

SK-Gd 計画にむけた硫酸 Gd 添加水の Rayleigh 散乱測定

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

宇宙ニュートリノ観測情報融合センター 奥村研究室

学籍番号 35146001 阿久津 良介

1月

概要

2015年6月にスーパーカミオカンデコラボレーションはSK-Gd計画を承認した。SK-Gd計画は現在の超純水を用いたスーパーカミオカンデ検出器に質量濃度にして0.2%の硫酸Gdを添加することで、ニュートリノと反ニュートリノ識別能力を向上させる。硫酸Gdの添加は超純水の透過率を低下させることが分かっており、スーパーカミオカンデ検出器性能への影響は透過率低下に伴う硫酸Gdによる光の散乱及び吸収の変化の仕方にも依存する。そこで透過率変化による光の散乱と吸収の割合を測定し、実際に検出への影響を確認する必要となった。

SK-Gd計画に向けて研究及び実証試験のためのEGADS実験が現在進行中であり、本研究では硫酸Gd添加による水の光散乱強度の変化を測定する為に、200トン硫酸Gd添加水Cherenkov検出器において直線偏光レーザー光を用いたRayleigh散乱の測定を純水及び硫酸Gd添加水で行った。

取得した硫酸Gd添加水のデータを解析し、硫酸Gd濃度変化にたいするRayleigh散乱強度を求めた。また、他の測定で測定から得られた透過率の変化分並びにスーパーカミオカンデ実験で使用されている超純水のモデル、そしてEGADS検出器におけるRayleigh散乱の測定結果をもちいることで透過率の変化分に含まれるRayleigh散乱の割合にたいする上限を見積もった。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ニュートリノ振動	3
1.2	スーパーカミオカンデ実験	5
1.3	SK-Gd 計画	6
1.3.1	中性子タグ付け法による粒子・反粒子識別	6
第 2 章	EGADS 実験	8
2.1	概要	8
2.1.1	粒子検出原理	9
2.2	EGADS 検出器構造	10
2.2.1	検出器設計	10
2.2.2	20inch 光電子増倍管	11
2.2.3	信号の時間電荷測定装置 (ATM)	13
2.3	15 トンタンク及び硫酸 Gd 溶解装置系	14
2.3.1	硫酸 Gd 水循環装置系	14
2.3.2	透過率測定	15
第 3 章	Rayleigh 散乱の測定	17
3.1	研究目的	17
3.2	Rayleigh 散乱	19
3.2.1	小球による Rayleigh 散乱	19
3.2.2	溶液中での Rayleigh 散乱	20
3.3	測定原理	21
3.4	測定方法	21
3.4.1	測定装置	21
3.4.2	測定装置の改良	23
3.4.3	旧ダンパー及び新ダンパーによる差	24
3.4.4	レーザー源	26
3.4.5	セットアップ	26
3.4.6	データ取得	27
3.4.7	測定手順	27
3.4.8	取得データ一覧	28
第 4 章	Rayleigh 散乱のデータ解析	30
4.1	解析方法	30
4.2	ヒットの選別	31
4.2.1	t-tof 分布	31
4.2.2	t-tof カット	32
4.3	基本的な分布	34
4.3.1	リフレクター OFF	34
4.3.2	リフレクター ON	35
4.4	データに対する補正	36

4.4.1	ダークヒットの差し引	36
4.4.2	相対量子効率及び幾何学的な補正	37
4.4.3	ATMの電荷非線形性に対する補正	40
第5章	解析結果	41
5.1	角度分布	41
5.1.1	ϕ 分布	41
5.1.2	$\cos\theta$ 分布	46
5.2	波長依存性	48
5.3	角度分布及び波長依存性についての考察	49
5.3.1	インジェクターの支持棒による影の効果と解析に用いない光センサ	49
5.3.2	直線偏光レーザー光のハロー成分	50
5.4	まとめ	51
第6章	Rayleigh 散乱強度の濃度依存性	52
6.1	フィッティングによる解析	52
6.2	フィッティングの結果	52
6.3	Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の0.1%から0.2% 酸 Gd 濃度における相対変化	56
6.3.1	0.1% 及び 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水での測定にたいする再現性と系統誤差	57
6.3.2	解析及び結果	59
6.4	Rayleigh 散乱強度に対する上限	60
6.4.1	EGDASにおける水の全減衰係数測定	61
6.4.2	スーパーカミオカンデ実験における水の減衰係数モデル	61
6.4.3	フィッティングによる Rayleigh 散乱にたいする上限	62
6.5	まとめ	64
6.6	今後の課題と展望	64
第7章	総括	66
付録 A	ソークテスト	67

第1章 序論

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノはレプトンと呼ばれる電氣的に中性で、弱い相互作用のみをする素粒子である。1931年に Pauli によってニュートリノの存在が予言され、1953年に Reines-Cowan らの実験 [1] で初めて検出されてから現在までに3種類が発見されている。そしてニュートリノは弱い相互作用の固有状態として、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューオンニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) が存在し、1998年に Super-Kamiokande 実験によるニュートリノ振動の発見 [2] 以前は無質量であると考えられていた。ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが有質量であることから質量の固有状態が存在し、弱い相互作用の固有状態が質量の固有状態の量子力学的に混合した状態であることが示された。

ニュートリノ振動は、ニュートリノが空間を伝播する間に質量の固有状態の混じり具合が変わり、その結果弱い相互作用の固有状態が変化する現象である。ニュートリノ振動は発見されてはいるものの、その詳細な性質はまだ完全に解明されおらず可能な理論モデルは1つだけではないが、現在標準とされているものは Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo(MNSP) 行列を用いて次式で示す様にニュートリノの弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態が結びつけられる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここで、 $|\nu_\alpha\rangle$ は弱い相互作用の固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ を、 $|\nu_i\rangle$ は質量の固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 を表し、それぞれ $\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta}$ 、 $\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij}$ を満たす。また $U_{\alpha i}$ は MNSP 行列 U の行列要素であり、 U は以下の様にパラメトライズされる。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} \\ 0 & e^{-i\delta_{CP}} & 0 \\ -\sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ は弱い相互作用の固有状態における質量の固有状態の混合度合いを表す混合角である。また δ_{CP} は CP 位相と呼ばれ、 $\delta_{CP} \neq 0$ であればレプトンにおける弱い相互作用の荷電共役対称性を破れを意味するものである。ある弱い相互作用により $|\nu_\alpha\rangle$ の状態として生成されたニュートリノの真空中での間発展は、(1.1)により質量の固有状態の時間発展を通して考えることができ、生成された時刻を $t=0$ とすると時刻 t でのニュートリノの状態は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

ここで $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ であり、 p_i 及び m_i はそれぞれ質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ の運動量と質量を表す。 $|\nu_\alpha\rangle$ であった状態が、時刻 t に $|\nu_\beta\rangle$ の状態へと変わる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (1.4)$$

となり、振動確率と呼ばれる。上式より $E_i \neq E_j$ であるとき指数関数部より振動的な振る舞いがみえてとれるが、以下の近似で $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ の振る舞いがより明らかとなる。

近似はニュートリノがほとんど光速で運動しており、異なる質量の固有状態の運動量が等しいとするもので、

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \\ &\simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \\ &\simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここで $p_i \simeq p_j = E$ とした。また時刻 $t = 0$ に生成された点から時刻 t までに移動した距離を L とすると、ニュートリノがほとんど光速で運動していることから $t \simeq L$ を得る。よって、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は以下の様になる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.6)$$

ここで $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ である。上式のから振動的な振る舞いが起こる為には質量があるだけではなく、より正確には少なくとも2つの質量の固有状態の間で質量が異なっている必要がある。また振動確率はニュートリノのエネルギー E とその移動距離 L の比 L/E に依存すること分かる。したがって、同じエネルギーをもつニュートリノであっても生成点から観測点までの距離が異なれば振動確率が変化するようになる。

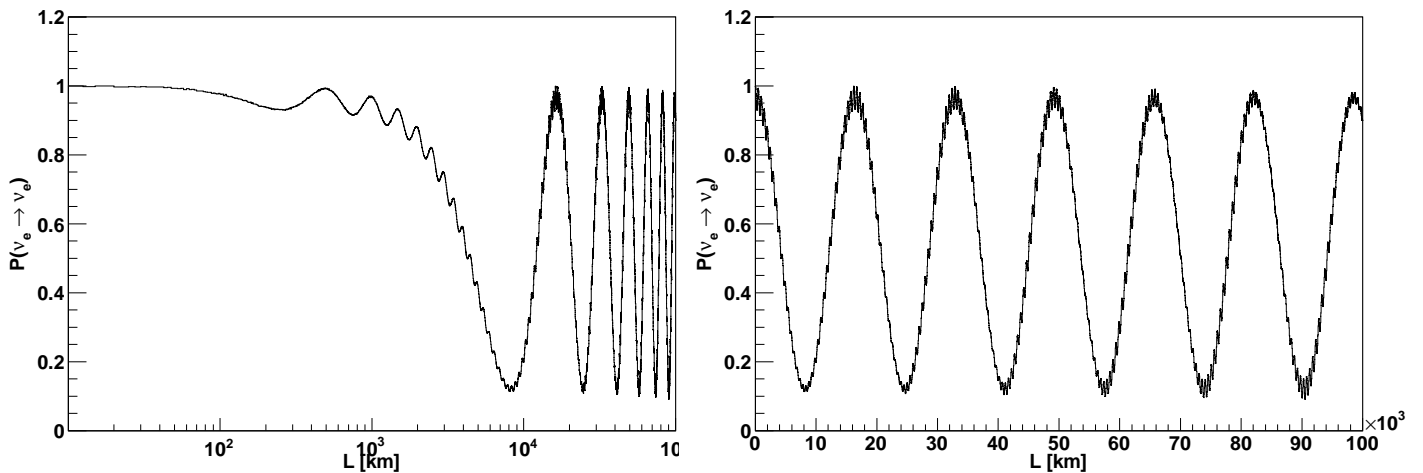


図 1.1: $E = 0.5 \text{ GeV}$ とした際の $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ を表す。左図は対数スケールを、右図は線形スケールで表す。 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.846$, $\sin^2 \theta_{12} = 0.304$, $\sin^2 2\theta_{13} = 8.5 \times 10^{-2}$, $\sin^2 \theta_{13} = 2.19 \times 10^{-2}$, $\Delta m_{21}^2 = 7.53 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{32}^2 = 2.44 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 及び正階層性であるとした。

ニュートリノ振動実験において、近似的にニュートリノ振動を2つの弱い相互作用の固有状態の間だけ考えることが可能である。この様な場合には弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態は次式で与える様に1つの混合角 θ により結びつけられる。

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

先と同様な計算から ν_α から ν_β への振動確率は次式の様になる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} + (-1)^{\delta_{\alpha\beta}} \times \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

図 1.2 は振動確率の近似の有無の例を示す。

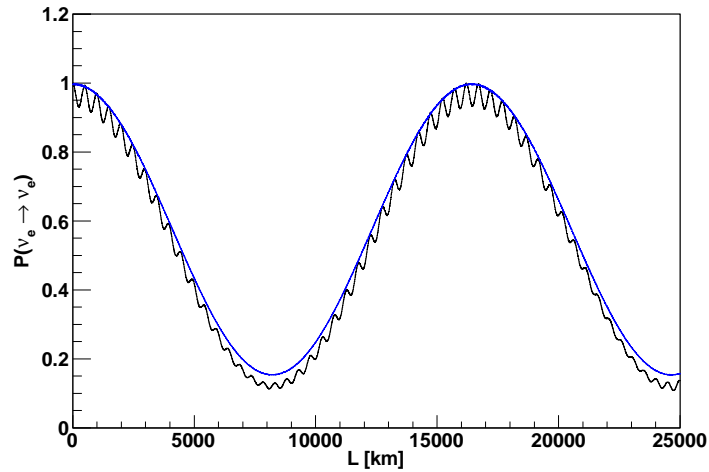


図 1.2: $E = 0.5\text{GeV}$ とした際の $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ を表す。 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.846$ 、 $\Delta m_{21}^2 = 7.53 \times 10^{-5} eV^2$ とした。黒、青線はそれぞれ近似なし、近似ありの場合の振動確率を表す。

1.2 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ (SK) は、岐阜県神岡町の池の山の山頂より地下 1000m に位置する 50 キロトンの水 Cherenkov 検出器である。

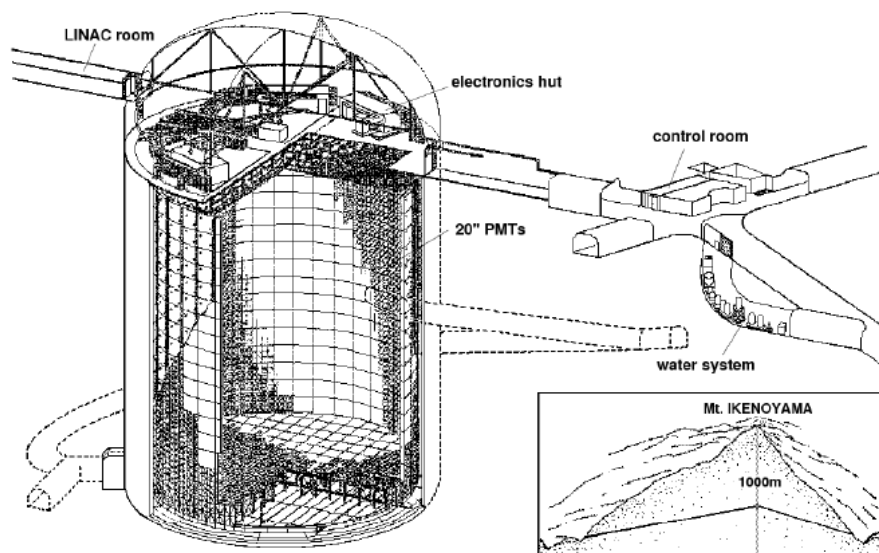


図 1.3: Super-Kamiokande 検出器

1.3 SK-Gd 計画

SK-Gd 計画は現在純水を使用している SK 検出器に 0.2% 濃度の硫酸 $Gd(Gd_2(SO_4)_3)$ を添加するもので (最初は GADZOOKS! 計画として提案された。[3])、2015 年 6 月に正式に行われることが決定した。これは SK 検出器に非常に高い中性子検出能力を付与することでニュートリノと反ニュートリノの識別能力強化を目指しており、SK 検出器での更なる物理の観測が見込まれている。

1.3.1 中性子タグ付け法による粒子・反粒子識別

SK 検出器で観測される主要なニュートリノ反応は荷電カレント準弾性散乱

$$\begin{aligned} \nu_\alpha + n &\rightarrow \ell_\alpha + p \\ \bar{\nu}_\alpha + p &\rightarrow \bar{\ell}_\alpha + n \end{aligned} \quad (1.9)$$

である。ここで ℓ_α および $\bar{\ell}_\alpha$ はそれぞれ ν_α と $\bar{\nu}_\alpha$ に対応するレプトンと反レプトンを表す。ニュートリノ及び反ニュートリノは荷電カレント準弾性散乱反応直後に対応するレプトンによる Cherenkov 光により検出されるが、荷電レプトンによる Cherenkov 光のみでは識別出来ない。識別は中性子タグ付け方により可能である。反ニュートリノ反応により生じた中性子は熱化した後に水素原子核 (0.33b) もしくは酸素原子核 ($0.19 \times 10^{-3}b$) により中性子捕獲されることになる。そして主に $\sim 200\mu s$ 後に水素分子に中性子捕獲され、その際に 2.2MeV の γ を放出する。 γ は Compton 散乱により反跳電子を生成し、反跳電子は Cherenkov 放射を引き起こす。したがって、ニュートリノ反応直後の荷電レプトンからの信号及びそれから $\sim 200\mu s$ 後の反跳電子による信号から反ニュートリノを同定可能である。しかし現在は約 20%[4] である。

反跳電子のエネルギーが Cherenkov 閾値付近であるため検出が難しく結果として反ニュートリノ反応で生成された中性子の検出効率が低い。

この困難は硫酸 Gd の添加で解決可能であると期待されている。Gd 原子核は水素原子核に比べ約 1.5×10^5 大きい熱中性子捕獲断面積 (49,700b) を有する。そして中性子捕獲の際に全体で約 8MeV (7.9MeV が 80.5%、8.5MeV が 19.3% の分岐比で生じる) の γ を 3 から 4 つ放出する。その後の Compton 散乱により、典型的には Gd 原子核による中性子捕獲は 4.5MeV の電子に等しいエネルギーをスーパーカミオカンデ検出器与えることから問題なく検出できる。図 1.4 は硫酸 Gd を添加した際の ν と $\bar{\nu}$ 反応の模式図を示す。

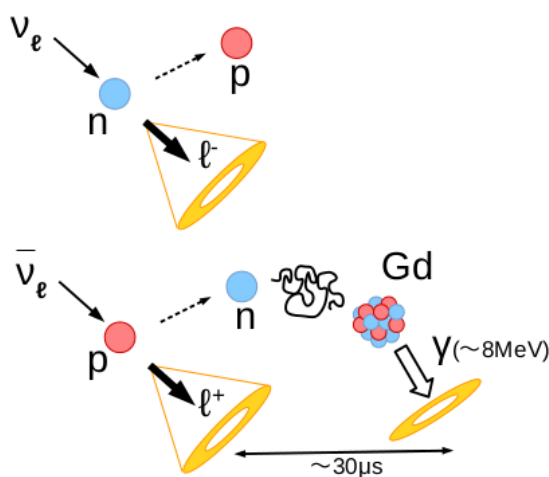


図 1.4: Gd による ν と $\bar{\nu}$ 反応の違い

またこの水素原子核に比べて非常に高い熱中性子捕獲断面積により、少ない硫酸 Gd の添加により他の原子核による熱中性子捕獲の競合を抑えることが可能である。図 1.5 は Gd 原子核による熱中性子捕獲率を水における Gd の質量濃度の関数として示す。これより SK-Gd 計画における 0.1% の Gd 添加に等しい 0.2% の硫酸 Gd の添加により、Gd 原子核による捕獲率は 90% と見積もられていることから、スーパーカミオカンデ検出器に非常に高いニュートリノと反ニュートリノの識別能力付与が期待される。

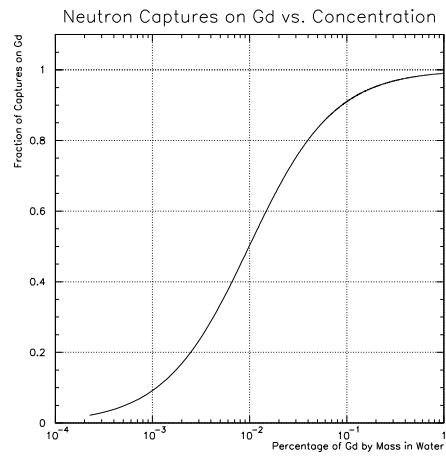


図 1.5: Gd による中性子捕獲効率。横軸は水における Gd の質量濃度 [%] を、縦軸は Gd 原子核による熱中性子捕獲の割合を表す。

第2章 EGADS実験

2.1 概要

EGADS(Evaluation Gadlinium's Action on Detector Systems) 実験はSK-Gd 実験に向けて行われている研究開発実験であり、実験施設は図が示す様にスーパーカミオカンデ実験と同じ鉱山内に位置している。



図 2.1: 神岡鉱山 (池の山) 内における EGADS 実験施設の位置

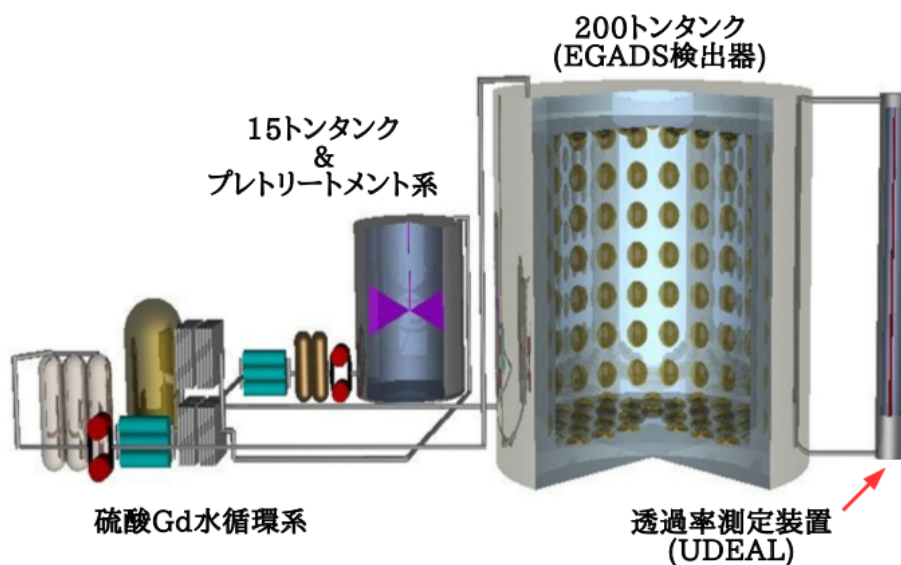


図 2.2: EGADS 実験におけるセットアップの模式図

図 2.2 が示す様に、EGADS 実験設備は EGADS 検出器である 200 トンの水 Cherenkov 検出器、200 トンタンクへ硫酸 Gd を溶かす為の 15 トンタンク並びにプレトリートメント系、硫酸 Gd 水の循環系および 200 トンタンク内の水の透過率の測定装置 (UDEAL) より構成される。EGADS 実験では以下の事柄について試験または測定している。

- 硫酸 Gd 添加水の透過率測定：硫酸 Gd 添加水の透過率を詳細に測定し、スーパーカミオカンデで行っている物理解析への影響を見積もる。
- 新しい水純化方法の確立：現在のスーパーカミオカンデの水純化方法では全てのイオンを取り除いている。SK-Gd 計画にあたり硫酸 Gd イオン以外のイオンを除去可能な方法が必要とされている。
- 硫酸 Gd による検出器への影響確認：EGADS 検出器をスーパーカミオカンデ検出器と同じ材質で構成することで、スーパーカミオカンデ検出器が硫酸 Gd により錆びる恐れを調べる。
- 水中に於ける硫酸 Gd の制御：硫酸 Gd を 200 トンタンク内に一様に溶かす必要がある。溶かした後も硫酸 Gd の濃度を安定して維持可能であるか、また硫酸 Gd を除去したい場合に除去可能であるか。
- 環境中性子レベルの測定：鉱山内にニュートリノ反応由来とは別の環境中性子がおり、タンク内に侵入しバックグラウンドとしての Gd- γ イベントをつくる。
- 遅延同時検出法の実証：目標とする 0.2% 硫酸 Gd 濃度において、予測されている Gd- γ 遅延同時検出法が得られるか試験する。

2.1.1 粒子検出原理

EGADS 検出器はスーパーカミオカンデ検出器と同型の水 Cherenkov 検出器である。水 Cherenkov 検出器は荷電粒子の Cherenkov 放射により生じた光子を PMT により検出することで粒子の観測を可能とする。

一般に物質中を荷電粒子が通過すると物質は荷電粒子が作る電場により偏極し、その後に電磁波を放射することにより元の無偏極状態に戻る。Cherenkov 放射は一般的な物質中を荷電粒子が物質中における光速よりも速く、そして一定速度で通過する際に起こる現象である。

$$v \geq \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

ここで v は荷電粒子の速さ、 c は真空中における光速、 n は物質の屈折率を表す。ある物質中における Cherenkov 放射の閾値は荷電粒子の質量で決まり、EGADS 検出器で観測可能な荷電レプトンである電子とミューオンに対して水の屈折率を典型的な値である 1.34 とするとそれぞれ 0.57MeV と 118MeV となる。電荷量 e の荷電粒子が距離 L 走った際に Cherenkov 放射により単位波長単位立体角に放出される光子数は次式で与えられる。

$$\frac{d^2 N}{d\lambda d\Omega} = \frac{\alpha}{n} \times \frac{L}{\lambda^2} \times (1 - \cos^2 \theta) \delta(1/n - \cos \theta) \quad (2.2)$$

ここで $\beta = v/c$ 、 α は微細構造定数、 θ は荷電粒子の運動量方向と放出された光子の運動量方向のなす角である。上式におけるデルタ関数が示す様に、放出される光子は荷電粒子の進行方向に対し以下で示される頂角の半角を θ_c とする円錐状に放出される。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (2.3)$$

ここで θ_C は Cherenkov 角と呼ばれる。相対論的な粒子が $\beta \sim 1$ であることから水中では典型的な値として $\theta_C \sim 42^\circ$ である。

式 (2.2) より単位長あたりに EGADS 検出器で使用している PMT の有感度領域内に入る光子数は以下の様な値である。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dL} &= 2\pi\alpha \left[1 - \left(\frac{1}{n\beta} \right)^2 \right] \times \int_{300nm}^{600nm} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ &\sim 330 \text{ 個/cm} \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで屈折率は波長によらず $n \approx 1.34$ とした。上式は荷電粒子のエネルギーには依存していないことから、EGADS 検出器において荷電粒子が通過すると単位長あたり大雑把に約 27 ヒット/cm が程度見込まれる。(ただし、検出器内内部表面の PMT による被覆率を 40%、量子効率を 20% とした。)

2.2 EGADS 検出器構造

2.2.1 検出器設計

EGADS 検出器は直径 541.7cm、高さ 494.9cm の内水槽を持ち、内部表面には 240 本の PMT が設置されている (図 2.3)。240 本のうち 224 本がスーパーカミオカンデで使用されているものと同型の 20inch PMT (SK PMT)、残り 16 本がハイパーカミオカンデ計画に向けて実証試験中の新型光センサとなっている。224 本の SK PMT は、アクリルカバー及び FRP ケース付き、FRP ケース付き、どちらも付いていないものに分かれており、これらは図 2.4 の様に一様に配置されている。これはタンク内の配置による違い、したがって硫酸 Gd の影響を見る為に行っている。

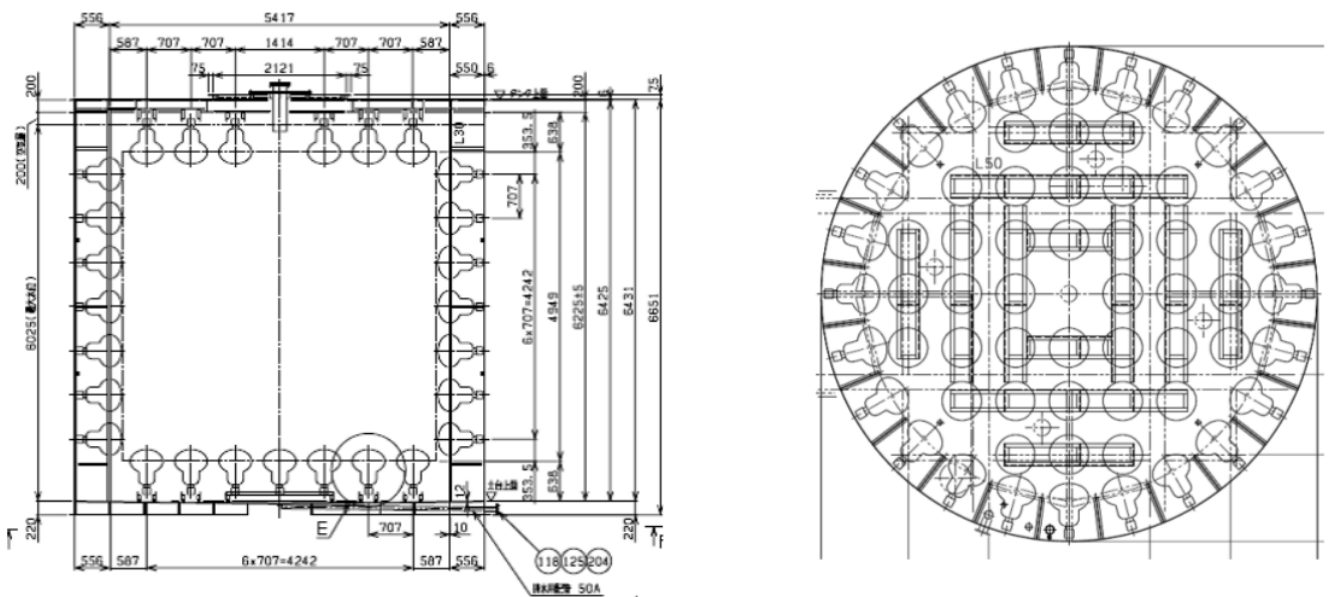


図 2.3: EGADS 検出器の設計図。左図は検出器側面を、右図は検出器底面を表す。

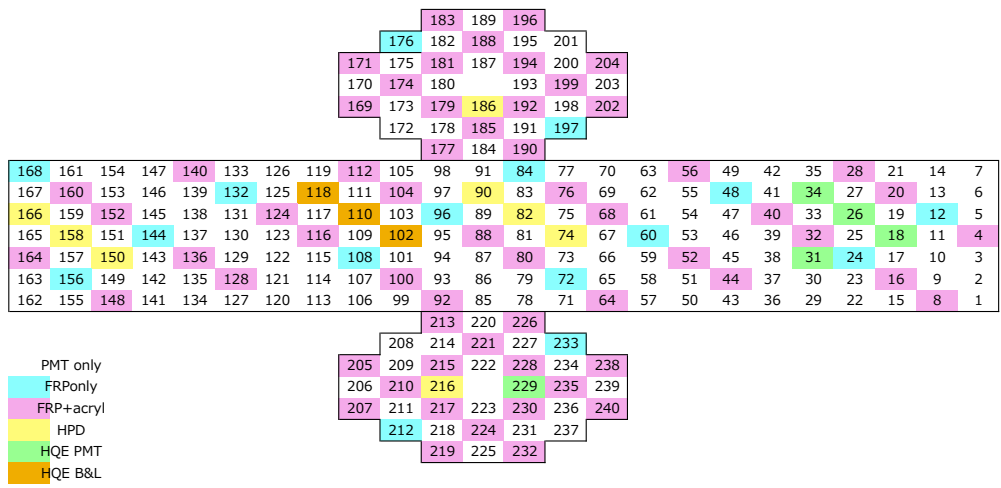


図 2.4: 光検出器の配置図。番号は光検出器の ID 番号を示す。白、水、桃色はそれぞれ裸、FRP ケース付き、FRP ケース及びアクリルカバー付きの 20inch PMT を、そして黄、緑、橙色はハイパーカミオカンデ計画に向けて実証試験中の光センサを表す。

2.2.2 20inch 光電子増倍管

基本性能

ここでは EGADS 実験のデータ解析に用いられている SK PMT についてのみ述べる。SK PMT は、スーパーカミオカンデ実験と浜松ホトニクスで共同開発された R3600 という型名の 20inch PMT である。図 2.5 と表 2.1 は 20inch PMT の模式図と性能をそれぞれ表す。

