

修　　士　　学　　位　　論　　文

ハイパー・カミオカンデ長基線ニュートリノ実験における中間距離水チエレンコフ検出器の較正に関する研究

2024年8月9日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 222s181s
氏　名　鐘　海文

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

現行の Super-Kamiokande の後継検出器として、さらに大型（260 kt）の水チエレンコフ検出器 Hyper-Kamiokande が建設中である。これにともなって茨城県東海村の加速器研究施設 J-PARC からのニュートリノビームの強度を上げ、850m 下流には新たに中間距離水チエレンコフ検出器（Intermediate Water Cherenkov Detector, IWCD）が建設される。IWCD では、3 インチ光電子増倍管 19 本を 1 つに束ねた直径 50cm のマルチ光電子増倍管（mPMT）が用いられる。

本研究では、準備研究として IWCD のシミュレーションを新たに導入し、特に放射線源を用いて行わる検出器較正（Ni/Cf 較正）の事象発生から検出器シミュレーションまでを行った。mPMT では、その中で 3 インチが様々な方向を向くので、それが検出器全体にどのような影響をもたらすかを調べた。それ以外に水質、検出器内部における光の反射がもたらす影響についても調べた。さらに新しく製作した較正用 Ni/Cf 線源が純水や Gd 水に影響を与えないかどうかを調べるために浸漬試験を行った。

目次

目次	1
図目次	3
表目次	5
1 序論	6
1.1 素粒子標準模型	6
1.1.1 ニュートリノ	6
1.1.2 ニュートリノビームの生成法	7
1.2 ニュートリノ振動	8
1.3 水チェレンコフ検出器	9
2 ハイパーカミオカンデ長基線ニュートリノ実験	11
2.1 Super-Kamiokande (SK) 実験と Hyper-Kamiokande (HK) 実験	11
2.2 Tokai-To-Kamioka (T2K) 実験	13
2.3 中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD)	13
2.4 multi-photomultiplier tube (mPMT)	15
2.5 本研究の目的	16
3 IWCD の較正のためのシミュレーション	18
3.1 Ni/Cf 較正用放射線源	18
3.2 IWCD のシミュレーション	19
3.3 Ni/Cf 較正のシミュレーション	20
3.4 3 インチ PMT の向きによる検出への影響	20
3.4.1 PMT の向きによるヒット数とヒットタイミングへの影響	22
3.4.2 PMT の角度の影響の結論	23
3.5 水質による検出への影響	25

3.6 ブラックシートの反射率による検出への影響	25
4 Ni/Cf 放射線源の浸漬試験	27
4.1 Ni/Cf 放射線源の構造	27
4.2 浸漬試験を行う理由	27
4.3 浸漬過程	28
4.4 浸漬試験の結果	29
4.4.1 浸漬試験データ	29
4.4.2 透過率減衰率	31
4.4.3 吸収係数の計算 (Lambert-Beer Law)	33
5 議論と展望	35
5.1 主要な成果	35
5.2 議論	35
5.3 研究展望	36
6 謝辞	37
参考文献	40
附録	41
A WCSim への自作線源導入方法	41
A.1 WCSimPrimaryGeneratorMessenger	41
A.2 WCSimPrimaryGeneratorAction	43

図目次

1.1	素粒子標準模型 [1]	7
2.1	スーパーカミオカンデ検出器の全体像 [2]	12
2.2	ハイパーかみオカンデ検出器の概念図 [3]	12
2.3	T2K 実験の全体像 [5]	13
2.4	T2K 実験のターゲットと磁気装置の概略図 [5]	13
2.5	T2K におけるオフアクシス角と振動確率の関係 [6]。振動確率が最大のエネルギーは 0.6 GeV (295km)	14
2.6	IWCD の検出器深度とオフアクシス角の概略図	15
2.7	パイオンの 2 体崩壊によるオフアクシス角が 0° 、 2° と 2.5° の時にニュートリノエネルギーとパイオンの運動量の関係 [7]	15
2.8	IWCD におけるオフアクシス角に対するニュートリノのフラックス分布図 [9]	16
2.9	mPMT の構造図 [14]	16
2.10	HAMAMATSU 製の R12199-02 型 3 inch PMT	17
3.1	Ni/Cf 較正用放射線源の概念図	19
3.2	^{252}Cf の崩壊図 [17]	19
3.3	放射線源と PMT 向きの角度	20
3.4	Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における 3 インチ PMT の ϕ に対するヒット数分布	22
3.5	Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における 3 インチ PMT のヒットタイミング- ϕ 散布図	22
3.6	Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における PMT の ϕ 分布図	23
3.7	Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における ϕ に対するヒット数分布 (各 ϕ における PMT 数による規格化後)	23
3.8	Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における平均 PMT のヒットタイミング- ϕ 散布図	23

3.9 原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) に対する $\phi > 60^\circ$ PMT (着色部分)	24
3.10 1 ヒットあたりの信号量分布図	24
3.11 水の吸収長係数 (左) とレーリー散乱長係数 (右) -PMT のヒットタ イミング分布図	26
3.12 ブラックシートの反射率係数-PMT のヒットタイミング分布図 . . .	26
4.1 Ni 球と真鍮ホルダーの実物図	28
4.2 超音波洗浄中のホルダー	29
4.3 JASCO V-550 紫外可視分光光度計	30
4.4 純水溶媒の透過率の波長依存性	31
4.5 重量濃度 0.03%Gd 水溶媒の透過率の波長依存性	31
4.6 スーパーカミオカンデに使用されている PMT の量子効率を入射光 の波長の依存性 [20]	32
4.7 純水溶媒の吸収係数-波長スペクトラム	34
4.8 重量濃度 0.03%Gd 水溶媒の吸収係数-波長スペクトラム	34
A.1 WCSim のソースコードの粒子生成ファイル構成	42
A.2 WCSimPrimaryGeneratorMessenger の主な構成	42
A.3 WCSimPrimaryGeneratorAction の主な構成	45

表目次

3.1	自然 Ni 中の Ni 同位体比例と $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応エネルギー [15]	18
3.2	Ni 放射ガンマ線エネルギースペクトル	21
3.3	純水のチューニングパラメータ	25
3.4	ブラックシートのチューニングパラメータ	26
4.1	Ni 球現行接着剤と硬化剤	28
4.2	浸漬試験の条件	30
4.3	浸漬試験の透過率減衰率 [%]	32

第 1 章

序論

1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型は、物質の基本的な組成と基本的な相互作用を記述するための理論的枠組みである。クォーク、レプトン、ゲージボソンという 3 種類の素粒子、加えてヒッグス粒子で構成されている。クォークは陽子や中性子を構成し、レプトンは電子やニュートリノなどを含み、ゲージボソンは光子の電磁気力、W や Z ボゾンの弱い力、グルーオンの強い力などの相互作用を媒介する粒子である。素粒子模型は、多くの実験データをうまく説明している。

1.1.1 ニュートリノ

ニュートリノ (neutrino) は、レプトン族に属する電気的に中性で質量の極めて小さい素粒子である。ニュートリノは電磁相互作用や強い相互作用には関与せず、弱い相互作用や重力を通してのみ他の物質と相互作用する。ニュートリノには 3 つのフレーバー (flavor) がある：電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノで、電子、ミュー粒子、タウ粒子のペアに対応している^{1.1}。

ニュートリノは太陽の核融合、ベータ崩壊、核反応、宇宙線などの相互作用で生成される。例えば、ニュートリノは太陽の核融合、陽子と陽子の連鎖反応、CNO サイクルで生成される。ニュートリノは地球や他の天体をほとんど通り抜けることができるため、太陽の内部構造や超新星爆発などの天文現象を研究するための重要な役割を果たしている。

重要な発見は、ニュートリノ振動という現象である。これは、ニュートリノが

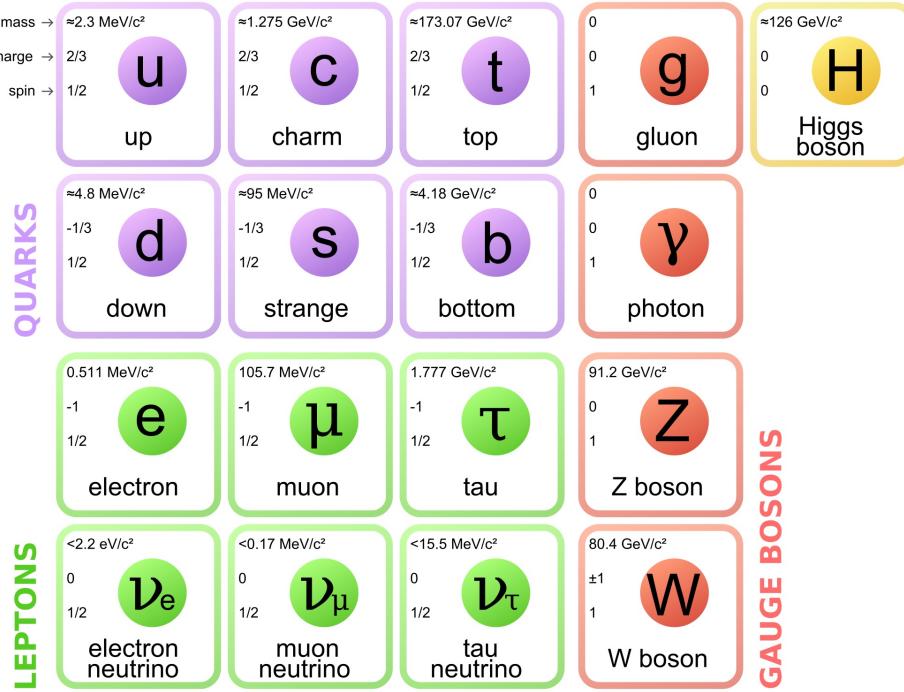


図 1.1: 素粒子標準模型 [1]

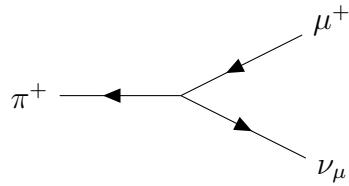
伝播する際に異なるフレーバーに切り替わることを意味する。この現象は、ニュートリノが非常に小さいとはいえ、ゼロではない質量を持っていることとフレーバー間に質量差が持つことを示唆している。この発見は、当初ニュートリノは質量がないと考えられていた素粒子物理学の標準模型に新たな挑戦を投げかけるものである。

ニュートリノの研究は素粒子物理学の基本法則の解明に役立つだけでなく、宇宙論、天体物理学、原子核物理学など多くの分野に広範囲な影響を与える。スーパーカミオカンデ、アイスキューブ、そして将来のハイパーカミオカンデのようなニュートリノ検出器を通して、ニュートリノの性質と宇宙におけるニュートリノの役割が探求され続けている。

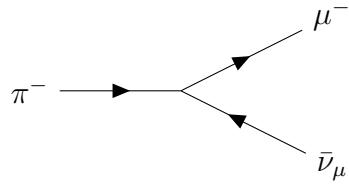
1.1.2 ニュートリノビームの生成法

第 2.2 章に大強度陽子加速器でニュートリノを人工的に発生させる方法を詳しく紹介する。この過程で起こる反応とファインマンダイアグラムは

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$



$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$$



である。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動 (neutrino oscillation) は、ニュートリノが伝播中にフレーバーを切り替える現象である。この現象は、ニュートリノがゼロでない質量を持ち、フレーバー間に質量差が持ち、ニュートリノのフレーバーの固有状態が質量の固有状態の混合であることによって引き起こされる。

数学的には、3つのニュートリノフレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ と質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 が Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列によって関連付けられる。PMNS 行列は 3×3 のユニタリ行列で、その要素は異なるフレーバー固有状態と質量固有状態の間のニュートリノの混合振幅を表す。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

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

ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 θ_{ij} は固有状態の混合角度 (mixing angle) であり、 δ は CP 位相である。

ニュートリノ振動の確率は量子力学的干渉効果によって記述できる。ニュートリノがあるエネルギーと伝播距離で伝播するとき、異なる質量固有状態間の位相差はフレーバー固有状態間の遷移につながる。

実験的には、ニュートリノ振動現象は太陽ニュートリノ実験、原子炉ニュートリノ実験、大気ニュートリノ実験など様々な方法で検証されてきた。T2K 実験（後述）では、大強度陽子加速器でニュートリノビームを生成して、295km の固定距離の長基線でニュートリノ振動現象を研究している。これらの実験結果は、ニュートリノの質量がゼロでないことを確認するだけでなく、ニュートリノの質量二乗差と混合角を決定するための重要なデータを提供している。

1.3 水チエレンコフ検出器

水チエレンコフ検出器（Water Cherenkov Detector）は、荷電粒子が水中を光速より速く移動する際に放射するチエレンコフ光を検出する装置であり、高エネルギー物理学や宇宙物理学において重要な役割を果たしている。

チエレンコフ光の放射は、荷電粒子が媒質中の光速 c/n より速く移動する場合、すなわち、

$$v > \frac{c}{n}$$

の場合に発生する。

ここで、 c は真空中の光速、 n は媒質の屈折率である。このとき、粒子はチエレンコフ角 θ_c で光を放射する。チエレンコフ角は以下の式で与えられる：

$$\cos \theta_c = \frac{c}{nv}$$

荷電粒子が媒質中でチエレンコフ光を放射するエネルギー損失は、以下のフランク-タム式（Frank-Tamm formula）で定量化される：

$$\frac{d^2E}{dxd\nu} = \frac{q^2}{4\pi} \mu(\nu) \nu \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\nu)}\right)$$

