

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

東北大学大学院 理学研究科

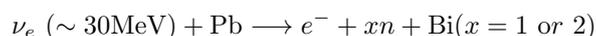
物理学専攻

徳楽 崇仁

令和 4 年

## 概要

DaRveX 実験とは Decay At Rest  $\nu_e$ -Pb Cross(X) section measurement のことを示し、J-PARC 物質・生命科学研究所 (MLF) の水銀標の中で生成されるミューオンの静止崩壊で作られる電子ニュートリノと鉛原子核との荷電カレント反応



の断面積を測定することを目的とした実験である。

現在 30MeV 程度の  $\nu_e$  に対して優れた検出技術は確立されていない。 $\nu_e$  検出技術の確立は超新星爆発  $\nu_e$  検出等の新しい研究領域を開くことが期待され、長い間注目されてきた。本研究グループは 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から背景事象を厳しく抑制することで、 $\nu_e$ -Pb 反応断面積の測定を目指している。

本論文 3 章では、2021 年に行ったオンサイトでのバックグラウンド測定実験について解説する。

4 章では 3 章のバックグラウンド測定実験で判明した課題に対して、複数のシールド材料を用いることで背景事象数削減を目指したシールド効果測定実験の概要と結果について解説する。

5 章では 4 章のシールド効果測定実験を経て決定した検出器構造について解説する。その検出器構造での  $\nu_e$ -Pb 反応の再シミュレーションを行い、変更後の検出効率の評価を行った。また、DaRveX 実験に向けた検出器の建造状況についても紹介する。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>7</b>
1.1	ニュートリノ	7
1.2	電子ニュートリノ検出	9
<b>第 2 章</b>	<b>DaRveX 実験</b>	<b>13</b>
2.1	実験概要	13
2.2	ニュートリノ源としての J-PARC MLF	14
2.3	$\nu_e$ -Pb 反応の信号特性	17
2.4	検出器構造と検出原理	22
2.5	ニュートリノ選別条件	25
2.6	Geant4 シミュレーションによる検出効率の見積もり	26
2.7	想定されるバックグラウンド	29
<b>第 3 章</b>	<b>オンサイトでのバックグラウンド測定実験 (2021)</b>	<b>31</b>
3.1	実験目的	31
3.2	実験概要	32
3.3	CsI 検出器による予備測定	34
3.4	PANDA4+4 検出器によるバックグラウンド測定	35
3.5	まとめ	37
<b>第 4 章</b>	<b>シールド効果測定実験</b>	<b>38</b>
4.1	実験目的	38
4.2	実験概要	38
4.3	NaI シンチレータ検出器測定	41
4.4	$^3\text{He}$ 検出器測定	51
4.5	議論	54
4.6	まとめ	55
<b>第 5 章</b>	<b>検出器構造の変更点・建設状況</b>	<b>56</b>
5.1	シールド効果測定実験を踏まえた検出器構造	56
5.2	Geant4 による MC シミュレーション	58
5.3	検出器の建設状況	63

第 6 章	結論・今後の展望	66
6.1	結論 . . . . .	66
6.2	今後の展望 . . . . .	66
第 7 章	謝辞	67
参考文献		68

# 目次

1.1	[1] で計算された $\nu A$ 断面積	10
1.2	基線長における原子炉アノマリー [13]、DaRveX 実験では原子炉アノマリーの 1/10 基線長での探索が可能となる。	11
1.3	超新星爆発 $\nu_e$ 及び DaRveX 実験で用いる $\nu_e$ のエネルギー分布	12
2.1	J-PARC 陽子ビームライン [15]	13
2.2	静止崩壊ニュートリノ源の比較 [14]	14
2.3	水銀標的周りの概略図 (左)、水銀標的の構造 (右)[16]	15
2.4	水銀標的にて生成されるニュートリノの時間依存性 [17]	16
2.5	(a)FLUKA と (b)QGSP-BERT[16] を用いた、POT ごとの $\mu$ DAR ニュートリノ生成の推定値	16
2.6	MLF で生成される静止崩壊 $\nu$ のスペクトル	17
2.7	$\nu_e - \text{Pb}$ 反応断面積とエネルギーの表、[21] より引用	18
2.8	$\nu_e - \text{Pb}$ 反応断面積のエネルギー依存性	19
2.9	$\nu_e - \text{Pb}$ 反応を起こすニュートリノエネルギースペクトル	19
2.10	40MeV ニュートリノ-鉛中性カレント反応で放出される中性子の運動エネルギー分布 [23]	21
2.11	$e^-$ エネルギースペクトル	21
2.12	$^{16}\text{O} + \nu_e \rightarrow e^- + X$ 反応で放出される $e^-$ の角度分布 [25]、数十 MeV のエネルギー領域では後方散乱成分が多い。	22
2.13	PANDA モジュール概略図	23
2.14	PANDA 検出器の実写真 [28]、1m × 1m × 1m サイズ	23
2.15	DaRveX 検出器の概略図、赤色の矢印は $\nu_e$ の飛来方向を示している。	24
2.16	DaRveX 検出器による $\nu_e$ 事象の一例、 $\nu_e$ 飛来方向に対して鉛の前方にある PANDA ブロックとトラックシンチレータをそれぞれ F0、F1、F2、後方のシンチレータを B0、B1、B2 とラベリングしている。	25
2.17	JSNS <sup>2</sup> 実験 [10] で測定されたバックグラウンドのエネルギーとビームパルスからの時間差の 2次元分布、C0 と C3 に含まれる領域を赤枠に示す。	26
2.18	DaRveX 検出器のジオメトリ (8 × 10 構造)、(b) は全体図であり、(a) は検出器の間を広げた図。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、灰色が鉛となっている。	27
2.19	モンテカルロシミュレーションデータ、(a) トラックシンチレータ 1 枚 (B1) で落とすエネルギー $E_{B1}$ 、(b) B1、B2 のエネルギー比 $E_{B1}/E_{B2}$	28
2.20	先発信号領域での全エネルギー ( $E_{\text{total}}$ ) 分布	28

2.21	(a) 後発信号領域での全エネルギー ( $E_{\text{total}}$ ) 分布、(b) 後発信号の先発信号からの時間差分布 $\Delta t$	29
3.1	J-PARC MLF1 階実験ホールの俯瞰図、実験候補地である 12m 地点 (赤点) と 24m 地点 (青点) を示している。	31
3.2	検出器設置場所の実写真、赤点線の枠内に検出器を設置した。	32
3.3	PANDA4+4 検出器概略図	33
3.4	MLF ビーム有無の区別、CT 信号の有無によって判別可能	33
3.5	CsI 検出器概略図	33
3.6	CsI 検出器でのバックグラウンド測定場所	34
3.7	(a) ビームの有無によるエネルギースペクトルの差、(b) 各測定地点での CsI 検出器のエネルギースペクトル (Beam ON)	34
3.8	PANDA4+4 検出器による測定の様子	35
3.9	PANDA4+4 検出器のエネルギーとビームからの時間差 $dT_B$ の 2 次元分布、図中赤枠は先発信号の選別条件を示す領域である。	35
3.10	先発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトル及びビームからの時間差分布	36
3.11	後発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトル及びビームからの時間差分布	37
4.1	検出器設置場所の現地の実写真、赤枠内を中心に測定を実施する。	39
4.2	NaI 検出器	39
4.3	$^3\text{He}$ 検出器 実写真	40
4.4	NaI 検出器の読み出しロジック回路図、セルフトリガー、キッカー、CT の OR でデータ取得を行う。	41
4.5	$^3\text{He}$ 検出器のロジック回路図、キッカー信号を START として中性子信号までの時間差を記録する。	41
4.6	FADC の取得波形と変換後の波形、FADC の time window は 1780ns	42
4.7	CFD 変換	42
4.8	異なる粒子による信号特性、[32] より引用	43
4.9	$^{60}\text{Co}$ 線源測定のセットアップ	44
4.10	$^{60}\text{Co}$ 線源を用いたエネルギー構成	44
4.11	$^{252}\text{Cf}$ 線源を用いたボロンシートの中性子遮蔽効果測定、(b) はボロンシート無しエネルギースペクトルからボロンシート有りのエネルギースペクトルを差し引いたもの。	45
4.12	$^{252}\text{Cf}$ 線源によるエネルギースペクトル	45
4.13	シールド構成例	46
4.14	ボロン入りポリエチレンブロックによる前面遮蔽の例	47
4.15	ボロン入りポリエチレンブロックによる前面遮蔽の例	47
4.16	ビームからの時間差 $dT_{\text{Beam}}$ とエネルギーの 2 次元分布	48
4.17	各シールド構成、時間領域でのエネルギースペクトル	49
4.18	On Bunch での PSD とエネルギーの 2 次元分布	50
4.19	CsI 検出器を用いた PSD 測定、[33] より引用	50
4.20	$^3\text{He}$ 検出器を用いた測定の概略図	51

4.21	$^3\text{He}$ 検出器を用いた測定の様子の様子 . . . . .	52
4.22	$^3\text{He}$ 検出器による中性子の時間差分布、(a) ビームシャッターが開いている状態、(b) ビームシャッターが閉じている状態 . . . . .	53
4.23	(a) 従来の検出器に対するビーム方向、PANDA モジュールに対して垂直。(b)18m 地点での検出器に対するビーム方向、PANDA モジュールと平行になっている。 . . . . .	55
5.1	18m 地点の実写真、赤点線枠内に検出器を置く予定。 . . . . .	56
5.2	DaRveX 検出器を設置するステンレスフレーム . . . . .	57
5.3	トラッカーシンチレータの図 . . . . .	57
5.4	DaRveX 検出器の概略図、(a) これまでの検出器構造、(b) 変更後の検出器構造、検出器に対する $\nu_e$ の方向も変更した。 . . . . .	58
5.5	Geant4 で作成した DaRveX 検出器のジオメトリ、(a) は既存のジオメトリ、(b) は変更後のジオメトリを示す。(b) は内部構造を明瞭にするため、各構造体のフレームのみを表示している。 . . . . .	59
5.6	30MeV の $\nu_e - \text{Pb}$ 反応における $e^-$ 放出角の計算結果、[35] より引用 . . . . .	60
5.7	変更前後の $e^-$ の放出角分布 . . . . .	60
5.8	Gd の中性子捕獲反応で生じるガンマ線のエネルギー分布 . . . . .	61
5.9	DaRveX 検出器での $\nu_e$ 検出の一例、枠線内で最もエネルギーを落とすシンチレータをラベリングし、カット条件に当てはめる . . . . .	61
5.10	DaRveX 検出器ステンレスフレーム、床面にホウ酸エポキシを敷き詰めている。 . . . . .	63
5.11	DaRveX 検出器シールド設置例 . . . . .	64
5.12	HV splitter による測定の様子 . . . . .	64
5.13	宇宙線ミュオンを用いたゲイン調整 . . . . .	65
5.14	テスト検出器の概略図 . . . . .	65

# 表目次

1.1	様々なターゲットでのイベントレートの比較、Ratio(target mass) はターゲットの単位質量あたりの相対的イベントレート	10
2.1	$\nu_e$ フラックスの見積もりに用いる基準状況パラメーター	16
2.2	2.8 に関わる原子核の Mass excess、[22] より引用	20
2.3	$\nu_e$ イベントカット条件、 $t_P$ 、 $t_D$ は先発信号と後発信号のビームパルスからの時間差、 $E_P$ 、 $E_D$ 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を表す。表では ( $e^-$ ) が後方散乱した場合のカット条件を記しており、前方散乱の場合は $B_n \leftrightarrow F_n$ として扱う。	25
2.4	MC シミュレーションによる検出効率	29
2.5	分類別の背景事象、赤文字の成分が背景事象の候補となる。宇宙線由来の背景事象は [I]~[V]、ビーム由来背景事象は [I] ~[III] にあたり、[II]~[IV] が correlated 背景事象となる。	30
3.1	各測定状況と背景事象のイベントレートの一覧	36
4.1	シールド条件とセットアップの対応表	46
4.2	各シールド条件でのイベントレート、鉛を下面 1 層に敷いた時を 1 としている。	48
4.3	各シールド条件での On Bunch 高速中性子イベントレート、ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽を行っていない時を 1 としている。	51
4.4	後発信号領域中性子レート ( $/\text{spill}/190\mu\text{s}$ )	53
5.1	DaRveX 検出器構造の変更点	59
5.2	$\nu_e$ イベントカット条件、 $e^-$ が鉛に対して上方向に放出される場合 $D_n \rightarrow U_n$ 、	62
5.3	MC シミュレーションによる検出効率	62

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ニュートリノ

#### 1.1.1 標準理論

現在の素粒子物理学において、素粒子の性質や反応を記述する理論を標準理論と呼ぶ。自然界には電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 つの相互作用が存在するが、標準理論では重力相互作用を除いた 3 つの相互作用を扱っている。標準理論に含まれる基本粒子は半整数スピンを持ち、物質を構成するフェルミオンと整数スピンを持つボゾンとに分類される。フェルミオンとして、強い相互作用をするクォークとしないレプトンに分けられ、レプトンのうち電氣的に中性な素粒子をニュートリノと呼ぶ。ニュートリノは世代の若い順にそれぞれ電子ニュートリノ  $\nu_e$ 、ミューニュートリノ  $\nu_\mu$ 、タウニュートリノ  $\nu_\tau$  の 3 種類存在する。ニュートリノの質量について、標準理論では 0 と仮定されているがニュートリノ振動により、小さいながらも質量を持つことがわかっている。

#### 1.1.2 ニュートリノ振動

現在確認されている 3 つのニュートリノ ( $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ ) はフレーバー固有状態であり、3 種類の質量固有状態の重ね合わせで記述される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

式 1.1 の  $U_{\text{MNS}}$  は牧-中川-坂田行列と呼ばれ、各質量固有状態間の混合角  $\theta_{ij}$  及び CP 対称性の破れを表す位相因子  $\delta$  を用いて以下のように表される [2]。

$$\begin{aligned} U_{\text{MNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  である。簡単のため  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の 2 世代間ニュートリノ振動のみを考えると、フレーバー固有状態は質量固有状態  $(\nu_1, \nu_2)^t$  とニュートリノ混合角  $\theta_{12}$  を用いて、

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

と表される。自由ニュートリノを考えた場合、質量固有状態の時間発展は Schrödinger 方程式から

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle &= \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle \\ &= E_j |\nu_j(t)\rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

となる。よってニュートリノ質量固有状態は  $t = 0$  の状態を使って以下のように記述できる。

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

したがって、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は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

ここで  $E_1$ 、 $E_2$  は各ニュートリノのエネルギー固有状態のエネルギー固有値である。一般の実験環境ではニュートリノの質量  $m_j$  は運動量  $\mathbf{p}$  と比較して無視できるほど小さいため、エネルギー固有値  $E_j$  は以下のように近似可能である。

$$E_j = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m_j^2} \sim |\mathbf{p}| + \frac{m_j^2}{2|\mathbf{p}|} \sim E + \frac{m_j^2}{2E} \quad (1.7)$$

ここで  $E$  はニュートリノの運動エネルギーである。ニュートリノの飛行時間  $t$  における飛行距離  $L$  とすると、式 1.6 は飛行距離  $L$  と質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$  から、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

と書き換えられる。この振動の位相  $\Phi_{ij}$  は

$$\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} = \frac{\Delta m_{ij}^2 c^4 L}{4\hbar c E} = 1.27 \times \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \times L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \quad (1.9)$$

となる。質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  は、太陽ニュートリノ、加速器ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、大気ニュートリノのニュートリノ振動観測から、以下のように測定されている [3]。

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2 \\ \Delta m_{32}^2 &= \begin{cases} (2.453 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{eV}^2 & (\text{順階層}) \\ (-2.536 \pm 0.034) \times 10^{-3} \text{eV}^2 & (\text{逆階層}) \end{cases} \end{aligned} \quad (1.10)$$

## 1.2 電子ニュートリノ検出

### 1.2.1 既存の検出技術

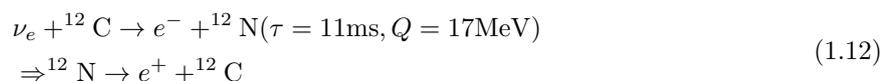
反電子ニュートリノ検出のための優れた反応として逆  $\beta$  崩壊反応 (IBD)



がある。式 1.11 の IBD 反応は、以下の特徴を持っているため  $\bar{\nu}_e$  検出にこれまで頻繁に使用されてきた [4]。

- 反応断面積が大きく、その値が正確に知られている
- 標的となる陽子が水や有機シンチレータに多く含まれている
- 反応を起こすニュートリノのエネルギーが測定可能である
- $\bar{\nu}_e$  のフレーバーだけが反応を起こす
- 中性子信号を用いた遅延同時計測によってバックグラウンドを大幅に削減できる

一方で、 $\nu_e$  検出に対しては  $\bar{\nu}_e$  検出ほど優れた検出方法が確立されていない。既存の  $\nu_e$  検出手法としては  $^{12}\text{C}$  を用いた以下の反応が一般的である [5][6]。



この反応の反応断面積は IBD 反応に比べ 1 桁小さい。また、遅延同時計測を行う際の後発信号を取る時間幅 (delayed window) は IBD で用いられる液体シンチレータのものより 2 桁ほど広く取る必要がある。以上の理由から、より優れた  $\nu_e$  検出技術の開発が求められている。

### 1.2.2 有力な $\nu_e$ 標的候補：鉛

図 1.1 は様々なターゲット材料とニュートリノの断面積を計算したものである。既存の低エネルギー  $\nu_e$  検出では、LSND 実験等で液体シンチレータ中の  $\nu_e$ - $^{12}\text{C}$  相互作用が用いられてきたが、その断面積は 40MeV のニュートリノに対する逆  $\beta$  崩壊 (IBD) 反応断面積の 1/10 である。一方で図 1.1 を見ると、 $\mu^+$  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である 40MeV 付近で鉛が非常に大きな断面積をもつという計算がなされている。

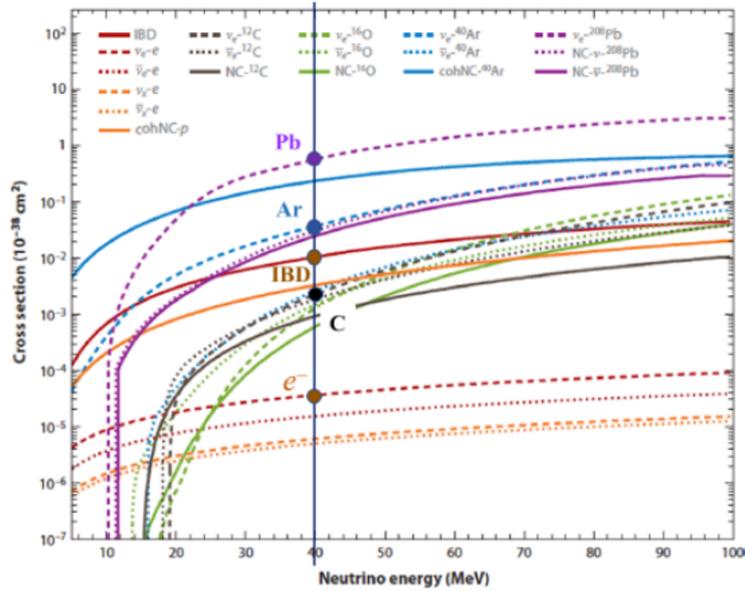


図 1.1 [1] で計算された  $\nu A$  断面積

表 1.1 は様々なターゲット材料での、ニュートリノ ( $E_\nu = 40\text{MeV}$ ) との断面積及びイベントレートを比較したものである [8]。ここで  $\rho$  はターゲット密度、 $A_{\text{eff}}$  は有効原子質量、 $N_\nu$  はニュートリノのフラックス  $f_\nu = 4.4 \times 10^{12} [\text{cm}^2/\text{day}]$  と仮定 (2 章で後述) した場合のターゲット質量 1[ton] あたりのイベントレートである。鉛ターゲットの単位質量あたりのイベントレートは液体シンチレータ中の  $^{12}\text{C}$  と比較しておよそ 19 倍にもなる。このような特性から、低エネルギー  $\nu_e - \text{Pb}$  相互作用にはこれまで長く関心が寄せられており、すでに 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が建設されている [9] が、 $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積の測定はまだ実験的になされていない。そこで、我々の実験グループは J-PARC MLF の  $\mu^+$  静止崩壊にて生成される  $\nu_e$  を用いて  $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積の初測定を目指している。

表 1.1 様々なターゲットでのイベントレートの比較、Ratio(target mass) はターゲットの単位質量あたりの相対的イベントレート

Target	$\sigma@40 \text{ MeV}$ [ $10^{-40} \text{ cm}^2$ ]	Target form	$\rho$ [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	$A_{\text{eff}}$ -	$N_\nu@10\text{m}$ [ $/\text{ton}/\text{MW}/\text{day}$ ]	Ratio (target mass)
p (IBD)	1.6	liquid scinti.	0.86	8.5	33	0.68
$^{208}\text{Pb}$	57	raw material	11.3	207	48	1
$^{12}\text{C}$	0.2	liquid scinti.	0.86	13.6	2.5	0.053
$^{40}\text{Ar}$	3	liquid Ar	1.39	40	20	0.27
$^{56}\text{Fe}$	4.7[7]	raw material	7.87	55.8	10	0.21
$e^-$	0.0038	$\text{H}_2\text{O}$	1.0	2.25	0.29	0.0061

### 1.2.3 $\nu_e$ 検出技術による物理的展望

数十 MeV 領域での  $\nu_e$  検出技術による物理的展望については以下の 3 つがあげられる。

まず第一に、JSNS<sup>2</sup> グループのステライルニュートリノ探索実験結果との比較によって CP violation の検証が可能となることが期待される。JSNS<sup>2</sup> 実験とは J-PARC MLF で行われている超短基線ニュートリノ振動観測からステライルニュートリノの探索を目指す実験である [10]。MLF では、以下の崩壊順による  $\pi^+$  の静止崩壊によって  $\bar{\nu}_\mu$  が生成される。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e\end{aligned}\tag{1.13}$$

ここで生成される  $\bar{\nu}_\mu$  の  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動を観測することでステライルニュートリノの探索を目指している [11]。ここで、 $\nu_e$  の測定が可能になれば式 1.13 の  $\nu_\mu$  の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動を探索できるようになるため、2 つの振動の振動確率を比較することで CP Violation の検証を行うことが可能となる。

第二に、原子炉  $\bar{\nu}_e$  アノマリー ( $\bar{\nu}_e$  消失モード)[12] の  $\nu_e$  消失モードによる検証が可能となることが期待される。 $\nu_e$  が測定可能となることで、式 1.13 の  $\nu_e$  の  $\nu_e \rightarrow \nu_e$  振動 ( $\nu_e$  消失) が観測できるようになる。 $\nu_e$  消失は  $\bar{\nu}_e$  消失の CPT 反転過程であり、かつ DaRveX 実験のターゲットとなる静止崩壊  $\nu_e$  のエネルギーは原子炉  $\bar{\nu}_e$  より 10 倍大きいいため、原子炉実験での基線長の 1/10 という短基線長での測定が可能となる。(図 1.2)

