

修士論文

**KASKA** プロトタイプによる  
原子炉ニュートリノ検出の研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

土屋 泰

平成18年

## 概要

近年ニュートリノ振動に関する実験的研究は急速に発展している。現在ニュートリノを伴ったパラメータのうち、残る重要な課題の1つに未だ有限値が得られていない最後の混合角 $\theta_{13}$ の測定がある。KASKA実験は世界最大規模の発電量を誇る東京電力柏崎刈羽原子力発電所の付近において、原子炉内で核分裂して発生する反電子ニュートリノの欠損量を観測することによって $\theta_{13}$ を測定する実験である。

KASKA実験ではニュートリノターゲットにガドリニウム入り液体シンチレータを使用する予定である。原子炉から放出されたニュートリノは液体シンチレータ中の陽子と逆 $\beta$ 崩壊反応をして陽電子と中性子を放出する。放出された中性子はガドリニウムに吸収され、合計8MeVのガンマ線を放出する。ニュートリノターゲットにガドリニウムを用いる理由は2つあり、1つは熱中性子捕獲断面積が安定な元素の中で最大であること、もう1つは捕獲の際に放出されるガンマ線のエネルギーが8MeVと自然に存在する放射性同位体が出すガンマ線よりも高いことである。しかしこのガドリニウムが放出する合計8MeVのガンマ線の各ガンマ線のエネルギーは分かっているものの、どのガンマ線がどのような組み合わせで放出されるのかは分かっていない。さらにガドリニウムは原子番号が大きいため、宇宙線、特にミュオン粒子の通過した際に引き起こされる核破砕(スパレーション)によって生成される放射性核種が全く分かっていない。

そこで我々はKASKA検出器のプロトタイプ検出器を作成した。このプロトタイプ検出器は厚さ15mmのアクリルを直径1.2mの球状に加工したもので中にはガドリニウム無しの液体シンチレータが注入され、本番検出器での第2層目の役割を果たす。また6.75lのアクリル箱を作成し中はガドリニウム入り液体シンチレータで満たす。これをアクリル球中央部に吊るすことで本番検出器での第1層目の役割をさせる。アクリル球の外側には16本の光電子増倍管が設置されている。アクリル箱中央部には放射線源を設置出来るスペースがあり、Am/Beによる疑似ニュートリノ反応を観測することによってガドリニウムからのガンマ線のスペクトルを観測することができる。

本研究ではプロトタイプ検出器を用いて使用した液体シンチレータの基本的な特性を得た。そしてAm/Beを用いた観測によりガドリニウムからのガンマ線のスペクトルを得た。また、2006年8月にはこのプロトタイプ検出器を大洗にある高速実験炉「常陽」に移設し、現在ニュートリノ観測のテストを行っている。

現在までに原子炉稼働中と停止中それぞれのデータを得ることに成功し、暫定的な結果を得た。現在も統計を貯めるためにデータを取得中である。

# 目次

第1章	序論	10
1.1	概要	10
1.2	ニュートリノ振動と振動角 $\theta_{13}$	11
1.2.1	ニュートリノ混合	11
1.2.2	ニュートリノ振動	12
1.2.3	2世代のニュートリノ振動	13
1.2.4	原子炉ニュートリノ振動	13
1.3	原子炉内の反応	14
1.4	原子炉ニュートリノ実験	15
1.5	柏崎刈羽原子力発電所	18
第2章	KASKA 実験	21
2.1	概要	21
2.2	ニュートリノ混合角 $\theta_{13}$ の測定方法	21
2.3	検出原理	23
2.4	KASKA 検出器	25
2.4.1	液体シンチレータ	25
2.4.2	ニュートリノターゲット層 (region I)	29
2.4.3	$\gamma$ キャッチャー層 (region II)	29
2.4.4	バッファ層 (region III + IV)	30
2.4.5	宇宙線 Veto 層 (region V)	30
2.4.6	PMT	30
2.4.7	宇宙線トラッカー	30
2.5	バックグラウンド	32
2.5.1	Accidental バックグラウンド	32
2.5.2	Correlated バックグラウンド	34
第3章	プロトタイプ検出器	38
3.1	目的	38



3.2	検出器	38
3.3	液体シンチレータ箱	39
3.4	液体シンチレータ	41
3.4.1	ガドリニウム入り液体シンチレータ	41
3.4.2	アクリル球に注入される液体シンチレータ	42
3.5	光電子増倍管	43
3.6	磁場キャンセルコイル	47
<b>第4章</b>	<b>エネルギーキャリブレーション</b>	<b>49</b>
4.1	実験装置と方法	49
4.2	結果	49
<b>第5章</b>	<b>ガドリニウムスペクトル</b>	<b>56</b>
5.1	$\bar{\nu}_e$ の検出原理	56
5.2	Am/Be 線源での遅延同時計測	57
5.3	実験方法とセットアップ	58
5.4	結果	60
5.4.1	中性子捕獲時間によるカット	60
5.4.2	プロンプト信号のエネルギーによるカット	60
5.4.3	チャージバランスによるカット	62
5.5	検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータにした場合	70
5.5.1	中性子捕獲時間によるカット	70
5.5.2	プロンプト信号によるカット	71
5.5.3	チャージバランスによるカット	72
5.5.4	Michel electron	77
5.5.5	モンテカルロシミュレーションとの比較	79
<b>第6章</b>	<b>高速実験炉『常陽』でのニュートリノ観測</b>	<b>84</b>
6.1	軽水炉と高速炉	84
6.2	高速実験炉「常陽」	84
6.3	目的	85
6.4	実験セットアップ	85
6.4.1	液体シンチレータ	88
6.4.2	宇宙線カウンター	88
6.4.3	パラフィンブロック	92
6.4.4	$\mu$ メタル	92

6.4.5	予想されるニュートリノイベント数 . . . . .	93
6.5	ニュートリノイベント選択の途中結果 . . . . .	95
6.5.1	Neutrino window における比較 . . . . .	95
6.5.2	$n/\gamma$ Pulse Shape Discrimination (PSD) . . . . .	97
第7章	結論と今後の課題	103

# 目次

1.1	3世代を考慮した原子炉ニュートリノ振動確率 ( $\sin^2\theta_{13} = 0.1$ ) の場合	14
1.2	主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布	16
1.3	(a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル、(b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル、(c) 逆 $\beta$ 崩壊反応断面積	17
1.4	CHOOZ 実験による $\sin^2\theta_{13}$ の排除領域	18
1.5	原子力発電所の熱出力比較	19
1.6	柏崎刈羽原子力発電所	20
2.1	頭上から見た検出器の配置図	22
2.2	横から見た検出器の配置図。スケールは正しくない。	22
2.3	KASKA 実験で期待される 90% C.L. での排除領域。赤線はイベントレートのみ解析、緑線はイベントレートとエネルギースペクトルの形を組み合わせた解析方法によって得られるもの。青線は CHOOZ 実験における 90% 排除領域。影付きの領域は SK における 90% での大気ニュートリノ観測から得られたもので、 $1.5 \times 10^{-3} eV^2 \leq \Delta m^2 \leq 3.4 \times 10^{-3} eV^2$ である。また、太線は系統誤差を 1% とした場合、細線は 0.5% とした場合である。	24
2.4	液体シンチレータ中での反電子ニュートリノの検出原理	26
2.5	検出器外観	27
2.6	現在計画されている宇宙線トラッカーの概略図	31
2.7	KASKA 実験におけるガンマ線バックグラウンドのエネルギースペクトル [11]。モンテカルロシミュレーションを用いた。	33
2.8	主な Correlated バックグラウンドの模式図	36
2.9	KASKA 実験 Near 検出器設置予定地における宇宙線頻度の深度分布。円形が測定データ、三角形がモンテカルロシミュレーションによる結果。実線は経験式による測定データのフィッティング結果であり、点線がモンテカルロシミュレーションのフィッティング結果。	37

3.1	ガドリニウムから放出されるガンマ線のエネルギーと断面積の関係	39
3.2	プロトタイプ検出器の概観	40
3.3	チェックソースを入れるための引き出し。液体シンチレータ箱の中央部に設置する。	41
3.4	液体シンチレータ箱。同じものを2つ用意し、それぞれ Gd-LS と Normal-LS で満たす。	42
3.5	8 インチ PMT の概略図	44
3.6	0	45
3.7	PMT 装着後のプロトタイプ検出器	46
3.8	コイルに電流を流した後の磁場の絶対値。桃色の点は PMT の位置。電流が 0 のとき (地磁気の絶対値) を青で示す。	48
4.1	線源の配置図	50
4.2	$^{137}\text{Cs}$ のスペクトル。横軸は ADC channel、縦軸は Rate(Hz/bin)。	51
4.3	$^{60}\text{Co}$ のスペクトル。横軸は ADC channel、縦軸は Rate(Hz/bin)。	52
4.4	エネルギー校正直線	53
4.5	環境バックグラウンドのスペクトル： $^{40}\text{K}$ が放出する 1.46MeV のガンマ線のピークが見える。	54
4.6	エネルギー分解能関数	55
5.1	液体シンチレータ中での反電子ニュートリノの検出原理	56
5.2	Am/Be ソースの液体シンチレータ中での反応	57
5.3	ディレイドコインシデンスのロジック図	59
5.4	Am/Be + Gd-LS : Neutron Capture Time $30\mu\text{sec}$ 以内のイベントを選択する	61
5.5	Am/Be ソース + Gd LS : Prompt vs Delayed	61
5.6	Am/Be ソース + Gd LS : Prompt vs Delayed、中性子捕獲時間 $30\mu\text{sec}$ で Cut	62
5.7	プロンプト信号のスペクトル：上段は実線が Am/Be + Normal-LS、点線が No source + Normal-LS、中性子捕獲時間でカットしてある。下は段は Am/Be + Normal-LS から No source + Normal-LS を差し引いたヒストグラム。5MeV~6.5MeV のイベントを選択する。	63
5.8	ディレイド信号のスペクトル：上段は実線が Am/Be + Gd-LS、点線が Am/Be + Normal-LS のヒストグラム、下段は Am/Be + Gd-LS から Am/Be + Normal-LS を差し引いたヒストグラム。	64

5.9	中性子捕獲時間、プロンプトエネルギーの各カットを施したチャージバランスのヒストグラム。上段実線が Am/Be+Gd-LS データ、点線が No source+Gd-LS のデータ。下段はそれらの比を取ったヒストグラム。 . . . . .	66
5.10	中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスの各カットを施したディレイド信号のスペクトル。Am/Be + Gd-LS から Am/Be + Normal-LS 差し引いたヒストグラム。 . . . . .	67
5.11	上段はプロンプトチャージバランスで 0.75 以下のイベントによるプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの 2 次元ヒストグラム。下段は中性子捕獲時間のヒストグラム。左列は Am/Be + Gd-LS、右列は No source + Gd-LS データ。 . . . . .	68
5.12	プロトタイプ検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータにしたときの中性子捕獲時間のヒストグラム。50 $\mu$ sec 以内のイベントを選択する。 . . . . .	72
5.13	プロンプト信号のスペクトル。上段実線は Am/Be 線源有り、点線は線源無し。下段はそれらを差し引いたヒストグラム。5MeV ~ 6.5MeV のイベントを選択する。 . . . . .	73
5.14	上段はプロンプトチャージバランスのヒストグラム。実線が Am/Be 線源有りで、点線が線源無し。下段はそれらの比を取ったヒストグラム。0.75 以下のイベントを選択する。 . . . . .	74
5.15	Am/Be ソース有りのデータから無しのデータを差し引いたディレイド信号のスペクトル。中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスでカットしてある。 . . . . .	75
5.16	上段はプロンプトチャージバランスで 0.75 以下のイベントによるプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの 2 次元ヒストグラム。下段は中性子捕獲時間のヒストグラム。左列は Am/Be 有り、右列はソース無しデータ。 . . . . .	76
5.17	Am/Be 線源を中心に設置したデータのプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの 2 次元ヒストグラム。プロンプトエネルギーで 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギーで 9.5MeV 以上のイベントを選択する。 . . . . .	77
5.18	プロンプトエネルギー 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギー 9.5MeV 以上のイベントを選択したときの中性子捕獲時間。 . . . . .	78
5.19	中性子捕獲時間 2 ~ 10 $\mu$ sec のイベントを選択したときのディレイドエネルギーのヒストグラム。 . . . . .	79

5.20	実線が中性子捕獲時間 2 ~ 50 $\mu$ sec、プロンプトエネルギーで 4.5MeV ~ 6.5MeV、プロンプトチャージバランス 0.75 以下、ディレイドチャージバランス 1 以下のイベントを選択したときのディレイドエネルギーのヒストグラム。点線はプロンプトエネルギー 4.5MeV 以上のイベントを選択したヒストグラム。その他のカット条件は同じである。 . . . . .	80
5.21	実線がモンテカルロシミュレーションによる Am/Be+Gd-LS のデータにおけるディレイド信号エネルギーのヒストグラム。中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスでカットしてある。点線は中性子が水素に吸収されたときにおこる 2.2MeV のピーク。横軸は光電子数。 . . . . .	82
5.22	<sup>60</sup> Co をアクリル球中心に設置した場合のヒストグラム。実線が Gd-LS 箱無し、点線が Gd-LS 箱、ダッシュ線が Normal-LS 箱有りのヒストグラム。 . . . . .	83
6.1	高速実験炉「常陽」 . . . . .	85
6.2	プロトタイプ検出器の設置位置 . . . . .	86
6.3	常陽での実験セットアップの概略図。 . . . . .	87
6.4	天井面に設置した宇宙線カウンターの概略図 . . . . .	89
6.5	天井面に設置した宇宙線カウンター . . . . .	89
6.6	暗箱を上から見て左右の側面に設置した宇宙線カウンターの概略図	90
6.7	暗箱を上から見て左右の側面に設置した宇宙線カウンター。K2K 実験で使用されたもの。 . . . . .	90
6.8	暗箱を上から見て上下の側面に設置した宇宙線カウンターの概略図	91
6.9	暗箱を上から見て上下の側面に設置した宇宙線カウンター。Telescope Array グループで使用されているもの。 . . . . .	92
6.10	設置された $\mu$ メタル。 . . . . .	93
6.11	実験設備の建設途中の風景。鉄枠の中にプロトタイプ検出器が見える。 . . . . .	94
6.12	建設終了後の実験設備。プロトタイプ検出器及び宇宙線カウンターは鉄枠ごと暗幕で 3 重に覆う。 . . . . .	95
6.13	Neutrino candidate のプロンプト信号のヒストグラム。上段黒線は原子炉オンからオフを差し引いたもので、赤線は Accidental バックグラウンドのヒストグラム。下段は Accidental バックグラウンドを差し引いたヒストグラム。 . . . . .	98
6.14	PSD の原理 . . . . .	99

6.15	あるイベントにおけるパルス全体用と tail 用の ADC 値を差し引きし、遅延時間毎にプロットしたもの。ガウス関数でフィッティングしてある。 . . . . .	101
6.16	再構成したパルスをガウス関数でフィッティングし、求めた Sigma のヒストグラム。 . . . . .	102

# 表目次

1.1	柏崎刈羽原子力発電所の熱出力	19
2.1	KASKA 実験のイベントレートなどの一覧。CHOOZ 実験よりも $\nu/\mu$ 比が良い。	23
2.2	ニュートリノ信号のイベントセレクション	25
2.3	KASKA 検出器の構造に関するパラメータ。R は半径、H は円柱部分の高さ、t は厚さ、W は重量を表す。	26
2.4	液体シンチレータ構成。PC はプソイドクメン (PseudoCumene)、TD はテトラデカン (TetraDecane) の略。v% は体積比、w% は重量比を意味している。	28
2.5	液体シンチレータの特性	28
2.6	主なニュートリノ振動実験で使用されている PMT のガラスに含まれる主な放射性核種濃度 (ppm)	31
2.7	Accidental バックグラウンドとなりうる物資の放射性同位体の濃度と 0.7MeV 以上のバックグラウンドの頻度	33
3.1	ガドリニウム入り液体シンチレータの構成	42
3.2	アクリル球に注入される液体シンチレータの構成	43
3.3	KASKA 実験で第 2 層に注入される液体シンチレータの構成	43
3.4	8" inch PMT(R5912) の特性	44
5.1	attenuator 値とエネルギー値の関係	58
5.2	新しく交換したガドリニウム入り液体シンチレータの構成	70
5.3	各原子における中性子捕獲断面積	71
6.1	常陽でのガドリニウム入り液体シンチレータの構成	88
6.2	Neutrino window	96
6.3	Neutrino window でのバックグラウンド。原子炉オンのデータでは Neutrino candidate 含む。単位は [events/day]	97
6.4	カットする Sigma の値を変えたときの各信号の efficiency	100



# 第1章 序論

## 1.1 概要

自然界がどのように成り立っているかを現在最も良く説明できる素粒子理論は標準モデルである。しかし、標準モデルでは、含まれるパラメーターの多さと階層性の問題などから究極の理論とは考えられていない。そのため、現在の物理学研究においては標準モデルを超えた次世代の理論を構築することが最大のテーマである。この標準モデルではニュートリノの質量はゼロであるとされてきた。しかし、最近の研究によりニュートリノが振動現象を起こすことが確認され、このことからニュートリノに質量があることが証明された。そのため、このニュートリノ振動現象を明確に理解することが次世代の理論構築の第一歩となる。このニュートリノ振動を理解するために必要なパラメータとして3つの振動角  $\theta_{12}$ 、 $\theta_{23}$ 、 $\theta_{13}$  があり現在2つの振動角は観測されているが、最も観測の困難な第三の振動角  $\theta_{13}$  は未だにその上限値は与えられているに過ぎない。これらニュートリノ振動角は、ある世代のニュートリノがニュートリノ振動現象によって飛行中に別の世代のニュートリノに変化したときの変化量を測定することによって求まる値である。 $\theta_{13}$  の場合、 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$  両方が同じだけある。 $\theta_{13}$  の場合、電子ニュートリノがタウニュートリノに変化したときの変化量（タウニュートリノの観測は大変困難なため、電子ニュートリノの減少量を変化量とする）から求めるのであるが、この変化量は他の振動角測定に比べて格段に小さい。そのため  $\theta_{13}$  の測定には、電子ニュートリノ減少量を高い精度で測定しなければならない。そこでこの最後の振動角  $\theta_{13}$  を高い実験精度で測定し、ニュートリノ振動を明確に理解することにより、標準モデルを超えた次世代の理論構築への道を拓くことを目指すのが KASKA 実験である。

## 1.2 ニュートリノ振動と振動角 $\theta_{13}$

### 1.2.1 ニュートリノ混合

ニュートリノは弱い相互作用によって荷電レプトン ( $e, \mu, \tau$ ) 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 ( $e$ )、ミュー粒子 ( $\mu$ )、タウ粒子 ( $\tau$ ) の3世代のフレーバーで構成され、結合しているニュートリノも ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) の3世代のフレーバーで構成されている。標準モデルではニュートリノの質量は0であり、

$$[|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle]$$

の3種類のフレーバー固有状態はハミルトニアン固有状態に等しく、世代（フレーバー）間での混合はないとされている。しかし、このような標準モデルでは説明できない現象が観測により明らかにされた。1つ目は、太陽から発生した電子ニュートリノが太陽標準モデルから計算される理論値の約半分した地球で観測されなかった現象で、太陽ニュートリノ問題と呼ばれる。2つ目は宇宙線により大気中で作られたミューニュートリノと電子ニュートリノ量の比が理論値とは異なり1:1となる現象で大気ニュートリノ異常と呼ばれる。大気ニュートリノは宇宙線と地球大気が衝突して生成されるパイ中間子の崩壊が主な発生源であり、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.1)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.2)$$

上記のように崩壊過程で2つのミューニュートリノと1つの電子ニュートリノを放出する。そのため観測されるニュートリノ比率は  $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$  であることが期待されていた。

これらのニュートリノ問題は標準模型だけでは説明できなかった。しかし、ニュートリノが質量を持つことを許してフレーバー固有状態とは異なる質量固有状態（ハミルトニアン固有状態）

$$[|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle]$$

を持つと考えると、世代間を超えたニュートリノの混合によりこれらの異常を説明することができる。

フレーバー固有状態 ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) と質量固有状態 ( $i = 1, 2, 3$ ) は以下の3行3列の混合行列  $U$  によって表すことができる。このレプトンの混合行列はMNS

(牧-中川-坂田) 行列と呼ばれている。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

この表記の仕方は一般的なもので、 $s_{12}$  や  $c_{12}$  などとはそれぞれ  $\sin\theta_{12}$ ,  $\cos\theta_{12}$  を表す。MNS 行列の各要素  $U_{\alpha i}$  は実験によって決定される値である。

### 1.2.2 ニュートリノ振動

ある運動量  $p$  を持つニュートリノの時間変化を知るために、まず質量固有状態を考えて以下のように Schrödinger 方程式を解く。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu_i(t)\rangle = H|\nu_i(t)\rangle = E|\nu_i(t)\rangle \quad (1.5)$$

$$|\nu_t\rangle = e^{-iEt}|\nu_i(0)\rangle \quad (1.6)$$

フレーバー固有状態の時間変化を記述するために式 1.3 を式 1.9 に代入すると以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum U_{\alpha i}^* e^{-iEt} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iEt} \left[ \sum_{\beta i} |\nu_\beta(0)\rangle \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

よって時間  $t$  後にフレーバーが  $\alpha \Rightarrow \beta$  に振動している確率は以下のように求まる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\beta(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{\gamma=\alpha,\beta} \sum_i U_{\beta i}^* e^{-iEt} \langle \nu_\alpha | \nu_\gamma \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\beta i}^* U_{\gamma i} e^{-iEt} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.8)$$

ニュートリノに質量があると、 $\alpha \Rightarrow \beta$  へのフレーバー (世代) を超える変化が可能になる。

### 1.2.3 2世代のニュートリノ振動

電子ニュートリノ ( $\nu_e$ ) とミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ ) への2世代間の混合を考える。このときの2世代のみなので混合行列は  $2 \times 2$  となり、一般的に以下のような混合行列で表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

電子ニュートリノ ( $\nu_e$ ) が時間  $t$  後に電子ニュートリノである振動確率は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1,2} U_{ei}^* U_{ei} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= |\cos^2\theta e^{-iE_1 t} + \sin^2\theta e^{-iE_2 t}|^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

ここでニュートリノはほぼ光速なので距離  $L = ct$  と表し、 $E_\nu \gg m_\nu$  の近似を用いる。

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.11)$$

振動確率は以下のように実験で測定されている値で書き表すことができる。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} L \right) \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 (eV^2) \frac{L(m)}{E(\text{MeV})} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

### 1.2.4 原子炉ニュートリノ振動

実際の MNS 行列は  $3 \times 3$  行列であり、KASKA 実験で観測する反電子ニュートリノから、反電子ニュートリノへの振動は以下のように表される。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 c_{12} \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.13)$$

ここで  $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij} L}{4E}$  で、CPT 変換は保存されるものとする。図 1.1 に  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  のときの反電子ニュートリノの振動の様子を表す。 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$  である。

KASKA が測定を行う  $\Delta m_{13}^2$  の振動が最大の場所 ( $\phi_{13} = 2/\pi$ ) では

$$\phi_{12} = \delta m_{12}^2 \frac{L}{4E} \sim 0.05 \quad (1.14)$$

であり、原子炉ニュートリノ欠損は以下のようにほとんど純粋な  $\sin^2 2\theta$  の測定を行うことができる。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Phi_{13} + O(10^{-3}) \quad (1.15)$$

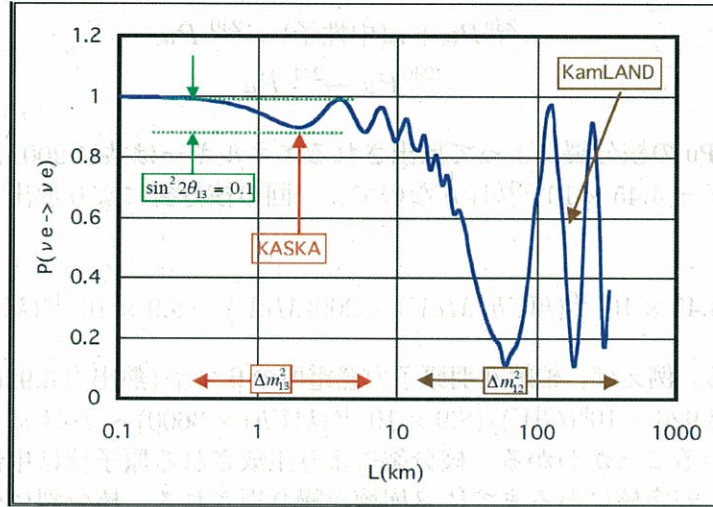
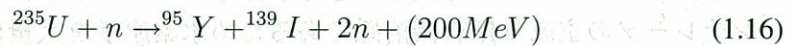


図 1.1: 3 世代を考慮した原子炉ニュートリノ振動確率 ( $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ ) の場合

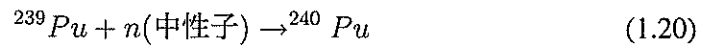
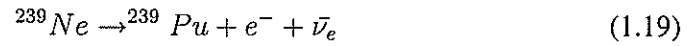
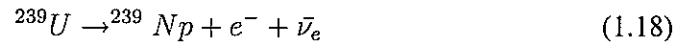
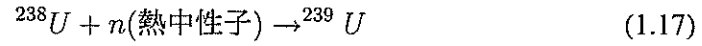
### 1.3 原子炉内の反応

日本の一般的は軽水炉では 3～5% の  $^{235}\text{U}$  が含まれるウラン ( $^{238}\text{U}$ ) 燃料を使用している。 $^{235}\text{U}$  は熱中性子を吸収して、2つの原子核と中性子に分裂しエネルギーを放出する。以下に分裂の一例を示す。



燃料の大部分を占める  $^{238}\text{U}$  自身は核分裂を起こさないが、以下の過程で高速中性子を吸収してプルトニウムになる。プルトニウムは中性子を吸収して核分

裂を起こす。



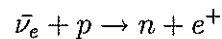
${}^{235}\text{U}$  や  ${}^{239}\text{Pu}$  の核分裂によって放出されるエネルギーは共に  $200\text{MeV}$  程度である。  $1\text{MeV} = 4.45 \times 10^{-20}\text{kWh}$  なので、一回の核分裂により放出されるエネルギーは

$$4.45 \times 10^{-20}(\text{kWh/MeV}) \times 200(\text{MeV}) = 8.9 \times 10^{-18}(\text{kWh})$$

に相当する。例えば、柏崎刈羽原子力発電所の6号基(熱出力  $3.926\text{GW}$ )では1秒間に約  $3.926 \times 10^9(\text{GW}) / (8.9 \times 10^{-18}(\text{kWh}) \times 3600) \sim 1.23 \times 10^{20}$  回核分裂が起きていることがわかる。核分裂により生成される原子核は中性子過剰であるために、安定核にあるまでに  $\beta$  崩壊が繰り返される。核分裂に付随して  $\beta$  崩壊が平均6回起こり、平均6個の反電子ニュートリノを作り出す。つまり、原子炉1基から約  $7 \times 10^{20}(\bar{\nu}/\text{sec})$  のニュートリノレートが得られる。放出されるエネルギーは図 1.2 に示すように核種によって異なった分布をとる。

## 1.4 原子炉ニュートリノ実験

第 1.3 節に示したように熱出力  $3.926\text{GW}$  の原子炉からは1秒間にニュートリノが  $7 \times 10^{20}(\bar{\nu}/\text{sec})$  個放出されている。従って原子炉はニュートリノ振動実験を行うためには格好の人口ニュートリノ線源と言える。このニュートリノを巨大な液体シンチレータで検出するのが原子炉ニュートリノ実験である。液体シンチレータの主成分は有機溶媒であるため水素原子を大量に含んでいる。この水素原子中の陽子とニュートリノが反応すると逆  $\beta$  崩壊反応



を起こす。このとき発生した陽電子が液体シンチレータ中の電子と対消滅反応を起こして2本のガンマ線 ( $0.511\text{MeV}$ ) を出すため、液体シンチレータで検出することができる。ここで  $\beta$  崩壊による反電子ニュートリノのエネルギースペ

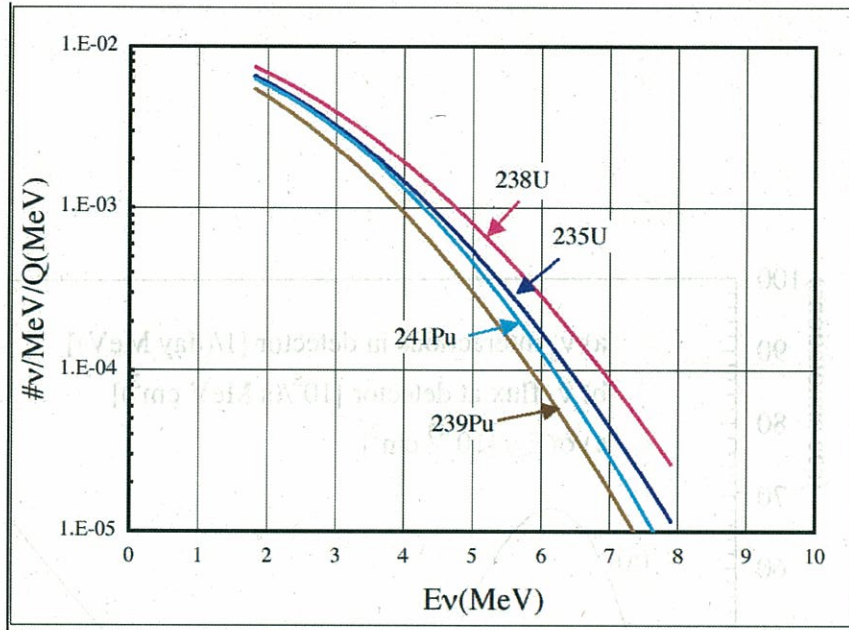


図 1.2: 主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布

クトルと逆 $\beta$ 崩壊の反応断面積から算出した観測されるニュートリノフラックスを図 1.3 に示す。エネルギースペクトルは核分裂生成物の $\beta$ 線の測定などから計算され、ニュートリノ検出数として2.5%の精度で知られている。このことから原子炉はニュートリノ振動実験を行うためのニュートリノ線源として有用である [1, 2, 3]。またこの逆 $\beta$ 崩壊は反応の $q^2$ が小さいので、反応断面積は中性子の寿命と密接に関連付けられ、0.2%の精度で知られている。図 1.3 から検出される原子炉ニュートリノの主なエネルギーは約 4 MeV であることが解る。陽電子の質量は、原子炉ニュートリノに比べ桁違いに大きいため、その反跳によるエネルギー吸収はほとんどなく、生じた陽電子のエネルギーは、もとの反電子ニュートリノのエネルギーから逆 $\beta$ 崩壊反応が起こるために必要なエネルギー 1.8MeV を引いたものになる。このエネルギーを持った陽電子が液体シンチレータ中で運動エネルギーを失い、電子と対消滅反応を起こして計 1.022MeV のガンマ線を出す。そのため検出信号として現れるエネルギーは必ず 1.022MeV 以上になる。

