

修士論文

μ 粒子静止崩壊 ν_e と鉛の反応断面積測定実験 DaRveX に向けた
J-PARC/MLF での検出器試験測定

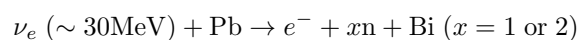
東北大学大学院 理学研究科
物理学専攻 門田 直之

令和 5 年

概要

MeV 領域の低エネルギーニュートリノに関して、反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ は逆 β 崩壊 (IBD) 反応による測定法が確立しているのに対し、現在電子ニュートリノ ν_e では優れた検出技術が確立されていない。もし新しく良い検出手法が確立できれば、 ν_e モードでのニュートリノ振動の測定、ステライルニュートリノの検証・CP 非対称性の測定、また近いエネルギーを持つ超新星ニュートリノの検出など、ニュートリノの新しい研究領域を拓くと期待される。そこで、原子核分野での計算により反応断面積が大きいと予言されている鉛を用いた検出技術の確立を目指し、DaRveX 実験が生まれた。

DaRveX 実験とは、MeV 領域の電子ニュートリノと鉛原子核の反応断面積の初測定を目指す実験であり、Decay At Rest ν_e -Pb Cross(X) section measurement の頭文字をとったものである。ニュートリノ源として、茨城県東海村に位置する J-PARC の物質・生命科学研究施設 MLF において、水銀標の中で副次的に発生するミューオンの静止崩壊中電子ニュートリノ ($E_{\nu_e} \sim 32\text{MeV}$) を用い、荷電カレント反応



で発生する電子と中性子を 2 種類のプラスチックシンチレータで遅延同時計測を行うことにより ν_e を検出する。

本論文 4 章では、2022 年に行った DaRveX 検出器設置場所選定に向けた予備測定実験について解説する。2つの候補地点において γ 線と中性子線量を測定し、背景事象の影響の少ない地点を選定した。その際、背景事象削減を目指したシールド構造の決定も行った。

5 章では、4 章において決定した測定場所において、本測定のハーフサイズの検出器を設置し行ったテスト測定について解説する。テスト測定は 2023 年の 6 月と 12 月の 2 回に分けて行い、1 回目の測定で行った動作確認とゲイン調整について主に解説する。2 回目の測定は現在進行中であり、本論文では現状について紹介する。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノの発見と観測	1
1.2	ニュートリノ振動	2
1.3	ν_e 観測の課題	4
1.4	MeV 領域 ν_e 観測が導く新物理	4
第 2 章	静止 μ^+ 粒子崩壊による ν_e と原子核散乱	6
2.1	ν_e と原子核の荷電カレント散乱	6
2.2	理論計算による反応断面積予想	6
2.3	鉛と ν_e の荷電カレント反応	6
2.4	静止 μ 粒子崩壊による ν_e 生成	11
2.4.1	π 中間子静止崩壊	11
2.4.2	J-PARC/MLF 水銀標的	12
第 3 章	DaRveX 実験	17
3.1	鉛板を用いた ν_e の検出原理	17
3.2	DaRveX 検出器	18
3.2.1	エネルギー測定部	18
3.2.2	飛跡検出部	19
3.2.3	放射線シールド	20
3.3	ν_e の背景事象	21
3.4	検出器設置場所	23
3.4.1	候補地点 A：遮蔽体上	23
3.4.2	候補地点 B：BL07 スペース	24
3.5	ニュートリノの選別条件と検出効率	24
3.6	信号数期待値	27
3.7	ν_e 観測に向けた課題	28
第 4 章	検出器設置場所選定に向けた予備測定	29
4.1	予備測定の目的	29
4.2	γ 線量の測定	29
4.2.1	実験装置と測定回路	29
4.2.2	NaI 検出器のエネルギー較正	30

4.2.3	解析手法	31
4.2.4	測定結果	33
4.3	中性子量の測定	34
4.3.1	実験装置と測定回路	34
4.3.2	中性子量の測定	35
4.4	検出器設置位置の検討	39
4.5	背景事象の遮蔽手法の検討	41
第 5 章	試作検出器によるテスト測定	43
5.1	テスト測定の目的	43
5.2	セットアップ	43
5.2.1	測定場所	43
5.2.2	検出器と測定回路	43
5.3	プレテスト測定：動作確認とゲイン調整	47
5.3.1	PANDA 検出器	48
5.3.2	トラック検出器	48
5.4	トラックシンチレータ位置再構成手法の開発	50
5.4.1	位置再構成における物理	50
5.4.2	解析における変数	51
5.4.3	MPPC の HIT の定義	53
5.4.4	位置構成	56
5.5	本テスト測定実験状況	63
第 6 章	結論・今後の展望	65
6.1	結論	65
6.2	今後の展望	65
	参考文献	67

目次

1.1	ライネスとコワンによる初のニュートリノ検出器	2
1.2	DaRveX 実験で用いる ν_e と超新星爆発 ν_e のエネルギー分布	5
2.1	さまざまな原子核と ν の反応断面積	7
2.2	ν_e -Pb 反応断面積のエネルギー依存性	9
2.3	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	9
2.4	ν_e -PbNC 反応 ($E_\nu = 40\text{MeV}$) で放出される中性子の運動エネルギー分布	10
2.5	近似計算により得られた ν_e -Pb NC 反応 ($E_\nu = 40\text{MeV}$) で放出される電子の運動エネルギー分布予想	11
2.6	ν_e -Pb 反応における電子放出の角度分布	11
2.7	$^{16}\text{O} + \nu_e \rightarrow e^- + X$ 反応における電子放出の角度分布	12
2.8	J-PARC/MLF で生成される静止崩壊ニュートリノのエネルギースペクトル	13
2.9	J-PARC 加速器施設	13
2.10	J-PARC/MLF の水銀標的周りの概略図	14
2.11	MLF 陽子ビームの時間構造とニュートリノ生成スペクトル	15
2.12	ニュートリノセレクションの time window	16
3.1	DaRveX 検出器の基本構造	17
3.2	DaRveX 検出器全体概略図	18
3.3	PANDA 検出器モジュール	19
3.4	トラックシンチレータモジュール写真	20
3.5	トラックシンチレータモジュールの概念図	20
3.6	DaRveX 実験候補地点	24
3.7	DaRveX 検出器 1 層内でのカット条件に用いるシンチレータのラベル	24
3.8	JSNS ² 実験により観測されたビームからの時間とバックグラウンド信号のエネルギーの 2 次元プロット	26
3.9	検出効率評価シミュレーションで使った検出器ジオメトリ	27
4.1	NaI(Tl) シンチレーション検出器	30
4.2	ガンマ線量測定用 NaI 検出器の読み出しロジック回路図	30
4.3	NaI 検出器エネルギー較正実験セットアップ	31
4.4	NaI 検出器による ^{60}Co 線源からのガンマ線測定結果	31
4.5	CFD 変換	32

4.6	NaI 検出器により測定された 2 バンチ構造	33
4.7	α 線、高速中性子、 γ 線の作る信号特性	34
4.8	On Bunch 領域の信号の PSD 値とエネルギーの 2 次元プロット	35
4.9	CsI 検出器を用いた PSD 測定	36
4.10	^3He 検出器	36
4.11	中性子線量測定用 ^3He 検出器の読み出しロジック回路図	37
4.12	熱中性子の方向依存性調査セットアップ	37
4.13	速中性子量測定位置	39
4.14	遮蔽体上での速中性子量測定結果	40
4.15	陽子ビームパワー推移の例 (2022.6.17)	41
4.16	BL08 シャッターの開閉別の中性子時間差分布	42
5.1	テスト測定での検出器設置場所	44
5.2	テスト測定検出器セットアップ	44
5.3	PANDA 検出器動作テスト測定におけるロジック回路図	45
5.4	トラッカー検出器動作テスト測定におけるロジック回路図	46
5.5	トラッカーシンチレータのナンバリング図	47
5.6	EASIROC の写真と回路図	48
5.7	トラッカー検出器に使用したモジュール写真	49
5.8	作製した中性子シールド	50
5.9	テスト測定検出器におけるガンマ線シールド写真	50
5.10	床面追加中性子シールド作製過程の写真	51
5.11	PANDA 用 HV 分配モジュール	51
5.12	PANDA 検出器ゲイン調整	52
5.13	トラッカーシンチレータの問題点	53
5.14	新しく作製した中継回路	53
5.15	トラッカー検出器ゲイン調整結果	54
5.16	光量計算に用いるモデル	54
5.17	ペDESTAL 信号のガウスフィッティング	55
5.18	全チャンネルでの Pedestal ガウスフィット結果	55
5.19	フラットケーブルごとの Pedestal 分布幅の変化	56
5.20	HIT の定義を変えた時の光量重心の分布の変化	57
5.21	トラッカーシンチレータの位置構成実験装置の概念図	58
5.22	2 層ごとに位置構成した宇宙線ミューオンイベント	58
5.23	位置構成に用いる交差するトラッカー 4 枚の概略図	59
5.24	トラッカー 1 番での位置構成パラメータ測定結果	60
5.25	トラッカーシンチレータの位置構成パラメータ	61
5.26	左右チャージ比を用いた位置構成結果	62
5.27	トラッカー 2 枚ごとの位置構成手法とその結果	63

表目次

2.1	さまざまな核種と電子ニュートリノ ($E_\nu=40\text{MeV}$) の反応断面積とその際のイベントレート . . .	7
2.2	ニュートリノエネルギーごとの ν_e -Pb 反応断面積	8
2.3	ν_e -Pb 反応に関わる原子核の Mass excess 値	10
2.4	ν_e フラックス見積もりに用いる実験状況パラメータ	15
2.5	J-PARC/MLF における (a)FLUCA と (b)QGSP-BERT を用いた μ 静止崩壊 ν_μ 推定値 . . .	16
3.1	考えられる背景事象の分類	22
3.2	ニュートリノ選別条件	25
3.3	シミュレーションによるカット条件ごとの検出効率	27
3.4	DaRveX 実験状況パラメータ	28
4.1	熱中性子量の方向依存性調査結果	38
4.2	BL08 シャッター開閉ごとの後発信号領域の中性子レート	39

第1章

序論

1.1 ニュートリノの発見と観測

ニュートリノとは素粒子のうちのレプトンの一種であり、電子 (e)、ミューオン (μ)、タウ (τ) と対になるように、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)、さらにその反粒子である反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$)、反ミューニュートリノ ($\bar{\nu}_\mu$)、反タウニュートリノ ($\bar{\nu}_\tau$) の合計6種類が存在する。ニュートリノは電荷を持たず、弱い相互作用と重力相互作用のみを行う。

ニュートリノは最初、パウリ (Wolfgang Ernst Pauli) によって存在を予言され、その20年後の1950年代によくライネス (Frederick Reines) とコワン (Clyde L. Cowan) が原子炉を使った実験で初めて観測された [1]。検出器として図 1.1 のような液体シンチレータと塩化カドミウム水溶液それぞれが入ったタンクが用いられ、反電子ニュートリノが水中の陽子と逆ベータ崩壊 (Inverse beta decay, IBD) 反応 (式 1.1) を起こして発生した陽電子と中性子を観測することで行われた。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.1)$$

陽電子の観測は電子と対消滅する際に発生する2本のガンマ線を、中性子の観測は中性子捕獲段面積の大きいカドミウムに捕獲させ発生する複数のガンマ線をとらえてなされる。この2つの信号は発生時間が異なるため、それぞれを先発信号と後発信号として要求する遅延同時計測法を用いて、ニュートリノによる信号と環境放射線などによる背景事象を分離することが可能になった。

ニュートリノ観測技術が発展していくと、大気ニュートリノと呼ばれる、高エネルギーの宇宙線が大気中の原子核と反応してできた π 中間子・K 中間子の崩壊で発生するニュートリノについて、観測結果が予想と異なっていることが明らかになっていった。これを大気ニュートリノ異常といい、例えば π 中間子の崩壊過程 (式 1.2) を見れば、ミュー型 (ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$) と電子型 (ν_e と $\bar{\nu}_e$) の比率が2 : 1で発生するはずである。

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu & \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \end{aligned} \quad (1.2)$$

しかし大気ニュートリノを観測した実験ではミュー型ニュートリノの割合がそれよりも少ないという結果が出た。この事実はカミオカンデ実験が初めて捉え、導出された $\nu_\mu : \nu_e$ の比はおおよそ1.2:1であった [2]。カミオカンデ実験では、岐阜県神岡鉱山の地下1,000mの位置で水タンクと光電子増倍管からなる検出器を用いて、ニュートリノと水を反応させて発生した荷電粒子が発するチェレンコフ光を測定する。チェレンコフ光はリング状に分布し、そのパターンからニュートリノ飛来方向、さらには電子型かミュー型かの識別もすることができる。

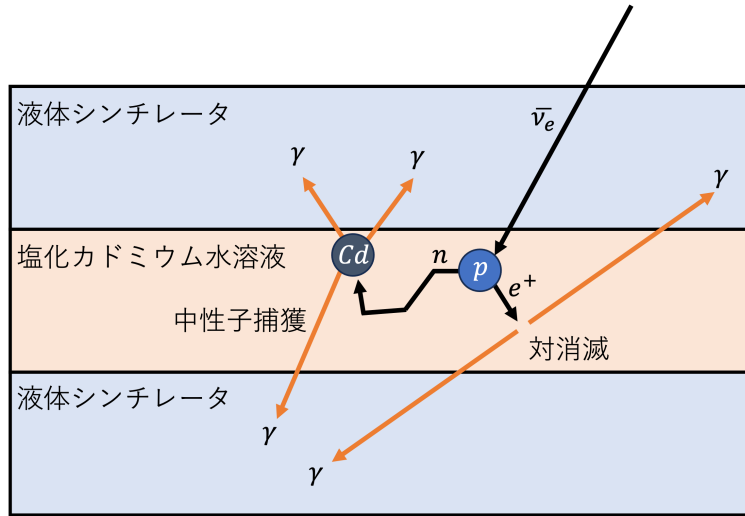


図 1.1: ライネスとコワンによって行われた反電子ニュートリノ検出器。IBD 反応により生じた陽電子と Cd による中性子吸収の 2 つの信号で遅延同時計測し背景事象を排除する。

この大気ニュートリノ異常は、ニュートリノ振動という、ニュートリノが他の種類のニュートリノに変化する性質によって説明ができる。つまり、ミュー型のニュートリノが大気中で発生し地表（カミオカンデ検出器）に到達するまでの間に、別の種類に変化してしまったために観測数が減少したことが原因であった。このニュートリノ振動はカミオカンデ実験から規模を 1 桁大きくしたスーパーカミオカンデ実験によって確認され、その成果により 2015 年には東京大学の梶田隆章教授がノーベル物理学賞を受賞された。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動はニュートリノが質量を持っていないと説明がつかない現象である。標準理論においてニュートリノは質量を持たないと仮定してきたが、ニュートリノ振動が観測されたことにより、他のクォークやレプトンと比較して桁違いに小さいが有限の質量が存在することが示された。

ニュートリノにはフレーバー固有状態と質量固有状態という異なった固有状態があり、その関係は牧・中川・坂田行列 U_{MNS} を用いて、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と表すことができる。この行列 U_{MNS} は 3×3 の複素行列であり、その成分は各フレーバー間の混合角 $\theta_{ij} (= \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31})$ と、CP 対称性の破れを特徴づける複素位相因子 δ を用いて以下のように表される。

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

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

ここで、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ と定義している。上式の混合角 θ_{ij} によってそれぞれのフレーバーにおける質量固有状態の重ね合わせが表現され、パウリの方程式を解くことによってその時間発展を表すことができる。計算を簡略化するため、2世代のニュートリノ (ν_e, ν_μ と ν_1, ν_2) の場合を考えると、フレーバー固有状態は、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

と表される。質量固有状態のニュートリノのパウリ方程式は

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle &= H |\nu_j(t)\rangle \\ &= E_j |\nu_j(t)\rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

となり、これを解いて質量固有状態の時間発展が以下のように記述される。

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.8)$$

ここで $|\nu_j(0)\rangle$ は $t=0$ での状態を表す。

したがって2世代間のニュートリノ振動で、電子ニュートリノが時刻 t でミューニュートリノに遷移する確率 P は、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2} t \end{aligned} \quad (1.9)$$

と計算される。ここで E_1, E_2 は各質量固有状態でのエネルギー固有値である。

ニュートリノの質量 m_j がその運動量 p と比べて十分小さいとすると、エネルギーは下のようにして近似できる。

$$\begin{aligned} E_j &= \sqrt{p^2 + m_j^2} \sim p + \frac{m_j^2}{2p} \\ &\sim E + \frac{m_j^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.10)$$

これを用いると、(式 1.9) に現れる時間に依存した位相は、質量固有状態の質量の2乗差 $\Delta m_{ij}^2 (= m_i^2 - m_j^2)$ を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{E_1 - E_2}{2} t &= \frac{\Delta m_{12}^2}{4E} t \\ &= \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \end{aligned} \quad (1.11)$$

のように書き直すことができる。ここで L はニュートリノの飛行時間 t での飛行距離である。

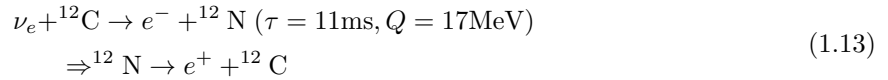
以上から遷移確率 P は最終的に以下のように混合角 θ_{12} と質量2乗差 Δm_{12}^2 を含む以下の式で表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2} t \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \end{aligned} \quad (1.12)$$

1.3 ν_e 観測の課題

反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ の検出に関しては、(式 1.1) に示した IBD 反応を用いた遅延同時法が確立されている。この検出法は、IBD 反応は断面積が大きく、理解が進んでおり、標的となる陽子も用意しやすく、ニュートリノのエネルギーが測定できるなどの理由からこれまでも頻繁に使用されてきた。

しかし一方で電子ニュートリノ ν_e の検出では未だ優れた手法が確立されていないのが現状である。電子ニュートリノに感度を持つ代表的な検出器スーパーカミオカンデで用いられている水チェレンコフ観測器は、ニュートリノ飛来方向やフレーバーが識別できるメリットがある反面、統計数を確保するため検出器が大型化し高コストである。そのため現在既存の MeV 領域のエネルギーを持つ ν_e 検出方法として一般的なものは ^{12}C を用いた反応 (式 1.13) である。



この反応断面積は IBD よりも 1 桁小さく、遅延同時計測を行う際、後発信号を受け入れるタイムウィンドウ (delayed window) を IBD のものより 2 桁ほど広く確保する必要がある。そのためバックグラウンドの割合は IBD よりも大きく、より優れた ν_e 検出技術の開発が求められている。

1.4 MeV 領域 ν_e 観測が導く新物理

優れた MeV 領域の ν_e の検出技術が開発できた場合、もたらすと期待できる物理として以下の 4 つが挙げられる。第一に $\nu_\mu \rightsquigarrow \nu_e$ 振動モードの CP 対称性の破れの検証が可能となる。JSNS² グループでは、IBD を用いた $\bar{\nu}_\mu \rightsquigarrow \bar{\nu}_e$ のステライルニュートリノ振動の観測が行われている。ここでステライルニュートリノが発見された場合、その CP 対称となる $\nu_\mu \rightsquigarrow \nu_e$ の振動モードが鉛ターゲットで観測できるため、両者を比較することで CP Violation を検証することができる。第二に原子炉 $\bar{\nu}_e$ 異常の検証が期待できる。原子炉 $\bar{\nu}_e$ 異常とは、原子炉からのニュートリノが理論予測よりも少なくなっている問題である。 ν_e 測定技術によって、 $\nu_e \rightsquigarrow \nu_e$ 振動を観測し原子炉ニュートリノ異常と同じエネルギー領域で ν_e 消失を見ることができ、 $\bar{\nu}_e$ からでなくその CPT 反転過程である ν_e の面からの検証が可能となる。さらに例えば DaRveX 実験で使用する ν_e は μ^+ の静止崩壊で発生するもので (後述)、そのエネルギーは原子炉 $\bar{\nu}_e$ の約 10 倍であり、DaRveX による測定技術が確立されれば原子炉実験の 1/10 の基線長で測定することができる。第三に、超新星爆発 ν_e の測定が期待できる。図 1.2 に、DaRveX 実験で使用する ν_e のエネルギー分布と、超新星爆発の際に放出されると予想される分布を示す。この二つは同じエネルギー領域にあるため、DaRveX で用いたものと同じ検出手法で超新星 ν_e の測定が期待できる。第四に、 ν_e と原子核との反応断面積の測定が可能になると期待される。DaRveX 実験では鉛原子核との反応断面積を測定するが、ターゲットとして使用する鉛板を他の材料に置き換えれば断面積測定が可能になる可能性があり、原子核 $-\nu$ 反応についての理解が深まることが期待できる。

以上のように、素粒子物理の分野に留まらず、天文・原子核など広い分野にわたって新しい物理を開く可能性がある。

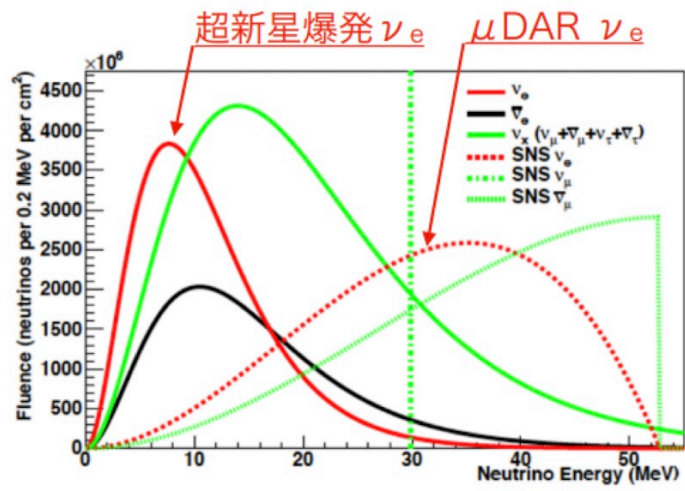


図 1.2: DaRveX 実験で用いる ν_e と超新星爆発 ν_e のエネルギー分布 [3]

第2章

静止 μ^+ 粒子崩壊による ν_e と原子核散乱

2.1 ν_e と原子核の荷電カレント散乱

ニュートリノと核子との散乱には、荷電カレント反応と中性カレント反応の2種類がある。荷電カレント (CC : charged current) 反応では、電荷をもつ W^\pm ボソンが媒介し、反応前後で電荷が変化するのに対し、中性カレント (NC : neutral current) 反応では電荷を持たない Z^0 ボソンが媒介する。特に MeV 領域のエネルギーの電子ニュートリノと原子核反応の素家庭は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \text{CC} & : \nu_e + n \rightarrow e^- + p \\ \text{NC} & : \nu_e + n \rightarrow \nu_e + n \end{aligned} \tag{2.1}$$

このうち、中性カレント反応では荷電粒子が発生せず、これを観測することは難しい。そのため、電子ニュートリノと原子核の断面積測定における課題は、荷電カレント反応により発生する電子が発する信号をとらえることとなる。

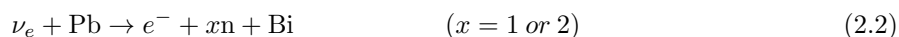
2.2 理論計算による反応断面積予想

図 2.1 は様々なターゲット核種とニュートリノの反応断面積を原子核計算によって計算したものである。静止崩壊 ν_e のエネルギーである 40MeV のニュートリノを例として比較すると、 ν_e 検出に用いられている $^{12}\text{C} - \nu_e$ 反応式 (1.13) の断面積は $\bar{\nu}_e$ 検出で用いる IBD の断面積の約 1/10 である。それに対して、鉛 Pb 原子核と ν_e の反応断面積は IBD の約 60 倍あることが計算されている。

表 2.1 に 40MeV のエネルギーを持つニュートリノと IBD, ^{208}Pb , ^{12}C , ^{40}Ar , ^{56}Fe , e^- のそれぞれとの断面積及びイベントレートを比較したものを示す。ここで表の ρ はターゲットの密度、 A_{eff} は有効原子質量である。 N_ν は、ニュートリノフラックスが $f_\nu = 4.4 \times 10^{12}$ [cm^2/day] の時のターゲット 1[ton] あたりのイベントレートを計算したものである。鉛をターゲットとした時の単位質量あたりのイベントレートは、従来の ^{12}C を使用した時の約 19 倍に、単位体積あたりでは約 240 倍になる。

2.3 鉛と ν_e の荷電カレント反応

鉛と ν_e は荷電カレント反応をすることで、式 2.2 のようにして電子と中性子が発生する。



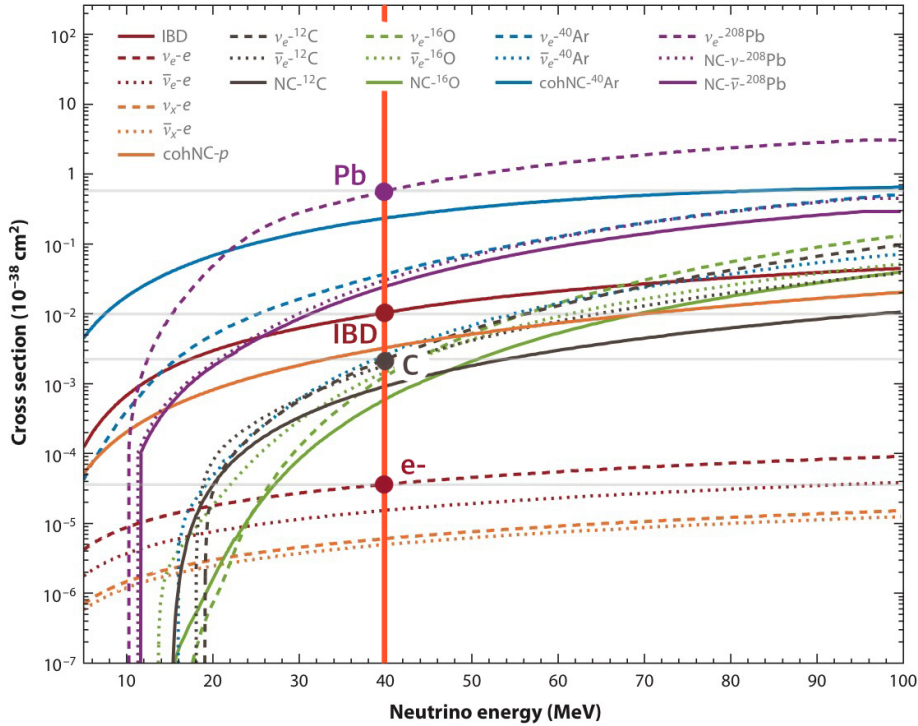


図 2.1: 原子核計算による様々な核種とニュートリノ ($\nu - A$) の反応断面積 [4]

表 2.1: さまざまなターゲット核種と電子ニュートリノとの反応断面積と単位質量あたりの相対的イベントレート。 N_μ はビームパワー 1MW、検出器とターゲットの距離は 10m を仮定している。

Target	$\sigma@40\text{MeV}$ [10^{-40}cm^2]	Target form	density [g/cm^3]	A_{eff} -	$N_\nu@10\text{m}$ [$/\text{ton}/\text{MW}/\text{day}$]	Relative event rate (target mass)
p (IBD)	1.6	liquid scinti.	0.86	8.5	33	0.69
^{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	0.42
^{56}Fe	4.7[5]	raw material	7.87	55.8	10	0.21
e^-	0.0038	H_2O	1.0	2.25	0.29	0.0061

断面積の数値計算によれば [6]、 ν_e の断面積 $\sigma_{\nu_e Pb}$ のエネルギー依存性は表 2.2 のようである。ここでは中性子が 1 つ生成したパターン (式 2.2 の $x=1$) と 2 つ生成したパターン ($x=2$) の 2 パターンについてそれぞれ計算されており、図 2.2 にグラフにしたものを示す。グラフにおける "Other" とは、 $\sigma_{total} - \sigma_{1n} - \sigma_{2n}$ を表している。 σ_{1n}, σ_{2n} がそれぞれ約 10MeV, 15MeV から立ち上がる形をとっているのは、中性子を放出するために必要な束縛エネルギーによるものである。

中性子を放出する反応の断面積 $\sigma_{1n} + \sigma_{2n}$ と、DaRveX で用いる π^+ 静止崩壊中 μ^+ の静止崩壊 ν_e のエネ

表 2.2: ニュートリノエネルギーごとの ν_e -Pb 反応断面積の表。反応断面積の単位は $[10^{-40}\text{cm}^2]$ 。[6] より引用。

