

自然科学研究科 数理物理学専攻

修士学位論文

T2K 実験でのニュートリノフラックス
不定性削減に向けた NA61/SHINE 実験
におけるハドロン生成の研究

–Study of hadron production in NA61/SHINE experiment
to reduce the uncertainty of neutrino flux calculation
in T2K experiment–



岡山大学 素粒子物理学研究室

学籍番号:41M22208

白石 悠樹

2024年2月6日 提出

概要

T2K 実験は茨城県東海村にある J-PARC でニュートリノビームを打ち出し、これを 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町に位置するスーパーカミオカンデで観測する長基線ニュートリノ実験である。主な目的はニュートリノ振動事象を精密測定することであり、中でも δ_{CP} と呼ばれる値を測定することでニュートリノにおける CP 対称性の破れ (ν CPV) の実証を目指している。現在、本実験では δ_{CP} の値が 0 もしくは π であることを 95% の信頼度で棄却しており、 ν CPV の存在を示唆しているが、その実証には至っておらず更なる系統誤差の削減が必要不可欠である。この系統誤差の原因の一つがニュートリノの親粒子であるハドロン生成に対する不定性である。T2K 実験では 30 GeV の陽子ビームをグラファイトターゲットに照射することで生成されるハドロンの崩壊によって大強度のニュートリノビームを得ている。したがってニュートリノの親粒子であるハドロンの生成に対する理解は重要である。このような背景から、過去には 2007 年から 2010 年にかけて行われた外部実験である NA61/SHINE 実験の結果を用いることで、T2K 実験だけでは見積もることのできないハドロン生成に対する不定性の削減が行われた。しかし、依然としてこの不定性は大きくニュートリノフラックス計算の主要な系統誤差となっている。特に、ニュートリノビームのフラックスピーク付近のエネルギー領域では不定性が削減されたが、他のエネルギー領域では更なる不定性の削減が求められる。

そこで、2022 年 6 月 22 日より、これまでの測定では十分な統計量が得られなかった高運動量 K^\pm 中間子および K_s^0 中間子の観測を主な目的として NA61/SHINE 実験を再度行った。今回の測定では前回の実験に比べ、検出器や DAQ のアップグレードにより、10 倍以上の統計量のデータ取得が実現した。本実験の測定結果を用いることで T2K ニュートリノビームの GeV 領域での系統誤差の削減が期待される。

本論文は再度行なった NA61/SHINE 実験についての詳細とその後の解析、特に TPC 検出器のドリフト速度較正についてまとめたものである。第 1 章ではニュートリノ振動の理論的な説明を概観する。第 2 章では T2K 実験について説明し、第 3 章では NA61/SHINE 実験についてと実験のセットアップおよびデータ取得状況についての詳細について述べる。第 4 章ではデータ解析をするにあたり、最初に行う必要がある TPC 検出器のドリフト速度較正について述べる。

目次

1 ニュートリノ	5
1.1 イントロダクション	5
1.2 ニュートリノとは	5
1.3 ニュートリノ振動	7
1.3.1 PMNS 行列	7
1.3.2 ニュートリノ振動の記述	11
1.3.3 ニュートリノ振動のパラメーター	15
1.4 ニュートリノにおける CP 対称性の破れ	18
1.4.1 物質効果	19
2 T2K 実験	22
2.1 概要	22
2.2 J-PARC	23
2.2.1 LINAC	23
2.2.2 RCS	24
2.2.3 MR	25
2.3 ニュートリノビームライン 一次ビームライン	25
2.4 ニュートリノビームライン 二次ビームライン	28
2.4.1 グラファイトターゲット	28
2.4.2 電磁ホーン	29
2.4.3 off-axis 法	30
2.4.4 MUMON	31
2.5 前置検出器	32
2.5.1 INGRID	32
2.5.2 ND280	33
2.6 後置検出器	35
2.6.1 SK-Gd 実験	36
2.7 T2K 実験の現状と将来計画	37
2.8 ニュートリノフラックスの誤差	39
3 NA61/SHINE 実験	43
3.1 概要	43
3.2 一次陽子ビーム	44

3.3 North Area	45
3.3.1 H₂ beamline	47
3.3.2 ビーム粒子の識別	48
3.4 NA61 facility	50
3.4.1 Beam trigger counter	51
3.4.2 Time projection chambers	52
3.4.3 Time of Flight (ToF) walls	55
3.4.4 その他の検出器群	55
3.5 T2K target run	57
3.5.1 thin target	58
3.5.2 T2K replica target	59
3.5.3 追加測定の経緯	59
3.6 2022 T2K replica target run	64
3.6.1 Physics trigger	66
3.7 データ取得状況	66
3.7.1 データクオリティの確認	67
4 検出器較正	70
4.1 スタート信号の較正	70
4.2 TPC 検出器較正の流れ	72
4.2.1 Stage1a	74
4.2.2 Stage1b	74
4.2.3 Stage2	75
4.2.4 Stage3	78
4.2.5 Stage4	79
付録 A ニュートリノの質量	80
A.1 ディラック方程式とγ行列	80
A.2 ディラック質量とマヨラナ質量	82
A.3 一般的なニュートリノの質量	84
A.4 考えられるニュートリノのタイプ	86
A.4.1 ディラック型	86
A.4.2 シーソー型	88
A.4.3 その他のタイプ	90
付録 B 物質優勢宇宙の謎	93
B.1 バリオン非対称性	93
B.2 サハロフの3条件	94

B.3 レプトジェネシス	95
B.4 ニュートリノを伴わない二重 β崩壊	96
付録 C ニュートリノ振動の計算式	100
C.1 真空中での $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ の計算	100
C.2 CP 非対称性の計算	106
付録 D 前置検出器のアップグレード	109
付録 E ニュートリノ原子核反応	111
付録 F NA61/SHINE 実験	114
F.1 強い相互作用の物理	114
F.2 ニュートリノの物理	117
F.2.1 low energy beamline	117
F.3 宇宙線の物理	118
付録 G ニュートリノフラックス	119

1 ニュートリノ

この章ではニュートリノがどのような素粒子であるかから入り、ニュートリノが持つ最も特徴的な現象であるニュートリノ振動について解説する。

1.1 イントロダクション

現代における高エネルギー現象のほとんどは素粒子標準模型 (Standard Model ; SM) と呼ばれる模型によって説明される (図 1). このうち、物質を構成する粒子はフェルミオンであり、クォークとレプトンに分けられ、それぞれ 3 世代存在する。これらは全てスピン $\frac{1}{2}$ を持つ。力を媒介する粒子はボソンであり、ゲージ粒子と呼ばれる。電磁気力を媒介するフォトン、強い力を媒介するグルーオン、弱い力を媒介する W^\pm ボソンと Z^0 ボソンはスピン 1 を持ち、物質に質量を与えるヒッグスボソンのみスピンは 0 である。

		物質粒子(フェルミオン)			ゲージ粒子(ボソン)	
世代 電荷	クォーク	第1世代	第2世代	第3世代		
		u アップクォーク	c チャームクォーク	t トップクォーク	γ 光子	電磁気力
$+\frac{2}{3}$	レプトン	d ダウニクォーク	s ストレンジクォーク	b ボトムクォーク	g グルーオン	強い力
		e 電子	μ ミューオン	τ タウオン	W^\pm W ボソン	弱い力
$-\frac{1}{3}$		ν_e 電子ニュートリノ	ν_μ ミューニュートリノ	ν_τ タウニュートリノ	Z^0 Z ボソン	
					H ヒッグスボソン	質量起源
0						

図 1: 素粒子標準模型

1.2 ニュートリノとは

ニュートリノは電荷を持たないレプトンの総称であり、SMにおいては質量を持たないと仮定され、弱い相互作用でのみ反応を起こす¹。この粒子は、1930 年にウォルフガング・パウリによって β

¹ 後述のように実際にはニュートリノには質量があるため重力相互作用も関わるが、大変小さいため無視する。

崩壊の際, 放出される電子のエネルギースペクトラムがなだらかな連続分布となっていることから, 電気的に中性で透過力が大きく, 大変軽い粒子が放出されれば 3 体崩壊となり, エネルギー保存則を破らずに済むことから予言された. その後, エリンコ・フェルミが場の量子論の概念を適用したことと β 崩壊の理論が完成され, 原子核中の中性子が陽子と電子と反電子ニュートリノに崩壊するという現在よく知られている描像が完成した.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

さらに 1956 年にフレデリック・ライネスとクライド・コーワンは, 原子炉から放出される反電子ニュートリノが引き起こす逆 β 崩壊

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

から世界で初めてニュートリノの検出に成功し^{*2}, その存在が実証された [4]. また, このとき観測された逆 β 崩壊の散乱断面積はフェルミの理論を用いて計算した結果と一致するものだった.

同年にはツン・ダオ・リーとチェン・ニン・ヤンによって弱い相互作用における P 対称性の破れの可能性が提唱され [2], その後すぐにチェン・シェン・ウーが率いた ^{60}Co の β 崩壊を用いた実験でそれが確かであることが示された [3]. このとき, 放出される反電子ニュートリノは核スピンと同じ方向に出やすいことから^{*3}, そのヘリシティは右巻きであることが示唆された. 1957 年にはモーリス・ゴールドハーバーが ^{152}Eu 核を用いた実験でニュートリノのヘリシティは左巻きであることを示した [4]. これらの実験から全てのニュートリノは左巻き, 反ニュートリノは右巻きであることが判明した.

1962 年, レオン・レーダーマンらは生成した π^\pm 中間子や K^\pm 中間子^{*4}の崩壊から生じたニュートリノを検出する際に, そのほとんどがミュー粒子を生成することから電子ニュートリノとは別の粒子であることを発見した [5]. これはミューニュートリノ (ν_μ) と名付けられた.

1975 年, SLAC で行われた電子・陽電子衝突実験によってタウ粒子が発見されたことにより [6], ペアとなるタウニュートリノ (ν_τ) が予言された. その後, 2000 年に DONUT(Direct Observation of NU Tau) 実験によってタウニュートリノを含むニュートリノビームを検出器に照射し, 検出器内で生成されたタウ粒子の飛跡を原子核乾板によって検出したことで ν_τ の存在が直接確認された [7].

また, 1989 年には CERN の LEP(Large Electron Positron collider) で行われた Z^0 ボソンの崩壊幅の精密測定によって軽いニュートリノの世代数は 3 であると結論付けられている [8].

以上のような歴史を経て, 現在我々の知る, SM に含まれる各フレーバーのニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) が発見された.

^{*2} 彼らは塩化カドミウムを溶かした水タンクを, その上下から液体シンチレータのタンクで挟んだ検出器を用いることで, 反電子ニュートリノと水中の陽子の逆 β 崩壊により生成する陽電子と中性子の信号を各々立て続けに測定するという方法をとり, 宇宙線などによる背景事象の削減を行った. この検出方法は同時遅延計測と呼ばれ, 現在のニュートリノ観測においても広く用いられている.

^{*3} 実際に検出されるのは β 崩壊で出てくる電子であるが, ニュートリノの質量が大変軽いことと角運動量保存からこのような結論が得られる.

^{*4} 彼らはブルックヘブン研究所にて 15GeV の陽子をベリリウムに当てて π^\pm や K^\pm を生成した.

1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが飛来する距離とエネルギーに依存してニュートリノの種類（フレーバー固有状態）が変化する現象であり、

- (条件 1)：ニュートリノの各フレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) が各質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3 とする) の重ね合わせになっている。（すなわちフレーバー混合がある。）
- (条件 2)：ニュートリノが有限の質量を持ち、各々の質量固有値が縮退していない。

とういう二つの条件を満たす場合に起こる。この現象⁵は 1962 年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって提唱された [L1]。実験としては、1998 年にスーパーカミオカンデ実験が大気ニュートリノの観測結果から [L1]、2001 年に SNO(Sudbury Neutrino Observatory) 実験が太陽ニュートリノの観測結果から [L2] ニュートリノ振動の証拠を示し、長らく未解決であった大気ニュートリノ異常や太陽ニュートリノ問題に終止符を打った。

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノには有限の質量が存在することが示され、これは現在でも実験的に唯一実証されている標準模型を超える現象 (BSM : Beyond the Standard Model) となっている。（ニュートリノの質量については付録 A でその詳細を述べる。）以下ではニュートリノ振動の理論的記述を概説する。

1.3.1 PMNS 行列

弱い相互作用には W^\pm ボソンを介して起こり、粒子のフレーバーを変化させる反応である荷電カレント (Charged-Current ; CC) 反応と、 Z^0 ボソンを介して起こり、フレーバーの変化はない中性カレント (Neutral Current ; NC) 反応があるが、実際に実験によってニュートリノ振動を観測する際には CC 反応によって生成された、各ニュートリノのペアである荷電レプトンを検出する。したがってこのラグランジアンから見るのが良いだろう。（ニュートリノと物質の相互作用については付録 E でその詳細を述べる。）

SM では高いエネルギー ($E > 250\text{GeV}$) においては、粒子の質量はゼロで左巻きと右巻きの粒子は互いに独立なものとされることから、左巻きのみが関与するように CC 反応を記述する。このときのラグランジアンを (L3) に示す。

$$\mathcal{L}_{W_{CC}} \propto g(\overline{\psi_{eL}} \gamma^\mu \psi_{\nu L} W_\mu^- + \overline{\psi_{\nu L}} \gamma^\mu \psi_{eL} W_\mu^+) \quad (1.3)$$

⁵ ニュートリノ振動という概念を最初に提唱したのはブルーノ・ポンテコルボ (1957 年) [L3] であるが、このときのものは $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_R$ というニュートリノが反ニュートリノに遷移するものであった。

規格化定数は無視し, $c = \hbar = 1$ の自然単位系を採用した. ここで g は結合定数, γ^μ はガンマ行列, ψ_{iL} は左巻きのワイルスピノル場⁶(添字 i はフレーバーの種類), W_μ^\pm は W^\pm ポソンのゲージ場であり, ψ は粒子の消滅を $\bar{\psi}$ は⁷粒子の生成を意味する.

また ψ_{iL} は

$$\psi_{eL} = \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad \psi_{\nu L} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

であり, 全て弱い相互作用を起こす際のフレーバー固有状態(弱固有状態)である.

エネルギーが下がると自発的対称性の破れが起こり, 粒子は質量を獲得することになる. SM ではニュートリノのは左巻きのみを仮定していることから, このままではニュートリノは質量を持たない. そこで, まずはディラック質量⁶を仮定して右巻きのワイルスピノルを導入し, 質量項を書くと

$$\mathcal{L}_m = -\overline{\psi_{eR}} M_e \psi_{eL} - \overline{\psi_{\nu R}} M_\nu \psi_{\nu L} + h.c. \quad (1.5)$$

となる. このとき荷電レプトンの質量行列は対角的であるとし, フレーバー固有状態も質量固有状態も同じであるとする⁸. 一方でニュートリノの場合 M_ν は対角的では無いため, ユニタリー行列 U, V を用いて

$$\psi_{\nu L} = U \psi'_{\nu L} = U \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix} \quad \psi_{\nu R} = V \psi'_{\nu R} = V \begin{pmatrix} \nu_{1R} \\ \nu_{2R} \\ \nu_{3R} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

と置くと双ユニタリー変換によって

$$V^\dagger M_\nu U = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix} = D_\nu \quad (1.7)$$

と対角化され, \mathcal{L}_m は以下のように書き変わる.

$$\mathcal{L}_m = -\overline{\psi_{eR}} M_e \psi_{eL} - \overline{\psi'_{\nu R}} D_\nu \psi'_{\nu L} + h.c. \quad (1.8)$$

このときに現れる ν_1, ν_2, ν_3 がニュートリノの質量固有状態である. 粒子が観測される際には, 定まった質量をもつ状態が物理的な粒子であるとみなされることから, 質量固有状態を用いて (1.3) を書き直すと

$$\mathcal{L}_{W_{CC}} \propto g \left(\overline{\psi_{eL}} \gamma^\mu U \psi'_{\nu L} W_\mu^- + \overline{\psi'_{\nu L}} U^\dagger \gamma^\mu \psi_{eL} W_\mu^+ \right) \quad (1.9)$$

⁶ 詳細は [1.2](#) 説参照

⁷ $\bar{\psi}$ の定義は [1.2.1](#) 参照

⁸ これはあくまでも実験的にそのような事実が確認されていないことからの仮定に過ぎず, 厳密に対角的である必要はない. 理論的には荷電レプトンにおけるフレーバーの変化(charged Lepton Flavor Violation : cLFV)は, ファインマンダイアグラムから $g-2$ アノマリーとの対応関係が見られ, $g-2$ アノマリーが真実であれば $\sim \mathcal{O}(10 \text{ TeV})$ で cLFV の存在は否定できない. 実際 cLFV を探索する実験も行われており, J-PARC の MLF で行われている COMET 実験やアメリカの FNAL で行われている Mu2e 実験, スイスの PSI で行われている Mu3e 実験および MEG II 実験などが有名である. cLFV が発見されれば, これは新たな BSM を意味する.

となる。□9) が意味するところは、例えば右辺第1項であれば、物理的な粒子としてのニュートリノが消滅し、ユニタリー行列 U を通して荷電レプトンが生成されるということである。この U は クォーク・セクターにおけるカビボ・小林・益川 (CKM) 行列、もしくはクォーク混合行列と呼ばれるものに対応し、ニュートリノにおいてはポンテコルボ・牧・中川・坂田 (PMNS) 行列と呼ばれる [□10]。実験で直接的に検出可能なのは左巻きのニュートリノであることから、□6) より改めて $\psi_{\nu L}$ と $\psi'_{\nu L}$ の関係を見るとフレーバー固有状態と質量固有状態の基底間の変換を PMNS 行列が担っていることがわかる。

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

すなわちニュートリノにはフレーバー混合があり、各フレーバー固有状態が各質量固有状態の重ね合わせになっていることがわかる。(条件1:p.□7)

続いて PMNS 行列 U の形を考えると、これは 3×3 のユニタリー行列であることから 9 個の自由度を持っている。そのうち 2 成分ごとの混合(回転)に用いられる自由度が ${}_3C_2$ より 3 つあり、6 つの自由度が複素位相として残る。しかし、ニュートリノの質量項は □6) によって対角化されるため

$$\nu_{jL} \rightarrow \nu_{jL} e^{i\theta_\nu} = e^{i\theta_\nu} \nu_{jL} \quad \nu_{jR} \rightarrow \nu_{jR} e^{i\theta_\nu} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (1.11)$$

のように位相変換しても □8) の形は不变である。

$$m_j \bar{\nu}_{jR} \nu_{jL} \rightarrow m_j \bar{\nu}_{jR} e^{-i\theta_\nu} \cdot e^{i\theta_\nu} \nu_{jL} = m_j \bar{\nu}_{jR} \nu_{jL} \quad (1.12)$$

したがって

$$U \rightarrow \begin{pmatrix} e^{-i\theta_e} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\theta_\mu} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\theta_\tau} \end{pmatrix} U \begin{pmatrix} e^{i\theta_{\nu_1}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\theta_{\nu_2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\theta_{\nu_3}} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

と変形できる。このときに使える独立なパラメータはこれらの位相差であることから、全て同位相な場合を除いた 5 つの自由度が取り除ける。したがって 9 つあった自由度のうち 1 つだけが物理的に意味のある複素位相として残る。これをディラック位相もしくは CP 位相と呼ぶ。

以上のことを考え、PMNS 行列に次の形を採用する。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.14) \end{aligned}$$

ここで $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ であり δ_{CP} が CP 位相(ディラック位相)である [□13]。

続いて、シーソー機構によるマヨラナ質量(□4.2 項参照)を仮定した場合は、左巻きのみ active

となりニュートリノの質量項は

$$\mathcal{L}_{majorana} = -\overline{(\psi_{\nu L})^c} M_{\nu} \psi_{\nu L} \quad (1.15)$$

で書けるため、ユニタリー行列 U のみを用いた単純な対角化

$$U^\dagger M_{\nu} U = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

になる。このときにも質量固有状態で書いた CC 反応のラグランジアンは (1.9) の形になることからユニタリ行列 U が PMNS 行列となる。したがって (1.10) の形はディラック質量のときと同様であるが、違いは複素位相の数に現れる。ディラック質量の際は 5 つの複素位相パラメータをレプトン場に吸収させることができたが、マヨラナ質量の場合はニュートリノが複素場ではなく実場で書かれるため、荷電レプトンの数の 3 分の 1のみ吸収させることができる。したがって物理的に意味のある複素位相はディラック位相 δ_{CP} に加えてもう 2 つ残ることになり、これらをマヨラナ位相という。マヨラナ位相を η_1, η_2 とすると PMNS 行列の形は

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\eta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\eta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= U_{Dirac} \begin{pmatrix} e^{i\eta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\eta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.17)$$

ができる [43]。なお、(1.17)において U_{Dirac} は (1.14) の部分を表すとする。これを見るとわかるように、マヨラナ質量の際の PMNS 行列にはディラック質量の場合の (1.14) に、追加でマヨラナ位相の因子が掛けられることがわかる。ところが、ニュートリノ振動を観測する実験で測定できるのは、

$$\nu_{Li} \rightarrow \nu_{Lj} \quad \text{もしくは} \quad \bar{\nu}_{Ri} \rightarrow \bar{\nu}_{Rj} \quad (i, j = e, \mu, \tau) \quad (1.18)$$

のようにカイラリティは変化せず $\nu_L (\bar{\nu}_R)$ がフレーバー間で変化するもののみである。したがって

$$\nu_{Li} \rightarrow (\nu_{Lj})^c \quad (1.19)$$

のようにカイラリティの遷移 (chirality flip) がなければ測定できないマヨラナ位相 η_1, η_2 には感度がなく、結果的に (1.14) と同等の形になる。これは chirality flip が粒子の質量項を通して起こることから、その確率に $\sim \mathcal{O}(m^2/E^2)$ のファクターがかかることが影響する。原理的には起こりうるはずの (1.19) の反応であるが、ニュートリノの質量は大変微小なため、この効果を強く抑制することになる^{*9}。したがって、ニュートリノ振動観測実験では直接的にニュートリノがディラック質量を

^{*9} 仮に $m \sim 1\text{eV}$, $E \sim 1\text{MeV}$ とすると、この抑制の効果は $\mathcal{O}(m^2/E^2) \sim 10^{-12}$ となる

持つかマヨラナ質量を持つかを議論することは難しく、これを判別するためには粒子と反粒子が同じであることが本質的である現象にのみ寄与する [L4](B4 説参照). 上述の議論より、以下では (L14) の形を PMNS 行列として話を進めることとする.

1.3.2 ニュートリノ振動の記述

次にニュートリノ振動という現象について定性的な理解と定量的な理解を深めることにする. まずは簡単のために真空中で考える. 上述したように、通常のニュートリノ振動を考える上では chirality flip を考えないことからニュートリノは左巻き、反ニュートリノは右巻きに限定することでスピンの自由度は無視してよく、その場合、従う相対論的な方程式はクライン-ゴルドン方程式である. ニュートリノの質量固有状態 $\nu_i (i = 1, 2, 3)$ をこれに適用すると

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \nu_i = 0 \quad (1.20)$$

である. (L20) を満たす平面波解は

$$\nu_i = \exp\{-ip_i \cdot x^\mu\} = \exp\{-iE_i t\} \cdot \exp\{ip \cdot x\} \quad (1.21)$$

と書ける. ここでエネルギーと運動量の関係は

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad (1.22)$$

である. 続いてニュートリノのフレーバー固有状態 $\nu_\alpha (\alpha = e, \mu, \tau)$ を考えると (L10) より

$$\nu_\alpha = U_{\alpha 1} \nu_1 + U_{\alpha 2} \nu_2 + U_{\alpha 3} \nu_3 \quad (1.23)$$

となる. (L23) の意味を考えると、フレーバー固有状態 ν_α は PMNS 行列によって混合された質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の波の重ね合わせになっていることを示している. この 3 つの波(物質波)は (L21) と (L22) より、運動量 p を同じに揃えたとしても各々の質量 m_i が違えば、わずかに異なる振動数 E_i を持つことになるため、物質波が互いに干渉を起こし「うなり」に相当する現象が生じる. この「うなり」にあたる現象がニュートリノのフレーバーの変化として現れ、これこそがニュートリノ振動の定性的な理解と言える. ただしこれは量子力学的な現象であるため、時間変化するのではなく生成された存在確率であることに留意する.

続いて数式によって定量的にこの現象を理解する. ニュートリノの質量は大変小さいため、(L20)において $p \ll m_i$ の近似を用いると

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{p^2 + m_i^2} \\ &= p \sqrt{1 + \left(\frac{m_i}{p}\right)^2} \\ &\simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \\ &\simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.24)$$

となる。最後の行への変形には $p \simeq E$ (E は 3 つのニュートリノの平均的なエネルギー) の近似を用いた。[\(L24\)](#) を [\(L21\)](#) に代入すると

$$\begin{aligned}\nu_i &= \exp\{-iE_i t\} \times \exp\{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}\} \\ &= \exp\{-ipt\} \times \exp\{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}\} \times \exp\left\{-i\frac{m_i^2}{2E}t\right\}\end{aligned}\quad (1.25)$$

ここでニュートリノの質量に依存するのは $\exp\left\{-i\frac{m_i^2}{2E}t\right\}$ の部分のみで他の成分はニュートリノの種類に依存しない全体位相となることからこれを除くと

$$\nu_i(t) = \exp\left\{-i\frac{m_i^2}{2E}t\right\} \quad (1.26)$$

と単純化することができる。したがって次のような時間発展を記述する方程式を書くことができる。

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

続いて [\(L27\)](#) を [\(L10\)](#) の関係からフレーバー固有状態についての方程式に書き換えると

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} U \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

となる。[\(L28\)](#) を解くと

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2}{2E}t} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2}{2E}t} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\frac{m_3^2}{2E}t} \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_\mu(0) \\ \nu_\tau(0) \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

が得られる。ニュートリノが時刻 $t = 0$ においてフレーバー固有状態 ν_α として生成されたとし、 $t = 0$ では他のフレーバーの混合がないとすると初期条件は $\nu_\alpha(0) = 1$ とできるため [\(L29\)](#) は

$$\nu_\beta(t) = \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} U_{\alpha i}^* \quad (1.30)$$

とまとめることができる。ここで量子力学では [\(L30\)](#) を 2 乗した形が確率になるので始状態 ν_α で生成されたニュートリノが時間発展後、終状態 ν_β で観測される確率は以下のようになる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \quad (1.31)$$

これを計算すると（計算の詳細は [C.1 節](#) 参照）

$$\begin{aligned}P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \Phi_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \\ (\text{ただし } A_{\alpha\beta,ij} &:= U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}, \Phi_{ij} := \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}, \Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2 \text{ と置いた。})\end{aligned}\quad (1.32)$$

となる。なお、ニュートリノはほぼ光速で飛来することから、(1.32) では時間発展の変数 t をニュートリノの飛来距離 L に置き換えている。このことからニュートリノ振動はニューリノの飛行距離 L とエネルギー E の比である L/E に依存していることがわかる。また、(1.32) を見ると振動のパラメータが各固有質量 m_i ではなく、それらの二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ になっている。これはうなりの振動数に対応しており、質量固有値が縮退していればニュートリノ振動は起こらないことを意味する。(条件 2 : p.7)

(1.32) で終状態の β を α にすれば、生き残り確率 (survival probability) $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ を計算することができ、その場合 $A_{\alpha\beta,ij}$ は

$$A_{\alpha\alpha,ij} = U_{\alpha i} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha j} = |U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \quad (1.33)$$

となり、 A は実部のみになる。したがって生き残り確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{i>j} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \Phi_{ij} \quad (1.34)$$

加えて、消失確率 (disappearance probability) は 1 から (1.34) を引いて

$$1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 4 \sum_{i>j} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \Phi_{ij} \quad (1.35)$$

と表される。

続いて反ニュートリノにおけるニュートリノ振動を考える。このとき、ポアンカレ不变性を持ち、局所的な相互作用のみを持つ場の量子論で一般に成立する CPT 定理を持ち出して考えると

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \\ &= \delta_{\beta\alpha} - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\beta\alpha,ij}) \sin^2 \Phi_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\beta\alpha,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \Phi_{ij} + 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \end{aligned} \quad (1.36)$$

となる。ここで最後の式変形において $A_{\beta\alpha,ij} = (A_{\alpha\beta,ij})^*$ より A の虚部のみ符号が (1.32) と逆転することを用いた。生き残り確率や消失確率は A の実部のみが寄与することから反ニュートリノであっても (1.34), (1.35) と表せる。すなわち

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \quad (1.37)$$

である。

このように真空中であっても 3 世代のニュートリノ振動の式は少々複雑である。しかし、大気ニュートリノと太陽ニュートリノの観測により ν_1 と ν_2 の質量二乗差 Δm_{21}^2 と ν_1 と ν_3 の質量二乗差 Δm_{31}^2 では

$$\Delta m_{21}^2 (\sim 7.6 \times 10^{-5} [\text{eV}^2]) \ll \Delta m_{31}^2 (\sim 2.4 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]) \quad (1.38)$$

と階層的構造があることがわかっていることから、3 世代のニュートリノ振動を実質的に 2 世代の振動に近似することが出来る。このとき質量の順序には $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ である場合と $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$

である場合が考えられ^{*10}, 前者を順階層 (Normal Order : NO), 後者を逆階層 (Inverted Order : IO) と呼ぶ (図 2).

