修士論文

カムランド実験のための
セカンドレベルトリガーの研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

伊藤　智希

平成11年

序

カミオカンデ検出器は 1987 年に超新星ニュートリノを世界で初めて検出し、ニュートリノ天文学という新しい学問分野を確立した。現在、ニュートリノは素粒子物理にとどまらず、宇宙論、天文物理など、様々な分野の重要な研究課題となっており、今日もニュートリノの質量の検出の研究は各国の研究者が総力をあげて取り組んでいる。

東北大学を中心としたグループも、素粒子の根源の解明と宇宙起源の解明を目指したニュートリノ検出器、KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) の建設を 1999 年よりスタートさせた。KamLAND 実験の目的には、原子力発電所からくる反ニュートリノの検出によるニュートリノ振動現象の探索や、太陽ニュートリノの検出による太陽ニュートリノ欠損問題の解明、地球内部からの反ニュートリノの検出による地球内部エネルギー生成機構の解明、宇宙初期起源反ニュートリノ検出による宇宙構造形成機構の解明などがあげられる。

これらのニュートリノのエネルギーは数百 keV$\sim$ 数 MeV と非常に低い。このため、より大きな光量が得られるように、KamLAND 実験では液体シンチレータを使用する。液体シンチレータは水チェレンコフに比べ格段に光量が多く、また、放射性不純物も少ないためエネルギー閾値を低く設定することができる。KamLAND 実験ではイベント数をできるだけ多くし、検出の精度をあげるために、液体シンチレータは $1150\mathrm{m}^3$ と大容量になっている。

原子炉や地球内部から来る電子型反ニュートリノは液体シンチレータ内で逆 β 崩壊を起こし、このとき陽電子と中性子が生成され、陽電子は直ちに液体シンチレータ中の電子と対消滅する。一方、中性子は熱中性子化し陽子に捕獲され 2.2MeV の γ を放出する。中性子が陽子に捕獲されるまでの平均時間はおよそ 200μs で、この 2 つの遅延同時信号を観測することにより電子型反ニュートリノの検出を行う。

これに対し、太陽ニュートリノは液体シンチレータ内での弾性散乱で生じた反跳電子のシンチレーション光の単発信号により観測するためバックグラウンドを減らすことが重要となる。このため、外から液体シンチレータに入って来る放射線を除去するために有効体積を定義することも考えられている。

このように KamLAND 実験では、反ニュートリノは遅延同時信号、ニュートリノは単発信号により検出され、そのトリガーシステムには FPGA(Field Programmable Gate Array) の使用が考えられている。FPGA はソフトウェアで論理回路の開発を行い、基板に組み込まれた状態でも何度でも論理回路を変更でき、変更後即座に使用できる IC である。基板の設計・製作が簡単でユーザーが定義できる I/O ピンの数も多く、また、実験が始まってからでも論理回路の変更が容易にできるという利点があり、トリガーシステムの変更に柔軟に対処することが可能である。FPGA については付録 A で説明する。

本論文では、KamLAND 実験におけるセカンドレベルトリガーとして、遅延同時信号に対して時間と空間によるイベントの選択を行い、遅延同時信号、単発信号に対しては有効体積外除去を行う方法を提案し、シミュレーションによりその性能の評価する。また、実際に回路を組み、実現の可能性を検証する。

目 次

第 1 章 KamLAND 実験 **8**
1.1 KamLAND 実験 8
1.1.1 検出器 8
1.1.2 検出原理 11
1.2 物理的背景 12
1.2.1 ニュートリノ振動 12
1.2.2 原子炉反ニュートリノ 16
1.2.3 地球反ニュートリノ 20
1.2.4 太陽ニュートリノ 22
1.2.5 超新星ニュートリノ 24
1.2.6 宇宙初期起源反ニュートリノ 25
1.3 バックグラウンド 26
1.3.1 放射性核種によるバックグラウンド 26
1.3.2 宇宙線によるバックグラウンド 30

第 2 章 トリガーシステム **32**
2.1 トリガーに対する要請 32
2.2 読み出し回路 33
2.3 セカンドレベルトリガー 38
2.3.1 Delayed Coincidence Trigger 38
2.3.2 有効体積外除去 38
2.3.3 方法 39

第 3 章 シミュレーション **44**
3.1 方法 44
3.2 遅延同時計測 49
3.2.1 空間カットによる Efficiency 49
3.2.2 時間カットによる Efficiency 55
3.2.3 空間・時間カットによる Efficiency 57
3.3 有効体積外除去 61

第 4 章 FPGA によるトリガーの実装 **68**
4.1 目的 68

4.2 検出器 69
4.3 読み出し回路 71
4.4 測定結果 74

第 5 章 FPGA による KamLAND 実験のためのセカンドレベルトリガー 81
5.1 時間カットと空間カット 81
5.2 有効体積外除去 85
5.3 結果 86

第 6 章 まとめ 91

付 録 A FPGA 93
A.1 LCA の概要 93
A.2 LCA の開発 96

付 録 B クエンチング 98

謝辞 101

図 目 次

1.1 KamLAND 検出器 9
1.2 KamLAND 検出器の全体図 10
1.3 遅延同時計数法で取得される信号の概略図 11
1.4 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ ニュートリノ振動パラメータの 90%C.L. 排除領域探索結果 15
1.5 日本国内の原子力発電所の分布図 18
1.6 Power Flux の月毎の変動 19
1.7 原子炉からのニュートリノフラックス 19
1.8 陽電子のエネルギースペクトル 20
1.9 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル 21
1.10 太陽ニュートリノエネルギースペクトル 23
1.11 神岡鉱山内の空気と水の ^{222}Rn 濃度 [9] 27
1.12 カミオカンデ実験の trigger rate[9] 27
1.13 ^{238}U の崩壊系列の一部 28
1.14 ^{222}Rn のエネルギースペクトル (上) とエネルギー閾値に対する Trigger rate(下) (古野氏のシミュレーションによる) 29

2.1 ATWD Card(1) 35
2.2 ATWD Card(2) 36
2.3 読み出し回路 37
2.4 球形ステンレス漕に設置された 1875 本の光電子増倍管を 6 つの領域に分ける 40
2.5 イベントの発生点と立体角 40
2.6 領域 X1 と領域 X2 を見込む面積の比 42
2.7 減衰による光量の比の変化 42
2.8 立体角と減衰による光量の比 43

3.1 フォトンを発生させ光電子増倍管で観測する 45
3.2 比からイベントの起きた位置を求める 46
3.3 1MeV のイベントの発生した位置と比 47
3.4 5MeV のイベントの発生した位置と比 47
3.5 1MeV のイベントを発生させたときの比に対する平均値と σ 48
3.6 5MeV のイベントを発生させたときの比に対する平均値と σ 48
3.7 $\overline{\nu}_e$ のエネルギーと中性子捕獲時間に対する σ の値 (Glenn のシミュレーションによる) 50

3.8 2.2MeVγ のコンプトン散乱の位置分布 (古野氏のシミュレーションによる) 50
3.9 Prompt signal と Delayed signal の位置関係 52
3.10 Prompt signal と Delayed signal の観測結果 52
3.11 反ニュートリノイベント (上) とランダムに起きるバックグラウンド (下) に空間カットを加える 53
3.12 空間カットに対する efficiency 54
3.13 Prompt signal から Delayed signal が観測されるまでの時間分布 (上) と時間カットに対する efficiency(下) 55
3.14 ^{222}Rn の時間カットに対する efficiency 56
3.15 $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ の空間と時間のカットに対する efficiency 58
3.16 ^{222}Rn の空間と時間のカットに対する efficiency 58
3.17 $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ の空間と時間のカットに対する efficiency 59
3.18 ^{222}Rn activity と Trigger Rate(エネルギー閾値 1.75MeV) 60
3.19 ^{222}Rn activity と Trigger Rate(エネルギー閾値 3.75MeV) 60
3.20 光量の比よりバルーン中心からの距離の 2 乗を求める 62
3.21 実際にイベントを発生させた位置と比より求められた位置との相関 63
3.22 250keV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination 64
3.23 500keV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination 65
3.24 1MeV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination 66
3.25 1.75MeV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination 67

4.1 ^{238}U の崩壊系列 68
4.2 検出器 69
4.3 ^{222}Rn のバブリング 70
4.4 フラッシュADC での読み出し回路 71
4.5 フラッシュADC を用いた電荷測定のタイミング 72
4.6 入力電荷と FADC Channel との関係 72
4.7 ADC での読み出し回路 73
4.8 ^{60}Co のコンプトンエッジ (フラッシュADC による測定) 74
4.9 ^{60}Co のコンプトンエッジ (ADC による測定) 75
4.10 フラッシュADC による測定結果 77
4.11 ADC による測定結果 78
4.12 フラッシュADC のデータのイベント選択後の結果 79
4.13 ADC のデータのイベント選択後の結果 80

5.1 時間カットのタイミング (Reject の場合) 82
5.2 時間カットのタイミング (Accept の場合) 82
5.3 空間カットのトリガータイミング 83
5.4 時間・空間カットのトリガータイミング 84
5.5 時間カット 89
5.6 空間カット 89

5.7 ソフトウェアでハードウェアを設計する 90

A.1 LCA の内部構造 94
A.2 CLB の構造 95
A.3 IOB の構造 95
A.4 配線資源 96

表 目 次

1.1 原子炉ニュートリノ振動実験の性能 16
1.2 日本国内の原子力発電所の熱出力と KamLAND 検出器までの距離 18
1.3 地球表面から 100km 以内に存在する主な放射性同位体からのフラックス [8] 21
1.4 種々の反応による太陽ニュートリノのエネルギーとフラックス 23
1.5 KamLAND 実験における超新星ニュートリノ反応イベント数 24
1.6 各部の放射性同位体からの寄与 26
1.7 原子核粉砕反応 30

2.1 ニュートリノとその信号 32
2.2 バックグラウンドとその信号 33

3.1 KamLAND 実験におけるパラメータ 45
3.2 空間カットに対する efficiency 51
3.3 A、B、C での空間・時間カット 59
3.4 90%、95%、99%efficiency での conatamination 63

A.1 XILINX 社製 FPGA の主な仕様 93
A.2 LCA の開発サイクル 96

第1章　KamLAND実験

1.1　KamLAND実験

1.1.1　検出器

検出器の一番内側には球形の透明なプラスチックバルーンに入った直径 13m、1150m^3 の大容量液体シンチレータが設置される。バルーンは厚さ 200μm の透明なプラスチックフィルムからできている。その外側は液体シンチレータの主成分であるミネラルオイルで覆い、ステンレス漕に配置された光電子増倍管からのバックグラウンドを抑えるとともに液体シンチレータとの浮力の差を小さくし、バルーンに液体シンチレータの重量がかからないようにしてある。バッファオイルと液体シンチレータバルーンは直径 18m のステンレススチール製の球形のタンク中に置かれる。ステンレス漕の外側は最外漕の 5400m^3 水チェレンコフ・アンタイ漕になっており、岩盤にポリウレタン樹脂を塗布することにより超純水を維持する。アンタイ漕には、宇宙線 μ 粒子のおおまかな入口と出口をの位置が検知できるように、仕切り壁が取り付けられる。アンタイ漕の光電子増倍管はカミオカンデ実験で使用した 20 インチ光電子増倍管を利用する。

ステンレス漕には KamLAND 実験のために開発された新型の 17 インチ光電子増倍管を 1295 本設置する。ステンレス漕内壁面に対する光電面の面積の割合 (coverage) は 22%、さらに 20 インチ光電子増倍管を 580 本追加することにより coverage を 35%にまで増やすことができる。17 インチ光電子増倍管の外観は 20 インチ光電子増倍管と同じであるが有感光電面を 17 インチに限定し、さらにダイノードをベネシアン・ダイノードからボックス・グリッド構造に置き換えることにより時間特性を大幅に向上させることが可能になった。

液体シンチレータは KamLAND 実験のために東北大学で新たに開発されたものを使う。液体シンチレータは、光透過率と発光量が重要なパラメータとなる。今回開発したものは、光透過率は 10m、発光量は 50%アントラセンとなっており、実験により十分なエネルギー分解能が得られることが分かった。また、この他にもバックグラウンドとなる放射性元素の含有量が少なく、バックグラウンドを除去するための n/γ、α/γ の識別能力が高いこと、α クエンチ係数 (付録 B 参照) が大きいことなどが要求される。

また、KamLAND 検出器は岐阜県池の山の山頂直下 1000m(2700 meter water equivarece: 水換算深度) の位置に建設されるため、宇宙線 μ 粒子の強度は地表の約 10^{-5}、$1/600(\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{m}^{-2})$ となる。KamLAND 検出器における宇宙線 μ 粒子の検出 □ 度は約 0.4Hz と、非常に低バックグラウンドの環境で測定を行うことができる。

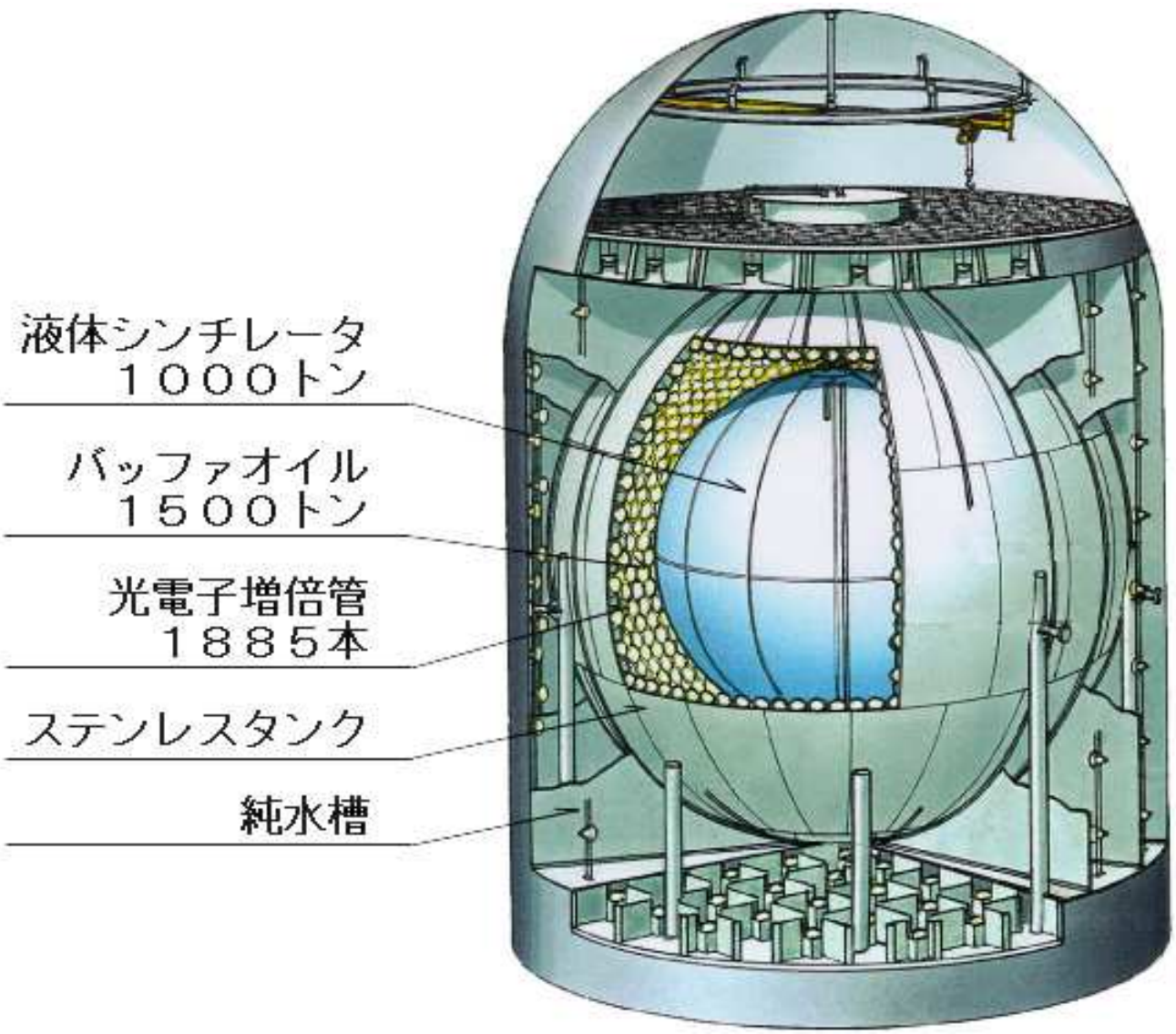

図 1.1: KamLAND 検出器

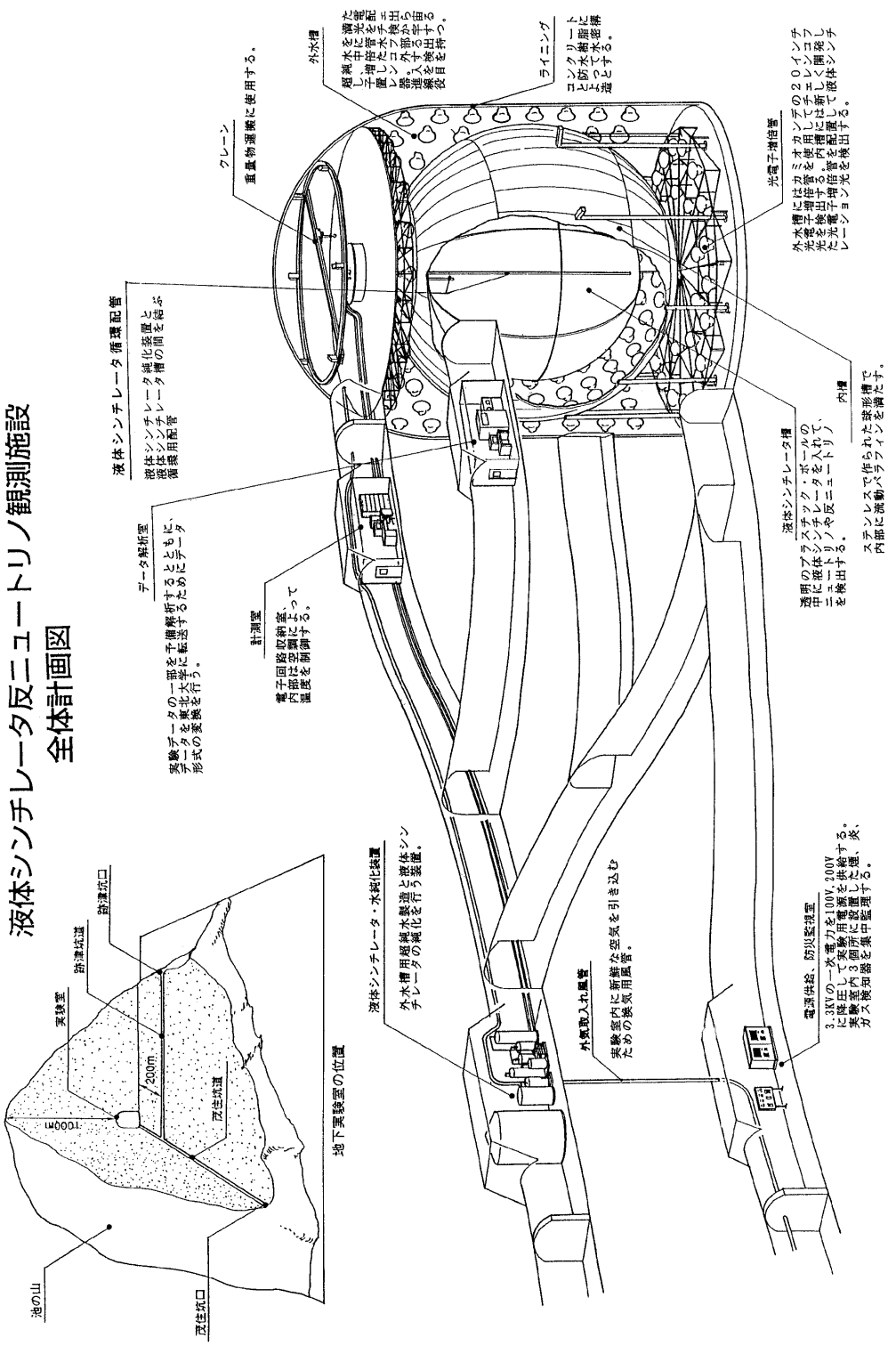

図 1.2: KamLAND 検出器の全体図

1.1.2　検出原理

検出器内で起きる反応は単発信号と遅延同時信号の 2 種類に分けられる。本実験の主目的である反ニュートリノの反応は以下のような過程により遅延同時反応を生成する。まず、反ニュートリノは式 (1.1) のように液体シンチレータ内で逆 β 崩壊を起こす。このとき生成された陽電子はシンチレーション光を発しながら飛行し、最後に液体シンチレータ中の電子と対消滅し、0.511MeV の γ が 2 本発生する。これらの γ 線も液体シンチレータ中の電子と衝突することによりシンチレーション光を発する。これらのことが数 ns 以内に起こる。このように発生した信号を prompt signal と呼ぶ。

一方、中性子は熱中性子化し、平均 200μs 後に陽子に捕獲され 2.2MeV の γ を出し、2.2MeV の相当のシンチレーション光を発生する。これが Delayed signal として観測される (式 1.2)。

つまり、一つの反応に対して平均 200μs 離れたところに二つの信号が出ることになる。

$$\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{e}^{+} + \mathrm{n} \tag{1.1}$$

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \gamma \tag{1.2}$$

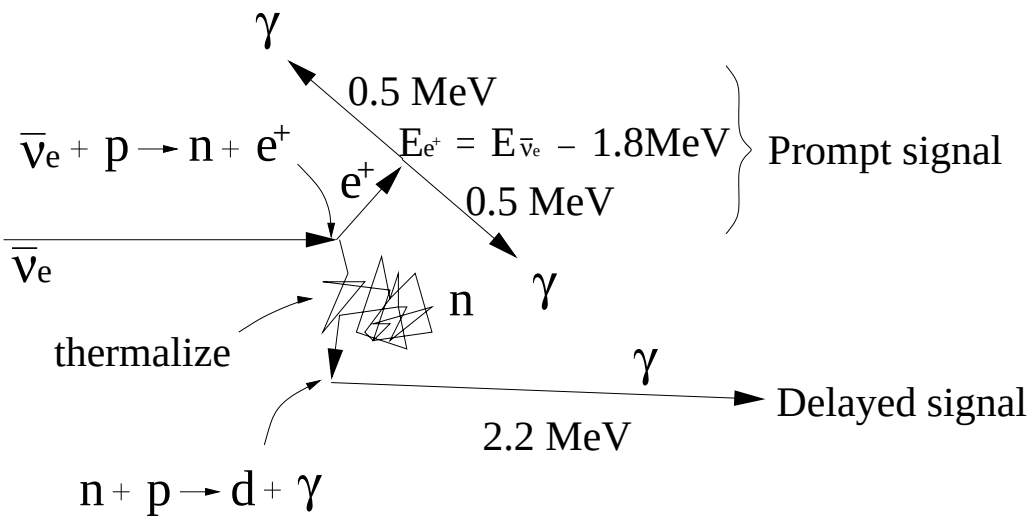

図 1.3: 遅延同時計数法で取得される信号の概略図

1.2　物理的背景

1.2.1　ニュートリノ振動

ニュートリノが有限質量を持ち、世代間に混合があるとニュートリノ振動を引き起こす原因となる。

まず、真空中でのニュートリノ振動について説明する。ここでは簡単のために 2 世代 ($\nu_{\rm e}$ と ν_μ) のみを考える。質量の固有状態を ν_1、ν_2 とすると、これらと世代の固有状態との間に

$$\begin{pmatrix} \nu_{\rm e} \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

という関係が成り立つ。ここで θ は質量の固有状態と世代の固有状態の混合角を表している。

ニュートリノは質量の固有状態として真空中を伝播する。伝播の仕方は、時間発展するシュレディンガー方程式を解くことで分かる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_1({\rm t}) \\ \nu_2({\rm t}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {\rm E}_1 & 0 \\ 0 & {\rm E}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

この解は

$$\begin{pmatrix} \nu_1({\rm t}) \\ \nu_2({\rm t}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {\rm e}^{-i{\rm E}_1{\rm t}} & 0 \\ 0 & {\rm e}^{-i{\rm E}_2{\rm t}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

となる。この結果を世代の固有状態で表すと

$$\begin{pmatrix} \nu_{\rm e}({\rm t}) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} {\rm e}^{-i{\rm E}_1{\rm t}} & 0 \\ 0 & {\rm e}^{-i{\rm E}_2{\rm t}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\rm e}(0) \\ \nu_\mu(0) \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

となる。ニュートリノは弱い相互作用を通じて、すなわち世代の固有状態として生成され観測されるので、上式がニュートリノ振動の様子を表すことになる。

ここで時刻 t=0 で $\nu_{\rm e}$ が生成されたとする。時刻 t でそのニュートリノが $\nu_{\rm e}$ である確率 $\rm P(\nu_e \to \nu_e)$ は次式のようになる。

$$\begin{aligned} {\rm P}(\nu_{\rm e} \to \nu_{\rm e}) &= |\langle \nu_{\rm e}({\rm t}) | \nu_{\rm e}(0) \rangle|^2 & (1.7) \\ &= 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta (1 - \cos({\rm E}_2 - {\rm E}_1){\rm t}) & (1.8) \end{aligned}$$

質量に比べ運動エネルギーが非常に大きいとすると、

$$\rm E \sim p + \frac{m^2}{2p} \tag{1.9}$$

となるので上式は次のように表される。

$$\rm P(\nu_e \to \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\pi L(t)}{L_\nu}\right) \tag{1.10}$$

ここで $\mathrm{L(t)}$ は時刻 t までにニュートリノの進んだ距離、L_ν は真空での振動長で、$\Delta \mathrm{m}^2 = |\mathrm{m}_1^2 - \mathrm{m}_2^2|$ として

$$\mathrm{L}_\nu \equiv \frac{4\pi \mathrm{E}}{\Delta \mathrm{m}^2} = 2.48 \left(\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{MeV}}\right) \left(\frac{\mathrm{eV}^2}{\Delta \mathrm{m}^2}\right) (\mathrm{m}) \tag{1.11}$$

で表される。ニュートリノが真空中を伝播するときは、このような世代の固有状態の振動をする。これがニュートリノ振動である。

太陽の内部のような物質中のニュートリノの伝播は真空中のニュートリノの伝播に対して修正を行う必要がある。これは、電子型ニュートリノは電荷カレントによる弾性散乱があるのに対し、他のフレーバーのニュートリノにはそれがないからである。この物質中のニュートリノ振動を MSW 効果という。

物質中では ν_e はポテンシャル

$$\mathrm{V}_\mathrm{e} = \sqrt{2} \mathrm{G}_\mathrm{F} \mathrm{N}_\mathrm{e} \tag{1.12}$$

を持つ。ここで G_F は Fermi 定数、N_e は物質の密度である。

物質中のニュートリノ振動の時間発展の様子は、真空中のニュートリノ振動にポテンシャルが加わった形になる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mathrm{e}(\mathrm{t}) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mathrm{E}_1 & 0 \\ 0 & \mathrm{E}_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathrm{V}_\mathrm{e} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

この式を解くと物質中でのニュートリノ振動の様子が分かる。

ニュートリノ振動を示唆する現象として太陽ニュートリノ欠損がある。太陽からは、核融合の副産物として多量の電子型ニュートリノが放出されており、太陽の構造は詳しく知られていたので、この太陽ニュートリノのエネルギーやフラックスも十分精度良く計算できると考えられていた。しかし、太陽ニュートリノのフラックスはいくつかの実験で測定されたが、その結果はいずれも太陽ニュートリノが不足しているというものだった。しかもそれぞれの検出器のエネルギー閾値の違いによりニュートリノの減少する割合が異った。太陽標準模型を修正することにより説明しようという動きもあったがいずれも失敗に終り、ニュートリノ固有の性質によって解決しようという流れに拍車をかけた。これらの実験のすべての結果は有限質量を持ったニュートリノが引き起こすニュートリノ振動によって説明することができる。物質振動の解として $\Delta \mathrm{m}^2$- $\sin^2 2\theta$ 平面上で 2ヶ所に可能性がある。両者とも $\Delta \mathrm{m}^2 \sim 10^{-5} \mathrm{eV}^2$ で、一つは $\sin^2 2\theta \sim 0.01$、もう一つは $\sin^2 2\theta \sim 1$ であり、前者を小混合角、後者を大混合角という。KamLAND 実験では大混合角について、そこに解があるのかないのかを検証することができる。

もう一つのニュートリノ振動を示唆する現象として大気ニュートリノ異常がある。宇宙線は大気中の窒素や酸素の原子核と衝突し π 粒子が生成される。さらに π 粒子は次の反応を起こす。

$$\pi \rightarrow \mu + \overline{\nu}_\mu \tag{1.14}$$

$$\mu \rightarrow \mathrm{e} + \overline{\nu}_\mathrm{e} + \nu_\mu \tag{1.15}$$

これより、大気ニュートリノは $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ となることが予想される。水チェレンコフ検出器では、高エネルギー領域において、生成された荷電粒子 (e, μ) のつくるチェレンコフリングからニュートリノの入って来た方向を推測することができるので、zenith angle に対する分布を正確に知ることができる。zenith angle はニュートリノが生成されてから検出されるまでの距離の関数として表されるので、ニュートリノ振動があれば、zenith angle によって $2 : 1$ という比は変化するはずである。

実際、これらのニュートリノ振動を示す実験結果が報告され、e/μ の比が期待された値のおよそ 60%となっている。このニュートリノ異常と zenith angle との相関はカミオカンデ実験で最初に報告され、スーパーカミオカンデによってさらに強固なものとなっている。もしこれがニュートリノ振動を示すものならば、混合角は $\sin^2 2\theta \sim 1$ となる。Δm^2 はまだはっきりしないが $10^{-2} \sim 10^{-4} eV^2$ の範囲である。スーパーカミオカンデでは、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ を強く支持している。KamLAND 実験では $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ の可能性があるのかを確認することができる。

今日までに、原子炉や加速器を使って多くのニュートリノ振動実験が行われてきた。ν_μ- ν_e 振動について、様々な実験によって検証されてきた Δm^2- $\sin^2 2\theta$ 領域を図 1.4 に示す。

図中 LSND は、800MeV 陽子加速器から出た陽子を標的に衝突させ、生成した π 中間子が静止した後崩壊して生成する低エネルギー (数 10MeV) の ν_e、ν_μ、$\overline{\nu}_\mu$ ニュートリノの振動現象の検出が目的である。LSND では、$\overline{\nu}_\mu \rightarrow \overline{\nu}_e$ の振動現象を探索した結果、$\overline{\nu}_e$ の量が予想よりも増えていたために、ニュートリノ振動の許容パラメーター範囲を示した。最近、飛行中に π 中間子が崩壊して生成するニュートリノ (60MeV 以上) の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動現象も探索した結果、許容パラメータ範囲に一致することを示した。BNL E776、Minos や K2K などは、加速器から生じた高エネルギー $\pi^\pm$、$K^\pm$ 中間子の飛行中の崩壊から生じた高エネルギー (数 GeV) のニュートリノを用いる。特に、Minos[3] や K2K[4] は、ニュートリノの飛行距離が 700km、250km と長距離であるため、long baseline 実験と呼ばれる。Minos では、ニュートリノの平均エネルギーが 12GeV と高エネルギーであり、τ 粒子を生成することが可能となる。その結果、ν_μ- ν_τ 振動チャンネルを、τ 粒子の検出により検証することが出来るという特徴をもつ。

Bugey[5]、Palo verde[6]、Chooz[7]、KamLAND 実験などが原子炉実験である。式 (1.11) より、小さな Δm^2 まで探索するには基線を長くするか、低いエネルギーのニュートリノを観測することが必要になる。原子炉からの反ニュートリノのエネルギーは数 MeV と、加速器を用いて作られるニュートリノ比べて著しく低いため、同じ長さの基線のニュートリノ振動実験では、より小さな Δm^2 まで探索できることになる。

KamLAND 検出器を中心とした半径 200km の円内には多くの原子力発電所が建ち並んでいる。これらの原子力発電所から来る電子型反ニュートリノを観測することにより KamLAND 実験では $\Delta m^2 \sim 10^{-5} eV^2$ まで探索できると期待されており、$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ 振動においては最高感度の実験で、太陽ニュートリノ欠損問題の解の一つである MSW の大混合角解の検証が可能である。以下の表 1.1 に、原子炉反ニュートリノ検出器の性能を示す。

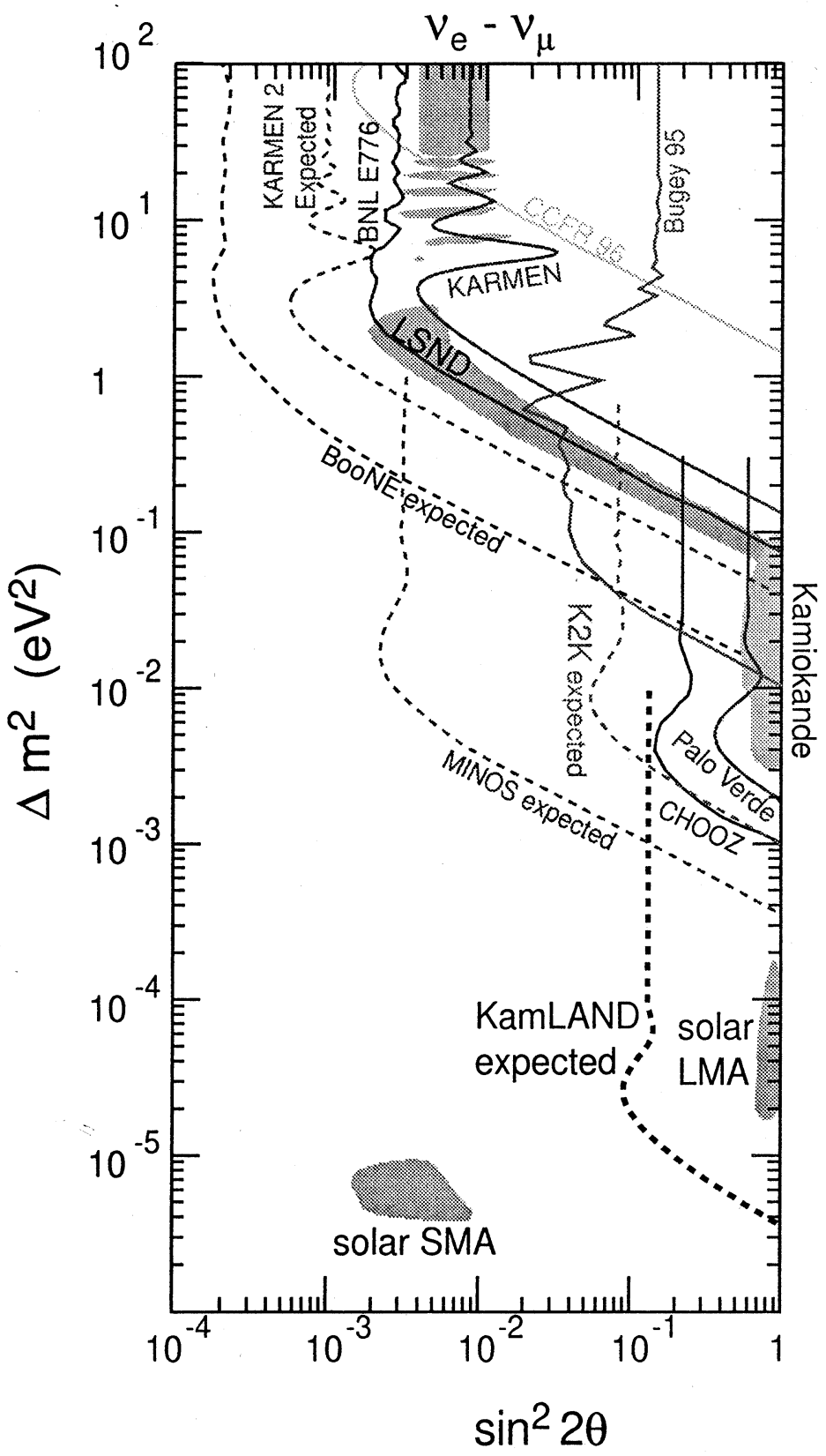

図 1.4: $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ ニュートリノ振動パラメータの 90%C.L. 排除領域探索結果

