

修士論文

J-PARC MLF施設におけるステライル
ニュートリノ探索実験 JSNS²のための
液漏れ監視システムの開発および
1MW運転時の背景事象の研究

東北大学理学研究科
物理学専攻

氏家 亮祐

令和2年

概要

現在、ニュートリノは電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3種類確認されている。これら3つのニュートリノのフレーバー固有状態は、質量固有状態の重ね合わせの状態となっており、フレーバー固有状態の各世代間で振動をする。この振動のパラメータである質量二乗差 Δm^2 は、過去に行われたニュートリノ振動実験により計測されており、最も大きい値でも $\Delta m^2 \sim 10^{-3} eV^2$ とされている。しかし、LSND 実験や MiniBooNE 実験により、 $\Delta m^2 \sim 1 eV^2$ に相当する振動を報告された。この質量二乗差の値は、現在確認されている3種類の質量固有状態では説明ができず、3種類の質量固有状態に比べて、重い4種類目の質量固有状態が混合しているステライルニュートリノの存在が示唆されている。しかし、ステライルニュートリノの存在の有無は未だに決着がついておらず、現在、世界でも LSND 実験や MiniBooNE 実験の結果を確認するための実験が計画されている。

JSNS² 実験グループでは J-PARC の MLF (Materials and Life Science Experimental Facility) でのステライルニュートリノ探索実験を行っている。JSNS² 実験では、LSND 実験と同じ μ^+ の静止崩壊による $\bar{\nu}_\mu$ を用いて、同じ振動モードの $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を観測する。

JSNS² 実験グループではニュートリノ検出のために、約50トンの液体シンチレータを用いる。この液体シンチレータの溶媒であるリニアアルキルベンゼンは、日本の消防法において危険物とされている。そのため、約50トンの液体シンチレータを使用する JSNS² 実験では、液体シンチレータが漏れた場合に警報を発するシステムが必要であった。そこで、本研究で検出器からの液体シンチレータの漏れを監視・検出するシステムの開発を行い、検出器へのシステムの導入を行った。

また、JSNS² 実験ではニュートリノ検出のために、遅延同時計測を行う。この遅延同時計測の Accidental 背景事象となる事象に、MLF のビームに由来する γ 線が存在する。また、JSNS² 実験は MLF のビーム出力を 1MW と仮定してデザインされた実験であるが、現在は J-PARC MLF のビーム出力は 0.6MW で運転されている。しかし、2020/6/25 から 2020/6/27 の間にビーム出力を 0.9MW に上げて運転するトライアル期間があった。そのため、本研究では、プラスチックシンチレータを用いて、各ビーム出力における、ビームに由来する γ 線の量を見積もり、JSNS² 実験における S/N 比の寄与を考察した。

目次

第 1 章	序論	8
1.1	ステライルニュートリノ	8
1.1.1	ニュートリノ振動	8
1.2	過去のステライルニュートリノ実験	11
1.3	現在計画の加速器実験によるステライルニュートリノ探索 実験	11
1.4	本論文について	12
第 2 章	J-PARC MLF 中性子源を用いたステライルニュートリノ 探索実験 JSNS²	14
2.1	実験概要	14
2.2	ニュートリノ源	15
2.2.1	RCS ビームとターゲット	16
2.2.2	ニュートリノビーム	17
2.2.3	振動後のニュートリノエネルギースペクトル	18
2.3	JSNS ² 検出器	20
2.3.1	反電子ニュートリノ検出原理	20
2.3.2	検出器構造	20
2.3.3	液体シンチレータ	21
2.3.4	液体シンチレータ監視装置	22
2.4	本実験での主な背景事象	22
2.4.1	Correlated バックグラウンド	23
2.4.2	Accidental バックグラウンド	24
2.5	JSNS ² 実験における信号事象数と背景事象数まとめ	25
第 3 章	液漏れ監視システム	27
3.1	液漏れ監視システム開発の目的	27
3.2	システムデザインと構成	27
3.2.1	システムに対する要求事項	27
3.2.2	システムデザイン	28
3.2.3	液漏れ監視を行う超音波センサーのセットアップ	29
3.2.4	液漏れ監視を行うカメラのセットアップ	30

3.2.5	写真取得・表示方法	33
3.2.6	液漏れ判定アルゴリズム	34
3.3	液漏れ判定における閾値の決定	39
3.3.1	色強度の光による変化	39
3.3.2	液漏れ判定テスト	42
3.4	システム運用実績	43
3.4.1	運用実績と運用中に生じた問題	43
3.4.2	生じた問題に対する対応	46
第4章	MLF 1MW 運転における背景事象測定	48
4.1	測定目的	48
4.2	ビーム由来 γ 線の発生原理	48
4.3	測定期間とビームパワー	49
4.4	背景事象測定のためのセットアップ	50
4.4.1	FADCにおけるデータ収集	54
4.5	背景事象測定場所	56
4.6	イベントレートの見積もり	56
4.6.1	FADCで計測したイベントレート	57
4.6.2	オシロスコープで計測したイベントレート	61
4.7	プラスチックシンチレータの発光位置による応答測定	62
4.7.1	RAT	63
4.7.2	プラスチックシンチレータの発光位置による応答計測	63
4.8	反応位置応答測定を行った場所の電荷量スペクトル	70
4.9	シミュレーションにおける電荷量の再構成	73
4.10	ビーム off 時の背景事象の見積もり	74
4.10.1	MLF で測定したビーム off 時の電荷量スペクトル	74
4.10.2	環境放射線のモンテカルロシミュレーション	75
4.10.3	ビーム off 時のシミュレーションの結果とデータの再現	78
4.11	ビーム on 時の背景事象の見積もり	80
4.11.1	MLF で測定したビーム off 時の電荷量スペクトル	80
4.11.2	ビーム由来 γ 線のモンテカルロシミュレーション	83
4.11.3	ビーム on 時のシミュレーションの結果とデータの再現	83
4.12	ビーム背景事象	86
4.12.1	MLF で計測した電荷量スペクトルによる、ビーム由来 γ 線のレートの見積もり	86
4.13	議論	89
4.14	まとめ	91

第5章	まとめと今後	92
5.1	まとめ	92
5.2	今後の課題	92

目次

2.1	J-PARC の陽子ビームライン	14
2.2	J-PARC MLF の水銀ターゲットに照射されるビームの時間構造	16
2.3	J-PARC MLF の中性子源の構造	17
2.4	水銀標的の構造	18
2.5	各 Δm^2 の場合の振動後のスペクトル	19
2.6	遅延同時計測法の概念図	21
2.7	JSNS ² における検出器の概念図	21
2.8	JSNS ² 実験における液体シンチレータ監視装置	23
2.9	JSNS ² 検出器設置場所のバックグラウンドレート	25
3.1	液漏れ監視システムデザイン	28
3.2	本システムにおける液漏れ監視方法	28
3.3	超音波距離センサーのための回路	29
3.4	超音波距離センサーのモジュール	30
3.5	使用しているカメラ	30
3.6	防油堤天井に設置したカメラと電灯	30
3.7	オイル試験紙	31
3.8	防油堤床に設置したオイル試験紙	31
3.9	オイル試験紙に LAB を垂らした時の変化	32
3.10	オイル試験紙に純水を垂らした時の変化	32
3.11	防油堤内部の監視画面	33
3.12	監視画面の一部分の拡大画像	34
3.13	画像から取得した色強度	35
3.14	液漏れ判定アルゴリズムのフローチャート	36
3.15	防油堤に置かれたオイル試験紙	36
3.16	赤い板を置いた時とない時の色強度の比較	37
3.17	防油堤にてオイル試験紙に液シンを垂らした時の変化	38
3.18	オイル試験紙に液シンを垂らした時の変化	38
3.19	オイル試験紙の色強度取得方法	39
3.20	オイル試験紙の色強度スキャン範囲	39
3.21	電灯の on 時と off 時の比較	40

3.22	電灯の on 時と off 時の色強度の比較	40
3.23	電灯の off 時の色強度	41
3.24	オイル試験紙の色強度スキャン範囲におけるピークの高さ	42
3.25	オイル試験紙に液シンを垂らした時の色の変化	43
3.26	誤判定を起こした画像	44
3.27	液漏れ判定テストを行っていた時の画像	44
3.28	誤判定を起こした画像の色強度	44
3.29	誤判定を起こしたスキャン位置	45
3.30	誤判定画像の赤い板の色を抜き出し	45
3.31	液漏れ判定テストを行っていた時の画像の赤い板の色を抜き出し	45
3.32	誤判定画像における光がかかっている場所の色強度	46
3.33	対応後の液漏れ判定テスト時の画像と色強度	47
4.1	MLF のターゲットとターゲットメンテナンスエリア	49
4.2	ビーム由来 γ 線の発生概念図	50
4.3	背景事象測定時のビーム出力	51
4.4	使用したプラスチックシンチレータ	52
4.5	背景事象測定場所	53
4.6	測定回路	53
4.7	FADC で得られる波形	54
4.8	FADC で取得している時間情報	55
4.9	本測定でのイベント間の時間差	55
4.10	波形の積分範囲	56
4.11	ビーム off 時のイベント間時間差のヒストグラム	57
4.12	ビーム出力 0.6MW 時のイベント間時間差のヒストグラム	58
4.13	ビーム出力 0.9MW 時のイベント間時間差のヒストグラム	59
4.14	電荷量スペクトルを描いた、イベント間の時間差の範囲	60
4.15	床下プラシンのイベント間を区切った電荷量スペクトル	60
4.16	鉛上プラシンのイベント間を区切った電荷量スペクトル	61
4.17	応答の位置依存性測定 Setup	64
4.18	小さい PS	64
4.19	反応位置による応答の計測結果	65
4.20	床下プラシンの位置依存性フィッティング結果	67
4.21	鉛上プラシンの位置依存性フィッティング結果	68
4.22	信号発生位置と PMT へ入射する光の関係	68
4.23	位置依存する係数のフィッティング結果	69
4.24	位置依存する係数のフィッティング結果	69
4.25	床下プラシン 測定結果の比較	70

4.26	鉛上プラシン 測定結果の MIP の位置比較	71
4.27	電荷量スペクトルのランダウ関数フィッティング	72
4.28	鉛上プラシン MLF ビーム off 時の データを補正した結果 の比較	72
4.29	鉛上プラシン MLF ビーム off 時のデータを補正した結果 の比較	73
4.30	1event での粒子のエネルギーを落とした位置	74
4.31	ビーム off 時の電荷量スペクトル	75
4.32	ビーム off 時のエネルギースペクトル	76
4.33	背景事象の各要素の生成位置	76
4.34	環境ガンマ線のエネルギースペクトル	77
4.35	宇宙 γ 線のエネルギースペクトル	77
4.36	宇宙線ミュオンの MC から出力されたエネルギースペク トル	77
4.37	ビーム off 時の電荷量スペクトル	79
4.38	0.6MW 出力時の電荷量スペクトル	80
4.39	0.9MW 出力時の電荷量スペクトル	81
4.40	0.6MW 出力時の電荷量スペクトル	82
4.41	0.9MW 出力時の電荷量スペクトル	82
4.42	ビーム由来 γ 線の生成位置	83
4.43	ビーム由来 γ 線のエネルギースペクトル	84
4.44	ビーム出力 0.6MW 時の電荷量スペクトル	85
4.45	ビーム出力 0.9MW 時のエネルギースペクトル	86
4.46	床下プラシンの電荷量ヒストグラム	87
4.47	鉛上の電荷量 ヒストグラム	87
4.48	ビーム由来事象のエネルギースペクトル	88

表 目 次

1.1	過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動実験と結果	12
1.2	現在計画中・進行中のステライルニュートリノ探索実験 . . .	12
2.1	On-Bunch ニュートリノ	18
2.2	Off-Bunch ニュートリノ	19
2.3	JSNS ² 実験での背景事象まとめ	26
4.1	コンクリートに含まれる分子とその割合	49
4.2	測定期間中の J-PARC MLF のビーム出力	50
4.3	FADC で計測したデータから求めたイベントレート	58
4.4	オシロで計測した各プラシンのイベントレート	61
4.5	計算した 3 つのプラシンのイベントレート	62
4.6	FADC で計測したイベントレートとオシロで計測したイベントレートの比較	62
4.7	ピークの値の比	73
4.8	環境 γ 線と宇宙線ミューオンのフラックス	79
4.9	ビーム由来 γ 線のフラックス	86
4.10	ビーム由来事象スペクトルの積分値の比 (0.9MW の積分値 / 0.6MW の積分値)	88
4.11	17 トン検出器における背景事象のイベント数 (3 年測定した時)	89
4.12	JSNS ² 検出器における主要な後発信号の偶発背景事象のイベントレート	90

第1章 序論

1.1 ステライルニュートリノ

1.1.1 ニュートリノ振動

現在確認されているニュートリノは、電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3種類である。この3つのニュートリノはフレーバー固有状態と呼ばれる。このフレーバー固有状態は質量固有状態 ${}^t(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ の重ね合わせの状態であり、以下の式 (1.1) で表される。

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

ここで、 U_{MNS} は牧-中川-坂田行列と呼ばれ、式 (1.2) のように表される。

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

ただし、 s_{ij} と c_{ij} は $\sin \theta_{ij}$ と $\cos \theta_{ij}$ を表しており、 θ_{ij} はニュートリノ混合角と呼ばれ、 δ は CP 対称性の破れを表す位相因子である。このパラメータによりニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態の関係が決まる。ここで、簡単のため、 ν_e と ν_μ の2世代間の振動のみを考えると、フレーバー固有状態 ${}^t(\nu_e, \nu_\mu)$ は質量固有状態 ${}^t(\nu_1, \nu_2)$ のニュートリノ混合角 θ_{12} を用いて、

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

と表される。ここで、質量固有状態 ${}^t(\nu_1, \nu_2)$ の時間発展はシュレディンガー方程式から、式 (1.4) で表わすことができる。

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

この式 (1.4) から一般解は $t=0$ の状態を用いて式 (1.5) で表わすことができる。

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

よって、 $t=0$ の時点で反電子ニュートリノ ν_e であった状態から、時刻 t で反ミューニュートリノ ν_μ に振動する確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ は式 (1.6) で表わされる。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(t=0) \rangle|^2 \\ &= |\sin \theta_{12} \cos \theta_{12} (1 - e^{i(E_1 - E_2)t})|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

ニュートリノの質量 m_j は運動量 p に比べて十分小さいと考えると、

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

と近似できる。E はニュートリノのエネルギーである。この式 (1.8) を用いて、 E_1, E_2 の差を求めると、

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

と表わされる。ここで、 Δm_{12}^2 は質量二乗差を表す。時間 t の間にニュートリノが距離 L 飛行したとき、 $t \sim L/c$ と表わされるため、式 (1.6) は飛行距離 L 、質量二乗差を用いて以下の式 (1.9) で表すことができる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.9)$$

この質量二乗差 Δm_{ij}^2 は太陽ニュートリノ [4]、加速器ニュートリノ [5]、大気ニュートリノ [6]、原子炉ニュートリノ [7] などの過去のニュートリノ振動実験から式 (1.10) の通り測定された。

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= m_2^2 - m_1^2 = (7.54 \pm 0.21) \times 10^{-5} eV^2 \\ |\Delta m_{23}^2| &= m_3^2 - m_2^2 = (2.51 \pm 0.10) \times 10^{-3} eV^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

しかし、LSND 実験と MiniBooNE 実験における $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の観測から、 $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ に相当するニュートリノ振動を観測したと報告された [8],[10]。これは現在確認されているニュートリノ振動の質量二乗差 Δm^2 より 2 桁以上大きい。そのため、この質量二乗差を説明するためには現在確認されていない質量固有状態が必要になる。しかし、Z ボソンの崩壊幅を測定した LEP 実験 [11] より、弱い相互作用を起こす軽いニュートリノの世代数は 3 と限定されている。そのため、弱い相互作用を起こさない第 4 世代のステライルニュートリノ ν_s が提起された。このステライルニュートリノを含めたフレーバー固有状態は式 (1.11) で表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

これより、ステライルニュートリノを考慮した、 $\nu_f \rightarrow \nu_s (f = e, \mu, \tau)$ の振動確率は式 (1.12)、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は式 (1.13) で表わすことができる。

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) &= -4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{si}U_{fi}^*U_{sj}^*U_{fj}) \sin^2 \Delta m_{ij} \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{si}U_{fi}^*U_{sj}^*U_{fj}) \sin 2\Delta m_{ij} \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{ei}U_{\mu i}^*U_{ej}^*U_{\mu j}) \sin^2 \Delta m_{ij} \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{ei}U_{\mu i}^*U_{ej}^*U_{\mu j}) \sin 2\Delta m_{ij} \end{aligned} \quad (1.13)$$

LSND, MinibooNE 実験の結果 $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ から、4 つ目の質量固有状態の固有値 m_4 は他の固有値に比べて大きくなると考えられるため $m_4 \gg m_{1,2,3}$ となると考えられる。また、 ν_e, ν_μ, ν_τ からステライルニュートリノへ殆ど振動しないことを考えると $U_{s4} \sim 1 \gg U_{f4}$ 、 $\sin^2(\frac{m_4^2 L}{4E}) \sim 1$ であると考えられ、このことを用いると、式 (1.12)、式 (1.13) は

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) &\sim -4 \sum_j \text{Re}(U_{s4}U_{f4}^*U_{sj}^*U_{fj}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_j \text{Im}(U_{s4}U_{f4}^*U_{sj}^*U_{fj}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &= 4|U_{s4}|^2 |U_{f4}|^2 \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_j \operatorname{Re}(U_{e4} U_{\mu 4}^* U_{ej}^* U_{\mu j}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\
&\quad - 2 \sum_j \operatorname{Im}(U_{e4} U_{\mu 4}^* U_{ej}^* U_{\mu j}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \quad (1.15) \\
&= 4 |U_{e4}|^2 |U_{\mu 4}|^2 \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right)
\end{aligned}$$

と表わされる。そのため、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_s) \times P(\nu_\mu \rightarrow \nu_s) \sim P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \quad (1.16)$$

のように、ステライルニュートリノを考えた場合に、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率は $\bar{\nu}_\mu$ がステライルニュートリノを介して $\bar{\nu}_e$ に振動する確率に近似できる。

1.2 過去のステライルニュートリノ実験

ステライルニュートリノは、ニュートリノ振動の証拠を探る実験であった LSND 実験 [8] によって、その存在が示唆された。LSND 実験では式 (1.17) の崩壊によって生成される $\bar{\nu}_\mu$ からニュートリノ振動により出現する $\bar{\nu}_e$ の観測を行った。生成されたニュートリノは約 20MeV から 60MeV のエネルギーを持つ。このニュートリノをニュートリノ源から約 30m 離れた位置で、167 トンの液体シンチレータを用いた検出器による測定を行った。LSND 実験では、 $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ 事象の $\bar{\nu}_e$ のイベントを観測し、 3.8σ の有意性で超過があると発表した。

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.17)$$

この LSND 実験の結果を確かめるために MiniBooNE 実験 [10] が行われた。MiniBooNE 実験では、ニュートリノ源から 500m の地点に設置された約 800t の液体シンチレータを用いて、平均エネルギー 500MeV のニュートリノを $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動モードで 3.4σ 、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ のモードで 2.8σ 、両モード合わせて、 $240.3 \pm 34.5 \pm 52.6$ の事象超過を観測したと発表した。

また、LSND 実験や MiniBooNE 実験の他にも大きい質量二乗差 Δm^2 の存在を示唆する結果を発表している実験があり、それらを表 1.1 にまとめる。

1.3 現在計画の加速器実験によるステライルニュートリノ探索実験

現在、LSND 実験と MiniBooNE 実験の実験結果を検証するための実験計画が世界中で進められている。日本では、T2K 実験で使用される J-

表 1.1: 過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動実験と結果

実験	ニュートリノ源	振動モード	σ
LSND	μ decay at rest(DAR)	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	3.8σ
MiniBooNE	π decay in flight(DIF)	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	3.4σ
MiniBooNE	π decay in flight(DIF)	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	2.8σ
Gallium/SAGE	e capture	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	2.7σ
Reactor	β decay	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	3.0σ

PARC のニュートリノビームを用いたステライルニュートリノ探索実験 nuPRISM[13] が計画されている。アメリカでは Fermilab の Booster Neutrino Beam(BNB)を用いた Short-Baseline Neutrino Oscillation Program(SBN)[12] が計画中で、BNB の π^+ または π^- が飛行中に崩壊して作られる $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ のビームを検出する実験である。同じく Fermilab で nuSTORM[14] 実験では、ミューオンリングで Store されたミューオンが飛行中に崩壊して作られる $\bar{\nu}_\mu$ を利用する。これらの実験概要を表 1.2 にまとめる。

表 1.2: 現在計画中・進行中のステライルニュートリノ探索実験

実験	振動モード	E_ν	基線長
nuPRISM	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	500 - 1000MeV	1km
SBN	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	0 - 3GeV	110,470,600m
nuSTORM	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (DIF)	0 - 4GeV	2km

1.4 本論文について

以上の状況を踏まえた上で、LSND 実験の検証を行いステライルニュートリノ探索を行う JSNS² 実験が現在進行中である。JSNS² 実験については第 2 章で説明する。

JSNS² 実験ではステライルニュートリノを介した $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動を測定する。この振動後の $\bar{\nu}_e$ の信号を取得するために、50t の液体シンチレータを用いる。この液体シンチレータの大部分を占めるリニアアルキルベンゼンは消防法において危険物の第 4 類第 3 石油類に分類され、同法律において、この液体シンチレータ 50t を扱う場合には検出器のようなタンクから危険物が漏れ出した場合に備えた警報装置の設置が義務付けられている。そのため、検出器から液体シンチレータが漏れた場合に警報を発するシステムの開発を行った。この開発研究について第 3 章で解説する。

JSNS² 実験では、ニュートリノの信号を選ぶために遅延同時計測法を用いる。この遅延同時計測の後発信号には Gd の中性子捕獲によって放出される γ 線を用いる。この γ 線は数本放出され、合計約 8MeV になる。この後発信号の背景事象となりうる事象に、ビーム由来の γ 線が存在する。この γ 線は検出器の床方向から放出され、最大約 8MeV のエネルギーを持つため、擬の後発信号となり得る。このビーム由来の γ 線はビームの出力が大きくなることで、発生レートが高くなることが予想される。そこで、J-PARC MLF 施設において 2020/6/22 から 6/27 10:00 頃の間ビーム出力が 0MW、0.6MW、0.9MW となる期間が存在したため、この期間においてビーム由来の γ 線の測定を行った。このビーム由来の γ 線の測定および解析について第 4 章で解説する。

第2章 J-PARC MLF中性子源を用いたステライルニュートリノ探索実験 JSNS²

2.1 実験概要

JSNS² 実験は茨城県東海村の大型加速器施設である J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の MLF (Materials and Life Science Experimental Facility) で行われる。MLF の水銀ターゲットで生成される $\bar{\nu}_\mu$ の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動を観測することで、LSND 実験や MiniBooNE 実験などで示唆された $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ のニュートリノ振動の検証を目的としている実験である。

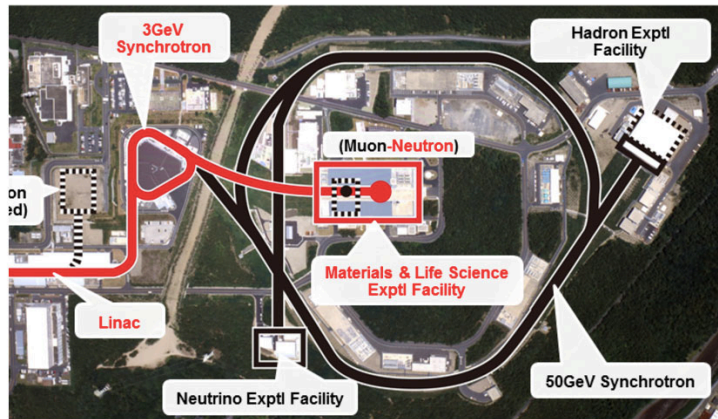


図 2.1: J-PARC の陽子ビームライン

図 2.1 は、J-PARC の陽子ビームラインの概要図である。J-PARC において陽子ビームは Linac で発生させる。発生させた陽子を Linac で 400MeV まで加速させ、RCS と呼ばれる加速器に輸送し、さらに 3GeV まで加速させる。こうして加速させた陽子を MLF に輸送し、MLF の水銀ターゲット

に射出する。この陽子が水銀ターゲットと反応し、生成された π^+ がターゲット中で停止すると μ^+ と ν_μ に静止崩壊する。 μ^+ がターゲット中で静止崩壊すると $\bar{\nu}_\mu$ が生成される。この $\bar{\nu}_\mu$ は、0MeV から 52.8MeV のエネルギーを持ち、 $\sim 30\text{m}$ 程度の距離において、標準的な 3 世代ニュートリノの場合は殆ど振動をしないが、重いニュートリノ質量固有状態（ステライルニュートリノ）が存在した場合に、 $\bar{\nu}_e$ へ振動が現われると考えられる。そのため、 $\sim 30\text{m}$ 程度で出現する $\bar{\nu}_e$ を観測することでステライルニュートリノ探索を行う。JSNS² 検出器は J-PARC MLF 3F の大型機器取扱室の水銀ターゲットから基線 24m の位置に置かれる。検出器には合計 50t の液体シンチレータが入っており、この検出器で $\Delta m^2 \sim eV^2$ のニュートリノ振動の検証を行う。

また、JSNS² では $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動モードを観測する。JSNS² 実験では $\bar{\nu}_e$ の検出に逆 β 崩壊を用いる。この検出原理は LSND 実験と同様である。

そのため、JSNS² 実験は「 $\bar{\nu}_\mu$ のニュートリノ源として、 μ^+ の静止崩壊を使う。」、「 $\bar{\nu}_e$ の検出に逆 β 崩壊を用いる。」という点で LSND 実験の直接検証を行うことができる。一方 JSNS² ではパルスビームを使う、中性子信号にガドリニウムの中性子捕獲反応を使う、などにより LSND 実験に比べて背景事象除去能力が大きいこと、液体シンチレータの発光量が大きいことでエネルギー分解能が良いこと、などで LSND 実験より信頼性の高い結果を得ることができる。

2.2 ニュートリノ源

3GeV まで加速された陽子は MLF の水銀ターゲットに射出される。射出され、水銀ターゲットと反応した際に発生する π^+ はターゲット内で停止後に式 (2.1) に従って静止崩壊し、 $\bar{\nu}_\mu$ を生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.1)$$

$\Delta m^2 \sim eV^2$ の探索で、MLF で生成される $\bar{\nu}_\mu$ をニュートリノ源として用いるのは、以下の利点からである。

- 陽子ビームパワーが最大で $\sim 1\text{MW}$ であり、LSND 実験より多いニュートリノ発生数が見込めること
- 水銀ターゲットが π^- と μ^- を吸収し、背景事象となる μ^- からの $\bar{\nu}_e$ の数が抑制されること
- パルスビーム幅が、ミューオンの寿命より短いため、ビームのタイミングを外すことができ、ビーム起源の背景事象と自然由来の背景事

象を大きく抑制でき、 μ^+ の静止崩壊 (DAR:decay at rest) からのニュートリノを観測できること

- μ^\pm からの $\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルと反応断面積がよく理解されていること

また、JSNS² 実験で観測するニュートリノは DAR からのニュートリノであるため、ターゲット付近で式 (2.1) に従い崩壊したニュートリノは等方的に発生する。

2.2.1 RCS ビームとターゲット

JSNS² 実験の初回データ取得期間中、陽子ビームの強度は約 600kW で安定して出力された。また、2020 年 6 月には 2、3 日の間、約 0.9MW にビーム強度を上げて運転を行う試みがなされた。

MLF で利用している陽子ビームは、25Hz で各 spill(RCS から MLF 方向に陽子ビームが射出されること) 毎に 2 つの 80ns 幅のパルスが 540ns の間隔を持って、水銀標的に射出される。ビームパワーを 1MW とし、5000 h/year で稼働した場合に、年間 3.7×10^{22} 個の陽子がターゲットに照射される。

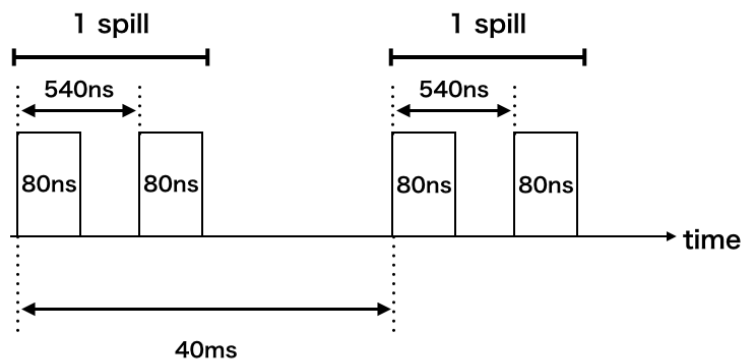


図 2.2: J-PARC MLF の水銀ターゲットに照射されるビームの時間構造
図中の四角は陽子ビームが水銀ターゲットに射出されている時間

図 2.3 に J-PARC MLF で用いているビームターゲットとシールドの概略図を示す。また、図 2.4 は水銀ターゲットの概略図である。このターゲットの正面から 3GeV に加速された陽子ビームが照射される。また、水銀

