様に測定波形が基準波形に対してどの程度異なっているかを式 (5.5) に従って評価する。[31]

$$\chi^2_{\text{likelihood}} = 2 \sum_{i=0}^N \left\{ n_i \log \left( \frac{n_i}{\nu_i} \right) + \nu_i - n_i \right\} \quad (5.5)$$

高速中性子を基準波形とした  $\chi^2_{\text{likelihood,neutron}}$  の値から  $\gamma$  線を基準波形とした  $\chi^2_{\text{likelihood},\gamma}$  を差し引いた値の分布を図 5.33 に示した。上段が Total バックグラウンド (黒線) と Accidental バックグラウンド (赤線) の分布で、下段が Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた Correlated バックグラウンドの分布である。また、左側に先発信号の分布、右側に後発信号の分布を示した。この分布において  $\gamma$  線より高速中性子の波形に近い波形が多く測定されているほど、負の値の頻度が大きくなる。

図 5.34 は尤度比検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線である。赤点は図 5.33 の左下図、青点は図 5.33 の右下図を用いて収率曲線を算出した。また、図 5.34 のそれぞれの関係を図 5.35 に示した。この結果から、 $\gamma$  線の収率が 0.851 のとき高速中性子の収率は 0.120 である。この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.120/0.851=1/7.11$  に減少させることができる。

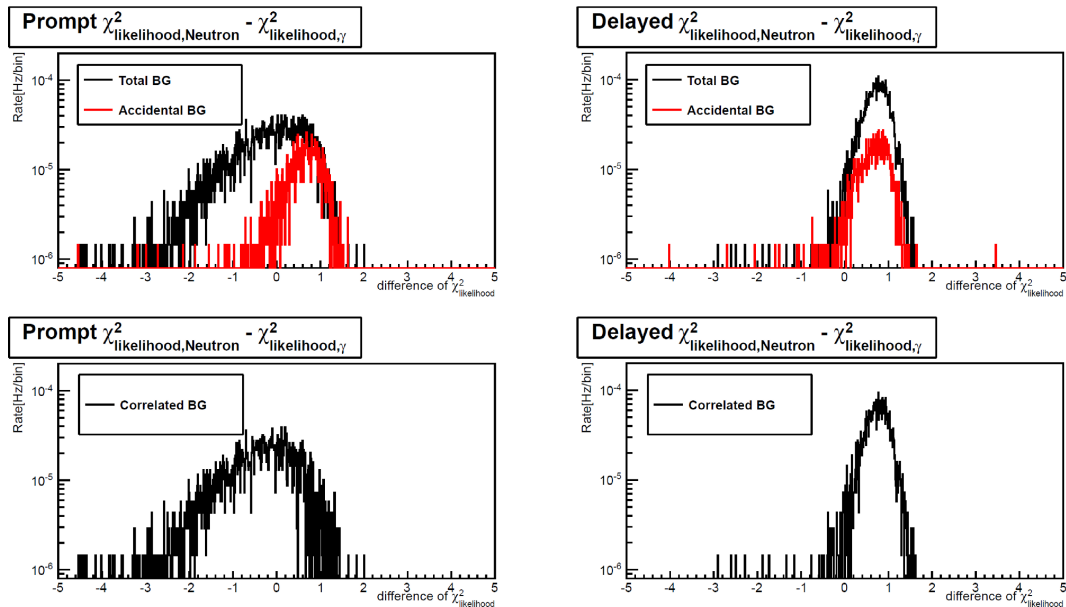


図 5.33: 尤度比検定での  $\chi^2_{\text{neutron}} - \chi^2_{\gamma}$  の分布

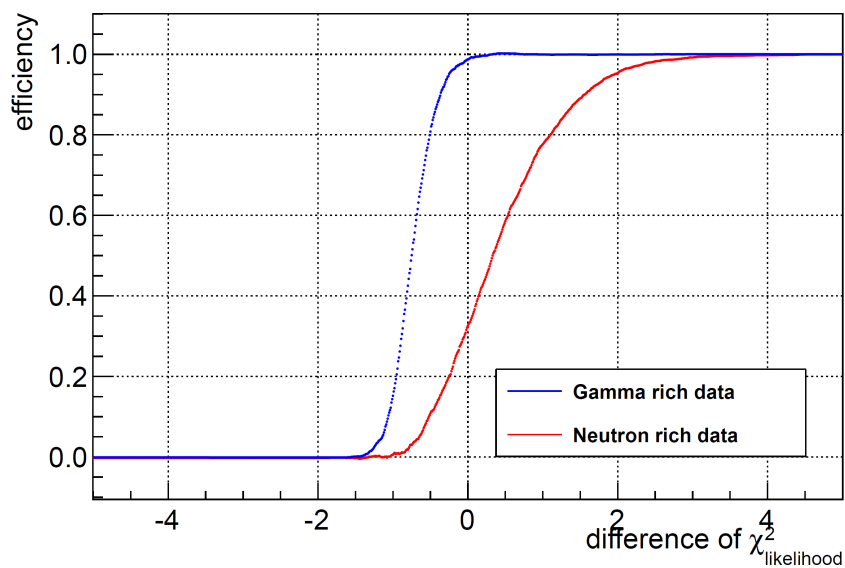


図 5.34: 尤度比検定での Fast Neutron Rich data と Gamma Rich data の収率曲線  
(赤点：図 5.33 の左下の収率曲線、青点：図 5.33 の右下の収率曲線)

