

修士論文

ステライルニュートリノ探索実験 JSNS² における光電子増倍管の信号処理に関する研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

桑田 和輝

平成 30 年

概要

現在ニュートリノの種類は3種類とされており、電子ニュートリノとミューニュートリノとタウニュートリノである。ニュートリノのフレーバー固有状態は振動することが知られており、このニュートリノ振動によりニュートリノは非常に小さいが質量を持つことが知られている。この振動のパラメータである質量二乗差 Δm^2 はこれまでのニュートリノ振動実験によって精度良く測定され、最も大きい値でも 10^{-3}eV^2 とされている。しかし LSND 実験と MiniBooNE 実験によって $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ に振動する事象を短い基線長で測定したと報告された。これは $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ による振動であり、既知のものより 1000 倍程度大きい。このことは既知の3種類のニュートリノ質量固有状態では説明がつかず、4種類目のニュートリノであるステライルニュートリノの存在を示唆する。しかし、この結果は確定的なものとして受け入れられておらず、未だ決着がついていない。JSNS² 実験は LSND 実験の直接検証を目的とした実験であり、LSND 実験と同じ μ^+ の静止崩壊によるニュートリノを使い、同じ $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を同じ検出原理で測定する。茨城県東海村 J-PARC の物質生命科学実験施設で実験を行う予定で、2019 年の実験開始に向けて準備中である。

JSNS² 実験では振動後の $\bar{\nu}_e$ が液体シンチレーターと反応したときの光を光電子増倍管 (PMT) を用いて測定する。しかし、一般に PMT に大光量の光が入射すると出力が入射した光量に比例せず飽和することが知られており、JSNS² 実験で観測しようとしている事象のエネルギーによる光量では、この飽和によってエネルギー分解能に影響が出る恐れがある。従って本研究では実際に実験で用いる PMT を用いて出力信号の線形性について研究した。はじめに実験室において自然背景事象を用いて測定し、PMT の線形性特性について調べた。PMT の個体差を考慮して3つの PMT について調べた結果、線形性が保たれる光電子数の上限は 600 程度であり、その値は 20% 程度の個体差があることがわかった。また非線形領域の信号を補正するために必要な非線形カーブを得ることが出来た。

次に LED 光を用いて自然背景事象による PMT の応答を再現できないか調べた。LED は自然事象に比べて短時間でデータの統計をためることが出来るなどの利点がある。JSNS² 実験では較正のため検出器内に UV LED を設置する予定であり、LED を用いて実験の稼働中に検出器内で線形性測定を出来れば有用である。測定した結果、自然事象光の非線形性の振る舞いを 5% 以内で再現することが出来た。

最後に JSNS² 実験の稼働中に検出器内で線形性測定を行うより実用的な方法を考えた。Michel electron と UV LED の2通りの光源を想定してモンテカルロシミュレーションを行い、実験室でのデータを利用して PMT の非線形性を

再現した。**PMT** と光源の位置関係で光量が変わることを利用し、検出器内で **PMT** の線形性データを測定する方法を提案した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	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	現在計画中のステライルニュートリノ探索実験	5
1.4	本論文について	6
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 JSNS ²	7
2.1	実験概要	7
2.2	J-PARC MLF のニュートリノ源	8
2.2.1	短パルス陽子ビームと水銀標的	8
2.2.2	振動後のエネルギースペクトル	8
2.3	反電子ニュートリノ検出原理	10
2.3.1	先発信号	10
2.3.2	後発信号	11
2.4	検出器	11
2.4.1	検出器構造	11
2.4.2	光電子増倍管とデータ取得	12
2.4.3	液体シンチレータ	12
第 3 章	10inch 光電子増倍管の線形性測定	15
3.1	背景	15
3.1.1	光電子増倍管の線形性特性	15
3.1.2	本実験における目的	15
3.1.3	本測定における線形性の判定基準	18
3.2	セットアップ	19
3.2.1	測定器の配置	19
3.2.2	測定回路	20
3.3	解析	20
3.3.1	解析変数の定義	20

3.3.2	1 光電子のデータ	22
3.3.3	電流値の線形性	25
3.3.4	カット条件	26
3.3.5	光電子数/波高値による比較	27
3.3.6	10inch の光電子増倍管と 2inch の光電子増倍管のアク セプタンス比	29
3.4	結果	32
3.5	考察とまとめ	34
第 4 章	LED を用いた非線形性の再現	35
4.1	目的	35
4.1.1	検出器内での較正	35
4.2	非線形性カーブの再現方法	35
4.3	セットアップ	36
4.3.1	LED システム	36
4.3.2	測定条件	36
4.4	解析	37
4.4.1	波高値カーブ	37
4.4.2	非線形領域の波形の再現	39
4.5	考察とまとめ	40
4.5.1	LED 波形の相似性	40
4.5.2	Saturation モデルの妥当性	41
第 5 章	MC シミュレーションによる検出器内での線形性測定	44
5.1	目的	44
5.2	シミュレーション	44
5.2.1	Geant4	44
5.2.2	光源	44
5.2.3	PMT のモニター方法	45
5.3	Michel electron を用いた検証	46
5.4	LED を用いた検証	48
5.5	まとめ	50
第 6 章	まとめと今後の展望	54
6.1	まとめ	54
6.2	今後の課題	54
付録		56

A	1 光電子データの fitting	56
B	光電子数/波高値の比の fitting (2inch PMT)	59
C	光電子数/波高値の比の fitting (10inch PMT)	60
D	10inch PMT と 2inch PMT の光電子数の比の fitting	63
謝辞		66

図目次

2.1	J-PARC の陽子ビームライン	8
2.2	J-PARC MLF の中性子源の構造	9
2.3	水銀標的の構造	9
2.4	振動後の $\bar{\nu}_e$ スペクトル	10
2.5	逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図 [18]	11
2.6	検出器内部の構造	12
2.7	検出器の PMT の配置図	13
2.8	現在の検出器内部の様子	14
2.9	LAB の吸収スペクトルと PPO、bis-MSB の発光スペクトル [25]	14
3.1	空間電荷の影響による飽和の概念図	16
3.2	IceCube 実験での PMT の線形性	16
3.3	MC シミュレーションによる 1PMT の光電子数分布	17
3.4	線形領域と非線形領域での平均波形	18
3.5	セットアップ (概念図)	19
3.6	セットアップ (写真)	20
3.7	BKG 測定 of 回路図	21
3.8	波形の変換例	21
3.9	波形例と Q の積分範囲	22
3.10	1PE 測定 of 回路図	23
3.11	1PE 測定における電荷の分布と fit 結果	24
3.12	1PE 測定における異なる積分範囲の charge の比	24
3.13	1PE 測定における charge と PH の比	25
3.14	各 PMT の電流値の線形性	26
3.15	PH と MB の相関	27
3.16	Q と PH の比	27
3.17	2inch PMT と 10inch PMT の PH の比	28
3.18	2inch PMT における nPE に対する nPE/PH の比	28
3.19	光電子数/波高値 (PMT No.1)	29

3.20	光電子数/波高値 (PMT No.2)	30
3.21	光電子数/波高値 (PMT No.3)	30
3.22	10inch PMT と 2inch PMT の光電子数比 (PMT No.1)	31
3.23	10inch PMT と 2inch PMT の光電子数比 (PMT No.2)	31
3.24	10inch PMT と 2inch PMT の光電子数比 (PMT No.3)	31
3.25	光電子数 (Expected) と光電子数 (Observed) の比較 (PMT No.1)	32
3.26	光電子数 (Expected) と光電子数 (Observed) の比較 (PMT No.2)	33
3.27	光電子数 (Expected) と光電子数 (Observed) の比較 (PMT No.3)	33
3.28	各 PMT の nPE カーブ	34
4.1	LED システムを用いた測定の回路図	37
4.2	LED 波形と LS 波形の比較	38
4.3	LED のセットアップ	38
4.4	PE 数 (2inch) に対する波高値 (10inch)/PE 数 (2inch)	39
4.5	LED 測定での Expected PH と Observed PH の比較	39
4.6	テンプレート波形と歪ませた波形	40
4.7	計算した波形による nPE カーブ	41
4.8	2inch PMT における波形の相似性	42
4.9	実際の波形と計算した波形の比較	43
5.1	MC シミュレーションによる Michel electron の vertex 分布	45
5.2	検出器内での PMT モニター方法の概念図	46
5.3	Michel electron 事象を用いた時の Target PMT, Reference PMT と vertex の位置	47
5.4	Michel e による Target PMT と Reference PMT の nPE 相関	48
5.5	非線形効果を取り入れた Target PMT と Reference PMT の PH	49
5.6	非線形効果を取り入れた Target PMT と Reference PMT の nPE	49
5.7	LED を光らせたときの光量マップ	50
5.8	UV LED の放射した光量の分布	51
5.9	LED を光らせた時の Target PMT, Reference PMT と光源の位置	52
5.10	LED を光らせた場合の Target PMT と Reference PMT の nPE 相関	53
5.11	LED を光らせた場合の Target PMT と Reference PMT の PH 相関	53
A.1	1PE 測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.1)	56
A.2	1PE 測定における異なる積分範囲の charge の比 (PMT No.1)	56
A.3	1PE 測定における charge と PH の比 (PMT No.1)	57

A.4	1PE 測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.2)	57
A.5	1PE 測定における異なる積分範囲の charge の比 (PMT No.2)	57
A.6	1PE 測定における charge と PH の比 (PMT No.2)	58
A.7	1PE 測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.3)	58
A.8	1PE 測定における異なる積分範囲の charge の比 (PMT No.3)	58
A.9	1PE 測定における charge と PH の比 (PMT No.3)	59
B.10	図 B.10 において横軸 100PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。	59
B.11	図 3.19 において横軸 100PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。	60
C.12	図 3.19 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。	60
C.13	図 3.19 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。	61
C.14	図 3.20 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。	61
C.15	図 3.20 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。	62
C.16	図 3.21 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。	62
C.17	図 3.21 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。	63
D.18	図 3.22 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。	63
D.19	図 3.22 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。	64
D.20	図 3.23 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。	64
D.21	図 3.23 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。	65
D.22	図 3.24 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。	65

表目次

1.1	過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動 の実験事実	5
1.2	現在計画中のステライルニュートリノ探索実験	5
3.1	1 光電子の波高値と電荷、PMT の HV 値・Gain	25
3.2	カット条件のまとめ	26

第 1 章

序論

1.1 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 ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の 3 種類である。この 3 つのニュートリノはフレーバー固有状態と呼ばれ

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

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。式 1.1 の U_{MNS} は牧-中川-坂田行列と呼ばれ

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

と表すことができる [1]。ここで $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ であり、 θ_{ij} は各世代のニュートリノ混合角と呼ばれ、ニュートリノのフレーバー固有状態を決めるパラメータである。簡単のため ν_e と ν_μ の 2 世代混合を考えると、フレーバー固有状態はニュートリノ混合角 θ_{12} を用いて

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

と表される。質量固有状態の時間発展は Schrödinger 方程式より

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

で記述される。以降、特に断りがない限り状態が時間発展する **Schrödinger** 描像で考える。よって、ニュートリノ質量固有状態は時刻 $t = 0$ の状態を使って以下のように表すことができる。

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

よって、時刻 $t = 0$ で反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が時刻 t で反ミューニュートリノ $\bar{\nu}_\mu$ に振動する確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(t=0) \rangle|^2 \\ &= |\cos^2 \theta_{12} e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta_{12} e^{-iE_2 t}|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

となる。ニュートリノの質量 m_j は運動量 p に比べ十分小さいので

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

と近似できる。 E はニュートリノの運動エネルギーである。式 1.7 より E_1 と E_2 の差は

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

と表される。 Δm_{12}^2 は質量二乗差である。ニュートリノの飛行時間 t に対する飛行距離を L とすると $t \sim L/c$ なので、式 1.6 は飛行距離 L と質量二乗差 Δm_{ij}^2 を用いて以下のように書き表わせる。

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

質量二乗差 Δm_{ij}^2 は、太陽ニュートリノ [2, 3, 4, 5, 6]、加速器ニュートリノ [7, 8, 9, 10]、大気ニュートリノ [2, 3, 4, 5, 6]、原子炉ニュートリノ [11, 12, 13, 14] のニュートリノ振動観測から以下のように測定されている。

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= (7.54 \pm 0.21) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{23}^2 &= (2.42 \pm 0.12) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

しかし、LSND 実験と MiniBooNE 実験において、 $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ への振動において $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ 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 1.10 の値より 3 桁以上大きい。また LEP 実験 [17] によると、 Z^0 ボゾンの崩壊幅の測定から弱い相互作用するニュートリノの世代数は 3 であるとわかっている。つまり、弱い相互作用をしない第 4 世代の重いニュートリノ (ステライルニュートリノ μ_s) の存在が提起されたことになる。混合を起こすニュートリノの世代数が 4 であると仮定する (第 4 世代=ステライルフレーバー) と、質量固有状態は、以下のようになる。

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

よって、ステライルニュートリノを考慮した振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) = & -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \Delta_{jk} \\ & - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin 2\Delta_{jk} \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{e,j} U_{f,j}^* U_{e,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \Delta_{jk} \\ & - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{e,j} U_{f,j}^* U_{e,k}^* U_{f,k}) \sin 2\Delta_{jk} \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$\Delta_{jk} \equiv \frac{(m_j^2 - m_k^2)L}{4E}$$

と書ける。ただし、添字の f は e, μ, τ をとる。 $m_4 \gg m_{1,2,3}, U_{s4} \sim 1 \gg U_{f4}$ であるので、式 1.12 と 1.13 は

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) \sim & -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ & - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ = & 4 |U_{s4}|^2 |U_{f4}|^2 \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\sim -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{e,j} U_{f,j}^* U_{e,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\
&\quad - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{e,j} U_{\mu,j}^* U_{e,k}^* U_{\mu,k}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\
&= 4 |U_{e4}|^2 |U_{\mu 4}|^2 \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right)
\end{aligned} \tag{1.15}$$

であるから

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim P(\nu_e \rightarrow \nu_s) \cdot P(\nu_\mu \rightarrow \nu_s) \tag{1.16}$$

となり、ステライルニュートリノを考慮した際の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率は、 $\bar{\nu}_\mu$ がステライルフレーバーを介して $\bar{\nu}_e$ に振動する確率に近似できる。混合角を θ 、 L/E の単位を m/MeV とすると、出現確率は θ と Δm^2 によって表せる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta \sin 2 \left(\frac{1.27 m_4^2 L}{E} \right) \tag{1.17}$$

1.2 過去のステライルニュートリノ探索実験

世界で初めてステライルニュートリノの存在を示唆した実験は、LSND(Liquid Scintillator Neutrino Detector) 実験である。LSND 実験では式 1.18 の π^+ から μ^+ への崩壊で生成される約 20 から 60 MeV 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 30 m 離れた場所に設置した 167 t 液体シンチレータ検出器で測定し、 $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ 事象 (3.8σ) の $\bar{\nu}_e$ 超過を観測したと報告している [15]。

$$\begin{aligned}
\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \\
\mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e
\end{aligned} \tag{1.18}$$

この LSND 実験の結果を調べるために行われた実験が MiniBooNE 実験である。MiniBooNE 実験ではニュートリノ源から 500 m 離れた地点に設置した 167 t の液体シンチレータ検出器で測定し、平均エネルギー 500 MeV のニュートリノを $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動モードで 3.4σ 、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動モードで 2.8σ 、両モード合わせて $240.3 \pm 34.5 \pm 52.6 (3.8\sigma)$ の超過を観測したと発表した。

表 1.1 にこれまでの実験事実をまとめたものを示す。

表 1.1 過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動の実験事実 [18]

実験	ニュートリノ源	信号	有意性
LSND	π decay at rest	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	3.8σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	3.4σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	2.8σ
Gallium/SAGE	e capture	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	2.7σ
Reactor	β decay	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	3.0σ

1.3 現在計画中のステライルニュートリノ探索実験

LSND 実験と MiniBooNE 実験で示唆された $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ に相当するニュートリノ振動を検証するための実験計画が日本を含めて世界中で進められている。アメリカでは、Fermilab の Booster Neutrino Beam (BNB) の π^+/π^- の飛行中に崩壊 (DIF = Decay-In-Flight) して作られる ν_μ 、 $\bar{\nu}_\mu$ ビームを検出する Short-Baseline Neutrino Oscillation Program (SBN) [19] が準備中である。また同じく Fermilab のミューオンリングの $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ で作られる $\bar{\nu}_\mu$ を利用した Nutrinos from stored muons (nuSTORM) [20] や、Oak Ridge National Laboratory の Spallation Neutron Source で作られる π^+ の静止崩壊鎖 (DAR = Decay-At-Rest) $\pi^+ \rightarrow \mu^+; \mu^+ e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ で生成される $\bar{\nu}_\mu$ を用いた OscSNS[22] が提案されている。日本では T2K 実験で使用されている J-PARC のニュートリノビームを用いたステライルニュートリノ探索実験 nuPrism [21] が計画されている。

これらの実験の概要を表 1.2 にまとめる。

表 1.2 現在計画中のステライルニュートリノ探索実験 [18]

実験	振動モード	E_ν	基線長
SBN	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	0 - 3 GeV	110, 470, 600 m
nuPrism	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	500 - 1000 MeV	1 km
OscSNS	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (DAR)	20 -60 MeV	60 m
nuSTORM	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	0 - 4 GeV	2 km

1.4 本論文について

以上の状況を踏まえて、LSND 実験の直接的な検証を行いステライルニュートリノ探索を行う JSNS² 実験が 2019 年の測定開始に向けて準備中である。JSNS² 実験については 2 章において簡単に説明する。

JSNS² 実験ではステライルニュートリノを介した $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動を測定するが、振動後の $\bar{\nu}_e$ が液体シンチレーターと反応した時の光を光電子増倍管で捉える。光電子増倍管には大光量の光が入射すると、出力が光量と比例しなくなることが知られており、JSNS² 実験で観測するエネルギー (光量) ではこの光電子増倍管の線形性が問題となる恐れがある。この背景に基づき、本論文では光電子増倍管の線形性について研究した。

まず 3 章において、実際に JSNS² 実験で用いる光電子増倍管の線形性を、実際に用いる液体シンチレーターと自然背景事象との発光を用いて調べた。この測定により、線形性が保たれる上限や、大光量の光に対して起こる飽和の振る舞いの実用的な測定データを得ることが出来る。

続いて 4 章では、LED 光を用いて 3 章の自然事象由来の光を測定したときの線形性特性を再現する手法の研究について述べる。LED は自然事象に比べて短時間でデータの統計をためることが出来、光量を調整出来るなど扱いやすいという利点がある。JSNS² 実験では検出器の較正のために検出器内に UV LED を設置する予定であり、実際に測定する自然事象由来の光による線形性特性を、LED 光を用いて再現できれば有用である。

最後に 5 章において検出器内で線形性測定を行う場合のシミュレーションを行った。実験室での測定より検出器内で線形性測定を行う方が直接的で実用的である。従って、背景事象 (宇宙線) 信号や検出器内の LED を用いて光電子増倍管の線形性を測定することが出来れば理想的である。このことから検出器内で線形性測定を行う方法について、モンテカルロシミュレーションを用いて提案を行った。

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 JSNS²

2.1 実験概要

JSNS² 実験 (J-PARC Sterile Neutrino Search at J-PARC Spallation Neutron Source) は、茨城県那珂郡東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の物質・生命科学実験施設 MLF (Material and Life Science Experimental Facility) において、 $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ への振動を観測し、LSND 実験や MiniBooNE 実験で示唆された $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ によるニュートリノ振動の検証を行うことを目的としている。

J-PARC の 3 GeV シンクロトロンで加速された陽子は MLF に輸送され、水銀ターゲットに照射されて π^+ が生成される。生成された π^+ は水銀標的の中で静止し μ^+ と ν_μ に崩壊する。 μ^+ 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 $\bar{\nu}_e$ に振動すると考えられる。MLF 3 階大型機器取扱室に Gd 入り液体シンチレータ検出器を設置し、振動による $\bar{\nu}_e$ を観測することでステライルニュートリノを探索する。実験では、逆 β 崩壊を利用して測定する。JSNS² 実験は LSND 実験と同じ振動モード $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ を同じエネルギー範囲のニュートリノを用いて観測するので、LSND 実験を直接検証する点で重要である。

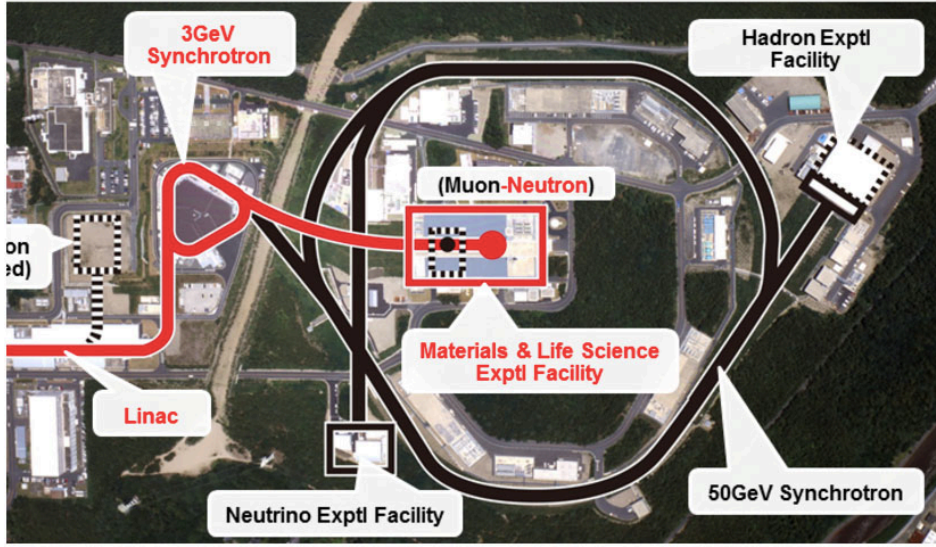


図 2.1 J-PARC の陽子ビームライン [24]

2.2 J-PARC MLF のニュートリノ源

2.2.1 短パルス陽子ビームと水銀標的

MLF に輸送される陽子ビームは、スピル (3 GeV シンクロトロンから MLF 方向へ陽子ビームが射出されること) 毎に 600 ns 間隔の 2 つの 100 ns 幅のパルスを持ち、25 Hz で水銀標的に照射される。デザイン値で 1 MW, エネルギー 3 GeV で稼働時間が 5000 hour/year とした場合、年間 3.7×10^{22} 個の陽子が照射される。JSNS² 実験では J-PARC の時間特性の良いパルスビームを利用できるので、LSND 実験と比べて信号背景事象比を改善できる。図 2.2 に MLF の中性子源とシールド類、図 2.3 に水銀標的を示す。

2.2.2 振動後のエネルギースペクトル

ミューオンの静止崩壊で生成される $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギースペクトルは以下の式で表される。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{12\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 E_\nu^2 \left(3 - 4 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right), \quad (2.1)$$

G_F は Fermi 定数で $G_F \sim 1.17 \times 10^{-17} [\text{GeV}^{-2}]$ である。また 1 章よりニュートリノ振動確率は式 1.17 であり、振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルはこれがかかる。図 2.4 の赤線は基線長 $L = 24 \text{ m}$ のときの $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動後の

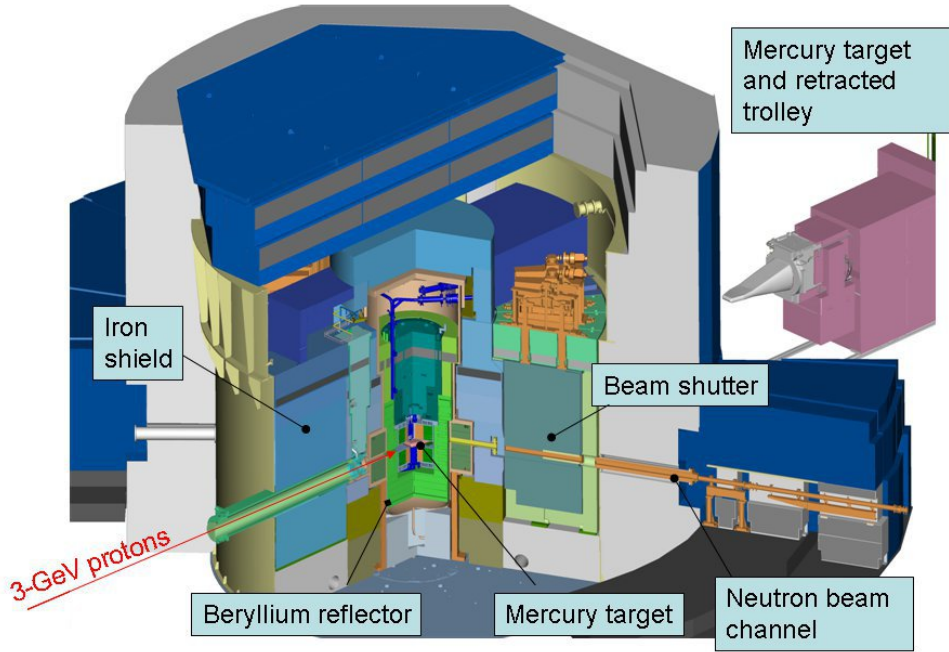


図 2.2 J-PARC MLF の中性子源の構造 [23]