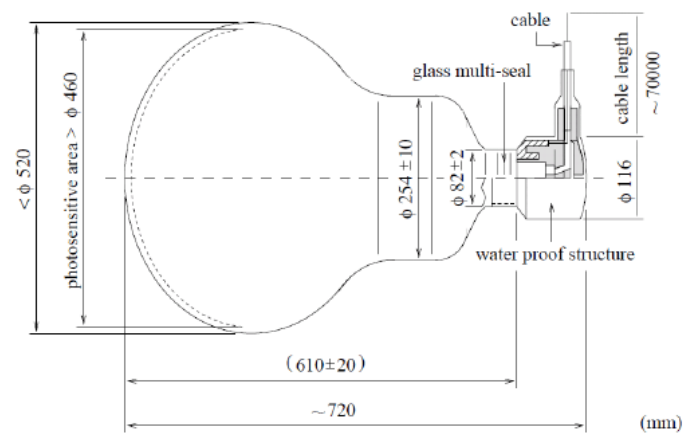


図 2.5: 20inch 光電子増倍管

20inch PMT は 280nm~660nm の入射光に感度を持ち、特に Cherenkov 光が高強度となる 360nm~400nm

製品名	R3600
光電面	半球状 (50cm 直径)
光電面構成素材	バイアルカリ (Sb-K-Cs)
量子効率	22% (390nm において)
光電子収集効率	70%
ダイノード	11 段構造ベネチアンブラインド型
ゲイン	10^7 (1.7 – 2kV 電圧印可時において)
ダークレート	3kHz (10^7 ゲインにおいて)
時間分解能	2.2 RMS (1p.e. において)

表 2.1: 20inch PMT の基本性能

の波長領域で量子効率がピークの 22% となる (図 2.6)。光電面は直径 50cm の半球状で、表面には熱励起電子により生じる暗電流を抑えるバイアルカリ (Sb-K-Cs) が塗布されている。ダイノードは 11 段構造のベネチアンブラインド型であり、初段のダイノードにおける光電子の平均の収集効率は 70% となっている。ゲインは 10^7 程度であり、1 光電子の入射に対して図 2.7 で表される様にはっきりとしたピークをもつ出力電荷分布を作る。このピークでの電荷を 1p.e.(Photo Electron) と呼び、1p.e. での時間分解能は 2.2ns となっている。

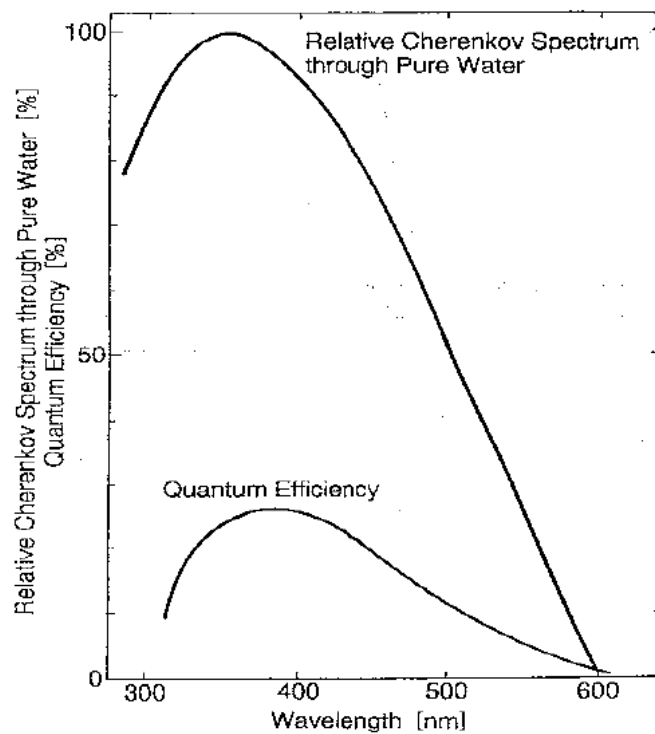


図 2.6: 20inch PMT の量子効率ならびに Cherenkov 光のスペクトラム

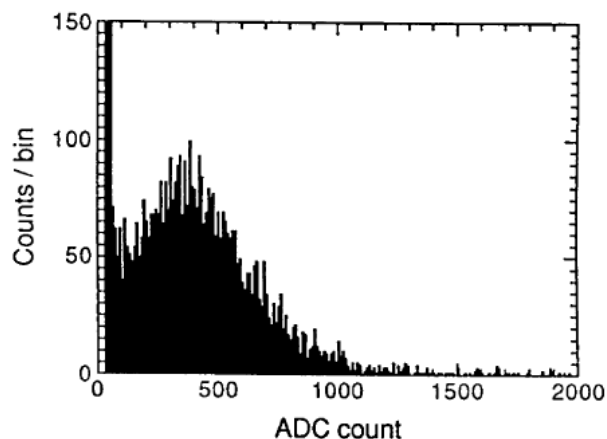


図 2.7: 20inch PMT の電荷分布

衝撃波防止ケース

現在スーパーカミオカンデで使用されている 20inch PMT は、2002 年に起きたスーパーカミオカンデ内での PMT 連鎖爆縮事故の経験から、衝撃波防止ケースが取り付けられている。図 2.8 の様に、衝撃波防止ケースは FRP(Fiber Reinforced Plastic) 製ケースとアクリル製カバーで構成されている。光電面を覆うアクリルカバーの Cherenkov 光の透過性は高く、95% 以上の透過率となっている。

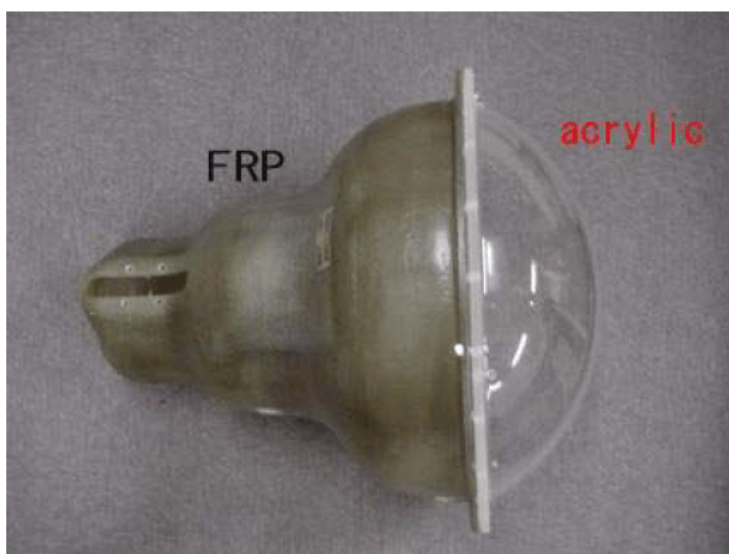


図 2.8: 衝撃波防止ケース

2.2.3 信号の時間電荷測定装置 (ATM)

PMT からの信号情報は ATM(Analog Timing Module) により処理される。1 枚の ATM ボードは 12 チャンネルあることから 12 本の PMT の信号を処理可能とし、信号はその到来時間と大きさを表す電荷量が ATM の TAC と QAC 回路を通じて電荷に変換された後、ADC により AD 変換される。また TAC と QAC はチャンネル 1 つにつき 2 つずつあるので、連続した信号を取得できる。以下の表 2.2 に ATM の基本性能を示す。

チャンネル数	12 チャンネル
処理時間/ヒット	約 5.5 μ sec
電荷測定ダイナミックレンジ	約 400~600pC (12 ビット)
時間測定ダイナミックレンジ	約 1300nsec (12 ビット)
電荷分解能	0.2pC/count
時間分解能	0.3~0.4nsec/count
データ量/ヒット	6 バイト

表 2.2: ATM の基本性能

2.3 15 トンタンク及び硫酸 Gd 溶解装置系

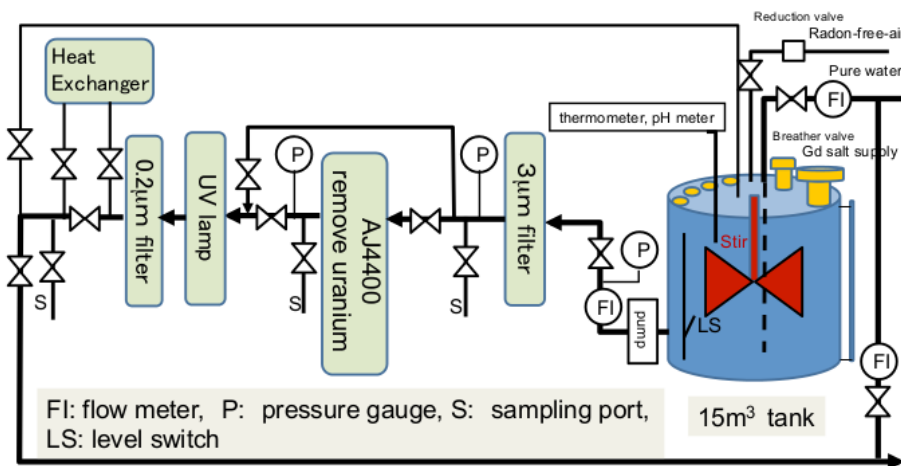


図 2.9: 15 トンタンクおよびプレトリートメント系

図 2.9 は EGADS 検出器である 200 トンタンクに硫酸 Gd を溶解するための 15 トンタンク並びに硫酸 Gd 溶解装置系を表す。200 トンタンクへ供給される硫酸 Gd 水は 15 トンタンク内に粉末状の硫酸 Gd を 15 トンタンクに投入し、タンク内の攪拌機で溶解しつくられる。15 トンタンクでは約 0.6% 濃度の硫酸 Gd 添加水が生成され、生成された硫酸 Gd 添加水はプレトリートメント系を通過する。プレトリートメント系は、濾過する為のマイクロフィルタ、バクテリア除去用の UV ランプ、そして硫酸 Gd 添加水に含まれるウラニウムを 99% 以上の除去能力を有する合成樹脂 (AmberJet4400) により構成されている。プレトリートメント系を通過した硫酸 Gd 添加水は 0.2% の濃度にまで薄められ、硫酸 Gd 水循環装置系へと注入される。

2.3.1 硫酸 Gd 水循環装置系

水の透過率はスーパーカミオカンデ検出器性能に影響を及ぼすことから、硫酸 Gd 添加による透過率の低下を抑えることが必要とされる。スーパーカミオカンデ実験同様に EGADS 実験において使用している水には金属イオン (Fe^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} 等) を含んでおり、水の透過率低下の原因となる。そのためスーパーカミオカンデ実験ではイオン交換樹脂により金属イオンを取り除くことをしているが、これを Gd^{3+} 及び $(SO_4)^{2-}$ をとり扱う EGADS 実験に適用することは出来ない。そこで EGADS 実験では Gd^{3+} 、 $(SO_4)^{2-}$ イオンと他のイオン及び不純物を選別する方法を開発している。

図 2.10 は硫酸 Gd 水循環装置系を示す。EGADS 検出器から流れ込んできた硫酸 Gd 添加水はまず硫酸 Gd の沈殿を防ぐために冷却装置により冷やされる。その後まずウルトラフィルタを通過し、次に Gd^{3+} 及び $(SO_4)^{2-}$ よりも膜のサイズが小さいナノフィルタを通過させることで Gd^{3+} 及び $(SO_4)^{2-}$ と硫酸 Gd を含まない水に分

ける。硫酸 Gd を含まない水は他のイオンを除去し、浸透圧をもちいた濾過により純化される。純化された水はナノフィルタにより選別された Gd^{3+} 及び $(SO_4)^{2-}$ と混ぜられ、硫酸 Gd 添加水として再び EGADS 検出器へと送り込まれる。

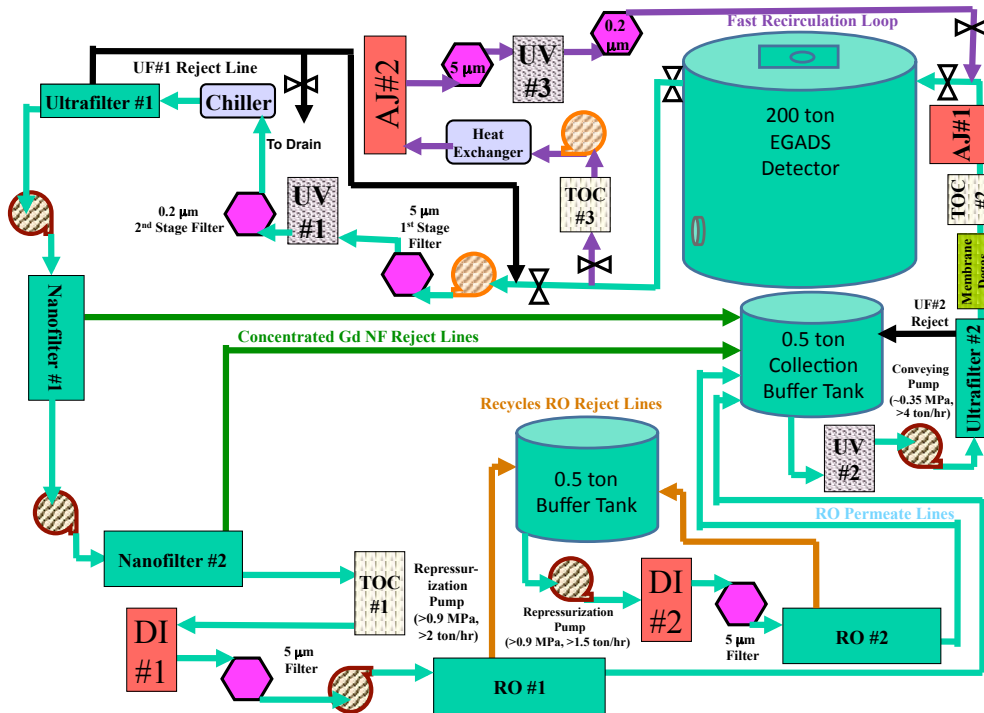


図 2.10: 硫酸水循環装置系

2.3.2 透過率測定

EGADS 実験では EGADS 検出器内の水質をモニターするために、UDEAL(Underground Device Evaluating Attenuation Length) と呼ぶ装置により水の透過率測定を行っている。図 2.2 が示す様に UDEAL は 200 トンタンクの隣に外付けされており、図 2.11 は UDEAL の模式図を示す。UDEAL はパルスレーザーを用いて PMT の有感度領域内の 7 波長 (337、375、405、445、473、532、595nm) についての透過率測定を行う。図 2.11 が表す様にパルスレーザーより射出されたレーザー光はまずビームスプリッターにより分割する。一方はビームスプリッター付近にある積分球により入射光量を測定し、残りは 200 トンタンク内の水が注入された高さ 8.6m のパイプを通過した後の光量を積分球により測定することで透過率を測定している。この時 8.6m のパイプ内の水位は可変であるため、測定点毎に水位を変えながら繰り返し透過率を測定することで系統誤差を抑えている。またタンク内の水質が一樣であるかもモニターするために、タンクの上面から 1.6m、中心、底面より 1.6m 付近の水について測定を行っている。

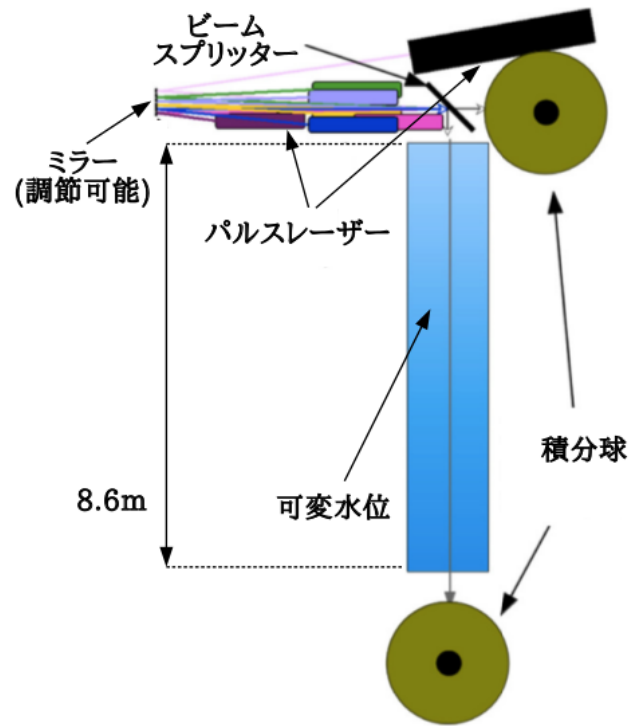


図 2.11: 透過率測定装置 (UDEAL) の模式図

第3章 Rayleigh 散乱の測定

スーパーカミオカンデ検出器で用いられている PMT は、約 280nm~660nm の波長をもつ光についてのみ検出感度をもつ。この波長領域において、スーパーカミオカンデ検出器が用いている純水中における光の散乱過程は Rayleigh 散乱が支配的であること知られている。本章では、EGADS 検出器で行った純水および硫酸ガドリニウム添加水での Rayleigh 散乱の測定について述べる。

3.1 研究目的

EGADS 検出器への 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加はこれまでに 2 度行われており、いずれの添加においても純水から透過率が低下することを確認している。図 3.1 は 2 回目の純水から 0.2% の硫酸 Gd 添加水に至るまでの、UDEAL(2.3.2 参照) により測定した EGADS 検出器内の水の透過率を示す。UDEAL の測定結果から 0.2% の硫酸 Gd の添加することで平均的なスーパーカミオカンデ検出器内の純水の透過率に比べ約 8% 低下することが判明した。

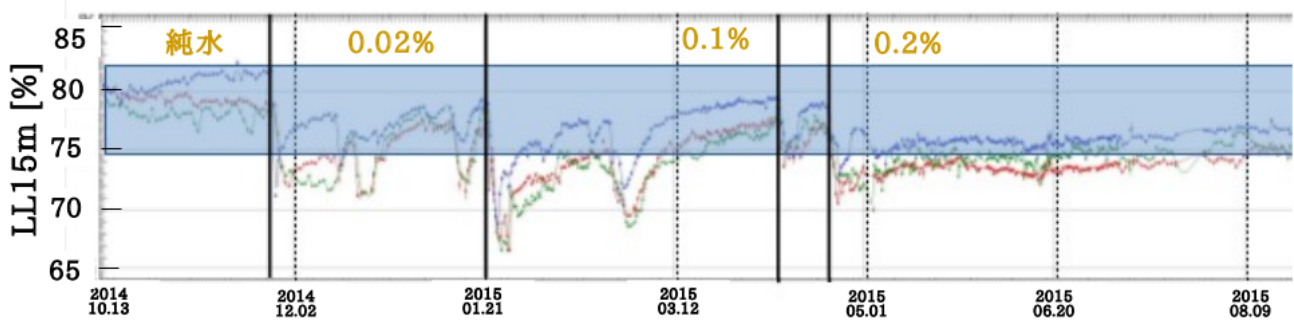


図 3.1: UDEAL で測定した EGADS 検出器内の 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水の透過率。横軸は測定した日付、縦軸は透過率 [%] を表す LL15m であり、これは PMT の波長毎の量子効率を考慮した水中を 15m 走った後に残っている光量を表す。青帯はスーパーカミオカンデ検出器内の純水の透過率を示す。赤、青、緑線はそれぞれタンク上面、中心、底面付近にある水を表す。

水の透過率は次式で示す光の全減衰係数 $\alpha(\lambda)[1/m]$ により決まる。

$$\alpha(\lambda) = \beta(\lambda) + \gamma(\lambda) \tag{3.1}$$

ここで λ は光の波長を、 $\beta(\lambda)$ 及び $\gamma(\lambda)$ はそれぞれ光の散乱係数と吸収係数を表す。0.2% の硫酸 Gd の添加による水の透過率は $\alpha(\lambda)$ の変化を意味する。スーパーカミオカンデ検出器は荷電粒子由来の光を PMT で検出し、検出した光のパターンや光量により検出した粒子の種類であったりエネルギーを測定する為に水の透過率の変化は検出器性能に影響を与える。透過率の変化による影響は $\alpha(\lambda)$ の変化だけではなく、 $\beta(\lambda)$ と $\gamma(\lambda)$ の変化にも依存する。

これまでに 1 度目の EGADS 検出器への 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加した際に測定した水の透過率の変化分をもとに、透過率変化が及ぼすスーパーカミオカンデ実験で行われている物理解析への影響を、測定した透過率変化において光の散乱と吸収の割合を適当に仮定し調べている。調べ方は SKdetsim(スーパーカミオカンデ実験で使用している GEANT3 に基づいた検出器シミュレーション) を用いて、水の減衰係数を変えて得られたシミュレーションの結果同士の比較により行われた。

以下に純水からの透過率変化を 100% 散乱及び 100% 吸収であると仮定し見積もった T2K 実験への影響を物理解析への影響の結果の一例として示す。[5] T2K 実験は茨城県東海村に位置する J-PARC より加速器を用いて人工的に ν 及び $\bar{\nu}$ ビームを生成し、約 295km 離れた Super-Kamiokande 検出器へ向けて打ち込み、ビーム由来のニュートリノ事象を観測する長基線のニュートリノ振動実験である。ビームは加速器を用いて加速した陽子をグラファイト製の標的に打ち込む (Proton On Target) ことにより生じる荷電 π 中間子の崩壊で生じる ν と $\bar{\nu}$ により生成される。現在は唯一の未発見の振動パラメータである δ_{CP} 探索が行われている。 δ_{CP} 探索では J-PARC より ν_μ ビーム及び $\bar{\nu}_\mu$ を打ち込み、スーパーカミオカンデ検出器においてニュートリノ振動によりそれぞれが転化した ν_e 及び $\bar{\nu}_e$ を観測する必要がある、現在のところ ν 、 $\bar{\nu}$ ビームモードでそれぞれ 3.9×10^{21} P.O.T. が予定されている。表 3.1 及び 3.2 はそれぞれ ν 、 $\bar{\nu}$ ビームモードにより予想されるビーム由来のニュートリノ事象数を示す。純水で期待されるニュートリノ事象に比べ、0.2% の硫酸 Gd 添加により低下した水の透過率変化を 100% 散乱および 100% 吸収によるものと仮定した場合の事象数の方が少なくなる結果が得られた。また 100% 吸収を仮定した際の方が散乱に比べ影響を及ぼすことが示された。

	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ C.C	$\nu_e + \bar{\nu}_e$ C.C	NC	全バックグラウンド	信号 $\nu_e + \bar{\nu}_e$
純水	0.39	17.3	6.90	24.6	98.5
100% 散乱	0.35(-10%)	16.8(-2.9%)	8.11 (+18%)	25.3 (+2.8%)	95.0 (-3.6%)
100% 吸収	0.55(+41%)	17.0(-1.7%)	7.25 (+5.1%)	24.8 (+0.8%)	97.0 (-1.5%)

表 3.1: ν ビームモードで予想される ν 事象数。 3.9×10^{21} P.O.T. としている。

	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ C.C	$\nu_e + \bar{\nu}_e$ C.C	NC	全バックグラウンド	信号 $\nu_e + \bar{\nu}_e$
純水	0.12	7.41	3.16	10.7	27.6
100% 散乱	0.12(0.0%)	7.18(-3.1%)	3.82 (+21%)	11.1 (+3.7%)	26.4 (-4.3%)
100% 吸収	0.12(0.0%)	7.22(-2.6%)	3.59 (+14%)	10.9 (+1.9%)	26.7 (-3.3%)

表 3.2: $\bar{\nu}$ ビームモードで予想される ν 事象数。 3.9×10^{21} P.O.T. としている。

図 3.2 は表 3.1 及び 3.2 で示したニュートリノ事象数をもとに計算した δ_{CP} - $\sin^2 2\theta_{13}$ 平面における 90% C.L. 領域を示す。

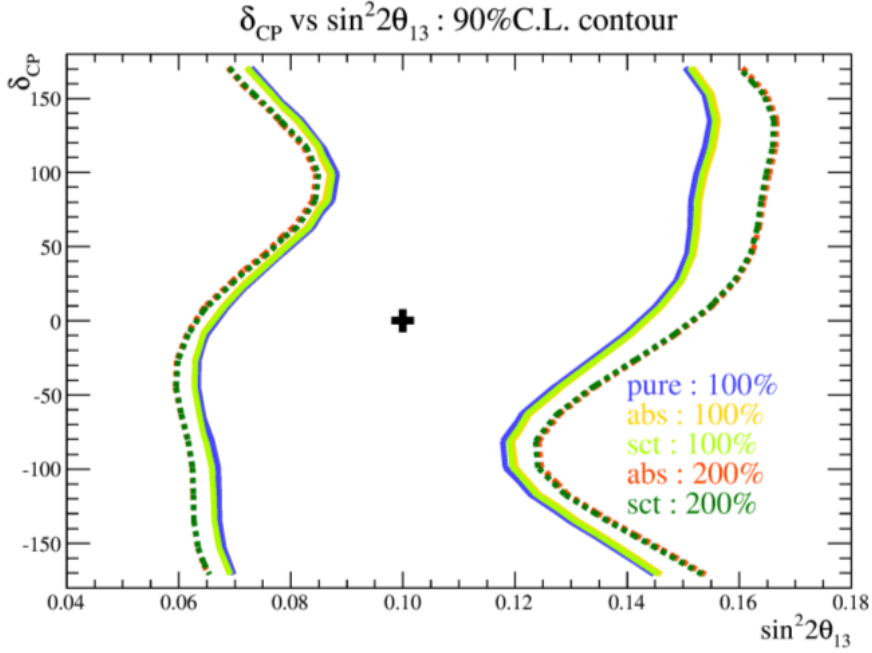


図 3.2: $\delta_{CP} = 0$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とした際の δ_{CP} - $\sin^2 2\theta_{13}$ 平面における 90% C.L. 領域。青、黄、黄緑色の線はそれぞれ純水、100% 吸収、100% 散乱での結果を表す。赤及び緑色の破線はそれぞれスーパーカミオカンデ検出器と終状態相互作用に対する系統誤差を 2 倍にした場合での 100% 吸収と 100% 散乱の場合を表す。 ν モード、 $\bar{\nu}$ モードともに 3.9×10^{21} P.O.T.、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ 、 $\Delta m_{23}^2 = 0.0024 eV^2$ 、正階層性としている。

図 3.2 が一例として示す様に、水の透過率変化だけによる物理解析への影響は有意なものではない結果となっている。しかしながら 1 度スーパーカミオカンデ検出器に硫酸 Gd を添加すると容易に純水へ戻せない事から、実際に測定した水の透過率の変化分における光の散乱及び吸収の割合で影響確認し、既に行った影響確認の結果に矛盾しないこと確かめる事は重要であると考え。そこで本研究では EGADS 検出器を用いて純水及び硫酸 Gd 添加水における Rayleigh 散乱の測定を行い、散乱係数 $\beta(\lambda)$ の硫酸 Gd 濃度依存性を測定により約 8% の透過率変化における光の散乱の割合を求める。

3.2 Rayleigh 散乱

Rayleigh 散乱は入射光子の波長 λ に比べ十分小さく一様誘電体とみなせる散乱体に生じる双極子モーメントによる光の弾性散乱である。以下ではまず小球による Rayleigh 散乱において直線偏光による Rayleigh 散乱が特徴的な空間分布をつくることに触れ、次に溶液中での Rayleigh 散乱を述べることで散乱係数 $\beta(\lambda)$ を定義する。

3.2.1 小球による Rayleigh 散乱

半径 a 、一様な誘電率 ϵ_p の小球との Rayleigh 散乱を考える。図 3.3 の様に座標を定義すると、小球との散乱により入射光子の方向にたして (Ψ, Φ) 方向への散乱確率を表す微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は次式で与えられる。[6]

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= a^6 \left| \frac{\epsilon_p - \epsilon}{\epsilon_p + 2\epsilon} \right|^2 \frac{16\pi^4}{\lambda^4} (1 - \sin^2 \Psi \cos^2 \Phi) \\
&= \left(a^6 \left| \frac{\epsilon_p - \epsilon}{\epsilon_p + 2\epsilon} \right|^2 \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \frac{8\pi}{3} \right) \times \left[\frac{3}{8\pi} (1 - \sin^2 \Psi \cos^2 \Phi) \right] \\
&= \left(a^6 \left| \frac{\epsilon_p - \epsilon}{\epsilon_p + 2\epsilon} \right|^2 \frac{128\pi^5}{3} \frac{1}{\lambda^4} \right) \times \rho_{sphere}(\Psi, \Phi)
\end{aligned} \tag{3.2}$$

ここで ϵ は真空の誘電率を表す。 $\rho_{sphere}(\Psi, \Phi)$ は小球による直線偏光の Rayleigh 散乱にたいする角度分布であり、全立体角について積分して 1 となる様に規格化されている。図 3.4 は $\rho_{sphere}(\Psi, \Phi)$ を示し、直線偏光の Rayleigh 散乱が特徴的な角度分布をつくることが分かる。

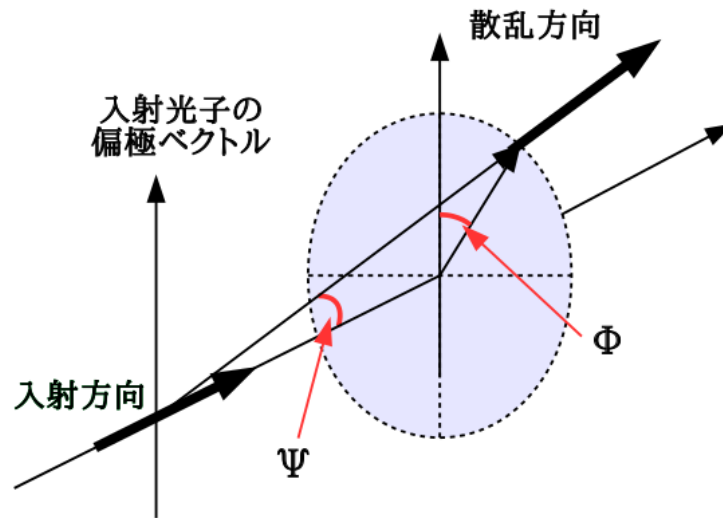


図 3.3: 入射光子の偏極ベクトルで定義される座標系

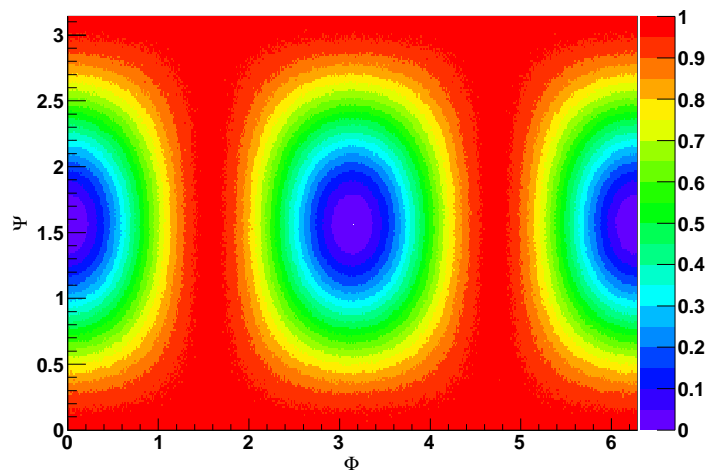


図 3.4: Rayleigh 散乱の角度分布

3.2.2 溶液中での Rayleigh 散乱

溶液中での Rayleigh 散乱は溶液中の分子数密度の揺らぎが原因となって生じる。体積 V 、平均の粒子数密度を N 、屈折率を n とする溶液に入射した波長 λ の光子を考える。溶液を v 個の微小体積に分割し、 j 番目の微小体積の粒子数密度は平均値 N から ΔN_j 個だけずれているとする。 ΔN_j 個の分子により微小体積内には入射光子の電場によって双極子モーメントが生じることになり、その結果溶液内で Rayleigh 散乱が生じる。そして光子がこの溶液を進んだ際の単位長さあたりの散乱確率に等しい散乱係数 $\beta(\lambda)$ は、Einstein-Smoluchowski の公式として知っている次式により与えられる。[7]

$$\beta(\lambda) = \frac{8\pi^3}{3N} \times \frac{1}{\lambda^4} \left| \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \right|^2 \times Nk_B T \kappa_T \quad (3.3)$$