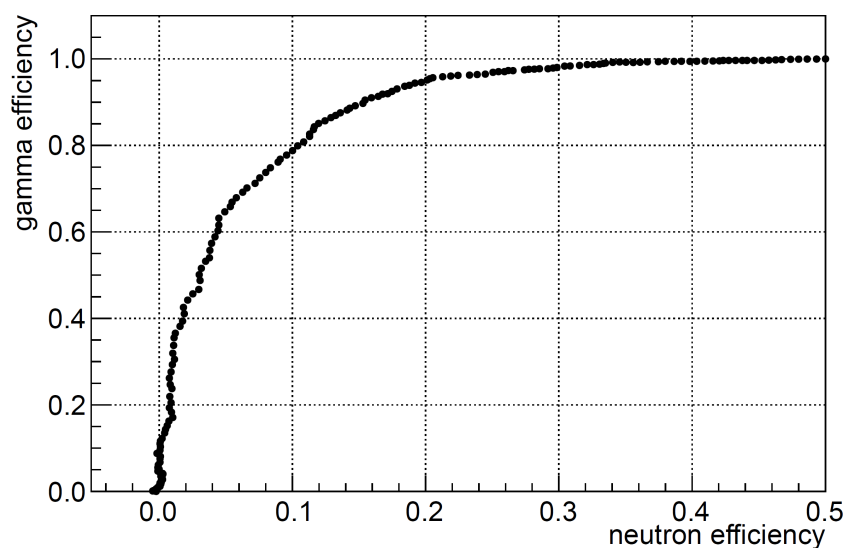


図 5.35: 尤度比検定での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

## 5.8 波形弁別解析結果

5.2節～5.7節で行った解析の比較を行うために、各解析方法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係を図 5.36 に示した。また、表 5.1 に  $\gamma$  線の同定率が約 0.85 であるときの S/N 上昇率を示した。図 5.36 と表 5.1 において比較に用いた Double Gate 法のデータは Tail 情報のみを用いて Tail Gate の開始位置を波形の peak 位置から 12nsec にした際の結果である。これは Double Gate 法において最も高速中性子同定効率のよい条件である。また、図 5.36 においてカーブが急であるほど高速中性子の同定効率が良い。

この結果からわかるように、Tail 情報のみを用いた Double Gate 法による波形弁別が最も高速中性子を同定可能である。Tail 情報のみを用いた Double Gate 法による PSD では  $\gamma$  線の収率が 0.85 であるとき高速中性子の収率が 0.075 であり、この解析方法によって高速中性子バックグラウンドをニュートリノ事象に対して  $0.075/0.85=1/11.3$  に減少させることができる。

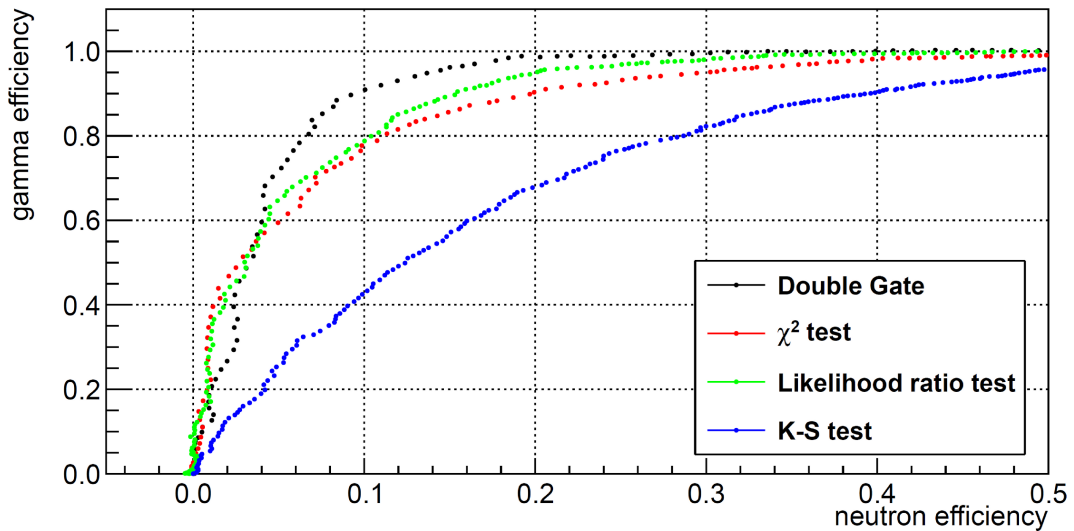


図 5.36: 各解析方法での Fast Neutron Rich data の収率と Gamma Rich data の収率の関係

表 5.1: 波形弁別結果

波形解析方法	高速中性子減少率 ( $\gamma$ 線を 85% 除去した場合)
Double Gate 法	1/11.3
指数関数近似法	1/2.14
Kolmogorov-Smirnov 検定法	1/2.63
$\chi^2$ 検定法	1/5.94
尤度比検定法	1/7.11