ターゲットの周辺にはターゲットを冷却するためのパイプやベリリウム反射体、鉄シールドなどで囲まれており、中性子や γ 線を遮蔽している。
[20]

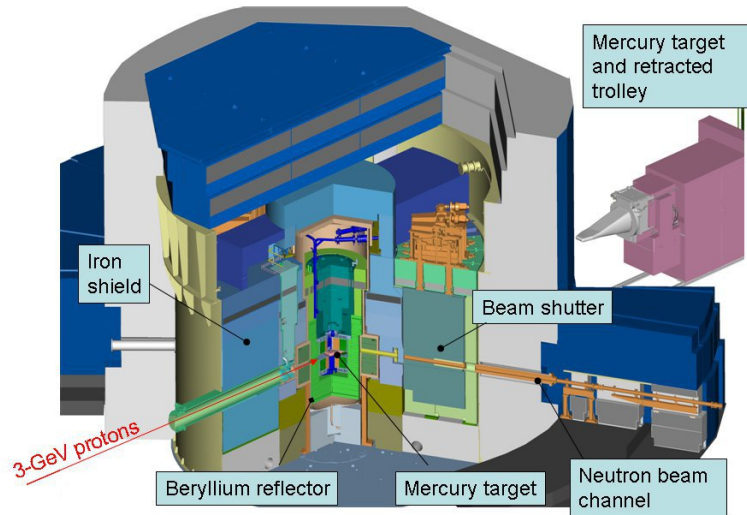


図 2.3: J-PARC MLF の中性子源の構造
中性子源である水銀ターゲットで $\bar{\nu}_\mu$ が生成される

2.2.2 ニュートリノビーム

生成されるニュートリノは'On-Bunch' タイミングと'Off-Bunch' タイミングのニュートリノに分けることができる。表 2.1 の π (寿命： $\tau \sim 2.6 \times 10^{-8}\text{s}$) や K (寿命： $\tau \sim 1.2 \times 10^{-8}\text{s}$)のタイミングで起こる崩壊からのニュートリノを'On-Bunch' タイミングのニュートリノと呼ぶ。

また、表 2.2 の μ の寿命 $\tau \sim 2.2 \times 10^{-6}\text{s}$ のタイミングで起きる崩壊からのニュートリノを'Off-Bunch' タイミングのニュートリノと呼ぶ。 π や K 、 μ は陽子ビームが水銀ターゲットに照射されたタイミング（以降ビームタイミング）で生成されるため、ビームタイミングから $1\mu\text{s}$ より後の信号を選ぶことで、Off-Bunch ニュートリノのみを選択することができる。

また、水銀ターゲットで生成された π^- はほとんどが原子核との反応で吸収され、生き残った π^- の崩壊で生成された μ^- は水銀ターゲット内の

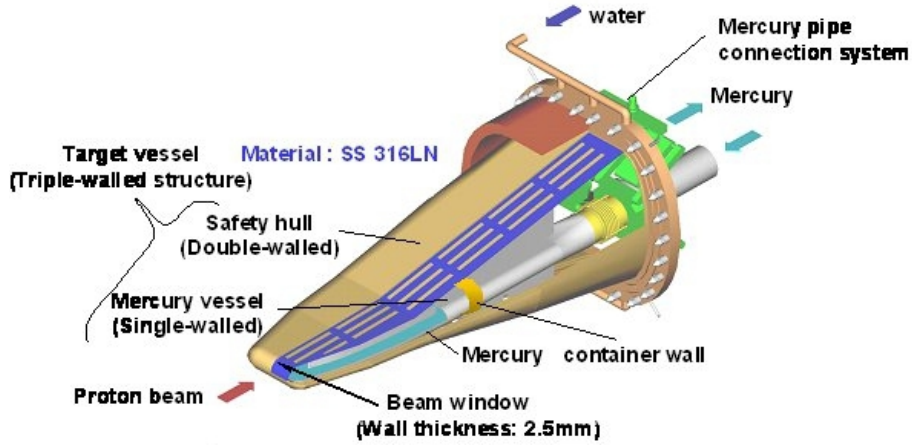


図 2.4: 水銀標的の構造

表 2.1: On-Bunch ニュートリノ

崩壊モード	ニュートリノのエネルギー
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (DAR)	単色の 30MeV
$\mu^- + A \rightarrow \nu_\mu + A$	end point 105MeV
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (DAR)	単色の 236MeV
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 \nu_\mu$ (DAR)	end point 215MeV
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 \nu_e$ (DAR)	end point 228MeV
π や K の decay in flight	

原子核に捕獲され、弱い相互作用 $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ の反応が起こることにより、 $\bar{\nu}_e$ の数は抑制される。

2.2.3 振動後のニュートリノエネルギースペクトル

ミューオンの静止崩壊で生成される $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギースペクトルはよく理解されており、式 2.2 で表わすことができる。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{12\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 E_\nu^2 \left(3 - 4\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \quad (2.2)$$

G_F は Fermi 定数で $G_F \sim 1.17 \times 10^{-17} [\text{GeV}^{-2}]$ である。また、第 1 章から 2 世代間のニュートリノ振動確率は式 (2.3) で表わされる。

$$P = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E_\nu (\text{MeV})} \right) \quad (2.3)$$

表 2.2: Off-Bunch ニュートリノ

崩壊・吸収モード	ニュートリノのエネルギー
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ (DAR)	end point 53MeV
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ (DAR)	end point 53MeV

振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは式 (2.2) に式 (2.3) のニュートリノ振動確率がかかったものになる。図 2.5 の赤線は基線長 $L=24\text{m}$ における、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルであり、 $\Delta m^2 = 0.5, 2.5, 3.5, 4.5\text{eV}^2$ の場合を示した。また、青線のスペクトルは $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ による背景事象 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルで、式 (2.4) で表わされる。実際の JSNS² 検出器から得られる振動後のスペクトルは、図 2.5 の各スペクトルに逆 β 崩壊の反応断面積 (式 (2.5)) と検出器のエネルギー分解能がかかる。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{2\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 \left(1 - 2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{IBD} &= \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) \sqrt{1 - \frac{2Q}{E_\nu} + \frac{Q^2 - m_e^2}{E_\nu^2} \theta(E_\nu - Q)} \\ &\sim 9.3 \times 10^{-48} E_\nu^2 (\text{MeV}) m^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

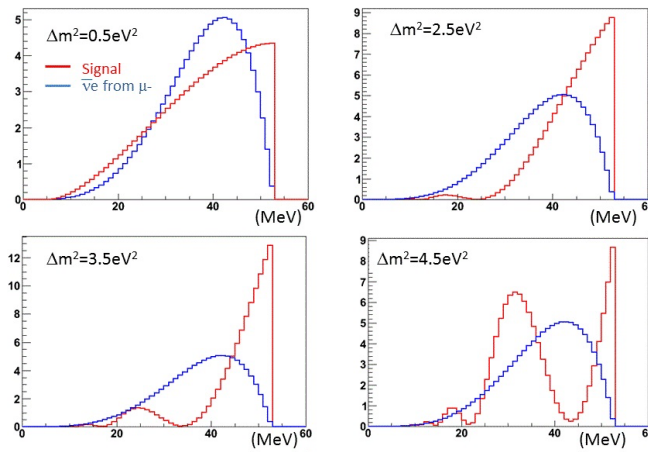


図 2.5: 各 Δm^2 の場合の振動後のスペクトル [15]

2.3 JSNS² 検出器

2.3.1 反電子ニュートリノ検出原理

JSNS² 実験では、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動後の $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ の遅延同時計測法によって検出する。この先発信号と後発信号の相関をとることで、偶発背景事象を大幅に減らすことができる。陽子と $\bar{\nu}_e$ の逆 β 崩壊反応の反応断面積は式 (2.5) で表わされる。図 2.6 は JSNS² 実験における $\bar{\nu}_e$ の検出原理の概念図である。

先発信号

先発信号は逆 β 崩壊反応によって生成される e^+ によるものである。 e^+ は飛行中に液体シンチレータへエネルギーを落とし、最終的に電子陽電子対消滅によって 0.511MeV の γ 線を 2 本生成する。これが先発信号になる。

後発信号

後発信号は逆 β 崩壊反応によって生成される中性子が熱中性子となり、Gd 原子核に捕獲されることで発生する γ 線である。生成された中性子は液体シンチレータ内で陽子と衝突する過程でエネルギーが奪われ減速し、熱中性子となる。この熱中性子が Gd 原子核に捕獲されると γ 線を数本放出し、そのエネルギーは合計 8MeV になる。中性子捕獲時間は JSNS² 実験においては約 $30\mu s$ となっている。この捕獲時間を利用して、中性子が Gd 原子核に捕獲された時に発生する γ 線を後発信号として遅延同時計測を行うことができる。

2.3.2 検出器構造

図 2.7 に検出器の概念図を示す。JSNS² 検出器はステンレスタンクの内側にアクリルタンクを内包するという構造を持つ。このアクリルタンクにはニュートリノのターゲットとなる Gd 入りの液体シンチレータが入る。アクリルタンクの外側は Gd が入っていない液体シンチレータで満たされる。また、ステンレスタンクの外側には防油堤が設置されており、液体シンチレータがステンレスタンクから漏れた場合に、防油堤に液体シンチレータが貯まり、外部には漏れないようになっている。液体シンチレー

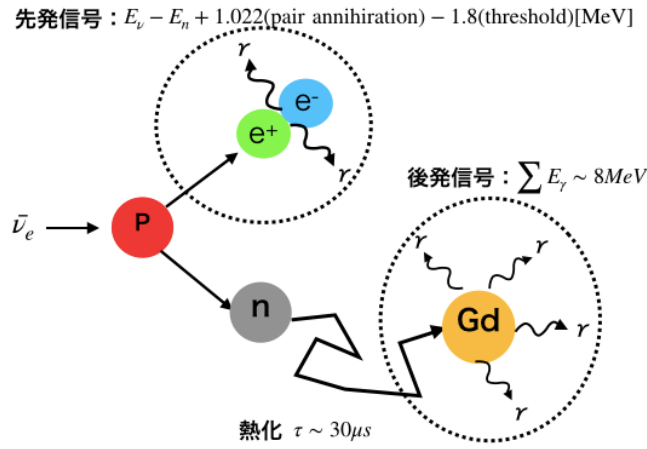


図 2.6: 遅延同時計測法の概念図

タからの発光は光電子増倍管 (PMT:photomultiplier tube) で検出する。JSNS² 検出器では 10inch の PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) を用いる。

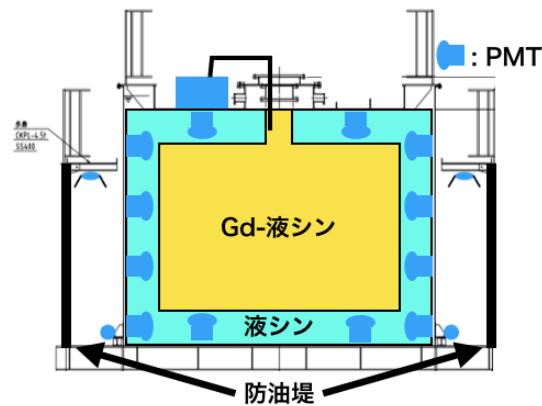


図 2.7: JSNS² における検出器の概念図

2.3.3 液体シンチレータ

JSNS² 実験では逆 β 崩壊反応の遅延同時計測法を利用して $\bar{\nu}_e$ を検出する。そのため、ニュートリノターゲットとなる液体シンチレータ (以降液シン) には Gd を溶かしたものを用いる。この液体シンチレータ はリアアルキルベンゼン (LAB) に PPO 3g/L、bis-MSB 15mg/L、0.1w%Gd

を入れたものである。(以降 Gd-液シン) また、アクリルタンクの外側は LAB に PPO 3g/L、bis-MSB 30mg/L を加えた液シン (液シン) で満たされている。

2.3.4 液体シンチレータ監視装置

JSNS² 検出器には検出器の液シンの状態を監視する装置が取り付けられている。この節では液シンの監視のために用意されている装置について解説する。

JSNS² 検出器はアクリルタンクで Gd-液シンと液シンが仕切られている (図 2.7 参照)。JSNS² 実験では毎年、液シンの充填・抜き出しを行う。液シンの充填・抜き出し時にはアクリルタンク内外で、充填されている液シンの高さが変化するため、アクリルタンク内外の液シンの高さに差が生じる。この差が大きくなるとアクリルタンクの破損に繋がる恐れがある。そのため、アクリルタンク破損を防ぐために、アクリルタンク内外で検出器に充填された液シンの高さを監視する超音波センサーが取り付けられている。

液シンは熱膨張によって体積が大きくなる。この熱膨張によって体積が大きくなった Gd-液シンが検出器から溢れた場合に備え、検出器の外にはレベルスタビライザータンクが取り付けられている。しかし、Gd-液シンの温度が 36°C 以上になると、このレベルスタビライザータンクの許容量を越えた Gd-液シンがレベルスタビライザータンクへ流入する。そのため、ステンレスタンクに温度センサーを取り付け、Gd-液シンの温度を計測している。

また、JSNS² 検出器では、検出器からの液漏れに備えて、防油堤に超音波センサーと web カメラが取り付けられている。このセンサーとカメラを用いて、検出器からの液漏れの監視と液漏れの自動検知を行っている。この液漏れを監視するシステムについては第 3 章で詳しく解説する。

2.4 本実験での主な背景事象

JSNS² 実験において、振動後の $\bar{\nu}_e$ の信号を逆 β 崩壊を利用した遅延同時計測法で取得する。この遅延同時計測法を利用したニュートリノ検出における背景事象は 2 つに分類される。

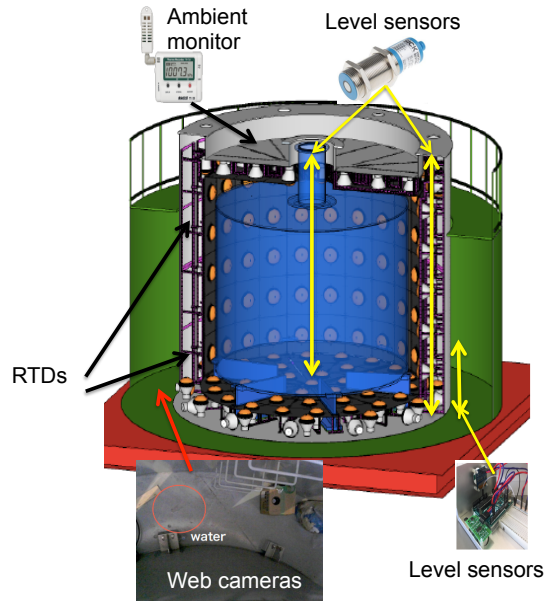


図 2.8: JSNS² 実験における液体シンチレータ監視装置 [19]

Correlated 背景事象

ある反応が時間相関のあるイベントを作り、先発信号と後発信号のセレクションに入り込む背景事象

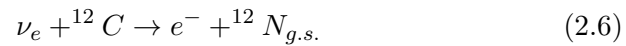
Accidental 背景事象

時間相関を持たない2つの独立な事象が先発信号と後発信号のセレクションに入る信号を作る、偶発的な先発信号と後発信号を持つ背景事象

2.4.1 Correlated バックグラウンド

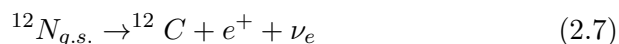
$${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{g.s.}$$

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ によって生成される ν_e は検出器内の ${}^{12}\text{C}$ の中性子と反応して ${}^{12}\text{N}$ と電子を生成する (式 (2.6))。この電子の最大の運動エネルギーは 35.5MeV であり [9]、この電子が擬の先発信号を作る。



さらに、この反応 (式 (2.6)) で作られた $\text{N}_{g.s.}$ は寿命 16ms で β 崩壊 (式 (2.7)) を起こし、陽電子を放出する。この陽電子は最大で 16.33MeV のエ

エネルギーを持つ [9]。これが擬の後発信号を作る。



μ^- を親とする $\bar{\nu}_e$

水銀標的では、 π^- も生成されている。 π^- とその娘粒子の μ^- は原子核に捕獲されるため、 μ^- 起源の $\bar{\nu}_e$ は 10^{-3} 程度に減少する。しかし、JSNS² 実験のターゲットである $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確立も 10^{-3} 程度であるため、この μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ 事象が支配的な背景事象となる。

宇宙線由来高速中性子

宇宙線が建屋のコンクリートや鉄シールド内で核破砕を起こすと、高速中性子を作ることがある。この高速中性子が検出器内で陽子反跳を起こした時に擬の先発信号となり得る。また、この中性子が検出器内で熱化し、Gd に熱中性子捕獲され、 γ 線を放出することで、擬の後発信号になる。そのため、宇宙線由来の高速中性子は Correlated な背景事象となる。

2.4.2 Accidental バックグラウンド

宇宙線由来 γ 線

宇宙線が建屋のコンクリートや鉄シールド内で核破砕を起こすと、高速中性子の他に γ 線も作られる。この γ 線がエネルギーが 0MeV から 52.8MeV のエネルギーを持つ場合に、偽の先発信号となる。

また、この γ 線は後発信号のエネルギー領域 7MeV から 12MeV にも入り込むため、偽の後発信号にもなる。

ビーム由来の γ 線

JSNS² 検出器は、図 2.9 の Point2 に置かれる。過去の研究 [3] により、図 2.9 の Point2 (以降ハッチと呼ぶ) ではバックグラウンドレートが高いことが知られている。このバックグラウンドは主にビーム由来の γ 線によるものである。(ハッチでバックグラウンドレートが高くなる理由は 4 章の 4.2 節を参照)

ビーム由来の γ 線は物質の熱中性子捕獲により発生する。熱中性子は、ビームターゲットから来る高速中性子がコンクリートや遮蔽体でエネルギーを失うことで発生する。この熱中性子がコンクリート中の原子核に捕獲された時に γ 線を出す。この γ 線がビーム由来の γ 線である。

この γ 線は最大約 9MeV までのエネルギーを持つ。そのため、後発信号のエネルギー領域である 7MeV から 12MeV に当てはまるエネルギーの γ 線が検出器内に入った時に偽の後発信号を作る。

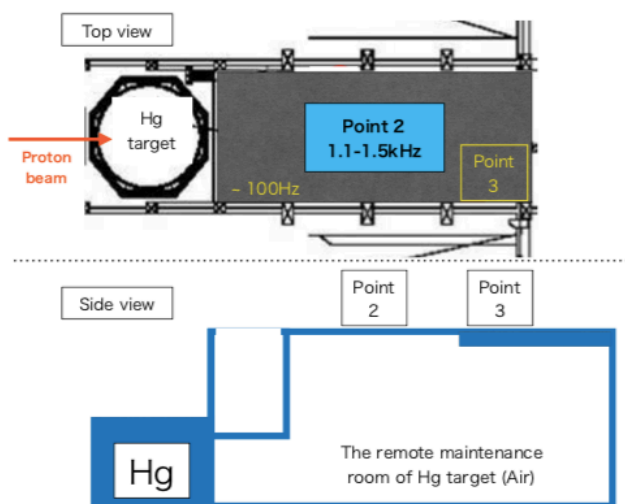


図 2.9: JSNS² 検出器設置場所のバックグラウンドレート [3]

ビーム由来高速中性子

ビーム由来の高速中性子は検出器内でエネルギーを失い、熱化することで液体シンチレータの Gd に中性子捕獲される。そのため、この中性子捕獲により、ニュートリノ信号と同じ合計約 8MeV の γ 線が生成されるため偽の後発信号となる。

2.5 JSNS² 実験における信号事象数と背景事象数まとめ

JSNS² 実験での背景事象について表 2.3 にまとめる。本研究ではこの背景事象のうちビーム由来の γ 線に関する研究を行った。詳細は第 4 章で説明する。

表 2.3: JSNS² 実験での背景事象まとめ

背景事象	偽の先発信号	偽の後発信号
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	e^-	e^+
μ^- からの $\bar{\nu}_e$	e^+	中性子捕獲による γ 線
宇宙線由来高速中性子	陽子	中性子捕獲による γ 線
Accidental バックグラウンド	宇宙線由来 γ 線	ビーム由来 γ 線 (floor gamma) ビーム由来高速中性子

第3章 液漏れ監視システム

3.1 液漏れ監視システム開発の目的

JSNS² 実験グループではニュートリノ検出のために液体シンチレータ(以下液シン)を使用する。この液体シンチレータの溶媒であるリニアアルキルベンゼン(以下LAB、引火点 152°C)は日本の消防法 [17] において危険物とされ、引火性液体に分類されている。JSNS² 実験の検出器では約 50t の液体シンチレータを使用するため、消防法において、JSNS² 検出器には液シンの漏れの検知装置の設置が義務付けられている [18]。そのため、検出器からの液シン漏れを監視・検出するシステムの開発を行なった。本章では液シン漏れを監視・検出するシステムの開発とシステムの運用状況について述べる。

3.2 システムデザインと構成

3.2.1 システムに対する要求事項

今回開発した液漏れ監視システムは、液シンの漏れをカメラを通して目視で監視を行いながら、プログラムにより液シンの漏れを素早く検知する。さらに、液シンの漏れの監視を行う場所は、検出器から離れた場所にある MLF の制御室で行うため、本システムには以下の要求がなされた。

- 防油堤内の様子を目視により確認できること
- 防油堤内の状況を遠隔で知ることできること
- 液シンの漏れを自動検知できること
- 消防法 [18] から液漏れの自動検知ができる装置を 4 つ以上つけること

この要求事項を満たすシステムデザインを次節 3.2.2 で説明する。

3.2.2 システムデザイン

システムに対する要求事項を満たすデザインとして考案したのが図 3.1 である。このシステムデザインでは検出器からの液漏れを、超音波距離センサーとカメラによって監視する。超音波距離センサーは、防油堤に貯まった液シンの高さを計測することで、液漏れの監視および検知を行う。カメラでは防油堤内を撮影することで、防油堤への液漏れを監視・検知を行う。また、カメラ・超音波距離センサーは検出器の周りにそれぞれ4つ、等間隔に配置する。

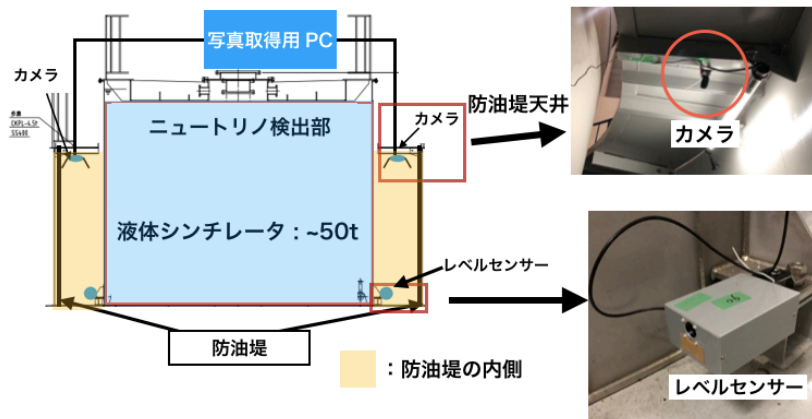


図 3.1: 液漏れ監視システムデザイン

カメラで撮影された防油堤内の画像は図 3.2 のような流れで、検出器から離れた監視用の PC へ送られる。これにより、検出器から離れた場所においても、防油堤内の状況を見ることができる。詳細は 3.2.5 節で解説する。

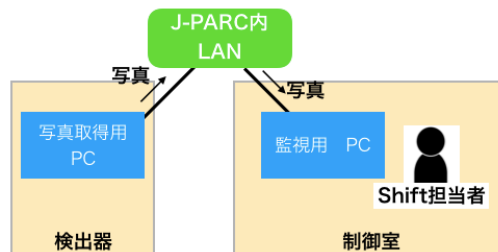


図 3.2: 本システムにおける液漏れ監視方法

3.2.3 液漏れ監視を行う超音波センサーのセットアップ

今回用いる超音波距離センサーは SainSmart 社の US-015[22] を用いている。超音波距離センサーを制御する為の回路は図 3.3 になっている。この図 3.3 の回路にある Arduino はマイクロコンピュータであり、センサーなどの制御によく用いられる [21]。また、OLED ディスプレイは SUNHOKEY Electronics 社の SSD1306[23] を用いており、Arduino からの出力を表示できる。超音波距離センサーは Arduino を用いて制御し、OLED ディスプレイには距離センサーで計測した高さを表示している。

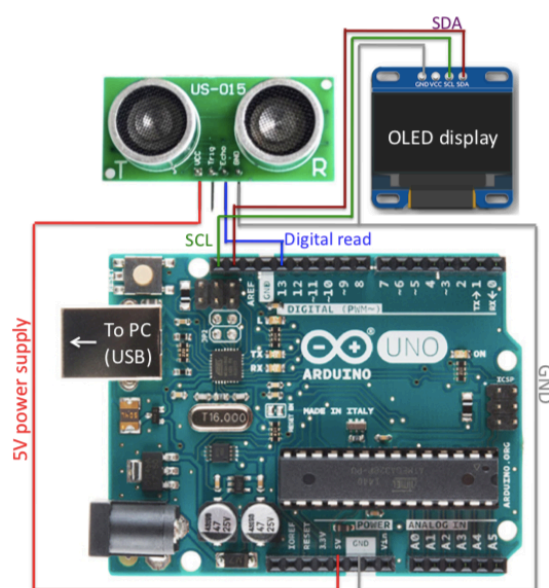


図 3.3: 超音波距離センサーのための回路 [19]

図中の左上のモジュールは超音波距離センサー

図中の右上のモジュールは OLED ディスプレイ

超音波距離センサー・OLED ディスプレイ・Arduino はアルミニウム box の中に配置し、一つのモジュールとした。このモジュールは図 3.4 のように検出器へ設置されている。

超音波センサーを用いた液漏れ監視システムは数 cm の分解能しかもたない。そのため、数 mm 程度の液シン漏れの検知のため、次のような、オイル試験とカメラを用いたシステムを開発した。

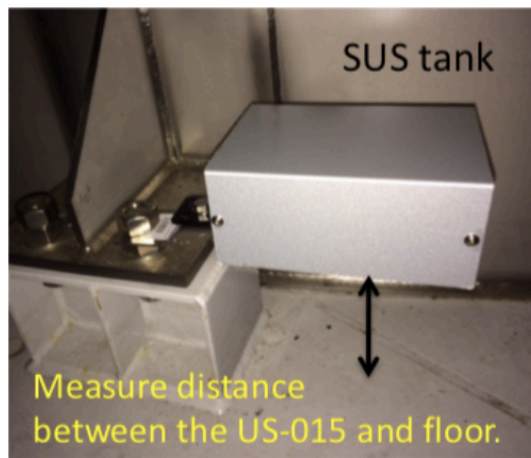


図 3.4: 超音波距離センサーのモジュール [19]

3.2.4 液漏れ監視を行うカメラのセットアップ

液漏れ監視を行う為のカメラは比較的安価な Logcool 社製の c270n(図 3.5) を使う。このカメラを図 3.6 のように防油堤の天井に設置している。天井には図 3.6 のように電灯（蛍光灯）も設置されている。電灯を設置した理由は 3.2.6 節で解説する。カメラは検出器に置かれた写真取得用 PC(OS:Ubuntu 18.04) で制御しており、カメラと写真取得用 PC は USB ケーブルで接続されている。この写真取得用 PC でカメラを制御し、防油堤内の状況を撮影している。



図 3.5: 使用しているカメラ



図 3.6: 防油堤天井に設置したカメラと電灯

防油堤への液体シンチレータ漏れの検知には、オイル試験紙と呼ばれるものを用いる。本システムで用いているオイル試験紙は MACHEREY-NAGEL 社製の MN90760(図 3.7) を用いており、液体シンチレータのような有機溶媒を吸収することで図 3.9 のように淡い青色から濃い青色に変化する。この色変化により、液体シンチレータの漏れを検知する。

このオイル試験紙は防油堤床に図 3.8 のように赤い板とともに置かれている。このシステムでは「オイル試験紙の色変化」が起こったことを「液体シンチレータの漏れ」と判断するというパターン認識を行っている。試験紙は床に置かれているため、液漏れ初期に検出することができる。また、液漏れ検出方法や赤い板を置いた理由は節 3.2.6 の液漏れ判定アルゴリズムで解説する。