E_ν [MeV]	$\nu_e \rightarrow e$			$\nu \rightarrow \nu$			$\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu}$		
	1n	2n	total	1n	2n	total	1n	2n	total
5	-	-	0.39×10^{-7}	-	-	0.67×10^{-11}	-	-	0.66×10^{-11}
10	0.29×10^{-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

ルギースペクトルを掛け合わせることで、実験において式 2.2 の ν_e -Pb を起こすニュートリノのエネルギー分布を得ることができる。その結果を図 2.3 に示した。ここから、最終的な断面積は、 ν_e スペクトルを重み付けて次のように計算される。

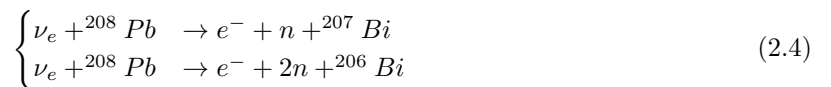
$$\langle \sigma_{\nu_e Pb} \rangle = \int \hat{\Gamma}_{\nu_e}(E_\nu) \times \sigma_{\nu_e Pb}(E_\nu) dE_\nu = 3.75 \times 10^{-39} [\text{cm}^2] \quad (2.3)$$

実験では遅延同時計測により ν_e -Pb 反応にて放出される電子と中性子による信号を観測する。そのため、これらのエネルギースペクトルを理解しておく必要がある。

中性子の運動エネルギーについて、40MeV のニュートリノと鉛の中性カレント反応 (NC) で放出されるエネルギーが計算されており [22]、そのスペクトルを図 2.4 に示す。

一方電子のエネルギーについては、情報がなく、近似計算を行うことでエネルギー分布を見積もる。

ν_e -Pb 反応は放出される中性子の数が 1 個か 2 個の 2 通りあり、それぞれの反応式は、



である。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 Bi 核に移行する際のエネルギーと電子の質量 m_e を差し引いた値になる。終状態に移行するのに必要なエネルギーは、反応前後の原子核の質量の差に

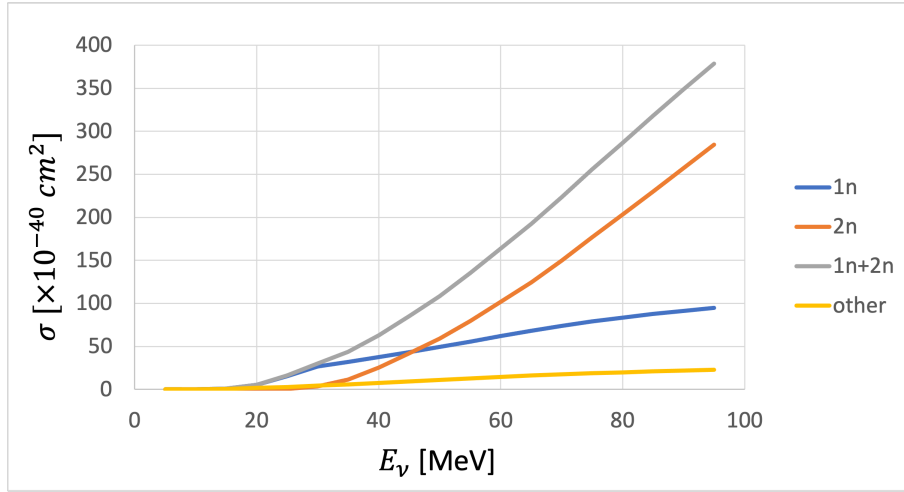


図 2.2: ν_e -Pb 反応断面積のエネルギー依存性

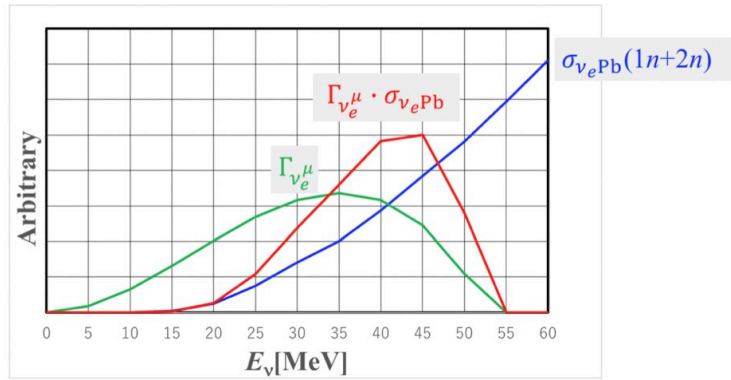


図 2.3: ν_e -Pb 反応を起こすニュートリノのエネルギースペクトル

よって計算する。原子番号 Z と質量数 A を用いて、

$$\Delta[Z, A] \equiv M[Z, A] - Am_N \quad (N = Z - A) \quad (2.5)$$

と表せる。今、(式 2.5) で定義した値 $\Delta[Z, A]$ は、Mass excess と呼ばれる。さらにここで用いた m_N は原子質量単位といい、 ^{12}C 原子核 1 つの質量を、その質量数 12 で割った値で定義される。

$$m_N \equiv \frac{M[^{12}\text{C}]}{12} = 931.494 \text{ [MeV]} \quad (2.6)$$

表 2.3 に、(式 2.4) に関わる原子核の質量過剰数 (Mass excess) をまとめた。これらを用いて (式 2.4) の反応前後の質量の差は、

$$\begin{cases} \Delta E_{0n} = \Delta[^{208}\text{Pb}] - \Delta[^{208}\text{Bi}] = -2.9 \text{ MeV} \\ \Delta E_{1n} = \Delta[^{208}\text{Pb}] - \Delta[^{207}\text{Bi}] = -9.8 \text{ MeV} \\ \Delta E_{2n} = \Delta[^{208}\text{Pb}] - \Delta[^{206}\text{Bi}] = -17.9 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2.7)$$

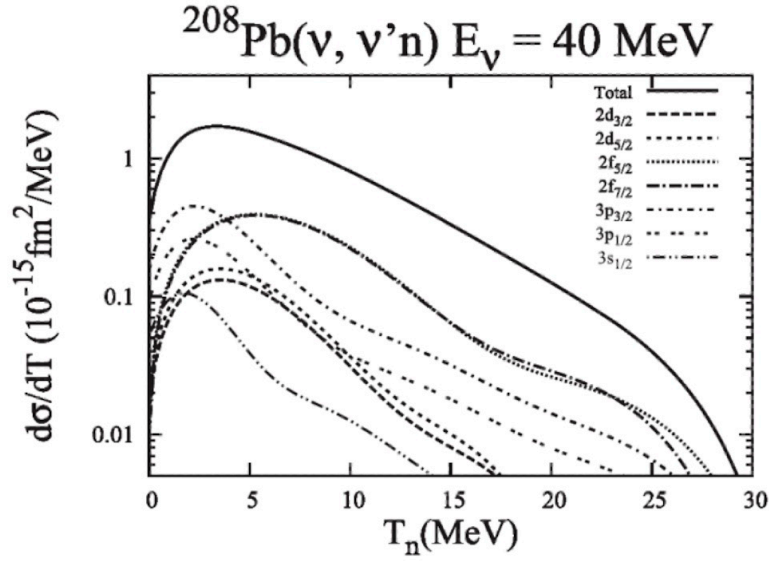


図 2.4: 40MeV ニュートリノ-鉛中性カレント反応 (NC) で放出される中性子の運動エネルギー分布 [22]

となる。

以上から、電子の持つエネルギーは、図 2.4 での中性子のエネルギーを仮に 4.5MeV と置いて以下のように近似される。

$$E_e \sim \begin{cases} E_{\nu_e} - 15\text{MeV} & (1n \text{ emission}) \\ E_{\nu_e} - 25\text{MeV} & (2n \text{ emission}) \end{cases} \quad (2.8)$$

表 2.3: ν_e -Pb 反応 (式 2.4) に関わる原子核の Mass excess 値。[19] より引用。

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

式 2.8 を使用し、図 1.2 に示したニュートリノのエネルギースペクトルを適用すると、電子の運動エネルギー分布が図 2.5 のようにもとまる。この分布は [23] での計算結果のスペクトル (図 2.5 の破線) とよく一致する結果となっている。

また、電子の散乱方向については、[17] によればほぼ一様な分布で放出されるという計算結果が得られている。しかし、もし偏りがある場合、例えば超新星爆発の電子ニュートリノ観測において、飛来方向を特定し、光の到達よりも前に超新星方向を絞ることができる。そのため、この電子の運動方向の観測も DaRveX 実験における重要な測定課題となっている。

例えば、数百 MeV の質量を持つ構成クォークと ν_e の相互作用においては、電子の放出は後方散乱が多くなることがわかっている [24]。例として、 ^{16}O と ν_e の荷電カレント反応で発生する電子の角度分布を図 2.7 に示す。 μDAR ニュートリノのエネルギー領域にある $E_\nu = 50\text{MeV}$ での角度分布は図の実線 (赤矢印) であり、後方散乱にピークを持つことが示されている。

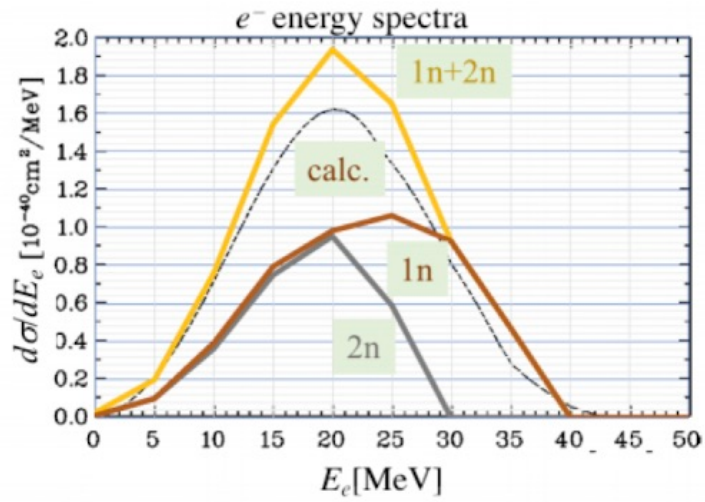


図 2.5: 近似計算により得られた ν_e -PbNC 反応 ($E_\nu = 40 \text{ MeV}$) で放出される電子の運動エネルギー分布予想

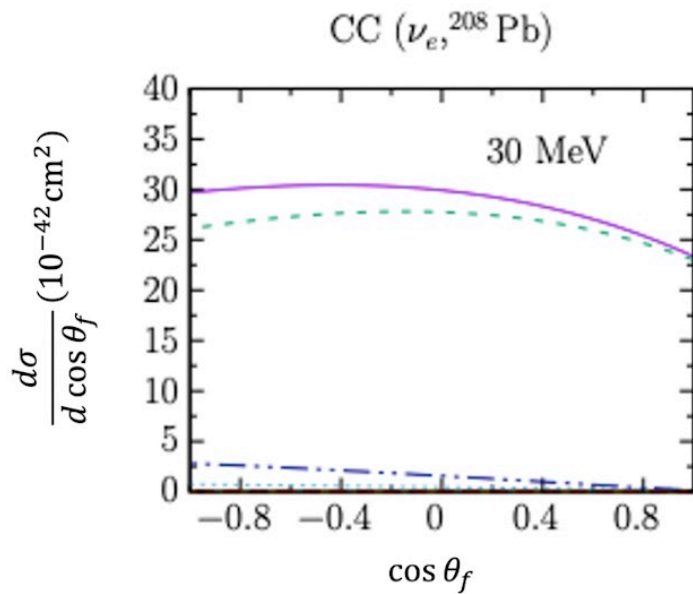
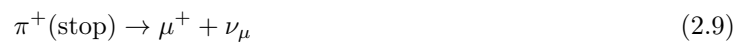


図 2.6: ν_e -Pb 反応で放出される電子の放出角度分布 [17]

2.4 静止 μ 粒子崩壊による ν_e 生成

2.4.1 π 中間子静止崩壊

π^+ は寿命 $\tau \sim 26 \text{ ns}$ で以下の式 2.9 のようにして静止崩壊 (DAR=Decay-At-Rest) して μ^+ を生成する。



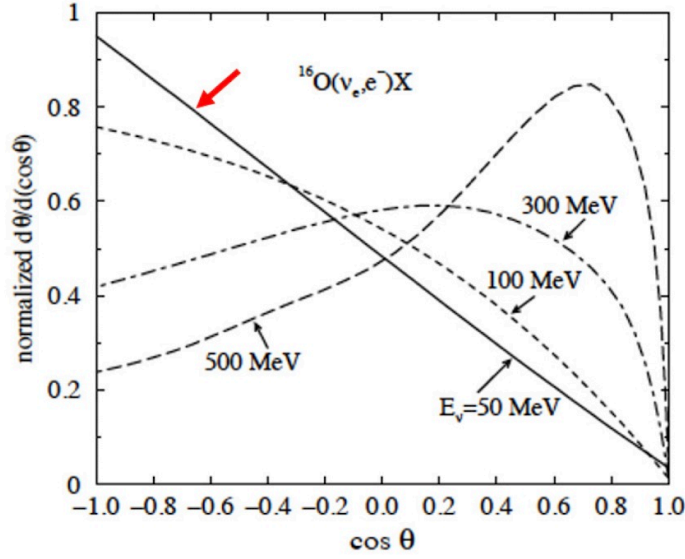


図 2.7: $^{16}\text{O} + \nu_e \rightarrow e^- + X$ 反応におけるニュートリノエネルギーごとの電子放出の角度分布 [24]。 $E_\nu = 50\text{MeV}$ の時、 ^{16}O とは電子は後方散乱でピークをもつ。

生成された μ^+ はさらに、式 2.10 に従って静止崩壊し、 ν_e を生成する。

$$\mu^+(\text{stop}) \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.10)$$

静止崩壊を考えているため、 π^+ やそれにより生じる μ^+ のエネルギーについては無視してよい。 π^+ の崩壊は 2 体崩壊、 μ^+ の反応は 3 体崩壊であり、この時に生じる ν_e その他 $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ のエネルギースペクトルは電弱理論から正確に計算をすることができる。それらのスペクトルを図 2.8 に示す。こ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ 崩壊による ν_e の規格化されたエネルギー分布 $\hat{\Gamma}_{\nu_e}$ は

$$\hat{\Gamma}_{\nu_e}(E_\nu) = \frac{96}{m_\mu} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 \left(1 - 2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) = 0.908 \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \left(1 - 2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \quad [/\text{MeV}] \quad (2.11)$$

となる [20]。ここで E_ν は $0 < E_\nu < m_\mu/2 = 53\text{MeV}$ の範囲を取り、グラフに表すと図 2.3 の緑線の分布のようになる。

ν_e の平均エネルギー $\langle E_{\nu_e} \rangle$ を計算すると、

$$\langle E_{\nu_e} \rangle = \int_0^{m_\mu/2} E_\nu \hat{\Gamma}_{\nu_e}(E_\nu) dE_\nu = \frac{3}{10} m_\mu = 31.8 \text{ MeV} \quad (2.12)$$

と求まる。

2.4.2 J-PARC/MLF 水銀標的

J-PARC(Japan Proton Accelerator Complex) とは、茨城県東海村に位置し、国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 (JAEA) と大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で運営する、世界最高強度を持つ大型陽子加速器施設である。J-PARC にある加速器は 3 台であり、図 2.9 のように線形加速

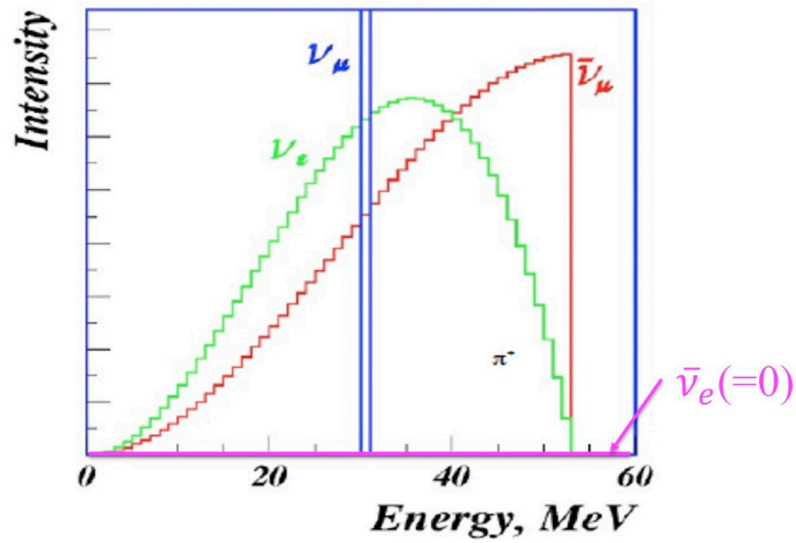


図 2.8: J-PARC/MLF で生成される π^+, μ^+ 静止崩壊中ニュートリノのエネルギースペクトル

器 LINAC と、2つのシンクロトロン RCS と MR から成る。LINAC で負水素イオンを 400MeV まで加速したのち陽子へと変換し、RCS で 3GeV にまで加速される。この陽子ビームは物質・生命科学研究施設 MLF に供給される他、さらに MR で 30GeV に加速されてハドロン実験施設・ニュートリノ実験施設へと送られる。MLF では2種類のターゲット物質が用意され、そこに RCS で加速した陽子ビームを衝突させることで、



図 2.9: J-PARC にある加速器施設 [9]

短パルス大強度の中性子・ミューオン源が使用できる。DaRveX で使用するニュートリノはこのうち中性子源から発生するものである。中性子源は水銀が用いられており、ステンレス製の容器内で約 20t の水銀を循環させ、25Hz でやってくるビーム照射の熱を除去する仕組みになっている [10]。その際に副次的に発生した π^+ 中間子は、式 2.13 に従って水銀標的中で μ^+ と ν_μ に静止崩壊し、さらにその μ^+ は静止崩壊すると e^+ と $\bar{\nu}_\mu$ とともに電子ニュートリノ ν_e を生成しこれを使用する。図 2.10 は J-PARC/MLF で使用されている水銀標的の構造とその周辺のシールド構造を示している。中性子実験ビームラインには適切に減速された中性子が要求されるため、減速用の Be 反射体と鉄シールドが標的を覆っている。また、ビームラインにはビームシャッターを開閉することで中性子線の入力を制御することができ、OPEN/CLOSE の情報は実験ホール内のランプで確認することができる。

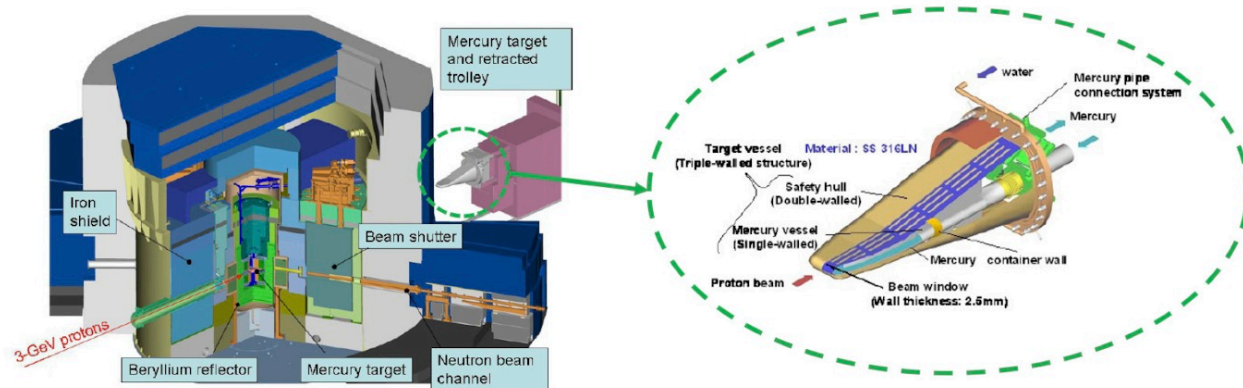
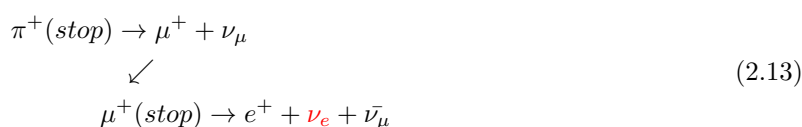


図 2.10: J-PARC/MLF の水銀標的周りの概略図、右は水銀標的の構造を拡大した図 [13]

MLF 水銀標的には、RCS シンクロトロンから 25Hz の頻度で、時間間隔だと 25ms ごとに 100ns の幅を持った 2 つの陽子パルスが入射している。この 2 つは 540ns の時間差を持ってやってきており、そのため発生するニュートリノの時間分布も 2 本のバンチを持っている。また、MLF ではビームタイミング情報として Kicker と CT の 2 種類の信号を使用することができ、これらを用いてビームからのタイミングやトリガーの取得を行える。Kicker とは、RCS から MLF 及び MR に陽子ビームを振り分けるための電磁石 [7] である。CT とは Current Transformer の略であり、RCS から MLF に陽子ビームを輸送する施設である 3NBT 内にある陽子ビーム電流モニターである。そのため、信号のタイミングは Kicker 信号の後 CT 信号がやってくる。[8] によれば、Kicker 信号は幅 $1.5\mu\text{s}$ 、CT 信号は幅 $1\mu\text{s}$ で、両者の時間間隔は $103.3\mu\text{s}$ である。

図 2.11 は陽子 1 個 (POT=Proton-On-Target) あたりに生み出されるニュートリノ数を親粒子ごとに示したものである。寿命の短い π や K からのニュートリノはビームタイミングから $1\mu\text{s}$ ほどで 10^{-8} 程度まで減衰するのに対し、比較的寿命の長い μ からのニュートリノはビームから $2\mu\text{s}$ 経っても残っていることがわかる。

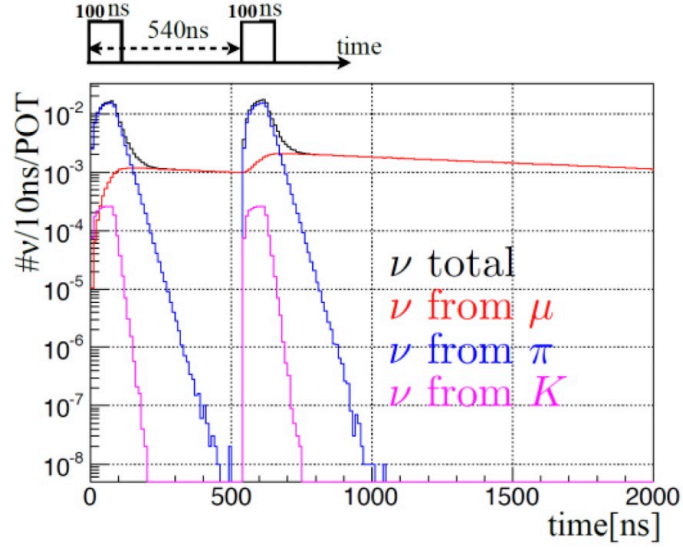


図 2.11: MLF 水銀標的に入射する陽子ビームの時間構造 (上) と、それにより陽子 1 個あたりに生成される各親粒子ごとのニュートリノ数

DaRveX で用いる ν_e のフラックスを見積もる。その計算の際に使用する実験状況のパラメーターを表 2.4 にまとめた。1MW,3GeV の陽子ビームを使用し、水銀標的から 10m の地点に 1ton の鉛ターゲットを設置した状況を想定している。

表 2.4: ν_e フラックスの見積もりに用いる実験状況パラメーターの値

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

J-PARC/MLF における陽子ビーム 1 つあたりに生成される $\bar{\nu}_\mu$ の数については、FULKA と、JSNS² のプロポーザル [15] における QGSP-BERT シミュレーション [16] によってそれぞれ見積られている。それぞれを表 2.5 にまとめた。この 2 つのデータ間には約 25% の相違があるが、本論文でのニュートリノフラックスの計算には 2 つの平均値 $\nu/p = 0.306$ を使用する。

式 (2.13) から、 μ^+ 静止崩壊時に発生する $\bar{\nu}_\mu$ の数と ν_e の数は同じであると考えられる。このことから、 μ^+ 静止崩壊中 ν_e の生成レートを計算すると、

$$G_\nu^* = \rho_\nu \frac{P_B^*}{E_p^*} = 0.306[\nu/p] \frac{10^6[J/s]}{(3 \times 10^9[eV/p]) \times (1.6 \times 10^{-19}[J/eV])} = 6.38 \times 10^{14} [\nu/s] \quad (2.14)$$

となる。 μ^+ の静止崩壊ではニュートリノは一様等方に発射されるため、10m の距離でのフラックス f_ν^* は、

$$f_\nu^* = \frac{G_\nu^*}{4\pi L_B^{*2}} = \frac{6.38 \times 10^{14}[\nu/s]}{4\pi(10[m])^2} = 5.08 \times 10^7 \left[\frac{\nu}{s \cdot cm^2} \right] \quad (2.15)$$

と計算することができる。

	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e$
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}
$\nu in 1\mu s$	2.52×10^{-1}	4.43×10^{-4}

(a) FLUKA

	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e$
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}
$\nu in 1\mu s$	1.97×10^{-1}	5.41×10^{-4}

(b) QGSP-BERT

表 2.5: J-PARC/MLF における (a)FLUKA と (b)QGSP-BERT を用いた POT ごとの μ 静止崩壊 $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ 数の推定値 [15]

DaRveX で使用する電子ニュートリノは μ^+ 由来のものであるため、それ以外が由来のニュートリノの残留する時間はバックグラウンドの原因となる。したがって、 μ 以外の由来のニュートリノが残る時間を ON-Bunch、それ以降の μ 由来のものが多くを占める時間を OFF-Bunch と定義すると、実験では OFF-Bunch 内でイベントセレクション時間をもうける必要がある。図 2.12 のようにタイミングカットのパラメータを定義し、signal window の開始時間 t_0 と幅 D を適当に設定していく。

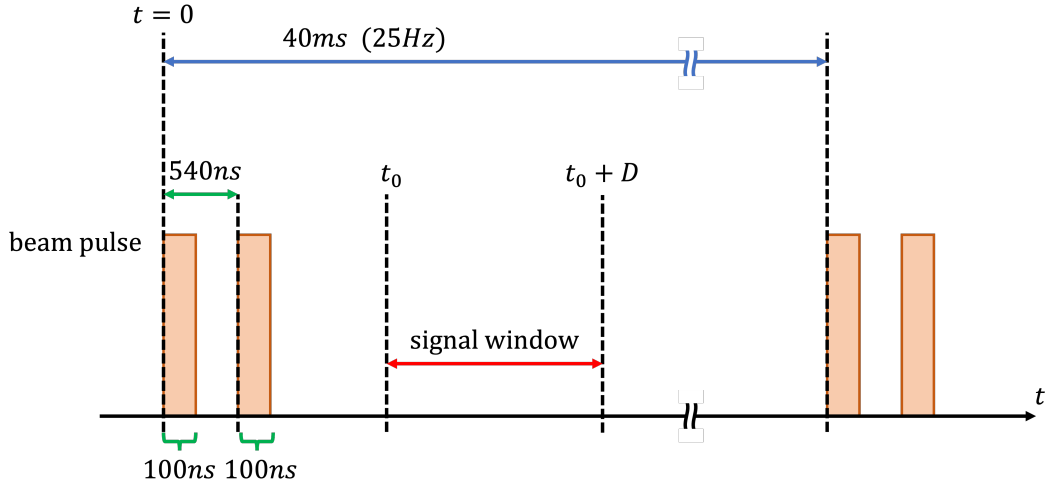


図 2.12: 陽子ビームの時間構造とニュートリノセレクションカットの設定パラメータ

第3章

DaRveX 実験

3.1 鉛板を用いた ν_e の検出原理

DaRveX 実験で用いる検出器の基本構造を図 3.1 に示す。鉛板標的を 2 層の板シンチレータと 1 つのカロリメータシンチレータで挟んだ構造になっており、(式 2.2) の ν_e -Pb 反応で発生した電子と中性子吸収 γ 線を検出する。