## 第6章 ニュートリノ検出能力の評価

### 6.1 目的

この章では、東北大学において測定したバックグラウンドの解析結果とニュートリノのモンテカルロシミュレーション結果を用いてニュートリノに対するバックグラウンド量を算出する。特に高速中性子バックグラウンドを波形弁別法により排除した結果、どの程度ニュートリノの検出性能が上がったかを評価する。

### 6.2 ニュートリノ事象頻度の見積もり

1.1.1 節で述べたように  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  の核分裂によって放出されるエネルギーは約 200MeV である。1 回の核分裂によって放出されるエネルギーは、

$$1.6 \times 10^{-16} [\text{kW} \cdot \text{s}/\text{MeV}] \times 200 [\text{MeV}] = 320 \times 10^{-16} [\text{kW} \cdot \text{s}] \quad (6.1)$$

となる。ここで  $1 [\text{MeV}] = 1.6 \times 10^{-16} [\text{kW} \cdot \text{s}]$  である。熱出力 1 [GWth] の軽水炉を例とした場合、1 秒あたりの核分裂回数は、

$$\frac{1 [\text{GWth}]}{320 \times 10^{-16} [\text{kW} \cdot \text{s}]} = 3.1 \times 10^{19} [\text{/sec}] \quad (6.2)$$

一度の核分裂で約 6 個の反電子ニュートリノが発生するので 1 秒あたり  $1.9 \times 10^{20}$  個の反電子ニュートリノが炉心から放出されている。逆  $\beta$  崩壊反応の閾値は 1.8MeV で全反応断面積は放出される陽電子のエネルギー  $E_e^{(0)}$  と運動量  $p_e^{(0)} = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$  を使って次の式で表される。

$$\sigma_{\nu p}^{(0)} = \frac{2\pi^2}{1.7152m_e^5\tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)} = 9.5 \times 10^{-48} E_e^{(0)} p_e^{(0)} [m^2] \quad (6.3)$$

ただし  $m_e$  は陽電子の質量、 $\tau_n$  は中性子の寿命を意味する。

逆  $\beta$  崩壊反応の反応断面積と原子炉ニュートリノのエネルギー分布 (図 1.3 参照) から算出される、検出器で観測される  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布を図 6.1 に示す。また、逆  $\beta$  崩壊反応のファインマン・ダイアグラムは図 1.4 を参照していただきたい。この反応は中性子の崩壊反応と交叉対称性の関係にある。ここで

$$n \rightarrow p + e^+ + \bar{\nu}_e \quad (6.4)$$

は中性子の主な  $\beta$  崩壊反応である。 $\beta$  崩壊の結合定数  $G_w$  は  $\tau_n \propto 1/G_w$  と表される。よって逆  $\beta$  崩壊反応の反応断面積  $\sigma_{\nu p}$  は

$$\sigma_{\nu p} \propto G_w \propto 1/\tau_n \quad (6.5)$$

となり式 (6.3) が導かれる。

また、体シンチレータ中の自由陽子数  $N_p$  は、

$$N_p = 5.29 \times 10^{28} [\text{個}/m^3] \times 0.198 [m^3] = 1.05 \times 10^{28} [\text{個}] \quad (6.6)$$

であり、反応断面積  $\frac{\sigma_{\nu p}^{(0)}}{4\pi L^2}$  (炉心からの距離  $L=25\text{m}$ )、1日あたりに放出されるニュートリノ頻度  $R_{\bar{\nu}_e} = 1.9 \times 10^{20}$  の積をとると予想される検出器内の反応頻度は

$$\text{Neutrino rate}(E_{\bar{\nu}_e}) = N_p \times \frac{\sigma_{\nu p}^{(0)}}{4\pi L^2} \times R_{\bar{\nu}_e} \times 86400 [\text{sec}/\text{day}] = 197 [/\text{day}] \quad (6.7)$$

と求まる。この結果は熱出力 1[GWth] の軽水炉を想定した場合である。参考に、過去に実験を行った高速実験常陽を想定した場合は熱出力 140[MWth]、炉心からの距離 24.3[m] であるため、Neutrino Rate=27.4[/day] である。

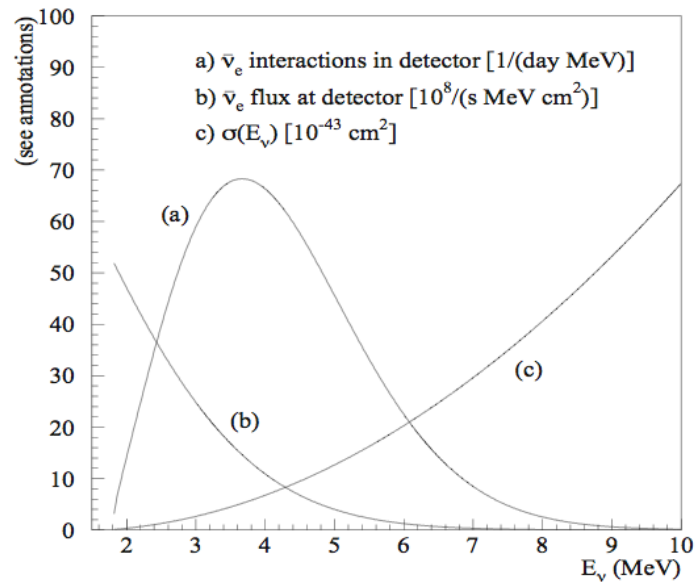


図 6.1: (a) は観測される反電子ニュートリノのエネルギー分布、(b) はニュートリノフラックス、(c) は反応断面積を表す。

### 6.3 ニュートリノセレクション

エネルギー閾値と先発信号と後発信号の時間差のカットのみを行った Correlated バックグラウンド (測定値) とニュートリノ (モンテカルロシミュレーション) の分布を図 6.2 から図 6.5 に示した。このセレクション条件は、

