

スーパーカミオカンデ III における 11129 本の 20 インチ光電子増倍管の出力応答の精密較正

岡山大学 大学院自然科学研究科 宇宙物理研究室

学籍番号 41417129

杉原 真央

2007 年 2 月 13 日

概要

スーパーカミオカンデ実験は 1996 年に建設・実験開始した 50,000 トンの水チェレンコフ装置である。約 4 年間の測定後、2001 年に故障した PMT の交換作業後の注水中に多数の PMT が連鎖反動的に破損するという事故に見舞われた。そのため、事故後に残った PMT および即座に準備できる PMT を再設置して、2002 年 10 月より急遽約半数の PMT の数で測定を再開した。PMT 破損事故前のスーパーカミオカンデを SK-I, 破損事故後の部分再建時のスーパーカミカンデを SK-II と称する。

そして、必要な PMT の本数が準備できた 2005 年 7 月より完全再建のため測定を一次中断し、2006 年 7 月に完全再建が完了し、SK-I と同様の PMT の本数で再び測定を開始した。PMT 破損事故からの完全再建後のスーパーカミオカンデを SK-III と称する。

再建後まもなく、SK-III の出力応答の較正をはじめとする各種較正が行われた。今回の出力応答の較正の特徴は、約 400 本の PMT を事前に較正し、PMT の印加電圧の調整を行い、スーパーカミオカンデ検出器に設置後、それらの出力を基準として、11129 本の PMT を調整するという方法を十分に生かしたということである。その成果もあり、SK-I の出力応答の較正のばらつきが $\sigma = 7\%$, SK-II における出力応答のばらつきは $\sigma = 3.9\%$ であるのに対し、今回 SK-III では、 $\sigma = 1.3\%$ の精度で調整することができた。本論文では、この SK-III の出力応答の較正の詳細を説明する。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 ニュートリノ振動	1
1.1.1 ニュートリノ振動の理論的背景	2
1.1.2 太陽ニュートリノ	3
1.1.3 大気ニュートリノ	4
1.2 超新星爆発ニュートリノ	5
第 2 章 スーパーカミオカンデ	7
2.1 検出器概要	7
2.2 検出方法	9
2.3 PMT	11
2.4 純水装置	12
2.5 ラドン除去システム	13
2.6 データ収集システム	14
2.6.1 オンライン	14
2.6.2 オフライン	16
第 3 章 Super-Kamiokande-III 検出器の較正	18
3.1 較正概要	18
3.2 PMT の印加電圧	20
3.3 出力応答の較正に使われる道具	20
3.3.1 キセノンフラッシュランプ	20
3.3.2 フィルター	20
3.3.3 光ファイバー	23
3.3.4 シンチレーター	23
3.3.5 APD	24
3.4 SK-III における事前較正	25
3.4.1 測定装置	25
3.4.2 光源の安定性	25
3.4.3 事前較正における印加電圧の決定方法	26
3.4.4 再現性の確認	27

3.4.5	1p.e. 測定	29
3.4.6	基準 PMT の設置	33
3.5	キセノンフラッシュランプを使った出力応答の較正	34
3.5.1	セットアップ	34
3.5.2	データの補正関数	34
3.5.3	光源の非対称性	35
3.5.4	印加電圧の決定方法	36
3.5.5	較正精度	41
3.6	Ni による量子効率の測定	42
3.6.1	測定目的	42
3.6.2	測定方法	42
3.6.3	測定結果	44
第 4 章	結論	45
参考文献		46
付録 A	Auto Xenon	48
付録 B	Top-bottom asymmetry	50
謝辞		53

第1章

序論

スーパーカミオカンデは 50,000 トンの純水と 11129 本の光電子増倍管からなる水チェレンコフ検出器であり、陽子崩壊の探索、及び、太陽、大気、超新星爆発など様々な起源による各種ニュートリノの研究を目的とし、1991 年から建設が開始され、1996 年 4 月から観測が開始されたものである。また、1999 年に開始されたつくば神岡間 250km に渡る長基線ニュートリノ振動実験 K2K では、後置検出器として加速器で生成されたニュートリノビームを検出した。さらに 2009 年に開始される T2K 実験でも同様に後置検出器として用いられる予定である。スーパーカミオカンデにおいては上に挙げたような様々な研究が行われてきたが、この章では、スーパーカミオカンデで得られた物理的な結果について述べる。

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノとは、1930 年に原子核の β 崩壊におけるエネルギー保存則に関して W.Pauli によりその存在が提案された。 β 崩壊によって生じる電子は連続スペクトルを持つので、N.Bohr は原子核ではエネルギー保存則は個々の過程では成立せず、統計的にしか成り立たないという説を出した。それに対し、Pauli は未知の電氣的に中性な粒子が電子とともに飛び出している、それがエネルギー、運動量、角運動量を運び、それらの保存則は個々の過程で成立しているという仮定を出した。ニュートリノの存在を直接証明したのは 1953 年～56 年の F.Reines と C.L.Cowan の実験である。彼らは原子炉から出る強力なニュートリノ束を大量の標的にあて、 $\bar{\nu}p \rightarrow e^+n$ という反応を起こさせて e^+ と中性子 n が発生したことを確認した。

ニュートリノの質量が完全にゼロであるのか、もしくは、有限な質量を持つのかという問題は素粒子物理学の 1 つの大きな問題であった。ニュートリノ質量の直接測定の実験として、原子核の β 崩壊から放出される電子ニュートリノの質量の測定がある。 ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}e^{-}\bar{\nu}$ の e のスペクトルから $m(\nu_e) < 3eV/c^2$ [1] という上限値が得られている。しかし、これら実験もニュートリノが有限な質量を持つことを示すことはできなかった。

1998 年にスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの解析 [5] によって、ニュートリノ振動の証拠が示され、ニュートリノに質量があることが発見された。その後、250km 先のスーパーカミオカンデを検出器とし、高エネルギー加速器研究機構からニュートリノビームを入射する K2K 実験によって 2004 年に大気ニュートリノ振動の結果が確かめられた、同時期にスーパーカミオカンデの太陽ニュートリノ観測においてもニュートリノ振動が確認された。

1.1.1 ニュートリノ振動の理論的背景

ニュートリノ振動とは、弱い相互作用でつくられたニュートリノが異なる質量の固有状態の重ね合わせであるとする、質量差が有限であれば、ニュートリノの飛程及び時間とともに異なる状態間を振動する現象である。ここで、そのニュートリノ振動とニュートリノの質量の有無についての関係を述べる。複数のニュートリノが有限でそれぞれ異なる質量を持つとすると、フレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) とは異なる質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) が存在することになる。このとき、フレーバーの固有状態は次のように質量の固有状態の重ね合わせで書くことができる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここで、 $U_{\alpha i}$ はレプトン混合行列と呼ばれるユニタリ行列であり、次のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ただし、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。 θ_{ij} は質量の固有状態 i, j の間の混合角であり、 δ は複素位相である。

ここで、状態ベクトルの時間変化はシュレディンガー方程式より、次のように記述できる。

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(i)\rangle \quad (1.3)$$

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.4)$$

ν_α として生成したニュートリノが距離 L を伝播したときの状態ベクトルは次のように書くことができる。

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(\frac{m_i^2}{2E})L} |\nu_i\rangle \quad (1.5)$$

したがって、時刻 $t = 0$ で ν_α として生成し、距離 L を伝播したときに ν_β へと変化している確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}[\sin^2(1.27\Delta m_{ij}^2(\frac{L}{E}))] + 2 \sum_{i>j} \text{Im}[\sin^2(2.54\Delta m_{ij}^2(\frac{L}{E}))] \end{aligned} \quad (1.6)$$

ここで、 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2 [eV^2]$ 、伝播距離 L は [km] で、ニュートリノのエネルギー E は [GeV] である。

二世代間の混合の場合ではひとつの混合角 θ と一つの質量二乗差 Δm^2 で書くことができ、 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ の振動確率は次のようになる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.7)$$

したがって、振動確率の大きさは混合角 θ と質量二乗差 Δm^2 で決まることになる。

太陽ニュートリノに関する振動確率は、

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

となり、 $\tan^2 \theta_{12} = 0.4$ 、 $|\delta m_{12}^2| = 8 \times 10^{-5} eV^2$ と測定されている。

一方、スーパーカミオカンデと K2K 実験で測定された宇宙線や加速器由来のニュートリノ振動は $L/E \sim |\delta m_{23}^2|$ に対応し、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{23} L}{4E} \quad (1.9)$$

となり、 $\sin^2 2\theta_{23} = 0.1$ 、 $|\delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ と測定されている。

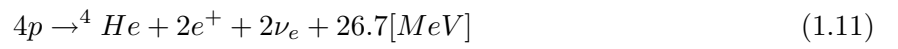
以上の測定を総合すると、現在知られているレプトン混合行列は

$$U = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & s_{13} e^{-i\delta} \\ -0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & -0.6 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

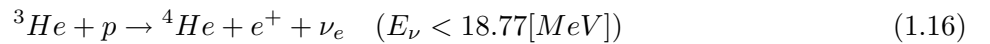
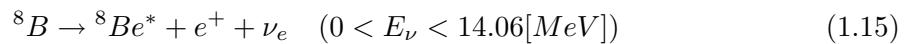
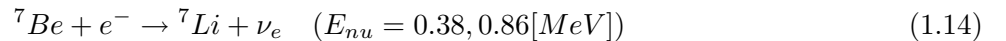
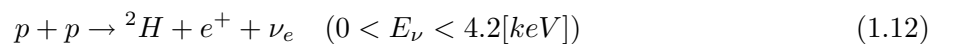
となる。ニュートリノ振動に関する今後の重要な課題は、未決定の θ_{13} と δ の値および Δm_{31}^2 の符号の決定である。

1.1.2 太陽ニュートリノ

太陽の熱エネルギーの源については、核融合反応が発見されるまでは、化学反応や重力エネルギーなどのエネルギー源が考えられたが、太陽の質量とその年齢ではまったく説明ができないことが明らかになり、現在では、水素原子核 4 個が核融合反応を起こしてヘリウム原子核となる水素の熱核融合反応が太陽のエネルギー源であると考えられている。この水素の核融合反応には CNO サイクルと $p-p$ チェインが起こっていると考えられている [2]。この $p-p$ チェインは次のような反応式で記述できる。



このように太陽内部の核融合反応からは大量のエネルギーとともに、ニュートリノが放出されている。その割合は、26.7MeV のエネルギーに対して 2 個 (ν_e) である。これらのニュートリノは、太陽を構成する物質と相互作用することなく太陽中心から飛び出してくる。そのため、これらニュートリノの情報を使えば、中心部の現在の状況を詳細に知ることができる。もし、太陽のエネルギー源が全てこの反応によるものであるとすれば、 $6 \times 10^{10} [\text{cm}^2 \text{s}^{-1}]$ のニュートリノフラックスが地球に降り注いでいることになる。 $p-p$ チェインにおいて、ニュートリノが発生する反応は次のようなものである。



スーパーカミオカンデのエネルギー閾値は数 MeV であるため、これらの反応の中でもスーパーカミオカンデにおいて観測が可能であるのは主に (1.15)、(1.16) による反応である。

太陽ニュートリノは 1960 年代終わりに Davis らによって始めて観測された [4]。Davis らは次の反応によって、検出器中の ${}^{37}\text{Cl}$ が ${}^{37}\text{Ar}$ へと変化する量から太陽ニュートリノのフラックスを計算した。



しかし、この実験で観測された太陽ニュートリノのフラックスは理論値の約 1/3 しか無いことがわかった。このことは太陽ニュートリノ問題として物理学において長年議論されることになった。その後行われ

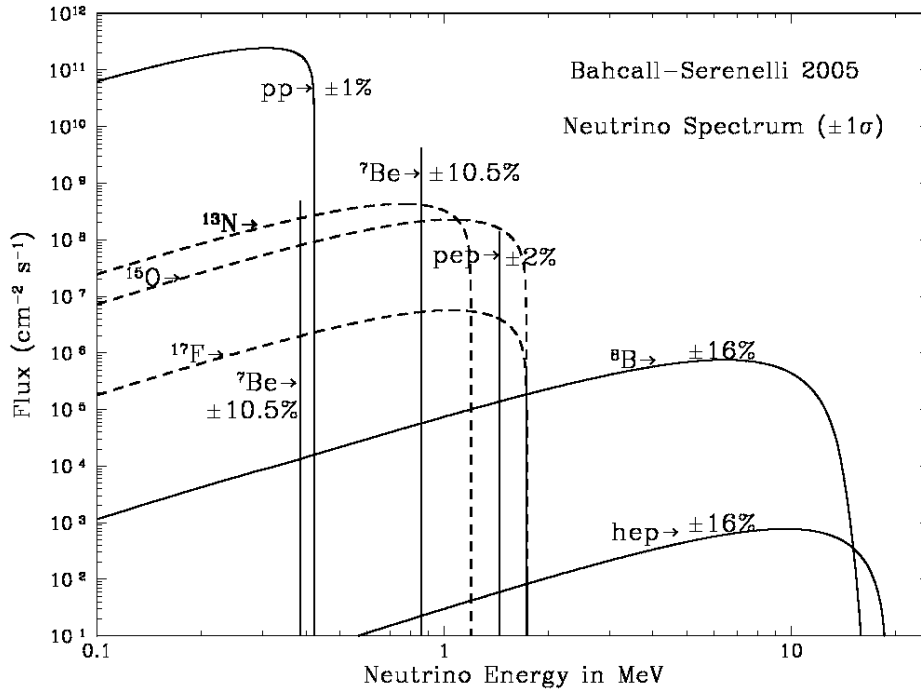


図 1.1 太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [3]

た、カミオカンデの太陽ニュートリノの観測においても、やはり理論値の約 1/3 から程度しかないと確認された。

スーパーカミオカンデにおける太陽ニュートリノの観測では、水中では以下の反応により弾性散乱された反跳電子を検出する。

$$\nu + e \rightarrow \nu + e \tag{1.18}$$

この反応は全てのニュートリノのフレーバー (ν_e, ν_μ, ν_τ) に対して中性カレント反応を通して起こり、 ν_e に対して荷電カレント反応によって起こる。

1.1.3 大気ニュートリノ

大気ニュートリノの起源は陽子や α 粒子などの一次宇宙線が大気中の原子核と衝突して生成された π や K などの二次粒子の崩壊によって生成される。例えば、 π^\pm は次のような過程で崩壊していく。

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{1.19}$$

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{aligned} \tag{1.20}$$

したがって、 π^\pm の崩壊からはミューオンニュートリノと電子ニュートリノが 2:1 の割合で生成されるので、フラックスの比 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ は 2 になることが期待される。ただし、高エネルギーのミューオンは地上まで崩壊せずに届く割合が大きくなるために、数 GeV 以上の領域では、地表で電子ニュートリノのフラックスは小さくなる。そして、ニュートリノのエネルギーが大きいほど、フラックスの比は大

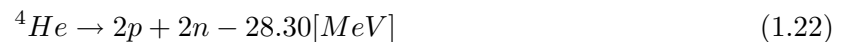
きくなる。こうした過程で生成した大気ニュートリノは地球を貫通して全方向から到来することになる。したがって、その飛行距離は到来方向によって異なり、15km程度から地球の裏側13000kmにまでなる。

大気ニュートリノはもともとカミオカンデの陽子崩壊探索実験の主要なバックグラウンドとして、精密な測定が行われていた。ところが、その測定が進むにつれて、その大気ニュートリノのフレーバー比 $R(\mu/e)$ が期待される値より小さく、約60%程度であることがカミオカンデやIMBから報告され、議論されることとなった。

カミオカンデの後継実験であるスーパーカミオカンデでは、統計量を大きく伸ばし、1998年には ν_μ の天頂角分布において地球内部を通過してきた ν_μ による上向き事象の数が減少していることを観測した。そのことを、 $\nu_\mu \leftrightarrow \mu_\tau$ の二世代間の振動で説明できることを示し、これをニュートリノ振動の証拠として発表した [5]。

1.2 超新星爆発ニュートリノ

太陽など恒星のエネルギー源は水素の核融合反応であるが、その燃料源としての水素が尽きるとその星の質量が大きいものは重力崩壊などに続き、大爆発を起こす。これを超新星爆発という。太陽の約8倍以上の大質量の星においては、核の水素が尽きると、続いて、ヘリウム、炭素などの核融合反応に続き、最終的には鉄のコアができる。鉄は最も安定な原子核であるから、ここで核融合反応は止まることになる。その結果、鉄のコアの収縮が進み、中心の温度は 3×10^9 [K] を超える高温になる。すると、以下のような光分解反応が起こることによって鉄がヘリウムと中性子に分解し、陽子が生成される。



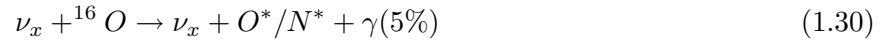
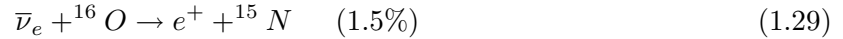
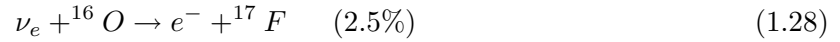
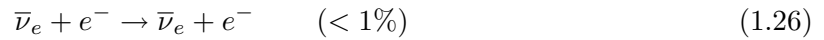
この陽子は次のような電子捕獲反応を起こすことになる。



これにより、核内部の電子の数が少なくなるので、電子の縮退圧が小さくなり、縮退はさらに進む。この過程により、大量のニュートリノ (10^{52}ergs^{-1}) が発生するが、密度が $10^{11} (\text{gcm}^{-3})$ を超えるようなニュートリノ球と呼ばれる高密度の領域ではその高密度の物質に遮られ、ニュートリノでさえもコアの外へと出ていくことができないため、この時点では、放出されるエネルギーへの寄与は小さい。

重力崩壊が進むにつれ、中心核の密度は原子核の密度と同程度の高密度 ($3 \times 10^{14} \text{gcm}^{-3}$) にまでなる。すると、今度は核力による反発により収縮は止められる。そこに外側の物質が超音速で自由落下してきて、コアにぶつかり跳ね返され、外側へと衝撃波をつくる。これをバウンスという。この衝撃波が届いた領域では、陽子や中性子が束縛状態から解放され、再び電子捕獲反応が起き、大量の ν_e が放出される。これが最初のニュートリノバーストとなる。このバーストは10msecのタイムスケールを持ち、放出されるエネルギーは数 10^{51}erg である。

この最初のバーストの後、衝撃波により高温となった領域では、次のような反応が起きる。



このときには全てのフレーバーのニュートリノが放出されている様子が計算されている。 [6]

1987年2月23日、地球から50kpc離れた大マゼラン星雲で超新星1987Aが現れた。このとき、ニュートリノバーストによるニュートリノはカミオカンデにおいて12事象が観測された [7]。この観測は史上始めてのものであり、さらにIMBにおいてもカミオカンデが観測した時間と同時に8事象が観測された [8]。カミオカンデで検出された12事象は13秒間のうちに分布し、エネルギー7~35MeVに分布していたことから、放出された全エネルギーは $3 \times 10^{53} \text{erg}$ と見積もられた。以上から、観測結果は理論とほぼ一致していることが認められた。

もし、約10kpc離れた銀河中心において超新星爆発が起こった場合、スーパーカミオカンデでは約10000ものイベントを観測することができると計算されている。したがって、カミオカンデにおける観測ではその統計の少なさからできなかった様々な研究が可能になると考えられる。例えば、光では遮られて観測ができなかった超新星爆発もニュートリノの観測からその方向を知ることができるということもその一つである。スーパーカミオカンデにおける観測は主に次の荷電粒子カレント反応により生成された陽電子を観測することになる。



それ以外にも次のような中性カレント反応による事象が100~150事象が観測されると計算されている。



この反応で散乱される電子は到来してきたニュートリノの到来方向と強い相関を持つため、超新星爆発の方向を 4° の精度で測定することができる。また、今まで述べたような超新星爆発のモデルはまだまだ不定性の大きなものであり、十分な検証がなされたとは言えない。

これまで唯一観測された超新星ニュートリノは1987年にカミオカンデによる11個のニュートリノイベントである。したがって、超新星爆発のモデルの検証のためにも、最初の10msecのニュートリノバーストの観測やエネルギースペクトルの観測も欠かすことのできない研究である。

第 2 章

スーパーカミオカンデ

2.1 検出器概要

スーパーカミオカンデは岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山内の地下 1000m(2800m.w.e) に建設された水チェレンコフ装置である。スーパーカミオカンデの建設条件として、豊富な水を容易に得ることができ、また、測定のバックグラウンド事象となる宇宙線 μ 粒子をできるだけ減少させる事が求められ、この条件に基づいてこの場所に建設された。地下 1000m に有ることにより、その μ 粒子のフラックスは地上の 10 万分の 1 程度に抑えられる。図 2.1 にその概観図を示す。スーパーカミオカンデは 50,000 トンの円筒型