実験	標的質量	原子炉からの距離	$\Delta m^2(eV^2)$
Bugey	1200kg	15,40,95m	2×10^{-2}
Chooz	4800kg	1025m	1×10^{-3}
Palo Verde	12ton	740m,850m	$\sim 10^{-3}$
Kam-LAND	1000ton	∼150km	$\sim 10^{-5}$

表 1.1: 原子炉ニュートリノ振動実験の性能

1.2.2　原子炉反ニュートリノ

ニュートリノ振動を直接測定する有力な方法の一つは、原子炉で発生する電子型反ニュートリノを観測し、その発生した数と測定された数を比較する disappearance 実験である。

原子炉で使用される核分裂性核種は ^{235}U、^{233}U、^{239}Pu などである。軽水炉燃料には ^{235}U は 2∼3%しか含まれておらず、残りの約 97∼98%は ^{238}U である。この ^{238}U は高速中性子を吸収して核分裂を起こす。一方、^{235}U の吸収断面積は高速中性子に対しては小さいが、熱中性子に対しては非常に大きい。

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{A} + \mathrm{B} + 6.1\beta + 6.1\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + 202\mathrm{MeV} + x\mathrm{n} \tag{1.16}$$

炉心において中性子の一部は ^{238}U、^{232}Th などに捕獲される。これらの原子核は中性子を捕獲すると、

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{239}\mathrm{U} + \gamma \tag{1.17}$$

$$^{239}\mathrm{U} \rightarrow {}^{239}\mathrm{Np} + \beta + \overline{\nu}_{\mathrm{e}}(\tau_{1/2} = 23.5\mathrm{min.}) \tag{1.18}$$

$$^{239}\mathrm{Np} \rightarrow {}^{239}\mathrm{Pu} + \beta + \overline{\nu}_{\mathrm{e}}(\tau_{1/2} = 2.35\mathrm{days.}) \tag{1.19}$$

$$^{232}\mathrm{Th} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{233}\mathrm{Th} + \gamma \tag{1.20}$$

$$^{233}\mathrm{Th} \rightarrow {}^{233}\mathrm{Pa} + \beta + \overline{\nu}_{\mathrm{e}}(\tau_{1/2} = 22.2\mathrm{min.}) \tag{1.21}$$

$$^{233}\mathrm{Pa} \rightarrow {}^{233}\mathrm{U} + \beta + \overline{\nu}_{\mathrm{e}}(\tau_{1/2} = 27\mathrm{days.}) \tag{1.22}$$

と、2 度の β 崩壊を経て核分裂性物質である ^{239}Pu や ^{233}U に転換する。生成された ^{239}Pu は熱中性子によって核分裂を起こす。

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{A} + \mathrm{B} + 5.6\beta + 5.6\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + 210.3\mathrm{MeV} + x\mathrm{n} \tag{1.23}$$

このように原子炉では中性子過剰核の β 崩壊からニュートリノが生成するため、ほぼ 100%の割合で反電子型ニュートリノが放出される。原子炉からの反ニュートリノのスペクトルは、核分裂で生成される様々な原子核の β 崩壊スペクトルを重ね合わせることによって計算され、数%の精度でニュートリノのフラックスが分かる。よって原子炉は純度の高い反電子型ニュートリノ源として非常に適している。

KamLAND 実験では次の逆 β 崩壊反応によって電子型反ニュートリノの検出を行う。

$$\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{e}^{+} + \mathrm{n} \tag{1.24}$$

この反応断面積は次式で表される。

$$\sigma(\mathrm{E}_\nu) = \frac{2\pi^2}{\mathrm{m}_{\mathrm{e}^+}^5 f \tau_{\mathrm{n}}} \mathrm{p}_{\mathrm{e}^+} \mathrm{E}_{\mathrm{e}^+} \tag{1.25}$$

$$= 9.5 \times 10^{-44} \mathrm{p}_{\mathrm{e}^+}(\mathrm{MeV}) \mathrm{E}_{\mathrm{e}^+}(\mathrm{MeV}) \mathrm{cm}^2 \tag{1.26}$$

ここで、τ_{n} は中性子の寿命、$\mathrm{E}_{\mathrm{e}^+}$ は陽電子のエネルギー、$\mathrm{p}_{\mathrm{e}^+}$ は陽電子の運動量、f はフェルミ関数で $f = 1.69$ である。

液体シンチレータ中での反応の 度は反ニュートリノフラックス F_ν、検出器内の陽子数 N_{p} に比例する。

$$\mathrm{N} = \sigma(\mathrm{E}_\nu) \times \mathrm{F}_\nu \times \mathrm{N}_{\mathrm{p}} \tag{1.27}$$

N_{p} は液体シンチレータ中の水素/炭素比 $(\mathrm{r}_{\mathrm{H/C}})$ と次の関係がある。

$$\frac{\mathrm{N}_{\mathrm{p}}}{\mathrm{w}} = \frac{6.02 \times 10^{23}}{1.00794 + \dfrac{12.011}{\mathrm{r}_{\mathrm{H/C}}}} \tag{1.28}$$

ここで、w は液体シンチレータの重量で、$\mathrm{r}_{\mathrm{H/C}} = 1.9$、有効体積を 500t としたとき、$\mathrm{N}_{\mathrm{p}}$ $=4.1\times10^{31}$ となる。

次に神岡鉱山における反電子型ニュートリノのフラックスを示す。KamLAND 検出器を中心とした半径 200km の円内には多くの原子力発電所が建ち並んでいる。日本国内の原子力発電所を図 1.5 に、また、それらの原子炉の熱出力と KamLAND 検出器までの距離を表 1.2 にまとめる。表 1.2 中の Power Flux は、原子炉からみた神岡検出器の立体角に熱出力をかけたもので、距離を L とすると、$\mathrm{GW}/(4\pi\mathrm{L}^2)$ で表される量である。

次の図 1.6 には、月毎の Power Flux の変動を示す。これから、夏にニュートリノのフラックスが多くなり、逆に秋に少なくなることが分かる。このことから原子炉反ニュートリノ季節変動を調べることによりバックグラウンドを見積もることができる。また、表 1.2 での Power Flux の合計より図 1.6 の Power Flux が小さくなっているのは原子炉が最大出力で運転していないことと、それぞれの原子炉でメンテナンスのため年に数ヵ月は運転をしていないためである。

図 1.7 には KamLAND 検出器での反電子型ニュートリノフラックス、さらに式 (1.27) を用いて計算した KamLAND 検出器での検出イベント数をニュートリノ振動がある場合とない場合について、横軸を対消滅を考慮した陽電子のエネルギー $(\mathrm{E}_{\mathrm{e}^+} = \mathrm{E}_\nu - 0.789(\mathrm{MeV}))$ として図 1.8 に示す。これを積分すると反電子型ニュートリノのイベントは検出器の標的質量 1000ton で一日におよそ 2 イベントとなる。なお、原子炉の稼働率は 78%、検出効率は 100%としたときものである。

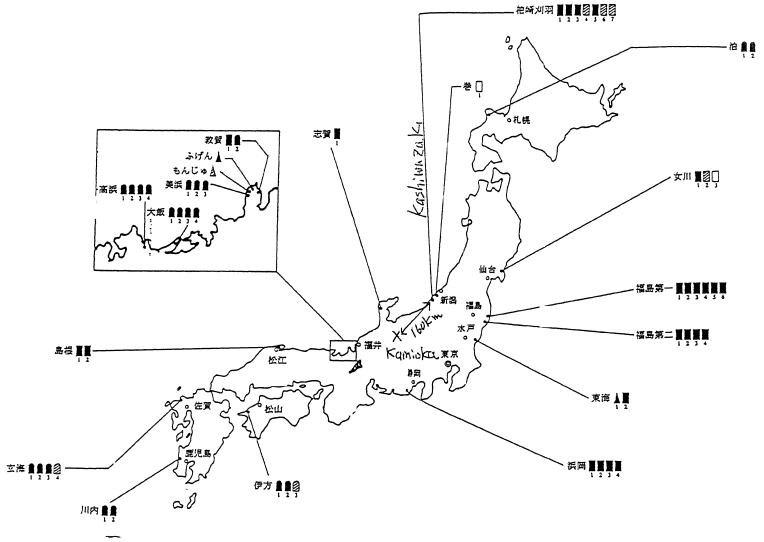

図 1.5: 日本国内の原子力発電所の分布図

原子力発電所	距離 (km)	熱出力 (GW)	Power Flux (W/cm^2)
柏崎	160	24.5	7.7×10^{-6}
大飯	190	13.7	2.9×10^{-6}
高浜	210	10.2	1.8×10^{-6}
浜岡	210	10.6	1.9×10^{-6}
敦賀	150	4.5	1.5×10^{-6}
志賀	97	1.9	1.3×10^{-6}
美浜	165	4.9	1.4×10^{-6}
福島第一	357	14.2	8.9×10^{-7}
福島第二	351	13.2	8.5×10^{-7}
東海	306	3.3	2.8×10^{-7}
島根	414	3.8	1.8×10^{-7}
伊方	560	6.0	1.5×10^{-7}
玄海	770	6.7	9.0×10^{-8}
女川	442	4.1	1.7×10^{-7}
泊	804	3.3	4.1×10^{-8}
川内	844	5.3	5.9×10^{-8}
合計		127	2.1×10^{-5}

表 1.2: 日本国内の原子力発電所の熱出力と KamLAND 検出器までの距離

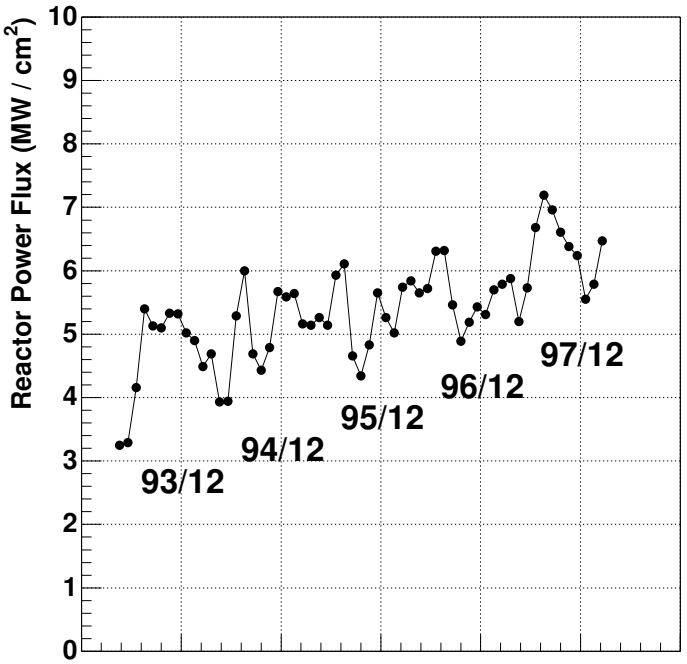

図 1.6: Power Flux の月毎の変動

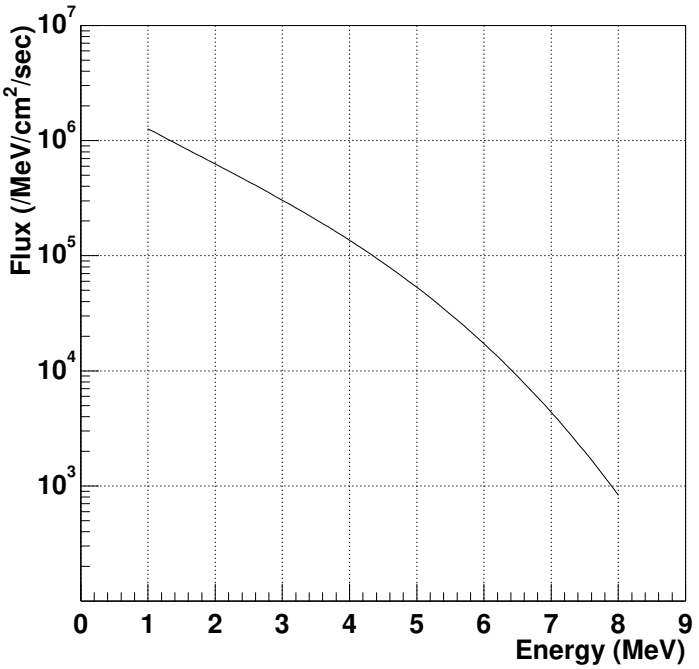

図 1.7: 原子炉からのニュートリノフラックス

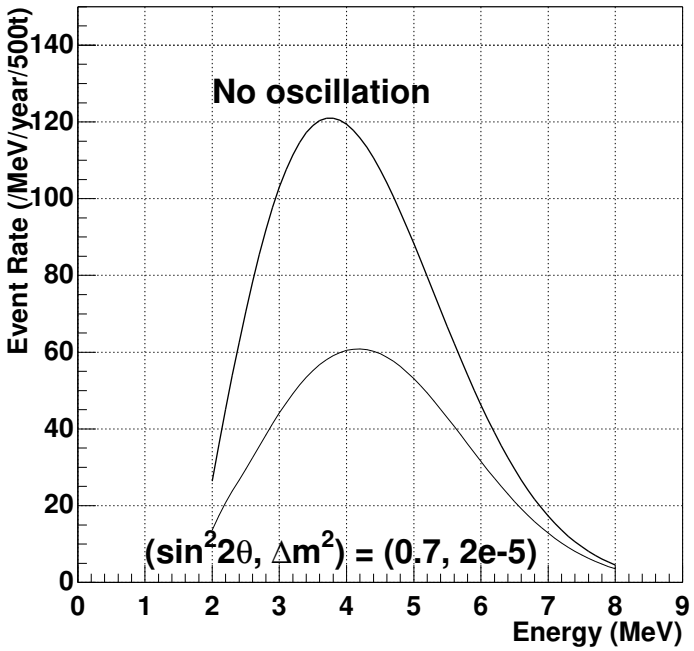

図 1.8: 陽電子のエネルギースペクトル

1.2.3　地球反ニュートリノ

地球の進化や内部の力学的構造を決定する主な要因は放射化熱である。この放射化熱の 90%は、地球内部の地殻、上部、下部マントルに含まれている $\mathrm{U/Th}$ の崩壊によって生成されていると言われている。現在の地球の放射化熱は約 $16\mathrm{TW}$ で、全生成量の 40%と推定されているが信頼のおける理論は存在しない。このため、直接 $\mathrm{U/Th}$ の存在量を測定することが必要である。地球反ニュートリノは地球内部の情報を直接運んで来るため、それを検出し解析することは、地球内部の構造の解明の新しい手段となるだろう。反地球ニュートリノは、地球内部に存在する放射性核種の β 崩壊から生じる。

$$[A, Z] \rightarrow [A, Z+1] + \mathrm{e}^- + \overline{\nu}_\mathrm{e} \tag{1.29}$$

KamLAND 実験では

$$\overline{\nu}_\mathrm{e} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{e}^+ + \mathrm{n} \tag{1.30}$$

という反応を用いて ν_e を検出するために、エネルギー閾値の $1.8\mathrm{MeV}$ 以上の ν_e が測定の対象となる。よって U と Th の存在量を別々に決定することが可能となる。

主に寄与する放射性核種は以下の表 1.3 に示すように 4 つあり、$^{238}\mathrm{U}$ と $^{232}\mathrm{Th}$ の中には崩壊鎖も含める [8]。表 1.3 は、地球表面に近いところに存在する放射性核種ごとの、地上に到達する反ニュートリノのフラックス量を示したものである。

Isotope	Integrated Flux [/cm^2/s]
^{40}K	1.1×10^7
^{87}Rb	4.6×10^6
^{232}Th	3.5×10^6
^{238}U	3.5×10^6

表 1.3: 地球表面から 100km 以内に存在する主な放射性同位体からのフラックス [8]

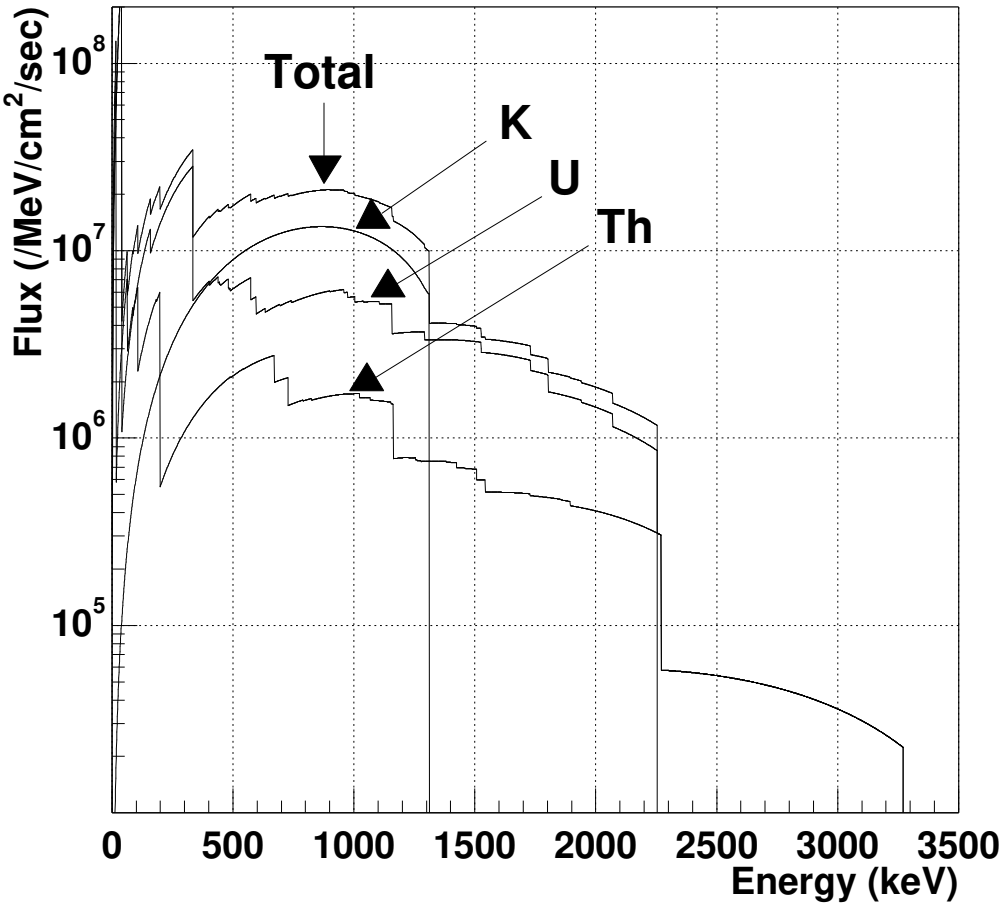

図 1.9: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル

1.2.4　太陽ニュートリノ

恒星の一生の大部分は水素を燃やしてエネルギーを発生する「水素燃焼」の段階にある。この段階では 4 個の陽子が融合して ^{4}He となり、このとき 26.4MeV のエネルギーと 2 個の電子ニュートリノが生み出される。式で書くと、

$$4\mathrm{p} + 2\mathrm{e}^- \rightarrow^4 \mathrm{He} + 2\nu_\mathrm{e} + 26.7\mathrm{MeV} - \mathrm{E} \tag{1.31}$$

で、E はニュートリノの持ち去るエネルギーである。式 1.31 はいくつかの反応をまとめて書いたもので、どの反応がどれだけ起きるかは、星の内部の温度、組織、密度などで決まる。

太陽の場合、この核融合反応の起きる場所は半径 20 万 km の太陽の中心部で起きていると考えられている。その外側、中心からの距離 50 万 km 程度までは放射層、さらに外側の中心からの距離 70 万 km 程度までは対流層となっている。放射層では水素燃焼核で発生したエネルギーが、放射として太陽物質による散乱や吸収・再放出を繰り返しながら表面に向かって進んで行く。この過程はランダムウォークであり、中心部で発生したエネルギーが太陽表面に到達するまでに 100 万年程度の時間を要する。つまり、現在、太陽表面から放射されている熱エネルギーは今から 100 万年前に生成されたものである。一方、太陽中心部で発生したニュートリノは約 500 秒で地球に到達する。太陽ニュートリノの観測は、太陽エネルギー生成をリアルタイムで観測するものと言える。太陽ニュートリノの観測は恒星進化論の基盤である星の内部での核融合反応を実証し、太陽の内部構造を探求するという天体物理学の側面を持つと共に、ニュートリノの質量の有無を調べるという素粒子物理学というもう一つの側面がある。太陽は、恒星進化論に基づく太陽理論が正しければ、発生するニュートリノのフラックスとエネルギースペクトルが完全に理解されている強力なニュートリノ源である。

ここで、太陽ニュートリノの生成メカニズムとエネルギースペクトルについて簡単に説明する。太陽の場合、エネルギーの 98.5%までが pp 連鎖とよばれる反応過程で発生する。pp 連鎖は、2 個の陽子が融合して重陽子となり陽電子とニュートリノが放出される pp 反応で始まる。ただし、1%以下の確率で 2 個の陽子と 1 個の電子が反応する 3 体反応があり、pep 反応とよばれる。pp 反応は、陽子同士がクーロン力で反発しあうため、非常にゆっくりと進行する。これが長期間にわたって恒星が安定に輝くことができる理由である。このほか、ごくわずかであるが hep 反応とよばれるもう 1 つのブランチにも分かれる。

星のエネルギーを生み出す核反応には、pp 連鎖だけでなく、CNO サイクルという過程もある。この過程は炭素、窒素、酸素が触媒としてはたらき、結果的に式 (1.31) の反応が起きる。CNO サイクルは温度が高いほど重要になるが、太陽では全エネルギーの 1.5%しか担っていない。

図 1.10 に種々の太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。また、表 1.4 にはそれぞれの反応からの太陽ニュートリノの平均エネルギーと最大エネルギー、標準太陽模型によって計算したフラックの値を示す。

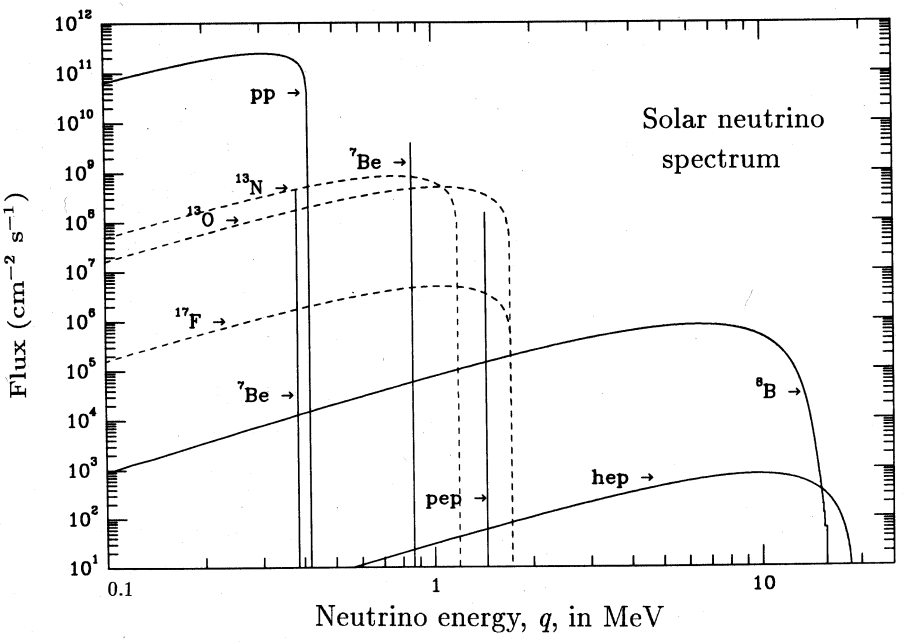

図 1.10: 太陽ニュートリノエネルギースペクトル

	反応	最大エネルギー (MeV)	平均エネルギー (MeV)	フラックス (cm^{-2}s^{-1})
pp	pp $\rightarrow$de$^{+}\nu$	0.420	0.265	5.91×10^{10}
pep	pe^{-}p $\rightarrow$dν	1.442	1.442	1.40×10^{8}
^{7}Be	^{7}Bee$^{-}\rightarrow^{7}$Li $\nu(\gamma)$	0.862(90%)	0.862	5.15×10^{9}
		0.384(10%)	0.384	
^{8}B	^{8}B$\rightarrow^{8}$Be*e$^{+}\nu$			
	$\rightarrow2^{4}$He	14.02**	6.710	6.62×10^{6}
hep	^{3}He p$\rightarrow^{4}$He e$^{+}\nu$	18.77	9.620	1.21×10^{3}
^{13}N	^{13}N $\rightarrow^{13}$C e$^{+}\nu$	1.199	0.707	6.18×10^{8}
^{15}O	^{15}O $\rightarrow^{15}$N e$^{+}\nu$	1.732	0.997	5.45×10^{8}
^{17}F	^{17}F $\rightarrow^{17}$O e$^{+}\nu$	1.740	0.999	6.48×10^{6}

表 1.4: 種々の反応による太陽ニュートリノのエネルギーとフラックス

** 終状態の ^{3}Be* は不安定なため、最大エネルギーは幅を持つ。実際は ^{8}B ニュートリノのエネルギーは 15MeV 以下である。

太陽ニュートリノを観測するために、Homestake(^{37}Cl) 実験、スーパー神岡実験 (水チェレンコフ実験)、SAGE と GALLEX(^{71}Ga) 実験など、多くの実験が行われてきた。しかし、いずれの実験でも標準太陽模型が予想する観測値よりも小さい観測結果を得ている。これを太陽ニュートリノ問題という。

KamLAND 実験における太陽ニュートリノ観測の目標は、^{8}B ニュートリノのエネルギー分布をできる限り低エネルギーまで測定して、MSW の小混合角解が示唆するフラックスの減少を確認することと、^{7}Be ニュートリノフラックスを単独に決定することにある。しかしながら、KamLAND 検出器での太陽ニュートリノの観測は、太陽ニュートリノと電子との弾性散乱 ($\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$) で生じた反跳電子によるシンチレーション光の単発信号を測定するため、バックグラウンドイベントとの区別に困難が伴う。いかにバックグラウンドを減らすかが重要となるため、バルーン内に有効体積を定義し有効体積外のイベントは解析の際に、あるいはオンラインで除去することも考えられている。

予想される ^{8}B ニュートリノのイベント数は、4MeV 以上の反跳電子に対して 560t の有効検出領域につき、470 イベント/年である。^{7}Be ニュートリノのイベント数は、300keV 以上、300t の有効体積で 110 イベント/年である。

1.2.5　超新星ニュートリノ

我々の銀河の中心で、標準的なニュートリノ放出を伴う超新星爆発が起こった場合に KamLAND 検出器で検出されるニュートリノイベント数を表 1.5 に示す。

反応		イベント数
$\nu_x(\overline{\nu}_x) + e^- \rightarrow \nu_x(\overline{\nu}_x) + e^-$	(1)	8
$\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	(2)	330
$\nu_e + {}^{12}C \rightarrow e^- + {}^{12}N$ ($\rightarrow e^+ + \nu_e + {}^{12}C$) ($E_{th}$: 17.3MeV)	(3)	2
$\overline{\nu}_e + {}^{12}C \rightarrow e^+ + {}^{8}B$ ($\rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + {}^{12}C$) ($E_{th}$: 14.4MeV)	(4)	7
$\nu_x(\overline{\nu}_x) + {}^{12}C \rightarrow \nu_x(\overline{\nu}_x) + {}^{12}C^*$ (E_γ : 15.11MeV)	(5)	58

表 1.5: KamLAND 実験における超新星ニュートリノ反応イベント数

反応 (1) と (2) で約 340 イベント期待されるが、スーパーカミオカンデとはイベント数で比較にならず、これらの反応から KamLAND 実験の特徴を出すことは難しい。一方、反応 (3)(4)(5) は液体シンチレータ特有の反応であるため、ニュートリノ物理や宇宙物理に関しての新しい成果が期待される。

例えば (3)(4) は電子と陽電子の遅延同時計測を使用することによってバックグラウンド・フリーで検出される、そして、もし太陽ニュートリノ欠損の Just-So 振動解が真なら、反

応 (3) は 15 イベント、反応 (4) は 14 イベントに増加し、5σ の有意さで検定できる。また、MWS の小混合角が真であるなら、反応 (3) のみ 27 イベント増え検証可能になる。反応 (5) は中性カレントによって励起されるため、ニュートリノ総量モニターとなる。このため、ニュートリノ振動解析に重要な役割を果たすのみならず、超新星内のニュートリノ温度が予想されるイベント数から 1MeV の精度で決定でき、星の進化理論に新しい知見を与える。

1.2.6　宇宙初期起源反ニュートリノ

100 億年前から現在に至る間に起きた超新星爆発残骸反ニュートリノの観測を目指す。宇宙進化の各段階における超新星爆発の 度と爆発した星の質量分布は、現在の宇宙大構造形成機構とその進化過程の解明に重大な影響を与える。宇宙初期の星の分布から現在の宇宙 構造ができるまでの計算機シミュレーションは、多くの仮定を用いて求められており、本実験により観測に成功したならば、初めて実験に基づいた理論構築を可能にする。

1.3　バックグラウンド

1.3.1　放射性核種によるバックグラウンド

検出器内外には天然、人工の放射性同位体が存在し、崩壊系列をつくる ^{235}U、^{238}U、^{234}Th、系列をつくらない ^{40}K、^{14}C、^{3}H、^{60}Co などがある。^{14}C、^{3}H は大気中の原子核と宇宙線の反応や核実験により生じる。^{60}Co はステンレス製造過程で混入したモニター用添加物である。^{14}C は石油起源の有機溶媒中には少ないと期待される。これらの同位体はほとんどの物質に不純物として含まれており、液体シンチレータ、バッファオイルには ^{238}U、^{234}Th が 10^{-13}g/g、^{40}K が 10^{-15}g/g 程度以上搬入段階で含まれている。^{235}U は天然混在率で 0.72%程度含まれていると考えられている。これらを純化装置で ^{238}U、^{234}Th が 10^{-14}g/g、^{40}K が 10^{-16}g/g まで落としバルーン、バッファに注入する。

^{238}U、^{234}Th、^{40}K がこの値を達成したとき、検出器のエネルギー閾値を 1MeV に設定すると検出器内外に存在する放射線核種による trigger rate は表 1.6 のようになる。

光電子増倍管、岩盤・コンクリートなど検出器外からの寄与が大きいことが分かる。これらは有効体積外除去を行うことで減らすことができる。

バックグラウンド源	Trigger Rate (E>1MeV)
液体シンチレータ	0.21(Hz)
バッファオイル	$<$ 0.01(Hz)
バルーン	0.1(Hz)
ロープ	1.2(Hz)
光電子増倍管	2.4(Hz)
ステンレスタンク	$\sim$ 0.04(Hz)
岩盤・コンクリート	2.5(Hz)

表 1.6: 各部の放射性同位体からの寄与

バックグラウンド源として ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K などの他に ^{222}Rn がある。^{222}Rn は神岡鉱山内の空気中に多量に含まれており、希ガスであるため外部から容易に侵入し得る。

図 1.11 に神岡鉱山内の空気と水の ^{222}Rn activity を示す [9]。これより、空気中にはおよそ 1kBq/m^3、水中にはおよそ 10Bq/l の ^{222}Rn が含まれていることが分かる。図 1.12 にはカミオカンデ実験の trigger rate を示す。エネルギー閾値は 8.5MeV である。矢印の位置で純水装置から純水をタンクに供給しているが、この時 trigger rate に急激な変化が見られる。trigger rate の減少する割合が ^{222}Rn の半減期と一致することから ^{222}Rn の影響と考えられ、1987 年 5 月から純水タンクと純水装置を鉱山内の空気から隔離することによりこの影響を少なくしている。

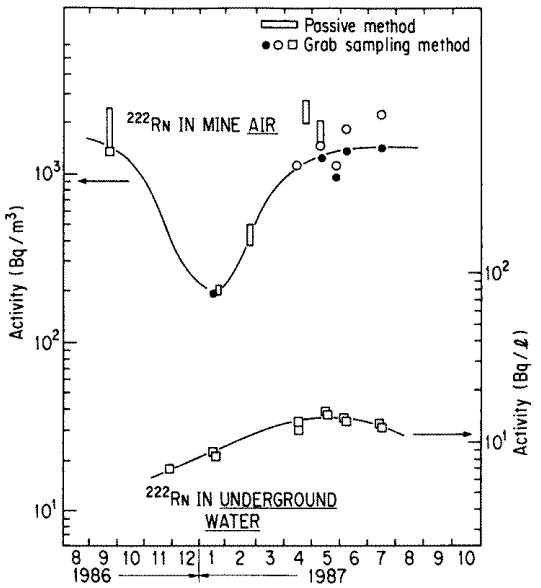

図 1.11: 神岡鉱山内の空気と水の ^{222}Rn 濃度 [9]

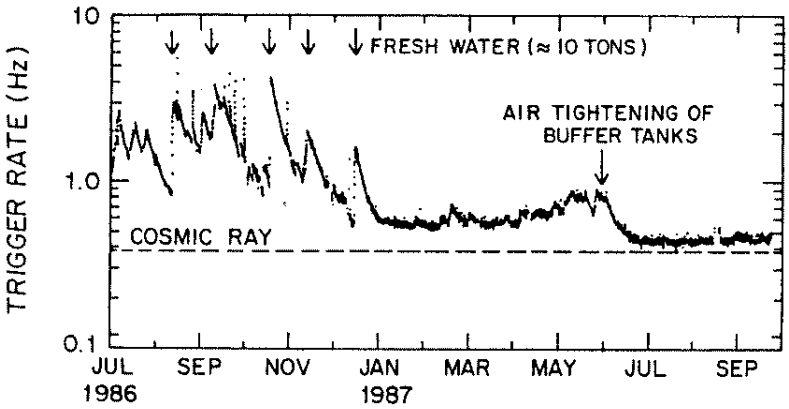

図 1.12: カミオカンデ実験の trigger rate[9]

KamLAND 実験でも、液体シンチレータは完全に密閉される。しかし、液体シンチレータ自身には放射平衡にある 1μBq/m^3 の ^{222}Rn が存在する。上部チムニーにステンレスを用いた場合、スーパーカミオカンデ実験と同じステンレスから空気への ^{222}Rn 散逸率を用いると ^{222}Rn 濃度は約 10μBq/m^3 となる。空気に対するパラフィンオイルの ^{222}Rn の溶解度が大きいことを考慮に入れれば最大約 100μBq/m^3 になる可能性がある。calibration 等で外気に触れることもあり、しかもカミオカンデ実験に比べ閾値が格段に低いのでその影響はさらに大きくなると予測される。