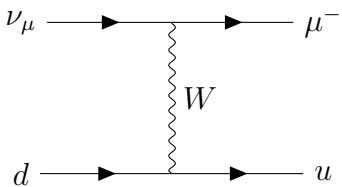
ここで、 q は荷電粒子の電荷、 ν は光の振動数、 $\mu(\nu)$ は媒質の透磁率、 $n(\nu)$ は媒質の屈折率、 x は進行距離である。

水チエレンコフ検出器は、大量の水を含むタンクと、その内部に配置された光電子増倍管（photomultiplier tube, PMT）から構成される。荷電粒子が水中を移動すると、チエレンコフ光が円錐形に放射され、この光が PMT によって検出され

る。PMT は光子を電気信号に変換し、これにより粒子の到来方向やエネルギーを解析する。

ニュートリノを観測する時、ニュートリノが水分子と相互作用することで、二次的に生成された荷電粒子が放射するチエレンコフ光を観測する。このチエレンコフ光を検出することで、ニュートリノの発生時間、方向、エネルギーに関する情報を得ることができる。例えば ν_μ の観測は：

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$



第 2 章

ハイパー・カミオカンデ長基線ニュートリノ実験

2.1 Super-Kamiokande(SK)実験と Hyper-Kamiokande(HK) 実験

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande, SK, 図2.1) は東京大学宇宙線研究所 (Institute of Cosmic Ray Research, ICRR) 神岡宇宙素粒子研究施設の設備を利用し、Super-Kamiokande Collaboration によって運営されている水チェレンコフ検出器である。

スーパーカミオカンデ検出器は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形水タンク（5 万トンの水）と、その内壁に設置された 11146 本（SK-I の時点）の 50cm 光電子増倍管と外壁に 1885 本の 20cm 光電子増倍管から構成されている。岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1000m に位置していて、2700 メートルの等価水深 (meter water equivalent, m.w.e) となって、実験の背景事象の宇宙線ミューオンを 10 万分の 1 に低減している [2]。今のスーパーカミオカンデ検出器は Gd を溶かしている。

スーパーカミオカンデ実験の目標は、陽子崩壊の探索と、太陽、大気、超新星、ガンマ線バースター、その他の天体物理学的発生源、および人工ニュートリノなど、さまざまな発生源からのニュートリノの研究である。

ハイパー・カミオカンデ (Hyper-Kamiokande, HK, 図2.2) は、2027 年に岐阜県神岡町に完成予定の大型水チェレンコフ検出器で直径 68m、高さ 71m の円筒形水タンク（26 万トンの水）と約 2 万本の内水槽 50cm 光電子増倍管と、3,600 本の外水

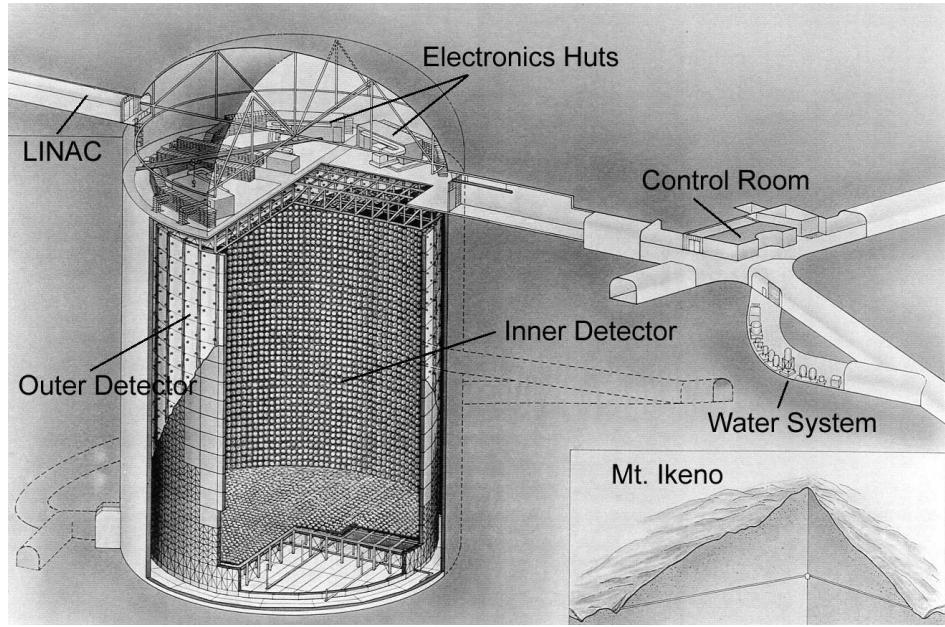


図 2.1: スーパーカミオカンデ検出器の全体像 [2]

槽 3 インチ光電子増倍管から構成される。

ハイパーカミオカンデ実験の目標は、ニュートリノにおける CP 対称性の破れの測定、ニュートリノの質量階層の決定、自然ニュートリノ（太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、超新星ニュートリノなど）の測定、陽子崩壊の探索などである。

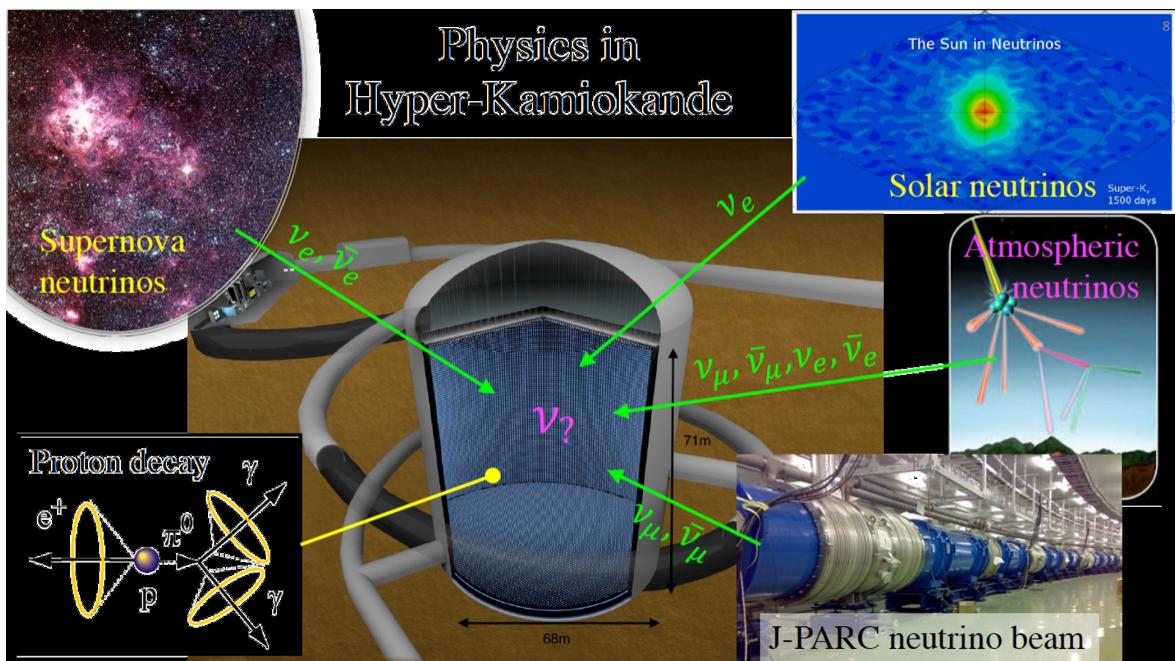


図 2.2: ハイパーカミオカンデ検出器の概念図 [3]

2.2 Tokai-To-Kamioka (T2K) 実験

T2K 実験 (Tokai-To-Kamioka, T2K) は、茨城県東海村から、西に 295km 離れた神岡までミューニュートリノのビームを送る実験である (図2.3)。ニュートリノビームは大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex, J-PARC) からの大強度陽子ビームとグラファイトターゲットとの衝突で生成される。この衝突によって多数の 2 次粒子 (主に π 中間子) が生成され、電磁ホーンと呼ばれる磁気装置によってコリメートされる (図2.4)。これらのパイ中間子は崩壊トンネルで崩壊してミューイオンとミューニュートリノになる。ミューイオンとビーム中の反応しなかった陽子と崩壊しなかったパイ中間子は、下流の beam dump によって止められるが、ニュートリノはこの層を通り抜けることができる [4]。

T2K 実験では、陽子ビームの方向に対してスーパーカミオカンデの方向が 2.5° となっている (オフアクシス法)。こうすることによって、ニュートリノビームのエネルギーピークをニュートリノ振動確率が最大になる 600MeV にしている (図2.5)。

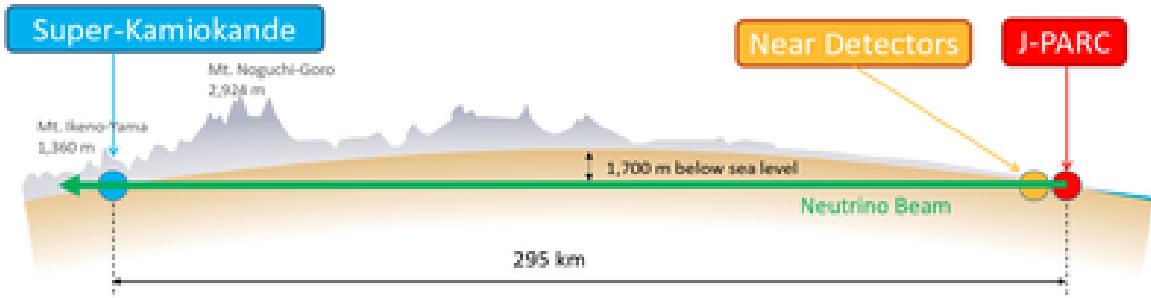


図 2.3: T2K 実験の全体像 [5]

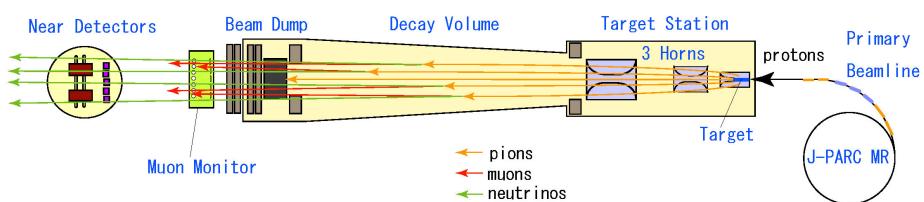


図 2.4: T2K 実験のターゲットと磁気装置の概略図 [5]

2.3 中間距離水チエレンコフ検出器 (IWCD)

中間距離水チエレンコフ検出器 (Intermediate Water Cherenkov Detector, IWCD) は J-PARC のグラファイト標的の約 850m 下流に設置される新しい中間検出器で、系統誤差を削減するための測定を行う。IWCD は高さ 13.3m 、直径 9m で構成す

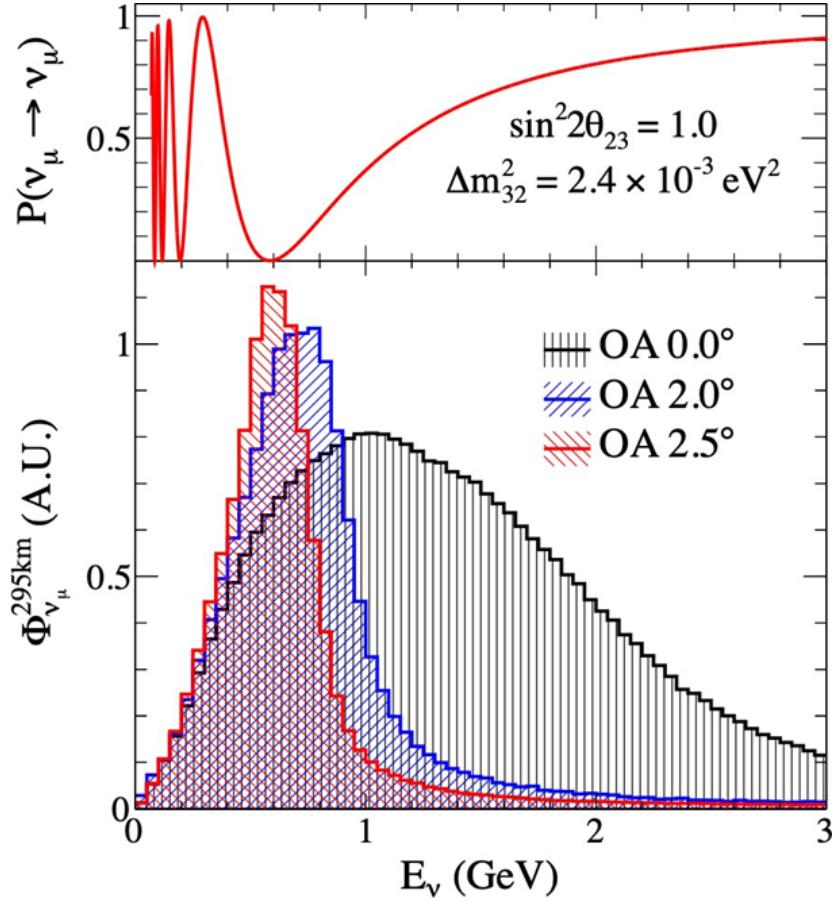


図 2.5: T2K におけるオフアクシス角と振動確率の関係 [6]。振動確率が最大のエネルギーは 0.6 GeV (295km)

