

修士論文  
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

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

坂井勇登

平成26年

## 概要

現在確認されているニュートリノの種類は電子ニュートリノ  $\nu_e$ 、ミューニュートリノ  $\nu_\mu$ 、タウニュートリノ  $\nu_\tau$  の3種類である。これらのニュートリノは質量固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) の重ね合わせであり、フレーバー固有状態は各世代間で振動する。この振動パラメータである  $\Delta m^2$  は既に過去の実験によって精度よく測定されている。しかし、LSND 実験 [1] と MiniBooNE 実験 [2] において現在確認されている  $\Delta m^2$  では説明できない  $\Delta m^2 \sim eV^2$  の振動が観測され、第4のニュートリノの存在が示唆された。これらの現象がニュートリノ振動によるものとする、短距離で起こる  $\Delta m^2 \sim eV^2$  の振動に対応する事となる。これは現在確認されている過去に太陽ニュートリノや大気ニュートリノから観測された  $\Delta m^2$  より3桁以上も大きいものとされ、現在確認されていない4つめの質量固有状態の存在が示唆された。しかし、過去に行われた Z ボソンの崩壊を見た LEP 実験から弱い相互作用をするニュートリノは3世代に限定されているため、このニュートリノは弱い相互作用を起こさない事となる。ニュートリノと異なり弱い相互作用を起こさない事から、このニュートリノはステライルニュートリノと呼ばれ、標準理論を超えた粒子としてその存在の有無が注目されている。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提案されている。

我々の実験グループは、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提案している。この実験においては、J-PARC の 3GeV 陽子ビームを水銀ターゲットに照射した際に発生する  $\mu^+$  の崩壊： $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$  を利用し、 $\bar{\nu}_\mu$  から  $\bar{\nu}_e$  への振動を観測を目指している。我々の目指している探索領域は、 $\Delta m^2 \sim eV^2$  と現在確認されている  $\Delta m^2$  に比べて大きいため、これには短基線で行われる実験が向いており、我々も水銀ターゲットから数十 m と非常に近い所での観測を目指している。

本実験グループでは、2013年に J-PARC PAC に実験の提案を行い、その際に PAC から実際の検出器設置候補地での背景事象量を測定する事を要請された。そこで、2014年4月から7月に、500kg のプラスチックシンチレータを用いて実際のニュートリノ検出器設置候補地において背景事象の測定を行った。今回は特に、本実験で支配的になりうるビーム由来高速中性子と宇宙線由来高速中性子について測定を行い、これらの本実験で観測され得る量を 500kg のプラスチックシンチレータの測定結果をもとに MC シミュレーションを用いて 25t の液体シンチレータ検出器2基における背景事象数を見積もった。また、背景事象測定の結果から本実験で期待される感度の計算を行った。本研究では、その背景事象測定結果と本実験で期待される感度について記述する。

# 目次

概要	1
第1章 序論	1
1.1 ニュートリノ振動とステライルニュートリノ	1
1.2 過去のステライルニュートリノ探索実験	4
1.3 現在計画中の加速器によるステライルニュートリノ探索実験	4
第2章 J-PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験	6
2.1 実験概要	6
2.2 J-PARC MLF 施設のニュートリノ源	7
2.2.1 RCS ビームとターゲット	8
2.2.2 ニュートリノビーム	9
2.2.3 振動後のエネルギースペクトル	11
2.3 反電子ニュートリノ検出原理	15
2.4 本実験での主な背景事象	16
2.4.1 Correlated バックグラウンド	16
2.4.1.1 $\nu_e$ の荷電カレント反応	16
2.4.1.2 原子核との中性カレント反応	16
2.4.2 $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N_{g.s.}$	17
2.4.2.1 $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$	17
2.4.2.2 ビーム由来高速中性子	17
2.4.2.3 宇宙線由来の高速中性子	17
2.4.3 Accidental バックグラウンド	18
2.4.3.1 Accidental バックグラウンドの先発信号	18
2.4.3.2 Accidental バックグラウンドの後発信号	18
2.4.4 遅延同時計測の背景事象まとめ	18
2.5 本実験検出器	19
2.5.1 液体シンチレータ	20
2.5.2 光電子増倍管	20
2.6 検出器設置候補地	22
2.7 本実験でのセレクション条件	22
2.7.1 $\Delta VTX_{OB-prompt}$ Cut	22
2.7.2 $\Delta VTX_{OB-delayed}$ Cut	24
2.7.3 LifeTime Cut	25
2.7.4 multiplicity cut	25
2.8 本実験での振動信号事象数とその背景事象数	27

2.8.1	振動信号	27
2.8.2	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	29
2.8.3	$\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$	29
2.8.4	各事象のイベント数まとめ	30
<b>第 3 章</b>	<b>MLF3 階における背景事象測定</b>	<b>32</b>
3.1	背景事象測定のための検出器	32
3.2	背景事象測定のための検出器	32
3.2.1	検出器本体	32
3.2.2	Inner Veto	34
3.2.3	Outer Veto	34
3.3	背景事象測定点	36
3.4	500kg 検出器の本体シンチの calibration	36
3.5	背景事象測定での Veto Efficiency の見積もり	36
<b>第 4 章</b>	<b>MLF3 階における背景事象測定結果</b>	<b>42</b>
4.1	ビーム由来高速中性子	42
4.1.1	ビーム由来高速中性子の解析方法	42
4.1.2	ビーム由来高速中性子解析結果	44
4.2	Accidental バックグラウンドの先発信号	46
4.2.1	波形弁別による粒子識別	47
4.2.2	東北大学での PID による宇宙線由来背景事象測定	48
4.2.2.1	NaI 測定	48
4.2.2.2	NE213 測定	53
4.2.3	500kg シンチとの比較	62
4.2.4	25t 検出器への外挿	64
4.3	Accidental バックグラウンドの後発信号	64
4.3.1	ビーム由来ガンマ線	64
4.3.1.1	プラスチックシンチレータとオシロスコープを用いた イベントレート測定	64
4.3.1.2	MC シミュレーションモデル	67
4.3.1.3	小さいシンチレータを用いた測定	70
4.3.1.4	500kg シンチレータへの外挿	72
4.3.2	ビーム由来中性子	74
4.3.2.1	MC シミュレーションモデル	74
4.3.2.2	25t 検出器への外挿	75
4.4	背景事象測定結果まとめ	75
<b>第 5 章</b>	<b>感度</b>	<b>78</b>
5.1	Fit の方法	78
5.2	系統誤差	79
5.3	期待される感度	80
5.4	accidental ガンマ線の影響	80

5.5 エネルギー分解能の影響 . . . . .	83
<b>第6章 まとめと今後</b>	<b>85</b>
6.1 まとめ . . . . .	85
6.2 今後 . . . . .	85
<b>付録A 基線 60m の 1kt 検出器で期待される感度</b>	<b>87</b>
<b>付録B OV の配置図とトリガー Logic 回路図</b>	<b>89</b>

# 目 次

1.1	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の appearance における allowed region(LSND,MiniBooNE,ICARUS)	5
2.1	J-PARC の陽子ビームライン概要図	6
2.2	J-PARC MLF のターゲット近辺断面図。	8
2.3	J-PARC MLF のビームターゲットとシールド概略図	9
2.4	J-PARC MLF の水銀ターゲット	10
2.5	Geant4 で見積もった $\pi$ や $K$ からのニュートリノ量	12
2.6	基線 24m での各 $\Delta m^2$ の時の先発信号の比較。赤: $\bar{\nu}_\mu$ からの $\bar{\nu}_e$ への振動信号のエネルギースペクトル、青: $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル。	14
2.7	逆 $\beta$ 崩壊反応	15
2.8	本実験の 25t 検出器デザイン。この検出器を 2 基建設し計 50t の検出器を設置予定	19
2.9	左:Double Chooz で使用している PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の写真 右:同 PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の図面	21
2.10	浜松ホトニクスが測定した HPK-R7801MOD-ASSY の入射波長毎の量子効率	22
2.11	左:MLF 建家外観、右:MLF 建屋内の上面図。図中赤丸が今回の背景事象測定点	23
2.12	MCシミュレーションによるオンバンチイベントと先発信号の $\Delta VTX_{OB-prompt}$ 分布。黒:ビーム由来高速中性子、赤:ニュートリノ信号	24
2.13	オンバンチイベントと後発信号の $\Delta VTX_{OB-delayed}$ 分布。赤:ビーム由来高速中性子、青:ニュートリノ信号	25
2.14	上列図:左:先発信号の時間分布、右:後発信号の時間分布。下列図: $T_{prompt}$ vs $T_{delayed}$ 分布。左:先発信号と後発信号がともに上図のような寿命を持っていた場合、中図:先発信号、後発信号ともにガンマ線の場合、右図:先発信号がガンマ線、後発信号が中性子を持っていた場合	26
2.15	左:ビーム由来高速中性子の運動エネルギーとその中性子が起こすハドロン反応の後に生成する中性子の数の相関、右:ビーム由来高速中性子のエネルギー毎の熱中性子捕獲数が 1 の割合	27
2.16	左: $\mu^-$ の崩壊からの $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギー分布、右:逆 $\beta$ 崩壊の反応断面積	28
2.17	左:陽電子(先発信号)のエネルギースペクトル。右:中性子のエネルギースペクトル	28
2.18	左: $\mu^+$ の崩壊からの $\nu_e$ のエネルギースペクトル、右: $\mu^+$ の崩壊からの $\nu_e$ のエネルギー毎の反応断面積	29

2.19	左：先発信号となる $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N_{g.s.}$ の $e^-$ のエネルギースペクトル、 右：後発信号となる $^{12}N$ の崩壊からの $e^+$ のエネルギースペクトル . . .	30
2.20	$\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを表す関数、右： $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ の エネルギースペクトル . . . . .	30
3.1	背景事象測定のための 500kg 検出器。左：front view 右:side view。図 中黄：本体検出器、図中赤：Inner Veto、図中緑：Outer Veto を表す。	33
3.2	背景事象測定のための検出器の写真。左：本体検出器建設後の写真、中： 本体検出器と Inner Veto 設置後の写真、右：本体検出器と Inner Veto と Outer Veto 設置後の写真 . . . . .	33
3.3	IV 用シンチレータのセットアップ写真 . . . . .	34
3.4	OV の読み出しに使用した 1.5inchPMT(H3178-02MOD) の写真 . . . . .	35
3.5	側面 OV 用シンチレータのセットアップ写真。左:厚さ $0.6-0.8 \times 100 \times 100 \text{cm}^3$ の正方形のプラスチックシンチレータ、右： $0.6-0.8 \times 100 \times 200 \text{cm}^3$ の長 方形のプラスチックシンチレータ . . . . .	35
3.6	下側 OV と隙間 OV 用シンチレータのセットアップ写真 . . . . .	36
3.7	500kg シンチと宇宙線トリガ設置位置図 . . . . .	37
3.8	宇宙線トリガによる減衰長の測定結果。左:1D シンチ 右:3D シンチ . . . . .	37
3.9	500kg 検出器の一本のシンチレータの位置毎の reconstructed Energy. トリガシンチ毎で色分けしてある。 . . . . .	37
3.10	65MHz FADC で取得した Outer Veto の波形例 . . . . .	38
3.11	厚さ 6-8mm の側面 OV の電荷分布 . . . . .	39
3.12	厚さ 40mm の下側 OV の電荷分布 . . . . .	39
3.13	500kg 検出器の各 veto 条件でのエネルギー分布。第 2 測定点のビーム バンチを外した ON-Data と OFF-Data を使用した。ビームバンチを外 す時間カットは $2800 < \text{time} < 5300 \mu\text{s}$ 。veto 条件は、黒：veto なし、緑： IV のみ、赤：OV のみ、青：IV と OV の OR、橙：IV と OV の AND	40
4.1	ビーム由来高速中性子のシグナルとその背景事象測定となるイベント のシグナル例 [13] . . . . .	43
4.2	ビーム由来高速中性子のシグナルの背景事象となる宇宙線が検出器の 端をかするイベント . . . . .	43
4.3	ビーム ON-Data の 500kg シンチレータの時間とエネルギー分布 . . . . .	44
4.4	500kg 検出器のエネルギー分布。黒実線：Beam ON データ veto 前、黒 点線：Beam OFF データ veto 後、赤実線：Beam ON データ veto 後、 赤点線：Beam OFF データ veto 後 . . . . .	45
4.5	オンバンチカット後の 500kg シンチのエネルギー分布。黒：beam ON データ、赤：beam OFF データ . . . . .	46
4.6	PSD 能力を持った液体シンチレータの入射粒子毎の波形例。図のよう に波形の total 部分と tail 部分を定義した。 . . . . .	47
4.7	測定セットアップ。図中青:veto 用プラスチックシンチレータ。2inchPMT で読み出している。図のように設置した veto 用シンチレータの中に NE213 または NaI を設置する。 . . . . .	48

4.8	東北大学での背景事象測定セットアップ写真。左：検出器全体、中；veto シンチレータ配置、右：検出器内の NE213 検出器 ( NaI 測定では、 veto 内の検出器を NaI 検出器に変えて測定を行った。)	49
4.9	測定にした NaI シンチレータと 1.5inchPMT(R3178-02MOD)	49
4.10	NaI 測定 Logic	50
4.11	環境ガンマ線を用いた NaI のエネルギーキャリブレーション	51
4.12	左： veto 全体の電荷分布、右： veto 前の NaI のエネルギー分布	52
4.13	veto 後の NaI のエネルギー分布	52
4.14	左：測定に使用した NE213。容器の内側の白色の部分反射材となっている。右： 5inchPMT(R1250-03)	53
4.15	NE213 測定 1p 測定 Logic	54
4.16	5inchPMT(R1250-03) の各印加電圧での 1photon の電荷分布。左上:-1700V、中上:-1800V、右上:-1900V、左下:-2000V、中下:-2100V、右下:-2200V	55
4.17	5inchPMT のゲインカーブ。図 4.16 の各分布の mean 値でプロットし、exponential で Fit を行った。	56
4.18	NE213 測定 Logic	57
4.19	左：NE213 での BKG Run の光電子数分布、右：Co 線源 Run の光電子数分布。赤：MC、黒：AmBe データ	57
4.20	左：AmBe 測定でのガンマ like イベントの光電子数分布、右：AmBe 測定での中性子 like イベントの光電子数分布。赤：MC、黒：AmBe データ	58
4.21	NE213 測定での tailQ/totalQ vs Energy 分布	59
4.22	NE213 測定での各エネルギー領域での tailQ/totalQ 分布。中性子の方が波形の時定数が遅い成分が多いため、tailQ/totalQ の値が大きくなる。このプロットでは右のピークが中性子イベントを示している。このプロット中の 2 つの peak をそれぞれガウス分布で Fit した。赤実線：ガンマ線イベントを Fit したガウス分布、青実線：中性子イベントを Fit したガウス分布。緑点線：各エネルギー領域でのカット値	60
4.23	左：各エネルギー領域での cut value。中：各エネルギー領域での cut efficiency。右：カット後に残るガンマ線イベントの割合	61
4.24	左： veto の電荷分布、右； veto 前の NE213 のエネルギー分布	61
4.25	veto 後の NE213 のエネルギー分布	62
4.26	500kg 検出器のデータと MC の比較。データはビーム OFF の期間のものに veto+Michel e cut 適用後の分布	63
4.27	MC シミュレーションによる 25t 検出器での中性子のエネルギー分布	64
4.28	第二測定点付近のイベントレート測定セットアップ。オシロスコープで Threshold 以上のイベントレートのみ測定した。	65
4.29	左：大ハッチ上で鉛 5cm をシンチ下に敷いた時のイベントレート測定セットアップ写真、右：大ハッチ上で 5cm 厚鉛で全面を囲んだ時のイベントレート測定セットアップ写真	66
4.30	MLF の水銀ターゲットとそのメンテナンスエリアの上面図と断面図	66

4.31	左：MLF のターゲットとターゲットのメンテナンスエリア。図中の赤が MLF3 階の検出器を表す。右：床下からのガンマ線発生モデル . . .	67
4.32	プラスチックシンチレータの各遮蔽条件セットアップ写真。各図遮蔽条件 左上：鉛なし、右上：シンチレータ全体を 5cm 厚鉛で囲む、左下：下にのみ 5cm 厚鉛を敷く、右下：下にのみ 10cm 厚 (2 層) 鉛を敷く . . .	68
4.33	コンクリート中の原子核が中性子捕獲で出すガンマ線の断面積 . . . . .	68
4.34	コンクリート中の原子核が中性子捕獲で出すガンマ線でエネルギー分布の総和 . . . . .	69
4.35	左：床コンクリートを抜けてきたガンマ線のエネルギースペクトル、右：床コンクリートを抜けてきたガンマ線の天頂角分布 . . . . .	70
4.36	小さいシンチレータの FADC カウント vs HitTime . . . . .	71
4.37	小さいシンチレータでの時間カット後のエネルギー分布 . . . . .	71
4.38	各遮蔽条件でのエネルギー分布の Data と MC の比較。赤：測定データ、黒：MC シミュレーション。各図遮蔽条件 左上：鉛なし、右上：シンチレータ全体を 5cm 厚鉛で囲む、左下：下にのみ 5cm 厚鉛を敷く、右下：下にのみ 10cm 厚 (2 層) 鉛を敷く . . . . .	72
4.39	delayed Energy 領域の 500kg 検出器での MC と data の比較。黒：データ、青：ビーム由来ガンマ線 (MC)、緑：環境ガンマ線 (MC)、赤：宇宙線 (MC) . . . . .	73
4.40	25t 検出器ジオメトリー . . . . .	73
4.41	ビーム由来中性子のための 500kg 検出器の MC シミュレーションの geometry . . . . .	74
4.42	500kg 検出器の Energy vs HitTime 分布 . . . . .	75
4.43	500kg 検出器でのデータと MC の比較。黒：データ、赤：MC . . . . .	76
4.44	ビーム由来中性子のための 25t 検出器の MC シミュレーションの geometry . . . . .	76
5.1	左： $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.5, 0.003)$ (MLF Best Fit) 右： $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (1.2, 0.003)$ (LSND Best Fit) . . . . .	79
5.2	5000h/year で 5 年測定した際に期待される感度 . . . . .	81
5.3	測定年数 vs $\Delta m^2=100\text{eV}^2$ の時に $5\sigma$ 感度を持つような $\sin^2(2\theta)$ . . . . .	81
5.4	Accidnetal $\gamma$ が $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ と同等の事象数の場合の先発信号例 . . . . .	82
5.5	Scale factor = 1 のときの感度 . . . . .	82
5.6	Accidental factor vs $\Delta m^2=100\text{eV}^2$ の時に $5\sigma$ 感度を持つような $\sin^2(2\theta)$ . . . . .	83
5.7	Energy resolution vs $\Delta m^2=100\text{eV}^2$ の時に $5\sigma$ 感度を持つような $\sin^2(2\theta)$ . 今までは Energy resolution 15% を仮定 . . . . .	84
A.1	仮定した 1kt 検出器 . . . . .	87
A.2	1kt 検出器を設置した際に期待される感度 . . . . .	88
B.1	OV セットアップ図 . . . . .	89
B.2	下側・隙間 OV セットアップ図 . . . . .	90
B.3	calibraion 用シンチのセットアップ図 . . . . .	91
B.4	OV と calibraion 用シンチの Logic 回路図 . . . . .	92

# 目 次

1.1	LSND と MiniBooNE で観測した振動モードとその有意性 . . . . .	4
1.2	現在の世界で計画されているステライルニュートリノ探索実験 . . . . .	5
2.1	MLF のビームと LSND 実験で利用しているビームの比較 . . . . .	8
2.2	ON-Bunch ニュートリノ . . . . .	10
2.3	OFF-Bunch ニュートリノ . . . . .	10
2.4	FLUKA による 3GeV 陽子から生成されるニュートリノ数の見積もり	11
2.5	QGSP-BERT による 3GeV 陽子から生成されるニュートリノ数の見積 もり . . . . .	11
2.6	Accidental バックグラウンドの組成 . . . . .	18
2.7	本実験での遅延同時計測の背景事象まとめ . . . . .	19
2.8	PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の性能表 . . . . .	21
2.9	本実験でのカット条件 . . . . .	23
2.10	$\nu_e + C \rightarrow e^- + N_{g.s}$ の信号のエネルギー領域と時間窓 . . . . .	27
2.11	各振動パラメータの時の振動信号事象数と背景事象リスト . . . . .	31
3.1	veto Threshold まとめ . . . . .	38
3.2	IV と OV の Efficiency まとめ . . . . .	41
4.1	解析に使ったデータ . . . . .	43
4.2	ビーム由来高速中性子解析におけるカット条件 . . . . .	45
4.3	ビーム由来高速中性子のためのカット後に残るイベント数 . . . . .	47
4.4	NaI 測定用回路の各モジュールパラメータ設定条件 . . . . .	50
4.5	使用した LED . . . . .	54
4.6	使用した GateGenerator . . . . .	54
4.7	NE213 測定用回路の各モジュールパラメータ設定条件 . . . . .	56
4.8	PSD 能力を評価したエネルギー領域 . . . . .	59
4.9	第 2 測定点のイベントレート測定条件 . . . . .	65
4.10	コンクリートに含まれる分子とその割合 . . . . .	69
4.11	本実験でのカット条件と efficiency まとめ . . . . .	77
4.12	各振動パラメータの時の振動信号事象数と背景事象数リスト . . . . .	77
5.1	Fit の Input 条件のまとめ . . . . .	78
5.2	規格化定数の誤差 . . . . .	80
A.1	1kt 検出器での Fit の Input 条件のまとめ . . . . .	87
A.2	1kt 検出器で期待されるイベント数 . . . . .	88

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノ振動とステライルニュートリノ

現在確認されているニュートリノは電子ニュートリノ  $\nu_e$ 、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、

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

のように3つの  ${}^t(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  の質量固有状態の重ね合わせで表される。ここで、 $U_{MNS}$  は牧-中川-坂田行列と呼ばれ、行列

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

で表される。[3] ただし、 $s_{ij}$  と  $c_{ij}$  は  $\sin \theta_{ij}$  と  $\cos \theta_{ij}$  を表しており、 $\theta_{ij}$  は各世代のニュートリノ混合角と呼ばれ、このパラメータによってニュートリノのフレーバー固有状態が決まる。簡単のため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  ${}^t(\nu_1, \nu_2)$  とニュートリノ混合角  $\theta_{12}$  を用いて、

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

と表される。ここで、質量固有状態のニュートリノの時間発展はシュレディンガー方程式より式 1.1 で表される。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j\rangle \quad (1.1)$$

式 1.1 の一般解は式 1.2 で表され、各世代の質量固有状態は式 1.2 に従って時間変化する。

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.2)$$

よって、時刻  $t=0$  で反電子ニュートリノ  $\nu_e$  が時刻  $t$  で反ミューニュートリノ  $\nu_\mu$  に振動する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \\ &= |\cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t}|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

で表される。ニュートリノの質量  $m_j$  は運動量  $p$  に比べ十分小さいため、

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \sim p + \frac{m_j^2}{2} \sim E + \frac{m_j^2}{2E} \quad (1.4)$$

と近似でき、式 1.4 を用いると式 1.4 の  $E_1$  と  $E_2$  の差は、

$$E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E} = \frac{\Delta m_{12}^2}{2E} \quad (1.5)$$

で表される。ここで、 $\Delta m_{12}^2$  は質量二乗差を表し、時間  $t$  の間にニュートリノが走る距離を  $L$  と置くと、時刻  $t=0$  で反電子ニュートリノ  $\nu_e$  が時刻  $t$  で反ミューニュートリノ  $\nu_\mu$  に振動する確率は、式 1.6 で表す事が出来る。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.6)$$

この質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  は、太陽ニュートリノ [4] や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] から式 1.7 の通り測定されている。

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= m_2^2 - m_1^2 = (7.54 \pm 0.21) \times 10^{-5} eV^2 \\ \Delta m_{23}^2 &= m_3^2 - m_2^2 = (2.42 \pm 0.12) \times 10^{-3} eV^2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

しかし、LSND 実験と MiniBooNE 実験の両実験で、 $\bar{\nu}_\mu$  から  $\bar{\nu}_e$  への振動において、 $\Delta m^2 \sim 1eV^2$  に相当するニュートリノ振動が観測された。これは現在確認されている式 1.7 の  $\Delta m^2$  よりの 3 桁以上も大きい。そこで、現在確認されていない新たな質量固有状態が必要となるが、Z ボソンの崩壊幅を測定した LEP 実験 [8] より弱い相互作用を起こすニュートリノの世代数は 3 と限定されているため、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  $\nu_s$  の存在が提起された。ステライルニュートリノを含めた質量固有状態は、以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} & \cdots \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} & \cdots \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} & \cdots \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

これより、ステライルニュートリノを考慮した振動確率は、新たな変数  $m_4 \gg m_{1,2,3}$  と  $U_{s4} \sim 1 \gg U_{e\mu\tau,4}$  を用いて、

$$\begin{aligned} P(\nu_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_s) &= -4 \sum_{i \geq j} \text{Re}(U_{si} U_{\mu,ei}^* U_{sj}^* U_{\mu,ej}) \sin^2 \Delta_{ij} \\ &\quad - 2 \sum_{i \geq j} \text{Im} U_{si} U_{\mu,ei}^* U_{sj}^* U_{\mu,ej} \sin 2\Delta_{ij} \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_{i \geq j} \text{Re}(U_{ei} U_{\mu i}^* U_{ej}^* U_{\mu j}) \sin^2 \Delta_{ij} \\ &\quad - 2 \sum_{i \geq j} \text{Im} U_{ei} U_{\mu i}^* U_{ej}^* U_{\mu j} \sin 2\Delta_{ij} \\ \Delta_{ij} &= (m_j^2 - m_i^2)L/4E_\nu \end{aligned}$$

と書く事が出来、今回行方 ( $L(m)/E(\text{MeV}) \sim 1$ ) のような短基線でのニュートリノ振動実験で1つのみのステライルニュートリノの振動を考慮した場合には、

$$\begin{aligned} P(\nu_{e,\mu} \rightarrow \nu_s) &\sim -4 \sum_j \text{Re}(U_{s4} U_{\mu,e4}^* U_{sj}^* U_{\mu,ej}) \sin^2(m_4^2 L/4E_\nu) \\ &\quad - 2 \sum_j \text{Im} U_{s4} U_{\mu,e4}^* U_{sj}^* U_{\mu,ej} \sin 2(m_4^2 L/4E_\nu) \\ &= 4 |U_{s4}|^2 |U_{\mu,e4}|^2 \sin^2(m_4^2 L/4E_\nu) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\sim -4 \sum_i \text{Re}(U_{e4} U_{\mu 4}^* U_{ei}^* U_{\mu i}) \sin^2(m_4^2 L/4E_\nu) \\ &\quad - 2 \sum_j \text{Im} U_{e4} U_{\mu 4}^* U_{ej}^* U_{\mu j} \sin 2(m_4^2 L/4E_\nu) \\ &= 4 |U_{e4}|^2 |U_{\mu 4}|^2 \sin^2(m_4^2 L/4E_\nu) \end{aligned}$$

と表される。よって、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_s) \cdot P(\nu_\mu \rightarrow \nu_s) \sim P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \quad (1.8)$$

となり、ステライルニュートリノを考慮した際の反ミューニュートリノが反電子ニュートリノに振動する確率は、反ミューニュートリノがステライルニュートリノを介して反電子ニュートリノに振動する確率に近似出来る。

## 1.2 過去のステライルニュートリノ探索実験

1.1 章でも述べたように、LSND 実験 [1] によって、世界で初めてステライルニュートリノの存在が示唆された。LSND では、式 1.9 の  $\pi^+$  から  $\mu^+$  への崩壊で生成される平均 30MeV のエネルギーを持った  $\bar{\nu}_\mu$  の  $\bar{\nu}_e$  への振動をニュートリノ源から 30m の地点に設置した 167t の液体シンチレータ検出器を用いて、 $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$  事象 ( $3.8\sigma$ ) の  $\bar{\nu}_e$  のイベントを観測し、 $3.8\sigma$  の有意性で超過があると発表した。

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.9)$$

この LSND 実験の結果を確かめるために行われた実験が MiniBooNE 実験 [2] である。MiniBooNE 実験は、ニュートリノ源から 500m の地点に設置した有効体積 450t 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、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  のモードで  $3.4\sigma$ 、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  のモードで  $2.8\sigma$ 、両モード合わせて  $240.3 \pm 34.5 \pm 52.6 (3.8\sigma)$  の事象超過を観測したと発表した。

実験	ニュートリノ源	信号	有意性
LSND	$\pi$ decay at rest	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$3.8\sigma$
MiniBooNE	$\pi$ decay in flight	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$3.4\sigma$
MiniBooNE	$\pi$ decay in flight	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$2.8\sigma$

表 1.1: LSND と MiniBooNE で観測した振動モードとその有意性

図 1.1 に LSND や MiniBooNE、ICARUS で示唆されたニュートリノ振動パラメータ  $\Delta m^2$  と  $\sin^2 2\theta$  の allowed region を示した。[9]

## 1.3 現在計画中の加速器によるステライルニュートリノ探索実験

現在、世界でも LSND 実験と MiniBooNE 実験の実験結果を検証するための実験が行われている。日本では、T2K 実験で利用されている J-PARC 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[10] が計画されている。アメリカでも、Oak Ridge National Laboratory の Spallation Neutron Source(SNS) facility で生成される  $\pi$  の  $\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  の静止崩壊 (DAR:decay-at-rest) で生成されるニュートリノを利用した OscSNS[11] と Fermilab のミューオンリングの  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  で生成され、飛行中に崩壊する (DIF:decay-in-flight) ニュートリノを利用した nuSTORM[12] が計画されている。表 1.2 にこれらの実験の概要を記載した。

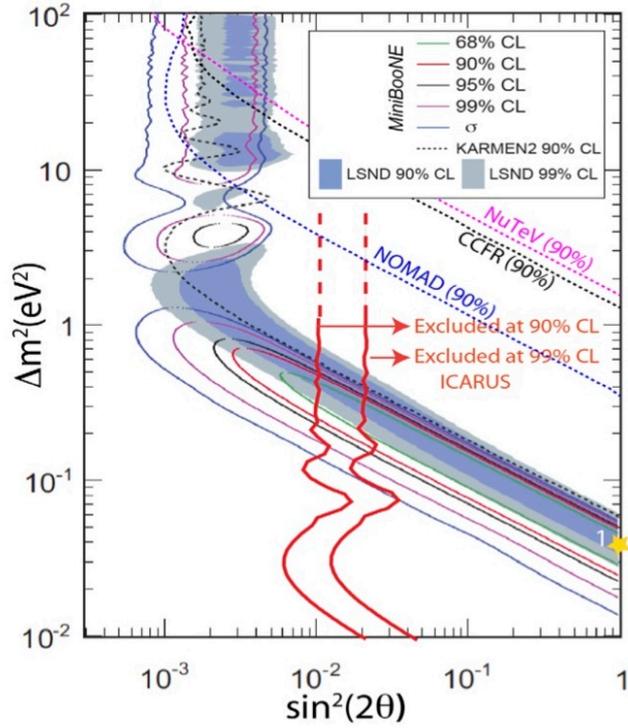


図 1.1:  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  の appearance における allowed region (LSND, MiniBooNE, ICARUS)

。

実験グループ	信号	$E_\nu$	基線	検出器概要と有効体積
nuPRISM	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	500~1000MeV	1km	水:270t
OscSNS	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (DAR)	20~60MeV	60m	Gd 入り液体シンチレータ:450t
nuSTORM	$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (DIF)	0~4000MeV	2km	鉄で覆ったプラスチックシンチ:11.3kt

表 1.2: 現在の世界で計画されているステライルニュートリノ探索実験

## 第2章 J-PARC MLFにおけるステライルニュートリノ探索実験

### 2.1 実験概要

本実験は茨城県東海村の J-PARC ( Japan Proton Accelerator Research Complex ) の MLF ( Materials and Life Science Experimental Facility ) で生成される反ミューニュートリノの反電子ニュートリノへの振動を観測する事で、LSND 実験や MiniBooNE 実験で観測された  $\Delta m^2 \sim eV^2$  によるニュートリノ振動の検証を行う事を目的としている。

図 2.1 は、J-PARC の陽子ビームラインの概要図である。赤線が本実験で使用する 400MeV Linac と 3GeV synchrotron を示している。本実験は、図 2.1 中の赤枠で囲まれた MLF で行う。

