修士論文

電子ニュートリノ-鉛反応断面積測定実験 DaRveX に向けたモンテカルロシミュレーションによる検出器開発及びオンサイトでのバックグラウンド測定

東北大学大学院　理学研究科
物理学専攻
野口　航

令和 3 年

概要

DaRveX 実験とは Decay At Reast ν_e-Pb Cross(X) section measurment のことを示し、プラスチックシンチレータと鉛板を積層した検出器により茨城県東海村 J-PARC の物質生命科学施設 (J-PARC MLF) にて発生する μ^+ 静止崩壊電子ニュートリノと鉛原子核反応

$$\nu_e \quad (\sim 30\,\mathrm{MeV}) + \mathrm{Pb} \quad \rightarrow \quad e^- + xn + \mathrm{Bi} \quad (x = 1 \quad \mathrm{or} \quad 2)$$

の断面積を測定する実験である。

現在 30 MeV 程度の ν_e の良い検出技術は存在していない。もしこのエネルギーの ν_e の良い検出技術が確立されれば、静止崩壊ニュートリノを用いた ν_e モードでのニュートリノ振動の測定、超新星爆発 ν_e の検出などニュートリノの新しい研究領域を開くことができる。このエネルギー帯では ν_e-Pb 反応の断面積が大きいと予想されているため、その反応断面積を知ることができれば ν_e 検出の良いターゲットとなることが期待できるが、いまだその測定実験は行われていない。本研究グループは J-PARC MLF MLF のパルスビーム及び電子と Gd の中性子吸収信号による遅延同時計測を用いてバックグラウンドを厳しく抑制しながら、この反応断面積を測定し、ν_e の検出技術を確立する予定である。

本論文 3 章では、実験に先立ち、ν_e-Pb 散乱により生じる電子と中性子の信号を再現するイベントジェネレータを作成し、Geant4 シミュレーションを用いて行った信号の選別効率と検出数期待値、バックグラウンド量の評価ついて解説する。

また、4 章では 2021 年 6 月 22 日から 7/19 日までの期間、J-PARC MLF 実験ホールにおける DaRveX の測定候補地点にて、背景事象となる高速中性子や高エネルギー γ 線の絶対量を見積もることを目的に行ったバックグラウンド測定について解説する。

目次

第 1 章　序論　1

1.1　ニュートリノ　1

1.2　ニュートリノ検出技術　2

1.3　ν_e 検出技術の有力候補：鉛　3

1.4　ν_e 検出技術がもたらす物理展開　4

第 2 章　J-PARC MLF BL07 における ν_e-Pb 断面積測定実験 DaRveX　6

2.1　実験概要　6

2.2　J-PARC MLF ビームライン　6

2.2.1　生成されるニュートリノと特徴　8

2.3　ν_e-Pb 反応の信号特性とイベントレートの見積もり　9

2.3.1　ν_e フラックス　10

2.3.2　ν_e^μ エネルギースペクトル　10

2.4　$\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{Xn} + \mathrm{Bi}$ 反応の断面積　11

2.4.1　電子のエネルギースペクトル　14

2.4.2　電子の運動方向　16

2.5　検出器　16

2.5.1　PANDA 検出器　16

2.5.2　DaRveX 検出器　18

2.5.3　検出器設置場所　20

2.6　ニュートリノセレクション条件と検出効率の見積もり　20

2.7　背景事象　23

第 3 章　シミュレーションによる検出器性能評価　25

3.1　目的　25

3.2　Geant4　25

3.3　シミュレーションセットアップ　26

3.4　電子ニュートリノ-Pb 散乱イベントジェネレーター開発　27

3.4.1　ジェネレーター作成における問題点　27

3.4.2　2 種類のイベントジェネレーター開発　28

3.4.3　パターン 1 ジェネレーターの開発　28

3.4.4 パターン 2 ジェネレーターの開発 32
3.4.5 ニュートリノ事象見積もり手法 34
3.5 背景事象イベントジェネレーター 34
3.6 シミュレーション解析 35
3.6.1 先発信号 (prompt) と後発信号 (delayed) の定義 35
3.6.2 解析変数の定義 36
3.6.3 カット条件の定義 36
3.7 シミュレーション解析結果 38
3.7.1 カット条件の確認 38
3.7.2 検出効率と検出数 41
3.7.3 議論 42
3.8 まとめ 45

第 4 章 実験地 (J-PARC MLF BL07) での BG 測定実験 46
4.1 実験目的 46
4.2 実験概要 46
4.2.1 測定場所 46
4.2.2 検出器 47
4.2.3 測定回路 49
4.3 CsI 検出器測定 51
4.3.1 解析手法 51
4.3.2 コバルト 60 線源を用いた PMT の入力電圧調整 54
4.3.3 J-PARC MLF BL7 水銀標的距離 10 m 地点での実験セットアップ . . . 56
4.3.4 解析 57
4.4 PANDA4+4 検出器測定 64
4.4.1 解析手法 64
4.4.2 宇宙線ミューオンによる PMT の高電圧値 (HV) 調整 67
4.4.3 J-PARC MLF BL07 での実験セットアップと Run 情報 68
4.4.4 解析 68
4.5 議論 82
4.5.1 $\Delta\mathrm{VTX}_{\mathrm{OB\text{-}d}}$ を用いたバックグラウンドの削減 82
4.5.2 $\Delta\mathrm{VTX}_{\mathrm{p\text{-}d}}$ を用いたバックグラウンドの削減 84
4.5.3 Total accidental background の見積もりとカット + シールド要求される削減率 85
4.6 まとめ 87

第 5 章 結論・今後の展望 88

第 6 章 謝辞 89

付録 A　ビーム中性子のモンテカルロシミュレーション　90

参考文献　92

図目次

1.1 [6] で計算された様々な νA 断面積。図中の 40 MeV は μ^+ 静止崩壊によって生じるニュートリノの典型的なエネルギー値である。 3

1.2 ターゲット材料の断面積とイベントレートをまとめた表の図。 4

1.3 静止崩壊ニュートリノの振動の可能性 [37]。ここでは，袖 + 崩壊における ν_e を ν_e^μ と呼び，π^+ 崩壊の ν_μ の振動によって生成される ν_e を ν_e^π と呼んで区別する。 5

1.4 短基線長における原子炉アノマリー。 5

1.5 超新星 ν_e と DaRveX 実験ターゲット ν_e のエネルギー分布。 5

2.1 J-PARC 施設写真 6

2.2 水銀標的周りの概略図 7

2.3 水銀標的の構造 7

2.4 陽子ビームの時間構造と、パイ中間子、ミューオン、カオンの崩壊で生成されるニュートリノの時間構造。陽子ビームは 2 つのパルスを持ち、周波数は 25Hz である。 8

2.5 陽子ビームの時間構造とニュートリノセレクションタイミングカットのパラメータ 9

2.6 世界の静止崩壊ニュートリノ源の特徴を比較した表。[40] 9

2.7 (a) FLUKA と (b) QGSP-BERT ハドロンシミュレーションパッケージ [43] を用いた、3 GeV 陽子による μDAR ニュートリノ生成の推定値。ν/p の間には 25 % の相違がある。今回の study では平均値 (ν/p = 0.306) を使用する。 . . 10

2.8 decay at rest neutrinos [37] の振動の可能性。μ^+ 崩壊における ν_e を ν_e^μ と呼び、π^+ 崩壊の ν_μ の振動によって生成される ν_e を ν_e^π と呼んで区別する。 . 11

2.9 ν-Pb の断面積とエネルギーの関係表。[9] より引用 12

2.10 $\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{xn} + \mathrm{Bi}$ 反応の断面積とエネルギーの関係をグラフにした図。 12

2.11 緑線：ν_e^μ のエネルギースペクトル ($\Gamma_{\nu_e^\mu}$)、青線：(2.8) 反応における断面積 ($\sigma_{\nu_e^\mu Pb}$)、赤線：ν_e + Pb 反応を起こすニュートリノのエネルギースペクトル ($\Gamma_{\nu_e^\mu} \cdot \sigma_{\nu_e^\mu \mathrm{Pb}}$)。縦軸は arbitrary である。 13

2.12 40 MeV のニュートリノと鉛のニュートラルカレント反応で放出される中性子の運動エネルギーの分布。[15] 15

2.13 $\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{xn} + \mathrm{Bi}$ 反応における ν_e と e^- のエネルギースペクトル。 . . 15

2.14 ^{16}O + $\nu_e \to e^- + $ X 反応によって放出される電子の角度分布。低 ν_e エネルギー (∼50 MeV) では後方ピークになっている。. 16
2.15 PANDA 検出器の概略図。. 17
2.16 PANDA 検出器の実写真。全体の大きさは 1 m × 1 m × 1 m である。. 17
2.17 PANDA 検出器における遅延同時計測の概念図。. 18
2.18 DaRveX 検出器の概略図。鉛板とプラスチックシンチレーターのサンドイッチ構造を作り、鉛から放出された電子であることを要求するために PANDA モジュールとトラッカーシンチレーター 2 枚でトリプルコインシデンスを取る。. 19
2.19 DaRveX 検出器に ν_e が入ってきた時に起こる反応例。. 19
2.20 J-PARC MLF 第一実験ホールの俯瞰図。図には実験候補地を赤点と青点で示しており、赤点は水銀標的から 10 m 離れた前遮蔽体上、青点は水銀標的から 24 m 離れた BL06 と BL07 の間の地点を指している。. 20
2.21 JSNS^2 実験 [51] で観測されたバックグラウンドイベントのエネルギーとビームからの時間差の 2 次元プロット。500 kg のプラスチックシンチレーターを使用して MLF3 階、L_B = 20 m で測定された。赤枠は C0 と C3 の領域を表している。. 21

3.1 Geant4 内で作成した Geometry。左図は各列の検出器の間を広げた図。右図は間を空けずに設置した図。水色は PMT、青はカロリシンチレーター、黄色はトラッカーシンチレーター、灰色は鉛を表している。なお、シミュレーションでは PMT での検出は行わないが、構造理解の為簡略化して設置している。 26
3.2 電子ニュートリノのエネルギー分布の最大値が 1 になるよう規格化したグラフ。左図は 1n 放出、右図は 2n 放出の場合のものを表している。左図には例として乱数点を 2 点プロットしている。. 28
3.3 パターン 1 ジェネレーターで作成した E_ν の分布 29
3.4 パターン 1 ジェネレーターで作成した E_e の分布 30
3.5 パターン 1 ジェネレーターで作成した電子ニュートリノと電子の角度分布 . . 30
3.6 パターン 1 ジェネレーターで作成した E_n の分布 31
3.7 2n 放出時の各中性子の運動量決定方法の概略図。p_n を 2 つの成分に分解して n1、n2 の運動量に割り当てる。. 31
3.8 p_{n1}、p_{n2}、p_n、p_n_sum、の分布。. 32
3.9 パターン 2 ジェネレーターで作成した E_ν の分布 33
3.10 パターン 2 ジェネレーターで作成した E_n の分布 33
3.11 パターン 2 ジェネレーターで作成した E_e の分布 33
3.12 シミュレーション手法の図。MLF 水銀標的からのニュートリノが鉛と反応したと仮定し、鉛中から電子と中性子を生成する。. 34
3.13 背景事象シミュレーション手法の図。検出器中心から 3 m 離れた球面上のランダムな位置から一様等方ランダムな方向に高速中性子を生成している。 . . 35

3.14 シミュレーションデータの prompt と delayed 信号の切り分け。最初の反応時間を基準に prompt と delayed に切り分ける。 35
3.15 C1 条件を満たした後の p_Ea, p_Eb, p_Ec, p_Ec の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 38
3.16 C1 条件を満たした後の p_Ea / p_Eb, p_Ed / p_Ec の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 39
3.17 C1 カット後の p_Etotal の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 39
3.18 C1 カット後の d_Etotal の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 40
3.19 C1 カット後の dT の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 40
3.20 C1+C2 条件を満たした後の a_dr, b_dr, c_dr, d_dr の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。 44
3.21 ガドリニウムの中性子捕獲反応における Geant4 のデフォルトモデルと ANNRI モデルのエネルギースペクトルの違い 45

4.1 検出器設置場所の現地の様子。それぞれ赤点線の枠内に検出器を設置する。 . 47
4.2 宇宙線 veto 用プラスチックシンチレーターの図 48
4.3 PANDA4+4 検出器概略図 48
4.4 実際に組み立てた PANDA4+4 実写真 48
4.5 PANDA4+4 検出器概略図 49
4.6 Beam ON OFF の区別の仕方。CT 信号の有無で判断することができる。 . . . 50
4.7 PANDA4+4 検出器の測定回路。セルフ、キッカー、CT の OR 条件でデータを取得する。 50
4.8 CsI 検出器の測定回路。両端 ch のコインシデンス、キッカー、CT の OR 条件でデータを取得する 50
4.9 FADC の波形変換の例 51
4.10 CFD 回路による信号タイミングの取得 52
4.11 Double Gate の概念図。今回の解析では cfd から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{total}、cfd + 1 µs から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{tail} と定義した。 53
4.12 CsI によるガンマ線と中性子の psd 値とエネルギーの 2 次元分布 [53]。 . . . 53
4.13 コバルト線源のセットアップ 55
4.14 コバルト線源を用いた CsI 測定におけるノイズの FADC 波形と検出信号の PH/Q:Q の 2 次元分布 55
4.15 Gain Matching 後の Charge 分布 56
4.16 鉛シールドパターン 56
4.17 CsI 検出器設置場所 57
4.18 カット条件をかけていないときの PH:Q の 2 次元分布 57

4.19 カット条件をかけていないときの PH/Q:Q の 2 次元分布 58
4.20 カット条件をかけていないときの PD:Q の 2 次元分布 58
4.21 カット条件をかけていないときの Width の分布 59
4.22 表 4.3 カット後の PH:Q の 2 次元分布。 59
4.23 ビームからの時間差 dTBeam と Charge の 2 次元分布 60
4.24 ビームによる Charge 分布の変化。(a) の赤線はビーム ON 時、緑線はビーム OFF 時の Charge 分布を表している。横軸 100×10^3 count = 1 MeV に相当する。 60
4.25 JSNS^2 グループが測定した各成分のエネルギー分布 61
4.26 ビームからの時間差 dTBeam による PSD の変化 61
4.27 62
4.28 鉛シールドによる Charge 分布の変化。00 は鉛シールドなし、01 は下に鉛 1 層を敷いたとき、02 は鉛を凹字に囲んだ時を表す。 63
4.29 鉛シールドによる Charge 分布の変化 63
4.30 FADC 波形例と DiffWF 64
4.31 図 4.30(a) 信号例での Hit ch 分布 65
4.32 CFD 回路による信号タイミングの取得 66
4.33 各 ch の Gain matching 後の Charge 分布 67
4.34 PANDA4+4 のセットアップ状況 68
4.35 エネルギー較正に使用した宇宙線ミューオンのシミュレーション概略図 . . . 69
4.36 キャリブレーション係数を用いてエネルギーに変換した後の各モジュールのデータ比較 69
4.37 バンチ周辺のエネルギーとビーム時間差の 2 次元分布。 70
4.38 10 m 地点と 24 m 地点における on bunch、off bunch のエネルギー分布比較。赤線が 10 m 地点、青線が 20 m 地点を表している。 71
4.39 鉛ありと鉛なしの on bunch、off bunch のエネルギー分布比較。赤線が鉛なし、青線が鉛ありを表している。 71
4.40 prompt 信号 (dTBeam = 7.5 µs〜11.5 µs) のエネルギースペクトル。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。 72
4.41 prompt エネルギー条件 ($10\,\mathrm{MeV} < E_p < 50\,\mathrm{MeV}$) を満たすイベントのレートとビーム時間差の相関。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。図の横軸 dTOB は dTBeam - 6.0 µs と定義している 72
4.42 500 kg シンチレーターを用いて MLF3 階で測定された宇宙線由来バックグラウンドレート。[54] 73
4.43 $\mathrm{E_p}$th =15 MeV の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。 75

4.44 E_pth =20 MeV の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。 75
4.45 ヒットモジュール数 (NHit) による prompt 信号のエネルギースペクトルの変化。黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていないエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。 77
4.46 NHit = 1 の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図 (E_pth = 15 MeV)。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。 77
4.47 シミュレーションにおける Hit エネルギー閾値による検出効率。縦軸は 3 章の表 3.2 の All Cut 後に Nhit = 1 条件をつけた時の検出効率を表している。 78
4.48 delayed 信号のエネルギー分布及び、delayed 信号エネルギー条件を満たすイベントレートとビーム時間差の相関図。 79
4.49 ヒットモジュール数 (NHit) による delayed 信号のエネルギースペクトルの変化。黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていないエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。 80
4.50 All cut 後の delayed 信号のヒットモジュール数分布。 81
4.51 シミュレーションによる $\Delta VTX_{OB\text{-}d}$ 計算結果。青線が On Bunch 事象と correlated な成分、赤線が accidental な成分を表す。 83
4.52 カット閾値 $x_{VTX_OB\text{-}d}$ による efficiency の変化。青線が On Bunch 事象と correlated な成分、赤線が accidental な成分を表す。 83
4.53 カット閾値 $x_{VTX_OB\text{-}d}$ による enhance の変化。 84
4.54 シミュレーションによる $\Delta VTX_{p\text{-}d}$ 計算結果。赤線がニュートリノの先発信号と後発信号によるものを、青線が accidental 背景事象成分によるものを表している。 84
4.55 カット閾値 $x_{VTX_p\text{-}d}$ による efficiency の変化と enhance の変化。(a) では赤線がニュートリノの先発信号と後発信号によるものを、青線が accidental 背景事象成分によるものを表している。 85

A.1 ビーム由来中性子の MC シミュレーションセットアップ 90

表目次

2.1 ν_e-Pb 反応の見積もりに使用する実験状況パラメーターの値 10

2.2 (2.13) 反応にかかわる原子核の Mass execce の値。"Table of Isotopes" [45] より。 14

2.3 ν_e イベントセレクション条件。t_P と t_D は先発信号と後発信号の 1 番目のビームパスからの時間差であり、E_p と E_D は先発信号と後発信号での全てのシンチレーターのエネルギー合計を表す。電子が前方散乱する場合には B を F に入れ替て扱う。 21

2.4 表 2.3 カットの検出効率。 22

2.5 背景事象の分類表。ε_{bt} はタイミングカットによる宇宙線由来背景事象の削減率を表している。赤文字で書かれた成分が背景事象信号の候補となる成分である。 24

3.1 Geometry 構成内容 27

3.2 シミュレーションによる C1〜C5 カットによる検出効率。カッコ内の数値はジェネレーターで作成した全 event 数に対する検出効率を、カッコ外の数値は Single rate に対する検出効率をパーセンテージで表している。 41

3.3 シミュレーションで見積もった 200 日当たりの検出数 42

3.4 All Cut 後の event 数に対する C6 カットの検出効率 44

3.5 シミュレーションで見積もった 200 日当たりの検出数 44

4.1 PANDA モジュール番号と PANDA4+4 でのラベル名、及び両端の PMT の ch 番号の対応表。PANDA モジュールにはあらかじめ 1〜100 までの番号が付けられている。 49

4.2 Gain Matching 後の電圧値 55

4.3 カット条件のまとめ 59

4.4 Gain Matching 後の各 ch の電圧値 67

4.5 Run 番号とセットアップ状況の対応表 68

4.6 各 ch のキャリブレーション係数 (sm_mean / data_mean) 70

4.7 各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 μs / 8 module] 73

4.8 E_pth =15 MeV の時の各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 µs / 8 module] 75
4.9 E_pth =20 MeV の時の各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [MeV / spill / 4 µs / 8 module] 76
4.10 シミュレーションで E_pth を変化させたときのニュートリノ検出効率の変化。表の値は E_pth = 10 MeV に対する割合を表し、パターン 1、2 両方のニュートリノジェネレーターでの結果を出している。 76
4.11 Run33 において NHit = 1 を要求したときの各 E_pth の prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 µs / 8 module] 78
4.12 NHit = 1 を要求したときの E_pth 別の宇宙線由来高速中性子とニュートリノの 200 日当たりの検出数の見積もり結果。単位は [events / 200days] 79
4.13 Run33 において、7.5 µs < dTBeam < 207.5 µs かつ 3 MeV < E_d < 10 MeV となるイベントレート (delayed rate) と NHit > 1 追加後のイベントレート、及びその削減率。単位は [/ spill / 190 µs / 8 module] 81
4.14 delayed 信号に NHit > 1 を要求したときの E_pth 別の宇宙線由来高速中性子とニュートリノの 200 日当たりの検出数の見積もり結果。表 4.12 に NHit > 1 の検出効率をかけた数値であり、単位は [events / 200days] となっている。. . 82

A.1 シミュレーションによる C1〜C5 カットによる検出効率。カッコ内の数値はジェネレーターで作成した全 event 数に対する検出効率を、カッコ外の数値は Single rate に対する検出効率をパーセンテージで表している。 91

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは素粒子の 1 種であり、現在は電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の 3 種類が確認されており、これらはフレーバー固有状態と呼ばれ、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

のように 3 つの $(\nu_1, \nu_2, \nu 3)^t$ の質量固有状態の重ね合わせであらわされる。U_{MNS} は牧-中川-坂田行列と呼ばれ、

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s23 & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{13}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e_{i\delta} & c_{12}c_{13} - s_{12}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e_{-i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.2}$$

と表される []。ここで s_{ij} と c_{ij} は $sin\theta_{ij}$ と $cos\theta_{ij}$ を表し、θ_{ij} は各世代のニュートリノ混合角と呼ばれるパラメーターであり、混合角によってニュートリノフレーバーの固有状態が決まる。簡単のため 2 世代間のニュートリノ振動のみを考えると、フレーバー固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu)^t$ は質量固有状態 $(\nu_1, \nu_2)^t$ とニュートリノ混合角 θ_{12} を用いて、

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_{12} & sin\theta_{12} \\ -sin\theta_{12} & cos\theta_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

となる。ここで、質量固有状態 $(\nu_1, \nu_2)^t$ の時間張ってはシュレディンガー方程式から

$$i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathscr{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle \tag{1.4}$$

で表され、一般解は t=0 の状態を用いて

$$|\nu_j(t)\rangle = |(0)\rangle e^{-iE_j t} \tag{1.5}$$

となる。よって、t=0 の時点で電子ニュートリノだったものが時刻 t でミューニュートリノに振動する確率は

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(t)| |\nu_e(0)\rangle|^2 \\ = |cos^2 2\theta e^{-iE_1 t} + sin^2\theta e^{-iE_2 t}|^2 \\ = sin^2 2\theta sin^2(\frac{E_1 - E_2}{2})t \tag{1.6}$$

と計算できる。ニュートリノの質量 m_j は運動量 p に比べて十分小さいとすると、

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \sim p + \frac{m_j^2}{2} \sim E + \frac{m_j^2}{2E} \tag{1.7}$$

と近似でき、E_1 と E_2 の差は質量 2 乗差を Δm_{12}^2 とすると

$$E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E} = \frac{\Delta m_{12}^2}{2E} \tag{1.8}$$

と表される。時間 t の間にニュートリノが距離 L だけ飛行したとすると、光速を c として $t \sim L/c$ と表されるため、式 1.6 は

$$P(\nu_e \to \nu_\mu = sin^2 2\theta sin^2(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}) \tag{1.9}$$

となり、この振動確率を測定することにより質量 2 乗差を測定することができる。

1.2 ニュートリノ検出技術

反電子ニュートリノを検出するための優れた反応として逆 β 崩壊反応 (IBD)

$$\overline{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.10}$$

があり、ニュートリノは逆 β 崩壊を用いて原子炉からの反電子ニュートリノを検出することで発見された [1]。その後、原子炉ニュートリノ振動が発見され [2]、IBD を用いることで 6 つのニュートリノ振動パラメーターのうち 3 つの θ_{12}、θ_{13}、Δm_{12}^2 が最も正確に測定された [3]。式 1.10 の IBD 反応は (I) 反応断面積が大きい、(II) 反応断面積が中性子の寿命に関わっており正確に知られている、(III) ターゲットとなる陽子が水や有機シンチレーターに大量に含まれている、(IV) 反応を起こしたニュートリノのエネルギーを測定できる、(V) フレーバー特有の反応を示す、(VI) 中性子との遅延同時計測法によってバックグラウンドを除去することができる、などの特徴を持っているため、$\overline{\nu}_e$ の検出に対し有効に働くことができる。しかし、低エネルギー帯の ν_e の良い検出技術は確立されておらず、現在では ν_e の検出手法として以下のような反応が用いられている。[4, 5]

$$\nu_e + {}^{12}\mathrm{C} \to e^- + {}^{12}\mathrm{N_{gs}}(\tau = 11\,\mathrm{ms}, Q = 17\,\mathrm{MeV}) \\ \Rightarrow {}^{12}\mathrm{N_{gs}} \to e^+ + {}^{12}\mathrm{C} \tag{1.11}$$

しかし、反応断面積は IBD より 1 桁小さく、遅延同時計測の後発信号時間幅 (delayed window) は IBD で一般的に用いられる液体シンチレーターより 2 桁ほど広く確保する必要があるため、より良い検出技術の探索が必要となる。

1.3　ν_e 検出技術の有力候補：鉛

これまで低エネルギーの ν_e は、LSND 実験や CARMEN 実験で、液体シンチレーター中の ν_e-^{12}C 相互作用を用いて測定されてきた。しかし、図 1.1 に示すように ν_e-^{12}C の断面積は、40 MeV のニュートリノに対する逆 β 崩壊（IBD）の断面積の 1/10 であり、さらに有機物液体シンチレーターでは ^{12}C 原子核の数が陽子の半分であるため、同じ ν_e と $\overline{\nu}_e$ フラックスに対する ν_e-^{12}C 相互作用のイベントレートは IBD 相互作用の 1/20 となる。

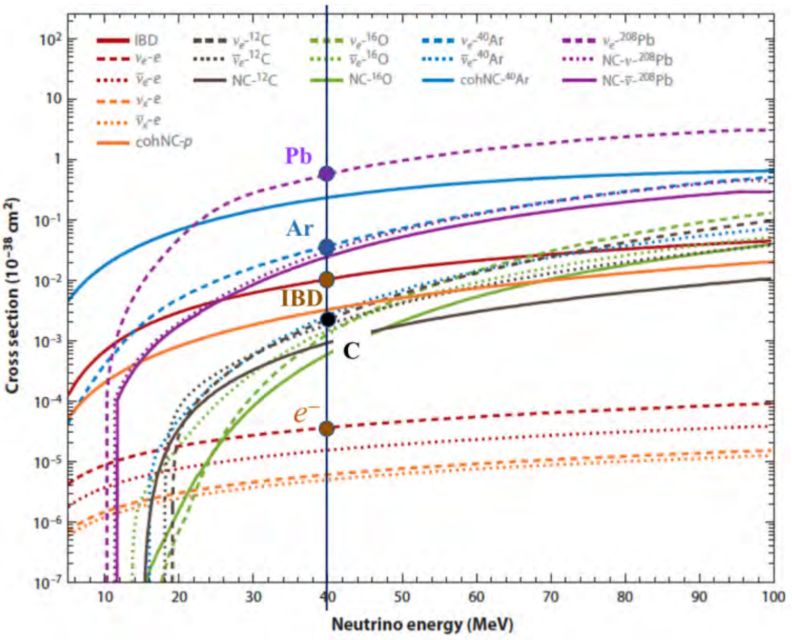


図 1.1　[6] で計算された様々な νA 断面積。図中の 40 MeV は μ^+ 静止崩壊によって生じるニュートリノの典型的なエネルギー値である。

一方で、図 3 では鉛が非常に大きな断面積 (IBD の約 100 倍) を持つことが予想されている。図 1.2 はさまざまなターゲット材料の断面積とイベントレートを比較したものであり、鉛ターゲットの単位重量あたりのイベントレートは液体シンチレーター中の ^{12}C に比べて 19 倍、単位体積あたりでは 240 倍にもなる。

また、鉛と ν_e の反応は

$$\nu_e + \mathrm{Pb} \rightarrow e^- + xn + \mathrm{B}_i \quad (x = 1 \text{ or } 2) \tag{1.12}$$

となり、遅延同時計測に用いることができる中性子が生成されるため、バックグラウンドの抑制ができる。このような特性から、ニュートリノ物理だけでなく、超新星ニュートリノの検出やニュートリノ・原子核相互作用の研究においても低エネルギー ν_e-Pb 相互作用には長い間関心が寄せられ [7 - 35]、数多くの断面積計算が行われており [6, 9, 14]，79 トンの鉛ターゲットを用いた超新星ニュートリノ検出器もすでに建設されている [7]。しかし、ν_e-Pb の断面積はまだ実験的には測定されていないため、我々の実験グループでは J-PARC MLF の μ^+ 静止崩壊で生成される ν_e を用いて式 1.12 の微分断面積、および電子のエネルギーと射出方向の測定

	σ@40 MeV [10^{-40}cm^2]	Target form	ρ [g/cm^3]	$A_{\rm eff}$ -	N_ν@10m [/ton/MW/day]	Ratio (target mass)
p (IBD)	1.6	liquid scinti.	0.86	8.5	33	0.68
^{208}Pb	57	raw material	11.3	207	48	1
^{12}C	0.2	liquid scinti.	0.86	13.6	2.5	0.053
^{40}Ar	3	liquid Ar	1.39	40	20	0.27
^{56}Fe	4.7 [42]	raw material	7.87	55.8	10	0.21
e^-	0.0038	H_2O	1.0	2.25	0.29	0.0061

Table 1: Comparison of event rate of various target materials. σ is the cross section for 40 MeV ν_e (for IBD case $\overline{\nu}_e$). ρ is the target density, where liquid scintillator (LAB $(CH_{1.6})_n$) is assumed as target material for proton (IBD) and ^{12}C. $A_{\rm eff}$ is the effective atomic weight which is defined as $N_A/A_{\rm eff}$ being the number of target nuclei in 1[g] target. N_ν is the event rate per 1[ton] target assuming neutrino flux is $f_\nu = 4.4 \times 10^{12}$[/cm^2/day] (the expected flux at 10[m] from the mercury target with 1[MW] operation of MLF). Ratio(target mass) is the relative event rate per target mass. Small ν_e-e^- (in H_2O target) elastic scattering is also shown as a comparison.

図 1.2　ターゲット材料の断面積とイベントレートをまとめた表の図。

を目指している。*1

1.4　ν_e 検出技術がもたらす物理展開

数十 MeV 領域の ν_e 検出技術が確立された場合に期待できる物理学の展開として以下の 3 つがあげられる。

1 つ目は JSNS^2 グループ実験との比較から、π^+ の静止崩壊で生じる $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動モードによる CP Violation の検証が可能になることである。図 1.3 は π^+ の静止崩壊で起こると考えられるニュートリノ振動を記載しており、$\nu_\mu \to \nu_e^\pi$、$\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e$ の ν_e $(\overline{\nu}_e)$ 出現と、$\nu_e^\mu \to \nu_e^\mu$ の ν_e 消失の 3 つの振動がある。JSNS^2 グループは IBD を用いて $\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e$ を測定しているため、もし ν_e の測定が可能になれば $\nu_\mu \to \nu_e^\pi$ との振動確率を比較することができ、CP Violation の検証が可能になる。

2 つ目は ν_e 消失は $\overline{\nu}_e$ 消失の CPT 反転過程であるため、原子炉 $\overline{\nu}_e$ アノマリー ($\overline{\nu}_e$ 消失モード) [38] の ν_e^μ の消失モードによる検証が可能になることである。DaRveX 実験のターゲットとなる静止崩壊 ν_e のエネルギーは原子炉の ν_e よりも 10 倍大きいため、原子炉実験では難しい短基線長 (基線長 1 / 10 に対応) における測定が可能となる。(図 1.4 [39])

3 つ目は超新星爆発 ν_e 研究の発展が期待できる。超新星爆発による ν_e は図 1.5 [40] のように、エネルギー領域が我々の DaRveX 実験と同じであるため、ν_e + Pb 反応の断面積を押さえておくことで超新星 ν_e の良いターゲット物質となる。また、ν_e + Pb 反応で生成される e^- の運動方向が等方的ではない場合、超新星爆発 ν_e を方向性を含んで測定できるため、e^- の角度分布の測定は非常に重要となる。

*1 COHERENT グループは SNS で 1 トンの鉛ターゲットを用いて $\nu_e + Pb \to n + X$ の断面積を測定しているが [36]、終状態では電子が存在せず中性子のみが生成される反応であり、式 1.12 とは異なる反応である。

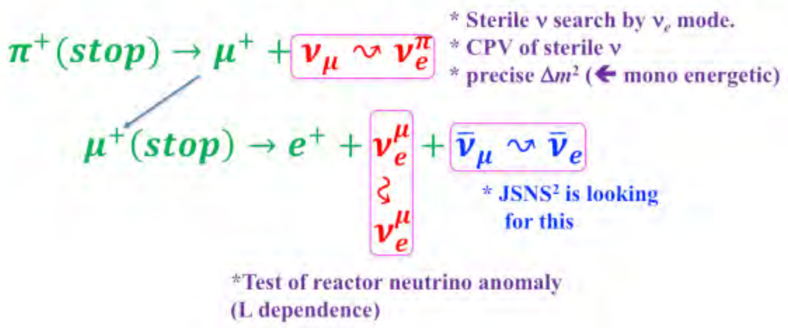


図 1.3　静止崩壊ニュートリノの振動の可能性 [37]。ここでは，μ+ 崩壊における ν_e を ν_e^μ と呼び，π^+ 崩壊の ν_μ の振動によって生成される ν_e を ν_e^π と呼んで区別する。

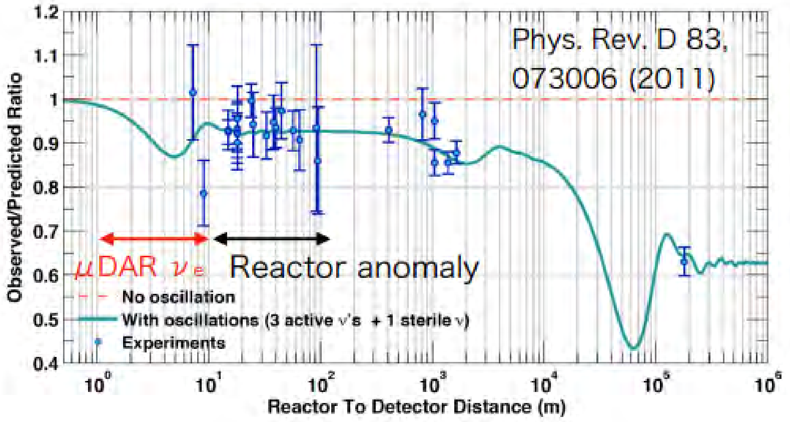


図 1.4　短基線長における原子炉アノマリー。

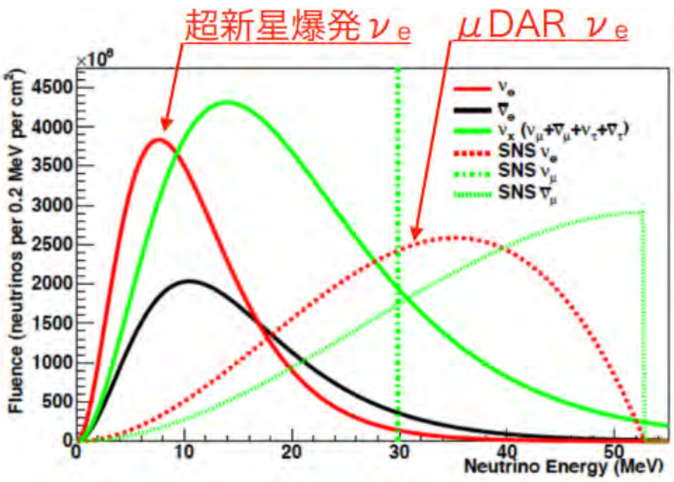


図 1.5　超新星 ν_e と DaRveX 実験ターゲット ν_e のエネルギー分布。

第 2 章

J-PARC MLF BL07 における ν_e-Pb 断面積測定実験 DaRveX

2.1　実験概要

DarVex 実験 (Decay at Rest ν_e Cross section measurement) は茨城県東海村の大型加速器施設である J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) の物質・生命科学実験施設 (MLF = Material and Life Science Experimental Facility) において、MLF の水銀標的で生成されるミューオン静止崩壊ニュートリノを用いた ν_e-Pb カレント反応断面積の初測定を目指した実験である。

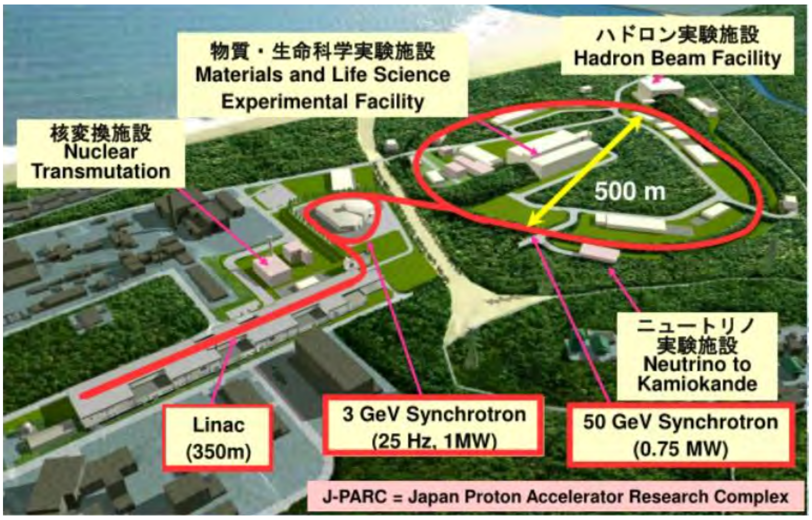


図 2.1　J-PARC 施設写真

2.2　J-PARC MLF ビームライン

J-PARC では RCS シンクロトロンで加速された陽子ビーム (1 MW、3 GeV) を MLF に輸送し、水銀標的に照射している。陽子ビームが水銀標的に照射された際に生成される π^+ は静止崩壊 (DAR=Decay At Rest) して μ^+ を生成する。π^+ 崩壊によって生成される μ^+ は 4.1 MeV

の運動エネルギーしかもっていないため、標的の中を〜0.1 mm 移動して静止し、崩壊をすることで DaRveX 実験のニュートリノ源となる電子ニュートリノが生成される。

$$\begin{aligned} &\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \\ &\Rightarrow \mu^+ \to e^+ + \overline{\nu}_\mu + \nu_e \end{aligned} \tag{2.1}$$

図 2.2 に J-PARC MLF で用いているビームターゲットとシールドの概略図を示す。このターゲットの正面から 3GeV に加速された陽子ビームが照射される。また、図 2.3 は陽子ビームが照射される水銀標的の構造を示している。水銀標的の周囲のシールドには中性子を減速させるための Be 反射体やガンマ線遮蔽のための鉄シールドが設置されている。