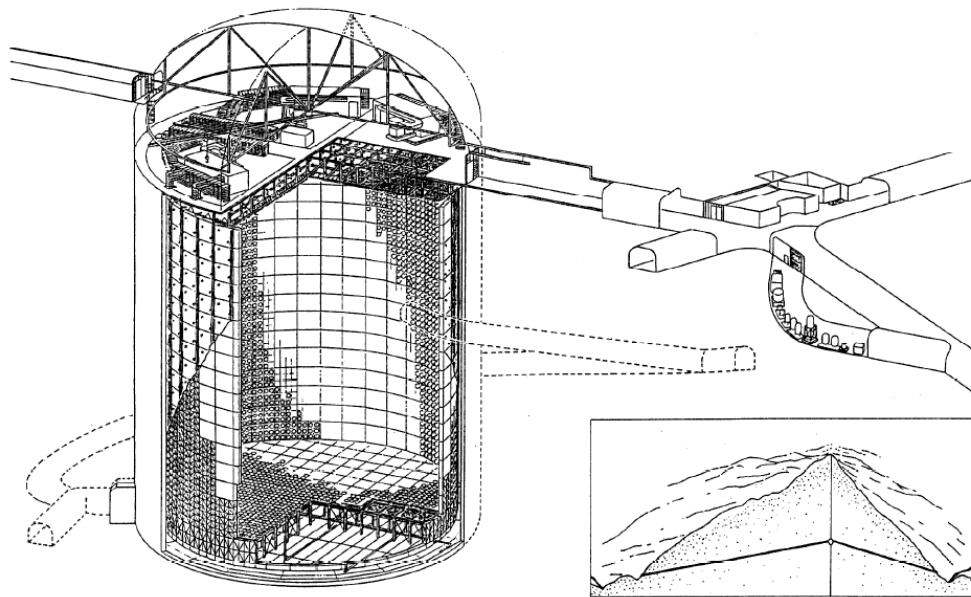


図 2.1 スーパーカミオカンデの概観図

水タンクで、直径 39m、高さ 41m である。

また、タンクは外水槽と内水槽からなり、ステンレスの外枠とブラックシートで仕切られている (図 2.2)。内水槽には約 11200 本の 20inch 光電子増倍管 (PMT) が設置されており、全表面積における PMT の占める割合は Photo Coverage と呼ばれる量で 40 % にもなる。この割合が多いほど光をより多く集められ

るため、エネルギー分解能が良い。そして、外水槽には約 1900 本の 8inch PMT が設置されている。外水槽の役割は外部から入射してきた μ 粒子のイベントを判別することや、岩盤からの環境 γ 線のバックグラウンドを減らすことである。

水槽の周りには、図 2.3 のような地磁気を打ち消すようなヘルムホルツコイルが設置されている。これ

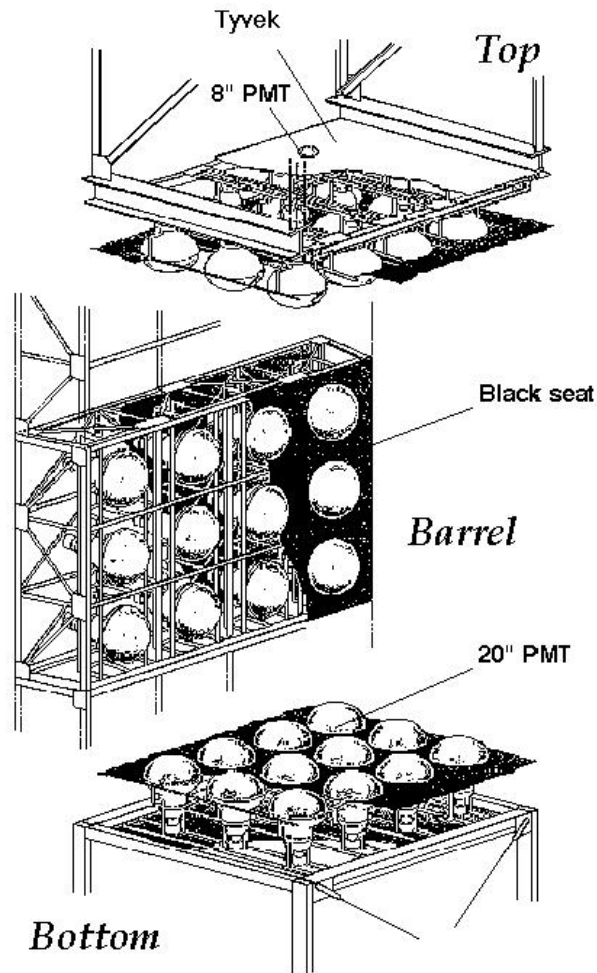


図 2.2 PMT の設置

により、PMT の収集効率が地磁気の影響で変わらないように、その影響を 100mG 以下に抑えている。

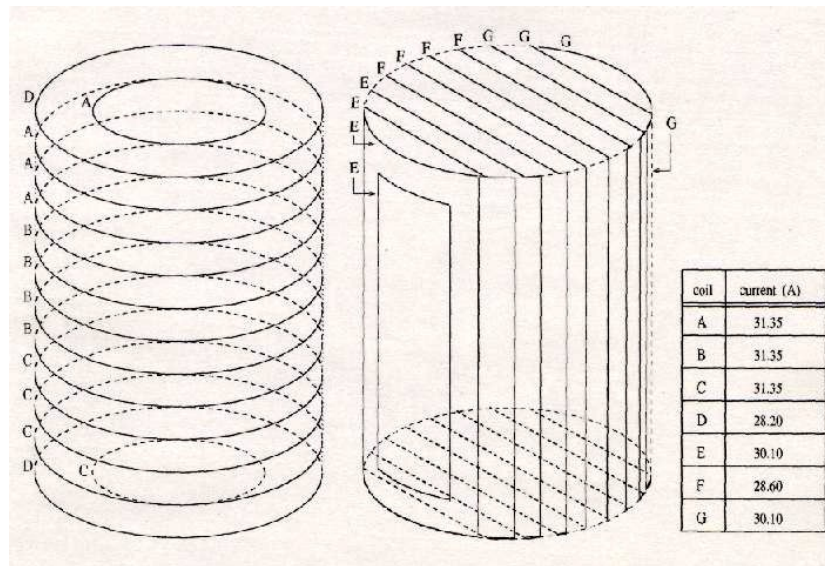


図 2.3 SK の磁気補正コイル:磁場を 100mG 以下に抑える

2.2 検出方法

スーパーカミオカンデ実験では、荷電粒子が水中で発するチェレンコフ光を検出することで観測を行っている。

荷電粒子が媒質中を通過する時、荷電粒子の電界によって周囲を分極させる。通過する荷電粒子の速度が媒質中の光速に比べ、小さい場合は媒質の分極は荷電粒子を中心として対称的な分布をするが、速度が大きい場合は、荷電粒子にひきずられて非対称な分布になる。粒子が通過した後に分極は元に戻るが、そのときに位相が揃った光を放出する為、観測することが可能になり、この光をチェレンコフ光と呼ぶ [9]。荷電粒子が速度 v で屈折率 n の媒質中を通過する場合、チェレンコフ光と荷電粒子の進行方向とのなす角 θ_{ch} は

$$\cos \theta_{ch} = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \tag{2.1}$$

となる。ここで、 $n(\lambda)$ は波長依存の屈折率を、 β は v/c を示す。水の場合、屈折率はおおよそ 1.34 であるので、 β が最大値 1 のとき、放射角度は 42° になる。

$\cos \theta_{ch} \leq 1$ であるため、式 2.1 より、チェレンコフ光を発する荷電粒子の全エネルギーに対する閾値は

$$E_{thr} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{n \times mc^2}{\sqrt{n^2-1}} \tag{2.2}$$

と求めることができる。ここで m は荷電粒子の質量を指す。電子の場合、閾値エネルギーは 0.767MeV になる。その他の粒子の場合では μ が 157.4MeV、 π^\pm が 207.9MeV という値になる。

このチェレンコフ光の強度は以下のような式で見積もることができる。電子が単位長さ dL あたりに放出するチェレンコフ光の光子数 N は

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \tag{2.3}$$

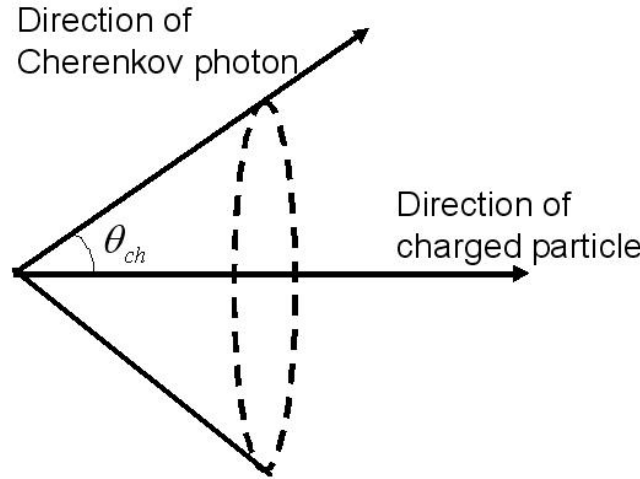


図 2.4 チェレンコフ光の進行方向

ここで、 α は微細構造定数である。この式を積分すると

$$\begin{aligned}
 N &= \int_0^l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \\
 &= 2\pi\alpha l \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

となる。 λ_1 、 λ_2 を SK の有効感度 $300\text{nm} \sim 600\text{nm}$ の範囲で計算すると、電子が水中 1cm 進むのに放出する光子数は約 340 個となる。なお、このスーパーカミオカンデの有効感度の値は PMT の量子効率から決まるものである。PMT 性能の詳細は後述する。

また、荷電粒子が水中で失うエネルギーのうち、チェレンコフ光を発生したことによるエネルギーの消失は非常に小さく、ほとんどは原子の周りの電子とのクーロン散乱によるイオン化損失に起因する。その単位長さあたりのエネルギー損失は Bethe-Bloch の式では

$$\begin{aligned}
 -\frac{dE}{dL} &= \frac{4\pi N_0 Z z_2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \\
 &= 0.3 \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \rho \frac{Z}{A} \left[\ln\frac{2mc^2\gamma^2\beta^2}{I} - \beta^2 \right] \\
 &= 0.15 \left(\frac{1}{\beta}\right)^2 \left[(\ln 98.3 \times 10^2 \gamma^2 \beta^2) - \beta \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$

となる。 N_0 はアボガドロ数、 v は入射荷電粒子の速度、 ze は入射荷電粒子の電荷、 Z および A は通過する物質の原子番号および質量数、 m は電子の質量を表す。また、ここで通過物質である水 H_2O のうち、主に O のエネルギー損失を優勢だとし、媒質のイオン化エネルギー I を $I = 16 \times Z^{0.9}$ の関係式を使って 104eV と見積もった。そうすると、式 2.5 から、 6MeV の電子の場合 ($\beta=0.996$ 、 $\gamma=11.7$) では、単位長さあたりの散乱による損失エネルギーは $2.0[\text{MeV}/\text{cm}]$ と見積もることができる。従って、 6MeV の電子は 3cm の飛程で止まってしまう。一方、その 3cm の飛程で 6MeV の電子によって放出されるチェレンコフ光は約 900 光子程度である。この光子が 20m の水中を透過し、 22% の量子効率を受けて、 11129 本の PMT が水槽中を覆う (検出効率が 40%) SK-III で捕らえたとすると、

$$900 \times \exp\left(-\frac{20}{110}\right) \times 0.4 \times 0.22 \approx 66[\text{photoelectron}]
 \tag{2.6}$$

と見積もることができる。ここで、水の減衰長を 110m とした。チェレンコフ光は 42° の方向に広がるため、PMT1 本あたり観測する光はとても弱く 11129 本備えた検出器において数十本しか検出しない微弱な光である。このような過程で放出されたチェレンコフ光は、内水槽の PMT によってリング状の像として観測することができる。発生点からリングが減衰して消失する過程を観測することにより粒子のエネルギー、入射時間、入射方向、粒子の種類を特定をしている。チェレンコフ放射は粒子の運動を乱さず効率よく光を出す。粒子検出器として、大変有用である。

2.3 PMT

スーパーカミオカンデでは、浜松ホトニクス社と共同開発された直径 20inch の PMT を使っている。このように大きい受光面を持つ PMT を使う理由は、Photo Coverage を稼ぐためである。一般に PMT の光入射窓の材質に種類によって光の透過率が違う。スーパーカミオカンデでは、 $300nm$ から近赤外の領域で透過率が優れているホウケイ酸ガラスが使用されている。また、このホウケイ酸ガラスは硬度、耐水圧の面においても問題はない。光電面には光電子放出の仕事関数が低い半導体を用いられる。この光電面も光入射窓と同様に材質の種類によって量子効率が増える。スーパーカミオカンデで使用される 20inch PMT にはバイアルカリ (Sb-K-Cs, Sb-Rb-Cs) が使用され、チェレンコフ光の波長領域で量子効率が高い。有感領域は $280nm \sim 660nm$ まで、量子効率は $390nm$ で最大になり、約 22% になる (図 2.6)。印加されている電圧は $1700V$ から $2000V$ であり、増幅率はおおよそ 10^7 になる。これにより、1つの光電子は約 $2pC$ まで増幅されることになる。このときの信号の振幅は約 $-3mV$ になる。また、この PMT は第一ダイノードまでの距離が長いにも関わらず、時間分解能は $3nsec$ という性能を持っている。

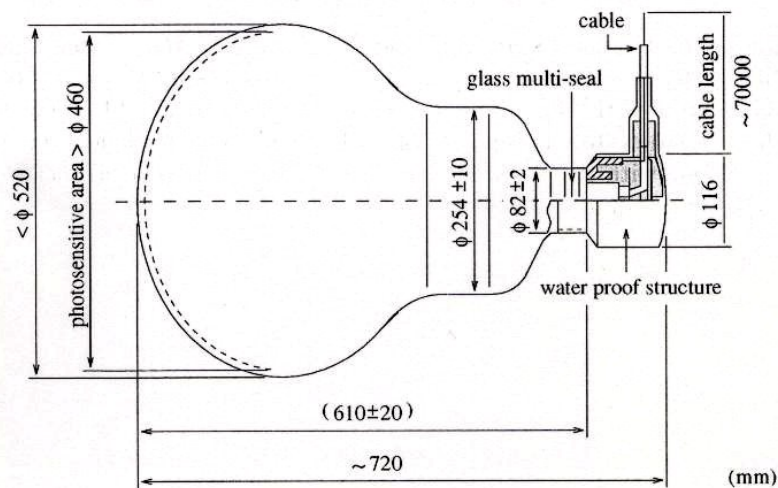


図 2.5 20inch PMT

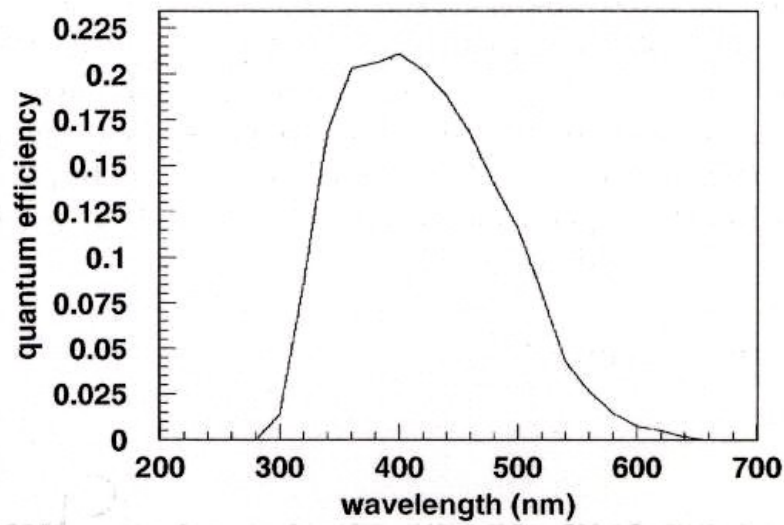


図 2.6 量子効率の波長依存性

2.4 純水装置

スーパーカミオカンデで観測に使われる 50,000 トンの水は神岡鉱山内の豊富な地下水を使っている。チェレンコフ光は微弱であるため、水中の光の散乱や吸収はできるだけ少なくしなければならない。そのために、金属イオン、バクテリア、微小塵などの不純物の含有が少ない純水を作るために超純水装置が使われる。この装置の概要を図 2.7 に示す。

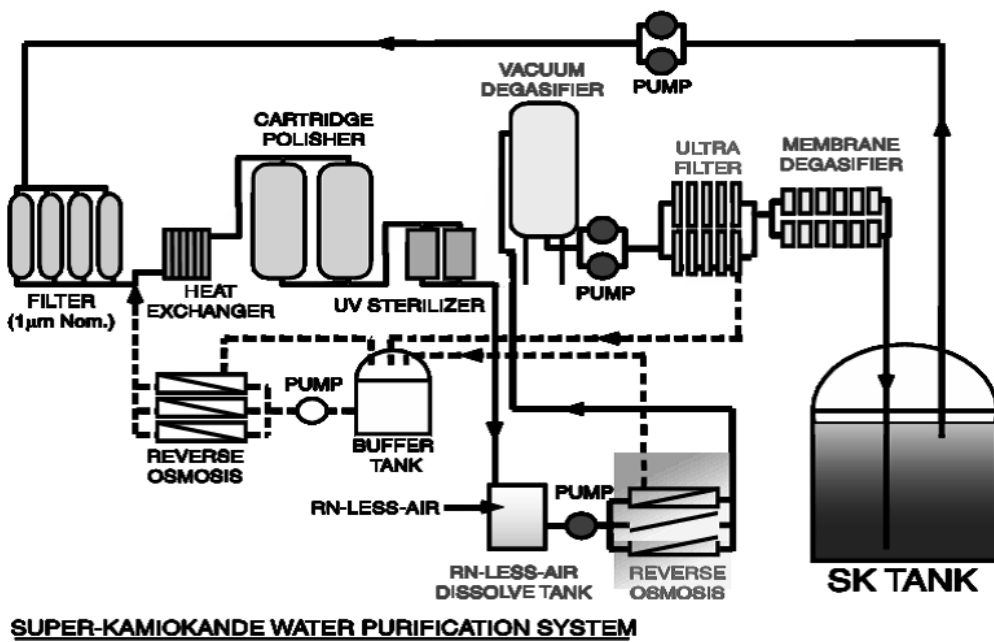


図 2.7 スーパーカミオカンデにおける純水装置の概要図

1. $1\mu\text{m}$ フィルター

水中の細かい砂やゴミを除去するため $1\mu\text{m}$ のフィルターに通す

2. 熱交換器

水循環装置や PMT は熱を発する。その熱で水温が上昇すると、PMT の暗電流の増加や、水の対流の原因となってしまう。そのため、熱交換器を使って送り水の温度が一定になるようにする。

3. イオン交換樹脂

イオン交換樹脂とは、三次元的な網目構造を持つ高分子にイオン交換を行うイオン交換基が付いている樹脂で、水中の金属イオン (Fe^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+}) を取り除くために用いる。

4. 紫外線照射装置

水中のバクテリアが繁殖しないように、紫外線で殺菌する。

5. 真空脱気装置

水中に溶け込んでいる期待 (Rn ガスの 96 %、 O_2 の 99 %) を除去する。この装置によって、放射線レベルは $0.05\text{Bq}/\text{m}^3$ まで抑えられ、さらに水槽内でのバクテリアの繁殖も抑えられる。

6. カートリッジ式イオン交換膜

イオン交換膜とは、イオン選択透過性を持った個体高分子電解質膜で、陰イオンあるいは陽イオンを選択的に透過させる性質を持っている。このフィルターを使って、残りのイオンを取り除く。イオン除去率は約 99 % である。

7. ウルトラフィルター化学繊維で作られた細いパイプ状の構造である中空糸フィルターを使って数 nm の不純物を取り除く。

8. バッファータンク、逆浸透膜装置ウルトラフィルターを通った水はタンク水槽内に送られる。一方、フィルターで除去された不純物を含む水がバッファータンクに一旦蓄えられ、逆浸透膜装置を通してゴミを除去し、再び超純水装置に送られる。

超純水装置から水槽に送られた水は、タンク水槽の底面から入れられる。排水は上面からポンプで吸い上げられ、超純水装置に送られる。循環する水の流量は $38\text{ton}/\text{hour}$ である。

2.5 ラドン除去システム

タンク水槽内では、スロッシングを防ぐために水面から約 60cm の厚さの空気層が設けられている。スロッシングとは、地震などで発生する液面揺動のことで、これが起きるとタンク壁面に大きな圧力がかかってしまう。そのため、振動によるタンク破損を防ぐために規定の空気層が設けられている。しかし、このスロッシングを防止するための空気層に含まれる Rn ガスが脱気された純水に溶け込んでしまう心配がある。 Rn 原子核は 3.8 日の半減期で崩壊し、5.5MeV の α 線などを出しながら、 Pb にまで系列的に崩壊するため、 Rn 原子核が純水に溶け込んでしまうと大きなバックグラウンドの要因になってしまう。これを防ぐために、 Rn 除去装置を使って Rn を取り除かれた純水な空気を空気層に送っている。坑内空気の Rn 濃度は $1500\text{Bq}/\text{m}^3$ に対して、 Rn 除去装置によって作られる空気の Rn 濃度は数 Bq/m^3 である。 Rn 除去装置の概要は図 2.8 に示す。コンプレッサーによって 7~8.5 気圧に圧縮された空気は、 $0.3\mu\text{m}$ フィルターを通りゴミ、塵が除かれる。その後、 Rn 除去率を上げるために除湿器で水分が取り除かれる。 Rn の除去には活性炭を使っている。活性炭は物質を吸着する性質が高いため、放射性物質が吸着により長時間滞留し、時間とともに、放射能を減衰させる。最後に $0.1\mu\text{m}$ 、 $0.01\mu\text{m}$ フィルターでゴミを除去して純空気が完成する。