る。その内部検出器は高さ 8m、直径 7m で設計される。IWCD のユニークな機能は、約 40m の立坑水槽の中で上下動し、オフアクシス角が 1° から 4° まで変化することである（図2.6）。 π 中間子の崩壊で作られるニュートリノのエネルギー分布は、2 体崩壊の運動より角度が大きくなるにつれて低い方へ動き、ピークを作るようになる。図2.7はオフアクシス角が 0° 、 2° と 2.5° の時にニュートリノエネルギーとパイオンの運動量の関係を示す。ここで E_ν は

$$E_\nu \approx \frac{0.43E_\pi}{1 + \gamma^2\theta^2} \quad (2.1)$$

で計算される [7][8]。ここで E_π はパイオンのエネルギー、 $\gamma = E_\pi/m_\pi$ (m_π はパイオンの質量)、 θ はオフアクシス角である。あるオフアクシス角を持つと、ニュートリノのエネルギーがパイオンの運動量への依存性が小さくなり、分布が狭くなる。

IWCD によっていろいろな深さ（オフアクシス角）で取得したデータ（図2.8）の線形結合を取ることにより、原理的にはフーリエ変換のように任意のニュートリノエネルギー分布を再現することが可能になる。

これまでの研究によって、IWCD のような水チエレンコフ検出器は優れた e 、 μ

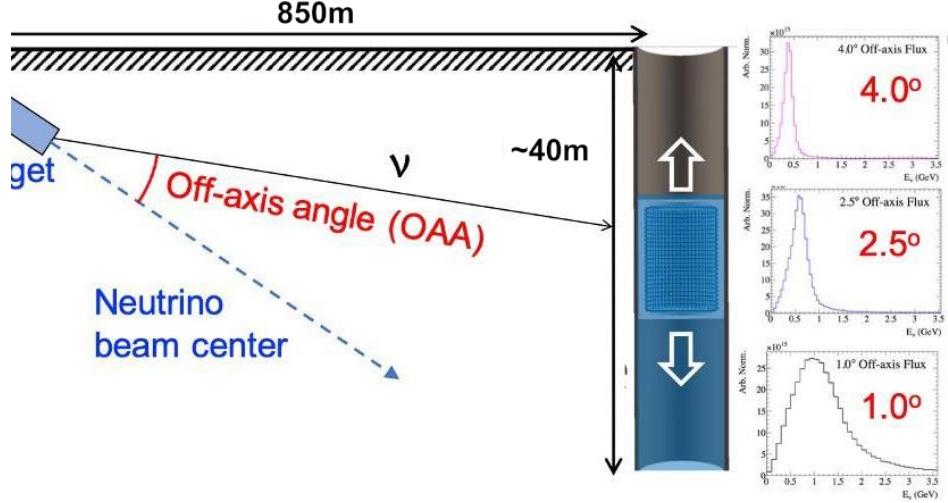


図 2.6: IWCD の検出器深度とオフアクシス角の概略図

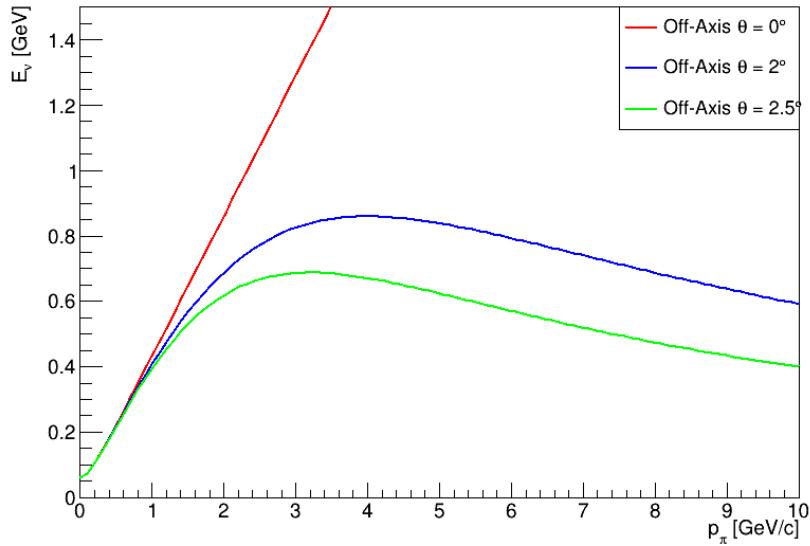


図 2.7: パイオンの 2 体崩壊によるオフアクシス角が 0° 、 2° と 2.5° の時にニュートリノエネルギーとパイオンの運動量の関係 [7]

粒子識別能力を有していることが分かっている [10] ため、 ν_e 、 ν_μ の相互作用断面積比 ($\sigma(\nu_e)/\sigma(\nu_\mu)$) と $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ の相互作用断面積比 ($\sigma(\bar{\nu}_e)/\sigma(\bar{\nu}_\mu)$) の比 $R \equiv \frac{\sigma(\nu_e)/\sigma(\nu_\mu)}{\sigma(\bar{\nu}_e)/\sigma(\bar{\nu}_\mu)}$ の不定性 $\Delta R/R$ を現在の 10% [11] から 2.7% 以内に抑えることができる [3]。

2.4 multi-photomultiplier tube (mPMT)

IWCD では、光検出器として 368 本の multi-photomultiplier tube (mPMT, 図2.9) を使用する。これは、HAMAMATSU 製の R12199-02 型 3 inch PMT (図2.10) を 19 本を 1 ユニットとした複眼 PMT である [12]。mPMT の使用により、反応点の

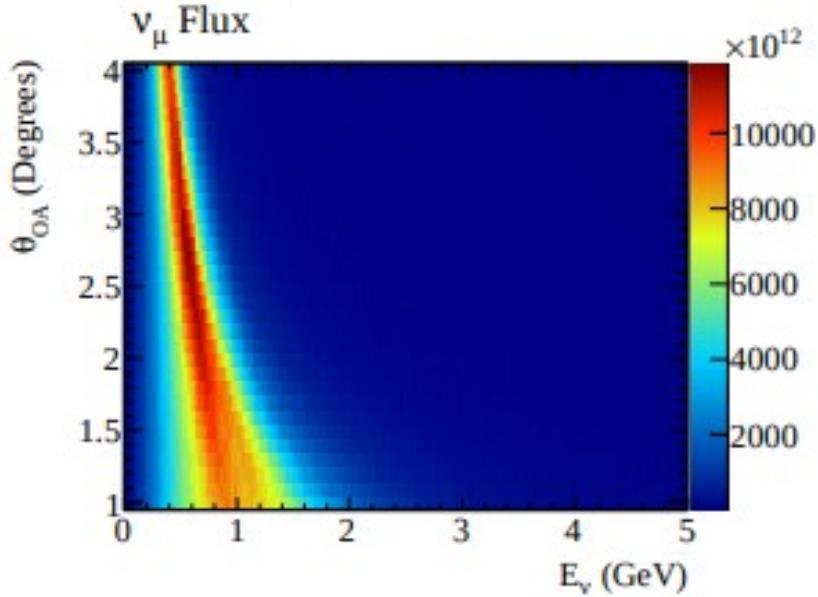


図 2.8: IWCD におけるオフアクシス角に対するニュートリノのフラックス分布図 [9]

位置分解能の向上が期待されている [13]。

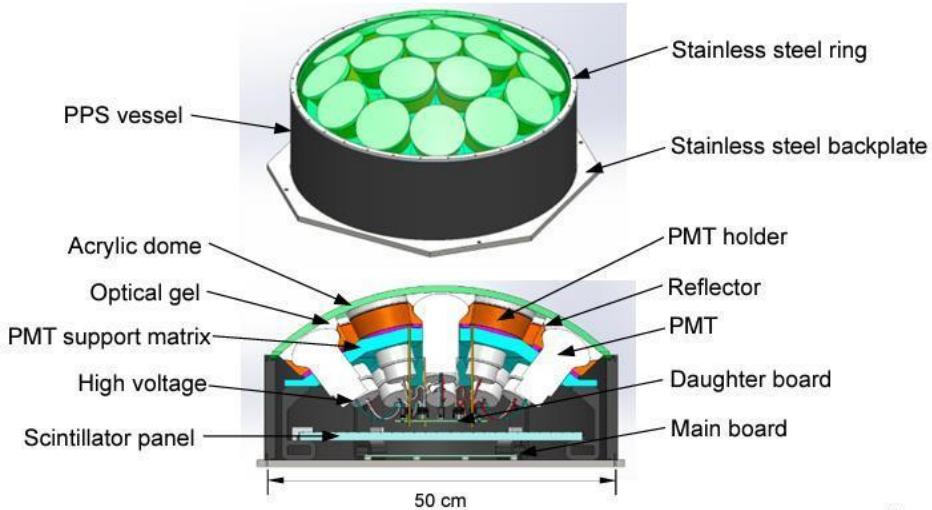


図 2.9: mPMT の構造図 [14]

2.5 本研究の目的

本研究の目的は、水チエレンコフ検出器用に開発されたシミュレーションである WCSim を IWCD 用に導入し、mPMT 内で 3 インチ PMT が様々な方向を向いていることがもたらす影響について研究することである。特に Ni/Cf 放射線源を用いた検出器較正 (Ni/Cf 較正) について検討する。



図 2.10: HAMAMATSU 製の R12199-02 型 3 inch PMT

また、IWCD 用に新たに製作した Ni/Cf 較正用の Ni 球と線源ホルダーが検出器内の水や Gd 水に与える影響についても測定する。

第 3 章

IWCD の較正のためのシミュレーション

3.1 Ni/Cf 較正用放射線源

Ni/Cf 較正用放射線源は、Ni と放射性元素 ^{252}Cf を使用するガンマ線源である（図3.1）。Ni は、 ^{252}Cf の崩壊によって放出される中性子を用いて、特定のエネルギー・スペクトルのガンマ線を放出することができる。この線源は PMT に単一光子レベルの信号を生成し、較正に理想的な線源となる。Ni にはいくつかの同位体があり、それらと中性子との反応、及び、発生するガンマ線のエネルギーを表3.1に示す。

表 3.1: 自然 Ni 中の Ni 同位体比例と $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応エネルギー [15]

Ni 同位体	比例 [%]	反応	エネルギー [MeV]
^{58}Ni	67.8	$^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}^*$	8.99
^{60}Ni	26.2	$^{60}\text{Ni}(n, \gamma)^{61}\text{Ni}^*$	7.81
^{62}Ni	3.7	$^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}^*$	6.80

^{252}Cf は、八つの中性子を放出する自発核分裂（spontaneous fission, SF）によつて ^{244}Cf に崩壊し（式3.1）、外部の Ni と反応して全エネルギー最大で約 9 MeV の

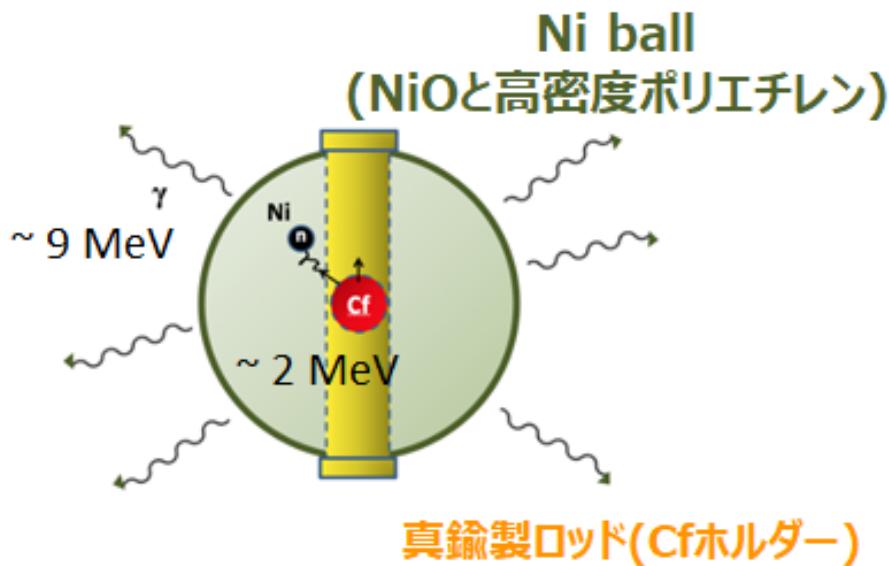


図 3.1: Ni/Cf 較正用放射線源の概念図

光子を生成する [16]。そのガンマ線は電磁シャワーとなってチェレンコフ光を生成し、PMT の表面に到達して信号を形成する。

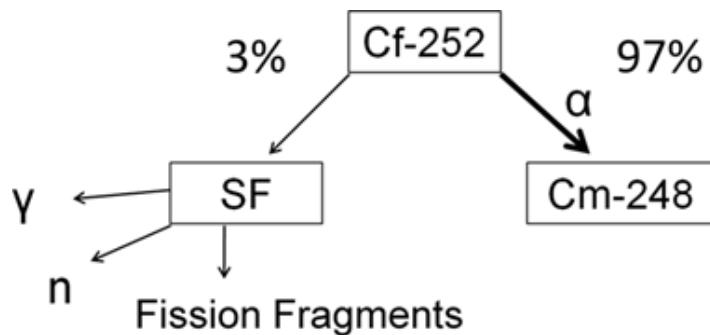


図 3.2: ^{252}Cf の崩壊図 [17]