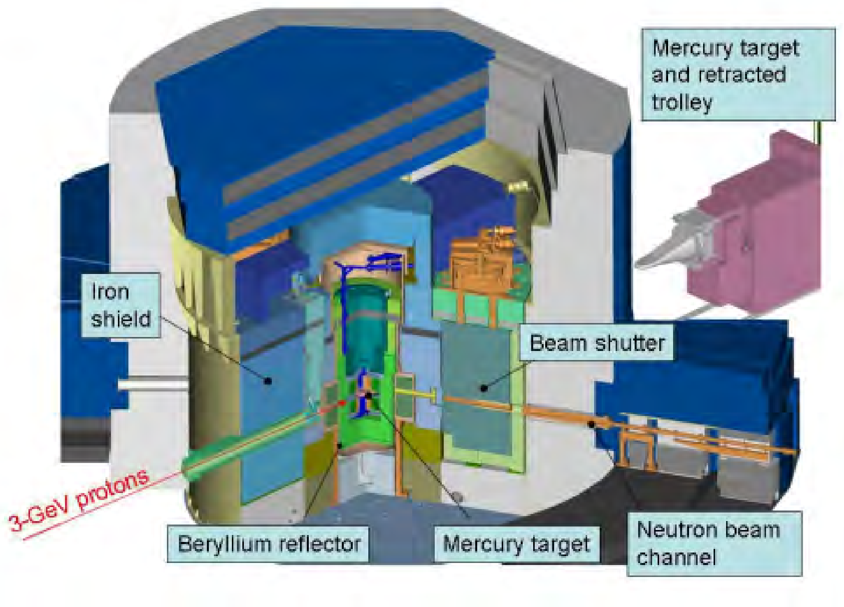


図 2.2　水銀標的周りの概略図

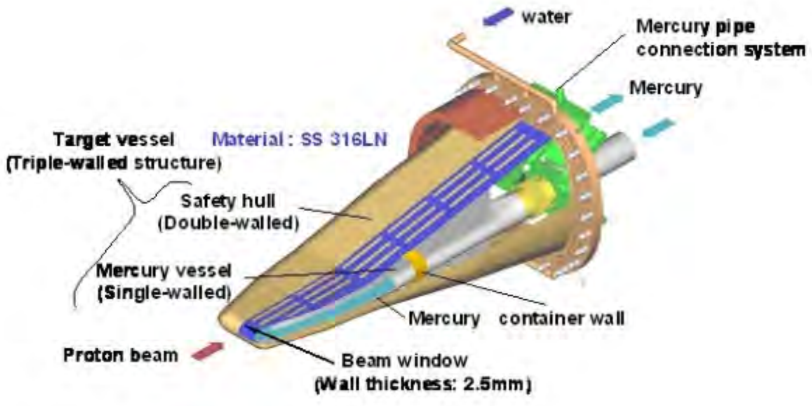


図 2.3　水銀標的の構造

2.2.1　生成されるニュートリノと特徴

MLF で生成されるビームのタイミング構造は静止崩壊ニュートリノの実験において優れた利点がある。図 2.4 はビームパルスのタイミングと、ビームの第 1 バンチのタイミングを原点にとったときの陽子 1 個あたりに生成されるニュートリノ数の時間依存性を各親粒子ごとに示したものである。ビームは spill 毎 (キッカー電磁石によって RCS から MLF 方向へ陽子ビームが蹴り出されるごとに) 540 ns 間隔の 2 つの 100 ns 幅のパルスを持ち、25 Hz(40 ms 間隔) で水銀標的に照射されている。図では π、K によるニュートリノは 1000 μs で 10^{-8} まで減っているが、μ^+ 粒子から生成されるニュートリノは 1000 μs 以降でも残っていることが確認できる。DaRveX 実験では μ 静止崩壊による ν_e を標的にしている為、μ^+ 由来以外のニュートリノ成分が残っている時間を ON-Bunch、それ以降を OFF-Bunch として定義しイベントセレクション時間を調節することで、バックグラウンドのカットと μ^+ 由来 ν_e の抽出をすることができる。

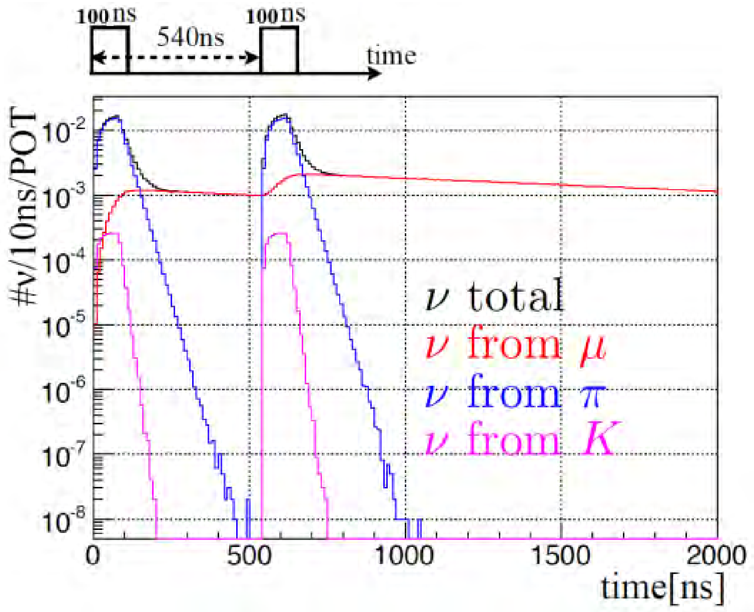


図 2.4　陽子ビームの時間構造と、パイ中間子、ミューオン、カオンの崩壊で生成されるニュートリノの時間構造。陽子ビームは 2 つのパルスを持ち、周波数は 25Hz である。

例として、図 2.5 のようなニュートリノセレクションタイミングカットにおいて、$t_0 = 1.5$ μs (OFF-Bunch 1.5 μs 以降)、signal window D = 4 μs とすると、ON-Bunch Beam と相関のないバックグラウンドを 10^{-4} 落としつつ、ON-Bunch Beam と相関のあるバックグラウンド成分のカットをすることができる。この時の time window による ν_e の検出効率はミューオンの寿命 2.2 μs を τ_μ とすれば、

$$\varepsilon_{bt} \sim \frac{1}{2} e^{((t_0-(w/2))/\tau_\mu)} (1+e^{(d/\tau_\mu)})(1-e^{(D/\tau_\mu)}) = 49\,\% \tag{2.2}$$

となる。

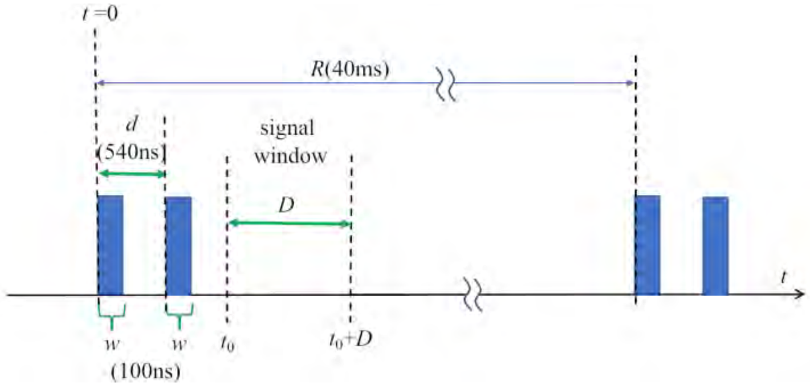


図 2.5　陽子ビームの時間構造とニュートリノセレクションタイミングカットのパラメータ

ビームと相関のない宇宙線由来高速中性子などのバックグラウンドは、OFF-Bunch のビームから離れた時間領域のイベントを参照することで正確なイベントレートを割り出すことができ、ν_e イベントレートの時間依存性はミューオンの寿命に対応していることを考慮すれば、ニュートリノとバックグラウン事象の統計的な分離が可能となる。

図 2.6 に世界の静止崩壊ニュートリノ発生源の特性をまとめたものを載せる。図 2.6 で比較すると、MLF のビームラインは 1 MW、3 GeV の大強度陽子ビームであり、デューティー比が他よりも小さいため、信号取得 window を狭くすることでよりバックグラウンドの削減を行うことが可能である。また、上で説明したように ON-Bunch、OFF-Bunch を選ぶことで μ^+ 由来 ν_e の抽出が可能であり、DaRveX 実験を行う場所として理想的である。

Facility	Location	Proton Energy (GeV)	Power (MW)	Bunch Structure	Rate	Target
LANSCE	USA (LANL)	0.8	0.056	600 μs	120 Hz	Various
ISIS	UK (RAL)	0.8	0.16	2 × 200 ns	50 Hz	Water-cooled tantalum
BNB	USA (FNAL)	8	0.032	1.6 μs	5-11 Hz	Beryllium
SNS	USA (ORNL)	1.3	1	700 ns	60 Hz	Mercury
MLF	Japan (J-PARC)	3	1	2 × 60-100 ns	25 Hz	Mercury
ESS	Sweden (planned)	1.3	5	2 ms	17 Hz	Mercury
DAEδALUS	TBD (planned)	0.7	$\sim 7 \times 1$	100 ms	2 Hz	Mercury

Table 1: Characteristics of past, current and planned stopped-pion neutrino sources world-wide.

図 2.6　世界の静止崩壊ニュートリノ源の特徴を比較した表。[40]

2.3　ν_e-Pb 反応の信号特性とイベントレートの見積もり

この節では、ν_e+Pb 反応のイベントレートの見積もりと各粒子のエネルギースペクトルの導出を行う。なお、計算に用いる実験状況のパラメーターは表 2.1 のようにし、1 MW、3 GeV の陽子ビームを使用し、水銀標的からの距離 (Baseline) が 10 m の地点に鉛 1 ton を置いた時を想

定しており、この値を参照し計算する。

表 2.1　ν_e-Pb 反応の見積もりに使用する実験状況パラメーターの値

Parameter	Beam power	Proton energy	Baseline	Lead weight
Symbol	P_B^*	E_p^*	L_B^*	M_{PB}^*
Value	1 MW	3 GeV	10 m	1 ton

2.3.1　ν_e フラックス

J-PARC MLF におけるビーム陽子 1 つ毎に生成される $\overline{\nu}_\mu$ の数は、FULKA [41] と QGSP-BERT シミュレーションを使用した JSNS^2 のプロポーザル [42] から見積もられている。DaRveX 実験でターゲットにする μ^+ 静止崩壊による ν_e は $\overline{\nu}_\mu$ と一緒に生成されるため、ν_e と $\overline{\nu}_\mu$ の数は同じと考えられる。図 2.7 は [42] でシミュレーションした陽子 1 つあたりの $\overline{\nu}_\mu$ の数を表しており、2 つのデータ間では 25 % の相違がある。

	$\pi^+ \to \mu^+ \to \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \to \mu^- \to \bar{\nu}_e$
π/p	6.49×10^{-1}	4.02×10^{-1}
μ/p	3.44×10^{-1}	3.20×10^{-3}
ν/p	3.44×10^{-1}	7.66×10^{-4}
ν after 1μs	2.52×10^{-1}	4.43×10^{-4}

(a) FLUKA

	$\pi^+ \to \mu^+ \to \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \to \mu^- \to \bar{\nu}_e$
π/p	5.41×10^{-1}	4.90×10^{-1}
μ/p	2.68×10^{-1}	3.90×10^{-3}
ν/p	2.68×10^{-1}	9.34×10^{-4}
ν after 1μs	1.97×10^{-1}	5.41×10^{-4}

(b) QGSP-BERT

図 2.7　(a) FLUKA と (b) QGSP-BERT ハドロンシミュレーションパッケージ [43] を用いた、 3 GeV 陽子による μDAR ニュートリノ生成の推定値。ν/p の間には 25 % の相違がある。今回の study では平均値 (ν/p = 0.306) を使用する。

今回は 2 つの平均値 (ν/p = 0.306) を使用する。ニュートリノ生成レートは表 2.1 の値を用いると、

$$G_\nu^* = \rho_\nu \frac{P_B^*}{E_p^*} = 0.306[\nu/p] \frac{10^6[\mathrm{J/s}]}{(3 \times 10^9[\mathrm{eV}/p]) \times (1.6 \times 10^{-19}[\mathrm{J/eV}])} = 6.38 \times 10^{14}[\nu/s] \qquad (2.3)$$

となる。

π^+ が水銀標的の中で止まった時、運動方向の情報がなくなるのでニュートリノは完全にアイソトロピック (一様等方) に発射される。よって ν フラックス (f_ν^*) は

$$f_\nu^* = \frac{G_\nu^*}{4\pi L_B^*} = \frac{6.38 \times 10^{14}[\nu/s]}{4\pi(10[\mathrm{m}])^2} = 5.08 \times 10^7 \left[\frac{\nu}{\mathrm{s} \cdot \mathrm{cm}^2}\right] \qquad (2.4)$$

2.3.2　ν_e^μ エネルギースペクトル

1 章の図 1.3 で見たように、π^+ と μ^+ の静止崩壊ではニュートリノ振動によりニュートリノが生成されると考えられるため、μ^+ 崩壊による ν_e と π^+ 崩壊 ν_μ の振動によって生成される ν_e の 2 種類がある。以後、前者を ν_e^μ、後者を ν_e^π と呼ぶ。

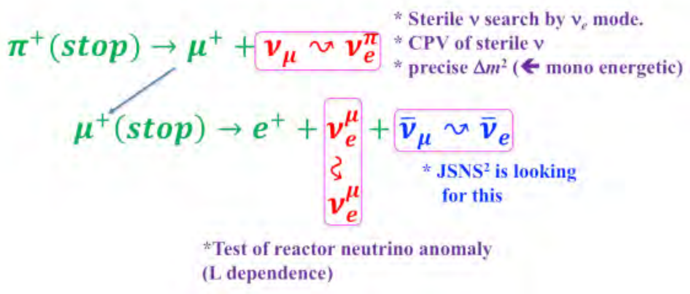


図 2.8　decay at rest neutrinos [37] の振動の可能性。μ^+ 崩壊における ν_e を ν_e^μ と呼び、π^+ 崩壊の ν_μ の振動によって生成される ν_e を ν_e^π と呼んで区別する。

ν_e^μ のエネルギースペクトルは電弱理論から正確に計算することができ、$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ 崩壊による ν_e の規格化されたエネルギースペクトルは、

$$\hat{\Gamma}_{\nu_e^\mu}(E_\nu) = \frac{96}{m_\mu}\left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2\left(1-2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) = 0.908\left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)\left(1-2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \quad [/\mathrm{MeV}] \tag{2.5}$$

となる [44]。ここで E_ν は $0 < E_\nu < m_\mu/2 = 53\,\mathrm{MeV}$ の範囲をとり、エネルギースペクトルの形は図 2.11 の緑線のようになる。ν_e^μ の平均エネルギーは

$$\langle E_{\nu_e^\mu}\rangle = \int_0^{m_\mu/2} E_\nu \hat{\Gamma}_{\nu_e^\mu}(E_\nu)dE_\nu = \frac{3}{10}m_\mu = 31.8\,\mathrm{MeV} \tag{2.6}$$

であり、ν_e^π の単一エネルギー (30 MeV) に近い値となる。式 2.4 を用いれば、DAR ν_e^μ の微分フラックスは

$$F^*_{\nu_e^\mu}(E_\nu) = f^*_\nu \hat{\Gamma}_{\nu_e^\mu}(E_\nu) = 4.60\times10^7\left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2\left(1-2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)\left[\frac{\nu_e}{\mathrm{s}\cdot\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{MeV}}\right] \tag{2.7}$$

と表される。

2.4　ν_e + Pb → e^- + Xn + Bi 反応の断面積

DaRveX 実験では以下の反応によって生成される電子と中性子の断面積、エネルギースペクトル、運動方向を測定する。

$$\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{Xn} + \mathrm{Bi} \quad (\mathrm{x} = 1 \quad \mathrm{or} \quad 2) \tag{2.8}$$

(2.8) 反応における ν_e のエネルギー依存性断面積 ($\sigma_{\nu_e Pb}$) はすでに計算され [9]、図 2.9 の表のようになっており、この表の値を用いて DaRveX 実験の見積もりを行っていく。図 2.9 では終状態が 1n+Bi と 2n+Bi の時の 2 パターンについて計算しており、図 2.10 にそのエネルギーと断面積の関係をグラフにしたものを載せる。なお、図 2.10 中の" Other" は $\sigma_{total} - \sigma_{1n} - \sigma_{2n}$ を表しており、σ_{1n} と σ_{2n} は中性子を放出するための中性子束縛エネルギ－∼10 MeV が必要となるため、15 MeV と 20 MeV から立ち上がる形になっている。

Table 1: Neutrino cross sections in units of 10^{-40} cm^2 as a function of energy (MeV) for emission of one and two neutrons, and summed over all decay channels, obtained with the Skyrme force SIII. We include the charged-current channel for neutrinos, and the neutral-current channel for both neutrinos and antineutrinos.

E_ν	$\nu_e \to e$			$\nu \to \nu$			$\bar{\nu} \to \bar{\nu}$		
	1n	2n	total	1n	2n	total	1n	2n	total
5	—	—	0.39E-07	—	—	0.67E-11	—	—	0.66E-11
10	0.29E-11	—	0.09	0.002	—	0.007	0.002	—	0.007
15	0.91	—	1.54	0.06	—	0.08	0.05	—	0.08
20	4.96	—	6.51	0.20	—	0.27	0.18	—	0.24
25	14.66	0.45	17.63	0.46	0.03	0.62	0.40	0.03	0.54
30	25.05	3.15	32.22	0.87	0.15	1.22	0.73	0.13	1.04
35	29.27	10.85	45.37	1.44	0.42	2.15	1.18	0.36	1.79
40	33.56	23.68	64.10	2.15	0.93	3.48	1.73	0.76	2.82
45	37.91	38.97	85.33	2.97	1.74	5.25	2.34	1.39	4.17
50	42.54	53.79	106.16	3.86	2.93	7.50	2.99	2.26	5.82
55	47.17	71.63	130.09	4.79	4.56	10.24	3.65	3.42	7.78
60	52.02	90.05	154.64	5.74	6.63	13.50	4.31	4.85	10.04
65	56.31	108.73	178.75	6.71	9.17	17.25	4.97	6.54	12.57
70	60.39	129.14	204.17	7.69	12.17	21.49	5.62	8.47	15.34
75	64.03	150.40	229.88	8.67	15.59	26.14	6.25	10.62	18.31
80	67.04	170.75	253.92	9.65	19.39	31.16	6.86	12.94	21.42
85	69.69	191.16	277.58	10.58	23.51	36.43	7.44	15.39	24.61
90	71.95	211.73	300.95	11.45	27.90	41.88	7.97	17.93	27.82
95	73.91	231.25	323.03	12.23	32.47	47.39	8.45	20.51	31.00

図 2.9　ν-Pb の断面積とエネルギーの関係表。[9] より引用

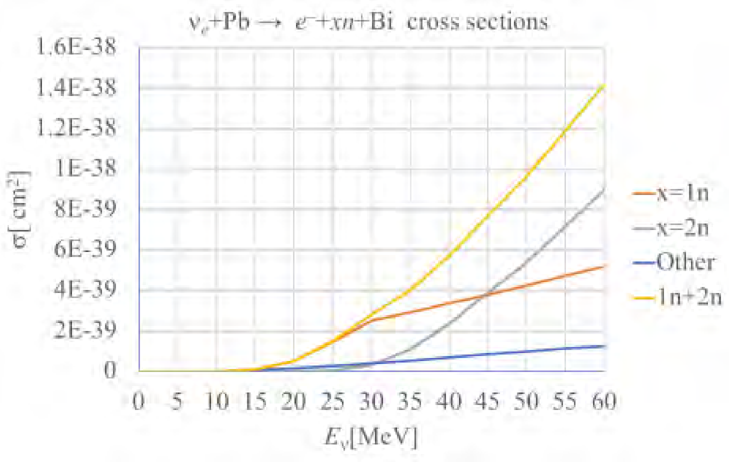


図 2.10　$\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{xn} + \mathrm{Bi}$ 反応の断面積とエネルギーの関係をグラフにした図。

生成される ν_e^μ のエネルギースペクトルと中性子放出断面積 σ_{1n}+σ_{2n} を用いて計算した、(2.8) 反応をおこす ν_e^μ のエネルギースペクトルを図 2.11 に載せる。断面積はエネルギーが増えるにつれて大きくなるため、反応を起こすニュートリノのエネルギーは元のスペクトルより大きくなり、元のエネルギー平均値約 32 MeV に対し、(2.8) 反応を起こすニュートリノの平均エネルギーは約 40 MeV となっている。

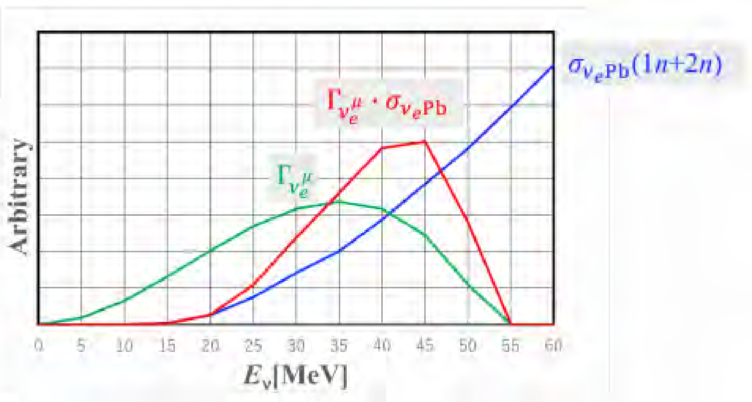


図 2.11　緑線 : ν_e^μ のエネルギースペクトル ($\Gamma_{\nu_e^\mu}$)、青線 : (2.8) 反応における断面積 ($\sigma_{\nu_e^\mu Pb}$)、赤線 : ν_e + Pb 反応を起こすニュートリノのエネルギースペクトル ($\Gamma_{\nu_e^\mu}\cdot\sigma_{\nu_e^\mu \mathrm{Pb}}$)。縦軸は arbitrary である。

ν_e^μ スペクトルの重み付けされた総 (1n+2n) 断面積は

$$\langle\sigma_{\nu_e^\mu Pb}\rangle = \int \hat{\Gamma}_{\nu_e^\mu}(E_\nu)\times\sigma_{\nu_e^\mu Pb}(E_\nu)dE_\nu = 3.75\times10^{-39}[\mathrm{cm}^2] \tag{2.9}$$

となる。表 2.1 の値によるイベントレートは、ニュートリノフラックス $f_\nu^*[\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$ とターゲットとなる鉛原子核の数 A_{Pb}^* と $\langle\sigma_{\nu_e^\mu Pb}\rangle$ を掛けることで導出できる。鉛 1 ton に含まれる鉛原子核の数は

$$A_{Pb}^* = 10^6[\mathrm{g}]\times(6.02\times10^{23}/207)[\mathrm{Pbg}] = 2.91\times10^{27}[\mathrm{Pb}] \tag{2.10}$$

であるため、(2.8) 反応のイベントレートは

$$\begin{aligned} n^*_{\nu_e^\mu Pb} &\sim A^*_{Pb} f^*_\nu \langle\sigma_{\nu_e^\mu Pb}\rangle \\ &= (2.91\times10^{27}[\mathrm{Pb}])\times\left(5.08\times10^7\left[\frac{\nu_e}{\mathrm{s}\cdot\mathrm{cm}^2}\right]\right)\times(3.75\times10^{-39}[\mathrm{cm}^2/\mathrm{Pb}]) \\ &= 5.54\times10^{-4}[\nu_e/\mathrm{s}] = 47.9[\nu_e/\mathrm{day}] \end{aligned} \tag{2.11}$$

なお、鉛同位体による断面積への影響は小さいと予想されているため [9]、本論文では同位体の影響を無視している。

上記では表 2.1 のパラメータに基づく (2.8) 反応のイベントレートを計算した。この値を用いて DaRveX 実験状況におけるイベントレートを算出する。DaRveX 実験では各パラメーター状況が少し異なり、$P_B = 0.8\,\mathrm{MW}$、$E_p^* = 3\,\mathrm{GeV}$、$L_B = 10\,\mathrm{m}$、$M_p = 320\,\mathrm{kg}$ の状況で実験を行う。そのため、1 日当たりのイベントレートは

$$n_{\nu_e^\mu Pb} = 47.9[\nu_e/\mathrm{day}]\left(\frac{0.8MW}{1MW}\right)\left(\frac{320kg}{1000kg}\right) = 12.3[/\mathrm{day}] \tag{2.12}$$

となる。

2.4.1　電子のエネルギースペクトル

ν_e + Pb イベントの検出効率を評価するためには、放出された電子のエネルギースペクトルを知る必要があるが、情報がないため、電子のエネルギースペクトルを以下に示すように近似して計算した。

ν_e + Pb の反応

$$\begin{cases} \nu_e + {}^{208}\mathrm{Pb} \to e^- + n + {}^{207}\mathrm{Bi} \\ \nu_e + {}^{208}\mathrm{Pb} \to e^- + 2n + {}^{206}\mathrm{Bi} \end{cases} \tag{2.13}$$

における電子の運動エネルギーは、ν_e のエネルギーから終状態の核に移行するためのエネルギーと電子の質量 m_e を引いた値になる。

終状態の核に移行するためのエネルギーは初期状態の原子核と最終状態の原子核の質量差で計算する。原子核の質量は構成する粒子の質量と結合エネルギーで決まるが、後者は前者の 1 % 程度である。そのため、質量そのものよりは結合エネルギーやある基準からの差を用いることが多い。質量差の計算方法としては以下のように定義される質量過剰数 (Mass excess) を用いる。

$$\Delta[Z,A] \equiv M[Z,A] - Am_N \tag{2.14}$$

ここで、Z は原子番号、A は質量数、$M[Z,A]$ は原子番号 Z 質量数 A の時の質量を表し、$m_N(N = Z - A)$ は原子質量単位と呼ばれ、次式のように炭素 12 原子 1 個の質量を 12 で割った値として定義される。

$$m_N \equiv \frac{M[^{12}C]}{12} = 931.494[\mathrm{MeV}] \tag{2.15}$$

(2.13) 反応にかかわる原子核の Mass execce の値を表 2.2 にまとめる。

表 2.2　(2.13) 反応にかかわる原子核の Mass execce の値。”Table of Isotopes” [45] より。

	n	^{208}Pb	^{208}Bi	^{207}Bi	^{206}Bi
Mass excess Δ [MeV]	8.071	-21.764	-18.884	-20.068	-20.043

初期状態の原子核と最終状態の原子核の質量差は以下のように計算した。

$$\begin{cases} \Delta E_{0n} = \Delta[^{208}Pb] - \Delta[^{208}Bi] = -2.9\,\mathrm{MeV} \\ \Delta E_{1n} = \Delta[^{208}Pb] - \Delta[^{207}Bi] - \Delta[n] = -9.8\,\mathrm{MeV} \\ \Delta E_{2n} = \Delta[^{208}Pb] - \Delta[^{206}Bi] - 2\Delta[n] = -17.9\,\mathrm{MeV} \end{cases} \tag{2.16}$$

つまり、中性子を 1 個（2 個）放出するためには 9.8（17.9）MeV が必要となる。

図 2.12 は 40 MeV のニュートリノと鉛のニュートラルカレント反応で放出される中性子の運動エネルギーの分布である。大雑把に中性子は約 4.5 MeV の運動エネルギーで放出され、NC と CC では大きくは変わらないと仮定し、(2.13) の反応における終状態の電子の運動エネルギーを次のように近似した。

$$E_e \sim \begin{cases} E_{\nu_e} - 15\,\mathrm{MeV} & \text{for 1n emission events} \\ E_{\nu_e} - 25\,\mathrm{MeV} & \text{for 2n emission events} \end{cases} \tag{2.17}$$

この値を用いて DaRveX 実験の見積もりを行った。

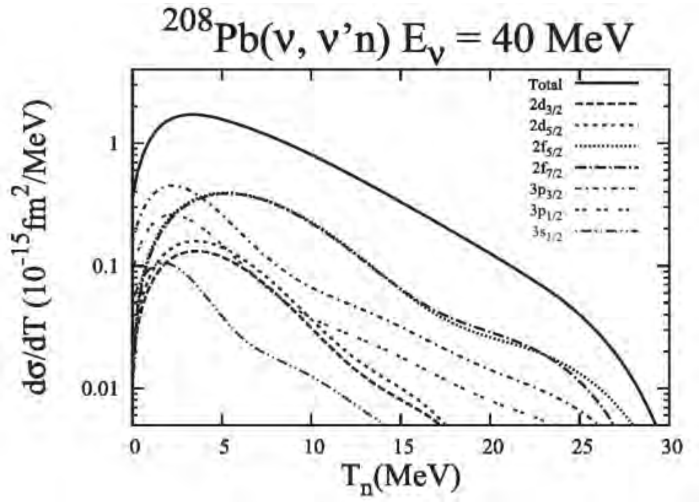
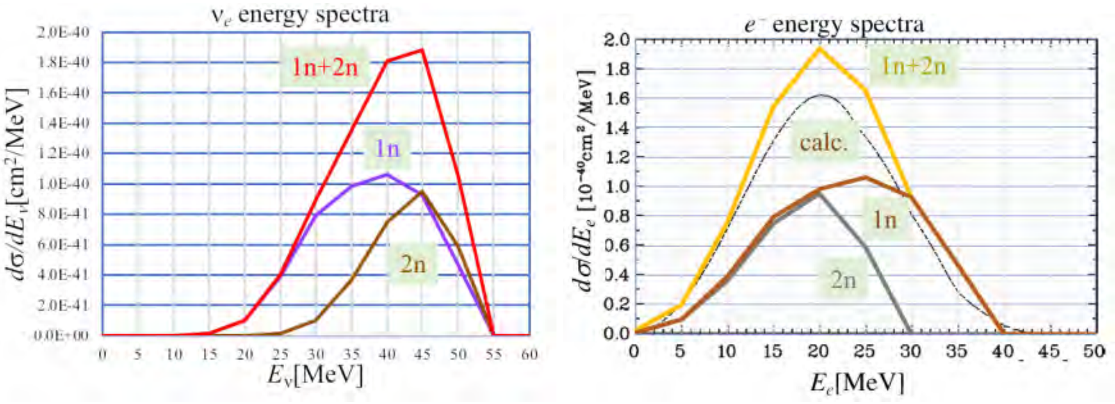


図 2.12　40 MeV のニュートリノと鉛のニュートラルカレント反応で放出される中性子の運動エネルギーの分布。[15]

図 2.13(a) は、1n および 2n 放出の場合の ν_e のエネルギー分布を示しており、1n-ν_e の平均エネルギーは 23 MeV、2n-ν_e の平均エネルギーは 43 MeV となっている。図 2.13(b) の実線は，式 2.17 を用いて得られた 1n および 2n 放出反応に伴う e^- の予想エネルギー分布を示しており、電子のエネルギーは $E_e \sim 20$ MeV 付近にピークがある。図 2.13(b) の破線は、[27] から引用した e^- エネルギースペクトルの計算結果である。両者はよく一致していることが確認でき、特にイベントセレクションによる検出効率を見積もるのに重要なスペクトルの形状は綺麗に一致する結果となった。



(a) ν_e エネルギースペクトル　　(b) e エネルギースペクトル

図 2.13　ν_e + Pb → e^- + xn + Bi 反応における ν_e と e^- のエネルギースペクトル。

2.4.2　電子の運動方向

反応 (2.13) における e^- の角度分布が等方的でない場合、e^- の放出角度からニュートリノの方向を測定することができる。この性質は超新星爆発のニュートリノ検出に重要であり、光が到着する前に超新星爆発の方向を知ることができる。(2.13) 反応過程が、ν_e と数百 MeV の質量を持つ構成クォークとの相互作用である場合、e^- の放出角度は後方散乱が多くなる。図 2.14 は、荷電カレント反応 $^{16}\mathrm{O} + \nu_e \to e^- + \mathrm{X}$ における電子の角度分布の計算結果であり [8]、静止崩壊ニュートリノのエネルギー領域 (∼50 MeV) では、e^- の放出角度は主に後方に向かっていることがわかる。一方、(2.13) の反応で励起された Bi が生成され、その Bi の崩壊から中性子が放出されると、電子の放出は等方的になる。いずれにしても、電子放出の方向を測定し、電子放出の角度分布がどのようになっているか調査することが重要となる。

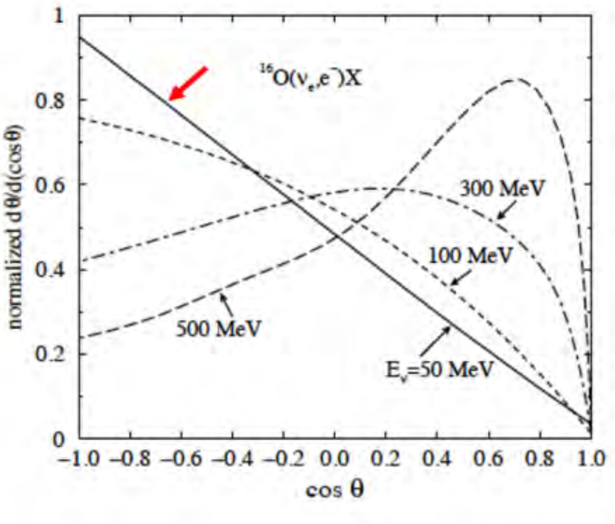


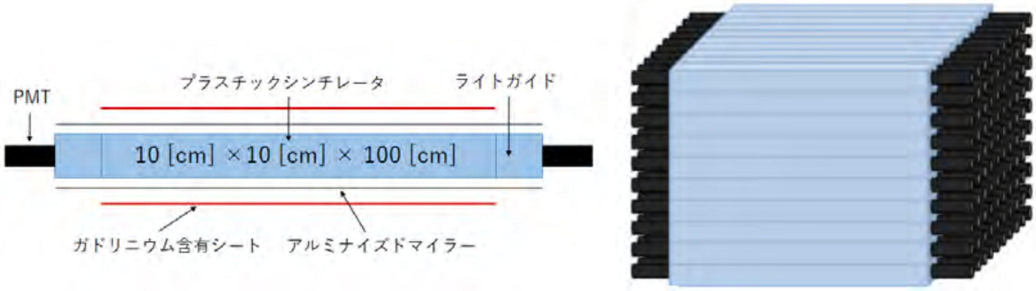
図 2.14　$^{16}\mathrm{O} + \nu_e \to e^- + \mathrm{X}$ 反応によって放出される電子の角度分布。低 ν_e エネルギー (∼50 MeV) では後方ピークになっている。

2.5　検出器

2.5.1　PANDA 検出器

DaRveX 検出器は既存の PANDA(Plastic Anti Neutrino Detector Array) 原子炉ニュートリノ検出器 [46–48] で使用された機材を改造して組み立てる。PANDA は数年前から稼働しており、2019 年に北里大学が福井県大飯原子力発電所から 45m の地点で地上の原子炉ニュートリノの検出に成功している。PANDA 検出器の概略を図 2.15 に載せる。図 2.15(a) は PANDA モジュールであり、10 cm × 10 cm × 100 cm のプラスチックシンチレーター (BC408 [49]) の両端にライトガイドと PMT を取り付け、アルミナイズドマイラーと 4.9 mg/cm^2 のガドリニウムを含むシートで包んでいる。検出器は図 2.15(b) のように PANDA モジュールを縦 10× 横 10=100 本積み上げた構造になっており、PANDA 実験で実際に組み立てられていた検出器構造は図 2.16 のようになっている [50]。全体はアルミフレームで支えられており、大きさは

1 m × 1 m × 1 m 程である。



(a) PANDA モジュール　　(b) PANDA 検出器

図 2.15　PANDA 検出器の概略図。

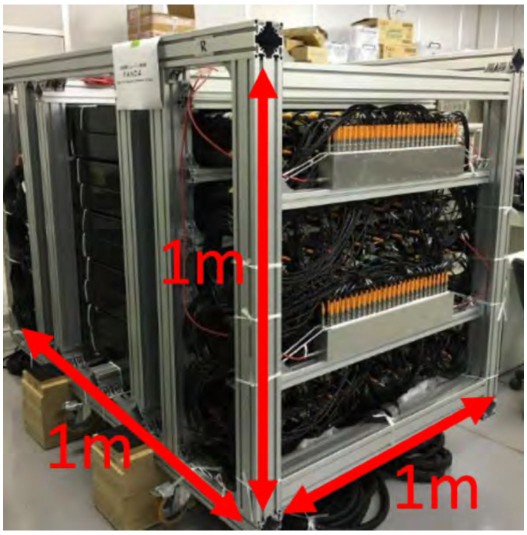


図 2.16　PANDA 検出器の実写真。全体の大きさは 1 m × 1 m × 1 m である。

典型的なエネルギーが 4 MeV の原子炉ニュートリノ ($\overline{\nu}_e$) は、式 1.10 で示されるように、プラスチックシンチレーター内の陽子と逆 β 崩壊 (IBD) 反応を起こす。1.10 の反応で生成された中性子は、周囲の陽子と衝突して急速に熱化し、最終的に Gd に吸収され、励起された Gd は IBD 反応の 60 µs 後に総エネルギー 8 MeV の γ 線を放出する。PANDA は、陽電子信号と Gd 信号の遅延同時計数を利用することでバックグラウンドを大幅に低減し、福井県大飯原発 4 号機からの原子炉ニュートリノの検出に成功した [50]。PANDA 検出器は、コンパクトで移動可能なシステムであり、大飯原子力発電所でニュートリノデータを取得している間、検出器はトラックの中に数週間放置され、外部から手を加えなくてもデータを取り続けることができた。DaRveXν_e 検出器は、このようなモバイル性とメンテナンスフリー性を受け継いでいる。

2.5.2 DaRveX 検出器

2.5.2.1 電子ニュートリノ検出原理

DaRveX 実験では $\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{Xn} + \mathrm{Bi}$ 反応の ν_e を遅延同時計測法によって検出する。遅延同時計測法とは先発信号と後発信号のペアリングでニュートリノ事象を同定する方法であり、偶発背景事象を大幅に減らすことができる。PANAD 実験における遅延同時計測法の概念図を図 2.17 に記載する。

先発信号

先発信号は $\nu_e + \mathrm{Pb}$ 反応によって生成される電子である。電子のエネルギースペクトルは図 2.13 と予想され、その平均エネルギーは約 20 MeV である。

後発信号

後発信号は $\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{Xn} + \mathrm{Bi}$ 反応で生成される中性子が Gd 原子核に熱中性子捕獲されたときに放出されるガンマ線である。生成された中性子は PANDA モジュール内の陽子と衝突する過程で減速して熱化し、Gd 原子核に捕獲されるとガンマ線を複数本放出する (合計約 8 MeV)。

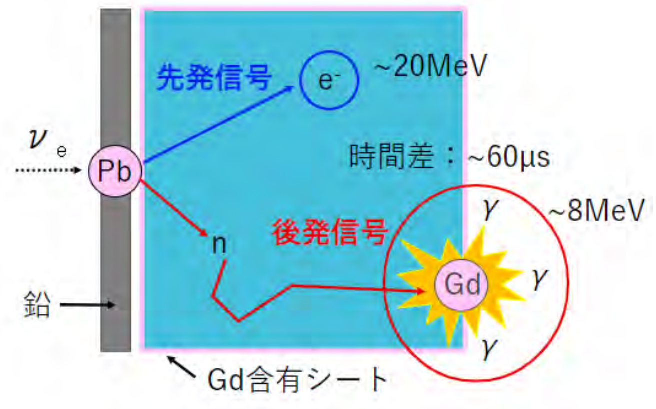
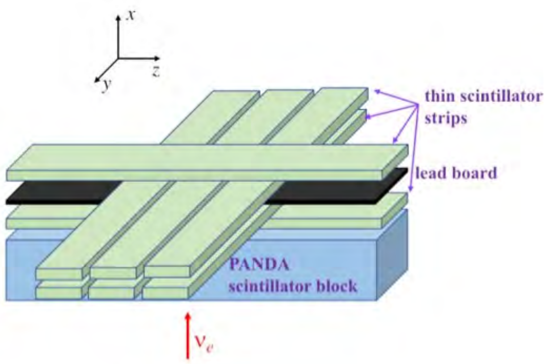


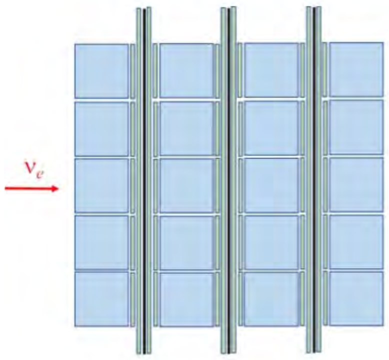
図 2.17 PANDA 検出器における遅延同時計測の概念図。

2.5.2.2 DaRveX 検出器構造

図 2.17 のような PANAD モジュールのみで構成される検出器では外から入ってくるバックグラウン事象との区別ができない。よって、DaRveX 実験では鉛から放出された電子をトラッキングし、$\nu_e + \mathrm{Pb} \to e^- + \mathrm{Xn} + \mathrm{Bi}$ 反応による電子と同定するために、図 2.18 のように鉛板をトラッカー用プラスチックシンチレーター (以後トラッカーシンチレーター) 2 枚で挟むサンドイッチ構造にし、PANDA モジュールとトラッカーシンチレーター 2 枚でトリプルコインシデンスを取る構造にした。なお、図 2.18(a) に示すように、トラッカーシンチレーター 2 枚はクロスさせ配置している。これは各方向の位置分解能を良くすることを目的にしている。