図 1.14(上) に、液体シンチレータ中に ^{222}Rn が混入したときに KamLAND 実験で観測されるエネルギースペクトル、図 1.14(下) に、エネルギー閾値に対する trigger rate を示す。なお、Rn activity は 10μBq/m^3 である。図 1.13 には ^{238}U の崩壊系列の一部を示す。

図 1.14(上) では、1MeV 以下と 2∼3MeV 付近に緩やかなピークが見られる。これは ^{214}Pb と ^{214}Bi の β 崩壊からの β 線と γ 線が関与していると考えられる。また、放射線のエネルギーが液体シンチレータ内で光エネルギーに移行せず、検出器では観測されないエネルギーに移行することがある。α 粒子はこの効果 (クエンチング) が大きく、放射線のエネルギーの 1/10 以下のエネルギーで観測される (付録 B 参照)。このため、α 線は 1MeV 以下のピークに関与していると考えられる。

また、^{214}Po の平均寿命は 236μs と短く、遅延同時計測にかかる可能性があるが、^{214}Po からの 7.69MeV の α はこのクエンチングにより 1MeV 以下で観測されるため、2.2MeV の Delayed signal のエネルギー閾値ではバックグラウンドとならない。

KamLAND 実験で観測される原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノのエネルギーは 1MeV 以上 (ニュートリノのエネルギーは 1.8MeV 以上) なので、エネルギー閾値はできるだけ下げたいが、図 1.14(下) から、^{214}Bi の β 崩壊による β 線、γ 線の影響により、エネルギー閾値が 3.5MeV から下では、急激に trigger rate が増えていることが分かる。

次章で、^{222}Rn の濃度とエネルギー閾値を変えたときの時間と空間カットによる trigger efficiency をシミュレーションにより求める。

Nuclei	Decay mode	Energy	Decay time
^{222}Rn	α	5.49 MeV	5.48 days
↓			
^{218}Po	α	6.00 MeV	4.4 min.
↓			
^{214}Pb	β+γ	1.02 MeV	38.7 min.
↓			
^{214}Bi	β+γ	3.26 MeV	28.4 min.
↓			
^{214}Po	α	7.69 MeV	236 μs
↓			
^{210}Pb	β+γ	0.064 MeV	32.2 years
↓			
^{210}Bi	β	1.16 MeV	7.23 days
↓			
^{210}Po	α	5.30 MeV	200.2 days
↓			
^{206}Pb			

図 1.13: ^{238}U の崩壊系列の一部

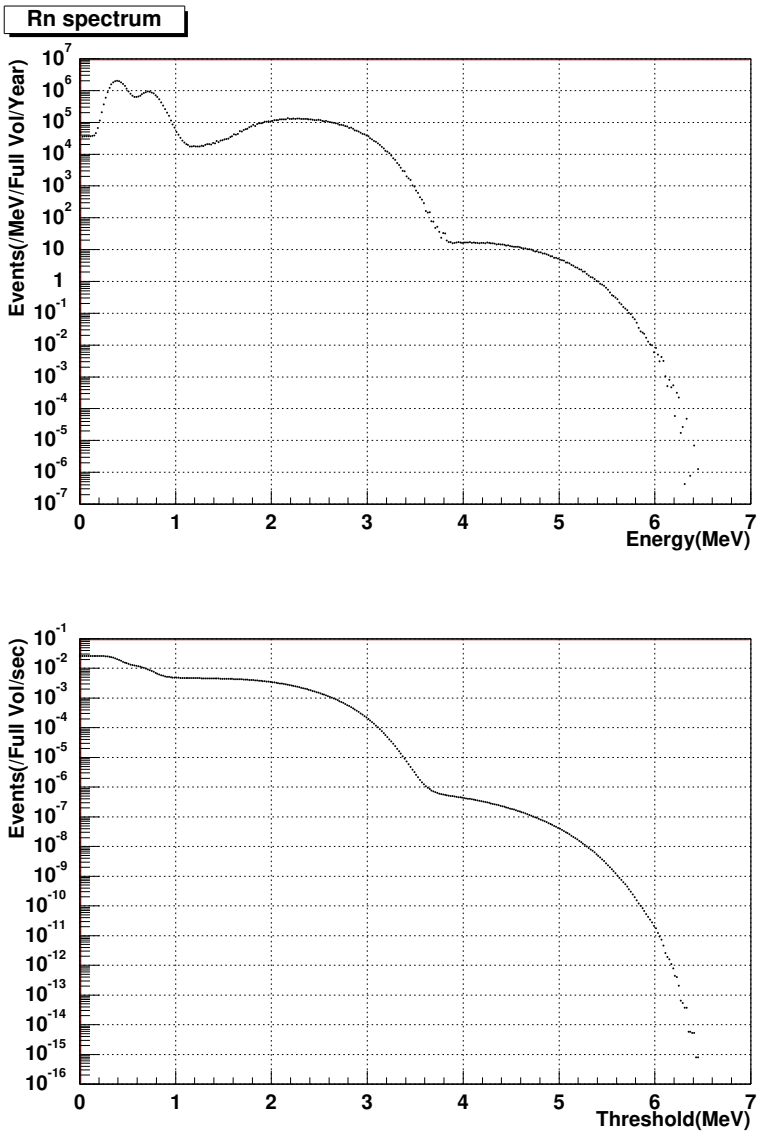

図 1.14: ^{222}Rn のエネルギースペクトル (上) とエネルギー閾値に対する Trigger rate(下) (古野氏のシミュレーションによる)

1.3.2　宇宙線によるバックグラウンド

宇宙線 μ 粒子は、液体シンチレータ中の原子核と反応して新しい核種を生成する。それらの核種は、β 崩壊などを起こして中性子などの核子と (陽) 電子を生成する。これは μ 粒子捕獲反応、あるいは原子核粉砕反応と呼ばれる。このうち、μ 粒子捕獲反応については Borexino 検出器ではほとんど確認されず、バックグラウンドとしては無視できるとする報告がある。μ 粒子による原子核粉砕反応については、反応断面積の不確定性が大きく、依然不明な点が多い。以下の表に原子核粉砕反応をまとめる。表 1.7 ように、宇宙線 μ 粒子

Isotope	$\tau_{1/2}$	Decay mode	Q Value (MeV)
^{7}Be	53.3 day	γ	0.478
^{8}He	199 ms	$\beta^-+\gamma$ (84%)	10.6
		β^-+ n (11%)	
^{8}Li	838 ms	$\beta^-+\gamma$	16.0
^{8}B	770 ms	$\beta^++\gamma$	18.0
^{9}Li	178 ms	$\beta^-+\gamma$	16.0
		β^-+ n (34%)	$\sim$10
^{9}C	126 ms	β^-+ p	16.5
^{11}Li	8.5 ms	$\beta^-+\gamma$	16.0
		β^-+ n (61%)	$\sim$16
^{11}C	20.4 min	β^+	1.98
^{11}Be	13.8 s	$\beta^-+\gamma$ (31%)	11.5
^{12}Be	11.4 ms	β^-	11.6
^{12}B	20.2 ms	β^+	13.4
^{12}N	11.0 ms	β^+	17.3
^{13}B	17.4 ms	β^-	13.4
^{13}O	8.58 ms	β^+	17.8
^{14}B	13.8 ms	$\beta^-+\gamma$ (82%)	20.6
^{14}O	70.6 s	$\beta^++\gamma$ (99%)	5.14
^{15}O	122 s	β^+	2.75
^{15}C	2.45 s	$\beta^-+\gamma$ (63%)	9.82
^{16}C	747 ms	$\beta^-+\gamma$ (84%)	8.01
^{16}N	7.13 s	$\beta^-+\gamma$ (66%)	10.4

表 1.7: 原子核粉砕反応

の中には C、N、O の不安定破砕や高速中性子を生成して崩壊放射線信号や中性子捕獲 γ 線信号を生じるような相互作用を行うものがある。高速中性子弾性散乱はマイクロ秒程度以内で起こるが、不安定破砕核崩壊には寿命の長いものがある。したがって 10$\sim$100ms 程度の不感時間を設定しても除去できないものがあり、原子炉反ニュートリノに対して中性

子放出核である ^{8}He、^{9}Li が問題となるが、これらは μ 粒子の飛跡の周囲半径数 m、3 秒程度の不感空間と不感時間を設定することでほぼ完全に除けると期待されている。

第2章　トリガーシステム

2.1　トリガーに対する要請

KamLAND 実験の最大の特徴はエネルギー閾値が低いことである。エネルギー閾値の下限はデータを収集する速度によって制限される。よってデータを収集する速度を上げるか、trigger rate を下げることが重要になってくる。

まず、KamLAND 実験で目標とする物理のそれぞれの信号の特徴を表 2.1 にまとめる。

ニュートリノ源	原子炉反ニュートリノ
信号	遅延同時信号
備考	Prompt threshold = 1∼10MeV, Delayed threshold = 1.75MeV
ニュートリノ源	地球反ニュートリノ
信号	遅延同時信号
備考	Prompt threshold = 1∼3MeV, Delayed threshold = 1.75MeV
ニュートリノ源	太陽ニュートリノ
信号	単発信号
備考	15MeV 以下の信号。
	^{7}Be の信号を見るため threshold は 250keV 程度まで下げたい。
ニュートリノ源	超新星ニュートリノ
信号	単発信号および遅延同時信号
備考	Prompt signal は 20MeV 以下。
	1kHz で 2 秒間とれること。
ニュートリノ源	宇宙初期源反ニュートリノ
信号	遅延同時信号
備考	エネルギーは最大で 10MeV

表 2.1: ニュートリノとその信号

KamLAND 実験の主目的である原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノは遅延同時信号によって検出され、太陽ニュートリノは単発信号によって検出される。

その他、トリガーにはバックグラウンドの研究のために、一定間隔で読み込むランダムトリガー、低エネルギーイベントの研究のための、イベントを間引いてとる Minimum bias trigger などがある。KamLAND 実験でバックグラウンドとなるイベントのそれぞれの信号の特徴を表 2.2 にまとめる。

バックグラウンド	放射性核種
信号	単発信号および遅延同時信号
備考	5MeV 以下の α, β, γ および中性子。 これらのイベントを除くために波形を記録し、n/γ, α/γ の分別を行う。 また、偶発的同時遅延計を除去するために、時間分解能を良くする。
バックグラウンド	宇宙線
信号	単発信号
備考	0.4Hz 程度、最大で 3GeV の信号。 崩壊による activity の研究・検出器の校正などのために、 宇宙線通過後、数秒間のイベントを記録したい。

表 2.2: バックグラウンドとその信号

2.2　読み出し回路

以下に Analog Transient Waveform Digitizer(ATWD)Card を用いた読み出し回路の例を示す。ATWD Card は光電子増倍管からの信号の波形を AD 変換し記録する VME Bus のモジュールのことである。図 2.2 に ATWD Card の全体図を示す。ATWD Card には 16 個の ATWD チップ、FIFO、Control Register、Status Register、VME Interface がある。光電子増倍管からの信号の AD 変換を行うのは ATWD チップで、それぞれのチップには入力が 4 チャンネル用意されている。入力信号のサンプリングの速度は 200MHz から 1GHz の間で設定でき、それぞれのチャンネルで 128 サンプルまで記録可能である。ATWD チップ内部では 16bitADC により AD 変換され、変換後のデータは FIFO に送られる。40MHz のクロックを使用した場合、128 サンプルを AD 変換するのに 12.8μs 要する。また、Control Register は ATWD チップから FIFO へのデータの転送、FIFO の空き容量の監視などをする。

図 2.2 に ATWD Card の Pre-electronics 部分を示す。一枚のカードには 16 チャンネルまで入力できる。ATWD チップはそれぞれのチャンネルに波高弁別器を持ち、PMT からの信号に対して 1 チャンネル単位で信号を latch(アナログのまま波形を保持) することができる。なお、AD 変換を始めるのはトリガーモジュールからの信号を待ってからになる。また、latch とアナログ信号のタイミングを合わせるためにアナログ回路には 40ns の delay がある。図中のアンプは、光電子増倍管からの信号が大きいものと小さいものを別々の ATWD でとるため用意されている。High gain signal は 0.1p.e. から 20p.e. まで、Low gain signal は 4p.e. から 200p.e. まで記録することができる。さらに dead time を小さくするために一本

の光電子増倍管に対して 2 つの ATWD チップが用意され、同じ ATWD Card 内の Control Register によってどちらかが選択される。

また、それぞれのカードでは N-Sum と E-Sum がつくられる。N-Sum は 1p.e. レベルを越えた光電子増倍管の本数、E-Sum は PMT の出力をアナログで足し合わせて、8bit フラッシュ ADC で AD 変換したもので、これらは 25ns 間隔で出力される。

図 2.3 には読み出し回路の全体図を示す。ATWD Card は VME Bus 上にあり、光電子増倍管からの信号は直接この ATWD Card に入る。ATWD チップで AD 変換されたデータは ATWD Card 内の FIFO に蓄えられ、CPU Board から読み出され、CPU Board 上でペデスタルを引き、必要なデータだけが Work Station に転送される。

トリガーは N-Sum を基本とした Single trigger で行われ、すべてのイベントをシングルイベントとして取り込む。すべてのイベントには GPS により絶対時間の情報が記録されているので、反電子型ニュートリノによる遅延同時信号はこの情報をもとに off line で解析される。

ATWD Card には数十 MB のメモリがあり、超新星ニュートリノのように 1kHz の trigger rate が 2 秒間続いても十分対応できるようになっている。しかし、平均した trigger rate は ATWD Card から CPU Board への転送速度によって制約を受ける。この読み出し回路では 1p.e. 以上の出力のあった光電子増倍管のみのデータを収集するため、イベントのエネルギーによってデータ量は異なるが trigger rate の上限は数十 Hz となる。エネルギー閾値を下げたとき、バックグラウンドが多いときなど、この転送速度を上回る量のトリガーが定常的にかかるとデータが採れなくなる恐れがある。このような状況のときのために必要なデータを選択する「有効体積外除去」、反電子型ニュートリノイベントのための「遅延同時計測」、「遅延同時計測+空間カット」を行うセカンドレベルトリガーを提案する。

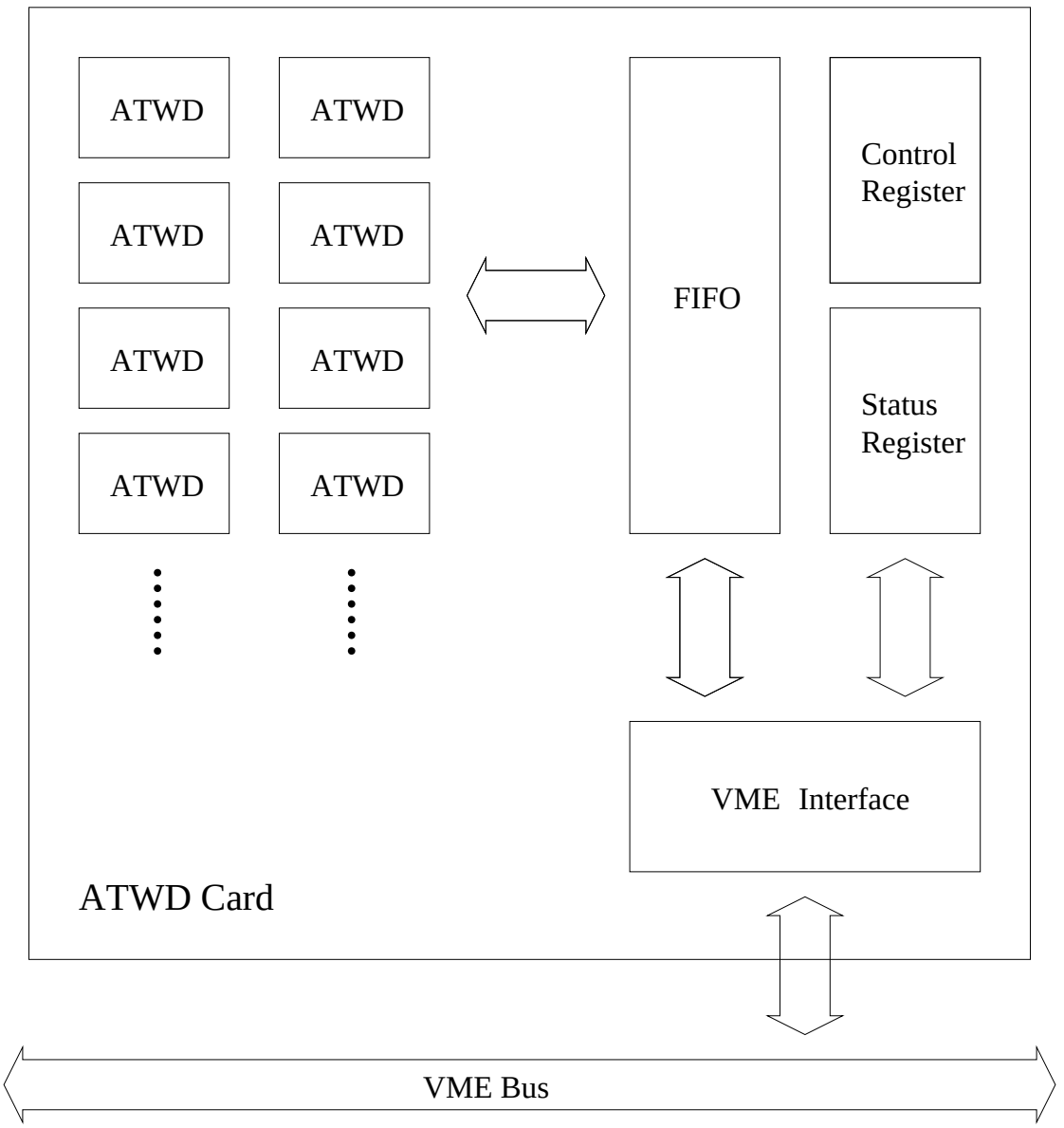

図 2.1: ATWD Card(1)

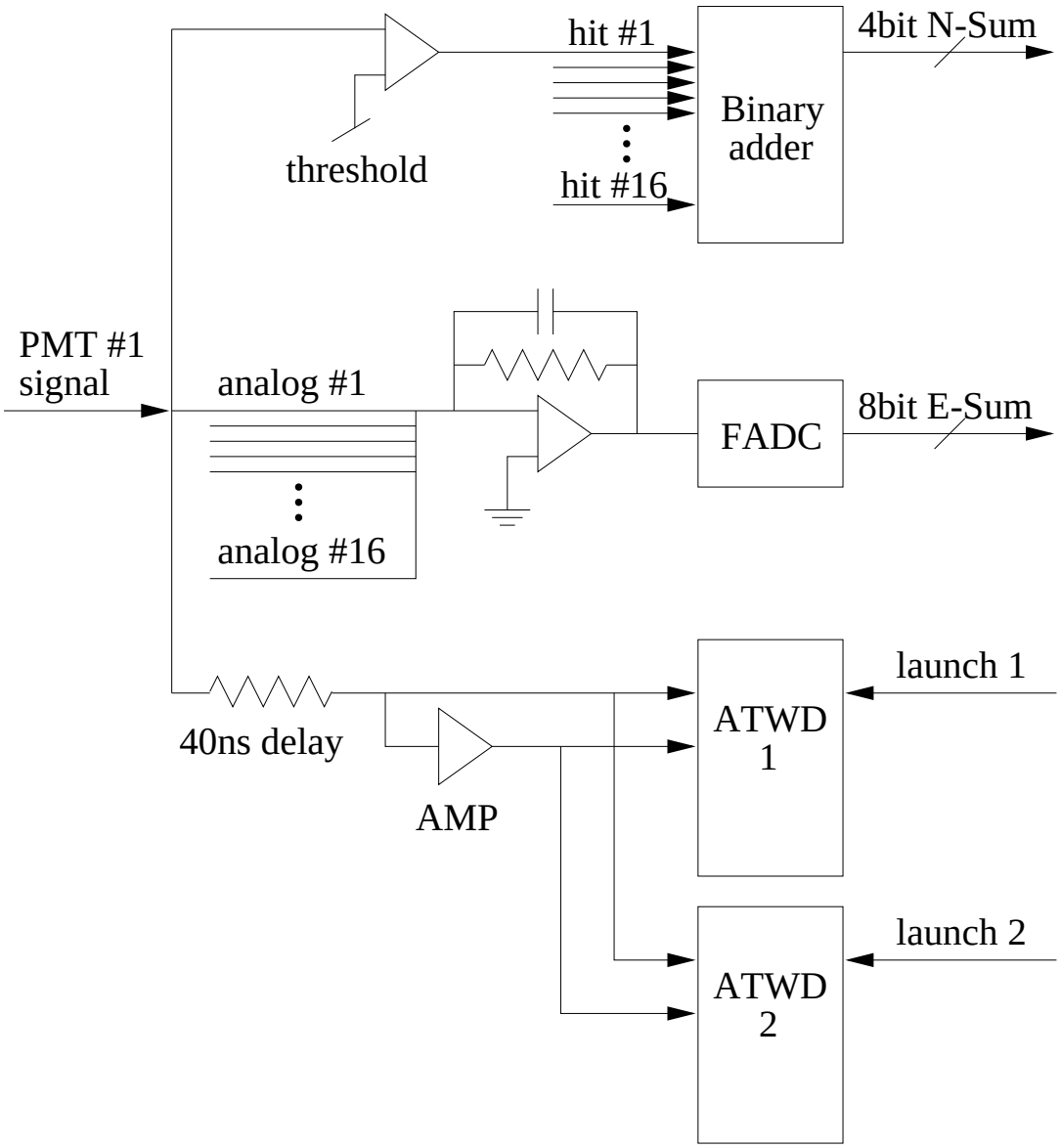

図 2.2: ATWD Card(2)

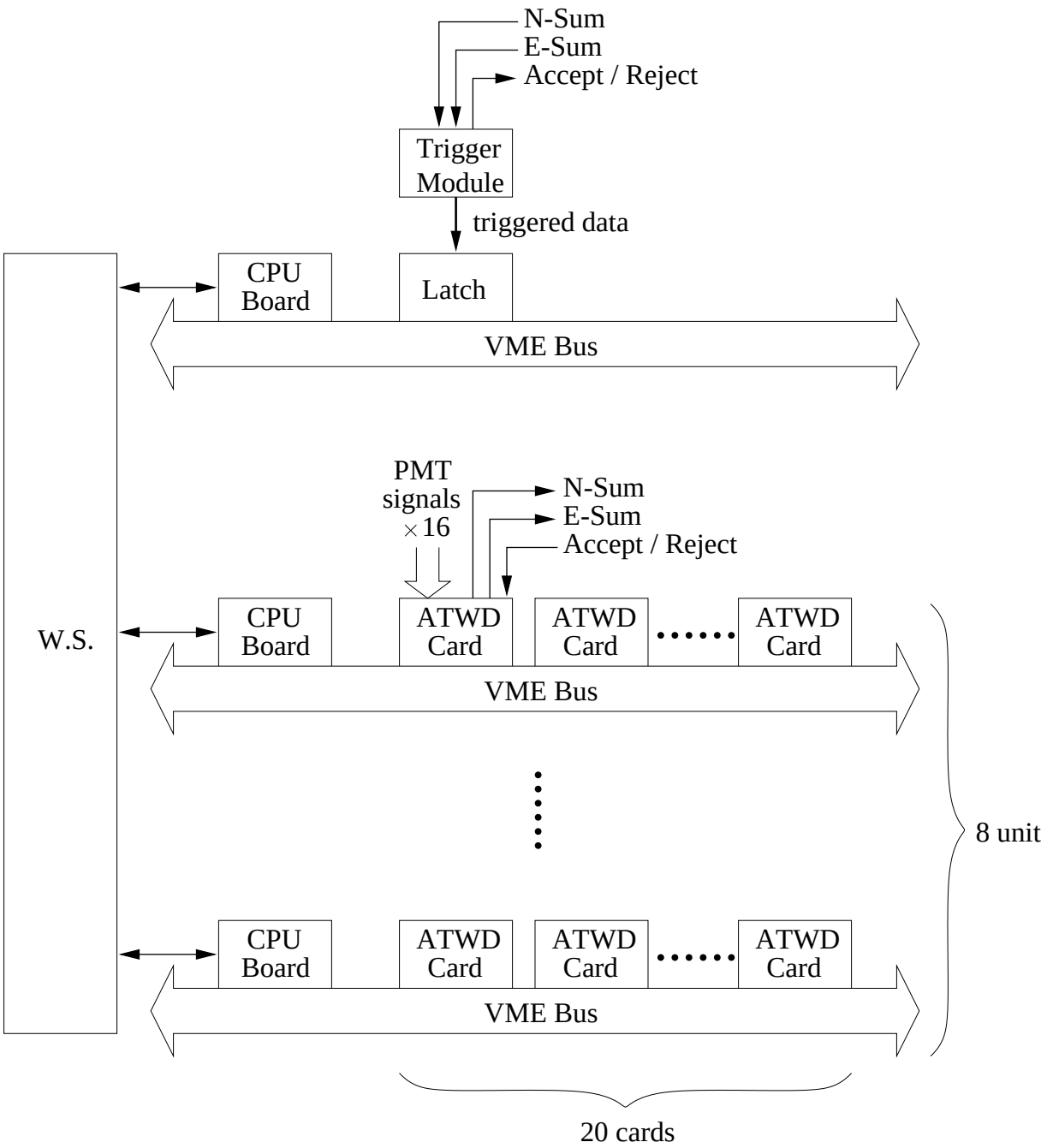
N-Sum
E-Sum
Accept / Reject
Trigger Module
triggered data
CPU Board
Latch
VME Bus
PMT signals ×16
N-Sum
E-Sum
Accept / Reject
W.S.
CPU Board
ATWD Card
ATWD Card
ATWD Card
VME Bus
8 unit
CPU Board
ATWD Card
ATWD Card
ATWD Card
VME Bus
20 cards

図 2.3: 読み出し回路

2.3　セカンドレベルトリガー

KamLAND 実験の特徴は低エネルギーのイベントを観測することにある。しかし、低エネルギー領域では急激にバックグラウンドが増え、エネルギー閾値はこのバックグラウンドの量で決まってしまう。そこで本論文では、反電子型ニュートリノのイベントに対し時間カット、空間カットを行いバックグラウンドによるイベントかを判断し trigger rate を減らすセカンドレベルトリガーを、また、Single trigger の時には有効体積外除去により外からのバックグラウンドを除去するセカンドレベルトリガーを提案する。

2.3.1　Delayed Coincidence Trigger

電子型反ニュートリノは液体シンチレータ中で次のような反応を起こす。

$$\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{e}^{+} + \mathrm{n} \tag{2.1}$$

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \gamma \tag{2.2}$$

e^{+} は液体シンチレータ内の電子と対消滅し 2 本の γ を出し、Prompt siganl として観測される。一方、中性子は液体シンチレータ中の原子核と衝突を繰り返し熱中性子化し、最終的に陽子に吸収され、2.2MeV の γ を出す。これが Delayed signal として観測される。

中性子が原子核に捕獲されるまでの平均寿命はおよそ 200μs なので Prompt signal と Delayed signal はこの程度の時間間隔を持って観測される。また、Prompt signal と Delayed signal の空間的な相関は中性子の液体シンチレータ中での散乱と中性子が捕獲されたときに出る 2.2MeV の γ 線のコンプトン散乱の広がりにほぼ等しく、Prompt signal と Delayed signal は数十 cm 以内で発生する。

遅延同時計測は Prompt signal と Delayed signal の時間的相関により電子型反ニュートリノのイベントであると判断するものである。本論文では、この遅延同時計測に付け加え、Prompt signal と Delayed signal の空間的相関も利用するセカンドレベルトリガーを提案する。この空間カットにより、バックグラウンドの偶発的遅延同時計数をさらに減らすことを目指す。

2.3.2　有効体積外除去

KamLAND 検出器での太陽ニュートリノの観測は、太陽ニュートリノと電子との弾性散乱で生じた反跳電子によるシンチレーション光の単発信号にて検出する。^{7}Be ニュートリノの観測ではエネルギー閾値を 250keV 程度に設定しなくてはならない。太陽ニュートリノの観測では低エネルギーのイベントを観測するため、バックグラウンドを極力減らすことが重要となる。検出器外から入って来る放射線や光電子増倍管から来る放射線に対しては液体シンチレータの入ったバルーンを覆うように厚さ 2.5m のミネラルオイルの層があるが、それでも不十分な場合は有効体積をバルーン内に定義しその有効体積外のイベントは除去する。

これらのセカンドレベルトリガーを組み込むことによって trigger rate を減らし、エネルギー閾値を下げることが可能になる。また、必要なデータのみを読み出すことも可能である。まず、読み出し回路におけるセカンドレベルトリガーの位置を説明する。

トリガーにはファーストレベルトリガーとして N-Sum がある。これは 1p.e. 以上の出力のあった光電子増倍管の本数でトリガーをかけるものでこれにより ATWD Card では AD 変換を始め、トリガーのデータは VME Bus 上の Latch に保存される。

セカンドレベルトリガーでは、ATWD Card で AD 変換を行っている間に、

1. 遅延同時信号か、あるいは、有効体積の内か外かを判断し、ATWD Card 内の Control Register に Reject を送り、AD 変換されたデータをメモリに書き込む前に削除する。
2. トリガーデータに、遅延同時信号か、あるいは、有効体積の内か外かを書き込む。CPU はこの情報を見て必要と思われるデータから優先的に読み出す。

1. を実現するには、ATWD での AD 変換にかかる時間 (12.8μs) 以内に判断しすべての ATWD Card に Reject を送ることが必要になる。2. の場合は比較的時間に余裕があるが、不必要なデータが FIFO に書き込まれるので読み出しが複雑になる。

2.3.3　方法

上で述べたセカンドレベルトリガーを実現するためには反応点を知ることが必要である。ここでは反応点を求めるのにパイプラインで計算を行うため、フラッシュ ADC と FPGA を組み合わせ、光電子増倍管からの、時間情報ではなく、電荷の情報によりイベントの発生した位置を決定する。KamLAND 実験で使用する液体シンチレータでは 1MeV のイベントに対し、およそ 7400 個のフォトンが等方的に発生する。1875 本の光電子増倍管を図のように 6 つの領域に分けたとき、それぞれの領域に入る光量は、イベントが発生した点からのそれぞれの立体角と液体シンチレータ中を通過することによるフォトンの減衰によって決まる。よって、向かい合う領域に入射した光量の比 X1/X2, Y1/Y2, Z1/Z2 より、X, Y, Z 方向のそれぞれの位置を知ることができるはずである。

はじめに、領域 X1, X2 の x 軸上から見た立体角を簡単に求めてみる。簡単のため、光電面の半径 8.3m の球面上の (2.3) 式で表される領域を X1、(2.4) 式で表される領域を X2 とする。(図 2.5 参照)

$$\mathrm{X1} \quad : \quad \mathrm{x} > \quad \frac{8.3}{\sqrt{2}}\,(\mathrm{m}) \tag{2.3}$$

$$\mathrm{X2} \quad : \quad \mathrm{x} < \; -\frac{8.3}{\sqrt{2}}\,(\mathrm{m}) \tag{2.4}$$

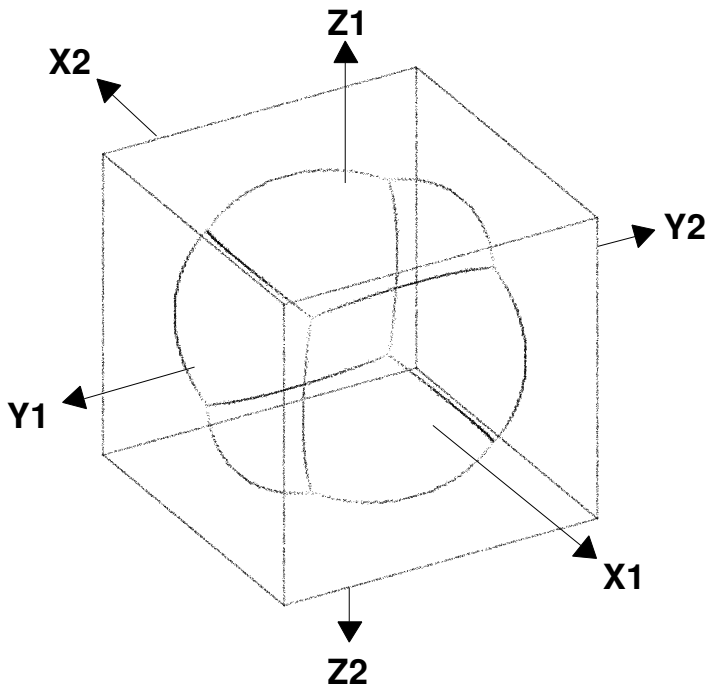

図 2.4: 球形ステンレス漕に設置された 1875 本の光電子増倍管を 6 つの領域に分ける

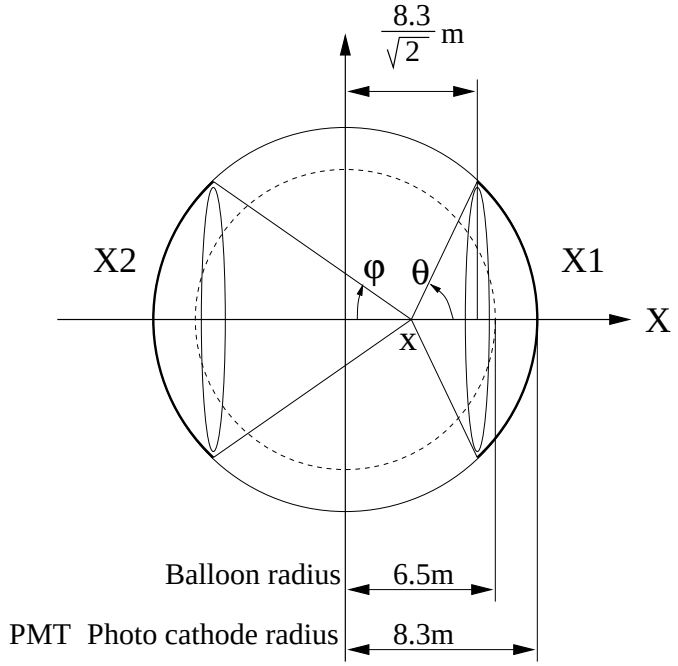

図 2.5: イベントの発生点と立体角

イベントが x 軸上の点 x で発生したとき、図 2.5 のように θ, ϕ を定義すれば、点 x から見た領域 X1、X2 の立体角 Ω_{X1}、Ω_{X2} は次式で表される。

$$\Omega_{\mathrm{X1}} = \frac{1-\cos\theta}{2} \tag{2.5}$$

$$\Omega_{\mathrm{X2}} = \frac{1-\cos\phi}{2} \tag{2.6}$$

$\cos\theta$, $\cos\phi$ を x で表すと、

$$\cos\theta = \frac{\dfrac{1}{\sqrt{2}} - \dfrac{x}{8.3}}{\sqrt{\left(\dfrac{1}{\sqrt{2}} - \dfrac{x}{8.3}\right)^2 + \left(\dfrac{1}{\sqrt{2}}\right)^2}} \tag{2.7}$$

$$\cos\phi = \frac{\dfrac{1}{\sqrt{2}} + \dfrac{x}{8.3}}{\sqrt{\left(\dfrac{1}{\sqrt{2}} + \dfrac{x}{8.3}\right)^2 + \left(\dfrac{1}{\sqrt{2}}\right)^2}} \tag{2.8}$$