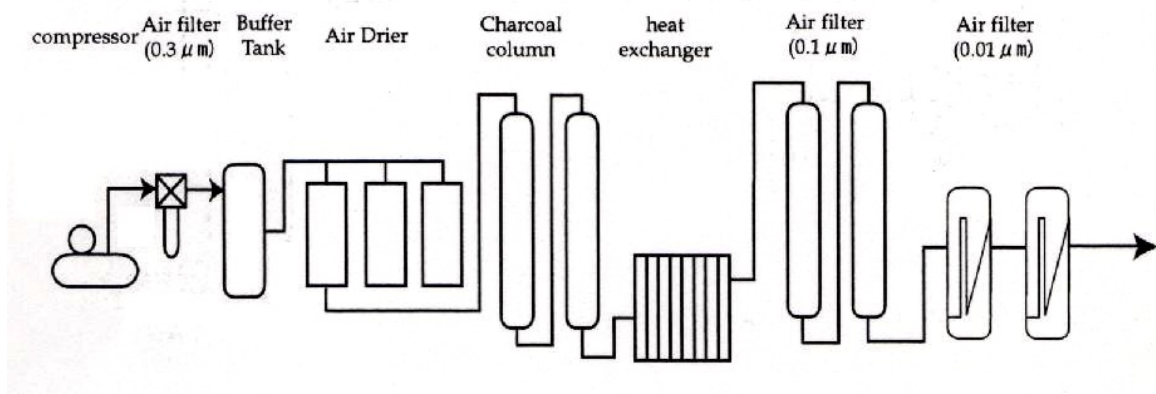


図 2.8 スーパーカミオカンデにおける Rn 除去システムの概要図

2.6 データ収集システム

2.6.1 オンライン

スーパーカミオカンデにおけるデータ収集は次のようなステップで行われる。まず、20inch PMT からの信号は約 70m のケーブルを通過して検出器上部にある 4 つのエレクトロニクスハットに集められる。各エレクトロニクスハット内部には、12 個の TKO(Tristan Kek Online) クレートがあり、1 クレートあたり TKO モジュールの 1 つである 20 枚の時間電荷装置 ATM(Analog Timing Module)-board が取り付けられている。この ATM は最大 12 本の PMT の信号を処理する。ATM は各 PMT の信号の出力を AMP で 100 倍に増幅した後、信号を以下の用途のために 3 種に分配する。

- PMTSUM

ATM-board1 枚分の入力に対する和の信号を作るために使われる。ATM のフロントパネルから出力される。

- HIT 信号

出力がディスクリミネーターの閾値 ($-1mV:1/4p.e.$ に相当する) を超えると、HITSUM(Plush width 200nsec:Plush high $-15mV$) と Hit signal(Plush width 900nsec:Plush high $-15mV$) が出力される。HITSUM は ATM のフロントパネルから出力されて、Global Trigger を作るために使われる。このトリガー信号には主に High Energy($-32mV$)、Low Energy($-302mV$)、Super Low Energy($-186mV$) がある。また、Hit signal は各 PMT の電荷、時間情報取得を開始するための信号である。

- QAC/TAC

出力が QAC/TAC(Time to Analog Converter/charge(Q) to Analog Converter) に送られ、電荷、時間情報を電圧値に変換する。Hit Signal によって QAC と TAC で電荷の蓄積が開始される。TAC の積は PMT ごとによって開始されるので、TAC による電荷の積分は信号がヒットした時間に関連した量になる。

これらの情報は $1.3\mu sec$ 以内に Global Trigger がかった場合のみ次のステップに進み、ない場合はクリアされる。もしも、Global Trigger がかければ ADC/TDC で AD 変換される。ADC/TDC は

12bits(4096) 規格で、性能は ADC が動作領域 $0 \sim 450pC$ で分解能 $0.2pC$ 。TDC が動作領域 $0 \sim 1300nsec$ で分解能は $0.4nsec$ である。ADC 出力は FIFO メモリーに蓄えられて、VME(Versa Module Europe) へのインターフェイスの役割を持つ SCH(Super Control Header) を通して、メモリーバッファである SMP(Super Memory Partner) に送られる。そして、オンラインコンピュータは SMP から情報を読み取る。SMP は 2 系統のメモリーを内蔵しているため、オンラインコンピュータがデータを読み出している際にも、ADC からデータを収集することができる。QAC/TAC の 2 系統も含め、SK のデータ収集系にはデッドタイムが非常に少ないと言える。このような大規模なデータ収集を 1 つのコンピュータで行うことは負担が大きいため、各ハットごと 2 台、計 8 台のワークステーションで分散してデータ収集され、のちにイベントを再構築している。以下にデータ収集システムの概要図 (図 2.9) および、個々の PMT のデータ収集と全体のトリガーとの関連 (図 2.10) を示す。

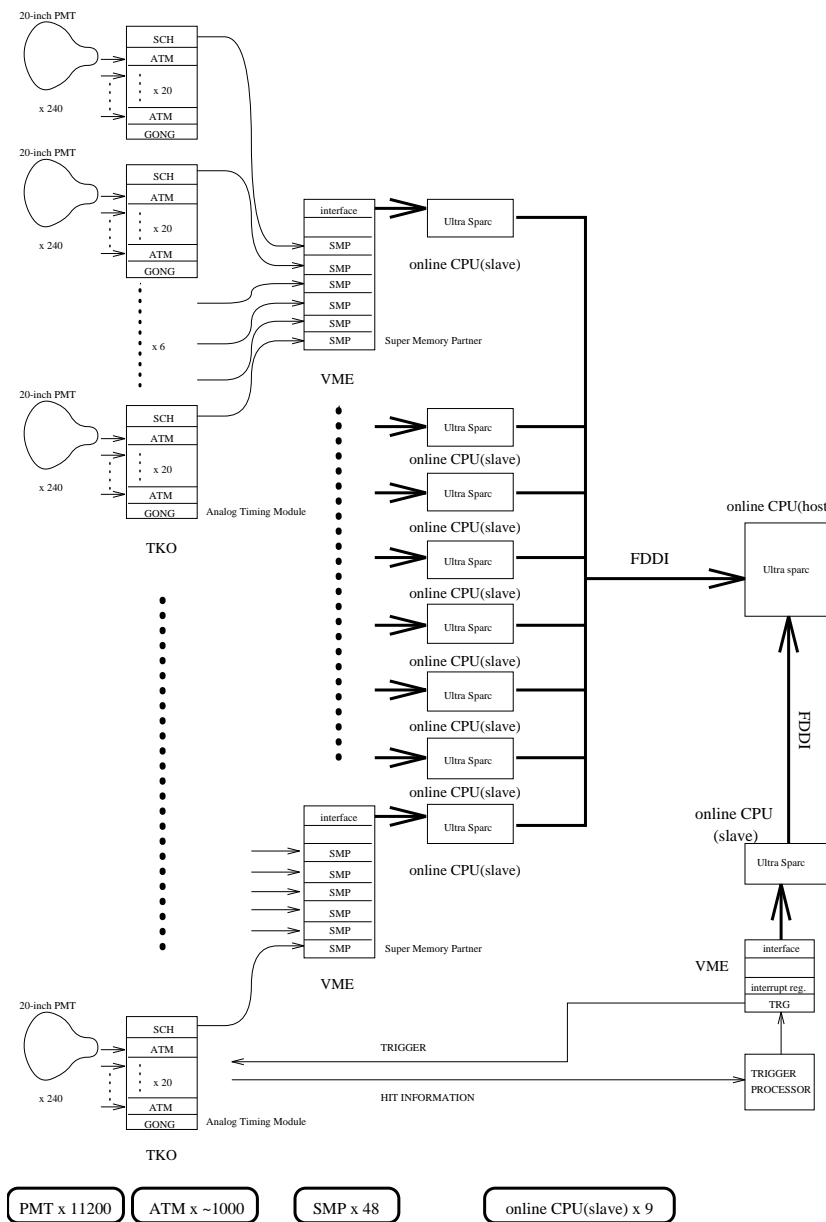


図 2.9 データ収集システムの概要図

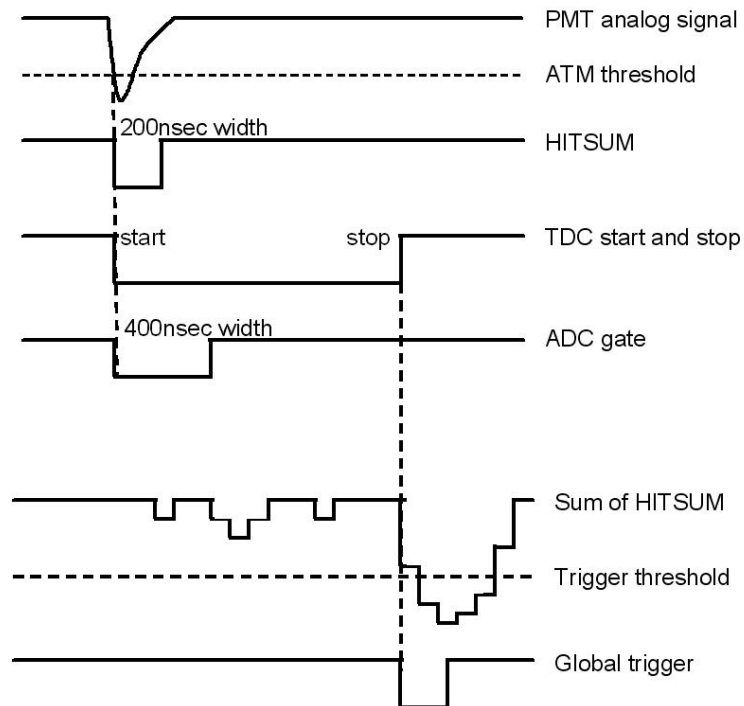


図 2.10 個々の PMT のデータ収集と全体のトリガーとの関連

2.6.2 オフライン

コントロールルームで整理されたデータは 10 分毎にまとめられて検出器と研究棟を結ぶ FDDI(光ファイバーケーブル) を通して坑外の大容量 MTL(Magnetic Tape Library) に送られ、記憶される。MTL のデータは ADC/TDC のカウント値から Calibration Constant を使って [photoelectron] や [nsec] のような実数値に変換される。この変換は TQreal と呼ばれる。TQreal を施したデータは、事象の再構成をし、各解析に必要な Reduction がかけられ、バックグラウンドが除去される。

第 3 章

Super-Kamiokande-III 検出器の較正

3.1 較正概要

較正とは、測定器の指し示す値と真の物理量を精度よく一致させるために行われる測定である。例えば、スーパーカミオカンデの場合、PMT の出力する電荷量 (pC) から入射粒子のエネルギー (MeV) への変換係数、時間のデジタル情報 (counts) から絶対到達時間への変換係数の算出などがあげられる。これらは、標準となる指標を用いて、我々の期待する物理結果が得られるように調整する作業である。

スーパーカミオカンデは荷電粒子が発したチェレンコフ光を使って入射粒子の種類, エネルギー, 反応位置を検出する水チェレンコフ検出器である。PMT の出力応答 (ゲイン) を各 PMT でそろえることや、PMT の相対的な量子効率 (QE:Quantum Efficiency) の違いを調整することや、微細なケーブルの長さの違いやエレクトロニクスなどの個体による違いから生じる時間応答の違いのずれを調整することはスーパーカミオカンデ検出器の性能を高める上でもっとも重要なことである。

スーパーカミオカンデでは次のようなさまざまな較正が行われる。

- ゲイン較正

スーパーカミオカンデのタンク内に設置している 11129 本の 20inch PMT を、基準 PMT に対しての出力応答を一樣にするように印加電圧を決める較正。全 PMT を設置場所によりグループに分割し、そのグループごとに相対的な出力応答が合わせられる。その際、光源には光量のふらつきが小さく安定したキセノンフラッシュランプを使う。

- Timing calibration

各イベントの vertex は主に各 PMT が信号を受け取る時間応答から算出されている。しかし、その時間応答はそれぞれの PMT の微細なケーブルの長さの違いや検出する光量による違いからずれが生じてしまう。そのため、その時間応答のずれを窒素レーザーを用いて較正する。

- QE 測定

PMT の光電面までたどりついたチェレンコフ光は全てが光電子に変わるのではなく、波長に依存する QE(図 2.6) 分だけ変換される。その値を測定するために、非常に弱い光源 (Ni が熱中中性子を捕獲したときに放出する 9MeV の γ 線) を使い、PMT ごとにヒット数をカウントする。このヒット数はチェレンコフ光に対する QE に比例する。この値は測定値を補正する定数として、MC シミュレーションやエネルギーの計算に考慮される。

- Water Calibration

スーパーカミオカンデ実験に使われる水は前出の超純水装置により異物を除去した超純水である

が、吸収、散乱などの効果によって光の減衰は起こりうる。より正確な測定のためには、水による光の減衰の効果を知らなければならない。そのために、Water Calibration では、レーザーインジェクターを使って水の吸収係数を監視している。

- Linac Calibration

スーパーカミオカンデのタンク脇に部屋には線形加速器が設置されている。ビームパイプをタンク内の所定位置まで伸ばすことで、加速した電子を打ち込むことができる。電子のエネルギーは 5~20MeV まで可変で、エネルギーの絶対値を精密に決定することのできる較正である。

- DT Calibration

DT generator によって



という反応によって発生される中性子は、タンクの純水中の酸素原子核と以下のような反応して ${}^{16}\text{N}$ を作る。



${}^{16}\text{N}$ は寿命が 7.12 秒で最大 4.3MeV の電子と 6.1MeV の γ 線を放出する。その為、数 MeV 領域のエネルギースケールの Calibration や Trigger efficiency の測定に使われる。

- non-linear correction

測定したデータに対して、読み出しまでの時間が長くなってしまくと、電気的なノイズが大きくなってしまふ。そのため、特に少光量のデータにおいて、期待される出力を得ることができなくなってしまう場合がある。そのために、レーザーボールを使用して、エレクトロニクス (ATM) に依存した少光量の不一致を補正する。

図 (3.1) は以上の一連の較正のフローチャートである。

本論文では、一連の較正の出発点である基準 PMT の較正 (§3.4) と出力応答を決めた印加電圧の構成

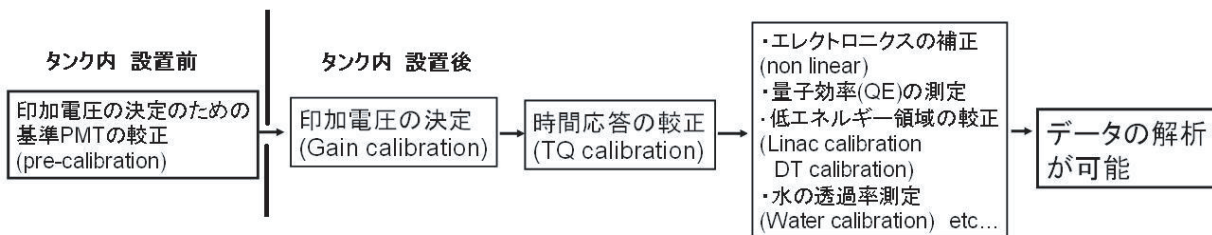


図 3.1 較正のフローチャート:較正の準備として、まず印加電圧を決めるために基準となる PMT の較正を行う。スーパーカミオカンデ設置後、本較正の段階に入ると、まず、印加電圧の決定を行う。次に時間較正を行い、その後、種々の較正・補正を行い、始めてデータの解析が可能になる。

(§3.5) について詳しく述べる。

3.2 PMT の印加電圧

PMT の Q (pC) は、検出した光子数 n 、量子効率 QE 、増幅率 A を用いて

$$Q = n \times QE \times A \quad (3.3)$$

という定義で与えられる。スーパーカミオカンデ実験においては、この $QE \times A$ をゲインと呼ぶ。PMT の増幅率は陽極と陰極 (光電面) での電子の数の比において定義される。各ダイノード間の電圧値が一定なとき、各ダイノードの二次電子放出比を δ 、ダイノードの数を N (スーパーカミオカンデ実験で使われる 20inch PMT の場合は $N=11$) とすると、増幅率 A は

$$A = \delta^N \quad (3.4)$$

である。また、 δ は各ダイノードの電圧 V_{dynode} の関数で

$$\delta = aV_{dynode}^\alpha \quad (3.5)$$

となる。 α はダイノードの性質、形状で変わる。したがって、PMT の増幅率は陰極電圧間の電圧 V の関数として

$$A = \left(\frac{a}{(N+1)^\alpha} \right) \cdot V^{\alpha N} \quad (3.6)$$

になる。増幅率 A は印加電圧 V に対して指数関数的に増加する。今回、SK-III 用の印加電圧を求める計算に使う αN は浜松ホトニクスで測定された値を使った。

3.3 出力応答の較正に使われる道具

事前較正と、スーパーカミオカンデのタンク内に PMT を設置後の出力応答較正では、使っているツールは同じものである。よって、ここでまとめて説明する。

3.3.1 キセノンフラッシュランプ

光源に使われるキセノンフラッシュランプには高い安定性と長い使用寿命が求められる。今回使用したのは、浜松ホトニクス社製高安定キセノンフラッシュランプ L4634-01 である。安定性出力変動は 5%、寿命は 5.0×10^8 flash である。主電極間に高電圧が印加され、キセノンガス中に放電が起きるとガスの原子が励起され、元の基底状態に遷移するとき発光する。図 (3.2) にキセノンフラッシュランプの構造図、図 (3.3) にキセノンフラッシュランプの実物の写真、図 (3.4) にキセノンフラッシュランプの波長スペクトルを示す。また、表 (3.1) にキセノンフラッシュランプの仕様を示す。重要なことは動作寿命とチェレンコフ領域に放射波長があることである。

3.3.2 フィルター

キセノンフラッシュランプからでた光は UV フィルター (紫外透過可視吸収フィルター)、ND フィルター (Neutral Density フィルター)、ディフューザーを通して光ファイバーに入る。UV フィルターは紫外領域の光を選出するためにフィルターである。このフィルターを入れる理由はシンチレーターの素材である POPOP の吸収する波長が紫外領域であるためである。フィルターの透過率は 350nm 付近にピーク

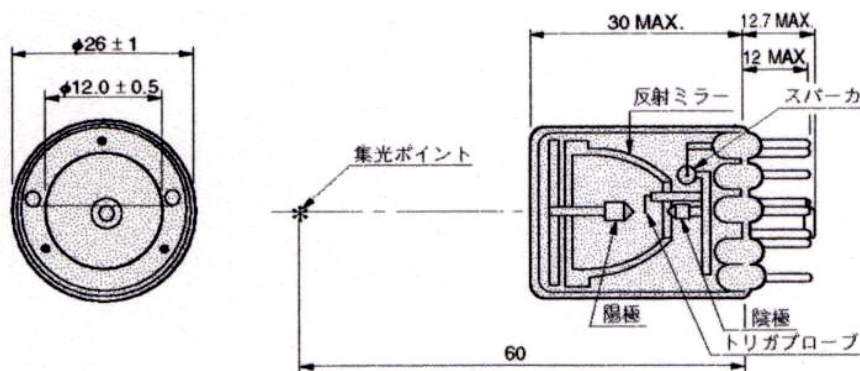


図 3.2 キセノンフラッシュランプの構造

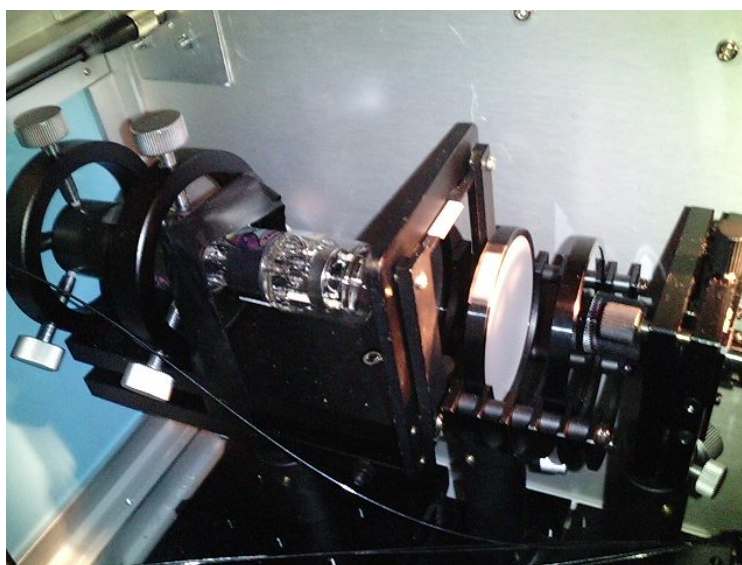


図 3.3 キセノンフラッシュランプの実物の写真

型名	L4634-01
アークサイズ (mm)	1.5
出射光	平行光
窓材	UV ガラス
放射波長 (nm)	185 ~ 2000
推奨供給電圧 (kV)	700 ~ 1000
発光繰り返し最大周波数 (Hz)	100
動作寿命	5×10^8 Flash