最後に、超新星爆発  $\nu_e$  研究への発展が期待される。図 1.3 は超新星爆発  $\nu_e$  及び DaRveX 実験で用いる  $\nu_e$  のエネルギースペクトルを表したものである。両者は同じエネルギー領域に属しているため、 $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積を測定することで鉛を超新星爆発  $\nu_e$  の優れたターゲット物質として利用することができる。

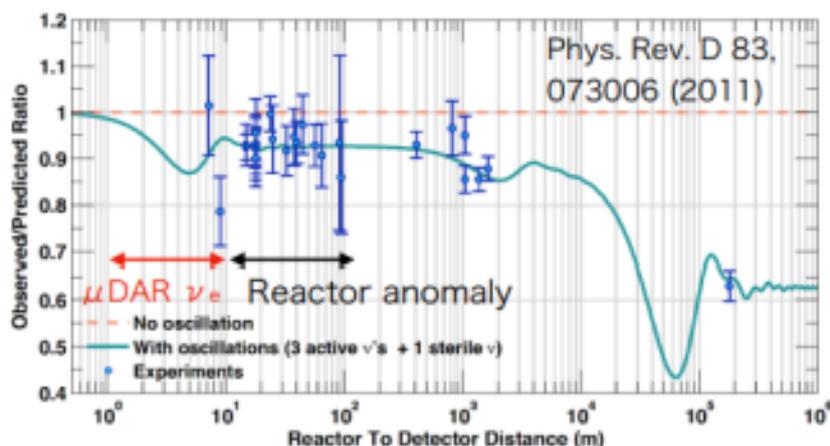


図 1.2 基線長における原子炉アノマリー [13]、DaRveX 実験では原子炉アノマリーの 1/10 基線長での探索が可能となる。

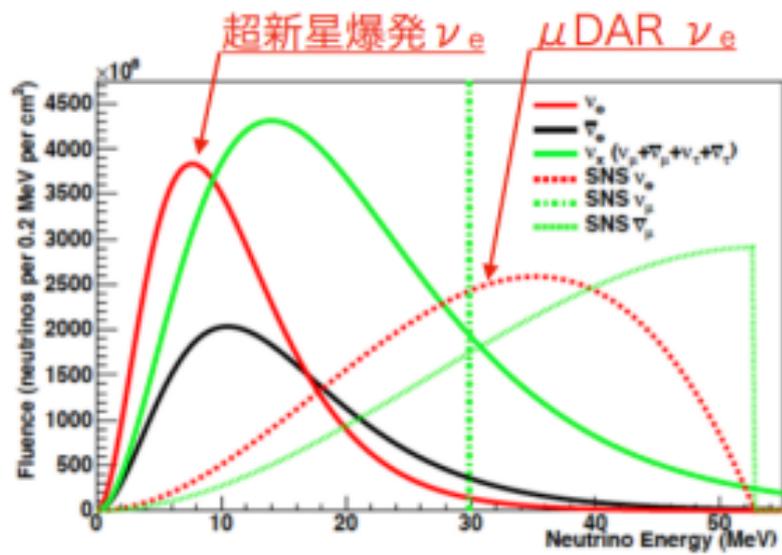


図 1.3 超新星爆発  $\nu_e$  及び DaRveX 実験で用いる  $\nu_e$  のエネルギー分布

## 第 2 章

# DaRveX 実験

### 2.1 実験概要

DaRveX 実験 (Decay at Rest  $\nu_e$ -Pb Cross section measurement) は茨城県東海村の大型加速器実験施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) の物質・生命科学実験施設 (MLF=Material and Life Science Experiment Facility) にて、MLF の水銀標的の中で生成されるミューオンの静止崩壊ニュートリノを用いた  $\nu_e$ -Pb カレント反応断面積の初測定を目的とした実験である。

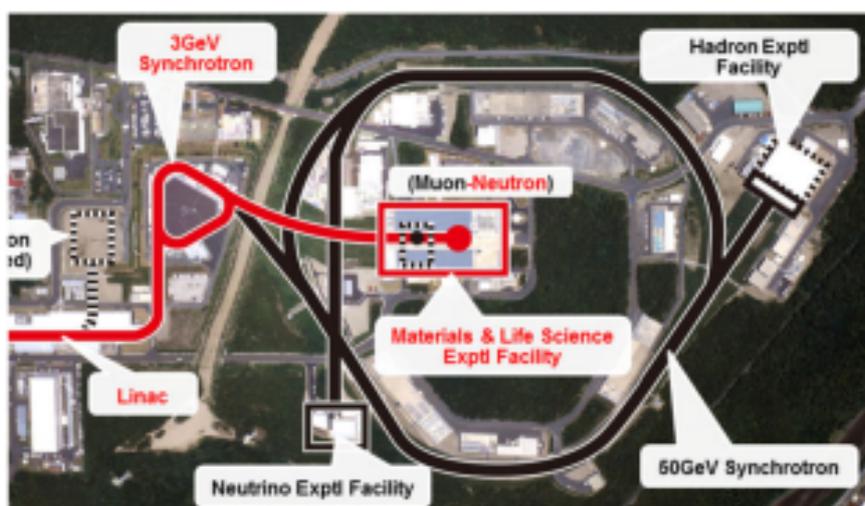


図 2.1 J-PARC 陽子ビームライン [15]

図 2.1 は J-PARC の陽子ビームラインの鳥瞰図である。J-PARC の RCS シンクロトロンで 3GeV まで加速された陽子ビームは MLF の水銀標的に入射される。ここで生成される  $\pi^+$  が標的の中で静止すると  $\mu^+$  と  $\nu_\mu$  に崩壊する。 $\mu^+$  が標的の中で静止崩壊すると  $e^+$  と  $\bar{\nu}_\mu$  に加え  $\nu_e$  が生成される。そこで MLF1 階実験ホールに  $\nu_e$  の標的となる鉛とプラスチックシンチレータを組み合わせた検出器を設置し、遅延同時計測を利用した  $\nu_e$ -Pb 荷電カレント反応の測定を目指す。

## 2.2 ニュートリノ源としての J-PARC MLF

J-PARC の陽子ビーム (1MW、3GeV) が MLF の水銀標的に入射する際に生成される  $\pi^+$  は、以下の式のように静止崩壊 (DAR=Decay-At-Rest) し  $\mu^+$  を生成する。ここで生成される  $\mu^+$  が標の中で静止崩壊することで、本実験のニュートリノ源となる  $\nu_e$  が生成される。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e\end{aligned}\tag{2.1}$$

MLF で生成される  $\nu_e$  は以下の観点から  $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積測定に有効だと考えられる。

- 陽子ビームパワーが 1MW と大きく、強いニュートリノフラックスを得ることができる。
- MLF に輸送される陽子ビームは短パルスであるため、タイミングにより環境バックグラウンドを徹しく除去することが可能であり、一方ビームタイミングを外すことで比較的寿命の長い  $\mu\text{DAR}$  からの  $\nu_e$  を選択できる。
- 静止  $\mu^+$  の三体崩壊で生成される  $\nu_e$  のエネルギースペクトルは電弱理論からよく理解されている。

これらの利点について、以下で詳しく述べていく。

### 2.2.1 MLF 陽子ビーム及び水銀標的

RCS シンクロトロン加速器から MLF に陽子ビームが射出される際、陽子ビームは各 spill ごと (1 回射出するごと) に 540ns 幅の 2 つの 100ns 幅パルスを持ち、25Hz で MLF 内の水銀標的に照射される。この陽子ビームが 1MW で 5000h/year 稼働したと仮定すると、年間  $3.7 \times 10^{22}$  個の陽子が照射されることになる。図 2.2 は世界の静止崩壊ニュートリノ源の特徴を比較したものである。MLF は高い出力と低いデューティー比をもつパルスビームという利点があることがわかる。

Facility	Location	Proton Energy (GeV)	Power (MW)	Bunch Structure	Rate	Target
LANSCE	USA (LANL)	0.8	0.056	600 $\mu\text{s}$	120 Hz	Various
ISIS	UK (RAL)	0.8	0.16	2 $\times$ 200 ns	50 Hz	Water-cooled tantalum
BNB	USA (FNAL)	8	0.032	1.6 $\mu\text{s}$	5-11 Hz	Beryllium
SNS	USA (ORNL)	1.3	1	700 ns	60 Hz	Mercury
MLF	Japan (J-PARC)	3	1	2 $\times$ 60-100 ns	25 Hz	Mercury
ESS	Sweden (planned)	1.3	5	2 ms	17 Hz	Mercury
DAE $\delta$ ALUS	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 worldwide.

図 2.2 静止崩壊ニュートリノ源の比較 [14]

図 2.3 は J-PARC MLF で使用されている水銀標的の構造と周辺のシールド概略図を示している。このターゲット正面から 3GeV の陽子ビームが照射される。MLF の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、水銀標的の周囲には中性子減速用の Be 反射体や  $\gamma$  線遮蔽のための鉄シールド等が設置されている。

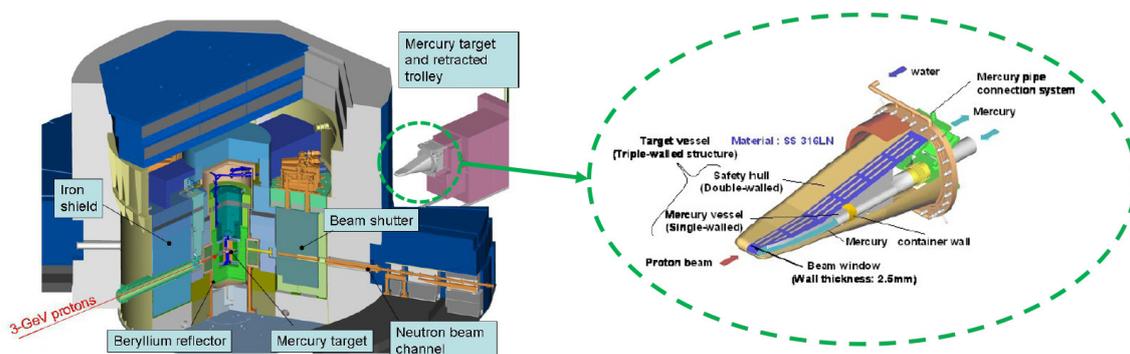


図 2.3 水銀標的周りの概略図 (左)、水銀標的の構造 (右)[16]

## 2.2.2 水銀標的にて生成されるニュートリノの時間特性

水銀標的では、陽子ビームの照射によってニュートリノが生成される。ここで生成されるニュートリノは親粒子の寿命によって異なる時間依存性を持つ (図 2.4)。横軸はビームタイミングからの時間、縦軸はターゲットに照射された陽子 1 個 (POT=Proton-On-Target) あたりのニュートリノ数を示している。寿命の短い  $\pi$  ( $\sim 26\text{ns}$ ) や  $K$  ( $\sim 12\text{ns}$ ) を親粒子とする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、寿命が  $\sim 2200\text{ns}$  と比較的長い  $\mu$  を親粒子とするニュートリノは  $1\mu\text{s}$  後も残っていることがわかる。したがって、 $\mu$  由来のニュートリノ成分のみが残っている時間を選択することでバックグラウンドの削減と、静止崩壊  $\mu$  由来の  $\nu_e$  を抽出することが可能となる。なお、今後  $\pi$ 、 $K$  由来のニュートリノが残っている時間を”ON-Bunch”、それ以降を”OFF-Bunch”と定義しておく。

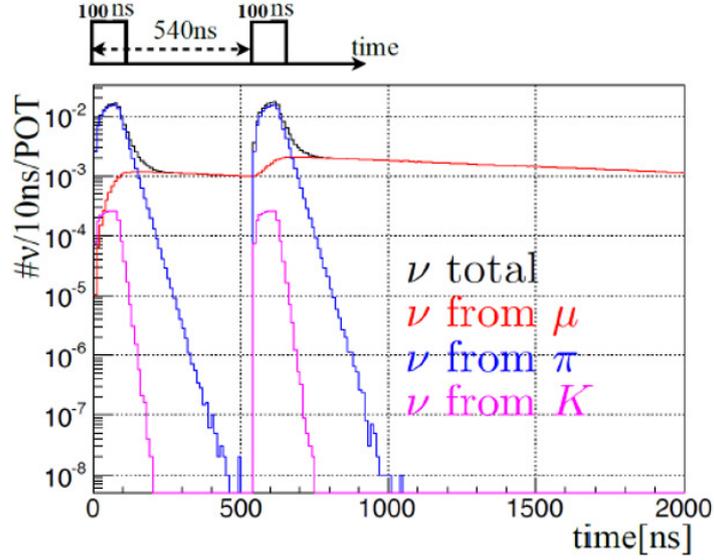


図 2.4 水銀標的にて生成されるニュートリノの時間依存性 [17]

### 2.2.3 静止崩壊 $\nu_e$ のフラックス及びエネルギースペクトル

$\mu^+$  の静止崩壊過程 (式 2.1) から、 $\mu^+$  静止崩壊による  $\nu_e$  と  $\bar{\nu}_\mu$  の数は同じだと考えられる。J-PARC MLF におけるビーム陽子 1 つ当たりの  $\bar{\nu}_\mu$  の数は、FULKA[18] と QGSP-BERT シミュレーションを用いて見積もられている [19]。図 2.5 は [19] のシミュレーション結果を示しており、2 つのデータ間には約 25% の違いがあるが、今回は 2 つのデータの平均値 ( $\nu/p = 0.306$ ) を使用する。

	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e$
$\pi/p$	$6.49 \times 10^{-1}$	$4.02 \times 10^{-1}$
$\mu/p$	$3.44 \times 10^{-1}$	$3.20 \times 10^{-3}$
$\nu/p$	$3.44 \times 10^{-1}$	$7.66 \times 10^{-4}$
$\nu$ after $1\mu s$	$2.52 \times 10^{-1}$	$4.43 \times 10^{-4}$

(a)FLUKA

	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e$
$\pi/p$	$5.41 \times 10^{-1}$	$4.90 \times 10^{-1}$
$\mu/p$	$2.68 \times 10^{-1}$	$3.90 \times 10^{-3}$
$\nu/p$	$2.68 \times 10^{-1}$	$9.34 \times 10^{-4}$
$\nu$ after $1\mu s$	$1.97 \times 10^{-1}$	$5.41 \times 10^{-4}$

(b)QGSP-BERT

図 2.5 (a)FLUKA と (b)QGSP-BERT[16] を用いた、POT ごとの  $\mu$ DAR ニュートリノ生成の推定値

また、フラックスを求めるにあたって計算に使用する実験状況のパラメーターを表 2.1 に示す。1MW、3GeV の陽子ビームを使用し、水銀標的までの距離 10m 地点に 1ton のターゲット物質 (鉛) を置いた基準状況を想定する。

表 2.1  $\nu_e$  フラックスの見積りに用いる基準状況パラメーター

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

表 2.1 の値を用い、ニュートリノ生成レートを計算すると、

$$G_\nu^* = \rho_\nu \frac{P_B^*}{E_p^*} = 0.306[\nu/p] \frac{10^6[\text{J/s}]}{(3 \times 10^9[\text{eV/p}]) \times (1.6 \times 10^{-19}[\text{J/eV}])} = 6.38 \times 10^{14}[\nu/\text{s}] \quad (2.2)$$

となる。 $\mu^+$  の静止崩壊ではニュートリノはアイソトロピック (一様等方) に発射されるため、10m の距離でのニュートリノフラックス ( $f_\nu^*$ ) は、

$$f_\nu^* = \frac{G_\nu^*}{4\pi L_B^2} = \frac{6.38 \times 10^{14}[\nu/\text{s}]}{4\pi(10[\text{m}])^2} = 5.08 \times 10^7 \left[ \frac{\nu}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \right] \quad (2.3)$$

となる。 $\nu_e$  のエネルギースペクトルについては電弱理論から正確に計算することができる。 $\mu^+$  の三体崩壊で生成される  $\nu_e$  の規格化されたエネルギースペクトルは、

$$\hat{\Gamma}_{\nu_e}(E_\nu) = \frac{96}{m_\mu} \left( \frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \left( 1 - 2 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) = 0.908 \left( \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) \left( 1 - 2 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) [\text{/MeV}] \quad (2.4)$$

となる [20]。ここで  $E_\nu$  は  $0 < E_\nu < m_\mu/2 = 53\text{MeV}$  の範囲をとる。

三体崩壊で生成される  $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\pi^+$  の静止崩壊で生成される  $\nu_\mu$  のエネルギースペクトルも同様に計算され、その結果を図 2.6 に示す。

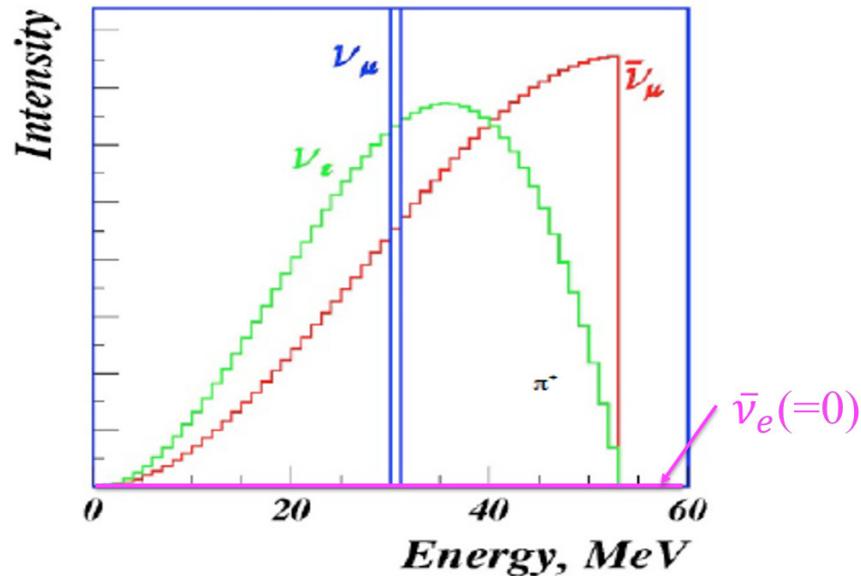
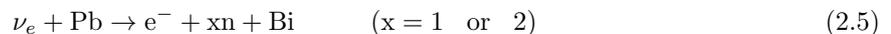


図 2.6 MLF で生成される静止崩壊  $\nu$  のスペクトル

### 2.3 $\nu_e$ -Pb 反応の信号特性

DaRveX 実験では  $\nu_e$  のターゲットとして鉛を使用するが、数十 MeV のエネルギー領域での  $\nu_e$  と鉛の反応は以下ようになる。



式 2.5 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。

### 2.3.1 $\nu_e$ -Pb 反応断面積

式 2.5 の反応における  $\nu_e$  のエネルギー依存断面積 ( $\sigma_{\nu_e\text{Pb}}$ ) は計算されており [21]、表にまとめたものを図 2.7 に示す。この計算では終状態の中性子が 1n と 2n のパターンで計算を行っており、計算結果をグラフにしたものを図 2.8 に示す。ここで”Other”は  $\sigma_{total} - \sigma_{1n} - \sigma_{2n}$  を表している。 $\sigma_{1n}$ 、 $\sigma_{2n}$  について、中性子を放出するための束縛エネルギー  $\sim 10\text{MeV}$  を必要とするため、15MeV から立ち上がる形をとる。

Table 1: Neutrino cross sections in units of  $10^{-40} \text{ cm}^2$  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.