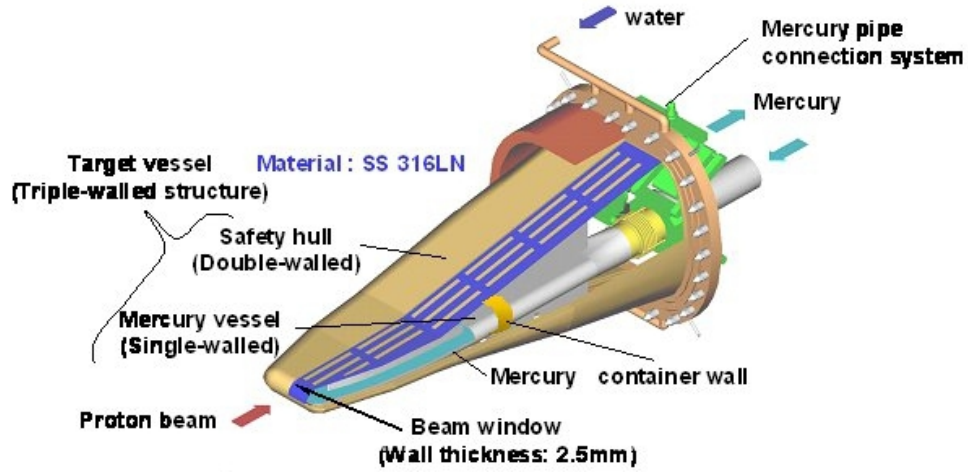


図 2.3 水銀標的の構造 [23]

$\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを代表的な Δm^2 について示したものである。また図中の青線は静止崩壊 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$; $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \mu_\mu$ による背景事象 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルで、式 2.2 で表される。実際の JSNS² 検出器の振動後の信号スペクトルは、図 2.4 の各スペクトルに逆 β 崩壊の反応断面積 (式 2.3) と検出器のエネルギー分解能がかかる。

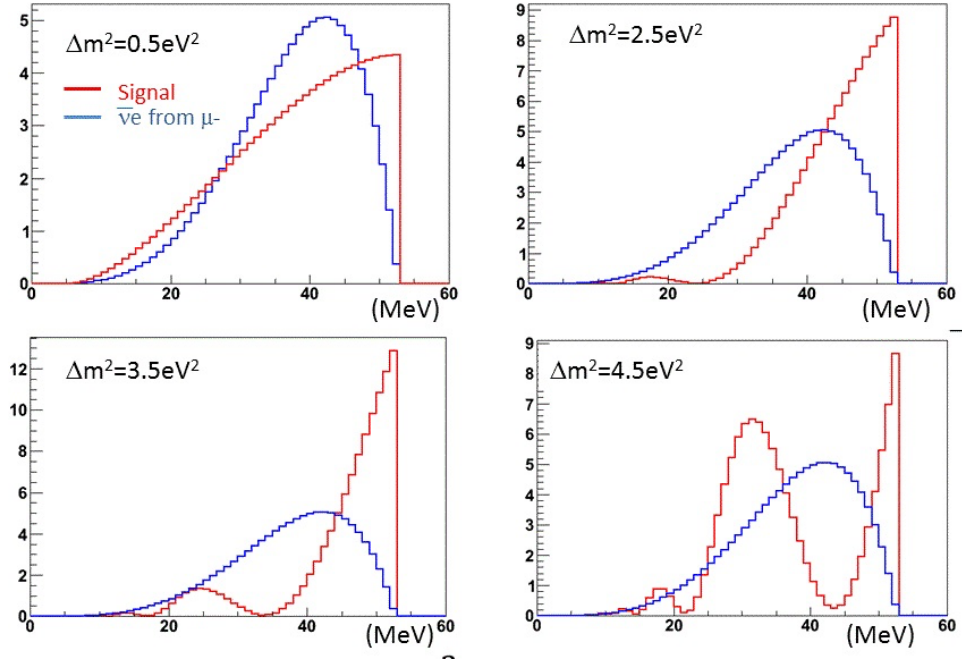


図 2.4 振動後の $\bar{\nu}_e$ スペクトル [23]

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{2\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \left(1 - 2 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) \quad (2.2)$$

2.3 反電子ニュートリノ検出原理

JSNS² 実験では $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動後の $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ の遅延同時計測によって検出する。この反応を利用することにより、先発信号と後発信号の相関をとることが出来るので、偶発背景事象を大幅に減らすことができる。

陽子と $\bar{\nu}_e$ の逆 β 崩壊反応断面積は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{IBD}} &= \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) \sqrt{1 - \frac{2Q}{E_\nu} + \frac{Q^2 - m_e^2}{E_\nu^2}} \theta(E_\nu - Q) \\ &\sim 9.3 \times 10^{-48} E_\nu^2 m_e^2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.3.1 先発信号

遅延同時計測における先発信号は逆 β 崩壊反応で生成される陽電子 e^+ によるものである。発生した e^+ は液体シンチレータ中でエネルギーを失い、最終的に電子と対消滅し 0.511 MeV の γ 線を 2 本生成する。これが遅延同時計測における先発信号である。

prompt signal

$$E_{prompt} = E - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 2m_e(1.0\text{MeV})$$

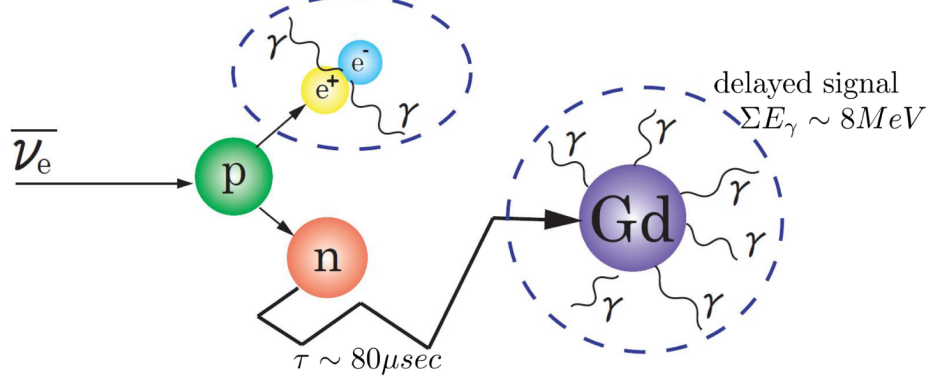


図 2.5 逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図 [18]

2.3.2 後発信号

後発信号は逆 β 崩壊反応で生成される中性子 n が Gd 原子核に熱中性子捕獲されることによるものである。生成された中性子は液体シンチレータ中の陽子と衝突して減速して熱中性子となる。この熱中性子は Gd 原子核に捕獲され、合計 8 MeV の γ 線を 3, 4 本生成する。これが遅延同時計測における後発信号である。

2.4 検出器

2.4.1 検出器構造

JSNS² 実験はステンレスタンク内側にアクリルタンクを持つ。アクリルタンク内にはニュートリノターゲット (NT) となる Gd 入り液体シンチレータが入る。アクリルタンクの外側には Gd が入っていない液体シンチレータが入る。この層はさらに optical separator によって Gd 原子核が熱中性子を捕獲したときの γ 線を捉えるガンマキャッチャー (GC) と宇宙線事象を捉える veto 層の 2 つに光学的に分離される。よって、JSNS² 検出器は内側から NT (Gd LS) -> (アクリルタンク) -> GC (LS) -> (optical separator) -> veto 層 (LS) という 3 層構造をとることになる。

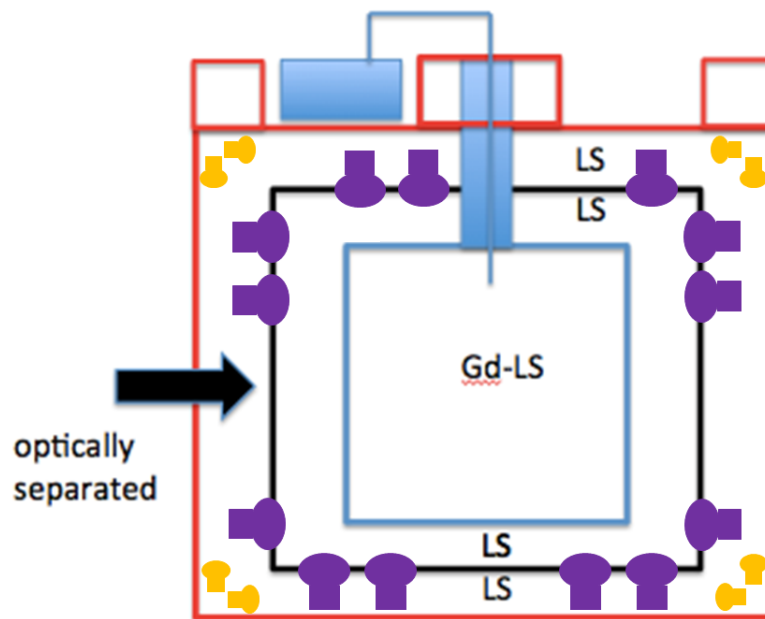


図 2.6 検出器内部の構造

2.4.2 光電子増倍管とデータ取得

JSNS² 実験において、NT 及び GC の発光を検出するために用いる光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) は浜松ホトニクス製の 10inch PMT(R7081) である。また veto 層では同じく浜松ホトニクス製の 5inch PMT を用いる。PMT の電気信号は CAEN 社製 Flash Analog to Digital Converter (FADC) V1730D (14 bit, 500 MHz サンプリング, レンジ: 2000 mV) を用いてデジタイズする。図 2.8 に、現在の検出器内部の様子を示す。veto 層と NT 及び GC を分割する遮光機構であるブラックボードを取り付け、PMT とアクリルタンクを待っている状態である。

2.4.3 液体シンチレータ

前述のように、逆 β 崩壊反応の遅延同時計測を利用する為、NT では Gd を実装した液体シンチレータを用いる。JSNS² 実験 phase - 0 では、NT にリニアアルキルベンゼン (LAB) に PPO 3g/L, bis-MSB 15 mg/L を加えた 0.1 w%Gd 入り液体シンチレータを用いる。

GC 及び veto 層には、LAB に PPO 3 g/L, bis-MSB 30 mg/L を加えた Gd が

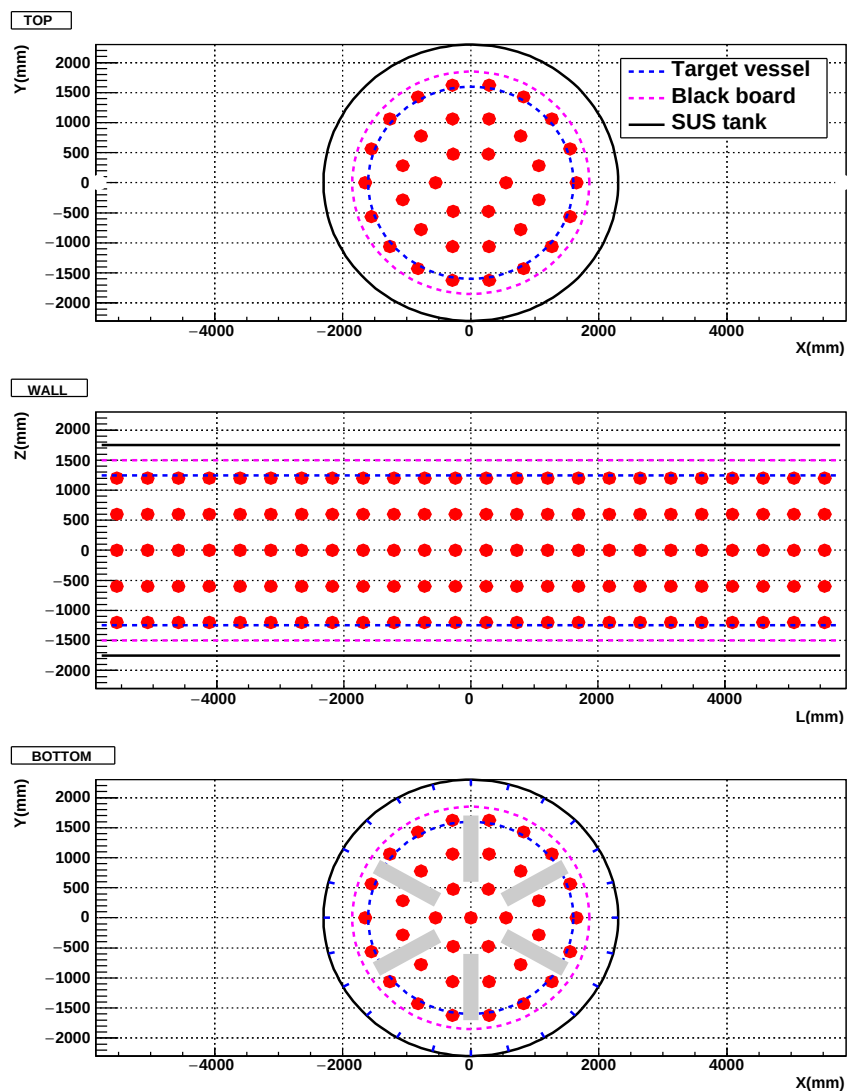


図 2.7 検出器の PMT の配置図 [23]

入っていない液体シンチレータを使用する。図 2.9 に、LAB の吸収スペクトルと PPO, bis-MSB の発光スペクトルを示す。



図 2.8 現在の検出器内部の様子

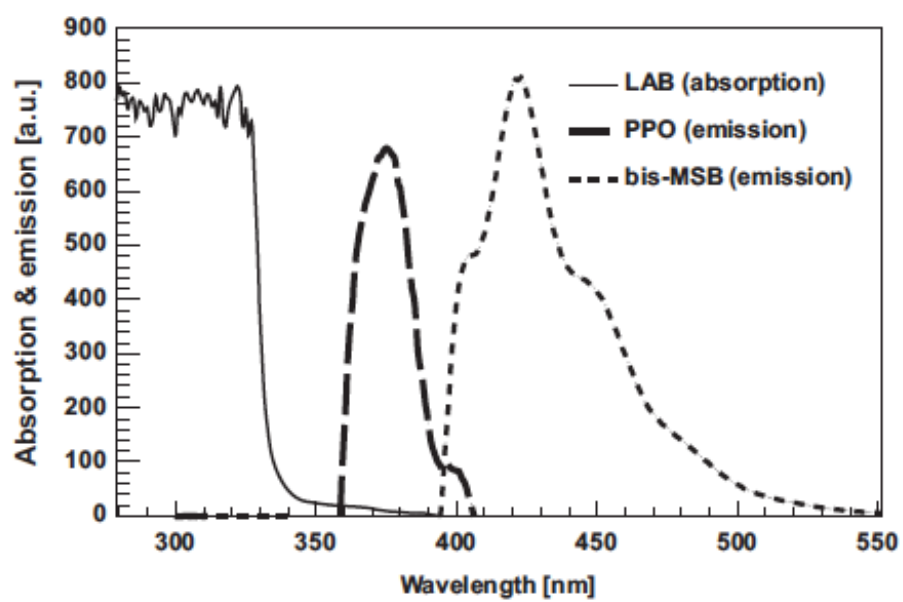


図 2.9 LAB の吸収スペクトルと PPO、bis-MSB の発光スペクトル [25]

第 3 章

10inch 光電子増倍管の線形性測定

3.1 背景

3.1.1 光電子増倍管の線形性特性

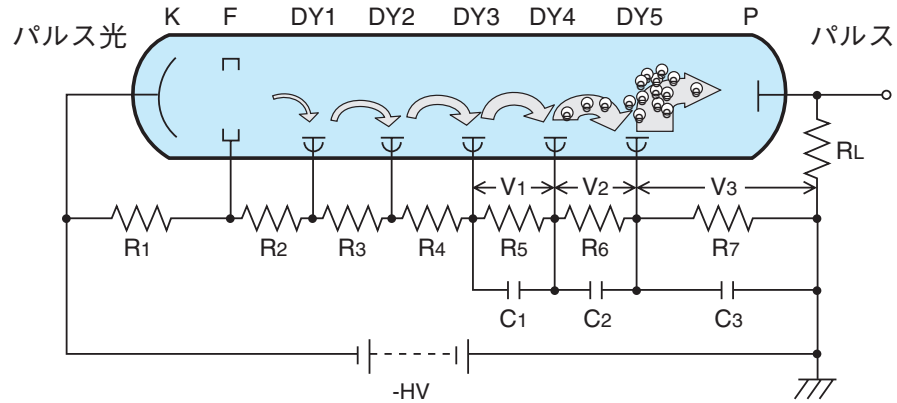
一般的に、光電子増倍管 (Photomultiplier tube, PMT) において、光量と出力電流が比例することが理想的であるが、光量が大きい場合出力電流が小さくなることが知られている。図 3.1 に、PMT に強い光パルスが入射した際に飽和が生じる概念図を示す。大きい光量の光が入射し、瞬間的に大きい電流値が生じるとダイノード後段で大電流が流れ、電子の空間電荷密度が高くなることで電極間の有効電位差が小さくなり、増幅率が下がる。結果的に、大電流が流れる(光電子数が増える)程、図 3.2 のように本来の電流値よりも小さい電流値が得られることになる。

3.1.2 本実験における目的

図 2.4 のエネルギースペクトルの図より、JSNS² 実験における信号のエネルギー領域は約 50 MeV に及ぶ。図 3.3 に、シミュレーションによる各 PMT に入射する光電子数の分布を示す。この図より、1 つの PMT で平均で 100 PE 程度観測することがわかる。JSNS² 実験においてエネルギーを再構成する上で、1 つの PMT が多くの光電子を観測し飽和を起こした場合、その PMT では本来の信号より小さい電流値の信号を観測するので、検出器の信号のエネルギー再構成に影響することが考えられる。その結果、観測される振動パターン(図 2.4)が歪むなどの悪影響が考えられる。よって、1 つの PMT において何 PE まで線形性が保証されているかは重要な情報である。

よって本測定では、実験室に液体シンチレーターを置き、環境 γ 線と宇宙線 μ

パルス出力モードでのリニアリティ



パルス電流値が増加した場合、特に終段付近では電子密度が高まり、空間電荷の影響により電極間電流が阻害され飽和が生じる。

図 3.1 空間電荷の影響による飽和の概念図 [26]

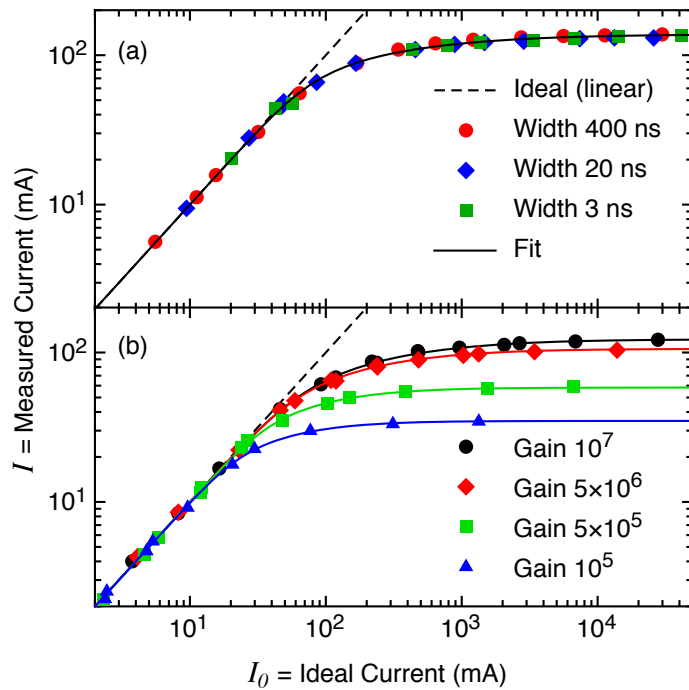


図 3.2 IceCube 実験での PMT の線形性 [27]。(a)Gain が 10^7 における各パルス幅に対する出力電流の線形性。(b) パルス幅が 200 ns のときの各 Gain における電流値の線形性。

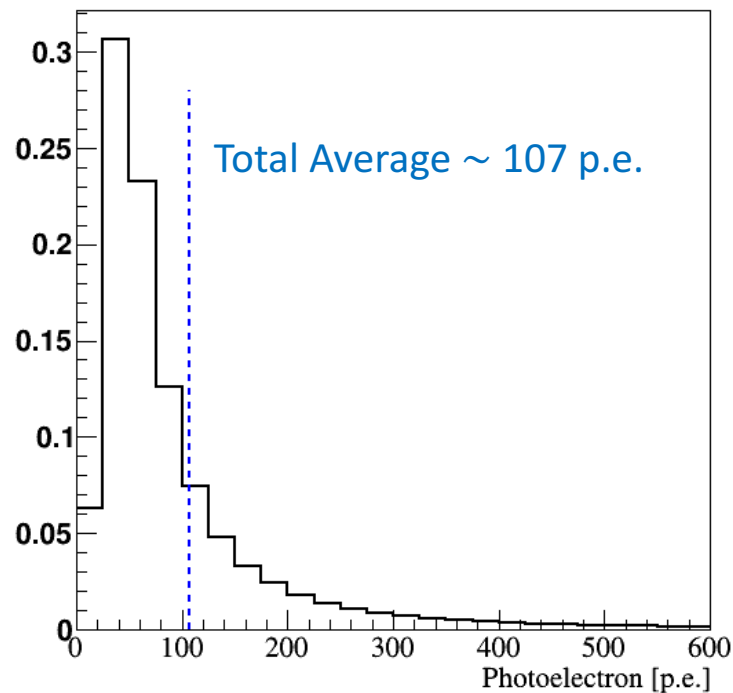


図 3.3 MC シミュレーションによる 1PMT の光電子数分布

を含む自然事象 (背景事象) との反応による液体シンチレータの発光を、JSNS² 実験において使用する 10inch PMT で測定することで、何 PE まで線形性が保たれるか直接測定する。JSNS² 実験では現在 Double Chooz 実験の 10inch PMT を提供してもらい実験する予定である。従って PMT の High voltage の値や Gain の値は Double Chooz 実験の値をそのまま用いる。そこで、要求される Gain の値において線形性が保たれる上限の PE 数を求める。

レーザー光や LED 光を用いて PMT の線形性を測定した研究はあるが、自然事象によるシンチレーション光を用いて直接的に PMT の線形性を調べることで、より現実に近い測定を行うことが出来る。また本測定で出力信号の飽和のカーブを求めることで、そのカーブを用いて JSNS² 実験においてデータを補正することが出来る。

さらに、10inch PMT において個体差がある可能性がある。JSNS² 実験では複数の PMT を用いて実験をするので、PMT の個体差を調べることは重要である。よって、今回 3 つの 10inch PMT のデータを別々に測定して、比較した。

まとめると、この測定の目的は

- 実際の実験と同じ液体シンチレータ光 (背景事象との反応) を用いて、何 PE まで PMT の出力が光量に対して線形か直接調べる。
- 非線形領域の信号を補正するために用いる飽和のカーブを求める。