表 3.1 キセノンフラッシュランプの仕様:重要なのは動作寿命とチェレンコフ領域に放射波長があることである。

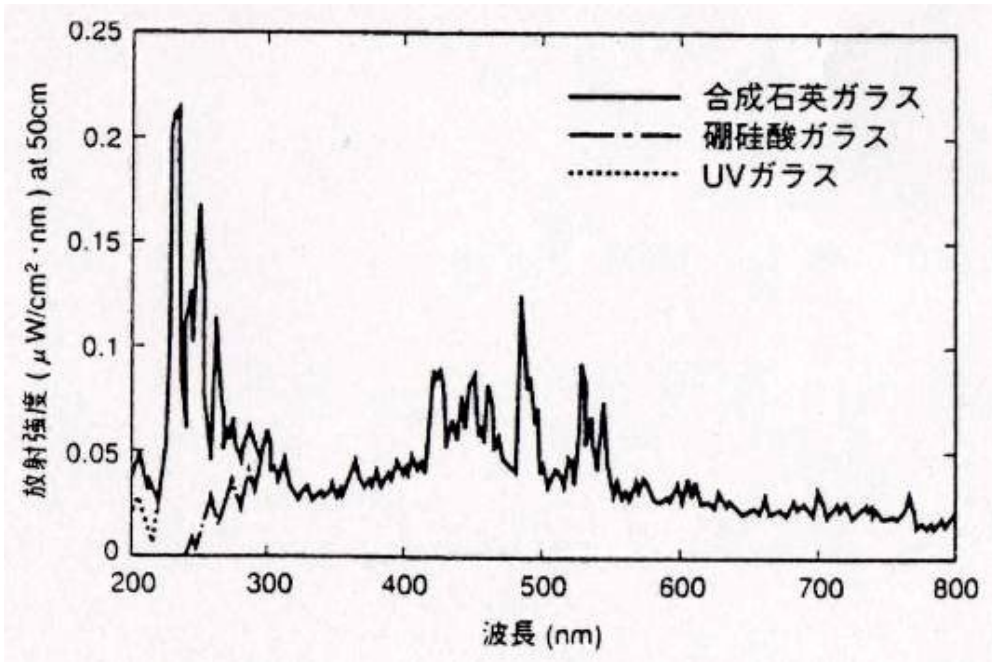


図 3.4 キセノンフラッシュランプの波長スペクトル:縦軸は波長、横軸は放射強度を表す。

transparency

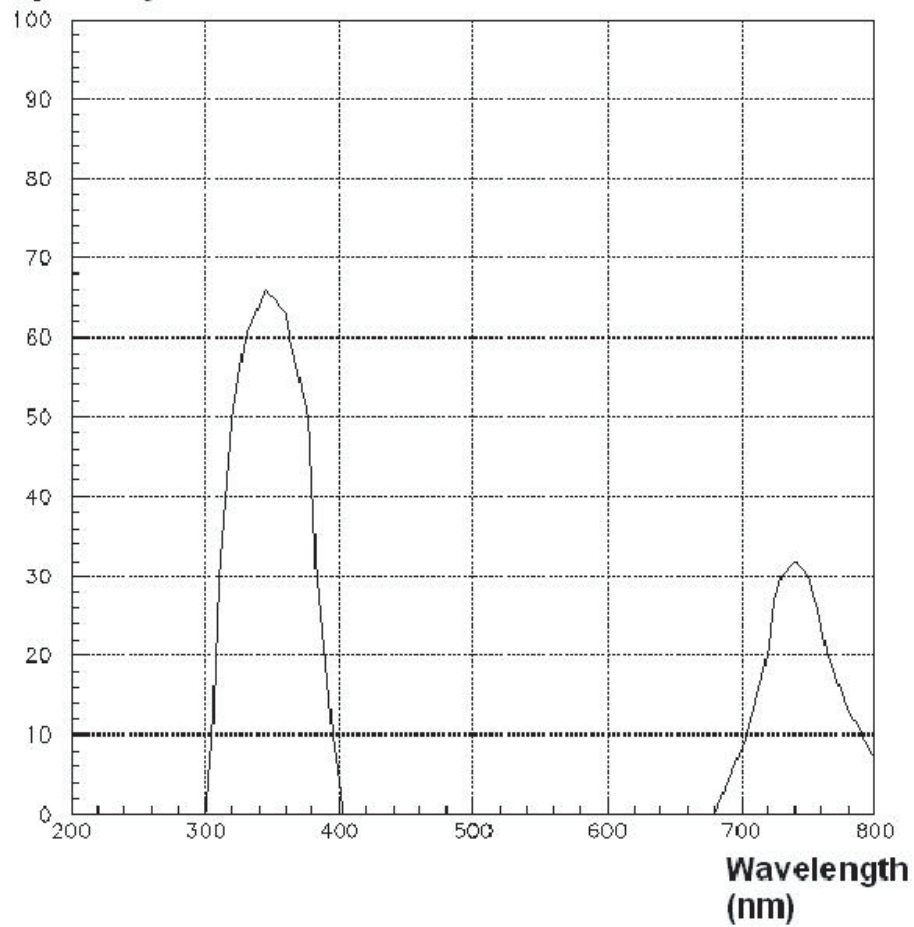


図 3.5 UV フィルターの透過率の波長依存性:横軸は波長、縦軸は透過率。350nm 付近にピークを持つ。

を持つ。図 3.5 に透過率の波長依存性を示す。ND フィルターは光量制御のために用いられる。入射光の一部を透過し、残りは反射および吸収される。波長依存性は少なく、入射光を均一に減衰させることができる。ディフューザーは入射光を散乱させ、光ファイバー導入部への入射面に均一に光を照射させるためのものである。

3.3.3 光ファイバー

フィルターを通った紫外領域の光は光ファイバーを通してタンク水槽内に導かれ、シンチレーターに送られる。光ファイバーには比較的紫外領域の伝送損失の小さい大口径純水石英コアファイバーが使われている。光ファイバーの中心径は 800nm である。伝播損失の波長分布は図 3.6 に載せる。純水石英コアファイバーは Ce ドープ石英コアファイバーに比べ 200 ~ 500nm 領域において小さい伝播損失である。

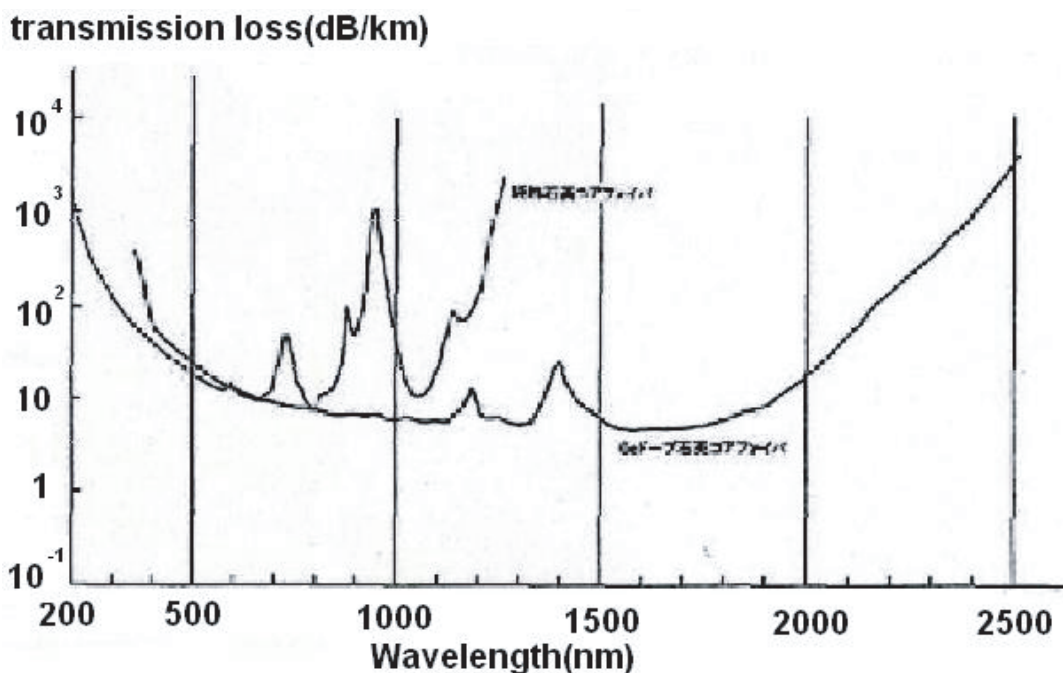


図 3.6 光ファイバーの伝播損失の波長依存性:横軸が波長、縦軸は伝播損失の値:石英コアファイバーと Ce ドープ石英コアファイバーの伝播損失の比較。

3.3.4 シンチレーター

光ファイバーを通った光は球型のシンチレーターボールに送られる。シンチレーターの写真を図 3.7 に載せる。シンチレーターボールの直径は 5cm、写真右側からボールに刺さっているステンレス製ボールの中にファイバーが通っている。シンチレーターには波長変換材として POPOP が 25ppm、拡散材として MgO が 500ppm 含まれている。POPOP はシンチレーターの第二溶解物質として使われる物質で、光学的に安定性が高く、発光波長もチェレンコフ光のスペクトルに近い。図 3.8 に POPOP の吸収および発光曲線を載せる。MgO は等方的に照射するための拡散材である。シンチレーターの中で光は乱反射を繰り返して均一になる。

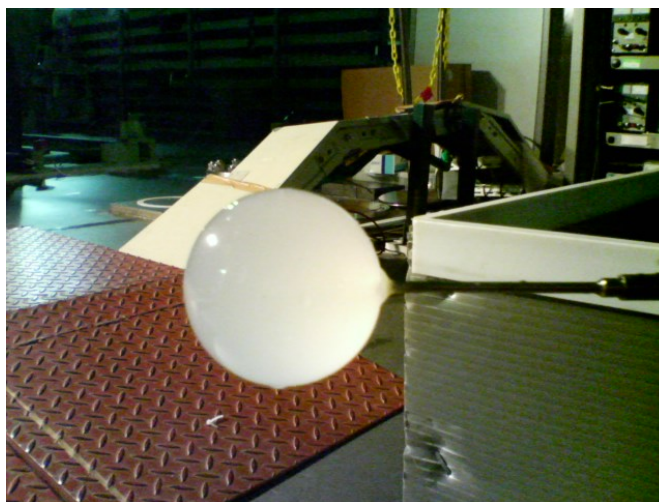


図 3.7 シンチレーターボール実物の写真:直径 5cm

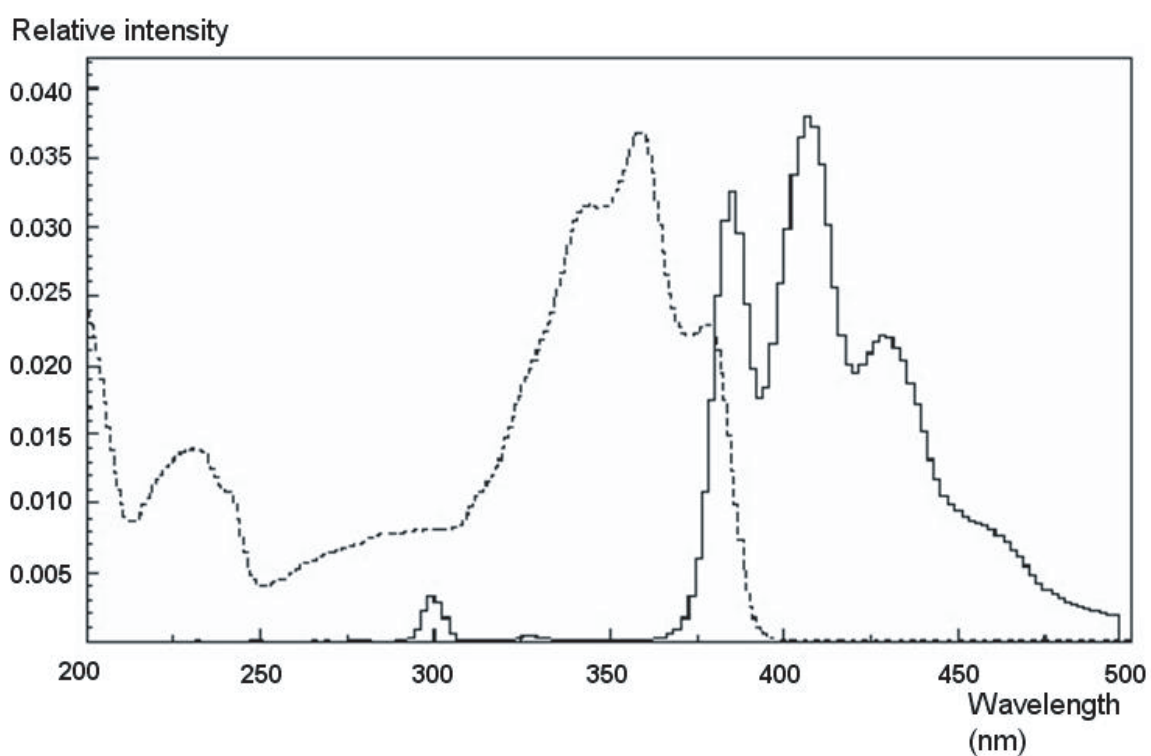


図 3.8 POPOP の吸収・発光波長分布。破線が吸収波長、実線が発光波長を示す。

3.3.5 APD

APDとは「Avalanche Photo Diode」の略で、ダイオードのPN接合に光が入射すると、光電効果によりP領域に正孔・N領域に電子が集まり電圧が生じる。その電圧を測定することで、光センサーとして利用するものである。事前較正において、光源のモニターとして用いる。

3.4 SK-III における事前較正

事前較正 (Pre-calibration) は、のちの 11129 本の相対ゲイン合わせの基準 PMT になる PMT をつくすることを目的として行われた較正である。2005/8/22 ~ 2005/9/8 の三週間にかけて神岡鉱山内の実験室で 412 本の測定が行われた。

3.4.1 測定装置

図 3.9 に事前較正の set up を載せる。キセノンフラッシュランプ、シンチレーションボールなどは、の

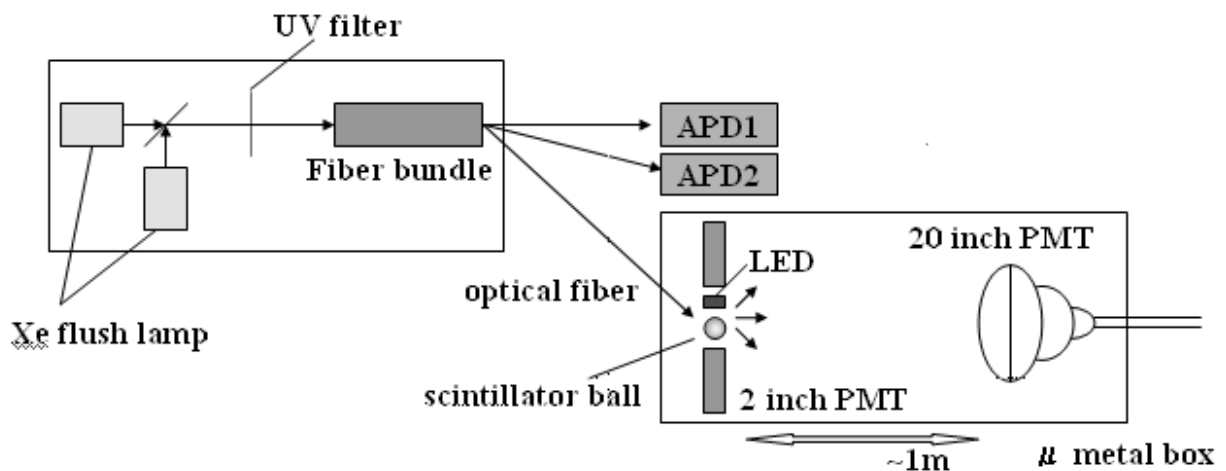


図 3.9 pre-calibration のセットアップ

ちの SK-III における 11129 本の出力応答の較正で使用されるものと同様のものを使用した。まず、キセノンフラッシュランプから出た光は、UV フィルタを通過し、ファイバーバンドルで 3 つに分岐される。2 つはキセノンフラッシュランプの光量の安定を確認するための APD に通される。また、シンチレーターボールの横に 2inch PMT を設置し、同様に光量の安定性を確認する。残った 1 つはシンチレーターボールに運ばれ、シンチレーション光として PMT に照射される。地磁気の影響を無効にするために、PMT の外を覆う暗箱は μ メタル製で、これにより、地磁気の影響を 20mG まで減少させることができる。暗箱の写真を図 3.10 PMT の出力は 70m ケーブルを通してモニターしている。これも、実際にスーパーカミオカンデのタンクで使われているケーブルと同じ長さのものである。印加電圧の調整はコンピュータを用いて自動で調整されるようになっている。また、同時に LED を用いて 1p.e. を測定することにより増幅率の解析も行った。

3.4.2 光源の安定性

1 本の PMT の測定中における典型的な光源の安定性は図 3.11 である。左図が 2inch PMT のもので、右図が APD によるものである。2inch PMT による測定結果は PMT 自身の不安定性が光量の安定性よりも優勢に働いているために、測定結果の安定性は悪くなっている。そのため、補正には 2 インチ PMT でなく安定性の良い APD の結果を用いている。



図 3.10 PMT の外を覆う暗箱:μ メタル製

また、測定期間中の光源の時間変動は図 3.12 のようになっている。時間変動の分布において、2 日目に光源の光量が落ちているのは、キセノンフラッシュランプがその当時新品であったために、100 万フラッシュ程させないと安定しなかったためである。2 日目以降は光源は安定している。そのため、初日および二日目に測定された PMT は測定期間後半で再度測定して、後者の結果を採用した。光源の測定時期による微小な光量のばらつきの影響を無くすため、これらの安定性のデータを用いて光源の光量をイベント毎に補正した。

3.4.3 事前較正における印加電圧の決定方法

スーパーカミオカンデでは 6×10^6 の出力応答を使って測定を行っているため、それぞれの基準 PMT に対して 6×10^6 の出力応答を与える印加電圧を次の方法で決定した。

1. 実際に印加電圧をかける前にダークレートの測定を行う。ダークレートとは、光電面から光を当てない状態において光電子が放出される頻度のことを言う。今回の測定においてはダークレートが 30kHz 以上の PMT は除外する。
2. 実際に印加電圧をかけ、光源を一切光らせずに電荷量 (出力応答) のペダスタル測定を行う。ペダスタルとは、信号を入れない状態 (= 0 点) でカウントされる 0 点に対応する出力応答のことである。これ以降のデータから、得られたペダスタル分布の平均値をさし引き、正しい電荷量を出す。
3. 浜松ホトニクスで測定された 10^7 の増倍率を与える印加電圧 V_{10^7} 、求めたい 6×10^6 の増幅率を与える印加電圧を $V_{6 \times 10^6}$ とすると、式 3.6 より $V_{6 \times 10^6}$ は

$$V_{6 \times 10^6} = \left(\frac{6 \times 10^6}{10^7} \right)^{\frac{1}{\alpha N}} \cdot V_{10^7} \quad (3.7)$$

となり、この式から $V_{6 \times 10^6}$ を求め、この値を HV_0 とする。

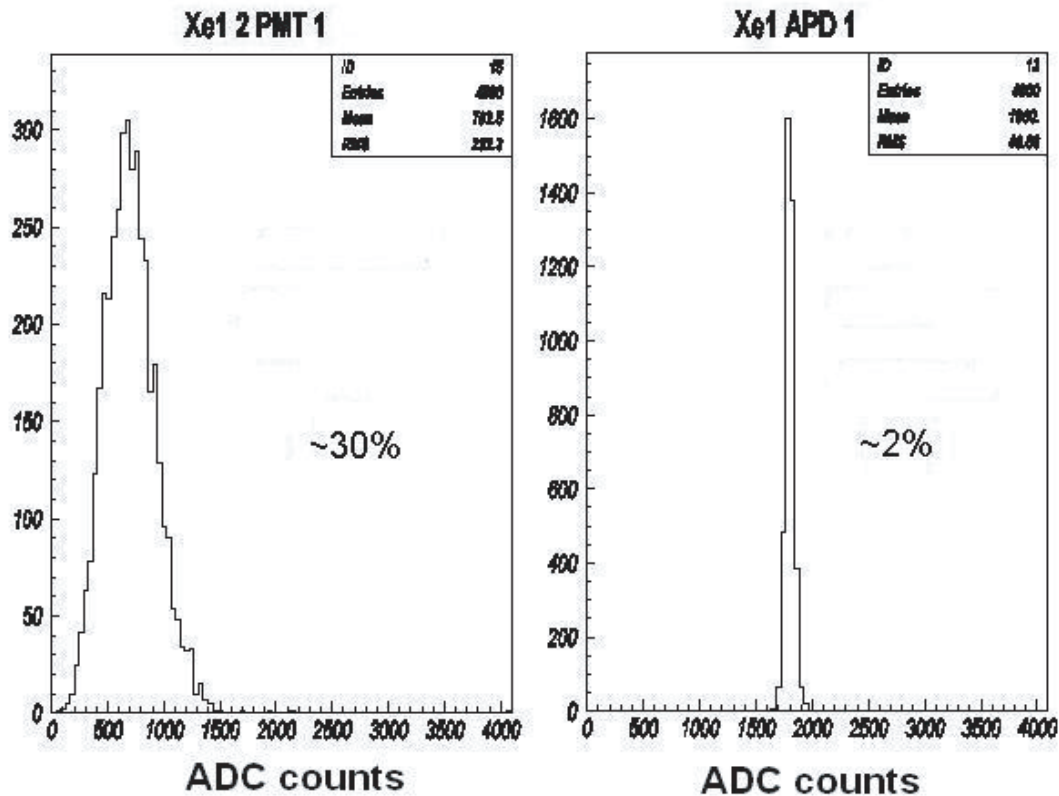


図 3.11 1 本の PMT 測定中の光源の安定性:左図が 2inchPMT、右図が APD によるカウント分布。横軸はカウント数、縦軸はその頻度を表す。

4. この HV_0 を基準として、それぞれの PMT に $HV_0(V)$ 、 $HV_0 + 100(V)$ 、 $HV_0 - 100(V)$ 、 $HV_0 - 200(V)$ の 4 種の印加電圧をかけその増幅率を測定する。
5. 4 点の結果から fitting を行い、fitting した関数により 6×10^6 になるべき印加電圧の値 HV_{next} を求める。
6. 実際に印加電圧 HV_{next} を PMT にかけて、目標となる増幅率 6×10^6 に $\pm 1\%$ 以内に増幅率が収まっているかを確認する。
7. 増幅率の値が $\pm 1\%$ 以内に収まっていない場合には、 HV_{next} の値を新しい HV_0 として手順 3. よりやり直す
8. 増幅率の値が $\pm 1\%$ に収まった時の HV_{next} を 6×10^6 の増幅率を与える HV として採用する。