$E_\nu$	$\nu_e \rightarrow e$			$\nu \rightarrow \nu$			$\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu}$		
	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 2.7  $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積とエネルギーの表、[21] より引用

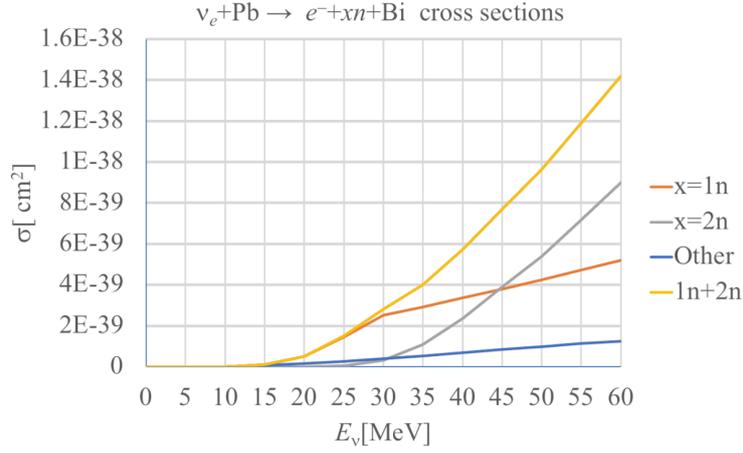


図 2.8  $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積のエネルギー依存性

式 2.1 で生成される  $\nu_e$  のエネルギースペクトルと中性子放出断面積  $\sigma_{1n} + \sigma_{2n}$  から、(2.5) の反応を起こす  $\nu_e$  のエネルギースペクトルを計算したものを図 2.9 に示す。断面積はエネルギーの増加に伴って大きくなるため、(2.5) の反応を起こすニュートリノの平均エネルギーは元のスペクトルの平均エネルギーより大きくなる。

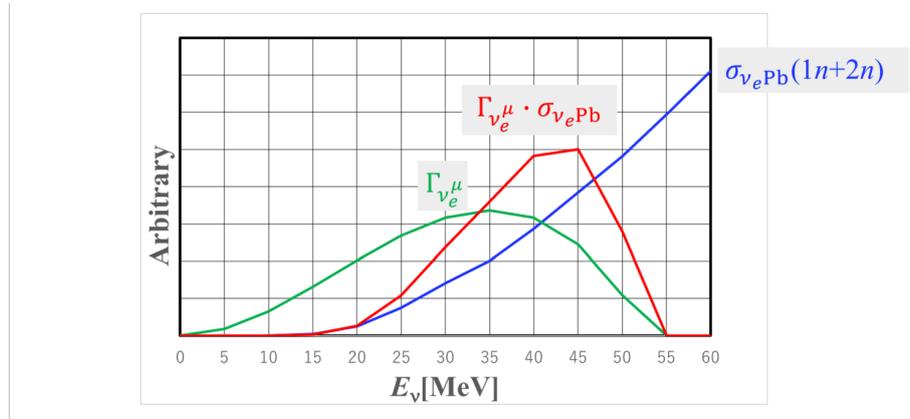


図 2.9  $\nu_e - \text{Pb}$  反応を起こすニュートリノエネルギースペクトル

$\nu_e$  スペクトルの重み付けされた総  $(1n + 2n)$  断面積は

$$\langle \sigma_{\nu_e \text{Pb}} \rangle = \int \hat{\Gamma}_{\nu_e}(E_\nu) \times \sigma_{\nu_e \text{Pb}}(E_\nu) dE_\nu = 3.75 \times 10^{-39} [\text{cm}^2] \quad (2.6)$$

となる。基準状況のパラメーター (表 2.1) から (2.5) の反応のイベントレートを求める。ニュートリノフラックス  $f_\nu^* [\text{cm}^2/\text{s}]$  とターゲットとなる鉛原子核数  $A_{\text{Pb}}^*$ 、 $\langle \sigma_{\nu_e \text{Pb}} \rangle$  を用いるとイベントレートは、

$$\begin{aligned} n_{\nu_e \text{Pb}}^* &\sim A_{\text{Pb}}^* f_\nu^* \langle \sigma_{\nu_e \text{Pb}} \rangle \\ &= 10^6 [\text{g}] \times (6.02 \times 10^{23} / 207) [\text{Pb/g}] \times \left( 5.08 \times 10^7 \left[ \frac{\nu_e}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \right] \right) \times (3.75 \times 10^{-39} [\text{cm}^2/\text{Pb}]) \\ &= 5.54 \times 10^{-4} [\nu_e/\text{s}] = 47.9 [\nu_e/\text{day}] \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。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 [21]、本論文では鉛の同位体の影響は無視して計算を行っている。

### 2.3.2 $e^-$ のエネルギースペクトル及び運動方向

$\nu_e - \text{Pb}$  反応にて放出される電子のエネルギースペクトルについては情報がなく、以下で近似計算を行っていく。 $\nu_e - \text{Pb}$  反応は放出される中性子の数によって次のようになる。

$$\begin{cases} \nu_e + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow e^- + n + {}^{207}\text{Bi} \\ \nu_e + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow e^- + 2n + {}^{206}\text{Bi} \end{cases} \quad (2.8)$$

式 2.8 における電子の運動エネルギーは  $\nu_e$  のエネルギーから終状態の核に移行する際のエネルギーと電子質量  $m_e$  を差し引いた値となる。終状態の核に移行する際のエネルギーは反応前後の原子核の質量差によって決定する。質量差の計算には原子番号  $Z$ 、質量数  $A$  を用いて以下のように定義される Mass excess を使用する。

$$\Delta[Z, A] \equiv M[Z, A] - Am_N \quad (N = Z - A) \quad (2.9)$$

ここで  $m_N$  は原子質量単位と呼ばれ、 ${}^{12}\text{C}$  1 個の質量を質量数で割った値で定義される。

$$m_N \equiv \frac{M[{}^{12}\text{C}]}{12} = 931.494[\text{MeV}] \quad (2.10)$$

2.8 反応における原子核の Mass excess を表 2.2 にまとめる。

表 2.2 2.8 に関わる原子核の Mass excess、[22] より引用

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

表 2.2 から 2.8 反応前後の原子核の質量差は以下のように計算される。

$$\begin{cases} \Delta E_{0n} = \Delta[{}^{208}\text{Pb}] - \Delta[{}^{208}\text{Bi}] = -2.9\text{MeV} \\ \Delta E_{1n} = \Delta[{}^{208}\text{Pb}] - \Delta[{}^{207}\text{Bi}] - \Delta[n] = -9.8\text{MeV} \\ \Delta E_{2n} = \Delta[{}^{208}\text{Pb}] - \Delta[{}^{206}\text{Bi}] - 2\Delta[n] = -17.9\text{MeV} \end{cases} \quad (2.11)$$

以上から、中性子を 1 個 (2 個) 放出するのに対して少なくとも 9.8MeV (17.9MeV) 必要であることがわかる。

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 (NC) で放出される中性子の運動エネルギー分布を図 2.10 に示す。中性子の運動エネルギーを約 4.5MeV と仮定し、荷電カレント (CC) でも大きくは変わらないとすると、2.8 反応における終状態の電子の運動エネルギーは以下のように近似される。

$$E_e \sim \begin{cases} E_{\nu_e} - 15\text{MeV} & (1n \text{ emission}) \\ E_{\nu_e} - 25\text{MeV} & (2n \text{ emission}) \end{cases} \quad (2.12)$$

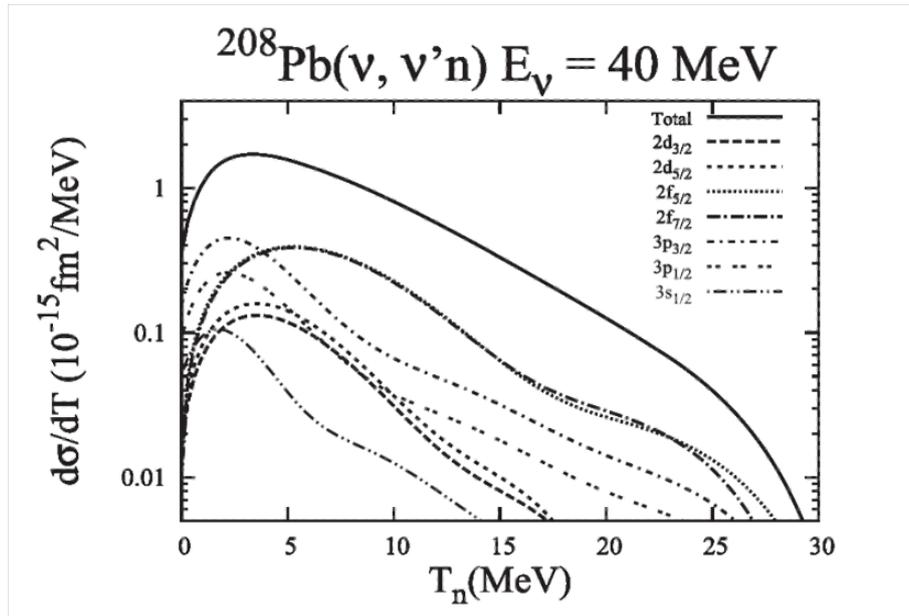


図 2.10 40MeV ニュートリノ-鉛中性カレント反応で放出される中性子の運動エネルギー分布 [23]

式 2.12 の値を用いた  $e^-$  のエネルギー分布を図 2.11 に示す。1n 放出反応と 2n 放出反応を合わせたエネルギースペクトルは 20MeV 付近にピークを持つ、これは  $e^-$  エネルギースペクトルの計算結果 [24] とよく一致する。

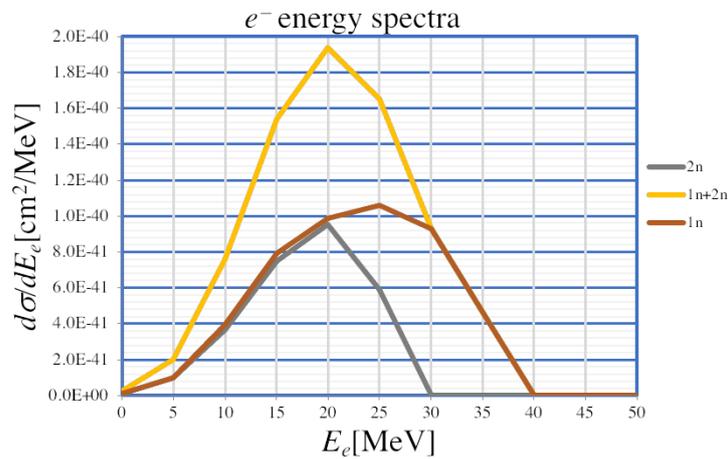


図 2.11  $e^-$  エネルギースペクトル

(2.8) の反応における電子の運動方向については、まだわかっておらず、DaRveX 実験の重要な測定課題となっている。(2.8) の反応過程が  $\nu_e$  と数百 MeV の構成クォークとの相互作用の場合、 $e^-$  の放出は後方散乱の成分が多くなるのがわかっている。図 2.12 は、荷電カレント反応  $^{16}\text{O} + \nu_e \rightarrow e^- + X$  によって放出される  $e^-$  の角度分布を計算したものである [25]。 $\mu\text{DAR}$  ニュートリノのエネルギー領域 ( $\sim 50\text{MeV}$ ) では後方散

乱ピークを持つことが示されている。一方、(2.8) の反応で励起した Bi から中性子が放出される場合は、 $e^-$  は等方的に発射される。

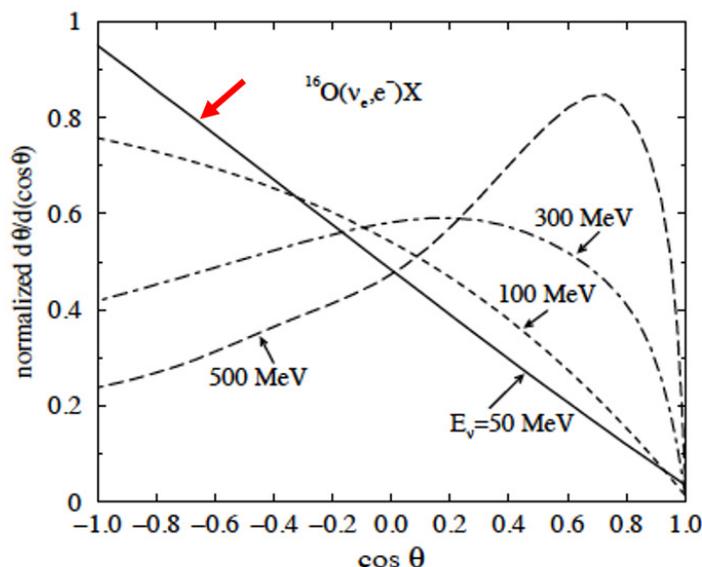


FIG. 2. The CRPA angular distributions.

図 2.12  $^{16}\text{O} + \nu_e \rightarrow e^- + X$  反応で放出される  $e^-$  の角度分布 [25]、数十 MeV のエネルギー領域では後方散乱成分が多い。

## 2.4 検出器構造と検出原理

### 2.4.1 PANDA 検出器

DaRveX 実験に用いる検出器として、既存の原子炉ニュートリノ検出器 PANDA(Plastic Anti Neutrino Detector Array)[26] で使用された検出器モジュールを流用する。PANDA の稼働実績として、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検出を成功させている。PANDA 検出器は PANDA モジュールを  $10 \times 10 = 100$  本積み上げた構造をとっている。図 2.13 は PANDA モジュールの概略図であり、 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 100\text{cm}$  プラスチックシンチレータ (BC40[27]) 両端にライトガイド及び PMT を取り付け、アルミマイラーと  $4.9\text{mg}/\text{cm}^2$  の画ドリニウム含有シートで包んだ構造をしている。検出器全体はアルミフレームで支えられており、実際の写真を図 2.14 に示す。

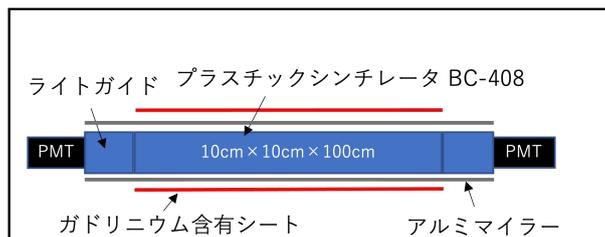


図 2.13 PANDA モジュール概略図



図 2.14 PANDA 検出器の実写真 [28]、1m × 1m × 1m サイズ

PANDA 検出器は全体のサイズがおおよそ 1m×1m×1m とコンパクトで移動可能なシステムを持っている。また、福井県大飯原発 4 号機からの原子炉ニュートリノデータ収集の際は数週間放置された状態でもデータ取得を続け流ことができ、このメンテナンスフリー性も PANDA 検出器の利点である。DaRveX 検出器も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だものとなっている。

## 2.4.2 DaRveX 検出器

$\nu_e - \text{Pb}$  反応を探索する DaRveX 検出器の構造を図 2.15 に示す。図 2.15(a) は DaRveX 検出器の 1 ユニット分の構造を示したものであり、PANDA モジュールに  $\nu_e$  ターゲットとなる 4mm 厚鉛の前後を電子線トラッカー用 1cm 厚プラスチックシンチレータ (以後トラッカーシンチレータと呼称) 2 枚で挟んだサンドイッチ構造を加えている。トラッカーシンチレータに関しては上下ともに 2 枚をクロスさせて配置し、位置分解能をよくしている。

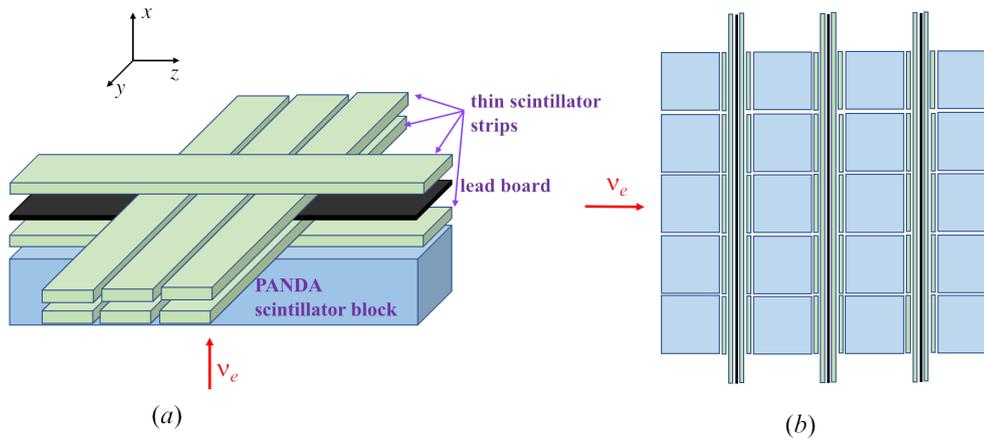


図 2.15 DaRveX 検出器の概略図、赤色の矢印は  $\nu_e$  の飛来方向を示している。

図 2.15(b) は検出器 1 部分の構造を示しており、PANDA モジュールは縦 8× 横 8 の構造をとる想定でシミュレーション等を行っている。この場合、鉛の総重量は

$$M_{\text{Pb}} = 100\text{cm} \times 80\text{cm} \times 0.4\text{cm} \times 11.34\text{g/cm}^3 \times 7\text{layers} \sim 250\text{kg} \quad (2.13)$$

となる。PANDA モジュールのプラスチックシンチレータについては 2 インチ PMT による両端読み出しを行う。トラッカーシンチレータの読み出しには MPPC での両端読み出しを採用している。これによってシンチレータでのヒット位置の測定と、位置情報によるバックグラウンド削減が可能となる。図 2.15 には記載していないが、検出器のまわりは宇宙線 veto 用プラスチックシンチレータを設置する。また、ガンマ線遮蔽用の鉛ブロックと中性子遮蔽用のボロン入りポリエチレンブロック及びボロンシートを検出器周辺に配置する。

### 2.4.3 $\nu_e$ 検出原理

DaRveX 実験では式 2.5 で生成される電子と中性子の遅延同時計測によって  $\nu_e$  を同定する。遅延同時計測法とは先発信号と後発信号によるペアリングで偶発背景事象を大幅に削減する測定法である。

図 2.16 は DaRveX 検出器による  $\nu_e$  事象測定の一例である。 $\nu_e$  は鉛と反応して電子と中性子を生成する。ここで生成した電子は 2 枚のトラッカーシンチレータと PANDA ブロックでエネルギーを落とし、このトリプルコインシデンスを先発信号と定義する。電子のエネルギーはシンチレータ内の飛跡によって決まり、典型的なエネルギーはトラッカーシンチレータで 2MeV、PANDA ブロックで 20MeV である。

$\nu_e - \text{Pb}$  反応で生成した中性子は PANDA ブロック内で陽子反跳によって急速に減速し、熱中性子化する。その後 PANDA ブロックを覆う Gd 含有シート内の Gd 原子核に熱中性子捕獲され、ガンマ線を複数本放出する (total  $\sim 8\text{MeV}$ )。これが後発信号となる。先発信号との時間差は平均約  $60\mu\text{s}$  である。

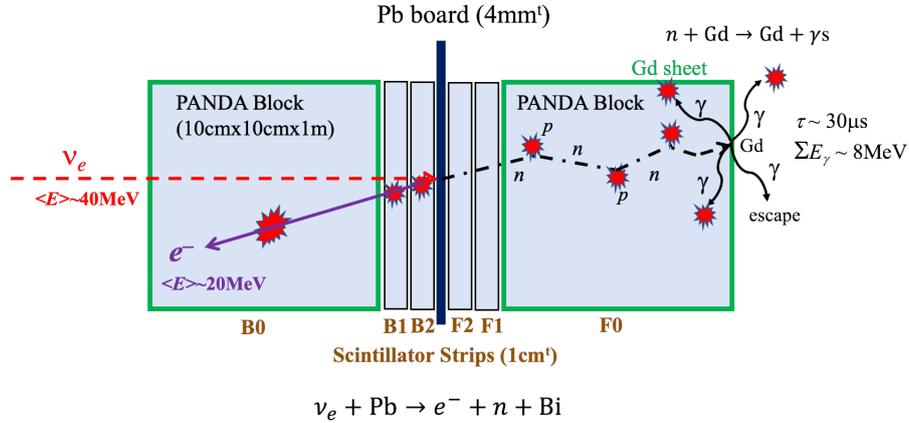


図 2.16 DaRveX 検出器による  $\nu_e$  事象の一例、 $\nu_e$  飛来方向に対して鉛の前方にある PANDA ブロックとトラックシンチレータをそれぞれ F0、F1、F2、後方のシンチレータを B0、B1、B2 とラベリングしている。

放出される中性子について、[21] から全体の 37% が 2n 放出イベントであることがわかっている。2n 放出イベントに関しては、より効果的なバックグラウンドの削減が期待できる。

## 2.5 ニュートリノ選別条件

$\nu_e$  イベントを同定するにあたって、イベントを定義するカット条件を表 2.3 に示す。本節では、 $\nu_e$  イベントを定義する各カット条件について説明する。

表 2.3  $\nu_e$  イベントカット条件、 $t_P$ 、 $t_D$  は先発信号と後発信号のビームパルスからの時間差、 $E_P$ 、 $E_D$  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を表す。表では ( $e^-$ ) が後方散乱した場合のカット条件を記しており、前方散乱の場合は  $B_n \leftrightarrow F_n$  として扱う。

	Category	Condition (Backward $e^-$ emission case)
C0	Prompt signal timing	$[1.5\mu\text{s} < t_P < 5.5\mu\text{s}]$
C1	Prompt event topology	$[B0 \wedge B1 \wedge B2 \wedge F2]$ [Contained within one unit layer] [Single PANDA hit or two adjacent PANDA hits]
C2	Consistency with MIP hits	$[1\text{MeV} < E_{B1}, E_{B2} < 5\text{MeV}]$ , $[0.5 < (E_{B1}/E_{B2}) < 2]$
C3	$e^-$ visible energy	$[15 \text{ MeV} < E_P < 40 \text{ MeV}]$
C4	Delayed signal	$[1.5 \text{ MeV} < E_D < 9 \text{ MeV}]$ , $[10\mu\text{s} < t_D - t_P < 100\mu\text{s}]$

図 2.17 は JSNS<sup>2</sup> 実験 [10] のバックグラウンド測定にて、500kg プラスチックシンチレータで MLF3 階の水銀標的からの距離 20m 地点で観測されたイベントのエネルギーとビームパルスからの時間差の 2 次元分布である。この 2 次元分布をもとに、C0 の先発信号の時間領域及び C3 の  $e^-$  エネルギー領域を決定した (図 2.17 の赤枠)。C3 の  $E_p$  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を除去するために 15MeV としている。先発信号の選別条件として、C1 は鉛から放出される  $e^-$  を選別するトリプルコインシデンスである。C2 はトラックシンチレータで落とす平均エネルギー 2MeV を条件としたものである。電子が

通過する 2 枚のトラッカーシンチレータは同程度のエネルギーを落とすことが予想されるため、2 枚のトラッカーシンチレータのエネルギー比によるカットも加えている。

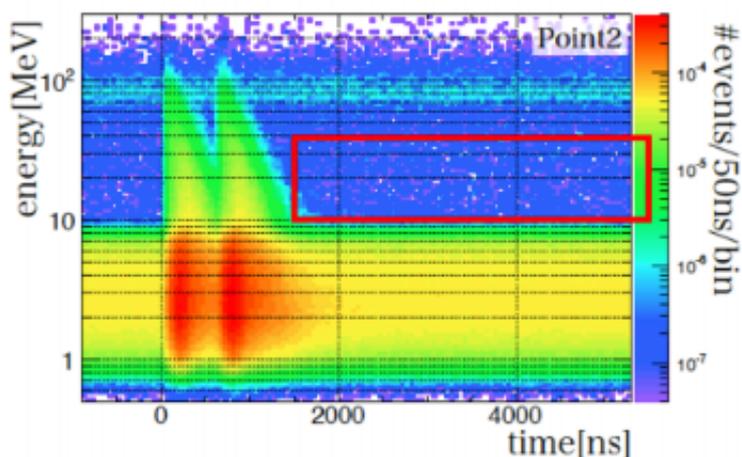


図 2.17 JSNS<sup>2</sup> 実験 [10] で測定されたバックグラウンドのエネルギーとビームパルスからの時間差の 2 次元分布、C0 と C3 に含まれる領域を赤枠に示す。

後発信号のエネルギー  $E_D$  の下限値は  $^{208}\text{Tl}$ 、 $^{40}\text{K}$  等の放射性元素からのガンマ線を除去するために 3MeV としている。後発信号の時間領域 ( $t_D - t_P > 10\mu\text{s}$ ) について、検出器内でのミュオンの静止崩壊

$$\mu^+(\text{stop in detector}) \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.14)$$

で生成するミ歇尔電子を除去するためのものである。

## 2.6 Geant4 シミュレーションによる検出効率の見積もり

表 2.3 の選別条件で検出効率を見積もるにあたって、Geant4[29] によるモンテカルロシミュレーションを行った。Geant4 とは物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするソフトウェア・パッケージであり、高エネルギー物理学や原子核実験、加速器実験等の領域で使用される。本節では Geant4 によるシミュレーションセットアップとイベントジェネレータ、検出効率の評価を解説していく。

### 2.6.1 DaRveX 検出器セットアップ

DaRveX 検出器の構造 (ジオメトリ) を図 2.18 に示す。フラックス計算の際には縦 8× 横 8 の 64 本の PANDA モジュールで計算を行ったが、モンテカルロシミュレーションでは縦 10× 横 8 の 80 本を使用している。

