

修士論文

デッドタイムフリー電子回路を用いたミューオン  
起源長寿命バックグラウンドの識別

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

高橋 範行

平成 22 年

## 概要

ニュートリノは 1930 年に W.Pauli に提唱されて以来，研究が盛んにおこなわれてきた．最近ではニュートリノ振動の研究によりニュートリノに質量があることがはっきりした．ニュートリノに質量がある場合，ニュートリノはディラック粒子もしくはマヨラナ粒子の可能性がある．このことを証明する有力な実験が二重ベータ崩壊実験である．二重ベータ崩壊には二つのモードがあると考えられており，一つが二つのニュートリノを伴う  $2\nu$  モード，もう一方がニュートリノを伴わない  $0\nu$  モードである．二重ベータ崩壊は非常に稀有な現象であり， $0\nu$  モードははっきりとした観測例がない． $0\nu$  モードが観測された場合，その半減期からニュートリノの有効質量にせまることができ，電子型ニュートリノが一番重いのか，もしくは軽いのかの質量階層構造にもせまることができる．

KamLAND-Zen 実験とは  $^{136}\text{Xe}$  を用いて二重ベータ崩壊の観測を目指す実験である．KamLAND-Zen 実験はニュートリノ検出器である KamLAND 検出器上部から小型バルーンを内部に挿入し，小型バルーンに  $^{136}\text{Xe}$  入りの液体シンチレータを満たし  $^{136}\text{Xe}$  の崩壊を観測する実験である．この観測実験の主要バックグラウンドの一つに宇宙線ミュオンの原子核破砕によって生成される放射性不安定核の  $^{10}\text{C}$  の崩壊がある． $^{10}\text{C}$  は 3 事象の遅延同時計測，すなわち宇宙線ミュオンイベント， $^{10}\text{C}$  と同時生成される中性子の捕獲イベント， $^{10}\text{C}$  の崩壊イベントを観測することにより  $^{10}\text{C}$  の崩壊を識別することが可能である．したがって  $^{10}\text{C}$  の識別をおこなうには高エネルギーな宇宙線ミュオンイベント後に生成される高頻度な小信号をすべて記録する必要がある．しかし，KamLAND の既存のデータ収集回路では次の二つの理由により小信号を記録することができない．一つは A/D 変換が追いつかず，その間の波形が破棄されることであり，もう一つは宇宙線ミュオン通過後に光電子増倍管由来の信号のベースライン変動が発生し，そのベースラインの変動上にある信号の記録ができない可能性があることである．これらの対策として新データ収集回路 MoGURA が開発され，KamLAND 検出器ヘインストールされた．新データ収集回路において，高頻度な小信号に対しては Flash-ADC を用いて高速な A/D 変換が可能となり，ベースライン変動に対してはベースライン安定化回路により変動のない信号の取得が可能になった．

本研究において，この新データ収集回路によって得られたデータの解析をおこない， $^{10}\text{C}$  と同時生成される中性子の探索をおこなった．この解析により，宇宙線ミュオン後は光電子増倍管由来のアフターパルスが高頻度で発生するため，これまでの解析手法では宇宙線ミュオン後の中性子捕獲イベントとアフターパルスを区別することが難しいことがわかった．このためすべての光電子増倍管から得られる波形の時間情報と電荷情報の解析をより丁寧におこなった．そして，アフターパルスがあるなかにおいても中性子捕獲イベントが確認できることが判明した．

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノの観測	1
1.2.1	太陽ニュートリノ	2
1.2.2	太陽ニュートリノ問題	4
	大気ニュートリノ問題	4
1.3	ニュートリノ振動の理論と観測実験	5
1.3.1	ニュートリノ振動	5
1.3.2	ニュートリノ振動の観測	5
1.4	二重ベータ崩壊とニュートリノの質量	5
1.4.1	マヨラナニュートリノとディラックニュートリノ	6
1.4.2	シーソー機構	6
1.4.3	二重ベータ崩壊	6
1.4.4	二重ベータ崩壊の測定方法	8
1.4.5	二重ベータ崩壊実験	9
第 2 章	KamLAND 実験と KamLAND-Zen 実験	10
2.1	KamLAND 検出器	10
2.1.1	位置	10
2.1.2	KamLAND 検出器の構造	11
2.1.3	液体シンチレータとバッファオイル	13
2.1.4	バルーン, ケブラ紐とアクリル板	13
2.1.5	光電子増倍管	15
2.1.6	KamLAND における反電子型ニュートリノ検出原理	15
2.2	データ収集	17
2.2.1	Front-End Electronics	17
2.2.2	トリガーシステム	18
2.3	第一純化装置	19
2.4	中性子捕獲イベント	20
2.5	KamLAND-Zen 実験	20
2.5.1	$^{136}\text{Xe}$ 入り液体シンチレータ	21
2.5.2	小型バルーン	22
2.5.3	KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンド $^{10}\text{C}$	23

---

2.5.4	$^{10}\text{C}$ の識別 . . . . .	25
2.5.5	新データ収集システム . . . . .	26
	新データ収集システムのデザイン . . . . .	27
第 3 章	新データ収集システムのイベント再構成とキャリブレーション . . . . .	32
3.1	波形解析 (Single-Photon Analysis と Multi-Photon Analysis) . . . . .	32
3.2	bad channel の選定 . . . . .	33
3.3	キャリブレーション . . . . .	33
3.3.1	ゲインキャリブレーション . . . . .	34
第 4 章	新データ収集回路 MoGURA による宇宙線由来の中性子の識別 . . . . .	36
4.1	$^{10}\text{C}$ における宇宙線ミュオンイベントの選定 . . . . .	36
4.2	宇宙線ミュオン後のアフターパルス . . . . .	38
4.3	MoGURA による中性子捕獲イベントの選定 . . . . .	39
第 5 章	結論と今後の課題 . . . . .	45
	参考文献 . . . . .	46

# 目次

1.1	pp チェイン核融合連鎖	2
1.2	CNO サイクル核融合連鎖	3
1.3	太陽標準模型によるエネルギースペクトル	3
1.4	二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム	7
1.5	二重ベータ崩壊で観測される二つの電子のエネルギースペクトル	8
2.1	宇宙線ミュオンの強度	11
2.2	KamLAND エリアの全体図	11
2.3	KamLAND 検出器	12
2.4	液体シンチレータの成分	13
2.5	液体シンチレータの発光スペクトル	14
2.6	KamLAND の光電子増倍管	15
2.7	17inchPMT におけるブリーダ回路	16
2.8	逆崩壊反応	16
2.9	KamLAND Front End Electronics(FEE) のダイアグラム	18
2.10	KamLAND Front End (FEE)	18
2.11	第一純化装置	19
2.12	宇宙線ミュオンイベントと中性子捕獲イベントの時間差	21
2.13	KamLAND-Zen 実験の概念図	22
2.14	小型バルーンとインストールテストの様子	23
2.15	KamLAND-Zen 実験における予想エネルギースペクトル	24
2.16	$^{214}\text{Bi}$ の識別	24
2.17	典型的なミュオン信号	26
2.18	ミュオン信号後の BaseLine が変動した波形	26
2.19	ミュオン後のアフターパルス	26
2.20	$^{10}\text{C}$ の識別	27
2.21	KamLAND-Front End Electronics(FEE)	28
2.22	BLR の概念図	29
2.23	新データ収集回路 MoGURA の概念図	30
2.24	新データ収集回路 MoGURA の概念図	31
2.25	信号波形の記録方法の例	31
3.1	各ケーブル毎の Hit Rate	33
3.2	各ケーブル毎のミュオンイベントの Hit Rate	34

---

3.3	1 光電子イベントの電荷量分布 . . . . .	35
3.4	1 光電子イベントの電荷量分布 . . . . .	35
4.1	イベントの全電荷量の分布 . . . . .	37
4.2	宇宙線ミュオン ( $Q_{17} > 10,000\text{p.e.}$ ) 間の時間差分布 . . . . .	37
4.3	シンチレーション光を伴う宇宙線ミュオン ( $Q_{17} > 100,000\text{p.e.}$ ) 間の時間差分布 . . . . .	38
4.4	全 PMT のアフターパルスの電荷の時間分布 . . . . .	39
4.5	典型的な低エネルギーイベントのヒットマップ . . . . .	40
4.6	典型的なノイズイベントのヒットマップ . . . . .	41
4.7	宇宙線ミュオン後の HIT 数と $N_{100}$ の分布 . . . . .	41
4.8	宇宙線ミュオン後 $100\mu\text{sec}$ 以降の HIT 数と $N_{100}$ の分布 . . . . .	42
4.9	Multi-Photon Analysis による宇宙線ミュオン後の HIT 数分布 . . . . .	42
4.10	$F_1$ によるアフターパルスの寄与を差し引いた HIT 数分布 . . . . .	43
4.11	$F_2$ によるアフターパルスの寄与を差し引いた HIT 数分布 . . . . .	43

# 表目次

1.1	クォークとレプトン . . . . .	2
1.2	測定された $2\nu$ 二重ベータ崩壊を起こす原子核の半減期 . . . . .	7
2.1	バルーンとケブラ紐中の放射性不純物量 . . . . .	14
2.2	KamLAND の液体シンチレータの構成元素の量 . . . . .	20
2.3	各チャンネルの仕様 . . . . .	29



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ニュートリノ

20 世紀初頭，中性子が陽子に変化するベータ崩壊反応に伴うベータ線のエネルギースペクトルが測定がおこなわれた．当初ベータ崩壊は次のようなものであると考えられていた．

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

エネルギー保存則からベータ線のエネルギーは反応前後の静止質量エネルギーの差に等しく，常に一定であるはずである．しかし，測定の結果，ベータ線のエネルギーは (1.1) の二体崩壊から予測される線スペクトルではなく，連続スペクトルであることを示唆していた．また電子のスピンは  $1/2$  であるため，これは反応の前後でエネルギーとスピンの保存則を破ることになる．この問題を解決するため，1930 年に W.Pauli はスピン  $1/2$  の中性粒子ニュートリノを導入した [1]．ベータ線とともに，測定にかからない電気的に中性の粒子  $\nu$  が放出されていると考えたのである (1.2)．その後，フェルミがベータ崩壊の理論を確立し [2]，ニュートリノの実在を理論的に十分根拠のあるものとした．

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

その後，実験実験技術の進歩によって，1956 年頃 F. Reines が原子炉から生じる反電子型ニュートリノを初めて検出した [3]．さらに 1961 年に，ブルックヘヴン国立研究所でミュー型ニュートリノ  $\nu_\mu$  の存在が確認された [4]．また 1992 年には，ニュートリノの種類，つまりレプトン族の世代の数も 3 であることも実験的に示され，2000 年にタウニュートリノ  $\nu_\tau$  の存在も確認された [5]．

標準理論において物質を構成する基本粒子は，クォークとレプトンである．どちらもスピン  $1/2$  のフェルミオンであり，電荷 1 だけ異なる対が 3 世代，合計 6 種類ずつ存在する．表 1.1 に構成粒子をまとめる．

### 1.2 ニュートリノの観測

上記のようにニュートリノの研究は世界各地で進められてきた．しかし依然その質量に関しては問題として残ってきた．標準理論ではニュートリノ質量をゼロとしても何ら問題はなかったためである．また，太陽ニュートリノ問題と呼ばれる太陽から飛来するニュートリノの観測値が理論値に比べてずっと

	電荷	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	+2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
レプトン	0	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
	-1	e	$\mu$	$\tau$

表 1.1 クォークとレプトン

少ないという問題が長年、研究されてきた。これらを解く鍵がニュートリノ振動と呼ばれるものであり、その現象の証拠を得ることはニュートリノに質量が存在することの証明につながる。

### 1.2.1 太陽ニュートリノ

太陽の内部では pp チェイン (図 1.1) と呼ばれる反応と、CNO サイクル (図 1.2) と呼ばれる反応式が起こっていると考えられている。いずれにしても次のような反応が表すことができる。

$$4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + \nu_e + 26.73[\text{MeV}] - E_\nu \quad (1.3)$$

このように太陽の核融合反応は主に水素からヘリウムを作る反応である。太陽内で生成されるニュートリノのことを太陽ニュートリノという。ニュートリノは物質とほとんど反応しないため、生成されたニュートリノはエネルギーを失うことなく太陽を貫通し、地球での観測が可能である。太陽標準模型という太陽のシュミレーションモデルを用いると太陽から地球に降り注ぐニュートリノ・スペクトルを計算することができる (図 1.3)。

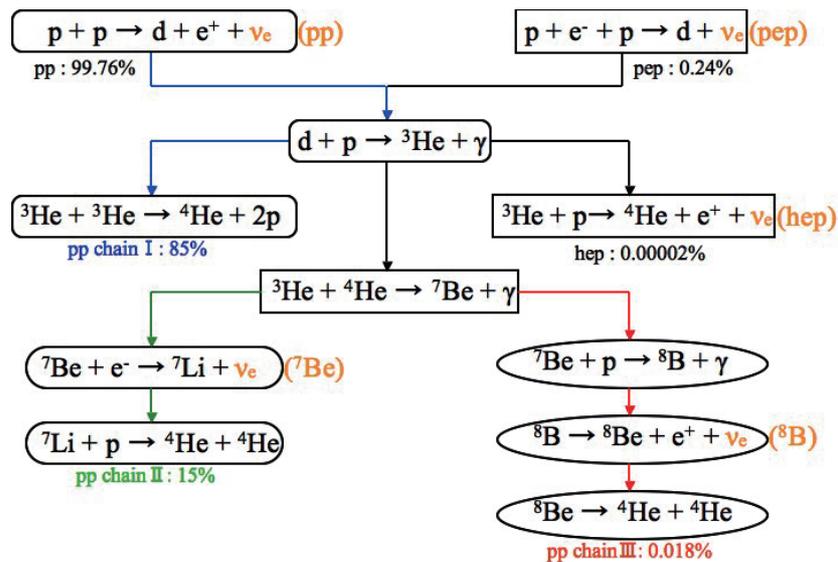


図 1.1 pp チェイン核融合連鎖

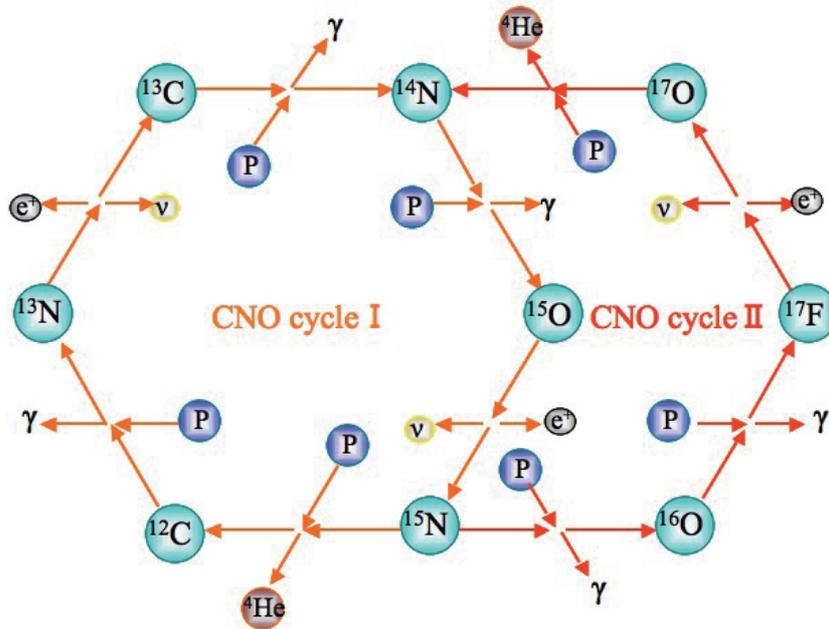


図 1.2 CNO サイクル核融合連鎖

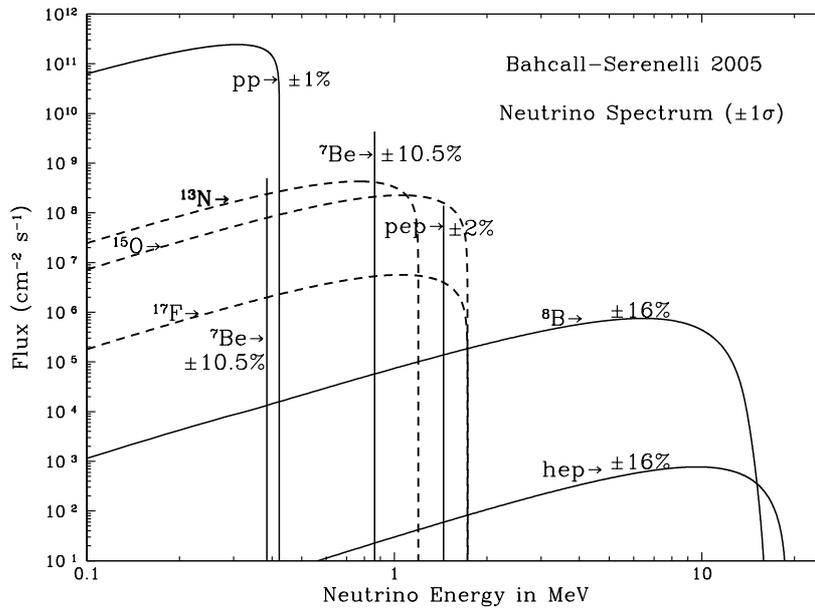


図 1.3 太陽標準模型によるエネルギースペクトル

[7]

### 1.2.2 太陽ニュートリノ問題

太陽ニュートリノの観測は 1967 年から 1994 年にかけてアメリカの Homestake 鉱山において R.Davis.Jr らによりおこなわれた [6]。R.Davis.Jr は