図 (3.13) はその印加電圧を決定する曲線の典型的な例である。以上のような 4 点測定の結果から印加電圧曲線を求め、印加電圧を決定する。図 3.13 の例では $HV_{next} = 1698.6V$ という値になる。

3.4.4 再現性の確認

420 本全ての印加電圧を決定した後、その中からランダムに 50 本を選び出して平均 7 日間隔を空け、再現性の確認を行った。その結果を図 3.14 に示す。横軸は「(2 回目の測定結果 - 1 回目の測定結果)/2 回目の測定結果」、縦軸は PMT の本数である。再現性のばらつきは 1.4% (By RMS) であった。1% に合わせたので、この結果はまずまずの結果である。2 本、 $\pm 3\%$ を超える変化をした PMT もあるが、これは測定自身のばらつきではなく、光電面のバイアルカリが化学的に変化したためと考えられる。

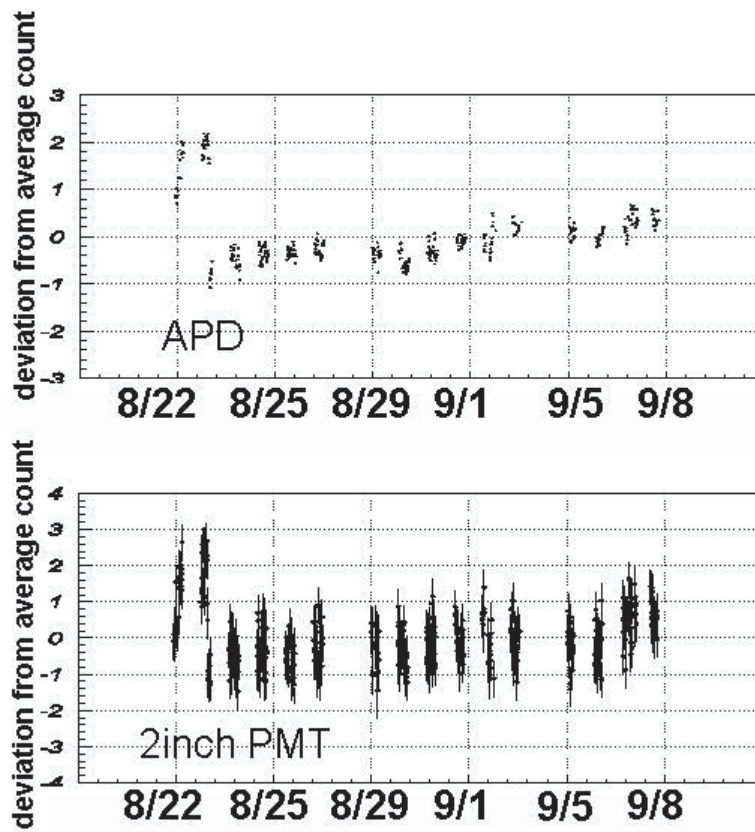


図 3.12 測定期間中の光源の安定性:上図が APD、下図が 2inch PMT によるカウント分布。横軸は日時、縦軸は平均カウント値からのずれを表す。

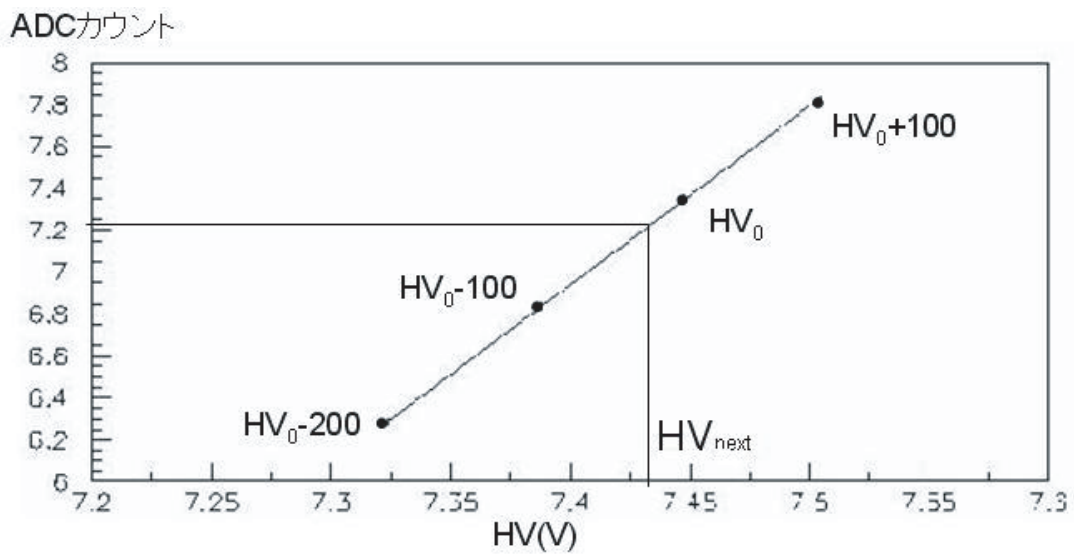


図 3.13 印加電圧曲線

横軸は印加電圧の値 (kV)、縦軸は ADC カウント。どちらも対数表示。fitting した関数より HV_{next} を決定する。

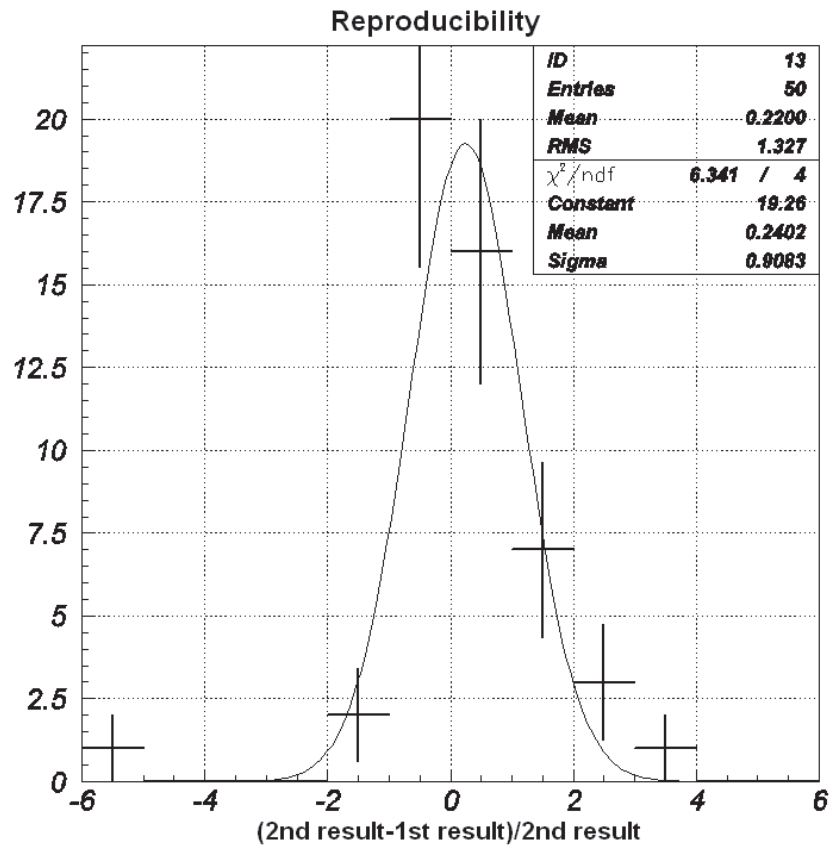


図 3.14 事前較正の再現性の確認:412 本の中からランダムに 50 本抜き出した。横軸は (2 回目の結果 - 1 回目の結果)/2 回目の結果、縦軸は PMT の本数

3.4.5 1p.e. 測定

原理

PMT の出力応答は式 3.3 で定義されるが、光量が微弱になると PMT の時間分解能 (パルス幅) 内に、2 個以上の光電子が存在しない状態になる。この状態の光量を 1 光子相当の光といい、1photon-electron 分布 (1.p.e. 分布) に従う。

1p.e. 分布において量子効率¹⁾は 1 個の光子が光電面に入射したときの光電子が発生する確率をあらわす。したがって 1p.e. 分布では、観測される光子数が 0 または 1 個であるため、式 3.3 の $N \times QE$ を 1 とすることができる。したがって、1 光子相当の光では

$$Q \cong A \tag{3.8}$$

となる。各 PMT には 6×10^6 の出力応答になるように HV が決定されている。すなわち、1p.e. 分布を解析することで、増幅率 A のばらつきを調べることが可能で、さらにそのばらつきから QE のばらつきを調べることも可能である。よって、印加電圧の決定と同時に LED を使った 1p.e. レベルの光源による測定も行われた。典型的な 1p.e. 分布の例は図 (3.15) に示す。測定期間中の LED 光源の安定性は図 (3.16) に示す。測定初期は LED ランプが新品であったため光量が安定せず LED の印加電圧を 3 度か変更した。3 度目の変更以後、測定中期および後期において光量は安定している。また、LED の光量のばらつきもモニターの ADC カウント数で補正している。

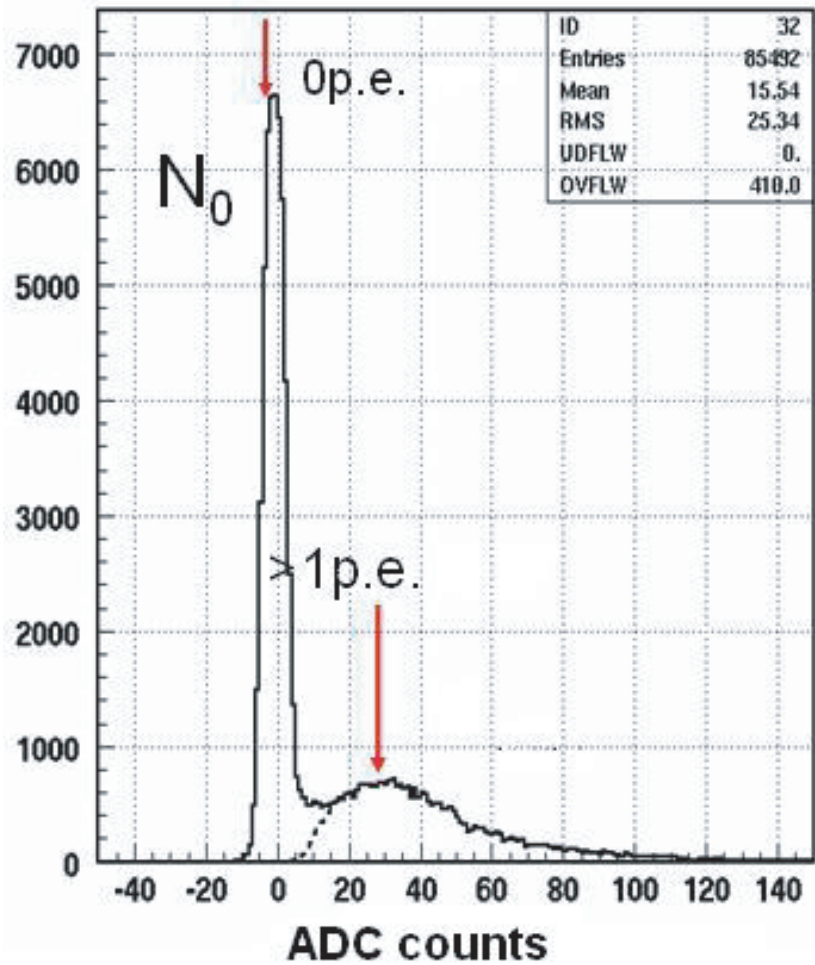


図 3.15 1p.e. 分布の例。横軸は ADC カウント数、縦軸はその頻度を表す。最初のピークは PMT の暗電流などから生じる 0 光子分布のピーク。

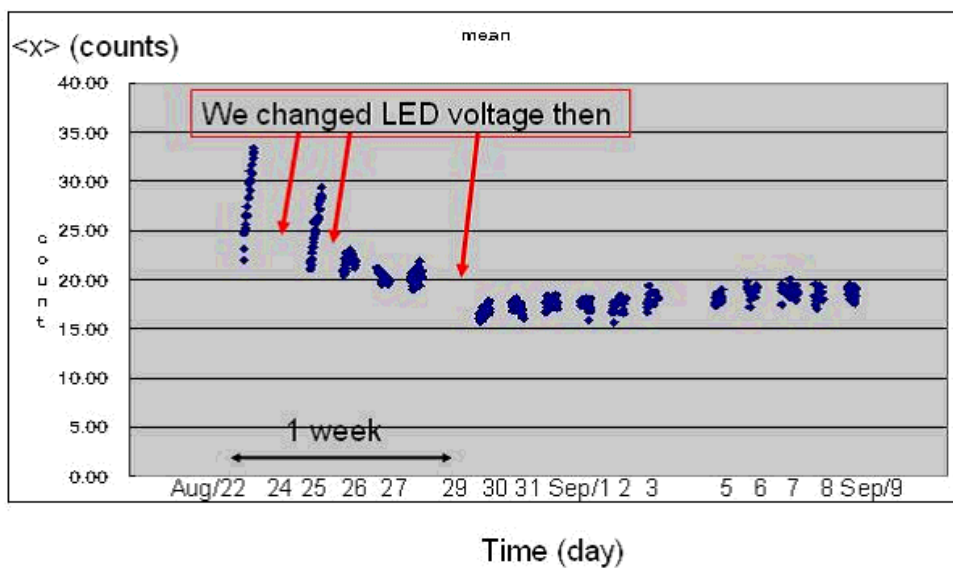


図 3.16 測定期間中の LED の安定性:横軸は日時、縦軸は LED の平均光量を表す。測定初期に LED の印加電圧を 3 度変更した。3 度目の変更以降は安定している。

解析方法

次のような方法で増幅率の値を算出した。まず、ディスクリミネーターで切った ADC のカウントが 10 カウント以下のイベントを 0 光子のイベントと仮定し、この値を N_0 とする。そして、ADC のカウントが 10 カウント以上のイベントを 1 光子以上のイベントと仮定し、この値 $N_{n \geq 1}$ とする。このとき、増幅率 A と平均光電子数 λ 、ADC のカウント値の平均 $\langle \bar{x} \rangle$ には次のような関係がある。

$$\langle \bar{x} \rangle = A \cdot \lambda \tag{3.9}$$

そして、この 1p.e. 分布はポアソン分布

$$P(n; \lambda) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^n}{n!} \tag{3.10}$$

に従うと期待できるので、式 (3.11) が成立する。

$$\frac{N_{n \geq 1}}{N_0} = \frac{P(n \geq 1; \lambda)}{P(0; \lambda)} = e^\lambda - 1 \tag{3.11}$$

式 (3.9)、式 (3.11)、より λ および A を算出する。

解析結果

図 (3.17) は増幅率 A 及び平均光電子数 λ の時期によるばらつきを示したものである。平均光電子数 λ

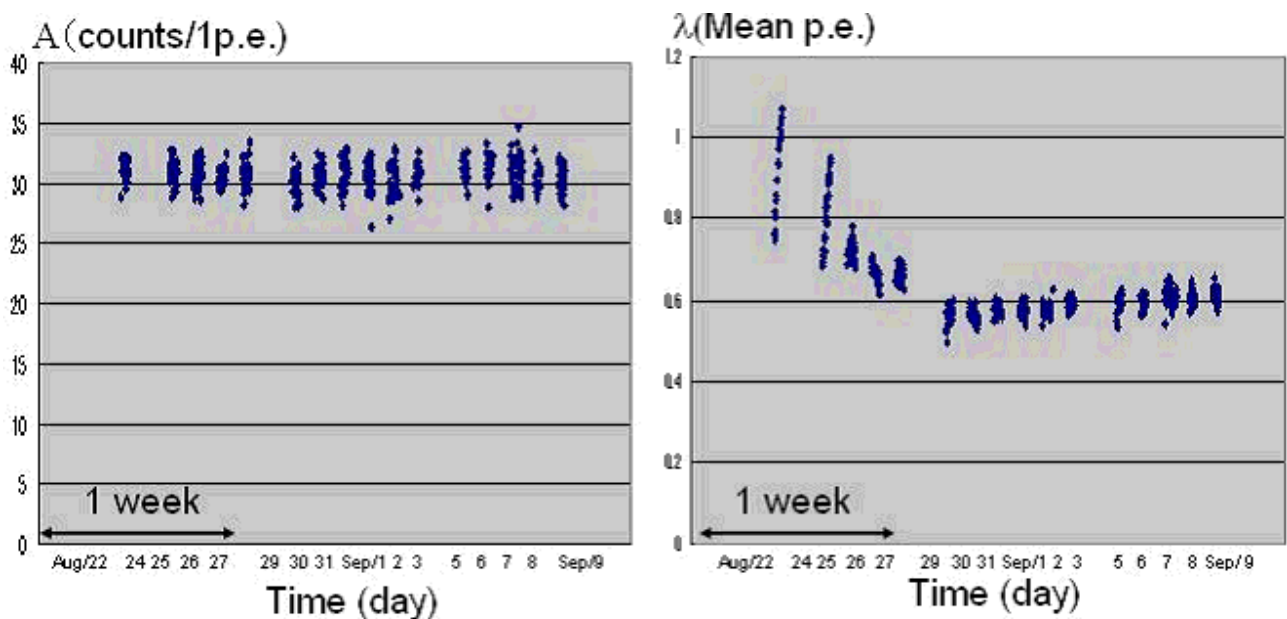


図 3.17 増幅率 A の値及び平均光電子数 λ の時期によるばらつき:横軸は日時、縦軸は増幅率 A の値及び平均光電子数 λ の値を表す。平均光電子数 λ は印加電圧の変更に伴い、変化しているが、増幅率 A の値はそれとは無関係に安定している。

は LED の出力を変えた測定初期は安定していないが、それ以後は安定している。そして、その平均光電子数 λ の時期によるばらつきに無関係に増幅率 A はとても安定しているといえる。また、時期による依存性もない。

基準 PMT412 本のばらつきは図 (3.18) に示す。ばらつきは 3.7 % (by RMS) となる。この値は PMT の

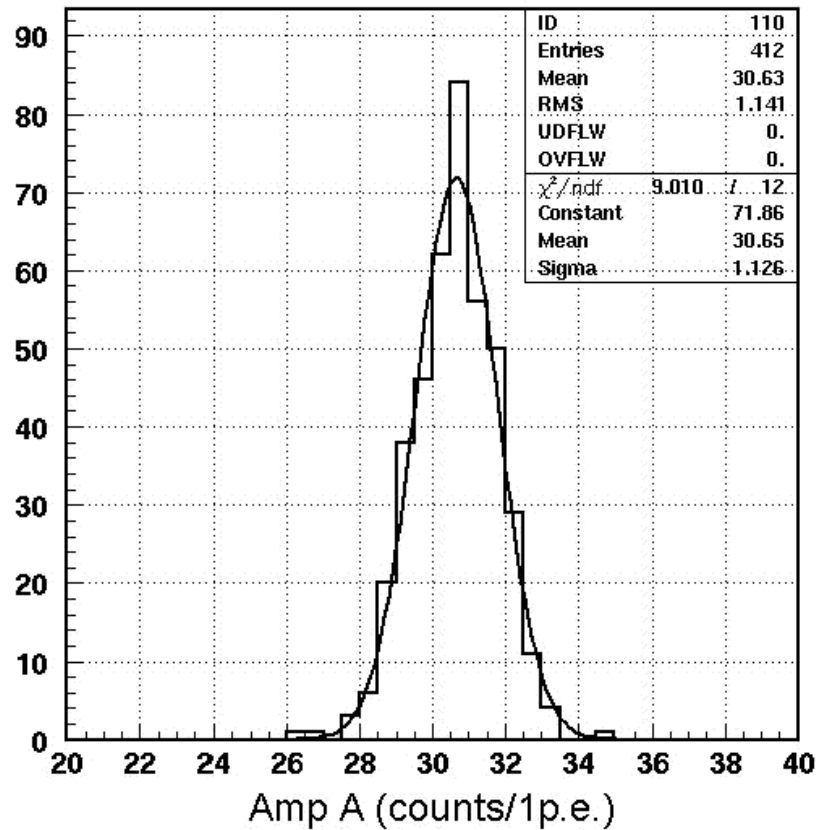


図 3.18 基準 PMT412 本の増幅率 A のばらつき:横軸は増幅率 A の値、縦軸は PMT の本数を表す。

QE 自身のばらつき、今回の基準 PMT の印加電圧の決定精度の誤差 (1.3 %) および解析方法の過程による系統誤差などの誤差を含んだものである。また、20 インチ PMT 出荷時に浜松ホトニクスで測定された量子効率のばらつきは 4 % となっている。これは、今回の解析による量子効率のばらつきとよく一致している。すなわち、今回の基準 PMT 作製における印加電圧の決定精度が十分によいことが証明された。

3.4.6 基準 PMT の設置

SK-III には 408 本の基準 PMT が設置されている。その外観を図 3.19 に載せる。この図の赤プロットが基準 PMT を指している。このような上下面に十字に、側面には 4 列に基準 PMT を設置している。黒プロットは基準 PMT 以外の PMT を指し、キセノンフラッシュランプを用いた印加電圧の決定において、これら、PMT を周囲の基準 PMT に向けて印加電圧を調整する。