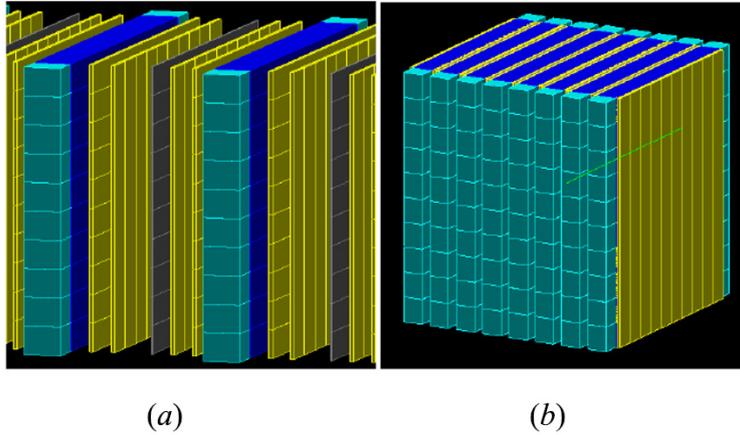


図 2.18 DaRveX 検出器のジオメトリ ( $8 \times 10$  構造)、(b) は全体図であり、(a) は検出器の間を広げた図。水色が PANDA モジュール、黄色がトラッカーシンチレータ、青色が Gd シート、灰色が鉛となっている。

## 2.6.2 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は確立されておらず、本研究グループで開発したもの [30] を使用する。

$e^-$  エネルギーの確率密度関数については、 $\nu_e$  のエネルギー分布 (式 2.4) 及び  $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積 (図 2.7) と、式 2.12 によって決定する。 $e^-$  の放出角は図 2.12 の後方散乱ピークを再現する。中性子の運動エネルギーについては、平均エネルギーの 4.5 MeV に固定し、放出角は  $e^-$  の放出角に合わせて決定する

バックグラウンドとなる宇宙線由来高速中性子 (次節で詳説) についても [11] のイベントジェネレータを使用し、シミュレーションを行った。

### 2.6.3 検出効率

図 2.19(a) ははトラッカーシンチレータ 1 枚が落とすエネルギー分布である。図 2.19(b) はトラッカーシンチレータ 2 枚のエネルギー比をとったものであり、図中赤枠は C2 カット条件を満たす領域である。

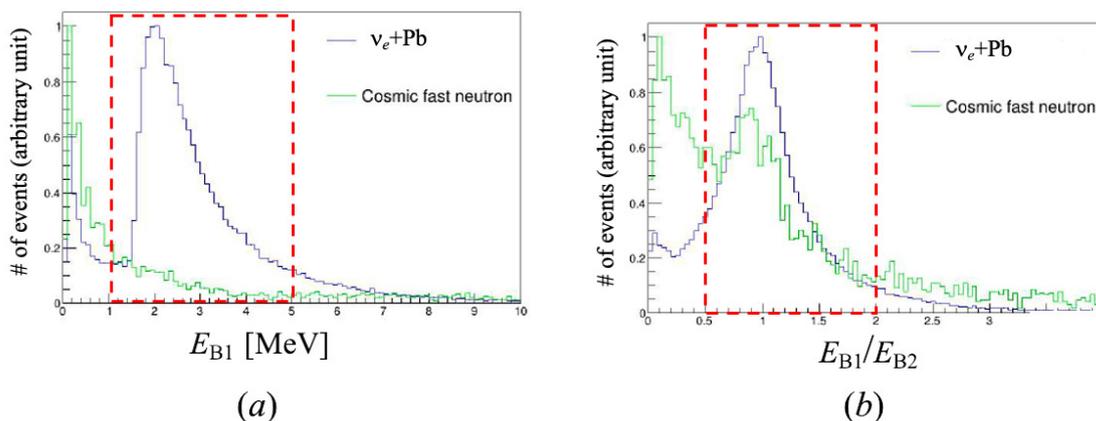


図 2.19 モンテカルロシミュレーションデータ、(a) トラッカーシンチレータ 1 枚 (B1) で落とすエネルギー  $E_{B1}$ 、(b) B1、B2 のエネルギー比  $E_{B1}/E_{B2}$

図 2.20 は C0 カット条件による先発信号領域での、PANDA モジュール及びトラッカーシンチレータで落とす全エネルギーの分布である。図中赤枠は C1 カット条件を満たす領域であり、 $E_{total} > 15\text{MeV}$  にてニュートリノイベントと高速中性子イベントの SN 比が最大となる。

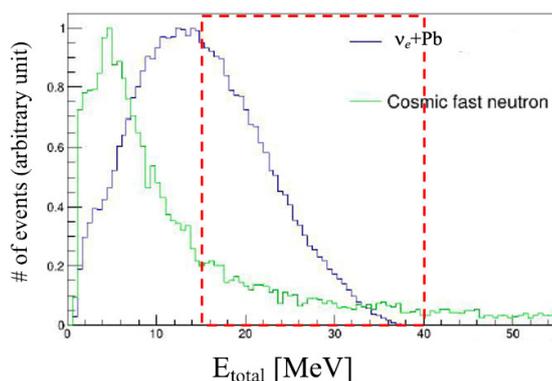


図 2.20 先発信号領域での全エネルギー ( $E_{total}$ ) 分布

図 2.21(a) は後発信号の全エネルギー分布であり、図 2.21(b) は後発信号の先発信号からの時間差 ( $\Delta t$ ) 分布である。図中赤枠は C4 カット条件を満たす領域を示す。2MeV 付近にあるピークは陽子への中性子捕獲ガンマ線 ( $n + p \rightarrow d + \gamma(2.2\text{MeV})$ ) であり、Gd への中性子捕獲ガンマ線が 8MeV 以下に分布している。

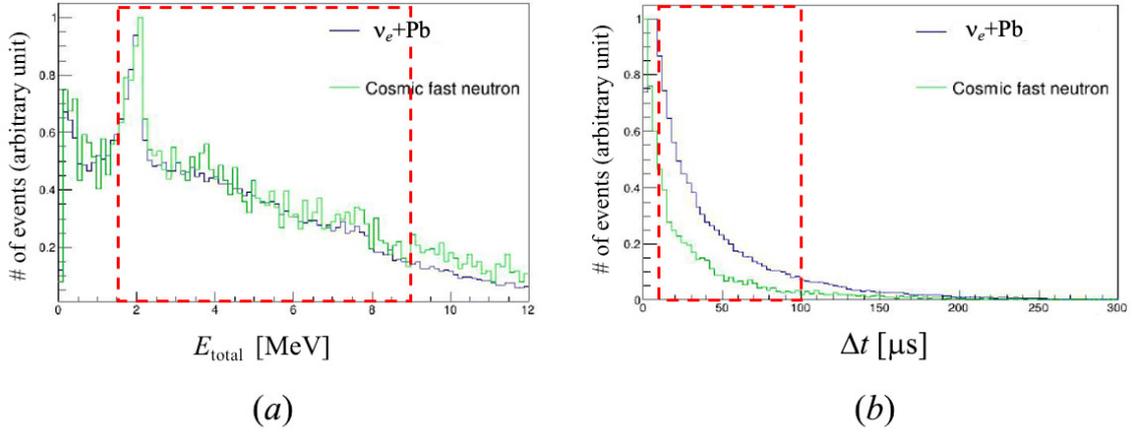


図 2.21 (a) 後発信号領域での全エネルギー ( $E_{\text{total}}$ ) 分布、(b) 後発信号の先発信号からの時間差分布  $\Delta t$

各カット条件による検出効率を表 2.4 に示す。C1~C4 カットによる検出率は  $\nu_e$  で 6.2% となる。ビーム出力  $P_B = 0.8\text{MW}$ 、標的からの距離  $L_B = 10\text{m}$ 、水銀標的の質量  $M_{\text{Pb}}250\text{kg}$  の条件下で  $\nu_e$  のイベントレートは

$$N_{\nu_e} = 9.6/\text{day} \times 0.037 = 0.36\text{event}/\text{day} \quad (2.15)$$

となる。MLF の年間稼働日数 200 日、70% のデータを取得できると仮定すると、測定期間 2 年間で 100 イベントの  $\nu_e - \text{Pb}$  反応を観測できる。

表 2.4 MC シミュレーションによる検出効率

カット条件	検出効率	
	$\nu_e$	宇宙線高速中性子
C0: 先発信号時間 ( $\epsilon_{bt}$ )	0.606	$1 \times 10^{-4}$
C1×C2: イベントトポロジー ( $\epsilon_{\text{ET}}$ )	0.36	$9 \times 10^{-3}$
C3: $e^-$ 観測エネルギー ( $\epsilon_E$ )	0.30	0.073
C4: 後発信号 ( $\epsilon_{\text{DC}}$ )	0.32	0.21
C1~C4	0.062	$3.2 \times 10^{-4}$
Total ( $\epsilon_{\nu_e}$ )	0.037	$3.2 \times 10^{-8}$

## 2.7 想定されるバックグラウンド

$\nu_e - \text{Pb}$  反応の遅延同時計測にあたり、選別条件を満たすと想定される背景事象は次の 2 つに分けられる。

- 相関背景事象

検出器内で起こる 1 連の反応が時間相関を持った 2 つの信号となり、それらが先発信号領域と後発信号領域の条件を満たす事象となるものを指す。

- 偶発背景事象

時間相関を持たない独立した2つの信号が偶発的に先発信号領域と後発信号領域に入り込む事象を指す。

DaRveX 実験で予想される背景事象を表 2.5 に示す。以下で表 2.5 の背景事象について説明する。

[I] ビーム由来および宇宙線由来の中性子が原子核との衝突によって熱化して熱中性子となり、検出器周辺の原子核に捕獲されてガンマ線 ( $\sim 10\text{MeV}$ ) を放出する事象である。先発信号に関してはエネルギー領域に入らないが、熱中生子は数百  $\mu\text{s}$  の寿命を持つため後発信号領域に入り込み、先発信号に入り込む他の背景事象とペアリングして  $\nu_e$  選別条件を満たすことがあると考えられる。

[II]  $20\text{MeV}$  以上のエネルギーを持つ高速中生子はプラスチックシンチレータ中で陽子反跳することで先発信号の選別条件を満たし、その後エネルギーを失って熱化し、Gd 原子核に捕獲されることでガンマ線を放出し、後発信号となる信号を発生させる。1つの中生子によって先発信号、後発信号を発生させる correlated 背景事象の代表例であり、最も深刻な背景事象の1つとなることが予想されている。

[III]  $200\text{MeV}$  以上の中生子の場合、鉛と衝突して  $\pi^+$  が生成され、 $\pi^+$  が崩壊し  $\mu^+$  が生成される。 $\mu^+$  が検出器中で静止崩壊を起こすと、電子と中生子が放出され背景事象となり得る。この背景事象はオンバンチからのタイミングによって取り除くことができるため、オンバンチ信号の測定も重要な要素となっている。

[IV] 宇宙線由来の  $\mu^+$  が検出器中で静止崩壊すると、 $\mu^+$  が先発信号、生成された  $e^-$  が後発信号に入り込む可能性がある。検出器の周りには宇宙線 veto 検出器を設置するため、このような信号は除去できると考えている。

[V] 宇宙線によって生成される  $\pi^0$  の崩壊から発生する高エネルギーガンマ線である。先発信号に入り込む他の背景事象とペアリングする遅延信号として後発信号に入り込む可能性がある。

[VI]  $^{238}\text{U}$ 、 $^{242}\text{Th}$ 、 $^{40}\text{K}$  等の崩壊からなる環境由来の  $\gamma$  線背景事象である。これらのエネルギーは全エネルギー領域に入らないほど低い ( $\sim 3\text{MeV}$ ) ため、エネルギーカットのみで除去可能である。

表 2.5 分類別の背景事象、赤文字の成分が背景事象の候補となる。宇宙線由来の背景事象は [I]~[V]、ビーム由来背景事象は [I] ~[III] にあたり、[II]~[IV] が correlated 背景事象となる。

Origin	Category	Prompt Signal	Delayed Signal
		( $t_P = 1.5 \sim 5.5\mu\text{s}$ ) ( $E_P = 15 \sim 40\text{ MeV}$ ) $\epsilon_{bt} = 1 \times 10^{-4}$	( $t_D - t_P = 10 \sim 100\mu\text{s}$ ) ( $E_D = 1.5 \sim 9\text{ MeV}$ ) $\epsilon_{bt} = 2.25 \times 10^{-3}$
$p/\mu + N$			
$\rightarrow n + X$	[I] Thermal $n$ ( $E_n \sim 25\text{ meV}$ )	$n + A \rightarrow A^* \rightarrow \gamma$	$n + A \rightarrow A^* \rightarrow \gamma$ $n + \text{Gd} \rightarrow \gamma s$
	[II] Fast $n$ ( $E_n > 20\text{ MeV}$ )	$n + p \rightarrow n + p$	$n + \text{Gd} \rightarrow \gamma s$
	[III] ( $E_n > 200\text{ MeV}$ ) $n + A$ $\rightarrow (n, \pi^+) \rightarrow (n, \mu^+)$	$\mu^+ \rightarrow e^+$	$n + \text{Gd} \rightarrow \gamma s$
$\rightarrow \pi^+ \rightarrow \mu^+$	[IV] Michel electron	$\pi^+ \rightarrow \mu^+$	$\mu^+ \rightarrow e^+$
$\rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	[V] High energy $\gamma$	$\gamma$	$\gamma$
$^{238}\text{U}, ^{242}\text{Th}, ^{40}\text{K}$	[VI] $E_\gamma < 2.8\text{ MeV}$	$\gamma$	$\gamma$

## 第3章

# オンサイトでのバックグラウンド測定実験 (2021)

本章では、2021年に行われた J-PARC MLF でのオンサイトバックグラウンド測定の概要と結果をまとめる。

### 3.1 実験目的

DaRveX 実験を行うにあたって、検出器を設置する場所の候補地点として図 3.1 に示す水銀標的からの距離が 12m、24m の 2 地点があげられる。12m 地点は MLF 水銀標的の前遮蔽体であるコンクリートブロック上に設置することとなる。標的に近いためニュートリノの数は多いものの、ビーム由来の背景事象も多くなると予想される。24m 地点は BL06 と BL08 の間にあるスペースに設置することになる。標的から遠い分、背景事象は少ないが、ニュートリノ数も少なくなることが予想される。2021 年のオンサイトバックグラウンド測定では、実験候補地点である 2 地点の背景事象の絶対量を見積もることを目的として測定を行った。

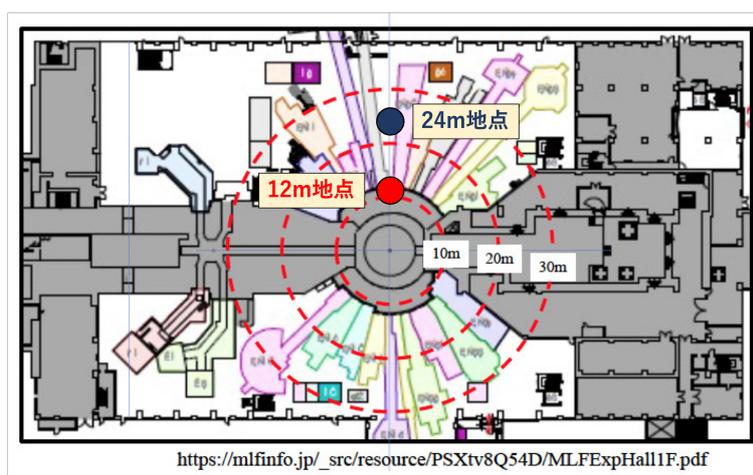


図 3.1 J-PARC MLF1 階実験ホールの俯瞰図、実験候補地である 12m 地点 (赤点) と 24m 地点 (青点) を示している。

## 3.2 実験概要

### 3.2.1 測定場所

測定は2つの期間で行った。2021年6月25日から7月1日にかけて24m地点での測定が行い、7月1日から7月19日にかけて12m地点での測定を行った。測定地点の実写真を図3.2に示す。12m地点では高さ約5mの前遮蔽体であるコンクリートブロック上に検出器を設置し、24m地点ではBL06とBL08の間の地上部に検出器を設置した。

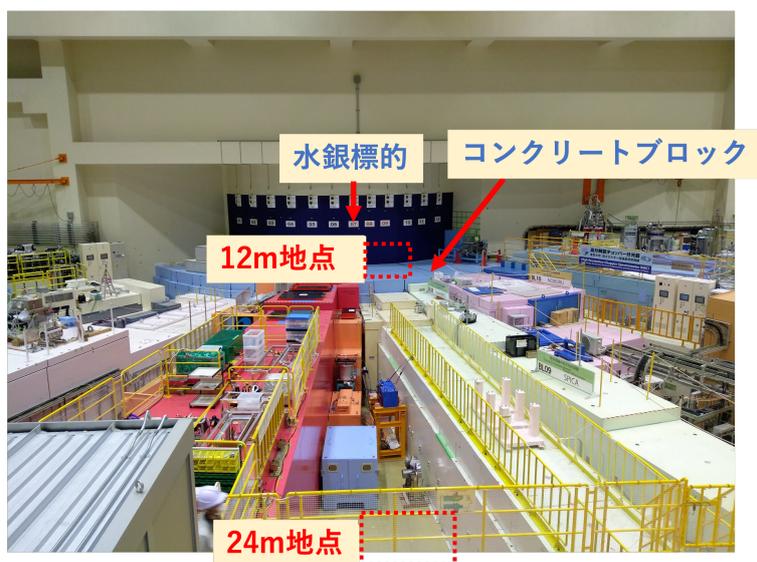


図 3.2 検出器設置場所の実写真、赤点線の枠内に検出器を設置した。

### 3.2.2 検出器

図3.3はバックグラウンド測定に用いた検出器構造の概略図である。検出器はPANDAモジュール8本とその周囲を囲むように配置した宇宙線 veto 用プラスチックシンチレータ (25cm × 1cm × 150cm)6枚で構成されている(以後PANDA4+4と呼称)。使用するPANDAモジュールのプラスチックシンチレータ総重量は80kgであり、これは本測定で用いる予定であるDaRveX検出器の約1/10に相当する。PANDAモジュールからの読み出しには両端に取り付けた2インチPMT(Hamamatsu R6410)を使用する。信号波形はCAEN社製Flash Analog to Digital Converter(FADC) v1730Dを用いて取得される。宇宙線 veto カウンターからの信号は、プラスチックシンチレータを通る波長変換ファイバーの両側のMPPCと、EASIROCモジュールによって読み出される[34]。

J-PARC MLFではRCSシンクロトロンでビームがMLFに放出された際に生成されるキッカー信号と、MLFにビームが流れた際に生成されるCT(Current Transfer)信号がMLFユーザーに提供される。この2つの信号によって、ビームとの時間相関を知ることが可能である。キッカー信号は25Hzで提供されている。CT信号はビームラインに送られたビームが生成する信号であり、次のキッカー信号までのCT信号の

有無によって実際にビームが来ているかどうかを判別することが可能となる (図 3.4)。ビームの有無をそれぞれ”Beam ON”、”Beam OFF”と呼称する。

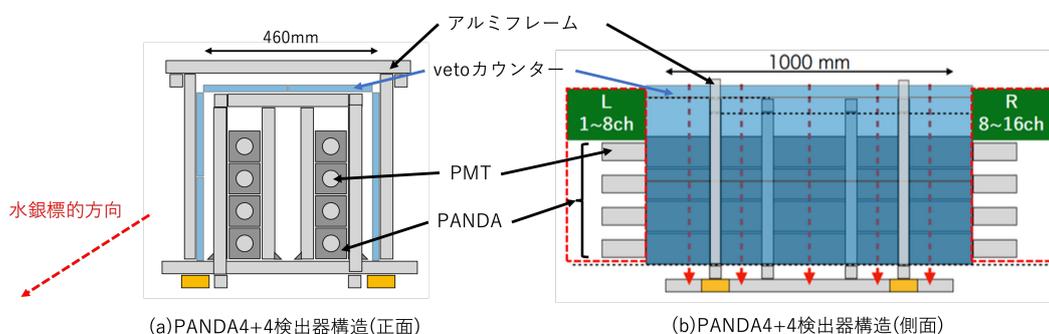


図 3.3 PANDA4+4 検出器概略図

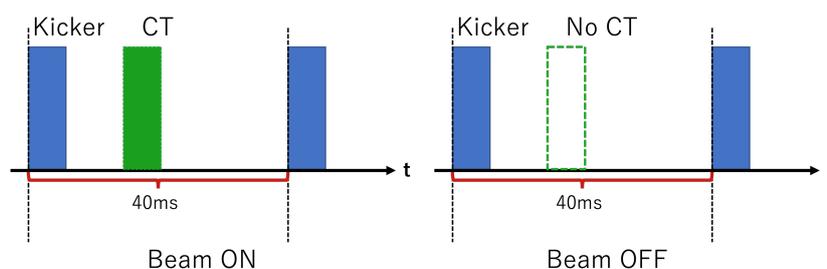


図 3.4 MLF ビーム有無の区別、CT 信号の有無によって判別可能

また、PANDA4+4 検出機とは別に、12m 地点周辺のガンマ線背景事象測定を目的として CsI シンチレーション検出器 (以後 CsI 検出器と呼称) を使用した。CsI 検出器の概略図を図 3.5 に示す。CsI 検出器は 5cm × 6.5cm × 28cm CsI シンチレーション結晶の両端に PMT を取り付け、暗幕で包んだ構造となっている。なお、CsI シンチレータは先細りした構造となっており、両端 PMT の条件が異なっていることに留意する。

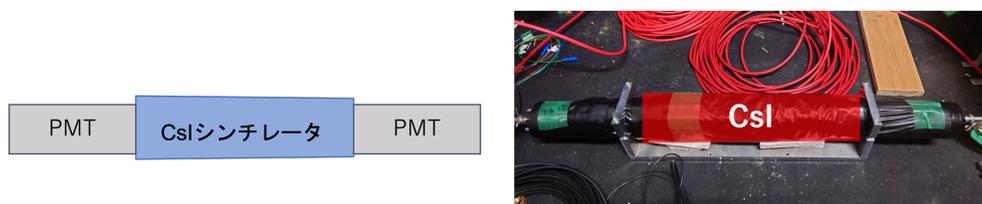


図 3.5 CsI 検出器概略図

### 3.3 CsI 検出器による予備測定

PANDA4+4 検出機による測定の前に、CsI 検出器を用いてガンマ線背景事象の位置相関を調査した。図 3.6 は CsI 検出器で測定した場所を示しており、各ビームライン上で水銀標的からの距離が等しい地点で測定を行った。図 3.7 は CsI 検出器のセルフトリガーで取得したエネルギースペクトルを示している。図 3.7(a) は BL07 にて Beam ON 期間、Beam OFF 期間に取得したエネルギースペクトルである。 $E < 12\text{MeV}$  にビーム由来の背景事象が確認できる。図 3.7(b) は各測定地点で Beam ON で測定したエネルギースペクトルであり、BL07 地点は他の測定地点と比較して背景事象量が少ないことが判明した。