3.2 IWCD のシミュレーション

このシミュレーションは、ROOT フレームワーク、Geant4 とそれらをベースとした WCSim を IWCD 研究用に導入し、新旧バージョンのコードを統合しながら環境を整えた。

ROOT は、物理学や工学などの分野でデータ解析や統計解析に広く使用されるオブジェクト指向のプログラムフレームワークである。CERN (欧州原子核研究機

構) によって開発され、特に高エネルギー物理学における大規模なデータ解析において重要なツールとなっている [18]。

Geant4 は、粒子や放射線が物質を通過するシミュレーションを作成するためのツールキットであり、素粒子実験ではしばしば用いられている [19]。

WCSim は、ROOT と Geant4 を用いた水チエレンコフ検出器用のシミュレーションプログラムである。このプログラムは粒子が水や溶質などと反応してチエレンコフ光を発生し、最終的に PMT に入力信号を生成するまでの過程をシミュレートする。WCSim は HK において使用されている。

3.3 Ni/Cf 較正のシミュレーション

第 3.1 章で示した γ 線のエネルギースペクトルは、表3.2のとおりである。本研究では、まず、この表に基づいた γ 線発生シミュレーションを作成した。これを用いて、3 インチ PMT の向きが実験に与える影響を調べる。また、水質のパラメータ(吸収長、散乱長)を変更することによって、実験における水質の影響を得る。さらに、ブラックシートの反射率を変更することによる実験への影響を調べる。

3.4 3 インチ PMT の向きによる検出への影響

第 2.4 章で述べたように、1 本の mPMT 内で 3 インチ PMT の向きと位置が異なる。そのため、同じ光源に対して受光量や受光時刻に違いが生じる。本研究では、それが検出器較正に与える影響を評価した。

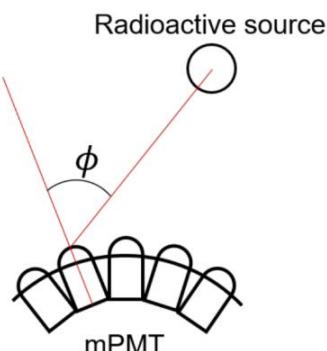


図 3.3: 放射線源と PMT 向きの角度

表 3.2: Ni 放射ガンマ線エネルギースペクトル

分岐 順	分岐 比率 [%]	線数	ガンマ線 1	ガンマ線 2	ガンマ線 3	ガンマ線 4	ガンマ線全
			[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]
1	34.26	1	9.000	-	-	-	9.000
2	16.64	2	8.534	0.466	-	-	9.000
3	3.023	2	8.122	0.878	-	-	9.000
4	0.832	2	7.698	1.302	-	-	9.000
5	0.2015	3	7.266	0.856	0.878	-	9.000
6	1.781	3	6.584	1.950	0.466	-	9.000
7	0.2825	2	6.106	2.894	-	-	9.000
8	1.271	3	6.106	2.555	0.340	-	9.001
9	0.3274	2	5.974	3.026	-	-	9.000
10	0.2381	3	5.974	2.686	0.340	-	9.000
11	0.5051	2	5.817	3.182	-	-	9.000
12	1.900	3	5.817	2.842	0.340	-	9.000
13	0.104	2	5.621	3.039	-	-	8.660
14	0.1957	2	5.437	3.563	-	-	9.000
15	0.2723	3	5.437	2.686	0.878	-	9.001
16	0.3085	3	5.313	3.347	0.340	-	9.000
17	0.6041	3	5.313	3.221	0.466	-	9.000
18	0.2185	3	5.313	3.687	0.878	-	9.878
19	0.1885	3	5.270	3.266	0.466	-	9.002
20	0.1690	3	4.977	3.555	0.466	-	8.998
21	0.2307	2	4.859	4.141	-	-	9.000
22	0.7638	3	4.859	3.675	0.466	-	8.999
23	0.2340	2	4.284	4.716	-	-	9.000
24	0.2990	2	4.031	4.969	-	-	9.000
25	0.1610	3	3.930	4.192	0.878	-	9.000
26	8.220	1	7.820	-	-	-	7.820
27	4.800	2	7.537	0.283	-	-	7.820
28	0.1485	2	6.720	1.031	-	-	7.751
29	0.1054	3	6.720	0.816	0.284	-	7.820
30	0.1455	2	6.635	1.185	-	-	7.820
31	0.9465	2	5.696	2.124	-	-	7.820
32	10.31	1	6.838	-	-	-	6.838
33	0.1764	2	6.682	0.156	-	-	6.838
34	0.4285	3	6.320	0.362	0.156	-	6.838
35	0.3984	3	5.837	0.846	0.156	-	6.839
36	0.3114	4	5.837	0.483	0.362	0.156	6.838
37	0.1012	3	5.515	1.168	0.156	-	6.839

3 インチ PMT の向きは図3.3のように線源方向に対してなす角 ϕ で表す。プログラムでは、鉛直方向を Y 軸とし（上向きが正）、ニュートリノビーム方向を Z 軸、Y、Z に垂直に X 軸をとる。（0cm, 0cm, 0cm）は、タンクの中心。

3.4.1 PMT の向きによるヒット数とヒットタイミングへの影響

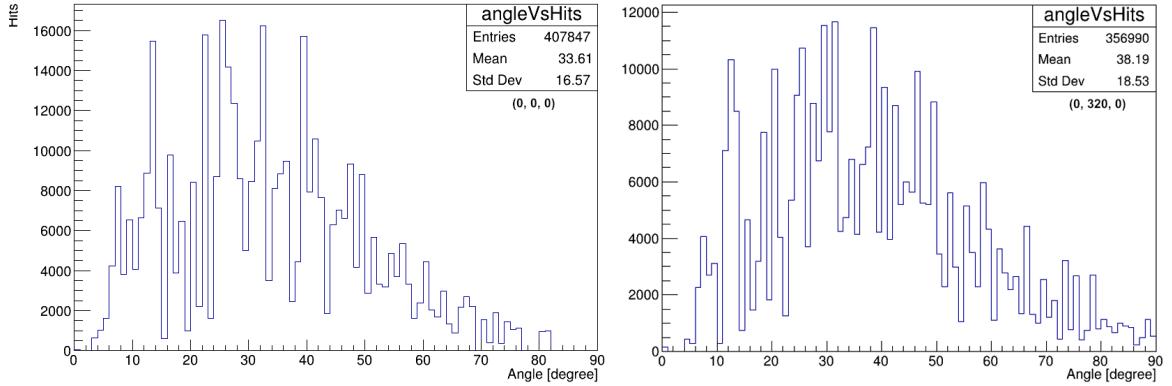


図 3.4: Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における 3 インチ PMT の ϕ に対するヒット数分布

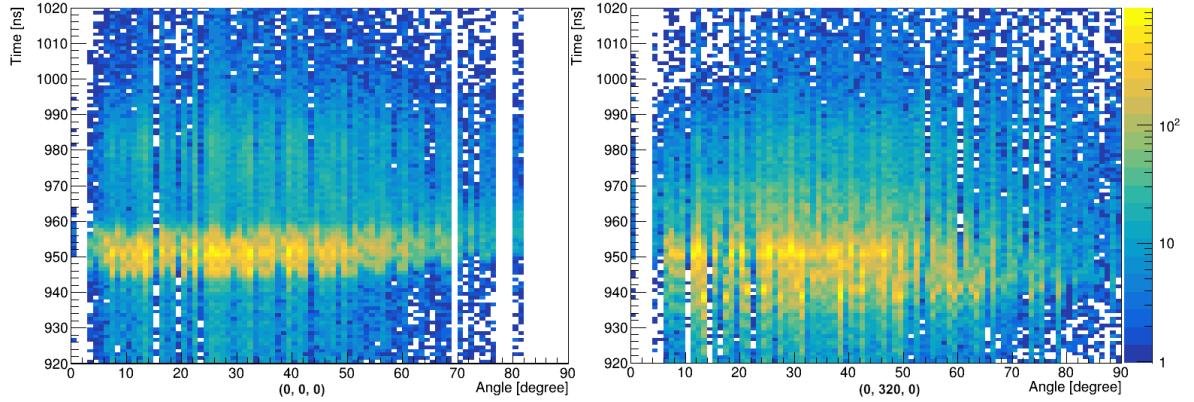


図 3.5: Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における 3 インチ PMT のヒットタイミング- ϕ 散布図

Ni/Cf 放射線源から発生するガンマ線によって引き起こされる事象の ϕ に対するヒット数 (図3.4) とヒットタイミング (図3.5) のシミュレーションを行った。ここでは、各 ϕ における PMT 数が異なっていることが考慮されていないので、PMT 数の ϕ 分布 (図3.6) に基づいて、各 ϕ における PMT 数で規格化した平均ヒット数の分布に直すと図3.7、および、図3.8を得る。

図3.7では、ヒット数は主に ϕ が 60 度まで分布し、60 度を超えるとヒットのある PMT 数は、少なくなる。また、図3.8から 60 度を超えるとヒットタイミングが著しく遅くなることがわかる。これらのヒストグラムから、 ϕ が 60 度以上に PMT が受信する信号は、散乱と反射による信号が多いと推測できる。

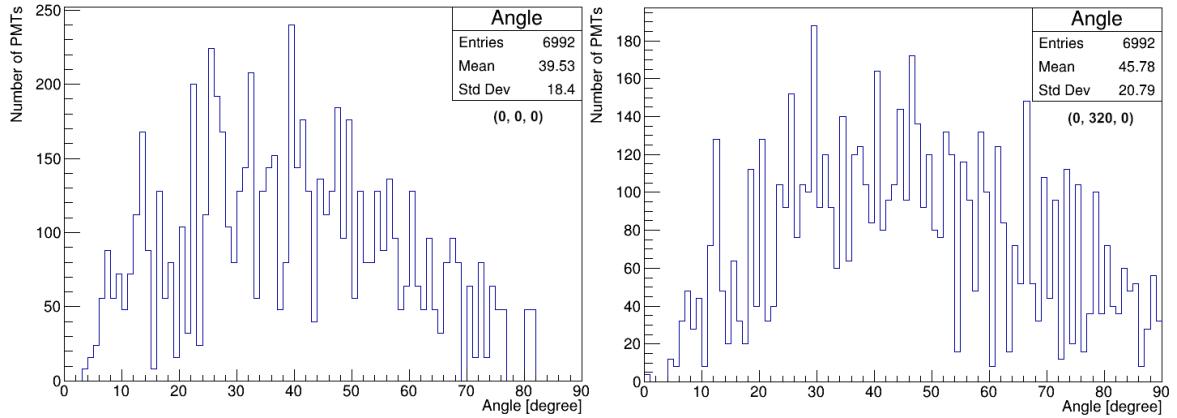


図 3.6: Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における PMT の ϕ 分布図

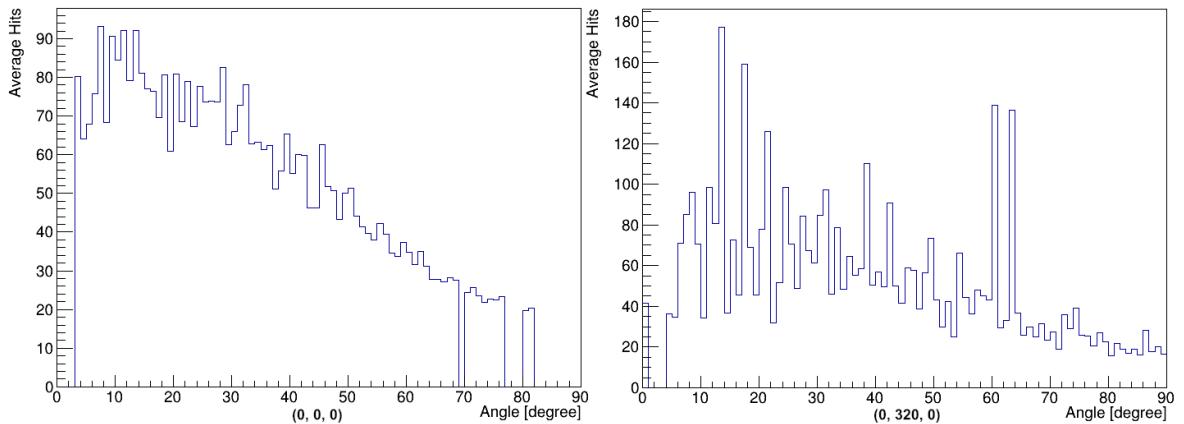


図 3.7: Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における ϕ に対するヒット数分布 (各 ϕ における PMT 数による規格化後)