まず電子はシンチレータ中でエネルギーを落としながら進む。そのエネルギーはシンチレータ内での軌跡に

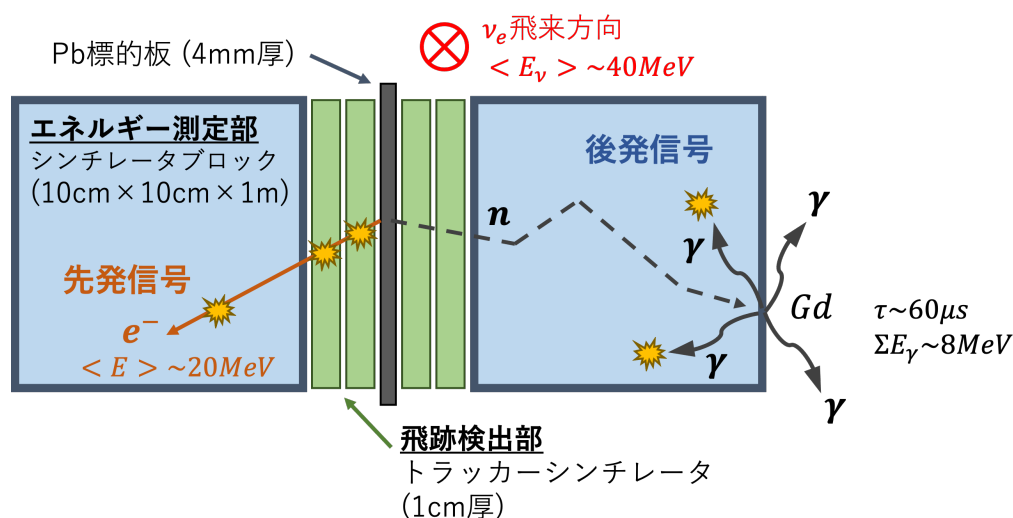
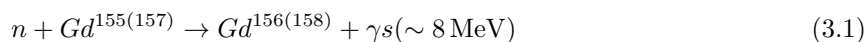


図 3.1: DaRveX 検出器の基本構造。鉛板標的を 2 層の板シンチレータ (緑) と 1 つのカロリメータシンチレータ (青) で挟み込んだ構造をとる。

より変化するが、約 20MeV である。そのため、カロリメータシンチレータでこのエネルギーの信号をとらえれば良いが、それだけだと外から入る高速中性子などのバックグラウンドと区別することができない。そのため、2 層に重なった板シンチレータを用いて鉛からの Minimum Ionizing Particle (MIP) の電子の軌跡を検出することで背景事象を削除する。

一方中性子は Gd に捕獲された際に生じる γ 線を測定する。DaRveX ではカロリメータシンチレータブロックを覆うシートに酸化ガドリニウムを含有させている。Gd は熱中性子の捕獲断面積が非常に高く、次の

様にして合計 $\sim 8\text{MeV}$ の γ 線が放出される。



この Gd による中性子捕獲 γ 線は、鉛標的から出た電子信号の平均 $60\mu\text{s}$ 後に放出されるため、電子と中性子の信号で遅延同時計測を行うことで偶発背景事象を排除することができる。

DaRveX 検出器の構造を図 3.2 に示す。現段階での構想では $100\text{cm} \times 100\text{cm} \times 4\text{mm}^t$ の鉛板を 7 層用いて、鉛の総質量としては

$$M_{Pb} = 100\text{cm} \times 100\text{cm} \times 0.4\text{cm} \times 11.34\text{g}/\text{cm}^3 \times 7\text{layers} \sim 317\text{kg} \quad (3.2)$$

の鉛を使用する予定である。現在は鉛標的 135kg を用いたハーフサイズの検出器を組み立ててテスト測定を行っている (後述)。

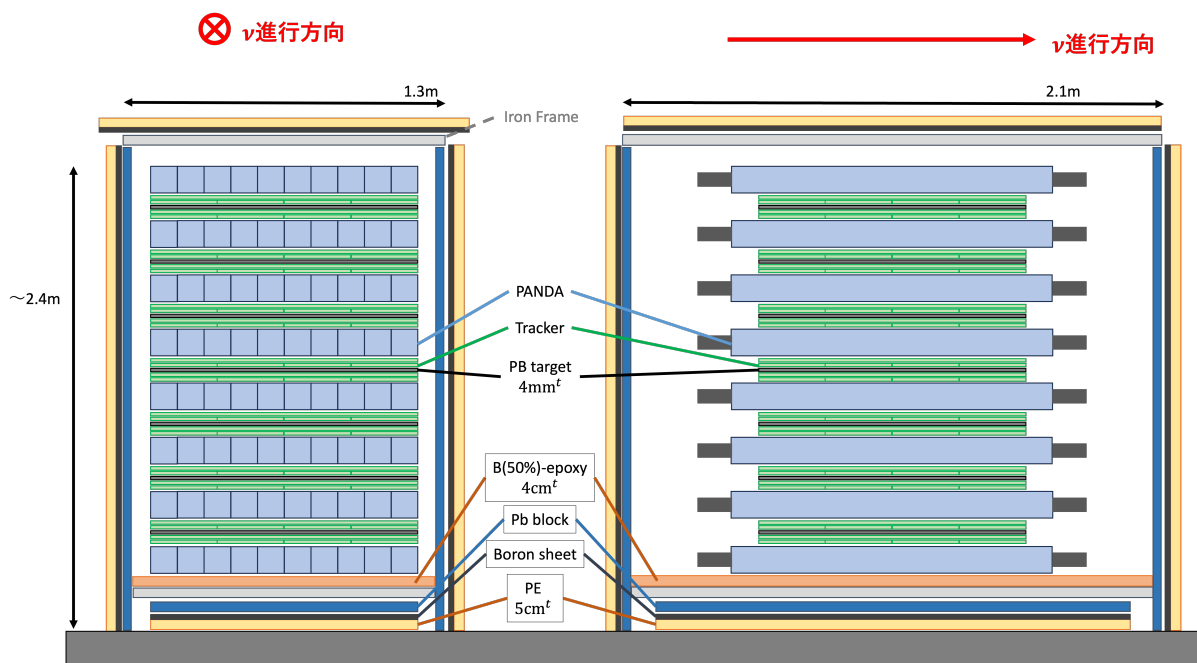


図 3.2: DaRveX 検出器の全体概略図。鉛標的の総質量は 317kg で、鉄製のフレーム内に検出器を設置している。フレームの周囲は、 γ 線シールドとしての鉛ブロック (青) と、中性子線シールドとしてのポリエチレン (黄) とボロン入りシート (黒) を接合した板で覆っている。

3.2 DaRveX 検出器

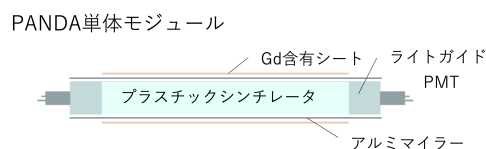
3.2.1 エネルギー測定部

エネルギー測定用のシンチレータとして、既存の PANDA 検出器に用いられていたプラスチックシンチレーターモジュールを使用する。PANDA 検出器 (Plastic Anti Neutrino Detector Array) とは、2019 年に北里大学が福井県大飯原子力発電所からの原子炉ニュートリノの観測に成功した検出器であり、その単体モジュールは、図 3.3b のように $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1\text{m}$ のプラスチックシンチレータの両端にライトガイドと PMT

を取り付け、周りをアルミマイラーと Gd 含有シートで覆った構造になっている。この PANDA モジュールは、3つの点で DaRveX 実験に好都合である。第一に、シンチレータが 10cm 厚であるため、 $\nu_e + \text{Pb}$ 反応で発生する電子のエネルギー帯 ($\sim 20\text{MeV}$) の信号測定に適している。第二に、同じく $\nu_e + \text{Pb}$ 反応での中性子を検出するため必要な Gd が既にモジュールに導入されている点である。シートのガドリニウム含有密度は $4.9\text{mg}/\text{cm}^2$ であり、熱中性子の吸収確率は $0.91/\text{layer}$ である [21]。第三に、PANDA 検出器がコンパクトでメンテナンスフリーな検出器である点である。10cm \times 10cm \times 1m のモジュールを自由に積み重ねて用いることが出来、大飯原子力発電所での原子炉ニュートリノ観測の際はトラックの中で数週間放置された状態でもデータの収集が可能であった。DaRveX 実験でも、J-PARC/MLF での長期ランに適しているといえる。大飯発電所での実験では、PANDA モジュールを $10 \times 10 = 100$ 本を積み上げて使用していたが、DaRveX 実験ではそのうち 80 本を使用する。



(a) PANDA モジュールを 40 本並べた写真



(b) PANDA モジュールの概念図

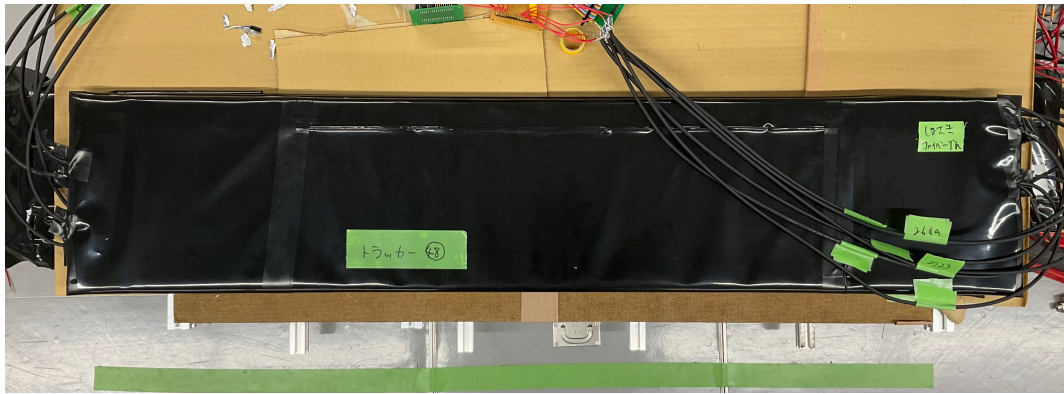
図 3.3: エネルギー測定用シンチレータ：PANDA モジュールの写真と構造

3.2.2 飛跡検出部

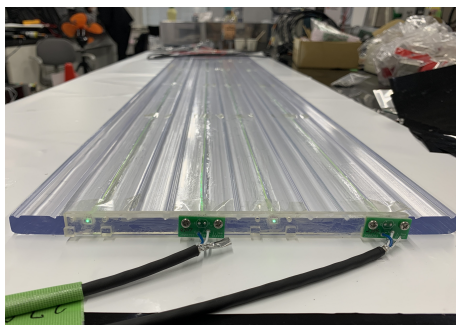
構造

飛跡検出用シンチレータとして、我々がトラッカーシンチレータと呼ぶ、25cm \times 108cm \times 1cm^t の板シンチレータモジュールを作製した。トラッカーシンチレータの内部構造を図 3.5 に示した。プラスチックシンチレータ板に等間隔で掘った溝に波長変換ファイバー (クラレ Y-11 1mm 径) を 4 本埋め込み、その先に 1.3mm \times 1.3mm の MPPC を左右交互に合計 4 つ取り付けただけのものになっており、シンチレーション光を波長変換ファイバーに吸収させ、再発行した光信号を MPPC で読み取るという仕組みである。MPPC とは Multi Pixel Photon Counter の略であり、浜松ホトニクス社が開発した半導体検出器である。100V 以下の低電圧で優れたフォトンカウンティング性能をもち、 $10^5 \sim 10^6$ の高い増倍率があるため、小型の検出器でも高い性能が期待できる。

シンチレーション光が効率よくファイバーに伝達するために、シンチレータの溝にはオプティカルセメント (EJ-500 optical cement for scintillator) を流し込み硬化させてあり、同時にファイバーが溝から動きズレてしまうことを防止している。また、周囲を反射材と暗幕で隙間無く覆い、シンチレーション光が外部に逃げることを、逆に外部の有害光を取り込んでしまうことを防いでいる。



(a) トラッカーシンチレータモジュール写真。全体で120cm×25cmの大きさである。黒いケーブルがMPPCケーブルである。



(b) MPPC 接続部分。3 D プリンターで作製した治具で MPPC とファイバーを固定している。



(c) 板シンチレータの全体図。シンチレータに掘られた溝にファイバーを4本埋めている。

図 3.4: トラッカーシンチレータモジュールの写真。プラスチックシンチレータを反射材と暗幕で覆っている。

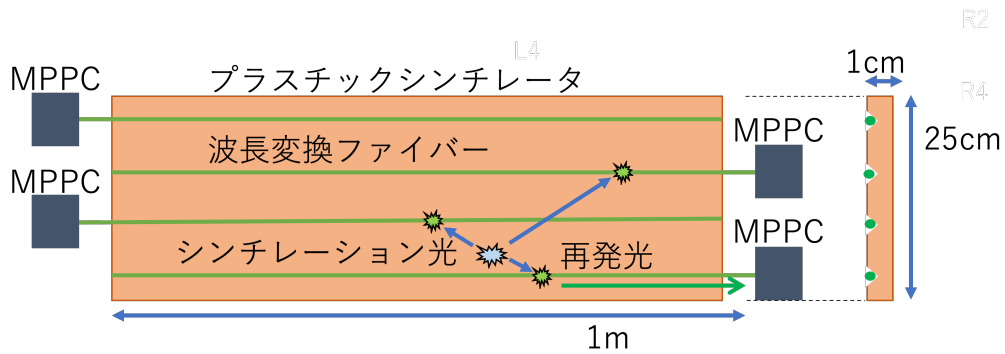


図 3.5: トラッカーシンチレータモジュールの概念図

3.2.3 放射線シールド

DaRveX グループは、2021年6月～7月にかけて、J-PARC/MLFでのオンサイトバックグラウンド測定を行った。その結果、熱中性子捕獲 γ 線による背景事象が後発信号領域に数多く入り込むことが判明した。これを減少するため、我々は本来想定していた鉛ブロックの γ 線シールドに加えて、新たに中性子線を遮蔽する

シールドを開発した。

シールドは2層に分かれており、中性子の減速部として5cm厚のポリエチレンブロックを、減速した中性子の吸収部としてボロン（ホウ素）シートまたはホウ酸入りエポキシ樹脂を使用している。

ボロンシート

シリコンゴムに炭化ホウ素 B_4C が質量割合で40%添加されている。

厚さは5mmでアスク・サンシンエンジニアリングより購入。商品名：ニュートロン・ストップSM

ホウ酸入りエポキシ樹脂

エポキシ剤にホウ酸 H_3BO_3 を質量で1:1の割合で（つまり全体の50%）入れ硬化させたもの。

樹脂とホウ酸と硬化剤を混ぜ、ポリエチレンブロックの縁にテープを貼り型として流し込み、硬化させて約1cmのシールドにした。

これらの素材のシールドで、熱中性子を1/1000にまで遮蔽するために必要な厚さを概算しておく。

ホウ素の熱中性子吸収断面積は $\sigma_n = 764[b]$ であり、その分子量は10.8g/mol、ホウ酸の分子量は61.8g/molである。ボロンシートではボロンが $346mg/cm^3$ [30]、エポキシ樹脂ではホウ酸が概算で約 $1g/cm^3$ 含まれているから、それぞれのボロン数密度は、

$$n_{B(\text{sheet})} = \frac{0.346}{10.8} \times 6.0 \times 10^{23} = 1.9 \times 10^{22} /cm^3 \quad (3.3)$$

$$n_{B(EP)} = \frac{1}{61.8} \times 6.0 \times 10^{23} = 0.97 \times 10^{22} /cm^3 \quad (3.4)$$

と概算できる。そのため、遮蔽率 λ はそれぞれ

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{sheet}} &= (1.9 \times 10^{22} [/cm^3]) \times (764 \times 10^{-24} [cm^2]) = 14.5 [/cm] \\ \lambda_{EP} &= (0.97 \times 10^{22} [/cm^3]) \times (764 \times 10^{-24} [cm^2]) = 7.41 [/cm] \end{aligned} \quad (3.5)$$

と求まる。1/1000に遮蔽する厚さ $d_{1/1000}$ については、 $\ln 1/1000 = -d_{1/1000} \lambda \sigma_n$ が成り立つ。そのため、

$$\begin{aligned} d_{1/1000\text{sheet}} &= 0.48 [cm] \\ d_{1/1000EP} &= 0.93 [cm] \end{aligned} \quad (3.6)$$

と計算することができ、用意した中性子減速剤で1/1000以上の熱中性子遮蔽率が期待できる。

3.3 ν_e の背景事象

DaRveX 実験における遅延同時計測のセレクション条件に入り込む背景事象として考えられるものを表3.1にまとめた。[I]~[VI]の6パターンのうち、宇宙線由来の背景事象が[I]~[V]、ビーム由来の背景事象が[I]~[II]、また相関背景事象は[III]~[IV]にあたる。

[I] 検出器周辺の原子核が熱中性子を捕獲すると、励起した原子核は10MeV程度以下のガンマ線を放出する。励起した原子核は数百マイクロ秒の寿命を持つものがあるため、Time Window・Energy Thresholdsの両面から後発信号の背景事象となりうる。そのため、先発信号に入り込む他の背景事象とペアリングした際に ν_e 信号にみえる。熱中性子の由来として、陽子ビームの水銀標的照射もしくは宇宙線由来の中性子が原子核と衝突して熱化してやってくるケースが考えられる。

[II] 20MeV以上のエネルギーを持つ中性子線は、先発信号と後発信号の両方を発生させる可能性があり、最も深刻な相関背景事象の1つになると予想されている。まず、シンチレータ内の陽子と衝突し、反跳陽子の

表 3.1: 背景事象の分類

赤文字の成分が背景事象の候補となる。 ϵ_{bt} は宇宙線由来の背景事象においてタイミングカットで削減できる割合。

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

出す信号が先発信号領域に入る可能性が考えられる。またそのようにしてエネルギーを失い熱化した中性子が Gd に捕獲されることで生じるガンマ線は、DaRveX で想定する後発信号そのものであり、このようにして ν_e に見える信号が発生する。詳細は本セクションにて後述する。

[III] 200MeV 以上のエネルギーを持つ中性子線は、例えば鉛標的の鉛原子と核破砕反応を起こして π^+ を生成する。この π^+ は数マイクロ秒のうちに μ^+ へと崩壊、さらに検出器中で静止崩壊をして e^+ を生成する。 e^+ 信号は先発信号に入り込むことができ、さらに核破砕に関わった中性子が検出器内で熱化して Gd に捕獲された場合、それにより生じた γ 線は後発信号に入り込み相関背景事象となる。しかしこの背景事象は、 π^+ の生成または崩壊の信号を同定することで取り除くことが出来る。 π^+ 信号のタイミングはオンパッチの領域 ($t < 1.5 \mu s$) で生じるため、 ν_e 信号領域のみにとどまらないイベントの測定も重要となる。

[IV] 宇宙線ミュオン μ^+ が検出器で落とすエネルギーが先発信号領域にはいる可能性があり、さらに静止崩壊して生じる Michel 電子 e^+ と合わさった相関背景事象が考えられる。この背景事象は、後発信号のタイムウィンドウを先発信号の $10 \mu s$ 以上後から始める設定や、検出器の周りを宇宙線 VETO counter で囲むことで除去できると考えている。

[V] 宇宙線由来の π^0 が崩壊することで生じる高エネルギー γ 線は、後発信号のタイムウィンドウに入ること、他の先発信号に入り込む背景事象とペアリングして ν_e 信号を模倣する可能性がある。

[VI] $^{238}U, ^{242}Th, ^{40}K$ などの崩壊パターン中で発生する低エネルギー ($\sim 2.8 MeV$) のガンマ線による偶発背景事象が考えられるが、合計エネルギーの閾値を満たすことは少なく、後発信号のエネルギー閾値で除去できるように設定されている。

以上のうち、[II] の中性子 (数十 ~ 数百 MeV のエネルギー帯の中性子) による背景事象は、前述した通り最も深刻な背景事象になると考えている。この信号頻度を概算する。

宇宙線由来の高速中性子のレートは、 $f_{fn} \sim 17/s/m^2$ であり、検出器の実効断面積は $\sim 1m^2$ であることか

ら、検出器に入る中性子レートは $17/s$ と計算できる。ここに、カット条件 C0~C4 までを満たす確率 ϵ を乗ずることで、バックグラウンドレートが計算される。まず、タイミングカットと遅延同時計測によるバックグラウンドの削減率を計算する。DaRveX のニュートリノ源である J-PARC/MLF では、25Hz で陽子ビームが水銀標的に打ち込まれ、時間間隔で言い換えると 40ms ごとのトリガーで測定を行う。このうち Time Window として使用するのは $4\mu s$ であり、ランダムに飛来する宇宙線バックグラウンドは

$$4\mu s/4ms = 10^{-4}$$

に減少できることになる。これと遅延同時計測によるバックグラウンド減少率 1.5×10^{-2} をかけることで、

$$10^{-4} \times 1.5 \times 10^{-2} = 1.5 \times 10^{-6} \text{ (C0, C4)}$$

の削減率が得られる。さらに中性子の陽子反跳による信号がトリプルコインシデンスを満たし、さらに選択条件内でエネルギーを落とす確率を ϵ_{123} と置く (C1,C2,C3) と、以上から [II] の宇宙線由来高速中性子によるバックグラウンドレート N_{cfn} は、

$$\begin{aligned} N_{cfn} &< 17/s \times 1.5 \times 10^{-6} \times \epsilon_{123} \\ &= \epsilon_{123} \times 2.2 \text{ events/day} \end{aligned} \quad (3.7)$$

と求められる。C1~C3 のカットが独立なものと仮定して、表 3.3 で示したシミュレーションによる宇宙線検出効率のうち、C1~C3 の値をかけ合わせたものを使用すれば、高速中性子のバックグラウンドレートを計算することができて、

$$N_{cfn} \sim (0.012 \times 0.063) \times 2.2 = 1.7 \times 10^{-3} \text{ events/day} \quad (3.8)$$

となり、宇宙線由来の高速中性子バックグラウンドに関してはニュートリノ信号の 1% 以下に抑えられると期待される。

3.4 検出器設置場所

DaRveX 検出器の設置地点として 2 箇所の候補があった。J-PARC/MLF 1 階実験ホールの遮蔽体上のビームライン (BL と略する)07 番の上で、一つは水銀標的から 12m 離れた地点 (候補 A) と、もう一つはの水銀標的から約 20m の地点 (候補 B) である。BL07 番には既存の中性子実験が無く、遮蔽体の下には実験物品の仮置き場所となっている。このラインは陽子ビームに対して直角の方向に伸びており、バックグラウンドが小さいと予想されている。

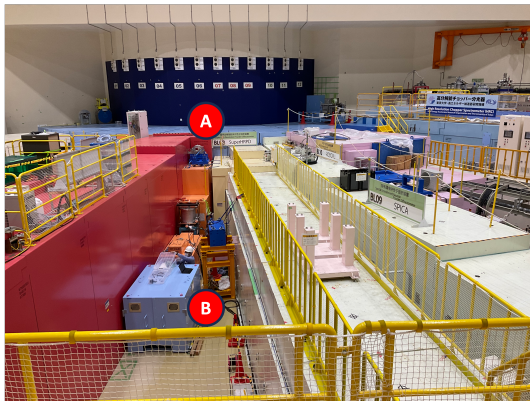
3.4.1 候補地点 A：遮蔽体上

この地点は水銀標的から遮蔽体の大きさの分高い場所にある。水銀標的から近いと期待されるニュートリノのレートは高いが、ビーム由来の中性子が原因となって入り込む中性子捕獲 γ 線のバックグラウンドが多いと期待される。

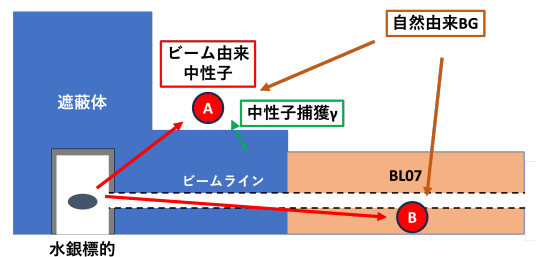
第 4 章で後述する 2022 年 6 月に行った予備測定によって、BL07 に隣接したビームシャッターの開閉で中性子バックグラウンドのレートが増減することが判明し、実験的に不安定な本地点は候補から外れることとなった。

3.4.2 候補地点 B：BL07 スペース

06番と08番の間のスペースである。水銀標的から約20mの地点に検出器が設置できるが、他グループの仮置き物品を移動させることで、検出器を水銀標的から18mの地点まで近づけることができ、現在その方向で検討している(後述)。この地点では遮蔽体上の地点よりバックグラウンドが少ないが、標的から離れてしまうためニュートリノの数も遮蔽体上の地点の $\frac{12^2}{18^2} \sim 44\%$ に減少する。



(a) MLF 実験ホール BL07 上の2つの候補地点



(b) 横から見た候補地点ごとのバックグラウンドになりうる信号

図 3.6: 2つの DaRveX 実験候補地点と考えられる背景事象

3.5 ニュートリノの選別条件と検出効率

ν_e イベントを同定するに当たって、イベントを定義するカット条件を定義する。この際に用いるシンチレータを図 3.7 のようにラベリングした。カット条件は表 3.2 に示す。

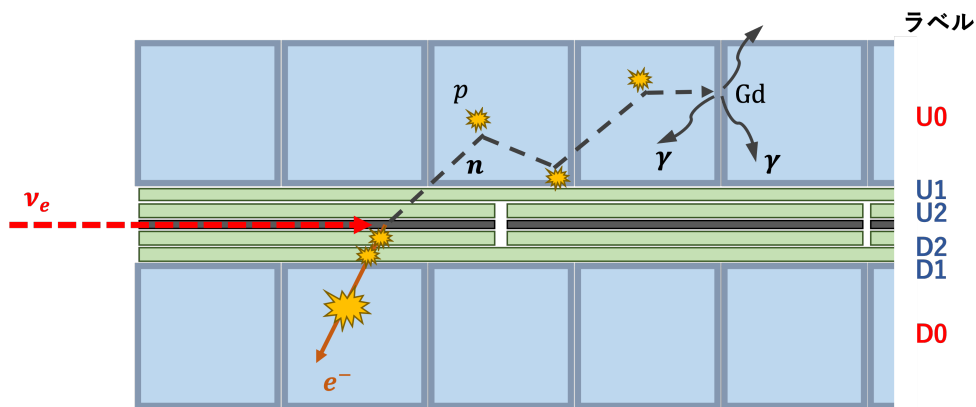


図 3.7: DaRveX 検出器 1 層内でのカット条件に用いるシンチレータのラベル

表 3.2: ν_e イベントカット条件

t_P, t_D はビームパルスからの先発信号と後発信号の到達時間、 E_P, E_D は先発信号と後発信号の全シンチレータで落とすエネルギー総量を表す。

	カテゴリー	カット条件 (e^- が下方散乱した場合)
C0	先発信号の到達時間	$[1.5\mu s < t_P < 5.5\mu s]$
C1	トリプルコインシデンス (鉛からの飛跡)	$[D0 \wedge D1 \wedge D2 \wedge \overline{U2}]$ [検出器 1 層内での反応] [PANDA モジュール 1 本または隣り合うモジュール 2 本でのヒット]
C2	MIP ヒット	$[1MeV < (E_{D1}, E_{D2}) < 5MeV], [0.5 < (E_{D1}/E_{D2}) < 2]$
C3	先発信号 e^- のエネルギー	$[15MeV < E_P < 40MeV]$
C4	後発信号のエネルギー/到達時間	$[1.5MeV < E_D < 9MeV], [10\mu s < t_D - t_P < 100\mu s]$

先発信号の時間領域はビームパルスから $1.5\mu s \sim 5.5\mu s$ とした。これは、ビーム照射により ν_e が生成される過程 (式 2.13) で時間的に有意な μ^+ の崩壊時間 ($\tau = 2.2\mu s$) から設定している。

C1

鉛から放出される電子を選別するために、鉛から片側のシンチレータでトリプルコインシデンスをとる。検出器外からのバックグラウンドを除去する。

C2

電子がプラスチックシンチレータ 1cm あたり 2MeV のエネルギーを落とすという性質から、厚さ 1cm の板シンチレータで落とすエネルギー選択範囲を入射角の効果も考慮に入れ、1MeV \sim 5MeV とした。また、2枚の板シンチレータで落とすエネルギーの比は入射角によらず 1 であるため、エネルギー比が 0.5 \sim 2 というカットも導入している。

C3

ν_e -Pb 反応で生成される e^- のエネルギーは、前章で考察したように 0 \sim 40MeV の分布となる (図 2.5)。ここから、熱中性子が原子核に捕獲された際に発生する 2 \sim 10MeV のバックグラウンドガンマ線を除去するため、カット条件を 15 \sim 40MeV としている。

C4

後発信号は ν_e -Pb 反応で生成した中性子の Gd 捕獲 γ であり、その総エネルギーは \sim 8MeV である。しかしセレクションの下限値として、 $^{208}\text{Tl}, ^{40}\text{K}$ 等の放射性元素からのガンマ線を除去するため、1.5MeV の条件を設定している。

信号時間は先発信号から 10 $\mu s \sim$ 100 μs の間のもものを選択している。下限 10 μs は、相関背景事象として考えられているミシェル電子を除去するために設定しており、ミュオンが入射し検出器内で静止崩壊した際、ミュオン信号が先発信号領域に、ミシェル電子が後発信号領域に入り ν_e にみえることを防いでいる。