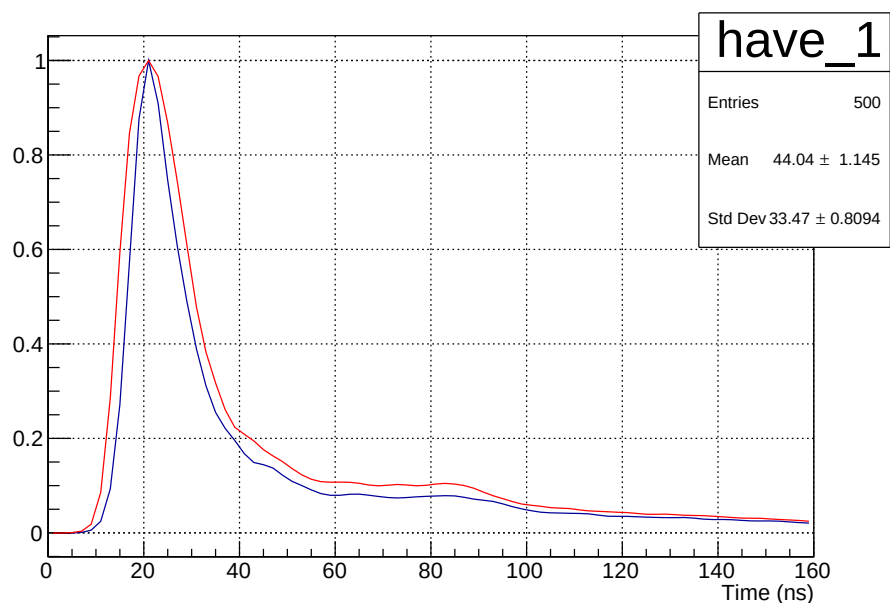


図 3.4 線形領域と非線形領域での波形例。青：波高値が低い領域での平均波形。赤：波高値が高い領域での平均波形。どちらも波高値を 1 に規格化している。光電子数が大きい領域では波形が太くなっている。

- 3 つの 10inch PMT を測定し、線形性が保たれる PE 数の個体差がどの程度あるかを調べる。

である。

3.1.3 本測定における線形性の判定基準

まず、本測定では電荷量 Q と波高値 PH の比をとることで線形性を見た (電荷量と波高値の定義は 3.3.1 節参照)。図 3.4 に、光電子数が小さい線形領域の平均波形と、光電子数が大きい非線形領域の平均波形を示す。青が光電子数が小さい領域での平均波形であり、赤が光電子数が大きい領域での平均波形である。光電子数が高い領域では瞬間的に電流値が高くなり、飽和の影響で波形が歪む。よって、波形の最大値である波高値と波形の積分値である電荷量の比をとると、ある光電子数から大きい領域で線形性が崩れる。

さらに、本測定では想定される理想的な光電子数 (Expected nPE) と実際に観測される光電子数 (Observed nPE) を比較した。このとき、Expected nPE を求めるために、10inch PMT よりも高い領域まで線形性が保たれることが知られている 2inch PMT を用いた。

液体シンチレーターは自然事象と反応し、等方的に発光すると考えられる。

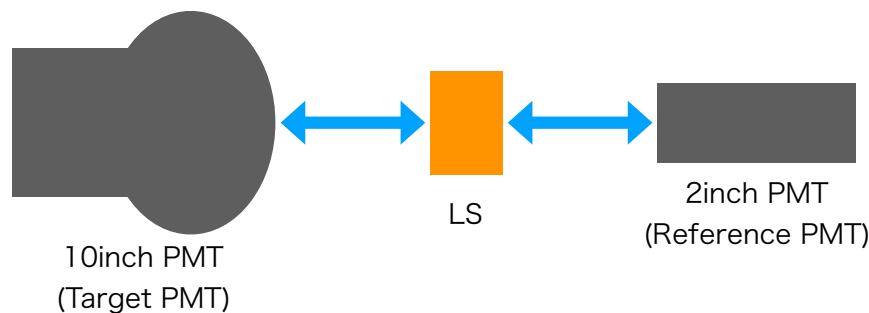


図 3.5 測定機器のセットアップ (概念図)。

従って、10inch PMT と 2inch PMT で同じ液体シンチレーターの発光を測定すると、10inch PMT と 2inch PMT の光量は比例するはずである。10inch PMT と 2inch PMT の光電子数の比 (アクセプタンス比) を求め、2inch PMT の光電子数を 10inch PMT に変換して Expected nPE が求められる。(詳細な解析方法は 3.3.6 節参照)。

このようにして Expected nPE と実際に測定された Observed nPE を比較することで、10inch PMT の線形性がどこまで保たれているかを測定した。

3.2 セットアップ

3.2.1 測定器の配置

前節で述べたように、Expected nPE を求める為に 2inch PMT を用いる。光源として液体シンチレータを用いるが、液体シンチレータから光は等方的に発生する。従って、液体シンチレータを 10inch PMT と 2inch PMT で挟み、距離を調整することでそれぞれの PMT の光量比を調整できる。図 3.5 に測定のセットアップの概念図を示す。また、図 3.6 に測定のセットアップの写真を示した。図のように、10inch PMT と 2inch PMT を向かい合うように置き、間に液体シンチレータを入れた容器を置いた。このセットアップで、10inch PMT のみ交換して 3 種類の PMT について測定した。10inch PMT は測定した順に No.1, No.2, No.3 と通し番号をつけた。

今回の測定において用いた液体シンチレータは、LAB 1ℓ に対して PPO 3g + bis-MSB 30mg を溶かしたもので、JSNS² 実験で使う液体シンチレータ (Gd 入りではない) と同じ組成である。

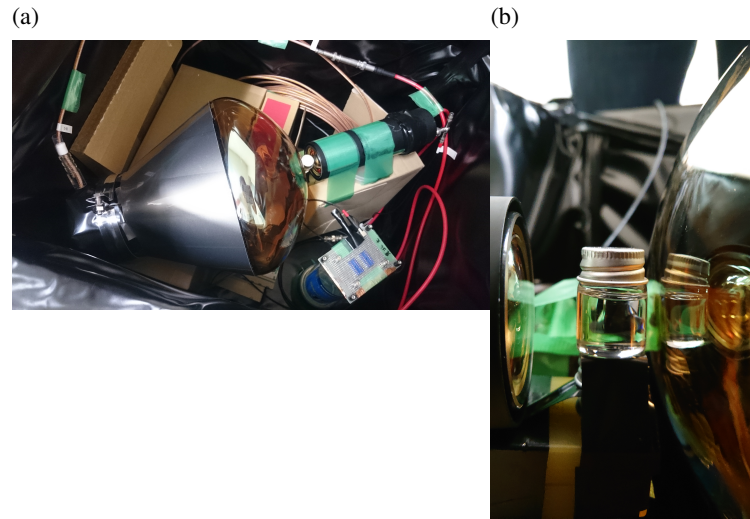


図 3.6 測定機器のセットアップ。(a) 全体図。(b) 液体シンチレータ付近。

3.2.2 測定回路

測定におけるデータ取得には、JSNS² 実験において使用するものと同じ CAEN 社製 Flash Analog to Digital Converter (FADC) V1730D (14 bit, 500 MHz サンプリング, レンジ: 2000 mV) を用いた。図 3.7 に、PMT から FADC までの回路図を示した。2inch PMT の回路において高い PE 数の事象を FADC のレンジに収めるために、Attenuator (-12dB) を入れた。

3.3 解析

3.3.1 解析変数の定義

図 3.8(a) に取得した FADC の生波形の例を示す。まず初めにこの波形を正方向に変換した。波形の 0 から 50 ns (25 bin) の FADC カウントの平均を波形のベースラインとして定義し、この値から各 bin の FADC カウントを引くことで正方向の波形として変換できる (図 3.8(b))。この計算を各イベントごとに実行し、波形を変換した。

以下に、変換後の波形から計算する解析変数を定義する。

- MB : 波形のピーク位置 (Max Bin)。単位は bin(ns ではない)。変換後の FADC カウントが最も大きい bin の bin 番号である。
- PH : 波高値 (Pulse Height)。単位は mV。変換後の FADC カウントの最大値を mV に変換したもので定義。2000 mV を 14 bit でデジタイズし

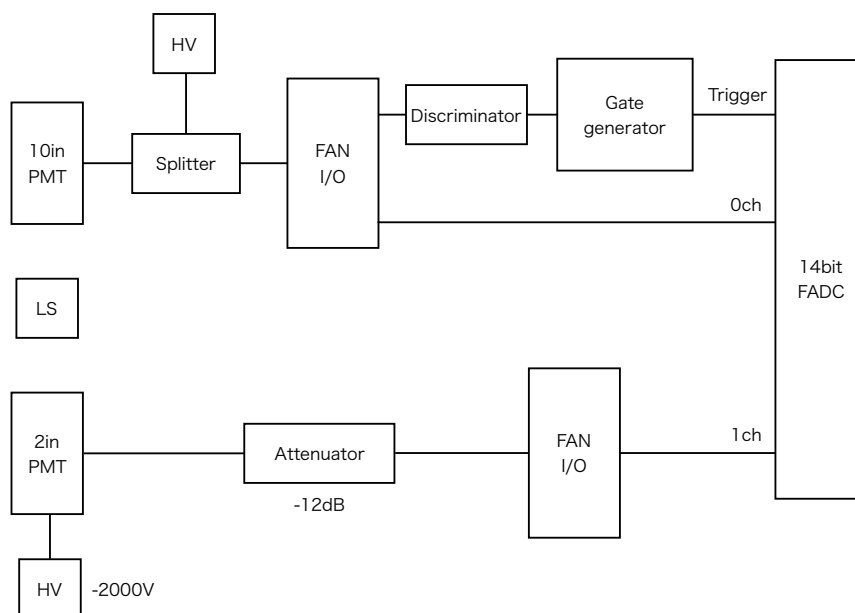


図 3.7 BKG 測定回路図

(a)

(b)

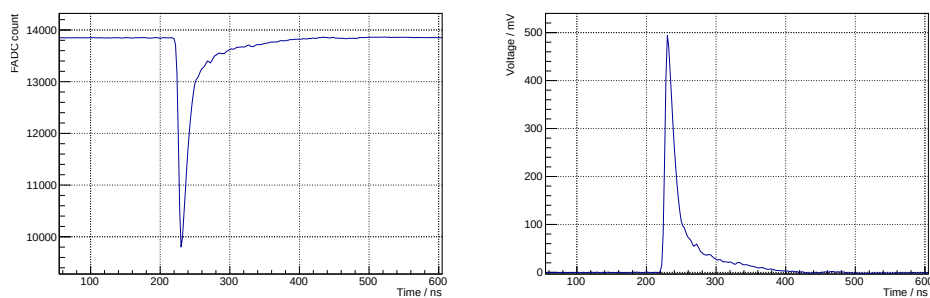


図 3.8 波形の変換例。(a)FADC で取得した波形。(b) ペDESTAL値を用いて変換した波形。

ているので、FADC カウントに $2000 \text{ mV}/2^{14} \text{ counts}$ をかけることで mV に変換できる。

- Q : 波形の電荷量。単位は $(\text{mV} \cdot \text{ns})$ 。MB の 10 bin (20 ns) 前から 60 bin (120 ns) 後までの波形の積分値 (FADC カウントを足したもの) に $2 \text{ ns/bin} \cdot 2000 \text{ mV}/2^{14} \text{ counts}$ をかけることで単位を $(\text{mV} \cdot \text{ns})$ に変換した。図 3.9 に波形の積分範囲を図示した。

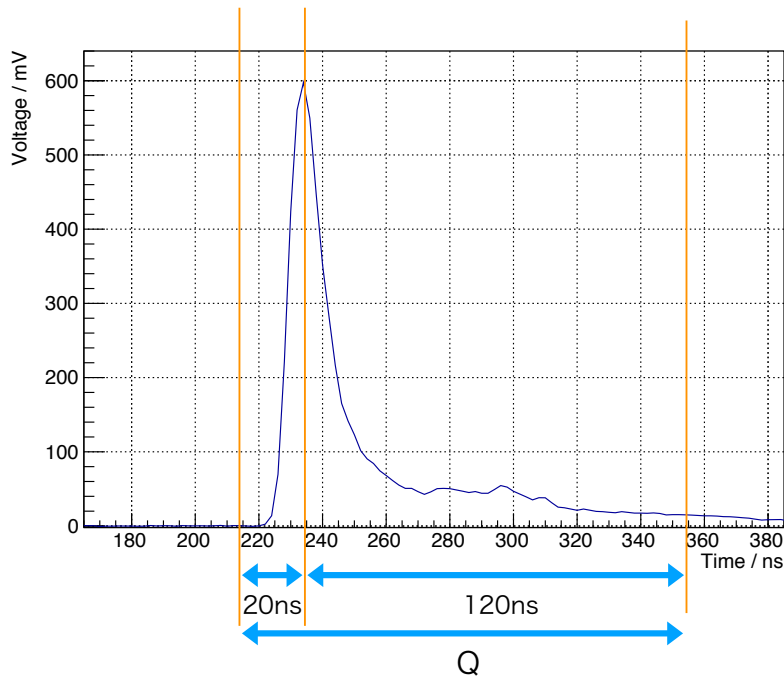


図 3.9 波形例と Q の積分範囲

- nPE : PE 数 (光電子数)。 Q/Q_{1pe} で定義。 Q_{1pe} は 1PE (1 光電子) 波形の Q 。 1PE 波形の Q_{1pe} の算出については 3.3.2 節参照。

3.3.2 1 光電子のデータ

PE 数を求める為に必要である 1PE の電荷量 Q_{1pe} を求める為に、1PE 測定を行った。図 3.10 は 1PE 測定での回路図である。Pulse Generator の信号を LED に入力し LED を液体シンチレータに向け、FADC に Pulse Generator のトリガー信号を入力することで、1PE 波形を取得した。

1PE の波高値は非常に小さく、3.3.1 節で定義した電荷量の積分範囲では、ノイズの値を多く取り込んで積分するため、SN 比が悪くなり解析できない。従って、積分範囲を狭めれば分解能は向上し Q_{1pe} は求めやすくなる。しかし、積分範囲の異なる電荷量を背景事象測定の結果に適用して PE 数を求めるのは適切ではない。従って、次のようにして Q_{1pe} を求めた。

1. 狭い積分範囲 (MB の前 5bin から後 10bin) で Q を計算。
2. fitting を行い 1PE の Q を算出。
3. 狭い積分範囲 (MB の前 5bin から後 10bin) の Q と通常の積分範囲 (MB の前 10bin から後 60bin) の比を計算。

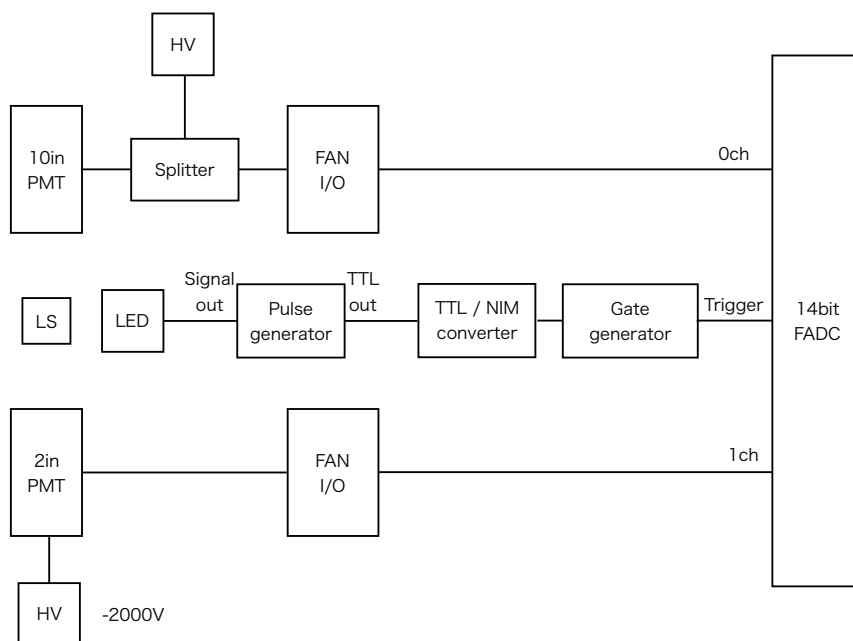


図 3.10 1PE 測定回路図

4. 比を用いて、狭い積分範囲の Q を変換して Q_{1pe} とする。

図 3.11 に狭い積分範囲の Q とその fit 結果を示す。fit では次の式を用いた。

$$f(x) = \frac{p_6}{\sqrt{2\pi p_1^2}} \exp\left(-\frac{(x - p_2)^2}{2p_1^2}\right) + \sum_{n=1}^{3 \sim 6} \frac{p_0^n e^{-p_0}}{n!} \frac{p_5}{\sqrt{2\pi n p_3^2}} \exp\left(-\frac{(x - n p_4 - p_2)^2}{2n p_3^2}\right) \quad (3.1)$$

パラメーターは

- p_0 : 各 PE ピークのポアソン分布による期待値
- p_1 : ペDESTALピークの標準偏差
- p_2 : ペDESTALピークの Mean 値
- p_3 : 各 PE ピークの標準偏差
- p_4 : 各 PE ピークの Mean 値
- p_5 : 各 PE ピークの定数
- p_6 : ペDESTALピークの定数

である。ペDESTAL (0PE) ピークをガウシアンで fit し、1PE 以上はガウシアンにポアソン分布をかけた関数で fit した。 $f(x)$ の第一項がペDESTALのガウシアンであり、第二項の総和がポアソン分布を仮定した各 PE(1PE, 2PE...) の fit である。

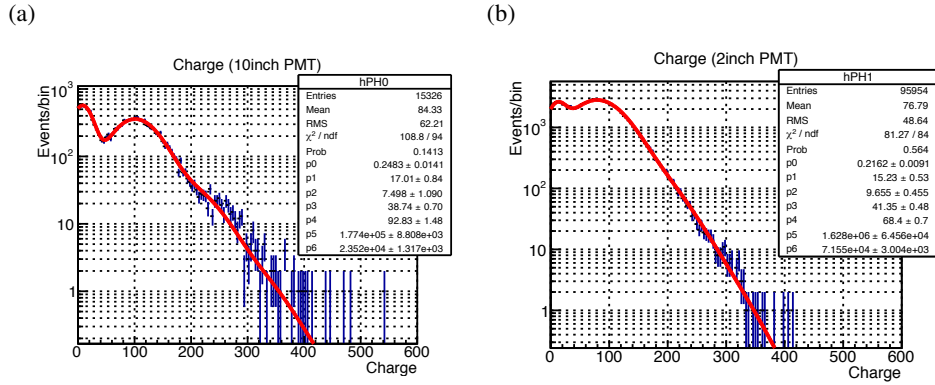


図 3.11 1 光電子測定における電荷の分布と fit 結果。(a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

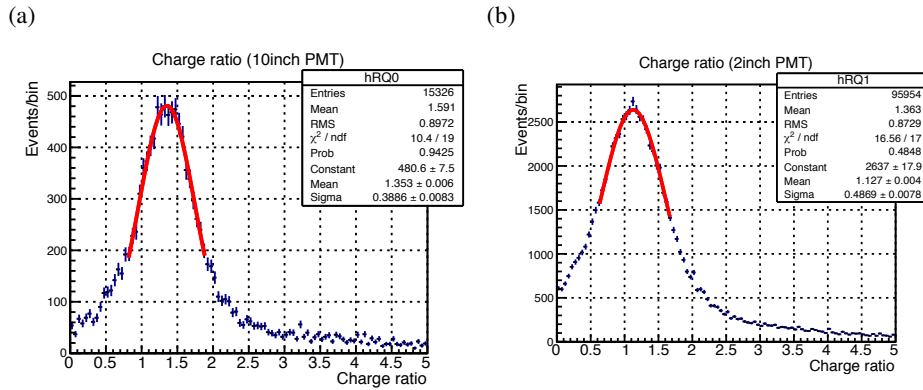


図 3.12 1 光電子測定における積分範囲による charge の比と fit 結果。(a)10oinch PMT, (b)2inch PMT。

この fitting をした上で、各 PE の Mean 値である p4 を 1PE の値として採用した。

図 3.12 に狭い積分範囲による積分値と通常の積分値の比のヒストグラムを示す。赤線はガウシアンで fit した結果である。狭い積分範囲における積分値を Q_1 , 通常の積分範囲における積分値を Q_2 とすると、図 3.12 における Charge ratio は

$$\text{Charge ratio} = Q_2 / Q_1 \quad (3.2)$$

と定義した。従って、図 3.11 の fitting で得た値に図 3.12 の Mean 値をかけることで、 Q_{1pe} を求めることができる。

また、1PE の波高値も求めた。狭い積分範囲における Q と PH との比を求め、ガウシアンで fit した。図 3.13 に PH を charge(狭い積分範囲) で割ったヒストグラムを示す。狭い積分範囲での charge にこの Mean 値を掛けることで

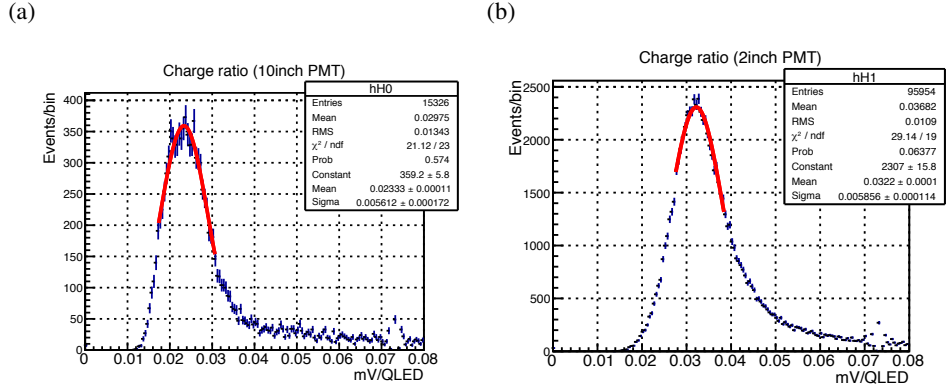


図 3.13 1 光電子測定における charge と PH の比。(a)10oinch PMT, (b)2inch PMT。

表 3.1 1 光電子の波高値と電荷、PMT の HV 値・Gain

PMT No.	HV (10inch)	Q_{1pe} (10inch)	Gain (10inch)	PH (10inch)	HV (2inch)	Q_{1pe} (2inch)	Gain (2inch)	PH (2inch)
1	1350 V	30.7 mV · ns	7.6×10^6	2.1 mV	−2000 V	18.8 mV · ns	4.7×10^6	2.2 mV
2	1450 V	31.7 mV · ns	7.9×10^6	2.6 mV	−2000 V	19.6 mV · ns	4.9×10^6	2.2 mV
3	1280 V	30.9 mV · ns	7.7×10^6	2.7 mV	−2000 V	18.3 mV · ns	4.5×10^6	2.2 mV

1PE の PH とした。

表 3.1 に、各測定における 1PE の PH,Q と PMT の Gain 値と印加した High voltage 値 (HV 値) をまとめた。2inch PMT は同じものを使っているが、各測定時の値をまとめたものである。ここまでに示したプロットは PMT No.1 の測定時のものである。全 PMT のプロットは付録に示す。

3.3.3 電流値の線形性

今回使用した PMT の Gain 値が測定できたので、IceCube 実験での研究 [27] と同様に電流値の線形性を見た。図 3.2 において、Ideal Current I_0 は Measured Current I を用いて以下のようにパラメトライズされる [27]。

$$\ln I_0 = \ln I + C \frac{(I/A)^B}{(1 - I/A)^{1/4}} \quad (3.3)$$

ここで、パラメータ A, B, C は $\gamma \equiv \text{Gain}/10^6$ の関数であり、

$$\begin{aligned} A(\gamma) &= 285 \gamma^{0.52} / (1 + \gamma^{1/4})^2 \\ B(\gamma) &= 13 \gamma^{0.18} / (1 + \gamma^{1/4})^2 \\ C(\gamma) &= 0.32 \gamma^{-0.13} / (1 + \gamma^{1/4})^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

である。このパラメータに従って、今回測定した PMT の Gain の値を適用したのが図 3.14 である。図 3.14(b) より、IceCube 実験の測定結果の曲線と、今回の測定データの PMT No.1, No.2 の測定結果の曲線がほぼ重なっていることが