図 3.7: オイル試験紙

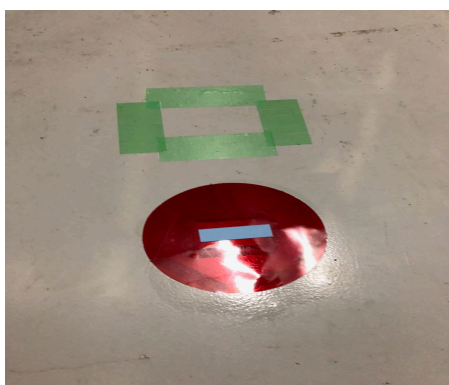


図 3.8: 防油堤床に設置した
オイル試験紙

ここで用いるオイル試験紙は JSNS² 検出器が MLF の 3 階の測定場所に置かれている間、防油堤の床に置かれる。そのため、結露などにより、オイル試験紙に水が付着した際に色が変わらないかという懸念があった。そのためのテストを次に説明する。

オイル試験紙と水の反応

防油堤内の結露などにより、「オイル試験紙に水が付着した際に色が変わらないか」という懸念があった。そのため、オイル試験紙に純水を垂らし、オイル試験紙の色が変化するかテストした。実際に図 3.10 のように

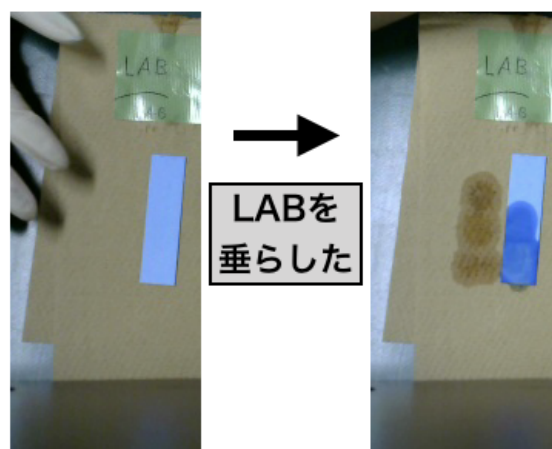


図 3.9: オイル試験紙に LAB を垂らした時の変化

オイル試験紙に水を垂らしたが、オイル試験紙は水を吸わず、色の変化はなかった。また、このまま一晩放置しても色の変化は起こらなかった。そのため、このオイル試験紙は、防油堤内での結露などにより、水が付着しても色が変わらないため、検出器からの液シン漏れの監視に用いても問題ないと判断した。

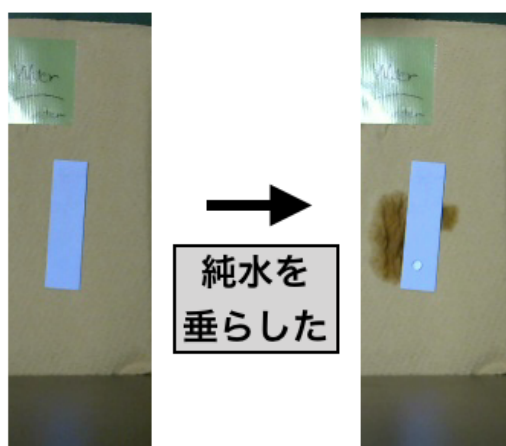


図 3.10: オイル試験紙に純水を垂らした時の変化

3.2.5 写真取得・表示方法

カメラは写真取得用 PC 内の python のプログラムで OpenCV[1] を使用し制御している。このカメラから 2 分毎に、防油堤内の画像を取得し、写真取得用 PC 内に画像が保存される。

防油堤内の状況の監視は J-PARC MLF 施設の制御室に置かれている監視用 PC で行う。そのため、この監視用 PC に写真取得用 PC で取得した画像を送信しなければならない。そこで、写真取得用 PC では 1 分毎に実験施設内のネットワークを使い監視用 PC(OS:CentOS 7.7) へ画像を送信している。

送信された画像は監視用 PC に保存される。この保存された画像は図 3.11 のように表示される。表示された画像は監視用 PC に保存されている画像で最新のものを表示するようにしている。また、図 3.11 の一部分を拡大したのが、図 3.12 である。図 3.12 の左の画像は防油堤に設置したカメラで取得した画像であり、左の画像はカメラから取得した画像からオイル試験紙を拡大した画像である。この右の画像により、オイル試験紙の色変化を見やすくしている。

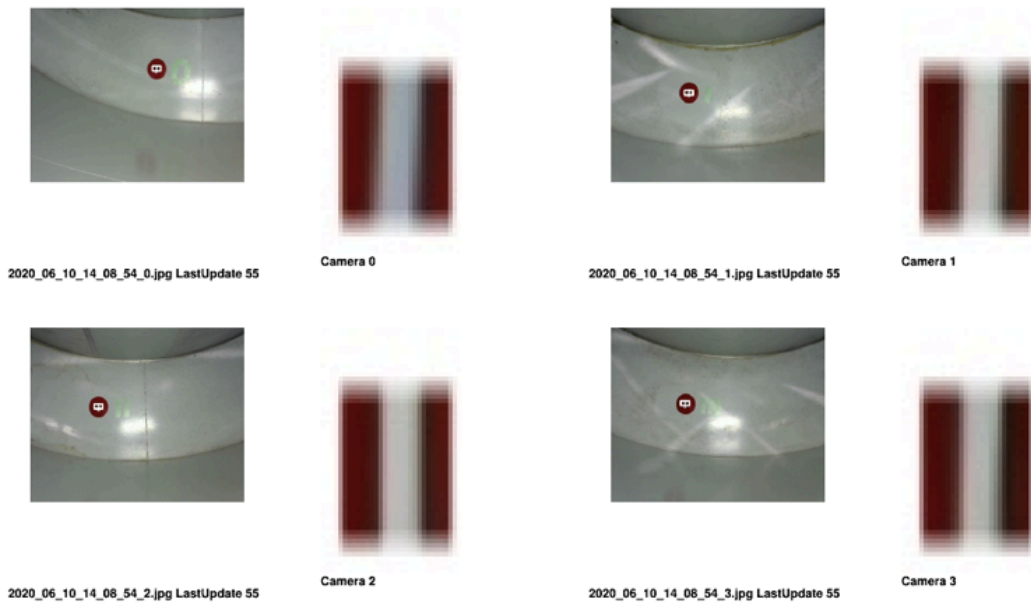


図 3.11: 防油堤内部の監視画面

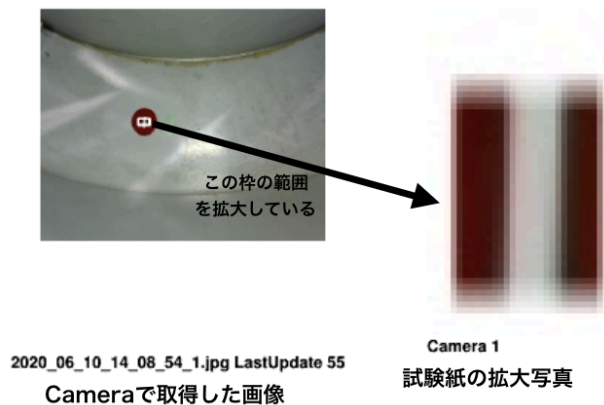


図 3.12: 監視画面の一部分の拡大画像

3.2.6 液漏れ判定アルゴリズム

液漏れを判定するために、オイル試験紙の色変化を用いる。この色変化を画像から判定するために画像処理を用いている。そのため、はじめに画像処理について解説する。また、試験紙の色変化を検知するためには、画像における試験紙の位置を取得しなければならない。そのため、試験紙の位置を取得するアルゴリズムについて述べ、液漏れ判定アルゴリズムについて解説する。

画像処理

画像処理とは画像に何らかの処理を行い画像の情報を取り出すことを言う。本システムでは、液シン漏れを検知する際に画像処理を使用しており、画像から色の情報を抜き出す処理を行っている。この色の情報を抜き出す際には、画像の最小単位である pixel が持つ色の情報を使用している。本システムでは pixel の持つ色の情報のうち、赤・緑・青の数値を使用して、画像処理を行っている。この色の数値を色強度と呼び、0 から 255 までの範囲で表される。画像から赤・緑・青の色強度を抜き出し、2次元プロットにしたものが図 3.13 である。図 3.13 の右下の画像から、左上は赤、右上が緑、左下が青の色強度を抜き出した。図 3.13 の $(x,y)=(170,160)$ 付近の蛍光灯の反射により白色になっている部分の色強度は、白色が赤・緑・青全ての色の成分を持つため、色強度の値は全てのプロットで大きくなる。

実際に液漏れ判定を行うときは試験紙の位置周辺の色強度を抜き出し、判定を行っている。

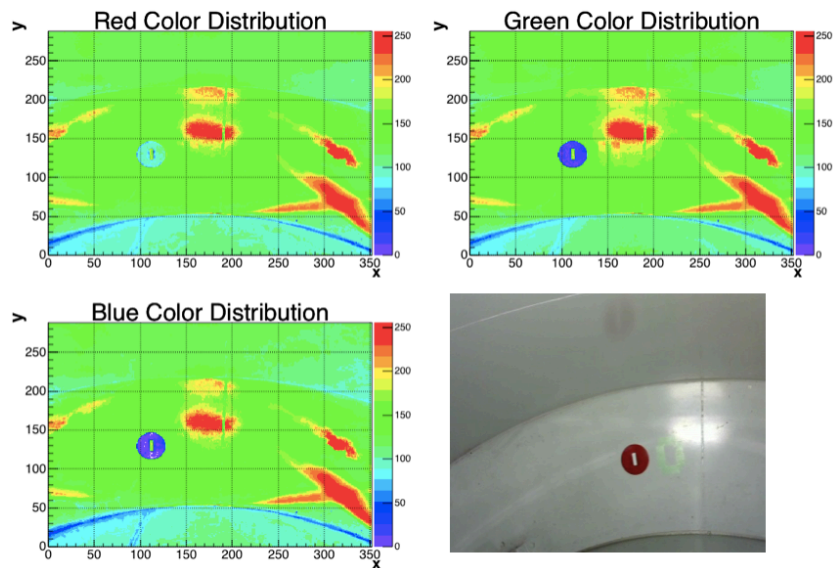


図 3.13: 画像から取得した色強度

液漏れ判定のアルゴリズムは図 3.14 のような流れになっている。このアルゴリズムは大きく分けて「オイル試験紙の位置の取得アルゴリズム」と「液漏れの判定アルゴリズム」の 2 つに分けられる。

オイル試験紙の位置取得アルゴリズム

オイル試験紙の色強度を取得するためには、オイル試験紙の画像における位置を指定して、その位置のピクセルから色強度を取得しなければならない。そのため、オイル試験紙の位置を画像から計算する必要があった。しかし、図 3.15(a) の左のようにオイル試験紙の色と防油堤の床の色が似ているため、オイル試験紙の位置の自動検知が難しかった。そのため、防油堤床とオイル試験紙の色から掛け離れた色を持つ赤い板を図 3.15(b) のようにオイル試験紙と防油堤の床の間においた。図 3.16 は赤い板を置いたときとない時の色強度の比較で、プロットは左から赤、緑、青の色強度を描いている。また、プロット中の赤の線が赤板を置いたとき、青の線が赤い板がないときのプロットである。この図 3.16 から、床・オイル試験紙の色と赤い板の色は大きく異なることがわかる。そのため、赤い板の色を利用してオイル試験紙の位置を計算する。

この赤い板の中心にオイル試験紙を置くことで、画像においても、オイル試験紙の位置と赤い板の中心がほぼ一致する。そのため、画像における

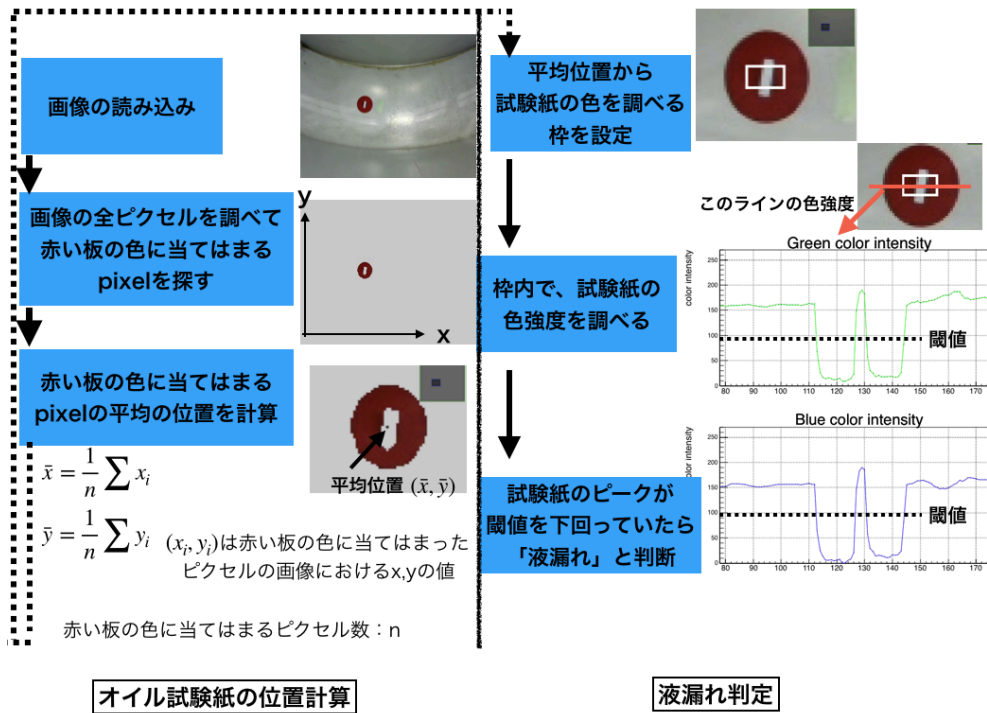


図 3.14: 液漏れ判定アルゴリズムのフローチャート

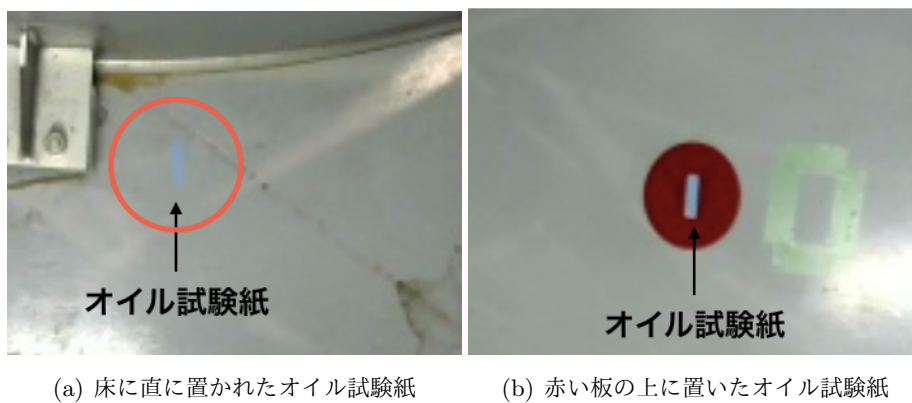


図 3.15: 防油堤に置かれたオイル試験紙

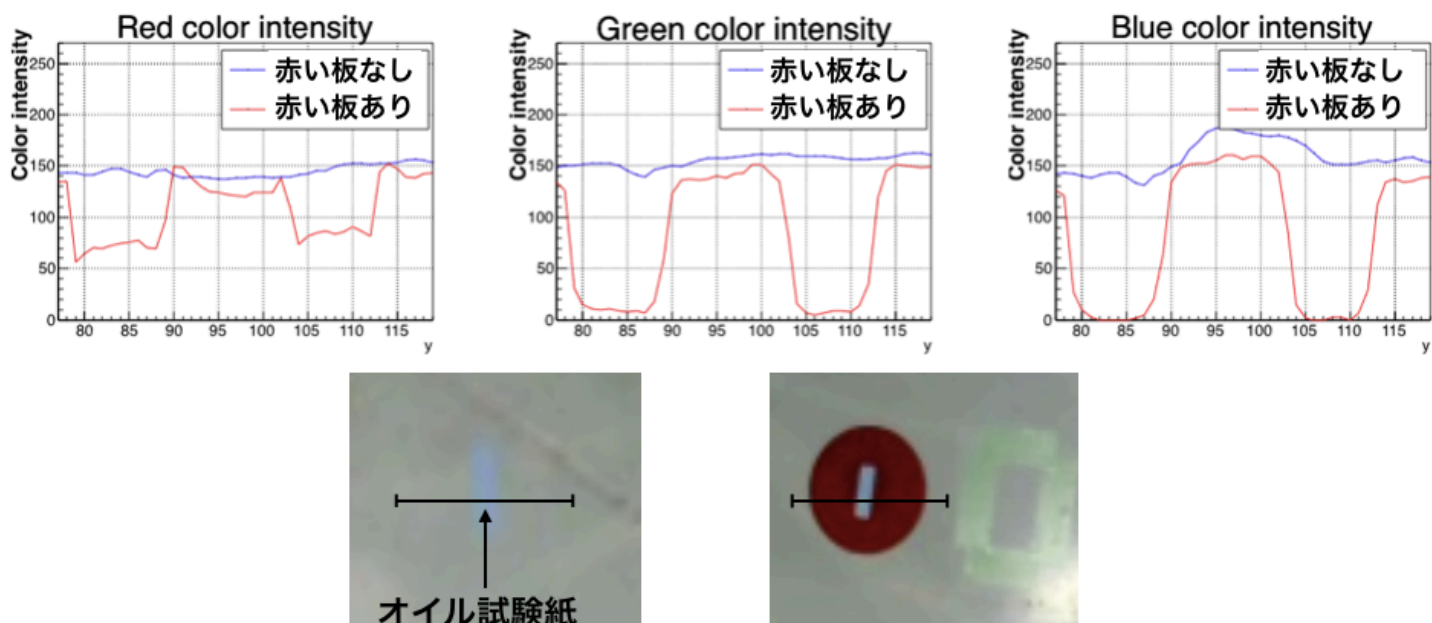


図 3.16: 赤い板を置いた時とない時の色強度の比較

赤い板の中心の位置を計算することで、オイル試験紙の位置を擬似的に自動検知できる。赤い板の中心の位置の計算方法としては、画像中の赤い板の色を持つピクセルを探し、式 (3.1)、式 (3.2) のように計算することで赤い板の中心の位置を算出する。N は赤い板の色に当てはまった pixel の数である。

$$\text{赤い板の重心の } x \text{ 座標} = \frac{1}{N} \sum \text{赤い板の色に当てはまる } x \text{ 座標} \quad (3.1)$$

$$\text{赤い板の重心の } y \text{ 座標} = \frac{1}{N} \sum \text{赤い板の色に当てはまる } y \text{ 座標} \quad (3.2)$$

液漏れ判定アルゴリズム

次にオイル試験紙が液シンを吸収した時の色と液漏れ判定について説明する。画像処理によって画像から色の数値を取得し、オイル試験紙とその周辺の色をプロットしたのが図 3.18 である。左上が赤の色強度、右上が緑の色強度、右下が青の色強度のプロットとなっている。図 3.18 からオイル試験紙が液シンを吸収することでどの色強度のプロットも試験紙のピークの高さが低くなっていることがわかる。そこで、液漏れ判定には緑と青の色強度の試験紙のピークの高さを使用した。判定のアルゴリズムとしては、初めに図 3.19 のように試験紙の色をスキャンする。このス

キャン時に、緑または青の色強度の試験紙のピークが閾値を下回っていた場合に+1カウントする。これを図 3.20 の枠の範囲で行い、1 カウント以上でもカウントされれば液シン漏れと判定するというようなアルゴリズムにした。また、閾値は次ようなテストから決定した。

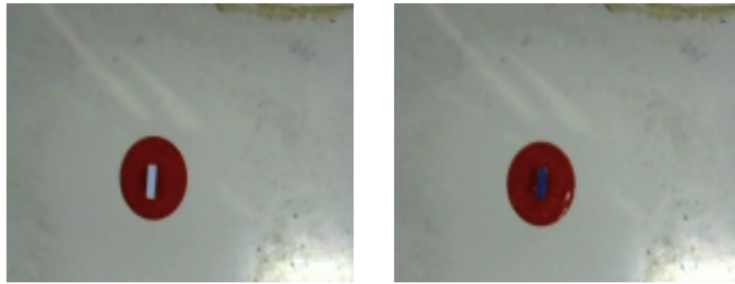


図 3.17: 防油堤にてオイル試験紙に液シンを垂らした時の変化

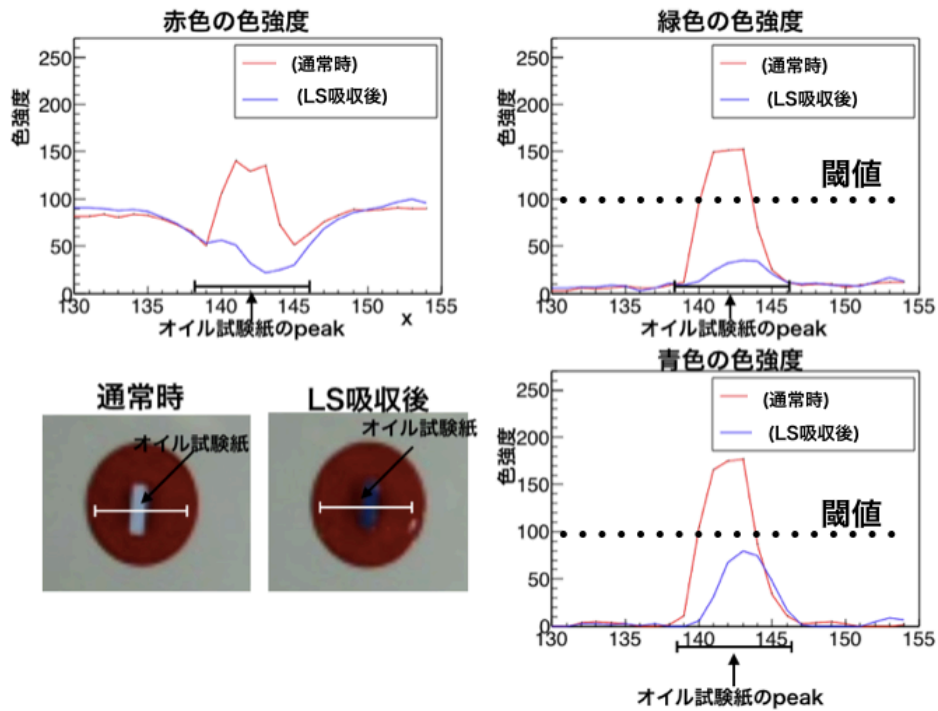


図 3.18: オイル試験紙に液シンを垂らした時の変化

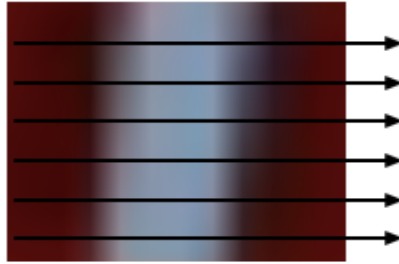


図 3.19: オイル試験紙の色強度取得方法



図 3.20: オイル試験紙の色強度スキャン範囲

3.3 液漏れ判定における閾値の決定

液体シンチレータの漏れ判定は、オイル試験紙の青と緑のピークが閾値を下回るかどうかで判定する。そのため、この閾値を決定するために、色強度の光による影響を調べ、閾値を決定した。また、決定した閾値で液漏れを判定できるかテストを行った。また、これらのテストは検出器の保管場所である J-PARC の HENDEL 棟で行った。

3.3.1 色強度の光による変化

この節では色強度が光によって受ける影響を調べる。そのため、防油堤に設置した電灯の on と off の時の画像の色強度を比較した。特に、オイル試験の周りの色強度について調べた。実際に電灯の on 時と off 時の写

真の様子を比較したのが、図 3.21 である。また、この画像において、オイル試験付近の色強度を調べたのが図 3.22 である。



図 3.21: 電灯の on 時と off 時の比較

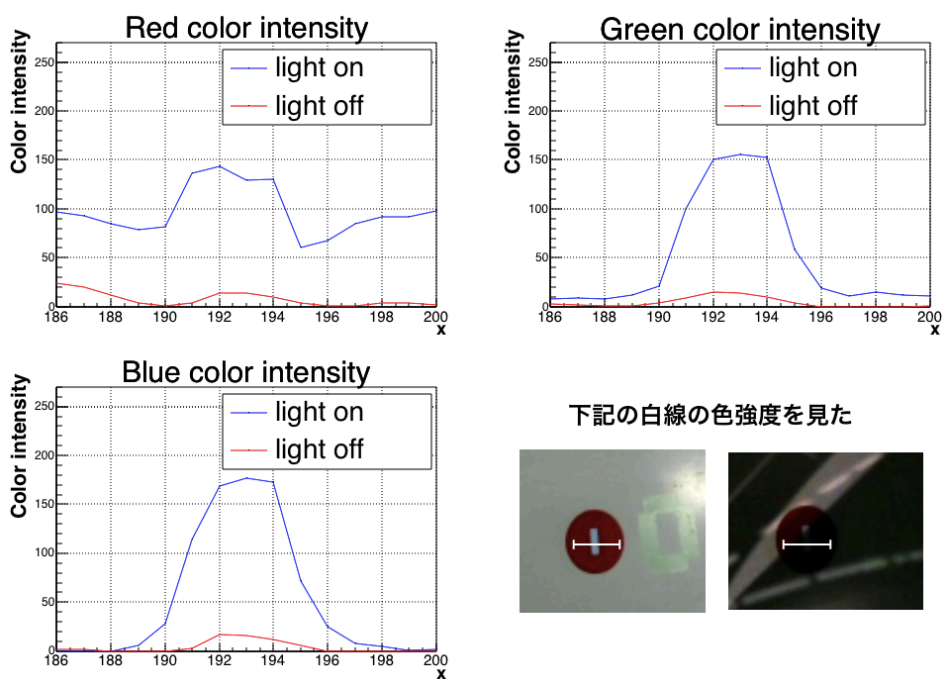


図 3.22: 電灯の on 時と off 時の色強度の比較

また、図 3.21 の左の画像の色強度を 2 次元プロットで見たのが図 3.23 である。色の配置は図 3.13 のときと同様で、左上が赤、右上が緑、左下が青の色強度の 2 次元プロットになっている。

この電灯が on の時の画像の色強度 (図 3.13) と off の時の試験紙周りの色強度 (図 3.23) を比較すると、電灯が off 時の色強度は on 時の時と比べて、色強度が画像全体で小さくなっていることがわかる。

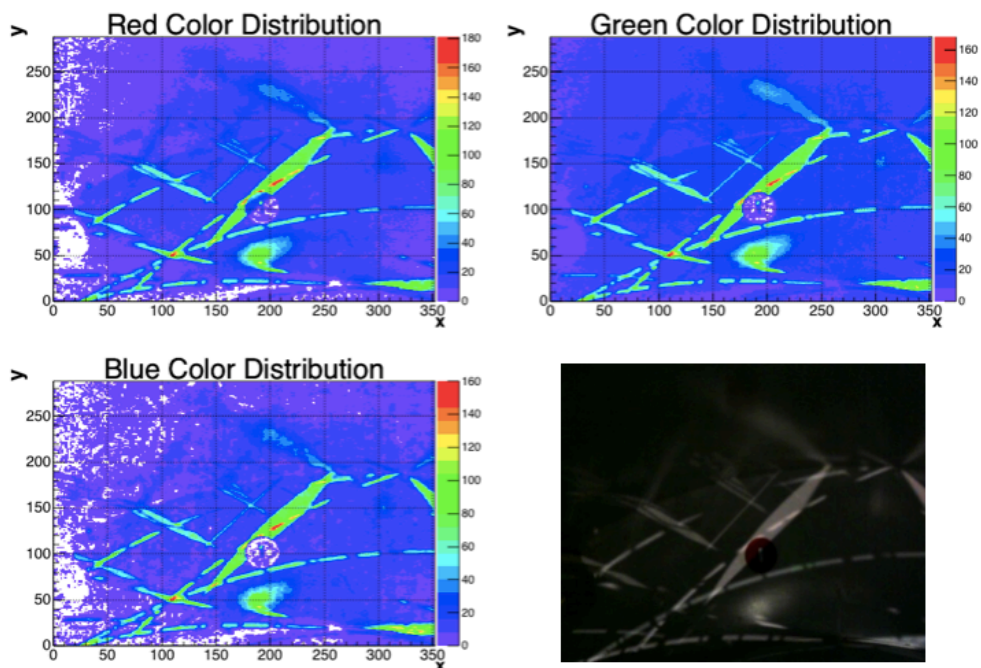


図 3.23: 電灯の off 時の色強度

この結果から防油堤内に電灯が無い場合、防油堤外部の光源により、試験紙の色強度が大きく変動すると判断し、防油堤に電灯を設置し常時点灯することで、光による試験紙周りの色強度の変化を抑えた。