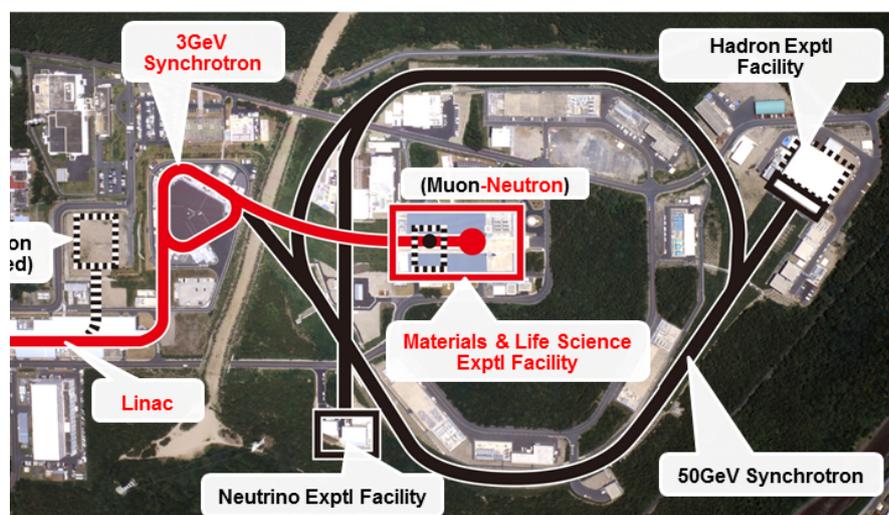


図 2.1: J-PARC の陽子ビームライン概要図

3GeV synchrotron で加速された陽子が MLF の水銀ターゲットに照射された際に  $\pi^+$  が生成され、ターゲット内で静止する。静止した  $\pi^+$  は、 $\mu^+$  へと崩壊する。この

$\mu^+$  の静止崩壊から生成される  $\bar{\nu}_\mu$  は、ステライルニュートリノを介して  $\bar{\nu}_e$  へと振動すると予想されている。この振動を  $\bar{\nu}_e$  を観測する事でステライルニュートリノ探索を行う。(2.2章参照) 本実験の検出器設置候補地は、J-PARC MLF3階の大型機器取扱室の水銀ターゲットから基線 24m の位置であり(2.6章参照)、25t の Gd 入り液体シンチレータ検出器(2.5章参照)を2基設置する。この有効体積が計 50t 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。

本実験で観測する振動モード:  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  は、LSND 実験と同じ振動モードであり、直接 LSND 実験の実験結果を検証する事が可能である。検出器設置候補地も地上の既にある建物内で行うため検出器を作るだけでよく、その検出器もニュートリノ混合角  $\theta_{13}$  の精密測定を行い、既に結果を出している Double Chooz や Daya Bay 型の検出器 [7] を用いる。さらに共同研究者として、Double Chooz や Daya Bay の出身者も所属しているため、すぐに検出器を作り、迅速に実験を開始する事が出来ると期待される。

今回の実験で  $\Delta m^2 \sim eV^2$  の領域に有意なニュートリノ振動が見られなかった場合は、将来計画として  $\Delta m^2 < 1eV^2$  の領域をカバーできるように、基線 60m 程度で有効体積 1kt の検出器を用いた実験も視野に入れている。

## 2.2 J-PARC MLF 施設のニュートリノ源

J-PARC の RCS (Rapid Cycling Synchrotron) で 3GeV まで加速された陽子が水銀ターゲットに当たった際に発生する  $\pi^+$  は、ターゲット内で静止後、式 2.1 に従って崩壊し、 $\bar{\nu}_\mu$  を生成する。

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

$\Delta m^2 \sim eV^2$  の領域の探索に、式 2.1 の崩壊で生成されるニュートリノソースとして J-PARC MLF を用いるのには、以下の利点が挙げられる。また、表 2.1 は、本実験と LSND 実験で利用しているビームの比較表である。

- ビーム出力が 3GeV であり、LSND 実験より多いニュートリノ数が見込める事。
- 水銀ターゲットが  $\mu^-$  を吸収する事で背景事象となる  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  の数を押さえる事が出来る事。
- 利用しているパルスビーム幅が小さいため、ビームのタイミングを外す事が出来、それによって飛行中の崩壊 (DIF:decay-in-flight) からのニュートリノを除外する事が出来、 $\mu$  の静止崩壊 (DAR:decay-at-rest) からのニュートリノを観測出来る事。
- $\mu^\pm$  からの  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  のエネルギースペクトルと反応断面積がよく分かっている事

本実験で観測するニュートリノは純粋に DAR からのニュートリノであるため、ターゲット近辺で式 2.1 に従って崩壊したニュートリノは等方的に発生する。図 2.2 は MLF

	MLF	LSND
陽子の運動エネルギー	3GeV	800MeV
パルスビーム幅	80ns	600 $\mu$ s
パルスビームレート	25Hz	120Hz

表 2.1: MLF のビームと LSND 実験で利用しているビームの比較

のターゲット近辺断面図であり、橙色の線がターゲット近辺で等方的に発生したニュートリノの例を示している。また、 $\mu^+$  の DAR からのニュートリノのみを観測する事で、 $\mu^+$  の DIF からのニュートリノの寿命の不定性を避ける事が可能となる。

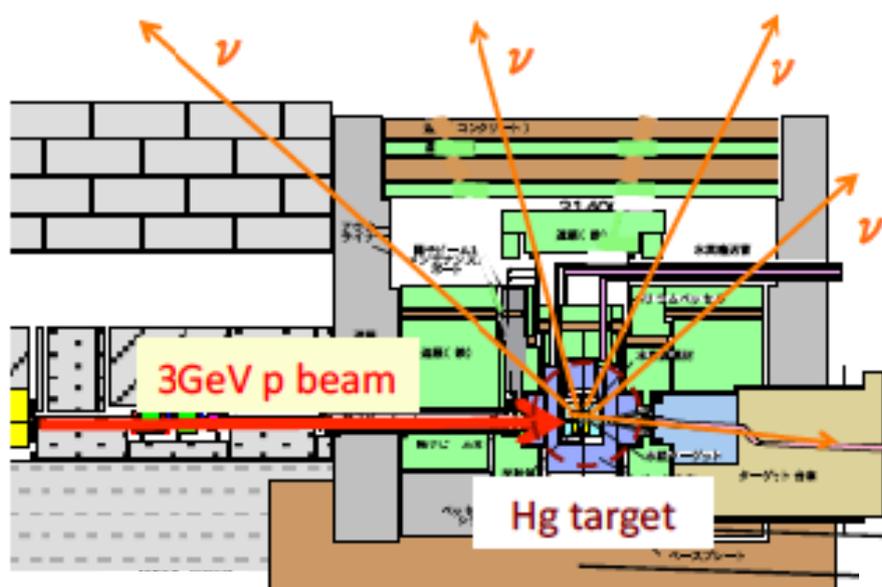


図 2.2: J-PARC MLF のターゲット近辺断面図。

### 2.2.1 RCS ビームとターゲット

現在、陽子ビームの強度は 300kW 程度であるが、背景事象測定中の 2014 年 7 月末にビーム強度を 500kW に上げる試験が行われたため、今回行った背景事象測定では、500kW でのデータ取得も行う事が出来た。さらに、2014 年 12 月には 20ms の間、安定して 1MW にビーム強度を上げる事に成功し、感度計算で仮定したビーム強度 1MW を達成する事が出来た。

MLF で利用している陽子ビームは、25Hz で各 spill 毎に 2 つの 80ns 幅パルスが 540ns 間隔でターゲットに照射されおり、この 1MW の陽子ビームが 5000h/year で稼

働した場合、年間で  $3.7 \times 10^{22}$  の陽子が照射される。(年間 spill 数  $4.5 \times 10^8$ )

図 2.3 に J-PARC MLF で利用しているビームターゲットとシールドの概略図を示した。また、図 2.4 は水銀ターゲットの概略図である。図 2.4 中の左側から 3GeV に加速された陽子ビームがこの水銀ターゲットに照射される。また、水銀ターゲット周りには、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や鉄シールド等で囲まれており、中性子やガンマ線を遮蔽している。[13]

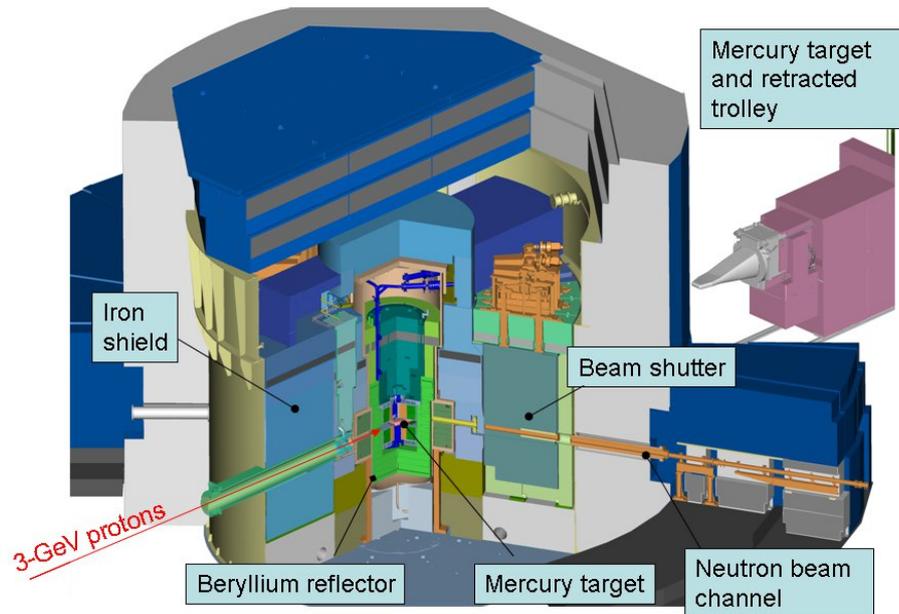


図 2.3: J-PARC MLF のビームターゲットとシールド概略図

## 2.2.2 ニュートリノビーム

ニュートリノビームには'ON-Bunch' タイミングと'OFF-Bunch' タイミングの二種類がある。表 2.2 に示される  $\pi$  や  $K$  の寿命  $\tau \sim 2.6 \times 10^{-8} \text{s}$  のタイミングで起き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。

一方、表 2.3 に示される  $\mu$  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。

図 2.5 の上図に期待されるニュートリノの世代毎のニュートリノのエネルギースペクトルを示した。黒が反ミューニュートリノ、赤がミューニュートリノ、青が反電子ニュートリノ、マゼンタが電子ニュートリノのエネルギースペクトルである。また、図

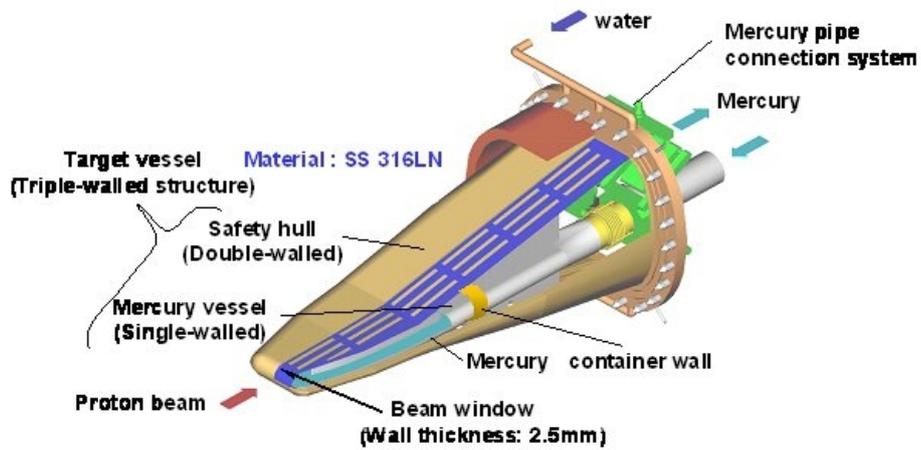


図 2.4: J-PARC MLF の水銀ターゲット

崩壊モード	ニュートリノのエネルギー
$\pi \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu (DAR)$	単一 30MeV
$\mu^- + A \rightarrow \nu_\mu + A$	end point 105MeV
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu (DAR)$	単一 236MeV
$K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu_\mu (DAR)$	end point 215MeV
$K^+ \rightarrow e^+ \pi^0 \nu_e (DAR)$	end point 228MeV
$\pi$ や $K$ の decay-in-flight	

表 2.2: 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
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu (DAR)$	end point 53MeV
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	end point 53MeV

表 2.3: OFF-Bunch ニュートリノ

2.5 の下図に陽子ビームからの時間毎の陽子 1 個に生成されるニュートリノ数のプロットを示した。赤に  $\mu$  からのニュートリノ、青に  $\pi$  からのニュートリノ、マゼンタに K からのニュートリノを示し、黒がニュートリノの総量を示した。図 2.5 の下図から、 $\pi$  や K からのニュートリノの数は陽子ビームから 1000ns 以内に  $10^{-8}$  以下まで落ちている。それに対して、 $\mu$  からのニュートリノの数は陽子ビームからも 1000ns 後も  $10^{-3}$  のオーダーで存在しており、 $\pi$  や K からのニュートリノに比べて、 $10^6$  も大きい。そのため、陽子ビームから 1000ns 後からデータを取り始める事で OFF-Bunch タイミングの  $\mu$  からのニュートリノのみを選び出す事とする。

本研究では、OFF-Bunch タイミングのニュートリノのみを選び出す事で、 $\mu$  の静止崩壊からのニュートリノのみを対象とする事が出来る。そこで、 $\mu$  の静止崩壊から来るニュートリノ数を求めるためシミュレーションを行った。表 2.4 と表 2.5 に  $\pi$  の生成モデルに基づいた  $\mu, \nu$  の生成レートのまとめた。

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

表 2.4: FLUKA による 3GeV 陽子から生成されるニュートリノ数の見積もり

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

表 2.5: QGSP-BERT による 3GeV 陽子から生成されるニュートリノ数の見積もり

ここで述べた  $\pi$  の生成には、ターゲットからの 2 次粒子やターゲットのモデリングの仕方、水銀ターゲットからの  $\pi$  の生成等、まだ理解されていない事が多くある。今回はこれらの数字はイベントレートの見積もりに使用したが、 $\mu^-$  のような背景事象は実際に測定してイベントレートを見る必要がある。そこで今回は、ニュートリノのイベントレートの計算には、表 2.4 の  $\nu/p$  ratio を用い、表 2.4 と、表 2.5 の差 50% を本実験で期待される感度の計算 (5 章) で  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  の系統誤差として考慮した。

### 2.2.3 振動後のエネルギースペクトル

式 2.1 の  $\mu^+$  の DAR から生成される  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギースペクトルは三体崩壊であるため既によく理解されており、式 2.2 で表される。

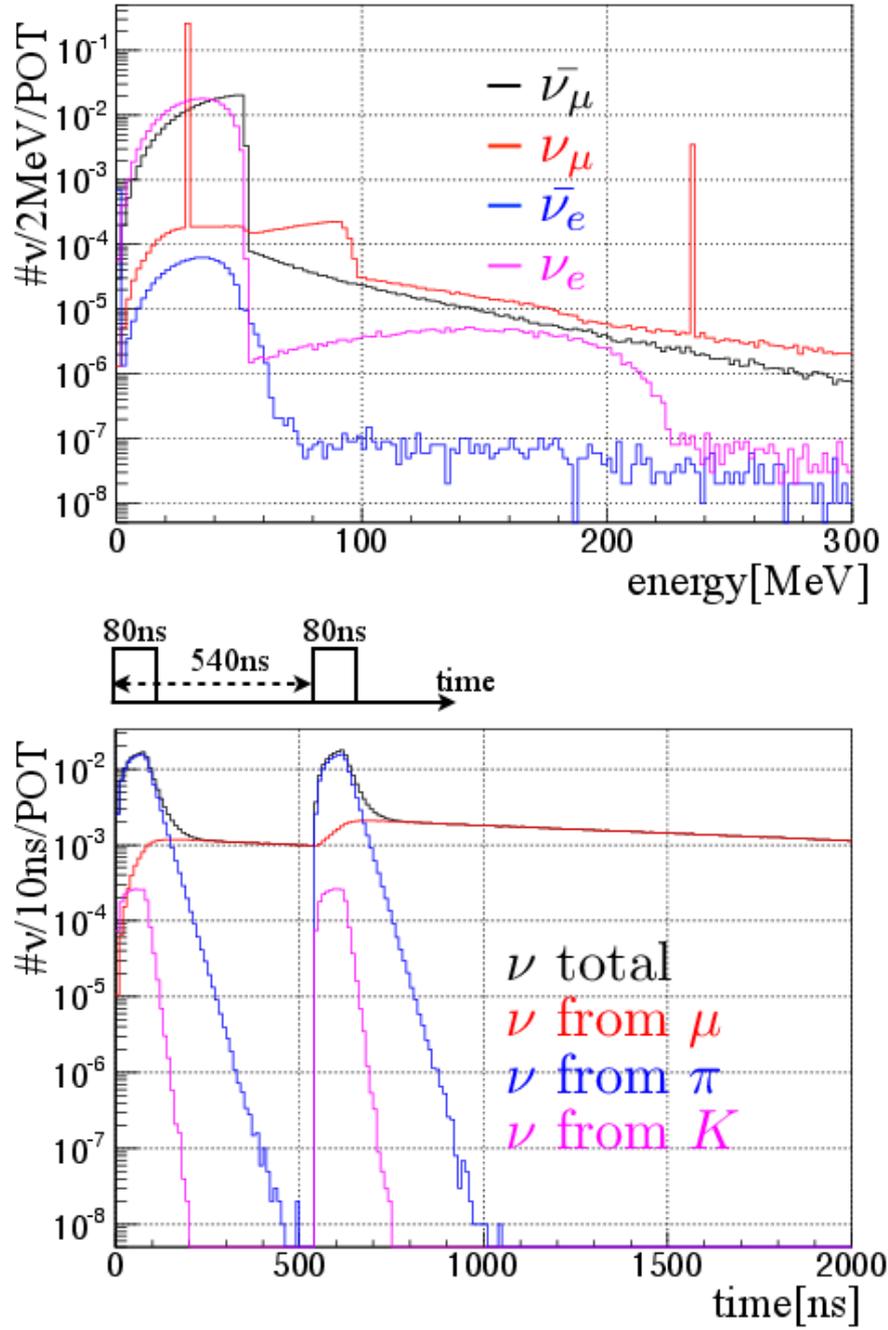


図 2.5: Geant4 で見積もった  $\pi$  や  $K$  からのニュートリノ量

$$\frac{d\Gamma}{dE_{\bar{\nu}_\mu}} \sim E_{\bar{\nu}_\mu}^2 \left( 3 - 4 \frac{E_{\bar{\nu}_\mu}}{m_\mu} \right) \quad (2.2)$$

また、2世代間の振動確率は1.1章より、式2.3で表される。

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

式2.2の関数で1MeV/binのヒストグラムを作り、bin毎に検出に利用する逆 $\beta$ 崩壊反応(2.3章参照)の反応断面積をかけ2世代間のニュートリノ振動確率(式2.3)をかけると、振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルが得られる。

また本実験では、振動後の反電子ニュートリノと区別出来ない背景事象として $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ が存在する。式2.4は $\mu^-$ の崩壊過程である。

$$\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-; \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.4)$$

$\mu^-$ のDARからの $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは三体崩壊であるため、 $\mu^+$ のDARから生成される $\bar{\nu}_\mu$ 同様よく理解されており、

$$\frac{d\Gamma}{dE_{\nu_e}} \sim E_{\nu_e}^2 \left( 1 - 2 \frac{E_{\nu_e}}{m_\mu} \right) \quad (2.5)$$

で表される。そこで $\mu^+$ からの $\bar{\nu}_\mu$ の $\nu_e$ への振動後のエネルギースペクトルと $\mu^-$ のDARからの $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを基線:L=24mで比較した。比較には、振動パラメータの例として、

$$\Delta m^2 = 0.5, 2.5, 3.5, 5.5 eV^2 \quad (2.6)$$

を用いた。図2.6が振動後の事象と背景事象のエネルギースペクトルの比較した図である。赤のヒストグラムが $\bar{\nu}_\mu$ からの $\bar{\nu}_e$ への振動信号、青のヒストグラムが $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$ を表している。図2.6のように、振動信号と背景事象のエネルギースペクトルが異なっているため、これらを区別出来る。図2.6に示したエネルギースペクトルは、既に逆 $\beta$ 崩壊後の陽電子のエネルギーに直してある(2.3章参照)。さらに、ヒストグラムの各binに本実験で仮定した25t検出器のエネルギー分解能 $15\%/\sqrt{E(MeV)}$ の誤差をつけ、検出器の応答まで含めた先発信号のエネルギースペクトルとした。また、各ヒストグラムは表2.11の本実験で期待されるイベント数で規格化した。(期待されるイベント数については2.8.4章参照)

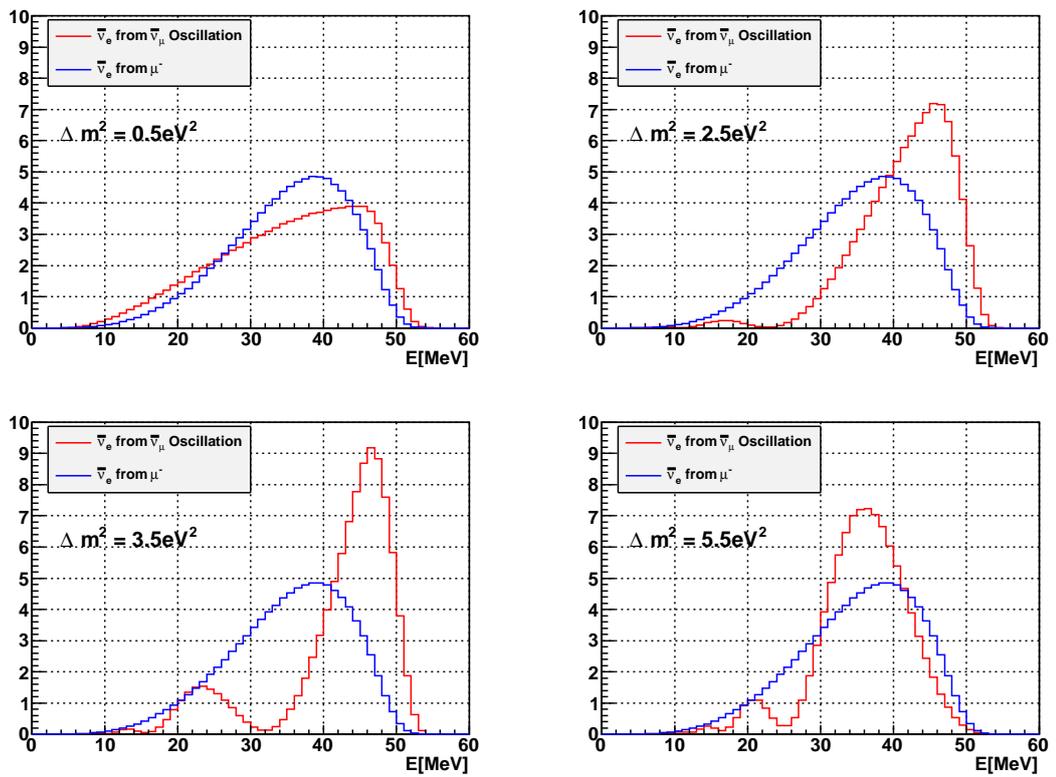


図 2.6: 基線 24m での各  $\Delta m^2$  の時の先発信号の比較。赤: $\bar{\nu}_\mu$  からの  $\bar{\nu}_e$  への振動信号のエネルギースペクトル、青: $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のエネルギースペクトル。

## 2.3 反電子ニュートリノ検出原理

本実験では、振動後の  $\bar{\nu}_e$  が Gd 入り液体シンチレータ中で自由水素と起こす逆  $\beta$  崩壊反応を利用した遅延同時計測法でニュートリノを検出する。遅延同時計測によって、測定時の背景事象となる宇宙線  $\mu$  や環境  $\gamma$  線のような single バックグラウンドを除去する事が可能となる。式 2.7 に逆  $\beta$  崩壊反応の反応式と式 2.8 に逆  $\beta$  崩壊反応の反応断面積を、また図 2.7 に逆  $\beta$  崩壊反応の模式図を示す。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{IBD} &= \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) \sqrt{1 - \frac{2Q}{E_\nu} + \frac{Q^2 - m_e^2}{E_\nu^2}} \theta(E_\nu - Q) \\ &\sim 9.3 \times 10^{-48} E_\nu^2 (\text{MeV}) m^2 \end{aligned} \quad (2.8)$$

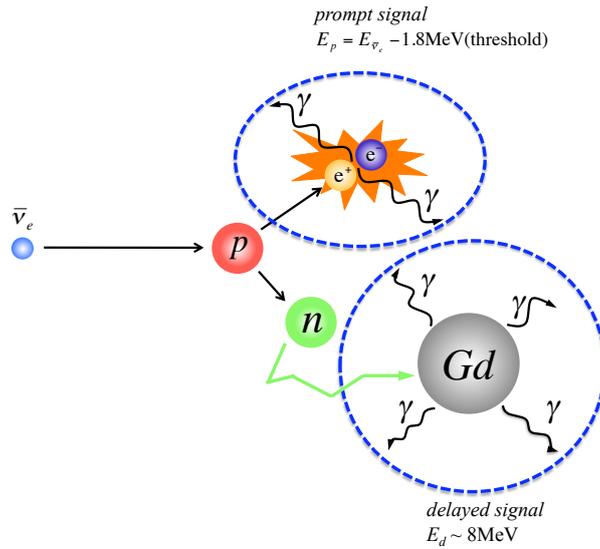


図 2.7: 逆  $\beta$  崩壊反応

### 1. 先発信号

$\bar{\nu}_e$  は液体シンチレータ中で式 2.7 の通り検出器内の陽子と逆  $\beta$  崩壊を起こして陽電子と中性子を生成する。陽電子は液体シンチレータ中で運動エネルギーを落とし、液体シンチレータ中の電子と対消滅を起こし  $\gamma$  線を 2 本生成する。中性子の反跳エネルギーを  $E_n$  とすると、陽電子の落とすエネルギーは、式 2.9 で表される。式 2.9 において  $E_{th}$  は逆  $\beta$  崩壊反応の閾値、 $E_\gamma$  は対消滅で失った質量を表す。

$$E_{prompt} = E_{\bar{\nu}_e} - E_{th}(1.8MeV) - E_n + E_\gamma(1.022MeV) \quad (2.9)$$

## 2. 後発信号

式 2.7 で生成された中性子は液体シンチレータ中で陽子と衝突し、運動エネルギーを失い熱中性子となる。この熱中性子が Gd に捕獲されると計 8MeV の  $\gamma$  線を 3,4 本に分けて放出する。Gd による中性子捕獲の時間は液体シンチレータ中の Gd の濃度によるが、他の Gd 入り液体シンチレータを用いた実験では数十  $\mu s$  とされており、本実験では 27 $\mu s$  とした。

$$E_{delayed} = \Sigma E_\gamma \sim 8MeV \quad (2.10)$$

## 2.4 本実験での主な背景事象

本実験で振動信号の逆  $\beta$  崩壊を利用した遅延同時計測のセレクションにかかる背景事象は次の 2 つに分類される。

### Correlated バックグラウンド

ある一連の反応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ため、先発信号と後発信号の間に時間相関を持つような背景事象。

### Accidental バックグラウンド

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ため、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

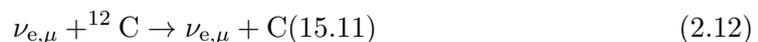
#### 2.4.1.1 $\nu_e$ の荷電カレント反応

陽電子が偽先発信号を作り、 $N^*$  が  $N_{g.s}$  へと遷移する際の  $\gamma$  線が偽後発信号を作る。偽後発信号のエネルギースペクトルのエンドポイントは 17MeV。



#### 2.4.1.2 原子核との中性カレント反応

active なニュートリノは全て原子核と中性カレント反応を起こす。 $(\nu_{e,\mu} + X \rightarrow \nu_{e,\mu} + X')$  今回の実験では、式 2.12 発生する 15.11MeV の  $\gamma$  が偽後発信号を作る。



## 2.4.2 $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$

$\mu^+$  の崩壊で生成される  $\nu_e$  が検出器内の  $^{12}\text{C}$  と反応して  $^{12}\text{N}$  と電子を作るイベントが先発信号をつくる。さらに、式 2.14 と式 2.14 で表されるこの反応は 95% で基底状態の窒素が生成された後、陽電子を出して崩壊する。 $^{12}\text{N}_{g.s.}$  の崩壊の endpoint は 16MeV、寿命が 16ms であるため、後発信号を作る。そのため、このイベント数を同様にエネルギースペクトルから見積もった。

$$\text{prompt signal : } \nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow e^- + ^{12}\text{N}_{g.s.} \quad (2.13)$$

$$\text{delayed signal : } ^{12}\text{N}_{g.s.} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e \quad (2.14)$$

### 2.4.2.1 $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$

$\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  は、親となる  $\mu^-$  が水銀ターゲット周りの重い原子核によって捕獲されて  $10^{-3}$  程度落ちる。しかし、観測したい振動後の信号には式 2.3 で表される振動確率  $\sin^2(2\theta) \sim 10^{-3}$  がかかるため、 $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  が支配的な背景事象となる。そのため、2.8.3 章でこのイベントの背景事象量を計算する。

### 2.4.2.2 ビーム由来高速中性子

過去に行われた MLF1 階の BL13 で行われた背景事象測定で遅延同時計測の背景事象となるイベントが観測された。200MeV 以上の運動エネルギーを持った中性子が検出器内に入ると式 2.15 の反応を起こす。

$$\text{beam n}(E \geq 200\text{MeV}) + \text{C or H in LS} \rightarrow \text{X} + \text{charged } \pi + \text{n} \quad (2.15)$$

このとき生成された charged  $\pi$  が  $\pi - \mu$  decay chain ;  $\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$ ;  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  と崩壊したときの Michel e が偽先発信号となり、式 2.15 で同時に生成された中性子が Gd に熱中性子捕獲されたときに出すガンマ線が偽後発信号となって遅延同時計測の背景事象となる。この背景事象測定で実際の検出器設置候補地でこのビーム由来高速中性子のイベントレートを測る事が一つの目的となっている。

### 2.4.2.3 宇宙線由来の高速中性子

宇宙線は建物のコンクリートや鉄シールド内で核破砕を起こして高速中性子を作る。この高速中性子が検出器内に入って陽子反跳を起こし（偽先発信号）、さらにその高速中性子が熱化して中性子捕獲される（偽後発信号）と、振動信号の Correlated な背景事象となる。[13]

### 2.4.3 Accidental バックグラウンド

表 2.9 の本実験でのセレクション条件から先発信号のエネルギー領域は  $20 < E < 60 \text{ MeV}$ 、後発信号のエネルギー領域は  $7 < E < 12 \text{ MeV}$  である。このセレクションに入る背景事象として、先発信号には宇宙線由来ガンマ線。後発信号にはビーム由来ガンマ線とビーム由来中性子がある。先発信号と後発信号のいずれかが表 2.9 のセレクションに入ると Accidental バックグラウンドとなる。

先発信号	後発信号
宇宙線由来ガンマ線	ビーム由来ガンマ線 ビーム由来中性子

表 2.6: Accidental バックグラウンドの組成

#### 2.4.3.1 Accidental バックグラウンドの先発信号

##### 宇宙線由来ガンマ線

宇宙線が建物のコンクリート内で核破砕を起こすと高速中性子とともにガンマ線も作られる。このガンマ線のうち  $20 < E < 60 \text{ MeV}$  のエネルギーを持っていると偽先発信号を作る。

#### 2.4.3.2 Accidental バックグラウンドの後発信号

##### ビーム由来ガンマ線

ビーム由来の高速中性子がコンクリートや遮蔽体によってエネルギーを失い、熱中性子となる。この熱中性子が検出器周りのコンクリートを組成している原子核に捕獲された際に出すガンマ線が検出器内に入り偽後発信号を作る ( $7 < E < 12 \text{ MeV}$ )

##### ビーム由来高速中性子

ビーム由来の高速中性子が検出器内でエネルギーを失い、熱中性子になると検出器内で中性子捕獲される。この中性子捕獲で出すガンマ線が偽後発信号を作る。(Gd による中性子捕獲のため、ニュートリノ信号と同じ  $8 \text{ MeV}$  単一のエネルギーを持つ)

#### 2.4.4 遅延同時計測の背景事象まとめ

25t 検出器を用いた本実験での遅延同時計測の背景事象の偽先発信号と偽後発信号を表 2.7 にまとめた。今回行った背景事象測定では、これらのうちビーム由来高速中性子と宇宙線由来高速中性子、Accidental バックグラウンドのイベントレートの測定を行った。

背景事象	偽先発信号	偽後発信号	Comment
$\bar{\nu}_e$ from $\mu^-$	$e^+$	中性子捕獲ガンマ線	
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	$e^-$	$N_{g.s.} \rightarrow ^{12}\text{C}$ の崩壊からの $e^+$	
ビーム由来高速中性子	Michel e	中性子捕獲ガンマ線	今回測定
宇宙線由来高速中性子	proton recoil	中性子捕獲ガンマ線	今回測定
Accidental バックグラウンド	宇宙線由来ガンマ線	ビーム由来ガンマ線 ビーム由来中性子	今回測定