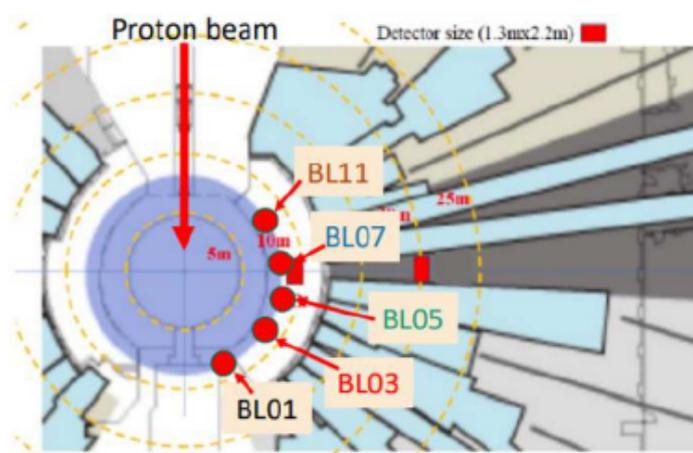


図 3.6 CsI 検出器でのバックグラウンド測定場所

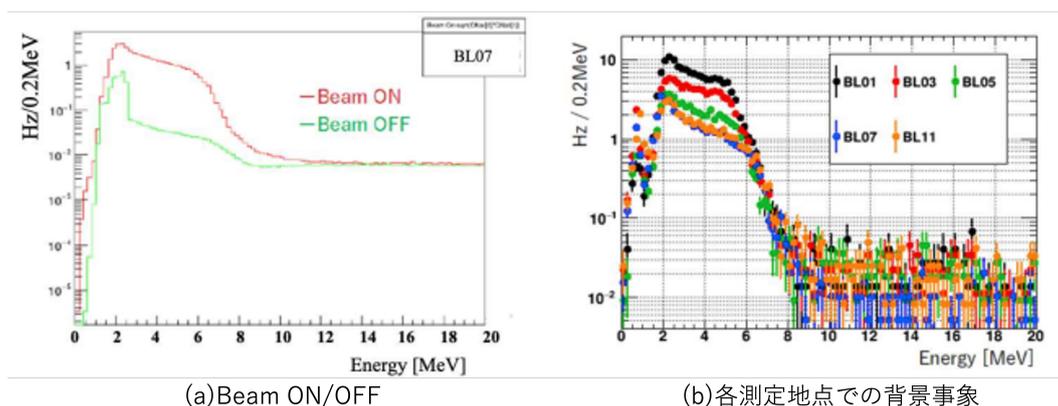


図 3.7 (a) ビームの有無によるエネルギースペクトルの差、(b) 各測定地点での CsI 検出器のエネルギースペクトル (Beam ON)

### 3.4 PANDA4+4 検出器によるバックグラウンド測定

PANDA4+4 検出機による測定の様子を図 3.8 に示す。24m 地点 (Run18)、12m 地点 (Run21) での測定に加えて、12m 地点では検出器下部に 5cm 厚鉛ブロックを敷いた測定 (Run33) を行った。

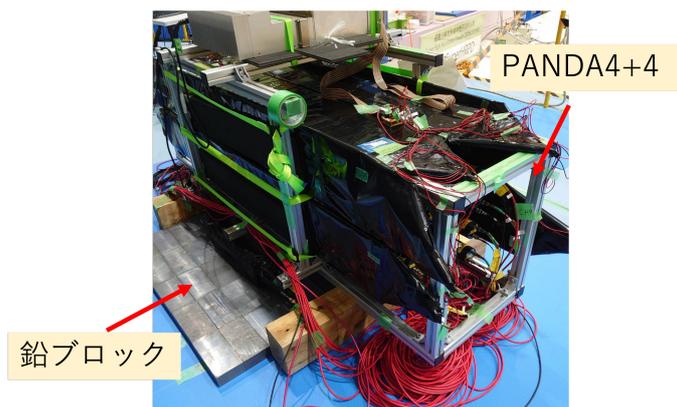


図 3.8 PANDA4+4 検出器による測定の様子

PANDA4+4 検出器で測定したエネルギーとビームからの時間差の分布を図 3.9 に示す。ビームの 2 バンチ構造を明確に確認することができた。図 3.9 をもとにニュートリノ信号選別領域を定義し、背景事象のイベントレートを見積もる。先発信号の選別領域を式 3.1、後発信号の選別領域を式 3.2 に示す。

$$\text{prompt} : 15\text{MeV} < E < 50\text{MeV} , 1.5\mu\text{s} < dT_B < 5.5\mu\text{s} \quad (3.1)$$

$$\text{delayed} : 3\text{MeV} < E < 10\text{MeV} , 10\mu\text{s} < dT_B < 200\mu\text{s} \quad (3.2)$$

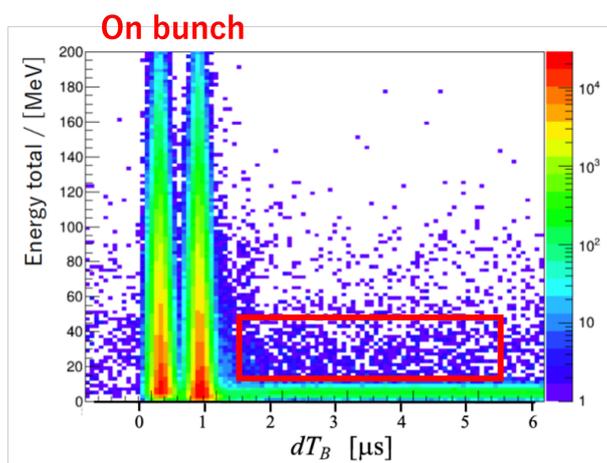


図 3.9 PANDA4+4 検出器のエネルギーとビームからの時間差  $dT_B$  の 2 次元分布、図中赤枠は先発信号の選別条件を示す領域である。

表 3.1 各測定状況と背景事象のイベントレートの一覧

PANDA4+4	Run18	Run21	Run33
水銀標的からの距離 [m]	24	12	12
鉛遮蔽の有無	無	無	有
先発信号領域イベントレート ( $10^{-5}/\text{spill}$ ) ( $15\text{MeV} < E < 50\text{MeV}, 1.5\mu\text{s} < dT_B < 5.5\mu\text{s}$ )	$1.1 \pm 0.4$	$6.0 \pm 1.3$	$4.0 \pm 2.3$
後発信号領域イベントレート ( $10^{-5}/\text{spill}$ ) ( $3\text{MeV} < E < 10\text{MeV}, 10\mu\text{s} < dT_B < 200\mu\text{s}$ )	0.20	4.1	2.2

各信号領域でのイベントレートを表 3.1 に示す。以降は各信号領域での背景事象について議論していく。

### 先発信号領域の背景事象

図 3.10 は (3.1) で定義した先発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトルとビームからの時間差分布である。エネルギースペクトルは先発信号の時間領域中のイベントを抽出したものであり、時間差分布は先発信号のエネルギー領域中のイベントを抽出したものとなっている。先発信号領域の背景事象レートについて表 3.1 にまとめた通り、12m 地点は 24m 地点の 3.5 ~ 8.5 倍であり、誤差は大きいものの  $L^2$  の距離依存性と矛盾しないことが確認できた。また 12m 地点で鉛遮蔽を行った時のレートは、5cm 厚の鉛を敷くことで (0.26 ~ 1.1) 倍になる。12m 地点鉛遮蔽ありの場合、本番の実験での先発信号領域の背景事象数は 1 日あたり (37 ~ 136) である。 $\nu_e - \text{Pb}$  反応の検出数 (式 2.15) との SN 比  $S/N = 1$  を達成するためには、後発信号との遅延同時計測等によるカット条件、およびガンマ線/中性子シールド等を用いて背景事象レートを  $(2.4 \sim 8.3) \times 10^{-4}$  まで落とす必要があることがわかった。

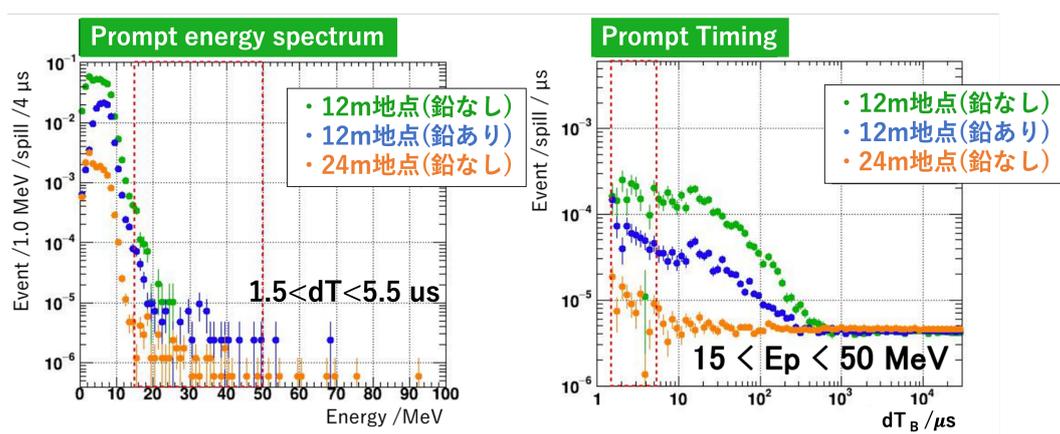


図 3.10 先発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトル及びビームからの時間差分布

### 後発信号領域の背景事象

図 3.11 は後発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトル及びビームからの時間差分布である。表 3.1 にまとめた通り、12m 地点での後発信号領域のスピルあたり背景事象レートは 1 を超えており、このままでは遅延同時計測による背景事象削減を行うことはできない。エネルギー分布では 2 ~ 8MeV にピークが、時間差分布では 1ms までにピークが見えており、熱中性子が PANDA モジュールに巻かれた Gd 含有シートの Gd 原子核に捕獲されて生じるガンマ線を検出したと推測される。本測定では中性子に対するシールドを用意していなかったため、中性子由来の背景事象が多数観測されたと考えられる。DaRveX 実験に向けて熱中性子の遮蔽が必要であることが判明した。

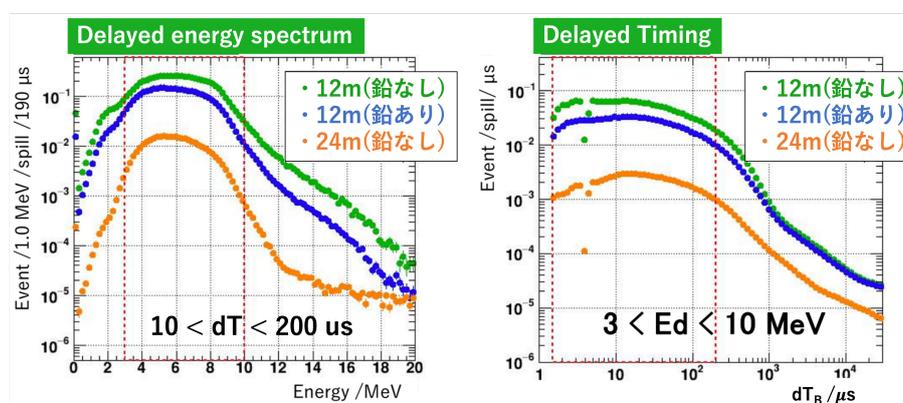


図 3.11 後発信号領域での PANDA4+4 検出器のエネルギースペクトル及びビームからの時間差分布

### 3.5 まとめ

2021 年のオンサイトでのバックグラウンド測定を経て、先発信号領域の背景事象レートを実験可能な水準にするためには  $\sim 10^{-4}$  程度落とす必要があることが判明した。後発信号領域の背景事象レートから、ガンマ線シールドだけでなく熱中性子シールドの必要性が示唆された。本測定の結果を受けて、背景事象に対する各シールドの遮蔽効果を検証する実験を計画した。

## 第4章

# シールド効果測定実験

### 4.1 実験目的

2021年のオンサイトでのバックグラウンド測定実験によって、12m地点で測定を行うためにはカット条件の追加や遮蔽体等で検出器での背景事象量を4桁落とす必要があることが判明した。そのため、実験予定地であるJ-PARC MLFの背景事象となる成分をシールドで遮蔽し、実験可能な水準までレートを落とすことができるか検討することを目的としてシールド効果測定実験に臨んだ。また、背景事象の要因として最も深刻だと考えている中性子に対して、中性子量とシールド効果を測定することも目的としている。

### 4.2 実験概要

#### 4.2.1 測定場所

2022年6月14日から6月24日にかけて、2021年バックグラウンド測定時の12m地点を中心に測定を行った。また、中性子信号の測定にあたって、BL06のコンクリートシールド上の通路での測定も実施した。検出器を設置する場所は図4.1の写真のようになっている。

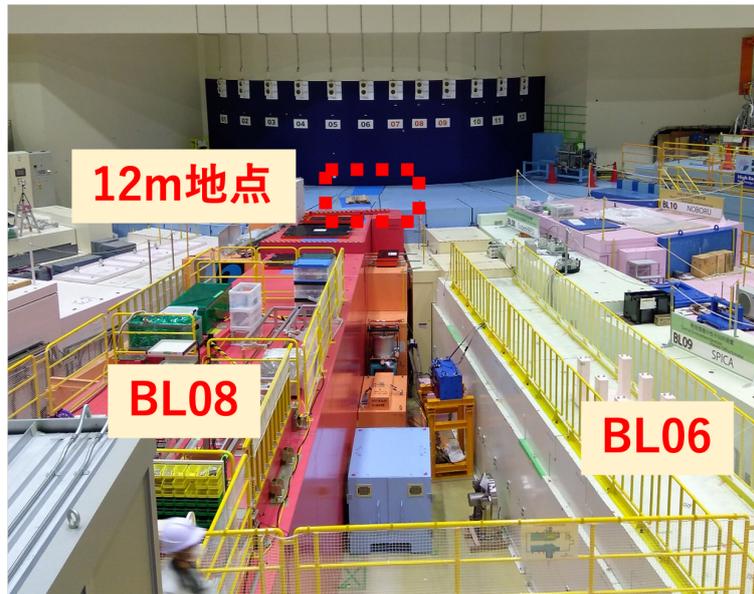


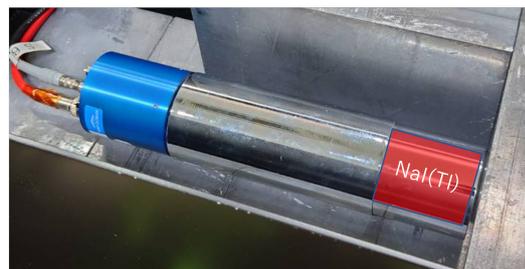
図 4.1 検出器設置場所の現地の実写真、赤枠内を中心に測定を実施する。

#### 4.2.2 検出器

今回の測定では 2021 年バックグラウンド測定とは異なり、検出器周辺のシールド条件を変えて測定を行う必要性があったため、取り回しの容易な小型の検出器として NaI(Tl) シンチレーション検出器 (以後 NaI 検出器と呼称) を使用した。NaI 検出器は 2in  $\phi$   $\times$  2in の円柱型 NaI(Tl) シンチレーション結晶に 2 インチ PMT を取り付けられた検出器である (図 4.2)。測定の際には検出器の周りを PANDA モジュールで使用していた Gd 含有シートで包むことで、Gd 原子核に熱中性子捕獲されて生じるガンマ線により熱中性子を測定することも可能である。



(a)NaI検出器 概略図



(b)NaI検出器 実写真

図 4.2 NaI 検出器

NaI 検出器の他に、熱中性子測定用検出器として  $^3\text{He}$  検出器を使用した。 $^3\text{He}$  検出器の実写真を図 4.3 に示す。 $^3\text{He}$  検出器は 25cm の金属管に  $^3\text{He}$  ガスを充填した検出器であり、熱中性子が通過する際に

${}^3\text{He} + n \rightarrow p + {}^3\text{H}$  の核反応によって生成した陽子と  ${}^3\text{H}$  がガスをイオン化し、パルスとして検出される。今回は中性子の減速材を用いることで中速や高速中性子の検出も目指した。

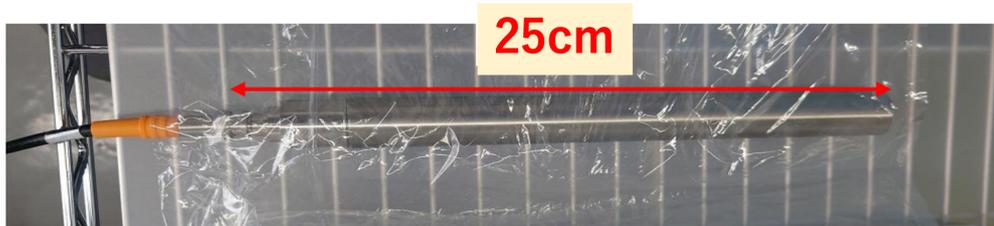


図 4.3  ${}^3\text{He}$  検出器 実写真

### 4.2.3 シールド材料

背景事象となる放射線のシールド材料として、以下のものを使用した。

- 鉛ブロック  
5cm 厚の鉛ブロック、宇宙線や水銀標的由来のガンマ線遮蔽に用いた。
- ボロンシート  
ボロン ( ${}^{10}\text{B}$ ) 含有率 50% の 1cm 厚ゴムシート、熱中性子の遮蔽に使用した。
- ボロン入りポリエチレンブロック  
ボロン含有率 10% の 5cm 厚ポリエチレンブロック、速中性子の減速、吸収のほか熱中性子の吸収にも寄与する。
- パラフィンプロック  
5cm 厚パラフィンプロック、速中性子の減速材として  ${}^3\text{He}$  検出器での測定に使用した。

上記の材料を組み合わせてシールド条件を変更し、各放射線量の測定を行った。

### 4.2.4 測定系

実験で組むロジック回路を図 4.4 に示す。NaI 検出器からの PMT 信号の読み出しには CAEN 社製 Flash Analog to Digital Converter (FADC) v1751 (8ch 10bit, 1GHz サンプリング) を使用する。2021 年バックグラウンド測定と同様に、キッカー信号と CT 信号が提供されており、2 つの信号を用いてビームの有無を決定する。検出器信号によるセルフトリガー、キッカー信号、CT 信号の 3 つの信号の OR 条件をトリガーとしてデータ取得を行う。図 4.4 の Broad とは Bee Beans Technologies 社製のロジック信号生成、合成、分配システムである [31]。NaI 検出器のセルフトリガー、キッカー信号、CT 信号を BRoaD に入力することで、3 つの信号の OR 条件でのトリガー信号を出力している。また、NaI 検出器からの波形信号は 2 つに分配して FADC に入力している。1 つは信号をそのまま入力しており、数 MeV 程度のガンマ線のエネルギースペクトルを測定するために使用する。もう 1 つは attenuator を挟んでゲインを落とすことで、数十 MeV 程度の高速中性子による信号の測定を行うためのものである。

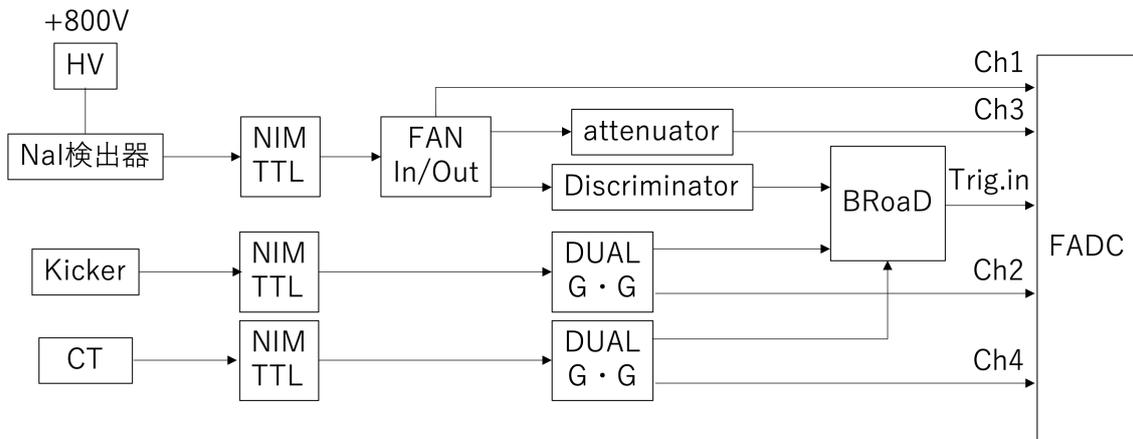


図 4.4 NaI 検出器の読み出しロジック回路図、セルフトリガー、キッカー、CT の OR でデータ取得を行う。

$^3\text{He}$  検出器のロジック回路を図 4.5 に示す。信号読み出しには Time to Digital Converter(TDC) を使用する。キッカー信号を START として、中性子信号及び CT 信号を STOP とする時間差情報が記録される。MLF のビーム 1 スピルにつき 4 つまでの中性子信号の時間差を記録できる。

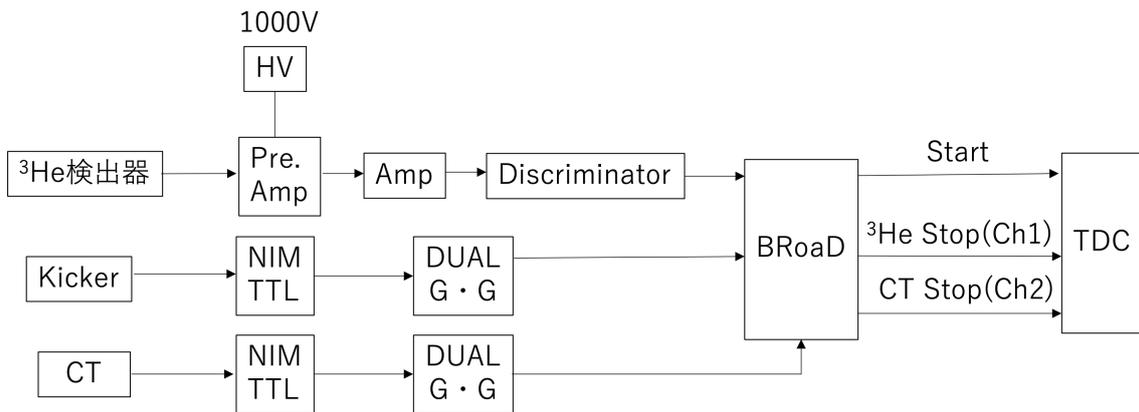


図 4.5  $^3\text{He}$  検出器のロジック回路図、キッカー信号を START として中性子信号までの時間差を記録する。

## 4.3 NaI シンチレータ検出器測定

### 4.3.1 解析手法

#### FADC 波形の取り扱い

NaI 検出器による測定では FADC の取得データをもとに解析変数を定義していく。FADC で取得した波形は図 4.6(a) のようにベースラインから負の方向に立ち下がる波形となっている。正の方向に立ち上がる波形に変換するにあたって、まず初めに取得された FADC 波形のパルスが始まる前である 0ns~50ns の FADC カウント値の平均値をとり、ベースライン (PD=pedestal) を定義する。PD から各 Bin の FADC カウント値を差し引くことで図 4.6(b) のように変換する。今後特に断りのない限り、この変換後の波形を”FADC 波