ここで k_B は Boltmann 定数、 T は溶液中の温度、 κ_T は等温圧縮率を表す。上式は溶液の種類に依存しない λ^{-4} の入射光子の波長依存性をもつ。

3.3 測定原理

本測定は Rayleigh 散乱した光のみを測定する必要がある。そこで散乱した光を作り出す為に直線偏光レーザー光を射出し、吸収可能なインジェクターと呼ぶ較正装置 (3.4.1 参照) を利用した。インジェクターを EGADS 検出器内に設置し、インジェクターより直線偏光レーザー光を射出する。射出されたレーザー光は 1 ほど水中を走った後に吸収されるが、その間に水中で散乱したレーザー光をタンク内の表面に設置してある 240 本の PMT を用いて検出する。検出した光が Rayleigh 散乱した光であることを裏付けるために、式 (3.2) が示す様に直線偏光の Rayleigh 散乱が特徴的な角度分布を作ることを用いる。

3.4 測定方法

3.4.1 測定装置

本測定は図 3.5 で示すインジェクターと呼ぶ Rayleigh 散乱の測定専用の較正装置を用いて行った。インジェクターの昭和オプトロニクス株式会社に特注して作製したものであり、スーパーカミオカンデにおける Rayleigh 散乱の測定にも使用している。インジェクターの構造体は SUS304 と呼ばれるステンレスでつくられており、この物質に含まれるクロム及びニッケルにより硫酸 Gd 添加水においても錆びること無く使用することが可能である。

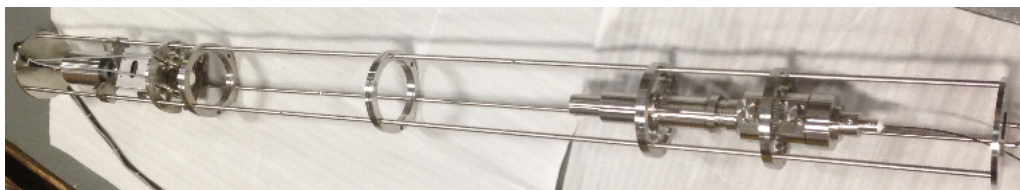


図 3.5: インジェクターの概形。旧ダンパー部を用いてる。(参照)

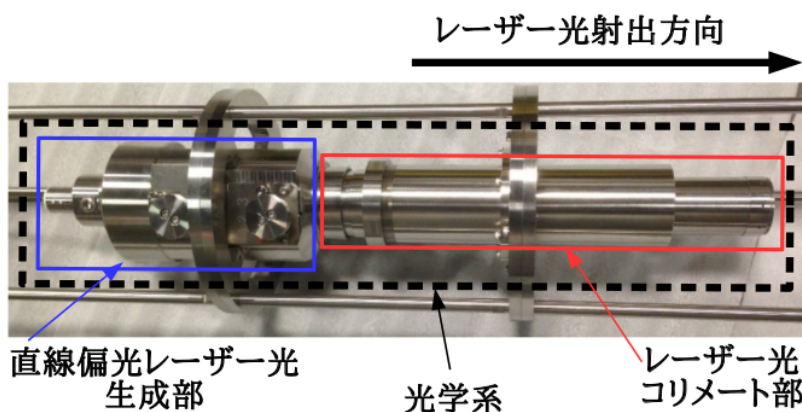


図 3.6: 光学系部

インジェクターは主に 2 つの部分で構成されており、1 つは図 3.6 で示す直線偏光レーザー光を射出する光学系である。光学系にはコア径 $\phi 400\mu\text{m}$ の光ファイバーが FC コネクタにより接続されており、光ファイバーのもう一方の端より外部光源からのレーザー光を入射する。また 337nm 、 375nm 、 405nm の 3 波長の入射レーザー光に光学系は対応している。図 3.7 が表す様に光学系は直線偏光レーザー光生成部と、生成した直線偏光

レーザー光を射出方向と平行にするためのコリメート部分に分かれている。まず光ファイバを通じて外部光源から入射されたレーザー光は、入射光の波長毎に位置の調節するレンズ1により光の向きを射出方向に揃える。そしてブリュースター角を用いたポラライザにより偏光方向を揃え、余分なレーザー光の偏光成分はポラライザに隣接する黒色石英により吸収する。生成された直線偏光レーザー光はレンズ2並びにレンズ3により射出方向へと揃えるが、射出方法と平行でない成分を取り除くためレンズ4とスリットを用いて再度射出方向へと向きを揃えた後に、最後のレンズ5を通して光学系から射出する。インジェクターには構造体として3本の支持棒があり、光学系より射出された直線偏光レーザー光の偏光面はこのうちの1本の支持棒に重なっている。また射出される直線偏光レーザー光の直線偏光度は実測で99%であることが確認されている。

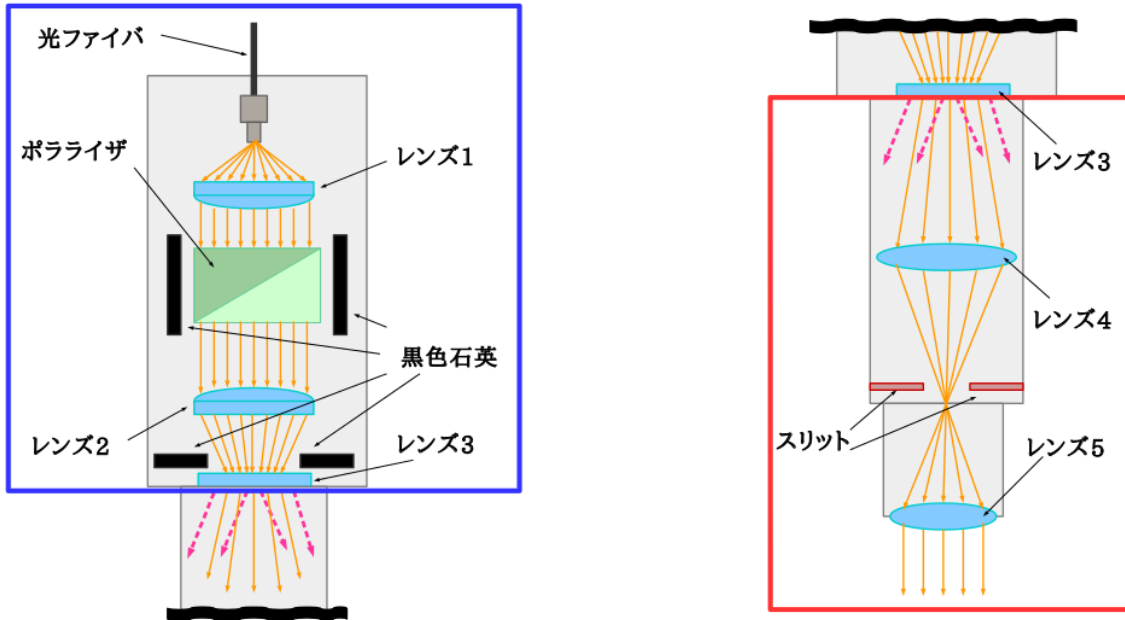


図 3.7: 光学系内部の模式図。左図は直線偏光レーザー光生成部を、右図は生成されたあとの直線偏光レーザー光を射出方向へと揃えるコリメート部分を表す。

もう一つは、図 3.8 で示されるダンパーと呼ぶ部分で、光学系のレンズ5から1m程離れた場所に位置する。ダンパー部は光学系より射出した直線偏光レーザー光の吸収もしくは反射が可能である。図 3.9 はダンパー部での直線偏光レーザー光の吸収および反射を模式的に表す。直線偏光レーザー光の吸収は3.9の左図が示すように3つの黒色石英にて行い、3回の黒色石英による吸収により 10^{-6} までレーザー光を減衰させる。また図 3.8 の右図で表す Labsphere 社のスペクトラロンという物質製のリフレクターを3.9の右図の様に直線偏光レーザー光の入射軸上に置くことで反射させる。リフレクターは射出可能な直線偏光レーザー光の3波長全について、約99%の反射率で Lambert 反射しレーザー光を拡散する。

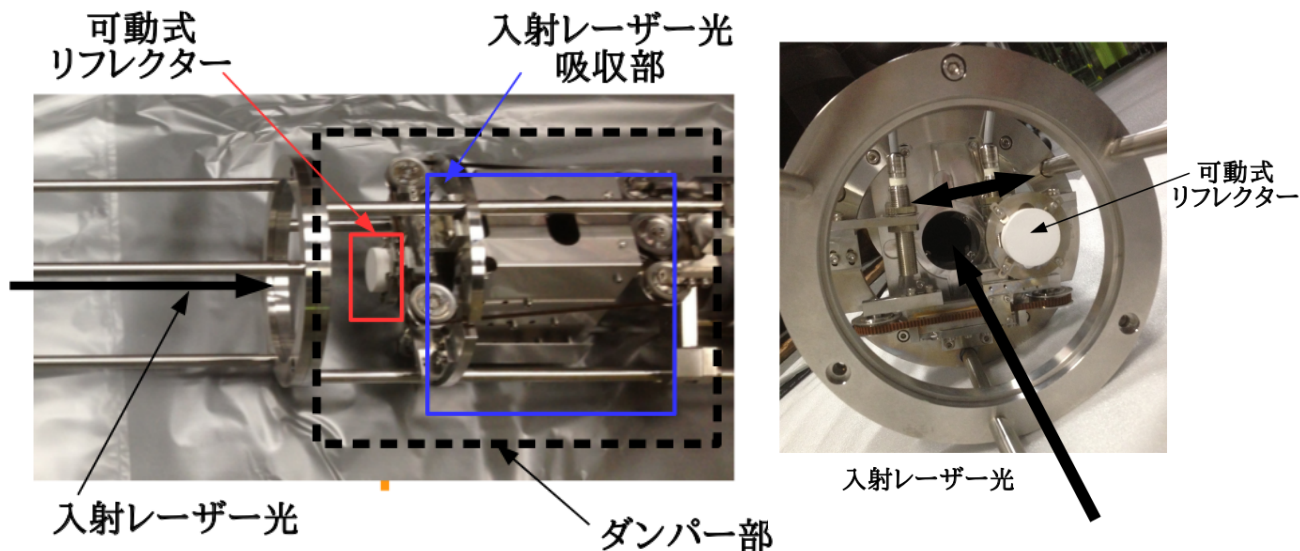


図 3.8: ダンパー部。左図は全体図、右図は入射レーザー光の視点からの図を表す。

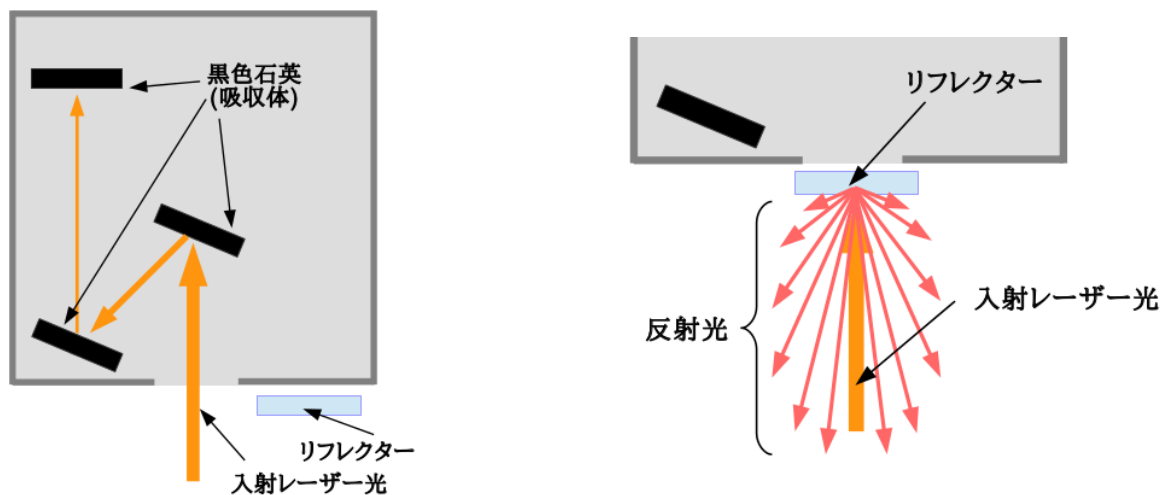


図 3.9: ダンパー部の模式図。左図は直線偏光レーザーの吸収、右図は直線偏光レーザーの反射を表す。

3.4.2 測定装置の改良

旧ダンパー部と新ダンパー部

本測定には図 3.10 が表す旧ダンパー部と新ダンパー部の 2 種類のダンパー部を用いた。純水及び 0.02% 硫酸 Gd 濃度水では旧ダンパー部を、0.1% と 0.2% 硫酸 Gd 濃度水では新ダンパー部で測定を行った。反射と吸収の方法は 2 つのダンパー部で同じであるが、リフレクターの位置変更の方法は異なる。旧ダンパー部では遠隔操作によりインジェクターをタンク内部に設置した状態でリフレクターの位置変更が可能一方で、新ダンパー部は手動のために位置変更の度にインジェクターをタンクの外の取り出す必要がある。また直線偏光レーザー光が光学系から射出されてから吸収されるまでに走る距離である露光長も異なり、表 3.3 は各ダンパー部の場合での露光長を示す。

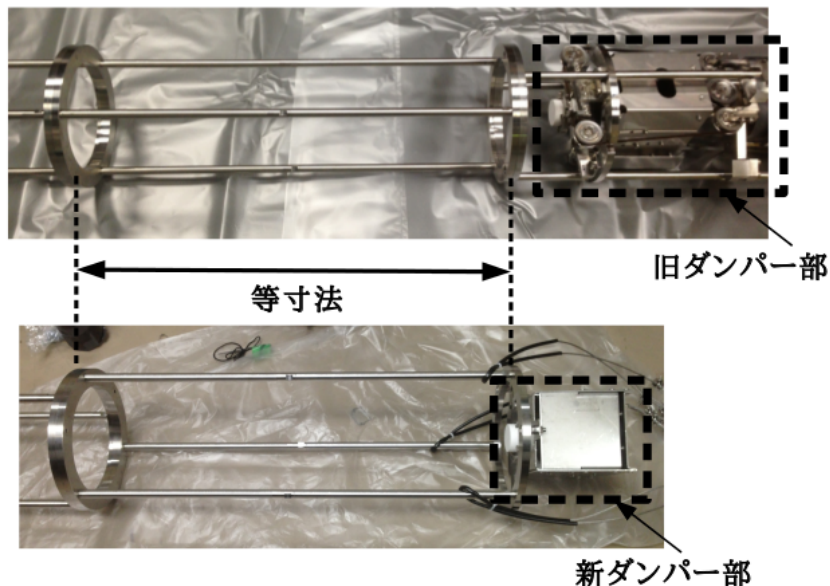


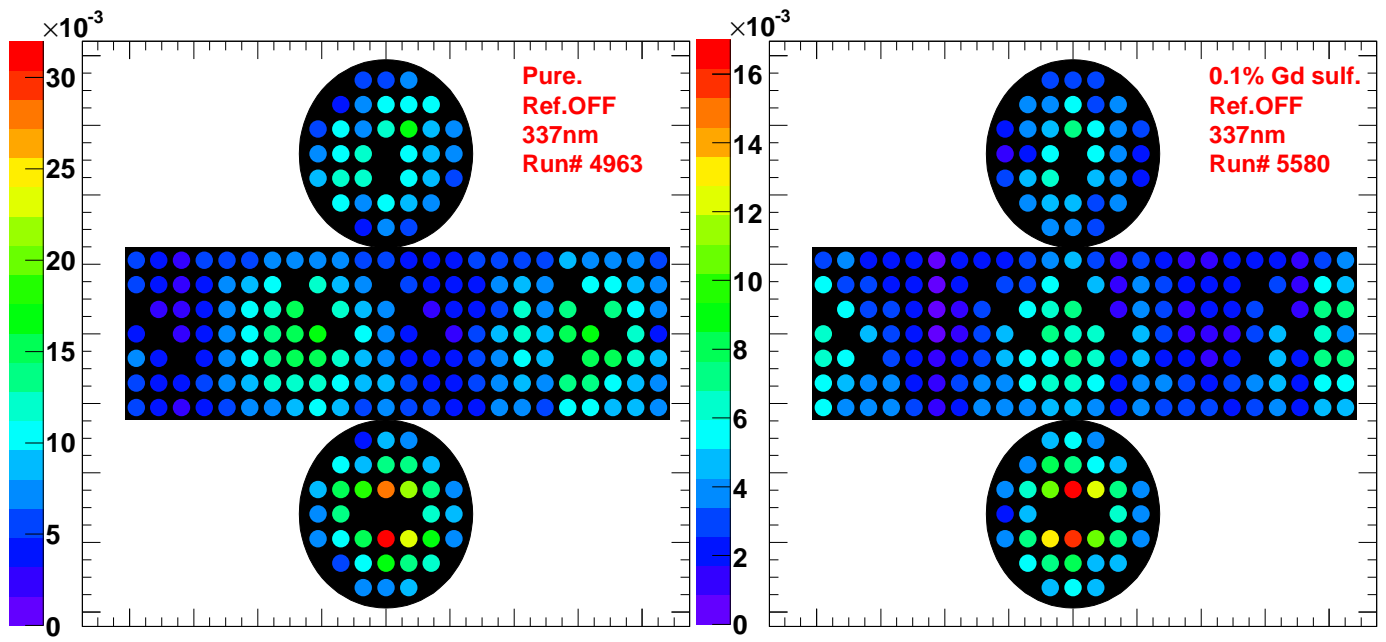
図 3.10: 旧ダンパー部および新ダンパー部

	露光長 [cm]
旧ダンパー部	87.3
新ダンパー部	76.2

表 3.3: 直線偏光レーザー光の露光長

3.4.3 旧ダンパー及び新ダンパーによる差

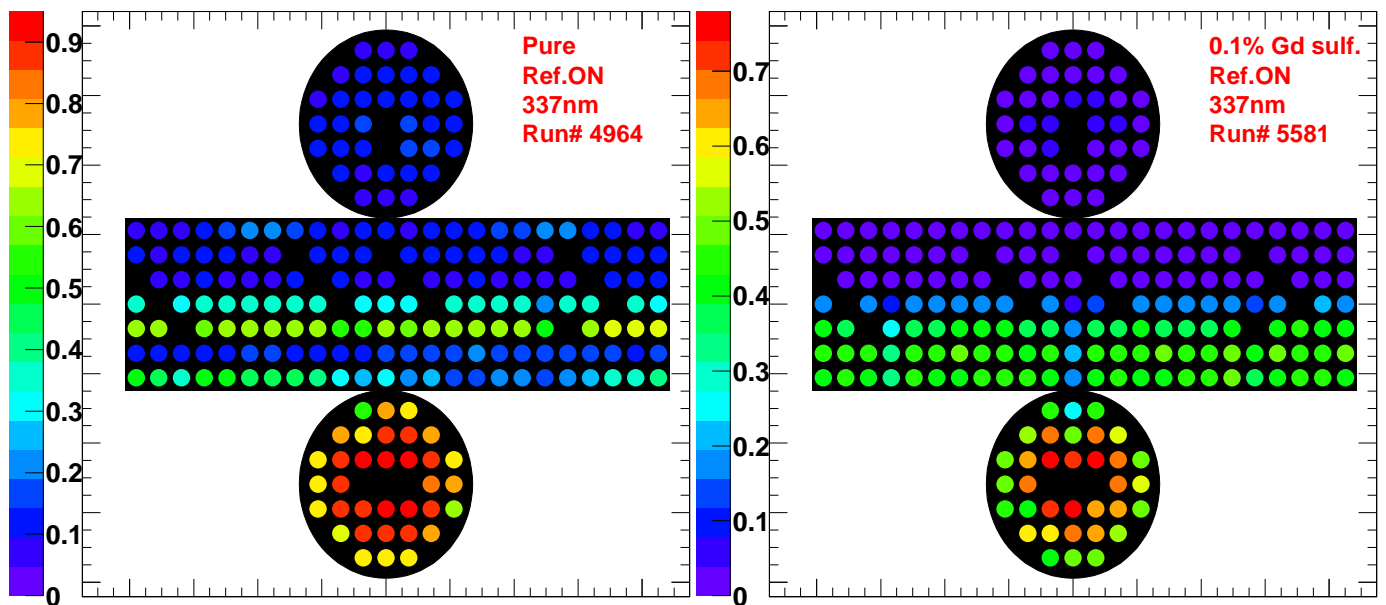
旧ダンパー部と新ダンパー部では形状が異なるため、測定の際に及ぼすインジェクターによる幾何学的な効果が異なる。3.4.6で述べる様に、本測定では直線偏光レーザー光が Rayleigh 散乱した光を測定するリフレクター OFF の run と直線偏光レーザー光の入射強度を測定するリフレクター ON の run がある。図 3.11、3.12 はそれぞれリフレクター OFF 及び ON の測定で異なるダンパー部をもちいて観測したイベントあたりのヒット数の 2次元マップの例を表す。この 2次元マップは EGADS 検出器の展開図となっており、丸は PMT を表す。色イベントあたりのヒット数を示す。(4.2で述べる t-tof により選別された事象から 4.4で述べる PMT のダークヒットを差し引いた値である。) このマップにおいて各 PMT は図 2.4 と同じ位置関係であり、また 16 本あるハイパーカミオカンデ実験に關係する光センサは本測定にたいする解析では使用しないので黒丸で表示している。図 3.11 が示す様にリフレクター OFF の測定ではダンパー部の差による明らかな幾何学的な効果の違い確認されない一方で、図 3.12 から明らかな様にリフレクター ON の測定では、リフレクターにより反射した直線偏光レーザー光がつくるタンク側面でのヒットのパターンが異なる。リフレクター ON におけるヒットパターンの違いは図 3.13 が示す様に、旧ダンパー部のみにあるリフレクター手前の円盤状の構造体による影の効果が原因である。



(a) 旧ダンパー部

(b) 新ダンパー部

図 3.11: リフレクター OFF でのイベントあたりのヒット数分布。タンク側面でのパターンズレはインジェクター側面の向きが互いに異なっているためである。



(a) 旧ダンパー部

(b) 新ダンパー部

図 3.12: リフレクター ON でのヒット数分布。

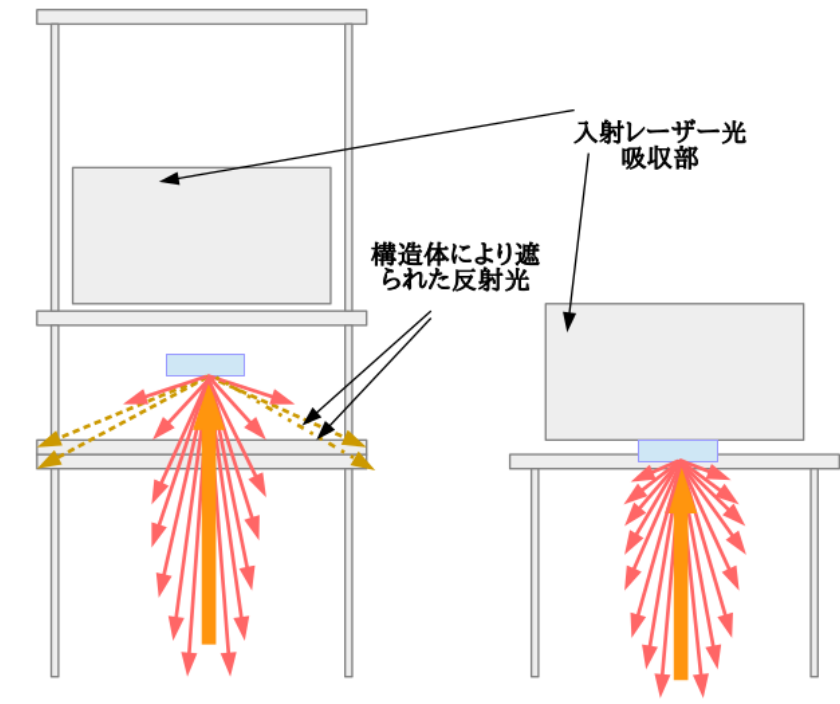


図 3.13: 影の効果の違い

改良の経緯

0.02% 濃度の硫酸 Gd 添加水での測定直後に EGADS タンクの水の透過率が、測定前の平均的な値に比べ 5% 程度の低下を UDEAL の透過率測定により確認した。これはインジェクターをタンクに入れたことが原因であると考え、インジェクターを 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水に置き浸すソークテスト (付録 A 参照) を行いインジェクターが硫酸 Gd 水中で溶けないか確認した。この結果から測定に用いた旧ダンパー部の一部分が溶けることが判明したので、0.1% 及び 0.2% での測定を行う為に新ダンパー部を作製した。

3.4.4 レーザー源

インジェクターは自身の光学系で直線偏光レーザー光を生成し射出するが、そのためには外部光源からのレーザー光の供給を必要とする。表 3.4 に本測定で使用した各波長毎のパルスレーザー光の光源を示す。表中のパルス幅はカタログスペックである。

波長	製品名	パルス幅
337nm	USHO KEN 1020	600 ps
375nm	SCIENEX OPG-NIM	1-5 ns
405nm	SCIENEX OPG-1000-NIM	70-8- ps

表 3.4: 測定に用いたレーザー光の光源

3.4.5 セットアップ

EGADS における Rayleigh 散乱の測定を図 3.14 で模式的に示すセットアップで行った。インジェクターをワイヤーで吊るしタンク上面にある中心ホールよりタンク内部に入れ、設置は直線偏光レーザー光の射出軸が

図 3.14 により示すタンク座標の Z 軸と平行にかつ、露光長の中点がタンク中心に重なる様に設置した。直線偏光レーザー光をタンク底面からタンク上面に向かって射出し、測定を行った。

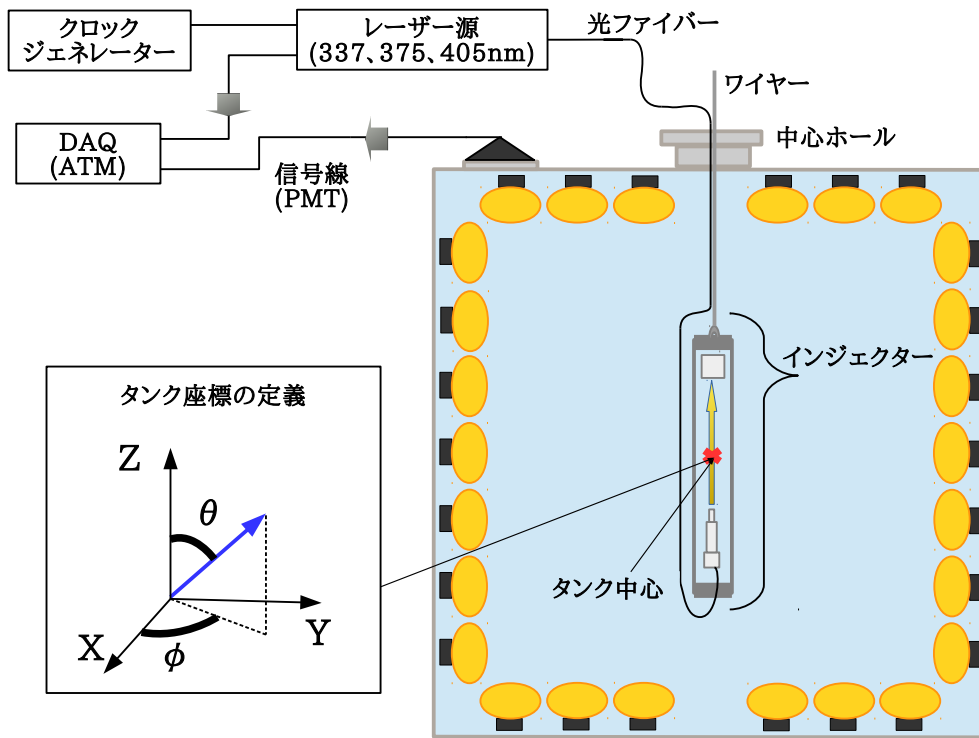


図 3.14: セットアップ

3.4.6 データ取得

データ取得方法と run

本測定のデータ取得の方法は、図 3.14 で示される様にクロックジェネレーターからの出力信号を起点に行った。まずクロックジェネレーターからの出力パルス信号を光源に入力し、光源からレーザー光をインジェクターへと入射し、同時に光源の SYNC OUT からの出力信号をトリガーとしてタンク内にある PMT の信号情報を取得した。光源によりクロックジェネレーターの出力パルス信号の周波数は光源毎に異なり、337nm では 10Hz、375nm 及び 405nm では 200Hz の値で測定を行った。

DAQ のコントロールモニタ上で PMT からの信号情報の取得を開始し、レーザー光を N 回 (N:任意) 入射した後に DAQ のコントロールモニタ上で PMT からの信号情報の取得を停止する。一連の流れを run と呼び、本測定の各測定点で取得したデータを run 番号にて識別する。(表 3.6)

リフレクター OFF/ON の run

本測定には Rayleigh 散乱した光を測定する run とインジェクターより射出した直線偏光レーザー光の入射強度を測定する run がある。以下ではこれらの run をそれぞれリフレクター OFF run とリフレクター ON run と呼ぶ。

3.4.7 測定手順

3.4.8 で述べる様に、本測定は異なる硫酸 Gd 濃度毎に 3 波長についてデータを取得した。以下ではある測定点での測定手順を述べる。測定手順は旧ダンパー部と新ダンパー部を用いた場合で異なる。これは旧ダンパー

部がインジェクターのリフレクターの位置を遠隔操作により変更可能であるのに対して、新ダンパー部は手動での変更となるために、リフレクターの位置を変える度にインジェクターをタンク内から取り出しが必要だからである。測定はまず光源の光量の調整をリフレクター OFF の run で行う。直線偏光レーザー光の射出1発を1イベントと定めると、光量はイベントあたりにタンク内にある PMT のヒット数が1つ程度になる様に決められた。これは全 240 本ある PMT のうち約 1% のヒット数の PMT 占有率である。1% 程度の PMT の占有率にした理由は 4.1 で述べるように、Rayleigh 散乱の強度を議論する際に PMT のヒット数を使用するが、光量が大きいと1つの PMT からの信号が複数個の光子によって作られる様になり、正しく Rayleigh 散乱した光を測定できないと考える為である。

3.4.8 取得データ一覧

本測定は表 3.5 が示す硫酸 Gd 濃度の水で行った。また各硫酸 Gd 濃度の測定点において、337nm、375nm、405nm の 3 波長についてデータを取得した。異なる硫酸 Gd 濃度の水での測定の間 1ヶ月以上時間が空いているのは、タンク内硫酸 Gd 濃度を一度変化させるとタンク内の濃度が一定となりタンク内の水の透過率が安定するまでに1ヶ月程かかる為である。特に 0.02% と 0.1% の硫酸 Gd 濃度の水での測定の間で時間が空いているのは、0.02% 濃度での測定の直後にインジェクターの旧ダンパー部が錆びてしまい硫酸 Gd 濃度水内で使用不可能となり、新ダンパー部の作製およびソークテストを行ったからである。

硫酸 Gd 濃度 [%]	測定期間 [年/月/日]
0(純水)	2014/11/4-5
0.02	2015/01/13-14
0.1	2015/04/2-3
0.2	2015/05/25-26

表 3.5: データ取得点

表 3.6 は本測定で取得したデータの一覧を表す。表 3.6 が示す様に、0.1% 及び 0.2% の硫酸 Gd 添加水におけるデータ取得では、リフレクター OFF と ON の run を 2 度ずつ行った。これは新ダンパー部ではリフレクターの位置を変える (OFF/ON) の際にインジェクターを検出器から出し入れする必要があり、出し入れが測定に影響を及ぼすか確認する為に行った。