の反応を利用してニュートリノを観測した。手法としては大量の液体  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  をタンクにいれ、鉱山の地下に約 2 ヶ月間放置する。その後、He ガスでバブリングし、(1.4) の反応で生成された  ${}^{37}\text{Ar}$  を  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  とともに回収する。回収したガスは、まず  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  を低温で除き、さらに液体窒素の中を通過させて Ar を液化・トラップする。トラップした Ar を比例計数管に封入する。そして  ${}^{37}\text{Ar}$  の 1.4 の逆反応が起きた際に放出されるオージェ電子や X 線をとらえて  ${}^{37}\text{Ar}$  の信号を数える。 ${}^{37}\text{Ar}$  の観測生成率を SNU(solar neutrino unit) で表す。1SNU は  ${}^{37}\text{Ar}$  の生成率を  $10^{-36} \text{atom/sec}$  で表したものである。Homestake の結果を SNU で表すと、

$$\text{観測生成率} = 2.50 \pm 0.25 \text{SNU} \quad (1.5)$$

一方、太陽標準模型 (SSM) による生成率は、

$$\text{SSM 生成率} = 9.3_{-1.4}^{+1.2} \text{SNU} \quad (1.6)$$

となる。両者を比較すると、観測値は計算値の 30% しかない。これが「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれるものである。

その後、1987 年に Kamiokande により太陽ニュートリノの観測成果が出された [8]。Kamiokande 検出器は岐阜県神岡町の池の山山頂地下 1,000m に位置し、その跡地には KamLAND 検出器が建設されることになる。検出器は円筒状のタンクに 3,000t の超純水をためており、装置内でニュートリノは次のように反応を起こす。



ニュートリノが電子に対し弾性散乱を起こし、反跳電子によるチェレンコフ光を捕えることでニュートリノを即時に観測することができる。そして反跳電子の方向情報から太陽から飛来したニュートリノであることを実証した。観測可能なニュートリノのエネルギー閾値は  $7 \text{MeV}$  である。Kamiokande 実験のニュートリノフラックスの観測結果は  $(2.80 \pm 0.19(\text{stat}) \pm 0.33(\text{syst}) \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$  となり、太陽標準模型による予測値  $(5.05_{-0.81}^{+1.01} \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$  と比較して半分程度の量となる。この実験により Homestake の実験の正確性が裏付けられた。

### 大気ニュートリノ問題

大気ニュートリノのフラックスに関しても解決されない問題があった。エネルギーの高い陽子である一次宇宙線は大気中の原子と相互作用して、 $\pi$  や  $K$  の二次宇宙線を作り出す。これらの二次宇宙線の崩壊 (1.8, 1.9) によりニュートリノが作られ、これを大気ニュートリノと呼ぶ。



$$\mu^+(\mu^-) \rightarrow e^+(e^-) + (\bar{\nu}_\mu)\nu_\mu + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (1.9)$$

$\nu_e(\bar{\nu}_e)$  と  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  の生成率は計算することができ,  $N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e) \simeq 2$  となる. 1988 年の Kamiokande による結果は次のように, 予想より小さいことがわかる.

$$R = \frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e) |_{DATA}}{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e) |_{MC}} = 0.61 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst) \quad (1.10)$$

ここで  $MC$  は *Monte Carlo* 予想 [9] を表す.

## 1.3 ニュートリノ振動の理論と観測実験

### 1.3.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは, 波動関数の干渉によって起こる量子力学的現象の一つである. ここでは, 真空中のニュートリノ振動について簡単に述べる (付録 A 参照). もしニュートリノに質量があると, 質量の固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) は, 弱い相互作用で区別されるフレーバーの固有状態 ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) とは異なっている. すなわち,  $\nu_e, \nu_\mu$  らは  $\nu_1, \nu_2$  らの重ね合わせで表される. ここでは簡略化のため 2 種類間 ( $\nu_e, \nu_\mu$ ) のニュートリノ振動について考える. 直交性と規格化の要請, および余計な位相も除いて考える. その振動確率  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  は, 2 つのニュートリノの質量  $m_1, m_2$  の 2 乗差を  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$  とおき, 混合角が  $\theta$  のとき, エネルギー  $E(\text{MeV})$  をもって距離  $L(\text{m})$  を飛行すると,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 \theta_m \sin^2 \left( \frac{\pi L}{L_m} \right) \quad (1.11)$$

と表される. この式から, 質量の差が 0 でなく, 混合角が  $\sin 2\theta \neq 0$  の場合,  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  の振動が起こることがわかる. すなわち, ニュートリノ振動が観測されればニュートリノの質量が 0 でないことがわかる.

### 1.3.2 ニュートリノ振動の観測

Super-Kamiokande(SK) 実験グループは 1998 年に大気ニュートリノ問題はニュートリノ振動が原因であることの証拠を提示した [10]. 一次宇宙線の天頂角の分布がほぼ均一なため, 大気ニュートリノの天頂角の分布も均一であるはずである. SK では様々な天頂角 (さまざまな飛行距離  $L$ ) のニュートリノの数の補正を測定し, そしてミュー型ニュートリノの消失の証拠を証明した.

## 1.4 二重ベータ崩壊とニュートリノの質量

ニュートリノ振動の実験からニュートリノに質量があることが証明された. ニュートリノが質量を持つ場合, ニュートリノはディラック粒子とマヨラナ粒子の二つの可能性が考えられる. ニュートリノを除く素粒子, クォークとレプトンはすべて電荷を持ち, ディラック方程式で記述されるディラック粒子である. ニュートリノだけはディラック粒子だけでなく, マヨラナ粒子でもあり得る. マヨラナ粒子とは反粒子と粒子が同じである粒子のことで, ニュートリノがマヨラナ粒子の場合, レプトン数保存則を

破る．この粒子数保存則の破れは現在の宇宙が物質優勢であることを示す直接の鍵となる．ニュートリノのマヨラナ性の検証する実験は，二重ベータ崩壊の観測が現状では最も有力な手段であり，二重ベータ崩壊の半減期からニュートリノの質量にも迫ることができる．

#### 1.4.1 マヨラナニュートリノとディラックニュートリノ

ニュートリノと反ニュートリノが同じ粒子の場合，ニュートリノはマヨラナ粒子である．反粒子自身が粒子と同じ粒子である粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ．電荷を持つニュートリノ以外の素粒子は，このようなことはあり得ない．粒子と反粒子の区別があるフェルミオンをディラック粒子と呼ぶ．ニュートリノ振動現象の確認により，ニュートリノは質量を持つことがはっきりしているので，ニュートリノはディラック粒子，マヨラナ粒子両方の可能性がある．マヨラナニュートリノとディラックニュートリノの違いは質量項にある．ディラックニュートリノの質量項は左巻きのニュートリノの場を  $\Psi_L$ ，右巻きのニュートリノの場を  $\Psi_R$  として

$$L = m_D \overline{\Psi_R} \Psi_L + h.c \quad (1.12)$$

と右巻きニュートリノと左巻きニュートリノの積で与えられ，右巻きと左巻きのニュートリノの質量は同じになる．一方，マヨラナニュートリノの場合の質量項は，

$$L = m_L \overline{\Psi_L^C} \Psi_L + h.c \quad (1.13)$$

と左巻きの粒子だけで与えられる．同様に右巻きの粒子だけで  $m_R \overline{\Psi_R^C} \Psi_R$  と質量項が構成されるの．したがって，マヨラナニュートリノの場合左巻きと右巻きに独立に質量を与えることができる．

#### 1.4.2 シーソー機構

マヨラナニュートリノの場合，左巻き粒子と右巻き粒子の質量を別々に与えることが可能になる．ニュートリノがマヨラナ粒子で，右巻きの粒子が極端に重く，左巻きの粒子が他のレプトンやクォークと同程度の質量であるとする，左巻きのニュートリノの質量を

$$m_L \sim \frac{m_D^2}{M_R} \quad (1.14)$$

とおくことができ，質量が極端に小さいことを説明することができる．これがシーソー機構と呼ばれる理論で柳田，Gell-mann 等によって提唱された．

#### 1.4.3 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊は原子核の二つの核子が同時にベータ崩壊し，エネルギー的により安定な原子核へ変化する現象である．この現象は弱い相互作用の 2 次の過程であり，寿命が極めて長い．二重ベータ崩壊核は自然界における存在比が一般的に小さく，66 核種あるが現実的な測定に適した核種は少なく，実験によって二重ベータ崩壊の半減期を得られているのは 10 種類程度しかない (表 1.4.3)．二重ベータ崩壊には二通りの場合が考えられ，一方は 2 個のニュートリノが放出される場合 ( $2\nu$  モード) であり，他方

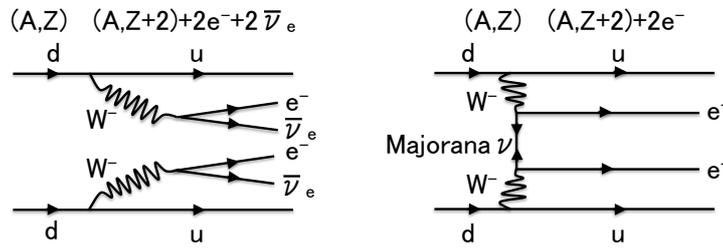


図 1.4 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

表 1.2 測定された  $2\nu$  二重ベータ崩壊を起こす原子核の半減期

原子核種	$2\nu$ 半減期 (yr)	測定方法
$^{48}\text{Ca}$	$4.4 \times 10^{19}$	直接測定
$^{76}\text{Ge}$	$1.8 \times 10^{21}$	直接測定
$^{82}\text{Se}$	$9.6 \times 10^{19}$	直接測定
$^{96}\text{Zr}$	$2.3 \times 10^{19}$	直接測定
$^{100}\text{Mo}$	$7.1 \times 10^{18}$	直接測定
$^{116}\text{Cd}$	$2.8 \times 10^{19}$	直接測定
$^{136}\text{Xe}$	$\geq 1.0 \times 10^{22}$	直接測定
$^{150}\text{Nd}$	$9.2 \times 10^{18}$	直接測定
$^{82}\text{Se}$	$1.3 \times 10^{20}$	地球化学測定
$^{128}\text{Te}$	$7.7 \times 10^{24}$	地球化学測定
$^{130}\text{Te}$	$2.7 \times 10^{21}$	地球化学測定
$^{238}\text{U}$	$2.0 \times 10^{21}$	放射化学測定

は原子核の外にニュートリノが放出されない場合 ( $0\nu$  モード) である (図 1.4) . 陽子数  $Z$  , 質量数  $A$  の原子核を  $(Z, A)$  として ,

$$2\nu : (Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\nu_e \tag{1.15}$$

$$0\nu : (Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \tag{1.16}$$

$2\nu$  モードはニュートリノの性質に関わらず起こりうるが , 一方  $0\nu$  モードはレプトン数保存則を破り , 標準模型の枠を超えた二つの条件が必要になる . 第一に、ニュートリノが質量を持つことである . 第二に、ニュートリノと反ニュートリノが同じ粒子である . 粒子と反粒子が同じ粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ . ニュートリノは電荷を持たないため唯一マヨラナ粒子である可能性がある . したがって ,  $0\nu$  モードを観測することができたらニュートリノはマヨラナ粒子であることの証拠を得ることになる .

二重ベータ崩壊のエネルギースペクトルは  $0\nu$  モードの場合 , 放出される粒子は 2 個の電子だけなので電子の運動エネルギーの和は一定になる . 一方で  $2\nu$  モードの場合 , 2 個の電子と 2 個のニュートリ

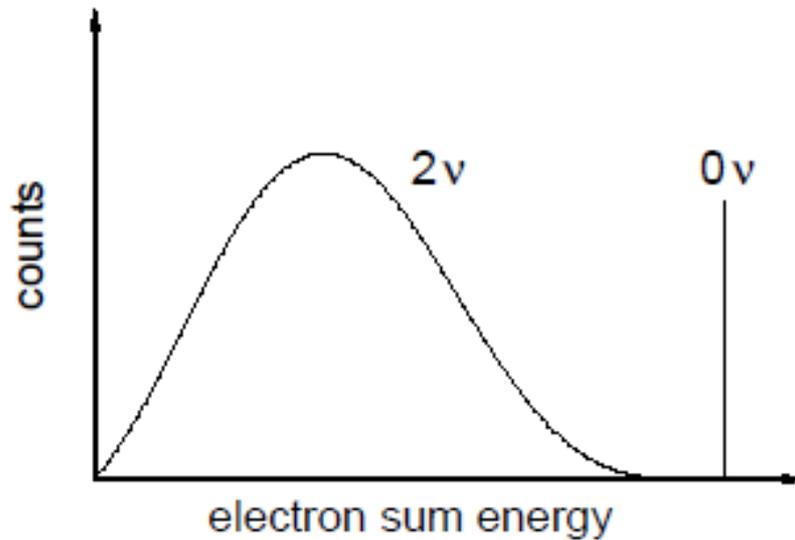


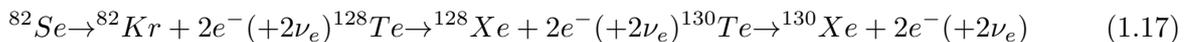
図 1.5 二重ベータ崩壊で観測される二つの電子のエネルギースペクトル

ノが放出されるためエネルギースペクトルは連続スペクトルとなる．ニュートリノを効率よく観測することは難しいため，二重ベータ崩壊の際，放出される 2 個の電子を観測し，そのエネルギーを求めることで， $2\nu$  モードと  $0\nu$  モードを区別することができる (図 1.5)．

#### 1.4.4 二重ベータ崩壊の測定方法

##### 地球科学的方法

この方法は，二重ベータ崩壊を起こす崩壊核を豊富に含む数十億年前の鉱石を化学的に処理し，その中に含まれる，二重ベータ崩壊によってできた娘核の量を，質量分析によって精密に測定することで半減期を求める方法である．この方法は二重ベータ崩壊した後にできる元素が希ガスであるときに適している．希ガスは，鉱石が結晶化するとき鉱石の中に取り込まれにくく，また，質量分析するとき検出効率が高い．Kirsten らは  $^{81}\text{Se}$ ， $^{128,130}\text{Te}$  の半減期の測定に成功した．



天然の鉱石テルルの中から出てきたキセノンには  $^{128}\text{Xe}$ ， $^{130}\text{Xe}$  はテルル 1 g 当たり，それぞれ  $(0.20 \pm 0.22) \times 10^{-14} \text{cm}^3$ ， $(2.11 \pm 0.08) \times 10^{-11} \text{cm}^3$  であった．これを原子の個数に換算して，それぞれ  $1.2 \times 10^6$  個， $1.27 \times 10^{10}$  個となる．すると鉱石の年令  $(1.31 \pm 0.14)$  に基づいて導き出された半減期は， $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) > 8 \times 10^{24} \text{y}$ ， $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) > (2.6 \pm 0.3) \times 10^{21} \text{y}$  になる．しかし，このような微量分析では補正や誤差についての見積もりが難しい．また， $2\nu$  モードと  $0\nu$  モードを区別することはできない．

##### 放射化学測定法

この方法は二重ベータ崩壊によってできる娘核を数年から数十年にわたって蓄積し，その数を計測

して半減期を求める方法である．地質化学測定法と比べて，親核のある環境や原子核数，蓄積の時間を自由に決めることのできる長所がある．しかし蓄積の時間が大幅に短いため，崩壊してできる娘核の半減期が短く，自然界にあまり存在しないもの ( $^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$  など) を通常用いる．これらの崩壊核は娘核である  $^{238}\text{Pu}$  や  $^{232}\text{U}$  がアルファ崩壊するので，数が少なくてもその時放出されるエネルギーを測定することで，精度よく計測することができる．この方法により，6年間貯蔵されていた  $\text{UO}_3$  から生成された  $^{238}\text{Pu}$  ( $T_{1/2}^{2\nu} = 87.7\text{yr}$ ) を抽出することによって， $^{238}\text{U}$  の半減期  $T_{1/2}^{0\nu} > 6 \times 10^{18}\text{yr}$  が得られている [11]．

#### 直接測定

地質化学測定法と放射化学測定法では  $2\nu$  モードと  $0\nu$  モードを区別することができないので，近年では二重ベータ崩壊の際に放出される電子のエネルギースペクトルを直接測定する手法が多くとられている．測定原理としては二種類存在し，検出器が線源を兼ねるタイプと，検出器と線源が独立なタイプがある．前者としては検出率が高く，高分解能なゲルマニウム検出器やポロメータ，分解能は劣るが大型化しやすく低バックグラウンド環境を作りやすいシンチレータを用いたものがある．後者としては飛跡検出器があり，二重ベータ崩壊の電子の飛跡とそれ以外のイベントの飛跡を見ることでイベントを区別し，バックグラウンド源を減らすことができる長所がある．

### 1.4.5 二重ベータ崩壊実験

世界中で二重ベータ崩壊の探索が進められており，現在計画中，進行中の実験を記す．

#### GERDA

GERDA(GERmanium Detector Array) は laboratory of LNGS の地下に建設された  $^{76}\text{Ge}$  の二重ベータ崩壊の探索を目指す検出器である [12]．おもなバックグラウンド源であるガンマ線を取り除くため液体  $\text{Ar}$  の中に濃縮した  $^{76}\text{Ge}$  を沈めてその崩壊を観察する．第一段階では IGEX 実験と Heidelberg-Moscow 実験で使用された  $^{76}\text{Ge}$  を利用して 18kg の  $^{76}\text{Ge}$  を使用して，半減期  $T_{1/2} > 3 \cdot 10^{26}\text{y}$ ，ニュートリノの有効質量  $\langle m_\nu \rangle < 0.3 - 0.9\text{eV}$  を目指している．第二段階では約 40kg の濃縮  $^{76}\text{Ge}$  を使用し，さらにバックグラウンドをさらに削減して半減期を  $T_{1/2} > 1.5 \cdot 10^{26}\text{y}$  まで押し下げ，有効質量の上限も  $0.09 - 0.29\text{eV}$  を目指している．

#### CUORICINO

CUORICINO は Gran Sasso 研究所の地下に建設された  $^{136}\text{Te}$  の二重ベータ崩壊を探索する実験である．40.7kg の  $\text{TeO}_2$  の結晶で作られたポロメータを用意し，約 8mK まで冷却することでバックグラウンド源の放射線や中性子を遮蔽している． $0\nu\beta\beta$  の観測には至らなかったが，半減期  $T_{1/2}^{0\nu} \geq 3.0 \times 10^{24}\text{y}$ ，有効質量  $0.19 \leq \langle m_\nu \rangle \leq 0.68\text{eV}$  を得ている．

## 第 2 章

# KamLAND 実験と KamLAND-Zen 実験

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) は反電子型ニュートリノの探索実験をおこなうため建設された。Kamiokande 実験の跡地に建設され、周囲平均 180km に原子炉 53 基が位置し、原子炉から飛来するニュートリノの観測に成功し、ニュートリノ振動の証拠を示した [13]。そして、太陽ニュートリノ問題の振動解にも制限を与えた。

KamLAND-Zen 実験では KamLAND 実験での極低バックグラウンド環境を利用して  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊の探索を目指す実験である。KamLAND 検出器の 1000 トンの液体シンチレータ層に新たに開発している小型バルーンを検出器上部から挿入し、その小型バルーンに 400kg の  $^{136}\text{Xe}$  を溶解させた液体シンチレータを封入する計画であり、2011 年春からデータ収集を開始する予定である。また、高エネルギー宇宙線の通過後でも不感時間が生じない新電子回路 MoGURA(Module for General Use Rapid Application) が開発され、デットタイムフリーのデータ収集システムが 2010 年冬より本格稼働している。これにより今までのデータ収集では記録することができなかった高エネルギー宇宙線後の現象を捕えることが可能になり、 $^{10}\text{C}$  などの高エネルギー宇宙線による二重ベータ崩壊のバックグラウンド源の除去を目指している ..