(a) DaRveX 検出器 1 層の構造



(b) DaRveX 検出器 1 部分の構造

図 2.18　DaRveX 検出器の概略図。鉛板とプラスチックシンチレーターのサンドイッチ構造を作り、鉛から放出された電子であることを要求するために PANDA モジュールとトラッカーシンチレーター 2 枚でトリプルコインシデンスを取る。

なお、図 2.18 には記載していないが、検出器の周りは宇宙線 vote 用のプラスチックシンチレーターで囲み、ν_e 源方向 (水銀標的方向) に面した側と底面は鉛レンガ、鉄板、HDPE(B) ブロックで遮蔽する予定である。

トラッカーシンチレーターの寸法は 1 cm × 10 cm × 1 m であり、鉛板は 4 mm × 10 cm × 1 m となっている。DaRveX 検出器は PANDA モジュールを縦 10× 横 8 の 80 本用いた構造にする予定であり、この時の鉛の総重量は

$$M_{Pb} = 100\,\mathrm{cm} \times 100\,\mathrm{cm} \times 0.4\,\mathrm{cm} \times 11.34\,\mathrm{g/cm^3} \times 7\,\mathrm{layers} \sim 320\,\mathrm{kg} \tag{2.18}$$

である。信号の読み出しについては PANDA モジュールではモジュールの両端 PMT で読み出し、トラッカーシンチレーターでは波長変換ファーバーと MPPC を用いて信号を読み出す。

DaRveX 検出器で ν_e + Pb 反応が起きた時の例を図 2.19 に示す。

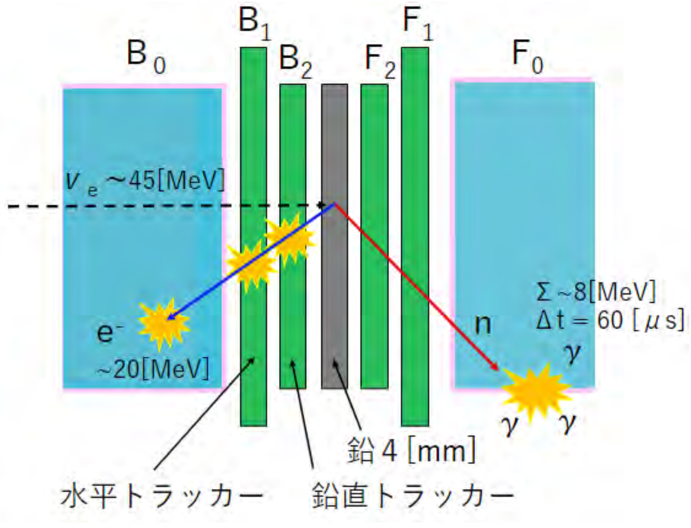


図 2.19　DaRveX 検出器に ν_e が入ってきた時に起こる反応例。

図 2.19 は電子が後方散乱した時の例である。発生した e^- は B_2、B_1、B_0 シンチレーターでトリプルコインシデンスを引き起こし、このトリプルコインシデンスを満たしたイベントと、生成された中性子によるガドリニウム捕獲信号∼8 MeV のガンマ線を遅延同時計測法でペアリングすることでニュートリノ like なイベントだと判断する。

2.5.3 検出器設置場所

DaRveX 実験では機材スペースなどの問題から、検出器を設置する場所として図 2.20 のように水銀標的からの距離が 10 m、24 m となる 2 か所が候補地となっている。10 m 地点は標的に近い為ニュートリノの数が多いがビーム由来の背景事象量も多くなり、24 m 地点では標的から遠い為ビーム由来の背景事象量が少なくなるがニュートリノ数も少なくなると予想される。十分な量のニュートリノを確保できるのか、背景事象量による影響は問題なく測定できるのか等を MC シミュレーションと実測から調査し、最終的な設置場所を決定していく予定である。

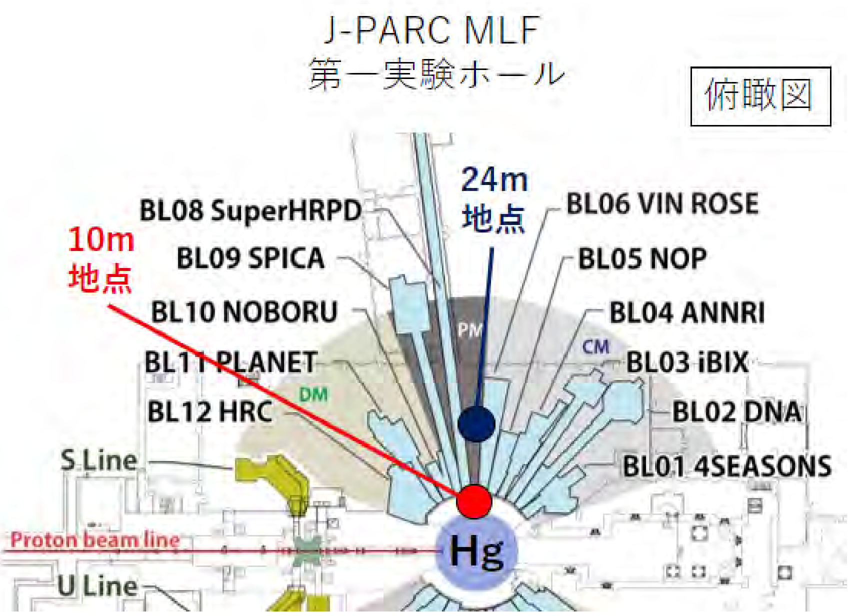


図 2.20 J-PARC MLF 第一実験ホールの俯瞰図。図には実験候補地を赤点と青点で示しており、赤点は水銀標的から 10 m 離れた前遮蔽体上、青点は水銀標的から 24 m 離れた BL06 と BL07 の間の地点を指している。

2.6 ニュートリノセレクション条件と検出効率の見積もり

ν_e によるイベントの定義には表 2.3 のカット条件を使用する。

図 2.21 は 500 kg のプラスチックシンチレーターを使用して、MLF3 階の水銀ターゲットから L_B = 20 m の位置で行われた JSNS^2 実験 [51] のバックグラウンド測定で観測されたイベントのエネルギーとビームからの時間差 (横軸原点を陽子ビームタイミングに合わせている) の 2 次元分布であり、図中の赤枠は C0 と C3 で定義される領域を表している。

表 2.3　ν_e イベントセレクション条件。t_P と t_D は先発信号と後発信号の 1 番目のビームパスからの時間差であり、E_p と E_D は先発信号と後発信号での全てのシンチレーターのエネルギー合計を表す。電子が前方散乱する場合には B を F に入れ替て扱う。

	カテゴリー	カット条件 (Backward e^- emission case) (Backward e^- emission case)
C0	先発信号時間	[$1.5\,\mu s < t_p < 5.5\,\mu s$]
C1	トリプルコインシデンス	[$B0 \land B1 \land B2$]
C2	MIP ヒット	[$1\,MeV < E_{B1}, E_{B2} < 5\,MeV$]、[$0.5 < (E_{B1}/E_{B2}) < 2$]
C3	e^- エネルギー	[$10\,MeV < E_p < 50\,MeV$]
C4	後発信号	[$3\,MeV < E_D < 10\,MeV$]、[$10\,\mu s < t_D - t_P < 200\,\mu s$]
C5	Fiducial volume	[中心の PANDA モジュール 48 本]

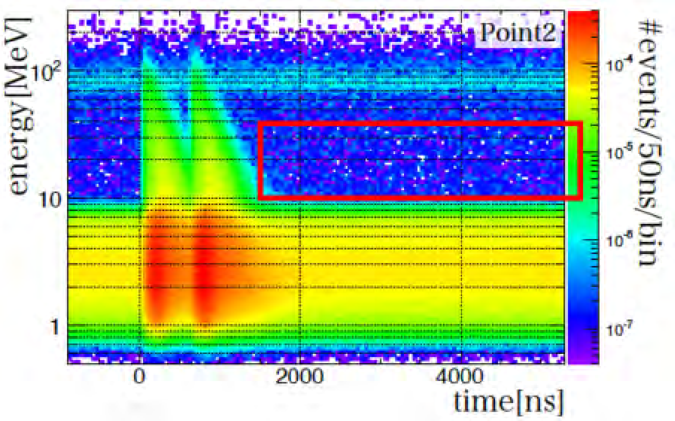


図 2.21　JSNS^2 実験 [51] で観測されたバックグラウンドイベントのエネルギーとビームからの時間差の 2 次元プロット。500 kg のプラスチックシンチレーターを使用して MLF3 階、$L_B = 20\,m$ で測定された。赤枠は C0 と C3 の領域を表している。

C3 の E_p の下限値 (10 MeV) は、熱中性子吸収後に励起された原子核から放出されるガンマ線 (2〜10 MeV) を除去するためのものであり、遅延同時計測のカットである C4 の E_D の下限値 (3 MeV) は、^{208}Tl、^{214}Pb、^{40}K などの放射性元素から放出されるガンマ線を除去するためのものである。C4 の先発信号と後発信号の時間差の下限値 (10 µs) は、ミューオンによる以下の反応

$$\mu^+(\text{stop in detector}) \to e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.19}$$

で生成されるミシェル電子を除去するためである ($e^{-(10\,\mu s/\tau_\mu)} = 0.01$)。C1 は鉛から生成された e^- を選別するためのトリプルコインシデンス条件であり、C2 は電子がプラスチックシンチレーター 1 cm あたり 2 MeV のエネルギーを落とすという性質からかけたカット条件である。また、バックグラウンド事象となる高速中性子による反跳陽子は反跳が起きたときにのみエネルギーを落とすが、電子は通過したプラスチックシンチレーター全てでエネルギーを落とすた

め、トラッカー 2 枚のエネルギー比は 1 にピークが立つ分布になると予想される。そのため、C2 条件にはトラッカー 2 枚の比によるカットも加えている。

次にこれらのカット条件による検出効率を見積もる。まず、ν_e + Pb 反応によって生成される電子が鉛の外に出ていくは割合は約 0.77 であり、C1+C2 のイベントトポロジー cut による検出効率は、典型的なカウント実験から〜0.8 とした。鉛でエネルギーを失った電子に 10 MeV の閾値 (C3) をかけた時の検出効率 ε_{E_e} は 1n 放出の場合〜81 %、2n 放出の場合〜69 % となる。また、C4 カットについては、PANDA 実験の場合、遅延同時計測による後発信号である中性子の検出効率は ε_n=60 % となっていたが、DaRveX 実験は中性子のエネルギーが高く、鉛に吸収されるイベントが起きてしまうことを考慮し、ε_n=40 % とした。これより、中性子 2n 放出の場合に、少なくとも 1 回の遅延同時計数がおこる single delayed coincidence (SDC) は $1-(1-\varepsilon_n)^2 = \varepsilon_n(2-\varepsilon_n) = 0.64$ と計算できる。次に、Fiducial Volume (C5) カットでは、中心の PANDA モジュール 48 本を有効体積として扱うため、$\varepsilon_{\mathrm{FV}} = 48/80 = 0.6$ となる。

このように見積もった検出効率を表 2.4 に 1n 放出と 2n 放出の場合に分けてまとめた。なお、1n 放出と 2n 放出の分岐比は 1n : 2n = 63 % : 37 % となっている。

表 2.4　表 2.3 カットの検出効率。

cut	1n 放出 (β_{1n}=63%)	2n 放出 (β_{2n}=37%)
鉛から出る電子の割合 (ε_S)	0.77	
C0 : 先発信号時間 (ε_{bt})	0.49	
C1+C2 : イベントトポロジー (ε_{ET})	0.8	
C3 : e^- エネルギー (ε_E)	0.81	0.69
C4 : 後発信号 ($\varepsilon_{\mathrm{SDC}}$)	0.4	0.64
C5 : Fiducial volume ($\varepsilon_{\mathrm{FV}}$)	0.61	
分岐比 × 検出効率	0.038	0.030

1n 放出と 2n 放出のカット効率が互いに独立していると仮定すると、少なくとも 1 回の遅延同時計数がある場合のニュートリノ検出効率は

$$\varepsilon_{\nu_e}(\mathrm{SDC}) \sim \varepsilon_{\mathrm{FV}}\varepsilon_{bt}\varepsilon_S(\beta_{1n}\varepsilon_{E1n}\varepsilon_n + \beta_{2n}\varepsilon_{E2n}\varepsilon_n(2-\varepsilon_n)) \sim 6.8\,\% \tag{2.20}$$

となる。

最後に、$P_B = 0.8\,\mathrm{MeV}$、$L_B = 10\,\mathrm{m}$、$M_{Pb} = 320\,\mathrm{kg}$ の場合の DaRveX 検出器での 1 日当たりのニュートリノ検出数を計算すると、

$$N_{\nu_e} = \varepsilon_{\nu_e}(\mathrm{SDC}) \times n_{\nu_e^\mu \mathrm{Pb}} = 0.84\,[\mathrm{event/day}] \tag{2.21}$$

と計算される。

2.7 背景事象

ν_e + Pb 反応におけるニュートリノの断面積は非常に小さいため、この実験を実現するためには背景事象の削減が大きな課題となり、ν_e 事象の選択に様々な条件を適用することで、背景事象を排除する必要がある。ν_e + Pb 反応における信号事象は遅延同時計測であり、この事象のセレクション条件に入り込む背景事象は次の 2 つに分けることができる。

1. correlated 背景事象
   プラスチックシンチレーター内で起こる 1 連の反応が時間相関を持った 2 つの信号を作り、DaRveX 実験における先発信号と後発信号のセレクション条件に入り込む事象のことを指す。
2. Accidental 背景事象
   時間相関を持たない独立した 2 つの信号が偶然先発信号と後発信号のセレクション条件に入り込む事象を指す。

表 2.5 に DaRveX 実験で予想される背景事象をまとめる。背景事象には自然由来のものとビーム由来のものが存在する。以下、表 2.5 に記載した背景事象について解説する。

[I] 陽子線や宇宙線で発生した中性子は、原子核に衝突して熱化し、熱中性子となる。熱中性子は検出器周辺の原子核に吸収され、励起された原子核からはエネルギーが 8 MeV 以下のガンマ線が放出される。よって、熱中性子は先発信号には寄与しないが、数百マイクロ秒の寿命を持ち後発信号を模倣することができるため、熱中性子は他の先発信号を模倣するバックグラウンド信号とペアリングし、ν_e 信号を模倣すると考えられる。

[II] 20 MeV 以上のエネルギーを持つ中性子は、検出器の中の陽子と反跳することで先発信号の選択条件を満たし、その後、中性子はエネルギーを失って検出器の中で熱化し、Gd に捕獲されて遅延信号を発生させる。1 つの中性子が先発信号と後発信号の両方を出すことから、これは correlated 背景事象である。このバックグラウンドは、DaRveX 実験において最も深刻なバックグラウンドとなることが予想されている。

[III] 中性子のエネルギーが 200 MeV 以上の場合、π^+ が生成され、鉛と反応して π^+ が崩壊し μ^+ が生成され、μ^+ は検出器の中で停止し、数 μs 後に崩壊して e^+ を生成する。この e^+ 信号はプロンプトのタイミングウィンドウ内に入ってくることになる。一方、この中性子が検出器で熱化し、Gd に吸収された場合は、相関のある後発信号が発生する。このようなバックグラウンドは、π^+ の生成や崩壊の信号がオンバンチのタイミングで同定されれば取り除くことができる。したがって、DaRveX のイベントウィンドウ内のイベントだけでなく、オンバンチ信号も測定することが重要となる。

[IV] 宇宙から飛来した μ^+ が検出器で停止して崩壊すると、μ^+ が先発信号を、崩壊で生成された e^+ が後発信号を模倣する可能性がある。そのため、ミシェル崩壊イベントは correlated 背景事象に分類される。このようなバックグラウンドを除去するために、宇宙線 veto counter を使い、さらに後発信号の開始時間 (10 μs) を設定している。ν_e の検出効率に影響を与えなければ、開始時間をより遅らせることもできる。

[V] 宇宙線によって生成される π^0 の崩壊により高エネルギーガンマ線が発生する。このガ

ンマ線が先発信号セレクションを満たす確率は低いが、この種のガンマ線は他の先発信号を模倣する背景事象とペアリングする遅延信号として ν_e 信号を模倣する可能性がある。

[VI] 自然に発生するバックグラウンドである ^{238}U, ^{232}Th, ^{40}K の崩壊におけるガンマ線のエネルギーは、全エネルギーカットで除去できるほど低い (2.8 MeV 以下) 。後発信号のエネルギー閾値は、この種のバックグラウンドを除去するように設定している。

表 2.5　背景事象の分類表。ε_{bt} はタイミングカットによる宇宙線由来背景事象の削減率を表している。赤文字で書かれた成分が背景事象信号の候補となる成分である。

発生源	分類	先発信号	後発信号
		$(t_P = 1.5 \sim 5.5\,\mu s)$ $(E_P = 10 \sim 50\,\mathrm{MeV})$	$(t_D - t_P = 10 \sim 200\,\mu s)$ $(E_D = 3 \sim 10\,\mathrm{MeV})$
$p/\mu + N$		$\varepsilon_{bt} = 10^{-4}$	$\varepsilon_{bt} = 5 \times 10^{-3}$
$\rightarrow n + X$	[I] 熱中性子 $(E_n \sim 25\,\mathrm{MeV})$	$n + A \rightarrow A^* \rightarrow \gamma$	$n + A \rightarrow A^* \rightarrow \gamma$
			$n + \mathrm{Gd} \rightarrow \gamma s$
	[II] 高速中性子 $(E_n > 20\,\mathrm{MeV})$	$n + p \rightarrow n + p$	$n + \mathrm{Gd} \rightarrow \gamma s$
	[III] $(E_n > 200\,\mathrm{MeV})$ $n + A \rightarrow (n, \pi^+) \rightarrow (n, \mu^+)$	$\mu^+ \rightarrow e^+$	$n + \mathrm{Gd} \rightarrow \gamma s$
$\rightarrow \pi^+ \rightarrow \mu^+$	[IV] ミシェル電子	$\pi^+ \rightarrow \mu^+$	$\mu^+ \rightarrow e^+$
$\rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	[V] 高エネルギー γ	γ	γ
^{238}U, ^{242}Th, ^{40}K	[VI] $E_\gamma < 2.8\,\mathrm{MeV}$	γ	γ

第 3 章

シミュレーションによる検出器性能評価

3.1 目的

シミュレーションを行う主な目的は以下のとおりである。

1. ニュートリノ選別条件 (表 2.3) によるニュートリノ事象及びバックグラウンド (宇宙線由来高速中性子) 事象の検出効率の見積もり (性能評価)
2. ニュートリノと背景事象 (宇宙線由来高速中性子) の検出数の見積もり (統計量が足りるのか)
3. 上記 2 つをもとに改善点を検出器構造にフィードバックし、検出器性能の向上を行う

μDAR による電子ニュートリノと鉛の反応イベント数は 2 章の式 2.12 で表され、宇宙線由来高速中性子のフラックスは JSNS^2 実験より測定されているため [42]、目的 1 の検出効率から目的 2 の検出数の計算が可能となる。DaRveX 実験では、JSNS^2 実験によるニュートリノフラックス測定の誤差 10% [42] と同程度の統計誤差が得られるよう、3〜5 年で 100 events のニュートリノ事象の検出を目指しており、10 m 地点と 20 地 点でこの統計量を満たすことができるのか MC シミュレーションで見積もりを行う。また、目的 1、2 での結果が要求する値を満たしていなかった場合、検出器構造を見直し更なる改善を行っていく。

3.2 Geant4

検出器の性能評価をするシミュレーションには、CERN 物理研究所が提供している Geant4 を使用する。Geant4 とはモンテカルロ法を用いて、物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするためのソフトウェア・パッケージであり、適用領域には高エネルギー物理学、原子核実験、加速器等が含まれる。Geant4 はオブジェクト指向である C++ をベースとしたシミュレータ開発用クラスライブラリであり、測定データに基づいた粒子と物質の相互作用が関数やデータベースとなって組み込まれている。Geant4 には以下のような特徴がある。

- 検出器や吸収体などの様々な物質をユーザーが定義でき、自由に配置することができる。
- 電子、陽子、中性子等様々な粒子を扱える。
- 粒子の発生位置、エネルギー、運動方向もユーザーが自由に決められる。
- 物質を通過する粒子の飛跡をシミュレートし、検出器がどのような応答をするのか時系列も含め見ることができる。

以上のような特徴を持つ Geant4 を用い、ユーザーは自身の実験環境に合わせたシミュレーションを行う事が出来る。本研究では、バージョン 4.10.06.03 の Geant4 を用いて検出器の性能評価を行った。

3.3　シミュレーションセットアップ

Geant4 では大まかに以下の手順でシミュレーションを行う。

1. 物質を定義し、空間内に配置する。
2. 指定した発生位置、エネルギー、運動方向を持つ粒子 (複数も可) を空間内に生成する。
3. 粒子と物質の相互作用反応が起こるたび、その時の情報を取得。
4. 生成した粒子のエネルギーが 0 になると終了。(1〜4 までのセットで 1event)
5. 1〜4 の手順を指定した event 数だけ繰り返す。

その為、まずは検出器構造 (Geometry) と生成する粒子の情報をユーザー側で準備する必要がある。Geometry については 2 章で説明した通り、図 2.18 のように鉛をトラッカーシンチ 2 枚で挟み、それをカロリメータシンチの間に挿入したサンドイッチ構造を作成する。実際に Geant4 で作成した Geometry を図 3.1 にのせる。

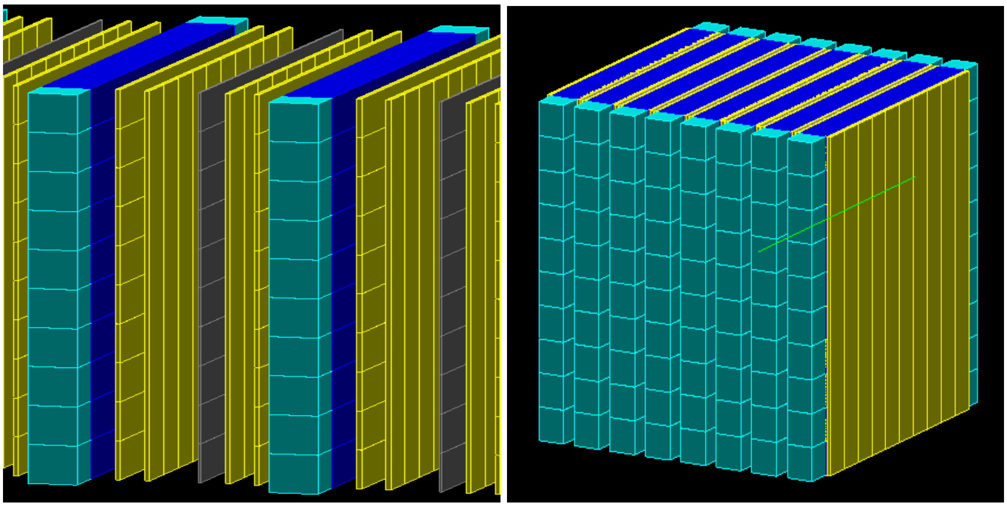


図 3.1　Geant4 内で作成した Geometry。左図は各列の検出器の間を広げた図。右図は間を空けずに設置した図。水色は PMT、青はカロリシンチレーター、黄色はトラッカーシンチレーター、灰色は鉛を表している。なお、シミュレーションでは PMT での検出は行わないが、構造理解の為簡略化して設置している。

表 3.1　Geometry 構成内容

材料	寸法	数量
PANDA モジュール	10 cm × 10 cm × 100 cm	80 本
プラスチックシンチレーター	1 cm × 10 cm × 100 cm	284 枚
鉛	4 mm × 10 cm × 100 cm	70 枚
PMT	10 cm × 10 cm × 10 cm	160 本

Geometry は縦 10 × 横 8 の 80 本の PANDA モジュール (カロリメータシンチレーター) と 284 枚のプラスチックシンチレーター (トラッカーシンチレーター)、7 層の鉛 320 kg から構成されている。この Geometry を用いて ν_e-Pb 散乱のシミュレーションを行う。

ただし、数十 MeV 領域での鉛とニュートリノの散乱実験は過去行われておらず、散乱で生じる電子と中性子の情報を記述するイベントジェネレーターは存在しない。その為、ニュートリノ-鉛散乱を再現するイベントジェネレーターを理論計算の論文を参考にしながら開発した。

3.4　電子ニュートリノ-Pb 散乱イベントジェネレーター開発

3.4.1　ジェネレーター作成における問題点

イベントジェネレーターでは、ある決まったエネルギーの電子ニュートリノが鉛原子核と反応し、電子と中性子がどのようなエネルギーと角度で発生するかの確率分布でイベントを生成するが、ジェネレーターを制作するうえで大きな問題が 2 つあった。

1 つ目は電子ニュートリノ-鉛散乱の終状態で発生する中性子のエネルギー分布が不明な点である。2 章で述べた図 2.13 の電子のエネルギー分布は発生する中性子の運動エネルギーを 4.5 MeV に固定し、近似で求めたものであるが、図 2.12 が示すように実際の中性子の運動エネルギーは広く分布している。図 2.12 は電子ニュートリノが 40 MeV の時の中性子のエネルギー分布を表しているため、電子ニュートリノの他の入射エネルギーに対する放出中性子のエネルギー分布の情報がないという問題がある。

2 つ目は発生する中性子数と中性子のエネルギー分布の相関が不明という点である。電子ニュートリノ-鉛散乱では生成される中性子が 1 つの場合 (1n) と 2 つの場合 (2n) があり、μ + 静止崩壊の電子ニュートリノに対して発生割合は 1n：2n = 63%：37% と予想されている。その為 1n、2n での中性子の運動エネルギーの違いを考慮する必要があるが、現在は 1n の場合の中性子エネルギーの計算例しか存在せず、発生中性子数による各粒子のエネルギー分布の変化を正確に表すことができずにいる。これが 2 つ目の問題点である。

このように MeV 領域の電子ニュートリノと鉛の反応についてはいくつかの計算例はあるが、特定のパラメータに対する計算だけであり、完全なシミュレータを作るためには情報が大きく不足している。そのため本研究は不足している情報については、これから述べるように合理的な仮定により補足しながら行った。

3.4.2　2 種類のイベントジェネレーター開発

上記で述べた問題点より、本研究では 2 種類のイベントジェネレーターを開発した。

パターン 1　中性子のエネルギー 4.5 MeV 、ニュートリノエネルギーは図 2.13 に沿った分布 (1n,2n 両方考慮)

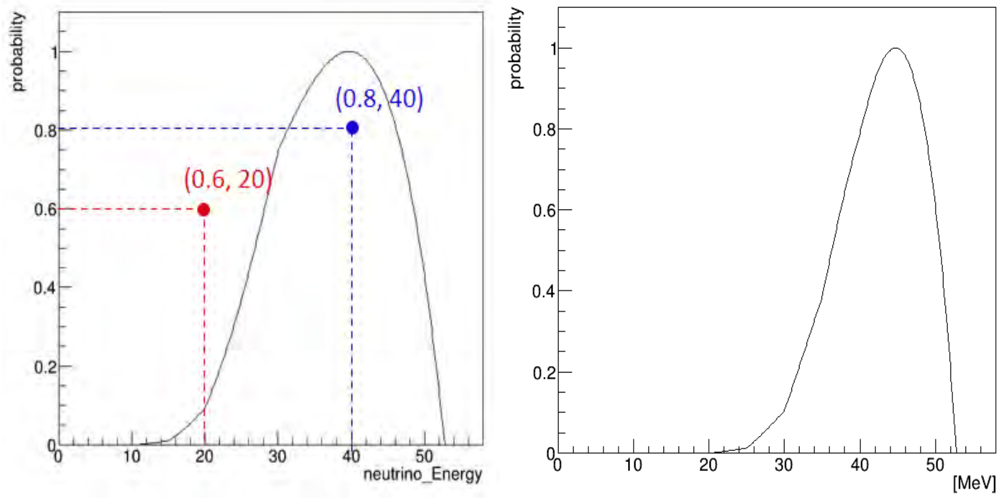
パターン 2　中性子のエネルギーは図 2.12 に沿った分布、ニュートリノエネルギー 40 MeV (1n のみ考慮)

DaRveX 実験で使用する電子ニュートリノの平均エネルギーは約 40MeV であるため、図 2.13 に沿ったパターン 1 だけではなく、40 MeV 固定として扱ったパターン 2 も参考にできると考え検証することにした。なおパターン 1 では 2n の時の各中性子の運動量は、運動量の合計がエネルギー 4.5 MeV の時のものに等しくなると仮定し、中性子エネルギー 4.5 MeV の運動量をランダムに 2 つに分けたものにした。また、パターン 2 は中性子のエネルギースペクトルを忠実に再現するが、1n の時の計算例しかない為 2n のイベントは発生させない。

3.4.3　パターン 1 ジェネレーターの開発

3.4.3.1　電子ニュートリノのエネルギー (E_ν) と運動量 ($\vec{p}_\nu$) の決定方法

電子ニュートリノのエネルギーは図 2.13 で表される確率分布に沿うように決定する。方法としては、分布の最大値が 1 になるよう規格化し、乱数で振った 2 次元の点の位置がその確率分布関数の内側にあればその点のエネルギーを採用するといった方法をとった。例を図 3.2 を用いて説明する。



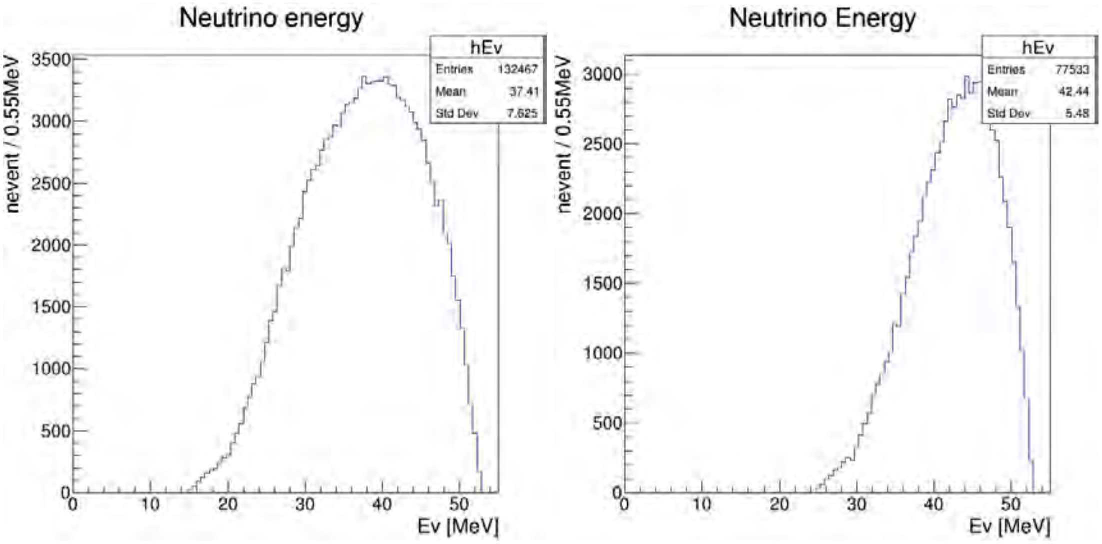
(a) 1n の放出の場合　　(b) 2n の放出の場合

図 3.2　電子ニュートリノのエネルギー分布の最大値が 1 になるよう規格化したグラフ。左図は 1n 放出、右図は 2n 放出の場合のものを表している。左図には例として乱数点を 2 点プロットしている。

図 3.2 は電子ニュートリノのエネルギー分布の最大値が 1 になるように規格化したグラフで

ある。規格化した後は縦軸 0〜1、横軸 0〜52.8 MeV の範囲で乱数点を取る。図 3.2 には例として 2 つの乱数点をプロットしている。赤点は規格化した関数内に入っていない為この時の横軸の値は採用せず、青点のように関数の内側に乱数点が入っている時、その横軸の値 (この場合は 40 MeV) を E_ν として採用する。

実際にジェネレーターで決定した電子ニュートリノのエネルギー分布は図 3.3 のようになった。ジェネレーターの電子ニュートリノのエネルギー分布は図 3.2 の確率分布と同じ形になっていることが確認できる。また、ジェネレーターでは 1n：2n = 63%：37% の割合でイベントが生成されるように設定した。方法は 0〜1 までの乱数をとり、0〜0.63 の範囲なら 1n を、0.63〜1 の範囲なら 2n のイベントを生成した。図 3.2 を見ると、1n と 2n のイベントエントリーは $1n：2n = 132240 : 77760 \approx 63\%：37\%$ となり、イベント割合も正確に反映できていることがわかる。



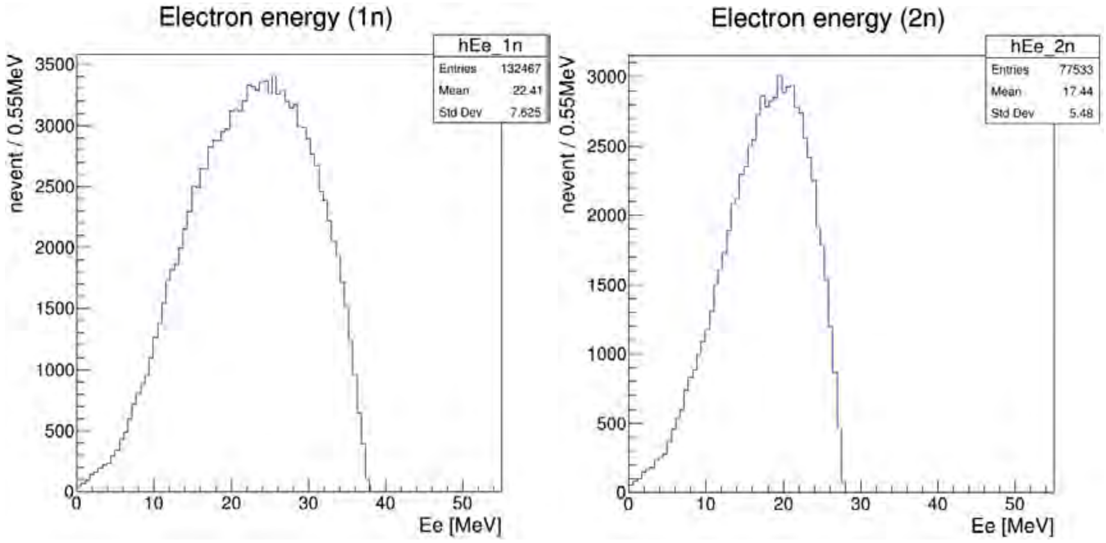
(a) 1n 放出の場合　　(b) 2n 放出の場合

図 3.3　パターン 1 ジェネレーターで作成した E_ν の分布

電子ニュートリノの運動方向 $\vec{v_\nu}$ については、水銀標的から鉛との反応位置の向きにした。鉛との反応位置座標を (x, y, z)、水銀標的の位置を (a, b, c) とすると $\vec{v_\nu} = (x-a, y-b, z-c)$ と表す。電子ニュートリノの運動量 $\vec{p_\nu}$ は $\vec{p_\nu} = p_\nu \times \frac{\vec{v_\nu}}{|\vec{v_\nu}|}$ とした。

3.4.3.2　電子のエネルギー (E_e) と運動量 ($\vec{p_e}$) の決定方法

パターン 1 では中性子のエネルギーを 4.5 MeV で固定しているため、電子のエネルギーは 2 章の式 2.17 に従う。電子のエネルギーの決定方法としては電子ニュートリノと同じく、電子のエネルギースペクトルを規格化し、乱数点を振ることによりけて決定した。パターン 1 ジェネレーターで生成した電子のエネルギー分布は図 3.4 のようになった。想定通り、電子ニュートリノのエネルギー分布をそれぞれ 15 MeV、25 MeV 左にシフトした分布になっている。



(a) 1n 放出の場合　　(b) 2n 放出の場合

図 3.4　パターン 1 ジェネレーターで作成した E_e の分布

次に電子の運動方向については、図 2.14 の角度分布に従うようにする。方法としては、まず鉛との反応位置座標から一様等方ランダムな方向に長さ 1(絶対値が 1) のベクトル ($\vec{v_e}$) を作成する。その後、縦軸は 0〜1 の範囲の乱数、横軸は $\vec{v_\nu}$ との角度分布を計算した値の点を取り、その点が図 2.14 関数の内側に収まっていればその時の $\vec{v_e}$ を電子の運動方向として採用する。こうして決定した $\vec{v_\nu}$ と $\vec{v_e}$ の角度分布を図 3.5 に示す。

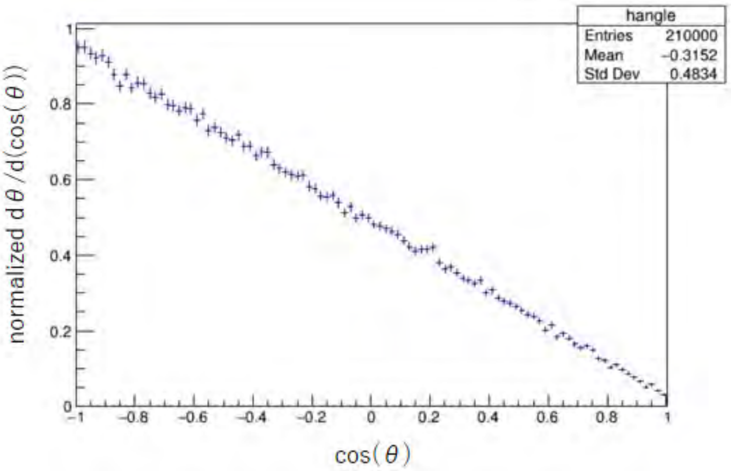


図 3.5　パターン 1 ジェネレーターで作成した電子ニュートリノと電子の角度分布

図 3.5 からジェネレーターは電子の角度分布をよく再現できており、後方散乱が多く起こっていることが確認できる。

電子の運動量の大きさは、運動エネルギーを E_e、質量を m_e とすると、相対論から $p_e = \sqrt{(E_e + m_e)^2 - m_e^2}$ と計算できるため、$\vec{v_e}$ を用いて $\vec{p_e} = \vec{v_e} \times p_e$ と決定した。

3.4.3.3　中性子のエネルギー (E_n) と運動量 ($\vec{p}_n$) の決定方法

中性子の運動エネルギーは $E_n = 4.5$ MeV に固定し (図 3.6)、中性子の運動方向 $\vec{v}_n$ は $\vec{p}_\nu$ と $\vec{p}_e$ の差を単位ベクトルに直した方向 $\vec{v}_n = \frac{\vec{p}_\nu - \vec{p}_e}{|\vec{p}_\nu - \vec{p}_e|}$ とした。中性子の運動量の大きさ p_n は相対論から $p_n = \sqrt{(E_n + m_n)^2 - m_n^2}$ と計算でき、これらから運動量 $\vec{p}_n = \vec{v}_n \times p_n$ と決定した。なお、中性子が 2 つ出る 2n の場合は図 3.7 のように $\vec{p}_n$ の中点を中心とする半径 p_n の球面上にランダムな点 a を取り、原点 (中性子生成点) から a までのベクトルを一つ目の中性子 (n1) の運動量 $\vec{p}_{n1}$ とし、2 つ目の中性子 (n2) の運動量は $\vec{p}_{n2} = \vec{p}_n - \vec{p}_{n1}$ とした。p_n、p_{n1}、p_{n2}、$p_n_sum = |\vec{p}_{n1} + \vec{p}_{n2}|$ の運動量の分布は図 3.8 のようになり、$p_n_sum = p_n$ となっている。このことから 2n イベントでは想定通り中性子の運動量を 2 つの成分に分解できていることがわかる。