表 2.7: 本実験での遅延同時計測の背景事象まとめ

## 2.5 本実験検出器

図 2.8 が現在の検出器デザインである。外側に直径 4.4m、高さ 4.4m で体積  $70\text{m}^3$  のステンレス製の円柱型タンクを使用しており、その中に直径 3.4m、高さ 3.4m、体積にして  $31\text{m}^3$  のアクリル製の容器が入っている。このタンクを 25t の Gd 入り液体シンチレータ (Gd-LS 層) で満たす。アクリル容器の上部にはエネルギーキャリブレーション用ポートを取り付ける。これらのアクリル容器とステンレス製タンクの間は  $36\text{m}^3$  の Gd の入っていない液体シンチレータ (LS 層) で満たす。さらに、LS 層をブラックシートで 2 層に分け、内側を buffer 層、外側を veto 層とする。この時の液体シンチレータの比重と光量を Gd 入り液体シンチレータと揃えておく事で、LS 層でも線や陽電子による発光が Gd-LS 層と同じ発光量で起きる。これによって、Gd-LS 層でエネルギーを落とし切らなくても LS 層中でエネルギーを落とすのでより多くの中性子捕獲ガンマ線のエネルギーを再構成出来るようになる。Gd-LS 層と buffer 層の発光は 150 本の 10inch PMT で捉え、veto 層での発光は 5inch PMT で捉える。

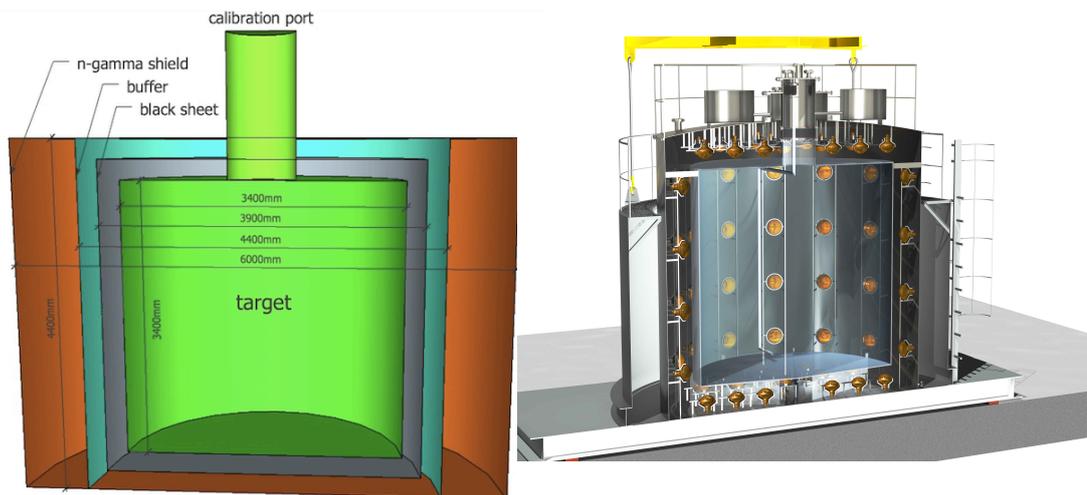


図 2.8: 本実験の 25t 検出器デザイン。この検出器を 2 基建設し計 50t の検出器を設置予定

### 2.5.1 液体シンチレータ

反電子ニュートリノを観測するためには、逆 $\beta$ 崩壊反応と中性子捕獲による遅延同時計測法が利用される。(2.3章参照)そのため、本実験ではGd入りの液体シンチレータを使用する。

後発信号のGdによる中性子捕獲では、ガンマ線を平均3本出し、これらの総エネルギーが8MeVとなる。この8MeVが2-3MeVの環境ガンマ線より大きい事、また、熱中性子によるガンマ線は検出器内で一様に発光するのに対し、環境ガンマ線は検出器外側で発光するため、イベントの発生位置からも環境ガンマ線による低エネルギーな背景事象を取り除く事を可能である。また、Gd濃度が0.1%では中性子捕獲による中性子の寿命が $27\mu\text{s}$ となり、この寿命の短さからもAccidentalバックグラウンドも減らす事が可能となっている。

今回液体シンチレータの候補としてSNO+でR&Dが行われたLinear alkylbenzene(LAB)を使用する。LABは、ベンゼン環に直鎖型のアルキル基がついた構造をしており、同様のニュートリノ実験でよく使われているプソイドクメンと光量も近く、さらに引火点がプソイドクメンよりも高いため、安全性が高い。現在行われている原子炉ニュートリノ実験(Daya BayやRENO)でもGd入りの液体シンチレータが利用されており、LABはGdを溶かしても安定性が高い事が期待される。また、光量、透過率の点からも本実験での利用が期待されている。

実際に、減衰長およそ20m、光量10,000optical photons/MeVの0.1%濃度のGd-LSを用いたDaya Bayでは、逆ベータ崩壊反応を検出する事で原子炉ニュートリノ振動の観測に成功し、2012年にニュートリノ混合角 $\theta_{13}$ の測定結果の発表を行っている。

### 2.5.2 光電子増倍管

液体シンチレータ中の発光を光電子増倍管(PMT:photomultiplier tube)で検出する。PMTにはDoubleChoozやRENOでもパラフィンオイル中で用いられている低ノイズ10inch PMT(HPK-R7801MOD-ASSY)を使用する。図2.9に写真(図中左)と図面(図中右)を示した。[18]このPMT150本でbuffer層とLS層のシンチレーション光を検出する。

表2.5.2にこのPMTの性能を記載した。[13, 18]また、PMTの光電面で生成された光電子は地球の地磁気によって軌道が変わり、PMTのゲインが低下する。この地磁気によるゲインの低下を抑えるために $\mu$ メタルをPMTの周りに取り付ける。

図2.10は浜松ホトニクスで測定した入射波長毎のPMTの量子効率である。この図から波長420nmで最も量子効率が高い事が分かる。

今回の感度計算の際にエネルギー分解能は式2.16を仮定した。また、現在の検出器デザインでは、12%のphoto coverageである。

$$\frac{\sigma E}{E} < \frac{15\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}} \quad (2.16)$$

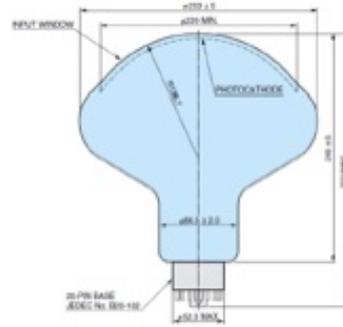


図 2.9: 左:Double Chooz で使用している PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の写真 右: 同 PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の図面

量子効率 × 集光率	23%
TTS	2.9ns FWHM
dark rate(Threshold 1/4 p.e)	4kHz(typical) 8kHz(Max)
peak valley ratio	2.8
$10^7$ gain を与える HV	+1500V
波長感度	300nm ~ 650nm
ピーク波長感度	420nm
直径	253mm

表 2.8: PMT(HPK-R7801MOD-ASSY) の性能表

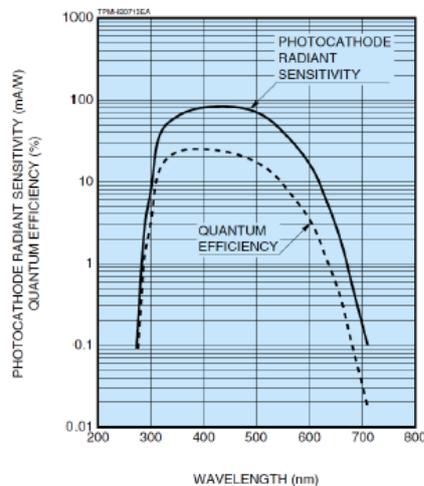


図 2.10: 浜松ホトニクスが測定した HPK-R7801MOD-ASSY の入射波長毎の量子効率

## 2.6 検出器設置候補地

図 2.11 の左図が MLF 建家の外観図である。図 2.11 中の赤矢印が陽子ビームを表し、紫で示される所に水銀ターゲットがある。この水銀ターゲット付近で反ニュートリノが生成される。図 2.11 の右図が MLF 建屋内を上面図を表す。現在の検出器設置候補地は図 2.11 の右図中の赤で示される point2 であり、水銀ターゲットからの基線 24m に位置している。2014 年 4 月から 7 月まで行った背景事象測定では、図 2.11 の右図中の point1,2,3 で各 2 週間ずつ測定を行った。背景事象測定の結果 (3 章) とニュートリノ数を稼ぐため基線を出来るだけ短くしたいとの理由から point2 を現在の検出器設置候補地とした。また、MLF 建家の入り口の大きさの制限から 1 基 25t の検出器を 2 基設置し、総体積で 50t の有効体積とする。

## 2.7 本実験でのセレクション条件

まず、表 2.9 に本実験でのセレクションとカット条件をまとめた。[13] ここでは、各セレクションについて説明する。

### 2.7.1 $\Delta VTX_{OB-prompt}$ Cut

Correlated バックグラウンドとなるビーム由来の中性子による Michel e (2.4.2.2 章参照) は、ビームのオンバンチタイミングに中性子によって生成される  $\pi^+$  の信号を持つ。これをオンバンチ信号と定義する。このオンバンチ信号と先発信号である Michel

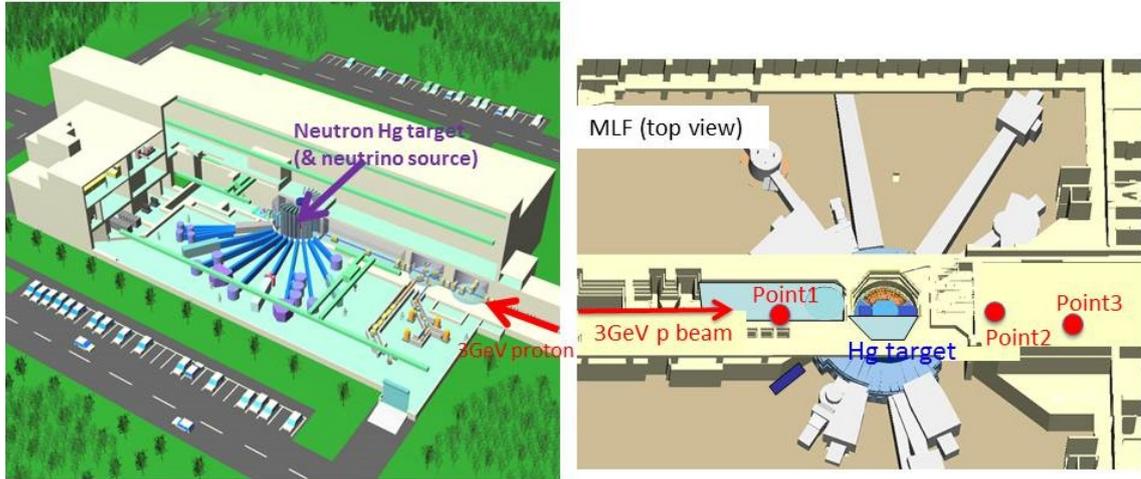


図 2.11: 左:MLF 建家外観、右:MLF 建屋内の上図。図中赤丸が今回の背景事象測定点

selection	cut 条件
先発信号の $\Delta t$ cut	$1.0 \leq \Delta t_{\text{prompt}} \leq 10 \mu s$
先発信号の Energy cut	$20 \leq E_{\text{prompt}} \leq 60 \text{ MeV}$
後発信号の $\Delta t$ cut	$\Delta t_{\text{prompt}} \leq \Delta t_{\text{delayed}} \leq 100 \mu s$
後発信号の Energy cut	$7 \leq E_{\text{delayed}} \leq 12 \text{ MeV}$
先発信号と後発信号の $\Delta VTX$ cut	$\Delta VTX_{\text{prompt-delayed}} \leq 60\text{cm}$
オンバンチ信号と先発信号の $\Delta VTX$ cut	$\Delta VTX_{\text{OB-prompt}} \leq$
オンバンチ信号と後発信号の $\Delta VTX$ cut	$\Delta VTX_{\text{OB-delayed}} \leq 110\text{cm}$
Lifetime Corr.	(Likelihood < 11)
Multiplicity Cut	delayed signal の数 < 2

表 2.9: 本実験でのカット条件

eには検出器内のイベント発生位置に相関を持つ。一方、ニュートリノ信号は、ターゲット近くで崩壊した $\mu$ のDARから生成されて検出器に入るため、オンバンチ信号を持たず、オンバンチ信号は偶発的に起きるイベントとなる。よって、ニュートリノ信号はオンバンチ信号との位置相関を持たない。そのため、オンバンチ信号と先発信号の $\Delta VTX$ によるCutでビーム由来の中性子によるMichel eを排除する事が出来る。これを $\Delta VTX_{OB-prompt}$  Cutと定義する。MCシミュレーションから $\Delta VTX_{OB-prompt}$  CutのEfficiencyを見積もった。図2.12にニュートリノ信号(赤)とビーム由来の高速中性子(黒)のそれぞれとオンバンチ信号との $\Delta VTX_{OB-prompt}$ 分布を示した。この図から $\Delta VTX_{OB-prompt}$  Cutのビーム由来高速中性子に対するrejection factorとして全イベント数に0.01が掛かる。

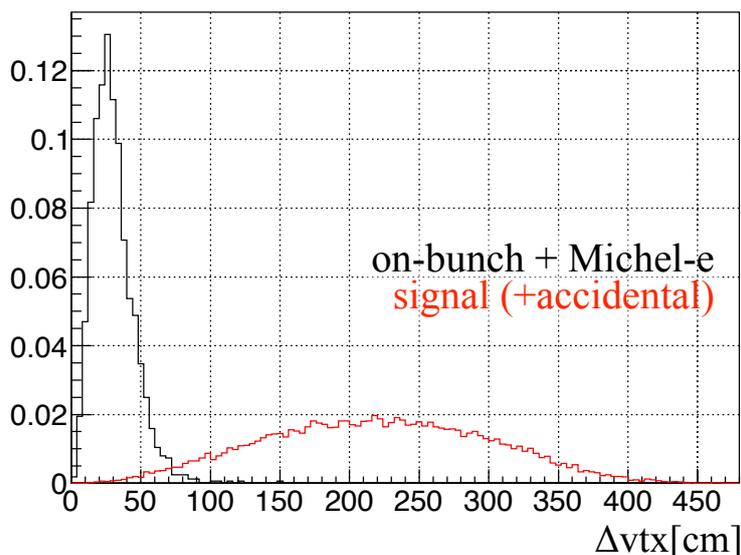


図 2.12: MCシミュレーションによるオンバンチイベントと先発信号の $\Delta VTX_{OB-prompt}$ 分布。黒：ビーム由来高速中性子、赤：ニュートリノ信号

### 2.7.2 $\Delta VTX_{OB-delayed}$ Cut

ビーム由来の高速中性子が検出器内に入って検出器内でエネルギーを失い、熱中性子として捕獲されガンマ線を出すとAccidentalバックグラウンドの後発信号となる。このイベントはオンバンチタイミングに陽子反跳によるオンバンチ信号を持っており、オンバンチと位置相関を持っている。一方、ニュートリノ信号はオンバンチ信号を持たないためオンバンチ信号と後発信号の $\Delta VTX_{OB-delayed}$ によるCutが使える。これを $\Delta VTX_{OB-delayed}$  Cutと呼ぶ。そこで、MCシミュレーションから $\Delta VTX_{OB-delayed}$  CutのEfficiencyを見積もった。図2.13にビーム由来高速中性子(赤)とニュートリノ信号(青)の $\Delta VTX$ 分布を示した。これから、ビーム由来高速中性子のrejection factorとして0.026が掛かる。

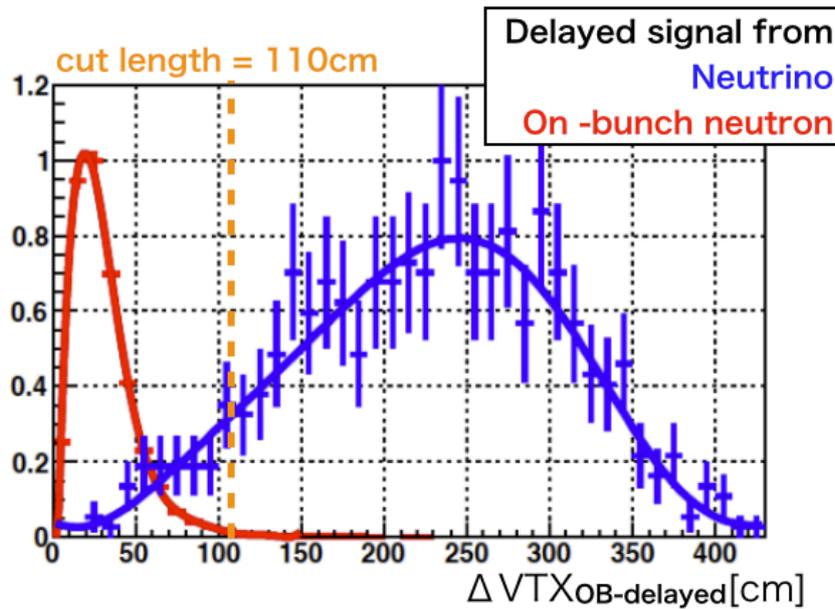


図 2.13: オンバンチイベントと後発信号の  $\Delta VTX_{OB-delayed}$  分布。赤：ビーム由来高速中性子、青：ニュートリノ信号

### 2.7.3 LifeTime Cut

ニュートリノ信号は、ビームタイミングと時間相関を持つ。先発信号が  $\mu$  の寿命  $2.2\mu s$ 、後発信号が中性子捕獲までの時間  $27\mu s$  の寿命をもつ。これを表したものが図 2.14 上である。(2bunch の陽子ビームのタイミングから exponential の時定数  $2.2\mu s$  で減衰するヒストグラム (a)、2bunch の陽子ビームのタイミングから exponential の時定数  $27\mu s$  で減衰するヒストグラム (b)) 一方、Accidental バックグラウンドのうちガンマ線はビームタイミングとの時間相関を持たず、偶発的に検出器内で反応する。また、中性子は中性子捕獲されるためニュートリノ信号の後発信号と同じ時定数を持つ。そこで、図 2.14 の下図 (c),(d),(e) に横軸先発信号、縦軸後発信号にしてこれらの相関を見た。(c) はニュートリノ信号、(d) は先発、後発信号ともにガンマ線、(e) は先発信号がガンマ線、後発信号が中性子の時間相関を表す。これらの図より、ニュートリノ振動には強い時間相関が見られるがガンマ線同士には時間相関は見られない。この事を利用して先発信号と後発信号でそれぞれに Life Time Cut をかける事が出来る。

### 2.7.4 multiplicity cut

ビーム由来の高速中性子が検出器内で起こす式 2.15 のハドロン反応で生成される熱中性子の数は高速中性子が持っている運動エネルギーに依存する。この数を MC シミュレーションから見積もった。図 2.15 の左図は、ビーム由来の高速中性子の運動エネルギーと検出器内で起きる中性子捕獲の数の相関図である。図 2.15 の左図からビーム由来の高速中性子の運動エネルギーが  $200MeV$  から熱中性子捕獲が観測されているため、ビーム由来の高速中性子の運動エネルギーが  $200MeV$  以上になると、式 2.15 の

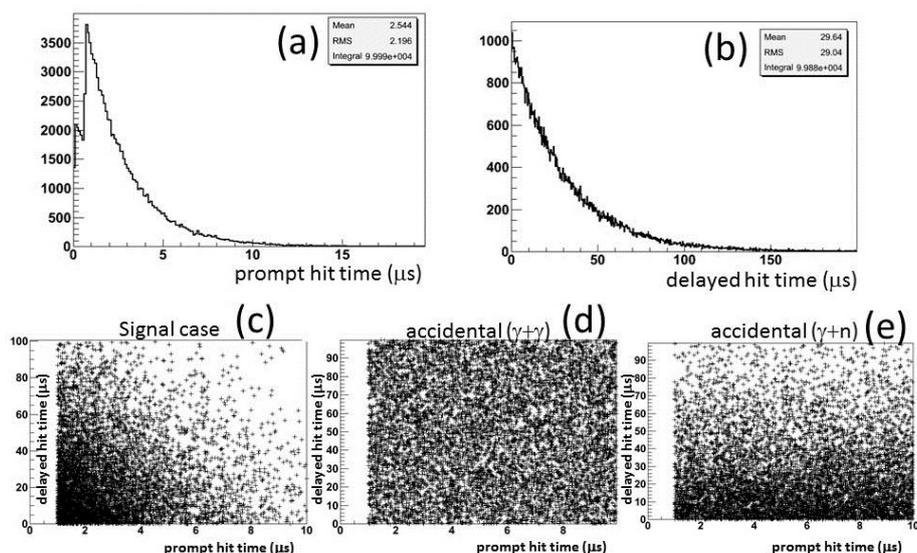


図 2.14: 上列図: 左: 先発信号の時間分布、右: 後発信号の時間分布。下列図:  $T_{\text{prompt}}$  vs  $T_{\text{delayed}}$  分布。左: 先発信号と後発信号がともに上図のような寿命を持っていた場合、中図: 先発信号、後発信号ともにガンマ線の場合、右図: 先発信号がガンマ線、後発信号が中性子の場合

ハドロン反応が起き始めると予想される。図 2.15 の右図は、検出器内に入射したビーム由来高速中性子の運動エネルギー毎の熱中性子捕獲が起きたイベントの内イベント数が 1 の割合を示している。図 2.15 の右図から後発信号の中性子捕獲の信号数を 1 と要請するとビーム由来の高速中性子を 1/20 まで落とせる。

### 振動信号の同定

本実験では、 $\bar{\nu}_\mu$  の  $\bar{\nu}_e$  への振動を観測するため、もとの  $\bar{\nu}_\mu$  のイベントレートを正確に知る事が必要とされる。このイベントレートの誤差が大きいと感度が悪くなってしまう。そこで、本実験では振動を見ると同時に式 2.1 の崩壊で  $\bar{\nu}_\mu$  と同時に生成される  $\nu_e$  の反応

$$\nu_e + C \rightarrow e^- + N_{g.s} \quad (2.17)$$

のイベントレートを測定する事で  $\bar{\nu}_\mu$  のイベントレートを直接測定出来る。この反応の先発信号は電子による電離であり、後発信号は  $N_{g.s}$  の  $\beta$  崩壊による陽電子による電離となる。

これより、 $\nu_e$  の反応  $\nu_e + C \rightarrow e + N_{g.s}$  の反応についてもセレクションを表 2.7.4 に記載した。比較のため振動信号のセレクションも載せた。

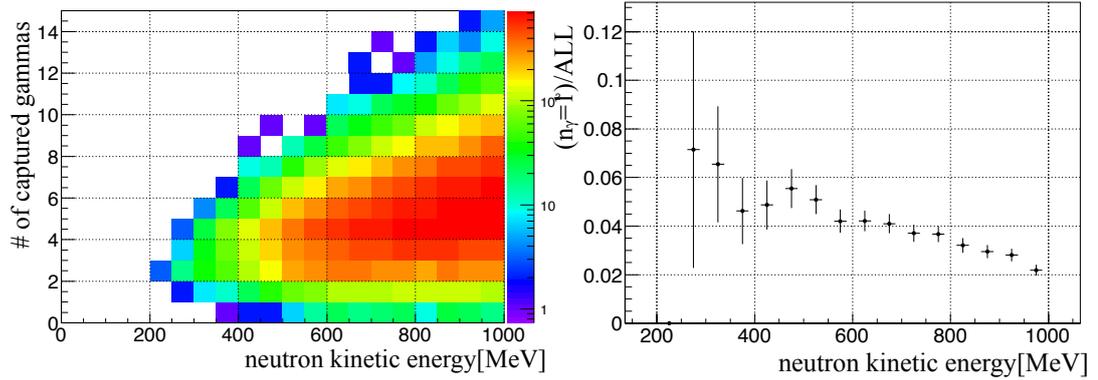


図 2.15: 左：ビーム由来高速中性子の運動エネルギーとその中性子が起こすハドロン反応の後に生成する中性子の数の相関、右：ビーム由来高速中性子のエネルギー毎の熱中性子捕獲数が 1 の割合

	先発時間	先発エネルギー	後発時間	後発エネルギー
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation	1-10 $\mu$ s	0-53MeV	10-100 $\mu$ s	8MeV
$\nu_e C \rightarrow e N_{g.s}, N_{g.s} \rightarrow C e^+ \nu_e$	1-10 $\mu$ s	0-37MeV	100 $\mu$ s-10ms	0-16MeV

表 2.10:  $\nu_e + C \rightarrow e^- + N_{g.s}$  の信号のエネルギー領域と時間窓

## 2.8 本実験での振動信号事象数とその背景事象数

### 2.8.1 振動信号

まず、本実験で期待される振動信号のイベント数を  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギー分布と逆ベータ崩壊の反応断面積から計算した。 $\mu$  の崩壊からの  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギー分布は式 2.18 で表される。このエネルギー分布に式 2.19 で表される逆  $\beta$  崩壊反応の反応断面積と式 2.3 で示されるニュートリノ 2 世代間の振動確率をかけて、さらに、中性子の運動エネルギーを引いたものを振動信号のエネルギースペクトルとする。

$$\frac{d\Gamma}{dE_{\bar{\nu}_\mu}} \sim E_{\bar{\nu}_\mu}^2 \left( 3 - 4 \frac{E_{\bar{\nu}_\mu}}{m_\mu} \right) \quad (2.18)$$

$$\sigma_{IBD} \sim 9.3 \times 10^{-48} E_\nu^2 (\text{MeV}) m^2 \quad (2.19)$$

式 2.18 で表される  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギー分布を図示したものが図 2.16 の左、式 2.18 で表される逆  $\beta$  崩壊の反応断面積を図示したものが図 2.16 の右である。よって、エネルギー分解能  $15\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  を考慮すると、逆  $\beta$  崩壊反応後の陽電子のエネルギースペクトルが図 2.17 の右、中性子のエネルギースペクトルが図 2.17 の左となる。

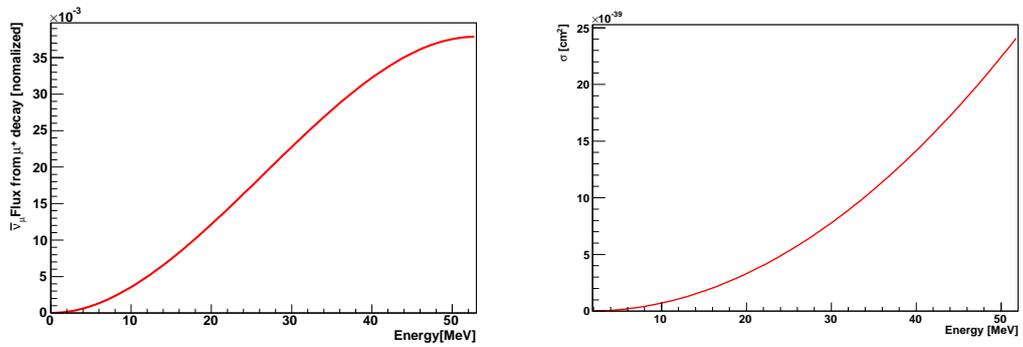


図 2.16: 左:  $\mu$  の崩壊からの  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギー分布、右: 逆  $\beta$  崩壊の反応断面積

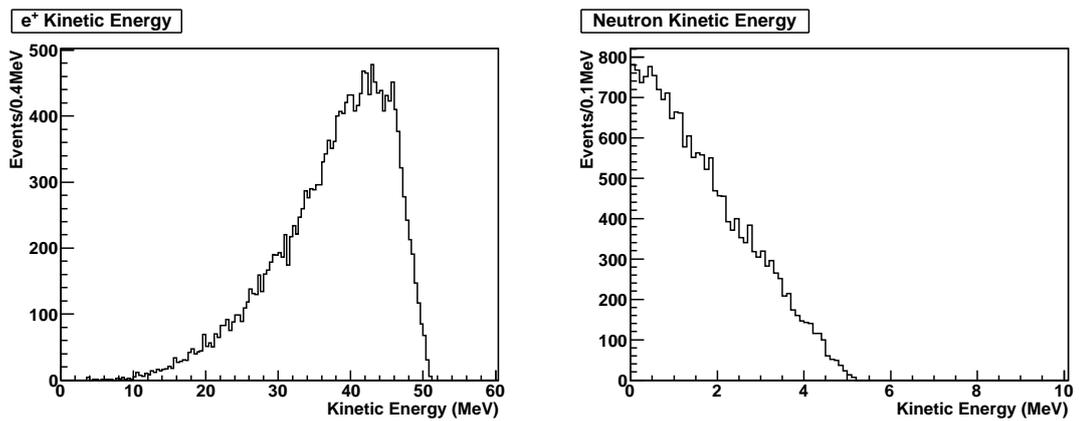


図 2.17: 左: 陽電子 (先発信号) のエネルギースペクトル。右: 中性子のエネルギースペクトル

### 2.8.2 $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$

先発信号： $\mu^+$  からの  $\nu_e$  のエネルギー・スペクトルは式 2.20 で表される。式 2.20 を図示すると図 2.18 の左図になる。また、式 2.14 の反応断面積は、式 2.21 で書かれ、図示すると図 2.18 の右図になる。

$$\frac{d\Gamma}{dE_{\nu_e}} \sim E_{\nu_e}^2 \left(1 - 2\frac{E_{\nu_e}}{m_\mu}\right) \quad (2.20)$$

$$\sigma = 2.5 \times 10^{-48} (E_\nu - 15.9)^2 \quad (2.21)$$

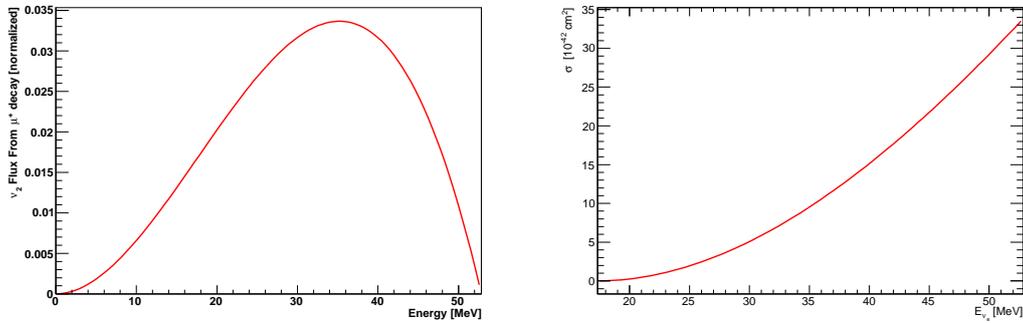


図 2.18: 左： $\mu^+$  の崩壊からの  $\nu_e$  のエネルギー・スペクトル、右： $\mu^+$  の崩壊からの  $\nu_e$  のエネルギー毎の反応断面積

後発信号となる窒素の崩壊後の陽電子のエネルギー・スペクトルの式は 2.22 となる。ここで、エネルギー・分解能  $15\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  を考慮すると、先発信号の背景事象となる電子のエネルギー・スペクトル (図 2.19 左) と後発信号となる陽電子のエネルギー・スペクトル (図 2.19 右) が得られる。

$$\frac{dN}{dE_e} = P_e E_e (E_{max.} - E_e)^2 \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \quad (2.22)$$

ここで、

$$\eta = \frac{Z\alpha}{\beta_e} \quad (2.23)$$

### 2.8.3 $\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$

$\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー・スペクトルは式 2.24 で表され、先発信号と後発信号は振動信号と同じであるため、反応断面積は 2.19 である。エネルギー・スペクトルに反応断

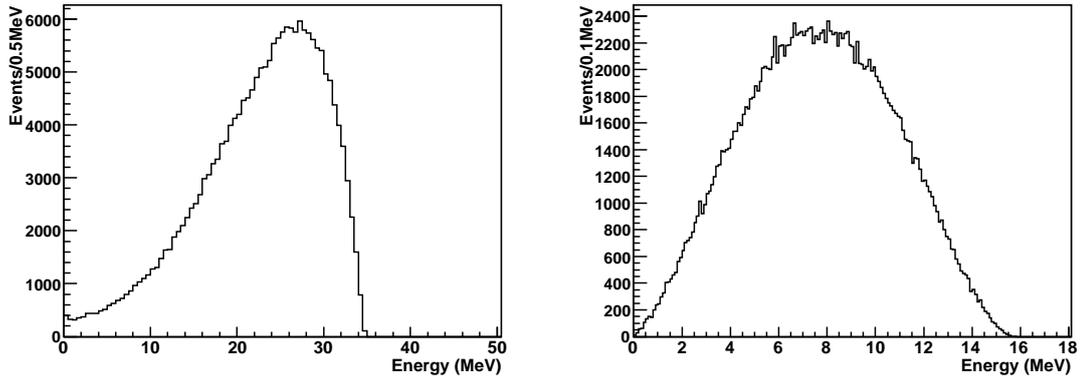


図 2.19: 左 : 先発信号となる  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$  の  $e^-$  のエネルギースペクトル、右 : 後発信号となる  $^{12}\text{N}$  の崩壊からの  $e^+$  のエネルギースペクトル

面積をかけ、エネルギー分解能  $15\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  を考慮すると、図 2.20 のエネルギースペクトルが得られる。

$$\frac{d\Gamma}{dE_{\nu_e}} \sim E_{\nu_e}^2 \left(1 - 2\frac{E_{\nu_e}}{m_\mu}\right) \quad (2.24)$$