## 2.1 KamLAND 検出器

### 2.1.1 位置

KamLAND 検出器は岐阜県神岡町にある池の山の山頂から地下 1000m に位置する。Kamiokande 実験 [8] の跡地を利用して建設された KamLAND 検出器は世界測地系で経緯 36 度 426 分、東経 137.312 度、海拔 358.114m に位置する。検出器の頭上の岩盤は水 2,700m の厚さに相当し、これにより宇宙線起源のバックグラウンドを大幅に減らすことができる。特に検出器に降り注ぐ宇宙線ミュオンの比率は地上の 10 万分の 1 に低減されて 0.34Hz である。図 2.1 は宇宙線ミュオンの強度を地上からの深さ (m.w.e) の関数で表したものである [15]。

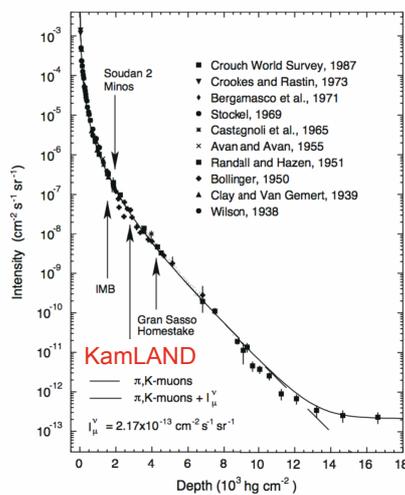


図 2.1 宇宙線ミュオンの強度

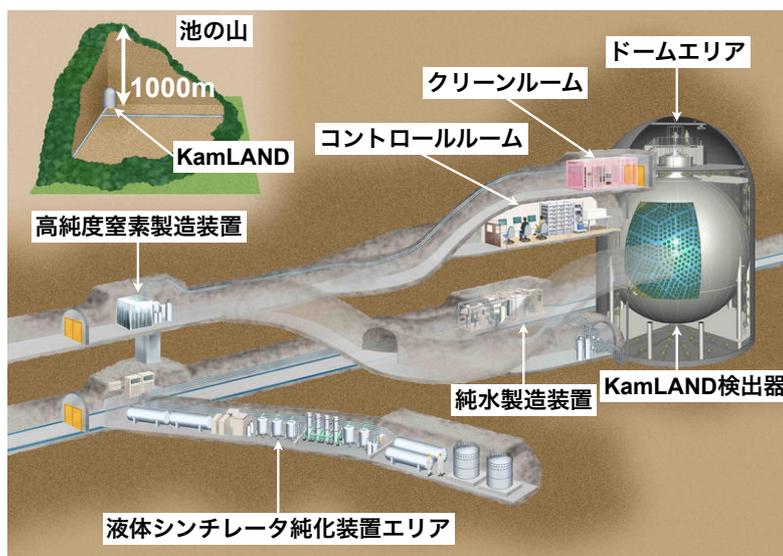


図 2.2 KamLAND エリアの全体

### 2.1.2 KamLAND 検出器の構造

図 (2.3) に検出器の概略図を示す．KamLAND 検出器は主に 3 層構造になっており，内側から液体シンチレータ層，バッファオイル層，超純水層に分かれている．検出器の中心に 1,000 トンの液体シンチレータ ( $1,200m^3$ ) が位置し，反電子型ニュートリノの主標的である．液体シンチレータは光透過度の高いナイロンとエパールの 5 層のフィルム (厚さ  $135\mu m$ ) で作製されたパルーン ( $\phi = 13m$ ) の内部

に満たされている．このバルーンはケブラ紐によって球形を保つよう吊るされている．この液体シンチレータとバルーンはイソパラフィンとドデカンが成分であるバッファオイルと呼ぶものに囲まれている．バッファオイルと液体シンチレータの密度差は 0.04% 以下になるように調整されている．このバッファオイルは球形のステンレスタンク ( $\phi=18\text{m}$ ) の中に満たされている．液体シンチレータとバッファオイルは放射性物質を少なくするために純化装置によって純化されている．バッファオイル層は外部からの放射線や高速中性子を遮蔽する役割がある．外部からの放射線には検出器由来のものや岩盤由来のもの，特に  $^{208}\text{Tl}$ ， $^{40}\text{K}$  が挙げられる．高速中性子は検出器の外部または内部において宇宙線ミュオンとの相互作用によって生成される．バッファオイル層は厚さ 3mm の透明かつ球形なアクリル板 ( $\phi = 16, 6\text{m}$ ) によって二つに分けられている．アクリル板は光電子増倍管やステンレスタンク中の物質に含まれる放射性同位体の崩壊によって生成される  $\text{Rn}$  を防ぐ役割がある．ステンレスタンクは水で満たされた円柱状の容器に位置している．この水は高速中性子を防ぐだけでなく，宇宙線ミュオンを識別することにも利用している．

ステンレスタンクの頂上と底は球形ではなく，円柱状になっている．底の部分は液体シンチレータの純化のための循環システムに利用される．頂上部はチムニーと呼ばれ，ケブラ紐を支えている．また，チムニーはキャリブレーション装置を液体シンチレータに挿入するルートとなっている．

液体シンチレータは粒子との相互作用によって作られた放射線のエネルギー損失によって液体シンチレータが励起され，発光するこの光はステンレスタンクと円柱容器に取り付けられた 1,879 本の光電子増倍管 (PMT) によって検出される．

検出された光は PMT によってアナログ信号に変換され，Front-End Electronics(FEE) によってデジタル変換される．トリガーは PMT の Hit 情報 (Nsum) に基づいて発行され，データ収集システムはトリガーに基づいて波形を読み出し，時間情報とトリガー情報を利用してイベントを再構成する．

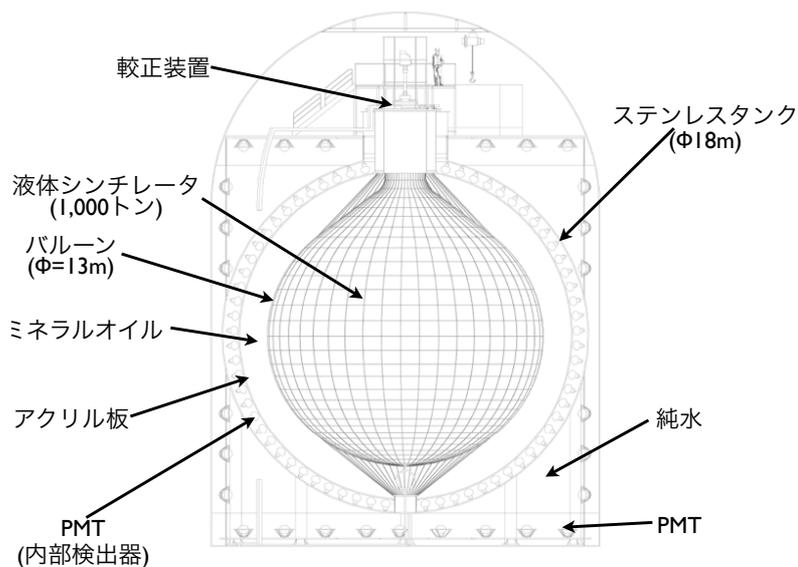


図 2.3 KamLAND 検出器

### 2.1.3 液体シンチレータとバッファオイル

液体シンチレータは KamLAND 実験において重要な要素である。低エネルギーのニュートリノを検出する上で超低バックグラウンド環境と同様，エネルギー分解能も非常に重要である。次の条件のもと液体シンチレータは開発された。

- 放射性不純物が極小であること。
- バックグラウンドを減らすためにベータ線とアルファ線のような軽い粒子と重い粒子が判別できること。
- 長期にわたって安定であること。

液体シンチレータの成分は条件を元にドデカン ( $C_{12}H_{26}$ ) が 80.2%( $0.7526g/cm^3$  at 15 )，プソイドクメン ( $C_9H_{12}$ ) が 19.8%( $0.8796g/cm^3$  at 15 )，発光物質である PPO( $C_{15}H_{11}NO$ ) が 1.36g/l と決定した。図 2.4 はその構造式を記す。

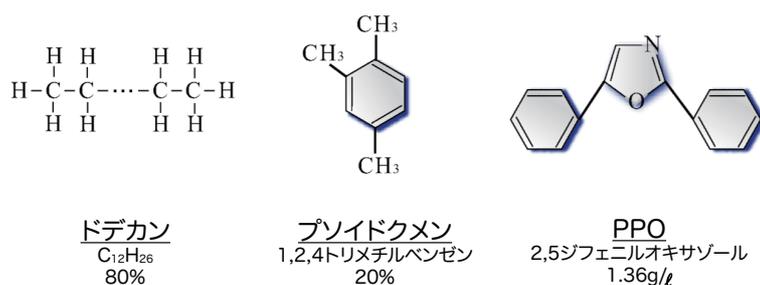


図 2.4 液体シンチレータの成分

バルーンの球形を保つためにバッファオイルと液体シンチレータの密度差は 0.4% 以下に調整されている。このため，バッファオイルはノルマルパラフィン ( $C_{12}H_{26}$ ) とイソパラフィン ( $C_nH_{2n+2}, n \sim 14$ ) の混合物としている。

### 2.1.4 バルーン，ケブラ紐とアクリル板

バルーン バルーンは液体シンチレータとバッファオイルを隔てており，KamLAND 実験において重要な要素である。使用しているバルーンは以下の条件を満たすよう開発された。

- 放射線不純物を極力含まないこと。
- 高い光透過率をもつこと。
- 液体シンチレータとバッファオイルに対する耐液性があること。
- $R_n$  に対するバリア性があること。
- 長期的に球形を保つ力学的耐性があること。

	$^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{40}\text{K}$
バルーン [ppb]	0.018	0.014	0.27
ケブラ紐 [ppb]	0.08	0.8	1.2

表 2.1 バルーンとケブラ紐中の放射性不純物量

バルーンは、素材にナイロン (nylon) と EVOH(エチレン・ビニルアルコール共重合体) が使用して、EVOH(15 $\mu\text{m}$ )/nylon(25 $\mu\text{m}$ )/nylon(25 $\mu\text{m}$ )/nylon(25 $\mu\text{m}$ )/EVOH(15 $\mu\text{m}$ ) の 5 層構造で厚さは 135 $\mu\text{m}$  である。EVOH は高いガスバリア性があり、バックグラウンド源になる  $\text{Rn}$  が液体シンチレータ中に侵入するのを防ぐ役割がある。一方で、ナイロンは力学的耐性が強く、バルーンの強度を増やす役割がある。バルーンは 44 枚のフィルム部分からなり、熱溶着で接着された。このバルーンの光透過度は波長 370nm から 550nm の間で 90% ある (図 2.5)。

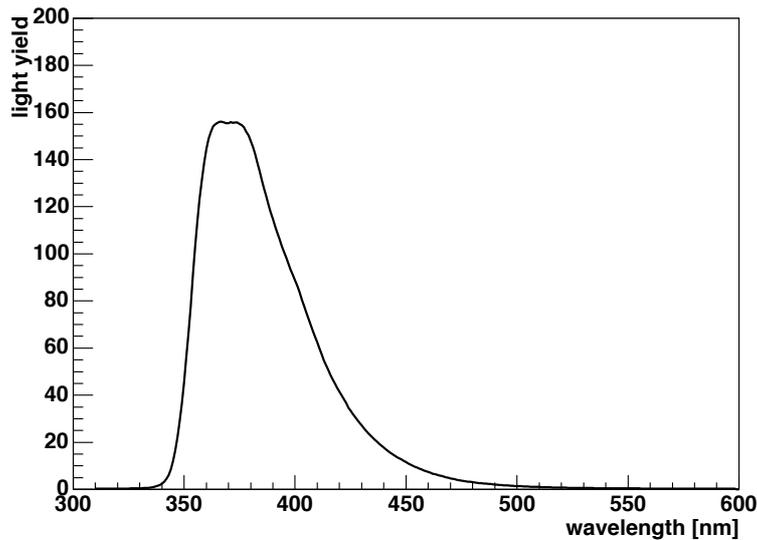


図 2.5 液体シンチレータの発光スペクトル

ケブラ紐 バルーンは、球形を保つために、ケブラ (ポリパラフェニレンテレフタルアミド) 紐でバルーンは吊るされている。ケブラ紐は縦方向に 44 本、横方向に 30 本ある。縦方向のケブラ紐の張力はバルーンの安全を観察するために検出器上部に取り付けられたロードセルにより常に監視されている。バルーンとケブラ紐中の放射性不純物の量を表 2.1 にまとめる。

アクリル板 厚さ 3mm のアクリル板は内部 PMT の内側に位置し、 $^{222}\text{Rn}$  がバッファオイル内に侵入するのを防ぐ。 $^{238}\text{U}$  や  $^{232}\text{Th}$  が PMT やステンレスタンクに含まれており、 $^{222}\text{Rn}$  はこれら同位体元素の崩壊によって生成される。

### 2.1.5 光電子増倍管

KamLAND の内部検出器には 2 種類のタイプの光電子増倍管 (PMT:photo multiplier tube)(2.6) がある。1 つは 20inchPMT と呼ばれる前身の Kamiokande 実験で使用されていた有効フォトカソードが 20inch の PMT である。もう 1 つは 17inchPMT と呼ばれる KamLAND 実験用に作製された PMT である。KamLAND 実験では内部検出器として 1325 本の 17inchPMT と 554 本の 20inchPMT を使用している。また、主に宇宙線ミューオンの飛来を識別する外部検出器用として 225 本の 20inchPMT を使用している。17inchPMT と 20inchPMT にはダイノードに大きな違いがある。20inchPMT はベネチアン・ブラインド型で構成されている。一方、17inchPMT はボックス型 1 段とライン・フォーカス型 9 段で構成されている。KamLAND 実験では遅延同時計測法を用いてニュートリノ反応を検出するため、時間分解能が重要である。なぜなら、時間分解能の向上は、ニュートリノ反応が起きた位置の決定精度である位置分解能、パルス波形による粒子識別能の向上につながるからである。したがって、時間分解能向上のために、17incPMT には第一ダイノードとして電子収集効率の高いボックス型を、第二ダイノードとしてライン・フォーカス型を採用した。この変更により、光電面周辺部の光電子収集率と時間特性が十分ではなくなったため有効光電面は 17inch に制限されている。光電面の 17inch より外側はマスキングを施してある。これが 17inchPMT の名の由来である。

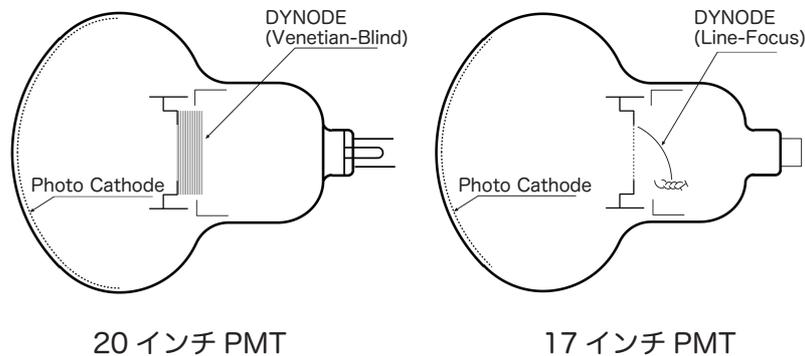


図 2.6 KamLAND の光電子増倍管

### 2.1.6 KamLAND における反電子型ニュートリノ検出原理

KamLAND では、液体シンチレータ中の逆ベータ崩壊反応 2.1 を検出することで、電子型反ニュートリノを検出している。



この反応により生成される 2 つの信号を検出することにより、反電子ニュートリノを検出することができる。まず、生成された陽電子が電子と対消滅を起こして 2 本のそれぞれ 0.51MeV の  $\gamma$  線を放出し液体シンチレータが励起され、シンチレーション光を発する。これを先発信号と呼ぶ。一方、生成された中性子は液体シンチレータ中の陽子と弾性散乱を繰り返す、熱中性子化する。そして約 200 $\mu$ sec 後に陽