- $1.8[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy}$
- $1.8[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy}$
- $\Delta \text{time} < 100[\mu\text{sec}]$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた

である。

図 6.7 は先発信号のエネルギー分布、図 6.9 は後発信号のエネルギー分布、図 6.11 は先発信号と後発信号の時間差の分布、図 6.13 は先発信号と後発信号の再構成事象位置差の分布である。それぞれ、黒線が測定した Correlated バックグラウンドの分布であり、赤線がモンテカルロシミュレーションによるニュートリノの分布である。

図 6.2 から図 6.5 の分布でバックグラウンドが少なくニュートリノの分布が多い範囲をニュートリノセレクションの範囲とした。ニュートリノセレクション条件は、

- $3.5[\text{MeV}] < \text{Prompt Energy} < 6.0[\text{MeV}]$
- $3.5[\text{MeV}] < \text{Delayed Energy} < 10[\text{MeV}]$
- $5.0[\mu\text{sec}] < \Delta \text{time} < 100[\mu\text{sec}]$
- $\Delta \text{ Position} < 25[\text{cm}]$
- Correlated バックグラウンドとして Total バックグラウンドから Accidental バックグラウンドを差し引いた

である。

ニュートリノセレクション後の Total および Accidental バックグラウンド (測定値) とニュートリノ (モンテカルロシミュレーション) の分布を図 6.6、図 6.8、図 6.10、図 6.12 に示した。それぞれ、黒線が測定した Total バックグラウンドの分布であり、赤線が測定した Accidental バックグラウンドの分布であり、青線がモンテカルロシミュレーションによるニュートリノの分布である。

また、Correlated バックグラウンド (測定値) とニュートリノ (モンテカルロシミュレーション) の分布を図 6.7、図 6.9、図 6.11、図 6.13 に示した。それぞれ、黒線が測定した Correlated バックグラウンドの分布であり、青線がモンテカルロシミュレーションによるニュートリノの分布である。

図 6.7 と図 6.6 は先発信号のエネルギー分布、図 6.9 と図 6.8 は後発信号のエネルギー分布、図 6.11 と図 6.10 は先発信号と後発信号の時間差の分布、図 6.13 と図 6.12 は先発信号と後発信号の再構成事象位置差の分布である。またそれぞれの分布はその他のセレクション後の分布である。たとえば、図 6.7 であれば先発信号に対するセレ



クション以外を行った分布である。

各セレクションごとの事象数を表 6.1 に示した。括弧内の数値がその上段のセレクションからの収率を示している。Multi 高速中性子カットでは先発信号から  $200[\mu\text{sec}]$  以内に 1 つの事象のみが存在するものだけを選んだ。PSD カットでは第 5 章において最も効率が良い波形の Tail 情報のみを用いた方法を採用した。

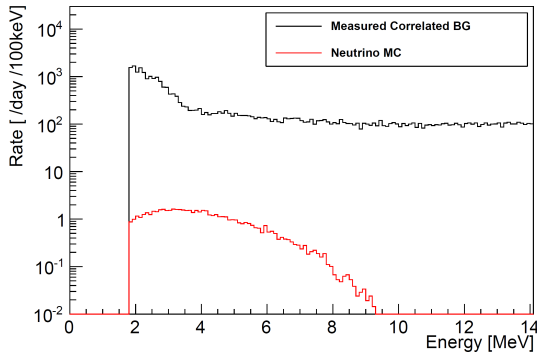


図 6.2: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号のエネルギー分布 (threshold カット)

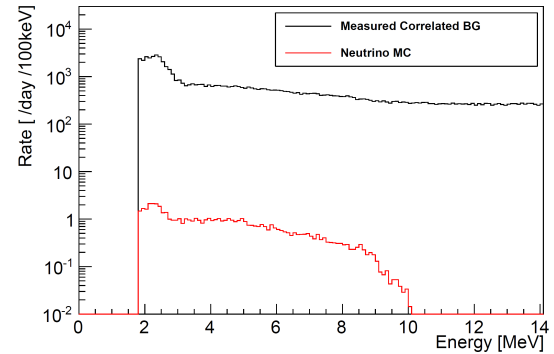


図 6.3: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の後発信号のエネルギー分布 (threshold カット)

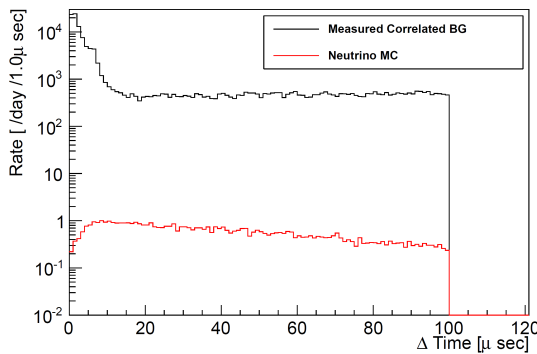


図 6.4: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (threshold カット)