硫酸 Gd 濃度 [%]	波長 [nm]	run 番号	run の種類	測定時間 [min]
0(純水)	337	4963	Ref.OFF	67.3
		4964	Ref.ON	44.9
	375	4944	Ref.ON	10.3
		4945	Ref.OFF	5.73
	405	4935	Ref.OFF	13.0
		4937	Ref.ON	10.3
0.1	337	5580	Ref.OFF	60.5
		5581	Ref.ON	20.1
		5582	Ref.OFF	58.4
		5583	Ref.ON	17.2
	375	5569	Ref.OFF	4.47
		5570	Ref.ON	4.82
		5571	Ref.OFF	4.52
		5573	Ref.ON	4.85
	405	5555	Ref.OFF	4.68
		5557	Ref.ON	4.65
		5558	Ref.OFF	4.90
		5560	Ref.ON	4.80
0.2	337	5840	Ref.OFF	76.2
		5844	Ref.ON	25.9
		5847	Ref.OFF	68.2
		5849	Ref.ON	21.9
	375	5820	Ref.OFF	4.93
		5821	Ref.ON	4.83
		5823	Ref.OFF	4.58
		5824	Ref.ON	4.81
	405	5829	Ref.OFF	4.67
		5830	Ref.ON	4.67
		5831	Ref.OFF	4.62
		5832	Ref.ON	4.68

表 3.6: 取得データ一覧、Ref.OFF、Ref.ON はそれぞれリフレクター OFF と ON の run の run を意味する。

第4章 Rayleigh 散乱のデータ解析

以下では表 3.6 で示す本測定により取得したデータの解析について述べる。本解析には EGADS 検出器に全 240 本ある光センサーのうちハイパーカミオカンデ計画に向けて実証試験中の 16 本を除いた 224 本の 20inch PMT のみを用いた。

4.1 解析方法

本測定は Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の硫酸 Gd 濃度依存性を測定することを目標としている。そこで以下に本測定で観測する量を定式化し、リフレクター OFF と ON の run から $\beta(\lambda)$ に比例した量を得られることを示す。 N_0 個の波長 λ の光子が Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の物質中を距離 L 走る間に散乱される光子の個数 N_{sct} は、 $\beta(\lambda) \gg L$ であるとする $\beta(\lambda)$ の 1 次までで次式により与えられる。

$$N_{sct} = N_0 [1 - \exp(-\beta(\lambda)L)] \simeq N_0\beta(\lambda)L. \quad (4.1)$$

UDEAL の測定よりタンク内の水は全ての測定点において $\alpha(\lambda)/L \lesssim 0.023$ であることから、 $\beta(\lambda) < \alpha(\lambda)$ より上式の近似は本測定において適切であると考えられる。このもとで EGADS 検出器で測定する場合を考える。 N_0 をインジェクターより射出される直線偏光レーザー光の入射強度をあらわす全光子数、 L を直線偏光レーザーの露光長とする。さらに ID 番号 i の PMT のタンク座標における位置を (x_i, y_i, z_i) 、対応する角座標を (θ_i, ϕ_i) と表す。

EGADS 検出器においてイベントあたり PMT が観測するヒット数の PMT 占有率が 1% 程度であるとき、1 ヒットは 1 光子によりつくられると考えられる。そして 1 光子がつくる平均の電荷量は 1p.e. であるからリフレクター OFF の測定においては 1 ヒット \simeq 1p.e. として扱う。リフレクター OFF の run において ID 番号 i の PMT がイベントあたりに観測するヒット数 $h(\theta_i, \phi_i : L, \lambda)$ は次式で示される。

$$h(\theta_i, \phi_i : L, \lambda) = N_0 \times \beta(\lambda) \times L \times \int_{\omega(\theta_i, \phi_i)} \varepsilon^{sct}(\theta', \phi') \times \left[\frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \rho^{sct}(\theta', \phi' : \zeta) d\zeta \right] d\Omega \quad (4.2)$$

ここで上式にあらわれる $\omega(\theta_i, \phi_i)$ 、 $\varepsilon^{sct}(\theta', \phi')$ 、 $\rho^{sct}(\theta', \phi' : z)$ は以下のとおりである。

- Ω : タンク座標における立体角要素。
- $\omega(\theta_i, \phi_i)$: 角座標 (θ_i, ϕ_i) にある PMT の立体角。
- $\rho^{sct}(\theta', \phi' : \zeta)$: Rayleigh 散乱が $Z = \zeta$ で起こった際に (θ', ϕ') に光子が散乱される確率。
- $\varepsilon^{sct}(\theta', \phi')$: 散乱してきた光子が検出器内部表面の角座標 (θ', ϕ') でヒットをつくる確率。PMT の量子効率やインジェクターによる影の効果を含む。

本測定において直線偏光レーザー光の Rayleigh 散乱は Z 軸上に長さ L で一様分布した導体球によるものと近似する。したがって $\rho^{sct}(\theta', \phi' : \zeta)$ は $Z = \zeta$ に位置する導体球がつくる Rayleigh 散乱の角度分布とみなせ、また本測定において射された直線偏光レーザー光の偏光面がタンク座標において $\phi = -\delta$ であるとする (3.2) より、

$$\rho^{sct}(\theta', \phi' : \zeta) = \frac{3}{8\pi} [1 - \sin^2 \vartheta(\zeta) \cos^2(\phi - \delta)] \quad \text{with} \quad \cos \vartheta(\zeta) = \frac{z_i - \zeta}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}$$

として与えられる。ここで角座標 (θ_i, ϕ_i) の PMT の直交座標を (x, y, z) とした。上式の $\rho^{sct}(\theta', \phi' : \zeta)$ をもちいることで式 (4.2) における ζ 積分可能となり結果は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} h(\theta_i, \phi_i : L, \lambda) &= \beta(\lambda) \times \int_{\omega(\theta_i, \phi_i)} \varepsilon^{sct}(\theta', \phi') \times \frac{3}{8\pi} \left[1 - (\sin^2 \theta' - \frac{1}{3} \cos^2 \theta_L) \cos^2(\phi' - \delta) \right] d\Omega \\ &= N_0 \times s^{OFF}(\theta_i, \phi_i : L) \times \beta(\lambda) \times L \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで $\cos \theta_L = (L/2)/\sqrt{x_i^2 + y_i^2}$ である。

リフレクター ON の run でのリフレクターの位置を $Z = \ell$ とし、リフレクターにより反射したレーザー光をタンク底面にある全 PMT で観測したときに観測する電荷量 Q_{bottom} [p.e.] は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q_{bottom} &= N_0 \times r \times \sum_{i_{bt}} \left[\int_{\omega(\theta_{i_{bt}}, \phi_{i_{bt}})} \varepsilon^{ref}(\theta', \phi') \times \rho^{ref}(\theta', \phi' : \ell) d\Omega \right] \\ &= N_0 \times \sum_{i_{bt}} s_{i_{bt}}^{ON}(\theta_{i_{bt}}, \phi_{i_{bt}} : \ell) \\ &= N_0 \times s^{ON}(\ell) \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここで上式における。

- i_{bt} : タンク底面にある PMT の ID 番号を表す。
- r : リフレクターの反射率。
- $\rho^{ref}(\theta', \phi' : \ell)$: $Z = \ell$ で直線偏光レーザー光がリフレクターにより (θ, ϕ) へ反射される確率。
- $\varepsilon^{ref}(\theta', \phi')$: 反射してきたが直線偏光レーザー光が角座標 (θ', ϕ') で p.e. をつくる確率。PMT の量子効率やインジェクターによる影の効果を含む。

したがって $h(\theta_i, \phi_i : L, \lambda)$ を Q_{bottom} で割ることで直線偏光レーザー光の入射強度である N_0 が相殺され、以下で示す $\beta(\lambda)$ に比例した量を得る。

$$\frac{h(\theta, \phi : L, \lambda)}{Q_{bottom}} = \left(\frac{s^{OFF}(\theta, \phi : L)}{s^{ON}(\ell)} \right) \times \beta(\lambda) \quad (4.5)$$

4.2 ヒットの選別

4.2.1 t-tof 分布

リフレクター OFF の run で Rayleigh 散乱した直線偏光レーザー光による事象及び、リフレクター ON の run でリフレクターによって反射した直線偏光レーザー光による事象の選別は PMT のヒットの時間情報を用いた。

図 4.1 はリフレクター OFF/ON の run で測定された PMT がヒットした時間の計数分布の一例である。ここでヒットの時間は、DAQ のトリガーがかかった時間を原点として与えている。

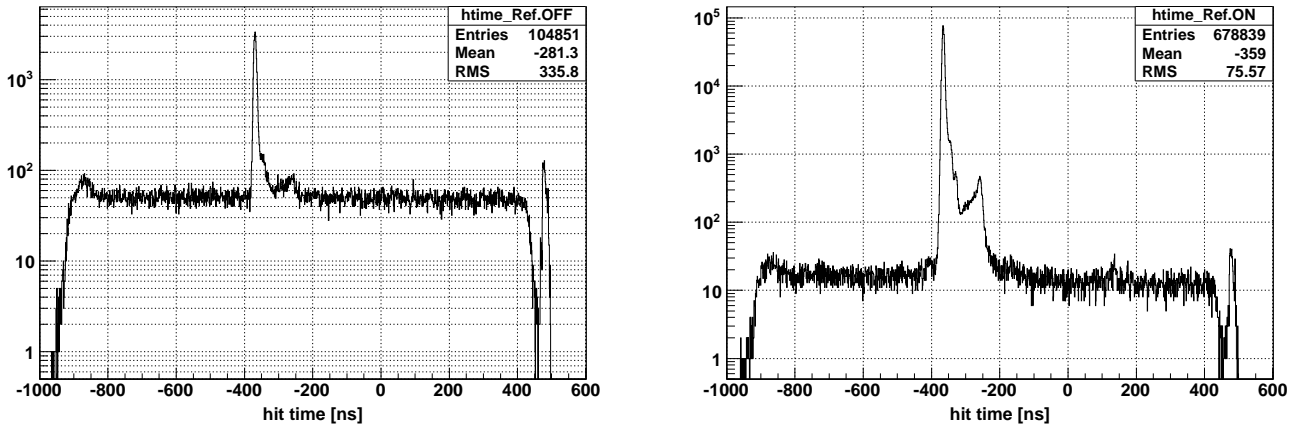


図 4.1: PMT にヒットした時間の計数分布。左図は run5580 で測定したリフレクター OFF、右図は run5581 で測定したリフレクター ON の run での分布

事象選別のためには光の発生点からヒットした PMT に到達するまでに要する光の飛行時間 (Time of flight 以下 tof) を、ヒットした時間から差し引いた残留時間 t -tof の分布を計算する。 t -tof は時刻 t に位置ベクトルを \vec{r} の PMT にヒットがあるとすると次式で与えられる。

$$t - \text{tof} = t - \frac{|\vec{r}|}{c_{\text{water}}} \quad (4.6)$$

ここで c_{water} は水中での光の群速度であり、表 4.1 で示す値を用いた。表より水中での 1m あたりの光の tof は 4.5ns 程度である。

波長 [nm]	光の群速度 [m/s]
337	2.1307107×10^8
375	2.15782452×10^8
405	2.17375641×10^8

表 4.1: 解析に用いた EGADS 検出器の水中での光の群速度

また光の発生点をリフレクター OFF/ON の run どちらもタンク中心と仮定した。これはリフレクター OFF の run の場合には散乱強度の 1 次の近似の範囲では Rayleigh 散乱する確率は距離に依存せず、さらに直線偏光レーザー光の露光長の中点がタンク中心と重なっているため、平均的にレーザー光からの Rayleigh 散乱はタンク中心で起こったと考えたからである。リフレクター ON の run ではリフレクターにより反射したレーザー光は、リフレクターより低い位置にある PMT でしか観測しないため光の発生点をリフレクターの位置ではなくタンク中心としても問題ないと考えた為である。

4.2.2 t-tof カット

t -tof 分布において以下で示す ON タイミングを定義し、このタイミングに入るヒットを直線偏光レーザー光由来の事象と判別した。

リフレクター OFF

リフレクター OFF run での事象は t -tof 分布のピークを含んだ 25ns を ON タイミングと定義し、このタイミングに入るものを選択した。図 4.2 は一例を示し、青色領域が 25ns のタイミングカット後に残る事象を表す。タイミング幅は t -tof をタンク中心から計算しているが、直線偏光レーザー光の Rayleigh 散乱は $-42 \lesssim Z[\text{cm}] \lesssim 42$ (表

3.3参照)で起こることを考慮し tof が 4.5ns 程の幅をもつこと、さらに PMT の 5ns の時間分解能であることを考慮し更に、バックグラウンドとして考えられる PMT や PMT 間にあるブラックシートにより反射した光を除去する為に 25ns にした。これはタンク中心からの Rayleigh 散乱した光が反射しタンク内の反対側まで最短となるタンク側面間でも約 5m を飛行する必要があることから、反射光が散乱光より 23ns 程度遅れてくることを反映している。

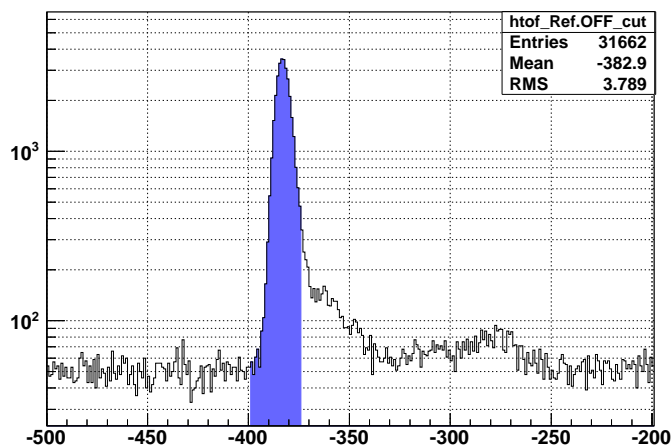


図 4.2: run5580 で取得したリフレクター OFF の run での t-tof 分布

リフレクター ON

リフレクター ON の run での事象では ON タイミングを t-tof 分布のピークを含んだ 80ns として、リフレクターで反射したレーザー光由来のヒットを選択した。図 4.3 は一例を表す。赤色領域が 80ns のタイミングカット後に残る事象を示す。リフレクター OFF とは異なりリフレクター ON は入射直線偏光レーザー光の入射強度の測定を目標とするため、PMT やブラックシートで反射した光も含むように 80ns を決めた。またリフレクター OFF での t-tof 分布の形が違うのは、反射光の強度の違いやイベントあたりに観測する光の強度が十分に大きいことからくるはっきりとした PMT のアフターパルスの為である。

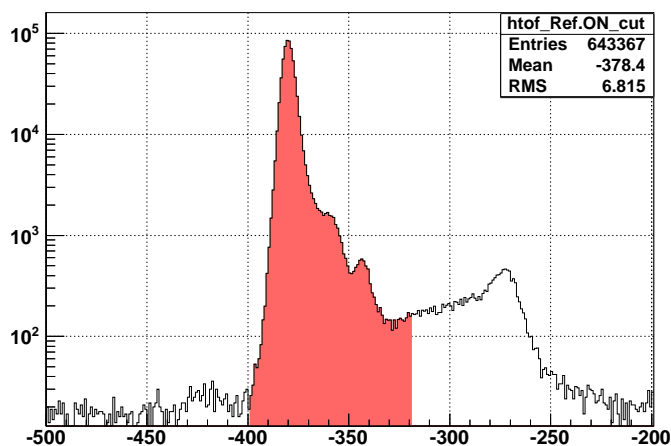


図 4.3: run5581 で取得したリフレクター ON の run での t-tof 分布

4.3 基本的な分布

以下に t-tof の ON タイミングカット後のヒットより求めた、リフレクター OFF 及び ON の測定で得られたイベントあたりのヒット数分布並びに電荷量 [p.e.] 分布を示す。

4.3.1 リフレクター OFF

ヒット数分布

図 4.4 はイベントあたりのヒット数の分布の例を示す。すべてのリフレクター OFF の測定点において、タンク内にある全 224 本の PMT で観測するイベントあたりの平均のヒット数は 1.2 から 2.4 ヒットであり、目標とする約 1% の PMT の占有率で測定できた。

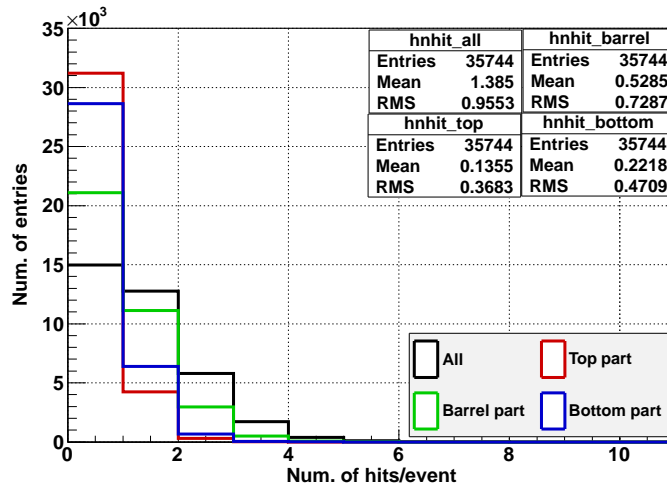


図 4.4: run5580 でのイベントあたりのヒット数分布。黒線、赤線、緑線、そして青線はそれぞれタンク全体、タンク上面、タンク側面、タンク底面にある PMT で測定したイベントあたりのヒット数の分布を表す。

ヒットあたりの電荷量分布 (1p.e. 分布)

図 4.5 はリフレクター OFF の run におけるヒットあたりの電荷量 [p.e.] の分布の例を表す。平均のヒットあたりの p.e. の値は 10% 以内で 1p.e. であり、4.1 で述べたイベントあたりのヒット数の PMT の占有率が 1% 程度の場合には 1hit \approx 1p.e. という仮定と無矛盾な結果であった。。また、この様なヒットの PMT の占有率では 1 ヒットは光子 1 つによるものと考えられる為、リフレクター OFF の測定におけるヒットあたりの電荷量分布の測定は EGDAS 検出器における 1p.e. 分布の測定に等しい。

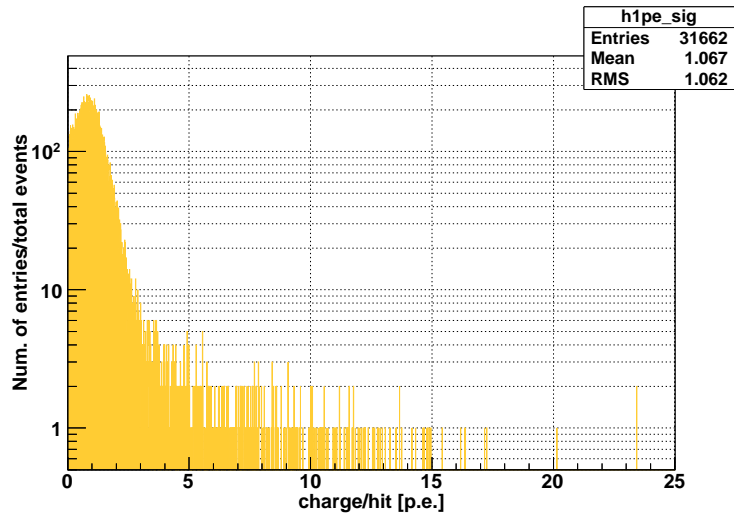


図 4.5: run5580 におけるヒットあたりの電荷量 [p.e.] 分布。

4.3.2 リフレクター ON

ヒット数分布

図 4.6 はリフレクター ON の run におけるイベントあたりのヒット数分布の一例を表す。図 4.6 が示す様に底面及び側面での分布と上面での分布の形状は大きく異なる。これはタンク側面及び底面と上面部分では観測する光の種類が異なる為で、側面および底面にある PMT はリフレクターで反射したレーザー光を直接観測する一方で、上面ではタンク側面と上面にあるブラックシートや PMT 表面での反射した光レーザー光とリフレクターで反射される前に Rayleigh 散乱したレーザー光を観測するからである。

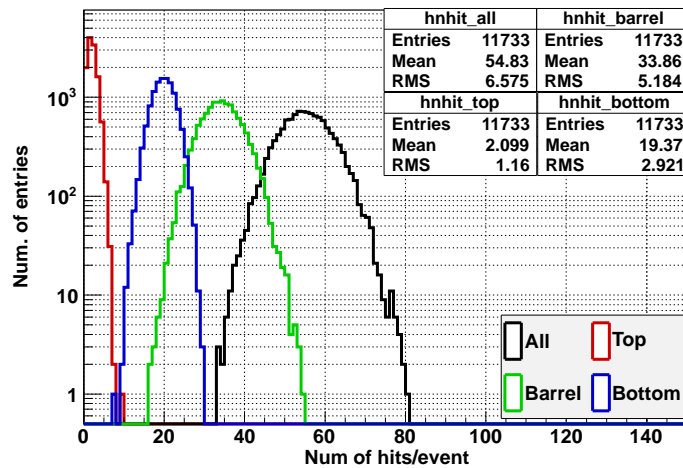


図 4.6: run5581 におけるイベントあたりのヒット数分布。黒線、赤線、緑線、そして青線はそれぞれタンク全体、タンク上面、タンク側面、タンク底面にある PMT で測定したイベントあたりのヒット数の分布を表す。

電荷量分布

図 4.7 はリフレクター ON の run でのイベントあたりの ATM の電荷非線形性にたいする補正後 (4.4.3 参照) の電荷量 [p.e.] 分布の例を表す。図 4.7 が示す様にタンク底面及び側面と上面で分布の形状が大きく異なるのはイベントあたりのヒット数分布で述べた通りである。側面と底面での分布はイベントあたりのヒット数分布

の場合と異なり、その分布の形はピークを中心とした対称的な分布ではなく p.e. の大きな値の方へ引きずられた形となっている。ヒット数が多いほど PMT1 つあたりに複数の光子が到達する確率が大きくなり、ヒットあたりの電荷量分布の平均値が 1p.e. から大きい方ずれていくことを推定する。これにより各 PMT で観測した電荷量の足し上げであるイベントあたりの電荷量は、ヒット数が多いほどより大きな値となる確率が増え結果として非対称な分布になると考えられる。

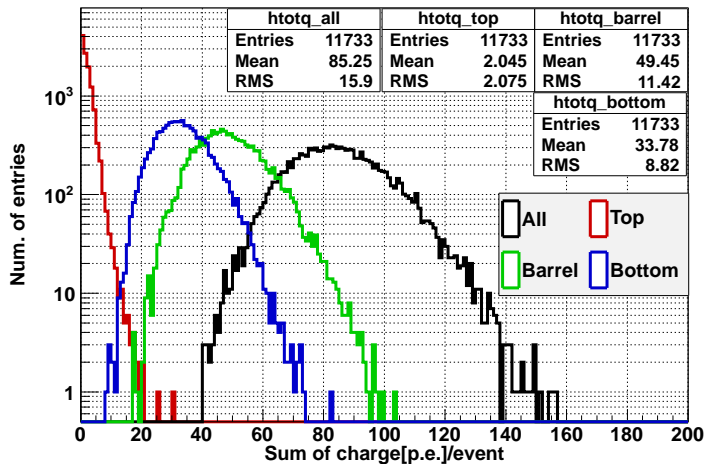


図 4.7: run5581 におけるイベントあたりの電荷分布。黒線、赤線、緑線、そして青線はそれぞれタンク全体、タンク上面、タンク側面、タンク底面にある PMT でイベントあたりに観測した電荷量の和の分布を表す。

4.4 データに対する補正

4.4.1 ダークヒットの差し引

本測定において理想的にはリフレクター OFF と ON の run で観測する量はそれぞれ式 (4.3) と (4.4) で表される量だと考える。けれども図 4.2 並びに図 4.3 の例が示す様に、ON タイミングの範囲外にも PMT のダークヒットによるものと推定するヒットの計数がある。ダークヒットは ON タイミングにももの混入しているはずであるから、t-tof 分布において OFF タイミングを定義し OFF タイミングから ON タイミングに混入しているダークヒットの数及び電荷量を見積り差し引いた。OFF タイミングはリフレクター OFF と ON の run どちらも、ON タイミングより前の 400ns の幅に決めた。ON タイミングより前の時間としたのは、ON タイミングよりも後の時間には PMT のアフターパルスが混入すると考えたからである。

リフレクター OFF の run で 25ns 幅の ON タイミングに ID 番号 i の PMT が観測する全ダークヒットの数 $\bar{N}_{dark}(\theta_i, \phi_i)$ は OFF タイミングでの観測した全ヒット数を $N_{OFF}(\theta_i, \phi_i)$ とすると、

$$\bar{N}_{dark}(\theta_i, \phi_i) = \frac{N_{OFF}(\theta_i, \phi_i)}{16} \quad (4.7)$$

である。図 4.8 はリフレクター OFF の run での観測した $N_{dark}(\theta_i, \phi_i)$ の例を示す。

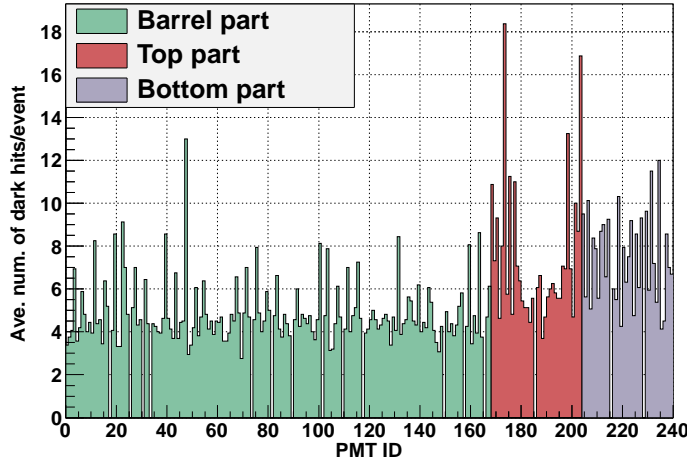


図 4.8: run5580での ON タイミングにおけるダークヒット数。横軸は PMT の ID 番号を表す。緑、赤、紫色は PMT の位置を示しており、それぞれタンク側面、上面、底面を表す。

以上からリフレクター OFF の run で ID 番号 i の PMT が ON タイミングに観測したイベントあたりの Rayleigh 散乱した光によるヒット数 $h_{obs}(\theta_i, \phi_i)$ は次式で示される。

$$h_{obs}(\theta_i, \phi_i) = \frac{N_{ON}(\theta_i, \phi_i) - \bar{N}_{dark}(\theta_i, \phi_i)}{NUM_{inc}} \quad (4.8)$$

ここで NUM_{inc} は直線偏光レーザー光の射出回数、 $N_{ON}(\theta_i, \phi_i)$ は ON タイミングで観測した全ヒット数である。この量が式 (4.3) で示した $h(\theta_i, \phi_i)$ に等しいと考える。

リフレクター ON の run における 80ns 幅の ON タイミングに混入するダークヒットによる電荷量は OFF タイミングよりイベント毎に差し引いた。あるイベントの OFF タイミングに入ってくるダークヒットの数を n_{OFF} 、 i_{OFF} 番目のダークヒットに対応する電荷量を $Q_{OFF}(i_{OFF})$ [p.e.] とするとこのイベントの ON タイミングに混入したダークヒットによる電荷量 \bar{Q}_{OFF} [p.e.] は次式で与えられる。

$$\bar{Q}_{OFF} = \frac{\sum_{i_{OFF}}^{n_{OFF}} Q_{OFF}(i_{OFF})}{5} \quad (4.9)$$

したがってこのイベントにタンク底面にある PMT により観測した、リフレクターで反射された直線偏光レーザー光による電荷量 Q_{obs}^{bottom} [p.e.] は以下の式で示される。

$$Q_{obs}^{bottom} = \sum_{i_{ON}}^{n_{ON}} Q_{ON}(i_{ON}) - \bar{Q}_{OFF} \quad (4.10)$$

ここで n_{ON} は ON タイミングに入るヒット数であり、 $Q_{ON}(i_{ON})$ は i_{ON} 番目のヒットに対応する電荷量 [p.e.] を表す。ダークヒットによる電荷量の差し引きによるタンク底面にある PMT で観測したイベントあたりに電荷量の平均値の変化は 0.5% 未満であった。

4.4.2 相対量子効率及び幾何学的な補正

EGADS 検出器内に設置されている PMT の量子効率は各 PMT 毎に異なる。ここで量子効率とは光子 1 つが PMT 表面に入射してから光電子を生成し、生成された光電子が PMT のダイノードで増幅されたのちヒットとして検出される確率を意味する。PMT 間の量子効率の違いを表す相対量子効率は EGADS 検出器で行った Ni キャリブレーション (検出器中心に酸化 Ni 粉末を混ぜアラルライトで固めた直径 18cm のポリエチレン球

を設置する。球の中心には Cf 線源が入っており、Cf の自発崩壊により生じた中性子を Ni 原子核による中性子捕獲の際に生じる γ 線が放出される。この等法的に放出される γ 由来のヒット数の PMT 毎の違いを測定する) により各 PMT 毎に求められており、ID 番号 i の PMT の相対的な量子効率を $rqe(i)$ とし $h_{obs}(\theta_i, \phi_i)$ を $rqe(i)$ で割ることで等しい量子効率をもつ PMT で Rayleigh 散乱した光を観測したことになる。

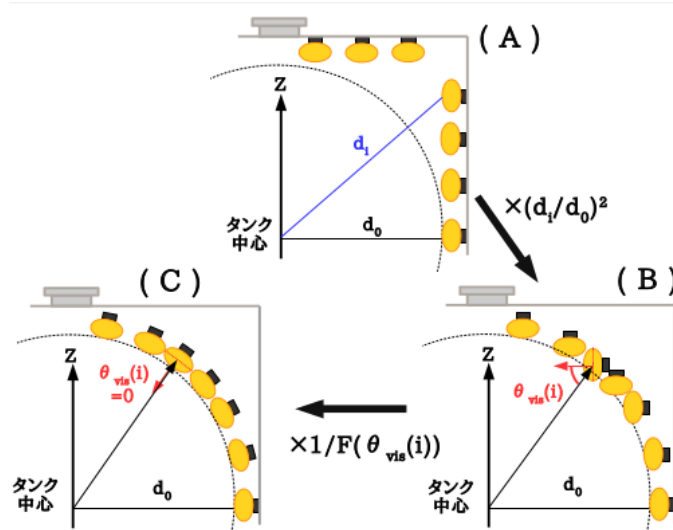


図 4.9: 幾何学的な補正の効果

次に幾何学的な補正を考える。これは 5.1 でイベントあたりのヒット数の角度分布を議論する為に行う。 $h_{obs}(\theta_i, \phi_i)$ は図 4.9 の (A) で模式的に示す様にタンク内部表面に設置した PMT で観測した量である。そこで以下で述べる様に光源 (直線偏光レーザー光による Rayleigh 散乱が起こった点) と PMT 毎の距離の違い及び、PMT 毎の光源を見込む角度の違いを補正することで、球表面に PMT を設置し等しい立体角で観測した量になる。まず光源と各 PMT 間の距離の違いは 4.2 で述べた様に、直線偏光レーザー光の Rayleigh 散乱は平均してタンク中心で起きたと仮定し行う。ある点で発生した光は発生点からの距離の逆 2 乗で拡散することから、タンク中心と各 PMT までの距離の違いをタンク中心から最も近い PMT の距離 d_0 を基準に行う。ID 番号 i の PMT の距離を $d(i)$ とすると $(d(i)/d_0)^2$ を $h_{obs}(\theta_i, \phi_i)$ にかけて、これにより図 4.9 の (B) で示す様になる。PMT にたいする光の入射角 θ_{vis} を図 4.10 で示すように定義すると、PMT の有感面積は θ_{vis} によって異なる。Rayleigh 散乱した光はタンク中心より飛来してくると仮定しているため、各 PMT がタンク中心を見込んだときの角度に等しい θ_{vis} は異なっている。