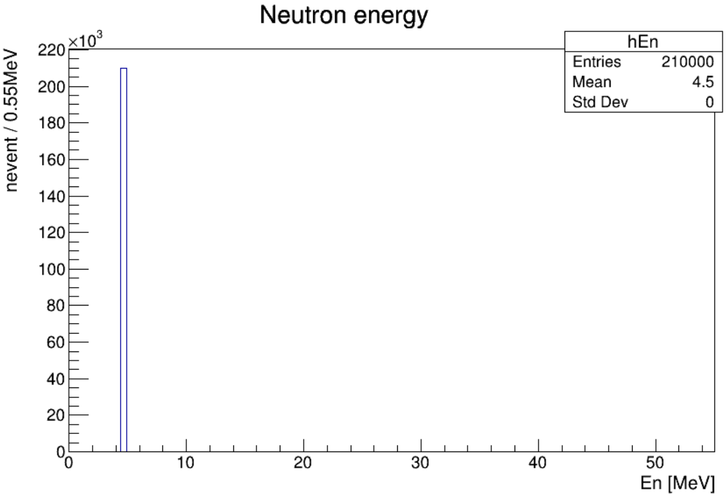


図 3.6　パターン 1 ジェネレーターで作成した E_n の分布

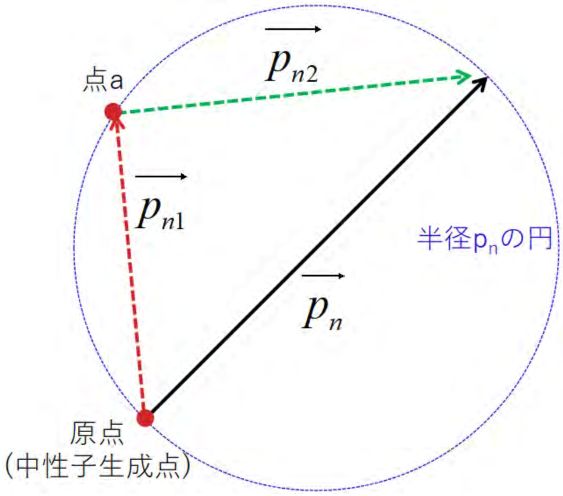
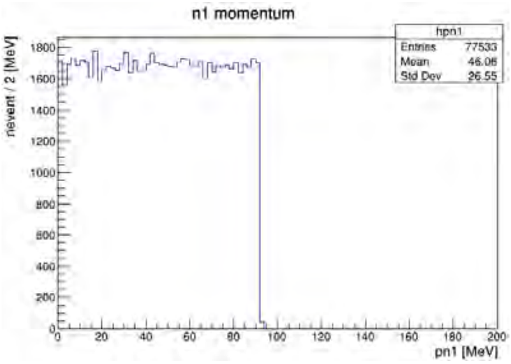
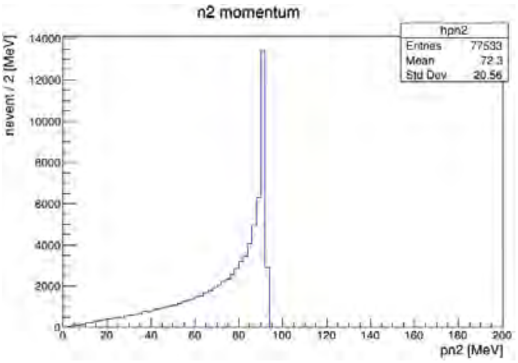


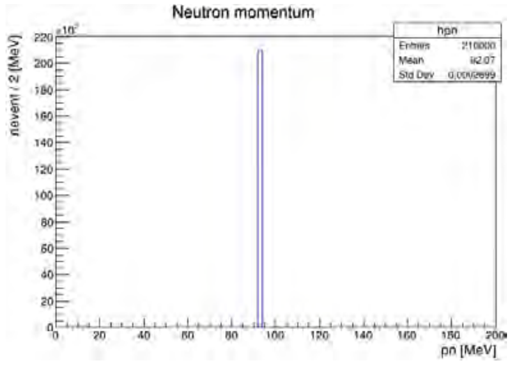
図 3.7　2n 放出時の各中性子の運動量決定方法の概略図。p_n を 2 つの成分に分解して n1、n2 の運動量に割り当てる。



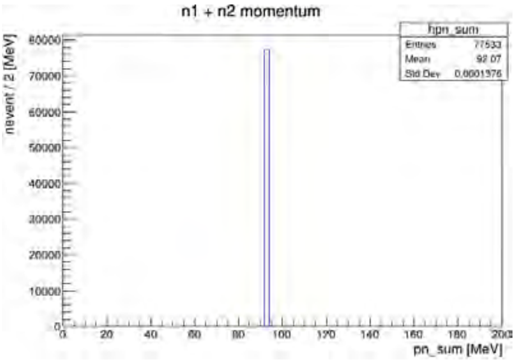
(a) p_{n1}



(b) p_{n2}



(c) p_n



(d) p_n_sum

図 3.8　p_{n1}、p_{n2}、p_n、p_n_sum、の分布。

3.4.4　パターン 2 ジェネレーターの開発

次にパターン 2 ジェネレーターについて解説していく。なお、各粒子の運動量の決定方法はパターン 1 と同様の手順で $\vec{p_\nu}$ と $\vec{p_e}$ を決定し、その 2 つから $\vec{p_n}$ を求めたため詳細は省略する。

3.4.4.1　電子ニュートリノのエネルギー (E_ν) 決定方法

パターン 2 では $E_\nu = 40\,\mathrm{MeV}$ に固定した (図 3.9)。

3.4.4.2　中性子のエネルギー (E_n) 決定方法

中性子のエネルギーは図 2.12 の分布に従うように生成する。方法は今までと同様に関数を規格化し、乱数点が関数の内側に来た時の横軸の値を採用する。パターン 2 ジェネレーターで作成した中性子のエネルギーは図 3.10 のようになり、図 2.12 を反映した形になっていることが確認できる。

3.4.4.3　電子のエネルギー (E_e) 決定方法

E_ν と E_n が決まったので、E_e を決める。パターン 2 では 1n の場合のみを考慮しているため、E_e は E_ν から E_n と中性子 1 個分の束縛エネルギー〜$10\,\mathrm{MeV}$ を引いた値、$E_e = E_\nu - E_n - 10\,\mathrm{MeV}$ となる。こうして決定した E_e の分布は図 3.11 のようになった。

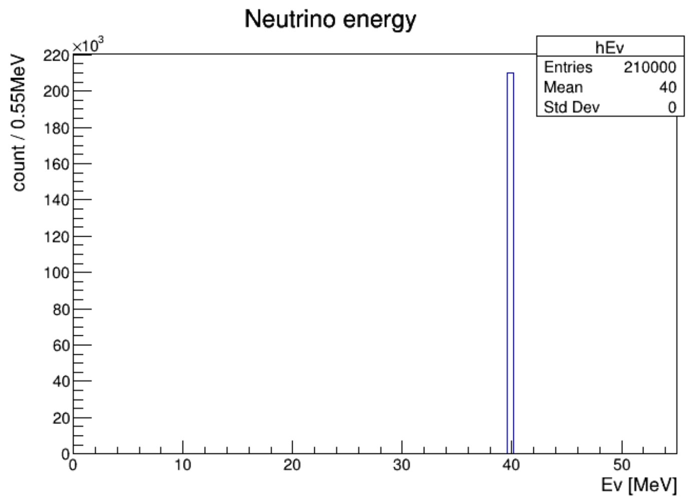


図 3.9　パターン 2 ジェネレーターで作成した E_ν の分布

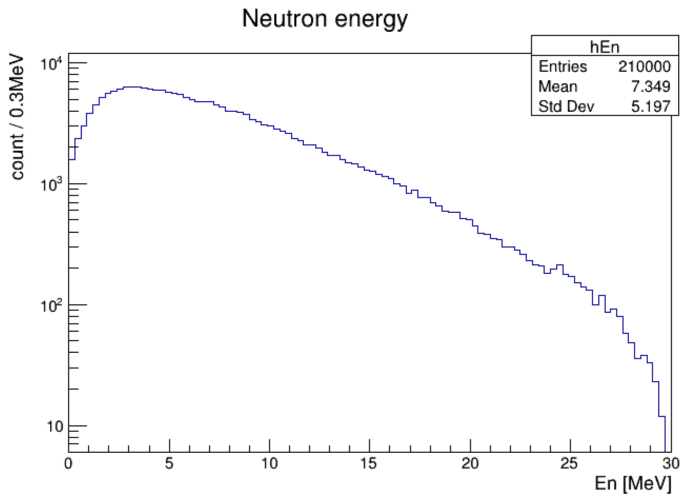


図 3.10　パターン 2 ジェネレーターで作成した E_n の分布

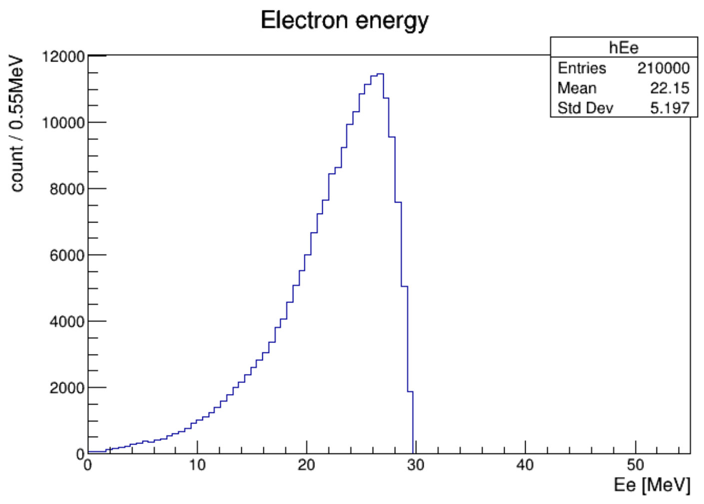


図 3.11　パターン 2 ジェネレーターで作成した E_e の分布

3.4.5　ニュートリノ事象見積もり手法

上記で述べてきたように電子ニュートリノ-鉛反応による各粒子のエネルギー、運動量を設定できたため、これを用いてシミュレーションを行っていく。見積もり手法としては図 3.12 のように、水銀標的から発生した電子ニュートリノが鉛と反応したと仮定し、鉛中のランダムな位置からジェネレーターで設定したエネルギー、運動量を持つ電子、中性子を発生させるという方法を取った。尚、イベントジェネレーターでは検出器の置く位置を水銀標的からの距離 10 m 地点を想定しており、 Geomtry は検出器中心を (0, 0, 0) に設定しているため、水銀標的の位置は (-10, -5, 0) m となっている。また、図 3.12 のようにサンドイッチ構造のトラッカーシンチレーターは水銀標的側から順に a,b,c,d とラベルを付けている。

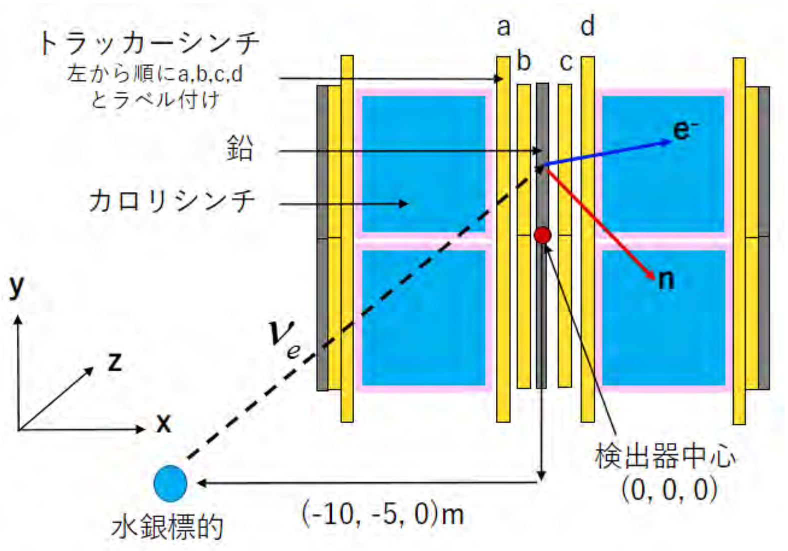


図 3.12　シミュレーション手法の図。MLF 水銀標的からのニュートリノが鉛と反応したと仮定し、鉛中から電子と中性子を生成する。

3.5　背景事象イベントジェネレーター

ニュートリノ事象と背景事象でどの程度の検出効率を持つのか計算するため、背景事象のシミュレーションも行う。背景事象としては宇宙線由来の高速中性子を想定した。宇宙線由来の高速中性子のイベントジェネレーターは JSNS^2 実験の解析結果に基づいて作成された既存のものを使用した ([52]、p28,29) 。イベントジェネレーターは図 3.13 であらわされるように、検出器の中心から 3 m 離れた球面上のランダムな位置から宇宙線由来の高速中性子を一様等方ランダムな方向に生成するものである。

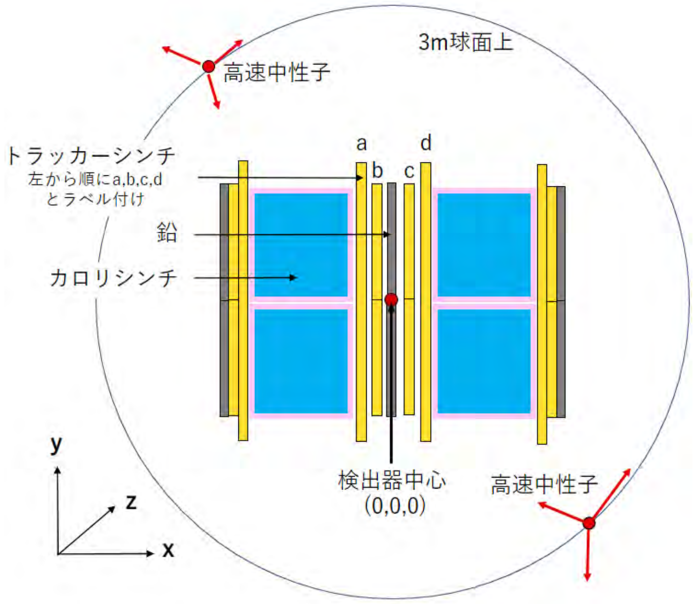


図 3.13　背景事象シミュレーション手法の図。検出器中心から 3 m 離れた球面上のランダムな位置から一様等方ランダムな方向に高速中性子を生成している。

3.6　シミュレーション解析

3.6.1　先発信号 (prompt) と後発信号 (delayed) の定義

3.1 でも述べたように Geant4 では反応の結果を時間情報を含め保存しているため、解析ではこの時間情報を用いて prompt と delayed 信号の切り分けを行う。prompt と delayed の区別は図 3.14 のように、一番初めに起きた反応の時間を基準 (t=0) におき、0 ～ 1 μs を prompt 信号による反応、1 μs 以降を delayed 信号による反応としている。尚、図 3.14 ではわかりやすくするために反応を波形で表しているが、シミュレーションでは反応結果は数値データとして受け取っている。

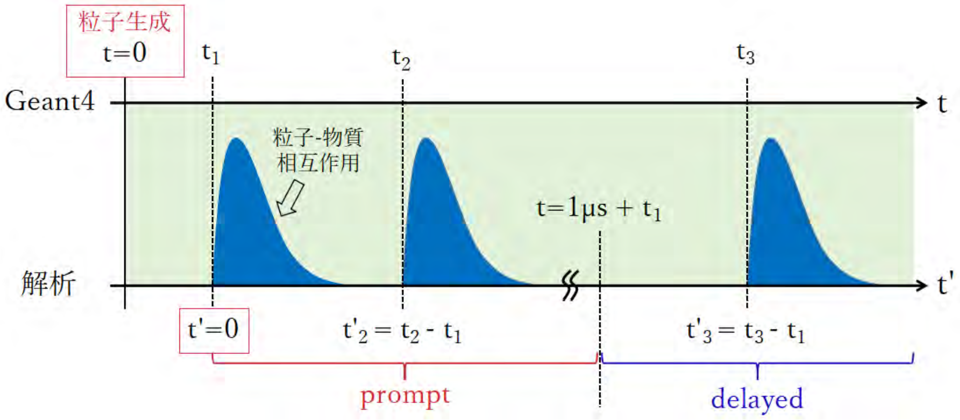


図 3.14　シミュレーションデータの prompt と delayed 信号の切り分け。最初の反応時間を基準に prompt と delayed に切り分ける。

3.6.2　解析変数の定義

解析に用いる変数の説明を以下に載せる。

- Esum
  1event における、全カロリメーターシンチのエネルギー総和を表す。今回のシミュレーションではカロリメーター—シンチが 80 本あるので、80 本のエネルギー総和を表している。
- Etotal
  1event における、全カロリメーターと全トラッカーシンチ a,b,c,d のエネルギー総和を表す。
- E_row_panda, E_row_a, E_row_b, E_row_c, E_row_d
  1event における、カロリメーター—シンチ (PANDA モジュール), トラッカー a, b, c, d の縦一列のエネルギー総和を表す。
- Ea, Eb, Ec, Ed
  1event における、トリプルコインシデンスがあったと判断された列の各トラッカー a,b,c,d1 枚でのエネルギー最大値。トリプルコインシデンスの有無の判断の仕方は後述するカット条件の項目で説明する。
- cx, cy, cz
  1event における、カロリメーター—シンチ内で起こった相互作用の x, y, z のエネルギー重心を表す。1event 内における i 番目の相互作用が起こった位置座標を (x_i, y_i, z_i)、相互作用によってカロリメーター—シンチが検出したエネルギーを E_i とすると、

$$(cx, cy, cz) = \frac{\sum_{i=1}^{n}(x_i, y_i, z_i) * E_i}{\sum_{i=1}^{n} E_i}$$

  と表される。なお、上式の分母は Esum と等しい。
- dT
  1event における、一番最初の promot 信号の時間と一番最初の delayed 信号の時間差を表す。

なお、変数が promot 信号のものを表すときは変数の頭に p_をつけ、delayed 信号のものを表すときは変数の頭に d_を付けて区別する。(p_Esum や d_Esum のように)

3.6.3　カット条件の定義

本章のシミュレーションでは表 2.3 で表されるカット条件による検出効率を見積もるため、カット条件は表 2.3 に基づいて定義した。

- C1 : prompt event topology
  C1 はトリプルコインシデンスの有無を判断するカットである。トリプルコインシデンスイベントの探索方法は、トラッカーシンチとカロリメーター—シンチを一列ずつ確認していき、トラッカー a, b + カロリメーター—シンチあるいは、トラッカー c, d + カロ

リメーターシンチの 3 つが Hit (Energy deposit $> 0.1\,\mathrm{MeV}$) したかどうかで判断する。カット条件は

$$\mathrm{p_E_row_panda,\ p_E_row_a,\ p_E_row_b} > 0.1\,\mathrm{MeV} \tag{3.1}$$

あるいは

$$\mathrm{p_E_row_panda,\ p_E_row_c,\ p_E_row_d} > 0.1\,\mathrm{MeV} \tag{3.2}$$

とした。縦一列分のエネルギー総和を参照している理由は、鉛から電子が斜めに発射された場合、同一ラベルのシンチを複数枚通過する可能性があることを考慮したためである。

- C2 : Consistency of MIP hits
  C2 はトラッカーシンチを通過した粒子の Energy で選別するカットである。トリプルコインシデンスを満たしたとき、トラッカー 1 cm 当たりの電子の MIP は約 2 MeV であり、各トラッカーで同程度のエネルギーを落とすと考えられる。カット条件は以下のようにした。

$$1\,\mathrm{MeV} < \mathrm{p_Ea,\ p_Eb} < 5\,\mathrm{MeV} \quad \& \quad 0.5 < \mathrm{p_Ea\,/\,p_Eb} < 2 \tag{3.3}$$

あるいは

$$1\,\mathrm{MeV} < \mathrm{p_Ec,\ p_Ed} < 5\,\mathrm{MeV} \quad \& \quad 0.5 < \mathrm{p_Ec\,/\,p_Ed} < 2 \tag{3.4}$$

- C3 : electron visible energy
  C3 はニュートリノ-Pb 鉛散乱で生成される電子のエネルギー分布に基づいたカットである。カット条件は

$$10\,\mathrm{MeV} < \mathrm{p_Etotal} < 50\,\mathrm{MeV} \tag{3.5}$$

とした。下限値の 10 MeV は J-PARC MLF BL07 の環境ガンマ線が 10MeV 以下のエネルギー帯であることを考慮したためである。

- C4 : Delayed Signal
  C4 は中性子のガドリニウム捕獲による遅延同時計測を判断するカットである。

$$3\,\mathrm{MeV} < \mathrm{d_Etotal} < 10\,\mathrm{MeV} \quad \& \quad 10\,\mu\mathrm{s} < \mathrm{dT} < 200\,\mu\mathrm{s} \tag{3.6}$$

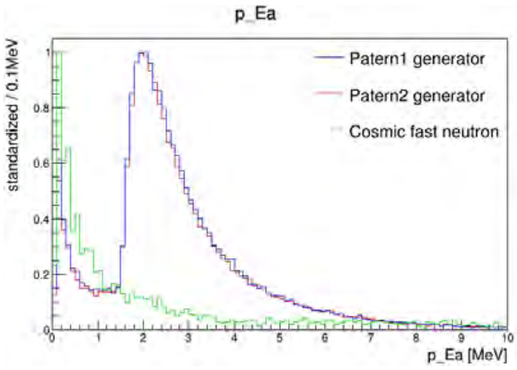
- C5 : Fiducial volume
  C5 は〜のカットである。カットはエネルギー重心座標 (p_cx, p_cy, p_cz) が最外層のモジュール内部に入っているかどうかで判断するようにした。Geometry の中心は (0, 0, 0) になっているため、条件は以下のようにした。

$$-430\,\mathrm{mm} < \mathrm{p_cx} < 430\,\mathrm{mm},\ -400\,\mathrm{mm} < \mathrm{p_cy, p_cz} < 400\,\mathrm{mm} \tag{3.7}$$

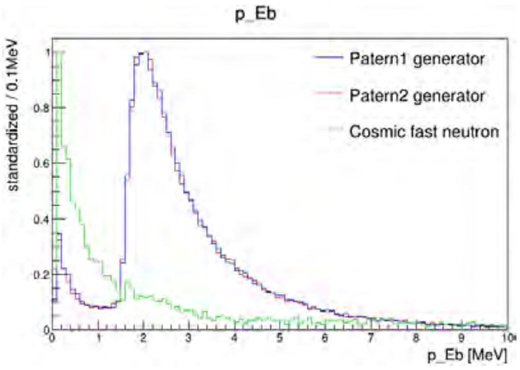
3.7　シミュレーション解析結果

3.7.1　カット条件の確認

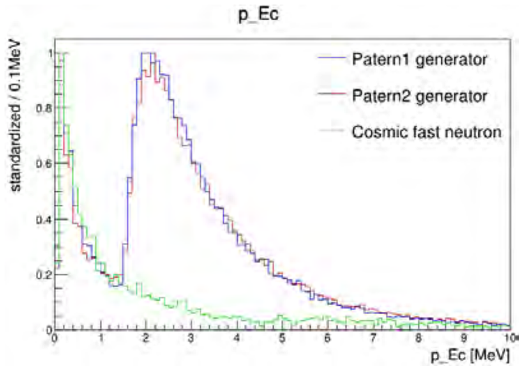
ニュートリノ事象と宇宙線由来の高速中性子事象の違いは prompt 信号が電子か反跳陽子かという事であるため、上で定義したカット条件 C2、C3 によるカットで選別できることが期待できる。その為まずは、カット C2、C3 でニュートリノ事象と宇宙線由来の高速中性子が区別できているか、適切なカット条件といえるかどうかを確認していく。図 3.15 は C1 条件を満たした後の p_Ea、p_Eb、p_Ec、p_Ed のエネルギー分布である。なお、分布の違いを見るため図は全てグラフの最大値が 1 になるよう規格化している。図 3.15 のプロットでは青線がパターン 1 ジェネレーター、赤線がパターン 2 ジェネレーター、緑線が宇宙線由来高速中性子のシミュレーション結果を表している。宇宙線由来の高速中性子のシミュレーションでは中性子による反跳陽子が prompt 信号になると考えられ、そのエネルギー分布は 0 MeV から指数関数的に落ちていき、3 MeV 当たりからほぼフラットな分布になっている。ニュートリノ事象のシミュレーションでは各トラッカーの分布が約 2 MeV でピークになっており、トラッカー 1 cm 当たりに落とすエネルギー (MIP) が約 2 MeV であることを反映している。また、0 ～ 1.5 MeV までの分布は宇宙線由来の高速中性子と同じ分布になっているため、この範囲のイベントは鉛



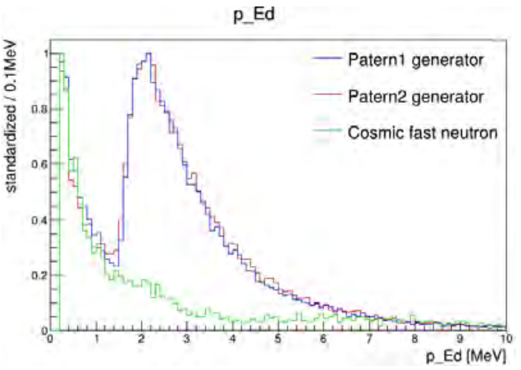
(a) p_Ea



(b) p_Eb



(c) p_Ec

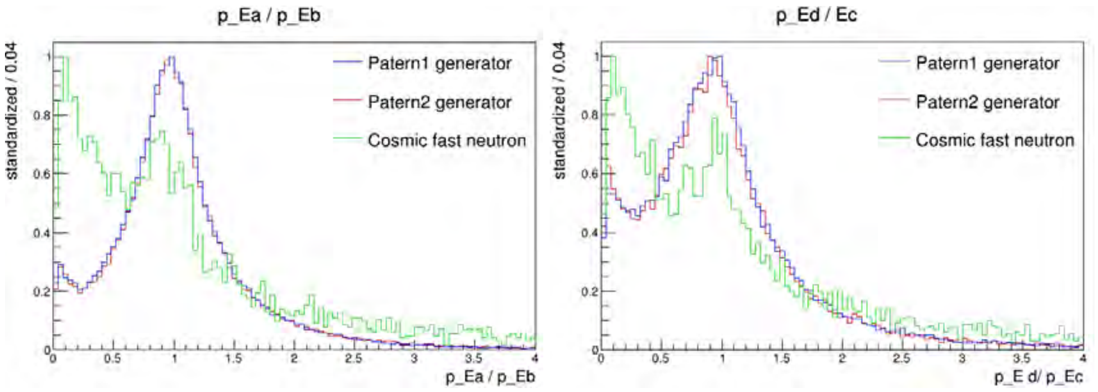


(d) p_Ed

図 3.15　C1 条件を満たした後の p_Ea, p_Eb, p_Ec, p_Ec の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

散乱で生成された中性子による反跳陽子が主な原因と考えられる。

次に、C1 条件後の p_Ea/p_Eb、p_Ed/p_Ec の分布を図 3.16 に載せる。ニュートリノ事象では電子がトラッカー 2 枚を同じ距離だけ通過し、同じエネルギーを落とすためトラッカー 2 枚の比は 1 でピークになっていることが確認できる。それに対し宇宙線由来の高速中性子による反跳陽子は、反跳に応じて落とすエネルギーが変化するため 1 以外にも幅広く分布する形となりニュートリノ事象と区別できることがわかる。図 3.15〜図 3.16 より、カット条件 C2 は適切なカット条件といえる。



(a) p_Ea/p_Eb

(b) p_Ed/p_Ec

図 3.16　C1 条件を満たした後の p_Ea / p_Eb, p_Ed / p_Ec の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

C1 カット後の p_Etotal の分布は図 3.17 のようになった。

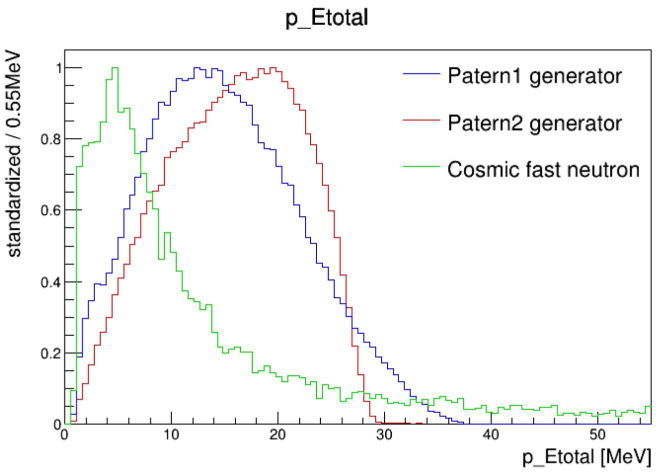


図 3.17　C1 カット後の p_Etotal の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

宇宙線由来の高速中性子は約 5 MeV でピークになり、指数関数的に減少した後フラットな形になっている。それに対し、ニュートリノ事象はパターン 1 ジェネレーターは 15 MeV で、パターン 2 ジェネレーターでは 20 MeV でピークになった後、どちらも 40 MeV までで 0 になっていることが確認できる。

次に、d_Etotal と dT の分布をみていく。ニュートリノ事象と宇宙線由来の高速中性子事象は delayed 信号が中性子のため、これらの分布で区別することは有効ではないと考えられるが、遅延同時計測のカットの仕方が適切かどうかを確認する。図 3.18 は C1 カット後の d_Etotal を表している。d_Etotal は 2 MeV でピークがあるが、これは水素原子核による中性子捕獲反応による 2.2 MeV のガンマ線である。また、約 8 MeV のイベント数が若干多くなっているのはガドリニウムによる中性子捕獲反応で発生するガンマ線のエネルギー総和が 8 MeV になることを反映している。ただしガンマ線は複数本発生し、とり逃した本数に応じて観測エネルギーは低くなる為 8 MeV 以下の低エネルギーにも広く分布する形になっている。図 3.19 は C1 カット後の dT の分布であるが、prompt 信号と delayed 信号の時間差は 200 µs より十分短いので、200 µs より短くしても良いことがわかる。

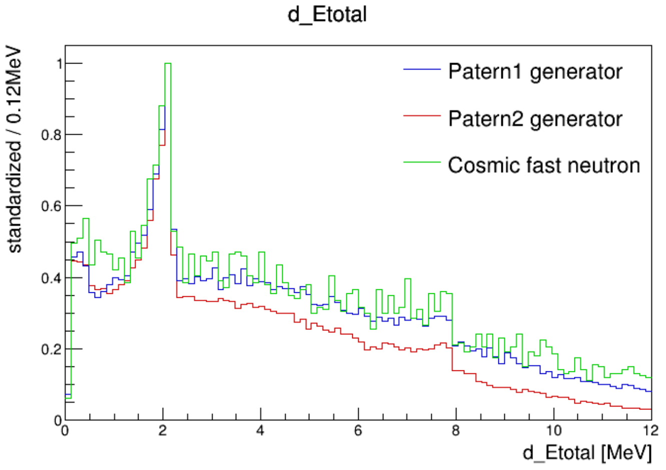


図 3.18　C1 カット後の d_Etotal の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

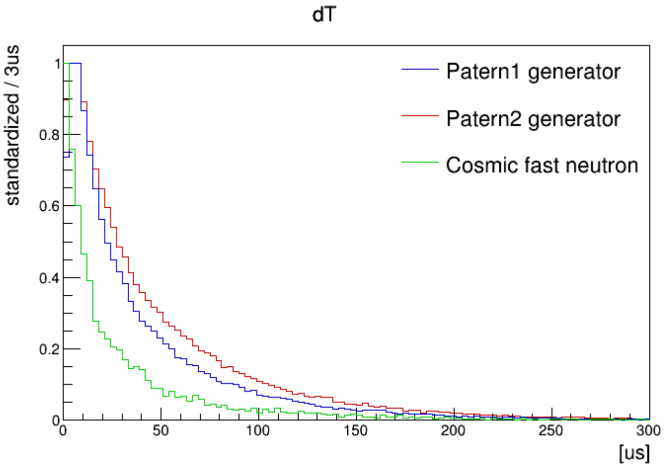


図 3.19　C1 カット後の dT の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

3.7.2 検出効率と検出数

これらのカットによるシミュレーションでの検出効率 (effciency) を表 3.2 に載せる。なお、表内のカッコ外の数字は Single rate(p_Etotal > 1 MeV) となったイベント数に対する割合をパーセンテージで表し、カッコ内の数字はシミュレーションで生成した全 event 数に対する割合をパーセンテージで表している。カッコ外の数値は入力信号数に対するカット効率の比較に、カッコ内の数字は検出数の計算に使用する。

表 3.2 シミュレーションによる C1〜C5 カットによる検出効率。カッコ内の数値はジェネレーターで作成した全 event 数に対する検出効率を、カッコ外の数値は Single rate に対する検出効率をパーセンテージで表している。

カット条件	ニュートリノ		宇宙線由来高速中性子
	パターン 1	パターン 2	
C1	61 % (58 %)	64 % (63 %)	10 % (0.1 %)
C1 ＋ C2	37 % (35 %)	39 % (37 %)	1.3 % (1.4×10^{-2} %)
C3	50 % (47 %)	59 % (57 %)	15 % (0.1 %)
C4	25 % (24 %)	21 % (20 %)	17 % (0.2 %)
C5	61 % (57 %)	61 % (59 %)	35 % (0.4 %)
All Cut	5.1 % (4.8 %)	5.2 % (5.0 %)	7.0×10^{-2}% (7.3×10^{-4}%)

表 3.2 では、パターン 1 ジェネレーターとパターン 2 ジェネレーターでは大きな差は出ていない。Single rate に対する割合 (カッコ外の数値) を見ると、C1+C2 の Event Topology カットによるニュートリノ事象の effciency は 38%、宇宙線由来の高速中性子事象は 1.3% となっており、期待通り prompt 信号の粒子の違いによるカットが大きく効いている。また、全てのカット (All Cut) をかけると、ニュートリノが約 5.2%、宇宙線由来の高速中性子で約 7.0×10^{-2}% であり、高速中性子はニュートリノに対し約 2 桁ほどカットできている事が確認できる。

次に手計算した表 2.4 と比較していく。ただし、表 2.4 の数値は起こりうる電子ニュートリノ-鉛散乱の event 数を基準にした割合を表しているため、比較にはジェネレーターで作成した全 event 数に対する割合であるカッコ内の数値を用いる。表 2.4 と比べると全ての項目でニュートリノの effciency が低くなっており、特に C1 ＋ C2 の effciency が約半分程度の数値となっている。また、全てのカットをかけた effciency (パターン 1 と 2 の平均) は約 4.9% となっているが、これは表 2.4 における prompt timing を考慮した C0 カットを加えていない。その為、C0 を含めた最終的な effciency は

$$0.49 \times 0.049 = 0.024 \qquad (= 2.4\%) \tag{3.8}$$

という結果になる。鉛 320 kg、水銀標的から 10 m 地点での 1 日当たりの電子ニュートリノ-鉛散乱の event 数は式 2.12 で表されるため、式 3.8 を用いると 1 日当たりの電子ニュートリノ-鉛反応の検出数は

$$0.024 \times 12.3\,/\text{days} = 0.3\,[/\text{day}] \tag{3.9}$$

であり、200 日当たり (1 年間の J-PARC MLF ビームの稼働日数) の検出数は

$$0.3\,[/\mathrm{day}] \times 200 = 60\,[\mathrm{events}/200\mathrm{days}] \tag{3.10}$$

という結果になり、2 章の式 2.6 から予想されるイベント数 167 [event/200days] の半分以下となった。

同様に、宇宙線由来の高速中性子 200 日当たりの event 数も見積もる。J-PARC MLF の陽子ビームは周期が 25 Hz であるため、1 日当たりの spill 数は

$$25\,\mathrm{Hz} \times (24 \times 3600\,\mathrm{sec}) = 2.16 \times 10^6[\mathrm{spill\ /\ day}] \tag{3.11}$$

1spill 当たりの信号時間幅が 4 μs なので、イベントレートは

$$\begin{aligned} &\text{フラックス} \times (\text{表面積}) \times (\text{先発信号窓幅}) \times (\text{検出効率}) \times (\text{spill 数}) \\ &= 17\mathrm{Hz/m^2} \times 4\pi 3^2 m^2 \times 4 \times 10^{-6}\mathrm{s} \times 7.3 \times 10^{-6} \times 2.16 \times 10^6/\mathrm{day} \\ &= 0.1213[\mathrm{events\ /\ day}] \end{aligned} \tag{3.12}$$

200 日あたりに換算すると

$$0.1213\,\mathrm{events/day} \times 200\,\mathrm{days} = 24\,[\mathrm{events/200\ days}] \tag{3.13}$$

という結果になる。

3.7.3 議論

上で計算した、ニュートリノシミュレーションによる 200 日当たりの検出数の見積もり結果を表 3.3 にまとめる。

表 3.3　シミュレーションで見積もった 200 日当たりの検出数

ニュートリノシミュレーション	宇宙線由来高速中性子シミュレーション
60 [event/200days]	24 [event/200days]

電子ニュートリノフラックスの系統誤差は、JSNS^2 実験の測定から 10 % となる。そのため、本実験では統計誤差をフラックス不定性と同程度に抑えるべく、3〜5 年間の測定で 100 事象の電子ニュートリノ反応の検出を目指している。シミュレーションの結果は 10 m 地点の測定では十分な量のニュートリノを検出できることを示している。ただし、24 m 地点ではニュートリノフラックスが 10 m 地点の 1/6 程度になる為、目標の統計量を確保するのが難しくなると考えられる。その為、24 m 地点で測定する場合はカット条件を緩めるなどしてニュートリノ検出数を増やす必要性があるが、同時に宇宙線由来の高速中性子以外も含めたバックグラウン事象検出数も増えてしまうと考えられるため、S/N をよりよくするカット候補を見つける必要がある。よって、表 2.3 のカットに加える新たなカット条件を探索した。

ニュートリノと高速中性子による事象の違いは prompt 信号が電子であるか、それとも反跳による陽子であるかという点にあり、電子はプラスチックシンチレーターを直線的に進み連続

的にエネルギーを落とすが、高速中性子は陽子とした時にエネルギーを落とし、進行方向を変えながら進んでいく。その為、高速中性子による prompt 信号の検出位置は電子に比べて離散的になると考えられる。本検出器は、図 3.1 のようにトラッカー a と b あるいはトラッカー c と d をクロスさせる構造で配置している。この構造の利点はトラッカー a,d では y 軸方向に対し、トラッカー c,b では z 軸方向に対し位置分解能が良くなる点があげられる。その為、カロリメーター—シンチのエネルギー重心 x,y 座標とトラッカー a あるいは d の反応座標をとることで粒子の x,y 平面での運動方向と反応距離差が、カロリメーター—シンチのエネルギー重心 x,z 座標とトラッカー b あるいは c の反応座標をとることで粒子の x,z 平面での運動方向と反応距離差を導出することができる。

- dr_a, dr_b, dr_c, dr_d

$$\mathrm{dr_a} = \sqrt{(\mathrm{p_cx} - \mathrm{p_cx_a})^2 + (\mathrm{p_cy} - \mathrm{p_cy_a})} \quad (\mathrm{d}\ \text{の場合も同様}) \tag{3.14}$$

あるいは

$$\mathrm{dr_b} = \sqrt{(\mathrm{p_cx} - \mathrm{p_cx_b})^2 + (\mathrm{p_cz} - \mathrm{p_cz_b})} \quad (\mathrm{c}\ \text{の場合も同様}) \tag{3.15}$$

ここで、p_cx_, p_cy_, p_cz_はトラッカーの設置場所 (中心座標) を用いて計算したエネルギー重心座標であり、最後の文字はトラッカーのラベルに対応して変更する。検出したトラッカー a の中心座標を a_x_i、検出したエネルギーを a_E_i とするとエネルギー重心は次の式で計算される。

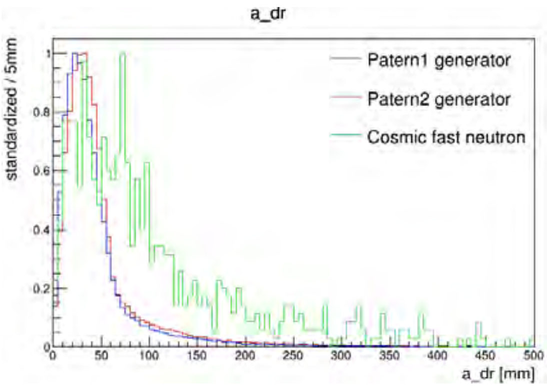
$$p_cx_a = \frac{\sum_{i=1}^{n} a_x_i \times a_E_i}{\sum_{i=1}^{n} a_E_i}$$