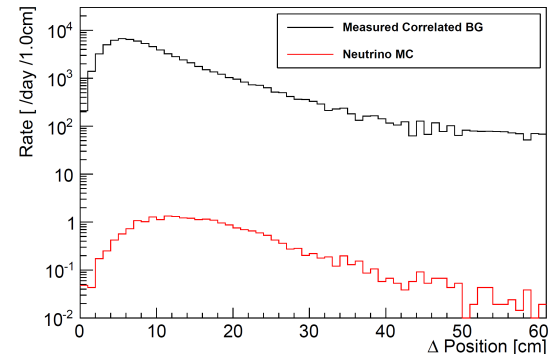


図 6.5: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (threshold カット)

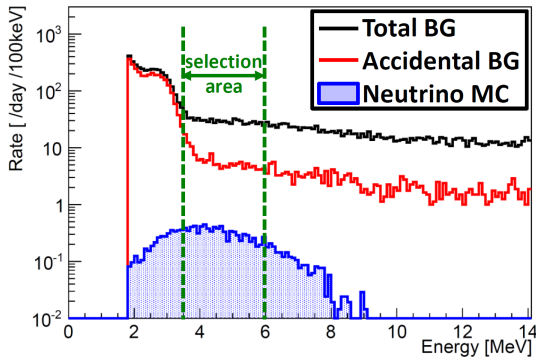


図 6.6: Total BG、Accidental BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)

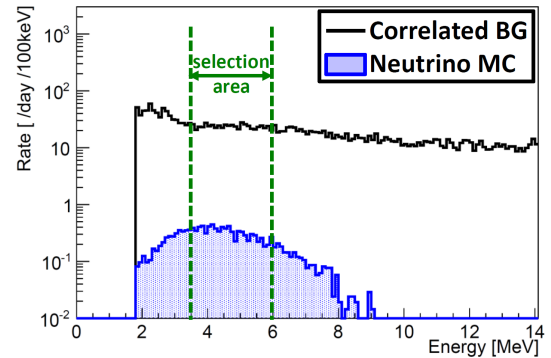


図 6.7: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)

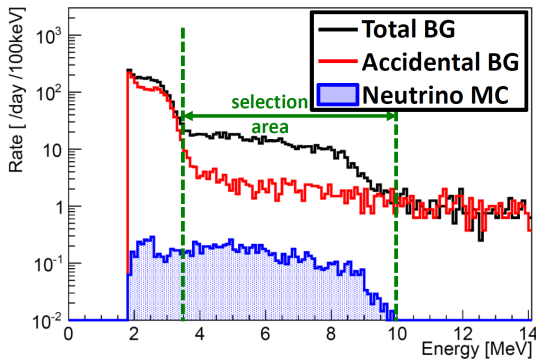


図 6.8: Total BG、Accidental BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の後発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)

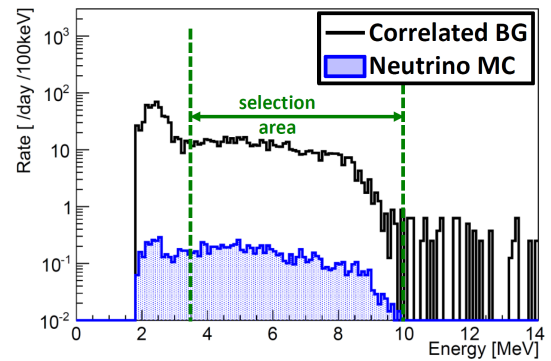


図 6.9: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の後発信号のエネルギー分布 (ニュートリノセレクション)

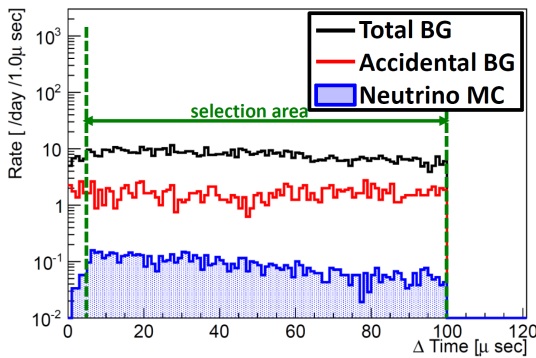


図 6.10: Total BG、Accidental BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (ニュートリノセレクション)

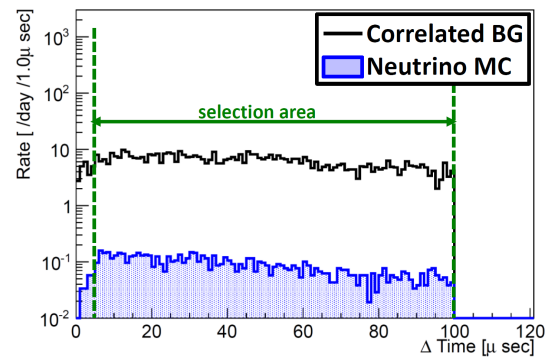


図 6.11: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の時間差の分布 (ニュートリノセレクション)