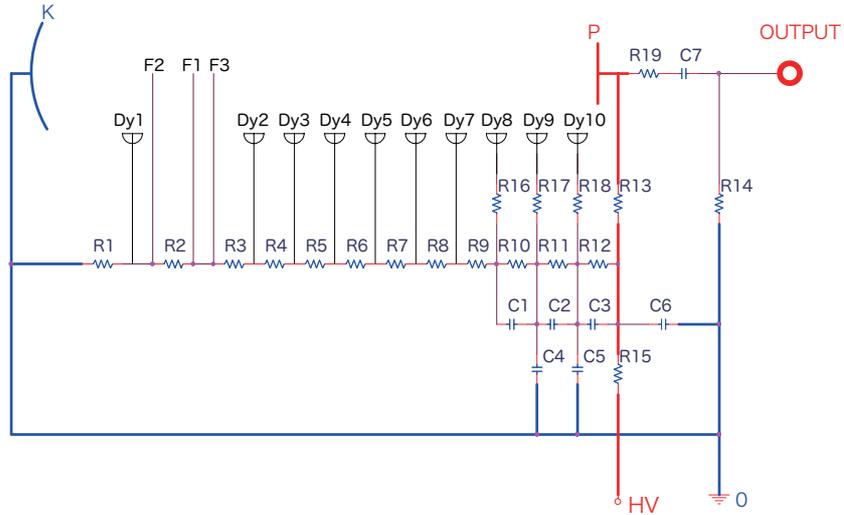


図 2.7 17inchPMT におけるプリーダ回路

子に捕獲されて重水素となる．その際，2.2MeV の  $\gamma$  線を放出する．これを後発信号と呼ぶ．これら 2 つの信号には時間と空間に相関があるため，遅延同時計測法を用いることでバックグラウンドと電子型反ニュートリノの識別が可能になる．図 (2.8) はこれらの反応過程を示す．

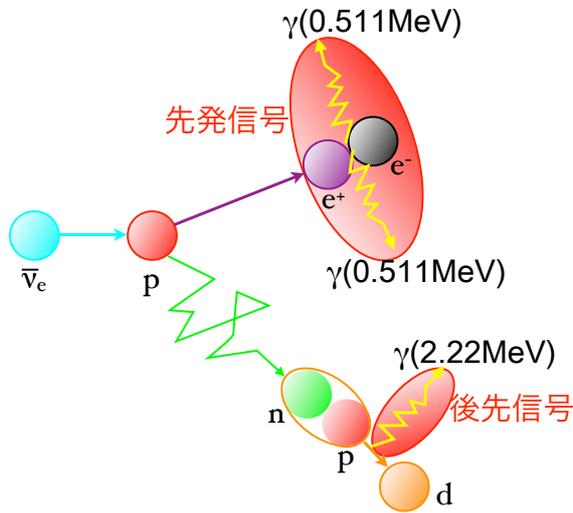


図 2.8 逆 崩壊反応

逆ベータ崩壊の閾値は次のように与えられる．

$$E_{Threshold} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.803[MeV] \tag{2.2}$$

ここで  $M_n$  は中性子,  $m_e$  は電子,  $M_p$  は陽子の質量をそれぞれ表わす. 実験室系では,

$$E_{lab}^{thr} = E_{cm}^{thr} \frac{E_{cm}}{M_p} \quad (2.3)$$

$$E_{cm} = M_n + m_e \quad (2.4)$$

より、実験室系でのエネルギー閾値は

$$E_{lab}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806[\text{MeV}] \quad (2.5)$$

となる.

また、電子型反ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  は、以下の式 (2.6) のようになる。

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = T_{e^+} + m_e + T_n + M_n \quad (2.6)$$

ここで、 $T_{e^+}$  は陽電子の運動エネルギーであり、 $T_n$  は中性子の運動エネルギーである。従って、陽電子の対消滅も含めた先発信号のエネルギーは式 (2.7) のようになる。

$$\begin{aligned} E_{prompt} &= T_{e^+} + 2m_e \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - T_n + M_p - M_n + m_e \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - T_n - 0.782[\text{MeV}] \end{aligned} \quad (2.7)$$

## 2.2 データ収集

### 2.2.1 Front-End Electronics

KamLAND 実験では FEE(Front-End Electronics) と呼ばれる電子回路を用いてデータ処理をおこなう。FEE は光電子増倍管から送られた信号を処理し有意な部分のみを後段へ転送する。

光電子増倍管からの入力信号はまず、二つに分岐される。一つはディスクリミネータに分岐される。ディスクリミネータの閾値は 1/6 光電子の波高 (0.33mV) に調整されている。閾値をこえた場合は、125nsec の矩形波を出力し、FPGA(Field Programmable Gate Array) においてヒット信号として判定される。そして、すべての光電子増倍管からのヒット信号は合計 (Nsum) されて、トリガー回路に出力 (hit-sum signal) される。トリガー回路では hit-sum signal に基づいて、トリガーが発行される。その後 FPGA で、もう一方に分岐されたアナログ信号を保持、もしくはデジタル化を要求する信号 (それぞれ capture signal, acquire signal) が発行される。

また、分岐された一方の信号は、ディレイ回路を通り遅延される。この遅延はトリガー回路から発行されるアナログ信号の保持、デジタル化を要求する信号 (capture signal, digitize signal) に対応するためである。その後、3 つの増幅回路に入力される。1 光電子信号から高エネルギー宇宙線のミュオンまで幅広いダイナミックレンジ (~mV から ~V) に対応するために、それらの増幅率は 20 倍 (High Gain), 4 倍 (Middle Gain), 0.5 倍 (Low Gain) が用意されている。増幅されたそれぞれの信号は、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) に入力される。ATWD では、波形はトリガー回路からの信号 (capture signal) に基づいてキャパシタアレイによってアナログ信号のまま保持される。そ

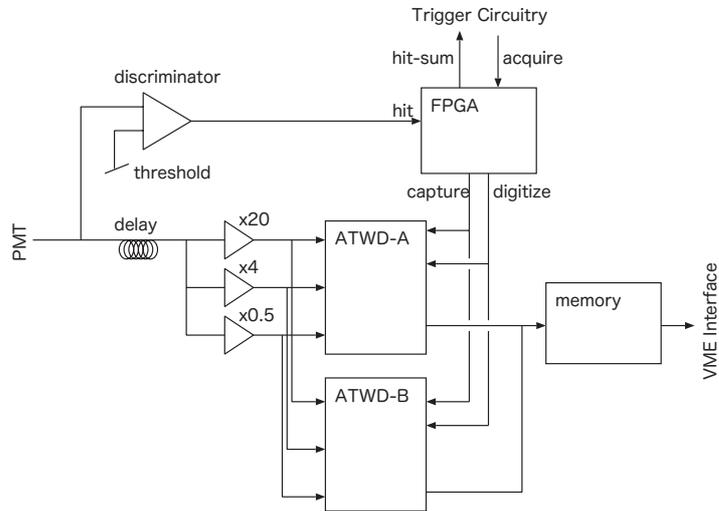


図 2.9 KamLAND Front End Electronics(FEE) のダイアグラム

して、もし digitize signal が発行された場合、 $25\mu\text{sec}$  以内にデジタル化される。digitize signal が発行されない場合は信号は破棄される。不感時間を防ぐために ATWD は 2 つ用意されており、一方の ATWD が動作中の場合、もう片方の ATWD に信号が出力される。デジタル化されたデータはメモリに記録され、VME バスを通してコンピュータへ流される。

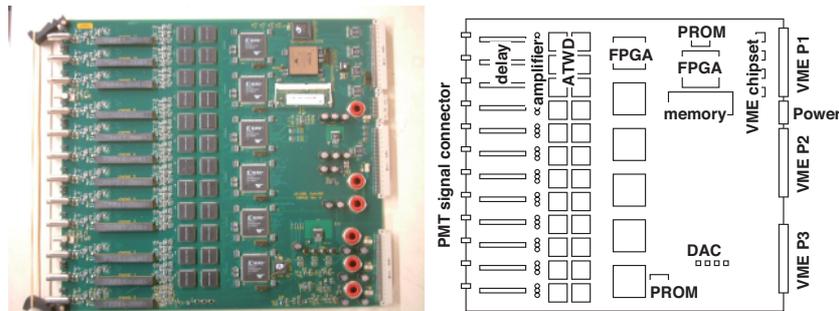


図 2.10 KamLAND Front End Electronics(FEE)

## 2.2.2 トリガーシステム

トリガー回路は決まった時間幅内における PMT の HIT の合計 ( $N_{\text{sum}}$ ) に基づいて、20 種類以上のトリガーコマンドを発行することができる。通常データ収集において重要な 2 種類のトリガーコマンドは ID prompt トリガーと ID delayed トリガーと呼ばれるものである。ID prompt トリガーは  $N_{\text{sum}}$  が 70Hit を超えたときに発行され、これは  $0.35\text{MeV}$  の物理イベントに相当する。ID delayed トリガーは ID prompt トリガーの発行後 1msec の間に  $N_{\text{sum}}$  が 70Hit を超えたときに発行される。ID

delayed トリガーはウランやトリウムのような低エネルギーバックグラウンドを見積もることに主に使用される。

## 2.3 第一純化装置

第一純化装置は液体シンチレータ中の  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  のような放射性不純物を取り除くために KamLAND 検出器の建設と同時に作られた。第一純化装置はフィルターによるろ過装置と液々抽出塔と窒素パージ塔の3つからなる(図 2.11)。

- ろ過装置

フィルターによる  $1.0\mu\text{m}$  から  $0.05\mu\text{m}$  の大きさの粒子の除去をおこなう。

- 液液抽出塔

液液抽出法とは、互いに混じり合わない2つの液を混合し、溶解度の差を利用して一方の液の溶解物を他方に分離する方法である。液体シンチレータやバッファオイルを超純水を混ぜ合わせることで液体シンチレータ中の不純物を取り除く。また、水分子は極性を持ち、一方で液体シンチレータとバッファオイルの分子は無極性のため  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  のような金属元素は水の方へ移動しやすい。

- 窒素パージ塔

窒素パージ塔では液液抽出塔から送られてきた液体シンチレータを窒素でパージをおこなう塔である。これにより、液体シンチレータ中の酸素ガスや液液抽出により混入する微量な水分の除去をおこない、酸素や水分による液体シンチレータの発光率や透過率の低下を防ぐ。また、放射性希ガス元素である  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{39}\text{Ar}$  の除去をおこない、バックグラウンドの低減をおこなう。

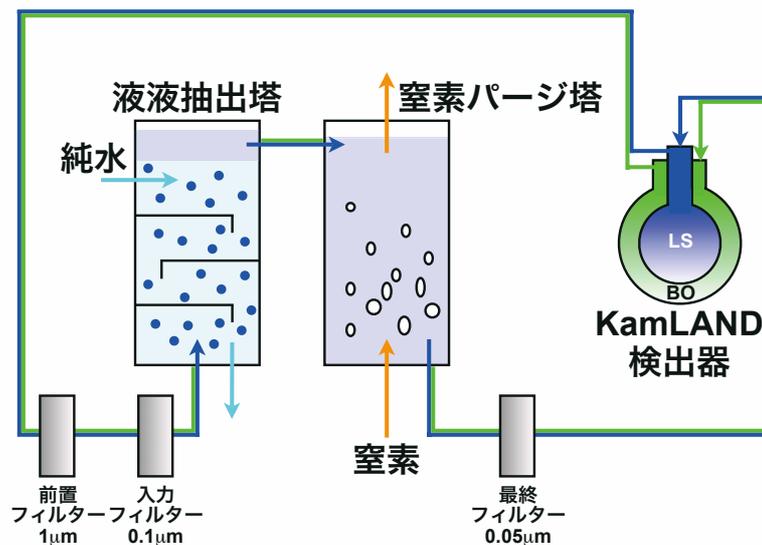


図 2.11 第一純化装置

Element	Stoichiometry	Number of targets(per kiloton)
Hydrogen	1.97	$8.47 \times 10^{31}$
Carbon	$\equiv 1$	$4.30 \times 10^{31}$
Nitrogen	$1 \times 10^{-4}$ to $6 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{27}$ to $3 \times 10^{28}$
Oxygen	$1 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{27}$

表 2.2 KamLAND の液体シンチレータの構成元素の量

## 2.4 中性子捕獲イベント

KamLAND 検出器の液体シンチレータで生成される中性子のほとんどは熱中性子化し水素原子や炭素原子に捕獲される。捕獲の反応断面積は中性子の速度に反比例し、その捕獲までの平均時間 ( $\tau_n$ ) は中性子のエネルギーによらず一定である。捕獲までの時間 ( $t$ ) の分布は指数関数的で、 $P(t) \propto e^{-t/\tau_n}$  である。KamLAND の液体シンチレータの構成元素は表 2.2 になり、熱中性子の捕獲までの時間は参考文献 [16] から計算でき  $\tau_n \sim 206$  となる。

この計算によると、中性子の 99.5% は  $^1\text{H}$  に捕獲され、残りのほとんどは  $^{12}\text{C}$  に捕獲される。他の液体シンチレータ中の  $^{13}\text{C}$  などの同位体元素に捕獲される確率はほとんどない。

宇宙線ミュオンによる原子核破砕反応により生成される中性子の数は図 (2.12) のようなデータに対して a binned maximum likelihood fit [17] を用いることで確立して、フィット関数は次のようなものになる。

$$r(t) = \frac{N_n}{\tau_n} e^{-(t-t_\mu)/\tau_n} + r_B \quad (2.8)$$

ここで  $N_n$  は中性子捕獲イベントの数、 $\tau_n$  は中性子の捕獲までの平均時間である。 $r_B$  はバックグラウンドであり、宇宙線ミュオンは KamLAND 検出器に  $\sim 0.2\text{Hz}$  で飛来してくるので、ミュオンの通過後から中性子捕獲イベントまでの時間  $\Delta t$  が対象時間領域の  $2500\mu\text{sec}$  以内ではほぼ一定であるとみなすことができる。

## 2.5 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen (ZEro Neutrino double beta decay) 実験は KamLAND 検出器の液体シンチレータ層に検出部上部から現在開発中の小型バルーンを挿入し、その中に  $^{136}\text{Xe}$  入りの液体シンチレータを満たし、 $^{136}\text{Xe}$  の崩壊を観測するものである (図 2.13)。二重ベータ崩壊は非常に稀な現象であり、ニュートリノの極度に小さい有効質量を得るには崩壊核を大量に用意しなければならない。つまり、実験をおこなう条件には実験装置の大型化が必須である。また二重ベータ崩壊において、二つのニュートリノを放出する  $2\nu$  イベントのエネルギーの連続スペクトルと  $0\nu$  イベントのピークを観測するには高感度で分解能が高い検出器が要求される。さらに宇宙線や環境放射線などの影響の少ない極低バックグラウンド環境も要求される。KamLAND 実験の次期計画として予定されている KamLAND-Zen 実験で

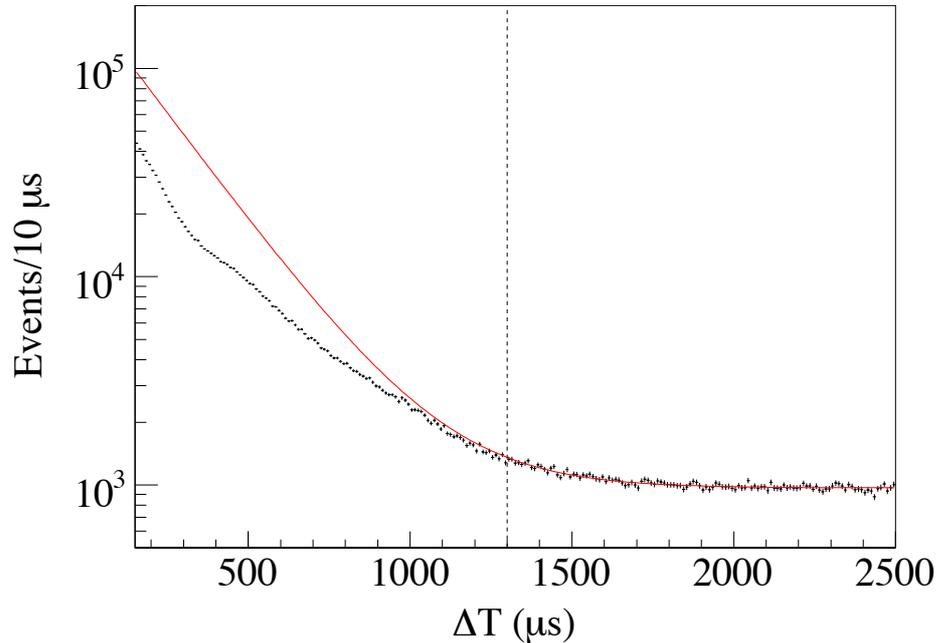


図 2.12 宇宙線ミュオンイベントと中性子捕獲イベントの時間差．中性子捕獲イベントのエネルギー  $E$  は  $1.8E2.6MeV$  が選ばれている．赤い線は  $\Delta 1300\mu\text{sec}$  の範囲にフィッティングしたものである．フィットの結果は  $N_n = (4.2 \pm 0.3) \times 10^6, \chi^2/d.o.f = 98/118$  となる．

