

修士論文

$0\nu 2\beta$ 探索のためのデッドタイムフリー
データ収集システムの開発

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
永井 成亮

平成 21 年

概要

反ニュートリノ / 低エネルギーニュートリノ検出実験 KamLAND は次期実験計画に ^{136}Xe 核を利用した $0\nu 2\beta$ 崩壊探索を目指している。この崩壊のエネルギーは崩壊の前後の核子の質量差によって決まり、 ^{136}Xe では 2.47 [MeV] であることがわかっている。

従って、この崩壊を感度良く観測するために、2.47 [MeV] 周辺のバックグラウンドを取り除くことが必要となる。主要バックグラウンドは大別して、 ^{136}Xe 自身の $2\nu 2\beta$ 崩壊、太陽ニュートリノ、宇宙線ミュオンによる原子核破碎で生成される不安定原子核、実験装置に混入 / 付着している放射性不純物、の 4 種類がある。

本研究では、もっとも優勢なバックグラウンドであり、また物理的な方法での除去が難しい宇宙線ミュオンによって生成される不安定原子核 ^{10}C の解析的除去を可能にする新データ収集システムの開発し、KamLAND にインストールを行った。

下地として、太陽ニュートリノ観測のバックグラウンドとなる ^{11}C の解析除去を目指したデータ収集回路の開発が進んでおり、 ^{10}C も同様の手法で解析除去を行うため、このデータ収集回路を中心としたシステム開発となった。

本研究にてシステムの開発、量産、KamLAND へのインストールを済ませ、その性能を検証した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	物理的背景	2
2.1	物質を構成する粒子	2
2.2	ニュートリノ	2
2.2.1	ニュートリノ振動	3
2.2.2	ニュートリノの質量の発見	4
2.2.3	ニュートリノの質量	5
2.2.4	シーソー機構	5
2.3	$0\nu 2\beta$ 崩壊	6
2.4	様々な 2 重 β 崩壊探索	8
2.4.1	間接測定	8
2.4.2	直接測定	8
第 3 章	KamLAND 実験	12
3.1	概要	12
3.2	検出原理	13
3.2.1	電子型反ニュートリノ検出	13
3.2.2	電子型ニュートリノ検出	14
3.3	検出装置	15
3.3.1	液体シンチレータ	16
3.3.2	光電子増倍管	17
3.3.3	データ収集システム	20
第 4 章	KamLAND での 2β 崩壊観測実験	23
4.1	KamLAND での 2β 崩壊観測実験	23
4.2	新実験に向けての検出装置	23
4.2.1	Xe 入り液体シンチレータ	25
4.2.2	集光効率の改良	26
4.3	観測におけるバックグラウンド	26
4.4	$0\nu 2\beta$ 崩壊観測のための ^{10}C タギング	29
4.4.1	高エネルギー宇宙線の Veto	29
4.4.2	^{10}C タギング	30

第 5 章	新データ収集システムの開発	32
5.1	新システムの概要	32
5.1.1	各課題への対策	32
5.1.2	新システムのデザイン	35
5.2	各構成要素の役割と開発	36
5.2.1	信号分岐 / ベースライン安定化回路 BLR	36
5.2.2	新データ収集回路 MoGURA	38
5.2.3	新トリガ回路 MoGURA Trigger	40
5.2.4	コマンド分配 / クロック分配回路 MoGURA Piggy Back	42
5.2.5	制御用コンピュータ	43
5.3	KamLAND へのインストール	43
5.3.1	インストールにあたって	45
5.3.2	インストールしたシステムの外観	47
第 6 章	新システムの動作評価	51
6.1	アナログ性能の検証	51
6.1.1	大信号を記録する広いダイナミックレンジ	51
6.1.2	小信号を精度良く再現する分解能	53
6.1.3	ミュオン信号由来のオーバーシュート低減性能の検証	54
6.1.4	ミュオン後アフターパルスに対する対策性能の検証	56
6.1.5	安定運転の検証	61
第 7 章	結論	63
7.1	まとめ	63
7.1.1	インストール	63
7.1.2	性能検証実験	63
7.2	今後の課題	65

目 次

2.1	ニュートリノ質量の階層構造の候補 左：正常階層構造 中央：逆階層構造 右：縮退構造	5
2.2	2重 β 崩壊のエネルギースペクトル 0ν 崩壊のスペクトルは崩壊前後の質量 差のエネルギー値にピークとして現れる	7
3.1	KamLAND 実験施設	12
3.2	電子型反ニュートリノの反応 電子型反ニュートリノが陽子と衝突し逆 β 崩壊を起こし陽電子と中性子に崩壊する. この直後, 陽電子の対消滅が先発 信号として, 210 [μ sec] ののち, 陽子による中性子捕獲が後発信号として検 出される.	13
3.3	電子型ニュートリノと電子の弾性散乱 反跳電子が信号となる	14
3.4	KamLAND の中心部	15
3.5	液体シンチレータの構成物質	17
3.6	シンチレーション光スペクトル	17
3.7	光電子増倍管の量子効率	18
3.8	左:20 インチ光電子増倍管 右:17 インチ光電子増倍管	19
3.9	プリーダ回路図	19
3.10	ミュオン信号後オーバーシュート	20
3.11	FEE の概略図とデータ/コマンドの流れ	21
3.12	1 光電子信号 (左) と高エネルギー宇宙線信号 (右)	21
4.1	KamLAND 2重 β 崩壊実験の第一段階 (左) と第二段階 (右) LS は Liquid Scintillator (液体シンチレータ)	24
4.2	2重 β 崩壊の測定目標: 青色の部分が KKDC claim の領域, 緑色の部分が 逆階層構造の領域	25
4.3	^{238}U 崩壊系列と各種のカット	27
4.4	$0\nu 2\beta$ 崩壊のスペクトルとバックグラウンド	29
4.5	年間予測イベント数 上: 第一段階 下: 第二段階	30
4.6	^{10}C タギング: 1, 高エネルギー μ 粒子 2, 陽子による中性子捕獲 3, ^{10}C 崩 壊 の時間-空間相関から ^{10}C を特定する	31
5.1	ミュオン信号とその後頻発する信号群	33
5.2	BLR の概要 信号の流れ	34
5.3	信号記録時ゼロサプレッションの例: 信号が飽和したサンプルと, ベース ラインから離れないサンプルを破棄する	35

5.4	MoGURA システムの概要	35
5.5	BLR の概要 BLR のデザインの概要	37
5.6	ベースライン安定化回路の量産品と安定化の様子	37
5.7	データ収集回路内の転送系	39
5.8	MoGURA 量産ボード	41
5.9	トリガ回路の基本デザインと, クロック / コマンドの流れ	42
5.10	実際のトリガ回路	43
5.11	クロック分配 / コマンド分配 基盤の量産品	44
5.12	信号の遅延 赤 : 元信号 緑 : BLR を経由した信号	46
5.13	BLR のインストール DAQ を止めないために, 1~2 台ずつインストールを進めた	47
5.14	BNC コネクタに対するカバー処理	48
5.15	MoGURA のインストール データ収集回路はノイズ対策にフロントパネルを装備しており, このため入力コネクタには remo 規格を採用した. 副次的な利点としてコネクタが BNC 規格よりも小さく, 互いに接触することが無いため, 取り扱いが容易である.	49
5.16	MoGURA Trigger のインストール トリガ回路のフロント部は HITSUM 入力 (図 5.16 の右図の束ねてあるケーブル群のうち, 黒いケーブル / LVDS 規格) と, コマンド出力 (同寄り線ケーブル / LVDS 規格), クロック出力 (同 LAN ケーブル) がある. またコマンド / クロック出力には, 前述の出力口の他に remo 規格の NIM 出力口を設けてある.	49
5.17	コマンド/クロック分配回路のインストール コマンド/クロック分配回路はクレート内の全データ収集回路に同時にコマンドとクロックを配布する.	50
5.18	裏側配線の様子, コマンド分配にはクレート間のデジチェーンを採用した. 分配基盤はクレート毎の遅延の補正值を持ち, クレート間で同期している. 一方, クロックはスター型配線により, 同時に全クレートへ配布される.	50
6.1	テスト信号波形 左図 : 疑似 1 光電子信号 右図 : 疑似ミューオン信号	52
6.2		52
6.3	入力電圧対増幅率 左から順に P ゲイン, H ゲイン, M ゲイン, L ゲインとなっている. グラフ中の点線は次の (あるいは前の) レンジがカバーする電圧を表している. P, H, M では増幅率はほぼ一定であるが, L ゲインでは入力電圧が大きくなると増幅率が落ちる傾向にある	53
6.4	小信号記録 最小レンジと 2 番目に小さいレンジのみプロットした.	54
6.5	横軸 : 波高 縦軸 : 検出レート	55
6.6	テストミューオン信号とベースライン安定化後の波形	56
6.7	実ミューオン信号とベースライン安定化後の波形	56
6.8	ミューオン信号後 100[μ sec] に渡る信号記録	57
6.9	ミューオン信号後 10[μ sec] に渡る信号記録	57
6.10	ヒット判定の時間差, 横軸に時間 (クロック = 20[nsec]), 縦軸はカウント	58
6.11	ミューオン通過後イベント数の推移 横軸 : 時間 (上 1[sec] 下 100[μ sec]) 縦軸 : イベント数 (30 個のミューオンの合計)	60

- 6.12 横軸にミュオン後イベント数. 縦軸にミュオンの数 をとる. ミュオン後のイベント数は ~数 10 [events] だと言うことがわかる 60
- 6.13 17 インチ光電子増倍管のアフターパルスの時間分布 61
- 6.14 横軸を時刻 [sec], 縦軸を HITSUM [hits] ととった. 黒点: トリガがかかったイベント 赤点: ミュオンイベント 青点: ミュオン後強制トリガで取得しているイベント 62

表 目 次

2.1	クオークとレプトン	2
3.1	ブリーダ回路の抵抗とキャパシタ	20
5.1	各ゲインチャンネルのサンプリングレートや電圧領域, 分解能	38
5.2	BLR / 延長ケーブルによる遅延時間	46
7.1	インストールした機器	63

第1章 序論

KamLAND は素粒子物理学における低エネルギー領域の現象の探索を目的とする大規模実験装置である。実験開始当初の標的であった原子炉反ニュートリノの観測によって発見したニュートリノ振動現象は、素粒子物理学会で問題となっていた太陽ニュートリノ問題に決着をつけるのみならず、ニュートリノ質量の存在を示し、標準理論の枠組みを破った。その後、更なる低エネルギーの領域の観測を求めて実験装置の改良にも努めた結果、世界で有数の低バックグラウンド環境を実現し、振動解の解明、地球ニュートリノの発見、太陽ニュートリノの観測等といった成果を残して来た。

現在、素粒子物理学の最大の興味にマヨラナ粒子の存在がある。ニュートリノ質量の桁違いの軽さの理由を説明するモデルの1つにシーソー機構と言うものが存在するが、このモデルはニュートリノの湯川結合の相手粒子としてマヨラナ粒子を要求する。もしニュートリノがこの機構によって質量を獲得しているならば、このマヨラナ粒子同士が打ち消し合うことでニュートリノを伴わない2重 β 崩壊が存在する。KamLAND ではこの $0\nu2\beta$ の探索を次期計画として位置付け、そのための研究が進められている。

本研究では、太陽ニュートリノ観測から $0\nu2\beta$ 探索において、最も大きなバックグラウンドである高エネルギー宇宙線ミューオンの原子核破碎由来の不安定原子核、 ^{10}C , ^{11}C の崩壊反応に関して、これらの解析除去を可能にする、新しいデータ収集システムの開発を行った。本論文では、まず物理背景としてニュートリノの性質に触れ、実験の観測目標である $0\nu2\beta$ 崩壊とその探索を行っている物理実験を紹介する。第3章では現在のKamLAND実験装置を説明する。特にデータ収集系については、既存システムで対処しきれない課題点を挙げる。第4章ではKamLANDにおける $0\nu2\beta$ 崩壊探索に向けて、検出装置の改変計画を説明し、その際予想されるバックグラウンドとその対策について、中でも本研究の最大目標である ^{10}C について詳しく説明する。第5章では、課題点を解決し、 ^{10}C の除去を可能にするためのシステムの開発とインストールについて説明する。第6章では、インストールしたシステムの動作テストを行う。第7章で、本研究のまとめと、今後の課題、および展望について述べる。

第2章 物理的背景

2.1 物質を構成する粒子

物質を構成する最小単位の粒子はクォークとレプトンである。それらは下表 (1.1) のように 3 つの世代に分類される。

表 2.1: クォークとレプトン

	電荷	スピン	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	d	s	b
レプトン	-1	$\frac{1}{2}$	e^-	μ^-	τ^-
	0	$\frac{1}{2}$	ν_e	ν_μ	ν_τ

それぞれに反対の電荷を持つ反粒子が存在する。これら物質を構成する粒子と W^- 粒子のような力を伝播するゲージ粒子を併せて素粒子と呼ぶ。クォーク、レプトンはフェルミオン、ゲージ粒子はボゾンである。レプトンは通常単体で存在するが、クォークは通常強い相互作用を伝播するグルーオンと共にハドロンの形をとって存在している。

2.2 ニュートリノ

ニュートリノとは重力相互作用の他は弱い相互作用しかしない中性レプトンである。弱い相互作用や電磁相互作用と比較すると反応確率が極めて小さく、実験装置内ではほとんど反応しなかったためその存在は長らく知られていなかった。

はじめにその存在が予言されたのは 1930 年で、Pauli が β 崩壊の際のエネルギーと運動量の保存を説明するために提唱した。その後、1956 年に Reines, Cowan らによって原子炉よりの反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が発見された [1]。さらに 1962 年に Lederman, Schwartz, Steinberger らによってミュー型ニュートリノ ν_μ が [2]、2000 年にタウ型ニュートリノ ν_τ が発見され、三世代のニュートリノの存在が確認された [3]。現在では CERN の LEP 実験からニュートリノのフレーバーは 3 世代であると結論されている [4]。ニュートリノは後述するニュートリノ振動現象の観測によって、その質量を持つことがわかったが、他の素粒子に比べてその質量が桁違いに小さく、その理由は未だ明らかにされていない。

2.2.1 ニュートリノ振動

ニュートリノの固有状態は $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ の3種類である。ニュートリノに質量があるとすると、フレーバーの固有状態と同じく3種類の質量の固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) が存在することになる。クォークの場合と同様に、フレーバーの固有状態と質量の固有状態が一致しない時、ニュートリノが時間とともにフレーバー間で遷移するニュートリノ振動と呼ばれる現象が起こる。これはフレーバーの固有状態の要素である、質量の固有状態の3成分でそれぞれ時間発展が異なることに起因する。

フレーバーの固有状態は質量の固有状態とニュートリノの混合を表すユニタリー行列 U を用いて次のように表現される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

この U はMNS行列 (Maki-Nakagawa-Sakata matrix) と呼ばれ、その成分は各世代間の混合角をそれぞれ $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ とし、 $\sin \theta_{ij}$ を s_{ij} 、 $\cos \theta_{ij}$ を c_{ij} 、CPの破れを δ と置くと、

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}c_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{23} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

$$= U_{23}U_{31}U_{12} \quad (2.4)$$

となる。 U_{ij} は、フレーバー i 番目と j 番目の混合を表す。

以上を踏まえた上で、ニュートリノ振動とニュートリノのパラメータの関係について考える。

エネルギー $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ を持つ質量の固有状態の時間発展は Schrodinger 方程式により、

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.5)$$

$$\nu_i(t) = \nu_i(0)e^{-iE_it} \quad (2.6)$$

である。これと (2.1) より、フレーバーの固有状態の時間発展は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle \quad (2.7)$$

$$= \sum_{\alpha} U_{\alpha i} e^{-iE_it} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.8)$$

$$= \sum_{\alpha} U_{\alpha i} e^{-iE_it} U_{\alpha i}^\dagger |\nu_\alpha(0)\rangle \quad (2.9)$$

と表される. ここで, $(i = 1, 2, 3, \quad \alpha = e, \mu, \tau)$ である.

簡単のために 2 フレーバー間の振動を考えると, フレーバー $\alpha_1 (= e, \mu, \tau)$ を持つニュートリノが時刻 t において別のあるフレーバー $\alpha_2 (= e, \mu, \tau)$ になる振動確率は, $\alpha_1 \alpha_2$ 間の混合角を θ として,

$$P(\nu_{\alpha_1} \rightarrow \nu_{\alpha_2}) = |\langle \nu_{\alpha_1}(0) | \nu_{\alpha_2}(t) \rangle|^2 \quad (2.10)$$

$$= |-\sin \theta \cos \theta (e^{iE_1 t} - e^{iE_2 t})|^2 \quad (2.11)$$

$$= (2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta)^2 \frac{\left(4 \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2}\right)}{4} \quad (2.12)$$

$$= \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2} \quad (2.13)$$

となる. ニュートリノの質量は非常に軽いので, $E \simeq p \left(1 - \frac{m^2}{2p^2}\right)$ と近似すると,

$$= \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4p} t\right) \quad (2.14)$$

$$= \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} t\right) \quad (2.15)$$

となる. ここで $\Delta m_{12}^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ で固有状態の質量二乗差を, L は飛行距離を表す. このように, ニュートリノ振動を観測することで, ニュートリノの世代間の混合角や質量二乗差を調べることが出来る. 特に質量二乗差の発見は, ニュートリノが質量を持つことの証明となる.

2.2.2 ニュートリノの質量の発見

標準理論ではニュートリノに質量は無いとされていた. しかしスーパーカミオカンデや KamLAND といった実験がニュートリノ振動を観測した [6][7] ことで, ニュートリノが質量を持つことが証明された. ニュートリノの質量差は, 大気ニュートリノ観測実験から,

$$1.5 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.4 \times 10^{-3} [\text{eV}^2] \quad (2.16)$$

太陽ニュートリノ観測実験および KamLAND 実験から,

$$\Delta m_{12}^2 \simeq 7.58 \times 10^{-5} [\text{eV}^2] \quad (2.17)$$

がそれぞれ得られており, 両者の関係から残る Δm_{13}^2 も計算することが出来る. しかし, 振動実験による検証で解明されたのは質量二乗差の大きさのみである. ニュートリノに質量があり, 世代によって質量が違ふことは理解出来たものの, 世代間の質量のヒエラルキーや, それぞれの絶対質量は未だ解明されていない. 現在 3 世代のニュートリノの質量に対して考えられている状態は大きく 3 つあり, 絶対質量に比べて質量差が非常に小さい縮退構造, 電子ニュートリノが最も軽くなる正常階層構造, 逆に電子ニュートリノが最も重くなる逆階層構造に分けられる. ニュートリノ振動のパラメータの制限から, それぞれのモデルが許される有効質量の範囲が決まっており, ニュートリノ質量の精密測定はこの問題にも解をもたらす.

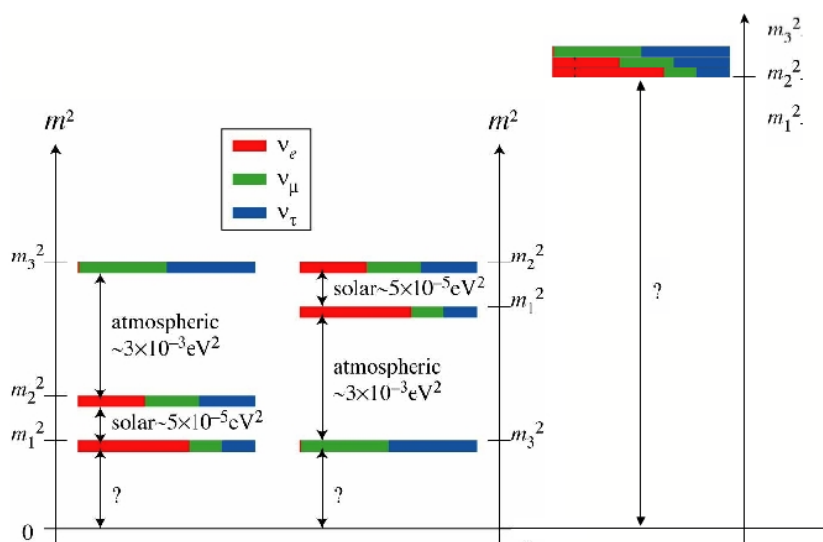


図 2.1: ニュートリノ質量の階層構造の候補 左: 正常階層構造 中央: 逆階層構造 右: 縮退構造

2.2.3 ニュートリノの質量

ニュートリノ質量の桁違いの軽さが大きな謎となっている。ニュートリノがディラック粒子であり、質量の起源がヒッグス場との相互作用の結果であるとするならば、左巻きニュートリノ場を ν_L 、右巻きニュートリノ場を ν_R 、真空期待値を v 、ニュートリノ場における湯川結合定数を Y_ν と置くと、質量項は、

$$-\frac{v}{\sqrt{2}}(Y_\nu)_{ij}\nu_R^i\nu_L^j \quad (2.18)$$

となるが、ニュートリノ場における湯川結合定数 Y_ν が他の粒子場における湯川結合定数と比較して桁違いに小さいことになり、不自然である。

2.2.4 シーソー機構

ニュートリノの質量が他のクォークや荷電レプトンに比べて桁違いに軽いことを無理無く説明するモデルの 1 つにシーソー機構がある。

ディラック粒子とマヨラナ粒子 ディラック粒子とはディラック方程式に従うスピン $\frac{1}{2}$ を持つフェルミ粒子である。ディラック粒子はその反粒子と荷電共役の関係にある。ディラック方程式に従うフェルミ粒子のうち、電荷が 0 のものは荷電共役をとっても変化しない。このように自分自身が反粒子であるような粒子をマヨラナ粒子と言う。

シーソー機構 シーソー機構では通常の左巻きニュートリノ ν_L に対し、湯川結合のカップリング相手にマヨラナ質量 M の重い右巻きのマヨラナ粒子 ν_R を導入する。するとディラック質量は、

$$m_D = Y_\nu \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ 0 \end{pmatrix} \nu_R \quad (2.19)$$

$$= \nu Y_\nu \bar{\nu}_L \nu_R \quad (2.20)$$

を得る。この m_D とマヨラナ質量 M から、質量行列は、

$$\begin{pmatrix} \nu_L^c & \nu_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

を得る。右肩の c は荷電共役を洗あらわす。これを対角化することで、左巻きニュートリノの質量 $\frac{m_D^2}{M}$ と右巻きマヨラナ粒子の質量 M を得る。このマヨラナ質量 M はタのパラメータとは独立であり、電弱相互作用のスケールとは限らず、むしろ標準理論の枠外の粒子であることを考えると大統一理論のエネルギースケール ($\sim 10^6$ [GeV]) と考えるのが自然である。すると、左巻きニュートリノの質量は非常に小さくなる。このように、シーソー機構の導入で、ニュートリノ質量の軽さを無理無く説明することが出来る。

2.3 $0\nu 2\beta$ 崩壊

右巻きマヨラナ粒子の導入は、ある面白い現象を予言する。 $0\nu 2\beta$ 崩壊である。

まず 2重 β 崩壊について説明する。2重 β 崩壊とは陽子数を 2個増やす β 崩壊で、一般に、

$${}^A_Z \rightarrow {}^A_{(Z+2)} + e^- e^- + \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e \quad (2.22)$$

$$\text{つまり, } 2n \rightarrow 2p^+ + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.23)$$

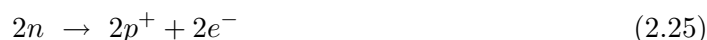
と言う形になる。この崩壊のエネルギースペクトルは 2つの β 崩壊のエネルギースペクトルの重ね合わせで、連続スペクトルになる。崩壊率は、位相空間積分を $G^{2\nu}$ 、核行列要素を $M^{2\nu}$ として

$$[T_{1/2}^{2\nu}]^{-1} = G^{2\nu} [M^{2\nu}]^2 \quad (2.24)$$

となる。このような崩壊を起こすのは陽子、中性子共に偶数である原子核 (偶偶核) のみである。ある種の偶偶核子は、 $A(Z, N) \rightarrow B(Z+1, N-1) \rightarrow C(Z+2, N-2)$ の一連の崩壊過程で状態 B の方が状態 A よりも質量が大きくなる。このため、 $A \rightarrow B$ という崩壊を経ずに、 $A \rightarrow C$ という同時に 2つの β 崩壊を起こす 2重 β 崩壊で崩壊する。この崩壊は弱い相互作用の 2次の摂動の効果であるため、非常に長い寿命 ($10^{19\sim 25}$ 年) を持つ。この崩壊を起こす原子核は既に 60種類以上知られているが、半減期を求められているのはそのうちの 10種類程度である。