形”と呼称し、各変数の定義を行っていく。信号タイミングの定義に関しては FADC 波形に Const Fraction Discriminator(CFD) を用いた変換 (以後 CFD 変換と呼称) を行った後の波形から定義する。実際に行った CFD 変換手法を以下に示す。

1. FADC 波形 (図 4.6(b)) の FADC カウント値に-0.4 を乗し、20ns 早めた減衰反転進相波形 (図 4.7(a)) を作成する。
2. 作成した波形と元の波形を加え合わせた CFD 波形 (図 4.7(b)) を作成する。
3. そのゼロクロス点をタイミングとする。

この手順で信号のタイミングを定義する利点として時間分解能の向上のほか、タイミングがパルス高に影響しないという特性を持つことが挙げられる。

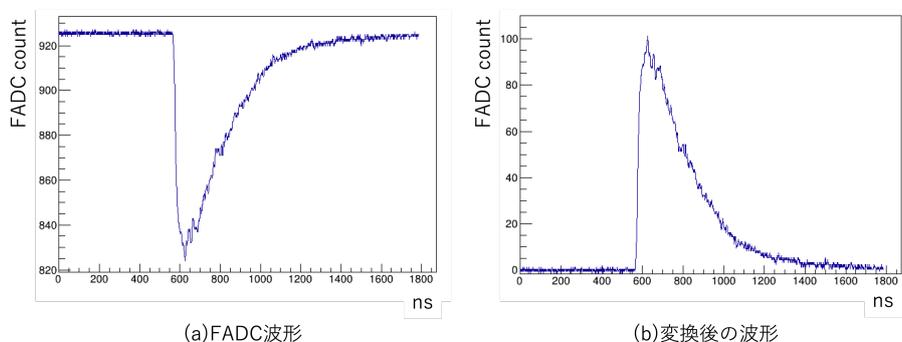


図 4.6 FADC の取得波形と変換後の波形、FADC の time window は 1780ns

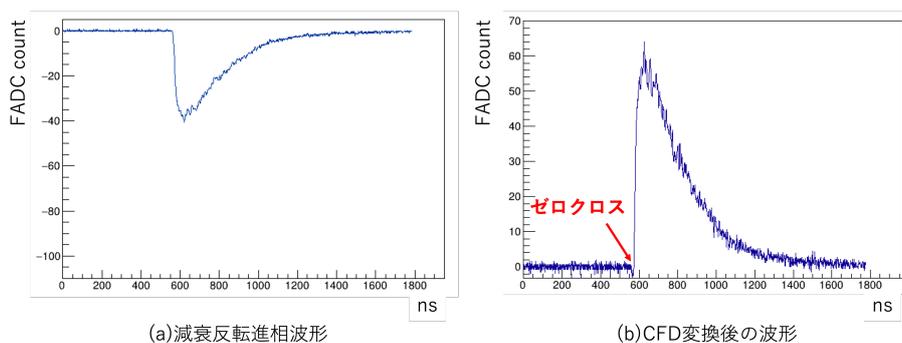


図 4.7 CFD 変換

### Pulse Shape Discrimination(PSD) による粒子選別

J-PARC MLF 内で背景事象の原因となる主な放射線として中性子成分とガンマ線成分が存在する。この 2 つの成分を区別するために、Pulse Shape Discrimination(PSD) による粒子選別を行う。図 4.8 は異なる放射線成分での信号特性を表したものであり、中性子成分の波形はガンマ線成分が成分の波形と比較してピーク後の立ち下がりが遅いことがわかる。したがって、波形全体の電荷とテール部分の電荷比を定義することで中性

子成分とガンマ線成分の識別が可能となる。

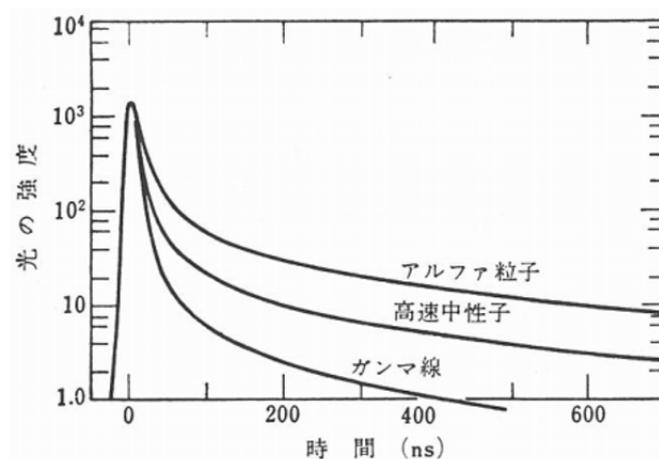


図 4.8 異なる粒子による信号特性、[32] より引用

#### 解析変数の定義

解析に用いる各変数の定義を載せる。

- PD  
FADC 波形の 0ns~50ns の FADC カウント値の平均値をとったもの、FADC 波形のベースラインとして定義する。
- PH(=pulse height)  
FADC 波形のピーク位置における FADC カウント値、FADC では 1V 領域を 10bit で分割するため FADC count 1 count =  $1/2^{10} \sim 0.977\text{mV}$  となる。
- $T_{\text{cfd}}$   
CFD 変換を用いた波形 (図 4.6(c)) にて、FADC カウント値が負から正に移る (ゼロクロス)Bin、信号のタイミングを表す。
- Q  
FADC 波形全区間の FADC カウント値を積分した値、波形の総電荷量を表す。
- $Q_{\text{tail}}$   
 $T_{\text{cfd}}+250\text{ns}$  の区間での FADC カウント値を積分した値、波形のテール部分の電荷量を表す。
- PSD  
 $Q_{\text{tail}}/Q$  で定義される、中性子とガンマ線を識別する変数。
- $dT_{\text{Beam}}$   
FADC 波形の記録時間 +  $T_{\text{cfd}}$  とキッカー信号の記録時間から計算される、ビームからの時間差を表す。

### 4.3.2 NaI 検出器の性能テスト

J-PARC MLF での測定前に、東北大学で NaI 検出器の性能テストを行った。

#### $^{60}\text{Co}$ 線源を用いたエネルギー較正

まず  $^{60}\text{Co}$  線源を用いて検出器のエネルギー構成を行った。測定のセットアップを図 4.9 に示す。線源は NaI(Tl) シンチレーション結晶の上部に設置し、NaI 検出器の周囲を Gd 含有シートで覆っている。

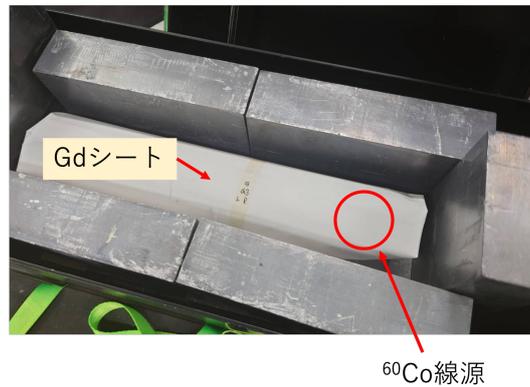


図 4.9  $^{60}\text{Co}$  線源測定のセットアップ

測定した電荷量分布を図 4.10 に示す。2つの鋭いピークは  $^{60}\text{Co}$  線源から放出される 1.17MeV、1.33MeV の2本のガンマ線である。エネルギー分解能は約 4.7% である。したがって、今後の解析では以下の式 4.1 を用いて電荷量をエネルギーに変換する。

$$E = Q \times \frac{1.33\text{MeV}}{6 \times 10^4 \text{count}} \quad (4.1)$$

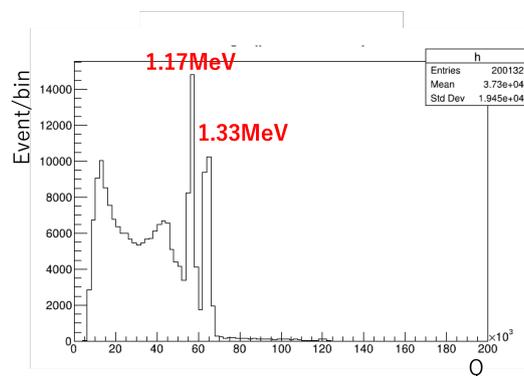


図 4.10  $^{60}\text{Co}$  線源を用いたエネルギー構成

### $^{252}\text{Cf}$ 線源を用いたボロンシートの中性子遮蔽効果の検証

ボロンシートによる中性子遮蔽効果を検証するために、 $^{252}\text{Cf}$  線源を用いた測定を行った。測定セットアップを図 4.11 に示す。 $^{252}\text{Cf}$  線源からは平均 1.4MeV の中性子が放出しており、パラフィンブロックによる中性子の減速を行うことで、熱中性子となった中性子は NaI 検出器を覆う Gd シートに捕獲され、ガンマ線信号を出す。ボロンシートの有無で熱中性子捕獲ガンマ線の増減を検証した。環境のガンマ線の影響を排除するために、鉛による遮蔽も行っている。 $^{252}\text{Cf}$  線源のエネルギースペクトルを図 4.12 に示す。ボロンシートを用いることで ~2MeV あたりのイベントをカットできていることがわかる。これは  $^{252}\text{Cf}$  線源から放出されて、パラフィンブロックによって減速した熱中性子が Gd 原子核に捕獲されて生じたガンマ線だと考えられる。



図 4.11  $^{252}\text{Cf}$  線源を用いたボロンシートの中性子遮蔽効果測定、(b) はボロンシート無しのエネルギースペクトルからボロンシート有りのエネルギースペクトルを差し引いたもの。

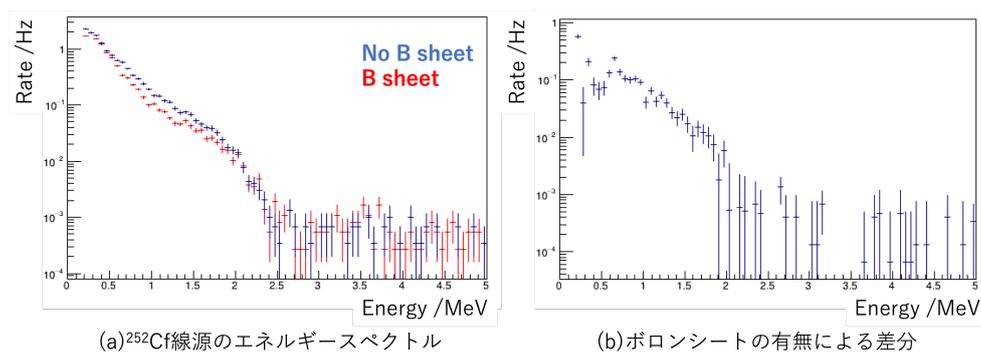


図 4.12  $^{252}\text{Cf}$  線源によるエネルギースペクトル

### 4.3.3 J-PARC MLF での実験セットアップ

#### シールド効果測定

NaI 検出器測定では、用意したシールド材料を用いて複数のシールドパターンでのデータ取得を行った。シールドの構成例を図 4.13 に示す。測定は NaI 検出器測定用ボックスの中で実施し、ボックスの内外にシールド材料を設置した。図 4.13(a) は検出器下面に 5cm 厚鉛を 1 層敷いたものであり、2021 年バックグラウンド測定でのセットアップと同じシールド構成である。図 4.13(b) は 5cm 厚鉛ブロックで検出器全面を囲い、1cm 厚ボロンシートで測定ボックスを外側から覆っている。また、ガンマ線の飛来が多いと予想される検出器下面と前面は鉛ブロックを 2 重に配置し、10cm 厚でのシールドとしている。鉛ブロックによるガンマ線遮蔽効果と、ボロンシートによる熱中性子遮蔽効果の検証を目的としている。図 4.13(c) は (b) のシールド構成の外側に 3cm 厚ボロン入りポリエチレンブロックを配置している。ボロン入りポリエチレンブロックによる速中性子遮蔽効果の検証を目的としている。解析に使用するシールド条件と、その時の実験セットアップを表 4.1 にまとめる。

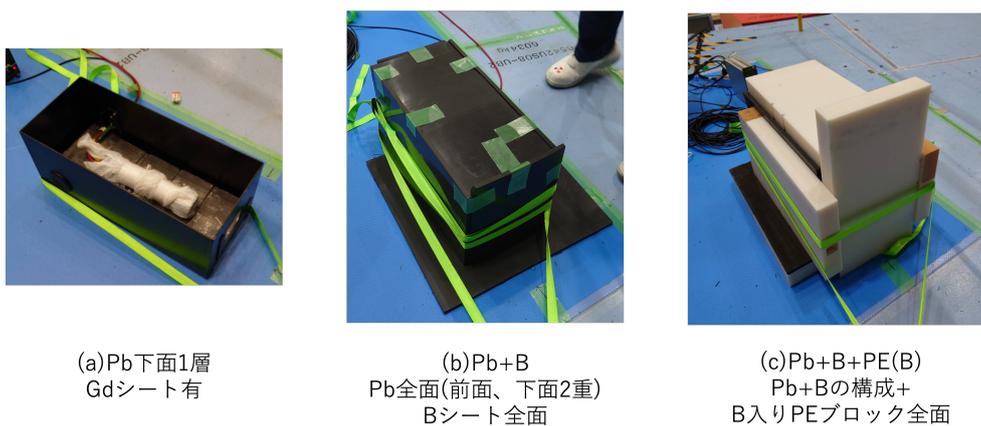


図 4.13 シールド構成例

表 4.1 シールド条件とセットアップの対応表

シールド条件	鉛シールド	ボロンシート	ボロン入りポリエチレンブロック
Pb	下面 1 層	なし	なし
Pb+B	全面 (前面、下面 2 重)	全面	なし
Pb+B+PE(B)	全面 (前面、下面 2 重)	全面	全面

### On Bunch 高速中性子の方向依存性調査

シールド効果測定のほか、On Bunch 高速中性子の方向依存性調査のために、1方向に対してボロン入りポリエチレンブロックを配置し、高速中性子イベントレートを測定した。図 4.14 はボロン入りポリエチレンブロックによる前面遮蔽を行う場合のセットアップ概略図である。遮蔽方向に関わらず、NaI 検出器の周りを5cm厚ポリエチレンブロック及びボロンシートで囲っている。ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽は前面、下面、側面に対して行った。実写真を図 4.15 に示す。

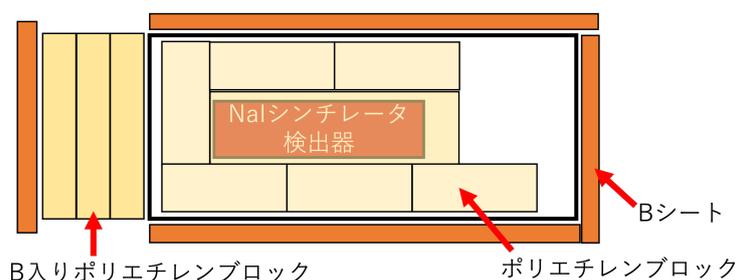


図 4.14 ボロン入りポリエチレンブロックによる前面遮蔽の例

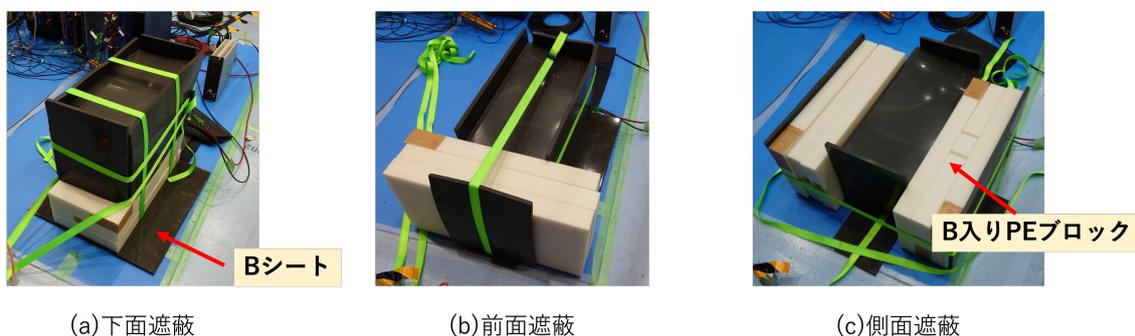


図 4.15 ボロン入りポリエチレンブロックによる前面遮蔽の例

## 4.3.4 解析

### カット条件の定義

まず、NaI 検出器で得た信号からノイズを除去するためにベースカット条件を定義する。FADC 波形 (図 4.6(b)) から大きく異なる波形を除去するために、( $PD > 920$  &  $Q > 10000$ ( $E \sim 0.22\text{MeV}$  相当)) をベースカット条件とした。PD のカットは、ベースラインを計算する時間領域に信号が入ることで電荷量計算に誤りが生じるイベントを除去するためのものである。また Q のカットは、今回の測定で考慮しない低エネルギー領域 ( $\sim 0.2\text{MeV}$ ) のイベントをカットするためのものである。

### ビームからの時間差によるエネルギー分布

12m 地点での NaI 検出器測定データを用いて作成したビームからの時間差  $dT_{\text{Beam}}$  とエネルギーの 2 次元分布を図 4.16 に示す。縦軸のエネルギーは総電荷量  $Q$  を式 4.1 を用いてエネルギーに変換している。2021 年のバックグラウンド測定の時と同様に、ビームの 2 バンチ構造を確認することができた。

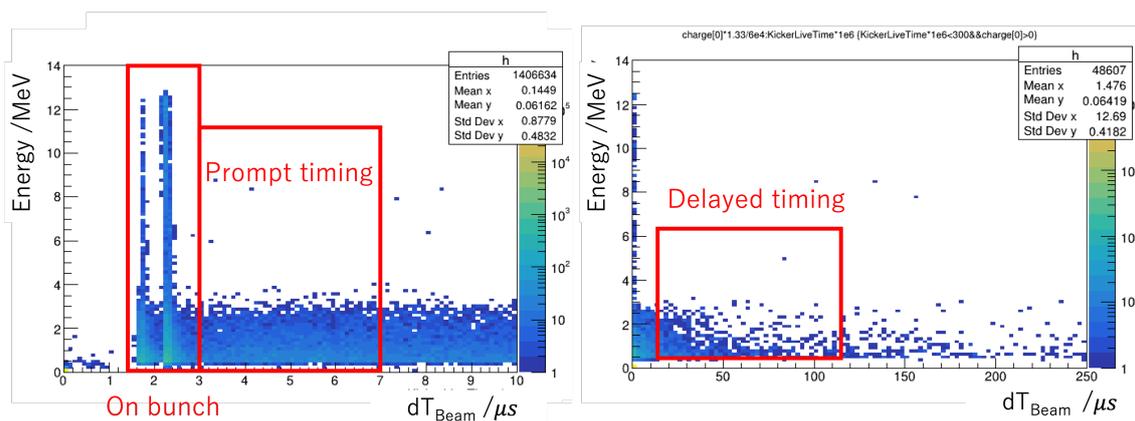


図 4.16 ビームからの時間差  $dT_{\text{Beam}}$  とエネルギーの 2 次元分布

図 4.16 から On Bunch の時間領域 ( $1.5 \sim 3\mu\text{s}$ ) とニュートリノ信号の先発信号領域 ( $3 \sim 7\mu\text{s}$ )、後発信号領域 ( $11.5 \sim 111.5\mu\text{s}$ ) を定義した。各時間領域でのエネルギースペクトルを図 4.17 に示す。青色のプロットが鉛を下面 1 層に敷いた際のスペクトルであり、Pb+B(赤) のシールド条件に変更することで後発信号領域のイベントレートが落ちている。Pb+B+PE(B) のシールド条件に変更することで後発信号領域のレートをさらに落とすことができるほか、先発信号領域のレートも大きく落とすことができる。このことから先発信号領域内では背景事象成分の熱中性子は少なく、速中性子が多いことがわかる。以上より先発信号領域では速中性子由来の背景事象が多く、後発信号領域では中性子由来、ガンマ線由来両方の背景事象が存在することがわかる。各シールド条件におけるイベントレートを表 4.2 にまとめる。

表 4.2 各シールド条件でのイベントレート、鉛を下面 1 層に敷いた時を 1 としている。

シールド条件	先発信号領域 ( $3\mu\text{s} < dT_{\text{Beam}} < 7\mu\text{s}$ )	後発信号領域 ( $11.5\mu\text{s} < dT_{\text{Beam}} < 111.5\mu\text{s}$ )
Pb 下面 1 層	1	1
Pb+B	0.98	0.25
Pb+B+PE(B)	0.25	0.08