以上のカット条件の一部は、JSNS² 実験のためのテスト実験におけるバックグラウンド測定結果を参考に設定している。図 3.8 は、500kg のプラスチックシンチレータを用いて、J-PARC/MLF3 階、水銀標的から \sim 20m の地点で測定された、プロンプト領域 (\sim 5 μs) でのビームパルスからの時間とイベントのエネルギーの 2 次元プロットである。ビームパルスから約 1.5 μs までに 2 バンチの構造が確認でき、以降 \sim 10MeV に

は熱中性子捕獲ガンマ線の背景事象がみられる。C0 と C3 のカット条件を満たす範囲を図に赤枠で示した。

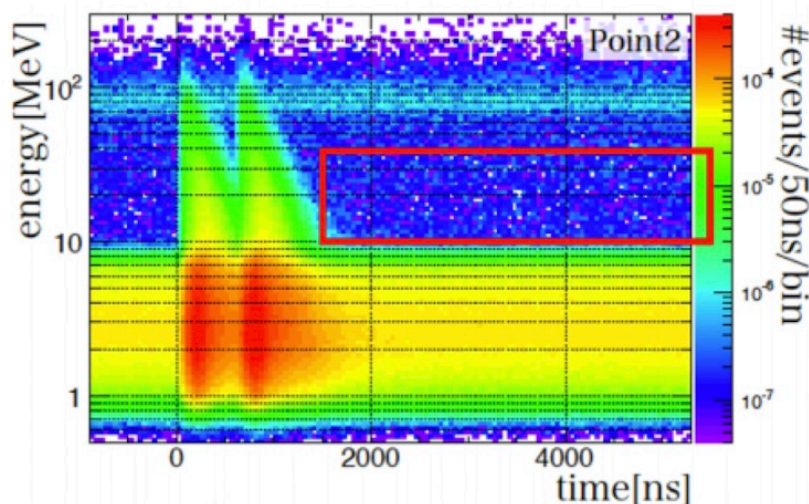


図 3.8: JSNSJ² 実験により観測されたビームからの時間とバックグラウンド信号のエネルギーの 2 次元プロット [26]。図の赤枠部分が C0 と C3 の領域を示している。

また、それぞれのカットをかけた際の ν_e 検出効率を、GEANT4 を用いたモンテカルロシミュレーションを行うことによって求めた。このシミュレーションは、新たに

1. DaRveX 実験で用いる検出器の構造 (ジオメトリ)
2. $\nu_e + \text{Pb}$ 反応のイベントジェネレータ

を開発して実行している。

ジオメトリ

DaRveX 検出器のジオメトリとして作成したのが図 3.9 である。水色が PANDA モジュール、黄色がトラックシンチレータ、青色が Gd シート、灰色が鉛板標的を表している。PANDA モジュールは $8 \times 10 =$ 計 80 本の使用を想定した。

イベントジェネレータ

現在、数十 MeV 領域での $\nu_e - \text{Pb}$ 反応で電子と中性子を放出するジェネレータは確立されていない。そのため、本研究グループで開発したイベントジェネレータ [29] を使用する。このジェネレータでは、前章で解説した ν_e/e^- のエネルギースペクトルに沿うように確率密度関数が設定されており、 e^- の放出角度分布は一様であると仮定してある。中性子については、運動エネルギーを平均エネルギーである 4.5 MeV と固定し、 e^- の放出角に合わせて運動量を決定している。さらに、Geant4 に組み込まれている中性子捕獲反応は再現性が良くないことがわかってきたため、J-PARC/MLF での ANNRI 検出器による測定データ [27] を元にしたモデルを採用した [28]。

以上を用いてシミュレーションを行った結果求めた検出効率が表 3.3 である。ここでは、宇宙線由来の高速中性子のシミュレーションも行い、宇宙線バックグラウンド信号がカット後に混入する割合も表に加えている。

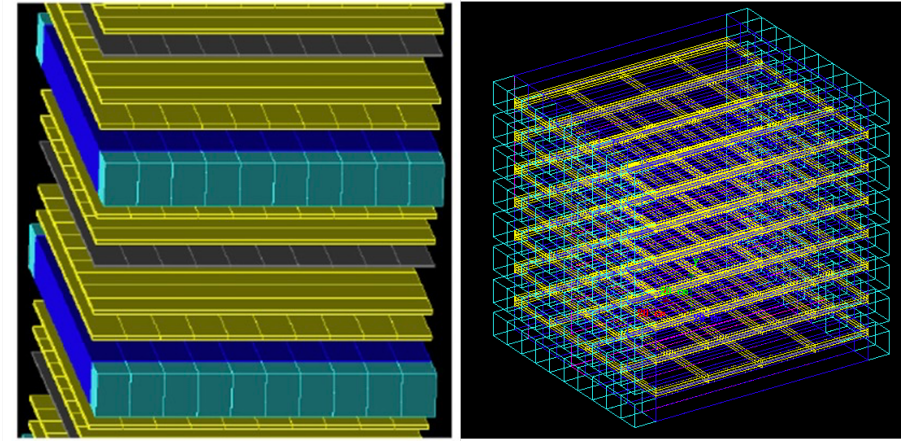


図 3.9: 検出効率評価用シミュレーションで用いた DaRveX 検出器のジオメトリ。水色が PANDA モジュール、黄色がトラックシンチレータ、青色が Gd シート、灰色が鉛板標的を表す。(a) では検出器の隙間を広げ積載をわかりやすくしている。(b) が全体図。

表 3.3: シミュレーションされたイベントカット条件ごとの ν_e ・宇宙線高速中性子検出効率 [28]

カット条件		検出効率	
		ν_e	宇宙線高速中性子
C1×C2	イベントトポロジー (ϵ_{ET})	0.37	0.012
C3	e^- のエネルギー (ϵ_E)	0.31	0.063
C4	遅延同時計測 (ϵ_{DC})	0.30	0.15
C1~C4		0.059	2.8×10^{-4}

以上から、C1~C4 までのカットによる検出効率は 5.9% と見積もられる。式 (3.12) で計算した 1 日あたりの反応数 $n_{\nu_e Pb}$ と掛け合わせると DaRveX 検出器で検出できるイベントレートを見積もることができ、

$$\begin{aligned}
 N_{\nu_e} &= 3.07 \times 0.059 = 0.18 \text{ events/day} \\
 &= 5.4 \text{ events/month(30days)}
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

となる。MLF での年間稼働日数を 200 日間とし、その 70% の間データを取得できたとすると、測定期間 4 年で 100 イベントの ν_e -Pb 反応が観測できる。

3.6 信号数期待値

電子は鉛ターゲット中を進む間にもエネルギーを落としてしまうため、4mm 厚の鉛板を標的として使用し、失うエネルギーを平均 $\sim 6MeV$ に抑えているが、それでも電子の約 30% は鉛板中で静止してしまうと予想している。そのため、 ν_e -Pb 反応の検出効率はその分だけ落ち、

$$\epsilon_S = 0.7
 \tag{3.10}$$

となる。表 2.4 の状況を想定した時の式 (2.2) 反応を起こすイベントレートを計算する。式 (2.3) で計算した最終的な ν_e -Pb 反応断面積と、式 (2.15) の J-PARC/MLF でのニュートリノフラックスを用いることで、

$$\begin{aligned} n_{\nu_e Pb}^* &\sim A_{Pb}^* f_{\nu}^* \langle \sigma_{\nu_e Pb} \rangle \\ &= 10^6 [g] \times (6.02 \times 10^{23} / 207) [Pbg] \times (5.08 \times 10^7 [\frac{\nu_e}{s \cdot cm^2}]) \times (3.75 \times 10^{-39} [cm^2 / Pb]) \quad (3.11) \\ &= 5.54 \times 10^{-4} [\nu_e / s] = 47.9 [\nu_e / day] \end{aligned}$$

と計算することができる。なお、鉛の同位体による影響は小さいと予想されているため [18]、本論文ではその影響を無視している。

実際の DaRveX 実験での各パラメータは、J-PARC での陽子ビーム状況や実験装置の構造によって変化するものであり、表 2.4 とは異なるものとなる。現時点での DaRveX 実験でのパラメータを表 3.4 に示す。ビームパワー $P_B = 0.8 MW$ 、陽子ビームのエネルギー $E_p = 3 GeV$ 、水銀標的からの距離 $L_B = 20 m$ 、鉛ターゲットの質量 $M_{Pb} = 320 kg$ であり、これに合わせて 1 日あたりのイベントレートを計算し直すと、

$$n_{\nu_e Pb} = 47.9 [\nu_e / day] \left(\frac{0.8 MW}{1 MW} \right) \left(\frac{320 kg}{1000 kg} \right) \frac{(10 m)^2}{(20 m)^2} = 3.07 [/ day] \quad (3.12)$$

となる。

表 3.4: 実際の DaRveX 実験において ν_e フラックスの見積りに用いるパラメータの値

Parameter	Beam Power P_B	Proton energy E_p	Baseline L_B	Lead weight M_{Pb}
Value	0.8 MW	3 GeV	20 m	320 kg

3.7 ν_e 観測に向けた課題

2022 年に共同研究者の、北里大学当時修士 2 年の星野友香によって、PANDA 6 本とトラックシンチレータ 4 枚からなる DaRveX 検出器の 1 ユニットでの測定において、測定モジュール間での宇宙線信号の同期が確認された。また反応位置再構成を行った結果、PANDA モジュールとトラックシンチレータで構成した反応位置の間で相関が確認でき、これにより DaRveX で必要となる電子飛跡の観測が期待できるようになった。そのため DaRveX では、実機サイズへと検出器を大型化して信号の同期を実現すること、そしてオンサイトである MLF に設置し測定環境を整え、実際のバックグラウンドのデータを収集すること、以上の 2 つが当面の課題となっている。

第 4 章

検出器設置場所選定に向けた予備測定

4.1 予備測定の目的

2021 年にオンサイト BL07 にて行ったバックグラウンド測定実験において、ニュートリノ検出数とバックグラウンド数の SN 比 $S/N \sim 1$ を目指すには背景事象を 10^{-4} のオーダーでカットする必要があることが判明した。これを受けて、新たに作製したシールドを用いて、本測定で用いるシールド構造の考案と設置場所の選定を目的とした実験を行った。測定期間は 2022 年 6 月 14 日～24 日にかけて行い、2 箇所の検出器設置候補地点にて、4 種類のシールド材料を組み合わせ測定をし、ガンマ線と中性子線量をそれぞれ測定した。使用したシールド材料は以下の通りである。

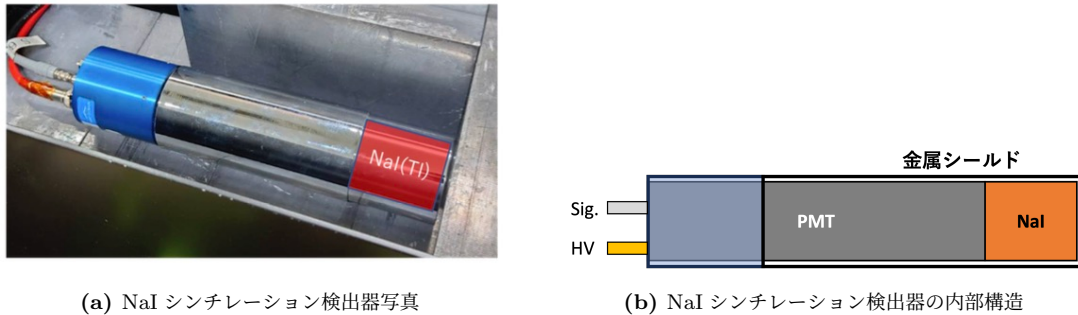
- 鉛ブロック (5cm×10cm×20cm)
ガンマ線を遮蔽する。
- ボロンシート (1cm^t)
シリコーンゴムに炭化ホウ素が含有率 50% で添加されている。
熱中性子を吸収し遮蔽する。
- パラフィンブロック (5cm^t)
速中性子の減速し熱中性子にする。
- ボロン入りポリエチレンブロック (5cm^t)
ボロン含有率 10% のポリエチレンブロック。
中性子を減速・吸収する。

4.2 γ 線量の測定

4.2.1 実験装置と測定回路

ガンマ線量の測定には NaI(Tl) シンチレーション検出器 (図 4.1) を用いたこの検出器は、2 インチ $\phi \times 2$ インチの円柱型 NaI(Tl) シンチレーション結晶に 2 インチの PMT を取り付けた構造になっており、シールド類を組み易くするため鉄製のボックスに入れて用いた。

測定で用いたロジック回路を図 4.2 に示す。PMT 信号の読み出しには CAEN 社製の Flash Analog to Digital Converter v1751 を使用した。この FADC は 8ch 分の信号を 10bit 1GHz でサンプリングすることができる。トリガーとして使用するのは (1) 検出器信号のセルフトリガーと (2) Kicker 信号、(3) CT 信号の 3



(a) NaI シンチレーション検出器写真

(b) NaI シンチレーション検出器の内部構造

図 4.1: 予備測定で用いた NaI(Tl) シンチレーション検出器

つに OR 条件を課したものである。このトリガー信号の作成は、Bee Beans Technologies 社製の「BRoaD」という、ロジック信号を生成・合成・分配するといった簡単な処理から、ゲート生成や遅延の演算までを1台で行うことができるモジュールを用いた [33]。FADC には NaI 検出器からの信号に加えて、それを減衰させたものも別チャンネルに入力した。これは、 γ 線だけでなく、 ^3He 検出器では検知することができない高速中性子の信号も測定できるようにするためである。高速中性子の落とすエネルギーは γ 線よりも大きいため、チャンネルを分けることでそれぞれで最適なゲインを設定することができる。また、Kicker・CT 信号を入力しビームタイミング情報を参照できるようにした。

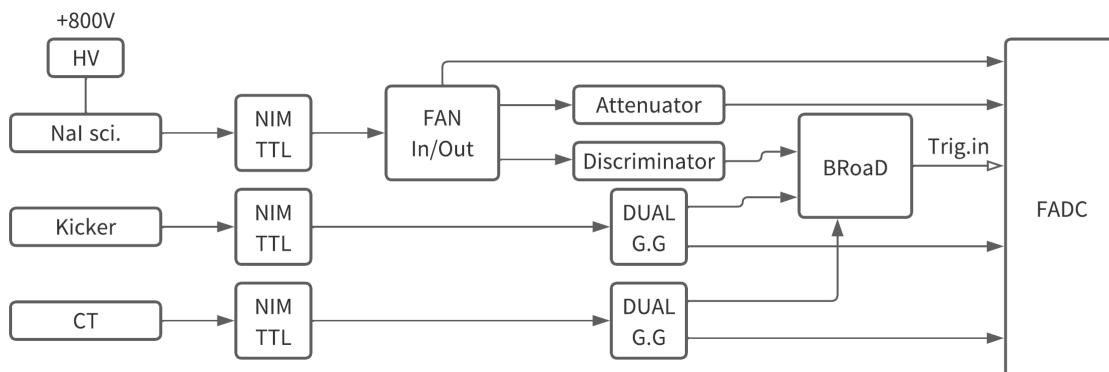
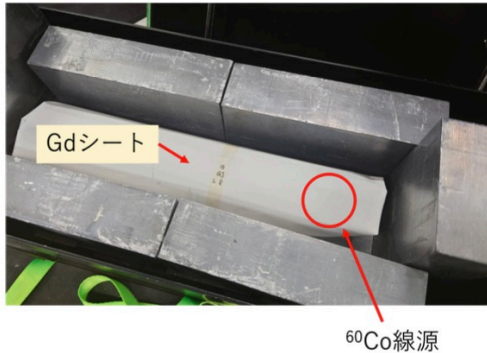


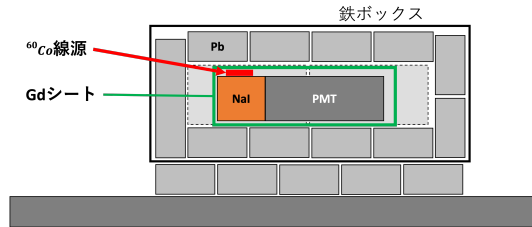
図 4.2: NaI 検出器の読み出しロジック回路図。 γ 線に加え高速中性子のデータの取得も狙う。

4.2.2 NaI 検出器のエネルギー較正

NaI 検出器を用いてオンサイトで測定する前に、東北大で ^{60}Co 線源を用いたエネルギー較正を行った。測定で用いたセットアップを図 4.3 に示す。鉄製ボックスの内側に $5\text{cm} \times 10\text{cm} \times 20\text{cm}$ の鉛ブロックを設置し、その内側に検出器と線源を置いた。 ^{60}Co 線源は NaI(Tl) シンチレーション結晶の上部に置き、その周囲を PANDA で用いたものと同じ Gd 含有シートで覆った。 ^{60}Co 線源は 1.17MeV と 1.33MeV の 2 本のガンマ線を放出するため、測定される電荷量分布には 2 本の光電効果のピークが立つはずである。測定した電荷量分布を図 4.4 に示した。2 本の鋭いピークが確認でき、エネルギー分解能は約 4.7% である。今後の解析では、



(a) NaI 検出器エネルギー較正実験セットアップ写真



(b) NaI 検出器エネルギー較正実験セットアップ概念図

図 4.3: ^{60}Co 線源を用いた NaI 検出器エネルギー較正実験セットアップ

1.33MeV のピークでの電荷量を基準として (式 4.1) のようにエネルギーへ変換することとする。

$$E[\text{MeV}] = Q[\text{count}] \times \frac{1.33[\text{MeV}]}{6.4 \times 10^4[\text{count}]} \quad (4.1)$$

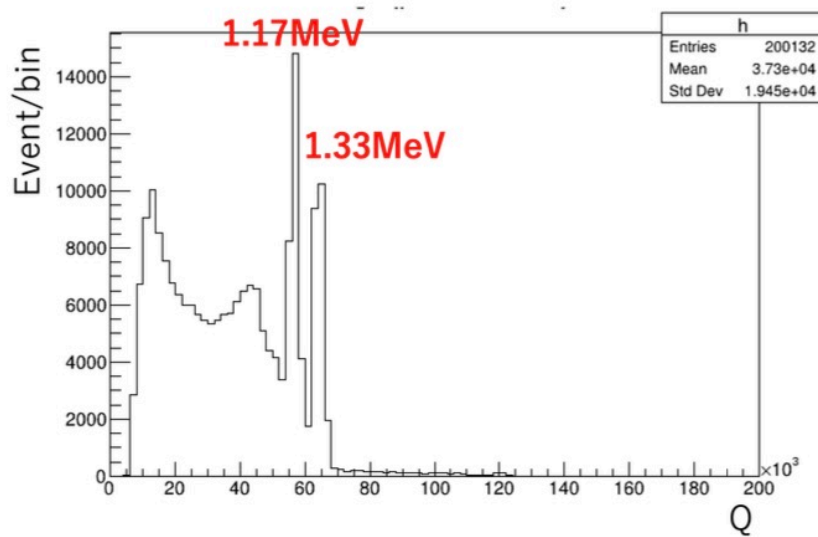


図 4.4: NaI 検出器による ^{60}Co 線源からのガンマ線測定結果。2本のピークが確認できる。

4.2.3 解析手法

解析に用いる変数として以下のように定義する。

PD =pedestal

FADC 波形の 0ns~50ns の FADC カウント値の平均をとったもの。FADC 波形のベースラインとして

定義し、波高や光量はこの値を基準に計算する。

PH = pulse height

FADC 波形のピーク位置における FADC カウント値から PD の値を差し引いた値。NaI 検出器測定で
使用した FADC は 10bit サンプリングであるため 1V を 2^{10} 分割しており、そのため 1count \sim 0.977mV
に相当する。

Q

FADC 波形全区間で PH を積分した値。波形の総電荷量を表す。

T_{cfd}

FADC 波形に CFD 変換を施し、変換後の波形が負から正に転じる、ゼロクロス点での時間。以降解
析で信号の時間として T_{cfd} を用いる。

CFD 変換

CFD とは、Constant Fraction Discriminator の略であり、FADC 波形を減衰させたものと、反転・遅延
させたものを足し合わせることをいう。これによってできた波形が負から正に転じるタイミングは信号の波高
に依存しないため、単に波形がスレッシュホールドを切った時間をとるよりも分解能が良くなる。図 4.5 に CFD
変換のイメージを示す。青線が入力信号の減衰波形、橙線が入力信号を反転・遅延させた信号である。今後の
解析では、遅延を 8ns、減衰は 0.25 倍として CFD 変換を行う。

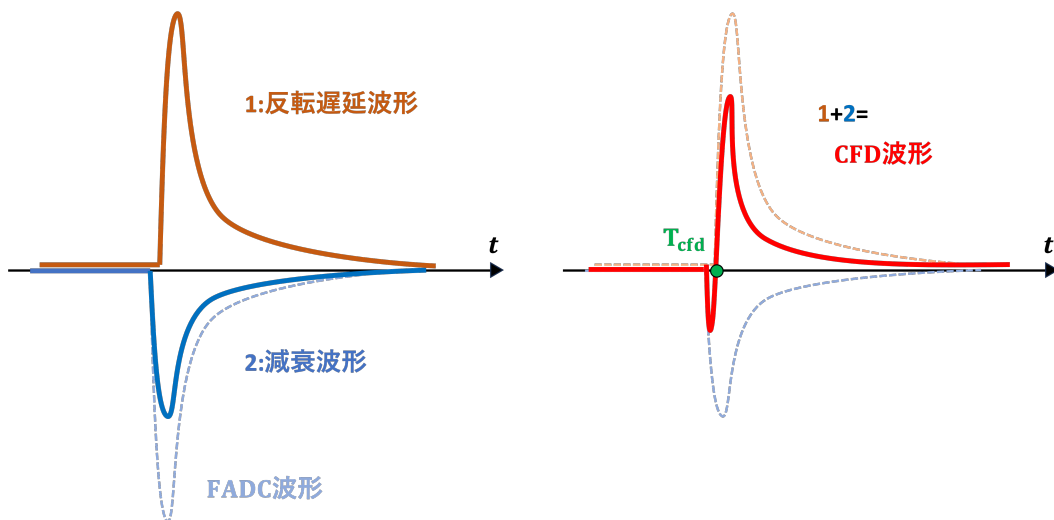


図 4.5: CFD 変換を施すイメージ。元の FADC 波形を減衰させたもの (青線) と反転・遅延させたもの (橙線) を足した
もの。

カット条件

また、今後の解析ではノイズや計算の誤りを防ぐため、測定イベントにカットを課すこととする。まずノイ
ズを除去するために電荷量 Q が 10000 よりも大きいことを要求し、エネルギーに換算すると約 0.22MeV で
のカットとなる。次に電荷量計算においてベースラインを計算する時間領域に信号が入っていないことを要求
し、ペDESTALの値 PD が 920 より大きいことを条件として課した。

4.2.4 測定結果

信号領域の定義

NaI 検出器の PMT には 800V の電圧をかけ、まずはシールドを組み込まずに鉄ボックスに入れ、測定を行った。測定地点は水銀標的から 12m の地点で、BL07 の遮蔽体の上に位置する。測定結果を、キッカー信号からの時間 dT_{Beam} とエネルギーの 2 次元プロットしたものが図 4.6 である。 dT_{Beam} は、FADC 波形の記録時間 + T_{cfd} から、Kicker 信号の記録時間を差し引いて計算した。図の左右は時間範囲を変えてプロットしており、左図は 0 ~ 10 μ s、右図は 0 ~ 250 μ s の範囲である。左図を見ると、ビームの 2 バンチ構造をはっきり

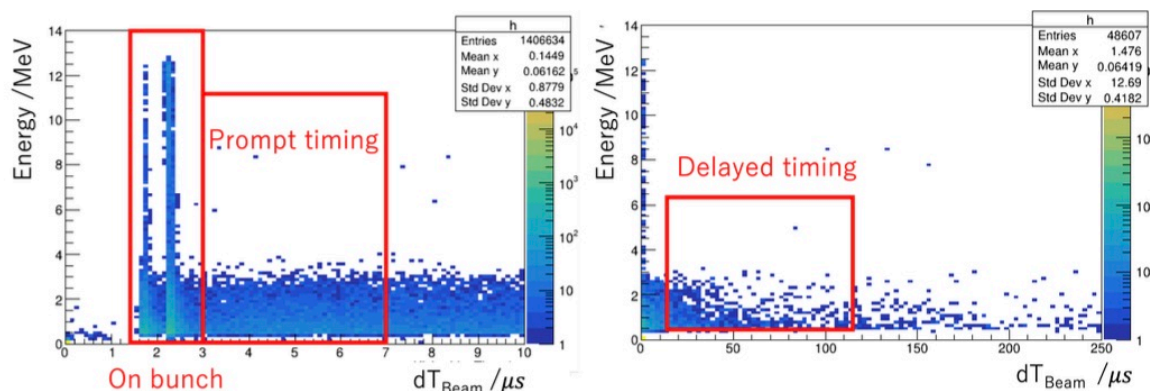


図 4.6: NaI 検出器により測定された 2 バンチ構造。横軸をキッカー信号からの時間 [μ s]、縦軸をエネルギー [MeV] にとり 2 次元プロットした。

りと確認でき、その時間間隔は 540ns に近い。これらの結果から On bunch と先発信号・後発信号のタイムウィンドウを定義する。最初のバンチ構造は Kicker 信号より約 1.5 μ s 後に来ており、第 2 章での考察を踏まえてそこから 1.5 後 μ s を On bunch の時間領域と定義する。先発信号領域はそこから 4 μ s とった 3 ~ 7 μ s とし、後発信号領域はバンチの 10 μ s 後から 100 μ s 分だけとった、11.5 ~ 111.5 μ s の間とした。

γ 線量の測定

γ 線量を測定するにあたって、NaI 検出器の信号の粒子選別をする必要がある。J-PARC/MLF 内で背景事象となる主な放射線は γ 線と中性子線であり、この 2 つの成分の区別は Pulse Shape Discrimination (PSD) をみることで行える。PSD とは、信号波形の立ち下りの速さを表す指標であり、テール部分の電荷を波形全体の電荷で割った値として定義される。図 4.7 に α 線、高速中性子、 γ 線の作る信号特性を示した。 γ 線信号の波形は中性子によるものと比較してピーク後の立ち下がりが早いことがわかる。そのため PSD 値に違いが生じ、粒子選別を行うことができる。図 4.6 を元に On Bunch のイベントを抽出し、PSD とエネルギーの 2 次元分布にした結果を図 4.8 に示した。これを見ると、0~3MeV の PSD~0.35 付近のイベントと、それよりも PSD 値が低くエネルギー範囲が 10MeV まで伸びるイベントの 2 種類が確認できる。図 4.9 を参照することで、前者がガンマ線、後者が中性子線によるものだと識別できる。今後の両者の区別は、図 4.8 の赤破線で示した境界で行い、その式を以下に示す。

$$PSD = 0.011 \times E + 0.3 \quad (4.2)$$

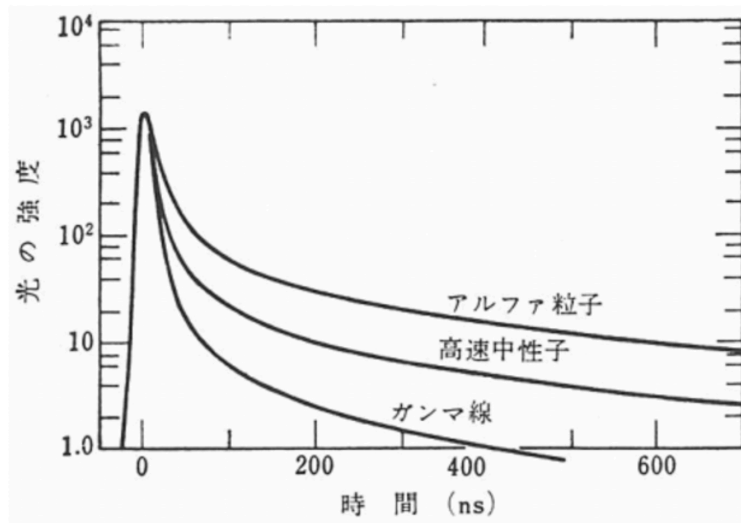


図 4.7: α 線、高速中性子、 γ 線の作る信号特性 [34]

以上からガンマ線量の測定実験を行った。図 4.1(b) の装置を用いて測定を行い、PSD によってガンマ線と中性子線のイベントを選別し、それぞれで 1 スpillあたりのイベントレートを求めた結果、先発信号領域では $8.3 \times 10^{-6}/\text{spill}/4\mu\text{s}$ 未満、後発信号領域では $1.3 \times 10^{-3}/\text{spill}/100\mu$ に抑えられていることがわかった。

