

岡山大学大学院 環境生命自然科学研究科
環境生命自然科学専攻 数理情報科学学位プログラム

修士学位論文

T2K実験によるニュートリノ
中性カレント反応測定のための
中性子-酸素原子核反応モデルの研究

— Study of neutron-oxygen interaction model for measuring
neutrino neutral current interaction in T2K experiment —



素粒子物理学研究室

学籍番号：50M23069

竹谷 浩鷹

2025年2月28日

目次

第1章	研究背景	1
1.1	ニュートリノと超新星爆発	1
1.1.1	ニュートリノ振動	1
1.1.2	超新星爆発	4
1.1.3	超新星ニュートリノ	7
1.1.4	超新星背景ニュートリノ	7
1.2	スーパーカミオカンデ	9
1.2.1	検出器概要	9
1.2.2	検出原理	11
1.2.3	SK-Gd 実験	13
1.2.4	SK での SRN 探索	14
1.3	ニュートリノ中性カレント反応	16
1.3.1	ニュートリノと原子核の反応	16
1.3.2	大気ニュートリノによる NCQE 反応	17
第2章	T2K 実験による NCQE 反応測定	19
2.1	T2K 実験	19
2.1.1	ビームライン	19
2.1.2	前置検出器	22
2.1.3	後置検出器	24
2.2	T2K 実験データを用いた NCQE 反応断面積測定	26
2.3	中性子-酸素原子核反応	28
2.3.1	核内カスケード過程	29
2.3.2	蒸発過程	31
2.4	核子-原子核反応モデル	32
第3章	シミュレーション	35
3.1	ニュートリノ反応シミュレーション	35
3.1.1	ニュートリノフラックス	35
3.1.2	ニュートリノ反応	36
3.1.3	脱励起	38
3.1.4	ニュートリノ振動の考慮	40
3.2	検出器シミュレーション	42
3.2.1	核内カスケードモデル	42
3.2.2	蒸発モデル	45

3.2.3	光子の生成・伝播と PMT の応答	47
3.3	事象再構成	48
3.3.1	事象発生点及び方向の再構成	48
3.3.2	有効ヒット数の計算	50
3.3.3	エネルギー再構成	53
3.3.4	チェレンコフ角度の計算	54
3.4	規格化	54
第 4 章	低エネルギー事象解析のための検出器較正	56
4.1	PMT の相対量子効率の測定	56
4.1.1	PMT の量子効率	56
4.1.2	NiCf データおよびシミュレーション解析	57
4.2	光学レーザーを用いた水の透過長の測定	62
4.2.1	光の減衰とその過程	62
4.2.2	MC における光子の減衰	63
4.2.3	レーザー MC の作成と解析	64
4.3	崩壊電子を用いた透過長の時期依存性の決定	70
4.4	上下非対称パラメータの決定	72
4.4.1	水の透過率における上下非対称性	72
4.4.2	検出器 MC における水質の上下非対称性の導入	73
4.5	エネルギー再構成における位置依存性の補正	75
4.6	LINAC を用いたエネルギー較正	77
4.6.1	LINAC	78
4.6.2	エネルギースケールの測定	79
第 5 章	中性子-酸素原子核反応のシミュレーション解析	82
5.1	事象選別	82
5.2	データセット	86
5.3	解析結果と考察	87
5.3.1	FHC モード	87
5.3.2	RHC モード	89
5.3.3	将来に向けて	90
第 6 章	まとめ	92

目次

1.1	SN1054 の超新星残骸であるかに星雲	4
1.2	重力崩壊型超新星の爆発機構	6
1.3	カミオカンデと IMB で観測された SN1987A による超新星ニュートリノ	8
1.4	超新星背景ニュートリノフラックスのエネルギー分布	9
1.5	スーパーカミオカンデ検出器概観	10
1.6	検出器内水槽に設置されている 20 インチ光電子増倍管	10
1.7	SK に電子ニュートリノと宇宙線ミュオンが入射した場合の模式図	11
1.8	チェレンコフ放射の模式図	11
1.9	Gd の質量濃度と其中性子捕獲割合	13
1.10	各ニュートリノ反応における反応断面積	14
1.11	SK-Gd 実験での SRN 探索における再構成エネルギースペクトル	15
1.12	SRN フラックスの上限値	15
1.13	中性カレント反応断面積	17
1.14	IBD と NCQE の信号パターンの模式図	18
2.1	T2K 実験の概要図	19
2.2	J-PARC の加速器群	20
2.3	ニュートリノビームラインの模式図	20
2.4	1 次ビームラインに設置されている各種ビームモニター	21
2.5	2 次ビームラインの模式図	22
2.6	ND280 検出器	23
2.7	off-axis におけるニュートリノのエネルギーの角度依存性と SK でのニュートリノ振動確率のエネルギー依存性および off-axis における T2K ニュートリノフラックス	24
2.8	INGRID 検出器	24
2.9	T2K ニュートリノフラックスと大気ニュートリノフラックスの比較	25
2.10	T2K 実験開始から 2024 年 4 月までの POT とビーム強度	25
2.11	2010-2018 年の T2K 実験データを用いた NCQE 反応測定におけるチェレンコフ角度分布	26
2.12	NCQE 反応の詳細な信号図	27
2.13	NCQE と IBD で放出されるそれぞれの中性子エネルギー分布	27
2.14	SK で複数本のガンマ線事象が起こったときの観測の模式図	28
2.15	中性子と酸素原子核の反応過程	28
2.16	単一粒子模型における核内モデル	29
2.17	核内カスケード過程の模式図	30

2.18	62 MeV 陽子と ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{60}Ni の衝突実験における放出核子のスペクトル	31
2.19	原子核の基底状態と励起状態	33
2.20	現在 SK で使われている Geant4 ベースの検出器シミュレーション内で使用できる 2 次反応モデル	33
2.21	SK-Gd 実験における NCQE 反応測定実験のデータと核子-原子核反応モデルの比較	34
3.1	シミュレーションの流れ	35
3.2	SK で観測される T2K ニュートリノフラックスの予測	36
3.3	酸素原子核のスペクトル関数	37
3.4	NEUT でシミュレーションした NCQE の反応断面積	38
3.5	酸素原子核内の核子の占有状態	39
3.6	ニュートリノ振動を考慮した際の CC 事象数への補正の概略図	41
3.7	^{65}Cu の原子核密度	44
3.8	1GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー, 放出核子の平均運動エネルギー, 励起エネルギーの時間微分, 運動量の非対称性の時間変化	45
3.9	NucDeEx による脱励起シミュレーションの手順	46
3.10	波長 420nm の光子が PMT に入射した際の PMT 表面における光子の振る舞いの 角度依存性	47
3.11	タイミング残差の確率密度関数	48
3.12	事象発生点の再構成の分解能のエネルギー依存性	49
3.13	方向性構成で用いる尤度関数のエネルギー依存性	50
3.14	dwall と effwall の概略図	51
3.15	光子の PMT への入射角度 (θ, ϕ) の定義	52
3.16	PMT の光電面の被覆面積を補正する関数 $S(\theta, \phi)$	53
3.17	SK-IV 期間における PMT のゲインの時期変動	53
3.18	3PMT ヒットによる開角の計算	55
3.19	3PMT ヒットによる全ての組み合わせの開角分布	55
4.1	Ni ボールと Cf 線源を固定する真鍮製のロッド	57
4.2	^{252}Cf の自発核分裂で放出された中性子が Ni に捕獲されてガンマ線を放出するま での図	57
4.3	NiCf 線源の設置位置	58
4.4	NiCf 線源の位置と再構成された事象発生点との距離 (rver) 分布	58
4.5	有効ヒット数 (N_{50}) 分布	59
4.6	事象発生点の再構成クオリティパラメータ (g_{vtx}) 分布	59
4.7	NiCf 線源による事象の発生時間分布	60
4.8	データと MC のヒットレート分布	61
4.9	各 PMT における相対量子効率の分布	62
4.10	SKDETSIM と SKG4 における非等方散乱の角度分布	64
4.11	レーザーシステムの概略図	65
4.12	ToF _{injector} と ToF _{target} の模式図	66
4.13	337nm におけるレーザー MC の T _{target} 分布	67

4.14 χ^2 フィッティング結果 (337nm)	68
4.15 $P_{\text{ray}} = 1.00$ としたときの $P_{\text{abs}}, P_{\text{mie}}$ に対する χ^2 の 2 次元分布 (337nm)	68
4.16 SK 純水期 (2009 年以降) における水の透過率の波長依存性	69
4.17 崩壊電子データの電荷の平均 $\ln Q/N$ と距離 r の分布と 2009 年以降の SK 純水にお ける透過率の時期変動	70
4.18 崩壊電子 MC の電荷 Q のと距離 r の分布と透過長と補正係数の相関	71
4.19 2009 年以降の SK 純水期間における配管の模式図と検出器内部の水温の位置依存性	72
4.20 2009 年からの SK 純水期間における TBA の推移	73
4.21 検出器 MC における TBA のモデル	74
4.22 複数の β における NiCf 線源の MC のヒットレート分布	74
4.23 β と TBA の相関	74
4.24 slope(左) と intercept(右) の透過長 (L) に対する相関	75
4.25 チェレンコフ光子の波長の確率密度分布 $\omega_0(\lambda)$	76
4.26 事象発生点における N_{eff} の位置依存性	77
4.27 各 C_{sca} における位置依存性のフィッティング結果及び最適補正係数における N_{eff} の 位置依存性	78
4.28 LINAC 較正におけるセットアップの模式図	79
4.29 LINAC データの事象再構成結果	80
4.30 2010 年-2017 年の LINAC データと MC の N_{eff} の比	81
5.1 Run8 における各エネルギーによる $d_{\text{wall}}, e_{\text{fwall}}, ovaQ$ の最適化分布	84
5.2 FHC モードにおける NCQE, CCQE, CC-other の $E_{\text{rec}}-\theta_C$ 2D 分布	85
5.3 FHC モードにおけるチェレンコフ角度分布と再構成エネルギー分布のデータと MC の比較	87
5.4 NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応で放出される γ 線の本数	89
5.5 RHC モードにおけるチェレンコフ角度分布と再構成エネルギー分布のデータと MC の比較	89
5.6 E525 実験で得られた γ 線のエネルギースペクトルとシミュレーションの比較	91

表 目 次

1.1	ニュートリノ振動パラメータの測定結果	4
1.2	水中でチェレンコフ光が発生するための各荷電粒子の運動量閾値	12
3.1	ニュートリノ反応後の残留原子核の脱励起状態の生成確率	38
3.2	^{16}O の $(p_{3/2})^{-1}$ における励起状態と γ 線放出モード	39
3.3	^{16}O の陽子がノックアウトされた時の $(s_{1/2})^{-1}$ における励起状態と γ 線放出モード	40
3.4	振動効果の補正係数のために用いたパラメータ	42
3.5	再構成エネルギーの計算のための各パラメータ	54
4.1	MC における 1 事象あたりに生成する光子数	65
4.2	SKG4 における純水期 (2009 年以降) Water Parameter	69
4.3	LINAC における電子ビームの入射位置	79
5.1	本解析で用いる NCQE 事象選別の手順	82
5.2	FOM の計算に用いる各パラメータの変化領域と間隔	83
5.3	CC カットのために用いる最適化関数のパラメータ	85
5.4	T2K Run1-Run9 のデータセット	86
5.5	FHC モードにおけるデータと MC の事象数	87
5.6	FHC モードにおけるチェレンコフ角度と再構成エネルギーの χ^2 計算結果	88
5.7	RHC モードにおけるデータと MC の事象数	90
5.8	RHC モードにおけるチェレンコフ角度と再構成エネルギーの χ^2 計算結果	90

第1章 研究背景

1.1 ニュートリノと超新星爆発

ニュートリノ (ν) とは電荷を持たないスピン1/2のレプトンである。素粒子物理学の標準模型においては、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の3種類のフレーバーとそれぞれの反粒子 ($\bar{\nu}$) の計6種類存在し、重力以外では弱い相互作用のみでしか反応しない粒子である。また、標準模型ではニュートリノは質量を持たないと仮定している [1]。ここではニュートリノの重要な性質であるニュートリノ振動と、超新星爆発によって発生するニュートリノについて述べる。

1.1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが物質中を飛行する間に自身のフレーバーが変化する現象である。この現象は、ニュートリノの質量がゼロでなく、フレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ が質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の混合で表される場合に生じる。

ニュートリノのフレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) とすると、フレーバー固有状態は以下のように表される。

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

U は、"Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (PMNS 行列)" と呼ばれる 3×3 のユニタリー行列であり、4つの独立なパラメータを用いて以下のように書き下せる。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{\delta_{\text{CP}}} & 0 & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで、 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ は質量固有状態の混ざり具合を表すパラメータでニュートリノ混合角と呼ばれる。また、 δ_{CP} はレプトンセクターにおける CP 位相角を表し、 $\delta_{\text{CP}} \neq 0^\circ$ または 180° ならば、ニュートリノの CP 対称性が破れていることを示す。

真空中におけるニュートリノ質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展 $|\nu_i(t)\rangle$ は以下の Schrödinger 方程式で表される。

$$-i \frac{d}{dt} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle \quad (1.3)$$

ここで、 E_i はエネルギー固有値である。この方程式を解くと、 $|\nu_i(t)\rangle$ は次のように書ける。

$$|\nu_i(t)\rangle = \exp(-iE_i t) |\nu_i\rangle \quad (1.4)$$

式 1.1 より、フレーバー固有状態の時間発展は以下の式で与えられる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \exp(-iE_i t) |\nu_i\rangle \quad (1.5)$$

ニュートリノの質量が十分小さい場合、エネルギー固有値 E_i は次のように近似できる。

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.6)$$

ここで、 p_i, m_i はそれぞれ運動量固有値と質量固有値である。この近似を用いれば、式 1.5 は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} \exp(-ip_i t) \exp\left(-i\frac{m_i^2 t}{2E_i}\right) |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} \exp(-ip_i t) \exp\left(-i\frac{m_i^2 t}{2E_i}\right) U_{\beta i}^\dagger |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

よって、真空でのニュートリノ振動確率は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} \exp(-ip_i t) \exp\left(-i\frac{m_i^2 t}{2E_i}\right) U_{\beta i}^\dagger |\nu_\beta\rangle \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^\dagger U_{\alpha j}^\dagger U_{\beta j} \exp\left(-i\frac{(m_i^2 - m_j^2)t}{2E}\right) \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^\dagger U_{\alpha j}^\dagger U_{\beta j} \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^\dagger U_{\alpha j}^\dagger U_{\beta j}] \sin^2\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^\dagger U_{\alpha j}^\dagger U_{\beta j}] \sin\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

このとき、 $\delta_{\alpha\beta}$ は $\delta_{\alpha\beta} = \langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle$ 、 Δm_{ij}^2 は質量二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ を表す。 E はニュートリノのエネルギーであり、 $E \sim p_i = p_j$ としている。また、ニュートリノの質量が十分小さいことから時間 t を飛行距離 L に近似できる ($t \sim L$) ことを用いている。式 1.8 から $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$ 、すなわちニュートリノ質量固有値に差がある場合に、ニュートリノ振動は生じることがわかる。

ニュートリノが物質中を伝搬する際は、物質との弾性散乱のポテンシャルによってニュートリノ質量固有状態が真空中よりも位相が少しずれるため、ニュートリノ振動確率が変化する。そのため、物質場による影響を含めたニュートリノ振動確率を考慮する必要がある。

簡単のため、 $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ の 2 世代間でのニュートリノ振動を考える。このとき、真空中におけるニュートリノの状態方程式は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

ニュートリノのエネルギー E と質量二乗差 Δm^2 を用いると、式 1.9 は次のように変形できる。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = -i \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

すると、振動確率は次式で表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E \hbar c} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{MeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

物質中のニュートリノ振動の場合、荷電カレント相互作用のポテンシャルによる非対角項が追加される。中性カレント相互作用も存在するが、全フレーバーのニュートリノで同様に相互作用するため対角成分の共通項となり振動には影響しない。よって、物質中におけるニュートリノ振動は次のように書き下せる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} &= -i \left[\frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_W & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \\ &= -i \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} V_W & 0 \\ 0 & V_W \end{pmatrix} + \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + v_W & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - v_W \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここで、 V_W は W^\pm ボソンが媒介する有効ポテンシャルであり、物質中の電子の数密度 n_e 、フェルミ結合定数 G_F を用いて以下の式で表せる。また、 v_W は式 1.14 で与えられるパラメータである。

$$V_W = \sqrt{2} G_F n_e \quad (1.13)$$

$$v_W = \frac{2EV_W}{\Delta m^2} = \frac{2\sqrt{2}EV_W G_F n_e}{\Delta m^2} \quad (1.14)$$

よって、式 1.12 の振動項はこのように書ける。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = -i \frac{\Delta m_M^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

このとき、 Δm_M^2 , θ_M は物質振動の効果を含めた質量二乗差・混合角であり、次の式で表せる。

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{(\cos 2\theta - v_W)^2 + \sin^2 2\theta \Delta m^2} \quad (1.16)$$

$$2\theta_M = \arctan \left(\frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta - v_W} \right) \quad (1.17)$$

したがって、物質中のニュートリノ振動確率は以下の様に表される。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_M^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{MeV}]} \right) \quad (1.18)$$

式 1.18 から、振動確率はニュートリノのエネルギーと飛行距離、そして通過する物質の密度によって決まることが分かる。また、 $\theta_M = \pi/4$ のときフレーバーの混合角は最大となり、共鳴増幅現象が生じる。この効果は MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 効果と呼ばれる。

以上の計算から、ニュートリノ振動確率は3つの混合角 (θ_{12} , θ_{23} , θ_{13})、2つの質量二乗差 (Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2)、CP位相角 δ_{CP} の6つのパラメータによって特徴付けられる。これらは主に太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、長基線ニュートリノを用いて測定されてきた。表 1.1 に質量階層性毎のニュートリノ振動パラメータの最新の測定結果をまとめる [1]。

また、太陽ニュートリノ観測におけるニュートリノ振動測定の結果から、 $m_2 > m_1$ であることは明らかになっているが、 m_2 と m_3 の大小関係はいまだにわかっていない。これは質量階層性問題と呼ばれており、 θ_{23} 及び Δm_{23} は、 $m_3 > m_2 > m_1$ (順階層)、あるいは $m_2 > m_1 > m_3$ (逆階層) をそれぞれ仮定して測定が行われている。

パラメータ	測定結果
$\sin^2\theta_{12}$	0.307 ± 0.013
$\sin^2\theta_{23}$ (順階層)	$0.558^{+0.015}_{-0.021}$
$\sin^2\theta_{23}$ (逆階層)	$0.553^{+0.016}_{-0.024}$
$\sin^2\theta_{13}$	0.0219 ± 0.0007
Δm_{21}^2	$7.53 \pm 0.18 [10^{-5} \text{ eV}^2]$
Δm_{32}^2 (順階層)	$2.455 \pm 0.028 [10^{-3} \text{ eV}^2]$
Δm_{32}^2 (逆階層)	$-2.529 \pm 0.029 [10^{-3} \text{ eV}^2]$
δ_{CP}	$1.19 \pm 0.22 [\pi \text{ rad}]$

表 1.1: ニュートリノ振動パラメータの測定結果 [1]

1.1.2 超新星爆発

太陽の8倍以上の質量を持つ星は、その一生の最後に大爆発を起こす。これを超新星爆発と呼び、その運動エネルギーは約 10^{51} erg (10^{44} J) にも達する、宇宙の中で最大規模の爆発である。図 1.1 はハッブル宇宙望遠鏡で撮影されたかに星雲であり、SN1054 と呼ばれる超新星の残骸である [2]。超新星爆発は、星形成の過程や重元素合成、宇宙の化学進化などを解明するために重要な現象である [3]。

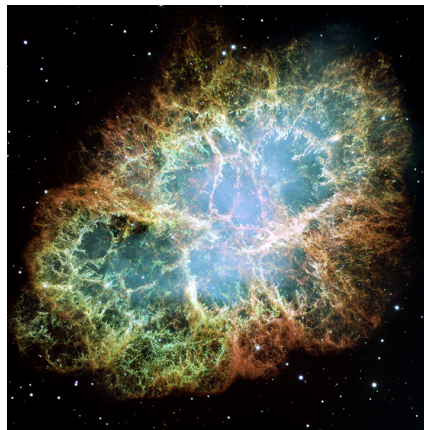


図 1.1: SN1054 の超新星残骸であるかに星雲. ハッブル宇宙望遠鏡で撮影 [2].

超新星爆発は光学スペクトルと光度曲線の概形によって、主に以下の5つで分類できる¹。

- I型超新星：スペクトル中に水素の輝線を持たない
 - Ia型超新星：ケイ素の吸収線を持つ
 - Ib型超新星：ケイ素の吸収線を持たないが、ヘリウムの吸収線を持つ
 - Ic型超新星：ヘリウム、ケイ素の吸収線を持たない
- II型超新星：スペクトル中に水素の輝線を持つ
 - IIP型超新星：光度曲線がある程度一定の値で推移する
 - IIL型超新星：光度曲線が日数に比例して減衰する

Ia型超新星は核爆発型超新星と呼ばれ、恒星の残骸である白色矮星が爆発を引き起こす。白色矮星は電子の縮退圧によってその内部が支えられているが、その質量には上限がある(チャンドラセカール限界)²。連星系をなしている白色矮星が、相手の星から吸収したガスによりその質量を増加させることで自重を支えきれなくなり、最終的に爆発が起きる。

一方Ib型・Ic型・II型新星は重力崩壊型超新星(CCSN)と呼ばれ、コアの重力崩壊が爆発を引き起こす。以下に重力崩壊型超新星のプロセスについて述べる。図1.2はその様子の概略である。

● 元素合成 (step : 1-3)

星の核は宇宙空間に存在する星間ガス(主に水素)が重力によって集まることで形成される(1)。ガスが中心に向かって落下することによってポテンシャルエネルギーが熱エネルギーに変換され、中心は高温高圧の状態となる。中心付近の温度が 10^7 Kを超えると水素は核融合反応を起こしてヘリウムを生成する。



式1.19の反応によって水素は消費され、中心にヘリウムが溜まって層をなす(2)。星は自己重力による収縮と核融合反応による内部圧力で支えられているため、中心付近の水素が燃焼し切ると、再び重力による収縮が始まる。この収縮によって中心付近の温度は上昇し、 1.5×10^8 Kを超えるとヘリウムが核融合反応を起こし始める。このような過程を繰り返すことで、星の内部には多数の層が形成される。各層を構成する主な元素は、外側から順に水素→ヘリウム→炭素・酸素→酸素・ネオン・マグネシウム→ケイ素→鉄となっている。鉄は核子1個あたりの結合エネルギーが最小であり、全ての元素の中で最も安定な原子核であるため、これ以上核融合反応が進むことはない(3)。

● 原始中性子星の誕生と中性子化バースト (step : 4-8)

鉄コアの内部圧力は電子の縮退圧と熱による圧力によって均衡を保っているが、これらの圧力が減少し始めると自己重力が内部圧力を上回り、重力崩壊を起こす。鉄コアの密度が 10^9 g/cm^3 を超えると、原子核の周囲の電子が原子核に捕獲され、電子ニュートリノが放出される(4)。



¹ここで分類した超新星のタイプに属さない超新星も見つかっており、IIb型・IIcn型・IIbn型などがある。

²絶対零度において電子の縮退圧で支えられる質量。太陽質量の約1.4倍。

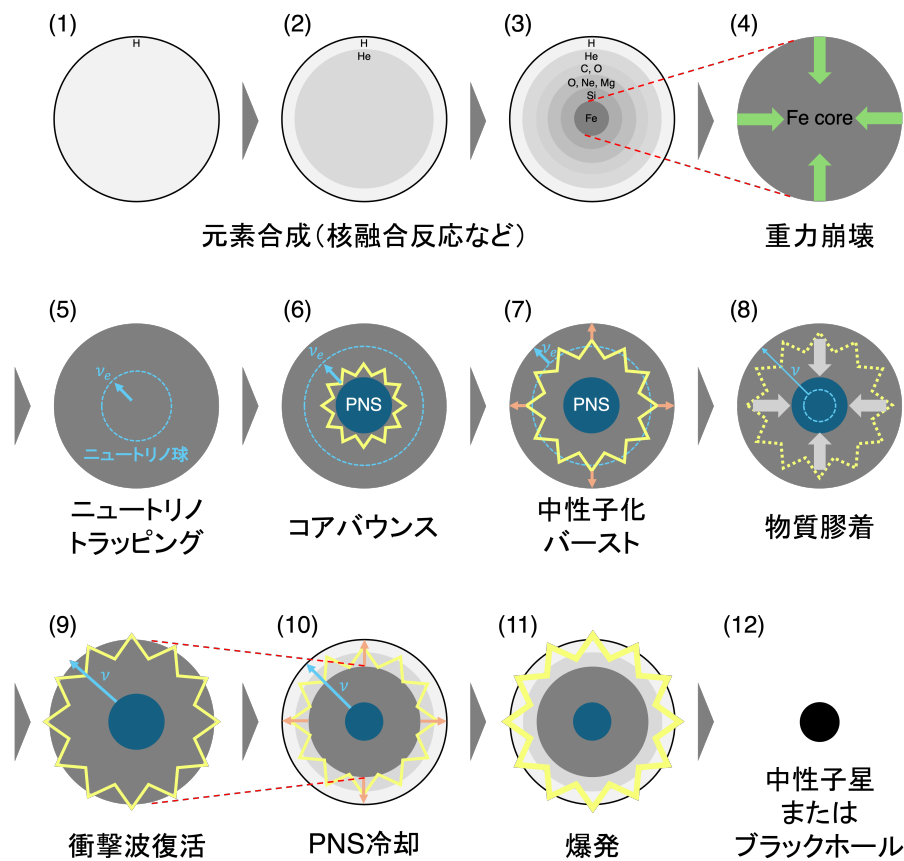


図 1.2: 重力崩壊型超新星の爆発機構

また、重力崩壊が生じる際のコアの温度は約 5×10^9 K であるため、鉄の光分解も生じる。



重力崩壊初期では電子ニュートリノは周囲の物質と相互作用することなく外に飛び出すことができるが、重力崩壊が進みコアの密度が 10^{11} g/cm³ を超えると電子ニュートリノはコアから抜け出せなくなる (ニュートリノトラッピング)。電子ニュートリノがコアを抜け出せる境界面をニュートリノ球と呼ぶ (5)。中心付近のコアの密度が 10^{14} g/cm³ に達すると中性子の縮退圧で重力崩壊が止まる。このときコアは2層構造になっており、外部コアからは超音速で物質が降ってくるため、内部コアと外部コアの境界面で衝撃波が発生する (コアバウンス)。衝撃波は周囲の原子核を自由核子に分解しながら外部に伝播する (6)。このとき生成された陽子が周囲の電子を捕獲することで電子ニュートリノが生成される³。



衝撃波がニュートリノ球内部を伝播している間は電子ニュートリノは外に飛び出さないが、衝撃波がニュートリノ球の外側に来ると電子ニュートリノは外に飛び出すことができる。これを中性子化バーストと呼び、重力崩壊が始まってから 10 ms 以内に起こる。このとき最も内側には原始中性子星 (Proto Neutron Star : PNS) が形成される (7)。また、衝撃波は外部

³step 4 で述べた式 1.20 の反応は実質これと同じである。

コアを伝搬し続けるが、生成された原子核、電子、陽電子は PNS に落下するため、衝撃波はエネルギーを失う。このとき、全てのフレーバーのニュートリノ・反ニュートリノが生成される (8)。

- **爆発から最期まで (step : 9-12)**

エネルギー損失により失速する衝撃波が、何らかの影響で復活する。この影響として考えられる説の 1 つに、コア内部で生成されたニュートリノによって衝撃波後方の物質が加熱され、停滞していた衝撃波が復活するというシナリオ (ニュートリノ加熱) がある⁴ (9)。衝撃波の復活後も原始中性子星は多くのエネルギーを蓄えており、そのエネルギーの大半はニュートリノとして放出され、原始中性子星は冷却される (10)。復活した衝撃波が星の表面に到達すると、超新星爆発が起こり、外層を全て吹き飛ばす (11)。爆発後、冷却された中心の原始中性子星は、中性子星あるいはブラックホールとなる (12)。

1.1.3 超新星ニュートリノ

1.1.2 項で述べた通り、超新星爆発では様々な過程でニュートリノ反応が起こる。この時に放出されるニュートリノを、超新星ニュートリノと呼ぶ。超新星爆発では、ニュートリノがそのエネルギーの 99% を持ち去るので、超新星ニュートリノは爆発に関する様々な情報を含んでいる。また、先に述べたニュートリノ性質 (電荷がゼロ、高い透過性) から、ニュートリノは銀河磁場や高密度天体等の影響を無視して地球に到達する。さらに、超新星ニュートリノは光子に比べて爆発の初期から放出されるため、光学観測よりも前の情報を知ることができる。以上の理由から、超新星ニュートリノを観測することで超新星爆発を理解しようとする試みがなされてきた。

1987 年 2 月 23 日、地球から 16.4 万光年先の大マゼラン星雲で超新星 SN1987A が観測され、地球から肉眼で観測された。肉眼で観測された超新星としては、1604 年に観測された SN1604 (ケプラーの超新星) 以来実に 383 年ぶりであり、現代の天文学者にとっては初めて超新星を間近に観察する機会となった。地球に SN1987A 由来の可視光が届くおよそ 2 ~ 3 時間前に、ニュートリノバーストが日本のカミオカンデ [4]、アメリカの IMB [5]、ロシアの Baksan [6] の 3 つのニュートリノ検出器で観測された。カミオカンデでは 11 個、IMB では 8 個、Baksan では 5 個の反ニュートリノを検出することができた。図 1.3 にカミオカンデと IMB で観測されたニュートリノバーストを示す。これは、超新星ニュートリノの直接観測に成功した初の事例であり、ニュートリノ天文学の始まりの第一歩となった。

1.1.4 超新星背景ニュートリノ

1 つの銀河における超新星爆発の発生頻度は稀な事象 (100 年に 2 ~ 3 回程度) であり、これまでに観測できた超新星ニュートリノは 1.1.3 項で述べた SN1987 のみである。しかし、宇宙が始まってから現在までに発生した超新星爆発によって放出されたニュートリノは蓄積され、ある一定のフラックスで漂っているはずである。このようなニュートリノは超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrino : SRN または Diffuse Supernova Neutrino Background : DSNB) と呼ばれている。

⁴他にも対流や磁場、星の高速自転の効果によるものが考えられている。

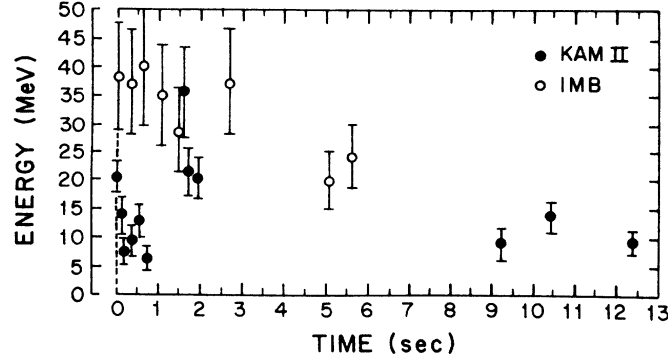


図 1.3: カミオカンデと IMB で観測された SN1987A による超新星ニュートリノ [4]. 黒点がカミオカンデ, 白点が IMB で検出されたイベント.

超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルは、重力崩壊型超新星爆発の発生確率 R_{CCSN} 、爆発によって放出されるニュートリノのエネルギースペクトル $dN(E'_\nu)/dE'_\nu$ 、赤方偏移 z を用いて表すことができる [7]。現在、赤方偏移 $z \sim z + dz$ でエネルギー $E'_\nu \sim E'_\nu + dE'_\nu$ で放出されている超新星背景ニュートリノの数密度は次のように書ける。

$$dn(E'_\nu) = R_{\text{CCSN}}(z) \frac{dt}{dz} dz \frac{dN(E'_\nu)}{dE'_\nu} dE'_\nu \quad (1.23)$$

E'_ν はニュートリノが放出された時点でのエネルギーであり、地球で観測されるニュートリノエネルギー E_ν と以下の関係で結ばれている。

$$E'_\nu = E_\nu(1+z) \quad (1.24)$$

また、時間 t と赤方偏移 z は Friedmann 方程式でこのように与えられる。

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (1.25)$$

ここで、 $H_0 (= 70 \text{ km}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ は Hubble 定数、 $\Omega_m (= 0.3)$ は密度パラメータ、 $\Omega_\Lambda (= 0.7)$ はダークエネルギーの密度パラメータを表す。これらの式から、超新星背景ニュートリノのフラックスは次のように表される。

$$\frac{d\Phi(dE_\nu)}{dE_\nu} = c \int_0^\infty \frac{dz}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} R_{\text{CCSN}}(z) \frac{dN(E'_\nu)}{dE'_\nu} \quad (1.26)$$

放出されるニュートリノのエネルギースペクトルは、変数にエネルギーだけでなく、星の質量 M と金属量 Z を含んでいる。よって、超新星背景ニュートリノのフラックスは以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(dE_\nu)}{dE_\nu} &= c \int_0^\infty \frac{dz}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \\ &\times \left[R_{\text{CCSN}}(z) \int_0^{Z_{\text{max}}} \psi_{\text{ZF}}(z, Z) \left\{ \int_{M_{\text{min}}}^{Z_{\text{max}}} \psi_{\text{IMF}}(M) \frac{dN(M, Z, E'_\nu)}{dE'_\nu} dM \right\} dZ \right] \end{aligned} \quad (1.27)$$

このとき、 $\psi_{\text{IMF}}(M)$ と $\psi_{\text{ZF}}(z, Z)$ はそれぞれ星の初期質量分布と金属量分布を表す関数であり、以下の式で規格化されている。

$$\int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} \psi_{\text{IMF}}(M) dM = 1, \quad \int_0^{Z_{\text{max}}} \psi_{\text{ZF}}(z, Z) dZ = 1 \quad (1.28)$$

図 1.4 は超新星背景ニュートリノフラックスの理論予測であり、様々なモデルが提唱されている。フラックスはモデルごとで異なっており、最大で 1 桁程度の差異が現れている [8]。超新星背景ニュートリノが実際に観測され、フラックスの理論モデルと比較することができれば、超新星の爆発機構やその発生確率、星の初期質量・金属量などの解明につながる。

以上のように、超新星背景ニュートリノは星の進化の過程や超新星爆発の詳しいメカニズムなどを理解する上で重要な情報である。

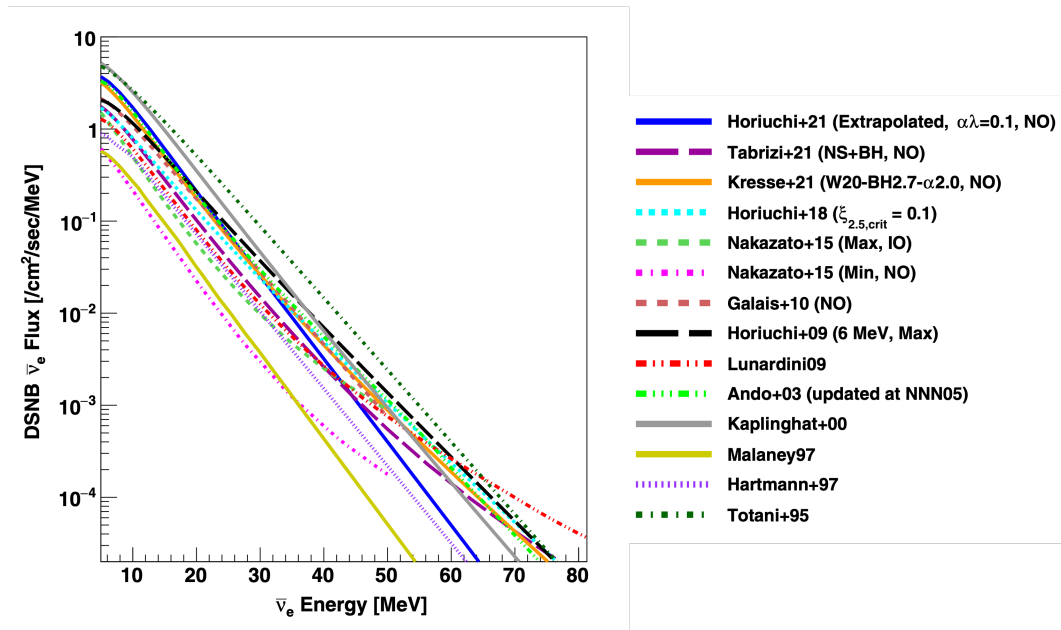


図 1.4: 超新星背景ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) フラックスのエネルギー分布. 線の色は各モデルに対応 [8]

1.2 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK) は岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下約 1000m に設置された世界最大級の大型水チェレンコフ検出器である [9]。SK 実験は太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、加速器ニュートリノを観測し、ニュートリノの性質やその振動現象を理解すること、また超新星爆発などの天体由来のニュートリノを観測することで宇宙の進化の過程を解明することを目的とした大型ニュートリノ実験である。また、検出器内の超純水中の陽子が崩壊する事象を探索し、大統一理論の検証をすることも目的の 1 つである。SK は 1996 年 4 月から正式に稼働が始まり、2020,2022 年には検出器にガドリニウムを導入することで実験のアップデートも行われた。

1.2.1 検出器概要

図 1.5 に SK の概観を示す [10]。SK は直径 39.3m、高さ 41.4m の円柱状のタンクで、内部は約 50kt の超純水で満たされている。SK にニュートリノが入射し、水中の原子核と相互作用することで荷電粒子が生成される。この荷電粒子が水中を走る際に放出されるチェレンコフ光を、SK 内壁

に設置されている光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube : PMT) と呼ばれる光センサーで検出することで、ニュートリノを観測することができる。このとき、宇宙線ミュオンが観測の主な背景事象となる。しかし、SK は地下 1000m に位置しているので宇宙線ミュオンのフラックスは地表の 10 万分の 1 程度まで抑制することができる。

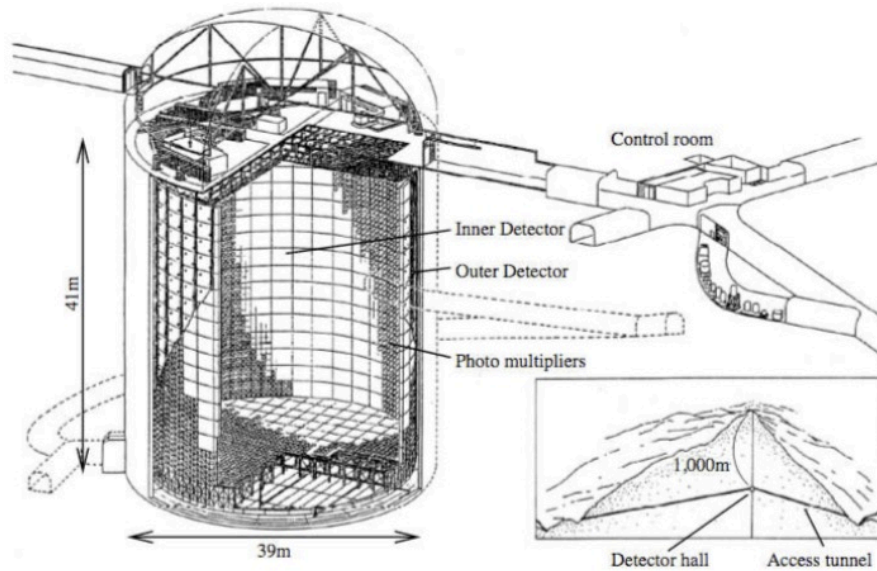


図 1.5: スーパーカミオカンデ検出器概観 [10]

検出器は内水槽 (Inner detector : ID) と外水槽 (Outer detector : OD) の 2 層構造になっており、現在 11,129 本の 20-inch PMT (図 1.6) が ID に、1,885 本の 8-inch PMT が OD にそれぞれ設置されている。検出器に入射したニュートリノが内水槽で反応し、生成された荷電粒子によるチェレンコフ光が放射されると、その光は ID の PMT でのみ検出される。一方宇宙線ミュオンは荷電粒子であり、SK に入射した瞬間にチェレンコフ光を放射するので、ID・OD 両方の PMT で光が検出される。このように、各粒子の性質からニュートリノと宇宙線ミュオンを区別することができるため (図 1.7)、SK は 2 層構造となっている⁵。

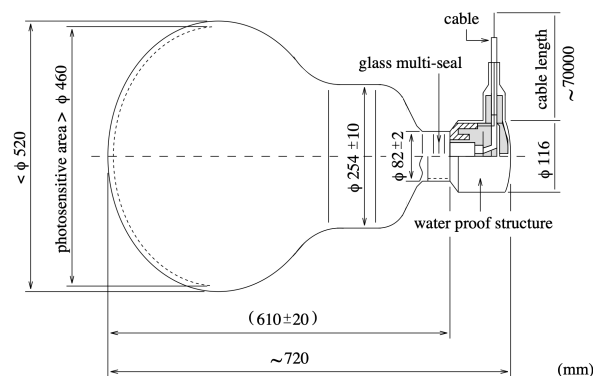


図 1.6: 検出器内水槽に設置されている 20 インチ光電子増倍管 [9]. 浜松ホトニクス製.