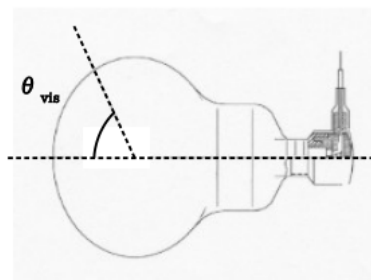


図 4.10: PMT の見込み角 θ_{vis} の定義

ヒット数の θ_{vis} の違いは補正関数 $F(\theta_{vis})$ で割ることで考慮される。EGADS 検出器はスーパーカミオカンデ検出器と同じ型の検出器であることと、同じ PMT を用いていることからこの関数はスーパーカミオカンデ実験において既に使用されているものを適用することが可能である。 $F(\theta_{vis})$ は PMT にアクリルカバーを装着の有無で違いため、 $F^{Bare}(\theta_{vis})$ と $F^{Acry}(\theta_{vis})$ それぞれアクリルカバー無しと有りの PMT にたいして以下

に与え、図 4.11 は補正関数を表す。

$$F^{Bare}(\theta_{vis}) = 0.354 + 0.510 \times \cos \theta_{vis} + 0.116 \times \cos^2 \theta_{vis} + 0.0118 \times \cos^3 \theta_{vis} \quad (4.11)$$

$$F^{Acry}(\theta_{vis}) = 0.205 + 0.524 \times \cos \theta_{vis} + 0.390 \times \cos^2 \theta_{vis} - 0.132 \times \cos^3 \theta_{vis} \quad (4.12)$$

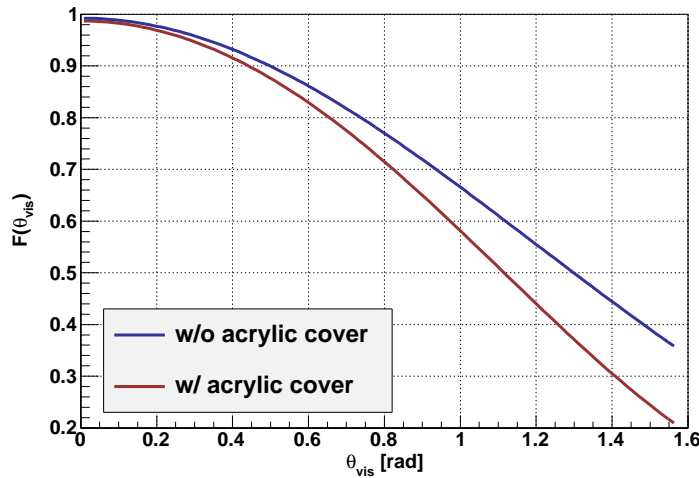


図 4.11: 見込み角についての補正関数。青線と赤線はそれぞれ $F^{Bare}(\theta_{vis})$ と $F^{Acry}(\theta_{vis})$ を表す。

以上から相対量子効率、光源から各 PMT までの距離、光源にたいする各 PMT の見込み角の違いについて補正した ID 番号 i の PMT のイベントあたりのヒット数は次式で与えられる。

$$h_{cor}(\theta_i, \phi_i) = \left(\frac{d(i)}{d_0} \right)^2 \frac{1}{F(\theta_{vis}(i))} \times \frac{1}{r_{qe}(i)} \times h_{obs}(\theta_i, \phi_i) \quad (4.13)$$

ここで、 $F(\theta_{vis})$ は PMT のアクリルカバーの有無に応じて $F^{Bare}(\theta_{vis})$ と $F^{Acry}(\theta_{vis})$ のいずれかを表す。図 4.12 はイベントあたりのヒット数の補正による変化の例である。 $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ は図 4.9 の (C) で模式的に示す様に、半径 d_0 の球殻に等しい量子効率および立体角をもつ PMT で観測したイベントあたりのヒット数に等しい量と考える。

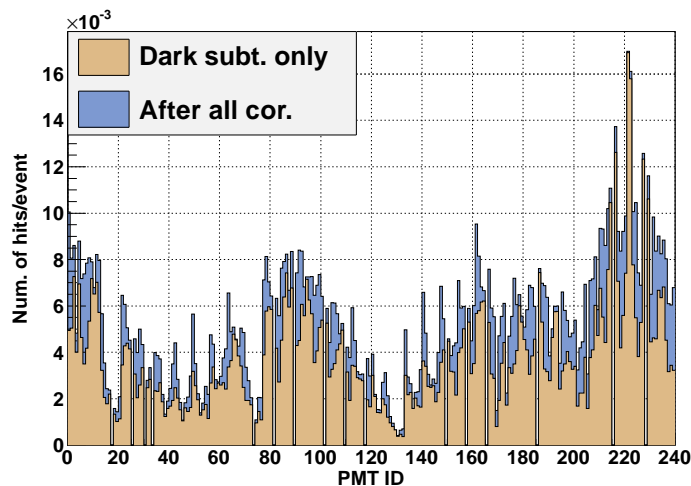


図 4.12: 相対量子効率及び幾何学的な補正による効果。青色のヒストグラムはダークヒットは $h_{obs}(\theta_i, \phi_i)$ 、肌色のヒストグラムは $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ を表す。

4.4.3 ATMの電荷非線形性に対する補正

ID番号*i*のPMTにヒットがあった際の対応する電荷量を $Q_{obs}(i)$ [p.e.]とする。 $Q_{obs}(i)$ はヒットしたPMTからの出力電荷量 $q(i)$ [p.e.]そのものではなく、 q_i がATMに入力されATM内でAD変換されたあとの出力 $Q_{obs}(i_{bt}) = f(q(i_{bt}))$ である。ここで f はATMからの出力電荷を表す。本測定ではリフレクターONの測定においてタンク底面にあるPMT毎に観測した電荷量の和を直線偏光レーザー光の入射強度に比例した量であると考えているが、この考えは観測する電荷量にたいして線形性がある場合にのみ正しい。けれども観測する電荷量を与えるATMは、入力電荷にたいする出力電荷の間に無視出来ない非線形性の効果が知られている。すなわち $f(q_1) + f(q_2) \neq f(q_1 + q_2)$ が成立しない。したがって式(4.10)が示す Q_{obs}^{bottom} は直線偏光レーザーの入射強度に比例した量ではないため補正が必要である。ATMの電荷量非線形性の効果はATMの構造に由来することが知られており、ATMのAチャンネル、Bチャンネルまで含めた全24チャンネル毎に個別の補正をすることが必要である。 $Q_{obs}(i)$ の補正後の電荷を $Q_{cor}(i)$ [p.e.]とすると、補正は次式で与えられる。

$$Q_{cor}(i) = \frac{Q_{obs}(i)}{1 + p_1 \times \exp(p_2 \times Q_{obs}(i))} \quad (4.14)$$

ここで、 p_1 および p_2 は $Q_{obs}(i)$ を出力したATMのチャンネルで決まるパラメータである。図4.13は電荷非線形性の補正量を意味する Q_{cor}/Q_{obs} を示す。リフレクターONのrunにおいて $Q_{obs}(i)$ は1p.e.程度であるため、平均として約5%の補正になった。

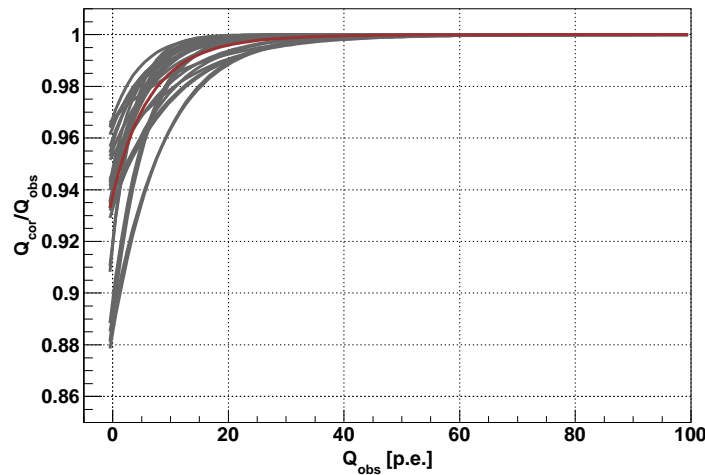


図 4.13: 非線形性の効果。横軸は測定された電荷量を、縦軸は補正された電荷量と測定値の比を表す。灰色の線24本あり各々はATMの各チャンネルにおける補正を、赤線はその平均の補正量を表す。

以上から式(4.4)で表す Q_{bottom} に等しい量は Q_{obs}^{bottom} ではなく、式(4.9)、(4.10)において $Q_{cor}(i)$ から計算して得られる Q_{cor}^{bottom} であると考えられる。

第5章 解析結果

4章では直線偏光レーザー光由来の事象選別及び選別後のヒット数と電荷量にたいする補正を行い、イベントあたりのヒット数分布並びに電荷量分布をリフレクター OFF 及び ON の各場合について示した。以下では本測定により得られたイベントあたりのヒット数の空間分布及び波長依存性を示し、最後に結果について考察を与える。

5.1 角度分布

4.4で述べた様にリフレクター OFF の測定した補正後のイベントあたりのヒット数 h_{cor} は、タンク中心を中心とする半径 d_0 球殻上に中心を向く様に設置した等しい量子効率をもつ PMT で観測し値に等しいと考えられる。したがって式 (3.2) より $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ は以下で示す式で表すことができると考える。

$$\begin{aligned}
 h_{cor}(\theta_i, \phi_i) &= N_0 \times \varepsilon_{Hit} \times \varepsilon_{Shade}(i) \times \frac{3\beta(\lambda)L}{8\pi} \\
 &\quad \times \left\{ \int_{\omega_{PMT}} \left[1 - \left(\sin^2 \theta - \frac{1}{3} \cos^3 \theta_L \right) \times \cos^2(\phi - \delta) \right] d\Omega \right\} \\
 &= N_0 \times \varepsilon_{Hit} \times \varepsilon_{Shade}(i) \times \frac{3\beta(\lambda)L}{16\pi} \\
 &\quad \times \int_{\omega_{PMT}} \left[(1 + \cos^2 \theta_L + \cos^2 \theta) - \left(\sin^2 \theta - \frac{1}{3} \cos^3 \theta_L \right) \times \cos(2\phi - 2\delta) \right] d\Omega \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

ここで ε_{Hit} 、 ε_{Shade} 、 $\omega(d_0)$ は以下のとおりである。

- ε_{hit} : PMT 表面に光子が入射した際にヒットをつくる確率。
- $\varepsilon_{Shade}(i)$: インジェクターによる影の効果を表す。ID 番号 i の PMT が影響を受けない場合には $\varepsilon_{Shade}(i) = 1$ 、受ける場合には $\varepsilon_{Shade}(i) < 1$ をとる。
- $\omega(d_0)$: タンク中心を向いた PMT の立体角を表す。

ε_{Hit} および ω_{PMT} は4.4で行った補正により、全てのPMTについて共通である。式(5.1)におけるPMTの立体角についての積分を解析的に行うのは困難であるが、 ω_{PMT} は全てのPMTに共通であることから積分の結果は式(5.1)における $\cos \theta$ 対称性でかつ周期 π の ϕ 依存性が期待される。

5.1.1 ϕ 分布

図5.2、5.3、5.4は各硫酸Gd濃度で測定した補正後のイベントあたりのヒット数 $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の ϕ 分布を示す。 ϕ 分布はタンク側面のPMTのみを用いており、側面にあるPMTは7つの異なった位置の高さの層に配置され層毎にグループ分けされている。図5.2、5.3、5.4中には7色異なったグラフがあるが、各色は図5.1で示すPMTのZ座標を示す。得られ ϕ 分布からははっきりと山と谷が2ずつ確認でき、これは直線偏光のRayleigh散乱による周期 π の ϕ 依存性と無矛盾な結果であることから、本測定において直線偏光によるRayleigh散乱を観測できたことを裏付けたと考える。測定点により位相が異なっているのは、インジェクターをワイヤーで吊るしタンク内に設置する為にインジェクターの ϕ 方向を制御できない為である。全ての測定点においてZ座

標によらずに $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の落ち込みを確認できるが、これは図 5.5 により模式的に示す様にインジェクターの支持棒による影の効果である。影の効果には 2 つ特徴があり、1 つは支持棒は 120° 間隔に 3 本あることから、 $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の落ち込みは 3 箇所現れる。もう 1 つはインジェクターより射出される直線偏光レーザーの偏光面が支持棒の 1 つと重なっているために、 ϕ 分布に見られる 2 つある谷のいずれか一方がもう一方の谷よりの深くなる。

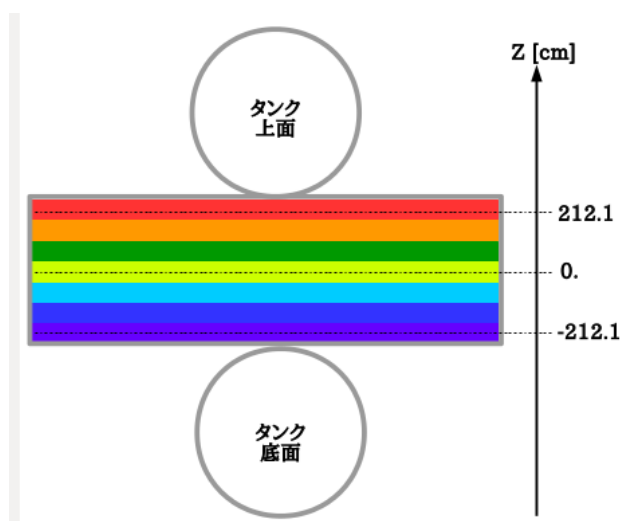
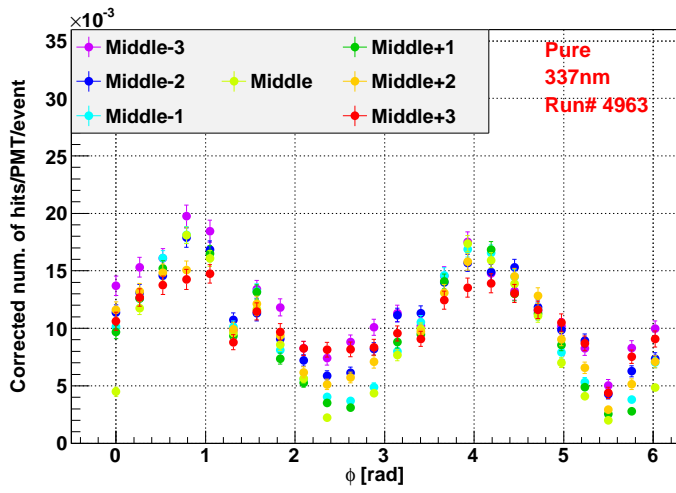
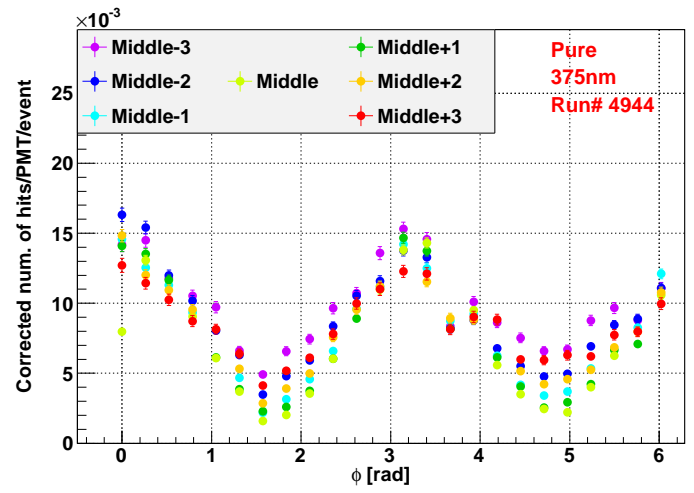


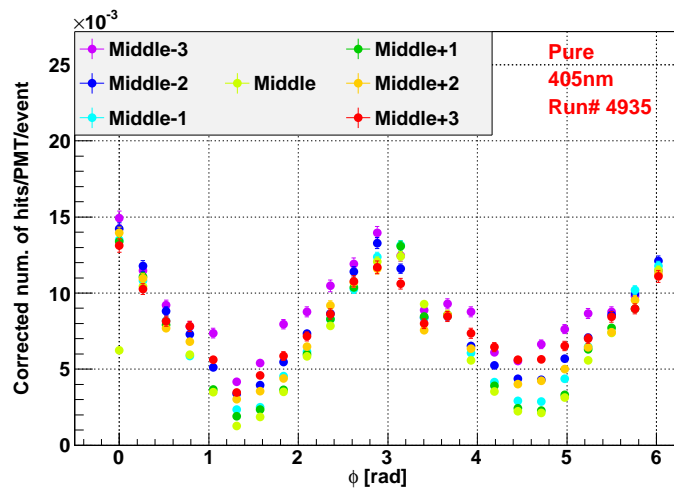
図 5.1: タンク側面における PMT の高さを表す色の定義。図中の数値は PMT の表面中心の Z 座標の値を示す。



(a) 337nm

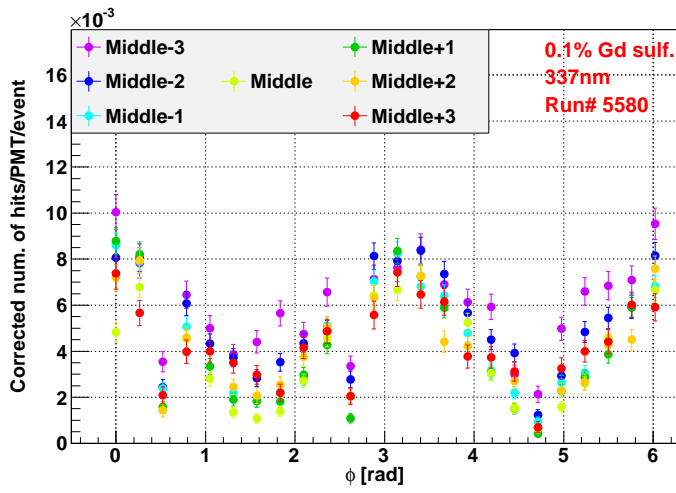


(b) 375nm

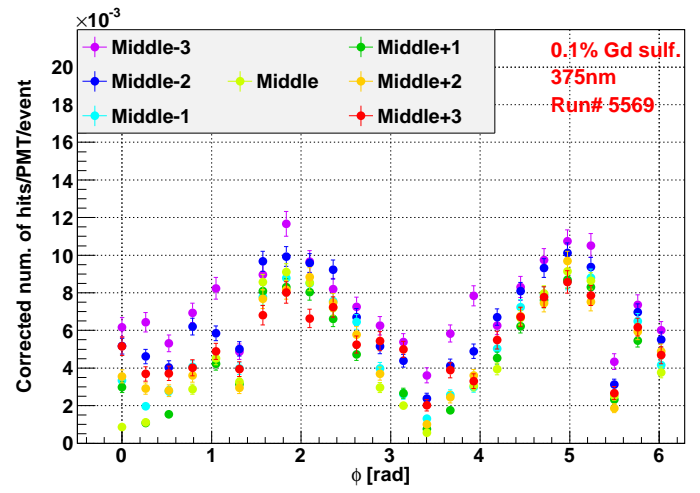


(c) 405nm

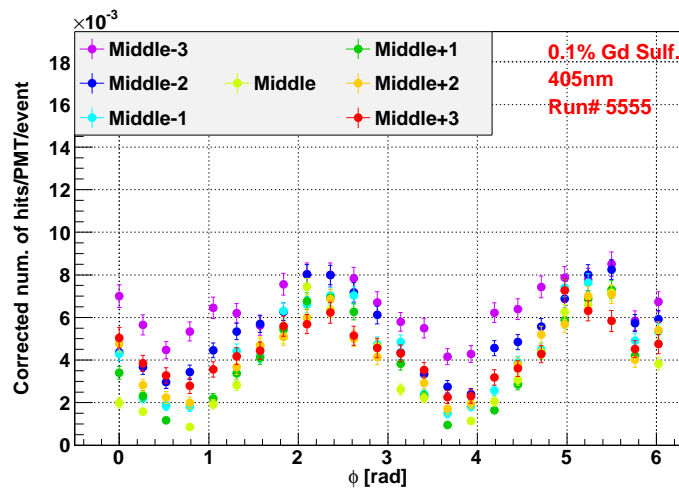
図 5.2: ϕ 分布、純水の 3 波長の結果



(a) 337nm



(b) 375nm



(c) 405nm

図 5.3: ϕ 分布、0.1% の 3 波長の結果

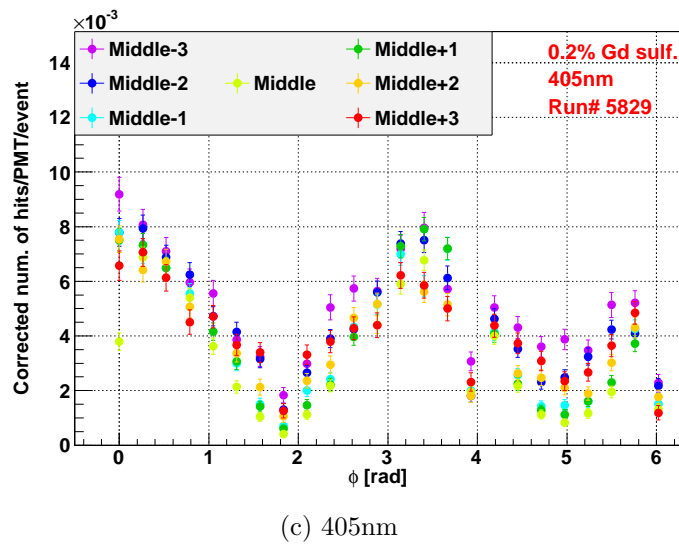
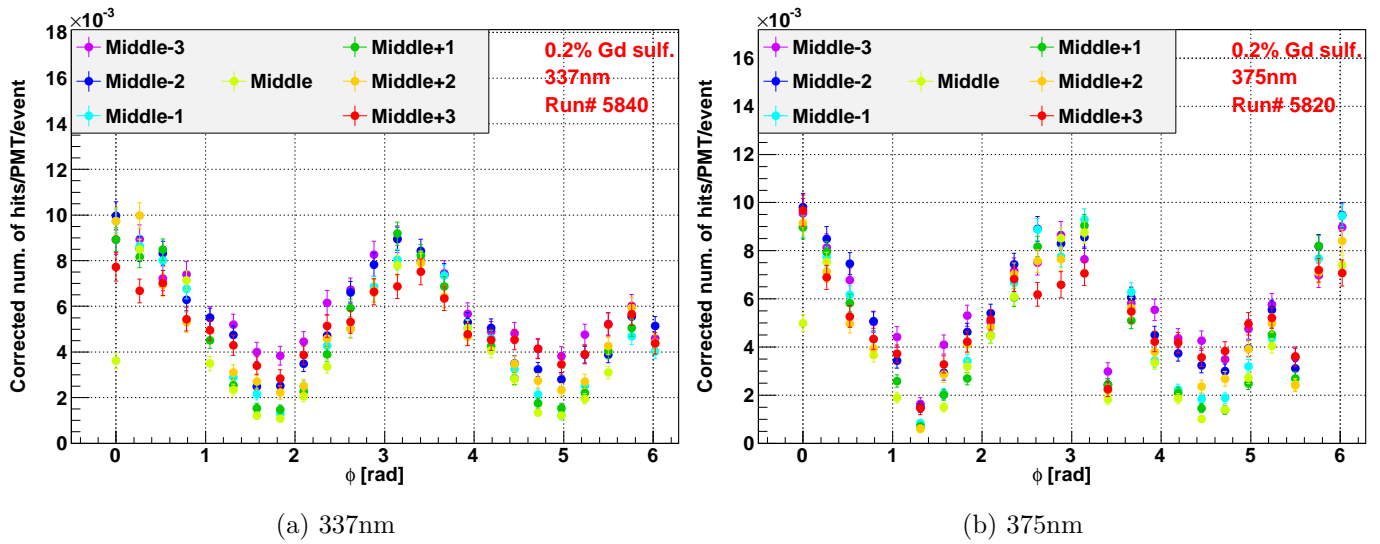


図 5.4: ϕ 分布、0.2% の 3 波長の結果

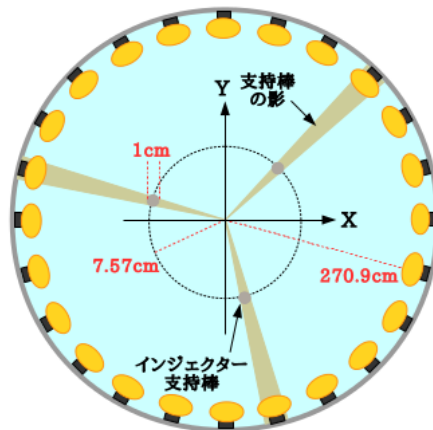


図 5.5: インジェクターの支持棒による影の効果の模式図。図はタンク中心付近の高さにおける側面の断面を示す。

5.1.2 $\cos\theta$ 分布

測定したヒットが Rayleigh 散乱した光によるものであるかもう 1 つの確認する指標として $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の $\cos\theta$ 分布を考えることが出来る。 $\cos\theta$ 分布はタンク座標にて等しい $\cos\theta_{i_{cons}}$ をもつ PMT について次式で与えられる $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の平均 $\bar{h}_{cor}(\theta)$ により求める。

$$\bar{h}_{cor}(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^{N_\phi} h_{cor}(\theta_i, \phi_i)}{N_\phi} \quad (5.2)$$

ここで N_ϕ は平均計算に加わる等しい $\cos\theta$ をもつ PMT の個数を表す。EGADS 検出器内の PMT の配置は ϕ 方向について対称であることから、上式の和式により式 (5.1) の $\cos(2\phi - 2\delta)$ に比例した項はキャンセルされ $\bar{h}_{cor}(\theta)$ は $\cos\theta$ について対称なふる舞いが期待される。タンク内には $\cos\theta = \text{一定}$ となる PMT のグループは 21 あり、式 5.2 の平均計算は最小で 2 つ、最大で 24 本の PMT について行った。図 5.6、5.7、5.8 は各硫酸 Gd 濃度で測定された $\cos\theta$ 分布を示す。 $\cos\theta > 0.7$ の領域はタンク上面部を、 $|\cos\theta| < 0.7$ の領域が側面部、そして $\cos\theta < -0.7$ の領域が底面部分となっている。全ての測定点において、タンク側面の領域では良い $\cos\theta$ 対称性が見られる一方で、上面と底面では非対称であった。この非対称性の主な原因は 5.3 で述べる直線偏光レーザー光の射出軸にたいして平行でない成分であるハロー成分であると推定されている。

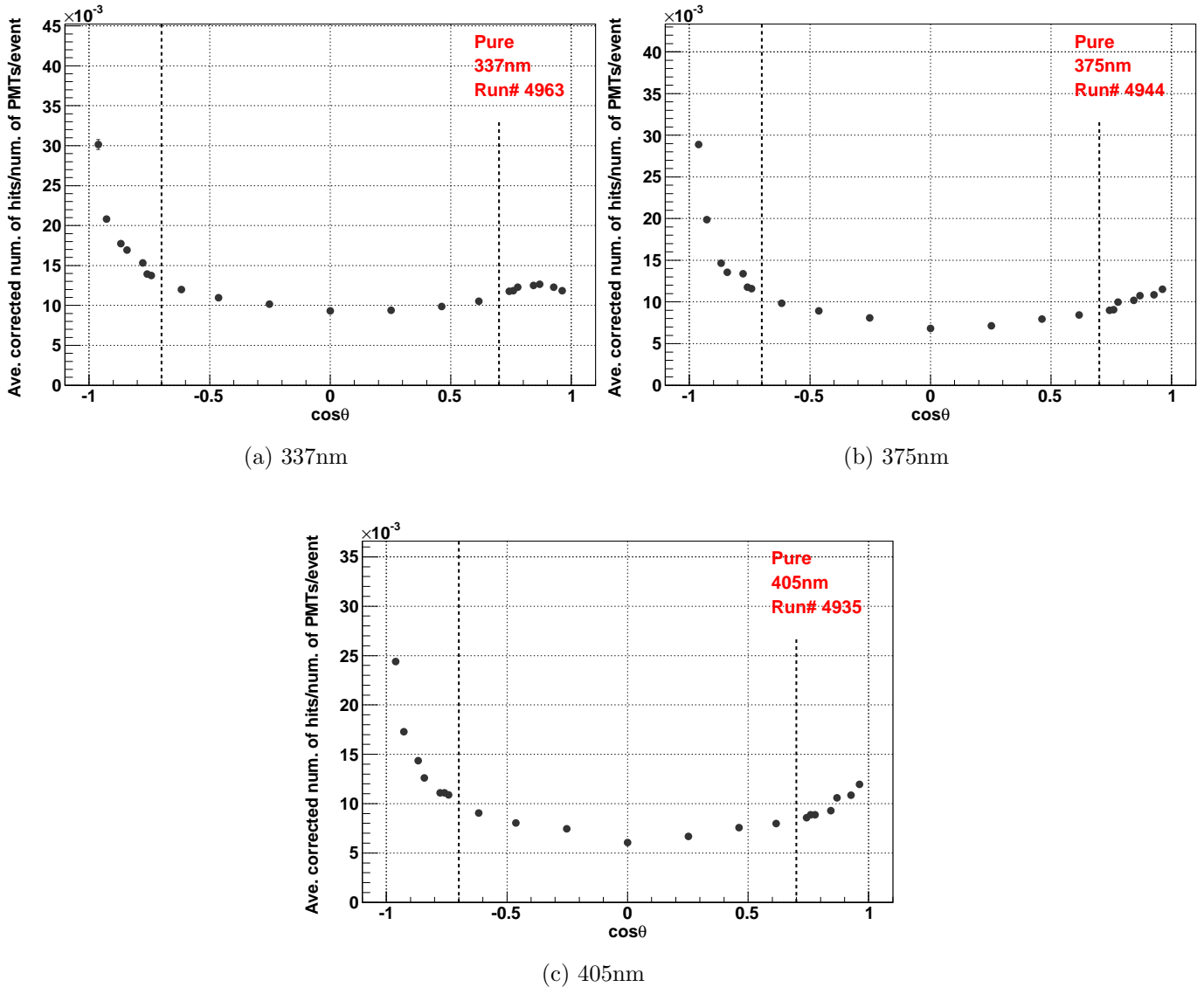
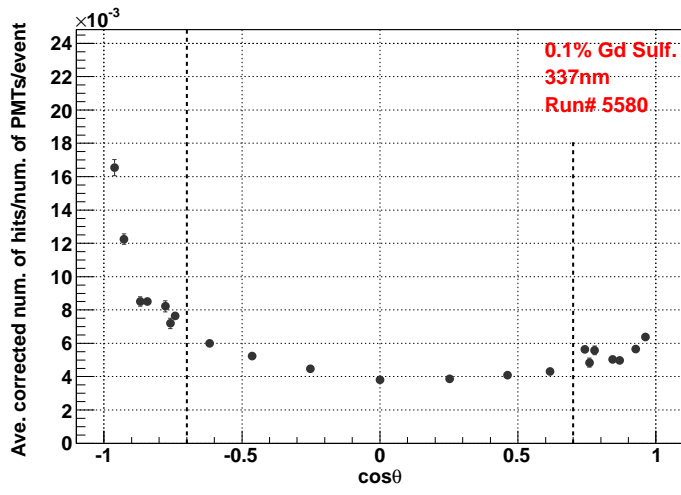
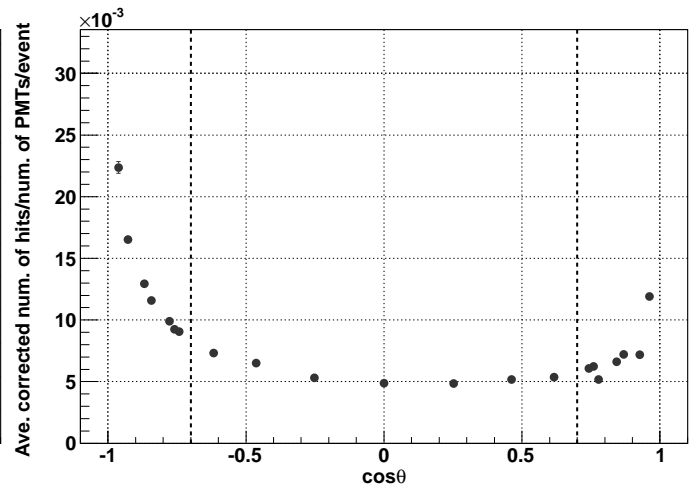