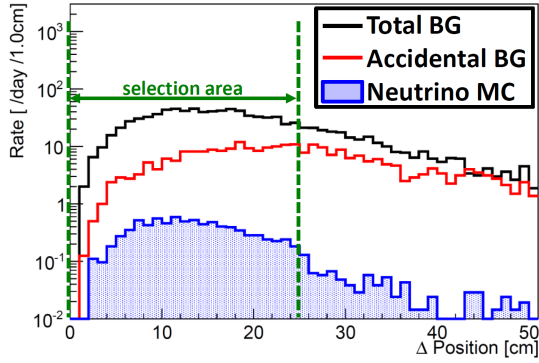


図 6.12: Total BG、Accidental BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (ニュートリノセレクション)

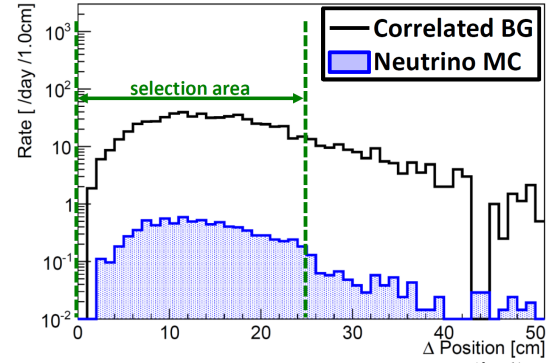


図 6.13: Correlated BG と  $\bar{\nu}_e$  MC の先発信号と後発信号の事象位置差の分布 (ニュートリノセレクション)

表 6.1: 各セレクションでの事象数

selection condition	Measured BG data			Simulated Neutrino [/day]	S/N
	Accidental [/day]	Correlated [/day]	Total [/day]		
$1.8[\text{MeV}] < E_p$ $1.8[\text{MeV}] < E_d$ $\Delta\text{Time} < 100[\mu\text{sec}]$	661949	27419	785758	56.7 (28.8%)	$1/1.38 \times 10^5$
$3.5 < E_p < 6.0[\text{MeV}]$ $3.5 < E_d < 10[\text{MeV}]$ $5.0 < \Delta\text{Time} < 100[\mu\text{sec}]$ $\Delta\text{Position} < 25[\text{cm}]$	155.3 (0.0235%)	592.0 (2.16%)	747.3 (0.0951%)	8.12 (14.3%)	1/92.1
Multi neutron cut	135.9 (87.5%)	392.3 (66.3%)	528.2 (70.7%)	7.41 (91.3%)	1/71.3
PSD cut tailQ/totalQ < 0.381	102.4 (75.3%)	29.55 (7.53%)	132.0 (25.0%)	5.58 (75.3%)	1/23.7

## 6.4 S/N study

現在の検出器で前述の計算結果をもとに原子力発電所の発電力に対して原子炉ニュートリノの検出感度を見積もった。検出感度を算出する際に、

- 原子炉が停止している際の  $\Delta t$  を 30 日間分測定済み
- 原子炉の中心から 25[m] 離れた場所で測定

を仮定した。

この仮定のもと、改良検出器での測定時間に対する原子炉ニュートリノ観測のための信頼水準 (confidence level)  $n_\sigma$  を算出した。  $n_\sigma$  は次式で与えられる。

$$n_\sigma = \frac{S}{\sqrt{(S + N_1) + N_2}} \quad (6.8)$$

ここで  $S$  はイベントセレクション後のニュートリノの事象数であり、  $N_1$  は原子炉稼働中のバックグラウンドの事象数、  $N_2$  は原子炉停止中のバックグラウンドの事象数である。さらにニュートリノの頻度を  $R_\nu$  [/day]、バックグラウンドの頻度を  $R_{BG}$ 、そして原子炉の ON の測定時間を  $D$  [days] とすると、

$$n_\sigma = \frac{DR_\nu}{\sqrt{DR_\nu + (D + 30)R_{BG}}} \quad (6.9)$$

と変形できる。これに測定したバックグラウンドの頻度とシミュレーションで算出したニュートリノ事象頻度を代入する事で信頼水準を求めることができる。図 6.14 に信頼水準  $2\sigma$  でのニュートリノ観測にかかる測定日数と原子炉熱出力の関係を示した。PSD 以外の解析を用いた結果が黒線であり、本研究で扱った PSD 解析を導入した結果が赤線である。図 6.14 から PSD を行うことで検出器のニュートリノ感度が上昇することが分かる。

また、PSD 解析により高速中性子バックグラウンドを一定の割合で排除可能になったため、今後は Accidental バックグラウンドの除去が課題となる。Accidental バックグラウンドを仮に 1/10 にできたとしたときの結果を図 6.14 の青線に記載した。Accidental バックグラウンドを減らす方法に関しては簡単ではあるが 7.2 節に記載した。