$\theta_{13}$  の測定をした原子炉ニュートリノ実験としてはフランスの CHOOZ 実験、



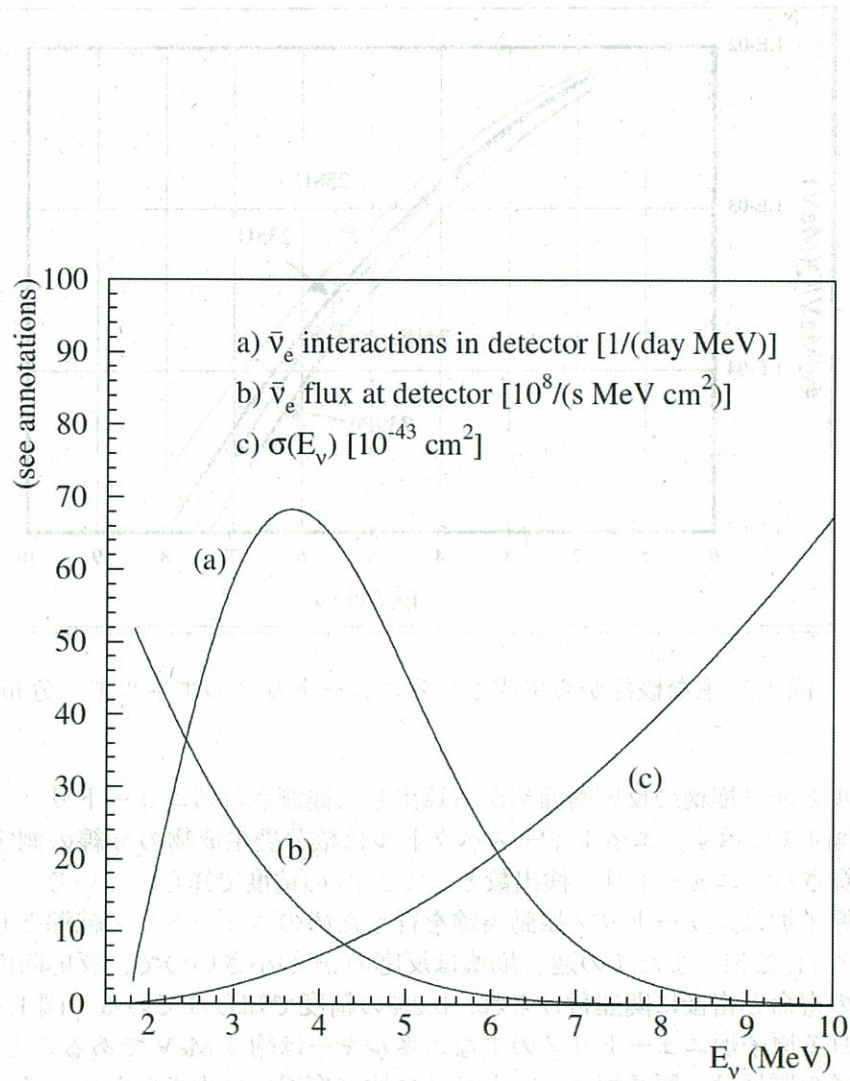


図 1.3: (a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル、(b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル、(c) 逆 $\beta$ 崩壊反応断面積



アメリカの Palo Verde 実験があるが、CHOOZ 実験で得られた

$$\sin^2\theta_{13} < 0.15 (\delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} (eV^2) \text{ のとき}) \quad (1.22)$$

という上限値が求められている。図 1.4 に CHOOZ 実験によって得られた排除領域を示す。

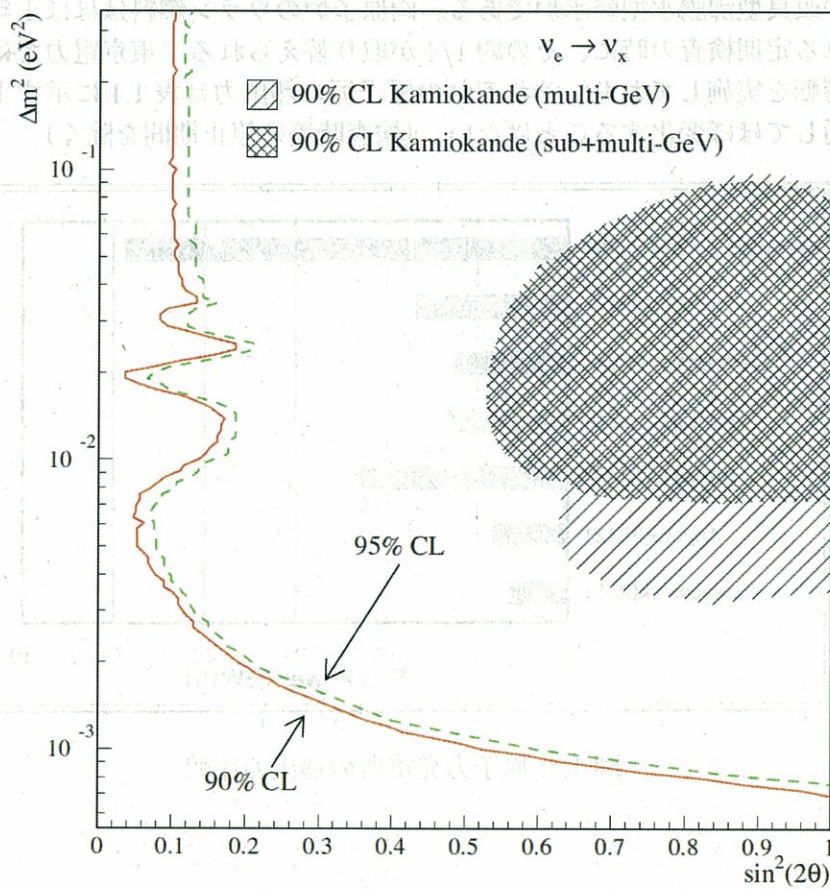


図 1.4: CHOOZ 実験による  $\sin^2\theta_{13}$  の排除領域

## 1.5 柏崎刈羽原子力発電所

KASKA 実験で使用する柏崎刈羽原子力発電所新潟県にあり、世界最大の原子力発電所である [4]。図 1.5 で示すように、他国におけるニュートリノ振動角

$\theta_{13}$  測定実験地や候補地の原子力発電所の熱出力に比べてパワーの差は歴然である。

図 1.6 の航空写真にあるように、柏崎刈羽原子力発電所は合計 7 基の原子炉を所有している。7 基の原子炉は海岸沿いに位置し、3 基と 4 基に分かれて配置されている。使用されている原子炉は 1 から 5 号基が沸騰水型軽水炉で 6、7 号基が改良型沸騰水型軽水炉である。両原子炉のウラン燃料はほぼ 1 年に 1 回行われる定期検査の時に、その約 1/4 が取り替えられる。東京電力では熱出力一定運転を実施しており、それぞれの原子炉の熱出力は表 1.1 に示すように 1 年を通してほぼ変化することはない。(検査時等の停止期間を除く)

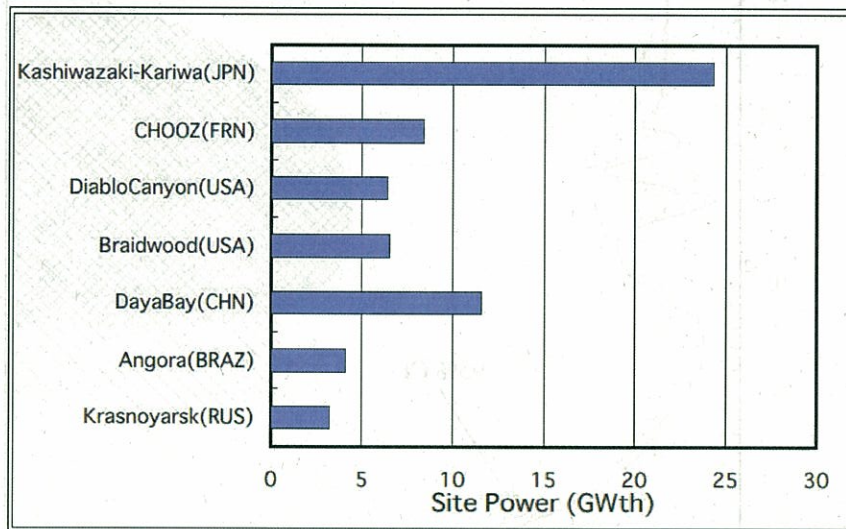


図 1.5: 原子力発電所の熱出力比較

表 1.1: 柏崎刈羽原子力発電所の熱出力

	1号基	2号基	3号基	4号基	5号基	6号基	7号基
熱出力 ( $GW_t$ )	3.293	3.293	3.293	3.293	3.293	3.296	3.296





図 1.6: 柏崎刈羽原子力発電所

## 第2章 KASKA 実験

### 2.1 概要

KASKA 実験とは、原子炉から大量に発生する反電子ニュートリノを使ったニュートリノ振動角  $\theta_{13}$  の測定を目的とする実験である。ニュートリノ振動角の中で  $\theta_{13}$  は非常に小さく測定が困難なため、未だに CHOOZ 実験による  $\sin\theta_{13} \leq 0.15$  という上限値しか観測されていない。KASKA 実験ではニュートリノ線源として新潟県にある柏崎刈羽原子力発電所から発生している反電子ニュートリノを用いる。柏崎刈羽原子力発電所は世界一の出力を誇るため、世界一の人口ニュートリノ線源と言える。この世界最大の原子力発電所において、測定誤差 1% 以下に抑える精密測定を実現させ、微小な振動角  $\theta_{13}$  の測定を行おうとしている。

### 2.2 ニュートリノ混合角 $\theta_{13}$ の測定方法

原子炉ニュートリノの精密測定を行う KASKA 検出器は合計 4 台で、図 2.1 のように地下に設置され、Near 検出器と Far 検出器でデータを比較してニュートリノ欠損を測定する。2 台の Near 検出器は原子炉の近くに設置され、振動が起きる前のニュートリノフラックスを観測する。残りの 2 台の Far 検出器は原子炉ニュートリノ ( $\langle E \rangle \sim 4\text{MeV}$ ) の振動が最大になる 1.7km 付近に設置する。1.7km 付近は  $\delta m_{13}^2$  の振動が最大であり、ほぼ純粋な  $\sin^2\theta_{13}$  の測定を行うことができる。

これらの検出器は宇宙線によるバックグラウンドを抑えるため、縦坑を掘って地下に設置される。Near 検出器は地下 50m( $\sim 105\text{m.w.e.}$ )、Far 検出器は地下 150m( $\sim 280\text{w.m.e.}$ ) の深度である。図 2.2 に概略図を示す。Near 検出器と Far 検出器で深度が違うのは、Near ではニュートリノの量が Far の 10 倍あるため、宇宙線の量も 10 倍になるように深度を決めることによって宇宙線とニュートリノの比を Near と Far で同じにするからである。

また、ニュートリノフラックスによる系統誤差は振動が充分小さい場所である Near 検出器で測定することによって抑えることができ、検出器の検出効率に

## Reactor and Detector Locations

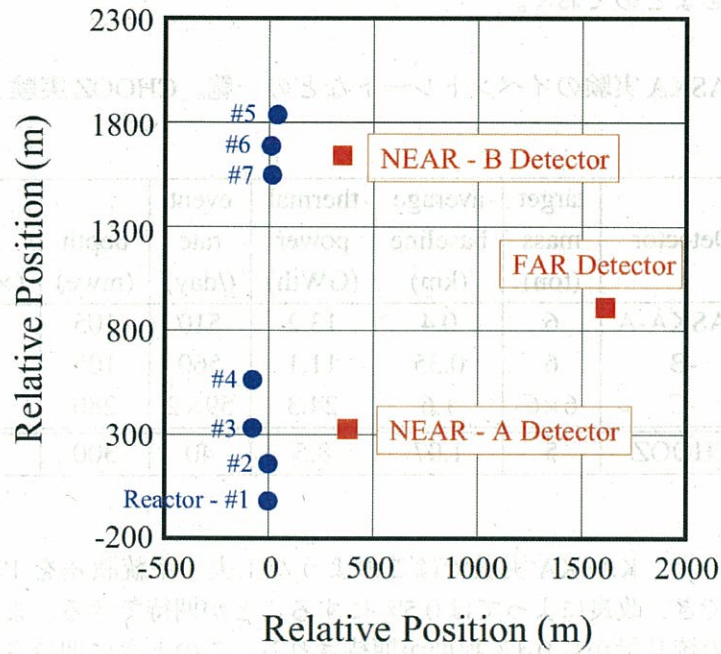


図 2.1: 頭上から見た検出器の配置図

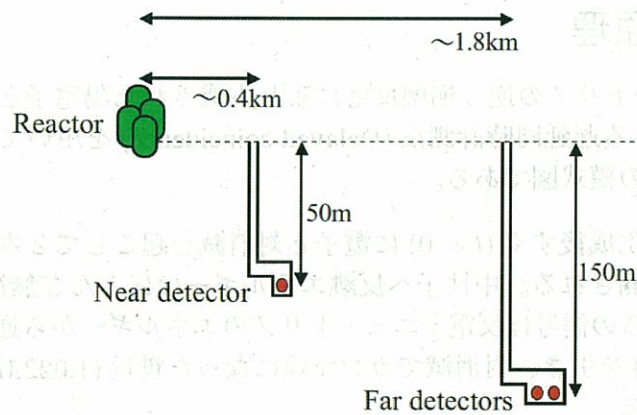


図 2.2: 横から見た検出器の配置図。スケールは正しくない。

よる系統誤差は4台の検出器を同一に作成し、それぞれの検出器で同じにすることで相殺できる。表2.1にイベントレートと宇宙線レートのパラメータに関するものをまとめておく。

表 2.1: KASKA 実験のイベントレートなどの一覧。CHOOZ 実験よりも  $\nu/\mu$  比が良い。

Detector	target mass (ton)	average baseline (km)	thermal power (GWth)	event rate (/day)	depth (mwe)	$\nu/\mu$ ratio ( $\times 10^{-4}$ )
KASKA-A	6	0.4	13.2	510	105	4.1
-B	6	0.35	11.1	560	105	4.5
-C	6×6	1.6	24.3	59×2	280	2.9
CHOOZ	5	1.07	8.5	40	300	2.6

したがって、KASKA 実験ではこのような工夫で系統誤差を1%以下に抑えることができ、改良によっては0.5%にすることが期待できる。また統計誤差は3年間での統計量から0.4%程度が期待される。このときに期待される90% C.L.での  $\sin^2\theta_{13}$  の排除領域を図2.3に示す。CHOOZ 実験よりも10倍の感度を持っており、90% C.L.で  $\sin^2\theta_{13}$  が0.015までの感度を持っている。

## 2.3 検出原理

反電子ニュートリノの逆 $\beta$ 崩壊反応により生成された陽電子と中性子は以下のように説明する遅延同時計測法 (Delayed coincidence) を用いて測定する。図5.1は検出原理の模式図である。

1. 陽電子は生成後すぐ ( $t \sim 0$ ) に電子と対消滅を起こして2本のガンマ線となって観測される。中性子へ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 ( $1.8\text{MeV}$ ) を引き、対消滅でガンマ線になった質量 ( $1.022\text{MeV}$ ) を足したものになる。

$$\begin{aligned}
 E_{\text{prompt}} &= E_{\nu} - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 1.022\text{MeV}(\text{annihilation}) \\
 &\sim E_{\nu} - 0.8\text{MeV}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$



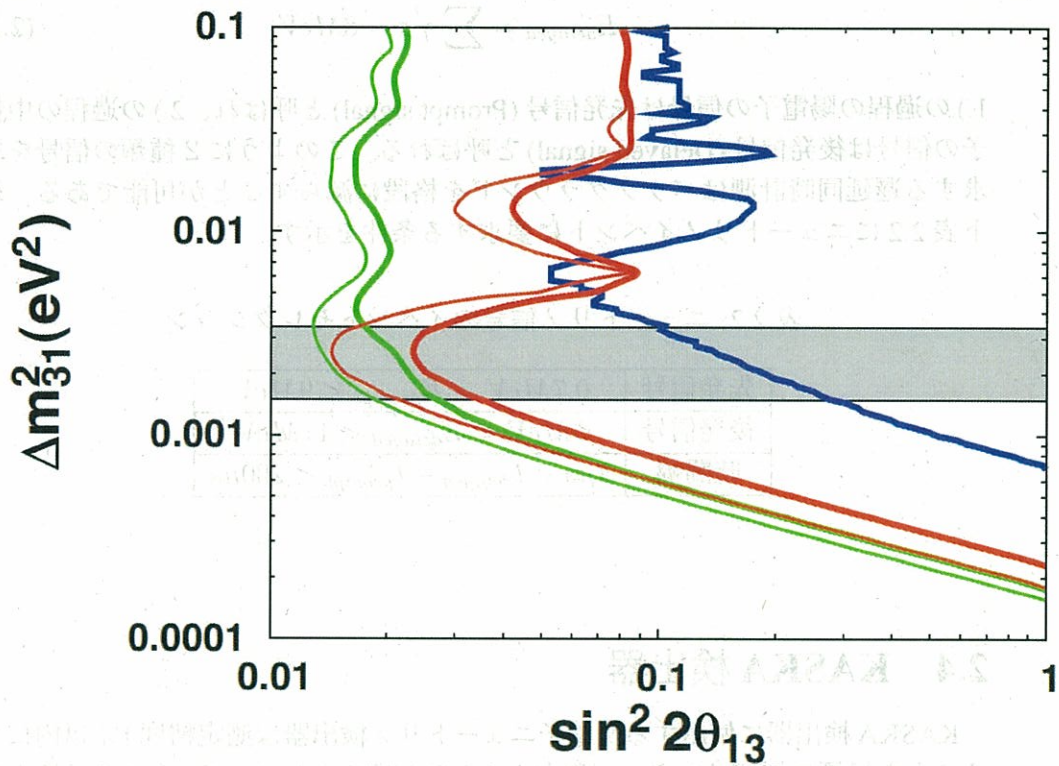


図 2.3: KASKA 実験で期待される 90% C.L. の排除領域。赤線はイベントレートのみ解析、緑線はイベントレートとエネルギースペクトルの形を組み合わせた解析方法によって得られるもの。青線は CHOOZ 実験における 90% 排除領域。影付きの領域は SK における 90% の大気ニュートリノ観測から得られたもので、 $1.5 \times 10^{-3} eV^2 \leq \Delta m^2 \leq 3.4 \times 10^{-3} eV^2$  である。また、太線は系統誤差を 1% とした場合、細線は 0.5% とした場合である。

2. 中性子は液体シンチレータ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捕獲断面積の高い  $Gd$  に吸収され、全エネルギー約  $8MeV$  のガンマ線となって放出される。 $Gd$  の  $(n, \gamma)$  反応は 1.) の過程で得られる陽電子信号から  $t \sim 30\mu sec$  後に観測される。

$$E_{delayed} = \sum \gamma' s \sim 8MeV \quad (2.2)$$

1.) の過程の陽電子の信号は先発信号 (Prompt signal) と呼ばれ、2.) の過程の中性子の信号は後発信号 (Delayed signal) と呼ばれる。このように 2 種類の信号を要求する遅延同時計測はバックグラウンドを格段に減らすことが可能である。以下表 2.2 にニュートリノイベントに要求する条件を示す。

表 2.2: ニュートリノ信号のイベントセレクション

先発信号	$0.7MeV < E_{prompt} < 9MeV$
後発信号	$5MeV < E_{delayed} < 11MeV$
時間幅	$1\mu s < t_{delayed} - t_{prompt} < 200\mu s$

## 2.4 KASKA 検出器

KASKA 検出器に使用する反電子ニュートリノ検出器は測定精度 1% 以内にすることを目標にデザインされ、現在も  $R\&D$  が進められている。図 2.5 に検出器の全体像と表 2.3 を表示する。

### 2.4.1 液体シンチレータ

KASKA 検出器は四種の液体で構成されている。内側からニュートリノターゲット層 (Region-I)、キャッチャー層 (Region-II)、バッファ層 (Region-III+IV)、そして水チェレンコフによる宇宙線 VETO 層 (Region-V) である。表 2.4 に液体の構成と体積を示す。

表 2.4 で BC521 とは市販されている液体シンチレータで、 $Gd$  が 0.5% 混入している。Region-I と Region-II は紫外線透過型のアクリル容器に収められる。表 2.5 にそれぞれの単体の液体と混合した液体の特性を示す。



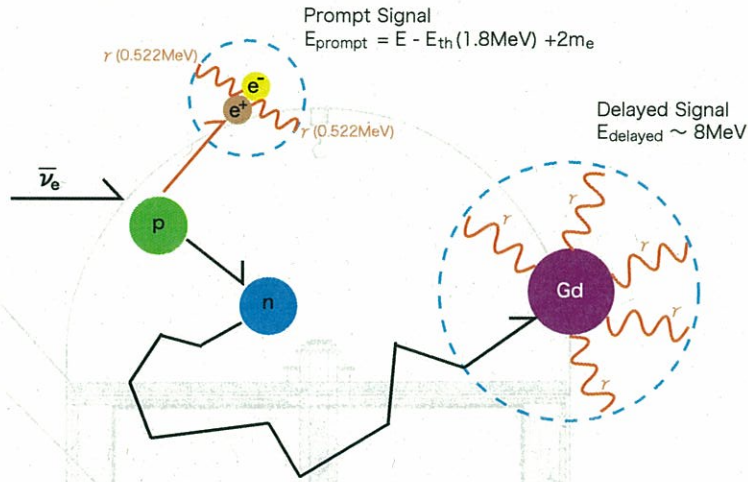


図 2.4: 液体シンチレータ中での反電子ニュートリノの検出原理

表 2.3: KASKA 検出器の構造に関するパラメータ。R は半径、H は円柱部分の高さ、t は厚さ、W は重量を表す。

Item	R (cm)	H (cm)	t (cm)	W (ton)
Inner acrylic	90	180	1	0.18
Outer acrylic	160	180	1.5	0.38
PMT Support	250	180	-	2
S.S. Tank	325	990	1.5	32
Iron Tank	390	1060	11	310

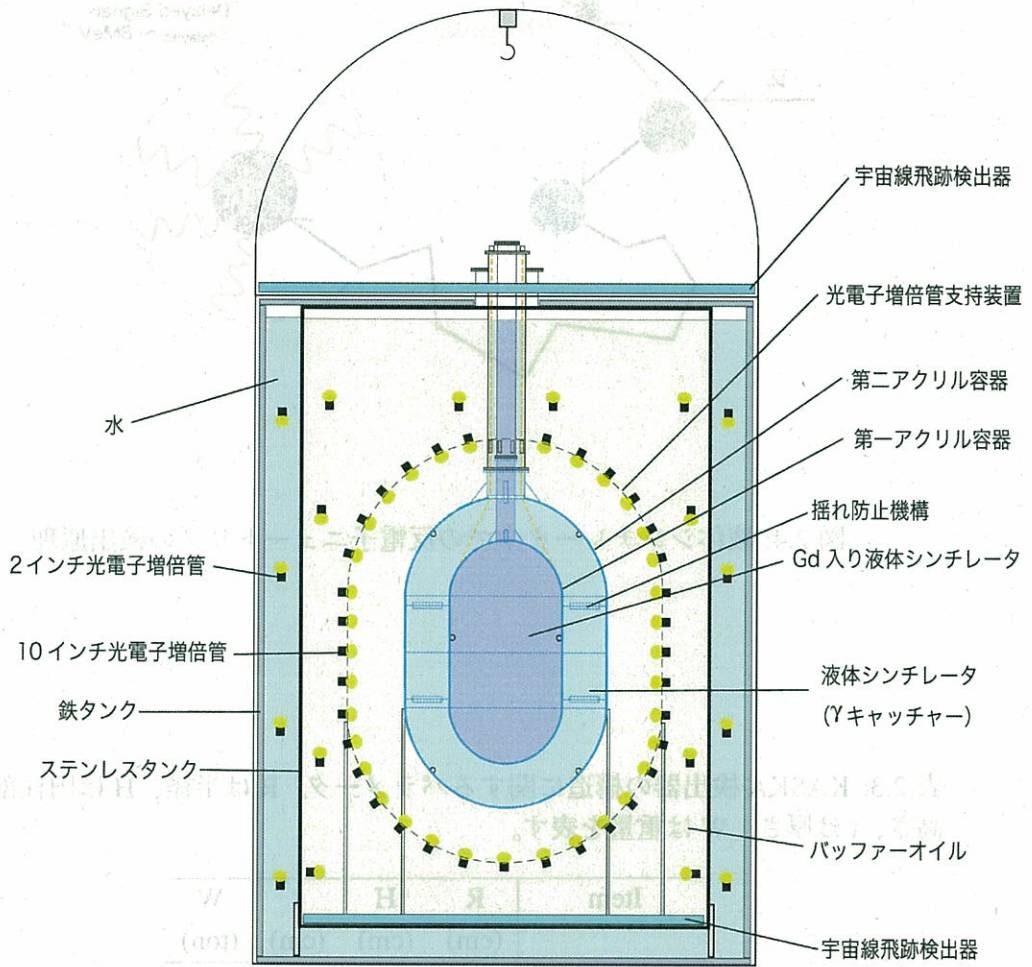


図 2.5: 検出器外観

表 2.4: 液体シンチレータ構成。PC はプソイドクメン (PseudoCumene)、TD はテトラデカン (TetraDecane) の略。v% は体積比、w% は重量比を意味している。

Region	Mixture	Volume (m <sup>3</sup> )
I	PC(20v%) + TD(60v%) + BC-521(20v%)	7.6
II	PC(15v%) + TD(85v%) + PPO(0.6w%) + BisMSB(0.02w%)	24
III + IV	Paraffin oil (+ PPO)	300
V	pure water	160

表 2.5: 液体シンチレータの特性

liquid	mass (ton)	specific gravity (g/cm <sup>3</sup> )	flash point (°C)	H/C	light output (%anthracene)
BC-521	-	0.89	44	1.314	68
PC	-	0.880	54	1.33	-
TD	-	0.763	99	2.14	-
I	6.1	0.79	49.5	1.8	53
II	19	0.78	76	2.0	53
III + IV	240	0.76	99	2.14	5
V	160	1.00	-	-	-

## 2.4.2 ニュートリノターゲット層 (region I)

反電子ニュートリノのターゲットかつ検出器となる内層は0.1%のガドリニウム (Gd) を含む液体シンチレータである。内層は1cm厚のカプセルの形をする紫外線透過型アクリル容器に収められ、天頂部に Calibration 用の煙突部がついている。光量は53%anthracene程度であり、全立体角の10%をカバーするようにPMTが取り付けられた場合、エネルギー分解能はおよそ

$$\frac{\sigma E}{E} \approx \frac{8.2\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}} \quad (2.3)$$

となる。

ニュートリノターゲットにGdを使用する理由は、

1. 熱中性子の捕獲断面積が安定な元素の中で最大である。
2. 捕獲の際に放出されるガンマ線のエネルギーの合計が8MeVと高い

ためである。合計8MeVのガンマ線のエネルギーは自然に存在する放射線同位体が出すガンマ線(最大2.6MeV)やベータ線(最大5MeV)よりも十分高く、中性子信号のバックグラウンドをフリーにし、原因を宇宙線ミュオン粒子起源の中性子のみ限定することができる。

KASKA実験では、独自にGd入りの液体シンチレータの開発を進めている。開発することの大きな利点の1つとして、正確に単位重量あたりの水素原子の数が求められ系統誤差を抑えることがあげられる。しかし、その他の可能性としてPaloVerde実験で数年にわたり使用された液体シンチレータの使用も考えている。現在KASKA実験で使用を予定している液体シンチレータの減衰長は測定されていて、光路長130cmでは減衰無しという結果が得られている。[8]

## 2.4.3 $\gamma$ キャッチャー層 (region II)

$\gamma$  キャッチャー層は反電子ニュートリノのターゲットではなく検出器として設置される。 $\gamma$  キャッチャー層にGdを含めない理由はニュートリノターゲットを内層に限定することで系統誤差の入りやすいfiducialカットを行わないためである。内層で発生するニュートリノ信号からのガンマ線を検出することが目的であるため、 $\gamma$  キャッチャー層はGdが含まれない普通の液体シンチレータで満たされる。

#### 2.4.4 バッファ層 (region III + IV)

バッファ層は光電子増倍管 (PMT) のガラスから発生するガンマ線バックグラウンドや検出器外部からのガンマ線をニュートリノ信号から遮断するために設置する。

#### 2.4.5 宇宙線 Veto 層 (region V)

荷電粒子である宇宙線ミュー粒子はニュートリノターゲットである液体シンチレータを光らせるため、ニュートリノ信号に影響が出ないように Veto する必要がある。ミュー粒子はほぼ光速で地下まで届き、透過力が強い。宇宙線 Veto は検出器の 1 番外側に配置される水槽でチェレンコフ光を検出して行う。チェレンコフ光の水槽 (屈折率 1.33) でのミュー粒子の threshold 値は  $0.13(\text{GeV}/c)$  である。

$$p_{th} = \frac{m_{\mu}}{\sqrt{n^2 - 1}} = 0.13(\text{GeV}/c) \quad (2.4)$$

#### 2.4.6 PMT

バッファ層の内部のステンレスでできた支持装置に 10 インチの光電子増倍管 (浜松ホトニクス社 R7081) を放射線状に 293 本取り付ける。光電子増倍管の光電面は全体の 10% 以上をカバーするように配置されている。バッファ層には 85 本の PMT を取り付けて光漏れがないか観測し、Veto 層には 80 本の PMT が設置される。光電子増倍管のガラスには低バックグラウンドタイプを使用する。主なニュートリノ振動実験で使用されている PMT の放射線濃度を表 2.6 に示す。

#### 2.4.7 宇宙線トラッカー

検出器の上下に配置し、宇宙線の位置を検出し飛跡を求めるために設置する。後述の 2.5 節で説明するスパレーションバックグラウンドは、ミュー粒子と液体シンチレータ中の原子核が相互作用して発生する。スパレーション反応によって生成された放射性同位体が  $\beta$  崩壊するときは宇宙線の飛跡上から数 cm の位置で崩壊する。そのため飛跡を再構成することが出来れば、50% もしくはそれ以上の精度でバックグラウンドを見積もることができ、この結果と Near と Far での相関を用いれば 0.3% 程度の精度で見積もることができる。トラッカーで



表 2.6: 主なニュートリノ振動実験で使用されている PMT のガラスに含まれる  
 主な放射性核種濃度 (ppm)

Type	$^{238}\text{U}$ (ppm)	$^{234}\text{Th}$ (ppm)	$^{40}\text{K}$ (ppm)	Reference
KASKA candidate	0.046	0.12	0.01	by Oura, TMU
CHOOZ	0.07	0.1	0.018	[7]
SK / KamLAND	0.48	0.47	0.08	by A.Piepke (U.Tennessee)
Kamiokande	0.25	0.32	0.016	by A.Piepke (U.Tennessee)

ミュー粒子の飛跡が認識できれば、中性子の発生源を特定してスパレーションバックグラウンドの評価を行うことが可能になる。また、上下のトラッカーと宇宙線 Veto 層からの情報を組み合わせることで停止ミュー粒子 (Stopping muon) のバックグラウンドも排除することができる。

また、これは  $^{12}\text{C}$  のスパレーション反応だけでなく、全く分かっていないガドリニウムに対するスパレーション反応の見積もりにも大変重要になる。

現在の計画では棒状のプラスチックシンチレータを交差して配置する予定で、2005年の12月に KEK のビームを使用して性能評価を行った [9]。現在計画されている宇宙線トラッカーの概略図を図 2.6 に示す。

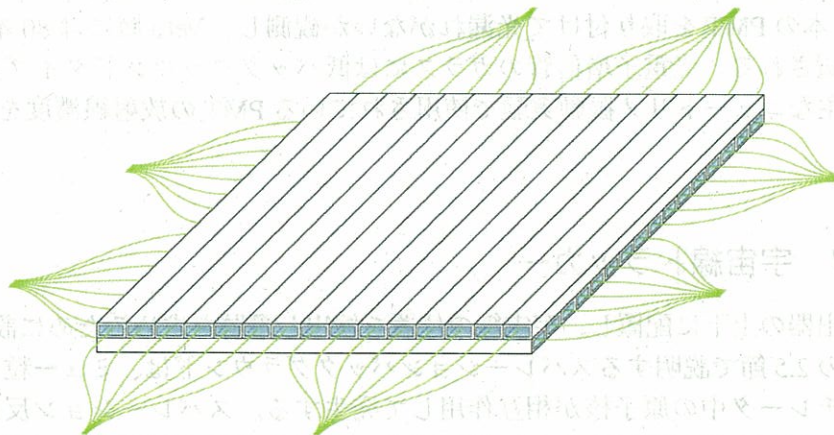


図 2.6: 現在計画されている宇宙線トラッカーの概略図

## 2.5 バックグラウンド

KASKA 実験においてニュートリノ信号は 2.3 節に記述した 3 つの条件

- $0.7\text{MeV} < E_{\text{prompt}} < 9\text{MeV}$
- $5\text{MeV} < E_{\text{delayed}} < 11\text{MeV}$
- $1\mu\text{sec} < t_{\text{delayed}} - t_{\text{prompt}} < 200\mu\text{sec}$