⁵他にも、周囲の岩盤で生じた γ 線や中性子を OD で減衰することができるなどの利点がある。

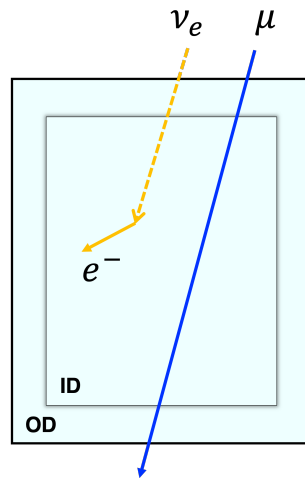


図 1.7: SK に電子ニュートリノと宇宙線ミュオンが入射した場合の模式図

1.2.2 検出原理

荷電粒子が 1 よりも大きい屈折率を持つ媒質中を移動するとき、その速度が媒質中を進む光速よりも速い場合に光が放射される。この現象はチェレンコフ放射と呼ばれ、放射された光をチェレンコフ光と呼ぶ。SK では先述したように、荷電粒子が水中を走る際に発するチェレンコフ光を PMT で検出することで粒子を観測する。

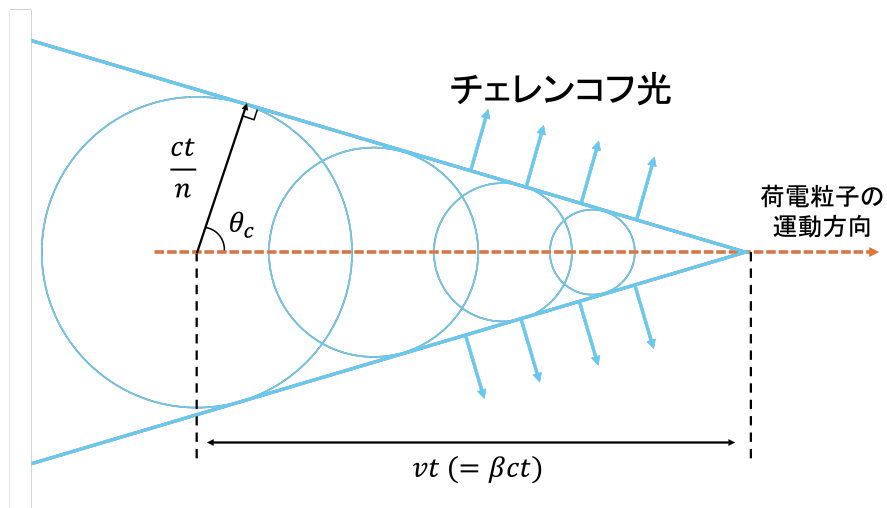


図 1.8: チェレンコフ放射の模式図

図 1.8 はチェレンコフ放射の模式図である。荷電粒子の速度を v 、真空中の光速を c 、移動する媒質の屈折率を n とすると、以下の条件でチェレンコフ放射は起きる。

$$v > \frac{c}{n} \quad (1.29)$$

この図のように、チェレンコフ光は荷電粒子の進む方向に対して次の式で表される θ_c (チェレンコ

フ角) に対して、円錐状に放出される。

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.30)$$

ここで、 β は真空中における荷電粒子の速度と光速との比 v/c である。超純水の屈折率は $n \sim 1.33$ であり、例えば反応で電子が生成され高速で進むと ($\beta \sim 1$)、チェレンコフ角は $\theta_c \sim 42^\circ$ となる。電子より重い μ や π などの粒子について、エネルギーが質量より十分大きい場合は、電子と同じ角度でチェレンコフ光を発する。しかし、エネルギーを失って質量が無視できなくなると、速度が遅くなり θ_c も小さくなる。また、チェレンコフ光は荷電粒子が媒質中を光速度を超えて進まないで発生しないので、チェレンコフ光を検出できる荷電粒子の運動量閾値が存在する。その閾値 p_c は式 1.31 で与えられる。また、表 1.2 に代表的な荷電粒子の p_c を示す。

$$p_c = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{c}{n} = \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}} \quad (1.31)$$

荷電粒子	質量 m [MeV/c ²]	運動量閾値 p_c [MeV/c]
e^\pm	0.511	0.572
μ^\pm	105.7	118.5
π^\pm	139.6	156.5
K^\pm	493.7	749
p	938.3	1,051

表 1.2: 水中でチェレンコフ光が発生するための各荷電粒子の運動量閾値 p_c

チェレンコフ光が速度 v 、微小距離 dx を進むときに放射するエネルギーは、Frank-Tamm の式から次のように書くことができる [11]。

$$\frac{d^2 E}{dx d\omega} = \frac{q^2}{4\pi} \omega \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2} \right) \quad (1.32)$$

ここで、 $q (= Ze)$ は荷電粒子の電荷、 ω は周波数である。この式を $E = Nhc/\lambda$ 、 $\omega = 2\pi c/\lambda$ を用いて、光子数 N と波長 λ に関する式に書きかえる。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (1.33)$$

このとき、 α は微細構造定数を表す。荷電粒子が水中を L (m) だけ進んだときに放出する光子のうち、波長が λ_1 nm から λ_2 nm のものは式 1.33 を積分することで求めることができる。

$$\begin{aligned} N &= \int_0^L dx \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \\ &= 2\pi\alpha Z^2 L \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \end{aligned} \quad (1.34)$$

例えば、電子 ($Z \sim 1$) のチェレンコフ放射で放出される、300 nm \sim 600 nm の単位長さあたりのチェレンコフ光子数は、 $N \sim 340/\text{cm}$ である。

1.2.3 SK-Gd 実験

現在SKでは、検出器内にガドリニウム (Gd) を導入して中性子の検出効率を向上させた、SK-Gd 実験が行なわれている。SK で中性子を伴うイベント (SRN 探索など) を観測する際、その信号の検出は重要な課題である。超純水中でニュートリノ反応が起こった際に放出される中性子は、水中でエネルギーを落としながら (熱化)、熱中性子となったのち陽子に捕獲される。このとき、捕獲の際に 2.2MeV の脱励起ガンマ線が放出されるが、このエネルギーはSK のトリガー閾値より小さいので検出が困難である。

そこでSKにGdを導入することが計画された。Gdは天然元素中で最大の熱中性子捕獲断面積をもち、捕獲の際には合計で8MeVのガンマ線が放出される。図1.9はGdの質量濃度と中性子捕獲割合を表したものである [12]。Gdの優れた捕獲断面積によって、質量濃度が低くても、高い捕獲確率を達成できる。また、8MeVのガンマ線はSKで十分観測可能なエネルギーであるので、中性子由来の信号の検出効率の向上が見込める。

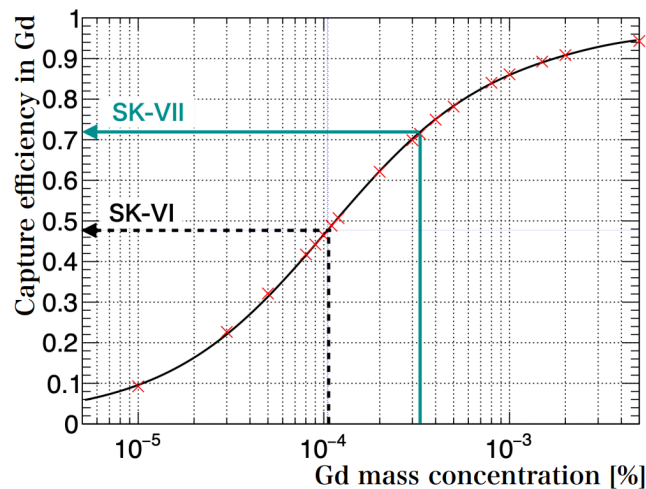


図 1.9: Gd の質量濃度とその中性子捕獲割合 [12]. 図中の SK-VI は 2020 年の,SK-VII は 2022 年の Gd 導入後の質量濃度に対応.

SK への Gd の導入は 2020 年と 2022 年の 2 回に分けて行われた。Gd 単体では水に溶けないため、硫酸ガドリニウム 8 水和物 ($Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$) を検出器内に溶解することで作業が進められた。1 回目 (2020 年) は約 13 トンの硫酸ガドリニウムを超純水に溶かし、その質量濃度は 0.011% に、2 回目 (2022 年) は約 26 トンの硫酸ガドリニウムを溶かし、質量濃度は 0.03% となった。これによって、これまで超純水における中性子検出効率は約 20% であったが、Gd を導入した現在の検出効率は約 60% まで向上すると見積もられた [12]。

以上のことから、SK-Gd 実験は中性子を伴う物理現象に対する理解をより深めることができる。

1.2.4 SKでのSRN探索

スーパーカミオカンデでは、反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊 (IBD) を探索信号として、SRN 観測を試みている。式 1.35 は IBD の反応式である。また 1.1.4 項の図 1.4 から、比較的フラックスの大きい $\sim 30\text{MeV}$ 以下の領域を探索範囲としている。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.35)$$

図 1.10 は、さまざまなニュートリノ反応における反応断面積を表しており、SK での SRN の探索領域 (30MeV 以下) においては IBD の反応断面積が最も大きく、次点で大きい断面積を持つ反応に比べて 2 桁以上大きい。SK 内で IBD が起こると陽子と中性子が生成され、初めに陽電子由来のチェレンコフ光が先発信号として検出される。その後、中性子が水中の陽子または Gd に捕獲されて発生するガンマ線由来のチェレンコフ光が遅延信号として検出される。この 2 つの信号を同時遅延計測することで SRN 探索を行っている。同時遅延計測のメリットとして、中性子を伴わない背景事象を大幅に棄却できるという点がある。

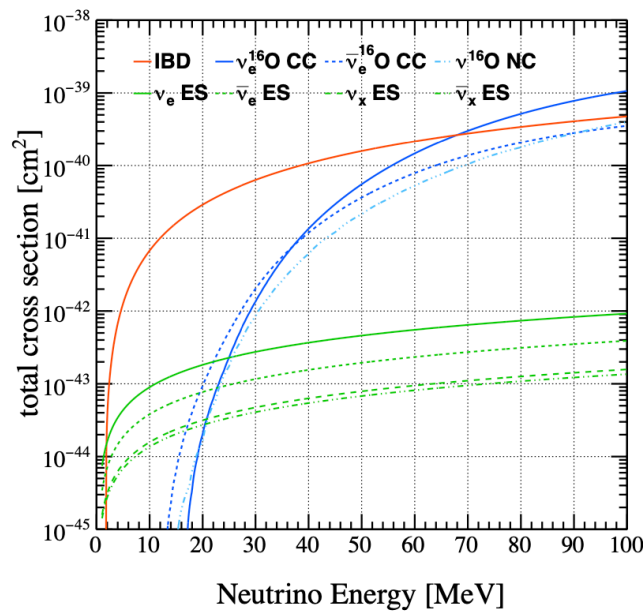


図 1.10: 各ニュートリノ反応における反応断面積 [13]. IBD 以外の反応について, CC は荷電カレント反応, NC は中性カレント反応, ES は弾性散乱の略である。

図 1.11 は SK-Gd 実験 (Gd 質量濃度 0.011%) における SRN 探索の結果である [14]。黒点が見られたエネルギースペクトルであり、色付きのヒストグラムが見積もられた背景事象である。この結果から、背景事象を有意に超えるような SRN 由来の信号は見られなかった。そこで、図 1.12 のように SRN フラックスに対して上限値をつけた [14]。この図から、高い中性子検出効率を実現できたことから、Gd 質量濃度 0.011% 期間の SK-Gd 実験 552.2 日間のデータを用いて、純水期間の 2970 日のデータによるフラックス上限値 [8] と同等の制限をつけることに成功した。現在では Gd の質量濃度の向上 (0.011% \rightarrow 0.03%)、および背景事象のさらなる研究が行われており、SRN の世界初観測に向けて実験が続けられている。

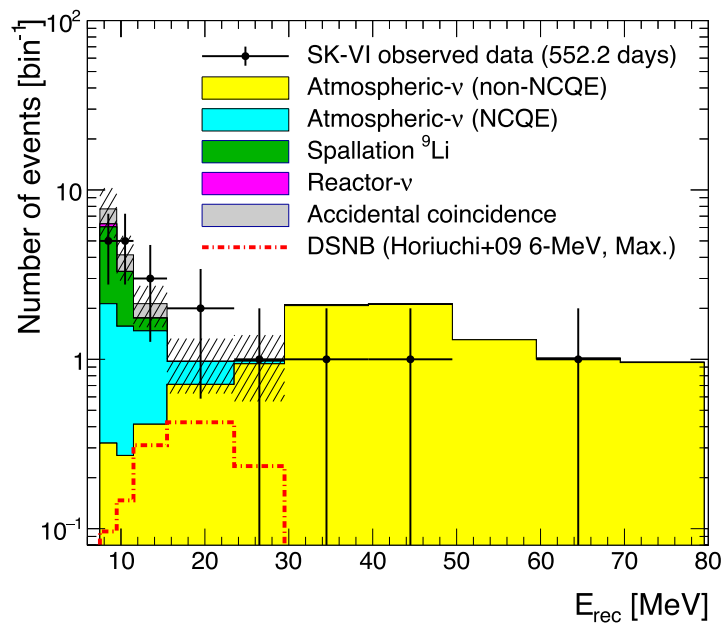


図 1.11: SK-Gd 実験での SRN 探索における再構成エネルギースペクトル [14]. 黒点がデータ、色付きのヒストグラムはシミュレーションを用いて見積もられた背景事象である. また、赤色の点線は理論モデル (Horiuchi+21 [15]) による SRN フラックスの予測である.

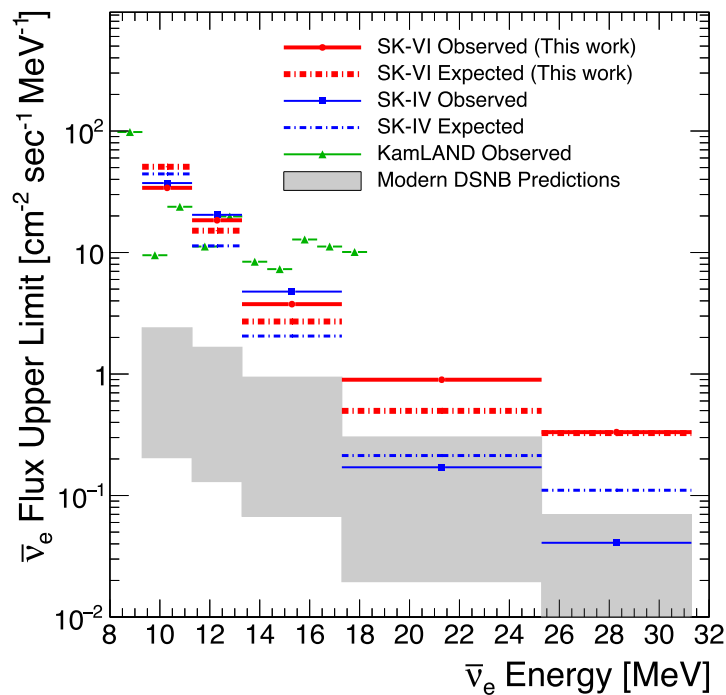


図 1.12: SRN フラックスの上限値 [14]

1.3 ニュートリノ中性カレント反応

1.3.1 ニュートリノと原子核の反応

ニュートリノは弱い相互作用を通じて物質と相互作用する。このとき、相互作用を媒介する粒子が、 W^\pm ボソンの場合は荷電カレント (Charged Current : CC) 反応が起こり、 Z^0 ボソンの場合は中性カレント (Neutral Current : NC) 反応が起こる。以下はその一般的な反応式である。

$$\text{CC} : \nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (1.36)$$

$$\text{NC} : \nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' \quad (1.37)$$

ここで、 l は荷電レプトン ($l = e, \mu, \tau$) を表し、 ν_l はニュートリノと l に対応するフレーバー、 N, N' はそれぞれ標的原子核と反跳原子核である。CC 反応はニュートリノのフレーバーによって終状態の粒子が変わるが、NC 反応はニュートリノのフレーバーに関係なく起こる。また、ニュートリノのエネルギーが $\sim \mathcal{O}(10)\text{GeV}$ 付近の領域では、ニュートリノは原子核内の核子と相互作用する。

ニュートリノと原子核の相互作用は、以下のようにいくつかの種類に分類される [16]。ここでは中性カレント反応について紹介する。

Neutral current (quasi)elastic scattering (NC elastic, NCQE)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' \quad (\text{NC elastic}) \quad (1.38)$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + n/p \quad (\text{NCQE}) \quad (1.39)$$

ニュートリノのエネルギーが $\sim 1\text{GeV}$ 以下の領域で主に起こる反応である。NC elastic では反応によって新しい粒子は生成されず、NCQE 反応の場合は反応後に中性子または陽子が生成される。また、反応の前後で運動量は保存されている。

Neutral current single meson production (NC1 π resonance)

$$\begin{aligned} \nu_l + N &\rightarrow \nu_l + N^* \\ N^* &\rightarrow N' + \text{meson} \end{aligned} \quad (1.40)$$

ニュートリノと原子核の相互作用により、原子核がバリオン共鳴状態に励起される。 N^* はその励起状態を表しており、最終的に単一の間接子が生成される。数 GeV 領域で支配的な共鳴状態は $\Delta(1232)$ であり、終状態に π 中間子が 1 つ生成される。

Neutral current coherent pion production (NC1 π coherent)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N + \pi^0 \quad (1.41)$$

ニュートリノが原子核とコヒーレント散乱し、原子核が実質的に励起されることで、 π 中間子が生成される。相互作用の間で原子核は変化せず、終状態では基底状態にある。

Neutral current deep inelastic scattering (NCDIS)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \text{hadrons} \quad (1.42)$$

高エネルギー領域 (5 GeV 以上) では、ニュートリノが原子核内核子のクォークと直接衝突することで相互作用し、ハドロンが生成される。これを深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering : DIS) 反応と呼ぶ。

今回想定する検出器は SK なので、標的原子核は ^{16}O である。図 1.13 は、 ^{16}O を標的とした各 NC 反応の断面積 (理論値) を表したものである。この図から分かるように、1 GeV 以下の領域では NCQE 反応が支配的であり、エネルギーピークを 600 MeV 付近に持つ大気ニュートリノによる反応においては、NCQE 反応を十分に考える必要がある。

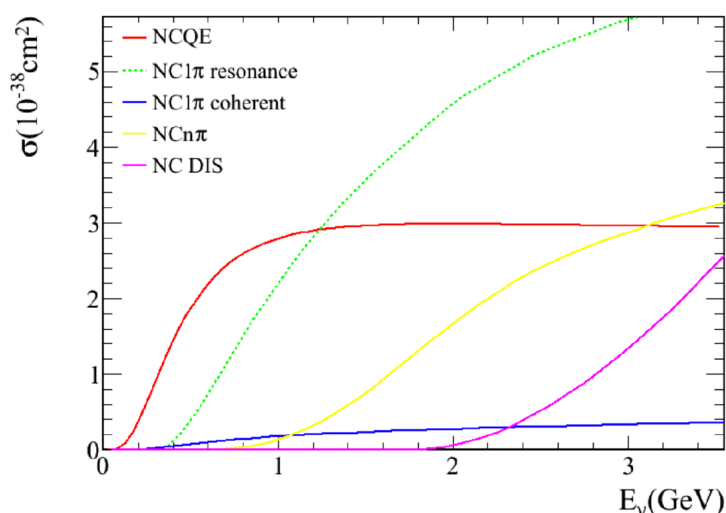


図 1.13: 中性カレント反応断面積 [17]. 大気ニュートリノフラックスのエネルギーピーク付近の $\sim 1\text{GeV}$ 以下の領域では NCQE 反応が支配的である。

1.3.2 大気ニュートリノによる NCQE 反応

1.2.4 で述べた通り、SK での SRN 探索では同時遅延計測を用いることで、中性子を伴わない背景事象を大幅に棄却している。しかし、中性子を含む背景事象は残存する。その主な背景事象の 1 つが、大気ニュートリノによる NCQE 反応である。SK での NCQE 反応の式を以下に記す。

$$\nu(\bar{\nu}) + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + n + {}^{15}\text{O}^* \quad (1.43)$$

$$\nu(\bar{\nu}) + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + p + {}^{15}\text{N}^* \quad (1.44)$$

NCQE 反応では、大気ニュートリノが水中の酸素原子核をノックアウトし、励起された酸素原子核から核子と脱励起ガンマ線が放出される。またその反応由来核子が水中の Gd に捕獲されて合計 8 MeV のガンマ線が発生する。図 1.14 は IBD と NCQE の信号パターンの模式図であり、SK

ではこれらの反応を区別できないので、NCQE 反応は SRN 探索での背景事象になる。前節の図 1.11 においても、SRN の探索領域に NCQE 反応 (水色のヒストグラム) が広く分布しており、現在 NCQE 反応はシミュレーションによって事象数を見積もっている。したがって、NCQE 反応を正確に理解することが、SK での SRN 探索において非常に重要である。

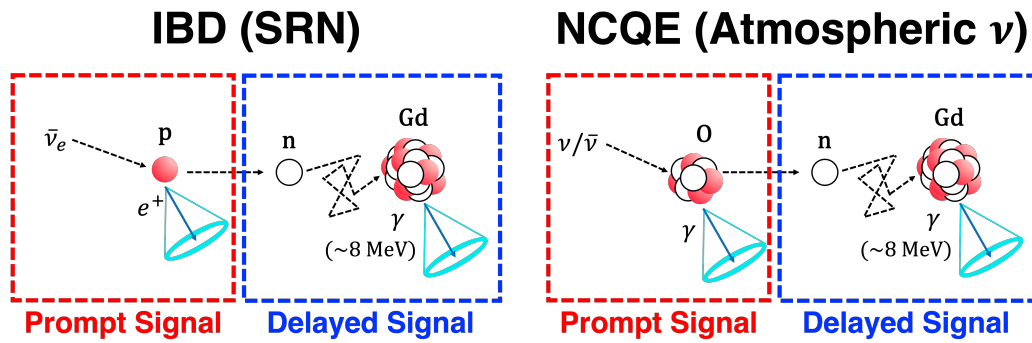


図 1.14: IBD(左) と NCQE(右) の信号パターンの模式図. 2つの信号の形は似通っており、SK は両者を区別できない.

第2章 T2K 実験による NCQE 反応測定

2.1 T2K 実験

T2K(Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) で生成したニュートリノビームを、約 300km 離れたスーパーカミオカンデで検出する長基線ニュートリノ実験である。T2K 実験の主な目的は、ニュートリノ振動における振動パラメータの精密測定であり、中でも δ_{CP} の測定を行うことでニュートリノの CP 対称性の破れを検証している。また、T2K 実験ではニュートリノ振動の測定だけでなく、ニュートリノ反応の測定を含むさまざまな物理現象に対して研究が行われている。T2K 実験は、ビームラインである J-PARC と、前置検出器 (Near Detector : ND)、後置検出器 (Far Detector : FD) で構成されている。以下に実験の概要図を示す [18]。

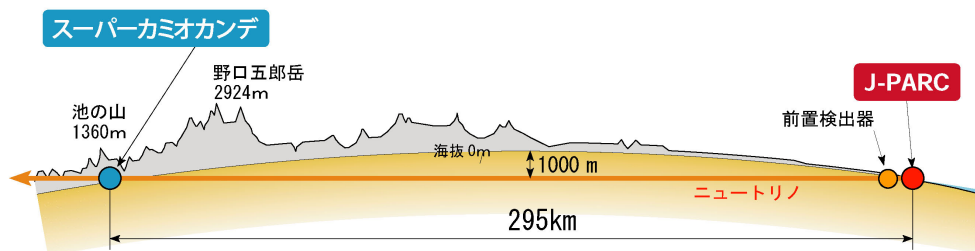


図 2.1: T2K 実験の概要図 [18]

2.1.1 ビームライン

J-PARC

T2K 実験で用いられるニュートリノおよび反ニュートリノは陽子ビームから生成される。ビームの元となる水素ガスは、J-PARC にある複数の加速器を経て大強度の陽子ビームとなる。使用される加速器は、400MeV まで加速する LINAC(Linear accelerator)、3GeV まで加速する RCS(Rapid Cycling Synchrotron)、30GeV まで加速する MR(Main Ring synchrotron) の 3 つである。図 2.2 にこれらの加速器を示す [19]。

J-PARC の加速器は、ニュートリノ実験だけではなく、物質を構成する最小単位の要素を探求するハドロン実験や、大強度パルス中性子・ミュオンを用いて物質の構造を研究する物質・生命科学実験 (MLF) などに幅広く活用されている。

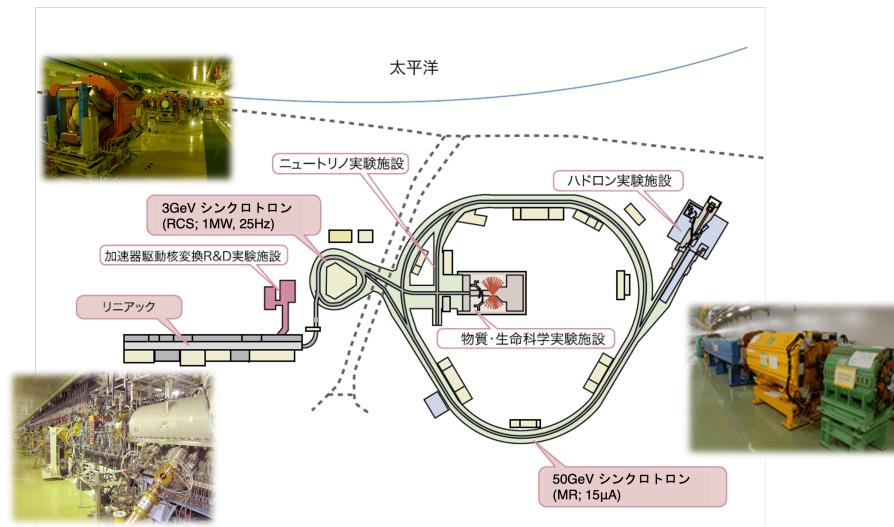


図 2.2: J-PARC の加速器群 [19].MR は 50GeV シンクロトロンとも呼ばれるが、実験では 30GeV で運用されている。

1 次ビームライン

MR で生成された陽子ビームは、ニュートリノビームラインに移り、ターゲットと衝突することでニュートリノビームとなる。ニュートリノビームラインは、陽子ビームを SK 方向へ導く 1 次ビームライン (Primary beamline) と、ニュートリノビームを生成する 2 次ビームライン (Secondary beamline) に分かれている。図 2.3 にニュートリノビームラインの模式図を表す。

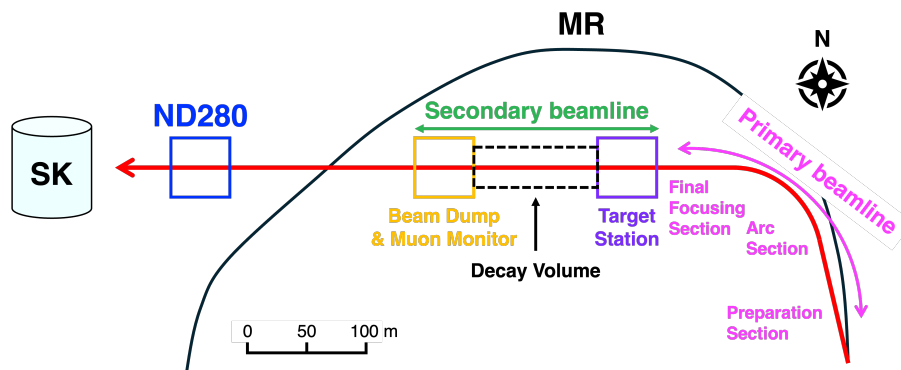


図 2.3: ニュートリノビームラインの模式図

1 次ビームラインは、前段部 (Preparation Section)・アーク部 (Arc Section)・最終収束部 (Final Focus Section) の 3 つのセクションで構成されている。MR からキッカーと呼ばれる電磁石を用いて蹴り出された陽子ビームは、多数の常伝導電磁石を有する前段部内でビームパラメータを調整したのち、アーク部に渡される。アーク部では、渡された陽子ビームを超伝導磁石¹によって曲げることで、ビームを SK 方向へ導く。導かれたビームは、最終収束部の常伝導磁石を用いてビーム位置とサイズを調節する。

¹ビームを曲げるための 2 極磁場 (最大 2.6T) とビームを集束させるための 4 極磁場 (勾配最大 18.6T/m) を合わせた 2 極 4 極複合磁場を持つ。これにより、約 150m で 80.7 度という大角度で陽子ビームを曲げることが可能である。

1次ビームラインには、ビームの強度・位置・形状などをモニターする多数のビームモニターが設置されている。これらは、MR から取り出された陽子ビームを、適切なビームの方向や広がり調整し、効率よく2次ビームラインのターゲットまで送り込むことを目的としている。また、生成されたニュートリノビームの量を見積るために必要な POT(proton on target) も測定している。そのため、ビームの強度モニター (CT)、プロファイルモニター (SSEM)、位置モニター (ESM)、ロスモニター (BLM) などの種類がある (図 2.4)。また、標的の直前にも OTR と呼ばれるビーム形状をモニターする装置も設置されている。

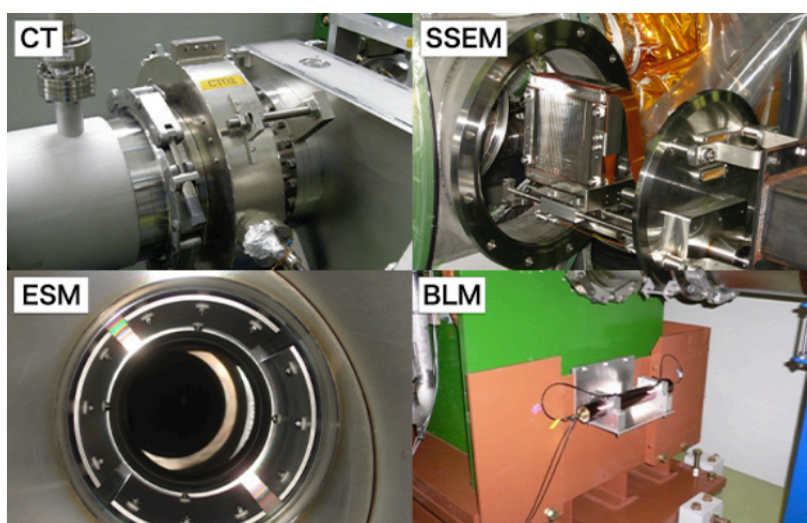


図 2.4: 1次ビームラインに設置されている各種ビームモニター [19]

2次ビームライン

2次ビームラインでは、入射してきた陽子ビームがターゲットと衝突し、ニュートリノが生成される。ニュートリノおよび反ニュートリノは、陽子がターゲットとの相互作用の際に放出される荷電 π 中間子の崩壊によって作られる。このとき生成されるニュートリノのフレーバーは ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) である。

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \quad (2.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \quad (2.2)$$

図 2.5 に2次ビームラインの模式図を示す。T2K ではビームの標的に長さ約 90cm のグラファイトターゲットを用いる。ターゲットと衝突したことで生成される荷電 π 中間子は、電磁ホーンを用いて収集される。電磁ホーンに流す電流の向きを変えることで、自分たちの手で任意の π^\pm 、すなわちニュートリノ・反ニュートリノのどちらかを選択して集めることができる。このとき、主に π^+ を収束させるモードを FHC(Forward Horn Current) モード、 π^- を収束させるモードを RHC(Reversed Horn Current) モードと呼ぶ。集めた π 中間子は、ディケイボリュームと呼ばれる長さ約 100m の空間を飛行し、崩壊する (式 2.1、2.2)。ニュートリノはその先にある前置・後置検出器へ向かい、反応しなかった陽子を含むハドロンはビームダンプによって吸収される。

ビームダンプのさらに後ろには、MUMON と呼ばれる検出器が設置されている。ここでは、 π 中間子の崩壊によって生まれた高エネルギーミュオン (5GeV 以上) の方向と強度を測定している。このミュオンはニュートリノとともに生成されているので、測定されたミュオンの情報から、ニュートリノのビームプロファイルを推定することができる。

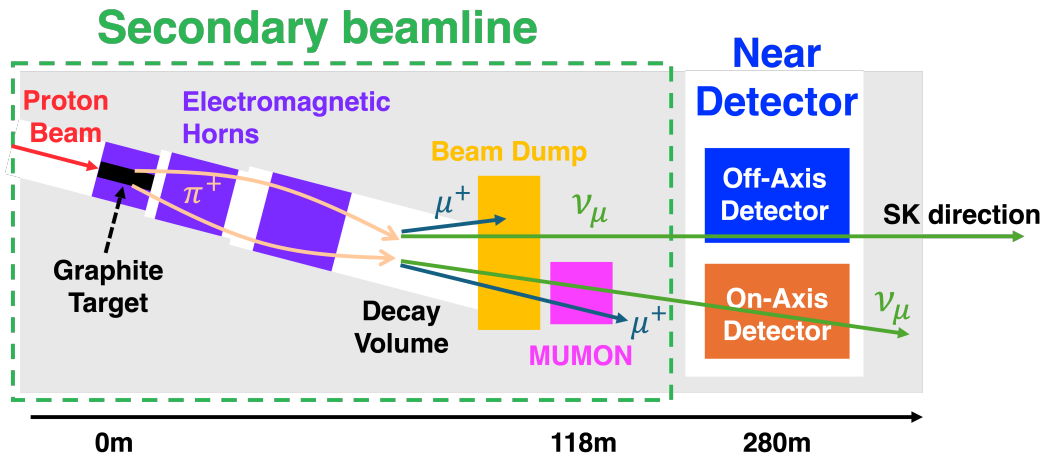


図 2.5: 2次ビームラインの模式図

2.1.2 前置検出器

前置検出器は、グラファイトターゲットから 280m 下流に位置しており、ここで生成直後のニュートリノを直接観測する。ここで得られたニュートリノの情報と、後置検出器である SK からの情報から振動解析などが行われており、前置検出器はビームの特性の理解やニュートリノ反応断面積の測定を主な目的としている。T2K 実験で用いられる前置検出器は主に 2 つで、それぞれ ND280 と INGRID と呼ばれる検出器が、J-PARC のニュートリノモニター棟に設置されている²。

ND280

ND280 は、ビームラインで生成された直後のニュートリノのフラックスやエネルギーを測定している。図 2.6 は ND280 検出器の模式図であり、複数のモジュールを電磁石が囲むように配置されている [20]。以下に、各モジュールの簡単な説明を記す。

- π^0 detector (P0D) : $\text{NC}1\pi$ 事象を検出する。現在は SK で $\text{NC}1\pi$ 事象を精度よく特定できるため、代わりに SuperFGD と High-Angle TPC が挿入されている。
- Time Projection Chamber (TPC) : 荷電粒子の飛跡を立体的に再構成し、粒子の識別や運動量を測定する。ガス検出器である。
- Fine Grand Detector (FGD) : 棒状のプラスチックシンチレーターがビーム軸と垂直な平面状に並んでそれぞれ x と y 方向に交互に積層されており、ニュートリノ反応点を検出する。

²また、ここにはニュートリノと水の反応断面積の精密測定を行う WAGASHI-BabyMIND 検出器や、原子核乾板を用いてニュートリノ-原子核反応によって生成した粒子を精密測定する NINJA 検出器なども設置されている。

- Electromagnetic CALorimeter (ECAL) : ND280 内部で起こったニュートリノ反応由来の電子や γ 線を測定する。
- Side Muon Range Detector (SMRD) : ND280 内部で生成されたミューオンの運動量を測定する。

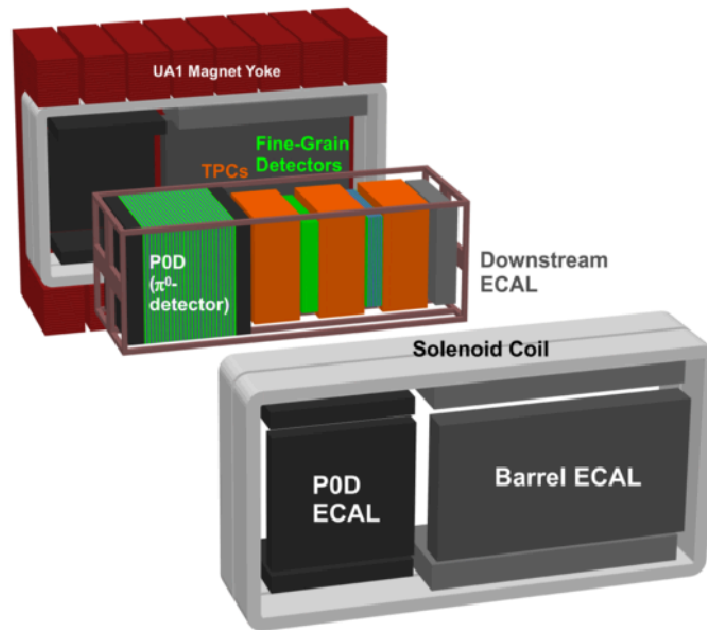


図 2.6: ND280 検出器 [20]. ビームはこの図の左方向から到来する。

ND280 はニュートリノビームのビーム軸方向に対して 2.5° ずれた位置に設置されており、この手法を off-axis 法と呼ぶ。後置検出器の SK も 2.5° off-axis 上に位置しており、これによりニュートリノ振動が起きやすいエネルギー領域に鋭いスペクトルを持ったニュートリノフラックスを実現している。

荷電 π 中間子の崩壊でニュートリノとミューオンが生成される時、そのニュートリノのエネルギーは式 2.3 で与えられる。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2E_\pi} \frac{1}{1 - \cos\theta \sqrt{1 - (m_\pi/E_\pi)^2}} \quad (2.3)$$

ここで、 E_i 、 m_i は各粒子のエネルギーまたは質量であり、 θ は π の進行方向とニュートリノの進行方向とのなす角である。この式から、任意のある θ に対して、ニュートリノのエネルギーは π 中間子のエネルギーで決まることがわかる。 $\theta = 2.5^\circ$ のとき、ニュートリノのエネルギーは最大で約 600MeV であり、幅広いエネルギーを持つ π 中間子から 600MeV 付近のニュートリノが多数生成される (図 2.7 左、緑実線)。後置検出器の SK で観測される T2K ニュートリノも同様に 600MeV 付近にピークを持ち、on-axis に比べて off-axis では狭いエネルギーピークを持ったニュートリノビームを得ることができる (図 2.7 右) [21]。また、SK における $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の振動確率は約 600MeV で最低値となり、 2.5° off-axis では振動を起こしやすいニュートリノを多く観測できる。

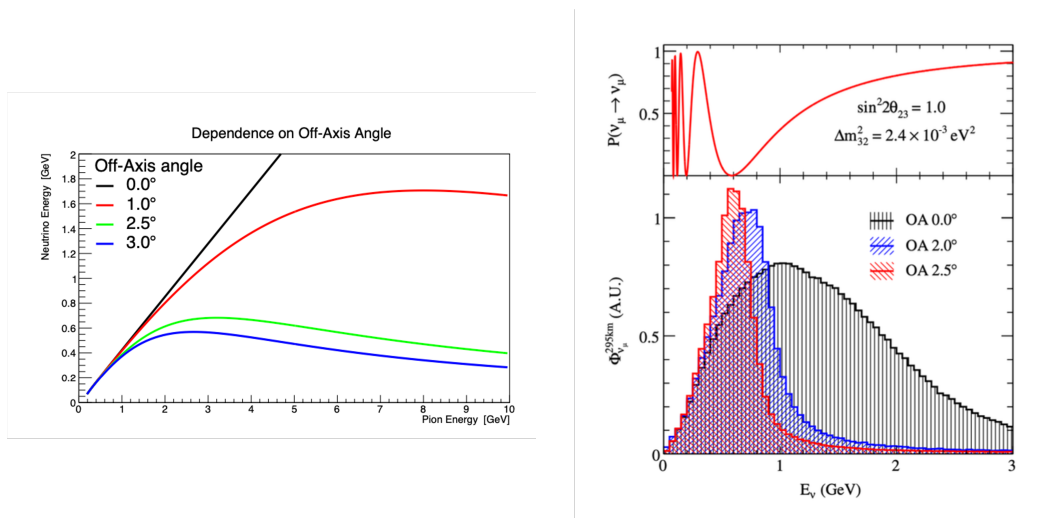


図 2.7: off-axis におけるニュートリノのエネルギーの角度依存性 (左) と SK でのニュートリノ振動確率のエネルギー依存性および off-axis における T2K ニュートリノフラックス (右) [21]

INGRID

INGRID は、ニュートリノビームの向きや広がり、安定性を測定する検出器であり、ビームラインの on-axis 上に設置されている。ビームの強度や方向は先述した MUMON でも測っているが、MUMON ではミューオンの情報のみ保存されるので、INGRID でニュートリノの情報をプロファイルしている。図 2.8 に INGRID 検出器を表す [22]。前置検出器に到来するニュートリノビームは大きな広がりを持っているので、INGRID は約 7t の測定器 14 台で縦横 10m の十字を作るように配置されている。測定器内部は、標的の鉄板とシンチレータが交互に並べられている。

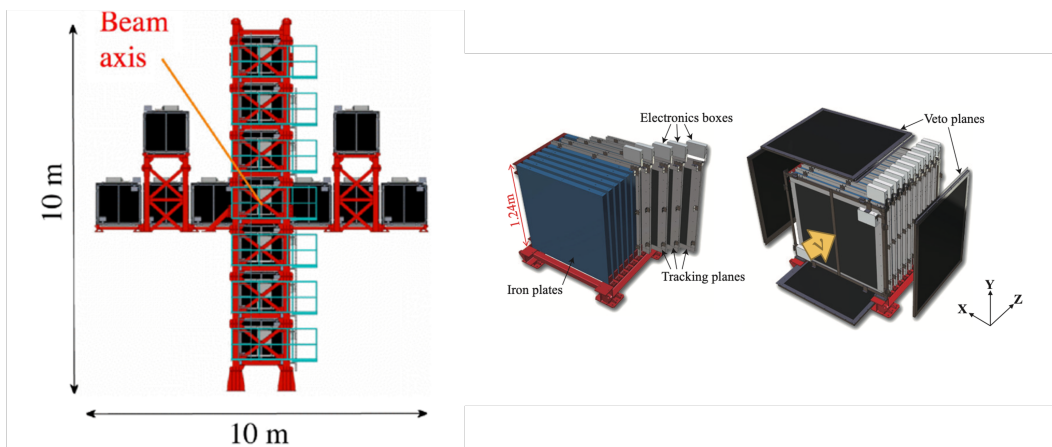


図 2.8: INGRID 検出器 [22]. 左がその全体で、右が 1 つの測定器とその内部を表す。

2.1.3 後置検出器

T2K 実験における後置検出器はスーパーカミオカンデである。SK はビームラインに対して 2.5° off-axis で、ターゲットから 295km 離れた場所に位置している。SK でのニュートリノ検出につい