次に防油堤内に設置した電灯を常時点灯した状態で、時間によりオイル試験紙のピークの高さに変動が生じるか調べた。これを調べることで、液漏れ判定のための閾値を決定する。

オイル試験紙のピークの高さの時間変動

液漏れ判定のための閾値を決定するために、オイル試験紙のピークの時間変動を確かめた。このシステムを 2019/11/21 の 17 時頃から 2019/11/22 の 9 時半頃までの 16.5 時間程度稼働させ続け、ピークの時間変動をみた。また、防油堤外部の影響としては 2010/11/21 は 16:26 に日没を向かえ、2019/11/22 は 6:18 に日の出を迎えている [24]。

オイル試験の色強度のピークの時間変動の結果が図 3.24 は色強度の時間変化のプロットである。左のプロットがオイル試験紙の緑、右の色強度が青の色強度である。この結果からオイル試験紙の色強度は外部の光の影響はほとんど受けていないことが分かった。

そのため、オイル試験紙の緑・青の色強度は 100 を下回ることがないため、液漏れ判定の閾値は青・緑ともに 100 とした。

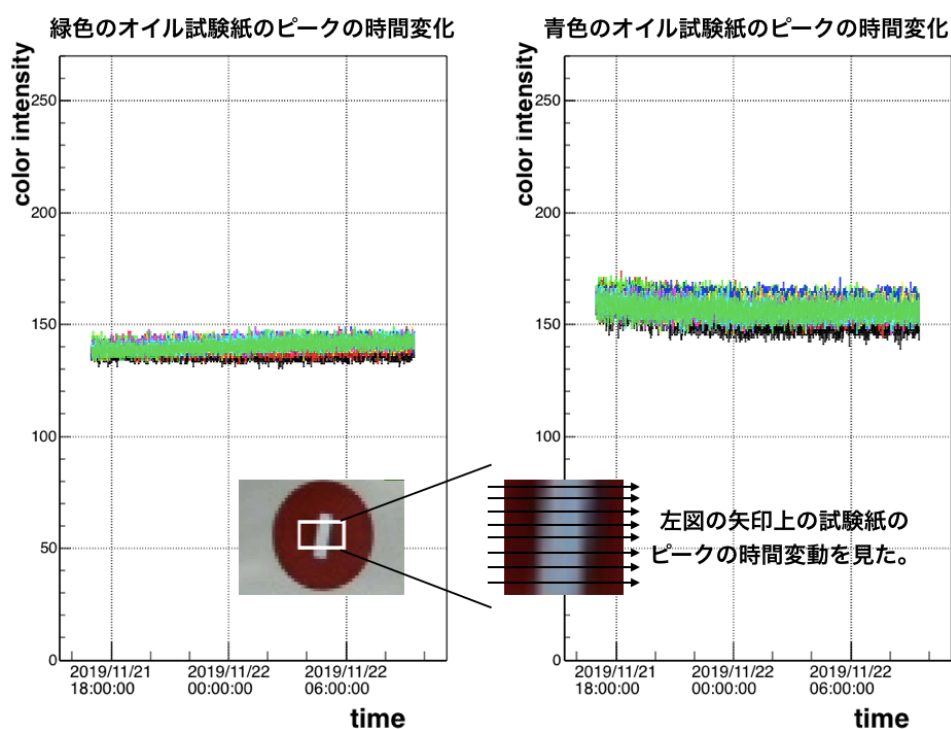


図 3.24: オイル試験紙の色強度スキャン範囲におけるピークの高さ

3.3.2 液漏れ判定テスト

実際にこのシステムを運用した場合に液漏れを検知できるのか確かめるため、実際にシステムを組み、オイル試験紙に液シンを垂らし、このシステムで液漏れの検知できるのかテストをした。実際に液シンをオイル試験紙に垂らし、色の变化および色強度の変化を見たのが図 3.25 である。図 3.25 より、試験紙に液シンを垂らすことでスキャン範囲の試験紙のピークは閾値以下になることが確認できた。また、液漏れと判定された場合には PC の画面に警告画面が出るようになっており、この時のテストで警告画

面は出力された。以上より、このシステムで液シン漏れがあった場合に検知できる性能があると判断した。

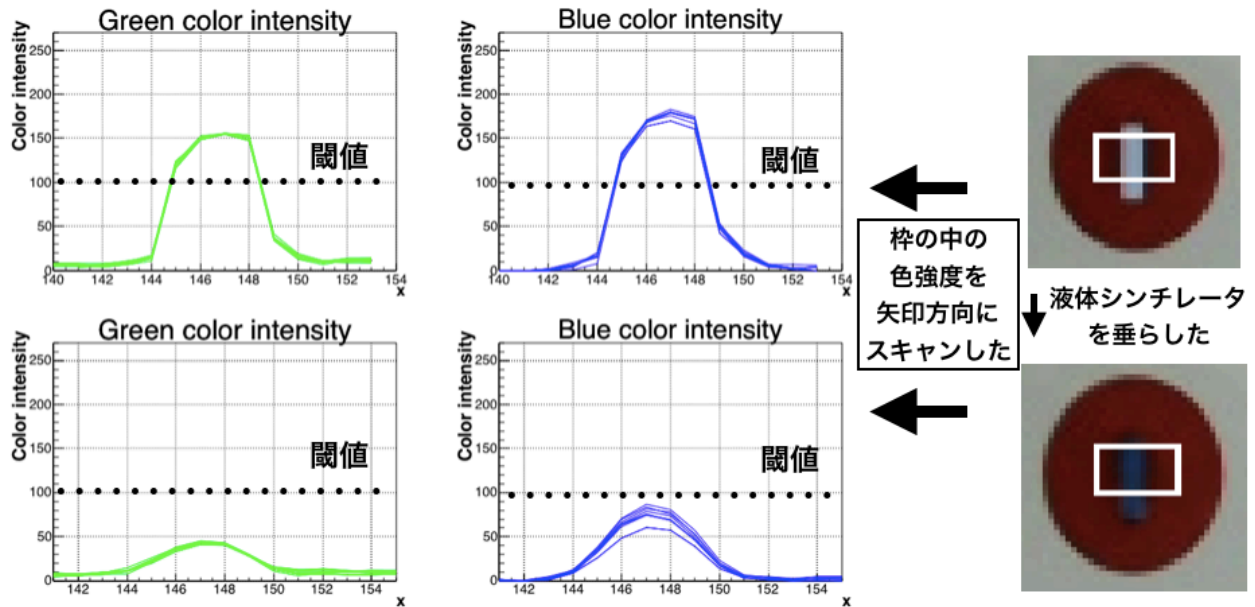


図 3.25: オイル試験紙に液シンを垂らした時の色の变化

3.4 システム運用実績

JSNS² 実験の初回のデータ取得は 2020/5/29 から 2020/6/17 に行われ、期間中はこのシステムが稼働し続けた。その期間の JSNS² 検出器が MLF の 3F にあった時に液漏れと誤判定されることがあった。

3.4.1 運用実績と運用中に生じた問題

JSNS² 実験の初回データ取得中にこのシステムは使われた。しかし、このデータ取得中に、数回誤って液シン漏れと判定されることがあった。実際に誤判定が起こった画像が図 3.26 である。また、この画像をスキャンしたときのプロットが図 3.28 である。この図 3.28 から一箇所の plot が閾値以下になっていることがわかった。この閾値以下になったプロットをスキャンした場所を調べたところ、図 3.29 の場所で、赤い板と試験紙の境界部であった。この境界部は赤い板と試験紙の色強度の間の値を取る。そ

のため、オイル試験紙のピークをスキャンする範囲が、オイル試験紙と赤い板の境界を含む場合に液シン漏れの誤判定が起きることが分かった。



図 3.26: 誤判定を起こした画像 図 3.27: 液漏れ判定テスト時の画像

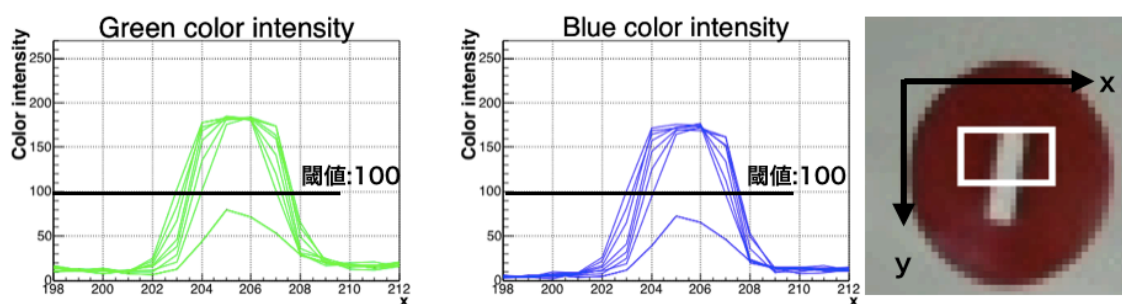


図 3.28: 誤判定を起こした画像の色強度

このスキャンする範囲を決めているのは、プログラム上で計算している赤い板の平均位置である。この平均位置は自分で設定した赤い板の色に当てはまるピクセルの位置の平均を取ることで計算している。そのため、液シン漏れと誤判定を起こした写真で、設定した赤い板の色に当てはまるピクセルを図 3.30 のように抜き出した。この図 3.30 を見ると赤い板が円形で抜き出せていないことがわかる。液漏れ判定テストを行っていた時の図 3.27 の画像で同じように赤い板の色に当てはまるピクセルを抜き出すと図 3.31 のように、赤い板が円形で抜き出せている。さらに、赤い板の平均位置を調べると、誤判定を起こした図 3.26 画像では、図 3.27 の画像に比べて、画像の右上の方向へシフトしていた。そのため、赤い板の平均

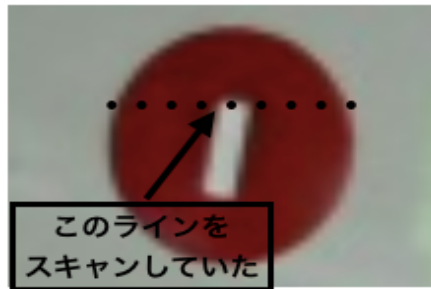


図 3.29: 誤判定を起こしたスキャン位置

位置が上方にずれたため、スキャン範囲も画像上方にずれ、オイル試験紙と赤い板の境界を含むことになった。

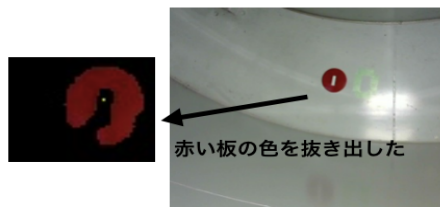


図 3.30: 誤判定画像の赤い板の色を抜き出し



図 3.31: 液漏れ判定テストを行っていた時の画像の赤い板の色を抜き出し

図 3.30 のように赤い板が綺麗な円形に抜き出せなかった原因として防油堤外部からの光が考えられる。誤判定が起こった図 3.26 の画像と液漏れ判定テストを行っていた時の図 3.27 の画像を比較すると、誤判定が起

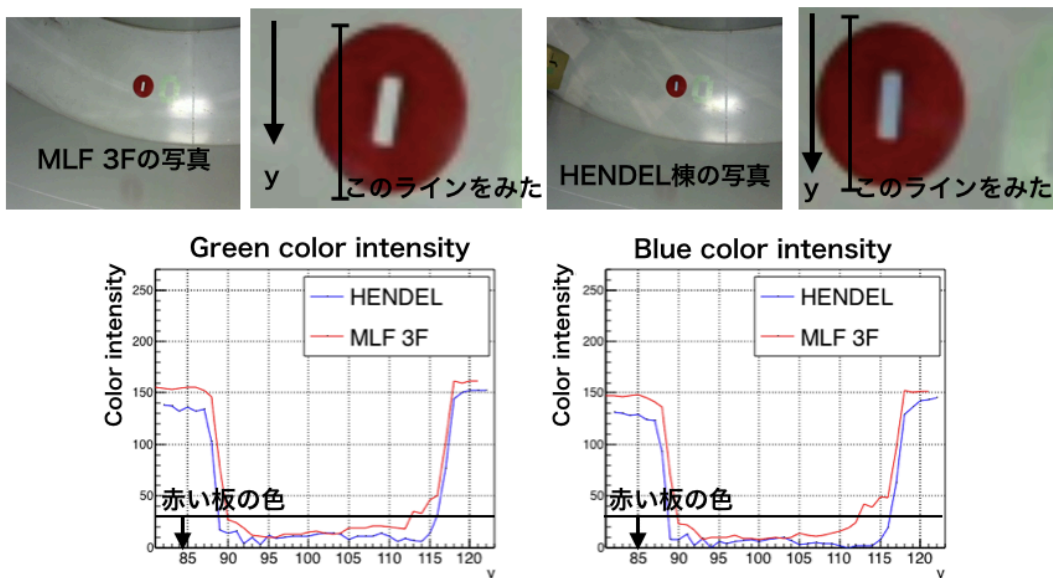


図 3.32: 誤判定画像における光がかかっている場所の色強度

こった画像 3.26 の赤い板の下部に光の筋が掛かっているのが目視で確認できる。実際にこの光の筋がかかった場所の色強度をプロットしたのが図 3.32 である。図 3.32 より、実際に光の筋が入った範囲の色強度が赤い板の色と設定した範囲から外れていることが確認できた。よって、オイル試験紙のピークをスキャンする範囲がオイル試験紙と赤い板の境界を含んだ原因として、外部からの光が赤い板に当たっていたことが原因であった。

3.4.2 生じた問題に対する対応

今回生じた問題に対しては、図 3.28 にあるように試験紙と赤い板の境界を含む場合にでも、液シン漏れと判定されないようにした。この問題が生じる前のアルゴリズムは節 3.2.6 で解説した通り、図 3.20 のような範囲で、色強度をスキャンして、オイル試験紙のピークが閾値を下回っていた場合には+1 カウントし、これが 1 カウント以上あれば液シン漏れと判定していた。そこで、今回の対応としてはこの「1 カウント以上」のところを「3 カウント以上」に変えた。これにより、試験紙と赤い板の境界を含んだとしても液シン漏れと判定されることは現在までには確認されていない。

また、この対応は液シン漏れ判定に対して、感度を悪くする対応である。そのため、この対応後にも、液シン漏れの判定がなされるかテストを

行った。このテスト方法は節 3.3.2 と同様にオイル試験紙に液シンを垂らし、液漏れ監視システムが警報画面を表示するのかが確認した。結果としては試験紙に液シンを垂らした時に、警報画面は表示された。また、液シンをオイル試験紙に垂らす前後の画像と色強度のプロットは図 3.33 のようになった。これにより、液シンを試験紙に垂らした時、試験紙のピークが閾値を下回ることによって警報表示が表示されたということが確認できた。そのため、今回の対応を行ったシステムでも液シン漏れは問題なく検知できることを確認した。

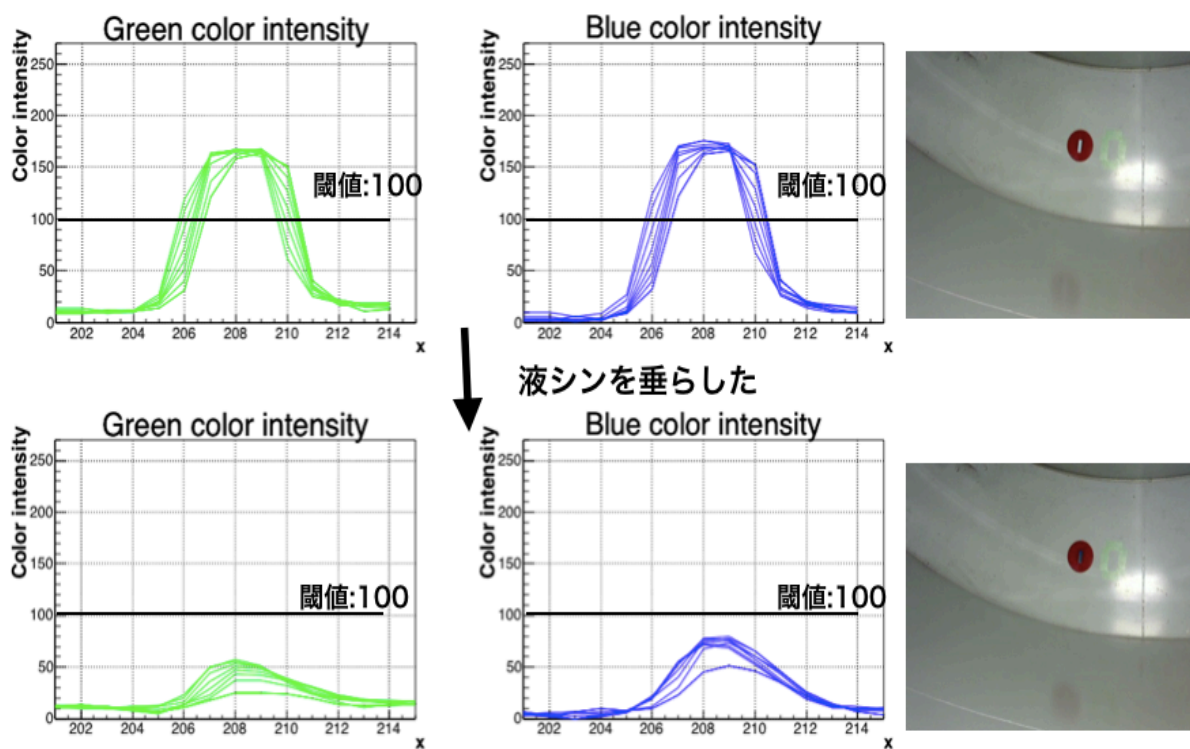


図 3.33: 対応後の液漏れ判定テスト時の画像と色強度

第4章 MLF 1MW 運転における背景事象測定

4.1 測定目的

2章で JSNS² 実験の背景事象について言及した。JSNS² 実験には、ビームに由来する γ 線が、後発信号の偶発背景事象として存在する。今回測定したビーム由来の γ 線は JSNS² 検出器の下にシールドとして鉛 (12.5m \times 6m で 12.5cm の厚さ) がある時、偶発背景事象の約 20% を占める ([15] の 4章 2.1 節、[3] の Table 6 参照)。

このビームに由来する背景事象のレートはビームの高出力化に伴い、高くなると考えられる。JSNS² 実験は MLF のビーム出力を 1MW と仮定してデザインされた実験であるが、現状 MLF のビーム出力は 0.6MW となっている。しかし、前回の MLF の運転時に 1MW のトライアル期間があった。そのため、この期間を利用して、本研究では J-PARC MLF のビーム出力が 0.6MW から 1MW (実際には 0.9MW) に変わるとき、ビーム由来 γ 線の量を測定し、JSNS² 実験への影響を調べる。

本研究では、実際に J-PARC MLF で計測した背景事象の電荷量スペクトルを、シミュレーションによって再現する。シミュレーションで計測したスペクトルを再現をするときに背景事象ソースのスペクトルを、フラックスを用いてスケールする。この方法により、最終的にビーム由来の γ 線のフラックスを見積もり、ビーム由来 γ 線の JSNS² 実験における S/N 比への寄与を計算する。

4.2 ビーム由来 γ 線の発生原理

過去の研究 [3] からビーム由来の γ 線は、ビームで発生する中性子により生成すると考えられている。中性子は図 4.1 の MLF の水銀ターゲットで生成され、図 4.1 のホットセルにも放出される。生成された中性子は図 4.2 の、コンクリート (分子の割合は表 4.1 参照) でできているホットセルの天井 (ハッチや床の下部) 内の原子核に捕獲され、捕獲の後 γ 線が発生する。この γ 線をビーム由来 γ 線の呼び、JSNS² 実験の背景事象となっている。

表 4.1: コンクリートに含まれる分子とその割合 [25]

分子	コンクリート中の割合
SiO ₂	23%
Al ₂ O ₃	6%
Fe ₂ O ₃	4%
CaO	64%
MgO	4%

JSNS² 検出器は図 4.2 のハッチの上に置かれる。この背景事象となるビーム由来γ線の計測されたイベントレートは床に比べてハッチ部分で高くなっている。この原因は床とハッチの厚さの差によるものであると過去の研究からわかっている [3]。ハッチ部分のコンクリートの厚さは 120cm で、ほかの床のコンクリートの厚さ (150cm) に比べて 30cm 薄い。そのため、ハッチ部において計測されるビーム由来γ線のイベントレートが高くなると考えられている。

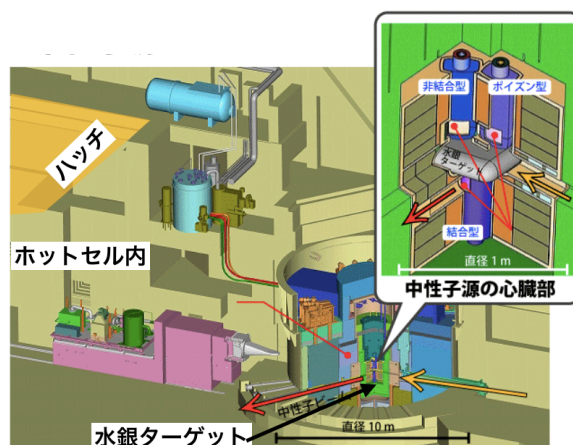


図 4.1: MLF のターゲットとターゲットメンテナンスエリア

4.3 測定期間とビームパワー

MLF 1MW 運転における背景事象測定は 2020/6/22 から 2020/6/27 の間に行われた。この期間のビーム出力は表 4.2 のようになっていた。この

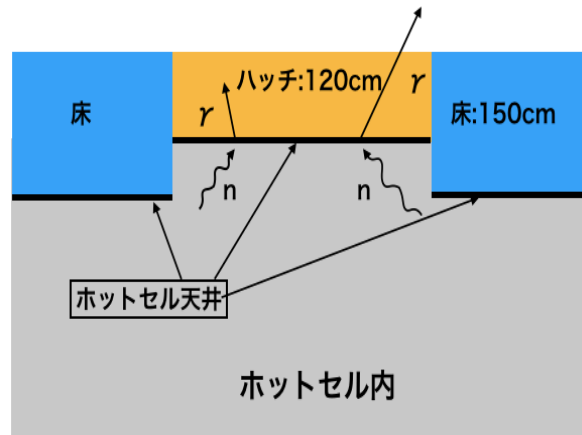


図 4.2: ビーム由来 γ 線の発生概念図

ビーム出力の値は MLF のサイト [16] から取得しており、ビームが出力されていたときのサイトの画面は図 4.3 のようになっていた。また、このサイトの値から、MLF 1MW 運転で実際に出ていたビーム出力は約 0.9MW となっている。

表 4.2: 測定期間中の J-PARC MLF のビーム出力

	ビーム出力
6/24 7:00 頃まで	0.6MW
6/24 7:00 頃 から 6/25 11:00 頃	ビーム off
6/25 11:00 頃 から 6/27 10:00 頃	0.9MW

4.4 背景事象測定のためのセットアップ

本研究はプラスチックシンチレータ (以降略としてプラシンと呼ぶ。) を用いて行った。プラシンを用いて計測した理由は、MLF の 1MW の運転の期間に JSNS² 検出器を実験場所である MLF3F に置くことができなかったからである。JSNS² 検出器は MLF のメンテナンス期間中、MLF に置くことができない。このメンテナンス期間は、1MW トライアル運転の直後から始まることわかっていて、そのため、1MW 運転前に、検出器を MLF 3F から搬出し、検出器を保管場所に輸送する準備をしなければならなかった。以上の理由から、JSNS² 検出器で MLF 1MW 運転時の

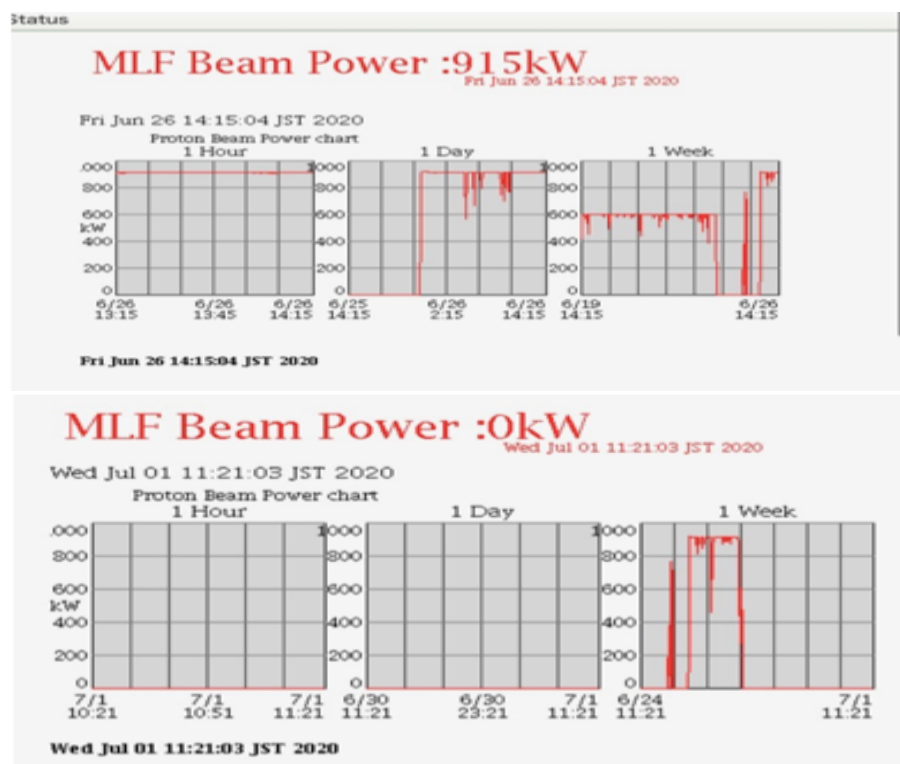
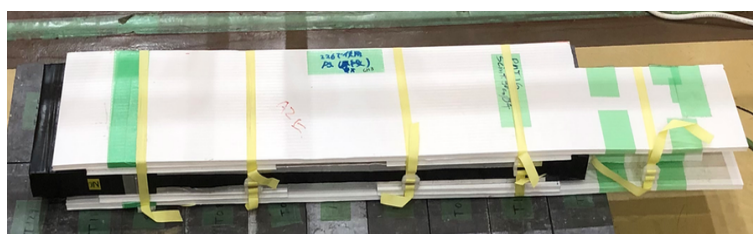


図 4.3: 背景事象測定時のビーム出力

背景事象測定ができないため、液体シンチレータと組成が似ているプラスチックシンチレータを用いて測定を行った。

使用したプラスチックシンチレータの大きさは20cm×90cm×4.3cmである。このプラスチックシンチレータには図4.4のように、2inchのPMTが片側に付いている。プラスチックシンチレータとPMTは直につけられており、ライトガイドなどは付いていない。また、PMTとプラスチックシンチレータの接続面、プラスチックシンチレータは遮光されている。



遮光されている



プラスチックシンチレータに対してPMTは直についていて、周りは遮光されている。ライトガイドなどは取り付けられていない。

図 4.4: 使用したプラスチックシンチレータ

今回の測定には同一形状のプラスチックシンチレータを3つ用いた。3つのプラスチックシンチレータは図4.5のように1つを鉛の上に置き、残り2つを2段重ねて、ハッチの上に直に置いた。この鉛の上に置いたプラスチックシンチレータを「鉛上プラスチックシンチレータ」と呼び、ハッチに直に置いたプラスチックシンチレータのうち、下段のプラスチックシンチレータを「床下プラスチックシンチレータ」、上段を「床上プラスチックシンチレータ」と呼ぶ。また、プラスチックシンチレータの配置の詳細は4.5節で説明する。

この測定には図4.6の回路を用いた。この回路では各プラスチックシンチレータのヒットのOR条件で取るようになっている。この回路中のFADCはCAEN社製のv1730Dを用いており、14bitのデータを500MHzで取得することができる。また、ディスクリミネーターの閾値13mVは、プラスチックシンチレータの中心で信号が発生した場合に約0.5MeVのエネルギーに相当する。