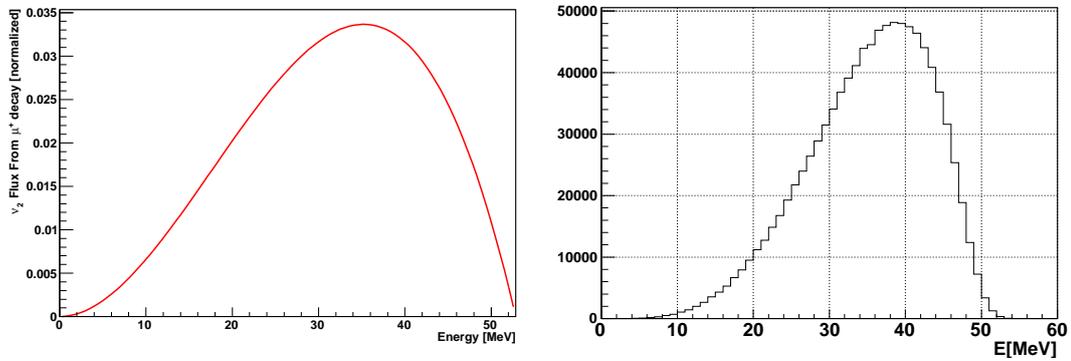


図 2.20:  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のエネルギースペクトルを表す関数、右 :  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のエネルギースペクトル

これらのエネルギースペクトルから表 2.9 の本実験のカット条件に残るイベント数を見積もった。

#### 2.8.4 各事象のイベント数まとめ

2.8 章の先発信号と後発信号のエネルギースペクトルを持ったイベントを表 2.9 のカット条件から、LSND Best Fit と本実験での Best Fit (MLF Best Fit) のそれぞれ

の振動パラメータを持つ時の振動信号数とそれに対する背景事象数をまとめた。今回の計算は、ビーム出力 1MW、基線 24m、測定期間 5 年、検出器有効体積 50t で行っている。これらのうち、ビーム由来の高速中性子 (Correlated バックグラウンド)、宇宙線由来の高速中性子 (Correlated バックグラウンド) と accidental バックグラウンドを今回、実際の検出器設置候補地で測定する。

	イベント	/5 年/50t	
Signal	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	480	$\Delta m^2 = 2.5eV^2,$ $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ (Best fit value for MLF exp.)
		342	$\Delta m^2 = 1.2eV^2,$ $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ (Best fit values of LSND)
Backgrounds	$\bar{\nu}_e$ from $\mu^-$ $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N_{g.s.}$ ビーム由来の高速中性子 宇宙線由来の高速中性子 accidental バックグラウンド	237 16	今回の測定から見積もる 今回の測定から見積もる 今回の測定から見積もる

表 2.11: 各振動パラメータの時の振動信号事象数と背景事象リスト

## 第3章 MLF3階における背景事象測定

2013年に行われた第17回 J-PARC PACにおいて我々の実験グループは、J-PARC MLFにおけるステライルニュートリノ探索実験を提案した。その際に PAC からの要請として、実際の検出器設置候補地である MLF3 階大型機器取扱室での背景事象測定が挙げられた。そのため、2014年4月から7月にかけて MLF3 階大型機器取扱室で背景事象測定を行った。

### 3.1 背景事象測定の目的

本背景事象測定は、本実験で振動後の反電子ニュートリノの信号検出のための遅延同時計測の背景事象となるイベントを実際の検出器設置候補地で直接測定する事を目的としている。今回は、特に支配的な背景事象となりうる表 2.7 中の3つの背景事象のイベントレートを 500kg の体積を持ったプラスチックシンチレータで測定した。

### 3.2 背景事象測定のための検出器

今回の MLF3 階における背景事象測定は図 3.1 のような計 500kg のプラスチックシンチレータ検出器を用いた。また、その実際の写真を図 3.2 に示す。図 3.1 中黄が検出器本体を表し、図 3.2 の左図が本体検出器の写真である。本体検出器の側面 4 面を囲むように図 3.1 の赤で示される Inner Veto を設置した。本体と Inner Veto を設置した時の写真が図 3.2 の中図である。さらに、この周りに骨組みを組み立て図 3.1 中の緑で示される Outer Veto を設置した。図 3.2 の右図が Outer Veto 設置後の検出器全体の写真になっている。

#### 3.2.1 検出器本体

検出器本体は、12本の  $11.7/16.9(\text{台形}) \times 7.6 \times 182\text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータ (1D) と 12本の  $13.7/18.8 \times 7.6 \times 182\text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータ (3D) で構成されており、一本毎に片側に 2本の 2inchPMT を取り付け計 4本で両側読み出しを行っている。データ取得には 500MHz FADC を利用した。

本実験で使用する 25t 検出器ではステンレスタンクや液体シンチレータによる中性子に対して遮蔽効果があるため、500kg プラスチックシンチレータで測定した結果は単純に表面積倍や体積倍はできない。そこで今回は、500kg プラスチックシンチレータや別途行った小さいシンチレータによる測定や東北大学での測定からエネルギー分

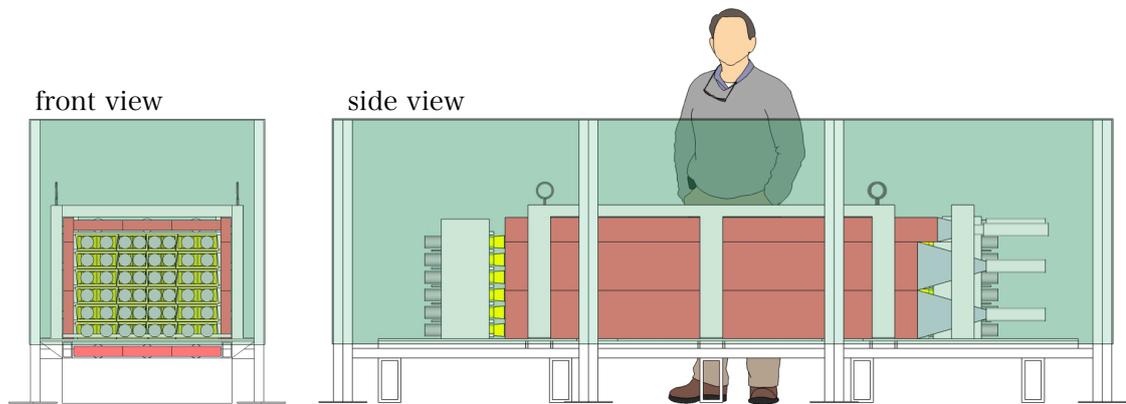


図 3.1: 背景事象測定のための 500kg 検出器。左: front view 右: side view。図中黄: 本体検出器、図中赤: Inner Veto、図中緑: Outer Veto を表す。



図 3.2: 背景事象測定のための検出器の写真。左: 本体検出器建設後の写真、中: 本体検出器と Inner Veto 設置後の写真、右: 本体検出器と Inner Veto と Outer Veto 設置後の写真

布とフラックス決めたジェネレータを用いた MC シミュレーションによって 25t 検出器の時のイベントレートを求めた。

### 3.2.2 Inner Veto

本体検出器の周り 4 面を囲むように図 3.1 中の赤で示される InnerVeto(IV) を設置した。IV には 2 本の  $10.5 \times 4.3 \times 192.0 \text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータと 10 本の  $21.0 \times 4.3 \times 182.0 \text{cm}^3$  のプラスチックシンチを使用し、各シンチレータを 2inchPMT1 本で片側で読んでいる。データの取得には 65MHz FADC を使用した。



図 3.3: IV 用シンチレータのセットアップ写真

### 3.2.3 Outer Veto

IV は、図中の検出器本体の 4 面しか覆っていないため、6 面全体を覆うように図 3.1 中の緑で示される OuterVeto(OV) を設置した。OV には、 $0.6-0.8 \times 100 \times 100 \text{cm}^3$  の正方形のプラスチックシンチレータを 8 枚と  $0.6-0.8 \times 100 \times 200 \text{cm}^3$  の長方形のプラスチックシンチレータ 4 枚を用いる。これらのシンチレータを 1.5inchPMT(H3178-02MOD) で読み出す。図 3.4 に OV に使用した 1.5inchPMT(H3178-02MOD) の写真を載せた。

正方形のシンチレータは 1 角を 1 本の PMT で読み出し (図 B.1 左)、長方形のシンチレータは片長辺の両端を 2 本の 1.5inchPMT で読み出しており (図 B.1 右)、計 16 本の 1.5inchPMT を使用した。また、検出器本体下の架台の足の間に両端に 2 枚ずつ (下側 OV) と OV の上面と側面の隙間を埋めるよう検出器上面からみて 4 角 (隙間 OV) に、 $4 \times 20 \times 90 \text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータ (図 3.6) を設置した。図 3.6 の各シンチレータを 2inchPMT(R6410,H1161) 一本で読み出している。データの取得はどちらも 65MHz FADC を使用した。



図 3.4: OV の読み出しに使用した 1.5inchPMT(H3178-02MOD) の写真

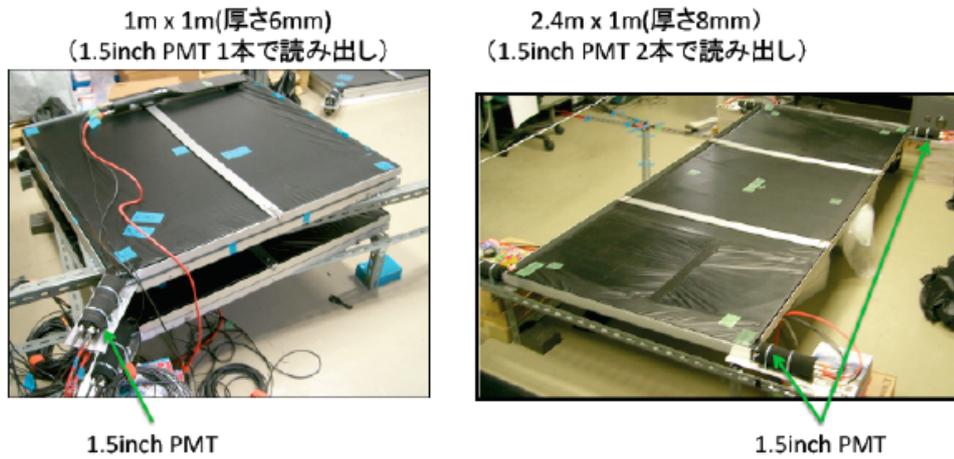


図 3.5: 側面 OV 用シンチレータのセットアップ写真。左: 厚さ  $0.6\text{-}0.8 \times 100 \times 100\text{cm}^3$  の正方形のプラスチックシンチレータ、右:  $0.6\text{-}0.8 \times 100 \times 200\text{cm}^3$  の長方形のプラスチックシンチレータ

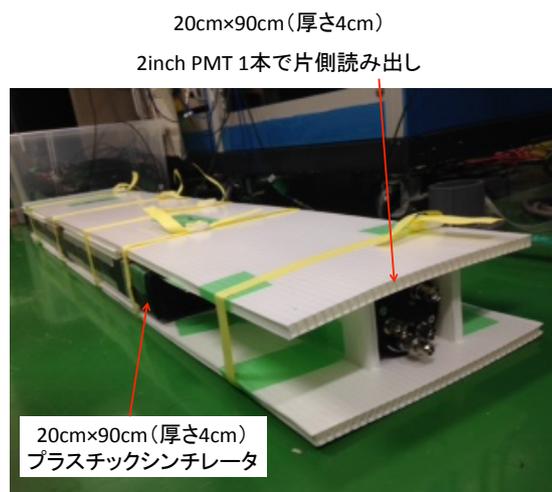


図 3.6: 下側 OV と隙間 OV 用シンチレータのセットアップ写真

### 3.3 背景事象測定点

3.2 章で述べた検出器を図 2.11 の右図の赤で示されている場所で各点 2 週間ずつ測定を行った。各点の基線は Point1 が 17m, Point2 が 24m, Point3 が 34m となっており Point1 が水銀ターゲット上流側、Point2,3 が水銀ターゲット下流側に位置しており、Point2,3 は Point1 に比べて、5m ほど高い所に位置している。今回の結果から背景事象数と基線を考慮して、Point2 を検出器設置の第一候補とした。

### 3.4 500kg 検出器の本体シンチの calibration

500kg シンチレータの calibration を宇宙線の MIP のピークを用いて行うために、図 3.7 のような 2 つ 1 組の宇宙線トリガを設置した。一本のシンチレータに関して宇宙線トリガ毎、すなわち場所毎に電荷をプロットし 2 つの exponential 関数の足し合わせで Fit する事で図 3.8 のような減衰長曲線を求めた。実際に電荷をエネルギーにする際には、両端の PMT の信号の時間差からシンチレータ内でのイベントの発生点を出し、その後位置毎の減衰長の補正を加えてエネルギーに直している。その例として、トリガシンチ毎に減衰長の補正後の電荷分布を重ねて見ると、図 3.9 の通り MIP のピークが一致した。

### 3.5 背景事象測定での Veto Efficiency の見積もり

4.1 章で述べるビーム由来の高速中性子による Michel e の解析では最終的な上限値を出す際に Michel e 以外のイベントを出来るだけ落とす必要がある。そこで、500kg 検出器のデータから veto efficiency を見積もった。まず、図 3.10 に 65MHz FADC で取得した、とある 1 イベントについての PMT からの信号の時間分布 (波形) をヒスト

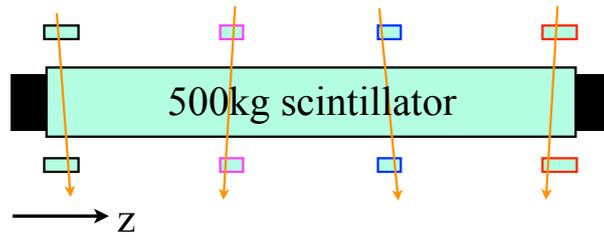


図 3.7: 500kg シンチと宇宙線トリガ設置位置図

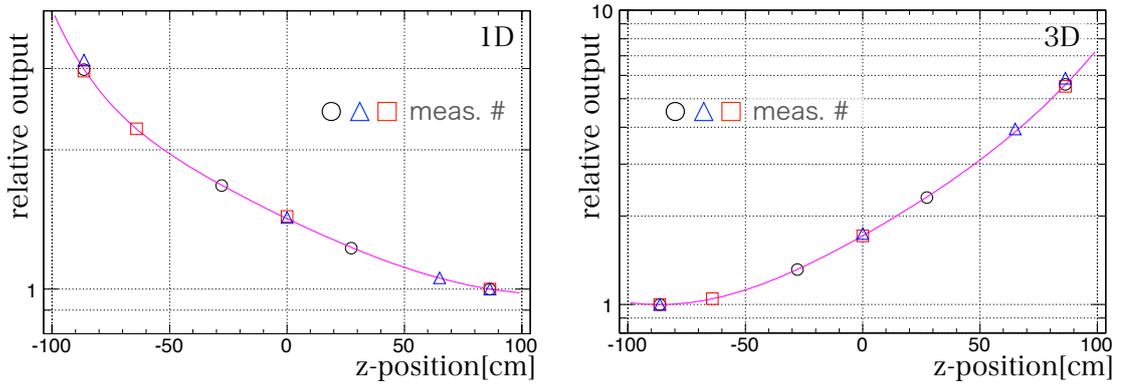


図 3.8: 宇宙線トリガによる減衰長の測定結果。左:1D シンチ 右:3D シンチ

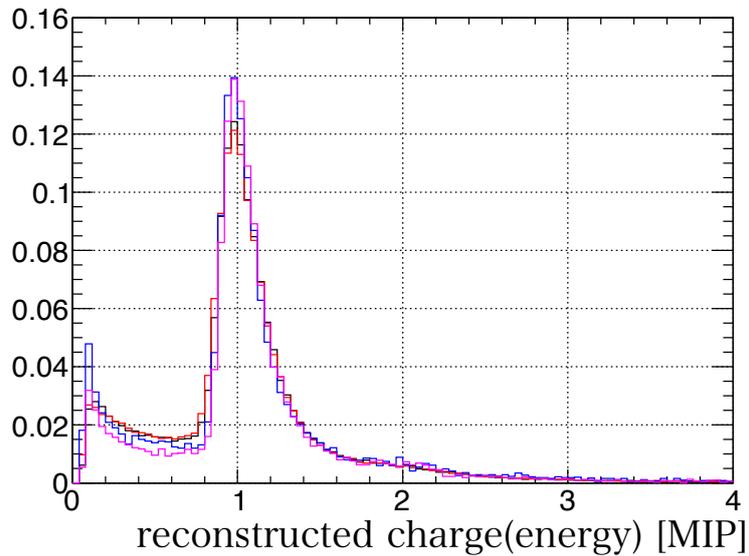


図 3.9: 500kg 検出器の一本のシンチレータの位置毎の reconstructed Energy. トリガシンチ毎で色分けしてある。

グラムを示した。図 3.10 に示される波形を積分して、粒子がシンチレータ内で落としたエネルギーに対応する変数である電荷とする。各シンチレータの電荷分布を図 3.11 のように厚さ 6-8mm のシンチレータはガウス分布、図 3.12 のように、厚さ 40mm のシンチレータはランダウ分布でそれぞれ Fitting を行った。

ここで、厚さ 6-8mm のシンチレータは PMT の光電面で光電子が数個放出される程度の光量しか発光しないため、1 光電子 (p.e.) のピークを削らないように veto Threshold を 0.2p.e. になるよう定めた。また、厚さ 40mm のシンチレータは宇宙線  $\mu$  が通過した際に、厚さ 6-8mm のシンチレータに比べて光量が多いため、宇宙線  $\mu$  の MIP (Minimum Ionizing Particles) のピークが見えている。この MIP のピークを削らないように veto Threshold を 0.4MIP とした。また、IV も厚さ 43mm と宇宙線  $\mu$  が通過した際に、1p.e. 以上の十分な光量を持つ。そのため、MIP のピークを削らないように veto Threshold を 0.4MIP と決めた。

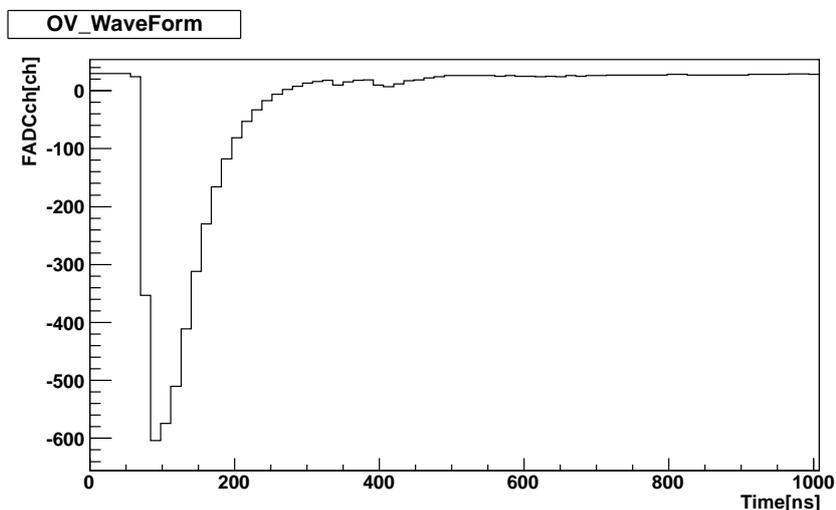


図 3.10: 65MHz FADC で取得した Outer Veto の波形例

シンチレータ	veto Threshold
IV (Inner Veto)	0.4MIP (Minimum Ionizing Particle)
厚さ 6-8mm の OV (Outer Veto)	0.2p.e. (photoelectron)
厚さ 40mm の OV (Outer Veto)	0.4MIP (Minimum Ionizing Particle)

表 3.1: veto Threshold まとめ

表 3.1 の veto Threshold を超えた事象を veto シンチレータのヒット条件とする。さらに、ヒットがあったシンチレータが OV に 1 枚でもあれば OV が鳴っていると判断し、veto をかけ、そのイベントを排除する。IV についても同様に定義した。この定義の veto をかけた時の第 2 測定点の 500kg 本体検出器のエネルギー分布が図 3.13 である。横軸が検出器内で落としたエネルギーを示し、4MeV/Bin のヒストグラムとなっている。縦軸は  $2.5\mu\text{s}$  の時間幅での、その bin 当たりのイベント数を表す。統計を増

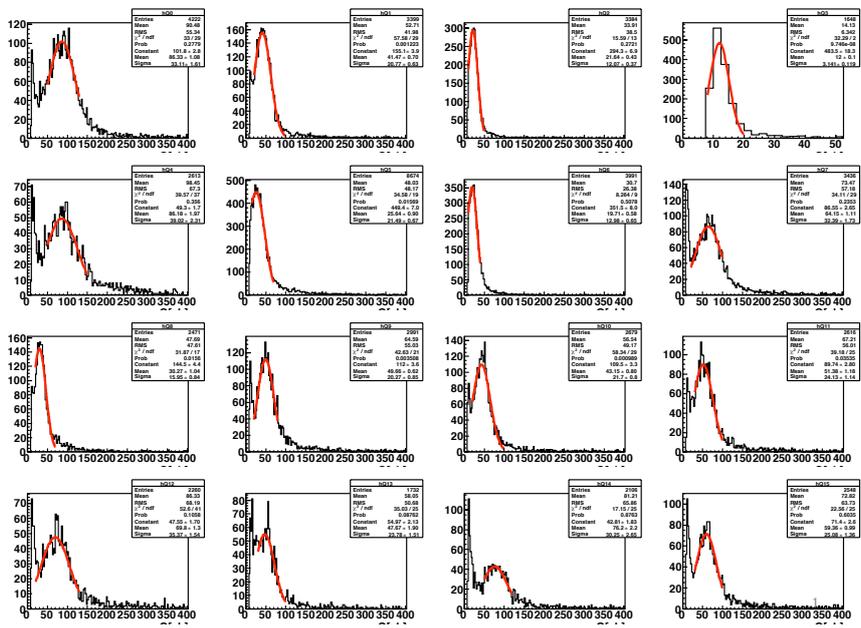


図 3.11: 厚さ 6-8mm の側面 OV の電荷分布

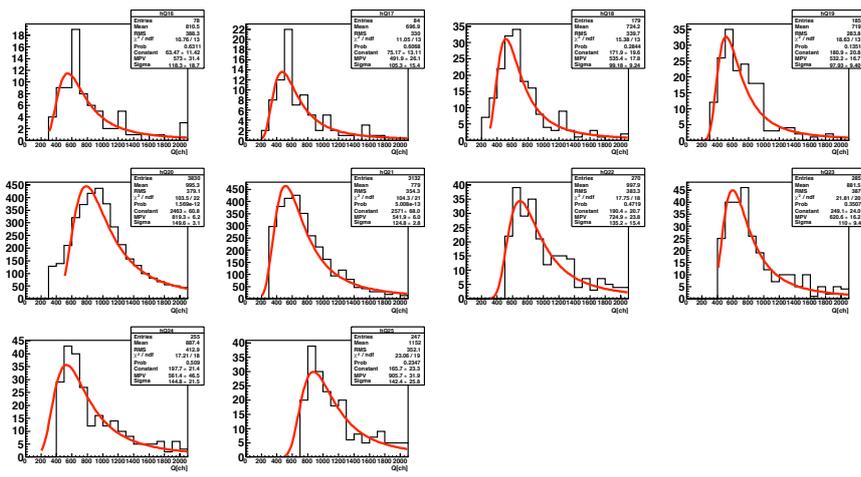


図 3.12: 厚さ 40mm の下側 OV の電荷分布

やすため、ON-Data のビームオンバンチを外したデータと OFF-Data を使用し、時間のカットは、検出器内で落としたエネルギーとそのイベントの発生時間（ビームタイミングを 0s とした）と 2 次元プロットである図 4.3 でビームオンバンチを外すように  $2800 < \text{time} < 5300 \mu\text{s}$  でかけた。各ヒストグラムの縦棒は、各 bin 毎の統計誤差を表している。黒が veto をかけていない時のエネルギー分布であり、IV のみかけたものが緑、OV のみかけたものが赤でプロットした。さらに IV と OV のどちらか片方でもヒットがあった場合 (OR) で veto をかけたものが青、IV と OV ともにヒットがあった場合 (AND) に veto をかけたものを橙で示した。黒のヒストグラムで示されている veto をかけていないエネルギー分布の 80MeV 付近に見えているピークが宇宙線  $\mu$  の MIP のピークであり、赤の OV のみかけた場合にも同じ所にピークが残っている事から OV のみでは完全に宇宙線  $\mu$  を取り除けていない事が分かる。そのため、IV と OV の OR で veto をかけた時の veto Efficiency まで見積もった。

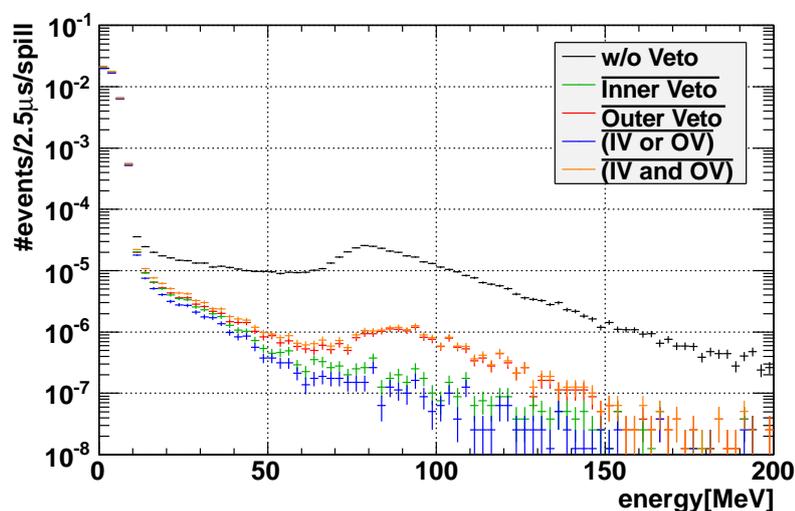


図 3.13: 500kg 検出器の各 veto 条件でのエネルギー分布。第 2 測定点のビームバンチを外した ON-Data と OFF-Data を使用した。ビームバンチを外す時間カットは  $2800 < \text{time} < 5300 \mu\text{s}$ 。veto 条件は、黒：veto なし、緑：IV のみ、赤：OV のみ、青：IV と OV の OR、橙：IV と OV の AND

veto Efficiency を式 3.1 で定義する。式 3.1 のように分母を 500kg 本体と veto Efficiency を求める veto ではない方の veto との coincidence をとり、分子を 500kg 本体と IV と OV の Triple Coincidence を取る。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{IV} &= \frac{\text{本体} \cdot \text{IV} \cdot \text{OV の coincidence イベント数 (Triple Coincidence)}}{\text{本体} \cdot \text{OV の coincidence イベント数 (Coincidence)}} \\ \varepsilon_{OV} &= \frac{\text{本体} \cdot \text{IV} \cdot \text{OV の coincidence イベント数 (Triple Coincidence)}}{\text{本体} \cdot \text{IV の coincidence イベント数 (Coincidence)}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

式 3.1 の計算を本実験の先発信号のエネルギー領域 ( $20 < E < 60 \text{MeV}$ ) と宇宙線  $\mu$  が支配的となる高エネルギー領域 ( $60 < E < 100 \text{MeV}$  と  $100 < E < 140 \text{MeV}$ ) に対して、IV

とOVでそれぞれ計算を行った。また、IVとOVの veto Efficiency からIVとOVのORで veto をかけた時の veto Efficiency まで見積もり、表 3.2 にその結果をまとめた。表 3.2 から、3つの全エネルギー領域でIVとOVのORで veto をかけたときに veto Efficiency は99.5%以上である事が言える。また、表 3.1 より、 $20 < E < 60 \text{ MeV}$  の範囲のみIVとOVの veto Efficiency が低くなっている。これは、このエネルギー領域に中性粒子が存在しているためと考えられる。実際、100MeV 付近の宇宙線  $\mu$  が支配的なエネルギー領域では veto Efficiency が  $20 < E < 60 \text{ MeV}$  に比べて高くなっている。

Energy Range [MeV]	$\epsilon_{IV}$	$\epsilon_{OV}$	(IV or OV)
$20 < E < 60$	$96.8 \pm 0.2\%$	$94.1 \pm 0.2\%$	$\sim 99.8\%$
$60 < E < 100$	$99.5 \pm 0.04\%$	$96.2 \pm 0.1\%$	$\sim 99.9\%$
$100 < E < 140$	$99.6 \pm 0.07\%$	$95.1 \pm 0.3\%$	$\sim 99.9\%$

表 3.2: IV と OV の Efficiency まとめ

## 第4章 MLF3階における背景事象測定結果

この章では表 2.7 のビーム由来高速中性子と宇宙線由来高速中性子、Accidental バックグラウンドの背景事象測定結果について述べる。ビーム由来高速中性子と宇宙線由来高速中性子は、MLF3 階での 500kg シンチレータによる測定結果から本実験の 25t の液体シンチレータ検出器でのイベントレートを見積もる。(4.1 章参照)

一方、Accidental バックグラウンドの先発信号となる宇宙線由来ガンマ線のイベントレートを見積もるには、宇宙線によるコンクリート等の建造物内での核破砕からのガンマ線と中性子を識別し、ガンマ線のためのレートを測定する必要がある。しかし、今回の背景事象測定で使用した 500kg プラスチックシンチレータでは、核破砕で同時に生成される中性子とガンマ線を区別する事ができない。そこで別途、東北大学で波形弁別による粒子識別能力(4.2.1 章参照)を持った液体シンチレータを用いて宇宙線由来の背景事象測定を行い、宇宙線由来のガンマ線のイベントレートの測定を行った。(4.2.2 章参照) また、Accidental バックグラウンドの後発信号となるビーム由来ガンマ線も別途、 $4.5 \times 90 \times 20 \text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータを用いて測定を行っている。

### 4.1 ビーム由来高速中性子

#### 4.1.1 ビーム由来高速中性子の解析方法

2.4.2.2 章で述べたビーム由来高速中性子の測定において、“Signal” と “Background” を図 4.1 のように定義する。

ビーム由来高速中性子の解析では、ビーム由来高速中性子を “Signal”、それ以外の、

- 宇宙線  $\mu$  が検出器の端をかするイベント
- 宇宙線  $\mu$  が検出器内で崩壊しの Michel e を作るイベント
- 宇宙線  $\mu$  による核破砕で生成されたガンマ線や中性子が外から入っているイベント

を “Background” と定義する。宇宙線  $\mu$  は、プラスチックシンチレータ中での飛行距離 1cm あたり 2MeV のエネルギーを落とすため、検出器内で 10cm~30cm の飛行距離を持つ宇宙線  $\mu$  は、ビーム由来高速中性子を観測する際の背景事象となる。図 4.2 に宇宙線が検出器の端をかすめて、先発信号のエネルギーを落とすイベントを図示した。この宇宙線  $\mu$  は、同時に IV と OV でもエネルギーを落とす。そこで、3.5 章で評価した veto Efficiency を持つ veto システムを用いて宇宙線  $\mu$  を取り除く。

本解析では、ON-Data と OFF-Data として表 4.1 で定義したデータを使用する。

	beam-on	beam-off	comment
signal		×	delayed signal is not required for this measurement
backgrounds		○	huge, rejected by charged veto
		○	rejected by charged activity coming earlier (Parent muon)
		○	accidental coincidence

図 4.1: ビーム由来高速中性子のシグナルとその背景事象測定となるイベントのシグナル例 [13]

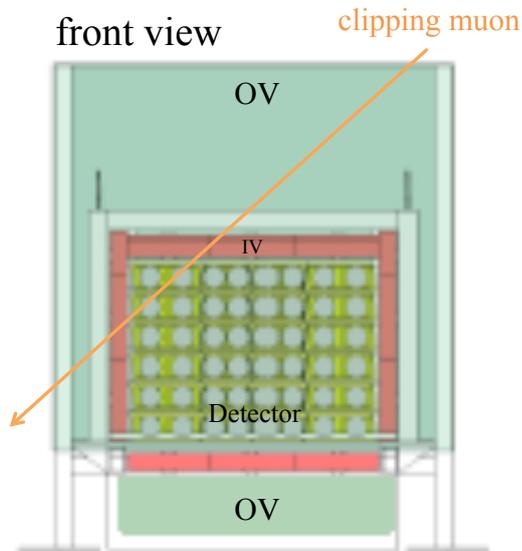


図 4.2: ビーム由来高速中性子のシグナルの背景事象となる宇宙線が検出器の端をかするイベント

ビーム ON-Data	ビームのオンバンチを外した直後のデータ
ビーム OFF-Data	ビームのオンバンチから 20ms 後のデータ

表 4.1: 解析に使ったデータ

3つの”Background”はビーム ON-OFF 関係なく存在するため、ON-Data, OFF-Data でイベント数の差し引きを行うとビーム由来高速中性子だけのイベント数を数える事が出来る。

さらに、ビーム由来高速中性子が検出器内に入ると charged  $\pi$  を生成するため、ビーム由来高速中性子によるイベントは charged  $\pi$  によるビームのタイミングに検出器内で反応を起こすオンバンチ信号が存在する。そして、オンバンチ信号の  $\pi$  の寿命:  $2.6 \sim 10^{-2} \mu\text{s}$  で起きる崩壊の後に  $\mu$  の寿命である  $2.2 \mu\text{s}$  後に Michel e の信号が起きる。一方、”Backgorund”は全て宇宙線由来であるため、ビームのタイミングとは無関係に起きる。この事からビームのタイミングに信号がある事を要請すると、ビーム由来高速中性子イベントのみを選び出す事が可能となる。こうして、ビーム由来高速中性子イベントのみを数え、本実験での上限をつける。