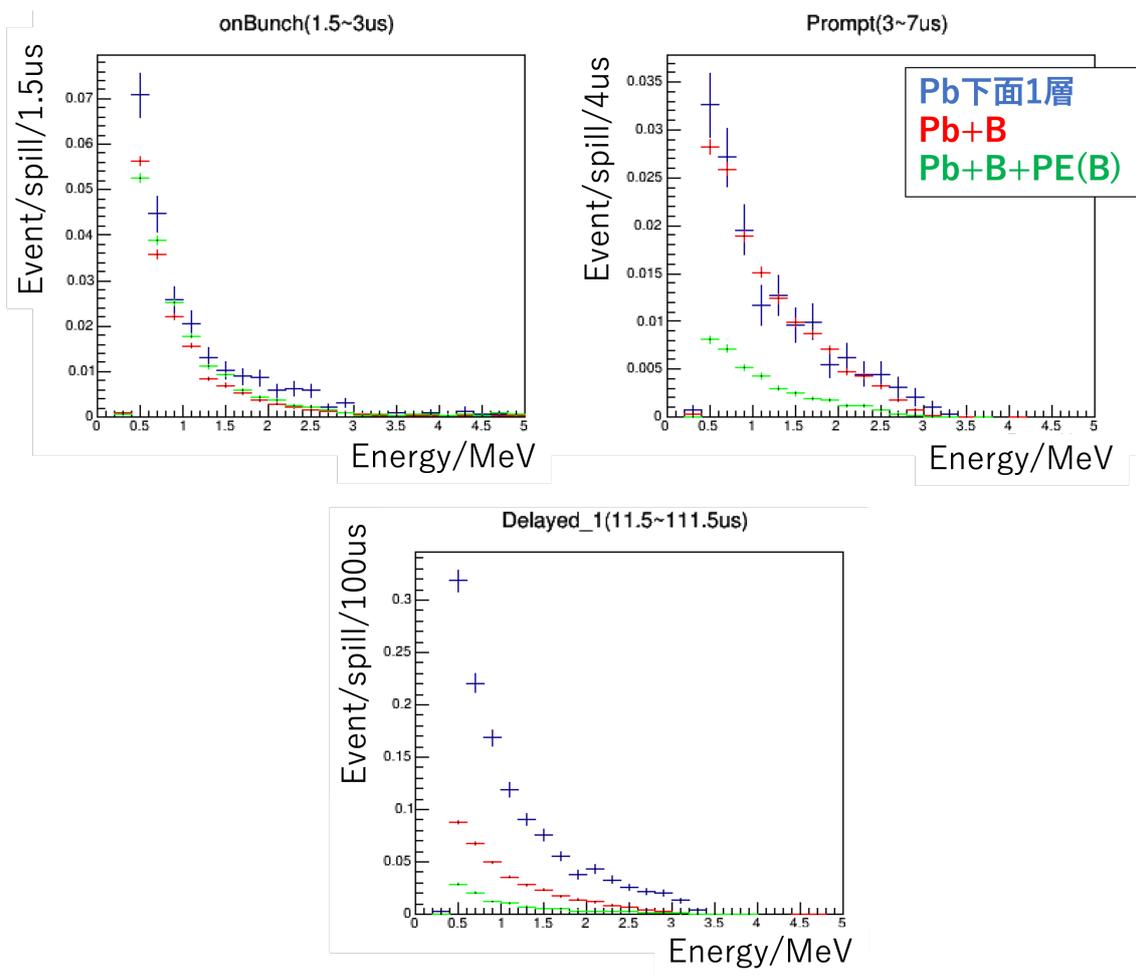


図 4.17 各シールド構成、時間領域でのエネルギースペクトル

### On Bunch 信号の PSD による波形弁別

図 4.16 を元に On Bunch のイベントを抽出し、PSD とエネルギーの 2 次元分布を作成した (図 4.18)。図 4.19 は CsI 検出器を用いた PSD とエネルギーの 2 次元分布であり [33]、NaI 検出器が CsI 検出器と似た粒子識別能力を持つことを確認できた。図 4.18 から中性子信号を抽出するにあたって、以下のカット条件を加えた。

$$\text{PSD} < 0.011 \times E + 0.3 \quad (4.2)$$

4.2 のカット条件は図 4.18 の赤点線より小さい PSD 値のイベントに限定する条件となっている。

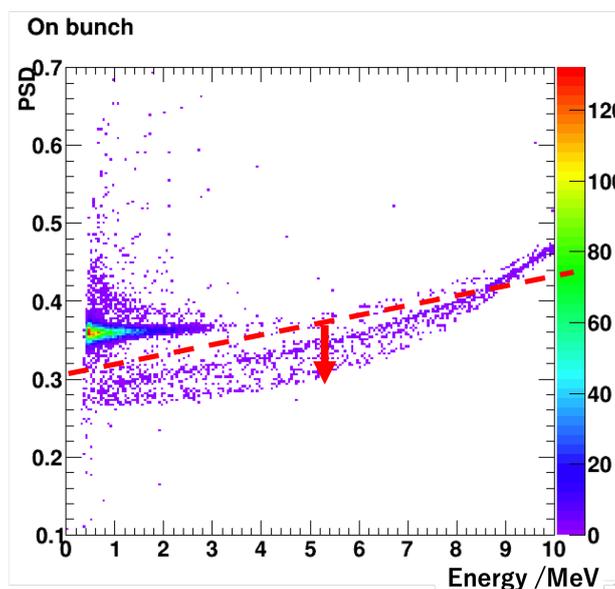


図 4.18 On Bunch での PSD とエネルギーの 2 次元分布

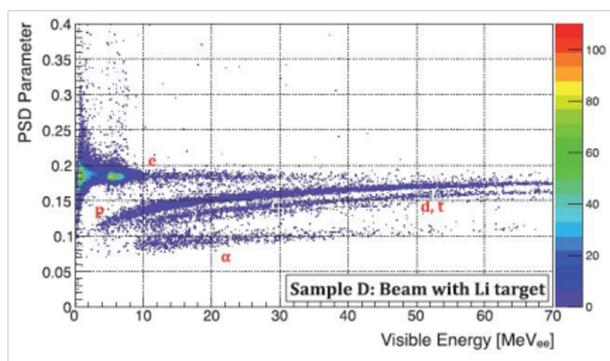


図 4.19 CsI 検出器を用いた PSD 測定、[33] より引用

ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽を行った際の On Bunch 高速中性子のイベントレートを表 4.3 にまとめる。ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽を行っていない場合のイベントレートを 1 として、

大きくイベントレートを落とす遮蔽条件はなかった。このことから、高速中性子の方向依存性はなく、検出器全体の遮蔽が必要となることが判明した。

表 4.3 各シールド条件での On Bunch 高速中性子イベントレート、ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽を行っていない時を 1 としている。

シールド条件	On Bunch 高速中性子イベントレート
遮蔽なし	1
下面遮蔽	1.08
前面遮蔽	0.91
側面遮蔽	0.78

## 4.4 $^3\text{He}$ 検出器測定

### 4.4.1 実験セットアップ

$^3\text{He}$  検出器を用いた測定は、MLF 内の遮蔽体壁面からの距離 120cm、780cm、1170cm の 3 地点で測定を行った (図 4.20)。780cm、1170cm 地点については BL06 のコンクリートシールド上での測定を行った。実際の測定の様子を図 4.21 に示す。検出器下面に 5cm 厚パラフィンブロックを設置し、中性子を減速、熱中性子化させて測定を行っている。ビームラインには中性子を遮蔽するビームシャッターが存在しており、ビームシャッターの開閉によって MLF 内で生成した中性子の通過を管理している。このビームシャッターの開閉によってビームライン上の  $^3\text{He}$  検出器での測定レートが変化するため、その変化も調査した。

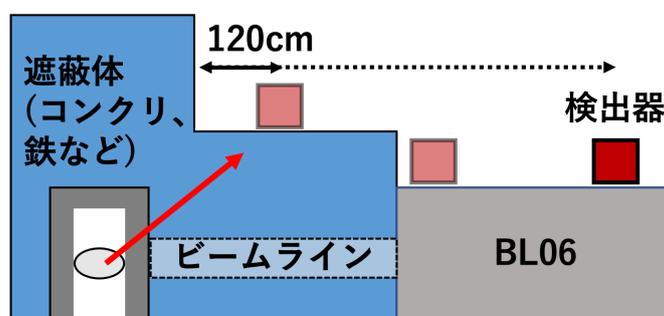


図 4.20  $^3\text{He}$  検出器を用いた測定の概略図



パラフィンブロック

図 4.21  $^3\text{He}$  検出器を用いた測定の様子の様子

## 4.4.2 解析

### 解析変数及びカット条件

使用した解析変数を以下に示す。

- tdc1  
 $^3\text{He}$  検出器信号のキッカー信号からの時間差、1 スピルにつき最大 4 つの中性子信号との時間差を記録できる。
- tdc2  
CT 信号のキッカー信号からの時間差、Beam On の場合記録される。

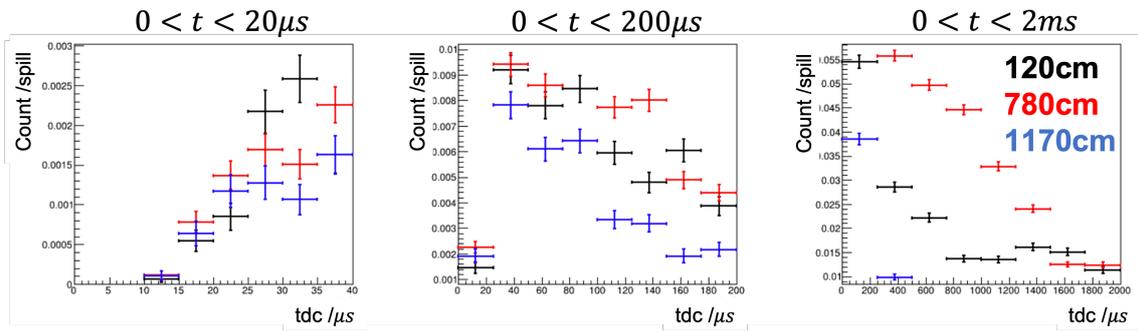
Beam On での中性子イベントレートを測定するために、CT 信号の有無をカット条件として中性子信号の時間差分布を測定した。

### 中性子の時間分布

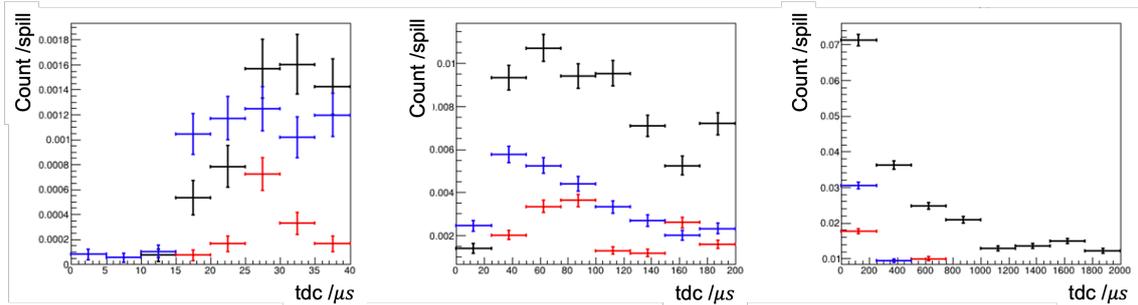
$^3\text{He}$  検出器で測定した中性子の時間差分布を図 4.22 に示す。ビームシャッターが開いている時 (a)、遮蔽体壁面から 120cm 地点の中性子レートが最も高い。しかし、780cm 地点に比べて 1170cm 地点の中性子レートが高く、距離による依存性を有していないことがわかる。また、ビームシャッターが閉じている時 (b)、中性子レートが最も高いのは 780cm 地点であり、ビームシャッターの開閉が測定地点周辺の中性子レートに大きく影響を及ぼすことが判明した。

熱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 ( $11.5\mu\text{s} \sim 201.5\mu\text{s}$ )

での、シャッターの開閉における中性子レートを表 4.4 にまとめる。シャッターの開閉による差が最も大きいのは 780cm 地点であり、この付近にビームシャッターに関する構造体が存在することが推察される。いずれにしても今回の測定場所ではシャッターの OPEN/CLOSE による変化が大きく、不安定となるので本実験をここで行うことは難しいと考えられる。



(a) ビームシャッター-OPEN



(b) ビームシャッター-CLOSE

図 4.22  $^3\text{He}$  検出器による中性子の時間差分布、(a) ビームシャッターが開いている状態、(b) ビームシャッターが閉じている状態

表 4.4 後発信号領域中性子レート (/spill/190 $\mu\text{s}$ )

	OPEN	CLOSE
120cm	0.0452	0.0568
780cm	0.0533	0.0150
1170cm	0.0312	0.0267

## 4.5 議論

### 4.5.1 シールドを用いた状態での背景事象の見積もり

DaRveX 検出器でも背景事象を NaI 検出器と同程度 (表 4.2) だけ落とせると仮定して、シールドを用いた状態での DaRveX 検出器の背景事象レートを見積もる。先発信号領域でのカット比率と後発信号領域でのカット比率を掛け合わせたものが偶発背景事象のカット比率となる。したがって、全シールド材料を用いた状態 (表 4.2Pb+B+PE(B)) での偶発背景事象のカット比率は  $0.25 \times 0.08 = 2.0 \times 10^{-2}$  となる。

別のカット条件として、イベントトポロジーによるカットを考える。2.6 章の Geant4 シミュレーションにおいて、イベントトポロジーによるカット比率は  $9 \times 10^{-3}$  となっている。ビーム由来の中性子でも同程度カットできると仮定して、イベントトポロジーによるカット比率を  $1 \times 10^{-2}$  とする。シールド条件での遅延同時計測によるカット比率と合わせて  $2.0 \times 10^{-4}$  のカット比率となった。3 章で議論した SN 比 1 を達成するためのカット比率  $(2.4 \sim 8.3) \times 10^{-4}$  には至らず、12m 地点での測定にはカット条件の追加、もしくはシールド材料の追加が要請される。

### 4.5.2 12m 地点での実験可能性について

NaI 検出器のシールド効果測定から、12m 地点で実験可能な領域まで背景事象を落とすためにはカット条件の追加、もしくはシールド材料の追加が必要となる。また、NaI 検出器による高速中性子方向依存性の調査から 12m 地点での高速中性子の方向依存性はなく、シールドを追加する場合は全方向への遮蔽を行う必要がある。全方向を遮蔽する場合、DaRveX 検出器の総重量が大きく増加し、検出器の可動性に影響が出る恐れが大きい。また、 $^3\text{He}$  検出器での測定から、前遮蔽体上での中性子レートはビームシャッターの開閉によって大きく変動することがわかる。背景事象の深刻な原因となる中性子数が増減するため、前遮蔽体上は実験的に不安定であると言える。

以上から、12m 地点での測定は難しく、BL06 と BL08 の間のスペースでの実験が現実的であると考えられる。2021 年のバックグラウンド測定では水銀標的からの距離 24m の地点で測定を行ったが、ニュートリノ信号の確保のために水銀標的に近づくことを検討する。DaRveX 検出器をおくことができるスペースとして、水銀標的からの距離 18m 地点が候補にあがった。DaRveX 検出器の設置にあたり、ビーム方向に対して PANDA モジュールが垂直になるように配置していたが、18m 地点ではスペースの都合上 PANDA モジュールをビーム方向に対して平行にする必要がある (図 4.23)。したがって、この条件下での検出効率の見直しが要求される。

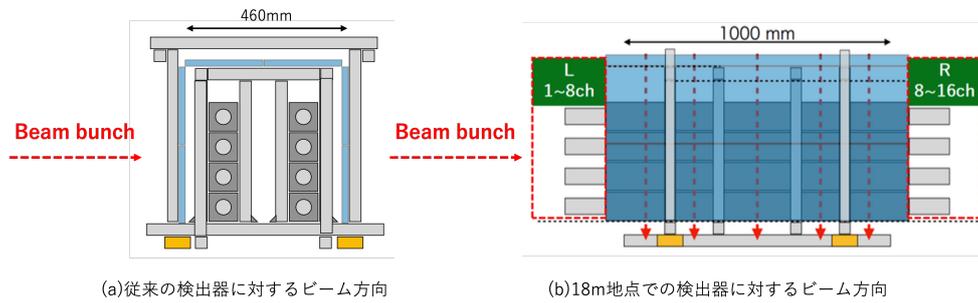


図 4.23 (a) 従来の検出器に対するビーム方向、PANDA モジュールに対して垂直。(b)18m 地点での検出器に対するビーム方向、PANDA モジュールと平行になっている。

## 4.6 まとめ

2021 年のオンサイトバックグラウンド測定で判明したシールドの必要性を受けて、実験候補地点である J-PARC MLF の背景事象に対するシールド効果測定実験を行った。NaI 検出器による測定では、ボロンシートによる遮蔽で後発信号領域の背景事象を大きく削減できることが確認され、ボロン入りポリエチレンブロックによる遮蔽と合わせて背景事象を大きく削減できることが判明した。しかし、目標のカット比率を達成するためにはカット条件の追加、もしくはシールド材料の追加が必要であり、シールドを追加する場合は全面の遮蔽が必要となる。また、 $^3\text{He}$  検出器による測定から、前遮蔽体上ではビームシャッターの開閉によって中性子量が増減し、実験的に不安定となることが明らかになった。以上を踏まえて測定地点を見直す必要が生じ、それに伴う検出効率の見直し等も課題となった。

## 第5章

# 検出器構造の変更点・建設状況

本章ではシールド効果測定実験の結果、および実際に建設するにあたっての検出器構造の変更点と、変更に伴う再シミュレーションの結果を解説する。また、現在の建設状況の進捗についても報告を行う。

### 5.1 シールド効果測定実験を踏まえた検出器構造

シールド効果測定実験の結果から、BL06 と BL08 の間のスペースである 18m 地点が測定候補地点としてあげられた。図 5.1 赤点線枠内が検出器を置く候補地点である。現在、水色の構造物が設置してあるが、移動をお願いしてスペースを確保する予定である。18m 地点に移動するにあたって、スペースの都合から検出器の PANDA モジュールをビーム方向に対して並行になるように配置する (図 4.23)。



図 5.1 18m 地点の実写真、赤点線枠内に検出器を置く予定。

ここからは、実際の検出器構造を詳説していく。検出器は図に示されたステンレスフレームの中に設置する。フレーム内 120cm × 200cm × 60cm のスペースに 1 層あたり 10 本の PANDA モジュールを配置する。続いてトラック用プラスチックシンチレータについて、当初は 1cm × 10cm × 100cm サイズを想定していたが、本実験では 1cm × 25cm × 108cm のプラスチックシンチレータを使用する (図 5.3(a))。図 5.3(b) のようにシンチレータの中に波長変換ファイバーを通し、先端に取り付けた MPPC で信号読み出しを行う。ト

トラックシンチレータの変更に合わせて、 $\nu_e$  標的となる鉛板も  $4\text{mm} \times 25\text{cm} \times 100\text{cm}$  に変更している。

図 5.4 に変更前後の検出器の概略図を示す。トラックシンチレータの幅が広くなったため、1層あたりのトラックシンチレータの枚数は少なくなっている。また、既存の検出器構造では PANDA モジュールおよびトラックシンチレータを縦置きにしていたが、検出器の安定性確保のため横置きに変更した。

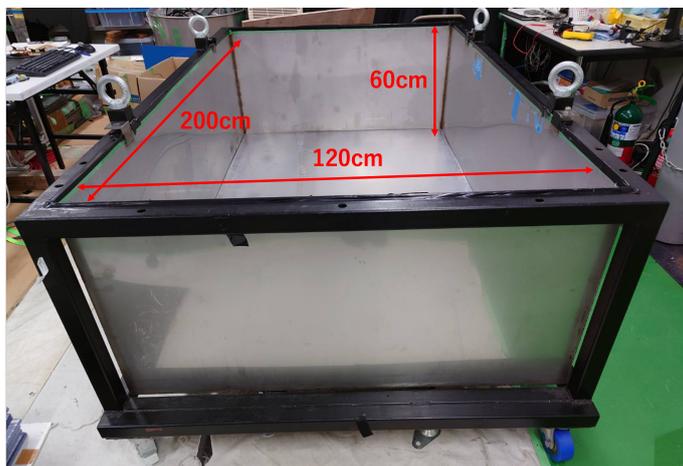


図 5.2 DaRveX 検出器を設置するステンレスフレーム



(a) トラックシンチレータ概略図



(b) シンチレータを通るファイバー



(c) MPPC

図 5.3 トラックシンチレータの図

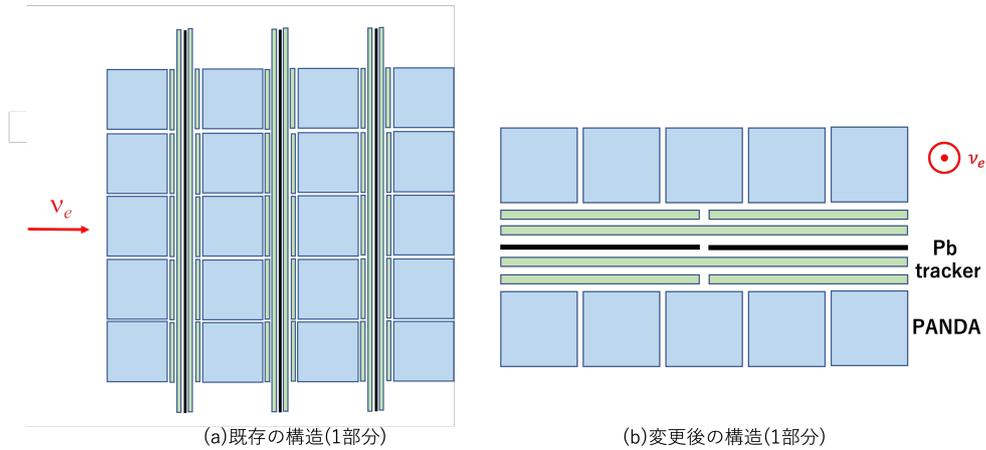


図 5.4 DaRveX 検出器の概略図、(a) これまでの検出器構造、(b) 変更後の検出器構造、検出器に対する  $\nu_e$  の方向も変更した。

## 5.2 Geant4 による MC シミュレーション

### 5.2.1 Geant4

検出器のシミュレーションを行うにあたって、CERN 物理学研究所が提供している Geant4 を利用する。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ソフトウェア・パッケージである。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して組み込まれている。Geant4 は次の特徴から、高エネルギー物理学、原子核実験、加速器等の領域で利用されている。

- 検出器や遮蔽体等の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、中性子といった様々な粒子を扱うことができ、その発生位置、エネルギー、運動方向を自由に設定できる。
- 物質を通過する粒子の飛跡をシミュレートし、検出器内での反応過程を時系列に沿って追うことができる。

本研究では Geant4 のバージョン 4.10.06.03 を用いて検出器の性能評価を行った。

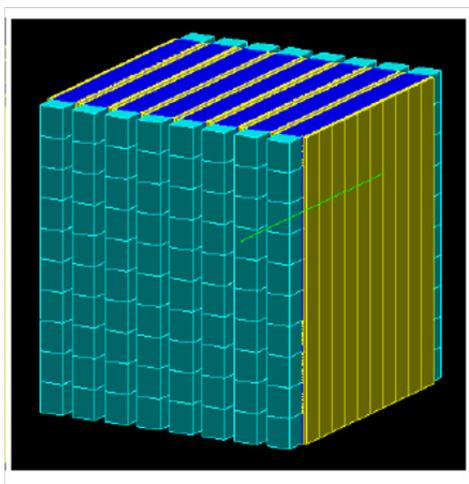
## 5.2.2 変更後のセットアップ及びジェネレータ

### DaRveX 検出器

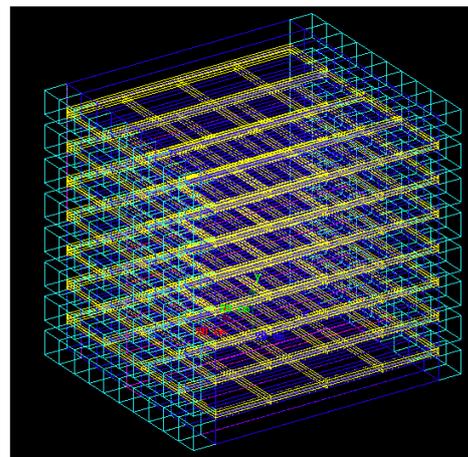
検出器の変更点を表 5.1 にまとめる。表 5.1 をもとに、実際に作成したシミュレーションのジオメトリを図 5.5 に示す。変更後のジオメトリを用いて  $\nu_e - \text{Pb}$  反応のシミュレーションを行い、検出効率の比較を行う。