となる。x を-6.5m から 6.5m まで変化させて比 (X1/X2) を計算すると、図 2.6 のような曲線を得る。

次に液体シンチレータ中での光量の減衰の効果を考える。簡単のため点 x から X1 の光電面までの液体シンチレータ中を通過する距離を 6.5-x(m)、X2 までの距離を 6.5+x(m) とすれば、減衰長が 10(m) なので減衰による光量の比は式 (2.9) で表される直線になる。

$$\frac{\mathrm{X1}}{\mathrm{X2}} = \frac{\exp\left(-\dfrac{6.5-x}{10}\right)}{\exp\left(-\dfrac{6.5+x}{10}\right)} = \exp\left(\frac{2x}{10}\right) \tag{2.9}$$

減衰による光量の比への影響を図 2.7 に示す。光電面の立体角と液体シンチレータの減衰をともに考慮した場合、式 (2.5)、(2.6)、(2.9) から図 2.8 のような曲線を得る。このように向かい合う領域 X1、X2 に入射する光量の比から X 軸方向の位置を知ることができる。

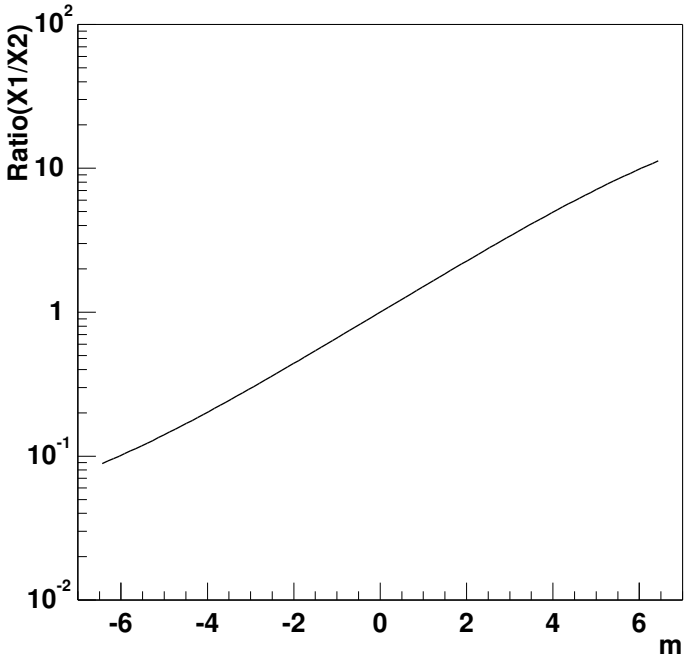

図 2.6: 領域 X1 と領域 X2 を見込む面積の比

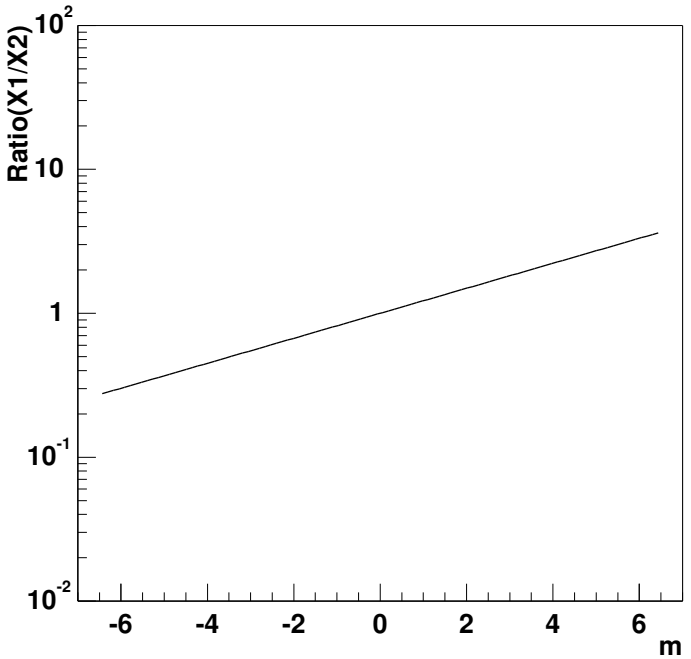

図 2.7: 減衰による光量の比の変化

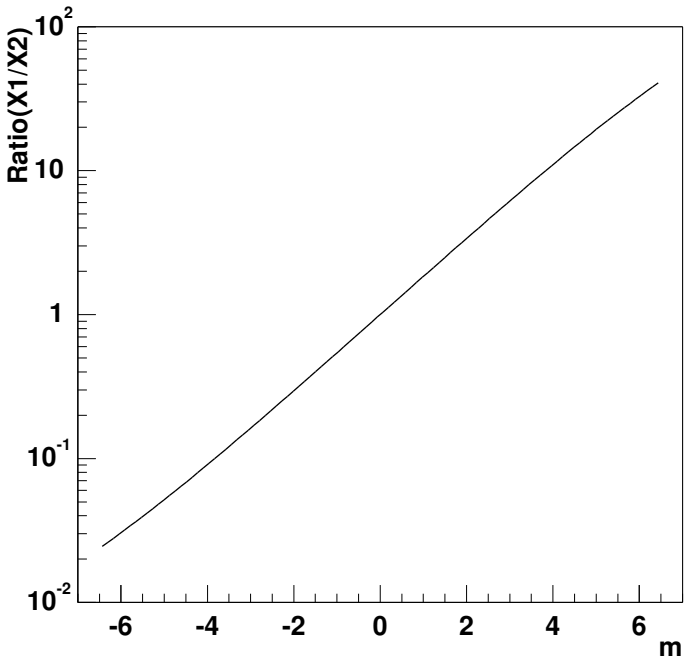

図 2.8: 立体角と減衰による光量の比

次に、それぞれの領域の光電子増倍管に入った光量をフラッシュADC により測定する。前節で説明した読み出し回路では、すべての ATWD Card にフラッシュADC があり、そのカードの光電子増倍管の光量として E-Sum が用意されている。これを使い、FPGA で X, Y, Z 方向の比 (X1/X2)、(Y1/Y2)、(Z1/Z2) を計算する。

電子型反ニュートリノのイベントの場合、Prompt signal と Delayed signal は検出器内の近い所で起きるので、

Prompt signal (X1/X2) ∼ Delayed signal (X1/X2)
Prompt signal (Y1/Y2) ∼ Delayed signal (Y1/Y2)
Prompt signal (Z 1/Z 2) ∼ Delayed signal (Z 1/Z 2)

となるはずである。FPGA ではフラッシュADC で得られた光量から X, Y, Z 方向について比を計算し、Prompt signal の比と、Delayed signal の比を比較する。さらに、Prompt signal が観測されてから Delayed signal が観測されるまでの時間も考慮し、条件が満たされなければ ATWD Card に Reject を送る。

有効体積外除去の場合、光量の比 X1/X2, Y1/Y2, Z1/Z2 から X, Y, Z 方向の位置を知ることができれば、そのイベントが検出器の中心から何 m 離れた所で起きたかを知ることができる。FPGA 内に有効体積を定義し、その外側であればカットをすることができる。

第3章　シミュレーション

この章では、セカンドレベルトリガーとしての空間的相関も考慮した遅延同時計測および有効体積外除去の有効性についてシミュレーションを行い検証する。

反電子型ニュートリノが検出器内で逆 β 崩壊を起こした際の二つの信号に対して時間と空間でカットをし、その時の trigger efficiency を求める。また、同時にバックグラウンドをどれだけカットできるかも求める。バックグラウンドとしてラドンが混入した場合を考えた。

有効体積外除去では、太陽ニュートリノの観測を想定し、低エネルギーのイベントの efficiency と、検出器外からのバックグラウンドに対する efficiency を計算した。その上でトリガーの最適化を行う。

これらのセカンドレベルトリガーを実現するためにはイベントの起きた位置を知る必要があり、ここでは光電子増倍管に入射する光量により反応点を求める。

3.1　方法

半径 6.5m のバルーンの内部で一様にイベントを発生させ、その点から、エネルギーに比例した数のフォトンをランダムな方向に飛ばし、それぞれの領域にいくつのフォトンが入射したかを数える (図 3.1)。

KamLAND 実験で使用する液体シンチレータではバルーンの中心で 1MeV のイベントが発生したとき、およそ 190p.e. が得られることが実験により求められており、シミュレーションでもこの値になるようにフォトンを発生させる。なお、KamLAND 実験におけるパラメータを表 3.1 に示す。

発生したフォトンは液体シンチレータ内を通過する際に減衰する。シミュレーションでもこの効果を考慮し、バルーンの内部 (半径 6.5m 以内) では減衰長を 10m で計算する。バルーンから光電面 (半径 6.5m∼8.3m) までのバッファオイルでは減衰長は液体シンチレータに比べ十分小さい。

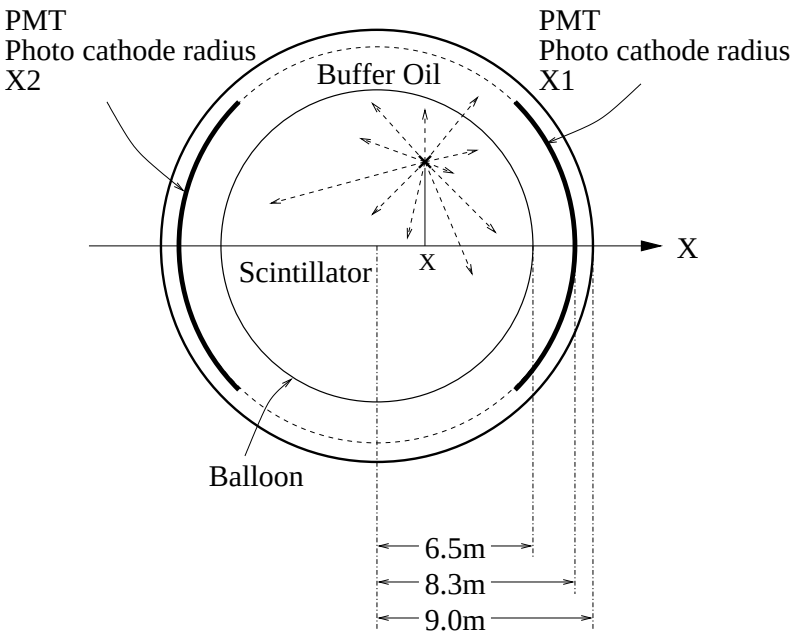

図 3.1: フォトンを発生させ光電子増倍管で観測する

PMT coverage	35%
Quantum efficiency	18%
Attenuation length	10m
バルーンの透過率	94%
50%アントラセン (7400 photon/MeV)	

表 3.1: KamLAND 実験におけるパラメータ

1MeV のイベントの発生した位置とシミュレーションで求めた光量の比を図 3.3 に、5MeV の場合を図 3.4 に示す。エネルギーの違いにより生成されるフォトン数が異なるため、分解能に違いが出てくる。先に求めた図 2.8 とは、光電子増倍管の領域の形が異なり、また、シミュレーションではイベントをバルーン内部で一様に発生させてるため、比が若干異なるが曲線の形は良く似ている。

図 3.5、図 3.6 では比が得られた時にどの程度の精度でイベントの位置が決定されるかを示したものである。図 3.2 のように、ある比が与えられた時、イベントの位置の広がりは近似的に正規分布になる。比に対して、正規分布の平均値と標準偏差 σ を示したグラフが図 3.3、図 3.4 である。図 3.3 は 1MeV、図 3.4 は 5MeV のイベントを発生させた時のものである。

イベントのエネルギーによらず、比と平均値との間には

$$(\mathrm{Mean}) = 1.9 \times \ln(\mathrm{Ratio}) \tag{3.1}$$

という関係が得られた。また、σ に関しては、図 3.3 で σ は 18cm∼22cm、図 3.4 で σ は 36cm∼46cm である。1MeV のときの σ は 5MeV のときの σ のおよそ $\sqrt{5}$ 倍となっており統計の差がでている。

以上のようにして、光量の比からイベントの起きた位置を知ることができる。

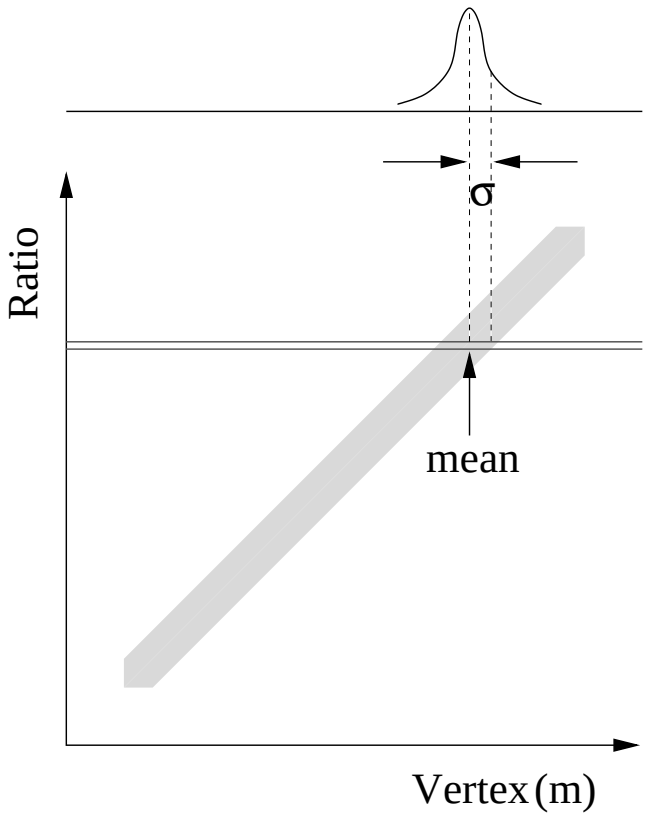

図 3.2: 比からイベントの起きた位置を求める

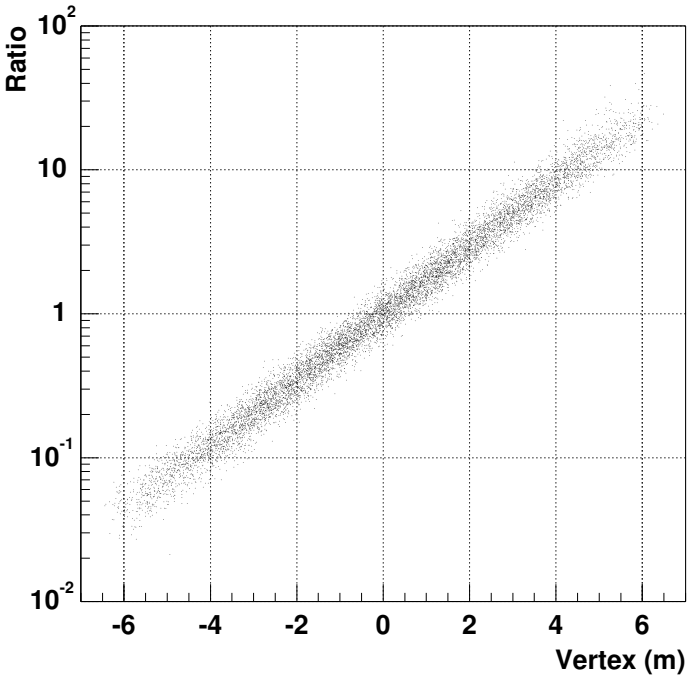

図 3.3: 1MeV のイベントの発生した位置と比

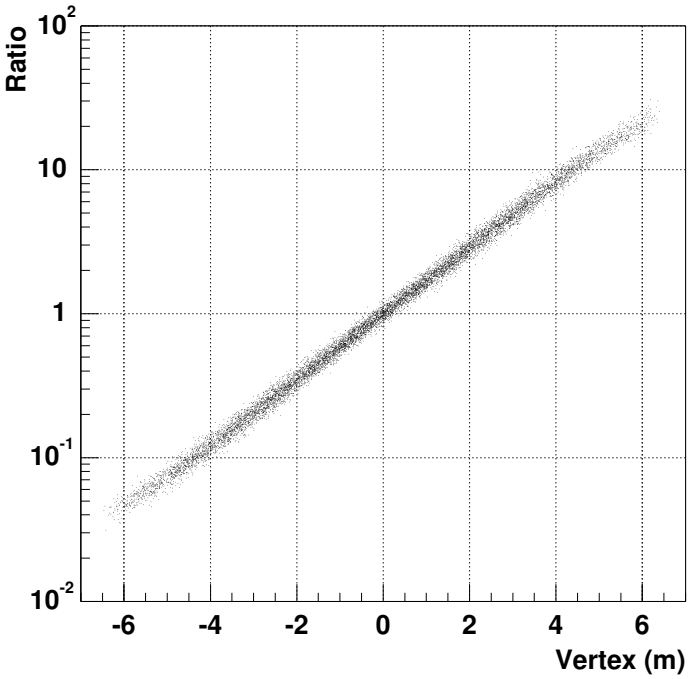

図 3.4: 5MeV のイベントの発生した位置と比

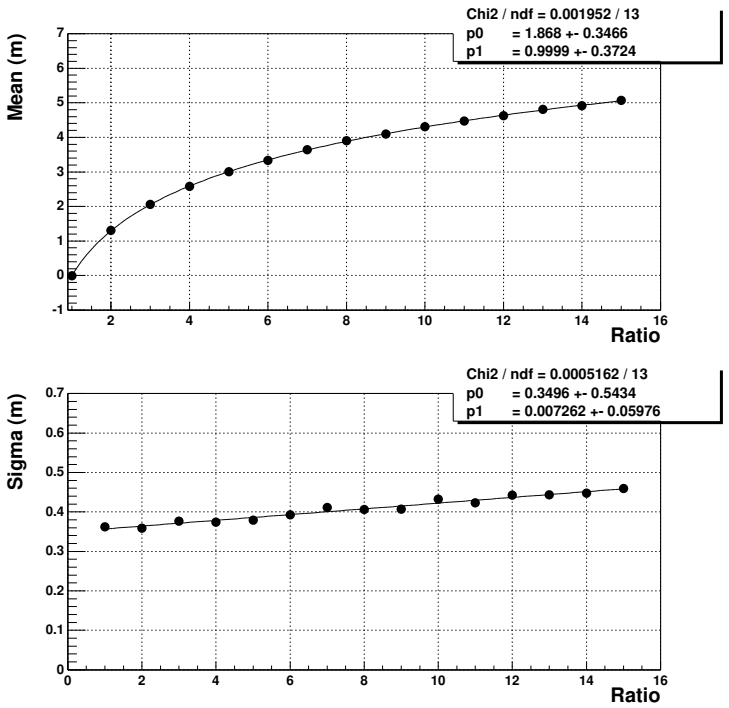

図 3.5: 1MeV のイベントを発生させたときの比に対する平均値と σ

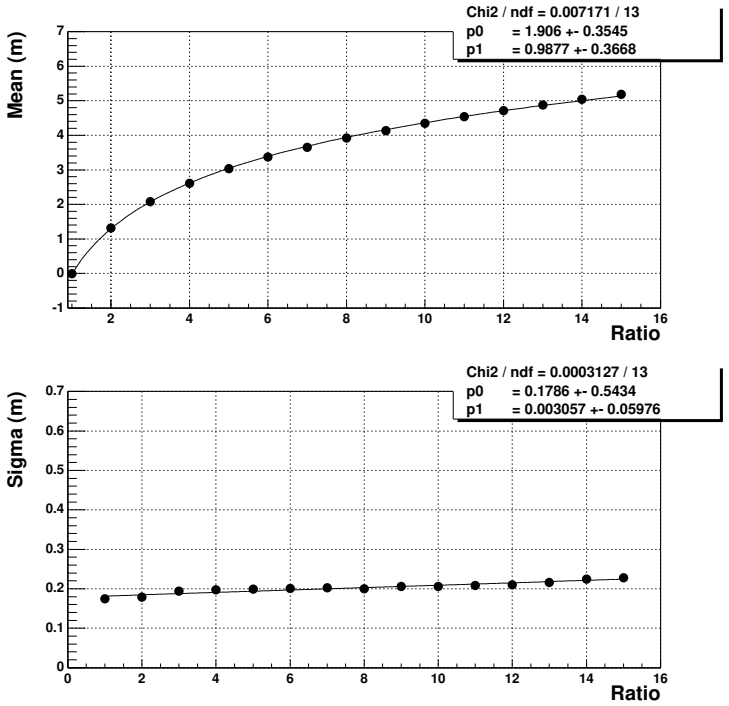

図 3.6: 5MeV のイベントを発生させたときの比に対する平均値と σ

3.2　遅延同時計測

3.2.1　空間カットによる Efficiency

ここでは、Prompt signal と Delayed signal のイベントをそれらの間に空間的、時間的相関を持たせバルーン内部で一様に発生させる。その上で、空間カット、時間カットを施し efficiency を計算する。そのためにはまず、Prompt signal と Delayed signal の間に空間的、時間的相関を知る必要がある。

まず、Prompt signal と Delayed signal の間に空間的相関を考える。Prompt signal の場所は陽電子と 2 本の 0.511MeV の γ によって発するシンチレーション光の重みの平均の場所として観測される。陽電子のエネルギーはニュートリノのエネルギーより約 1.8MeV 低くなる。よってニュートリノのエネルギーが 8MeV 程度あったとしても、陽電子は液体シンチレータ中を 2∼3cm しか走らない。また、陽電子が対消滅してできた 2 本の γ も、互いに逆方向にでるため平均した場所は γ の発生した場所にほぼ等しくなる。さらに陽電子によるシンチレーション光も考慮に入れると、平均の場所は逆 β 崩壊のあった場所として考えても差し支えない。

一方、Delayed signal の場所は、中性子が陽子に捕獲されたときに発生した 2.2MeV の γ によるシンチレーション光の重みの平均の場所として観測される。中性子が陽子に捕獲されるまでの空間的広がりは以下のようになる。

中性子の広がりを一次元に射影した場合、その分布は正規分布になり、σ は次式で与えられる (Glenn のシミュレーションによる)。

$$\sigma = 1.253 \times \sqrt{\mathrm{n_0} + \frac{\mathrm{t}(\mu\mathrm{s})}{10}}(\mathrm{cm}) \tag{3.2}$$

$\mathrm{t}(\mu\mathrm{s})$ は中性子が陽子に捕獲されるまでの時間で、この時間が長い程 σ の値は大きくなる。$\mathrm{n_0}$ は中性子のエネルギーの関数で、$\mathrm{K_{initial}(eV)}$ を中性子の運動エネルギーとして次式で表される。

$$\mathrm{n_0} = \frac{1}{2.59} \times \ln\left(\frac{\mathrm{K_{initial}(eV)}}{25.3 \times 10^{-3}}\right) \tag{3.3}$$

これらの式にしたがって反電子型ニュートリノのエネルギーと中性子が捕獲されるまでの時間に対する σ を計算したものを図 3.7 に示す。これより、σ は反電子型ニュートリノのエネルギーよりも、中性子が陽子に捕獲されるまでの時間に大きく影響されることが分かる。以後のシミュレーションは最悪の場合を考えて $\sigma = 7\mathrm{cm}$ で行った。

次に中性子が陽子に捕獲されたときに出る 2.2MeV の γ を考える。図 3.8 には 2.2MeV の γ がコンプトン散乱を繰り返し、そのときに発生したシンチレーション光の重みの平均の位置を γ が発生した位置からの距離で示してある。

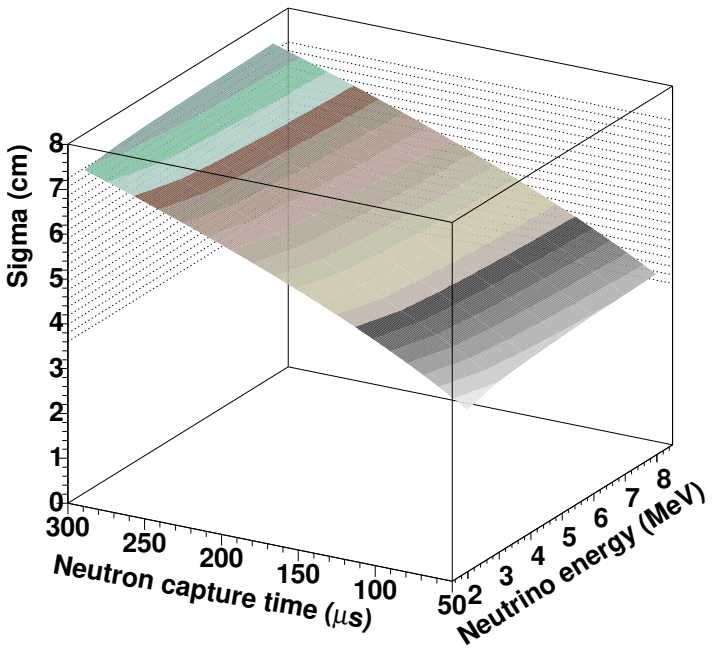

図 3.7: $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ のエネルギーと中性子捕獲時間に対する σ の値 (Glenn のシミュレーションによる)

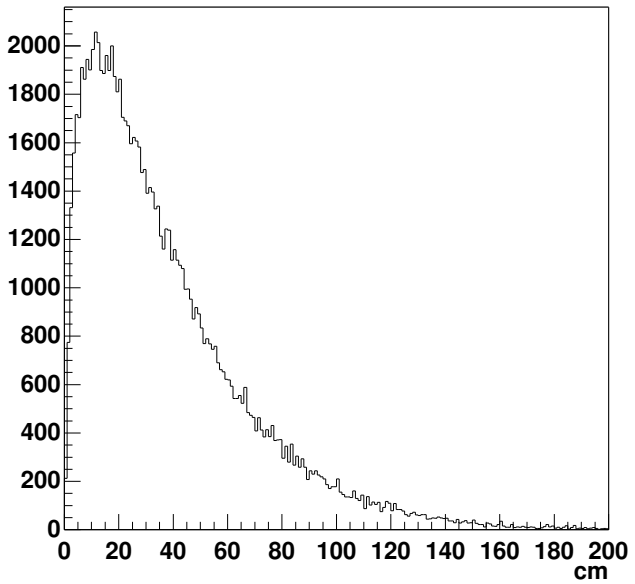

図 3.8: 2.2MeVγ のコンプトン散乱の位置分布 (古野氏のシミュレーションによる)

以上より、Prompt signal と Delayed signal の空間的相関は、中性子が陽子に捕獲されるまでの熱運動と、捕獲されたときに出る 2.2MeV の γ を考慮すれば良い。このような相関を持たせて発生させた Prompt signal と Delayed signal の位置相関を図 3.9 に示す。エネルギー閾値を 1.75MeV に設定した。

次に、そのように発生させた Prompt signal、Delayed signal について、1 イベント毎にそれぞれの比を求め、プロットしたものを図 3.10 に示す。Prompt signal と Delayed signal は検出器内の近い場所で起きているので Prompt ratio と Delayed ratio もほぼ等しくなる。

このようにして求められた Prompt ratio と Delayed ratio に空間カットを加え、efficiency を求める。X 軸方向の Prompt ratio としてある値が与えられたとき、Delayed ratio が次の範囲にあるイベントを選択し、efficiency を求める。

$$\frac{1}{\mathrm{A}} \times (\text{Prompt ratio}) < (\text{Delayed ratio}) < \mathrm{A} \times (\text{Prompt ratio}) \tag{3.4}$$

このカットにより選択されたイベントは図 3.11(上) の 2 本の直線に挟まれたイベントに相当する。このカットを式 (3.1) を使って比から位置になおすと、

$$\frac{1}{\mathrm{A}}\exp\left(\frac{\text{Prompt vertex}}{1.9}\right) < \exp\left(\frac{\text{Delayed vertex}}{1.9}\right) < \mathrm{A}\exp\left(\frac{\text{Prompt vertex}}{1.9}\right) \tag{3.5}$$

$\Leftrightarrow$

$$(\text{Prompt vertex}) - 1.9\ln\mathrm{A} < (\text{Delayed vertex}) < (\text{Prompt vertex}) + 1.9\ln\mathrm{A} \tag{3.6}$$

となる。なお、図 3.11(上) の 2 本の直線は A=1.65 のときのもので距離 1m でカットしていることになる。

同じように 1 次元のカットをバックグラウンドに対しても行う。バックグラウンドとして Prompt signal と Delayed signal をバルーン内部で一様に発生させ、空間カットを行った (図 3.11(下))。

図 3.12 には、X、Y、Z 軸方向について 3 次元のカットを行ったときの反電子型ニュートリノイベントとバックグラウンドの efficiency を示す。その結果を表 3.3 に示す。空間カットにより偶然同時遅延計数を 1%∼2%程度に減らすことができることが分かる。

Trigger efficiency	90%	95%	99%
Cut	1.08m	1.25m	1.68m
Background	0.7%	1%	2.5%

表 3.2: 空間カットに対する efficiency

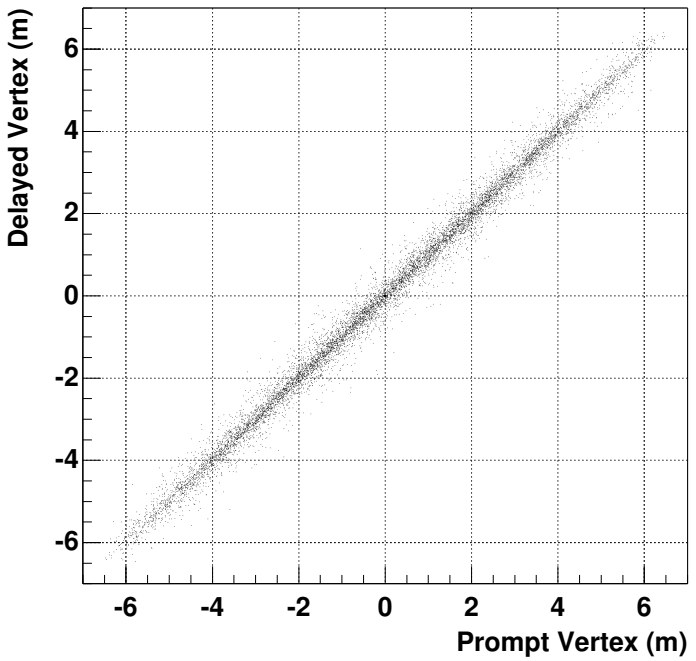

図 3.9: Prompt signal と Delayed signal の位置関係

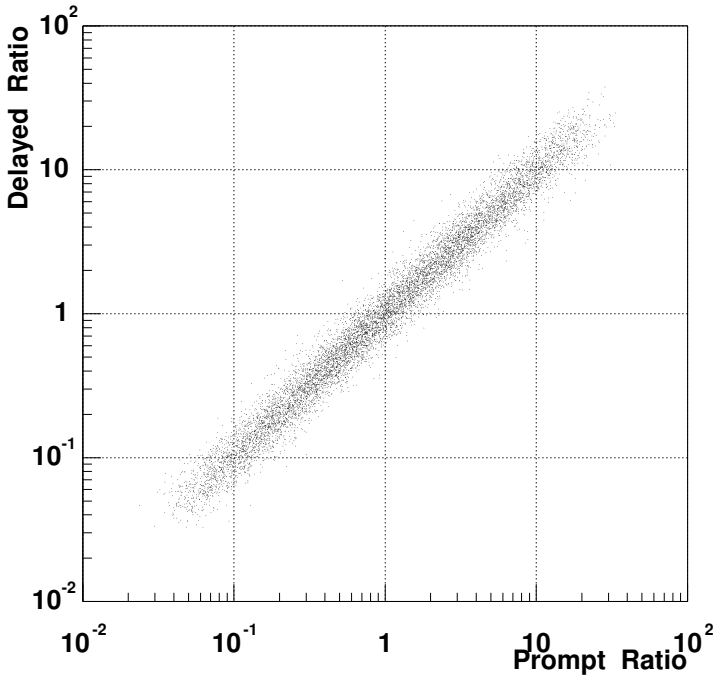

図 3.10: Prompt signal と Delayed signal の観測結果

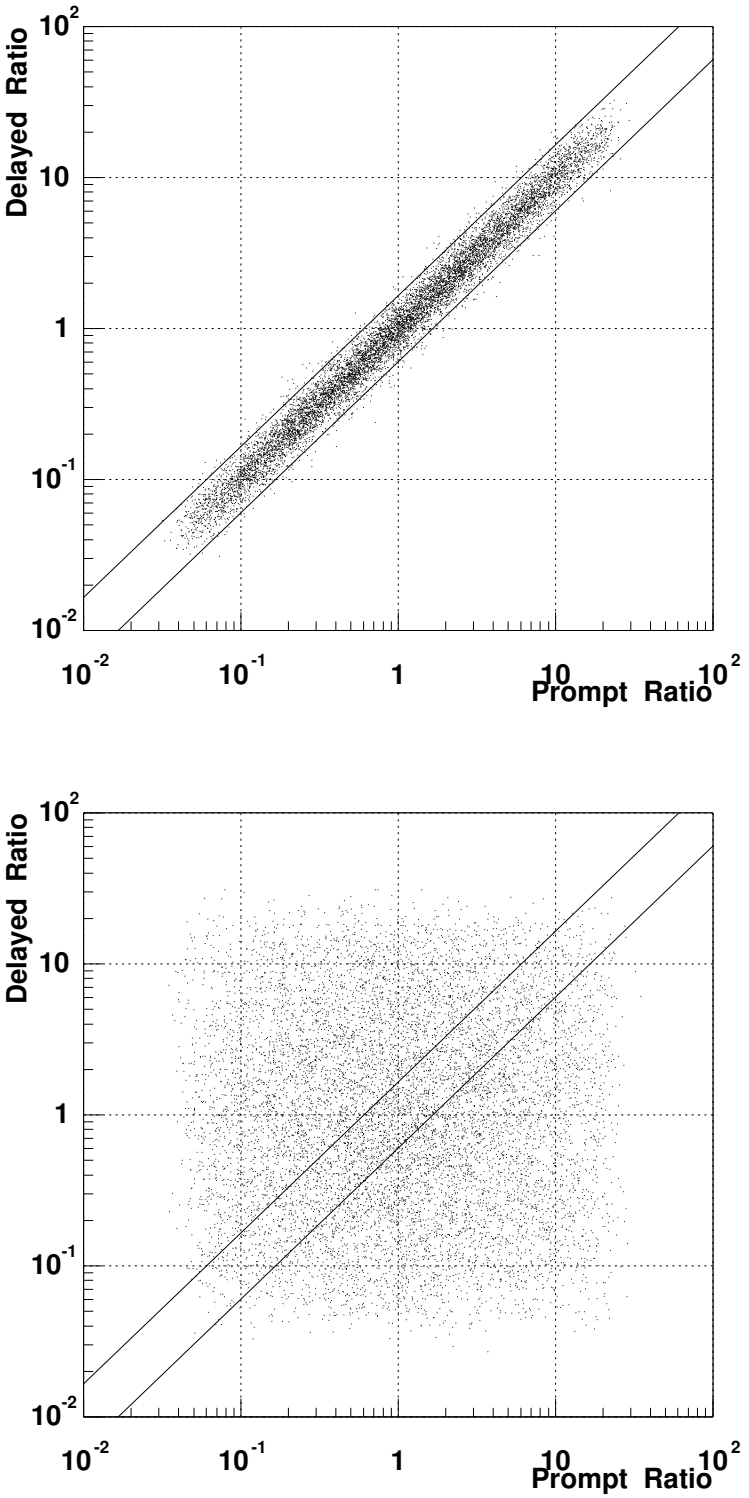

図 3.11: 反ニュートリノイベント (上) とランダムに起きるバックグラウンド (下) に空間カットを加える

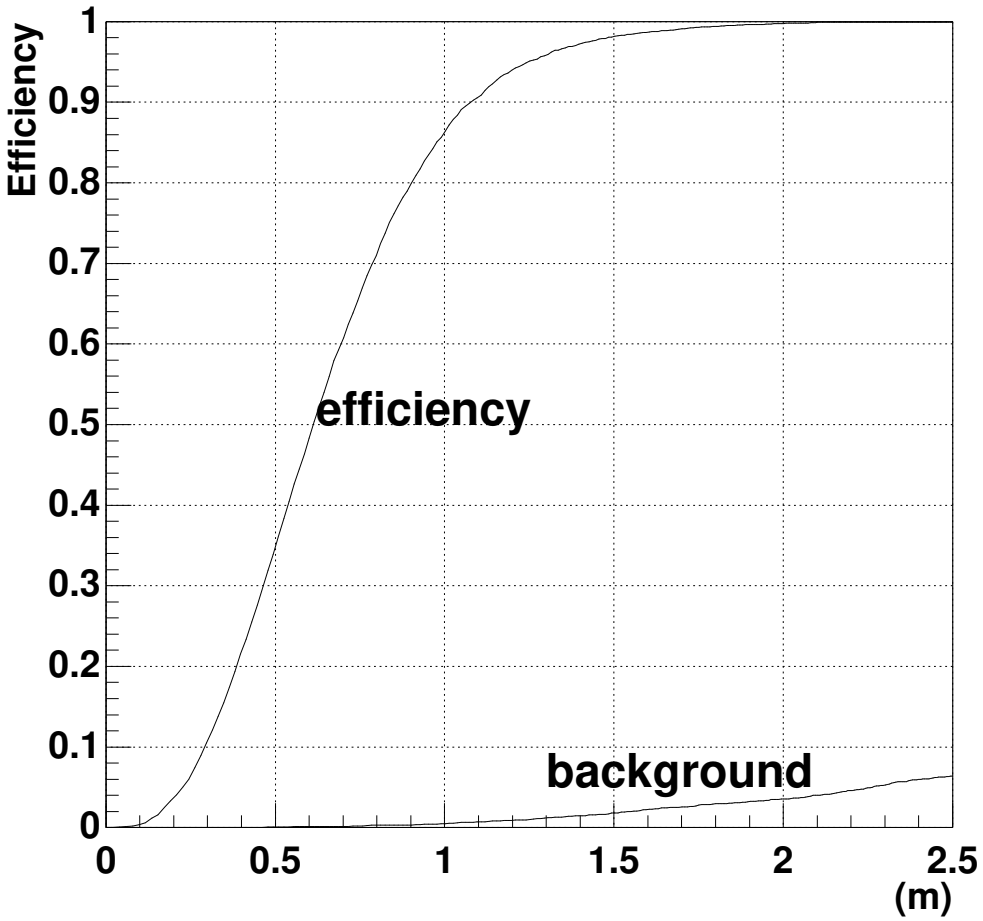

図 3.12: 空間カットに対する efficiency

3.2.2　時間カットによる Efficiency

次に、時間カットに対する efficiency を求める。Prompt signal から Delayed signal が来るまでの時間は中性子が陽子に捕獲される時間に等しく、中性子が捕獲されるまでの平均時間は 206μs という結果が得られた。(Glenn のシミュレーションによる。液体シンチレータの組成は C_nH_{2n} で、密度は $0.77cm^3$ のとき。C_nH_{2n+2} で n$\sim$9.6 のときは実験的に $\sim$180μs が知られている。) 図 3.13 に時間でカットしたときの efficiency を示す。