ここで先ほどの右巻きマヨラナ粒子を導入する。すると片方の β 崩壊で発生する右巻き

の反ニュートリノは、ハイデルベルグの不確定性の極々小さな確率の元で重い左巻きの反マヨラナ粒子になり、そのマヨラナ性を介して最終的に左巻きニュートリノになる。このニュートリノが直ちに中性子に吸収され他方の β 崩壊を引き起こす。こうしてニュートリノを伴わない $0\nu\beta\beta$ 崩壊が起こる可能性がある。



検出されるエネルギースペクトルも、ニュートリノがエネルギーを系の外へ持ち出すことが無いため、崩壊前後の質量差のみに関わるピークとして観測される。崩壊率は、位相空間積分を $G^{0\nu}$ 、核行列要素を $M^{0\nu}$ 、有効質量を $\langle m_\nu \rangle$ として、

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G^{0\nu} \langle m_\nu \rangle^2 [M^{0\nu}]^2 \quad (2.26)$$

となる。核行列要素に不定性はあるものの、この崩壊の半減期を測定することで、ニュートリノの有効質量を得ることが期待出来る。

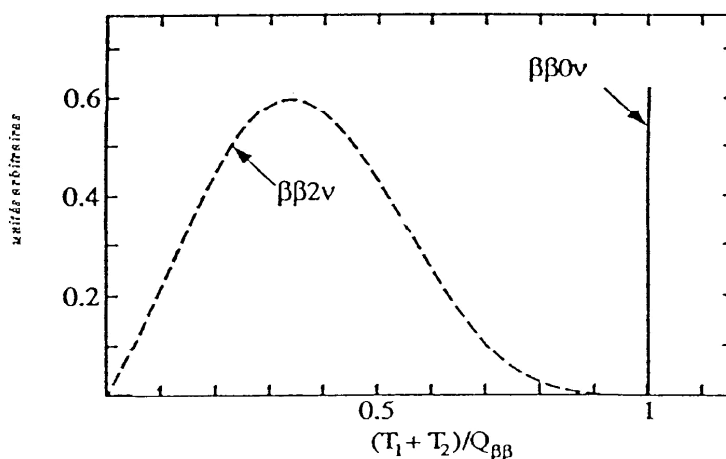


図 2.2: 2重 β 崩壊のエネルギースペクトル 0ν 崩壊のスペクトルは崩壊前後の質量差のエネルギー値にピークとして現れる

この現象は反応の前後でレプトン数を保存しない。これを導入することで、拡張した標準理論の枠組みで宇宙が物質優勢である理由を Fukugita-Yanagida は以下のように説明した [8]。G't Hooft によって指摘された宇宙初期の高温状態でバリオン数が破れる事 [9] から、宇宙初期の熱的非平衡においてバリオン数の非保存が導かれ、その後レプトン数も破れる事でバリオン数-レプトン数が保存し、現在の物質優勢宇宙に繋がるという考え方である。この考え方をレプトジェネシスと言い、宇宙の謎にアプローチする考え方の 1 つである。

このように宇宙構造の謎の解明にも繋がる $0\nu 2\beta$ 崩壊観測は、非常に重要な実験であり近年、多くの実験がその観測に乗り出している。

2.4 様々な2重 β 崩壊探索

2.4.1 間接測定

主に2種類の測定法が存在する。共に崩壊核と娘核の数から半減期を求める手法をとるため、 $2\nu 2$ 重 β 崩壊と $0\nu 2$ 重 β 崩壊の区別はつかない。

- 地球化学測定法

崩壊核を豊富に含む古い鉱石に含まれる娘核の量を質量分析で調べることによって半減期を求める。この方法で ^{130}Te , ^{128}Te , ^{82}Se の半減期が得られている。岩石の年代の推定や、娘核の出入りが無いか等、誤差の見積もりが難しい。[11][12]

- 放射化学測定法

2 重 β 崩壊によって出来る娘核を長期にわたって蓄積し、その数を数えて半減期を求める。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られる一方、蓄積の時間は大幅に短くなる。従って、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を用いる。この手法で ^{238}U の半減期 $T_{1/2} = (2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$ 年が得られている。[13]

2.4.2 直接測定

測定原理は大きく分けて2種類存在し、

- 崩壊核が線源と検出器を兼ねるタイプ

ゲルマニウム検出器、ポロメータ 分解能に優れ、 $2\nu 2$ 重 β 崩壊と $0\nu 2$ 重 β 崩壊の区別がはっきりつく。

シンチレータ 分解能は低いが、大規模化、低バックグラウンド化に優れ、検出率も高い。

- それぞれが独立なタイプ

飛跡検出器 飛跡からイベントの区別が可能で、バックグラウンドを大きく減らせる。

に分けられる。以下、今までで一番良い制限が得られた実験、現在稼働中のもの、将来計画されている実験について述べていく。

HEIDELBERG-MOSCOW

ニュートリノの有効質量の上限値で、今までで一番良い制限が得られた実験の一つである。イタリアの Gran Sasso underground laboratory(3,600 [m.w.e.]) にて ^{76}Ge (Q 値 2.04 [MeV]) を用いて行われた。86 [%] 濃縮された ^{76}Ge 10.96 [kg] を含むゲルマニウム結晶を崩壊ソースかつ半導体検出器として用い、エネルギー分解能は 3 ~ 3.7 [keV](@2614 [keV]) と非常に良い。2001 年に ^{76}Ge の $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期とニュートリノの有効質量を、それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} [\text{year}] \quad (2.27)$$

$$\langle m_{\nu} \rangle < 0.35 [\text{eV}] (90\% \text{C.L.}) \quad (2.28)$$

を得ている。[14] また、このグループのコラボレータにより、唯一 0ν を観測したという主張もなされている (KKDCclaim)。得られた半減期、ニュートリノの有効質量は、それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} = (0.69 - 4.18) \times 10^{25} \text{年}, \text{bestvalue} : 1.19 \times 10^{25} \text{年} \quad (2.29)$$

$$\langle m_\nu \rangle = (0.24 - 0.58) \text{eV}(3\sigma), \text{bestvalue} : 0.44[\text{eV}] \quad (2.30)$$

となっている。[15] しかし、この結果には様々な議論があり、他の実験による検証が求められている。

International Germanium Experiment(IGEX)

これも今までで一番良い制限が得られた実験の一つである。86 [%] 濃縮された ^{76}Ge の実験であり、質量にして約 8.4 [kg], 117[mol·year] のデータから半減期、ニュートリノの有効質量は

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.57 \times 10^{25} \text{年} \quad (2.31)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.33 - 1.35[\text{eV}](90\% \text{C.L.}) \quad (2.32)$$

となっている。質量のばらつきは数種類の核行列要素を使用していることによるものである。[16] この実験では 0ν mode は観測されていない。

NEMO3, SuperNEMO

フランスの Frejus Underground Laboratory(4,800[m.w.e.]) にて行われた。円柱型のワイヤーチェンバによる飛跡検出器とそれを取り囲むプラスチックシンチレータ、光電子増倍管によるカロリメータから成り、放出された2つの電子それぞれの飛跡や角度分布、エネルギー、時間を測定できる。崩壊核はワイヤーチェンバの中心の薄い円柱型ホイルに入れられ、最大 2 [m²], 約 10 [kg] までの測定が可能である。実験結果として以下の値を得ている。[17]

- ^{100}Mo の $2\nu 2\beta$ 崩壊の半減期, $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期の下限

$$T_{1/2}^{2\nu} = (7.11 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.54(\text{sys}))^{18} \text{年} \quad (2.33)$$

$$T_{1/2}^{0\nu} > 5.8 \times 10^{23} \text{年}, \langle m_\nu \rangle < 0.6 - 2.7[\text{eV}](90\% \text{C.L.}) \quad (2.34)$$

- ^{82}Se の $2\nu 2\beta$ 崩壊の半減期, $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期の下限

$$T_{1/2}^{2\nu} = (9.6 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 1.0(\text{sys}))^{19} \text{年} \quad (2.35)$$

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{23} \text{年}, \langle m_\nu \rangle < 1.2 - 3.2[\text{eV}](90\% \text{C.L.}) \quad (2.36)$$

- ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{96}Zr , ^{48}Ca の $2\nu 2\beta$ 崩壊の半減期が測定された。

を得ている。[18] SuperNEMO は装置を大型化し、有効質量 $\langle m_\nu \rangle \sim 0.05 - 0.1[\text{eV}]$ を目指している。[19]

CUORICINO, CUORE

イタリアの Gran Sasso underground laboratory(3,600[m.w.e.]) に設置された二重ベータ崩壊の検出器にて ^{130}Te (Q 値 2.53 [MeV]) を用いて行われた. 2 種類の TeO_2 立方体型結晶のプレートがタワー状に積まれた形になっている. これが冷却し, それぞれの結晶に取り付けられたサーミスタで温度の上昇を測定, 反応によるエネルギーを調べるポロメータ型の検出器になっている. Q 値での上昇温 16 度は 1.77×10^{-4} [K], 分解能は 8 [keV] である. $11.83[\text{kg}\cdot\text{year}]$ のデータから $0\nu 2\beta$ 崩壊の半減期とニュートリノの有効質量は, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.0 \times 10^{24}\text{年} \quad (2.37)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.19 - 0.68[\text{eV}](90\%\text{C.L.}) \quad (2.38)$$

を得ている. [20] CUORE は TeO_2 結晶のタワーを 19 個を使用し, バックグラウンドの低減と分解能の改善 (目標値 5 [keV]) から, 5 年で半減期 $T_{0\nu}^{1/2} \sim 2.1^{26}$ 年 を目指すものである. 第二段階では更なるバックグラウンドの改善と核種の濃縮から, 有効質量 $\langle m_\nu \rangle < 0.013 - 0.020[\text{eV}]$ と正常階層構造の探査までが可能になると期待される. [20]

EXO

^{136}Xe を崩壊ソースとして Time projection chamber(TPC) を使用して調べることで 2 重 β 崩壊実験を行う. 第一段階は, 濃縮した ^{136}Xe を 200[kg] 使用し, 2 年で半減期とニュートリノの有効質量, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 6.4 \times 10^{25}\text{年} \quad (2.39)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.27 - 0.38[\text{eV}](90\%\text{C.L.}) \quad (2.40)$$

を目指す (EXO-200). 現在 WIPP laboratory で建設が行われている. 最終目標は濃縮した ^{136}Xe 1000 [kg] の使用と, 娘核の ^{136}Ba のタグから半減期と, ニュートリノの有効質量それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 8.3 \times 10^{26}\text{年} \quad (2.41)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.05 - 0.14[\text{eV}] \quad (2.42)$$

を目指す. この娘核のタグという独自の方法によってバックグラウンドをゼロに出来る可能性がある.[21]

GERDA, Majorana

GERDA は Gran sasso, Majorana はカナダの Sudbury Underground Labortory(6,000 m.w.e.) にて行われる予定である. どちらも 86 [%] 濃縮した ^{76}Ge を用いた実験である. まず, GERDA では, 第一段階で 17.9 [kg] の Ge を使用して. 半減期とニュートリノの有効質量, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.0 \times 10^{25}\text{年} \quad (2.43)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.25[\text{eV}] \quad (2.44)$$

を目指し, KKDC claim の検証を目的としている. 第二段階で 40 [kg] の Ge を使用して, 半減期とニュートリノの有効質量, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.0 \times 10^{26} \text{年} \quad (2.45)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.11 [\text{eV}] \quad (2.46)$$

を目指す. 最終段階で 1000 [kg] の Ge を使用して, 半減期とニュートリノの有効質量, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 5.0 \times 10^{27} \text{年} \quad (2.47)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.02 [\text{eV}] \quad (2.48)$$

を目指す.

一方, Majorana は 500 [kg] の Ge を 8 つの 60 [kg] のアレイに分けて使用し, 最終的に半減期とニュートリノの有効質量, それぞれ

$$T_{1/2}^{0\nu} > 4.0 \times 10^{27} \text{年} \quad (2.49)$$

$$\langle m_\nu \rangle < 0.14 [\text{eV}] \quad (2.50)$$

を目指す.[21]

その他の実験

これらの実験以外にも, SNO の装置を改良し Nd 入り液体シンチレータを用いる SNO+ や ^{100}Mo を使用する MOON, ZnCdTe の半導体を用いる COBRA, Nd を TPC で測定する DCBA 等様々な実験が計画されている.

第3章 KamLAND 実験

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験は液体シンチレータを用いた、反ニュートリノ / 低エネルギーニュートリノ検出実験で、素粒子物理学の低エネルギー領域の研究を目指す。

3.1 概要

検出装置は岐阜県飛騨市神岡町にある池の山の山頂下 1000 [m](2700m.w.e) の神岡鉱山の坑内にあった Kamiokande 跡地を利用して建設された。1997 年より建設を開始し、2002 年よりデータ収集を開始している。地下深くに建設したことで、岩盤の遮蔽によ ニュートリノ検出の深刻なバックグラウンドとなる宇宙線ミュオンフラックスを地表の約 10^{-5} 倍の $1.5 \times 10^{-7} [\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ 程度に低減することができる (図 3.1)

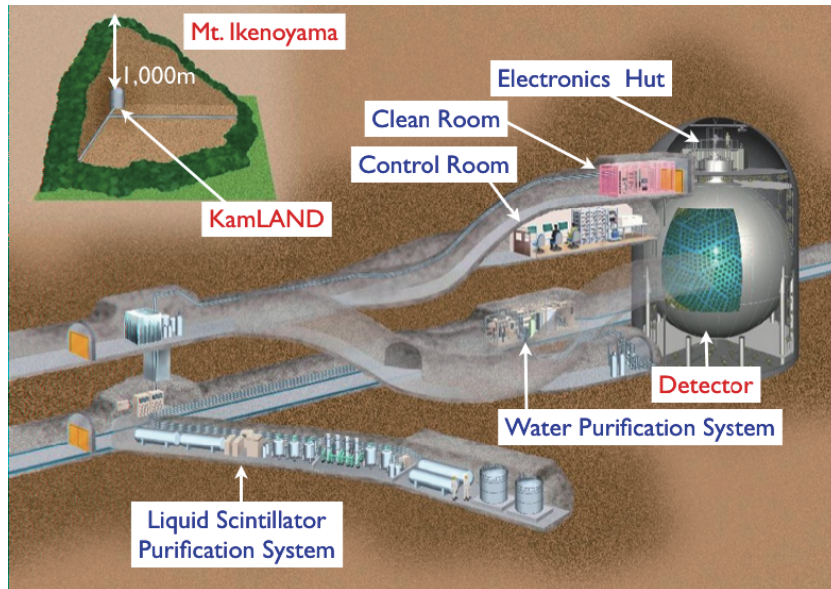


図 3.1: KamLAND 実験施設

3.2 検出原理

液体シンチレータ中を荷電粒子が通過すると電離損失によるエネルギーが、シンチレータ中の電子を励起する。この電子が基底状態に戻る時にエネルギーをシンチレーション光として発する。その光を光電子増倍管で受光し、受光時刻と受光量からイベント位置と電荷を再構築する。シンチレーション光は発光量が大きく、等方的に光を放射する。KamLANDではこの液体シンチレータを用いて反ニュートリノ / 低エネルギーニュートリノの探索を行っている。それら標的となるニュートリノは中性粒子であるが、検出装置内で反応を起こし、その副産物によって発光する。この光を検出することでニュートリノイベントを観測する。それら、ニュートリノが起こす反応について説明する。

3.2.1 電子型反ニュートリノ検出

電子型反ニュートリノは、検出装置内の陽子と電子型反ニュートリノが反応して起こる逆ベータ崩壊をとらえることで検出する。逆ベータ崩壊の過程は、



である。反応は図 3.2 のように進行する。

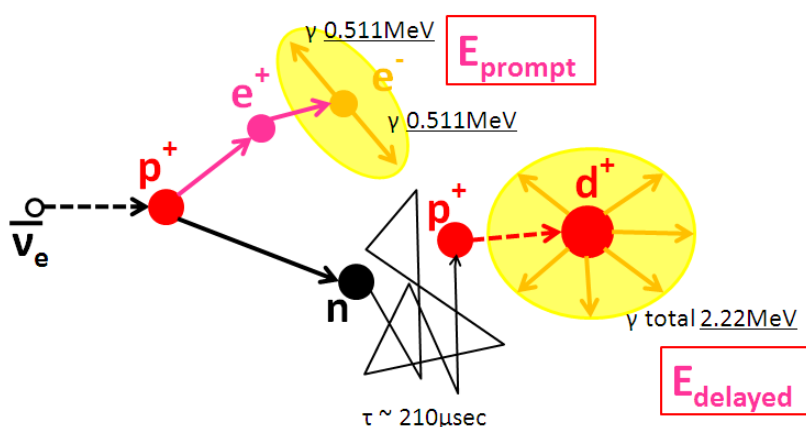


図 3.2: 電子型反ニュートリノの反応 電子型反ニュートリノが陽子と衝突し逆 β 崩壊を起こし陽電子と中性子に崩壊する。この直後、陽電子の対消滅が先発信号として、210 [μsec] ののち、陽子による中性子捕獲が後発信号として検出される。

まず入射して来た電子型反ニュートリノは液体シンチレータ中の陽子と反応して逆ベータ崩壊を起こす。この時放出された陽電子が付近の電子と対消滅し、少なくとも 0.511 MeV の γ 線を 2 本放出する。これが先発信号である。陽電子の質量は中性子の質量に比べて十分に小さく、中性子はほとんど動かない ($T_n \simeq 0$) ので、エネルギー保存より、

$$E_{\bar{\nu}} + m_p = (T_e + m_e) + (T_n + m_n) \quad (3.2)$$

$$T_e \simeq E_{\bar{\nu}} + m_p - m_n - m_e \quad (3.3)$$

$$= E_{\bar{\nu}} - 1.805 [\text{MeV}] \quad (3.4)$$

である。但し、 $E_{\bar{\nu}}$ は反ニュートリノのエネルギーを、 T_e は電子の運動エネルギーを、 m_p, m_n, m_e は陽子、中性子、電子の質量を、それぞれ表している。(3.4)式から、この反応の閾値は $1.805[\text{MeV}]$ である。先発信号のエネルギーの合計は、電子対消滅による電子2個分の質量と陽電子の運動エネルギーの合計なので、

$$E_{\text{prompt}} = T_e + 2m_e \quad (3.5)$$

$$\simeq E_{\bar{\nu}} + m_p - m_n - m_e + 2m_e \quad (3.6)$$

$$\simeq E_{\bar{\nu}} - 0.78[\text{MeV}] \quad (3.7)$$

となる。

一方、逆ベータ崩壊で生成された中性子は液体シンチレータ中の陽子(水素原子核)と弾性散乱を繰り返してエネルギーを落として熱中性子化し、約 $210[\mu\text{sec}]$ 後に陽子に捕獲され重水素となる。その際に、合計約 $2.22[\text{MeV}]$ 程度の γ 線を放出する。これが後発信号である。

標的となる反応ではこれら二つの信号が出るので、それらの時間間隔や空間相関、それぞれに対するエネルギーの選択によって目的の信号とバックグラウンドを区別することが出来る。これを遅延同時計測という。

3.2.2 電子型ニュートリノ検出

電子型ニュートリノ検出は、ニュートリノが検出装置内の電子と弾性散乱する時に弾かれた反跳電子を捉えることで行う。

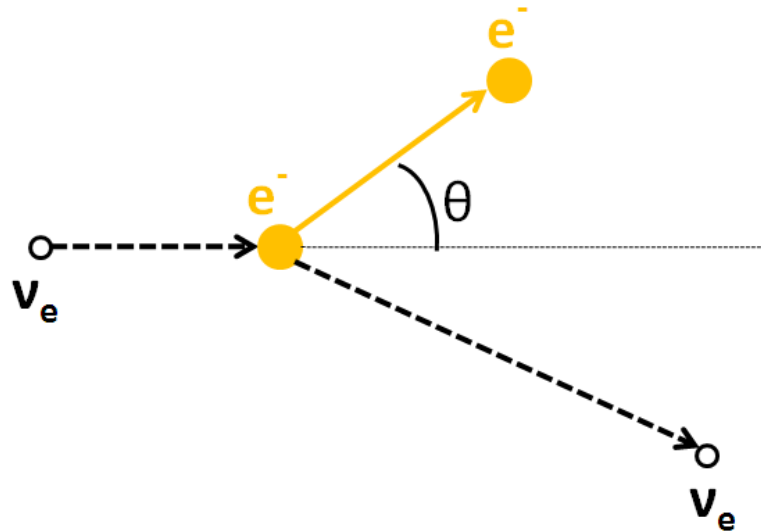


図 3.3: 電子型ニュートリノと電子の弾性散乱 反跳電子が信号となる

この反応は中性カレントの反応で、式は以下のようになる。



この時、反跳電子の持つ運動エネルギーは、簡単な運動保存則とエネルギー保存則の方程式を解いて、

$$T_e = \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_\nu}{m_e}}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\nu}{m_e}} \quad (3.9)$$

$$\leq \frac{E_\nu}{1 + \frac{m_e}{2E_\nu}} \quad (3.10)$$

となる。

3.3 検出装置

KamLAND の実験装置の根幹は、1000 トンの液体シンチレータとそれを取り囲む 1879 本の光電子増倍管である。中心部には液体シンチレータを満たした直径 13 [m] のプラスチックフィルム製のバルーンがケブラー紐で保持されている。その外側に 1800 [m³] のパラフィンオイルを満たした直径 18 [m] のステンレス製球形タンクが設置されている。これを ID (Inner Ditector) と呼ぶ。そしてその外側の岩盤との間に純水を満たして宇宙線カウンターとして利用している。これを OD (Outer Ditector) と呼ぶ。(図 3.4)

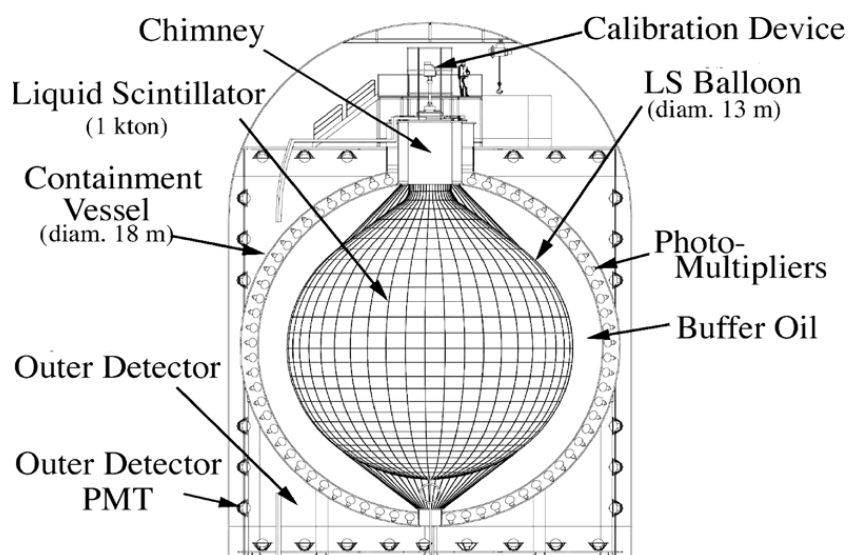


図 3.4: KamLAND の中心部

Inner Detector

検出器の中心には直径 13m の透明なバルーンがある。このバルーンは厚さ 135 [μm] の 5 層構造をしていて、内側から 3 層は強度と透明度に優れたナイロン素材、外側 2 層はラドンへの遮蔽能力に優れたエパール (EVOH: エチレン-ビニール-アルコール) を採用してい

る。

内側の液体シンチレータから発せられるシンチレーション光を光電子増倍管まで伝えるように透明度の高いフィルムを採用している。バルーンへの圧力を軽減し破損を防ぐために、バルーンの内外での液体の密度差は 0.01 [%] 程度 (全体で約 100 [kgf/cm²]) に抑えられている。

バルーン外側にはパラフィンオイルが満たされており、直径 18[m] のステンレス製の球形タンクで覆っている。タンク壁面には 1879 本の光電子増倍管 (17 インチ : 1325 本, 20 インチ : 554 本) が設置されていて、バルーン内部で液体シンチレータが発するシンチレーション光を検出する。