表 5.1 DaRveX 検出器構造の変更点

DaRveX 検出器構造		変更前	変更後
PANDA モジュール	寸法	10cm × 10cm × 100cm	10cm × 10cm × 100cm
	数量	80 本	80 本
トラックシンチレータ	寸法	1cm × 10cm × 100cm	1cm × 25cm × 108cm
	数量	284 枚	112 枚
鉛	寸法	4mm × 10cm × 100cm	4mm × 25cm × 100cm
	数量	70 枚	28 枚
検出器全体	配置	縦置き	横置き
	向き	ビーム方向に対して垂直	ビーム方向に対して並行



(a) 既存の検出器構造(PANDA10×8)



(b) 変更後の検出器構造(PANDA8×10)

図 5.5 Geant4 で作成した DaRveX 検出器のジオメトリ、(a) は既存のジオメトリ、(b) は変更後のジオメトリを示す。(b) は内部構造を明瞭にするため、各構造体のフレームのみを表示している。

### ジェネレータの変更点

$\nu_e - \text{Pb}$  反応のシミュレーションを行うにあたって、既存のイベントジェネレータでは  $e^-$  の放出角が MLF のビーム方向に対して後方散乱となるように定義していた。しかし [35] によると、DaRveX 実験のエネルギー領域での荷電カレント  $\nu_e - \text{Pb}$  反応の  $e^-$  放出角が図 5.6 のようなほぼ一様な分布になるという計算結果が得られている。この結果を参考に、電子の放出角が一様等方になるように変更を加えた (図 5.7)。 $\nu_e - \text{Pb}$

反応が MLF のビーム方向に依らない場合、検出器のビーム方向に対する向きの変更の影響はないものと考えられる。

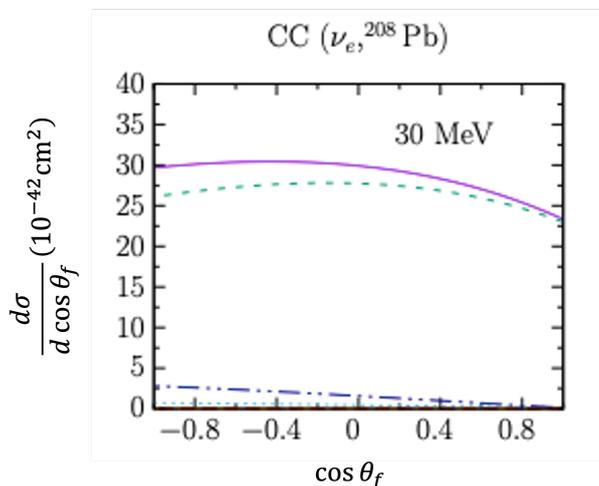


図 5.6 30MeV の  $\nu_e - \text{Pb}$  反応における  $e^-$  放出角の計算結果、[35] より引用

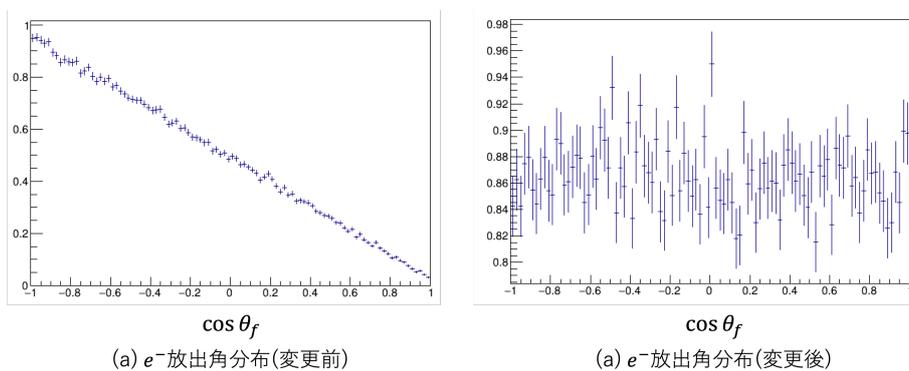


図 5.7 変更前後の  $e^-$  の放出角分布

Gd の中性子捕獲モデルについては、Geant4 に組み込まれている捕獲反応は再現性が良くないことがわかっており、より高精度なデータ取得のために J-PARC MLF での ANNRI 検出器による測定データ [36] を基にしたモデルを採用した。図 5.8 は Gd の中性子捕獲反応で生じるガンマ線のエネルギー分布を示しており、Geant4 では Gd の中性子捕獲反応によるエネルギーが 8MeV 以上の場合があるが、ANNRI モデルではガンマ線の総エネルギー 8MeV が再現されていることがわかる。

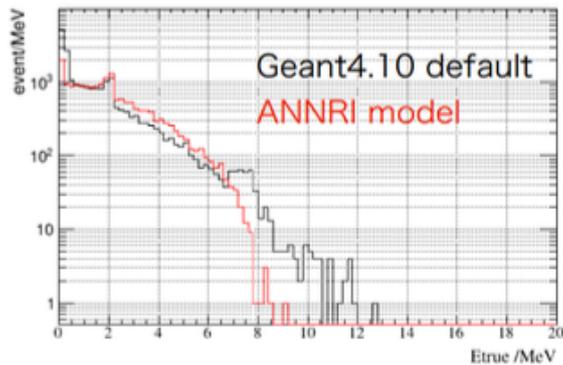


図 5.8 Gd の中性子捕獲反応で生じるガンマ線のエネルギー分布

### 5.2.3 DaRveX 検出器の検出効率

#### カット条件

検出器構造の変更に伴い、カット条件を一部変更した。図 5.9 は DaRveX 検出器による  $\nu_e$  反応の一例である。図 5.9 枠線内に囲まれた検出器の中で最もエネルギーを落とした検出器をラベリングし、イベントポロジータのカット条件に使用する。他のカット条件は以前のシミュレーションを同じ条件として、表 5.2 にまとめる。

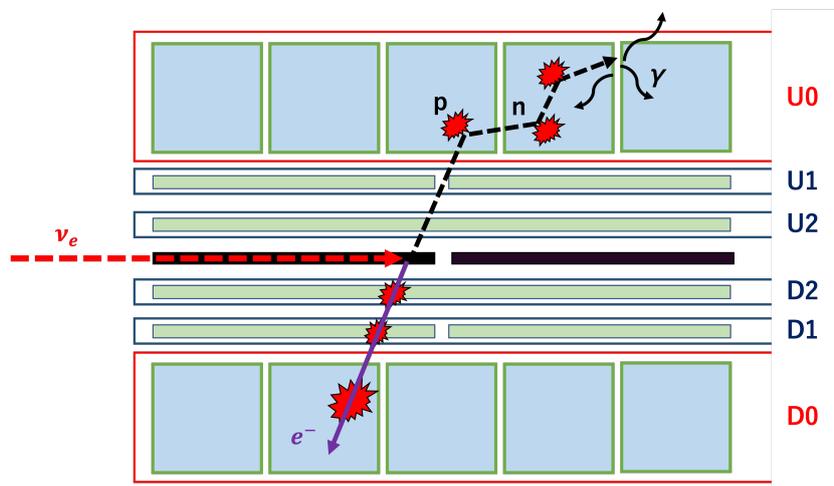


図 5.9 DaRveX 検出器での  $\nu_e$  検出の一例、枠線内で最もエネルギーを落とすシンチレータをラベリングし、カット条件に当てはめる

表 5.2  $\nu_e$  イベントカット条件、 $e^-$  が鉛に対して上方向に放出される場合  $D_n \rightarrow U_n$ ,

	分類	カット条件
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	$[D0 \wedge D1 \wedge D2 \wedge \bar{U}2]$ [検出器 1 層内での反応] [PANDA モジュール 1 本、または隣接する 2 本のヒット]
C2	MIP ヒット	$[1\text{MeV} < E_{D1}, E_{D2} < 5\text{MeV}], [0.5 < (E_{D1}/E_{D2}) < 2]$
C3	$e^-$ 観測エネルギー	$[15 \text{ MeV} < E_P < 40 \text{ MeV}]$
C4	後発信号	$[1.5 \text{ MeV} < E_D < 9 \text{ MeV}], [10\mu s < t_D - t_P < 100\mu s]$

### 検出効率

各カット条件での DaRveX 検出器の検出効率を表 5.3 にまとめる。宇宙線由来高速中性子のシミュレーションも行い、変更前後の検出効率を比較したところ、ほとんど差がないことが判明した。したがって、検出器構造の変更は測定に影響を与えないことが予想される。

表 5.3 MC シミュレーションによる検出効率

カット条件	検出効率			
	$\nu_e$		宇宙線高速中性子	
	変更前	変更後	変更前	変更後
C1×C2: イベントトポロジー ( $\epsilon_{ET}$ )	0.36	0.37	$9 \times 10^{-3}$	0.012
C3: $e^-$ 観測エネルギー ( $\epsilon_E$ )	0.30	0.31	0.073	0.063
C4: 後発信号 ( $\epsilon_{DC}$ )	0.32	0.30	0.21	0.15
C1~C4	0.062	0.059	$3.2 \times 10^{-4}$	$2.8 \times 10^{-4}$

## 5.3 検出器の建設状況

Geant4 による再シミュレーションの結果、検出器構造の変更が測定に影響を与えないことが予想されたため、変更後の検出器構造で建設を進めていく。本説では DaRveX 検出器に使用するシールド材料の種類と、その配置方法および建設に向けた検出器の調整について解説していく。

### 5.3.1 シールド材料の準備

シールド効果測定実験では DaRveX 実験の背景事象となる中性子、ガンマ線のシールド材料として、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等を使用した。本測定でもガンマ線の遮蔽に 5cm 厚鉛ブロックを使用するが、熱中性子遮蔽にはエポキシ樹脂にホウ酸を加えて固めたもの (以後ホウ酸エポキシと呼称) を使用する。ホウ酸エポキシはホウ酸とエポキシ樹脂を質量比 1:1 で混合して固めている。作成したホウ酸エポキシはステンレスフレーム内側に設置することを想定しており、実際に床面にはホウ酸エポキシを敷き詰めている (図 5.10)。

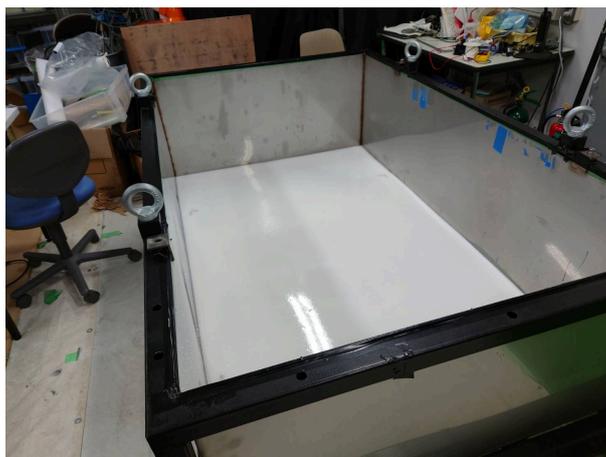


図 5.10 DaRveX 検出器ステンレスフレーム、床面にホウ酸エポキシを敷き詰めている。

鉛ブロック、ホウ酸エポキシに加えて、速中性子の減速材として 5cm 厚ポリエチレンブロックを使用する。鉛ブロックおよびポリエチレンブロックの配置方法を図に示す。ステンレスフレーム外側には枠組によるスペースがあり、そのスペースに鉛ブロックを配置する。鉛ブロック配置後、外側にポリエチレンブロックを立てかけるように設置する。シールド構成は以上であり、現在は測定時の安全を確保するフレーム設計を進めている。



図 5.11 DaRveX 検出器シールド設置例

### 5.3.2 ゲイン調整

DaRveX 実験では PANDA モジュール 80 本、つまり PMT160 本での同時測定を行うために、入力した HV を複数に分割する HV splitter を使用する。図 5.12 は HV splitter の実写真であり、入力した HV を 40ch に分割することが可能であり、本測定では HV splitter を 4 つ使用する。各チャンネルの HV 出力値はつまみによって調整可能であり、入力電圧の約 80% ~ 100% で調整可能となっている。

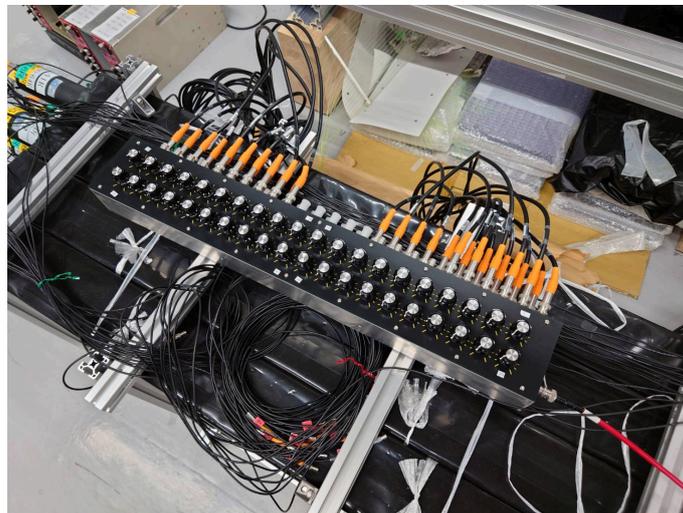


図 5.12 HV splitter による測定の様子

DaRveX 実験に向けて、使用する PMT のゲインがある程度一定になるように調整を行う。測定の様子を図 5.12 に示す。PANDA モジュールのエネルギー較正には宇宙線ミュオンを用いる。10cm × 10cm × 100cm プラスチックシンチレータを通過するミュオンの平均エネルギーは約 20MeV であり、PMT の測定するエネルギー領域が ~ 30MeV 程度になるように調節した。図 5.13(a) は PANDA モジュールの両端 PMT で測定した電荷量分布を示しており、宇宙線ミュオンに対する電荷量が等しくなるように調整を行っている。図

5.13(b) は取得データの波高値とエネルギー (図 5.13(a) を基準に変換) の 2 次元分布を示している。本測定で用いる FADC は 8bit でデータ取得を行っているため、250 カウントあたりで波高の上限に達し、電荷量を正確に測定できなくなる。したがって、今回の調整ではエネルギーが 30MeV 程度まで正確に測定が可能となっている。

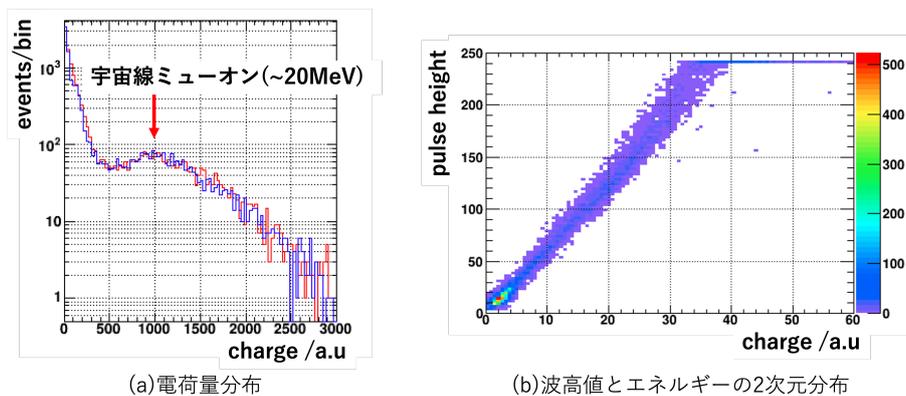


図 5.13 宇宙線ミュオンを用いたゲイン調整

### 5.3.3 測定計画

DaRveX 実験に向けて、2022 年度内に東北大学でのテスト測定を計画している。テスト測定に用いる検出器の概略図を図 5.14 に示す。テスト測定では DaRveX 検出器 1 層分を用いた宇宙線、環境バックグラウンドの測定を通して検出器構造の検討と長期データ収集のテストを行うことを目的としている。現在はテスト測定に用いる検出器の作成および調整を進めている。

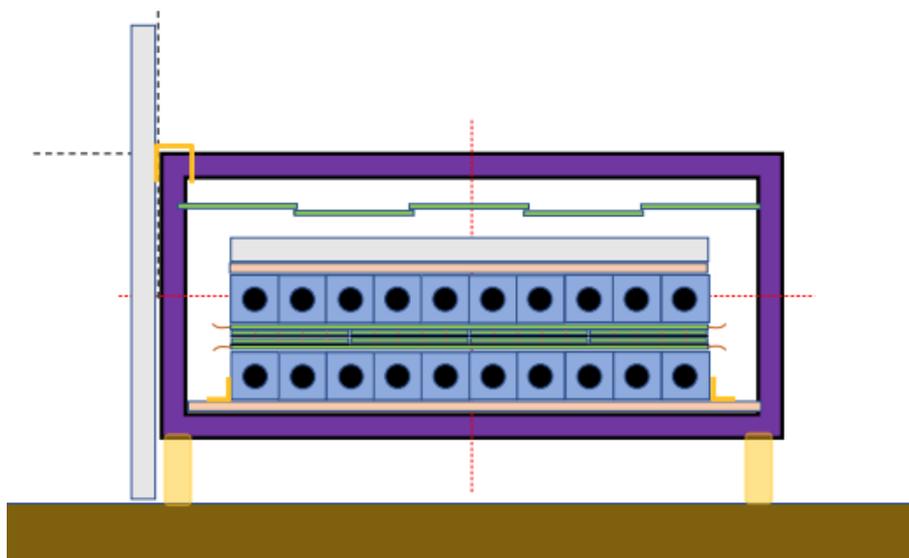


図 5.14 テスト検出器の概略図

## 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  $\mu^+$  の静止崩壊  $\nu_e$  を用いて、 $\nu_e - \text{Pb}$  反応断面積の初測定を目指しており、現在実験開始に向けて検出器の建設を進めている。2021 年に行われたオンサイトバックグラウンド測定から、ニュートリノイベントが多いと予想される水銀標的から 12m の地点では  $\nu_e - \text{Pb}$  反応の後発信号領域に入り込む中性子由来の背景事象が非常に多いことがわかった。この結果を受けて、背景事象の原因となる中性子、ガンマ線のシールド効果測定実験を行った。シールド材料として鉛、ボロンシート、ボロン入りポリエチレンブロック等を用意して背景事象のイベントレートを実験可能な水準まで落とすことができるか検証したところ、シールド材料だけでは目標の水準まで落とすことはできず、またシャッターの開閉で背景事象数が不安定になることから、12m 地点での測定は難しいことが判明した。

シールド効果測定実験の結果を受けて、測定候補地点を 12m 地点から水銀標的からの距離 18m 地点へ変更することが検討された。18m 地点への変更、および実際に建設するにあたっての検出器構造の変化を受けて、DaRveX 検出器の検出効率の再シミュレーションを行った結果、検出器構造の変更前後で検出効率に大きな差は無いことが判明した。現在は DaRveX 実験本測定に向けて各検出器の調整を行っている。

### 6.2 今後の展望

2023 年 4 月に DaRveX 実験の commissioning run の実施を予定している。commissioning run では DaRveX 実験本測定のハーフサイズの検出器 (横 10× 縦 4 の 40 本 PANDA モジュール) での測定を行う予定である。commissioning run に向けて検出器の建設および動作テストを行っていく。

また、2024 年からフルサイズの検出器 (横 10× 縦 8 の 80 本 PANDA モジュール) での本測定の開始を目指しており、commissioning run の測定と並行してトラックーシンチレータの作成や検出器の調整等を行っていく。

## 第7章

### 謝辞

本研究を進めるにあたって、指導教官である末包教授、研究員の日野さんをはじめとしたニュートリノセンサーの方々並びに DaRveX コラボレーターである北里大学の川崎教授、今野准教授など多くの方々にご指導、ご協力をいただきました。また、本実験の実施にあたって J-PARC MLF の皆様には実験の立案から実施まで大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] K. Scholberg, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2012. 62:81-1031
- [2] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, *Prog. [Theor. Phys.* 28, 820] (1962).
- [3] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020) and 2021 update
- [4] KamLAND collaboration, *Nature* 436 (2005) 499.
- [5] KARMEN collaboration, *Prog. Par. and Nucl. Phys.* 40 (1998) 183-192
- [6] LSND collaboration, *Phys. Rev. C*, vol.64, 065501 (2001)
- [7] Yu.V.Gaponov, *Physics of Atomic Nuclei*, vol.67, No. 11, 2004, pp. 1669-1972.
- [8] F Suekane, Conceptual Design Report of DaRveX:Decay at Rest  $nu_e$ +Lead Cross Section Measurement at J-PARC MLF
- [9] HALO Collaboration, *Nucl. Part. Phys. Proc.* 265-266 (2015).
- [10] JSNS2 collaboration, *PTEP* 2015 (2015) 6, 063C01, arXiv: 1502.06324
- [11] 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
- [12] M. Dentler et al. *JHEP* 11(2017)099
- [13] G. Mention, M. Fechner, *Phys. Rev. D* 83, 073006 (2011)
- [14] A. Bolozdynya et al. arXiv:1211.5199v1
- [15] 岩井 瑛人 他, *hepnews* (vol.34 No.1) (2015)
- [16] JSNS2 collaboration, arXiv: 1705.08629 (2017)
- [17] M. Harada et al., “Proposal: A Search for Sterile Neutrino at J-PARC Materials and Life Science Experimental Facility” , arXiv:1310.1437 [physics.ins-det](2013)
- [18] <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [19] JSNS2 collaboration, arXiv:1310.1437 (2013)
- [20] F. Suekane, *Springer Lecture Notes in Physics* 898 (2015)
- [21] J. Engel et al. *Phys. Rev. D*67 (2003) 013005, arXiv:hep-ph/0209267v2
- [22] R.B. Firestone et al. *Table of Isotopes*, v1.0 (1996).
- [23] M. Hedayatipoor et al. *J. Phys.* G45 (2018)2, 025201.
- [24] E. Kolbe, K. Langanke, *Phys. Rev.* C63 (2001) 025802.
- [25] E. Kolbe et al. *J. Phys.* G29 (2003) 2569-2597
- [26] S. Iwata et al. *J. Phys. Conf. Ser.* 1216 (2019) 1, 012006.
- [27] A product of Saint-Gobain,

- <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>
- [28] T. Konno, Talk at AAP2019,  
[https://indico.cern.ch/event/833568/contributions/3555189/attachments/1958550/3254249/AAP\\_20191207.pdf](https://indico.cern.ch/event/833568/contributions/3555189/attachments/1958550/3254249/AAP_20191207.pdf)
  - [29] S. Agostinelli et al. Nucl. Instr. Meth. A, vol. 506, no. 3, pp. 250-303, 2003
  - [30] 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
  - [31] Bee Beans Technologies Co. BRoaD ユーザーズマニュアル
  - [32] Knoll, G. Radiation and Detection Measurement.
  - [33] Y Ashida et al, PTEP 2018,043H01
  - [34] S. Callier et al. Phys. Procedia, vol.37, 1569-1576, (2012)
  - [35] N.Van Dessel et al. Lepton kinematics in low energy neutrino-Argon interactions, arXiv:1912.10714v1,(2019)
  - [36] Kaito Hagiwara et al. Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157, PTEP 2019, 023D01,