新しく定義した変数により選別ができるのか確認するため、C1+C2 カット後の各変数の分布を図 3.20 に載せる。

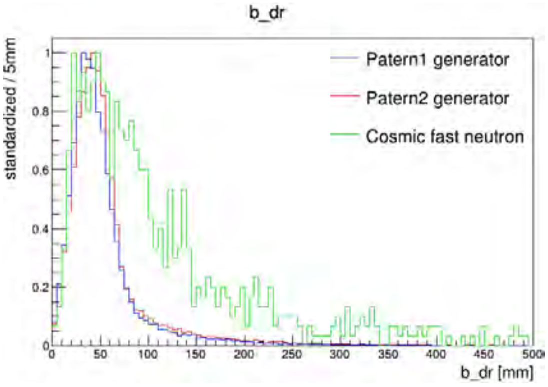
図 3.20 を見ると、ニュートリノシミュレーションは 50 mm でピークになり 100 mm 周辺で 9 割減少しているが、宙線由来高速中性子はニュートリノと比べ 100 mm 以降もある程度分布していることが確認できる。その為、追加のカット C6 は次のように定義した。

- C6：Distinguishing reaction point difference
  prompt 信号の違いによるトラッカーとカロリシンチメーターシンチの反応距離差でのカット条件。

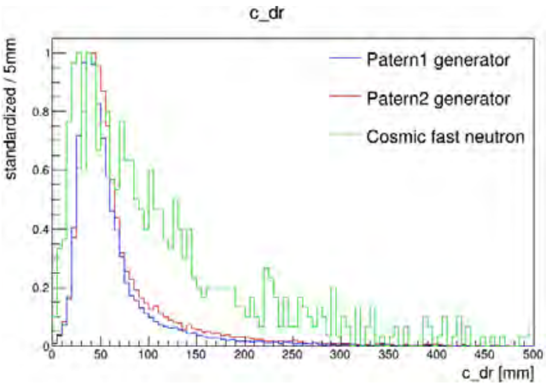
$$\mathrm{a_dr}, \mathrm{b_dr}, \mathrm{c_dr}, \mathrm{d_dr} < 100\,\mathrm{mm} \tag{3.16}$$



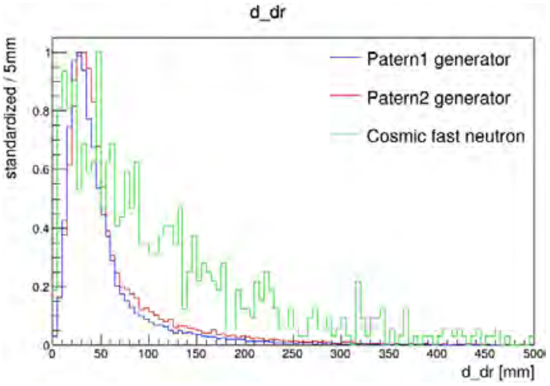
(a) a_dr



(b) b_dr



(c) c_dr



(d) d_dr

図 3.20　C1+C2 条件を満たした後の a_dr, b_dr, c_dr, d_dr の分布。グラフの最大値が 1 になるよう規格化している。

表 3.2 の All Cut 後のイベント数に対する C6 カットの検出効率は表 3.4 のようになり、C6 のカットではニュートリノは 8%、宇宙線由来高速中性子は 74% 落ちていることがわかる。

表 3.4　All Cut 後の event 数に対する C6 カットの検出効率

カット条件	ニュートリノ		宇宙線由来高速中性子
	パターン 1	パターン 2	
C6	89 %	86 %	27 %

また、表 3.3 を用いると 200 日当たりの検出数は表 3.5 のように計算できる。

表 3.5　シミュレーションで見積もった 200 日当たりの検出数

ニュートリノシミュレーション	宇宙線由来高速中性子シミュレーション
53 [event/200days]	6 [event/200days]

これより、C6 カットによる S/N 比の向上が確認できた。

3.8 まとめ

本章ではニュートリノイベントジェネレーターを自作し、表 2.3 のカットによりどれだけの検出効率を持つのか Geant4 を用いてシミュレーションした。シミュレーションでは 200 日当たりのイベント数はニュートリノ事象で 60 events、宇宙線由来高速中性子で 24 events となった。その後 S/N をよりよくする為、新たに C6 のカット条件を加えたところ、200 日当たりのイベント数はニュートリノ事象で 53 event、宇宙線由来高速中性子で 6 event となり、S/N 比の向上を図ることができた。これらの結果から、10 m 地点での測定では 3〜5 年間で十分な統計量 (統計誤差 10%) のニュートリノを検出することができると考えられるが、24 m 地点では統計量が足りない可能性がある事が分かった。

今後の展望については、まず背景事象をより削減することがあげられる。本章では主に宇宙線由来高速中性子との比較を行ってきたが、背景事象としては他にもビーム由来の高速中性子、ビーム由来のガンマ線などがあり、S/N 比はより悪くなってしまうと考えられる。また、20 m 地点で測定する場合は統計量が足りず、ニュートリノ事象をより残すカットの改善が必要になる可能性がある。その為、実験地でのバックグラウンド測定や宇宙線由来高速中性子以外のシミュレーションを行うことで理解を深め、より良いカット条件の探索、あるいはシールドの追加などにより S/N 比の向上を目指すことが重要である。

また、Geant4 のモデルアップデートも行う必要がある。本検出器ではガドリニウムの中性子捕獲が delayed 信号になるが、Geant4 にデフォルトで組み込まれている捕獲反応は再現性が良くないことが示唆されており、より高精度なデータを得るには計算モデルの改良が必要となる。現在ではこの問題の解決に向け J-PARC MLF での ANNRI 検出器による測定データに基づいたモデルが作成されており、このモデルを組み込むことでより精度の高い解析結果を得られることが期待できる。

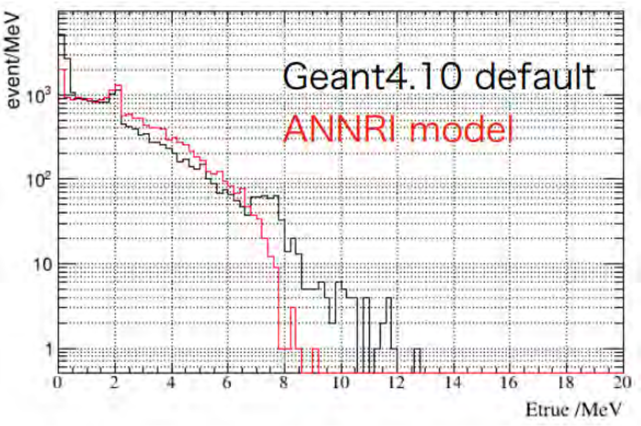


図 3.21　ガドリニウムの中性子捕獲反応における Geant4 のデフォルトモデルと ANNRI モデルのエネルギースペクトルの違い

第 4 章

実験地 (J-PARC MLF BL07) での BG 測定実験

4.1 実験目的

主に以下の 4 つを目標に J-PARC MLF BL07 でバックグラウンド測定実験を行った。

- 実験候補地におけるバックグラウンドの測定と理解
- 宇宙線由来高速中性子の検出数の見積もり (MC シミュレーションの結果を用いて)
- 10 m 地点と 24 m 地点の背景事象量の比較
- PNADA モジュールによるデータ収集の確認・テスト
  (本実験へ向けたデモンストレーション)

DaRveX 実験は J-PARC MLF BL07 の陽子ビームラインで発生するミューオン静止崩壊ニュートリノを用いた電子ニュートリノ-鉛反応断面積を測定することを目標にしているが、ν_e + Pb 反応の断面積はかなり小さいため、背景事象の削減が重要になる。その為、実験予定地である J-PARC MLF の背景事象の成分や特徴がどのようになっているのか理解を深めることを第一の目的にバックグラウンドの測定に臨んだ。また、PANDA モジュールによる測定データが取れるのか確認テストもかねて、本実験へ向けた予行演習として実験を行った。

4.2 実験概要

4.2.1 測定場所

2021 年 6 月 25 日から 7 月 1 日の期間では水銀標的からの距離が 24 m となる地点で、7 月 1 日から 7 月 19 日の期間では水銀標的からの距離が 10 m となる地点で測定した (図 2.20 参照)。24 m 地点は BL08 と BL06 の間にあるスペースに、10 m 地点では高さが約 5 m ある前遮蔽体の上に検出器を設置した。検出器を設置する現地の様子は図 4.1 のようになっている。

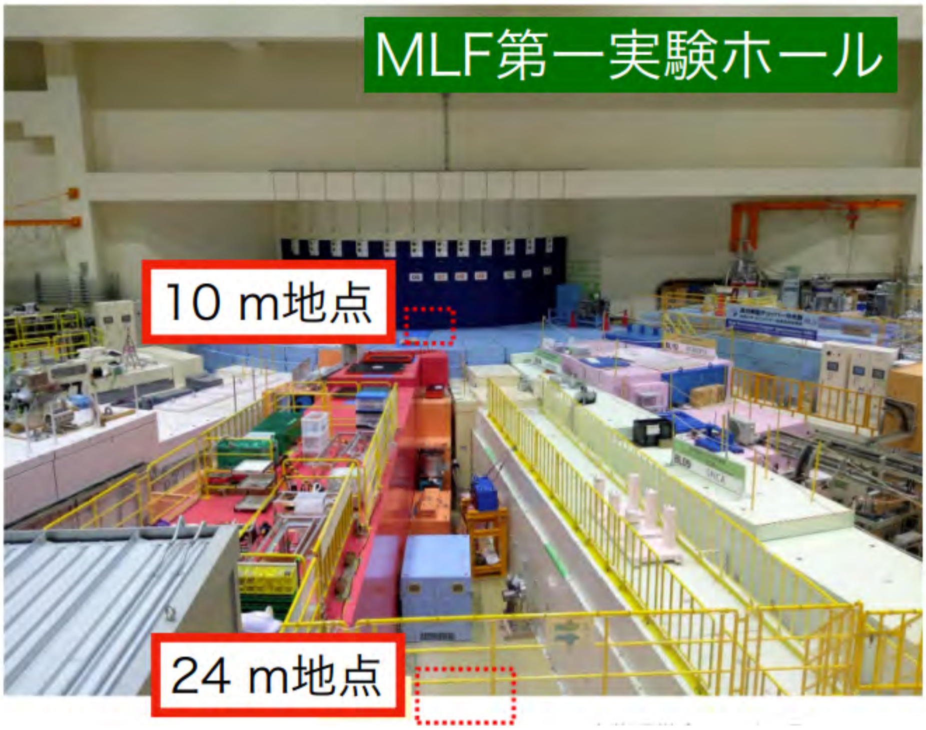
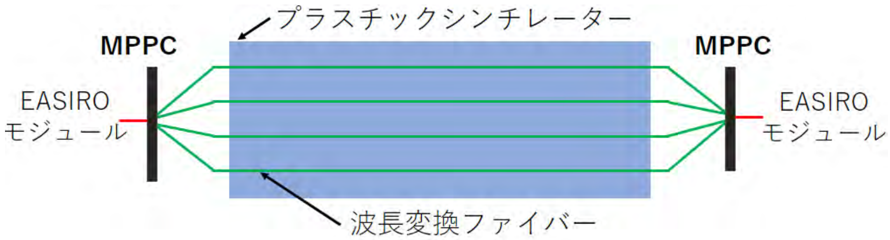


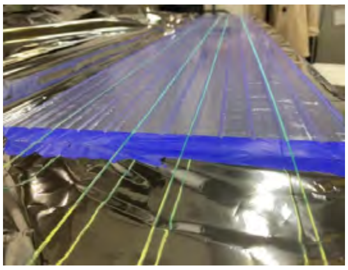
図 4.1　検出器設置場所の現地の様子。それぞれ赤点線の枠内に検出器を設置する。

4.2.2　検出器

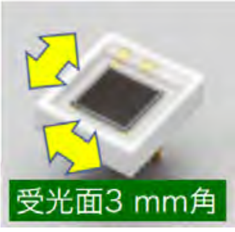
今回のバックグラウンド測定で使用した検出器は PANDA モジュール 8 本と、それを取り囲むように配置した宇宙線 veto 用のプラスチックシンチレーター (25 cm × 1 cm × 1.5 m) 6 枚で構成されている (以後 PANDA4+4)。PNADA モジュールの両側には PMT をつけ、合計 16 本の PMT(Hamamatsu R6410) で信号を読み出し、宇宙線 veto に用いるプラスチックシンチレーターは中に波長変換ファイバーを通しファイバーの両側に MPPC を取り付け EASIROC モジュールと接続することで信号を読みだす (図 4.2)。また、PANDA4+4 では宇宙線トラッカー用のプラスチックシンチレーター 2 枚 (厚さ 1 cm の 10 cm 角 1 枚と 15 cm 角 1 枚) も同時に使用した。検出器構造は図 4.3 のように PANDA モジュールを 4 つ積み上げたものを 2 列設置し、その左右と上を宇宙線 veto 用プラスチックシンチレーター 2 枚ずつで囲むよう設置する。PMT の ch 番号はビーム上流から見て PANDA モジュール右側を R、左側を L とし、R 側の PMT に 0〜7 ch、L 側の PMT に 8〜15 ch をビーム側一番上のモジュールから順に割り当て、各モジュールのラベル名をモジュール 0〜モジュール 7 とする。なお、実験に使用した PANDA モジュールにはあらかじめ 1〜100 までの番号が付けられており、使用した PANDA モジュール番号と PANDA4+4 でのラベル名、及び PMT の ch 番号の対応関係は表 4.1 のようになっている。実際に作成した装置の様子を図 4.4 に載せる。



(a) 宇宙線 veto 用プラスチックシンチレーターの略図

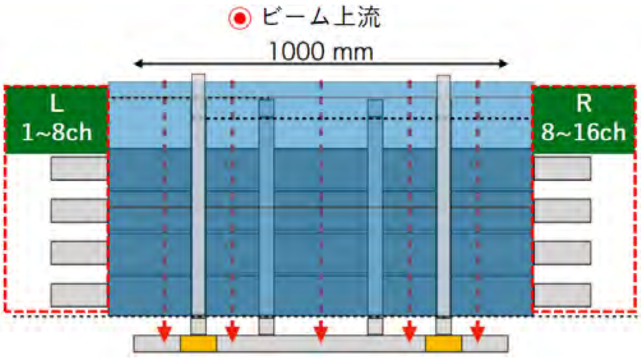


(b) プラスチックシンチレーターとファイバー

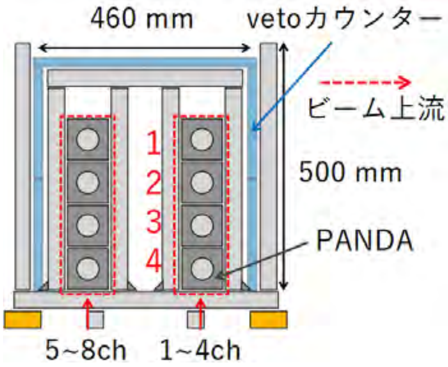


(c) MPPC

図 4.2　宇宙線 veto 用プラスチックシンチレーターの図

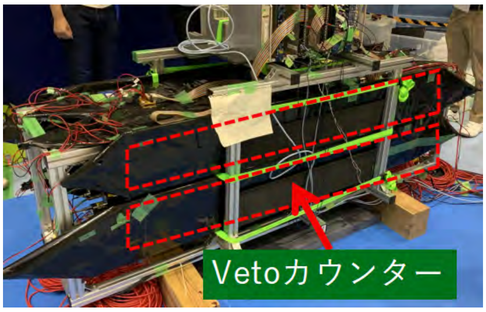


(a) PANDA4+4 検出器構造 (真横)

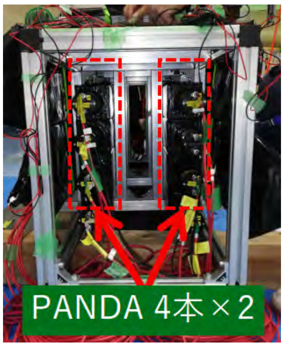


(b) PANDA4+4 検出器構造 (正面)

図 4.3　PANDA4+4 検出器概略図



(a) PANDA4+4 斜め前実写真



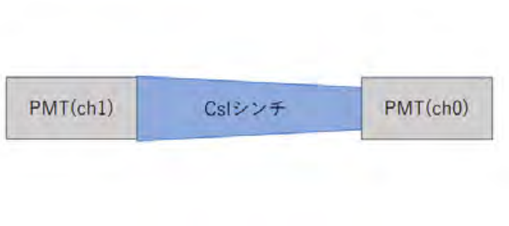
(b) PANDA4+4 正面実写真

図 4.4　実際に組み立てた PANDA4+4 実写真

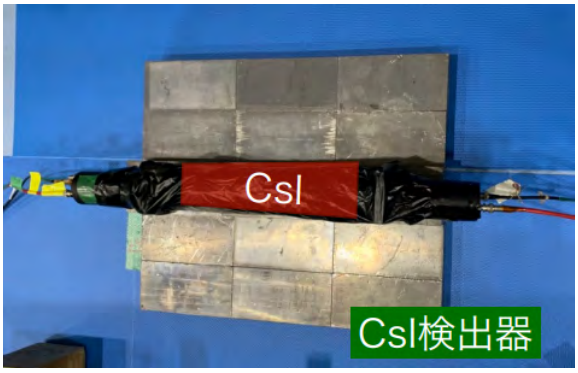
表 4.1　PANDA モジュール番号と PANDA4+4 でのラベル名、及び両端の PMT の ch 番号の対応表。PANDA モジュールにはあらかじめ 1〜100 までの番号が付けられている。

PANDA No	ラベル名	PMT ch		PANDA No	ラベル名	PMT ch	
		L	R			L	R
84	モジュール 0	0 ch	8 ch	87	モジュール 4	4 ch	12 ch
88	モジュール 1	1 ch	9 ch	91	モジュール 5	5 ch	13 ch
92	モジュール 2	2 ch	10 ch	95	モジュール 6	6 ch	14 ch
96	モジュール 3	3 ch	11 ch	98	モジュール 7	7 ch	15 ch

また、PANDA4+4 の検出器に加え、10 m 地点での遮蔽体上における γ 線背景事象測定用に CsI シンチレーター検出器も使用した。CsI 検出器は 5 cm × 6.5 cm × 28 cm の CsI シンチレーターの両端に PMT をつけ、暗幕で包んでいる (図 4.5)。なお、CsI シンチレーターは片側にむけて先細りしている形状になっており、先細りしている側を ch0、先細りしていない側を ch1 にした。



(a) CsI 検出器　概略図



(b) CsI 検出器　実写真

図 4.5　PANDA4+4 検出器概略図

4.2.3　測定回路

J-PARC MLF では RCS でビームが MLF に導入された際に生成されるキッカー信号と、実際に MLF にビームが流れた時に生成される CT(Current Transfer) 信号がユーザーに提供されており、この 2 つの信号を用いることでビームとの時間相関を知ることができる。キッカー信号は約 25 Hz で提供され、もしビームが実際に流れていれば CT 信号も同時に提供されるため、図 4.6 のように CT 信号の有無でビームあり事象なのか判断する事が可能であり、キッカー信号と入力信号の時間差をとることによってビームからの時間相関が得られる。

実験で組んだロジック回路は図 4.7、4.8 の通りである。PANDA4+4 では PMT からの波形信号を CAEN 社製 Flash Analog to Degital Converter (FADC) v1721(8 ch 8 bit、500 MHz サンプリング) を使用し、CsI は CAEN FADC V1730D (8 ch 8 bit、500 MHz サンプリング) を使用する。PANDA4+4 は以下のトリガー 3 つの OR 条件でデータを取得し、CsI は両端 ch の

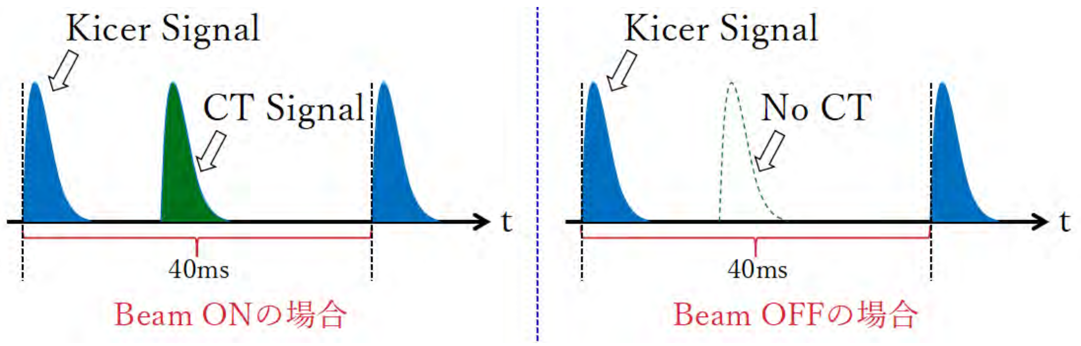


図 4.6　Beam ON OFF の区別の仕方。CT 信号の有無で判断することができる。

コインシデンス、キッカー、CT の OR 条件で取得する。

1. セルフトリガー：両端 PMT のヒット (Thr.∼3 MeV) を要求したトリガー
2. キッカートリガー：ビームタイミングのタイムスタンプ記録用 (25 Hz)
3. CT トリガー：ビームの有無を判定するパルスの取得用 ($\leq$ 25 Hz)

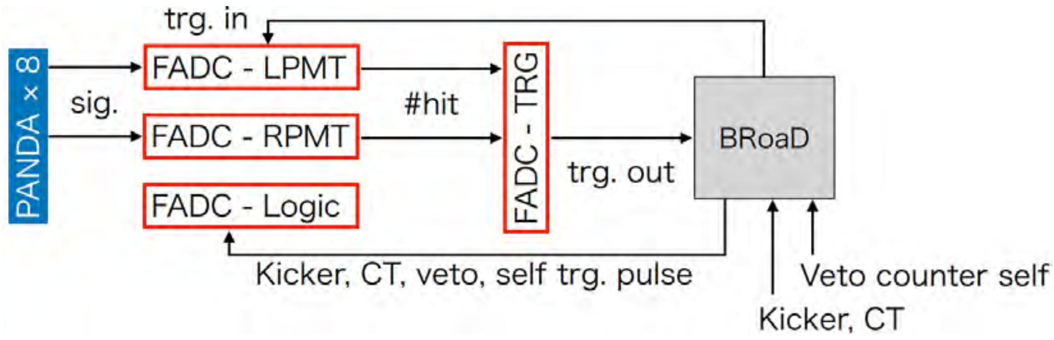


図 4.7　PANDA4+4 検出器の測定回路。セルフ、キッカー、CT の OR 条件でデータを取得する。

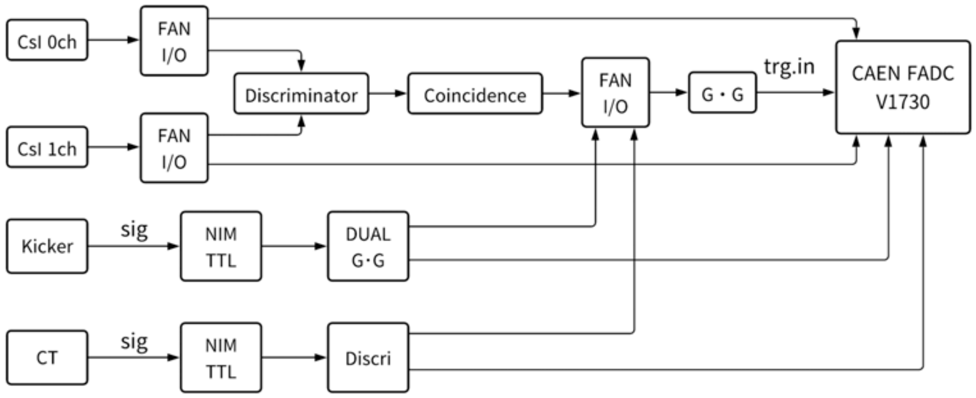


図 4.8　CsI 検出器の測定回路。両端 ch のコインシデンス、キッカー、CT の OR 条件でデータを取得する

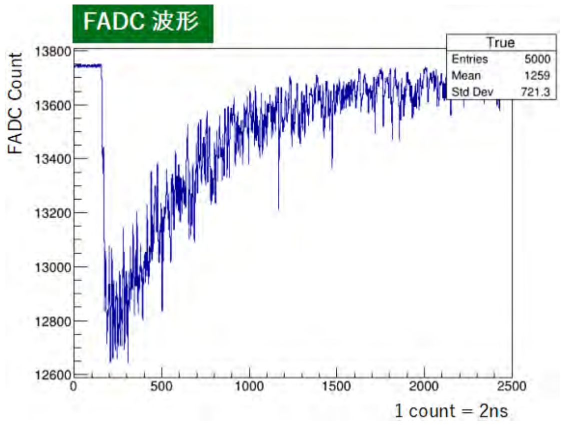
4.3 CsI 検出器測定

まず初めに、2021 年 7 月 1 日から 19 日まで行った CsI 検出器による測定について解説していく。

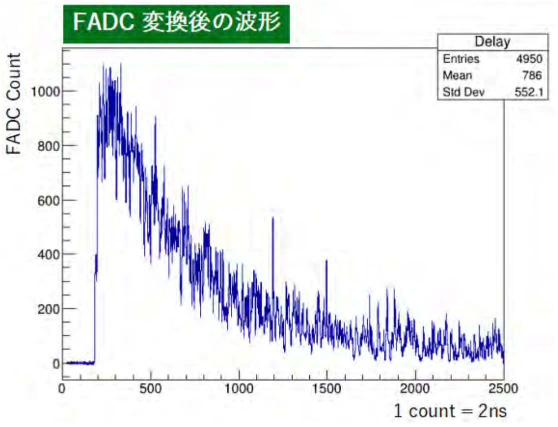
4.3.1 解析手法

4.3.1.1 FADFC 波形から解析変数の算出方法

本バックグラウンド測定では FADC の記録データをもとに各解析変数を定義していくが、図 4.9(a) のように FADC で取得した波形はベースラインから負の方向へ立ち上がっている為、まず正の方向へ立ち上がる波形に変換する。なお、CsI で使用している FADC V1730D は 14 bit 波高値分解能のデジタイズ波形をサンプリングレート 500 MHz で取得し、CsI 検出器の FADC の波形取得時間幅 (time window) は 5 µs にしているため、1 イベントで取得する波形のデータ点 (1bin) は 2 ns おきの 2500 点になっている。変換方法はまず最初に FADC のベースライン (PD) を 0 ns〜50 ns の FADC カウント値の平均値として定義し、PD から各 Bin の FADC カウントを差し引くことで波形変換を行う (図 4.9 (b))。以降は単に波形といった場合この変換後の正方向に立ち上がる波形のことを指し、この波形を用いて各変数の定義を行っていく。



(a) 取得した FADC 波形



(b) 変換した後の波形

図 4.9 FADC の波形変換の例

4.3.1.2 CFD 回路による信号時間 (cfd) の定義

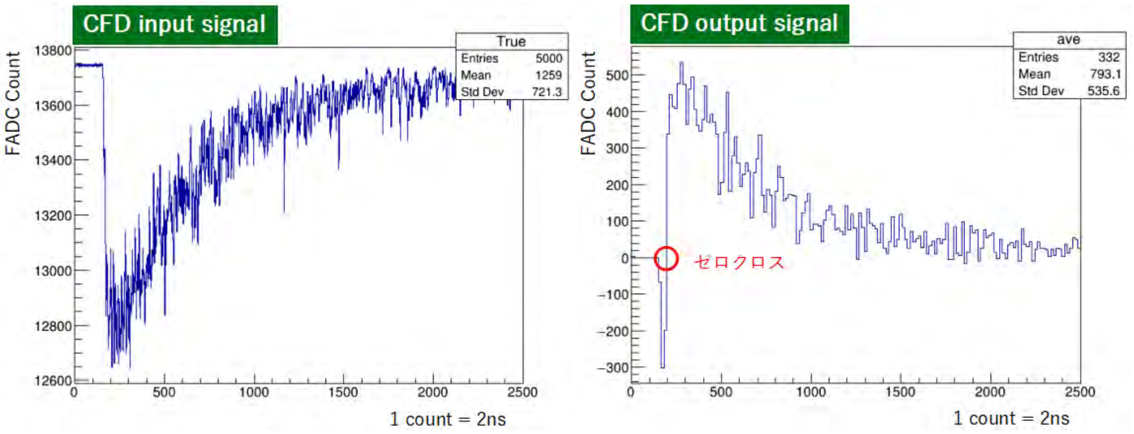
FADC V1730D は 500 MHz サンプリング FADC であり、取得したデジタイズ波形は 2 ns おきにしかデータがないため、タイミングの定義に波形のピーク位置を使うと時間分解能が悪くなってしまう。

また、入力信号のエネルギーが高ければ波形のピークも高くなっていくため、レベルでトリガをかけてしまうと波形の高さによってトリガのかかる時刻が異なってしまう。これを解決するために、解析ではオフラインの回路として Const Fraction Discriminator (CFD) 回路を組み信号のタイミングの定義を行った。CFD 回路は入力信号を減衰し反転した信号から入力信号を一定時間遅延させた信号を引く回路であり、そのようにして生成された出力信号はパルス

が負からプラスに立ち上がる点 (ゼロクロス) が生じ、その点を信号のタイミングと定義する。CFD はゼロクロス点がパルスの高さにかかわらず常に一定になるという性質を持っているため、エネルギーに依存しない分解能のいい時間定義になる。信号時間の定義は以下のように行った。

1. 変換後の波形 × - 0.5 の減衰反転波形と 25 ns 遅らせた遅延波形の 2 つを作成する。
2. 減衰反転波形と遅延波形を合成した cfdWF を作成し、cfdWF[bin] < 0 かつ cfdWF[bin+1] > 0 となる bin を探索する。
3. 手順 3 の条件を満たした bin から前 25 bin (50 ns) の積分値が負になった場合、その bin を信号時間 (cfd) として定義する。

なお、手順 3 で手順 2 の条件を満たした Bin から 25 bin 前の積分値をとるようにした理由は、CsI で観測する信号波形は bin の値が前後で大きく異なりギザギザとした波形になり、ゼロクロス点が想定外の場所で発生してしまう可能性があるためである。



(a) 取得した FADC 波形　　(b) CFD 回路で作成した出力波形

図 4.10　CFD 回路による信号タイミングの取得

4.3.1.3　CsI 検出器の Double Gate 法による粒子選別 Pulse Shape Discrimination (PSD)

MLF では主なバックグラウンドとして中性子とガンマ線が存在するため、この 2 つを区別する手法として Double Gate 法を用いた Pulse Shape Discrimination (PSD) を使用した。Double Gate 法を用いた PSD とは、検出する粒子による波形の違いを利用した粒子識別方法であり、図 4.11 のように長さの異なる Gate を定義し、それらの区間の積分比 (電荷比) をとった psd 値を使用して粒子識別を行う。今回の解析では、cfd から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{total}、cfd + 1 μs から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{tail}、psd = Q_{total} / Q_{tail} と定義した。CsI によるガンマ線と中性子の psd 値の違いは参考文献 [53] の中で測定されており、ガンマ線と中性子それぞれの psd 値とエネルギーの 2 次元分布は図 4.12 のようになっている。図を見ると (a) のガンマ線ではガンマ線との相互作用による 2 次電子の 1 成分しか見えていないが、(b) の中性子ではガンマ線とは異なり反跳陽子などによる他の成分も見えており、その反応による psd 値はガンマ線の psd 値と比べて低くなっていることが確認でき、この psd 値の

差異を用いて中性子とガンマ線の識別が可能となる。

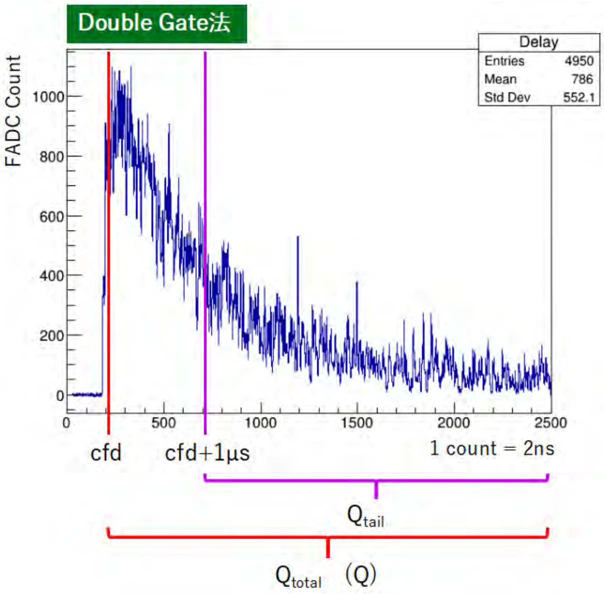
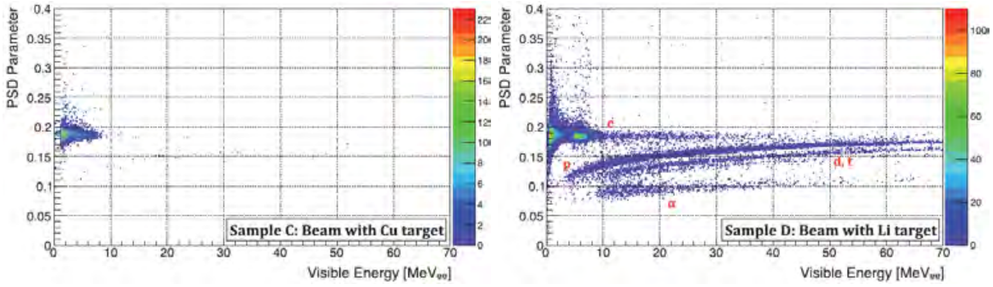


図 4.11　Double Gate の概念図。今回の解析では cfd から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{total}、cfd + 1 μs から波形の最後の区間までの積分値 (電荷) を Q_{tail} と定義した。



(a) 成分：銅標的にビームを照射し発生したガンマ線

(b) 成分：リチウム標的にビームを照射し発生した中性子

図 4.12　CsI によるガンマ線と中性子の psd 値とエネルギーの 2 次元分布 [53]。

4.3.1.4　波形幅によるノイズとの選別 (width の定義)

CsI 検出器では鋭いピークを持ったショットノイズが検出されたたため、ノイズと正規信号 (signal) を区別するために波形幅の違いを利用した。ノイズはピークで立ち上がった後すぐにベースラインまで沈むが signal はピーク後緩やかに減衰していくため、縦軸の値がピーク値の 1/3 になるまでの時間幅を width とすれば、width が小さいものはノイズ、大きいものは signal として区別することができる。

1. 波形を 25 bin ずつ平均値を取った波形に変換する。
2. ピーク位置からピーク値の 1/3 になるまでの距離を width と定義する。

4.3.1.5　解析変数の定義

解析に用いる各変数の定義をいかに載せる。

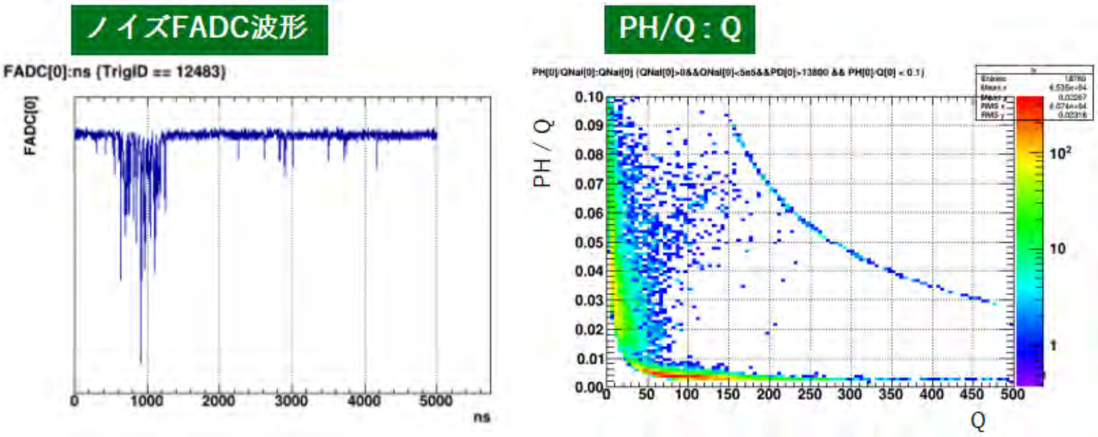
- PD
  FADC 波形の 0 ns〜50 ns の FADC カウント値の平均値。波形変換を行う際のベースラインとなる。
- MB
  波形がピークとなる位置。
- PH
  波の高さを表し、波形のピーク位置における FADC カウント値に相当する。CsI 検出器で用いる FADC V1730D は 2Vpp の範囲を 14bit(2^{14}) で分割するため FADC 1 count ＝ $1/2^{14} \sim 0.122\,\mathrm{mV}$ となる。
- cfd
  Constant Fraction Discriminator 回路を用いて定義される FADC Time Window 内での信号のタイミングを表す。両端 ch のうち、早い方の cfd を用いる。
- width
  ピーク値の 1/3 の値になるまで時間幅。ノイズと正規信号の波形幅の違いによる選別が可能。
- Q
  波形の総電荷量を表し、波形の全区間を積分した値として定義している。
- Q_{tail}
  Double Gate 法で述べた波形の tail 部分の電荷量。波形の cfd+1 μs〜最後までの区間の積分値で定義している。
- PSD
  Q_{tail}/Q の比を取ったもの。Double Gate 法により中性子とガンマ線の識別が可能。
- dTBeam
  入力信号のビームからの時間差を表す。FADC 波形記録時間 +cfd と Kikcer 信号の時間差で計算される。

4.3.2　コバルト 60 線源を用いた PMT の入力電圧調整

J-PARC MLF で CsI 検出器測定を行う前に、まず東北大学の JSNS 部屋でコバルト 60 線源を使った両端 PMT の Gain matching によるハイボルテージ (HV) 調節を行った。コバルト線源は図 4.13 のように CsI 検出器の中央に設置し、両 ch のコインシデンスイベントを記録した。

測定では主にノイズとして図 4.14(a) のような波形のノイズが多く見られた。CsI シンチレーターでは波形は立ち上がった後緩やかな傾斜で減衰する為 PH/Q の比は小さくなるが、ノイズの場合は Q の値が小さいため PH/Q の値はある一定値より大きくなる。図 4.14(b) は縦軸に PH/Q、横軸に Q をとった 2 次元分布であり $PH/Q > 0.01$ にクラスターがあることが確認でき、これがノイズによる成分だと考えられるため $PH/Q < 0.01$ のカットをかけた。

図 4.13　コバルト線源のセットアップ



(a) ノイズの FADC 波形　　(b) 検出信号の PH/Q と Q の 2 次元プロット

図 4.14　コバルト線源を用いた CsI 測定におけるノイズの FADC 波形と検出信号の PH/Q:Q の 2 次元分布

カット条件をかけた後、両 ch の Gain が合うように目視で確認しながら HV を調整した Charge 分布は図 4.15 のようになった。

青線は ch0、赤線は ch1 の分布を表している。どちらも Charge が約 120×10^3 と約 240×10^3 にピークが見えるが、これはコバルト 60 のガンマ崩壊による 1.17 MeV 及び 1.33 MeV のガンマ線とその 2 本の合計エネルギー 2.5 MeV が反映された結果である。ch0、ch1 のピーク位置は一致しているためこの時の値を CsI の HV 値として設定した。その値を表 4.2 に記載する。

表 4.2　Gain Matching 後の電圧値

0 ch	1980 [V]	1 ch	1800 [V]