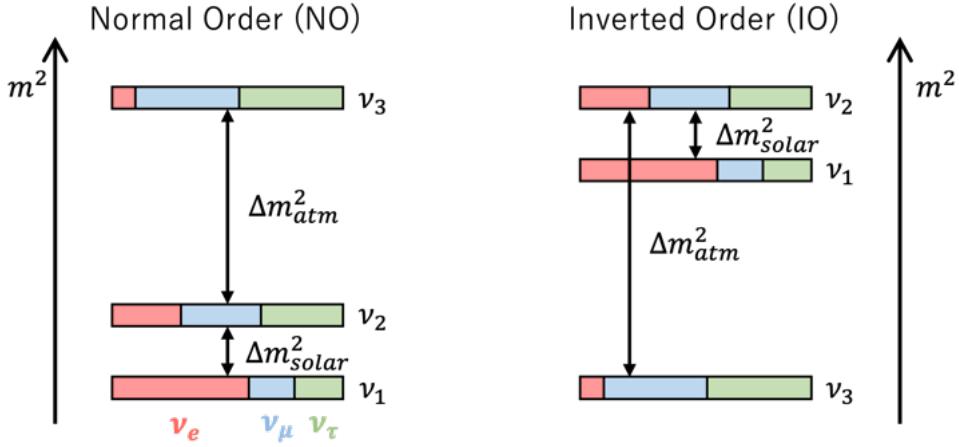


図 2: ニュートリノの質量階層生

2 世代の振動として近似する際には Δm_{31}^2 と Δm_{21}^2 のどちらか一方の振動項は落として考える。まず, Δm_{31}^2 が支配的な振動であり

$$\begin{aligned}\frac{\Delta_{21}^2}{E}L &= 3.6 \times 10^{-2} \cdot \frac{\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{7 \times 10^{-5} [\text{eV}^2]}\right)}{\left(\frac{E}{1 [\text{GeV}]}\right)} \left(\frac{L}{100 [\text{km}]}\right) \ll 1 \\ \frac{\Delta_{31}^2}{E}L &= 1.0 \cdot \frac{\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]}\right)}{\left(\frac{E}{1 [\text{GeV}]}\right)} \left(\frac{L}{100 [\text{km}]}\right) \geq 1\end{aligned}\quad (1.39)$$

という条件を満たす場合, Δm_{21}^2 による効果は振動を起こすには小さすぎるため, この寄与を落として考えることが出来る。この場合の振動式は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \simeq 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \Phi_{31} \quad (1.40)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \simeq 1 - 4(1 - |U_{\alpha 3}|^2) |U_{\alpha 3}|^2 \sin^2 \Phi_{31} \quad (1.41)$$

となる。(計算の詳細は □ 節参照)

続いて Δm_{21}^2 が支配的な振動であり

$$\begin{aligned}\frac{\Delta_{21}^2}{E}L &= 7.2 \cdot \frac{\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{7 \times 10^{-5} [\text{eV}^2]}\right)}{\left(\frac{E}{5 [\text{MeV}]}\right)} \left(\frac{L}{100 [\text{km}]}\right) \geq 1 \\ \frac{\Delta_{31}^2}{E}L &= 2.0 \times 10^2 \cdot \frac{\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]}\right)}{\left(\frac{E}{5 [\text{MeV}]}\right)} \left(\frac{L}{100 [\text{km}]}\right) \gg 1\end{aligned}\quad (1.42)$$

^{*10} ν_1 と ν_2 の質量の順序は太陽ニュートリノにおける物質効果 (□ 節参照) により $\nu_1 < \nu_2$ が判明している。

という条件を満たす場合、 Δm_{31}^2 による振動は早すぎるため、 Δm_{21}^2 による振動との干渉項は消え、この寄与を落として考えることが出来る。これは ν_3 が ν_1, ν_2 から decoupling を起こしているとも言える。この場合の振動式は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \simeq \left| \delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* - U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} L} \right) \right|^2 + |U_{\beta 3}|^2 |U_{\alpha 3}|^2 \quad (1.43)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \simeq 1 - 2 |U_{\alpha 3}|^2 + 2 |U_{\alpha 3}|^4 - 4 |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \Phi_{21} \quad (1.44)$$

となる。さらに (1.44) については

$$P_{\text{eff}}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) := 1 - 4 \frac{|U_{\alpha 1}|^2 |U_{\alpha 2}|^2}{(|U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2)^2} \sin^2 \Phi_{21} \quad (1.45)$$

を定義することで¹¹¹

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \simeq \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2 \right)^2 P_{\text{eff}}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) + |U_{\alpha 3}|^4 \quad (1.46)$$

と表すこともできる。(計算の詳細は C.1 節参照)

1.3.3 ニュートリノ振動のパラメーター

以下にニュートリノ振動における振動パラメーターがどのような測定で決定されるかを列挙する。

$\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$

これらのパラメーターは太陽ニュートリノからの ν_e および、原子炉における逆 β 崩壊で生成される $\bar{\nu}_e$ の生き残り確率から測定される。これは Δm_{21}^2 が支配的な振動であることから $|U_{e1}|^2 = \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13}$, $|U_{e2}|^2 = \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13}$, $|U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13}$ を (1.46) に適用すればよい。ここで θ_{13} の値が小さいことから、 $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ の測定には $P_{\text{eff}}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ で十分であり

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\simeq P_{\text{eff}}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \\ &\simeq 1 - 4 \frac{c_{12}^2 c_{13}^2 \times s_{12}^2 c_{13}^2}{(c_{12}^2 c_{13}^2 + s_{12}^2 c_{13}^2)^2} \sin^2 \Phi_{21} \\ &= 1 - 4 \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Phi_{21} \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.47)$$

¹¹¹ この $P_{\text{eff}}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ の部分は実質的な二世代模型の形をしている。

に従い、これは二世代模型でのニュートリノ振動の形^{*12}になっている。1990年代にはフランスの Chooz 実験 [15] とアメリカの Palo Verde 実験 [16] によって $L \sim 1$ km での原子炉からの $\bar{\nu}_e$ 振動の観測が行われたが、その兆候は見られなかった。これは $\mathcal{O}(\Delta m_{21}^2) \sim 10^{-5}$ eV² であったのに対し、 $L \sim 1$ km では $\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3}$ eV² 程度にあたり、感度がなかったためと考えられる。その後、KamLAND 実験によって $\Delta m^2 \sim 10^{-6}$ eV² の感度が実現されたことで両パラメーターの精密測定が行われた [17]。また、この $\bar{\nu}_e$ での測定結果は太陽ニュートリノと誤差の範囲で一致しており、CPT 定理が成り立つことを示している。

$$\theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|$$

これらのパラメーターは大気ニュートリノや加速器ニュートリノからの ν_μ の生き残り確率から測定される。これは $\Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|$ であることから $|U_{\mu 3}|^2 = \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}$ を (41) に代入することで近似式が得られる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - 4(1 - \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}) \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1.48)$$

さらに $\theta_{13} \ll 1$ から $\cos \theta_{13} \simeq 1$ として良いとすると

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - 4(1 - \sin^2 \theta_{23}) \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - 4 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.49)$$

とすることができます。 (47) 同様に、これは二世代模型でのニュートリノ振動の形になっている。さらに ν_μ から ν_e や ν_τ への振動を考えたときには $|U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13}$, $|U_{\mu 3}|^2 = \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}$, $|U_{\tau 3}|^2 = \cos^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}$ を (40) に代入することでそれぞれ

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq 4 \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &\simeq 0 \quad (\because \theta_{13} \ll 1) \end{aligned} \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &\simeq 4 \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\ &\simeq \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (\because \theta_{13} \ll 1) \end{aligned} \quad (1.51)$$

^{*12} (1) 節参照

となる^{*13}. (1.51) は二世代模型でのニュートリノ振動の形になっている. 以上のような式に従って両パラメーターの値は、初めスーパーカミオカンデ実験における大気ニュートリノの観測によって測定された [18]. 現在ではこれに加え K2K 実験 [19], T2K 実験^{*14}, MINOS 実験 [20], NOνA 実験 [21] といった加速器を用いた長基線ニュートリノ実験から求められている. また、 Δm_{32}^2 について測定されているのは絶対値のみであり、その符号は未だ判明していない. 符号が正であれば NO、負であれば IO にあたり、 Δm_{21}^2 の符号が太陽ニュートリノの物質効果から判明したように、 Δm_{32}^2 の符号についてもニュートリノが地球内部を通過する際に受ける物質効果から特定できると期待されている.(1.4.1 項参照)

θ_{13}

θ_{13} の測定には原子炉からの $\bar{\nu}_e$ の生き残り確率のうち、 $|\Delta m_{31}^2| (\simeq |\Delta m_{32}^2|)$ が支配的となる次の近似式を利用する.

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\simeq 1 - 4(1 - \sin^2 \theta_{13}) \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - 4 \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.52)$$

(ニュートリノのエネルギーが数 MeV のため) この式が適用できる距離 L は (1.39) の条件より $L \simeq$ 数 km である. この値の測定は θ_{12} と同様に Chooz 実験や Palo Verde 実験によって $L \sim 1$ km に検出器を置いて測定が試みられたが、得られたのは上限値のみでありその値は他の混合角の大きさに対して大変小さいことがわかった. ここで θ_{12} や Δm_{21}^2 の測定に対しても原子炉からの $\bar{\nu}_e$ の生き残り確率が用いられているが、感度のある距離が大きく違うことに留意する. θ_{12} , Δm_{21}^2 における振動が $L \sim 1$ km で観測されなかった理由は Δm_{21}^2 が小さいためであり、これを測定するのに適切な距離は $L \sim 100$ km であった. 一方 θ_{13} の測定には Δm_{31}^2 が寄与するため $L \sim 1$ km の距離設定は適切である^{*15}. にもかかわらずニュートリノ振動の事象が見つからなかったということは θ_{13} の値が大変小さかったため測定の感度を上回らなかったということを意味する. したがって測定の系統誤差を小さくすべく後続のフランスの Double Chooz 実験 [22], 中国の Daya Bay 実験 [23], 韓国の RENO 実験 [24] においては $L = 1 \sim 2$ km に設置する主検出器の他にもニュートリノフラックスをモニターするために、原子炉から 300~500 m 付近に同一構造の検出器を前置検出器として配置した. この三つの実験によって $\sin^2 2\theta_{13} (\sim 2 \times 10^{-2})$ が測定され、その値は他の混合角による $\sin^2 2\theta_{23} (\sim 0.5)$ や $\sin^2 2\theta_{12} (\sim 0.3)$ に比べてかなり小さいものの、有限値を持つ持つことが判明した. このように θ_{13} の値が小さいことから (1.47) や (1.49) などを導出する際にはこの

^{*13} (1.50) と (1.51) から ν_μ の多くは ν_τ に振動し、 ν_e への振動は 0 では無いものの θ_{13} の小さな値で抑制されていることがわかる. 第 4 章で詳細を述べる T2K 実験のような加速器ニュートリノによる δ_{CP} の検証では $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ への振動が用いられるが、このような事情が十分な統計量を得ることが難しい理由の一端となっている.

^{*14} 後述の第 4 章参照

^{*15} 現に (1.47) の導出には (1.46) が用いられている一方で、(1.52) の導出には (1.41) が用いられている.

寄与を無視する近似を施したが、□4 節で詳しく見るよう δ_{CP} の測定には θ_{13} に関する因子が掛け算の形で現れる^{*16}ことから、こと δ_{CP} 探索においてはそのような近似はできず、測定感度に直結する重要な値であると言える。

δ_{CP}

次の □4 節において詳細を述べる。

1.4 ニュートリノにおける CP 対称性の破れ

(□38) で見たように、生き残り確率(や消失確率)ではニュートリノと反ニュートリノに差は生じないことから、ニュートリノ振動における CP 非対称性を検証するためには (□32), (□36) より

$$\begin{aligned}\Xi_{\alpha\beta}^{CP} &:= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \\ &= -4 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \sin 2\Phi_{ij}\end{aligned}\quad (1.53)$$

が値を持つかどうかで議論することができる。ここで $\Xi_{\alpha\beta}^{CP}$ の性質を見るために、いくつか関係式を準備する。まず、確率の保存則から

$$\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = 1 \quad (1.54)$$

が言えるため

$$\begin{aligned}\sum_{\beta=e,\mu,\tau} \Xi_{\alpha\beta}^{CP} &= \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \\ &= 1 - 1 = 0\end{aligned}\quad (1.55)$$

が言える。続いて、CPT 定理より CP 変換と T 変換が同等であることを利用すると、(□36) より

$$\Xi_{\alpha\beta}^{CP} = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) =: \Xi_{\alpha\beta}^T \quad (1.56)$$

という T 非対称性 $\Xi_{\alpha\beta}^T$ を定義できる。これを用いると自明な $\Xi_{\alpha\beta}^T = -\Xi_{\beta\alpha}^T$ という関係から

$$\Xi_{\beta\alpha}^{CP} = \Xi_{\beta\alpha}^T = -\Xi_{\alpha\beta}^T = -\Xi_{\alpha\beta}^{CP} \quad (1.57)$$

という関係がわかる。では、(□57) を用いて、始状態を $\alpha = e$ に固定して (□55) についての終状態の和を具体的に書き下してみると

$$\begin{aligned}\sum_{\beta=e,\mu,\tau} \Xi_{e\beta}^{CP} &= \Xi_{ee}^{CP} + \Xi_{e\mu}^{CP} + \Xi_{e\tau}^{CP} \\ &= 0 + \Xi_{e\mu}^{CP} + \Xi_{e\tau}^{CP} \\ &= \Xi_{e\mu}^{CP} - \Xi_{\tau e}^{CP} \\ &= 0\end{aligned}\quad (1.58)$$

^{*16} (□60) 参照

したがって $\Xi_{e\mu}^{CP} = \Xi_{\tau e}^{CP}$ が言える。同様にして $\alpha = \mu$ に固定すると $\Xi_{\mu\tau}^{CP} = \Xi_{e\mu}^{CP}$ が言える。こうして

$$\Xi_{e\mu}^{CP} = \Xi_{\mu\tau}^{CP} = \Xi_{\tau e}^{CP} =: \Xi^{CP} \quad (1.59)$$

という関係が得られる。[\(L61\)](#) はフレーバーが 3 世代の場合、独立な CP 位相は本質的に 1 種類のみであるということを意味し、これはクォーク・セクターでいうところの小林・益川理論の結論と合致する。

続いて Ξ^{CP} の値を具体的に求めておく。 $\alpha = \mu, \beta = e$ を採用して計算すると、[\(L56\)](#) より

$$\begin{aligned} \Xi_{\mu e}^{CP} &= (-\Xi_{\tau e}^{CP}) \\ &= -2 \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \theta_{13} \sin \delta_{CP} \sin \Phi_{12} \sin \Phi_{23} \sin \Phi_{31} \end{aligned} \quad (1.60)$$

である。(計算の詳細は [C.2](#) 節参照)

[\(L60\)](#) から δ_{CP} が 0 もしくは π 以外の値を持っていれば $\sin \delta_{CP} \neq 0$ であり、その他の因子はすべて 0 でない有限の値を持っていることから、ニュートリノにおける CP 対称性の破れ (neutrino CP Violation : ν CPV) が存在することになる。SM では CP 対称性の破れはクォークセクターでのみ認められており、実験的にもこれ以外の例は見つかっていないことから、もしも ν CPV が確認された場合、既存の理論や観測結果にはない新しい CP 対称性の破れを発見したことになる。これは物質優勢宇宙の謎を説明するシナリオの一つであるレプトジェネシスの検証にも繋がると期待されており、その存在の是非は素粒子物理学全体において重要な意味を持つ。(詳細は [B.3](#) 説参照)

ν CPV を観測するには [\(L56\)](#) からもわかるように、ニュートリノと反ニュートリノの振動確率を調べる必要があり、これは主に加速器ニュートリノ実験における $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動から測定される。 δ_{CP} の値は未だ決定されておらず、それ以前に ν CPV が存在するか否か(すなわち $\sin \delta_{CP}$ が有限の値を持つか)も結論付けられていない。現在 ν CPV の探索は次の [D](#) 章でその詳細を述べる T2K 実験やアメリカで行われている NO ν A 実験によって行われており、将来的にはこれらの次世代実験であるハイパーカミオカンデ (HK) 実験 [\[25\]](#) や DUNE 実験 [\[26\]](#) に引き継がれる。

1.4.1 物質効果

ここまで話を単純化するために真空中でのニュートリノ振動について議論をしてきた。しかし、実際に実験や観測によってニュートリノ振動のパラメーターを測る際には真空中ではなく物質中を伝搬してきたニュートリノを測定することがある。特に加速器ニュートリノを用いた ν CPV の観測を行うような実験では、生成されたニュートリノが振動を起こすのに十分な距離だけ地球の内部を伝搬した後に検出されることとなり、このような場合にはニュートリノ振動を真空中と同一に扱うことはできず、物質効果と呼ばれる現象を考える必要がある。これはニュートリノが物質中を伝搬する際に物質が作る弱い相互作用のポテンシャルを受けることで振動の様子に変化が現れる現象であり、提唱者の名前をとって MSW(Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 効果とも呼ばれる [\[27\]](#)^{*17}。以下で

*17 元々は太陽ニュートリノにおける ν_e フラックスの過度な減少を説明するために提唱された。真空中でのニュートリノの生き残り確率は時間平均をとった際に世代数の逆数未満にはならない(すなわち 1/3 より小さくなることはな

は物質効果に対する簡単な説明とこれを考慮したときのニュートリノ振動の式について記述する。

物質効果は定性的には物質波の共鳴現象として理解される。これは弱い相互作用におけるポテンシャル・エネルギーによって引き起こされるが、上述したようにその種類には CC 反応と NC 反応があった。NC 反応の場合、ニュートリノが物質中の電子、陽子、中性子と相互作用をするが、このような反応は全てのフレーバーで等しく起こることから全体的な位相因子を全てのフレーバーのニュートリノの物質波に与えることになる。したがって NC 反応における物質効果はニュートリノ振動への寄与は無いと言える。

一方で、CC 反応の場合 ν_e だけが物質中の電子を W^+ を交換することでコヒーレントな前方散乱を起こすことができる。 ν_μ や ν_τ にこのような反応は生じないことから実質的に電子ニュートリノだけが物質効果を持つ。この前方散乱が起こるときに電子ニュートリノが感じる弱い相互作用におけるポテンシャル V_c は

$$V_c = \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.61)$$

で書くことができる。このとき G_F はフェルミ結合定数、 n_e は物質中の電子密度である^{*18}。 ν_e がこのポテンシャルエネルギーを受けることで、その分だけ物質波のエネルギー、すなわち振動数が $E \rightarrow E + V_c$ だけ変化を受けることになる。

物質効果の影響を考慮した場合の ν_μ から ν_e への振動を全て書き下すと以下のようになる [28]。

$$\begin{aligned} P_{\text{MSW}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \times \left(1 + \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2S_{13}^2) \right) \\ &+ 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta_{\text{CP}} - S_{12} S_{13} S_{23}) \cos \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ &- 8C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \cos \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \frac{aL}{4E} (1 - 2S_{13}^2) \\ &- 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta_{\text{CP}} \sin \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ &+ 4S_{12}^2 C_{13}^2 (C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 - 2C_{12}^2 C_{23}^2 S_{12} S_{23} S_{13} \cos \delta_{\text{CP}}) \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.62)$$

ただし、ここでは物質効果を表す項は $a = 2\sqrt{2}G_F n_e E$ としている。

(1.60) に対して物質効果も考慮に入れ、さらにこれを ν と $\bar{\nu}$ の振動確率を足し合わせたもので割った以下の形

$$\frac{P_{\text{MSW}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P_{\text{MSW}}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P_{\text{MSW}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P_{\text{MSW}}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} =: A_{\nu_{\text{CPV}}} \quad (1.63)$$

い) と考えられていたが、実際に観測された値は標準太陽模型の 1/4 まで減少していたことからこれを説明するため導入された理論である。

^{*18} 太陽ニュートリノや超新星爆発時に発生するニュートリノに対して物質効果を考慮する際は星の中心からの位置 x に依存して電子密度が異なるため $n_e(x)$ のようにすることもある。一方で加速器ニュートリノ実験などにおいてニュートリノが地中を走る際には、岩盤の密度はほぼ一定であると考えられるため、ここでは電子密度を定数にしている。

を ν CPV パラメーターとして定義するとこの値は近似的に

$$A_{\nu\text{CPV}} \sim \pm 2 \frac{L}{L_0} - 0.25 \sin \delta_{\text{CP}} \quad (1.64)$$

となることが知られている [29]. ここで L_0 は物質効果が大きくなる典型的な距離である. (L64) が意味することは、仮に $\delta_{\text{CP}} = 0$ or π でありニュートリノにおける CP 対称性が保存されているような場合でも、物質効果による補正のために見かけ上 ν CPV が存在するよう見えてしまうことがある. したがって δ_{CP} の値を測定するときにはこの効果を考慮して計算する必要がある. さらに (L64) における符号の正負は Δm_{13}^2 の階層性に依存していることを表している. このような事情からも基線 L の長さの異なる加速器実験^{*19}の結果を照らし合わせることで δ_{CP} の値のより精密な測定および Δm_{13}^2 の符号の決定、すなわち質量階層性の決定が可能になると考えられている.

^{*19} 加速器実験における基線 L の長さは、現行の T2K 実験では 295 km, NoνA 実験では 810 km であり、将来実験である DUNE 実験では 1300 km である.

2 T2K 実験

この章ではまず T2K 実験の概要と、これを構成する種々の施設や検出器について説明する。続いて、T2K 実験の現状と現在存在する課題についてニュートリノフラックスの観点から述べる。

2.1 概要

T2K(Tokai to Kamioka) 実験 [30] は茨城県東海村に位置する大強度陽子加速器施設 J-PARC(Japan Proton Accelerator Reserch Complex) でニュートリノビームを打ち出し、標的より 280 m 下流に位置する前置検出器 ND280 と、後置検出器として 295 km 離れた岐阜県神岡町に位置するスーパーカミオカンデを用いる長基線ニュートリノ実験である(図 3)。T2K 実験ではニュートリノ振動における振動パラメータのうち $\sin^2 \theta_{23}$, Δm_{32}^2 , δ_{CP} に対して感度があり、^{*20}これら精密測定を目的としている。中でも δ_{CP} の測定を行うことで ν CPV の実証を目指している。



図 3: T2K 実験の概要図 [31]

T2K 実験で生成されるニュートリノフラックスはほとんどが ν_μ か $\bar{\nu}_\mu$ であるため(図 4, 5)，前置検出器で観測された ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) が後置検出器ではニュートリノ振動によって ν_e ($\bar{\nu}_e$) になるか、 ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) の消失を観測することでニュートリノ振動を測定することができる。

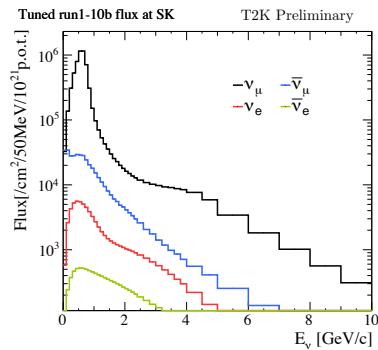


図 4: SK での FHC でのフラックス [31]

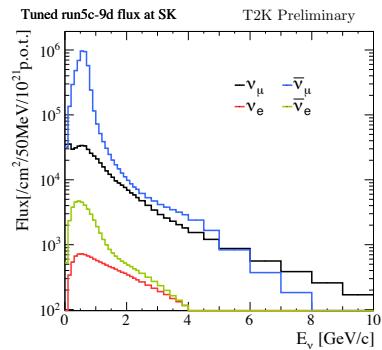


図 5: SK での RHC でのフラックス [31]

^{*20} 加えて $\sin^2 2\theta_{13}$ に対しても僅かな感度を持つ。

2.2 J-PARC

J-PARC の加速器はビームの下流から順に LINAC, RCS, MR の 3 つで構成されている。図 6 に概要を示す。



図 6: J-PARC の加速器群の概要 [82]

2.2.1 LINAC

LINAC(Linear Accelerator) は全長約 330 m の線形加速器であり、主な装置は陽子ビームの元を生成するイオン源と高周波電場によってビームを加速する加速空洞である。イオン源には、水素ガスと高周波電磁場との相互作用によって生成された水素プラズマに対して、水素に電子を付加する効果を持つセシウム蒸気を添加して作られる負水素イオン (H^-) が用いられる。これは後段の RCS において H^- から電子を剥ぎ取って円形加速器に入射する荷電変換入射を行うためである。イオン源で生成された H^- は 50 kV の電場によってビームとして引き出され、加速空洞に向かう。加速空洞は加速されるにつれ速くなるビームの速度に応じて最も効率的にビームを加速できるようにビームの上流から順に以下の 4 つの構造を持つ。

- 高周波四重極線形加速器 (Radio Frequency Quadrupole Linac : RQF)
最上流の高周波加速器であり、 H^- ビームを 3 MeV まで加速できる。RQF ビームの加速だけでなくビームの集束も担う。さらにマイクロバンチと呼ばれる高周波電場と同期した時間構造をビームに与えることで後続の高周波加速空洞での加速を可能にする働きを持つ。
- ドリフトチューブ線形加速器 (Drift Tube Linac : DTL)
合計 3 台でビームを 50 MeV まで加速する。1 台あたり約 10 m のタンク内部にはドリフトチューブと呼ばれる銅の円筒が並び、隣り合ったドリフトチューブ間でビームが電場によっ

て加速される。内部には大電流ビームが自らのクーロン力で発散しないようビームを集束させる電磁石も組み込まれている。

- 機能分離型 DTL (Separated DTL : SDTL)

ビームのエネルギーが 50 MeV を超えるとビーム自身が発散する効果が小さくなるため、DTL では内部に組み込まれていた電磁石を SDTL では分離させ、加速性能を向上させる。電磁石は空洞外に配置されているためその調整も容易である。ここではビームは 190 MeV まで加速される。

- 環状結合型線形加速器 (Annular-ring Coupled Structure Linac : ACS)

ACS は加速セルの他にドーナツ状に配置される結合セルと呼ばれる空洞を持つ多空洞結合型構造の加速器であり、大きな加速電場と電場の安定性を両立できる。合計 21 台の ACS によりビームは 400 MeV まで加速される。

2.2.2 RCS

LINAC で 400 MeV まで加速された H^- ビームは RCS に供給される。ここではビームの加速と取り出しを 1 秒間に 25 回という速い繰り返しを行うことから Rapid-Cycling Synchrotron(RCS) と呼ばれ、400 MeV で入射されたビームは 0.02 s で 3 GeV まで加速され、取り出される。また、ビームを 3 GeV まで加速できることから別名 3GeV シンクロトロンとも呼ばれ、リングの長さは一周約 350 m でビームは 1 μ s で RCS を一周する。

J-PARC で用いられる陽子ビームの最大の特徴である大強度ビームは LINAC から RCS にビームを供給する際、繰り返しビームを入射して蓄積する多重入射 (multi-turn beam injection) を行うことで実現される。具体的には 5×10^{-4} s で 300 回ビームを入射することで 8.4×10^{13} 個の陽子のまとまりとなる。多重入射を行うにあたり、Liouville の定理から、同一種類で同一速度のビーム (荷電粒子) を同一軌道に持っていくことは不可能である。そこで LINAC では陽子ではなく負電荷を持つ H^- を加速し RCS に供給することでビームを同一軌道上に持ってくることを可能にしている (図 7)。



図 7: 電荷が逆であれば同一軌道上にビームを供給できる。

その後 H^- はフォイルと呼ばれるホウ素を含んだ炭素薄膜を通過することで電子を剥ぎ取り、陽子ビームとなる (荷電変換入射)。こうして 8.4×10^{13} 個の陽子を 3 GeV まで加速し、これを 1 秒間に 25 回取り出すことで 1 MW の大強度陽子ビームが完成する (図 8)。

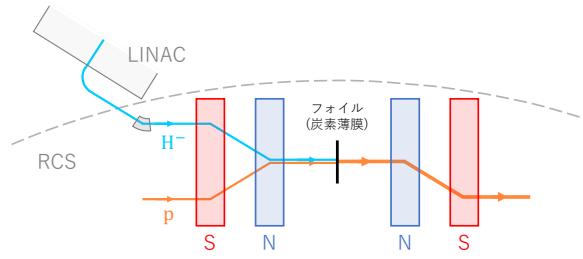


図 8: RSC での荷電変換入射

2.2.3 MR

RCS で 3 GeV まで加速された陽子ビームは物質・生命科学実験施設 (MLF) および Main Ring Synchrotron(MR) に供給される。MR は地下 10 m のトンネルに建設された一周 1567.5 m の円形加速器で、RCS からは 2 バンチずつを 4 回、計 8 バンチの陽子ビームを 30 GeV まで加速する。この 8 バンチをスピルと呼び、2020 年のデータ取得ではビームの強度は 500 kW、取り出し周期は 2.48 秒であった。今年度のデータ取得 (run13) より MR 磁石の電源が増強され、ビーム強度は 760 kW に、ビーム取り出し周期は 1.36 秒にアップデートしている。今後は更なる MR のアップグレードにより、2028 年までにビーム強度は 1.3MW、取り出し周期が 1.16 秒、1 スピルあたりの陽子数は 3.3×10^{14} を目指す。30 GeV まで加速された陽子ビームはその後、ハドロン実験施設とニュートリノビームラインに供給される。

2.3 ニュートリノビームライン 一次ビームライン

ニュートリノビームラインは陽子ビームを SK 方向に導く一次ビームラインと、陽子を炭素標的に照射し、ニュートリノビームを生成する二次ビームラインで構成されている。一次ビームラインはビームの上流から順に、MR から取り出したビームを調整する Preparation Section、ビームを SK 方向に曲げる Arc Section、ビームを炭素標的に当てるための最終調整を行う Final Focus Section の三つの構成からなる (図 9)。

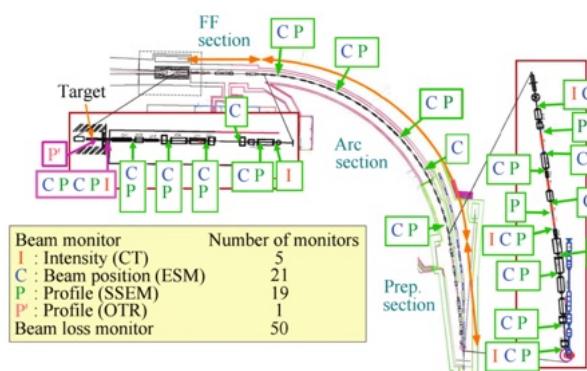


図 9: 一次ビームライン [33]

Preparation Section では MR で加速された陽子ビームがキッカーによって蹴り出され、その後多数の常伝導磁石によってビームパラメータを調節したのち、Arc Section に渡される。

Arc Section では SK 方向に向かって 150 m ほどの短い距離で 80.7 度という大角度で陽子ビームを曲げる必要があることから、強力な磁場を作るために超伝導磁石が用いられている。この超伝導磁石の最大の特徴は、ビームを曲げるための 2 極磁場（最大 2.6 T）とビームを集束させるための 4 極磁場（勾配最大 18.6 T/m）を合わせた 2 極 4 極複合磁場をもった長さ 3.3 m の超伝導結合機能型電磁石（Superconducting Combined Function Magnet: SCFM）[\[34\]](#) であるということだ（図 [10](#)）。これは世界初の複合磁石であり、SCFM が開発されたことでこの磁石 1 種類のみでビームを制御できることから、限られたビームラインの距離と開発予算の中で十分な性能を実現した。

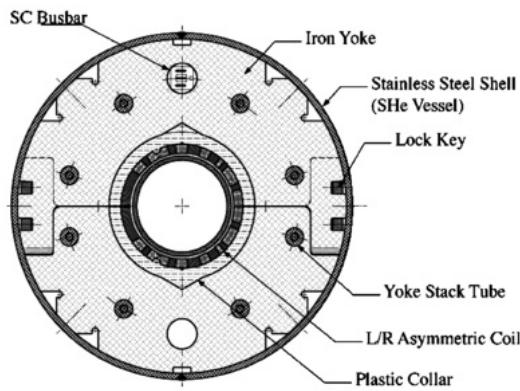


図 10: SCFM の断面 [\[34\]](#)

Final Focus Section には Preparation Section と同様に常伝導磁石が用いられている。ニュートリノビームを 1 mrad の目標精度で方向を調節するためには、ビームの位置を 1 mm の精度で制御することが要請される。さらに、標的の破損を防ぐため、ビームをなるべく均等かつサイズが細くなりすぎないように制御する必要もある。これらの最終調整を行い陽子ビームを二次ビームラインに送り出すことが Final Focus Section の役割である。

また、これらのビームラインの各所には複数種類の多数の陽子ビームモニターが置かれてある（図 [10](#)）。以下にその機能を簡単にまとめる。

- CT (Current Transformer)

計 5 台ある内径 51 cm、外径 79 cm の強磁性トロイダルコアにコイルを巻き付けているビームモニター。内側に陽子ビームを通すことでこれを一次電流とし、電磁誘導によってコイルに流れ二次電流を測定することでビームの intensity、およびビームの時間構造を測定する。

- SSEM (Segmented Secondary Emission Monitor)

垂直方向と水平方向にストリップが入った 2 枚 1 組の厚さ 5 μm の Ti 箔にビームを照射することで発生する二次電子の信号強度から、ビームの形状を測定する。計 19 枚存在するが、このモニターはビームを遮る形で導入され、ビームの強度に対し 1 枚当たり 10^{-5} という少くない比率のビームロスを生じることから、物理ランをとる際には最下流の 1 枚だけを残

してその他はビームラインから除けるようになっている。

- ESM (Electrostatic Monitor)

ビーム軸に対し四方向に電極が設置されており、ビーム通過時のそれぞれの誘起された電荷量を測定することでビームの位置をモニターする。

- BLM (Beam Loss Monitor)

アルゴンガスを主体とする混合ガスを用いたワイヤ型比例計数管で、1スピルごとにロスしたビームを測定し、大きなビームロスが生じた場合は直ちにビーム止める役割を担う。

- OTR (Optional Transition Radiation Monitor)

グラファイトターゲット直前の最後の陽子ビームモニターで、金属膜をビームが通過する際に生じる遷移光を鏡で地上に輸送した上で、CID カメラで見ることでビームの大きさと位置を 2 次元プロファイルとして測定している。

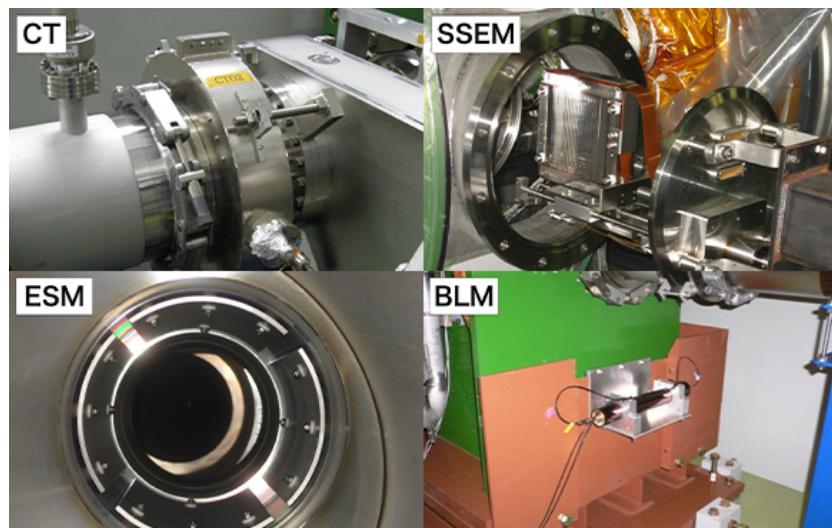


図 11: 各種ビームモニター [B5]

以上のビームモニターに加えて、SSEM における陽子ビームのロスを少なくするために、これに変わる検出器として Ti 箔をワイヤーに変えた WSEM(Wire Secondary Emission Monitor)^{*21}や、ビームロス無しに常にビームプロファイルが可能となる残留分子との相互作用から放出される蛍光を利用する BIF(Beam Induced Fluorescence Monitor) の開発が進められている [B3]。

^{*21} SSEMにおいては 10^{-5} のビームロスが存在するが、WSEM ではこれが 5×10^{-6} まで抑えられると見積もられている。

2.4 ニュートリノビームライン 二次ビームライン

二次ビームラインは上流から順に target station, Decay volume, Beam dump, Muon monitor の 4 つの部分から構成されている (図 12)。