は KamLAND 検出器をベースに開発をおこなうため、既に上記の条件を満たし、世界最高感度の二重ベータ崩壊探索をおこなえる可能性がある．KamLAND-Zen 実験では二重ベータ崩壊の崩壊核として  $^{136}\text{Xe}$  を使用する．Xe の同位体核  $^{136}\text{Xe}$  は同位体存在比が大きい (9%) こと、Xe の沸点が比較的高く (摂氏  $-108$  度)、分留により高純度のものを容易に得られること、希ガス元素であり化学的に安定かつ検出器から容易に分離でき実験開始後も純化をおこなうことが可能であることなど多くの利点を持つ．また、液体シンチレータに比較的容易に溶解し、実験装置の大型化も容易である．Q 値は  $2.47\text{MeV}$  であるが、KamLAND-Zen 実験での観測の際の主なバックグラウンド源は  $^{10}\text{C}$  であり、解析的に可能である．この実験に向けて  $^{136}\text{Xe}$  が溶解した液体シンチレータ、小型バルーン、デットタイムフリーデータ収集システムの開発が現在おこなわれている．

### 2.5.1 $^{136}\text{Xe}$ 入り液体シンチレータ

KamLAND-Zen 実験で小型バルーンに挿入する液体シンチレータの成分はデカン ( $\text{C}_{10}\text{H}_{22}$ )  $\sim 20\%$ 、ブソイドクメン ( $\text{C}_9\text{H}_{12}$ )  $\sim 80\%$ 、PPO  $2.6\text{g/l}$  になる予定である．これは

- 発光量が KamLAND の液体シンチレータの 85% 以上．
- 透過長が  $3\text{m}$  以上
- 小型バルーンの負荷を軽減するため小型バルーン外部の液体シンチレータとの密度差がほぼ同じ

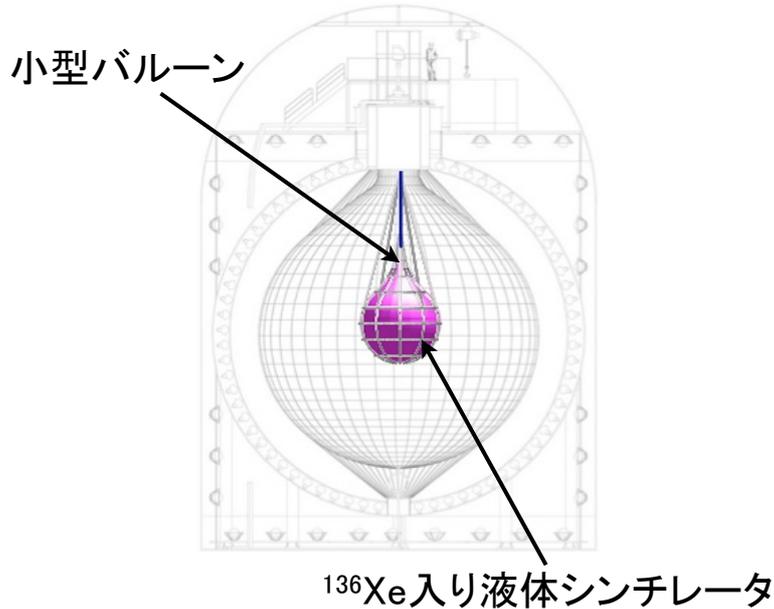


図 2.13 KamLAND-Zen 実験の概念

以上の条件を満たすように開発された。KamLAND の液体シンチレータとは異なり、 $^{136}\text{Xe}$  が溶解する重量を考慮して、ドデカンの代替として密度の軽いデカンを使用する。また、 $^{136}\text{Xe}$  の溶解で発光量が減少してしまうが、PPO の量を増やすことで問題を解決できる。PPO の量の最適化、Xe による光学特性の影響など研究が続けられている。

## 2.5.2 小型バルーン

小型バルーンは  $^{136}\text{Xe}$  入り液体シンチレータの容器であり、KamLAND-Zen 実験をおこなう上で重要である。材料としてナイロンを使用する。小型バルーンは

- 放射線不純物が少ない。
- 力学的強度 (張力, ピンホール耐性など) が十分である。
- 液体シンチレータに対する化学的耐性がある。
- Xe や液体シンチレータを透過させない。
- 光透過性が良い
- 長期安定性がある

以上の条件を元に開発された。図 2.14 が開発途中の小型バルーンである。ナイロンフィルムの溶着方法、小型バルーンの作製方法、 $^{136}\text{Xe}$  のバルーン外部へ透過量の見積もり、温度や重量によるバルーン内部での  $^{136}\text{Xe}$  の分布、KamLAND 検出器内部への小型バルーンのインストール方法などの研究も続けられている。

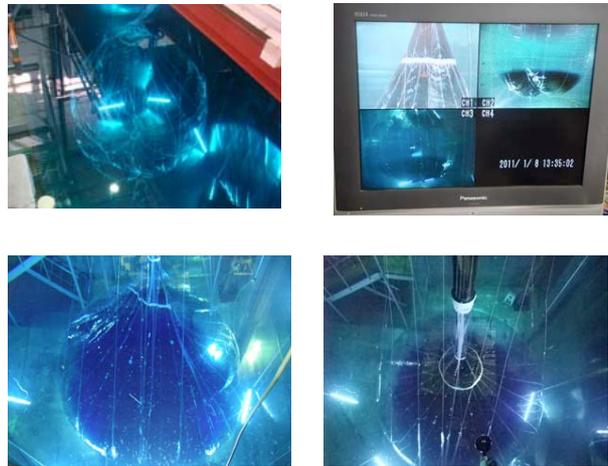


図 2.14 小型バルーンとインストールテストの様子

### 2.5.3 KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンド $^{10}\text{C}$

KamLAND-Zen 実験で予想されるエネルギースペクトルは図 2.15 のようになる。  $0\nu$  モードのバックグラウンドとして次のものが挙げられる。

- $^{136}\text{Xe}2\nu$  モードの二重ベータ崩壊。  
ニュートリノが運動エネルギーを持ち去るため連続スペクトルとなる。
- 宇宙線ミュオンの原子核破碎による放射性元素  $^{10}\text{C}$   
宇宙線ミュオンにより常時生成される。崩壊寿命 27.8sec, Q 値が 3.65MeV で  $\beta^+$  崩壊をおこなう。
- $^8\text{B}$  太陽ニュートリノ。  
太陽ニュートリノのうちの一つ。電子散乱により観測される。
- 小型バルーンや液体シンチレータ由来の  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{214}\text{Bi}$

がある。これらのうち主なバックグラウンドである  $^{10}\text{C}$  と  $^{214}\text{Bi}$  は解析的除去が可能である。

#### $^{214}\text{Bi}$ の識別

$^{214}\text{Bi}$  は小型バルーンに含まれている  $^{238}\text{U}$  起源のバックグラウンドである。Q 値は 3.272MeV, 半減期は 19.9min である。 $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$  の遅延同時計測,  $^{214}\text{Pb}/^{214}\text{Bi}$  イベントの計測により 80% の除去が可能である (図 2.16)。

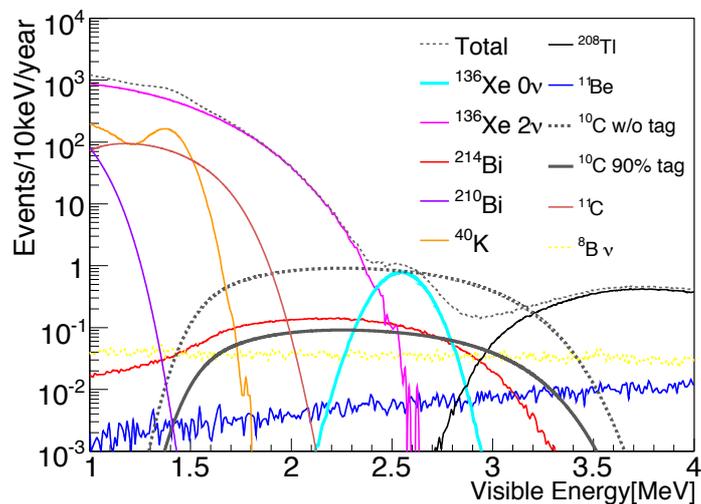


図 2.15 KamLAND-Zen 実験における予想エネルギースペクトル。 $^{10}\text{C}$  w/o tag は  $^{10}\text{C}$  を識別する前の場合のエネルギースペクトル。 $^{10}\text{C}$  90% tag は  $^{10}\text{C}$  の識別をおこなった場合のエネルギースペクトル。

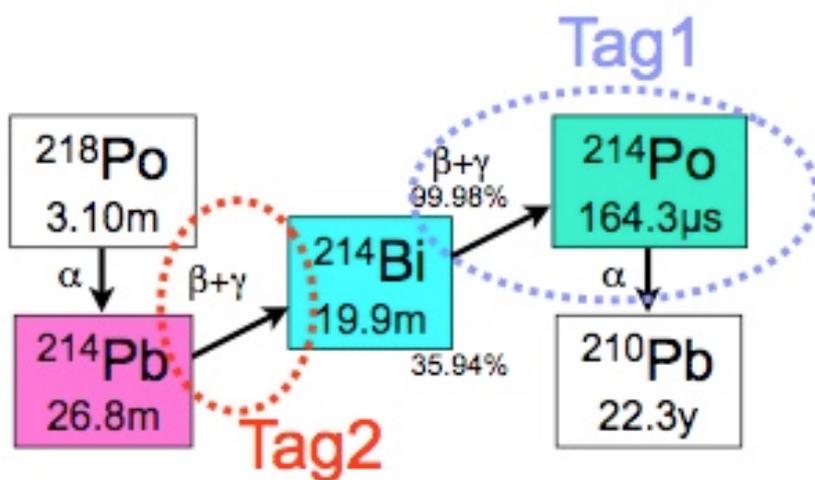


図 2.16  $^{214}\text{Bi}$  の識別

### 2.5.4 $^{10}\text{C}$ の識別

$^{10}\text{C}$ ,  $^{11}\text{C}$  などの放射性不安定核は宇宙線ミュオンが  $^{12}\text{C}$  などの原子核を破砕することにより生成される．表は KamLAND における原子核破砕により生成される不安定核である．

$^{10}\text{C}$ ,  $^{11}\text{C}$  は解析的手法でこれらの不安定核の崩壊を識別し，取り除く方法が提案されているが KamLAND の FEE(Front-End Electronics) ではミュオン通過後の信号群のデータ収集が対応できないため十分な識別ができないている．FEE でミュオン後のデータ収集の課題は 2 つある．一つはミュオンのような高エネルギー ( $\sim 10,000[p.e.]$ ) な粒子が KamLAND 検出器を通過すると光電子増倍管のプリーダ回路に起因するベースラインの変動が生じ，ベースラインがプラス側に移動する．この移動幅は入力信号の電荷に比例し，図 2.18 のような信号の電荷の場合最大で  $30,000[p.e.]$  にせまり，オーバーシュートの移動幅は  $2.6[mV]$  に達する．したがって，このオーバーシュートに  $1[p.e.]$  信号が乗ってしまうと，ヒットの閾値を超えることができず，信号を取り逃す可能性が生じる．もう一つの原因として，ミュオン後に生じる光電子増倍管由来のアフターパルスが挙げられる．このアフターパルスは図 2.19 のように高周波数の信号群である．FEE では ATWD が各 PMT に対して 2 つずつ備えられており，片方がデジタル化をおこなっている場合もう一方がデジタル化をおこなうため，2 つ合わせて最大で  $\sim 16.7[kMz]$  までの信号群を連続して記録することができる．しかしながらミュオン後の信号群はこの周波数を超えており，この場合すべてのヒット信号を記録することができない．すなわち不感時間 (デットタイム) が生じてしまう．これまでの KamLAND では記録できた原子核破砕による不安定核の崩壊がニュートリノイベントと混同されないように，ミュオンイベントの軌跡を再構成した後，ミュオン後の一定時間を解析しないこととしている．

- 低エネルギーミュオン ( $Q \leq 40,000 p.e.$ )  
2msec にわたって全体積を Veto する．
- シャワーを伴わないよく再現されたミュオン ( $Q_i 40,000 p.e., \Delta Q \leq 10^6 p.e., badness \leq 100$ )  
2msec にわたって全体積を Veto し，ミュオンの軌跡に添って半径 3m の円柱体積を 2msec にわたって Veto する．
- シャワーを伴うミュオン ( $Q_i 40,000 p.e., \Delta Q_i 10^6$ )  
2sec にわたって全体積を Veto する．
- 再構成に失敗したミュオン ( $Q_i 40,000 p.e., badness \geq 100$ )  
2sec にわたって全体積を Veto する．

ここで  $Q$  は全 17inchPMT のエネルギー， $\Delta Q$  は残留電荷である．残留電荷とは観測されたエネルギーから最小電荷エネルギーとチェレンコフ光のエネルギーの合計を引いたものである．また badness はミュオン信号の再現のクオリティの低さである．

#### $^{10}\text{C}$ の識別

$^{10}\text{C}(\beta^+ \text{崩壊, 崩壊寿命 } 27.8s, Q \text{ 値 } 3.65\text{MeV})$  は宇宙線ミュオンの原子核破砕により中性子を伴って生成される． $^{10}\text{C}$  は 1) 宇宙線ミュオン，2) 中性子捕獲反応，3)  $^{10}\text{C}$  の崩壊の 3 事象の遅延同時計測により識別が可能である (図 2.20)．現在，KamLAND における液体シンチレータ内部を通過する宇

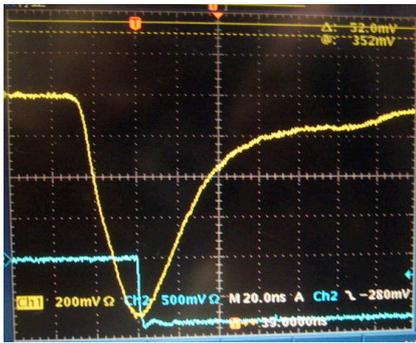


図 2.17 典型的なミュオン信号

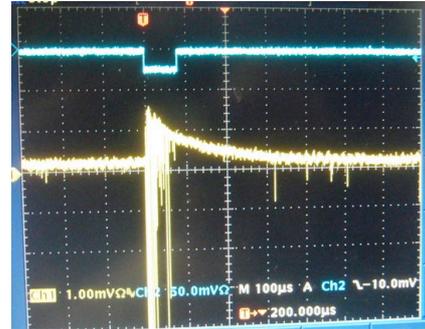


図 2.18 ミュオン信号後の BaseLine が変動した波形

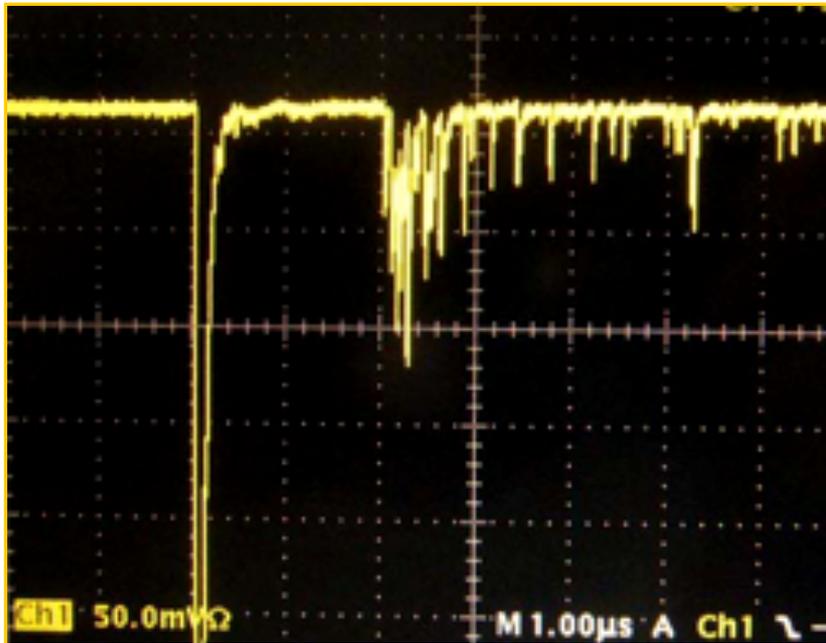


図 2.19 ミュオン後のアフターパルス

宙線ミュオン事象は  $0.198 \pm 0.014 \text{ Hz}$  であり,  $^{10}\text{C}$  の生成量は  $(16.5 \pm 1.9) \times 10^{-7} \mu^{-1} g^{-1} \text{ cm}^2$  と見積もられている.

### 2.5.5 新データ収集システム

KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンド源を減少するためには, ミュオン後数十 [ $\mu\text{sec}$ ] の高周波の信号群を取り逃さない新データ収集システムが要求される. KamLAND 実験グループでは新データ収集システムに求められる電子回路を開発した. それはミュオン後のオーバーシュートに対応するためにベースライン安定化回路 (BaseLine Restorer) と, 高周波の信号群に対応するためデッドタイムフリー電子回路 (MoGURA: Module for General-Use Rapid Application) である.