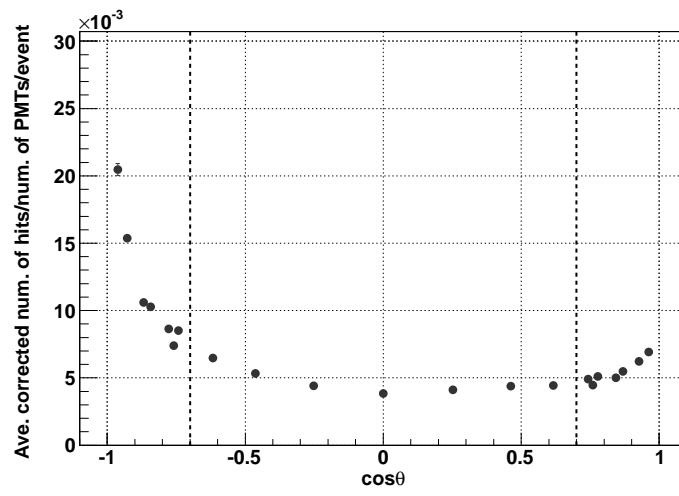
図 5.6: $\cos\theta$ 分布、純水の 3 波長の結果



(a) 337nm



(b) 375nm



(c) 405nm

図 5.7: $\cos \theta$ 分布、0.1% の 3 波長の結果

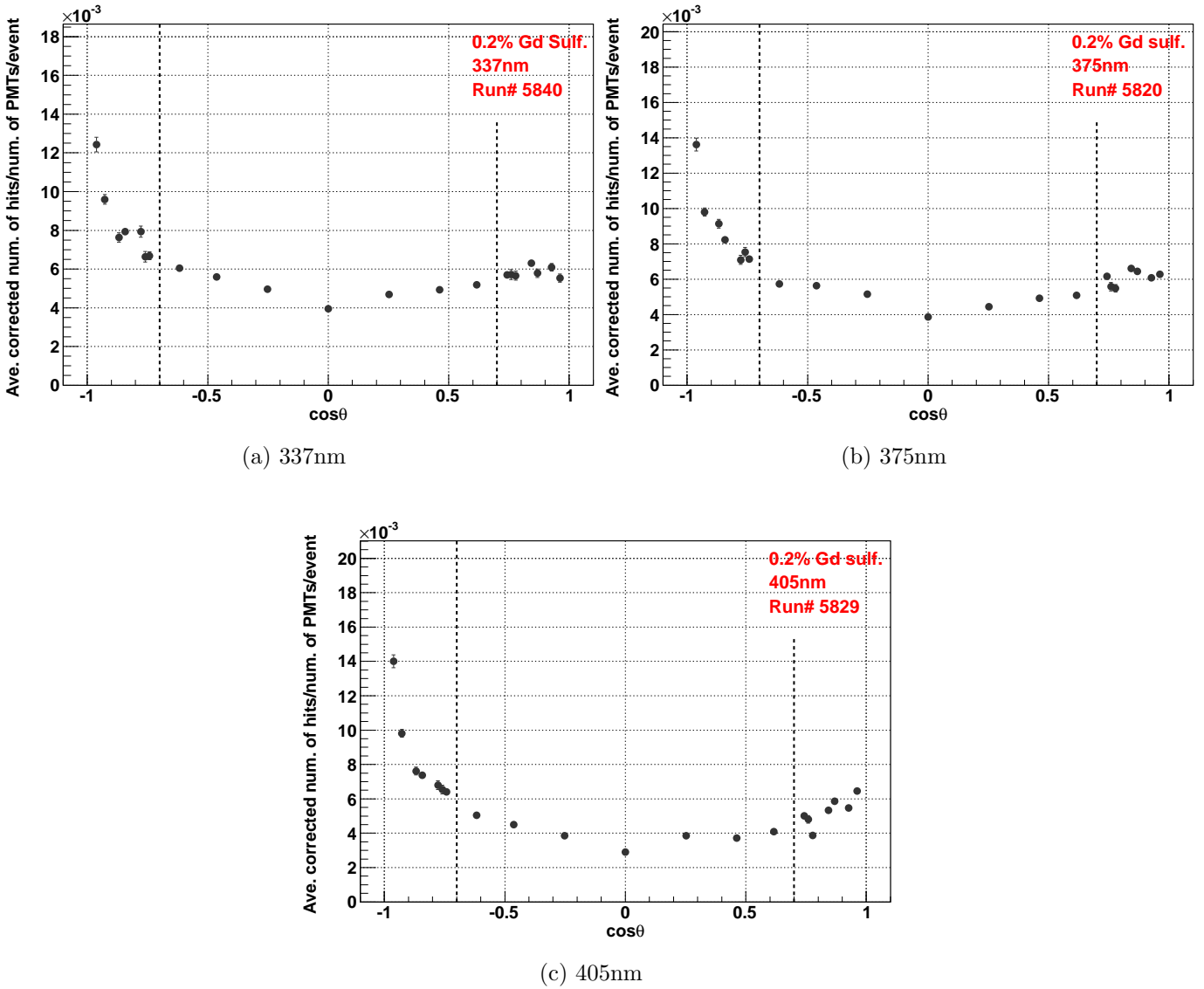


図 5.8: ϕ 分布、0.2% の 3 波長の結果

5.2 波長依存性

Rayleigh 散乱の測定は全ての硫酸 Gd 濃度において 337nm、375nm、405nm の 3 波長について測定していることから、波長 λ の入射光子にたいする Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda) \propto \lambda^{-4}$ の波長依存性を考えることが可能である。5.1 ではイベントあたりのヒット数である $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ の角度分布を議論したが、この量は射出した直線偏光レーザー光の入射強度に比例した量であると考えていることから、異なる入射強度で測定したデータと比較する為にはリフレクター ON の run で測定した Q_{cor}^{bottom} で $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ を割る必要がある。さらに $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ への直線偏光レーザー光のハロー成分の混入を避けるために、タンク上面と底面に比べ $\cos \theta$ 対称性が良い側面部分の $h_{cor}(\theta_i, \phi_i)$ のみを用いた。以上から波長依存性は $\beta(\lambda)$ に次式で与える $P_\beta(\lambda)$ により評価した。

$$P_\beta(\lambda) = \frac{\sum_{i_{barrel}} \bar{h}_{cor}(\theta_{i_{barrel}})}{Q_{cor}^{bottom}} \quad (5.3)$$

図 5.9 は全ての硫酸 Gd 濃度で測定された $P_\beta(\lambda)$ を表す。この量により評価した波長依存性は Rayleigh 散乱により期待される入射光の波長の逆 4 乗との一致が悪い。この結果にたいする原因は 5.3 にて考察する。

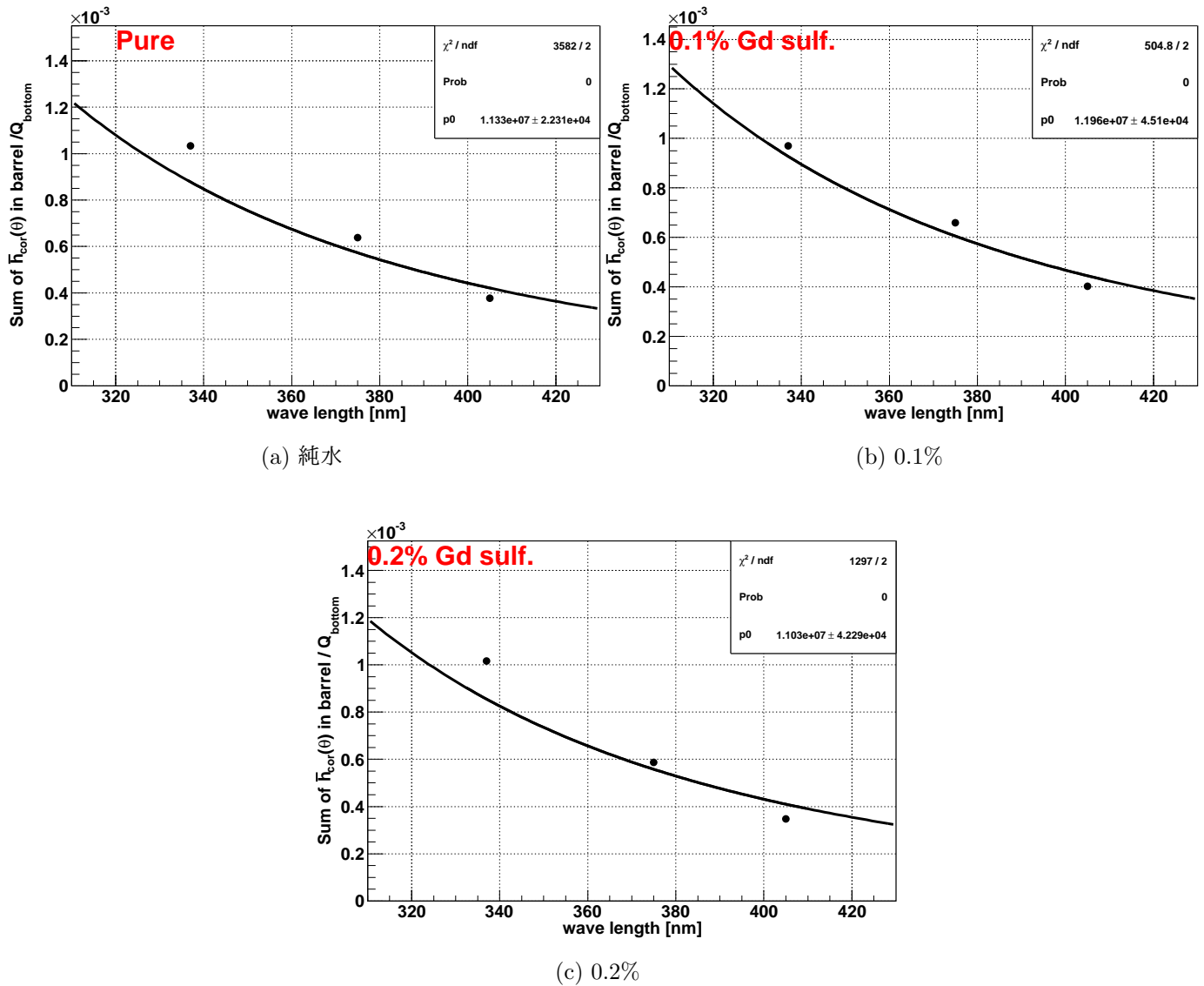


図 5.9: 波長依存性

5.3 角度分布及び波長依存性についての考察

5.1 及び 5.2 にて、取得したデータが Rayleigh 散乱に特徴的な角度分布および波長依存と一致するかを確認した。 ϕ 分布は直線偏光の Rayleigh 散乱と無矛盾な結果であった一方で、 $\cos \theta$ 分布ではタンク側面と底面ではイベントあたりのヒット数に非対称性が確認され、波長依存性では Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ に比例すると考えている式 (5.3) で定義した $P_{\beta}(\lambda)$ に明確な λ^{-4} 依存性が見られなかった。これらの理由として以下に述べる 2 つの事柄が考えられる。

5.3.1 インジェクターの支持棒による影の効果と解析に用いない光センサ

インジェクターの支持棒による影の効果自体は図 5.5 により模式的に示したように、支持棒が PMT と重なることで Rayleigh 散乱した光を支持棒が遮ってしまい式 (5.1) にいて $\varepsilon_{Shade}(i) < 1$ となり影の効果を受けていない PMT よりも、観測するイベントあたりのヒット数が減ってしまう。また本解析ではハイパーカミオカンデ計画に向けて実証試験中の光センサを用いておらず、これらの光センサの配置は高さ毎に ϕ 方向が異なる。(図 2.4 参照) そしてインジェクターの ϕ 方向を制御出来ない為に影の効果の大きさであったり、影の効果を受ける光センサが解析に用いるものかそうでないかは run 毎に異なる。以上から式 (5.2) の平均計算により

キャンセルされると考えている、式 (5.1) の $\cos(2\phi - 2\delta)$ に比例した項はキャンセルされずに PMT の高さ及び run 毎に異なる寄与により期待される $\bar{h}_{cor}(\theta)$ の $\cos\theta$ 対称性を破ると考える。

5.3.2 直線偏光レーザー光のハロー成分

5.1 において示した $\cos\theta$ 分布にはタンク底面と上面では明白な非対称性が確認された。このような $\cos\theta$ 分布における非対称性はスーパーカミオカンデ検出器で行われている純水での Rayleigh 散乱の測定でも観測されている。SKdetsim をもちいたモンテカルロシミュレーションによるスーパーカミオカンデ検出器における Rayleigh 散乱の測定の研究から、 $\cos\theta$ 分布における非対称性はインジェクターより射出される直線偏光レーザーの射出軸に平行でない成分を表すハロー成分が原因だと判明している。図 5.10 は本測定におけるハロー成分を模式的に表す。図 5.10 が示す様にハロー成分は直線偏光レーザー光の射出軸からの開き角の値により 2 つに分けられると考えている。

- ハロー成分 1 : 射出軸からの開きが 6.2° 未満。
- ハロー成分 2 : 射出軸からの開きが 6.2° 以上 8.2° 未満。

ハロー成分 1 がダンパー部表面でタンク底面に向かって反射されるために $\cos\theta$ 分布が非対称性になると考えている。ハロー成分 2 の射出軸について最大の開き角が 8.2° であるのは、測定した全ての $\cos\theta$ 分布においてタンク上面にある PMT がハロー成分を直接観測していないと推定したことから定めた。測定により得られた $\cos\theta$ 分布のタンク側面の領域は $\cos\theta$ 対称性が良い為ハロー成分の混入を回避できると考えたことから、5.2 ではタンク側面部の $\bar{h}_{cor}(\theta)$ を用いて直線偏光レーザー光の波長依存性を評価した。しかし SKDETSIM によるモンテカルロシミュレーションの結果からタンク上面にあるブラックシートで反射したハロー成分 2 がタンク側面混入している可能性が非常に高いことが分かっている。

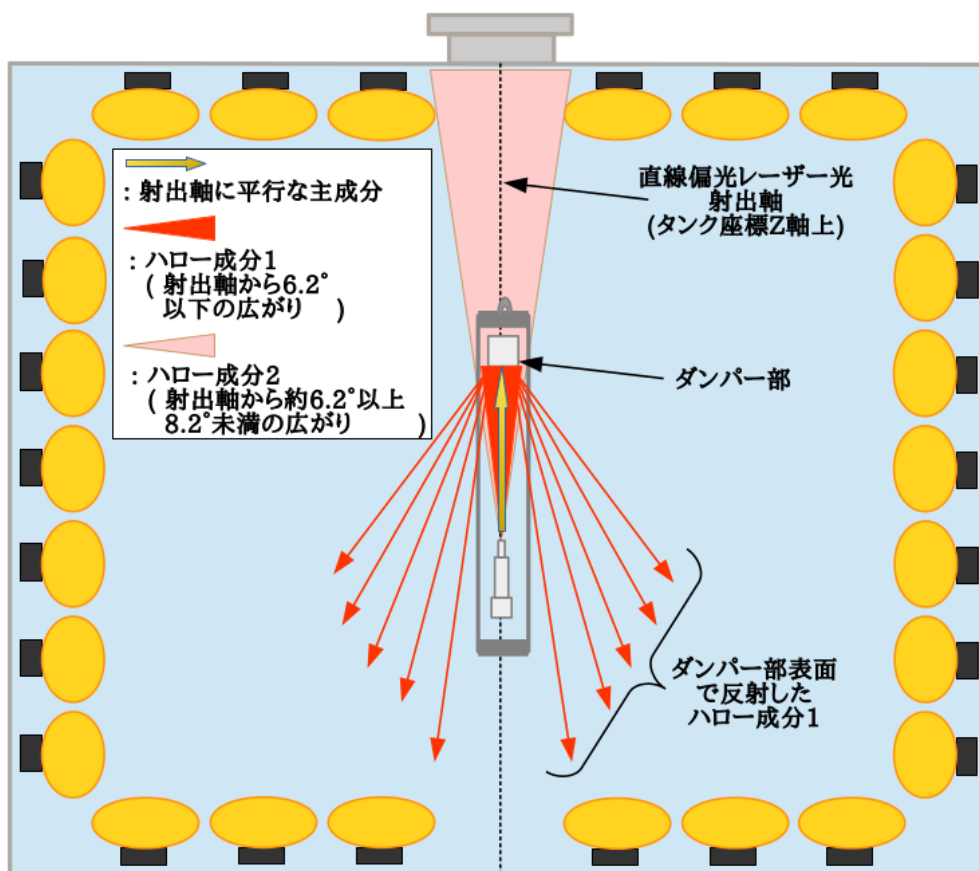


図 5.10: 直線偏光レーザー光のハロー成分の模式図

5.4 まとめ

本測定は測定により得られたイベントあたりのヒット数の ϕ 分布より直線偏光レーザー光による Rayleigh 散乱した光を観測できたと考える。しかしインジェクターの支持棒及び本解析に使用しない光センサが解析に及ぼす影響、そして無視出来ない直線偏光レーザー光のハロー成分の混入が問題となっている。本測定の目標は Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の硫酸 Gd 濃度依存性を測定することであることから、これらの問題を対処した上で異なる硫酸 Gd 濃度でのデータを比較する必要がある。

第6章 Rayleigh 散乱強度の濃度依存性

本研究の目的は Rayleigh 散乱の強度 $\beta(\lambda)$ 硫酸 Gd 濃度依存性を測定することである。式 (4.5) が示す様に本測定で観測可能な量は $\beta(\lambda)$ に比例した量であると考えている。また 3.4.2 にて述べた様に旧ダンパー部と新ダンパー部では構造体の形が異なり、特にリフレクター ON の run で観測する直線偏光レーザー光の入射強度に比例した量である Q^{bottom} について無視出来ない異なる幾何学的な効果の違いを確認している。この為に旧ダンパー部で測定した純水でのデータと新ダンパー部で測定した 0.1% 及び 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水で測定したデータを直接比較出来ない。したがって以下では、 $\beta(\lambda)$ の 0.1% から 0.2% の硫酸 Gd 濃度における相対変化 $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ について議論する。

6.1 フィッティングによる解析

0.1% と 0.2% の硫酸 Gd 濃度の水での Rayleigh 散乱強度を比較するにあたり、5.4 節で述べたインジェクターの支持棒による効果、解析使用しない光センサの取扱い、直線偏光レーザー光のハロー成分を考慮する必要がある。そこで 5.1 で示した様にリフレクター OFF の測定より得られたイベントあたりのヒット数 $h_{cor}(\theta, \phi)$ の ϕ 分布は直線偏光の Rayleigh 散乱に特徴的な周期 π の三角関数の分布と無矛盾であつとことに注目する。すなわちハロー成分と直線偏光が Rayleigh 散乱した成分は切り離せると仮定し、 ϕ 分布を式 (5.1) でフィットする。5.1 節で述べた様に式 (5.1) の PMT の立体角について解析的に計算するのは困難であるが、次式で示される ϕ 依存性が期待される。

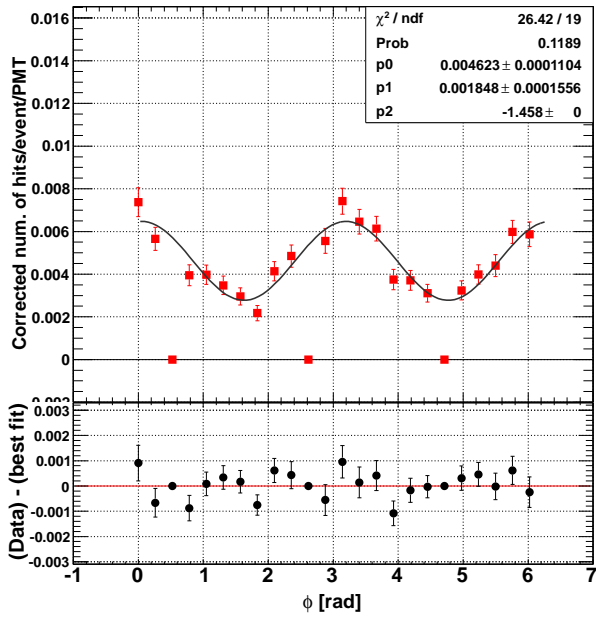
$$h_{cor}(\theta, \phi) = C(\theta) + A(\theta) \sin(2\phi - \delta) \quad (6.1)$$

上式の $C(\theta)$ 及び $A(\theta)$ をフリーパラメータとして測定により得られたタンク ϕ 分布をフィットする。フィットする際にインジェクターの影の効果を受けていない PMT のみを用いることで、異なる測定点で問題としている解析に使用しない光センサの取扱い及びインジェクターの支持棒の影の効果を考慮することになる。フィットの手順は以下の通りである。

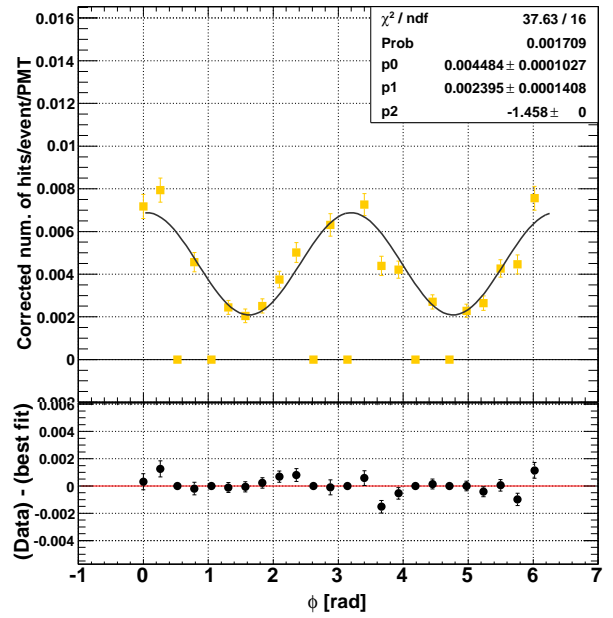
- インジェクターの支持棒による影の効果を受けている PMT を取り除く。影の位置は ϕ 分布よりメノコできめる。
- 直線偏光レーザーの偏光面を決定する為に、 $C(\theta)$ 、 $A(\theta)$ 、 δ をフリーパラメータとして側面にある 7 層全ての ϕ 分布をフィットし、換算カイ 2 乗値が最小となった層での δ を偏光面の位置とする。
- δ を固定し $C(\theta)$ と $A(\theta)$ をフリーパラメータとしてフィットする。

6.2 フィッティングの結果

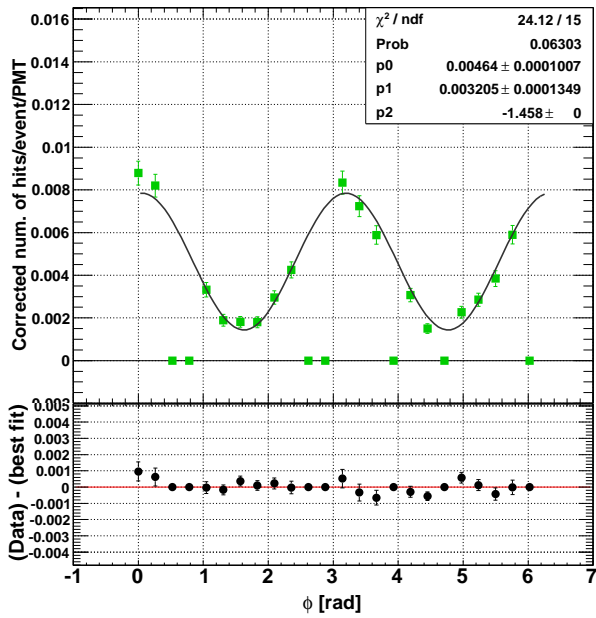
図 6.1 は式 (6.1) により ϕ 分布をフィットした例を表す。図 6.1 で示される様にフィッティングが妥当であるか確認するために測定値からベストフィットの曲線の値を差し引いた残差を求め、明白な ϕ に依存した構造が無いことを確かめた。



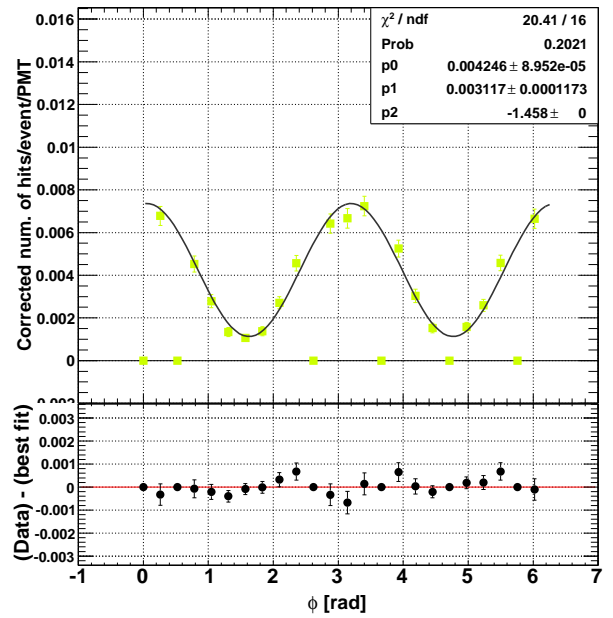
(a) Middle+3



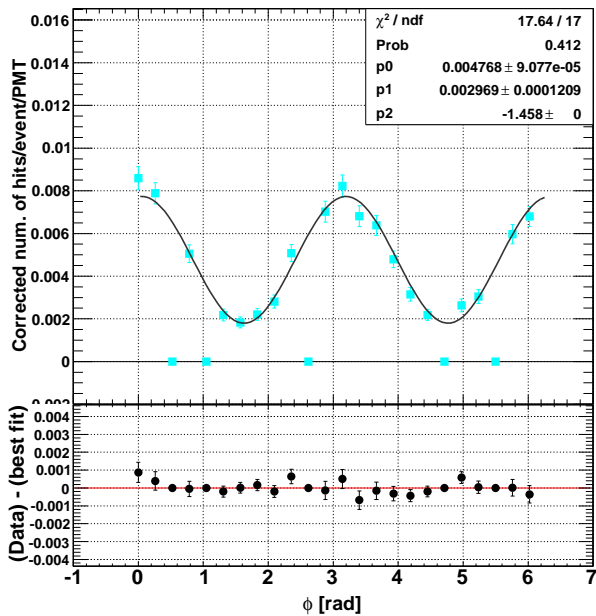
(b) Middle+2



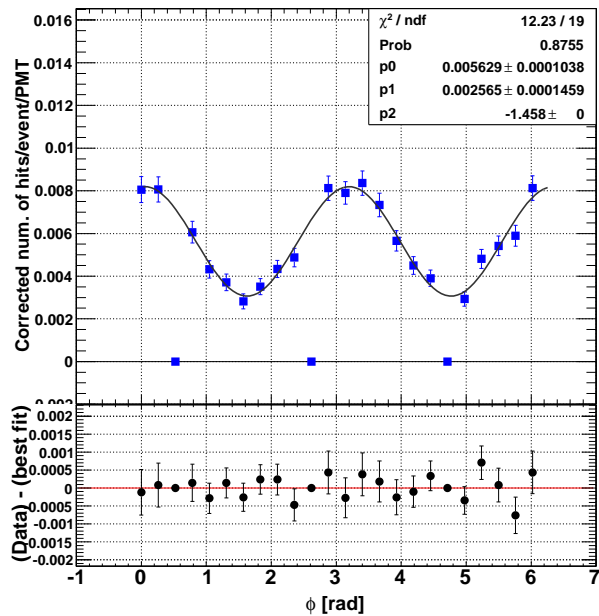
(c) Middle+1



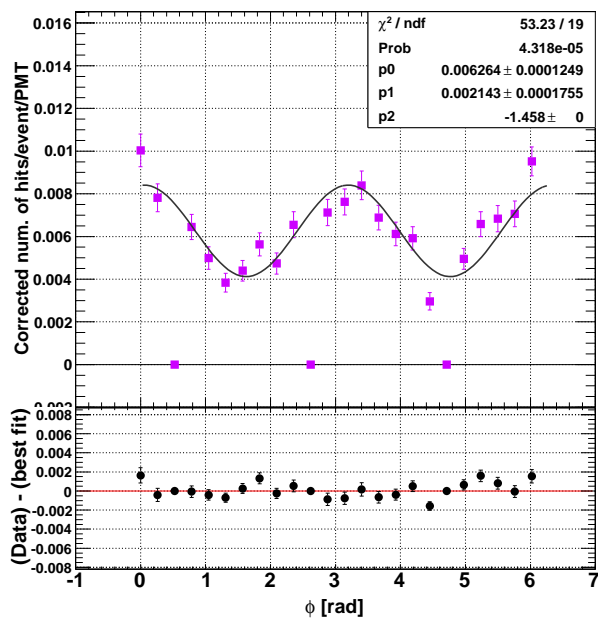
(d) Middle



(a) Middle-1



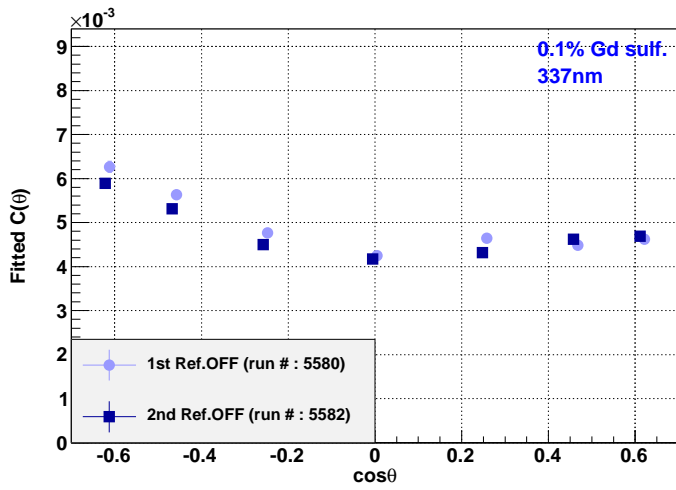
(b) Middle-2



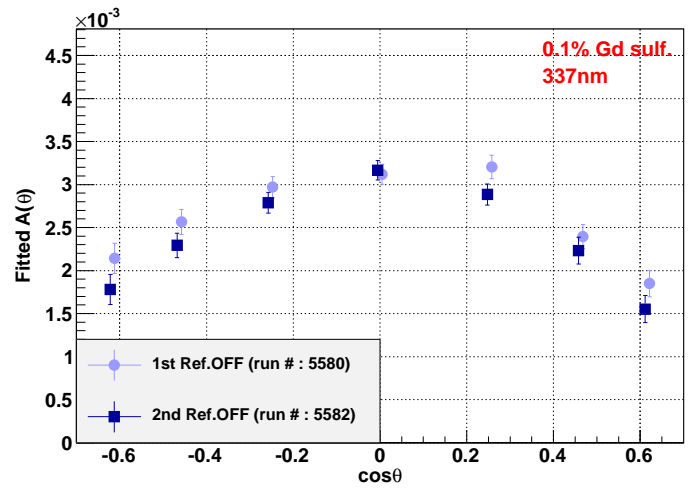
(c) Middle-3

図 6.1: run5580 で測定された ϕ 分布にたいするフィッティング

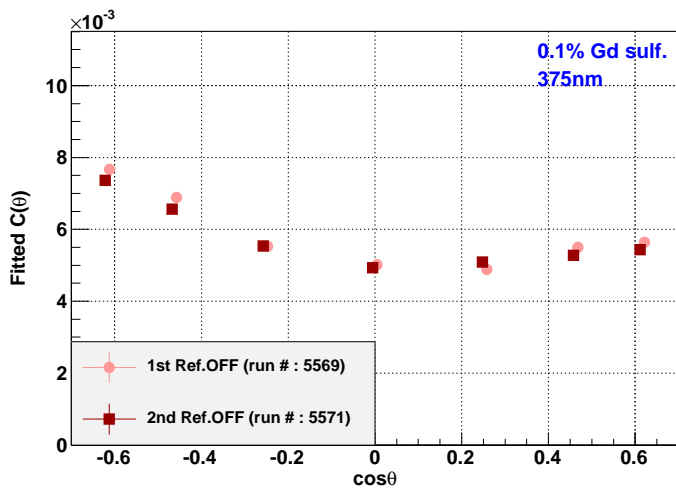
図 6.2 及び 6.3 はそれぞれ 0.1% と 0.2% の硫酸 Gd 濃度で取得したリフレクター OFF の run の ϕ 分布についてのフィッティングから得た $C(\theta)$ 、 $A(\theta)$ を $\cos \theta$ についてプロットしたものを表す。表 3.6 が示す様に 0.1% と 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水では各測定点においてリフレクター OFF の測定を 2 度ずつ行っていることから、図 6.2 及び 6.3 の各図における 2 つのグラフは 2 度の測定の結果をそれぞれ表す。