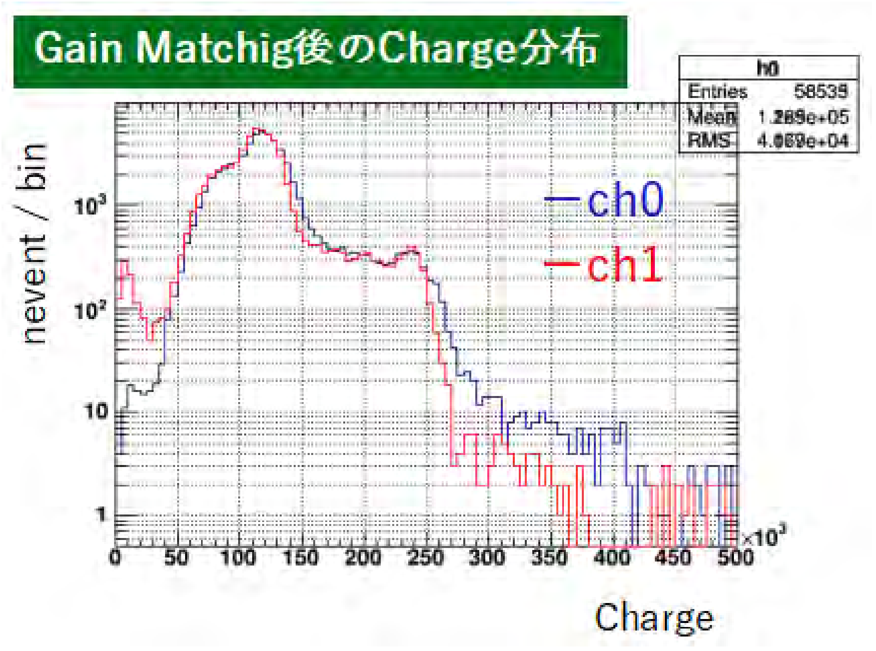
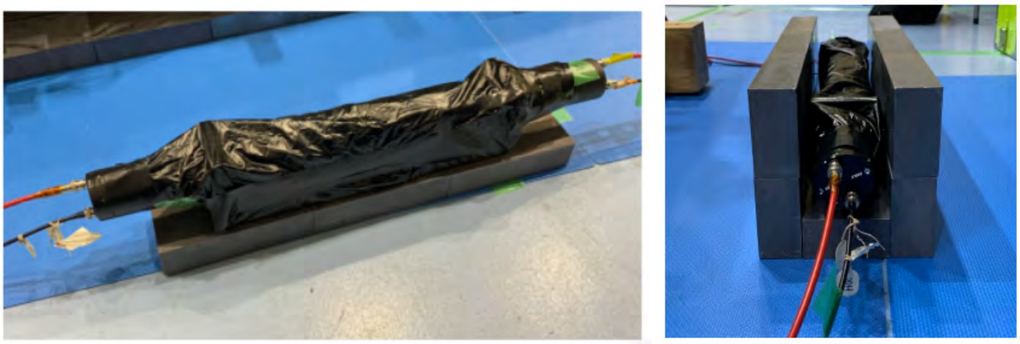


図 4.15　Gain Matching 後の Charge 分布

4.3.3　J-PARC MLF BL7 水銀標的距離 10 m 地点での実験セットアップ

CsI 検出器を用いた測定では BL07 上のガンマ線事象の方向特性を調査するために、鉛シールドなしの測定に加えて図 4.16 のような複数の鉛シールドパターンでのデータも取得した。シールドに用いた鉛ブロックの厚さは約 5 cm である。また、前遮蔽体上での場所依存性を測定するため BL07 上だけでなく、BL01、BL03、BL07、BL11 上に設置するなど複数のセットアップで測定を行った。



(a) 鉛シールド床 1 層　　(b) 鉛シールド凹型

図 4.16　鉛シールドパターン

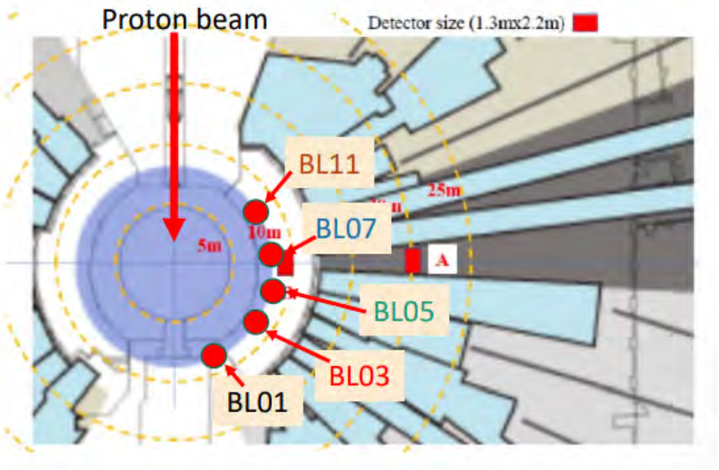


図 4.17　CsI 検出器設置場所

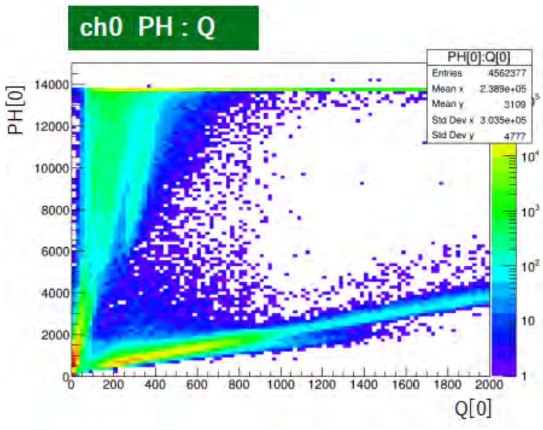
4.3.4　解析

4.3.4.1　カット条件の定義

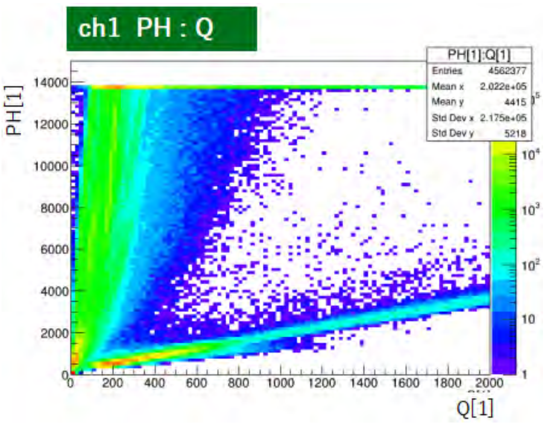
まず、CsI 検出器で得た信号からノイズを除去するためのベースカット条件を決定していく。なお、カット条件の確認に使用したデータは BL07 上の鉛シールドなしの時のデータであり、このデータにより決定されたカット条件を基準にすべてのデータの解析を行うことにした。

PH によるカット

カット条件を何もかけていないときの PH と Q の 2 次元分布は図 4.18 ようになっており、傾きが急な成分と緩やかな成分の 2 成分があることがわかるが、傾きが急な成分は PH が大きく Q が小さい為ノイズであると考えられる。また、縦軸の PH はどちらの ch でも 13500 付近で上限にかかっており、サチレーションが起こっていることがわかる。その為、サチレーションを起こした成分を取り除くカットとして PH $<$ 13500 を両 ch に設定した。



(a) ch0 の PH:Q の 2 次元分布

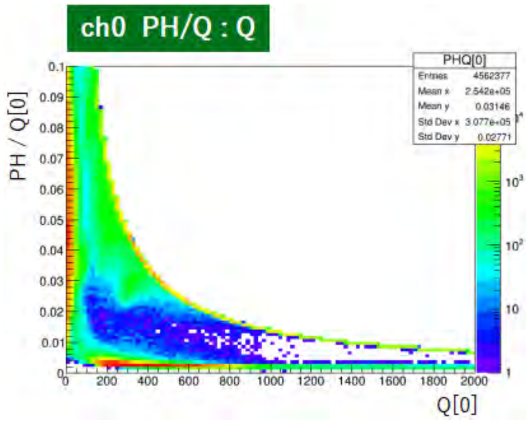


(b) ch1 の PH:Q の 2 次元分布

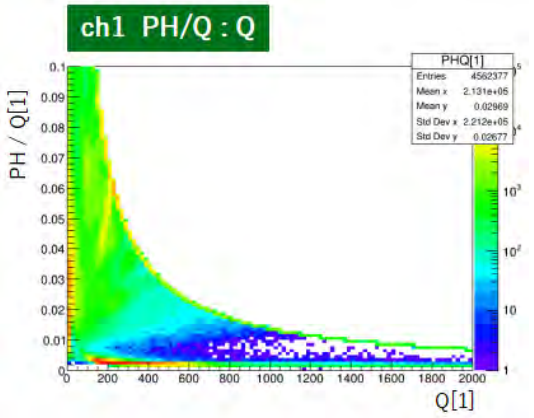
図 4.18　カット条件をかけていないときの PH:Q の 2 次元分布

PH/Q によるカット

Cut 条件を何もかけていないときの PH/Q と Q の 2 次元分布は図 4.19 のようになった。前ページでも述べた通り、ノイズ信号は PH の値に対し Q の値が小さくなるため PH/Q 比が大きくなる。図 4.19 では PH/Q = 0.01 以上にクラスターがありこれがノイズ信号だと考えられるため、カット条件は両 ch で PH/Q < 0.01 とした。



(a) ch0 の PH/Q:Q の 2 次元分布

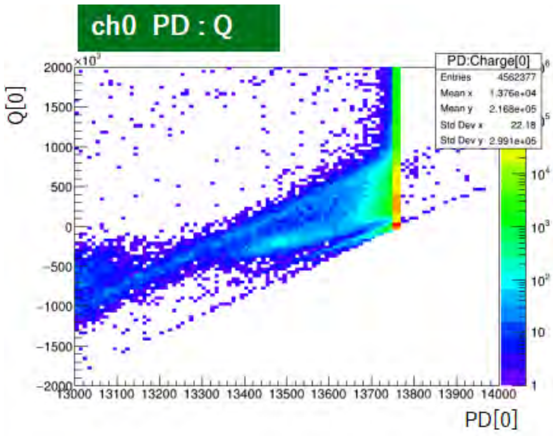


(b) ch1 の PH/Q:Q の 2 次元分布

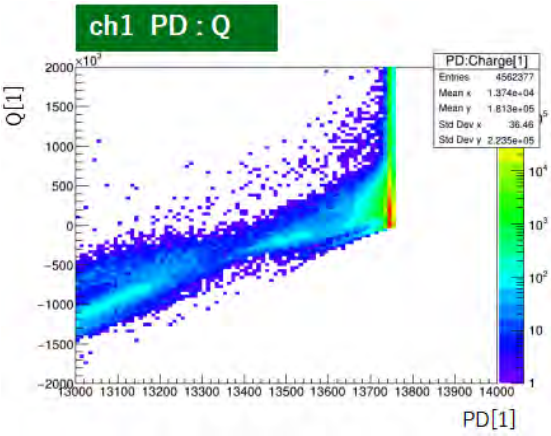
図 4.19　カット条件をかけていないときの PH/Q:Q の 2 次元分布

PD によるカット

Cut 条件を何もかけていないときの PD と Q の 2 次元分布は図 4.20 のようになる。グラフはどちらも 13700〜13800 周辺でピーク値をとっているが、それ以外の値にも広く分布している。この原因は PD が FADC window の 0〜50 ns までの FADC 値の平均値となっているため、window の 0〜50 ns に信号が入っている場合 PD の値が大きく変わってしまうためである。PD の値が大きくずれてしまった場合電荷量の値が正しく計算されない為、PD の値が大きく外れてしまった信号を除去するためのカット条件として 13700 < PD < 13800 を加えた。



(a) ch0 の PD:Q の 2 次元分布



(b) ch1 の PD:Q の 2 次元分布

図 4.20　カット条件をかけていないときの PD:Q の 2 次元分布

Width によるカット

ショットノイズのような典型的なノイズは正規の信号と違い鋭い波形をしている為、Width によるカットが有効である。カット条件をかけていないときの Width の分布は図 4.21 のようになり、横軸 200 カウント (400 ns) 付近に境目があることが確認できる。ショットノイズは Width の値が小さくなるため、これを除去するためにカット条件は Width > 200 とした。

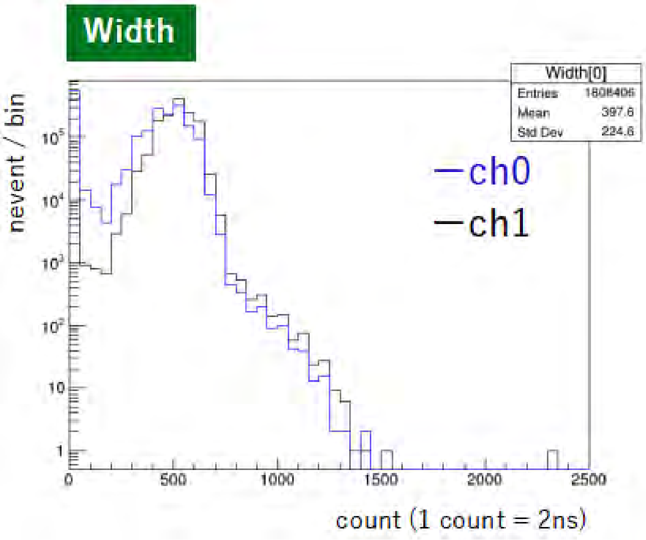
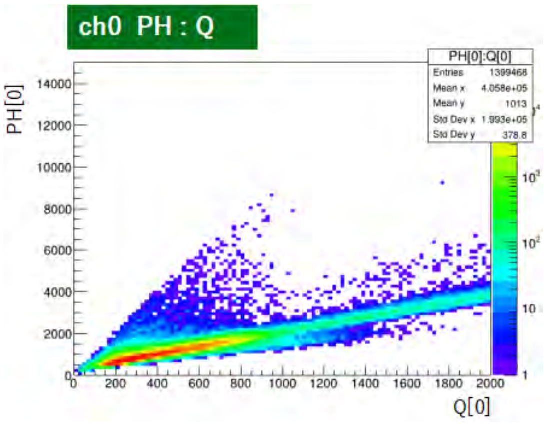


図 4.21　カット条件をかけていないときの Width の分布

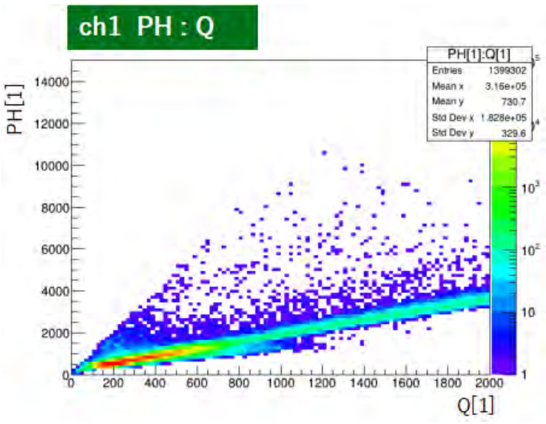
以上のカット条件を表 4.3 にまとめる。カット適用後の PH:Q の 2 次元分布は図 4.22 のようになり、傾きが急になっていたノイズ成分のカットができていることがわかる。よって以降では表 4.3 のカットをベースカットとしデータの解析を行った。

表 4.3　カット条件のまとめ

0ch,1ch	PH < 13500,PH/Q < 0.01,13700 < PD < 13800,Width > 200(400 ns)



(a) ch0 の PH:Q の 2 次元分布



(b) ch1 の PH:Q の 2 次元分布

図 4.22　表 4.3 カット後の PH:Q の 2 次元分布。

4.3.4.2　ビーム時間差による Charge 分布

BL07 上の鉛シールドなし時の測定データを用いて作成したビームからの時間差と Charge 分布の 2 次元プロットは図 4.23 のようになり、J-PARC MLF で生成されるビームの 2 バンチ構造を見ることができた。なお、ビームからの時間差は cfd も考慮しており、Charge は両 ch の Q 値の相乗平均をとったものである。

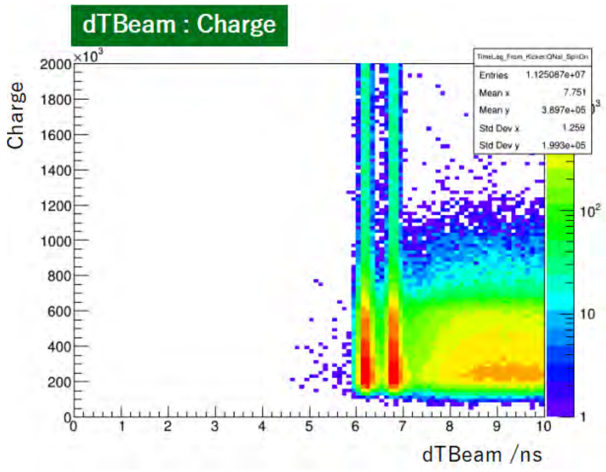
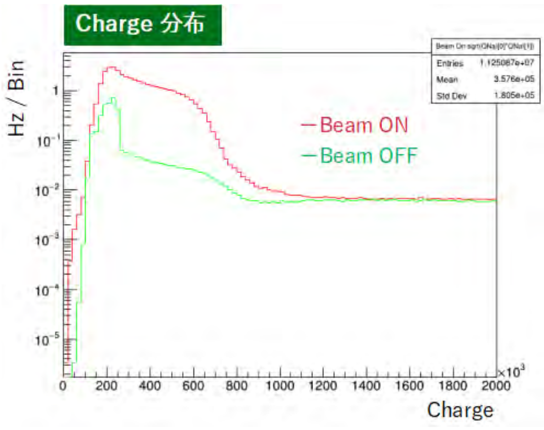
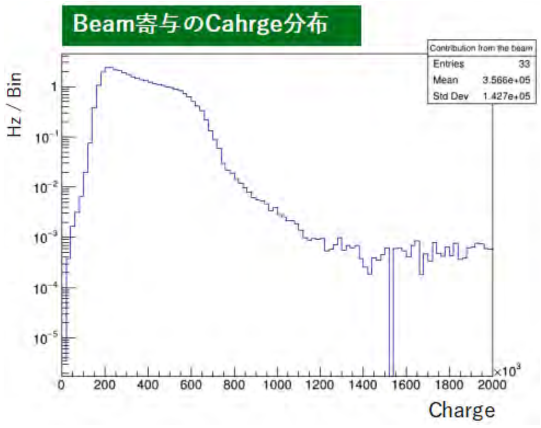


図 4.23　ビームからの時間差 dTBeam と Charge の 2 次元分布

ビームの有無による Charge 分布の変化は図 4.24 (a) のようになり、ON と OFF の差を取った分布は図 4.24 (b) のようになった。ビーム OFF の時の Charge 分布を見ると、横軸が約 2500×10^3 の時にピーク値をとっているが、これはトリウムの中性子捕獲によるタリウムへの崩壊で発生する 2.6 MeV のガンマ線によるものと考えられるため、電荷量からエネルギーに変換する Factor は大雑把に Charge $100 \times 10^3 = 1$ MeV となる。よって図 4.24(b) より、ビームによるバックグラウンドの影響は 2〜10 MeV の範囲に多く、JSNS^2 実験の測定 (図 4.25) と一致する結果となった。



(a) ビーム ON と OFF 時の Charge 分布



(b) ビーム ON-OFF のチャージ分布

図 4.24　ビームによる Charge 分布の変化。(a) の赤線はビーム ON 時、緑線はビーム OFF 時の Charge 分布を表している。横軸 100×10^3 count = 1 MeV に相当する。

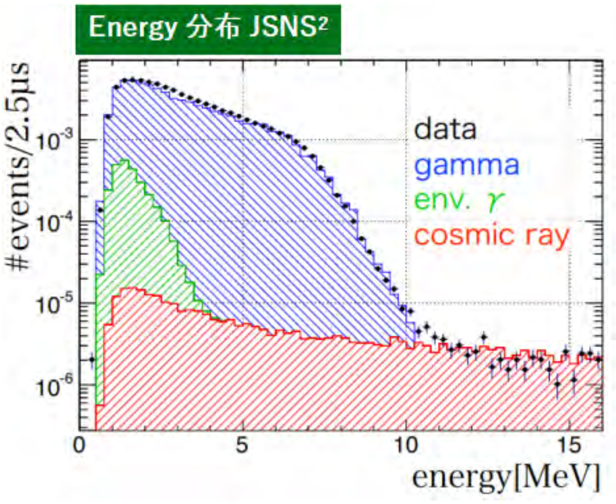


図 4.25　JSNS^2 グループが測定した各成分のエネルギー分布

4.3.4.3　ビーム時間差による PSD 値の変化

次に、図 4.23 の 6 µs $<$ dTBeam $<$ 7.5 µs (on bunch window)、7.5 µs $<$ dTBeam $<$ 11.5 µs (prompt window)、17.5 µs $<$ dTBeam $<$ 207.5 µs (delayed window) の 3 つの区間における PSD 値を確認する。各区間の PSD 値は図 4.26 のようになった。図から、on bunch window のみ PSD 値が小さい領域にもピークが存在していることが分かるが、中性子の PSD 値はガンマ線よりも小さくなる為、この成分は中性子だと考えられ、PSD 値が 0.4 付近の成分はガンマ線によるものだと考えられる。

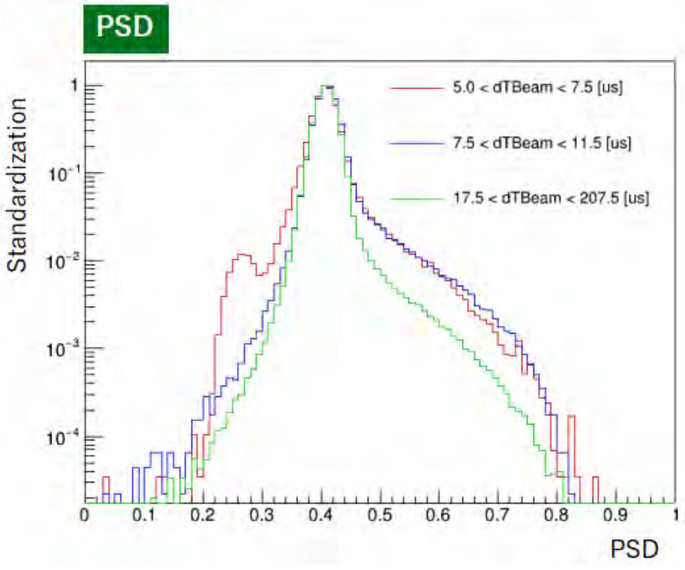
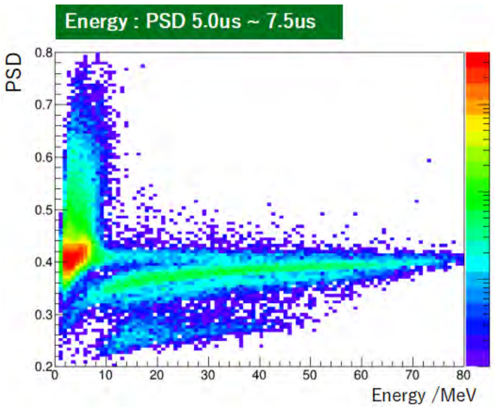


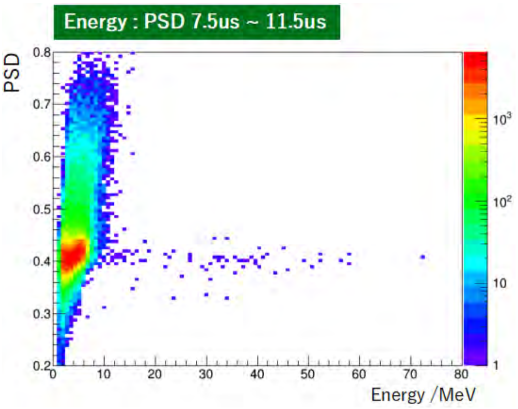
図 4.26　ビームからの時間差 dTBeam による PSD の変化

また、3 つの区間の PSD とエネルギーの 2 次元分布は図 4.27 のようになった。図 4.27 (a) を見ると、on bunch window では図 4.12 (a) と同じように複数成分のクラスターがあり中性子

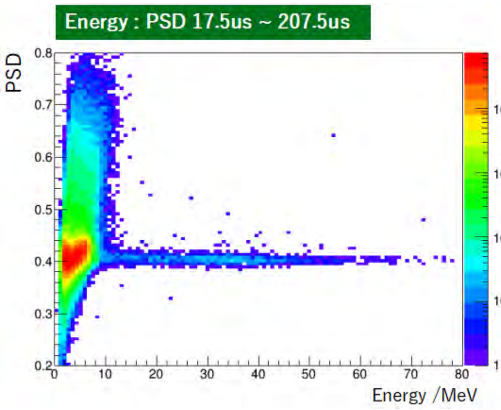
を検出しており、また、図 4.27 (b)、(c) の prompt、delayed window では図 4.12 (b) のガンマ線と同じように 1 成分のみのプロットとなっており、ガンマ線成分を検出していると考えられる (なお、図 4.12 と比べて、PSD が 0.7 以上となる大きな領域にもイベントが残っているが、これは参考文献 [53] より Tail Gate を長くとっているためである)。よって、中性子成分は on bunch のみで検出され、それ以降のバックグラウンドはガンマ線が支配的であることが確認できた。



(a) 6 µs < dTBeam < 7.5 µs (on bunch window)



(b) 7.5 µs < dTBeam < 11.5 µs (prompt window)



(c) 17.5 µs < dTBeam < 207.5 µs (delayed window)

図 4.27

4.3.4.4 鉛シールドによるガンマ線遮蔽効果

ガンマ線の方向特性を調査するために図 4.16 のように鉛シールドパターンを変えて計測したときの Charge 分布は図 4.28 のようになった。グラフの数字は鉛シールドパターンに対応しており、0 は鉛シールドなし、1 は図 4.16(a) の鉛 1 層、2 は図 4.16(b) のシールドパターンを表している。2〜10 MeV に着目しパターン 0 と 1 を比較するとパターン 1 は 0 よりもレートが減っており、コンクリート中の熱中性子捕獲によるガンマ線の遮蔽が確認できた。また、1 より 2 のパターンでレートが減っていることから下方向だけでなく横方向からもガンマ線が飛来している事がわかる。

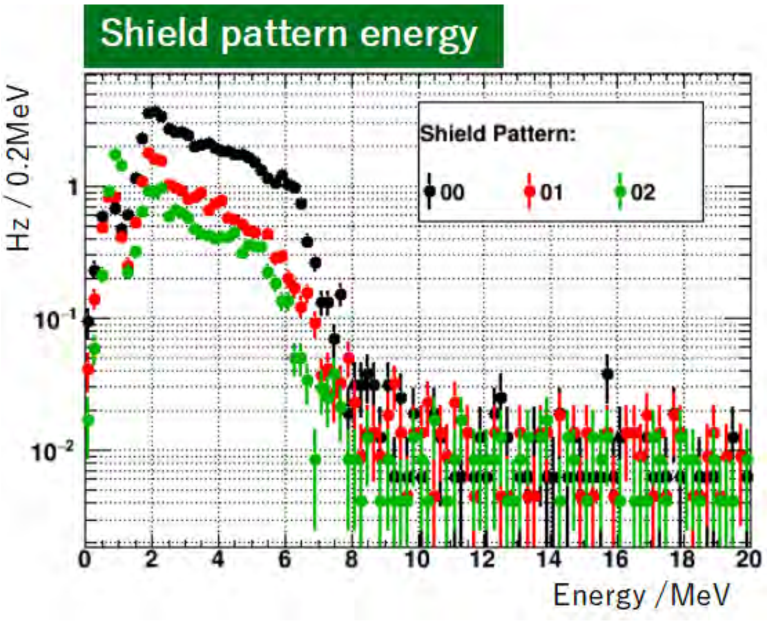


図 4.28　鉛シールドによる Charge 分布の変化。00 は鉛シールドなし、01 は下に鉛 1 層を敷いたとき、02 は鉛を凹字に囲んだ時を表す。

4.3.4.5　環境ガンマ線の場所依存性

図 4.17 のように CsI 検出器の設置場所を変えて測定したデータの Charge 分布は図 4.29 のようになった。図から 2 MeV〜8 MeV のイベントレートはビーム下流部である BL01、BL03 で高くなっており、BL05、BL07、BL11 と上流に行くにつれてレートが下がっている。その為前遮蔽体上の測定場所としては環境ガンマ線が少なくなる BL07 は測定に適した場所という結果になった。

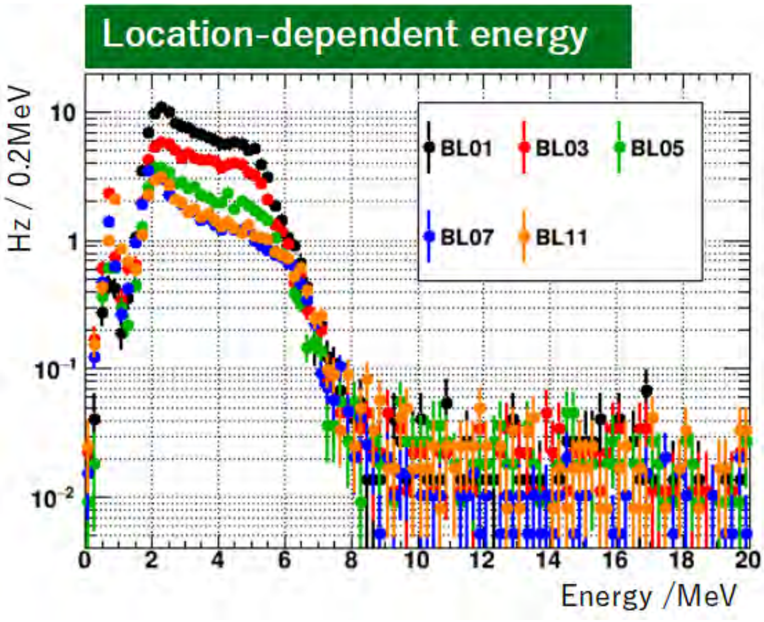


図 4.29　鉛シールドによる Charge 分布の変化

4.4 PANDA4+4 検出器測定

ここからは PANDA4+4 検出器による測定について解説していく。

4.4.1 解析手法

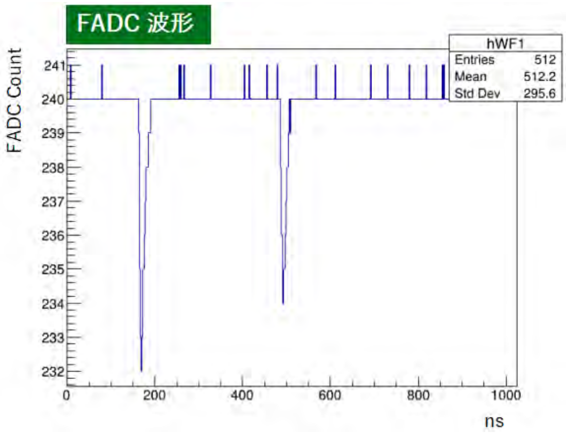
まず初めにイベントの取り出し方や変数の定義などの解析方法について説明する。

4.4.1.1 イベント定義

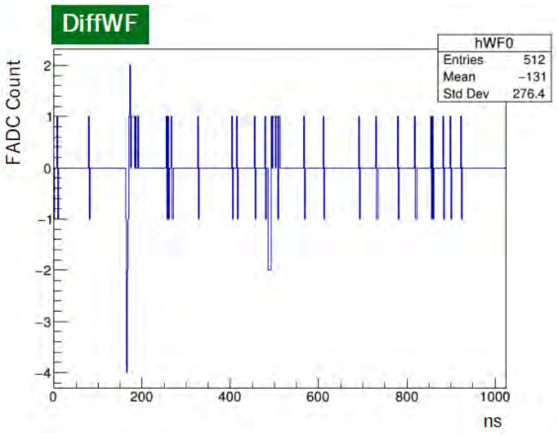
ノイズではないイベントの判定は微分波形 (DifWF) と閾値を用いて行った。手順は以下の通りである。

1. DifWF[bin] = FADC[bin] - FADC[bin-1] で定義される微分波形を作成する。
2. DifWF において 2count 以上を hit と判定。
3. hit ごとに 40 ns 幅で各 ch の hit コインシデンスを確認。(モジュール Hit は両端 ch のコインシデンスを要求)
4. 2ch 以上のヒットでイベント有りと判定し、ヒット時間前 50 ns からヒット時間後 100 ns 間の 150 ns 間の波形を用いて解析変数を定義する。

図 4.30(a) は実際に記録された FADC 波形例であり、この波形から作成した DifWF は図 4.30(b) のようになる。DifWF ではノイズのカウントがほぼ 1 カウント以下になる為、手順 2 では 2count 以上で hit としている。hit 時間から 40 ns 以内で他 ch との hit コインシデンスを探索した結果は図 4.31 のようになった。図 4.31 では 150 ns と 470 ns 付近で hit ch 数が 2 を超えているためイベントありという判定になり、各解析変数はこの hit 時間を基準とした 150 ns の window 内の波形を参照して定義される。



(a) FADC 波形例



(b) 作成した DiffWF

図 4.30 FADC 波形例と DiffWF

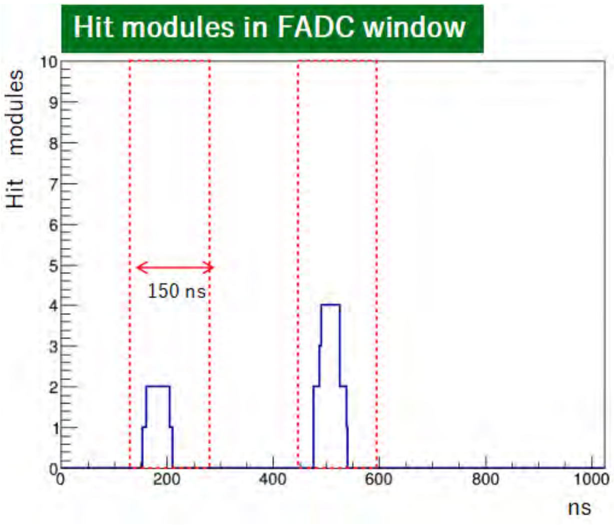


図 4.31　図 4.30(a) 信号例での Hit ch 分布

4.4.1.2　FADC 波形から解析変数の算出方法

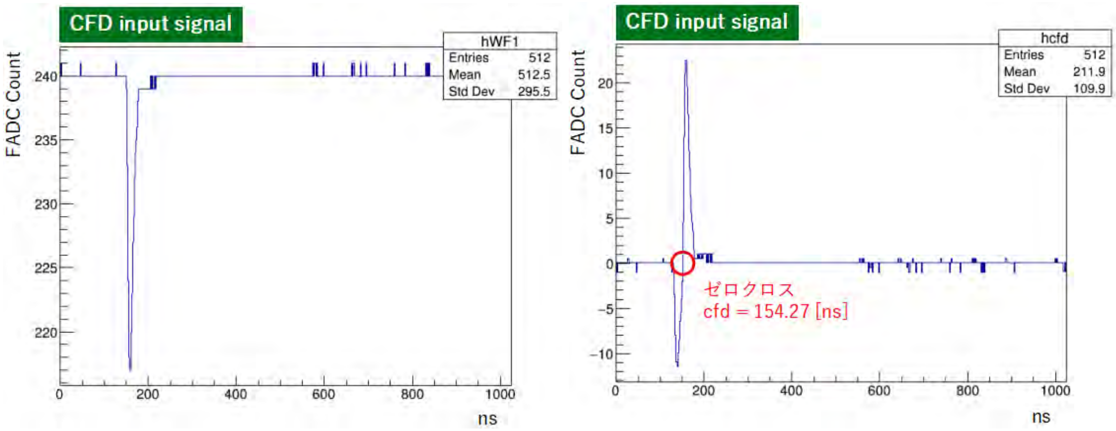
PANDA4+4 検出器では解析変数の定義を行うため、CsI と同様に FADC 波形を正の方向へ立ち上がる波形にする。波形への変換は CsI と同様に、PD を 0〜50 ns の FADC カウント値の平均値として定義し、PD から各 Bin の FADC カウントを差し引くことで波形変換を行った。以後単に波形といった場合は正の方向へ立ち上がるよう変換した波形を指す。

4.4.1.3　CFD 回路による信号時間 (cfd) の定義

PANDA4+4 で用いる FADC v1721 は 500 MHz サンプリングであり 2 ns 置きにデータをとるため、より良い時間分解能を得るために CsI の時と同様にオフセットで CFD 回路による信号時間の定義を行った。ただし PANDA4+4 では FADC window が CsI より狭い 1 μs であり、window に対する 1 点のデータプロット時間幅の比率が大きい為、より正確な信号時間 (cfd) 確保のためゼロクロス点を線形直線で補完した。手順は以下のとおりである。

1. 入力 FADC 波形 × (- 0.5) の減衰反転波形と 20 ns 遅らせた遅延波形の 2 つを作成する。
2. 減衰反転波形と遅延波形を加えた cfdWF を作成し、cfdWF[bin] $<$ 0 かつ cfdWF[bin+1] $>$ 0 となる bin を探索する。
3. 手順 3 の条件を満たした bin があった場合、cfd = bin − (cfdWF[bin]/(cfdWF[bin+1] − cfdWF[bin])) の線形補完をすることで cfd を定義する。 (ゼロクロス点の決定)

CsI と比較すると FADC 波形は滑らかなため、10bin ずつまとめた波形に変換はせずに cfd の定義を行った。例として図 4.32(a) の FADC 入力波形が得られた場合の CFD 回路の出力波形は図 4.32(b) であり、cfd 値は 154.27 ns となり 2 ns より良い時間分解能でタイミングの定義をすることができる。



(a) 取得した FADC 波形例　　(b) CFD 回路で作成した出力波形

図 4.32　CFD 回路による信号タイミングの取得

4.4.1.4　解析変数の定義

イベント定義でも述べたように、各変数の定義はイベント hit 時間の前後 150 ns の波形を参照して定義している。

- PD (PeDestal)
  FADC 波形の 0 ns〜50 ns の FADC カウント値の平均値。波形変換を行う際のベースラインとなる。
- MB (MaxBin)
  波形がピークとなる位置。MB を基準に総電荷量 (Q) を定義する。
- PH (Paulse Height)
  波の高さを表し、波形のピーク位置における FADC カウント値に相当する。PANDA4+4 検出器で用いる FADC V1730D は 1Vpp の範囲を 8bit(2^8) で分割するため FADC 1 count $= 1/2^8 \sim 3.9$ mV となる。
- cfd
  Constant Fraction Discriminator 回路を用いて定義される FADC Time Window 内での信号のタイミングを表す。両端 ch のうち、早い方の cfd 値を用いる。
- Q(Charge)
  波形の総電荷量を表す。MB 前 50 ns から MB 後 250 ns の 300 ns の範囲で積分した値。モジュール 1 本の Q 値は両端 ch の相乗平均とする。
- Q_{total}
  モジュール 8 本の Q 値の合計を表す。
- dTBeam
  入力信号の Kicker 信号からの時間差を表し、FADC 波形記録時間 +cfd と Kikcer 信号の時間差で計算される。

4.4.2　宇宙線ミューオンによる PMT の高電圧値 (HV) 調整

J-PARC MLF で PANDA4+4 検出器測定を行う前に、宇宙線ミューオンを利用した PMT の Gain matching による HV 調節を東北大学で行った。調節は各 ch の宇宙線ミューオンが貫通した際、シンチレーターに落とすエネルギーのピークが同じになるように目視で確認しながら行った。Gain matching 後の各 ch の Charge 分布は図 4.33 のようになり、各 ch で 440count あたりに宇宙線ミューオンによるピークが来るようなった。この時の HV 値は 4.4 のようになった。