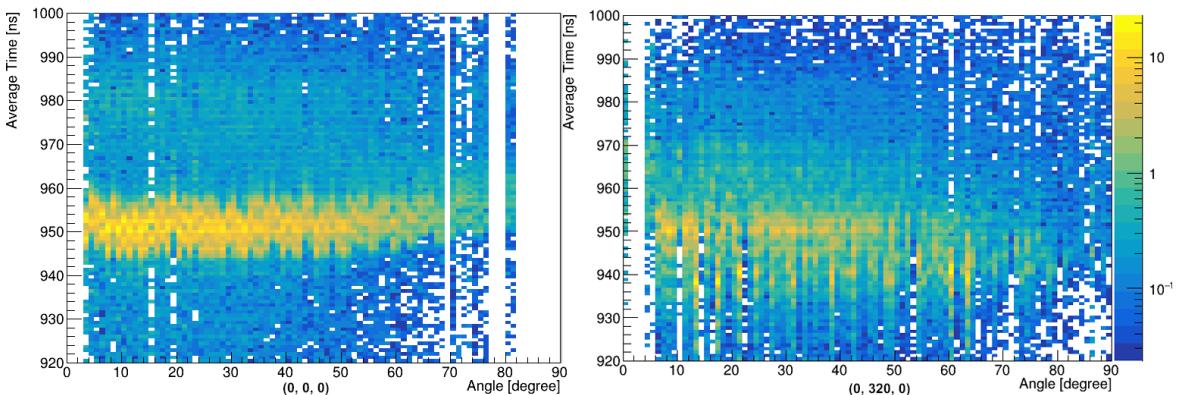


図 3.8: Ni/Cf 放射線源の原点 (0cm, 0cm, 0cm) (左) および、Y 軸上 (0cm, +320cm, 0cm) (右) における平均 PMT のヒットタイミング- ϕ 散布図

3.4.2 PMT の角度の影響の結論

前のセクション（第 3.4.1 章）によると、次のような結論が得られる：較正において、 ϕ が 60 度以上の PMT データの使用を避ける方がよい。したがって、すべて

の PMT を一度で較正することは避け、放射線源の設置場所は、複数箇所にするべきである。

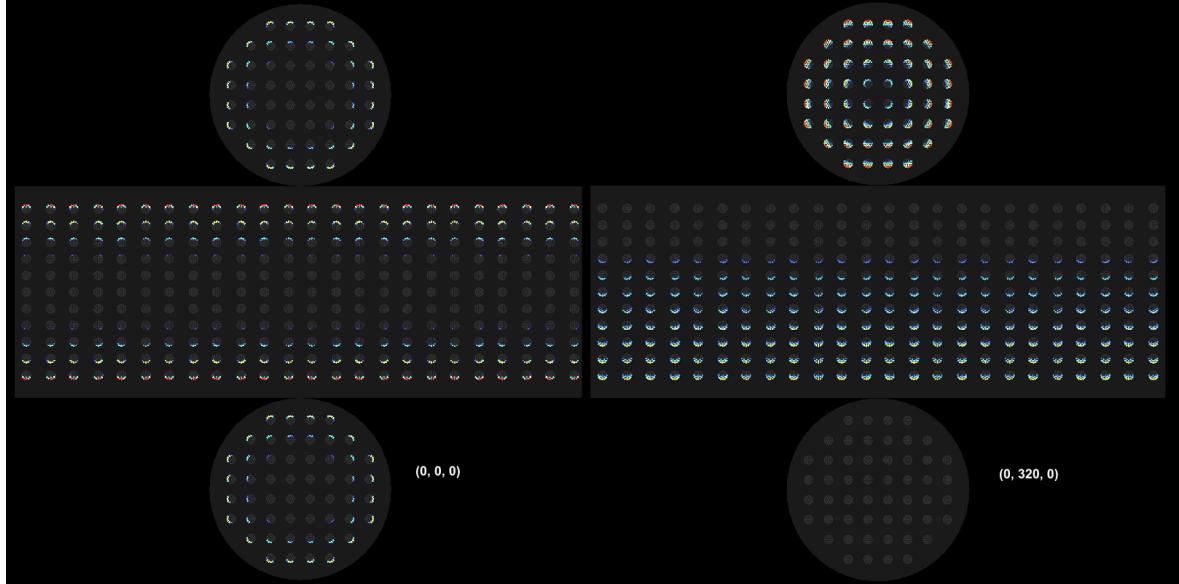


図 3.9: 原点 ($0\text{cm}, 0\text{cm}, 0\text{cm}$) (左) および、Y 軸上 ($0\text{cm}, +320\text{cm}, 0\text{cm}$) (右) に対する $\phi > 60^\circ$ PMT (着色部分)

図3.9では 2 箇所の放射線源の設置位置による ϕ が 60 度以上の PMT 示している。

ここからわかるように、放射源を Y 軸上で $+320\text{cm}$ に移動させれば、遠方の底/天井上のすべての PMT を $\phi 60$ 度以内に収めることができる。したがって、 $(0\text{cm}, +320\text{cm}, 0\text{cm})$ 、 $(0\text{cm}, -320\text{cm}, 0\text{cm})$ の少なくとも 2 回のデータ取得ですべての PMT を $\phi 60$ 度以内に収め、充分に較正することができる。

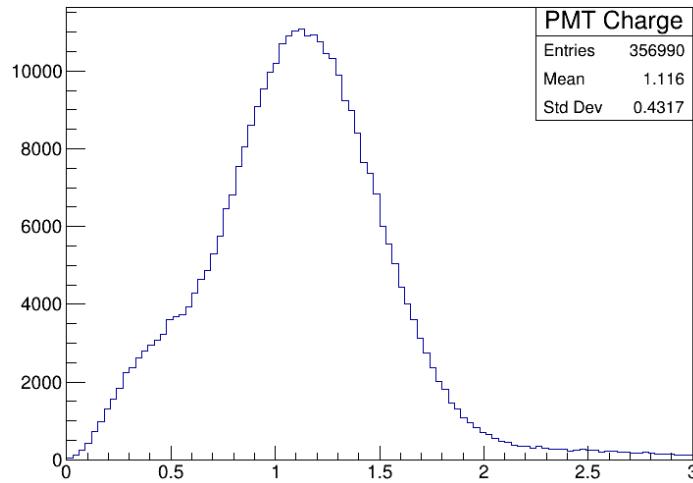


図 3.10: 1 ヒットあたりの信号量分布図

図3.10は 1 ヒットあたりの信号量を示す。ここで、信号量はプログラムでは単位なしである。実際の実験では、PMT を使って信号と実際の電荷を較正し、相

関関係を構築して実際の電荷を知る必要がある。

3.5 水質による検出への影響

このシミュレーションでは、水質が実験のヒットタイミングに与える影響について、現在のシミュレーションモデルが正しく作用するかどうかを検証した。そこで、プログラム内部のチューニングパラメータを変更することで、水の吸収長とレーリー散乱長の制御をした。

WCSim では、光の水に対する吸収長とレーリー散乱長が abwff、および、rayff というパラメータで設定されている（表 3.3）。これらと具体的な値（何 m）の対応関係は、実際に用いる実験に応じて決めるこことなっている。

表 3.3: 純水のチューニングパラメータ

物理量	変数名	デフォルト
吸収長係数	abwff	1.30
レーリー散乱長係数	rayff	0.75

Ni/Cf 線源を原点に設置した時の abwff-ヒットタイミング、および、rayff-ヒットタイミング散布図を図3.11に示す。左の図では、吸収係数が小さくなつて吸収長が短くなると全体のヒット数が急激に減少し、吸収係数が大きくなつて吸収長が長くなると分布が一定の形で安定することがわかる。右図では、散乱係数が小さくなり散乱長が短くなると全体の分布は平坦になり、長時間部分は徐々に増加し、散乱係数が大きくなり散乱長が長くなると分布はある形状で安定することがわかる。

3.6 ブラックシートの反射率による検出への影響

このシミュレーションでは、前セクションと同様に、ブラックシートの反射係数を変更することにより、本シミュレーションモデルが正しく機能することを検証する。

反射率係数 bsrrf (表3.4) についても、実際の反射率との対応関係は、実験に応じて決める必要がある。

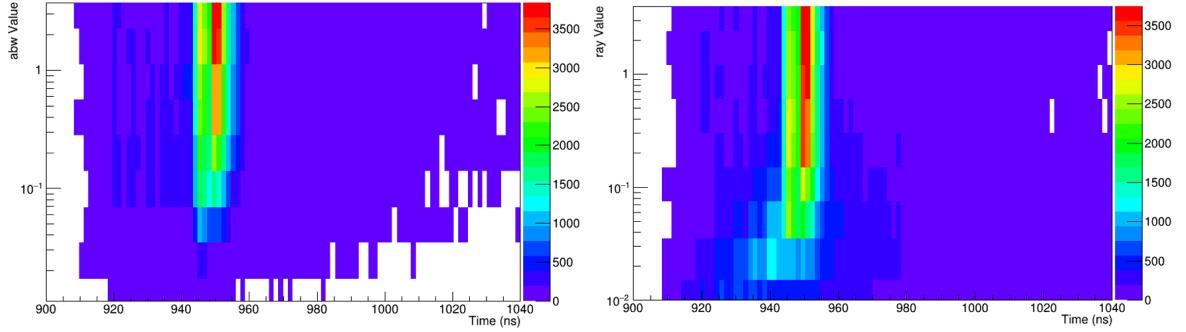


図 3.11: 水の吸収長係数（左）とレーリー散乱長係数（右）-PMT のヒットタイミング分布図

表 3.4: ブラックシートのチューニングパラメータ

物理量	変数名	デフォルト
反射率係数	bsrff	2.5

bsrff-PMT ヒットタイミングの分布図を図3.12に示す。このヒストグラムから、反射率係数を小さくすると全体の長時間部分が大きく減少し、反射率係数を大きくすると全体の長時間部分が大きく増加し 950 nsec 付近のピーク値も高くなることがわかる。

これは我々が期待した効果と一致しており、このシミュレーションが定性的に正しく機能していることを証明している。

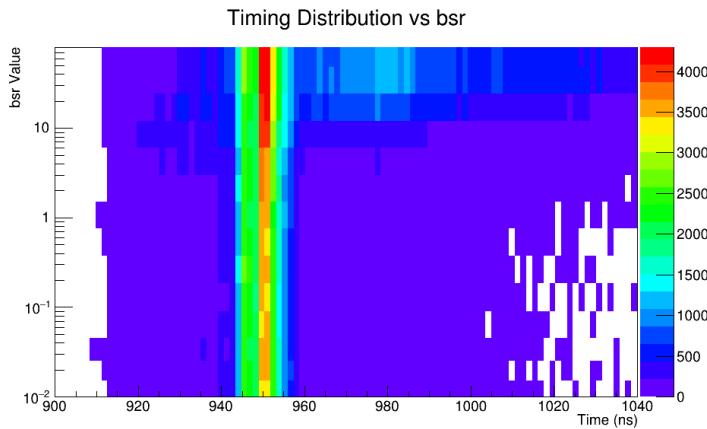


図 3.12: ブラックシートの反射率係数-PMT のヒットタイミング分布図

第 4 章

Ni/Cf 放射線源の浸漬試験

4.1 Ni/Cf 放射線源の構造

第 3.1 章で Ni/Cf 放射線源の基礎原理については詳述した。

実際の Ni 球は、酸化ニッケル (NiO) と高密度ポリエチレン (HDPE) を 65 : 35 で混合し接着剤によって球状に固めたものの中心に (^{252}Cf) を配置したものである。使用時には、 ^{252}Cf を二つに分かれたホルダー内に収納し、それらをつなぎ合わせて ^{252}Cf を Ni 球の中心に保持する。その後、Ni 球を検出器内に挿入し、較正データを取得する。

4.2 浸漬試験を行う理由

大型水チェレンコフ検出器にとって、水の透明度は生命線である。Ni/Cf 線源のように外部から物を挿入する場合、水質に影響を与えないことが重要である。通例、水チェレンコフ検出器内で使用するものがある場合、事前に浸漬試験を行う。

今回我々は、IWCD 用に新たに Ni 球を製作した。表4.1にあるように、この新 Ni 球は、メーカーの都合で現行 SK で使用している従来品とは異なる接着剤を使用しているため、特に浸漬試験が必要となる。