Outer Detector

ID は直径 19 [m], 高さ 20 [m] の円筒型をしており、3000 トンの純水で満たされている。この純水は純水製造装置で製造され、絶え間なく供給されている。タンク壁面には 20 インチの光電子増倍管が 225 本取り付けられている。この OD の役割は大きく分けて 2 つあり、1 つはチェレンコフ光を観察することで、地中まで届く宇宙線 μ 粒子を識別すること。もう一つは岩盤の放射性元素から放出される γ 線や中性子等を純水層で遮蔽することである。

検出器上部

検出器の上部にはチムニーと呼ばれる検出器へのアクセス口があり、更にその上部にキャリブレーション用の装置が設置されている。ここから放射線源等を検出器内部に直接入れて、キャリブレーションが出来るようになっている。

E-hut

検出器の上の広い空間 (ドームエリア) には E-hut (Electronics hut) と呼ばれる小部屋が存在する。後述の KamFEE (KamLAND Front End Electronics), トリガ回路等はこの部屋に設置されている。

3.3.1 液体シンチレータ

KamLAND の大きな特徴に、ターゲットに液体シンチレータを用いている点が上げられる。液体シンチレータは発光の閾値が低く、低エネルギー領域のイベントを観測するのに適している。KamLAND で使用されている液体シンチレータの構成物質は以下の通りである。

KamLAND ではこの液体シンチレータを 1000[t] 使用している。シンチレータ中を荷電粒子が通過すると、軌道電子が励起され、基底状態に戻る時にシンチレーション光を発する。この光を光電子増倍管で効率よく受け取るため、高い透明度 ($\geq 13\text{m}@400\text{nm}$) と高い発光量 (300 [p.e. / MeV]) が要求される。現在、液体シンチレータの密度は 0.777[g/cm³] となっている。この液体シンチレータのシンチレーション光のスペクトルを図 3.3.1 に示す。

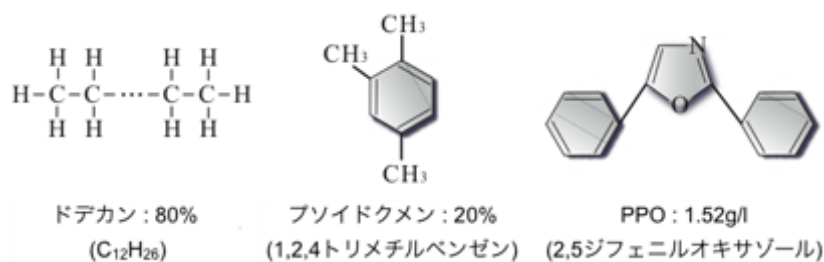


図 3.5: 液体シンチレータの構成物質

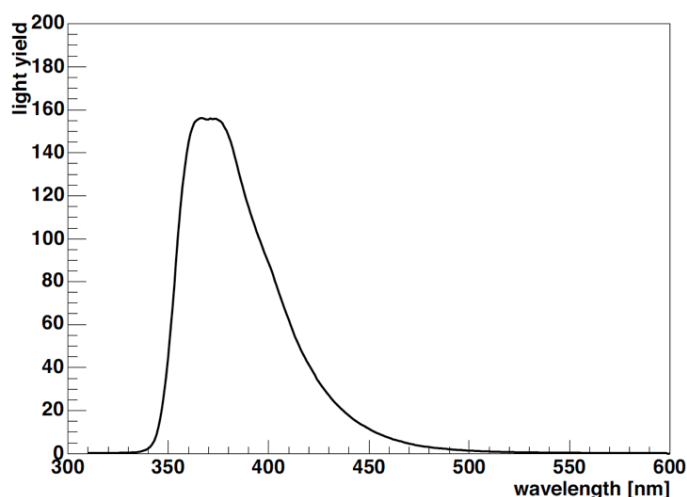


図 3.6: シンチレーション光スペクトル

3.3.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube) とは、微弱な光を電子に変換して増倍し、信号として検出する装置である。KamLAND の研究対象であるニュートリノのエネルギー領域は ≤ 10 [MeV] 程度である。液体シンチレータのエネルギーあたりの発光量は、透過度やクエンチングの効果を加えて、光電子増倍管の光電面の量子効率を加味すると 200[p.e./MeV] 程度。一方光電子増倍管の数は合計で約 1800 本なので、光電子増倍管一つあたりに入射する光電子数は 1 回のイベントにつき 1 つ程度である。従って使用する光電子増倍管には 1 光電子を十分に詳しく分解出来るエネルギー/時間分解能が必要となる。以下に図 3.3.1 に対して、光電子増倍管の量子効率の波長応答を示す、

現在、KamLAND で使用している光電子増倍管は 2 種類あり、17 インチ光電子増倍管を 1325 本、20 インチ光電子増倍管を 554 本の併せて 1879 本を使用している。光電面カバー率は 17 インチ光電子増倍管で 22 [%]、20 インチ光電子増倍管で 12 [%]、合計で 34 [%] である。Kamiokande 等の従来のニュートリノ実験では 20 インチのものが用いられていた

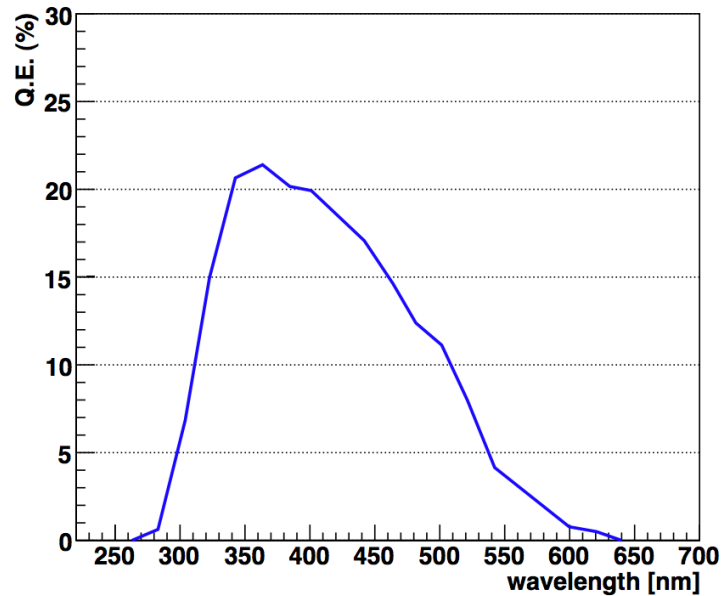


図 3.7: 光電子増倍管の量子効率

が, KamLAND 実験では新たに 17 インチ光電子増倍管を開発して使用している。

17 インチ光電子増倍管は 20 インチ光電子増倍管の時間分解能やピーク/バレー比等の基本性能向上を目指して開発された。20 インチ光電子増倍管の光電面のうち, 有意に分解能が劣る端の部分をマスクし, より分解能の良い部分のみを使用している。光電面を絞った結果, ダイノード (電子増倍部) も全 10 段のうち後 9 段を従来の大口径用のものからより時間やエネルギーの分解能に優れたラインフォーカス型に変更した。結果として 20 インチ光電子増倍管と比較して, 光電効果の生じる時間ばらつきは 6[nsec] から 3.6[nsec] へ, ピーク/バレー比は 1.5 から 3.9 へ, エネルギー分解能も $7.3[\%]/\sqrt{E(\text{MeV})}$ から $6.2[\%]/\sqrt{E(\text{MeV})}$ へと改善された。

光電子増倍管に搭載されている, 外部から供給される高電圧を電子に伝え増幅する回路を, プリーダ回路と言う (図 3.9)。プリーダ回路は低周波を落とす低周波遮断回路と同じ周波数特性を持っている。このフィルタ効果をもたらすのは最終段のキャパシタ (C_6) である。遮断周波数は 2.13[kHz] で, これ以下の周波数は周波数が 10^{-1} 倍になる毎にゲインも 10^{-1} 倍になる。

$$\log_{10} \Delta f = \log \left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| \quad (3.11)$$

オーバーシュート

このような低周波を落とす回路は広く使われているが, 信号通過後にキャパシタからの電荷

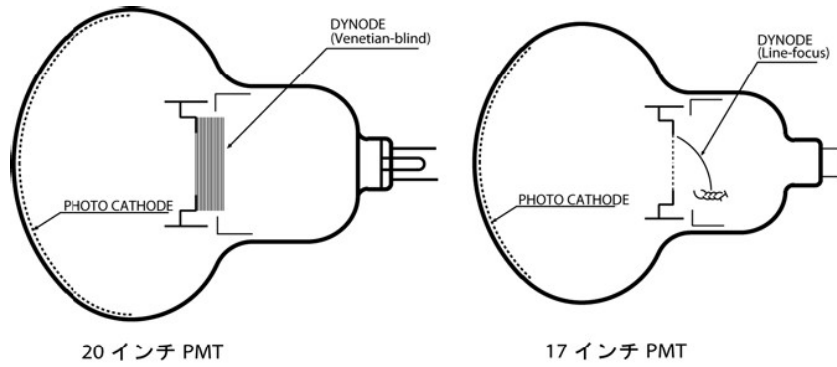


図 3.8: 左:20 インチ光電子増倍管 右:17 インチ光電子増倍管

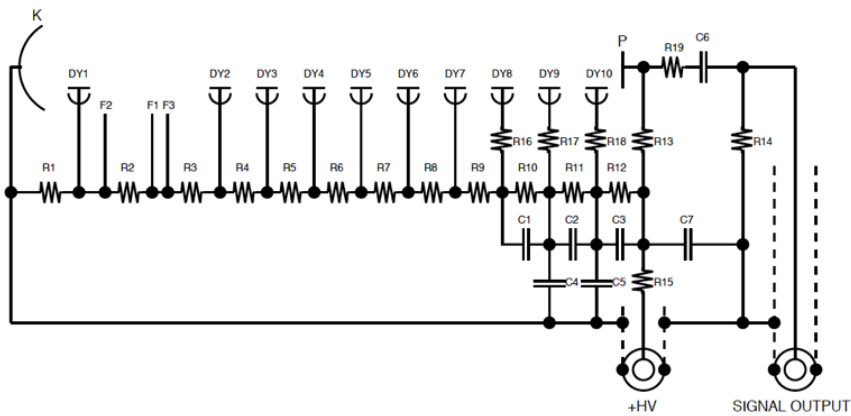


図 3.9: プリーダ回路図

の逆流があるという点で取り扱う際に注意が必要となる。例えば信号がキャパシタ C_6 を通過し、その際に電荷 Q が充電されたとき、出力側の電圧は、両側の抵抗の抵抗値を R_{13}, R_4 として、

$$V(t) = V(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{3.12}$$

$$= \frac{R_{14}}{2} \frac{Q}{R_{13}C_7} e^{-\frac{t}{R_{13}C_7}} \tag{3.13}$$

ただし、

$$V(0) = \frac{R_{14}}{2} \frac{Q}{\tau} \tag{3.14}$$

$$\tau = R_{13}C_7 \tag{3.15}$$

となる。この時、[表 3.1] より、時定数 $\tau = 470[\mu\text{sec}]$ を得る。もしある信号がこのキャパシタを通過し、 $20000[\text{pC}]$ の電荷が充電されたなら、この回路の出力には約 $1[\text{mV}]$ のオーバーシュートが乗ることになる。通常、信号が負圧方向、高周波として現れるのに対し、オーバーシュートは正圧方向、低周波として現れる。ミュオン信号のような大きな信号の場合、図

表 3.1: プリーダ回路の抵抗とキャパシタ

抵抗	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6	R_7	R_8	R_9	R_{10}	R_{11}	R_{12}
電圧分割比	18.5	0.6	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4
抵抗値 (k Ω)	2220	72	408	600	396	204	120	120	120	240	360	480
抵抗	R_{13}	R_{14}	R_{15}	R_{16}	R_{17}	R_{18}	R_{19}					
抵抗値 (Ω)	100k	50	10k	50	50	50	75					
キャパシタ	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7					
容量 (F)	10n	10n	10n	1000p	1000p	4700p	4700p					

3.10 のように数 [mV] ~ 10[mV] に達し, 典型的 1 光電子信号である 2[mV] の信号は, このオーバーシュートと重なると, 通常の閾値では検出出来なくなり, トリガ効率が落ちる.

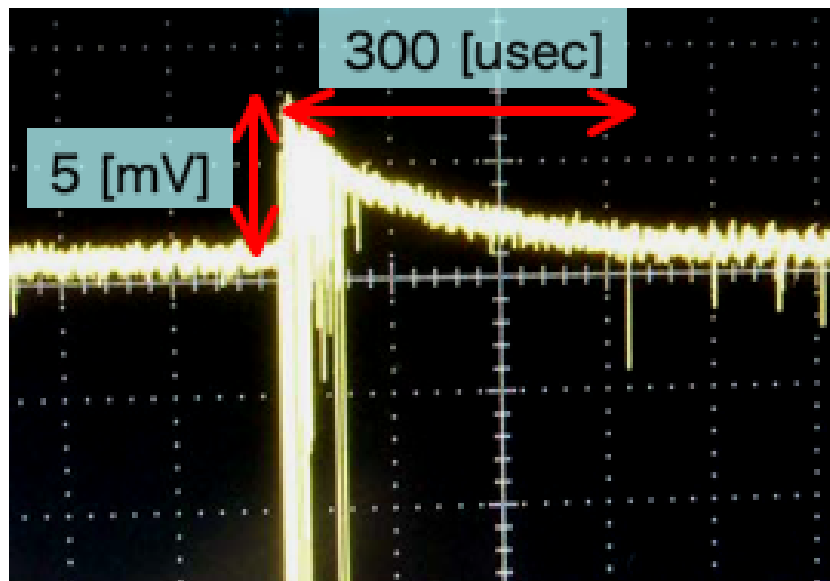


図 3.10: ミューオン信号後オーバーシュート

3.3.3 データ収集システム

光電子増倍管からの信号は同軸ケーブルでデータ収集回路に入力される. このデータ収集回路を KamFEE(KamLAND-Front-End Electronics) あるいは単に FEE と呼ぶ. FEE に送られて来た信号は, まず次の 2 系統に分けられる.

- ディスクリミネータを通してトリガ回路へヒットを送りトリガ判断に使用する系統
- 遅延させてトリガ判断を待ちトリガによる波形記録要求を受けると波形をデジタル化した波形を記録する系統

である (図 3.11).

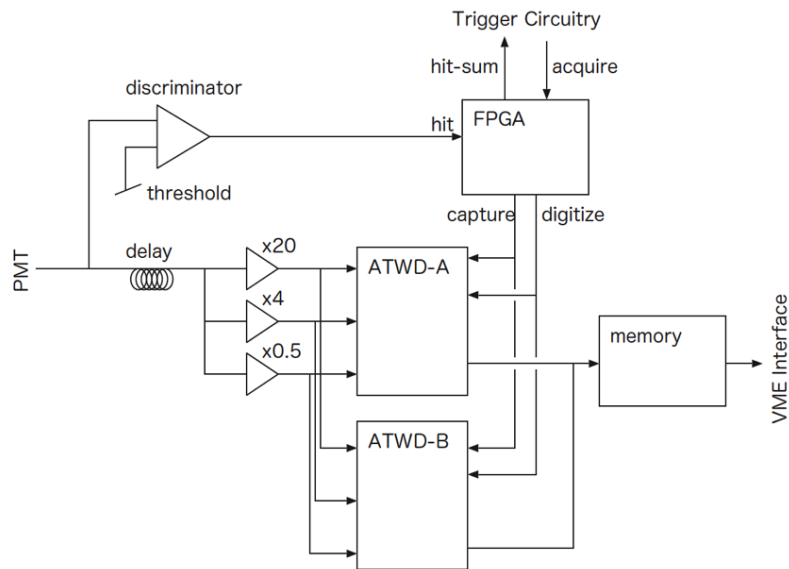


図 3.11: FEE の概略図とデータ/コマンドの流れ

通常光電子増倍管で観測される信号は 2 種類である。1 つは前節で触れた, MeV のエネルギースケールのイベントで観測される光電子の 1 つ分の信号。もう 1 つは高エネルギー宇宙線による大信号である (図 3.12)。1 光電子の信号は 5×10^6 ゲイン下で $0.8[\text{pC}]$ で 50Ω 終端で信号を受けると, 信号幅 $30[\text{nsec}]$, 信号振幅 $2[\text{mV}]$ 程度となる。一方, 高エネルギー宇宙線は全ての光電子増倍管に 1000 以上の光電子をもたらす, 光電子増倍管 1 本あたり 100000 光電子をもたらすものもある。この時信号幅は数 $100[\text{nsec}]$, 信号振幅は数 $[\text{V}]$ に達する。従ってダイナミックレンジは 10^5 以上ある必要がある。

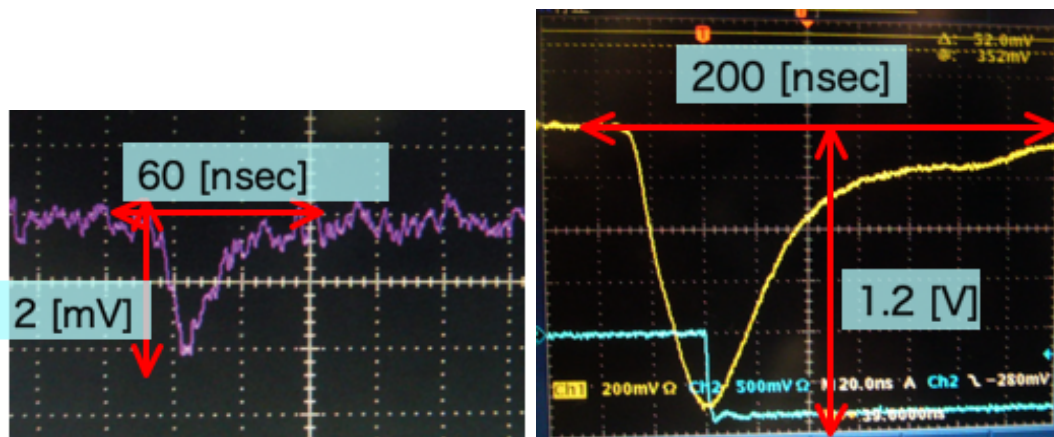


図 3.12: 1 光電子信号 (左) と高エネルギー宇宙線信号 (右)

ディスクリミネータの閾値は現在 $0.33[\text{mV}]$ に設定されている。この値は1光電子信号とノイズ振幅の分布の境界で1光電子信号の振幅の $1/6$ 程度になっている。この閾値下では各光電子増倍管で数 $10 \sim$ 数 $100[\text{kHz}]$ 程度のレートで信号が検出される。

現在, KamLAND ではトリガ回路が, 同時にこの閾値を超える信号を検出した光電子増倍管の数 (NSUM) を数えている。NSUM が70本を超えると Prompt トリガが発行され, そこから $1[\text{msec}]$ 以内に再び NSUM が70本を超えると Delayed トリガが発行される。データ収集回路はそれぞれのトリガに応じて波形を記録する。NSUM = 70 と言うのは $0.35[\text{MeV}]$ に相当する。KamLAND では $0.35[\text{MeV}]$ を超えるイベントは $100[\text{Hz}]$ 程度の頻度で起こっている。この遅延同時計測のトリガの他, 超新星ニュートリノの観測や陽子崩壊の観測等, 期待される物理現象全ての信号レートに対応して記録出来る性能が必要とされる。

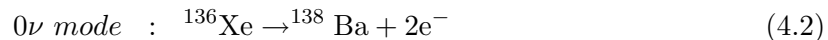
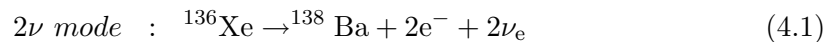
これらの条件を満たすため, FEE に入力された信号は大きさによって3段階 (20倍, 4倍, 0.5倍) に増幅された後, ATWD (Analog Transient Waveform Digitizer) に送られてアナログ-デジタル変換が行われる。ATWD はキャパシタアレイとウィルキンソン型ランプ ADC からなる。ATWD は送られて来た信号をキャパシタアレイに次々と保持し, 時間方向にデジタイズする。信号記録の要求が来ると ATWD はキャパシタアレイを封鎖し, 次にデジタイズの命令が来るとそれぞれのキャパシタの電圧を ADC によってデジタル化する。この時, ウィルキンソン型ランプ ADC を用いているため, 電圧比較に時間を要し約 $30[\mu\text{sec}]$ の不感時間が生じる。これを解消し, 高い信号レートへ対応するため, それぞれの入力チャンネルには2つの ATWD (ATWD-A, ATWD-B) が存在し交互に使用している。信号は約 $225 [\text{nsec}]$ にわたって, サンプリング間隔 $1.5 [\text{nsec}]$, サンプリング幅 $10 [\text{bit}]$ で 128 個の細かいピン毎にデジタル化される。

第4章 KamLANDでの 2β 崩壊観測実験

KamLANDは次期実験として $0\nu 2\beta$ 崩壊の探索を計画している。 2 重 β 崩壊は寿命が長く稀な現象であるため、その観測には 0ν モードのピーク状のエネルギースペクトルと 2ν モードの連続スペクトルとを確実に区別できる高いエネルギー分解能を持つ実験が有利である。一方、大量の崩壊核を使用した大型検出装置を用いた実験も、イベント数を稼ぎスペクトルを観測し、その歪みを検出することで高信頼度で $0\nu 2\beta$ 崩壊を探索する事が可能である。通常、この手法には低バックグラウンド環境が必要不可欠であるが、KamLAND実験では既に太陽ニュートリノ検出を目指す過程で極低バックグラウンド環境を実現している上に、存在するバックグラウンドに関する研究も多く行われていて十分に理解されている。以上の強みより、 2 重 β 崩壊観測において大きな成果が期待出来る。この章では $0\nu 2\beta$ 崩壊観測に向けてのKamLAND検出器のアップグレードについて説明する。

4.1 KamLANDでの 2β 崩壊観測実験

KamLANDでは2011年よりニュートリノの更なる研究を目指して、 $0\nu 2\beta$ 崩壊観測実験を開始する。崩壊核として ^{136}Xe を使用する。 ^{136}Xe の原子核は安定核であるが、非常に長い寿命で以下の 2 重 β 崩壊を起こす。



崩壊寿命に関しては両方とも未だ解明されていない。本実験での解明が期待される。 ^{136}Xe の Q 値は2.48 [MeV]である。 2ν モードは連続スペクトル。 0ν モードは2.48 [MeV]にピークをつくる。

4.2 新実験に向けての検出装置

KamLANDでの $0\nu 2\beta$ 崩壊観測実験は以下の二段階の実験が予定されている。

- 第一段階ではKamLANDのIDの中に小さなバルーンMIB(Most Inner Balloon)をインストールし、その中にXeを混ぜた液体シンチレータを充填する。
- 第二段階では既存のバルーンを取り除き、中心に新しくバルーンをインストールする。新しいバルーンの中にXeを混ぜた液体シンチレータを充填し、周囲には発光量と密度を調整した液体シンチレータを充填する。

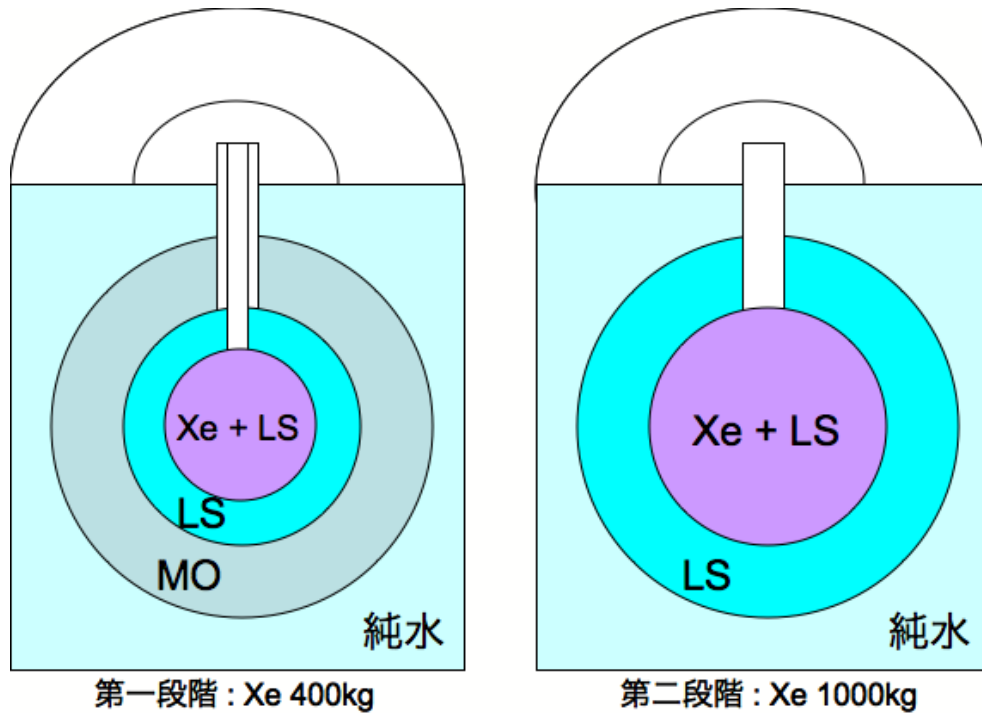


図 4.1: KamLAND $2\nu\beta\beta$ 崩壊実験の第一段階 (左) と第二段階 (右) LS は Liquid Scintillator (液体シンチレータ)