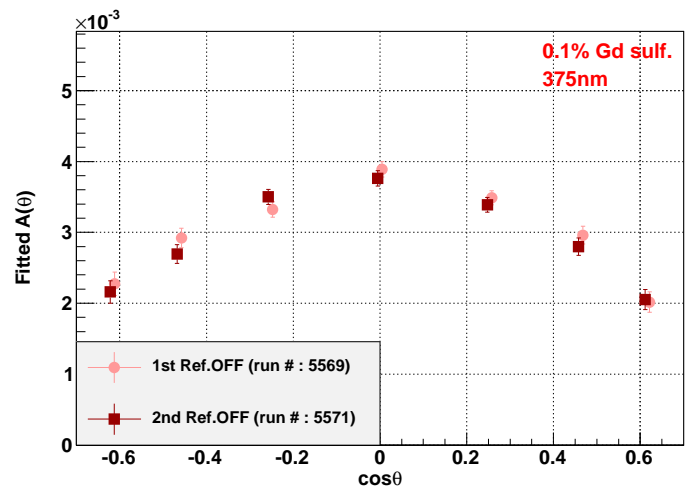
(a) fitted C 337nm



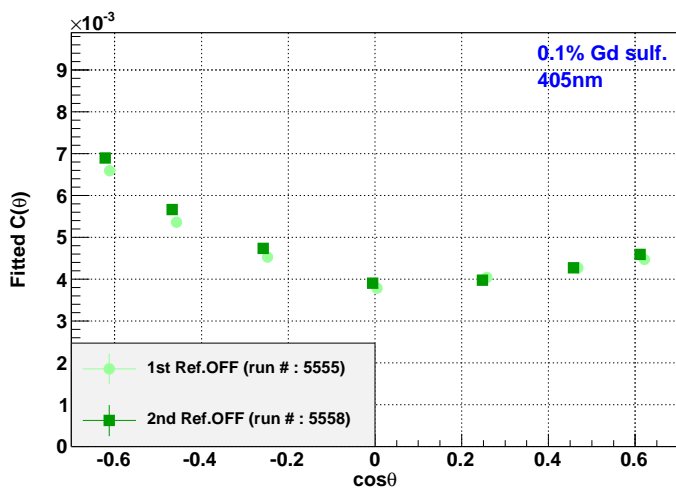
(b) fitted A 337nm



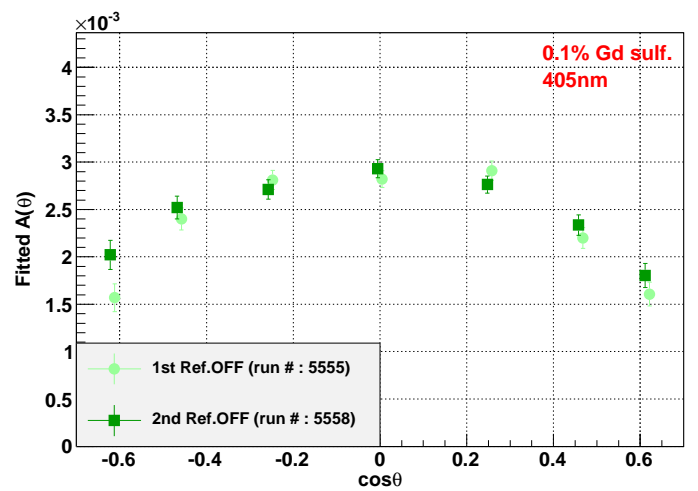
(c) fitted C 375nm



(d) fitted A 375nm

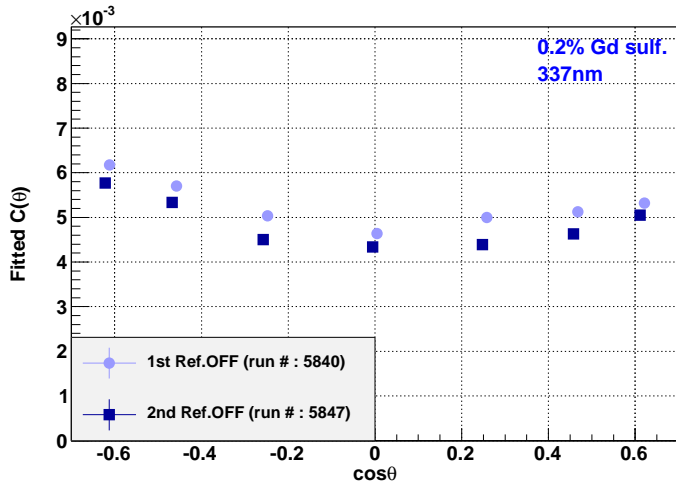


(e) fitted C 405nm

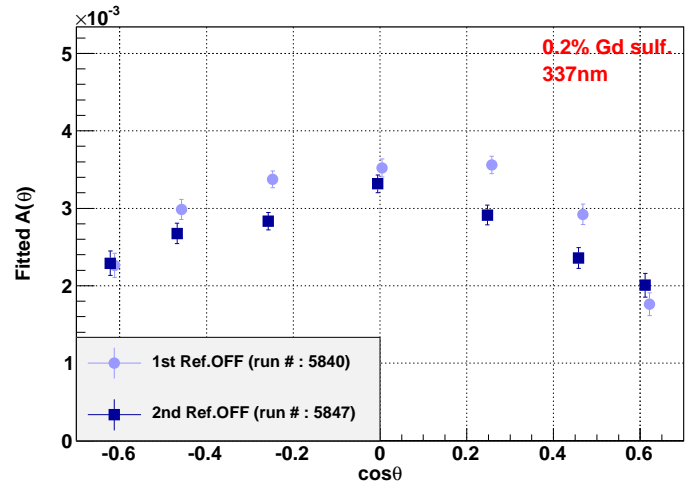


(f) fitted A 405nm

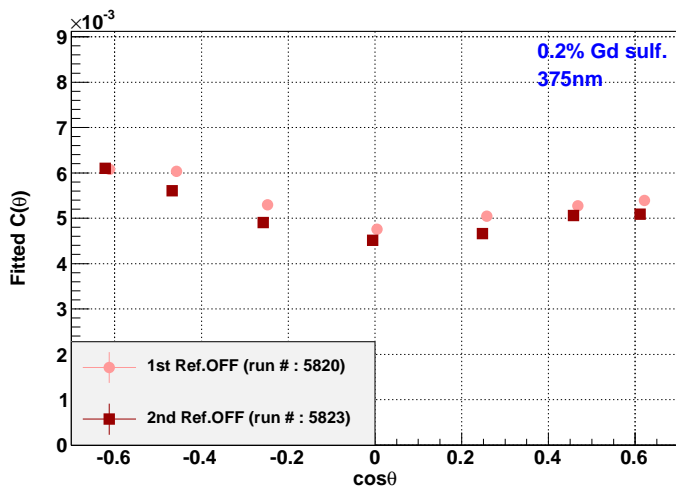
图 6.2: 0.1%



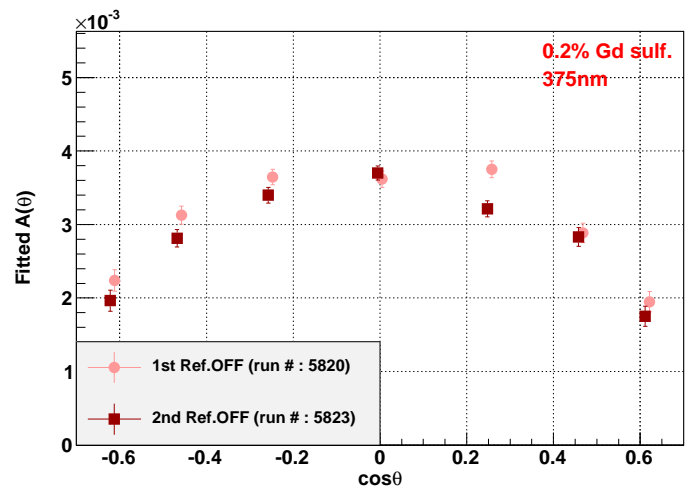
(a) fitted C 337nm



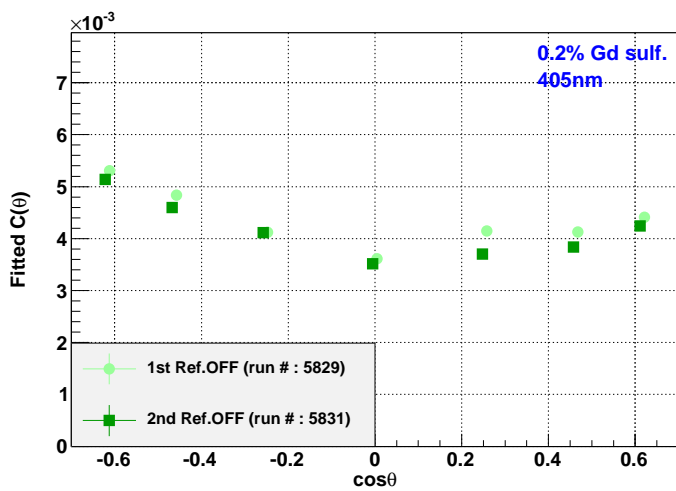
(b) fitted A 337nm



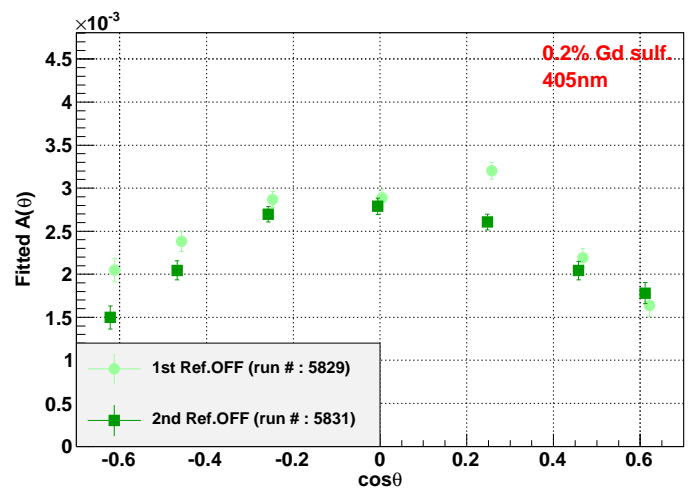
(c) fitted C 375nm



(d) fitted A 375nm



(e) fitted C 405nm



(f) fitted A 405nm

図 6.3: 0.2%

6.3 Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の 0.1% から 0.2% 酸 Gd 濃度における相対変化

フィッティングにより得られた結果は全ての測定点で、 $C(\theta)$ は $\cos \theta$ について非対称である一方、 $A(\theta)$ は良い対称性を持つ結果となった。式 (5.1) より $C(\theta)$ と $A(\theta)$ は共に $\cos \theta$ について対称でかつ、 $C(\theta)$ と $A(\theta)$ は

それぞれ $\cos^2 \theta$ の増加関数と減少関数でとなることが期待される。 $C(\theta)$ は $\cos \theta$ に関して非対称であるためハロー成分の混入が無視できないと考える。一方 $A(\theta)$ は式 (5.1) より期待される振る舞いと無矛盾であるため、0.1% から 0.2% への硫酸 Gd 濃度変化にたいする Rayleigh 散乱強度の相対変化 $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を $A(\theta)$ により求める。

6.3.1 0.1% 及び 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水での測定にたいする再現性と系統誤差

再現性と系統誤差

6.3.2 で述べる様に $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ をフィッティングにより得た $A(\theta)$ 及び、リフレクター ON の測定でタンク底面にある PMT で観測した直線偏光レーザー光の入射強度に比例した電荷量の平均値 \bar{Q}_{cor}^{bottom} より求める。0.1% と 0.2% の硫酸 Gd 添加水での測定では各測定点においてリフレクター OFF と ON の run を 2 度ずつ測定していることから本測定の再現性を考える。

リフレクター OFF での run はフィットした振幅 $A(\theta)$ の測定であり、各測定点での 2 回の $A(\theta)$ の測定結果は前節の図 6.2 及び 6.3 により示す通りである。図 6.2 及び 6.3 から見てとれる様に、2 度の測定により得た $A(\theta)$ は測定点毎に各 $\cos \theta$ の点での再現性が異なっていた。最も良い測定点では全ての $\cos \theta$ の点で 8% 以内で 2 度の測定結果は一致し統計誤差の範囲であったのに対して、測定点によっては 2 度の測定結果が $\cos \theta$ の点に依らず系統的にずれていた。またある $\cos \theta$ の点でのみずれており、そのずれは 29% に及んだ。

各測定点でのリフレクター ON の run で測定した \bar{Q}_{cor}^{bottom} は図 6.4 により示される。 \bar{Q}_{cor}^{bottom} の全の測定点における 2 度の測定結果は 2%~6.1% の間で一致した。

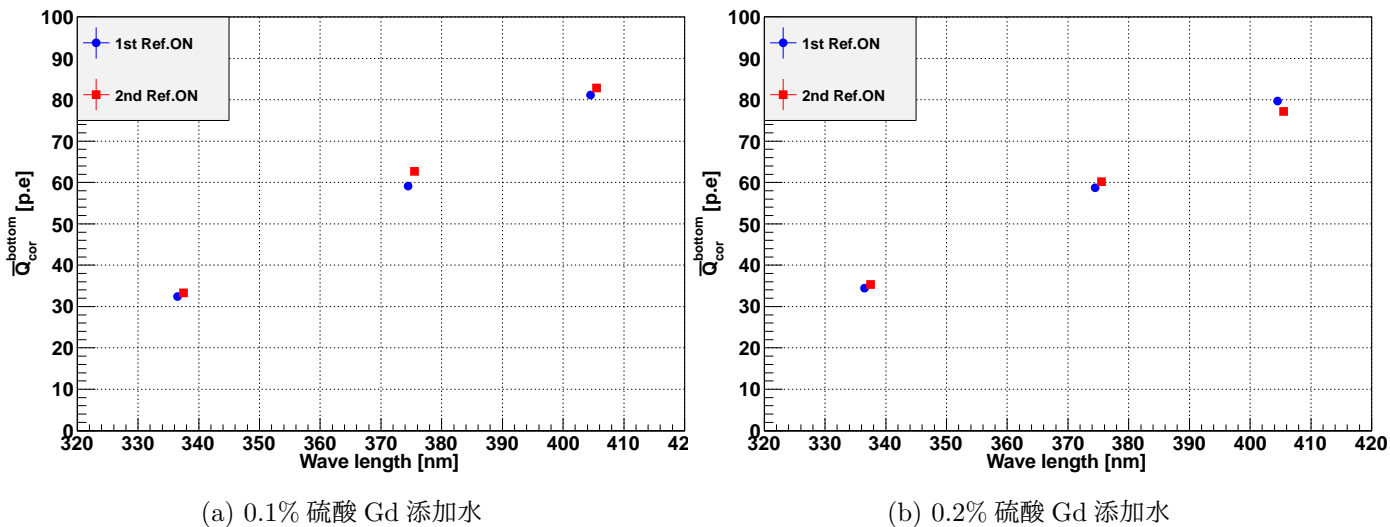


図 6.4: 0.1% 及び 0.2% の硫酸 Gd 添加水におけるリフレクター ON の run で測定した直線偏光レーザー光の入射強度。横軸は波長 [nm]、 \bar{Q}_{cor}^{bottom} [p.e.] を表す。青、赤のグラフは 1 度目と 2 度目の測定結果を示す。

以上に述べた本測定において確認された 2 度の測定による違いは理解できていない、そこで本測定における各測定点における $A(\theta)$ 、 \bar{Q}_{cor}^{bottom} 及び対応する系統誤差を以下の様に与えた。

ある測定点での $A(\theta)$ 、 \bar{Q}_{cor}^{bottom} を 2 度の測定の平均値とし、それぞれ $A_{ave}(\theta)$ 、 \bar{Q}_{ave}^{bottom} と表す。対応するそれぞれの系統誤差 $\delta A_{sys}(\theta)$ 及び $\delta \bar{Q}_{sys}^{bottom}$ は次式で示される。

$$\delta A_{sys}(\theta) = |[A(\theta)]_{1st} - A_{ave}(\theta)| \tag{6.2}$$

$$\delta \bar{Q}_{sys}^{bottom} = \left| \left[\bar{Q}_{\theta}^{bottom} \right]_{1st} - \bar{Q}_{ave}^{bottom} \right| \tag{6.3}$$

ここで $[A(\theta)]_{1st}$ 、 $[\bar{Q}_{\theta}^{bottom}]_{1st}$ はそれぞれ $A(\theta)$ 、 \bar{Q}_{cor}^{bottom} の 1 度目の測定値を表す。

再現性についての考察

1回目と2回目の測定結果が統計誤差の範囲で一致しなかったことに対する考えられる1つとして、レーザー光時間安定性が考えられる。これを0.1%濃度の硫酸 Gd 添加水での337nmの測定を例として述べる。図6.5は1回目と2回目リフレクター OFF の run における、検出器全体で測定するイベントあたりのヒット数の時間安定性を示す。図6.5より1回目は2回目に比べ明らかに時間について変化あり、図中で示す様に一時関数でイベントあたりのヒット数をフィットしたところ、測定前後における変化は1回目では10%、2回目は1.7%未満であった。イベントあたりに検出器全体で観測するヒット数の平均値は2回の測定で1%以内で一致したが、検出器側面のみで検出したヒット数の平均値は2回目の方が5%大きいことから時間安定性との相関が考えられる。したがって図6.2における337nmの結果示す様に1回目と2回目の系統的な違いは、イベントあたりのヒット数の時間安定性(もしくはこれに等しいと考えるレーザー光の時間安定性)からだけでは説明できない。

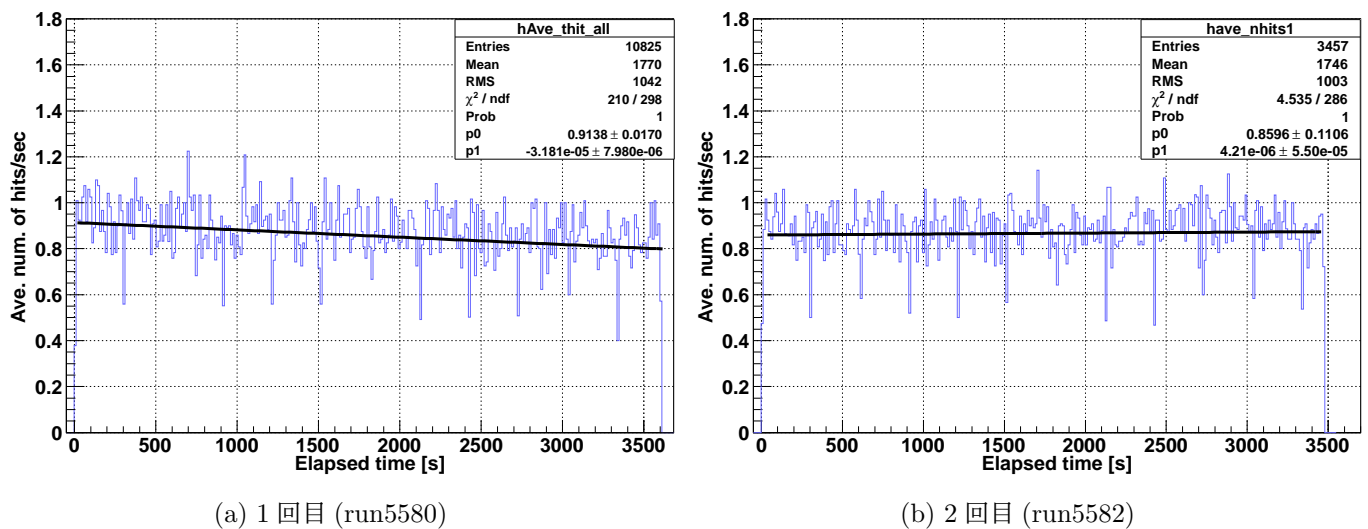


図 6.5: リフレクター OFF の run におけるヒット数の時間安定性。横軸は測定開始時刻からの経過時間 [s]、縦軸は t-tof の ON タイミングにはいる検出器全体でのイベントあたりに観測したヒット数の1秒あたりの平均値を表す。DAQのペDESTALを測定を5分間隔で行うためにデータ取得の一時中断が原因である。

もう1考えられる原因として、runを変えるごとインジェクターを検出器から出し入れがある。出し入れは3.4.2で述べたように、リフレクターを検出器外から操作不可能なためである。runの変更の際の出し入れは以下の手順で行った。

- 手順1 : 前の run が正常に確認した後に、検出器内の PMT への高電圧の電源を落とす。
- 手順2 : 検出器上面にあるキャリブレーションホールを開けて、インジェクターを引き上げる。このとき PMT を実験室内の光に曝すことになる。
- 手順3 : 引き上げたあとに、ダンパー部にあるリフレクターの位置を次の run に向けて変える。
- 手順4 : 検出器内の元の位置にインジェクターを戻す。これまでの過程でインジェクターに接続されている光ファイバの配位は変わる。
- 手順5 : キャリブレーションホールを閉めた後に、PMT への高電圧の印加を開始する。
- 手順6 : PMT への露光や高電圧印加により PMT のダークヒットの割合が高くなっているため、5分ほど待った後に次の run を開始する。

以上の手順1から6まで所用時間は40分以内であった。この手順において再現性に影響を及ぼすおそれがあるものとして手順2でのPMTにたいする露光が考えられる。露光することでPMT毎のイベントあたりの

ダークヒットの数が run 毎に変化するかもしれないが、本解析では直線偏光レーザー光由来のヒットひ混入するダークヒットは run 毎に t-tof 分布の OFF タイミングより見積もり差し引いてる。したがって PMT を露光することによるダークヒットの変化は、あったとしてもキャンセルされると推察する。

次に手順 4 で述べた、インジェクターの出し入れによる光ファイバの配位の変化が考えられる。光ファイバはその曲がり方によって伝送されたあとの光の強度に影響を及ぼすことが知られているが、本測定においてはインジェクターへ接続している光ファイバがその配位を変えた際の影響の有無について情報が無い。影響がある場合には、測定点におけるインジェクターへの入射レーザー光の強度は run 毎に異なってくるので、2 度の測定結果が一致しない原因になりうると考える。

最後に run の開始は PMT への高電圧を印加してから十分に時間が経っていないことから、PMT のゲインが不安定であることが考えられる。ゲインが run 毎に安定していないと PMT 表面に光子が入射して光電子を生成した後に PMT がヒットを作る確率が変化するので、再現性におけるずれの原因と考えられるが、取得したデータからは 2 度の測定の間で再現性に影響を与える様な際立ったヒット数の変化を見せる PMT は無かった。

6.3.2 解析及び結果

$A_{ave}(\theta)$ は式 (5.1) において $\cos(2\phi - 2\delta)$ に比例した項を PMT の立体角について積分した量であるから、Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ 及び直線偏光レーザー光の入射強度に等しい入射光子数 N_0 に比例した量であると考えられる。したがって異なる測定点での得られた $A_{ave}(\theta)$ を比較する為には $A_{ave}(\theta)$ を \bar{Q}_{ave}^{bottom} で割り N_0 をキャンセルする必要がある。またフィッティングにより得られた $C(\theta)$ が $\cos\theta$ について非対称であったことから ϕ 方向に依存しないハロー成分の混入は $A_{ave}(\theta)$ を用いることで避けることが可能だと考えるが、Rayleigh 散乱した光と等しい位相をもつ ϕ に依存したハロー成分が存在する場合は $A_{ave}(\theta)$ へのハロー成分の混入を排除出来ない。したがってフィッティングにより得られた $A_{ave}(\theta)$ を \bar{Q}_{ave}^{bottom} で割った量 $a(\theta; \lambda)$ は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} a(\theta; \lambda) &= \frac{A_{ave}(\theta)}{\bar{Q}_{ave}} \\ &= \frac{S^{OFF}(\theta)}{S^{ON}} (\beta(\lambda) + a_{halo}(\theta; \lambda)) \end{aligned} \quad (6.4)$$

ここで $a_{halo}(\theta; \lambda)$ はハロー成分による寄与を表す。 S^{OFF}/S^{ON} は直線偏光レーザーに波長並びに硫酸 Gd 濃度に依存しない EGADS 検出器の幾何学で定まる定数であるため、0.1% と 0.2% で測定した $a(\theta; \lambda)$ の比をとることでキャンセル可能となる。取得したデータのみからは $a_{halo}(\theta; \lambda)$ を見積もるれない為、以下では $\beta(\lambda) \gg a_{halo}(\theta; \lambda)$ を仮定する。この仮定より次式で示される Rayleigh 散乱強度の 0.1% 硫酸 Gd 濃度からの相対変化 $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を得る。

$$\begin{aligned} \frac{a^{0.2\%}(\theta; \lambda)}{a^{0.1\%}(\theta; \lambda)} &= \frac{\beta^{0.2\%}(\lambda) \left[1 + \frac{a_{halo}^{0.2\%}(\theta, \lambda)}{\beta^{0.2\%}(\lambda)} \right]}{\beta^{0.1\%}(\lambda) \left[1 + \frac{a_{halo}^{0.1\%}(\theta, \lambda)}{\beta^{0.1\%}(\lambda)} \right]} \\ &\simeq \frac{\beta^{0.2\%}(\lambda)}{\beta^{0.1\%}(\lambda)} \\ &= r_\beta(\lambda) \end{aligned} \quad (6.5)$$

ここで $r_\beta(\lambda) = \beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ とした。上式は θ に依存した EGADS 検出器の幾何学的な効果を含まない形となっていることから、 $r_\beta(\lambda)$ は $\cos\theta$ に依らず一定である。そこでタンク側面の各層毎に $r_\beta(\lambda)$ を求め直線でフィッティングし、ベストフィットを $r_\beta^{fit}(\lambda)$ とした。

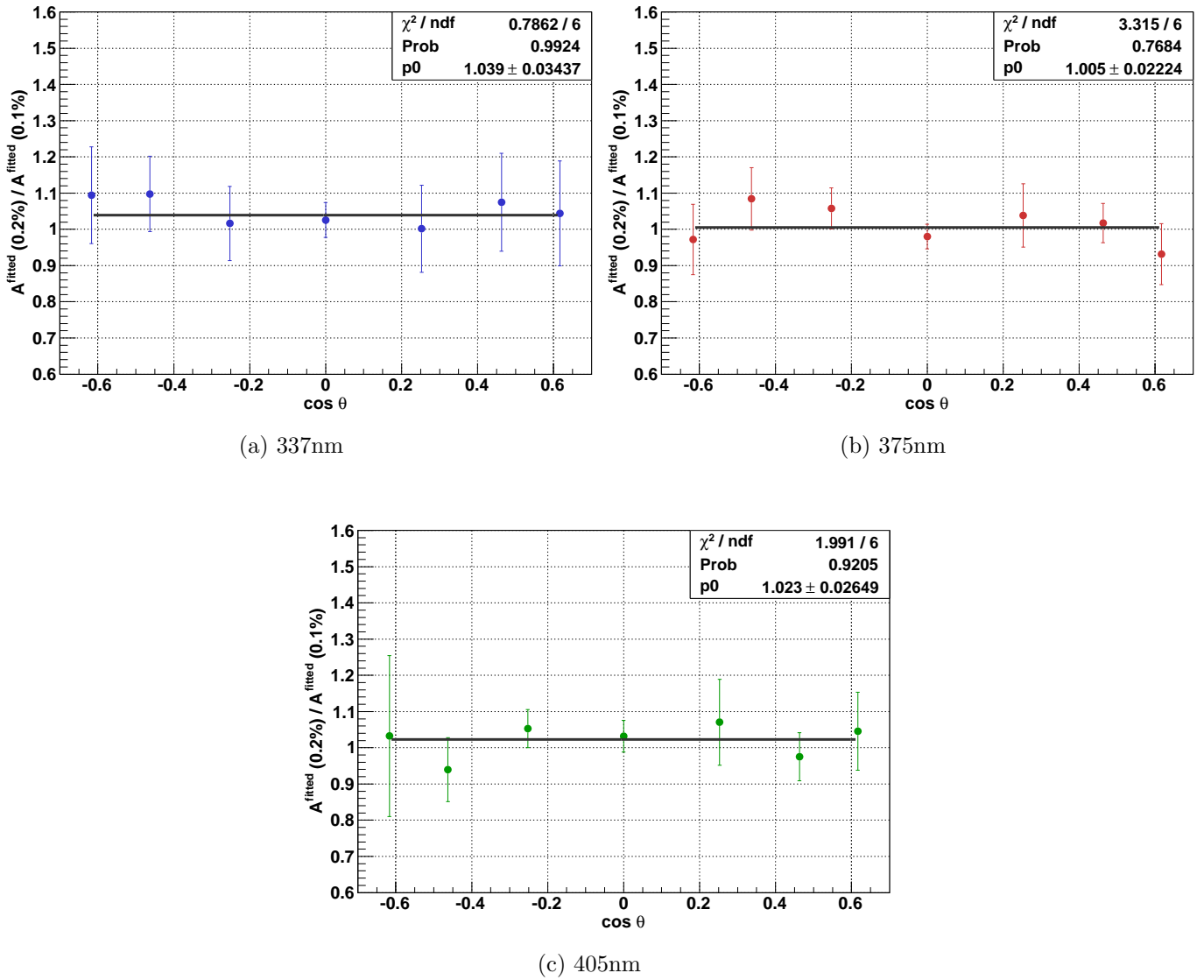


図 6.6: $r_{\beta}(\lambda)$ にたいする直線フィットの結果

図 6.6 は $r_{\beta}(\lambda)$ にたいするフィッティングの結果を示す。以下の表 6.1 にて $r_{\beta}^{fit}(\lambda)$ を示す。