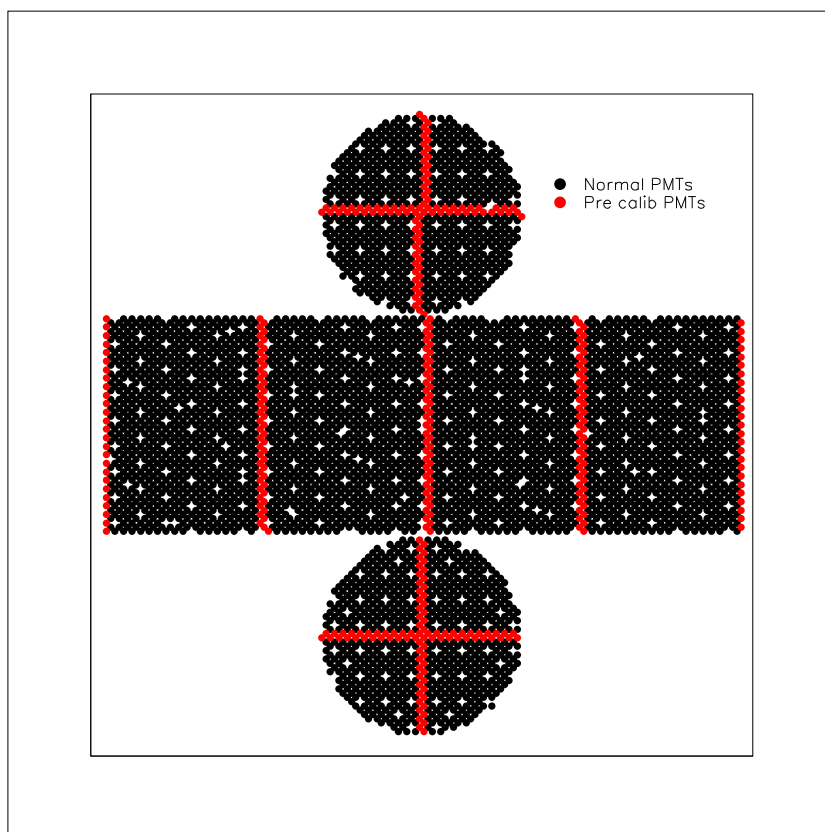


図 3.19 基準 PMT の配置:SK タンクの展開図。赤プロットが基準 PMT をあらわし、黒プロットがその他の PMT である。

3.5 キセノンフラッシュランプを使った出力応答の較正

2006年4月上旬にPMTの設置が終わり、超純水の給水が始まった。そして、7月中旬に水入れが完了し、SK-IIIの通常運転が開始された。そして、その初期段階として出力応答の較正を行った。

3.5.1 セットアップ

出力応答の較正で使われる装置を図3.20に示す。事前較正のセットアップと同様に、キセノンフラッシュランプの光を各種フィルターに通し、光ファイバーを使ってタンク内に導く。タンク内で、全方向に均一放射するためにシンチレーターボールはタンク中央付近に設置される。このシンチレーターボールには波長変換材であるPOPOPが含まれていて、紫外光を吸収してPMTに感度があるチェレンコフ光のスペクトルに近い光を出す。また、もう一方の光ファイバーの先にはモニターPMTが設置されており、データ測定のトリガーを作る役割をしている。

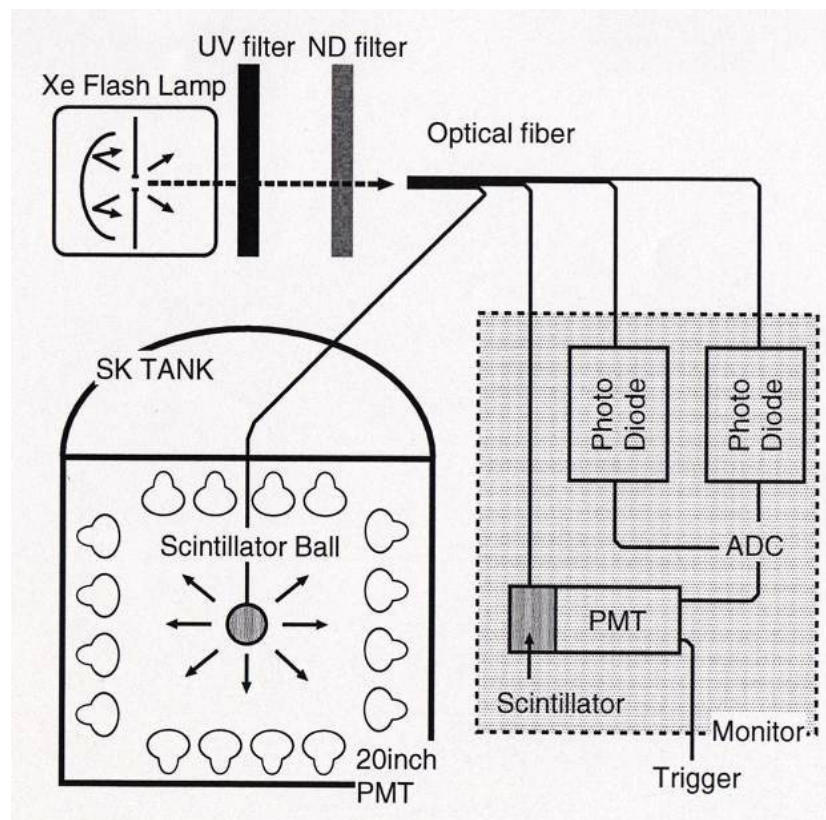


図 3.20 出力応答の較正のセットアップ

3.5.2 データの補正関数

スーパーカミオカンデは高さ 41.4m 、直径 39.3m の巨大な円筒型検出器である。そのため、タンク中央から光が均等に全方位に照射しても、各PMTはタンクのどの位置に設置されたかという構造的因子を持ってしまう。その内訳は光の発生点からPMTまでの距離 r_{dist} 、PMTの見込みの角度 f_{accept} 、水の

効果 f_{water} 、反射の効果 f_{ref} が挙げられる。

$$g(x, y, z) = \frac{1}{r_{dist}^2} \times f_{accept} \times f_{water} \times f_{ref} \quad (3.12)$$

ここで挙げた見込み角の補正 f_{accept} は、光源に対して各 PMT が作る立体角の違いを補正する。図 3.21 のように、PMT の正面となす角 θ_{PMT} を定義したとき、この補正值 f_{accept} は光が正面から入る時を 1.0 とすると

$$f_{accept} = 0.205 + 0.524 \times \cos \theta_{PMT} + 0.390 \times \cos^2 \theta_{PMT} - 0.132 \times \cos^3 \theta_{PMT} \quad (3.13)$$

となる。(図 3.22) このように、補正值を使って各 PMT の光量 Q は

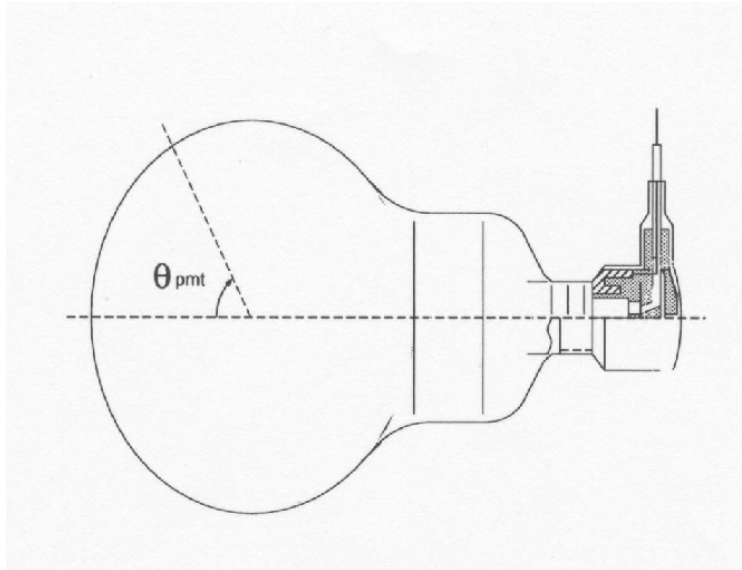


図 3.21 見込み角 θ_{PMT} の定義

$$Q_{corr} = \frac{Q}{g(x, y, z)} \quad (3.14)$$

のような補正をしなければならない。しかし、今回の SK-III における出力応答の較正においては、距離や見込み角が等しくなるようなグループ分けをし、一番大きなばらつきの要因となりうる水の効果も同じグループ内の PMT では同様でなると期待できるのでそのグループ内における基準 PMT の出力応答に対して他の PMT の出力応答を合わせている。

3.5.3 光源の非対称性

前出のシンチレーターの説明において、シンチレーターに入射した光は乱反射を繰り返して均一になると述べたが、実際には光の強さは方向によって若干の偏りをもつ。まず、シンチレーターボールの方向の定義を図 (3.23) に示す。 ϕ 方向の非対称性はシンチレーターボールを設置して、タンク内の PMT の補正光量を列ごとに平均化して測定した。また、 θ 方向の非対称性はシンチレーターボールを水平に設置し、水平にバンドを定義して、そのバンド内の PMT を用いて測定した。このシンチレーターボールには、 ϕ 方向に $\pm 2\%$ (図 3.24)、 θ 方向に $\pm 10\%$ (図 3.26) の非対称性がある。後で述べるが、本較正では、 ϕ 方向の非対称性は $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ で測定し平均するため、この非対称性は $\pm 1\%$ 以下になる。また、 θ 方

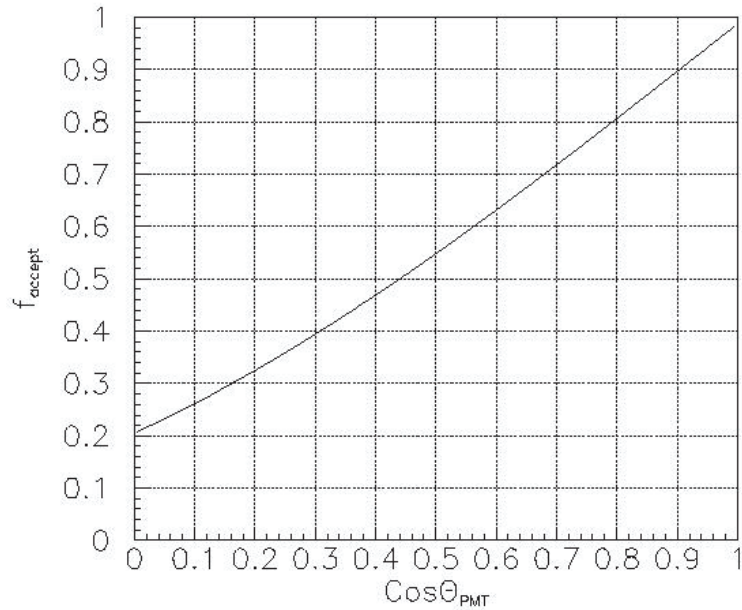


図 3.22 見込み角 θ_{PMT} の補正関数:横軸は $\cos \theta_{PMT}$ の値、縦軸は f_{accept} の値を表す。

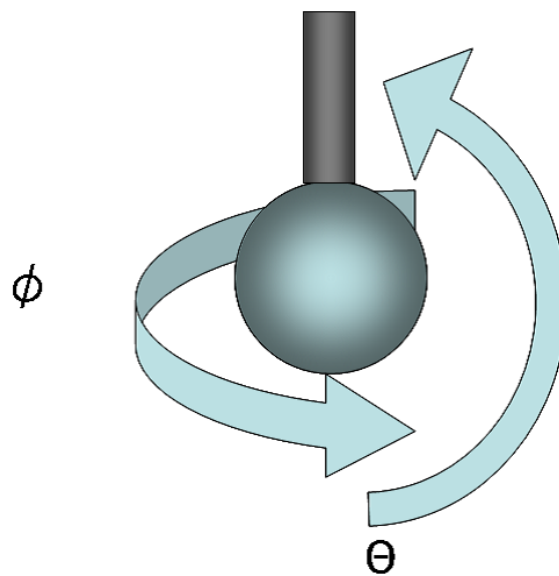


図 3.23 シンチレーターボールの向き定義

向の非対称性は本較正においては影響しない。このシンチレーターボール自身の ϕ 方向の非対称性は 3 つの向きを平均化 (図 (3.25)) することにより 1 % 以内に抑え、また θ の非対称性は基準 PMT を使えばそのまま見えるため、今回の基準 PMT を用いた出力応答の較正では問題にならない。

3.5.4 印加電圧の決定方法

まず、全ての PMT をそれぞれの PMT の位置によっていくつかのグループにわけます。上面及び底面は図 3.27 に示すように、シンチレーターボールからの距離が等しくなるようにシンチレーターボールを中心とした同心円に八等分した。側面は図 3.28 の示すように、最下部から 3 本ずつを 1 グループとし、最

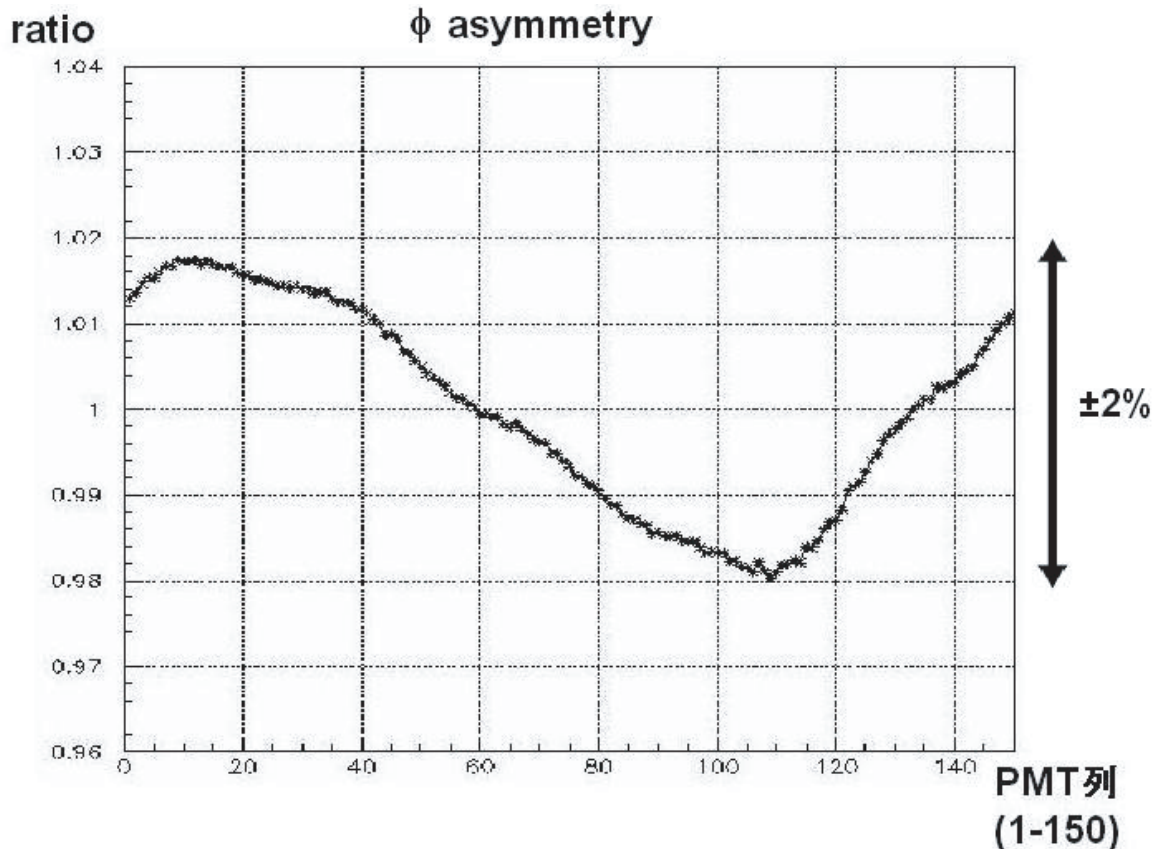


図 3.24 シンチレーターボールの ϕ 方向の非対称性:横軸は SK タンク側面の PMT の列数、縦軸は平均で規格化した光量 $\pm 2\%$ の非対称性がある。後で述べるが、本較正では、 $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ で測定し平均するため、この非対称性は問題にならない (図 3.25)。

上部が 17 グループになるように 17 等分した。タンクにおけるグループ分けの例は図 3.29 である。このグループ分けは、前節でも述べたが、各グループにおいてボールからの距離や見込み角、水の状態などが等しくなるように分けられている。また、各グループに約 12 本の基準 PMT が含まれており、その基準 PMT を用いて、目標となる補正光量 Q_{corr} をグループごとに決定し、その目標となる補正光量を得るような印加電圧を決定する。なお、ここでいわれる補正光量 Q_{corr} というのは、PMT の出力 Q に対して、式 3.14 の補正を加えた光量である。そして、次のような手順で目標となる補正光量を決定した。

1. シンチレーターボールの ϕ 方向の非対象性の効果を無くすために、 120° ずつ回転させてそれぞれ Xe フラッシュランプをタンク中央に設置、10Hz、10 分間光らせて、データを測定。
2. 基準 PMT の 120° ずつ回転させた 3 種のデータの補正光量 Q_{corr} を前述のグループごとに平均する。

それぞれのグループごとの基準 PMT の平均値を図 3.30 に示す。左の図がタンク側面の値、中央がタンク上面の値、右がタンク底面の値となる。側面のプロットにおいて、下部と上部で最大 20% の差が出ているのはシンチレーターボールの θ 方向の非対象性の効果である。それぞれのエッジ部分で補正光量が増加しているのは、エッジ部分での光の反射による光量の増加であると考えられる。また、タンクの構造上近くにある、側面の下部と底面の外部、側面の上部と上面の外部はそれぞれ光量が一致している。ただし、これらの効果はグループ内で基準 PMT も他の PMT も同じで

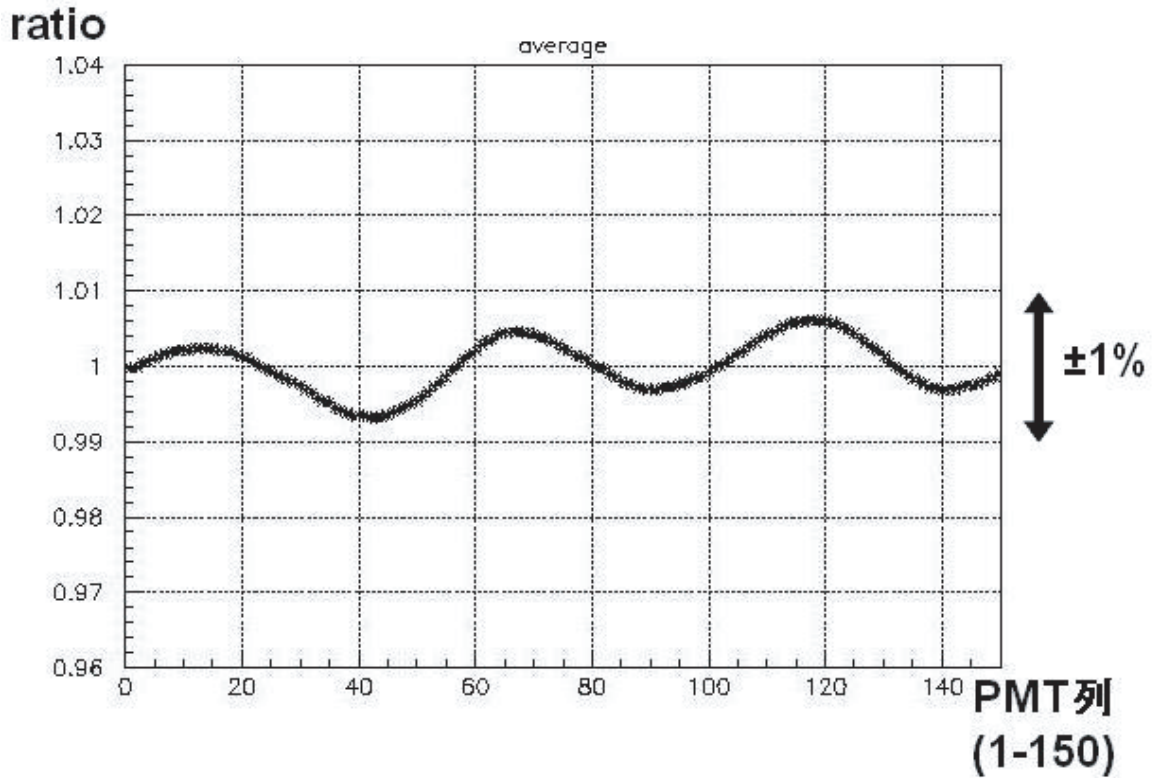


図 3.25 シンチレーターボールの ϕ 方向を三回転させた平均:横軸はタンク側面の PMT の列数。縦軸は平均で規格化した光量。3 回転させ、平均をとると ϕ 方向の非対称性は $\pm 1\%$ 以下になる。