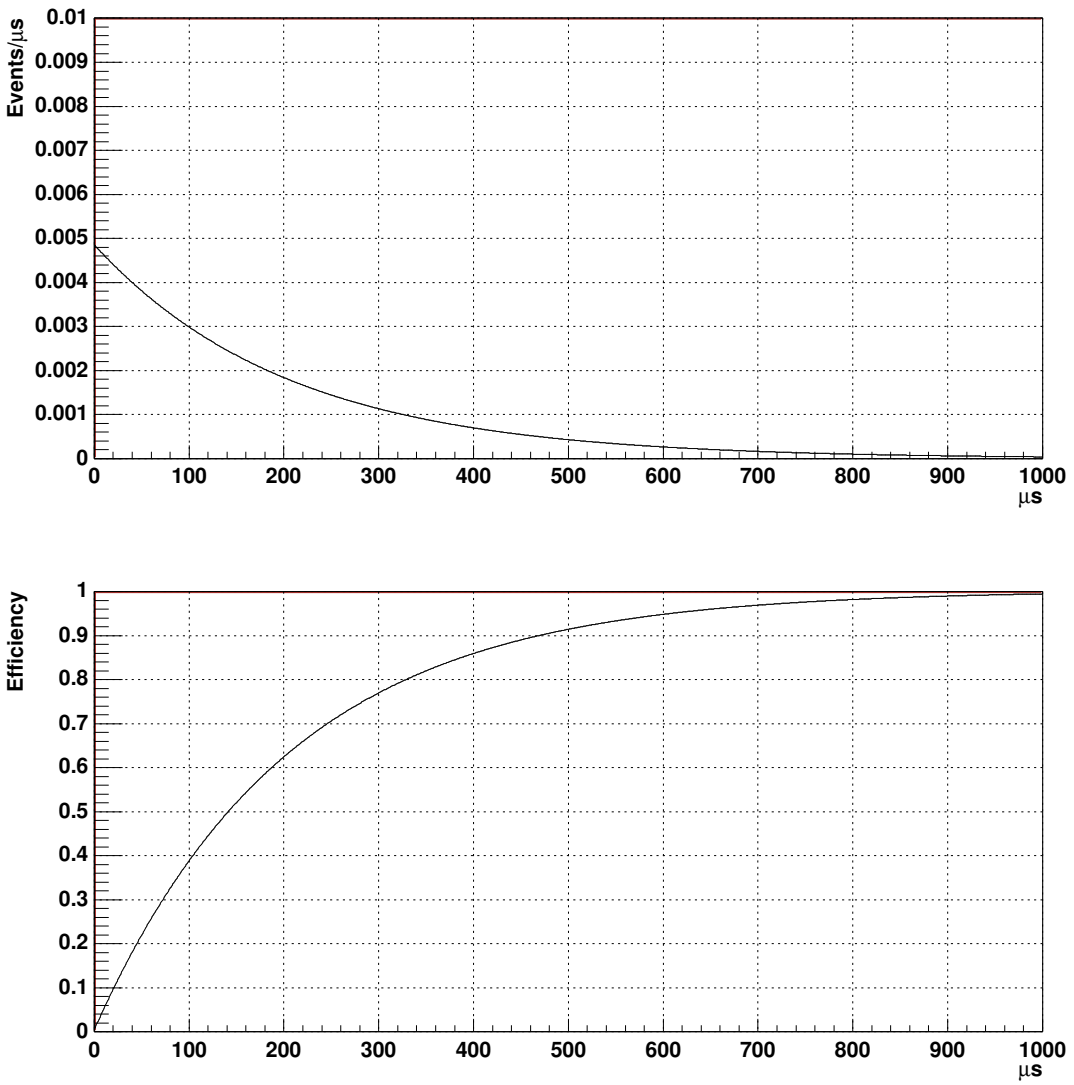

図 3.13: Prompt signal から Delayed signal が観測されるまでの時間分布 (上) と時間カットに対する efficiency(下)

時間カットを行ったときのバックグラウンドに対する efficiency を求める。バックグラウンドとして ^{222}Rn が混入した場合を考える。図 3.14 にエネルギー閾値を 1.75MeV に設定し、^{222}Rn activity が 10mBq/m^3、100mBq/m^3、1Bq/m^3 のときの時間カットに対する efficiency を示す。縦軸は Prompt signal が来たという前提のもとに Delayed signal が来る確率である。

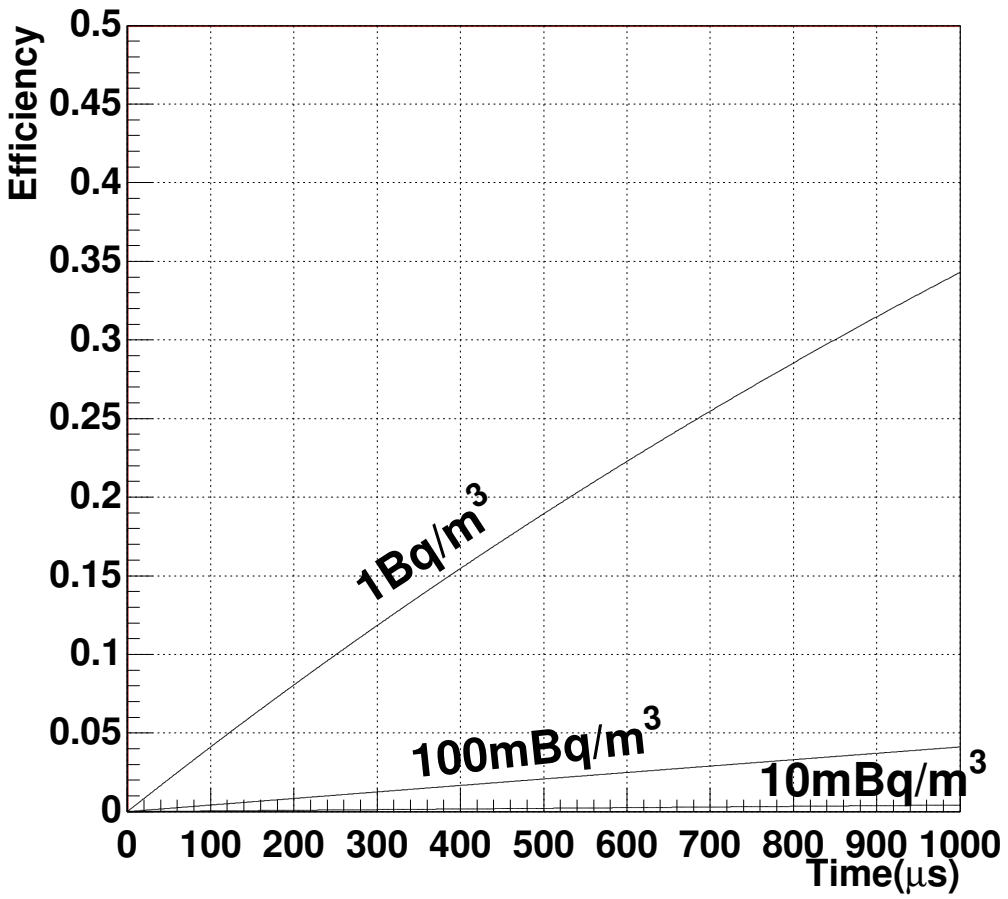

図 3.14: ^{222}Rn の時間カットに対する efficiency

3.2.3　空間・時間カットによる Efficiency

以上を総合し空間と時間でカットした場合、反電子型ニュートリノに対する Efficiency は図 3.15 のようになる。図 3.16 には ^{222}Rn activity10mBq/m^3 に対する Efficiency を示す。エネルギー閾値は 1.75MeV である。

先に述べたように、反電子型ニュートリノによるイベントの Prompt signal と Delayed signal の空間的相関は主に中性子が捕獲されたときに出る 2.2MeV の γ によるものである。この 2.2 の γ は図 3.8 に示したように大部分は 1m 以内でコンプトン散乱を繰り返している。図 3.15 で、空間カット 1m 付近で Efficiency が急激に上がっているのはそのためである。それに比べ、^{222}Rn のような偶発的なイベントの efficiency は空間カットに対し 3 乗で増加しているのが図 3.16 より分かる。

一方、反電子型ニュートリノによるイベントの Prompt signal と Delayed signal の時間的相関は中性子が陽子に捕獲されるまでの時間に等しい。中性子が陽子に捕獲されるまでの平均時間は τ_n=206μs なので Delayed signal が t(μs) の coincidence gate に入る確率は

$$\text{Efficiency} = 1 - \exp\left(-\frac{\text{t}}{\tau_{\text{n}}}\right) \tag{3.7}$$

となり、その形が図 3.15 に出ている。

^{222}Rn の場合、Delayed signal rate はエネルギー閾値 1.75MeV で 4.2×10^{-3}(Hz) なので

$$\tau_{\text{Rn}} = \frac{1}{4.2\times10^{-3}} \tag{3.8}$$

として、Delayed signal が t(μs) の coincidence gate に入る確率は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
\text{Efficiency} &= 1 - \exp\left(-\frac{\text{t}\times10^{-6}}{\tau_{\text{Rn}}}\right) && (3.9)\\
&\simeq 1 - \left(1 - \frac{\text{t}\times10^{-6}}{\tau_{\text{Rn}}}\right) && (3.10)\\
&= \frac{\text{t}\times10^{-6}}{\tau_{\text{Rn}}} && (3.11)\\
&= \text{t}\times4.2\times10^{-9} && (3.12)
\end{aligned}$$

このように、信号の来る時間間隔に比べ coincidence gate の幅が著しく短い場合は Efficiency が coincidence gate の幅に比例して増加する。図 3.16 からもそのことが分かる。

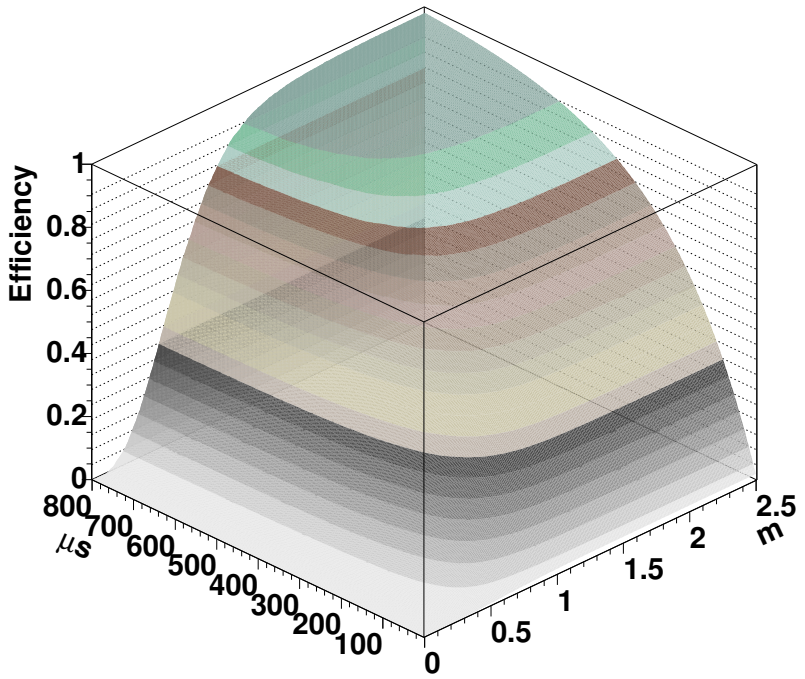

図 3.15: $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ の空間と時間のカットに対する efficiency

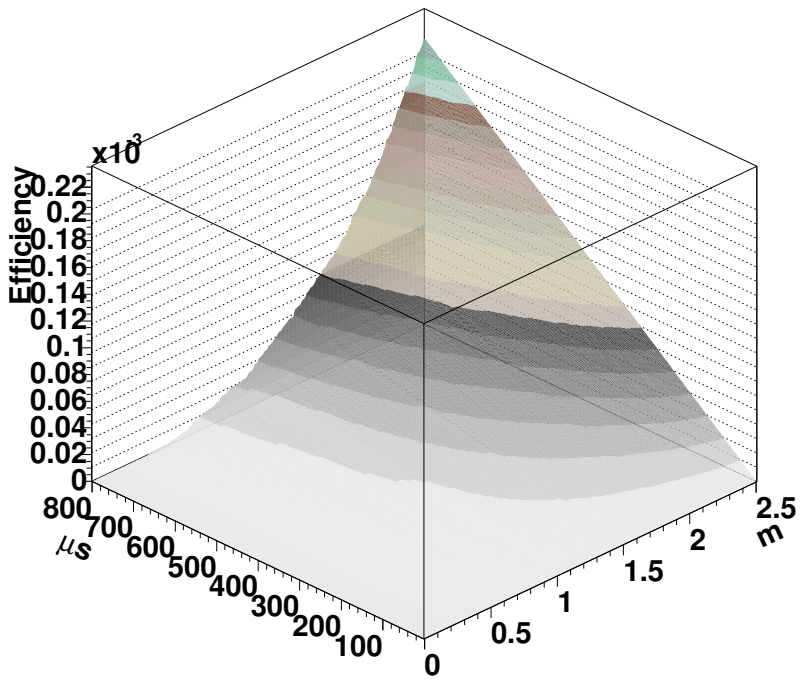

図 3.16: ^{222}Rn の空間と時間のカットに対する efficiency

これまでに求めた空間カットと時間カットに対する efficiency を図 3.17 に示す。Prompt signal、Delayed signal のエネルギー閾値は 1.75MeV である。図中の A、B、C はいずれも Trigger efficiencuy95%を与えるカットである。

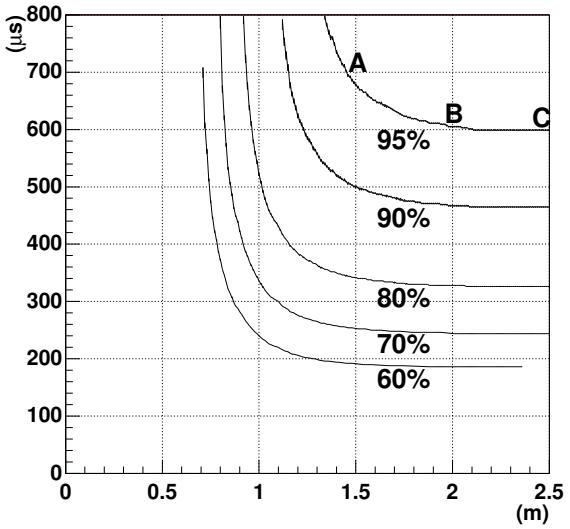

図 3.17: $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ の空間と時間のカットに対する efficiency

	空間カット	時間カット
A	1.5m	670μs
B	2.0m	600μs
C	2.5m	600μs

表 3.3: A、B、C での空間・時間カット

次に、このカットによるバックグラウンド (^{222}Rn) の trigger rate を考える。図 3.18 に A、B、C のカットを行ったときの ^{222}Rn activity と ^{222}Rn による trigger rate を示す。なお、D の直線は 600μs の時間カットのみを行ったときのもので、E の直線は ^{222}Rn の遅延同時計測を行わない、Single trigger rate である。Single trigger rate は ^{222}Rn activity に比例するのに対し、Delayed coincidence trigger rate は ^{222}Rn activity の 2 乗に比例している。これは Prompt signal の増加に加え、Delayed signal が coincidence gate に入って来る確率が増加したためである。

^{222}Rn による trigger rate を 10Hz 程度以下と要求した場合、single trigger(直線 E) では 25mBq/m^{3}600μs の同時遅延計測 (直線 D) を行った場合は 350mBq/m^3、直線 A の 670μs、1.5m というカット行った場合は 2Bq/m^3 まで ^{222}Rn が混入してもデータをとることができる。

さらに ^{222}Rn 濃度が高くなった場合を考える。図 1.14 に示したようにエネルギー閾値を 1.75MeV から上げると trigger rate は急激に減少する。エネルギー閾値を 3.75MeV に設定したときの ^{222}Rn activity と trigger rate との関係を図 3.19 に示す。Prompt signal 用のエネルギー閾値を上げることで trigger rate をエネルギー閾値 1.75MeV のときに比べ、およそ 4 桁減らすことができる。しかし、Delayed signal 用のエネルギー閾値は 1.75MeV より上げることはできない。10Bq/m^3 以上の濃度では 600μs の coincidence gate に複数個の信号が入って来てしまうことが分かった。

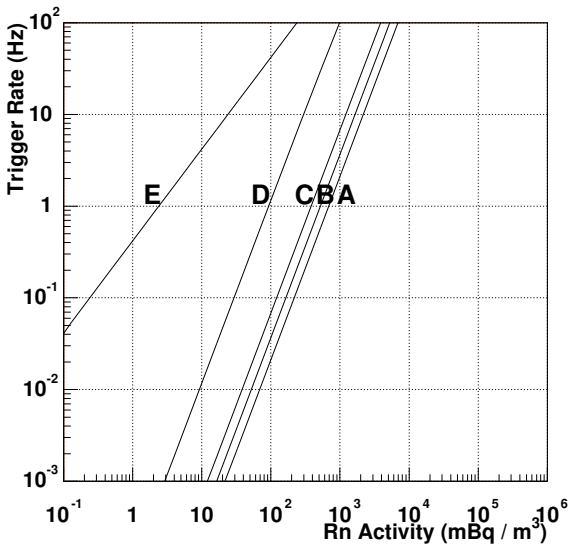

図 3.18: ^{222}Rn activity と Trigger Rate(エネルギー閾値 1.75MeV)

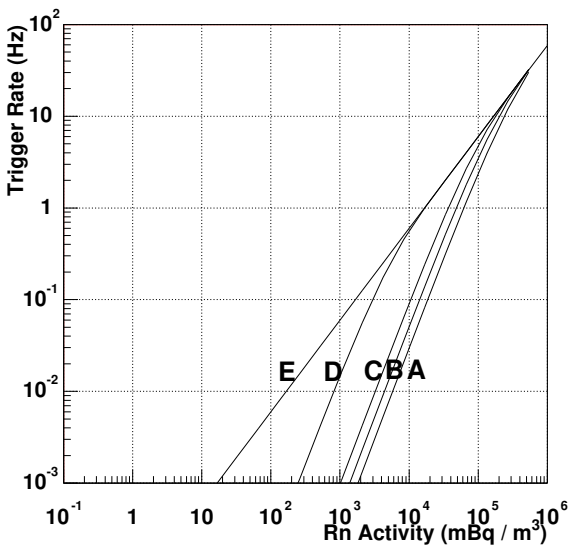

図 3.19: ^{222}Rn activity と Trigger Rate(エネルギー閾値 3.75MeV)

3.3　有効体積外除去

低エネルギーのイベントの観測では検出器外からのバックグラウンドが急激に増え、ニュートリノのイベントの観測が困難になる可能性がある。検出器外からのバックグラウンドに対してはバルーン内部に有効体積を定義し、その外側のイベントをオンライン除去する。ここでは有効体積をバルーンの中心から半径 5.5m(=700m^3) と定義し、その内外のイベントに対してシミュレーションにより efficiency を求め有効性を検証する。

まず、イベントをバルーン内部で一様に発生させる。これを光電子増倍管で観測し、その光量より X, Y, Z 方向の位置を求める。これは遅延同時計測で用いた手法と同じである。次に X, Y, Z 方向の位置よりバルーンの中心からの距離を求める。式 (3.1) で示したようにイベントの位置と比の関係は指数関数で近似できる。しかし、イベントが有効体積の内側か外側かは FPGA によって判断されるので計算は極力簡単にする必要がある。ここでは計算を簡単にするため比から直接 X^2、Y^2、Z^2 を求める。

図 3.20 では横軸に比、縦軸に平均の 2 乗がとってある。一番上の図のように、比と平均値の 2 乗はゆるやかな曲線となり、一次式ではフィットできない。そこで中段、下段の図のように比が 10 以下と 10 以上では別々の直線でフィットし、これらの直線を使って比から直接 X^2、Y^2、Z^2 を求める。

このようにして求めたバルーンの中心からの距離の 2 乗を横軸、バルーンの中心から実際にイベントを発生させた点までの距離の 2 乗を縦軸にしてプロットすると図 3.21 のような広がりを持つ。イベントはバルーン内部で一様に発生させるので中心からの距離の 2 乗は $0\sim 6.5^2(\mathrm{m}^2)$ である。これに対し、比を観測し、それから計で求めたイベントのバルーンの中心からの距離の 2 乗は、低エネルギー程分解能が悪くなるのでイベントは $6.5^2(\mathrm{m}^2)$ よりも大きな値にまで分布する。

有効体積外除去を行う場合、必要なイベントは縦軸の $0 \sim 5.5^2(\mathrm{m}^2)$、除去したいイベントは $5.5^2 \sim 6.5^2(\mathrm{m}^2)$ の範囲である。観測により求められたバルーンの中心からの距離の 2 乗でカットをしたとき、そのカットで、$0 \sim 5.5^2(\mathrm{m}^2)$ のイベントをどれだけとることができ (efficiency)、$5.5^2 \sim 6.5^2(\mathrm{m}^2)$ のイベント (contamination) がどれだけ入ってしまうかをシミュレーションにより求める。

図 3.22 にシミュレーションの結果を示す。イベントは 250keV、10000 イベントをバルーン内部で一様に発生させた。図 3.22(上) の縦軸は実際にイベントを発生させた位置、横軸は比から求めたイベントの位置である。図 3.22(下) には半径 5.5m の有効体積を定義したときの efficiency と contamination を示す。

同様に 500keV、1MeV、1.75MeV のイベントを発生させたときの efficiency、contamination を求めた。90%、95%、99%efficiency のときの contamination を表 3.4 にまとめる。

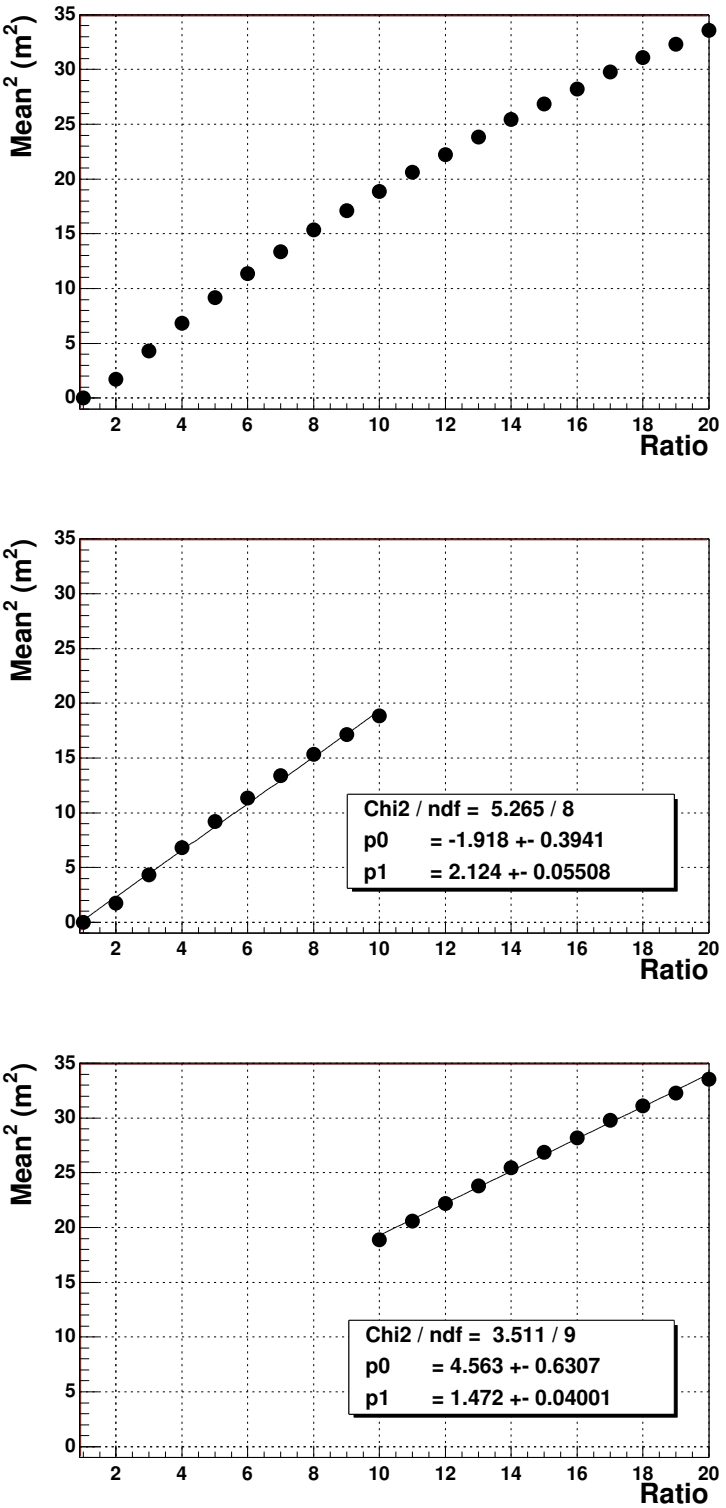

図 3.20: 光量の比よりバルーン中心からの距離の 2 乗を求める

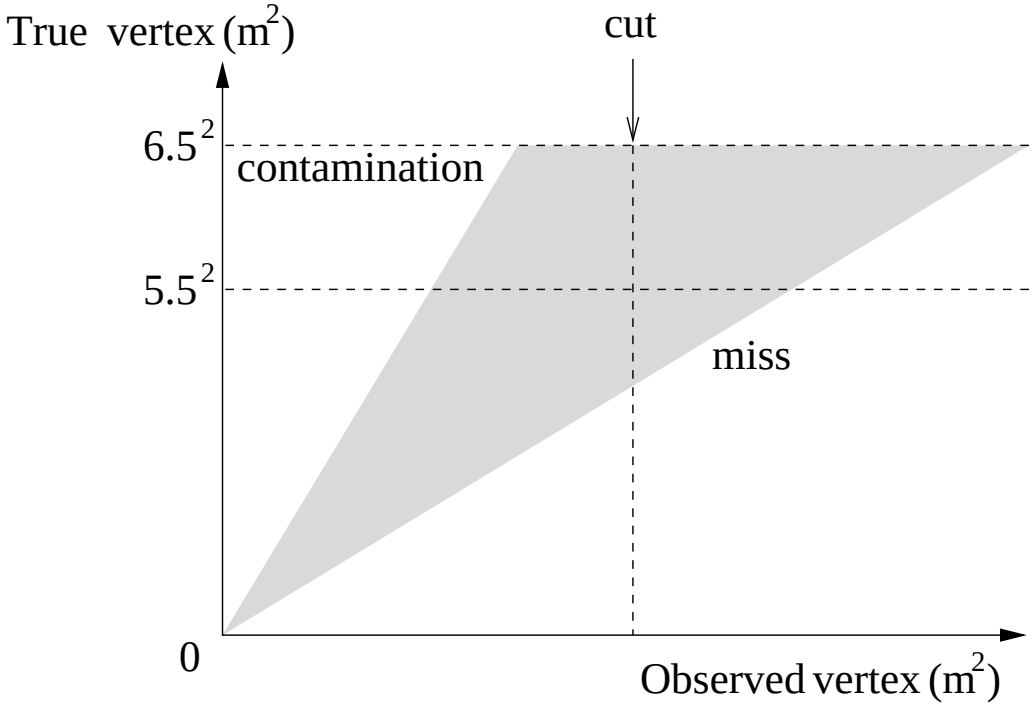

図 3.21: 実際にイベントを発生させた位置と比より求められた位置との相関

efficiency	90%	95%	99%
250keV	45%	69%	91%
500keV	30%	53%	84%
1MeV	20%	35%	68%
1.75MeV	9%	22%	55%

表 3.4: 90%、95%、99%efficiency での conatamination

エネルギーが高い程位置分解能が良くなる。有効体積内のイベントに対して 90%efficiency を要求したとき、エネルギー閾値 1.75MeV で有効体積外のイベントを 1/10 まで減らすことができ、エネルギー閾値 250keV では有効体積外のイベントを半分程度減らすことができる。