ては、1.2 節で述べている。

T2K ニュートリノは人工のニュートリノビームであるため、SK において他のニュートリノと区別しやすいことが利点である。ビームがいつ、どの方向から飛来してくるかがわかっているため、SK でのその他のニュートリノ観測と比べてより詳細な情報を得ることができる。また、T2K ニュートリノビームのエネルギーは、大気ニュートリノのそれと同程度である。図 2.9 は、T2K ニュートリノと大気ニュートリノのそれぞれのフラックスを比べたものである [23, 24]。これらから、両者は共に 600MeV 付近にエネルギーピークを持っていることがわかる。ゆえに、T2K ニュートリノビームは、大気ニュートリノ反応の研究に利用することができる。

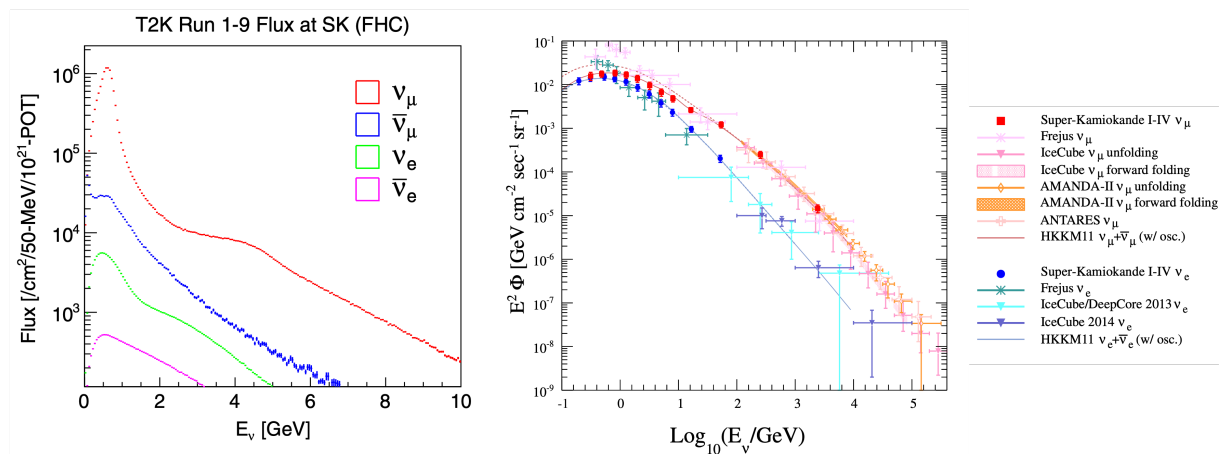


図 2.9: T2K ニュートリノフラックス (左) [23] と大気ニュートリノフラックス (右) の比較 [24]

T2K 実験は 2010 年 1 月から本格的に実験を開始した。データの取得は時期や検出器の状態によって区切られており、これまでに 13 の Run でその取得が行われた。図 2.10 は実験開始から 2024 年 4 月までの POT とビーム強度を示しており、FHC で累計 2.70×10^{21} POT、RHC で累計 1.65×10^{21} POT、合計 4.35×10^{21} POT のデータを取得した [25]。最新の Run13 では、前置検出器のアップデートや、ビームパワー (760kW) と電磁ホーン (320kA) の増強を伴ったデータ取得が行われた。また、2024 年 11 月～12 月では Run14 が、2025 年 2 月～3 月では Run15 が実施または計画されており、更なる統計数の向上が見込まれている。

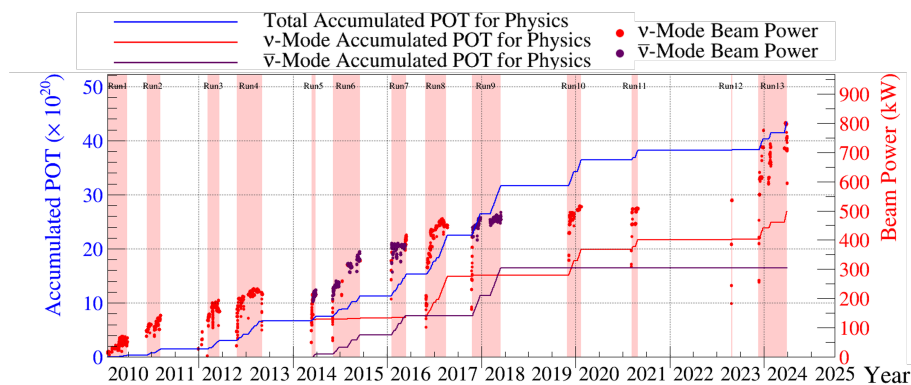


図 2.10: T2K 実験開始から 2024 年 4 月までの POT とビーム強度 [25]

2.2 T2K 実験データを用いた NCQE 反応断面積測定

T2K 実験における Run1-9(2010 年から 2018 年) のデータを用いて、NCQE 反応の反応断面積測定が行われた [23]。図 2.11 はその結果で、FHC モードにおけるチェレンコフ角度分布を表している (SK におけるチェレンコフ角度の再構成については 3 章で述べる)。黒点で示したものがデータ、色付きのヒストグラムがシミュレーションで予測された値である。この図から、 $\theta_c = 80^\circ \sim 90^\circ$ 、すなわち大角度領域においてデータと予測値に差があり、シミュレーションによる予測がデータよりも多く見積もられていることがわかる。よって、現在の SK で使われているシミュレーションは、T2K 実験における NCQE 反応を精度良く再現できていない。

T2K 実験による NCQE 反応測定の結果は、SK での SRN 探索における背景事象の推定に使用されており、先述したデータとシミュレーションの不一致から NCQE 事象数の見積もりにおける不定性は大きい。実際、現在の SRN 探索において NCQE 反応事象数の見積もりには 68-82% の系統誤差がついている³ [8]。SRN の世界初観測のために、この系統誤差の削減は必要不可欠である。

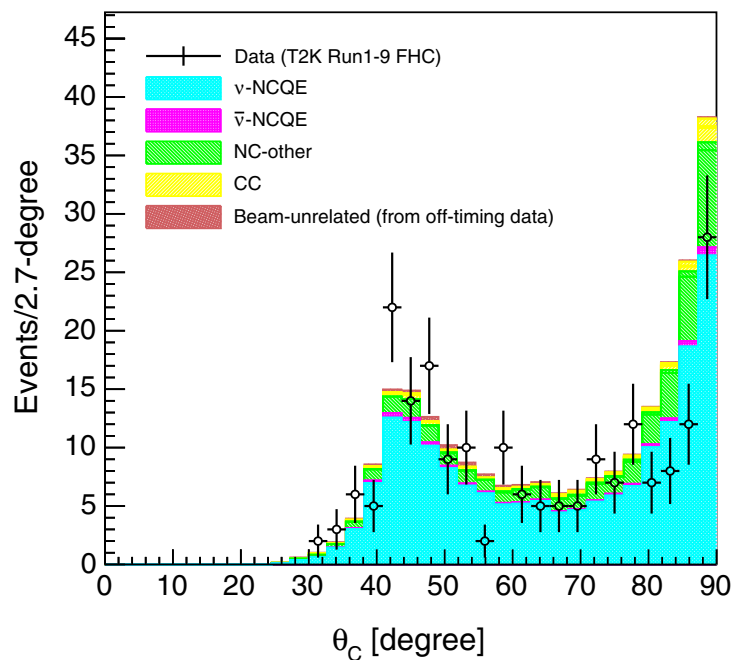


図 2.11: 2010-2018 年の T2K 実験データを用いた NCQE 反応測定におけるチェレンコフ角度分布 [23]。黒点がデータ、色付きのヒストグラムがシミュレーションによる予測値である。

シミュレーションがデータを再現できていない原因の 1 つに、NCQE 反応によって生成された中性子の振る舞いをシミュレーションに正確に導入できていないことが考えられる。図 2.12 に NCQE 反応の詳細な信号パターンを示す。この図にあるように、ニュートリノと酸素原子核による NCQE 反応 (1 次反応) によって放出された中性子は、別の酸素原子核と次々に反応し (2 次反応)、最終的に Gd に捕獲される。放出される中性子は $\sim \mathcal{O}(100)$ MeV のエネルギーを持ち (図 2.13)、酸素原子核と nsec オーダーで反応する。また、Gd による中性子捕獲は μ sec オーダーで起こる反応で

³15.49MeV 以下で 68%、15.49MeV 以上で 82% の系統誤差がそれぞれつけられている。

あるので、1次反応によって生じた中性子は Gd に捕獲される前に他の酸素原子核と次々に反応する。この2次反応によって酸素原子核から脱励起ガンマ線が放出される。ここで、1次反応と2次反応はSKで用いられているトリガーの時間分解能よりも短い時間に起こるため、SKではこれらの反応を区別して検出することはできない。すると、SKでほぼ同時に複数のガンマ線によるイベントが検出された際、図2.14のような大きな1つのチェレンコフリングとして観測され、チェレンコフ角度は大角度に再構成される。つまり、図2.11の 42° 付近のピークは1本のガンマ線由来の事象を(1.2.2項参照)、大角度のピークは複数本のガンマ線由来の事象を表しており、シミュレーションは実際の反応と比べて多めにガンマ線を見積もっていることを意味する。すなわち、中性子と酸素原子核の反応を正確にシミュレーションに導入できていないため、データとの差異が生じていると考えられる。

中性子と酸素原子核の反応については、測定されてきたデータが少ないことあり、現在はまだ精度よく理解されていない。よって正確な中性子-酸素原子核反応モデルの構築は、2次反応由来の不定性の削減に必要であり、NCQE 反応の測定結果の精密再現につながる。

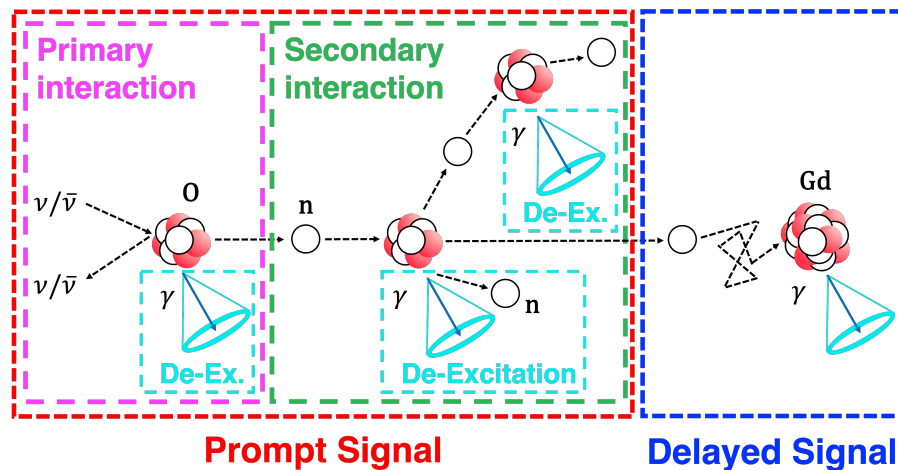


図 2.12: NCQE 反応の詳細な信号図. 即発信号の中には、1次反応と2次反応が含まれている。

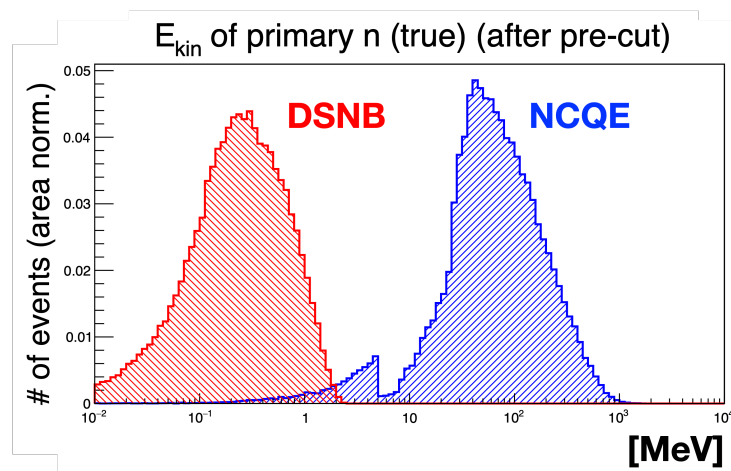


図 2.13: NCQE と IBD で放出されるそれぞれの中性子エネルギー分布 [13]. 分布は MC で作成。

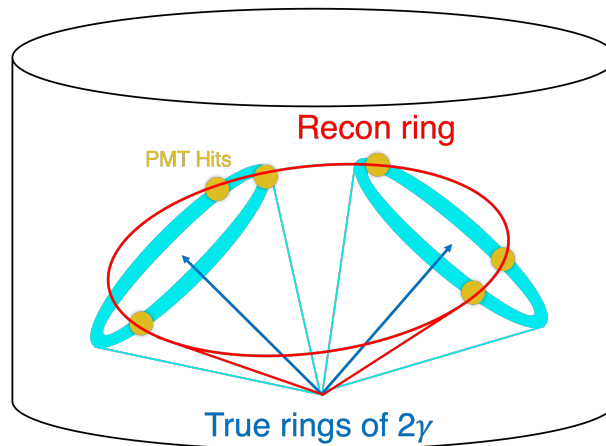


図 2.14: SK で複数本のガンマ線事象が起こったときの観測の模式図. このとき、チェレンコフ角は大角度に再構成される.

2.3 中性子-酸素原子核反応

図 2.15 は、中性子-酸素原子核反応の過程を模式的に示したものである。入射した核子は標的原子核内の核子にエネルギーを与え、核内カスケード過程を経て原子核が励起される。核内カスケード過程は、入射核子のエネルギーにより支配的な過程が決まり、エネルギーが高い順に、直接過程・前平衡過程・複合核過程で記述される。その後、励起した原子核は核子やガンマ線を放出して脱励起する。この過程は蒸発過程と呼ばれる。なお、標的原子核が金や鉛などの重い原子核の場合、核分裂を起こして脱励起する。ここでは反応における主な過程である、核内カスケード過程と蒸発過程について説明する。

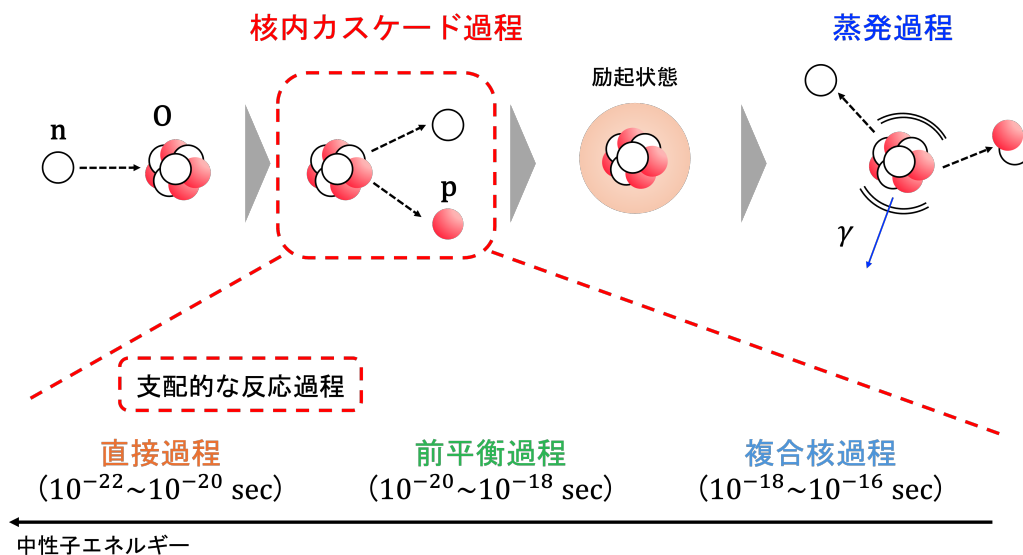


図 2.15: 中性子と酸素原子核の反応過程

2.3.1 核内カスケード過程

原子核は、陽子と中性子が核力によって結びついて構成されており、核子1つにつき約4～8 MeVの束縛エネルギーを持っている。この高い束縛エネルギー下において、核子は原子核内で比較的自由に振る舞っていることが判明しており、原子内の電子軌道と同様に、核内核子にもエネルギー準位が存在すると考えられる。この準位は、核内核子全体の平均場によって形成される。図 2.16 は、 ^{16}O の核内核子のエネルギー準位と基底状態における核子の準位の模式図である。核子はフェルミ粒子であるため、同じ準位には異なるスピンを持つ核子が配置され、全ての粒子はフェルミ面 ϵ_F 以下のエネルギーの軌道を占める。これは、単一粒子模型と呼ばれる核モデルであり、現在ではこのモデルを用いて核内カスケード過程が理解されている。

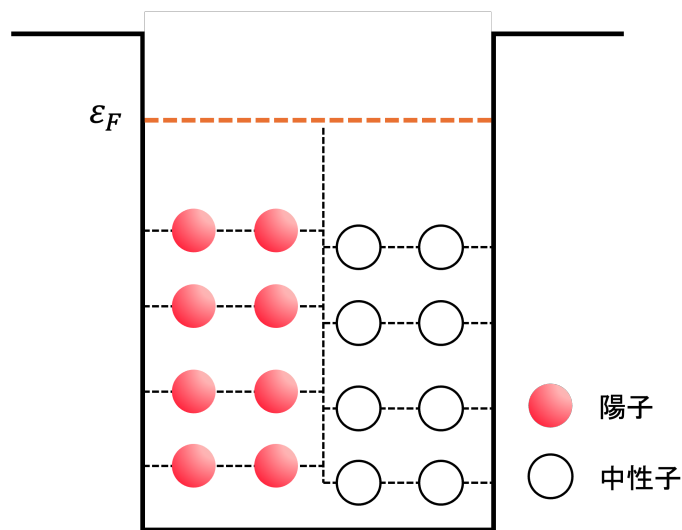


図 2.16: 単一粒子模型における核内モデル。 ϵ_F はフェルミエネルギーを表す。

図 2.17 は、核内カスケード過程の模式図である [26]。原子核に入射した核子は、核内核子が形成した平均場の中を運動する。この状態は、1 粒子状態 (1p) と呼ばれる。入射核子が核内の核子を励起し、フェルミ面より上の軌道に遷移すると、フェルミ面以下に空孔が生じる。このとき、核子1つが励起されて1つの空孔ができた状態を2粒子1空孔状態 (2p-1h)、核子2つが励起された状態を3粒子2空孔状態 (3p-2h) と呼ぶ。これらの状態間の遷移は、図 2.17 にある矢印が示すように、双方向に起こる。励起子数が少ない状態 (2p-1h や 3p-2h など) では、励起子数が増加する遷移確率 (図 2.17 中の右向きの矢印) が高く、入射核子が核内にとどまる間に核子が次々と励起される。しかし、励起子数が増えるにつれて状態間のエネルギー差が小さくなり、ある時点で図 2.17 中の右向きと左向きの遷移確率が等しくなり、平衡状態が生じる。この平衡状態の原子核は複合核と呼ばれ、入射核子が与えたエネルギーが原子核内全体に分散している状態である。

核反応は、図 2.17 中のいずれかの核子が放出されることで終了する。どの状態から核子が放出されるかに基づき、核内カスケード過程は大きく3つに分けられる。2p-1h や 3p-2h から核子が放出される過程を直接過程、複合核から核子が放出される過程を複合核過程、それらの中間の状態から核子が放出される過程を前平衡過程と呼ぶ。これらの過程を経て、励起した原子核が残留原子核として残る。

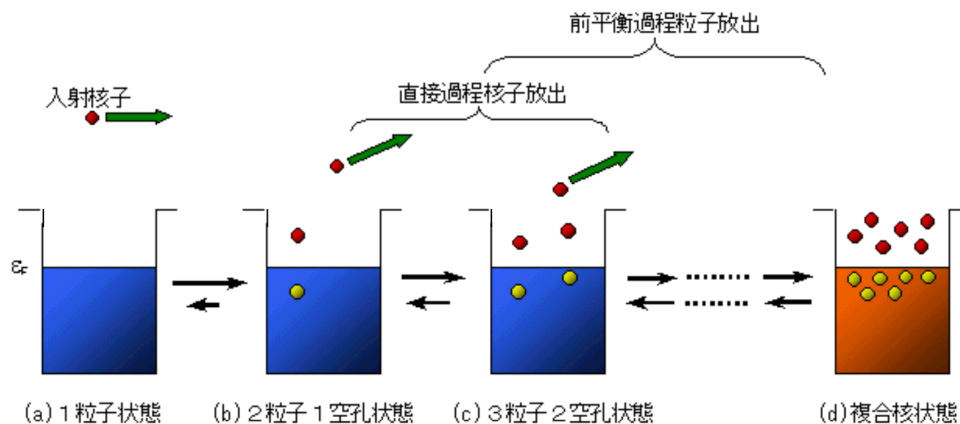


図 2.17: 核内カスケード過程の模式図 [26]

直接過程

直接過程は、入射核子のエネルギーが大きい場合に支配的な過程である。エネルギーの高い核子が原子核に入射すると、原子核表面付近の核子を励起させ、平均場ポテンシャルをふりほどいて即座に核外へと飛び出す。入射核子によって、標的原子核は一時的に 2p-1h や 3p-2h 状態になるが、励起子はすぐに空いているエネルギー準位に移る。このとき、励起子は入射核子からエネルギーを受け取っているため、元の準位に戻ることはなく、より高いエネルギー準位を占める。そのため、励起された原子核が残留原子核として形成される。この過程では、高エネルギーの核子が核内核子をすぐに励起させるため、 $10^{-22} \sim 10^{-20}$ s という非常に短い時間スケールで起こる。

直接過程は、関与する核子が少なく運動の自由度が低い単純な過程であるため、ボルン近似 [27] の手法を用いることができる。特に、始状態・終状態での平均場による散乱の影響を考慮した、歪曲波ボルン近似 (Distorted Wave Born Approximation : DWBA) が用いられる [28, 29]。

直接過程の代表的な反応例として、非弾性散乱が挙げられる。例として、中性子と酸素原子核の非弾性散乱 $^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ では、入射した中性子によって酸素原子核が 2p-1h または 3p-2h となった後、すぐに中性子が平均場外へと飛び出し、励起した酸素原子核が残る。

前平衡過程

入射核子のエネルギーが、直接過程を起こすものよりも低く、複合核過程を起こすものよりも高い場合に起こる反応は前平衡過程と呼ばれる。この過程では、入射核子はすぐに核外へ飛び出さず、3つ以上の励起子を生成する。しかし平衡状態に達して複合核が形成される前に、いずれかの核子が核外へと飛び出して核反応が終了する。この反応の時間スケールは、直接過程と複合核過程の間の値をとる ($10^{-20} \sim 10^{-18}$ s)。

この過程は、量子力学的にミクロに扱うことも、統計力学的にマクロに扱うこともできない領域であり、定式化が難しい。そこで、様々な仮定をおいて多くのモデル、例えば半古典的な励起子モデルや、量子力学的な Fesh-Kerman-Kooning (FKK) model などが考えられている [28, 30]。

複合核過程

複合核過程は、エネルギーの低い核子との反応において支配的である。低エネルギーの核子が入射すると、その核子は複数の核内核子を励起させ、即座に平均場に束縛されて核外に出られなくなる。そのため、核子は次々と励起され、最終的に平衡状態に達し複合核を形成する。複合核内では、入射核子が持ち込んだエネルギーは核内全体に分散し、多くの励起子が存在している。これらの励起子は互いに衝突してそのエネルギーを交換し合っている。この状況で、偶然1つまたは複数の励起子にエネルギーが集中し、その励起子が平均場ポテンシャルを突破するのに必要なエネルギーを得ると、核子が核外へと放出されて核反応が終了する。このようなエネルギー集中が発生する確率は低いため、複合核過程は直接過程よりも4桁程度長い時間スケール ($10^{-18} \sim 10^{-16}$ s) で起こる。

図 2.18 は、61.7 MeV の陽子と ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{60}Ni との衝突実験における放出核子のスペクトルを示している [31]。62 MeV 付近のピークは、入射核子が標的原子核にエネルギーを付与しない弾性散乱である。それ以外の部分は3つの構造が見られており、先述した3過程による核子の放出と対応している。55 MeV 以上のエネルギー領域は直接過程によって放出された核子であり、離散的なピークが複数見えている。一方、10 MeV 以下の領域は複合核過程由来の核子であり、高いスペクトルを確認できる。また、その中間のエネルギー領域には連続的なスペクトルが現れており、これが前平衡過程を経て放出された核子である。

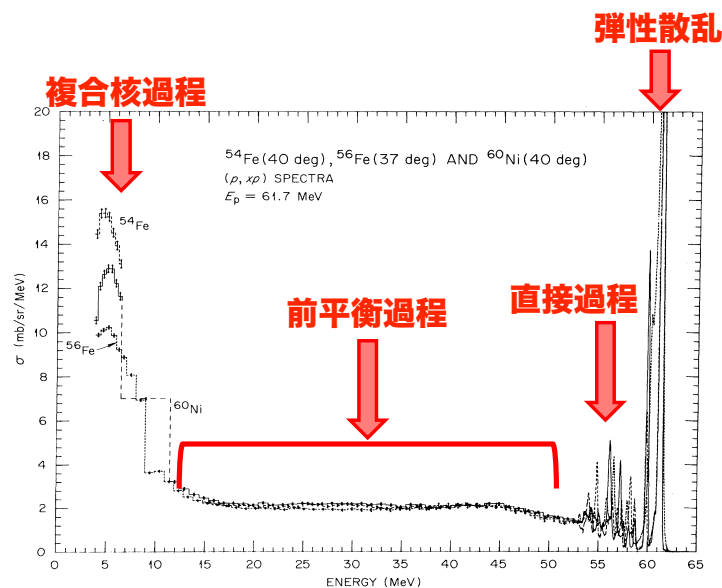


図 2.18: 62 MeV 陽子と ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{60}Ni の衝突実験における放出核子のスペクトル [31]

2.3.2 蒸発過程

核子-原子核反応による核内カスケード過程によって励起された残留原子核は、核子の分離エネルギーが負の値を取る間は核子放出によって脱励起する。分離エネルギーが正に転じ、安定な原子核となっても、通常核内核子は励起準位を占めている。このような励起状態の原子核はガンマ

線を放出するガンマ崩壊によって脱励起し、基底状態へ遷移する。この遷移は原子核と電磁場の相互作用によって起こり、核種は変化しない。

ガンマ崩壊は、核種を N とすると、次の反応式 2.4 で表される。



ガンマ崩壊前後の原子核のエネルギーをそれぞれ E_i , E_f , 放出されるガンマ線の振動数を ν 、ガンマ崩壊後の反跳原子核の運動量を p 、質量を M とすると、エネルギー保存則と運動量保存則より、以下の式を満たす。

$$E_i = E_f + \frac{p^2}{2M} + h\nu \quad (2.5)$$

$$p - \frac{h\nu}{c} = 0 \quad (2.6)$$

従って、次の式 2.7 が成り立つ。

$$E_i - E_f = h\nu + \frac{(h\nu/c)^2}{2M} \quad (2.7)$$

今回扱う酸素原子核の場合、 $M \sim 16 \times 940 \text{ MeV}/c^2$ であるのに対し、 $h\nu \sim \mathcal{O}(10) \text{ MeV}$ である。そのため、式 2.7 の第二項は第一項に比べて十分小さく、次のように見なすことができる。

$$E_i - E_f \sim h\nu \quad (2.8)$$

すなわち、励起状態と基底状態のエネルギー差に対応するエネルギーのガンマ線が放出されるということである。

励起した原子核は、その励起準位に対応するエネルギーのガンマ線を放出し、基底状態へ遷移する。図 2.19 に原子核の励起準位の模式図を示す。原子核は、核子が量子力学的に束縛されているため、エネルギー準位は離散的である。しかし、励起準位が高くなるにつれて準位間のエネルギー差が小さくなり、十分に高い励起状態ではほとんど連続的な準位を取っている。よってこの過程では、最初は連続的なエネルギーのガンマ線を放出しながら脱励起し、低エネルギーになると離散的なエネルギーのガンマ線が放出される。そのため、ガンマ線スペクトルのピークは低い励起準位からの脱励起によって形成される。

2.4 核子-原子核反応モデル

SK で使用されるシミュレーションにおいて、中性子-酸素原子核反応は搭載されている核子-原子核反応モデルによって記述される。また、先述したように中性子-酸素原子核反応は主に 2 つの過程で構成されており、シミュレーション内にも核内カスケードモデルと蒸発モデルがそれぞれ用意されている。核内カスケードモデルは、Bertini Cascade model (BERT)、Binary Cascade model (BIC)、Liège Intranuclear Cascade model (INCL++) の 3 つが、蒸発モデルは BERT unique、G4PreCompound、NucDeEx の 3 モデルが使用できる。現在 SK で用いられている Geant4 ベースの検出器シミュレーションでは、図 2.20 で示す組み合わせでそれぞれのモデルが使用可能である。一方、先行研究では GEANT3 に搭載されている gcalor と呼ばれる物理モデルを用いており、

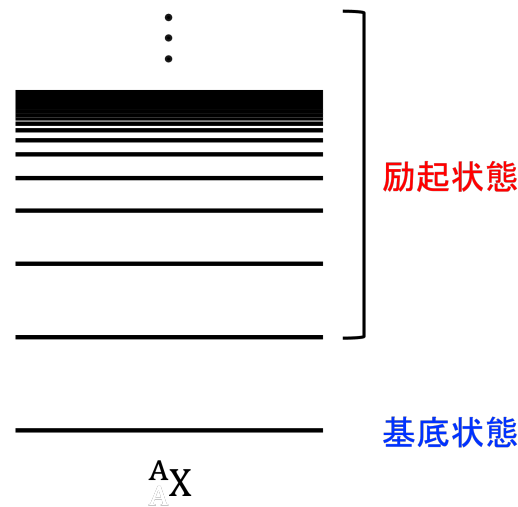


図 2.19: 原子核の基底状態と励起状態

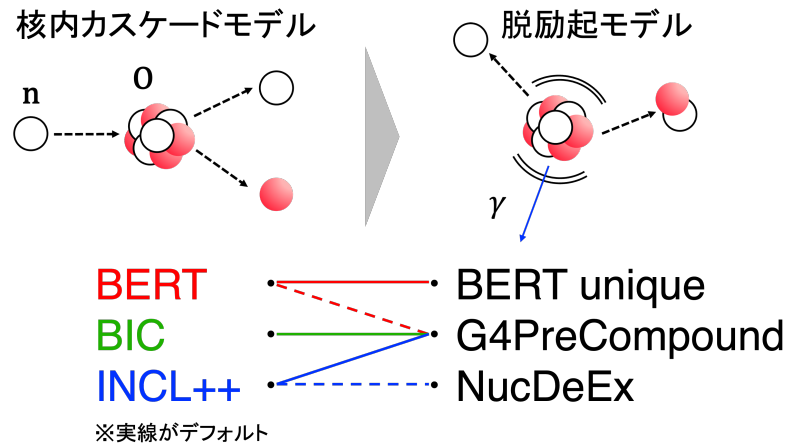


図 2.20: 現在 SK で使われている Geant4 ベースの検出器シミュレーション内で使用できる 2 次反応モデル. 核内カスケードモデルと蒸発モデルを組み合わせで反応をシミュレーションする. また, 図中の実線で結ばれた組み合わせがデフォルトで選択される.

核内カスケード・蒸発モデルはともに旧バージョンの BERT である [23]。これらのモデルの特徴については 3 章で述べる。

SK-Gd 実験での大気ニュートリノの NCQE 反応断面積が測定され、先述した 3 つの核子-原子核反応モデルを用いてデータとシミュレーションの比較が行われた。このとき、核内カスケードモデルと蒸発モデルはそれぞれのデフォルトの組み合わせが使用されている。図 2.21 は、チェレンコフ角度分布 (左)、再構成エネルギー (中央)、後発信号の数 (右) について、データと 3 つのモデルの比較した結果である [32]。

図中に記された χ^2 は以下の式 2.9 で定義されており、この値が小さいほどシミュレーションがデータを再現していることを意味する [33]。

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=1}^{\text{bin}} \left(N^{\text{exp}, i} - N^{\text{obs}, i} + N^{\text{obs}, i} \ln \frac{N^{\text{obs}, i}}{N^{\text{exp}, i}} \right) \quad (2.9)$$

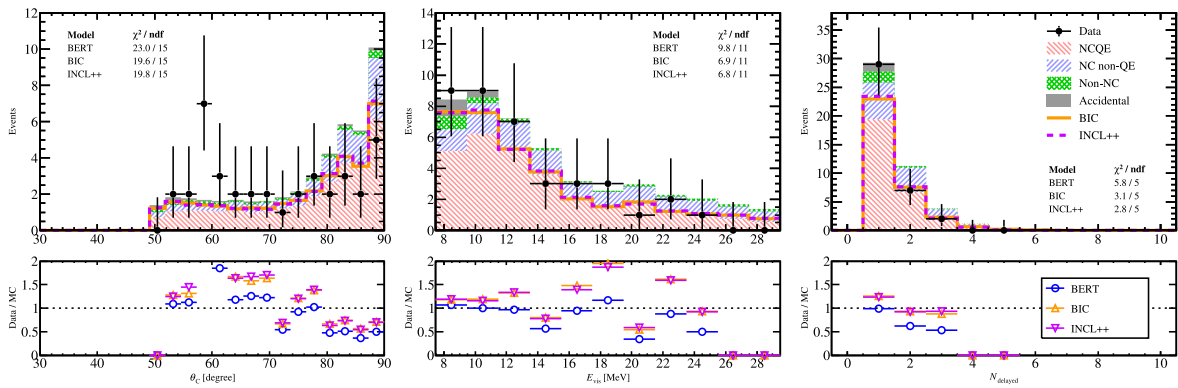


図 2.21: SK-Gd 実験における NCQE 反応測定実験のデータと核子-原子核反応モデルの比較 [32]. 左からチェレンコフ角度分布、再構成エネルギー、後発信号の数を表している。

ここで、 $N^{\text{obs}, i}$ は各ビンにおける観測されたイベント数であり、 $N^{\text{exp}, i}$ はシミュレーションによって予測されたイベント数である。また、ndf は各分布における自由度である。この結果から、統計量が少ないため決定的ではないものの、どの分布においても BIC と INCL++ の χ^2/ndf は、BERT の χ^2/ndf に比べて大きく、BIC・INCL がデータをより再現することを示唆した。

そこで本研究は、2010 年から 2018 年 (SK 純水期間中) の T2K 実験における NCQE 反応を、様々な核子-原子核反応モデルを用いてシミュレーションし、結果を比較することでどのモデルが 2 次反応を正確に記述できるかを調査することを目的とする。

第3章 シミュレーション

SKでニュートリノ反応をシミュレーションする際には2つのシミュレーションが用いられ、ニュートリノと原子核の反応を記述するニュートリノ反応シミュレーションと、その反応後に生成された粒子と原子核の反応を記述する検出器シミュレーションの2つである。これらはモンテカルロシミュレーションに基づいて計算される。

図 3.1 にシミュレーションの大まかな流れを示す。今回再現するのは 2010 年から 2018 年の T2K 実験における NCQE 反応であり、検出器シミュレーション内の反応モデルを変更するので、ニュートリノ反応シミュレーションは先行研究と共通の結果を使用する。検出器シミュレーションは Geant4 ベースであり、2.4 節で述べたように複数の核内カスケードモデルと蒸発モデルを組み合わせて使用できる。今回は核内カスケードモデルに INCL++モデルを、蒸発モデルにデフォルトの G4PreCompound モデル、もしくは NucDeEx モデルを組み合わせて使用する。その後、検出器シミュレーションの結果から事象の発生源・方向・エネルギー等の情報を再構成する。以上の流れでシミュレーションを行う。

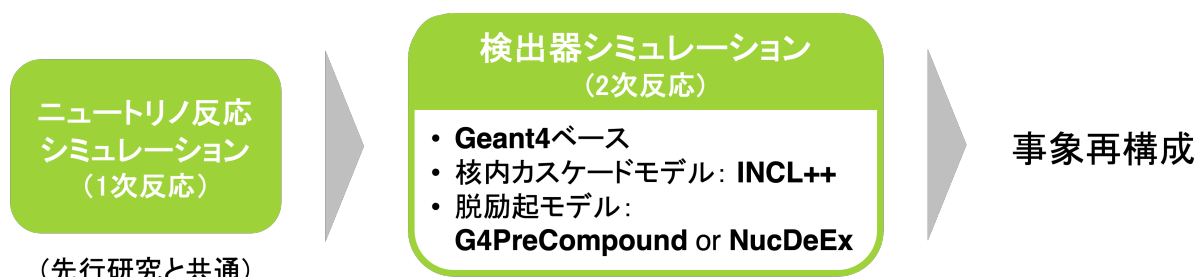


図 3.1: シミュレーションの流れ

3.1 ニュートリノ反応シミュレーション

3.1.1 ニュートリノフラックス

2章で述べたように、ニュートリノビームは陽子ビームとグラファイトターゲットの衝突によって生成され、これは FLUKA ver.2011.2c.6 でシミュレーションしている [16]。陽子ビームのエネルギーや位置、ビーム幅などの情報は J-PARC の一次ビームライン上にある SSEM、ESM、ORT で測定し、シミュレーションに導入されている。ハドロンの相互作用については、NA61/SHINE 実験で測定された結果をもとにシミュレーションへ導入されている。NA61/SHINE 実験では、T2K と同じエネルギーの陽子ビームを薄いターゲットや T2K レプリカターゲットに照射することで生成されるハドロンを測定している [34, 35]。図 3.2 はこれらの結果をもとに計算された、ニュートリノ振動がない場合の SK で観測されるニュートリノフラックスの予測値である [25]。

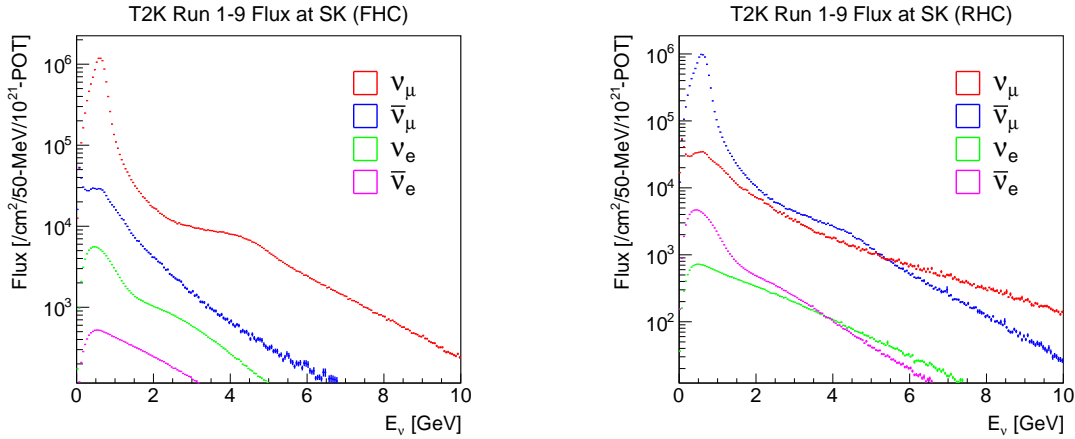


図 3.2: SK で観測される T2K ニュートリノフラックスの予測. 左が FHC, 右が RHC モードであり, ニュートリノ振動は考慮していない.