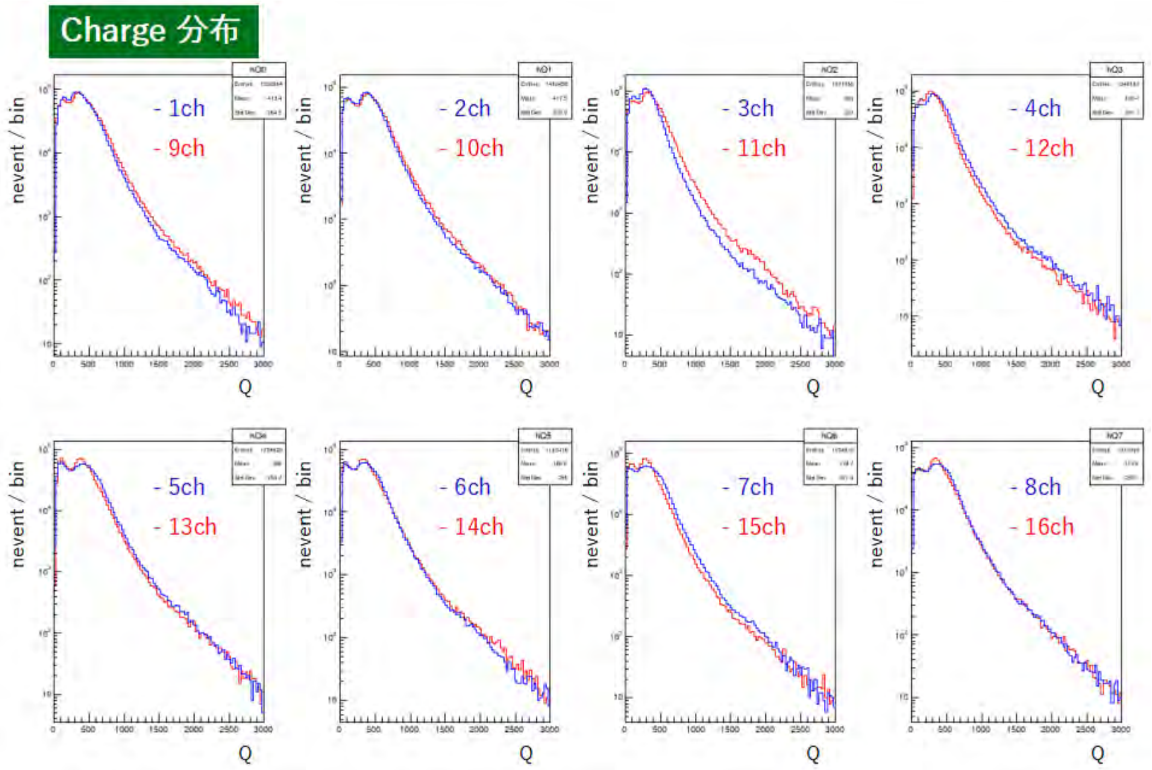


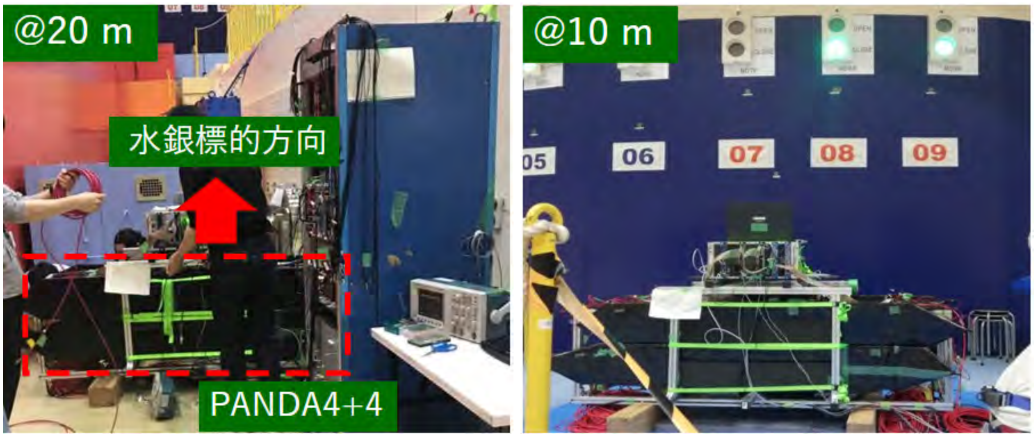
図 4.33　各 ch の Gain matching 後の Charge 分布

表 4.4　Gain Matching 後の各 ch の電圧値

ch 番号	電圧値	ch 番号	電圧値
1 ch	1420 V	9 ch	1280 V
2 ch	1180 V	10 ch	1260 V
3 ch	1520 V	11 ch	1500 V
4 ch	1480 V	12 ch	1680 V
5 ch	1440 V	13 ch	1340 V
6 ch	1240 V	14 ch	1300 V
7 ch	1480 V	15 ch	1500 V
8 ch	1460 V	16 ch	1480 V

4.4.3　J-PARC MLF BL07 での実験セットアップと Run 情報

PANDA4+4 検出器による測定は BL07 上の水銀標的からの距離が 20 m、10 m の 2 地点で行い、それぞれの地点に設置したときの写真を図 4.34 に載せる。2021 年 6 月 26 日から 7 月 1 日までは 20 m 地点で、7 月 1 日から 7 月 19 日までは 10 m 地点で実験 Run を区切って測定した。解析に使用する主な実験 Run 番号とその時の実験装置のセットアップ状況を表 4.5 にまとめる。



(a) 20 m 地点のセットアップ写真　　(b) 10 m 地点のセットアップ写真

図 4.34　PANDA4+4 のセットアップ状況

表 4.5　Run 番号とセットアップ状況の対応表

実験 Run 番号	測定場所	鉛シールド
Run18	20 m 地点	なし
Run21	10 m 地点	なし
Run33	10 m 地点	下 (床) に設置

4.4.4　解析

4.4.4.1　エネルギー較正

まず、電荷量 (Charge) をエネルギーに変換するためのキャリブレーション係数を、宇宙線ミューオンの実測データとシミュレーションデータを比較することで求めた。実測データは Run33 を使用し、宇宙線ミューオンセレクション条件としては dTBeam > 20 ms かつ veto カウンターで hit あり (0.1 MeV 以上) のイベントを取り出した。宇宙線ミューオンのシミュレーションは図 4.35 のように PANDA4+4 検出器から高さ 3 m の位置にある半径 5 m の円盤から、一様等方ランダムな方向に宇宙線ミューオンを発射させ、veto カウンター hit の条件を満たしたイベントを使用した。

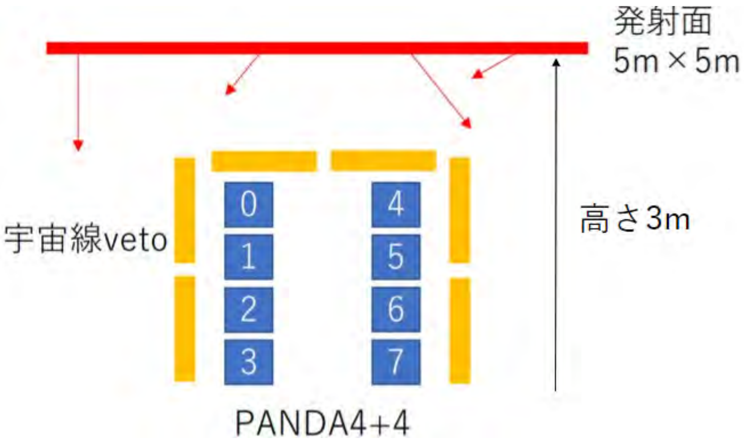


図 4.35　エネルギー較正に使用した宇宙線ミューオンのシミュレーション概略図

エネルギー較正は、実測データとシミュレーションデータをピーク周りでガウス関数で fitting し、実測データとシミュレーションデータの mean 値 (data_mean と sm_Mean) を用いて、キャリブレーション係数 = sm_mean / data_mean と定義し、実測データの Charege に掛けることで行った。キャリブレーション係数を用いて横軸のスケール変換を行った後の各モジュールのエネルギー分布を図 4.36 に示す。なお、縦軸のイベント数は実測データとシミュレーションデータのピーク位置の値が合うようにスケール変換しており、赤線が変換後の実測データ、青線がシミュレーションデータを表している。図 4.36 のシミュレーションデータは

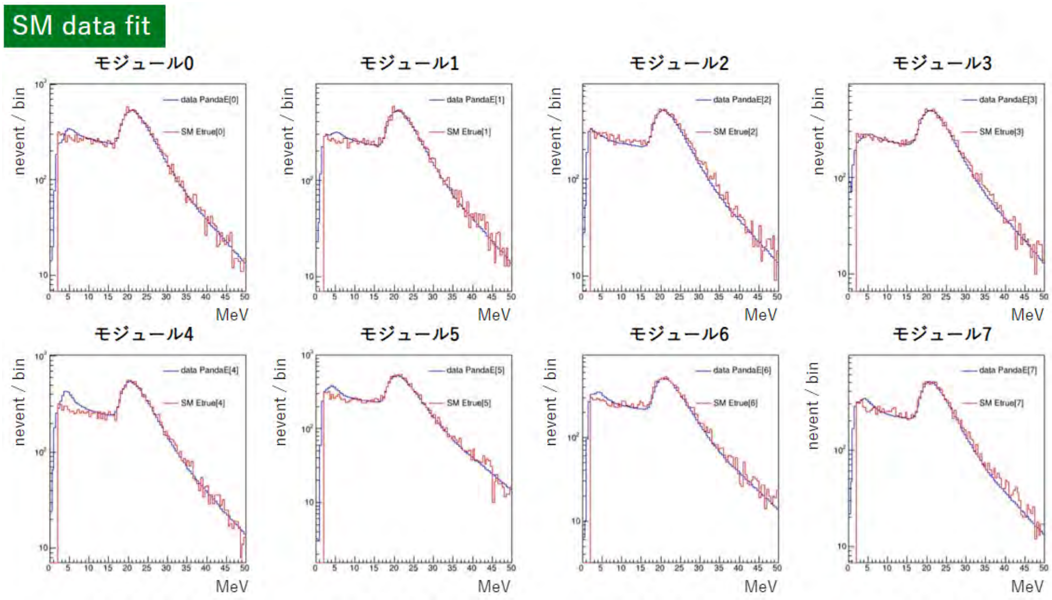


図 4.36　キャリブレーション係数を用いてエネルギーに変換した後の各モジュールのデータ比較

エネルギー分解能を考慮せず fitting しているが、変換後の実測データとシミュレーションデータがきれいに一致していおり、PANDA モジュールの分解能が良いという事が分かる。図 4.36 で使用した各モジュールのキャリブレーション係数を表 4.6 にまとめ、今後はこの表を基に、Charge をエネルギーに変換していく。

表 4.6　各 ch のキャリブレーション係数 (sm_mean / data_mean)

モジュール番号	キャリブレーション係数	モジュール番号	キャリブレーション係数
モジュール 0	21.18 / 465.1	モジュール 4	21.06 / 447.5
モジュール 1	21.19 / 467.1	モジュール 5	21.26 / 413.4
モジュール 2	21.15 / 450.2	モジュール 6	21.21 / 464.2
モジュール 3	21.19 / 466.3	モジュール 7	21.25 / 465.6

4.4.4.2　ビームバンチ構造と On、Off bunch のエネルギースペクトル

ビームバンチ周辺のエネルギーとビーム時間差の 2 次元分布は図 4.37 のようになり、CsI と同様に J-PARC MLF ビームの 2 バンチ構造を確認することができた。なお、縦軸は PANDA4+4 のエネルギー総和を表している。

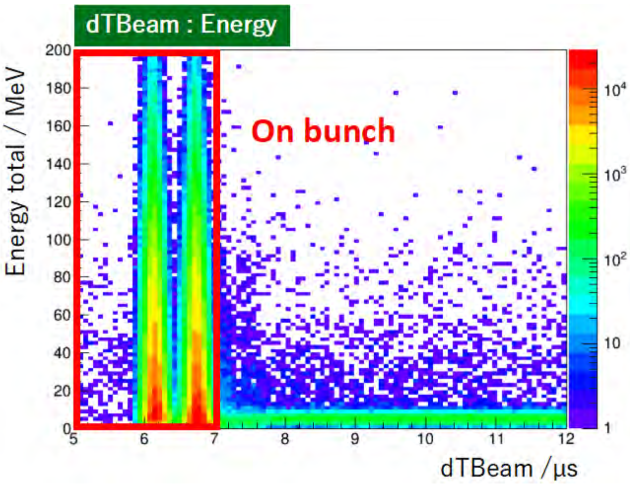
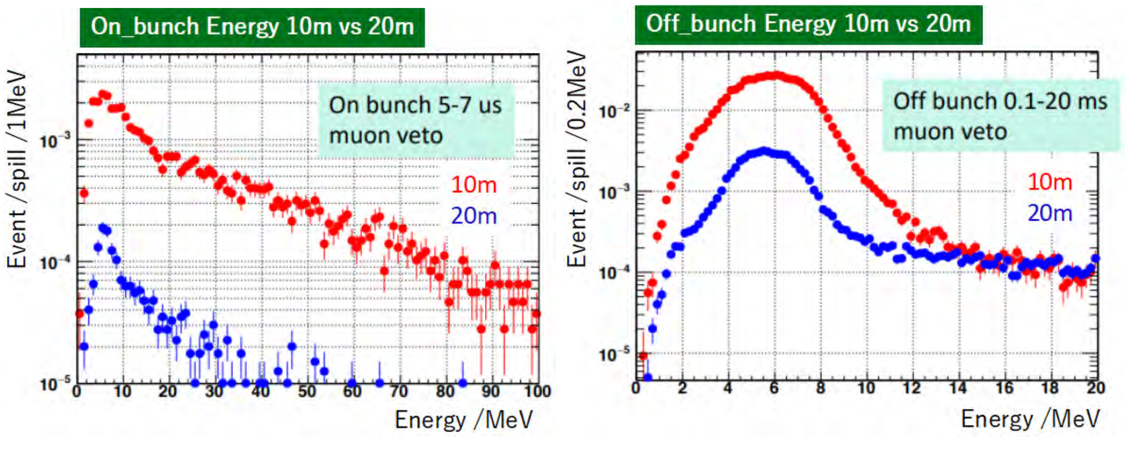


図 4.37　バンチ周辺のエネルギーとビーム時間差の 2 次元分布。

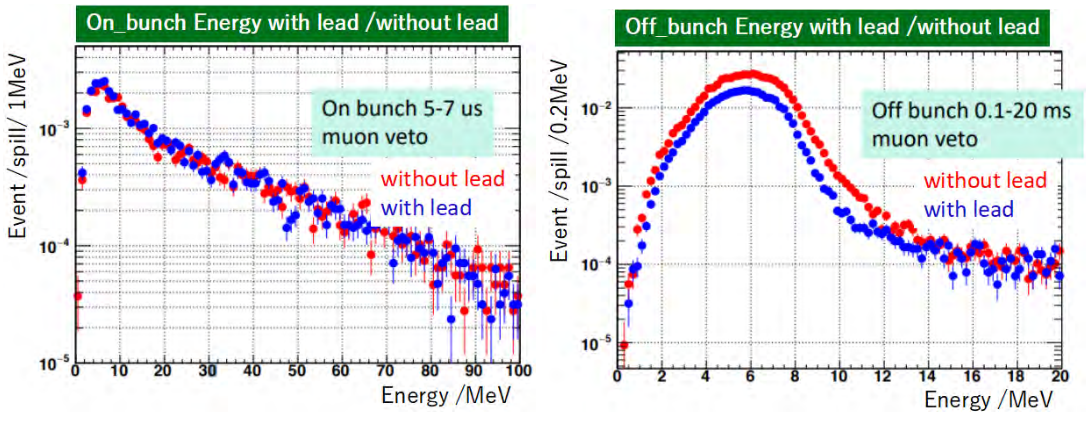
図 4.37 に記載している赤枠の領域 (5.0 μs〜7.0 μs) を on bunch、それ以降を off bunch と定義し、水銀標的からの距離が 10 m 地点と 24 m 地点の on bunch、off bunch のエネルギースペクトルの比較を図 4.38 に示す。10 m 地点のデータは Run21 を使用し赤線で表し、24 m 地点のデータは Run18 を使用し青線で表している。なお、どちらも veto hit を要求し muon をカットしている。図 4.37 の on bunch に来る成分は中性子と考えられ、10 m 地点では 24 m 地点より 1 桁ほどレートが下がっており、ベースラインの違いによる変化が確認できる。off bunch では〜12 MeV の低エネルギー領域で差異が出ているが、これはビーム中性子捕獲ガンマ線の違いによるものだと考えられ、10 m 地点では 24 m 地点よりも中性子捕獲ガンマ線が多くなっていることがわかる。

次に、10 m 地点における鉛シールド有りと無しによる違いを見るため、Run21 と Run33 のデータを比較したものを図 4.39 に載せる。on bunch は中性子成分が支配的であると考えられるため、鉛による遮蔽に有意な効果はみられていないが、off bunch では低エネルギー領域 (3〜10 MeV) で 60% ほど減少しており、熱中性子捕獲ガンマ線の鉛遮蔽効果が確認できた。



(a) on bunch　　(b) off bunch

図 4.38　10 m 地点と 24 m 地点における on bunch、off bunch のエネルギー分布比較。赤線が 10 m 地点、青線が 20 m 地点を表している。



(a) on bunch　　(b) off bunch

図 4.39　鉛ありと鉛なしの on bunch、off bunch のエネルギー分布比較。赤線が鉛なし、青線が鉛ありを表している。

4.4.4.3　Prompt signal window

3 章のニュートリノセレクションでは先発信号 (prompt)window を 1.5 µs〜5.5 µs でとっていたが、バックグラウンド測定ではオフセットの関係上 7.5 µs〜11.5 µs とし (図 4.37 のバンチ構造参照)、この window 内に入ってきたイベントを prompt 信号とした。各 Run 番号における prompt 信号のエネルギースペクトルを図 4.40 に示す。図 4.40 では水銀標的からの距離が近くなるほど低エネルギー領域のイベント数が増えている。なお、Run21 より Run33 のほうがイベント数は減っているが、これは鉛によるガンマ線成分遮蔽効果だと考えられる。ニュートリノセレクションではバックグラウンドをカットするために prompt 信号のエネルギー E_p に 10 MeV $< E_p <$ 50 MeV の条件を付することを想定していたが、図では 10 MeV〜20 MeV でもイベントが残っているのが分かった。

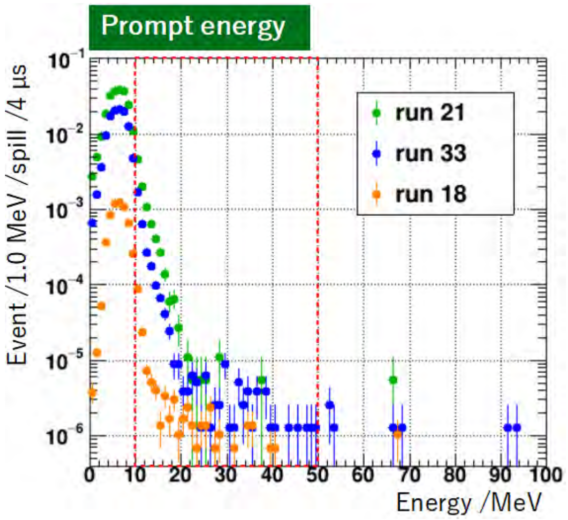


図 4.40　prompt 信号 (dTBeam = 7.5 μs〜11.5 μs) のエネルギースペクトル。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。

次に、prompt エネルギー条件 (10 MeV $< E_p <$ 50 MeV) を満たすイベントのレートと on bunch からの時間差の相関を図 4.41 に載せる。なお、横軸の dTOB は on bunch からの時間差を表し、dTOB = dTBeam - 6.0 μs と定義している。

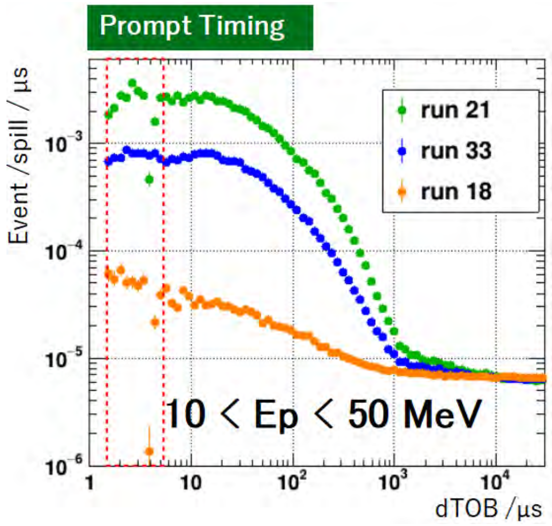


図 4.41　prompt エネルギー条件 (10 MeV $< E_p <$ 50 MeV) を満たすイベントのレートとビーム時間差の相関。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。図の横軸 dTOB は dTBeam - 6.0 μs と定義している

図 4.41 を見ると、明らかにビームと相関していることが分かり、さらに時定数も ms 単位と長くなっている。そのため、熱化したビーム中性子が検出器のガドリニウム捕獲、あるいは遮蔽体のコンクリートに捕獲されるなどとして生じるバックグラウンド成分が多いと考えられる。よって、DaRveX 実験においては中性子捕獲による accidental バックグラウンドが懸念点になると予想され、この成分が検出器で熱化されて発生しているのか、あるいはコンクリートで熱

化され発生しているのか等、シールドを新しく追加した検出器を用いた再測定を行い、削減することができないかも含め見極める必要がある。表 4.7 に図 4.40 中の 10 MeV $< E_p <$ 50 MeV のイベントレート (prompt rate) と図 4.41 の 30 ms 地点におけるイベントレートを [/ spill / 4 μs / 8 module] 単位でまとめる。

表 4.7　各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 μs / 8 module]

	Prompt rate	Rate in 30 ms	Excess
Run18: 20 m	$(1.9\pm0.1)\times10^{-4}$	$(2.7\pm0.1)\times10^{-5}$	1.6×10^{-4}
Run33: 10 m	$(3.0\pm0.1)\times10^{-3}$	$(2.6\pm0.1)\times10^{-5}$	3.0×10^{-3}
Run21: 10 m	$(1.04\pm0.03)\times10^{-2}$	$(2.4\pm0.1)\times10^{-5}$	1.0×10^{-2}

4.4.4.4　DaRveX 実験における宇宙線由来高速中性子の検出数の見積もり

ここで、宇宙線高速中性子の成分が DaRveX 実験のニュートリノ選別条件においてどの程度検出されることになるのか、表 4.7 の Run33 の値とモンテカルロシミュレーションで割り出した検出効率の値を用いて概算する。

表 4.7 において、Rate in 30 ms の値は on bunch から十分離れているため宇宙線由来高速中性子と宇宙線由来ガンマ線によるものであると考えられる。一方、J-PARC MLF 3 階における数十 MeV 領域で宇宙線由来高速中性子と宇宙線由来ガンマ線のイベントレートは図 4.42 のようになっている [54]。

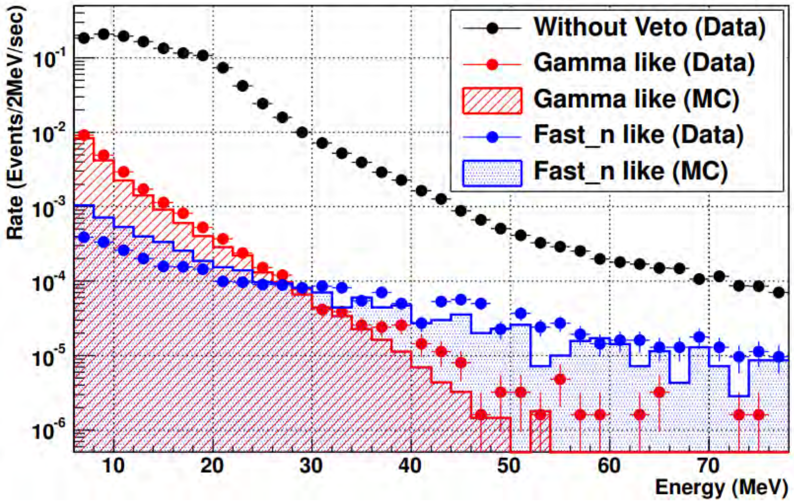


図 4.42　500 kg シンチレーターを用いて MLF3 階で測定された宇宙線由来バックグラウンドレート。[54]

図から、10〜50 MeV の範囲では宇宙線由来の高速中性子とガンマ線の比率が〜1 になっていると仮定すると、今回のバックグラウンド測定における宇宙線高速中性子のレートは

$$(2.6)\times10^{-5}\times0.5 = 1.3\times10^{-5} \quad [\mathrm{MeV/spill/4\,\mu s/8\ module}] \tag{4.1}$$

であり、本検出器の PANDA モジュール 80 本分の値に変換すると

$$1.3\times10^{-5}\times10 = 1.3\times10^{-4} \quad [\mathrm{MeV/spill/4\,\mu s/80\ module}] \tag{4.2}$$

となる。1 日当たりの spill 数は

$$25\times24\times3600 = 2.16\times10^{6} \quad [\mathrm{spill/day}] \tag{4.3}$$

より、200 日当たりに DaRveX 検出器で検出する 10〜50 MeV の宇宙線高速中性子数は

$$1.3\times10^{-4}[\mathrm{MeV/spill/4\,\mu s/80\ module}]\times2.16\times10^{6}\times200[days] = 56160 \quad [\mathrm{event/200\ days}] \tag{4.4}$$

となる。全てが遅延同時計測に残ると conservative に仮定すると、3 章の表 3.2 において、C3 (10〜50 MeV 条件) に対する All Cut の検出効率の割合は

$$\frac{7.0\times10^{-2}}{15} = 4.7\times10^{-3} \tag{4.5}$$

であるため、ニュートリノセレクションを満たす宇宙線高速中性子の検出数は

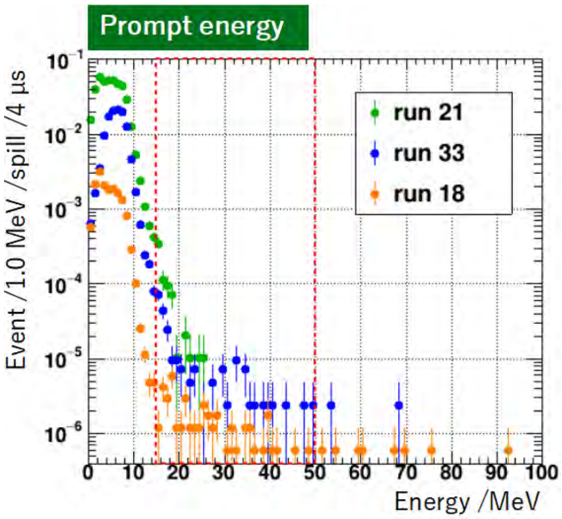
$$56160[\mathrm{events\ 200\ days}]\times4.7\times10^{-3} = 263\pm10 \quad [\mathrm{events\ 200\ days}] \tag{4.6}$$

と見積もれる。

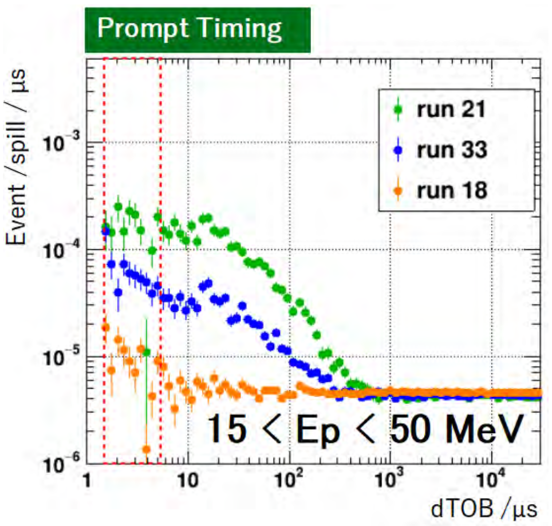
以上のように 200 日当たりの検出数を見積もったが、宇宙線高速中性子については、シミュレーションでは 200 日当たり 24 event であったため値が 10 倍近く異なる結果となった。ただし、今回の検出数の見積もりでは PANDA モジュールの体積比による大雑把な計算方法をとったため、今後は背景事象測定を反映した MC シミュレーションを行い、発生数と検出数の比を用いて MC シミュレーションのイベント数をやきなおし、正確な値を計算する必要がある。また、今回の背景事象測定では時間と稼働可能な実機の都合上 PANDA4+4 のような構造で測定を行ったが、今後はより本実験に近い構造 (3×3 のような構造) で測定を行う事も課題となる。

4.4.4.5 Prompt 信号バックグラウンド削減の為のカット

上記では 10 MeV〜20 MeV (ビーム由来中性子) のバックグラウンドが想定以上に入っていることを確認した。このエネルギー区間はニュートリノセレクションと重なってしまうためできるだけ削減する必要がある。その為、この prompt 信号のレートを削減する対策として、まず第一に E_p の閾値 (E_pth) を変えることを考えた。図 4.43 と図 4.44 にそれぞれ E_pth = 15 MeV、20 MeV に変更したときの prompt 信号のエネルギー分布と、そのエネルギー範囲条件を満たすイベントレートとビーム時間差の相関を表したものを載せる。また、各 E_pth における prompt rate (prompt エネルギースペクトルの赤枠内) と 30 ms で prompt エネルギー条件を満たすイベントレート、それらの excess を表 4.8 と表 4.9 にまとめた。



(a) prompt energy

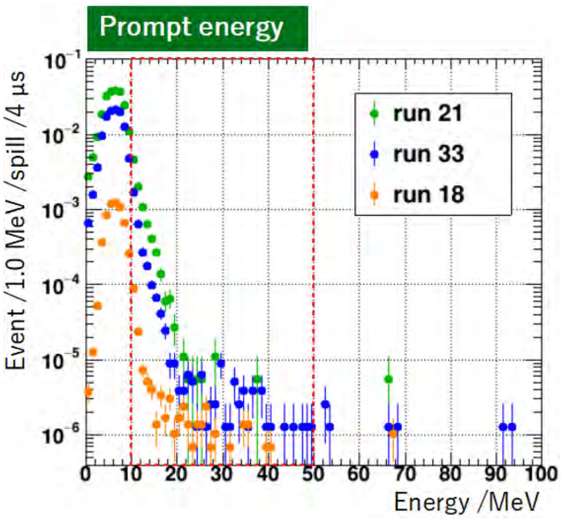


(b) prompt timing

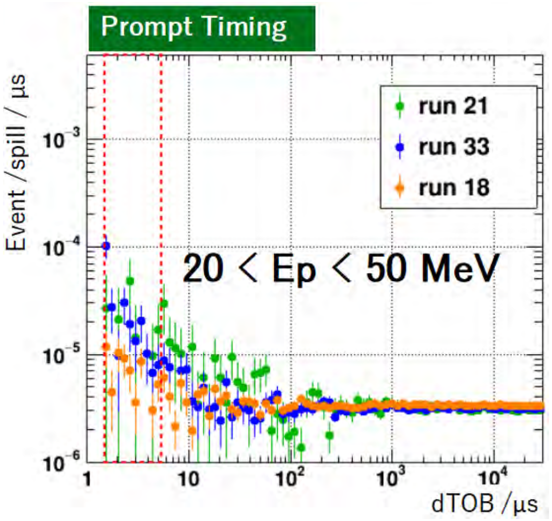
図 4.43　E_pth =15 MeV の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。

表 4.8　E_pth =15 MeV の時の各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 μs / 8 module]

	Prompt rate	Rate in 30 ms	Excess
Run18: 20 m	$(4.0 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(1.8 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
Run33: 10 m	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(1.7 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(2.1 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
Run21: 10 m	$(6.8 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(6.6 \pm 0.8) \times 10^{-4}$



(a) prompt energy



(b) prompt timing

図 4.44　E_pth =20 MeV の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。

表 4.9　E_pth =20 MeV の時の各 Run 番号における prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [MeV / spill / 4 μs / 8 module]

	Prompt rate	Rate in 30 ms	Excess
Run18: 20 m	$(2.5\pm0.4)\times10^{-5}$	$(1.4\pm0.1)\times10^{-5}$	$(1.1\pm0.4)\times10^{-5}$
Run33: 10 m	$(7.3\pm1.3)\times10^{-5}$	$(1.3\pm0.1)\times10^{-5}$	$(6.0\pm1.3)\times10^{-5}$
Run21: 10 m	$(5.2\pm2.3)\times10^{-5}$	$(1.2\pm0.1)\times10^{-5}$	$(4.0\pm2.3)\times10^{-5}$

E_pth を 10 MeV から 15 MeV に変えると prompt rate は 24 m 地点で 1/5、10 m 地点で 1 桁以上落ち、10 MeV から 20 MeV の変更では 24 m 地点で 1 桁、10 m 地点で 2〜3 桁以上落ちていることが確認できる。その為、バックグラウンド事象の prompt 信号を落とす手段として E_pth を変更することは効果的であるといえるが、ニュートリノ事象の検出効率を下げ過ぎてしまう可能性もある。そのため、3 章で説明したニュートリノシミュレーションにおいて、C3 条件の E_pth を変更したときの検出効率の変化を確認した。E_pth = 10 MeV の検出効率に対する 15 MeV、20 MeV の検出効率を割合で表したものを表 4.10 にまとめる。なお、検出効率の比較には All cut の検出効率を用いた。

表 4.10　シミュレーションで E_pth を変化させたときのニュートリノ検出効率の変化。表の値は E_pth = 10 MeV に対する割合を表し、パターン 1、2 両方のニュートリノジェネレーターでの結果を出している。

	E_pth = 15 MeV	E_pth = 20 MeV
パターン 1	0.67	0.34
パターン 2	0.75	0.43

E_pth を 15 MeV にするとニュートリノの検出効率は E_pth = 10 MeV の時の約 71% に、20 MeV にすると約 38% まで検出効率が落ちる結果となった。10 m 地点ではニュートリノ事象は多いと考えられるため、ニュートリノ検出数を削減しすぎない範囲内で E_pth によるカットをかけることで、S/N の改善を行える可能性があることが分かった。

次に、バックグラウンドを削減する別の手法として、ヒットモジュール数によるカットをかけた。J-PARC MLF におけるバックグラウンドは <8 MeV のものがほとんどである為、図 4.40 の 10〜20 MeV のイベントが独立した 1 つのバックグラウンド事象によるものとは考えにくい。そのため、10〜20 MeV のイベントは独立した〜8 MeV のバックグラウンド事象がコインシデンスした結果である可能性が考えられ、ヒットモジュール数によるカットをかけた。ヒットモジュール数 (NHit) によるエネルギー分布の変化を表したものを図 4.45 に載せる。

図 4.45 では、黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていない prompt 信号のエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。両者を比較すると、10 MeV 以降のエネルギースペクトルがほぼ一致しており、10 MeV 以降の信号の多くはヒットモジュール数 2 以上となるイベントであることが分かる。そのため、独立したバックグラウンド成分がコインシデンスした結果、10 MeV 以降の信号イベントが増加してしまったと考えられる。このような信号をカットするために、NHit = 1

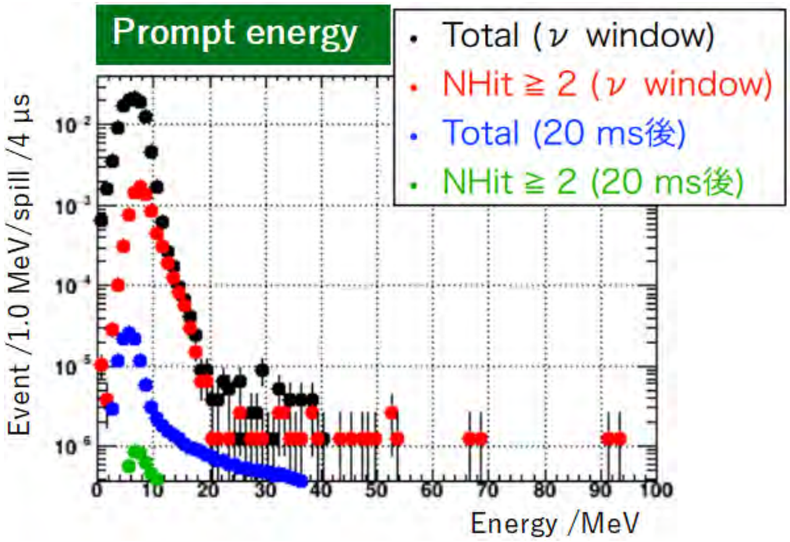
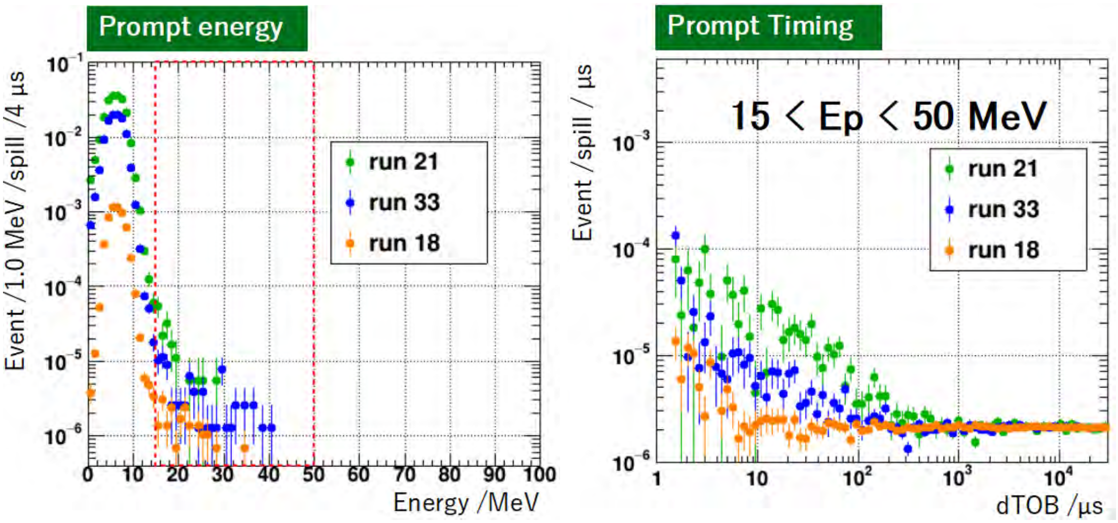


図 4.45　ヒットモジュール数 (NHit) による prompt 信号のエネルギースペクトルの変化。黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていないエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。

の条件をかけ、独立した 1 つの成分のみを取り出すようにした。Run33 において NHit = 1 の条件をかけた後の E_pth = 15 MeV における prompt 信号のエネルギースペクトルと、prompt 信号のエネルギー条件を満たすイベントレートとビーム時間差の相関を図 4.46 に載せる。また、表 4.11 に prompt rate と 30 ms で prompt エネルギー条件を満たすイベントレートを E_pth 別にまとめる。



(a) prompt energy　　(b) prompt timing

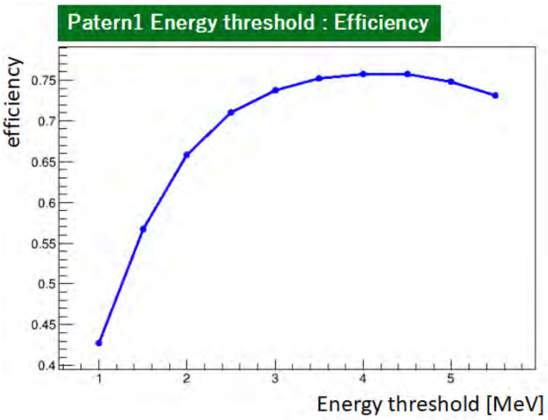
図 4.46　NHit = 1 の時の prompt 信号のエネルギー分布及び、イベントレートとビーム時間差の相関図 (E_pth = 15 MeV)。緑線が Run21、青線が Run33、橙線が Run18 を表している。

表 4.11　Run33 において NHit = 1 を要求したときの各 E_pth の prompt rate と 30 ms のイベントレート。単位は [/ spill / 4 μs / 8 module]

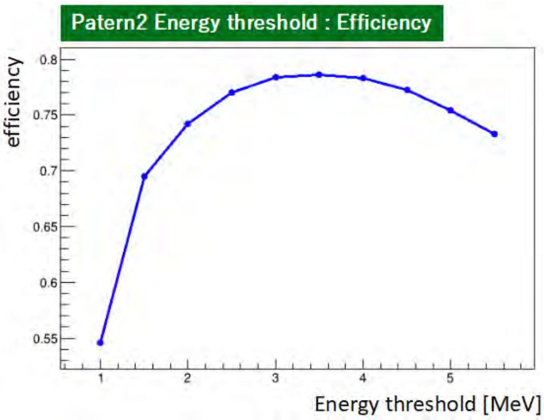
	Prompt rate	Rate in 30 ms	Excess
10 MeV	$(1.7 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(1.6 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
15 MeV	$(8.1 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$(0.8 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(7.3 \pm 1.0) \times 10^{-5}$
20 MeV	$(4.5 \pm 0.8) \times 10^{-5}$	$(0.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(4.0 \pm 0.8) \times 10^{-5}$