を満たすことである。しかし、ニュートリノ以外でもこれら 3 条件を偶発的 (Accidental)、もしくは相関的 (Correlated) 理由で満たすバックグラウンドは存在し、以下のように 2 種類に分類される。

### 2.5.1 Accidental バックグラウンド

先発信号の様な信号と後発信号の様な信号がそれぞれ独立に起こり、偶発的に設定している時間幅に入ってくるバックグラウンドが Accidental バックグラウンドである。偽先発信号頻度  $R_p(\text{Hz})$ 、偽後発信号頻度を  $R_d(\text{Hz})$  とすると、設定時間幅  $\tau(\text{sec})$  の間に Accidental バックグラウンドの起こる頻度は、

$$R = R_p \cdot R_d \cdot \tau \quad (2.5)$$

と表すことができる。

自然放射性同位体の  $\beta$  崩壊の Q-value の最大値は  $5\text{MeV}$  なので、中性子信号に先立つ  $\tau$  の時間以内に生じるプロンプト信号のバックグラウンドがこの種のバックグラウンドとなる。これらのバックグラウンドのうち、液体シンチレータに含まれる放射性同位体からのバックグラウンドで  $0.7\text{MeV}$  以上のエネルギーを出すものは  $1\text{Hz}$  しかない。また、アクリルからは  $1\text{Hz}$  程度の  $\beta$  線や  $\gamma$  線がでる。

外部の土からの  $\gamma$  線についてはすでに測定しており、 $^{238}\text{U}$  が  $3\text{ppm}$ 、 $^{232}\text{Th}$  が  $8\text{ppm}$ 、 $^{40}\text{K}$  が  $2\text{ppm}$  以下と分かっている [10]。Accidental バックグラウンドとなりうる物質の放射性同位体の濃度と液体シンチレータに  $0.7\text{MeV}$  以上のエネルギーを落とす頻度を表 2.7 に示す。またモンテカルロシミュレーションによって求めた  $\gamma$  線によるエネルギースペクトルを図 2.7 に示す。全て合わせてもプロンプト信号のイベントレートは  $5\text{Hz}$  以下となる。

一方でディレイド信号に対するバックグラウンドは主に宇宙線に起因しており、宇宙線によるバックグラウンドとして、

表 2.7: Accidental バックグラウンドとなりうる物資の放射性同位体の濃度と 0.7MeV 以上のバックグラウンドの頻度

Material	$^{238}\text{U}$ (ppb)	$^{232}\text{Th}$ (ppb)	$^{40}\text{K}$ (ppb)	$^{60}\text{Co}$ (mBq/kg)	Hit rate ( $> 0.7 \text{ MeV}$ ) (Hz)
PMT Glass	46	120	10	-	1.2
PMT Support (S.S.)	1.9	4.7	0.08	9	0.2
S.S. Tank	1.9	4.7	0.08	9	0.05
Iron Tank	1.9	4.7	0.08	9	0.01
Soil	3000	8000	2000	-	0.15
Acrylic	0.008	0.05	0.0082	-	1.1
LS					$< 2.1$
Total					$< 4.8$

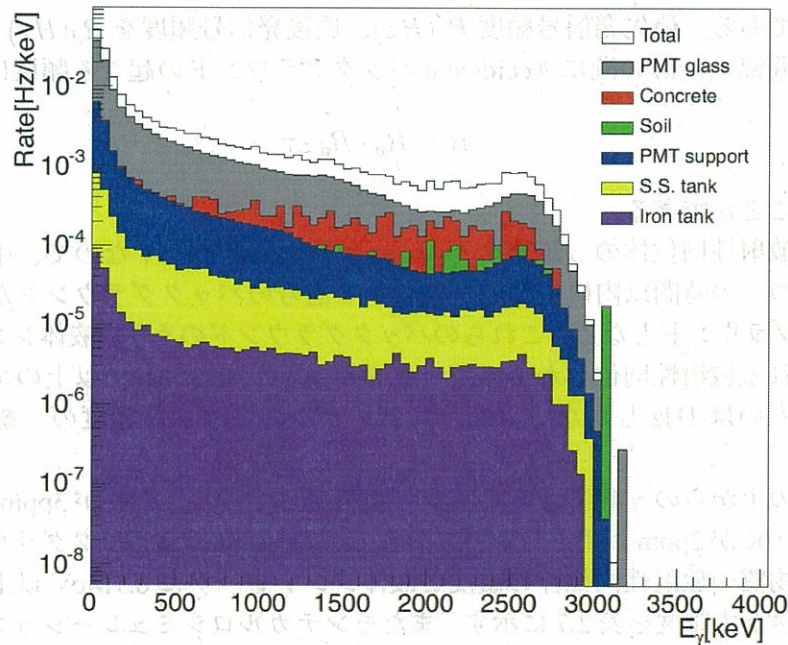


図 2.7: KASKA 実験におけるガンマ線バックグラウンドのエネルギースペクトル [11]。モンテカルロシミュレーションを用いた。



1. 宇宙線ミュー粒子が検出されずに、高速中性子のみが検出器内で陽子と衝突して発生する反跳エネルギー
2. 熱中性子が Gd に捕獲される

がある。もしこれらの現象が独立して発生すれば accidental バックグラウンドとなる。この頻度は 0.01Hz より充分小さく、結局 accidental バックグラウンドは Near 検出器で 0.1events/day、Far 検出器で 0.01events/day となる。したがって、このバックグラウンドからくる誤差は無視できるほど小さい。

## 2.5.2 Correlated バックグラウンド

プロンプト信号の様な信号とディレイド信号の様な信号がある 1つの原因で起こり、相関的な理由で設定している時間幅に入ってニュートリノ信号を疑似するものが Correlated バックグラウンドである。フランスで行われた CHOOZ 実験では、原子炉が稼働する前にバックグラウンドのみで観測を行っており、Correlated バックグラウンドは  $R_{\text{correlated}} = 1.0 \pm 0.1/\text{day}$  であった。このバックグラウンドは主に宇宙線に起因したものであり、以下の 3種類にほぼ限定される。

### 1. 高速中性子

宇宙線ミュー粒子が地中や検出器中の原子核と核反応を起こして生成された高速中性子が、検出器内で陽子と衝突しながら熱化し、最終的に Gd に捕獲された場合 Correlated バックグラウンドとなる。高速中性子により衝突された陽子が偽先発信号となり、熱化した熱中性子が Gd に捕獲されて放出されるガンマ線が偽後発信号となる。

### 2. ミュー粒子崩壊・吸収

ミュー粒子は電離によりエネルギーを失って最終的には、1)  $\tau \sim 2.2\mu$  秒の寿命で崩壊 [ $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ ]、2) 軌道を回るうちに原子核に吸収される (負電荷のミュー粒子のみ) のどちらかの過程で消滅する。このようなミュー粒子の崩壊や吸収反応が以下の場合に Correlated バックグラウンドとなる。

- (a) ミュー粒子が Veto されず ( $\sim 1\%$ ) 偽先発信号となり、崩壊した際の電子が偽後発信号となる場合

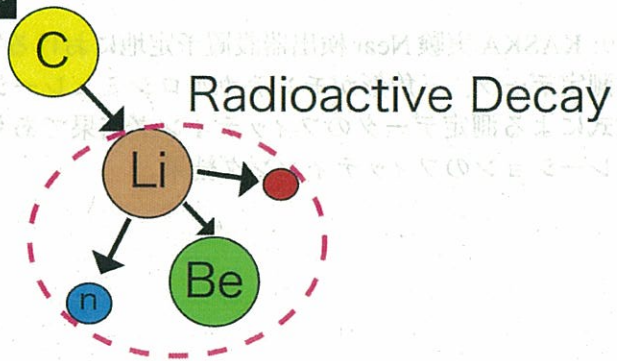
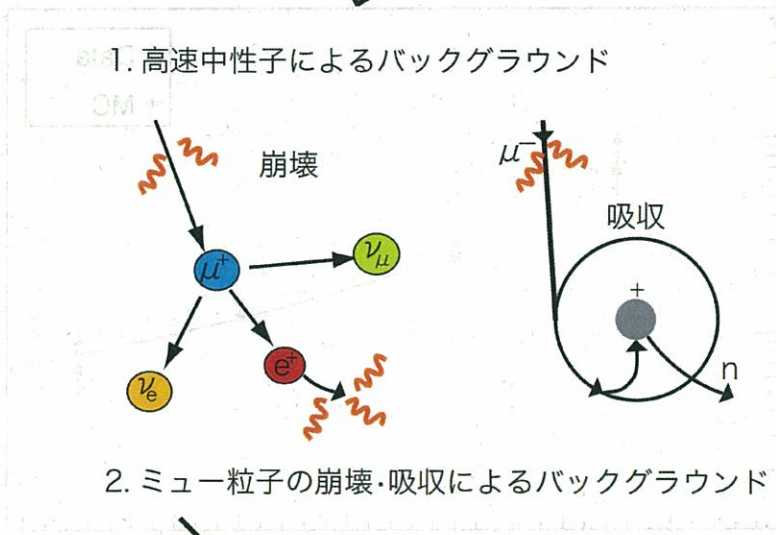
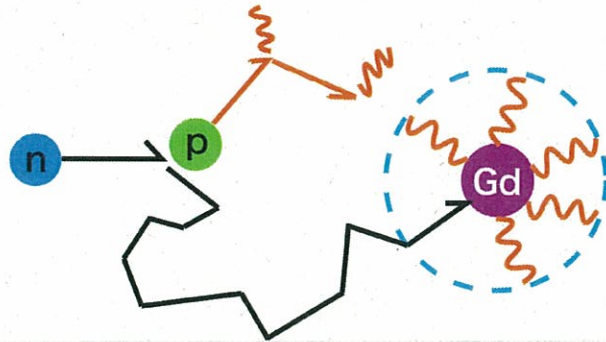
- (b) シンチレータ中の  $C$  に吸収されて数 MeV 程度の高速中性子を放出する場合

### 3. Spallation

宇宙線ミュー粒子が検出器内の液体シンチレータと核破砕反応 (Spallation) を起こし、生成された放射性同位体が  $\beta$  崩壊した場合 Correlated バックグラウンドとなる。Spallation により生成される核種のほとんどが Correlated バックグラウンドとなる条件を満たさないが、以下に 2 種類は例外で、崩壊半減期が長いいため Veto できない。

- $He(t_{1/2} = 119ms) \rightarrow n + e^- + {}^9Li$
- $He(t_{1/2} = 178ms) \rightarrow n + e^- + {}^8Be$   
 $Be \rightarrow 2\alpha$

これらのバックグラウンドは宇宙線の量に密接に関連しているが、既に宇宙線レートを Near 検出器が設置される場所で実際に測定しており、図 2.9 のようなレートであることが分かっている [12]。



3. Spallation 核種のβ崩壊によるバックグラウンド

図 2.8: 主な Correlated バックグラウンドの模式図

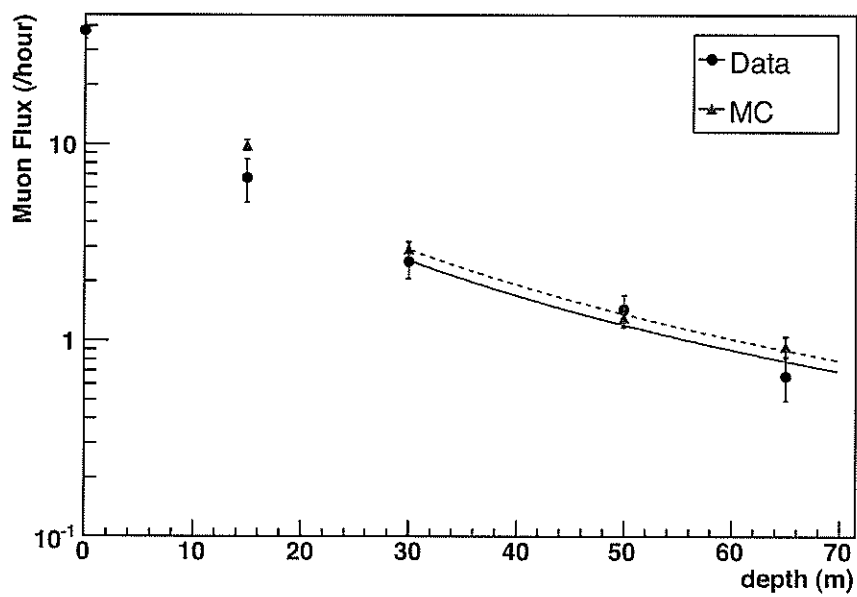


図 2.9: KASKA 実験 Near 検出器設置予定地における宇宙線頻度の深度分布。円形が測定データ、三角形がモンテカルロシミュレーションによる結果。実線は経験式による測定データのフィッティング結果であり、点線がモンテカルロシミュレーションのフィッティング結果。

## 第3章 プロトタイプ検出器

この章ではプロトタイプ検出器の目的と構成している設備について説明する。

### 3.1 目的

このプロトタイプ検出器の研究の目的は KASKA 実験で必要とされる技術を養うことにある。そのため、このプロトタイプ検出器は KASKA 実験での検出器をモデルにして作成された。KASKA 実験検出器は4層から成るが、このプロトタイプ検出器は特にこの第1層目のニュートリノターゲット層と第2層目のガンマキャッチャー層のテストをするものである。ディレイド信号として検出されるガドリニウムからの合計 8MeV のカスケードガンマ線のうち、1本1本のエネルギーは既に知られているものの、どのエネルギーのガンマ線がどのような組み合わせで放出されるのかは未だにわかっていない。図 3.1 にガドリニウムから放出されるガンマ線のエネルギーと断面積の関係を示す。

そこで Am/Be ソースを使用し、ガドリニウムスペクトルを観測し、モンテカルロシミュレーションによってガドリニウムスペクトルの解明を目指すと共にガンマキャッチャー層の有効性を直接確認することがプロトタイプ検出器の目的である。

### 3.2 検出器

プロトタイプ検出器本体は厚さ 15mm の紫外線透過型のアクリル板を直径 1.2m の半球状に加工したものを2つ重ねて球状にしてねじ止めされている。これが KASKA 実験での第2層目に相当する。この半径 60cm は KASKA 検出器の第2層目の厚みに出来るだけ近づくように決められ、消防法により  $1m^3$  以下にしなければならないため、この値を採用した。このアクリル球の内部に1辺が 15cm のアクリル立方体を2つ重ねた液体シンチレータ箱が設置されている。この箱が第1層目に相当する。アクリル球はアルミの支持台に固定されており、

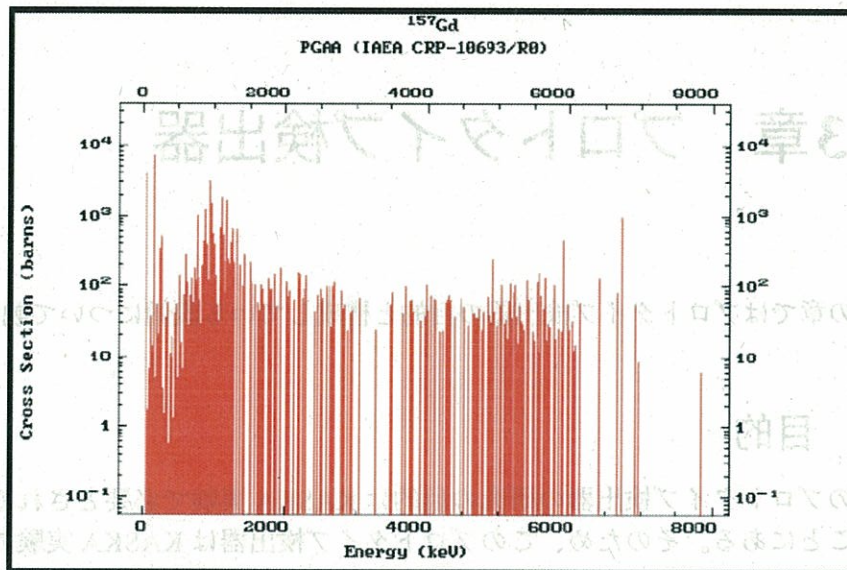


図 3.1: ガドリニウムから放出されるガンマ線のエネルギーと断面積の関係

アルミの支持台は地面とアンカーで固定されている。アクリル球の周囲には8インチの光電子増倍管が16本設置されている。アクリル球頭頂部には高さ20cmのチムニーが接着されており、この部分からチェックソースの出し入れを行う。アクリル球の下には2.5m四方のオイルパンが設置されており、万一オイルが漏れた場合に備えている。このプロトタイプ検出器の周囲には3m×3m×3mの暗箱を作成し光漏れがないようにしている。図3.2にプロトタイプ検出器の概略図を示す。その暗箱の周囲には90cm×180cm×2mmの鉛が貼付けられたベニヤ板が2重に重なるように設置されている。さらにプロトタイプ検出器直下から半径60cmまでの床面には10cm×20cm×5cmの鉛ブロック、またそれより外側には10cm×20cm×1cmの鉛ブロックがオイルパンの淵まで敷き詰められている。

### 3.3 液体シンチレータ箱

KASKA実験での第1層目に相当するこの液体シンチレータ箱は厚さ5mmのアクリル板を接着して作られた1辺が15cmの立方体を2つ重ねて接着されている。2つの立方体の間にはチェックソースを入れるための引き出しがついている。図3.3に引き出しの写真を示す。これを2つ作成し、1つはガドリニ



この装置は、検出器の内部には、Gd (ガドリウム) を含む液体闪烁体 (Gd Liquid Scintillator) を用いて、放射線の検出を行う。また、検出器の外部には、放射線を検出するための検出器 (8 inch PMT) を設置する。この装置は、放射線の検出と、放射線の位置の検出を行うことができる。

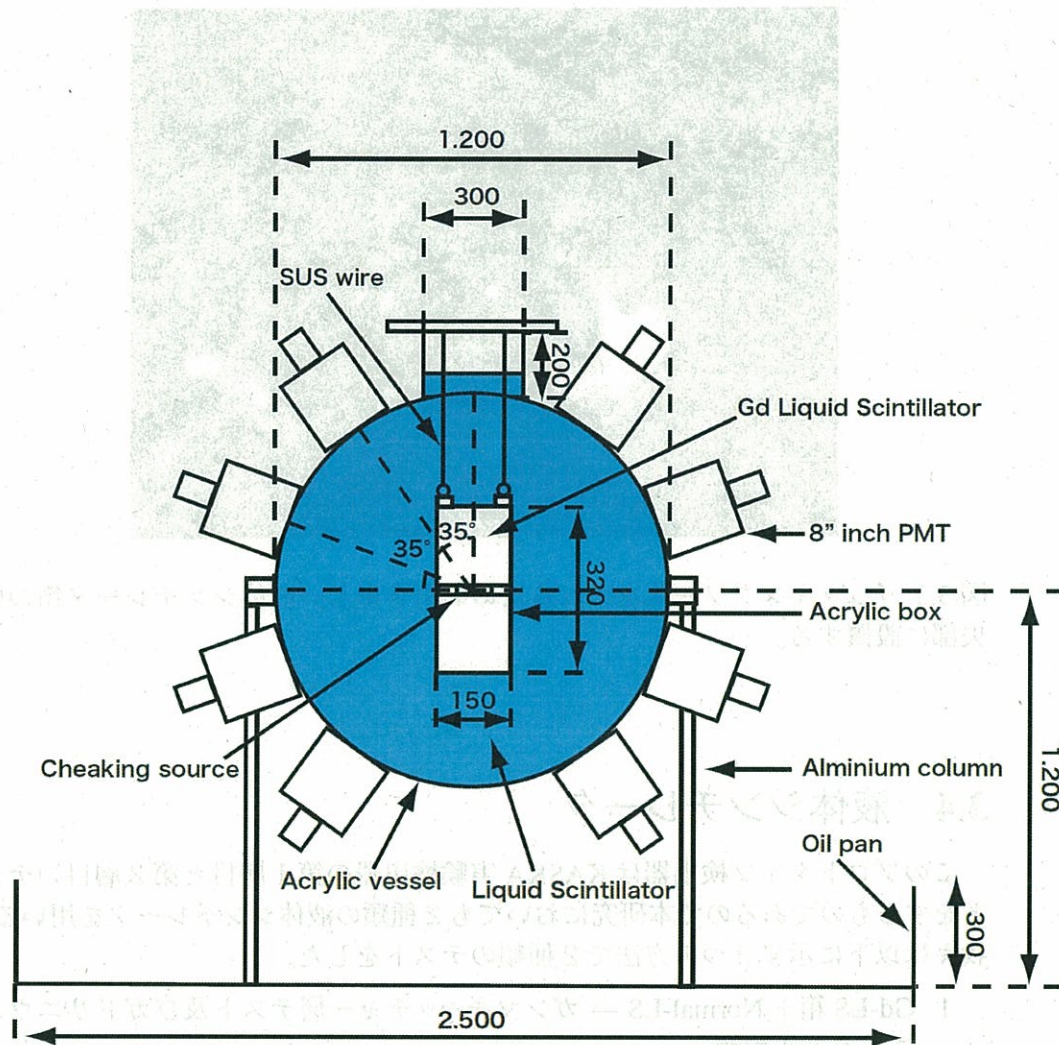


図 3.2: プロトタイプ検出器の概観

ウム入りの液体シンチレータ (Gd-LS) を入れ、もう 1 方にはアクリル球内部に注入されるものと同じ液体シンチレータ (Normal-LS) を注入する。図 3.4 に写真を示す。

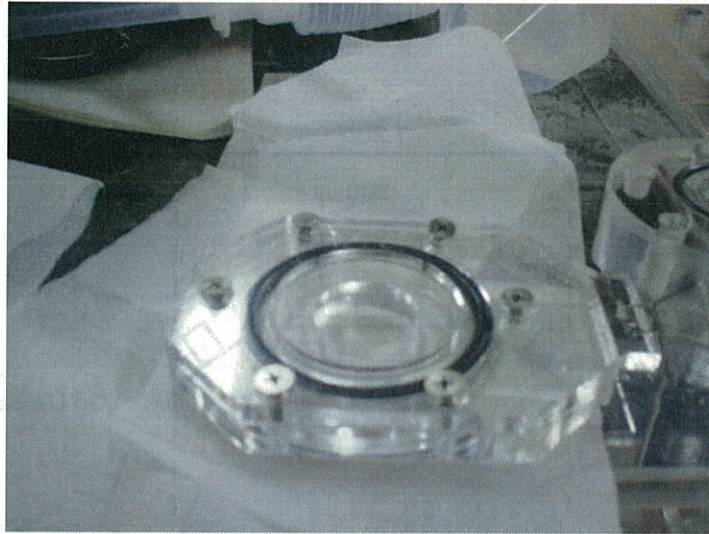


図 3.3: チェッキングソースを入れるための引き出し。液体シンチレータ箱の中央部に設置する。

### 3.4 液体シンチレータ

このプロトタイプ検出器は KASKA 実験検出器の第 1 層目と第 2 層目のテストをするものであるので本研究においても 2 種類の液体シンチレータを用いる。我々は以下に示す 2 つの方法で 2 種類のテストをした。

1. Gd-LS 箱 + Normal-LS → ガンマキャッチャー層テスト及びガドリニウムスペクトル観測
2. アクリル球全体を Gd-LS → ガドリニウムスペクトル観測

#### 3.4.1 ガドリニウム入り液体シンチレータ

ガドリニウム入り液体シンチレータ (以後 Gd-LS とする) は KASKA 実験検出器において第 1 層目に注入される。このシンチレータは KASKA 実験において



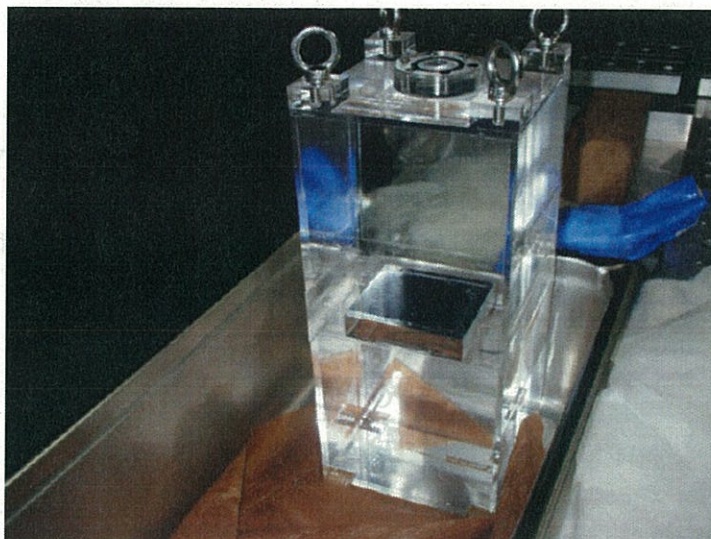


図 3.4: 液体シンチレータ箱。同じものを2つ用意し、それぞれGd-LSとNormal-LSで満たす。

ニュートリノターゲットになる。プロトタイプ検出器では3.3節で説明した液体シンチレータ箱に注入する。この液体シンチレータの構成を表 3.1 に示す。サンゴバン社製の液体シンチレータ BC-521 は PaloVerde 実験で使用されたものである。

表 3.1: ガドリニウム入り液体シンチレータの構成

BC-521	20%
Tetradecane	80%

### 3.4.2 アクリル球に注入される液体シンチレータ

KASKA 実験検出器の第2層目にはガドリニウムが入っていない液体シンチレータ(以後 Normal-LS とする)が注入される。プロトタイプ検出器においてはアクリル球が第2層目の役割を果たすため、アクリル球にこの液体シンチレータが注入される。この液体シンチレータの構成を表 3.2 に示す。KASKA 実験検

出器は第1層と第2層との距離が70cmに設計されているが、プロトタイプ検出器はそれに比べて少し厚みが少ない。そのため液体シンチレータの密度を稼ぐためにテトラデカンではなく、密度の大きいパラオール850を用いた。KASKA実験の第2層で使用される液体シンチレータの構成を表3.3に示す。

表 3.2: アクリル球に注入される液体シンチレータの構成

Pseudocumene	15%
Paraol850	85%
PPO	3.6g/l
BisMSB	0.058g/l

表 3.3: KASKA 実験で第2層に注入される液体シンチレータの構成

Pseudocumene	20%
Tetradecane	80%
PPO	3.6g/l
BisMSB	0.058g/l

### 3.5 光電子増倍管

プロトタイプ検出器では浜松ホトニクス製の8インチ光電子増倍管(R5172)を16本用いる。各々の光電子増倍管はアクリルで作成されたハウジングに入れられており、透明のシリコンゴム(信越化学工業:型番KE-103)で固定されている。8インチPMTの特性を表3.4に、写真を図3.6を示す。このハウジングをアクリル球に接着されたアクリル製のリングにねじ止めする。PMTの取り付け位置はアクリル球を上から4段に分けて考え、1段につき4本ずつ取り付けた。また後の解析のために光電子増倍管の位置が上下対称になるように設置した。PMT16本を全て装着した後のプロトタイプ検出器の写真を図3.7に示す。

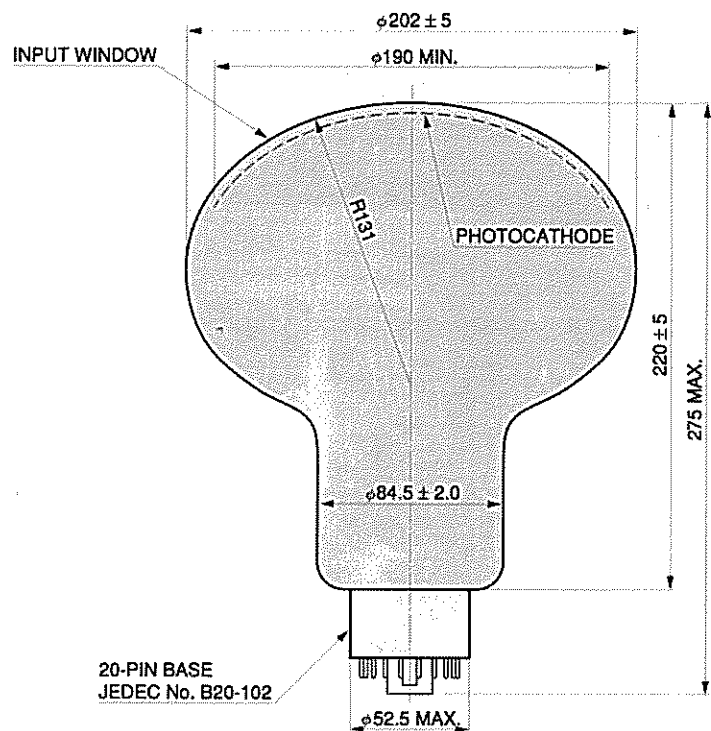


図 3.5: 8 インチ PMT の概略図

表 3.4: 8" inch PMT(R5912) の特性

Parameter	Minimum	Typical	Maximum	Unit
Cathode Quantum Efficiency at 420nm	-	22	-	%
Supply Voltage for Gain of $10^7$	-	1500	1800	V
Anode Dark Current at $10^7$ and $25^\circ\text{C} > 0.25\text{p.e.}$	-	50	700	nA
Transit Time Spread at $10^7$ gain (FWHM with 1p.e. detection)	-	2.4	-	ns
Anode Pulse Rise Time	-	3.8	-	ns
Transit Time	-	55	-	ns
Peak to Vally Ratio	-	2.5	-	-
After Pulse (100ns ~ $16\mu\text{s}$ after Main Pulse)	-	2	10	%