4.3 中性子量の測定

4.3.1 実験装置と測定回路

中性子量の測定には ^3He 検出器を使用した。(図 4.10)。この検出器は、25cm の長さの金属管に ^3He ガスを充填した構造になっており、熱中性子が $^3\text{He} + n \rightarrow p + ^3\text{H}$ 反応を起こして陽子・トリチウムを生成し、それらがガスを電離し、ワイヤーに付加した電圧によって信号として読み出す仕組みになっている。バックグラウンドとして問題となる速中性子の測定のためには一度熱中性子にまで減速させる必要があるため、検出器の下にパラフィンブロックを敷いて測定を行った。

測定で用いたロジック回路を図 4.11 に示す。信号の読み出しには Time to Digital Converter (TDC) を使用し、Kicker 信号 (START) から測定する信号 (STOP) までの時間差情報を記録した。STOP には CT 信号と ^3He 信号の 2ch 分の信号を入れており、1 チャンネルごとにそれぞれ 4 event/spill までの信号の時間差が記録できる。また、NaI 検出器と同様に START 信号の作成は BRoaD を用いて行った。さらに、図の検出器に外付けする形で、Gate Generator で後発信号領域と同じ時間領域をもつゲートを作成し、 ^3He 検出器の信号との AND をスケーラーに入力した。これにより、後発信号領域での信号数をカウントすることができ、同じくスケーラーに入力した Kicker 信号数で測定時間を算出し信号レートを求めることができるようにした。測定は最低でも 400sec 間 (25Hz ビーム 10000spill、誤差 1% 以内) で行なった。

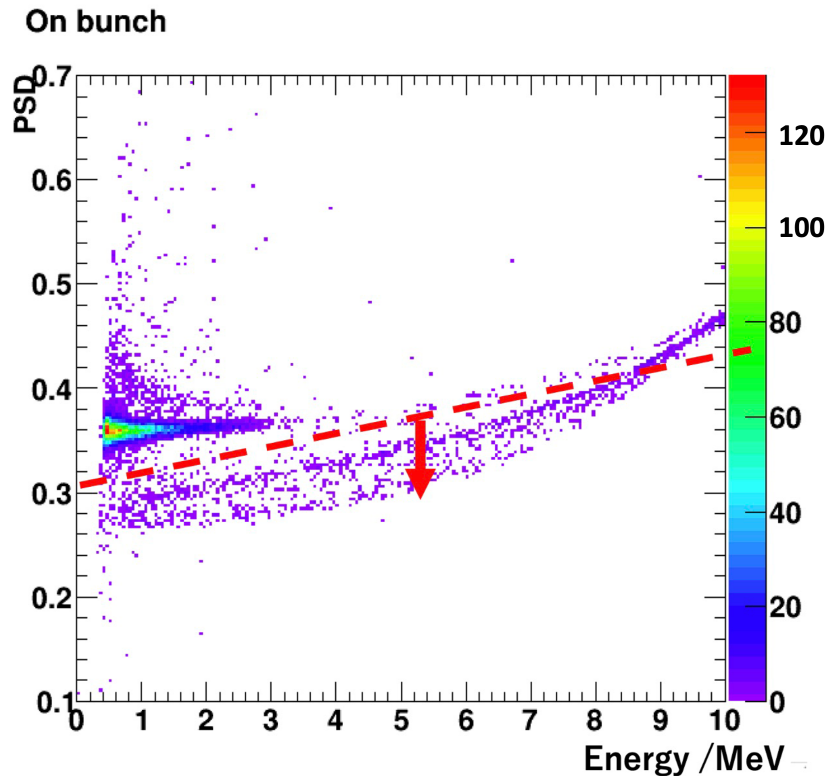


図 4.8: On Bunch 領域の信号の PSD 値とエネルギーの 2 次元プロット。赤破線より上にガンマ線、下に中性子線のイベントが現れている。

4.3.2 中性子量の測定

熱中性子量の方向依存性調査

現場にはさまざまなエネルギーを持った中性子が存在する。そのうち熱中性子であれば一部をボロンシートを用いてホウ素に吸収させ遮蔽することができるはずである。そのため、ボロンシートの有無での信号レートの変化は熱中性子の遮蔽によるものである。さらに、ポリエチレン (PE) ブロックもしくはパラフィン (Pf) ブロックは速中性子を減速し熱中性子へと変化させるため、これらの有無によって速中性子量も推測できる。まずは熱中性子量について、飛来してくる方向の調査を行なった。

実験のセットアップを図 4.12 に示す。装置の設置位置は、BL08 の遮蔽体上で、NaI 検出器と同じく水銀標的から約 12m の地点とした。それぞれのセットアップの詳細を以下に示す。

- (1) ^3He 検出器をそのまま床置きする。熱中性子量が測定できる。
- (2) ^3He 検出器の下 $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ を 1cm^t ボロンシートで覆う。底面の熱中性子の一部が遮蔽され、底面以外からの熱中性子による信号が主となる。水銀標的からの熱中性子を遮蔽することを狙う。
- (3) 底面にさらにボロンシートを 1 枚追加する。 ^3He 底面に 2cm^t のボロンシートがあることになる。
- (4) $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ のボロンシートを 4 枚使用し、底面 $50\text{cm} \times 50\text{cm}$ の範囲のボロンシールドとする。遮蔽体か

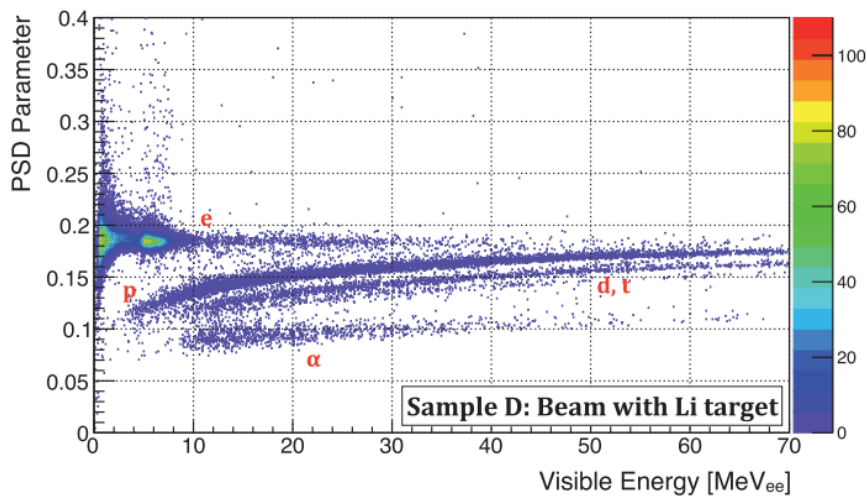
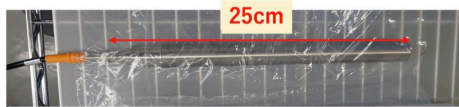
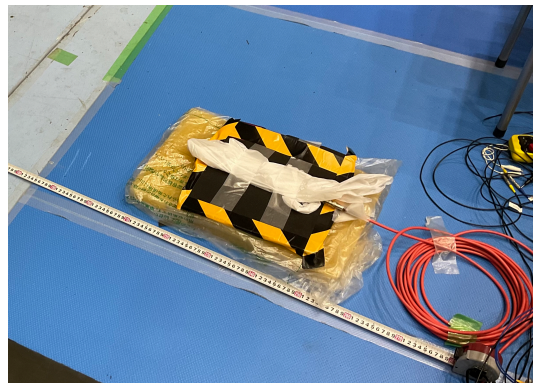


図 4.9: CsI 検出器を用いた PSD 測定、[35] より引用



(a) ^3He 検出器写真



(b) 速中性子測定に用いる ^3He 検出器セットアップ。下にパラフィンブロックを敷く。

図 4.10: 中性子量測定に用いた ^3He 検出器

らの熱中性子を遮蔽することを狙う。

- (5) ^3He 検出器の周囲を隙間なくボロンシートで覆う。全方向からやってくる熱中性子を遮蔽することを狙う。
- (6) 底面のみボロンシートを2重にする。
- (7) 上面にボロンシートを被せる。上部からの熱中性子を遮蔽することを狙う。

以上のセットアップで後発信号領域での ^3He 信号数を計測し、陽子ビーム 1spill あたりのレートで算出すると、表 4.1 の結果となった。(1) と (2) をみれば、検出器下の遮蔽体側のみのボロンシート設置で、50% 以上も熱中性子を遮蔽できていることがわかる。対して、(1) と (7) を比較すると、上面にボロンシートを敷いても 2% 程度しか遮蔽できていないことがわかる。(5) で全方面を覆うと 90% 以上遮蔽できていることを考えると、熱中性子は主に検出器の下と横から飛来しており、遮蔽体から染み出すようにしてやってきていると考

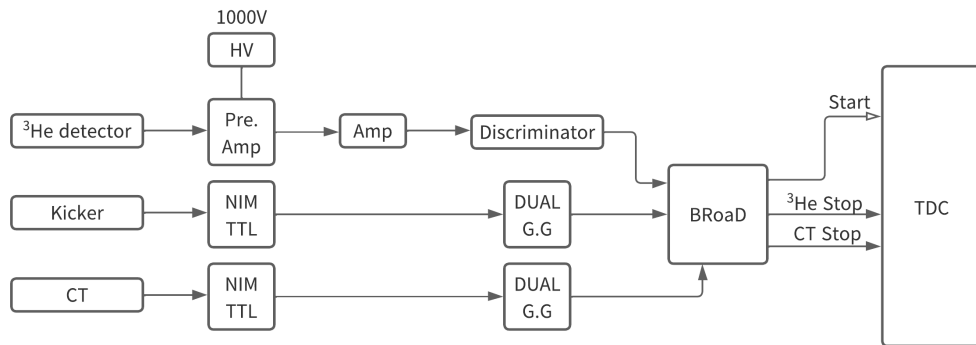


図 4.11: ^3He 検出器の読み出しロジック回路図。Start 信号である Kicker から信号時間差を記録する。

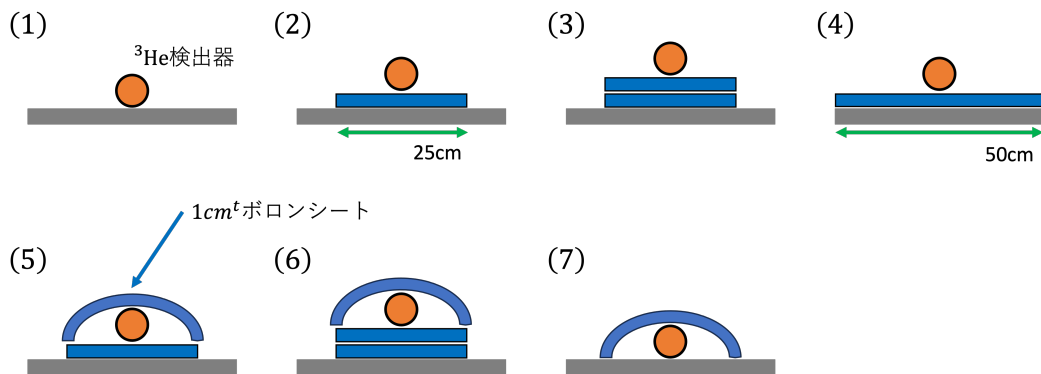


図 4.12: ボロンシートを用いた熱中性子の方向依存性調査セットアップ

えられる。また (6) から、ボロンシールドで囲うことにより熱中性子バックグラウンドを $1/200$ にすることが可能であることがわかった。

速中性子量のマッピング

次に速中性子量の位置依存性の調査を行なった。keV 程度のエネルギーを持つ速中性子は、水銀標的のある遮蔽体内、つまり下から飛来してくると考えられる。そのため、速中性子量測定では、パラフィンブロックに ^3He 検出器を乗せた装置を用いた。装置の写真は図 4.10(b) に示した。測定位置は水銀標的からの距離とビームライン位置を変化させた様々な地点で後発信号領域での信号レートを測定した。水銀標的から約 8m の場所には遮蔽体の壁があり、そこから約 5m は遮蔽体のステージになっており測定ができる。ビームライン 08 に関しては、ビームライン上までステージから直接移動でき、そのため BL08 だけでは遮蔽体上だけでなくビームラインの上のコンクリートシールド上まで距離を離して測定を行った。測定を行った位置を図 4.13 に示した。

壁から 120cm の等距離でビームラインを BL05~BL11 まで変化させた時の信号レートを比較すると、図 4.14(a) のようであった。この結果から、実験候補地である BL07 では BL08 と比較して約 1.38 倍速中性子が多いことがわかる。しかし、陽子ビームと垂直方向のビームラインである BL05~BL09 の平均が 1.56events/spill なのに対し、BL10, BL11 はその 1.5 倍以上ある。このことから、背景事象の少ない BL05~BL09 が実験に適

表 4.1: 熱中性子量の方向依存性調査結果。ボロンシートの配置を変え、1spill あたりの信号レートを算出した。

	セットアップ			信号レート	
	下面 1	下面 2	上面	$\times 10^{-3} \text{events / spill}$	
(1)				15.9	(100%)
(2)	○			7.58	(47.7%)
(3)	○	○		6.19	(38.9%)
(4)	◎			5.21	(32.8%)
(5)	○		○	0.832	(5.23%)
(6)	○	○	○	0.072	(0.45%)
(7)			○	15.7	(98.7%)

していると考えられる。

次に BL07 と BL08 において、水銀標的からの距離を変化させた時の信号レートを比較した。結果は図 4.14(b) に示した。一般に水銀標的から離れるとレートが下がる訳ではなく、壁から 100cm と 120cm 離れた時のレートを比較すると BL07/08 とともに 100cm での方が速中性子は少ないことがわかる。また BL08 のデータを見れば、ステージのある 5m までの間は距離に対してレートが上下しているのに対し、ステージを降りた 5m より遠い場所では平均 0.023events/spill に落ち着いていることがわかる。このステージ上での速中性子量の不安定性には、以下の要因が考えられる。

1. 陽子ビームパワーの変化
2. 隣接するビームラインのビームシャッターの開閉による影響
3. 遮蔽体の構造の影響で測定場所がシビアにレートを变化させる可能性

陽子ビームの強度は、J-PARC・MLF 公式サイト [11] から確認することができる。例として測定当時の 2022 年 6 月 17 日 15:00 でのビームパワー情報を 4.15 に示す。この日は、14:30 過ぎからビーム運転が休止したが、それ以外でビーム運転が行われている中でも強度の変化が見られる。

また隣接するビームラインは他研究グループによってシャッターが開閉されるもので、開閉の記録も不定期になされるためリアルタイムの情報を用いることは困難である。そのため、実験地点としてシャッターの開閉による影響はなるべく少なくすることが求められる。このことから、BL08 上の壁から 120cm、780cm、1170cm 離れた 3 地点で、中性子線が BL08 シャッターの開閉によってどのように変化するかを調査するため、次のような測定を行なった。

BL08 シャッターの OPEN/CLOSE による中性子量変化

BL08 上の壁から 120cm、780cm、1170cm のそれぞれの地点で、TDC を用いた信号時間測定を行った。検出器セットアップは速中性子測定を目的とした、 ^3He 検出器とその下にパラフィンブロックを敷いた 4.10(b) と同様のものを使用した。測定結果を図 4.16 に示す。3 地点でそれぞれ Kicker 信号からの時間差で信号数をプロットした。また、速中性子による背景事象の影響が最も大きいと予想される後発信号領域でのレートを算出したものを表 4.2 にまとめた。このときの後発信号領域とは、NaI 検出器の解析で用いたものよりも $90\mu\text{s}$ 広い、 $11.5\sim 201.5\mu\text{s}$ ($190\mu\text{s}$) の間とした。これらを見ると、3 地点のうち 780cm の地点がシャッターの開閉による信号レートの差が最も大きく、シャッターが開くことによって速中性子量が 3.55 倍にも増加しているこ

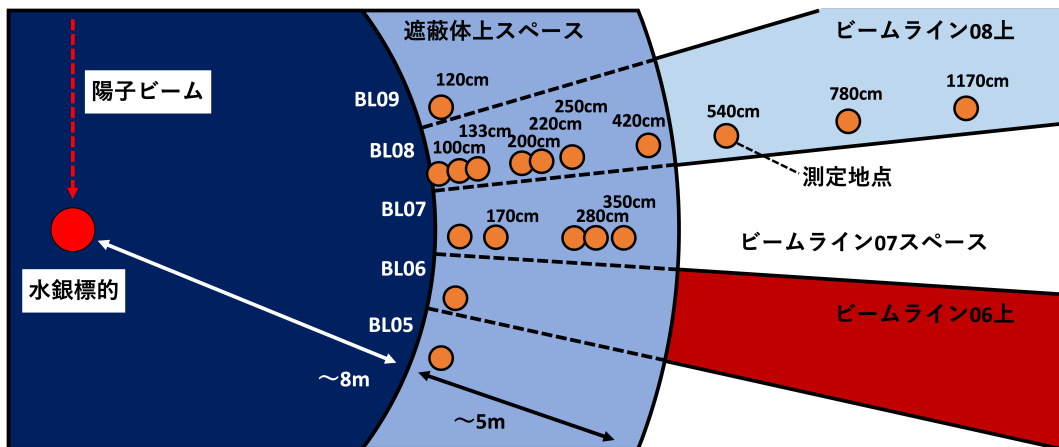


図 4.13: 速中性子量の位置依存性調査測定を行なった地点のマップ。橙丸が測定地点を、その上の数字が壁からの距離を表す。

表 4.2: BL08 シャッター開閉ごとの後発信号領域の中性子レート [/spill/190 μ s]

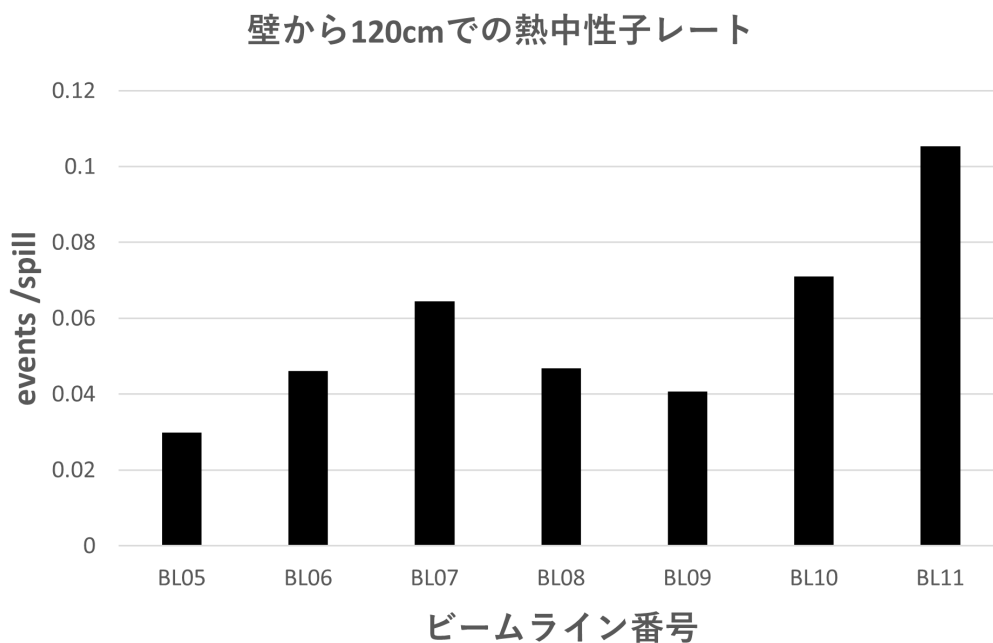
	CLOSE	OPEN	OPEN/CLOSE 比
120cm	0.0568	0.0452	0.796
780cm	0.0150	0.0533	3.55
1170cm	0.0267	0.0312	1.17

とがわかる。また 780cm では後発信号領域だけでなく 0~200 μ s までまんべんなくレートが増加しているため、この付近にビームシャッターにかんする構造体が存在することが推察される。そのため、この地点での測定はシャッターの開閉が要因で実験的に不安定であるため困難であると考えられる。一方、120cm と 1170cm の 2 地点に関しては、シャッターの開閉によるレートの変化はどちらも同程度である。しかし 2 地点で中性子の絶対量を比較すると、後発信号領域において、1170cm では 120cm の地点の 7 割ほどに抑えられている。以上の結果から、実験の安定性と速中性子によるバックグラウンド量の面から、壁から 1170cm 地点、水銀標的から 18m 地点が適切であると考えられる。

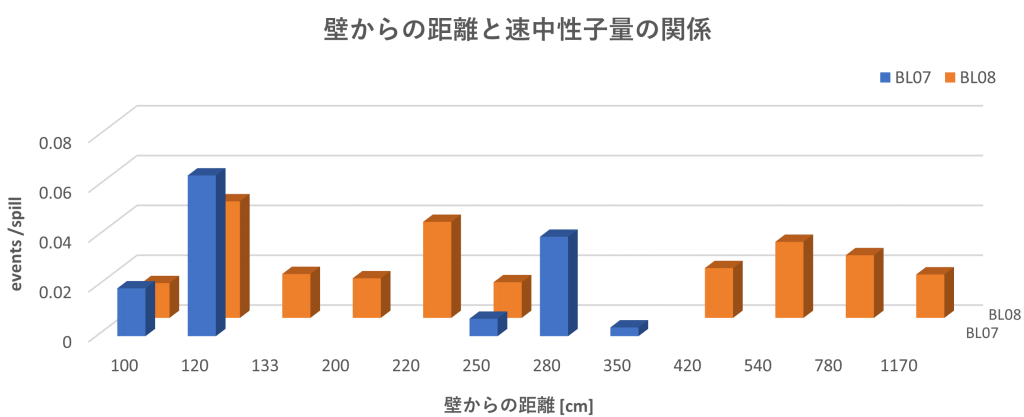
4.4 検出器設置位置の検討

^3He 検出器で行なった測定の結果から、測定候補地点のうち遮蔽体上の 12m 地点では、バックグラウンドの深刻な原因である中性子量が多く、また隣接するビームラインシャッターの開閉の影響を強く受けると推察され、DaRveX 実験の検出器設置場所として遮蔽体上 12m の地点 A は不適切であると結論づけた。

2 つめの候補地点である BL07 スペース (候補 B) で測定を行うことを考える。前述した通り、BL07 に位置する場所を使用する研究グループはなく、図 3.6a でも確認できるように物品の仮置きスペースとなっている。水銀標的から約 20m の地点に DaRveX 検出器を設置することが可能であるが、我々は仮置き物品を水銀標的から遠ざける方向に移動し、可能な限り検出器を標的に近づけることを決定した。これにより水銀から約 18m まで近づけることが可能であり、これにより期待されるニュートリノフラックスは約 1.2 倍になる。



(a) 壁から 120cm でビームラインを変化させた時のレート変化



(b) BL07・BL08 で壁からの距離を変化させた時のレート変化

図 4.14: 遮蔽体上での速中性子量測定結果。(a) はビームラインによる変化、(b) は水銀標的からの距離による変化。

Fri Jun 17 15:00:01 JST 2022

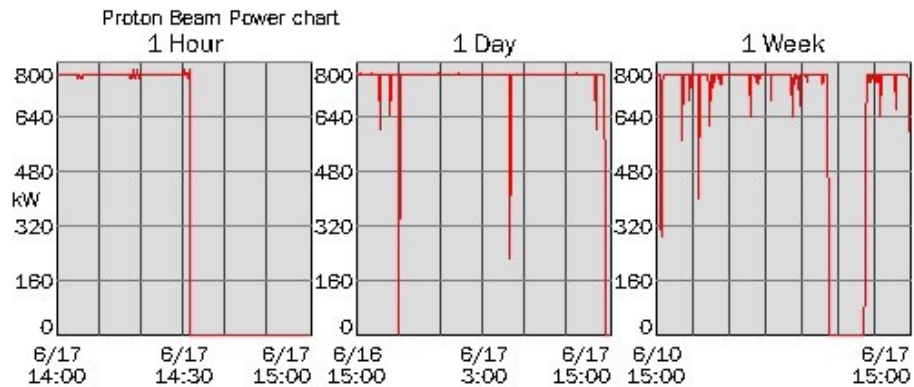


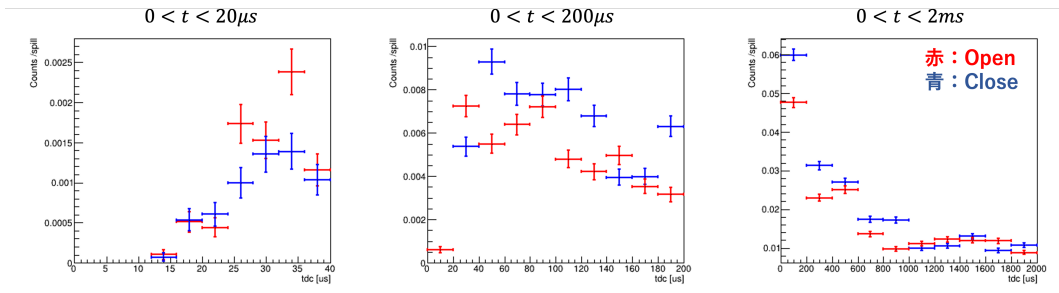
図 4.15: 測定時 (2022.6.17) に J-PARC の HP で確認されたビーム強度の推移図

4.5 背景事象の遮蔽手法の検討

^3He 検出器を用いた測定では、1cm 厚のボロンシートで検出器を覆うことで熱中性子を 98.7% カットできることがわかった。このことから、熱中性子と速中性子のシールドとして、パラフィンまたはポリエチレンによる減速材とボロンシートによる吸収材の 2 種類を組み合わせたシールド構造の追加が必要であることがわかった。また、熱中性子がいたるところからやってきていることから、シールド構造は床面だけでなく全面に隙間なく設置する必要がある。さらに ^3He 検出器で熱中性子量の方向依存性の調査を行った場所は遮蔽体上であり、その地点では熱中性子の多くが床面から飛来していた。そのため、検出器設置地点の候補 B である BL07 では、同じく床面かもしくは水銀標的のある方向からの背景事象が多いことが考えられる。

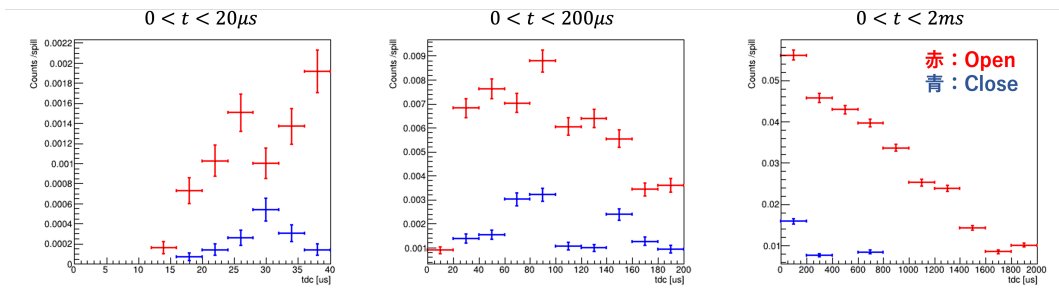
以上から、背景事象の削減のため、ガンマ線と中性子線を遮蔽するシールドで検出器全体を覆う新たな検出器構造を開発することと、その結果 DaRveX 実験にかかるバックグラウンドの測定実験を行うことの必要性が明らかになった。

120cm地点



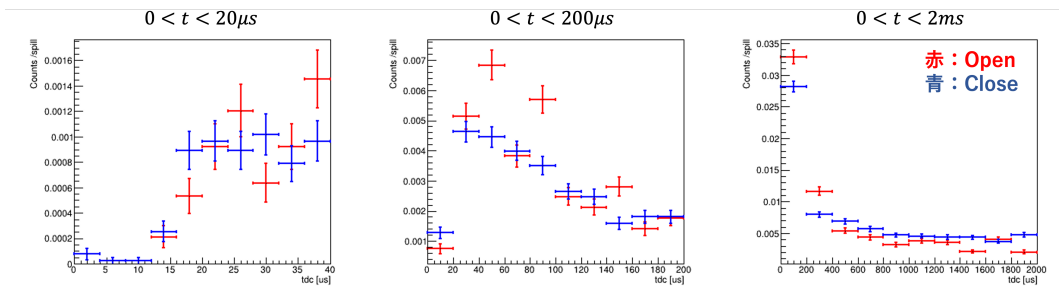
(a) 壁から 120cm での中性子の時間差分布

780cm地点



(b) 壁から 780cm での中性子の時間差分布

1170cm地点



(c) 壁から 1170cm での中性子の時間差分布

図 4.16: 壁から (a)120cm,(b)780cm,(c)1170cm で測定した BL08 シャッターの開閉別の中性子時間差分布

第 5 章

試作検出器によるテスト測定

5.1 テスト測定の目的

テスト測定は 2023 年の 6 月と 12 月の 2 度に分けて行った。1 回目では、検出器の動作確認とデータ収集系の確立を目的とした測定を、2 回目では、PANDA/トラッカー検出器の信号同期と性能評価を目的とした測定を行った。当初の予定では、6 月のビーム期間で性能評価までを行うつもりであったが、検出器と測定系のトラブルが多く発生し、また J-PARC 内で火災が起きたことによるビーム運転見合わせの影響から、テスト測定を 2 度に分け、次のビーム運転まで検出器を J-PARC の施設で保管させていただくこととなった。また本論文では 1 回目の測定をプレテスト測定、2 回目を本テスト測定と呼ぶことにする。