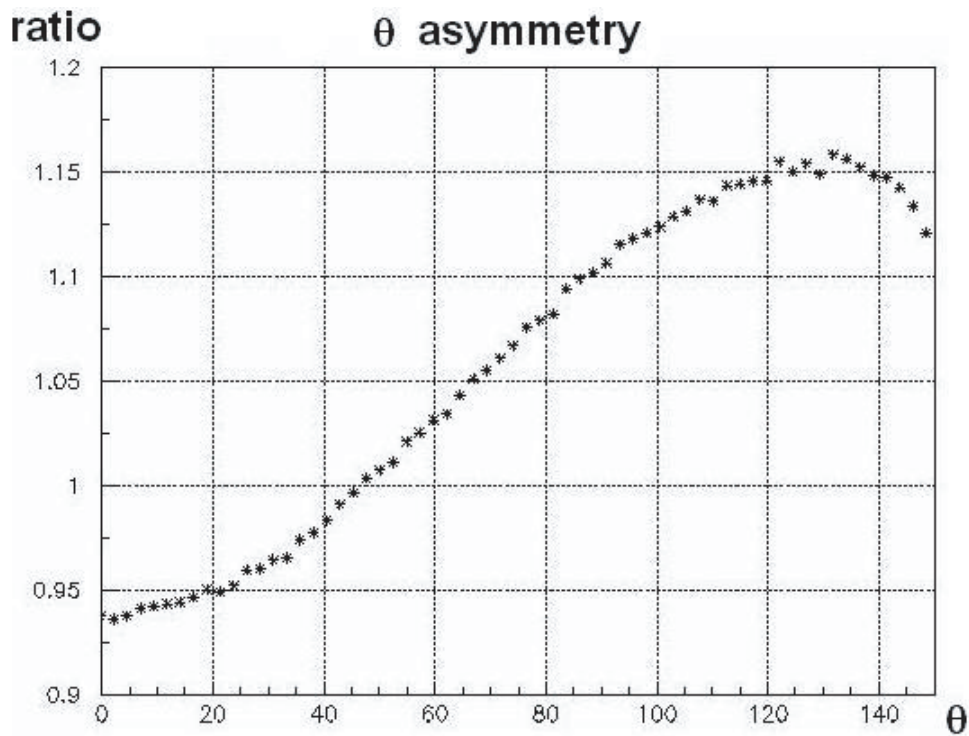


図 3.26 シンチレーターボールの θ 方向の非対称性:横軸はボール正面を 0° とした緯度の値、縦軸は平均で規格化した光量。 $\pm 10\%$ の非対称性がある。後で述べるが本測定では、PMT のある高さ別に (= θ 毎に) 較正を行うため、この非対称性は問題にならない。

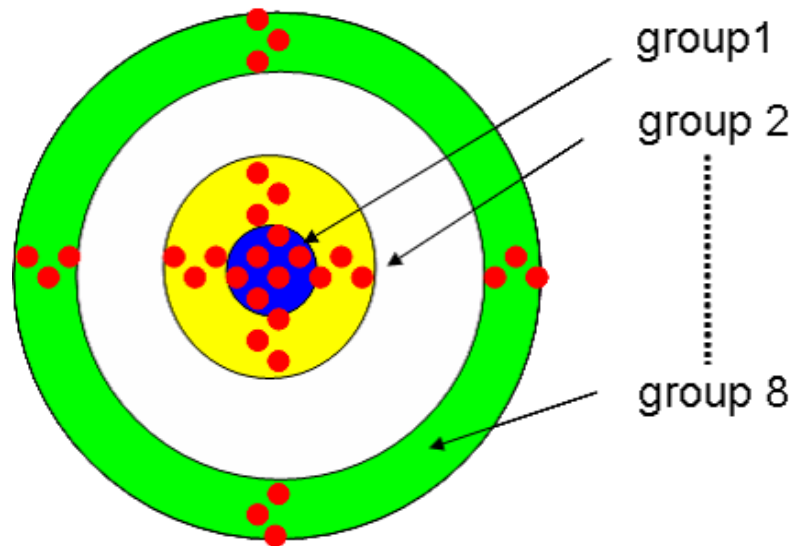


図 3.27 上面および底面のグループ分け:シンチレーターボールからの距離が等しくなるように、シンチレーターボールを中心とした同心円で 8 等分した。

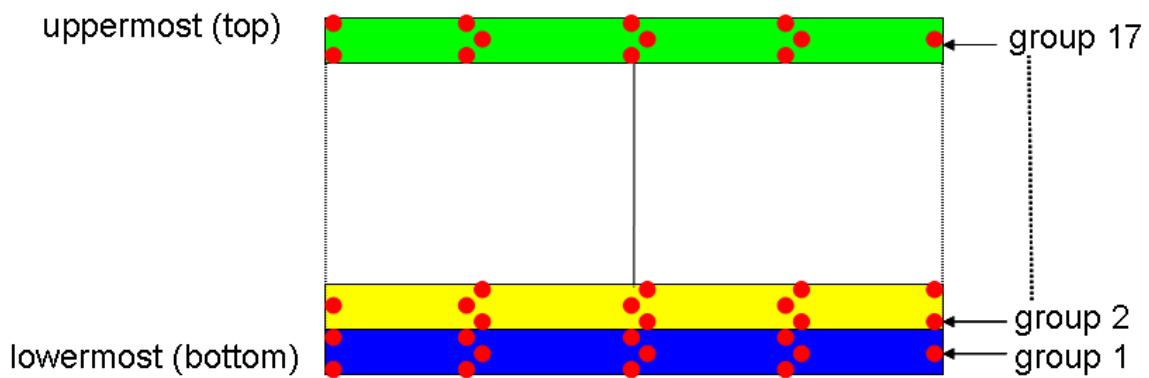


図 3.28 側面のグループ分け:最下部をグループ 1 として、PMT の高さごとに 17 等分した。

あるため、今回のように基準 PMT の補正光量に合わせて印加電圧を決める方法においては補正をしなくてもよい。

- 最後に全ての基準 PMT の補正光量が SK - II 時の補正光量と等しくなるように 2. の値をスケールし、スケールした値を目標となる補正光量とする。。

これは、SK-I、SK-II、SK-III のそれぞれのピリオドにおいて、PMT の同じ出力から同じイベントを再構成するためである。

全 PMT は補正光量 Q_{corr} が各グループの目標となる補正光量 Q_{target} になるように最初の印加電圧が計算される。式 3.3 と式 3.6、測定時の印加電圧 V_{data} を用いて、新しい印加電圧 V_{new} は

$$V_{new} = V_{data} \times \left(\frac{Q_{target}}{Q_{corr}} \right)^{\frac{1}{\alpha N}} \tag{3.15}$$

となる。

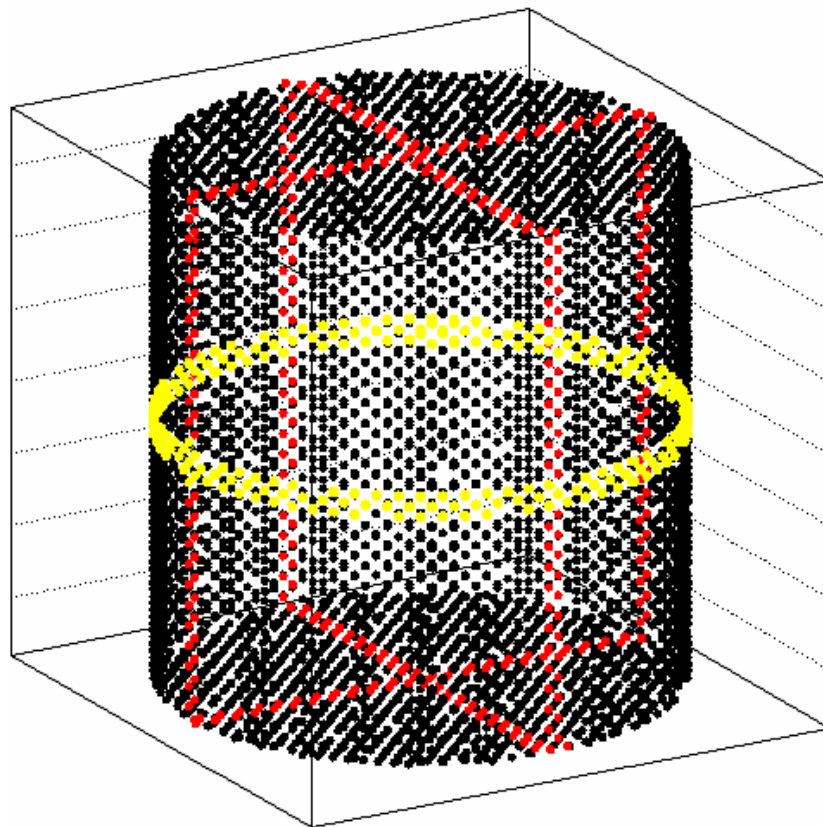


図 3.29 グループ分けの例:赤が基準 PMT、黒がその他の PMT、黄色がグループ分けの例を示す。これは側面の PMT のグループの例

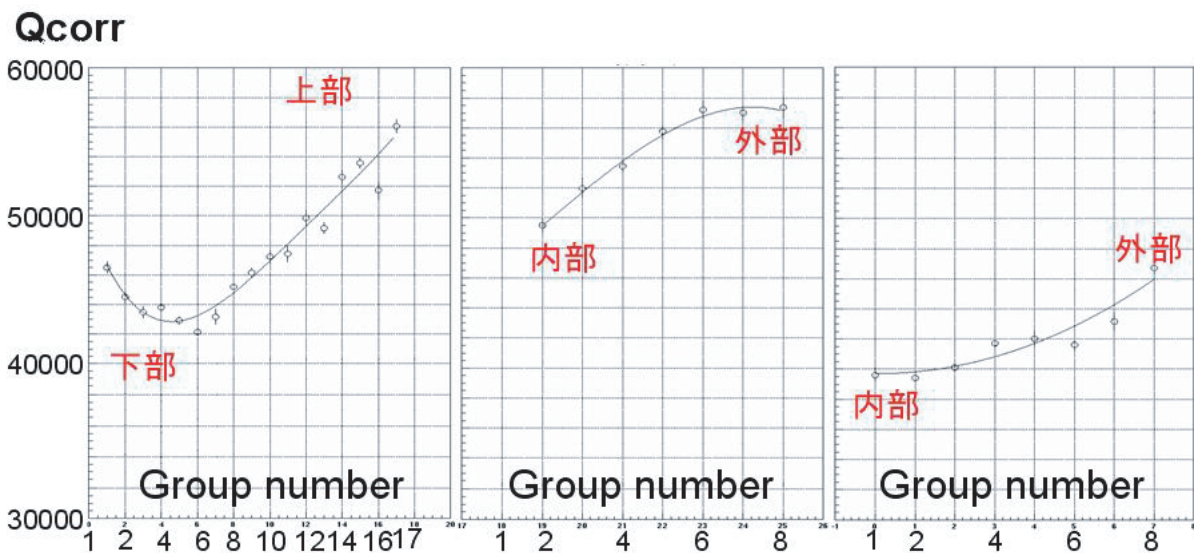


図 3.30 グループごとの基準 PMT の補正光量の平均値:左から側面の平均、上面の平均、底面の平均。横軸はそれぞれのグループ番号、縦軸は各グループにおける基準 PMT の補正光量の平均値を示す。

3.5.5 較正精度

印加電圧の決定後、印加電圧の決定精度を確認するために、決定した印加電圧を PMT にかけて再度測定を行った。較正前に浜松ホトニクスが出荷時に測定した印加電圧をかけたときの目標補正光量に対しての各 PMT の出力応答のばらつきを図 3.31 に示す。較正前のばらつきは $\sigma = 9.1\%$ (*RMS*)(*RMS*)であった。そして、較正後の目標補正光量に対しての各 PMT の出力応答のばらつきを図 3.32 に示す。

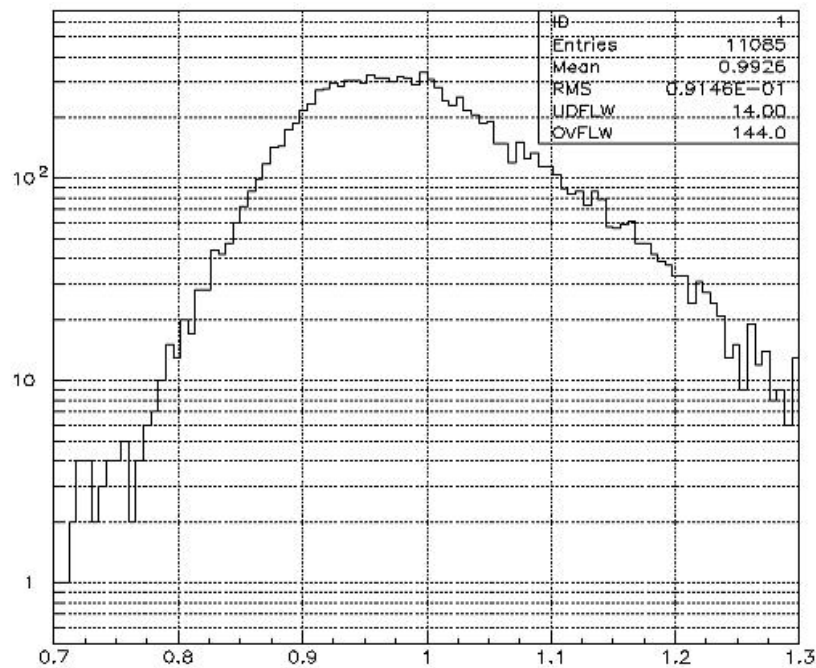


図 3.31 出力応答の較正前のばらつき:縦軸は目標補正光量に対してのばらつきの度合い、横軸は PMT の本数を表す。 $\sigma = 9.1\%$ (*RMS*)のばらつきを持っていた。

$\sigma = 1.3\%$ (*RMS*)の精度で一致させることができた。これは SK-II の 3.9%に比べると 2.6%の改良である。これにより、これから始まるエネルギー補正などの精度も同程度の精度でできると期待されている。

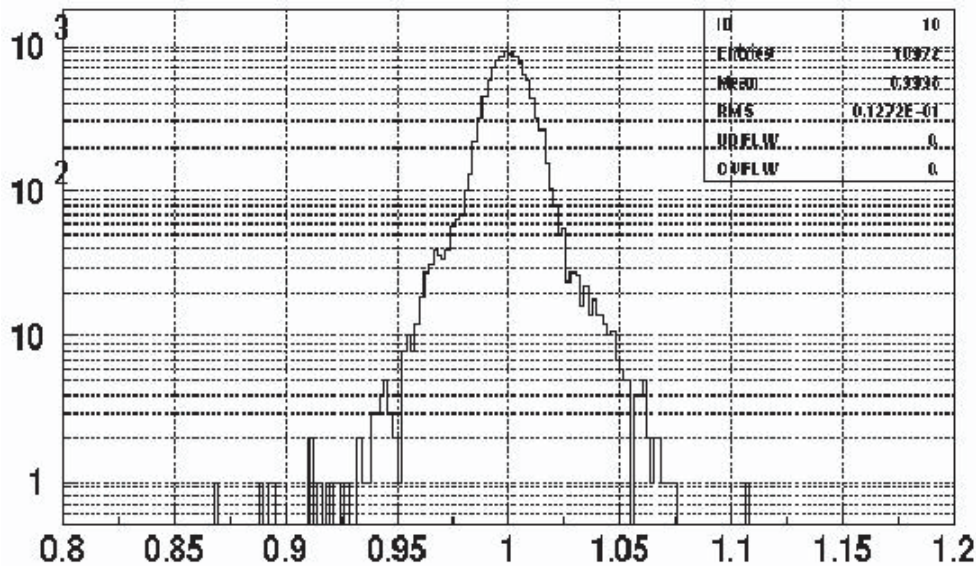


図 3.32 出力応答の再現性の確認結果:縦軸は目標補正光量に対してのばらつきの度合い、横軸は PMT の本数を表す。 $\sigma = 1.3\%$ (RMS) の精度で一致している。

3.6 Ni による量子効率の測定

3.6.1 測定目的

3.6.2 節などで前述しているが、量子効率 (QE) は、光子が光電効果で光電子に変換される確率であり、またその相対的な量子効率の測定には 1p.e. 分布が使われる。主に材質で決まり、スーパーカミオカンデで使われる PMT にはパイアルカリ (Sb-K-Cs) が使われている。材質以外の効果で、PMT の QE に約 7% の個体差があり、それは SK-II の時期の Ni を用いた量子効率の測定で確認されている。このような PMT の量子効率の個体差による違いを理解し、モンテカルロシミュレーションや低エネルギー事象の解析においてそれら個体差を考慮し、補正しなければならない。この、PMT ごとの量子効率の違いを補正するための表を QE テーブルと呼んでいる。

3.6.2 測定方法

スーパーカミオカンデのタンク内の 11129 本の PMT の QE を測定するための 1p.e. 分布の光源には Ni が熱中性子を捕獲するときに放出する 9MeV の γ 線を使う。中性子線源には ^{252}Cf が自発核分裂反応で放射する中性子を使う。自発核分裂が起きると、 2MeV で平均 3.76 個の中性子とエネルギーが約 8MeV で平均 10.8 個の γ 線が放出される。 ^{252}Cf から放出された中性子は水中の散乱で数 μ 秒程度で熱中性子化し、Ni に吸収される。

図 (3.33) および図 (3.34) に QE 測定に使われる光源の概略図及び写真を載せる。円筒形のポリエチレン容器の中には約 3kg の Ni ワイヤと純水が入っており、これをスーパーカミオカンデのタンク上面の投入口から入れ、ワイヤで吊るす。Ni からの γ 線は、コンプトン散乱の効果を経てチェレンコフ光が放出される。中心付近で発生したチェレンコフ光は強度が弱く、PMT の出力の 99% 以上は 1 光子による

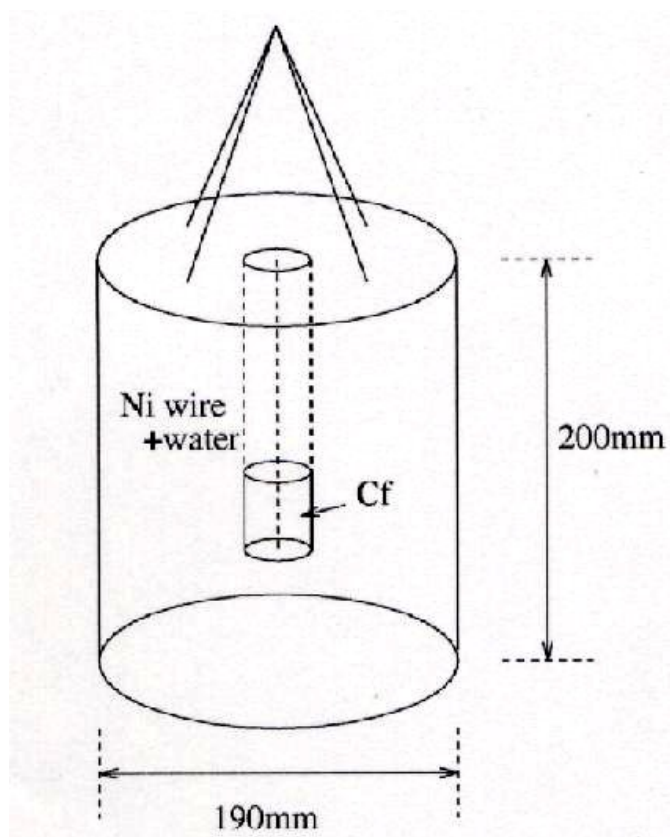


図 3.33 QE 測定に使われる光源の概略図



図 3.34 QE 測定に使われる光源の写真:直径 20cm

ものである。

3.6.3 測定結果

Ni 光源による 1p.e. 分布の測定は 8 月、9 月、10 月と三度行われたが、その中で 10 月の結果を使って QE table を作製する。その結果を図 (3.35) に示す。縦軸は十月の測定結果と MC の結果で比を取った値、横軸はそれぞれの PMT の位置を表している。上図が側面、下左図が上面、下右図が底面のばらつきである。

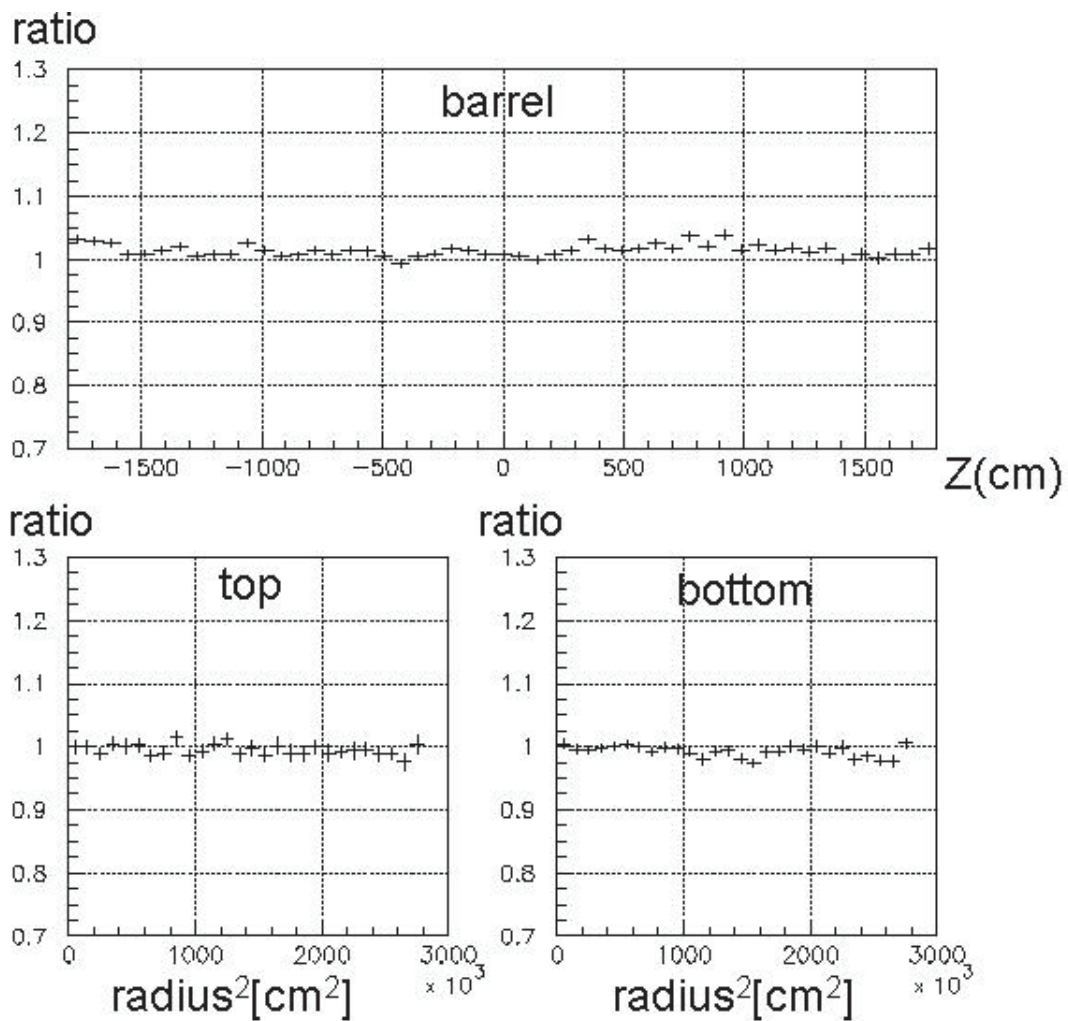


図 3.35 PMT の QE のばらつき

QE table の完成により、実際のデータと MC 計算の結果を比較することが可能になり、SK-III における物理解析が可能になった。

第4章

結論

スーパーカミオカンデ III の実験の開始に伴い、出力応答の較正のための基準 PMT の作製および、11129 本の 20 インチ PMT の出力応答の較正を行った。