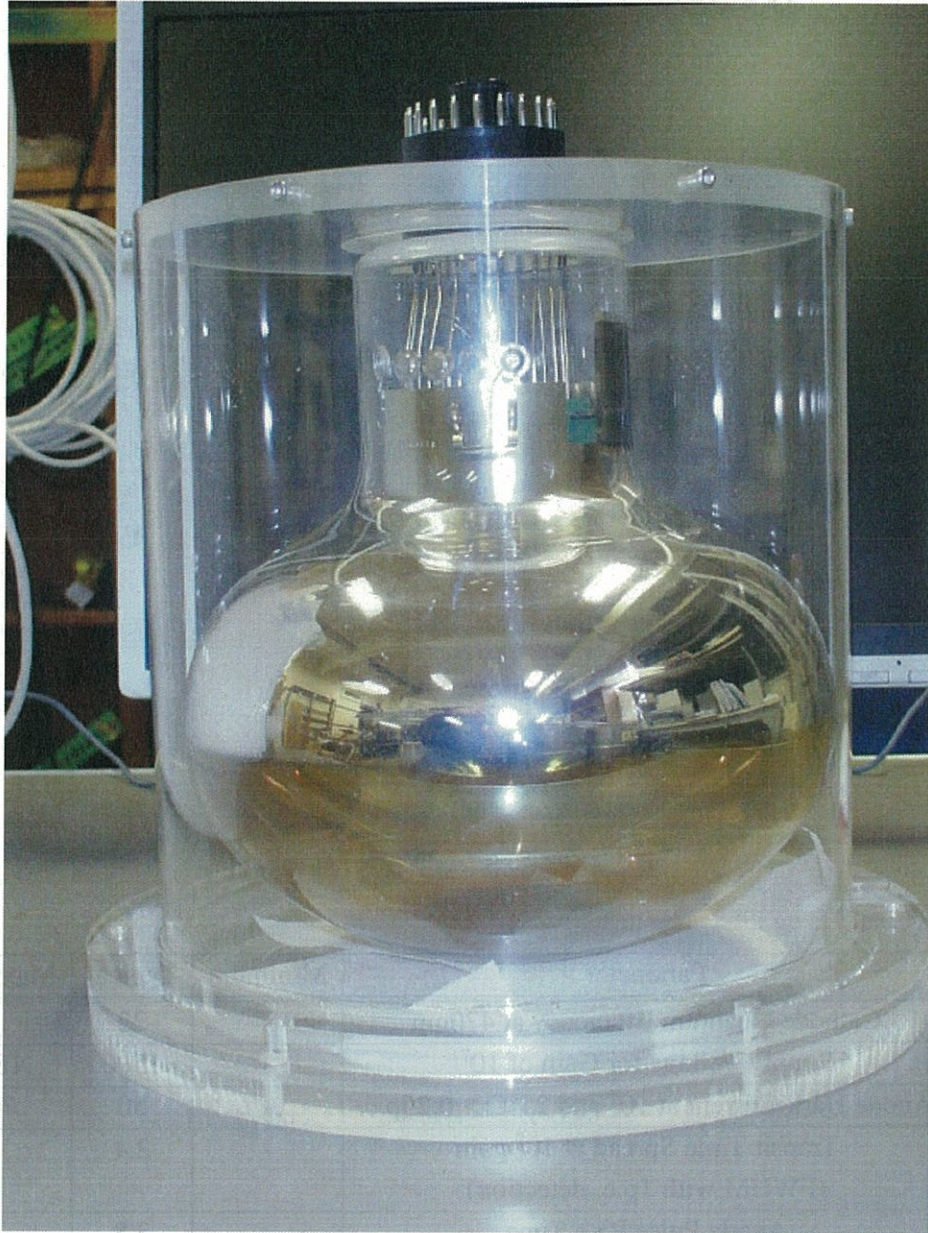


図 3.6: 0  
8" インチ光電子増倍管と PMT ハウジング



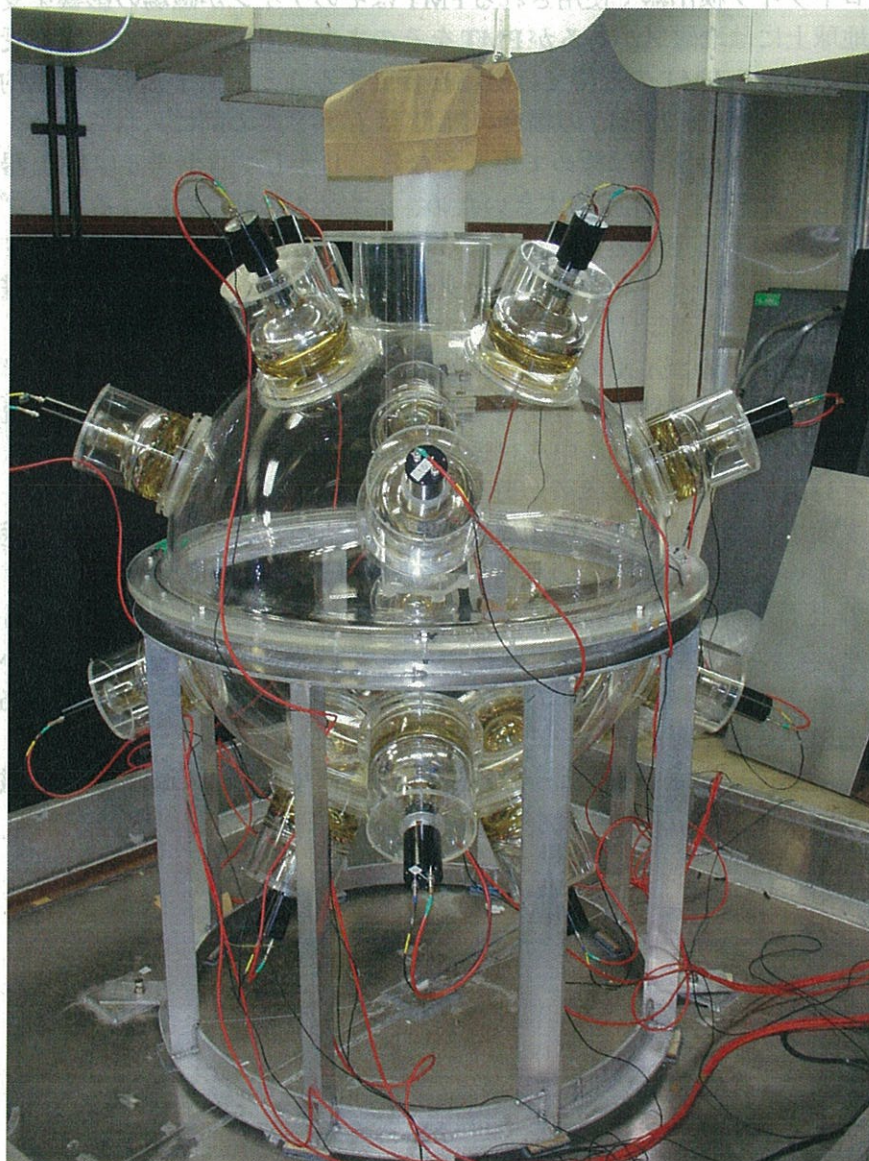


図 3.7: PMT 装着後のプロトタイプ検出器

### 3.6 磁場キャンセルコイル

プロトタイプ検出器で使用される PMT はそのゲインが磁場の影響を受けやすい。地球上には地磁気があるが PMT をそのまま使用するとその影響を受けてしまう。そのため PMT の近傍では磁場を 0 にすることが望ましい。比較的径の小さい PMT (1 inch or 2 inch) の場合、PMT は  $\mu$  メタルの筒に入れられる。 $\mu$  メタルの筒の内部では磁場は極めて小さくなる。しかしプロトタイプ検出器で使用する 8 インチ PMT は比較的大きいので、 $\mu$  メタルの筒はない。そこでプロトタイプ検出器のある空間をコイルによって地磁気と逆方向の磁場を発生させ地磁気をキャンセルする。しかもプロトタイプ検出器がある空間に一樣な磁場を発生させる必要がある。

ここで使用するコイルの原理はヘルムホルツコイルで、これは同じ半径の 2 つのコイルを直径と同じだけ距離をおいて設置し、同方向に同量の電流を流すものである。これにより、中心付近にはかなり一樣な磁場が発生する。

我々は円形のコイルは設置が難しいため、正方形のコイルを用いた。プロトタイプ検出器はオイルパンの中にありそのオイルパンは磁北に対して垂直に設置されているため、地磁気の東西方向の成分は充分小さい。よってコイルは地磁気の上下方向の成分を打ち消すものと、南北方向の成分を打ち消すものを設置した。このコイルに流す電流は各 PMT の位置での磁場の絶対値を最小にするように最適化した。図 3.8 にコイルに電流を流した後のコイル中心から 60cm での磁場の絶対値をしめす。

このキャンセルコイルによって各 PMT の位置での磁場の絶対値は地磁気の強さから最大で約  $40\mu T$  分、最小で  $20\mu T$  分落ちていることが分かる。

### Magnetic Field

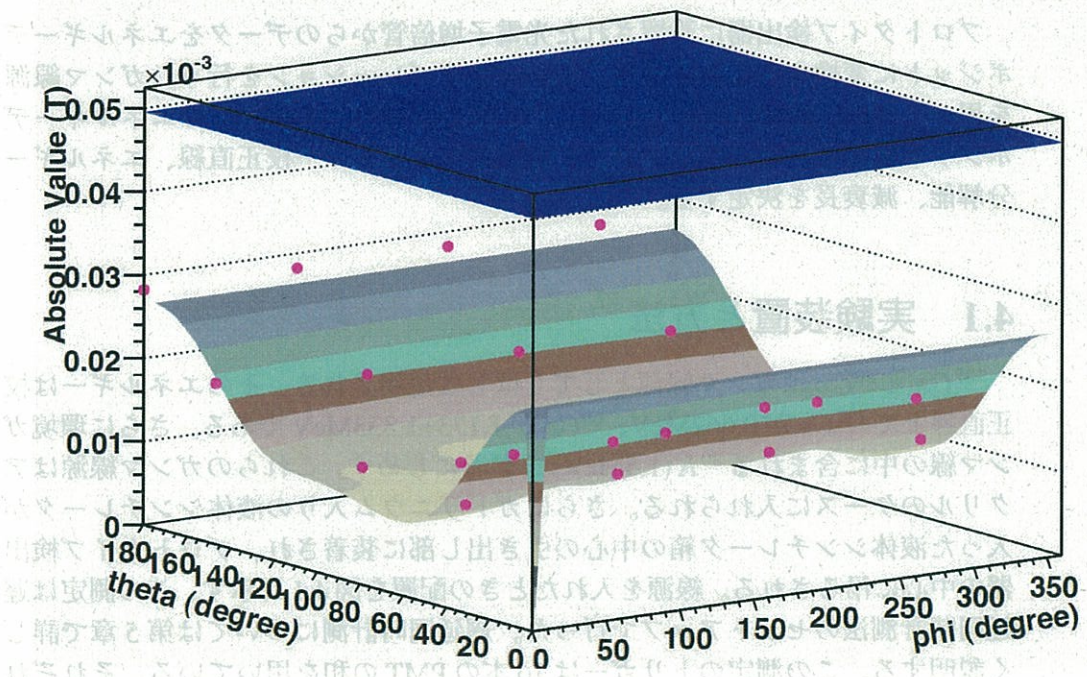


図 3.8: コイルに電流を流した後の磁場の絶対値。桃色の点は PMT の位置。電流が 0 のとき (地磁気の絶対値) を青で示す。



## 第4章 エネルギーキャリブレーション

プロトタイプ検出器に設置された光電子増倍管からのデータをエネルギーデポジットに変換するためにエネルギーキャリブレーションを行う。ガンマ線源を用いてADCからの電荷を見る。この章では未知のイベントのエネルギーデポジットを知るためにプロトタイプ検出器のエネルギー校正直線、エネルギー分解能、減衰長を決定する。

### 4.1 実験装置と方法

$^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  はガンマ線源としてしばしば使用される。そのエネルギーは校正直線上で  $^{137}\text{Cs}$  が  $0.662\text{MeV}$ 、 $^{60}\text{Co}$  が  $1.173+1.333\text{MeV}$  である。さらに環境ガンマ線の中に含まれる  $^{40}\text{K}$  ( $1.5\text{MeV}$ ) を参考にしめす。これらのガンマ線源はアクリルのケースに入れられる。さらにガドリニウム入りの液体シンチレータが入った液体シンチレータ箱の中心の引き出し部に装着され、プロトタイプ検出器の中心に吊るされる。線源を入れたときの配置を図4.1に示す。この測定は遅延同時計測法のセットアップで行った。遅延同時計測については第5章で詳しく説明する。この測定のトリガーは16本のPMTの和を用いている。それぞれのPMT信号はAnalog to Digital Converter (REPIC 16CH CS ADC, type RPC-022) でデジタル値に変換される。16本の8インチPMTには高電圧がかけられ、それぞれ  $10^7$  のゲインが得られるように調整されている。

### 4.2 結果

$^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  のエネルギースペクトルをそれぞれ図4.2と4.3に示す。それぞれのスペクトルの中に全吸収ピークがあることが分かる。この全吸収ピークは線源から放出されたガンマ線が全てのエネルギーを落とし、検出器内部で全て

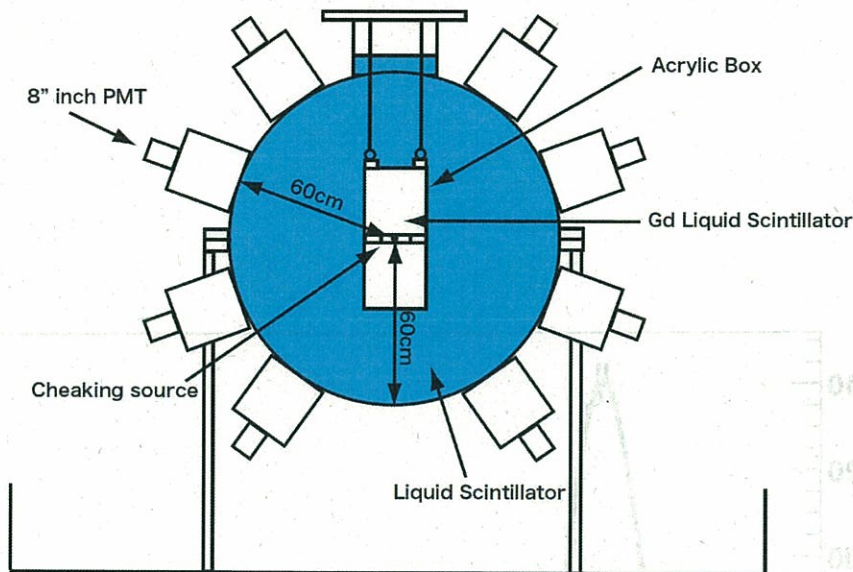


図 4.1: 線源の配置図

吸収されることによって形成される。このピークは光電効果、またはマルチコンプトン散乱によって引き起こされる。

エネルギー校正直線は  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  の 2 つの線源による 2 つのピークの位置を使って作成する。その関係は式 4.1 で表される。エネルギー校正直線を図 4.4 に示す。データと直線からのずれはエネルギーの誤差として取り扱う。

$$\text{Energy}(\text{MeV}) = 0.00181 \times \text{ADCch} \quad (4.1)$$

$^{60}\text{Co}$  から放出されるガンマ線のエネルギーは 1.173MeV と 1.333MeV であるがエスケープピークで区別するのは、後述するエネルギー分解能からの制限と 1.173+1.333MeV のピークの連続コンプトンスペクトルの重なりが小さいため困難である。そのためエネルギー校正直線を決めるのにエスケープピークは使わない。

$^{60}\text{Co}$  の 2 つのピークの面積から 2 本のガンマ線のうち 1 本が逃げる確率を求めると、21.0% となった。これよりガンマ線の減衰長を求めると 38.4cm となった。

このエネルギー校正直線が正しいことを示すために環境バックグラウンドのデータを図 4.5 に示す。このデータはソースを入れずにガドリニウム入り液体シ

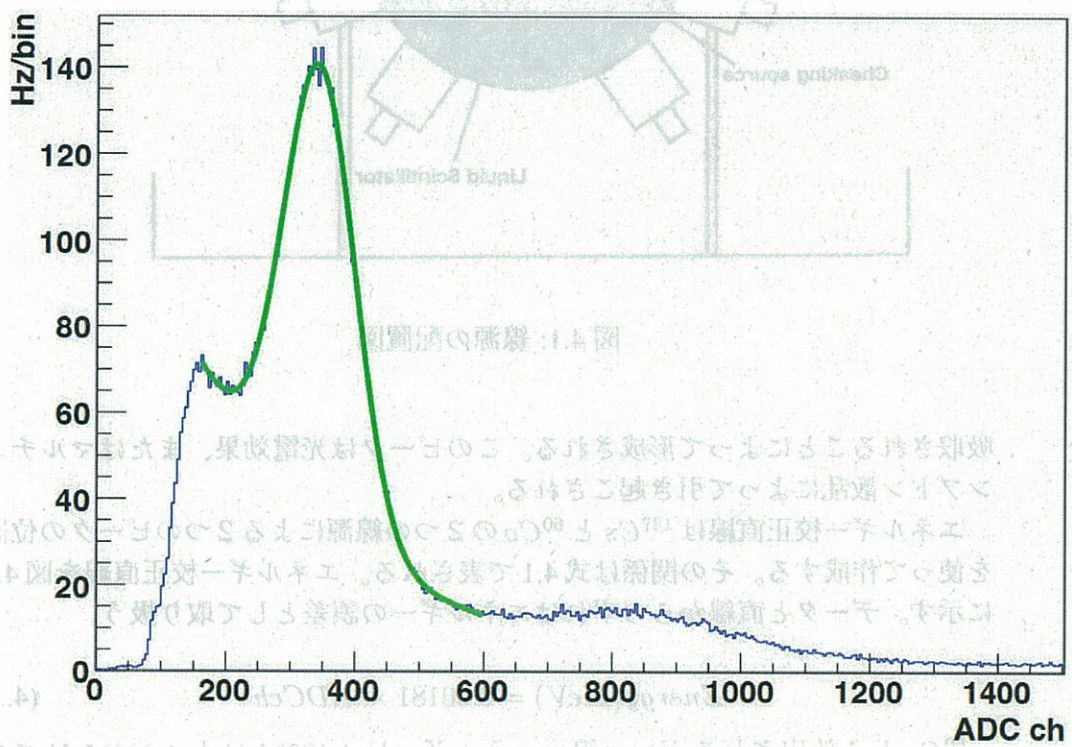


図 4.2:  $^{137}\text{Cs}$  のスペクトル。横軸は ADC channel、縦軸は Rate(Hz/bin)。



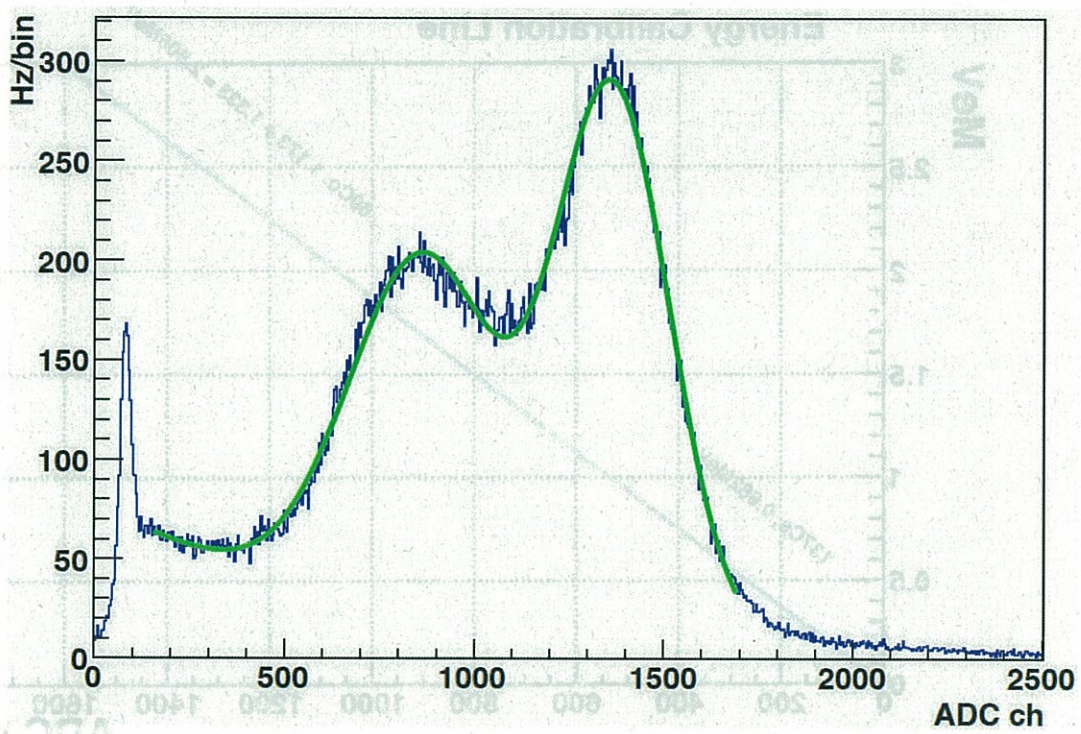


図 4.3:  $^{60}\text{Co}$  のスペクトル。横軸は ADC channel、縦軸は Rate(Hz/bin)。

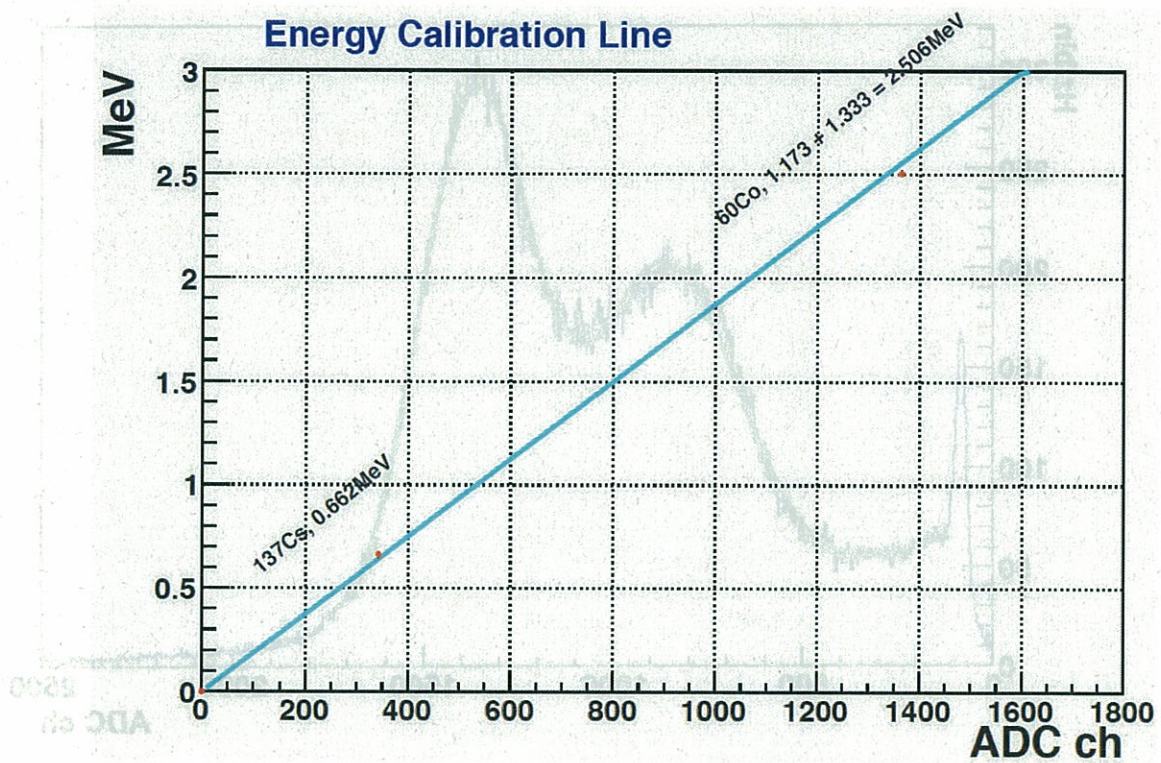


図 4.4: エネルギー校正直線



ンチレータのみをプロトタイプ検出器中央に吊るしてデータをとったものである。 $^{40}\text{K}$ が放出する1.46MeVのガンマ線のピークが見える。ピークが1.46MeVよりも高めに見えるが、これは環境ガンマ線が外から来るための位置依存性であると考えられる。これより、今後位置依存性が約10%含まれることを考慮する。

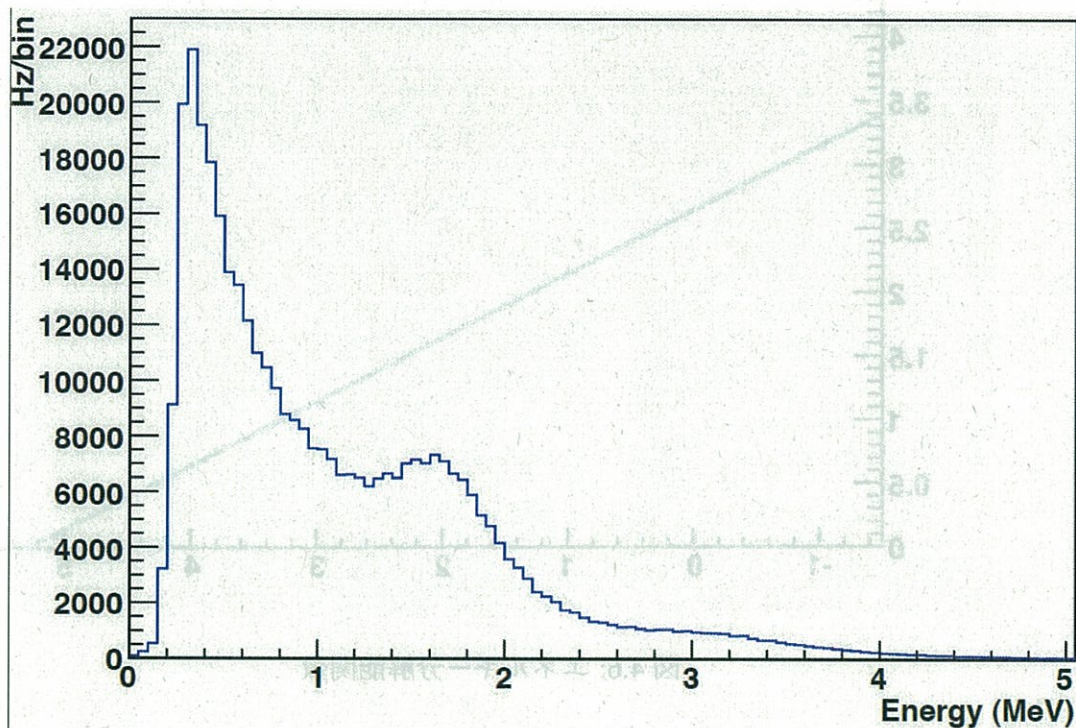


図 4.5: 環境バックグラウンドのスペクトル： $^{40}\text{K}$ が放出する1.46MeVのガンマ線のピークが見える。

得られたスペクトルの全吸収ピークのに基づいて液体シンチレータのエネルギー分解能を求める。ピークの統計が10,000 イベント以上あるので統計誤差は1.1%以内である。各線源からエネルギー分解能を求めると、 $\Sigma(E)/E(\text{MeV}) = 16.2\%$ 、 $11.1\%$ となった。これより、エネルギー分解能関数を求めると、式4.2が得られた。データと計算は良く一致していると言える。

$$\frac{\sigma(E)}{E(\text{MeV})} = 14.1\%/\sqrt{E(\text{MeV})} \quad (4.2)$$

エネルギー分解能関数と実際に得られた  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{60}\text{Co}$  のデータを図 4.6 に示す。

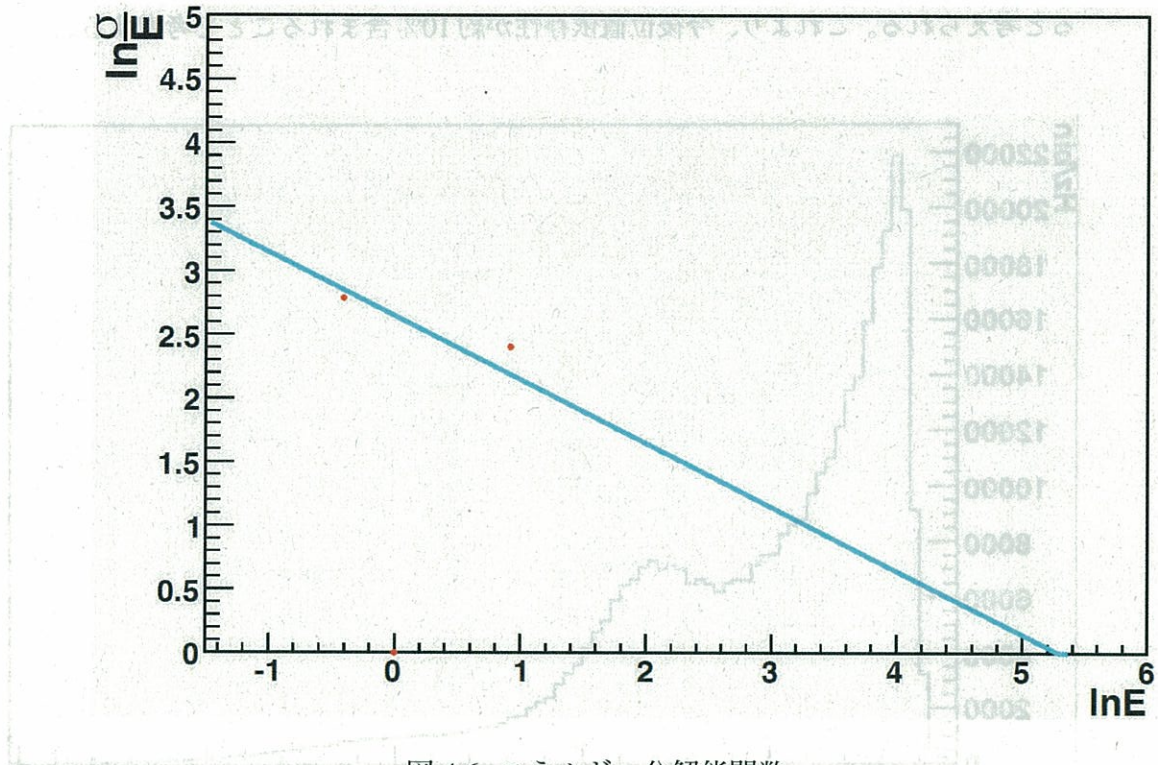


図 4.6: エネルギー分解能関数



## 第5章 ガドリニウムスペクトル

### 5.1 $\bar{\nu}_e$ の検出原理

原子炉からの反電子ニュートリノはガドリニウム入り液体シンチレータの中で逆ベータ崩壊反応を起こす。その逆ベータ崩壊反応を遅延同時計測を使って測定する。図 5.1 に反電子ニュートリノの反応の概略図を示す。1.8MeV 以上の反電子ニュートリノは液体シンチレータ中の陽子と逆ベータ崩壊反応を起こし、陽電子と中性子を 1 つずつ生成する。

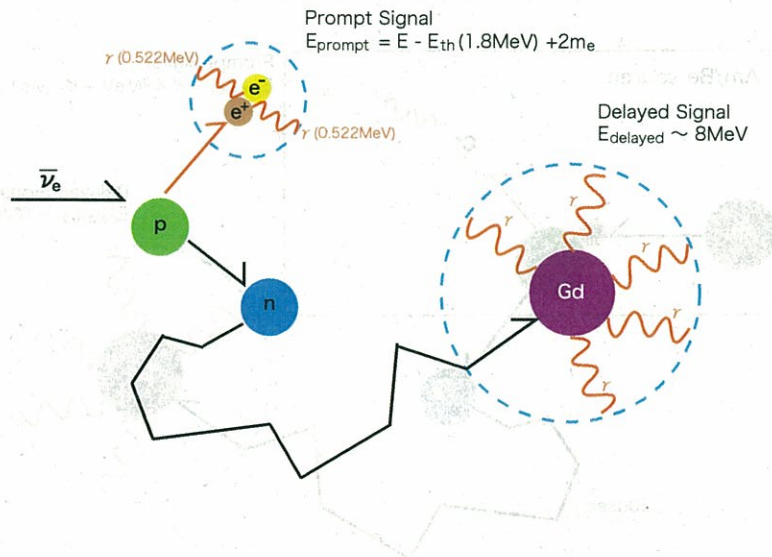


図 5.1: 液体シンチレータ中での反電子ニュートリノの検出原理

生成された陽電子はイオン化によってエネルギーを落とし、液体シンチレータ中の電子と対消滅し、2本の0.522MeVのガンマ線を生成する。この過程は反電子ニュートリノが反応を起こしてから数nsecの間に起きる。この生成さ

れた2本のガンマ線はプロンプト信号と呼ばれ、そのガンマ線のエネルギーは1.0MeV以上となる。一方で逆ベータ崩壊反応で生成された中性子は陽子や炭素と熱中性子になるまで弾性散乱を繰り返し、中性子捕獲断面積が大きいガドリニウムに捕獲される。中性子を捕獲したガドリニウムは合計で8MeVのガンマ線を放出する。このガンマ線の放出は陽電子の対消滅の反応から平均30 $\mu$ sec後に確率的に起きる。このガドリニウムからのガンマ線をディレイド信号と呼ぶ。ディレイド信号を確定するために、ゲートをプロンプト信号が来てから数十 $\mu$ secの幅で開いておく。このゲートの間に来たディレイド信号はニュートリノ候補のイベントと考えることができる。この方法を遅延同時計測法 (delayed coincidence technique) と呼ぶ。