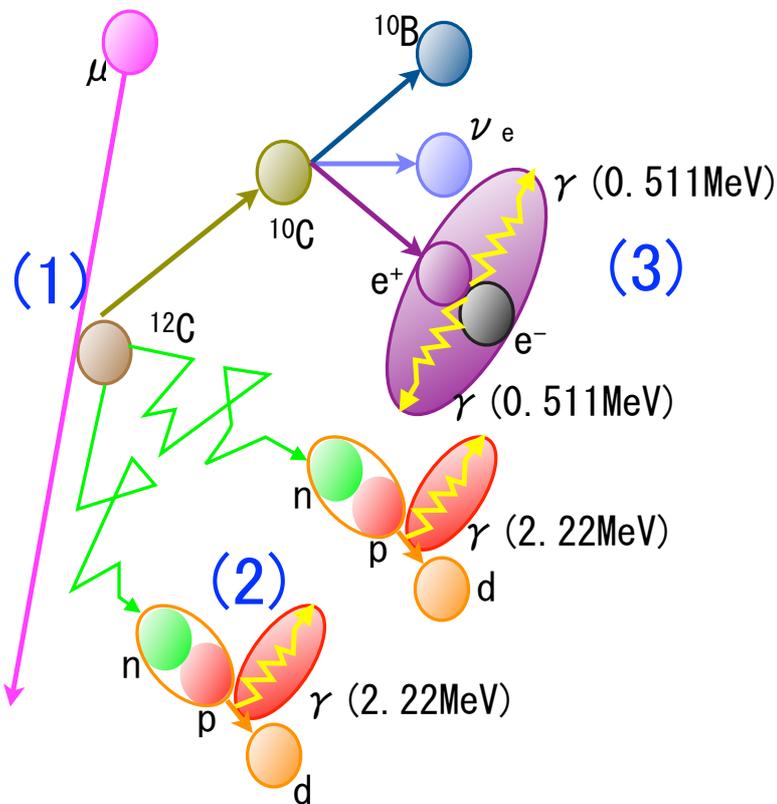


図 2.20  $^{10}\text{C}$  の識別の手法．1, 2, 3 の遅延同時計測により位置相関から  $^{10}\text{C}$  の反応であると識別できる．

### 新データ収集システムのデザイン

新データ収集システムの概要は図 (2.21) のようになる．システム全体のデザインとしては，旧システムと同様でアナログ入力，アナログ/デジタル変換，データ処理の流れで構成されている．システムの基本的特徴は次のようなものである．

- ミューオン後のベースライン変動 (オーバーシュート) の素早く復元すること
- デットタイムフリーでの連続的な記録が可能
- 不要なデータを破棄することによるデータ量の低減が可能

システムは 4 つの部分から構成される．

#### Signal Divider(BLR)

この基板は光電子増倍管からアナログ信号を受け取り，2 つの信号に分岐する．分岐された 1 つの信号は入力信号の完全なコピーであり，旧システムの FEE に出力される．これにより，今まで通りの FEE によるデータ収集が可能になる．一方で，もう 1 つの信号はベースライン安定化回路を通過することで，ベースラインの変動が抑えられた信号として出力される．これによりオーバーシュートによる信号の取り逃しを防ぐことができる．

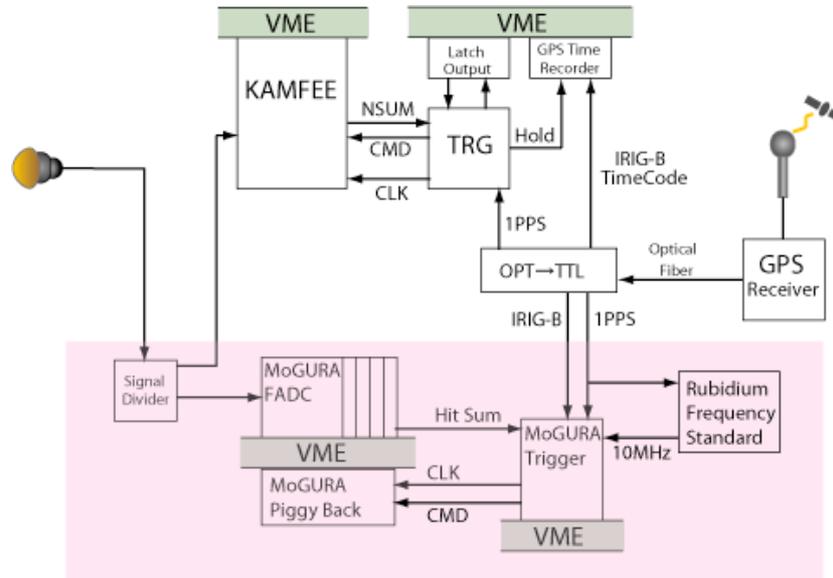


図 2.21 KamLAND Front End Electronics(FEE)

#### Main Digitizer(FADC)

この基板ではベースライン安定化回路からの出力信号を受けて、信号のデジタル化をおこなう。デジタル化では Flash-ADC を用いることで  $1[nsec]$  毎のサンプリングが可能であり、連続的な記録を可能にする。また、この基板では HITSUM 情報をトリガーボードに出力し、さらにトリガーボードからのコマンドを受け取る。

#### Trigger Board

この基板では Main Digitizer からの HITSUM 情報を受け取り、それに基づいてトリガーコマンドを Main Digitizer に発行する。また、GPS global clock と同期した  $50[MHz]$  のクロックを生み出す。

Trigger Command Distributor この基板はクロック信号とトリガーコマンドを受け取り、すべての Main Digitizer に分配する。

#### ベースライン安定化回路 (BLR, BaseLine Restorer)

BLR はミュオン後のオーバーシュートに対応するための電子回路 (2.22) である。オーバーシュートは低周波であるため、ダイオードとローパスフィルタ回路を組み合わせることで元の波形からオーバーシュートを取り除くことができる。手順としては、まず元の信号を二つに分岐する。一方の信号は正の電圧のみを取り出し、ローパスフィルタ回路によりオーバーシュートのみの電圧を取り出す。もう一方の信号からオーバーシュートのみの信号を減算することで、オーバーシュートの無い信号を取り出す。以上により、ミュオン後のオーバーシュートによる影響を少なくすることができる。

#### デットタイムフリー新電子回路 (MoGURA)

新電子回路 MoGURA は宇宙線ミュオン後においてもデットタイムフリーなデータ収集をおこなうことを目指して開発された (図 2.23)。入力信号は MoGURA で、Analog Mini Card において、4 つの信号に分岐されてそれぞれの信号が異なる増幅率を持つ増幅器で増幅・減衰される。これは  $0.1mV$  から数 V のダイナミックレンジに対応するためである。Analog Mini Card で出力される 4 つの信号は

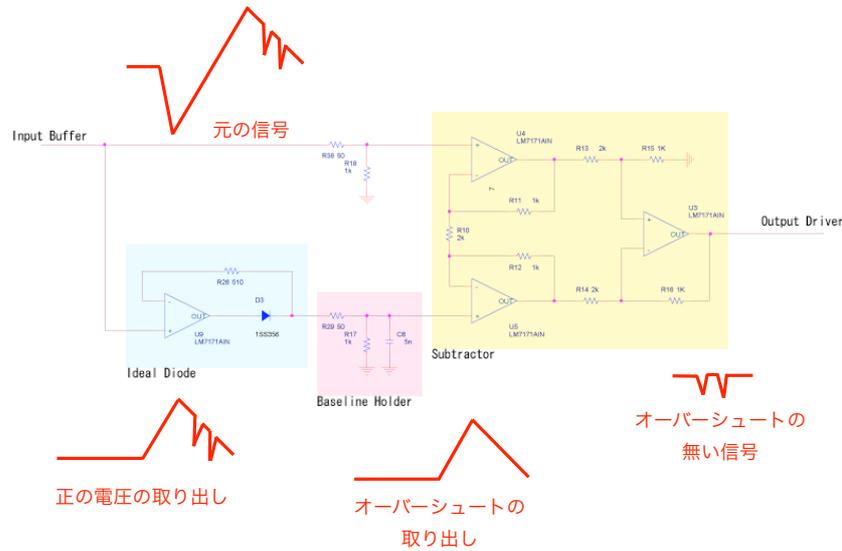


図 2.22 BLR の概念図

ch	Sampling Rate	分解能	電圧領域	増幅率
P	1GSPS	0.1mV	0.1mV ~ 20mV	×120
H	200MSPS	0.5mV	0.5mV ~ 100mV	×24
M	200MSPS	5mV	5mV ~ 1V	×2.4
L	200MSPS	50mV	50mV ~ 10V	×0.24

表 2.3 各チャンネルの仕様

Flash-ADC でそれぞれ異なるサンプリングレートで変換される．この FADC によってデッドタイムフリーが可能になる．担当する電圧領域が低いほうから，あるいは電圧分解能が高い順にこれらの 4 つの分岐を P, H, M, L ゲインチャンネルと呼ぶ．表 2.3 は FlashADC の詳細である．デジタル化された信号は Front-End FPGA (FEF) に転送される．FPGA (Field Programmable Gate Array) は任意にプログラム可能な集積回路であり，複雑なデータ処理が可能になる．FEF では閾値を超えたデータに対し Hit 信号を生成をおこない，そして System FPGA が各ボードごとの Hit 信号の合計 (HitSum) をトリガーボードに出力する．HitSum を受けたトリガーボードはトリガーコマンドの発行をおこない，FPGA ではトリガーにより指定された領域がデータのフレーム化される．このトリガーの領域指定によって物理信号とそれ以外の信号を区別することでデータ量の削減が可能になる．各 FEF でフレーム化されたデータは System FPGA に転送される．

FADC によりミュオン後の高周波数のアフターパルスをすべて記録することができる．しかし，物理イベントの有無に関わらず信号をすべてデジタル化をおこなうことは，莫大なデータ量につながる．実際，新データ収集システムでこれらをすべてデジタル化をおこなうと毎秒 1.6[GByte] のデータ量が生じ，すべての記録をおこなうことは不可能である．このデータ量の問題の対策として，FPGA を用

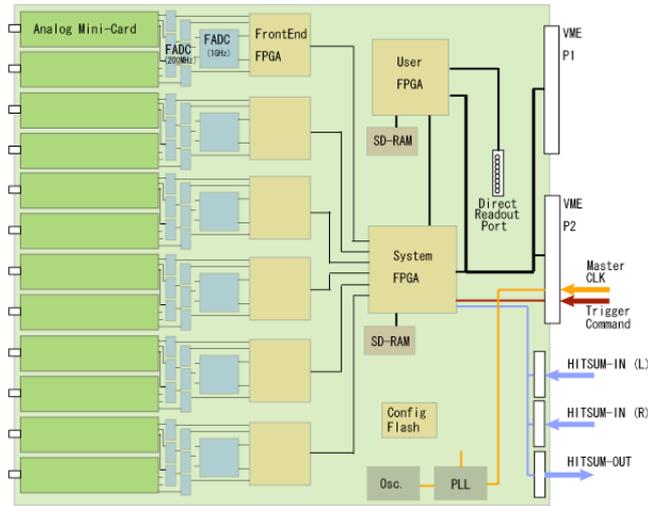


図 2.23 新データ収集回路 MoGURA の概念図

いた。

#### FPGA

新データ収集システムでは FPGA の任意にプログラム可能な柔軟性を生かして、次のような機能をプログラムしている。

- FADC をコントロールし、FADC からのデータを読み込む。
- データが閾値を超えた場合、Hit 判定をおこない、各ボードの Hit の合計 (HitSum) をトリガーボードに出力する。
- トリガーボードから発行されるコマンドを待つ間、一時的にデータを保持し、そのコマンドにより有意な領域のデータがフレーム化される。
- フレーム化されたデータの保存場所である SDRAM とのデータの送受信をおこなう。
- 外部へのデータ転送をおこなう。

新システムでは FPGA の容量制限により、3つの FPGA (Front End FPGA, System FPGA, User FPGA) を組み合わせてデータ処理をおこなう。データの記録手法は 2 種類のモードが存在し、指定領域幅のすべての波形を記録するモード (Acquire Range) と指定領域幅の有意な波形の時間情報と電荷情報を取得する上で必要な部分のみを記録するモード (Acquire Range) がある (図 2.25)。また、オーバーフローした信号の記録を中断する機能 (ゼロサプレッション) を加えることでデータ量を削減することを可能にした。

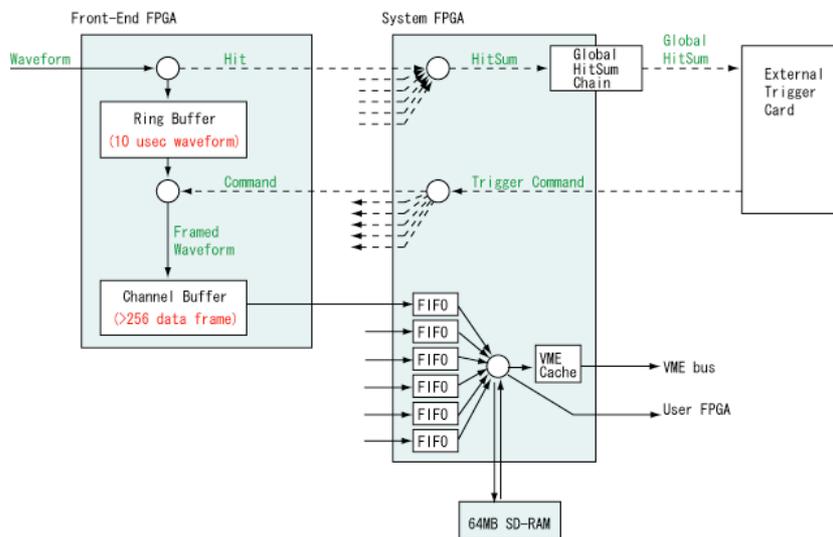


図 2.24 新データ収集回路 MoGURA の概念図

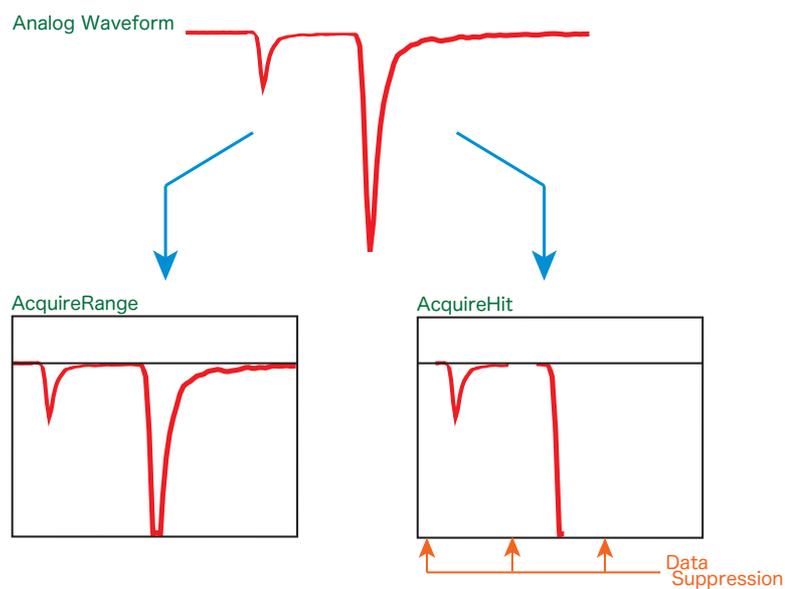


図 2.25 信号波形の記録方法の例

## 第 3 章

# 新データ収集システムのイベント再構成とキャリブレーション

KamLAND-Zen 実験は液体シンチレータを用いて、リアルタイムでの  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊の観測実験である。液体シンチレータは 10nsec 以内にシンチレーション光を発光するため、リアルタイムでの物理イベントの観測を可能にする。また、KamLAND 検出器の構造上の特徴から、物理イベントのエネルギーと位置を再構成が可能である。再構成されたイベントは電子回路由来のノイズイベントのようなノイズイベントを含むため、物理イベントと非物理イベントの分類をおこなう必要がある。この章では新データ収集システムのイベントの再構成について述べる。

### 3.1 波形解析 (Single-Photon Analysis と Multi-Photon Analysis)

波形解析とは、決められた時間幅 (Event Window Length) における到達したパルスの到着時間、電荷量の二つの量を用いて解析をおこなう手法である。時間情報はパルスを特定の物理イベントに結びつけ、電荷情報は物理イベントのエネルギーに関連する。また、新電子回路の 4 つのゲインチャンネル (P-ch:  $\sim \times 20$ , H-ch:  $\sim \times 24$ , M-ch:  $\sim \times 2.4$ , L-ch:  $\sim \times 0.24$ ) を用いることにより高エネルギーな宇宙線ミュオンイベントから 1p.e. 信号までのパルスを解析することが可能である。

波形解析には Single-Photon Analysis と Multi-Photon Analysis と呼ぶ二種類の手法が存在する。

#### Single-Photon Analysis

Single-Photon Analysisist とは Event Window Length 内で最初に到達したパルスの時間を時間情報、Event Window Length 内の複数のパルスの全電荷量として用いてイベントを再構成する方法である。

#### Multi-Photon Analysis

Multi-Photon Analysis とは Event Window Length 内でのパルス一つ一つの時間情報、電荷情報を用いてイベントを再構成する手法である。

これまでの KamLAND 実験では Single-Photon Analysis により、データ解析をおこなっている。これ以降も通常は Single-Photon Analysis によってデータ解析をおこなう。しかしながら、後述にあるように宇宙線ミュオン直後には PMT 由来の高頻度のアフターパルスが発生するため、Single-Photon Analysis では十分なデータ解析をおこなうことができず、Multi-Photon Analysis により解析をおこな

う必要がある。

## 3.2 bad channel の選定

PMT の中には Hit 数が多すぎるもの、あるいは全くないもの、不自然な信号を発するものなどがある。PMT にかける高電圧の不安定な動作や PMT 自身の不安定な動作、ケーブルの接続の不具合、電子回路由来など原因は様々である。これらは Bad Channel と呼ばれ、実際の解析をおこなう前に取り除く必要がある。Bad Channel の判定基準は次の通りである。

1. Hit Rate が低いもの ( $< 1,000$  hits / 10,000 events) 電子回路による反応の弱い channel を除く。
2. 高エネルギーなミュオンイベントにおいて Hit Rate が低いもの ( $< 90$  hits / 100 high-charge-muon) 低増幅率な channel を除く。