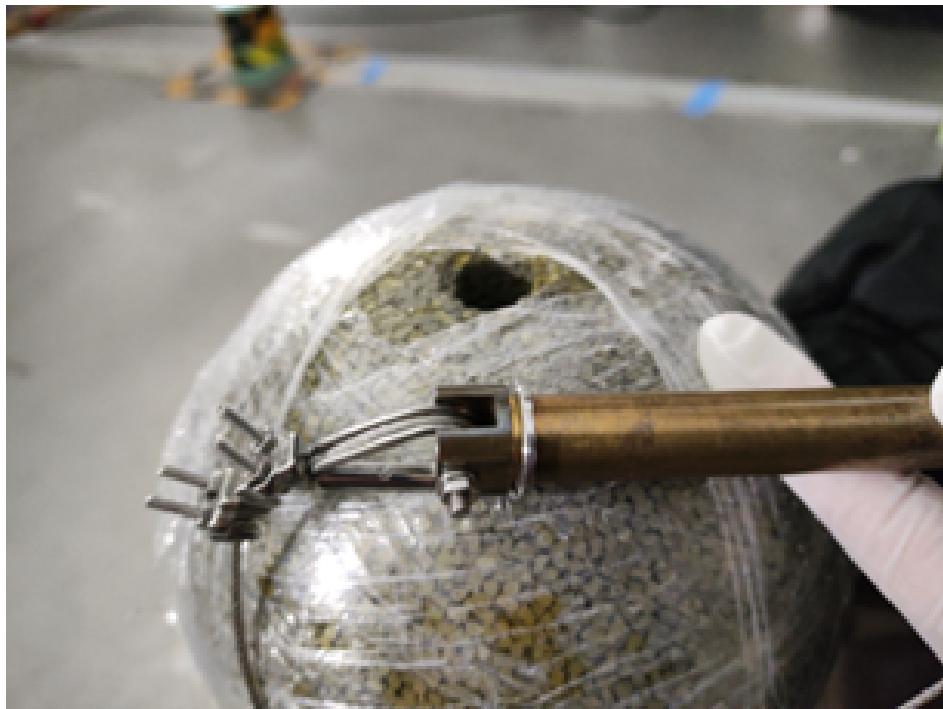


図 4.1: Ni 球と真鍮ホルダーの実物図

表 4.1: Ni 球現行接着剤と硬化剤

	従来品	現行品
接着剤	AY103	AY103 (PF)
硬化剤	HY956	HY951 (毒物劇薬指定)
硬化剤 : 接着剤割合 (重量濃度%)	18:100	10:100

4.3 浸漬過程

浸漬試験は純水と重量濃度 0.03%Gd 水に対して行った（表4.2）。ここで 0.03%Gd 水は現行 SK 実験の水である。

浸漬実験を始める前に、部品を洗浄する必要がある。Ni 球は大きすぎて超音波洗浄で洗浄不能のため、大量の純水で直接洗浄した。 ^{252}Cf を封入するホルダーには真鍮製とステンレス製の 2 種類があり、それらを、まずエタノールを用いて 20 分間の超音波洗浄を行い（図4.2）、その後、純水で表面に付着したエタノールを洗い流し、さらに純水を用いて 20 分間の超音波洗浄を行った。超音波洗浄にはビニール袋を使用し、封入して密閉した。

真鍮ホルダーとステンレスホルダーは、あらかじめ洗浄した 500ml の溶媒を入れたサンプル瓶に入れ、細菌の繁殖を抑えるために恒温槽に 15 度で保管した。Ni 球はビニール袋に 1L の溶媒と共に封入し、水を入れたバケツに室温で保管した。

14日後に、分光光度計を使って浸漬液の透過率の波長依存性を測定する。使用した分光光度計は JASCO の V-550（図4.3）で、試料を入れるスロットが2つあり、1つは対照試料用、もう1つは実験試料用である。今回の実験では、対照試料スロットは空にしておき、空気に対する透過率を測定した。



図 4.2: 超音波洗浄中のホルダー

4.4 浸漬試験の結果

4.4.1 浸漬試験データ

この測定では、空気に対するサンプルの光の相対透過率波長依存性を分光光度計によって測定する。サンプルは、純水、0.03%Gd水と、それらに対するNi球、真鍮ホルダー、ステンレスホルダーを浸漬後の溶液の計8種類である。分光光度計

表 4.2: 浸漬試験の条件

番号	部品	溶媒	溶媒体積 [L]	浸漬期間 [day]	温度 [°C]
1-1	Ni 球	純水	1.0	14	25
1-2	真鍮ホルダー	純水	0.5	14	15
1-3	ステンレスホルダー	純水	0.5	14	15
2-1	Ni 球	0.03% Gd 水	1.0	14	25
2-2	真鍮ホルダー	0.03% Gd 水	0.5	14	15
2-3	ステンレスホルダー	0.03% Gd 水	0.5	14	15



図 4.3: JASCO V-550 紫外可視分光光度計

では、サンプル液を入れたホルダー 10 cm を透過した光と空気 10 cm を透過した光との強度比を測定する。純水とそれに対する浸漬溶液の測定結果を図4.4、Gd 水とそれに対する浸漬溶液の測定結果を図4.5に示す。

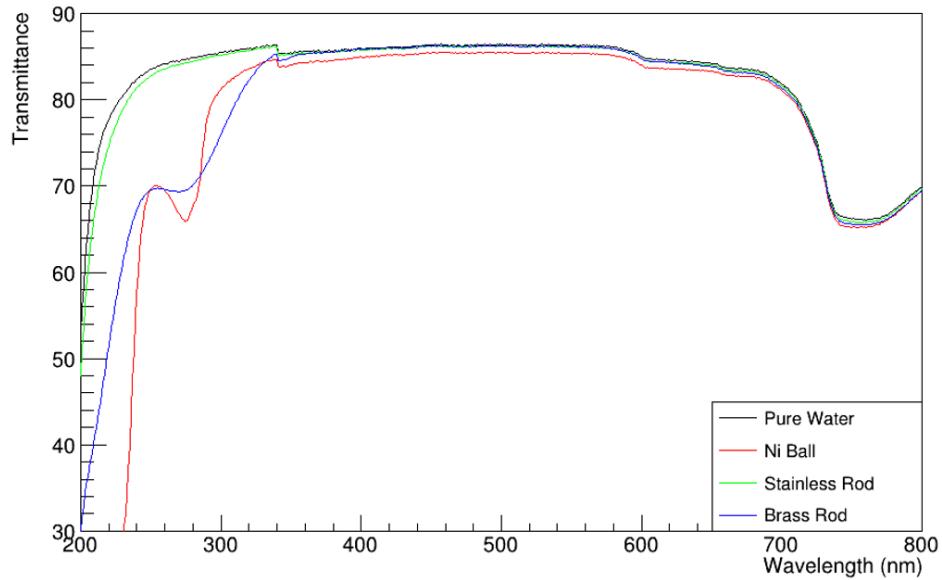


図 4.4: 純水溶媒の透過率の波長依存性

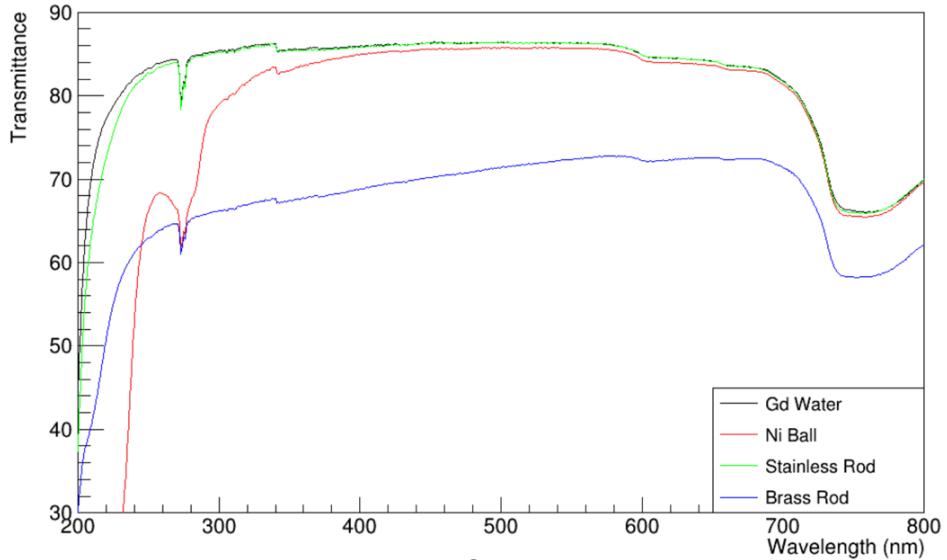


図 4.5: 重量濃度 0.03%Gd 水溶媒の透過率の波長依存性

4.4.2 透過率減衰率

まず、実際の測定で対象となるチエレンコフ光のいくつかの波長における、Ni 球、真鍮ホルダー、ステンレスホルダーの浸漬後溶液の透過率減衰率:

$$d = 1 - \frac{I_{sample}}{I_0} \quad (4.1)$$

を計算した。ここで、 I_0 は水、または、Gd 水に対する光の透過強度、 I_{sample} は Ni 球、真鍮ホルダー、ステンレスホルダーの浸漬後溶液に対する光の透過強度である。光電子増倍管の量子効率が図4.6のようになっていることから、ここでは量子

効率の高い波長 300nm、350nm、400nm、450nm、500nm における透過率減衰率を計算した（表4.3）。

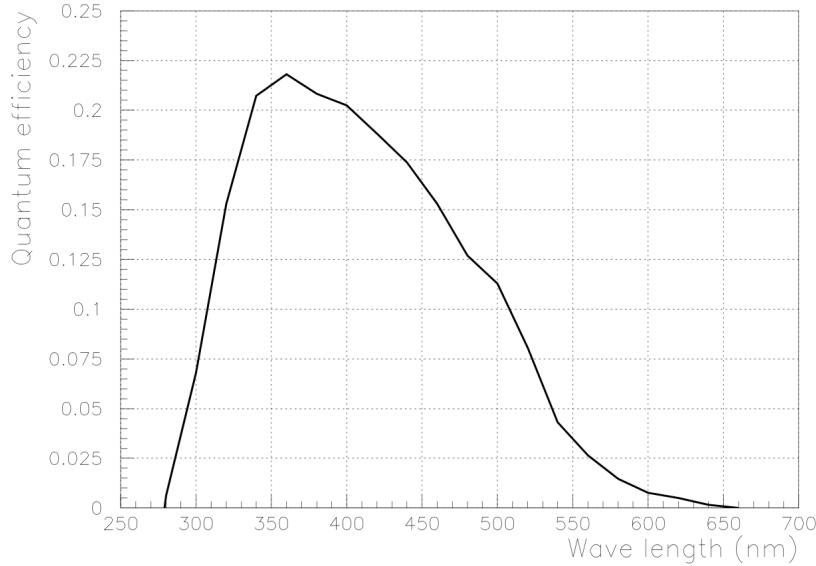


図 4.6: スーパーカミオカンデに使用されている PMT の量子効率を入射光の波長の依存性 [20]

表 4.3: 浸漬試験の透過率減衰率 [%]

番号	部品	@300nm	@350nm	@400nm	@450nm	@500nm
1-1	Ni 球	4.93	1.66	1.14	1.00	1.09
1-2	真鍮ホルダー	11.12	0.63	0.12	0.13	0.16
1-3	ステンレスホルダー	0.37	0.21	0.22	0.19	0.20
2-1	Ni 球	7.49	2.95	1.17	0.83	0.75
2-2	真鍮ホルダー	22.37	21.11	19.73	18.43	17.13
2-3	ステンレスホルダー	0.19	0.10	0.11	-0.02	0.09

表4.3のデータから、14 日の浸漬後、純水に対する Ni 球の浸漬液の透過率減衰率は 5% 以下であり、PMT の量子効率が最も高い 350nm～400nm の波長領域では、最大でも 1.66% しかないことがわかる。0.03%Gd 水に対する浸漬液の透過率減衰率は 7.5% 以下であり、また、350nm～400nm の波長領域では、最大では 2.95% である。

真鍮ホルダーはステンレスホルダーに比べると、純水、Gd 水どちらの浸漬液に対しても透過率が低下している。したがって、ステンレスホルダーの使用がより良い選択であると思われる。

4.4.3 吸収係数の計算 (Lambert-Beer Law)

図4.4、4.5の結果より、Lambert-Beer Law[21] を用いて吸収長 $\lambda[m]$ の逆数である吸収係数 $\alpha[1/m]$ を計算する：

$$\alpha = -\frac{1}{l} \cdot \ln \frac{I_{sample}}{I_0} = \frac{1}{\lambda} \quad (4.2)$$

ここで、 l は透過率測定における光路長 [m]（今の場合、分光光度計のサンプルボックスの長さで、10cm=0.1m）である。純水に対する浸漬溶液の吸収係数が図4.7、Gd 水に対する浸漬溶液の吸収係数が図4.8である。

Ni 球や線源ホルダーは実際には HK 検出器や IWCD で用いられるので、次のようなスケール因子を考える必要がある：

$$R \equiv \frac{T_{HK(IWCD)}}{T} \times \frac{(S_{HK(IWCD)}/V_{HK(IWCD)})}{(S/V)} \quad (4.3)$$

ここで、 T は浸漬試験における浸漬時間 (14 日)、 $T_{HK(IWCD)}$ は HK (IWCD) における浸漬時間、 S は浸漬物の浸漬試験時における表面積、 $S_{HK(IWCD)}$ は浸漬物の HK (IWCD) における表面積、 V は浸漬試験に用いたサンプル瓶の体積、 $V_{HK(IWCD)}$ は HK (IWCD) の体積である。

HK (IWCD) における吸収係数 $\alpha_{HK(IWCD)}$ は、

$$\alpha_{HK(IWCD)} = R \times \alpha \quad (4.4)$$

となる。ここで、 $T_{HK} = T_{IWCD} = 0.5$ 日とし、 $V_{HK} = 260,000m^3$ 、 $V_{IWCD} = 307.9m^3$ である。今回、浸漬試験を行った Ni 球や線源ホルダーは実物なので、 $S_{HK} = S_{IWCD} = S$ である。したがって、 xL の溶媒による浸漬試験結果の HK (IWCD) に対するスケール因子を $R_{HK(IWCD)/xL}$ とすると、それぞれ

$$R_{HK/1L} = \frac{0.5}{14} \cdot \frac{0.001}{260000} = 1.374 \times 10^{-10} \quad (4.5)$$

$$R_{HK/0.5L} = \frac{0.5}{14} \cdot \frac{0.0005}{260000} = 6.868 \times 10^{-11} \quad (4.6)$$

$$R_{IWCD/1L} = \frac{0.5}{14} \cdot \frac{0.001}{307.9} = 1.160 \times 10^{-7} \quad (4.7)$$