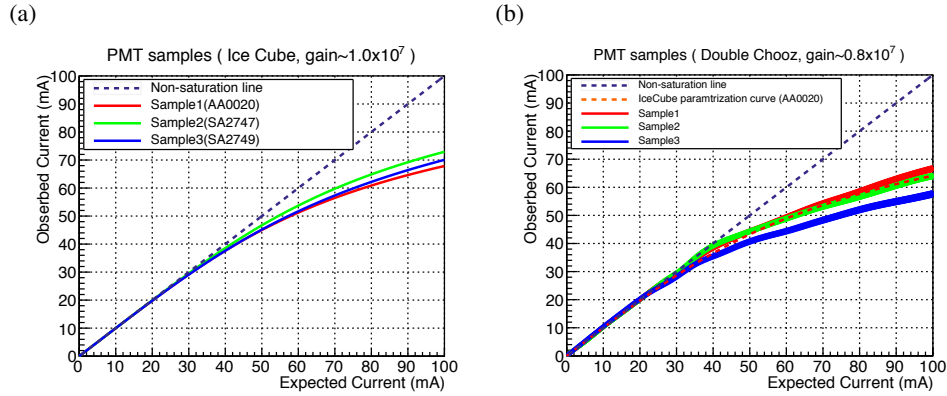


図 3.14 各 PMT の電流値の線形性。(a)IceCube 実験 [27] の PMT の Gain を用いた線形性曲線。(b) 本研究において測定した 3 つの PMT の Gain を用いた線形性曲線と、IceCube 実験 [27] のサンプル (AA0020) の線形性曲線。

表 3.2 カット条件のまとめ

	PMT No.1	PMT No.2	PMT No.3
MB (10inch)	$100 < MB < 120$	$105 < MB < 120$	$100 < MB < 120$
MB (2inch)	$75 < MB < 95$	$80 < MB < 100$	$75 < MB < 95$
Q/PH (10inch)	$9 < Q/PH < 16$	$8 < Q/PH < 16$	$9 < Q/PH < 16$
Q/PH (2inch)	$4 < Q/PH < 12$	$4 < Q/PH < 12$	$0 < Q/PH < 14$
PH (2inch) / PH (10inch)	$0.055 < PH_2in/PH_10in < 0.5$	$0.05 < PH_2in / PH_10in < 0.5$	$0 < PH_2in / PH_10in < 0.5$

わかる。よって、液体シンチレーター光での測定結果は IceCube 実験での LED 光の測定結果と一致しており、液体シンチレーターを用いた測定でも問題ないと言える。

3.3.4 カット条件

解析をする上でのカット条件について述べる。まず、条件 MB についてカットをかけた。図 3.15 は、横軸 MB に対する縦軸 PH のヒストグラムである。この例では MB が 100 から 120 の領域でカットをかけた。次に、Q/PH の値についてカットをかけた。図 3.16 は MB カットをかけた状態での Q/PH の 1 次元ヒストグラムである。最後に、10inch と 2inch の PH の比でカットをかけた。図 3.17 は MB, Q/PH カットをかけた状態での PH(2inch) / PH(10inch) の 1 次元ヒストグラムである。

以上を踏まえて、各 10inch PMT に対応する合計 3 つの測定についてのカット条件をまとめたものを表 3.2 に示す。

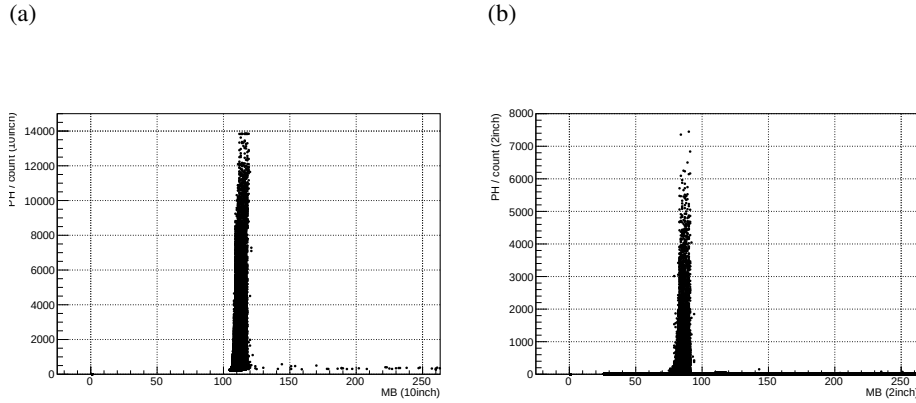


図 3.15 縦軸 PH, 横軸 MB のプロット。(a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

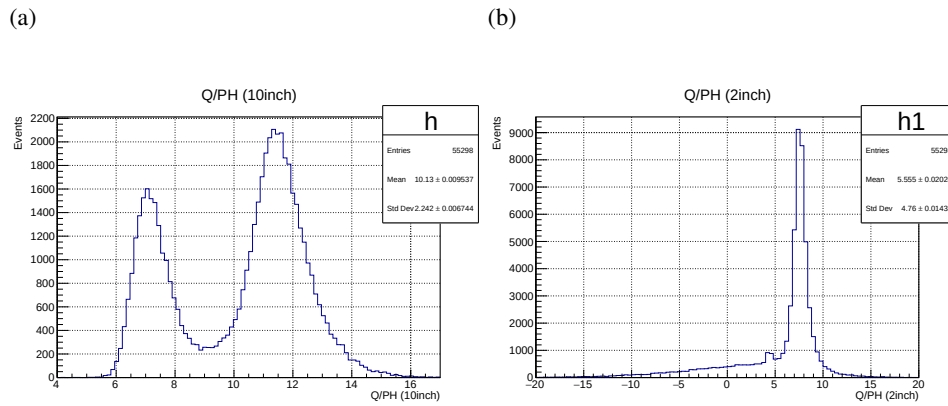


図 3.16 MB カット下での Q/PH のプロット。(a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

3.3.5 光電子数/波高値による比較

まず、Expected nPE を算出するために用いる 2inch PMT の線形性を調べた。図 B.10 に、2inch PMT における nPE と PH の比を示す。赤い点は、横軸を 50nPE ごとにカットし、各カット領域での縦軸 (nPE/PH) の 1 次元ヒストグラムをガウシアンで fit したときの Mean 値である。このプロットより、1600PE 程度までは 1% 以内の精度で線形であることがわかる。後の結果に示すように、10inch PMT の線形性が保たれる領域は数百 PE までなので、この測定において 2inch PMT は Expected nPE を求める上で充分良い線形性を持っていると言える。

図 3.19 から図 3.21 に横軸 nPE に対する縦軸 nPE/PH の 2 次元ヒストグラムを示す。プロットの赤点は、横軸において 50PE ごとにスライスした時の 1 次元ヒストグラムを gaussian で fit したときの mean 値である。1 次元ヒスト

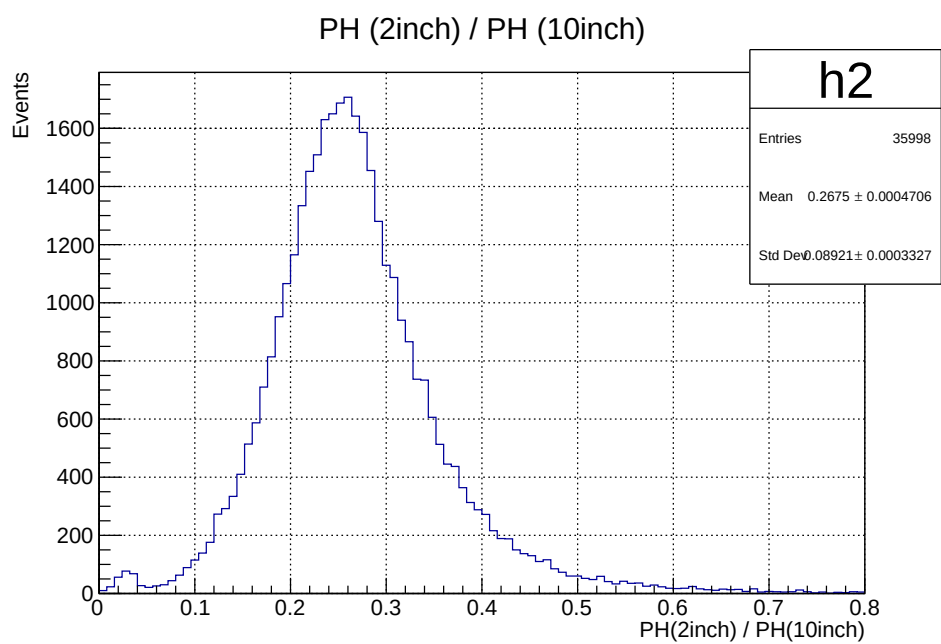


図 3.17 MB,Q/PH カット下での PH(2inch PMT)/PH(10inch PMT) のプロット

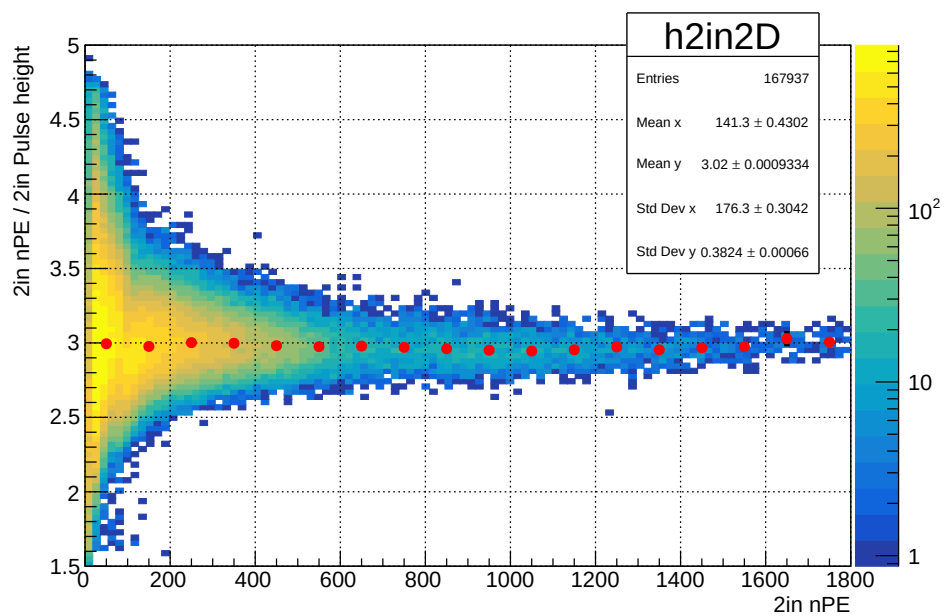


図 3.18 2inch PMT における nPE に対する nPE/PH の比

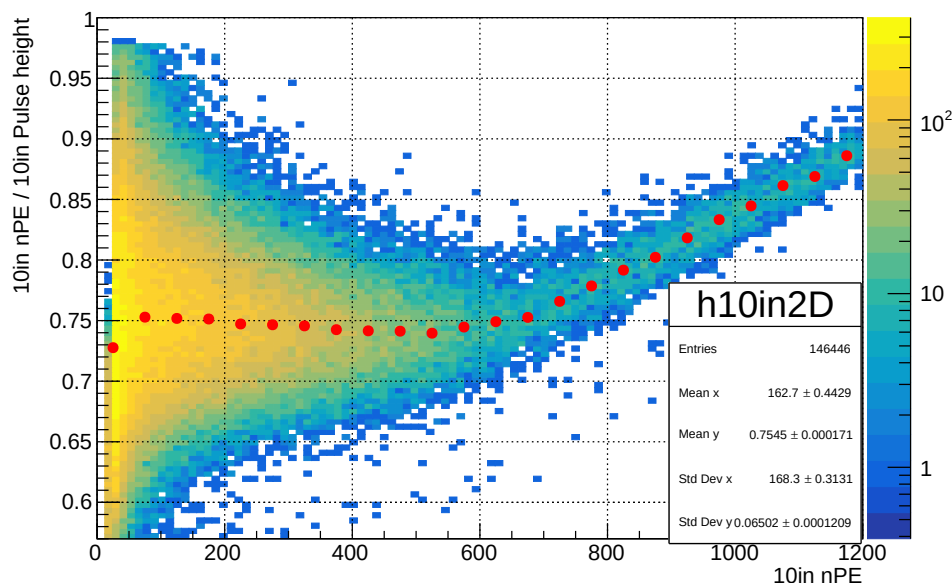


図 3.19 横軸光電子数, 縦軸光電子数/波高値のプロット。(PMT No.1)

グラムの fitting は付録に示す。このプロットから横軸が 600 付近 (PMT No.1) または 400 付近 (PMT No.2, No.3) から線形性が崩れていると考えられる。

3.3.6 10inch の光電子増倍管と 2inch の光電子増倍管のアクセプタンス比

3.1.3 節で述べたように、10inch PMT の Expected nPE を求める為に、まず 2inch PMT と 10inch PMT の光電子数の比を求める。図 3.22 から図 3.24 に横軸 nPE(2inch PMT) に対する縦軸 nPE(10inch PMT)/nPE(10inch PMT) のプロットを示す。赤い点は図 3.19 から図 3.21 と同様に、横軸をスライスして各領域の 1 次元ヒストグラムを fit したときの Mean 値である。1 次元ヒストグラムの fitting のプロットは付録に示す。

全ての PMT において、この赤点のグラフは nPE(2inch) が大きくなると nPE(10inch) / nPE(2inch) は小さくなっている (飽和の影響により、10inch PMT の光電子数が相対的に小さくなっている)。よって 10inch PMT と 2inch PMT の比が小さくなる前のフラットな領域において定数 fit をして、これを 10inch と 2inch の光電子数の ratio(アクセプタンス比) とした。fitting の様子は図 3.22 から図 3.24 の右側に示されている。

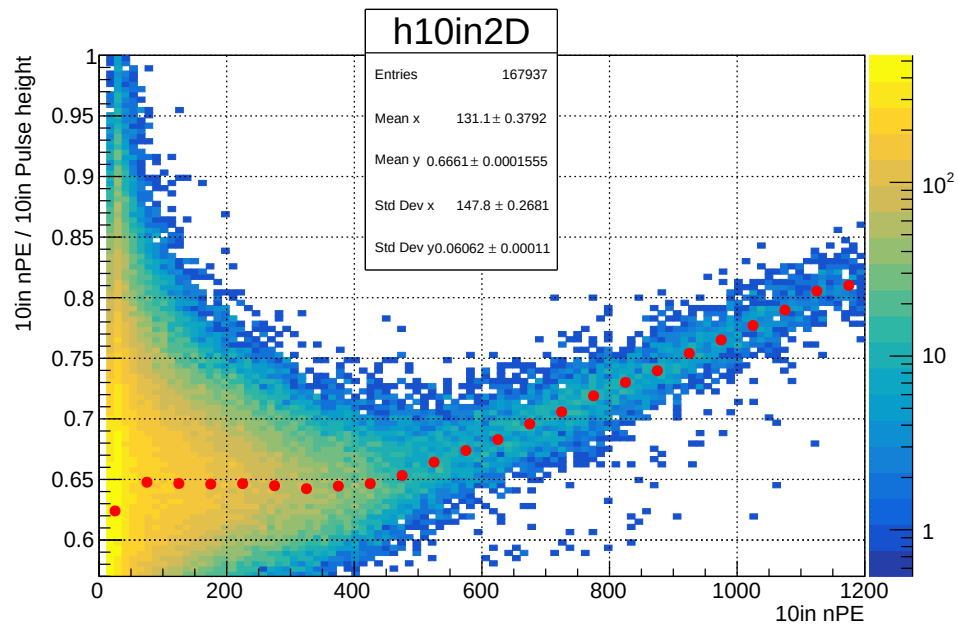


図 3.20 横軸光電子数, 縦軸光電子数/波高値のプロット。(PMT No.2)

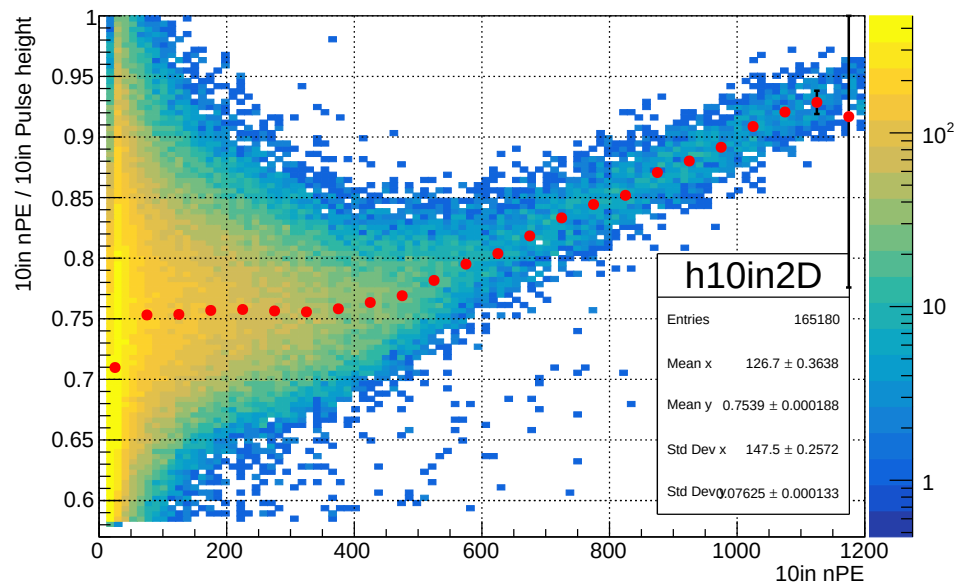
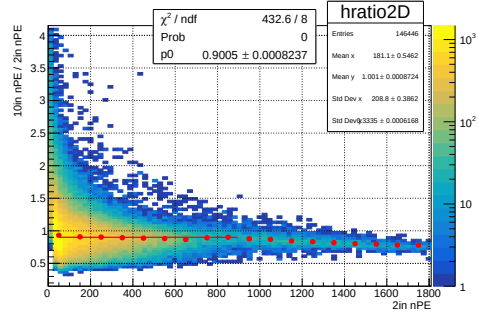


図 3.21 横軸光電子数, 縦軸光電子数/波高値のプロット。(PMT No.3)

(a)



(b)

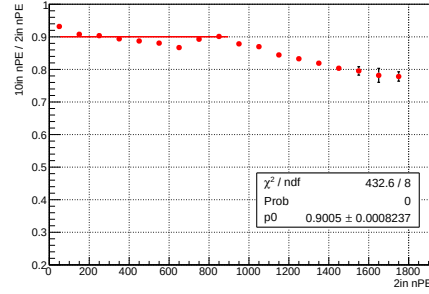
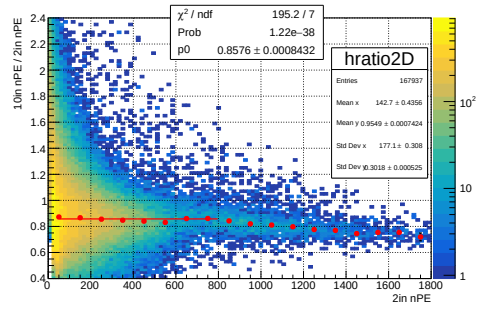


図 3.22 横軸 nPE(2inch PMT)、縦軸 nPE(10inch PMT) / nPE(2inch PMT)。PMT No.1。 (a) ヒストグラム。 (b) グラフと fit 結果。

(a)



(b)

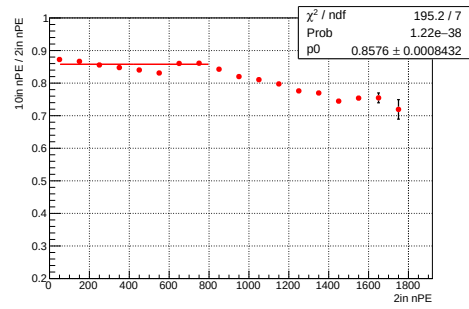
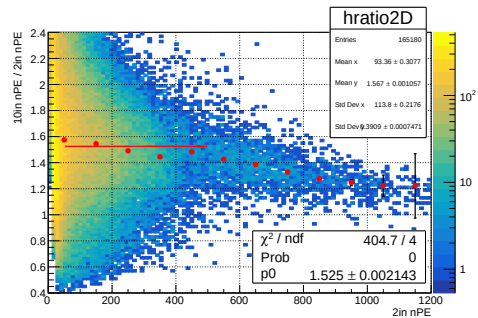


図 3.23 横軸 nPE(2inch PMT)、縦軸 nPE(10inch PMT) / nPE(2inch PMT)。PMT No.2。 (a) ヒストグラム。 (b) グラフと fit 結果。

(a)



(b)

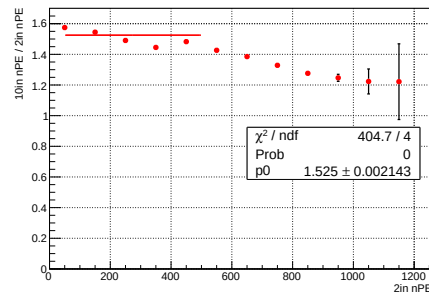


図 3.24 横軸 nPE(2inch PMT)、縦軸 nPE(10inch PMT) / nPE(2inch PMT)。PMT No.3。 (a) ヒストグラム。 (b) グラフと fit 結果。

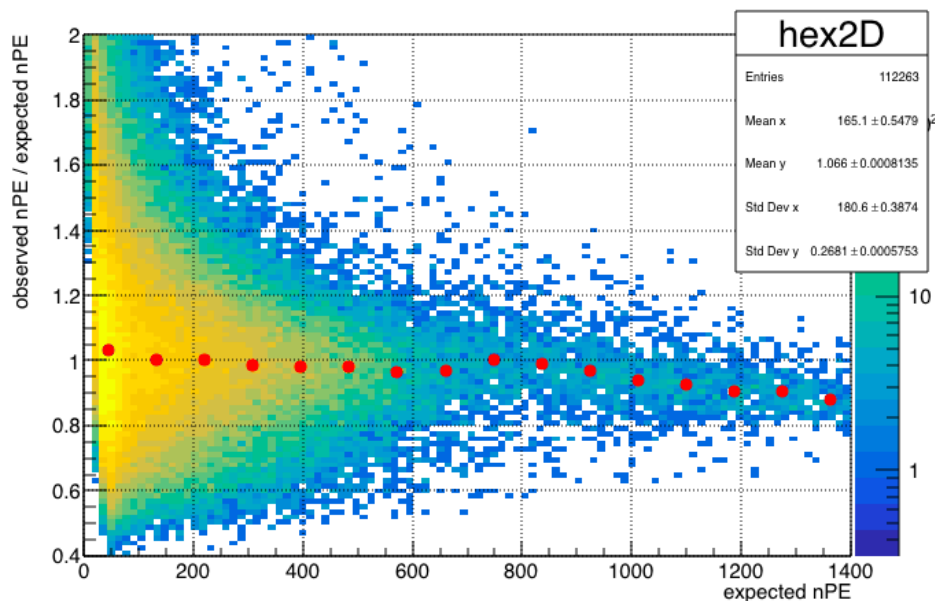


図 3.25 横軸光電子数 (Expected), 縦軸光電子数 (Observed)/光電子数 (Expected) のプロット。(PMT No.1)

3.4 結果

求めた $ratio$ の値を用いて、Expected nPE を求めることができる。 $nPE(10inch) / nPE(2inch \text{ nPE})$ を $Ratio$ とおくと、10inch PMT の Expected nPE は

$$Expected \text{ nPE} = Ratio \times nPE(2inch \text{ PMT}) \quad (3.5)$$

$$Observed \text{ nPE} = nPE(10inch \text{ PMT}) \quad (3.6)$$

と表される。

図 3.25 から図 3.27 に横軸 Expected nPE に対する縦軸 Expected nPE / Observed nPE の 2 次元ヒストグラムを示す。このプロットにおいて、赤点は図 3.22 から図 3.24 のグラフの点を、それぞれの $ratio$ の値でスケールさせたものである。

また、比較の為に各 PMT のグラフ点を重ねたプロットを図 3.28 に示す。このプロットから

- どの PMT においても比は一度数 % 程度小さくなってから回復し、その後小さくなっている。
- 少なくとも再び比が小さくなり始める点まで線形性が保たれているとす