#### 4.1.2 ビーム由来高速中性子解析結果

図 4.3 はビームのタイミングを 0ns とした時の、粒子が検出器内で起こしたイベントの発生時間とその粒子が検出器内で落としたエネルギーの2次元分布である。使用したデータは、ビーム ON-Data である。図 4.3 に 0ns から 1500ns までに 200MeV 程度のエネルギーを持つイベントのピークが見えている。これが、陽子ビームの 2bunch 構造に対応する。図 4.3 より、ビームのタイミングのピークを外すように表 4.2 の通り時間のカット条件を決めた。

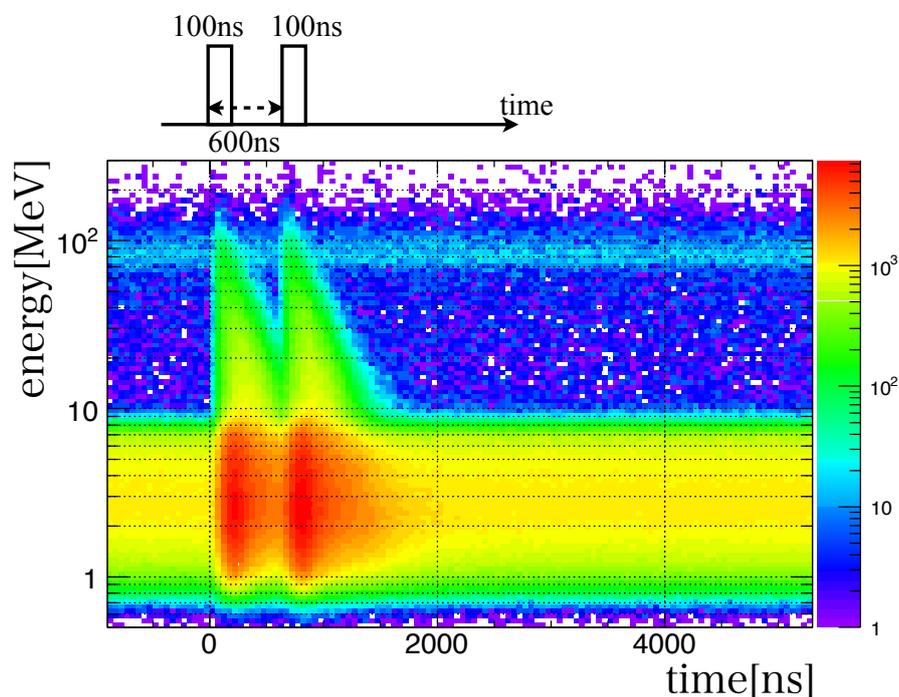


図 4.3: ビーム ON-Data の 500kg シンチレータの時間とエネルギー分布

Energy Cut	$20 < E[\text{MeV}] < 60$
Hit Time Cut	$1.75 < t[\mu\text{s}] < 4.65$

表 4.2: ビーム由来高速中性子解析におけるカット条件

図 4.4 が各条件でのエネルギースペクトルであり、縦軸は spill 当たりのイベント数を示す。実線がビーム ON-Data、点線がビーム OFF-Data を表しており、黒線が veto をかける前、赤線が veto をかけた後 (veto の定義については、3.5 章を参照) のエネルギースペクトルを表している。

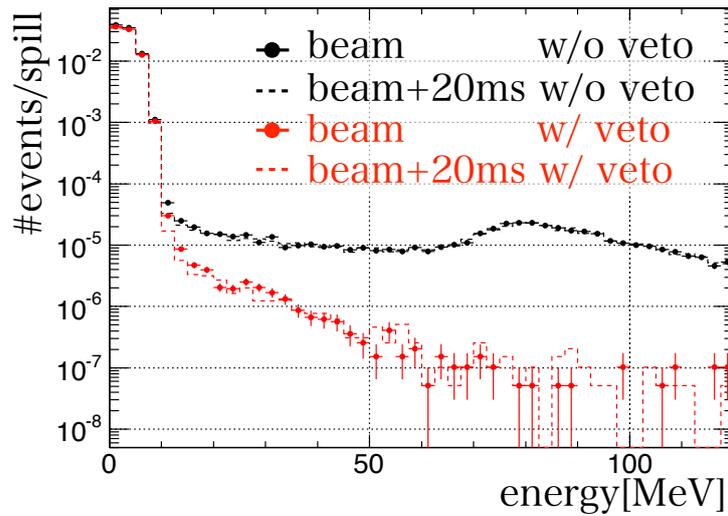


図 4.4: 500kg 検出器のエネルギー分布。黒実線: Beam ON データ veto 前、黒点線: Beam OFF データ veto 後、赤実線: Beam ON データ veto 後、赤点線: Beam OFF データ veto 後

また、これらの  $20 < E < 60 \text{ MeV}$  の先発信号のエネルギー領域に残るイベント数を表 4.3 にまとめた。表 4.3 からビーム ON-Data とビーム OFF-Data のイベント数は統計誤差の範囲内で一致しており、beam の ON と OFF でイベント数の差し引きを行うと統計誤差内で 0 と言える。

さらに精度のよい上限値をつけるためによりビーム由来高速中性子 like なイベントを選べるような ON-bunch Cut を用いる。

#### ON-bunch Cut

表 4.1 で示したように、この測定ではビーム由来高速中性子のみオンバンチに信号を持つ。そのため、オンバンチに信号がある事を要請するとより中性子 like なイベントを選ぶ事が出来る。これを ON-bunch Cut と呼ぶ。

ここでのオンバンチ信号に 4MeV 以上のアクティビティがある場合に ON-bunch Cut をかける事とした。その時の efficiency は 0.9 である。

図 4.5 に ON-bunch Cut をかけた後のエネルギー分布を示す。この図で、黒がビー

△ ON、赤がビーム OFF を表している。ヒストグラムの縦バーが統計誤差を表しており、ビームの ON、OFF のエネルギー分布が統計誤差内で一致している事が分かる。ON-bunch Cut 後のイベント数を ON-OFF 間で差し引きした後のイベント数からビーム由来高速中性子の上限を定める。

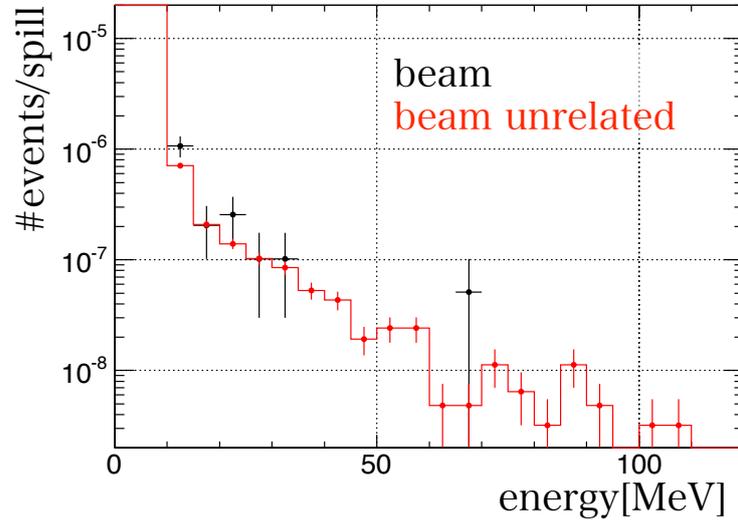


図 4.5: オンバンチカット後の 500kg シンチのエネルギー分布。黒 : beam ON データ、赤 : beam OFF データ

ON-OFF 間で差し引きした後のイベント数が  $(-0.3 \pm 1.6) \times 10^{-7}/\text{spill}/300\text{kW}$  である。 $(-0.3 \pm 1.6) \times 10^{-7}$  に 90% C.L. での上限は、 $2.3 \times 10^{-7}/\text{spill}/300\text{kW}$  となる。さらに、4MeV の Threshold での efficiency は 0.9 であることを考慮すると、

$$\frac{2.3 \times 10^{-7}/\text{spill}/300\text{kW}}{0.9(\text{ON bunch Cut efficiency})} = 2.5 \times 10^{-7}/\text{spill}/300\text{kW} \quad (4.1)$$

となる。よって、この 500kg 検出器でのビーム由来高速中性子によるビーム Michel e の上限値は  $2.5 \times 10^{-7}/\text{spill}/300\text{MW}$  (90% C.L.) である。

さらに今回の解析では時間のカット範囲を  $1.75 < \text{HitTime} < 4.65 \mu\text{s}$  で取ったが、これを本実験での時間幅  $1 < \text{HitTime} < 10 \mu\text{s}$ 、ビーム出力 (300kW  $\rightarrow$  1MW)、検出器の acceptance を考慮すると 25t 検出器でのイベントレートは  $1.1 \times 10^{-5}/\text{spill}/25\text{t}/\text{MW}$  (90% C.L.) となる。[13]

## 4.2 Accidentalバックグラウンドの先発信号

表 4.3 中の veto をかけた事による宇宙線除去後のイベント数を見るとビーム ON、OFF に関わらず  $O(10^{-5})$  で veto にかからない中性イベントが存在している。この残ったイベントが Accidentalバックグラウンドの先発信号を作る。そこで、このイベント

	ビーム ON-Data /spill/300kW	ビーム OFF-Data /spill/300kW	差し引き後 /spill/300kW
宇宙線除去前	$(1.68 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(1.68 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(4.0 \pm 4.2) \times 10^{-6}$
宇宙線除去後	$(1.58 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(1.52 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(0.6 \pm 1.3) \times 10^{-6}$
ON-bunch カット後	$(4.60 \pm 1.53) \times 10^{-7}$	$(4.91 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	$(-0.3 \pm 1.6) \times 10^{-7}$

表 4.3: ビーム由来高速中性子のためのカット後に残るイベント数

を作る粒子の識別とその粒子のイベントレートを見積もるため、別途、東北大学で宇宙線由来の高エネルギーガンマ線、または中性子の測定を行った。

#### 4.2.1 波形弁別による粒子識別

veto 後に残る中性粒子である宇宙線由来ガンマ線と宇宙線由来高速中性子のそれぞれのイベントレートを測定するには、粒子識別 (PID: Particle Identification) が必要である。そこで、今回は波形弁別 (PSD: Pulse Shape Discrimination) 能力を持った液体シンチレータである NE213 を使用した。PSD 能力を持つ液体シンチレータは、シンチレータ中で反応した粒子による電離の密度で発光の時間特性を表す波形の時定数の早い成分と遅い成分の割合が異なる。そのため、図 4.6 のように PMT からの波形の形から、反応した粒子を識別する事が出来る。[20]

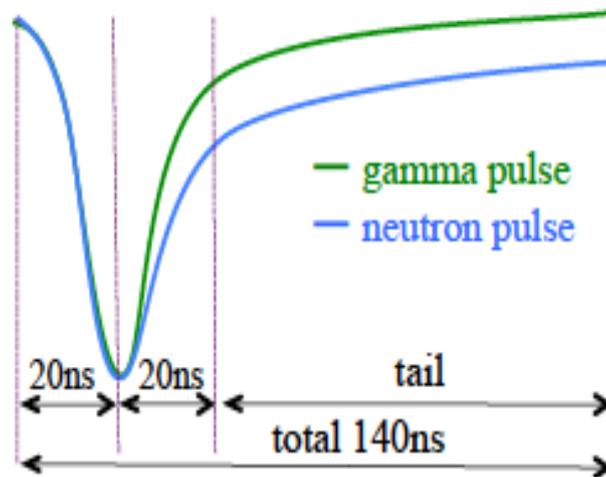


図 4.6: PSD 能力を持った液体シンチレータの入射粒子毎の波形例。図のように波形の total 部分と tail 部分を定義した。

図 4.6 に波形全体 (total) の時間幅の定義と波形の後ろ (tail) の定義を示す。さらに、波形のピーク前 20ns からピーク後 120ns までを積分した値 (電荷量) を totalQ、ピーク後 20ns からピーク後 120ns までを積分した値 (電荷量) を tailQ と定義する。中性子はガンマ線に比べて波形の遅い成分が大きいので、波形の tailQ がガンマ線に比べて大きい波形となる。この性質を利用して中性子 (反跳陽子による発光) とガン

マ線（コンプトン散乱による電子または対生成からの陽電子による発光）の識別を tailQ/totalQ という値を用いて行う。

#### 4.2.2 東北大学での PID による宇宙線由来背景事象測定

##### 測定セットアップ

図 4.7 に東北大学での宇宙線由来背景事象測定で使用した検出器のセットアップである。測定は NaI シンチレータ（半径 2 インチ × 高さ 2 インチ）と NE213（半径 5 インチ × 直径 2 インチ）で行った。NaI シンチレータは 1.5 インチ PMT(H3178-02MOD) で読み出し、NE213 は 5 インチ PMT (R1250-03) で読み出している。データの取得には、1GHz FADC を用いて波形取得している。それらを、図 3.6 の MLF3 階での背景事象測定で下側と隙間に使用した OV 用シンチレータ 6 枚を用いて、図 4.7 のように NaI シンチレータまたは NE213 を囲い宇宙線 veto を設置した。veto 用シンチレータはそれぞれ 2 インチ PMT1 本で読み出しを行っている。これら小型のシンチレータで測定した data に合わせた MC ジェネレータを 500kg 検出器に飛ばしてクロスチェックを行い、その結果から得られた中性子ジェネレータを用いて 25t 検出器でのイベントレートを求めている。

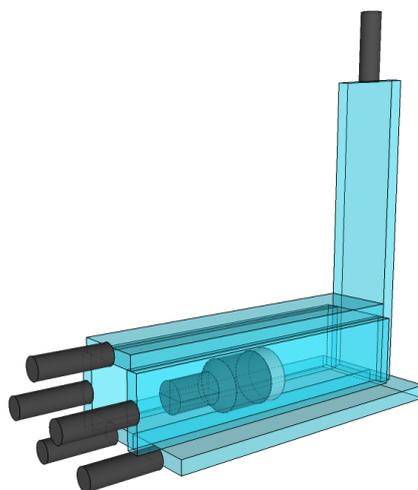


図 4.7: 測定セットアップ。図中青：veto 用プラスチックシンチレータ。2inchPMT で読み出している。図のように設置した veto 用シンチレータの中に NE213 または NaI を設置する。

##### 4.2.2.1 NaI 測定

環境ガンマ線は主にコンクリート中に含まれる  $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$  の崩壊チェーンおよび  $^{40}\text{K}$  により生成されている。これらの環境線は最大 2.615 MeV のエネルギーを持つが、エネルギー分解能によるエネルギー分布のひろがりの影響で数 MeV にわたって分

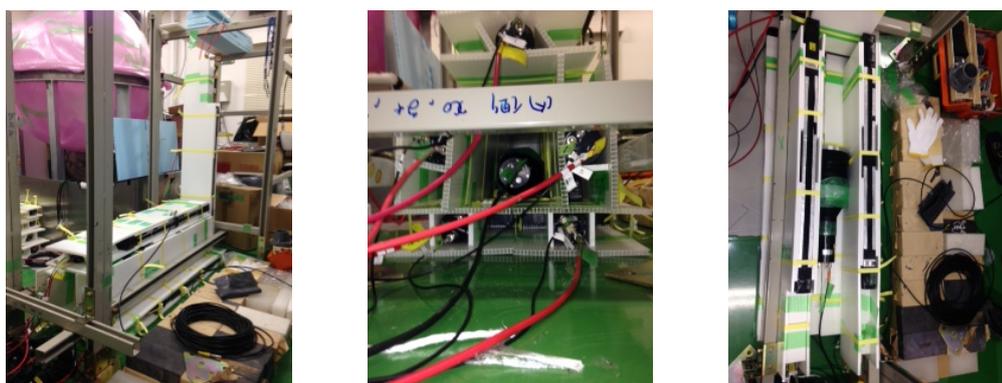


図 4.8: 東北大学での背景事象測定セットアップ写真。左：検出器全体、中； veto シンチレータ配置、右：検出器内の NE213 検出器 (NaI 測定では、 veto 内の検出器を NaI 検出器に変えて測定を行った。)

布する [22]。しかし、MLF3 階での背景事象測定でビーム OFF 時にも  $20 < E < 60 \text{ MeV}$  のエネルギー領域にも veto 後に残るイベントが見られた。このイベントにガンマ線が含まれているかを NaI シンチレータ検出器を用いて確かめる。この NaI 測定の結果に Geant4 用のガンマ線ジェネレータのフラックス量とエネルギー分布を合わせる。

#### NaI 測定セットアップ

図 4.7 と図 4.8 の写真で示される veto セットアップの中に図 4.9 の 1.5inchPMT を取り付けられた NaI シンチレータを設置した。また、図 4.10 に NaI 測定の Logic 回路を示した。各シンチレータに取り付けられた PMT からの出力波形を 1GHz FADC で取得し、1ns おきの電圧値を足し合わせたものを電荷とする。veto シンチレータは各シンチレータの波形を FAN IN FAN OUT で足し合わせて波形取得を行っているため、全てのシンチレータの波形の SUM 波形となっている。表 4.4 に測定用回路の各モジュールのパラメータを記載した。



図 4.9: 測定にした NaI シンチレータと 1.5inchPMT(R3178-02MOD)

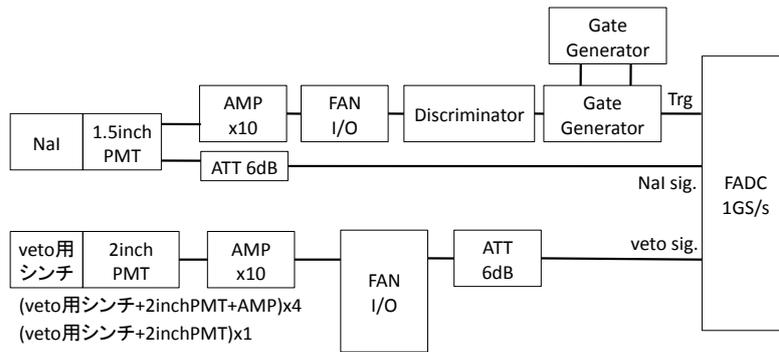


図 4.10: NaI 測定 Logic

High Voltage(NaI 用 1.5inchPMT)	-1200V
High Voltage(veto 用 2inchPMT)	-1450V
Threshold	-40.5mV
Attenuator(NaI 用 1.5inchPMT)	6dB
Attenuator(veto 用 2inchPMT)	6dB

表 4.4: NaI 測定用回路の各モジュールパラメータ設定条件

## NaI 測定結果

図 4.11 がバックグラウンド測定の電荷分布である。3MeV 以下の低エネルギーガンマ線には、1.46MeV のエネルギーを持った  $^{40}\text{K}$  からのガンマ線と 2.6MeV のエネルギーを持った  $^{208}\text{Tl}$  からのガンマ線がある。図 4.11 にこの二つのピークが見えている。ガンマ線ジェネレータのエネルギースケールを 2 つのガンマ線のピークに合わせ、フラックス量を NaI 測定に合わせるように規格化した。

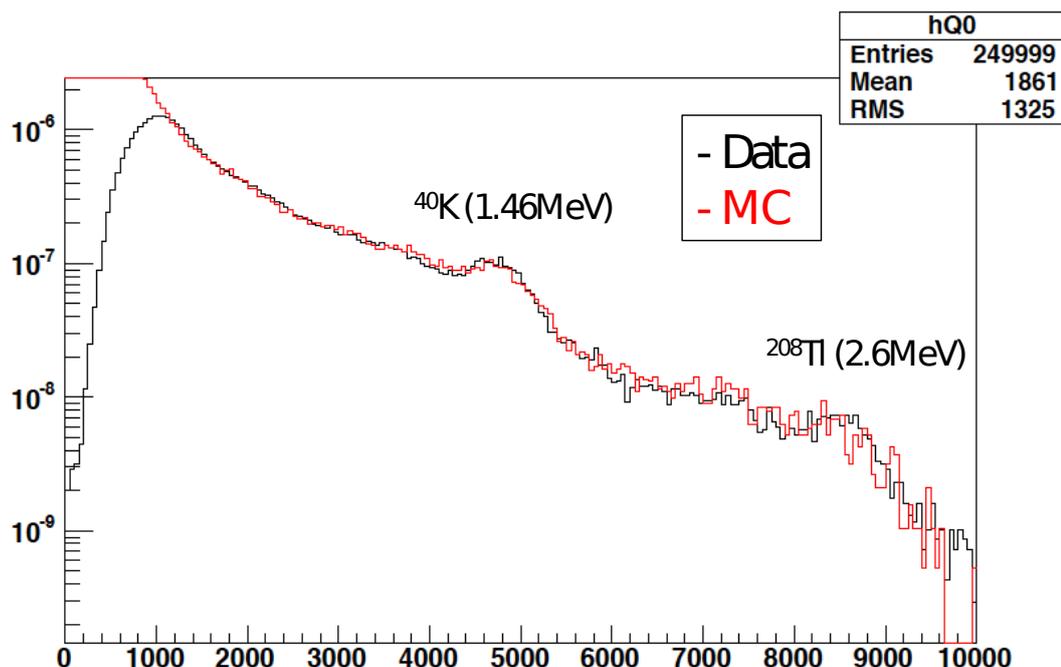


図 4.11: 環境ガンマ線を用いた NaI のエネルギーキャリブレーション

また、図 4.12 の右側のヒストグラムは 10MeV 以上のエネルギー領域まで見たエネルギー分布である。黒点が測定データを表し、色塗りのヒストグラムが MC シミュレーションから得られた各事象のエネルギースペクトルを表している。10MeV 以上でも、宇宙線  $\mu$  と宇宙線由来ガンマ線の総フラックス量を合わせるように規格化する。

図 4.12 の左は veto 用シンチレータに取り付けられた PMT の波形を全ての veto 用シンチレータについて足し合わせた波形の電荷分布を表している。横軸が電荷量を表し、5000 の所に宇宙線による MIP のピークが見られるが、その半分程度の電荷量を持っている所では、データと MC が統計誤差以上の Excess が見られる。これは、ほとんどの宇宙線  $\mu$  は NaI を通る時に 2 つの veto シンチレータを通るが、なかには 1 つのシンチレータだけを通るものも存在する。1 つのシンチレータのみを通った時に宇宙線  $\mu$  が落とすエネルギーは、2 つのシンチレータを通った時に宇宙線  $\mu$  が落とすエネルギーのほぼ半分となる。そのため、ちょうど MIP のピークの半分程度の所に小さいピークが見られる。このことから、横軸で 5000Charge のピークも削らないよう

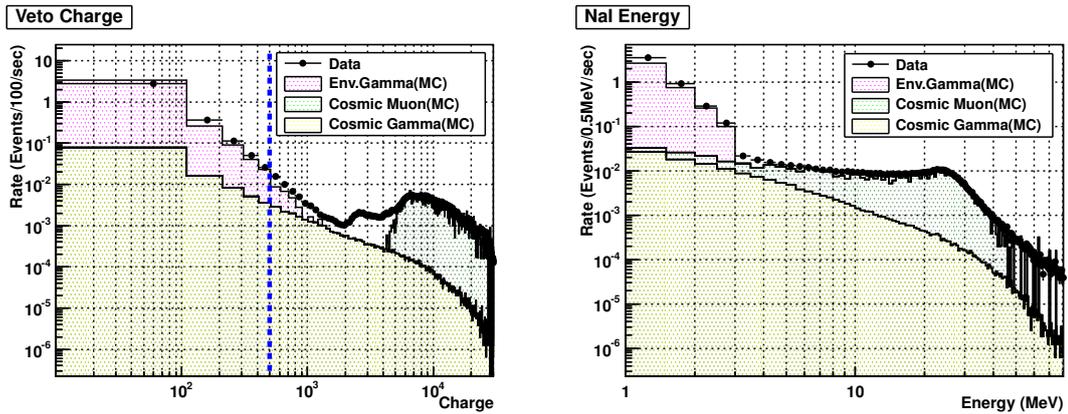


図 4.12: 左：veto 全体の電荷分布、右：veto 前の NaI のエネルギー分布

に図 4.13 中左の青点線、veto シンチレータで 500Charge 以上のエネルギーを落とした時に veto にヒットがあったとして、宇宙線  $\mu$  と判定し veto をかけた。

その位置で veto をかけた後のエネルギー分布が 4.13 になっている。この分布から宇宙線を取り除いた veto 後のイベントにも先発信号のエネルギー領域 ( $20\text{MeV} < E < 60\text{MeV}$ ) に含まれるガンマ線が存在している事が分かる。ガンマ線ジェネレータでは、 $10\text{MeV}$  以上のエネルギー領域のガンマ線のエネルギースペクトルを式 4.2 の 2 つの exponential の足し合わせで仮定した、図 4.12 の右側のヒストグラムを再現するように式 4.3 のガンマ線ジェネレータのフラックス量を表す規格化定数と exponential の時定数を決めた。

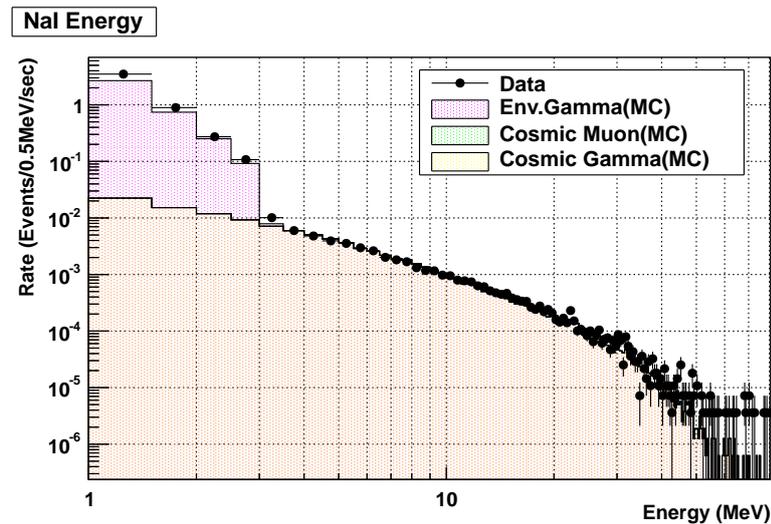


図 4.13: veto 後の NaI のエネルギー分布

$$f(x) = A \exp(-x/\tau_a) + B \exp(-x/\tau_b) \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} A &= 150\text{Hz}/\text{cm}^2 \\ B &= 25\text{Hz}/\text{cm}^2 \\ \tau_a &= 3(\text{MeV}) \\ \tau_b &= 26(\text{MeV}) \end{aligned} \quad (4.3)$$

#### 4.2.2.2 NE213 測定

NaI 測定で宇宙線由来のガンマ線のフラックス量を測定した。次に宇宙線由来の中性子のフラックス量も測定するため、PSD 能力を持った NE213 液体シンチレータで測定を行う。

#### NE213 液体シンチレータと 5inchPMT

図 4.14 に測定に使用した NE213 とその容器、5inchPMT を示した。NE213 液体シンチレータに 5inchPMT を取り付け、図 4.7 で示される veto セットアップの中に設置する。



図 4.14: 左：測定に使用した NE213。容器の内側の白色の部分が反射材となっている。右：5inchPMT(R1250-03)

#### 5inchPMT の 1p 測定

##### a) 1p 測定セットアップ

まず初めに、NE213 での光量を 5inchPMT での光電子数に直すため、5inchPMT の 1 光電子当たりの電荷量を求めた。PMT からの信号をオシロスコープで観察し、

表 4.5 の LED の光量を PMT の信号が現れ始める程度に調節する。これがちょうど PMT の光電面で 1 光電子が発生した時の PMT の出力波形になっている。この光量を 5inchPMT に入れ、LED を光らせている PulseGenerator の LED と同期した信号を FADC の Trigger として、出力波形を 1GHz FADC で取得し、波形の積分値を電荷とする (1p 測定)。1p 測定に使用した LED と PulseGenerator について表 4.5 と表 4.6 にまとめた。LED の発光波長は液体シンチレータの発光波長と PMT がもっとも感度をもつ波長である紫外領域のものを選んだ。また、GateGenerator の出力波形幅は液体シンチレータの発光時間幅に近くなるよう 30ns とした。

型番	LED3-UV-400-30
発光波長	430nm
指向性	30°

表 4.5: 使用した LED

型番	PG-230
出力波形	矩形波
出力波形幅	30ns
delay	なし
出力周波数	500Hz

表 4.6: 使用した GateGenerator

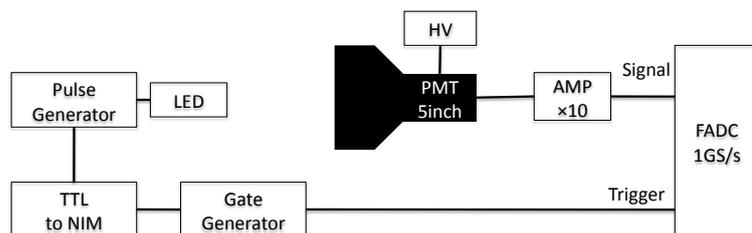


図 4.15: NE213 測定 1p 測定 Logic

## b) 1p 測定方法と結果

1p 測定を印加電圧を-1700V から-2200V まで 100V 間隔で変えて、6 点について測定を行った。図 4.16 が各 6 点での電圧値における 1 光電子の電荷分布である。黒が 1 光電子相当の電荷分布、赤が Trigger を Clock からの信号とした光が入っていない時の電荷分布である。図 4.16 の印加電圧毎の電荷分布をガウス分布で Fit を行い、mean 値を求め、電圧値ごとの電荷分布の mean 値をプロットした。(図 4.17)。図 4.17 を式 4.4 で示される exponential 関数で Fit を行った。その結果が 4.5 である。4.4 から NE213 測定で使用していた印加電圧-1450V での 1 光電子あたりの電荷を求める。この関数に 1450 を代入すると、 $14.2 \pm 0.859$  となる。ただし、この時の PMT からの信号は、図 4.15 にある通り、PMT からの信号を 10 倍に増幅してあるため実際の 1 光電子の電荷は 1/10 倍となる。よって、 $1.42 \pm 0.0859$  となる。

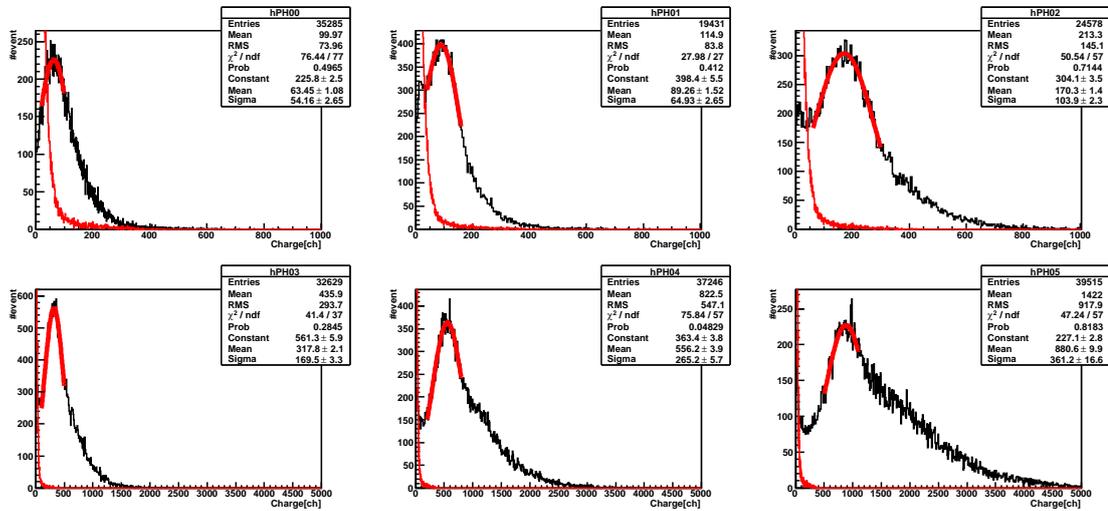


図 4.16: 5inchPMT(R1250-03) の各印加電圧での 1photon の電荷分布。左上:-1700V、中上:-1800V、右上:-1900V、左下:-2000V、中下:-2100V、右下:-2200V

$$f(x) = \exp(ax + b) \quad (4.4)$$

$$a = 0.005596 \pm 3.011 \times 10^{-5}$$

$$b = -5.462 \pm 0.06056 \quad (4.5)$$

## NE213 測定セットアップ

もう 1 つの veto 後に残る中性粒子である宇宙線由来高速中性子のイベントレートを見積もるために、NE213 の粒子識別 (PID: Particle Identification) 能力を利用する。この測定も NaI による測定と同様に図 4.7 のように 5 インチ PMT を取り付けた NE213 を 6 枚の veto シンチレータで囲んで測定を行った。測定 Logic を図 4.18 に示した。波形取得の際に、tail 部分の分解能の向上のために、peak の 20ns 前後には図