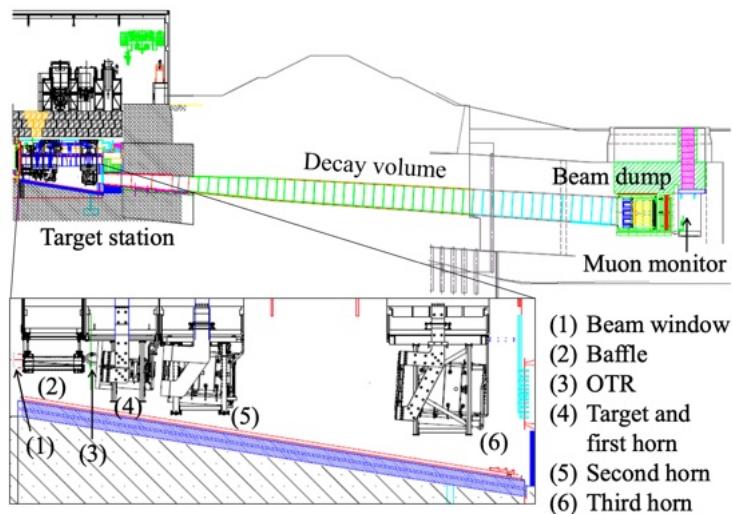


図 12: 二次ビームライン [30]

2.4.1 グラファイトターゲット

加速器ニュートリノは一般的に高エネルギーの陽子ビームをターゲットに照射して π^\pm や K^\pm などのハドロンを生成し、これらが崩壊することで作られる。そのため、ターゲットには密度の高いものを採用したほうがより多くのハドロンが生成でき、得られるニュートリノの数も増えるが、その分激しい反応が起き、このときに発生する熱でターゲットが溶けてしまうことがある。したがって、陽子ビームとの反応で生じる熱に耐えることができ、かつ、より多くのニュートリノが生成できる素材・形状であること、という要求から、T2K 実験ではターゲットとして長さ 91.4 cm, 半径 1.3 cm, 密度 1.8 g/cm^3 の棒状のグラファイトターゲットが使用される。ターゲットの周囲には厚さ 2 mm の炭素チューブがあり、さらにその外側は厚さ 0.5 mm のチタンケースで覆われている^{*22}。このチタンケースの内部に He ガスを高速で循環^{*23}させることでターゲットの冷却を行う。これら全てが第 1 電磁ホーン (図 13) の中心に設置されている。

^{*22} 以前は 0.3 mm のチタンケースが用いられていたが、2020 年から約 2 年間の長期シャットダウンに合わせてターゲット周辺の構造のアップデートが行われ、厚さが変更されている。また、これに合わせてグラファイトターゲットも新しいものが導入されている [33]。

^{*23} およそ 400 L/min で循環している

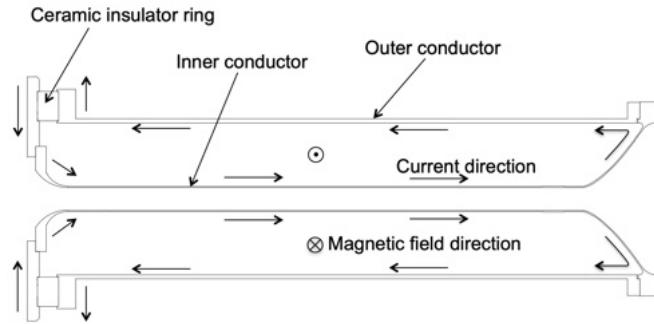


図 13: 第1ホーンの断面図 [36]

2.4.2 電磁ホーン

ニュートリノは中性粒子であり電荷を持たないため、ニュートリノビームそのものを磁場で収束させることはできない。そこで、荷電粒子であるニュートリノの親粒子のハドロン（主には π 中間子）を電磁ホーンを使ってビーム軸方向に収束させる。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) モードと呼んでいる。電磁ホーンは全部で3台あり、ビームの上流側から第1ホーン、第2ホーン、第3ホーンと呼ばれる。これらは内部導体と外部導体の二重構造になっており、これらに大電流を流してトロイダル磁場を発生させることで第1ホーンで π 中間子の収集を第2、第3ホーンで収束をさせることができる。ホーンに用いられる導体はアルミニウム合金であり、この形状はホーンにかかるローレンツ力と大きな電流が流れることで発生するジュール熱に十分耐えられ、一方で生成された π 中間子との相互作用をなるべく抑えるために薄くしたいという要請に基づいて設計されている。また、各ホーンにはそれぞれ24個のノズルがあり、ここから内部導体側に向かって冷却水が噴射されている²⁴。

ホーンに流す電流値は2020年以前は250 kAでの運用がされていたが、ビームパワーの増強に合わせて今年度のデータ取得(run13)より320 kAでの運用が開始されている。また、ホーンそのものもや冷却システムのアップデートも行われている[33]。

²⁴ 電磁ホーンは巨大な電流を流すにあたって発生するジュール熱や高エネルギーの π 中間子が通過することによって発熱するためビーム運転中は常時冷却水によって冷やす必要がある。ホーン内部を冷却水で満たすのではなく、噴射という方法を採用しているのは高エネルギーの π 中間子と水との相互作用を少なくするためである。

2.4.3 off-axis 法

T2K 実験では前置検出器 (ND280)・後置検出器 (SK) の両者を、ニュートリノビームのビーム軸方向に対して 2.5 度ずれた方向に設置している。ビーム軸方向に検出器を置く on-axis 法に対して、このようにビーム軸からずれた方向に検出器を置く手法を off-axis 法と呼ぶ [37]。T2K 実験はこの手法を採用することで、検出器方向に飛来するニュートリノをニュートリノ振動が起きやすいエネルギー領域に狭いスペクトルを持ったフラックスで照射することができる。

上述したように T2K 実験では多くのニュートリノビームを

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \\ \pi^- &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-\end{aligned}\tag{2.1}$$

という π^\pm の崩壊によって得ていることから、(2.1) のような二体崩壊を特殊相対論的に考える。各粒子のエネルギー、運動量、質量には

$$E_i^2 = p_i^2 + m_i^2 \quad (i = \pi, \mu, \nu)\tag{2.2}$$

の関係が成り立つとする。まず、運動量保存則より

$$\begin{aligned}p_\pi &= p_\nu \cos \theta + p_\mu \cos \phi \\ 0 &= p_\nu \sin \theta + p_\mu \sin \phi\end{aligned}\tag{2.3}$$

が成り立つ。このとき π 中間子の進行方向に対しニュートリノの進行方向とのなす角を θ , μ 粒子の進行方向とのなす角を ϕ とした。また、エネルギー保存則より

$$E_\pi = E_\nu + E_\mu\tag{2.4}$$

が成り立つ。ニュートリノの質量 m_ν は m_π, m_μ に比べて十分小さいことから、これを無視する近似を考えると、(2.2), (2.3), (2.4) より

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2E_\pi} \frac{1}{1 - \cos \theta \sqrt{1 - (m_\pi/E_\pi)^2}}\tag{2.5}$$

となる。(2.5) では E_ν は E_π のみの関数になっていることがわかる。(2.5) を θ をいくつかの値に固定して描いたものが図 14 である。(2.5) で $\theta = 2.5^\circ$ とするとニュートリノのエネルギーは最大で約 600 MeV となる。したがって SK で観測されるニュートリノフラックスのピークは 600 MeV 付近となり、図 15 を見るとこのエネルギー領域において SK での $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の振動確率は最低値を取ることがわかる^{*25}。加えて、図 15 で on-axis と off-axis のときでニュートリノフラックスの形を比較すると、後者の方がより狭いピーク幅をもつことがわかる。したがって on-axis でデータをとるよりもより多くのニュートリノを振動を起こしやすいエネルギー領域で取得することができる。off-axis 法を実際に使用した実験は T2K 実験が世界で初めてである^{*26}。

^{*25} これを踏まえて振動パラメーターの L/E を設定している。既述のように T2K 実験では $L = 295$ km であった。

^{*26} その後アメリカで行われている長基線ニュートリノ実験である NOvA 実験でも同様の手法が用いられている。

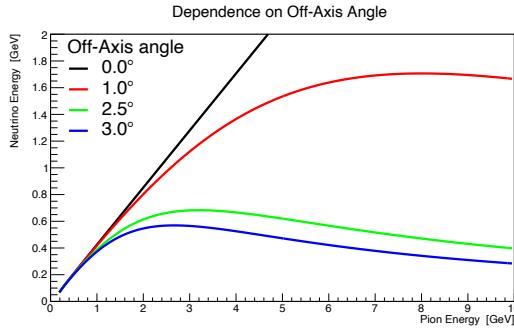


図 14: Off-axis の角度依存性. 横軸が崩壊前の π 中間子のエネルギー, 縦軸が崩壊後に生成される ν のエネルギーである. Off-Axis が 2.5° のとき (緑実線) の関数の形を見ると ν が 600 MeV 付近でなだらかなピークを持っており, これは幅広いエネルギーの π 中間子から 600 MeV 付近の ν が得られることを意味する.

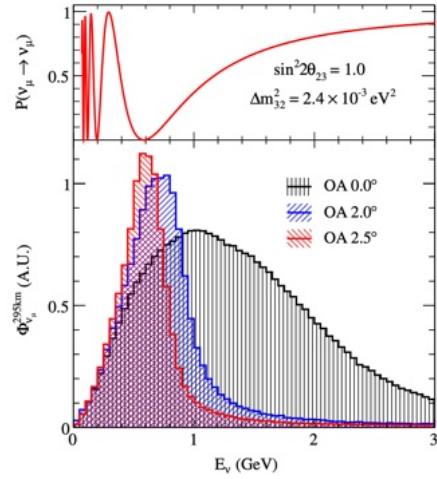


図 15: SK での ν_μ の生き残り確率 (上) とニュートリノflux の off-axis 依存性 (下). Off-Axis が 2.5° のときflux のピークは鋭く, かつ ν_μ の生き残り確率が最低値を取るところに来ることがわかる [38].

2.4.4 MUMON

MUMON はニュートリノ以外のほとんどの粒子を止める Beam dump のさらに後方のグラファイトターゲットから 118m の場所に位置し, ビーム 1 バンチ毎に dump を突き抜けてくる高エネルギー (5 GeV 以上) のミューオンの方向と強度を測定する. このミューオンは π 中間子から崩壊して ν_μ と共に生成されたものであるため, これを測定することでグラファイトターゲットで生成された 2 次ビームの on-axis の情報をリアルタイムでモニターする役割を持ち, ミューオンのビームプロファイルからニュートリノのビームプロファイルを推定できる. その構造は, ビームの上流側にシリコン PIN フォトダイオード (Si) が, その 2m ほど下流側に Ionization chamber (IC) がビーム軸に垂直にそれぞれ 7×7 個並べられ, $150\text{ cm} \times 150\text{ cm}$ の領域をカバーしている. MUMON は 2010 年の T2K 実験初期から運用されてきたが, J-PARC のビーム強度のアップグレードに伴い, Si 検出器については放射線劣化および耐久性度に, IC 検出器は信号の線形性応答性に懸念がある. そこで既存の検出器を, より放射線耐性の強い検出器として PMT の受光面にアルミ蒸着を行って作成された電子増倍管 (EMT:Electron Multiplier Tube) と入れ替えることが計画されている.

2.5 前置検出器

T2K 実験では後置検出器である SK で観測されたニュートリノの反応数およびエネルギー分布からニュートリノ振動パラメータを測定する。ところが、グラファイトターゲットでのハドロン生成面積やニュートリノの反応断面積の不定性が大きいことからそのままでは高精度測定は難しい。そこでグラファイトターゲットから 280 m ビーム下流に位置する前置検出器で生成直後のニュートリノを直接観測し、ビームの特性やニュートリノ反応断面積を理解することで振動解析の精度を向上させる。この前置検出には大別して INGRID と ND280 と呼ばれる 2 種類の検出器システムから構成されている（図 16）。また、ニュートリノモニター棟にはこれら二つの検出器に加えて、主に前置検出器と後置検出器の標的の差異を検証するための WAGASCI/Baby MIND 検出器やニュートリノと原子核の反応を詳細に調べる NINJA 実験で使用する原子核乾板が設置されている^{*27}。

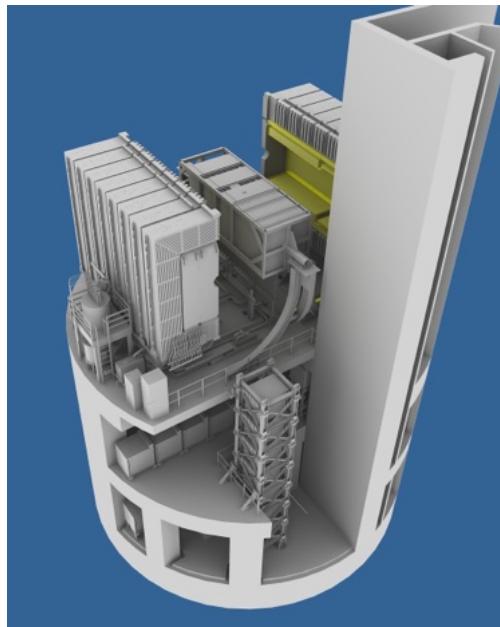


図 16: 前置検出器が位置するニュートリノモニター棟の概略図 [30]。上に見えるのが ND280、下に見えるのが INGRID である。

2.5.1 INGRID

INGRID はニュートリノビームのプロファイルや安定性をモニターするための on-axis 方向に置かれている検出器である。T2K 実験では off-axis 法を採用してニュートリノ振動の起きやすい

^{*27} これらの検出器は off-axis 1.5° の位置に設置されている。

エネルギー領域に細く高いエネルギーfluxを持つように調節しているが、ビーム軸がずれないと off-axis の角度も変わってしまうため、ビーム方向の不定性が 1 mrad 以内であることが要請される。ビームの強度や方向の情報は MUMON でスピルごとにリアルタイムで測定しているが、ここで観測できるのはあくまでも高エネルギーのミューオンであることから、ニュートリノfluxそのその情報は得られない。そこで INGRID 検出器を用いることでグラファイトターゲットや電磁ホーンの健全性やニュートリノビームの安定性をニュートリノ自体で確認することが可能となる。前置検出器の地点ではニュートリノビームは大きく広がっており $10 \times 10 \text{ m}^2$ 程度の領域をカバーする必要があることから、1台約 10 t の測定器を縦横それぞれ 7 個を十字になるように配置してある(図 17)。検出器 1 台の中には 11 枚のトラッキングシートとニュートリノ標的になる $120 \times 120 \times 6.5 \text{ cm}^3$ の鉄板 9 枚を交互に並べた構造になっている(図 18)。トラッキングシートには、長さ 1.2 m, 幅 5 cm, 厚さ 1 cm のプラスチックシンチレーター 24 個を縦横 2 層に並べた構造になっており、最後の 2 枚のトラッキングプレート間には鉄板は入っていない。さらに VETO としてモジュール全体を 6 つのシンチレーター層で覆っている。信号の読み出しには MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) を使用している。検出器 1 台の重さはおよそ 9 t であり、INGRID 全体では約 100 t にもなる。

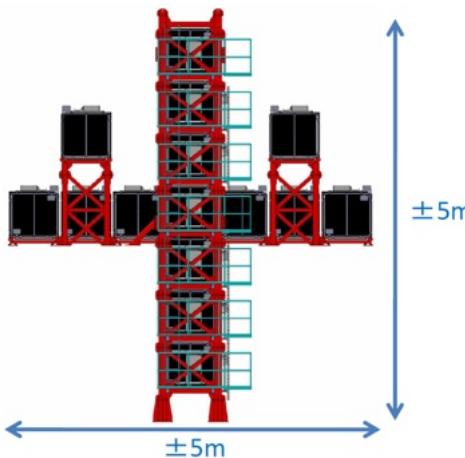


図 17: INGRID 検出器 [30]。以前は水平方向の肩にビームの偏りを見るためのモジュールが二つ設置されていたが、現在これらは取り除かれている。

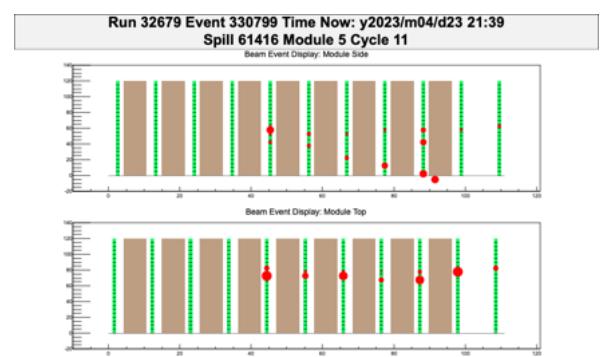


図 18: INGRID の event display の様子 [31]。ニュートリノ反応なのでトラックが途中から見えている。

2.5.2 ND280

ND280 は SK と同じく off-axis 方向に置かれてある検出器であり、off-axis での生成直後の $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \cdot \nu_e(\bar{\nu}_e)$ fluxes やそのエネルギー分布を測定することで SK で観測されるイベントを精

度よく予測する。ND280 は以下のような複数の検出器が電磁石^{*28}の中に設置される。

- P0D (π^0 detector)

以前は SK で ν_e のイベントと π^0 からの崩壊したガンマ線のイベントの判別が難しかったことから、 π^0 を伴うような中性カレント準弾性散乱 (NC1 π) が ν_e イベントの主要な背景事象であった。そこで π^0 を伴うようなニュートリノ反応の検出を目的としていたのが P0D である [39]。厚さ 0.6 mm の鉛と厚さ 1.7 cm のシンチレータがサンドイッチ状に並んだ層が合計 40 層あり、各層の隙間には水標的層が組み込まれている。現在は SK での再構成の精度が上がり、電子と π^0 のイベントを区別できるようになったことから、ND280 のアップグレードによって P0D は除かれ、代わりに Super FGD と High-Angle TPC が挿入される^{*29}。(付録付録 D 参照)

- TPC (Time Projection Chamber)

荷電粒子の飛跡を 3 次元で再構成することができるガス検出器である^{*30} [40]。水平方向に 0.2 T の磁場をかけており、その曲率からニュートリノ反応によって生成された荷電粒子の運動量を測定する。外形は高さ 2.5 m、幅 2.5 m、奥行き 0.9 m であり、中のガス成分は Ar, CF₄, C₄H₁₀ は 95 : 3 : 2 の比率で混ぜられている。ND280 内にはこのような TPC が FGD を挟むように合計 3 台設置されている(図 図9)。

- FGD (Fine Grand Detector)

FGD はシンチレーターが検出器かつニュートリノ標的として働く粒子検出器であり、主にニュートリノ反応で生成された荷電粒子の反応点の検出を担う [41]。シンチレーターの層は $0.96 \times 0.96 \times 184.3$ cm³ の棒状のシンチレーターを 192 本並べたもので構成され、これを縦横交互に積み重ねる。FGD は TPC に挟まれるように 2 台存在し、ビーム上流側のものは FGD1 と呼ばれ 30 層のシンチレーター層から、下流側のものは FGD2 と呼ばれ 14 層のシンチレーター層とその間に水の層からなる(図 図9)。水の層はニュートリノと水の反応断面積を測定するために組み込まれている。

- ECAL (Electromagnetic CALorimeter)

ECAL は P0D や TPC, FGD を覆うように位置するカロリメーターであり、内部の検出器で起こったニュートリノ反応由来の電子とガンマ線の電磁シャワーを測定する装置である [42]。これは三つの部分からなり、それぞれ P0D の横を覆うものを P0D-ECAL, TPC および FGD の横を覆うものを Barrel-ECAL, ND280 の最下流に位置するものを DS-ECAL(DownStream ECAL) と呼んでいる。

^{*28} ND280 に使用される電磁石は左右に分かれており、ビームタイム中は閉じている。これは以前、CERN の UA1 実験および NOMARD 実験で使用されていたものを J-PARC に持ってきて再利用している。

^{*29} 現在 P0D は東海村内に存在する古墳のミュオグラフィを行うための検出器の一つとして再利用される計画が進んでいる。

^{*30} TPC のおおまかな検出原理については 図4-2 項で概説している。

- SMRD (Side Muon Range Detector)

ND280 の電磁石のヨーク部分は 48 mm の鉄板が 17 mm の間隔ごとに並んでいる。SMRD はこの隙間に挿入されたシンチレーターモジュールであり、ND280 の内部検出器内で生成されたミューオンの運動量を測定する [43]。同時に、ビームが来ていない時には校正用の宇宙線データを取得するトリガー供給を行う。

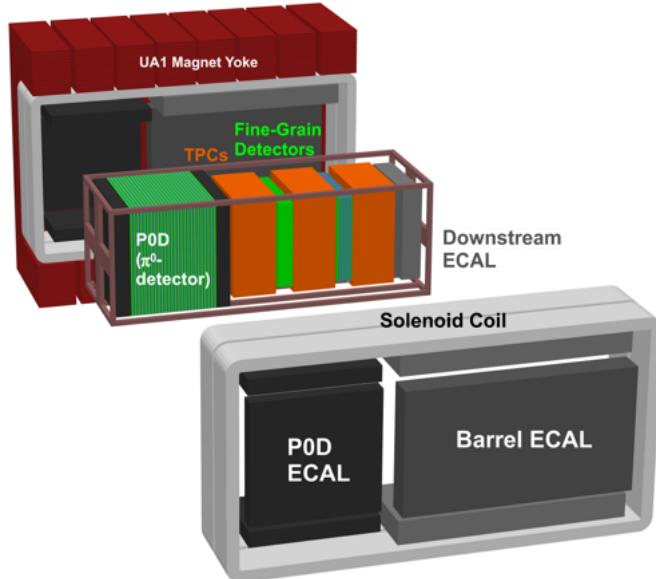


図 19: ND280 検出器の分解立体図 [40]

2.6 後置検出器

T2K 実験では後置検出器としてスーパーカミオカンデ (SK) を用いている (図 20, 21)。SK は岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1000m に位置し、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形のタンクに 5 万トンの超純水を蓄えた巨大水チレンコフ検出器である。内部の構造は、外側に (主にミューオンの) 宇宙線の veto となる Outer Detector(OD) があり、その内側にニュートリノ反応によって生じる荷電レプトンからのチレンコフ光を観測する Inner Detector(ID) がある。OD の壁面には 8 インチの PMT が 1885 本、ID には 20 インチの PMT が 1 万 1129 本取り付けられている。

SK では観測されたチレンコフ光から各事象の再構成をすることでその反応点、エネルギー、方向などの情報を抽出することができ、 ν_μ と ν_e によるニュートリノ反応に感度がある。また、両者のチレンコフリングの形を比較すると、 ν_e による反応の際は電磁シャワーの影響でリングの縁が

ぼやけることから 2 つのニュートリノフレーバーを区別することができる^{*31}(図 22, 23).

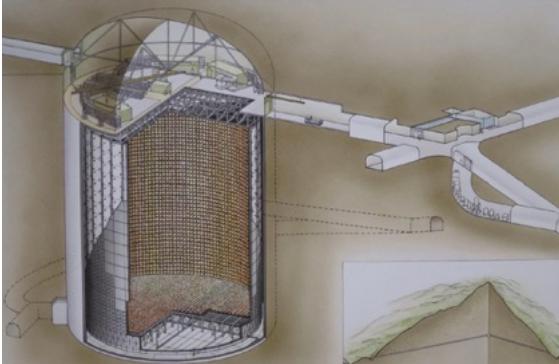


図 20: SK の外観 [44]

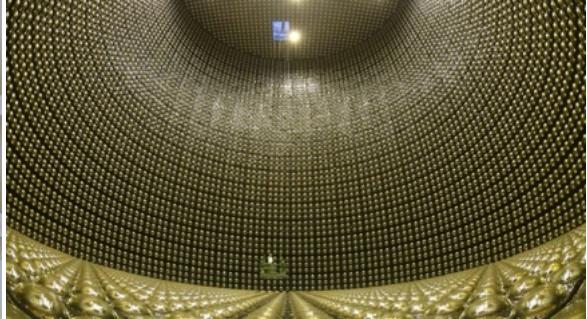


図 21: SK の内部の様子. 側面には PMT が取り付けられている [45].

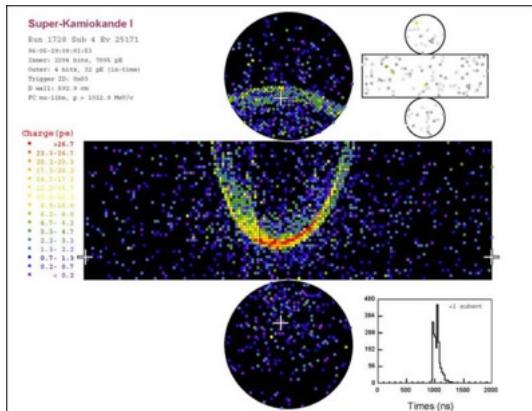


図 22: muon-like なイベント.
チエレンコフリングのエッジがはっきりと見える [45].

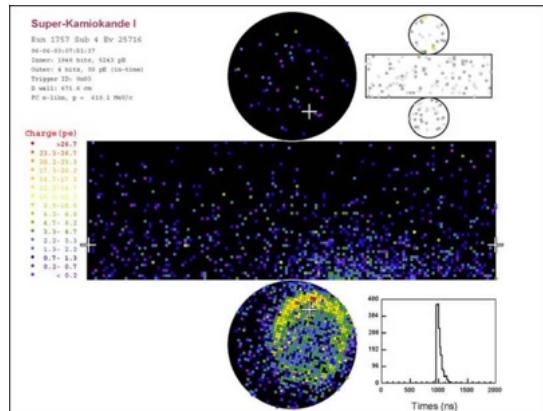


図 23: electron-like なイベント.
電磁シャワーの影響でチエレンコフリングのエッジがぼやけてと見える [45].

2.6.1 SK-Gd 実験

SK では 2020 年 7 月より熱中性子の捕獲率を向上させるため、超純水中に硫酸ガドリニウム八水和物 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) を導入した SK-Gd 実験が開始されている。これまで、2020 年 7 月から 8 月にかけてと 2022 年 5 月から 7 月にかけての 2 回に渡り Gd 導入がなされ、2024 年 2 月現在での Gd 質量濃度は 0.03% であり、純水期での捕獲率 20% に比べおよそ 60% まで向上している [46]。SK-Gd 実験の主な観測目標は過去に起きた超新星爆発の重ね合わせである超新星背景ニュートリ

^{*31} 反ニュートリノ ($\bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_e$) にも感度があるが、リングの形状のみで ν_μ か ν_e を明確に区別することはできない。しかし終状態の中性子の有無や、核子の散乱角などの追加の情報を加えて解析することで、どちらであるかを示唆することは期待される。

ノ (Supernova Relic Neutrinos:SRN) の世界初観測であるが^{*32}, T2K 実験としては、中性子を伴うニュートリノ反応に対する影響が考えられる。具体的には、ニュートリノよりも反ニュートリノの方が酸素原子核との反応の際により多くの中性子を放出する傾向があることから、各イベントの解析時に中性子の有無を課すことでニュートリノ反応と反ニュートリノ反応の識別能力の向上が考えられ、その結果 δ_{CP} 解析の感度向上に繋がる可能性がある。その他にも、CCQE 反応と CC RES 反応では後者の方がより多くの中性子を放出する傾向があることから、これらの反応の識別能力向上が考えられる。T2K でのニュートリノブラックスピーク (600 MeV) 付近で最も起こりやすいのは CCQE 反応であるが、CC RES 反応によって放出される π からのチエレンコフ光がなんらかの理由によって観測されなかった場合、これは CCQE 反応の背景事象となりうるため、各イベントの解析時に中性子の有無を課すことにより高い純度で CCQE 反応を再構成することができる。その結果 θ_{23} や Δm_{23}^2 解析の感度向上に繋がる可能性が考えられている。

2.7 T2K 実験の現状と将来計画

T2K 実験は 2010 年 1 月にデータ取得を開始し、2023 年 4 月までに FHC で 2.18×10^{21} POT^{*33}, RHC で 1.65×10^{21} POT, 合計で 3.83×10^{21} POT のデータを取得した (図 24)。これらのうち

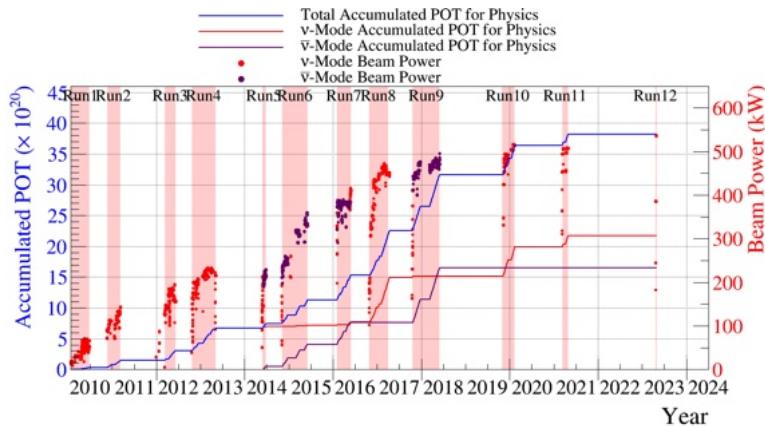


図 24: 実験開始からの POT の推移 [31].

Run9 までのデータを用いた振動解析 [4] では、 ν_μ から ν_e への振動が合計 90 事象、 $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ への振動が 15 事象確認された (図 25)。この結果を用いて振動解析を行なった結果、95% の信頼度で δ_{CP} が 0 もしくは π であることを棄却し、 ν CPV が示唆された (図 26)。しかし未だ ν CPV の発見および δ_{CP} の値の決定には至っていない。

^{*32} 加えて、中性子を伴わない反応に対する影響として、SK の前身であるカミオカンデ実験のときからの観測目標の一つである陽子崩壊に対する感度向上が考えられる。

^{*33} POT は proton on target の略であり、グラファイトターゲットに照射された陽子数を示す。

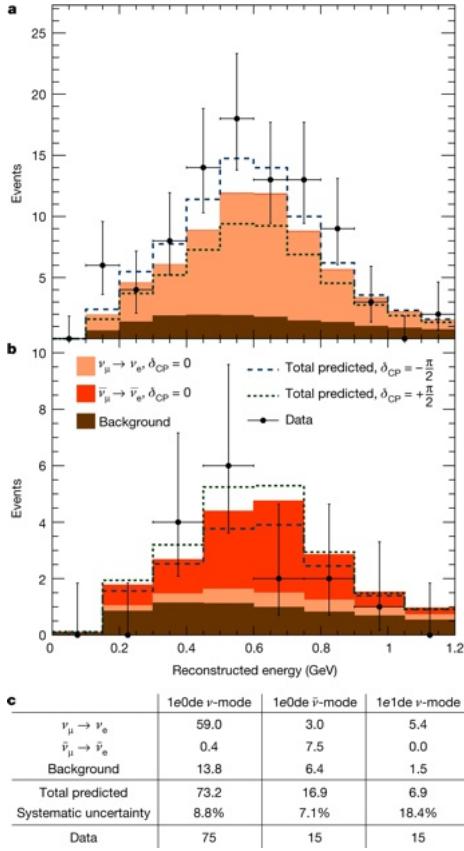


図 25: Run9 までのデータのうち, SK において観測された electron-like なイベント. そのうち FHC でのデータが (a) の黒点, RHC でのイベントが (b) の黒点である. $\delta_{CP} = 0$ としたとき, 薄い橙が $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, 濃い橙が $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ へ振動した際に予測されるスペクトラムを示し, 茶色が背景事象のスペクトラムを示す. 緑点線は $\delta_{CP} = +\frac{\pi}{2}$, 青破線は $\delta_{CP} = -\frac{\pi}{2}$ としたときに予測される全事象数のスペクトラムを示す. また, (c) は $\delta_{CP} = -\frac{\pi}{2}$ としたときに予測される electron-like なイベントの内訳とその統計誤差を示している. electron-like なチエレンコフリングのみが観測されたものは 1e0de, それに荷電 π 中間子や μ 粒子の崩壊 (decay) から来るような信号が付随したものは 1e1de として示されている [47].