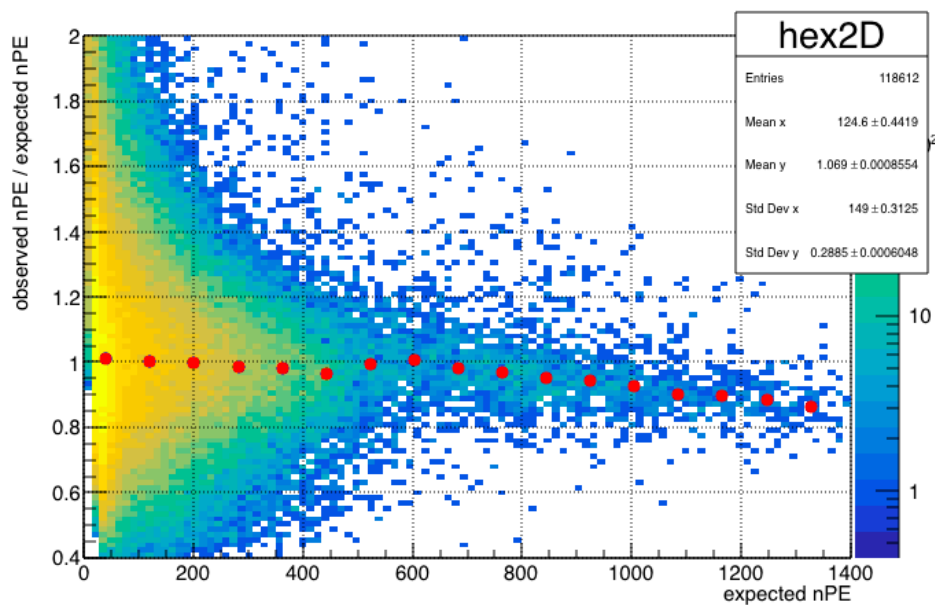


図 3.26 横軸光電子数 (Expected), 縦軸光電子数 (Observed)/光電子数 (Expected) のプロット。(PMT No.2)

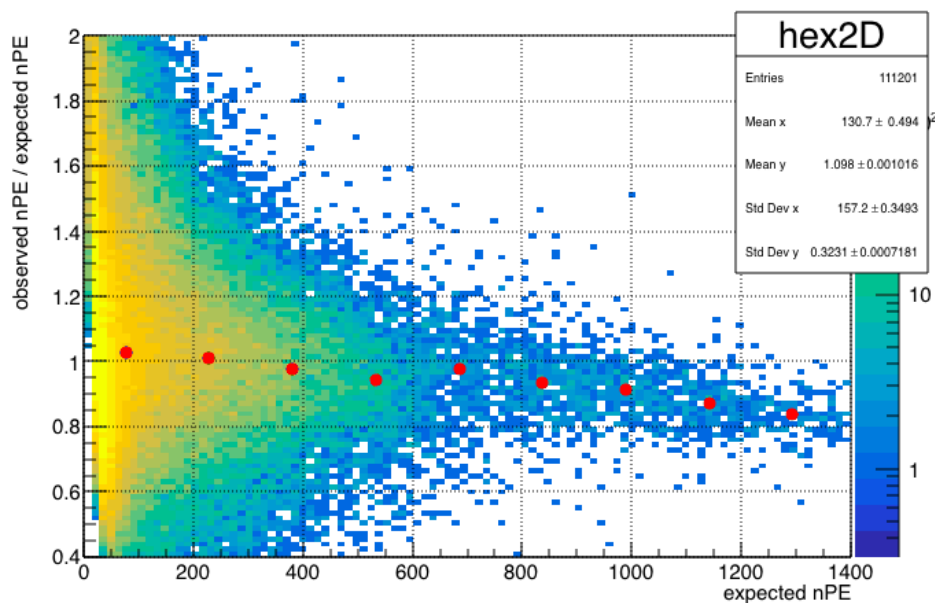


図 3.27 横軸光電子数 (Expected), 縦軸光電子数 (Observed)/光電子数 (Expected) のプロット。(PMT No.3)

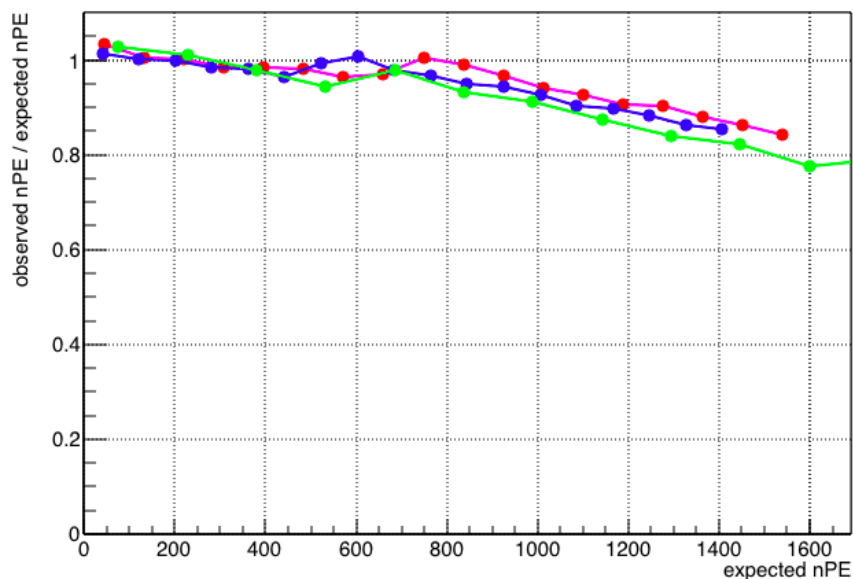


図 3.28 各 PMT の Observed nPE/Expected nPE のカーブ。赤：PMT No.1, 青：PMT No.2, 緑：PMT No.3.

ると、600PE から 750PE 程度の領域で線形からずれている。

- 最もずれる点が小さい PMT No.2(約 600PE) と最も大きい PMT No.1(約 750PE) で約 20% 程度個体差がある。

といったことがわかった。

3.5 考察とまとめ

今回の測定では、背景事象を用いて液体シンチレータの光で 10inch PMT の線形性について測定し、さらに 3 つの PMT について個体差を調べた。この結果から、背景事象 + 液体シンチレータの発光の場合、600PE 程度まで線形性は保たれていることがわかった。また、PMT によって線形性が崩れるポイントが 20% 程度差があることもわかった。よって、より線形性が悪い PMT が存在する可能性もあり、3 個だけではなくより多数の PMT について線形性を調べることも考慮するべきである。

第 4 章

LED を用いた非線形性の再現

4.1 目的

4.1.1 検出器内での較正

2 章で述べたように、JSNS² 実験では 10inch PMT を用いるが、10inch PMT は 3 章で述べた非線形性を持つ。エネルギーが高い領域の信号の分解能を上げるためには、線形でない領域の信号を補正して使わなければならない。

JSNS² 実験では、光電子増倍管の信号のタイミングや Gain 及び電荷量、また電子回路モジュールを較正するために LED システムを用いる。LED システムは通常の測定期間中にも用いられ、検出器の状況を確認することにも用いられる。LED は光量を自由に調節することが出来、宇宙線由来の背景事象のように Vertex の再構成は必要なく、短時間で統計を貯めることが出来るという利点がある。従って、LED 光を用いて測定したデータで自然事象によるシンチレーション光の非線形性の振る舞いを再現できれば有用であり、実際に JSNS² 実験においても利用できる可能性がある。

4.2 非線形性カーブの再現方法

IceCube 実験での先行研究 [27] では、"Instantaneous current saturation model"等と呼ばれる電流の非線形性のモデルを仮定している。これは、PMT に大電流が流れた際に出力電流が小さくなるが、この飽和の影響は瞬間的なもので数 ns 後には影響しないというモデルである。すなわち、PMT の出力は瞬間的な電流値 (ある時刻における瞬間的な光量) に依存すると仮定できる。

4.3.2 節において示すように、自然事象による LS のシンチレーション光と LED の光の波形は異なるが、上記のモデルが正しいとすると、波高値の線形性特性は波形の形に関係しないと考えられる。よって、LED 光を用いて自然事象の非線形性を再現できる可能性がある。

よって本測定では LED 光を測定し、3 章にて測定した自然背景事象によるシンチレーション光のデータでの波高値の線形性カーブと LED データでの線形性カーブを比較し、どの程度自然事象の LS シンチレーション光の振る舞いを再現できるか調べる。

加えて、得られた波高値カーブをもとに波形を変換し、非線形領域の歪んだ波形を再現するという試みも行った(後述)。

4.3 セットアップ

測定に際して、3 章の測定と同じセッティングで行い、LED のみ追加した。従って、データ取得に用いた FADC や回路のモジュール等は 3 章と全く同じである。PMT は、3 章と同じ 2inch PMT と PMT No.2 の 10inch PMT で測定した。以下、LED システムについて述べる。

4.3.1 LED システム

LED システムは、JSNS² 実験の検出器に実装される予定の Sussex University の "Nanopulser system" の試作機を使った。LED は波長が 355 nm の UV LED であり、ns 程度の短い時間幅で光らせることができる。また PC をコントローラーに接続し、PC 上で Python コードを実行することでコントローラーを制御して LED を発光させることができる。Python コードのコマンドを実行する際に、

- 発光するパルス数 (下限 1, 上限 65025)
- パルス波高 (下限 0, 上限 16383)
- パルス周期 (下限 0.1, 上限 256.02 ms)

の 3 つのパラメータを指定する [28]。

図 4.1 に本測定の回路図を示す。

4.3.2 測定条件

まず UV LED の光の時間分布について調べた。図 4.2 に UV LED の直接光と UV LED を LS に入射して 2 次発光させた光と自然背景事象による LS のシンチレーション光のそれぞれで取得した波形を示す。まず UV LED の直接光と自然事象によるシンチレーション光の時間特性は異なることがわかる。さらに、UV LED を LS に入射した 2 次発光波形は自然事象によるシンチレーション光とは異なり、UV LED を直接測定したものに近い時間特性を持っている。

液体シンチレーターには蛍光を発する主成分である一次発光剤と、溶媒によ

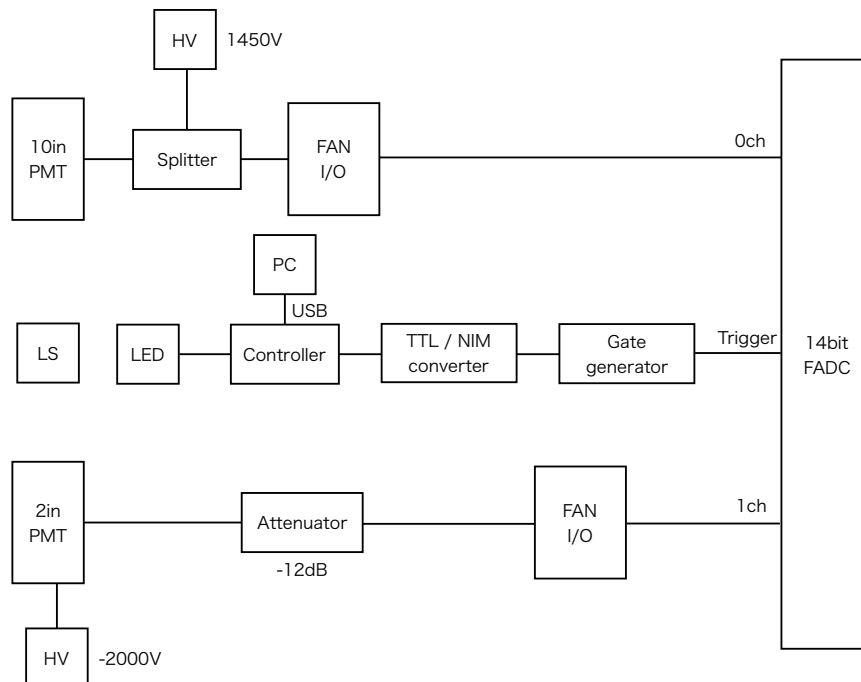


図 4.1 LED システムを用いた測定の回路図

る再吸収を防ぐために一次発光剤による光の波長を変換する二次発光剤が含まれている。UV LED を LS に入射した 2 次発光波形が自然事象によるシンチレーション光と異なるのは、自然事象による発光の時間特性は LAB によるものであり、二次発光をつくる波長変換剤 (PPO, bis-MSB) の時間幅への寄与は、LAB や LED による時間幅に比べて短いことによると考えられる。

本測定では、UV LED を LS に入射した 2 次発光を用いた。2 次発光させることで LS から等方的に発光させることが出来るので、10inch PMT と 2inch PMT の両方に光を入射させることができる。しかし図 4.2 より、LED による LS の 2 次発光では自然事象によるシンチレーション光を再現することはできない。従って、4.2 節で述べたように、電荷量の線形性特性を再現することは出来ないため波高値による線形性の測定を行った。

図 4.3 は、本測定でのセットアップの写真である。

4.4 解析

4.4.1 波高値カーブ

本測定においても、Expected PH を求めるために 2inch PMT の情報を用いた。Expected PH を求めるために、10inch PMT の PH に対する 2inch PMT の

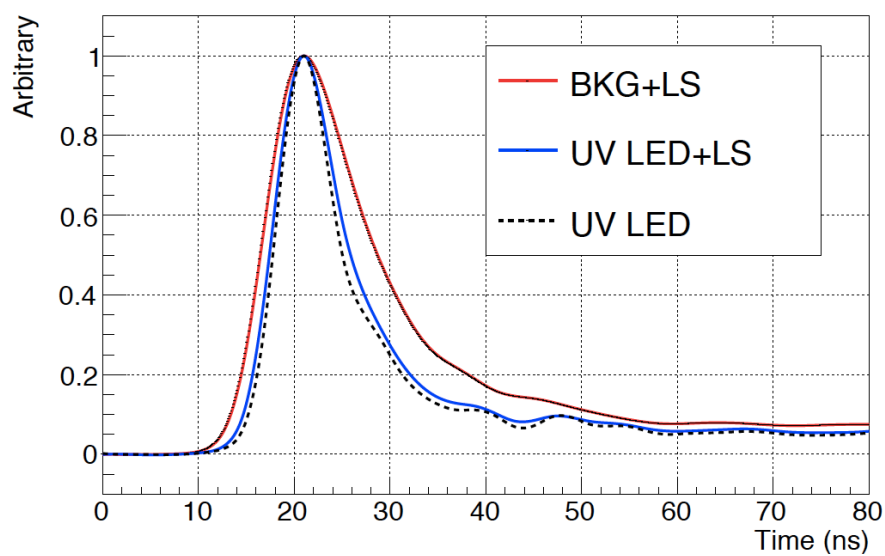


図 4.2 UV LED の直接光と UV LED を LS に照射した 2 次発光と自然背景事象による LS 発光の波形の比較。点線が UV LED の直接光の波形、青線が UV LED を照射した LS の 2 次発光の波形、赤線が自然背景事象による LS 発光の波形。



図 4.3 LED のセットアップ (俯瞰図)。LED の光を直接 PMT に入射させないようにコリメートしている。

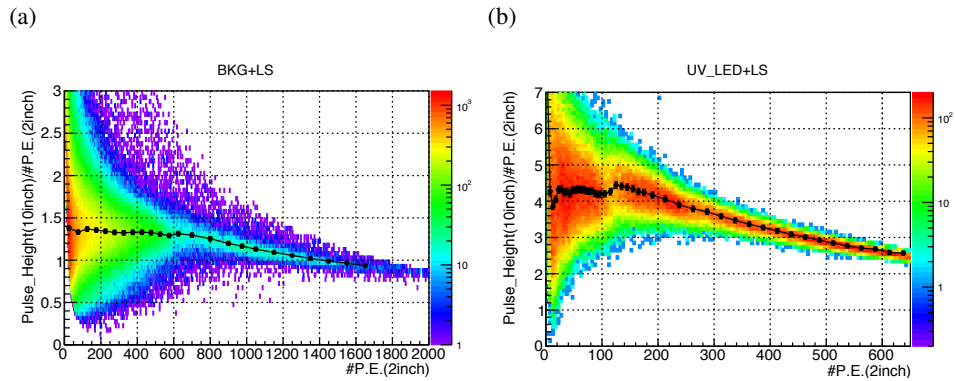


図 4.4 PE 数 (2inch) に対する波高値 (10inch)/PE 数 (2inch) の比。(a) 背景事象による LS のデータ。(b)UV LED による LS2 次発光のデータ。

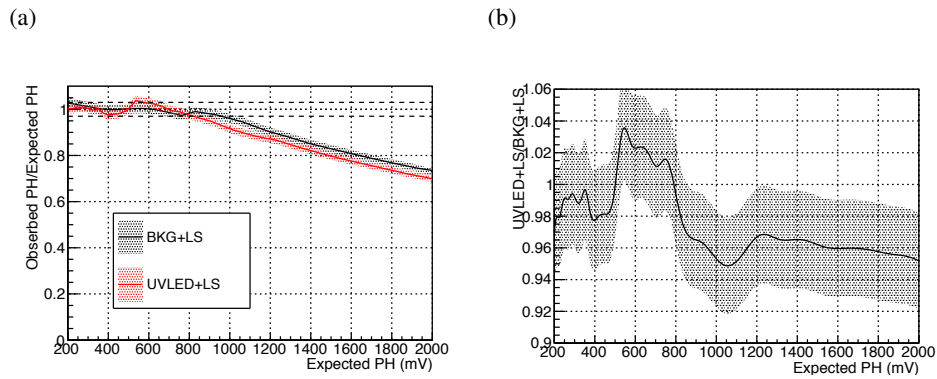


図 4.5 横軸 Expected PH に対する Observed PH / Expected PH の比。(a) 黒線：背景事象による LS 光データ。赤線：UV LED による LS2 次発光データ。(b)UV LED による 2 次発光/背景事象による LS 光の比をとった曲線。

PE 数の比を求めた。図 4.4 にその結果を示す。

この比を用いて計算した Expected PH と測定した Observed PH の比のプロットを図 4.5 に示した。図 4.5(a) より、背景事象による LS 光の曲線と LED による 2 次発光の曲線は少しずれているように見える。また図 4.5(b) より、2 本の曲線では数 % 程度ずれていることがわかる。このずれについては考察で述べる。

4.4.2 非線形領域の波形の再現

波高値の線形性特性を求めることが出来たので、空間電荷効果による飽和が瞬間的だというモデルに基づいて、非線形領域の波形を再現する。まず背景事象によるシンチレーション光のデータの線形性が保たれている領域で平均波形

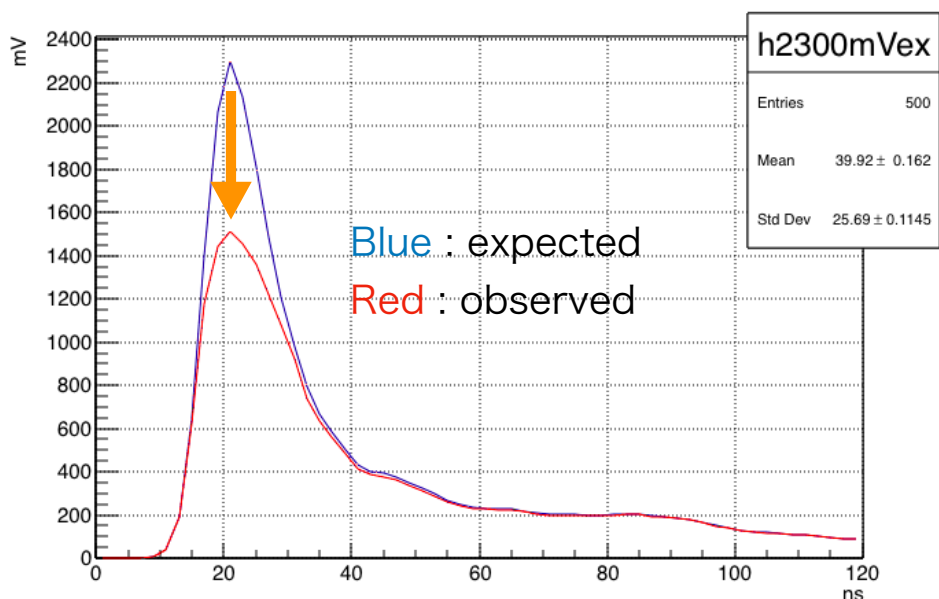


図 4.6 テンプレート波形 (青) と波高値カーブを用いて歪ませた波形 (赤)

を求め、これをテンプレート波形とする。得られたテンプレート波形データにおいて、各 bin(各時間) の電圧値に図 4.5 の曲線の値を適用して計算波形とした。図 4.6 に、テンプレート波形と波高値カーブを用いて計算した波形を示す。

テンプレート波形と歪ませた波形をそれぞれ積分して電荷量を求めることで、Expected nPE と Observed nPE の比を求めることが出来る。テンプレート波形をスケールさせて計算することで、Expected nPE と Observed nPE のカーブを描くことが出来る。実測した背景事象 (BKG) によるシンチレーション光データによる nPE カーブと、計算した波形による nPE カーブを図 4.7 に示す。この結果より、実測のデータによるカーブを計算値によるカーブで平均値で 3%(誤差を考慮すると 5%) 以内で再現することが出来た。

4.5 考察とまとめ

4.5.1 LED 波形の相似性

本測定では、PMT の出力は瞬間的な光量に依存し、飽和の影響は後の時間には影響しないというモデルに基づいて、波形のピーク値 (波高値) の線形性を LED で再現した。その結果図 4.5(b) より、自然事象によるシンチレーション光の波高値カーブと UV LED の LS2 次発光の波高値カーブでは数 % 程度のずれ

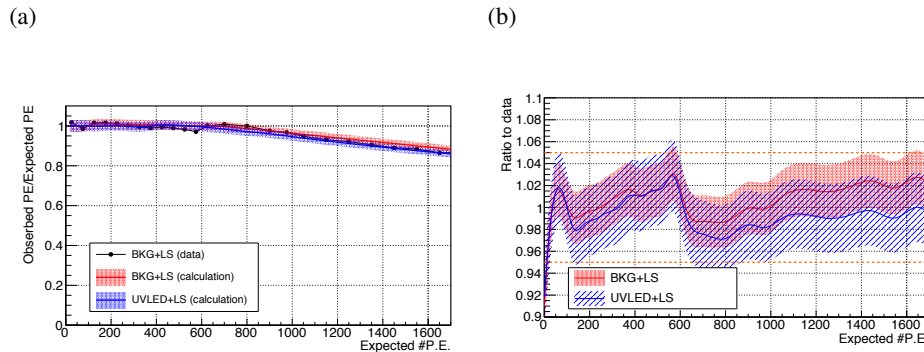


図 4.7 データによる nPE カーブと、各条件での計算した波形による nPE カーブ。(a) 黒：データによる nPE カーブ。赤：BKG+LS データの波高値カーブを用いて計算した波形による nPE カーブ。青：LED+LS の波高値カーブを用いて計算した波形による nPE カーブ。(b) 計算した波形による nPE カーブと実測したデータのカーブ。

があった。この原因として、UV LED の 2 次発光波形が光量に応じて相似性がずれていることが考えられる。

図 4.8 に、2inch PMT による PH/nPE のカーブを示した。図 4.8(a) より、自然事象のシンチレーション光では高い PE 領域まで波形は相似で、図 4.8(b) よりずれは $\pm 2\%$ 以内である。しかし図 4.8(c) と図 4.8(d) より、100PE 以上の領域で $\pm 4\%$ 程度ずれている。このように、自然事象のシンチレーション光と LED の 2 次発光とで波形の相似性が異なることが、波高値の線形性の振る舞いが異なる原因だと考えられる。この問題の検証にはさらなる研究が必要であり、今後の課題である。

4.5.2 Saturation モデルの妥当性

また初めに仮定した、空間電荷効果による飽和の影響は瞬間的なものであり、後に影響しないというモデルの妥当性も問題である。4.4.2 節において、波高値カーブを用いて Expected PH を Observed PH に変換してテンプレート波形から非線形領域の波形を再現した。図 4.9 に、計算により再現した波形と実際の波形を比較したものを示す。

図 4.9 より、BKG+LS, LED+LS どちらのデータにおいても、光量が小さい領域では実際の波形をうまく再現できているが、光量が大きい領域ではずれているように見える。具体的に、計算によって予想される波形に比べて実際の波形はピーク位置が後ろにずれているように見える。このことから、空間電荷効果の影響が瞬間的になくなるモデルではなく、ある時間残っていることにより