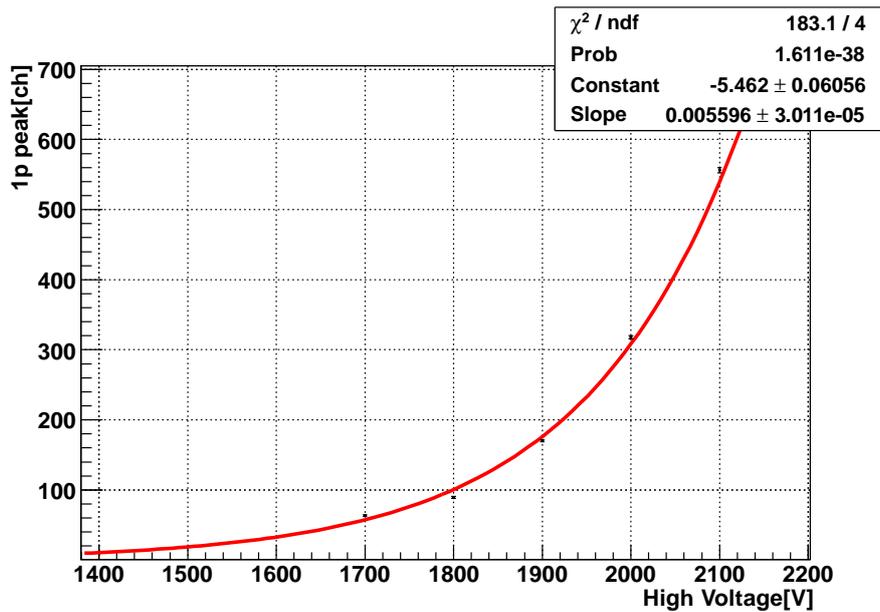


図 4.17: 5inchPMT のゲインカーブ。図 4.16 の各分布の mean 値でプロットし、exponential で Fit を行った。

4.18 の sig1. で取得した波形を用い、tail 部分には、Attenuator を用いていない sig2. の波形を用いて、波形の再構成を行っている。[22]

High Voltage(NE213 用 5inchPMT)	-1200V
High Voltage(veto 用 2inchPMT)	-1450V
Threshold	-99.6mV
Attenuator(NE213 用 5inchPMT)	8dB
Attenuator(veto 用 2inchPMT)	6dB

表 4.7: NE213 測定用回路の各モジュールパラメータ設定条件

### NE213 検出器のエネルギー較正

PSD まで含めた MC を行うためには、液体シンチレータ中の発光過程まで実装した MC を行う必要がある。そこで、MC シミュレータの検出器内での反射率、液体シンチレータの発光時定数、光量、Birks 定数 [17] を測定するため、背景事象データと  $^{60}\text{Co}$  データの取得を行った。前述の 1p 測定の結果から液体シンチレータ中の光量を光電子数に直している。そのデータと MC シミュレーションによる光電子数分布が 4.19 である。NaI 同様、背景事象 Run は、エネルギースケールを  $^{40}\text{K}$  と  $^{208}\text{Tl}$  のピークに合わせ、 $^{60}\text{Co}$  Run は 1.17MeV と 1.33MeV のエネルギーを持ったガンマ線のピークがエネルギー分解能のため重なって見えているが、これに合わせた。

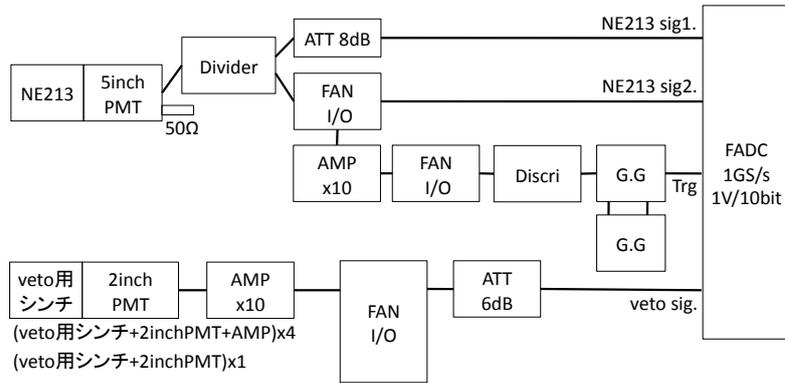


図 4.18: NE213 測定 Logic

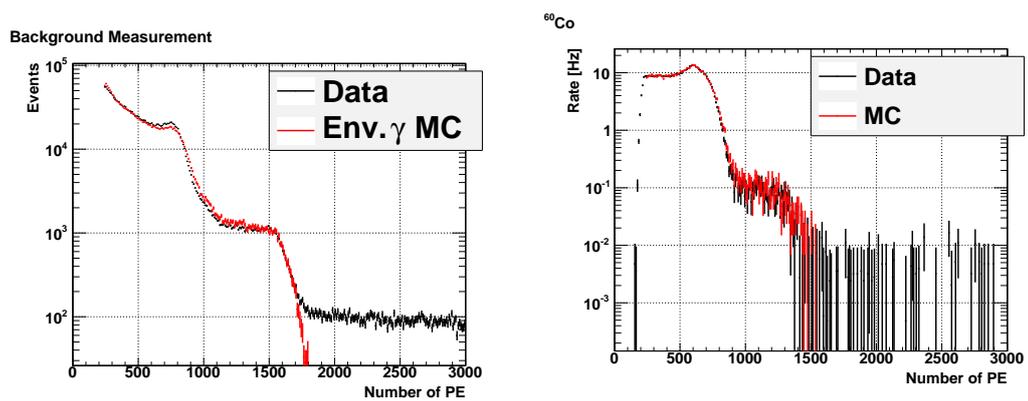


図 4.19: 左 : NE213 での BKG Run の光電子数分布、右 : Co 線源 Run の光電子数分布。赤 : MC、黒 : AmBe データ

## Birks 定数の測定

Birks 定数を求めるために AmBe データの取得を行った。式中の  $k_B$  を Birks 定数と呼ぶ。式 4.6 の  $dL/dx$  は、荷電粒子が単位長さ辺りで放出する光量、 $dE/dx$  が単位長さ辺りに落とすエネルギーを表している。式 4.6 にあるように、荷電粒子がシンチレータ中で単位長さあたりに出す光の強さはその荷電粒子が単位長さ辺りに落とすエネルギーの大きさに依存している。[17]

$$\frac{dL}{dx} \propto \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (4.6)$$

中性子（陽子反跳）のような電子に比べて重い粒子は、液体シンチレータ中で落とすエネルギーも電子等の軽い粒子に比べて大きいため、エネルギースペクトルが歪んでしまう。それを補正するために式 4.6 を用いる。Birks 定数の測定に使用した線源 AmBe は、Am がアルファ崩壊して放出されたアルファ線を Be が捕獲してガンマ線と中性子を出す。AmBe は中性子と同時に放出されるガンマ線が少なく放出される中性子のエネルギーのエンドポイントが 10MeV と  $^{252}\text{Cf}$  等の他の中性子線源に比べて比較的高い事からも中性子線源としてよく利用されている。[14] 図 4.20 が AmBe 測定での中性子（右）とガンマ線（左）のエネルギースペクトルを表している。赤が MC で黒がデータを表しており、MC がデータを再現するように Birks 定数を決めた。

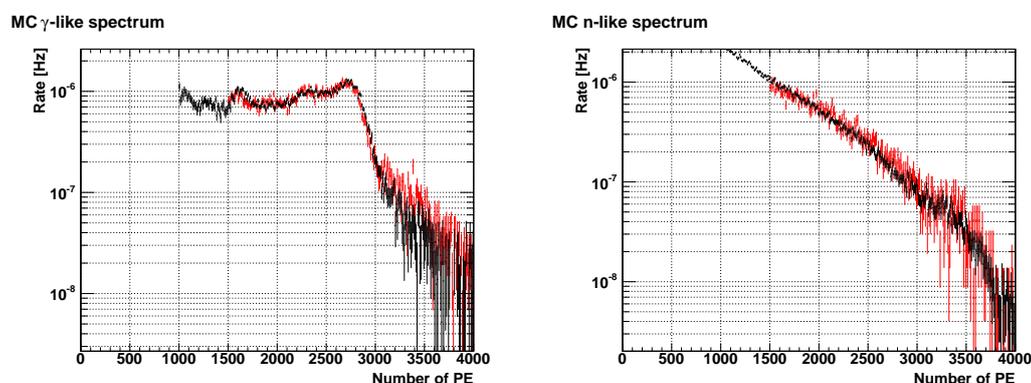


図 4.20: 左：AmBe 測定でのガンマ like イベントの光電子数分布、右：AmBe 測定での中性子 like イベントの光電子数分布。赤：MC、黒：AmBe データ

## NE213 の PSD 能力評価

NE213 の PSD 能力を評価する。図 4.21 が AmBe データの  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  の値と液体シンチレータ中で落としたエネルギーの 2 次元分布である。左側が実際に AmBe を用

いたデータで右が MC データになっている。図 4.21 の左図で縦軸  $\text{tailQ}/\text{totalQ} \sim 0.12$  を境に二つのピークが見えている。2つのピークのうち  $\text{tailQ}/\text{totalQ} > 0.12$  のピークが中性子イベントであり、 $\text{tailQ}/\text{totalQ} < 0.12$  のピークがガンマ線イベントである。

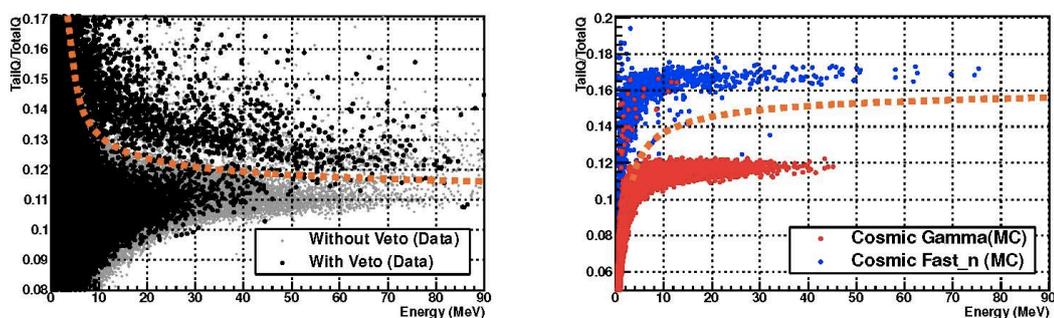


図 4.21: NE213 測定での  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  vs Energy 分布

MC では、液体シンチレータで発光した際の PMT の波形の時間特性を再現するのが困難だったため、データの分解能の再現は出来ていないが、今回は、宇宙線由来の中性子の量を見積もる事が目的のため、MC においては中性子とガンマ線の区別が出来ていればよい。図 4.21 のデータのプロットから、エネルギー領域毎に  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  のカット値を決めた。

まず、7 から 61MeV までのエネルギー領域を表 4.8 の通り 6 領域に分け、各エネルギー領域での  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  の一次元分布をみた。

Region Number	エネルギー範囲
1	$7 < E < 11$ MeV
2	$11 < E < 16$ MeV
3	$16 < E < 23$ MeV
4	$23 < E < 30$ MeV
5	$30 < E < 38$ MeV
6	$38 < E < 61$ MeV

表 4.8: PSD 能力を評価したエネルギー領域

図 4.22 にあるように 2つのピークをガウス分布でそれぞれ Fit した (図 4.22 中赤青実線)。エネルギー範囲毎に図 4.22 中の緑点線で表される 2つのピークの谷となっている部分で cut 値を決め、Fit 結果から得られたガウス分布を用いて  $\text{tailQ}/\text{totalQ}$  による cut efficiency の評価を行った。図 4.23 の左図は、各エネルギー領域での cut 値を示している。中図は、その cut 値で残る中性子の割合、すなわち cut 後に残る中性子イベント数と中性子イベントを Fit したガウス分布全体の積分値の割合 (cut efficiency) 入、また、右図はその cut に紛れるガンマ線イベントの割合、すなわち、cut 後に残るガン

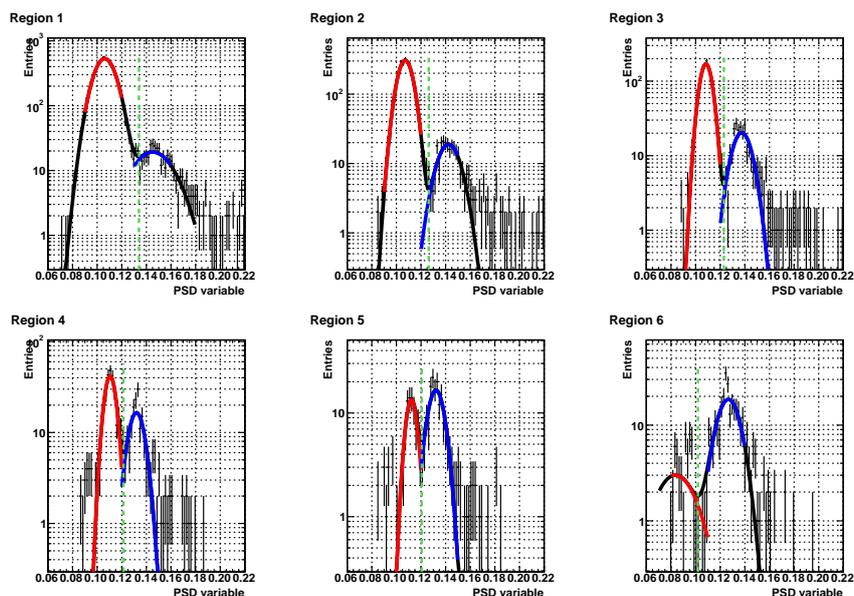


図 4.22: NE213 測定 of 各エネルギー領域での tailQ/totalQ 分布。中性子の方が波形の時定数が遅い成分が多いため、tailQ/totalQ の値が大きくなる。このプロットでは右のピークが中性子イベントを示している。このプロット中の 2 つの peak をそれぞれガウス分布で Fit した。赤実線：ガンマ線イベントを Fit したガウス分布、青実線：中性子イベントを Fit したガウス分布。緑点線：各エネルギー領域でのカット値

マ線イベント数と中性子イベントを Fit したガウス分布全体の積分値の割合 (rate of  $\gamma$  Events on n Sample) を示している。図 4.23 の中図から 10MeV 以上の領域では、中性子に対して 95% 以上の selection efficiency が得られ、ガンマ線に対しては 3% 程度のしきりに抑える事が可能と言える。

#### NE213 による宇宙線由来背景事象測定結果

以上のような PSD 能力を持った NE213 で prompt 領域 ( $20 < E < 60 \text{ MeV}$ ) に入ってくる宇宙線由来の中性粒子の測定を行うため、図 4.7 のように NE213 に 5inchPMT を取り付け検出器を 6 枚の veto 用シンチレータで囲んで、図 4.18 の Logic 回路で veto 後に残る粒子を見るため東北大学で背景事象データの取得を一週間行った。データの取得には今まで通り 1GHz FADC を使用している。その結果得られた veto の電荷分布と veto 前の NE213 の veto をかける前の電荷分布を図 4.24 に、NE213 検出器の veto をかけた後の電荷分布を図 4.25 に示した。

点がデータを表し、色塗りのヒストグラムが各 MC の分布になっている。図 4.24 の左図が NaI 測定と同様に 6 枚の veto シンチレータ全部の総電荷量分布のデータと MC の比較であり、6 枚の veto シンチレータ全体でこの青線以上の電荷を落とした時に veto にヒットがあったものとして veto をかける。右図が veto をかける前の NE213 のエネルギー分布のデータと MC の比較をしている。右図でデータと環境ガンマ線と宇宙線  $\mu$  だけでなく、宇宙線由来のガンマ線と高速中性子も考慮した MC が 10MeV

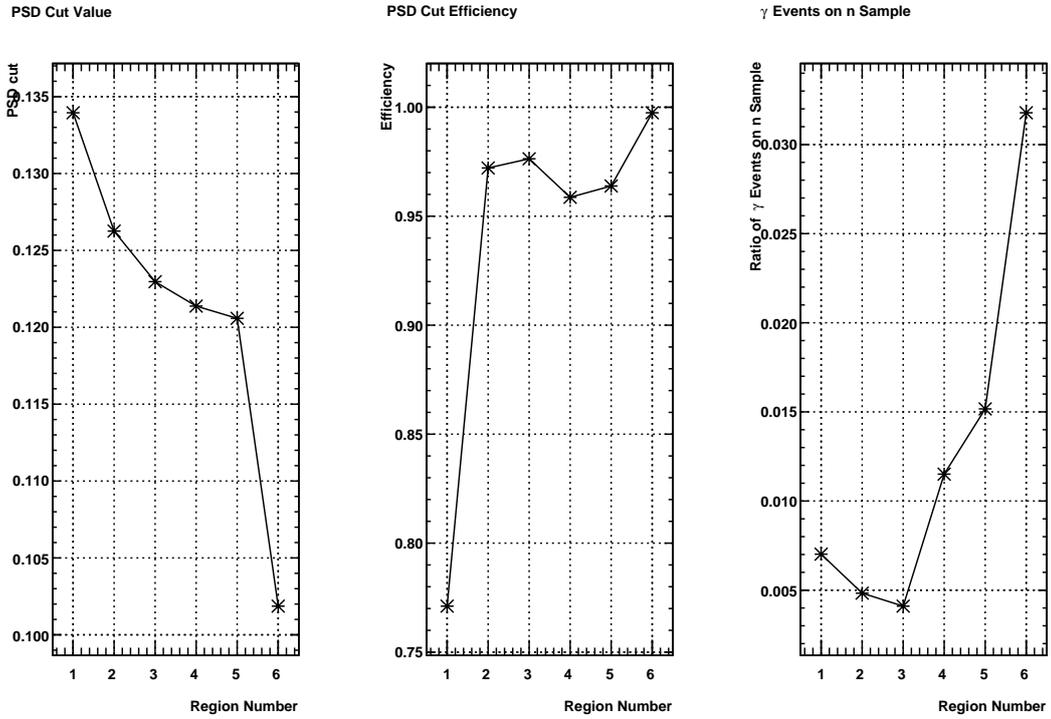


図 4.23: 左:各エネルギー領域での cut value。中:各エネルギー領域での cut efficiency。右:カット後に残るガンマ線イベントの割合

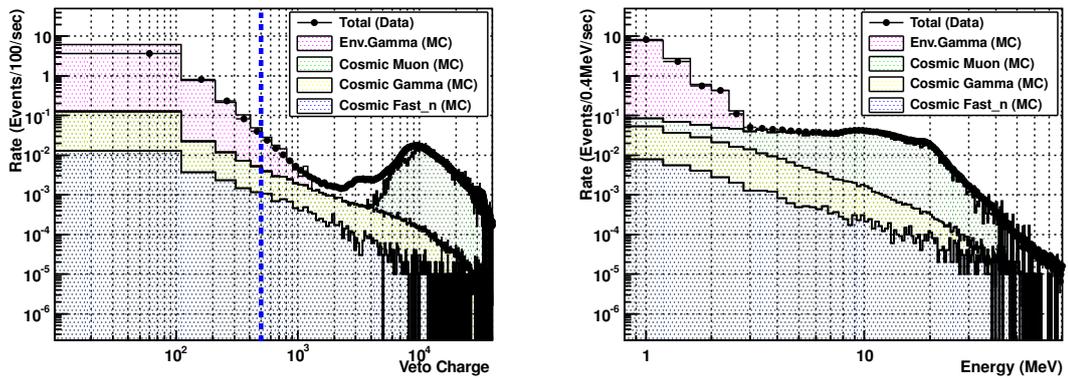


図 4.24: 左: veto の電荷分布、右; veto 前の NE213 のエネルギー分布

以下と 10MeV 以上の両方で一致している事から、この MC が 10MeV 以下では、環境ガンマ線をよく再現しており、さらに 10MeV 以上のエネルギーを持った宇宙線由来のガンマ線や高速中性子が存在している事が分かる。図 4.24 の右図の NE213 のエネルギー分布に veto をかけたものが図 4.25 である。まず、黒が veto をかける前のデータを示している。veto 後に残ったイベントを先ほど評価したエネルギー領域毎の tailQ/totalQ の値でガンマ線と中性子を分けた。赤点が、veto をかけた後に残ったイベントで tailQ/totalQ の値が各エネルギー領域毎の cut 値以下のガンマ線 like なイベントを示し、青点が veto をかけた後に残ったイベントで tailQ/totalQ の値が各エネルギー領域毎の cut 値以上の中性子 like なイベントを示している。さらに色塗りの部分がガンマ線と中性子の MC によるエネルギー分布を示している。これらデータと MC がよく一致している事からここで仮定しているモデルが正しい事が示唆される。

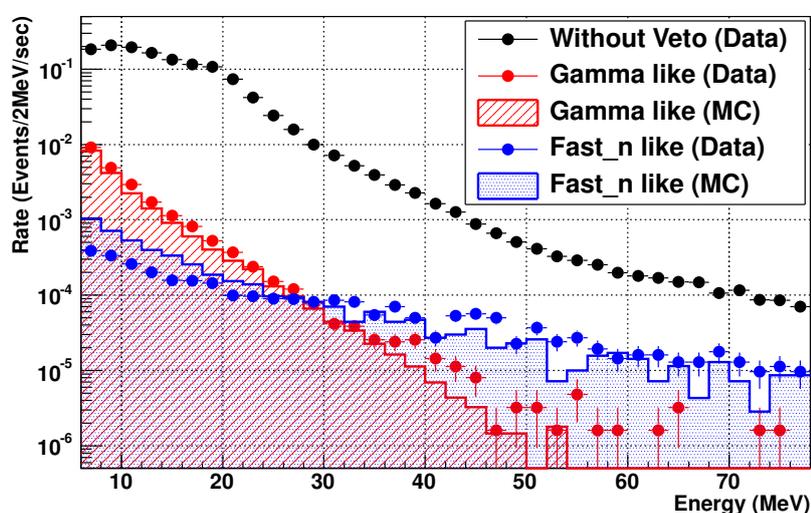


図 4.25: veto 後の NE213 のエネルギー分布

このセットアップでの 20MeV 以上のエネルギーを持った高速中性子のイベントレートは  $1.28 \pm 0.05 \times 10^{-3} \text{ Hz}$  (統計誤差のみ)、MC でのイベントレートは  $1.12 \times 10^{-3} \text{ Hz}$  とほぼ一致している。一方、中性子はデータが  $1.18 \pm 0.04 \times 10^{-3} \text{ Hz}$  (統計誤差のみ) だったが、MC は  $0.95 \times 10^{-3} \text{ Hz}$  であり、20% 程度のずれが生じているためこの後の数字にもその程度の系統的な誤差がつく。ガンマ線のジェネレータのフラックスとスペクトルは 200L の液体シンチレータを使用した東北大学原子炉モニターでの測定結果から決めている。

#### 4.2.3 500kg シンチとの比較

式 4.7 で示される宇宙線  $\mu$  の崩壊は、電子がシンチレータ中でエネルギーを落とす前に、親となっている  $\mu$  がエネルギーを落とす。そのため、あるイベントの直前に veto をならすイベントがあれば宇宙線由来の Michel e と同定することが出来る。これを

Michel e cut と呼ぶ。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (4.7)$$

東北大学での測定結果のクロスチェックのために、この中性子ジェネレータとガンマ線ジェネレータを 500kg プラスチックシンチレータに検出器全体を囲むような正方形から等方的に飛ばして MLF3 階での測定結果で得られた中性粒子の総フラックス量を比較する。

図 4.26 は、beam-OFF の期間のものに veto をかけて宇宙線  $\mu$  を取り除き、さらに宇宙線由来の Michel e を取り除くために、Michel e cut も適用した後の分布である。3.5 章で述べたように OV と IV 合わせて 99.5% 以上を達成しているため、veto をかける事で宇宙線  $\mu$  は取り除く事が出来る。また、宇宙線由来の Michel e も Michel e Cut によって取り除く事が出来る。こうして、宇宙線由来のガンマ線と中性子のみ残った 500kg のプラスチックシンチレータ内で落としたエネルギー分布と MC シミュレーションがよく一致している事からモデルの正しい事が確かめられる。

今まで行った測定から中性子のイベントレート： $1.28 \pm 0.05 \times 10^{-3} \text{Hz}$  (統計誤差のみ) とガンマ線のイベントレート  $1.18 \pm 0.04 \times 10^{-3} \text{Hz}$  (統計誤差のみ) の比から先発信号の領域での中性子とガンマ線の割合を出す事が出来る。よって、500kg のプラスチックシンチレータでの 20MeV から 60MeV のエネルギーをもつガンマ線のイベントレートは、 $(6.4 \pm 0.5) \times 10^{-6} / 2.5 \mu\text{s}$  である。

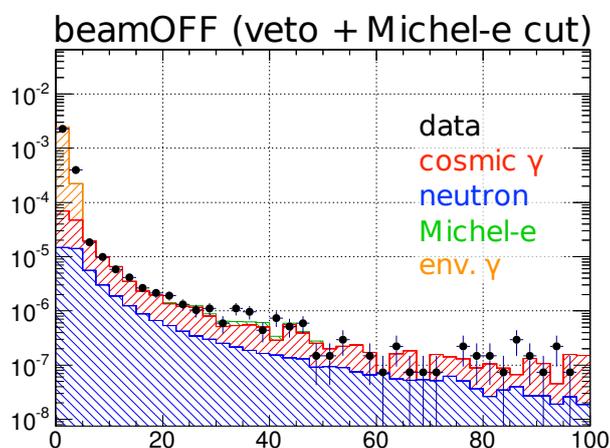


図 4.26: 500kg 検出器のデータと MC の比較。データはビーム OFF の期間のものに veto+Michel e cut 適用後の分布

この結果から、東北大で行った測定と 6% 以内で一致しており、構造の似た MLF3 階と東北大学での宇宙線由来中性粒子のフラックスに近い事が示唆された。

#### 4.2.4 25t 検出器への外挿

このジェネレータを 25t 検出器に検出器全体を囲むような正方形から等法的に飛ばして本実験でのイベントレートを見積もった。その結果のエネルギーヒストグラムが 図 4.27 であり、イベントレートは  $3.8 \times 10^{-4}/\text{spill}/25\text{t}/9\mu\text{s}$  となる。

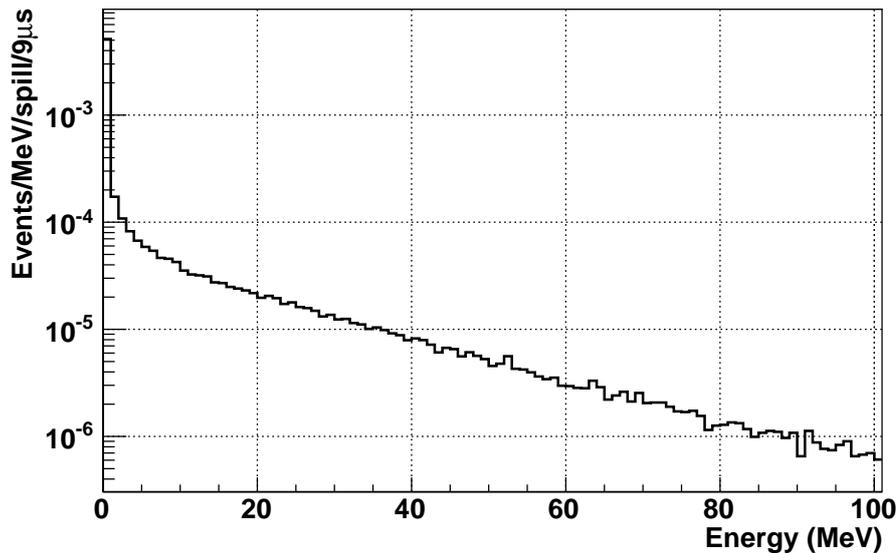


図 4.27: MC シミュレーションによる 25t 検出器での中性子のエネルギー分布

### 4.3 Accidentalバックグラウンドの後発信号

Accidentalバックグラウンドの後発信号となるビーム由来のガンマ線とビーム由来の高速中性子の 25t 検出器で予想されるイベントレートも今回の測定から見積もった。鉛による遮蔽効果もみるため、別途行っていた  $90 \times 21 \times 4.5\text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータで鉛による遮蔽条件を変えて測定を行い、この測定から MC シミュレーションのモデルを仮定し、500kg プラスチックシンチレータでクロスチェックを行った。こうして、クロスチェックも行ったフラックスとエネルギースペクトルを合わせた MC ジェネレータを本実験の 25t 検出器シミュレータに飛ばして背景事象量に換算する。

#### 4.3.1 ビーム由来ガンマ線

##### 4.3.1.1 プラスチックシンチレータとオシロスコープを用いたイベントレート測定 測定方法とセットアップ

図 4.30 が第 2 測定点近辺の簡略図である。東北大学での背景事象測定で使用していた  $90 \times 21 \times 4.5\text{cm}^3$  のプラスチックシンチレータを 2inchPMT で読み出している小型検出器を用いてオシロスコープで設定した Threshold 以上の波形を持ったイベントの

レート在第2測定点付近で測定した。そのときの測定セットアップを図4.28と表4.9に示した。

また、これらのイベントの鉛による遮蔽効果を見るため、5cm厚の鉛ブロックを用いて以下の条件で同様にイベントレートのみ測定した。図4.29に測定セットアップの写真を載せた。

- 鉛なし
- シンチレータ全体を5cm厚鉛で囲む
- 下にもみ5cm厚鉛を敷く
- 下にもみ10cm厚(2層)鉛を敷く

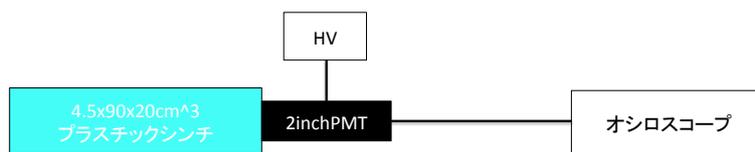


図4.28: 第二測定点付近のイベントレート測定セットアップ。オシロスコープでThreshold以上のイベントレートのみ測定した。

High Voltage	-1500V
Threshold	-80mV (1MeV 相当)

表4.9: 第2測定点のイベントレート測定条件

### イベントレート測定結果と考察

図4.30は第2測定点周りの上面図と断面図である。上面図中の青で示されている部分は、水銀ターゲットのメンテナンスのために取り外せるハッチとなっており、断面図のように他の場所に比べて30cm程度コンクリートが薄くなっている。この大ハッチ上のみ1.1から1.5kHzであり、第三測定点を含む青部分以外は1kHz以下だった。

また、図4.29の左図のように大ハッチ上でシンチレータの下に5cm厚の鉛を敷いた時のトリガーレートが200Hz程度、さらに図4.29の左図で下に敷いていた鉛を2層にして10cm厚としたときのトリガーレートが100Hz程度に減ったことから鉛で遮蔽可能なガンマ線がプラスチックシンチレータ内に入っていると予想される。



図 4.29: 左: 大ハッチ上で鉛 5cm をセンチ下に敷いた時のイベントレート測定セットアップ写真、右: 大ハッチ上で 5cm 厚鉛で全面を囲んだ時のイベントレート測定セットアップ写真

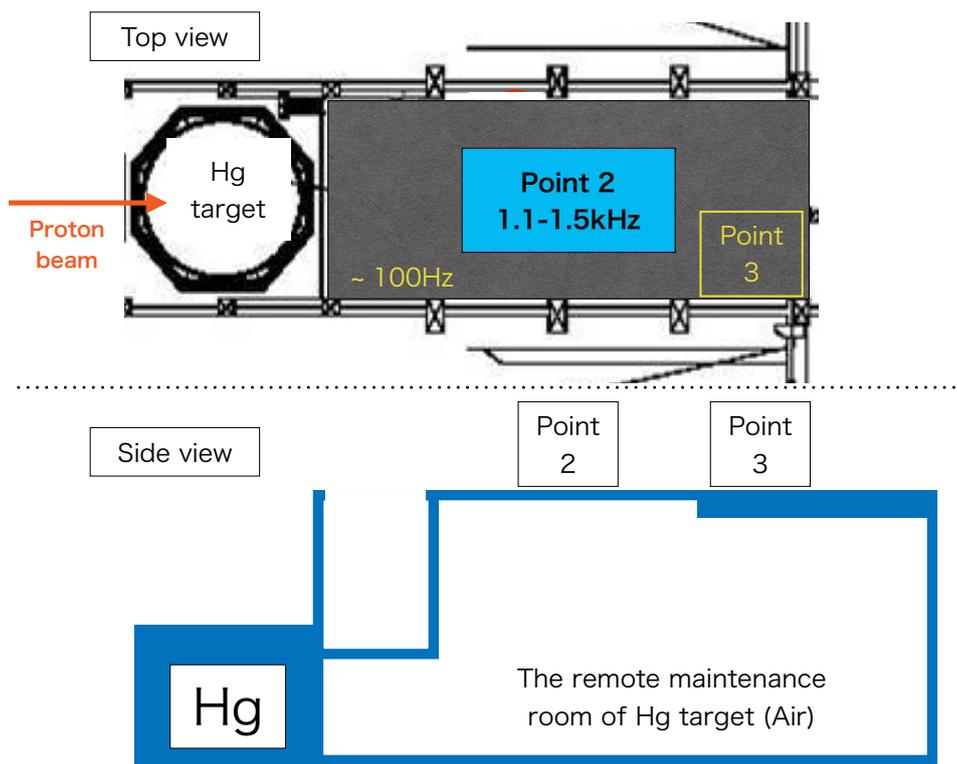


図 4.30: MLF の水銀ターゲットとそのメンテナンスエリアの上面図と断面図

さらに、図 4.29 のようにシンチレータの周り全面を囲っても 150Hz 程度と下のみに鉛を敷いた時とそれほど変わらなかった事からもガンマ線が主に下から来ている事が予想される。