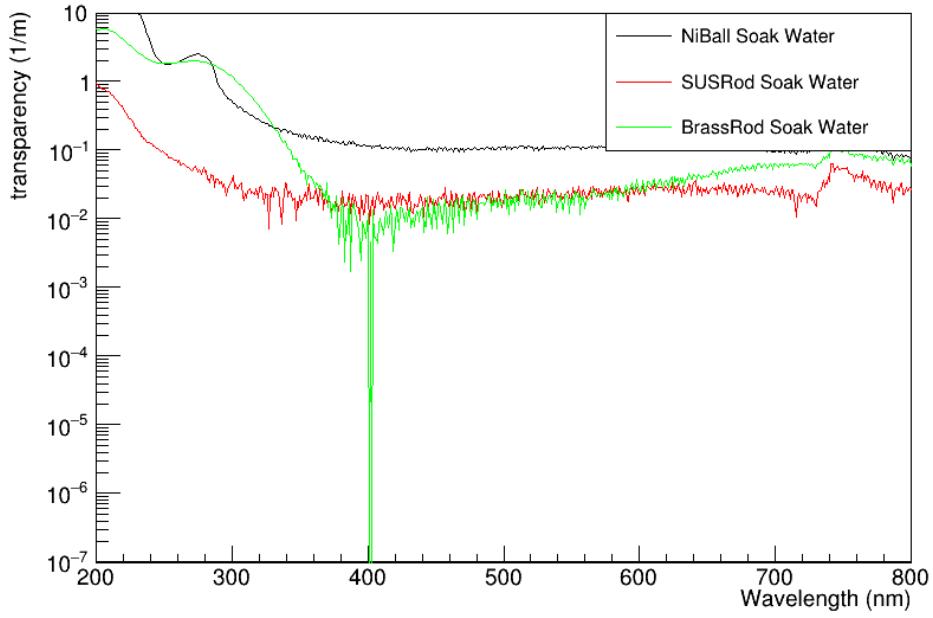


図 4.7: 純水溶媒の吸収係数-波長スペクトラム

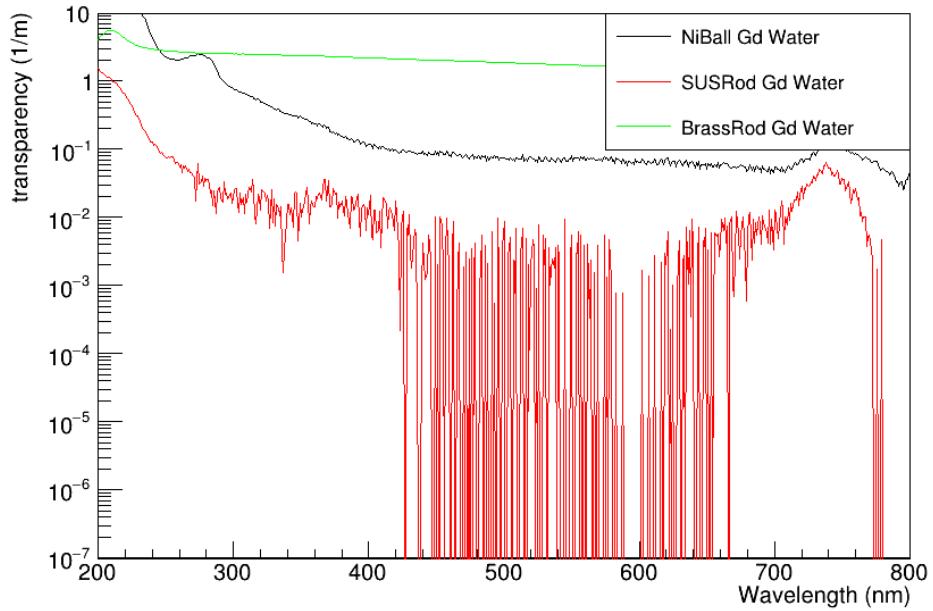


図 4.8: 重量濃度 0.03%Gd 水溶媒の吸収係数-波長スペクトラム

$$R_{IWCD/0.5L} = \frac{0.5}{14} \cdot \frac{0.0005}{260000} = 5.800 \times 10^{-8} \quad (4.8)$$

となる。図4.7、4.8を見ると PMT の有感波長領域で α はせいぜい $10^{-1} \sim 1 [1/m]$ 程度なので、 $10^{-11} \sim 10^{-7}$ 小さい吸収係数は、吸収長が $10^7 \sim 10^{11} m$ 程度であることを意味し、検出器のサイズより遥かに長いので、無視できる。つまり新 Ni 球と線源ホルダーは HK と IWCD に使える。将来的には HK と IWCD に Gd を水に溶かす可能性があり、この実験は Gd 水にも使用可能を示している。

第 5 章

議論と展望

5.1 主要な成果

この研究の主な成果は、まず、IWCD のシミュレーションを行うにあたって WCSim を導入し、Ni/Cf 較正における事象発生シミュレーションを作成したことである。その結果として、mPMT を用いることの影響で、検出器較正における Ni/Cf 線源の配置箇所は、1 箇所では良くないことがわかった。 ϕ が 60 度以上の PMT の較正を避けるように (0cm, +320cm, 0cm)、(0cm, -320cm, 0cm) の 2 箇所に線源を配置すると、充分に較正することができるという結果を出した。次に、水の透過率、ブラックシートの反射率をシミュレーションに導入し、それらが変化することによって、PMT のヒットタイミングがどのように影響を受けるかを調べた。最後に Ni/Cf 線源 (Ni 球、真鍮・ステンレスホルダー) の浸漬試験を行い、HK 検出器や IWCD 内の水に対し、最大 10^{-7} のオーダーの影響しか与えないということを示して、実際の実験に使えるという結論を出した。

5.2 議論

第3.4章にあるように、 ϕ が 60 度以上となる PMT のヒットタイミングが遅くなるのは、水による反射光や散乱光、ブラックシートによる反射光の入射が多くなるためと考えられる。図3.11、図3.12を見ると、水の吸収長と散乱長が長く、あるいは、ブラックシートの反射率が小さく、反射光や散乱光の影響が小さいとき、ヒットタイミングのピークが～950 nsec となっている。一方、図3.8を見ると、 $\phi < 60^\circ$ の PMT には反射・散乱光ではなく直接光がヒットしていると考えられるが、この

タイミングも～950 nsec にピークを持つ。したがって、ヒットタイミングの遅い信号は、反射・散乱光によるものと考えられる。

5.3 研究展望

HK 長基線ニュートリノ実験においては、加速器のビーム強度の増強により同一バンチ（一回の陽子の集まり）で複数の荷電粒子が IWCD に検出される。これらの荷電粒子がニュートリノと同時に検出される事象はパイルアップ事象と呼ばれる。ニュートリノ反応の事象数と発生した荷電粒子の発生点や運動量を正確に測定するためには、検出器外部から入射する粒子を同定するための外部検出器 (outer detector, OD) が必須となる。そこで現シミュレーションに OD を導入したが、まだ利用するに至っていない。OD を含めたシミュレーションによるパイルアップ事象の識別方法の開発が今後に重要となる。

また、この研究において水の吸収係数、散乱係数とブラックシートの反射係数が実際の値に対応していない。今後の研究で係数と実際の値の関係を付ける必要がある。

第 6 章

謝辞

この論文を完成するにあたり、多くの方々のご指導、ご協力をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

まず、鈴木州先生、竹内康雄先生には多大なるご指導を賜り、心から感謝申し上げます。また、東京大学宇宙線研究所の矢野孝臣先生には、絶え間ないご支援をいただきましたことを深く感謝いたします。東京理科大学の石塚正基先生と学生の皆様に深く感謝申し上げます。

支援してくださった家族の皆様にも本当に感謝します。

さらに、粒子物理研究室の先生方と学生の皆様の温かいご指導とご協力に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Pauline Gagnon. *The Standard Model: a beautiful but flawed theory*. 2014. URL: <https://www.quantumdiaries.org/2014/03/14/the-standard-model-a-beautiful-but-flawed-theory/>.
- [2] S. Fukuda et al. “The Super-Kamiokande detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 501.2 (2003), pp. 418–462. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020300425X>.
- [3] Takeshi Nakadaira. *Enhanced search for CP violation in leptons with the new Intermediate Water Cherenkov Detector and improved J-PARC neutrino beam in the Hyper-Kamiokande Experiment*. 2024. URL: <https://indico.cern.ch/event/1291157/contributions/5904110/>.
- [4] K. Abe et al. “The T2K experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 659.1 (Dec. 2011), pp. 106–135. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2011.06.067](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067>.
- [5] T2K collaboration. *The T2K Experiment*. URL: <https://t2k-experiment.org/>.
- [6] Claudio Giganti. *T2K recent results and plans*. 2024.
- [7] Kirk T. McDonald. *An Off-Axis Neutrino Beam*. 2001. arXiv: [hep-ex/0111033 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0111033). URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0111033>.
- [8] The NOvA Collaboration and D. Ayres. *NOvA Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamlne*. 2005. arXiv: [hep-ex/0503053 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0503053). URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0503053>.
- [9] Mark Hartz. *IWCD Introduction(Assembly Plan, Schedule and Missing Items)*. 2024.

- [10] Luis Guillermo Garcia et al. “Muon-Electron Pulse Shape Discrimination for Water Cherenkov Detectors Based on FPGA/SoC”. In: *Electronics* 10.3 (2021). ISSN: 2079-9292. DOI: 10.3390/electronics10030224. URL: <https://www.mdpi.com/2079-9292/10/3/224>.
- [11] Christophe Bronner Takahiro Hiraki Hidekazu Tanaka. 実験ニュートリノ振動の同時解析結果と反ニュートリノ振動の最初の結果. 2015.
- [12] S. Aiello, A. Albert, and M. Alshamsi. *The KM3NeT multi-PMT optical module*. Mar. 2022.
- [13] Muhammad Waqas. *A multiPMT for SWGO water Cherenkov detectors*. 2024. URL: <https://agenda.infn.it/event/36661/contributions/231570/>.
- [14] Luigi Lavitola. “multi-PMT electronics system for Hyper-Kamiokande”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1054 (2023), p. 168461. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168461>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223004515>.
- [15] P. A. Treado and P. R. Chagnon. “Neutron Capture Gamma-Ray Spectra of the Nickel Isotopes”. In: *Phys. Rev.* 121 (6 Mar. 1961), pp. 1734–1739. DOI: 10.1103/PhysRev.121.1734. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.121.1734>.
- [16] Hrant Gulkanyan and Amur Margaryan. *Alpha-spectroscopy of Cf-252 decays: A new approach to searching for the octoneutron*. 2014. arXiv: 1409.1772 [nucl-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/1409.1772>.
- [17] Frederick Becchetti Jr et al. “Cf-252 fission-neutron spectrum using a simplified time-of-flight setup: An advanced teaching laboratory experiment”. In: *American Journal of Physics* 81 (Feb. 2013), pp. 112–119. DOI: 10.1119/1.4769032.
- [18] CERN. URL: <https://root.cern/about/>.
- [19] CERN. URL: <https://geant4.web.cern.ch/about/>.
- [20] Yusuke Koshio. “Study of Solar Neutrinos at Super Kamiokande”. PhD thesis. University of Tokyo, 1998.
- [21] Heinz G. Pfeiffer and Herman A. Liebhafsky. “The origins of Beer’s law”. In: *Journal of Chemical Education* 28 (3 1951), pp. 123–125.
- [22] CERN. Accessed: 2024-07-08. URL: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/TrackingAndPhysics/particle.html>.

- [23] CERN. Accessed: 2024-07-08. URL: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/GettingStarted/generalParticleSource.html>.
- [24] CERN. Accessed: 2024-07-08. URL: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Fundamentals/event.html>.