5.2 セットアップ

5.2.1 測定場所

テスト測定は MLF 実験ホール 1 階の BL07 で水銀標的から 20m の地点で行った。図 5.1 に検出器設置現場の写真を示す。現場には電源と LAN を伸ばし、陽子ビームが発せられた際の信号である CT 信号と Kicker 信号を取得できるようにした。さらに周辺に仮置きされていたコンクリート製ブロックを検出器前方に移動していただき、水銀標的からやってくる中性子などのバックグラウンドの遮蔽材として利用した (図の検出器前方のオレンジ/ピンク色キューブ)。

5.2.2 検出器と測定回路

検出器のセットアップを図 5.2 に示す。検出器本体はプレテスト測定と本テスト測定で変わらず PANDA とトラッカーシンチレータのサンドイッチ構造をとっているが、プレテスト測定ではそれぞれに別のトリガーを設定しており、検出器としては独立の測定を行っている。

PANDA 検出器

PANDA 検出器のデータ収集では計 80 チャンネルの PMT 信号からトリガーを作成することになる。できるだけシンプルでコンパクトな回路を作るために、16ch の入力可能な SUM AMP を用いて 1 レイヤーごとの OR 回路を作成した。測定で用いたロジック回路を図 5.3 に示す。ここでは、SUM AMP を用いて両サイドそれぞれの OR 信号を作成し、コインシデンスをとったものをトリガーに入力している。

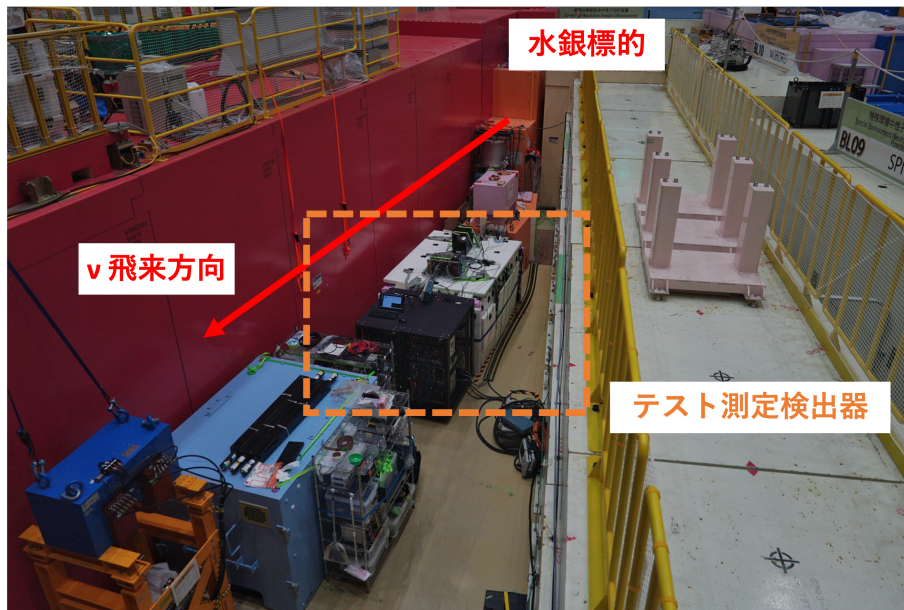


図 5.1: テスト測定での検出器設置場所。2023/11/26 に撮影。

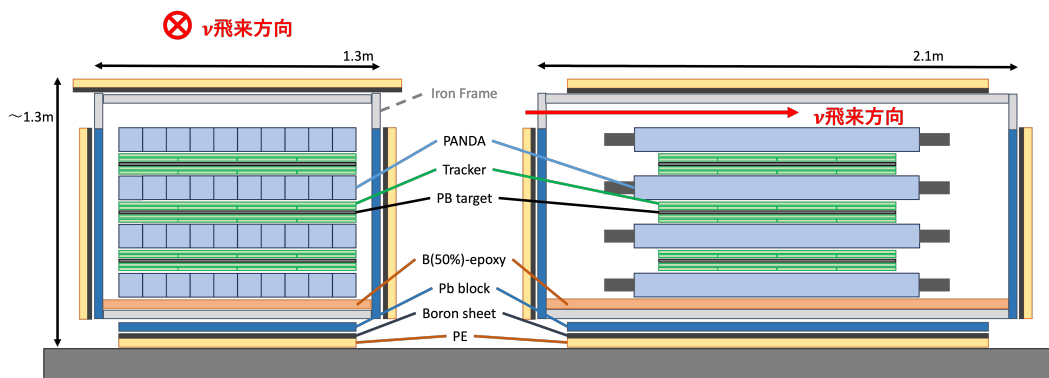


図 5.2: テスト測定セットアップ。鉛標的の上下を2枚のトラッカーシンチレータと PANDA 検出器で挟み込んだ構造を3層重ねた。検出部の周囲は鉛とボロンとポリエチレンのシールドで囲み、 γ 線と中性子線を遮蔽している。

データ収集システムとして、CAEN 社製の Flash Analog to Digital Converter (FADC) v1721 (8ch 8bit 500MHz サンプルング) を合計 16 台使用しており、これらは用途により 3 種類に分類される。1 つは PANDA 検出器からの波形信号を記録するためのもので、16 台中 12 台を占め、計 80 チャンネル分の PMT 信号を収集する。2 つ目は PANDA 検出器の SUM 信号を記録するためのものであり、4 層 \times L,R 側それぞれの SUM と、さらにそれらの SUM 信号を 2 台の FADC で収集している。最後の 2 台は陽子ビームのタイミング情報を記録するためのものであり、これらの FADC ボードのみビームタイミングだけをトリガーとしてデータ収集を行っている。

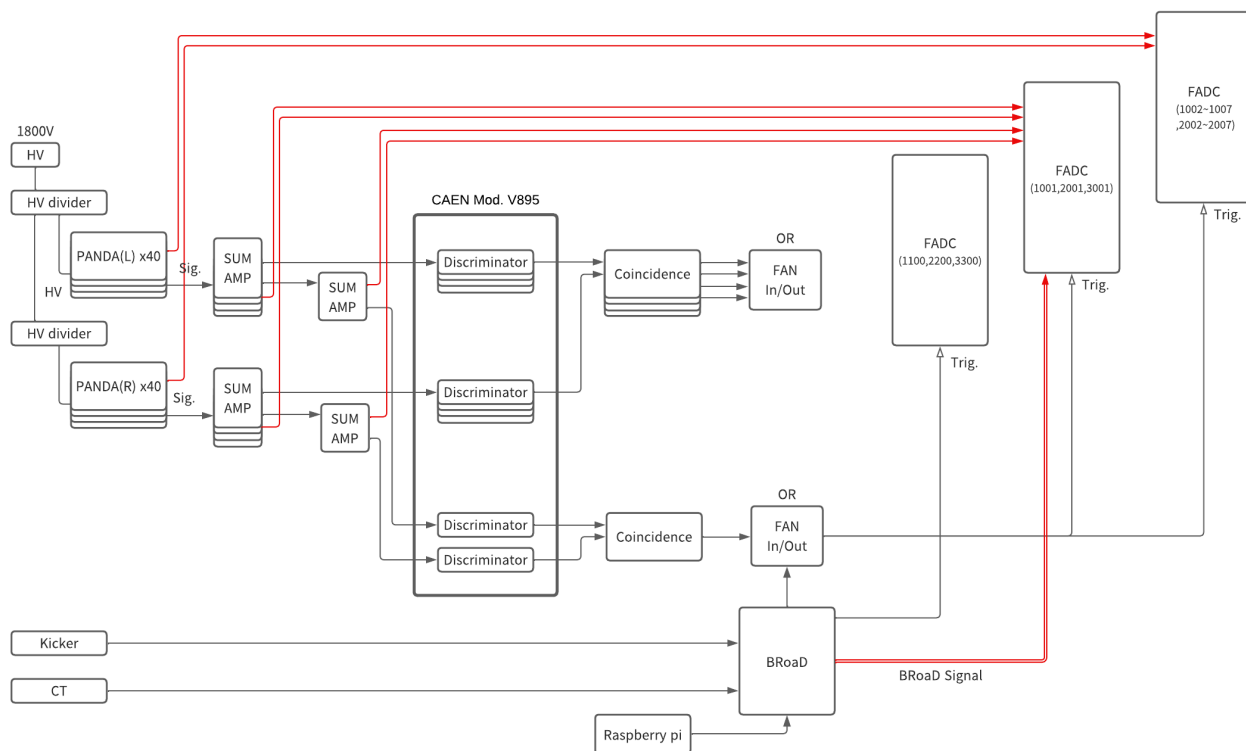


図 5.3: PANDA 検出器動作テスト測定でのロジック回路図。

トラッカー検出器

トラッカー検出器は合計 48 枚を使用し、それぞれ 4 本のファイバーを MPPC で読むため、合計で 192 チャンネル分の電荷信号を読み出す。電荷測定モジュールを 4 台使用し、内蔵されたセルフトリガーが 4 台中 2 台以上で発生したら信号を読み取る設定にした。測定でのロジック回路を図 5.4 に示す。使用した電荷測定モジュールは PANDA で使用した FADC よりもデータ処理が遅く、不感時間があるため、その時間分の VETO を Gate Generator を用いて作成し、トリガーを外部から制限している。また、解析にあたってトラッカーシンチレータのナンバリングを行い、その図を 5.5 に示す。上側から順に 1~48 番と呼ぶこととした。

電荷読み出しモジュール：EASIROC

192ch の多チャンネル信号の読み出し回路を独立に作成するのは困難であるため、電荷測定モジュールとして EASIROC モジュールという NIM ビンに搭載可能な MPPC 読み出しモジュールを使用した。EASIROC とは Extended Analogue Silicon pm Integrated Read Out Chip の略であり、モジュールにはこれを 2 個搭載し、TCP/Ethernet を介して 1 台で最大 64 チャンネルの MPPC に HV を印加し電荷量を読み出すことができる。1 枚目のチップは EASIROC の前半チャンネル (0~31ch) として、2 枚目は後半チャンネル (32~63ch) として記録される。図 5.6 に EASIROC の写真と回路図を示す。このモジュールの特徴は、64ch で個別のバイアス電圧を付加することができ、さらに内部に Discriminator が搭載されており全 64ch の

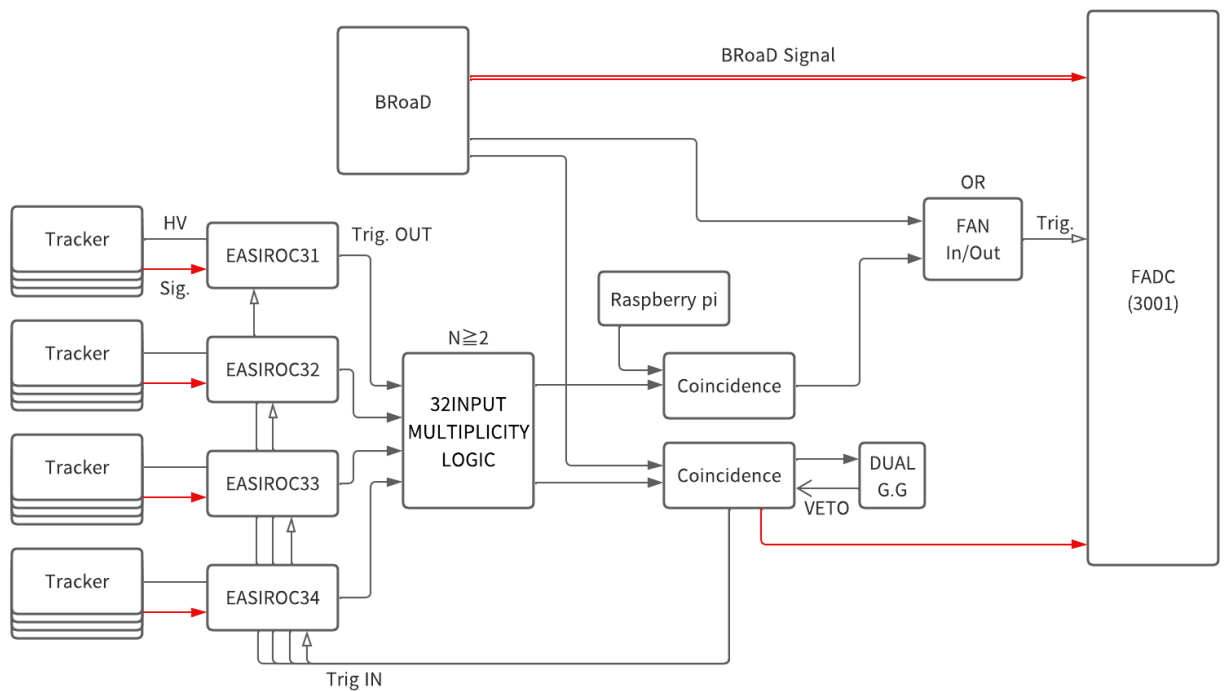


図 5.4: トラッカー検出器動作テスト測定でのロジック回路図

OR でセルフトリガーが作成できる点である。テスト測定で用いた EASIROC は計 4 台であり、それぞれ EASIROC31,EASIROC32,EASIROC33,EASIROC34 とラベリングした。

EASIROC での電荷測定法は波高測定型である。これは MPPC からの信号のピークの高さと検出光子数にある相関を利用した測定法で、電荷積分型ではないことに注意する。さらに EASIROC には信号ピークを自動検出する機能がないため、手動で波高が最大となるタイミングを教える必要がある。

また EASIROC への信号入力はフラットケーブルで行う仕様であるため、MPPC ケーブルからフラットケーブルへの変換基盤が必要となる。使用した中継回路を図 5.7(a) に示す。回路自体は単純で EASIROC のバイアス電圧線と入力線の 2 本を 1 組にして図の下部のピンに並べた構造になっている。トラッカーシンチレータの MPPC からの信号が、中継回路を介して複数チャンネル分のデータをフラットケーブルにまとめられて EASIROC に入力されることになる。この概念図を図 5.7(b) に示した。

シールド構造

■中性子シールド 中性子遮蔽体として新たにパネル型のシールドを作製した。実物の写真を図 5.8 に示す。2つのシールド材を接合して作られており、検出器からみて外側(白色)が中性子減速用のポリエチレン板、内側(黒色)が遮蔽用のボロンシートでできている。このシールドには”コ”の字のフックがついており、検出器を入れる鉄製フレームの縁にひっかけて設置する構造になっている。そのため、コの字フックの位置を変更することで、必要に応じてシールドを2重に設置することができる。

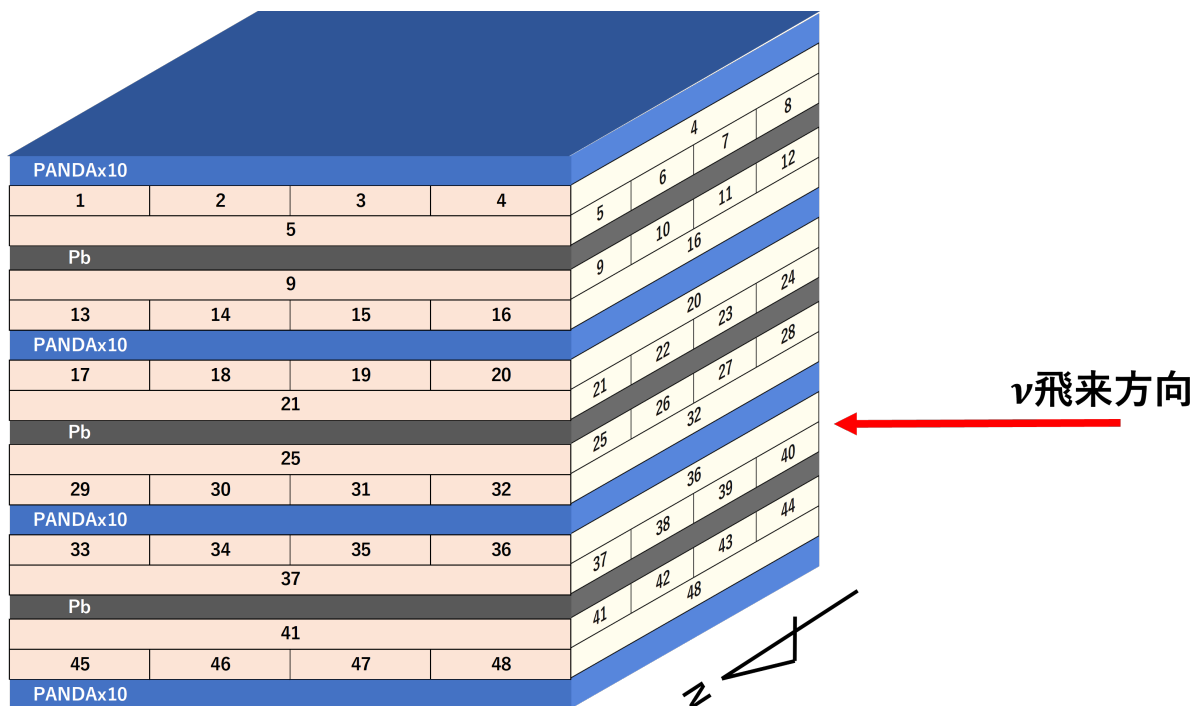


図 5.5: トラックシンチレータのナンバリング図

■**ガンマ線シールド** ガンマ線のシールド材としては、2022 年測定で用いたものと同じ、5cm×10cm×20cm の鉛ブロックを積み上げることで行った。シールド設置位置は中性子シールドよりも検出器側 (内側) に設置し、中性子線が中性子シールド内の原子に捕獲された際のガンマ線信号を防ぐ。鉛ブロックを積み上げた様子を図 5.9 に示す。側面は積み上げた鉛ブロックが崩れてしまうのを防ぐため、鉄の板をフレームに固定し、鉛ブロックの支えとしている。検出器下からのガンマ線シールドは、鉄製フレームの車輪を避けるようにして床に直置きして設置した。

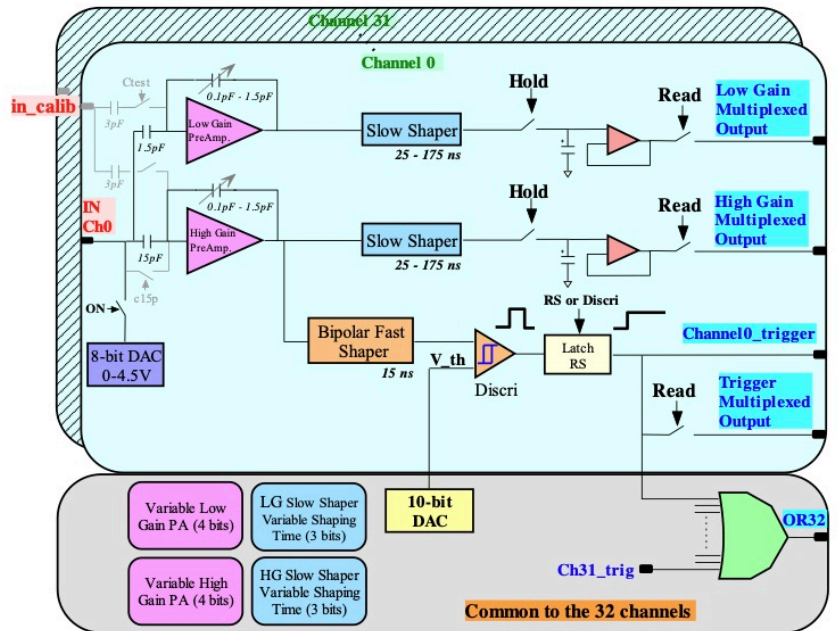
■**床面追加中性子シールド** 床面からの中性子バックグラウンドを削減するため、フレームの底に直接ホウ酸を溶かしたエポキシ樹脂を流し込み硬化させたシールドを作製した。作製過程とシールドの写真を図 5.10 に示す。エポキシ樹脂とホウ酸の質量比が 1 : 1 となるように混合しており、硬化後は約 1.5cm ほどの厚さのシールドとなった。

5.3 プレテスト測定：動作確認とゲイン調整

2023 年の 4 月から 6 月にかけて、J-PARC/MLF の測定候補地点 BL07 にて、本測定の半分のスケールの検出器を組み立てて動作テスト測定を行った。ハーフサイズとはいえ PANDA40 本とトラックシンチレータ 48 枚を実際に組み立て、同時に稼働させることは本測定が初の試みであり、主な目的はそれぞれの検出器の動作チェックとゲイン調整、測定系の構築と DAQ プログラムの確立となった。そのため、測定は PANDA 検出器とトラック検出器のそれぞれでトリガーを作成して行い、両者間での信号の同期はとらなかった。



(a) EASIROC モジュール写真 [31]



(b) EASIROC 回路図の概略 [32]。

図 5.6: トラッカー信号読みだしモジュール EASIROC の写真と回路図。

5.3.1 PANDA 検出器

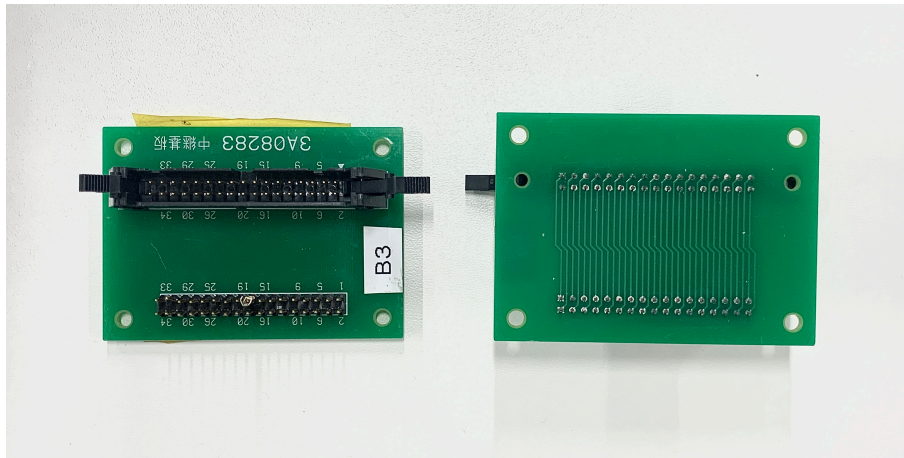
PANDA モジュールへの HV 印加は図 5.11 の自作の HV 分配モジュールを介して行った。40ch 分のアウトプットがあり、つまみで可変抵抗の抵抗値を変化できる。そのため、このモジュールに入力した HV 以下の電圧であれば任意の HV 値を設定することができる。PANDA 検出器のゲイン調整は、宇宙線ミュオンを測定し、その信号ピークの光量が揃うように HV 値を設定することで行った。その結果が図 5.12 であり、おおまかに宇宙線ピークが揃った。

5.3.2 トラッカー検出器

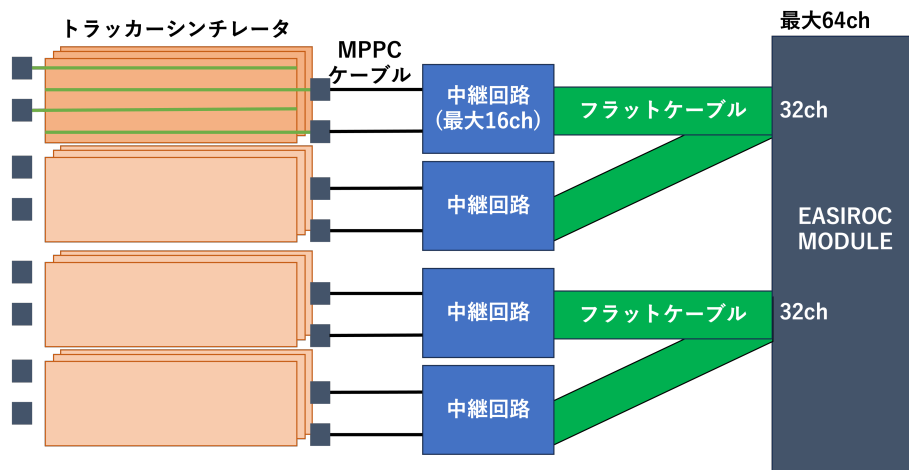
動作確認

トラッカー検出器の稼働試験測定を行った結果、48 枚 × 4 チャンネルの計 192 チャンネルあるうち、信号の全く届かないものが 13 チャンネル (7%)、さらに光量の小さなチャンネルも合わせると 40 チャンネル (21%) が測定困難であることが判明した。この問題を解消するため、図 5.13 におけるフラットケーブルや中継回路などの部品を取り換えて測定を繰り返したところ、主に以下の事実が原因であることが判明した。

1. 信号ケーブルがノイズを拾う
2. フラットケーブル内での短絡
3. 中継回路に繋ぐ MPPC ケーブルが外れ易い



(a) 中継回路写真。MPPC ケーブルからのデータをフラットケーブルにまとめる。



(b) トラッカーシンチレータデータの輸送概念図。EASIROC は最大 64 チャンネル、フラットケーブル 1 本には最大 32 チャンネルの信号が入力できる。

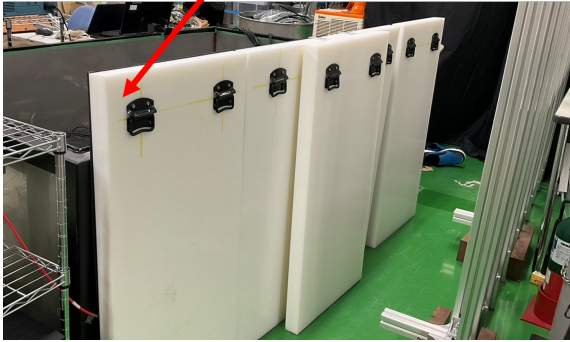
図 5.7: トラッカー検出器に使用したモジュール写真

特にノイズに関しては、中継回路で MPPC を 16 チャンネル分まとめてフラットケーブルに接続しているため、互いにノイズの影響を受け易いと考えられる。また MPPC ケーブルが中継回路から外れやすく、接触が不安定になることによるノイズの発生も確認された。これらの問題を解決するため、ノイズをカットするローパスフィルターを組み込んだ中継回路を新たに作製し、2 チャンネルずつ中継回路を用意する仕様に変更した。ケーブルが抜けにくいよう、MPPC ケーブルとフラットケーブルのコネクタを 2 ピンコネクタに改良してある。写真と回路図を図 5.14 に示す。また、従来の我々の作製したフラットケーブルでなく、新しく外注したものを使用し、短絡などの不具合を減らした。これらの変更により、11 月に行ったテスト測定では、測定困難なチャンネルを光量が低いものを合わせて 19 チャンネル (10%) にまで減らすことが確認できた。

ゲイン調整

トラッカーシンチレータでも PANDA と同様に、宇宙線による光量ピークが全チャンネルで揃うように HV を調整し、ゲイン調整を行った。MPPC に印加する電圧は 1 チャンネルずつプログラムを用いて調整するこ