波長 [nm]	r_{β}^{fit}	誤差
337	1.039	0.0394
375	1.005	0.0387
405	1.022	0.0330

表 6.1: $r_{\beta}(\lambda)$ のフィット結果

ハロー成分の混入を無視できると仮定して求めた $r_{\beta}^{fit}(\lambda)$ は誤差の範囲で 1 であることから、0.1% から 0.2% 硫酸 Gd 濃度への変化にたして Rayleigh 散乱強度の有意な増加は見られなかった。

6.4 Rayleigh 散乱強度に対する上限

純水での散乱強度の絶対値および 0.2% の硫酸 Gd 添加による全減衰係数に対する寄与が分かれば、 $r_{\beta}(\lambda)$ を直接求めることが出来る。以下では SKdetsim で使用している実測に基づいた水の減衰係数のモデル及び

EGADS で測定した 0.2% の硫酸 Gd 添加による全減衰係数に対する寄与を用いて $r_{\beta}(\lambda)$ を見積り、本測定で得られた値 $r_{\beta}^{fit}(\lambda)$ と比較する。

6.4.1 EGDAS における水の全減衰係数測定

EGADS ではスペクトロメーター (付録 A 参照) を用いて純水と 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水の全減衰係数 $\alpha(\lambda)$ を測定している。これにより 0.2% の硫酸 Gd による全減衰係数の変化分 $\Delta\alpha(\lambda)$ は次式で与えられる。

$$\Delta\alpha(\lambda) = \alpha^{0.2\%}(\lambda) - \alpha^{pure}(\lambda) \tag{6.6}$$

ここで $\alpha^{pure}(\lambda)$ と $\alpha^{0.2}(\lambda)$ は純水と 0.2% 濃度の硫酸 Gd 添加水の全減衰係数である。図 6.7 はスペクトロメーターにより測定した $\Delta\alpha(\lambda)$ を示す。図中における 280nm 付近のピークは Gd による吸収線によるものである。

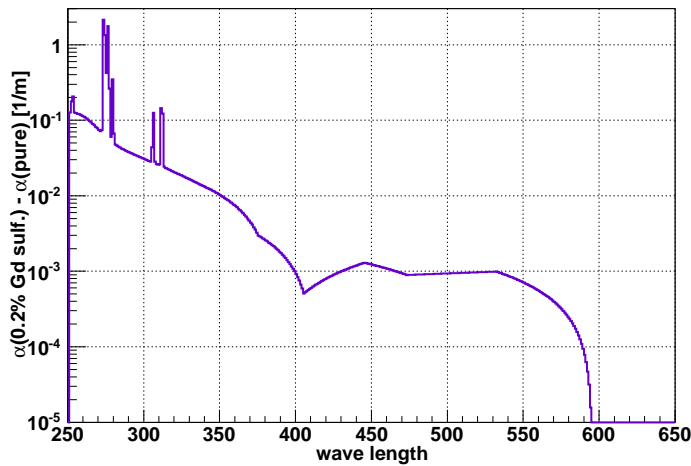


図 6.7: スペクトロメーターで測定した全減衰係数における 0.2% 硫酸 Gd 効果。横軸は波長 [nm]、縦軸は減衰係数 [1/m] を表す。

6.4.2 スーパーカミオカンデ実験における水の減衰係数モデル

SKdesim において純水の減衰係数は光の吸収、Rayleigh 散乱、そして Mie 散乱の 3 つの成分で構成されており、その割合は測定データを再現するように決められている。図 6.8 は SKdetsim で使用している純水の減衰係数のモデルを示す。

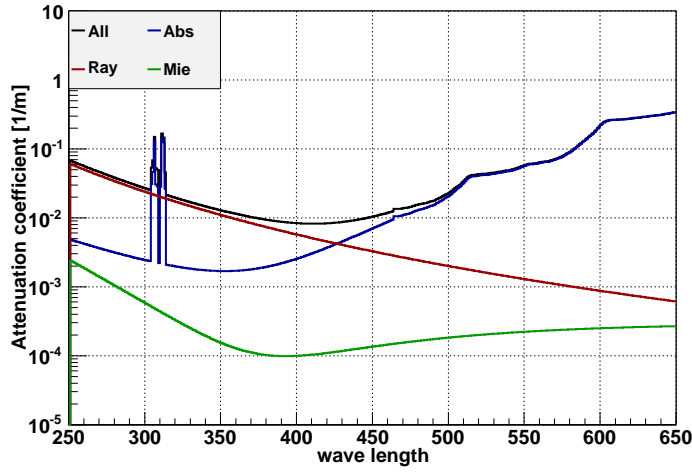


図 6.8: SKdetsim で用いられている純水にたいする減衰係数のモデル。横軸は波長 [nm]、縦軸は減衰係数 [1/m] を表す。黒、青、赤、緑線はそれぞれ全、吸収、Rayleigh 散乱、Mie 散乱減衰係数を表す。

6.4.3 フィッティングによる Rayleigh 散乱にたいする上限

Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ が全減衰係数の内ある割合 F だけ占めると仮定すると $\beta(\lambda)$ は以下の様に表せる。

$$\beta(\lambda) = F \times \alpha(\lambda) \quad (6.7)$$

F の値を仮定することで、SKdetsim で採用されている純水の減衰係数のモデル (図 6.8 参照) における Rayleigh 散乱強度 $\beta_{SK}^{pure}(\lambda)$ 及び $\Delta\alpha(\lambda)$ から $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を見積もる事が可能である。見積もった値 $r_{\beta}^{exp}(\lambda)$ は次式で与えられる。

$$r_{\beta}^{exp}(\lambda) = \frac{\beta_{SK}^{pure}(\lambda) + F \times \Delta\alpha(\lambda)}{\beta_{SK}^{pure}(\lambda) + (F/2) \times \Delta\alpha(\lambda)} \quad (6.8)$$

ここで溶液の減衰係数が、溶液の濃度に比例することを仮定した。

本測定で得られた $r_{\beta}^{fit}(\lambda)$ のみからは有意な散乱が確認できなかったが $r_{beta}^{exp}(\lambda)$ をフィットすることで F を決定し、Rayleigh 散乱強度が純水から 0.2% の硫酸 Gd 添加により変化した最大値を与えることが可能である。以下の χ^2 を F を 0.001 ずつ動かしながら計算し、 χ^2 を最小にする F をベストフィットとした。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{r_{\beta}^{exp}(\lambda_i; F) - r_{\beta}^{fit}(\lambda_i)}{\delta r_{beta}^{fit}(\lambda_i)} \right)^2 \quad (6.9)$$

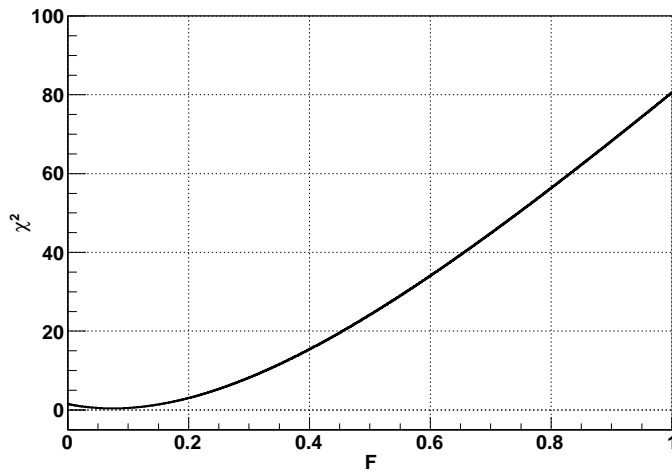


図 6.9: フィッティングの結果。横軸は割合 F 、縦軸は χ^2 を表す。

図 6.9 は χ^2 の計算結果を示す。これよりベストフィットポイントでの F 及び χ^2 を表 6.2 に示す。

パラメータ	ベストフィットでの値
F	0.074
χ^2/ndf	0.383/2

表 6.2: $\beta^{0.2\%}/\beta^{0.1\%}$

ベストフィットでの χ^2 値を χ_{Min}^2 とすると $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{Min}^2$ より F の信頼区間を求めることで上限値を与えられる。 χ^2 はフィットパラメータが F のみであるから、 1σ C.L. 及び 90% C.L. にたいする F の値はをそれぞれ $\Delta\chi^2 = 1$ 、 $\Delta\chi^2 = 2.71$ となる値より求めた。図 6.10 は χ^2 フィットで得られた $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を示す。

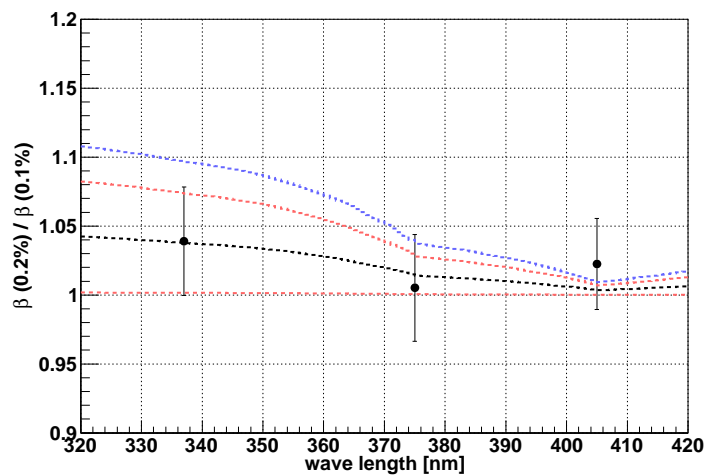


図 6.10: フィッティングにより得られた $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ 、横軸は波長 [nm]、縦軸は $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を示す。黒、赤、青色の破線はそれぞれベストフィット、 1σ C.L.、 90% C.L. での F における $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を表す。

Rayleigh 散乱強度が全減衰係数にある割合 F だけ含まれること並びに、硫酸 Gd による変化が濃度に比例することを仮定し求めた $\Delta\alpha(\lambda)$ に含まれる Rayleigh 散乱の最大の割合は 20.2% (90% C.L.) であった。また 1σ 誤

差の範囲で Rayleigh 散乱強度の割合は 0.3% であることから、Rayleigh 散乱の測定より求めた $\beta^{0.2}(\lambda)/\beta^{0.1}(\lambda)$ と無矛盾な結果であった。

6.5 まとめ

Rayleigh 散乱強度 $\beta(\lambda)$ の硫酸 Gd 濃度依存性として、0.1% から 0.2% への相対変化 $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を求めるために 0.1% 及び 0.2% の硫酸 Gd 添加水で取得したデータを用いた。測定した ϕ 分布を直線偏光の Rayleigh 散乱から期待される角度分布をフィットし、 ϕ に依存しないハロー成分を取り除くことが可能であると仮定し、振幅 $A(\theta)$ を解析に用いた。

各 $\cos \theta$ の点での $A(\theta)$ を用いてリフレクター OFF の測定の再現性を確認した。2 度の測定で得た各 $\cos \theta$ の点での $A(\theta)$ の最大のずれは 29% であった。またリフレクター ON の測定では、 \bar{Q}_{cor}^{bottom} は 6.1% の範囲で 2 度の測定結果は再現した。

$A(\theta)$ へのハロー成分の混入を無視できると仮定して、 $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ を 337nm、375nm、405nm について求めた。全ての波長において 4% 未満の誤差の範囲で有意な散乱の増加は確認されなかった。

求めた $\beta^{0.2\%}(\lambda)/\beta^{0.1\%}(\lambda)$ より、純水から 0.2% の硫酸 Gd 添加水で変化した全減衰係数に含まれる散乱の割合を、スーパーカミオカンデ実験で使用している純水の減衰係数のモデル及びスペクトロメーターで測定した全減衰係数の変化分から見積もった。純水からの全減衰係数の変化分における最大の Rayleigh 散乱強度の割合は 20.2%(90% C.L.) であった。

6.6 今後の課題と展望

SK-Gd 計画に向けて EGADS 実験では EGADS 検出器の水を純水に戻し再度 0.2% の硫酸 Gd 添加水にする計画が考えられており、それに伴い EGADS 検出器での Rayleigh 散乱の測定は今後も続くと考えられる。そこで以下で本測定及び本解析における問題点を挙げると同時に、改善案を述べる。

測定について

まず本測定においてレーザー光の時間安定性、リフレクター OFF と ON の測定で入射光量等しい事を確認していないことが問題として考えられる。これは安定した光検出器を用意し光源からインジェクターへレーザー光を入射する前にレーザー光を分割し、インジェクター入射しないレーザー光を用意した光検出器でモニタすることで解決できると考える。インジェクターから射出される直線偏光レーザー光のハロー成分が解析において問題となっている。光学系を改めより良い射出軸について平行光をつくるのが望ましいが、ハロー成分のダンパー部表面での反射が問題となっていることから、インジェクター表面を吸収物質で覆うことやダンパー部の吸収部の口径を広げることで用意に改善されると考える。

また新ダンパー部の測定ではリフレクターの配置を変更する度にインジェクターを検出器から出し入れが、2 度の測定におけるずれの原因になり得ると考えることから、検出器から出し入れすることなくリフレクターの位置を操作可能な様にダンパー部を改良することが今後の課題となる。

解析について

本解析では ϕ 分布にフィットした角度分布のパラメータ $A(\theta)$ と $C(\theta)$ が $\cos \theta$ について対称性であり、 $A(\theta)$ は θ について減少関数、 $C(\theta)$ は θ について増加関数であるということを PMT の立体角についての積分の対称性から仮定した。この仮定が正しい事を示す為にはタンク座標において PMT の立体角の積分を実効すれば良いが解析的に行うのは困難である。加えてインジェクターの影の効果は 1 つの支持棒につき 1 つの PMT で収まるとしたが、本当にそうであるか ϕ 分布をフィットするにあたり確認する必要がある。支持棒表面での光

の反射を考慮すべきであるから効果を見積もる為にはデータを再現するモンテカルロシミュレーションが必要であるそしてフィットした振幅におけるハロー成分の混入を無視できると仮定したが、本当そうであるか示す必要がある。

以上の問題はデータを再現するモンテカルロシミュレーションがあれば解決可能と考える。そして現在 GEANT4 の枠組み内で動作する EGSIM と呼ぶ EGADS 検出器の為のモンテカルロシミュレーションを開発中である。特に PMT の有感度領域の波長の光の検出器内のブラックシート及び PMT の反射の箇所を開発しており、これにより EGADS 検出器で測定したキャリブレーションデータの再現度が向上がみこまれている。また Rayleigh 散乱の測定に対応した EGSIM も開発中であり、今後の EGADS における Rayleigh 散乱の測定に役立つことを期待する。

第7章 総括

2015年6月にスーパーカミオカンデ実験グループは正式に0.2%濃度の硫酸Gdを現在用いている純水に添加し、ニュートリノと反ニュートリノ識別能力を高めるSK-Gd計画を承認した。現在のところ硫酸Gdの添加時期は明確ではないがSK-Gd計画に向けて、スーパーカミオカンデ検出器と同型の200トン水Cherenkov検出器を用いて必要とされる研究及び実証試験を行うEGADS実験が進行している。これまでにEGADS実験では透過率測定装置(UDEAL)による透過率の変化分のみ測定していたが、変化分における光の散乱と吸収の割合を測定していなかった。硫酸Gd添加による水の透過率変化がスーパーカミオカンデ検出器の性能に及ぼす影響は散乱と吸収に依存することから、実際に検出器性能への影響を確認する為にはその割合を測定する必要がある。

本研究は透過率変化がスーパーカミオカンデ検出器へ及ぼす影響を確認する為に、EGADS検出器においてRayleigh散乱の測定を行った。直線偏光レーザー光射出可能な校正装置を検出器内に設置し、Rayleigh散乱した直線偏光レーザー光を検出器内のPMTにより検出する測定であった。純水及び0.1%、0.2%濃度の硫酸Gd添加水において、それぞれ3波長(337nm、375nm、405nm)の射出直線偏光レーザー光についてデータを取得した。全取得データにおいて観測したPMTのヒット数の ϕ 分布(タンク座標で定義されるタンク側面方向の角度)は直線偏光のRayleigh散乱に特徴的なものであった。

0.1%と0.2%で測定した ϕ 分布に直線偏光によるRayleigh散乱から予想される角度分布をフィットし0.1%から0.2%の濃度変化にたいするRayleigh散乱強度の相対変化量を求めた。3波長全てにおいて4%未満の誤差の範囲で有意な散乱の増加は確認されなかった。

スーパーカミオカンデ実験で使用している純水の減衰係数のモデルおよび、スペクトロメータ(JASCO V-550 UV/VIS)により測定した純水から0.2%硫酸Gd添加水での全減衰係数の変化分から予想される0.1%から0.2%の濃度変化にたいするRayleigh散乱強度の相対変化量と、本測定結果と合わせることで全減衰係数の変化分における散乱係数の割合を求め、上限として20.2%(90%C.L.)を得た。

付録 A ソークテスト

EGADS 検出器での Rayleigh 散乱の測定を実施する以前に、インジェクターが硫酸 Gd 添加水内で使用可能か確認するためのソークテストは行われていた。ソークテストは目標濃度である 0.2% 硫酸 Gd 添加水に試験材料を浸し、浸水前後で硫酸 Gd 添加水の透過率の変化を測定することにより行った。Rayleigh 散乱の測定前に行われたソークテストはインジェクター自身を硫酸 Gd 添加水に浸すのではなく、インジェクターを構成する材料と同じ物を浸し行われ、その結果から硫酸 Gd 添加水内でのインジェクターの使用可能と判断された。しかし EGADS 検出器における 0.02% の硫酸 Gd 添加水での測定後にインジェクターが硫酸 Gd 添加水に溶ける恐れが判明した。(3.4.2 参照) したがってインジェクターが本当に硫酸 Gd 添加水内で使用可能であるか確認する必要が生じ、再度ソークテストを行った。2 度目のソークテストではインジェクター自体を 0.2% の硫酸 Gd 添加水に置き浸した。インジェクターは図 7.1 が示す様に光学系部とダンパー部に分離可能であるので 2 つを別々にソークテストを行い、その結果ダンパー部が硫酸 Gd 添加水に溶解することを確認した。以下ではダンパー部のソークテストについて述べる。

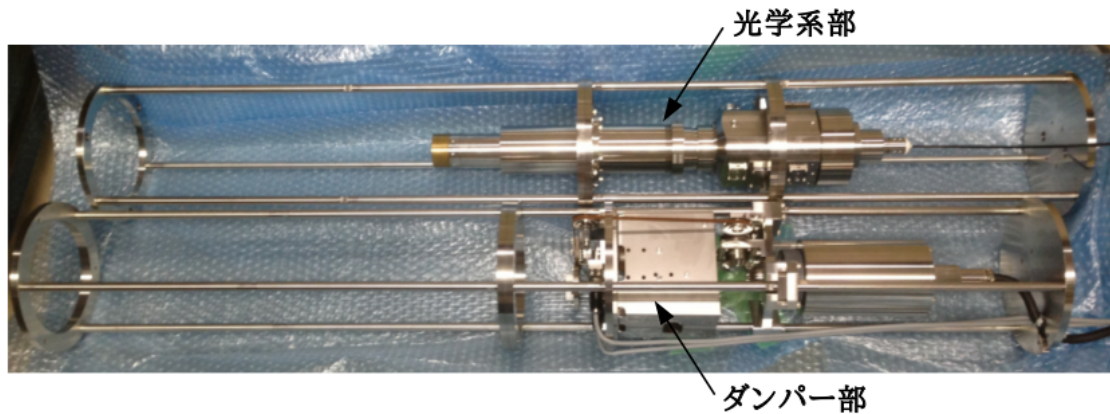


図 7.1: ダンパー部と光学系部を分離した状態のインジェクター

ソークテストは測定試料を 0.2% の硫酸 Gd 添加水に置き浸した後の硫酸 Gd 添加水の透過率を測定する。透過率の測定には日本分光株式会社製のスペクトロメーター (JASCO V-550 UV/VIS) を用いた。図 7.2 はスペクトロメーターによる透過率測定の模式図を示す。透過率は光源から波長を 1nm ずつ変えながら光を試料水で満たされた 10cm 長の石英セルに入射し、石英セルを通過した光を測定することで得られる。ダンパー部のソークテストには以下 3 つの試料水を作成し、透過率を測定した。

- 試料水 1 : スーパーカミオカンデ検出器に注入される純水。
- 試料水 2 : ポリエチレン製の袋にダンパー部に使用するのと同じ 0.2% の硫酸 Gd 添加水を入れ、ダンパー部と同じ環境で 29 時間経過した後の水。
- 試料水 3 : 0.2% の硫酸 Gd 添加水が入ったポリエチレン製の袋にダンパー部を浸し、29 時間経過後の水。

スペクトロメーターの測定による透過率はスーパーカミオカンデ検出器で使用する水の透過率に対する相対的な値となっているため、試料水 1 によりスペクトロメーターの安定性を確認する。試料水 2 と試料水 3 を比較することでダンパー部が 0.2% 硫酸 Gd 添加水へ及ぼす影響を測定した。

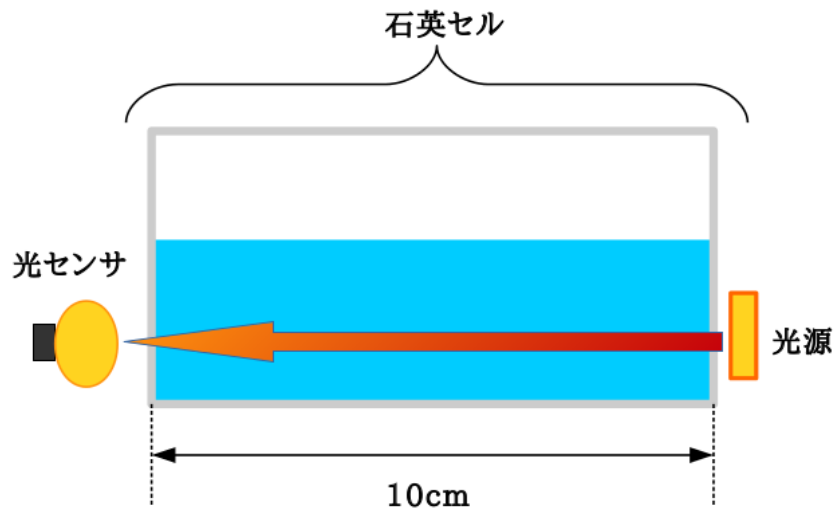


図 7.2: スペクトロメータの測定概念図



図 7.3: ポリエチレン製の袋

図 7.4 はスペクトロメータによる透過率測定の結果を表す。試料 1 が 1 の透過率となっているのは、試料 1 と等しい純水の透過率が基準となっている為である。200nm 付近で減少が見られるが、これは使用したスペクトロメータの 200nm 付近での検出感度が安定していないことが原因であると知られている。また試料 2 は 0.2% の硫酸 Gd とポリエチレン袋の効果で純水に比べて透過率が減少しており、280nm 付近の減少のピークは Gd の吸収線によるものである。そして試料 3 であるが図 7.4 より見てとれる様に明らかな減少を確認できる。インジェクターの他の部分においてこの様な明確な透過率の減少が見られなかったことから、ダンパー部分の一部が硫酸 Gd 添加水に溶けだしたと結論づけた。ソークテストの測定より約 1ヶ月後に旧ダンパー部の様子を見たところ、図が示す様にリフレクター可動付近に錆が発見された。

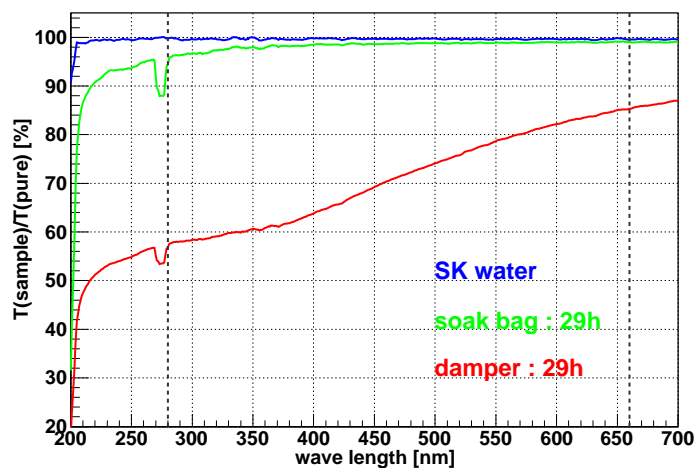


図 7.4: 旧ダンパー部をソークしたあとの透過率の変化。横軸は波長 [nm]、縦軸は 10cm 石英セルを通過した後の純水の透過率に対する変化を表す。青、緑、赤線はそれぞれ試料 1、試料 2、試料 3 の測定結果を示す。

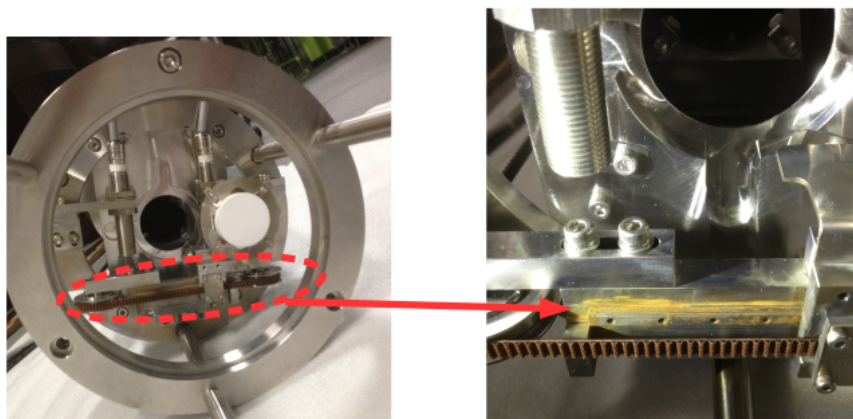


図 7.5: ソークテスト後約 1ヶ月後の旧ダンパー部。右図は旧ダンパー部のリフレクター可動部付近に発見した錆を示す。

関連図書

- [1] F.Reiness, C.L.Cowan, “On the Detection of the Free Neutrino” *Phys. Rev.*,**92** (1953) 830.
- [2] Y.Fukuda *et al.*, “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos” *Phys. Rev. Lett.* (1988) 1562-1567.
- [3] Beacom, J.F. and Vagins, M.R. “Antineutrino Spectroscopy with Large Water Cerenkov Detectors” *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 171101.
- [4] Tristan James Irvine, PhD Thesis, University of Tokyo, Sep. 2014, “Development of Neutron-Tagging Techniques and Application to Atmospheric Neutrino Oscillation Anaysis in Super Kamiokande”
- [5] S.Mine “Gd impact on ATMPD physics” Suprkamiokande collaboration meeting, Nov, 2014
- [6] L.Tsang, J.A.Kong, K.Ding, “SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES Theories and Applications”, Wiley(2000)
- [7] J.D.Jackson, “CLASSICAL ELECTRODYNAMICS THIRD EDITION”, Wiley(1999)

謝辞

本稿を書き上げることが出来たのは本当に多くの方々の方力添えによるものだと思います。本論文に携わって頂いた方のみならず、私の修士課程の生活に携わって下さった皆様へ感謝申し上げます。

特に指導教官である奥村公宏先生には入学前より何もわからない中、PMT や NIM 規格の回路の扱い方といった基本的な事柄を教えて下さったことを始め、様々な事を経験する機会を与えて下さいました。また研究の進め方から日常生活に至るまで丁寧に指導して頂いたと共に、先生の研究に対する建設的な取り組み方は本当に勉強になりました。私の見通しの甘さからご迷惑を多々お掛け致しましたが、心からお礼申し上げます。

梶田隆章先生には RCCN ミーティングにおいて私の非常に拙い英語での発表を聞いて意見を下さいました。また海外で催されたスクールに参加する機会を与えて下さり、本当にありがとうございました。

西村康宏先生には光センセの性能評価測定の経験だけでなく、光センセや測定したデータ解析の基本的なことから教えていただきました。日常生活においても色々とお世話になりました。

神岡に滞在する事が多く、神岡宇宙素粒子研究施設の方々にも大変お世話になりました。中畑雅行先生には EGADS ミーティングにて意見を頂きました。塩澤真人先生には Local HK ミーティング、学生ゼミでお世話になりました。森山茂栄先生にはキャリアブレーションミーティングや学生ゼミを通じてお世話になりました。本研究の解析に関してだけでなく、Ni ボールのデータ解析や EGSIM について多くの助言及び意見を頂きました。特にデータを徹底的に理解する姿勢を学ぶことができました。関谷洋之先生には発表資料を添削して頂いたり、また神岡での生活において大変お世話になりました。池田一得先生には本研究における測定、解析、また体調を崩した際に面倒見て頂いたりとあらゆる面で大変お世話になりました。私が至らないことが多く、本当にご迷惑ばかりお掛けしてしまいました。亀田純先生には解析について大変お世話になりました。データの処理であったり SKdetsim に関する事を教えて頂いた他、解析方法について相談に相談にのって頂きました。早戸良成先生、岸本康宏先生、三浦真先生、阿部航先生、竹田敦先生には学生ゼミナールでお世話になりました。戸村友宣先生、梁炳守先生には神岡での生活で大変お世話になりました。

神戸大学の矢野孝臣先生には EGSIM、神岡だけでなく研究生活でお世話になりました。特に EGSIM の動作方法から始め、バグ修正、開発まで様々な事を教えて頂き、本当にありがとうございました。本論文を書き上げるまでに EGSIM の開発が間に合わなかったことが非常に心残りです。

技官の牛丸司さん、田守幸雄さん、東哲二さんには実験に必要な純水の運搬を手伝って頂き、スムーズに実験ができました。

同じ宇宙ニュートリノ観測情報融合センターの先輩である Tristan Irvine さんには私の拙い英語での会話に付き合ってくれました。Euan Richard さんにも私の為に積極的に英語で話しかけて下さった事に加え、ROOT について教えて頂きました。同期である田中宏樹さんと宮本昴拓くんとは柏へ戻った際に会話することで励みになりました。

神岡宇宙素粒子研究施設の先輩である中野祐樹さんにはスーパーカミオカンデに関する事、プログラム、Rn に関する測定への参加をさせて頂いただけではなく、神岡での生活で本当にお世話になりました。高知尾理さんには神岡での生活でお世話になり、楽しく神岡生活を過ごす事が出来ました。芳賀侑斗さん、織井安里さん、小林雅俊さん、乗田貴之くん、園田佑太郎くんには学生ゼミや神岡生活でお世話になりました。特に小林雅俊さんには神岡生活において何度も助けて頂き、大変ご迷惑をお掛けしたと思うと共にありがとうございました。

秘書の渡辺さん、神岡宇宙素粒子研究室の事務の方々には旅費手続きで大変お世話になりました。

最後に日々支えて下さった家族、友人に感謝致します。

2016 年 1 月 阿久津 良介