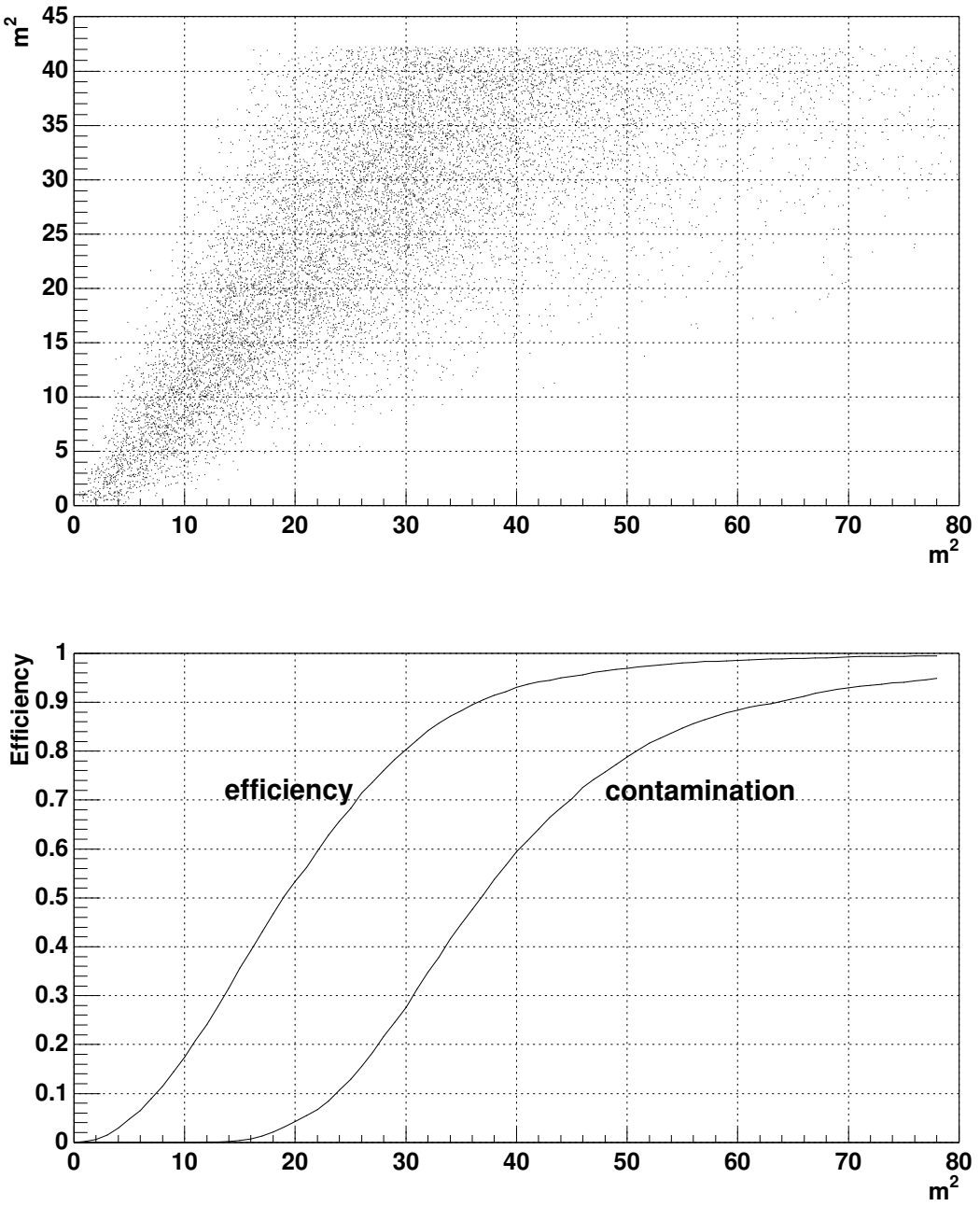

図 3.22: 250keV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination

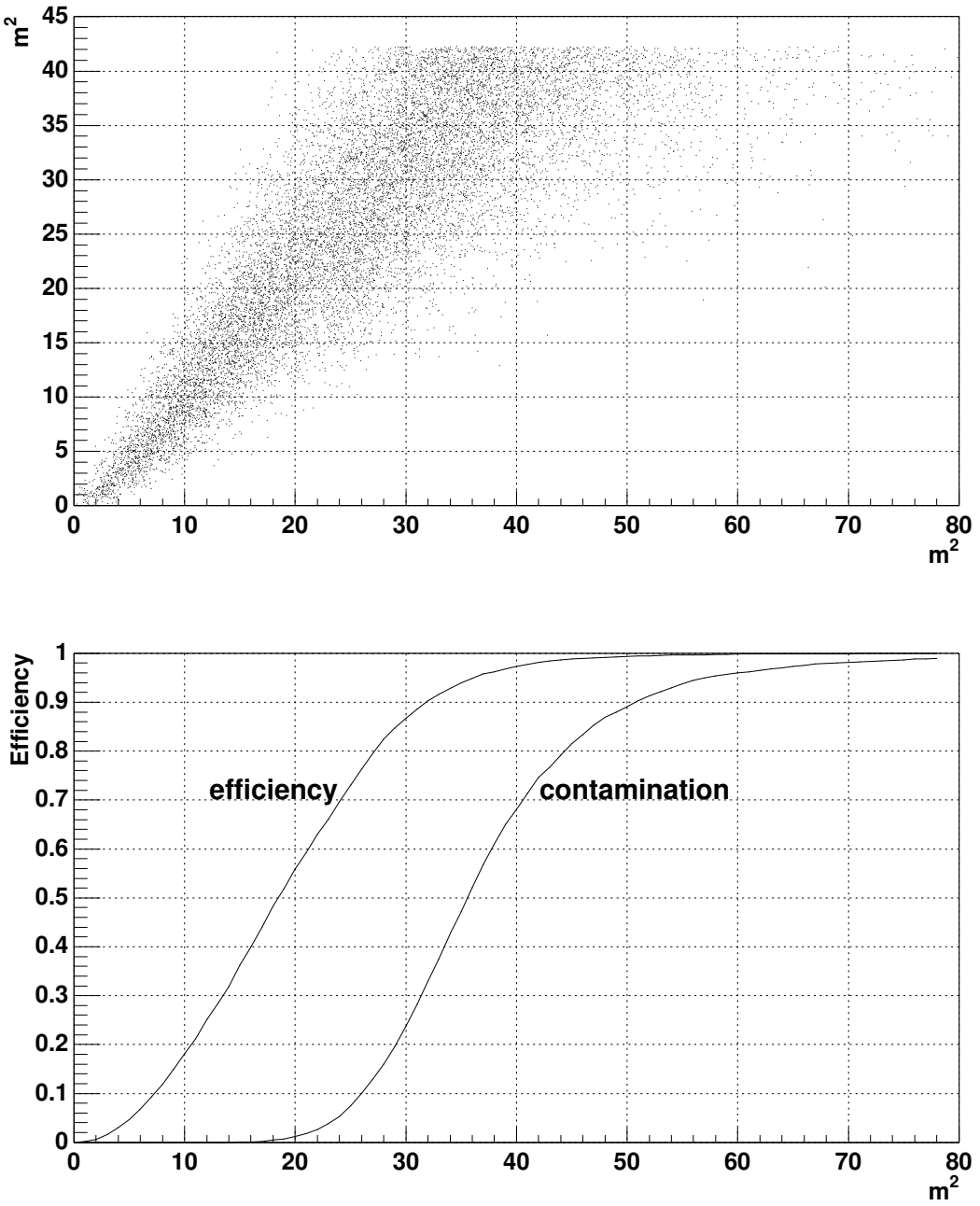

図 3.23: 500keV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination

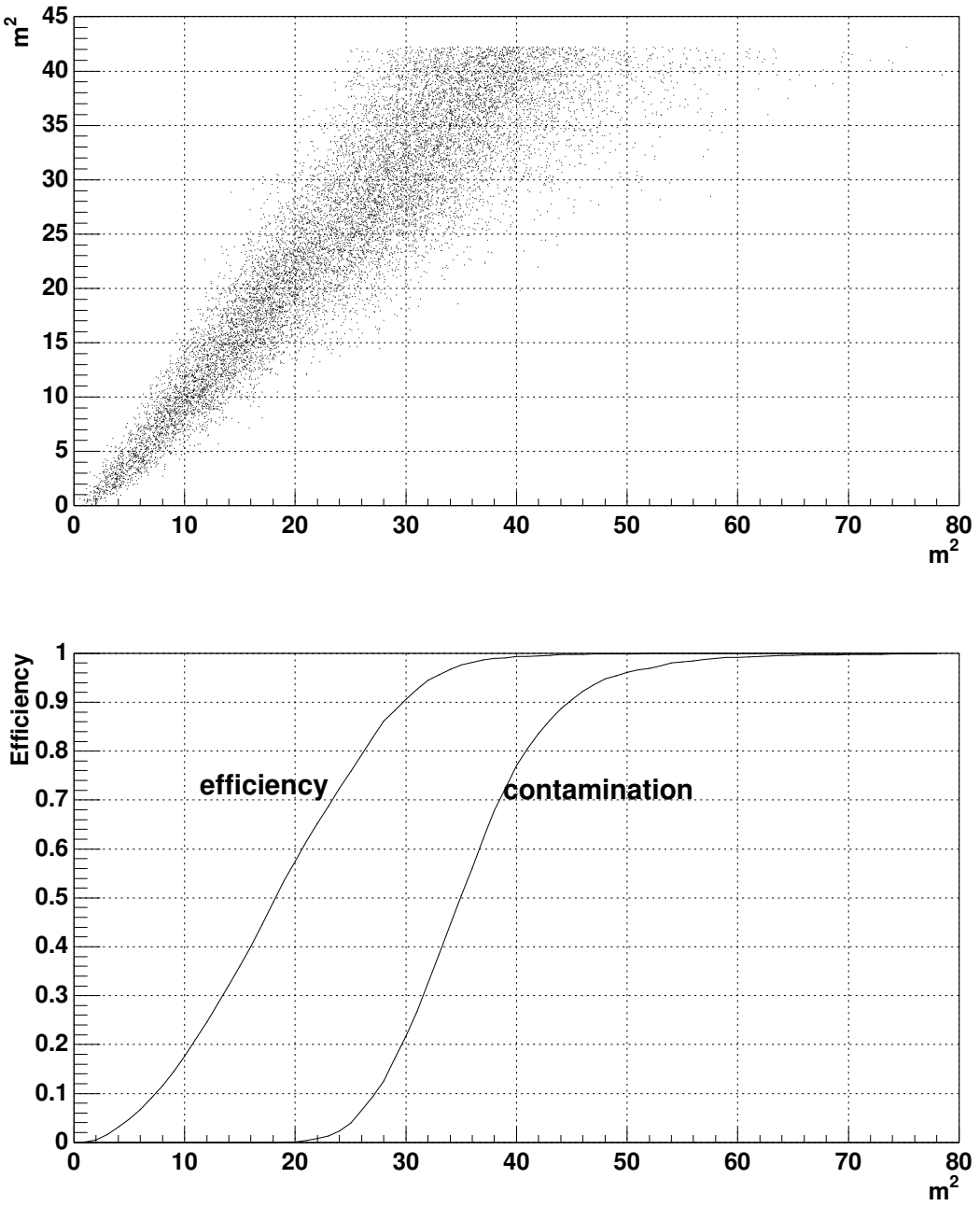

図 3.24: 1MeV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination

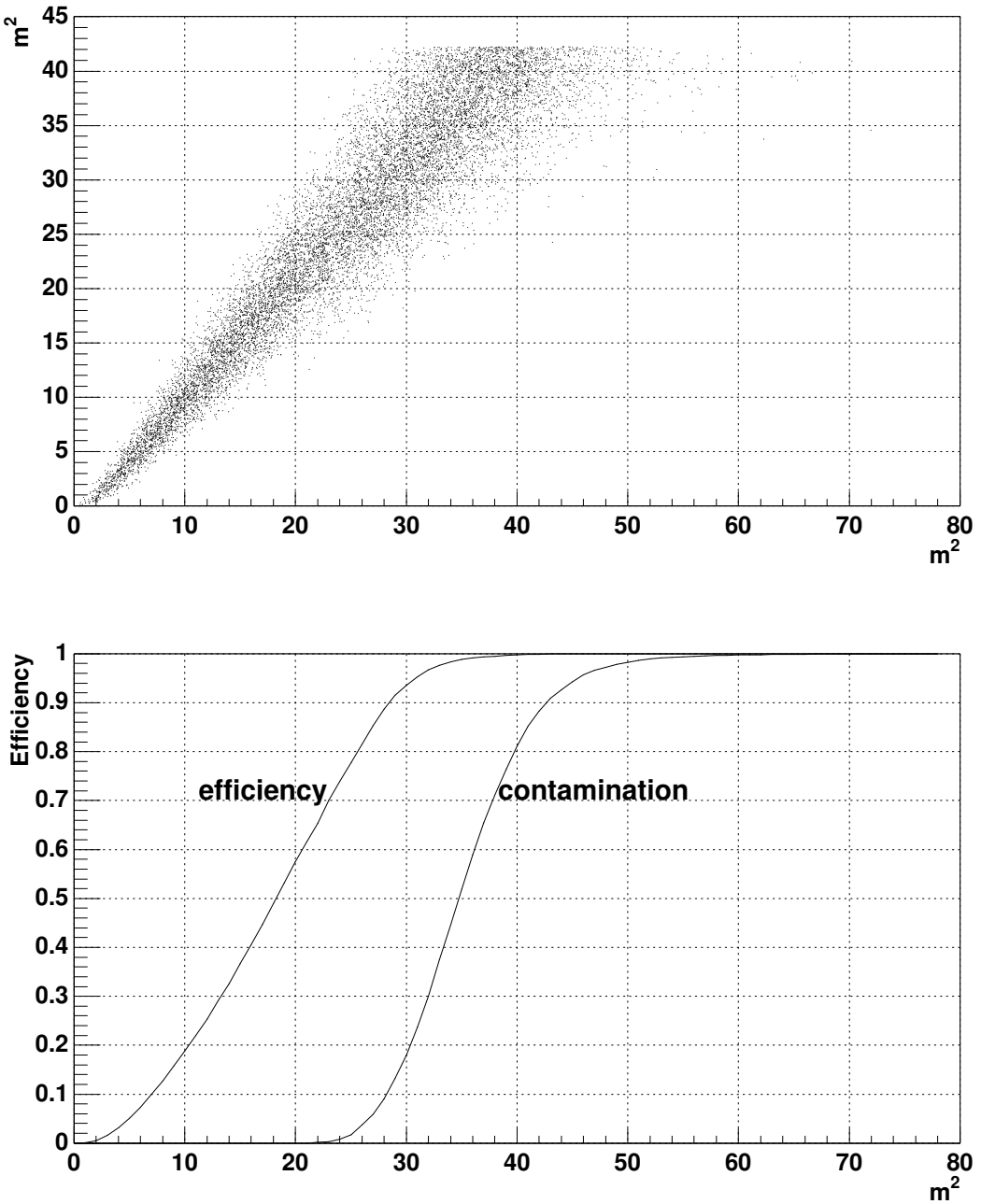

図 3.25: 1.75MeV のイベントを発生させたときの efficiency と contamination

第4章　FPGAによるトリガーの実装

4.1　目的

ここでは、FPGA を用いた遅延同時計測を行う読み出し回路を実際に組み、フラッシュ ADC による電荷の測定、FPGA と同期させてのデータの読み出しなどのテストを行う。線源には ^{222}Rn を用いた。図 4.1 に ^{238}U の崩壊系列の一部、^{222}Rn 以降を示す。今回の実験で測定を行うのはこの中の ^{214}Bi から ^{214}Po 、^{214}Po から ^{210}Pb への崩壊である。^{214}Po の平均寿命は 236μs なので、^{214}Bi が β 崩壊を起こし、β 線 (Q 値:3.26MeV) を出した後、^{214}Po は平均 236μs 後に 7.69MeV の α 粒子を出す。この β と α を Delayed coincidence trigger によって測定する。

Nuclei	Decay mode	Energy	Decay time
^{222}Rn	α	5.49 MeV	5.48 days
↓			
^{218}Po	α	6.00 MeV	4.4 min.
↓			
^{214}Pb	β+γ	1.02 MeV	38.7 min.
↓			
^{214}Bi	β+γ	3.26 MeV	28.4 min.
↓			
^{214}Po	α	7.69 MeV	236 μs
↓			
^{210}Pb	β+γ	0.064 MeV	32.2 years
↓			
^{210}Bi	β	1.16 MeV	7.23 days
↓			
^{210}Po	α	5.30 MeV	200.2 days
↓			
^{206}Pb			

図 4.1: ^{238}U の崩壊系列

4.2　検出器

今回の実験で使用した検出器を図 4.2 に示す。液体シンチレータの入ったガラスの容器の下に 2 インチ光電子増倍管を固定しシンチレーション光を観測する。ガラス容器はステンレス製の蓋で完全に密閉できる構造になっており、窒素や $^{222}\mathrm{Rn}$ のバブリングは蓋に付いた 2 つのパイプを通して行う。ガラス容器の内部にはアルミフォイルで覆われたシリンダーが置かれ、光電子増倍管にはシリンダー内部のシンチレーション光のみが入射するようになっている。この検出器は、環境放射線の影響を減らすため厚さ 5cm の鉛のブロックで覆われる。

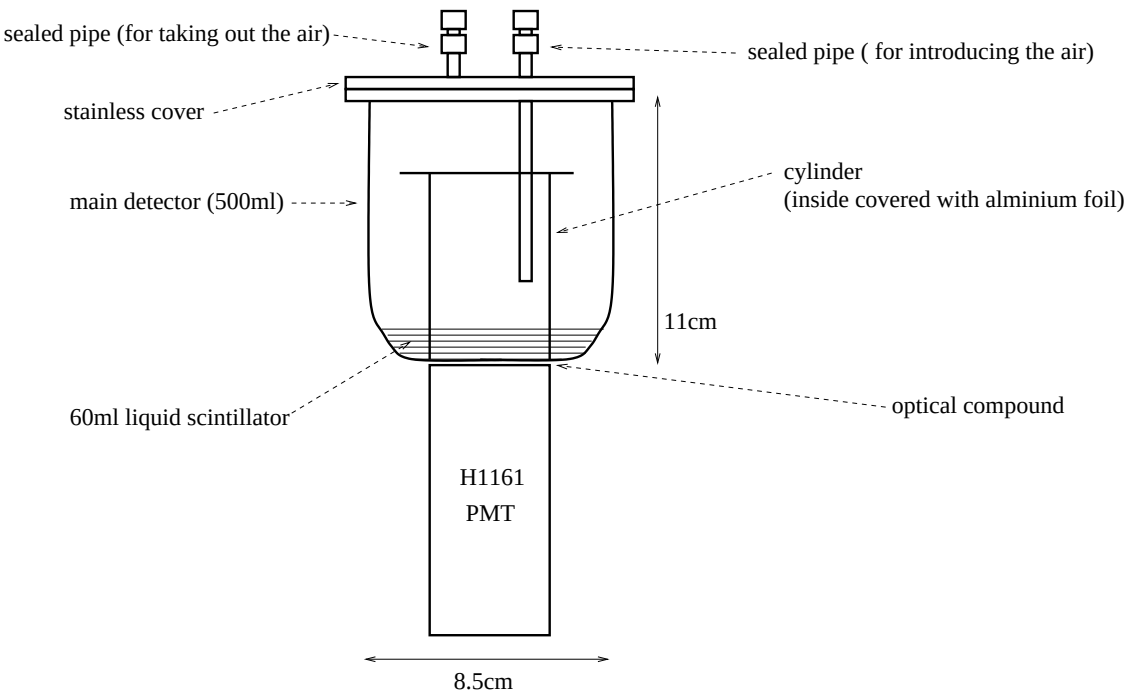

図 4.2: 検出器

図 4.3 に ^{222}Rn を液体シンチレータに混入する様子を示す。^{222}Rn は ^{238}U を比較的多く含む岩石の粉末の置かれた容器からポンプによってナイロンチューブを通って液体シンチレータに混入される。この岩石の粉末はフィルムで覆われており、希ガスである ^{222}Rn のみが外に出るようになっている。数秒の ^{222}Rn バブリングにより trigger rate は数十 Hz になる。今回の実験では液体シンチレータの量が少なかったため、検出器の容器に ^{222}Rn を充満させて ^{222}Rn が液体シンチレータに溶けるのを待った。今回の測定では 6 秒のバブリング直後、Single trigger rate は 35.5Hz、Delayed coincidence trigger rate は 3.4Hz となった。その後、^{222}Rn が崩壊し比較的半減期の短い娘核が生成されるため trigger rate は上昇する。24 時間後には Single trigger rate は 185Hz、Delayed coincidencetrigger rate は 29Hz となった。さらに放置すると ^{222}Rn の量は減り、trigger rate も減少する。^{222}Rn のバブリングから 48 時間後には Single trigger rate は 142Hz、Delayed coincidence trigger rate は 23Hz となった。

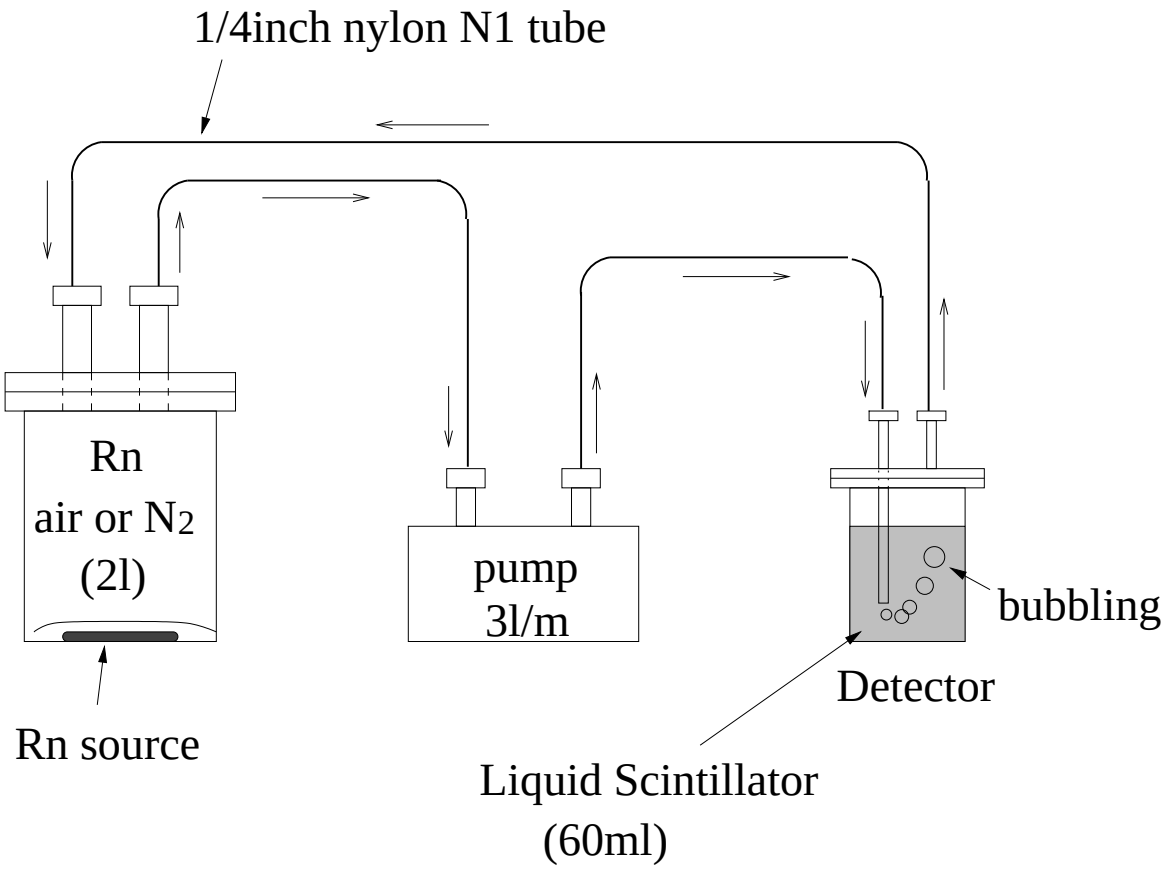

図 4.3: ^{222}Rn のバブリング

4.3　読み出し回路

まず、フラッシュADC を用いた読み出し回路の説明をする。(図 4.4)

フラッシュADC を用いた回路では、エネルギー閾値を越えた信号のみを Linear Gate により選択する。Linear Gate を通過した信号は、Shaper AMP により電荷が波高に変換される。この波高をフラッシュADC で読み取り、AD 変換する。

図 4.5 にトリガーのタイミングを示す。フラッシュADC で AD 変換されたデータは常に FPGA に送られる。FPGA は clock enable 信号の入力があるときのフラッシュADC からのデータを内部の flip flop に送るが、最終的には矢印の FADC read の位置のフラッシュADC からのデータのみを一つの信号の電荷の値として保持する。

Shaper AMP の出力波の立ち上がり時間、立ち下がり時間は入力波の電荷、波形にかかわらずほぼ一定である。よって Shaper AMP の出力波のピークが来る時間と、clock enable の閉じる時間を合わせることで電荷を測定することができる。図 4.6 には電荷とフラッシュADC のチャンネルとの相関を示す。電荷とフラッシュADC のチャンネル数が良い比例関係にあり、ペデスタルは 20 チャンネルであることが分かる。

Delayed coincidence trigger の場合、一つ目の信号が入ると同時に内部カウンタで 500μs 計る。その間に次の信号が来た場合は Delayed coincidence が成立したと判断し LAM を立て、LAM を監視していた VME Bus は FPGA の内部に保存されている Prompt signal と Delayed signal の電荷と二つの信号の時間間隔の情報を読み出す。500μs の間に次の信号が来なかった場合は遅延同時計測は成立しなかったと判断し、Prompt signal の電荷情報、時間情報をリセットし、次の信号が来るのを待つ。

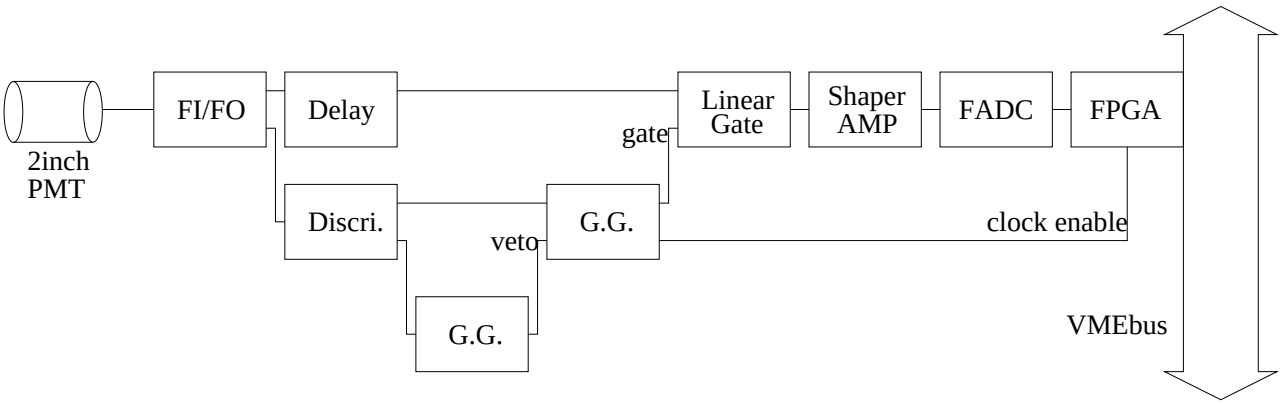

図 4.4: フラッシュADC での読み出し回路

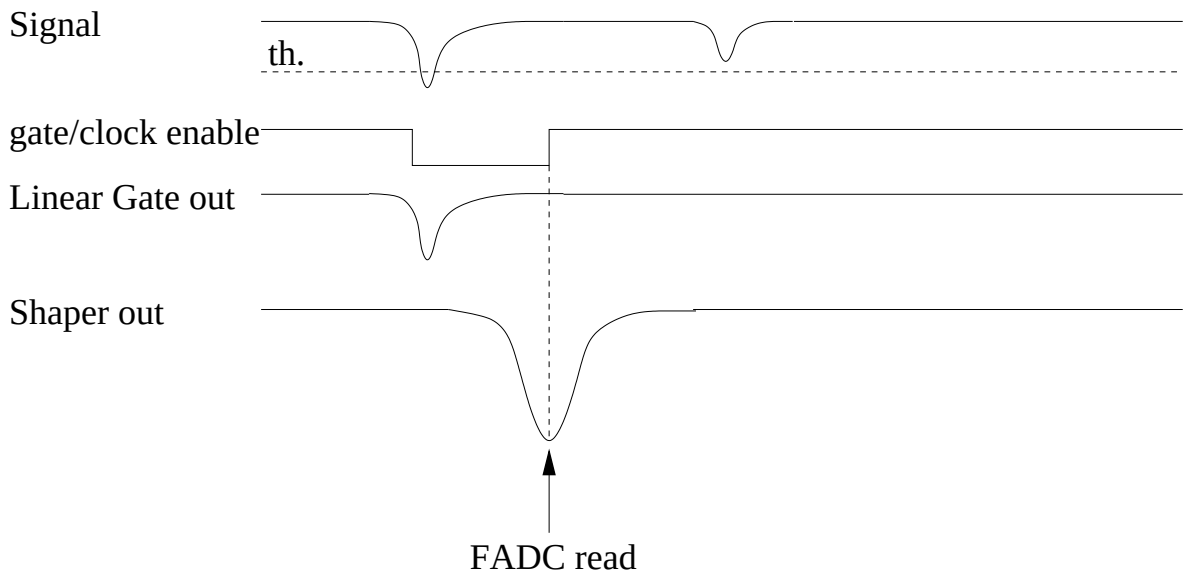

図 4.5: フラッシュ ADC を用いた電荷測定のタイミング

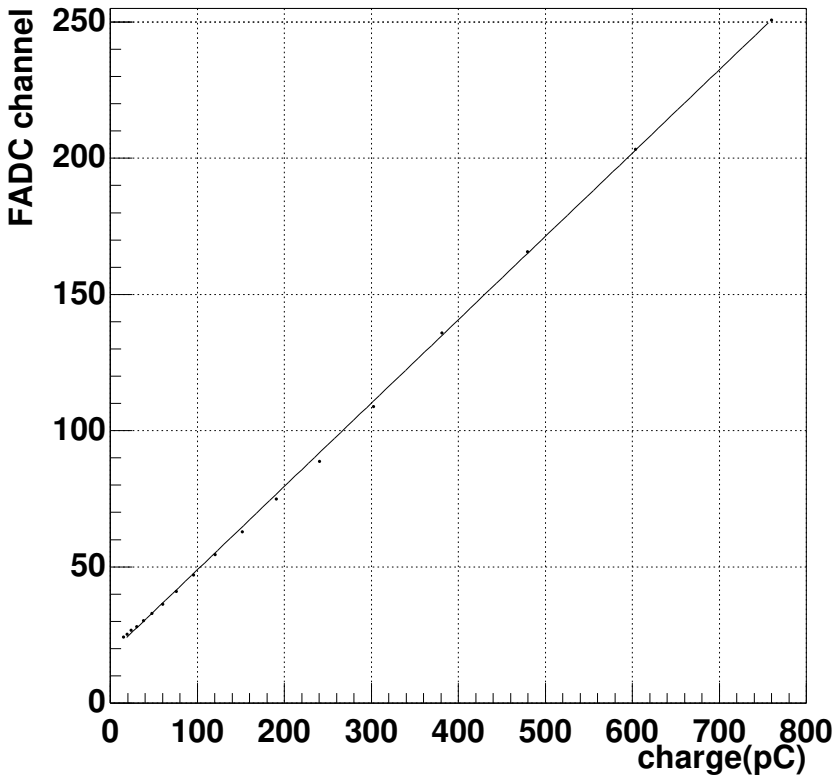

図 4.6: 入力電荷と FADC Channel との関係

次に ADC を用いた読み出し回路を説明する。(図 4.7) 光電子増倍管から来た信号は Prompt signal 用、Delayed signal 用に準備された Discriminator を通って Gate Generator に入る。Gate はそのまま Prompt signal 用 ADC、Delayed signal 用 ADC にそれぞれ入る。また、Discriminator からの信号は FPGA にも入る。FPGA では Prompt signal 用の Discriminator からの入力があると Prompt signal が来たと判断し、Delayed signal を待つ。この時、Delayed signal 用の ADC に信号が行かないように Delayed signal 用の Gate Generator には veto を送る。500μs 以内に Delayed signal 用の Discriminator から信号が来た場合、遅延同時計測が成立したと判断し、Delayed signal 用の Gate Generator の veto を解除、Prompt signal 用の Gate Generator に veto を送る。さらに Scaler には Prompt signal が来てから Delayed signal が来るまでの間、10MHz でクロックを送り、Prompt signal が来てから Delayed signal が来るまでの時間を計る。

計算機は Delayed signal 用の ADC に入力があった場合に Prompt signal 用の ADC、Delayed signal 用の ADC、Scaler のデータを読み出すようにしておく。

Prompt signal が来てから、500μs 以内に Delayed signal 用の Discriminator から信号が来なかった場合、遅延同時計測は成立しなかったと判断し、Prompt signal 用の ADC と Scaler にはリセット信号が送られる。

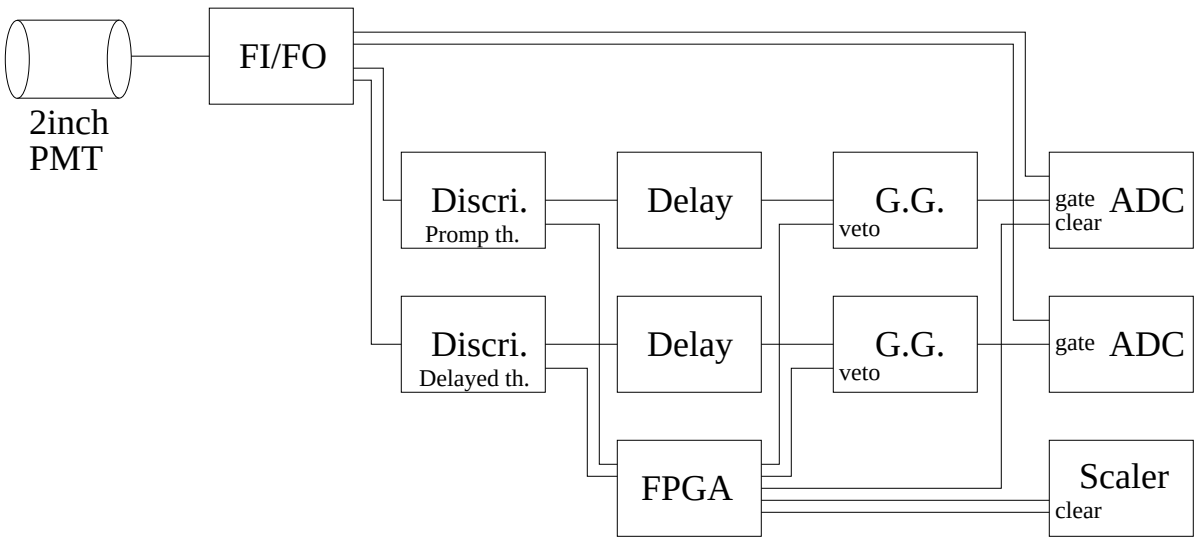

図 4.7: ADC での読み出し回路

4.4　測定結果

^{222}Rn の測定を行う前にフラッシュADC、ADC の calibration のために ^{60}Co の測定を行った。^{60}Co は 1.17MeV と 1.33MeV の γ 線を出すが、KamLAND 実験で用いる液体シンチレータは、これらの γ を区別できるほど分解能は良くないので、コンプトンエッジはこれらの γ の平均値として測定される。図 4.8 にはフラッシュADC によって測定された ^{60}Co のコンプトンエッジ、図 4.9 には ADC によって測定された ^{60}Co のコンプトンエッジを示す。図 4.9(上) は Prompt signal 用の ADC、図 4.9(下) は Delayed signal 用の ADC によって測定されたものである。なお、フラッシュADC で 50 チャンネル、ADC で 400 チャンネルあたりに見えるピークは ^{222}Rn の α 粒子によるものである。

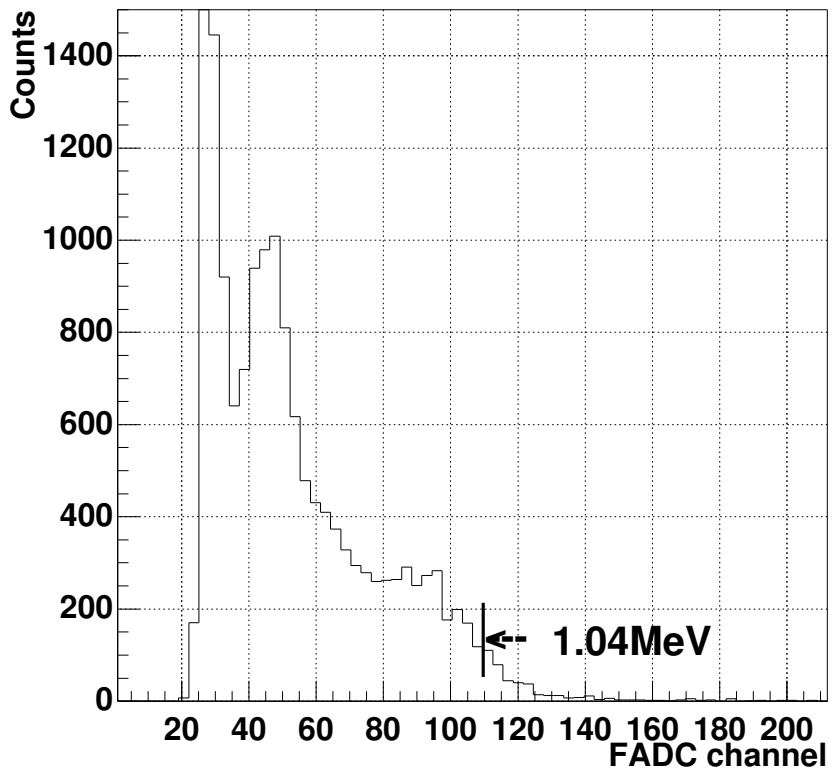

図 4.8: ^{60}Co のコンプトンエッジ (フラッシュADC による測定)