## 5.2 Am/Be 線源での遅延同時計測

Am/Be ソースはガンマ線源及び、中性子線源として使用される。Am/Be ソースの液体シンチレータ中での反応を図 5.2 に示す。

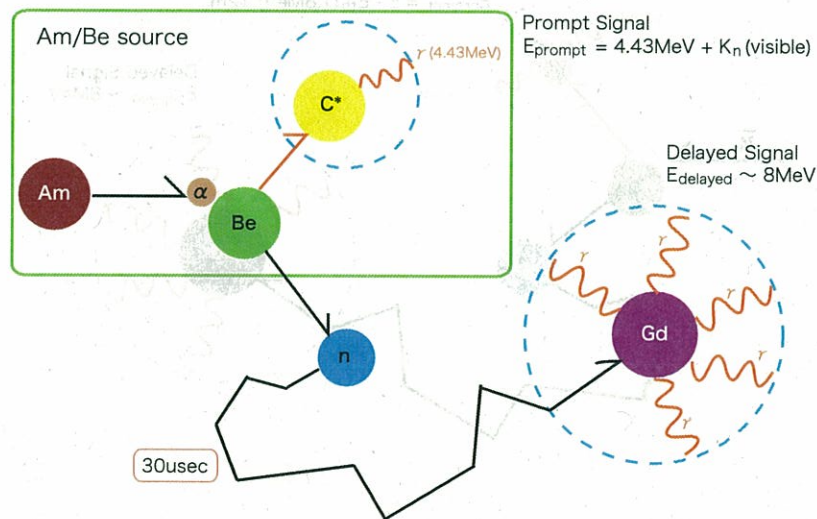


図 5.2: Am/Be ソースの液体シンチレータ中での反応

Am/Be ソース内ではアメリカウムが崩壊して $\alpha$ 粒子が放出される。この $\alpha$ 粒子をベリリウムが吸収し、中性子を放出し、励起状態の $^{12}\text{C}^*$ に変わる。この

$^{12}\text{C}^*$  は 4.43MeV のガンマ線を放出して基底状態に戻る。このガンマ線をプロンプト信号と呼ぶ。一方ベリリウムから放出された中性子は熱中性子になるまで陽子と弾性散乱を繰り返し、ガドリニウムに捕獲される。中性子を捕獲した中性子は合計で 8MeV のガンマ線を放出する。このガンマ線をディレイド信号と呼ぶ。

### 5.3 実験方法とセットアップ

ガドリニウム入り液体シンチレータ箱の中央部に Am/Be ソースを 2 個入ったアクリルの小箱を設置する。この状態のガドリニウム入り液体シンチレータ箱をプロトタイプ検出器の中に入れ、ソースの位置がプロトタイプ検出器の中央と一致するように設置した。ここではディレイドコインシデンスを使ってデータの収集をした。このデータを取るためのロジック図を図 5.3 に示す。16 本の 8 インチ PMT からの信号はアンプで増幅され、アナログサムモジュールで足し合わされ、ディスクリミネータモジュールに入れられる。この 16 本の足し合わせ信号がトリガー信号となる。ディスクリミネータの threshold レベルは 50mV(0.25MeV 相当) 300mV(1.5MeV 相当) までで、実験で頻りに threshold レベルを変更できるように、ここでは 50mV(0.25MeVsoutou) に固定し attenuator モジュールによって信号を減衰することによって threshold レベルを上げることができるようにした。attenuator 値とエネルギー値の関係を表 5.1 に示す。また、プロンプト信号とディレイド信号は別々のディスクリミネータを使用しており、それぞれ threshold レベルを変えることができる。

表 5.1: attenuator 値とエネルギー値の関係

0db	0.25 MeV
6db	0.5 MeV
12db	1 MeV
18db	2 MeV
24db	4 MeV



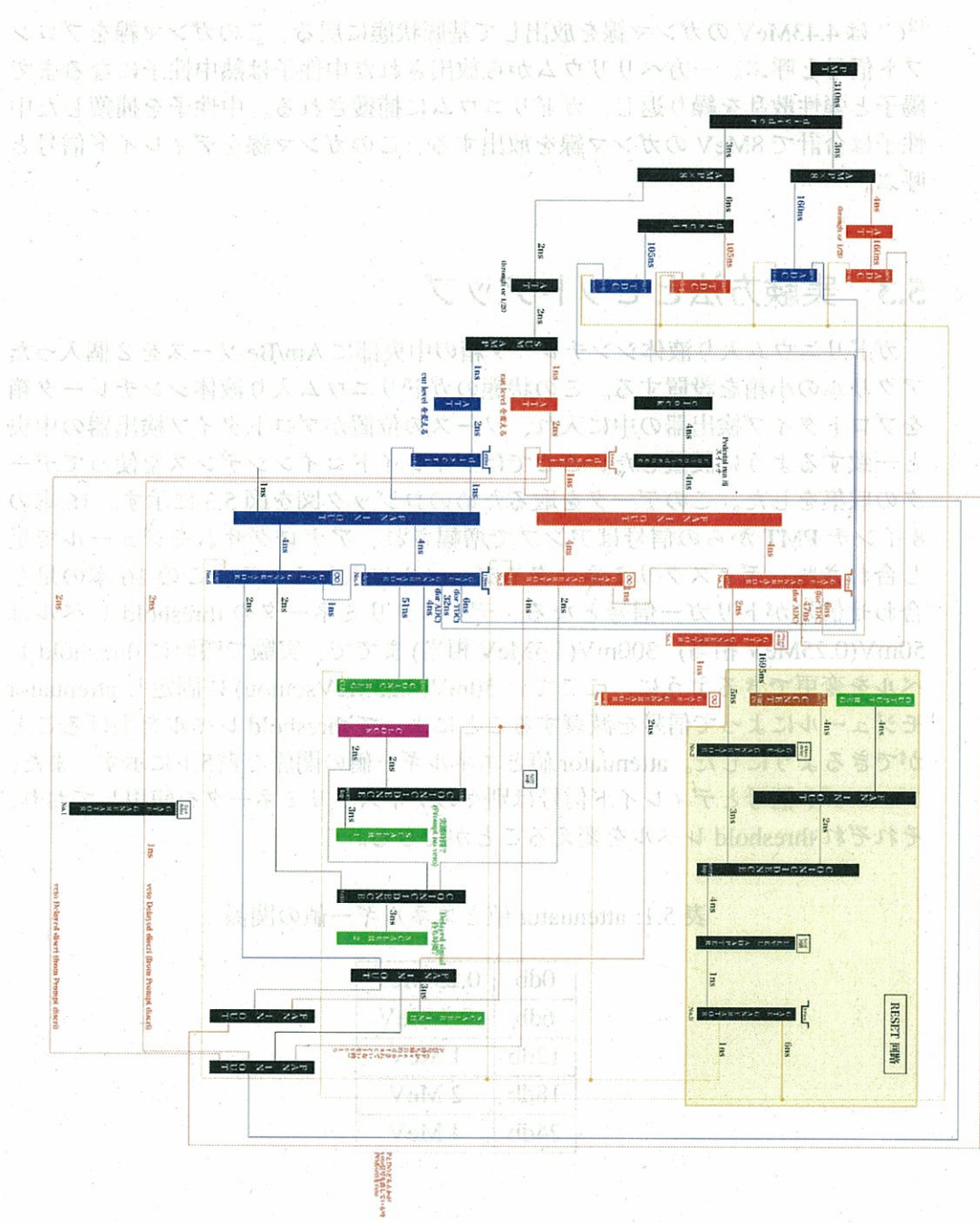


図 5.3: デイレイドコインシデンスのロジック図

## 5.4 結果

この節では節 5.3 で説明したロジックを使い取得したデータの解析を行う。得られたデータに様々なカットをかけてガドリニウムスペクトルの解明を目指す。なおここでのデータのプロンプトの threshold レベルは 3MeV、ディレイドは 1MeV である。

### 5.4.1 中性子捕獲時間によるカット

プロトタイプ検出器では 0.1% のガドリニウム入り液体シンチレータを使用しているため、中性子捕獲時間が同じ 0.1% のガドリニウム入り液体シンチレータを使用していた CHOOZ 実験の結果から、ガドリニウム入り液体シンチレータでは中性子捕獲時間が  $30\mu\text{sec}$  であることがわかっている [7]。そのため中性子捕獲時間が  $30\mu\text{sec}$  のイベントを選択することで S/N(Signal to Noise ratio) を上げることができる。図 5.4 にガドリニウム入り液体シンチレータ箱に Am/Be を設置し取ったデータ (以後 Am/Be + Gd-LS とする) の中性子捕獲時間のヒストグラムを示す。中性子捕獲時間が  $30\mu\text{sec}$  のイベントを選択する。横軸が  $100\mu\text{sec}$  までなのは、遅延同時計測のゲートをハードウェアで  $100\mu\text{sec}$  に設定しているためである。

図 5.5 に Am/Be + Gd-LS データのプロンプト vs ディレイドの 2 次元ヒストグラムを示す。この場合中性子捕獲時間は遅延同時計測のハードウェアゲート時間の  $100\mu\text{sec}$  に相当する。

図 5.6 に図 5.4 の中性子捕獲時間でカットした場合のプロンプト vs ディレイドの 2 次元ヒストグラムを示す。カット後、2 次元ヒストグラム中のプロンプトエネルギー 6MeV、ディレイドエネルギー 8MeV 付近の分布が明確になっていることがわかる。

### 5.4.2 プロンプト信号のエネルギーによるカット

Am/Be ソースによるプロンプト信号は励起状態の  $^{12}\text{C}^*$  が基底状態に遷移するときに放出する 4.43MeV のガンマ線である。しかし、実際には同時に放出された中性子が陽子を反跳することで発する光が加わって観測されるので、4.43MeV よりも大きく見える。

ここではアクリルの小箱に Am/Be ソースを入れたものをプロトタイプ検出器内部の液体シンチレータと同じものを封入した液体シンチレータ箱の中央に設

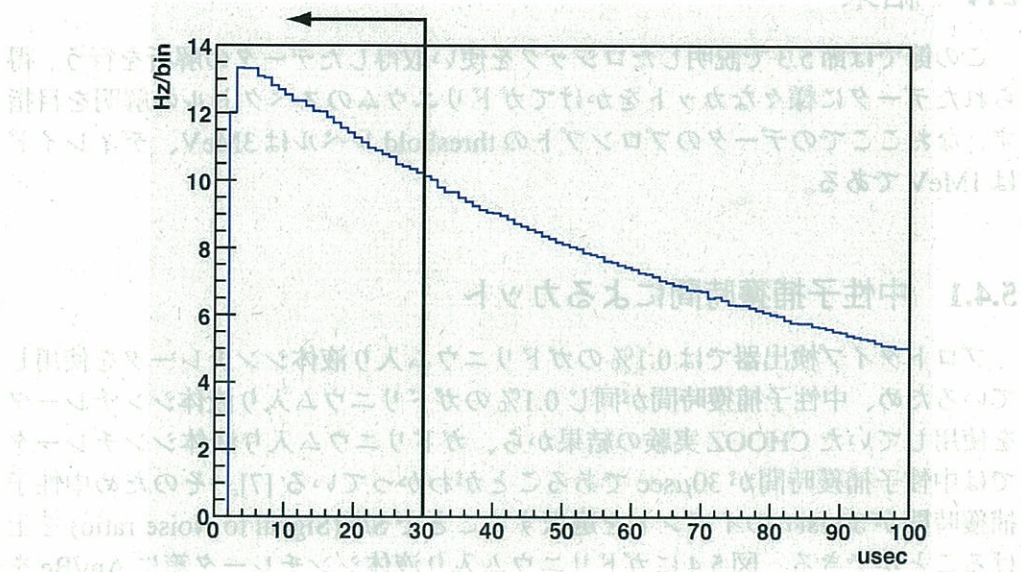


図 5.4: Am/Be + Gd-LS : Neutron Capture Time  $30\mu\text{sec}$  以内のイベントを選択する

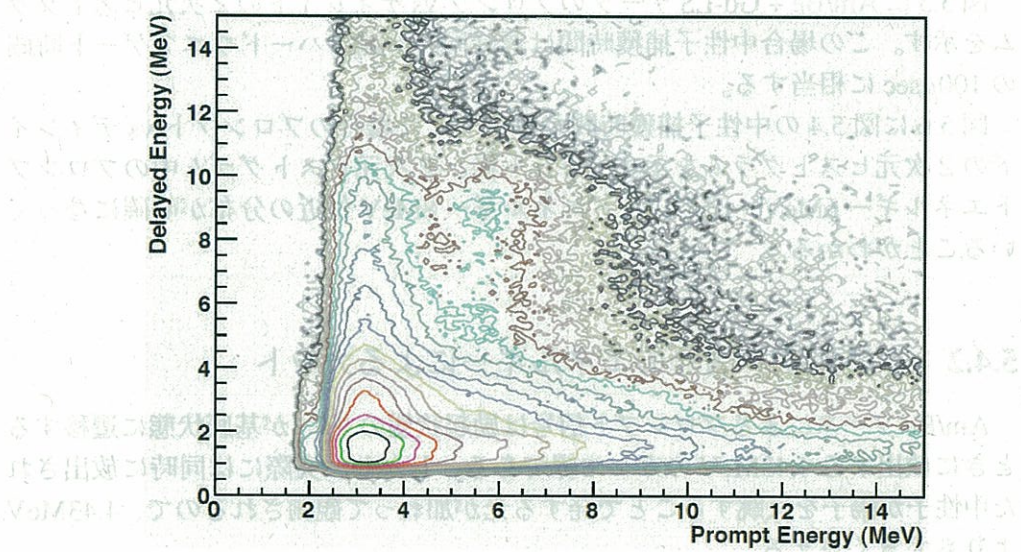


図 5.5: Am/Be ソース + Gd LS : Prompt vs Delayed



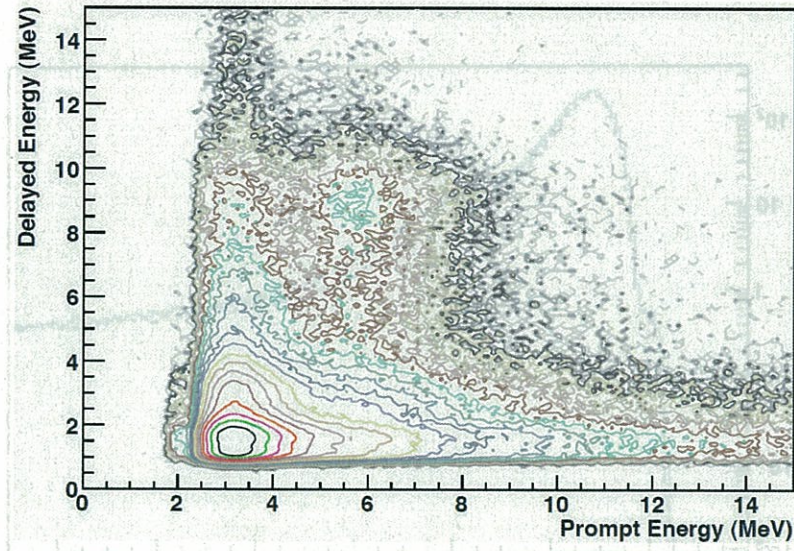


図 5.6: Am/Be ソース + Gd LS : Prompt vs Delayed、中性子捕獲時間  $30\mu\text{sec}$  で Cut

置し、それをプロトタイプ検出器内部にソースの位置が中央に来るように設置した(以後 Am/Be + Normal-LS とする)。さらにソースを入れずにプロトタイプ検出器内部に先程と同様の液体シンチレータ箱を設置して取ったデータ(以後 No source + Normal-LS とする)もとり、差し引くことでプロンプト信号のスペクトルを求める。

図 5.7 に Am/Be + Normal-LS と No source + Normal-LS のプロンプト信号のヒストグラムと、それらを差し引いたときのプロンプト信号のヒストグラムを示す。5.5MeV 付近にソースからのピークが見える。これより、プロンプト信号のカット条件を 5MeV ~ 6.5MeV に設定する。

これより、Am/Be + Gd-LS のデータと Am/Be + Normal-LS のデータにおいて、プロンプトエネルギーが 5MeV ~ 6.5MeV の間にあるイベントを選択したときのディレイド信号のヒストグラムと差し引いたものを図 5.8 に示す。Am/Be + Gd-LS のデータ(実線)のほうが 8MeV 付近のイベント数が多いことが分かる。

### 5.4.3 チャージバランスによるカット

スペクトルの形をより明確にするためにさらにカットをかけて S/N を上げる必要がある。プロトタイプ検出器の主なバックグラウンドイベントは環境ガン



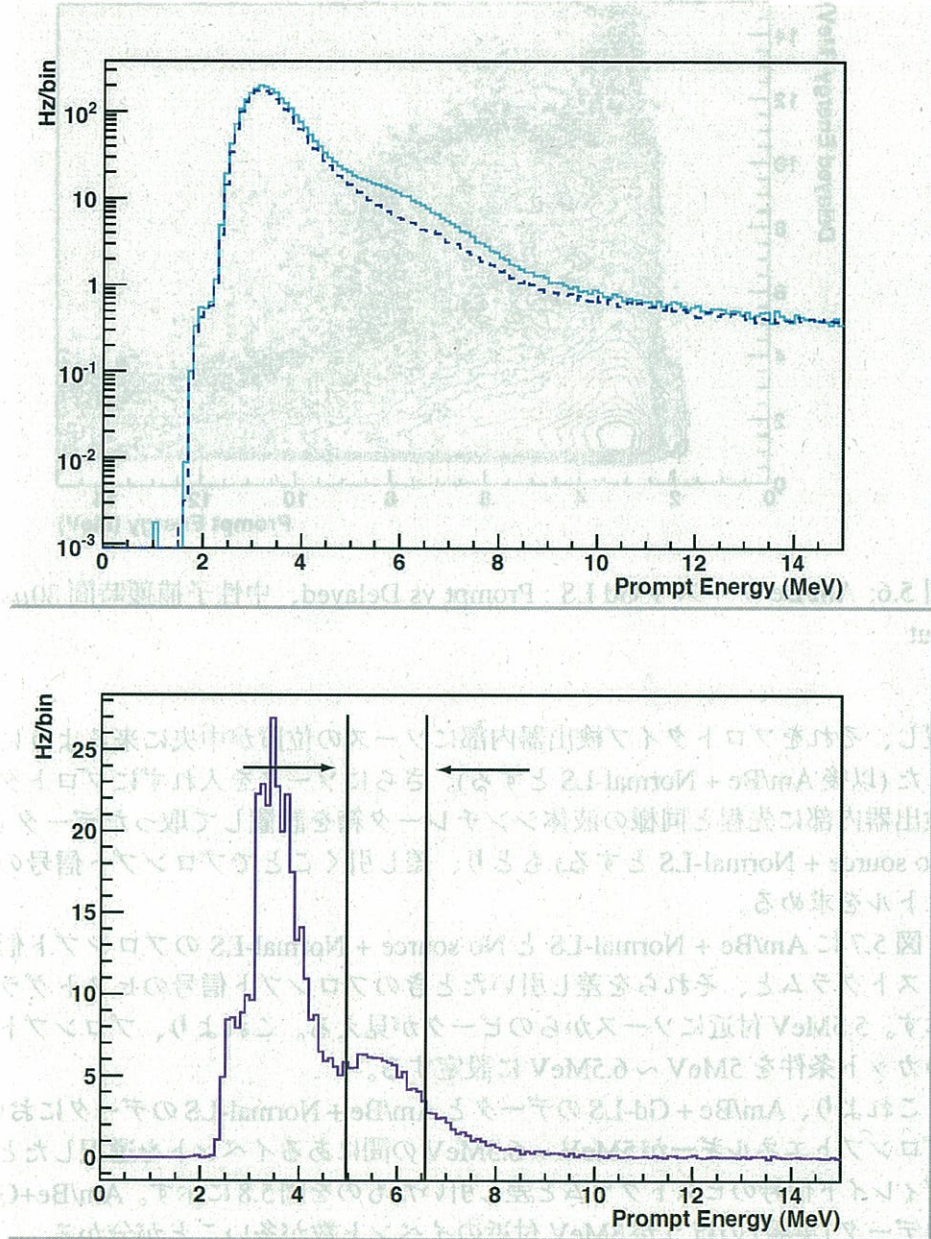


図 5.7: プロンプト信号のスペクトル：上段は実線が Am/Be + Normal-LS、点線が No source + Normal-LS、中性子捕獲時間でカットしてある。下は段は Am/Be + Normal-LS から No source + Normal-LS を差し引いたヒストグラム。5MeV~6.5MeV のイベントを選択する。



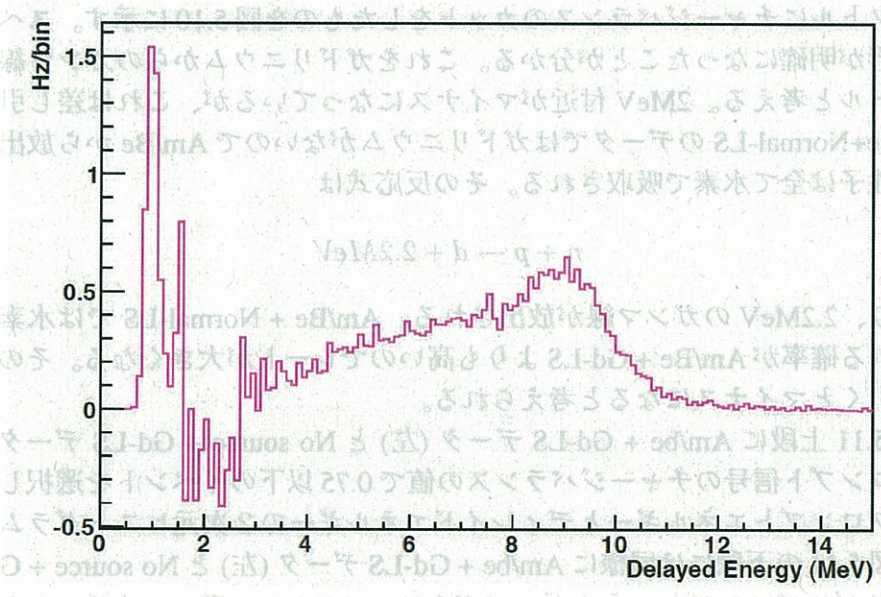
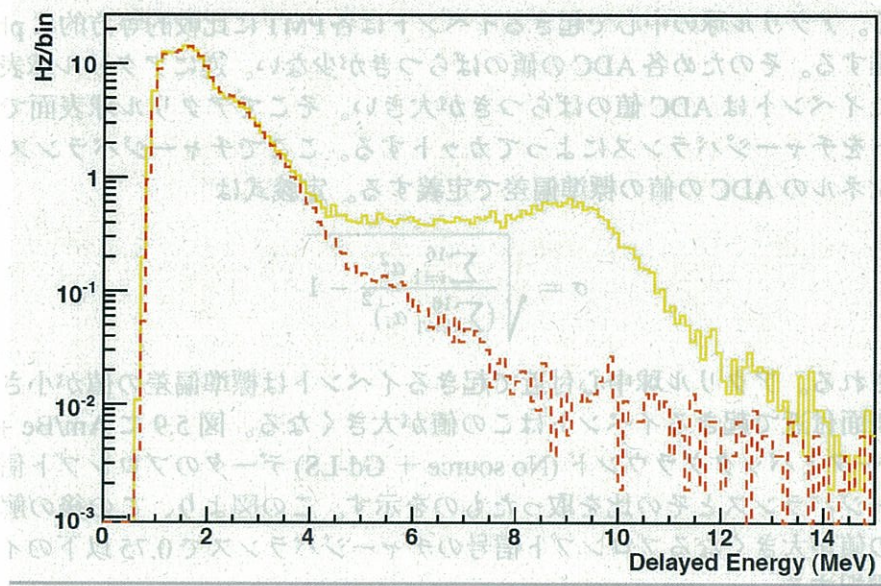


図 5.8: デイレイド信号のスペクトル：上段は実線が Am/Be + Gd-LS、点線が Am/Be + Normal-LS のヒストグラム、下段は Am/Be + Gd-LS から Am/Be + Normal-LS を差し引いたヒストグラム。

マ線であると考えられ、そのイベントはアクリル球の表面で起きていると考えられる。アクリル球の中心で起きるイベントは各PMTに比較的等方的に photon が到達する。そのため各ADCの値のばらつきが少ない。逆にアクリル球表面で起きたイベントはADC値のばらつきが大きい。そこでアクリル球表面でのイベントをチャージバランスによってカットする。ここでチャージバランスを16チャンネルのADCの値の標準偏差で定義する。定義式は

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{16} a_i^2}{(\sum_{k=1}^{16} a_i)^2} - 1} \quad (5.1)$$

で表される。アクリル球中心付近で起きるイベントは標準偏差の値が小さくなり、表面付近で起きるイベントはこの値が大きくなる。図5.9に Am/Be + Gd-LS データとバックグラウンド (No source + Gd-LS) データのプロンプト信号のチャージバランスとその比を取ったものを示す。この図より、この後の解析では比の値が大きくなるプロンプト信号のチャージバランスで0.75以下のイベントを選択する。

中性子捕獲時間カット、プロンプトエネルギーカットしたディレイド信号のスペクトルにチャージバランスのカットをしたものを図5.10に示す。スペクトルの形が明確になったことが分かる。これをガドリニウムからのガンマ線のスペクトルと考える。2MeV付近がマイナスになっているが、これは差し引いた Am/Be+Normal-LS のデータではガドリニウムがないので Am/Be から放出された中性子は全て水素で吸収される。その反応式は



となり、2.2MeVのガンマ線が放出される。Am/Be + Normal-LS では水素に吸収される確率が Am/Be + Gd-LS よりも高いのでレートが大きくなる。そのため差し引くとマイナスになると考えられる。

図5.11上段に Am/be + Gd-LS データ (左) と No source + Gd-LS データ (右) のプロンプト信号のチャージバランスの値で0.75以下のイベントを選択したときのプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの2次元ヒストグラムを示す。図5.11の下段には同様に Am/be + Gd-LS データ (左) と No source + Gd-LS データ (右) プロンプトエネルギーで5MeV ~ 6.5MeV、ディレイドエネルギーで7.5MeV ~ 9.5MeV、プロンプトチャージバランスで0.75以下を全て満たすイベントにおける中性子捕獲時間のヒストグラムを示す。中性子捕獲時間のヒストグラムをフィッティングした結果、中性子捕獲時間は Am/Be 有りのデータでは  $26.5 \pm 0.4 \mu\text{sec}$  となった。これは CHOOZ 実験の結果 [7] と矛盾しないもの



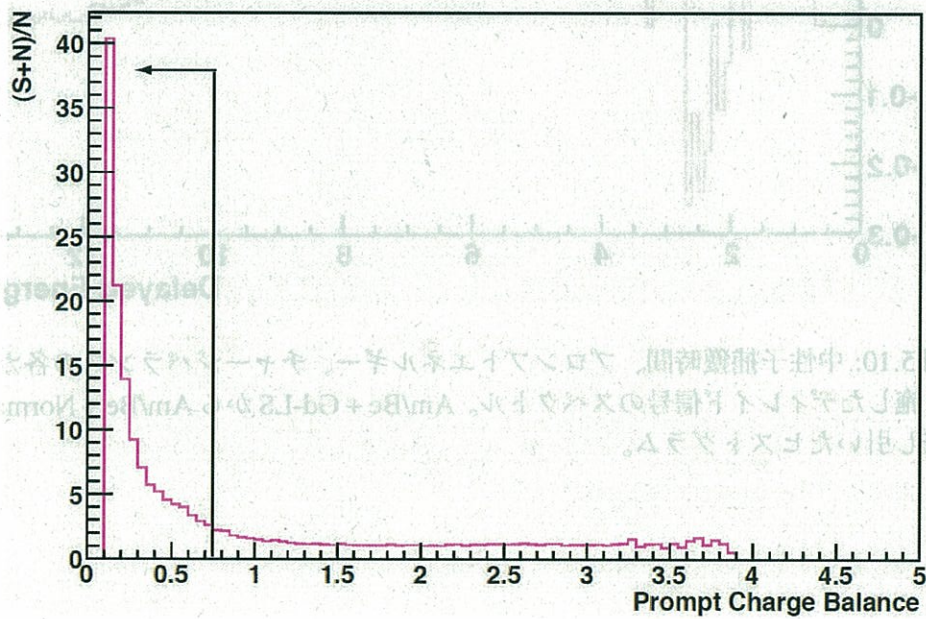
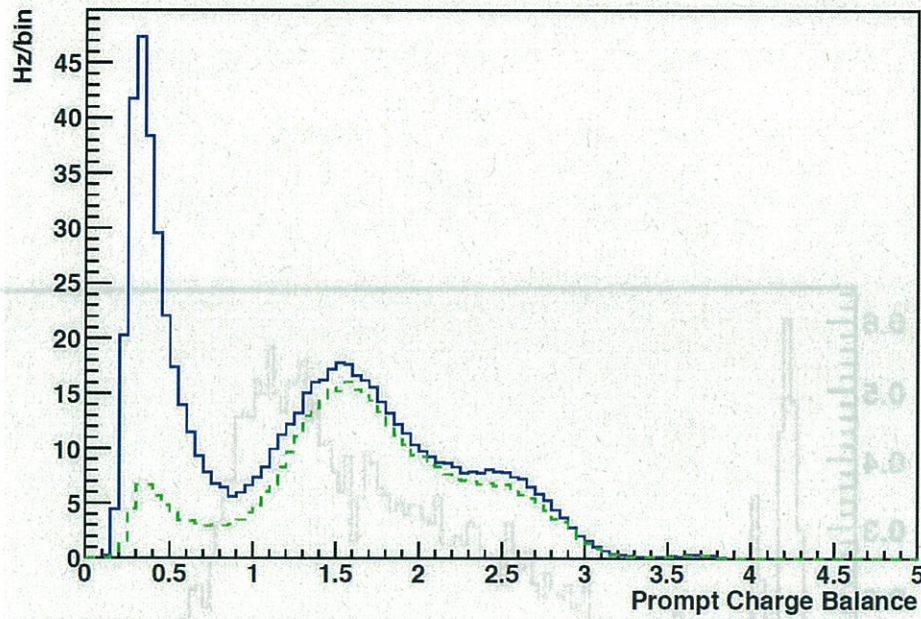


図 5.9: 中性子捕獲時間、プロンプトエネルギーの各カットを施したチャージバランスのヒストグラム。上段実線が Am/Be+Gd-LS データ、点線が No source+Gd-LS のデータ。下段はそれらの比を取ったヒストグラム。

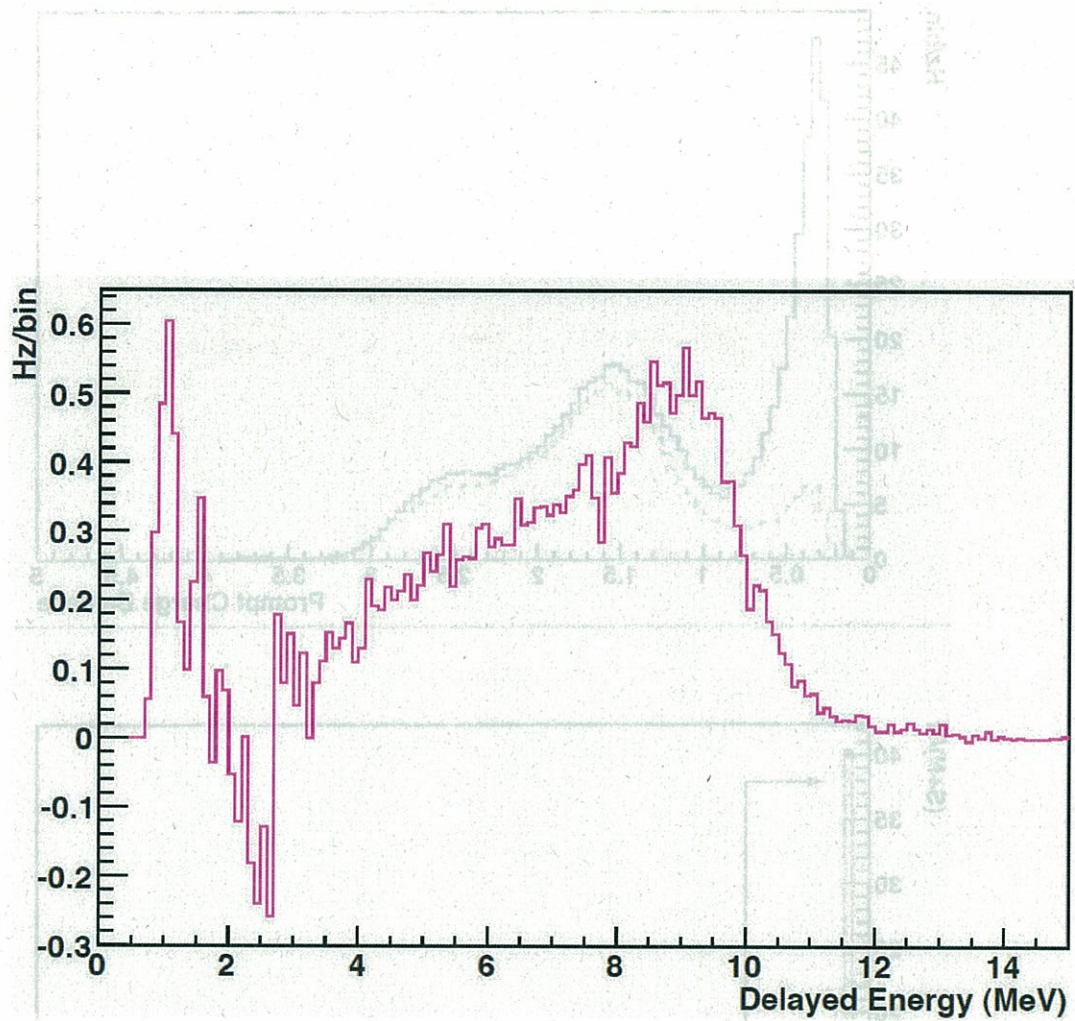


図 5.10: 中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスの各カットを施したディレイド信号のスペクトル。Am/Be+Gd-LSからAm/Be+Normal-LS差し引いたヒストグラム。