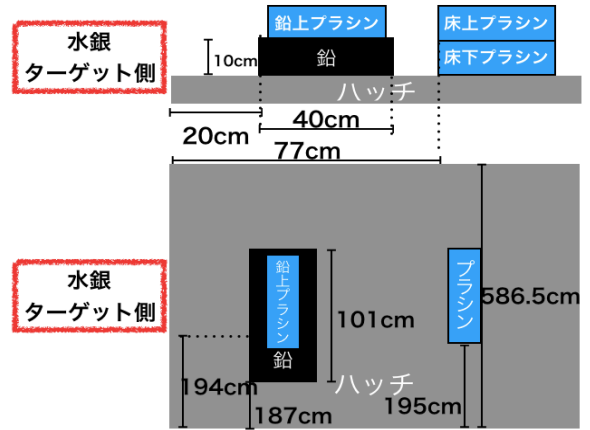


図 4.5: 背景事象測定場所

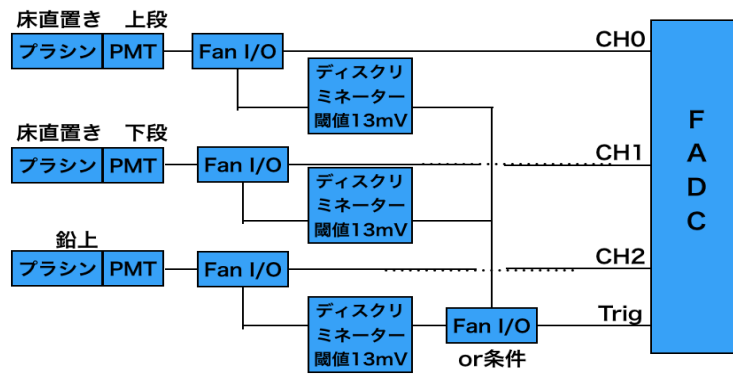


図 4.6: 測定回路

4.4.1 FADC におけるデータ収集

本測定ではプラシンの発光を 2inch の PMT を使い検出する。この PMT の出力は FADC を使用して読み取り、発光の信号を取得する。

発光による信号は図 4.7 のような波形として取得する。この波形の使用方法は同節の「電荷量の計算方法」で解説する。

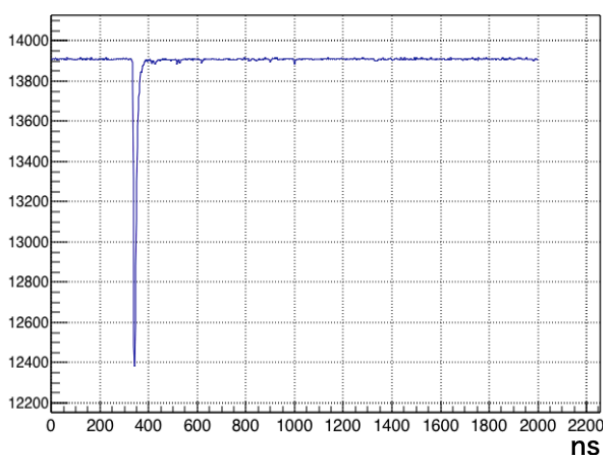


図 4.7: FADC で得られる波形

FADC は内部に時計を持っている。そのため、FADC では信号を取得した時間も取得できる。そこで、FADC から信号を取得した時間と図 4.8 のような、信号と信号の間の時間差を取得している。図 4.8 の window は、PMT の信号を取り込むための時間幅である。

今回は各プラシンの信号を OR 条件でトリガーをかけてデータを取った。そのため、今回計測しているイベント間の時間差は、図 4.9 のように、プラシンを区別していない時間差になっている。

また、FADC におけるデータ収集方法としては、FADC 内に一時的にデータを溜め続け、ある一定以上のデータを溜めた後に、データ収集用 PC へデータを送っている。

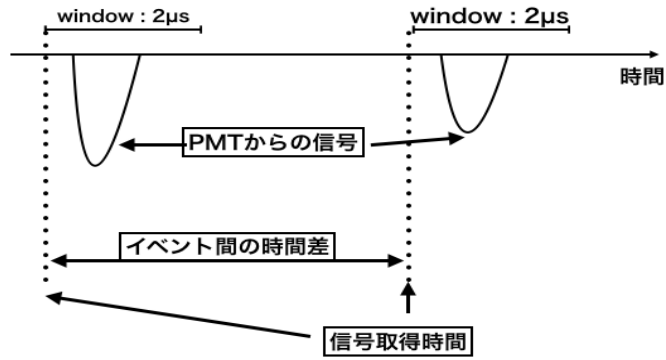


図 4.8: FADC で取得している時間情報

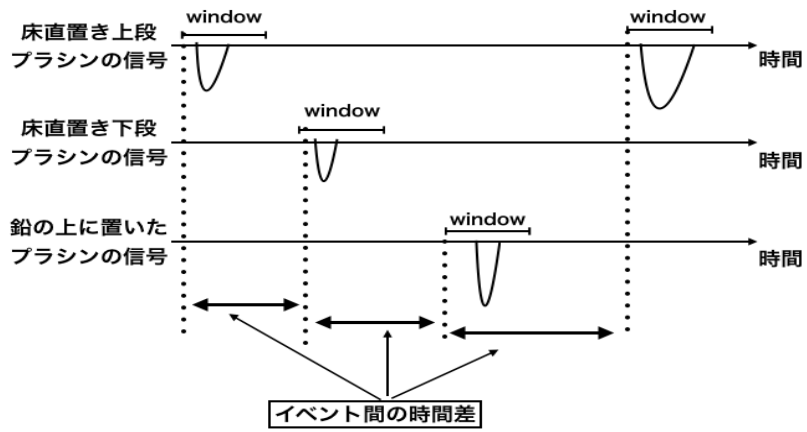


図 4.9: 本測定でのイベント間の時間差

電荷量の計算方法

FADCにより図4.7のような波形を取得することができる。この波形の0 ns から 60 ns の間で平均をとり、その平均から測定データを引くことで図4.10のように波形を変換した。この変換後の波形をピークの前50 ns 後ろ 250 ns の範囲で積分した。この波形の積分値を電荷量と呼ぶ。

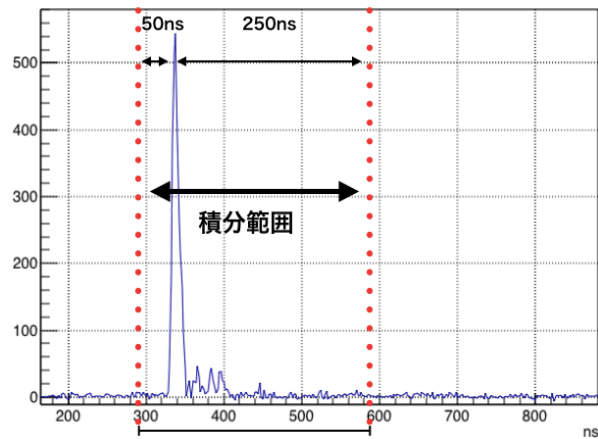


図 4.10: 波形の積分範囲

4.5 背景事象測定場所

JSNS² 検出器は J-PARC MLF3 階の図 2.9 のハッチの上に置かれる。このハッチの上は一様にビーム由来 γ 線のイベントレートが高いことが過去の研究からわかっている [3]。そのため、JSNS² 実験における背景事象であるビーム由来 γ 線のイベントレートを計測をするため、ハッチの上である図 4.5 の場所にプラシンを設置した。また、図 4.5 のように、プラシンはハッチに直に置いたものと鉛の上に置いたものがある。プラシン 1 つを鉛の上に置いた理由は、JSNS² 検出器も鉛の上に置かれるため、この状況に近づけるために行った。

4.6 イベントレートの見積もり

イベントレートの見積もりは、イベント間の時間差のヒストグラムから計算する。イベント間の時間差のヒストグラム式 (4.1) の指数関数に従い

減少する形 (例：図 4.11) になる。そのため、イベント間の時間差のヒストグラムを式 (4.1) でフィッティングすることで、イベントレートを求める。また、イベント間の時間差を 3つのプラシンの OR 条件で計測したため、この節で求めるイベントレートは 3つのプラシンイベントレートの合計となっている。

$$y = y(t = 0) \exp(-Rt), (R : \text{イベントレート}) \quad (4.1)$$

また、求めたイベントレートと、イベント数から実際に測定を行っていた時間を求めることで、4.8 節以降で示す電荷量スペクトルの縦軸のスケールを各プラシンのレートに合わせた。

4.6.1 FADC で計測したイベントレート

イベント間の時間差のヒストグラムを図 4.11、図 4.12、図 4.13 に示す。ビームが出ていない時のイベント間の時間差のヒストグラムは図 4.11 のようになっている。このイベント間の時間差のヒストグラムの傾きから、式 (4.1) のフィッティングによってイベントレートを算出する。

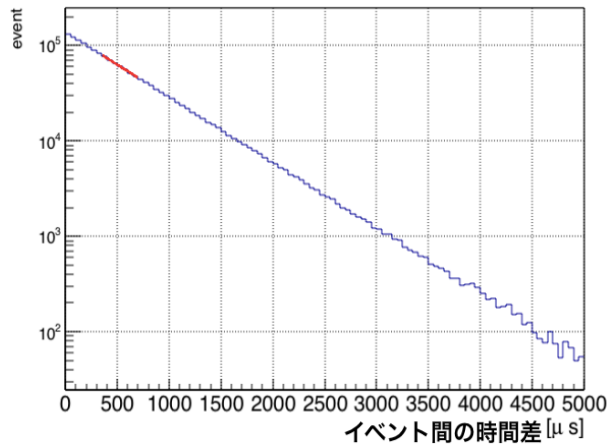


図 4.11: ビーム off 時のイベント間時間差のヒストグラム

また、ビームが出力されていた時のイベント間の時間差のヒストグラムは図 4.12、図 4.13 のようになっている。図 4.12 はビーム出力が 0.6MW の時、図 4.13 はビーム出力が 0.9MW のときのヒストグラムである。

ビームが出力されていたときのイベント間の時間差のヒストグラムに関しては、 $0\mu\text{s}$ から約 $350\mu\text{s}$ の間でイベントが欠損していると思われる構造

がある。これはデータ取得の際に、トリガーのかかるレートが高くなっており、データを取るスピードが追いつかなかったため、このようなデータの欠損と思われる構造が生じたと考えられる。また、 $700\mu\text{s}$ 以上のイベント間の時間差にも図 4.12、図 4.13 において構造が見られる。この構造は、ある一定以上のデータを FADC に貯めた時に、データを PC を送る際に生じる、データ取得停止時間に起因する構造ではないかと考えている。

以上から、3つの図 4.11、図 4.12、図 4.13 に対する式 (4.1) のフィッティングの範囲は、ヒストグラムの傾きが正常だと考えられる $350\mu\text{s}$ から $700\mu\text{s}$ の間で行った。このフィッティングによって求めたイベントレートを表 4.3 にまとめた。このイベントレートの正しさは後述するオシロスコープで計測したイベントレートと比較することで確かめている。表 4.3 の誤差は、式 (4.1) のパラメータ R のフィッティングによって得られた誤差である。。

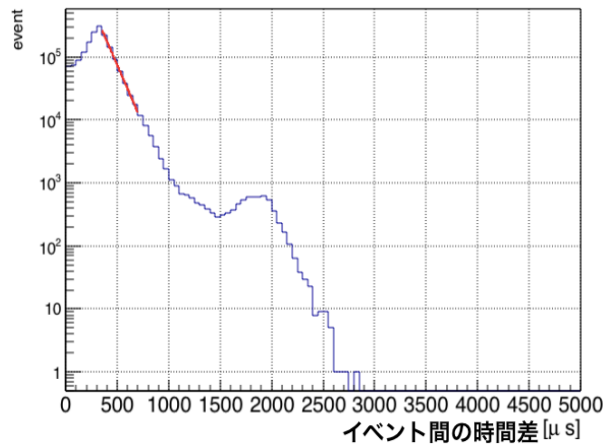


図 4.12: ビーム出力 0.6MW 時のイベント間時間差のヒストグラム

表 4.3: FADC で計測したデータから求めたイベントレート

ビーム出力	イベントレート (kHz)
0.9MW	15.4 ± 0.1
0.6MW	8.66 ± 0.05
Beam-off	1.53 ± 0.05

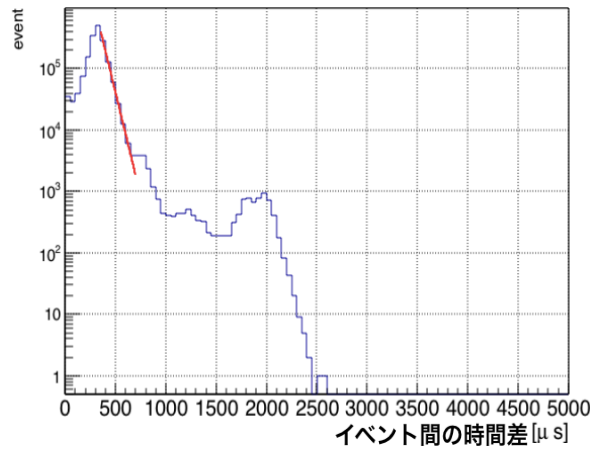


図 4.13: ビーム出力 0.9MW 時のイベント間時間差のヒストグラム

計測したイベント間の時間差に欠損や構造があるため、 $350\mu\text{s}$ から $700\mu\text{s}$ の範囲を選んだフィッティングにより、イベントレートを算出した。このイベントレートの正しさについて 4.6.2 節で検証する。

また、ビームが出力されていた時のイベント間の時間差のヒストグラムにおいて、 $0\mu\text{s}$ から約 $350\mu\text{s}$ の間や $700\mu\text{s}$ 以上において、データの欠損や、理解できていない構造が見られた。そのため、理解できていない構造やデータの欠損の存在する範囲と、イベント間の時間差 $350\mu\text{s}$ から $700\mu\text{s}$ の範囲で、以降の議論で用いる電荷量スペクトルの形が一致しないのではないかという懸念があった。そこで、次節において、電荷量スペクトルの形の比較を行った。

電荷量スペクトルの形の比較

前節の懸念事項の検証のため、イベント間の時間差を各構造の範囲を選ぶことにより、電荷量スペクトルの形に違いがでるか検証した。イベント間の時間差を図 4.14 のように、 $0\mu\text{s}$ から $350\mu\text{s}$ 、 $350\mu\text{s}$ から $700\mu\text{s}$ 、 $700\mu\text{s}$ 以上、の 3 つの範囲に区切って電荷量スペクトルの形を比較した。

また、電荷量スペクトルの形の比較のために、電荷量スペクトルの縦軸を $\frac{1}{\text{イベント数}}$ で規格化した。

3 つの範囲に区切って電荷量スペクトルを比較したのが図 4.15(床下プラシン) と図 4.16(鉛上プラシン) である。両方のスペクトルにおいて緑が $0\mu\text{s}$ から $350\mu\text{s}$ 、赤が $350\mu\text{s}$ から $700\mu\text{s}$ 、青が $700\mu\text{s}$ 以上のものとなって

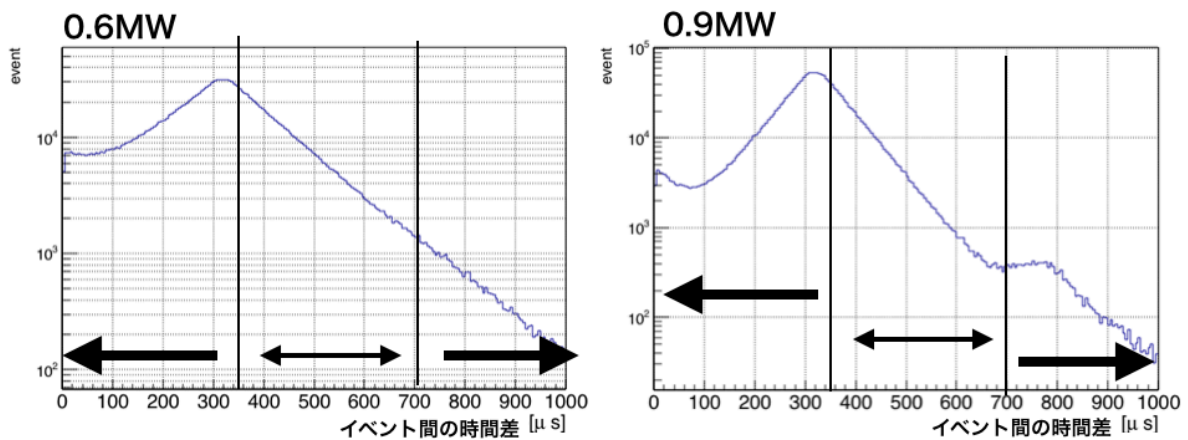


図 4.14: 電荷量スペクトルを描いた、イベント間の時間差の範囲

いる。図 4.15 と図 4.16 において、どのスペクトルも誤差以内で一致している。その為、イベント間の時間差におけるイベントの欠損などがあっても、電荷量スペクトルに影響はないと考えた。そのため、以降で記載する電荷量スペクトルはイベント間の時間差でカットはかけていない。

また、床上プラシンについては、宇宙線ミュオン信号のピークが不安定であったため、電荷量スペクトルの比較や以降の解析では使用しなかった。

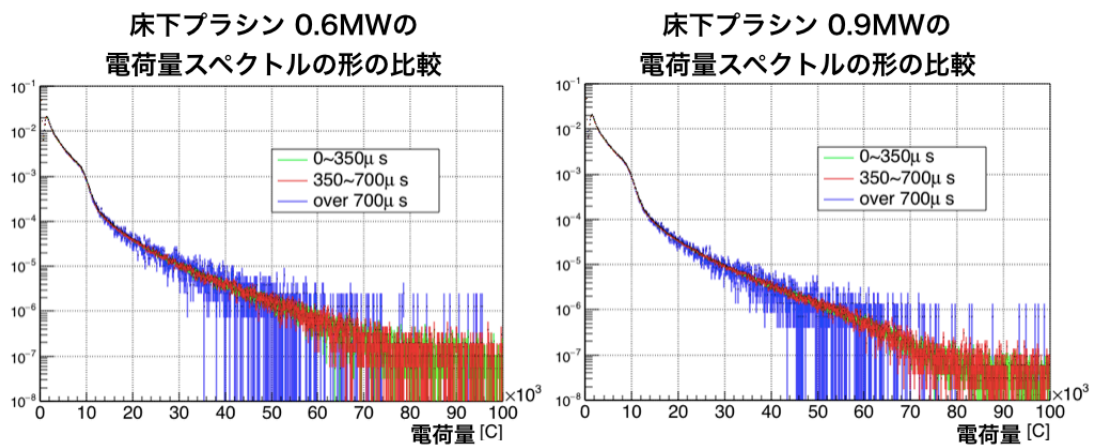


図 4.15: 床下プラシンのイベント間を区切った電荷量スペクトル

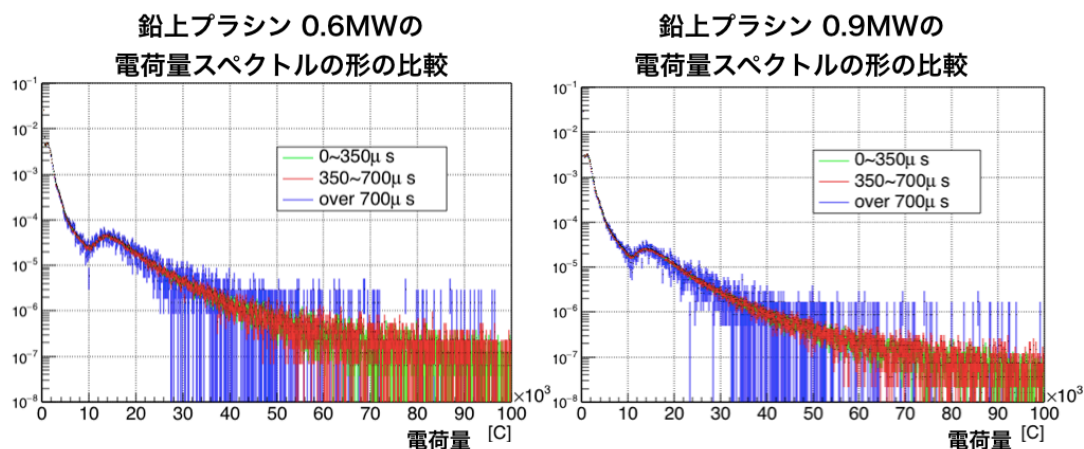


図 4.16: 鉛上プラシンのイベント間を区切った電荷量スペクトル

4.6.2 オシロスコープで計測したイベントレート

オシロスコープ (以降オシロ) でのイベントレート計測は図 4.6 のディスクリミネーターで設定した閾値にあわせた。各ビーム出力のときのイベントレートは表 4.4 に纏めた。また、誤差は測定時の数値のふらつきを目測により観察し、20%として計算した。

表 4.4: オシロで計測した各プラシンのイベントレート

ビーム出力	床上プラシン (kHz)	床下プラシン (kHz)	鉛上プラシン (kHz)
0.9MW	11±2	8.0±1.6	0.70±0.14
0.6MW	6.0±1.2	4.0±0.8	0.50±0.10
Beam-off	0.95±0.19	0.60±0.12	0.40±0.08

この計測結果表 4.4 から、3つのPSのイベントを or 条件でとった場合のイベントレートを計算した。この計算結果を表 4.5 に纏めた。また、誤差は20%で計算している。この誤差は測定時の数値のふらつきを目測により観察した結果である。

また、FADCのイベント間の時間差から計算したイベントレートとオシロで計測したイベントレートの比較を表 4.6 に示す。

この表 4.6 から FADC で計測したイベントレートとオシロスコープで計測したイベントレートは誤差の範囲で一致していた。このことから、FADC で計測したイベント間時間差に対して、350μs から 700μs の範囲を選んだフィッティングによって出したイベントレートは正常な数値が出ていると

表 4.5: 計算した3つのプラシンのイベントレート

ビーム出力	イベントレート (kHz)
0.9MW	19.3±3.9
0.6MW	10.4±2.1
Beam-off	1.95±0.39

表 4.6: FADC で計測したイベントレートとオシロで計測したイベントレートの比較

ビーム出力	FADC でのイベントレート (kHz)	オシロでのイベントレート (kHz)
0.9MW	15.4±0.1	19.3±3.9
0.6MW	8.66±0.05	10.4±2.1
Beam-off	1.53±0.05	1.95±0.39

判断した。

また、このイベントレートの結果から、ビーム出力が0.6MW から 0.9MW に上がることで、ビーム由来の背景事象のレートが約2倍程度に上がることがわかる。ビーム由来の背景事象は、以前の研究 [3] から γ 線が支配的である。そのため、ビーム出力が 0.6MW から 0.9MW に上がることで、ビーム由来の γ 線のレートが約2倍になったと考えられる。

4.7 プラスチックシンチレータの発光位置による応答測定

本研究では MLF で計測したビーム off 時、ビーム出力 0.6MW 時、ビーム出力 0.9MW 時の電荷量スペクトルをシミュレーションによって再現し、ビーム由来ガンマ線のフラックスを見積もる。そのため、測定で用いたプラシンの応答もシミュレーションで再現をする必要がある。この節ではこのプラシンの応答を計測し、計測結果を用いて、シミュレーションでプラシンの応答を再現する。

今回の測定で用いたプラシンは 20cm × 90cm × 4.3cm の大きさで、片側に PMT が付いている。そのため、PMT 近傍でのプラシンの発光と遠方での発光では、得られる電荷量に違いが生まれると考えられる。そのため、プラシンの発光位置による応答を計測し、その応答をシミュレーションを使い再現した。

この節ではプラシンの発光位置による応答を計測方法とその結果について議論し、この応答の計測結果をシミュレーションに反映させた方法を説明する。

4.7.1 RAT

今回の解析で用いたシミュレーションは RAT(The Reactor Analysis Tool) と呼ばれるツールを用いた。RAT は Geant4 をベースに作成されたツール [2] であり、モンテカルロシミュレーション (以降、MC) を比較的簡単に行えるツールである。今回用いた RAT のバージョンは 1.0 であるが、JSNS² 実験グループによって、グループ内で使用しやすいように変更が加えられている。また、今回用いた RAT のベースになった Geant4 のバージョンは 10.1.3 である。

4.7.2 プラスチックシンチレータの発光位置による応答計測

この測定ではミューオンの信号を測定することで、信号の発生位置と電荷量の関係を調べる。そのため、図 4.17 のようにセットアップを組んだ。プラシンは MLF で背景事象測定に使ったものを 3 段に重ね、図 4.18 小さいプラシンを 3 段に重ねたプラシンの上下に配置した。図 4.18 の左のプラシンの大きさは 8.5cm×9.6cm×1.0cm、右のプラシンは 6.0cm×10.0cm×1.0cm である。上下の小さいプラシンのコインシデンスを取ることで、ミューオンの信号のみを選び、信号の発生位置と電荷量の関係を測定する。信号の発生位置を選ぶ方法としては図 4.17 の赤い点の位置に小さいプラシンを移動させることで発生位置を選んでいる。これを 6 点 (PMT 側から、4.25cm、13.25cm、22.5cm、45.0cm、67.5cm、85.75cm の位置) で測定を行った。また、この測定は J-PARC の外にある KEK 東海 1 号館で行った。

プラスチックシンチレータの信号の発生位置による 応答計測の結果

PMT から信号の発生位置の距離と電荷量の分布は図 4.19 のようになった。図 4.19 の左が鉛上プラシン、右が床下プラシンの測定結果である。また、計測した電荷量分布の形を比較するため、縦軸を $\frac{1}{\text{イベント数}}$ で規格化

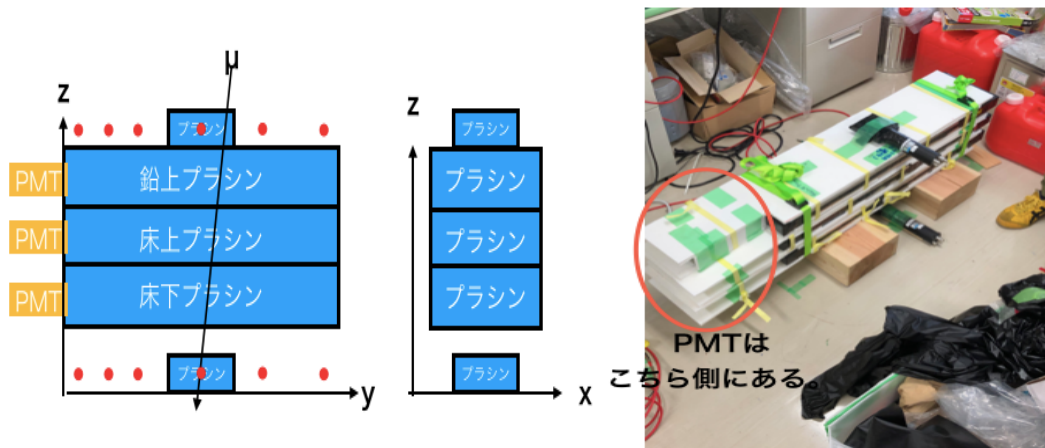


図 4.17: 応答の位置依存性測定 Setup

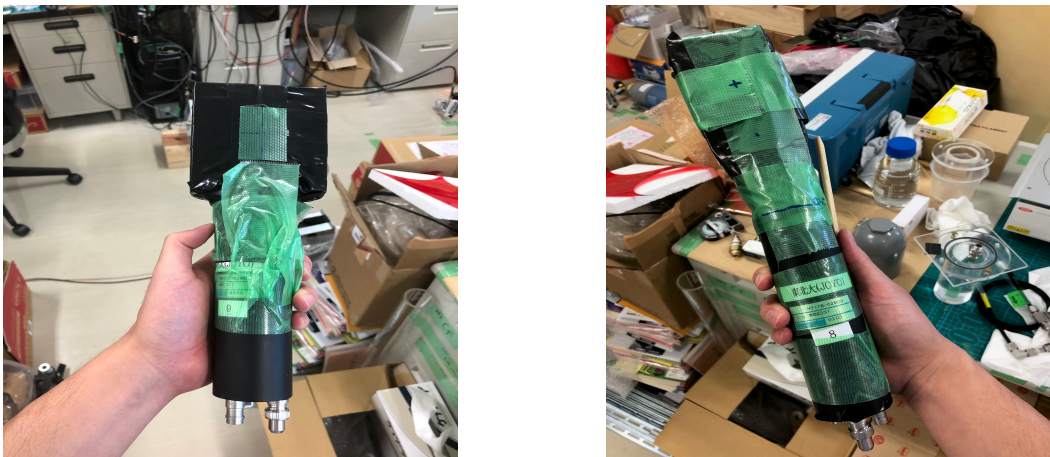


図 4.18: 小さいプラスチックシンチレータ

左: 3段に重ねたブラシンの上に乗せたプラスチックシンチレータ

右: 3段に重ねたブラシンの下に置いたプラスチックシンチレータ

した。この結果から、PMTに近いほど、得られる電荷量が大きくなっていることがわかる。これは、発光位置がPMTに近いほど、立体角や、光の減衰などの関係により、PMTに入る光量が大きいからであると考えられる。