図 4.1 に各段階における検出装置のモデルを示す。

第一段階では KKDC claim の検証を目指して ^{136}Xe : 400 [kg] を, 第二段階では逆階層性の探査を目指して ^{136}Xe : 1000 [kg] をターゲットとして使う。(図 4.1)

KKDC claim の検証はニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle = (0.24 - 0.58)\text{[eV]}(3\sigma)$ に 0ν 崩壊を観測したという主張であるが, 他の実験で未検証である。そこで, 400 [kg] の崩壊核を使用して, この主張付近, さらには 60 [meV] までの $0\nu 2\beta$ 崩壊探査を行う。60 [meV] と言うのは縮退領域 (3 種類のニュートリノがほぼ同じ質量) の検証が行えるエネルギーである。

第二段階の目標値は 25 [meV] で, 逆階層構造の探査を目指して 1000 [kg] の崩壊核を利用する実験になる。逆階層構造の探査のためには, さらに質量の感度を一桁良くする必要があるが, $0\nu 2\beta$ 崩壊の崩壊率 $(T_{1/2}^{0\nu})^{-1}$ は $\langle m_\nu \rangle^2$ に比例するため, 崩壊率を二桁良くしなければならない。従って物質量を大幅に増やす必要があるが, KamLAND はすでに十分大きい (1000 トンの液体シンチレータを使用) ため, 既存の検出器で実験を行うことが可能である。それらに向けての検出器の改良が進められている。

図 4.2 はニュートリノ振動から許される質量構造の領域で, 横軸に最も軽いフレーバーの質量, 縦軸にニュートリノの有効質量をとってプロットしている。このプロットより, 有効質量 100 [meV] で KKDC claim の排除が, 有効質量 10 [meV] で逆階層構造までの排除が行える。

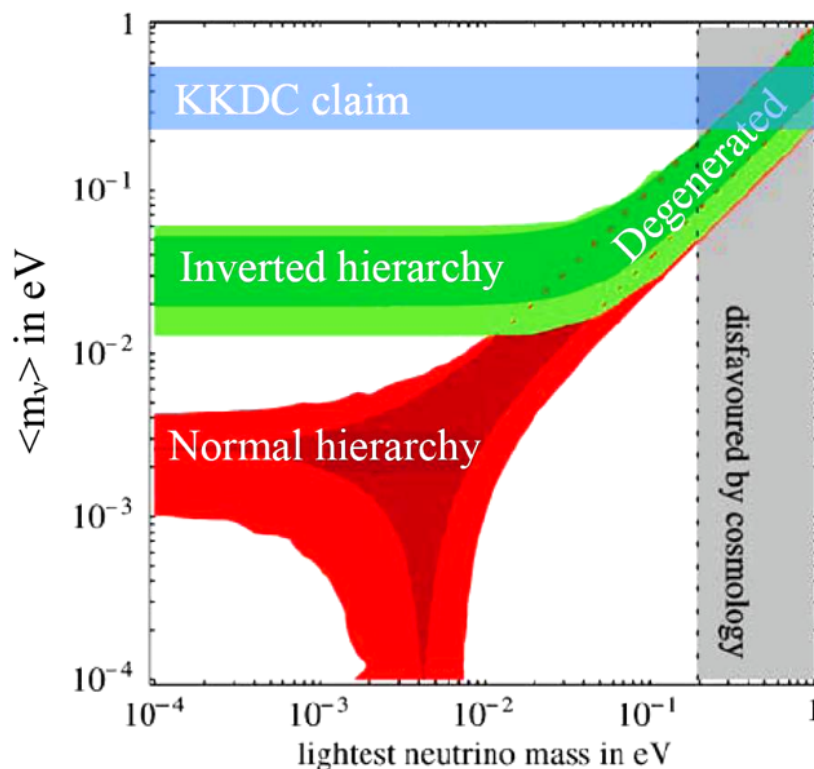


図 4.2: 2重 β 崩壊の測定目標: 青色の部分がKKDC claimの領域, 緑色の部分が逆階層構造の領域

4.2.1 Xe入り液体シンチレータ

KamLANDで2重 β 崩壊観測に用いる核種にはまず以下の制限が加わる.

- 液体シンチレータに良く溶けること
- Q値が大きく, かつ $0\nu 2\beta$ 崩壊のイベント数が多いこと

KamLANDでは2重 β 崩壊の核種として ^{136}Xe を使用する. ^{136}Xe はKamLAND検出器と分解能を想定して, 有効体積 $544\text{ [m}^3\text{]} (= \text{半径 } 5.5\text{m})$, 自然存在比で $1\text{w}[\%]$ を溶かし, ニュートリノの有効質量を 30 [meV] と仮定すると, Q値は 2.48 [MeV] , 崩壊率は $\langle F_N \rangle \equiv \langle G_{0\nu} | M_{0\nu} |^2 \rangle \sim 2.8 \pm 0.4 \times 10^{-14}$ で条件を満たす. ^{136}Xe は上記の条件に加えて次の点で他の核種に比較して有用である.

1. 遠心分離法を用いて容易に濃縮が出来るため ^{136}Xe を邪魔になる他の同位体から分離して入手可能な点
2. 液体シンチレータに溶解し易い点 ($> 3\text{wt}[\%]$)
3. 2ν 崩壊モードの半減期が非常に長く ($T_{1/2}^{2\nu} > 10^{22}$ 年), バックグラウンドとして少ないと期待出来る点

4. 希ガス族なので化学的に安定な点

以上の点から本実験ではこの ^{136}Xe を使用することに決定した。ターゲットとしての性能からだけでなく、取り扱いの観点からもXeは濃縮して扱う方が利便性が高い。本実験ではXeは90[%]濃縮を行ったものを想定している。Xeは液体シンチレータに対し容易に溶けるものの、溶液は発光量や透過度等の性質の変化に注意しなければならない。第一段階ではシンチレーション光が確実に光電子増倍管まで到達するために、Xeを混入して作る新たな液体シンチレータは以下の条件を満たす必要がある。

- 現行の液体シンチレータの85[%]以上の発光量を持つこと
- 透過度が4m以上あること
- 現行のシンチレータと同程度の密度であること

透過度が4mと言うのは、直径4m弱のバルーンの外側まで光が到達するために必要な値である。液体シンチレータに直接Xeを溶かすと、発光量が低下してしまう。それゆえ現行の液体シンチレータにXeを溶かすだけでは目標値を達成出来ない。Xeが178nmの紫外領域で発光するため、エネルギーの伝達がうまくいかず、発光量が落ちてしまうためである。発光量を補うためにPPOを増やすと密度が大きくなり、バルーンへの負荷が大きくなりすぎる。これらの問題を解決するため、従来の液体シンチレータと異なる新たな組成の液体シンチレータを開発した。新たな液体シンチレータの組成は、デカン81.8[%]、プソイドクメン18.2[%]である。Xeの効果で減少した発光量はPPOの量を増やすことで補い、現行の液体シンチレータと同程度の発光量を有している。PPOを増やしたことで増加した密度はドデカンに比べて軽いデカンを使用することで調整している。

第二段階ではさらに発光量を大きくしなければならない。目標値は現在の液体シンチレータの1.4~1.5倍である。

4.2.2 集光効率の改良

第二段階では発光量を大きくするだけでなく、集光率も改善しなければならない。現在の光電子増倍管の光電面がIDの球面をカバーする面積は17インチ光電子増倍管で22[%]、20インチ光電子増倍管で12[%]であり、合計34[%]である。これを80[%]まで改善することを目指す。現在、光を反射する素材で出来たコーン状のライトガイドを光電子増倍管の周りに設置して光電面に光を効率よく誘導する手法が考えられており、KamLAND環境に適したミラー、効率的なライトガイドの形状等が研究されている。

4.3 観測におけるバックグラウンド

$0\nu 2\beta$ 崩壊のエネルギースペクトルはQ値におけるピーク状に分布する。検出される信号は単発信号で、遅延同時計測のような関連付けが行えないため、このQ値を跨いで分布す

るイベントは、全て $0\nu 2\beta$ 崩壊観測のバックグラウンドになる。 ^{136}Xe の Q 値は 2.48 [MeV] なので KamLAND 実験で観測されるスペクトルで、 2.48 [MeV] 付近に分布するものうち、支配的なバックグラウンドは次の 4 種類である。

1. ^{136}Xe の 2ν モードの 2 重 β 崩壊
 ^{136}Xe はターゲットとなる物理である 0ν モードの 2 重 β 崩壊の他に 2ν モードの 2 重 β 崩壊を起こす。この 2ν モードではニュートリノがエネルギーを観測系の外へ持ち出すため、観測されるスペクトルは最大値が Q 値 (2.48 [MeV]) の連続スペクトルである。半減期は ($T_{1/2}^{2\nu} > 10^{22}$ 年)。
2. ^8B 太陽ニュートリノ
 太陽ニュートリノのうち ^8B ニュートリノは連続スペクトルであるため、電子散乱によって KamLAND で連続スペクトルとして観測される。
3. 検出装置に付着している ^{238}U や ^{232}Th 起源の ^{208}Tl や ^{214}Bi
 ^{208}Tl の崩壊
 Xe 入り液体シンチレータを充填するためのバルーンそのものに含まれてしまう ^{232}Th 起源のバックグラウンドで、 2.6 [MeV] の γ 線と β 線を放出し、スペクトルは 3.5 [MeV] 付近に分布する。ここで ^{232}Th の濃度は現在のバルーンと同程度の 10^{-11} [g/g] を仮定している。

^{214}Bi の崩壊

^{208}Tl の場合と同じく、バルーンそのものに含まれる ^{238}U 起源のバックグラウンドで、 Q 値が 3.272 [MeV]、半減期 19.9 [min] である。ここで ^{238}U の濃度は現在のバルーンと同程度の 10^{-12} [g/g] を仮定している。有効体積を小さくするパーテックスカットや $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ の遅延同時計測、 $^{214}\text{Pb}/^{214}\text{Bi}$ の遅延同時計測 ($^{85}\text{Kr} < 0.1\text{mBq/m}^3$ が必要) によって解析的な除去も可能で、 $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ の遅延同時計測で 40 [%] 程度、 $^{214}\text{Pb}/^{214}\text{Bi}$ の遅延同時計測が可能であれば 80 [%] 程度除去出来る (図 4.3)。

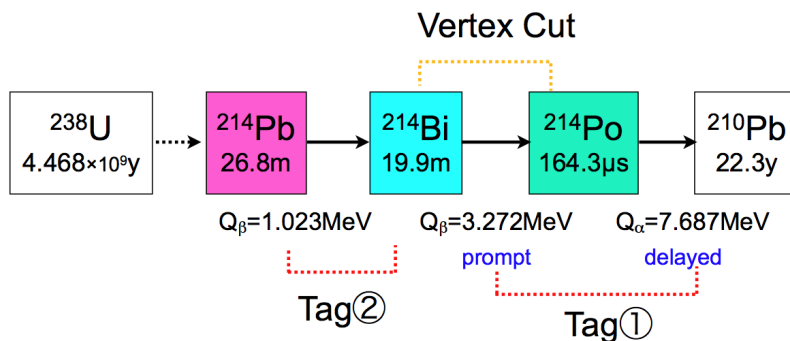


図 4.3: ^{238}U 崩壊系列と各種のカット

しかし、本実験では有効体積を確保することが非常に重要であるため、そもそもの起源である ^{238}U の混入をどれだけ防げるか、どこまでクリーンで薄いバルーンが作れ

るかが大きな影響を持つ。

4. 高エネルギー宇宙線の原子核破碎によって生成される不安定原子核 ^{10}C , ^{11}C , ^{11}Be KamLANDでは0.03 [Hz]の割合でシャワーを伴う高エネルギーの宇宙線が液体シンチレータを通過する。このミュオンにより Inner detector 内の ^{12}C 原子が破碎され不安定原子核が生成される。

^{10}C の崩壊

高エネルギー宇宙線による原子核破碎由来の ^{10}C の崩壊反応で、スペクトルは1.5 ~ 3 [MeV] にかけて分布、崩壊寿命 27.8 [sec] である。現在の KamLAND では1日に 21.8 ± 1.8 [1/kt · day] のレートで生成されている。イベント数は高エネルギー宇宙線のフラックスとターゲットの体積に依存するため、とくに第二段階で深刻なバックグラウンド源となる。検出器内に C 元素が存在する限り高エネルギー宇宙線が入射する度に新たに生成されるため、純化等の物理的除去が意味を持たず、解析的除去が必要となる。

^{11}C の崩壊

^{10}C と同様に高エネルギー宇宙線による原子核破碎によって生成された ^{11}C の崩壊反応で、スペクトルは0.65[MeV] から 2.2[MeV] まで分布し、崩壊寿命は 29.4 [min] である。現在の KamLAND では1日に 1.4 ± 0.3 [1/kt · day] のレートで生成されている。

^{11}Be の崩壊

^{10}C と同様に高エネルギー宇宙線による原子核破碎によって生成された ^{11}Be の崩壊反応で、スペクトルは $0\nu 2\beta$ のスペクトルを跨いで広く分布、崩壊寿命 19.9 [sec] である。現在の KamLAND では1日に 1.4 ± 0.3 [1/kt · day] のレートで生成されている。

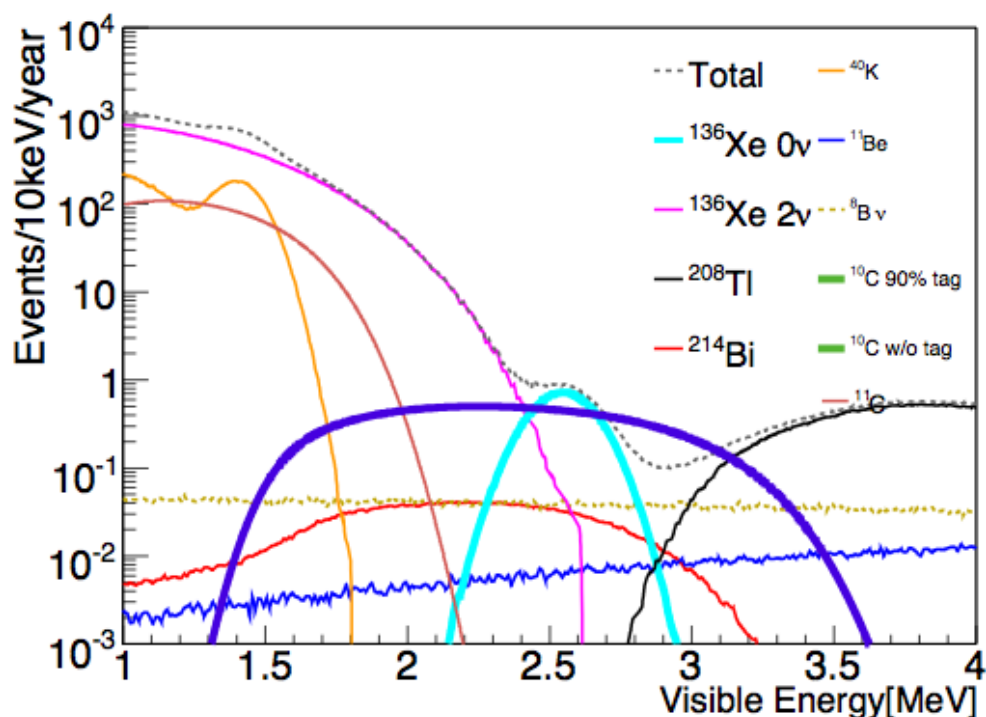
バックグラウンドの総計

2重 β 崩壊の半減期を、 0ν mode で 9.8×10^{25} 年、 2ν mode で 1.0×10^{22} 年とし、バルーンの厚みを 25 [μm] 不純物の混入割合を $^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U} = 10^{-12}$ [g/g], $^{40}\text{K} = 10^{-11}$ [g/g] とすると、

^{136}Xe を 400 [kg] 用いる第一段階では、ニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ を目標値 0.15 [eV] (KKDC-claim の最小値から縮退構造までを探索可能)、

^{136}Xe を 1000 [kg] 用いる第二段階では、ニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ を目標値 0.025 [eV]、と置くと KamLAND で観測されるスペクトルは第一段階では、図 4.4 のようになる。

図 4.4 のように、KamLAND における $0\nu 2\beta$ 崩壊観測において、最も深刻なバックグラウンドは ^{10}C の崩壊である。それぞれ一年間のバックグラウンドの総計と $0\nu 2\beta$ 崩壊のイベント数は下のようになる。(ただし、 ^{10}C はタギングによる解析除去によって 90%低減できた場合の仮定値を用いている。) 表 4.5 より、例えば解析除去に失敗してバックグラウン

図 4.4: $0\nu 2\beta$ 崩壊のスペクトルとバックグラウンド

ドが 1[event] 増えるだけでも, S/N 比に大きな影響をあたえることがわかる. 従って, この $0\nu 2\beta$ 崩壊探索において, 確実にバックグラウンドを除去することが非常に重要になる.

4.4 $0\nu 2\beta$ 崩壊観測のための ^{10}C タギング

4.4.1 高エネルギー宇宙線の Veto

現在 KamLAND で使用しているデータ収集回路では, ATWD 内部のキャパシタアレイに保存されている波形データと ADC との電圧比較に約 30 [μsec] を要し, その間 ATWD への信号入力が遮断される. この不感時間軽減のために入力信号に対して 2 つの ATWD を交互に使う方法で対応しているが, それでも 3 つ以上の信号が 16.7 [kHz] ($= 1/30 \times 2$ [μsec]) 以上のレートで入力されると安定して記録することが出来ない. 特に高エネルギー宇宙線は自身の信号だけでなく, 多数のイベントを付随するため現在のエレクトロニクスで対処することが出来ない. このため, KamLAND では現在, ミューオン後の信号をニュートリノイベントと間違えないために, 高エネルギー宇宙線信号に対して, 軌跡とエネルギーを再構築し, それに応じて以下のように Veto を行っている.

全 17 インチ光電子増倍管のエネルギーの総計を Q , 残存電荷 (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) を ΔQ , ミューオン信号の再現のクオリティの低さを badness として,

Fiducial Volume = 100%, 20.6m³

¹³⁶ Xe 2 ν	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	¹⁰ C	¹¹ Be	⁸ B	Total	¹³⁶ Xe 0 ν
1.75 ± 0.18	1.56×10^{-2} $\pm 0.22 \times 10^{-2}$	2.01 ± 0.01	2.90 ± 0.03	0.21 ± 0.01	1.30 ± 0.01	8.17 ± 3.83	18.3 ± 0.01

Fiducial Volume = 70.1%, 35.7m³

¹³⁶ Xe 2 ν	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	¹⁰ C	¹¹ Be	⁸ B	Total	¹³⁶ Xe 0 ν
0.645 ± 0.134	3.49×10^{-3} $\pm 1.47 \times 10^{-3}$	0.325 ± 0.009	3.78 ± 0.004	0.292 ± 0.006	1.68 ± 0.02	6.72 ± 3.03	1.20 ± 0.01

図 4.5: 年間予測イベント数 上 : 第一段階 下 : 第二段階

- 低エネルギーミュオン ($Q \leq 40,000$ p.e.)
2 [msec] に渡って全体積を Veto する.
- シャワーを伴わない良く再現されたミュオン ($Q > 40,000$ p.e., $\Delta Q \leq 10^6$ p.e., badness ≤ 100) 2 [msec] に渡って全体積を Veto し, 軌跡に添って半径 3 [m] の円柱体積を 2 [sec] に渡って Veto する.
- シャワーを伴うミュオン ($Q > 40,000$ p.e., $\Delta Q > 10^6$ p.e.) 2 [sec] に渡って全体積を Veto する .
- 再現出来ないミュオン ($Q > 40,000$ p.e., badness > 100) 2 [sec] に渡って全体積を Veto する .

$0\nu 2\beta$ 崩壊探索では前述のとおり, 1[event] のバックグラウンドが大きく S/N を変えるが, この Veto 時間は ¹⁰C の崩壊寿命 27.8 [sec] に比較して短く, 十分に除去できているとは言いがたい. $0\nu 2\beta$ 崩壊探索には有効体積を保持しつつ ¹⁰C を除去しなくてはならない.

4.4.2 ¹⁰C タギング

タギングとは, あるイベントを, それと因果関係をもつと思われるイベントとの位置相関, 時間相関, 観測されるエネルギー等から, 物理過程と照らし合わせて同定する手法で, 本節で説明する ¹⁰C の他, 同様の手法でタギング可能な ¹¹C や, ²¹⁴Pb / ²¹⁴Bi 等, しばしば用いられる解析手法である.

KamLAND ではシャワーを伴う高エネルギー宇宙線は 0.03 [Hz] 程度で入射する. このミュオンの ¹²C 原子核破碎によって, 1日に約 1200 個の不安定原子核と約 3000 個の中性子が生成される. 生成された中性子はやがて陽子に捕獲される. 従ってシャワーを伴うミュオンは平均して 1.2 個, 最大で 60 個程度の中性子を生成する. この中性子の一部は, ¹⁰C の生成に付随して発生したものであると考えられる.