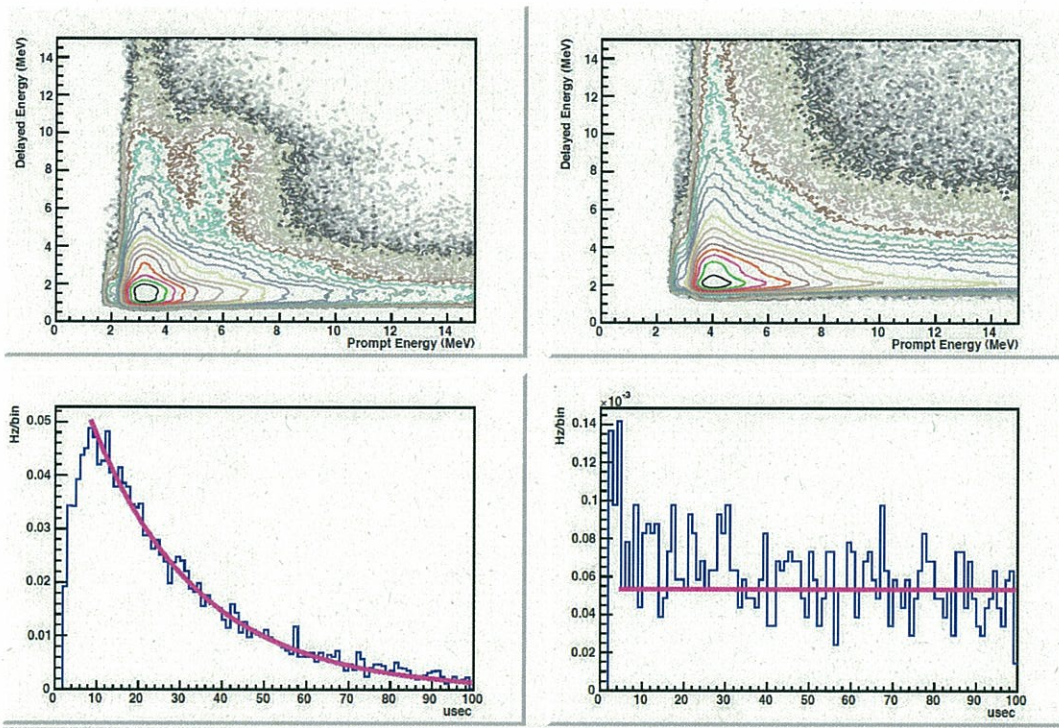


図 5.11: 上段はプロンプトチャージバランスで0.75以下のイベントによるプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの2次元ヒストグラム。下段は中性子捕獲時間のヒストグラム。左列はAm/Be + Gd-LS、右列はNo source + Gd-LSデータ。

である。Am/Be 無しのデータではほぼフラットな分布となった。これは環境ガンマ線がランダムに來ているためと考えられる。

## 5.5 検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータにした場合

我々は2006年8月にプロトタイプ検出器を用いたニュートリノ検出テストを行うためにプロトタイプ検出器を高速実験炉「常陽」に移設した。ここではニュートリノのターゲット領域を広げるためにプロトタイプ検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータに交換した。新しく交換したガドリニウム入り液体シンチレータの成分を表5.2に示す。なおガドリニウムの濃度は0.05%である。我々は移設の1ヶ月前に液体シンチレータの交換を終え、Am/Beソー

表 5.2: 新しく交換したガドリニウム入り液体シンチレータの構成

BC-521	10%
Pseudocumene	15%
Isoparaffin	75%

スを用いたデータを取得した。この節ではこのデータを使ってガドリニウムのスペクトルを導出する。

### 5.5.1 中性子捕獲時間によるカット

ガドリニウムによる中性子捕獲時間はガドリニウムの濃度によって決まる。ガドリニウムがないとき、中性子は全て水素に吸収され、その中性子捕獲時間 $\tau_H$ は $200\mu\text{sec}$ と分かっている。水素とガドリニウムの捕獲断面積をそれぞれ $\rho_H$ 、 $\rho_{Gd}$ 、単位体積当りの密度をそれぞれ $\sigma_H$ 、 $\sigma_{Gd}$ 、崩壊幅をそれぞれ $\Gamma_H$ 、 $\Gamma_{Gd}$ とすると、水素の中性子捕獲時間は

$$\tau_H = \frac{A}{\rho_H \sigma_H} = \frac{A}{\Gamma_H} = 200\mu\text{sec} \quad (A : \text{constant}) \quad (5.3)$$

と表され、ここで水素とガドリニウムの崩壊幅の比 $R$ を、

$$R \equiv \frac{\Gamma_{Gd}}{\Gamma_H} = \frac{\rho_{Gd} \sigma_{Gd}}{\rho_H \sigma_H} \quad (5.4)$$

と定義する。

するとガドリニウムが0.05%のときの中性子捕獲時間 $\tau_{H+Gd}$ は、式5.4を使って以下の式で表される。

$$\tau_{H+Gd} = \frac{A}{\Gamma_H + \Gamma_{Gd}} = \frac{A}{\Gamma_H} \times \frac{1}{1+R} = 200 \times \frac{1}{1 + \frac{\rho_{Gd} \sigma_{Gd}}{\rho_H \sigma_H}} \quad (5.5)$$

各原子における中性子吸収断面積を表5.3に示す。

表 5.3: 各原子における中性子捕獲断面積

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

KASKA で使用する液体シンチレータ (Gd:0.1%) 中の各原子の数の比は

$$\#H : \#C : \#O : \#Gd = 1.85 : 1 : 0.018 : 0.00009$$

である。ガドリニウムの濃度は0.05%になったのでガドリニウムの密度を半分にして各値を式5.5に代入すると

$$\tau_{H+Gd} \sim 42[\mu\text{sec}]$$

と求めることができる。

そこで中性子捕獲時間が $50\mu\text{sec}$ 以内のイベントを選択する。図5.12に中性子捕獲時間のヒストグラムを示す。

### 5.5.2 プロンプト信号によるカット

プロトタイプ検出器の中央部にアクリルの小箱に収めた Am/Be ソースを設置したデータからソース無しのデータを差し引くことでプロンプト信号のエネルギースペクトルを求める。図5.13の上段に中性子捕獲時間でカットした後の Am/Be ソース有りとなしのプロンプト信号のヒストグラムと、下段にはそれらを差し引いたヒストグラムを示す。下段には5MeV付近に Am/Be からのピークが見える。また8MeV付近にピークが見えるがこれはガドリニウムからのガンマ線の Accidental なイベントだと考えられる。これにより、プロンプト信号のカット条件を5MeV～6.5MeVに設定する。



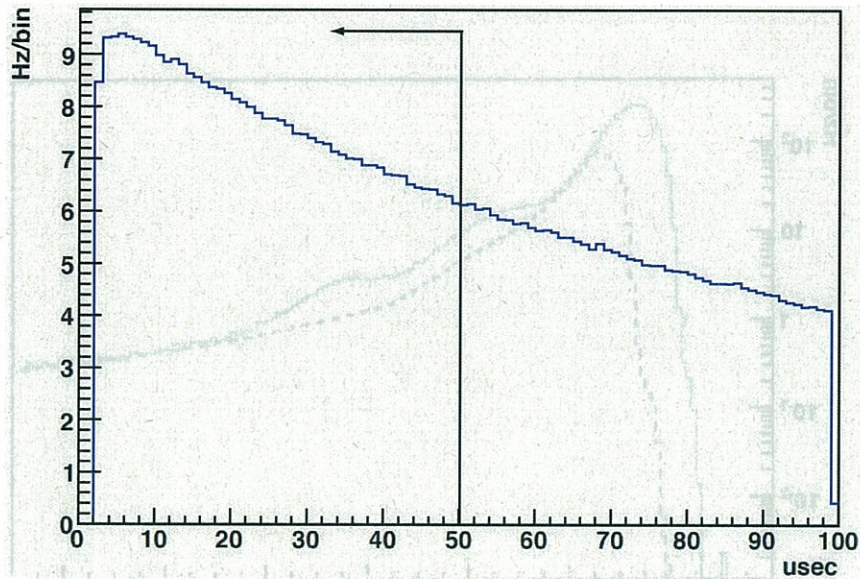


図 5.12: プロトタイプ検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータにしたときの中性子捕獲時間のヒストグラム。50 $\mu$ sec 以内のイベントを選択する。

### 5.5.3 チャージバランスによるカット

液体シンチレータ箱を用いていた場合と同様にプロトタイプ検出器の表面付近で起きたイベント(環境ガンマ線バックグラウンド)をカットするためにプロンプト信号のチャージバランスを用いてカットする。チャージバランスの定義は式 5.1 で表される。図 5.14 の上段に Am/Be ソースが有る場合とない場合のプロンプト信号のチャージバランスのヒストグラムを示す。下段にはそれらの比を取ったヒストグラムを示す。これより、チャージバランスの値が 0.75 以下のイベントを選択する。

中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスの各カットを施した後のディレイド信号のエネルギースペクトルを図 5.15 に示す。Am/Be ソース有りから無しのデータを差し引いたものである。

8MeV 付近にピークがガドリニウムからのガンマ線のスペクトルであると考えられる。これをアクリル箱を使用して取ったデータからだしたガドリニウムスペクトル(図 5.10)と比べると 8MeV 付近のイベントが多いことが分かる。これはアクリル箱の影響があると考えられる。

図 5.16 上段に Am/Be ソース有りのデータ(左)と無しのデータ(右)のプロン

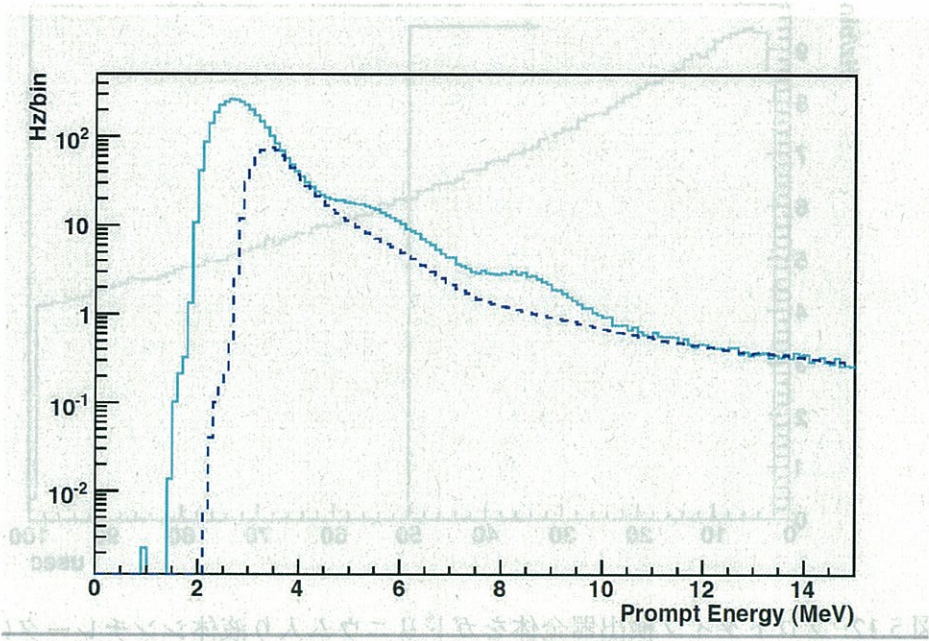


図 5.13: プロンプト信号のスペクトル。上段実線は Am/Be 線源有り、点線は線源無し。

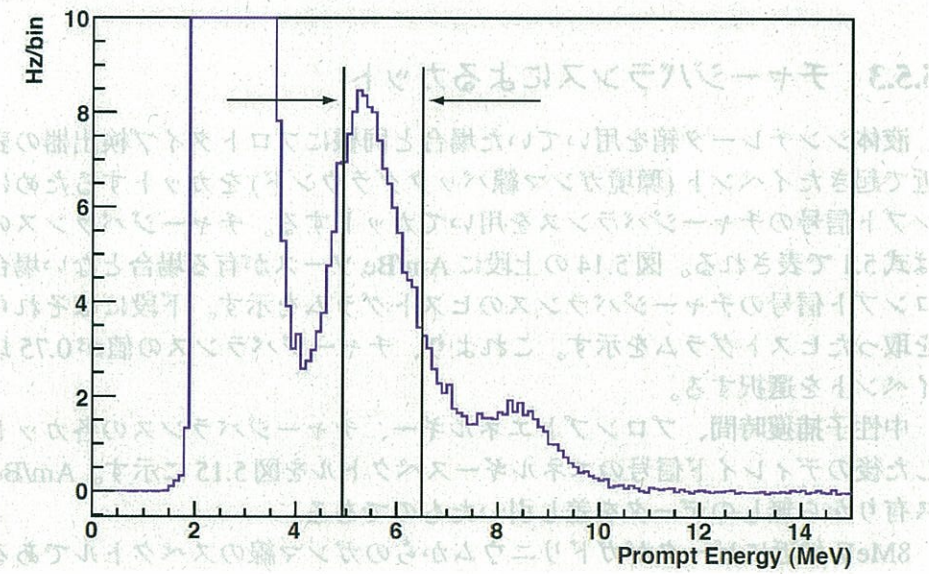


図 5.13: プロンプト信号のスペクトル。上段実線は Am/Be 線源有り、点線は線源無し。下段はそれらを差し引いたヒストグラム。5MeV ~ 6.5MeV のイベントを選択する。



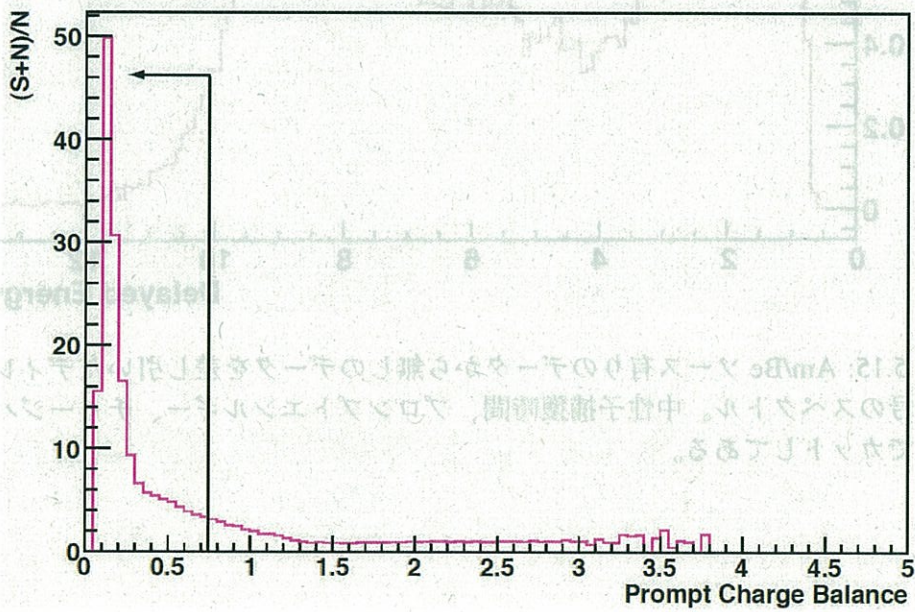
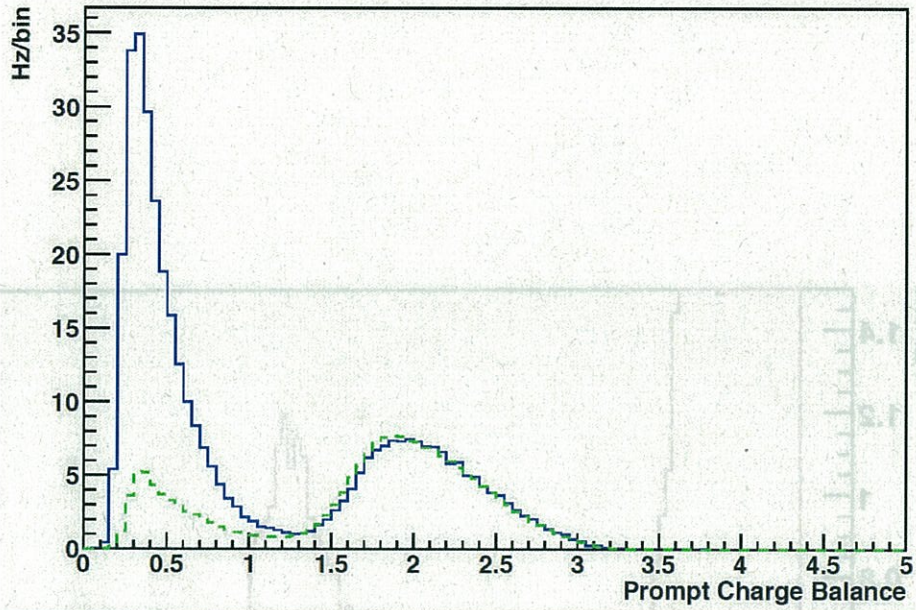


図 5.14: 上段はプロンプトチャージバランスのヒストグラム。実線が Am/Be 線源有り、点線が線源無し。下段はそれらの比を取ったヒストグラム。0.75 以下のイベントを選択する。

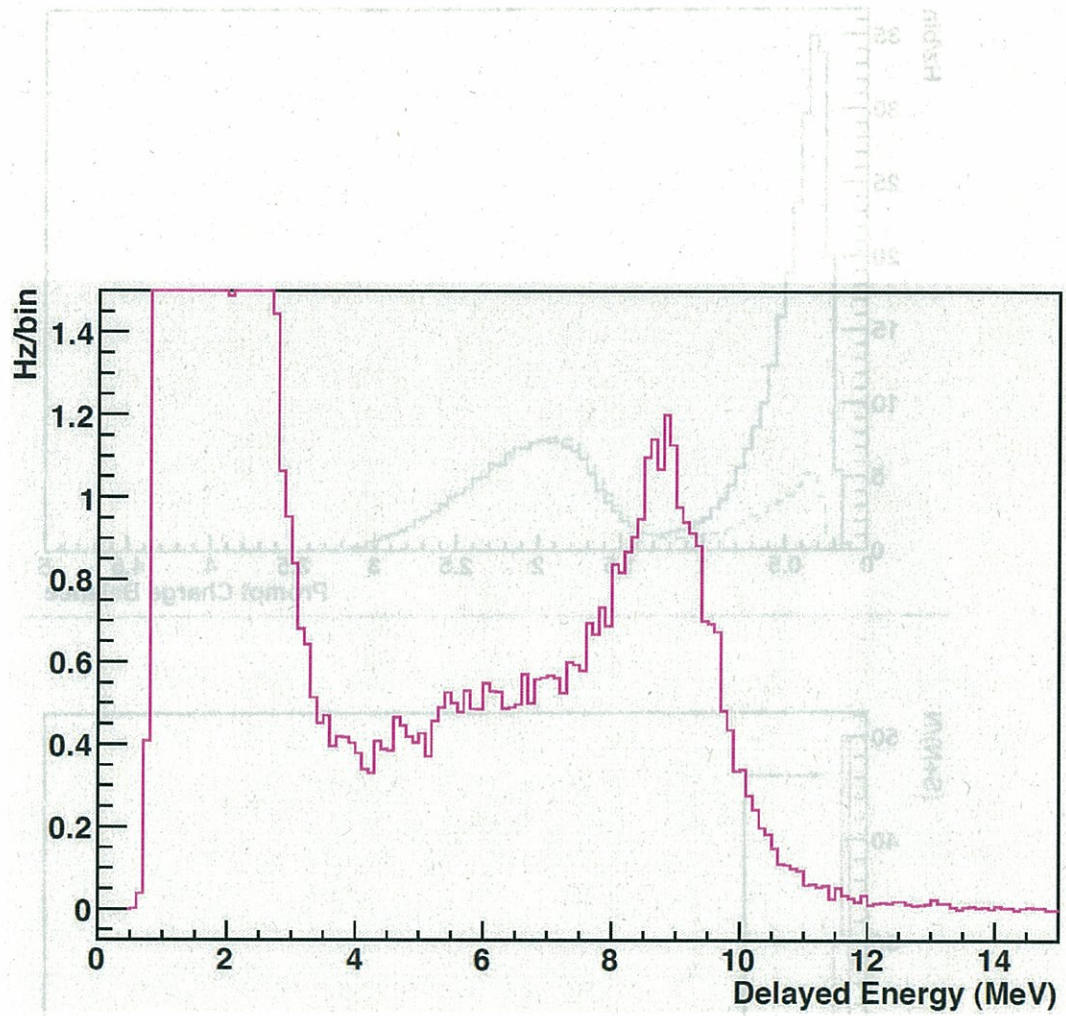


図 5.15: Am/Be ソース有りのデータから無しのデータを差し引いたディレイド信号のスペクトル。中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスでカットしてある。



プロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの2次元ヒストグラムを示す。カット条件はプロンプトチャージバランスが0.75以下である。下段には同様に Am/Be ソース有りのデータ (左) と無しのデータ (右) の中性子捕獲時間のヒストグラムを示す。カット条件はチャージバランスに加えて、プロンプトエネルギー (5MeV ~ 6.5MeV)、ディレイドエネルギー (7.5MeV ~ 9.5MeV) である。中性子捕獲時間のヒストグラムをフィッティングした結果、中性子捕獲時間は Am/Be 有りでは  $32.7 \pm 0.5 \text{ usec}$ 、Am/Be 無しでは  $32.2 \pm 1.2 \text{ usec}$  となった。

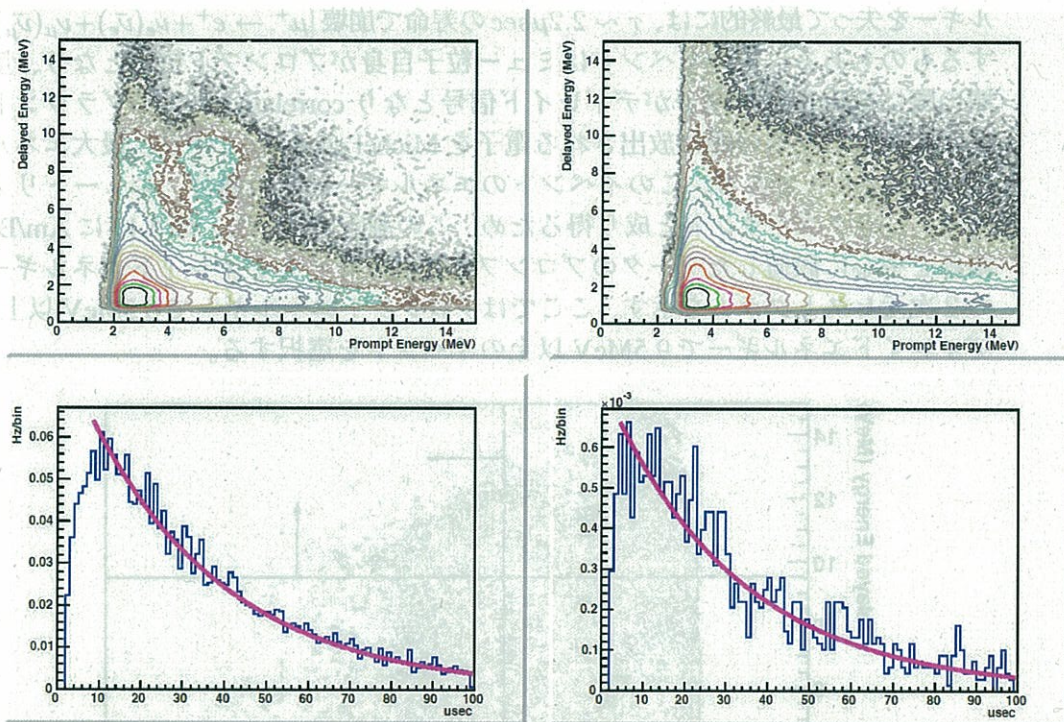


図 5.16: 上段はプロンプトチャージバランスで0.75以下のイベントによるプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの2次元ヒストグラム。下段は中性子捕獲時間のヒストグラム。左列は Am/Be 有り、右列はソース無しデータ。

Am/Be ソース有りの場合では中性子捕獲時間が計算値よりも小さくなっていることが分かる。また、Am/Be ソース無しのデータでも中性子捕獲時間  $32.2 \pm 1.2 \text{ usec}$  となっており、ソースが有りの場合と変わらない。これはアクリル球全体をガドリニウム入り液体シンチレータにしたためガドリニウムに捕獲される高速中性子バックグラウンドが増えたためと考えられる。このバックグラウン



ドは常陽でのニュートリノ観測の際、ニュートリノ信号と非常に似ているため、排除が難しい。この高速中性子バックグラウンドを排除する解析方法を確立する必要がある。

#### 5.5.4 Michel electron

宇宙線の主成分である  $\mu^+$  粒子は液体シンチレータ中に入ると電離によってエネルギーを失って最終的には、 $\tau \sim 2.2\mu\text{sec}$  の寿命で崩壊 [ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ ] するものもある。このイベントはミュー粒子自身がプロンプト信号となり、崩壊の際に放出される電子がディレイド信号となり correlated バックグラウンドとなる。この崩壊の際に放出される電子を Michel electron と呼び、最大エネルギーは 53MeV である。このイベントのエネルギーが低い場合、ニュートリノ信号のバックグラウンドと成り得るため、この測定を行った。図 5.17 に Am/Be 線源を中心に設置したデータのプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの 2次元ヒストグラムを示す。ここではプロンプトエネルギーで 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギーで 9.5MeV 以上のイベントを選択する。

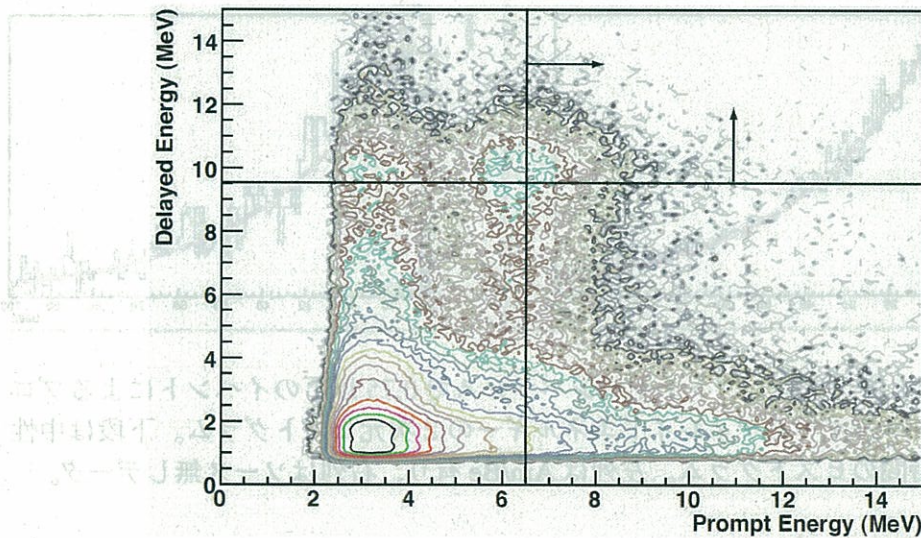


図 5.17: Am/Be 線源を中心に設置したデータのプロンプトエネルギーとディレイドエネルギーの 2次元ヒストグラム。プロンプトエネルギーで 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギーで 9.5MeV 以上のイベントを選択する。



プロンプトエネルギー 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギー 9.5MeV 以上のイベントを選択したときの中性子捕獲時間の分布を図 5.18 に示す。フィッティングにより崩壊時間を求めると  $\tau \sim 2.0 \pm 0.2 \mu\text{sec}$  となった。これはミュー粒子崩壊の崩壊時間  $\tau \sim 2.2 \mu\text{sec}$  と比較して、矛盾のない結果であると言える。

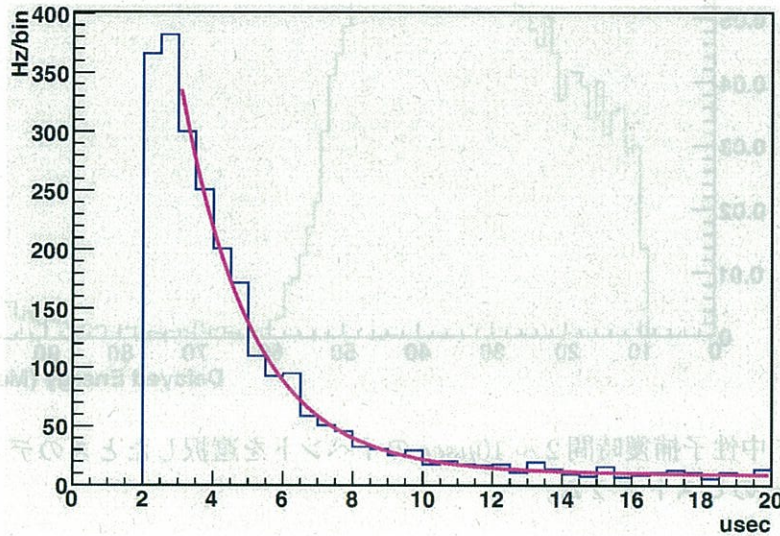


図 5.18: プロンプトエネルギー 6.5MeV 以上、ディレイドエネルギー 9.5MeV 以上のイベントを選択したときの中性子捕獲時間。

そこで中性子捕獲時間  $2 \sim 10 \mu\text{sec}$  のイベントを選択したときのディレイドエネルギーの分布を図 5.19 に示す。分布が 50MeV 付近までしかなくエネルギースケールが正しいことが確かめられた。

実際に常陽でニュートリノ観測を行うときにこの Michel electron イベントが後節 6.5 で説明する Neutrino window に入り Correlated バックグラウンドになる可能性がある。次はこの Michel electron イベントがどの程度 Neutrino window 内にあるか見積もる。そこで中性子捕獲時間  $2 \sim 50 \mu\text{sec}$ 、プロンプトエネルギーで 4.5MeV  $\sim$  6.5MeV、プロンプトチャージバランス 0.75 以下、ディレイドチャージバランス 1 以下のイベントを選択したときのディレイドエネルギーのヒストグラムと、プロンプトエネルギー 4.5MeV 以上のイベントを選択したヒストグラムを図 5.20 に示す。

プロンプトのエネルギーカットによって Michel electron のピークが大きく減少しているのが分かる。ディレイドエネルギー 7.5MeV  $\sim$  9.5MeV 内のイベントレートを求めるために図 5.20 における点線の 20MeV  $\sim$  40MeV を 1 次関数で