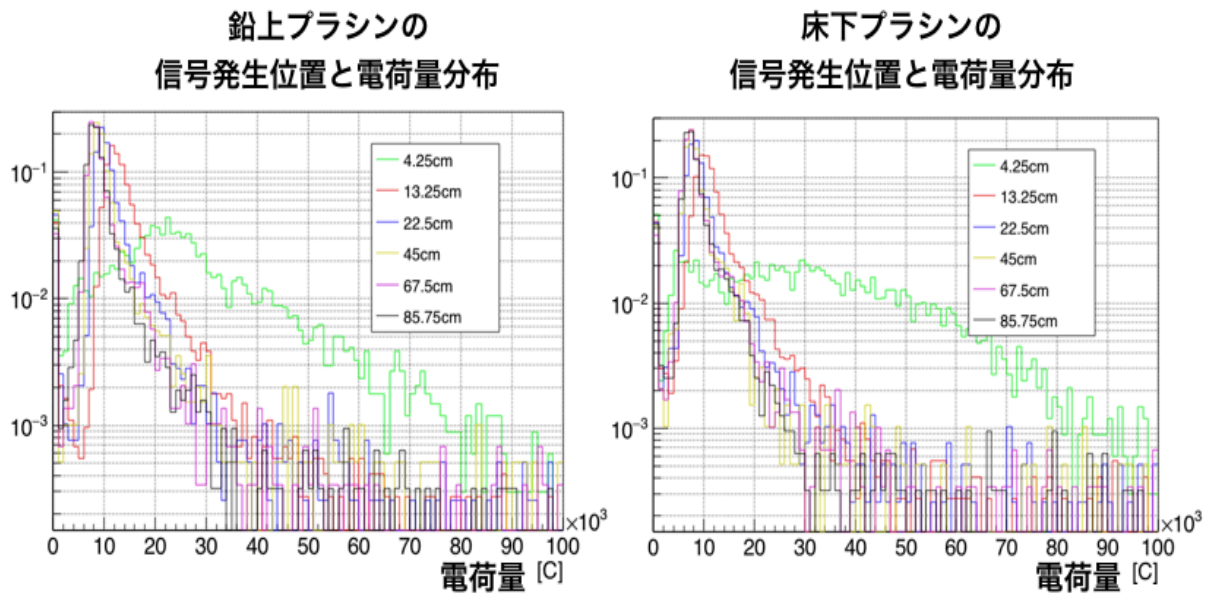


図 4.19: 反応位置による応答の計測結果

次に、この測定によって得られたミュオンの電荷量スペクトルをシミュレーションによって再現した。方法としてはシミュレーションで得られたミュオンのエネルギーの値を電荷量に変換し、電荷量スペクトルを作る。この方法を次節で説明する。

各測定点とシミュレーションのフィッティング

シミュレーションでは、ミュオンを図 4.17 の一番上の小さいブラシンの上面から発生させた。このミュオンが、一番下の小さいブラシンの下面を通過した粒子を選ぶ。また、ミュオンのエネルギーは 100MeV から 100GeV の範囲のエネルギーを持つ粒子を生成させている。

シミュレーションによって得られるスペクトルはエネルギースペクトルであり、粒子がブラシンに落としたエネルギーから生成している。そのため、シミュレーションにより、図 4.19 の各測定点のブラシンの応答を再現するため、各測定点におけるエネルギーを電荷量に変換する係数（以降エネルギー電荷量変換係数、記号として A を用いる）をフィッティングにより求める。

また、今回行ったシミュレーションで取得したエネルギースペクトルには分解能に関わる情報が入っていない。そこで、シミュレーションのデータからプラシンで計測したデータを再現する方法として、簡単のため分解能に関わる係数をまとめて σ で表し、この σ の各測定点における値を求める。また、分解能に関わる情報としては、具体的にはPMTからの距離によって変わる立体角により、PMTが受け取る光量の変化による効果や、光の減衰などによる効果を考えている。

エネルギー電荷量変換係数 A と σ を求める方法としては、 A と σ の値を用いて電荷量スペクトルを作り、この電荷量スペクトルを各測定点でフィッティングすることで求める。電荷量スペクトルはシミュレーションにより得られたエネルギーの値を用いて、ガウシアン式(4.2)で乱数を振ることで、電荷量スペクトルを作る。この方法により、その測定点におけるエネルギー電荷量変換係数 A と σ を求める。

$$\exp\left(-\frac{(Q-A(x)E)^2}{2(\sigma(x)\times\sqrt{E})^2}\right) \quad (Q: \text{電荷量}, E: \text{エネルギー}, x: \text{PMTからの距離}) \quad (4.2)$$

また、フィッティングのパラメータとして、エネルギー電荷量変換係数 A 、 σ の他に、スペクトルの縦軸のスケールを電荷量スペクトルのイベント数と合わせる係数(以後 N)の3つのパラメータを用いている。このフィッティングの結果が図4.20, 図4.21である。フィッティングは図の紫色の点線の範囲で行っている。この図4.20, 図4.21からPMTからのもっとも近い4.25cmの点以外の測定点に関してはフィッティング後のスペクトルは良く合っていた。

また、エネルギー電荷変換係数 A は、PMTからの距離に依存した係数である。これはPMTからの距離で、取得した電荷量の値が異なっていたことからわかる。同様に σ もPMTからの距離に依存する係数である。これは、 σ に立体角や光の減衰の影響を含めた係数としたためである。そのため、 A と σ の距離依存性をフィッティングによって求める。

エネルギースペクトルを電荷量の分布に変換するために必要な係数であるエネルギー電荷変換係数と σ を縦軸にして、PMTからの距離を横軸にしたプロットが図4.23, 図4.24である。また、この2つの係数が従う関数を図4.23, 図4.24のプロットに対してフィッティングすることで求めた。エネルギー電荷変換係数 A は式(4.3)、 σ は式(4.4)でフィッティングした。このフィッティング後の関数から、信号の発生位置におけるエネルギー電荷変換係数と σ を求められる。

$$A = a \times \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{b+cx^2}}\right) \quad (4.3)$$

$$\sigma = \exp(a+bx) + \exp(c+dx) \quad (4.4)$$

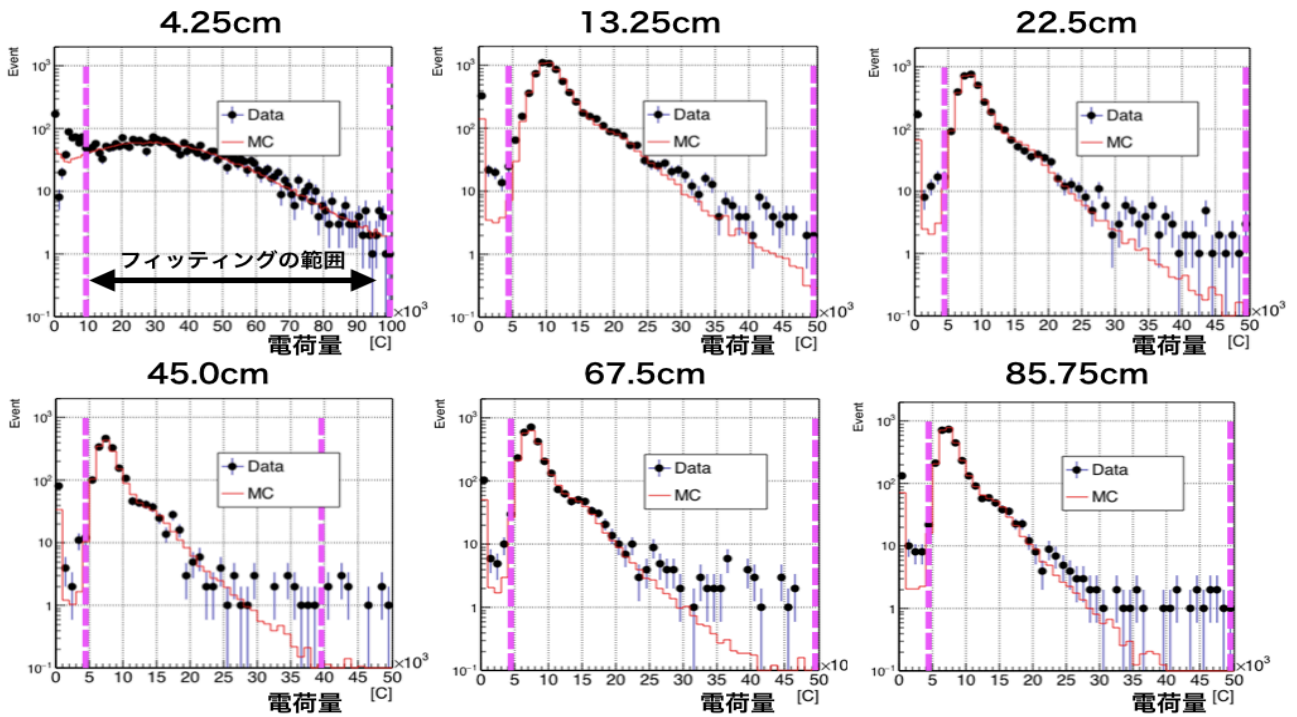


図 4.20: 床下プラシンの位置依存性フィッティングの結果

また、エネルギー電荷変換係数 A に対してフィッティングする式 4.3 について解説する。信号発生位置と PMT へ入射する光の量について考えるため、図 4.22 のようなモデルを考えた。信号発生位置と PMT の中心からの距離を x 、PMT の半径を l とすると、図 4.22 の θ は式 (4.5) で表わされる。そのため、信号発生位置で発光した光量を Q 、PMT が受け取る光量を Q_{PMT} とすると、式 (4.6) で表わされると考えた。そのため、エネルギー電荷変換係数 A のフィッティングする関数を式 (4.3) のようにした。式 (4.3) の c のみ、式 (4.3) のエネルギー電荷変換係数 A に対するフィッティングをより合わす為に式 (4.6) 加えている。

$$\theta = \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{l^2 + x^2}}\right) \quad (4.5)$$

$$Q_{\text{PMT}} = \frac{Q}{2\pi} \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{l^2 + x^2}}\right) \quad (4.6)$$

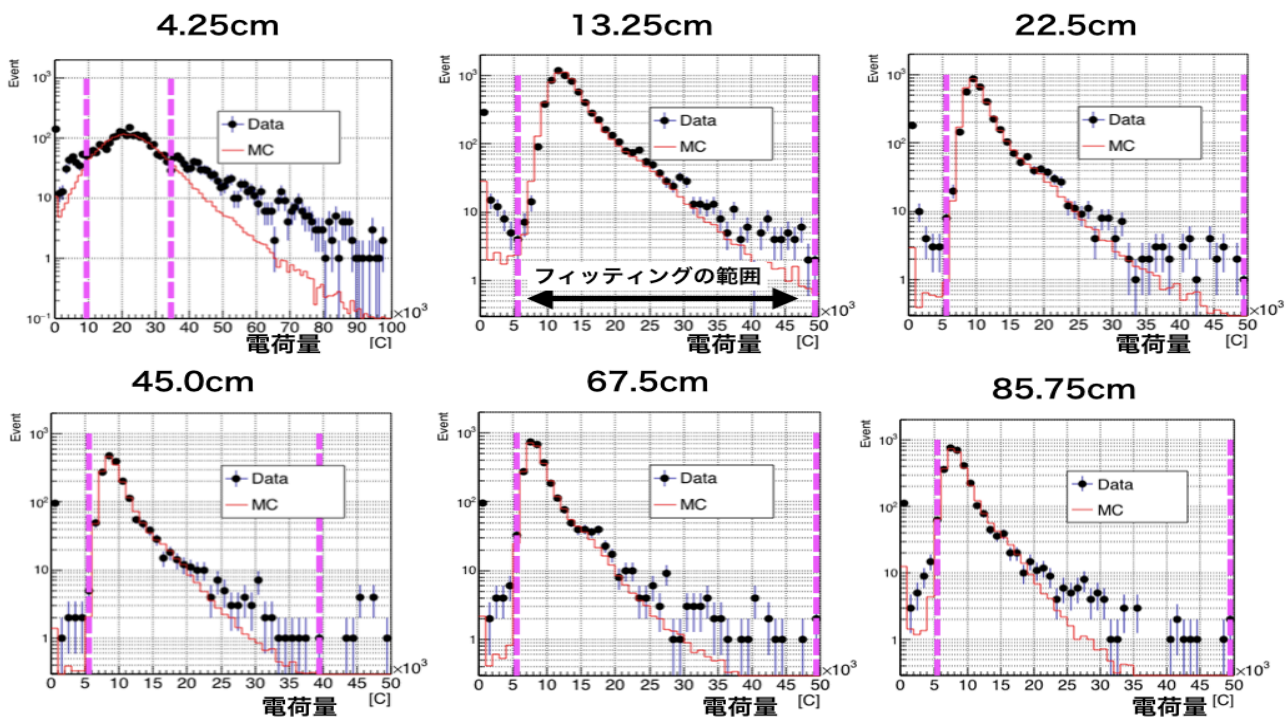


図 4.21: 鉛上プラシンの位置依存性フィッティング結果

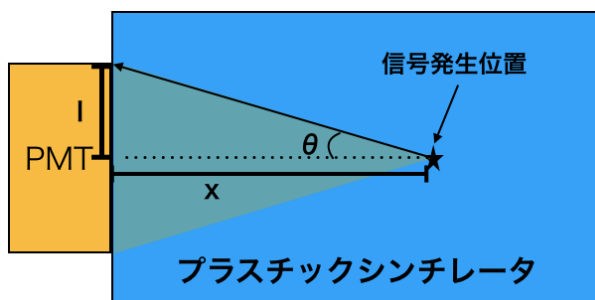


図 4.22: 信号発生位置と PMT へ入射する光の関係

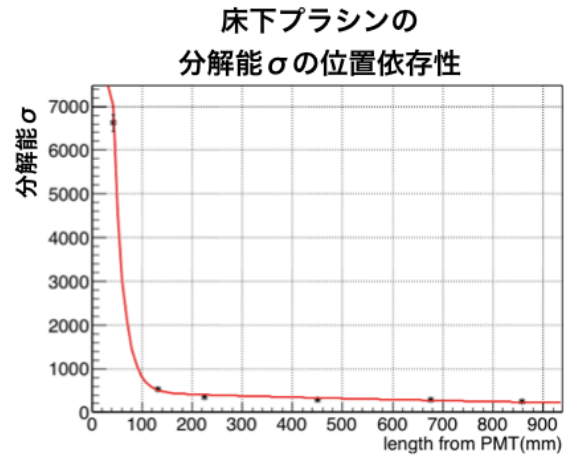
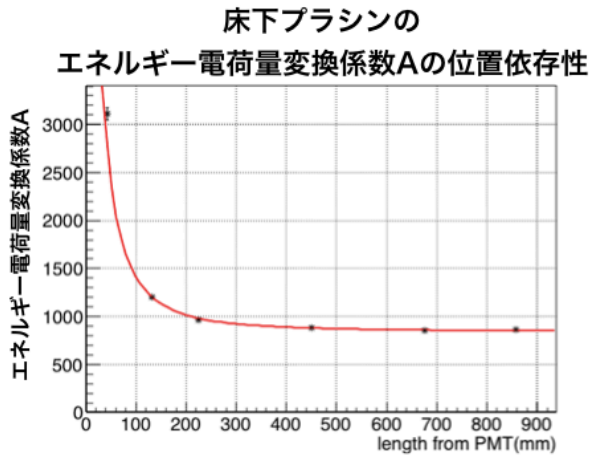


図 4.23: 位置依存する係数の床下プラシンにおけるフィッティング結果

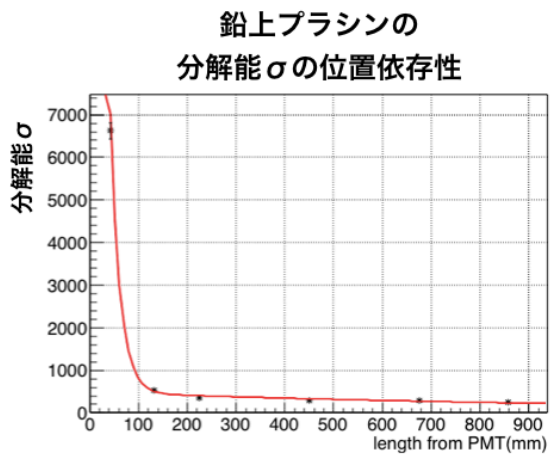
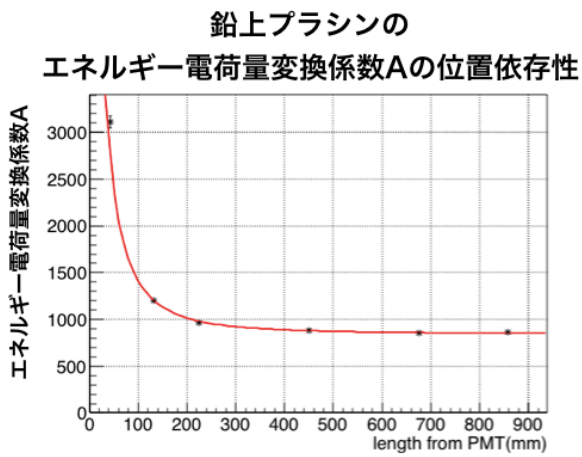


図 4.24: 位置依存する係数の鉛上プラシンにおけるフィッティング結果

4.8 反応位置応答測定を行った場所の電荷量スペクトル

プラシンの信号の発生位置による応答計測を行ったのは J-PARC 外にある KEK 東海 1 号館である。そのため、J-PARC MLF 施設で行った背景事象測定時と条件が異なる。そのため、MLF でのビーム off の測定で得られる電荷量と KEK1 号館での測定で得られる電荷量が一致しない可能性がある。電荷量が一致しない場合、シミュレーションにプラシンの位置による応答の情報を加えても、MLF で測定した電荷量スペクトルを再現できない可能性がある。そのため、本節では MLF でのビーム off の測定で得られる電荷量スペクトルと KEK1 号館での測定で得られる電荷量スペクトルの比較を行う。

そこで、KEK 東海 1 号館において鉛の上においたプラシンと床に直置きした下段のプラシンの信号を or 条件で環境放射線の測定を行った。また、KEK 東海 1 号館での測定では、MLF で行った計測と出来るだけ条件を合わせるため、回路・PMT に印加する電圧の値は合わせている。これにより、MLF でのビーム off 測定の電荷量スペクトル (MLF スペクトル) と、KEK1 号館測定の電荷量スペクトル (1 号館スペクトル) を比較した。この比較した結果が図 4.25、図 4.26 である。

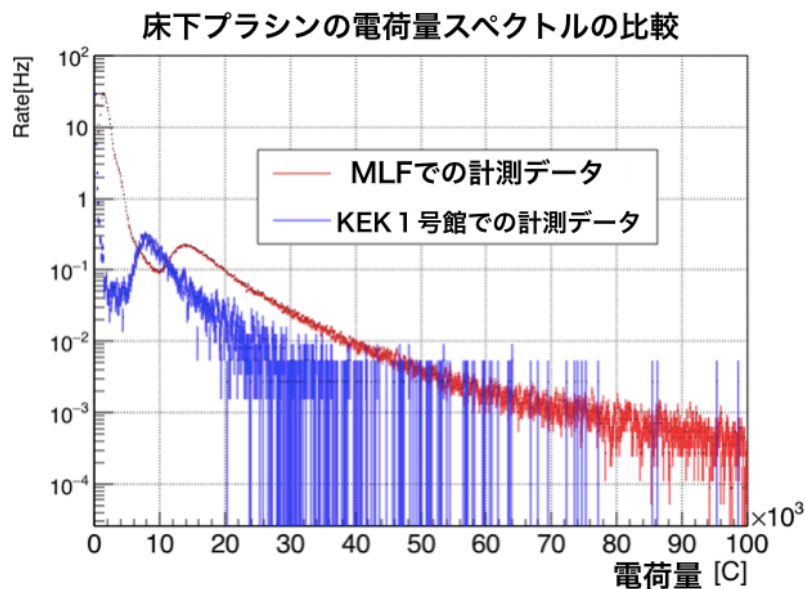


図 4.25: 床下プラシン 測定結果の比較

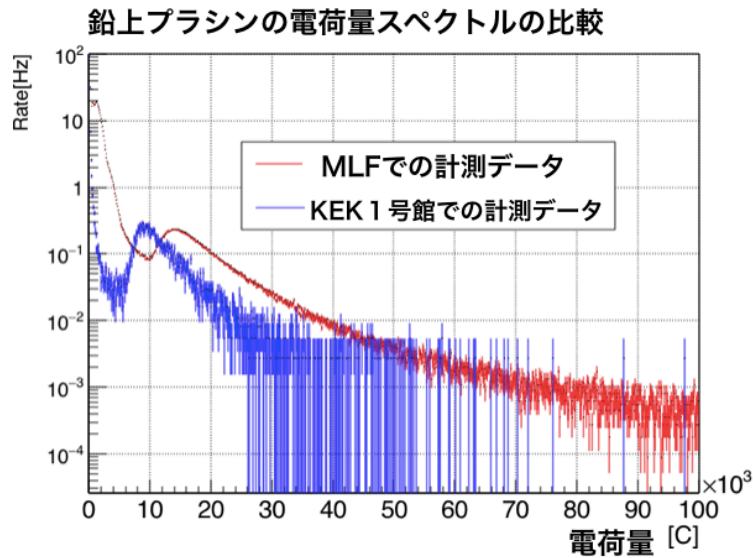


図 4.26: 鉛上プラシン 測定結果の比較

この結果から MLF スペクトルと 1 号館スペクトルが一致しないことがわかった。この両スペクトルが一致しない理由としては、KEK 東海 1 号館での測定時に、MLF での測定で使用していた電源装置と異なるものを使用しており、実際に印加されていた電圧が異なっていた可能性が考えられる。MLF スペクトルと 1 号館スペクトルが一致しないため、両スペクトルのミュオンのピークの値を用いてゲインの補正を行なった。MLF スペクトルを KEK 1 号館での測定に合わせるため、MLF スペクトルと 1 号館スペクトルをランダウ関数でフィッティング (例:図 4.27) し、ランダウ関数の MPV 値を両電荷量スペクトルのミュオンのピークの値とした。この「1 号館スペクトルのピークの値」を「MLF スペクトルのピークの値」で割り比を計算した。比の計算結果は表 4.7 に示す。表 4.7 の誤差は MLF スペクトルと 1 号館スペクトルの MIP のピークをランダウ関数でフィッティングした時に、MPV 値につく誤差から計算したものである。

この比を MLF でのビーム off の測定で得られ電荷量スペクトルにかけることで、MLF 測定で得られた電荷量スペクトルを図 4.28、図 4.29 のように KEK 1 号館のデータに合わせた。

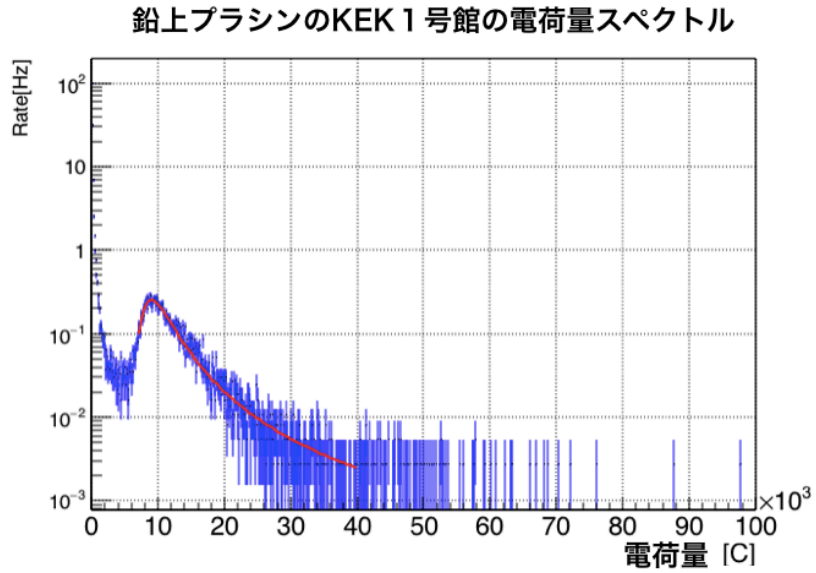


図 4.27: 電荷量スペクトルのランダウ関数フィッティング

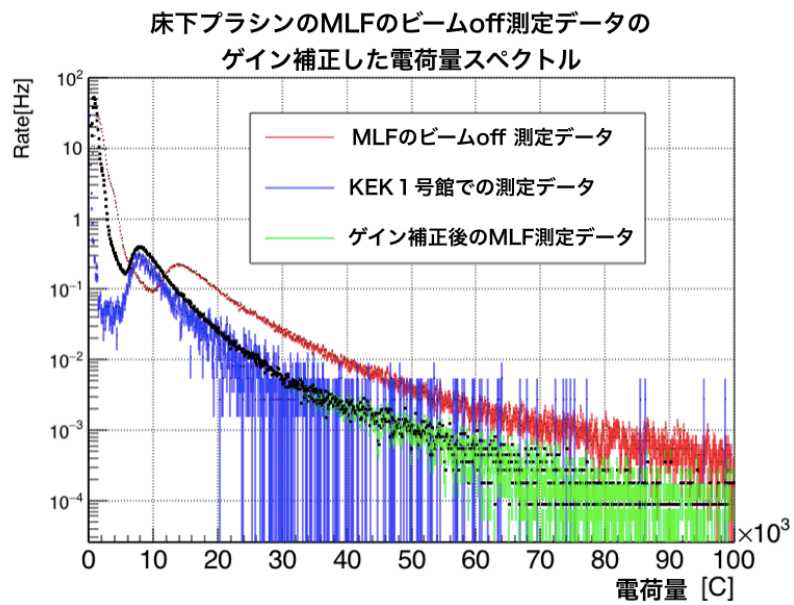


図 4.28: 床下プラシン MLF ビーム off 時のデータを補正した結果の比較

表 4.7: ピークの値の比 (1号館スペクトルのピークの値/MLF スペクトルのピークの値)

	ピークの値の比
床下プラシン	0.544 ±0.013
鉛上プラシン	0.624 ±0.004

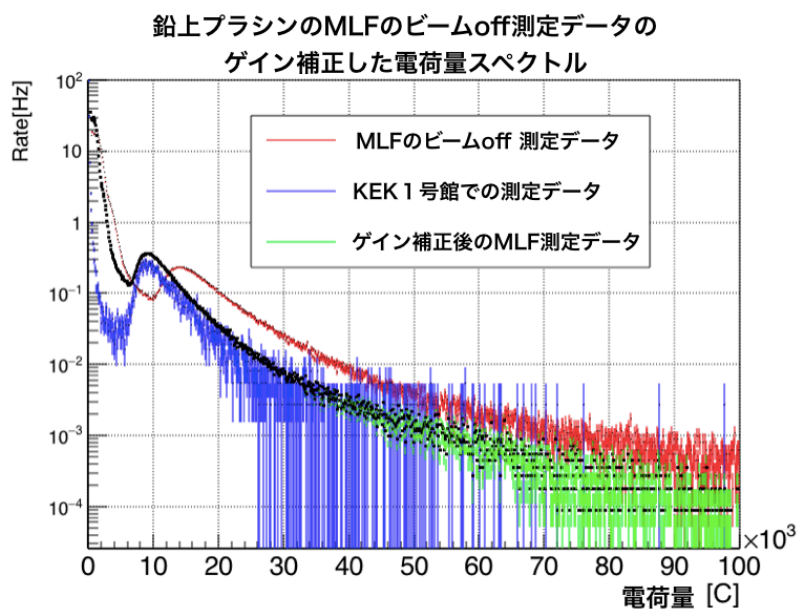


図 4.29: 鉛上プラシン MLF ビーム off 時のデータを補正した結果の比較

4.9 シミュレーションにおける電荷量の再構成

シミュレーションでは、粒子がエネルギーを落とした位置について詳細に追うことができる。図4.30はある粒子が、1イベントで落とすエネルギーとそのエネルギーを落とした位置の概念図である。エネルギー E_i ($i=1,2,3$) はこの矢印毎に落としている。