KamLAND では宇宙線ミューオンによって 1日に $21.8 \pm 1.8 [1/\text{kt} \cdot \text{day}]$ の ^{10}C が生成される。 ^{10}C は生成時に $90.7 \pm 5.5 [\%]$ の確率で中性子を付随するが、この中性子は時定数 $210 [\mu\text{sec}]$ の後、熱中性子化して付近の陽子に捕獲される。 その際に合計 $2.2 [\text{MeV}]$ の γ 線を放出する。 一方、生成された ^{10}C は時定数 $27.8 [\text{sec}]$ の後に β^+ 崩壊を起こす。 この時発生する陽電子は付近の電子と対消滅し、少なくとも $511 [\text{keV}]$ の γ 線を 2本発する。 この、ミューオン信号、それから数百 $[\mu\text{sec}]$ 以内の中性子捕獲時の γ 線、さらに $1 [\text{min}]$ 以内の ^{10}C 崩壊に伴う電子対消滅時の γ 線の 3つの信号の遅延同時計測と位置相関から ^{10}C を特定し除去する。 これを ^{10}C タギングと言う (図 4.6)。

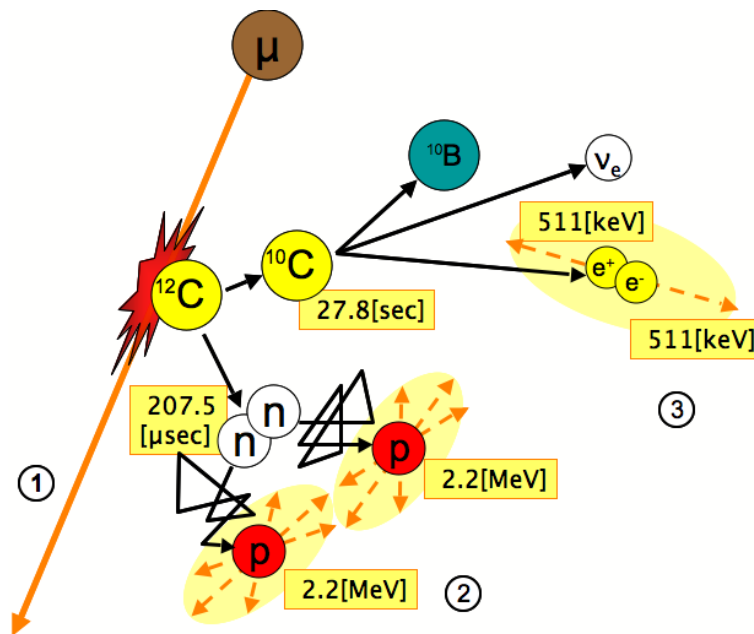


図 4.6: ^{10}C タギング : 1, 高エネルギー μ 粒子 2, 陽子による中性子捕獲 3, ^{10}C 崩壊 の時間-空間相関から ^{10}C を特定する

このタギングにおいて最も重要な点は、ミューオン信号後の中性子捕獲イベントを全て捉えることにある。 ミューオンによって生成された中性子は $210 [\mu\text{sec}]$ の時定数で陽子に捕獲され、 $1 [\text{msec}]$ 後には $99 [\%]$ 以上が捕獲される。 このため、前述の Veto を行うと、中性子捕獲イベントを捉えることは不可能となる。 これを可能にするためには、ミューオン後に頻発する信号に負けないデータ記録性能が必要となる。

第5章 新データ収集システムの開発

$0\nu 2\beta$ 観測において深刻なバックグラウンドとなる ^{10}C をタギングによって除去し、精度良い観測を可能とするためには、ミュオン、中性子捕獲、 ^{10}C の崩壊の3事象を確実に捉えることが必要となる。この3事象のうち、ミュオン後、約1 [msec] の間に最大で60に達する中性子捕獲イベントを全て捉えることが、 ^{10}C タグの精度向上の鍵を握る。

KamLAND ではこれらの事象は液体シンチレータの発光として、光電子増倍管によって検出され、データ収集回路によってデジタルデータ化される。検出される信号は元事象によって異なる。KamLAND が観測対象とする 10MeV 以下のエネルギー領域の現象では検出される信号は1光電子信号が殆どで、中性子捕獲、 ^{10}C 崩壊共にこの信号として検出される。一方、ミュオンは数 100 [MeV] ~ 数 10 [GeV] の高エネルギーイベントで、検出されるのは最大数 30000 光電子分の大信号である (図 3.12)。新システムはこの1光電子をノイズから分離・検出可能な低ノイズ・高分解能が要求される一方、ミュオンの大信号の全体像を捉える広いダイナミックレンジが必要となる。現行のデータ収集システムは信号を3種類に増幅することで、これらの点に対応していたが、ミュオン信号の内、特に大きいものに関しては記録することが出来なかったため、レンジの拡張が必要となる。さらにミュオン信号に起因する特殊な信号が存在する。

- 信号と逆方向の低周波 オーバーシュート (図 3.10)
- 数 [MHz] の高レートの信号群 アフターパルス (図 5.1)

オーバーシュートに関しては3章3節の2で述べた通りである。一方、ミュオン信号が付随するアフターパルスは、図 5.1 のように、ミュオン信号の後数 [μsec] 後から数 10 [μsec] の間に現れる高レートの信号群で、これは光電子増倍管内部の残存ガスが、光電子にイオン化され、正イオンが光電面やダイノードと光電効果を起こして光電子を放出することで検出される信号で、信号本体の3%の電荷量となる。現行のデータ収集システムはこれらの特殊な信号に対応しておらず、中性子捕獲イベントを全て捕捉することが出来なかったため、 ^{10}C をタギングによって除去することが出来なかった。本研究において、以上の課題に対応し ^{10}C のタギングによる除去を可能とする、新たなデータ収集システムを開発した。

5.1 新システムの概要

5.1.1 各課題への対策

新システムの開発においては、まず基本性能として、信号を正確に検出 / 再現出来るデータ収集を目指し、アナログ回路部の開発に注力する。また、上記課題に対しては、次のように対策した。

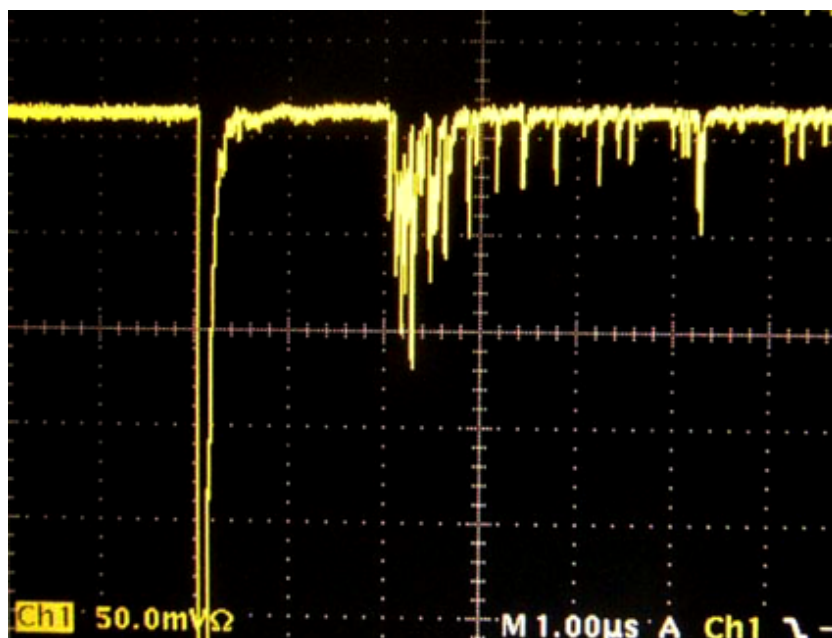


図 5.1: ミューオン信号とその後頻発する信号群

高い分解能と広いレンジの両立

信号サイズに合わせて4種類の増幅をおこなう。4種に分けることで、それぞれのレンジで使用されるオペアンプは電圧帯の狭いものが使用でき、結果として時間応答のよさや、ノイズの低減につながる。

ミューオン後オーバーシュートへの対策

新データ収集システムでは、オーバーシュートによるトリガ効率の低下を防ぐため、システムの最前段にオーバーシュートを低減するベースライン安定化回路を導入して、信号のみを取り出すことで対処する。安定化回路の基本的なアイデアは次の通りである。まず信号を二つの経路に分岐させる、一つはそのまま、もう一つの経路でオーバーシュート成分を取り出す。オーバーシュートは先述のように、信号と逆方向の電圧（正電圧）で低周波であるから、ダイオードとローパスフィルタを組み合わせでオーバーシュートのみを取り出すことが出来る。この取り出したオーバーシュート成分を分岐しておいた元の信号から減算除去することで、オーバーシュートの無い信号を取り出す（図 5.2）。

ミューオン後アフターパルスへの対策

現行のミューオン後のアフターパルス（図 5.1）に対応出来なかった原因は、信号を AD 変換する際に 3 信号目以降、1 信号につき約 30 $[\mu\text{sec}]$ の不感時間が生じている点にある。この不感時間に対処するため、現行のシステムではミューオンのエネルギーに応じて体積を Veto する手法をとっている。しかし、この除去手段で長寿命の崩壊核は除去しきれない。

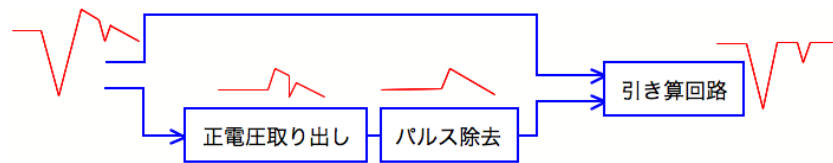


図 5.2: BLR の概要 信号の流れ

新データ収集システムではこの点に対処するために、高速 AD 変換を可能とするフラッシュ ADC(FDAC) を使用する。この FDAC は波形をデジタル化するのに 1 クロックしか使用しないため、1 信号を十分に分解出来る速さの ADC を用いることで、デジタイズによる不感時間を無くす。またデジタル化したデータは Field Programable Gate Array (FPGA) によって保持し、必要か不要かの判断を待つことが可能で、また必要と判断されたデータに関してはサーバからの読み出しまで大容量オンボードメモリにて保存出来るようにデザインした。

これにより、不感時間の無いデータ収集系を実現し、アフターパルスのような高レート信号群に対応する。ただし、この対策により、新たな課題が生じる。

本デザインにおいて、データの要不要を問わずデジタル化するという機構は、膨大なデータ量を生む。実際、本研究において開発したシステムでこれらを全てを記録すると、毎秒 1.6 [GByte] のデータ量となるが、これを全て記録するのは不可能である。データの中から真に必要な情報のみを取り出し、データ量を低減するための対策が必要である。

データ量低減のための対策

まず検出された信号が、物理現象に由来する信号か否かを判断する必要がある。KamLAND では標的とするエネルギー領域の物理イベントは平均 100[Hz] 程度 (トリガレート) であるが、それより低いエネルギーの領域のイベントや各光電子増倍管の電子の熱運動等によって発生する光電子により、個々の光電子増倍管は 100 [kHz] 程度で信号を検出する (シングルレート)。トリガ回路の導入を行い、光電子増倍管全体の信号の検出数から必要なイベントか否かを判断する。

一方、必要と判断されたイベントで記録される信号の中で、解析的に有意な部分とそうでない部分がある。解析的に意味のある部分のみを取り出すゼロサプレッションと言う技術を用いて、不要な部分を破棄し、データ量を低減する。解析に必要な情報とは、信号の電荷と時刻であり、電荷は信号の面積から時刻は信号の立ち上がり時刻から計算される。従って、信号の立ち上がり部分の詳細なサンプルと、信号の全体像をカバーするサンプル以外は不要なサンプルである。具体的には、信号がレンジを超えて飽和してしまったサンプルと信号がベースライン付近からはなれないサンプルを破棄して、図 5.3 のように記録する。

この手法により、例えばミュオンのような大信号では最もサンプリングレートが高く大量のデータを作る最小レンジを含む小さいレンジ達のサンプルを破棄する事が出来る。一方、1 光電子信号のような小信号では大レンジのサンプルを破棄出来る。設計段階の計算では、データ量を 5 10 分の 1 程度まで低減することが可能と考えている。

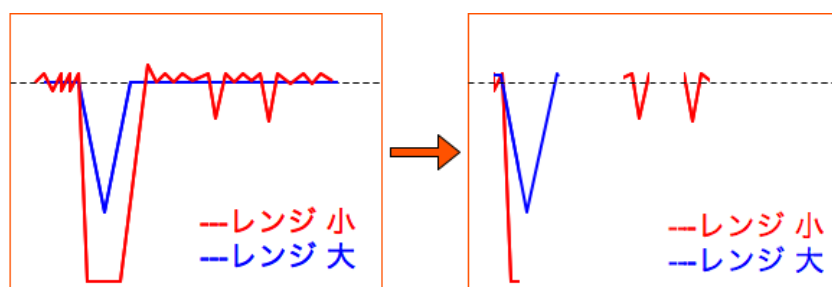


図 5.3: 信号記録時ゼロサプレッションの例：信号が飽和したサンプルと、ベースラインから離れないサンプルを破棄する

5.1.2 新システムのデザイン

本研究では、以上の対策を幾つかのパーツに分けて開発し、組み合わせて新しいデータ収集系を構築する。図 5.4 は新システムの概略図である。

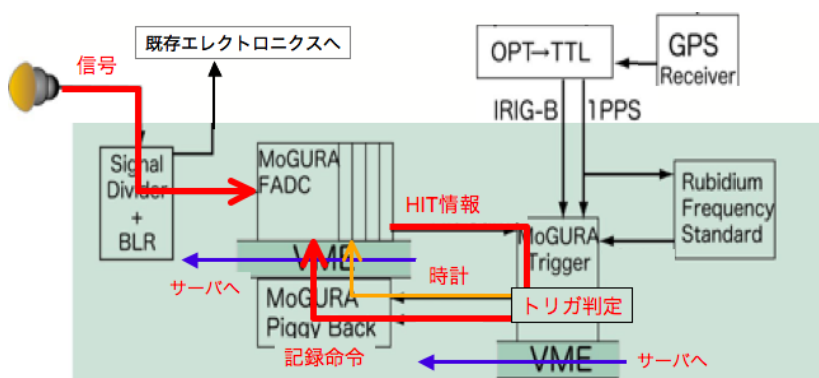


図 5.4: MoGURA システムの概要

新システムでは、17 インチ光電子増倍管からの信号を、まず信号分岐 / ベースライン安定化回路で受ける。この回路で既存信号ラインを確保すると同時に、ミュオンのオーバーシュートへの対策を施す。続いて整形された信号は、新汎用データ収集回路に送られる。この回路のアナログ部で広いレンジを補償するための 4 種類の増幅処理を行いデジタル回路部へ流す。デジタル回路部では FADC を用いた超高速 AD 変換を行うと同時に、有意な信号があるかどうかを判断する Hit 判定を行う。この Hit 判定はさらに物理イベントか否かの判断のためにトリガ回路へ送られる。デジタル化されたデータは FPGA によって保持される。データ収集回路の Hit 判定は全入力分まとめてトリガ回路へ送られる。トリガ回路はこの総数 (HIT SUM) を受けて、設定されている閾値と比較して対象とするエネルギー領域のイベントか否かを判断する。ここで物理イベントと判断された場合、波形取得のコマンドを発行する。また同回路は GPS からの時刻情報と自身のクロック情報をデータ収集回路に送り、システム全体の同期も行う。トリガ回路が受けた HITSUM 情報やトリガ発行情報は VME を経由してサーバへ送られる。トリガ回路から発行されたクロック情報と波形記録のコマンドは、クロック分配 / コマンド分配基盤によって、全データ収集回路に

同時に伝えられる。波形記録のコマンドを受けたデータ収集回路は、FPGA に保持されているデータに対してゼロサプレッションを行い、時間情報やイベント ID 等を付け加えてフレーム化した後、大容量 SDRAM に送る。一連のデジタル処理は FPGA が行う。SDRAM に保持されたデータはサーバからの命令を受けて再度 FPGA に送られ、VME を経由してサーバへ転送される。

以上がこのシステムの概要である。

5.2 各構成要素の役割と開発

図 5.4 に示した新データ収集系を構成する、それぞれの回路については以下のように開発を行った。

5.2.1 信号分岐 / ベースライン安定化回路 BLR

光電子増倍管から入力された信号を、この回路で既存システム側と新データ収集システム側の 2 系統に分岐させる。既存システムへの信号ラインを守るため、既存ラインからハイインピーダンスで信号を取り出し、それをアンプで増幅して新データ収集システム側へ送る、と言う手法を採用する。新データ収集システム側への信号ラインはベースライン安定化回路 (BLR BaseLine Restorer) を通す。このベースライン安定化回路はオーバーシュートを低減するための回路である。性能はミュオン信号後、ベースライン復帰まで 1 [msec] 程度続くオーバーシュートを、1 [μ sec] 以内に治めるものを目指した。オーバーシュートを、

1. 高インピーダンスで受けた信号を増幅して元信号を再現する
2. 信号を 2 つのラインに分ける
3. 2 で分けた信号のうち、片方の信号の正電圧部分のみ取り出す
4. 3 の信号の高周波成分 (パルス) をカットする
5. 2 で分けた信号から 4 の信号を減算する

と言う手順で取り除くため回路を図 5.5 の設計し開発した。

1 つめのオペアンプは高インピーダンスで抜き出して来た信号を増幅して後ろへ送る。直後の分岐で信号は 2 つに分けられる。2 つめのオペアンプと 3 つめのオペアンプの間のダイオードと抵抗とキャパシタを図 5.5 のように組み合わせた。オーバーシュートの立ち上がりではダイオードがオンとなり、電流流れる。この時、キャパシタは充電され、オーバーシュートの素早い立ち上がりを追いかける。オーバーシュートがピークを越えて下がり始めると、ダイオードがオフとなる。この時、キャパシタに充電された電荷は抵抗を通過してグラウンドへ流れる。放電の時定数はキャパシタと抵抗によって決まるが、この値はオーバーシュートの時定数に合わせて設定している。またダイオードがオフの時、抵抗とキャパシタが直列に繋がり、ハイパスフィルタとなるので、オーバーシュートに乗ってしまった 1 光

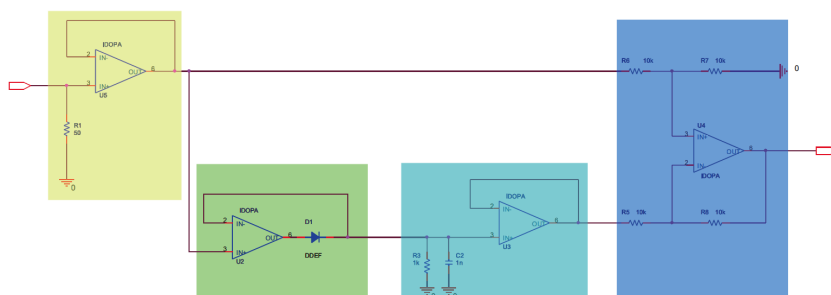


図 5.5: BLR の概要 BLR のデザインの概要

電子信号のような高周波成分は、ここで除去される。4つめのオペアンプは減算回路で、出力は上段に侵入した電圧と下段に侵入した電圧の差になる。このように、手順1~4を満たすよう設計開発を行った。

実際に開発した回路と、大信号後のオーバーシュートを除去している様子を図5.6に示す。ここで用いているオーバーシュートはテスト用の疑似信号でベースラインの復帰に約1[msec]、振幅が10[mV]のもので、これに疑似1光子信号を一定間隔で乗せた。黄色が入力、青が安定化回路を介した出力である。出力側の信号はオーバーシュートが低減されて、1光子信号が検出出来る状態になっているのが解る。

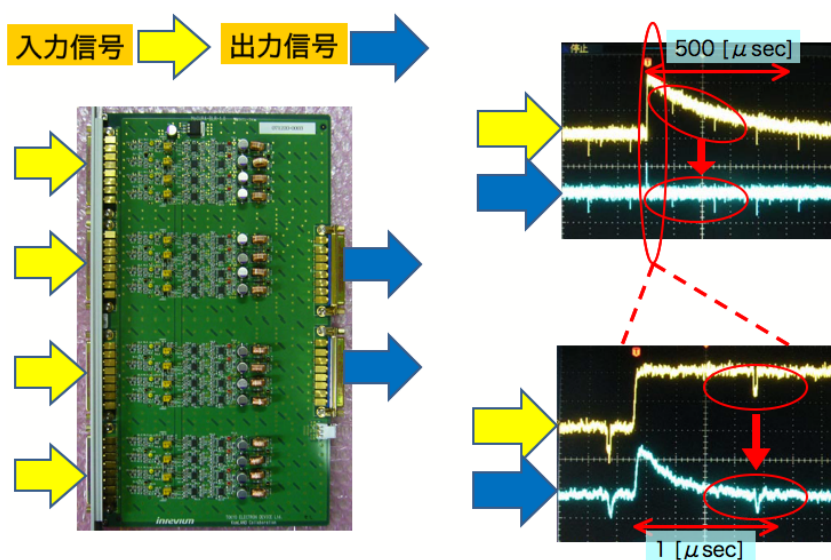


図 5.6: ベースライン安定化回路の量産品と安定化の様子

この安定化回路の導入によって、オーバーシュートは大幅に低減されるが、拡大すると僅かにオーバーシュートが残っていることが解る。これは回路の安定化回路の応答特性等の影響による。しかし、この程度であれば中性子捕獲イベントを逃す確率は1%以下である上

に, HITSUM に関わらず, この区間を強制的に記録することで対処することも可能である.

5.2.2 新データ収集回路 MoGURA

データ収集回路ではベースライン安定化回路によって成形された信号を受け取り, データを記録する. この回路部で要求されるのは, 大信号をカバーする広いレンジ, 小信号を精度良く捉える分解能と低ノイズ性能, 不感時間の無いデータ記録と言った, システムの根幹をなす部分である.

入力された信号はまずアナログ前処理として4種類のレンジに増幅される. 続いてデジタル回路部へ渡す際に, FADC を用いて高速デジタル化される. FADC は2種類あり, 4レンジのうち, もっとも小さいレンジのものは1 [GSPS] という超高速 FADC を用いる. これは最小レンジが1 光電子信号を検出する主たるレンジであることと, 信号の立ち上がり時間を最も精度良く記録すべきレンジであるためである. 消費電力, 実装面積と重要性の兼ね合いから, その他のレンジには200 [MSPS] のものを用いることとなった. それぞれのレンジの範囲 / 分解能を次表にまとめる.

表 5.1: 各ゲインチャンネルのサンプリングレートや電圧領域, 分解能

ゲイン	サンプリングレート	電圧領域	電位分解能	増幅率
P	1 [GSPS]	0.1 [mV] ~ 20 [mV]	0.1[mV]	20 倍
H	200 [MSPS]	0.5 [mV] ~ 100 [mV]	0.5[mV]	24 倍
M	200 [MSPS]	5 [mV] ~ 1 [V]	5[mV]	2.4 倍
L	200 [MSPS]	50 [mV] ~ 10 [V]	50[mV]	0.24 倍

FPGA

デジタル化された波形は1つめのFPGAであるFEF (Front End FPGA) に送られる. このFEFは以下の機能を持つ.

- 閾値を持ち, データの中にこの閾値を超える信号があるか否かを判定し, Hit 判定を出す.
- データを一時保持する.
- トリガの信号記録コマンドに応じて波形をフレーム化し次段に送る.
- ゼロサプレッションを施し, データ量を低減させる.

このようにFPGAは非常に柔軟な動作が可能である. このFEFでフレーム化されたデータは次段, 2つめのFPGAであるSystem FPGAへ送られる. データ転送速度は200 [MB/sec]である. FEFとFEF-System FPGA間のデータ転送では2入力で共有する. System FPGAは6つのFEFからのデータを受け取り1ボード分のデータとしてまとめ, 以下のデジタル処理を行う.

- Hit 判定をまとめて HITSUM を生成し、トリガへ送る.
- Hit 判定をフレーム化して SDRAM へ記録する. (Single Hit Data)
- SDRAM へのデータ記録と SDRAM からのデータ読み出し
- VME を経由してサーバへデータを送る / VME を経由してサーバからのコマンドを受け取る
- ベースライン (ペDESTAL) を計測する.

特にベースラインを計測する機能は非常に重要である, 信号の波高は, このベースラインを基準とするため, この値が誤っていると閾値や電荷計算等, 様々な場面で支障を来す. この他, 第三の FPGA である User FPGA を持ち, 上記機能の他に要求が生じた場合, 後から追加出来るようになっている. この User FPGA を初め, 新データ収集回路は柔軟な設計がなされており, KamLAND 実験に限らず使用可能な設計を行った. 例えば, トリガの受け取りも, トリガ回路からの受け取り以外に, VME 経由でのコンピュータからの受け取り, フロントインターフェース側での NIM 信号入力によるデジタル回路部での直接受け取り, 自身の HIT 信号の受け取り等, がある.

バッファ・メモリ/転送系の制限

本データ収集回路はデッドタイムフリーを目指して開発されたが, データ収集回路のバッファ・メモリの容量や転送系統の速度から制限がかかる点に注意が必要である. 下図 5.7 にデータ収集回路の転送系をまとめる.