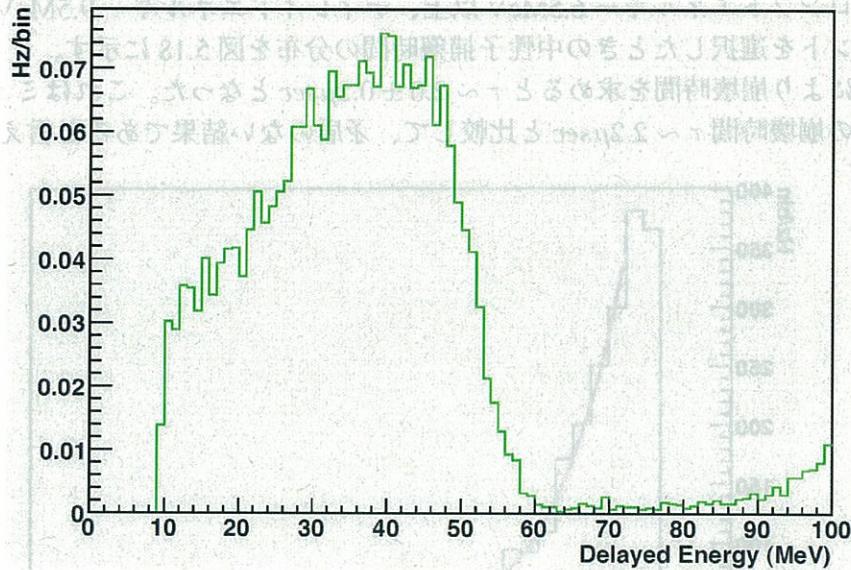


図 5.19: 中性子捕獲時間  $2 \sim 10 \mu\text{sec}$  のイベントを選択したときのディレイドエネルギーのヒストグラム。

フィッティングして、 $7.5 \text{MeV}$  付近まで外挿して  $7.5 \text{MeV} \sim 9.5 \text{MeV}$  の間のイベントレートを見積もると、 $1.6 \times 10^{-2} [\text{Hz}]$  であった。同様に図 5.20 における実線もフィッティングによって外挿してイベントレートを見積もると、 $2.2 \times 10^{-4} [\text{Hz}]$  であった。プロンプトエネルギーカットによって Michel electron イベントを 2 桁下げられることが分かった。よって Michel electron のイベントレートは Neutrino window 内の他のバックグラウンドのイベントレート  $2.1 \times 10^{-2} [\text{Hz}]$  よりも充分低くなるので、以後特別に考慮する必要はないと思われる。

### 5.5.5 モンテカルロシミュレーションとの比較

#### Geant4 シミュレータ

本研究のシミュレーションには CERN が提供している、Geant4 を使用する。Geant4 とはオブジェクト指向の C++ ベースのシミュレータで、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 は高エネルギー物理分野に限らず、医療や宇宙物理など多岐にわたり普及している。Geant4 を



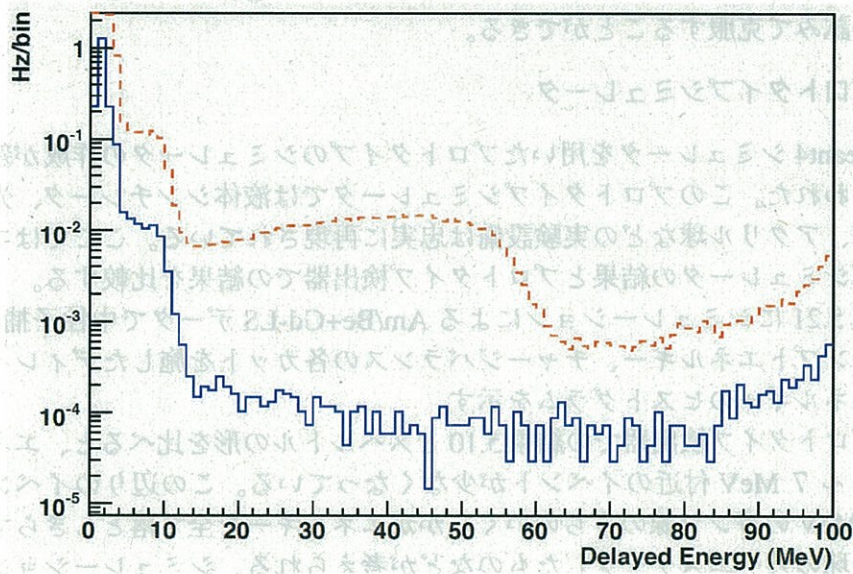


図 5.20: 実線が中性子捕獲時間  $2 \sim 50 \mu\text{sec}$ 、プロンプトエネルギーで  $4.5 \text{ MeV} \sim 6.5 \text{ MeV}$ 、プロンプトチャージバランス  $0.75$  以下、ディレイドチャージバランス  $1$  以下のイベントを選択したときのディレイドエネルギーのヒストグラム。点線はプロンプトエネルギー  $4.5 \text{ MeV}$  以上のイベントを選択したヒストグラム。その他のカット条件は同じである。

用いてシミュレーションするメリットは、

1. 実際の測定器などの物質や形状を組み込めるため、アクセプタンスや物質の変化などに正確に対応できる
2. 1つ1つの粒子の相互作用を追跡するため、より精密な情報が得られる

などがあげられる。逆にデメリットとしてはシミュレーションに時間がかかることが挙げられるが、結果に影響が出ないように適宜カットをかけて時間の短縮を試みて克服することができる。

#### プロトタイプシミュレータ

Geant4シミュレータを用いたプロトタイプのシミュレータの作成が新潟大学で行われた。このプロトタイプシミュレータでは液体シンチレータ、光電子増倍管、アクリル球などの実験設備は忠実に再現されている。ここではプロトタイプシミュレータの結果とプロトタイプ検出器での結果を比較する。

図 5.21 にシミュレーションによる Am/Be+Gd-LS データで中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスの各カットを施したディレイド信号のエネルギーのヒストグラムを示す。

プロトタイプ検出器での結果 5.10 とスペクトルの形を比べると、エネルギーで 5 ~ 7 MeV 付近のイベントが少なくなっている。この辺りのイベントは合計 8MeV のガンマ線のうちのいくらかがエネルギーを全て落としきらずにアクリル球の外へエスケープしたものなどが考えられる。シミュレーションによるとそのようなイベントは少ないことを示しているが、この違いはアクリル箱の影響があると考えられる。例えばアクリル箱のすぐ外側で起こったイベントについてはアクリル箱による反射の影響でアクリル箱に対して反対側の光電子増倍管にはフォトンが到達せずにそのイベントのエネルギーが小さく見える可能性がある。図 5.22 にアクリル球中心に  $^{60}\text{Co}$  をアクリル箱の有無で設置したときのヒストグラムを示す。箱無しのデータのほうがエスケープピークが小さくなり、2.5MeV の全吸収ピークが大きくなっていることが分かる。よって箱の影響により、エネルギーが低く見えていると考えられる。

一方、シミュレーションの結果(図 5.21)とアクリル球全体をガドリニウム入り液体シンチレータにして Am/Be 線源を中心に設置して得られた結果(図 5.15)のスペクトルの形を比べると比較的一致している。よってアクリル球全体を Gd-LS にした場合のシミュレーションが必要であるが、それは今後の課題である。

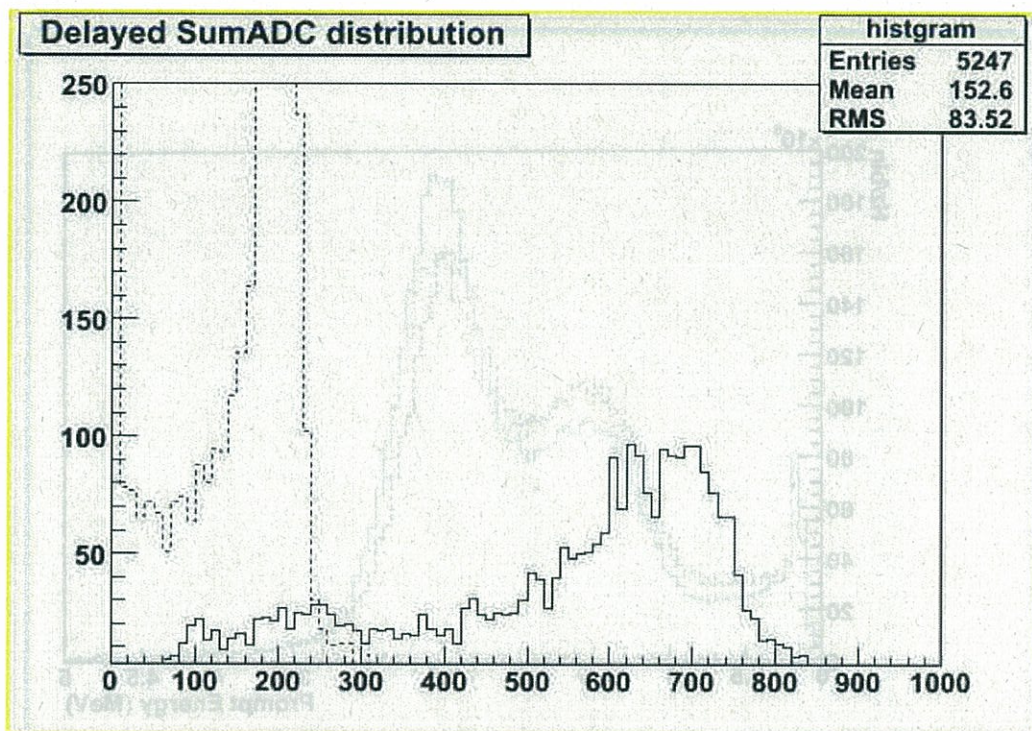


図 5.21: 実線がモンテカルロシミュレーションによる Am/Be+Gd-LS のデータにおけるディレイド信号エネルギーのヒストグラム。中性子捕獲時間、プロンプトエネルギー、チャージバランスでカットしてある。点線は中性子が水素に吸収されたときにおこる 2.2MeV のピーク。横軸は光電子数。



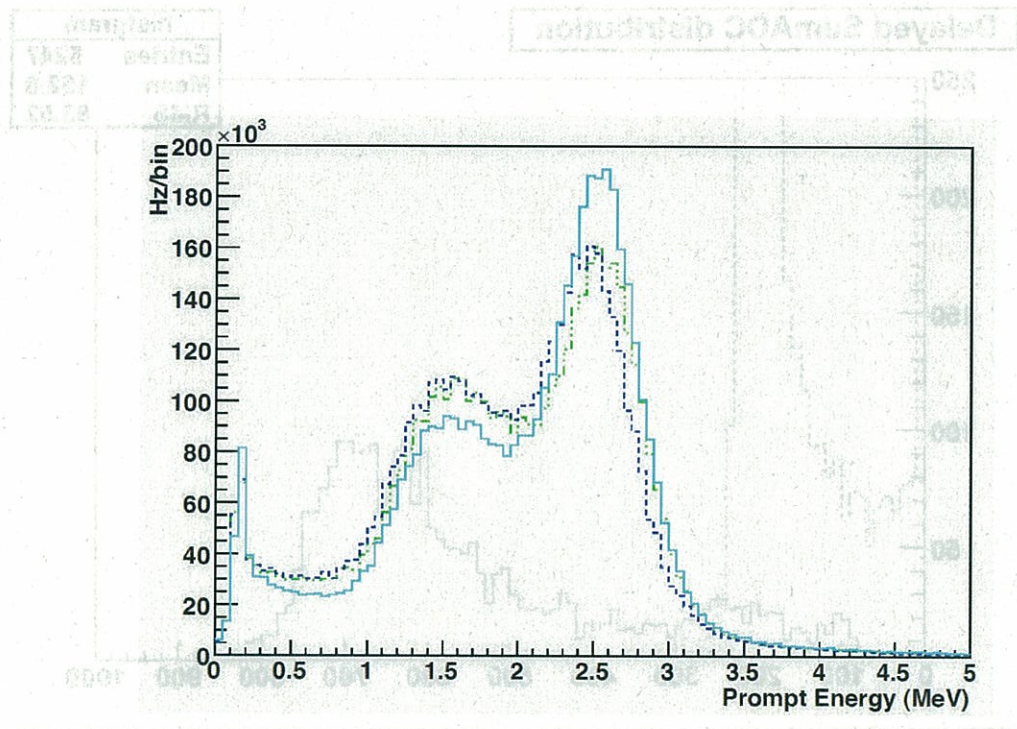


図 5.22:  $^{60}\text{Co}$  をアクリル球中心に設置した場合のヒストグラム。実線が Gd-LS 箱無し、点線が Gd-LS 箱、ダッシュ線が Normal-LS 箱有りのヒストグラム。



## 第6章 高速実験炉『常陽』での ニュートリノ観測

2006年8月にプロトタイプ検出器は茨城県大洗町にあるJAEA(Japan Atomic Energy Agency)が所有している高速実験炉「常陽」に移設した。高速炉から放出されるニュートリノを検出することが目的である。高速炉からのニュートリノ検出は世界初となる。

### 6.1 軽水炉と高速炉

現在世界で稼働している発電炉の80%は軽水炉である。軽水炉では核分裂によって発生する中性子を水を使って減速させて使用している。水は中性子減速作用が大きい、中性子吸収作用も大きいため、燃料には濃縮ウランを用いて発生する中性子の数を増やしている。また水は冷却剤としても使われている。一方、高速炉では核分裂によって発生する中性子を減速せずにそのまま使用する(高速中性子)。そのため冷却剤に中性子の減速作用が大きい水を用いることができないので、冷却剤には中性子の減速作用が小さく熱伝導率のよいナトリウムを使用している。高速炉の燃料には主に $^{239}\text{Pu}$ が用いられる。

### 6.2 高速実験炉「常陽」

高速実験炉「常陽」は茨城県大洗町にあり、JAEA(Japan Atomic Energy Agency)が所有、運営している[13]。常陽の写真を図6.1に示す。高速増殖炉の開発については、原子力先進諸国はおおむね実験炉→原型炉→実証炉の3段階を経て商業用大型炉へ向うという開発方針をとっている。常陽はその第1段階の実験炉として建設された高速炉である。現在常陽はおおよそ60 days/cycleで運転を繰り返している。熱出力は140MWthで一般的な発電用原子炉に比べて1/20以下であるが高速炉としては国内最大である。



図 6.1: 高速実験炉「常陽」

### 6.3 目的

常陽は高速炉であるため、放出されるニュートリノは主にプルトニウムが核分裂したあとの娘核種によるものである。一方、一般的には軽水炉から放出されるニュートリノは主にウラニウムによるものである。軽水炉でのニュートリノは既に測定されているので、高速炉からのニュートリノを測定できれば軽水炉でのニュートリノスペクトルのデータを組み合わせて、ウラニウムとプルトニウムからのニュートリノスペクトルを別々に決定することができる。

2006年8月に常陽の炉心から25mの地点にプロトタイプ検出器を設置した。設置位置を図6.2に示す。ここでの実験の目的は高速炉からのニュートリノを検出することである。そして原子炉の出力が小さいので、上記の前段階として原子炉のオン(原子炉稼働中)、オフ(原子炉休止中)をニュートリノを用いて観測することである。現在までに軽水炉からのニュートリノ観測は行われているが、高速炉からのニュートリノ観測は行われていない。そのため、この実験が成功すれば世界で初めて高速炉からのニュートリノを検出したということになる。

### 6.4 実験セットアップ

常陽での実験では基本的には東北大学でのセットアップをそのまま維持している。しかし、常陽では設置場所の制約があるために若干変更した部分があ





る。場所の制約はプロトタイプ検出器やオイルパン、シールドなどを含めた設備を  $3m \times 3m \times 3m$  以内に収めることである。そのため、東北大学で使用していたアルミ製の暗箱は使用を止め、鉄のフレームでプロトタイプ検出器を囲うように骨組みを作成し、そこに暗幕を3重に巻くことで遮光することにした。さらに S/N(Signal to Noise ratio) を向上させるためにシールドの強化が欠かせない。そのため、宇宙線カウンターを暗箱の天井面と4つの内側面に設置し、さらにパラフィンブロックを4つの外側面に設置した。また、プロトタイプ検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータにした。図6.3に常陽での実験セットアップの概略図を示す。

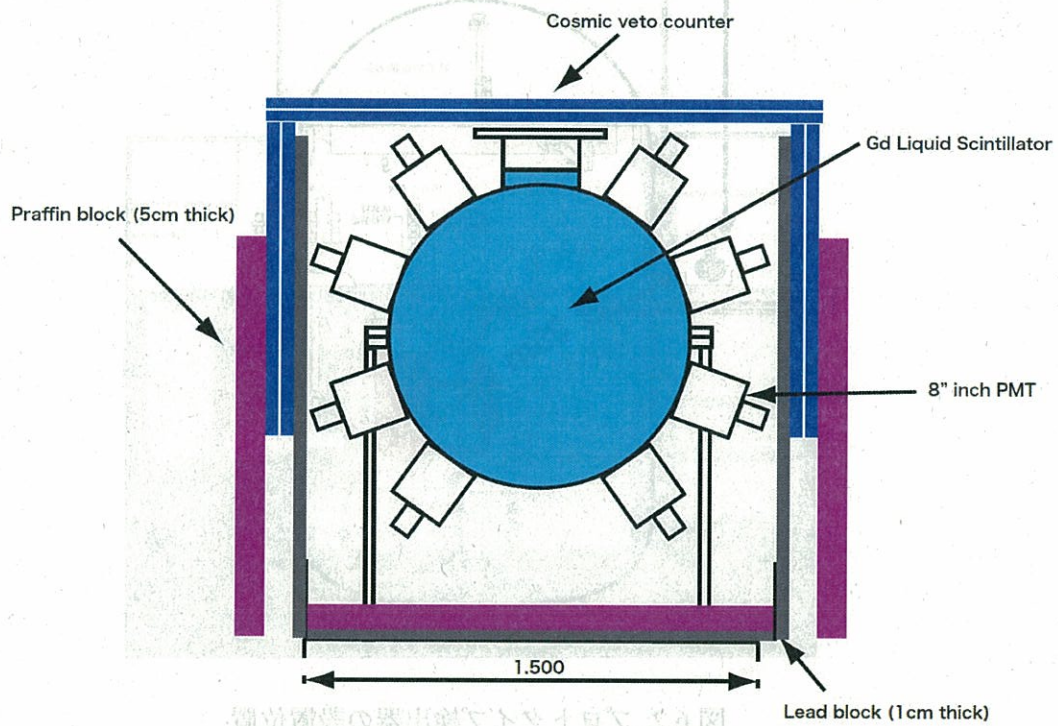


図 6.3: 常陽での実験セットアップの概略図。



### 6.4.1 液体シンチレータ

常陽での実験の目的6.3節により、ニュートリノターゲット領域を広げるためにプロトタイプ検出器全体をガドリニウム入り液体シンチレータに交換した。新しい液体シンチレータの成分を表6.1に示す。なおガドリニウムの濃度は0.05%である。

表 6.1: 常陽でのガドリニウム入り液体シンチレータの構成

BC-521	10%
Pseudocumene	15%
Isoparaffin	75%

### 6.4.2 宇宙線カウンター

宇宙線カウンターは暗箱の天井面と4つの内側面に設置した。天井面に設置したものは $1m \times 1m \times 0.6cm$ のプラスチックシンチレータを2枚重ねたもので、それぞれのシンチレータの2つの側面には波長変換バーが接着してある。このカウンターの概観図を図6.4に、写真を図6.5に示す。2本の波長変換ファイバーの終端には1.5インチのPMTが設置されており、上下のシンチレータでコインシデンスを取ることができる。天井面にはこれが4ユニット並べてある。

暗箱を上から見て左右の側面には $2.5m \times 1m \times 0.8cm$ のプラスチックシンチレータを2枚重ねたものが設置されている。そのシンチレータの短い方の側面には波長変換バーが接着されている。その波長変換バーの片側に1.5インチPMTが設置されており、上下のシンチレータでコインシデンスを取ることができる。このカウンターの概観図を図6.6に、写真を図6.7に示す。

暗箱を上から見て上下の側面には $2.3m \times 1.7m \times 5cm$ のステンレス製の箱が設置されている。これはTelescope Arrayグループが使用しているものである。内部には $1.5m \times 1m \times 1.2cm$ のプラスチックシンチレータが中央部にPMT設置スペース15cm空けて、2枚重ねて設置されている。各プラスチックシンチレータには2cm毎に溝が切っており、そこに波長変換材入り光ファイバーが設置されている。設置されている光ファイバーの終端は並んでいるシンチレータ2枚毎にまとめられて、1インチPMTに設置されている。この2本のPMTにより、上下のシンチレータでコインシデンスを取ることができる。この概観図を図6.8に、写真を図6.9に示す。

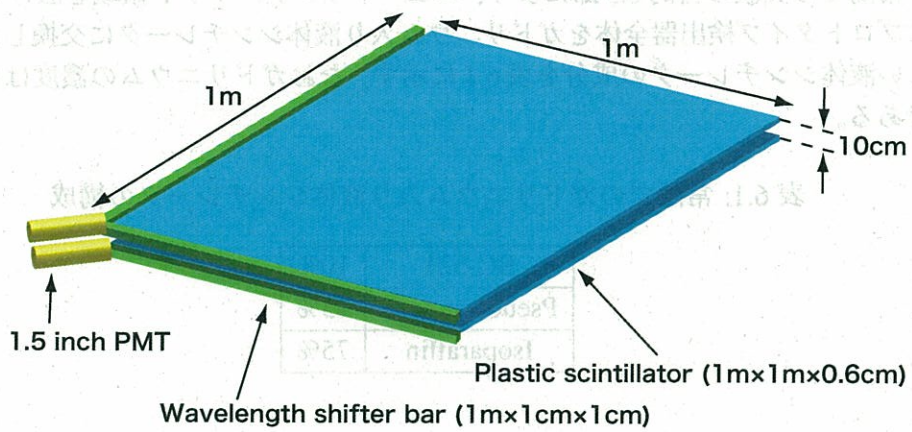


図 6.4: 天井面に設置した宇宙線カウンターの概略図

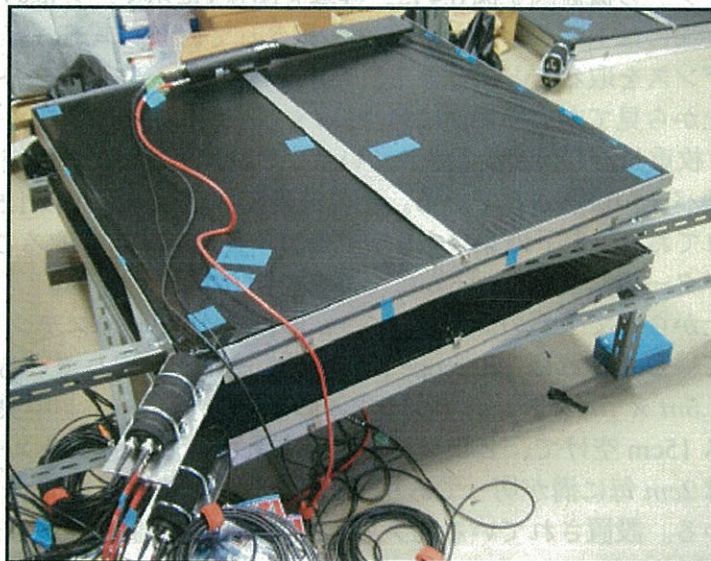


図 6.5: 天井面に設置した宇宙線カウンター

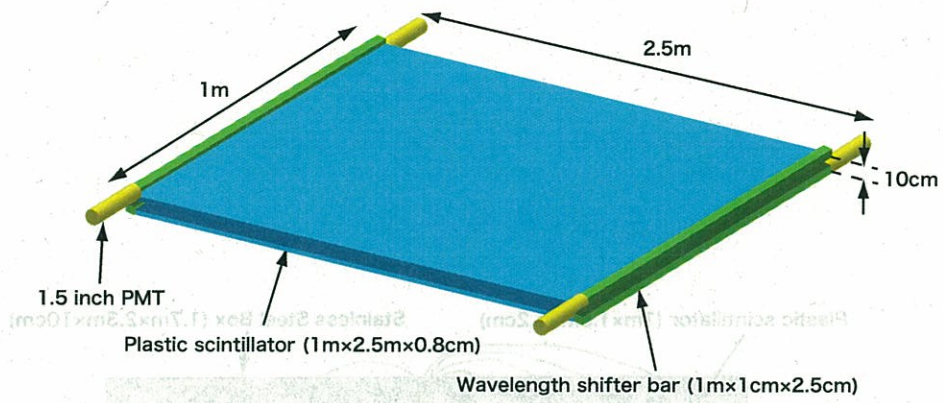


図 6.6: 暗箱を上から見て左右の側面に設置した宇宙線カウンターの概略図

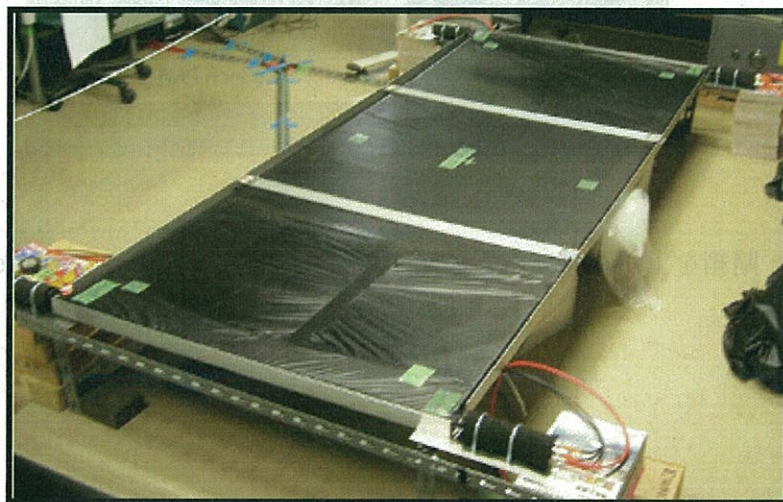


図 6.7: 暗箱を上から見て左右の側面に設置した宇宙線カウンター。K2K 実験で使用されたもの。



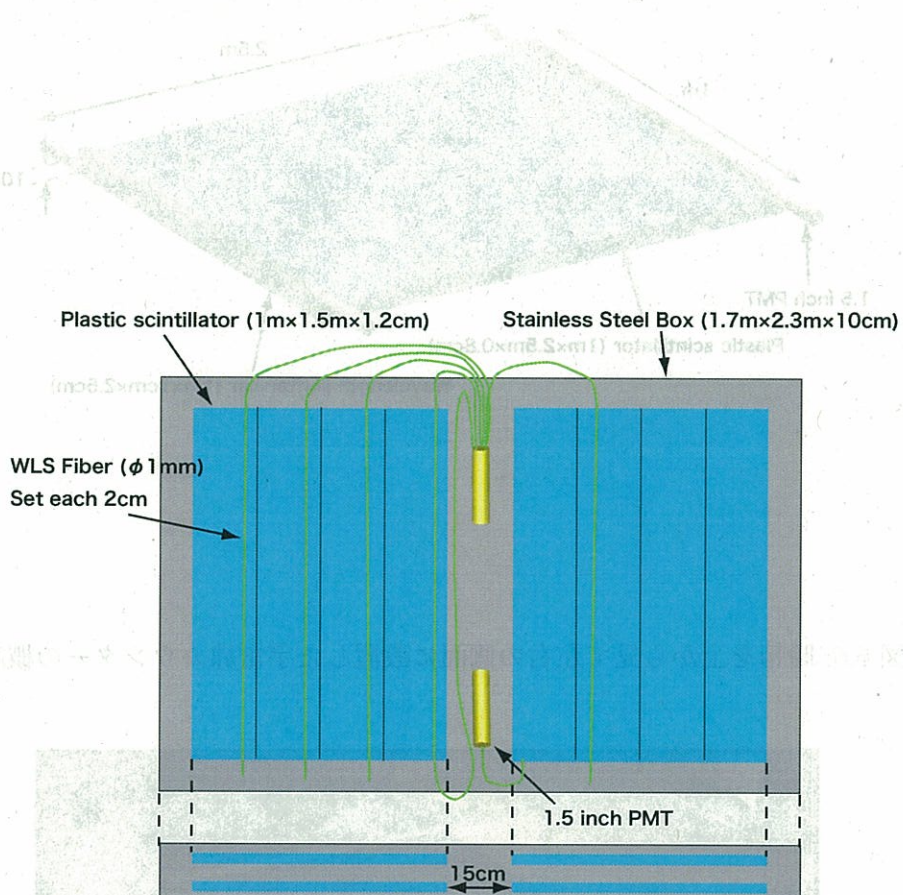


図 6.8: 暗箱を上から見て上下の側面に設置した宇宙線カウンターの概略図





図 6.9: 暗箱を上から見て上下の側面に設置した宇宙線カウンター。Telescope Array グループで使用されているもの。

### 6.4.3 パラフィンブロック

遅延同時計測を用いてニュートリノ観測を行う際に correlated なバックグラウンドになるのが高速中性子である。高速中性子が液体シンチレータの中に入ると熱化されるまで周りにある陽子を弾性散乱を繰り返す。このとき反跳された陽子が液体シンチレータにエネルギーを落とし、液体シンチレータが発光する (プロンプト信号)。その後、熱化された中性子は中性子捕獲断面積が大きいガドリニウムに捕獲される (ディレイド信号)。このバックグラウンドを抑えるためにパラフィンブロックを暗箱の4つの外側面に設置した。パラフィンブロックは1つが  $10\text{cm} \times 20\text{cm} \times 5\text{cm}$  の大きさで、これを積み重ねて厚さ  $1\text{m} \times 1.5\text{m} \times 5\text{cm}$  の鉄製のフレームに入れる。これを数ユニット作成し側面に設置した。パラフィンブロックの1部は熱中性子を捕獲する  $\text{Bo}$  が入っている。

### 6.4.4 $\mu$ メタル

常陽での使用スペースの制約より、東北大学で使用していた磁場キャンセルコイルが使えない。そのため、PMT 近傍の磁場を消すために  $\mu$ メタルを PMT の周りに設置した。ここで使用し  $\mu$ メタルは Kamioknde 実験で使用されていた



ものと同タイプである。図6.10に設置された $\mu$ メタルを示す。またこの $\mu$ メタルにより磁場キャンセルコイルと同程度の効果が得られることを確認している。

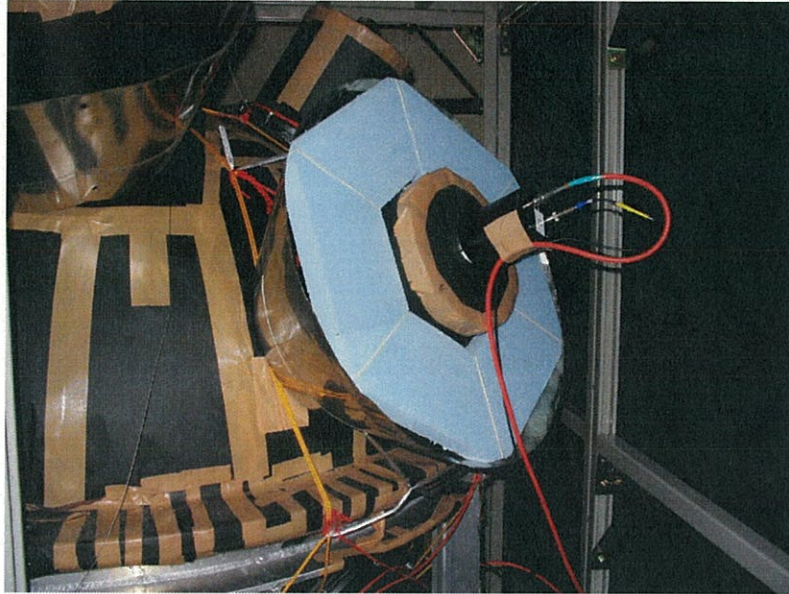


図 6.10: 設置された $\mu$ メタル。

図6.11に実験設備の建設途中の写真を示す。手前に液体シンチレータが入っているドラム缶が、その後方鉄枠の中にプロトタイプ検出器が見える。鉄枠に固定されている板は側面に設置した宇宙線カウンターである。

図6.12に建設終了後の実験設備の写真を示す。プロトタイプ検出器及び宇宙線カウンターは鉄枠ごと暗幕で3重に覆う。右側の箱はエレキ関係のラックである。

#### 6.4.5 予想されるニュートリノイベント数

原子炉からのニュートリノによるイベントレートは

$$S = 1.2 \times 10^{-5} [\text{ton/GWt/s}] @ 1\text{km} \quad (6.1)$$

である。プロトタイプ検出器は原子炉から 25m 離れた位置に設置されているので、この式 6.1 に  $W = 0.72[\text{ton}]$ ,  $P = 0.14[\text{GWt}]$ ,  $t = 24 \times 3600[\text{sec}]$ , @25m