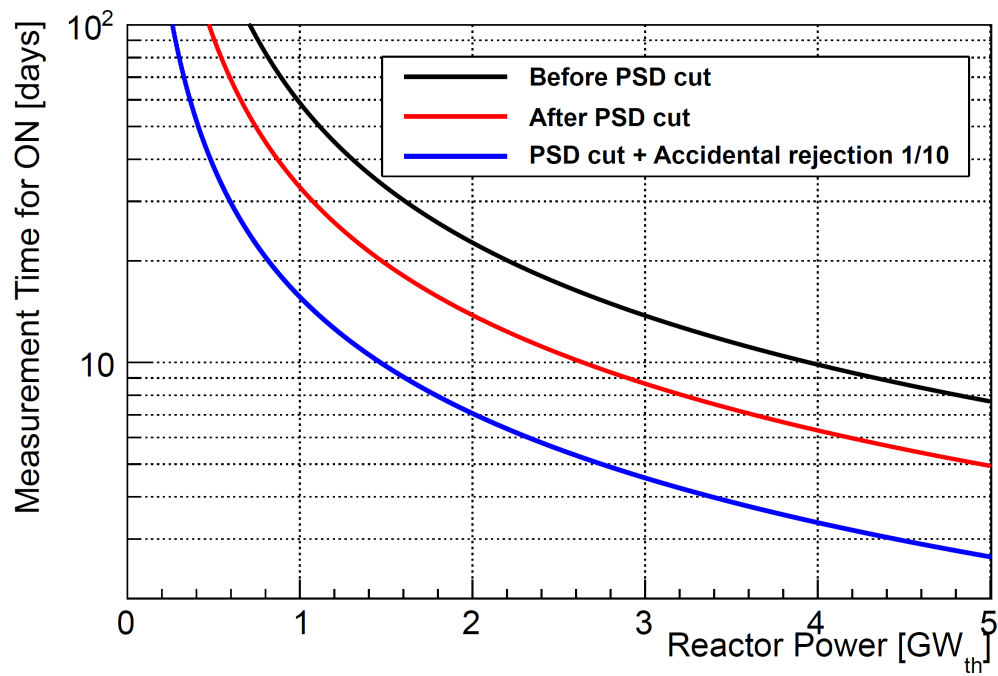


図 6.14: 信頼水準  $2\sigma$  でのニュートリノ観測にかかる測定日数と原子炉熱出力の関係

## 第7章 まとめと今後

### 7.1 まとめ

東北大学では高速実験炉常陽での実験から低コストでニュートリノ検出能力の向上を図るべく検出器の改良を行ってきている。本研究では特に検出器の2層構造化や水道水循環といった改良、そして液体シンチレータの改良について取り上げた。

東北大学に設置した改良検出器によりデータ取得を行い、バックグラウンドデータの解析を行った。バックグラウンドデータの解析では特に高速中性子バックグラウンドに着目し、波形弁別法を用いた様々な解析方法を検証した。その結果、波形の Tail 部分のみを用いた Double Gate 法による波形弁別が最も高速中性子バックグラウンドを排除することができることが分かった。その際の Tail Gate の定義は波形の peak 後 12nsec からが最良の定義である。FlashADC の導入により波形の peak 位置をそろえて波形を足し合わせることができたためこの波形解析を実現することができた。

また、バックグラウンドデータの解析結果とニュートリノのモンテカルロシミュレーションをもとに改良検出器による原子炉ニュートリノ検出感度についての評価を行った。これにより、改良検出器を用いての測定におけるニュートリノ検出のために必要な測定期間を見積もることができた。

### 7.2 今後

PSD により高速中性子バックグラウンドをより多く排除する案として、光電子増倍管の増設が挙げられる。10 インチの光電子増倍管を 8 つ検出器に増設することで光収率が上がり、エネルギー分解能を上げるだけでなく、波形弁別効率の上昇も期待できる。この方法は光電子増倍管だけでなく FlashADC をはじめとするデータ取得のための様々な回路も増やす必要があり、安価な改良は難しいと考えられる。

さらに、今後はシミュレーションによる波形再構成手法を確立することで、バックグラウンドデータのより深い理解とともに的確な改良が期待できる。

また、PSD による高速中性子バックグラウンドの除去後は Accidental バックグラウンド量が相対的に多いため、その対策を行う必要がある。Accidental バックグラウンドは主に宇宙線ミュオン由来のものが多いため、宇宙線ミュオン対策が重要である。現在計画されている改良案としては、現在水道水を循環させている層を宇宙線の信号を波形弁別により排除できる液体シンチレータにする案がある。この計画は不明点が多いため、今後研究の余地が大いにあると考えられる。

そのほかには、データ取得プログラムの改良により FlashADC によるデータ取得頻度の際の dead time を減少させることや、トラック輸送や遠隔運転を想定したコンパ

クト化や安全監視システムの作成、そして、水道水の層をオイルやシンチレータに変えるための消防設備の改良などが今後の課題である。

## 謝辞

大学院修士過程の2年間の研究生活及び修士論文の執筆にあたって、研究室内外問わず様々な方の御指導、御協力をごさいました。この場を借りて感謝の意を表します。

まず指導教官である末包文彦准教授には指導教官としてさまざまな機会にアドバイスをいただきました。研究方針や実験解析方法をはじめ、論文作成やプレゼンテーションでも様々なご指導をいただきました。

また、装置改良時期に研究に携われたことは私にとって非常に良い経験になりました。装置の組み立ての際にはニュートリノ科学研究センター技術職員の方々から技術協力やアドバイスをいただきました。さらに、装置の初期データの解析や解釈では研究員の古田久敬氏のご尽力により迅速に装置を理解することができました。