この矢印の始点と終点の平均位置と、落としたエネルギー E_i を用いて、ガウシアンで乱数を振り、電荷量 Q_i に変換する。これを全ての矢印に対

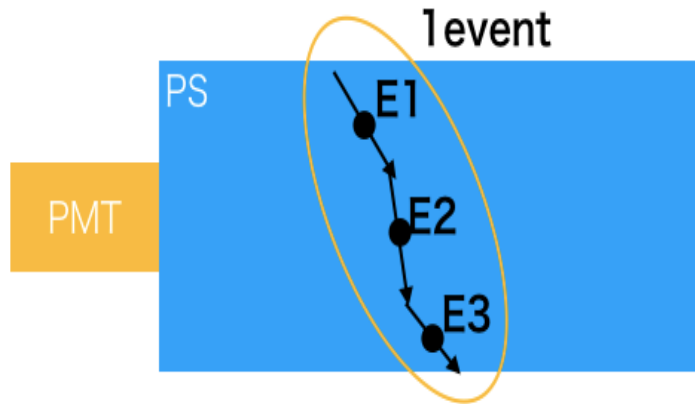


図 4.30: 1event での粒子のエネルギーを落とした位置

して行う。最終的に式 (4.7) のように 1 イベントのもので得られる電荷量を計算する。これを全てのイベントに対して行うことで、エネルギースペクトルを電荷量スペクトルに変換する。

$$Q = \sum_{i=1}^3 Q_i \quad (4.7)$$

4.10 ビーム off 時の背景事象の見積もり

本節では MLF で行った測定の中でビーム出力が無かった時の事象について議論する。はじめに、MLF で計測したビーム off の時の電荷量スペクトルを示す。次に、そのスペクトルの構造を作る粒子について、シミュレーション共に議論し、シミュレーションで電荷量スペクトルを再現する。

4.10.1 MLF で測定したビーム off 時の電荷量スペクトル

MLF で計測した電荷量スペクトルは図 4.31 のようになった。以前の研究 [3] から、このスペクトルの $1.0 \times 10^4 \text{C}$ 以下では環境 γ 線による事象が主であり、 $1.0 \times 10^4 \text{C}$ 以上では宇宙線ミュオンの事象が主であると考えられる。また、この 2 つの事象の他に宇宙 γ 線の事象が乗ることで、図 4.37 のスペクトルを形作っている。床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3 \text{C}$ 、鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4 \text{C}$ のピークは宇宙線ミュオンの最小電離作用粒子 (以降、MIP) のピークであり、プラシンの応答を無視して考えた場合に約 9MeV となるピークである。

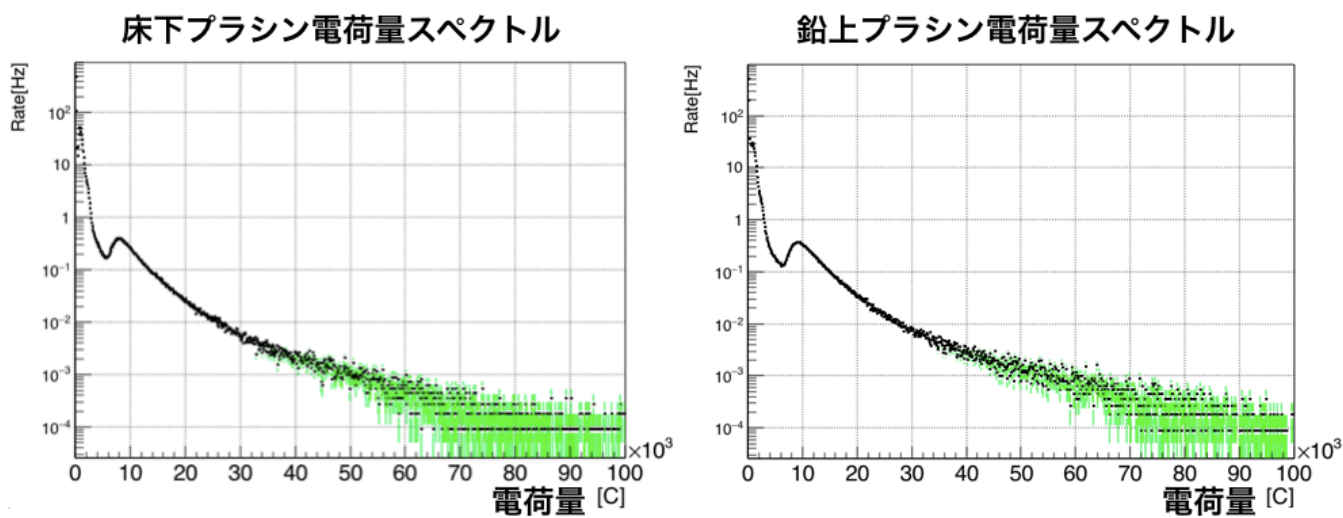


図 4.31: ビーム off 時の電荷量スペクトル
 床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3 \text{C}$ 、鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4 \text{C}$ の
 ピークは宇宙線ミューオンの MIP のピークである

また、この電荷量スペクトルの MIP のピークを 9MeV として、エネルギー
 スペクトルに変換したのが、図 4.32 である。

次に環境 γ 線、宇宙線ミューオン、宇宙 γ 線のシミュレーションを行った。

4.10.2 環境放射線のモンテカルロシミュレーション

背景事象の各要素の生成位置は図 4.33 のようになっており、宇宙線ミューオンは床から 5.45m 上空で 3m の円盤から発生させている。発生位置は宇宙線ミューオンが、地上から遙か上空で作られ、地表に降り注ぐために、床から 5.45m 上空で 3m の円盤から発生させた。環境 γ 線、宇宙 γ 線は半径 4.0m の球で発生させ、ビーム由来 γ 線の生成位置は MLF のハッチの大きさと実際の測定でプラシンを置いた場所にあわせて設定した。環境 γ 線は周囲のコンクリートから来る γ 線である。そこで簡単のため、周囲から等方的に来ると仮定して、球で発生させている。宇宙 γ 線も上空から来る γ 線ではあるが、他の粒子と相互作用などにより等方的に飛ぶようになると考え、球で発生させている。

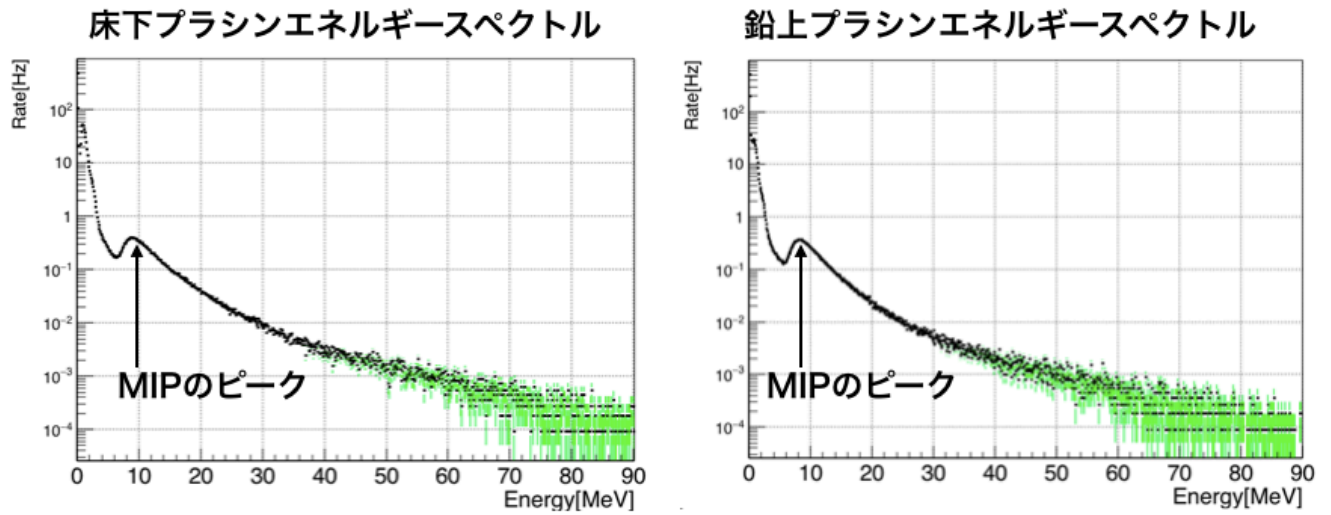


図 4.32: ビーム off 時のエネルギースペクトル
 電荷量スペクトルにおける床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3 C$ 、
 鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4 C$ のピークを 9MeV として変換

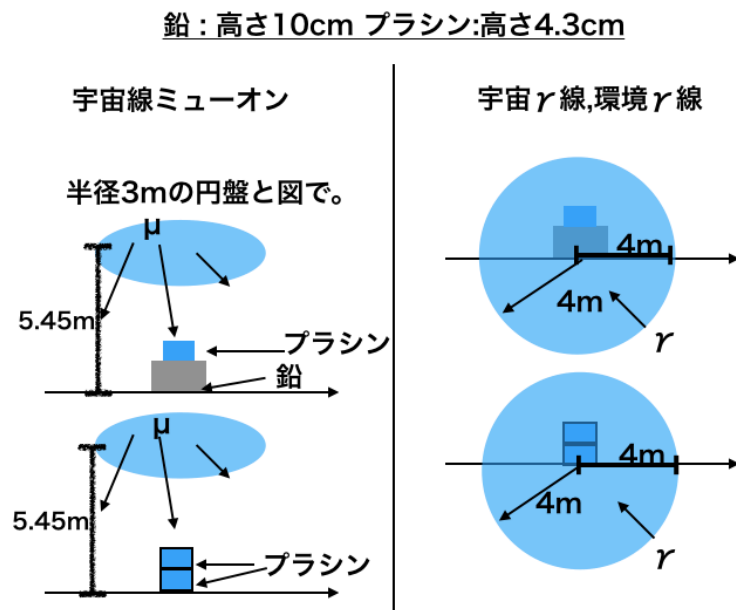


図 4.33: 背景事象の各要素の生成位置

背景事象の各要素のエネルギースペクトル

生成した粒子は JSNS² 実験の Status report[3] に従って生成している。生成した粒子のスペクトルは環境 γ 線が図 4.34、宇宙 γ 線は図 4.35、宇宙線ミュオンは図 4.36 のようになっている。この MC で得られたエネルギースペクトルを式 (4.2) のガウシアンで乱数を振ることにより、エネルギースペクトルを電荷量スペクトルに変換する。

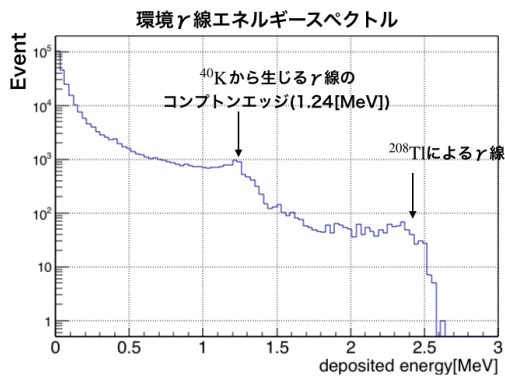


図 4.34: 環境ガンマ線のエネルギースペクトル

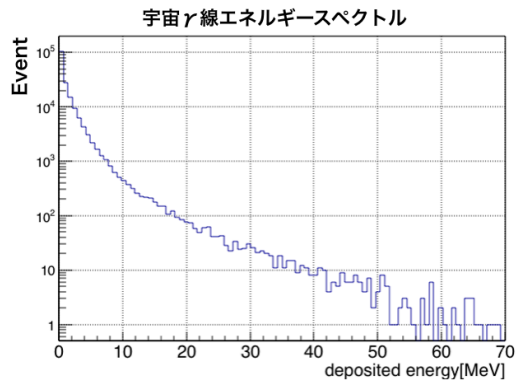


図 4.35: 宇宙 γ 線のエネルギースペクトル

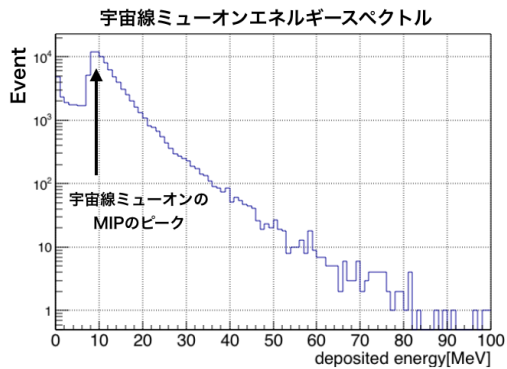


図 4.36: 宇宙線ミュオンのエネルギースペクトル

4.10.3 ビーム off 時のシミュレーションの結果とデータの再現

シミュレーションで生成した背景事象の各要素のエネルギースペクトルを電荷量スペクトルに変換し、背景事象の各要素の電荷量スペクトルを合計して、MLF で測定したビーム off の電荷量スペクトルと比較したのが図 4.37 である。このとき、環境 γ 線と宇宙線ミュオン線のフラックスは、データに対してフィッティングし算出した。フィッティング後、データと MC の電荷量スペクトルを、「ビーム off の電荷量スペクトルにおける床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3 \text{C}$ 、鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4 \text{C}$ の MIP のピークが 9MeV である。」としてエネルギースペクトルに変換して比較する。

フィッティングの方法は式 (4.8) において、 χ^2 が最小となる χ^2_{min} を求めることで行なっている。

$$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{R_i^{data} - R_{i\mu}^{MC} - R_{ienv\gamma}^{MC}}{u_i} \right)^2 \quad (4.8)$$

R_i^{data} は i 番目のデータ点のレートの値、 $R_{i\mu}^{MC}$ はミュオンの i 番目の MC のデータ点におけるレートの値、 $R_{ienv\gamma}^{MC}$ は環境 γ 線の i 番目の MC のデータ点におけるレートの値、 u_i は i 番目のデータ点の計測データの統計誤差を表わしている。また、フィッティングは鉛上・床下プラシンの両方のスペクトルで同時に行っている。

R_i^{data} は、式 (4.9) のように求めている。

$$R_i^{data} = (i \text{ 番目のデータ点のイベント数}) / (\text{計測時間}) \quad (4.9)$$

また、式 (4.9) の計測時間は計測において取得したイベント数を表 4.3 のイベントレートの値で割ることで算出している。そのため、 u_i の i 番目のデータ点の計測データの統計誤差は、データ点の統計誤差 ($\pm \sqrt{(i \text{ 番目のデータ点のイベント数})}$) と表 4.3 のイベントレートの誤差から計算したものを使用している。

また、レートとフラックスの関係は式 (4.10)、(4.11) のようになっている。S は図 4.33 に示している MC における粒子の生成面の面積である。

$$\text{Rate[Hz]} = \text{Event 数} / \text{time} \quad (4.10)$$

$$\text{time} = \text{粒子生成数} / (\text{flux} \times S) \quad (4.11)$$

また、宇宙 γ 線のフラックスの値は JSNS² 実験の Status Report[3] の値を用いている。この環境 γ 線と宇宙線ミュオン線のフラックスの算出結果を表 4.8 にまとめる。

また、表 4.8 の宇宙線ミュオン線のフラックスの誤差は、環境 γ 線のフラックスの best fit 値で固定し、宇宙線ミュオン線のフラックスを変動さ

せた時、 χ^2 の値が $\chi_{min}^2 + 1$ となるフラックスの領域を計算し、算出している。環境 γ 線の誤差においても、宇宙線ミューオンのフラックスの best fit 値で固定したとき、 χ^2 の値が $\chi_{min}^2 + 1$ となる環境 γ 線のフラックスの領域を計算し、算出している。

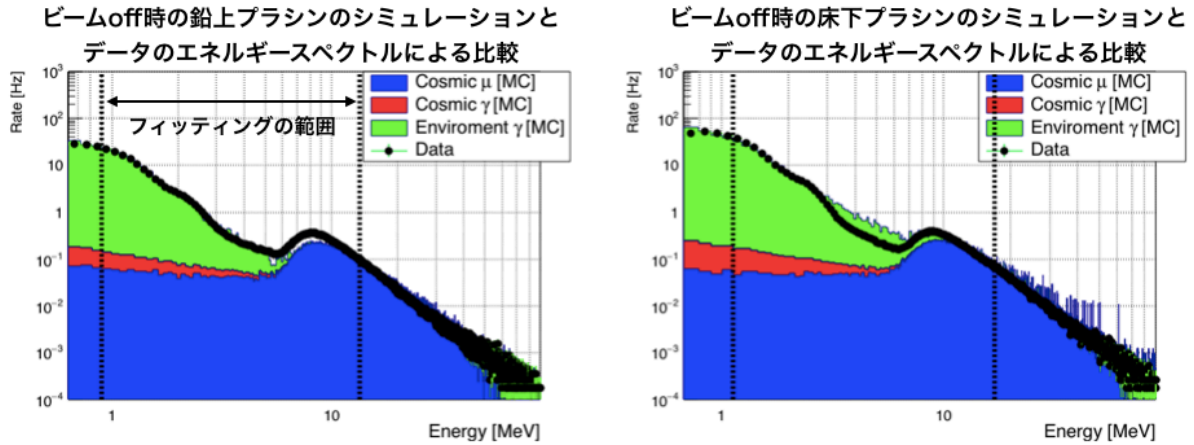


図 4.37: ビーム off 時の電荷量スペクトル
MIP のピークが $\sim 9\text{MeV}$ として
電荷量スペクトルからエネルギースペクトルに変換をしている。
(プラシンの厚さ:4.3cm)

表 4.8: 環境 γ 線と宇宙線ミューオンのフラックス

	フラックス
宇宙線ミューオン	$(1.05 \pm 0.03(stat)) \times 10^2 \text{ Hz/m}^2$
環境 γ 線	$7.55 \pm 0.02(stat) \text{ Hz/cm}^2$

フィッティングの範囲は、ビーム出力が 0.6MW と 0.9MW のデータにおいて、ビーム由来 γ 線が MIP のピーク (約 9MeV) 以上の範囲にも染み出しているため、図 4.37 のように 0.9MeV から 13.5MeV の範囲でフィッティングしている。ビーム由来 γ 線の染み出しとその原因については次節 4.11 で示す。

図 4.37 から測定データの結果とシミュレーションの間で大まかにシミュレーションでデータの形は再現できた。しかし、床下プラシンの結果のミューオンのピーク (約 9MeV) 以下の範囲で、シミュレーションのレー

トの値がデータの値を越えている範囲がある。また、図 4.37 の右側の結果でも、ミューオンのピークのレートの値がデータに対して小さくなっている。これは、今回考えたモデルでは、PMT の近傍で発生した事象のスペクトルを、完全に再現できていないためではないかと考えられる。

PMT 近傍で発生した信号は他の位置で発生した信号に比べて電荷量が大きな値が出力され、電荷量の分解能も悪くなる (図 4.19 参照)。そのため、図 4.37 の左側の結果で、PMT 近傍で発光が起こった環境 γ 線の電荷量が、大きく見積もられたため、データの値を越えたと考えている。また、図 4.37 の右側の結果でも、PMT 近傍で発光が起こった、宇宙線ミューオンの電荷量が大きく見積もられ、ミューオンのピークのレートの値がデータに対して小さくなったからだと思われる。

4.11 ビーム on 時の背景事象の見積もり

本節では MLF で行った測定の中でビームが出力されていた時の事象について議論する。はじめに、MLF で計測したビーム出力の時の電荷量スペクトルを示す。次に、そのスペクトルの構造を作る粒子について、シミュレーション共に議論し、シミュレーションで電荷量スペクトルを再現する。これにより、ビーム由来 γ 線のフラックスを算出する。

4.11.1 MLF で測定したビーム off 時の電荷量スペクトル

MLF で計測した電荷量スペクトルは 0.6MW の時で図 4.38、0.9MW の時で図 4.39 のようになっていた。

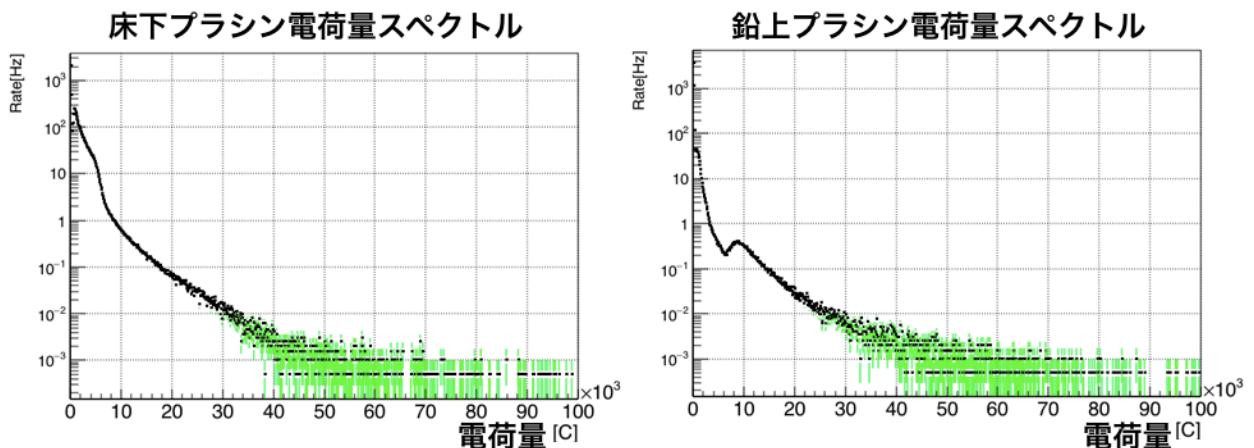


図 4.38: 0.6MW 出力時の電荷量スペクトル

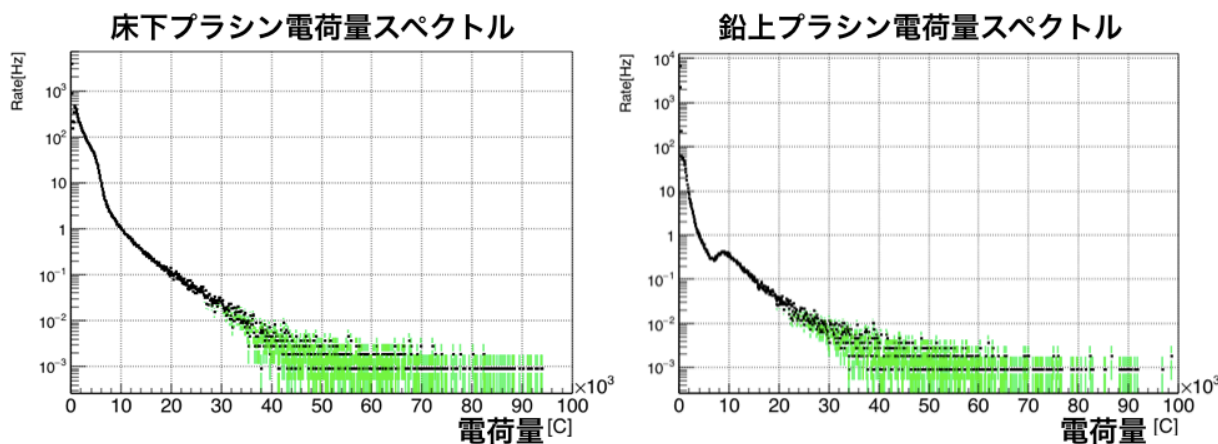


図 4.39: 0.9MW 出力時の電荷量スペクトル

また、ビーム off の時と同様に、ビーム出力 0.6MW・0.9MW の電荷量スペクトルをエネルギースペクトルに変換する。ビーム off の電荷量スペクトルの MIP のピークを 9MeV として、ビーム出力 0.6MW・0.9MW の電荷量スペクトルをエネルギースペクトルに変換したのが、図 4.40(ビーム出力 0.6MW)、図 4.41(ビーム出力 0.9MW) である。

ビームが出力されている時のスペクトルにはビーム off 時のスペクトルに、ビーム由来のイベントが上乘せされると考えられる。以前の研究 [3] から、ビーム由来のイベントとしてビーム由来の γ 線が主な事象となることが知られている。このビーム由来の γ 線は約 8MeV までのエネルギーを持つ。また、今回用いたプラシンの厚さは 4.3cm のためミューオンの落とすエネルギーは約 8MeV 以上となる。そのため、理想的にはビーム由来の γ 線の事象はミューオンのピーク以下の電荷量の範囲のみに存在すると考えられる。

しかし、図 4.38 と図 4.39 の床下プラシンのスペクトルには、ミューオンのピーク (約 9MeV) 以上の範囲にもビーム由来の γ 線のイベントが存在する。これは、検出器のエネルギー分解能による裾の広がり効果である。この効果について以降で解説する。

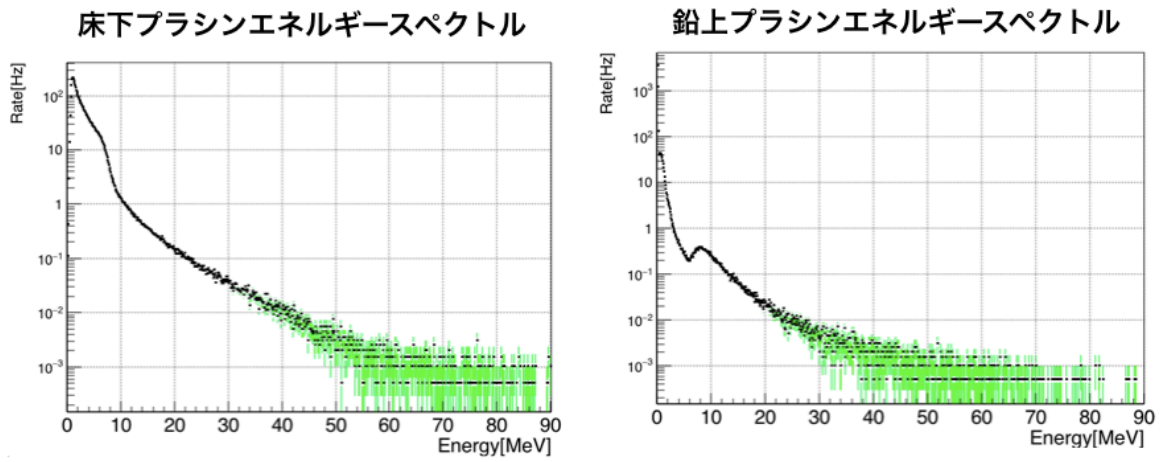


図 4.40: 0.6MW 出力時のエネルギースペクトル
 ビーム off の電荷量スペクトルにおける床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3\text{C}$ 、
 鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4\text{C}$ のピークを 9MeV として変換

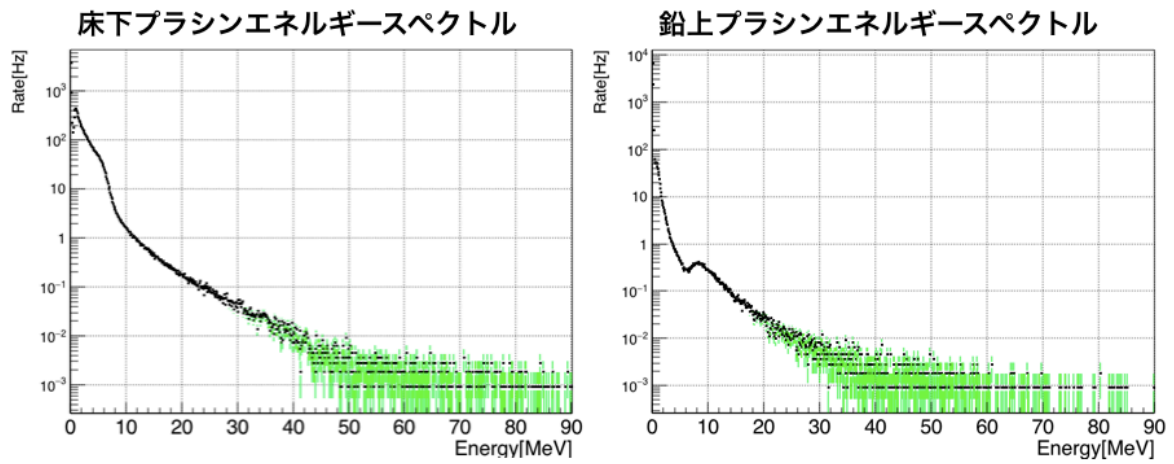


図 4.41: 0.9MW 出力時のエネルギースペクトル
 ビーム off の電荷量スペクトルにおける床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3\text{C}$ 、
 鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4\text{C}$ のピークを 9MeV として変換

4.11.2 ビーム由来 γ 線のモンテカルロシミュレーション

MCによるビーム由来 γ 線の生成位置は図4.42のように設定した。ビーム由来 γ 線の生成位置はMLFのハッチの大きさと実際の測定でプラスチックを置いた場所にあわせて設定した。