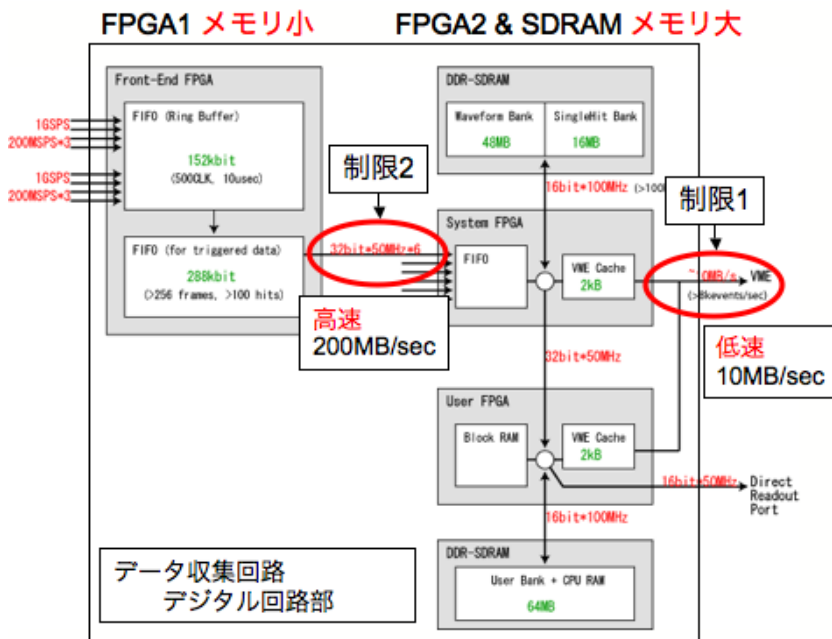


図 5.7: データ収集回路内の転送系

1. 第一の制限は、VME の読み出し速度である。1 つの VME クレートにつき、20 枚弱のデータ収集回路が搭載され VME バスを共有するため、回路一枚あたり、最大 500 [kB/sec] (10 [MB/sec] / 20) の読み出し速度を超えてデータを記録すると、読み出しが追いつかずに SDRAM 上にデータを蓄積してしまう。これはゼロサプレッションを行わないで記録する場合、1 回の記録命令につき現行のシステムと同じく 200 [nsec] 間記録するとするとおおよそ 250 [Hz] 程度のトリガレートに相当する。KamLAND の通常のトリガレートは現在 100[Hz] 程度であるが、読み出し速度は不安定であるため、これは十分に余裕があるとは言えない。
2. 第二の制限は、FPGA 間の転送速度である。200 [MHz/sec] の転送速度を超えてデータを記録しようとする FPGAs 内にデータを蓄積してしまう。これはゼロサプレッションを行わないで記録を行った場合、1 回の記録命令につき現行のシステムと同じく、200 [nsec] 間記録するとするとおおよそ 200 [kHz] の記録命令に相当する。この速度は第一の制限に対して十分に余裕のある速度であるが、FPGA の保持出来るデータ量が SDRAM に比べて小さいため、瞬間的に大量のデータを記録する必要がある場合、こちらの制限がボトルネックとなる。

上記制限への対策のためにゼロサプレッションは必要不可欠である。ゼロサプレッションを実行した場合、転送速度がこの 10 分の 1 程度に落ちてても、上記 250 [Hz] 以上のトリガレートに対応可能である。

量産回路

次の写真 (図 5.8) が実際に量産されたデータ収集回路である。

5.2.3 新トリガ回路 MoGURA Trigger

新データ収集回路で生成された HITSUM は、全 113 枚分を合計して、トリガ回路へ送らる。トリガ回路ではそれを受けて、閾値と比較し、標的とするエネルギー領域の物理イベントであるか否かを判断する。物理イベントと判定された場合、回路は波形記録コマンドを発行する。波形記録コマンドの発行の方法には幾つか種類があるが、すでに実装されているのは以下の通りである。

- Single : HITSUM Threshold (HITSUM ベースの閾値) を設定し、それを超えるイベントが発生すると波形記録コマンドを発行する。
- Background : HITSUM に関わらず、一定間隔の波形記録コマンドを発行し続ける。
- Launch : HITSUM Threshold (HITSUM ベースの閾値) を設定し、それを超えるイベントが発生すると波形記録コマンドを発行し、つづけて Successive トリガモードに入る。

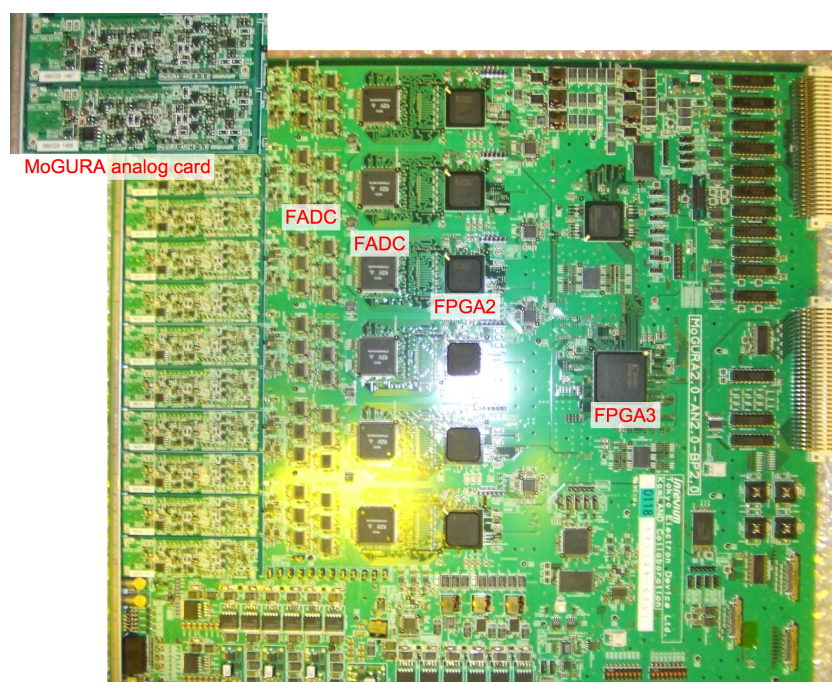


図 5.8: MoGURA 量産ボード

- Successive : Launch トリガの発行と連動し一定間隔の波形記録コマンドを発行し続ける.
- Prescaled : HITSUM が Prescaled Threshold を超えるイベントが発生すると, 一定時間の Veto を実行する.

これらの波形記録コマンドを組み合わせることで, 多様な物理イベントに対応する. この他に, 1[sec] 間隔でトリガを発行する PPS トリガ等がある. また, 波形記録に際してゼロサプレスを行うか否かを選択することが可能である.

トリガ回路の発行するコマンドは波形記録コマンド以外に以下のようなものがある.

- scan latency / set latency コマンド : データ収集回路間での HITSUM の集計にはデジチェーンを用いているため, このチェーンは1つ繋ぐ度にクロックを1加算する. この時間差を補正するため, どのボードがどれだけの時間差を持つのかをスキャンし, その補正值を設定する. これにより, HITSUM 集計時の遅延を補正し, 同時刻の HIT を集めることが可能となる.
- scan baseline コマンド : データ収集回路に対してベースラインスキャンを行い, ベースライン値を計算し, その値を保持するよう命令する.
- Initialize コマンド : 内部パラメータの設定, 時間の同期等を行う.

以上のようなコマンド発行を行い, データ収集回路に対して命令を出す. 更に, トリガ回路はマスタークロックとしての役割を果たす. 自身の水晶発信器と GPS を

組み合わせた 50 [MHz] のマスタークロックを発行し、新データ収集システム全体の同期を行う。より正確なクロックを実現するために、Rb 原子時計のインストールも行われていて、現在システムへ組み込むように調整中である。

下図 5.9 にトリガ回路周りのクロックとコマンドの流れを示す。

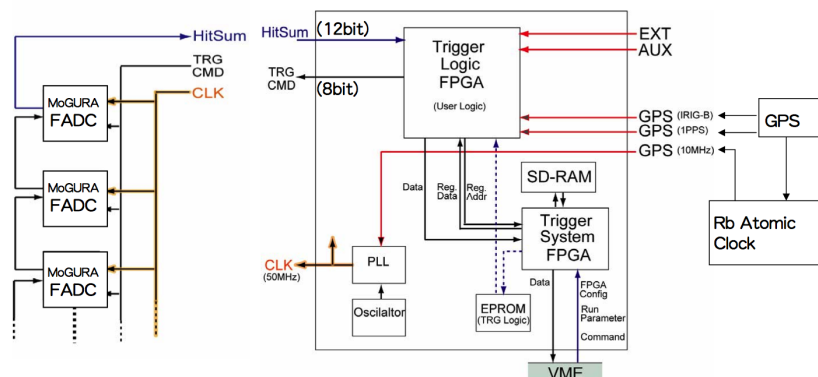


図 5.9: トリガ回路の基本デザインと、クロック / コマンドの流れ

トリガ回路は 2 つの FPGA を持ち、メインとなる Logic FPGA が HITSUM に応じてトリガを発行し、HITSUM や時間情報、コマンド発行履歴等を SDRAM に記録する。SDRAM に記録された情報はサーバからの要求に応じて、VME 経由でサーバへ転送される。更にこの Logic FPGA は外部から書き換えを行うことが可能で、後で必要になった機能を付け足すことが出来るように設計されている。例えば、今後開発予定のトリガにロールバックトリガと言うものがある。先発信号のエネルギーが小さく、後発信号のエネルギーが大きいイベントについて、HIT 数の多い後発信号が閾値を超えると情報をさかのぼって検索し、HIT 数の少ない先発信号を見つけ出す、と言うトリガである。このようにトリガ回路は非常に自由度の高い作りになっている。

次の写真 (図 5.10) が実際に開発したトリガ回路である。

図 5.10 のフロントパネルの最上部にある LVDS 規格の端子で HITSUM を受け取り、その下の LVDS 端子でコマンドを発行する。クロックはフロントパネル下部の LAN ポートから発行される。

5.2.4 コマンド分配 / クロック分配回路 MoGURA Piggy Back

新システムは信号源として 17 インチ光電子増倍管 1325 本を持ち、これをデータ収集回路 113 枚に入力する。この 113 枚のデータ収集回路は 6 つの VME クレートに分けて配置されていて、1 クレートあたり 19 枚ずつ配置されている。コマンド分配 / クロック分配基盤はそれぞれの VME クレートに一枚ずつ設置されており、全てのデータ収集回路へ同時

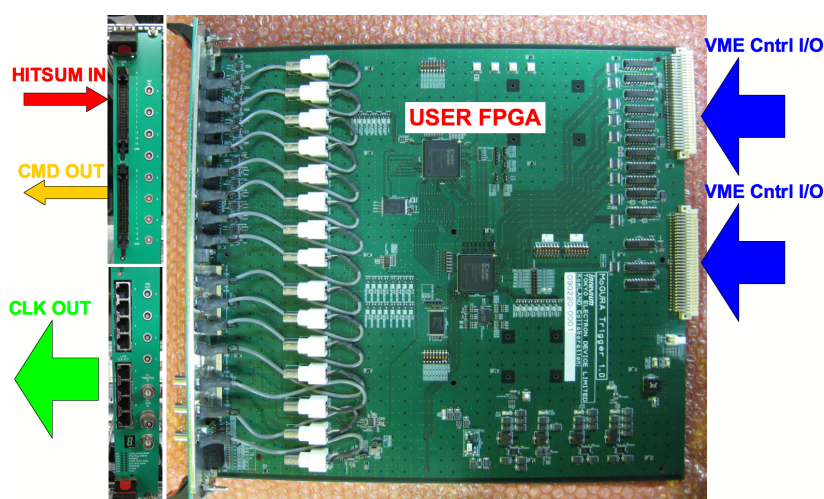


図 5.10: 実際のトリガ回路

にコマンドとクロックを発行し制御する。下图 5.11 が実際に開発したこの分配基盤の量産品である。

さらに同一クレート内だけでなく、クレート間ではコマンド/クロック伝達系を数珠繋ぎに配線する(デージーチェーン)ことに起因する遅延が存在する。このクロック分配/コマンド分配基盤はこの遅延に対してクロック/コマンドの発行に遅延補正を持たせて対処する。具体的には DIP SW を操作することでクロック/コマンドに遅延を持たせることが出来るようになっており、クレート毎に適正な値を持たせることで、113 枚のデータ収集回路に対して同時にコマンドを発行することが可能となっている。

5.2.5 制御用コンピュータ

トリガ回路から波形記録トリガを受けた新データ収集回路は FPGA に一時保持していたデータにヘッダとフッタをつけてフレーム化し、さらにフレームをまとめてフレームトレインを作り、SDRAM に記録する。SDRAM に保存されたデータは VME 読み出しの要求に応じて SDRAM から外部 PC へ転送される。我々は外部 PC として 9 台の PC を用意した。それぞれ、

{	MoG Home : MoGURA コンピュータの統制と外部とのやり取りを制御するサーバ
	MoG 00 : 新トリガ回路の制御, SDRAM からトリガ情報 / 時間情報の読み出し, VME 経由のコマンド入力
	MoG 01 - 06 : MoGURA の制御, SDRAM から波形, 時間情報等の読み出し, VME 経由のコマンド入力
	MoG Disk : MoGURA のデータを外部への転送までの間一時保存するバッファ

となっている。

5.3 KamLAND へのインストール

以上のシステムの開発を 2009 年 7 月に完了させ、2009 年 7 月～9 月に新システムのインストールを以下の日程で行った、

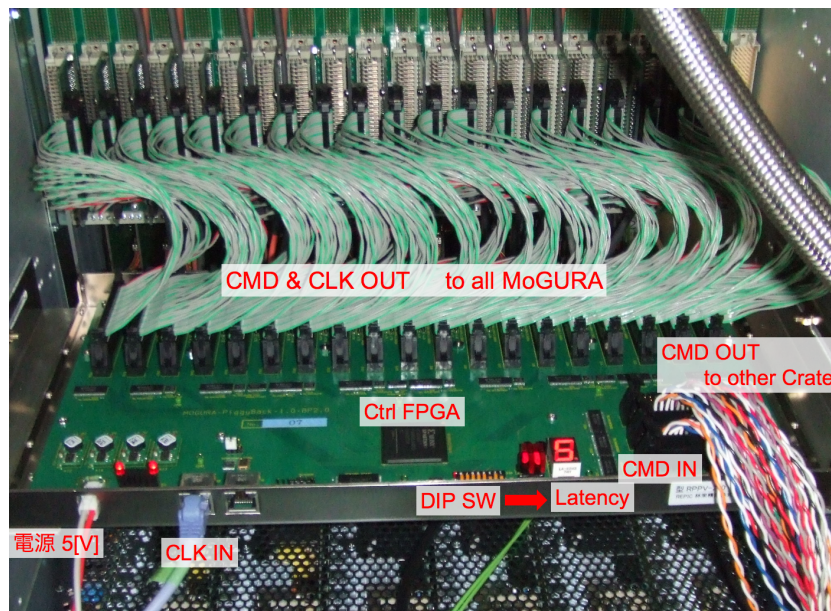


図 5.11: クロック分配 / コマンド分配 基盤の量産品

2009年7月 信号伝送線インストール, 旧実験の実験装置の撤去, 電源の増強工事, MoG-PCの導入

2009年8月 ベースライン安定化回路インストール, 既存エレクトロニクス-ベースライン安定化回路間配線

2009年9月 新データ収集回路インストール, 新データ収集回路-ベースライン安定化回路間配線, コネクションチェック

KamLAND ではデータ収集用のエレクトロニクスは E-hut にインストールされている。今回開発した新データ収集システムもこの E-hut へインストールすることとなり、以下のものをインストールした。

1. VME クレート 6 台 サイズは全て 12U
 - 1 台目 新データ収集回路 18 枚, コマンド / クロック分配回路 1 枚
 - 2~6 台目 新データ収集回路 19 枚, コマンド / クロック分配回路 1 枚
2. ベースライン安定化回路用クレート 5 台 サイズは全て 8U
 - 1 台目 ベースライン安定化回路 9 枚 電源制御装置 1 台
 - 2~4 台目 ベースライン安定化回路 20 枚 電源制御装置 1 台
3. 新トリガ回路 1 枚
4. コマンド / クロック分配回路 用電源ユニット 1 台
5. 信号伝送線 (同軸ケーブル)

{	新データ収集回路 - ベースライン安定化回路間 TypeA 198 組
	既存エレクトロニクス - ベースライン安定化回路間 TypeB 226 組
	既存エレクトロニクス - ベースライン安定化回路間 TypeC 150 組
	既存エレクトロニクス延長ケーブル TypeD 218 本
	既存エレクトロニクス延長ケーブル TypeD 398 本

その他, システムのうち, MoG-PC に関しては E - hut 内部ではなく, ドームエリアの外にある, 光電子増倍管に高電圧を供給する HV モジュールをインストールしてある HV ルームと呼ばれている部屋へ設置した.

5.3.1 インストールにあたって

本新システムを導入する上で, 現行のシステムに対する影響をなるべく少なくする必要がある.

インストール前準備

上記, 項目 2 のベースライン安定化回路用クレートは, 17 インチ光電子増倍管と既存回路を繋ぐ経路上にインストールされ本システムへ信号を分岐する役割を果たす. 長期的な影響として, ベースライン安定化回路を経由する 17 インチ光電子増倍管よりの信号とベースライン安定化回路を経由しない 20 インチ光電子増倍管よりの信号との間に経路差を生み, 既存データ収集系に影響を与えられ考えられる. またモジュールの収納スペースの制限から, ベースライン安定化回路用クレートをインストールする際には既存回路を搭載しているクレートを移動させることになる. その為, 延長ケーブルの導入が必要となるが, この延長ケーブルによっても信号経路の差が生じる. この経路の変更による影響を事前に見積もり, インストール後は速やかにその効果を補正出来るよう補正值のテーブルを作成する.

遅延時間補正

経路変更の結果生じる遅延時間を調べる. 入力信号として, ミューオン信号と 1 光電子信号をオシロスコープ TDS3032B で取り込み, 平均化したものを用いる. 信号源に Tektronx 社製の信号発生機 AWG5000 を使用した. この信号発生機は 4 つの出力を持ち, 同じ波形を同時に出力することが可能である.

このテスト信号を,

1. オシロスコープに直接入力したものと,
2. ベースライン安定化回路や延長ケーブルを経由して入力したものと,

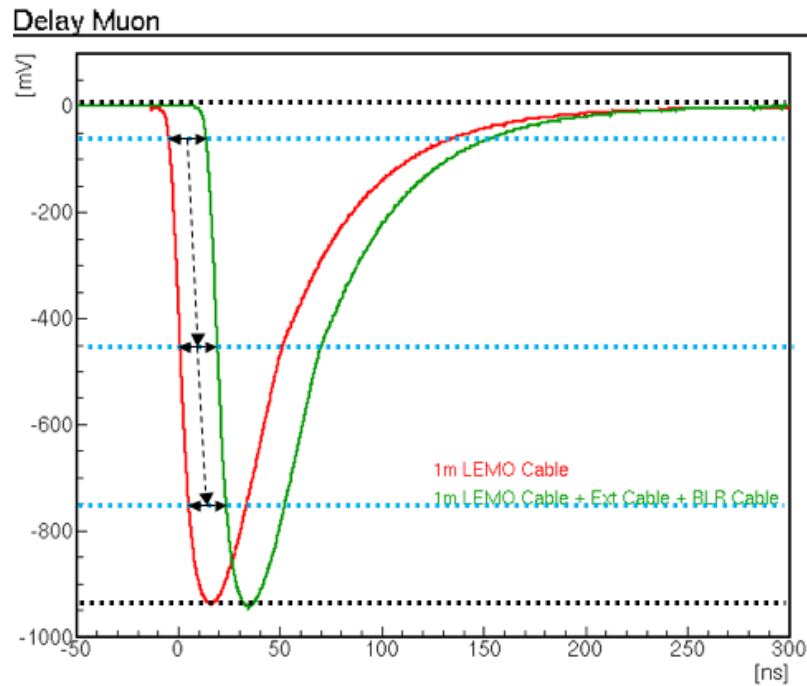


図 5.12: 信号の遅延 赤 : 元信号 緑 : BLR を経由した信号

を比較した (図 5.12).

信号の立ち上がりから、半値に達するまでの各点での時間差を取り、その中心値を遅延時間とする。経路の変更は全部で 4 種類あり、それぞれについて上記手法によって遅延時間を調べテーブルを作成した。

表 5.2: BLR / 延長ケーブルによる遅延時間

タイプ	安定化回路	ケーブル長 [cm]	遅延時間 [nsec]
B	経由する	5+145	8.42
C	経由する	5+438	23.37
D	経由しない	192	9.91
E	経由しない	44	2.44

このテーブルに従って各入力に補正值を持たせることで信号の遅延による影響を取り除く。遅延時間による既存システムへの影響はイベント位置の再構成に顕著に現れたが、現在はテーブル 5.3.1 を適応することで問題無く動作している。一方、遅延時間はトリガタイミングに関わるので、補正の前後でトリガコンディションへの影響を調べたが、目立った変化は見られなかった。これは、遅延時間が最大で 23 [nsec] 程度であるのに対してトリガが設けているトリガ判断用のウィンドウ幅 125[nsec] が十分に広いことが原因だと思われる。

インストール時の注意

インストール前準備と同じく、既存回路との分岐部であるベースライン安定化回路のインストールが問題となる。ベースライン安定化回路をインストールする際、信号線の繋ぎ変えのため、対応する FEE は DAQ を行えない。DAQ を止めてしまわぬよう、インストールは一度に全て行うのではなく段階的に行った。具体的には FEE 10 クレートのうち、バイパス回路の接続は 2 ～ 4 クレートずつ行った。この方法を採用することで、作業効率は落ちるものの、常時 5 分の 3 以上の FEE を稼働させ、最低限の DAQ の持続を補償した。また、DAQ を維持するために、現行データ収集系にノイズを作らぬよう、グラウンドコンディショニングに留意した。マクロには現行のデータ収集系と今回新たにインストールするデータ収集回路ではインストールするラックが異なるが、このラックはグラウンドの接続先が異なるため、両者を接地させぬよう、ケーブルトレイ等には絶縁体によるコーティングを施した。一方、ミクロにはチャンネル間のグラウンドループによってノイズが発生するのを防ぐため、特にコネクタの密集している所ではコネクタにポリエチレン膜によるカバリングを施し、コネクタ同士の接触を防止した。

5.3.2 インストールしたシステムの外観

以上のように開発したシステムを下のようにインストールした。

FEE サイド：ベースライン安定化回路のインストール

上記注意点に留意しながら FEE 側のラックにベースライン安定化回路設置した。手順は、まず FEE のコネクションを解除し、FEE のクレートをずらしてスペースを作り、続いてベースライン安定化回路を設置し、再配線を行う、と言う流れで行う。

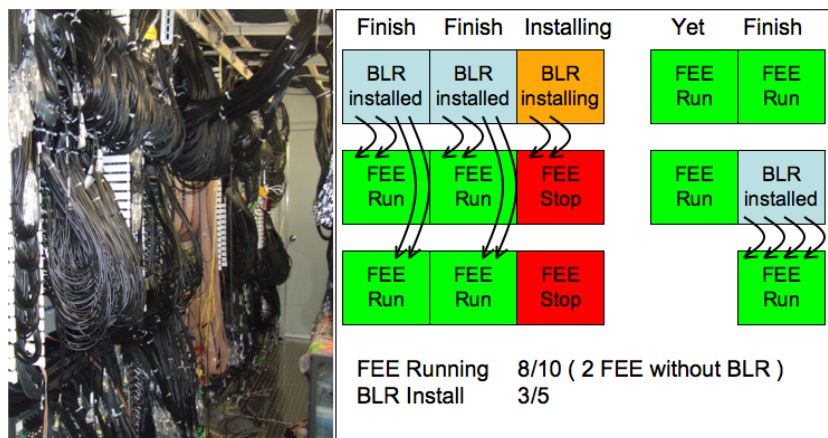


図 5.13: BLR のインストール DAQ を止めないために、1～2 台ずつインストールを進めた

FEEには17インチ光電子増倍管よりの信号と、20インチ光電子増倍管よりの信号が混在して繋がっている。この内17インチ光電子増倍管のみ、ベースライン安定化回路を經由して新システムへ送られる。一番奥のラックは上段FEEに20インチ光電子増倍管よりの信号経路しか繋がっていないため、ベースライン安定化回路はFEE1台分のみ接続する。図5.13のようにベースライン安定化回路は2台のFEEクレーンを下にずらして、ラック最上段にインストールする。この時、ベースライン安定化回路を經由する場合、下側のFEEクレーンと上側のFEEクレーンでベースライン安定化回路インターフェースからの信号線の距離が異なる。また、ベースライン安定化回路を經由しない20インチ光電子よりの信号線は下げた距離分だけの延長ケーブルが必要となる。これらの信号線の変更が統一された値でなく、バラバラ(4種類)であるため、補正が必要となる。また、FEEはコネクタにBNC規格を採用していたため、接続部分が若干大きく、密集した所では互いに接地しやすい。接触によるグラウンドループの生成を避けるため、図5.14のようなカバーを施した。

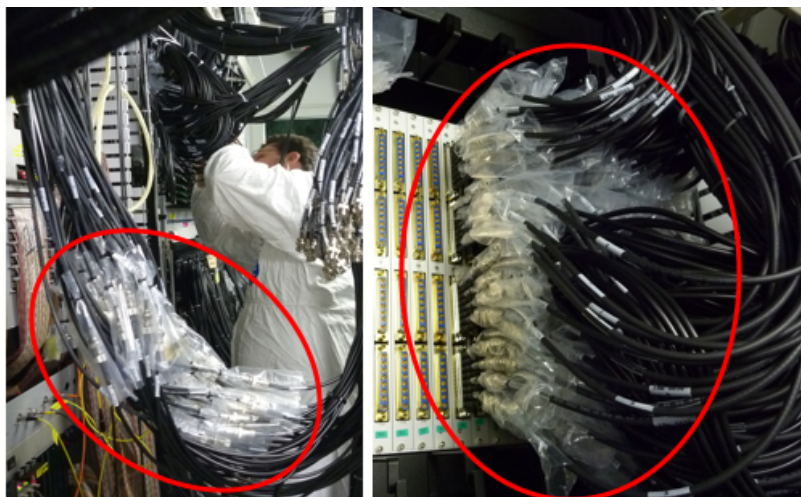


図 5.14: BNC コネクタに対するカバー処理

新データ収集システムサイド：新データ収集回路、新トリガ回路、コマンド / クロック分配回路のインストール

続いて新データ収集システム側のラックにデータ収集回路、トリガ回路、コマンド / クロック分配回路を以下のようにインストールした。

まず前面側にデータ収集回路(図5.15)とトリガ回路(図5.16)をインストールした。

一方背面側にはコマンド/クロック分配回路(図5.17)のインストールとコマンド/クロックの配線(図5.18)を行った。

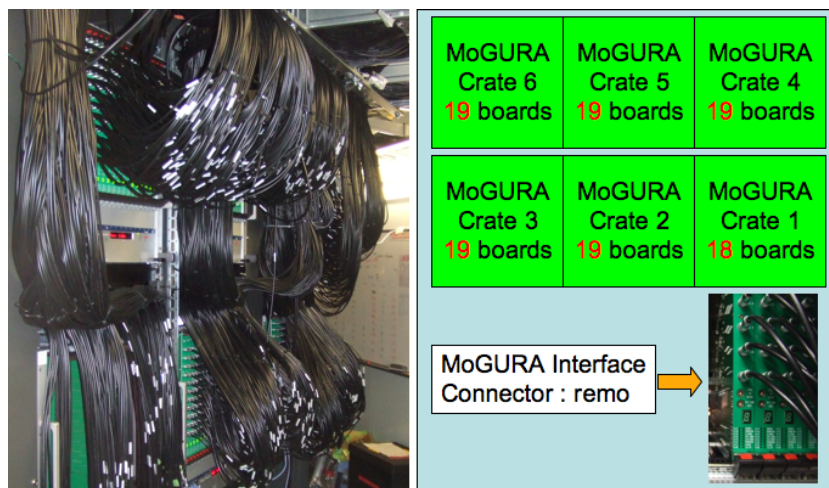


図 5.15: MoGURA のインストール データ収集回路はノイズ対策にフロントパネルを装備しており, このため入力コネクタには remo 規格を採用した. 副次的な利点としてコネクタが BNC 規格よりも小さく, 互いに接触することが無いため, 取り扱いが容易である.