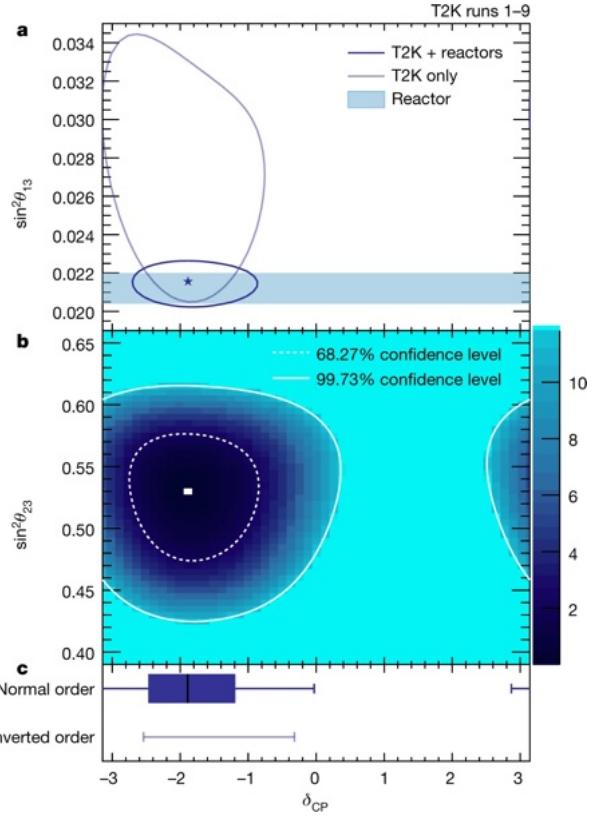


図 26: 振動パラメーターに対する測定結果. 横軸は (a), (b), (c) のいずれも δ_{CP} をとっている. (a) は縦軸が $\sin^2 \theta_{13}$ であり, NO を仮定している. 薄い紫実線は T2K のみのデータを用いたとき, 濃い紫実線は T2K に加えて原子炉実験のデータを用いたときの 1σ の範囲内を示し, 星印が bestfit の点である. (b) は縦軸が $\sin^2 \theta_{23}$ であり, NO を仮定している. T2K と原子炉実験のデータを用いたとき, 実線は 1σ , 破線は 3σ の範囲内を示し, 白点が bestfit の点である. (c) は NO と IO を仮定したときの δ_{CP} の値の範囲を示す. NO については最大範囲が 3σ の範囲内を, ボックス部分が 1σ の範囲内を示し, IO については 3σ の範囲内のみが示されている [47].

このような現状から T2K 実験は 2021 年から約 2 年間の長期シャットダウン期間に入り, 各所で様々なアップデートが行われた. その後 2023 年 4 月から再びデータ取得が開始され, 2023 年の 11

月から 12 月にかけては長期シャットダウン期間明けから初の本格的なビームタイムとなる Run13 のデータ取得がなされた。これは Super-FGD の導入をはじめとした各種検出器のアップデートやビームパワー (760 kW) および電磁ホーンカレント (320 kA) の増強を伴ったデータ取得となつた^{*34}。さらに 2024 年の 2 月から 3 月にかけて Run14 のデータ取得が行われる予定である。

将来的には 2027 年までに $99.7\% (3\sigma)$ での ν CPV の示唆を目指し、その後は次世代実験である HK 実験において δ_{CP} の値の測定を目指す。これに向けて今後も定期的にビームパワーのアップデート等を繰り返し、更なる統計数の増加が見込まれる。これに伴い統計誤差は小さくなっていくと考えられるため、更なる精度向上に向けて求められることは解析の各所で生じる不定性の削減である。

2.8 ニュートリノフラックスの誤差

上述のように ν CPV 発見のためには解析の各所で生じる不定性を削減する必要があるが、ここでは特にニュートリノフラックスに対する不定性について考える。図 27 はニュートリノ振動解析の

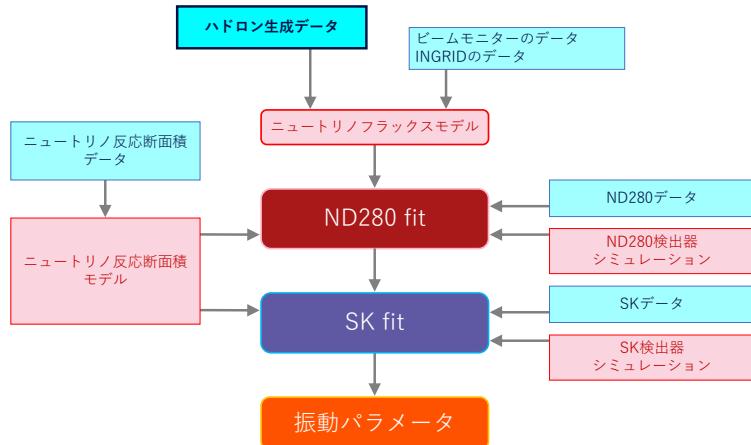


図 27: ニュートリノ振動解析の流れ

大まかな流れである。ND280 や SK で得られたデータを解析するには、各検出器のシミュレーションの他にニュートリノフラックスのシミュレーション結果が必要となる。特に前置検出器では、後置検出器で行われるような、前置検出器からの外挿によって系統誤差を抑制するといった手法がとれず、ニュートリノフラックスが系統誤差の中で大きな割合を占めている。したがって、ニュートリノフラックスモデルを正確に予測することは、その後の解析結果を向上させることに繋がるため重要なことである。ニュートリノフラックスに対する系統誤差にはいくつか原因があるが、そのうち最も大きな割合を占めているのがハドロン生成の不定性に由来するものであった。

^{*34} ビームパワーや電磁ホーンカレントの増強などは元々 Run12 で行われる予定であったが、J-PARC 加速器内の電源で発生した火災によってビームタイムが短くなってしまったため長期シャットダウン期間明けの本格的な運用は Run13 からとなった。

2.4.1 項で述べたように、T2K 実験では 90 cm のグラファイトターゲットに対して 30 GeV の陽子ビームを照射し、その際に生成されるハドロンを崩壊させてニュートリノビームを生成している。このときの陽子がターゲット内でどのような振る舞いをし、どのようなハドロンを、どの時点で生成するのかを理論的に追いかけることは困難である。また、Geant4 や FLUKA と言った主要なシミュレーションツールにはいくつかのハドロン相互作用のモデルが組み込まれているが、どのモデルを採用するかによってシミュレーション結果が異なってしまうため、これが不定性の原因となってしまう（図 28）。そこで、T2K 実験では後述する NA61/SHINE 実験（3 章）のハドロン生成データの測定結果を用いてニュートリノフラックス予測の補正を行っている（図 27）。

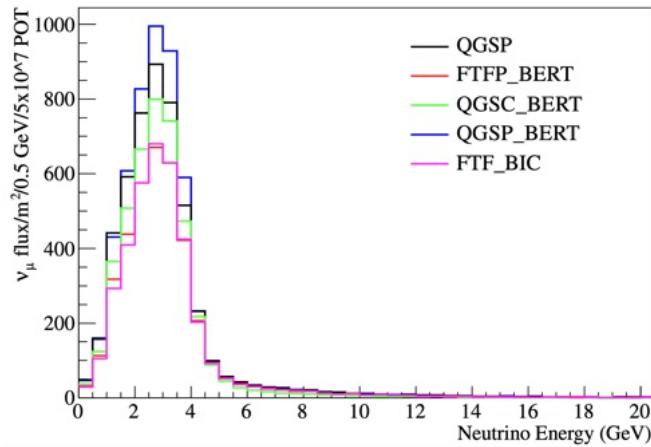


図 28: モデル不定性の例。MINERvA 実験における NuMI beamline において π^+ からの崩壊で生成されるニュートリノフラックスのエネルギー分布を Geant4 におけるいくつかのハドロン生成モデルで描いたもの [48]。

補正には (2.6) で定義されるような重み付け係数を用いる (re-weighting method) [38]。

$$W = \left(\frac{1}{N_{pot}} \frac{n_{ijk}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ij}} \right)_{\text{data}} / \left(\frac{1}{N_{pot}} \frac{n_{ijk}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ij}} \right)_{\text{MC}} \quad (2.6)$$

このとき、グラファイトターゲットをその長さを 5 等分した各領域と最下流の 1 領域を合わせた 6 領域 ($z1 \sim z6$) に分け、それぞれの領域で適用する（図 29）。(2.6) の添え字は i, j, k はこのターゲットの位置座標 z 、ターゲットと飛び出してきた粒子の角度 θ 、粒子の運動量 p によって決まる bin 番号に対応している。

図 30 は、現在 T2K 実験で使われている前置検出器地点での各種類のニュートリノフラックス予測に対する不定性を示している。これらの図にはニュートリノフラックス予測の補正のために、2007 年から 2010 年にかけて行われた 31 GeV/c の陽子ビームを 2 種類の形をしたグラファイトターゲットに照射して測定した NA61/SHINE 実験のデータが使われている。その結果を反映することでニュートリノフラックスピークにおいては 5% 程度まで不定性の削減がなされた（図 30a）

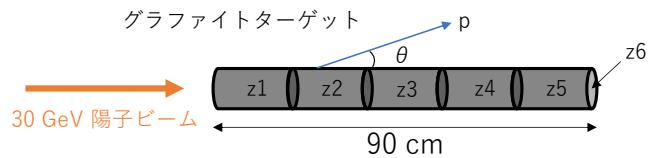


図 29: グラファイトターゲットの binning

300). しかし現在の T2K 実験の目標である ν CPV の 3σ での示唆を実現するためには更なる不定性の削減が求められている。加えて、後続の将来実験であるハイパーカミオカンデ (HK) 実験においても同様にニュートリノ振動の解析が行われ、 5σ での ν CPV 発見を目指すということからも不定性削減は重要である。

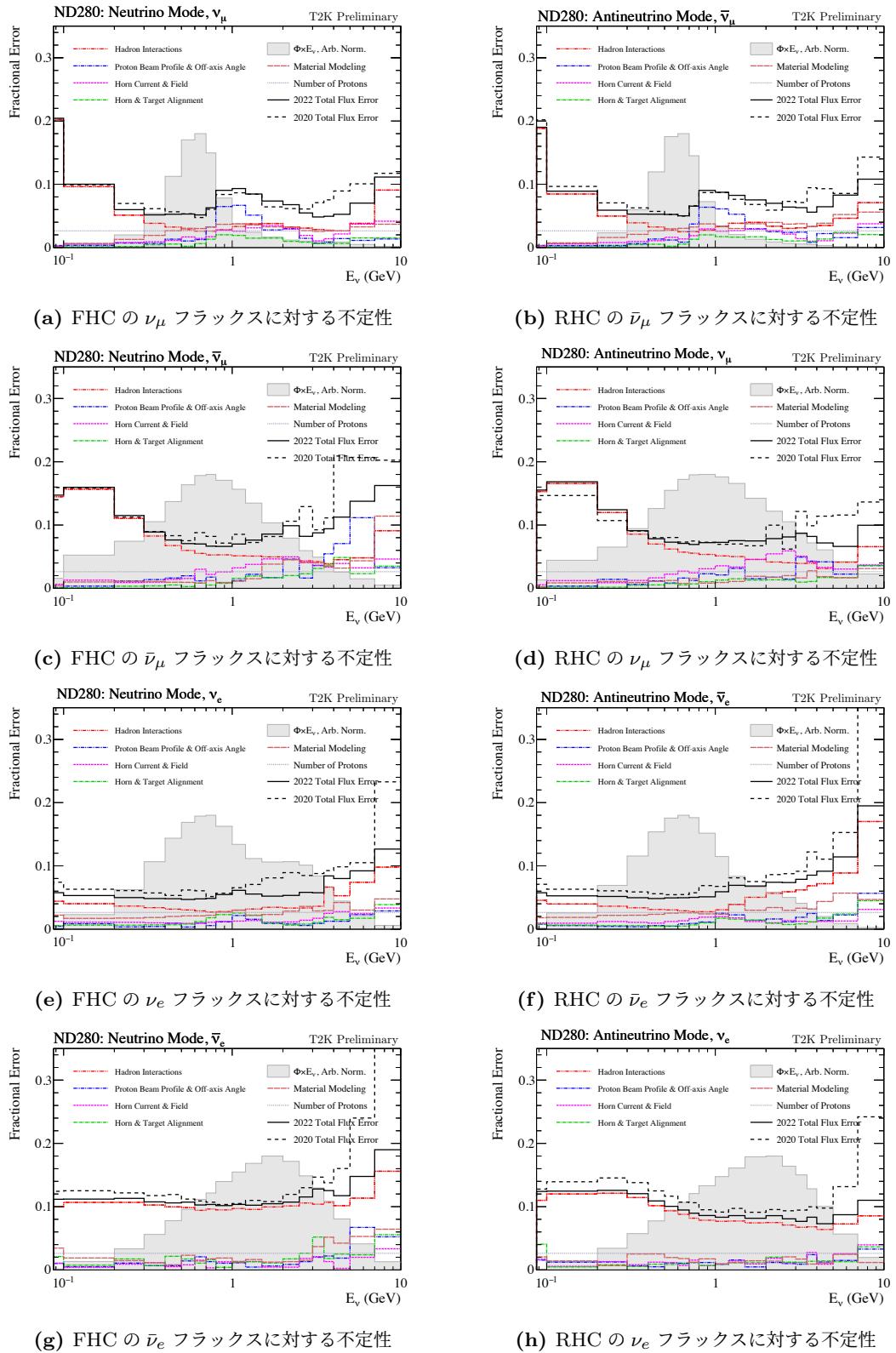


図 30: 前置検出器 (ND280) 地点での各ニュートリノフラックス予測に対する不定性. 横軸がニュートリノのエネルギー, 縦軸が各エネルギー領域での不定性の割合を示す. 灰色部分はニュートリノフラックスのエネルギー分布の概形を表す. 各図の赤三点短鎖線がハドロン生成に由来する不定性である [31].

3 NA61/SHINE 実験

この章では NA61/SHIEN 実験の概要と 2022 年夏に行った二度目の T2K replica target でのデータ取得について述べる。

3.1 概要

NA61/SHINE 実験 [49]^[35]はスイスのジュネーブ郊外とフランスの国境にまたがって位置している CERN (欧州原子核研究機構) (図 B1) の North Area に位置する固定標的を用いた多目的実験である。

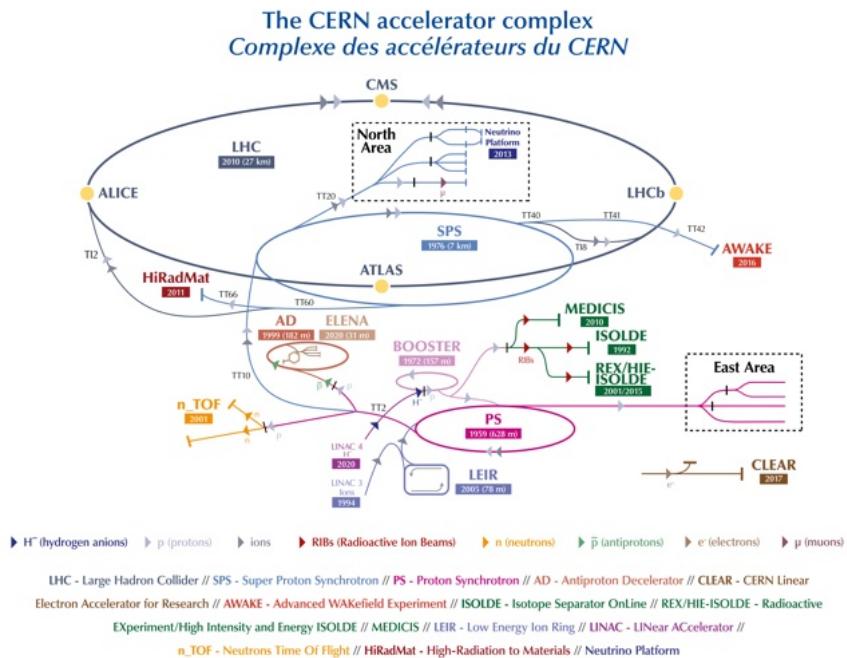


図 31: CERN の加速器群一覧. NA61/SHIEN 実験の位置する North Area は SPS 加速器からビームが供給される [50].

大きく3つの物理モチベーションをもつグループがあり、それぞれ以下の通りである^{*36}.

- 強い相互作用の物理
QCD 相における臨界点の探索および、臨界点周辺におけるクォークの閉じ込め機構の解明

*³⁵ SHINE は SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment の頭文字をとった名前となっている。

*36 ここでは基本的にニュートリノの物理を中心に述べる。その他の項目は付録F章を参照

- ニュートリノの物理

ニュートリノフラックス予測を向上させるためのハドロン生成測定

- 宇宙線の物理

宇宙線によるエアシャワーのモデル予測を向上させるためのハドロン生成測定および、宇宙線フラックスの物理のため、さまざまな核反応における反応断面積測定

この実験の最大の特徴はどのような物理を測定したいかによって、照射するハドロンビームの種類 (p , π , K , 重イオン), ビームの運動量, そして設置するターゲットの種類や形状を自由に取り替えることができ、ビームとターゲットの相互作用を固定標的の後方に設置されている大量の TPC で高精度に測定できる点である。

3.2 一次陽子ビーム

NA61 では 1 次ビームとして SPS から陽子ビームもしくは重イオンビームが供給される。ニュートリノフラックス予測のためのハドロン生成測定を行う際には 1 次ビームとして陽子ビームを用いるため、以下でその加速機構を簡単にまとめる。

1 次陽子ビームの生成は LINAC4 から始まる。LINAC4 は地下 12 m の場所に位置する全長 86 m の線形加速器であり、陽子ビームの元となる負水素イオン (H^-) 源と 4 種類の加速器からなる。加速にはいくつかの段階があり、最初は RQF によって 3 MeV まで加速される。続いて DTL によって 50 MeV まで加速され、続く CCDTL(Coupled-Cavity Drift Tube Linacs) で 100 MeV まで加速し、最終的に PIMS(Pi-mode structures) で 160 MeV まで加速して後続の PS Booster に送り出す。この際に 2 つの電子を剥ぎ取り、陽子ビームにする荷電変換入射を行う。これは J-PARC と同様に多重入射を行うためである。2018 年までは前身の LINAC2^{*37}が使われていたが、LHC のための 2 回目の長期シャットダウン期間 (Long Shutdown 2 : LS2) の 2019 年から 2020 年かけて LINAC4 へと切り替わった。^{*38}

続く PS Booster は陽子を 2 GeV^{*39}まで加速する周長 157 m のシンクロトロンである。1972 年以前は LINAC1 から直接 PS に陽子が入射され 26 GeV まで加速されていたが、入射時のエネルギーが 50 MeV と小さかったため、入射できる陽子数に限りがあった。その後 PS Booster が出来たことでそれまでの 100 倍以上の陽子を蓄積できるようになった。

次に、陽子は PS(Proton Synchrotron) に入射される。PS は 1959 年から運転されている CERN で最も古いシンクロトロンである。周長は 628 m で陽子を最大 26 GeV まで加速することができる。長年に渡り多くの改良と改修を加えながら現在も稼働しており、後続の SPS ヘビームを供給している。

^{*37} LINAC2 では 50 MeV まで加速していた。

^{*38} これは主に 2029 年以降に予定される高輝度 LHC(High-Luminosity LHC) 実験に向けたものである。

^{*39} 以前は 1.4 GeV までの加速であり、LS2 を経て 2 GeV まで向上している。

SPS(Super Proton Synchrotron) は周長およそ 7 km であり, CERN の加速器群で 2 番目に大きいシンクロトロンである。1976 年から稼働しており, 1983 年には W ボソンと Z ボソンを発見したことでも知られている。陽子を 450 GeV/c まで加速することができ, 主に North Area と LHC(Large Hadron Collider) にビームを供給している^{*40}。ただし, North Area の固定標的実験ではビームを削りながら伸ばして取り出す遅い取り出しを行うことから, ビーム抽出の時間を長くするために 2004 年以降は 400 GeV/c で供給されている。

3.3 North Area

SPS で 400 GeV/c まで加速された陽子ビームは North Area に供給される^[51]。North Area はテストビーム実験や R&D だけでなく, 様々な物理実験に適応できる柔軟で高性能なビームラインが備えられており, Experimental Hall North 1, 2 (EHN1, EHN2) と呼ばれる二つの地上施設と Experimental Cavern North 3 (ECN3) と呼ばれる地下実験施設がある(図 32)。セットアップを迅速に変更する必要がある実験は EHN1 や EHN2 で, 高い強度のビームを用いる実験は放射線漏れを防ぐために ECN3 で行われる。NA61/SHIEN 実験は EHN1 で行われている。

SPS から高強度かつ遅い取り出しによって供給された陽子ビームは^{*41}, beam splitter によっ



図 32: North Area を上空から見た図。2 つの地上実験施設の広さは, EHN1 が $330 \times 50 \text{ m}^2$, EHN2 が $110 \times 30 \text{ m}^2$ であり, 地下施設である ECN3 は幅 16 m, 長さおよそ 100 m の空洞である。NA61/SHINE の実験ホールは EHN1 にある^[51]。

^{*40} イオンビームを加速する場合は LINAC3 からビーム供給が始り, その後 LEIR(Low Energy Ion Ring), PS, SPS, LHC と加速されていく。

^{*41} 例えば EHN1 では典型的には 1 spill の中に 10^7 個の陽子が含まれ, これを約 15 秒間かけてとりだす。

て3分割された後、一次標的に照射され、二次ビームが生成される。生成された二次ビームはその後、6つの(H2, H4, H6, H8, K12, M2)ビームラインに分けられる(図33)。このうちNA61/SHINE実験はH2ビームライン上に存在する。一次標的には長さの異なる5つのBeターゲット^{*42}が用いられ、二次ビームとして生成したい粒子の運動量と種類によってどの標的を使うかが選ばれる。NA61/SHINEで用いられる典型的な長さは100 mmないし180 mmである。

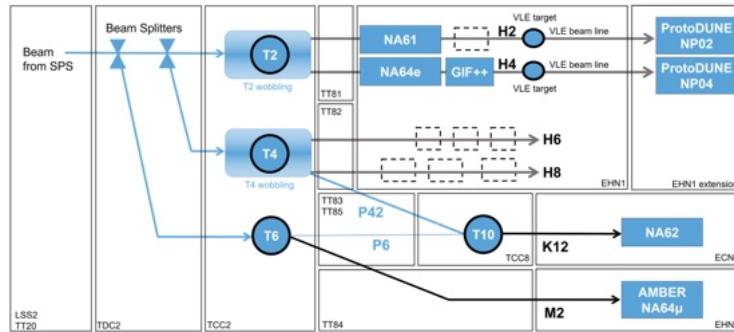


図33: North Area の各ビームラインと行われている実験 [52]。TCC2 と呼ばれる SPS のビーム取り出し口からおよそ 1 km 離れた場所にある地下空洞には T2, T4, T6 と呼ばれる 3 つのターゲットが置かれている。T2 からは H2 及び H4 beamline に、T4 からは H6 及び H8 beamline に、T6 からは M2 beamline に二次ビームが供給される。K12 beamline に二次ビームを供給するときは T4 では陽子ビームを相互作用させず T10 に照射する。

また、T2 target station では 3 つの 2 極電磁石 (B1T, B2T, B3T) によって必要な二次ビームの粒子の種類 (電荷) とエネルギーを選別する wobbling と呼ばれる手法が採用されている(図34)。

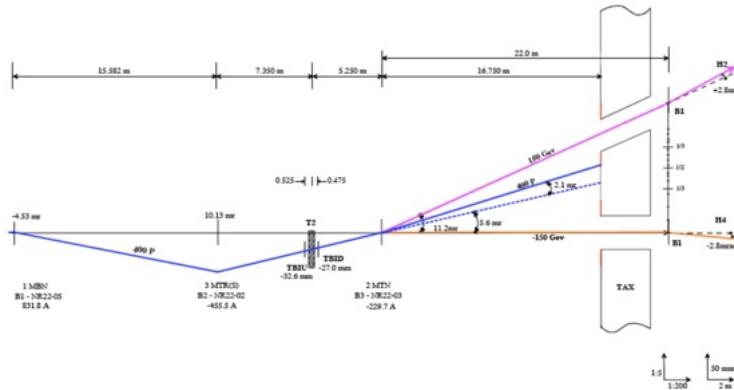


図34: wobbling 法 [51]。一次標的より上流にある B1T, B2T で 2 次ビームが一次標的より下流の B3T の中心に来るよう調節すると、 $\pm 150 \text{ GeV}/c$ のビームが H2 beamline 及び隣接する H4 beamline に輸送される。このとき H2 beamline と H4 beamline に輸送されるビームの電荷は反対である。B3T の磁場の向きを反転させるとビームの電荷も反転され、二次ビームが B3T に入射する角度を調節することで輸送されるビームエネルギーを調節できる。

^{*42} 短い方から 40 mm, 100 mm, 180 mm, 300 mm, 500 mm で厚さは 2 mm, 幅は 160 mm である。

3.3.1 H2 beamline

H2 beamline は EHN1 に位置する NA61/SHINE 実験で使用しているビームラインであり, T2 target station で生成された二次ビームが供給される (図 35).



図 35: EHN1 にあるビームライン [51]. 上から H2, H4, H6, H8 beamline と呼ばれ, H2 と H4 は同じ T2 target, H4 と H8 は同じ T4 target によって二次ビームが生成される. ビームは図の左から右に向かって照射され, 図の上側を *Jura side*, 下側を *Saône side*, と呼ぶことがある. (これらの名前は近くの山脈に由来する.) NA61/SHINE では H2 beamline を用いている.

H2 beamline に供給されるビームの最大運動量は一次ビームが $400 \text{ GeV}/c$ に対して二次ビームが $360 \text{ GeV}/c$ であり, NA61/SHIEN では $13 \text{ GeV}/c$ から $350 \text{ GeV}/c$ のビームを用いる. H2 beamline に供給された二次ビームは地下から地上に輸送されるまでに二つのスペクトロメーター電磁石を経由することで運動量の選別が行われる (図 36).

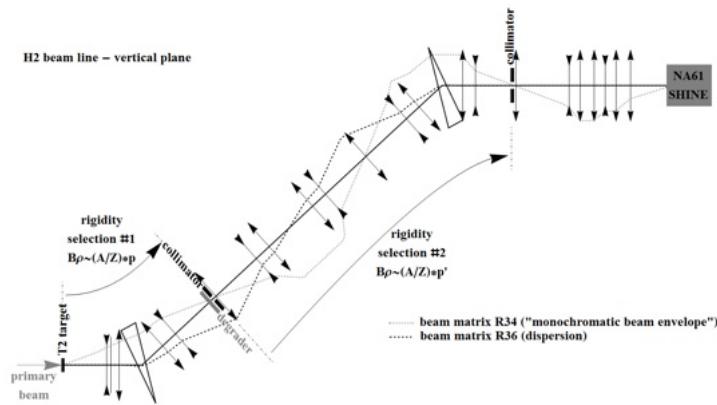


図 36: H2 beamline [49]. 全長は 600 m 以上あり, NA61/SHINE 実験で使用される標的は T2 ターゲットから 535 m の場所に設置される. T2 ターゲットから EHN1 の高低差は 12 m あり, この図は H2 beamline の垂直方向を描いたものであることに注意する.

3.3.2 ビーム粒子の識別

ニュートリノフラックス予測のためのハドロン生成測定を行う場合, H2 beamline に供給される二次ビームは正の電荷を持つハドロンビームであり^{*43}, 主には π^+ , K^+ , p からなる. したがってビームが目的とする固定標的に照射されるよりも前に 1 粒子ごとの識別を行う必要があり, そのために用いられるのが THC(threshold Cerenkov) 検出器と CEDAR(Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus) 検出器である.

荷電粒子がガス中を光速より速く走るとチェレンコフ光と呼ばれる光が出る. ガス中の光速は

$$\frac{c}{n} = \frac{c}{1 + k_{gas} \times P} \quad (3.1)$$

と書ける. ここで n は屈折率, P はガスの圧力, k_{gas} はガスの種類に依存する係数^{*44}である. 運動量 p が既知であれば粒子の速度 v は

$$\begin{aligned} \beta &\equiv \frac{v}{c} = \frac{pc}{E} \quad \text{ただし } E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \text{ とする} \\ \therefore v &= \frac{pc^2}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

より粒子の質量 m によって決まる. (B.1), (B.2) よりチェレンコフ光が光る時の条件を P について解くと

$$P(m) = \frac{1}{k_{gas}} \left(\frac{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}{pc} - 1 \right) \quad (3.3)$$

となり, 粒子の質量に依存することがわかる. したがって, 検出器内のガス圧力 $P_{detector}$ を適切に調節することで, $P(m)$ が $P_{detector}$ 以下であった場合にのみチェレンコフ光が光るように設定することができる. これは検出器内を通過した粒子の質量がある基準以下であればチェレンコフ光が光ることを意味し, THC(図 B.7) はこの原理を応用して粒子識別を行う [51].

また, 速度 v の荷電粒子が時間 t の間に $vt = \beta ct$ の距離を進むのに対し, ガス中の光は $\frac{c}{n}t$ の距離を進むため, ビーム軸に対してチェレンコフ光が放出される角度 θ は

$$\cos \theta = \frac{\frac{c}{n}}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \frac{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}{pc} \quad (3.4)$$

という関係が成り立つ. (B.2) の議論と同様に, 供給されるハドロンビームの運動量は一律で決まっているため, 角度 θ は荷電粒子の質量に依存することになる. CEDAR ではこの原理を利用し, 特定の質量を持つ荷電粒子が通過した時にのみチェレンコフ光を検出することで粒子識別を行う [53]. (図 B.8) に CEDAR の概略を示す. チェレンコフ光が発光すると, その光はミラーで反射され, ダイ

^{*43} T2 ターゲットからは他にも負の電荷を持つハドロンや中性ハドロン, 電子等も生成されるが H2 beamline に輸送する際に電磁石による選別とコリメータによって落とす.

^{*44} 波長によっても若干異なる.

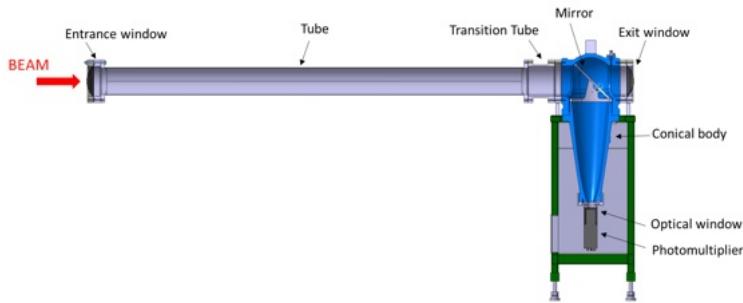


図 37: THC 検出器 [51]

アフラムと呼ばれる半径 100 mm のリング状のスリットを持つ平面に集光される。これを計 8 個の PMT で検出する。したがって、CEDAR 内部のガス圧力を適切に設定することで、特定の質量を持つ荷電粒子が通過した場合にのみ光がダイアフラムを通過し、信号として検出される。なお、信号の定義として PMT の同時計測を 6 個とするか 7 個とするか 8 個とするかは要求するビームの種類と運動量によって異なる。CEDAR には CEDAR-N と CEDAR-W という 2 つのタイプが存在する。CEDAR-N には He ガスが内封されており、10 bar 以上の高圧をかけることで 100 GeV/c 以上の高い運動量のビームに対して使われる。一方、CEDAR-W には N₂ ガスが内封されており、より低いガス圧力で、100 GeV/c より低い運動量のビームに適している。

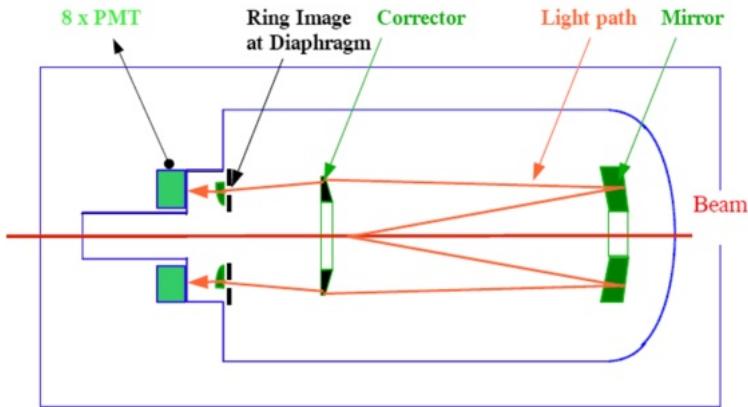


図 38: CEDAR 検出器 [51]

(図 39) に THC と CEDAR による粒子識別の一例を示す。31 GeV/c のハドロンビームにおける陽子の割合はおよそ 12% であり、CEDAR と THC を組み合わせることで陽子を 99.99% 以上で選別することが可能である。

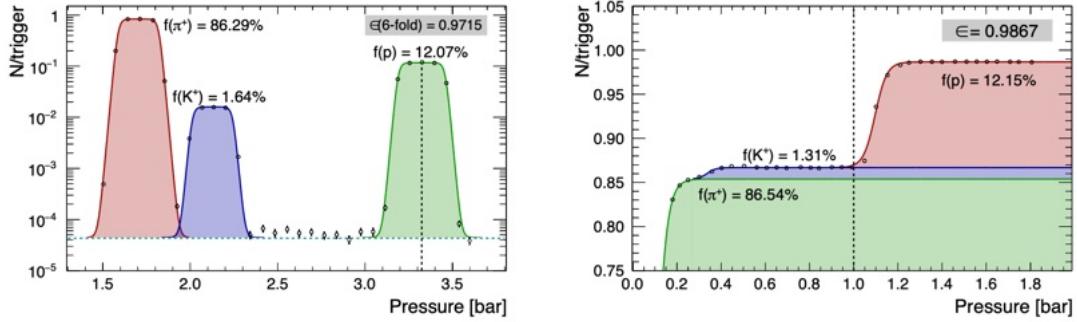


図 39: 粒子識別の例. 図の左に CEDAR, 右に THC での p , K^+ , π^+ の識別を示す [54].