その他の同じ研究室の皆様、Double Chooz collaborator の皆様、ニュートリノ科学研究センターの皆様にも同様に感謝申し上げます。



## 参考文献

- [1] [http://www.nobelprize.org/educational/physics/energy/fission\\_2.html](http://www.nobelprize.org/educational/physics/energy/fission_2.html)
- [2] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I, *Physics Rev. D*, Vol 71, 112005, 2005
- [3] E. Aliu, et al (The K2K Collaboration), Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment, *Physics Rev. Lett.* Vol 94, 081802, 2005
- [4] P. Adamson et al., (MINOS Collaboraton), Measurement of Neutrino Oscillation with the MINOS Detectors in the NuMI Beam, *Phys. Rev. Lett.* 101, 131802, 2008.
- [5] T. Araki et al. (KamLAND Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion, *Physics Rev. Lett.*, Vol. 94, 081801, 2005
- [6] M. Apollonio et al., (CHOOZ Collaboration), Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment, *Physics Lett. B*, Vol 466 (331-374), 2003.
- [7] Apollonio, et al., Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station, *Eur. Phys. J. C* 27 (331-374), 2003
- [8] A. Bernstein, G. Baldwin, B. Boyer, M. Goodman, J. Learned, J. Lund, D. Reyna, R. Svoboda, Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors : Current Capabilities and Future Prospects (2009)
- [9] <http://www.jaea.go.jp/04/o-arai/joyo/indexs.html>
- [10] T.Aoyama et al., *Nuclear Engineering and Design* 237 (2007) 353-368.
- [11] P.Huber and T.Schwetz, *Phys. Rev. D* 70, 053011(2004)
- [12] N.Bowden, Experiment with reactor antineutrinos in US : SONGS, 6th International Workshop on Low energy neutrino physics (2011)
- [13] D. Lhuillier, Nucifer Status, International Workshop on Applied Antineutrino Physics (2011)
- [14] The recent experiments with reactor antineutrino in Russia : DANSS project, 6th International Workshop on Low energy neutrino physics (2011)

- [15] H. Furuta, Doctor Thesis, Tokyo Institute of Technology University (2009)
- [16] I. Shimizu, PhD thesis, Tohoku University (2004)
- [17] Carlo Bemporad et al., Reactor-based Neutrino Oscillation Experiment, hep-ph/0107277, 2001
- [18] <http://www.showa-shell.co.jp/index.html>
- [19] A. Yoshino, Master Thesis, Tokyo Institute of Technology (2008)
- [20] Richard L.(Dick)Hahn, Solar-Neutrino & Nuclear-Chemistry Group, Chemistry Department, BNL, Gd-Loaded Liquid Scintillator (Gd-LS): Past Problems, Current Solution, & Future Directions(2006)
- [21] H.O. Back, M. Balata, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, B. Caccianiga, F. Calaprice, F. Dalnoki-Veress, D. D'Angelo, A de Bellefon, H. de Kerret, A. Derbin, A. Etenko, K. Fomenko, R. Ford, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, M.G. Giammarchi, M. Goeger, A. Goretti, C. Grieb, S. Hardy, A. Ianni, A. M. Ianni, G. Korga, Y.Kozlov, D.Kryn,M.Laubenstein, M. Leung, E. Litvinovich, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, I. Manno, D.Manuzio, G. Manuzio, F. Masetti, K. McCarty, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, M. E. Monzani, V. Muratova, L. Niedermeier, L. Oberauer, M. Obolensky, F.Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, A. Pocar, R. S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Sabelnikov, C. Salvo, S. Schoenert, T. Shutt, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sonnenschein, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, V. Tarasenkov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R. B. Vogelaar, F. Von Feilitzsch, B. Williams, M. W'ojcik, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzeel, Pulse-Shape discrimination with the Counting Test Facility
- [22] <http://www.caen.it/product.php?mod=V1721>
- [23] A. Imura, Master Thesis, Tohoku University (2011)
- [24] H. Tadokoro, Master Thesis, Tohoku University (2010)
- [25] Virginia B. Firestone, Table of Isotopes Eight Edition(1996)
- [26] M. Aoki, K.Akiyama, Y. Fukuda, A.Fukui, Y. Funaki, H. Furuta, T. Hara, T. Haruna, N. Ishihara, T.Iwabuchi, M. Katsumata, T. Kawasaki, M. Kuze, J. Maeda, T. Matsubara, T.Matsumoto, H. Minakata, H. Miyata, Y. Nagasaka, T.Nakagawa, N. Nakajima, H. Nakano, K. Nitta, M. Nomachi, K. Sakai, Y. Sakamoto, K.Sakuma, M. Sasaki, F. Suekane, H. Sugiyama, T. Sumiyoshi, H. Tabata, N. Tamura, M. Tanimoto, Y. Tsuchiya, R.Watanabe and O. Yasuda, Letter of Intent for KASKA(2008)
- [27] 石河寛昭 著、液体シンチレーション測定法 南山堂 (1981)

- [28] Grenn F. Knoll 著、木村逸郎、阪井英次 訳、放射線計測ハンドブック第三版 (2001)
- [29] E.Fermi, Ricercha Scient. 2, No 12 (1933); Z. Phys. 8, 161 (1934)
- [30] JOHN R. Taylor 著、林茂雄、馬場涼 訳、計測における誤差解析入門 東京化学同人 (2000)
- [31] Glen Cowan, Statistical Data Analysis, Clarendon press Oxford (1998)
- [32] <http://root.cern.ch/drupal/>