表 4.11 と表 4.7、4.8、4.9 を比較すると、NHit = 1 を要求することで各 E_pth の prompt rate は 4〜5 割程度削減できており、ヒットモジュール数によるカット効果の有効性が確認できる。

次に、E_pth のカットの時と同様に NHit = 1 条件によるニュートリノ検出効率の変化を見積もる。シミュレーションにおける Hit 条件の定義は、モジュール 1 本で落とすエネルギーが、設定した閾値を超えたかどうかで判断するようにした。しかし、閾値の値によってヒットモジュール数は異なってしまうため、よりニュートリノ事象を残せる閾値を探索し、その時の検出効率を比較する値として用いる。横軸に閾値を、縦軸にその閾値で NHit = 1 を要求した時の検出効率 (3 章の表 3.2 の All Cut 後に Nhit = 1 条件をつけた時の All Cut に対する割合で表す) をとったものを図 4.47 に載せる。



(a) パターン 1 ジェネレーター



(b) パターン 2 ジェネレーター

図 4.47　シミュレーションにおける Hit エネルギー閾値による検出効率。縦軸は 3 章の表 3.2 の All Cut 後に Nhit = 1 条件をつけた時の検出効率を表している。

図を見ると、パターン 1、2 のどちらのジェネレーターでも 3.5 MeV 付近で最大になり、検出効率は All cut 後の約 75 % になった。その為、NHit = 1 によるカットはバックグラウンドを落とすカットではあるものの、バックグラウンド事象とニュートリノ事象の検出効率の比は E_pth を変更するカットと比べると大きく、E_pth を変えるカット程強力ではないといえる。ただし、ニュートリノ事象よりバックグラウンド事象を多く落とせるカットではある為、DaRveX 実験でも使用できる可能性があることが分かった。

NHit = 1 を要求したときの宇宙線由来高速中性子とニュートリノの DaRveX 実験における 200 日当たりの検出数の見積もりを、E_pth 別に表 4.12 にまとめる。宇宙線由来高速中性子は

Run33 の実測データ (表 4.11) から計算し、ニュートリノは表 3.2 の All cut の検出効率に E_pth カットによる減少率 (表 4.10) と NHit = 1 カットによる減少率 (図 4.47 の 3.5 MeV の値) をかけた数値を用いて計算した。

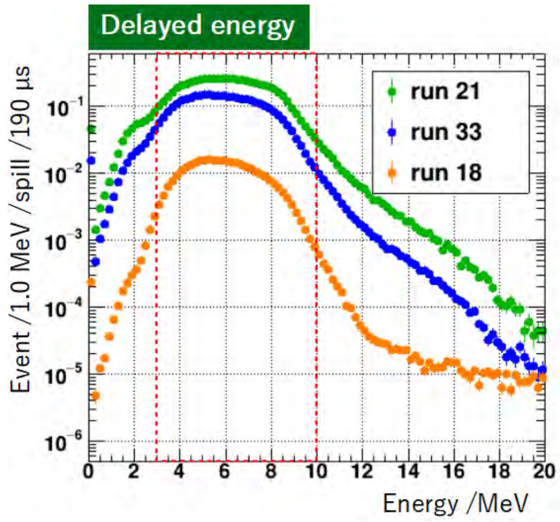
表 4.12　NHit = 1 を要求したときの E_pth 別の宇宙線由来高速中性子とニュートリノの 200 日当たりの検出数の見積もり結果。単位は [events / 200days]

E_pth	ニュートリノ		宇宙線由来高速中性子
	パターン 1	パターン 2	
10 MeV	45	48	152
15 MeV	30	36	81
20 MeV	15	20	50

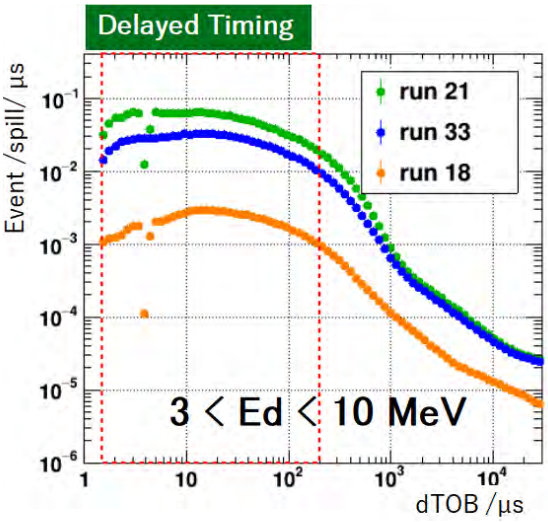
表から、S/N 比が 1 番良くなるのは E_p = 15 Mev の時であり、E_pth = 20 Mev まで閾値を上げてしまうと、ニュートリノ事象数は 200 日あたり 17 event (パターン 1、2 の平均) まで減ってしまい、3〜5 年で目指す統計量 100 に届かない可能性があることが分かった。そのため、prompt 削減を目的とした閾値の値は 15 MeV 付近が上限ということになる。

4.4.4.6　Delayed signal window

DaRveX 実験では $10\,\mu s < t_D - t_P < 200\,\mu s$ という条件 (表 2.3 の C4) を設定しているため、今回のバックグラウンド測定では 17.5 μs < dTBeam < 207.5 μs のイベントを delayed 信号として扱う。各 Run における delayed 信号のエネルギースペクトルと、delayed 信号エネルギー条件 ($3\,\mathrm{MeV} < E_d < 10\,\mathrm{MeV}$) を満たすイベントレートとビーム時間差の相関を図 4.48 に載せる。



(a) delayed energy



(b) delayed timing

図 4.48　delayed 信号のエネルギー分布及び、delayed 信号エネルギー条件を満たすイベントレートとビーム時間差の相関図。

エネルギー分布では 3 ～ 10 MeV のイベントが多くなっており、ビーム時間相関では時定数が長くビームと相関している事象が delayed 信号に多く入ってきている。そのため、prompt 信号の時と同様に delayed 信号の背景事象を削減するカットを追加する必要がある。

4.4.4.7　Delayed 信号バックグラウンド削減の為のカット

delayed 信号バックグラウンド削減のためのカットとして、prompt 信号の時と同様にヒットモジュール数によるカットをかけた。これは、ニュートリノによる後発信号はガドリニウムによる中性子捕獲でありガンマ線が複数出てくるため、ヒットモジュール数 2 以上を要求することで、ヒットモジュール数 1 の背景事象を落としつつ、ニュートリノの後発信号を選択できると考えたためである。Run33 において、NHit によるエネルギースペクトル分布の違いを表したものを図 4.49 に載せる。

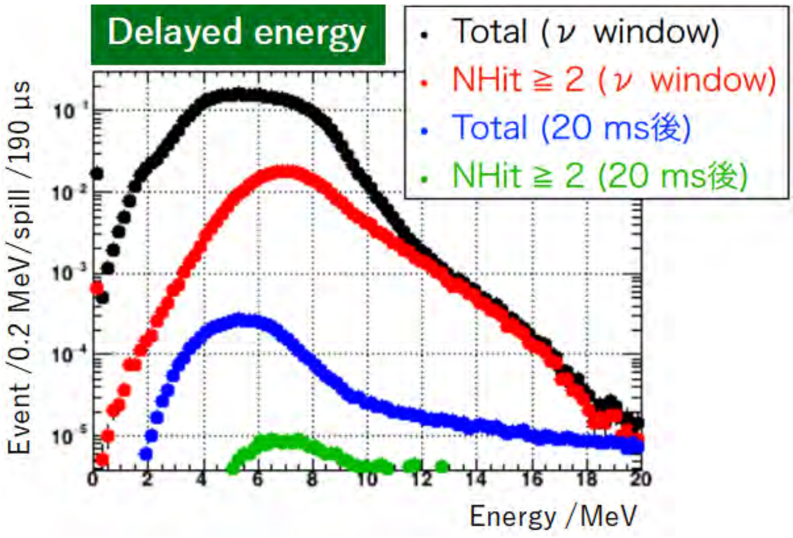


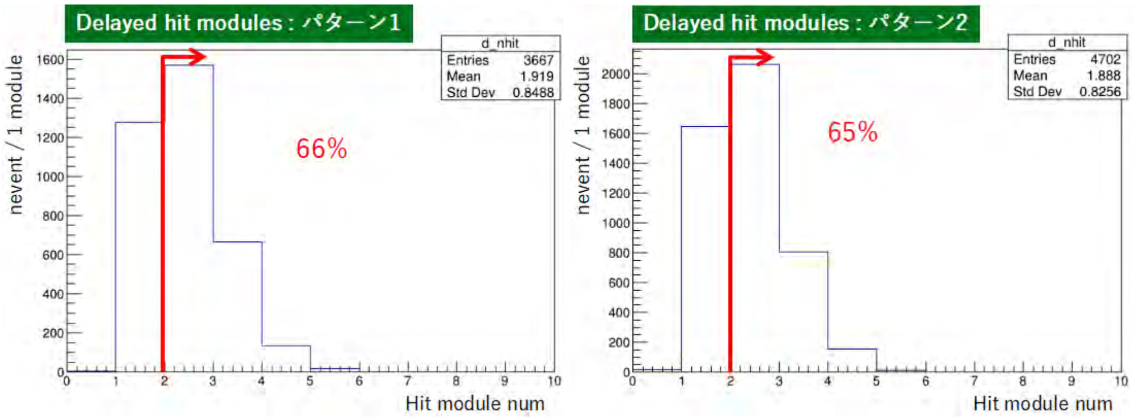
図 4.49　ヒットモジュール数 (NHit) による delayed 信号のエネルギースペクトルの変化。黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていないエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。

図 4.49 では、黒線はヒットモジュール数によるカットをかけていない delayed 信号のエネルギースペクトルを表し、赤線がヒットモジュール数 2 以上を要求したときのエネルギースペクトルとなっている。黒線と赤線は 10 MeV 付近以降で一致しているが、3～10 MeV の範囲のイベントには NHit = 1 のイベントが多数あり、NHit > 1 のカットをかけることで delayed timing における背景事象量を減らせることが分かる。17.5 µs < dTBeam < 207.5 µs かつ 3 MeV < E_d < 10 MeV となるイベントレート (delayed rate) と NHit > 1 のカットを追加した後のイベントレート、その削減率を表 4.13 にまとめる (単位は [/ spill / 190 µs / 8 module])。

表 4.13　Run33 において、7.5 µs < dTBeam < 207.5 µs かつ 3 MeV < E_d < 10 MeV となるイベントレート (delayed rate) と NHit > 1 追加後のイベントレート、及びその削減率。単位は [/ spill / 190 µs / 8 module]

	Delayed rate	NHit > 1 追加	削減率
Run18	(0.326 ± 0.0003)	$(2.36 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	7.2×10^{-2}
Run33	(3.43 ± 0.002)	(0.311 ± 0.001)	9.0×10^{-2}
Run21	(6.37 ± 0.006)	(0.610 ± 0.002)	9.5×10^{-2}

表 4.13 から、NHit > 1 の追加により、各 Run において 1 桁以上削減できていることが分かる。ただし、このカットによってニュートリノ信号の検出効率が低くなりすぎる可能性もある為、MC シミュレーションで NHit > 1 による表 3.2 の All cut 検出効率の変化を確認した。delayed 信号 (ガドリニウム捕獲の) ヒット定義は、PANDA モジュール 1 本でのエネルギーデポジットが 1 MeV 以上になった場合ヒットとした。3 章の表 3.2 の All Cut 後のヒットモジュール数の分布は図 4.50 のようになり、NHit > 1 のイベント数はパターン 1 で 66 %、パターン 2 で 65 % となり、ニュートリノイベントは約 35 % 削減されるという結果になった。これより、NHit > 1 は背景事象を大きく削減しつつ、ニュートリノイベントを落としすぎないカットであることが分かった。



(a) パターン 1　　(b) パターン 2

図 4.50　All cut 後の delayed 信号のヒットモジュール数分布。

ただし、delayed 信号に NHit > 1 を追加すると、ニュートリノのイベント数は表 4.12 の値の 65 % まで落ちてしまうため、E_pth = 15 MeV では他のカットを追加してしまうと十分な統計量が 3〜5 年では得られない可能性がある。表 4.14 に delayed 信号に NHit > 1 をしたときの DaRveX 検出器における宇宙線高速中性子とニュートリノの 200 日当たりの検出数を載せる。表内の数値は表 4.12 に NHit > 1 の検出効率をかけた数値であり、単位は [events / 200days] となっている。なお、宇宙線由来高速中性子ついては、MC シミュレーションにおいてニュートリノ選別条件 (3 章の表 3.2 の All Cut) に NHit > 1 を追加すると検出効率は All cut に対し 62 % まで減少したため、表 4.12 の値に 0.62 をかけたものを宇宙線高速中性子の検出数として

いる。

表 4.14　delayed 信号に NHit > 1 を要求したときの E_pth 別の宇宙線由来高速中性子とニュートリノの 200 日当たりの検出数の見積もり結果。表 4.12 に NHit > 1 の検出効率をかけた数値であり、単位は [events / 200days] となっている。

E_pth	ニュートリノ		宇宙線由来高速中性子
	パターン 1	パターン 2	
10 MeV	31	31	94
15 MeV	21	24	50
20 MeV	11	13	31

4.5　議論

4.5.1　ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ を用いたバックグラウンドの削減

PANDA4+4 による解析から、DaRveX 実験ではビーム中性子による accidental バックグラウンドが懸念点となる可能性がある。しかし、ガドリニウムによるビーム由来中性子の捕獲 (nGd) はビーム事象 (On Bunch 事象) に対し時間依存を持つ成分である一方、ニュートリノや宇宙線由来による後発信号はビーム事象と相関を持たないため、図**??**のようにビーム事象と後発信号の空間相関 (ΔVTX$_{\text{OB-d}}$) でカットすることができると考えられる。そのため、ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ によるカットが DaRveX 検出器において効果的なのかどうかシミュレーションで確認した。なお、On Bunch 事象は高速中性子によるものと考えられ、そのビーム由来高速中性子のシミュレーション概要、結果は付録 A にまとめており、同じセットアップで行った。

シミュレーションでは ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ を、先発信号を検出した位置座標と後発信号を検出した位置座標の距離差と定義した。ただし、ビーム事象と accidental な成分は図**??**のようにある程度の広がりを持つと考えられるため、ビーム事象と accidental な成分の ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ は検出器中のランダムな 2 点間の距離とし、再現した。シミュレーションした ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ の分布を図 4.51 に載せる。

図 4.51 では、On Bunch と correlated な事象は ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ が低い方に分布し、accidental な事象 (ニュートリノ等) は広がりを持った分布になっているため、ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ による分離が可能という事がわかる。ΔVTX$_{\text{OB-d}}$ のカット閾値 ($x_{\text{VTX_OB-d}}$) による各成分の検出効率がどのようになるのか確認するため、次のような変数 efficiency を定義し、

$$\text{Efficiency} = \frac{x_{\text{VTX}}\text{以降のイベント数}}{\text{全イベント数}} \tag{4.7}$$

カット閾値 $x_{\text{VTX_OB-d}}$ による efficiency の変化を図 4.52 に載せた。

また、最適なカット閾値を探索するために次の enhance 量を定義した。

$$\text{enhance} = \frac{\varepsilon_{sig}}{\sqrt{\varepsilon_{bg} + \varepsilon_{sig}}} \tag{4.8}$$

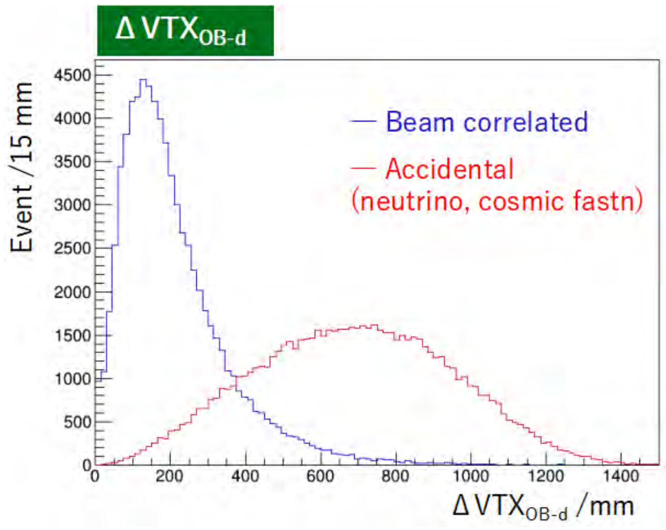


図 4.51　シミュレーションによる ΔVTX$_{OB\text{-}d}$ 計算結果。青線が On Bunch 事象と correlated な成分、赤線が accidental な成分を表す。

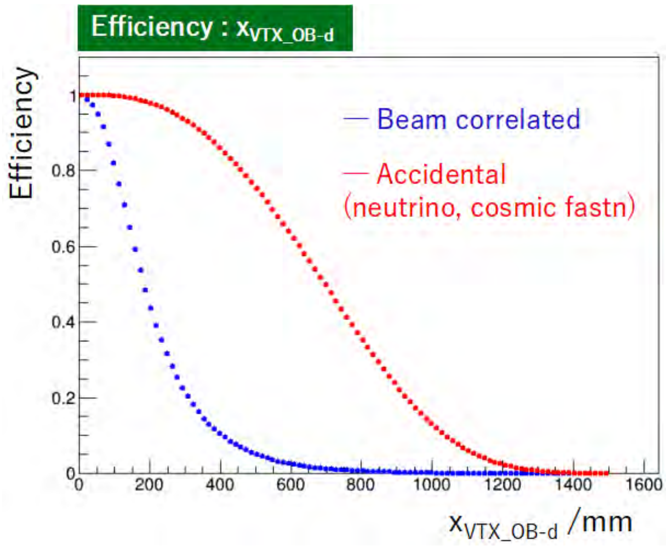


図 4.52　カット閾値 $x_{VTX_OB\text{-}d}$ による efficiency の変化。青線が On Bunch 事象と correlated な成分、赤線が accidental な成分を表す。

ここで ε_{sig} は残したい信号 (signal) の efficiency (図 4.52 の赤線) を、ε_{bg} はカットしたい信号 (background) の efficiency(図 4.52 の青線) となる。enhance は全シグナルの統計エラーに対し、signal の優位性がどれだけあるかを表しており、enhance が最大となるカット閾値 = signal が背景事象に対して統計的に有意となる量である。カット閾値による enhance は図 4.53 のようになった。

図 4.53 から enhance は $x_{VTX} = 380\,\text{mm}$ で最大となり、$\varepsilon_{sig} = 90\,\%$、$\varepsilon_{bg} = 12\,\%$ という結果になった。よって、DaRveX 検出器において ΔVTX$_{OB\text{-}d}$ によるカットは有効であり、ビーム (On Bunch) 中性子による accidental バックグラウンドの削減ができることが分かった。

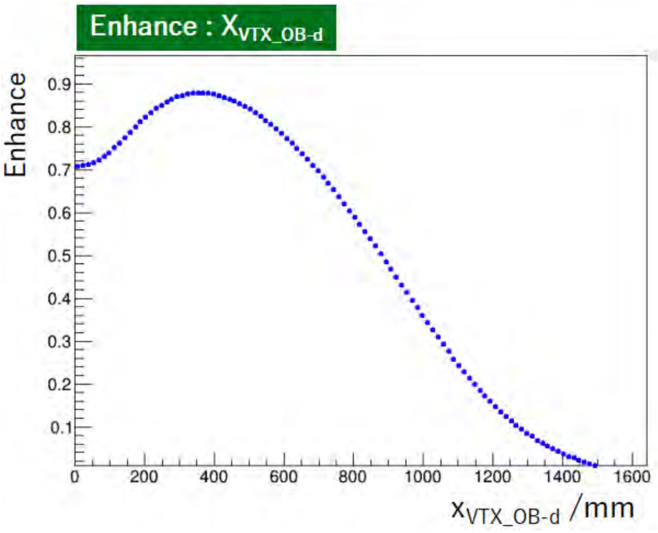


図 4.53　カット閾値 $x_{VTX_OB\text{-}d}$ による enhance の変化。

4.5.2　$\Delta VTX_{p\text{-}d}$ を用いたバックグラウンドの削減

ニュートリノによる先発信号と後発信号は時間相関を持っているため、先発信号と後発信号の空間相関 ($\Delta VTX_{p\text{-}d}$) によるカットで accidental 背景事象と区別することが可能と考えられる。よって、$\Delta VTX_{p\text{-}d}$ によるカットが可能かどうかシミュレーションで確認をした。$\Delta VTX_{p\text{-}d}$ の定義は $\Delta VTX_{OB\text{-}d}$ と同様に、先発信号を検出した位置座標と後発信号を検出した位置座標の距離差と定義し、accidental 背景事象は検出器間のランダムな 2 点間の距離差で再現した。図 4.54 にシミュレーションでだした $\Delta VTX_{p\text{-}d}$ を載せる。なお、ニュートリノのイベントジェネレーターはパターン 1 を使用した。

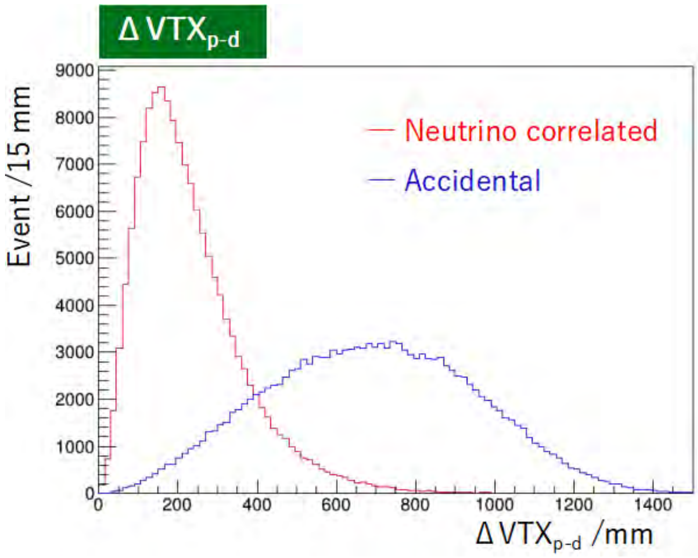
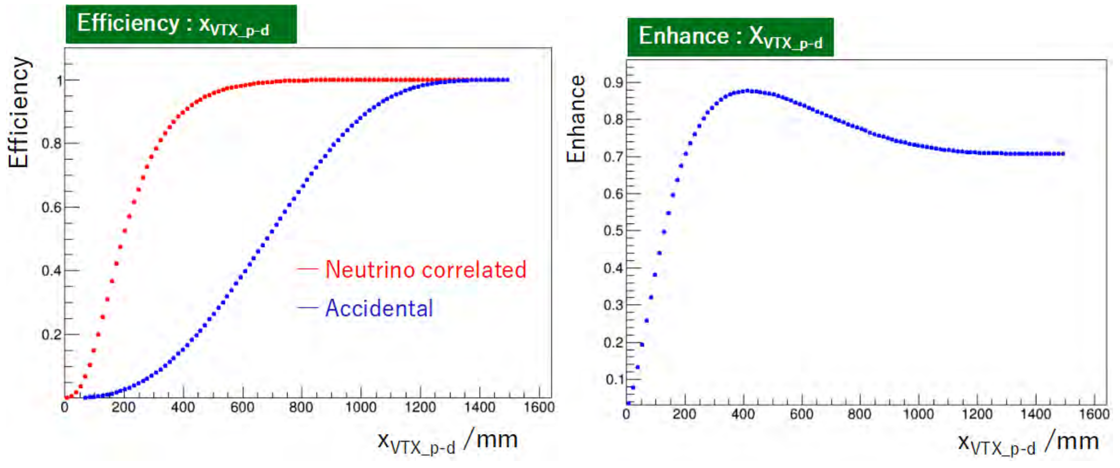


図 4.54　シミュレーションによる $\Delta VTX_{p\text{-}d}$ 計算結果。赤線がニュートリノの先発信号と後発信号によるものを、青線が accidental 背景事象成分によるものを表している。

$\Delta VTX_{OB\text{-}d}$ と同様にニュートリノと accidental 背景事象で区別できることが図からわかる。各成分の efficiency と enhance は図 4.55 のようになり、enhance はカット閾値 $x_{VTX_p\text{-}d} = 420\,\mathrm{mm}$ で最大値を取り、$\varepsilon_{sig} = 92\,\%$、$\varepsilon_{bg} = 15\,\%$ という結果になった。以上のことから $\Delta VTX_{p\text{-}d}$ によるカットの有効性が確認できた。



(a) effciency　　(b) enhance

図 4.55　カット閾値 $x_{VTX_p\text{-}d}$ による efficiency の変化と enhance の変化。(a) では赤線がニュートリノの先発信号と後発信号によるものを、青線が accidental 背景事象成分によるものを表している。

4.5.3　Total accidental background の見積もりとカット + シールド要求される削減率

これまで述べてきたように、DaRveX 実験ではビーム中性子によるバックグラウンド事象が多いことが予想される。ただし、ビーム中性子によるバックグラウンドは検出器のガドリニウム捕獲で生じているのか、あるいはコンクリート捕獲によって生じているのか等、その特徴について現在は把握できていない。そのため、その成分や発生源の特定を目的とした再測定を行い、シールドの追加等で対策ができないか調査することが重要な課題となっている。ここでは、Total accidental background を計算し、カット + シールドに要求される削効率の見積もりを行う。Total accidental background(以降の式中では Tab と省略する) は、ニュートリノ選別カット条件を用いて以下のように計算する。

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Tab} = {} & [(\text{prompt single rate}) \times (\text{C1 検出効率}) \times (\text{C2 検出効率}) \times (\text{C5 検出効率})] \\
& \times [(\text{delayed single rate}) \times (\text{C5 検出効率})] \\
& \times (\Delta VTX_{OB\text{-}d}\text{検出効率}) \times (\Delta VTX_{p\text{-}d}\text{検出効率}) \times (\text{シールドによる削減})
\end{aligned}
\tag{4.9}
$$

ニュートリノ選別条件 C1,C2,C5 カットによるバックグラウンドの検出効率を ε_ν とし、prompt 信号は表 4.11 中の NHit =1、E_pth = 15 MeV の場合の Run33 の値を、delayed 信号は表 4.13 中の NHit > 1 を要求したときの Run33 の値を用いると、200 日当たりの Total accidental background (DaRveX 検出器において) は、200 日当たりの spill 数 4.32×10^8(式 4.3) を用いて、

$$
\begin{aligned}
\text{Tab} &= (8.1\times10^{-4}\ [\text{MeV/spill/4}\,\mu\text{s/80 module}]) \\
&\quad \times (3.11\ [\text{MeV/spill/190}\,\mu\text{s/80 module}]) \\
&\quad \times (4.32\times10^{8}\ [\text{spill/200days}]) \\
&\quad \times \varepsilon_\nu \times (\Delta\text{VTX}_{\text{OB-d}}\text{検出効率}) \times (\Delta\text{VTX}_{\text{p-d}}\text{検出効率}) \times (\text{シールドによる削減}) \\
&= 10.88\times10^{5}\ [\text{event/200 days}] \\
&\quad \times \varepsilon_\nu \times (\Delta\text{VTX}_{\text{OB-d}}\text{検出効率}) \times (\Delta\text{VTX}_{\text{p-d}}\text{検出効率}) \times (\text{シールド削効果による削減})
\end{aligned} \tag{4.10}
$$

となり、ニュートリノ検出数と桁を合わせるためにはニュートリノ選別カット + シールドで 10^{-5} 程度削減する必要がある。バックグラウンドの正確な成分・特徴などのプロファイルは現在把握できていないため MC シミュレーションを用いたニュートリノ選別条件による検出効率の見積もりはできていないが、ε_ν、ΔVTX$_{\text{OB-d}}$、ΔVTX$_{\text{p-d}}$ で 10^{-1} ずつ削減できる仮定すると、シールドでは $10^{-1} \sim 10^{-2}$ 程度削減する必要がある。ただし、delayed time window の項目でも述べたように、delayed 信号に NHit $>$ 1 を要求するとニュートリノ検出数は足りなくなる可能性がある為 NHit $>$ 1 を排除すると、Total accidental background は 200 日当たり 130 event になり、シールドに要求する削減率はさらに 1 桁程増えることになる。勿論、ニュートリノ選別カットによる削減効率によって、シールドに要求される削減率は変動するため、正確な MC シミュレーションを行うためにもビーム由来のバックグラウンドのプロファイルを把握する再測定実験を行うことは重要になる。

4.6 まとめ

DaRveX 実験に向け、実験候補地である J-PARC MLF でバックグラウンド測定を行い問題なく測定を行った。CsI による測定では、ビーム由来のバックグラウンド成分が JSNS^2 の測定結果と一致しており、JSNS^2 実験の知見を活かせることが分かり、場所依存性を測定することにより、BL07 が DaRveX 実験において理想的な場所という事も判明した。

PANDA4+4 による測定では、ビームと相関のあるバックグラウンド事象が多く見られ、DaRveX 実験ではビーム中性子が熱化することで発生する accidental バックグラウンドが懸念点になると予想され、カット条件やシールドの追加で削減をすることができないか調査する必要があることが判明した。また、Total accidental background の見積もりからは、ニュートリノ選別条件 + シールドカットで 10^{-5} 程度の削減が要求されることが分かり、この削減率を満たせるかどうか見積もる為にもバックグラウンド事象のプロファイルを正確に把握する必要がある。宇宙線高速中性子については、MC シミュレーションの結果よりも検出数が 1 桁多くなり S/N 比が悪くなることが判明した。ただし、今回は体積比による大雑把な計算手法をとったため、今後は背景事象測定を反映した MC シミュレーションを行い、MC シミュレーションと実測データの結果を用いた正確な検出数の見積もりを行う必要がある。また、同じ宇宙線高速中性子のイベントジェネレーターを使用した他の実験においてもシミュレーションと実測データに差が出た傾向が見られたため、より精度の高い見積もりを得られるよう、再測定やイベントジェネレーターの改善を行う事も課題となる。

第 5 章

結論・今後の展望

DaRveX 実験では、J-PARC MLF の μ DAR 電子ニュートリノを用いた ν_e - Pb 反応断面積の初測定を目指している。本論文では DaRveX 実験に向けた実験装置開発、及び検出効率の見積もりを行うため、第 2 章で Geant4 を用いた ν_e - Pb 反応のシミュレーションを行った。なお、シミュレーションを行うにあたり、ν_e - Pb 反応を再現するイベントジェネレーターを 1 から作成した。J-PARC MLF BL07 上の水銀標的からの距離が 10 m となる地点において、表 2.3 のニュートリノセレクションによる 200 日当たりの検出数はニュートリノで 60 events/200days、宇宙線高速中性子で 24 events/200days となった。電子ニュートリノフラックスの系統誤差は、JSNS^2 実験の測定から 10 % となるため、本実験では統計誤差をフラックス不定性と同程度に抑えるべく、3 から 5 年間の測定で 100 事象の電子ニュートリノ反応の検出を目指しており、シミュレーションでは 10 m 地点で十分な量のニュートリノを得られることが確認できた。

3 章では実験予定地である J-PARC MLF BL07 でバックグラウンド測定を行った結果について解説した。CsI を用いた測定では、ビームによるガンマ線の影響が JSNS^2 と同様の結果となり、JSNS^2 の知見を活かすことができると判明し、また、ガンマ線の場所依存性を調査することによって、BL07 上が DaRveX 実験にとって最適な場所だという事が判明した。

また、PANDA4+4 による測定では、ビーム中性子による accidental バックグラウンドの影響が DaRveX 実験において懸念点であることが分かり、それらの成分の正体と発生場所を把握する第 2 の測定実験を行う事が今後の課題となり、シールドの追加などによってさらにバックグラウンドを落とす必要があることが判明した。宇宙線高速中性子については、MC シミュレーションの結果よりも検出数が 1 桁多くなり、S/N 比が悪くなることが判明した。ただし、検出数の導出は体積比による大雑把な計算をしてしまったため、今後は背景事象測定を反映した MC シミュレーションを行い、MC シミュレーションと実測データの結果を用いて正確な検出数の見積もりを行う必要がある。また、本論文での見積もりと同様に、同じ宇宙線高速中性子のイベントジェネレーターを使用した他の実験においてもシミュレーションと実測データに差が出た傾向が見られたため、より精度の高い見積もりを得られるよう、再測定やイベントジェネレーターの改善を行うことも課題である。

第 6 章

謝辞

大学修士課程における研究並びに本修士論文の作成にあたり、指導教官である末包先生、研究員である日野さんをはじめとするニュートリノセンターの方々、共同研究を行っている北里大学の川崎先生、今野先生並びに、J-PARC MLF の多くの方々からご指導、協力をいただきました。この場をお借りして感謝いたします。このご時世という事もあり当初は不安で始まった修士課程でしたが、皆様の支えによって研究を進めることができたと心から感じでいます。何度も何度も自分の力不足を痛感した修士課程ではありましたが、ニュートリノセンターという環境で研究できたことは大変有意義でありました。今一度支えてくださった皆様に感謝を述べてこの場を締めさせていただきたいと思います。2 年間という短い間でしたが本当にありがとうございました。皆様の更なる発展とご活躍を心からお祈り申し上げます。

付録 A

ビーム中性子のモンテカルロシミュレーション

ここでは、ビーム中性子において表 2.3 のカットでどの程度の検出効率があるのか Geant4 でモンテカルロシミュレーションした結果を載せる。Geometry は 3 章と同様のものを用い、ビーム中性子のイベントジェネレーターは JSNS^2 の結果に基づいて作成された既存のものを使用した [52]。イベントジェネレーターは図 A.1 のように、検出器中心から (-5m, -10m) 離れた位置より中性子を一様等方ランダムに発生させている。

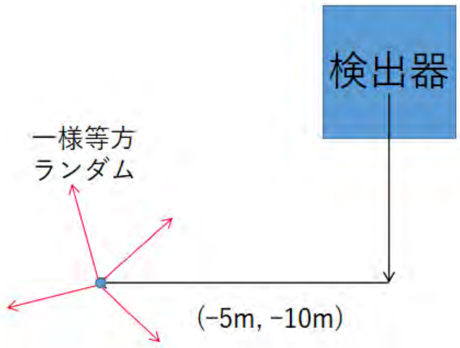


図 A.1　ビーム由来中性子の MC シミュレーションセットアップ

このジェネレーターによる検出効率を表 A.1 にまとめる。なお、3 章と同様に表内のカッコ外の数字は Single rate(p_Etotal > 1 MeV) となったイベント数に対する割合をパーセンテージで表し、カッコ内の数字はシミュレーションで生成した全 event 数に対する割合をパーセンテージで表している。

表 A.1　シミュレーションによる C1〜C5 カットによる検出効率。カッコ内の数値はジェネレーターで作成した全 event 数に対する検出効率を、カッコ外の数値は Single rate に対する検出効率をパーセンテージで表している。

カット条件	ビーム由来中性子の検出効率
C1	9.7 % (5.5×10^{-3} %)
C2	1.4 % (7.6×10^{-4} %)
C1 ＋ C2	1.3 % (7.2×10^{-4} %)
C3	13 % (7.4×10^{-3} %)
C4	17 % (9.9×10^{-3} %)
C5	34 % (3.0×10^{-5} %)
All Cut	3.6×10^{-2} % (3.0×10^{-4} %)

参考文献

[1] C.L. Cowan Jr, et al. Science 124, 103-104 (1956)
F. Reines et al. Nature 178, 446-449 (1956)

[2] KamLAND collaboration, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081801.

[3] KamLAND collaboration, Nature 436 (2005) 499.

[4] LSND collaboration, Phys. Rev. C, vol.64, 065501 (2001)

[5] KARMEN collaboration, Prog. Par. and Nucl. Phys. 40 (1998) 183-192

[6] K. Scholberg, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2012. 62:81-1031

[7] HALO Collaboration, Nucl. Part. Phys. Proc. 265-266 (2015).

[8] E. Kolbe et al. J. Phys. G29 (2003) 2569-2597

[9] J. Engel et al. Phys. Rev. D67 (2003) 013005, arXiv:hep-ph/0209267v2

[10] ν -SNS Instrument Development Team, Submitted to the DoE, Division of the Nuclear Physics by the Physics Division of ORNL,

[11] SNEWS Collaboration, arXiv:2011.00035 (2020)

[12] L. Pattavina et al. Phys. Rev. D 102 (2020) 6, 063001.

[13] H. Ejiri et al. Phys. Reports 797 (2019) 1-102.

[14] J. Albert et al. https://github.com/SNOwGLoBES/snowglobes

[15] M. Hedayatipoor et al. J. Phys. G45 (2018)2, 025201.

[16] O. Civitarese et al. 208Pb(g.s.)(ν,ν')^{208}Pb*” , Phys. Rev. C94 (2016) 5, 054603.

[17] W. Almosly et al. Phys. Rev. C94 (2016) 4, 044614.

[18] D. Vaananen et al. JCAP 10 (2011) 019.

[19] S.D. Reitzner, et al. Nucl. Phys. A758 (2005) 701-704.

[20] R.N. Boyd et al. Nucl. Phys. A718 (2003) 222c-225c.

[21] T. Suzuki, H. Sagawa, Nucl. Phys. A718 (2003) 446c-448c.

[22] N. Jachowicz, et al. Phys. Rev. C66 (2002) 055501.

[23] N. Jachowicz, K. Heyde, Prog. Part. Nucl. Phys. 48 (2002) 39-40.

[24] M.K. Bacrania, et al. Nucl. Instr. Meth. A492 (2002) 43-48.

[25] J.J. Zach, et al. Nucl. Instr. Meth. A 484 (2002) 194-210.

[26] C. Volpe et al. Phys. Rev. C65 (2002)

[27] E. Kolbe, K. Langanke, Phys. Rev. C63 (2001) 025802.

[28] P.F. Smith, Astroparticle Physics 16, 75 (2001).
[29] S.R. Elliott, Phys. Rev. C62 (2000) 065802.
[30] S.R. Elliott, et al. Carolina Symposium on Neutrino Physics in Honor of Frank Avignone (2000), 198-201.
[31] P.J. Doe, et al. Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 87 (2000) 512-513.
[32] G.M. Fuller et al. Phys. Rev. D59 (1999) 085005.
[33] P.F. Smith, Astroparticle Phys. 8 (1997) 27.
[34] C.K. Hargrove et al. Astropart. Phys. 5, (1996) 183-196.
[35] D.B. Cline et al. Phys. Rev. D50, 720 (1994).
[36] J. Daughhetee, Poster in Neutrino 2020, (https://nusoft.fnal.gov/nova/nu2020postersession/pdf/posterPDF-428.pdf)
[37] F. Suekane, Presentation at JSNS2 collaboration meeting Feb./9/2020. https://lsa-phys-spitz-docdb.miserver.it.umich.edu/jsns2/0009/000999/001 /200209_%3FA_suekane.pdf
[38] M. Dentler et al. JHEP 11(2017)099
[39] G. Mention, M. Fechner, Phys. Rev. D 83, 073006 (2011)
[40] A. Bolozdynya et al. arXiv:1211.5199v1
[41] http://www.fluka.org/fluka.php
[42] JSNS^2 collaboration, arXiv:1310.1437 (2013)
[43] JSNS^2 collaboration, arXiv: 1705.08629 (2017)
[44] F. Suekane, Springer Lecture Notes in Physics 898 (2015)
[45] R.B. Firestone et al. Table of Isotopes, v1.0 (1996).
[46] S. Iwata et al. J. Phys. Conf. Ser. 1216 (2019) 1, 012006.
[47] Y. Kuroda et al. Nucl. Instrum. Meth. A 690 (2012)41-47.
[48] S. Oguri et al. Nucl. Instrum. Meth. A 757 (2014)33-39.
[49] A product of Saint-Gobain, https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416
[50] T.Konno, Talk at AAP2019, https://indico.cern.ch/event/833568/contributions/3555189/attachments /1958550/3254249/AAP 20191207.pdf
[51] JSNS^2 collaboration, PTEP 2015 (2015) 6, 063C01, arXiv: 1502.06324
[52] 日野　陽太　Doctor Thesis　Detector R&D and Sensitivity Study with the First Data for the Sterile Neutrino Search using J-PARC MLF Decay at Rest Neutrino
[53] Y.Ashida, H.Nagata PTEP 2018 043H01 arXiv:1801.04753
[54] 坂井勇登 Master Thesis J-PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験のための背景事象測定 2015