3.4 NA61 facility

NA61/SHINE 実験ではビームと標的の相互作用によって生成されたハドロンを高精度測定することを目的としていることから, 大量の TPC 検出器を用いる. 一例として図 40 には 3.6 節で述べる, 2022 年の夏に行われた T2K replica target run を用いたデータ取得における NA61/SHINE 実験のセットアップを示す. 図 40 の左側がビーム上流であり, H2 beamline によって供給されたハドロンビームは紙面の左側から右側に向かって照射される. 座標系にはビーム軸方向に z 軸を, TPC のガスドリフト (下から上) の方向に y 軸をとり, 座標の原点は VTPC-2 の中心とする.

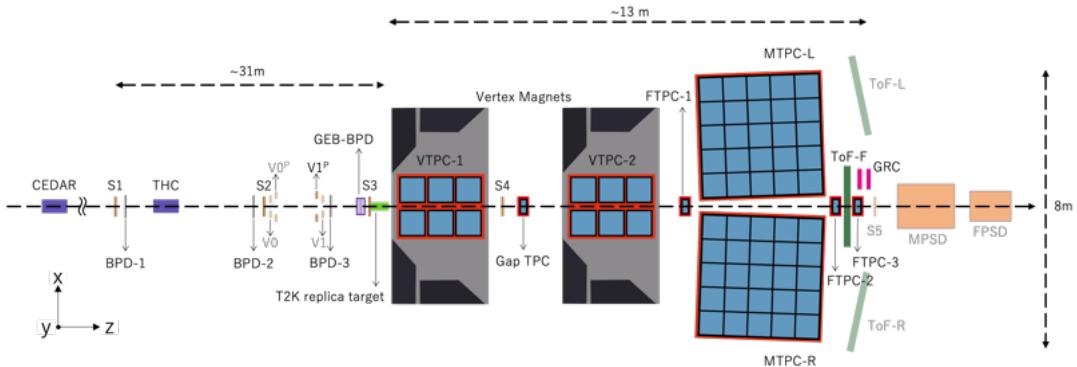


図 40: NA61/SHINE 実験の検出器群. 2022 年の夏に行われた T2K replica target のデータ取得の際には ToF-R は導入されておらず, V0, V0^P, V1, S5, ToF-L, (M)FPSD については使用していない. 一方, GEM-BPD は今回のデータ取得のために特別に導入されている.

3.4.1 Beam trigger counter

NA61 の検出器群にはビームの上流側から S1 から S5 と呼ばれる計 5 枚のプラスチックシンチレーター (BC-408) が存在する。これらはトリガーに用いられる beam counter としての役割を持ち、検出器によるビームロスを抑えるために薄い作りとなっている。最上流の S1 は NA61 の座標上で $z = -36.42$ m の場所に位置し、データ取得のスタート信号を発行する役目を持つ。より正確に述べると、S1 は S1₁ から S1₄ と呼ばれる 4 つの PMT 読み出しをもち (図 41)，その中でも最上流である S1₁ が全てのトリガーのスタート信号および時間基準となる。加えて、これより後ろにはビームを制御するための電磁石がないため H2 beamline から供給されたビームの強度を確認するためにも用いられる。S2 は $z = -14.42$ m の場所に位置し、S1 と S2 のビーム強度を確認することでビームが極端に広がっていないことを保証する。S3 は T2K replica target を用いたデータ取得のときのみ用いられ、標的的直前に設置される。T2K のためのデータ取得を行う際のビーム運動量は 31 GeV/c と比較的低いことから、ビームが広がりやすいという特徴がある。したがって S3 の信号を要求することで、ビームが標的に照射されたことを保証する。thin target を用いた測定や NuMI ビーム標的用の運動量の大きな測定の場合にはより上流にある veto counter の要求を満たしていれば十分であるため、S3 は設置しない。S4 と S5 はそれぞれ $z = -2.11$ m と $z = 9.80$ m の場所に位置し、これらは標的よりもビーム下流である。

また、veto counter の役割を持つ V0, V1, V0^P, V1^P と呼ばれる穴の空いたシンチレーターも存在する (図 42)。これらはビームのハローを落とす役目をもち、ビームがこれらの穴を通過したイベントのみデータ取得する。



図 41: S1 カウンター。4 つの PMT 読み出しをもつ。

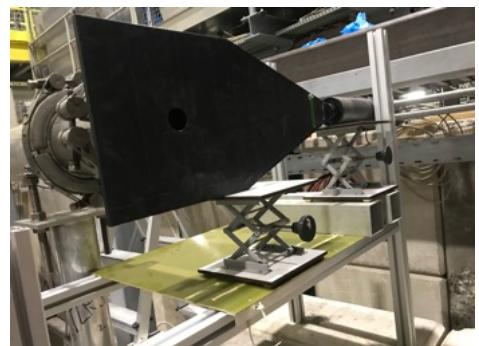


図 42: V1^P カウンター。半径 2 cm の穴が空いている。

3.4.2 Time projection chambers

Time projection chamber(TPC) は NA61/SHINE 実験における主力検出器であり、荷電粒子の飛跡を 3 次元で再構成することができるガス検出器である(図 46). NA61/SHINE では大型の 4 つの TPC と小型の 4 つの TPC を用いる(図 40). 大型のものはビームの上流から Vertex TPC-1(VTPC-1), Vertex TPC-2(VTPC-2) が z 軸方向に並び、その後方に Main TPC-Left(MTPC-L), Main TPC-Right(MTPC-R) が x 軸方向に並ぶ。このうち VTPC-1, VTPC-2 は超伝導磁石内にあり、ここで磁場をかけて荷電粒子を曲げることで、その曲率から粒子の運動量を求める。かけられる磁場は最大で 9 Tm であり、取得したいデータの要求に応じて最大磁場の $1/2, 1/4, 1/8$ の強度でかけることもできる。NA61 では、正の電荷を持つ粒子は *Jura side* に負の電荷を持つ粒子は *Salève side* に曲げられるように磁場をかけている。小型のものは VTPC-1 と VTPC-2 の間に Gap TPC(GTPC) が、VTPC-2 と MTPC-L/R の間に Forward TPC-1(FTPC-1) が、MTPC-L/R の後方に FTPC-2/3 が位置する。これらは全てビーム軸上に置かれており、前方に強く散乱された粒子の測定を行う。また、通常は TPC のガスドリフトの方向は y 軸の正(上向き)方向であるが FTPC1/3 は負(下向き)方向となっている。これはタンデム構造と呼ばれ、データ取得時にトリガーに同期されていない背景事象を検出器レベルで排除するためにこのような設計となっている[51]。

以下、TPC の検出原理について説明する。TPC はガス検出器であり、荷電粒子が TPC 内を通過することで内封されているガスを電離する⁴⁵。NA61 の TPC では Ar と CO₂ の混合ガスを内封しており、Ar は電離源に CO₂ は電離を押さえその頻度を調整する役割を担う。その割合は VTPC-1/2 では Ar : CO₂ = 10 : 90、他の TPC では 95 : 5 である。電離されて生じた電子やイオンは粒子が通過した飛跡上に発生し、これが電場に沿ってドリフトされる。このとき、特に磁場中の TPC についてはドリフトされる際に余計なローレンツ力が働くないように電子のドリフト方向と磁場の向きを並行にしておくことは重要である(図 43)。ドリフトの方向は下から上向きであり、ドリフトされた先には導線が等間隔で張られた構造が三層ある(図 47,48)。一番下の層は gating plane と呼ばれ、読み出しを行うとき以外は電子が通過しないように逆電圧をかけることでゲートの役割を担う。中間の層は cathode plane と呼ばれグランドの役割を担う。一番上の層は anode plane(もしくは sense wire plane) と呼ばれ、cathode plane から anode plane にかけて高電圧をかける。こうすることで電場 E は anode に近づくにつれ距離 r に逆比例して増加($E \propto \frac{1}{r}$)し、ここを通過する電子は電子雪崩を起こす。電子の数は指数関数的に増加し、それに伴って陽イオンが発生する。その後、電子はそのまま anode に吸収され陽イオンだけが取り残される。この残留した陽イオンに励起され、さらに上部に敷き詰められている pad 上に induced current が流れる(図 44)。この信号を読み取ることで、 $x - y$ 平面の情報については pad 上に流れた電流から、 z 軸方向の情報については電子のドリフトにかかる時間から得られる。以上の情報を解析することで粒子の

⁴⁵ ~100 e⁻ + ion⁺ pair/cm

飛跡を3次元で再構成することができる。また、TPC内で落としたエネルギー(エネルギー損失： dE/dx)から粒子の種類を識別できる(図45)。

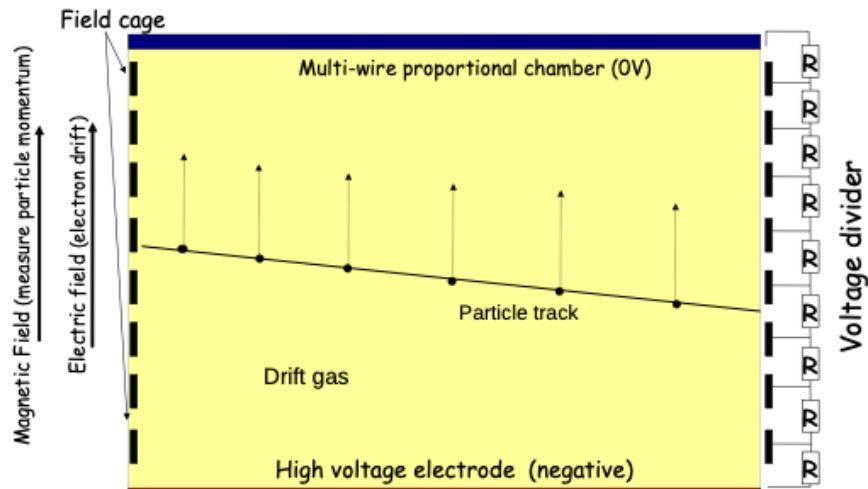


図43: TPCの検出原理。NA61で用いられているTPCは基本的に底部分に負の高電圧をかけ、上部にグランドをとり0Vとすることで下から上に向かって電子がドリフトされる。読み出しのパッドはTPC上部に設置されている。

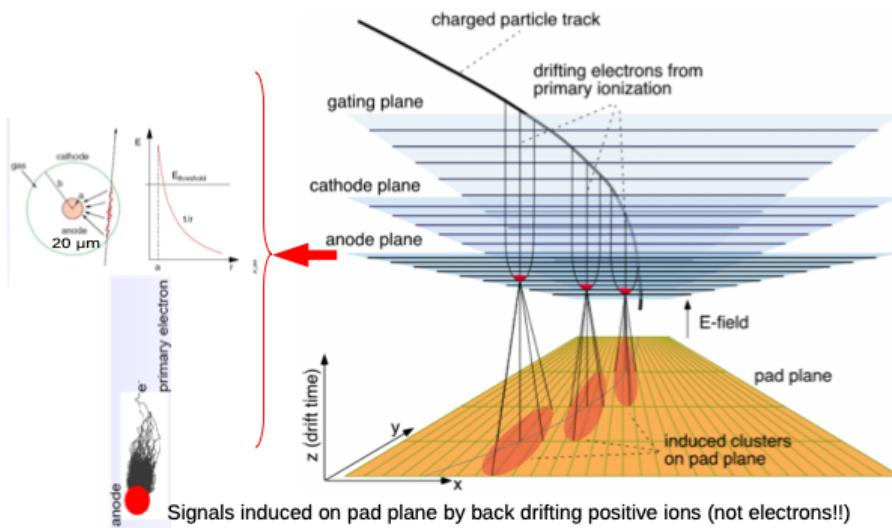


図44: 電子雪崩によって読み出し信号を増幅させる。NA61では読み出しがTPCの上部に設置されているため、実際には図44を上下反転させたような構造をしている。

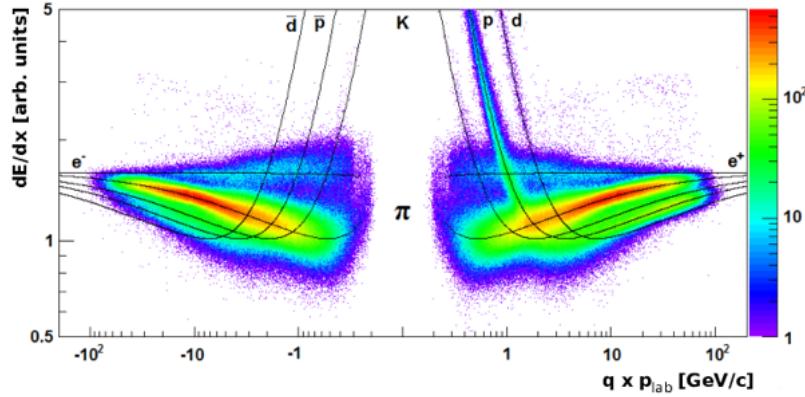


図 45: TPC 内での各粒子の dE/dx の一例. この図は $80 \text{ GeV}/c$ での $p+p$ 相互作用の際のものである. 負の電荷を持つ粒子が左側に, 正の電荷を持つ粒子が右側に描かれている [19]. 各粒子を示す曲線は Bethe-Bloch の式に従う.

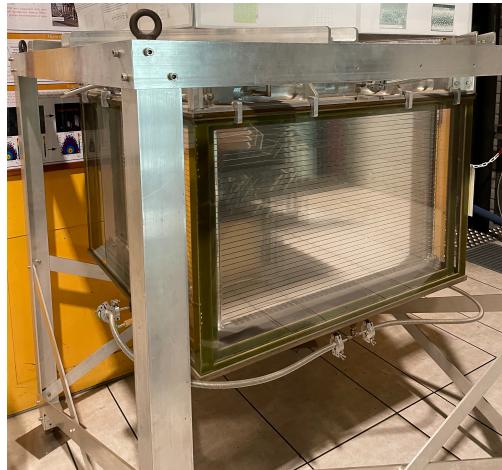


図 46: NA61/SHIEN 実験で用いられる TPC の外見. このようなモジュールが VTPC-1/2 では 2×3 個, MTPC-L/R では 5×5 個存在する.

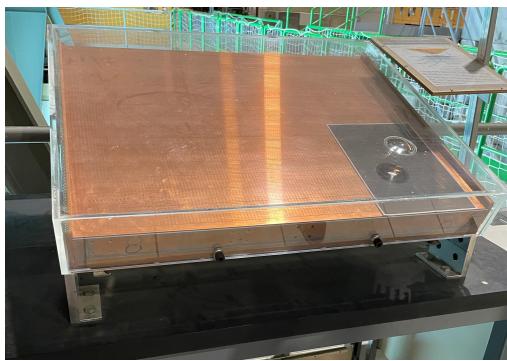


図 47: TPC の上部に取り付けられているチェンバーと pad

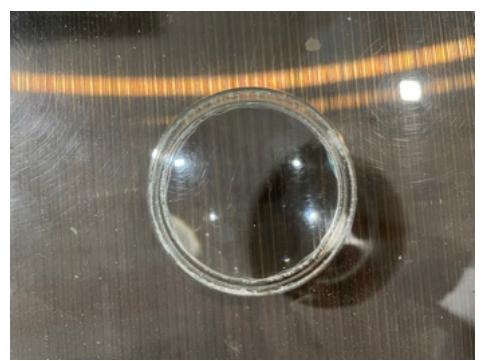


図 48: 図 47 の一部拡大したものの. ワイヤーが張ってあることが確認できる.

3.4.3 Time of Flight (ToF) walls

ToF wall は MTPC-L/R の後方に位置し, 粒子の飛行時間 (tof) を測定することで TPC での dE/dx による粒子識別を補完する役割を持つ. ToF wall には ToF-Left(ToF-L), ToF-Right(ToF-R), そして Forward ToF(ToF-F) の三つが存在する.

ToF-R と ToF-L はより多くの飛跡が発生する重イオンビームでのデータ取得の際に必要とされる. 一方で, ニュートリノフラックス予測のためのハドロン生成測定の際は, 位相空間の該当領域が小さいことからこれらは必ずしも必要とはされない. ただし, これらは TPC の drift velocity calibration を行う際に飛跡の hit point の参照として用いられることから, ToF-L,R が使用されなかった 2022 年夏に行われたデータ取得ではこれらの代わりに Geometry Reference Chamber(GRC) と呼ばれるチャンバー検出器が二つ導入されている (図 40).

ToF-F は元来 T2K 実験のための測定に向けて 2007 年から 2009 年に導入された. 合計 10 個のモジュールからなり, それぞれは独立している. 1 つのモジュールは 8 枚の slat と呼ばれる $120 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$ のシンチレーター (BC-408) をジグザグ状に 1 cm ずつ重なるように組み合わせた構造をしている. シンチレーターの上下には信号の読み出しのために浜松フォトニクス製の PMT が設置されている (図 49). tof の値を計算する際には上部の PMT から読み出した tof_{top} と下部から読み出した tof_{bottom} の平均をとる.

$$tof = \frac{tof_{top} + tof_{bottom}}{2} \quad (3.5)$$

tof による粒子識別は, 同じ運動量の種類の異なる粒子では, tof の値が各粒子の質量の差異に寄与することを用いる. l を粒子の飛行距離とすると

$$\frac{E^2}{c^2 p^2} = \frac{1}{\beta^2} = \frac{c^2 tof^2}{l^2} \quad (3.6)$$

という関係より, 各粒子の質量 m_{tof} は

$$m_{tof}^2 = \left(\frac{p}{c}\right)^2 \left[\frac{E^2}{c^2 p^2} - 1 \right] = \left(\frac{p}{c}\right)^2 \left[\frac{c^2 tof^2}{l^2} - 1 \right] \quad (3.7)$$

と計算できる。図 50 に tof による粒子識別の例を示す.

3.4.4 その他の検出器群

上述したもの以外にもいくつかの検出器が存在する. まず, Beam Position Detector(BPD)について述べる. BPD は NA61 の標的よりも上流に合計 3 枚あり, それぞれ BPD-1, BPD-2, BPD-3 と呼ばれる^{*46}. その名の通り $x - y$ 平面状におけるビームの通過する位置をモニターする役割を持

^{*46} それぞれの位置は BPD-1 が $z = -36.2 \text{ m}$, BPD-2 が $z = -14.9 \text{ m}$, BPD-3 が $z = -6.7 \text{ m}$ である.

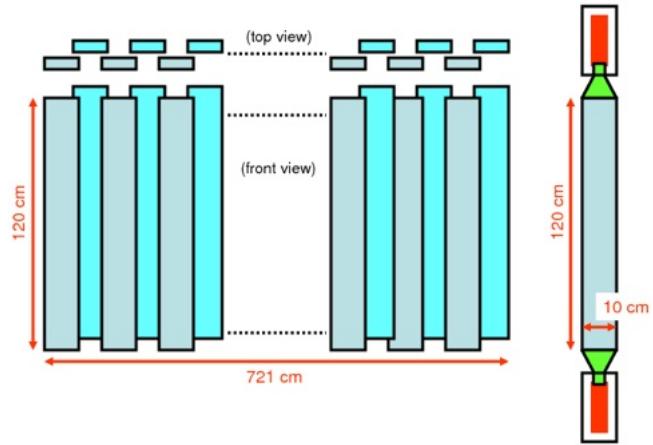


図 49: ToF-F 検出器の構造 [49].

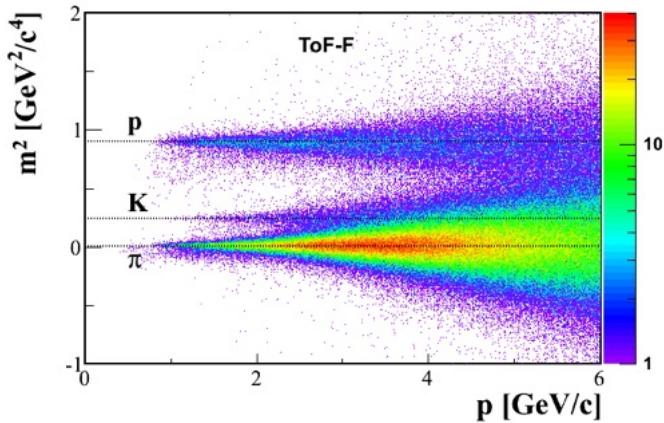


図 50: ToF-F による粒子識別の一例. この図は 80 GeV/c での p+p 相互作用の際のものである [49].

つ検出器であり、歴史的にはガスチェンバーが使われてきた [49]. 封入するガスは $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 85 : 15$ であり、 $48 \times 48 \text{ mm}^2$ の感度領域を持つ。これらの検出器を用いることでビームのプロファイルの確認や、BPD が位置する 3 点での情報を結ぶことでビームに傾きがないかなどを確認する。近年は LS2 後のアップデートに伴い新しい 2 つのタイプの BPD が開発されている [50]。一つは PMT を読み出しに用いたシンチレーションファイバーによるもの、もう一方は浜松フォトニクス製のシリコンストリップ検出器 (SSD) である。両者ともに主たる目的は 100kHz レベルの強度を持つ陽子、および鉛ビームで作動することである。

一方で 2022 年夏に行われたデータ取得では上記のいずれのタイプの BPD も使われておらず、代わりに Gas Electron Multiplier(GEM)-BPD と呼ばれるモジュールを用いてビームの位置を測定した(図 40)。GEM はガス中に極小の穴のあいた金属薄膜を設置し電圧をかけることで電子雪崩を

発生させる。今回 GEM-BPD は V1^P と S3 の間のビーム軸状に設置した。

また, VD や PSD など主に強い相互作用の物理のためのデータ取得の際にのみ導入される検出器もある。Vertex Detector(VD) は 4 層のシリコンピクセルセンサーを 5 cm 間隔で並べた検出器であり, 最上流のものは標的の 5 cm 下流に設置される。これは 主に D^0 中間子などの寿命の短い粒子のバーテックスを再構成するために用いられる^{*47}。Projectile Spectator Detector(PSD) は核子-核子衝突において, projectile spectator と呼ばれる標的と相互作用せず通りぬけたビームの核子のエネルギーを測定するためのハドロンカロリメータである。Main PSD(MPSD) と Forward PSD(FPSD) と呼ばれる二種類があり, NA61 の検出器群の中で最下流に設置されている。PSD ではこの projectile spectator のエネルギーを各事象ごとに精密測定することで, 相互作用した核子の数を核子一個分の精度で抽出でき, 背景事象となる衝突の幾何学的な変化によって生じる揺らぎを排除できる。これらの検出器はいずれもニュートリノの物理のためのデータ取得の際には用いない。

3.5 T2K target run

T2K 実験のためのデータ取得には

- thin target
およそ 2 cm 角の炭素標的
- T2K replica target
実際の T2K 実験で使用されているグラファイトターゲットを模した標的

と呼ばれる二種類の標的が用いられる。これら二つの標的の最大の違いは, thin target では基本的に一次散乱を測定するが, replica target は標的が長いことから標的内で起こる二次, 三次散乱を含めた測定になることである。表 II に 2007 年から 2010 年にかけて行われた T2K 実験のためのデータ取得の状況をまとめる。

表 1: 2007 年から 2010 年にかけて行われた T2K 実験のためのデータ取得

ビーム	標的の種類	年	トリガー数 [10^6]	主な測定の目的
陽子 (31 GeV/c)	thin	2007	0.7	$\pi^+, \pi^-, K^+, K_s^0, \Lambda$ [57] [58]
	replica	2007	0.2	replica target による測定原理の検証 [59]
	thin	2009	5.4	$\pi^+, \pi^-, K^+, K^-, p, K_s^0, \Lambda$ [60]
	replica	2009	2.8	π^+, π^- [61]
	replica	2010	10.1	$\pi^+, \pi^-, K^+, K^-, p$ [54] [62]

^{*47} 例えば $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^-$ といった崩壊は標的から 0.1 cm 程度の短い距離で起こることから, D^0 が崩壊した後の飛跡であるのか, 標的から直接同時に放出された π^+ と K^- の飛跡であるのかのを区別するためには VD の設置が必要となる。VD を導入しないデータ取得の際には標的は VTPC-1 の直前に設置される。

3.5.1 thin target

thin target(図 52) を用いたデータ取得ではニュートリノの親粒子となるハドロン生成の一次散乱を測定する。具体的に評価するパラメータとしてはハドロン生成断面積 σ_{prod} や生成ハドロン毎の二重微分断面積 $\frac{d^2\sigma}{dpd\theta}$ があげられる。

標的に入射された陽子と標的内の原子核との散乱反応を粒子間のエネルギー伝達と生成される粒子数に着目して考えると、弾性散乱と非弾性散乱に大別される。弾性散乱は散乱時に新しい粒子は生成されず（もしくは単に原子核を破壊し）、散乱前と散乱後の入射粒子 (p) の運動量はほぼ等しい。この反応が起こる確率は弾性散乱断面積 σ_{el} で評価される。一方で非弾性散乱の場合は標的の原子核は破壊され、新しい粒子が生成される。この反応が起こる確率は非弾性散乱断面積 σ_{inel} で評価される。非弾性散乱についてはハドロンの有無によってさらに二種類の反応断面積を定義する。散乱時にハドロンを生成する場合は生成反応と呼び、ハドロン生成断面積 σ_{prod} で評価する。また、散乱時にハドロンは生成せず、原子核の破壊によって生成された核子のみが出てくるものを準弾性散乱と呼び、準弾性散乱断面積 σ_{qe} で評価する（図 51）[38]。ニュートリノフラックス予測の向上に必要な相互作用の確率や Multiplicity の re-weighting には σ_{prod} の情報が用いられる。全反応断面積 σ_{total} とそれぞれの反応断面積の関係は以下の（3.8）で表される。

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}} \quad \sigma_{\text{prod}} = \sigma_{\text{inel}} - \sigma_{\text{qe}} \quad (3.8)$$

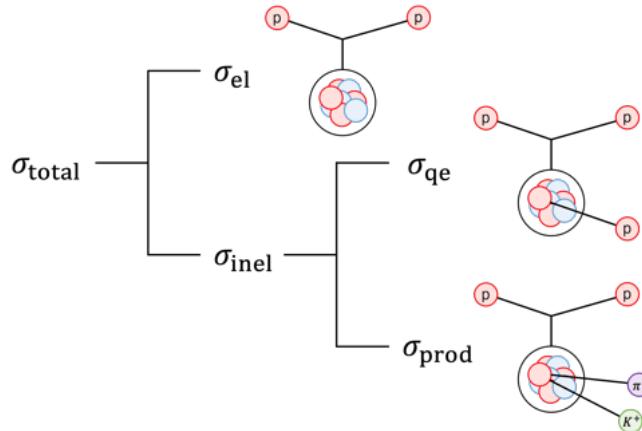


図 51: 各反応断面積の関係性

また、生成された各ハドロンのスペクトラムは、ハドロンの運動量と、ビーム粒子（陽子）とハドロンの間の角度 θ によって張られる位相空間で測定される。その結果は

$$\frac{d^2n}{dpd\theta} = \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}} \frac{d^2\sigma_h}{dpd\theta} \quad (h \text{ は各種のハドロン}) \quad (3.9)$$

のような生成ハドロン毎の二重微分断面積で記述される。



図 52: thin target

3.5.2 T2K replica target

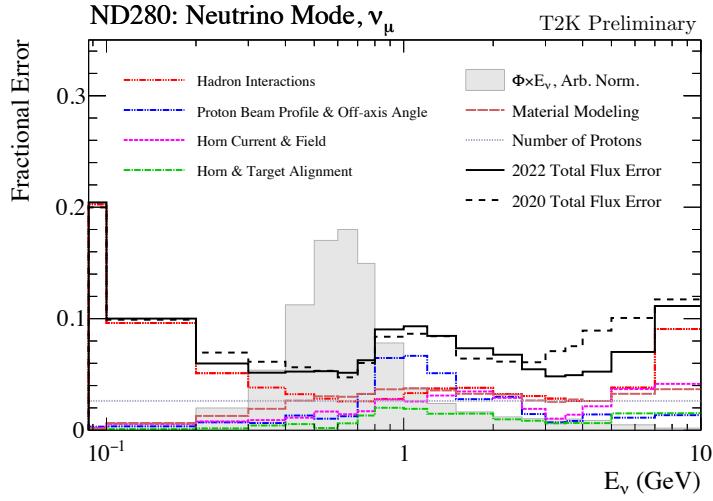
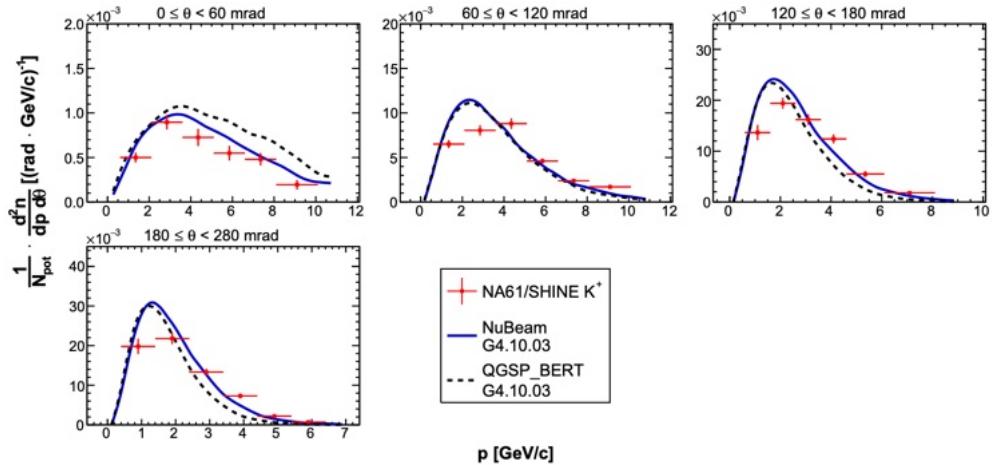
thin target ではハドロン生成の一次散乱を測定するが, 実際に T2K 実験で用いられるグラファイトターゲットは 90 cm と長いことから, 生成されたハドロンが標的から出てくるまでに二次・三次の散乱をする. このような効果は thin target では測定できず, また, 理論的にこれらの複雑な反応を追いかけることも難しいことから T2K replica target と呼ばれる実際の T2K target を模した標的を用いてデータ取得を行う. 評価するパラメータとしては replica target から飛び出してくるハドロン粒子生成数 $\frac{d^2n}{dpd\theta}$ やビームの透過率 P_{survival} である. P_{survival} は σ_{prod} と標的の長さ L , 単位体積あたりの原子の数 n を用いて

$$P_{\text{survival}} = e^{-L n \sigma_{\text{prod}}} \quad (3.10)$$

と書き表すことができる [63]. これらの値を元に re-weighting 係数を求め, T2K 実験におけるニュートリノビームシミュレーションに反映させる.

3.5.3 追加測定の経緯

現在の T2K 実験におけるニュートリノフラックス予測に対する不定性 (図 30) は表 10 にまとめられている測定結果を反映させたものになっている. 図 53 に図 30 の結果の一部を再掲する. 特に図 53(および図 30)において 2020 年の Total Flux Error から 2022 年の Total Flux Error への改善には 2010 年に行われた T2K replica target の測定結果 [62] が反映されたことが貢献している. このときの測定結果の一例を図 54 に示す. 2.8 節でも述べたように, 現在のニュートリノフラックス予測に対する不定性はニュートリノフラックスピークにおいては 5% 程度まで削減されている. しかし, 現在の T2K 実験の目標である ν CPV の 3σ での示唆を実現するためにはハドロン生成

図 53: FHC の ν_μ フラックスに対する不定性図 54: 2010 年に行われた T2K replica taget の測定結果の一例 [62]. z1 領域 ($0 \leq z \leq 18$ cm) からの K^+ におけるハドロン粒子生成数を示している。赤点が NA61/SHINE の測定結果であり、青実線と黒波線はそれぞれ異なるモデルを採用したシミュレーションの結果である。どちらのモデルでもデータを正確に再現できていない領域があり re-weighting の必要性がわかる。

の不定性に由来する系統誤差を 2% 以下に削減することが求められている。

このような背景から、先行研究 [64], [65] の結果、以下の二点に着目した追加の NA61/SHINE 実験が計画された。

1. T2K replica target における 10 GeV/c 以上の高運動量 K^\pm 中間子, および K_s^0 の測定
2. 生成されたハドロンとグラファイトターゲット周辺の物質との相互作用に対する測定
2. については既存の H2 beamline の隣に現在新しい専用の beamline を建設中である (詳細は [F.2.1 項](#) 参照). 以下では 1. について追加測定を行うモチベーションの詳細を説明し, 次節 ([B.6 節](#)) で実際に 2022 年夏に行われた追加測定の詳細について記述する.