減速材：ポリエチレン



吸収材：ボロンシート

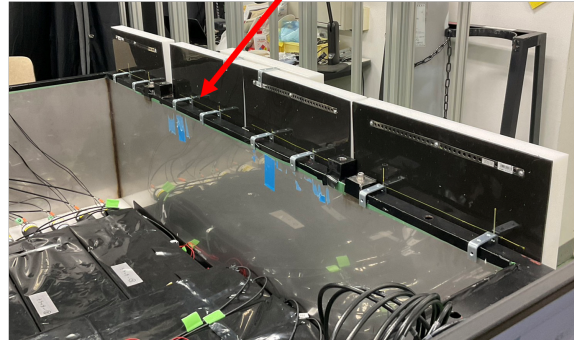


図 5.8: 作製した中性子シールド。パネル型で、外側 (白色) が中性子減速用のポリエチレン、内側 (黒色) が遮蔽用のボロンシートでできている。



(a) テスト測定検出器側面に積み重ねた鉛ブロックシールド



(b) テスト測定検出器下に設置した鉛ブロックシールド

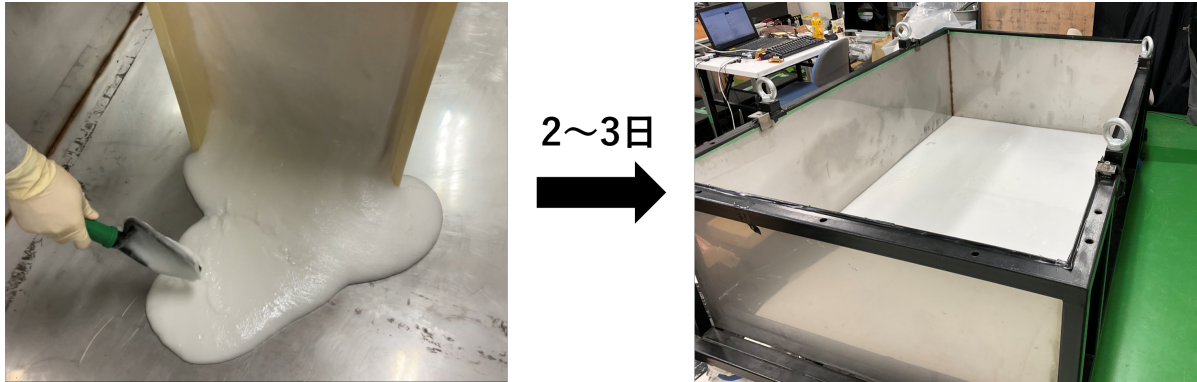
図 5.9: テスト測定検出器におけるガンマ線シールド写真

とができ、動作確認で使用が可能だと判明したチャンネルでゲイン調整を行った (図 5.15)。

5.4 トラッカーシンチレータ位置再構成手法の開発

5.4.1 位置再構成における物理

シンチレーション光の光量が減衰しながら MPPC に伝搬するモデルを考える。図 5.16 のようにシンチレータの長さを $2L$ とおき、原点をその中心とすると、位置 x で Q の光量で発光した信号が両端の MPPC に伝え



(質量比) エポキシ樹脂：ホウ酸 = 1：1

図 5.10: 床面からの中性子シールドとして、エポキシ樹脂にホウ酸を質量比 1：1 で溶かし硬化させた。

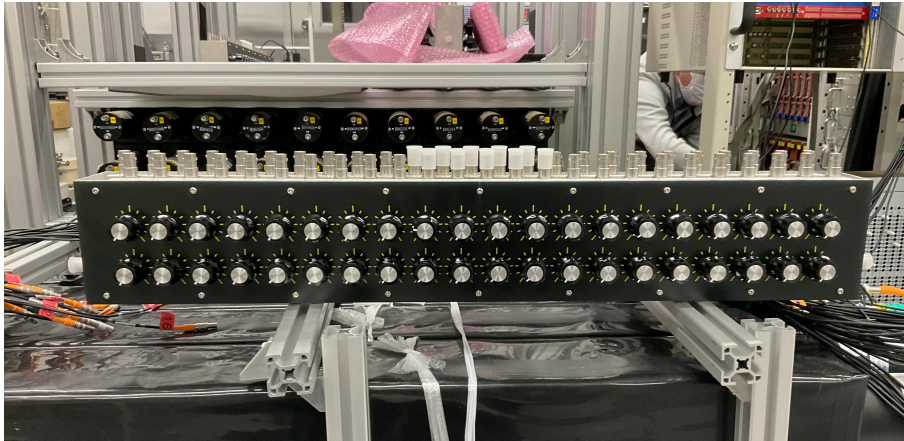


図 5.11: PANDA 用 HV 分配モジュール。可変抵抗をつまみで変化させ、1 台で 40ch に任意電圧を印加できる。

る信号光量は、減衰長 λ を用いて、

$$\begin{aligned} Q_R &= Q \exp\left(-\frac{L+x}{\lambda}\right) \\ Q_L &= Q \exp\left(-\frac{L-x}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

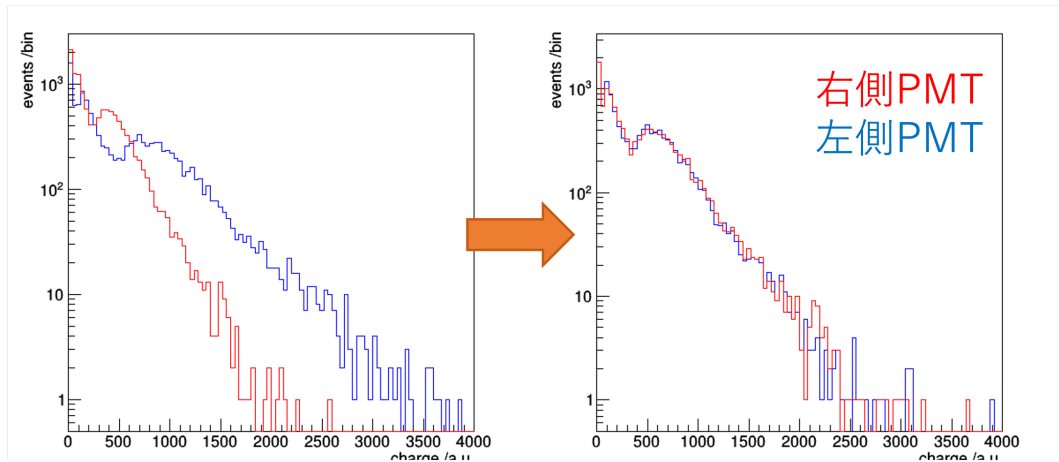
のように書くことができる。この 2 つの相乗平均 Q_{mod} を計算すると、

$$Q_{mod} = \sqrt{Q_R \times Q_L} = Q e^{-L/\lambda} \quad (5.2)$$

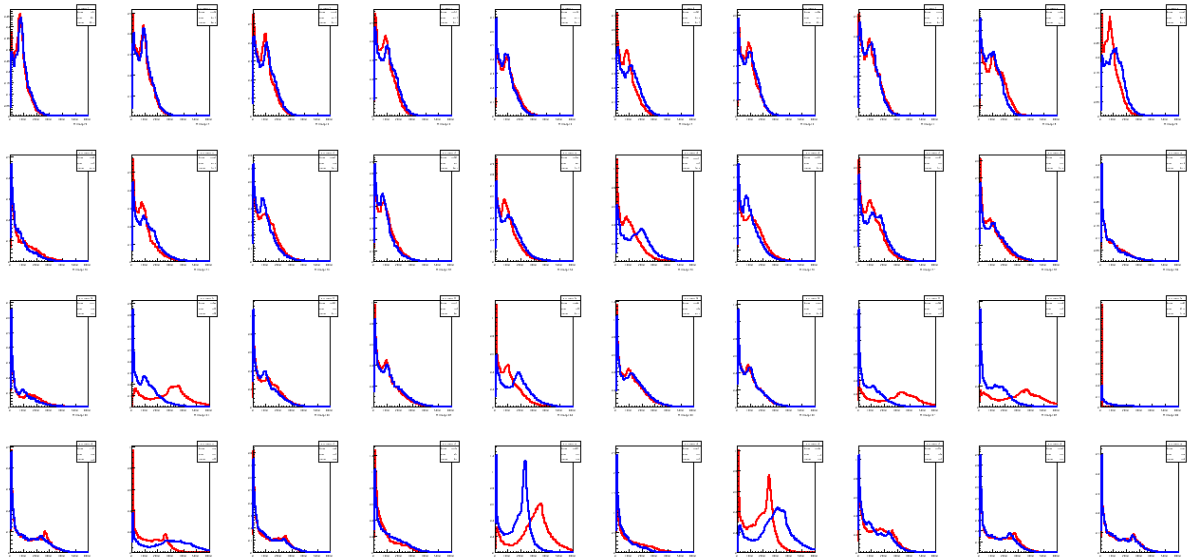
と求まり、これは発光位置 x に依らない値であることがわかる。そのため、トラックシンチレータの解析において光量の代表値を求める際に相乗平均を使用する。

5.4.2 解析における変数

トラックシンチレータのデータ解析に用いる変数の定義を以下にまとめる。



(a) 宇宙線信号ピークを左右の PMT でそろえた様子



(b) 宇宙線信号ピークを全チャンネルでそろえた様子

図 5.12: PANDA 検出器のゲイン調整結果

ADC

EASIROC で記録される ADC 値。

Pedestal

MPPC での光量が0のときの ADC 値。このときは MPPC に信号は来ておらず、EASIROC でもトリガーとして機能しない。

Q(光量)

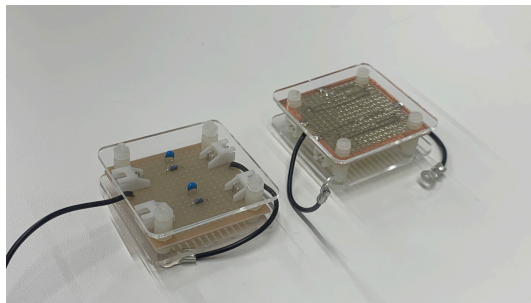
adc 値から pedestal 値を差し引いた値で、信号の光量に相当する。

Q_R, Q_L

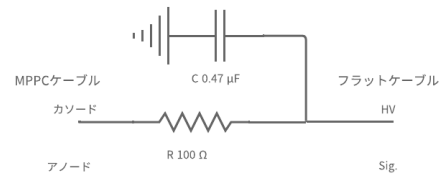
トラッカーシンチレータの左右での光量の代表値。通常左右に2個ずつ MPPC が搭載されているが、そのうち片方でのみ信号で HIT した場合はその光量を代表値として使用する。両方で HIT した場合は



図 5.13: 事前動作測定により判明したトラッカーシンチレータの問題点



(a) 新しく作製した中継回路の写真。2ピンコネクタでケーブルが抜けるのを防止した。



(b) 新しい中継回路の回路図。HV側にローパスフィルターを通してている。

図 5.14: 新しく作製した中継回路の写真と回路図

その相乗平均を代表値として使用する。

x_{mod}

左右の光量代表値の重心 $L \frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L}$ 。発光位置までの距離の比がそのまま光量比となるモデルでの計算手法で、本論文では発光位置を概算するとき用いる。

5.4.3 MPPC の HIT の定義

MPPC において信号が HIT したかどうかの定義を説明する。pedestal の分布は幅を持っており、チャンネルごとに異なる。pedestal 信号と HIT 信号とを区別するためにはこれらを定量的に評価する必要がある。そのために、pedestal 信号の分布のピーク部をガウスフィットしその平均値 (λ) と幅 (σ) を取得する。図 5.17 に、ペDESTAL のピークをガウスフィットした例を挙げる。左右の図は同じチャンネルのペDESTAL 部をリニアスケールとログスケールで表したもので、赤線がフィットされたガウスである。この場合では $\lambda=811$ 、 $\sigma=10.9$ であった。このようにペDESTAL ピークをガウスフィットして得られた σ の結果を図 5.18 に示す。トラッカーシンチレータ 48 枚のデータ収集に用いた EASIROC モジュール 4 台ごとに色分けしグラフにしている。この結果から、使用したフラットケーブルごとに Pedestal の分布が異なることがわかる。特

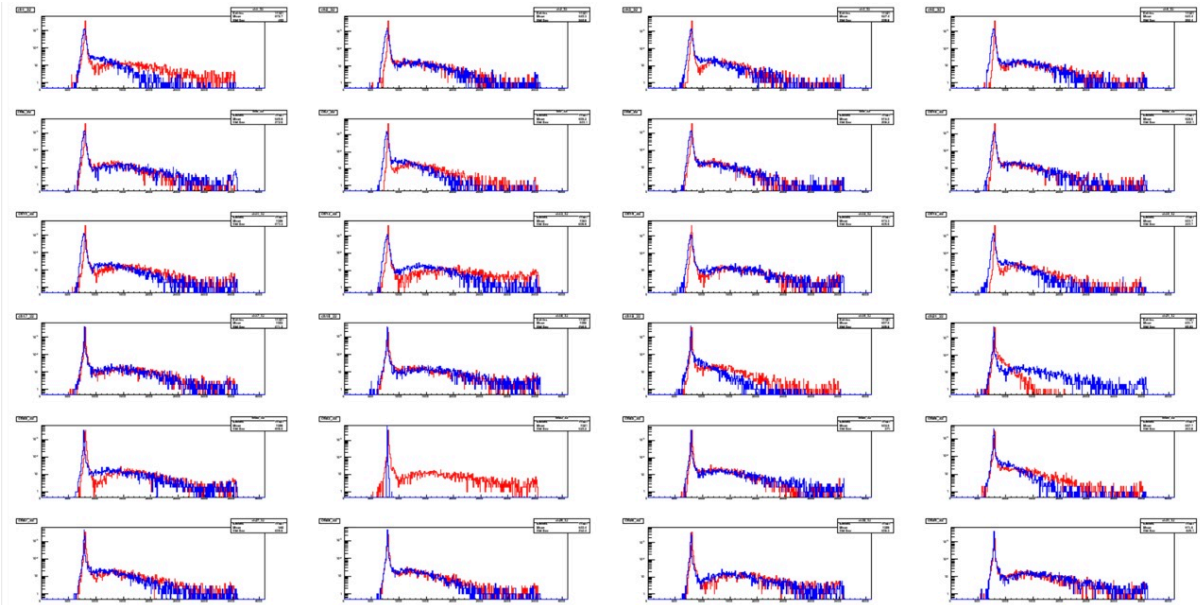


図 5.15: トラッカー検出器のゲイン調整結果 (12 枚分に相当)

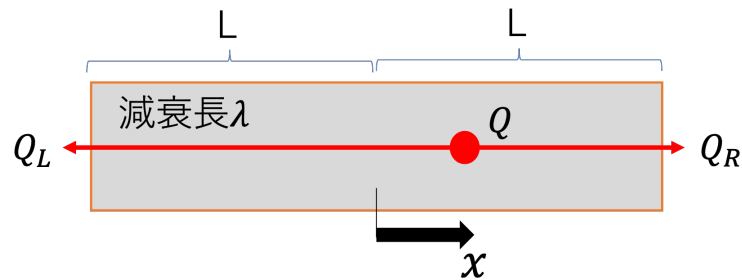


図 5.16: 光量計算に用いるモデル。減衰長 λ で光量が減衰していく。

に EASIROC34 番 (図の青線) では 0~32ch までは幅 σ が 5 ほどであるのに対し、33~47ch では約 18 まで大きくなり、その後約 13 にまで落ち込む変化が見られる。これらの変化を見るため、4 本のフラットケーブルごとに幅 σ の平均を出してグラフにまとめたところ、図 5.19 のようであった。フラットケーブルごとに σ に違いがあることがわかり、ノイズの多いケーブルがあることを示唆する。このことは、前セクションで述べた不具合のものと同様に、より品質の高いフラットケーブルを確保する必要性を強調する結果となった。

Pedestal 信号分布のガウスフィット結果を用いて、HIT の定義を pedestal の平均値から $n\sigma$ 以上大きな ADC 値を持つ時と定義することにする。n を大きくすればするほど pedestal 信号は除けるが効率が悪くなっていくため、適切な値を設定する必要がある。

$$ADC_{\text{HIT}} > \lambda + n\sigma \quad (5.3)$$

適切な n の設定には、HIT 判定の信号のみを取り出した時の光量重心 x_{mod} の分布をみて行う。光量重心と

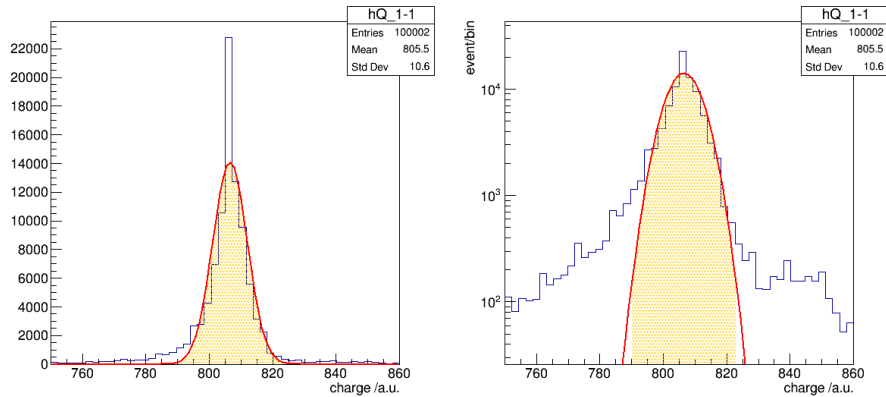


図 5.17: HIT の定義のためのペDESTAL信号のガウスフィッティング。赤線がフィット結果である。左図がリニアスケールで右図がログスケールで描かれている。

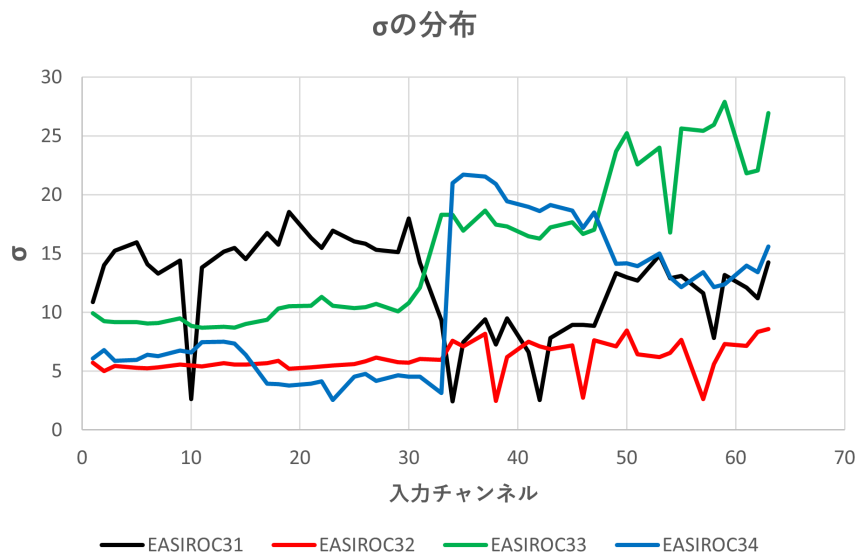


図 5.18: 全チャンネルでの Pedestal のガウスフィッティング結果。使用した EASIROC ごとに色分けしている。

は、左右の光量 (の代表値) の重心計算を行なったもので、発光位置をおおまかに計算することができる。

$$x_{\text{mod}} = L \frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L} \quad (5.4)$$

プレテスト測定では主に宇宙線ミューオンの信号が見えるはずであり、その際は4つのMPPCでシンチレーション光の検出が期待される。宇宙線の反応位置の分布は理想的には $-L \sim L$ つまり $-50\text{cm} \sim 50\text{cm}$ の一樣分布になるはずであるが、事前の研究から、光量重心の分布は 0cm を中心とする標準偏差が約 20cm のガウシアンに近い分布が得られることがわかっている。ミューオン信号に対して、ペDESTALの信号はトラックーのどのMPPCにも光量が入らないはずである。そのため、 Q_R, Q_L はどちらも近い値となり、光量重心 x_{mod} は

フラットケーブルごとの σ の平均値

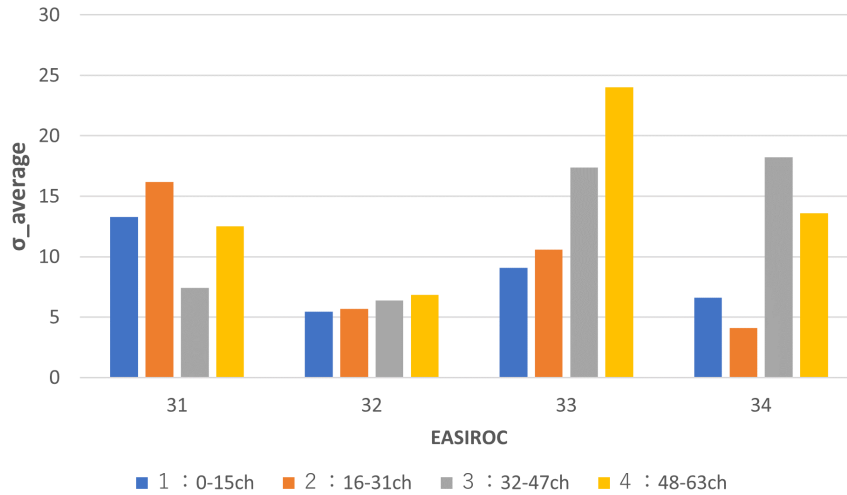


図 5.19: フラットケーブルごとの Pedestal 分布幅の変化

0 付近になる。HIT 条件を課して光量重心の分布をみると、 n が十分に大きくない値の時は、ペDESTALの信号が混入し $x_{\text{mod}} = 0$ 付近にピークがたつと予想される。 n を 3,5,7,9 と変化させた時の光量重心の分布を図 5.20 に示す。この結果をみると、 $n=3$ (図の青線) と $n=5$ (図の紫線) では $n=7,9$ の分布と比較して 0 付近で信号数が多くペDESTAL信号が入ってしまうことがわかる。また、 $n=7$ (赤線) と $n=9$ (緑線) の分布はほぼ重なっており、以上から今後の解析では $n=7$ を HIT の定義として使用する。

$$ADC_{\text{thr}} \equiv \lambda + 7\sigma \quad (5.5)$$

5.4.4 位置構成

トラッカーシンチレータでの位置構成は 1 枚ごとに行うことが最終的な目標であり、その手法は事前の研究によって確立している。シンチレーション光が減衰しながら MPPC に伝播する時、左右の光量は式 (5.1) のように表せるため、発光位置 x は、

$$x = \frac{\lambda}{2} \log(Q_R/Q_L) \quad (5.6)$$

のように書くことができ、発光位置 x は左右の光量比の対数 $\log(Q_R/Q_L)$ と線形の関係を持つ。この場合では $x = 0$ で $Q_R = Q_L$ を仮定しており、実際の測定では左右の MPPC のゲインに差があるため光量は定数倍ずれる。この定数を $e^{2b/\lambda}$ とし、 $x = 0$ で $Q_R = Q_L \times e^{-2b/\lambda}$ とすると、式 (5.6) は下のよう書き直される。

$$x = \frac{\lambda}{2} \log(Q_R/Q_L) + b \quad (5.7)$$

つまり、 x と $\log(Q_R/Q_L)$ の関係を測定し、係数である減衰長 λ とゲインの比 b を求めることで位置の再構成ができる。ここで実際にはトラッカーシンチレータは波長変換ファイバーを介して光量を伝搬させているため、測定により求まる係数 λ が直接減衰長に相当すると考えることはできない。これらのパラメータは図 5.21

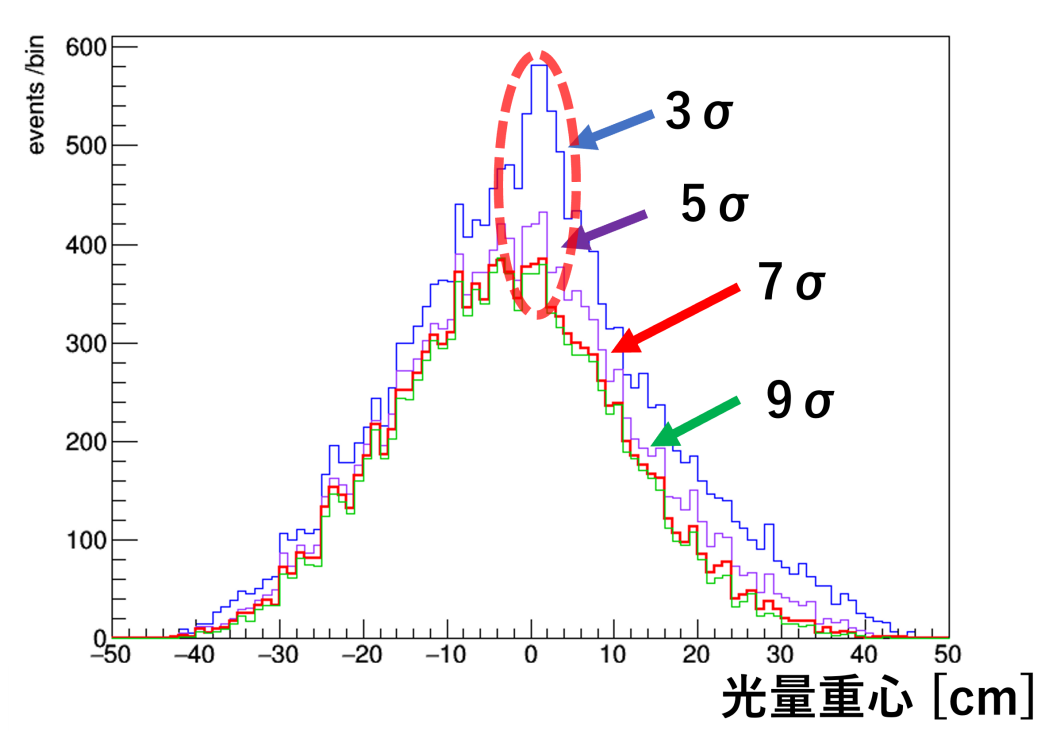


図 5.20: HIT の定義を変えた時の光量重心の分布の変化。赤破線で囲った部分が混入したペDESTAL信号によるもの。

のような検出器を用いて宇宙線ミュオンを測定することで求めることができる。トラッカーシンチレータの上下を幅が数 cm の薄型のシンチレータで挟み込み、これら 3 つのシンチレータからの信号を要求する。薄型シンチレータの幅の間を通過する宇宙線ミュオンのイベントを選択することができるため、位置を変化させて $\log(Q_R/Q_L)$ の分布をみることで x と $\log(Q_R/Q_L)$ の関係を知ることができる。

トラッカーシンチレータ 1 枚ごとの位置構成では、位置構成パラメータ $\lambda/2$ と b の測定のため、シンチレータを用いて最低でも 2 点で $\log(Q_R/Q_L)$ の分布を測定する必要がある。プレテスト測定では位置構成実験が行えなかったため、トラッカーのデータの、宇宙線ミュオンのイベントを用いた 2 つの手法を検討した。

2 層ごとの位置構成

テスト測定での飛跡検出部は、 $1\text{m} \times 25\text{cm}$ のトラッカーシンチレータを鉛の上下に 2 レイヤーずつ交差させて配置している構造になっている。そのため、隣り合う交差したトラッカー 2 枚で宇宙線信号が確認された場合、重なり合う $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ の範囲を宇宙線が通過したと考えることができる。また今後この領域をブロックと呼ぶこととする。ブロックで落とした光量 Q_{block} は、クロスするトラッカー 2 枚の Q_{mod} の平均値とする。

位置構成に用いるイベントセレクション条件を以下に示す。

- (1) トラッカーごとに 4 つ中 2 つ以上の MPPC で HIT を要求する。
- (2) 上下に隣り合う 2 枚のトラッカーで (1) の HIT を要求する。

これにより宇宙線ミュオンが通過したと思われるイベントのうち 2 イベントを 3 D プロットした結果を図 5.22 に示す。プロットでは、ボックスのサイズと色をブロックで落とした光量と対応させた。図のイベントで