図は 10,000 イベントに対する各ケーブルの Hit 数の様子 (Hit Rate) を、図は 100 個のミュオンイベントに対する各ケーブルの Hit 数の様子を表す。

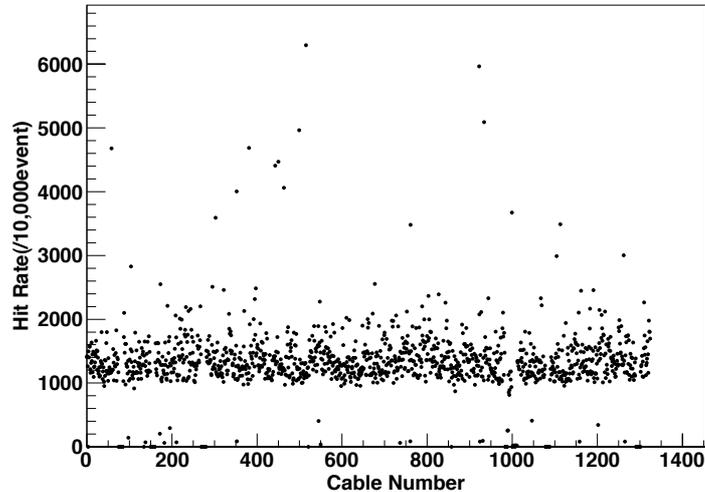


図 3.1 各ケーブル毎の Hit Rate

## 3.3 キャリブレーション

検出器で得られたデータから正しくイベントを再構成するためには、検出器をキャリブレーション (較正) することが必要である。ここでは、ゲイン、タイミング、位置、およびエネルギーのキャリブレーションの説明と再構成されたイベントの精度について述べる。

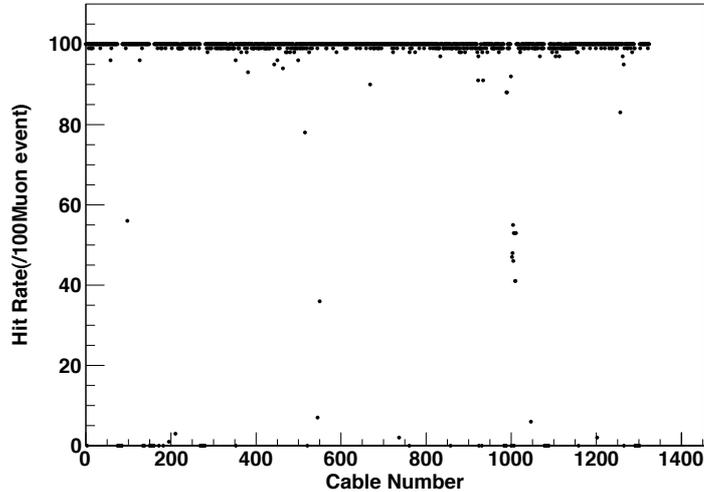


図 3.2 各ケーブル毎のミュオンイベントの Hit Rate

### 3.3.1 ゲインキャリブレーション

光電子増倍管が光電子を増幅させる増幅率 (ゲイン) は各光電子増倍管によってばらつきがあり、さらに時間変化もある。そのため、同じ光量のイベントを検出したとしても光電子増倍管によって出力が異なる。検出された電荷量を正しくエネルギーに変換する為に、全ての光電子増倍管がある光量のイベントを同じ光量のイベントとして検出できるように各光電子増倍管をゲインを較正する。

新電子回路 MoGURA がインストールされた 17 インチ光電子増倍管のゲインを較正するためには 1 光電子イベントが使用される。1 光電子イベントは以下のような条件で選定される。

- ミュー粒子イベントから 2msec 以後のイベントであること。
- ミュー粒子イベントではないこと。
- ノイズイベントではないこと。
- $120 \leq N_{\text{sumMax}} \leq 180$  であること。
- 光電子増倍管と再構成された位置が 6m 以上であること。
- 波形のピークが 1 つであること。

このような選定で選ばれた 1 光電子イベントの電荷量がどの程度になるかを見積もって各光電子増倍管のゲインを較正する。図 (3.3) にある 17 インチと 20 インチ光電子増倍管の 1 光電子イベントの電荷分布の例を示す。17 インチ光電子増倍管では 1 光電子のピークをはっきりと検出できている。図 (3.4) はケーブル番号 0 を基準とした各ケーブルの 1p.e. の電荷の分布である。

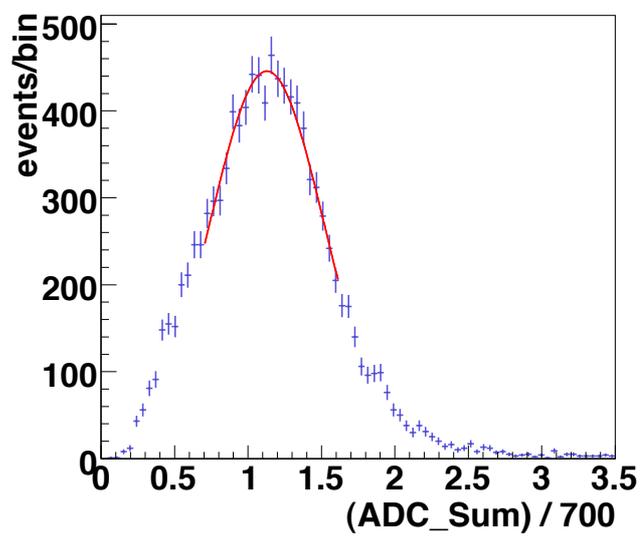


図 3.3 1 光電子イベントの電荷量分布。

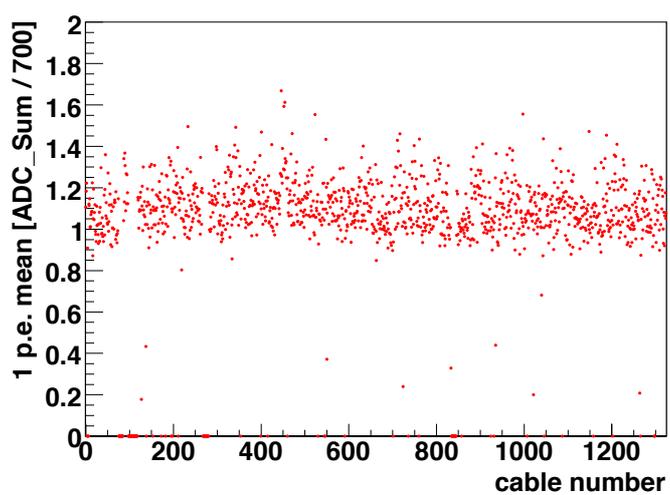


図 3.4 1 光電子イベントの電荷量分布。

## 第 4 章

# 新データ収集回路 MoGURA による宇宙線由来の中性子の識別

KamLAND 検出器の液体シンチレータの構成要素の  $^{12}\text{C}$  と宇宙線ミュオンとの原子核破砕反応により生成される放射性原子核  $^{10}\text{C}$  は KamLAND-Zen 実験において大きなバックグラウンドになる。しかし、1) 宇宙線ミュオン、2)  $^{10}\text{C}$  とともに同時生成される中性子捕獲イベント、3)  $^{10}\text{C}$  の崩壊イベントの 3 事象の同時遅延計測をおこなうことで  $^{10}\text{C}$  の解析的除去が可能になる。これまでの KamLAND 実験で使用されているデータ収集回路 FEE では A/D 変換に時間がかかるため、大きな荷電信号である宇宙線ミュオンの通過後にデータを破棄してしまうデッドタイムが生じ、 $^{10}\text{C}$  とともに同時生成される中性子捕獲イベントの識別が不完全であった。この章では新データ収集回路 MoGURA を用いた  $^{10}\text{C}$  とともに同時生成される中性子の探索について記述する。

### 4.1 $^{10}\text{C}$ における宇宙線ミュオンイベントの選定

既に述べた 3 事象の遅延同時計測をおこなうことによって  $^{10}\text{C}$  の識別が可能になるため、まず宇宙線ミュオンイベントを明確に選定することが必要になる。外部検出器には新電子回路はインストールされていないため、内部検出器のみで宇宙線ミュオンイベントを選定する。図 4.1 はこの選定方法で選ばれた宇宙線ミュオンイベントの全電荷量の分布である。Total Charge  $Q_{17}$  は新電子回路がインストールされた内部検出器 1,325 本の 17inch-PMT の全電荷量である。バルーン内を通過してシンチレーション光を伴う宇宙線ミュオンイベント (LS ミュオンイベント) と、バッファオイルのみを通過してチェレンコフ光のみの宇宙線ミュオンイベント (BO ミュオンイベント) がはっきり区別できていることがわかる。

図 (4.2) は各宇宙線ミュオンイベント ( $Q_{17} > 10,000$  p.e.) 間の時間差の分布を表わし、図 (4.3) はシンチレーション光を伴う宇宙線ミュオンイベント ( $Q_{17} > 100,000$  p.e.) 間の時間差分布を表す。宇宙線ミュオンイベントの事象率は約 0.32Hz であることがわかり、この値はこれまでのデータ収集システムと一致する。バルーン内を通過してシンチレーション光を伴う宇宙線ミュオンイベント ( $Q_{17} > 100,000$  p.e.) の事象率は約 0.20Hz となり、これはこれまでのデータ収集システムと一致する。

バルーン内の  $^{10}\text{C}$  の識別において有意に関係する宇宙線ミュオンイベントはバルーン内を通過す

る ID ミュオンイベントであるのでこれ以降の宇宙線ミュオンイベントの選定条件は

- $Q_{17} > 100,000 \text{ p.e.}$

とした。

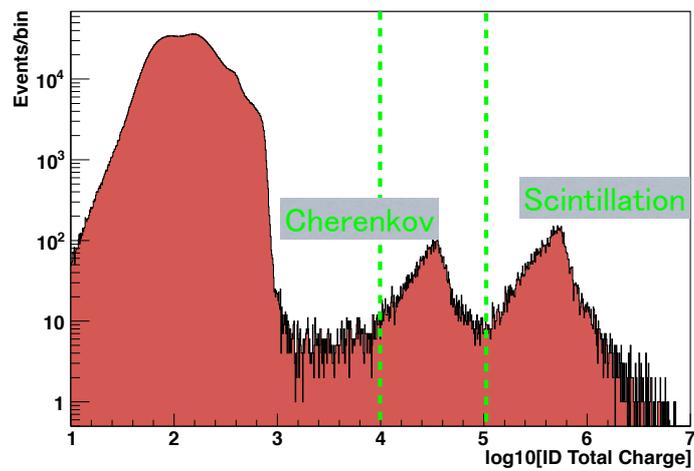


図 4.1 イベントの全電荷量 [p.e.] の分布

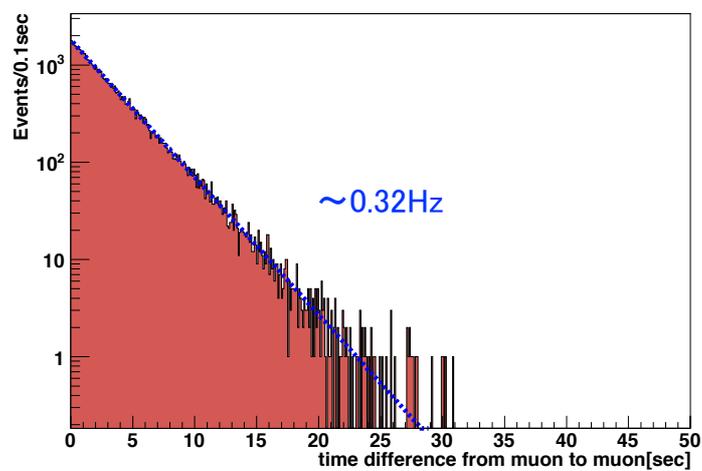


図 4.2 宇宙線ミュオン ( $Q_{17} > 10,000 \text{ p.e.}$ ) 間の時間差分布

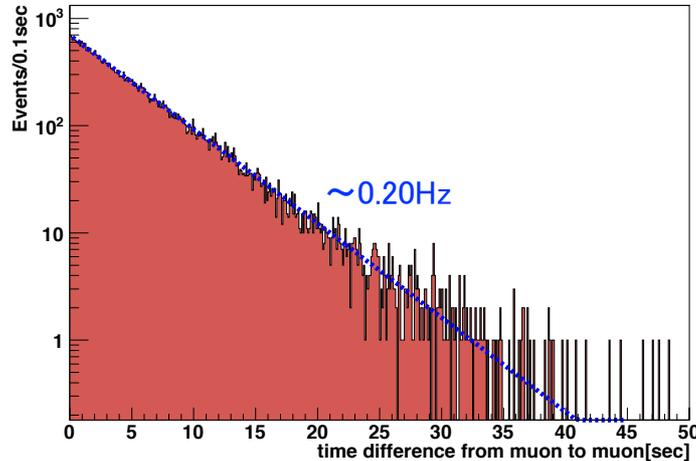


図 4.3 宇宙線ミュオン ( $Q_{17} > 100,000\text{p.e.}$ ) 間の時間差分布

## 4.2 宇宙線ミュオン後のアフターパルス

アフターパルスは光電子信号の後に発生するノイズ信号の一つで、宇宙線ミュオン後の中性子捕獲イベントを探索するとき  $\sim 50\text{musec}$  程度続くためバックグラウンドとなる。PMT が科学研究や産業に応用されて以来、アフターパルスの発生メカニズムはアフターパルスの発生を抑えるために研究されてきた [18]。アフターパルスは主に PMT 内部で加速された光電子が残留ガスをイオン化が原因となる。イオン化によって作られた陽イオンは電場によってフォトカソードへ加速され、衝突の際にアフターパルスが生成される。このため生成されるアフターパルスにはいくつかの特徴を持つ [19]。

- アフターパルスの出現する時間  $t$  は計算で求めることができ、 $q, m$  はイオンの電荷と質量、 $V_0$  は 1st ダイノードまでの電位差として次のようになる。

$$t = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L \quad (4.1)$$

- PMT に入射する光子の数に比例して、アフターパルスの量も多くなる。

これらの特徴から、宇宙線ミュオンような高エネルギーなイベントが発生するとアフターパルスが頻繁に生成される。さらにアフターパルスの出現する時間  $t$  は上式よりイオンの質量や電荷から類推することができる。その数も宇宙線ミュオンの電荷から類推することができる。図 (4.4) は MoGURA による実際の宇宙線ミュオン後に生成される全 PMT における電荷の時間の分布である。アフターパルスがミュオン信号後  $\sim 50\mu\text{sec}$  程度で連続的に生成されていることがわかる。また、アフターパルスのクラスター AP1, AP2, AP3 も存在することがわかる。これらは上式から AP1, AP2 は水素イオン

などの比較的軽いイオンであり，AP3 はその他の重いイオンであると予想することができる．

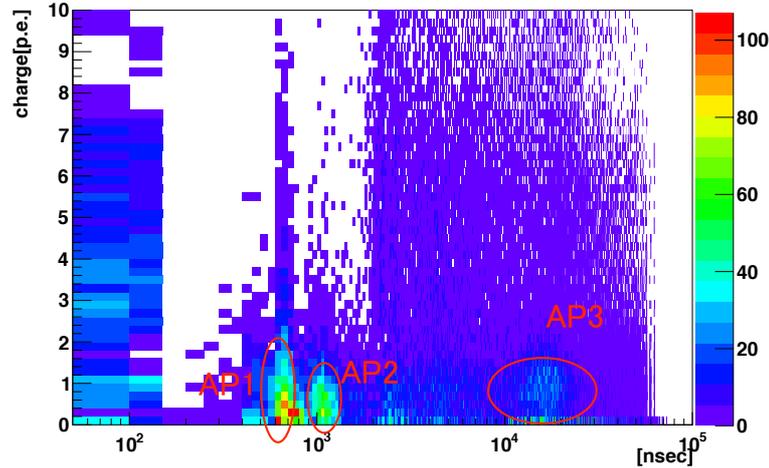


図 4.4 全 PMT のアフターパルスの電荷の時間分布

### 4.3 MoGURA による中性子捕獲イベントの選定

まず，Single-Photon Analysis による中性子イベントの選定をおこなう．一般的な物理イベントで発生するシンチレーション光における光電子増倍管の HIT は 100nsec 幅に集中する (図 4.5)．一方，ノイズイベントは図のように PMT の HIT に相関がない．したがって，1 つのイベントでヒットした光電子増倍管の数である  $N_{hit_{ID}}$  と同じイベントにおいて 100nsec の間にヒットした光電子増倍管の数である  $N_{100}$  の相関をとると，データ収集回路に起因するノイズイベントは  $N_{hit_{ID}}/N_{100}$  の比が小さくなり，物理イベントとノイズイベントを区別することができる．

図 (4.7) は宇宙線ミュオン直後から 2msec 後までにおける  $N_{hit_{ID}}$  と  $N_{100}$  の相関を示す．図 (4.8) は宇宙線ミュオン通過して 100 $\mu$ sec 後から 2msec 後までにおける  $N_{hit_{ID}}$  と  $N_{100}$  の相関を示す．2 つの図よりアフターパルスの影響が 100nsec まで続いていること，Single-Photon Analysis では物理イベントとノイズイベントを区別することが難しいことがわかる．

次に Multi-Photon Analysis による中性子捕獲イベントの選定をおこなう．図 (4.9) は宇宙線ミュオンイベント後の HIT 数の時間変化である．アフターパルスが頻繁に現れる中でも物理イベントが起きると，図のようにピークが出現することがわかる．また，アフターパルスの HIT 数が 40 $\mu$ sec 以降で少なくなっていることがわかる．これはトリガーの HIT 数の閾値が 120HIT に設定されているため， $\mu$ sec 以降ではアフターパルスの HIT 数が閾値を超えないためトリガーにかからないことに起因する．したがってこの場合，40 $\mu$ sec 以降においてもアフターパルスは続いていると予想される．