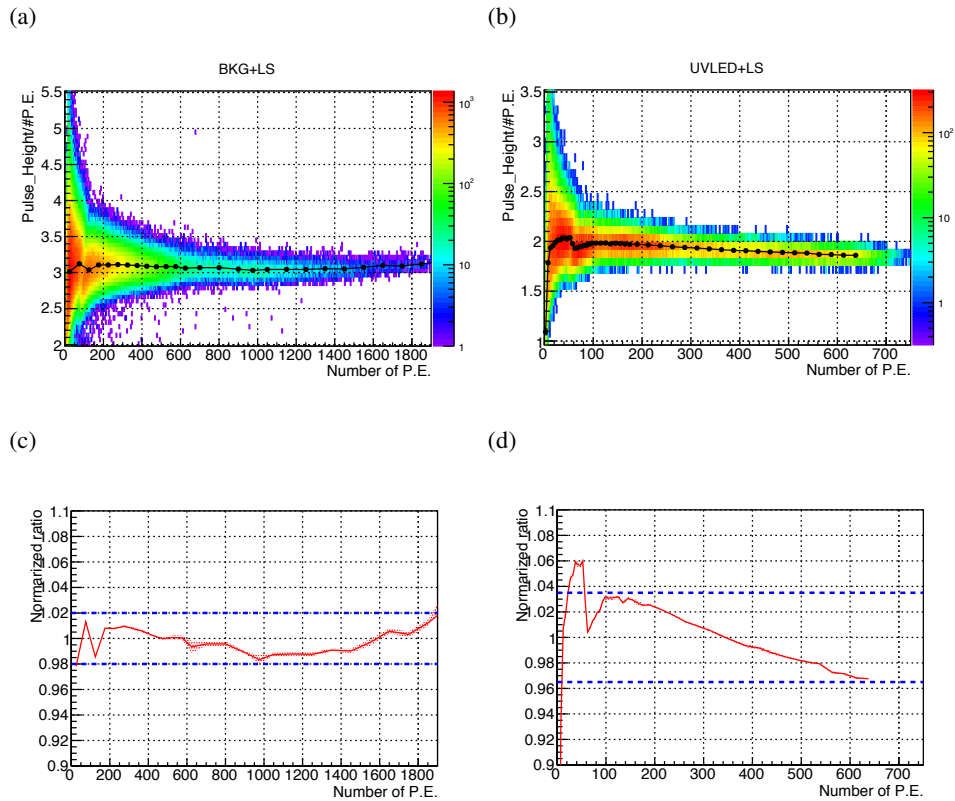


図 4.8 2inch PMT における波形の相似性。(a)BKG+LS データでの PH/nPE カーブ。(b)LED+LS データでの PH/nPE カーブ。(c)BKD+LS データのカーブを規格化したもの。(d)LED+LS データのカーブを規格化したもの。

波形のピークがずれていると予想される。このように光量が高い領域の波形を再現するためにはさらに新しいモデルが必要であり、そのモデルを構築することが今後の課題である。

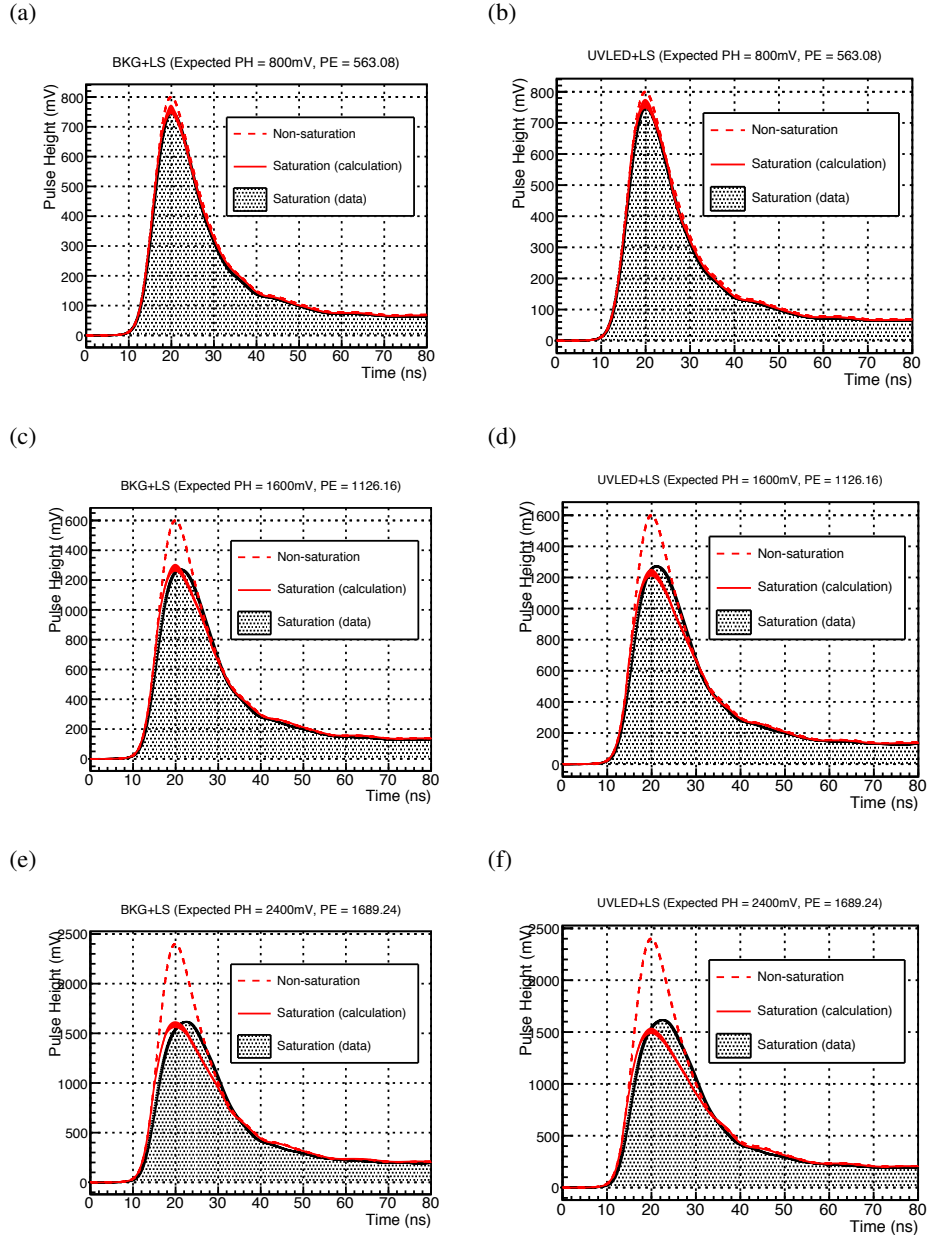


図 4.9 実際のデータの波形と計算した波形の比較。黒：実際の波形。赤点線：スケールしたテンプレート波形。赤実線：波高値カーブを用いて歪ませた波形。(a), (c), (e) は BKG+LS の波高値カーブ、(b), (d), (f) は LED+LS の波高値カーブを用いて波形を計算した。(a)Expected PH = 800mV, Expected nPE = 563.08。(b)Expected PH = 800mV, Expected nPE = 563.08。(c)Expected PH = 1600mV, Expected nPE = 1126.16。(d)Expected PH = 1600mV, Expected nPE = 1126.16。(e)Expected PH = 2400mV, Expected nPE = 1689.24。(f)Expected PH = 2400mV, Expected nPE = 1689.24。

第 5 章

MC シミュレーションによる検出器内での線形性測定

5.1 目的

3 章では PMT が何 PE まで線形か調べ、4 章では LED を用いた波高値カーブの再現性について調べた。この章では、JSNS² 実験の検出器内で PMT の線形性特性を見るために必要な条件などをモンテカルロ (MC) シミュレーションを用いて考察した。

5.2 シミュレーション

5.2.1 Geant4

シミュレーションには、Geant4 を用いた。Geant4 は CERN(欧州原子核研究機構) や KEK 等が参加する国際的な組織によって開発・保守が行われているシミュレーションツールキット (シミュレーション・アプリケーションを作る際に必要な C++ クラスをまとめたパッケージ) である [29]。粒子が物質中を通過する際に生じる相互作用過程をシミュレーションすることが出来、高エネルギー物理学における標準的なツールキットとなっている。

5.2.2 光源

JSNS² 実験において、PMT1 つにつき 2000PE 程度までのレンジを測定する必要がある。JSNS² 実験では、LED システムの他に放射線源や宇宙線起源の Michel electron を用いてエネルギーや vertex(素粒子の反応点) を較正する予定である。JSNS² 実験は地上実験であるため、宇宙線ミューオンが降り注いでいるが、その中で検出器内で全エネルギーを落とした事象が静止崩壊し、

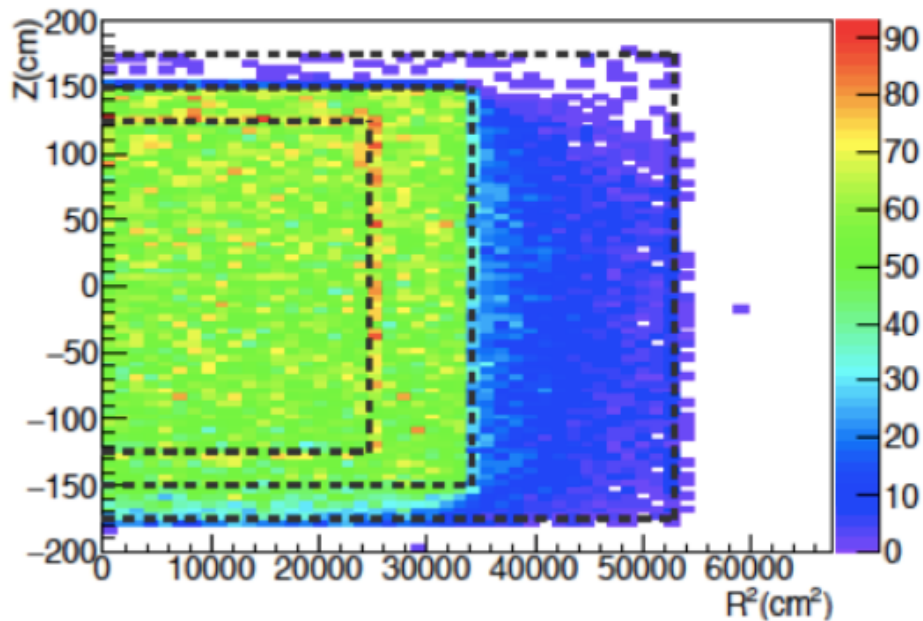


図 5.1 MC シミュレーションによる Michel electron の vertex 分布

電子 (Michel electron) が発生する。図 5.1 はシミュレーションによる Michel electron の vertex 分布である。このように Michel electron は検出器内に一様に分布することがわかっている。

2000PE 程度まで測定するためには数十 MeV の事象が必要だが、放射線源の放射するエネルギーは数 MeV 程度なのでこれを使うことはできない。Michel electron のエネルギーのエンドポイントは 53MeV であるので、適切に vertex の再構成を行う事が出来れば線形性測定のソースとして使うことが出来る。また LED 光も光量を調節することで光源として使う事が出来、短時間でイベントの統計をためる事が出来る。しかし、4 章でも述べたように波形の形が自然事象のシンチレーション光とは異なるので、波高値の線形性特性の測定にのみ使用可能である。

以上を踏まえて、本研究では検出器内に一様に発生させた Michel electron と、検出器内に設置された UV LED の 2 つについて MC シミュレーションにより、実際の想定を考慮したプロットを作成した。

5.2.3 PMT のモニター方法

3 章と 4 章では、実際に測定したい 10inch PMT と比較的線形性特性が良い 2inch PMT で同時に測定する事で、10inch PMT の線形性を測定した。しかし実際の検出器内では 2inch PMT は無いので、光量が大きく飽和を起こしてい

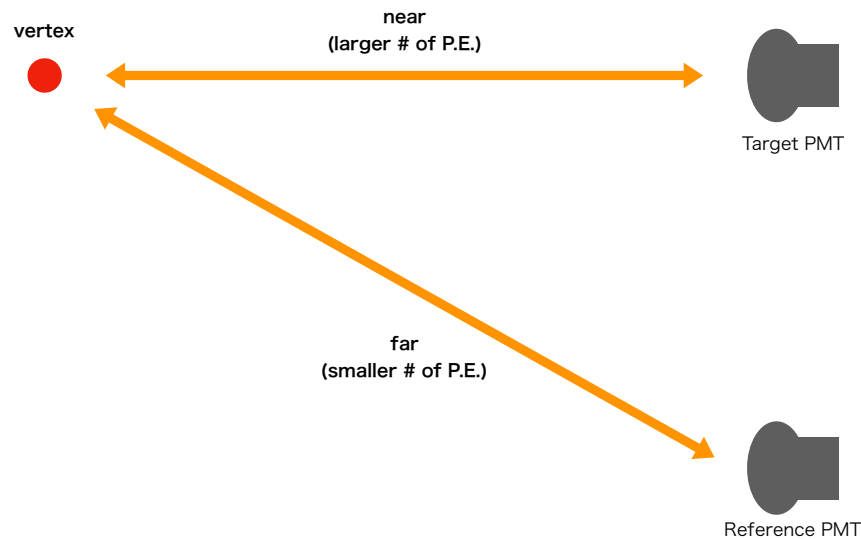


図 5.2 検出器内での PMT モニター方法の概念図

る PMT(Target PMT) と、光量が小さく飽和を起こしていない PMT(Reference PMT) の組み合わせが必要である。光源の位置 (vertex) と PMT の位置関係により、大光量が入射する Target PMT と小光量が入射する Reference PMT の組み合わせを得る事が出来ると考えられる。図 5.2 に検出器内における Target PMT と Reference PMT の位置関係の概念図を示す。

5.3 Michel electron を用いた検証

シミュレーションにおいて、JSNS² 実験と同じ液体シンチレーターを仮定し、Light yield は 10000photon/MeV とした。また PMT の光電面の量子効率は 0.2 とした。

3 章の実験室での測定結果より、600PE までは線形性が保たれていることを考慮すると、Reference PMT の光量が 600PE 以下であり、Target PMT の測定レンジの上限が 2000PE である組み合わせが要求される。

今回は、壁面の最も上の PMT を Target PMT とし、その一つ下の PMT を Reference PMT とした。また vertex は壁面の Target PMT から水平に中心に向かって 350mm 離れた点とし、その点を中心とする半径 100mm の球内の Michel electron 事象を用いた。図 5.3 に、Target PMT と Reference PMT の位置及び使用した Michel electron 事象の vertex の位置を示した。JSNS² 実験

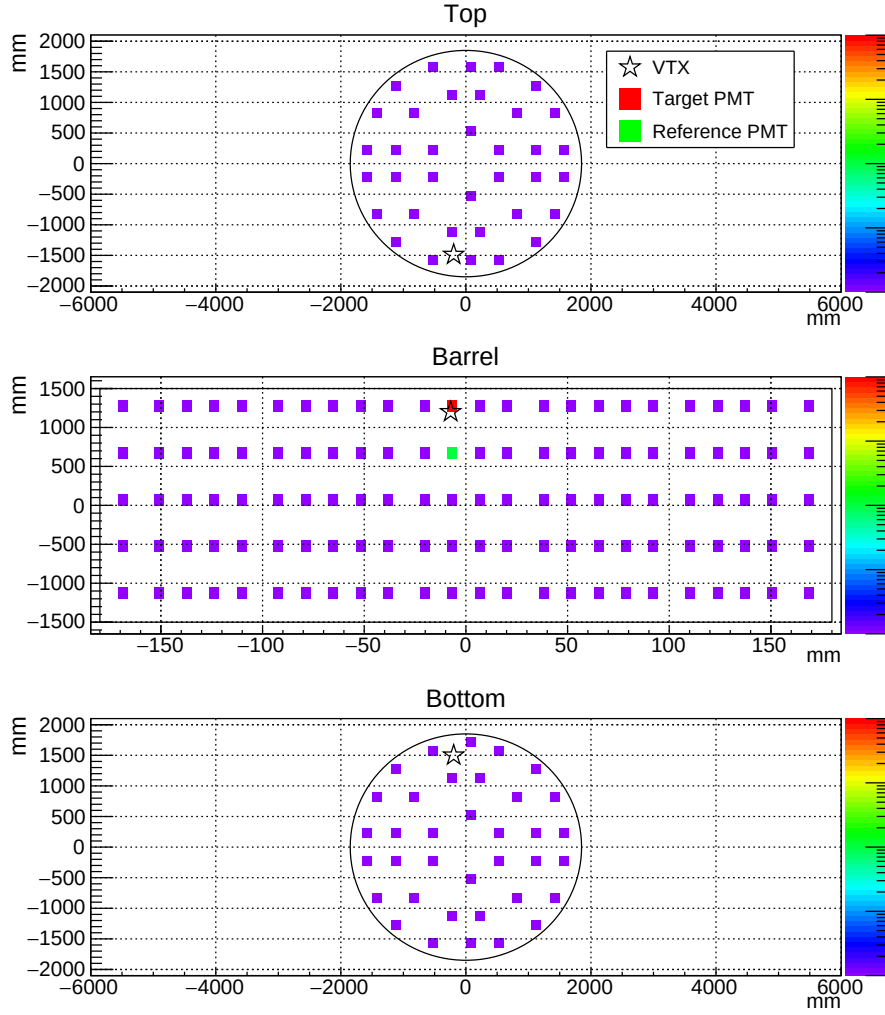


図 5.3 Michel electron 事象を用いた時の Target PMT, Reference PMT と vertex の位置

において vertex の再構成能力は 50mm 程度は達成可能であると期待されている。しかし、本研究では簡単のため vertex の再構成は考慮していない。今後高性能な再構成アルゴリズムの開発は必須である。

図 5.4 に、Target PMT と Reference PMT の PE 数の相関を示した。この図より、Target PMT の PE 数と Reference PMT の PE 数は比例しており、Target PMT の PE 数は Reference PMT の 4 倍程度であることがわかる。ここで、3 章,4 章の実験室での測定で得られた nPE カーブと PH カーブを適用したのが図 5.5, 図 5.6 である。波高値は 3 章で測定したデータをもとに、光電子を波高値に変換した。変換係数は、

$$PH(\text{mV})/PE = 1.42 \quad (5.1)$$

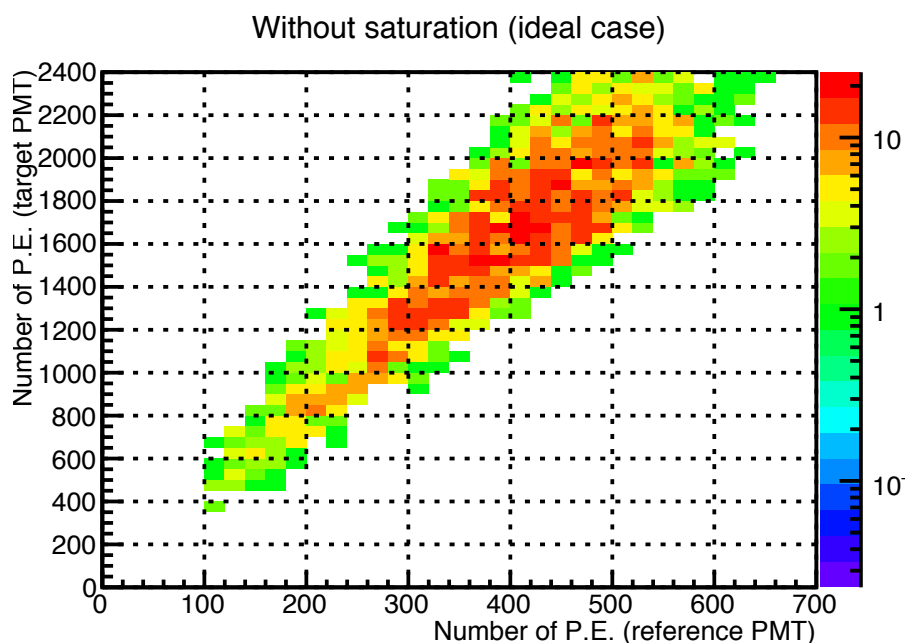


図 5.4 Michel e による Target PMT と Reference PMT の nPE 相関

である。

Michel electron の事象数は 100Hz 程度で、さらに今回用いた vortex が半径 100mm の球内のイベントのレートは 1/1000Hz 程度であった。プロットの事象数は 2000 事象程度であり、この事象数を貯めるためには 3 週間程度の測定時間が必要である。

5.4 LED を用いた検証

JSNS² 実験では、UV LED を検出器の Top(天井) と Bottom(底面) に 1 つずつの計 2 つ設置する予定である。今回のシミュレーションでも同じ位置に UV LED を設置した。図 5.7 にボトム of UV LED を光らせた時の PMT の光量マップを示す。また図 5.8 に LED の放射した光量の分布を示した。LED 光は検出器に等方的に放射され、光量も 5×10^7 photon まで一様に分布していることがわかる。また、図 5.9 に、LED 光源を用いた時の Target PMT と Reference PMT の位置及び LED の位置を示す。

図 5.10 に Target PMT と Reference PMT の PE 数の相関を示す。この図より Target PMT と Reference PMT の PE 数は比例しており、Target PMT の PE 数は Reference PMT の約 3 倍である事がわかる。

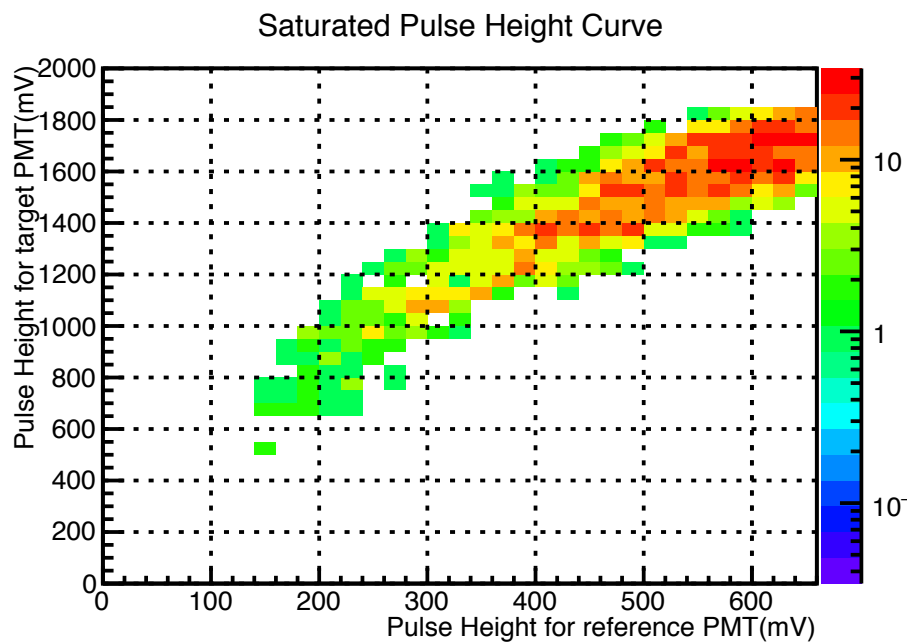


図 5.5 非線形効果を取り入れた Target PMT と Reference PMT の PH

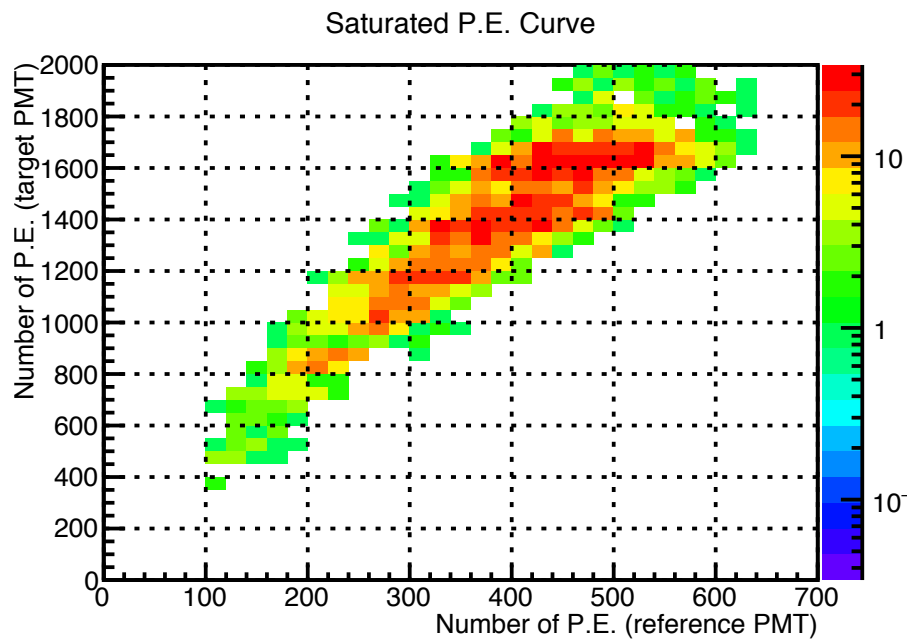


図 5.6 非線形効果を取り入れた Target PMT と Reference PMT の nPE

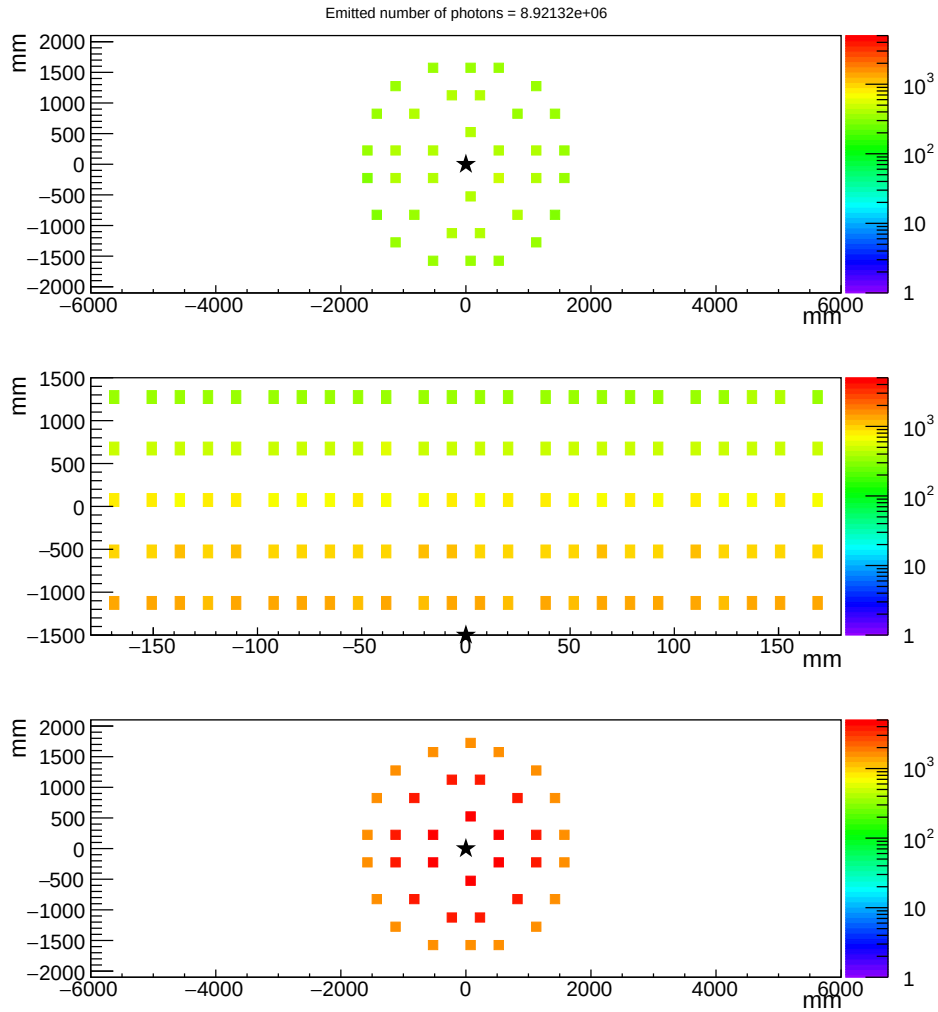


図 5.7 ボトムの UV LED を光らせたときの光量マップの一例。星印が LED の位置。

この PE 数をもとに算出した波高値に 4 章の実験室で求めた波高値カーブをもとに非線形効果を取り入れた Target PMT と Reference PMT の波高値の相関が図 5.11 である。Michel electron によるプロットよりも分解能が良いことがわかる。波高値は Michel electron の場合と同様に 4 章の測定データをもとに変換係数