[図 55](#) は 2010 年に行われた T2K replica taget の K^+ の測定領域の一例である. これを見ると 10 GeV/c 以上の高運動量領域については測定結果がないことがわかる. 比較のために π^+ の測定領域を [図 56](#) に示す. さらに先行研究 [\[G4\]](#) によって, 2010 年のデータ取得における測定領域に対し

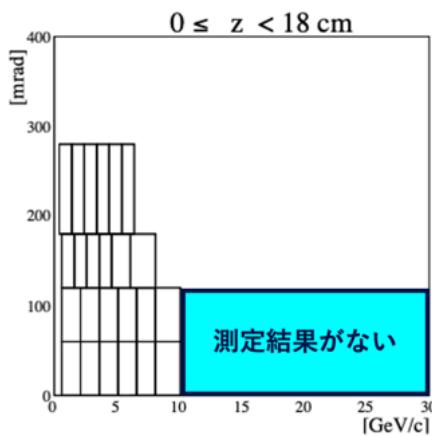


図 55: 2010 年に行われた T2K replica taget の K^+ の測定領域の一例. 10 GeV/c 以上の高運動量領域には測定結果がないことがわかる.

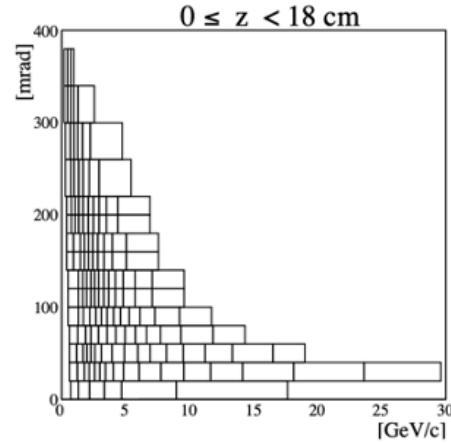


図 56: K^\pm との比較のために 2010 年に行われた T2K replica taget の π^+ の測定領域の一例を示す.

- 2010 年と同様の測定領域をより細かい binning によって解析を行う finer binning([図 57](#))
- K^\pm について, 2010 年の測定では取得できていない高運動量領域を追加した extended binning([図 58](#))

を設定し, これらの状況で新たにデータ取得を行なった場合, ニュートリノフラックスに対するハドロン生成の不定性がどの程度改善されるかが解析された. その結果, 特にニュートリノのエネルギーが 1 GeV 以上の領域において後者のもの (extended binning) の方が不定性の削減が示唆された ([図 59](#)).

さらに高いニュートリノエネルギーに対する不定性削減は振動解析における再構成後のニュートリノエネルギーに対して重要である. T2K 実験における解析ではニュートリノフラックスピークである 0.6 GeV を中心に 0.4 ~ 1 GeV にかけて実際のニュートリノエネルギー E_ν^{true} と再構成された際のニュートリノエネルギー E_ν^{rec} には幅がある ([図 60](#)). したがってフラックスピークよりも高いニュートリノエネルギーにおける系統誤差はフラックスピーク付近にも染み出す. このような

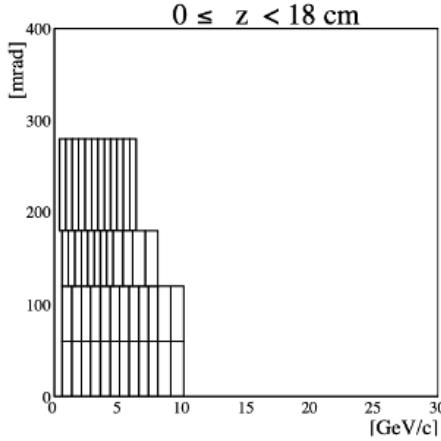
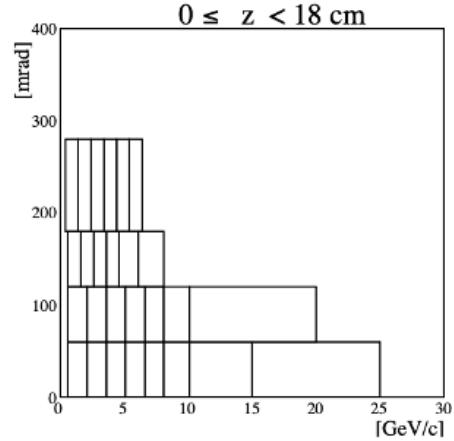
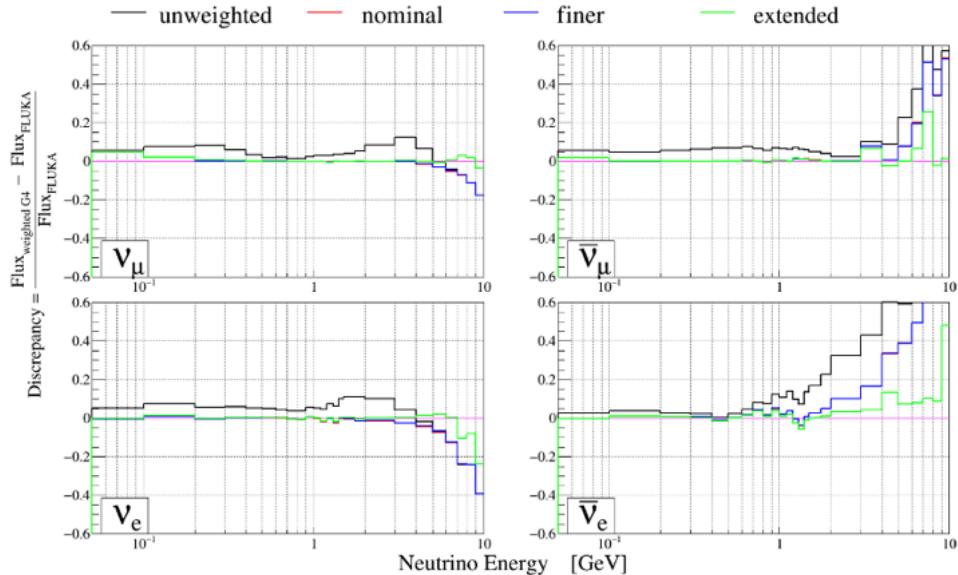
図 57: K^+ における finer binning の一例 [64].図 58: K^+ における extended binning の一例 [64].

図 59: 各状況設定での比較の結果. 横軸はニュートリノのエネルギー, 縦軸は補正の効力を表しており 0 に近い値の方が不定性の改善が見込まれる. 黒線は重み付けをしていない元のシミュレーション結果. 赤線は 2010 年に行われたデータ取得の際と同じ binning のもの. 青線は finer binning, 緑線は extended binning である. このとき特にニュートリノエネルギーが 1 GeV 以上の領域において extended binning の場合が最も不定性削減が示唆されている. [64]

理由からもニュートリノフラックスピークよりも高い領域における不定性削減は不可欠であると言える. 以上の結果を踏まえ, T2K replica target を用いた 10 GeV/c 以上の高運動量 K^\pm 中間子の測定を目標とした追加のデータ取得が計画され, 2022 年の 6 月から 7 月にかけて実際にデータ取得が行われた.

加えて 2022 年夏のデータ取得では T2K replica target による K_s^0 の初解析も行う予定である. K_s^0 は過去に thin target によるデータ取得は行われているが [57], T2K replica target ではまだ

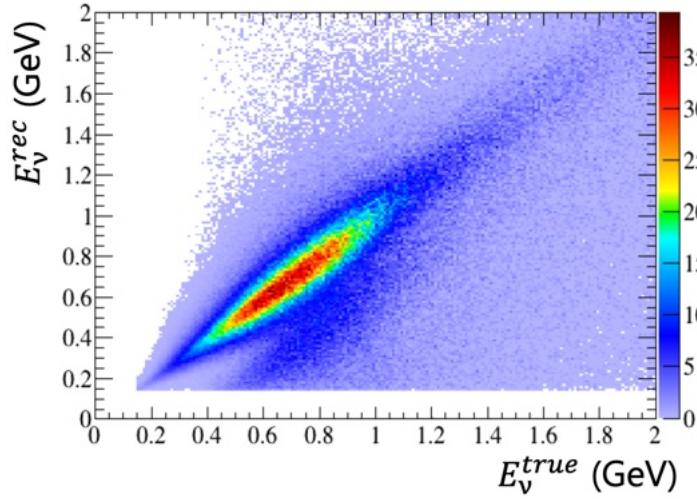


図 60: T2K 実験における実際のニュートリノエネルギー (横軸) と再構成されたニュートリノエネルギー (縦軸)

ない。この測定は特に $\bar{\nu}_e$ フラックスにおける不定性削減において重要である。図 61 は $\bar{\nu}_e$ フラックスを親粒子ごとに示した図であり、この内訳を見ると $0.1 \sim 10$ GeV という広いエネルギー領域において K_L^0 が $\bar{\nu}_e$ の主要な親粒子となっていることがわかる。(図 62) は SK における $\bar{\nu}_e$ フラックスに対する各種類の不定性であり、 K_L^0 が $\bar{\nu}_e$ の影響からハドロン生成に対する不定性が広いエネルギー領域において支配的となっている。このことから K_L^0 の測定データが必要になると言えるが K_L^0 は電荷を持たないハドロンであるため、荷電粒子に崩壊した飛跡を検出することによって測定しなければならない。しかし、 K_L^0 は崩壊するまでの時間が長く、崩壊する前に NA61/SHINE 検出器群を通り過ぎてしまい十分な測定ができない。そこで代わりとして $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ を測定することで K_L^0 の情報を見積もる。過去の測定ではデータの統計量が少なかったために十分な K_S^0 の解析ができていなかったが、2022 年夏のデータ取得ではこれまでよりも大統計のデータ取得がなされたことから T2K replica target による K_S^0 の初解析が期待される。

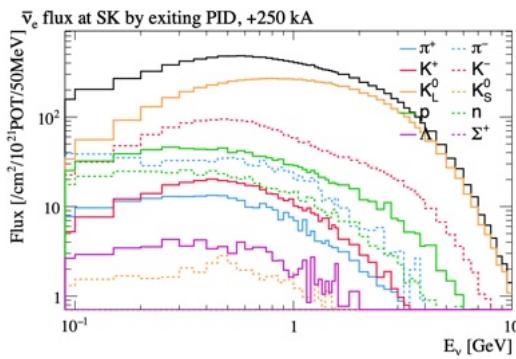


図 61: SK での $\bar{\nu}_e$ のフラックスを親粒子ごとに示している。

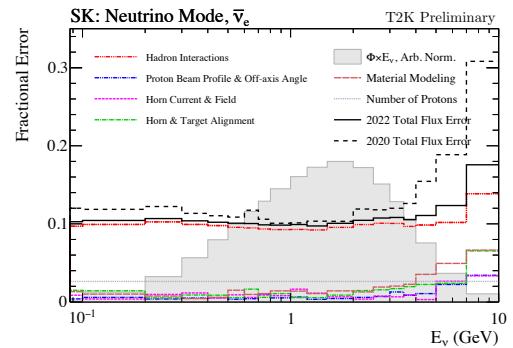


図 62: SK での FHC のフラックスに対する不定性

3.6 2022 T2K replica target run

[3.5.3](#) 項で述べた先行研究の結果を受けて、2022 年の 6 月から 7 月にかけて T2K replica target を用いた追加の測定が行われた。実験時の NA61/SHINE 検出器のセットアップは図 [40](#) の通りである。前回の 2010 年の測定とはいくつかの違いがある。

まず検出器のセットアップとしては前回は存在しなかった FTPC-1/2/3 が新たに入っている。また、BPD は元来 NA61 の検出器群に属しているものでは性能が十分ではなかったため、代わりに GEM-BPD と呼ばれる検出器が導入された。また、S3 は性能向上のために新しいものを用いた。また、標的の固定には、前回は標的の上部をフランジによって固定し、さらにたわみを抑えるために標的の下流をプラスチックの糸で吊り下げたが、本測定時はターゲットサポートによって固定を行なった。ターゲットサポートには標的位置を上げ下げするためのハンドルが取り付けられており、これによって標的をビーム軸から下げることで target-IN でのデータ取得とビーム較正に必要な target-OUT でのデータ取得をスムーズに切り替えることが可能である。図 [63](#), [64](#) に標的周辺の様子を示す。また、比較として [65](#) に前回測定時の標的周辺の様子を示す。T2K replica



図 63: T2K replica target と周辺の様子。S3 の上流には GEM-BPD が位置している。

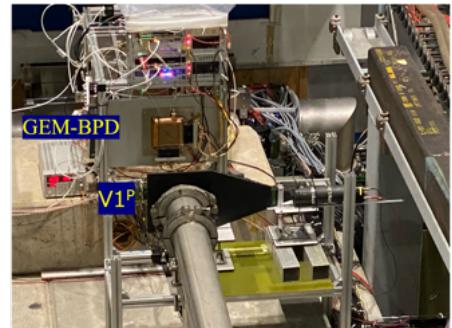


図 64: 手前から伸びているのは H₂ beamline. V₁^P は veto カウンターであり、半径 2 cm の穴が空いている。奥には GEM-BPD、そして T2K replica target と続く。

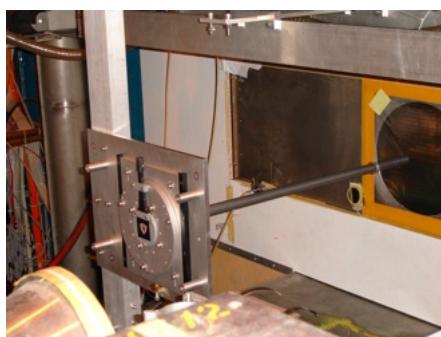


図 65: 2010 年における T2K replica target の様子。標的上部をフランジによって固定している。

target については T2K target を制作している東洋炭素株式会社によって作成されたものを二つ (Target-C, Target-D) 準備し^{*48}日本から輸送した。実際に測定に用いた標的 (Target-C) の密度は 1.817 g/cm^3 であった。

また、今回の測定では高運動量の K^\pm 中間子の測定を目指していることから生成されたハドロンを収束させるために前回 ($1/8$ の強度) のデータ取得時よりも VTPC-1/2 でかける磁場を高く ($1/2$ の強度) 設定している^{*49}。

加えて、LS2 の間に TPC のデータ読み出しのエレクトロニクスも新しくなっている。これは元々 ALICE 実験^{*50}で使われていた TPC の読み出しを NA61/SHINE 実験用に改良している。これに伴い DAQ のアップデートも行い、LS2 前よりも低ノイズでの飛跡検出が可能となった (図 66, 67)。データ読み出しレートについても読み出しの速度が向上したことによって LS2 前は 100 Hz 以下であったものが 1 kHz 以上まで上昇している。

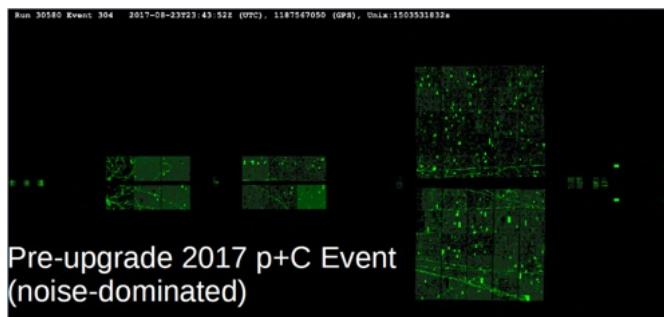


図 66: LS2 前のイベントディスプレイの様子

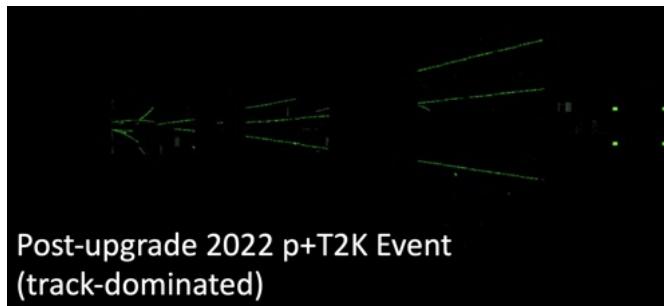


図 67: 今回の 2022 データ取得の際 (LS2 後) のイベントディスプレイの様子

^{*48} Target-A, Target-B は前回の測定で使われたものである。

^{*49} 先行研究 [42] では最大強度の磁場で測定した方がより多くの統計を溜められるとの結果が出ていたが、その場合入射する陽子ビームが TPC の壁にぶつかってしまい、データに multiplicity が増えるため $1/2$ でデータ取得を行うこととなった。

^{*50} LHC を用いた QGP の研究を行っている実験。LS2 中のアップデートに伴い TPC のワイヤーチェンバー読み出しを GEM に変更し、その極性が反対であったことから新しい読み出しに交換となった。このときに交換された、それまで使われていたものを NA61 で再利用している。

3.6.1 Physics trigger

NA61/SHINE 実験では Physics trigger の設定自由度が高く、取得するデータの状況に応じて最適化することができるという特徴がある。加えて T1 から T4 と呼ばれる四つの異なる Physics trigger を同時に取得することができる。表 2 は 2022 年に行なった T2K replica target を用いて行なったデータ取得の際の Physics trigger である。S1, S2, S3 は標的よりもビーム上流に位置す

表 2: Physics trigger. 右の二列の値は target-IN と target-OUT でそれぞれスケールする値。

各 Physics trigger の定義		target-IN	target-OUT
T1 :	$S1 \cdot S2 \cdot \overline{V1^P} \cdot S3 \cdot CED6 \cdot \overline{THC}$	1/1	1/50
T2 :	$S1 \cdot S2 \cdot \overline{V1^P} \cdot S3 \cdot \overline{S4} \cdot CED6 \cdot \overline{THC}$	1/1	1/1
T3 :	$S1 \cdot S2 \cdot \overline{V1^P} \cdot S3$	1/150	1/1500
T4 :	$S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot CED6 \cdot \overline{THC}$	1/1	1/100

る beam trigger counter(3.4.1 項) であるため、これらのコインシデンスを取ることでビームがこれらの位置する場所を通ってきたことを保証する。一方、S4 は標的よりもビーム下流の VTPC-1 の後ろ (磁場中) に位置することから、これが鳴らないことを要求することで陽子ビームが標的と当たり相互作用を起こしていることを示唆する。そのため S4 は x 方向に動かすことができ、(ビームが磁場中で曲げられることも考慮に入れた上で) 標的がないときにビーム通過する位置に設置する。 $V1^P$ は半径 2 cm の穴が空いている veto の役割を持つシンチレータであるため、これが鳴らないことを要求することでビームが $V1^P$ の穴よりも細いことを保証する。CED6 は CEDAR に存在する八つの PMT のうち六つ以上が光ったときに信号として読み取ることを意味する。 \overline{THC} は検出器内のガス圧 $P_{detector}$ を陽子よりも軽い粒子 (つまり K^+ と π^+) のみチエレンコフ光が光る圧力に調整することで、これが鳴らなかっただときに陽子が通過したことを保証する。したがって、CED6 と \overline{THC} の二つを用いることで、ハドロンビームの粒子が陽子であることを検出している (3.3.2 項)。T1 と T2 は陽子ビームが標的に照射されたことを意味し、T3 はビームの粒子識別を行っていないためハドロンビームが標的に照射されていることを、T4 は陽子ビームが各 beam trigger counter の位置を通過してきたことを意味する。T1 と T2 (特に T2) が実際の物理解析に用いられるトリガーであり、T3 と T4 はビームのクオリティーやトリガー検出器の動作チェックのために使われる。

3.7 データ取得状況

表 B に取得した物理データの統計量をまとめた。Full MF, target-OUT (MF は磁場の意味) はビームの運動量を確認するためのデータであり、その他の target-OUT は解析時に背景事象を見積るために用いられる。実際の物理解析に重要な 1/2 MF, target-IN のトリガー数は、およそ

表 3: 各状況での取得した物理データの統計量

取得した物理データ	トリガー数 [10^6]
Full MF, target-OUT	6.0
1/2 MF, target-IN	149.7
1/2 MF, target-OUT	9.1
1/2 MF, target-support IN, target-OUT	2.9
1/8 MF, target-IN	14.0
1/8 MF, target-OUT	1.4
Total	183.1

150×10^6 個取得できており、前回の 2010 年のデータ取得時の 10×10^6 個に比べおよそ 15 倍の統計量が取れている。これは LS2 を経て TPC 検出器の読み出しエレクトロニクスおよび DAQ のアップデートによりデータの読み出し速度が向上したことに起因する。また、前回の測定時と同じ磁場強度の 1/8 MF, target-IN のトリガー数についても 14×10^6 個と同等以上の統計数が取得できた。

3.7.1 データクオリティの確認

表 2 で定義した Physics trigger の比を用いることでデータのクオリティを確認することが出来る。ここでは T2 と T1 の比、T1 と T4 の比、T1 と T3 の比を確認した。図 68 にこれらの図を示す。このようなデータクオリティの評価はデータ取得中においてもオンライン解析によって逐次確認しているが、Shine Offline Framework と呼ばれる NA61/SHINE 実験において一般的に用いられる解析ツールの運用確認の意味もあり、実験後にオフライン解析によって改めて図の作成を行なった。加えて T1 と T4 の比などは実験中には見ておらず、これによって確認できる V1^P は前回のデータ取得時にはなかったセットアップであるため、その性能の確認の意味もあった。

今回取得した生データは DAQ が不具合によって停止するか、データの統計量が大きくなりすぎないように決められた基準値に達するまで連続で取得した run 番号ごとに区切られた構造で保存されている。図 68 のうち左は時間にして数時間のオーダー、トリガー数にして数百万の統計量をもつ一部の生データ (run40800) を、右はそれぞれビームの強度、磁場の強さが異なる三つの生データ (run40562, 40800, 40830) を用いた比較となっている。三つの生データの状況は表 4 の通りである。以下それぞれの比の評価について詳細を記す。

T2/T1 は $\overline{S4}$ を見ることができ、この値が 1 に近い値を取っていればビームが標的に照射されていることを示す。また、この値の時間経過を確認したときに値が安定していれば、これはそのままビームの安定性を見ているとも言える。図 68a, 図 68b において値が完全に 1 とならない理由は標的での相互作用のあと、前方に強く散乱される事象や標的内を突き抜けた陽子が S4 に当たることがあるためである。

表 4: 用いた生データの状況比較

run 番号	トリガー数 [10^6]	ビーム強度 [kHz]	磁場強度	データ取得日 (2022 年)
40562	2.9	9	1/2	7月 10 日
40800	3.2	13	1/2	7月 21 日
40830	2.6	13	1/8	7月 24 日

T_1/T_4 は $\overline{V1^P}$ を見ることができ、この値が 1 に近い値を取っていればビームが $V1^P$ の穴 (半径 2 cm) よりも小さいことを示す。図 68d, 図 68d より T_1/T_4 は 1 に近い値を示しており、ビームはよく絞れていることがわかる。

T_1/T_3 は CED6・ \overline{THC} を見ることができ、したがってハドロンビーム中の陽子の割合を示す。この値はおよそ 14% であり、この値は前回のデータ取得の際と同様の値である。

以上の比較より今回のデータ取得は良いクオリティで実験が行えたことを確認した。

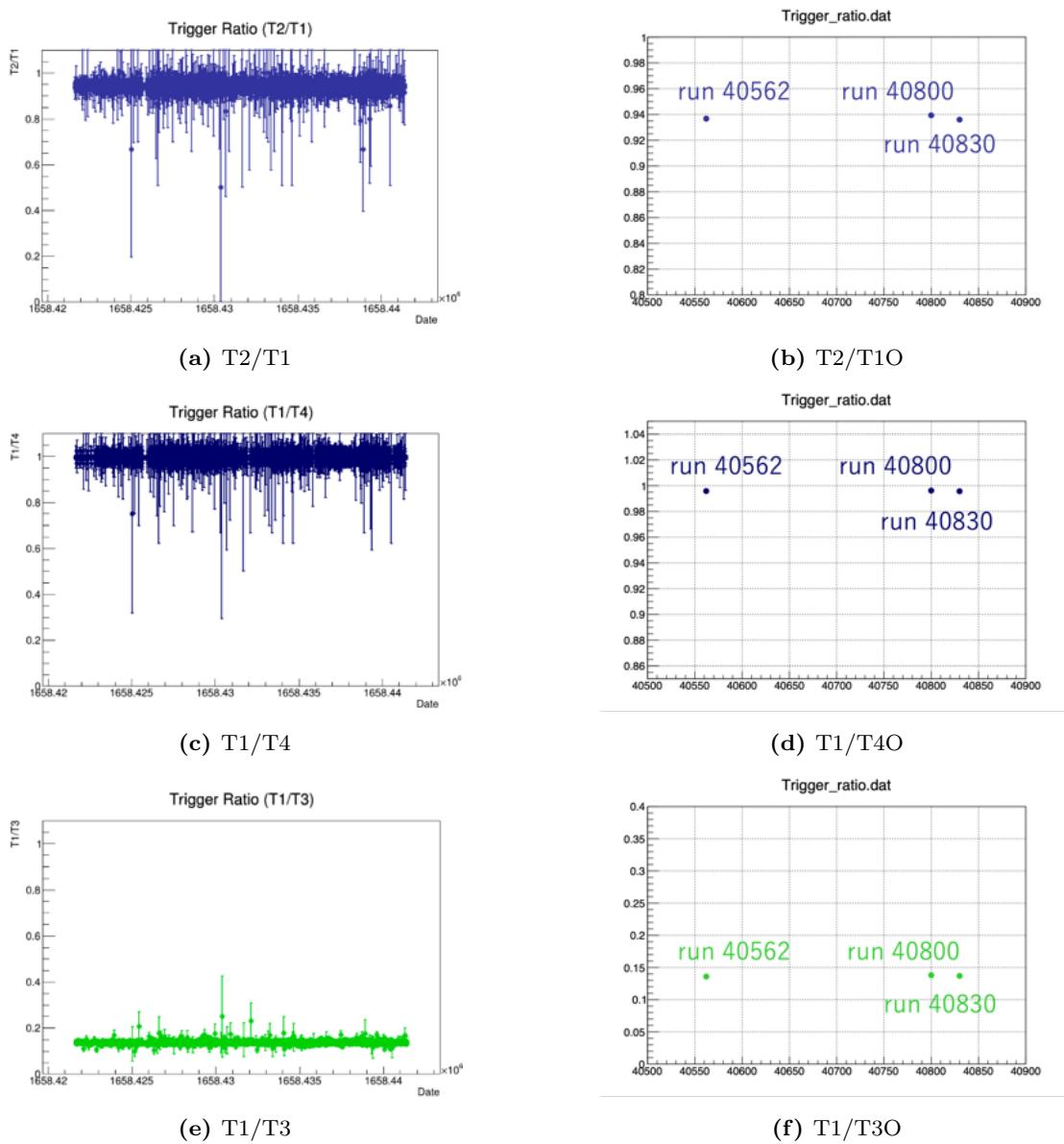


図 68: 各トリガーの比. 左側は一つの生データを用いて描き, 右側は三つの生データを用いて描いている.

4 検出器較正

この章では実験後, 物理解析を行うにあたり必要となる TPC の検出器較正, 特にその初期段階の詳細について記述する.

4.1 スタート信号の較正

TPC の検出器較正を行うには, まず NA61 検出器群におけるスタート信号の較正が必要となる. これは NA61/SHINE 実験固有のビームの特徴とトリガーロジック, およびデータ保存方法に起因するものである.

生データは S_{11} (歴史的な経緯によって以降は S_{11} 信号を S_1 信号と呼ぶことにする) をスタート信号としてトリガーをかけることでデータの取得・保存が行われる. [36] 項で述べたように NA61/SHINE では T_1 から T_4 の 4 種類のトリガーを同時にかけることができるが, 実際に取得されるものは T2K replica target の IN/OUT に合わせて表 2 の右 2 列にある値でそれぞれスケールし, それらを結合した以下の 3 つの Level trigger である. このときの L2 が物理解析に必要なメイントリガーに該当する.

- $L_0 \equiv S_1 \cdot S_2$
- $L_1 \equiv T_{1p} \cup T_{2p} \cup T_{3p} \cup T_{4p}$ (p スケール因子をかけている (prescale) の意味)
- $L_2 \equiv L_1$ のコピーであるが L_0 が発行された後に $25 \mu\text{s}$ の遅延を挟んで発行される

L_2 において $25 \mu\text{s}$ の遅延を挟む理由は, 検出器の不感時間を避けるためである. これは TPC の最底面から最上面までのガスドリフトにかかる時間がおよそ $50 \mu\text{s}$ であり, このことからデータ取得をトリガーが発行された $\pm 25 \mu\text{s}$ の時間幅で行う仕様となっているからである. もしもこの $\pm 25 \mu\text{s}$ の時間内に追加のビーム粒子がターゲット上で相互作用し, パイルアップを起こしたものについては off-time particle と呼ばれる.

これらの時間情報は dynamic range が 12 ビット, 1bin の時間が 25 ps の Multi-Hit TDC(MHTDC) のリング・バッファに記録されていき, L_2 トリガーが発行されればデータを保存する. したがって, 多くの場合 1 イベントには 1 つの L_2 トリガーが存在する. 一方で S_1 信号は 1 イベント内に複数存在することがある. これは用いているビームがハドロンビームであることに由来する. T2K 実験のためのデータ取得では T2K replica target に対し 31 GeV/c の陽子が照射されたときのデータを取得する必要があるため, CED6 や $\overline{\text{THC}}$ といった信号を用いることでハドロンビーム中の陽子が来たときにのみデータが取得されるようにトリガーをかける. したがって, L_2 トリガーは基本的に陽子が照射されたときにのみ発行される^{*51}. 一方で S_1 は単なるシンチレー

^{*51} 正確には L_2 に含まれる T_3 トリガーには CED6 や $\overline{\text{THC}}$ は入っておらず, 粒子識別を要求していないため陽子でない可能性もあるが, データ数 target-IN で 150 分の 1 にスケールして保存している.

ターの信号であることから、陽子でなくとも π^+ 中間子や K^+ 中間子といったハドロンビーム中の任意の荷電粒子が通過すれば発行される^{*52}。ビームの強度は1粒子ごとにやって来るよう調整されていることから、1イベントのデータ中に複数のS1信号が存在することは無矛盾である。しかしこのような場合、複数あるS1信号のうちどれが真に陽子であるか、すなわちその後L2トリガーを発行するに至ったスタート信号であるかが区別できない(図69)。これを区別するために真のS1信号とL2トリガーには強い相関があることを利用し、target-INでの生データの一部を用いてL2トリガーとS1信号の時間差(L2-S1)分布を作成した。図70は横軸をTDCの1目盛りでプロットしたものであり、これを時間に直したもののが図71である。

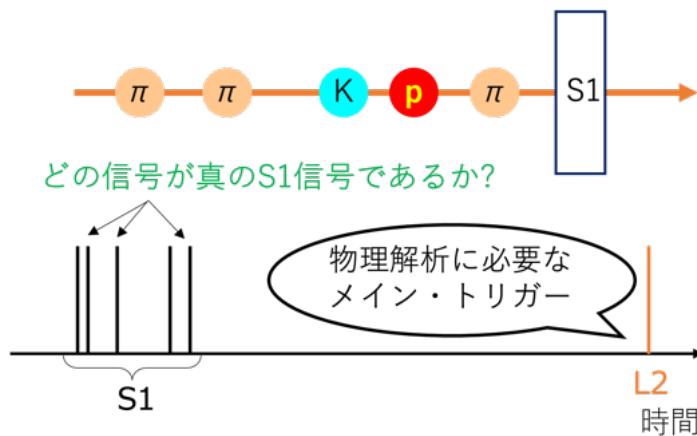


図69: π, K, p が S1 シンチレーターを通過すると S1 信号が発行される。したがって 1 つのイベント中に複数の S1 信号が含まれることがある。

図70のピークの値を L2-S1 の値とすれば良いわけだが、TDC の1目盛り以上の時間分解能は出ないことから、実際は図70のピーク付近の平均値を取り、これに 25 ps をかけることで L2-S1 の値を決定した。この値はトリガーの設定(表2)やビーム粒子の種類の変化に伴う tof が変わるとデータ取得状況に応じて異なる可能性がある。2022年のT2K replica target runではデータ取得期間中にこれらの変化はないため、原理的にはデータ取得期間で L2-S1 のピーク値は変わらないはずであるが、LS2 後の初めてのデータ取得であったことから安全性を確認する意味もあり、離散的な日付に取得した生データでそれぞれ L2-S1 の値を計算した。図72に確認用に用いた生データを、表6にそれぞれでの計算結果を示す。

これを見ると一つの生データの run 番号のみ 0.1 ns の違いが見られるが、この値の算出に求められる精度は高々 1 ns であることから今回のデータ取得期間においてこの値は安定していたと言え、25690.3 ns を L2-S1 の値として採用した。

^{*52} また thin target によってデータ取得を行う際には、ビーム粒子が標的内で複数回散乱することを防ぐため、ビームと標的が相互作用する割合を 1% 程度に調整する。したがって、標的と反応しなかった粒子は L2 トリガーにかかりず、正しくない S1 信号の原因となりうる。T2K replica target においてもこのような要因で正しくない S1 信号が発生することも考えられるが、陽子ビームと相互作用する割合はおよそ 90% である。

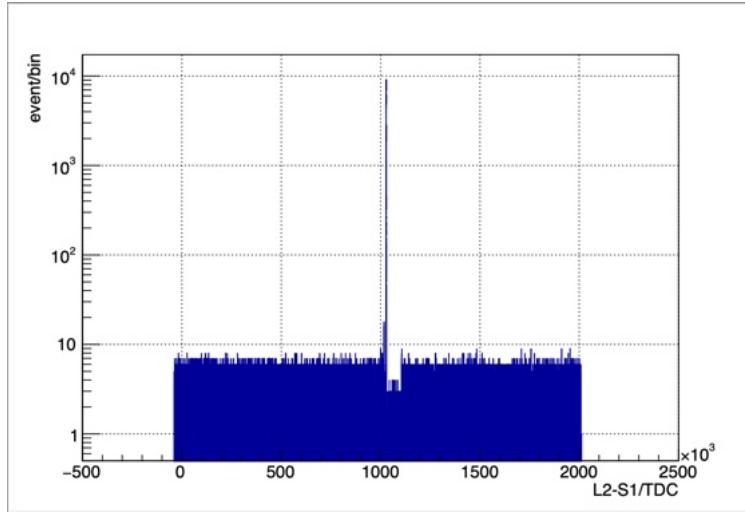


図 70: L2-S1 分布. 横軸は 1TDC count, 縦軸は事象数である. 図の中央部分に見えるピーク部分にあるものが L2 トリガーと真の S1 信号の時間差である. ピーク以外の部分は off-time particle に起因し, ピークより右側の凹みはハードウェアの設定によるものである.