アフターパルスの HIT 数の分布は宇宙線ミュオン毎に似たような分布になるため，宇宙線ミュ-

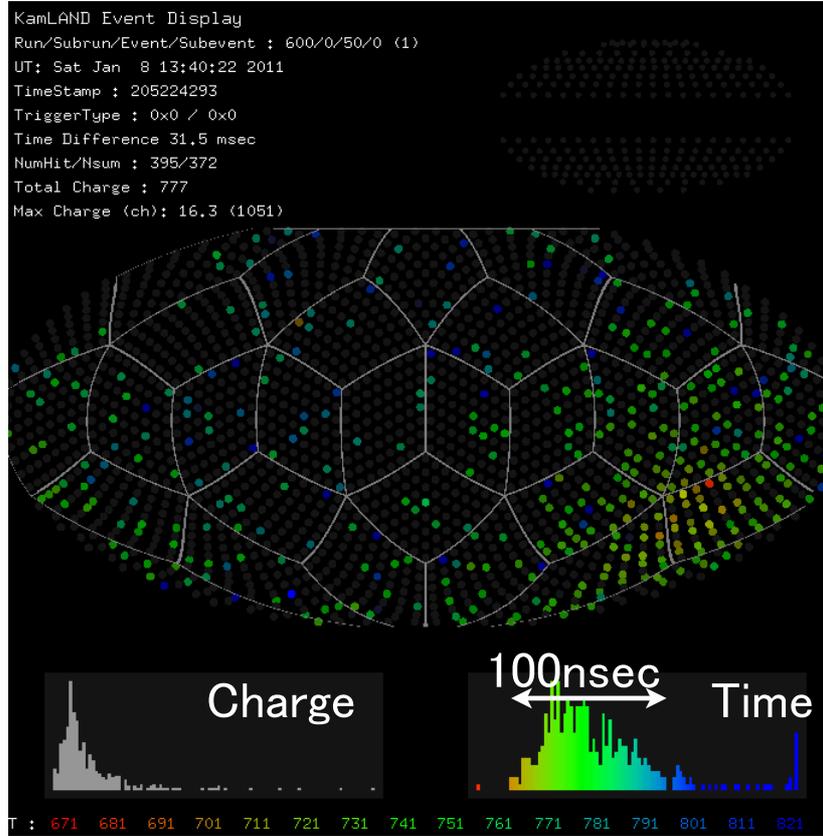


図 4.5 典型的な低エネルギーイベントのヒットマップ．大部分の PMT のヒットが 100nsec の幅に集中している．

オン毎にアフターパルスの HIT 数を見積もり，HIT 数の値からアフターパルスの寄与を差し引くことでアフターパルスを除いた HIT 数を見積もることができる．アフターパルスを見積もる手法として，ここでは最小二乗法による次のような多項式  $F_1$  のフィットをおこなう．

$$F_1(t) = a_0t^0 + a_1t^1 + a_2t^2 + a_3t^3 + a_4t^4 + a_5t^5 \quad (4.2)$$

図のように  $\mu\text{sec}$  以降で HIT 数が足りずトリガーにかからないアフターパルスについては次のような指数関数  $F_2$  を用いることで外挿することにする．

$$F_2(t) = a_0 \exp[-(t - (T - 10))/20000] \quad (4.3)$$

$F_1$  のフィットの範囲は  $20\mu\text{sec}$  からアフターパルスの HIT 数が初めて 50HIT を下回った時間  $T$  から  $10\mu\text{sec}$  遡った点  $(T-10)\mu\text{sec}$  までとした．始点の  $20\mu\text{sec}$  はアフターパルスを評価しやすいよう選び，終点の  $(T-10)\mu\text{sec}$  は  $10\mu\text{sec}$  遡ることでトリガーにかからないアフターパルスの影響による過小評価を避けるように考慮した．

次にこの手法によりもとめたアフターパルスの寄与を差し引いた HIT 数の分布をみる．図 (4.10) は全 HIT 数から  $F_1$  のフィット範囲におけるアフターパルスの寄与を差し引いた  $(\text{HIT}-F_1)$  の分布であ

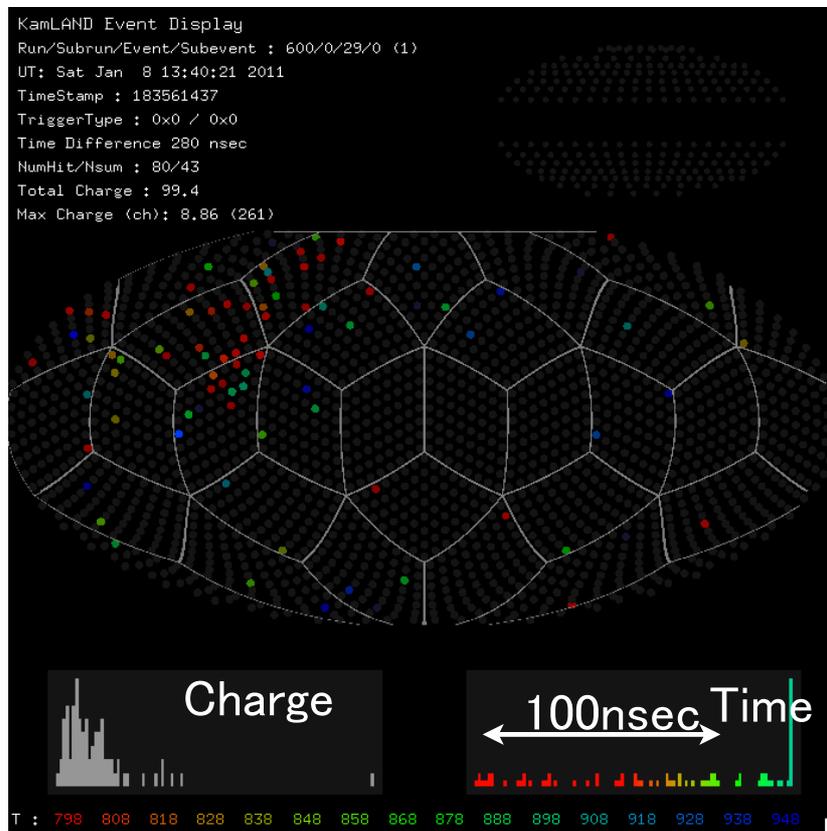


図 4.6 典型的なノイズイベントのヒットマップ。PMT のヒットに相関がない。

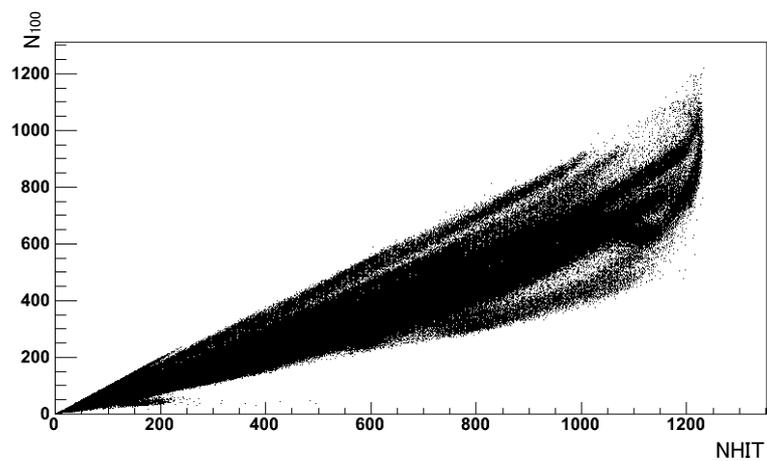


図 4.7 宇宙線ミュオン後の HIT 数と  $N_{100}$  の分布

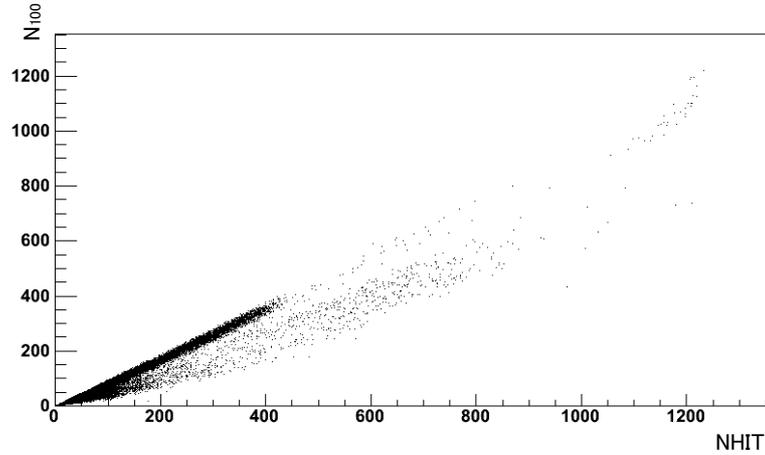


図 4.8 宇宙線ミュオン後  $100\mu\text{sec}$  以降の HIT 数と  $N_{100}$  の分布

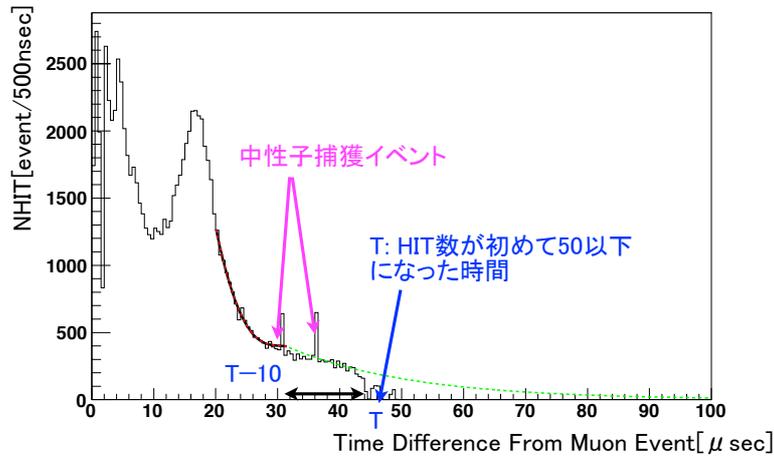


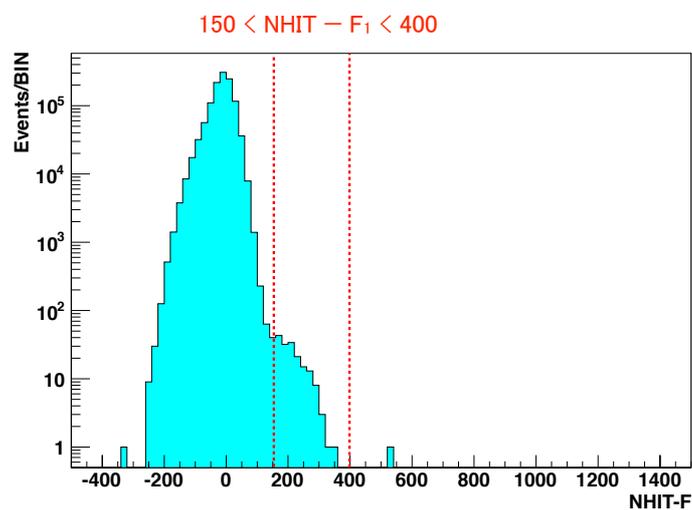
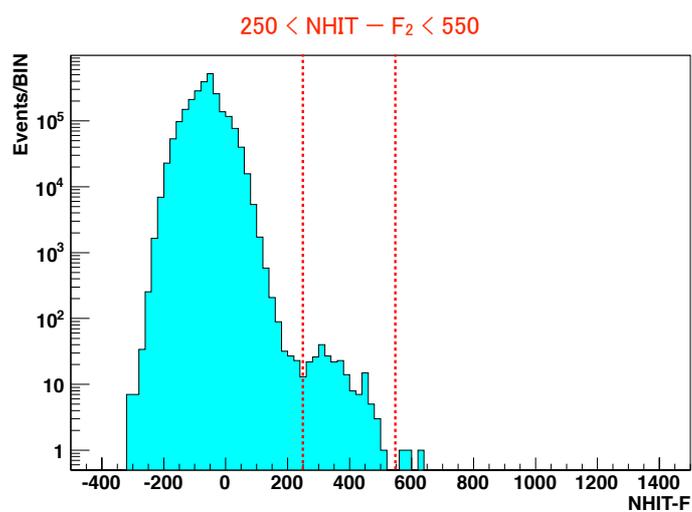
図 4.9 Multi-Photon Analysis による宇宙線ミュオン後の HIT 数分布

る． $(\text{HIT}-F_1)$  が 150 以降に肩ができていのがわかる．これから中性子捕獲イベントの  $(\text{HIT}-F_1)$  条件は次のようになる．

$$150 < \text{NHIT} - F_1 < 400 \quad (4.4)$$

また全 HIT 数から  $F_2$  のフィット範囲におけるアフターパルスの寄与を差し引いた  $(\text{HIT}-F_2)$  の分布は図 (4.11) のようになる．この場合， $(\text{HIT}-F_2)$  が 300 の付近にピークを見ることができ，このフィット範囲における中性子捕獲イベントの条件は

$$250 < \text{NHIT} - F_2 < 550 \quad (4.5)$$

図 4.10  $F_1$  によるアフターパルスの寄与を差し引いた HIT 数分布図 4.11  $F_2$  によるアフターパルスの寄与を差し引いた HIT 数分布

であることがわかる．以上のようにアフターパルスが頻繁に発生する宇宙線ミュオン直後 ( $20\mu\text{sec}$  以降) においても Multi-Photon Analysis による HIT 数の時間分布からアフターパルスを見積もることで中性子捕獲イベントを検出することができる．

## 第5章

# 結論と今後の課題

$^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊観測を目指す KamLAND-Zen 実験における宇宙線ミュオン起源バックグラウンド  $^{10}\text{C}$  の識別をおこなうために、新データ収集回路 MoGURA による  $^{10}\text{C}$  と同時生成される中性子の探索をおこなった。

これまでのデータ収集ではデータ収集回路 (FEE) による A/D 変換に時間がかかるため、高エネルギーな宇宙線ミュオン直後においてデッドタイムを生じ、中性子捕獲イベントを満実に観測することができず、遅延同時計測によって  $^{10}\text{C}$  を識別することができなかった。この対策として導入された新データ収集回路 MoGURA の Flash-ADC による 1GSPS の高速な A/D 変換、FPGA による高度な波形処理により、デッドタイムフリーなデータ収集が可能になった。

この新データ収集回路 MoGURA を用いて宇宙線ミュオン由来の中性子の探索をおこなった。宇宙線ミュオンイベント直後は PMT 由来のアフターパルスが高頻度で発生するため、これまでの解析手法ではアフターパルスと物理イベントを区別することができないことがわかった。本研究では PMT から得られる一つ一つの波形の時間情報と電荷情報を用いることで宇宙線ミュオン後の HIT 数の分布を調べた。アフターパルスが頻繁に発生している中でも中性子捕獲イベントが発生した場合、鋭いピークが立つことがわかった。また、アフターパルスの HIT 数の分布は決まった特徴を持つため、解析的にアフターパルスを見積もることで中性子捕獲イベントの HIT 数を計算することで、中性子捕獲イベントの HIT 数による選定条件を得ることに成功した。

今後、中性子捕獲イベントの検出効率を上げるために、宇宙線ミュオンイベント後すべての波形を繋ぎ合わせることでより正確に時間と電荷を見積もる波形解析が必要がある。そして宇宙線ミュオン後の HIT 数の時間分布におけるピン幅を小さくし、ピーク検出のアルゴリズムを改良することでより正確にアフターパルスと中性子捕獲イベントを見積もる必要がある。最終的には中性子捕獲イベントのイベントの再構成をおこない、 $^{10}\text{C}$  の識別をおこなう。

## 参考文献

- [1] W. Pauli. Letter to L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)(1930)
- [2] E. Fermi, Z. Physik. 88 161 (1934)
- [3] F. Reines and C.L.Cowan Jr. Phys.Rev. 92,830 (1953)
- [4] G. Dandy et al. Phys.Rev.Lett 9, 36 (1962)
- [5] K. Kodama et al. Phys.Lett. B504, 218(2001)
- [6] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis, Jr. et.al., Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the HOMESTAKE Chlorine Detector. Astrophys. J., 496:505-526, 1998
- [7] John N.Bahcall, Aldo M. Serenelli and Sarbani Basu. New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. Astrophys. J., 621:L85-L88,2005
- [8] K.S. Hirata et al. Physical Review, C60:055801,1999
- [9] K.S. Hirata et al. Physics Letter, B205:416, 1988.
- [10] Y.Fukuda et al. Physical Review Letters, 89;1562-1567, 1998.
- [11] W. C. Haxton and G. J. Stephenson, Jr., Prog. Part. Nucl. Phys 12 (1984) 409
- [12]
- [13] K. Eguchi et al(KamLAND Collaboration)
- [14] Y.Fukuda et al., Phys.Lett. B 335 237(1994)
- [15] S. Fukuda et al. The Super-Kamiokande detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 501(2-4):418-462, 2003
- [16] S.F.Mughabghab,M.Divadeenam,and N.E.Holden, *Neutron Cross Section, Volume 1, Neutron Resonance Parameter and Thermal Cross Section*,Part A Z=1-60(Academic Press, New York, 1981)
- [17] S.Baker and R.D. Cousins, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.221, 437(1984).
- [18] G.A.Morton, H.M. Smith, R. Wasserman, IEEE Trans Nucl. Sci. NS-14443(1967)
- [19] K. J. Ma, et al. Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube. Nuclear Instruments and Methods A. arXiv:0911.5336v1