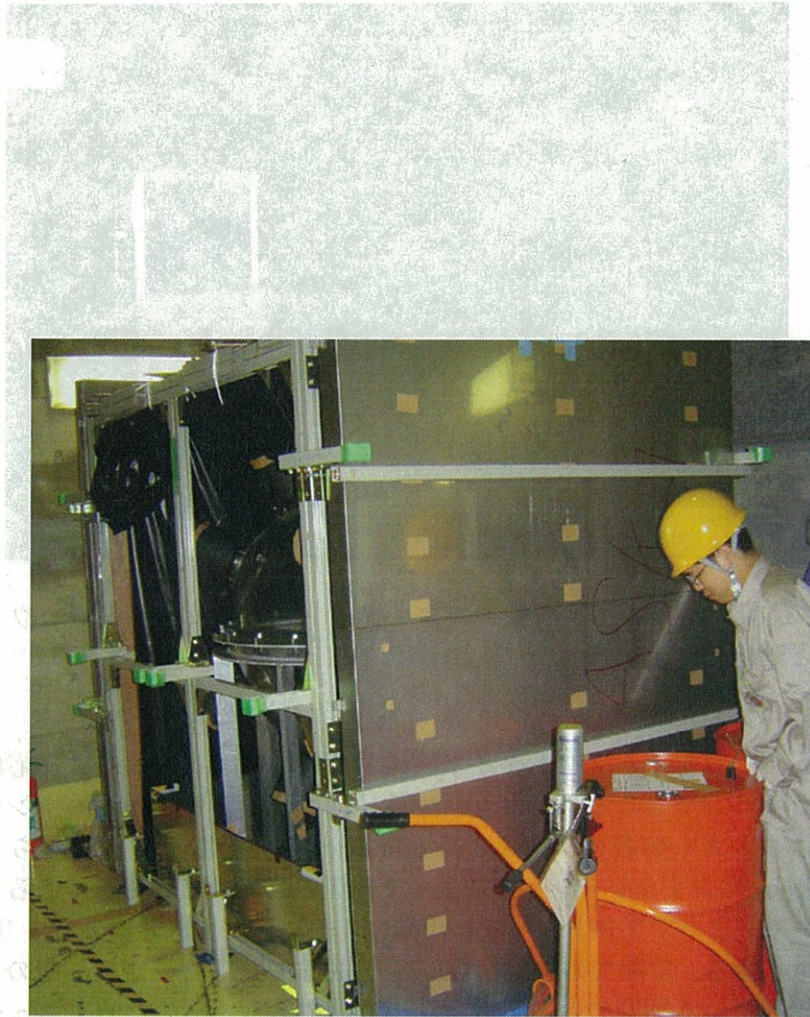


図 6.11: 実験設備の建設途中の風景。鉄枠の中にプロトタイプ検出器が見える。



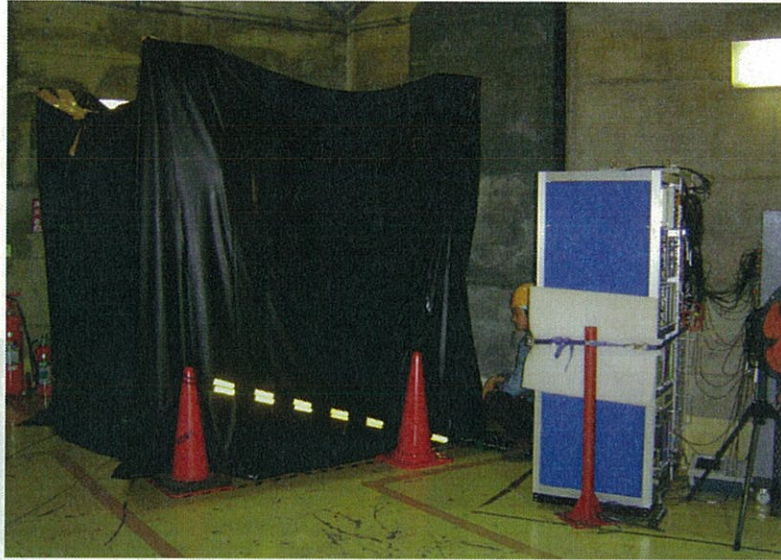


図 6.12: 建設終了後の実験設備。プロトタイプ検出器及び宇宙線カウンターは鉄枠ごと暗幕で3重に覆う。

を代入して計算するとプロトタイプ検出器で起こるニュートリノ反応は1日当たり160イベントとなる。しかし、中性子捕獲時間、チャージバランス、ディレイドエネルギーの各カットによる efficiency を考慮しなければならない。この efficiency はシミュレーションによって計算されていて0.89%であることがわかっている。よってプロトタイプ検出器で1日に観測されるニュートリノは1.4イベントとなる。常陽での実験は2007年6月まで続ける予定で、そのうち原子炉が運転している期間の合計日数は約100日である。そのため、ニュートリノイベントの統計は140イベントとなる。

## 6.5 ニュートリノイベント選択の途中結果

### 6.5.1 Neutrino window における比較

#### Neutrino window

第6.4.5節において計算したように、プロトタイプ検出器ではニュートリノ反応が160イベントあると予想されるが、1日に観測が期待されるニュートリノイベントは1.4events/dayである。これはニュートリノは非常に反応しにくい



め、S/Nを上げるために様々なカットをしているためである。この時用いるカット条件を表 6.2 に示す。このカット条件を Neutrino window と呼ぶ。

表 6.2: Neutrino window

Cut condition	Value	Unit
Neutron capture time	2 ~ 50	usec
Prompt energy	4.5 ~ 6.5	MeV
Delayed energy	7.5 ~ 9.5	MeV
Prompt charge balance	< 0.75	—
Delayed charge balance	< 1.0	—

このようにして求めたイベントのプロンプトエネルギー分布を図 6.13 に示す。イベントレート表 6.3 に示す。上段黒線は原子炉オンからオフを差し引いたもので Accidental バックグラウンドは引いていない。赤線は Accidental バックグラウンドのヒストグラム。下段は Accidental バックグラウンドを差し引いたものである。現在までに得られている原子炉オンデータは 1 週間分、原子炉オフのデータは 3 日分である。ここで Accidental バックグラウンドとは、先発信号の様な信号と後発信号の様な信号がそれぞれ独立に起こり、偶発的に設定している時間幅に入ってくるバックグラウンドである。現在までに得られたデータを用いて accidental バックグラウンドの見積もりをする。Accidental バックグラウンドは式 2.5 で表される。ここで見積もりに使用した条件式を式 6.5.1 に示す。

$$\text{Accidental background} = \text{Prompt signal (Energy : 4.5 ~ 6.5 MeV, Charge balance < 0.75)} \times \text{Delayed signal (Energy : 7.5 ~ 9.5 MeV, Charge balance < 1.0)} \times 50 \mu \text{ sec}$$

この式によって accidental バックグラウンドを見積もると原子炉オンのときは  $63 \pm 0.08[\text{events/day}]$ 、原子炉オフのときは  $47 \pm 0.05[\text{events/day}]$  となった。

#### **Total signal から Accidental バックグラウンドを引いた結果**

バックグラウンドはプロンプト信号の様な信号とディレイド信号の様な信号がある 1 つの原因で起こり、相関的な理由で設定している時間幅に入ってニュートリノ信号を疑似するものである (第 2.5.2 節参照)。

我々は原子炉オフのときのデータを用いることにより neutrino window 内の Correlated バックグラウンドを見積もることができる。このデータで neutrino

window 内に  $260 \pm 10$  [events/day] あり、そこから Accidental バックグラウンド  $47 \pm 0.05$  [evnets/day] を差し引いて、結果は  $213 \pm 10$  [events/day] となった。

### Neutrino candidate

原子炉オンのときのデータにおいて neutrino window 内にあるイベントから Accidental バックグラウンドと Correlated バックグラウンドを差し引いて残ったイベントが Neutrino candidate である。バックグラウンドを差し引いた残りのイベント数が  $12 \pm 13$  [events/day] となった。よって現在のところ誤差の範囲でニュートリノイベントは予想値と一致している。Neutrino candidate のプロンプ

表 6.3: Neutrino window でのバックグラウンド。原子炉オンのデータでは Neutrino candidate 含む。単位は [events/day]

	Total signal	Accidental BG	Correlated signal	Date taking term
Reactor ON	$288 \pm 9$	$63 \pm 0.08$	$225 \pm 9$	7 days
Reactor OFF	$260 \pm 10$	$47 \pm 0.05$	$213 \pm 10$	3 days
ON - OFF	$28 \pm 13$	$16 \pm 0.1$	$12 \pm 13$ (Neutrino candidate)	-

ト信号のヒストグラムを図 6.13 に示す。

## 6.5.2 $n/\gamma$ Pulse Shape Discrimination (PSD)

常陽での実験で排除したい Correlated バックグラウンドのほとんどは宇宙線起源の高速中性子によるものだと考えられる。この場合、ニュートリノ信号との大きな違いはプロンプト信号である。ニュートリノ信号の場合は電子と陽電子の対消滅によるガンマ線で、高速中性子の場合は高速中性子によって反跳された陽子の運動エネルギーである。このような高速中性子バックグラウンドを減少させ、S/N を改善し、誤差を小さくするための 1 つの方法として  $n/\gamma$  Pulse Shape Discrimination (PSD) を行う。一般に液体シンチレータにおける発光では軽い粒子と重い粒子で発光時間が異なる。軽い粒子は短く、重くなるほど長くなる。つまり、光電子増倍管からのパルスの tail の長さが重い粒子ほど長いことがわかっている。ここでは軽い粒子がガンマ線に対応し、重い粒子が陽子に対応する。そこで 1 つの信号に対して 2 つの ADC ゲートを用意する。1 つはパ

必要がある。

そこで我々は現場に窒素ガスポンペを設置し、常に窒素ガスをパージし続けながらデータを取得できるようにセットアップを施した。

図 6.15 にあるイベントにおけるパルス全体用と tail 用の ADC 値を差し引きし、遅延時間毎にプロットしてパルスを再構成してガウス関数でフィッティングしたものを示す。

このフィッティングをイベント毎に行い、得られた Sigma のヒストグラムを図 6.16 に示す。黒線は  $^{60}\text{Co}$  のエネルギー 2.5MeV 近傍のイベントを選択したもの。青線は高速中性子イベントによるもの。参考までに Am/Be によるプロンプトエネルギー 4.43MeV 近傍のイベントを選択したものを赤線でしめす。Am/Be にプロンプト信号は 4.43MeV のガンマ線と同時に放出される中性子が陽子を反跳するために、中性子の運動エネルギーが加わっている。そのためガンマ線のみイベント ( $^{60}\text{Co}$ ) と高速中性子のみイベントの中間の振る舞いをすると考えられる。

例えば Sigma の値で 10 以下のイベントを選択した場合、高速中性子イベントを 90% 近く排除することができる。しかし、ガンマ線のイベントは 50% 程度になることがわかる。これによって S/N は 6 倍改善されることになる。表 6.4 にカットする Sigma の値を変えたときの各信号の efficiency を示す。

表 6.4: カットする Sigma の値を変えたときの各信号の efficiency

	Sigma < 10	Sigma < 10.5	Sigma < 11
Gamma ray ( $^{60}\text{Co}$ )	48%	58%	64%
Gamma ray + neutron (Am/be)	23%	40%	55%
Fast neutron	8%	12%	18%
S/N improvement	6 times	4.8 times	3.5 times

現在はパルスを再構成した後、ガウス関数でフィッティングしているがイベントによってはうまくフィッティングできない場合もあり、今後はうまくフィッティングできる関数を追求していく必要がある。その後でカットに使用する Sigma の値、またはそれに準ずるものを注意深く決定する必要がある。



あるイベントにおけるパルス全体用と tail 用の ADC 値を差し引きし、遅延時間毎にプロットしたもの。ガウス関数でフィッティングしてある。

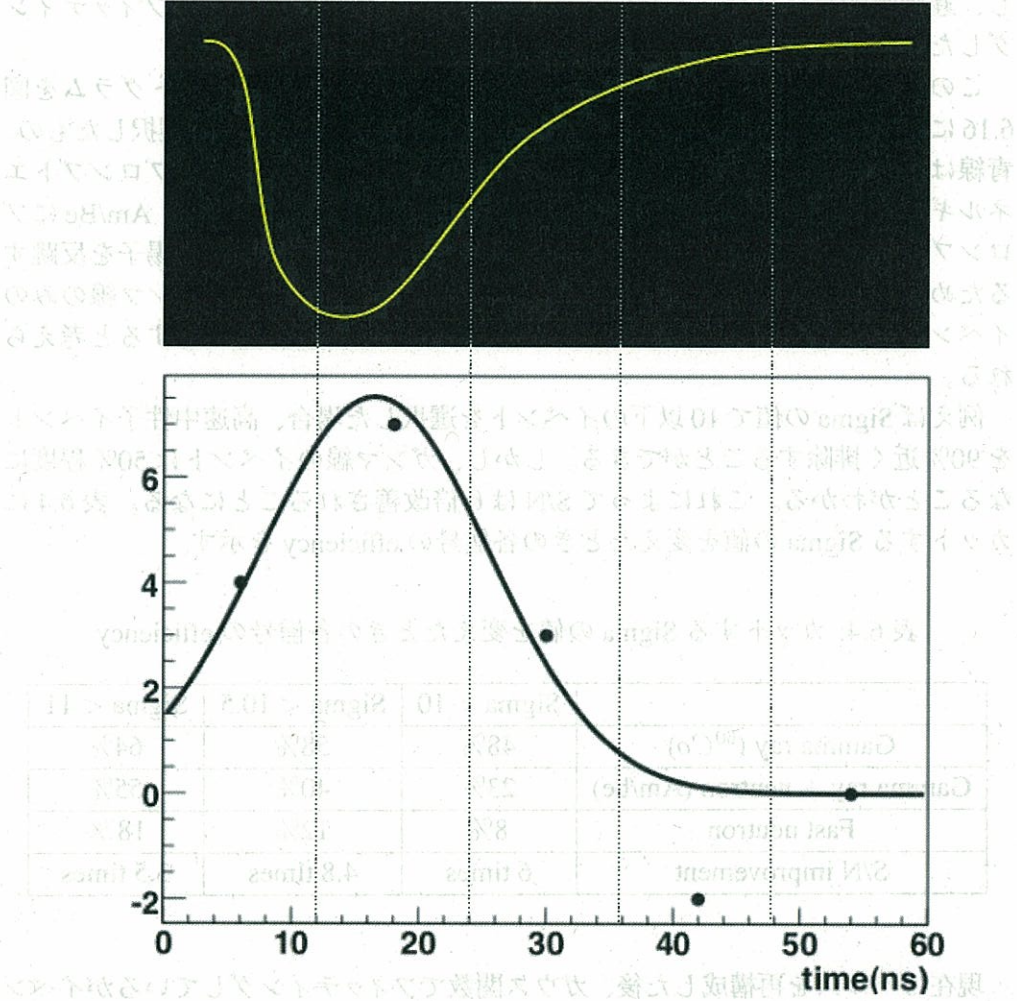


図 6.15: あるイベントにおけるパルス全体用と tail 用の ADC 値を差し引きし、遅延時間毎にプロットしたもの。ガウス関数でフィッティングしてある。

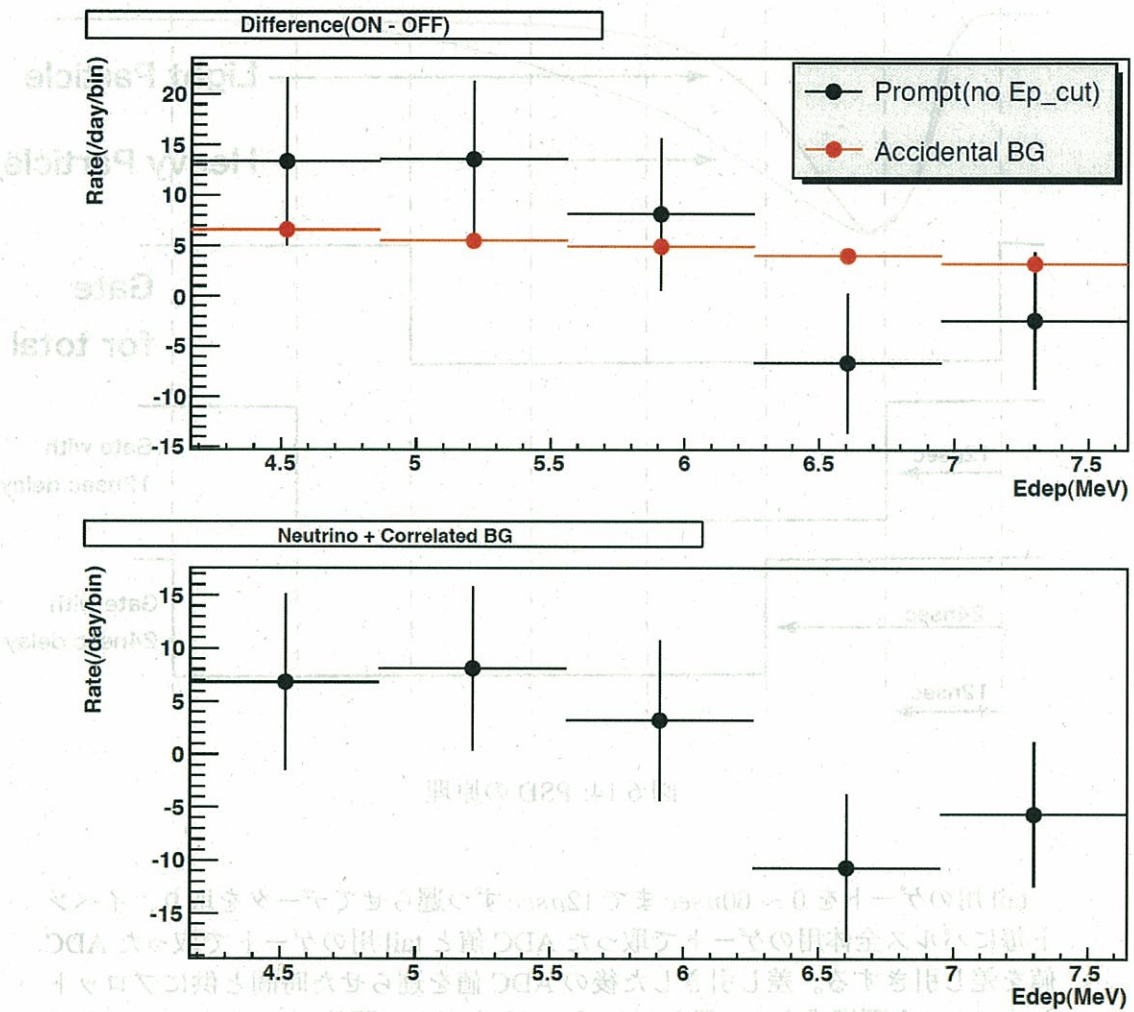


図 6.13: Neutrino candidate のプロンプト信号のヒストグラム。上段黒線は原子炉オンからオフを差し引いたもので、赤線は Accidental バックグラウンドのヒストグラム。下段は Accidental バックグラウンドを差し引いたヒストグラム。



ルス全体用、もう一方はパルス全体用から 12nsec ずつ 60nsec まで遅らせてパルスの tail を取るためのゲートである。図 6.14 に PSD の原理を示す。

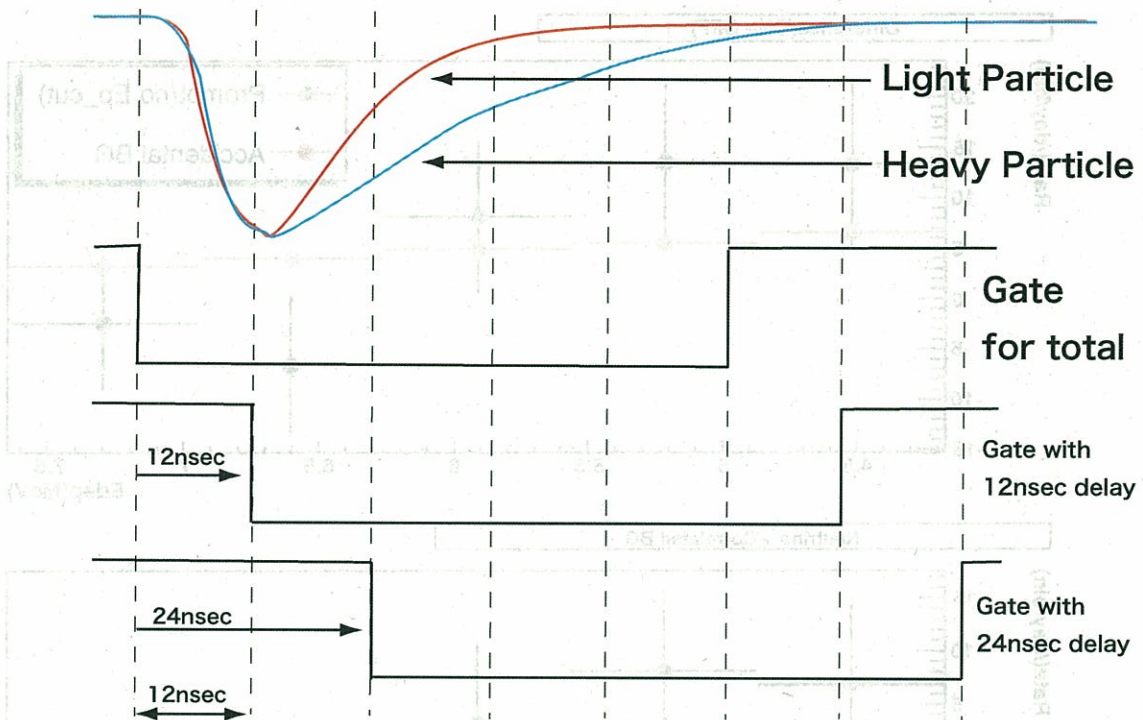


図 6.14: PSD の原理

tail 用のゲートを  $0 \sim 60\text{nsec}$  まで  $12\text{nsec}$  ずつ遅らせてデータを取り、イベント毎にパルス全体用のゲートで取った ADC 値と tail 用のゲートで取った ADC 値を差し引きする。差し引きした後の ADC 値を遅らせた時間と共にプロットし、パルスを再構成する。得られたプロットをガウス関数でフィッティングして Sigma を求める。そして得られた Sigma の値によってカットをする。こうしてプロンプト信号でこの 2 つのパルスの違いを検出することでニュートリノ信号と高速中性子信号を区別しようというのが Pulse Shape Discrimination である。

この方法を行うには高いエネルギー分解能が必要である。高いエネルギー分解能を得るためには高い発光量が必要であるが、液体シンチレータ中に酸素が溶け込むと酸素によるクエンチが起こるため発光量が落ちる。そのため液体シンチレータ中に窒素ガスをパージして液体シンチレータ中の溶存酸素を減らす



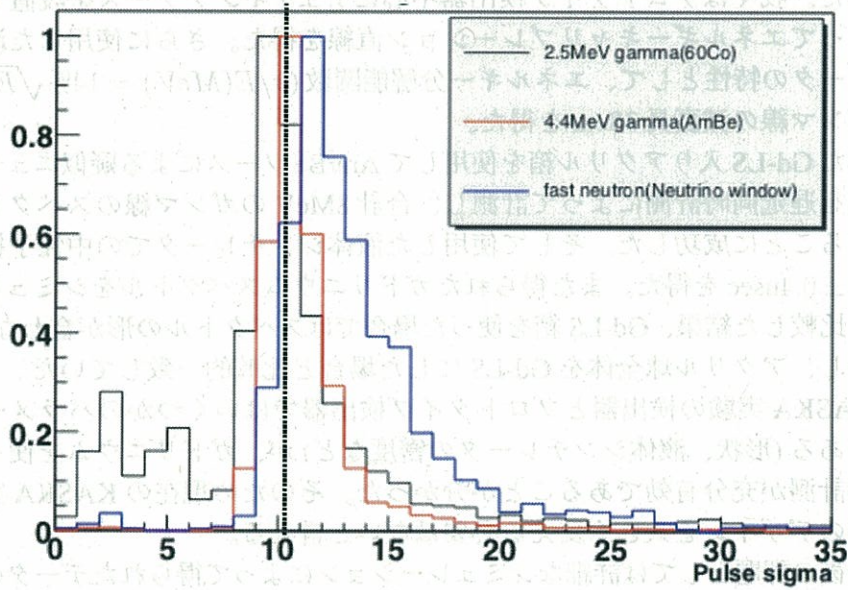


図 6.16: 再構成したパルスをガウス関数でフィッティングし、求めた Sigma のヒストグラム。

## 第7章 結論と今後の課題

本研究では KASKA 実験での検出器をモデルにしたプロトタイプ検出器を作成した。我々はプロトタイプ検出器中心にチェックソースを設置することによってエネルギーキャリブレーション直線を得た。さらに使用した液体シンチレータの特性として、エネルギー分解能関数 ( $\sigma/E(\text{MeV}) = 14\% \sqrt{E(\text{MeV})}$ ) とガンマ線の減衰長 38cm を得た。

また Gd-LS 入りアクリル箱を使用して Am/Be ソースによる疑似ニュートリノ反応を遅延同時計測によって計測し、合計 8MeV のガンマ線のスペクトルを観測することに成功した。そして使用した液体シンチレータでの中性子捕獲時間  $26.5 \pm 0.4 \mu\text{s}$  を得た。また得られたガドリニウムスペクトルをシミュレーションと比較した結果、Gd-LS 箱を使った場合にはスペクトルの形が合わなかった。しかし、アクリル球全体を Gd-LS にした場合と比較的一致していた。

KASKA 実験の検出器とプロトタイプ検出器ではいくつかのパラメータの違いがある (形状、液体シンチレータの密度など) が、ガドリニウムを使った遅延同時計測が充分有効であることが分かった。そのため現在の KASKA 実験の検出器のデザインを大きく変える必要はないと言える。

今後の課題としては詳細なシミュレーションによって得られたデータの確認をすることである。ガドリニウムによる合計 8MeV のガンマ線は放出される個々のガンマ線のエネルギーは分かっているが、その組み合わせは分かっていない。特にアクリル球全体を Gd-LS にしたシミュレーションを行う必要がある。そしてシミュレーションによってこの問題を解決し、KASKA 実験のシミュレータに組み込むことが必要である。

現在プロトタイプ検出器は茨城県大洗町にある高速実験炉「常陽」に移設され、ニュートリノ検出テストを行っている。現在ニュートリノ候補のイベントは誤差はまだ大きい誤差の範囲で予想値と一致している。今後は PSD、シールドの強化等の後、さらにデータを収集し解析方法を改良してニュートリノ信号の検出を目指す。

## 参考文献

- [1] K.Schreckenbach et al. Determination of antineutrino spectrum from  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products up to 9.5 MeV, *Physics Lett. B*, Vol. 160, pp. 325 - 330, 1985.
- [2] A. A. Hahn et al. Reactor antineutrino spectra from  $^{241}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron fission products, *Physics Lett. B*, Vol. 218, pp. 365 - 368, 1989.
- [3] P. Vogel et al. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino induced reactions. II, *Physics Rev. C*, Vol. 24, pp. 1543 - 1553, 1981.
- [4] <http://www.tepco.co.jp/nu/kk-np/index-j.html>
- [5] M. Aoki et al. (KASKA Collaboration), Letter of Intent for KASKA, e-Print, hep-ex/0607013, 2006.
- [6] 末包文彦, KASKA - 原子炉による精密  $\theta_{13}$  測定計画, *高エネルギーニューズ*, Vol.23-3, pp. 157 - 173, 2004.
- [7] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration), Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment, *Physics Rev. D*, Vol. 466, pp. 415 - 430, 1999.
- [8] 酒井和幸, ニュートリノ振動実験 KASKA のための液体シンチレータの研究, 修士論文, 新潟大学大学院自然科学研究科, 2006.
- [9] 前田順平, 原子炉ニュートリノ実験のための宇宙線飛跡検出器の開発, 修士論文, 東京工業大学大学院理工学研究科, 2006.
- [10] H.Furuta et al. (KASKA Collaboration), On-site underground background measurements for the KASKA reactor-neutrino experiment, e-Print, hep-ex/0607015, 2006.
- [11] 古田久敬, 原子炉ニュートリノ実験におけるガンマ線バックグラウンドの解析, 修士論文, 東京工業大学大学院理工学研究科, 2006.



- [12] 佐久間清美, 原子炉ニュートリノ振動実験(KASKA)における宇宙線バックグラウンドの考察, 修士論文, 東京都立大学大学院理学研究科, 2006.
- [13] <http://www.jaea.go.jp/04/o-arai/joyo/indexs.htm>

## 謝辞

修士課程2年間の研学生活及び修士論文執筆において多くの方々の御指導、御協力がありました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

末包文彦助教授には指導教官として実験の基本から細にわたり教えていただき深く感謝しております。KASKA 実験が立ち上がってすぐの時期に研究に携われたことは私にとって非常によい経験になりました。また、プロトタイプ検出器の作成からデータの収集、解析にいたるまでつきっきりで携わっていただきました。

坂本泰伸元研究員（現東北学院大学助教授）には、プロトタイプ検出器のデータ収集システムを一手に引き受けていただきました。プログラミングの基礎や電子回路の基礎、ネットワークなど研究をより快適に進める上で必要不可欠な知識を惜しみなく教えていただき、深く感謝しております。

新潟大学の田村詔生教授には KASKA 実験についての知識のみならず、Collaboration Meeting では実験結果に対して積極的にアドバイスをくださり、私の理解を深めることができました。深く感謝いたします。

東京工業大学の久世正弘助教授にはハワイで行われた学会の発表のための練習で非常に有用なアドバイスや励ましをいただきました。初めての英語の発表に不安を抱えていた私にとって非常に大きな助けとなりました。本当にありがとうございました。

東京工業大学の古田久敬さんには常陽での実験を中心になって実行していただいただけでなく、プロトタイプ移設後も学会の発表直前まで解析をしていただきました。これにより、学会発表がより有意義なものになったと思います。厚くお礼申し上げます。

東京工業大学の前田順平さんには root についてたくさん教えていただきました。プロトタイプの解析で非常に役に立ちました。深く感謝いたします。

東北大学ニュートリノセンターの田畑裕史さん、太田裕之さんには同じ実験グループとしていろいろな励まし、アドバイスをいただきました。ここにお礼申し上げます。

首都大学東京の住吉孝行教授、春名毅さん、高エネルギー加速器研究機構の石原信弘教授、杉山弘晃さん、宮城教育大学の福田善行助教授、神戸大学の原俊雄助教授、広島工業大学の長坂康史助教授、新潟大学の宮田等助教授、勝亦正明さん、酒井和幸さん、青木勝さん、中島伸敬さん、東京工業大学の新田和

範研究員、舟木好子さん、松原綱之さんにも Collaboration Meeting など様々  
なアドバイスをいただきました。感謝しております。

KASKA Collaboration のスタッフの皆様には Collaboration Meeting で楽しく、  
おいしい思い出をたくさん作っていただきました。ここにお礼申し上げます。

また、東北大学ニュートリノ科学研究センターの技官の高山知明さん、中嶋  
隆さん、花田博光さんにはプロトタイプ検出器作成の際にたくさん助けていた  
だいただけでなく、機械工作の基本を教えていただきました。心から感謝いた  
します。

東北大学ニュートリノ科学研究センターの玉江京子助手には解析や常陽から  
のデータ移行が出来る環境を整えていただきました。私の急な申し出にもすぐ  
対応していただき、非常に効率よく作業にのぞむことができました。深く感謝  
いたします。

JAEA(Japan Atomic Energy Agency) の高松操さんにはプロトタイプ検出器の  
常陽移設の際にお世話になっただけでなく、学会の前には発表スライドのチェッ  
クもしていただき、たくさんアドバイスをいただきました。ここにお礼申し  
上げます。

最後に私の研究生生活を支え続けてくれた家族、親戚の皆様、友人に感謝の意  
を表します。皆様、本当にありがとうございました。