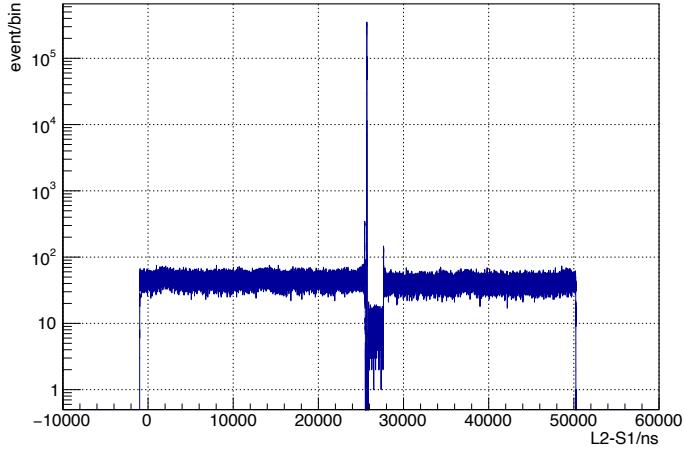


図 71: 図 69 について横軸を時間に直したもの.

4.2 TPC 検出器較正の流れ

実際の物理解析を行うためには TPC で検出された飛跡を解析する必要があるが, 検出器較正を行わなければ飛跡は正く再構成されない. そこで前節 (4.1 節) で述べた過程を含め, どのように TPC の検出器較正が行われるかについて述べる. ここには大きく分けて二つのパートが存在する.



図 72: 確認に用いた生データ. 横軸は取得した日付, 縦軸は一つの生データのイベント数である. 用いたのは target-IN で取得された物理解析用のデータであり, おおよそ同程度の統計量であるものを採用した. VTPC1/2 の外側でかけられる磁場が最大強度の 1/2 でデータを取ったものは赤, 1/8 で取ったものは青で示している.

表 5: 複数の生データでの L2-S1 の値の比較

run 番号	データ取得日 (2022 年)	磁場強度	L2-S1 [ns]
40518	7月 8 日	1/2	25690.2
40617	7月 12 日	1/2	25690.3
40800	7月 21 日	1/2	25690.3
40830	7月 24 日	1/8	25690.3
40867	7月 26 日	1/2	25690.3

一つは物理測定のためのデータ取得とは別に較正のためのデータ取得が必要になるもので, 以下の 5 つが考えられる.

1. Krypton calibration
データ取得に用いるエレクトロニクスのチャンネルゲインを較正する.
2. Pad-by-Pad t0 calibration
TPC の読み出し pad の相対的な読み出し開始時間に対するオフセットを較正する.
3. TPCWienerFilterCalibrator
TPC の信号をウィナーフィルタと呼ばれる方法で成形し, 信号のテールを除くことでドリフト方向 (y 方向) の飛跡の分解能の低下を防ぐ.
4. LocalResidualsFieldOff
TPC drift 電場の較正. 磁場をかけていないイベントデータを用いる.

5. AlignmentFieldOff

TPC のアライメント (検出器の並びが歪んでいないか) を較正する。磁場をかけていないイベントデータを用いる。

これらの較正はそれぞれ独立に行われる。

もう一つは物理測定のために取得したデータを用いて較正をし、一連の流れがあるものである。全体で四つのステップが存在し、基本的にデータ取得中は変化しないであろう値を計算する場合は適切な一部の測定データを利用し、そうでないものに対しては全体の測定データを用いる。以下ではこの流れについてその概観を説明する。

4.2.1 Stage1a

前節の 図 71 節で述べたところになる。L2 トリガーと S1 信号の時間差を計算し、今回のデータ取得では 25690.3 ns を L2-S1 の値として採用した。この値はビームの種類やトリガーロジックなどの変更がなければデータ取得中は一定であると考えられるため、計算には一部の測定データを用いた。

4.2.2 Stage1b

このステップではスタート信号である S1 信号と TPC でのデータ取得時間の差を較正する。L2 トリガーが発行された場合、データは保存され、TPC のデータ取得が開始される (図 73)。このデー

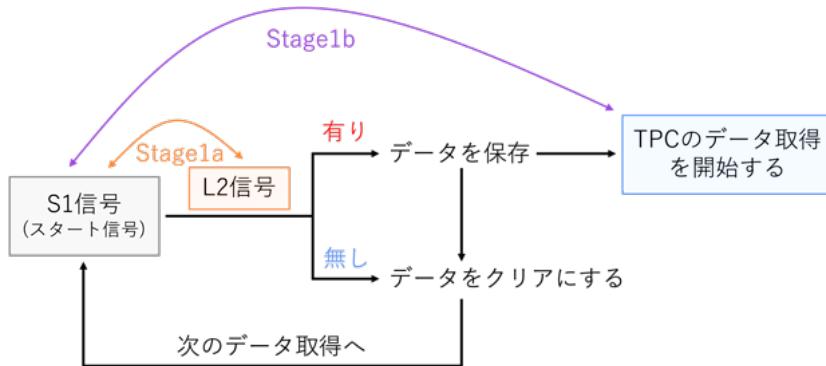


図 73: S1 信号発行から TPC のデータ取得が行われるまでの概要。Stage1b では S1 信号と TPC のデータ取得開始時間の差を較正する。このときに用いられる S1 信号は Stage1a によって決定されている。

タ取得を開始する信号はトリガーロジックによって発行され、これはジッターと呼ばれるデジタル信号の揺らぎを持つ。この揺らぎの大きさはイベントごとに異なり、一様な分布を持つことが知られている。そこで Stage1b ではスタート信号である S1 信号と TPC でのデータ取得開始時間の差の平均を計算することで、二つの信号間の時間差およびジッターによる揺らぎを校正する (図 74)。

この値は $t_{0,\text{event-by-event}}$ という値で保存される。このときに基準となる S1 信号は Stage1a によって一意に定められている^{*53}。この計算は十分な統計量があれば全ての測定データを用いる必要はない。

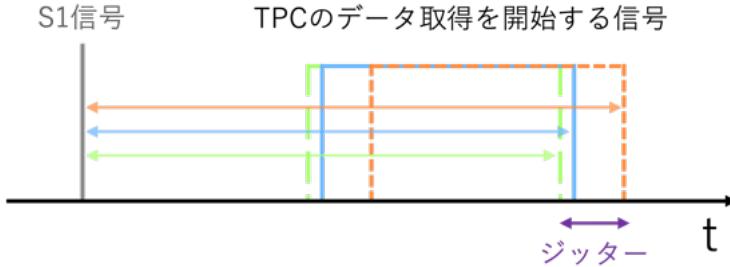


図 74: TPC のデータ取得を開始する信号はイベントごとにジッターと呼ばれるタイミング揺らぎをもつ。このジッターの効果を無視し、S1 信号との時間差を較正するために二つの信号の差の平均を計算する。

4.2.3 Stage2

このステップでは TPC のドリフト速度の較正のために真の飛跡の位置と TPC 内で再構成される飛跡の位置の差を比として表す。ドリフト速度が正しく較正されていない場合、ガスドリフトの方向 (y 方向) に対して正くない場所に再構成されてしまう。典型的なガスドリフトの速度は VTPC -1/2 であれば $1.4 \text{ cm}/\mu\text{s}$, MTPC-L/R であれば $2.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であるが、この値は大気圧や昼夜の急激な気温の変化、雨天による湿度の変化などに影響されて 5% 程度まで変化することが考えられる。そのため、ガスドリフトの速度は TPC のガスケージ内にある専用の検出器によって常時監視されている [40]。

TPC 内で再構成される y 方向の値は以下のように書くことができる。

$$y_{\text{TPC,rec}} = y_{0,\text{assumed}} - (t_{0,\text{assumed}} + t_{\text{drift}}) \times V_{\text{drift,assumed}} \quad (4.1)$$

一方で実際に荷電粒子が通過した飛跡は以下のように書くことができる。

$$y_{\text{ture}} = y_{0,\text{ture}} - (t_{0,\text{ture}} + t_{\text{drift}}) \times V_{\text{drift,ture}} \quad (4.2)$$

(図 72) にあたる飛跡は MTPC-L の後方に位置する GRC^{*54}の検出位置を参考することで求める(図 75)。ここで $y_{\text{TPC,rec}}$ と y_{ture} がそれぞれの飛跡の位置、 $y_{0,\text{assumed}}$ と $y_{0,\text{ture}}$ がそれぞれの MTPC-L と GRC の幾何学的な位置の差、 $t_{0,\text{assumed}}$ と $t_{0,\text{ture}}$ がそれぞれのケーブルやエレクトロ

^{*53} TPC のデータ取得開始を指示する信号は低速でジッターを持っているが、S1 信号はシンチレーターからの単一の信号で速い読み出しと優れた時間分解能を持っていることからこれをスタート信号として参照する。

^{*54} LS2 前は ToF-L を参照点にしていたが、今回のデータ取得では ToF-L/R は使用しておらず、代わりに GRC を用いている (図 75 項参照)。

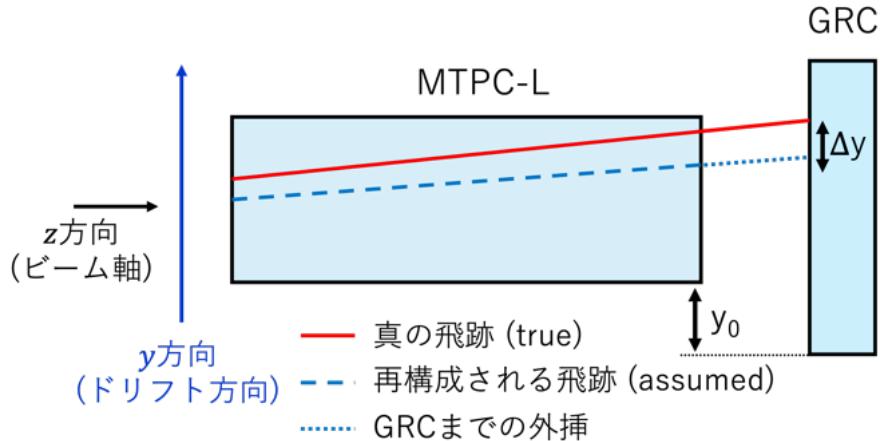


図 75: TPC 内における再構成される飛跡 (青破線) と実際の飛跡 (赤実線).

ニクスのタイミング等に起因するオフセット, $V_{\text{drift,assumed}}$ と $V_{\text{drift,ture}}$ がそれぞれのドリフト速度, t_{drift} がドリフトにかかる時間である. さらに $y_{\text{TPC,rec}}$ と y_{ture} の差を Δy として定義する. これは以下のように式変形できる.

$$\begin{aligned}
 \Delta y &= y_{\text{TPC,rec}} - y_{\text{ture}} \\
 &= \left(\frac{V_{\text{drift,assumed}}}{V_{\text{drift,ture}}} - 1 \right) \times y_{\text{ture}} \\
 &\quad + \left(y_{0,\text{assumed}} - V_{\text{drift,assumed}} \times t_{0,\text{assumed}} + V_{\text{drift,assumed}} \times t_{0,\text{ture}} - \frac{V_{\text{drift,assumed}}}{V_{\text{drift,ture}}} \times y_{0,\text{ture}} \right)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

この Δy と y の比 $\Delta y/y$ を補正係数としてとることで y 方向の絶対値に対し, 再構成された位置の相対的な位置の歪みを定量的に表す. 具体的には図 76 のような二次元のヒストグラムを作成することで $\Delta y/y$ が傾きとして現れる. この傾きの値を物理測定のために取得したデータ全体に適用することでそれぞれの補正係数を求める (図 77). 較正後にはこの傾きは 0 になる.

MTPC-L のドリフト速度の較正ができれば, 次は MTPC-L を参照にして最近接の TPC である VTPC-2, FTPC-1/2/3 のドリフト速度を較正する. その後はさらにこれらを参照にしてさらに最近接の TPC のドリフト速度の較正を進める (図 78) このようにすることで全ての TPC についてドリフト速度の較正が完了する.

ドリフト速度の較正が行われることで (4.3) における $V_{\text{drift,assumed}}$ と $V_{\text{drift,ture}}$ が等しくなるこ

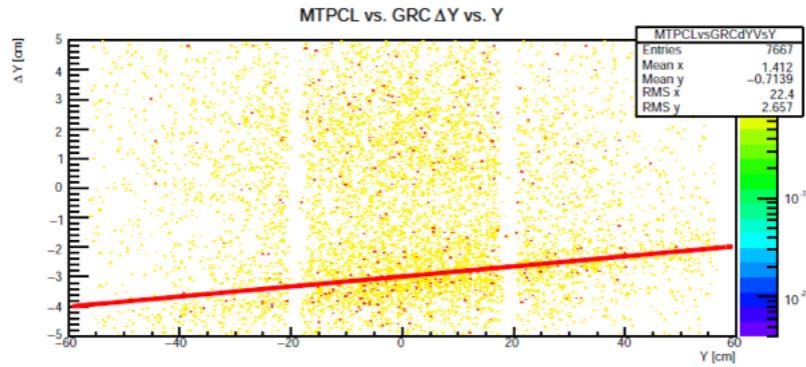


図 76: GRC を参照にしたときの MTPC-L におけるドリフト方向の絶対値 y と Δy の二次元ヒストグラムの例. このときに見られる傾きが $\Delta y/y$ にあたる.

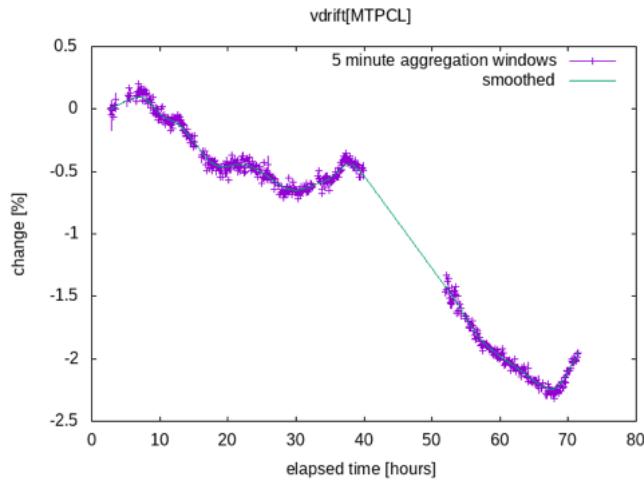


図 77: MTPC-L における $\Delta y/y$ の時間変化

とから (4.3) は以下のように変形される.

$$\begin{aligned}
 \Delta y &= \left(\frac{V_{\text{drift,assumed}}}{V_{\text{drift,ture}}} - 1 \right) \times y_{\text{ture}} \\
 &+ \left(y_{0,\text{assumed}} - V_{\text{drift,assumed}} \times t_{0,\text{assumed}} + V_{\text{drift,assumed}} \times t_{0,\text{ture}} - \frac{V_{\text{drift,assumed}}}{V_{\text{drift,ture}}} \times y_{0,\text{ture}} \right) \\
 &\approx (t_{0,\text{ture}} - t_{0,\text{assumed}}) \times V_{\text{drift}} - (y_{0,\text{ture}} - y_{0,\text{assumed}}) \\
 &(\because V_{\text{drift,assumed}} \approx V_{\text{drift,ture}} =: V_{\text{drift}})
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

(4.4) の最後の形からわかるようにこの時点では Δy の値は y_{ture} には依存せず、残すは y_0 と t_0 の較正である.

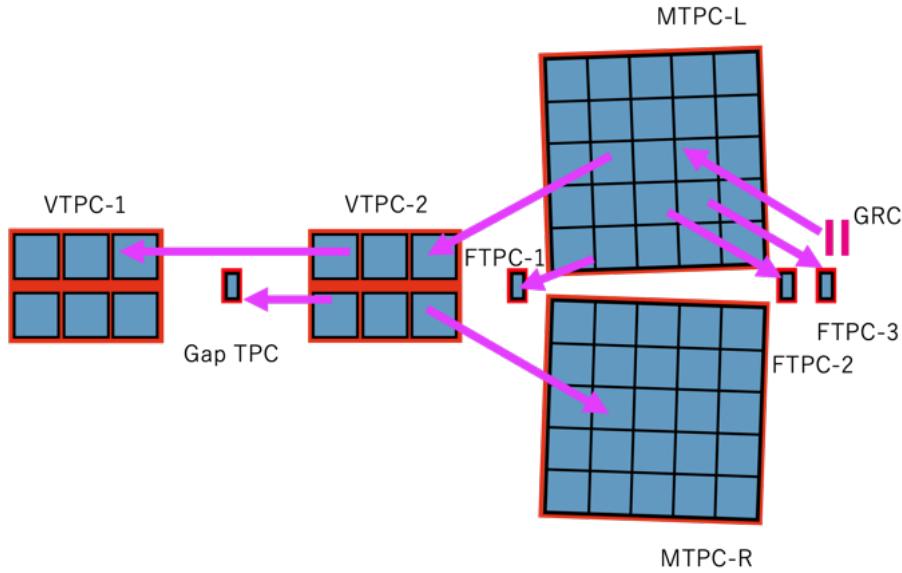


図 78: Stage2 の実行順序. まず GRC を参照にして MTPC-L のドリフト速度を較正する. その後は MTPC-L を参照にして VTPC-2, FTPC-1/2/3 のドリフト速度を較正し残りの TPC も順次較正する.

4.2.4 Stage3

続いて t_0 を較正する. t_0 が発生する原因はいくつか存在し, この内訳は (4.5) のように書くことができる.

$$t_0 = t_{0,\text{event-by-event}} + t_{0,\text{global}} + t_{0,\text{chamber}} + t_{0,\text{pad-by-pad}} \quad (4.5)$$

それぞれの詳細を以下にまとめる.

- $t_{0,\text{event-by-event}}$
トリガーロジックにおける信号のジッターに由来するオフセット. Stage1a, b で較正される.
- $t_{0,\text{global}}$
ビームの TOF とトリガーの遅延に由来するオフセット. S1 信号と最初に較正が行われ, その後は参照に使われる MTPC-L のデータ取得 (DAQ) 開始の平均時間に対応する. Stage3 で較正される.
- $t_{0,\text{chamber}}$
MTPC-L に対する他の TPC の相対的な遅延に由来するオフセット. ケーブルの長さに依存する. Stage3 で較正される.

- $t_{0,\text{pad-by-pad}}$

TPC 上部に位置する各 pad に接続されている電子回路のトレース長に由来するオフセット. Pad-by-pad t0 Calibration によって較正される.

このうち Stage3 では $t_{0,\text{global}}$ および $t_{0,\text{chamber}}$ について較正する. (4.4) の最後の形を t_0 の差と y_0 の差を Δt_0 , Δy_0 とすると

$$\Delta y = \Delta t_0 \times V_{drift} - \Delta y_0 \quad (4.6)$$

と書ける. したがって, 隣接する TPC 間の飛跡を用いて V_{drift} に対する Δy の傾きを測定することで Δt_0 を求めることができる. Stage3 についても図 4.8 と同様に, 既に較正されている TPC を参照にして較正を進めていく. この較正には一部の測定データを用いる.

4.2.5 Stage4

ドリフトの速度と t_0 の値が較正されれば Δy として残っている値は検出器間の幾何学的な位置の変位 y_0 である. これは較正され傾きが 0 になった Δy をフィットし offset を見積もることで測定される. このときの offset は通常 mm のオーダーである. この較正には一部の測定データを用いる.

以上の段階を経て最終的にドリフト速度較正を 0.1% のレベルでの較正を目指す. しかしこの値は一回の較正だけでは収束しないため $\Delta y/y$ の値が許容範囲内に収まる複数回繰り返される.

付録 A ニュートリノの質量

素粒子標準模型ではニュートリノは質量を持たないと仮定されていたが、§3 節で記述したように、ニュートリノ振動の存在によってニュートリノには大変軽いものの有限の（縮退していない）質量が存在することが明らかとなった [41] [42]。この事実は現在、実験的に唯一実証されている標準模型を超える物理現象であり、重大な意味を持つ。このニュートリノの質量についてであるが、ニュートリノはクォークや電子などが持つような通常のディラック質量に加え、マヨラナ質量と呼ばれる質量を持つことが可能である。この性質は電荷を持たないフェルミオンにのみ許されるものであり、標準模型に存在する粒子の中ではニュートリノだけが持つことが許されるが^{*55}、ニュートリノの質量がディラック質量であるのかマヨラナ質量であるのかの決着は未だについていない。この議論をするためには、ディラック方程式におけるガンマ行列およびディラック表示とカイラル表示、そしてマヨラナ表示について触れる必要がある。ここではそれぞれの表示に基づいてディラック質量とマヨラナ質量における特徴について述べた後、ニュートリノの質量についての一般化を考える。その後、ニュートリノが取りうる型によってニュートリノの質量にどのようなタイプが考えられるかを議論する。

A.1 ディラック方程式と γ 行列

まずディラック方程式とその中に現れる γ 行列と呼ばれるものについて簡単に述べておく。ディラック方程式とはスピン $\frac{1}{2}$ の粒子が従う相対論的量子力学での運動方程式である。これを導くためには、ここでは（特殊）相対論的なエネルギーの式から出発する。AINSHUTAINの関係と呼ばれるエネルギーについての式は

$$E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2 \quad (\text{a.1.1})$$

これを移行して単純に因数分解すると以下のようになる。

$$\begin{aligned} E^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 &= E^2 - (\mathbf{p}^2 + m^2) \\ &= (E + \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2})(E - \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{a.1.2})$$

このままではエネルギー E が正なもの（すなわち $(E - \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}) = 0$ ）と負なもの ($(E + \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}) = 0$) があるように見えて負のエネルギー解の問題が解決されない。そこで因数分解を

^{*55} BSM の中にはマヨラナ粒子の候補が存在する。例えば、超対称性模型には、グルーオンの超対称パートナーにあたるグルイノ (gluino) や、光子・ Z ・ H のパートナーであるフォティーノ (photino)・ズィーノ (zino)・ヒグシーノ (higgsino) の混合状態であるニュートラリーノ (neutralino) がそれにあたる。また物性物理の世界においてもトポロジカル超伝導体中のクーパー対と正孔によってマヨラナ状態である準粒子を記述できることが知られている。ただし、このタイプのマヨラナ粒子は CPT 定理は満たさず、素粒子におけるマヨラナ粒子とは少し性質が異なる。

行列 γ と 4 元運動量 p_μ を用いて次のように行うこととする.

$$\begin{aligned} E^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 &= p_\mu p^\mu - m^2 \\ &= (\gamma^\mu p_\mu + m)(\gamma^\mu p_\mu - m) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{a.1.3})$$

この因数のうち一方を取ってきて,

- ・(4 元) 運動量 p_μ を演算子 $i\partial_\mu$ に置き換える
- ・波動関数 ψ を右からかける

という操作をすると以下のような自由場でのディラック方程式が得られる.

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (\text{a.1.4})$$

ここで γ は 4×4 のガンマ行列を表し, ψ は 4 成分あるスピノルである. このガンマ行列には次の関係式

$$\begin{aligned} \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} &= 2\eta^{\mu\nu} I_N \\ (\{\}) \text{ は反交換関係であり } \{A, B\} &= AB + BA \text{ である} \end{aligned} \quad (\text{a.1.5})$$

を満たすのであればどのような形を取っても良いという性質がある. そのため, その時々の状況に応じて有用なガンマ行列の形を選ぶことが重要である. 物理を考える上でよく使われるガンマ行列の表示の仕方として以下にあげる三つがある.

- ディラック表示 → 第 0 成分(時間成分)が対角化されているため, エネルギー固有値を調べる際に便利な表示
- カイラル表示 → γ^5 行列が対角化されているため, γ^5 の固有値, すなわちカイラリティを調べる際に便利な表示
- マヨラナ表示 → マヨラナスピノルを調べるのに便利な表示

以下にそれぞれの形のガンマ行列を列挙する.

ディラック表示では

$$\gamma_D^0 = \begin{pmatrix} I_2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -I_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma_D^j = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^j \\ -\sigma^j & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (\text{a.1.6})$$

カイラル表示では

$$\gamma_W^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & I_2 \\ I_2 & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma_W^j = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -\sigma^j \\ \sigma^j & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (\text{a.1.7})$$

マヨラナ表示では

$$\begin{aligned} \gamma_M^0 &= \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^2 \\ \sigma^2 & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma_M^1 = \begin{pmatrix} i\sigma^3 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & i\sigma^3 \end{pmatrix} \\ \gamma_M^2 &= \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -\sigma^2 \\ \sigma^2 & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma_M^3 = \begin{pmatrix} -i\sigma^1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -i\sigma^1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{a.1.8})$$

である。このとき σ^j , $j = 1, 2, 3$ は (2×2 である) パウリ行列であり, I_2 は 2×2 の単位行列である。これらのガンマ行列に対応して波動関数に当たるスピノル $\psi(x)$ もそれぞれ、ディラックスピノル $\psi_D(x)$, カイラルスピノル $\psi_W(x)$, マヨラナスピノル $\psi_M(x)$ が存在する。

A.2 ディラック質量とマヨラナ質量

続いてディラック質量とマヨラナ質量の性質を明らかにするために、各々のスピノルを用いて電磁場中のディラック方程式を考える。

まずディラックスピノルから見ていく。自由場でのディラック方程式を電磁場中の形に拡張するためには微分演算子を ∂_μ から $\partial_\mu + iqA_\mu(x)$ に書き換えれば良いので

$$[i\gamma_D^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x)) - m]\psi_D(x) = 0 \quad (\text{a.2.1})$$

という形になる。

続いて、これがカイラルスピノルでどのようになるか考える。そのために、上で見たカイラル表示のガンマ行列を用いて次のような行列を考える。

$$\gamma_W^5 = i\gamma_W^0\gamma_W^1\gamma_W^2\gamma_W^3 = \gamma_{W5} = \begin{pmatrix} I_2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{a.2.2})$$

これを次のように 4 成分スピノルを上 2 成分 ξ と下 2 成分 ζ に分けた形に作用させると

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \xi(x) \\ \zeta(x) \end{pmatrix} \quad (\text{a.2.3})$$

$$\gamma_W^5 \psi(x) = \begin{pmatrix} I_2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -I_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi(x) \\ \zeta(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi(x) \\ -\zeta(x) \end{pmatrix} \quad (\text{a.2.4})$$

となることから $\xi(x)(\zeta(x))$ は γ_W^5 の $+1(-1)$ の固有値をもつ固有状態に対応することがわかり、以下のように表示できる。

$$\begin{aligned} \gamma_W^5 \psi_R &= +\psi_R \leftrightarrow \psi_R \equiv \begin{pmatrix} \xi(x) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \\ \gamma_W^5 \psi_L &= -\psi_L \leftrightarrow \psi_L \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \zeta(x) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{a.2.5})$$

このとき、 ψ_R , ψ_L をワイルスピノルといい ψ_R の状態を右巻き, ψ_L の状態を左巻きであるという。 ψ_R (もしくは ξ) と ψ_L (もしくは ζ) は互いにカイラル・パートナーと呼ばれる関係で、このように γ_W^5 の固有値で区別される状態をカイラリティと呼ぶ。(ここで $\psi_W(x) = \psi_R + \psi_L$ とする。) 次に $\gamma^5 (= \gamma_W^5)$ を用いて以下のような射影演算子を構築する。

$$P_R \equiv \frac{1}{2}(I_4 + \gamma^5) \quad P_L \equiv \frac{1}{2}(I_4 - \gamma^5) \quad (\text{a.2.6})$$

これらの射影演算子を用いることでディラックスピノルを含む任意の4成分スピノルを以下のように分解することができる。

$$\psi = \frac{1}{2}(I_4 + \gamma^5)\psi + \frac{1}{2}(I_4 - \gamma^5)\psi = P_R\psi + P_L\psi \quad (\text{a.2.7})$$

このとき P_R, P_L は以下のようない性質を持つ。

$$\begin{aligned} P_R + P_L &= I_4 \\ (P_R)^2 &= P_R \quad (P_L)^2 = P_L \\ P_R P_L &= P_L P_R = 0 \\ \gamma^5 P_R &= P_R \gamma^5 = +P_R \\ \gamma^5 P_L &= P_L \gamma^5 = -P_L \end{aligned} \quad (\text{a.2.8})$$

(a.2.8) の下2式に対し右から ψ を作用させると次のように書ける。

$$\begin{aligned} \gamma^5 P_R \psi &= +P_R \psi \\ \gamma^5 P_L \psi &= -P_L \psi \end{aligned} \quad (\text{a.2.9})$$

(a.2.5) と (a.2.9) を見比べると $P_R \psi = \psi_R, P_L \psi = \psi_L$ であることがわかり、(a.2.7) は改めて以下のように書ける。

$$\psi = \psi_R + \psi_L \quad (\text{a.2.10})$$

即ち任意の表示の4成分スピノルは ψ_R と ψ_L の重ね合わせとして書くことができ、このように書くことをカイラル分解という。また、次の関係式も成り立つ。

$$\gamma^\mu P_R = P_L \gamma^\mu, \quad \gamma^\mu P_L = P_R \gamma^\mu \quad (\text{a.2.11})$$

これはガンマ行列はカイラリティを変える働きがあることを意味する。以上でカイラルスピノルでの電磁場中でのディラック方程式の形について議論する準備が整った。(a.2.11) の関係式を考慮して (a.2.10) に対して左から P_R を作用させると

$$\begin{aligned} P_R [i\gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x)) - m]\psi_D(x) &= 0 \\ \rightarrow [iP_R \gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x)) - P_R m]\psi_D(x) &= 0 \\ \rightarrow [i\gamma^\mu P_L(\partial_\mu + iqA_\mu(x)) - mP_R]\psi_D(x) &= 0 \\ \rightarrow [i\gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x))]P_L \psi_D(x) - mP_R \psi_D(x) &= 0 \\ \rightarrow [i\gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x))]\psi_L(x) - m\psi_R(x) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{a.2.12})$$

同様にして左から P_L を作用させると

$$[i\gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu(x))]\psi_R(x) - m\psi_L(x) = 0 \quad (\text{a.2.13})$$

(a.2.12) と (a.2.13) を見ると質量 m が 0 の場合には ψ_R と ψ_L は分離した方程式に従うが、質量が 0 でない場合は、質量 m を通じて ψ_R と ψ_L の混合が起こることがわかる。つまり粒子が質量を持

つためには ψ_R と ψ_L の両方のカイラリティを持った固有状態が必要になる。このようなときに現れる質量をディラック質量と呼ぶ。

ここでカイラルスピノルに対して荷電共役変換 (C 変換) を考えてみる。C 変換は粒子と反粒子を入れ替える変換のことであり、電荷の符号が入れ替わる。カイラルスピノルの C 変換は以下のような式で定義される。

$$\psi \rightarrow \psi^C = C\bar{\psi}^T \quad (\text{ここで } C = i\gamma^0\gamma^2, \bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0) \quad (\text{a.2.14})$$

ここで、 $\bar{\psi}$ はディラック共役と呼ばれる形である。この定義に従って ψ_R と ψ_L を C 変換すると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \psi_R \rightarrow (\psi^C)_R &= \frac{I_4 + \gamma^5}{2} \psi^C = \left(\frac{I_4 - \gamma^5}{2} \right)^C = (\psi_L)^C \\ \psi_L \rightarrow (\psi^C)_L &= \frac{I_4 - \gamma^5}{2} \psi^C = \left(\frac{I_4 + \gamma^5}{2} \right)^C = (\psi_R)^C \end{aligned} \quad (\text{a.2.15})$$

すなわち、C 変換したことによってカイラリティは入れ替わる。最後にマヨラナスピノルでの形を考える。ここまで暗に粒子と反粒子は別の粒子であると考えてきたが、粒子と反粒子が同一のフェルミ粒子も存在できる。そのような粒子はマヨナラ粒子といい、マヨラナスピノル ψ_M を持つ。マヨラナ粒子は粒子と反粒子が同じであるので、C 変換を考えると以下のように書ける。

$$\psi_M = (\psi_M)^C \quad (\text{a.2.16})$$

C 変換では電荷の符号が逆になるはずなので、(a.2.16) を満たすには、マヨラナ粒子は電荷が 0 でなくてはならないことがわかる。また、(a.2.15) よりカイラリティは C 変換で入れ替わることから、 ξ と ζ という独立なワイル・スピノルを導入せずとも、自分自身の反粒子である $\bar{\xi} \cdot \bar{\zeta}$ を用いてカイラル・パートナーを組むことができ、

$$\psi_{M1} = \psi_R + (\psi_R)^C = \begin{pmatrix} \xi \\ \bar{\xi} \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \psi_{M2} = \psi_L + (\psi_L)^C = \begin{pmatrix} \zeta \\ \bar{\zeta} \end{pmatrix} \quad (\text{a.2.17})$$

とすれば (A.2.16) を満たす形ができる。このような特徴を持つマヨラナスピノルを用いてディラック方程式を考えると、

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \bar{\xi}(x) - m\xi(x) = 0 \quad \text{あるいは} \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \bar{\zeta}(x) - m\zeta(x) = 0 \quad (\text{a.2.18})$$

となる。(a.2.18) を見ると、(a.2.13) とは異なり、右巻き (ξ) と左巻き (ζ) の混合はなく、互いに独立した成分のみでディラック方程式を記述できる。そのため、片方の成分のみでも質量を獲得することが許され、このときの質量をマヨラナ質量と呼ぶ。

A.3 一般的なニュートリノの質量

次に、ディラック質量とマヨラナ質量がニュートリノの質量に対し、どのように影響があるかについて記述をする。ここまでディラック方程式を用いて議論を展開してきたが、これより後は質量

にのみ注目することから、ディラック・フェルミオンとマヨラナ・フェルミオンに対するラグランジアン

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_D &= \overline{\psi_D} (i\cancel{\partial} - m) \psi_D, \quad (\cancel{\partial} = \gamma^\mu_D \partial_\mu) \\ \mathcal{L}_M &= \frac{1}{2} \overline{\psi_{M1}} (i\cancel{\partial} - m_R) \psi_{M1} + \frac{1}{2} \overline{\psi_{M2}} (i\cancel{\partial} - m_L) \psi_{M2}\end{aligned}\quad (\text{a.3.1})$$

のうち質量項 $(-m\bar{\psi}\psi)$ のみを考えることにする。

現在、標準模型においては左巻きのニュートリノ ν_L のみが存在しており、実際の観測においても、ニュートリノであれば左巻き、反ニュートリノであれば右巻きのものしか見つかっていない。ニュートリノが真に質量 0 の粒子であれば右巻きと左巻きの混合は起こり得ないことからこれで話はおしまいであるが、実際には先に述べたとおり、ニュートリノ振動によって有限の質量を持つことがわかったため、右巻きニュートリノの存在も許されるはずである。そこで、ここでは議論を一般化するために、これに加えて独立なワイル・スピノールである右巻きニュートリノ ν_R をカイラル・パートナーとして導入すると、最も一般的な 1 世代での質量項は以下のように書ける [66].