3.1.2 ニュートリノ反応

ニュートリノ反応および残留原子核の脱励起は、NEUT と呼ばれるシミュレーションを用いて記述される。今回用いた NEUT は v5.3.6 で、先行研究のシミュレーション解析で用いられたものと同じである¹。

以下の式 3.1 で NCQE の反応断面積は定義されている [36]。

$$\frac{d^2\sigma_{\nu A}}{d\Omega dE'_\nu} = \sum_{N=p,n} \int d^3p dE P_N(\mathbf{p}, E) \frac{M}{E_N} \frac{d^2\sigma_{\nu N}}{d\Omega dE'_\nu} \quad (3.1)$$

ここで、 M は核子の質量、 E_N は核子のエネルギーを表し、 $E_N = \sqrt{M^2 + \mathbf{p}^2}$ である。 $P_N(\mathbf{p}, E)$ はスペクトル関数と呼ばれ、原子核反応において運動量 \mathbf{p} の核子がノックアウトされ、励起エネルギー E の残留原子核になる確率を表す関数である。スペクトル関数 $P_N(\mathbf{p}, E)$ は以下の式 3.2 で書くことができる。

$$P_N(\mathbf{p}, E) = \sum_n Z_n |\phi_n(\mathbf{p})|^2 F_n(E - E_n) \quad (3.2)$$

このとき、 $\phi(\mathbf{p})$ はあるエネルギー準位 n での運動量空間における波動関数で、そのエネルギー幅は $F_n(E - E_n)$ で記述される。また、 Z_n は各エネルギー準位に属する核子の占有率を表す。図 3.3 に酸素原子核のスペクトル関数を示す [37]。

NCQE 断面積の式の最後の項はニュートリノと核子の反応断面積を表し、次の式 3.3 で与えられる。

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{d\Omega dE'_\nu} = \frac{G_F^2}{8\pi^2} \frac{E'_\nu}{E_\nu} \frac{L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}}{ME'_N} \delta(\tilde{\omega} + E_N - E'_N) \quad (3.3)$$

G_F はフェルミ結合定数を表し、 $E'_N = \sqrt{M^2 + \mathbf{p}'^2}$ である。また、レプトンとハドロンテンソルを表す $L_{\mu\nu}, W^{\mu\nu}$ は以下の式で記述される。

$$L_{\mu\nu} = 2(k'_\mu k'_\nu + k'_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} k \cdot k' - i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k'^\beta) \quad (3.4)$$

$$W^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} M^2 W_1 + \tilde{p}^\mu \tilde{p}^\nu W_2 + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \tilde{p}_\alpha \tilde{q}_\beta W_3 + \tilde{q}_\alpha \tilde{q}_\beta W_4 + (\tilde{p}^\mu \tilde{q}^\nu + \tilde{p}^\nu \tilde{q}^\mu) W_5 \quad (3.5)$$

¹現在の SK 解析では NEUT v5.4.0.1 が用いられている。

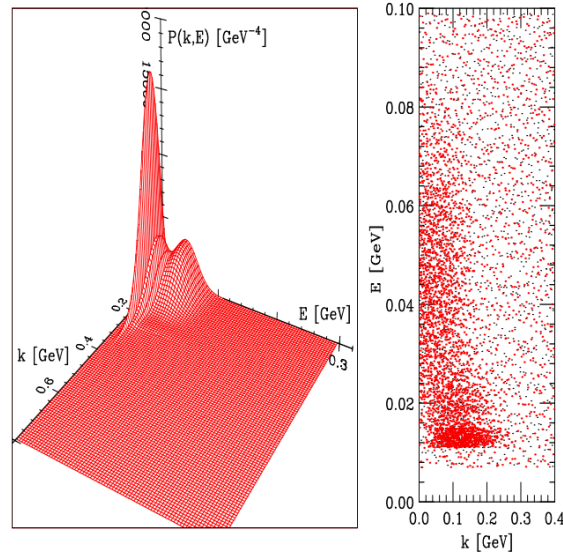


図 3.3: 酸素原子核のスペクトル関数 [37]. 左が 3 次元プロットで、右がそれを上から射影した際の分布である。

ここで、 $\tilde{p} = (E_N, \mathbf{p})$ 、 $\tilde{q} = (\tilde{\omega}, \mathbf{k} - \mathbf{k}')$ である。また、式中の構造関数 $W_i (i = 1, 2, 3, 4, 5)$ は次の式で与えられる。

$$W_1 = \tau(\mathcal{F}_1^N + \mathcal{F}_2^N)^2 + (1 + \tau)\mathcal{F}_A^2 \quad (3.6)$$

$$W_2 = \mathcal{F}_1^{N^2} + \tau\mathcal{F}_2^{N^2} + \mathcal{F}_A^2 \quad (3.7)$$

$$W_3 = (\mathcal{F}_1^N + \mathcal{F}_2^N)\mathcal{F}_A \quad (3.8)$$

$$W_4 = \frac{1}{4}[(\mathcal{F}_1^N)^2 + \tau(\mathcal{F}_1^N)^2 - (\mathcal{F}_1^N + \mathcal{F}_2^N)^2 - 4\mathcal{F}_P(\mathcal{F}_A - \tau\mathcal{F}_P)] \quad (3.9)$$

$$W_5 = \frac{1}{2}W_2 \quad (3.10)$$

このとき、 $\tau = -\tilde{q}^2/4M^2$ を表す。また、核子の形状因子 \mathcal{F} は以下の式で書ける。

$$\mathcal{F}_1^N = \pm \frac{1}{2}(F_1^p - F_1^n) - 2\sin^2\theta_W F_1^N \quad (3.11)$$

$$\mathcal{F}_2^N = \pm \frac{1}{2}(F_2^p - F_2^n) - 2\sin^2\theta_W F_2^N \quad (3.12)$$

$$\mathcal{F}_A = \frac{1}{2} \frac{\Delta s \pm g_A}{(1 - \tilde{q}^2/M_A^2)^2} \quad (3.13)$$

$$\mathcal{F}_P = \frac{2M^2\mathcal{F}_A}{m_\pi^2 - \tilde{q}^2} \quad (3.14)$$

式中の符号 (\pm) は、陽子で正、中性子で負をとる。 θ_W は混合角、 $\Delta s (\sim -0.08)$ はストレンジクォークの寄与を表す。また、 $g_A = -1.2673$ であり、 m_π は π 中間子の質量を表す。 F_1^N, F_2^N は形状因子であり、電気形状因子 G_E^N 、磁気形状因子 G_M^N を用いて以下の式で書くことができる。

$$F_1^N = \frac{G_E^N + \tau G_M^N}{1 + \tau} \quad (3.15)$$

$$F_2^N = \frac{G_E^N - \tau G_M^N}{1 + \tau} \quad (3.16)$$

これらの式に基づいて NCQE 反応断面積が計算される。図 3.4 は NEUT でシミュレーションした NCQE の反応断面積のエネルギー依存性を示したもの (左: ニュートリノ, 右: 反ニュートリノ) である [16]。CCQE 反応などの他の反応についても同じように反応断面積を計算してシミュレーションが行われる。こちらも先行研究と同様である [16]。

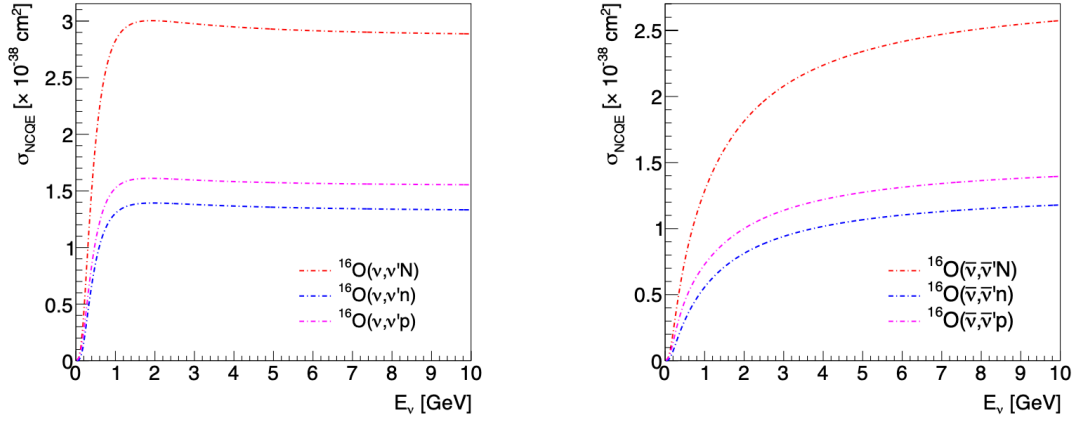


図 3.4: NEUT でシミュレーションした NCQE の反応断面積 [16]

3.1.3 脱励起

ニュートリノと原子核の反応 (1 次反応) の後、残留原子核は Ankowski らによって計算された確率に基づいて 1 つの励起状態が選ばれる [36]。その状態は、 $(p_{1/2})^{-1}$ 、 $(p_{3/2})^{-1}$ 、 $(s_{1/2})^{-1}$ 、および *others* と呼ばれる 4 つに分類される。図 3.5 に ^{16}O における核子の占有状態を示す。このとき、原子核内の核子は $p_{1/2}$ 、 $p_{3/2}$ 、 $s_{1/2}$ のいずれかのエネルギー準位に属しており、 $(p_{1/2})^{-1}$ 、 $(p_{3/2})^{-1}$ 、 $(s_{1/2})^{-1}$ はそれぞれの占有状態内の核子が原子核から除去された状態を示す。*others* は、先述した 3 状態のいずれよりもエネルギーが高い、または核子間における核効果の影響を受けるなどの、その他全ての状態を包んでいる。これらの状態からの γ 線放出に関するデータや理論計算はまだないため、*others* は先行研究と同様に $(s_{1/2})^{-1}$ 状態に包含する。表 3.1 にこれらの脱励起状態の生成率を示す。

	$(p_{1/2})^{-1}$	$(p_{3/2})^{-1}$	$(s_{1/2})^{-1}$	<i>others</i>
Ankowski <i>et al.</i> [36]	0.158	0.3515	0.1055	0.385
本解析	0.158	0.3515	0.4905	-

表 3.1: ニュートリノ反応後の残留原子核の脱励起状態の生成確率

$(p_{1/2})^{-1}$ 状態は、中性子 (陽子) がノックアウトされた後の ^{15}O (^{15}N) の基底状態であり、 γ 線は放出されない。

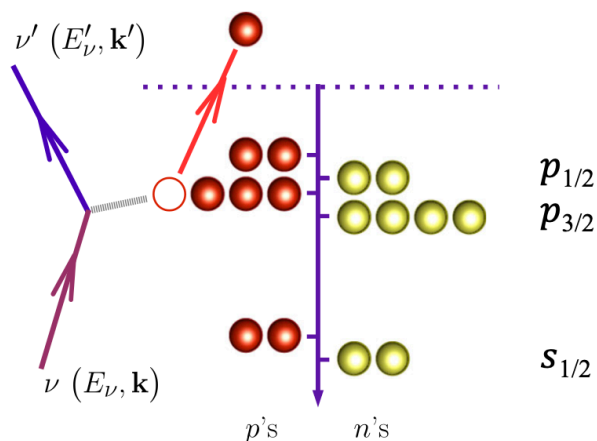


図 3.5: 酸素原子核内の核子の占有状態 [36]

$(p_{3/2})^{-1}$ 状態における励起状態と γ 線放出モードの候補は表 3.2 に示したものが考えられる。ここで、表の E_{ex} は原子核のエネルギー準位、 E_{γ} , E_p はそれぞれ放出される γ 線・陽子のエネルギー、Br は各モードへの分岐比 (%) を表す。この場合では、 ^{15}N からの 6.32MeV の γ 線放出と、 ^{15}O からの 6.18MeV の γ 線放出のモードが最も起こりやすい。

残留核	E_{ex} [MeV]	E_{γ} [MeV]	E_p [MeV]	Br($X^* \rightarrow Y + \gamma$)[%]
^{15}N	6.32	6.32	-	86.2
	9.32	5.30	-	1.1
		6.32	-	0.3
		7.30	-	0.1
		9.93	-	5.4
		-	0.5	6.9
^{15}O	6.18	6.18	-	100

表 3.2: ^{16}O における $(p_{3/2})^{-1}$ における励起状態と γ 線放出モード

$(s_{1/2})^{-1}$ 状態における励起状態の候補はさらにたくさん存在する。表 3.3 に、陽子がロックアウトされて γ 線が放出される励起状態の候補を示す。これらの分岐比に基づいた励起状態が NEUT に実装されており、シミュレーションが実行される。

残留核	$E_{\text{ex}}[\text{MeV}]$	$E_{\gamma}[\text{MeV}]$	$\text{Br}(X^* \rightarrow Y + \gamma)[\%]$
^{13}C	3.09	3.09	3.0
	3.68	3.68	4.2
	3.85	3.09	< 0.1
^{12}C	4.44	4.44	5.8
^{14}N	g.s.	-	6.7
	4.92	4.92	5.0
	5.11	5.11	< 0.1
	5.69	3.38	2.9
		5.69	1.6
	5.83	5.11	0.3
		5.83	0.1
	6.20	3.89	< 0.1
		6.20	< 0.1
	6.45	5.11	0.2
		6.44	2.0
^{14}C	7.03	7.03	(6.6)
	g.s.	-	1.1
	6.09	6.09	< 0.1
	6.59	6.09	< 0.1
	6.73	6.09	< 0.1
		6.73	0.4
	6.90	6.09	< 0.1
	7.01	6.09	< 0.1
		7.01	(6.6)
	7.34	6.09	2.8
	6.73	2.0	
	7.34	1.0	

表 3.3: ^{16}O の陽子がロックアウトされた時の $(s_{1/2})^{-1}$ における励起状態と γ 線放出モード. 表中の g.s. は基底状態であることを表す.

3.1.4 ニュートリノ振動の考慮

1.3.1 で述べたように、荷電カレント反応の終状態はニュートリノのフレーバーに依存するので、ニュートリノ振動を考えなければならない。図 3.6 に示すように、各イベントのニュートリノエネルギーに対する振動確率を CC 反応事象数に乗算することで、シミュレーションでの CC 反応事象数を計算する。計算方法はニュートリノ・反ニュートリノともに同じである。

振動確率に関して、 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ の振動は $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ よりも多く発生するが、タウレプトンの質量は T2K のエネルギー帯に比べて大きいため、 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ の寄与は無視して良い。

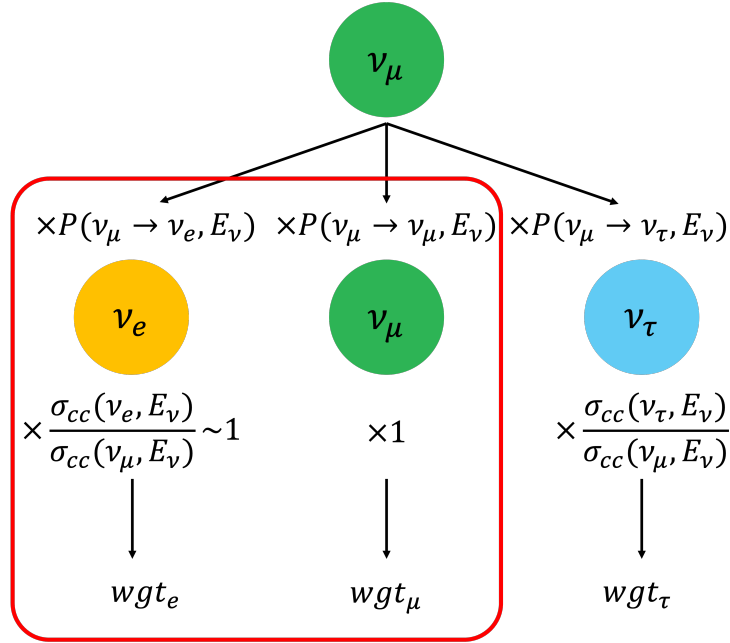


図 3.6: ニュートリノ振動を考慮した際の CC 事象数への補正の概略図. 反ニュートリノに対しても同様の計算で導出される.

また、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ への振動確率はそれぞれ以下の式で表される。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, E_\nu) \simeq 1 - (\cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}) \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) \quad (3.17)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) \quad (3.18)$$

$$\mp \frac{\Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E_\nu [\text{MeV}]} \cdot J_{\text{CP}} \cdot \sin \delta_{\text{CP}} \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right)$$

$$J_{\text{CP}} = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \sin 2\theta_{13} \cdot \sin \delta_{\text{CP}} \quad (3.19)$$

このとき、 L は実験におけるベースラインの長さであり、T2K は $L = 295 \times 10^3 [\text{m}]$ である。式 3.18 の第 2 項の符号に関して、ニュートリノは負、反ニュートリノは正である。これらの式から、CC 事象数に重み付けをする補正係数 wgt_{osc} は次の式で書くことができる。

$$wgt_{\text{osc}} = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, E_\nu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e, E_\nu) \cdot \frac{\sigma_{\text{cc}}(\nu_e, E_\nu)}{\sigma_{\text{cc}}(\nu_\mu, E_\nu)} \quad (3.20)$$

$$\simeq P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, E_\nu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e, E_\nu)$$

$$= 1 - \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right)$$

ここで、 ν_e と ν_μ の CC 反応断面積は T2K エネルギー帯では同程度であることを用いている。得られた確率の式は反ニュートリノにおいても同じものが仮定でき、補正係数も同様である。計算に使用する振動パラメータは表 3.4 にある数値を使用した [38]。

パラメータ	数値
$\sin^2 \theta_{12}$	0.0211 ± 0.0008
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.541^{+0.027}_{-0.037}$
Δm_{32}^2	$2.469^{+0.073}_{-0.071} [10^{-3} \text{ eV}^2]$

表 3.4: 振動効果の補正係数の計算のために用いたパラメータ [38]

3.2 検出器シミュレーション

SK では検出器内における粒子の伝搬や相互作用を検出器モンテカルロシミュレーション (MC) を用いて計算を行っている。基本的な部分は CERN が開発した粒子輸送シミュレーション GEANT (GEometry ANd Tracking) で構築されており、GEANT が提供する伝搬モデルや相互作用モデルを用いてシミュレーションを実行する。

先行研究を含めたこれまでの SK における解析では、SKDETSIM (SK DETector SIMulation) と呼ばれる検出器 MC が主に用いられてきた。SKDETSIM は GEANT3 [39, 40] ベースの検出器 MC で、GEANT3 と同様に FORTRAN で記述されている。しかし、GEANT3 は 1994 年に最終バージョンをリリースし更新を終えていることから、最新の物理モデルを SKDETSIM に実装するのは困難である。その結果、Geant4 ベースの検出器 MC である SKG4 (SK Geant4-based simulation) が構築された。Geant4 は GEANT3 の後継バージョンであり、C++ で記述されている [41–43]。搭載されている物理モデルは現在も更新され続け、最新の物理モデルを用いてシミュレーションすることができる。

SK の検出器 MC では、検出器全体での粒子の追跡と相互作用、シンチレーションとチェレンコフ放射によって放出される光子の生成と伝播、光子に対する PMT の応答を考慮してシミュレーションが行われる。今回の解析では、NEUT のシミュレーション結果を SKG4 のインプットとして核子-原子核反応 (2 次反応) のシミュレーションを行った。ここでは、使用した相互作用モデルや光子の伝播について説明する。

3.2.1 核内カスケードモデル

今回の解析には、SKG4 で用いる核内カスケードモデルとして INCL++ モデルを選択した。また、先行研究では上述の通り古いバージョンの BERT を用いてシミュレーションが行われた。ここでは各モデルの特徴について述べる。

BERT (Bertini Cascade) モデル

BERT は半古典的 (非量子力学的) なカスケードモデルで、SKDETSIM・SKG4 の両方でデフォルトの核内カスケードモデルに設定されている。BERT は、space-dependent な核内カスケードモデルであり、原子核内における核子の平均自由行程 λ に基づいて反応点 x が以下の式 3.21 で与え

られる [44]。

$$\begin{aligned}
 x &= -\lambda \ln \xi \\
 &= -\frac{1}{\rho \sigma_{NN}} \ln \xi \\
 &= -\frac{A}{\rho \{Z \sigma_{Np} + (A - Z) \sigma_{Nn}\}} \ln \xi
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

ここで、 ξ は 0 から 1 までの乱数である。また、 ρ は核子密度であり、 σ_{NN} 、 σ_{Np} 、 σ_{Nn} はそれぞれ入射核子と標的原子核、入射核子と標的原子核内の陽子、入射核子と標的原子核内の中性子の反応断面積を表している。 Z は標的原子核の原子番号、 A は質量数である。

BERT では、次のように原子核の半径を定義し、その領域においてフェルミ気体 (Fermi Gas : FG) モデルに従って運動量が与えられる。酸素原子核の場合、3つの同心球によって原子核がモデリングされる。それらの半径 r_i ($i = 1, 2, 3$) は以下のように表される [45]。

$$r_i(\alpha_i) = C_2 \ln \left(\frac{1 + e^{-C_1/C_2}}{\alpha_i} - 1 \right) + C_1 \tag{3.22}$$

ここで、 $C_1 = 3.3836A^{1/3}$ 、 $C_2 = 1.7234$ である。各領域の運動量分布は $0K$ におけるフェルミ分布に従い、 $f(p) = cp^2$ によって与えられ、次の式 3.23 を満たす。

$$\int_0^{p_F} f(p) dp = n_p \text{ or } n_n \tag{3.23}$$

このとき、 n_p 、 n_n はそれぞれその領域における陽子、中性子の数を表している。ここで、 p_F はフェルミエネルギーであり、半径 r_i を用いて式 3.24 で記述できる。

$$p_F(r_i) = \left(\frac{3\pi^2 \rho(r_i)}{2} \right)^{1/3} \tag{3.24}$$

以上の式より、各領域における核子密度は次のように書ける。

$$\rho(r_i) = \frac{2n_p}{c\pi^2} \text{ or } \frac{2n_n}{c\pi^2} \tag{3.25}$$

つまり、それぞれの領域内では核子密度は一定となるため、BERT では離散的に核子密度が変化する。図 3.7 に ^{65}Cu における核子密度分布を示す [46]。原子核の外側になるにつれて、3段階に分かれて離散的に核子密度が小さくなっている。また、点線で示したホフスタッター曲線とよく一致していることがわかる。

また、BERT では、入射核子との反応によって原子核外へ放出されるのに十分なエネルギーを受け取った標的核子が、全て原子核外へ放出されるまでの過程を扱っている [45]。

INCL++(Liège Intranuclear Cascade) モデル

INCL++ は、time-dependent な核内カスケードモデルである。このモデルでは、まず最初に標的原子核内の核子に位置と運動量を与えておく。ある時刻における入射核子の原子核内における位置は、場の運動方程式をルンゲ=クッタ法を用いて解くことで求められる。その際、入射核子から標的核子 i までの距離 d_i を計算し、その距離が次の式 3.26 を満たした場合に反応を起こす [45]。

$$d_i < \sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}} \tag{3.26}$$

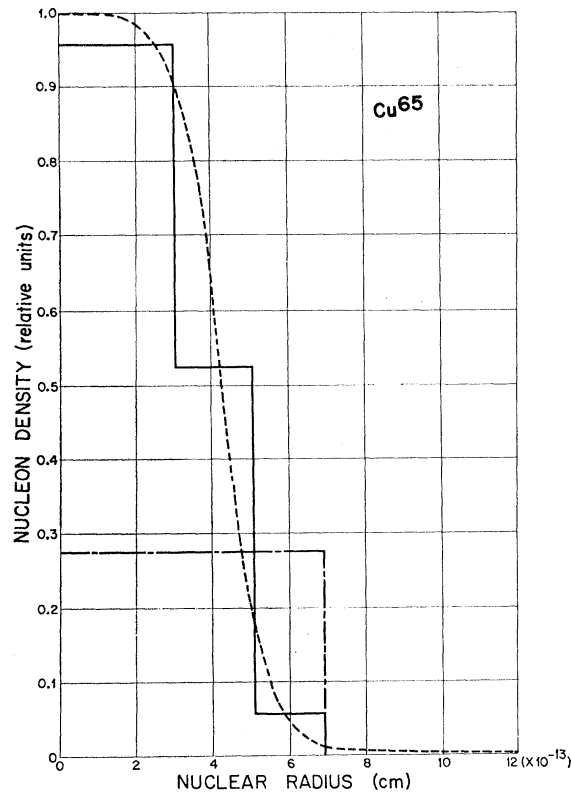


図 3.7: ^{65}Cu の原子核密度 [46]. 実線が 3 つの同心球モデル、波線が単一球モデル、点線がホフスタッター曲線を表している。

このとき、 σ_i は入射核子と標的核子 i の反応断面積である。

INCL++における核子密度は、Wood-Saxon 密度分布と呼ばれる以下の式によって定義されている [47]。

$$\rho(r_i) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp(r - R_0/a)} & (r < R_{\max}) \\ 0 & (r > R_{\max}) \end{cases} \quad (3.27)$$

ここで、 $R_0 = (2.745 \times 10^{-4} A + 1.063) A^{1/3}$ fm, $a = 0.510 + 1.63 \times 10^{-4} A$ fm, $R_{\max} = R_0 + 8a$ である。

INCL++では、以下の式で与えられる t_{stop} をが経過すると反応が終了され、それ以降の反応は考えない [47]。

$$t_{\text{stop}} = t_0 \left(\frac{A_{\text{target}}}{208} \right)^{0.16} \quad (3.28)$$

ここで、 $t_0 = 70$ fm/c であり、 A_{target} は標的原子核の質量数である。

図 3.8 は、1GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー、放出された粒子の平均運動エネルギー、励起エネルギーの時間微分、運動量の非対称性の時間変化を表すグラフ中に、式 3.28 で計算される t_{stop} の値を矢印で示したものである。4 つの分布において、ほとんどのイベントは t_{stop} よりも早い時間に分布していることが分かる。

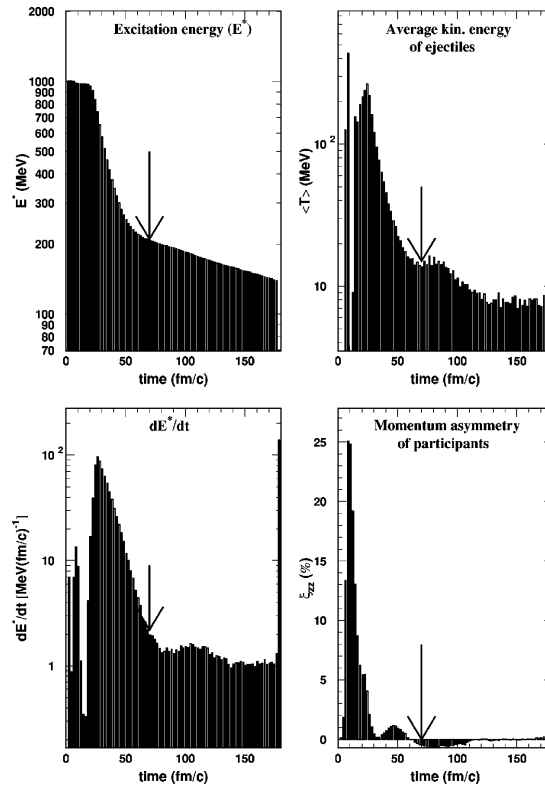


図 3.8: 1GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー (左上), 放出核子の平均運動エネルギー (右上), 励起エネルギーの時間微分 (左下), 運動量の非対称性 (右下) の時間変化. 図中の矢印は t_{stop} を表す.

3.2.2 蒸発モデル

先述したように、SK の検出器 MC では核内カスケードモデルと蒸発モデルを組み合わせて使用する。今回の解析では、INCL++モデルに G4PreCompound モデル、もしくは NucDeEx を組み合わせた 2 パターンの MC を作成した。また、先行研究は BERT-BERT unique を組み合わせてシミュレーションを行っている。

BERT unique モデル

BERT unique モデルは、核内カスケードモデルに BERT を選択した際に、デフォルトで選ばれる蒸発モデルである。BERT unique では独自の脱励起モデルを仮定しており、励起エネルギーが $E_{\text{cutoff}} = 0.1$ MeV を下回るまで核子が放出され、 $E_{\text{cutoff}}^{\gamma} = 10^{-15}$ MeV を下回るまでガンマ線が放出される [45]。この遷移は連続的に起こる。

G4PreCompound モデル

G4PreCompound モデルは、INCL++でデフォルトに設定される蒸発モデルであり、BERT モデルでも使用できる。G4PreCompound モデルは Geant4 の蒸発モデルが使用され、核子放出は

一般化された蒸発モデル (Generalized evaporation model : GEM モデル) に基づいてシミュレーションされる [45]。GEM モデルは、原子核の脱励起を記述する Weisskopf-Ewing モデルにおける、軽い原子核 ($A < 29$) に特化したモデルである [48]。

NucDeEx モデル

NucDeEx モデルは、S.Abe によって開発された新しい蒸発モデルであり、INCL++モデルで使用できる [49]。図 3.9 に NucDeEx のシミュレーション手順を示す。NucDeEx では分岐比を TALYS で、粒子の運動を ROOT²で計算している。TALYS は、核反応用のオープンソースパッケージで、Hauser-Feshbach モデルに基づいて分岐比を計算している [50]。核内カスケード過程で生成された残留核の情報と、TALYS で与えられる分岐比・分離エネルギーから、脱励起で生成される粒子を ROOT で構築したオリジナルコードで計算する。

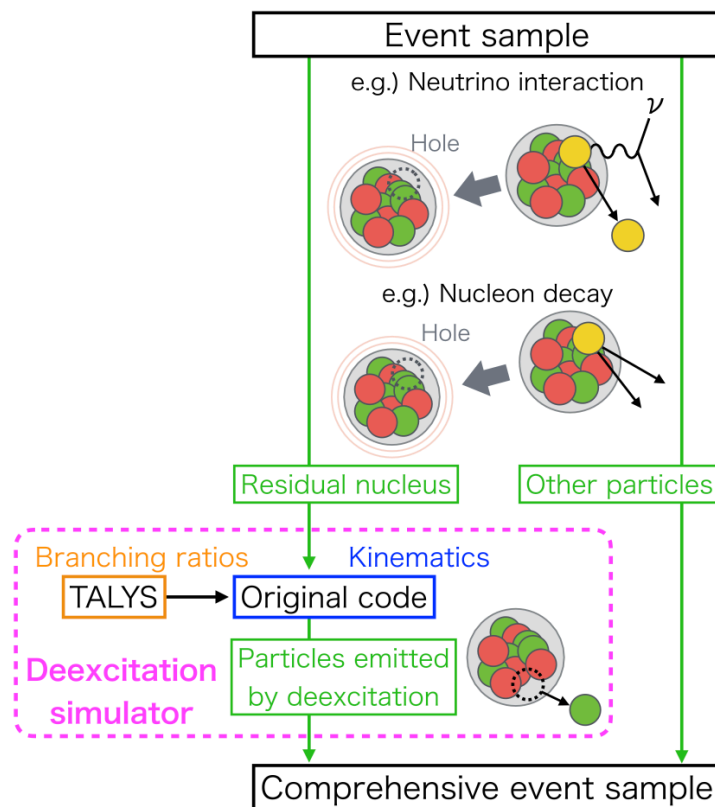


図 3.9: NucDeEx による脱励起シミュレーションの手順 [49]. 残留核の情報が NucDeEx に入力されると、TALYS によって分岐比を計算し (オレンジ色の部分)、脱励起によって生成される粒子の情報を出力する (青い部分).

²CERN で開発されたデータ解析環境および関連するライブラリ群。

3.2.3 光子の生成・伝播とPMTの応答

1.2.2項で述べたように、SKではチェレンコフ放射によって生成された光子を検出することで粒子を観測する。シミュレーションでは、SKでのPMTの感度領域にある300～700nmの波長の光子が生成される。生成された光子は、水中での反射・吸収・散乱の効果を受けて水中を伝播する。散乱の過程は、レイリー散乱とミー散乱を考える。これらの影響は、水の状態によって変化し、光学レーザーを用いて較正が行われる。この較正については4章で詳しく説明する。

光子がPMTに入射すると、その表面で反射・吸収・透過のいずれかの反応を起こす。このときPMT表面で吸収された場合、ある確率で光電効果を起こし、光電子が放出される。検出器MCでは以下の式3.29を用いて光子がPMTに入射した際に光電子放出が起こる確率 $P(\lambda, i)$ を計算している。

$$P(\lambda, i) = QE(\lambda) \times P_{\text{obs}}(\lambda, \theta_i) \times \text{COREPMT} \times R_{\text{QE},i} \quad (3.29)$$

ここで、 $QE(\lambda)$ は検出器内のPMTの平均量子効率であり、光子の波長に依存する。 $P_{\text{obs}}(\lambda, \theta_i)$ は光子が入射した際PMTに吸収される確率である。図3.10に $\lambda = 420\text{nm}$ のときの入射光子の振る舞いの角度依存性を示す[51]。COREPMTは検出器MCにおけるエネルギースケールを調整する係数であり、PMTの平均量子効率をデータとMCで合わせるために導入されている。COREPMTはLINACによる較正データとそれを再現したMCによって決定する。 $R_{\text{QE},i}$ は各PMTにおける相対量子効率を表し、NiCf線源による較正データとそのMCから値を決める。COREPMT・ $R_{\text{QE},i}$ の詳細についてもレーザー較正と同じく次章で説明する。これらのパラメータを正確に決めることで、MCでPMTが受け取る光子由来の信号を精度よく再現でき、低エネルギー事象の物理解析に用いることができる。また、PMTの電荷およびタイミング応答やエレクトロニクスについてもシミュレーションされ、観測データと同じフォーマットで結果が出力される。

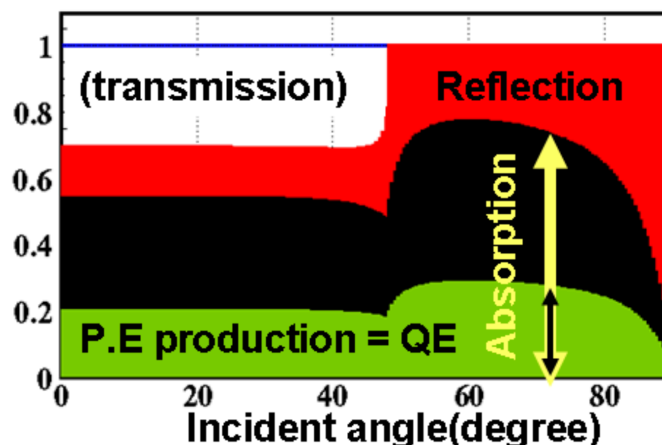


図 3.10: 波長 420nm の光子が PMT に入射した際の PMT 表面における光子の振る舞いの角度依存性 [51]. 赤の領域が反射、黒が吸収 (光電子は放出されない)、緑が吸収黒が吸収 (光電子は放出される) を表す。

3.3 事象再構成

SK で発生したエネルギーが約 100MeV 以下の低エネルギー事象は、様々な再構成ツールを用いてそのイベント情報を計算する。ここではその手法について説明する。

3.3.1 事象発生点及び方向の再構成

各イベントにおける事象発生点は、ヒットした PMT のタイミング情報から計算する。低エネルギーの荷電粒子、例えば 20MeV の電子は水中を約 10cm 進むが、この距離を進む時間は SK の PMT の時間分解能よりも短いため、SK ではこの荷電粒子の運動を観測する感度はない。したがって、SK の低エネルギー事象は荷電粒子の運動を無視し、事象発生点からチェレンコフ光が発生していると考えられる。この事象発生点の再構成は、BONSAI(Branch Optimization Navigating Successive Annealing Iterations) というアルゴリズムによって、各 PMT のタイミング情報を用いた最尤法で行われる [52]。

各 PMT のタイミング残差は、 $t - t_{\text{tof}} - t_0$ で定義される。ここで、 t はヒットのタイミング、 t_{tof} は事象発生点とヒットした PMT の間の光子の飛行時間 (Time of Flight : TOF)、 t_0 は荷電粒子の発生時間である。このタイミング残差を用いて、尤度関数は以下のように書ける。

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, t_0) = \sum_{i=1}^{N_{\text{hit}}} \log P(t - t_{\text{tof}} - t_0) \quad (3.30)$$

ここで、 \mathbf{x} は事象発生点の候補、 N_{hit} は PMT のヒット数、 $P(t - t_{\text{tof}} - t_0)$ は LINAC によって校正されたタイミング残差の確率密度関数である。図 3.11 はその確率密度関数である。この尤度関数が最大になるような \mathbf{x} が事象発生点として再構成される。図 3.12 に、事象発生点の再構成の分解能のエネルギー依存性を示す [53]。エネルギーが高くなると事象発生点の再構成の分解能が向上しており、これはエネルギーが高いほど PMT のヒット数が大きいからである。

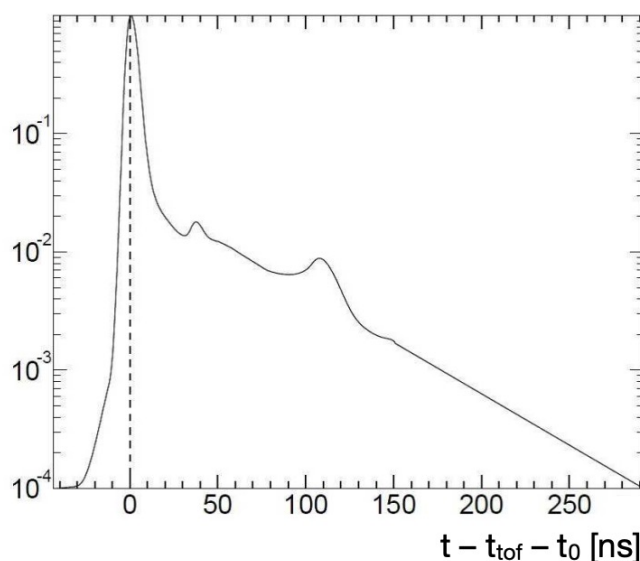


図 3.11: タイミング残差の確率密度関数

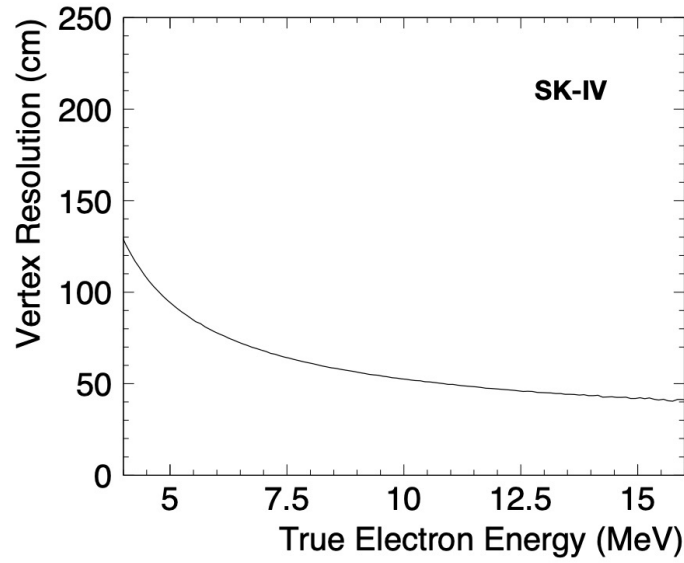


図 3.12: 事象発生点の再構成の分解能のエネルギー依存性 [53]

各イベントの方向は PMT のヒットパターンから計算する。これは、次の尤度関数を用いて再構成を行う。

$$\mathcal{L}(\mathbf{d}) = \sum_{i=1}^{N_{20}} \log\{f(\cos \theta_i, E)\} \times \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (3.31)$$

\mathbf{d} は荷電粒子の運動方向、 N_{20} はタイミング残差が事象の発生時間 t_0 から 20nsec 以内の PMT のヒット数を表す。 $f(\cos \theta_i, E)$ はエネルギー E の時の予想される角度分布を表す関数で、 θ_i はその事象の PMT への方向と再構成された方向との角度である。また、 $a(\theta_i)$ は PMT のアクセプタンスを補正する因子である。図 3.13 にこの尤度関数のエネルギー依存性を示す [54]。

再構成された発生点と方向から、解析に用いられる 2 つのパラメータ d_{wall} と e_{fwall} が定義される。 d_{wall} は発生点から ID 壁への最短距離を、 e_{fwall} は再構成された方向を後方に外挿した時の発生点から ID 壁までの直線距離を表す。これら 2 つのパラメータの概略を図 3.14 に示す。

これら発生点と方向の再構成の精度を評価するパラメータも解析に用いる。発生点の再構成クオリティパラメータ g_{vtx} は次の式 3.32 で定義される。

$$g_{\text{vtx}} = \frac{\sum_i \exp \left[- \left(\frac{t_i - t_{\text{tof},i} - t_0}{\sqrt{2}\omega} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{t_i - t_{\text{tof},i} - t_0}{\sqrt{2}\sigma} \right)^2 \right]}{\exp \left[- \left(\frac{t_i - t_{\text{tof},i} - t_0}{\sqrt{2}\omega} \right)^2 \right]} \quad (3.32)$$

ここで、 i は PMT の番号を表し、 ω は $t_i - t_{\text{tof},i}$ 分布の分解能、 σ は PMT の時間分解能を示す。このパラメータは 0 から 1 の範囲に値を取り、タイミング分布が鋭いほど数値は大きくなる。

続いて、方向の再構成クオリティパラメータ g_{dir} は次の式で定義される。

$$g_{\text{dir}} = \frac{\max \{ \angle_{\text{uniform}}(i) - \angle_{\text{data}}(i) \} - \min \{ \angle_{\text{uniform}}(i) - \angle_{\text{data}}(i) \}}{2\pi} \quad (3.33)$$

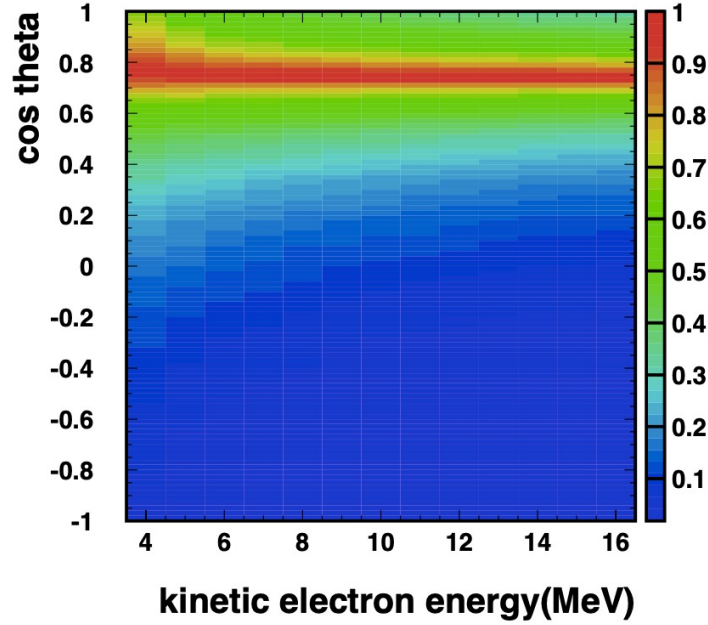


図 3.13: 方向性構成で用いる尤度関数のエネルギー依存性 [54]

$\angle(i)$ は i 番目にヒットした PMT の方位角を示す。この時、 $\angle_{\text{uniform}}(i)$ は再構成された発生点と方向から考えられるチェレンコフリングに沿って分布するヒット PMT の角度であり、 $\angle_{\text{data}}(i)$ は実際のヒット PMT の方位角を示す。これは 0 から 1 の範囲に値を取り、空間的一様性が高いほど数値は小さくなる。

この 2 つのパラメータから *ovaQ* (One dimensional variable of Vertex and Angular reconstruction Quality) という変数を計算し、事象再構成の精度を評価する。*ovaQ* は下の式 3.34 で表される。

$$\text{ovaQ} \equiv g_{\text{vtx}}^2 - g_{\text{dir}}^2 \quad (3.34)$$

ovaQ は -1 から 1 の範囲に値を取り、 1 に近いほど再構成の精度が高いことを表す。

3.3.2 有効ヒット数の計算

低エネルギー事象の解析において、エネルギーの再構成には PMT のヒット数を使用する。低エネルギー事象で発生するチェレンコフ光子の数は少なく、各 PMT で観測される光子の数は平均で 1 以下である。一方、PMT のヒット数は事象の発生点やその方向に対して、水の透過率、PMT のノイズ量、量子効率 QE とゲインを含む PMT の信号効率等の要素に依存して変化する。そのため、エネルギー再構成時にはこれら全ての要素を考慮し、補正をかけた有効的なヒット数 N_{eff} を計算する。 N_{eff} は以下の式 3.35 で定義される。

$$N_{\text{eff}} = \sum_i^{N_{50}} \left[(X_i + \epsilon_{\text{tail}}^i - \epsilon_{\text{dark}}^i) \times \frac{N_{\text{all}}}{N_{\text{alive}}} \times \frac{S(0,0)}{S(\theta_i, \phi_i)} \right. \\ \left. \times \exp\left(\frac{r_i}{L_{\text{eff}}^i}\right) \times \frac{1}{QE_i (1 + C \times G_i(t))} \right] \quad (3.35)$$