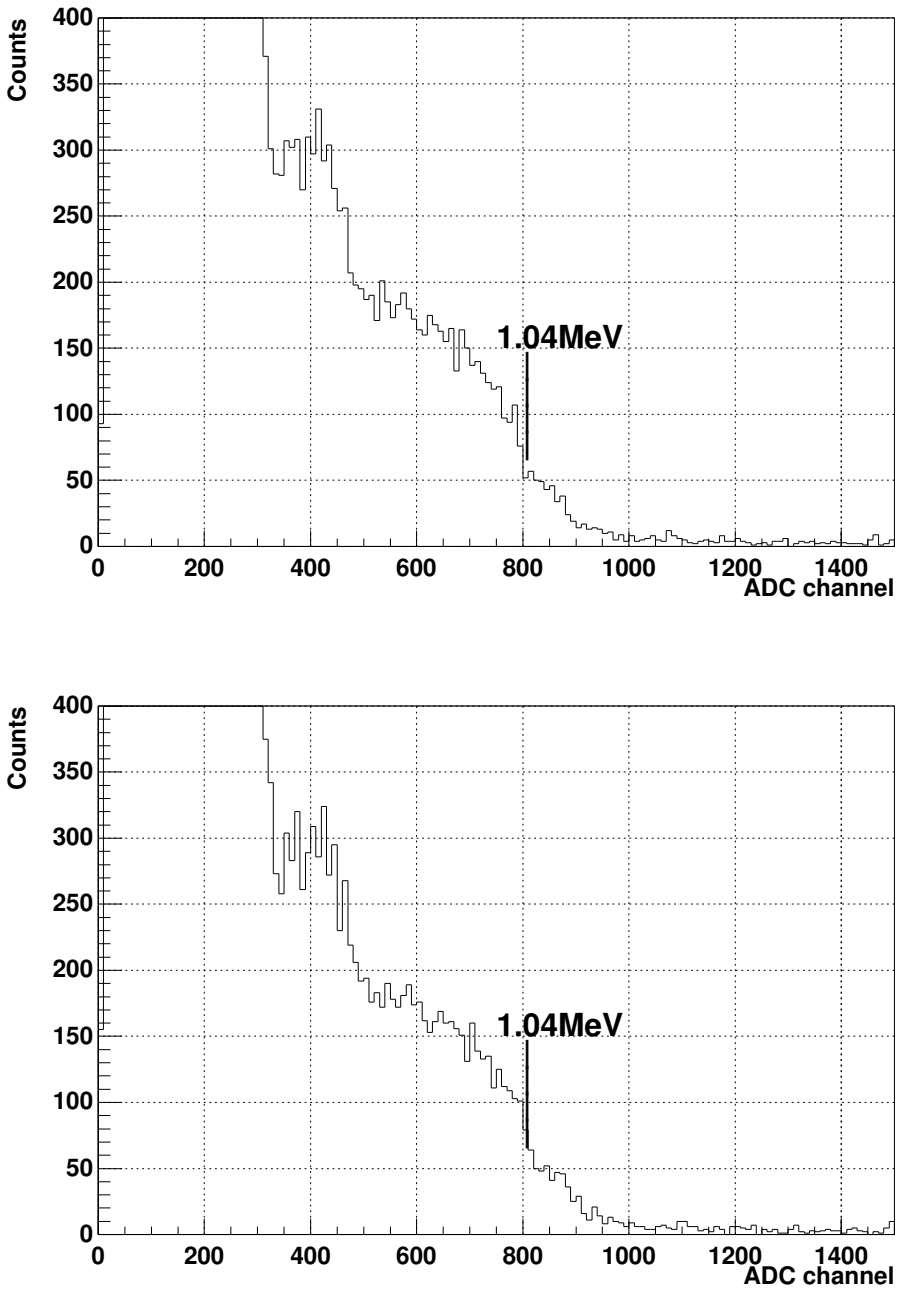

図 4.9: ^{60}Co のコンプトンエッジ (ADC による測定)

図 4.10 には、フラッシュADC で測定した Prompt signal、 Delayed signal、Decay time、図 4.11 には、ADC で測定した Prompt signal、 Delayed signal、Decay time を示す。どちらの図にも Prompt signal の 300keV あたりにピークが見られる。これは ^{222}Rn(5.49MeV) と ^{218}Po(6.00MeV) の α と考えられる。また、Delayed signal の 550keV にもピークが見られるがこれは ^{214}Po(7.69MeV) の α によるものと考えられる。このように実際のエネルギーよりも小さなエネルギーとして観測されるのは、α 線の電離クエンチの効果によるもので、エネルギーの減少する割合は α 線のエネルギーによる。ここでは 5.75MeV 程度の α はおよそ 1/19、7.69MeV の α はおよそ 1/14 のエネルギーとして観測されている。(付録 B 参照)

図 4.11、図 4.10 の Delayed signal には ^{214}Po の α 粒子の他にバックグラウンドが含まれている。ここで、バックグラウンドを減らすためにイベントの選択を行う。

まず、^{214}Bi の 3.26MeV の β 線を選択するために Prompt signal に対し、1.5MeV∼2.5MeV というカットを行う。1.5MeV 以上では ^{214}Pb の β 線 (Q 値=1.03MeV) を除去し、2.5MeV 以下では主に宇宙線ミューオンを除去するためである。

次にバックグラウンドとなるイベントを選択するために Prompt signal に対し、1.5MeV∼2.5MeV というカットを行う。このカットにより偶発的同時遅延計測を見積もる。

上のイベントの選択を施したものを図 4.12、図 4.13 に示す。中段の図は ^{214}Po からの α 粒子が Delayed signal として観測されたものでフラッシュADC では 558keV、ADC では 537keV という結果が得られた。

下段は ^{214}Po の Decay time を示したものである。フラッシュADC では 230μs、ADC では 200μs となっている。

フラッシュADC のダイナミックレンジが 8 ビットに対し、ADC のダイナミックレンジは 12 ビットなのでフラッシュADC は分解能で ADC に劣る。しかしこの実験より、フラッシュADC が従来の ADC と同じように電荷の測定ができ、FPGA と同期させてデータを採れることが分かった。フラッシュADC での AD 変換にかかる時間はおよそ 25ns で、セカンドレベルトリガーとして十分に活用できる。

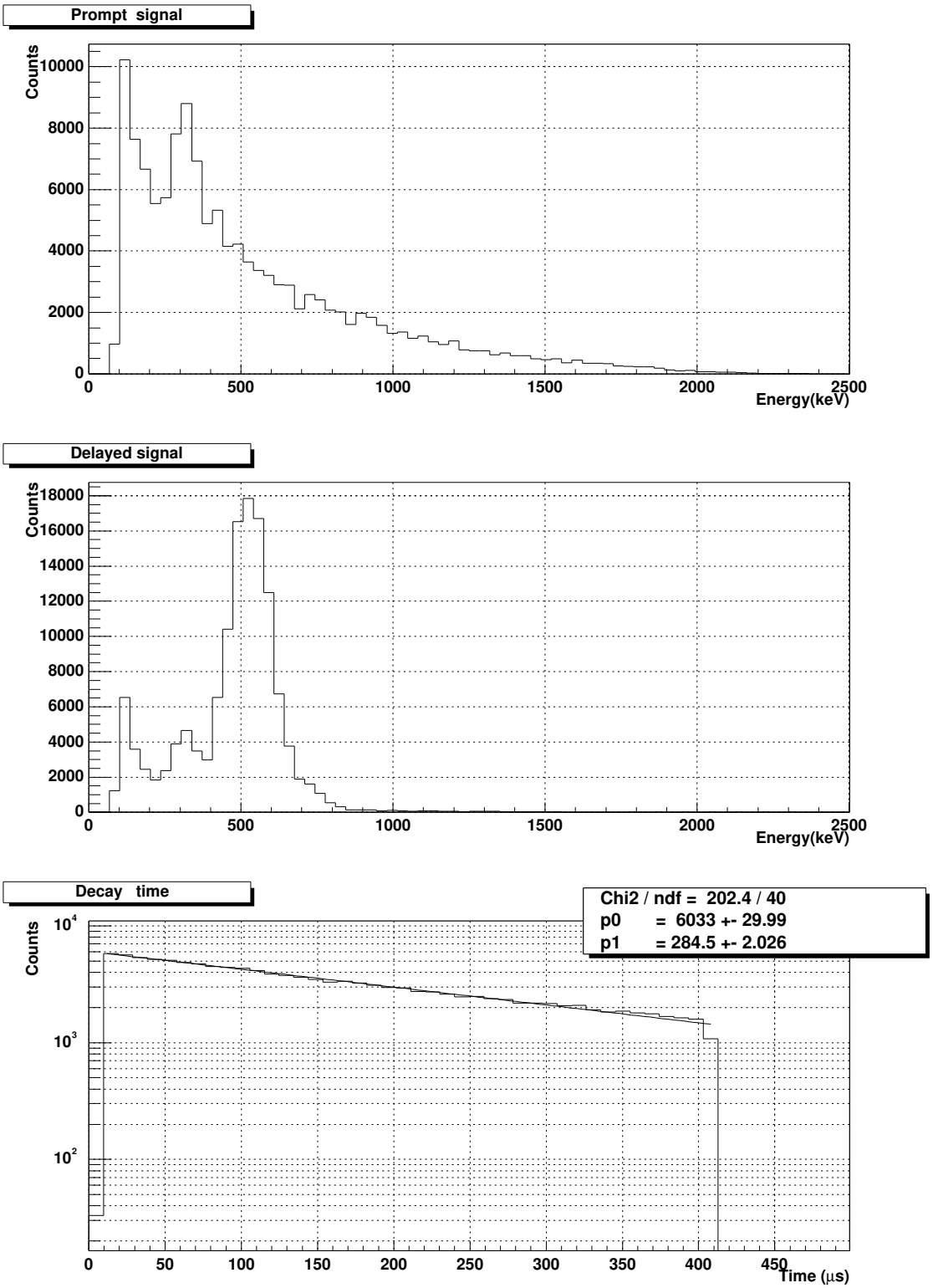

図 4.10: フラッシュADC による測定結果

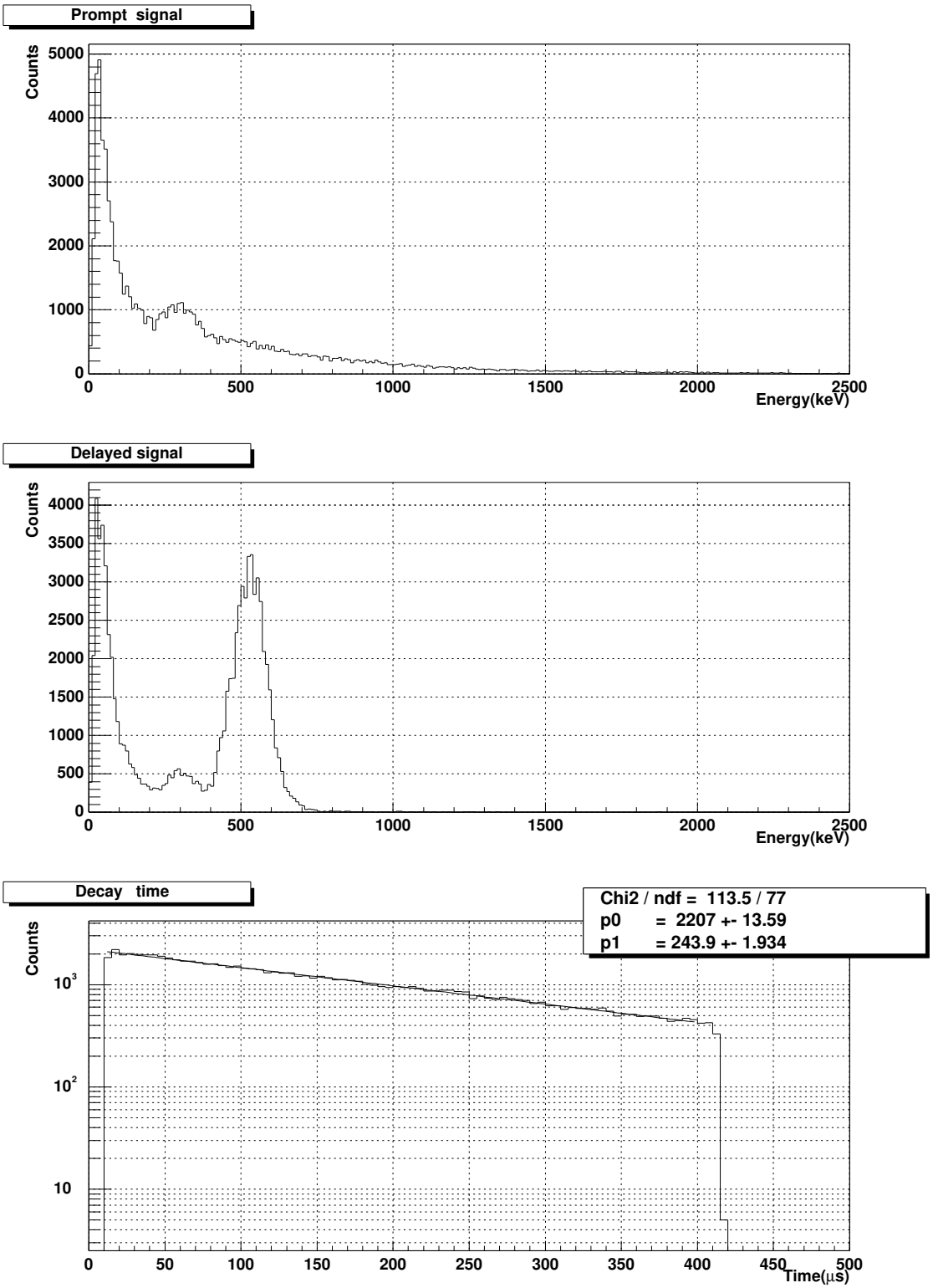

図 4.11: ADC による測定結果

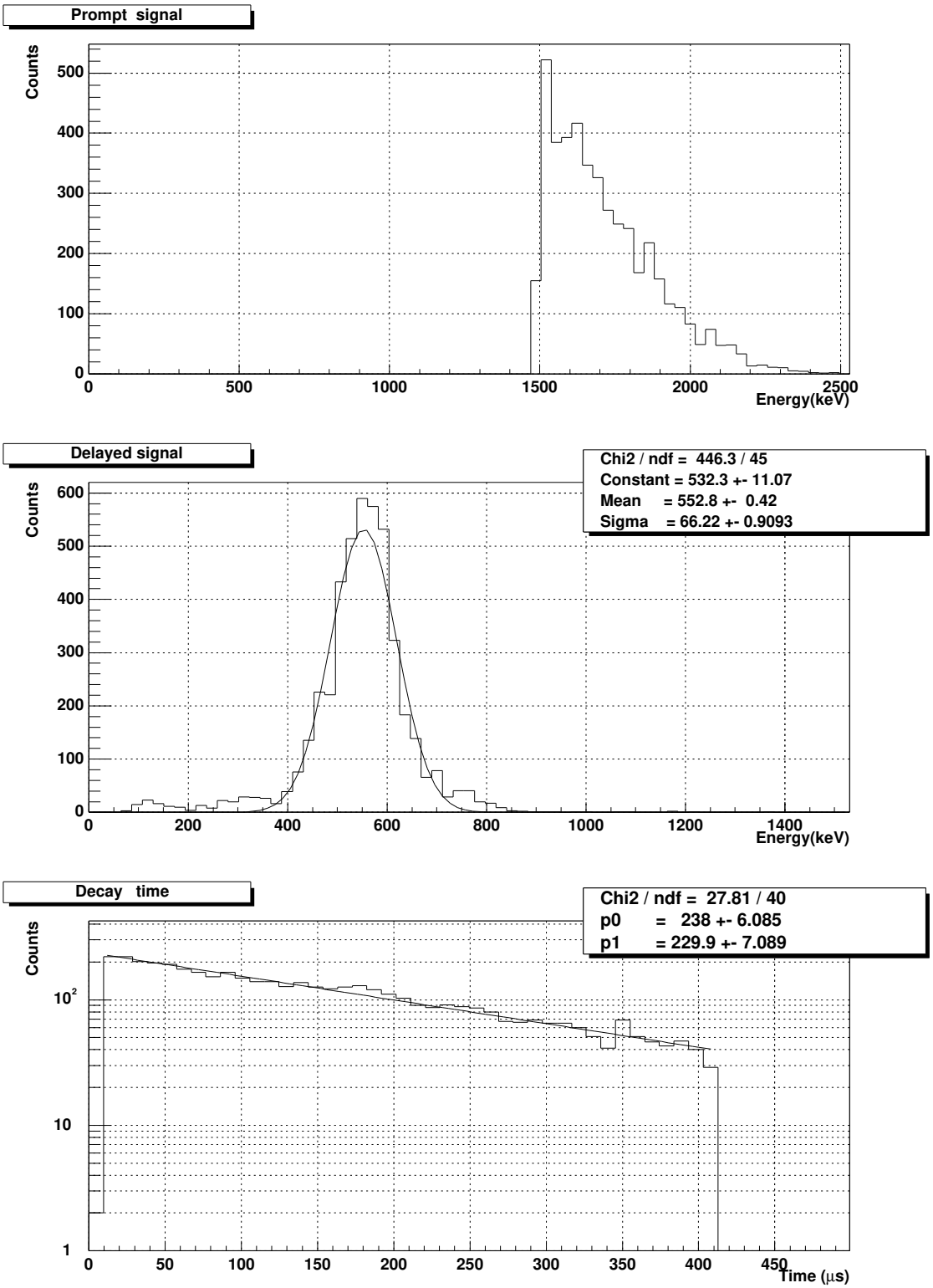

図 4.12: フラッシュADC のデータのイベント選択後の結果

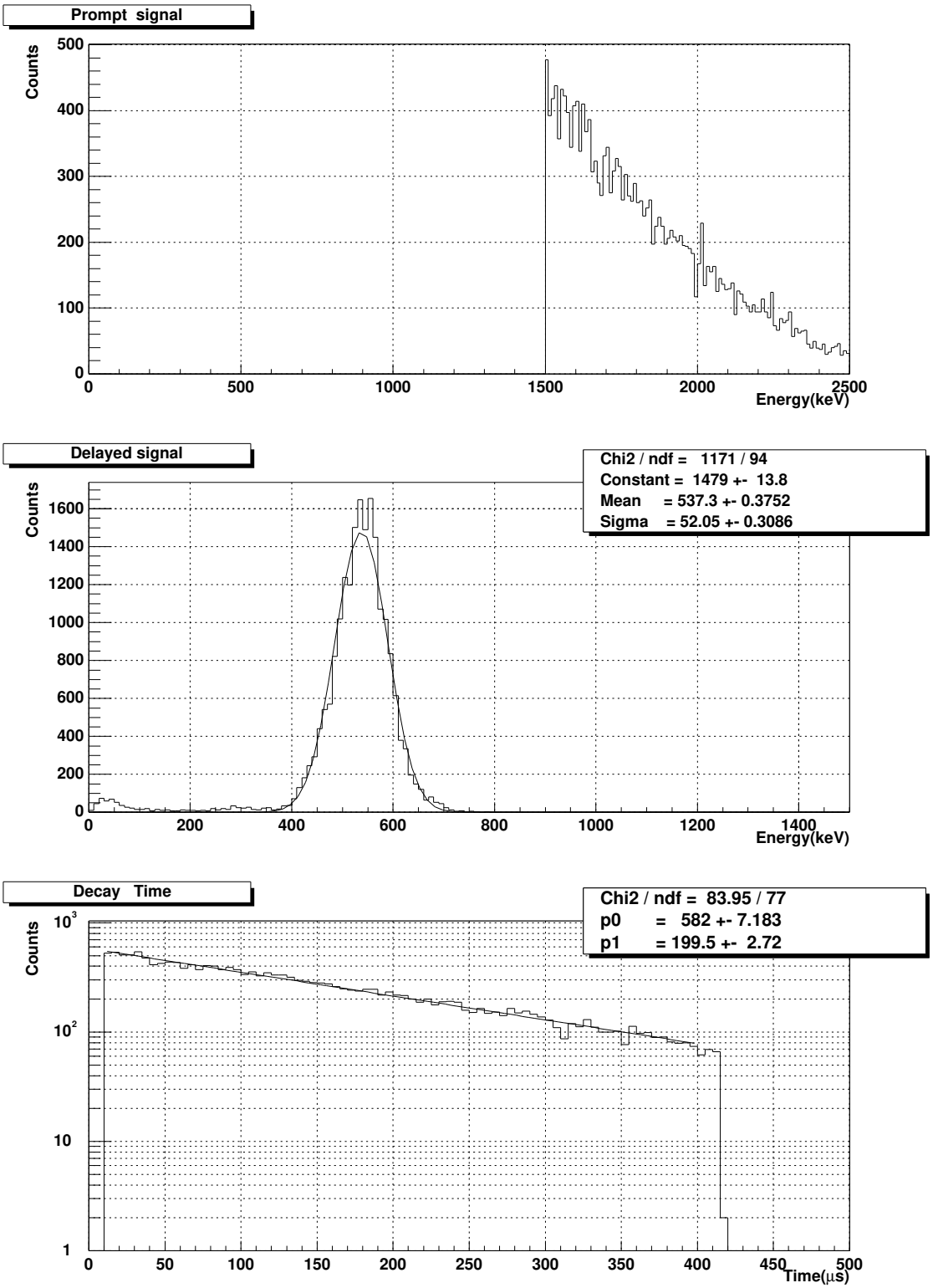

図 4.13: ADC のデータのイベント選択後の結果

第5章　FPGAによるKamLAND実験のためのセカンドレベルトリガー

この章では、KamLAND 実験のためのセカンドレベルトリガーを XILINX 社製の FPGA を使い、論理回路を組み、シミュレーションを行い、性能の検証をする。

セカンドレベルトリガーとして、これまでに述べた空間カットを含む遅延同時計測、有効体積外除去のためのトリガーを考える。

5.1　時間カットと空間カット

反電子型ニュートリノイベントでは、Prompt signal に対して Delayed signal が 500∼600μs の以内に来ることが条件となる。

光電子増倍管からの信号はフラッシュADC により AD 変換される。この光量に対して X 軸方向で L(m) でカットしたいとき、Prompt signal に対する Delayed signal には次のような制約が課される。

$$\exp\left(-\frac{\mathrm{L}}{1.9}\right)\times\frac{\mathrm{X1_{Prompt}}}{\mathrm{X2_{Prompt}}}<\frac{\mathrm{X1_{Delayed}}}{\mathrm{X2_{Delayed}}}<\exp\left(\frac{\mathrm{L}}{1.9}\right)\times\frac{\mathrm{X1_{Prompt}}}{\mathrm{X2_{Prompt}}} \tag{5.1}$$

$$\Leftrightarrow\begin{cases}\mathrm{X1_{Prompt}}\times\mathrm{X2_{Delayed}}<\exp\left(\dfrac{\mathrm{L}}{1.9}\right)\times\mathrm{X1_{Delayed}}\times\mathrm{X2_{Prompt}}\\ \mathrm{X1_{Delayed}}\times\mathrm{X2_{Prompt}}<\exp\left(\dfrac{\mathrm{L}}{1.9}\right)\times\mathrm{X1_{Prompt}}\times\mathrm{X2_{Delayed}}\end{cases} \tag{5.2}$$

式 (5.2) のうち、どちらか一方でも満たされなかった場合、ATWD Card に Reject が送られる。

Prompt signal と Delayed signal のエネルギー閾値が等しく、両者の区別ができない場合を考える。このときはすべての信号に対して、前の信号との時間間隔、空間的な位置関係を判断し、反電子型ニュートリノのイベントである可能性が低い場合は Reject 信号を送る。しかしこの信号が次に来る信号の Prompt signal である可能性もあるので ATWD チップから FIFO にデータを送る際にデータを消すことはしない。FIFO のデータを読み出すときに、Reject 信号のなかったイベントとその前のイベントから優先的に読み出すことになる。このときの時間カットを行うときのトリガーのタイミングを Reject の場合を図 5.1 に、Accept の場合を図 5.2 に、空間カットを行うときのトリガーのタイミングを図 5.3 に示す。

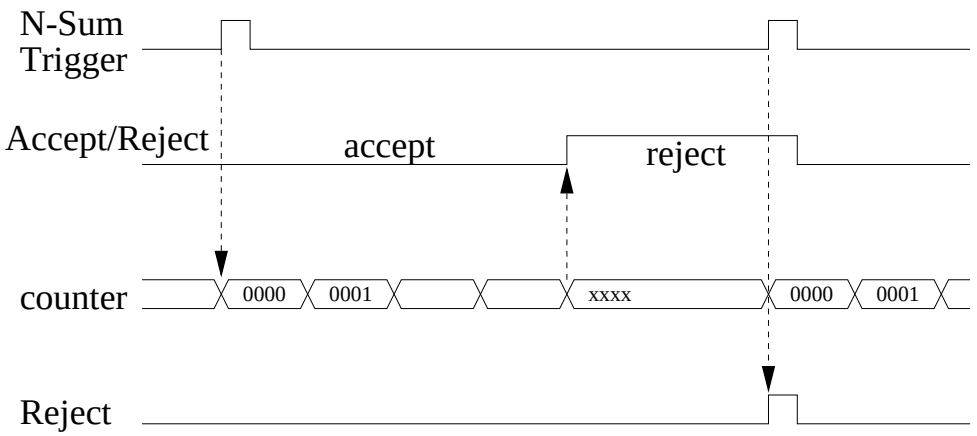

図 5.1: 時間カットのタイミング (Reject の場合)

1. N-Sum トリガーにより内部カウンタをリセットする。
2. 500∼600μs 経つと Accept/Reject を High にし、カウンタを止める。
3. 次にトリガー信号が来たときは Reject 信号を出す。
4. カウンタ、Accept/Reject をリセットする。

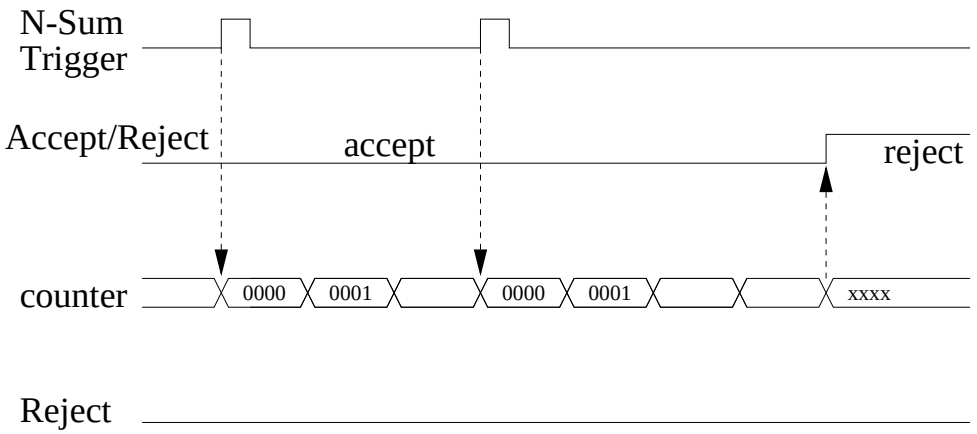

図 5.2: 時間カットのタイミング (Accept の場合)

1. N-Sum トリガー信号により内部カウンタをリセットする。
2. 500∼600μs 以内に次のトリガー信号が来た場合、Accept/Reject は Low なので Reject 信号は出されない。
3. カウンタをリセットする。

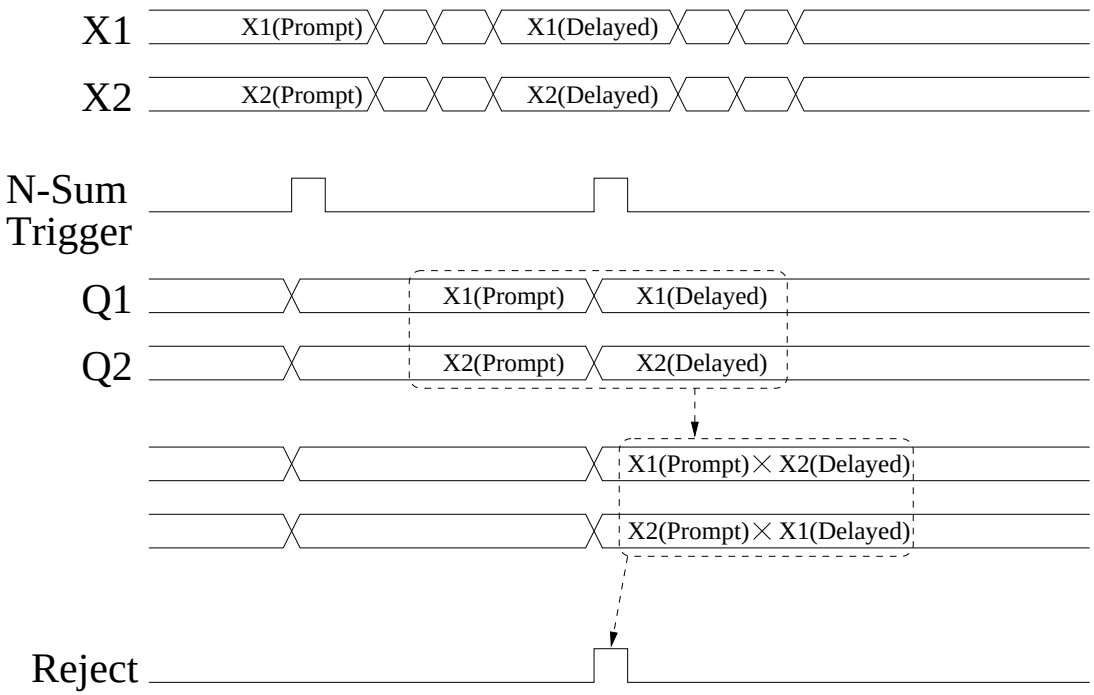

図 5.3: 空間カットのトリガータイミング

1. N-Sum トリガーがかかるとその時点でのフラッシュADC の値 (X1、X2) を FPGA 内部 (Q1、Q2) に記憶する。(この値は次の信号が入って来るまで保持される。)
2. 次にトリガーがかかると、新しく入って来たものを Delayed signal、今まで保持していたものを Prompt signal として $\mathrm{X1_{Prompt}} \times \mathrm{X2_{Delayed}}$、$\mathrm{X1_{Delayed}} \times \mathrm{X2_{Prompt}}$ を計算する。
3. これらに式 (5.2) の条件を課し、満たされなかった場合は Reject 信号を出す。

次に、Prompt signal と Delayed signal で別々のエネルギー閾値を設定した場合を考える。図 5.4 に Prompt signal が来てから Delayed signal の候補が 3 つ来た場合を示す。

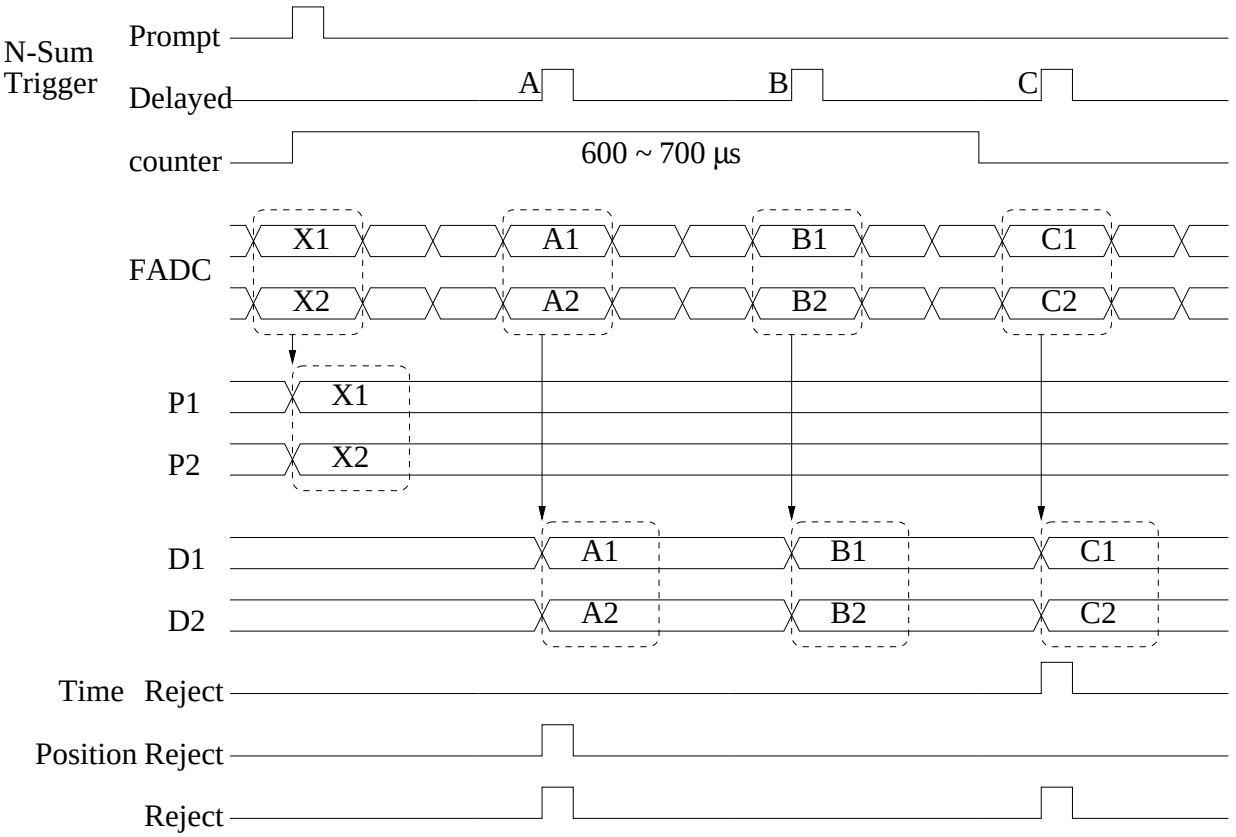

図 5.4: 時間・空間カットのトリガータイミング

1. Prompt signal の入力があったとき
   - カウンタをリセットする。
   - そのときのフラッシュADC の値を Prompt signal の値として P1、P2 に保存する。
2. Delayed signal が入力があったとき
   - そのときのカウンタの値を読み、条件が満たされていなければ Time reject を出力する。
   - そのときのフラッシュADC の値を読み、D1、D2 に保存する。P1、P2、D1、D2 から空間的相関を判断し、条件が満たされていなければ Position reject を出力する。

図 5.4 の Delayed signal A は、時間的相関は満たされたが空間的相関が満たされなかった場合、Delayed signal B は、時間的にも空間的にも条件が満たされた場合、Delayed signal C は空間的相関は満たされたが、時間的には満たされなかった場合である。この場合、Delayed signal A と C は FIFO に書き込む前にデータを消去することが可能である。

5.2　有効体積外除去

有効体積外除去では、X、Y、Z 方向のそれぞれの光量の比からイベントの発生した X、Y、Z 方向の位置を決める。第 3.3 節で述べた通り、比が 10 より大きいときと小さいときではフィットする関数が異る。以下のように X^2 を求める。(Y^2、Z^2 についても同じ)

$$\begin{cases} X^2 = 2.1 \times \left(\dfrac{X1}{X2}\right) - 1.9 & \cdots \quad 1 \leq \dfrac{X1}{X2} < 10 \\ X^2 = 1.5 \times \left(\dfrac{X1}{X2}\right) + 4.6 & \cdots \quad 10 < \dfrac{X1}{X2} \end{cases} \tag{5.3}$$