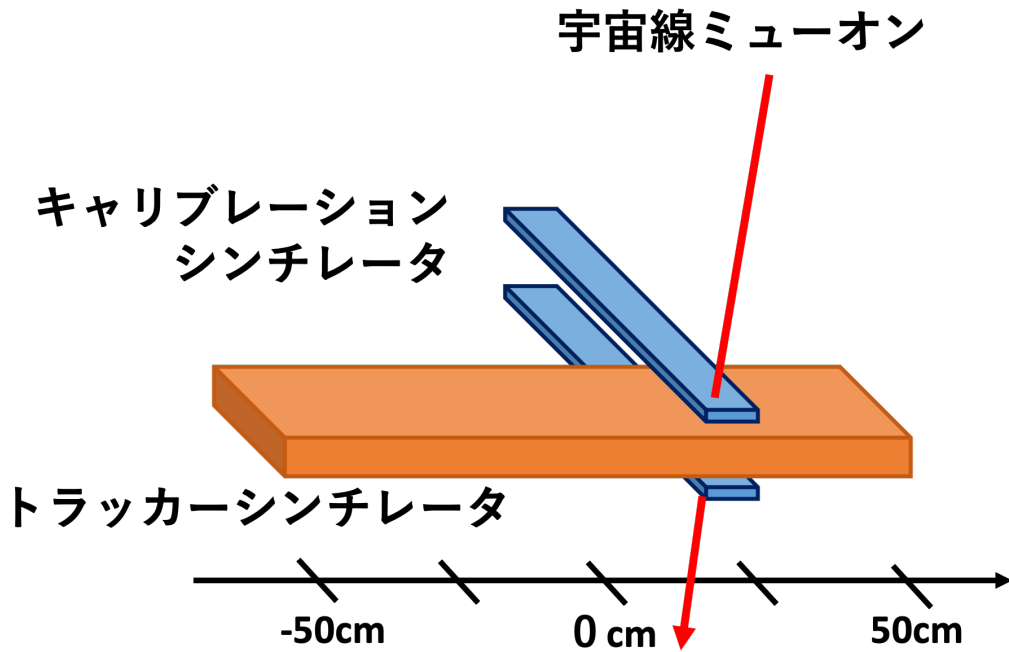


図 5.21: トラッカーシンチレータの位置構成実験装置の概念図。

は、宇宙線ミュオンが上方から下方に向かって軌跡を作っていることが確認できる。

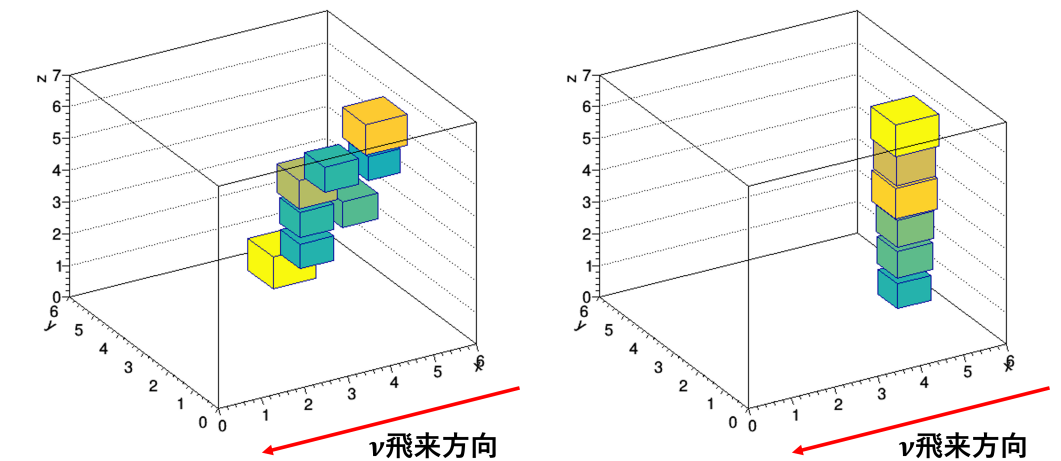


図 5.22: 2層ごとにトラッカーで位置構成した宇宙線ミュオンイベント。ボックスの大きさと色がそのトラッカーで落としたエネルギーに対応している。

この位置構成手法では、分解能は2レイヤーの重なった範囲である $25\text{cm} \times 25\text{cm} \times 3\text{cm}$ にとどまるが、HITしたかどうかの情報のみで位置の構成が可能であり、宇宙線ミュオンなどの検出器外部からのバックグラウンド信号の識別に期待できる。

2枚ごとの位置構成

トラッカーシンチレータの位置構成の最終的な目標は、鉛板標的からの電子が作る飛跡を検出することにある。つまり、電子が通過するトラッカー2枚と PANDA モジュールでそれぞれ位置構成をし、直線の軌跡が現れることを要求する。1つ目の位置構成手法ではトラッカー2層で1つの位置を計算するため、PANDA と合わせて2地点のみで軌跡を構成することになり、中性子線の陽子反跳によるバックグラウンドを排除できない。以上の理由から、最低でも1層ごとの位置構成を開発する必要がある。

前述したように、1枚ごとの位置構成を行うには、宇宙線ミュオンの通過する地点を選択するためのシンチレータが必要となる。プレテスト測定ではそのシンチレータを用いた実験を行わなかったため、位置構成をするシンチレータの上下で交差するトラッカーシンチレータの HIT 情報を用いて位置構成を試みた。図 5.23 にその際に用いるシンチレータの配置の概略図を示す。 $x = \pm 12.5\text{cm}, \pm 37.5\text{cm}$ の4地点を通る幅 25cm の領域を通るミュオン信号を選択できる。

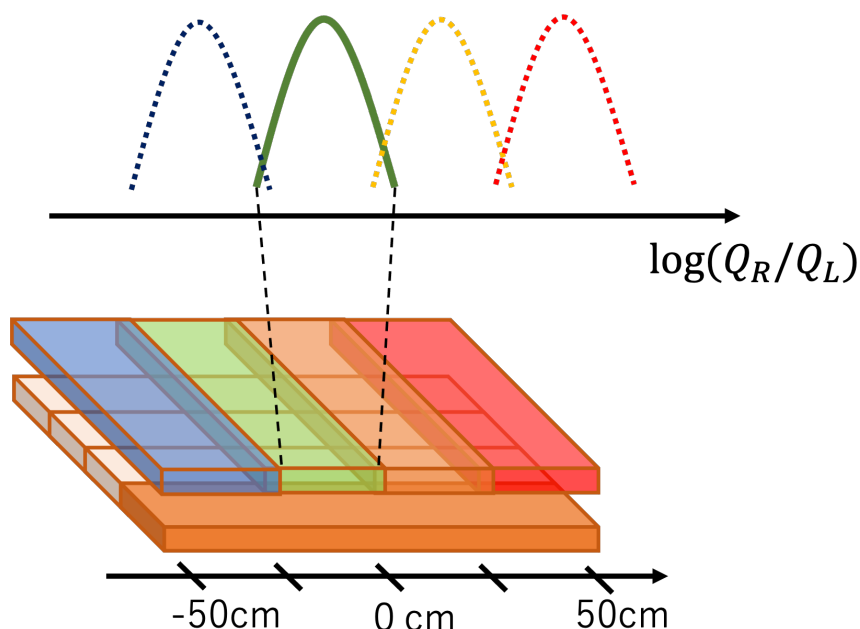


図 5.23: 位置構成に用いる交差するトラッカー4枚の概略図。上部に交差する4枚のトラッカーシンチレータの HIT を要求することで4点での位置構成測定ができる。

まず図 5.5 における1番のトラッカーシンチレータにおいて位置構成を行う。交差するトラッカーシンチレータ5~8番とのコインシデンスをとった信号の $\log(Q_R/Q_L)$ の分布を図 5.24(左) に示す。それぞれの平均は約 0.1 ずつずれて分布していることがわかる。より精度の良い平均値を取得するために、ガウシアンでフィッティングを行い、トラッカーの位置 $x = \pm 12.5\text{cm}, \pm 37.5\text{cm}$ でプロットした結果を図 5.24(右) に示した。誤差棒の長さはガウシアン標準偏差 σ を用いている。コインシデンスをとったトラッカーシンチレータの位置 x と $\log(Q_R/Q_L)$ には線形の関係がみられる。1次関数でフィットすると、傾きは 0.0076、0次項は -0.37 であると求まった。式 (5.7) より、1番のトラッカーシンチレータにおける位置構成に必要なパラメータと導出することができた。同様の方法で他のトラッカーシンチレータでも導出したパラメータの結果を

図 5.25 に示す。4 番,23 番,39 番のトラッカーシンチレータに関しては、片側の 2 つの MPPC で信号が確認できず位置構成は困難と判断し、グラフからは省いている。5.25(a) の平均値は 1.2mm、標準偏差は 0.21mm であり、全トラッカーシンチレータで位置構成パラメータの測定ができた。

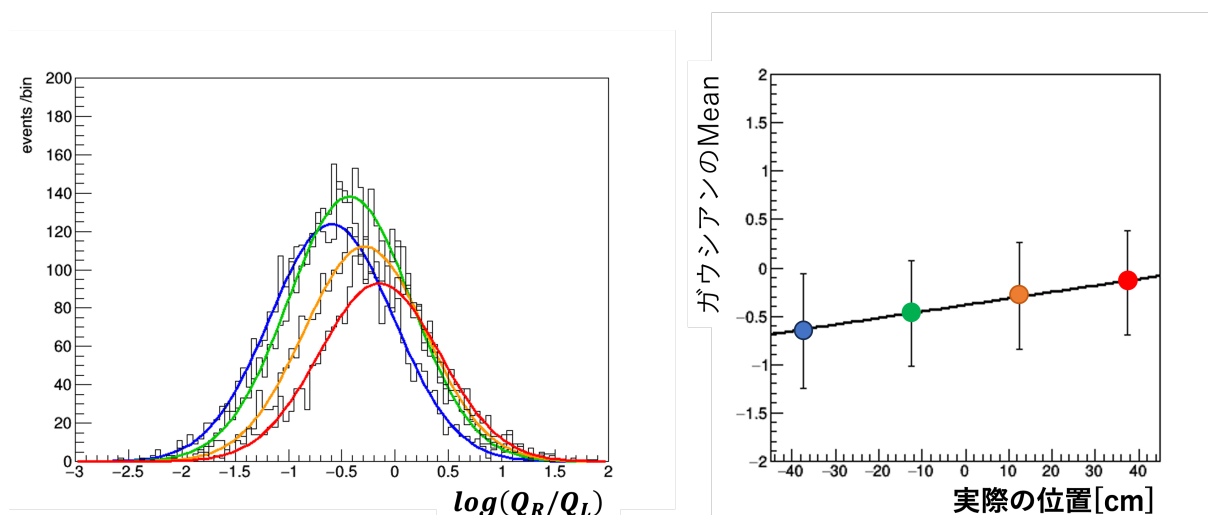


図 5.24: トラッカー 1 番での位置構成パラメータ測定結果。赤が 5 番、橙が 6 番、緑が 7 番、青が 8 番のトラッカーとのコインシデンスをとった結果である。

左が 4 枚のトラッカーでそれぞれコインシデンスをとった際の $\log(Q_R/Q_L)$ 分布とガウスフィッティング結果。右はガウシアン平均値と実際の位置のプロット。右図プロットには線形関係がみられ、1 次関数でフィットすることで位置構成パラメータを取得した。

以上によって求めた位置構成パラメータを用いて、1 番のトラッカーで式 5.7 の位置構成を施した。その分布を図 5.26(a) に示す。分布の中心は 0 cm 付近であり、分布の幅は ± 200 cm ほどトラッカーシンチレータの長軸幅である 100cm よりも 4 倍ほど大きな幅で計算される結果となった。

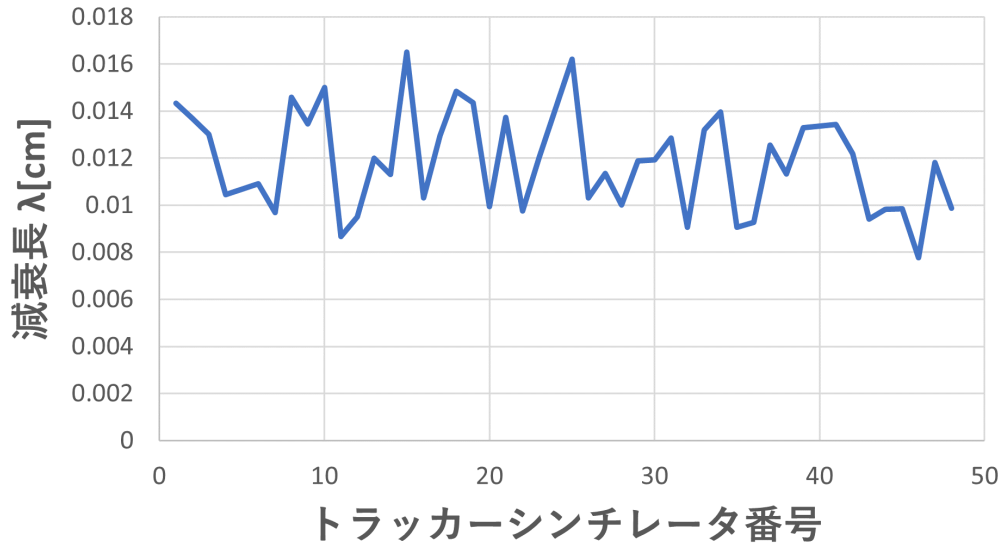
次に、構成した信号位置の分布幅がトラッカーシンチレータの大きさである ± 50 cm になるような位置構成手法として、トラッカーシンチレータ 1 枚ごとではなく、2 枚で位置構成を行うことを考える。構成手順を以下に、概略図を図 5.27 の (a) に示す。

- ① クロスする 4 枚のうち HIT したトラッカーごとに $\log(Q_R/Q_L)$ を求める。
- ② 図 5.25 の λ, b を用いて位置構成を行い、その分布をガウスフィットして標準偏差 σ を求める。
- ③ トラッカーの短辺幅 12.5cm になるように、幅を $12.5/\sigma$ 倍する。

手順②と③によって構成位置の分布の幅だけを変更している。この手順を行うことによって得られた位置構成結果を、図 5.27(b) に示した。HIT したトラッカーごとに色分けして並べている。それぞれの位置分解能を求めると以下のようであった。

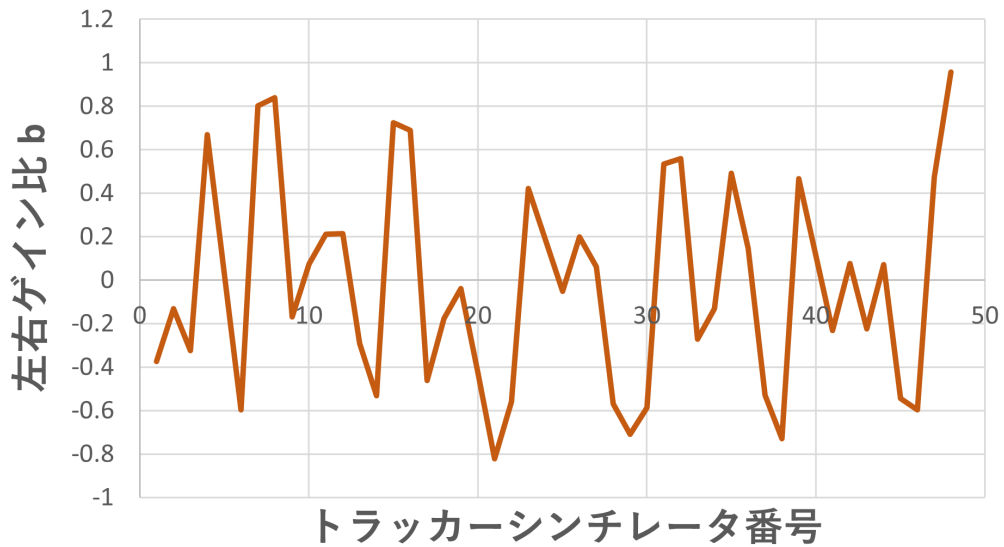
$$\begin{aligned}
 \sigma_{-37.5} &= 27.4 \pm 0.5 \text{ cm} \\
 \sigma_{-12.5} &= 28.0 \pm 0.6 \text{ cm} \\
 \sigma_{+12.5} &= 26.6 \pm 0.5 \text{ cm} \\
 \sigma_{+37.5} &= 25.3 \pm 0.5 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{5.8}$$

1次関数フィット結果



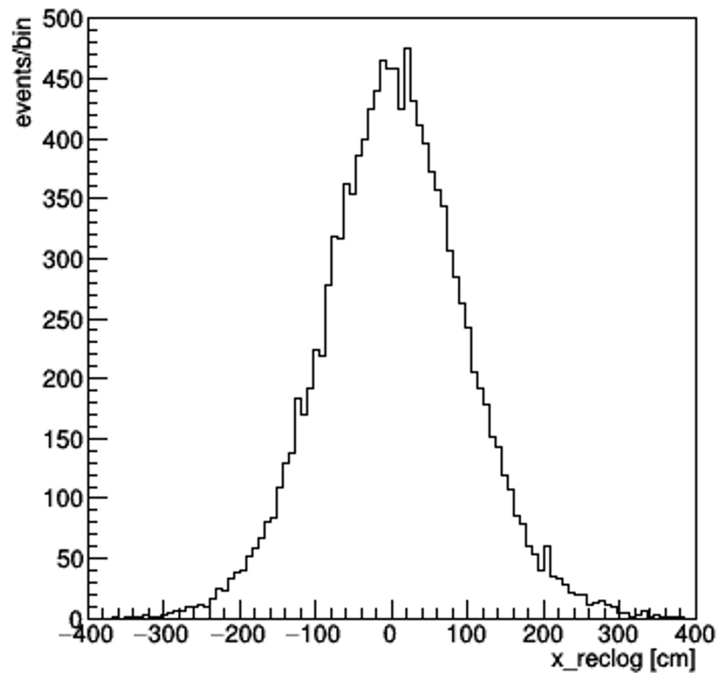
(a) トラックーごとの構成パラメータ λ の導出結果

1次関数フィット結果



(b) トラックーごとの左右ゲイン比に対応する b の導出結果

図 5.25: 1次関数フィットにより導出された位置構成パラメータ



位置構成結果 [cm]

図 5.26: 左右チャージ比を用いた位置構成結果。分布は $\pm 200\text{cm}$ ほどの幅を持っており、トラックシンチレータの長軸幅 100cm と一致しない。

約 25cm の位置分解能を得ることができた。以上の手法を用いることで 1 層を 4×4 分割した範囲での位置構成が達成できた。

1 枚ごとの位置構成に向けた課題

$\mu\text{-Pb}$ 反応による電子軌跡の構成にあたって、トラックシンチレータには最低でも PANDA モジュールの幅 10cm と同程度の位置分解能を要求すると、これはトラックシンチレータの短軸幅 25cm よりも短いため、短軸方向の位置構成測定も必要になる。このことを考えると、1 枚ごとの位置構成に向けた課題として以下の 3 点が挙げられる。

PANDA・トラックのイベント同期

PANDA と直交する向きのトラックシンチレータに関しては、PANDA とトラックのデータを同期できれば PANDA モジュールを位置構成用シンチレータとして使用することができる。トラックの上下にある 10 本の PANDA モジュールでコインシデンスを要求すれば、 $x = \pm 5, \pm 15, \pm 25, \pm 35, \pm 45\text{cm}$ の 10 地点を通るミュオンで位置構成パラメータを求めることができるため、従来手法より高い位置分解能が期待できる。

幅 10cm 以下のシンチレータを設置した測定

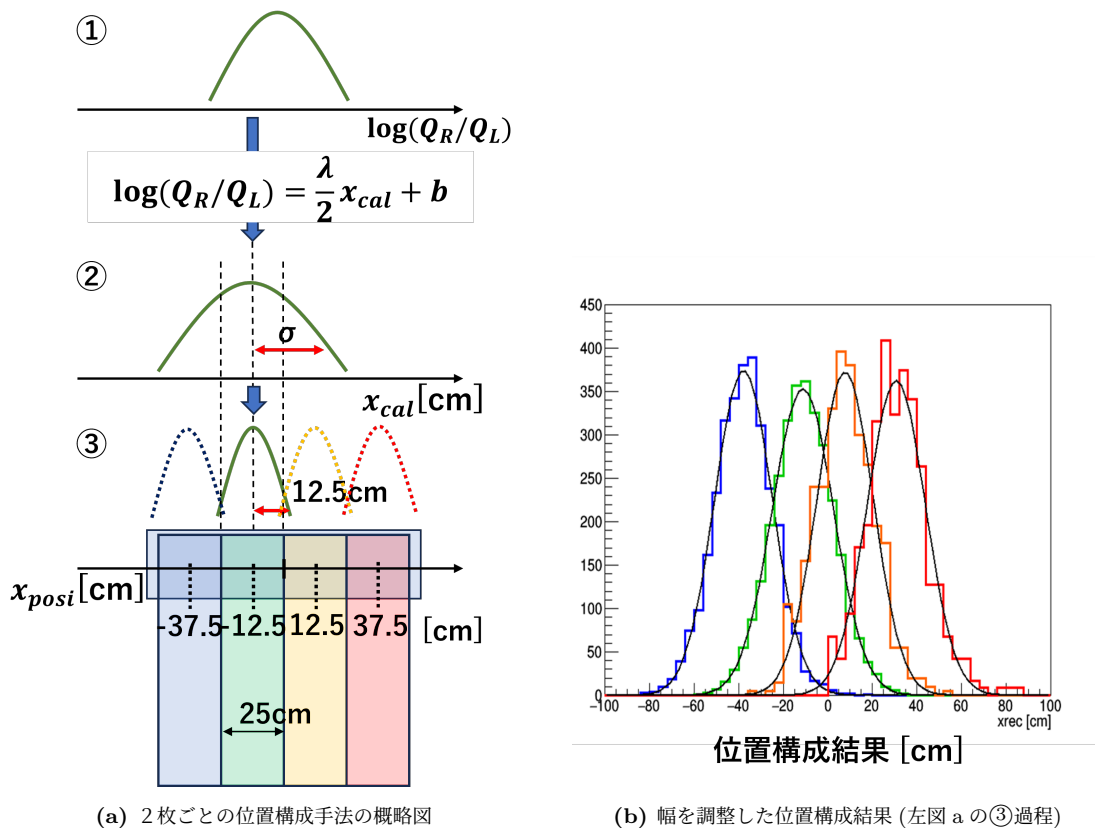


図 5.27: トラッカー 2 枚ごとの位置構成手法概略図 (a) とその結果 (b)

PANDA と並行な向きのトラッカーシンチレータに関しては、位置構成用のシンチレータを追加で設置して測定する必要がある。要求する分解能 10cm より幅の狭いシンチレータを用いてより狭い範囲を通る宇宙線ミュオンを選択することで、精度の高い位置構成を行うことが求められる。構成点として最低でも 2 点でのミュオンデータが必要であるため、必要なシンチレータは 2 点 × (上下) の計 4 本を新たに検出器に組み込み図 5.21 のような測定をする。

信号の見えない MPPC チャンネルの修繕

前セクションの考察によって、トラッカーシンチレータの減衰長が数 mm ほどであることがわかった。そのため、その 100 倍以上ある大きさをもつトラッカーシンチレータの長軸・短軸両方で位置構成を行うには、4 つある MPPC の全ての電荷情報を用いるのが好ましい。プレテスト測定で判明した測定困難な 21% のチャンネルを早急に修繕することが求められる。

5.5 本テスト測定実験状況

本テスト測定では PANDA とトラッカーシンチレータの信号を同時測定するデータ収集システムを採用し、解析で信号の同期ができる使用に変更した。またプレテスト測定による動作確認の結果を受けて、トラッカーシンチレータの中継回路とケーブルコネクタを変更し (5.3.2 章)、さらに位置構成用の 4cm×100cm のシンチレータを 4 本を導入して同年 2023 年の 12 月から本テスト測定を開始した。J-PARC/MLF では同時期に陽

子ビーム運転が再開されたため、ビーム情報を用いてバックグラウンド量の評価とシールド効果の測定を進めている。2024年1月4日現在、PANDA 検出器でビームの2バンチ構造を確認できている。

第6章

結論・今後の展望

6.1 結論

DaRveX 実験では、J-PARC/MLF で生成される μ^+ の静止崩壊 ν_e を用いて、 ν_e -Pb の荷電カレント反応断面積の初測定を目指しており、本測定のハーフサイズの検出器を用いた本テスト測定を進行中である。2022 年に行った NaI・ ^3He 検出器を用いた DaRveX 検出器設置場所の選定実験によって、測定場所を水銀標的から 18m の地点に決定した。またその際、 γ 線量と中性子量の測定を行い、シールド材として鉛ブロック、ボロンシート、ボロン入りポリエチレンブロックの効果を確認した。その結果、主な背景事象の原因の1つである速中性子が広範囲からやってきていることが判明したため、検出器を覆うシールドが全方面に必要なだと結論づけた。これを受けて、2023 年 6 月にはポリエチレンとボロンシートを接合した中性子シールドを作製して検出器全面に取り付け、DaRveX では初の PANDA40 本規模の検出器で動作確認測定を行った。トラック検出器ではノイズが多く測定が困難であるチャンネルが 21% 確認されたため中継回路とケーブルコネクタを開発し取り替えることとなった。位置構成に必要な測定も未完了だったため、同年 12 月に 2 回目のテスト測定を開始し、現在データの解析を進めている。

6.2 今後の展望

プレテスト測定を受けて我々は急ピッチで検出器の改良と回路の作製を行い、飛跡検出部とエネルギー測定部のそれぞれでの測定環境が改良された。さらに本テスト測定では、測定中にシールドの追加を行ったため、これによるシールド効果の変化を解析している。今後は PANDA 検出器とトラック検出器の両者のイベント同期が目標となる。J-PARC/MLF では、2023 年 12 月 25 日にビーム運転が停止し、次の再開は 2024 年 2 月 5 日の予定である [12]。この期間の測定により、バックグラウンド量の見積もりと宇宙線ミュオンを用いた位置構成・エネルギー較正を期待している。

謝辞

本研究を行うにあたって、指導教官である末包先生、研究員の徳楽さん、DaRveX コラボレーターである北里大学の川崎先生、今野先生、星野さん、ニュートリノセンターの技術職員である根本さん、鈴木さん、山田さん、並びに J-PARC/MLF の職員方やニュートリノセンターの皆様方には大変お世話になりました。研究に関するご指導はもちろん、実験装置の作製や運搬などでも数多くの場面でご協力いただきました。この場を借りてお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 白井淳平・末包文彦 ニュートリノ物理学 朝倉書店
- [2] RADIOISOTOPES, 68, 893-906(2019)
- [3] A. Bolozdynya et al. arXiv:1211.5199v1
- [4] K. Scholberg, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2012. 62:81-1031
- [5] Yu.V.Gaponov, Physics of Atomic Nuclei, vol.67, No. 11, 2004, pp. 1669-1972.
- [6] J. Engel et al. Phys. Rev. D67 (2003) 013005, arXiv:hep-ph/0209267v2
- [7] JAEA-Technology ”J-PARC 物質・生命科学実験施設 (MLF) 及び関連設備の現状と高度化戦略” 2021-022 (DOI:10.11484/jaea-technology-2021-022)
- [8] JAEA-Technology ”J-PARC 物質・生命科学実験施設の全体制御システムの進捗状況” 2018-011 (DOI:10.11484/jaea-technology-2018-011)
- [9] J-PARC 公式ホームページ ”加速器施設の概要” <https://j-parc.jp/c/for-researchers/accelerators.html>
- [10] J-PARC 公式ホームページ ”中性子・ミュオン源” <https://mlfinfo.jp/ja/facility/sources.html>
- [11] J-PARC 公式ホームページ ”MLF Operating Status”
<http://j-parc.jp/MatLife/en/operation/index.html>
- [12] J-PARC 公式ホームページ ”MLF 運転状況・運転計画” <https://mlfinfo.jp/ja/operation.html>
- [13] JSNS2 collaboration, arXiv: 1705.08629 (2017)
- [14] <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [15] JSNS2 collaboration, arXiv:1310.1437 (2013)
- [16] JSNS2 collaboration, arXiv: 1705.08629 (2017)
- [17] N.Van Dessel et al. Lepton kinematics in low energy neutrino-Argon interactions, arXiv:1912.10714v1,(2019)
- [18] J. Engel et al. Phys. Rev. D67 (2003) 013005, arXiv:hep-ph/0209267v2
- [19] R.B. Firestone et al. Table of Isotopes, v1.0 (1996).
- [20] F. Suekane, Springer Lecture Notes in Physics 898 (2015)
- [21] F Suekane, Conceptual Design Report of DaRveX:Decay at Rest nue+Lead Cross Section Measurement at J-PARC MLF
- [22] M. Hedayatipoor et al. J. Phys. G45 (2018)2, 025201.
- [23] E. Kolbe, K. Langanke, Phys. Rev. C63 (2001) 025802.
- [24] E. Kolbe et al. J. Phys. G29 (2003) 2569-2597
- [25] <http://j-parc.jp/Acc/ja/layout.html>
- [26] JSNS2 collaboration, PTEP 2015 (2015) 6, 063C01, arXiv: 1502.06324

- [27] Kaito Hagiwara et al. Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157, PTEP 2019, 023D01,
- [28] 徳楽 崇仁, 修士論文 静止崩壊電子ニュートリノと鉛の反応断面積測定実験 DaRveX に向けたバックグラウンド測定および検出器の開発
- [29] 野口 航, 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
- [30] <http://www.askcorp.co.jp/pdf/material.pdf>
- [31] 汎用 MPPC 読み出しモジュール <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public>
- [32] 石島直樹・仲居勇樹 EASIROC MODULE User Guide March 18, 2014 (ver. 1.0)
- [33] <https://www.bbtech.co.jp/products/broad/>
- [34] Knoll, G. Radiation and Detection Measurement.
- [35] Y Ashida et al, PTEP 2018,043H01