$$PH(\text{mV})/PE = 2.03 \quad (5.2)$$

をもとに光電子数から計算した。

5.5 まとめ

実験室での結果をもとに、検出器での線形性測定をシミュレーションした結果、適当な光量比の PMT の組み合わせにより線形性測定が出来る可能性が示

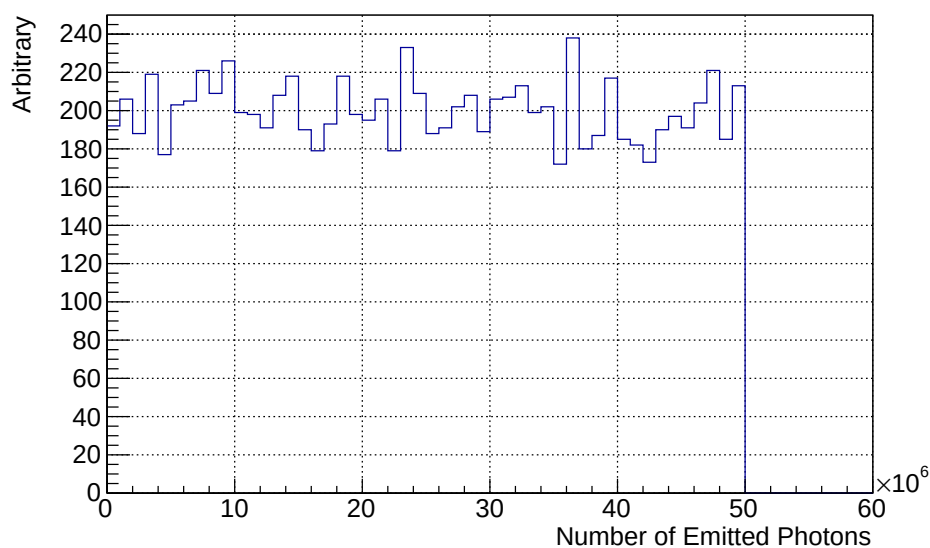


図 5.8 UV LED の放射した光量の分布

された。Michel electron より LED 光源を用いたシミュレーションの方が分解能が良く、Target PMT の Reference PMT の光量の比を一意的に求めることが出来る。しかし、LED 光の波形は自然事象のシンチレーション光とは異なるので、波高値の線形性測定にのみ用いることができると考えられる。

Michel electron による測定では 3 週間程度の時間が必要だと上で述べたが、LED による測定では数分程度で十分である。従って、時間はかかるが実際の自然事象の波形によるデータが得られる Michel electron 測定と、短時間で終わるが波高値のデータのみ活用できる LED 測定の両方を使い、補完的に測定をするの有効である。

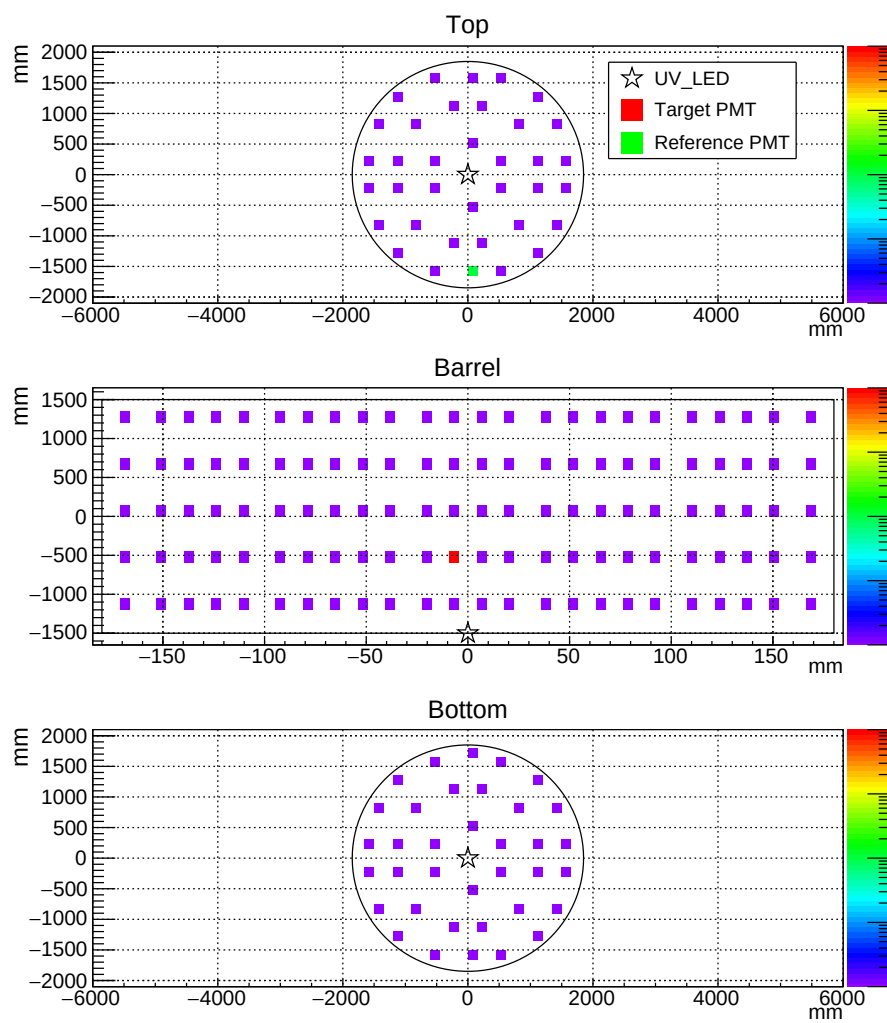


図 5.9 LED を光らせた時の Target PMT, Reference PMT と光源の位置

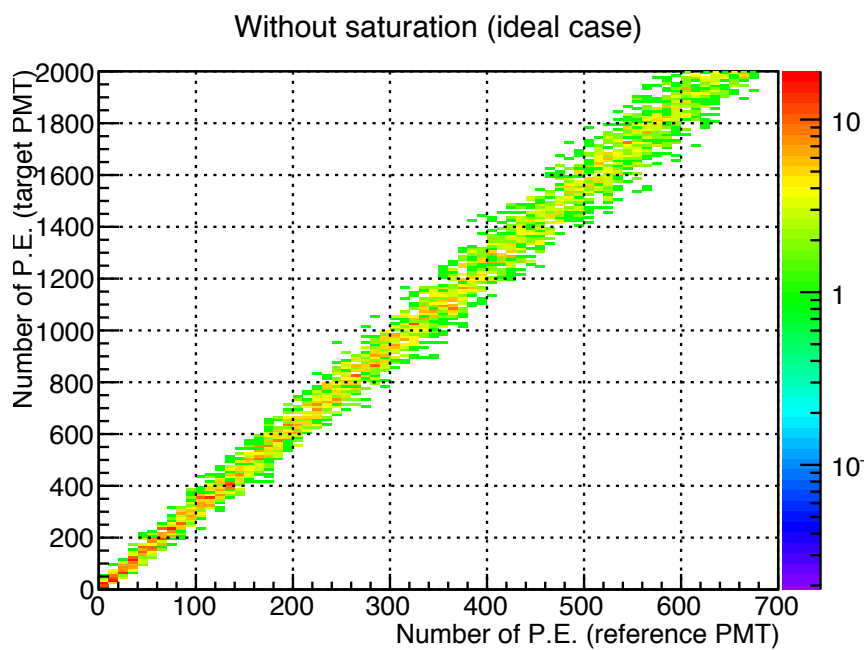


図 5.10 UV LED を光らせた時の Target PMT と Reference PMT の nPE 相関。非線形効果は考慮していない。

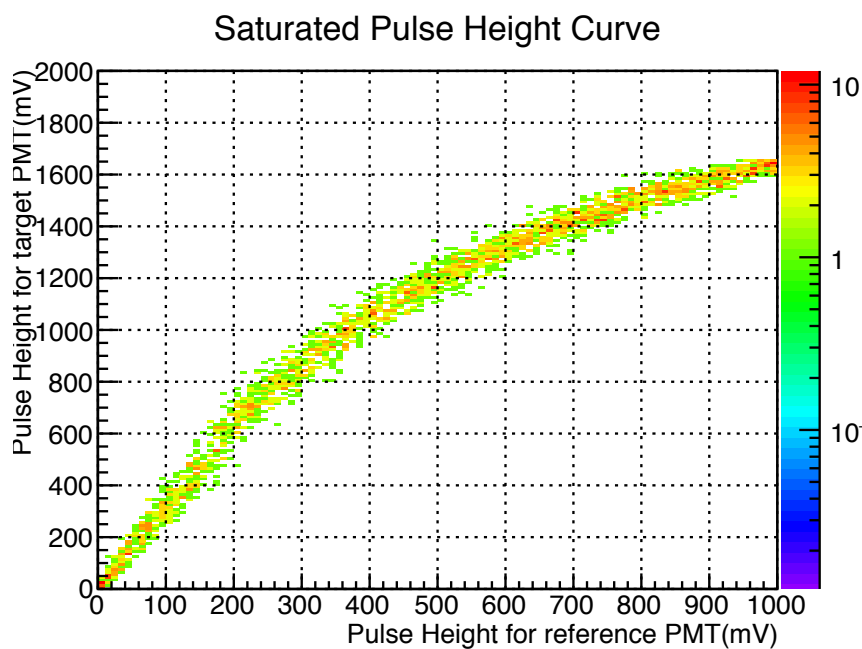


図 5.11 UV LED を光らせた時の Target PMT と Reference PMT の PH 相関。非線形効果を取り入れている。

第 6 章

まとめと今後の展望

6.1 まとめ

LSND 実験や MiniBooNE 実験により、既知の弱い相互作用をするニュートリノでは説明出来ないニュートリノ振動事象が報告され、ステライルニュートリノの存在が示唆されている。JSNS² 実験は LSND 実験の直接検証を目的とした実験であり、現在実験開始に向けて準備中である。現在 JSNS² 実験では液体シンチレーターの光を観測するために 10inch PMT を用いる予定である。

JSNS² 実験で観測しようとしている事象のエネルギーによる光量では、10inch PMT 内で飽和が生じ、出力信号が小さくなることが考えられる。従って、実験で用いる 10inch PMT の信号の線形性を自然背景事象によるシンチレーション光で直接調べた。その結果 600PE 程度までは線形性が保たれ、さらに線形性が保たれる領域の上限は、20% 程度 PMT によって個体差があるということもわかった。さらに波高値と光電子数について Expected の値と Observed の値を比較する事で、600PE を超えてからの振る舞いを求める事が出来た。

次に、IceCube 実験での研究の Saturation model に基づき、波形の形が異なる LED 波形で波高値の線形性が測定できると考え自然事象によるシンチレーション光の波形によるデータと比較し、5% 程度以内で再現できた。

最後に MC シミュレーションを用いて、検出器内で線形性測定をする方法を考えた。PMT の位置関係によって光量が変わることを利用し、実験室でのデータを利用して PMT の非線形性を再現することで、Michel electron と UV LED の 2 通りで線形性測定をすることが出来た。

6.2 今後の課題

10inch PMT の線形性を調べた上で線形性が保たれる領域の上限は PMT によって個体差があることがわかった。本研究では LED を用いて線形性特性を

再現する手法を提案したが、実際の自然事象によるシンチレーション光のカーブとは数 % 程度ずれがある。本研究で仮定した PMT の Saturation model の妥当性も含めて、より正確に自然事象の線形性特性を LED で再現する方法の開発が必要である。また JSNS² 実験において PMT の線形性を見るためには実験室ではなく検出器内で測定することが直接的である。実験開始に向けて、検出器内での線形性測定により具体的なメソッドを開発する必要がある。

付録

A 1 光電子データの fitting

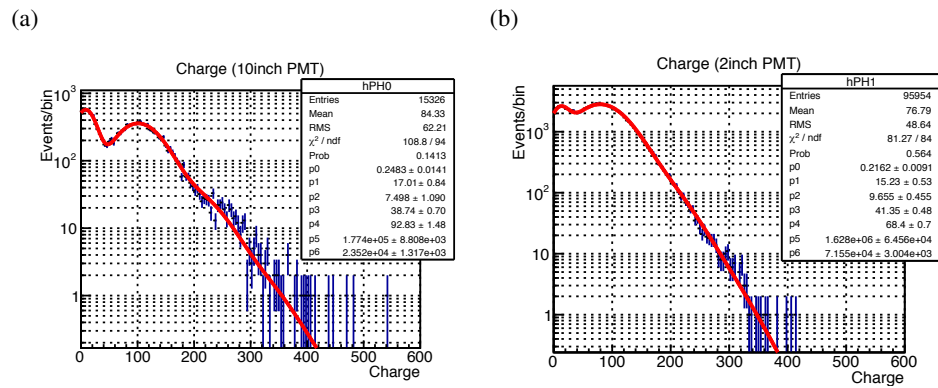


図 A.1 1 光電子測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.1)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

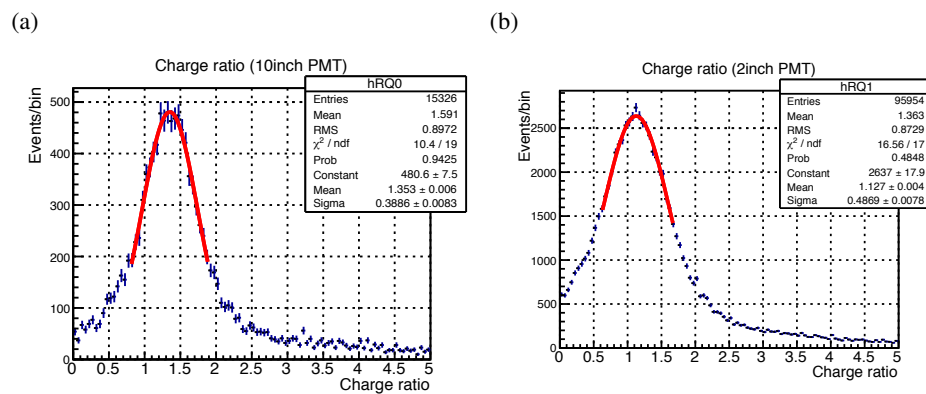
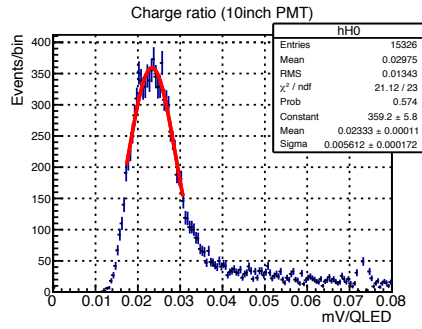


図 A.2 1 光電子測定における積分範囲による charge の比と fit 結果 (PMT No.1)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

(a)



(b)

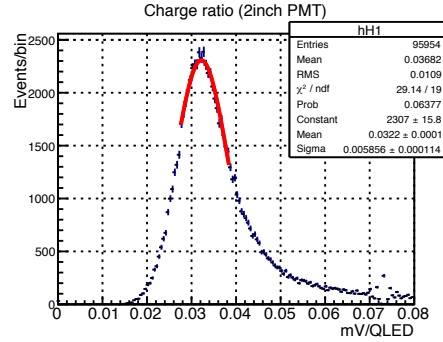
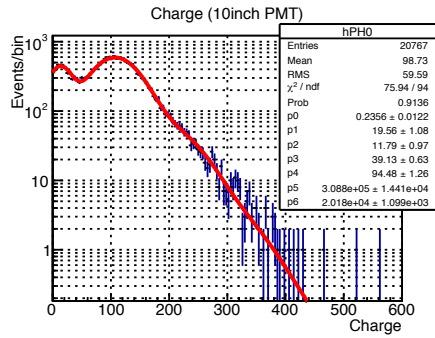


図 A.3 1 光電子測定における charge と PH の比 (PMT No.1)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

(a)



(b)

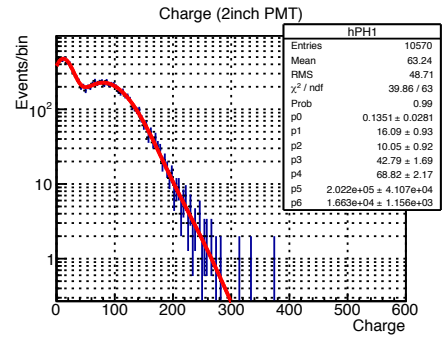
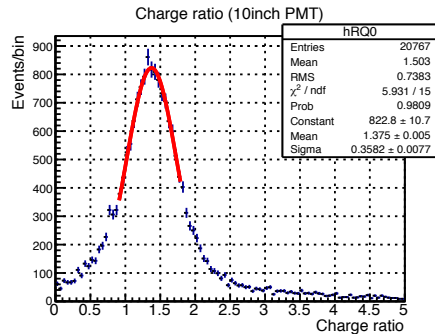


図 A.4 1 光電子測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.2)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

(a)



(b)

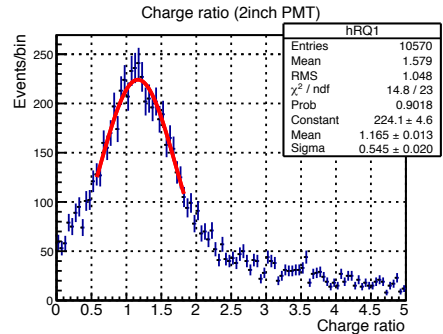


図 A.5 1 光電子測定における積分範囲による charge の比と fit 結果 (PMT No.2)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

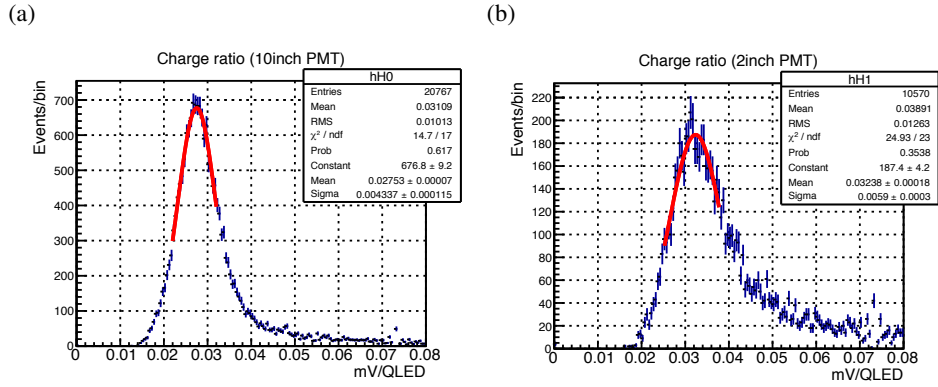


図 A.6 1 光電子測定における charge と PH の比 (PMT No.2)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

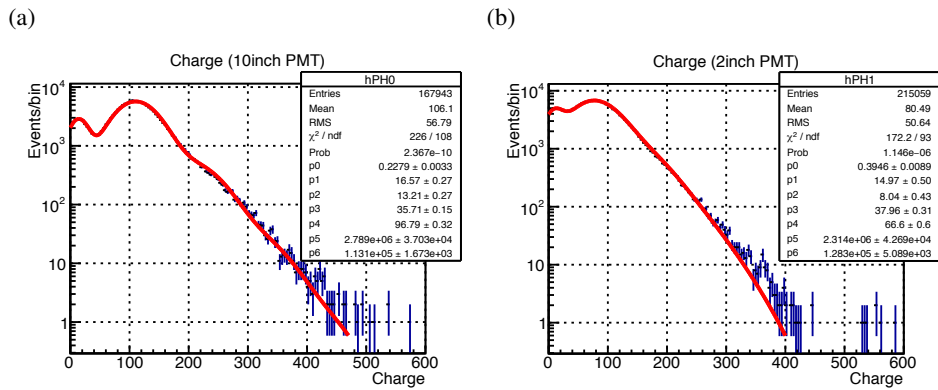


図 A.7 1 光電子測定における電荷の分布と fit 結果 (PMT No.3)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

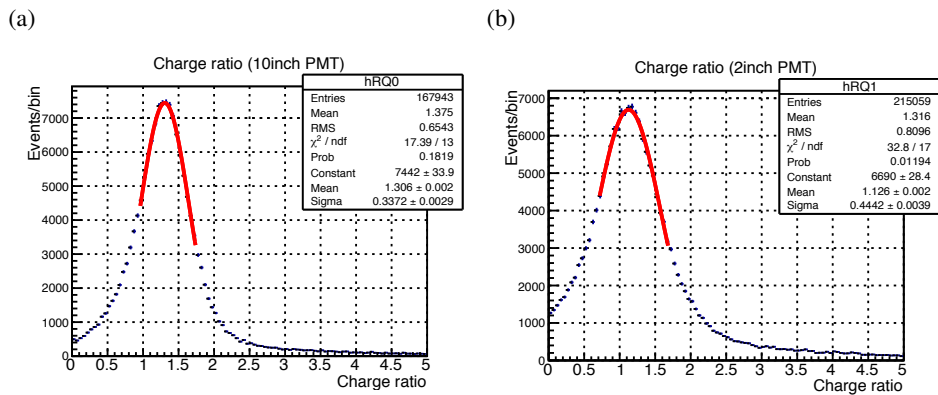
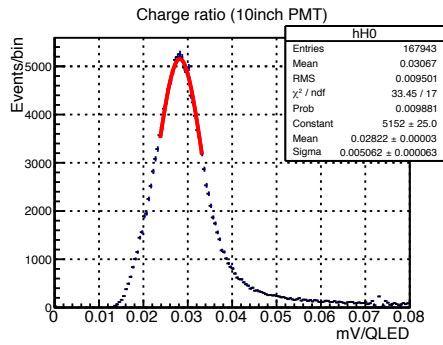