半径 $5.5\mathrm{m}(700\mathrm{m}^3)$ の有効体積を定義した場合、

$$5.5^2 < X^2 + Y^2 + Z^2 \tag{5.4}$$

のときに ATWD Card に Reject が送られる。

FPGA 内で除算を行うのは困難なので次のように式を変形する。

$$\begin{cases} X1 < 10 \times X2 & (A_1, A_2) = (2.1, -1.9) \\ X1 > 10 \times X2 & (A_1, A_2) = (1.5, \ \ 4.6) \\ Y1 < 10 \times Y2 & (B_1, B_2) = (2.1, -1.9) \\ Y1 > 10 \times Y2 & (B_1, B_2) = (1.5, \ \ 4.6) \\ Z1 < 10 \times \ Z2 & (C_1, C_2) = (2.1, -1.9) \\ Z1 > 10 \times \ Z2 & (C_1, C_2) = (1.5, \ \ 4.6) \end{cases} \tag{5.5}$$

$$5.5^2 < \left(A_1\frac{X1}{X2} + A_2\right) + \left(B_1\frac{Y1}{Y2} + B_2\right) + \left(C_1\frac{Z1}{Z2} + C_2\right) \tag{5.6}$$

$\Leftrightarrow$

$$(5.5^2 - A_2 - B_2 - C_2) \cdot X2 \cdot Y2 \cdot Z2 < A_1 \cdot X1 \cdot Y2 \cdot Z2 + B_1 \cdot X2 \cdot Y1 \cdot Z2 + C_1 \cdot X2 \cdot Y2 \cdot Z1 \tag{5.7}$$

このように積の形に変形して FPGA 内で処理をする。なお、ここでは X1≥X2 の場合について述べてきたが、X1<X2 の場合は X1 と X2 の値を入れ替える。これにより位置は変わるが中心からの距離は変わらない。

5.3　結果

これらの回路をソフトウェアで組み、XILINX 社のシミュレータを用いてシミュレーションを行った。デバイスには XILINX 社 VIRTEX シリーズを、クロックは 40MHz に設定した。

その結果、Prompt signal と Delayed signal で同じエネルギー閾値を設定し、Prompt signal と Delayed signal を区別しない場合の時間カットでは N-Sum トリガー信号が入ってから 26ns 後に Reject 信号が出力されることが分かった。時間カットでは図 5.5 のように N-Sum トリガー信号によってリセットされたカウンタが次の N-Sum が入って来たときに設定した時間 (図では 500μs) 以内であるかを判断し、設定した時間が経っていれば Reject を出力する。言語記述による時間カットのハードウェア設計の例も併せて示す。空間カットでは、N-Sum トリガーが入ってから 51ns 後に Reject 信号が出力された。空間カットでは図 5.6 のようにフリップフロップを遅延素子として使い、一つ前の N-Sum トリガーがかかったときのフラッシュ ADC のデータが保存されている。これと今のフラッシュ ADC のデータを比較し判断を下す。

Prompt signal と Delayed signal とでエネルギー閾値が異なる場合の回路では Delayed signal の N-Sum トリガー信号が入力されてから時間的空間的判断を下し、Reject を出力するまで 98.5ns 要した。この回路でも FPGA 内部のカウンタにより Prompt signal と Delayed signal との時間間隔、フラッシュ ADC の出力から Prompt signal と Delayed signal との空間的相関を判断している。

これらの値はフラッシュ ADC での AD 変換の時間 25ns を考慮しても ATWD Card での AD 変換時間 12.8μs に比べ格段に早く、ATWD で AD 変換後、FIFO にデータが入力されるまでにトリガーの判断を下すことができ、セカンドレベルトリガーとして実現可能である。

有効体積外除去では式 (5.7) を計算することになる。FPGA 内部では以下のことが行われる。

1. N-Sum トリガー信号が入力されるとそのときのフラッシュ ADC の値を読む。
2. X1(Y1,Z1)、X2(Y2,Z2) の大小の判断を行い、大きいものを X1(Y1,Z1)、小さいものを X2(Y2,Z2) に入れ直す。
3. X1(Y1, Z1) $<$ 10 $\times$ X2(Y2, Z2) かどうかを判断し、$A_{1,2}(B_{1,2}, C_{1,2})$ を決定する。(式 (5.5) 参照)
4. 式 (5.7) の各項の計算を行う。
5. 式 (5.7) の右辺と左辺の比較を行い、条件が満たされなければ Reject を出力する。

シミュレーションを行った結果、N-Sum トリガー信号が入力されてからこれら一連の計算を行い、判断が下されるまでの時間は 175ns であった。これは時間カット、空間カットに比べると遅いが ATWD Card での AD 変換時間 12.8μs よりは早く、AD 変換されたデータが FIFO に入る前に有効体積外のイベントを除去できる。

VHDL(ハードウェア記述言語) による回路設計 (時間カットを行う回路)

```
library IEEE;
use IEEE.std_logic_1164.all;
use IEEE.std_logic_unsigned.all;

entity coincidence is            --  (FPGA の入出力端子の設定)
    port (
        clk    :in  std_logic;   --  クロックの入力
        N-Sum  :in  std_logic;   --  N-Sum トリガーの入力
        Reject :out std_logic;   --  Reject の出力

    );
end coincidence;
architecture coincidence_arch of coincidence is
--  (FPGA 内部で使用される信号の定義)
signal Q            :std_logic_vector(14 downto 0); -- カウンタのためのバス
signal Accept/Reject:std_logic;      --  Accept/Reject 信号
signal N-Sum1       :std_logic;      --  N-Sum 信号を 1 クロック遅らせたもの

begin

--  N-Sum の入力があったときに
--  Accept/Reject が"1"なら Reject"1"を出力する
process (clk, N-Sum) begin
  if (clk'event and clk = '1') then
    if (N-Sum = '1' and Accept/Reject = '1') then
      Reject <= '1';
    else
      Reject <= '0';
    end if;
  end if;
end process;

--  N-Sum トリガー信号を 1 クロック遅らせる
process (clk) begin
  if (clk'event and clk = '1') then
    N-Sum1 <= N-Sum;
  end if;
end process;
```

```
--  N-Sum トリガー信号を 1 クロック遅らせたもので
process (clk, N-Sum1) begin
  if (N-Sum1 = '1') then
    Q <= "000000000000000";             --  カウンタをリセット
    Accept/Reject <= '0';               --  Accept/Reject を"0"
  elsif (clk'event and clk = '1') then  --  クロックの立ち上がりを検出して
    Q <= Q + '1';                       --  クロックをカウントしていく
    if (Q <= "100111000011111") then    --  クロックが 500 μ s 以下ならば
      Accept/Reject <= '0';             --  Accept/Reject は"0"
    else                                --  クロックが 500 μ s 以上ならば
      Accept/Reject <= '1';             --  Accept/Reject は"1"
      Q <= "100111000100000";
    end if;
  end if;
end process;

end coincidence_arch;
```

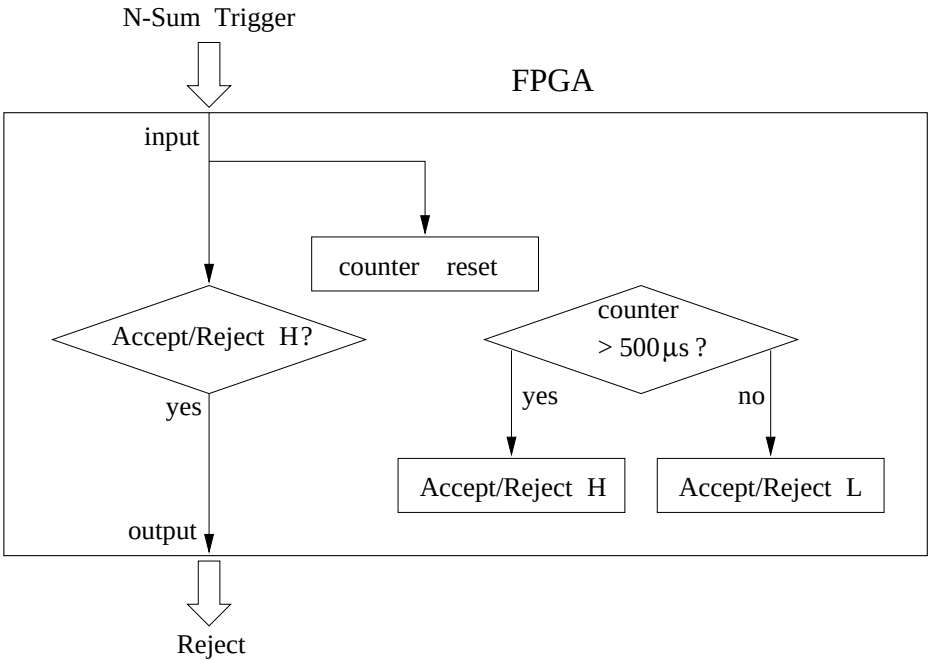

図 5.5: 時間カット

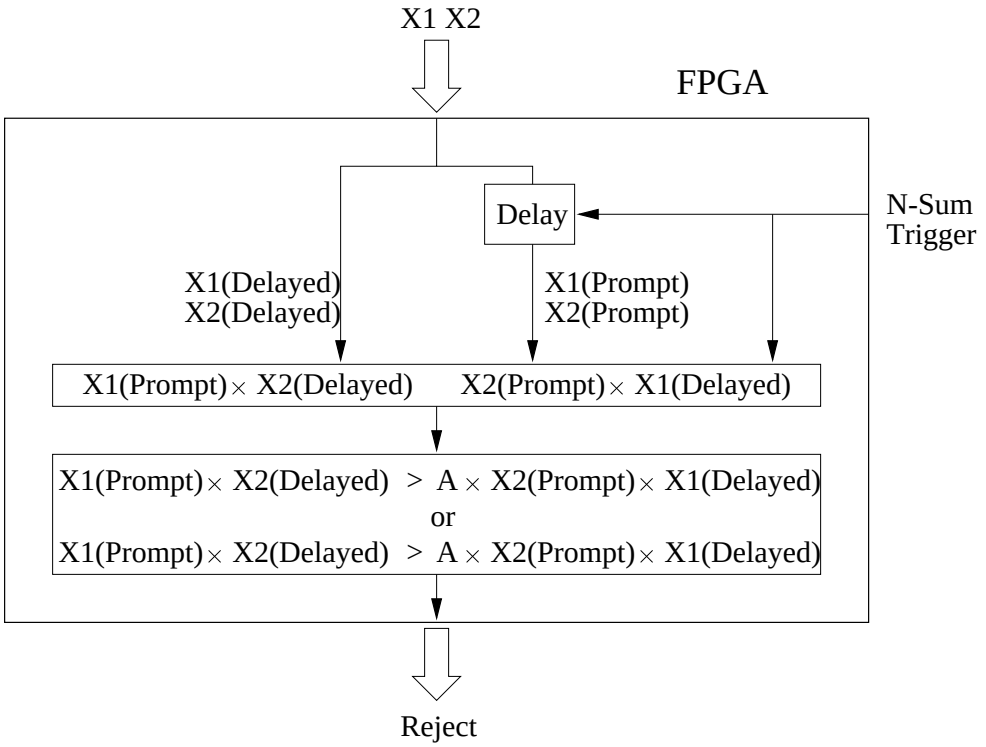

図 5.6: 空間カット

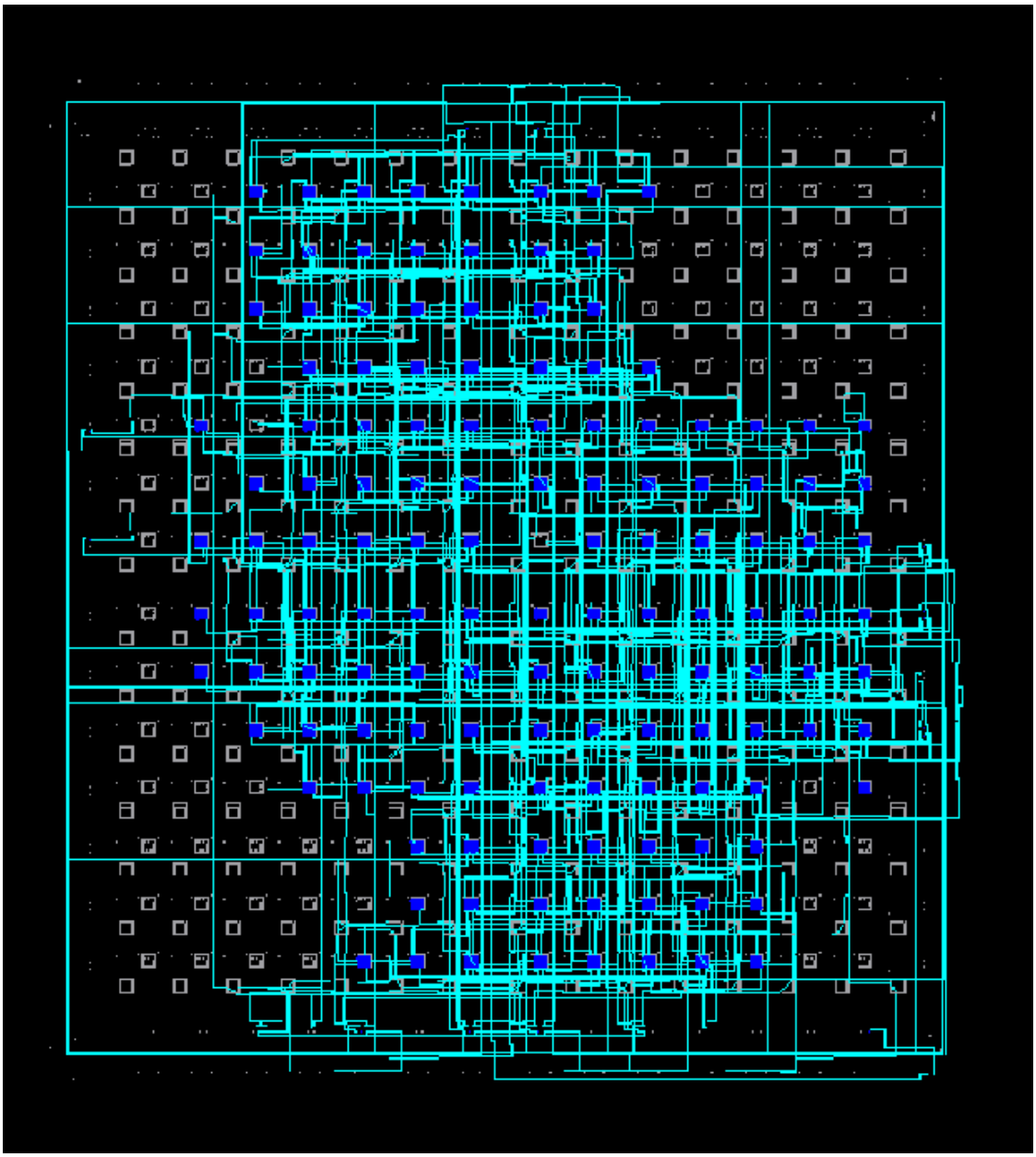

図 5.7: ソフトウェアでハードウェアを設計する

前に示したハードウェア記述言語を用いて空間カットを行う回路を実際に FPGA に書き込んだところ。FPGA には 14 × 14 CLBs のものを使用した。いくつかの CLB が結線され一つのチップが一つのトリガーモジュールを形成している。

第6章　まとめ

KamLAND 実験では検出器のエネルギー閾値が低いことが特徴である。しかしこのエネルギー閾値はデータの読み出し速度により制限されるため、閾値を下げるにはバックグラウンドを減らすか、あるいは trigger rate を減らすことが重要になってくる。本論文ではセカンドレベルトリガーとして反電子型ニュートリノのイベントの選択と有効体積外除去を行い、trigger rate を下げるための研究を行った。

このセカンドレベルトリガーでは、イベントの発生した位置を光電子増倍管からの信号を AD 変換する 12.8μs の間に知る必要がある。これを実現するためにフラッシュ ADC と FPGA を用いる方法を考えた。この結果、フラッシュ ADC の AD 変換時間が 25ns、フラッシュ ADC の出力からトリガーの判断が下されるまで時間カットでは 26ns、空間カットでは 51ns、有効体積外除去では 175ns かかることが分かった。これは AD 変換にかかる時間 12.8μs に比べて十分短く、実現可能であると言える。

シミュレーションでは、空間カットにより反電子型ニュートリノのイベントが 90%efficiency でバックグラウンドを 0.7%、95%efficiency でバックグラウンドを 1%、99%efficiency でバックグラウンドを 2.5% まで減らすことができるという結果が得られた。さらに空間カットと時間カット行うことにより、エネルギー閾値が 1.75MeV で ^{222}Rn が $2 \sim 3$Bq/m^3 まで混入しても trigger rate を 10Hz にすることができる。(ちなみにこのときの single trigger rate はおよそ 1kHz である。) このように、実験開始初期、あるいはモニター装置の交換などに伴い外部の空気が測定器内に入ったとき、^{222}Rn 濃度が数十 mBq/m^3 以上になるとセカンドレベルトリガーなしではデータをとることは不可能になる。このような場合、セカンドレベルトリガーにより trigger rate を減らし、データをとることが可能である。

また、有効体積外除去のシミュレーションでは下の表に示す結果が得られた。それぞれのエネルギー閾値での有効体積内のイベントの efficiency に対する有効体積外のイベントの efficiency が示してある。

efficiency	90%	95%	99%
250keV	45%	69%	91%
500keV	30%	53%	84%
1MeV	20%	35%	68%
1.75MeV	9%	22%	55%

有効体積内のイベントに対して 90%efficiency を要求したとき、エネルギー閾値 1.75MeV で有効体積外のイベントを 1/10 まで減らすことができ、エネルギー閾値 250keV では有効

体積外のイベントを半分程度減らすことができる。表 1.6 でも示したようにエネルギー閾値 1MeV でもバックグラウンドとして光電子増倍管、岩盤・コンクリートなど検出器外からの寄与は大きく、有効体積を定義することは有効である。

このようにセカンドレベルトリガーにより反電子型ニュートリノと判断されたイベント、あるいは有効体積内と判断されたイベントのみを読み出すことが可能である。また、イベント毎に前のイベントとの空間的相関・時間的相関、あるいは有効体積内外かがセカンドレベルトリガーで判断されるので、これらのデータをトリガーデータとして保存し、CPU Board がこのトリガーデータを見ながら優先的に反電子型ニュートリノと判断されたイベント、あるいは有効体積内と判断されたイベントを ATWD Card から読み出すことも可能である。このように有効なデータを選択することによりデータ量を減らし、エネルギー閾値を下げることができれば KamLAND 実験の特徴を出すことができるだろう。

付 録A FPGA

FPGAは、74シリーズ等の標準ICに比べて集積度が高く、柔軟性があるICで、開発サイクルが短くて済むのが特徴である。本章では、FPGAの概要に始まり、FPGAを設計し、実装し、検証する方法を説明する。例として、使用される可能性があり、かつ、代表的なXILINX社のLCA(Logic Cell Array)を取り上げる。

A.1 LCAの概要

LCAは数千から数万のゲート数を持ち、ユーザーが自由に、かつ、簡単に機能の変更ができるロジックICである。LCAは入出力ピンの機能をすべてユーザーが定義できるようになっており、必要な端子機能をユーザーが自由に決められるため、基板の設計・製作とLCAの論理回路の設計を同時に行うことが可能となっている。また、LCAは、SRAMベースのFPGAであり、電源投入時には常に内部の論理回路を書き込まなくてはならないが、LCAは基板に組み込まれている状態であっても何度でも書き込みが出来るので、機能の変更が容易に行えるという利点がある。LCA開発サイクルが短くて済むのは、以上に述べたような柔軟性があるからである。

XILINX社製LCAにはXC3000シリーズ、XC4000シリーズ、XC5000シリーズなどがある。それぞれのシリーズの主な仕様を表に示す。この他、高集積デバイスVIRTEXシリーズ、Spartanシリーズなどがある。

	XC3000シリーズ	XC4000シリーズ	XC5000シリーズ
CLB	64 ∼ 484	100 ∼ 2304	64 ∼ 484
I/Os	64 ∼ 174	80 ∼ 384	84 ∼ 244
Filp-Flops	65 ∼ 1320	360 ∼ 5376	256 ∼ 1936

表 A.1: XILINX社製FPGAの主な仕様

LCAの構造は、大きく分けて三つの要素から成っている。その三つの要素は、Configurable Logic Block(CLB)、I/O Block(IOB)、および、配線領域である。CLBはユーザのロジックを構成する機能素子を提供し、IOBはパッケージ・ピンと内部信号線の間のインターフェイスを提供する。LCAの内部構造を図A.1に示す。ロジック機能を持ったCLBが中央に碁盤の目状に並び、その 間が配線領域となっている。チップの周辺には内外との入出力

の機能を持つ IOB が並ぶ。

XC4000 シリーズの CLB の構造を図 A.2 に示す。XC4000 シリーズの CLB の大部分は Function Generator から成る。Function Generator にはそれぞれ独立の入力が用意され、任意定義の関数をインプリメントすることができる。2 個の 4 入力 Funciton Generator(F,G) と 3 入力の Funciton Generator(H) を用いれば最大 9 変数までの関数をインプリメントすることができる。また、Function Generator はメモリ・ルックアップ・テーブルとしてもインプリメントされるため、伝搬遅延はインプリメントされる関数に依存しない。

XC4000 シリーズでは、Function Generator 内のメモリ・ルックアップ・テーブルをリード /ライト・メモリ・セルとしても使用できる。オンチップの RAM は I/O 遅延が含まれないため非常に高速で、読み出しアクセス時間はロジック遅延と同じである。

次に IOB の構造を図 A.3 に示す。各 IOB は一本のパッケージ・ピンを制御し入力、出力、または双方向信号として設定することができる。入力用、出力用にそれぞれフリップフロップが用意されており、直接入出力が可能な他、Filp-Flop を介することもできる。また出力の場合には、スルーレートの調整、3 ステート出力にすること等が可能である。

配線資源は CLB-CLB、CLB-IOB、IOB-IOB 間のネットワークを提供する。配線資源には一般目的の配線、長距離用の配線があり、これらは相互に接続可能である。また隣接した CLB につなぐ配線があり、クロック信号等のスキュー問題となる信号の配線に用いることができる。配線資源を図に示す。

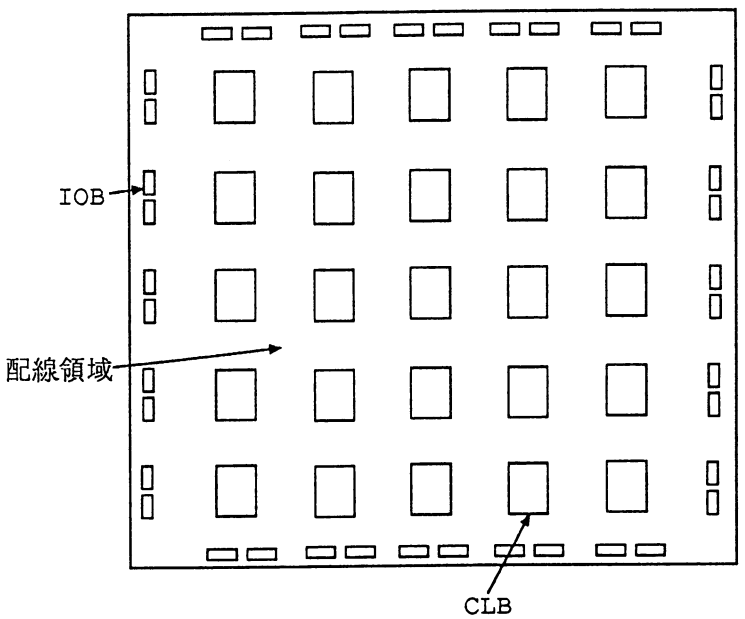

図 A.1: LCA の内部構造

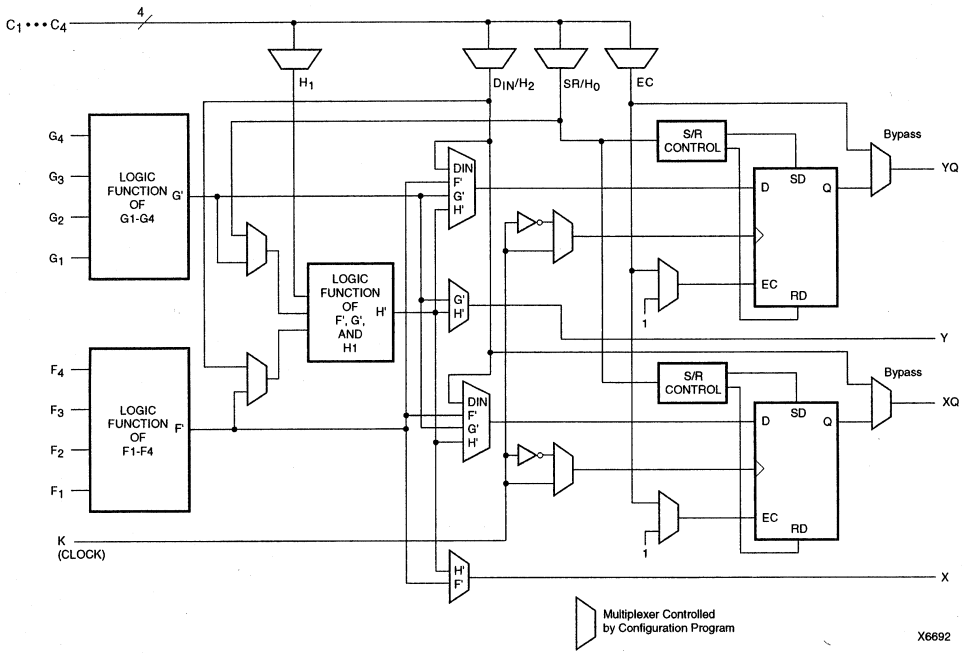

図 A.2: CLB の構造

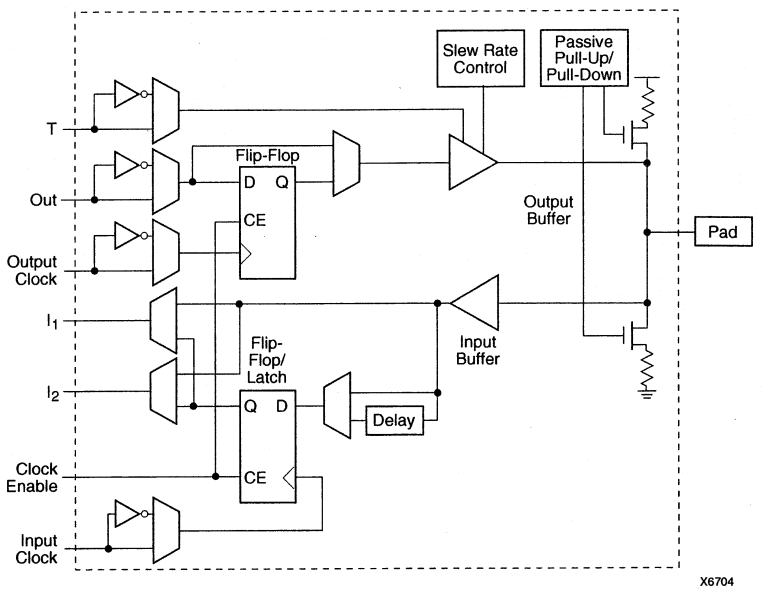

図 A.3: IOB の構造

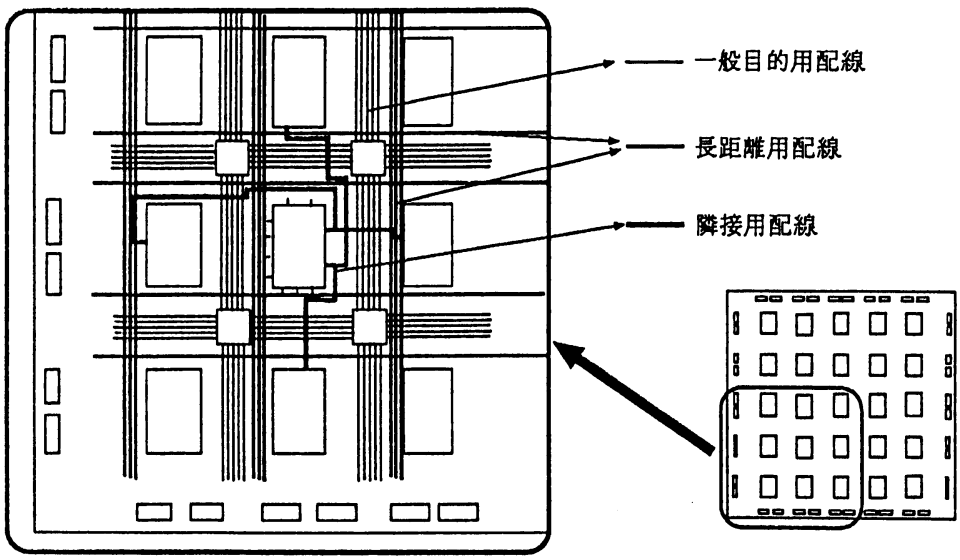

図 A.4: 配線資源

A.2　LCA の開発

LCA の開発サイクルは次の 3 段階に分けられる。

回路の設計	CAD、HDL 等で設計
回路の実装	LCA ファイル、ビットストリームファイルを生成
回路の検証	機能、タイミングシミュレーション

表 A.2: LCA の開発サイクル

論理回路の設計には様々な方法があり各社からの CAD や HDL 等をサポートした開発ソフトウェアが利用可能である。

回路実装の段階では、入力された論理回路は LCA の設定データである LCA ファイルに変換される。これは APR という自動配線プログラムによって行われるが、もし配線遅延等で満足のいく結果が得られない場合には、ユーザーが CLB、IOB、配線の設定を行い、LCA ファイルの作成が可能である。こうして出来上がった LCA ファイルは、LCA に書き込むことのできる二進数の設定データ (ビットストリームファイル) に変換される。これもプログラムが用意されており、自動的にビットストリームファイルが作成される。

回路の検証には、主に次の 3 種類がある。一つ目はサードパーティーのツールを使っての動作やタイミングの検証を行うシミュレーションである。二つ目は XDELAY というプログラムを用いたタイミング解析で、この解析で動作可能な最大クロック周波数を簡単にしることができる。三つ目はゲートアレイには見られない FPGA 独特の検証方法であり、

リードバックという機構を用いて、設定データが書き込まれており動作中の LCA 内部のフリップフロップの状態を調べるという方法である。リードバックでは各ノードの情報は分からないが、その情報を知りたい場合には、そのノードを IOB に結び付けたビットストリームファイルを試しに書き込み、その IOB を監視するという方法が可能である。

付 録B クエンチング

電離能 $\mathrm{dE/dx}$ の大きな粒子がシンチレータを通過するとき、その道すじには電離、励起分子の密度の非常に高いところができ、そのためにシンチレーション効率が低下する。この効果を電離クエンチングという。この現象の起こる理由は、

1. 荷電粒子が通過したとき一時的に ($10^{-9}\mathrm{s}$ 程度の時間だけ) 電離、励起分子がクエンチング領域になる
2. 近くにある電離、あるいは励起分子との相互作用によるクエンチング
3. 一時的 ($10^{-10}\mathrm{s}$ より短い) に荷電粒子の通過した場所の温度が上昇することによる

などが考えられる。

ここでは有機液体シンチレータにおける電離クエンチングついて考える。

発光量はシンチレータや入射粒子種類、入射エネルギーによって決まる。発光量とシンチレータ中で失われるエネルギーは比例するので、L を発光量、入射する粒子のエネルギーを E とすると、

$$\mathrm{L} = \mathrm{SE} \tag{B.1}$$

もしくは、

$$\frac{\mathrm{dL}}{\mathrm{dx}} = \mathrm{S}\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} \tag{B.2}$$

となる。ここで、S はシンチレーション効率である。

エネルギー損失 $\mathrm{dE/dx}$ は下の関係で表される。

$$\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} \propto \frac{\mathrm{z}^2}{\mathrm{v}^2} = \mathrm{z}^2 \cdot \left(1 + \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{p}^2}\right) \tag{B.3}$$

z、v、p はそれぞれ入射粒子の電荷、速度、運動量である。このような式で表される場合、陽子や α 粒子のような重い粒子は $\mathrm{m} \gg \mathrm{p}$ なので次式が成り立つ。

$$\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} \propto \frac{\mathrm{m}^2\mathrm{z}^2}{\mathrm{p}^2} \tag{B.4}$$

エネルギー損失 $\mathrm{dE/dx}$ は電子のエネルギー損失に比べて大きくなっている。特に α 粒子では、電荷 z=2 なのでその差はさらに大きくなる。単位エネルギー当たりの発光量 $\mathrm{dL/dE}$ はエネルギー損失 $\mathrm{dE/dx}$ が大きくなるほど小さくなる。このことより、発光量 L は入射粒子のエネルギー E に比例しないことが分かる。この効果を電離クエンチングという。

一般にシンチレータの単位エネルギー当たりの発光量は、

$$\frac{\mathrm{dL}}{\mathrm{dE}} = \frac{\mathrm{S}}{1 + \mathrm{kB}(\mathrm{dE}/\mathrm{dx})} \tag{B.5}$$

で表されることが知られている。kB は Birks' 定数で粒子の種類に関係なく $9\sim11\mathrm{mg}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{MeV}$ である。

同じエネルギーの電子と α 粒子が入射したときの発光量の比、

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{(\mathrm{L}/\mathrm{E})_\beta}{(\mathrm{L}/\mathrm{E})_\alpha} \simeq \frac{(\mathrm{dL}/\mathrm{dE})_\beta}{(\mathrm{dL}/\mathrm{dE})_\alpha} \simeq \frac{\mathrm{kB}}{(\mathrm{dx}/\mathrm{dE})_\alpha} \tag{B.6}$$

を α quenching factor として定義する。

関連図書

[1] C.Athanassopoulos et al., Phys.Pev.Lett.75(1995)2650

[2] C.Athanassopoulos et al., nucl-ex/9709006(1997)

[3] E.Ables et al., P-875:A Long-baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab, Feb(1995)

[4] K.Nishikawa, Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)59(1997)289

[5] B.Achkar et al., Nucl.Phys.B434(1995)503

[6] Brian M. Cook (Cal Tech), Ph.D.Thesis. Development and Testing of a Detector to Study Neutrino Oscillations at Palo Verde (Scintillator,Positrons), (1996)

[7] M.Apollonic et al. , hep-ex/9711002(1997)

[8] L.M.Krauss, S.L.Glashow & D.N.Schramm, Nature310(1984)191

[9] Fukugita, Suzuki, Physics and Astrophysics of Neutrinos

[10] 日本物理学会編ニュートリノと重力波 (裳華房)

[11] A. バイザー, 現代物理学の基礎 (好学社)

[12] 三浦功ほか, 放射線計測学 (裳華房)

[13] プログラマブル・ロジック・データブック (XILINX)

謝辞

本論文を執筆するにあたり、私が所属した東北大学理学研究科附属ニュートリノ科学研究センターのみなさまに大変お世話になりましたことを深く感謝致します。

指導教官である末包文彦先生にはシミュレーションから実験全般で指導して頂いた上、本論文の校正までして頂きこのように修士論文をまとめることができました。本当にありがとうございました。

鈴木厚人先生、白井淳平先生、井上邦雄先生には本論文をまとめるにあたり、いろいろなアドバイスをして頂きました。ありがとうございました。石原さん、古野さん、ホートンスミスさんにはシミュレーション等で力を貸して頂きました。本当にありがとうございました。岩本さん、小川さん、榎本さんには実験にシミュレーション、ハードウェアからソフトウェアまで詳しく教えて頂きました。ありがとうございました。

M2 のみなさん、みなさんのおかげでとても楽しく学生生活を過ごすことができました。修論が進まず辛いときときには随分励まされました。皆がいたからこそ、こうして修論を書くことができました。本当にありがとう。

平成 12 年 2 月 16 日　　伊藤智希