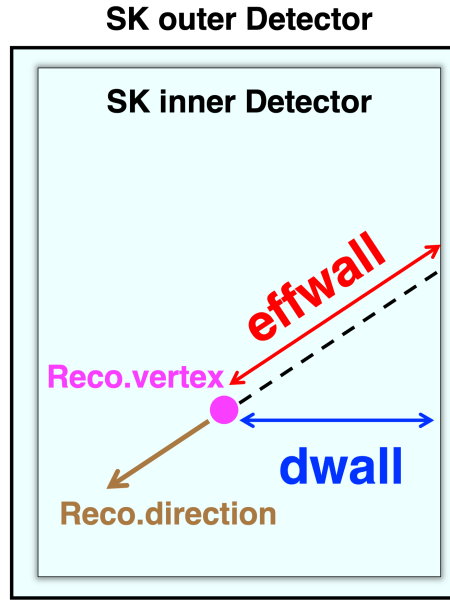


図 3.14: dwall と effwall の概略図

ここで、 N_{50} は $t_i - t_{\text{tof}}$ が t_0 から 50ns 以内のヒット数である。 N_{eff} は N_{50} の各ヒットについて和を考え、 i は i 番目のヒットのことを示し、式内の各要素は i 番目のヒットを観測した PMT について考える。以下にこの式の各要素について説明する。

- マルチヒットの補正 (Occupancy correction) : X_i

低エネルギー領域において、エネルギー再構成は 1 つの PMT にヒットする光子数は 1 と仮定して実行される。PMT が複数の光子を検出した場合は、ヒット数を 1 とみなし、電荷は積分される。事象が壁の近くで壁に向かって発生した場合、この効果はエネルギー再構成にとって非常に重要なる。したがって、マルチヒットが起きた際の補正は以下のように実行される。

$$X_i = \begin{cases} \frac{\log\{1/1 - x_i\}}{x_i} & (x_i < 1) \\ 3.0 & (x_i = 1) \end{cases} \quad (3.36)$$

$$x_i = N_{\text{neighbor}}/N_{\text{total}} \quad (3.37)$$

ここで、 x_i はターゲット PMT の周囲 3×3 個の PMT 総数に対するヒット数の比率を表す。

- 遅延ヒットの補正 (Delayed hit correction) : ϵ_{tail}

一部の光子は散乱と反射を起こし、通常の光子のヒットよりも遅い時間にヒットする場合がある。それらのヒットは N_{50} にカウントされないので、 N_{eff} ではそのようなヒットの補正 ϵ_{tail} を行う。 ϵ_{tail} は以下の式 3.38 で定義される。

$$\epsilon_{\text{tail}}^i = \frac{N_{100} - N_{50} - N_{\text{alive}} \times R_{\text{dark}}^{\text{ave}} \times 50 \text{ nsec}}{N_{50}} \quad (3.38)$$

ここで、 N_{100} は $t_i - t_{\text{tof}}$ が t_0 から 100 ns 以内のヒット数であり、 $R_{\text{dark}}^{\text{ave}}$ は全 PMT の平均のダークノイズによるヒットの頻度である。この補正は N_{50} のウィンドウの後ろの 50 ns におけるダークノイズ以外のヒット数を推定している。

- **ダークノイズ補正 (Dark noise correction) :** ϵ_{dark}^i

PMT からの熱電子の放出と放射能によるチェレンコフ光からダークノイズが生じるため、この寄与も考える必要がある。各 PMT のダークノイズによるヒットの頻度は時間の経過とともに変わるため、観測時のダークノイズを用いて以下のように補正する。

$$\epsilon_{\text{dark}}^i = \frac{R_{\text{dark}}^{\text{ave}} \times 50 \text{ nsec} \times N_{\text{alive}}}{N_{50}} \times \frac{r_{\text{dark}}^i}{\sum_i^{N_{50}} \frac{r_{\text{dark}}^i}{N_{50}}} \quad (3.39)$$

ここで、 r_{dark}^i は各 PMT の時間に依存したダークノイズである。第 1 項は 50 nsec の間の平均のダークノイズによるヒットの割合であり、第 2 項は平均のダークノイズからの変動を表す。

- **正常な PMT の総数の補正 :** $N_{\text{all}}/N_{\text{alive}}$

SK の一部の PMT は時期によって正常に動いていないものもある。ここでは SK の IDPMT 11, 129 本 (N_{all}) に対し、正常に動作している PMT の総数 N_{alive} で割った因子を用いて補正する。

- **PMT の光電面の被覆率の補正 (Photo coverage correction) :** $S(\theta, \phi)$

IDPMT は ID の内壁に設置されているため、図 3.15 で定義される光子の入射角度 (θ, ϕ) によって PMT の有効な光電面領域は変化する。よって、各 PMT で入射角に依存するヒット数の補正を行う。その補正関数 $S(\theta, \phi)$ を図 3.16 に示す [51]。側面の PMT (図左) と上面と下面の PMT (図右) で考えられる角度が異なるため、 $S(\theta, \phi)$ は 2 種類実装されている。

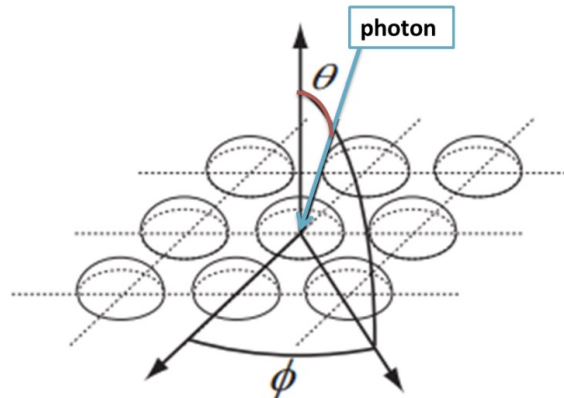


図 3.15: 光子の PMT への入射角度 (θ, ϕ) の定義

- **水の透過率の補正 :** $\exp(r_i/L_{\text{eff}}^i)$

水中では光子が伝播している間に水中の物質と相互作用し減衰する。ここではその減衰を考

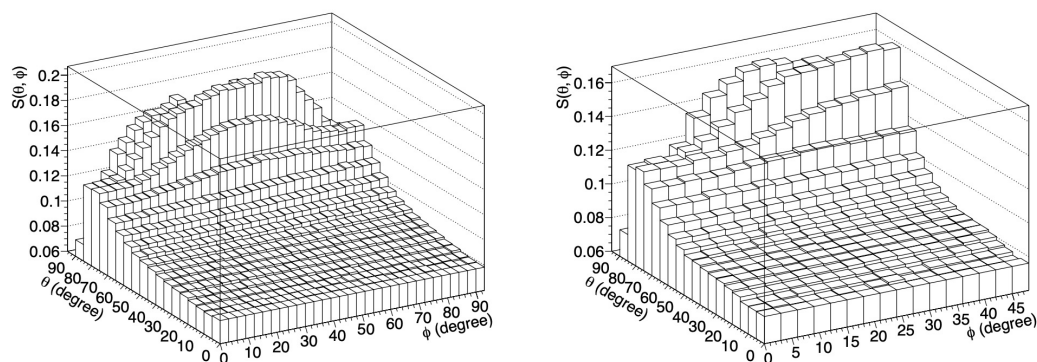


図 3.16: PMT の光電面の被覆面積を補正する関数 $S(\theta, \phi)$ [51].

慮した補正をおこなう。補正には事象発生点から PMT までの距離 r_i と、事象発生点から PMT までの水質変化を加味した実効的な光子の減衰長 L_{eff}^i を用いる。 L_{eff}^i の計算の際に散乱への補正を加える必要があり、これは次章で詳しく説明する。

- 相対量子効率とゲインの補正： $1/\{QE_i (1 + C \times G_i(t))\}$

PMT の量子効率は PMT 毎に異なり、 QE_i は各 PMT の相対的な量子効率を表す。詳しくは 4 章で説明する。また、図 3.17 に示すように PMT のゲインは時間とともに増加する。このとき、 C は比例関係を仮定してゲインの増加を補正するためのパラメータである。

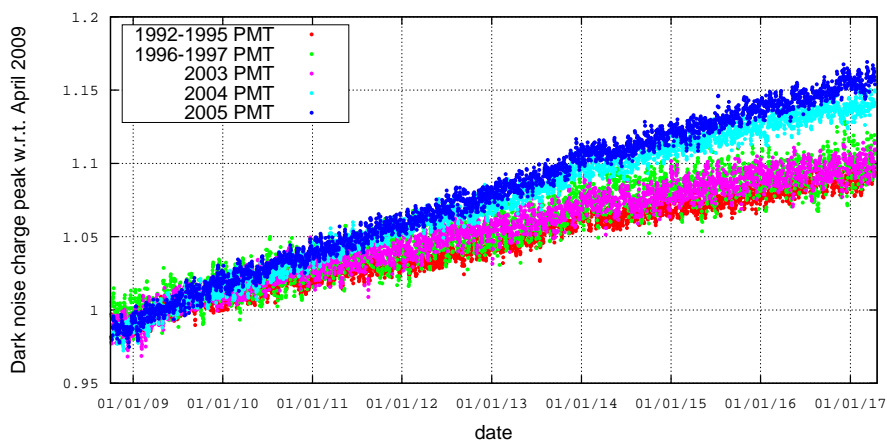


図 3.17: SK-IV 期間における PMT のゲインの時期変動

3.3.3 エネルギー再構成

各イベントにおける再構成エネルギー E_{rec} は、有効ヒット数 N_{eff} から計算する。 E_{rec} は式に示すような 5 次の多項式と 1 次関数を組み合わせた形で定義されている。

$$E_{\text{rec}} = \begin{cases} \sum_{i=0}^5 p_i (N_{\text{eff}})^i & (N_{\text{eff}} \geq N_{\text{thr}}) \\ \sum_{i=0}^5 p_i (N_{\text{eff}})^i + p_6 \times (N_{\text{eff}} - N_{\text{thr}}) & (N_{\text{eff}} > N_{\text{thr}}) \end{cases} \quad (3.40)$$

ここで、 $p_0 \sim p_5$ はフィッティングパラメータとしての多項式の係数、 N_{thr} は2つの関数の接続点、 p_6 は2つの関数の連続性を担うためのパラメータで、5次関数の微分係数である。これらのパラメータを決定するため、3-100MeVの単一の電子によるシミュレーションを作成し、 N_{eff} を計算する。そして、電子のエネルギーと N_{eff} の相関関係に対し、上記の式でフィッティングを行うことで係数 p_i 、及び接続点 N_{thr} が決まる。表 3.5 に今回の解析で用いるこれらの係数を示す。

p_0	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	N_{eff}
0.755	0.132	-2.515×10^{-4}	2.555×10^{-6}	-1.009×10^{-8}	1.407×10^{-11}	0.126	260.7

表 3.5: 再構成エネルギーの計算のための各パラメータ

3.3.4 チェレンコフ角度の計算

各イベントにおけるチェレンコフ角度はPMTのヒットパターンから計算する。このとき、再構成された事象発生点から15ns以内に信号を捉えたPMTのヒット情報を利用する。理論上PMTのヒットが3つあれば円を描くことができるので、3PMTヒットの全ての組み合わせによる開角を計算し、その最頻値がチェレンコフ角度として再構成される。図 3.18 に示した3PMTヒットによる開角 (θ) は正弦定理と余弦定理を用いて次の式で計算できる [55]。

$$R = \frac{a}{2 \sin A} = \frac{a}{2\sqrt{1 - \cos^2 A}} = \frac{a}{2\sqrt{1 - \{(b^2 + c^2 - a^2)/(2bc)\}^2}} \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} \sin \theta &= R = \frac{abc}{\sqrt{2(a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2) - (a^4 + b^4 + c^4)}} \\ \Leftrightarrow \theta &= \arcsin \left\{ \frac{abc}{\sqrt{2(a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2) - (a^4 + b^4 + c^4)}} \right\} \end{aligned} \quad (3.42)$$

図 3.19 に電子、ミューオン、複数ガンマ線によるイベントの3PMTヒットから得られたチェレンコフ角度分布を示す [16]。例えば、電子は $\theta_c \sim 42^\circ$ 付近にピークを持ち、これは電子が水中を高速で走る際のチェレンコフ角度に相当する。これらの分布からチェレンコフ角度を再構成し、粒子を識別することができる。

3.4 規格化

MCの結果は、データと適切に比較するために規格化を行う。各ニュートリノフレーバー $i(= \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ に対して、規格化定数 N_i は次の式で計算される。

$$N_i = \frac{N_T \times N_{\text{POT}} \times \int \phi_i(E_\nu) \sigma_i(E_\nu) dE_\nu}{N_{\text{MC}}} \quad (3.43)$$

このとき、 $N_T (\sim 35.4 \times 10^9)$ はSK内に存在する標的核子の数、 N_{POT} は各RunにおけるPOTの総量、 $\phi_i(E_\nu)$ 及び $\sigma_i(E_\nu)$ はニュートリノのエネルギーに対するフラックスと断面積を表し、 N_{MC} はMCプロセスで生成したイベント数である。それぞれのRunにおけるPOTは表 5.2 にまとめている。また、今回MCでは各ニュートリノフレーバーに対し300,000イベントを生成した。

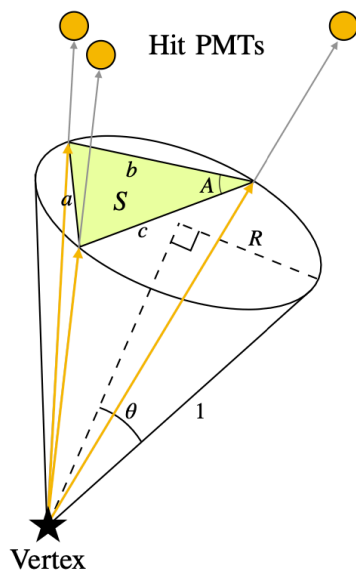


図 3.18: 3PMT ヒットによる開角の計算 [55]

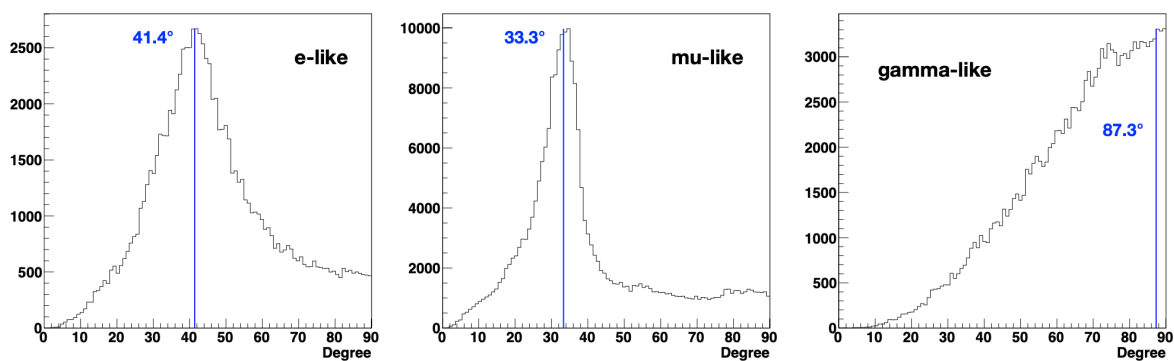


図 3.19: 3PMT ヒットによる全ての組み合わせの開角分布 [16]. 左から電子, ミューオン, 複数ガンマ線イベントの分布を示し, それぞれの分布の最頻値がチェレンコフ角度として再構成される.

第4章 低エネルギー事象解析のための検出器較正

SK では、得られたデータの信頼性を担保するため、検出器の応答や性能を確認し、正確に信号を測定するため定期的に較正を実施している。較正結果は検出器の調整にフィードバックされるほか、解析ソフトウェアで測定データを補正するためのパラメータを決定する際に利用され、また検出器の状態を再現するためのシミュレーション (検出器 MC) にも使用される。特に低エネルギー事象をターゲットにする場合、水中で発生するチェレンコフ光子は少なく、微量の光子でイベントの再構成をする必要がある。そのため、検出器内の光子の伝播や PMT の応答などを正確に理解し、検出器 MC やデータ解析ソフトウェアに正しく実装することが大切である。

本研究で用いた検出器 MC である SKG4 では、これまでに Gd 導入後の検出器の状態を再現する各種パラメータは実装されてきた。しかし、今回解析の対象は Gd を導入する前の SK 純水期間 (2009 年-2018 年) における事象であり、長らく純水期間におけるパラメータの実装が待たれてきた。そこで SK 純水期間における、これらの解析に必要な各種パラメータを SKG4 に実装した。本章では、PMT の応答や水中における光子の伝播、エネルギー再構成のために必要なパラメータとその実装方法について述べる。

4.1 PMT の相対量子効率の測定

SK で得られる信号データは PMT が取得する電荷と時間の情報のみである。これらは各 PMT における量子効率や信号増幅率 (ゲイン) の特徴を反映する。従って、それぞれの PMT におけるこれらの特性を正確に理解し、PMT の電荷と時間に対する応答を評価することが必要である。電荷に関して較正が必要となる項目は大きく 4 つあり、各 PMT に印加する高電圧 (High Voltage : HV)、ゲイン (Gain) と呼ばれる単位 pC の電荷から光電子数 (p.e.) に変換する係数 (絶対ゲインと相対ゲイン) 2 つ、そして量子効率 (Quantum Efficiency : QE) である [56]。それらを行ったのちに時間応答の較正を行う [56]。ここでは、今回検出器 MC に実装した PMT の相対量子効率について説明する。

4.1.1 PMT の量子効率

PMT の光電面に入射した光子は光電効果により電子を励起し光電子を放出するが、このとき光子が光電子に変換される確率を量子効率 (QE) と呼ぶ。検出器の内水槽に取り付けられた PMT の量子効率にはそれぞれ個体差があり、これはエネルギーを再構成する際の系統誤差の要因となりうる。そのため PMT の量子効率を正確に測定する必要がある。

量子効率の測定には NiCf 線源が用いられる。図 4.1 に実際に SK で用いられている Ni ボール、図 4.2 に NiCf 線源の模式図とガンマ線放出の過程を示す。NiCf 線源は、酸化ニッケル (NiO) の粉末が混ぜ込まれた球形のポリエチレン樹脂の中に、中性子線源となる ^{252}Cf を入れた γ 線源で

ある。 ^{252}Cf の半減期は 2.65 年で、崩壊分岐比 96.9% で α 崩壊し、3.1% で自発核分裂する。自発核分裂の際、2MeV のエネルギーをもった中性子が平均 3.76 個と、合計 8MeV の γ 線が平均 10.8 本放出される。放出された中性子はポリエチレン中の陽子と弾性散乱を繰り返してエネルギーを失い、最終的には熱化する。熱化した中性子は Ni 原子核に捕獲され、6 ~ 9MeV の γ 線を放出する。線源が球状であるので、 γ 線は等方的に放出される。その後、放出された γ 線由来のチェレンコフ光が PMT に入射するが、このとき入射する光子は最大 1 個程度であるので、NiCf 線源は量子効率の測定に適している。



図 4.1: Ni ボール (左) と Cf 線源を固定する真鍮製のロッド (右)

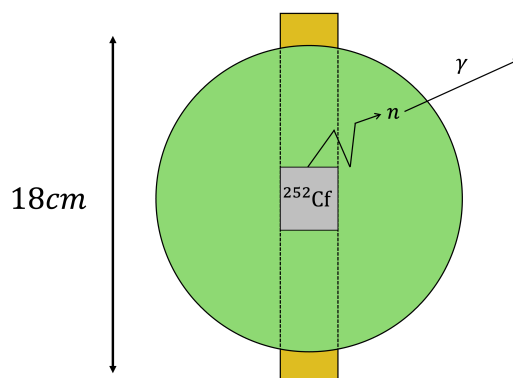


図 4.2: ^{252}Cf の自発核分裂で放出された中性子が Ni に捕獲されてガンマ線を放出するまでの図

4.1.2 NiCf データおよびシミュレーション解析

NiCf 線源は、図 4.3 に示すように SK の中心付近 (35.5cm, -70.7cm, 0cm) に設置され、データを取得する。得られたデータには、周囲の岩盤や PMT のガラスに含まれる放射性同位体からの放射線による背景事象が多く混ざっている。そのため、データ解析には NiCf 線源由来の γ 線による事象のみを選び出す。事象選別の後、各 PMT におけるヒット数を計算し、相対的なヒット数 (ヒットレート) を求める。MC (SKG4) では、検出器と同じ状態を再現してイベントを作成し、同様の解析 (事象選別とヒット数の計算) を行う。そして、データでのヒットレートと MC でのヒットレートを比較し、相対的量子効率を得る。なお、今回用いた NiCf 線源のデータは、2018 年 2 月 16 日・2018 年 2 月 21 日に取得したものである¹。

¹なおこの時期は、SK タンク内の水を対流させており、水の状態を一様に保ちながら測定を行った。

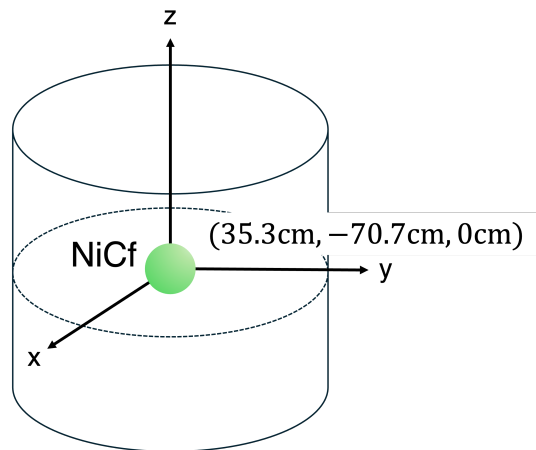
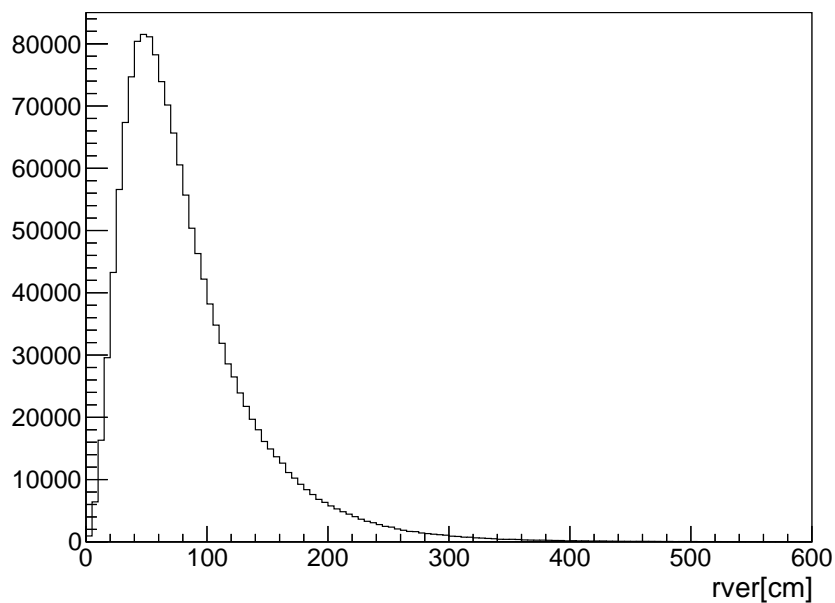


図 4.3: NiCf 線源の設置位置

事象選別には以下の条件を用いる。

- NiCf 線源の位置と再構成された事象発生点との距離 (r_{ver}) : $r_{ver} < 400(\text{cm})$
- 有効ヒット数 (N_{50}) : $N_{50} \geq 32$
- 事象発生点の再構成クオリティパラメータ (g_{vtx}) : $g_{vtx} > 0.40$

図 4.4-4.6 に上記の 3 パラメータの分布を示す。選別したデータから、検出器内の各 PMT が光を検出した回数 (ヒット数) を数え上げることで、PMT の量子効率を評価する。

図 4.4: NiCf 線源の位置と再構成された事象発生点との距離 (r_{ver}) 分布

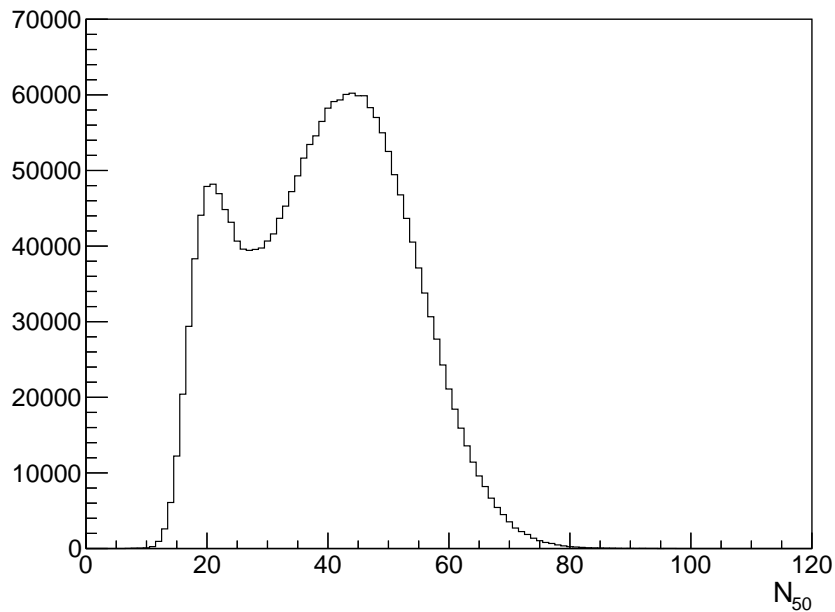


図 4.5: 有効ヒット数 (N_{50}) 分布. 分布中の1つ目のピークは周囲の岩盤やPMTのガラスに含まれる放射性同位体からの放射線による背景事象によるもので,2つ目のピークがNiCf由来の信号である.

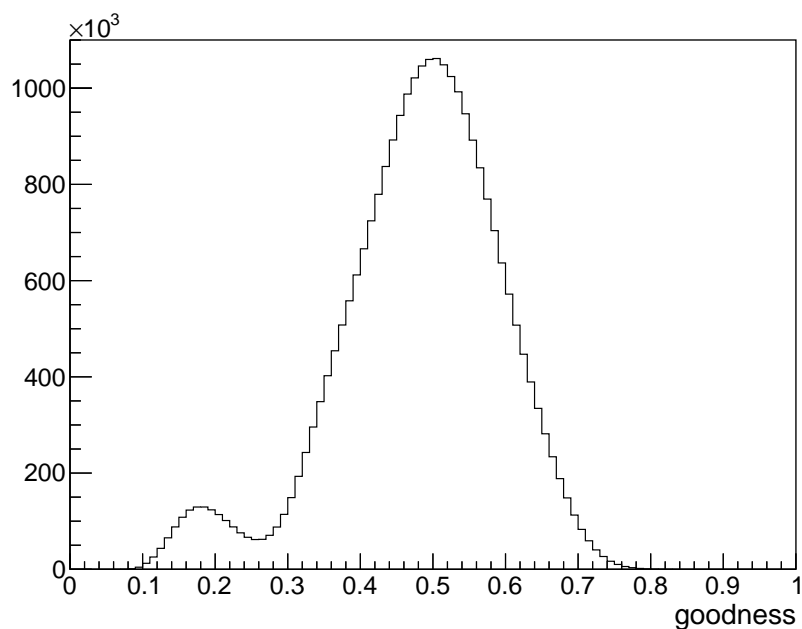


図 4.6: 事象発生点の再構成クオリティパラメータ (g_{vtx}) 分布. こちらも2つのピークが確認でき,NiCf由来の信号は2つ目のピークが表している.

各PMTが検出したヒット数をカウントする際、信号の時間情報を用いてダークノイズの値を見積もる。図4.7は、ある1本のPMTにおけるNiCf線源による事象の発生時間分布で、横軸の

時間はタイミング残差 ($t - t_{\text{tof}} - t_0$) を表す。NiCf 由来のヒットはピークとして観測でき、ダークノイズ由来のヒットは一律に分布している。よって、 $-50 \sim 350\text{ns}$ の範囲 (on time) のヒット数から、 $-450 \sim -50\text{ns}$ の範囲 (off time) のヒット数を差し引くことで、NiCf 線源由来のチェレンコフ光による信号のみをカウントできる。

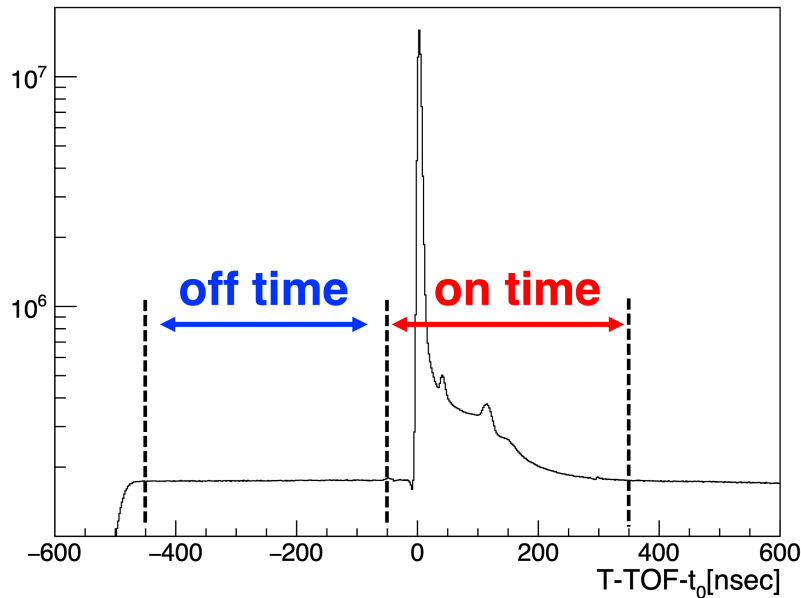


図 4.7: NiCf 線源による事象の発生時間分布。 $-50\text{ns} \sim 350\text{ns}$ の範囲を on time, $-450\text{ns} \sim -50\text{ns}$ の範囲を off time として、両者のヒット数の差をカウントする。

また、NiCf 線源から PMT までの距離や光子の入射角度、PMT の性能は各々で異なるため、得られたヒット数 $N_{\text{hit},i}$ に対して補正を行う。補正したヒット数 $N_{\text{hit},i}^{\text{corr}}$ は以下の式 4.1 で書ける。

$$N_{\text{hit},i}^{\text{corr}} = N_{\text{hit},i} \times \frac{r_i^2}{F(\theta_i)} \times \frac{1}{G_i} \quad (4.1)$$

ここで、 r_i は NiCf 線源と各 PMT との距離、 θ_i は光子の PMT に対する入射角である (3 章図 3.15 参照)。 $F(\theta)$ は入射角 θ における PMT 光電面の有効面積を表す関数であり、次の式 4.2 で表される。

$$F(\theta) = 0.205 + 0.524 \times \cos \theta + 0.390 \times \cos^2 \theta - 0.132 \times \cos^3 \theta \quad (4.2)$$

G_i はゲイン補正のための因子であり、3 章で述べたゲインの増加による影響を抑える役割を持つ。 G_i の値は PMT の製造年数とデータの取得日時によって変化する。

以上によって求めた補正したヒット数を規格化したものをヒットレートとする。式 4.3 はヒットレート $R_{\text{hit},i}$ の定義であり、 N は SK 内の全 PMT の本数²を表す。

$$R_{\text{hit},i} = N_{\text{hit},i}^{\text{corr}} \div \frac{1}{N} \left(\sum N_{\text{hit},i}^{\text{corr}} \right) \quad (4.3)$$

²正確には正常に動いている PMT の本数であり、今回は $N = 10982$ である。

上記の計算によって各PMTのヒットレートを求めることができる。このヒットレートをデータとMCの両方で算出し、比を取ることでPMTの相対量子効率 (relative QE) が求められる。

$$R_{QE,i} = R_{hit,i}^{Data} / R_{hit,i}^{MC} \quad (4.4)$$

このとき、検出器内における水質の位置依存性の影響をなくすため、今回用いたNiCf較正データは検出内の水を対流させることで水の状態を一様にして取得された。また、MCではPMTの量子効率を全て1にしてイベントを作成した。図4.8にデータ(黒)とMC(赤)それぞれのヒットレート分布を示す。上図がタンク側面、左下がタンク上面、右下がタンク底面におけるヒットレートを表している。

求めた各PMTの相対量子効率は“QE table”として保存され、データおよびMCの解析両方で用いられる。図4.9は、今回作成した各PMTにおける相対量子効率の分布である。黒色のヒストグラムが全PMTの値で、色付きのヒストグラムは製造年ごとに分けたものである。

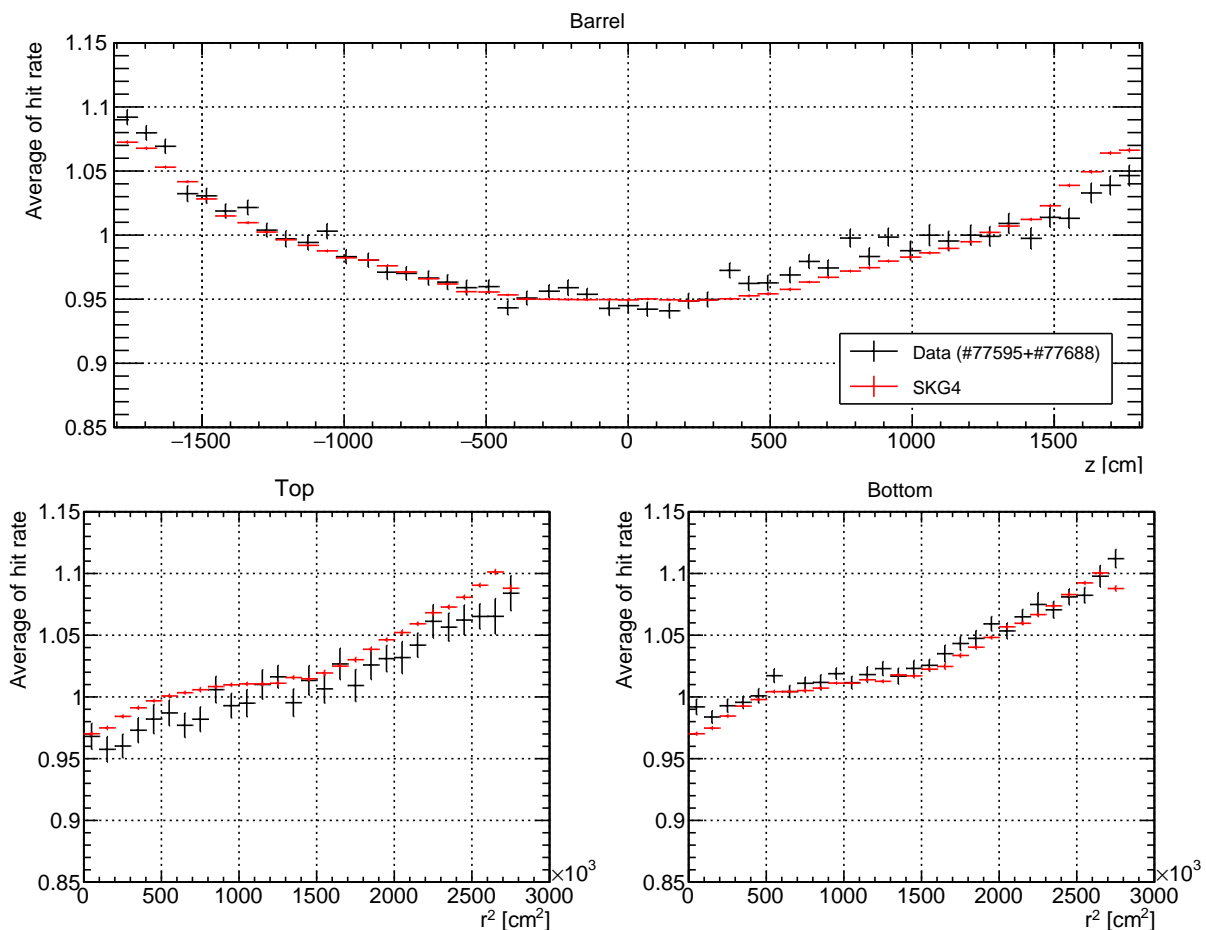


図 4.8: データ (黒) と MC (赤) のヒットレート分布. 上図がタンク側面, 左下がタンク上面, 右下がタンク底面におけるヒットレートを表す.

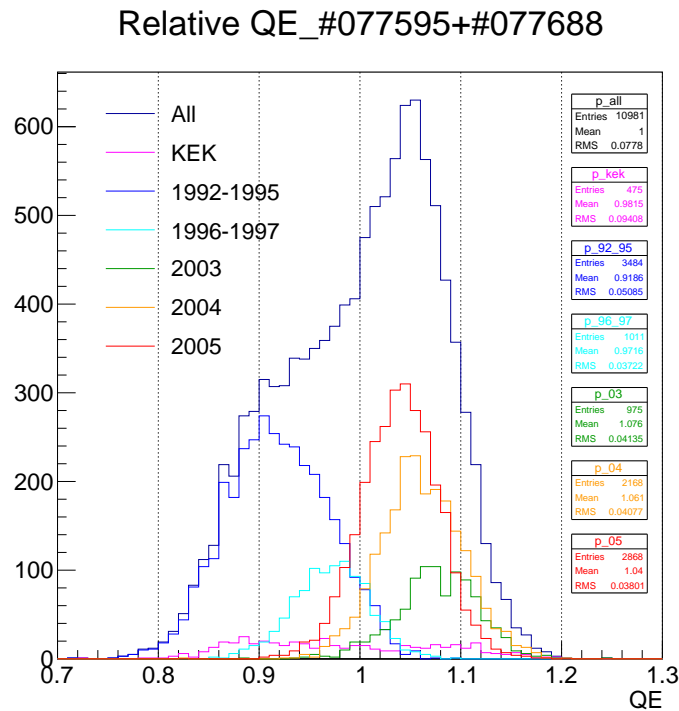


図 4.9: 各 PMT における相対量子効率の分布. 黒色のヒストグラムが全 PMT の値で, 色付きのヒストグラムは製造年ごとに分けたものである.