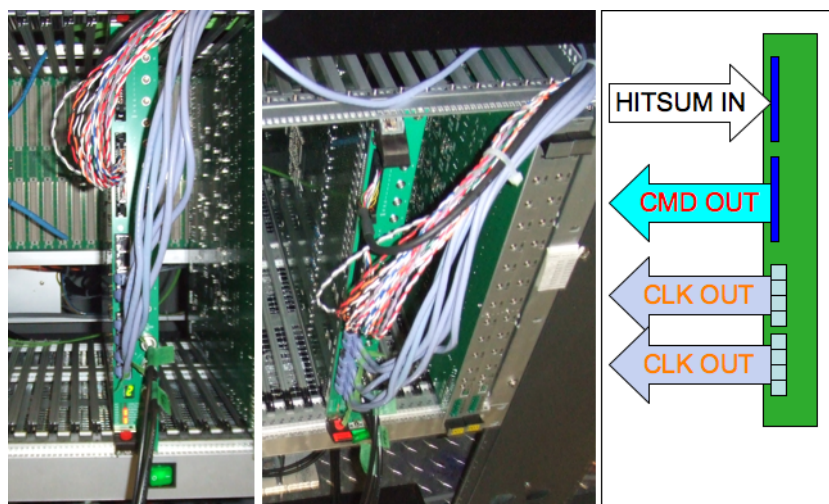


図 5.16: MoGURA Trigger のインストール トリガ回路のフロント部は HITSUM 入力 (図 5.16 の右図の束ねてあるケーブル群のうち, 黒いケーブル / LVDS 規格) と, コマンド出力 (同寄り線ケーブル / LVDS 規格), クロック出力 (同 LAN ケーブル) がある. またコマンド / クロック出力には, 前述の出力口の他に remo 規格の NIM 出力口を設けてある.

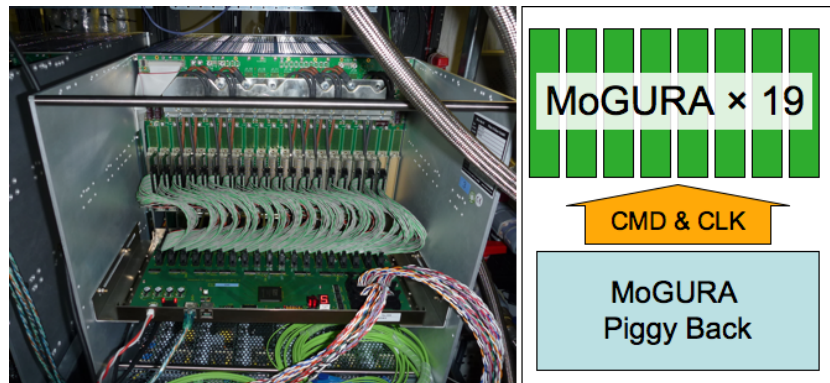


図 5.17: コマンド/クロック分配回路のインストール コマンド/クロック分配回路はクレート内の全データ収集回路に同時にコマンドとクロックを配布する。

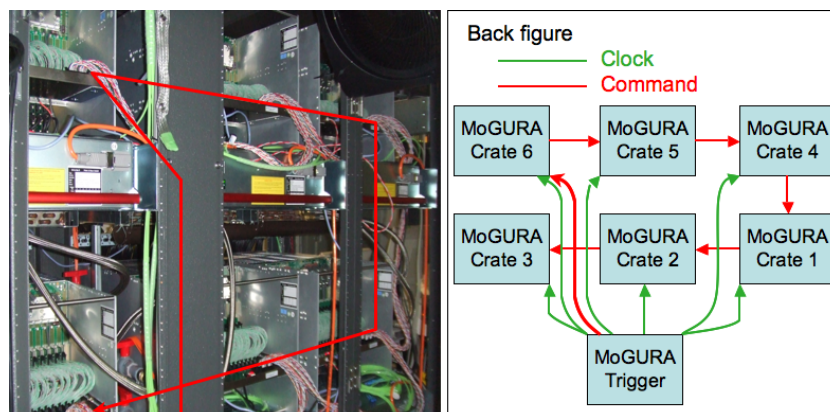


図 5.18: 裏側配線の様子, コマンド分配にはクレート間のデージーチェーンを採用した. 分配基盤はクレート毎の遅延の補正値を持ち, クレート間で同期している. 一方, クロックはスター型配線により, 同時に全クレートへ配布される.

第6章 新システムの動作評価

5章で提示した課題とその対策は、以下の通りであった。

- 大信号をカバーするレンジ / 小信号を精度良く検出する性能
信号を4種のレンジに増幅することで対策を行う。
- ミューオン信号後オーバーシュート
安定化回路の導入することで対策を行う。(低減されたオーバーシュートが受け入れがたい時定数を持つ場合、強制波形記録も併せて行う)
- ミューオン後アフターパルス
FADCを用いた超高速デジタイズ, FPGAを用いたバッファ, 大容量メモリを用いたデータ保持による不感時間の無いデータ収集によって対策を行う。
- 転送系の制限
トリガとゼロサプレッションにより有意な情報のみを選択的に記録することで対策を行う。

インストールした新システムについて、これら現行のシステムで対応しきれない課題に対して施した対策の検証実験を行い、ミューオン後の中性子捕獲イベントが記録可能かどうかを調べる。

本検証実験では、全体を同時に制御するソフトウェアの開発が未完了であったため、データ収集回路1クレート(228入力チャンネル)で行った。但し、これはBLR → MoGURA ↔ トリガ回路と言う本システムの基本単位の動作を確認するのに十分な規模である。

6.1 アナログ性能の検証

データ収集系のアナログ性能として、大信号から小信号までを精度良く検出 / 再現出来る必要がある。大信号をカバーする広いダイナミックレンジ, 小信号を精度良く再現する性能, 小信号を検出するための低ノイズ環境をどの程度実現出来ているかを検証する。

6.1.1 大信号を記録する広いダイナミックレンジ

現行システムでは3種の増幅でレンジを広げていたが、この5[V]を超える大信号はレンジが追いつかず、波形の全体像を捉えられなかったため、正確な電荷計算が行えなかった。新システムでは4種の増幅を行いレンジの拡大と、小信号分解能の両面を強化した。テスト信

号を用いて実際に大信号と小信号を記録し、その性能を検証する。入力信号は KamLAND でオシロスコープ (TDS3032B) を用いて実際に取得した 1 光電子信号とミュオン信号をスムージングして生成したものを用いる。(図 fig:Muonand1PE)

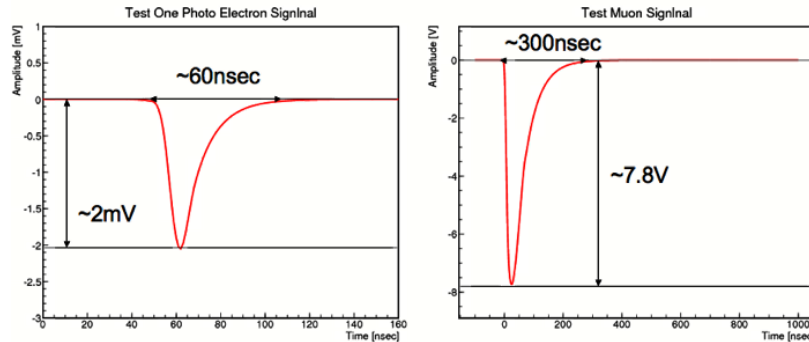


図 6.1: テスト信号波形 左図：疑似 1 光電子信号 右図：疑似ミュオン信号

これら信号を Tabor 社製の信号発生機 ww2571 に取り込み、電圧調整を行って入力する。テスト用の大信号として疑似ミュオン信号を波高 6.9[V] にしたものを用いる。新データ収集回路でこの信号を記録し、5 [V] を超える信号をカバー出来るレンジを持つことを確かめる。図 6.2 が実際に記録した波形となる。

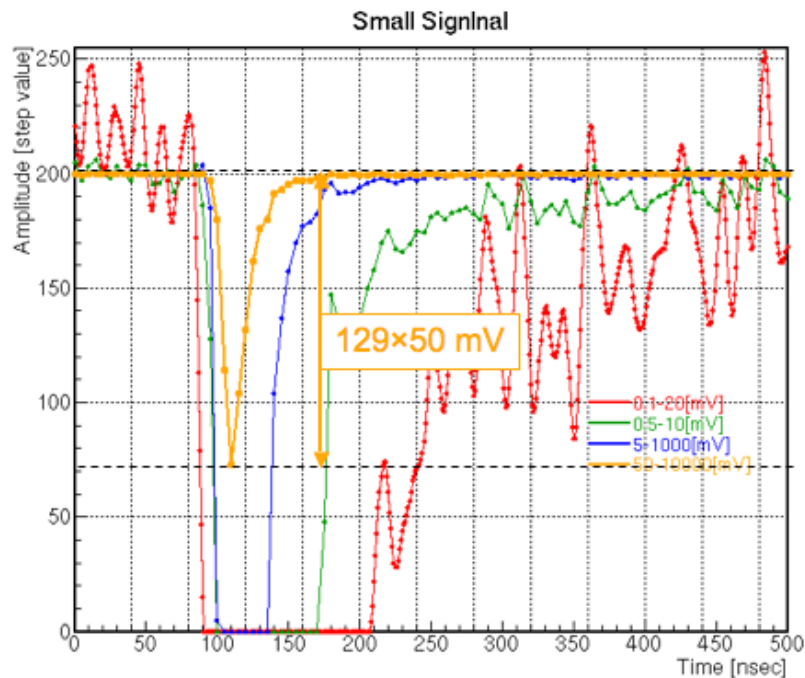


図 6.2:

最も広いレンジを持つチャンネルによってこの信号の全体像を捉えていることがわかる。波高に注目してみると、6.9 [V] の入力に対し、6.45[V] と 6~7%低い値となっている。この

最も広いレンジに関しては、入力電圧と記録される値との線形性が若干弱い点を開発段階で受け入れており、入力電圧対記録電圧のテーブルを作成して対処することが決定している。入力電圧と記録された電圧の増幅率の対応図 6.3 の最大レンジ (黄色) の入力電圧対増幅率を見ると確かに 7V 付近では 6~7% 程度波高が低く記録されることがわかる [25]。

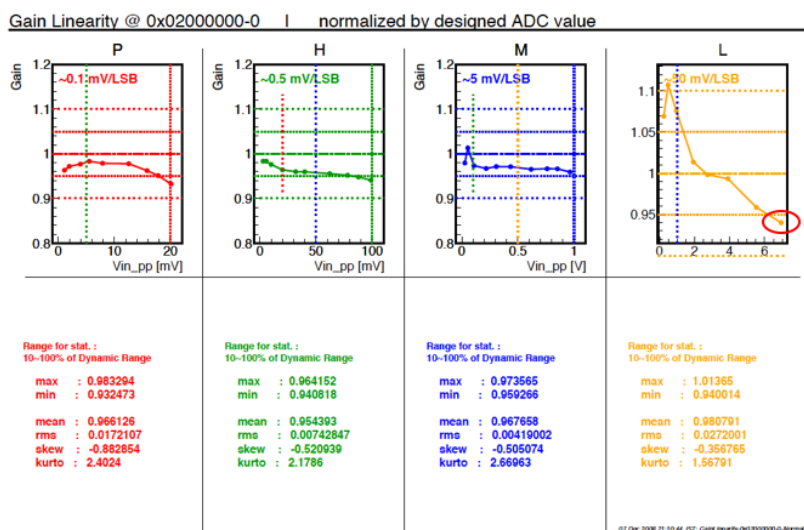


図 6.3: 入力電圧対増幅率 左から順に P ゲイン, H ゲイン, M ゲイン, L ゲインとなっている。グラフ中の点線は次の (あるいは前の) レンジがカバーする電圧を表している。P, H, M では増幅率はほぼ一定であるが, L ゲインでは入力電圧が大きくなると増幅率が落ちる傾向にある

この L ゲインレンジの入力電圧対増幅率を詳細な対応テーブルの作成することでキャリブレーションすることは今後の課題となる。

6.1.2 小信号を精度良く再現する分解能

続いて、テスト用の小信号として疑似 1 光電子信号を更に小さくした波高 1.17[mV] の信号を用いる。先程と同様に新データ収集回路にてこの信号を記録し、小信号を捉えられる分解能を有することを確かめる。図 6.4 が実際に記録した波形となる。

最も小さいレンジによって、この信号の詳細を捉えていることがわかる。このレンジは、電荷分解能 0.1[mV], サンプリングレート 1[GHz], 周波数特性は 1 光電子信号を良く再現し、99%以上のエネルギーを再現する。

KamLAND での信号検出性能の検証

KamLAND における最重要信号である 1 光電子信号をノイズからどの程度分離検出が可能かを検証する。光電子増倍管からの信号入力に対し、データ収集回路の設定閾値を徐々に

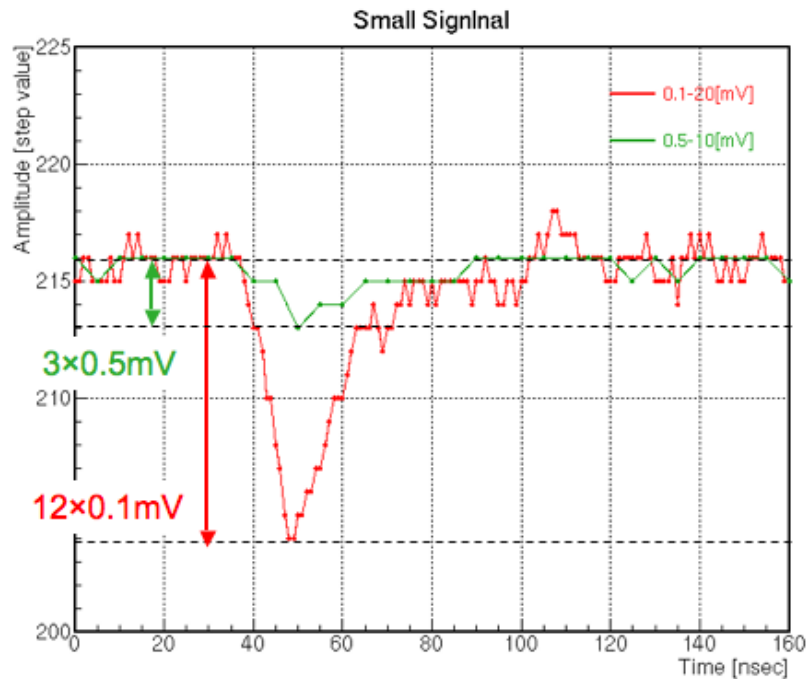


図 6.4: 小信号記録 最小レンジと 2 番目に小さいレンジのみプロットした。

に変えて、閾値を超える信号のレートをスキャンし、その微分値 (=波高分布) を調べた (図 6.5)。

KamLAND 信号の 99% 以上は 1 光電子信号である。KamLAND では通常、閾値をノイズの波高分布と 1 光電子信号のは高分布の境界となるバレーの値に設定する。実験結果においてその閾値は波高分布の中心値のおよそ $\sim 1/3$ 程度となった。これは 1 光電子信号の 95% 以上を検出する閾値である。言い換えれば、ある物理現象由来の光電子を 5% 程度取りこぼすことになり、事象のエネルギーを 5% 程度低く見積もってしまう恐れがある。

6.1.3 ミューオン信号由来のオーバーシュート低減性能の検証

ミューオン信号の作るオーバーシュートによるトリガ効率の低下は新システムで対策しなければならない大きな課題の 1 つである。

ベースライン安定化回路の安定化性能検証テスト

まず生産したベースライン安定化回路の安定化性能をテストする。KamLAND で観測されたミューオン信号をオシロスコープでデジタル化して取り込み、平均化して、

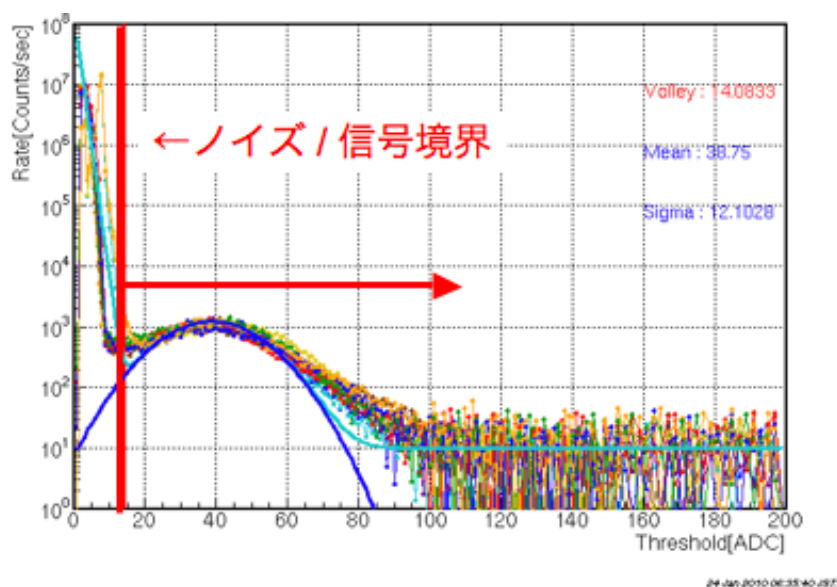


図 6.5: 横軸：波高 縦軸：検出レート

{ ミューオン信号本体 波高 8[V] 信号幅 600[nsec]
 { オーバーシュート 波高 1.2[mV] 時定数 470 [μ sec], ベースライン復帰まで 2.3[msec]
 というテスト波形を作り, この信号をベースライン安定化回路に入力する. ベースライン安定化回路を通した出力波形のベースライン復帰時間を調べる.(図 6.6)

実験結果より, ベースライン復帰までの時間 $1.37[\mu\text{sec}]$ を得た. この復帰時間ならば, 99.34 [%] の中性子を補足可能である. さらにこの程度ならば, 復帰までの区間の波形をトリガに関係なく強制的に記録することで, 実質オーバーシュートによるトリガ効率の低下を完全に克服することが可能である.

KamLAND の実ミュオン信号に対する安定化性能の検証

次に, このベースライン安定化回路を用いて, 実際に KamLAND でミュオン波形を記録し, 実信号に対して安定化特性が十分に働いているかをテストした (図 6.7).

実際のミュオン信号は, ミュオン信号本体の他に高レートの信号群, アフターパルスが付随する. 実際のミュオン信号を記録し, ベースライン復帰までの時間を見ることで, 実質の安定化性能を検証する.

テストの結果, ミュオン信号そのものに対しては, ベースラインが復帰するまでに要する時間は, $1.37[\mu\text{sec}]$ 以下であることが解った. しかしミュオン後に連続するアフターパルスもオーバーシュートを作り, ミュオン自身のオーバーシュートと重なってしまう. このためアフターパルスが入射する度にベースライン復帰までの時間が長引き, 結果復帰するまでの時間は約 $4[\mu\text{sec}]$ 程度かかってしまうことがわかった. これによりミュオン後の中性子捕獲率は 98.1[%] まで劣化してしまう. これは 1 つのミュオンで最大 60 個の中性子を伴うことを考えると, 受け入れがたい数字である.