図 A.8 1 光電子測定における積分範囲による charge の比と fit 結果 (PMT No.3)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

(a)



(b)

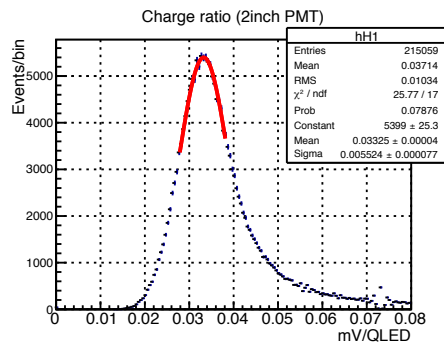


図 A.9 1 光電子測定における charge と PH の比 (PMT No.3)。 (a)10inch PMT, (b)2inch PMT。

B 光電子数/波高値の比の fitting (2inch PMT)

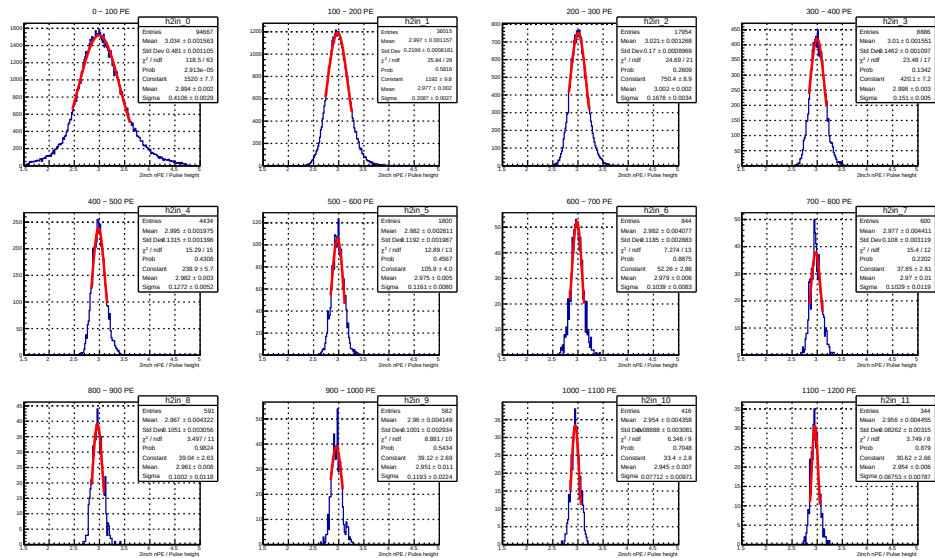


図 B.10 図 B.10 において横軸 100PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。

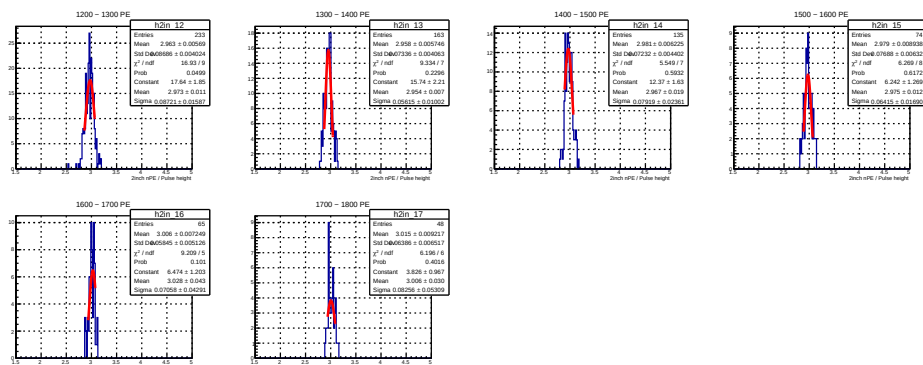


図 B.11 図 3.19 において横軸 100PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。

C 光電子数/波高値の比の fitting (10inch PMT)

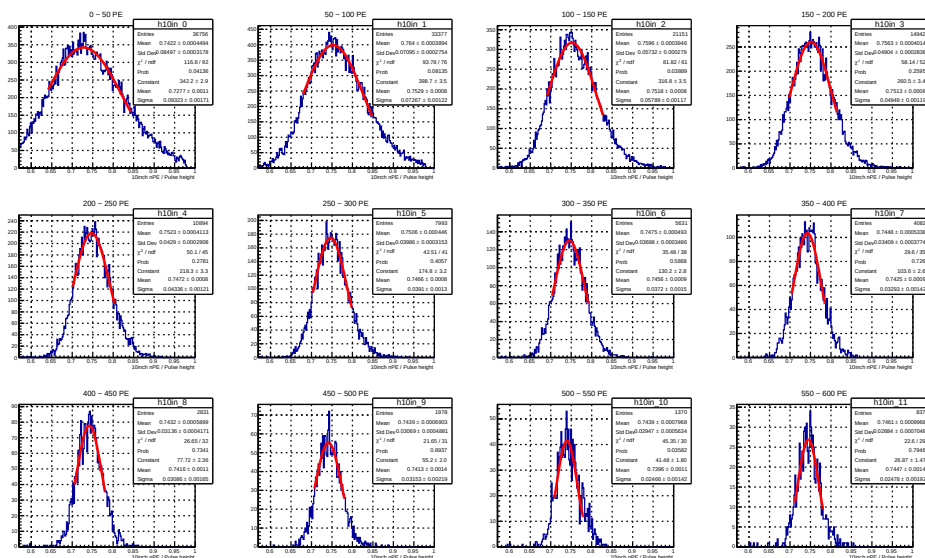


図 C.12 図 3.19 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。

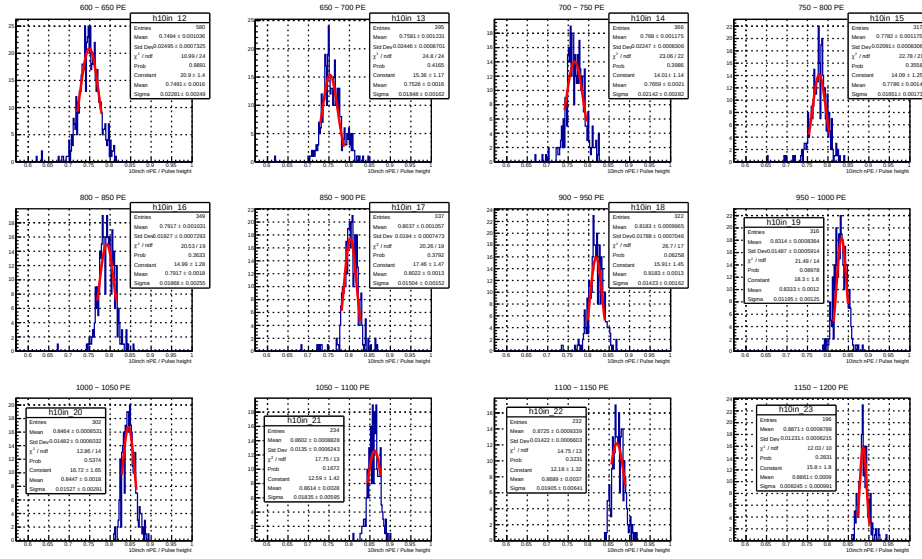


図 C.13 図 3.19 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。

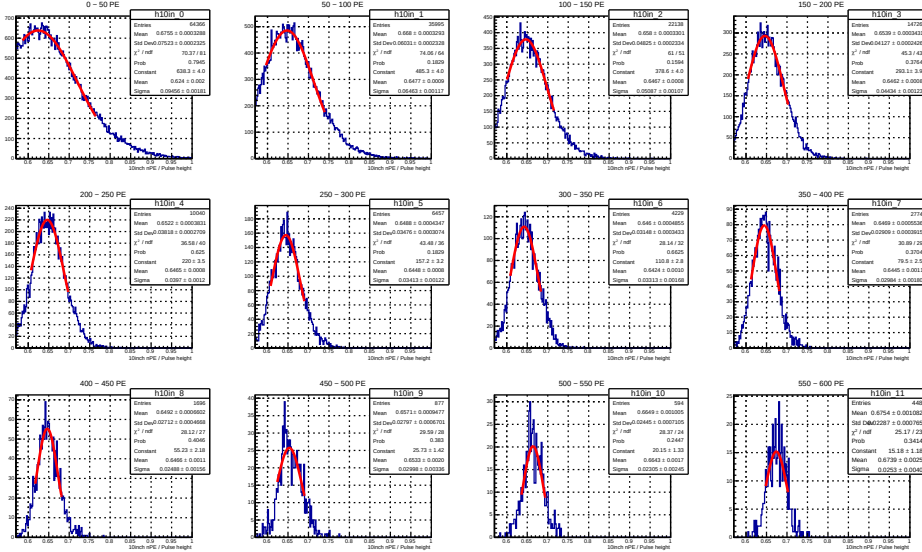


図 C.14 図 3.20 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。

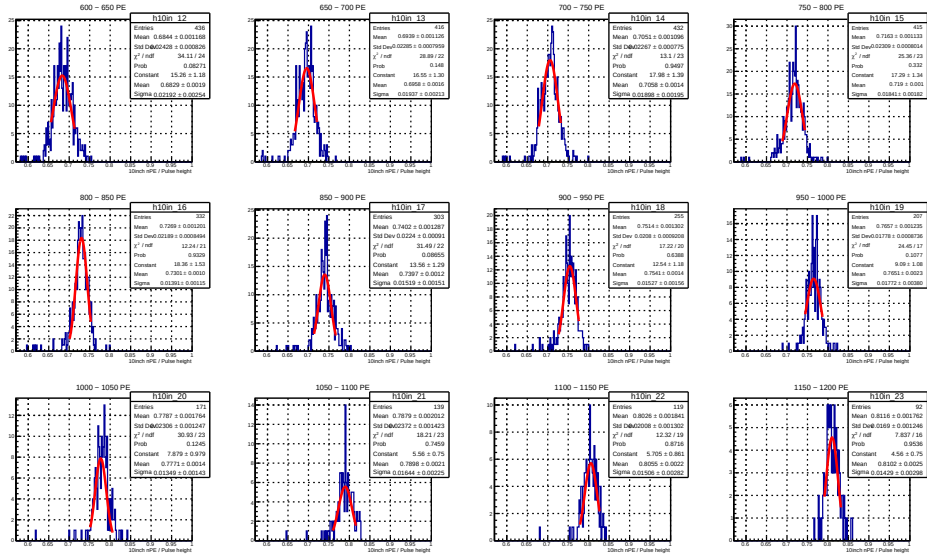


図 C.15 図 3.20 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。

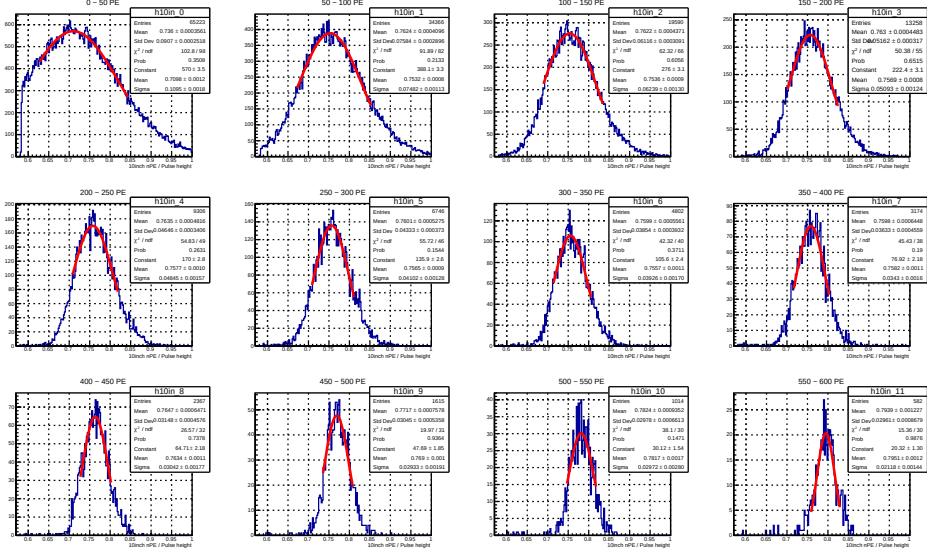


図 C.16 図 3.21 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～600PE。

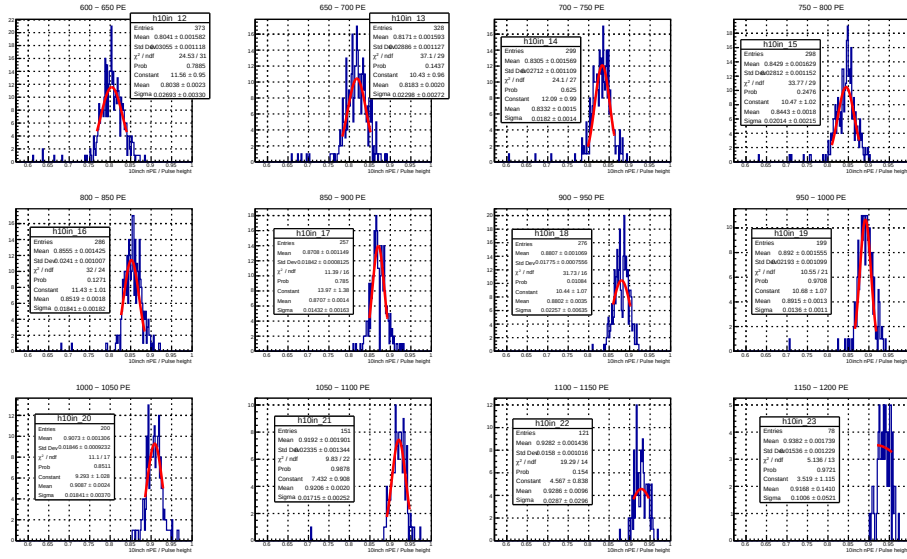


図 C.17 図 3.21 において横軸 50PE ごとにスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。600～1200PE。

D 10inch PMT と 2inch PMT の光電子数の比の fitting

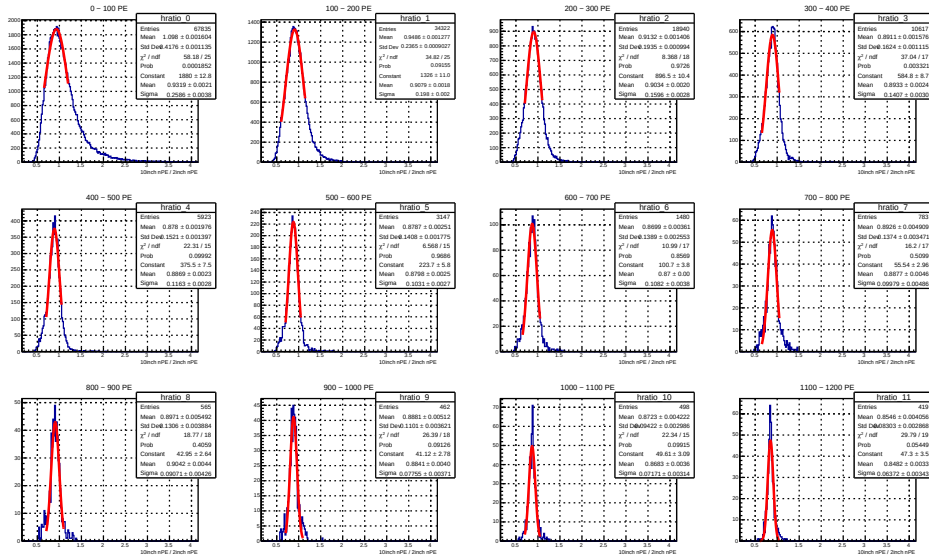


図 D.18 図 3.22 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。

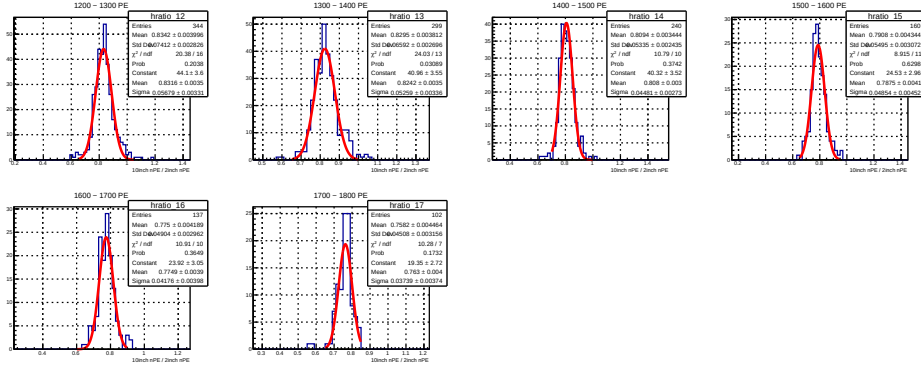


図 D.19 図 3.22 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。

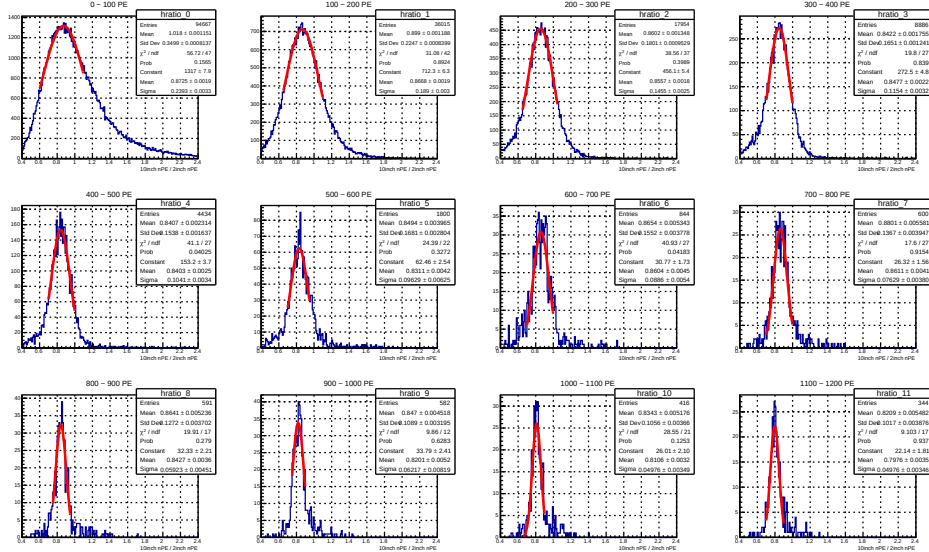


図 D.20 図 3.23 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。

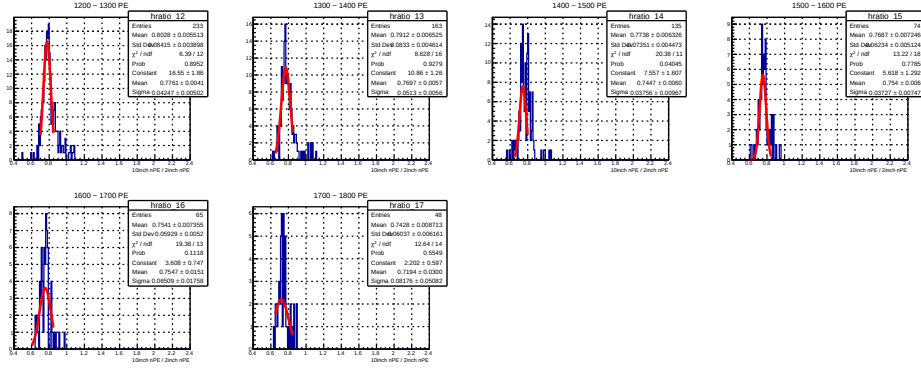


図 D.21 図 3.23 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。1200～1800PE。

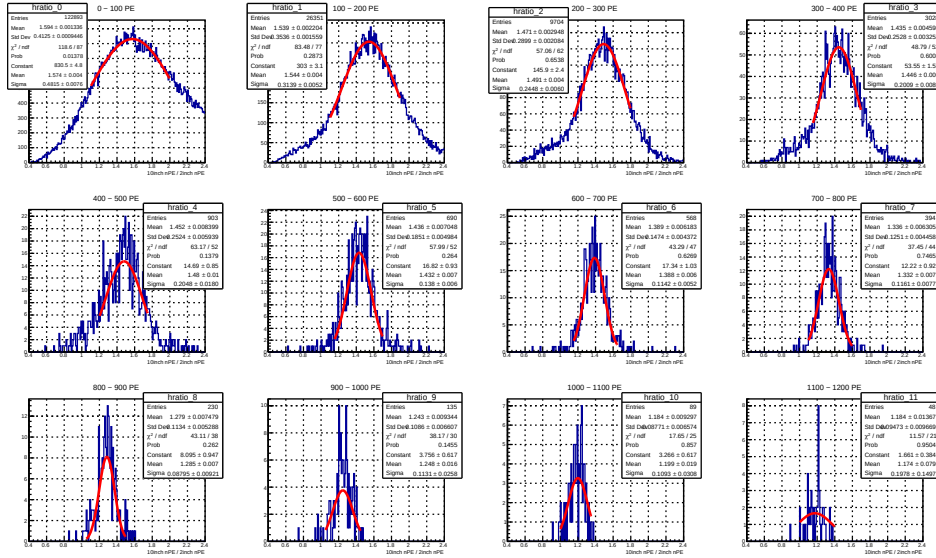


図 D.22 図 3.24 において横軸をスライスした時の 1D ヒストグラムと fit 結果。0～1200PE。

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教員である末包准教授、東北大学ニュートリノ科学研究センターの皆様、研究員の古田氏をはじめ JSNS² コラボレーションの皆様にも多大なるご指導・ご協力を頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

- [1] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, Prog. [Theor. Phys. 28, 820] (1962).
- [2] K. S. Hirata et al. [Kamiokande-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. 63, 16 (1989).
- [3] J. Abdurashitov et al. [SAGE Collaboration], Phys. Lett. B 328, 234 (1994).
- [4] P. Anselmann et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B 327, 377 (1994).
- [5] S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001).
- [6] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002).
- [7] H. Ahn et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. D 74, 072003 (2006).
- [8] P. Adamson et al. [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191801 (2012).
- [9] K. Abe et al. [T2K Collaboration], Phys. Rev. D 85, 031103 (2012).
- [10] N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], Phys. Lett. B 691, 138 (2010).
- [11] F. P. An et al. [Daya Bay Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012).
- [12] J. K. Ahn et al. [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012).
- [13] Y. Abe et al. [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. D 86, 052008 (2012).
- [14] B. Achkar et al., Nucl. Phys. B 434, 503 (1995).
- [15] A. Aguilar et al., Phys. Rev. D 64, 112007 (2001).
- [16] A. A. Aguilar-Arevalo et al. [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. 110, 161801 (2013).
- [17] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Elec-

- troweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [18] Y. Hino, Tohoku Univ. Master Thesis (2017)
 - [19] M. Antonello et al. [MicroBooNE and LAr1-ND and ICARUS-WA104 Collaborations], arXiv:1503.01520 [physics.ins-det] (2015).
 - [20] D.Adey et al., arXiv:1308.6822v1[physics.acc-ph] (2013).
 - [21] S.Bhadra et al., arXiv:1412.3086v2[physics.ins-det] (2014).
 - [22] M.Elnimr et al., arXiv:1307.7097v3[physics.ins-det] (2013).
 - [23] S. Ajimura et al., arXiv:1705.08629 [physics.ins-det] (2017).
 - [24] 岩井瑛人 他, 高エネルギーニュース (vol.34 No.1) (2015).
 - [25] J. S. Park et al., NIM A, 707 45–53 (2013).
 - [26] 浜松ホトニクス株式会社 「光電子増倍管 その基礎と応用 第4版」 (2017).
 - [27] R. Abbasi et al., [IceCube Collaboration], arXiv:1002.2442v1 [astro-ph.IM] (2010).
 - [28] Nanopulser Github Homepage
"https://github.com/Sussex-Invisibles/nanopulser".
 - [29] Geant4 Homepage "https://geant4.web.cern.ch/".