4.2 光学レーザーを用いた水の透過長の測定

検出器内を満たす超純水の透過長 (減衰の度合い) は, 低エネルギー事象を再構成する際に重要なパラメータである。チェレンコフ光の減衰は水の透過率に左右されるので, これを精度良く理解しなければならない。SK には ID に単一の波長を入射するレーザーシステムが搭載されており, これを用いて定期的に水の透過率を測定している。また, 測定したデータから透過長の波長依存性を評価し, 検出器 MC へ正しく導入することで, SK 内の水質を再現することができる。ここでは, 今回用いる検出器 MC(SKG4) に水の透過長を再現するパラメータを実装したので, その手法等を説明する。

4.2.1 光の減衰とその過程

光は, 進んだ距離に対してその強度を指数関数的に落としながら伝播する。その強度が初期状態から $1/e$ (e は自然対数) になったときの距離を透過長と呼ぶ。つまり, 波長 λ の光が l [m] だけ進んだときの強度 $I(\lambda)$ は, 透過長 $L(\lambda)$ [m] を用いて次の式 4.5 で表される。

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \times \exp\left(-\frac{l}{L(\lambda)}\right) \quad (4.5)$$

ここで, $I_0(\lambda)$ は強度の初期状態を表す。また, 透過長の逆数 ($\alpha(\lambda) = 1/L(\lambda)$ [1/m]) は減衰係数と呼ばれ, 単位長さあたりの光の減衰度合いを表す確率のような値である。

光が減衰する過程には、吸収と散乱の2種類の過程があり、これらは光子が媒質中の分子や電子と相互作用をすることで発生する。また、可視光領域において光子の散乱過程は主にレイリー散乱とミー散乱の2つに分けられる。以下にこれらの過程について説明する。

- 吸収 (Absorption) : 光子の吸収過程は、光子が分子と相互作用することで、そのエネルギーが分子内の電子の励起や分子の振動・回転エネルギーに変換され、最終的に分子の熱エネルギーへ変わるようなプロセスである。
- レイリー散乱 (Rayleigh scattering) : レイリー散乱は、光子の波長が相互作用する粒子（散乱体）に比べて十分大きい場合に発生する過程である。チェレンコフ光子の波長は $\sim 100\text{nm}$ 程度であるので、散乱体の大きさが $\sim 1\text{nm}$ 以下のときに起こりやすい。散乱後の光子の角度分布は光子の進行方向に対して前後対称の分布を示すので、SKではレイリー散乱を”等方散乱 (Symmetric scattering)”と呼ぶ。また、検出器内の水はほとんどが水分子から成るため、SKにおける光子の散乱の大部分はレイリー散乱が占めている。
- ミー散乱 (Mie scattering) : ミー散乱は光子の波長が散乱体の大きさと同程度のときに起こる散乱である。SKでは $\sim 100\text{nm}$ 程度の粒子によって引き起こされており、純化で取り除けなかった不純物やバクテリアがその原因と考えられている。散乱後の光子の角度分布は前方に多く散乱する前後非対称な散乱であるので、SKではミー散乱のことを非等方散乱 (Asymmetric scattering) と呼ぶ。

4.2.2 MCにおける光子の減衰

SKの検出器MCでは、光子は吸収・レイリー散乱・ミー散乱の3つの過程によって減衰すると仮定している。3つを考慮した減衰係数は、各過程における減衰係数 $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$, $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$, $\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$ の和で表すことができる。よって、MCにおける水の透過長は次の式4.6で書ける。

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}(\lambda) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asym}}(\lambda)} \quad (4.6)$$

ここで、SKDETSIMとSKG4では散乱過程の取り扱いが異なる。図4.10にSKDETSIM(左)とSKG4(右)における非等方散乱の角度分布を示す[54]。

SKDETSIMの非等方散乱では、散乱角 θ に対し、 $0 < \cos\theta < 1$ で直線的に増加し $\cos\theta < 0$ では散乱が発生しない、前方ミー散乱のみを考慮している。しかし、ミー散乱にも等方散乱や後方散乱がわずかに含まれている。従って、SKDETSIMでは対称散乱はRayleigh散乱と対称Mie散乱から、非対称散乱は前方Mie散乱から構成されている。

一方SKG4の非等方散乱では、等方・後方散乱を含んだミー散乱全てを考慮している。つまり、対称散乱はRayleigh散乱、非対称散乱はMie散乱で構成されている。ミー散乱の反応断面積は非常に複雑な式で記述されているので、Geant4では簡単のためHenyey-Greenstein(HG)近似を用いたミー散乱モデルが提供されている[57, 58]。式4.7はHG近似を用いたときのミー散乱の微分断面積である。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (4.7)$$

ここで、 $d\Omega = d\cos\theta d\phi$ 、 σ は散乱断面積、 θ は散乱角を表す。また、 g は $\cos\theta$ の平均値を表し、各自で変更可能なパラメータである。この式にしたがって、SKG4ではミー散乱を計算する。

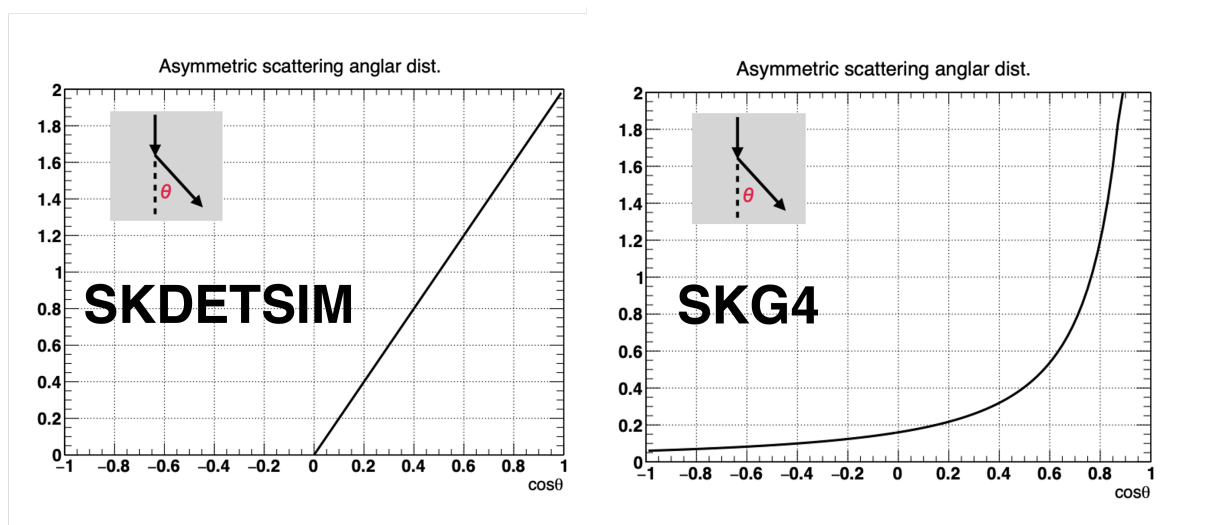


図 4.10: SKDETSIM(左) と SKG4(右) における非等方散乱の角度分布 [54]. 図中の θ は散乱角の定義を表している。

これらの過程における減衰係数の波長依存性は、物理的背景と経験則から以下の式 4.8-4.11 で表される。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda) = P_0 \times \frac{P_1}{\lambda^4} + C \quad (4.8)$$

$$C = P_0 \times 0.0279 \times P_2 \times \left(\frac{P_1}{\lambda^4}\right)^{P_3} \quad (\lambda < \lambda_c) \quad (4.9)$$

$$\alpha_{\text{sym}}(\lambda) = \frac{P_4}{\lambda^4} \times \left(1 + \frac{P_5}{\lambda^2}\right) \quad (4.10)$$

$$\alpha_{\text{asym}}(\lambda) = P_6 \times \left(1 + \frac{P_7}{\lambda^4} \times (\lambda - P_8)^2\right) \quad (4.11)$$

これらの式における $P_0 - P_8$ のパラメータを光の吸収散乱パラメータ (Water Parameter、または水パラ) と呼び、SK の各観測フェーズで取得されたレーザーデータと検出器 MC を比較することでパラメータを最適化し、MC で透過率を再現することができる。吸収係数の波長依存性の式 4.8 について、特定の波長 λ_c 以下であれば第 2 項に式 4.9 を用い、それより大きい波長の場合は “Pope-Fly” モデルと呼ばれる実測の結果を第 2 項に適用する [59]。散乱係数の波長依存性の式 4.10, 4.11 について、SKDETSIM と SKG4 では同じ関数形を仮定しているが、先述した通り両者は散乱過程の取り扱いが異なる。よって、DETSIM と G4 それぞれ独立にパラメータを決定し、MC に導入している。

4.2.3 レーザー MC の作成と解析

SK に導入されているレーザー入射システムでは、5つの波長 (337, 375, 405, 445, 473nm) の単色レーザーが使用できる。窒素 (N_2) レーザーで波長 337nm の光を、ダイオードレーザー (Laser Diode) でその他 4 波長の光を照射し、異なる波長領域での PMT のヒットを観測する。波長や入射位置および入射タイミングは全て自動化されている。図 4.11 にそのレーザーシステムの概略図を示す [56]。

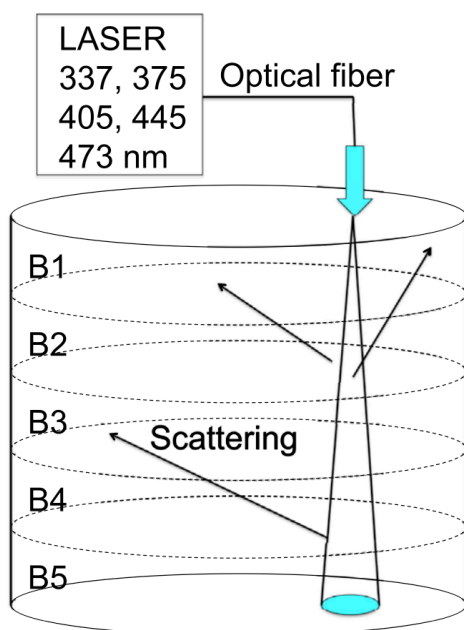


図 4.11: レーザーシステムの概略図 [56]

このレーザーシステムを MC 上で再現し、そのシミュレーション結果を測定したレーザーデータと比較する。現在、SKDETSIM に導入されている Water Parameter は 2009 年 4 月のデータをもとに決定している。今回は、2009 年 4 月のレーザーデータを再現した SKDETSIM の結果に合うような SKG4 での Water Parameter を決定する。

レーザー解析では、異なる角度での散乱の効果を測定するため、検出器の内壁を上面および側面 B1–B5 の計 6 箇所領域に分割する (図 4.11)。光は上部から底部に向かって照射されているため、底面の PMT で観測された光はレーザーの強度やその広がり、方向を確認するために用いられる。また、各波長でレーザーの強度は異なっているため、波長毎に 1 事象あたりに発生させる光子数を変える。表 4.1 に MC における各波長の 1 事象あたりの光子数を示す。これらの値を設定して 100,000 事象をシミュレーションする。

波長 [nm]	生成される光子数
337	8421
375	6407
405	10174
445	10356
473	11301

表 4.1: MC における 1 事象あたりに生成する光子数

Water Parameter を最適化するため、MC で仮定した 3 つの減衰係数をそれぞれ変化させながらシミュレーションを行う。このとき、基準となる減衰係数をあらかじめ設定し、それらを定数倍することで複数の減衰係数の組み合わせを持つ MC を作成する。今回基準とする減衰係数は、現

在 SKDETSIM に実装されている Water Parameter(2009 年 4 月) で与えられる値を使用する。基準となる Water Parameter を $P_0^{\text{ref}} - P_8^{\text{ref}}$ 、定数倍する入力変数を $P_{\text{abs}}, P_{\text{ray}}, P_{\text{mie}}$ とすると、各過程の減衰係数は次の式 4.12-4.14 で書ける。 λ_L はレーザーの波長を表す。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda_L) = (P_0^{\text{ref}} \times P_{\text{abs}}) \times \frac{P_1^{\text{ref}}}{\lambda_L^4} + (P_0^{\text{ref}} \times P_{\text{abs}}) \times 0.0279 \times P_2^{\text{ref}} \times \left(\frac{P_1^{\text{ref}}}{\lambda_L^4} \right)^{P_3^{\text{ref}}} \quad (4.12)$$

$$\alpha_{\text{sym}}(\lambda_L) = \frac{P_4^{\text{ref}} \times P_{\text{ray}}}{\lambda_L^4} \times \left(1 + \frac{P_5^{\text{ref}}}{\lambda_L^2} \right) \quad (4.13)$$

$$\alpha_{\text{asym}}(\lambda_L) = P_6^{\text{ref}} \times \left(1 + \frac{P_7^{\text{ref}}}{\lambda_L^4} \times (\lambda_L - P_8^{\text{ref}})^2 \right) \quad (4.14)$$

式の取り扱い的には、 P_0, P_4, P_7 に因子を乗算することで減衰係数を変えている。今回は、 P_{abs} は 0.5 刻みで 0.0-4.5、 P_{ray} は 0.04 刻みで 0.80-1.16、 P_{mie} は 1.0 刻みで 1.0-10.0 の計 1,000 パターンの MC を各波長で作成した。

レーザー MC の結果は、光子のヒット時間分布で評価する。この分布における時間の定義は、光子が PMT にヒットした時間から任意の距離を光子が進む時間 (ToF) を差し引いた $T - \text{ToF}$ と呼ばれるものである。 $T - \text{ToF}$ には 2 種類あり、差し引く時間がレーザー-ヒット PMT 間を進む時間 ($\text{ToF}_{\text{injector}}$) のときは T_{injector} 、レーザーターゲット-ヒット PMT 間を進む時間 ($\text{ToF}_{\text{target}}$) のときは T_{target} となる。図 4.12 に $\text{ToF}_{\text{injector}}$ (左) と $\text{ToF}_{\text{target}}$ (右) の模式図を示す [54]。

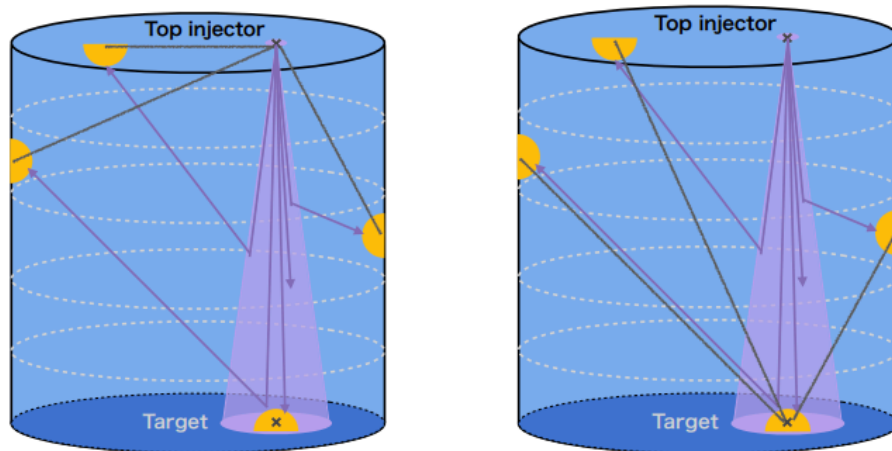


図 4.12: $\text{ToF}_{\text{injector}}$ (左) と $\text{ToF}_{\text{target}}$ (右) の模式図 [54]. 紫色の矢印がレーザーから発射された光子の経路で、グレーの点線を光子が進む時間 ($\text{ToF}_{\text{injector}}$ または $\text{ToF}_{\text{target}}$) である。

T_{injector} 分布は T_{target} 分布の規格化に用い、 T_{target} 分布は結果の評価に使用する。図 4.13 は今回作成した SKG4(赤)、SKDETSIM(黒) のレーザー MC の T_{target} 分布の一例である。全領域の分布において、左側の緩やかなピークは散乱光を示し、右側の鋭いピークはタンク底面の PMT やブラックシートで反射した光を示している。また、領域が Top レーザーの入射位置から離れるにつれて 2 つのピークは近づき、最もレーザーから遠い Barrel5 でほぼ重なるという特徴が見える。

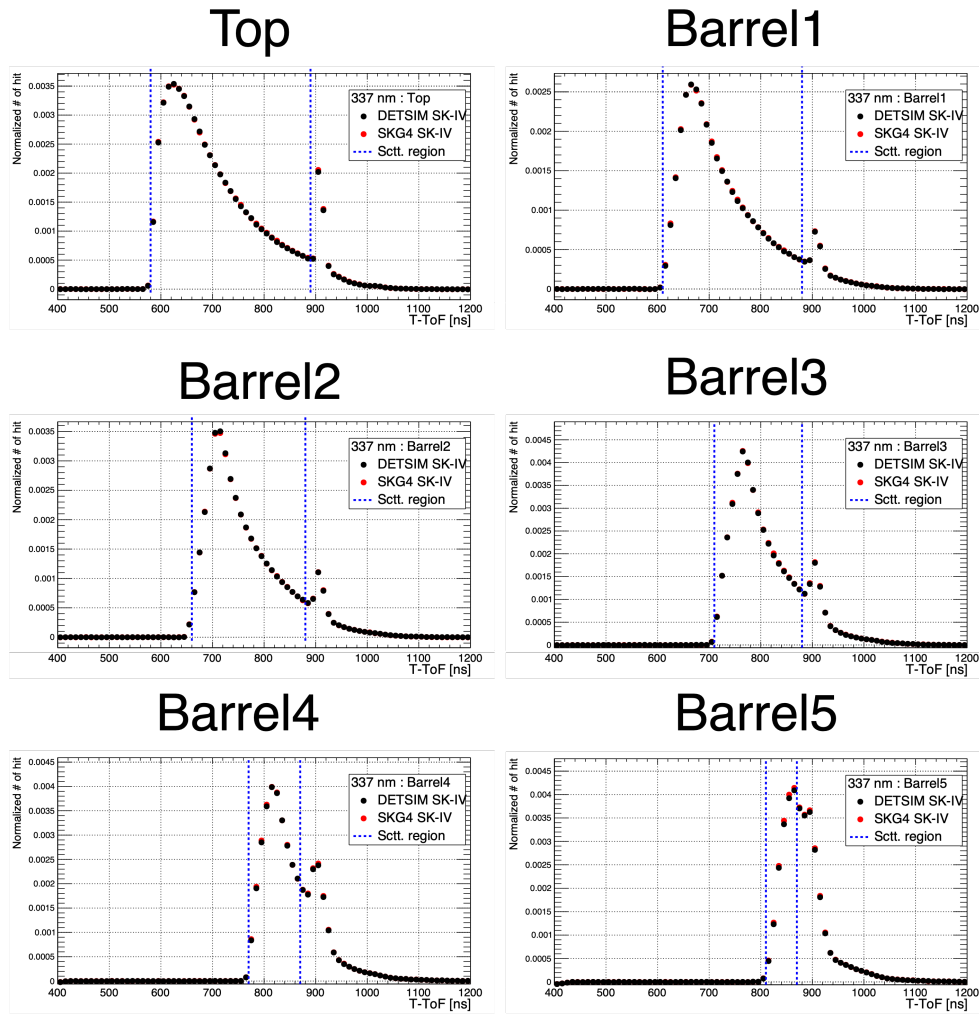


図 4.13: 337nm におけるレーザー MC の T_{target} 分布の一例. 赤点が SKG4, 黒点が SKDETSIM の結果を表し, 分布中の青線は後に説明する一致度の評価に用いる領域を表す. また, 分布は左上から順に Top, Barrel1-5 の結果を表す.

これらの分布を各波長、各入力変数 ($P_{\text{abs}}, P_{\text{ray}}, P_{\text{mie}}$) ごとに作成し、SKG4 と SKDETSIM で比較をすることで各波長における最適な減衰係数を決定する。各分布における比較は、 χ^2 を計算することで SKDETSIM と SKG4 の一致度合いを評価し、全てのパターンの SKG4 MC における χ^2 から最小の χ^2 を与える ($P_{\text{abs}}, P_{\text{ray}}, P_{\text{mie}}$) の組み合わせを求める。

DETSIM と G4 の χ^2 は以下の式 4.15 で計算する。

$$\chi^2 = \sum_i^{\text{Nbins}} \frac{(N_i^{\text{DETSIM}} - N_i^{\text{G4}})^2}{(\sigma_i^{\text{DETSIM}})^2 + (\sigma_i^{\text{G4}})^2} \quad (4.15)$$

ここで、Nbins は各 T_{target} 分布のビン数、 N_i は T_{target} 分布の各ビンの値、 σ_i は各ビンの誤差を表す。なお、今回は光子の吸収と散乱に注目しているため、 χ^2 の計算には図 4.13 中の青点線内の結果を使用する。

また、分割した 6 領域ごとの χ^2 を組み合わせた、各波長、入力変数における χ_{combined}^2 を計算

し、一致度合いの評価に用いる。 χ^2_{combined} は次の式 4.16 で表される。

$$\chi^2_{\text{combined}} = \frac{\chi^2_{\text{Top}} + \chi^2_{\text{B1}} + \chi^2_{\text{B2}} + \chi^2_{\text{B3}} + \chi^2_{\text{B4}} + \chi^2_{\text{B5}}}{\text{Nbins}_{\text{Top}} + \text{Nbins}_{\text{B1}} + \text{Nbins}_{\text{B2}} + \text{Nbins}_{\text{B3}} + \text{Nbins}_{\text{B4}} + \text{Nbins}_{\text{B5}}} \quad (4.16)$$

求めた χ^2 について、 $P_{\text{abs}}, P_{\text{ray}}, P_{\text{mie}}$ のそれぞれでその 1 次元分布を作成する。これらの分布に対して 2 次関数でフィッティングを行うことで、最小の χ^2 を与える $P_{\text{abs}}^{\text{best}}, (P_{\text{ray}}^{\text{best}}, P_{\text{mie}}^{\text{best}})$ が決まる (χ^2 フィッティング)。図 4.14 は 337nm のときのフィッティング結果である。

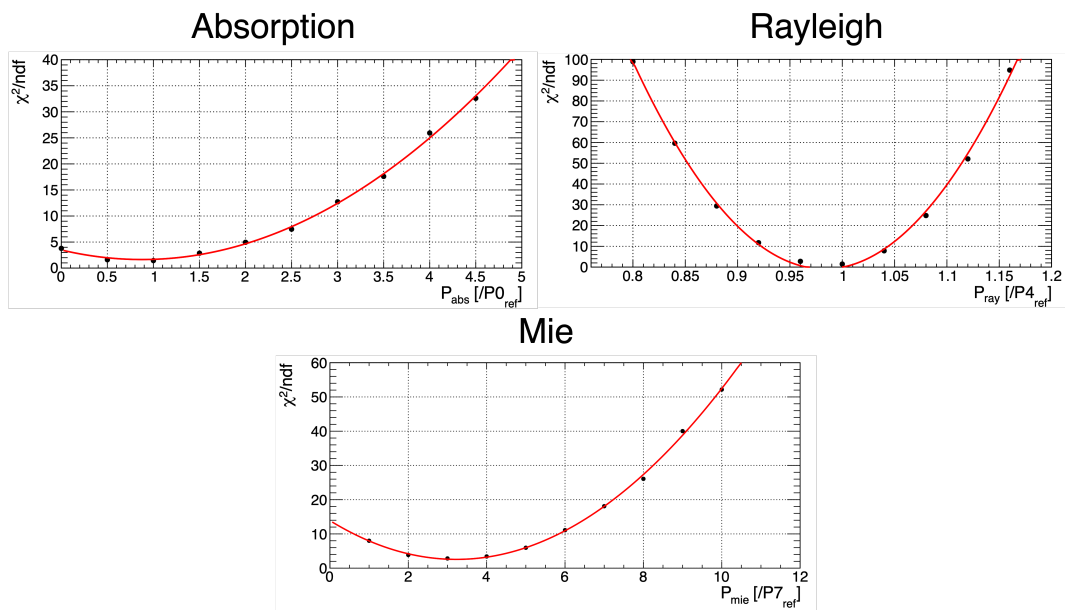


図 4.14: 2 次元分布の χ^2 の最小値から作成した χ^2 フィッティング結果 (337nm). 分布は左から $P_{\text{abs}}, P_{\text{ray}}, P_{\text{mie}}$ の結果である。

分布における各点は、入力変数を 1 つに固定したときの χ^2 の最小値である。図 4.15 は 337nm における $P_{\text{ray}} = 1.00$ としたときの $P_{\text{abs}}, P_{\text{mie}}$ に対する χ^2 の 2 次元分布である。この中から最も小さい χ^2 を分布の点として採用する。

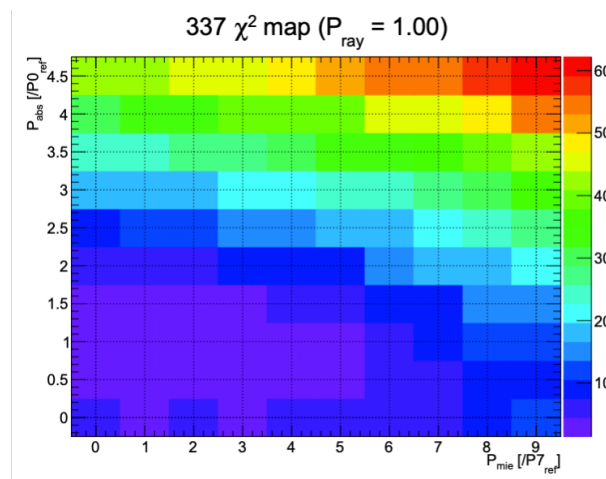


図 4.15: $P_{\text{ray}} = 1.00$ としたときの $P_{\text{abs}}, P_{\text{mie}}$ に対する χ^2 の 2 次元分布 (337nm)

χ^2 フィッティングから得られた $(P_{\text{abs}}^{\text{best}}, P_{\text{ray}}^{\text{best}}, P_{\text{mie}}^{\text{best}})$ が、各波長の減衰係数について SKDETSIM と SKG4 が最も合う組み合わせであり、この組み合わせを入力変数とするレーザー MC がその波長における水の吸収・散乱の効果を最も再現すると言える。全ての波長で最適な組み合わせを決め、それぞれの減衰係数を求めたのち、それらを式 4.8-4.11 でフィッティングする。このとき、 $P_0 - P_8$ はフリーパラメータとして設定し、新しい $P_0 - P_8$ を求めた。表 4.2 に今回求めた Water Parameter を表す。このパラメータを SKG4 に実装することで、水の透過率を再現することができる。

P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8
0.642	2.383×10^7	1.371	11.99	7.633×10^7	138568	1.266×10^{-4}	1.020×10^7	394.928

表 4.2: SKG4 における純水期 (2009 年以降) Water Parameter

図 4.16 に求めた透過率の波長依存性の結果を示す。実線が SKG4 における波長依存性、点線が SKDETSIM における波長依存性であり [56]、点が χ^2 フィッティングから得られた最適な組み合わせにおける減衰係数を表す。また、赤線が吸収、青線がレイリー散乱、ピンク線がミー散乱であり、黒線は 3つの効果を足し合わせた全体の減衰係数を示す。SKDETSIM では前方ミー散乱のみを非対称散乱の減衰係数に考慮しているのので、SKG4 のそれより小さいが、全体の減衰係数はほとんど同じである。

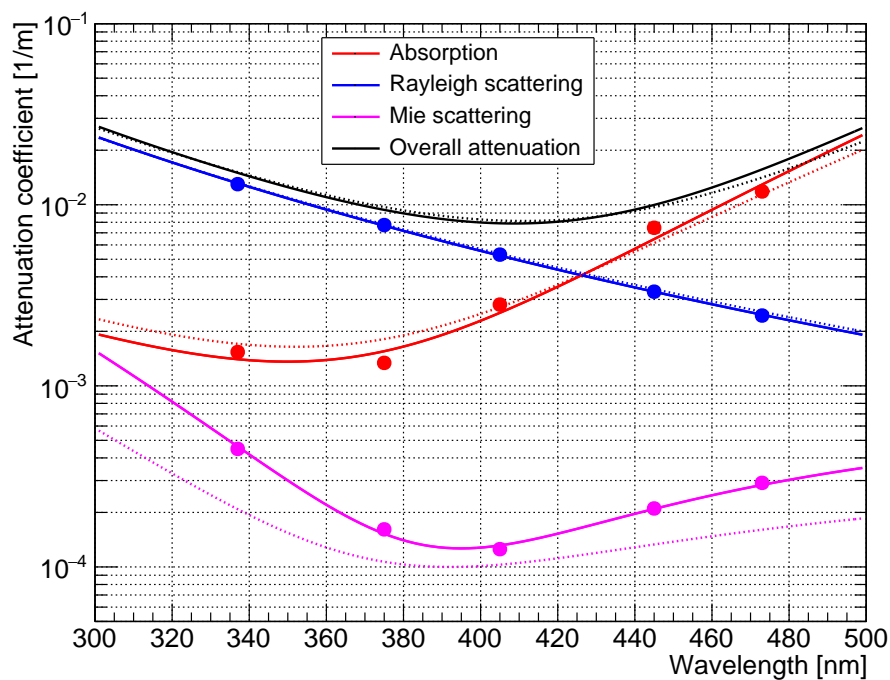


図 4.16: SK 純水期 (2009 年以降) における水の透過率の波長依存性. DETSIM では前方ミー散乱のみを非対称散乱の減衰係数に考慮しているのので、SKG4 のそれより小さいが、全体の減衰係数はほとんど同じである。

4.3 崩壊電子を用いた透過長の時期依存性の決定

水の透過長は観測時期によって変動するため、検出器内で止まった宇宙線ミュオンからの崩壊電子を用いて SK 全体における平均的な水の透過率の測定が行われている³。測定の際には、次の条件を満たす事象を崩壊電子によるイベントとして選択する。

- ミュオンが飛来した時間と崩壊電子候補事象の発生時間差 (Δt) : $3.0[\mu s] \leq \Delta t \leq 8.0[\mu s]$
- 崩壊電子候補事象の発生点と SK 内壁との距離 (d_{wall}) : $d_{wall} \geq 200[\text{cm}]$
- ミュオンが停止した点と崩壊電子候補事象の発生点との距離 (r_{ver}) : $r_{ver} \leq 250[\text{cm}]$

1つ目の時間の条件について、 μ 粒子の寿命は $2.2\mu s$ であるが、 μ 粒子由来の信号による影響を除くために十分に時間間隔が大きい事象を選択している。事象選別ののち、チェレンコフ光子が1つの PMT に与えた平均電荷量 Q/N (Q は観測した全電荷量、 N は PMT の本数) と、ヒットした PMT と事象発生点との距離 r を計算する。崩壊電子が放出するチェレンコフ光の総電荷量を Q_0 、水の透過長を L とすると、 Q/N は以下の式 4.17 で表される。

$$\begin{aligned} \frac{Q}{N} &\simeq \frac{Q_0}{N} \exp\left(-\frac{r}{L}\right) \\ \Leftrightarrow \ln\left(\frac{Q}{N}\right) &\simeq -\frac{r}{L} + \ln\left(\frac{Q_0}{N}\right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

図 4.17 左が r に関する Q/N 分布である。この分布の任意の領域で線形フィッティングを行い、得られた関数の傾きから水の透過長を求めることができる。また、3章で述べたように、PMT ゲインの時期変動の影響があるため、その補正をした上で透過長を測定している。図 4.17 右は、2009 年以降の SK 純水期間における水の透過長の時期変動を表している。

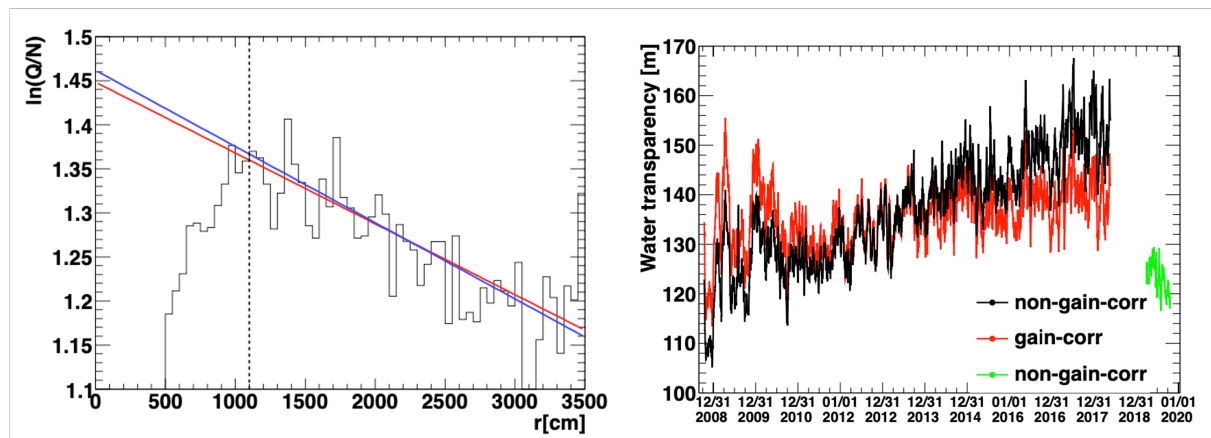


図 4.17: 電荷の平均 $\ln Q/N$ と距離 r の分布 (左) [53] と、2009 年以降の SK 純水における透過率の時期変動 (右) [51]. 左図の赤線がフィッティング結果を表している. 右図の黒線は PMT ゲイン補正をかけなかった場合, 赤線が補正をかけた場合の透過率を表す.

³厳密には、低エネルギー事象における手法であり、高エネルギー事象においては検出器内を突き抜ける μ 粒子を使う。

検出器 MC における透過長の時期変動は、吸収減衰係数を変化させることで実装している。減衰係数を補正する値を C_{abs} とすると、時期変動を考慮した透過長は以下の式 4.18 で書ける。

$$L(\lambda) = \frac{1}{(C_{abs} \times \alpha_{abs}) + \alpha_{ray} + \alpha_{mie}} \quad (4.18)$$

このとき、ある時点における透過長 ($WaterT$) と補正すべき係数 (C_{abs}) の関係が分かれば、任意の時期における透過長を再現する MC を作成することができる。よって、透過長と吸収補正係数の相関を表す関数を求めた。

相関を得るために、吸収補正係数を変えながら SKG4 で崩壊電子事象をシミュレーションした。補正係数は 0.30-1.75 の間で 0.05 刻みに 30 パターン作成した。その後、データの測定と同じく電荷と距離の分布を作成し、各係数における透過長をフィッティングによって求めた。図 4.18 の左図は $C_{abs} = 0.90$ のときの距離 (r)-電荷 (Q) 分布で、右図は透過長と補正係数の相関を表している。今回対象とする時期では、透過長は 110m-160m の間を推移しているため、相関を求める際にはこの領域でフィッティングした。結果、式 4.19 で表す関係式を得た。この式の $WaterT$ に測定された透過長を入れることで、MC の吸収減衰係数に乘算するパラメータが分かり、透過長の時期変動を再現することができる。

$$C_{abs} = -0.8113 + \frac{(2.475 \times 10^4)}{WaterT} \quad (4.19)$$

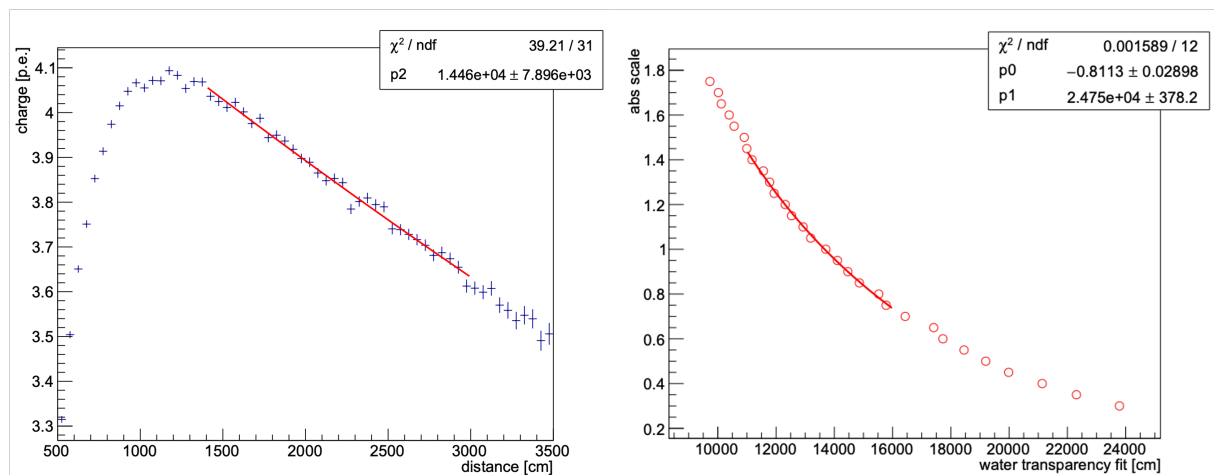


図 4.18: 崩壊電子 MC の電荷 Q のと距離 r の分布 (左) と透過長と補正係数の相関 (右). 左図は $C_{abs} = 0.90$ としたときの分布であり、この場合の透過長は 144.6m である. 右図の赤線のフィッティング結果が式 4.19 で表される関係である。

4.4 上下非対称パラメータの決定

4.4.1 水の透過率における上下非対称性

SK 内の超純水は、神岡鉱山内を流れる地下水を使用しており、地下水中の不純物 (微小なゴミや金属類、放射性物質など) による水質の低下を抑制するために、超純水循環装置が検出器に設置されている。循環装置で純化された水は配管を通してタンク下部から供給され、タンク上部で回収される。図 4.19 左は 2009 年以降の SK 純水期間における配管の模式図⁴を表し、右図は検出器内部の水温の位置依存性を表している [56]。この図から、 $z = -11\text{m}$ 以下の領域では水温は一樣になっており、水が常時対流していることがわかる。また、 $z = -11\text{m}$ より上に行くにつれて水温は上昇し、上下の温度差は最大で約 0.2°C 生じる。

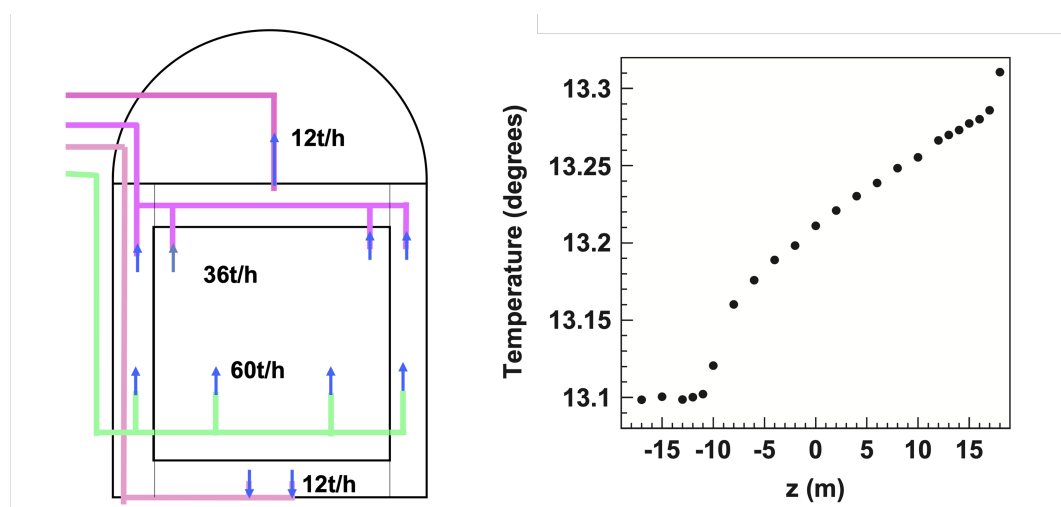


図 4.19: 2009 年以降の SK 純水期間における配管の模式図 (左) と検出器内部の水温の位置依存性 (右) [56]

この装置によって、検出器内の $z = -11\text{m}$ 以下では水の循環により水質は一定に保たれているが、それより上の領域では水温が変化し、加えて水の状態も悪くなることから透過率は最大で 5% ほど変化する。よって、検出器内における水質の上下非対称性を理解し、MC へ正確に導入することが必要である。そのため、SK では Xe 線源と、量子効率の測定で使用した NiCf 線源を用いてこの非対称性を見積もっている。Xe 線源による測定はほぼ毎日行われ、NiCf 線源は月毎に校正データを取得している。

検出器内の上下非対称性 (Top-Bottom Asymmetry : TBA) は次の式 4.20 で表される。

$$\text{TBA} = \frac{\langle N_{\text{top}} \rangle - \langle N_{\text{bottom}} \rangle}{\langle N_{\text{barrel}} \rangle} \times 100 [\%] \quad (4.20)$$

ここで、 $\langle N_{\text{top}} \rangle$, $\langle N_{\text{barrel}} \rangle$, $\langle N_{\text{bottom}} \rangle$ はそれぞれ検出器内の上面、側面、底面の PMT におけるヒットレートの平均を表す。図 4.20 は 2009 年からの SK 純水期間における TBA の推移を表す [60]。図中の赤点が Xe データ、青点が NiCf データによって測定された TBA を示している。SK 上面部でのヒットレートは底面部でのヒットレートに比べ、最大で 5% 程度小さいことがわかる。

⁴現在は SK-Gd のためにさらに配管を増やして、検出器内における Gd 濃度の一様性を担保できるように改良されている。

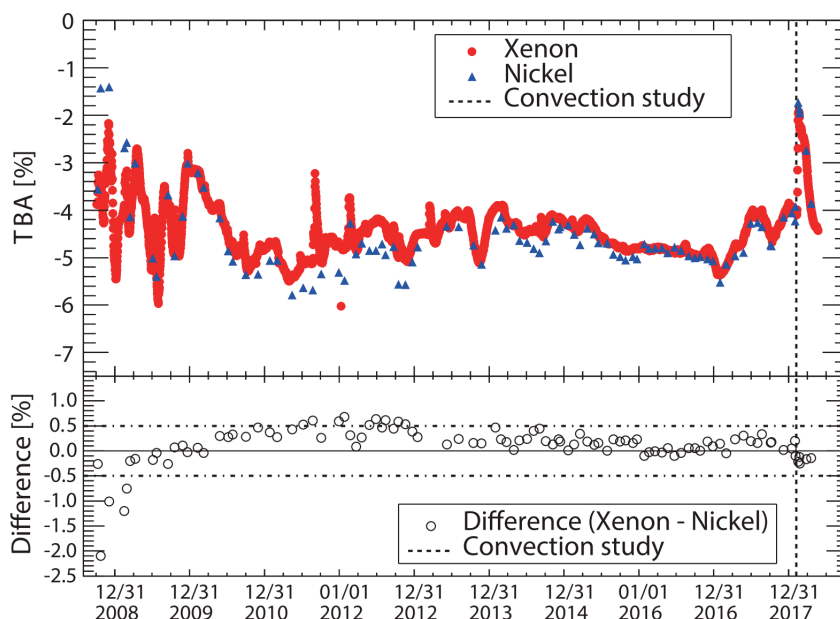


図 4.20: 2009 年からの SK 純水期間における TBA の推移 [60]. 図中の赤点が Xe データ, 青点が NiCf データによる測定された TBA を示している.

4.4.2 検出器 MC における水質の上下非対称性の導入

SK では TBA によって光子の吸収効果が変わると考えており、検出器 MC における水の透過長 (吸収減衰係数) に対し位置依存性を持たせることで上下非対称性を導入している。このとき、位置依存性は高さ z 方向に 1 次の形で変動すると仮定している。式 4.21 は吸収減衰係数に位置依存性を加えた形を表しており、図 4.21 はそのモデルを模式的に表したものである。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda, z) = \begin{cases} \alpha_{\text{abs}}(\lambda) \times (1 + z \times \beta) & (z > -11\text{m}) \\ \alpha_{\text{abs}}(\lambda) \times (1 - 11 \times \beta) & (z \leq -11\text{m}) \end{cases} \quad (4.21)$$

ここで、 β は水質の上下非対称性を表すパラメータで、位置依存性を線形で仮定した際の傾きである。また、先述した通り検出器内の水質は $z = -11\text{m}$ を境に変化し、吸収減衰係数は $z = -11\text{m}$ 以下で高さに関わらず一定の値を持つとする。

この上下非対称性パラメータ β と TBA の相関を得ることで、検出器 MC に水質の上下非対称性を再現できる。この相関を調べるため、MC(SKG4) で任意の β を設定して NiCf 線源を再現したシミュレーションを作成する。量子効率の測定・解析と同様に各 PMT におけるヒットレートを計算することで、ある β における TBA を求めることができる。そして、 β を変化させながら TBA を計算し、両者の相関を得る。図 4.22 は複数の β におけるヒットレートの分布であり、図 4.23 は β と TBA の相関を表している (これらの図は観測時期を 2018 年 2 月 1 日で想定している)。相関の図から、 β と TBA は線形の関係を持つことがわかり、1 次関数でフィッティングすることで β を TBA の関数として以下のように表すことができる。

$$\beta = \text{slope} \times \text{TBA} + \text{intercept} \quad (4.22)$$

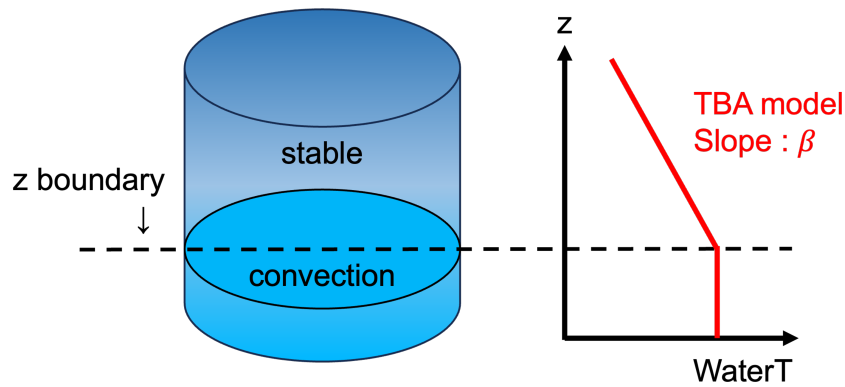


図 4.21: 検出器 MC における TBA のモデル. 水の状態の境界 (z boundary) は $z = -11\text{m}$ である.