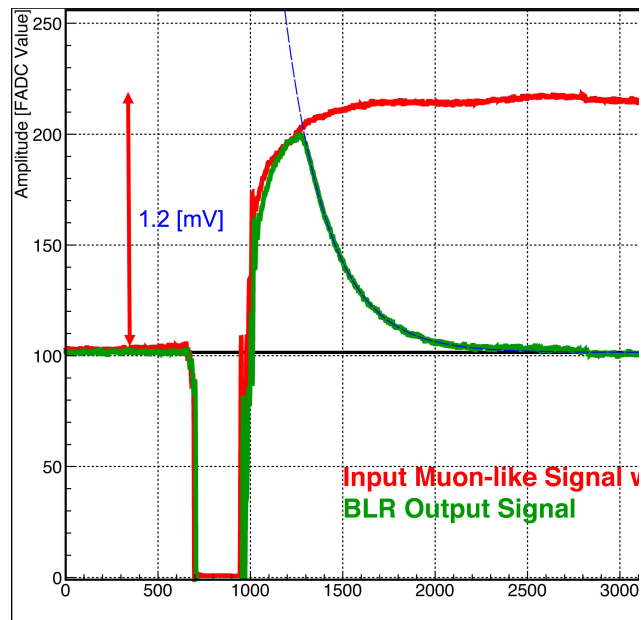


図 6.6: テストミュオン信号とベースライン安定化後の波形

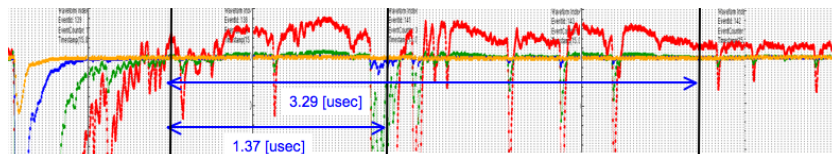


図 6.7: 実ミュオン信号とベースライン安定化後の波形

ミュオン信号後の強制波形記録と言う対策方法でこれに対処する場合、約 $4[\mu\text{sec}]$ と言うのは5章で触れたバッファの制限に迫る可能性がある。どの程度の区間をこの手法でカバーすることが可能か、それが有効であるか否かについての研究が今後の課題となる。

6.1.4 ミュオン後アフターパルスに対する対策性能の検証

第三の課題であり、現行のデータ収集システムが ^{10}C タギングを行えない最大の理由であるアフターパルスに対しての対策性能の検証を行った。今回の実験では以下の2点について検証を行う。

- アフターパルスの中の1光電子信号を記録出来るか。
- トリガによるミュオン後のイベント検出がどの程度可能か。

ミュオン後アフターパルスの波形記録性能の検証

まず実際に波形記録を行い、高レートアフターパルスの中で1光電子信号を記録出来るか否かの検証を行う。前述のゼロサプレッション機能を用いて、 $100[\mu\text{sec}]$ に渡ってミュオン後の信号を記録した(図 6.8)。記録した波形を見ると、特にアフターパルスの集中する

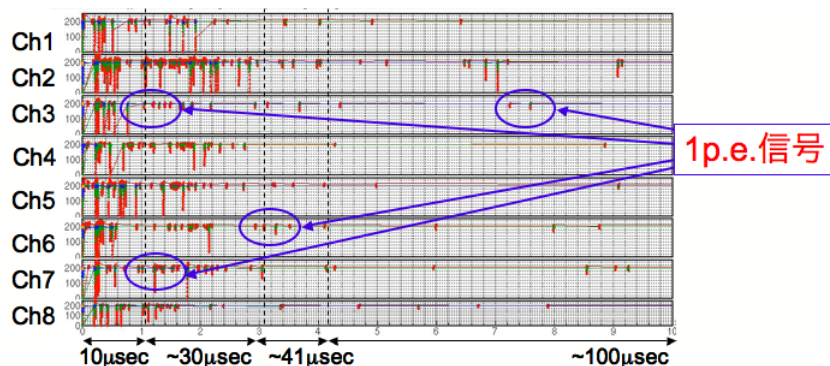


図 6.8: ミュオン信号後 $100[\mu\text{sec}]$ に渡る信号記録

$30[\mu\text{sec}]$ までの区間でも1光電子信号を記録している。

これを拡大すると1光電子信号を捉えている様子が良く分かる。

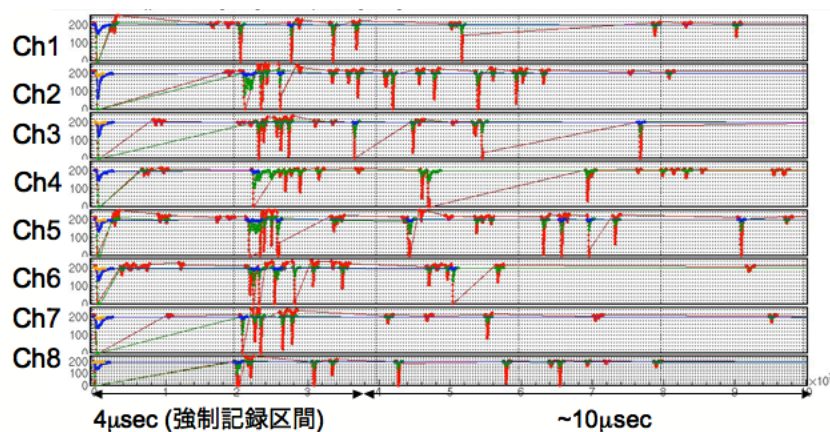


図 6.9: ミュオン信号後 $10[\mu\text{sec}]$ に渡る信号記録

図 6.9 の通り、アフターパルス群の中の1光電子信号のような小信号も記録することが出来ている。但し、アフターパルスが特に密集する区間ではアフターパルスと重なってしまった信号を逃してしまうことも考えられる。これにより、イベントのエネルギーを計算する際に、不定性が発生する。加えて、アフターパルスはある程度の時間同期性をもつ信号であるのでトリガ判断ではイベントとしてカウントしてしまい、バックグラウンドとなる。しかしアフターパルスはバーテックスを組むことが出来る程の時間相関を持たないと考えられるため、バーテックス解析により、物理イベントとは区別出来ると期待している。上記、

イベントエネルギーの不定性を見積もりと、バーテックス解析の効果は今回の実験では見積もっておらず、今後の課題である。

高レート信号に対する HIT 判定性能の検証

トリガ回路で物理イベントか否かを判断するための判断材料が HITSUM であるため、HIT の取り漏らしによって HITSUM が閾値を超えずに、波形記録コマンドが発行されない、と言うのが最も危惧すべき問題である。オーバーシュートによるトリガ効率の低下については、ベースライン安定化回路の導入で解決することが出来た。本実験で、アフターパルスのような高レートの信号によって、HIT 判断が追いつかず、HIT を取り漏らすと言った問題への対策性能を検証する。

テスト信号として高レートのパルス信号をデータ収集回路に入力し、HIT 判定が行われた時刻を取得する。パルスは一定間隔であるため、正確に HIT 判定が行えている場合、この HIT 判定の時間間隔は一定になり、もし HIT 判定を取り漏らすと、時間差に不自然な跳びがみられるはずである。パルスのレートを上げながら、時間差を調べた。

ただし、HIT 判定はデジタル回路部で 50[MHz] のクロックに準拠して行われるため、1 クロック (=20[nsec]) に 2 つ以上の信号が入っても、発行される HIT 判定は 1 となる点に注意が必要である。HIT 判定のレートの上限は毎クロックに 1 信号 (=50[MHz]) までとなる。

mogura-read-sdram-50MHz-10-0.dat

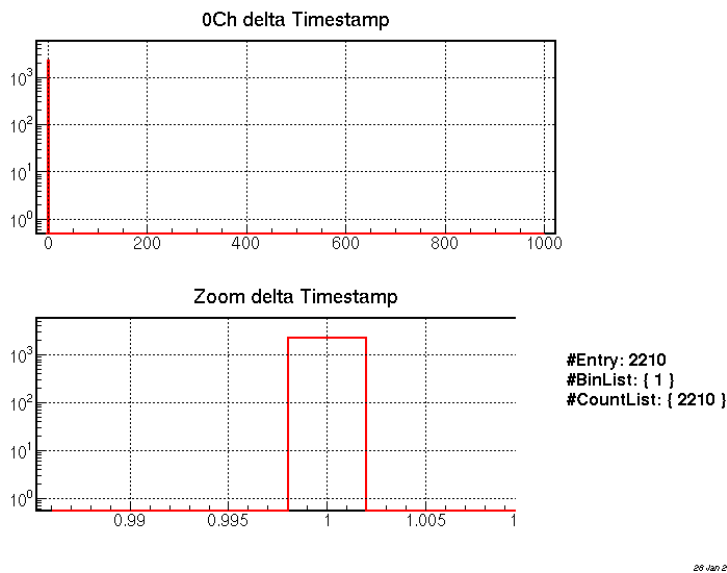


図 6.10: ヒット判定の時間差, 横軸に時間 (クロック = 20[nsec]), 縦軸はカウント

図 6.10 は HIT 判定の時刻差をヒストグラムにしたもので、入力は上限の 50[MHz] である。全てクロック間隔 1 のビンに収まり、HIT の跳びは見られなかった。この結果から毎クロック HIT があるような高レートの信号でも、正確に HIT 判定が行えることを補償した。

ミューオン後アフターパルスのイベント記録性能の検証

実際のミューオン後アフターパルスについて、信号のレートを調べる。

1. データ収集回路に入った信号に対し、HIT 判定を行い、同時刻での全入力に対する判定を合計し (HITSUM)、トリガ回路へ送る。
2. トリガ回路で、受け取った HITSUM とトリガ閾値を比較し、HITSUM が閾値を超えていた場合、波形記録のトリガを発行する。
3. クロック分配 / コマンド分配基盤が波形記録のトリガを受け取り、それらを全データ収集回路に同時に入力する。
4. データ収集回路はそのトリガを受けて、一時的に保持していたデジタルデータをフレーム化し波形記録を行う。

という、一連のデータ収集の手順に添って、実際の KamLAND でのデータ取得を想定してデータを取得した。

信号入力は全部で 221 本で、閾値を、

- $$\left\{ \begin{array}{l} \text{トリガ条件 A : HITSUM} > 15 \text{ 記録すべきイベントであると判断する} \\ \text{トリガ条件 B : HITSUM} > 200 \text{ ミューオン信号と判断する} \end{array} \right.$$

のように設定している。

トリガ条件 A は、KamLAND のトリガ条件である NSUM = 90 に対応している。この閾値は 0.45 [MeV] のイベントに相当し、本テストでは 0.45 [MeV] 相当の信号は HITSUM = 15 として観測される。一方、トリガ条件 B はミューオン信号は殆ど全ての光電子増倍管に光電子を生成することから、閾値は 9 割以上の光電子増倍管が HIT 判定を出すことを条件とした。

トリガ回路はトリガ条件 A を満たすと波形記録コマンドを発行する。さらに HITSUM が多く、トリガ条件 B を満たした場合、これをミューオン信号と判断し、信号以降 10[μsec] の区間で波形記録コマンドを連続して発行し、強制波形記録を行う。

この設定下で、ミューオン後 1 [sec] 間のイベント数の時間分布を調べ、ミューオン 30 発分のイベントの時間分布をヒストグラム化した。

実験結果より、ミューオン後のイベントは図 6.11 のように分布していることがわかる。上段のイベント数の分布から、イベントの殆どはミューオン通過直後に集中し、それ以降は KamLAND の平均的なイベントレート (~ 100 [kHz]) に落ち着いていることがわかる。下のヒストグラムでは、このミューオン通過直後の区間を拡大した。但し最初の 10[μsec] は強制波形記録によって記録したため、今回のプロットからは除外する。プロットから、ミューオン通過後約 30[μsec] 以内にイベント数のピークを迎え、その後急速にイベントレートが沈静化することがわかる。最もレートの高い場所で、イベントレートは 1[MHz] に迫る。トリガによる波形記録命令は 16[MHz] (コマンド発行間でインターバルが必要なため、3 クロックに 1 回 が上限) であるから、HITSUM が正確に送られ来ていれば、余裕をもってトリガ判断を行えるレートである。

但し、アフターパルスによるイベントレート 1[MHz] と言うのは、短時間ではあるが、5 章で触れた第二の制限 (ヒットレート < 200 [kHz]) を上回るため、ゼロサプレッションが必

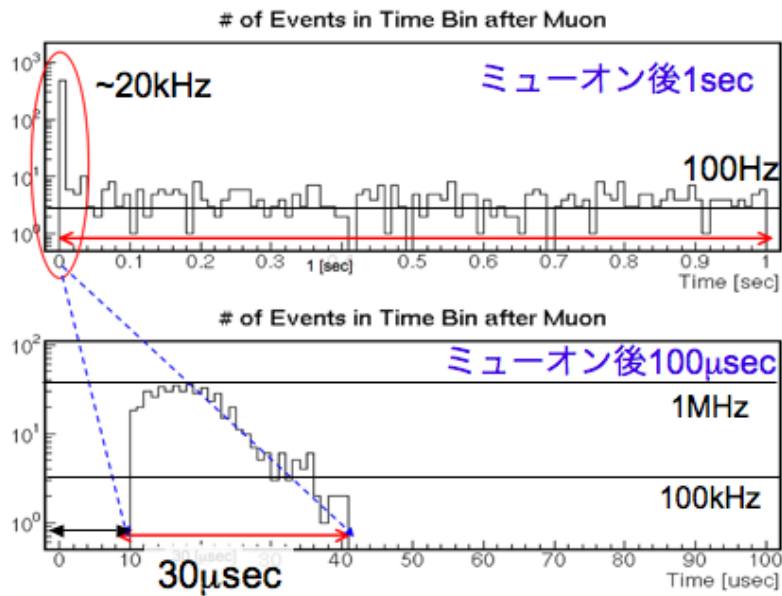


図 6.11: ミューオン通過後イベント数の推移 横軸：時間 (上 1[sec] 下 100[μ sec]) 縦軸：イベント数 (30 個のミュオン合計)

須となる。

続いて、この 30 個それぞれのミュオンについて、ミュオン後 1[msec] 間でどの程度のイベント数になるのか、その分布をプロットし直す。図 6.12 より、ミュオン後のイベ

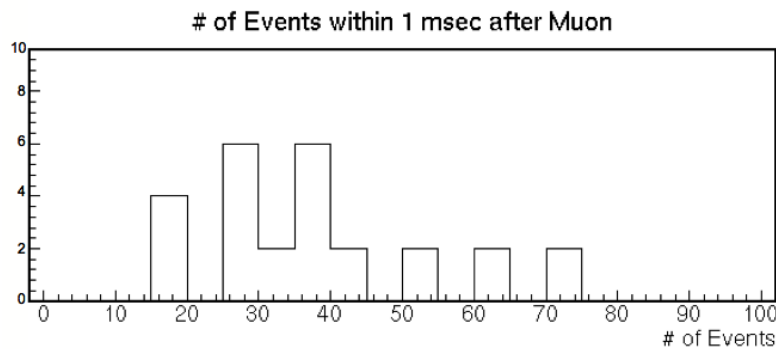


図 6.12: 横軸にミュオン後イベント数. 縦軸にミュオンの数をとる. ミューオン後のイベント数は ~ 数 10 [events] だと言うことがわかる

ント数は数 10[event] 程度であることがわかる. 中性子は生成後 1 [msec] の間に 99%以上捕獲されるので、このイベントのうちの平均 1.2 個が中性子捕獲によるイベントであると考えられる。

ところで、このイベントは殆どアフターパルスの同期によるものだと考えられる。アフターパルスの時間分布は次図 6.13 のようになっており [29], このイベント分布のピークが、

トリガ性能を超えたものではなく、順当な分布であると解る。

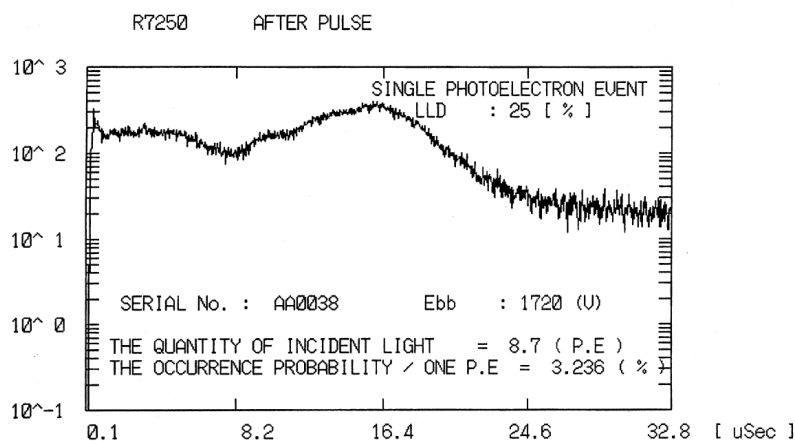


図 6.13: 17 インチ光電子増倍管のアフターパルスの時間分布

6.1.5 安定運転の検証

6章1節の4の実験より、先に挙げた課題に対しての対策により、ミュオン後の中性子捕獲イベントを捉える性能があることがわかった。しかし、先の実験では、データ量制限への不安が残る。実際の運転状況に即したデータ収集を行い、安定した継続運転が可能かどうかを検証する。上のテストと同様、トリガ条件を、

- トトリガ条件 A : HITSUM > 15 記録すべきイベントであると判断する
- トトリガ条件 B : HITSUM > 200 ミュオン信号と判断する

とおく。以上の設定の下、1分間の継続運転を数10回行い、運転の安定性、トリガがかかったイベントに関する波形記録、データ総量等確かめた。

図 6.14 はトリガ回路によって物理イベントと判定され、波形記録命令が出されたイベントについて、横軸に時刻を、縦軸に HIT 数をプロットしたものである。この数10回の試行において、ミュオン信号のうち、シャワーを伴うものは毎試行に1~2発程度の頻度で来ていたと考えられるが、それらに対して不感時間の無いデータ収集を行いながら、終始安定してデータを収集することが出来た。またデータ量に関して、1分間のデータ総量はデータ収集回路1枚あたり500 [KB]程度で1クレート合計で10 [MB]よりも少なく、これは VME 読み出しによって1秒程度で読み出すことが可能なデータ量である。ゼロサプレッションが有効に働いていることがわかる。

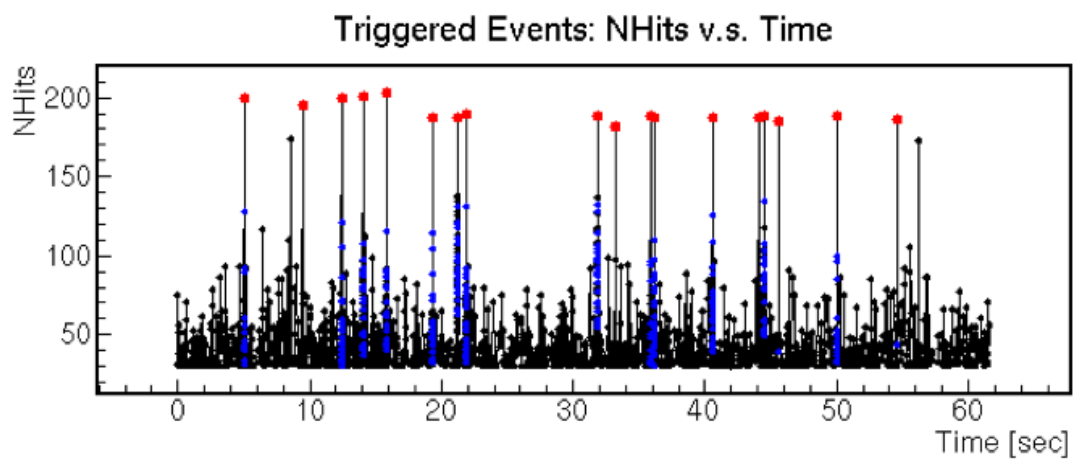


図 6.14: 横軸を時刻 [sec] , 縦軸を HITSUM [hits] ととった. 黒点 : トリガがかかったイベント 赤点 : ミューオンイベント 青点 : ミューオン後強制トリガで取得しているイベント

第7章 結論

7.1 まとめ

7.1.1 インストール

KamLAND における発展開発の一環として、バックグラウンドの一種である高エネルギー宇宙線による原子核破碎由来の不安定原子核の崩壊の解析除去を可能とするために開発を開始した新データ収集システムは2009年7月にハードウェアの開発を終え、2009年9月までに KamLAND へのインストールを完了した。

インストールした機器について以下にまとめる。

表 7.1: インストールした機器

機器	数量	インストール場所
信号分岐/ベースライン安定化回路	クレート 5 台/ 89 枚	E-hut 既存回路側ラック
データ収集回路	クレート 6 台/ 119 枚	E-hut MoGURA 側ラック
トリガ回路	1 枚	E-hut MoGURA 側ラック
クロック分配/コマンド分配基盤	MoGURA クレートに各 1 枚	E-hut MoGURA 側ラック
BLR-FBE 間ケーブル	198 組	E-hut
BLR-MoGURA 間ケーブル	B タイプ 226 組 C タイプ 150 組	E-hut
20 インチ光電子増倍用延長ケーブル	D タイプ 218 本 E タイプ 398 本	E-hut
MoGRA PC	MoGURA 用 6 台 トリガ用 1 台 データ保存用 1 台	HV ルーム

7.1.2 性能検証実験

インストールした新システムが、その実験目的であるミュオン後の中性子捕獲イベントを全て検出する性能があるかを検証した。

信号検出性能

- 大信号をカバーする広いレンジと、小信号を精度良く観測する分解能 / アナログ性能を達成した。

- KamLAND において、新データ収集システムで設定する閾値は 1 光電子信号の 1/3 程度で、1 光電子信号の約 95% をノイズから分離検出する。

ミュオン後オーバーシュートへの対策

- 安定化まで平均 2.3[msec] 要していたミュオン後オーバーシュートは、ベースライン安定化回路の安定化特性により、ミュオン信号からの復帰時間は 1.37[μ sec] まで低減した。
- KamLAND での実信号を用いたテストで、実際にはミュオン後アフターパルスの作るオーバーシュートの影響でベースラインの安定化まで約 4 [μ sec] 要する。この値は中性子捕獲イベントのうち、2%程度を逃す恐れがある。
- トリガ効率低下を回避するため、新システムでは、ミュオン信号の後、ベースラインが安定化するまで強制的に波形を記録するための記録区間を 1.3[μ sec] から 4[μ sec] 以上に延長することで対策する。

ミュオン後アフターパルスへの対策性能

- ミュオン後アフターパルス群の中の 1 光電子信号を捉え、波形を記録記録することが可能である。
- ミュオン後イベントの中で最もレートの高い 30[μ sec] 以内の区間ではレートは 1[MHz] に迫るが、これに対しトリガ回路の稼働は 16[MHz] までのトリガ判断/コマンド発行が可能で、ミュオン後アフターパルスに対して不感時間の無い物理判断を行う。

実際の運転にそった運転試験による安定稼働の検証 システムの最小単位である、BLR 1 クレート、データ収集回路 1 クレート、トリガ回路、コマンド/クロック分配基盤と言う構成において、現行の KamLAND と同じ閾値設定の元で運転を行った。

- 不感時間の無いデータ収集を安定的に実行出来ることを確認した。
- データ量をゼロサプレッションによって大幅に低減し、1 分間の運転によって溜まるデータ量を 1 クレートで 10[MB] 程度に抑えた。これは VME 読み出しにより、約 1 秒で読み出せるデータ量である。

以上の結果より、新システムは運転時にミュオン後強制トリガといった条件を要求されるものの、不感時間無くミュオン後のイベントを記録することが出来、ミュオンによって生成される不安定原子核特定のために必須となる、ミュオン信号後 1 [msec] 以内の中性子捕獲イベントに大しても十分な感度を持つことがわかった。

7.2 今後の課題

今後、本システムの本格的な導入に向けて、以下の課題点について取り組まなければならない。

- データ収集回路がクレート 1 台分であったため、クレート間での連携が正常に機能するか否かはテスト出来なかった。その点の確認は今後の課題となる。
- データ収集回路にはそのデジタル回路部のデジタルプロセスにおいて、いくつかの修正が必要な箇所があり、早急な改善が必要である。
- オーバーシュートにおける、強制波形記録区間をどの程度に設定すると、安定運転と不感時間の無いデータ収集が行えるかを追求する
- アフターパルスによるバックグラウンドを、パーテックス解析によって除去可能かを調べる
- システム制御, DAQ 制御, イベントビルダと言ったソフトウェアの開発を行う

これら課題を解決し、新システムの本格的な導入が開始すれば、現行のシステムでは排除出来ない長寿命不安定原子核の解析的除去を可能にするデータ収集が行える。

KamLAND は 2011 年からこの $0\nu 2\beta$ 探索を開始するが、その時点までには完全な動作が必要である。

この新システムを用いてデッドタイムフリーの時間、電荷情報を記録し、それによって中性子を付随する全ての ^{10}C のタグを目指す。

KamLAND 実験は、 ^{10}C を初め、先に挙げたバックグラウンドを十分に取り除き、クオリティの高いデータテイキングを成功させ、第一段階で 2012 2013 年の間に KKDC-claim の主張、そして質量の縮退構造の探索を、第二段階では 6 年間のデータを貯めることで逆階層構造の探索を目指す。

参考文献

- [1] F. Reines, C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92** (1953) 830
- [2] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [3] K. Kodora *et al.*, Phys. Lett. B **504** (2001) 218
- [4] The LEP collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavor Group, hep-ex/0212036
- [5] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [6] S. Abe *et al.*(The KamLAND collaboration), Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 221803
- [7] Y. Ashie *et al.*(Super Kamiokadnde collaboration), Phys. Rev. D **71** (2005) 112005
- [8] M. Fukugita, T. Yanagida, Phys. Lett. B **174** (1986) 45
- [9] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 8
- [10] W. C. Haxton and G. J. Stephenson, Jr., Prog. Part. Nucl. Phys. **12** (1984) 409
- [11] F.Piquemal, Tenth international conference on Topics in Astroparticle and Under-ground Physics (TAUP 2007)
- [12] 江尻 宏泰、岡田 憲志、日本物理学会誌 **42** (1987) 453
- [13] A. L. Turkevich, T. E. Economou and G. A. Cowan, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3211
- [14] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Eur. Phys. J. A **12** (2001) 147
- [15] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **522** (2004) 371
- [16] C. E. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. D **65** (2002) 092007
- [17] R. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 182302
- [18] L. Vála, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **168** (2007) 70
- [19] Yu. A. Shitov, arXiv:0807.3078v1(2008)
- [20] C. Arnaboldi *et al.*, Phys. Rev. C **78** (2008) 035502

- [21] F. Piquemal, Journal of Physics: Conferenc Series **120** (2008) 052004
- [22] T. Araki *et al.*(The KamLAND collaboration), Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801
- [23] T.Araki *et al.*(The KamLAND collaboration), Nature **436** (2005) 499-503
- [24] I. Shimizu, Doctoral thesis, University Tohoku (2004)
- [25] 竹本 康浩、東北大学理学研究科修士論文 (2008 年度)
- [26] 寺島亜寿紗、東北大学理学研究科修士論文 (2008 年度)
- [27] 榎本 三四郎、第 64 回日本物理学会年次大会 (2007 年度)
- [28] R. S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1411
- [29] 田頭 健司、東北大学理学研究科修士論文 (2000 年度)
- [30] 中嶋 享、東北大学理学研究科修士論文 (2002 年度)
- [31] H. Watanabe, KamLAND collaboration meeting in Sendai 2008
- [32] 米澤 栄斉、東北大学理学研究科修士論文 (2008 年度)
- [33] S.Abe,arXiv:0907.0066v1(2009)
- [34] V. A. Rodin, Amand Faessler, F. Šimkovic, Petr Vogel, Nucl. Phys. A **766** (2006) 107
- [35] S. Ricol, KamLAND collaboration meeting in Hilo 2004
- [36] B. Caccianiga and M. G. Giammarchi, Astroparticle Physics **14** (2000) 15