以上の事から、検出器を設置している大ハッチ上のみ床に比べて 30cm の薄い事でガンマ線が抜けやすくなり、イベントレートが高いと考えられる。

#### 4.3.1.2 MC シミュレーションモデル

イベントレート測定の結果から以下のようなガンマ線発生モデルを仮定した。図 4.31 の左図は、MLF の水銀ターゲットとターゲットメンテナンスエリアと MLF3 階の概要である。図中の赤が検出器を表す。同図 4.31 の右図に仮定したガンマ線発生モデルを示した。水銀ターゲットのホットセル内の中性子が検出器下のコンクリートに捕獲されてガンマ線が発生すると仮定する。

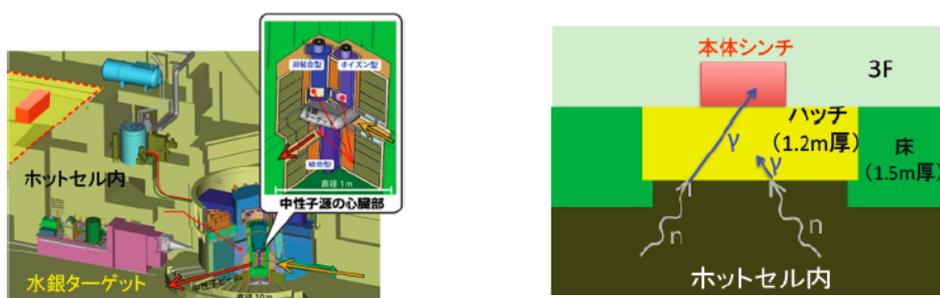


図 4.31: 左:MLF のターゲットとターゲットのメンテナンスエリア。図中の赤が MLF3 階の検出器を表す。右:床下からのガンマ線発生モデル

さらに、イベントレートの測定に使用したシンチレータを用い、遮蔽条件を変えて FADC 65MHz で波形取得もを行い、MC とデータを比較した。測定した遮蔽条件は以下の通りである。図 4.32 は、測定した鉛による各遮蔽条件の写真である。

- 鉛なし
- シンチレータ全体を 5cm 厚鉛で囲む
- 下のみ 5cm 厚鉛を敷く
- 下のみ 10cm 厚 (2層) 鉛を敷く

その際に用いたガンマ線のエネルギースペクトルはデータベースからとってきた反応断面積と典型的なコンクリートを構成している原子核の比率の積からエネルギー分布を決めた。図 4.33 は、コンクリートに含まれる原子核毎の中性子捕獲で出すガンマ線の断面積である。表 4.10 は、コンクリートに含まれる分子とその割合である。図 4.33 の断面積にコンクリートの割合をかけてコンクリート中で中性子捕獲されたガン

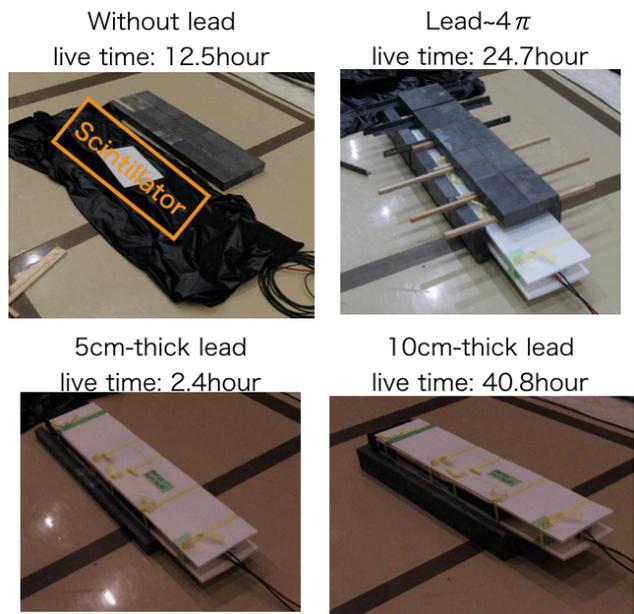


図 4.32: プラスチックシンチレータの各遮蔽条件セットアップ写真。各図遮蔽条件 左上: 鉛なし、右上: シンチレータ全体を 5cm 厚鉛で囲む、左下: 下にのみ 5cm 厚鉛を敷く、右下: 下にのみ 10cm 厚 (2層) 鉛を敷く

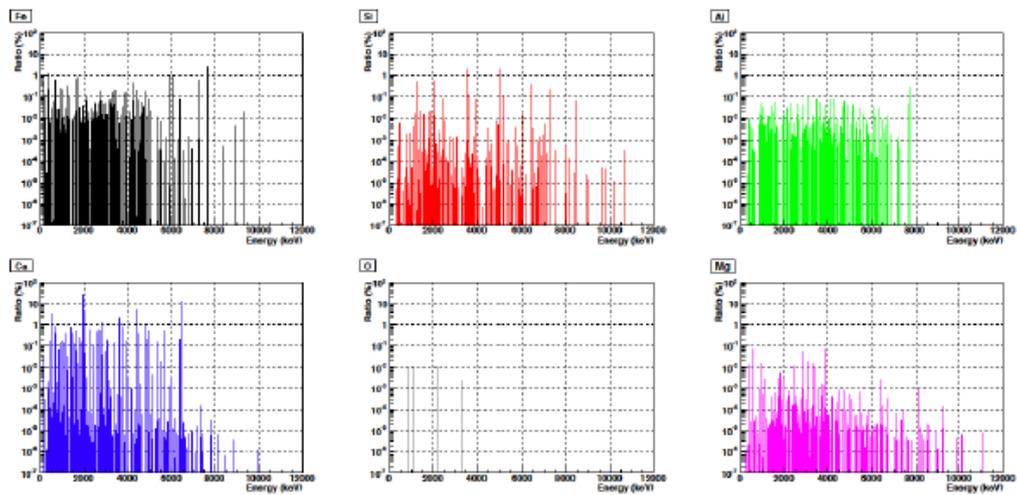


図 4.33: コンクリート中の原子核が中性子捕獲で出すガンマ線の断面積

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

表 4.10: コンクリートに含まれる分子とその割合

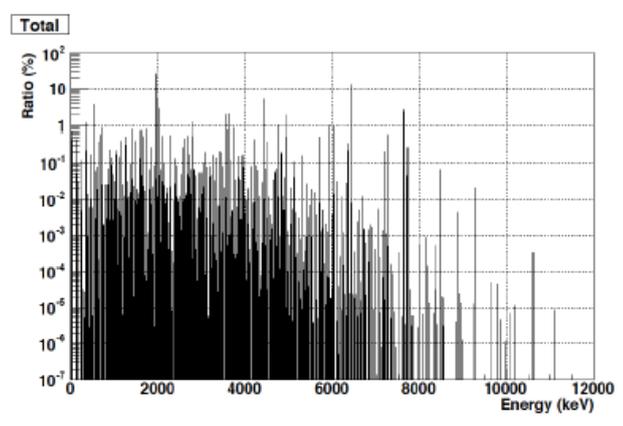


図 4.34: コンクリート中の原子核が中性子捕獲で出すガンマ線でエネルギー分布の総和

マ線のエネルギー分布を仮定した。図 4.34 に仮定したガンマ線のエネルギースペクトルである。

このエネルギースペクトルを持ったガンマ線が発生させ、120cm 厚のコンクリートを抜けてきたガンマ線のエネルギースペクトルと天頂角分布を図 4.35 に示した。このエネルギースペクトルから、後発信号のエネルギー領域 (7MeV 以上) のガンマ線が抜けてくる事が分かる。また、天頂角分布もコンクリートを抜けて来るガンマ線を見ているので天頂角方向が多くなっている事も分かる。

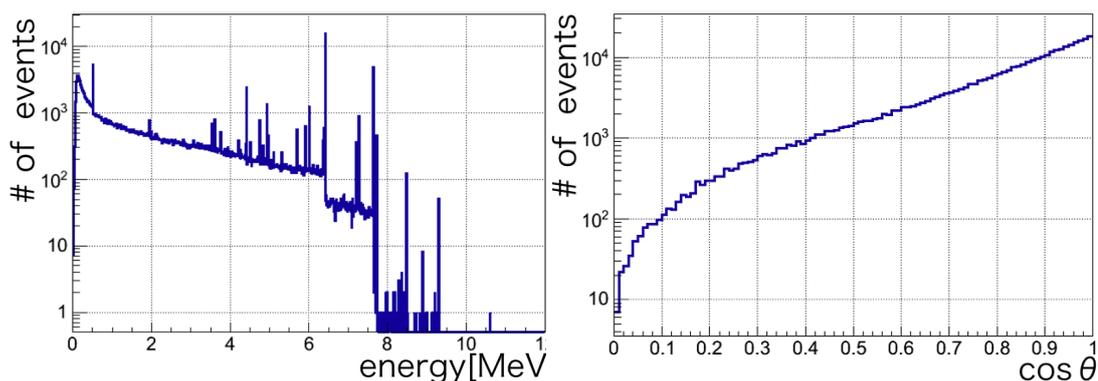


図 4.35: 左：床コンクリートを抜けてきたガンマ線のエネルギースペクトル、右：床コンクリートを抜けてきたガンマ線の天頂角分布

図 4.35 のエネルギースペクトルと天頂角分布を持ったガンマ線をイベントレート測定で使用したシンチレータを鉛で遮蔽せずに行った測定でフラックスを合わせる。

#### 4.3.1.3 小さいシンチレータを用いた測定

イベントレートの測定に使用したシンチレータを用いて図 4.32 のようにこのシンチレータを 5cm 厚の鉛ブロックを用いて、4 種類の遮蔽条件で FADC 65MHz で波形を取得した。

図 4.36 は鉛なしの状態での FADC カウントの最大値とイベントの発生時間の相関を示している。図中の横軸 1000ns から 2500ns の間に陽子ビームによるバンチ構造が見えている。このビームバンチをはずすように 3500ns 以降のイベントのみのエネルギースペクトルが図 4.37 である。宇宙線がこのシンチレータを突き抜けるとおよそ 9MeV のエネルギーを落とす。よって、図中の黒のビーム OFF 時に 8MeV から 10MeV の間に見えているピークの Mean 値が 9MeV になるようにエネルギースケールを決めた。さらに、図 4.37 で赤がビーム ON 時の鉛遮蔽なし、青が下面にのみ鉛 5cm を敷いた場合、マゼンタがシンチレータの全面を 5cm 厚鉛で囲んだ場合、緑が下面にのみ鉛 10cm を敷いた場合のエネルギー分布を表している。図 4.37 から全面囲んだ時よりも下面の遮蔽を厚くした方がイベントレートが少なくなっている事が分かる。

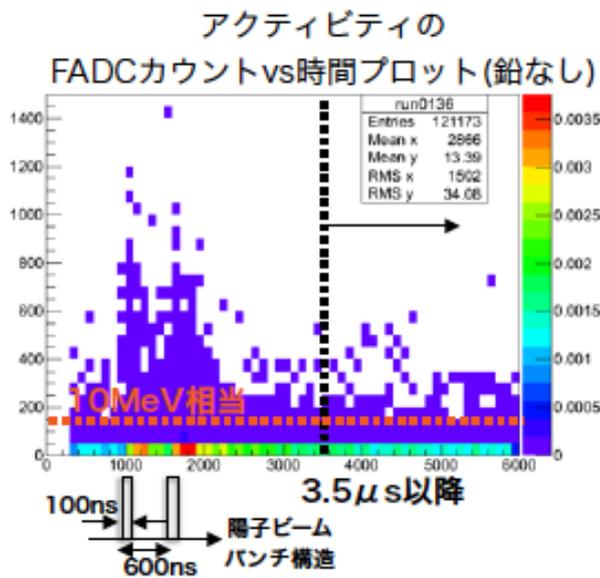


図 4.36: 小さいシンチレータの FADC カウント vsHitTime

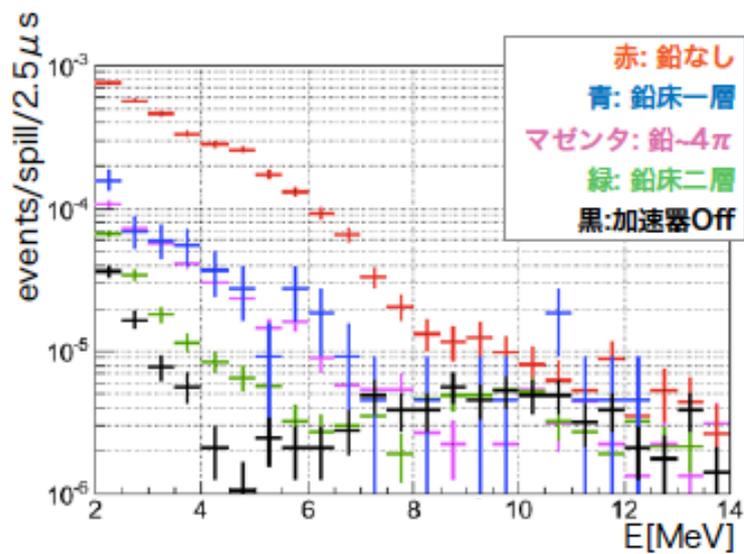


図 4.37: 小さいシンチレータでの時間カット後のエネルギー分布

この遮蔽条件毎の測定結果とビーム由来ガンマ線の MC シミュレーション結果の比較が図 4.38 のヒストグラムである。黒が MC によるエネルギースペクトルであり、赤が測定から得られたデータである。この鉛なしの条件でガンマ線のフラックスを合わせた所、他の遮蔽条件についても MC がデータをよく再現出来ている事が分かる。

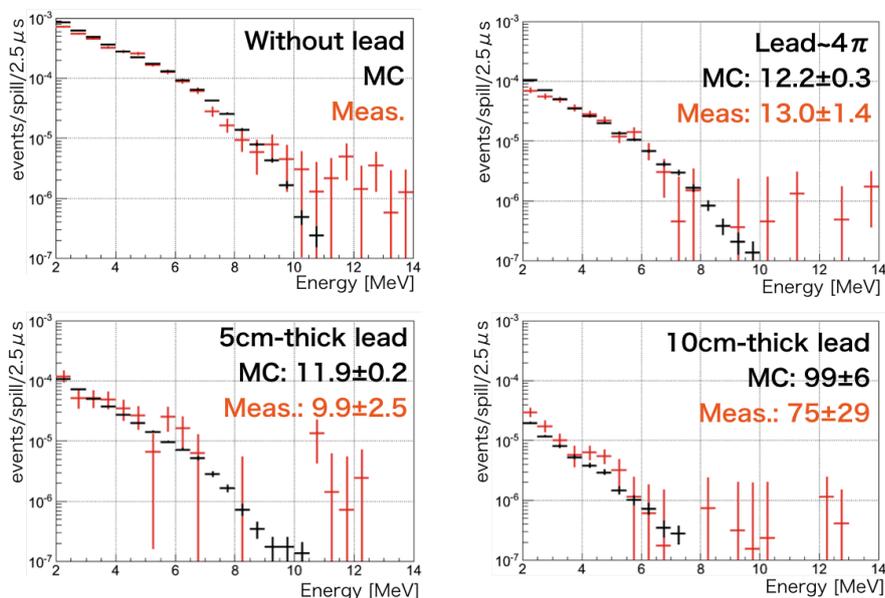


図 4.38: 各遮蔽条件でのエネルギー分布の Data と MC の比較。赤：測定データ、黒：MC シミュレーション。各図遮蔽条件 左上：鉛なし、右上：シンチレータ全体を 5cm 厚鉛で囲む、左下：下にのみ 5cm 厚鉛を敷く、右下：下にのみ 10cm 厚 (2 層) 鉛を敷く

#### 4.3.1.4 500kg シンチレータへの外挿

小さいシンチレータでの鉛遮蔽なし測定にフラックスを合わせ、鉛遮蔽あり測定でもフラックスのクロスチェックを行ったガンマ線ジェネレータを今回の背景事象測定で使用した 500kg プラスチックシンチレータに飛ばして実際に測定から得られたデータのエネルギースペクトルを比較した。そのエネルギースペクトルを図 4.39 に示した。黒点が測定から得られたデータを表しており、青が MC によるビーム由来ガンマ線、緑が環境ガンマ線、赤が宇宙線  $\mu$  を表している。図 4.39 より、データと MC がよく一致しており、仮定したガンマ線のモデルが正しい事が示唆される。このガンマ線のデータでのイベントレートは  $7 < E < 12 \text{ MeV}$  で  $(2.06 \pm 0.01) \times 10^{-3} / 2.5 \mu\text{s} / 0.3 \text{ MW}$  であった。

さらに、図 4.40 で示される、全体体積が直径 4.4m × 高さ 4.4m の円柱内に直径 3.4m × 高さ 3.4m の円柱型の有効体積を持った 25t 検出器シミュレータに 10m × 5m の床からガンマ線を打ち込んだ。そのときのイベントレートは、 $1.5 / 100 \mu\text{s} / 25 \text{ t} / \text{MW}$  となったため、これを減らすために 25t 検出器シミュレータの下に鉛シールド 12.5cm 敷く事とし、 $1.2 \times 10^{-3} / 100 \mu\text{s} / 25 \text{ t} / \text{MW}$  まで落とした。

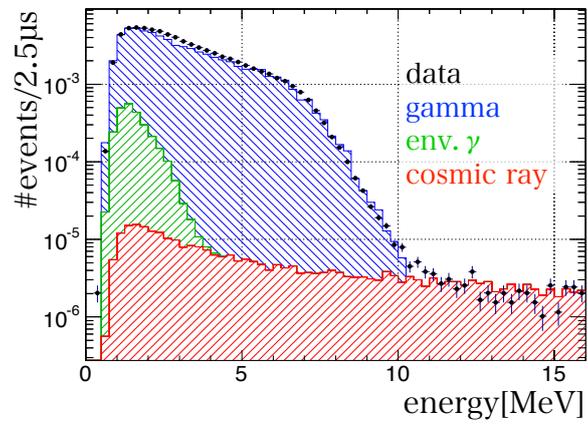


図 4.39: delayed Energy 領域の 500kg 検出器での MC と data の比較。黒：データ、青：ビーム由来ガンマ線 (MC)、緑：環境ガンマ線 (MC)、赤：宇宙線 (MC)

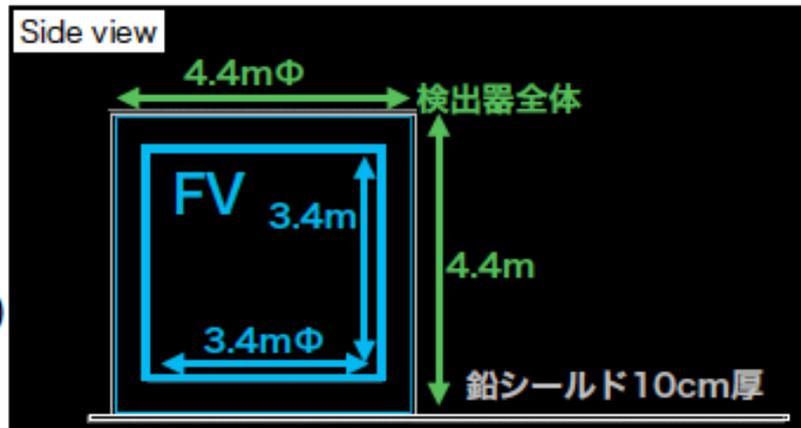


図 4.40: 25t 検出器ジオメトリー

### 4.3.2 ビーム由来中性子

ビーム由来の高速中性子が検出器内に入り、検出器内でエネルギーを失い熱化すると、中性子捕獲を起こしガンマ線を出す。このガンマ線が Accidental バックグラウンドの後発信号となる。そのため、25t 検出器でのビーム由来高速中性子のイベントレートを MC シミュレーションから見積もった。

#### 4.3.2.1 MC シミュレーションモデル

図 4.41 は、仮定した中性子の発生モデルと検出器の設置位置関係を示した図である。水銀ターゲット位置に中性子の点線源を仮定して等方的に中性子を発生させる。水銀ターゲットから水平方向に 16.6m、垂直方向に 15.1m 離れた位置に 500kg 検出器シミュレータを設置する。

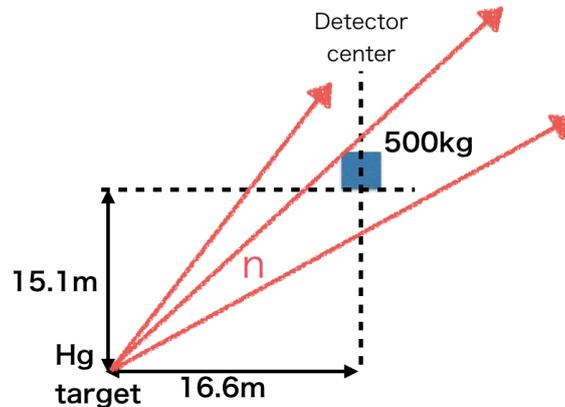


図 4.41: ビーム由来中性子のための 500kg 検出器の MC シミュレーションの geometry

このとき、実際に 500kg 検出器による測定から得られた図 4.42 がビーム ON 時の Energy vs HitTime の 2 次元プロットであり、図 4.42 のうちエネルギー 90MeV 付近の事象で、全時間で等確率に存在しているイベントは 500kg 検出器を宇宙線  $\mu$  が突き抜けたイベントであるため、10MeV 以上のエネルギーを持つ高速中性子は、2 つの陽子ビームのタイミングで検出器内に入る中性子であると言える。そのため、図 4.43 のようにこのビームのオンバンチに入るイベントのエネルギースペクトルに合わせた。仮定した式は式 4.8 のような exponential 関数である。ここで、 $E_n$  は中性子の運動エネルギーを表し、 $\alpha$  は 1spill あたりに水銀ターゲットで発生する中性子の数を表す。(fit 結果から  $\alpha = 387$ )

$$\phi(E_n) = \frac{\alpha}{30} \exp(-E_n/30[\text{MeV}]) \quad (4.8)$$

図 4.43 が 500kg 検出器のビームオンバンチタイミングのイベントのエネルギースペクトルと図 4.41 の geometry で式 4.8 のエネルギースペクトルを持った中性子を飛ばした MC シミュレーションから得られた検出器内で落とすエネルギースペクトルで

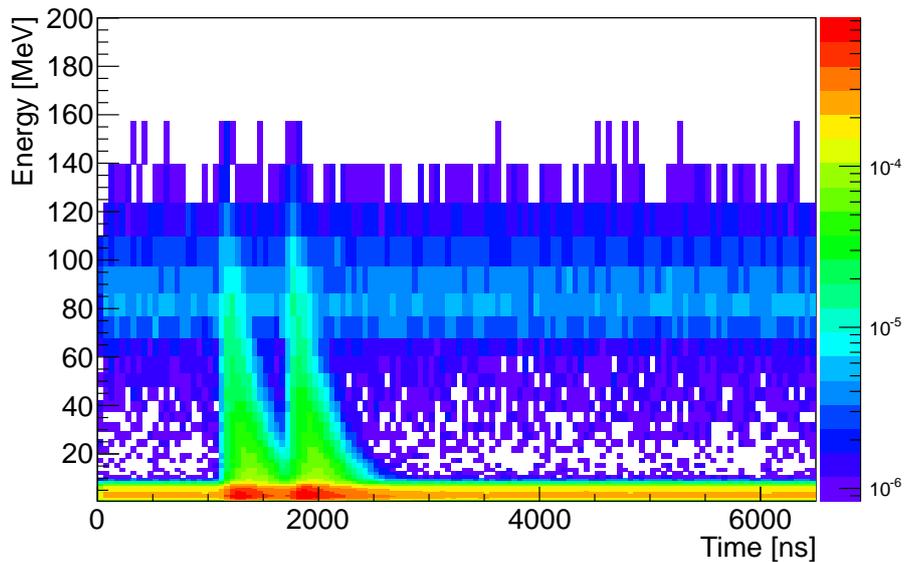


図 4.42: 500kg 検出器の Energy vs HitTime 分布

ある。ただし、このエネルギースペクトルの 15MeV 以下にはデータの方に環境ガンマ線が含まれるため、15MeV 以上のデータを再現するように中性子ジェネレータのフラックスを決めた。

#### 4.3.2.2 25t 検出器への外挿

500kg で測定したデータに中性子フラックスを合わせたジェネレータを図 4.44 の geometry で 25t 検出器に飛ばしてみた所、0.0163/spill/25t/MW のイベントレートが得られたが、2.7.2 章で説明した OB-delayed 間の  $\Delta VTX$  cut によって 0.0004/spill/25t/MW まで落とす。

### 4.4 背景事象測定結果まとめ

表 4.11 にカット条件とそれらの振動信号と背景事象に対する cut efficiency をまとめた。

以上のカットを用いて、ビーム稼働時間 5000h/year、測定期間 5 年間で 25t 検出器 2 基での各イベントのイベント数を見積もった。その結果を表 4.12 に記載した。ただし、本番の 25t 検出器は PSD によってガンマ線と中性子の区別が可能な検出器を想定しており、中性子の rejection factor として 100 が期待出来、本実験では現在の値より 2 桁中性子を落とす事が可能である。[13] そのため、本実験の Accidental な背景事象の先発信号として効いてくるのはこれら宇宙線由来の背景事象のうちガンマ線のみとなる。

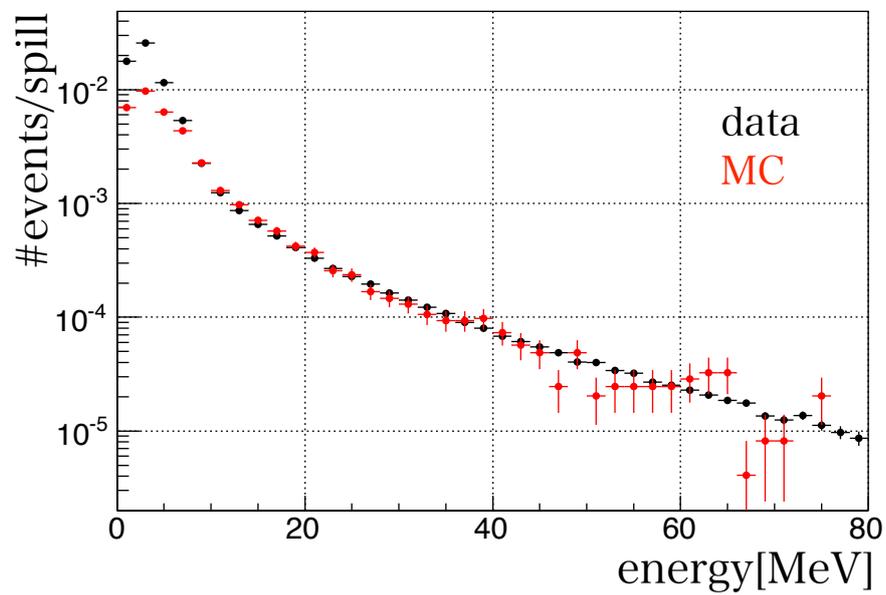


図 4.43: 500kg 検出器でのデータと MC の比較。黒：データ、赤：MC

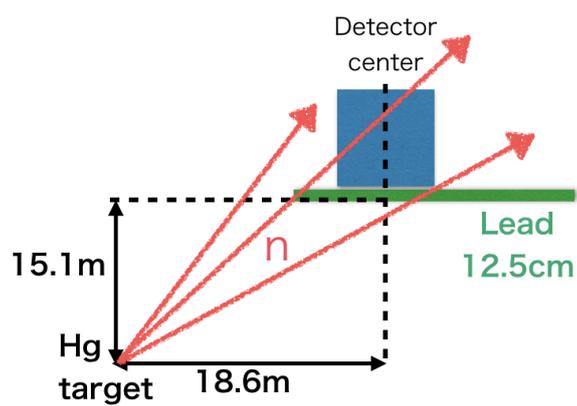


図 4.44: ビーム由来中性子のための 25t 検出器の MC シミュレーションの geometry

cut 条件	signal	ビーム由来高速中性子	Accidental ( $\gamma+\gamma$ )	Accidental( $\gamma+n$ )
$1.0 \leq \Delta t_p \leq 10 \mu s$	74%	$1.1 \times 10^{-5} / \text{spill}/25t/\text{MW}$ (90%C.L.)	$3.9 \times 10^{-4}$	$3.9 \times 10^{-4}$
$20 \leq E_p \leq 60 \text{ MeV}$	92%		/spill/25t/MW	/spill/25t/MW
$\Delta t_p \leq \Delta t_d \leq 100 \mu s$	93%	93%	$1.2 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-2}$
$7 \leq E_d \leq 12 \text{ MeV}$	71%	71%	/spill/25t/MW	/spill/25t/MW
$\Delta \text{VTX}_{p-d} \leq 60\text{cm}$	96%	96%	2.3%	2.3%
$\Delta \text{VTX}_{OB-p}$	-	1/100	-	-
$\Delta \text{VTX}_{OB-d} \leq 110\text{cm}$	98%	98%	98%	2.6%
LifeTime cut (Likelyhood<11)	91%	91%	44%	65%
Multiplicity Cut (delayed signal の数 < 2)		1/20		
total	38%	$3.1 \times 10^{-9}$	$4.6 \times 10^{-9}$	$2.4 \times 10^{-9}$

表 4.11: 本実験でのカット条件と efficiency まとめ

	イベント	/5年/50t	Comment
Signal	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	480	$\Delta m^2 = 2.5eV^2$ , $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ (Best fit value for MLF exp.)
		342	$\Delta m^2 = 1.2eV^2$ , $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ (Best fit values of LSND)
Backgrounds	$\bar{\nu}_e$ from $\mu^-$	237	今回測定 (90%C.L.) 今回測定 今回測定
	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	16	
	ビーム由来の高速中性子	$\leq 13$	
	宇宙線由来の高速中性子	37	
	accidental 事象	32	

表 4.12: 各振動パラメータの時の振動信号事象数と背景事象数リスト

## 第5章 感度

今回の背景事象測定の結果の表 4.12 から検出器設置候補地である MLF3 階においては、 $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  が支配的な背景事象となる。それ以外の背景事象はこれに比べて 1 桁小さいと見積もられたため、今回は  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のみを感度計算の際の背景事象として考慮した。

### 5.1 Fit の方法

表 5.1 に感度の計算条件をまとめた。信号の検出効率は 38%、背景事象の検出効率は 38% となっており、基線は 24m の場合である。1bin あたりの統計数が小さいため、各 bin の統計数がガウス分布ではなくポアソン分布となる。そのため、一般的な  $\chi^2$  を最小にする方法ではなく、式 5.1 のような Likelihood を最大にする方法を今回用いた。[23]

測定期間	5 年
年間のビーム運転時間	5000h/year
有効質量	50t
基線長	24m
信号検出効率	38%
背景事象検出効率	38%

表 5.1: Fit の Input 条件のまとめ

$$L = \prod_i P(N_{exp}|N_{obs})_i \quad (5.1)$$

$$P(N_{exp}|N_{obs}) = \frac{\exp(-N_{exp})(N_{exp})^{N_{obs}}}{N_{obs}!} \quad (5.2)$$

式 5.1 中の  $i$  はエネルギースペクトルの  $i$  番目の bin に対応し、20MeV から 60MeV までの範囲で Fit を行った。 $N_{exp}$  が振動がない場合に期待される  $i$  番目の bin のイベント数、 $N_{obs}$  が実際に観測される  $i$  番目の bin のイベント数を表している。振動後の各 bin のイベント数を  $N_{osci}$ 、各背景事象の各 bin 毎のイベント数を  $N_{bkg}$  とすると、 $N_{exp}$  と  $N_{obs}$  は以下のように書ける。

$$N_{obs} = N_{osci}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) + \sum N_{bkg} \quad (5.3)$$

$$N_{exp} = \sum N_{bkg} \quad (5.4)$$

まず、2通りの振動パラメータを持つ際に期待されるエネルギースペクトルを見た。(図 5.1) 振動パラメータの例として、この実験での Best Fit の振動パラメータ  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.5, 0.003)$  と LSND Best Fit  $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (1.2, 0.003)$  を用いている。色塗りされたヒストグラムが振動後の  $\bar{\nu}_e$ 、青線のヒストグラムが  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$ 、それらの和が黒線のヒストグラムである。黒線の縦棒は、統計誤差を表す。ここでの各ヒストグラムの規格化は有効質量 50t、beam power が 1MW で 5000h/year 運転した時に 5 年間測定を行ったときの期待されるイベント数である表 4.12 で行っている。