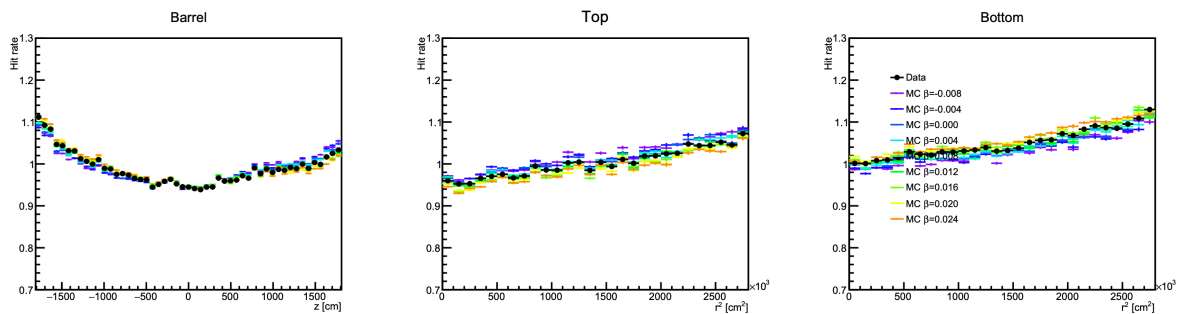


図 4.22: 複数の β における NiCf 線源の MC のヒットレート分布. 分布中の色は設定した β に対応している.

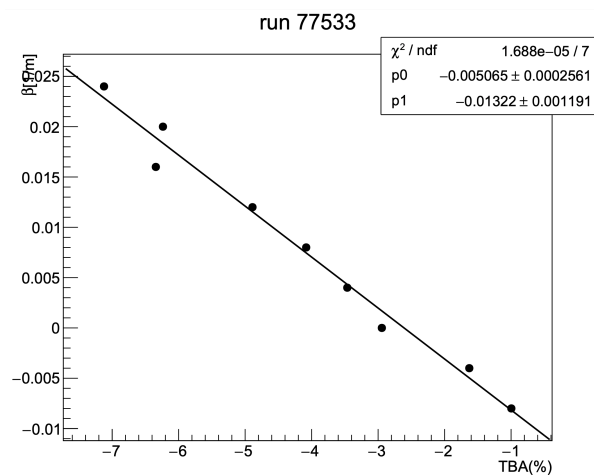


図 4.23: β と TBA の相関. 線形でフィッティングすることで両者の関係式を得る. 図 4.22 およびこの図は観測時期を 2018 年 2 月 1 日で想定している.

また、TBA は時期変動しているため、 β に対して時期依存性を持たせる。そのため、複数の時期における NiCf 線源を再現する MC を作成し、各時期で同様に β を変えて TBA を計算する。今

回再現する NiCf データは 2010 年 7 月から 2018 年 2 月に取得されたものから 13 の run を選んだ。4.3 節で説明したように、水の透過長は時期変動しているので、フィッティングで得られた slope と透過長 (L) の相関から、slope の時期依存性を考慮する。また、slope が変わることによって intercept も変化するので、slope と intercept の相関から、intercept の時期依存性を考える。図 4.24 に各データ取得時期におけるこれらの相関を示す。この結果から、slope と intercept の時期依存性は次の式 4.23, 4.24 のように決定した。

$$\text{slope} = (1.375 \times 10^{-10}) \times L^2 - (4.284 \times 10^{-6}) \times L + 0.2763 \quad (4.23)$$

$$\text{intercept} = 3.643 \times \text{slope} + 0.00659 \quad (4.24)$$

この式と各時期における透過長から β を計算し、検出器 MC に水の上下非対称性を導入することができる。

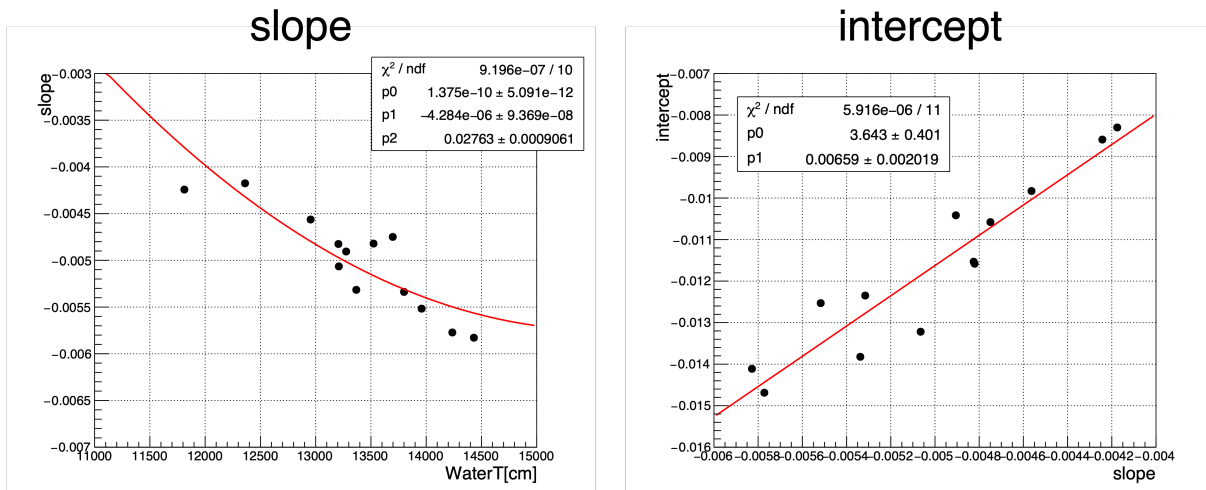


図 4.24: slope と intercept の透過長 (L) に対する相関

4.5 エネルギー再構成における位置依存性の補正

エネルギーの再構成は有効ヒット数 N_{eff} に基づいて求める。 N_{eff} の計算の際に、光子が水中をどのくらいの距離進むかを考える必要がある。波長 λ の光子が距離 r だけ進むとき、水との反応断面積は以下の式 4.25 で書ける。

$$\sigma(\lambda) = \alpha_{\text{abs}}(\lambda) \left[1 + \beta \left(z + \frac{1}{2} \cdot dz \right) \right] + \alpha_{\text{sca}} \quad (4.25)$$

このとき、 dz は光子の進行方向の z 成分であり、 α_{sca} は対称散乱 (レイリー散乱) と非対称散乱 (ミー散乱) の減衰係数の和である。この式から、光子の生存確率 p は次の微分方程式の解で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dr} &= -\sigma(\lambda)p \\ \Leftrightarrow p &= \exp[-\sigma(\lambda) \cdot r] \end{aligned} \quad (4.26)$$

ただし、チェレンコフ光子1つ1つの波長を知ることはできないので、その生存確率を光子の波長についての積分で評価する。つまり、光子が事象発生点から i 番目の PMT に到達する確率 p_i は次の式 4.27 で表される。

$$p_i = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \omega_0(\lambda) \exp[-\sigma_i(\lambda) \cdot r_i] d\lambda \quad (4.27)$$

ここで、 $\omega_0(\lambda)$ は図 4.25 で表されるチェレンコフ光子の波長の確率密度分布であり、積分範囲は、この分布が値を持つ波長の最小値 (300nm) から最大値 (650nm) を選んでいる [51]。またこの確率 p_i と実効的な水の透過長 L_{eff}^i の関係から以下の式が得られる。

$$p_i = \exp\left(-\frac{r_i}{L_{\text{eff}}^i}\right) \\ \Leftrightarrow L_{\text{eff}}^i = -\frac{r_i}{\ln\left(\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \omega_0(\lambda) \exp[-\sigma_i(\lambda) \cdot r_i] d\lambda\right)} \quad (4.28)$$

以上より、実効的な水の透過長 L_{eff}^i は事象発生点とヒットした PMT の距離から一意に決まる。この式から、実効的な透過長だけ進んだ光子を基準とする係数 $\exp(r_i/L_{\text{eff}}^i)$ を計算し、 N_{eff} を補正する。

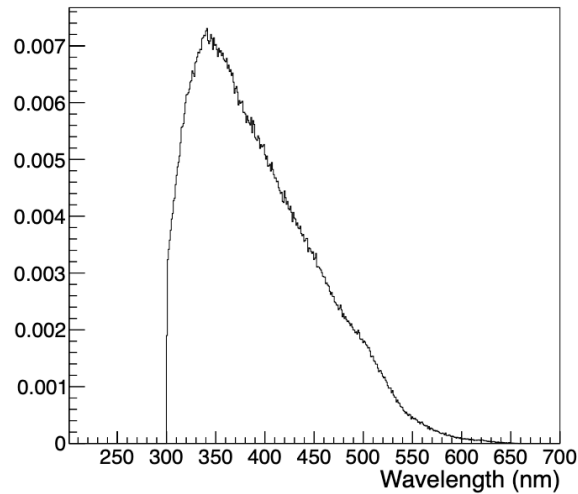


図 4.25: チェレンコフ光子の波長の確率密度分布 $\omega_0(\lambda)$ [51]

また、光子が進む距離の違いによって水中における散乱の効果も変化するので、 N_{eff} を計算する際にはその散乱の影響も考慮しなければならない。このとき、式 4.25 に基づいて L_{eff}^i を計算し補正を行うと、 N_{eff} に位置依存性が現れることが確認されている。

図 4.26 は、10MeV の電子を検出器中心から等方に発射する MC を SKG4 で作成し、その N_{eff} の位置依存性を表した分布である。左図は散乱の寄与を通常通りに考えた分布 (デフォルト, $\alpha_{\text{sca}} = \alpha_{\text{sym}} + \alpha_{\text{asym}}$) で、右図は散乱の寄与を 0 にしたときの分布 ($\alpha_{\text{sca}} = 0$) である。この分布から、デフォルトの散乱の場合で約 0.75%、 $\alpha_{\text{sca}} = 0$ の場合で約 0.79% の位置依存性が現れている (位置依存性の計算方法は後ほど説明する)。水中における光子の散乱による寄与がどの程度かを正確に見積もることは難しいため、式 4.25 の散乱減衰係数に対して補正係数 C_{sca} を乗算することで N_{eff} の位置依存性を抑制する。

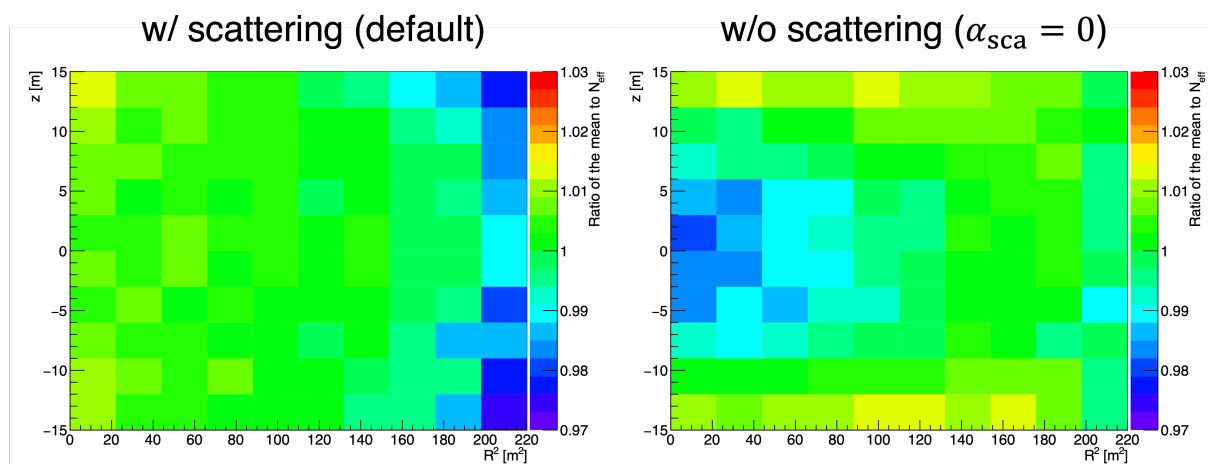


図 4.26: 事象発生点における N_{eff} の位置依存性. 左図は散乱の寄与を変えていないときの分布 (デフォルト) で、右図は散乱の寄与を 0 にしたときの分布 ($\alpha_{\text{sca}} = 0$).

補正係数を決定するため、 C_{sca} を変えながら先述した 10MeV 電子のシミュレーションにおける N_{eff} を計算し、位置依存性が最も小さくなる点を探す。位置依存性の計算には平均からのばらつき具合を表す標準偏差 σ を使用する。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_i^{N_{\text{bin}}} (N_{\text{eff},i} - N_{\text{eff,ave}})^2} \quad (4.29)$$

ここで、 N_{bin} は N_{eff} 2次元分布におけるビン数である。よって、 N_{eff} の位置依存性 (p.d) は次の式 4.30 でかける。

$$\text{p.d}[\%] = \frac{\sigma}{N_{\text{eff,ave}}} \times 100 \quad (4.30)$$

それぞれの C_{sca} における位置依存性をプロットしたものが図 4.27(左) である。この結果から、2次関数でフィッティングすることにより最小の位置依存性を与える補正係数を得ることができる。結果、 $C_{\text{sca}} = 0.516$ となった。この値を用いて再度位置依存性を計算した。図 4.27 右はそのときの分布であり、位置依存性は 0.52% と改善した。また、同じ解析が SKDETSIM でも行われており、その場合では $C_{\text{sca}} = 0.601$ 、位置依存性は約 0.5% となっている [51]。

4.6 LINAC を用いたエネルギー較正

観測事象のエネルギースペクトラムを測定する上で、エネルギースケールの絶対値を較正することは必要不可欠である。SK では電子線形加速器 LINAC (Linear accelerator) と DT (Deuterium-Tritium neutron generator) によって、低エネルギー事象 ($\mathcal{O}(10)$ MeV) におけるエネルギースケールを較正している。検出器 MC で実データにおけるエネルギーの情報を精度よく再現するためには、これらの較正で得られたエネルギースケールに関する情報を MC にフィードバックすることが必要である。

- LINAC : SK の上部に設置された電子線形加速器 LINAC から 18MeV 以下の決まったエネルギーを持つ電子を検出器内の異なる位置から下向きに発射し、エネルギースケールの絶対値を較正する。また、エネルギー再構成の位置依存性における系統誤差を見積もっている。

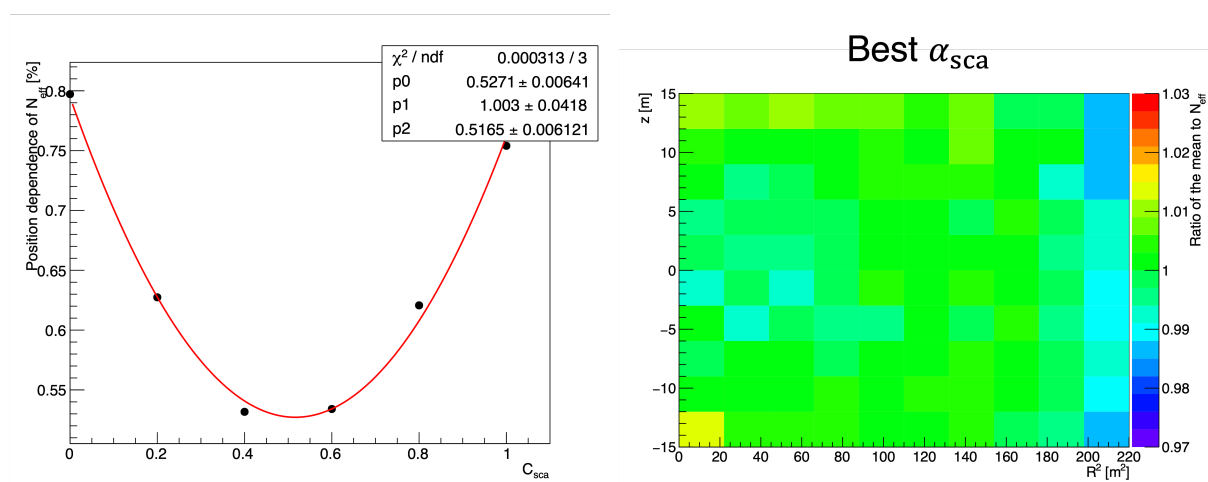


図 4.27: 各 C_{sca} における位置依存性のフィッティング結果及び最適補正係数における N_{eff} の位置依存性

- DT : ^{16}N の β 崩壊によって放出される電子を用いて LINAC で得られたエネルギースケールの妥当性を検証し、エネルギー再構成の方向依存性における系統誤差を見積もっている。

LINAC では、検出器 MC におけるエネルギースケールを決める COREPMT(3.2.3 項参照) を決定する。さらに、複数の位置で取得された LINAC データと検出器 MC の結果を比較し、エネルギー再構成の位置依存性に対する系統誤差を評価している。

DT は、 ^3H (トリチウム) と ^2H (重水素) によって 14.2MeV の中性子を生成するジェネレータであり、この中性子が水中の ^{16}O と反応することで ^{16}N が生成される。その後、 ^{16}N の崩壊によって電子と γ 線が等方に放出される。DT は LINAC に比べて準備や測定が容易であり、電子が等方に放出されることから、LINAC では確認できなかったエネルギースケールの方向依存性を評価することができる。これらの点から、DT は LINAC で見積もったエネルギースケールの妥当性やその方向依存性に対する系統誤差を評価することを目的としている。

今回は、LINAC の測定データとそれを再現した検出器 MC によってエネルギースケールの較正を行ったので、その方法と結果について述べる。

4.6.1 LINAC

LINAC は、SK タンクの上部に設置された電子線形加速器であり、単一のエネルギーを持つ電子を打ち出すことができる。図 4.28 に LINAC 較正におけるセットアップの模式図を示す [61]。LINAC で生成した電子ビームは図 4.28 中の 3 つの磁石 (D1-D3 Magnet) によって向きを変え、キャリブレーションホールに挿入されたビームパイプを通して下向きに入射される。入射する電子のエネルギーは 4.4-18.9MeV の間で特定の値を選択でき、生成された電子ビームのエネルギーはゲルマニウム検出器で測定を行う。

2009 年以降の SK 純水期における LINAC の測定は 2009 年・2010 年・2012 年・2016 年・2017 年の 5 回実施され、データ取得が行われた。キャリブレーションホールとビームパイプの長さは固定されており、図 4.28 における A-I の計 9 点の位置で測定が行われた。また、表 4.3 にその入

射位置を示す。LINAC 較正から得られるエネルギースケールに関する情報は検出器 MC にフィードバックされ、先述した係数 COREPMT の決定にこの較正結果が用いられる。

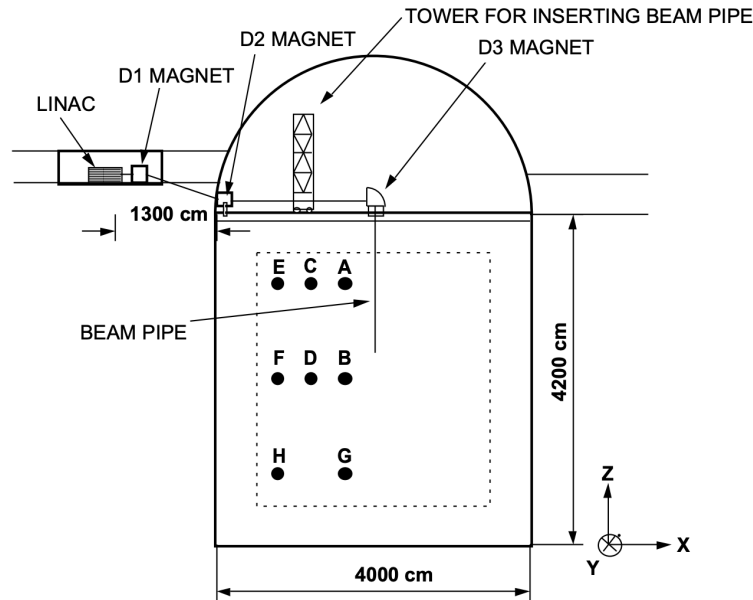


図 4.28: LINAC 較正におけるセットアップの模式図 [61]. 図中の A-I は電子ビームの入射位置を示している。

入射箇所	x [cm]	y [cm]	z [cm]
A	-388.9	-70.7	1197.0
B	-388.9	-70.7	-6.0
C	-813.1	-70.7	1197.0
D	-813.1	-70.7	-6.0
E	-1237.0	-70.7	1197.0
F	-1237.0	-70.7	-6.0
G	-388.9	-70.7	-1209.0
H	-813.1	-70.7	-1209.0
I	-1237.0	-70.7	-1209.0

表 4.3: LINAC における電子ビームの入射位置

4.6.2 エネルギースケールの測定

SKG4 で使用する COREPMT の決定のため、LINAC のデータとそれを再現した MC を用意し、解析を行なった。2009 年の LINAC 測定は、検出器の水質の状態が悪かったため、解析には 2010 年以降の 4 つの測定結果を使用する。3.3 節で述べた方法でこれまでと同様に再構成位置・方向・有効ヒット数などを計算した。図 4.29 は 2017 年のある LINAC run の結果であり、位

置 $(x, y, z) = (-1237.0\text{cm}, -70.7\text{cm}, 1197.0\text{cm})$ からエネルギー 8MeV の電子を下向きに射出した LINAC データと MC を比較した分布である。

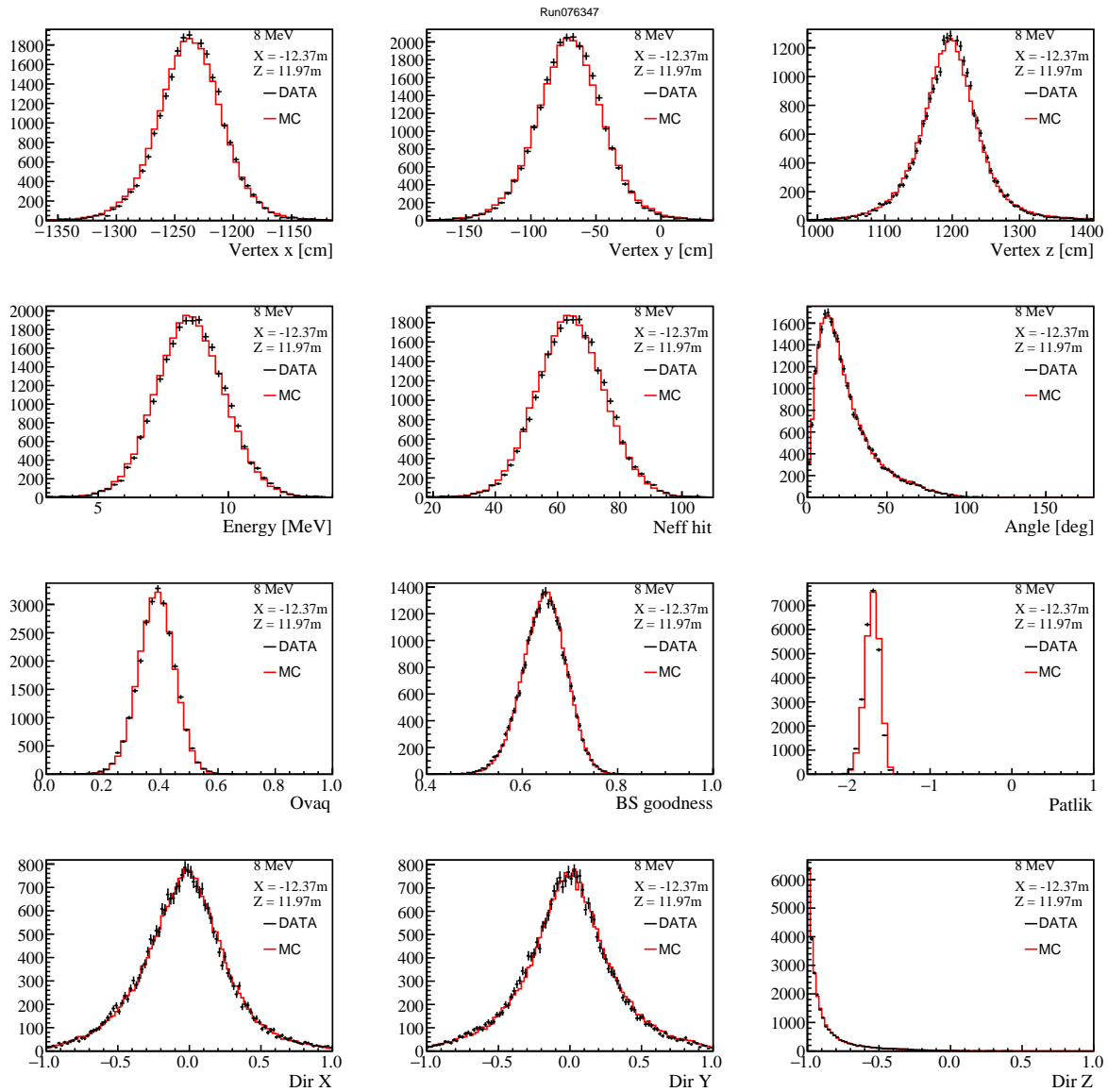


図 4.29: LINAC データの事象再構成結果. 位置 $(x, y, z) = (-1237.0\text{cm}, -70.7\text{cm}, 1197.0\text{cm})$ からエネルギー 8MeV の電子を下向きに射出した,2017 年の LINAC データ及び MC の結果を示す. 各ヒストグラムはその横軸の項目に対応し, 黒がデータ, 赤が MC の結果を表す.

COREPMT は N_{eff} のデータと MC の比から計算する。各 LINAC run の N_{eff} 分布のピークを比較し、その比の平均が 1 となるような値を MC 作成時の使用した COREPMT にかけることで、新しい COREPMT を求める。比の平均の計算には、2010 年・2012 年・2016 年・2017 年に 6,8,12,18MeV の電子を入射した LINAC run を用いた。結果、新しい値として COREPMT = 0.9037 を得た。図 4.30 に 2010 年以降の 4 つの LINAC 測定データと新 COREPMT を使用して作成した MC の、 N_{eff} のエネルギーごとの比を示す。各マーカーは凡例の電子入射位置に対応している。また、図 4.30 中の赤線は差異 $\pm 1.0\%$ を表しており、データと調整後の MC の違いは概ねその範囲内で推移

していることがわかる。

なお、現在 SKDETSIM の該当期間で使用されている COREPMT は 0.8662 であり、SKG4 のものに比べて小さい。この差は両者の電磁気的なモデルの違いによって生まれており、DETSIM は G4 に比べてチェレンコフ光子を多く放出することに起因している⁵。

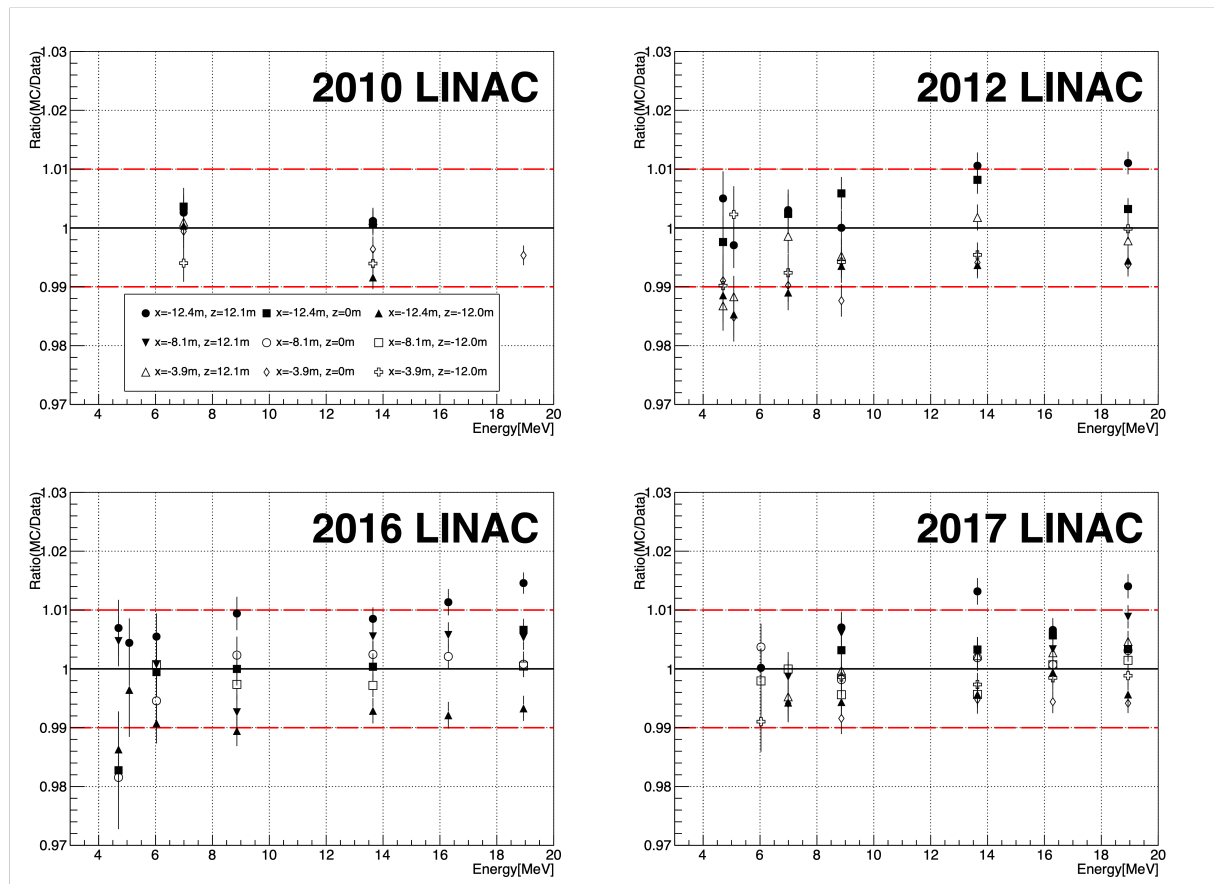


図 4.30: 2010 年-2017 年の LINAC データと MC の N_{eff} の比. MC は新たに求めた COREPMT を採用してシミュレーションした. マーカーは凡例の電子入射位置に対応し, 図の赤線は差異 $\pm 1.0\%$ を表す.

⁵SKG4 の電磁気モデルを SKDETSIM で使用されているものに変更すると、チェレンコフ光子が増えることが確認されている。

第5章 中性子-酸素原子核反応のシミュレーション解析

ここでは、本研究のテーマである、T2K 実験における中性カレント反応を様々な中性子-酸素原子核反応 (2次反応) モデルを用いてシミュレーションした結果を述べる。シミュレーションは、3章で示した流れ及びセットアップで行い、先行研究と同様の事象選別をすることで、当時のデータ及びシミュレーション結果と比較する。比較には2次反応における γ 線の情報がわかるチェレンコフ角度分布と再構成エネルギー分布を使用する。

5.1 事象選別

SKで観測されるT2Kニュートリノ由来の事象は、今回ターゲットとするNCQE反応事象以外にも、CCQE事象やビームとは無関係な事象(放射線による背景事象)などが含まれている。そこで、NCQE信号を効果的に選択し、他のイベントを除外するような事象選別を行うことで、NCQE反応を多く含んだイベント結果を得ることができる。シミュレーションにおいても同様に複数の反応を仮定しているので、データと同じく事象選別を行う。表5.1に今回の解析で用いたシミュレーションにおける事象選別の種類を示す。各選別の条件は、先行研究と同じである。[23]。

No.	Selection
1	Energy Window
2	Fiducial Volume cut
3	Low Energy background cut
4	CC intraction cut

表 5.1: 本解析で用いる NCQE 事象選別の手順

Energy Window

本解析では、ターゲットとする事象の再構成エネルギーの範囲を以下のように定めた。

$$3.49 \leq E_{\text{rec}} \leq 29.49 \quad (5.1)$$

エネルギーの下限は、SKにおけるエネルギー閾値と同じである。上限は、NCQE信号が減少し始め、 $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$ の反応によって生じる電子(Michel electron)由来の背景事象が増加し始める30MeVを基準として選んだ。

Fiducial Volume cut

SK タンクの壁面近くでは、周りの岩盤との相互作用によって放射線が発生する。これらの背景事象を削減するために、SK タンク壁から 2m 以上離れた領域で起こった事象を選択する ($d_{\text{wall}} > 2\text{m}$)。この領域は有効体積 (Fiducial volume : FV) と呼ばれ、他の SK 解析でも広く用いられている条件である。また、6MeV 以下の低エネルギー事象では FV カット後も背景事象が残るため、次に説明するさらに厳しい条件を課している。

Low Energy background cut

6MeV 以下の低エネルギー事象では、 d_{wall} , effwall , $\text{ova}Q$ の 3 つのパラメータを用いて事象選別を行う。これらのパラメータによる選別は、ビーム出力と検出器の状態が各 Run ごとに異なるため、それぞれの Run ごとに条件が設定される。信号を区別するために、次の式 5.2 で定義される性能指数 (Figure of Merit : FOM) を考える。

$$\text{FOM} = \frac{N_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{sig}} + N_{\text{bkg}}}} \quad (5.2)$$

ここで、 N_{sig} は MC における NCQE 反応数、 N_{bkg} は NCQE 反応以外の事象数である。FOM は、3 つのパラメータ (d_{wall} , effwall , $\text{ova}Q$) を変えながら、3.49-5.99MeV 内で 0.5MeV ずつ区切った 5 領域に対してそれぞれ計算される。表は各パラメータの変化させる領域とその間隔をまとめたものである。

パラメータ	最小値	最大値	間隔
d_{wall} [cm]	200	320	10
effwall [cm]	200	1200	10
$\text{ova}Q$	0.20	0.30	0.01

表 5.2: FOM の計算に用いる各パラメータの変化領域と間隔

各パラメータを動かしながら FOM を計算し、FOM が最大になるような (最適化) d_{wall} , effwall , $\text{ova}Q$ をエネルギーの関数として分布を作成する。図 5.1 は Run8 における d_{wall} , effwall , $\text{ova}Q$ の最適化分布である [23]。各分布を一次関数でフィッティングし、フィッティング関数より上に位置する事象が NCQE 事象として選択される。 d_{wall} と effwall は、2 つの連続するビンで最適化された値が 200cm (FV カット基準と同じ) である場合、2 つ目の 200cm ビンの後の領域はフィッティングには含めない。Run8 であれば、次の式 5.3 を満たす事象を NCQE 反応として選択する。

$$\begin{cases} d_{\text{wall}} > 539.2 - 80.0 \times E_{\text{rec}} \\ \text{effwall} > 1668.8 - 266.0 \times E_{\text{rec}} \\ \text{ova}Q > 0.3771 - 0.042 \times E_{\text{rec}} \end{cases} \quad (5.3)$$

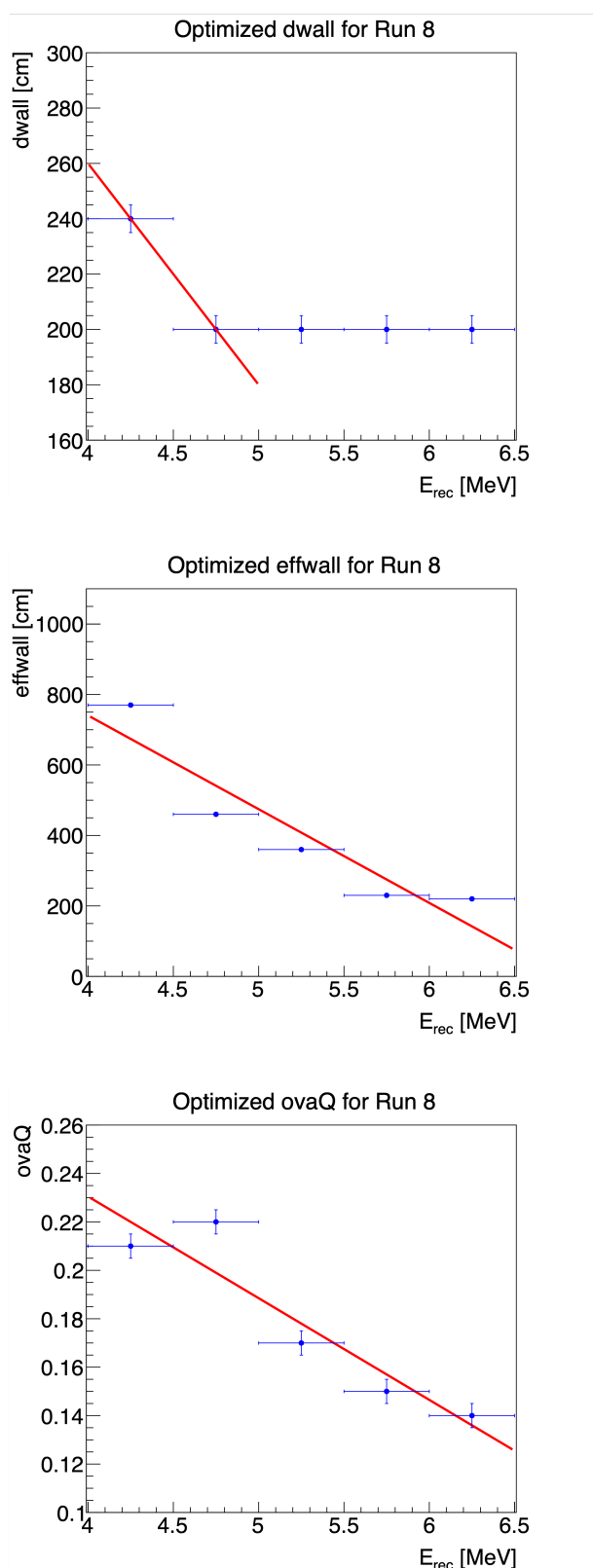


図 5.1: Run8 における各エネルギーによる dwall(上), effwall(中央), ovaQ(下) の最適化分布 [23]. 分布中の赤線は、一次関数でフィッティングした結果である。

CC intraction cut

質量に比べてエネルギーの大きい単一荷電粒子がチェレンコフ放射を起こした際、相対論的効果によりチェレンコフ角度 (θ_C) は 42° 付近に再構成される。一方、エネルギーの小さい粒子（例えば 250MeV 以下の μ など）はチェレンコフ角度の値は 42° よりも小さくなる。CC 反応によって放出される μ 粒子はこれに該当し、 35° 付近にピークをもつが、その μ 粒子由来の崩壊電子事象は 42° 付近にピークをもつ。このような事象を除去するために、再構成エネルギー (E_{rec}) とチェレンコフ角度 (θ_C) の 2次元分布を用いて選別を行う。この時、式 5.4 で定義される関数より上に位置する事象を NCQE 信号として、先述した FOM を計算し、最適なパラメータを求める。各パラメータは FHC、RHC でそれぞれ計算する。

$$\theta_C = a_{\text{opt}} \times E_{\text{rec}} + b_{\text{opt}} \quad (5.4)$$

表 5.3 に FHC,RHC それぞれにおける CC カットののための一次関数パラメータを示す。図 5.2 は FHC モードにおける、NCQE,CCQE,CC-other(CCQE 以外の CC 反応) の $E_{\text{rec}}-\theta_C$ 2D 分布である [23]。このカットにより、NC 事象を 9 割以上残しながら、CC 事象を 7 割程度除去することができる。

Horn Current	a_{opt}	b_{opt}
FHC	1.67832	17.7273
RHC	1.57343	17.7273

表 5.3: CC カットののために用いる最適化関数のパラメータ

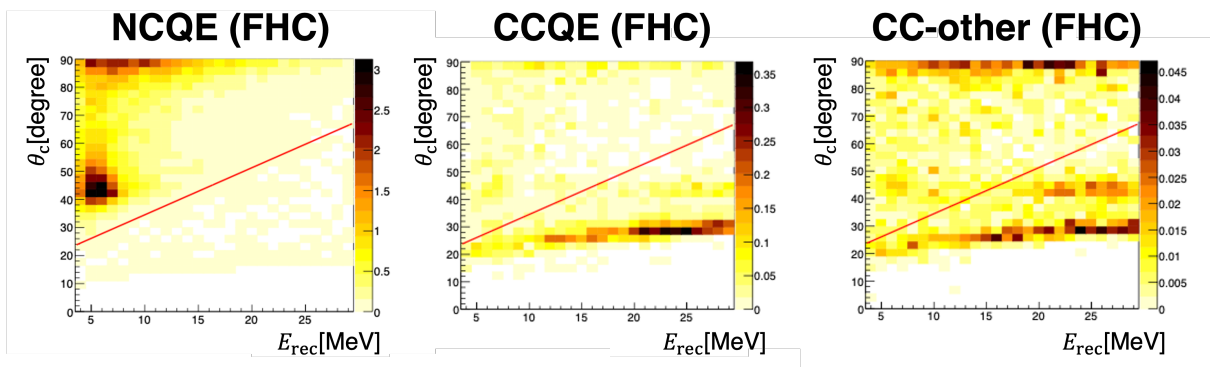


図 5.2: FHC モードにおける NCQE, CCQE, CC-other の $E_{\text{rec}}-\theta_C$ 2D 分布 [23]