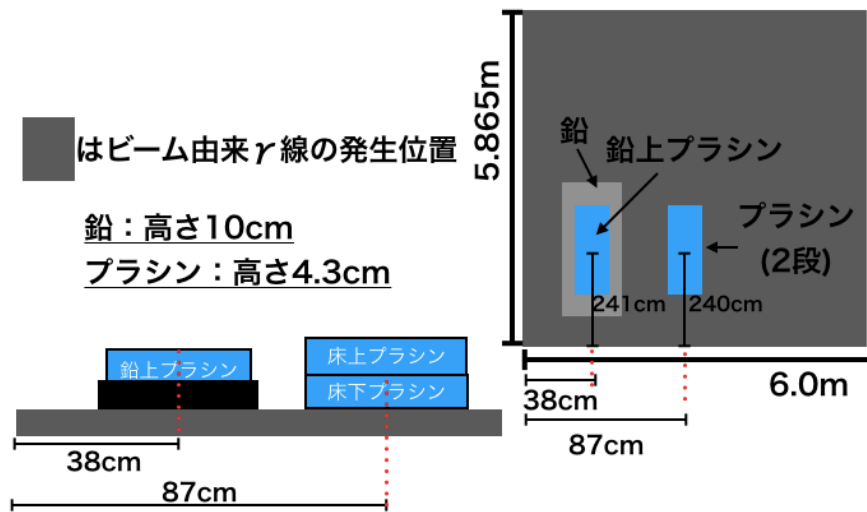


図 4.42: ビーム由来 γ 線の生成位置

ビーム由来 γ 線のエネルギースペクトル

ビーム由来 γ 線のエネルギースペクトルも JSNS² 実験の Status report[3] に従って生成している。このシミュレーションで得られたエネルギースペクトルを式 (4.2) のガウシアンで乱数を振ることにより、エネルギースペクトルを電荷量スペクトルに変換する。

4.11.3 ビーム on 時のシミュレーションの結果とデータの再現

この節ではビーム出力に応じたビーム由来の γ 線のフラックスを見積もる。環境 γ 線と宇宙線ミューオンのフラックスの値は節 4.10.3 で求めた

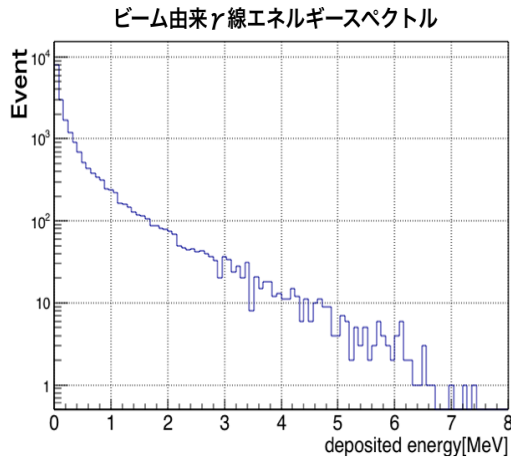


図 4.43: ビーム由来 γ 線の エネルギースペクトル

値を使いスケールしている。ビーム由来 γ 線のフラックスを求めるため、ビーム出力が0.6MW,0.9MWのときの電荷量スペクトルに対して、ビーム由来 γ 線のスペクトルをフィッティングした。フィッティング後、データとMCの電荷量スペクトルを、「ビーム offの電荷量スペクトルにおける床下プラシンの $\sim 8.0 \times 10^3$ C、鉛上プラシンの $\sim 1.0 \times 10^4$ CのMIPのピークが約9MeVである。」としてエネルギースペクトルに変換して比較する。

また、フィッティングは式(4.12)の χ^2 が最小となる χ^2_{min} を求めることで行なっている。 R_i^{data} は*i*番目のデータ点のレートの値、 $R_{i\gamma}^{MC}$ はビーム由来 γ 線の*i*番目のMCのデータ点におけるレートの値、 u_i は*i*番目のデータ点の計測データの統計誤差を表わしている。また、フィッティングは鉛上・床下プラシンの両方のスペクトルで行っている。

$$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{R_i^{data} - R_{i\gamma}^{MC}}{u_i} \right)^2 \quad (4.12)$$

また、 R_i^{data} は、ビーム offと同様に式(4.13)のように求めており、式(4.13)の計測時間は計測において取得したイベント数を表4.3のイベントレートの値で割ることで算出している。

$$R_i^{data} = (i \text{ 番目のデータ点のイベント数}) / (\text{計測時間}) \quad (4.13)$$

そのため、 u_i の*i*番目のデータ点の計測データの統計誤差は、データ点の統計誤差($\pm \sqrt{(i \text{ 番目のデータ点のイベント数})}$)と表4.3のイベントレートの誤差から計算したものを使用している。

ビーム出力0.6MWのエネルギースペクトルと、シミュレーションの結果を比較したのが図4.44である。

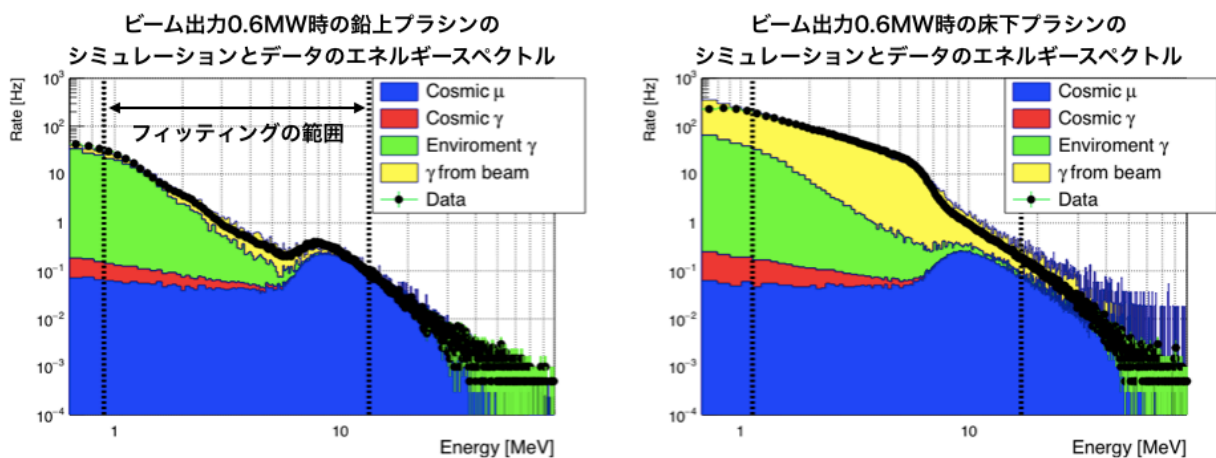


図 4.44: ビーム出力 0.6MW 時の電荷量スペクトル
MIP のピークが $\sim 9\text{MeV}$ として
電荷量スペクトルからエネルギースペクトルに変換をしている。
(プラシンの厚さ:4.3cm)

また、0.9MW のエネルギースペクトルと、シミュレーションの結果を比較したのが図 4.45 である。

図 4.44 と図 4.45 の結果から、測定データの結果をシミュレーションで大まかにはシミュレーションでデータの形は再現できたと思われる。また、床下プラシンにおいて、ビーム由来 γ 線のスペクトルが、ミュオン信号のピーク (約 9MeV) を越えた範囲にも乗っていることが確認できる。また、図 4.19 より、PMT 近傍で発生した信号は、出力される電荷量が大きくなる。このことから、ミュオンのピーク (約 9MeV) 以上の範囲にもビーム由来の γ 線のイベントが乗っていた原因は、PMT 近傍でビーム由来の γ 線の信号が発生することで、この信号の電荷量が大きく出力されたためであると判断した。

また、ビーム由来の γ 線のフラックスのフィッティング結果を表 4.9 にまとめた。また、表 4.9 の誤差は式 (4.12) の χ^2 の値が $\chi_{min}^2 + 1$ となるフラックスの領域を計算し、算出している。この表 4.9 より、ビーム由来の γ 線のフラックスはビーム出力が 0.6MW から 0.9MW になることで、約 2 倍になることがわかった。

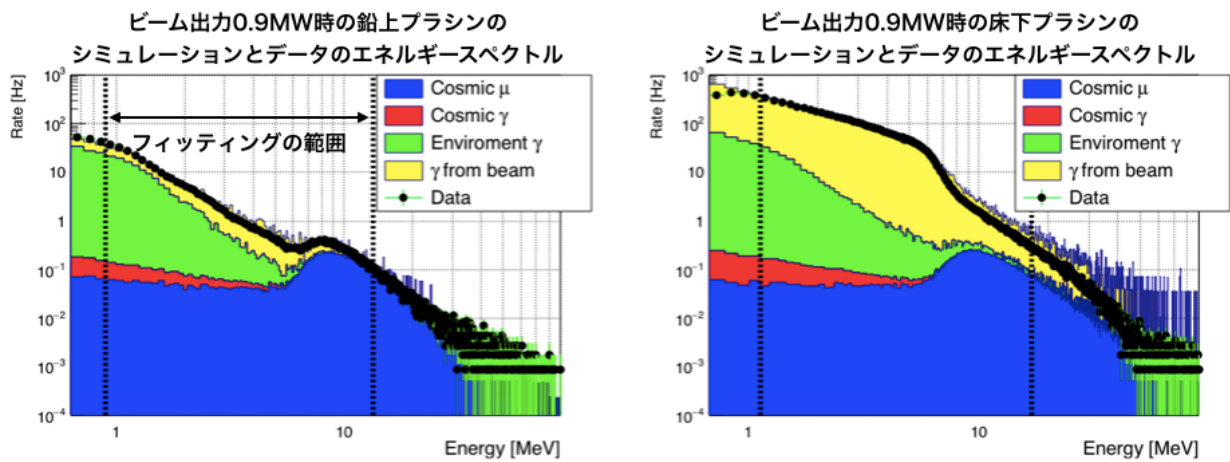


図 4.45: ビーム出力 0.9MW 時のエネルギースペクトル
MIP のピークが $\sim 9\text{MeV}$ として
電荷量スペクトルからエネルギースペクトルに変換をしている。
(ブラシの厚さ: 4.3cm)

表 4.9: ビーム由来 γ 線のフラックス

	フラックス
0.6MW	$17.38 \pm 0.02 \text{ Hz/cm}^2$
0.9MW	$34.78 \pm 0.03 \text{ Hz/cm}^2$

4.12 ビーム背景事象

4.12.1 MLF で計測した電荷量スペクトルによる、ビーム由来 γ 線のレートの見積もり

2つのブラシのデータのエネルギーを横軸に、縦軸をレートにスケールしたブラシ床下と鉛上ブラシの電荷量スペクトルを図 4.47、図 4.46 に示す。縦軸のレートは総イベント数を節 4.6.1 で求めたレートで割り、実際にデータ取得を行えた時間を求めた。この時間を使い、電荷量のヒストグラムの縦軸をレートにした。

また、図 4.48 は 0.9MW または 0.6MW のレート分布から 0MW のレート分布の値を引き、ビーム由来の背景事象のレート分布を求めたものであ

床下プラシンの各ビーム出力におけるエネルギースペクトル

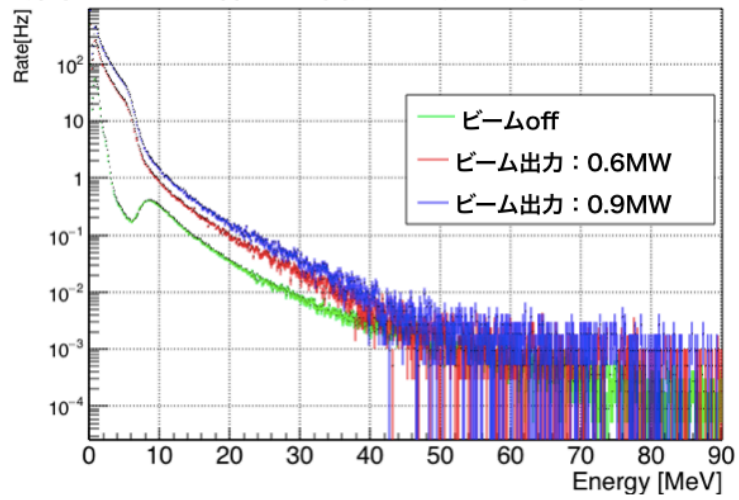


図 4.46: 床下プラシンのエネルギーヒストグラム
MIP のピークが $\sim 9\text{MeV}$ として
電荷量スペクトルからエネルギースペクトルに変換

鉛上プラシンの各ビーム出力におけるエネルギースペクトル

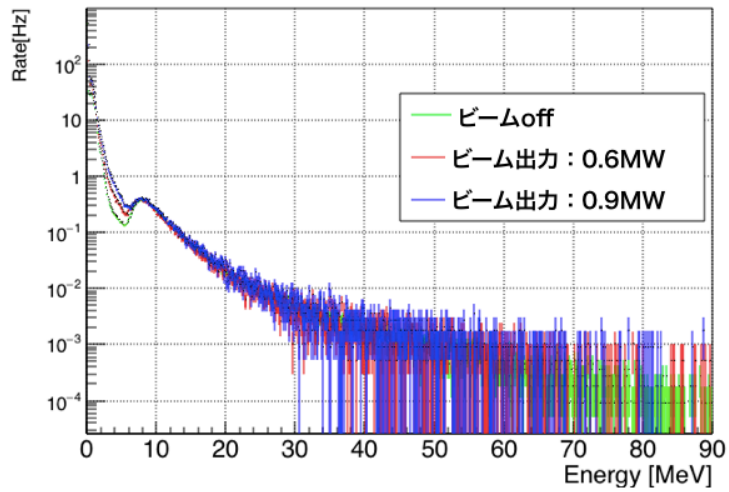
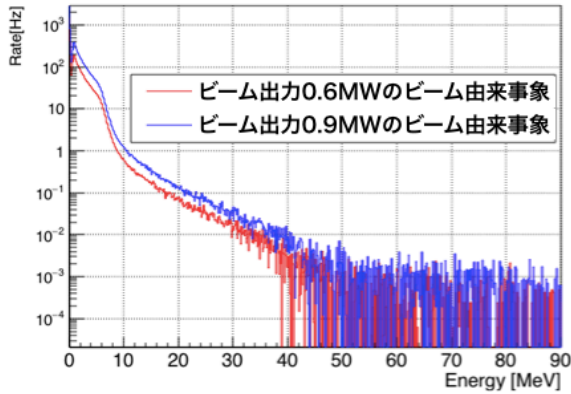


図 4.47: 鉛上プラシンのエネルギーヒストグラム
MIP のピークが $\sim 9\text{MeV}$ として
電荷量スペクトルからエネルギースペクトルに変換

る

床下プラシンのビーム由来事象のエネルギースペクトル



鉛上プラシンのビーム由来事象エネルギースペクトル

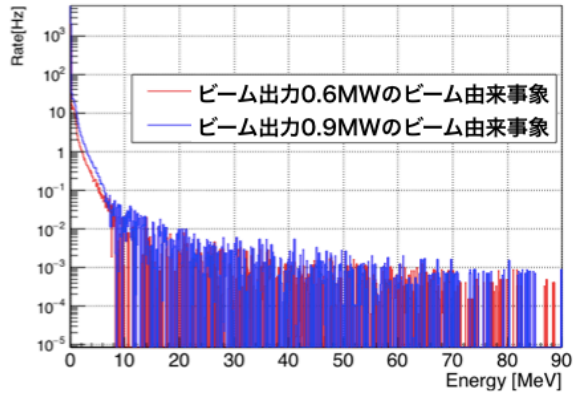


図 4.48: ビーム由来事象のエネルギースペクトル

図 4.48 から、ビーム由来の γ 線のイベントレートを計算する。床下プラシンでは 4.11 節から、ビーム由来 γ 線はミューオンのピークを越えた値が存在した。そのため、図 4.48 の 0.9MW と 0.6MW の両ビーム由来事象の電荷量スペクトルを、全範囲 (0.5MeV から 90MeV) で積分し、0.9MW のビーム由来事象の電荷量スペクトルの積分値を 0.6MW のビーム由来事象の電荷量スペクトルの積分値で割り比を計算した。

また、鉛上プラシンでは 4.11 節から、ビーム由来の γ 線のスペクトルは約 9MeV 以下の範囲にのみ存在する。そのため、図 4.48 の 0.9MW と 0.6MW の両ビーム由来事象のエネルギースペクトルを、0.5MeV から 9MeV の範囲で積分し、0.9MW のビーム由来事象の電荷量スペクトルの積分値を 0.6MW のビーム由来事象のエネルギースペクトルの積分値で割り比を計算した。(0.5MeV は測定回路の閾値 13mV に相当する値である。)

以上で計算した比を表 4.10 にまとめた。

表 4.10: ビーム由来事象スペクトルの積分値の比 (0.9MW の積分値 / 0.6MW の積分値)

	0.9MW のスペクトルの積分値	0.6MW のスペクトルの積分値	積分値の比
鉛上プラシン	286.9±9.9(stat)	142.9±10.0(stat)	2.008 ±0.156(stat)
床下プラシン	6748±32(stat)	3389±32(stat)	1.991 ±0.021(stat)

床下プラシンではビーム由来の γ 線のフラックスが $1.991 \pm 0.021(\text{stat})$ 倍に増えていることが確認された。また、図 4.48 から、鉛上プラシンでは電荷量が約 9MeV 以下の領域において、ビーム由来の背景事象が $2.008 \pm 0.156(\text{stat})$ 倍に増えていることが確認された。

しかし、ビーム出力が 1.5 倍になることで、ビーム由来 γ 線のレートが約 2 倍になる理由は様々な議論が行われたが分からなかった。そのため、ビーム由来 γ 線のレートが約 2 倍になる原因の特定は今後の課題となっている。

また、今回の測定のようにビーム出力とビーム由来 γ 線のイベントレートは単純に比例しないため、今後もビーム出力が変わる場合にはバックグラウンドの計測は必要である。

4.13 議論

本測定によって、ビーム出力が 1.5 倍になることで、ビーム由来の γ 線のレートが 2 倍になることがわかった。ここで、ビーム由来 γ 線のレートが上がることに伴う S/N 比への寄与を計算する。今回測定したビーム由来の γ 線は [15]、[3] から偶発背景事象の約 20% を占める。また、JSNS² 検出器の下にシールドとして鉛が「12.5m × 6m で 12.5cm の厚さ」を持ち、3 年計測し、信号に対してセレクションをかけたときの各事象数は表 4.11 のように見積もられている。(セレクションに関しては [15] 参照)

表 4.11: JSNS² 検出器における背景事象のイベント数 (3 年測定した時) [15]

事象	事象数 (3 年測定)
μ^- からの $\bar{\nu}_e$	43
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	3
ビーム由来の中性子	≤ 2
宇宙線由来の中性子	negligible
偶発背景事象の総計	20

また、[15],[3] から主要な後発信号の偶発背景事象のレートは表 4.12 で表わされる。

表 4.11 と表 4.12 の値を用いて、ビーム出力が 1.5 倍になることによる S/N 比に与える影響を計算する。の JSNS² 実験が検出する $\bar{\nu}_e$ の量を、ビーム出力が 0.6MW のとき $S_{0.6}$ 、ビーム出力が 0.9MW のとき $S_{0.9}$ とする。

表 4.12: JSNS² 検出器における主要な後発信号の偶発背景事象のイベントレート

事象	イベントレート (/sipll/100 μ s)
宇宙線起源の γ 線	4.4×10^{-3}
ビームに由来する γ 線	1.2×10^{-3}
ビームに由来する中性子	4×10^{-4}

また、背景事象の量を $N_{0.6}$ ビーム出力が 0.9MW のときの背景事象の量を $N_{0.9}$ とする。なお、信号である $\bar{\nu}_e$ 検出能力の評価を行うため、今回の計算で使用する $N_{0.6}$ 、 $N_{0.9}$ は μ^- からの $\bar{\nu}_e$ の事象数を含めず計算する。

ビーム出力が 1.5 倍になることで、ターゲットとしている信号の量は 1.5 倍になると考えられるため、ビーム出力が 0.9MW の信号の量 $S_{0.9}$ は $S_{0.9} = 1.5 \times S_{0.6}$ となる。また、背景事象にはビームに由来しない宇宙線由来の γ 線が存在する。そこで、ビーム出力 0.6MW のときのビームに由来しない事象を N_n 、ビームに由来する事象を N_b とする。 $N_{0.6}$ は式 (4.14) で表わされる。また、最も JSNS² 実験に都合の悪いケースを考え、ビームに由来する背景事象の量が全て 2 倍になると考えると $N_{0.9}$ は式 (4.15) のように表わされる。

$$N_{0.6} = N_n + N_b(\text{Beam power : 0.6MW}) \quad (4.14)$$

$$N_{0.9} = N_n + 2.0 \times N_b(\text{Beam power : 0.9MW}) \quad (4.15)$$

また、主要な背景事象のうち、ビームに由来しない事象は宇宙線起源の γ 線のみであり、表 4.11 と表 4.12 より、宇宙線起源の γ 線の 3 年測定した場合のイベント数は $20 \times \frac{4.4}{6.0} = 14.6$ イベントとなる。また、 μ^- からの $\bar{\nu}_e$ の事象数を含めない背景事象のイベント数は 25 イベントのため、 N_n 、 N_b は式 (4.16) で表わされると考えられる。

$$N_n = \frac{14.6}{25} \times N_{0.6}, \quad N_b = \frac{10.4}{25} \times N_{0.6} \quad (4.16)$$

そのため、ビーム出力が 0.9MW に上がった場合は式 (4.15)、式 (4.16) より、

$$N_{0.9} = \frac{14.6}{25} \times N_{0.6} + 2.0 \times \frac{10.4}{25} \times N_{0.6} \simeq 1.42 \times N_{0.6} \quad (4.17)$$

そのため、S/N 比はビーム出力が 1.5 倍になることで、式 (4.18) のようになり、ビーム由来の背景事象の量が 2 倍になるとしても、現状の S/N 比の 1.06 倍になるため、現状からの S/N 比の悪化はないと考えられ、JSNS² 実験への影響は少ないと考えられる。

$$S_{0.9}/N_{0.9} = (1.5S_{0.6})/(1.42N_{0.6}) = 1.06(S_{0.6}/N_{0.6}) \quad (4.18)$$

4.14 まとめ

MLF で取得した各ビーム出力の電荷量スペクトルを用いた解析を行ったところ、ビーム出力が 0.6MW から 0.9MW に上がることでビーム由来 γ 線のイベントレートの比は約 2 倍になることがわかった。さらに、MLF で取得したデータのプラスチックシンチレータのスペクトルは MC で大まかな形は再現することができ、このデータの再現の結果、ビーム由来 γ 線のフラックスの値は表 4.9 のように見積もられた。このフラックスの値を使うことで、JSNS² 実験の本検出器でのビーム由来 γ 線のイベントレートを見積もることができると考えられる。

また、ビーム出力が 1.5 倍になることでビーム由来の背景事象が 2 倍になるとしても、S/N 比の計算から現状の S/N 比の 1.06 倍になるため、現状からの S/N 比の悪化はないと考えられ、ビーム出力が 0.6MW から 0.9MW に上がることでビーム由来 γ 線のイベントレートの比は約 2 倍になるという結果は JSNS² 実験においては影響は少ないと考えられる。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

LSND 実験や MiniBooNE 実験では、現在確認されているニュートリノだけでは説明できない実験事実が示された。この実験事実によって、弱い相互作用をしない第4のニュートリノ(ステライルニュートリノ)の存在が示唆された。JSNS² 実験グループでは、J-PARC MLF の水銀標的で生成されるニュートリノを用いて、LSND 実験などの結果を検証している。

JSNS² 実験ではニュートリノを検出するために、大量の液体シンチレータを使用している。この液体シンチレータの検出器からの漏れを監視するためのシステムを今回開発した。今回開発したシステムは実際に JSNS² 検出器で使用されており、このシステムは JSNS² 実験の実験期間中、稼働し続けている。

今回の背景事象測定では、JSNS² 検出器が置かれる場所におけるのビーム由来の γ 線のフラックスを、J-PARC MLF のビーム出力が0.9MW,0.6MWの時に測定した。さらに、この測定で取得したデータとシミュレーションを用いて、ビーム由来の γ 線のフラックスを、ビームが0.9MW 出力されている時で $34.78 \pm 0.03(\text{stat})\text{Hz}/\text{cm}^2$ 、ビームが0.6MW 出力されている時で $17.38 \pm 0.02(\text{stat})\text{Hz}/\text{cm}^2$ と見積もることができた。これにより、MLF のビーム出力が0.9MW の時のビーム由来 γ 線のフラックスを本検出器で見積もることが可能になった。

また、S/N 比の計算から、ビーム出力が1.5倍になることでビーム由来の背景事象の全てが2倍になると考えても、現状(ビーム出力0.6MW)のS/N 比の1.06倍になるため、現状からのS/N 比の悪化はないと考えられ、ビーム出力が0.6MW から0.9MW に上がることでビーム由来 γ 線のイベントレートの比は約2倍になるという結果は JSNS² 実験においては影響は少ないと考えられる。

5.2 今後の課題

JSNS² 実験の初回実験期間中に液漏れを監視するシステムは使用され、システムは約3週間稼働し続けた。また、このシステムは2回目の実験

期間中にも使用中であり、現在1ヶ月程度、誤判定やソフトウェア的なエラーなどは起こらず稼働し続けている。この2回目の実験期間は数ヶ月となるが、このシステムは1ヶ月以上稼働させた実績がない。そのため、このシステムを2回目の実験期間中、長期間稼働させ続けこのシステムに問題が生じないか確認する予定である。

今回のビーム由来 γ 線の測定で、ビーム由来 γ 線のイベントレートはビーム出力に比例しないことが分かった。MLFの研究者による、MLF施設内の放射線計測でも、ビームパワーが強くなっているにもかかわらず、放射線レベルが減少している場所があることが確認されている。そのため、今後MLFのビーム出力が変わる場合は、さらにビーム由来 γ 線の量を見積もる必要がある。

また、MLFのビーム出力とビーム由来 γ 線のフラックスが比例しない理由については解明できなかった。この原因特定は今後の課題となっている。

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官である末包文彦教授、高エネルギー加速器研究機構の丸山和純准教授、日本原子力研究開発機構先端科学研究センターの長谷川氏、東北大学ニュートリノ科学研究センターの皆様、研究員である古田氏、JSNS² コラボレーションの皆様には多大なるご指導・ご協力をいただきました。この場を借りてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] <https://opencv.org>
- [2] <https://rat.readthedocs.io/en/latest/>
- [3] M. Harada et al, arXiv:1502.02255 [physics.ins-det]
- [4] K. S. Hirata et al. [Kamiokande-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. 63, 16 (1989); J. Abdurashitov et al. [SAGE Collaboration], Phys. Lett. B 328, 234 (1994); P. Anselmann et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B 327, 377 (1994); S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001); Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002); C. Arpesella et al. [Borexino Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101, 091302 (2008).
- [5] H. Ahn et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. D 74, 072003 (2006); P. Adamson et al. [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191801 (2012); K. Abe et al. [T2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. 112, 181801 (2014); N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], Phys.Rev.Lett. 120 211801 (2018).
- [6] Y. Ashie et al.[Super-Kamiokande Collaboration] Phys. Rev. D 74, 032002 (2006)
- [7] D. Adey et al.[Daya Bay Collaboration],Phys. Rev. Lett. 121. 241805(2018); S. H. Seo et al. [RENO Collaboration], Phys. Rev. D98(2018); Y. Abe et al. [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. D 86, 052008 (2012);
- [8] A. Aguilar et al. [LSND Collaboration],Phys. Rev. D 64, 112007(2001)
- [9] L.B. Auerbach et al. (LSND Collab.), Phys. Rev. C64, 065501 (2001).
- [10] A. A. Aguilar-Arevalo et al, arXiv:0806.4201

- [11] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [12] M. Antonello et al. [MicroBooNE and LAr1-ND and ICARUS-WA104 Collaborations], arXiv:1503.01520 [physics.ins-det]
- [13] S. Bhadra et al, arXiv:1412.3086v2 [physics.ins-det]
- [14] D. Adey arXiv:1308.6822v1 [physics.scc-ph]
- [15] S. Ajimura et al, arXiv:1705.08629
- [16] <https://mlfinfo.jp/ja/operation.html>
- [17] <https://elaws.e-gov.go.jp/document?lawid=323AC1000000186>
- [18] <https://www.fdma.go.jp/laws/kokuji/post34/>
- [19] J.S.Park et al, arXiv:2005.01286 [physics.ins-det]
- [20] M. Harada et al, arXiv:1310.1437v1 [physics.ins-det]
- [21] <https://www.arduino.cc>
- [22] <https://www.sainsmart.com/products/ultrasonic-module-distance-measuring-transducer-sensor-dc-5v-us-015>
- [23] https://sunhokey.en.alibaba.com/ja_JP/productgroup-list-811564937/OLED_Display.html
- [24] https://www1.kaiho.mlit.go.jp/KOHO/automail/cgi/sunmoon_new.cgi
- [25] 坂井勇登 J-PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験のための背景事象測定 (2015)