基準 PMT の作製においては本測定と同じ光源を用いて、420 本の PMT に対して印加電圧の決定のための出力応答 (電荷量) 測定を行った。その中から 50 本をランダムに抜き出し、再現性の測定を行った結果、出力応答のばらつきは $\sigma = 1.4\%$ (*byRMS*) の再現性を確認することができた。また、同時に LED を用いて増幅率測定も行った。結果は $\sigma = 3.7\%$ (*byRMS*) となり、これは PMT 作製元の浜松ホトニクス量子効率測定の結果と一致し、今回の基準 PMT の作製の精度を確認することができた。

その基準 PMT を設置後における 11129 本の PMT の出力応答の較正においては、スーパーカミオカンデタンク内の PMT をそれぞれの設置場所によってグループ分けし、それぞれのグループ内における基準 PMT の出力応答に合わせるようにそれぞれの PMT の印加電圧を決定した。今回のスーパーカミオカンデ III における出力応答のばらつきは $\sigma = 1.3\%$ (RMS) であり、スーパーカミオカンデ I における出力応答の較正のばらつき $\sigma = 7\%$ 、SK-II における出力応答のばらつき $\sigma = 3.9\%$ に比べ大きな改良を行うことができた。

今回のキセノンフラッシュランプによる印加電圧の決定と、Ni による QE の測定により SK-III における物理解析が可能になり、これにより、これから始まる物理解析においてエネルギー補正なども同程度の良い精度で決まると期待され、今後のニュートリノ物理学への貢献が期待される。

参考文献

- [1] Ch.Weinheimer *et al* Phys.Lett. B 460 219 (1999)
- [2] H.A.Bethe *et al* Phys. Rev. 55, 434 - 456 (1939)
- [3] J. N. Bahcall *et al* Astrophys. J. 621 85 (2005)
- [4] R. Davis *et al* Astrophys. J.496 (1998), 505 - 526
- [5] Y.Fukuda *et al* Phys.Rev.Lett.81 1562 (1998)
- [6] M. Ikeda *et al* be being published
- [7] M. Koshiha *et al* Phys. Rev. D 38, 448 - 458 (1988)
- [8] R.M.Bionta *et al* Phys. Rev. Lett. 58, 1494 - 1496 (1987)
- [9] P.A.Cherenkov *et al* Phys. Rev. 52, 378 - 379 (1937)
- [10] Journal of Physics G Nuclear and Particle Physics vol.33 July 2006.Review of Particle Physics
- [11] 南部 良介. スーパーカミオカンデにおける利得較正と $n \rightarrow 3\nu$ モードの核子崩壊探索の研究,2004.
- [12] 西野 玄記. スーパーカミオカンデにおける新データ収集エレクトロニクスの研究と開発,2006.
- [13] 津島 史.50,000 トン水チェレンコフ検出器におけるエネルギー較正システムの研究開発,1997.
- [14] 西山 郁哉. スーパーカミオカンデ-II における 20inch 光電子増倍管の精密ゲイン測定,1999.

付録 A

Auto Xenon

Auto Xenon とはスーパーカミオカンデにおける通常の実験データ取得に際して 1 分ごとに 1 イベントのキセノンフラッシュランプを光らせて、データを取得するものである。セットアップは図 (3.20) と同様である。このデータを用いれば、PMT の出力応答の安定性など現在のスーパーカミオカンデ検出器のコンディションを理解することができる。印加電圧の決定後、2006/8/1 から継続してこの Auto Xenon のデータを取得・解析している。図 (A.1) に現在までの経過を示す。

図 A.1 を見ると、SK-III 初期は測定値の 10 % 以上の大きな変動が見られるが、これはスーパーカミオカンデタンク内の水質の変動のためであると考えられる。そして、その水質は徐々に安定しつつある傾向が見られる。今後も測定を続けていく必要があると考えられる。

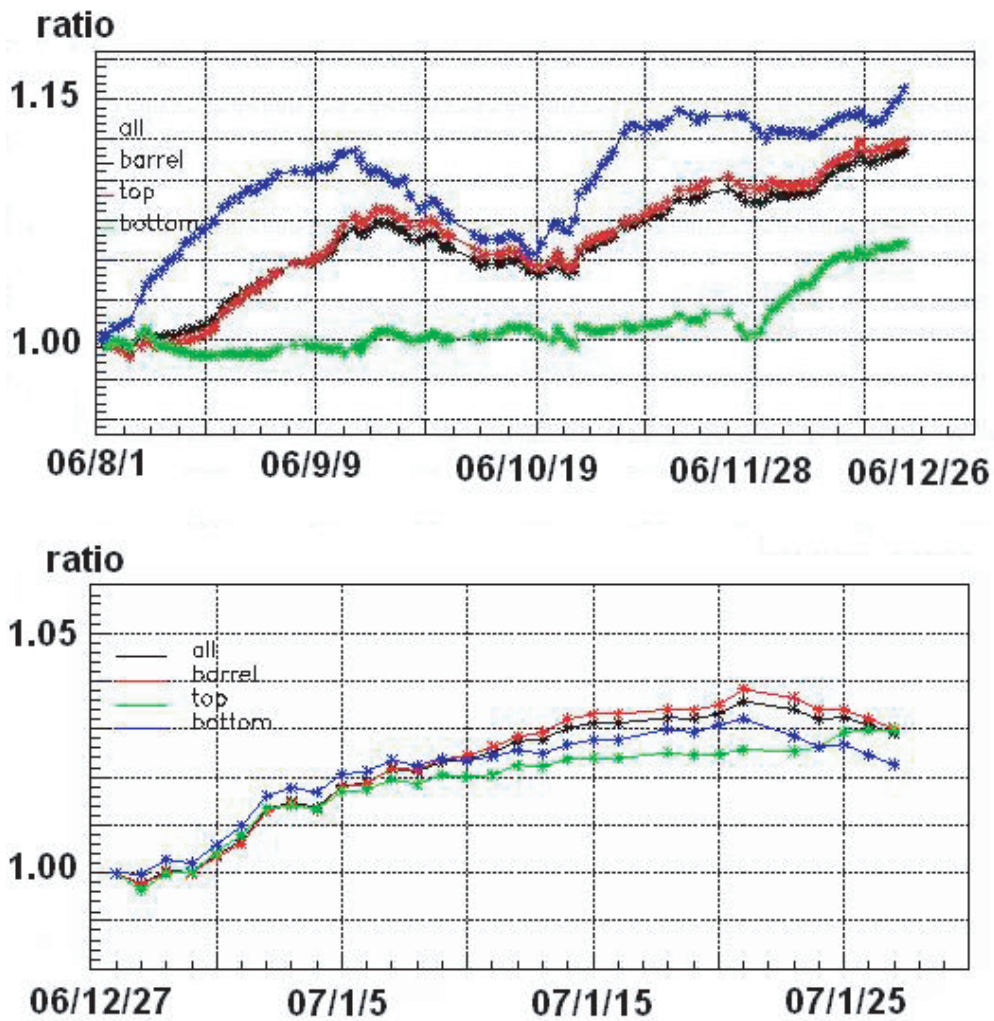


図 A.1 Auto xenon による PMT の出力応答の変化:黒が全ての PMT、赤が側面の PMT、緑が上面の PMT、青が底面の PMT を表す。上図が 06/8/1 から 06/12/26 までの経過。横軸は日時、縦軸は 06/8/1 の測定値を 1 として規格化した値。下図が 06/12/27 から現在 (07/1/27) までの経過。横軸は日時、縦軸は 06/12/27 の測定値を 1 として規格化した値。

付録 B

Top-bottom asymmetry

印加電圧の決定後、検出器の出力応答の安定性、検出器上下の対称性および水質のチェックのために毎月の検出器の上面と底面の非対称性 (top-bottom asymmetry) を測定している。

測定器自身の非対称性を厳密に測定するために、シンチレーションボールの対称性のよい ϕ 方向の光を用いるため、図 (B.1) のように水平置きに光源を設置し、その光源に垂直になるように $\pm 1.5m$ のバンド領域を定義して、その PMT のみを解析に用いた。

上面と底面の非対称性は以下のような式で定義している。

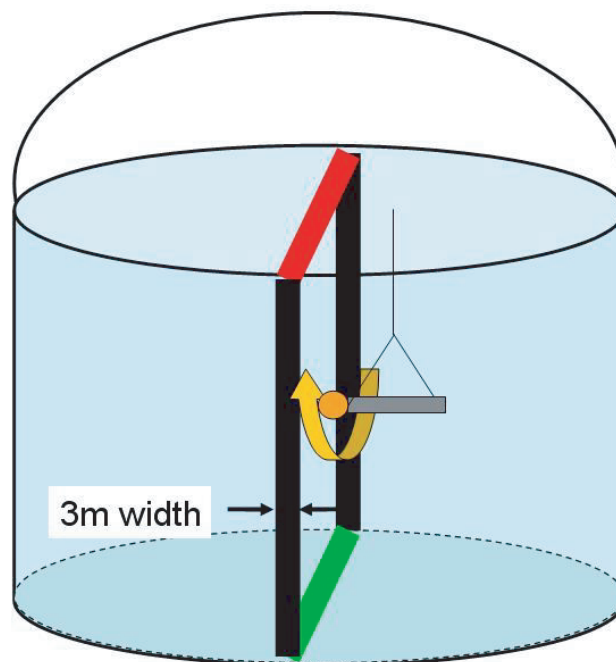


図 B.1 水平置き概要図:図のようにスーパーカミオカンデのタンク内に設置して、光源の中心から垂直に $\pm 1.5m$ のバンド領域を定義して、そのバンド領域に含まれる PMT のみを解析に用いた。

$$ratio = \frac{\langle \overline{top} \rangle - \langle \overline{bottom} \rangle}{\langle \overline{barrel} \rangle} \quad (B.1)$$

\overline{top} は上面のバンドに含まれる PMT の補正光量の平均値、 \overline{bottom} は底面のバンドに含まれる PMT の補正光量の平均値、 \overline{barrel} は側面のバンドに含まれる PMT の出力の補正光量の平均値を表す。

典型的なバンド領域における PMT の補正光量は図 (B.2) のようになる。黒が側面の PMT、赤が上面の PMT、緑が底面の PMT を表す。また、上面の中心を 0 度としている。側面と上面の端および側面と底面の端における光量の上昇は PMT 同士の反射による効果であると考えられる。

そして、月ごとの上面と底面の非対称性の変動は図 (B.3) である。

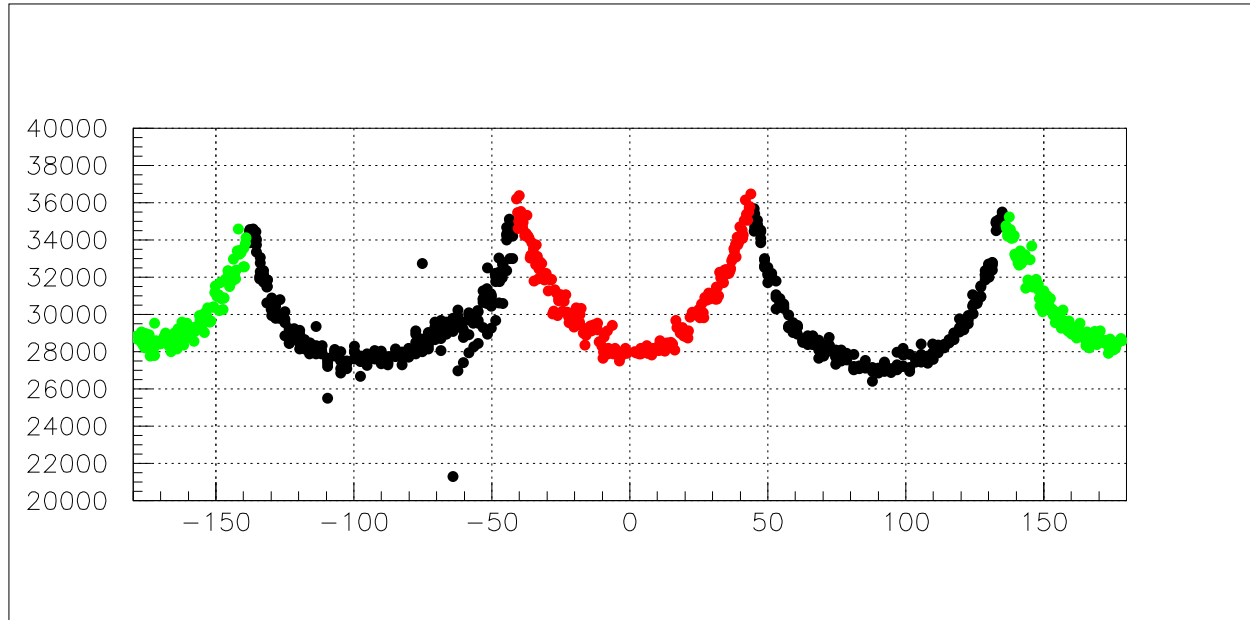


図 B.2 Top-bottom asymmetry: 黒が側面の PMT、赤が上面の PMT、緑が底面の PMT を表す。縦軸が補正光量の値、横軸は上面の中心を 0 度としたバンド上における角度を表す。側面と上面の端および側面と底面の端における光量の上昇は PMT 同士の反射による効果であると考えられる。

Auto Xenon の結果には光源の ϕ 方向の系統誤差が考慮されていないため、光源の ϕ 方向の非対称性を誤差に持つ。また、光源自身の影の影響もあるため、値そのものを比べることはできないが、変化の様子を見ることにより、水平置きキセノンフラッシュランプの変動が水によるものであるかどうかの確認をすることができる。また、Ni 光源についても同様で、理想的には PMT 自身の QE のばらつきが見えるため検出器の上面と底面の非対称性は 0 にはならないが、変化の様子を見ることで水の変動を確認することができる。上面と底面において、水の質が一定であるなら、キセノンフラッシュランプを用いた測定結果による検出器の上面と底面の非対称性は 0 になることが期待される。前出の Auto Xenon の結果と合わせると測定初期は水質が安定しておらず、現在は安定しつつあり、安定しつつある 12 月・1 月の結果を見ると、非対称性も 0 に近づいているため、今回の印加電圧の決定における上面と底面の非対称性は 0 であるということができる。

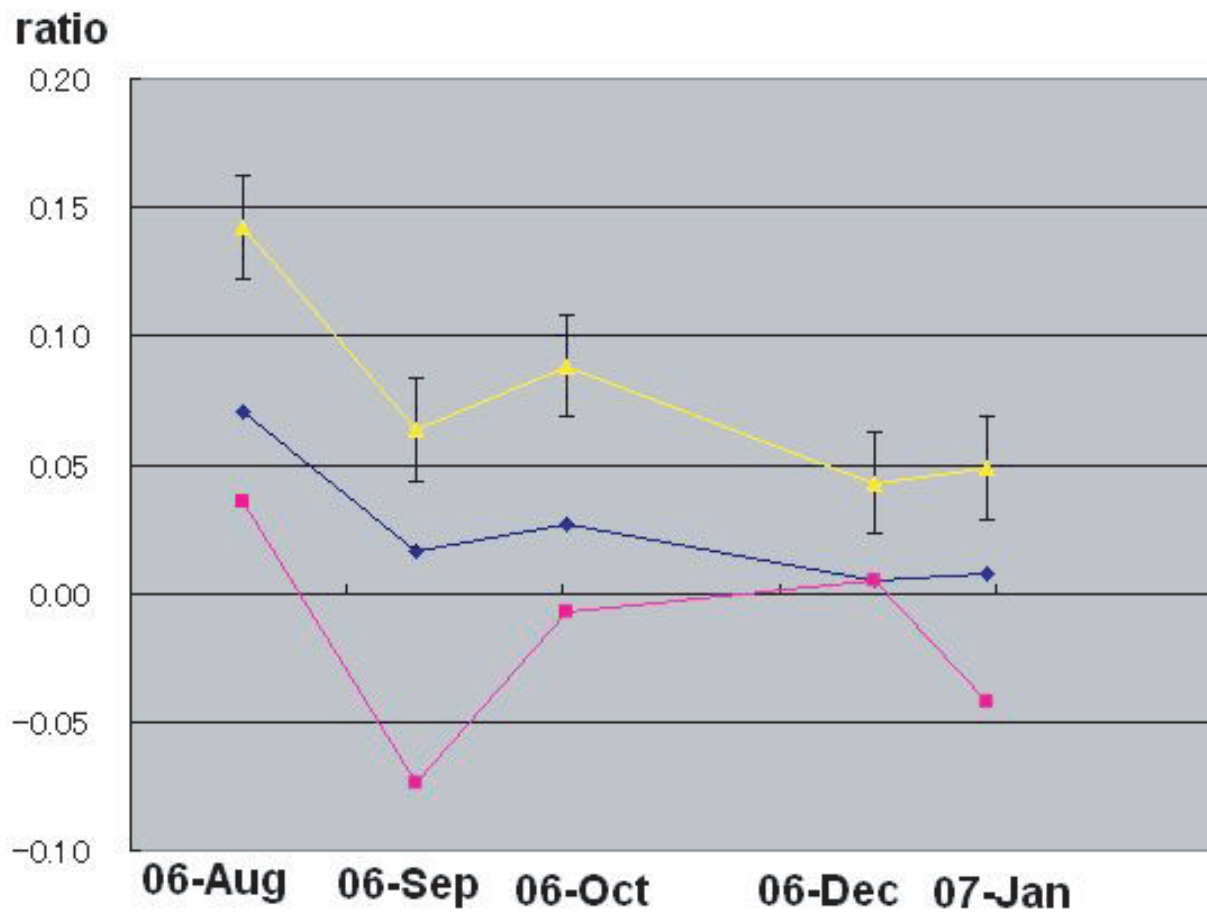


図 B.3 月ごとの top-bottom asymmetry の変動:縦軸は非対称度の値、横軸は時期を表す。黄色が同時期の Auto Xenon の結果、青色が毎月測定しているキセノンフラッシュランプの結果、赤色が毎月測定している Ni 光源による結果。

謝辞

まず、本論文を書くにあたり、多くの方々に多くのご助言をいただいたことに感謝します。

特に直属の作田先生には、わがままな私の希望をできるかぎり受け止めていただき、またその希望をかなえるための多くの機会をいただきました。それぞれの機会において物理に関する助言はもちろん、さまざまな経験をさせていただきました。なんでも正面から受け止めすぎな私のよき緩衝材として、私の負担の軽減にも努めてくださいました。また、本論文においても、年度末という忙しい時期にもかかわらず、隅々まで添削してくださいました。

東京大学宇宙線研の小汐先生には、プログラムの初歩から解析データの受け止め方、実際の較正における指導など、先生自身が多忙にもかかわらず多くの支援・助言をいただきました。同じく東京大学宇宙線研の森山先生には、calibration グループミーティングにおける研究の経過および今後の方針について数多くの助言をいただきました。また、物理研究者としての視点や心構えなど多くのことを私に示してくださいました。同じく東京大学宇宙線研の大林先生、エレクトロニクスについての多大な助言、ありがとうございました。

全ての方の名前を挙げることはできませんが、スーパーカミオカンデの共同研究者の先生方。さまざまな形で私の研究に対して支援くださり、ありがとうございました。

また、神岡で一緒に切磋琢磨していた東京大学の飯田君、そして同じ研究室の池田君。先生方に聞き辛い初歩的なことに対しても的確な助言・助力をしてくれてありがとう。また、研究漬けだった神岡での生活において、君たちといろいろな意味で笑いとしみみを共有できたことをうれしく思います。また、スーパーカミオカンデ共同実験者である1年後輩の出原君、私が教員採用試験の勉強に集中できたのは本当に君のおかげです。那須君に浜田君、これからの宇宙物理学研究室をよろしく頼みます。

最後に、このような機会を与えてくださった岡山大学・東京大学の皆様、経済的に支援してくださった両親、そして、誰よりも私の近くにおいて、心身共に支え続けてくれた妻、弥生に感謝します。

本当にありがとうございました。