5.2 データセット

今回用いるのは、2010年から2018年の間 (Run1-Run9) の T2K 実験でのデータであり、FHC モードで 14.94×10^{20} POT、RHC モードで 16.35×10^{20} POT 取得された。表 5.4 に各 Run の運転期間、運転モード、POT の情報を示す。規格化に用いる POT はこの表に基づいて計算を行う。なお、本研究で使用するデータは、先行研究で事象選別を全て終えた最終結果である。

T2K Run#	Horn Current Mode	開始日時	終了日時	POT[$\times 10^{19}$]
1	FHC	2010/1/23	2010/1/26	3.26
2	FHC	2010/11/18	2011/3/11	11.22
3b	FHC	2012/3/8	2012/3/22	2.17
3c	FHC	2012/4/8	2012/6/9	13.28
4	FHC	2012/10/19	2013/3/8	35.97
5a	FHC	2014/5/21	2014/5/29	0.66
5b	FHC	2014/5/29	2014/6/3	1.78
		2014/6/24	2014/6/26	
5c	RHC	2014/6/4	2014/6/24	3.26
6a	FHC	2014/11/2	2014/11/4	1.03
		2015/1/12	2015/1/16	
		2015/2/25	2015/2/27	
6b	RHC	2014/11/4	2014/11/25	13.04
		2014/11/29	2014/12/22	
6c	RHC	2015/2/27	2015/3/12	5.25
6d	RHC	2015/3/12	2010/4/1	7.89
6e	RHC	2015/5/8	2015/5/20	9.29
		2015/5/22	2015/6/3	
6f	FHC	2015/6/1	2015/6/3	0.89
7a	FHC	2016/2/1	2016/2/3	0.89
7b	RHC	2016/2/3	2016/5/18	34.99
7c	FHC	2016/5/19	2016/6/3	3.96
8	FHC	2016/10/27	2017/4/12	70.70
9a	FHC	2017/10/17	2017/10/22	2.04
9b	RHC	2017/10/22	2017/12/6	26.53
9c	RHC	2017/12/6	2017/12/22	10.25
9d	RHC	2018/3/9	2018/5/31	51.10
Total	FHC	-	-	149.38
	RHC	-	-	163.46

表 5.4: T2K Run1-Run9 のデータセット

5.3 解析結果と考察

5.3.1 FHC モード

図 5.3 に FHC モードにおけるデータと各 MC の比較結果を示す。左図がチェレンコフ角度分布を、右図が再構成エネルギー分布を表している。図中の点がデータ、黒線のヒストグラムが先行研究の BERT(旧バージョン) [23]、橙線のヒストグラムが INCL++ w/G4PreCompound、紫点線のヒストグラムが INCL++ w/NucDeEx の MC の結果である。各 MC は、これまでに述べた事象再構成・規格化・選別方法を経てデータと比較する。また、データと各 MC の事象数を表 5.5 にまとめた。

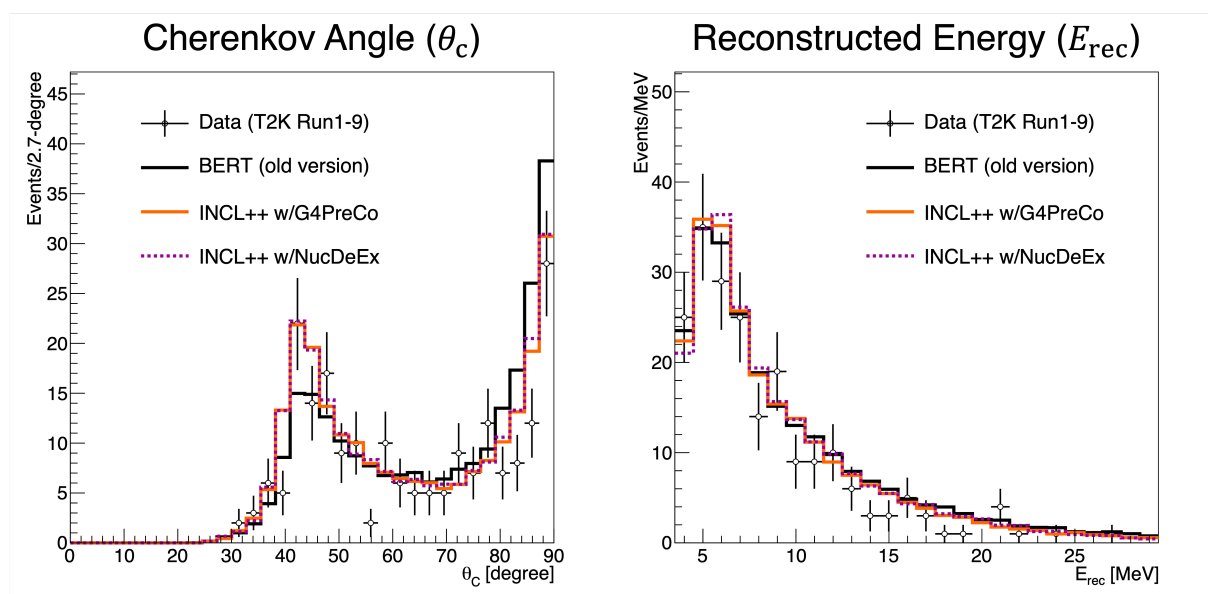


図 5.3: FHC モードにおけるチェレンコフ角度分布 (左) と再構成エネルギー分布 (右) のデータと MC の比較。図中の点がデータ、黒線のヒストグラムが先行研究の BERT(旧バージョン) [23]、橙線のヒストグラムが INCL++ w/G4PreCompound、紫点線のヒストグラムが INCL++ w/NucDeEx の MC の結果を表す。

	データ (Run1-Run9)	BERT (旧バージョン)	INCL++ w/G4PreCo	INCL++ w/NucDeEx
事象数	204	238.4	232.5	234.9

表 5.5: FHC モードにおけるデータと MC の事象数

また、各モデルの結果がデータをどの程度再現しているかを定量的に評価するため、 χ^2 を計算した。 χ^2 は先述した式 2.9 を用いる (2.4 節を参照)。表 5.6 に、チェレンコフ角度と再構成エネルギーの各モデルにおける χ^2 の値を示す。 ndf は各分布の自由度を表す。

χ^2/ndf	BERT (旧バージョン)	INCL++ w/G4PreCo	INCL++ w/NucDeEx
θ_c	41.0/22	27.9/22	30.1/22
E_{rec}	17.4/20	16.0/20	17.4/20

表 5.6: FHC モードにおけるチェレンコフ角度と再構成エネルギーの χ^2 計算結果

チェレンコフ角度 (θ_c) について

チェレンコフ角度は放出される γ 線の数に対応し、1 本のガンマ線由来の事象は 42° 付近に、複数本のガンマ線由来の事象は大角度に再構成される。図 5.3 左から、核内カスケードモデルを BERT から INCL++ に変更すると、その蒸発モデルによらず分布中の 2 つのピークにおけるデータと MC の差が小さくなっていることがわかる。特に、 42° 付近では BERT で少なく見積もられていた部分が増え、大角度付近で多く見積もられていた部分が減る方向にシフトする傾向が見られた。BERT と INCL++ で事象数は同程度であることから、INCL++ は BERT で見えていた 2 ピークの過不足分を改善できることを示唆している。また、表 5.6 から、INCL++ の χ^2 は BERT のそれより小さく、INCL++ は BERT よりデータを再現できると考えられる。

また、INCL++ で用いた 2 つの蒸発モデル (G4PreCompound と NucDeEx) については、両者で同程度の結果を得ることができた。表 5.6 にある両者の $\chi^2(\theta_c \text{ 分布})$ についても、同じくらいの値を示していることがわかった。

一方、この傾向は SK-Gd 実験における大気ニュートリノの NCQE 反応測定で得られた結果でも同様であり、BERT に比べて INCL++ がデータをより再現することを報告した [13, 32]。各モデルにおけるデータの再現性の違いは、BERT と INCL++ における蒸発モデルの脱励起の記述方法の違いに起因していると考えられている。BERT の蒸発モデル (BERT unique) は脱励起の遷移を連続的なものと仮定しており、励起エネルギーが 10^{-15} MeV を下回るまでガンマ線を放出する。しかし、原子核の脱励起は離散的であるので、BERT unique は現実の系と比べて放出する γ 線の本数を多めに見積もっていると考えている。一方、INCL++ で使用できる蒸発モデルは脱励起の遷移を離散的に取り扱っており、現実をよりよく再現していると推察している。

図 5.4 は大気ニュートリノの NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応で放出される γ 線の本数について、複数のモデル間で比較した結果である [13]。この図から、デフォルトの BERT モデルでは他のモデルの結果に比べて放出する γ 線を多く見積もっているが、BERT の蒸発モデルを G4PreCompound モデルに変更することで INCL++ w/G4PreCompound と同等の結果を示すことがわかる。よって、蒸発モデルが γ 線の本数 (つまり再構成されるチェレンコフ角度) に大きく関与していると考えられている。

再構成エネルギー (E_{rec}) について

再構成エネルギーは γ 線のエネルギーに対応し、SK で観測できる γ 線のエネルギーの情報はその事象で放出された γ 線の全エネルギーを表す。図 5.3 右から、BERT unique, G4PreCompound, NucDeEx の各脱励起モデルで大きな違いは見られなかった。表 5.6 の各モデルに対する E_{rec} の χ^2

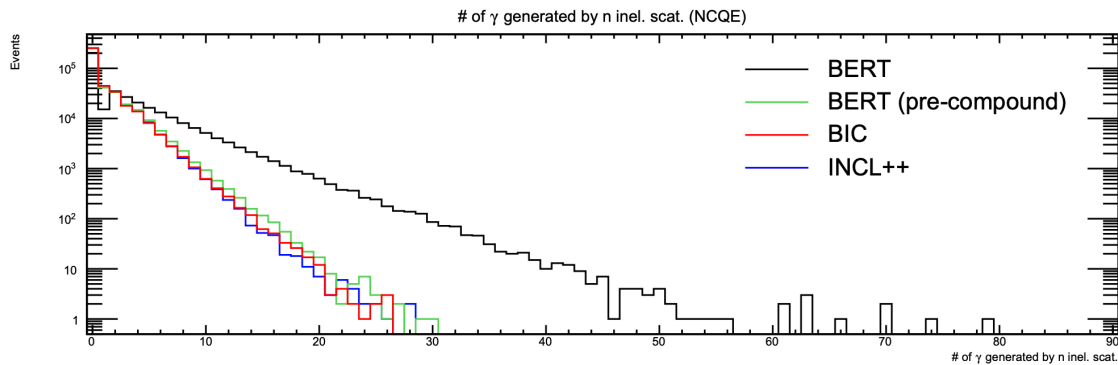


図 5.4: NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応で放出される γ 線の本数 [13]. BERT は蒸発モデルに BERT unique もしくは G4PreCompound モデルを, BIC と INCL++ は G4PreCompound モデルをそれぞれ用いている。

の値も同じくらいの数を示している。この結果から、SK は蒸発モデルの違いによる γ 線のエネルギーに対する感度はあまりなく、SK で観測できる γ 線のエネルギーに対する不定性は小さいと考えられる。

5.3.2 RHC モード

図 5.5 に RHC モードにおけるデータと各 MC の比較結果 (左: チェレンコフ角度分布、右: 再構成エネルギー分布) を、表 5.7 はモデル別の全事象数、表 5.8 は χ^2 のまとめを示す。

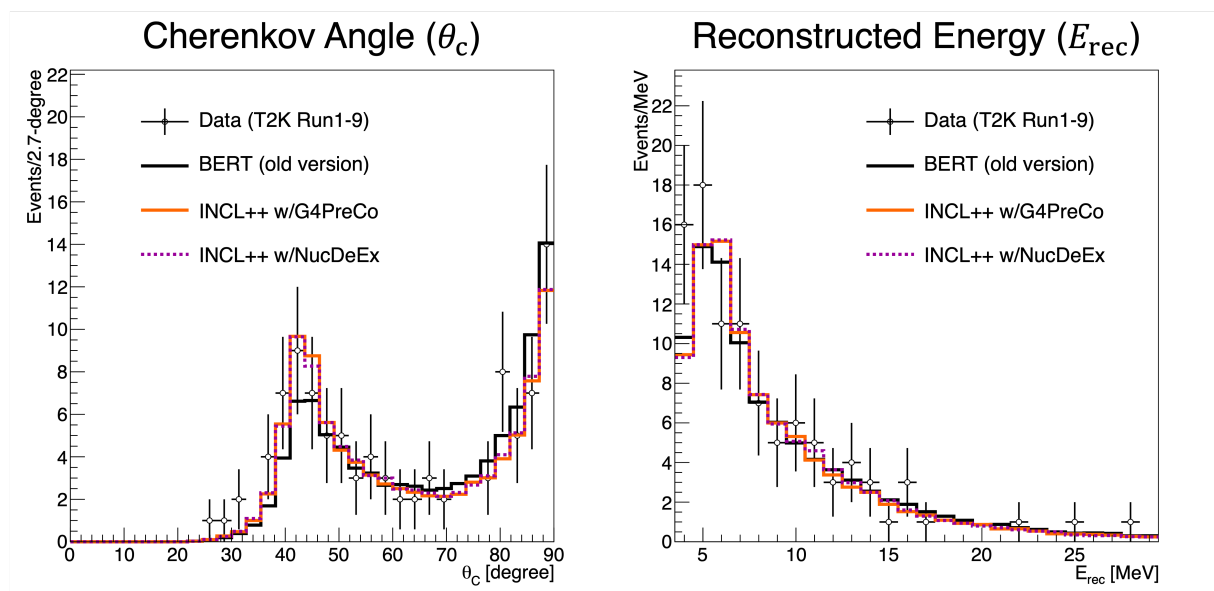


図 5.5: RHC モードにおけるチェレンコフ角度分布 (左) と再構成エネルギー分布 (右) のデータと MC の比較. 図中の点がデータ, 黒線のヒストグラムが先行研究の BERT [23], 橙線のヒストグラムが INCL++ w/G4PreCompound, 紫点線のヒストグラムが INCL++ w/NucDeEx の MC の結果を表す。

	データ (Run1-Run9)	BERT (旧バージョン)	INCL++ w/G4PreCo	INCL++ w/NucDeEx
事象数	97	94.3	93.2	94.0

表 5.7: RHC モードにおけるデータと MC の事象数

χ^2/ndf	BERT (旧バージョン)	INCL++ w/G4PreCo	INCL++ w/NucDeEx
θ_c	16.8/21	13.2/21	12.5/21
E_{rec}	8.2/20	10.4/20	10.7/20

表 5.8: RHC モードにおけるチェレンコフ角度と再構成エネルギーの χ^2 計算結果

これらの結果から、RHC でも FHC で見えていた各分布の傾向を確認することができた。チェレンコフ角度分布については、INCL++ で用いた蒸発モデルへの変更で 2 ピークに若干の改善が見られ、再構成エネルギー分布については各モデル間で顕著な差は見られなかった。一方で、 χ^2 を比較するとモデル間で大きな違いは見られなかったが、これは RHC で取得できる事象数が FHC のものに比べて少なく、統計量が不十分であることが原因だと考えられる。図 3.4 にあるように、反ニュートリノによる NCQE の反応断面積はニュートリノのそれに比べて小さい。また、RHC モードでは反ニュートリノを多く生成するため、FHC と同等の POT を RHC でも打ち込んでいくが、取得できる事象数は少なくなる。よって、今後の T2K 実験においては RHC モードを多く運用することで、統計を増やしていくことが重要になる。

5.3.3 将来に向けて

現在、NCQE 反応と中性子-酸素原子核反応の正確な理解のため、さまざまな方面から研究が実施及び計画されている。これらの研究は SRN 探索における背景事象の削減に貢献し、SRN の世界初観測のために極めて重要である。以下に本研究以外のこれらの取り組みの一例を紹介する。

2020 年 (Gd 導入後) 以降の T2K 実験における NCQE 反応測定

本研究では SK 純水期間中の T2K 実験を対象としたが、Gd 導入後の T2K 実験における NCQE 反応測定・解析も並行して行われている。Gd を導入してからの期間はまだ短いですが、今後も運用を続けていくことで統計が増え、中性子の情報を含めた議論によって反応の理解を深めることができると期待されている。

ニュートリノ反応における蒸発モデル

本研究では、2 次反応における蒸発モデルの違いについて詳しく見てきたが、ニュートリノ反応における標的原子核の蒸発モデルの変更についても検討されている。具体的には、現在 NEUT で用いられている蒸発過程の計算を、本解析でも用いた NucDeEx モデルを採用することで結果にど

のくらい影響するかを見積もろうとしている。ニュートリノ反応(1次反応)と核子-原子核反応(2次反応)で最適なモデルを組み合わせることで、NCQE反応の更なる精密再現を目指している。

中性子-酸素原子核反応の直接測定実験

中性子と酸素原子核の反応を直接測定することで、その不定性を削減することを目的に実験が行われている。実験の一例に大阪大学 RCNP で行われた E525 実験があり、この実験では $\mathcal{O}(10) \sim \mathcal{O}(10^2)$ MeV の中性子を水標的に入射することで放出される γ 線を測定した [62]。図 5.6 は実験で得られた γ 線のエネルギースペクトルとシミュレーションの比較であり、シミュレーションには2次反応モデルとして BERT, BIC, INCL++ の3つを用いた [63]。入射する中性子は 30 MeV (図左) と 250 MeV (図右) で、どちらにおいても BERT は支持されず、BIC, INCL++ を支持する結果が得られた。本研究では詳細に確認できなかった γ 線のエネルギーについては、直接中性子-酸素原子核反応を測定し、シミュレーションと比較することで、モデルの是非を検討することができる。

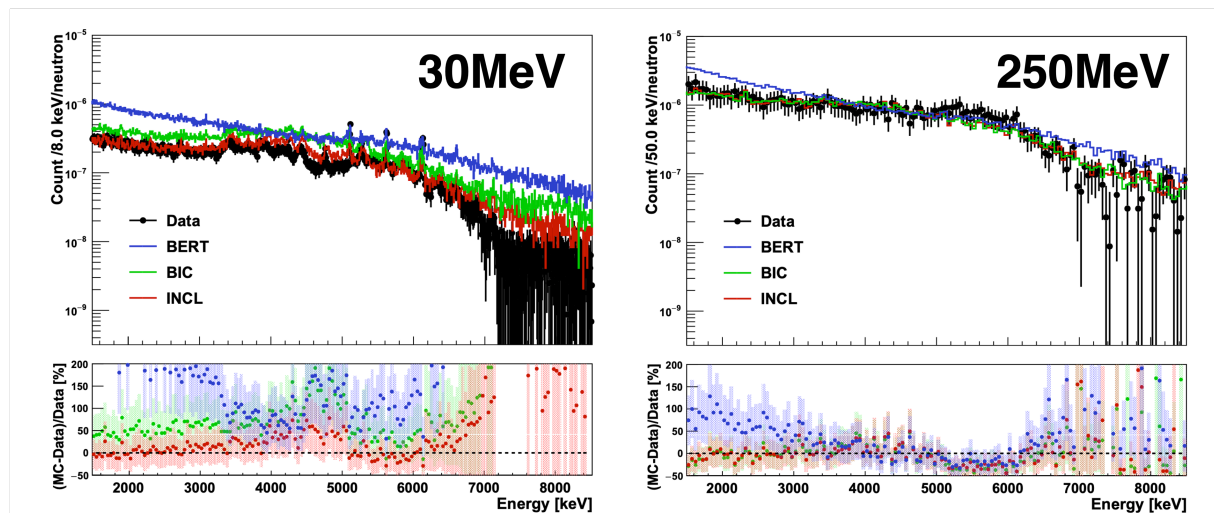


図 5.6: [E525 実験で得られた γ 線のエネルギースペクトルとシミュレーションの比較 [63]. 入射中性子のエネルギーは 30 MeV (左) と 250 MeV (右) であり、シミュレーションには 2 次反応モデルとして BERT, BIC, INCL++ の 3 つを用いた。

第6章 まとめ

現在スーパーカミオカンデでは世界初の SRN の観測を目指し、検出器内に硫酸ガドリニウムを導入した SK-Gd 実験を行っている。SRN 探索において、背景事象に大気ニュートリノの NCQE 反応がある。NCQE 反応とは、ニュートリノが酸素原子核と反応することで脱励起ガンマ線と中性子を発する反応であり、SK は SRN の逆ベータ崩壊事象と区別ができない。そのため、NCQE 反応を正確に理解することが SRN 探索において重要である。

一方、大気ニュートリノと近いエネルギー領域での加速器ニュートリノ実験である T2K 実験でも NCQE 反応の測定が行われており、その反応由来の核子と酸素原子核の反応 (2 次反応) による不定性が大きいことが先行研究によって判明している。この 2 次反応は、入射核子と標的原子核間の反応を表す核内カスケードモデルと、その後原子核が脱励起する蒸発モデルで記述されるが、核子-原子核反応を測定したデータが少ないため、各モデル内で起こる反応をまだ精度良く理解できていない。そこで本研究は、2010 年から 2018 年 (SK 純水期間中) の T2K 実験における NCQE 反応を、様々な核子-原子核反応モデルを用いてシミュレーションし、結果を比較することでどのモデルが 2 次反応モデルを正確に記述できるかを調査することを目的とする。

NCQE 反応及び中性子-酸素原子核反応のシミュレーションには、ニュートリノ反応シミュレーションと検出器シミュレーションを用いた。ニュートリノ反応シミュレーションは、先行研究と同様のもの (NEUT) を使用し、検出器シミュレーションは Geant4 ベースの SKG4 と呼ばれる MC を使用した。Geant4 には様々な核内カスケードモデルと蒸発モデルが搭載されており、SKG4 はこれらを組み合わせて使用することができる。今回は、核内カスケードモデルに INCL++ モデルを、蒸発モデルに G4PreCompound モデルと NucDeEx モデルをそれぞれ組み合わせてシミュレーションを行った。なお、先行研究の GEANT3 ベースの検出器シミュレーションでは旧バージョンの BERT モデルを使用している。

本研究で用いた検出器 MC である SKG4 では、これまでに Gd 導入後の検出器の状態を再現する各種パラメータは実装されてきた。しかし、今回解析の対象は Gd を導入する前の SK 純水期間 (2009 年-2018 年) における事象であり、長らく純水期間におけるパラメータの実装が待たれてきた。そこで SK 純水期間における、これらの解析に必要な各種パラメータを SKG4 に実装した。実装したパラメータは全部で 6 種類で、NiCf 線源の較正データを用いて PMT の相対量子効率と上下非対称パラメータを、光学レーザーを用いて水の透過長を、崩壊電子の MC を用いて透過長の時期依存性を、単一電子の MC を用いて有効ヒット数の位置依存性を補正するパラメータを、LINAC 較正データを用いてエネルギースケールの絶対値を、それぞれ決定した。

以上のセットアップとパラメータを用いて、T2K 実験における中性カレント反応をシミュレーションした。事象選別には先行研究と同じ条件を使用し、NCQE 反応を効果的に選択した。比較には 2 次反応における γ 線の情報がわかるチェレンコフ角度分布と再構成エネルギー分布を使用した。結果、チェレンコフ角度分布から、2 次反応モデルを INCL++ に変更することで、先行研究の BERT モデルを用いた MC と比べてデータを再現する方向に改善することがわかった。今後、T2K 実験においても核子-原子核モデルを INCL++ へ変更することで、2 次反応由来の不定性を削

減できることが示唆され、NCQE 反応をより精密に再現できることが期待される。

参考文献

- [1] S. Navas *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D*, **110**:030001, 2024.
- [2] HubbleSite from NASA Picture of Crab Nebula <https://hubblesite.org/contents/media/images/3885-Image>.
- [3] S. Eo. Woosley, and Thomas. A. Weaver, “THE PHYSICS OF SUPERNOVA EXPLOSION,” *Annual review of astronomy and astrophysics*, **24**(1):205–253, 1986.
- [4] K. Hirata *et al.*, “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A,” *Phys. Rev. Lett.*, **58**:1490–1493, Apr 1987.
- [5] Todd Haines *et al.*, “Neutrinos from SN1987a in the IMB detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **264**(1):28–31, 1988.
- [6] E. N. Alekseev *et al.*, “Detection of the Neutrino Signal From SN1987A in the LMC Using the Inr Baksan Underground Scintillation Telescope,” *Phys. Lett. B*, **205**:209–214, 1988.
- [7] Ken’ichiro Nakazato *et al.*, “SPECTRUM OF THE SUPERNOVA RELIC NEUTRINO BACKGROUND AND METALLICITY EVOLUTION OF GALAXIES,” *The Astrophysical Journal*, **804**(1):75, may 2015.
- [8] K. Abe *et al.*, “Diffuse supernova neutrino background search at Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. D*, **104**:122002, Dec 2021.
- [9] Y. Fukuda *et al.*, “The Super-kamiokande detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **501**:418–462, 2003.
- [10] K. Abe *et al.*, “The T2K experiment,” *Nucl. Instruments Methods Phys.*, **659**:106–135, Dec 2011.
- [11] D.A. Tidman, “A quantum theory of refractive index, Cerenkov radiation and the energy loss of a fast charged particle,” *Nuclear Physics.*, **2**:289–364, 1956–1957.
- [12] F. Nakanishi, Evaluation of neutron tagging efficiency on 0.03% Gd mass concentration in SK-Gd experiment, In *Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023)*, volume **444**, page 1172, 2023 <https://pos.sissa.it/444/1172/pdf>.
- [13] S. Sakai, “Measurement of the neutrino-oxygen neutral-current quasielastic cross section and study of nucleon-nucleus interaction model using atmospheric neutrino data in the SK-Gd experiment,” *Ph.D. Thesis, Okayama University*, 2024.

-
- [14] M. Harada *et al.*, “Search for Astrophysical Electron Antineutrinos in Super-Kamiokande with 0.01% Gadolinium-loaded Water,” *The Astrophysical Journal Letters*, **951**(2):L27, July 2023.
- [15] S. Horiuchi *et al.*, “Impact of binary interactions on the diffuse supernova neutrino background,” *Phys. Rev. D*, **103**:043003, Feb 2021.
- [16] Y. Ashida, “Measurement of Neutrino and Antineutrino Neutral-Current Quasielastic-like Interactions and Applications to Supernova Relic Neutrino Searches,” *Ph.D. Thesis, Kyoto University*, 2020.
- [17] Y. Hayato, “Neut,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **112**(1):171–176, 2002.
- [18] T2K Experiment from T2K collaboration T2K experiment overview <https://t2k-experiment.org/t2k/>.
- [19] J-PARC J-PARC ホームページ <https://j-parc.jp/c/>.
- [20] K. Abe *et al.*, “Search for heavy neutrinos with the T2K near detector ND280,” *Phys. Rev. D*, **100**:052006, 2019.
- [21] K. Abe *et al.*, “T2k neutrino flux prediction,” *Phys. Rev. D*, **87**:012001, 2013.
- [22] K. Abe *et al.*, “Measurement of the muon neutrino inclusive charged-current cross section in the energy range of 1–3 GeV with the T2K INGRID detector,” *Phys. Rev. D*, **93**:072002, 2016.
- [23] K. Abe *et al.*, “Measurement of neutrino and antineutrino neutral-current quasielasticlike interactions on oxygen by detecting nuclear deexcitation γ rays,” *Phys. Rev. D*, **100**:112009, Dec 2019.
- [24] E. Richard *et al.*, “Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super-Kamiokande: Energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation,” *Phys. Rev. D*, **94**:052001, Sep 2016.
- [25] T2K Collaboration T2k internal document.
- [26] M. Fukushima, Y. Utsuno, E. Hiyama, Y. Watanabe, S. Chiba, “Nuclear data - Chap.2: Introduction to nuclear physics,” *J. At. Ene. Soc. Jpn.*, **43**(6):33–45, 2001.
- [27] J. J. Sakurai, 現代の量子力学 (下), 吉岡書店, 1989.
- [28] 市村宗武・坂田文彦・松柳研一, 原子核の理論, 岩波書店, 2001.
- [29] George H Vineyard, “Grazing-incidence diffraction and the distorted-wave approximation for the study of surfaces,” *Physical Review B*, **26**(8):4146, 1982.
- [30] H. Feshbach, A. Kaerman, S. Koonin, “The Statistical Theory of Multi-Step Compound and Direct Reactions,” *Annals of Physics*, **125**:429, 1980.

-
- [31] FE. Bertrand, RW. Peelle, “Complete Hydrogen and Helium Particle Spectra from 30- to 60-Mev Proton Bombardment of Nuclei with $A= 12$ to 209 and Comparison with the Intranuclear Cascade Model,” *Physical Review C*, **8**(3):1045, 1973.
- [32] S. Sakai *et al.*, “Measurement of the neutrino-oxygen neutral-current quasielastic cross section using atmospheric neutrinos in the SK-Gd experiment,” *Phys. Rev. D*, **109**:L011101, Jan 2024.
- [33] X. Ji *et al.*, “Combined Neyman–Pearson chi-square: An improved approximation to the Poisson-likelihood chi-square,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section. A*, **961**:163677, 2020.
- [34] N. Abgrall *et al.*, “Measurements of π^\pm , K^\pm , K_s^0 , Λ , and proton production in proton–carbon interactions at 31 Gev/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS,” *The European Physical Journal C*, **76**:84, Feb 2016.
- [35] N. Abgrall *et al.*, “Measurements of π^\pm , K^\pm , and proton double differential yields from the surface of the T2K replica target for incoming 31 Gev/c protons with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS,” *The European Physical Journal C*, **79**:100, Jan 2019.
- [36] A. Ankowski *et al.*, “Analysis of γ -Ray Production in Neutral-Current Neutrino-Oxygen Interactions at Energies above 200 MeV,” *Physical Review Letters*, **108**:052505, Feb 2012.
- [37] O. Bebbhar *et al.*, “Electron- and neutrino-nucleus scattering in the impulse approximation regime,” *Physical Review D*, **72**:053005, Sep 2005.
- [38] K. Abe *et al.*, “Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target,” *Physical Review Letters*, **122**:171802, Oct 2018.
- [39] R. Brun *et al.*, “GEANT 3 : user’s guide Geant 3.10, Geant 3.11,” 1987.
- [40] R. Brun *et al.*, “GEANT Detector Description and Simulation Tool,” 10 1994.
- [41] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506**(3):250–303, 2003.
- [42] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on nuclear science*, **53**(1):270–278, 2006.
- [43] J. Allison *et al.*, “Recent developments in Geant4,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **835**:186–225, 2016.
- [44] M.J.Kobra, “Intranuclear Cascade Model for Deuteron and Alpha-induced Reactions at Intermediate Energies,” *Ph.D. Thesis, Kyushu University*, 2017.

-
- [45] European Organization for Nuclear Research Physics reference manual, 2018 <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V10.5-2.0/html/index.html>.
- [46] Hugo W. Bertini, “Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation,” *Phys. Rev.*, **131**:1801–1821, Aug 1963.
- [47] A. Boudard *et al.*, “Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data,” *Phys. Rev. C*, **66**:044615, Oct 2002.
- [48] S. Furihata, K. Niita, S. Meigo, Y. Ikeda, F. Maekawa, “The GEM Code - a Simulation Program for the Evaporation and the Fission Process of an Excited Nucleus,” *JAERI-Data/Code*, 2001.
- [49] S. Abe, “Nuclear deexcitation simulator for neutrino interactions and nucleon decays of ^{12}C and ^{16}O based on TALYS,” *Phys. Rev. D*, **109**:036009, feb 2024.
- [50] W. Hauser, H. Feshbach, “The Inelastic Scattering of Neutrons,” *Phys. Rev.*, **87**:366, Jul 1952.
- [51] 篠木 正隆, “スーパーカミオカンデ-ガドリニウム実験による宇宙線ミューオン核破碎反応に由来する中性子生成率の測定,” 東京理科大学 修士論文, 2020.
- [52] M. Smy, Low Energy Event Reconstruction and Selection in Super-Kamiokande-III, In *30th International Cosmic Ray Conference*, 7 2007.
- [53] Y. Nakano, “B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV,” *Ph.D. Thesis, University of Tokyo*, 2016.
- [54] 多田 智昭, “スーパーカミオカンデにおける光学レーザーを用いた検出器較正と宇宙線ミューオンの研究,” 岡山大学 修士論文, 2024.
- [55] M. Harada, “Development of Neutron Tagging Algorithm and Search for Supernova Relic Neutrino in SK-Gd Experiment,” *Ph.D. Thesis, Okayama University*, 2023.
- [56] K. Abe *et al.*, “Calibration of the Super-Kamiokande Detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **737**:253–272, 2014.
- [57] Guangyuan Zhao, and Xianming Sun, Error Analysis of Using Henyey-Greensterin in Monte Carlo Radiative Transfer Simulations, In *Proceedings of Progress in Electromagnetics Research Symposium*, pages 1449–52, 2010.
- [58] “Geant4 Collaboration” Geant4.10.5 Physics Reference Manual, 2019 <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V10.5-2.0/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
- [59] R. Pope, E. Fry, “Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements,” *Appl. Opt.*, **36**:8710–8723, 1997.

-
- [60] K. Abe *et al.*, “Solar neutrino measurements using the full data period of Super-Kamiokande-IV,” *PHYSICAL REVIEW D*, **109**:092001, 2024.
- [61] M. Nakahata *et al.*, “Calibration of Super-Kamiokande using an electron linac,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **421**:113–129, 1999.
- [62] T. Tano *et al.*, “Measurement of γ -Rays Generated by Neutron Interaction with ^{16}O at 30 MeV and 250 MeV,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2024**:11, Nov 2024.
- [63] 田野 智大, “超新星背景ニュートリノ探索における背景事象理解のための中性子・酸素原子核反応に関する研究,” 岡山大学 修士論文, 2024.

謝辞

本論文の執筆だけでなく研究活動を進めるにあたって、とても多くの方々にご指導・ご鞭撻を賜りました。この場を借りて心より御礼申し上げます。

指導教員である小汐由介先生には、この3年間の研究活動において大変お世話になりました。研究のテーマ決めから進捗報告、グループでの発表などに親身に向き合ってください、その中でたくさんの質問やコメントをいただきました。小汐先生とお話しすることで、何が問題で次に進むにはどうしたらいいかといった研究の指針から、研究活動に対する姿勢等、たくさんのことを学ぶことができました。また、学会や研究会で多くの発表する機会をいただき、その度に発表準備に付き合ってくださいました。スライドの修正や発表練習は直前になることがほとんどでしたが、最後まで丁寧に見ていただき、的確なアドバイスをいただきました。また外部での発表をする中で、他大学・研究所の様々な研究者・学生の皆さんと関わるきっかけも与えて下さりました。これまでの研究活動で自分が楽しく研究できたのは、小汐先生のご指導あってのものだと思います。本当にありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の日野陽太さんには、解析周りのことで大変お世話になりました。去年までは同じ研究室で作業されており、たくさん議論や質問させていただきました。特にプログラミングについて行き詰まった時には助けていただき、丁寧にご指導いただきました。また、ロジックの組み立て方や物事の本質の見極め方など、論理的に考えてどうすればいいかを基本に行動することの大切さも教えてくださりました。学会発表の練習にもお忙しい中参加していただき、たくさんアドバイスをいただきました。ありがとうございました。

小汐研究室の皆さまにも大変お世話になりました。D2の中西史美さんは、研究に対する姿勢がとても真摯で、研究室ミーティングのたびに進捗を話されている姿を見て、自分も頑張ろうという気持ちになりました。また、自分の進路についても相談させていただきました。D1の白石悠樹さんは、同じT2K collaboratorとして、T2K実験のことから物理まで様々なことを教えてくださいました。白石さんの物理に対する知見の深さには何度も驚かされ、自分ももっと勉強して追いつきたいと思いました。また、出張先で何度もご飯に連れて行っていただきました。同じくD1の多田智昭さんは、SKのハード・ソフト・解析についてたくさん教えてくださいました。特に検出器較正の解析は、海外出張中の忙しい中、その進め方からサポートまで幅広く助けてくださいました。また、研究の話以外にも趣味などの雑談にもたくさん付き合ってくださいました。先輩方のお力添えには感謝してもしきれません。ありがとうございました。M1の濱口紘希くんは、研究活動に熱心で、そのアクティブさを見習おうという気持ちで自分も研究に励んでいました。多田さんたちと富山で2週間共同生活したのもいい思い出です。B4の浅野友翔くん・大下正太郎くんは、研究室での席が近かったこともあり、自分の研究について色々質問してくれました。2人の研究に関しても少しアドバイスをさせていただきましたが、役に立っていると幸いです。これからの後輩の皆さんの活躍を、勝手ながら期待しています。また、秘書の山本理恵さんには、出張関連の事務手続きや書類の提出などでお世話になりました。手続き等でご迷惑をおかけしましたが、問題が起こった際には早急に対応していただき、自分の研究活動に専念することができました。皆

さま本当にありがとうございました。

小汐研OBの方々にもお礼申し上げます。東大宇宙線研の原田将之さんは、SKのシミュレーションについて丁寧に教えてくださりました。解析結果に対して毎回コメントをくださり、足りない部分を補足したりしていただきました。得られた結果に対して疑問が生じた際には一緒に考えてくださり、研究に関する理解を深めることができました。また、発表スライドにもたくさんアドバイスをいただきました。理研の酒井聖矢さんは、研究テーマが似通っていたこともあり、物理のことから解析までたくさん質問させていただき、丁寧に受け答えしてくださりました。酒井さんの細かいところまで完璧にきちんとやるという姿勢を見て、配属当時から現在まで“酒井さんのような研究者になりたい”と思っています。また、解析でいただいたコードはとても綺麗で見やすく、自分も酒井さんのコードを参考に解析コードを作成しました。好きなアーティストが一緒だったこともあり、雑談にもたくさん付き合ってくださいました。留学生のLéo-Paul John Bèrodierくんは、去年5月から3ヶ月間小汐研に在籍され、ともに研究させていただきました。一緒に神岡で作業もし、いろいろなところでご飯も食べることができ、楽しい時間を過ごせました。皆さま、ありがとうございました。

T2K ntagグループの皆さまにもとてもお世話になりました。東京大学の中島康博准教授にはミーティングでコメントやアドバイスをいただき、自分の研究の方針を定めることができました。東大宇宙線研の安部清尚さんには開発されたシミュレーションツールについて教えていただき、自分の解析にもそのツールを使用させていただきました。京都大学の芦田洋輔さんには、検出器較正についてコメントしていただき、その理解を深めることができました。また、本論文は芦田さんの博士論文のテーマと同じであり、解析手法や論文の書き方についてたくさん参考にさせていただきました。また京都大学のLicheng Fengさんには、研究で行き詰まっていることについて質問し、的確なアドバイスをいただきました。他にも、宇宙線研の矢野孝臣さん、藤田紗希さん、京都大学のRoger Wendellさんなど、たくさんの方々のおかげながら研究活動を行うことができました。ありがとうございました。

T2K collaboratorの日本グループ皆さんにはコラボレーションミーティングやシフトでJ-PARCに出張した際に仲良くしていただきました。同期で京都大学の太谷尚輝くん、横浜国立大学の伊藤俊くんとはコラボに参加した時は何度も一緒にご飯に行きました。研究の話や生活のことなど、たくさん笑い合って話すことができるとても楽しかったです。太谷くんは来年度から博士課程に進学され、より一層素敵な研究者になると思うと、同期として誇らしい限りです。伊藤くんは僕と同じく就職されるので、共に社会で頑張りたいと思います。後輩で東京都立大学の鎌田明優くん、神戸大学の和田伸一郎くんともたくさんお話ししました。鎌田くんは、去年の春の学校で初めて知り合い、T2K collaboratorの同志として色々なことを話しました。和田くんとは、神岡でも一緒に作業し、太谷くんや他の学生たちとご飯を食べに行きました。また、コラボレータの先輩や研究者の皆さんにもお世話になりました。ありがとうございました。

岡山大学理学部物理学科の同期である、伊熊清くん、大前龍二くん、竹内優介くん、中村匠汰くん、東川知樹くんには私生活でとてもお世話になりました。またみんなで集まってご飯に行きましょう。近大福山高校の同期である、小林亮太くん、篠原慈幸くん、寺岡拓也くん、吉永尚寛くんにも大変お世話になりました。帰省の際、みんなで集まる機会を楽しみにしていました。

軽音ロックの部活動で関わってくださった皆さまにも感謝申し上げます。部活を引退した後も、毎年お盆の時期に集まってライブができて、とても楽しかったです。特に、同じく修士課程に進学した秋田庄亮くん、石本泰輝くんとは研究活動の合間に会って充実した時間を過ごすことがで

きました。また、Toronto のバンドメンバーである芳野公大さん、熊手亮さん、原田楓子さん、藤原香菜子さん、谷中克徳さんにもお世話になりました。皆さんとバンド活動することで、研究活動の息抜きができました。ありがとうございました。

ここまで私を育ててくれた家族にも感謝します。父・正明は物理学を探究することを喜んで後押しし、研究活動する私を応援してくれました。母・寿美香は私の体調を気遣ってくれ、いつも温かいご飯を作ってくれました。弟の隆は、遠い九州の地で一人で生活する姿を立派に思い、帰ってきた時は何気ない話で笑い合いました。祖母の綾子は、帰りが遅くなる私を心配してくれ、生活を支えてくれました。叔母の浩美は研究室でのことや生活について相談し、お互いの趣味の話で盛り上がりました。これまでの24年間、私が心身ともに健康に過ごせたのは、他ならない家族の支えのおかげです。心からお礼申し上げます。ありがとうございました。今後ともよろしくお願ひします。

最後になりましたが、岡山大学での6年間で関わってくださった全ての人に最大限の感謝を込めて、締めくくりたいと思います。

2025年2月28日

竹谷浩鷹

岡山大学大学院 環境生命自然科学研究科
環境生命自然科学専攻 数理情報科学学位プログラム
素粒子物理学研究室
学籍番号：50M23069
氏名：竹谷浩鷹
e-mail：t-koyo2011@s.okayama-u.ac.jp
居室：コラボレーション棟 512 室