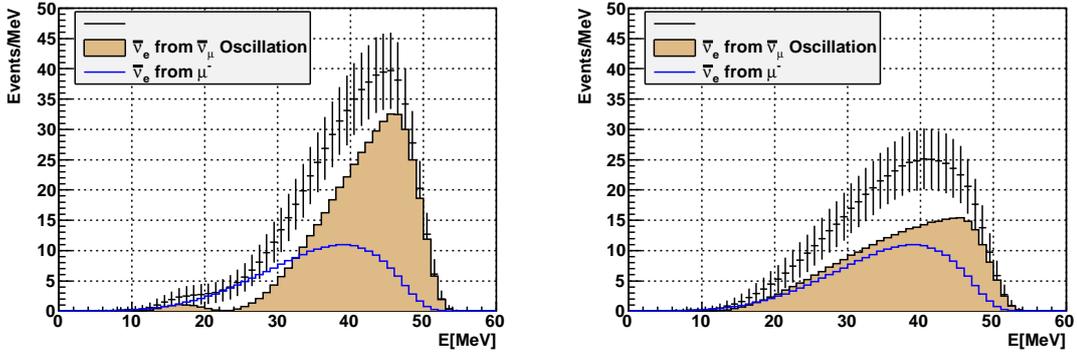


図 5.1: 左: $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.5, 0.003)$ (MLF Best Fit) 右: $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (1.2, 0.003)$ (LSND Best Fit)

## 5.2 系統誤差

式 5.1 には統計誤差しか含まれていないため、振動パラメータ  $\Delta m^2$  や  $\sin^2 2\theta$  の Fit を行う際の感度を定める大きな要因である規格化定数を定める。 $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  に関しては、MC によるシミュレーションを用いても、原子核による  $\mu^-$  の捕獲や  $\pi$  の生成については未だよく分かっていない。よって今回は  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  の規格化定数の誤差として、表 2.4 と 2.5 より、今回用いたシミュレーションモデル (FLUKA と QGSP-BERT) の  $\nu/p$  ratio の差から 50% を仮定する事とした。

一方、振動信号に関しては、 $(\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e + {}^{12}\text{N}_{g,s})$  の反応断面積が誤差 2% 以内でよく分かっている事、 $N_{g,s}$  の  $\beta$  崩壊の寿命がよく分かっている事から  $\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e + {}^{12}\text{N}_{g,s}$  のイベント数から、同じ親を持つ  $(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e)$  信号事象  $(\bar{\nu}_e + p \rightarrow e + n)$  の系統誤差は抑える事が可能となる。そのため、今回はこの系統誤差を 10% として見積もった。

$$L = \prod_i P(N_{exp}|N_{obs})_i \times \exp\left(-\frac{(1-f_1)^2}{2\Delta\sigma_1^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(1-f_2)^2}{2\Delta\sigma_2^2}\right) \quad (5.5)$$

ここでの  $f_j$  は  $N_{exp} = f_1 N_{osci}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) + f_2 N_{bkg}$  で表され、 $\Delta\sigma_i$  は規格化定数の誤差を与える項である。

components	uncertainty	comments
振動信号	10%	$\mu^+$ からの $\nu_e$ で規格化可
$\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$	50%	シミュレーションの $\nu/p$ ratio の差

表 5.2: 規格化定数の誤差

### 5.3 期待される感度

図 5.2 が各振動パラメータ毎に最大となる  $2\Delta\ln(L)$  を計算し、 $2\Delta\ln(L) = 11.83(3\sigma)$  と  $2\Delta\ln(L) = 28.76(5\sigma)$  のラインでそれぞれ線を引いた 2 次元プロットになる。これが今回の条件で見積もった本実験で期待される感度となる。緑色のラインが  $3\sigma$ 、青色のラインが  $5\sigma$  を表している。この図から  $\Delta m^2 > 2$  の領域では LSND 90% C.L を  $5\sigma$  でカバー出来る事が分かる。また、 $3\sigma$  領域では、 $\Delta m^2$  が小さい領域も LSND 90% C.L をカバー出来ている。

図 5.2 から全体の感度は  $\Delta m^2 = 100eV^2$  のときの  $\sin^2(2\theta)$  の値で見積もられる。そこで、図 5.3 に測定年数を増やしたときの  $5\sigma$  の感度をもつ  $\sin^2(2\theta)$  の値をプロットした。今回目指している LSND の感度は、 $\Delta m^2 = 100eV^2$  の時の 90% C.L の時の  $\sin^2(2\theta)$  値は  $1.7 \times 10^{-3}$  である。この図から測定期間が 4 年で LSND 90% C.L. を  $5\sigma$  でカバーできるようになる事が分かる。

### 5.4 accidental ガンマ線の影響

さらに accidental  $\gamma$  の感度への影響を見積もった。accidental  $\gamma$  のエネルギースペクトルは exponential を仮定している。まず、 $20 \leq E \leq 60 \text{ MeV}$  のエネルギーを持つ accidental ガンマ線が支配的な背景事象である  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  と同じイベント数のときの先発信号のエネルギースペクトルの例を図 5.4 に示した。振動パラメータは、LSND Best Fit と本実験での Best Fit の振動パラメータを用いている。色塗りのヒストグラムが各振動パラメータの時の振動信号を表している。図 5.4 のヒストグラムで Fit を行う図 5.5 の感度が得られる。

次に、5.3 章と同様に accidental ガンマ線を背景事象として考慮して、 $\Delta m^2$  が  $100eV^2$  の時の  $\sin^2(2\theta)$  の値から感度への影響をみた (図 5.6)。横軸が accidental ガンマ線の Scale factor を表しており、Scale factor = 1 のときが図 5.4 に示した  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  と同じイベント数のときの  $\Delta m^2 = 100eV^2$  で  $5\sigma$  の感度を持つような  $\sin^2(2\theta)$  の値である。

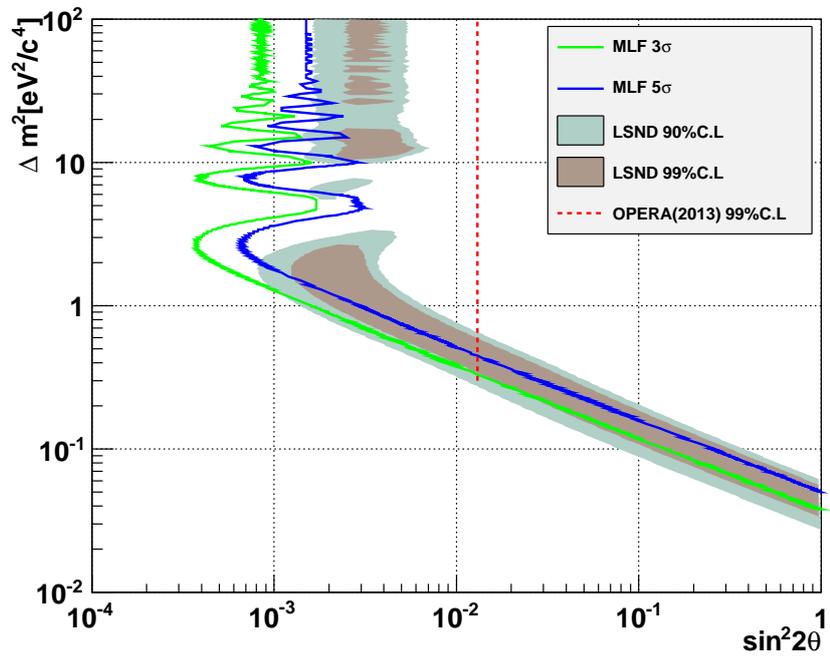


図 5.2: 5000h/year で 5 年測定した際に期待される感度

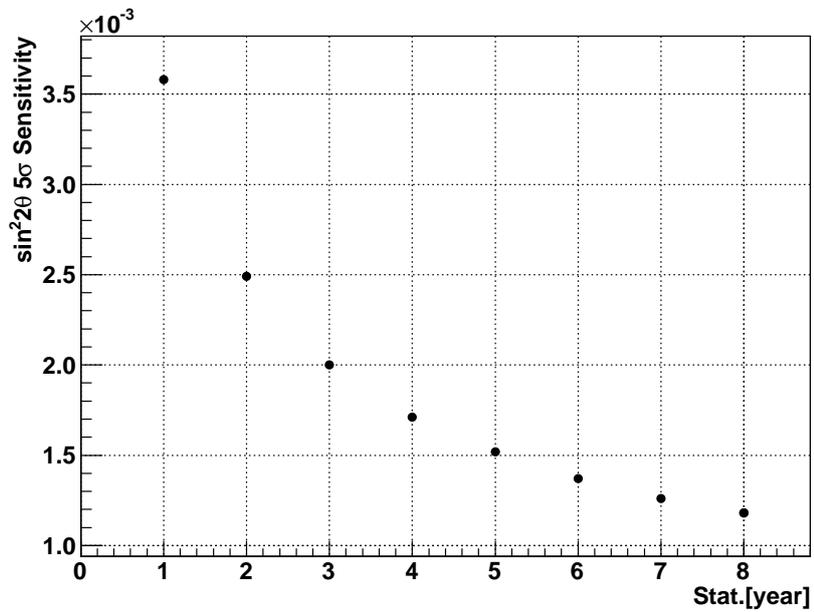


図 5.3: 測定年数 vs  $\Delta m^2=100\text{eV}^2$  の時に  $5\sigma$  感度を持つような  $\sin^2(2\theta)$

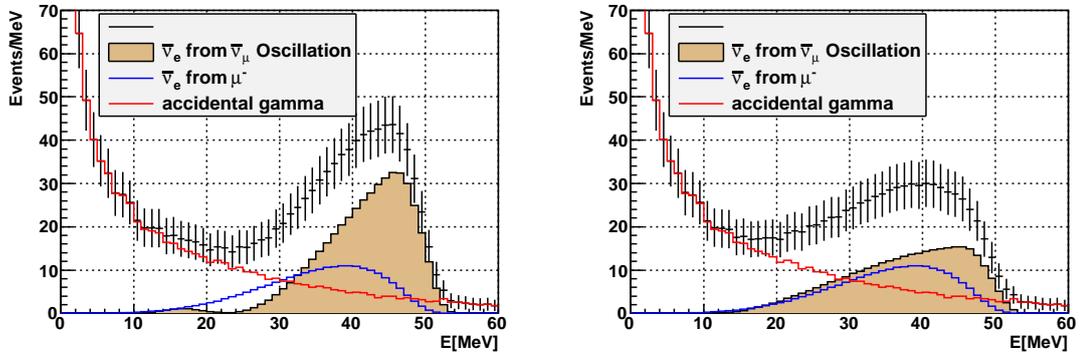


図 5.4: Accidnetal  $\gamma$  が  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  と同等の事象数の場合の先発信号例

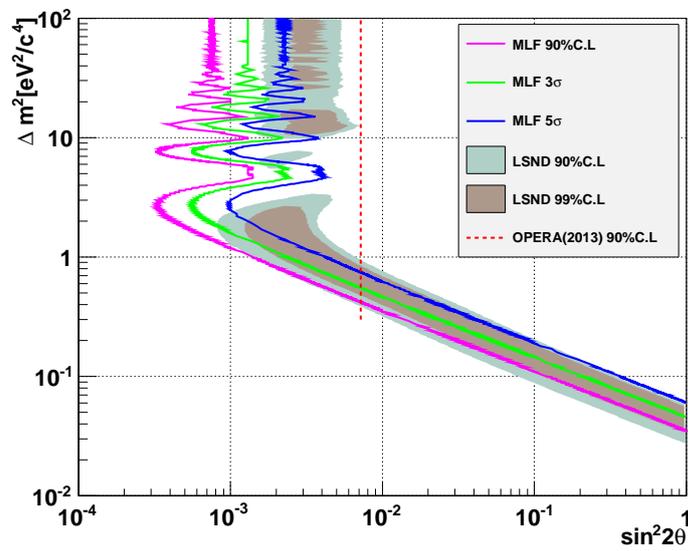


図 5.5: Scale factor = 1 のときの感度

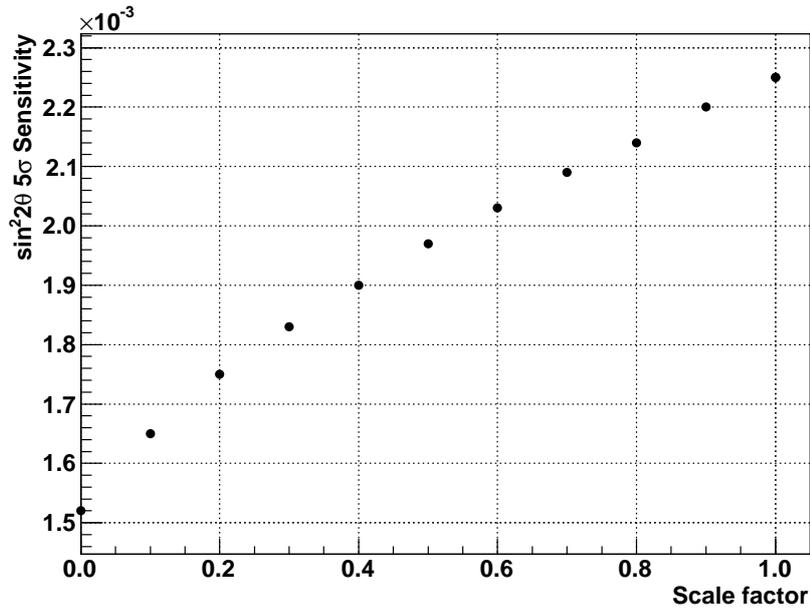


図 5.6: Accidental factor vs  $\Delta m^2=100eV^2$  の時に  $5\sigma$  感度を持つような  $\sin^2(2\theta)$

## 5.5 エネルギー分解能の影響

現在の検出器デザインでは、エネルギー分解能として  $15\%/\sqrt{\text{MeV}}$  を仮定している。そこで、エネルギー分解能の感度への影響を見る。図 5.7 がその結果となっており、横軸がエネルギー分解能 [%]、縦軸が  $\Delta m^2=100eV^2$  の時の  $5\sigma$  sensitivity を持つような  $\sin^2(2\theta)$  の値を表している。 $\Delta m^2 = 100eV^2$  の時の LSND90% C.L の時の  $\sin^2(2\theta)$  値は  $1.7 \times 10^{-3}$  である事から、エネルギー分解能が  $30\%/\sqrt{\text{MeV}}$  であれば、LSND 90% C.L をカバー出来ると言える。

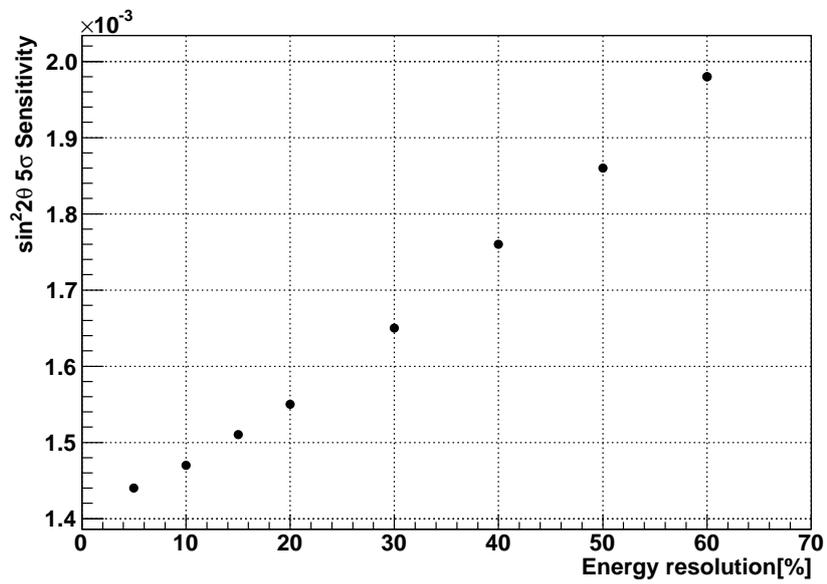


図 5.7: Energy resolution vs  $\Delta m^2=100\text{eV}^2$  の時に  $5\sigma$  感度を持つような  $\sin^2(2\theta)$ . 今までは Energy resolution 15% を仮定

## 第6章 まとめと今後

### 6.1 まとめ

1990年代に行われた LSND 実験や MIniBooNE 実験によって、4世代目のニュートリノとなるステライルニュートリノの存在が提起された。本研究グループでは、ステライルニュートリノ探索実験を J-PARC MLF のニュートリノを用いて計画中である。このため、J-PARC MLF3F の実際の検出器設置候補地において背景事象測定を行った。今回の背景事象測定では、ビーム由来高速中性子と宇宙線由来高速中性子、Accidental バックグラウンドの測定を行い、本実験の実際の実験条件におけるイベント数を見積もった。これら背景事象の 1MW ビーム年間稼働時間:5000h/year で5年間で測定を行った場合のイベント数は  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  よりも1桁小さい事が言えた。

この結果から、 $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  のみを背景事象として考慮して、本実験で期待される感度の計算を行った。その結果、 $\Delta m^2 > 2eV^2$  の領域で LSND の 90% C.L. を  $5\sigma$  の信頼度で結論づける事が可能となる事が分かった。

また、本研究成果を日本物理学会において報告し、様々な分野の研究者に広く周知させる事も出来た。[24]

### 6.2 今後

今回の背景事象測定の結果で図 4.3 の通りエネルギーとヒットタイムの2次元相関に、ビームのオンパッチ構造が見えている。このイベントは veto をかけても残っているため、中性粒子と考えられるが、今回の背景事象測定で使用した 500kg プラスチックシンチレータでは、粒子識別は出来ず、中性子がガンマ線かの判別ができない。そこで、4.2.2 章の東北大学での測定で使用した PSD 能力を持った NE213 を用いた検出器設置候補地での背景事象測定を行い、ビームタイミングイベントの理解を深める。

また、本実験にむけて Gd 入り液体シンチレータの試験やエレクトロニクスの開発も今後行っていく。

## 謝辞

大学院修士過程における研究生活及び本修士論文の執筆にあたり多くの方々からご指導、ご協力頂きました。この場を借りて感謝の意を表します。

指導教官である末包准教授には、本研究の方針や物理的側面において助言頂き、より深く本研究を理解する事が出来ました。また、学会や本修士論文の発表前には夜遅くまで訂正、助言して頂いた事で本研究をまとめる事が出来ました。

研究員である古田氏には、本研究にあたり実験、データ解析全般において丁寧に指導して頂きました。また、論文の執筆、発表においても修正するたびに丁寧にご指導頂いた事も感謝しています。

研究員の Emmanuel Chauveau 氏には、Double Chooz 実験の Near 検出器の PMT installation に参加させて頂きました。海外での外国コラボレータとの建設作業は、とても新鮮でよい経験となりました。

研究員の Thiago J.C.Bezerra 氏には、本修士論文のテーマである MLF3 階における背景事象測定と第 5 章の感度計算において、ご指導とご協力頂きました。

KEK の丸山准教授には、MLF3 階における背景事象測定において現場の指揮を取って頂きました。本背景事象測定に参加させて頂いた事、大変感謝しております。また、本研究の解析においても毎週のミーティングにて的確な指示と助言を頂いた事で本研究結果をまとめる事が出来ました。本ステライルニュートリノ探索実験の成功を陰ながらお祈りさせて頂きます。

同じく、KEK の研究員である岩井氏、太田氏には背景事象測定データの解析において親身にご指導頂きました。

JAEA の長谷川氏、明午氏には、大変多忙な中、MLF3 階における背景事象測定において現場でのご指導、ご協力頂き、本研究成果の元となる測定データを取得する事が出来ました。

Double Chooz Collaborator の方々には、毎回の Double Chooz Collaboration ミーティングにおいて、本研究の報告をした際に助言を頂き、より深い考察をする事が出来ました。

ニュートリノ科学研究センターの技術職員の方々には、背景事象測定の OV 建設にあたり多くのご協力頂いた事で、当初の目標を満たす OV を建設する事が出来ました。

最後に同センターの先輩方、同輩、後輩達には研究と学生生活において多くの助力を頂きました。また、私生活においても仲良くして頂き、研究の大きな励みとなりました。

以上の方々だけでなく、大学院修士課程でお世話になった皆様に再度感謝の意を表し、謝辞を終わります。ありがとうございました。

## 付録 A 基線 60m の 1kt 検出器で期待される感度

本実験では、基線 24m に 25t 検出器を 2 基設置してステライルニュートリノを介した振動を観測する事を目指している。この実験で有意な振動を観測出来なかった場合には、基線 60m に 1kt 検出器を設置して  $\Delta m^2 < 1eV^2$  の領域をカバー出来るような実験も視野に入れている。そのため、この基線を長くし、検出器の体積を増やした場合に期待される感度を見積もった。この時の感度計算条件を表 A.1 にまとめた。ここで見積もる Far 検出器の感度は、MLF3 階における背景事象測定以前に見積もったものであるため、MLF3 階における背景事象測定の結果を踏まえた表 5.1 の感度計算条件とは異なっている。

測定期間	4 年
年間のビーム運転時間	4000h/year
有効質量	1kt
基線長	60m
信号検出効率	48%
背景事象検出効率	47%

表 A.1: 1kt 検出器での Fit の Input 条件のまとめ

1kt 検出器として図 A.1 のような半径 4.46m、高さ 20m の円柱型の検出器を横置きする事を仮定した。このときの振動信号と背景事象となる  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  の信号数を表 A にまとめた。

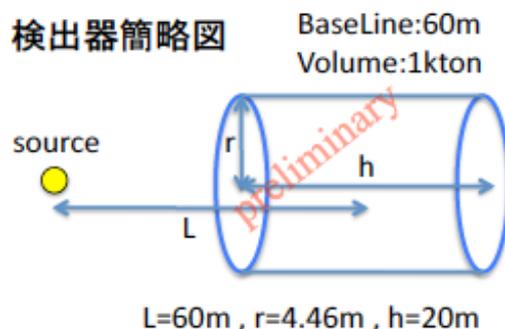


図 A.1: 仮定した 1kt 検出器

これらのイベント数で振動信号と背景事象を規格化し、期待される感度を求めた。

	contents	/4years/1kton	comments
振動信号	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	932	$\Delta m^2 = 3.0eV^2$ $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$
		994	$\Delta m^2 = 1.2eV^2$ $\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$
背景事象	$\mu^-$ からの $\bar{\nu}_e$	613	

表 A.2: 1kt 検出器で期待されるイベント数

その感度を図 A.2 に示した。図 A.2 中の赤線が  $5\sigma$  ライン、緑線が  $3\sigma$  ラインを表す。ここから、 $\Delta m^2 < 1eV^2$  の領域において LSND での 90% C.L の領域をカバー出来る事が期待される。

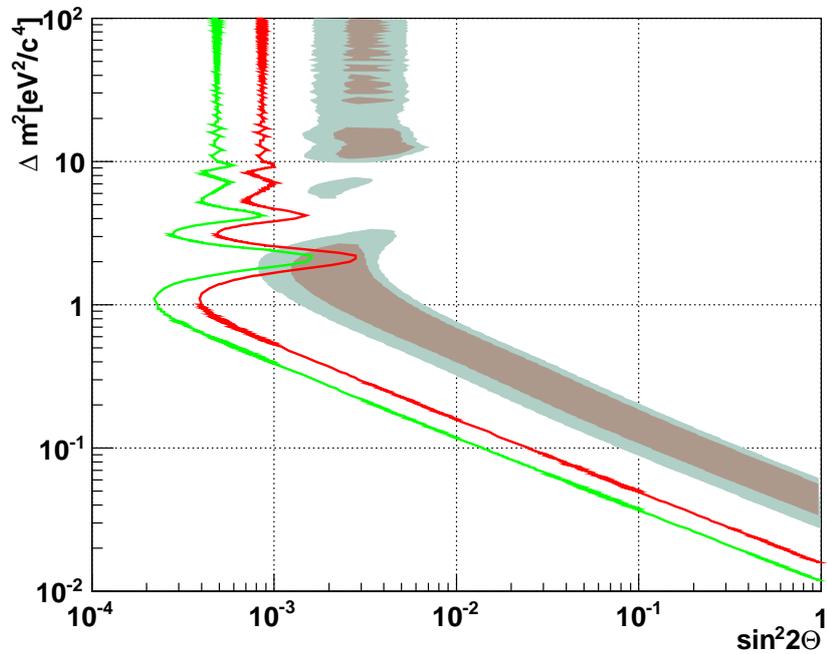


図 A.2: 1kt 検出器を設置した際に期待される感度



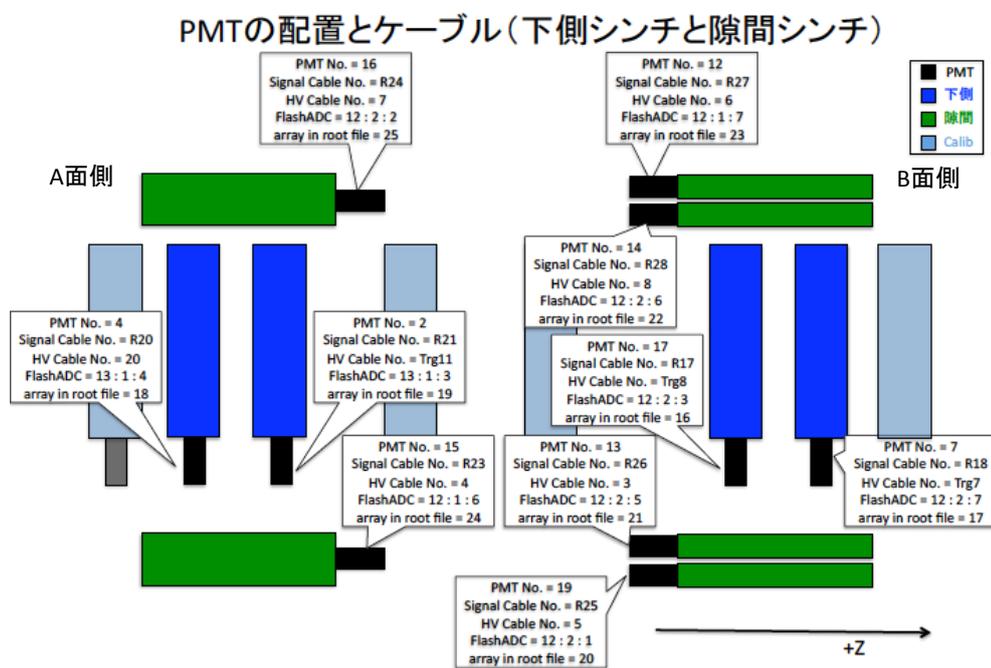


図 B.2: 下側・隙間 OV セットアップ図

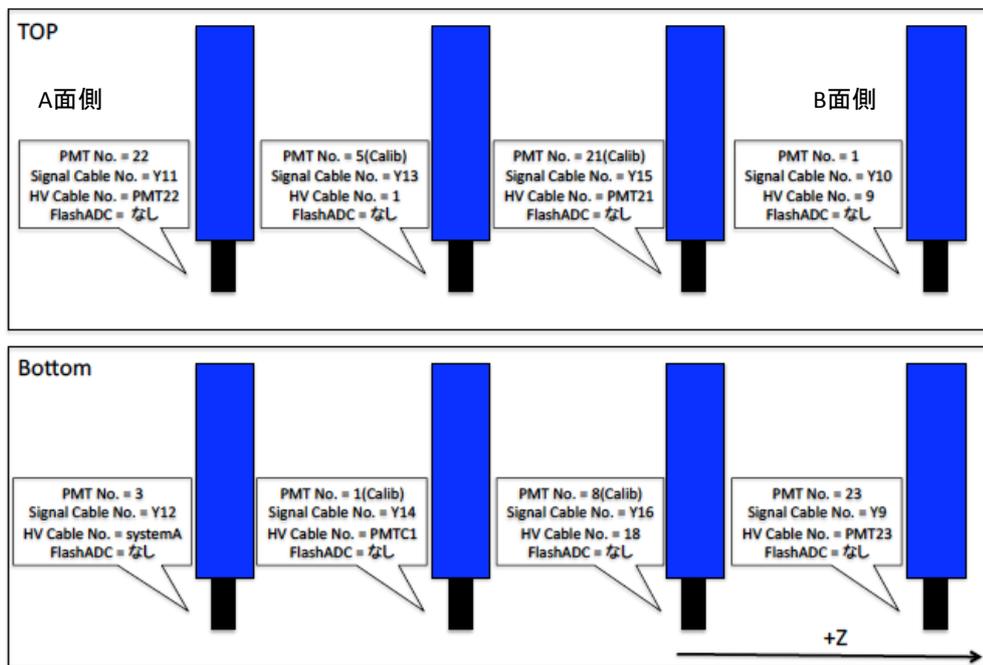


図 B.3: calibraion 用シンチのセットアップ図

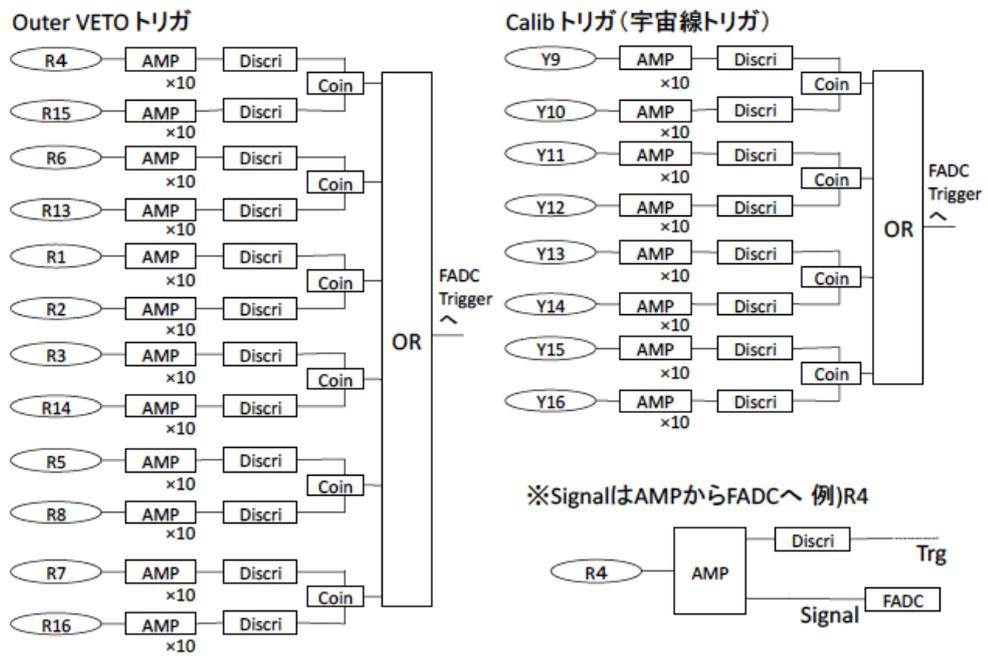


図 B.4: OV と calibraion 用シンチの Logic 回路図

## 参考文献

- [1] LSND Collaboration, et al, arXiv:nucl-ex/9605002v1; LSND Collaboration, et al, arXiv:nucl-ex/9705001v1; LSND Collaboration, et al, arXiv:nucl-ex/9706006v1; LSND Collaboration, et al, arXiv:nucl-ex/9605001v1;
- [2] MiniBooNE Collaboration , arXiv:0806.4201v1[hep-ex]; [http://www-boone.fnal.gov/for\\_physicists/](http://www-boone.fnal.gov/for_physicists/)
- [3] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, Prog. [Theor. Phys. 28, 820] (1962).
- [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. D 85, 031103 (2012); N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], Phys. Lett. B 691, 138 (2010).
- [6] 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).
- [7] F. P. An et al. [Daya Bay Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012); J. K. Ahn et al. [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012); Y. Abe et al. [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. D 86, 052008 (2012); B. Achkar et al, Nucl. Phys. B 434, 503 (1995).
- [8] 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).

- [9] M.Antonello et al., arXiv:1307.4699 [hep-ex].
- [10] S.Bhadra, et al, arXiv:1412.3086v2[physics.ins-det]
- [11] M.Elnimr, et al, arXiv:1307.7097v3[physics.acc-ph]
- [12] D.Adey, et al, arXiv:1308.6822v1[physics.acc-ph]
- [13] M.Harada, et al, arXiv:1310.1437[physics.ins-det]
- [14] [http://www.rist.or.jp/atomica/data/dat\\_detail.php?Title\\_No=08-01-03-16](http://www.rist.or.jp/atomica/data/dat_detail.php?Title_No=08-01-03-16)
- [15] KARMEN Collaboration , arXiv:hep-ex/0203021v1; KARMEN Collaboration , Physics Letters B 267; KARMEN Collaboration , Physics Letters B 280;
- [16] "MINOS+ A Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam" MINOS+ Collaboration(2011)
- [17] H.Furuta , Doctor Thesis , Tokyo Institute of Technology University(2009)
- [18] T.J.C.Bezerra , Doctor Thesis , Tohoku University(2013)
- [19] S.Takahashi , Master Thesis , Tohoku University(2011)
- [20] Y.Furuta , Master Thesis , Tohoku University(2012)
- [21] T.Niisato , Master Thesis , Tohoku University(2012)
- [22] H.Sawamura , Master Thesis , Tohoku University(2013)
- [23] ZEUS Collaboration , arXiv:1210.5511v1 [hep-ex]
- [24] H.Sakai et al , "J PARC MLF 施設でのステライルニュートリノ探索実験における予備実験を元にした期待される感度" , 日本物理学会 2013 年秋季大会 ; H.Sakai et al , "J PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験予定地での背景事象測定 3" , 日本物理学会第 69 回年次大会 ; H.Sakai et al , "J PARC MLF におけるステライルニュートリノ検出器設置候補地での背景事象測定結果 1" , 日本物理学会 2014 年秋季大会