附録 A

WCSim への自作線源導入方法

WCSim のソースコードでは、粒子生成方法に関するファイルは図A.1のような構成になっている。WCSim の実行プロセスでは、まず「WCSim.cc」が実行され、「WCSim.mac」や「tuningNominal.mac」などのマクロファイルを入力として読み込み、マクロファイルから Messenger ファイルに内部でインスタンス化された WCSimPrimaryGeneratorAction にパラメータを転送して内部変数に値を代入する。粒子生成に関する Messenger は「WCSimPrimaryGeneratorMessenger.hh」と「WCSimPrimaryGeneratorMessenger.cc」である。Action インスタンスの中身は「WCSimPrimaryGeneratorAction.hh」と「WCSimPrimaryGeneratorAction.cc」である。

「.hh」ファイルは名前空間の構造を定義する Header File で、クラス変数やクラスメソッドなどを定義する。「.cc」ファイルは Source File で、Header File で定義された内容を実装する役割を担っている。以下では、Header File と Source File の内容を区別せず、両者の内容をマージする。

WCSim のこの部分は相互接続されたシステムであるため、説明を簡略化するために、本章ではコードの実行フローの解析には焦点を当てず、どの部分を修正する必要があり、どの機能に対応するのかに焦点を当てるにすることにする。

A.1 WCSimPrimaryGeneratorMessenger

最初に WCSimPrimaryGeneratorMessenger（図A.2、以下 Messenger）に焦点を当てる。Messenger はまずマクロファイルから「/mygen/generator」コマンドの内容を読み込み、「genCmd」インスタンスを呼び出して使用する粒子生成方法を設定する

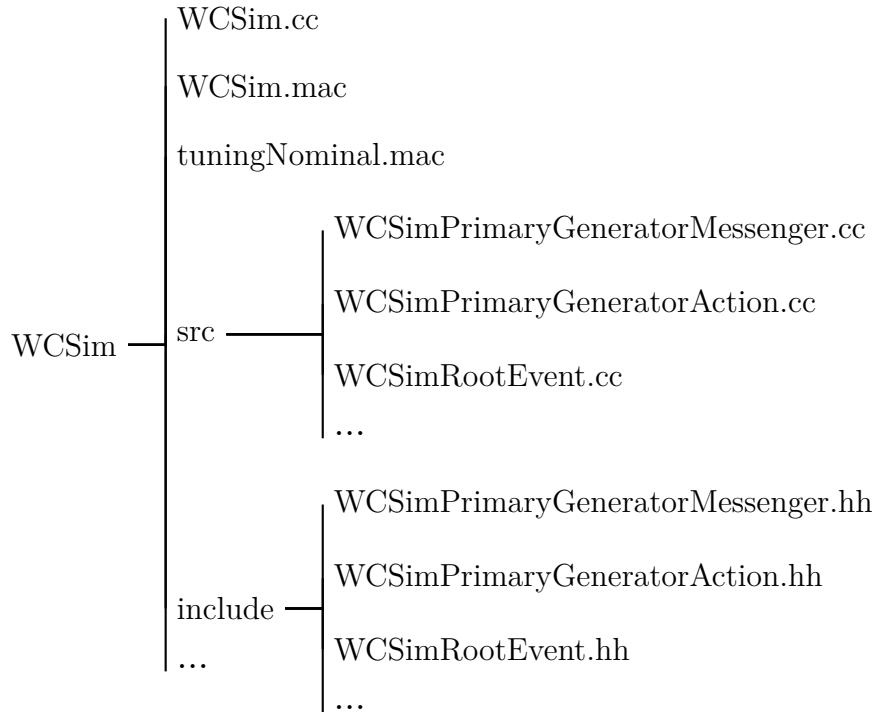


図 A.1: WCSim のソースコードの粒子生成ファイル構成

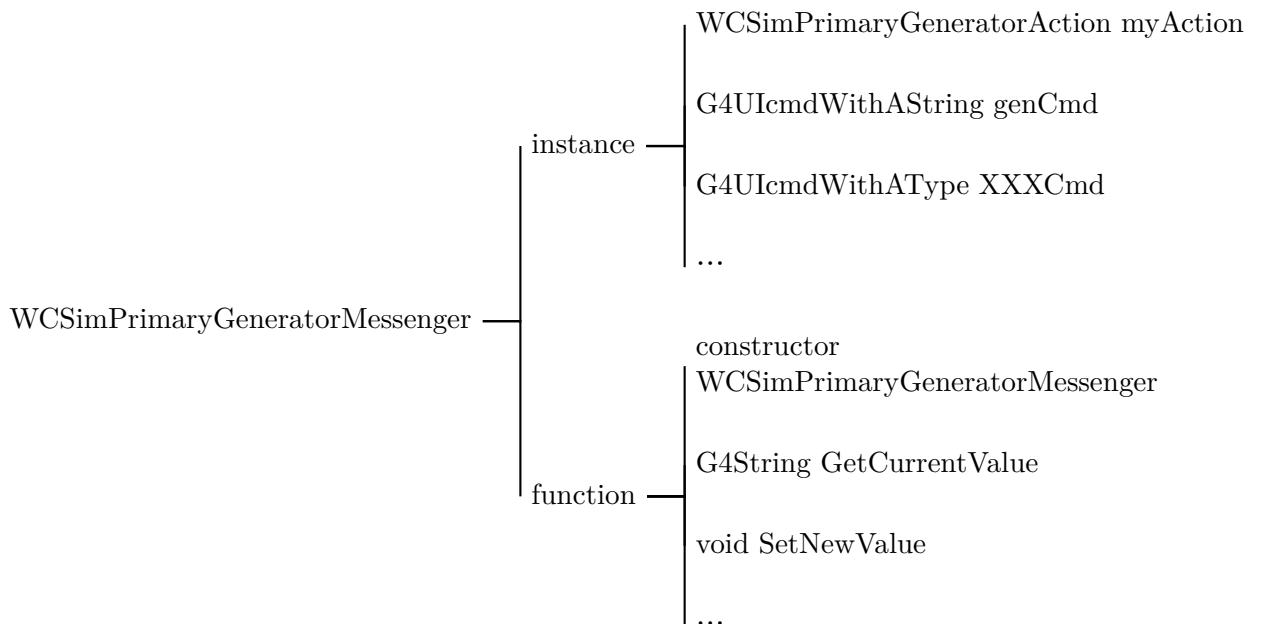


図 A.2: WCSimPrimaryGeneratorMessenger の主な構成

(以後、「XXX」を新しい粒子生成方法コマンド名と呼ぶ)。

「`genCmd`」が追加する新しい粒子生成方法コマンドを正しく認識するため、「`WCSimPrimaryGeneratorMessenger.cc`」の `constructor` の `genCmd->SetCandidates` コードのパラメータにコマンド名を追加する必要がある。

また、「SetNewValue」メソッドの「if(command == genCmd)」セクションにフラグ変数「myAction->SetXXXEvtGenerator(true)」を追加し、他のフラグ変数を false に設定する必要がある。「GetCurrentValue」では、新しい粒子生成方法コマンド名を取得するセクションを追加する必要がある。

Messenger はカスタムパラメータをサポートしているので、カスタム Cmd (「YYCcmd」を仮定) インスタンスを導入する必要がある。カスタムパラメータは「G4UIcmdWithAType」クラスを使用する必要がある。「G4UIcmdWithAType」クラスはコマンドの検出と割り当てを統合した包括的なクラスで、「Type」はパラメータの対応するタイプに置き換える必要がある。

カスタム「YYCcmd」コマンドがある場合は、「SetNewValue」メソッドで「if(command == YYCcmd)」のセクションに「myAction」インスタンスを使用し、変更する必要がある「WCSimPrimaryGeneratorAction」内部パラメータに値を割り当てる必要がある。最も安全で簡単な方法は、「WCSimPrimaryGeneratorAction」内部に新しい代入メソッドを追加し、「YYCcmd->GetNewYYValue」を使ってユーザーが入力したコマンドの値を取得し代入することである。

A.2 WCSimPrimaryGeneratorAction

WCSimPrimaryGeneratorAction の内部構造は図A.3 (以下 Action) のようになっている。

フラグ変数を正しく設定できるようにするために、まず「useXXXEvt」変数を初期化し、一対のメソッド「SetXXXEvtGenerator」と「IsUsingXXXEvtGenerator」を設定する必要がある。

粒子を生成するには主に 3 つの方法がある。

一つ目は、インスタンスの「particleGun」を使用してその中の「particleGun->SetParticleDefinition」で粒子を定義し、「particleGun->SetParticleEnergy」などのメソッドを使用して粒子の状態を設定する。そして Action 自体の「SetVtx」や「SetBeamEnergy」などのメソッドを使用して「WCSimRootEvent」に生成パラメータを記録する。このステップを省略することはできない。Particle Gun の詳細の使用方法については Geant4 の Document[22] を参照すること。

二つ目は、「MyGPS」インスタンスを使用し、「MyGPS->SetParticleDefinition」メソッドで粒子を定義し、「MyGPS->GetCurrentSource」メソッドで粒子の生成に必要なインスタンスを取得し、内部パラメータを調整する。同時に、Action 自体の「SetVtx」

メソッドと「SetBeamEnergy」などのメソッドを使用して、「WCSimRootEvent」に生成パラメータを記録する必要がある。GPS の詳しい使い方は Geant4 の Document[23] を参照すること。

三つ目は、直接「G4PrimaryVertex」インスタンス（「ZZZVertex」を仮定）を新規作成し、必要な「G4PrimaryParticle」インスタンスを新規作成して内容を設定し、「ZZZVertex->SetPrimary」メソッドでこの Vertex に出現させたい粒子を入力し、「ZZZVertex->SetPosition」メソッドなどを使ってこの Vertex のその他の情報を定義し、最後に「anEvent->AddPrimaryVertex」メソッドを直接使って自作の「ZZZVertex」をイベントのメイン Vertex として使用し、期待通りの結果を生成する。詳しい説明は Geant4 の Document[24] を参考にすること。

上記のメイン生成部分が完了したら、新たに導入した粒子生成方法を「GetGeneratorTypeString」メソッドに追加する必要もある。

また、Messegger のセクション (A.1) で述べたように、新しいコマンドを作る場合は、あらかじめ Action 内で対応する変数を初期化し、対応する代入メソッドを呼び出すように設定しておく必要がある。

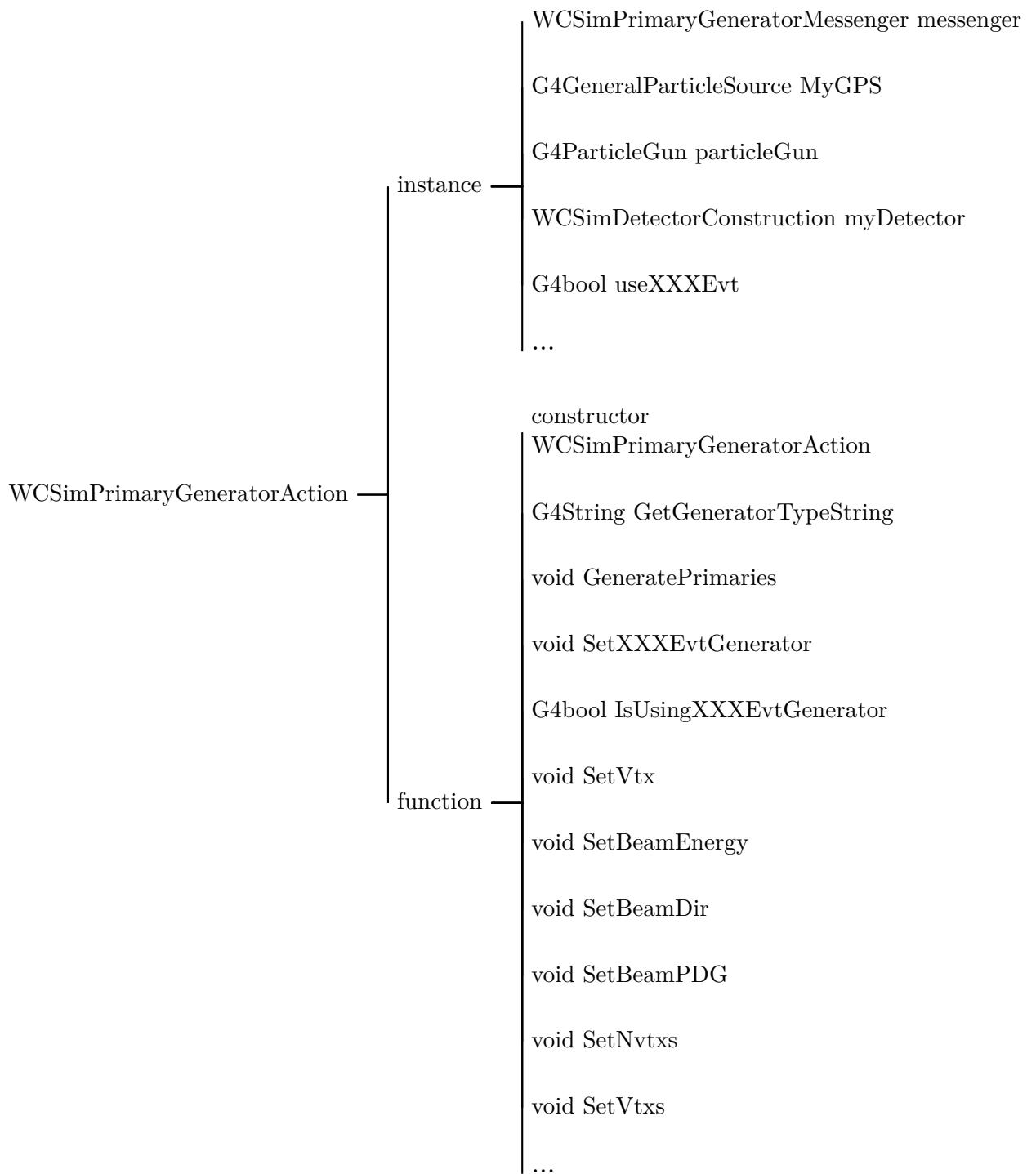


図 A.3: `WCSimPrimaryGeneratorAction` の主な構成