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} m_R \overline{(\nu_R)^c} \nu_R - \frac{1}{2} m_L \overline{(\nu_L)^c} \nu_L - m_D \overline{(\nu)_R} \nu_L + h.c. \quad (\text{a.3.2})$$

ここで $\overline{(\nu_L)^c}(\nu_R)^c = \overline{(\nu_R)}(\nu_L)$ であることを用いると (a.3.2) は以下のように書き直せる。

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(\nu_L)^c} & \overline{\nu_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix} + h.c. \quad (\text{a.3.3})$$

ここで 2 行 2 列の

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

を質量行列と呼ぶこととする。この質量行列は

$$A = \begin{pmatrix} \sin \theta_\nu & i \cos \theta_\nu \\ \cos \theta_\nu & -i \sin \theta_\nu \end{pmatrix}$$

を用いて $A^{-1} M^t A$ で対角化でき、

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_m &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(\nu_L)^c} & \overline{\nu_R} \end{pmatrix} A A^{-1} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}^t A^{-1} {}^t A \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix} + h.c. \\ &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(\nu_s)^c} & \overline{(\nu_a)^c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_s & 0 \\ 0 & m_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_s \\ \nu_a \end{pmatrix} + h.c. \\ &= -\frac{1}{2} m_s \overline{(\nu_s)^c} \nu_s - \frac{1}{2} m_a \overline{(\nu_a)^c} \nu_a + h.c.\end{aligned}\quad (\text{a.3.4})$$

このとき質量固有値 m_s, m_a および質量固有状態 ν_s, ν_a の値は

$$\begin{aligned}m_s &= \frac{1}{2} \left\{ (m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right\} \\ m_a &= \frac{1}{2} \left\{ -(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right\} \\ \nu_s &= \sin \theta_\nu \nu_L + \cos \theta_\nu (\nu_R)^c \\ \nu_a &= i \{ \cos \theta_\nu \nu_L - \sin \theta_\nu (\nu_R)^c \}\end{aligned}\quad (\text{a.3.5})$$

となる。固有値 m_a の符号を正にするために ν_a には位相因子 i を頭にしてあり、これはマヨラナ位相に相当する。また、 $\nu_L, (\nu_R)^c$ の間の混合角 θ_ν は

$$\tan 2\theta_\nu = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (\text{a.3.6})$$

で与えられる。

(a.3.4) の最後の形を見るとわかるように ν_s と ν_a がそれぞれ独立な項に分かれていることから、これは 1 世代分のニュートリノであるにもかかわらず、質量項は 2 つの独立なマヨラナ質量項の和になっていることを意味する。 (a.2.16) のように ν_s, ν_a とそれぞれの反粒子をカイラル・パートナーとして足し合わせ、2 つのマヨラナ・ニュートリノ

$$\begin{aligned} N_s &= \nu_s + (\nu_s)^c \\ N_a &= \nu_a + (\nu_a)^c \end{aligned} \quad (\text{a.3.7})$$

とすると、(a.3.4) はこれらの質量項にはかならないため、ニュートリノの自由ラグランジアンは以下のようになる。

$$\mathcal{L}_\nu = \frac{1}{2} \left\{ \overline{N_s} (i\cancel{\partial} - m_s) N_s + \overline{N_a} (i\cancel{\partial} - m_a) N_a \right\} \quad (\text{a.3.8})$$

(a.3.8) は $\theta_\nu = 0$ (すなわち $m_D = 0$) であれば (A.3.1) のマヨラナ項と一致することがわかる。

A.4 考えられるニュートリノのタイプ

ニュートリノ質量の一般化を行ったことで、1 世代のみであっても N_s, N_a という 2 つのマヨラナ・ニュートリノを持つことがわかった。このとき、カイラル・パートナーを ν_s と $(\nu_s)^c$, ν_a と $(\nu_a)^c$ で組んでいることから合計 4 つの自由度を持っていることがわかる。しかし現実では左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか見つかっていない。残る 2 つの自由度が未だ観測されていない理由について言及する必要があるが、ニュートリノが取りうる型によって大別して 2 通りの解釈ができる。

A.4.1 ディラック型

1 つ目の型はニュートリノがマヨラナ質量を持たず ($m_R = m_L = 0$)、電子のような他の荷電フェルミオン同様にディラック質量のみを持つパターンである (図 79(a))。このとき (a.3.5) の m_s と m_a に $m_R = m_L = 0$ を代入すると確かに

$$m_s = m_a = m_D \quad (\text{a.4.1.1})$$

	L	R		L	R		
ν_D	ν_L ○	ν_R ×	ステライル	N_a	ν_a ○	$(\nu_a)^c$ ○	
$\bar{\nu}_D$	$(\nu_R)^c$ ×	$(\nu_L)^c$ ○	ステライル	N_s	ν_s ×	$(\nu_s)^c$ ×	大質量のため観測されない
(a) ディラック型						(b) シーソー型	

図 79: タイプ別のニュートリノが持つはずである 4 つの状態. L と R はカイラリティ, 添字 c は荷電共役変換であり, 同色でカイラル・パートナーを組む. ○印が実際に観測されている状態, ×印が観測されていない状態を意味し, ディラック粒子の場合は (a), マヨラナ粒子であれば (b) のようなシナリオが考えられる.

となることがわかる. この場合は 2 個のマヨラナ・ニュートリノが 1 個のディラック・ニュートリノに縮退していると考えることができ, 両者の関係は

$$\nu_D = \nu_L + \nu_R = \frac{N_s - iN_a}{\sqrt{2}} \quad (\text{a.4.1.2})$$

のように書ける. このとき, (a.3.6) における混合角 θ_ν は最大混合角 (maximal mixing) であると言える.

$$\theta_\nu = \frac{\pi}{4} \quad (\text{a.4.1.3})$$

このようなタイプのニュートリノをディラック型と呼ぶ.

ニュートリノがディラック型 (図 79(a)) であるとき, 弱い相互作用は左巻きの粒子 (および右巻きの反粒子) にしか反応しないため ν_R ($\bar{\nu}_L$)⁵⁶ は弱い相互作用さえ持たず, 持つのは微弱な重力相互作用のみとなる. したがって ν_R ($\bar{\nu}_L$) の直接観測は極めて難しく, その存在はニュートリノ振動による消失などでのみ検出されることになる. このような観測できないニュートリノを「ステライル・ニュートリノ」 (sterile neutrino) と呼ぶ.

ニュートリノが他の荷電フェルミオンと同様にディラック・フェルミオンであると考えるのはある種自然な見方であり, これ自体に問題はない. しかし, このタイプを選んだ場合には, 他のフェルミオン粒子との差別化ができないため, ニュートリノの質量が他の粒子に比べ極端に小さい理由が説明できず, これについて別の説明が必要となる.

*56 ディラック型では $\bar{\nu}_L = (\nu_R)^c$, $\bar{\nu}_R = (\nu_L)^c$ となる.

A.4.2 シーソー型

続いて、ニュートリノが 2 つの異なるマヨラナ質量をもち、尚且つ、そのうちの一つがディラック質量よりもずっと大きい場合のシナリオを考える(図 A.9(b)).

ゼロでないマヨラナ質量 m_L, m_R を導入する上で、左右でゲージ変換性に違いがあるため^{*57} 2 つを一緒にすることはできない。 m_L についてはその質量獲得の過程から勝手に大きな値にすることはできないが^{*58}、 m_R についてはその限りではなく、ディラック質量よりもずっと大きな質量 ($m_D \ll m_R$) を仮定することができる。簡単のため $m_L = 0$ とすると(A.3.3) における質量行列は

$$\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (\text{a.4.2.1})$$

と単純化され、(A.3.5) で書かれた 2 つの質量固有値 m_s と m_a はそれぞれ以下のようにになる。

$$\begin{aligned} m_s &= \frac{1}{2} \left(m_R + \sqrt{m_R^2 + 4m_D^2} \right) \quad (\because m_L = 0) \\ &= \frac{m_R}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2m_D}{m_R} \right)^2} \right\} \\ &\simeq m_R \quad (\because m_D/m_R \ll 1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_a &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{m_R^2 + 4m_D^2} - m_R \right) \quad (\because m_L = 0) \\ &= \frac{m_R}{2} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{2m_D}{m_R} \right)^2} - 1 \right\} \\ &\simeq \frac{m_R}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2m_D}{m_R} \right)^2 - 1 \right\} \quad (\because m_D/m_R \ll 1) \\ &= \frac{m_D^2}{m_R} \quad (\text{a.4.2.2}) \end{aligned}$$

(このとき、 m_a の最後から 2 行目では $m_D/m_R \ll 1$ より $\sqrt{1 + \left(\frac{2m_D}{m_R} \right)^2} \simeq 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2m_D}{m_R} \right)^2$ とできることを用いた。)

(A.4.2.2) の結果をまとめると、 $m_L = 0, m_D \ll m_R$ のような条件下では 2 つのマヨラナニュート

^{*57} 左巻きのニュートリノのマヨラナ質量項はゲージ不变でないのに対し、右巻きのニュートリノはゲージ不变性を持つ。これは弱い相互作用に記述する $SU(2)_L$ ゲージ場において左巻きは 2 重項 (doublet) であるのに対し、右巻きは 1 重項 (singlet) をなすことに起因する。

^{*58} 左巻きニュートリノのマヨラナ質量項を湯川結合に置き換える際には標準模型のヒッグス場とは異なる、3 重項スカラ場が適用されることが知られている。しかし、弱い相互作用における荷電カレントと中性カレントの強さの比を表す ρ パラメータの実測値からその真空期待値は通常のヒッグス場よりもずっと小さい必要がある。

リノの質量固有値はそれぞれ

$$m_s \simeq m_R, \quad m_a \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (\text{a.4.2.3})$$

となる^{*59}. これは m_D が電子のような標準模型に登場する荷電レプトンの質量と同程度であると考へると, m_s は (m_R 程度の) m_D よりもずっと大きな質量を持つようになる一方で, m_a については m_D よりもずっと小さな質量を持つことになる. したがって極端に大きなマヨラナ質量をもつニュートリノ N_s が存在すれば, 実際に実験によって観測されるニュートリノ N_a の小さな質量を説明することができ, N_s については質量が大きすぎるが故に観測できないという解釈が可能である. 一方のマヨラナ質量 (m_s) が重くなると他方 (m_a) が軽くなることから, この機構はシーソー機構 [67] [68] と呼ばれる (図 80). このようなタイプのニュートリノをシーソー型と呼ぶ.

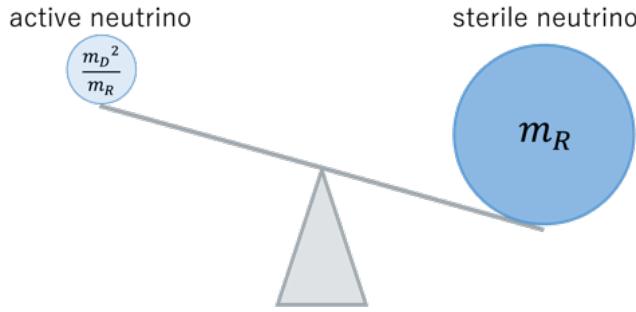


図 80: シーソー機構のイメージ

また, このときの各々の質量固有状態を考えると (a.3.6) より, 混合角は $\theta_\nu \ll 1$ と思えることから $\sin \theta_\nu \simeq 0$, $\cos \theta_\nu \simeq 1$ となって, (a.3.5) より

$$\nu_s \simeq (\nu_R)^c, \quad \nu_a \simeq i\nu_L$$

となるため (a.3.7) から

$$\begin{aligned} N_s &= \nu_s + (\nu_s)^c \simeq \nu_R + (\nu_R)^c \\ N_a &= \nu_a + (\nu_a)^c \simeq i\{\nu_L - (\nu_L)^c\} \end{aligned} \quad (\text{a.4.2.4})$$

すなわち, N_s はほぼ ν_R , N_a はほぼ ν_L からなるマヨラナ・ニュートリノであると言える. ディラック型のところでも述べたように ν_R は弱い相互作用さえも持たない. 加えて m_s が極端に大きいことからも N_s は観測できずステライルになる. 一方で N_a はほとんど ν_L からなるため, ニュートリノの場合は左巻きとなることからその点において観測事実とも矛盾はない. したがって N_a がアク

^{*59} 2つの質量固有値の積を考えると $m_s \times m_a \simeq m_R \times \frac{m_D^2}{m_R} = m_D^2$ となり, その相乗平均がディラック質量 m_D 程度になることを意味する

タイプ・ニュートリノ(弱い相互作用をもち、観測されるニュートリノ)になる^{*60}.

このように、シーソー機構は極端に重たいマヨラナ質量を持つ右巻きニュートリノを導入することで、観測される左巻きニュートリノの小さい質量起源を説明することができる。また、このタイプのニュートリノはマヨラナ粒子であることからレプトン数の破れが起こると考えられ、後述する物質優勢宇宙の謎をも同時に解決する可能性を持つ(B.3節)。さらには、重い右巻きニュートリノはGUTスケールの質量を持つ可能性があることから、大統一理論にも関与することが考えられ、現在ある複数の未解決問題を同時に解決し得る大変魅力的なシナリオであると言える。

A.4.3 その他のタイプ

最後に上記のいずれでもない三つ目の可能性としてシーソー型とは逆の極限である場合について述べる。すなわち、マヨラナ質量 m_L, m_R は存在するものの、両者ともにディラック質量よりも小さい場合である。

$$m_R, m_L \ll m_D \quad (\text{a.4.3.1})$$

この場合、ニュートリノはほぼディラック・フェルミオンであると言えるため、擬ディラック・ニュートリノと呼ばれる。このとき、(a.3.6)における混合角 θ_ν はディラック型と同様にほぼ最大混合角であると言える。一方で A.4.1 項で考えたディラック型との決定的な違いは、小さなマヨラナ質量によって二つの質量固有値 m_s, m_a は縮退せず、わずかながらに差が生じる点である。そこでこれらの二乗差を考えてみると、(a.3.5) より

$$\begin{aligned} & m_s^2 - m_a^2 \\ &= \left(\frac{1}{2} \left\{ (m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right\} \right)^2 \\ &\quad - \left(\frac{1}{2} \left\{ -(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right\} \right)^2 \\ &= (m_R + m_L) \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \\ &\simeq 2m_D(m_R + m_L) \end{aligned} \quad (\text{a.4.3.2})$$

のように有限な値を持つ。すると、この二乗差があることでニュートリノが仮に1世代だけであってもほぼ最大の混合角によるニュートリノ振動が可能になる。このとき振動によって変化するのは、弱い相互作用を持つアクティブ・ニュートリノ ν_L と弱い相互作用を持たないステライル・ニュートリノ $(\nu_R)^c$ であり、B.3節で取り上げたフレーバー間の振動とは異なる。また、見てわかるように $\nu_L, (\nu_R)^c$ はともに左巻きを持つことから、chirality flip は無く、ニュートリノの小さい質量による

^{*60} したがってシーソー型では $(\nu_a)^c$ が $\bar{\nu}_R$ となり、図 B.4 の (a) と (b) で見比べるとディラック型とシーソー型では右巻き反ニュートリノの位置が異なることがわかる。

抑制は起こらない。実際二つのニュートリノの質量固有状態を考えると $\theta_\nu \simeq \frac{\pi}{4}$ より

$$\begin{aligned}\nu_s &= \sin \theta_\nu \nu_L + \cos \theta_\nu (\nu_R)^c = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu_L + (\nu_R)^c) \\ \nu_a &= i\{\cos \theta_\nu \nu_L - \sin \theta_\nu (\nu_R)^c\} = \frac{i}{\sqrt{2}}(\nu_L - (\nu_R)^c)\end{aligned}\quad (\text{a.4.3.3})$$

となり、 ν_L と $(\nu_R)^c$ が混合していることがわかる。このような $\nu_L \leftrightarrow (\nu_R)^c$ 間の振動は、ディラック型やシーソー型のニュートリノでは起こり得ず^{*61}、擬ディラック型特有の現象である（図 81）。

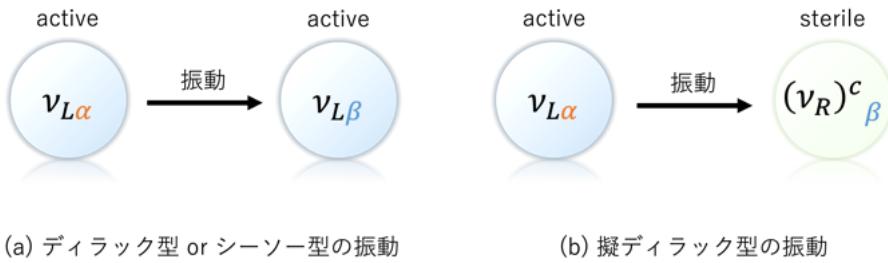


図 81: ニュートリノの質量タイプによる振動の違い。ディラック型、シーソー型の場合は (a) のようなフレーバーが変化する振動のみ考えられるが、擬ディラック型の場合は (b) のようにフレーバーだけでなくステライル状態への振動が可能となる。（ただし擬ディラック型であってもフレーバーのみの振動も当然ある。）

ニュートリノの質量が擬ディラック型であった場合、この影響を受ける可能性があるものとして高エネルギー宇宙ニュートリノフラックスのフレーバー分布が挙げられる。高エネルギー宇宙ニュートリノが生成される機構は大気ニュートリノとよく似ており、星間ガスを構成する元素の原子核と天体现象によって加速された宇宙線の相互作用によって生成された粒子からの崩壊^{*62}で出来ると考えられている。したがって初期条件におけるニュートリノフラックスのフレーバー分布は

$$\phi_e^I : \phi_\mu^I : \phi_\tau^I = \frac{1}{3} : \frac{2}{3} : 0 \quad (\text{a.4.3.4})$$

となる。ただしここでは ν と $\bar{\nu}$ を区別していない。仮にニュートリノの質量がディラック型もしくはシーソー型であった場合、これらは □3 節で見たようなフレーバー間のニュートリノ振動のみ起こるため、地球で観測されるさいには ν_μ が ν_τ へ振動する効果によって

$$\phi_e^F : \phi_\mu^F : \phi_\tau^F = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3} \quad (\text{a.4.3.5})$$

^{*61} ディラック型の場合、混合角 θ_ν は最大混合角を取るが、質量二乗差がゼロであるため振動は起こらず、シーソー型の場合は混合角が $\theta \ll 1$ であるため元より混合が無くやはり振動は起こり得ない。

^{*62} 最も一般的な過程は π からの崩壊であるから、例えば π^+ の崩壊を考えると $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ さらに $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ となるため各フレーバーのフラックスの比率は (a.4.3.5) のようになる

となることが考えられる。一方でニュートリノの質量が擬ディラック型であった場合、高エネルギー宇宙ニュートリノの基線が非常に長いことによって $\nu_L \rightarrow (\nu_R)^c$ といった振動によりアクティブ・ニュートリノからステライル・ニュートリノへの振動も起こるため多くの場合、終状態の各フレーバーのフラックスの比率が (a4.3.5) からずれることが考えられる。

付録 B 物質優勢宇宙の謎

B.1 バリオン非対称性

我々の身の回り宇宙は物質から構成されており、反物質はほとんど存在しない。これを定量的に評価する指標の一つとしてバリオン数密度を考える。バリオンとは3つのクォークから構成される複合粒子のことを指し、物質質量の大部分を占める陽子や中性子もバリオンの一種である。続いてバリオン数を導入する。これは、バリオンならば+1を反バリオンならば-1をその他の粒子は0を持つ量子数である。このバリオン数を宇宙の体積で割ったものをバリオン数密度 n_B とし、さらにこれをエネルギー密度 s との比を取ることで宇宙の膨張に依存せず一定の値を示すパラメータとなる。この値はCMBの温度揺らぎおよび、ビックバン元素合成の観測結果から

$$\frac{n_B}{s} \Big|_{\text{観測値}} \simeq 8.7 \times 10^{-11} \quad (\text{b.1.1})$$

と推定されている [L3]。

一方で、相対論的場の量子論からの帰結により、十分なエネルギーがあれば粒子と反粒子はペアで対生成されることから、宇宙開闢直後の超高温下では同量のバリオン・反バリオンが対生成によってエネルギーから変換され、その後しばらくは対生成と対消滅を繰り返していたと考えられる。その後、宇宙の温度が冷えると対消滅は起こるが対生成は起こせなくなるため、真にバリオンと反バリオンの数が等しければ全てのバリオンは反バリオンと対消滅してしまい、何も残らないはずである。ところが現在の宇宙は物質のみ残存しており、(b.1.1)の観測結果からも、元素合成が行われた初期宇宙（宇宙誕生の約1秒後）であっても

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_{\text{バリオン}} - n_{\text{反バリオン}}}{s} \simeq 8.7 \times 10^{-11} \quad (\text{b.1.2})$$

が成り立っていたことになる。これは宇宙誕生直後は同量存在していたはずのバリオンと反バリオンが、宇宙初期の早い段階で既にバリオンの数のほうが反バリオンの数よりも多かったことを示している。その差は、宇宙の温度が100 GeVを大きく超える状況を仮定すると

$$\frac{n_{\text{バリオン}} + n_{\text{反バリオン}}}{s} \simeq 0.047 \quad (\text{b.1.3})$$

が成り立つことから、(b.1.2)と(b.1.3)より

$$\frac{n_{\text{バリオン}} - n_{\text{反バリオン}}}{n_{\text{バリオン}}} \simeq \frac{1}{270000000} \quad (\text{b.1.4})$$

すなわち、バリオンの方が反バリオンよりも2億7千万分の1だけ多かったことになる。これはバリオン非対称性と呼ばれ、素粒子物理学の未解決問題の一つである。

B.2 サハロフの 3 条件

初期宇宙におけるバリオンと反バリオンの差 (b₁₄) は非常に微小であるが、これを宇宙の初期条件として与えることは難しい。現代宇宙論において地平性問題や平坦性問題を解決するシナリオとしてビックバン以前にインフレーションと呼ばれる、 10^{-36} 秒の間に 10^{27} 倍の急激な膨張を起こしたという説が有力視されているが、このような現象が起こると、仮にインフレーション以前に物質や反物質が存在していたとしてもその密度は指数関数的膨張によって意味のない数値になってしまう⁶³。したがって、宇宙のバリオン非対称性はインフレーション後に何らかの機構によって生じたものであると考えられる。このとき必要な条件が 1967 年にアンドレイ・サハロフが提唱したサハロフの 3 条件と呼ばれる以下の 3 つの条件である [69]。

- バリオン数の破れ

バリオン非対称性が生じるためには当然バリオン数を破る過程、すなわちバリオンの数と反バリオンの数に差が生じる素粒子反応が必要である。これは SM の枠組みにおいてもスファレロン過程と呼ばれる反応で破れている。

- C および CP 対称性の破れ

C 変換や CP 変換とは粒子と反粒子を入れ替える操作に該当する。したがって、これらの対称性が厳密に成り立つければ、たとえバリオン数を破る反応があったとしても、同様の現象が反バリオンでも起こることで互いに効果が打ち消され、系全体ではバリオン非対称性は生じない。SM の枠組みにおいては、C 対称性は弱い相互作用で破れており、CP 対称性についてもクォーク・セクターにおいては小林・益川理論によって破れていることが実験的にも確認されている [13]。

- 非平衡過程の存在

これは宇宙の状態に関する条件である。一般にバリオン数を破る $A \rightarrow B$ という反応が存在したとすると、必ずその逆反応である $B \rightarrow A$ も存在することから、これらの反応が熱平衡状態 $A \leftrightarrow B$ では時間が経てば $n_B = 0$ に収束してしまう。したがってバリオン非対称性を維持するためには $n_B = 0 \rightarrow n_B > 0$ となる確率が $n_B > 0 \rightarrow n_B = 0$ となる確率よりも大きくなるような非平衡過程の存在が必要である。

これらが全て満たされていればバリオン非対称性を説明することができる。ところが SM の枠内ではいずれの条件も十分満たせていない。

まずバリオン数の破れであるが、これは SM の枠組みにおいてもスファレロン過程と呼ばれる電弱ゲージ相互作用に伴う量子異常を介して起こり得る [70]。これは、ヒッグス場とゲージ場の配

⁶³ その後、宇宙はインフレーションの真空エネルギーで満たされ、これが崩壊することで物質・反物質の対生成が起こる。

位空間中にスファレロン解と呼ばれる空間的に広がった場の配位が存在し、高温になると、そのスファレロン解をポテンシャル障壁の頂点とする場の遷移によってバリオン数を破る反応が可能になる。さらに高温極限ではポテンシャル障壁はなくなるためバリオン数を破る反応はより活発になる。これらの反応がスファレロン過程と呼ばれるものである。この過程には、バリオン数と同時にレプトン数^{*64}も同じだけ変化させるという特徴がある。すると、スファレロンは量子数としてバリオン数 B とレプトン数 L はそれぞれ破っているが、その差である $B - L$ は保存することになる。したがって例え B が破れていても L が同じだけ破れていたとすると、スファレロン過程が熱平衡状態を取ることでこれらの破れを打ち消し、やはりバリオン非対称性は説明できない。したがって、宇宙にバリオン非対称性が残存するには $B - L$ の破れ ($B - L \neq 0$) が必要になる。これはサハロフの一つ目の条件が B の破れから $B - L$ の破れに置き換わったと考えて良い。SM では $B - L$ は保存していることから、このままでは条件を満たせない。

続いて C および CP 対称性の破れについてであるがこれはどちらも SM の枠組み内で確認されている現象である。しかし、問題であるのはこれがどの程度破れているかである。CP 対称性の破れは現在クォーク・セクターでのみ確認されているが、もしも CP 対称性の破れを担う機構がクォーク・セクターのみであった場合、SM からの理論値と CMB からの観測値ではその大きさは 8 桁近く足りておらず、全く不十分である。したがって未発見の CP 対称性の破れの存在が求められる。

加えて、SM の枠組み内では最後の条件である非平衡過程も実現できないことがわかっている。したがっていずれの条件も SM では不十分であり、BSM が必要であることを示唆している。

B.3 レプトジェネシス

上述のように、SM ではサハロフの 3 条件を一部実現しているものもあるが、未だ十分ではなく、非平衡過程に至っては実現できないことがわかっており、BSM の導入が求められる。そのうちの一つがレプトジェネシスである [71]。レプトジェネシスとは、スファレロン過程によって $B - L$ が保存していることから、レプトン数 L の破れによってバリオン数 B の破れの説明を試みるシナリオのことである。レプトジェネシスにはいくつかのシナリオがあるが、ここでは比較的シンプルかつ理論的に自然な拡張として期待されている、重い右巻きニュートリノによるレプトジェネシスについて取り上げる。

重い右巻きニュートリノは、シーソー機構によって軽い左巻きニュートリノの質量起源を説明する BSM の素粒子である (A.42 項)。この素粒子はマヨラナ粒子であることから、自分自身が反粒子となり、内部対称性であるレプトン数を持つことができない。すると、SM の荷電レプトンとの反応の際にレプトン数を破ることになる。これをラグランジアンで考えるには SM の荷電レプトンとの湯川結合を見ればよい。一般的な 1 世代での形は

$$\mathcal{L}_y = y \overline{N}_s l_L H + h.c. \quad (\text{b.3.1})$$

^{*64} レプトンならば +1 を反レプトンならば -1 をその他の粒子は 0 を持つ量子数である。

となる。ここで y は湯川結合, N_s は右巻きニュートリノ, l_L は SM の荷電レプトン, H はヒッグス粒子である。なお、このときのマヨラナ質量項は (b.3.8) である。(b.3.1) をレプトン数の観点で見ると、項全体ではゼロとなるはずであるが、レプトン数を持っているのは l_L のみであることからレプトン数の破れがあることがわかる。仮に (b.3.1) の項全体のレプトン数を保存するために N_s にレプトン数-1 を割り振ったとすると、次はマヨラナ質量項 (b.3.8) において項全体のレプトン数が-2 となってしまい、やはりレプトン数は破れる。このように重い右巻きニュートリノはレプトン数 L の破れを引き起こす。

レプトン数が破れていることから、重い右巻きニュートリノ N_s はレプトンにも反レプトンにも崩壊できる。加えて、レプトン・セクターに対して CP 対称性の破れを要請すると、ループダイアグラムで表される量子補正を通してレプトンへの崩壊率と反レプトンへの崩壊率に差が生じる。さらに N_s は巨大な質量を持つことから逆反応によって再度生成することは難しく、崩壊時に熱平衡から外れ得るため、非平衡過程も実現可能である。この一連の流れを通してレプトン非対称性が作られたとすると、その一部がスファレロン過程を経由してバリオン非対称性として残存することになる。このように重い右巻きニュートリノによるレプトジェネシスのシナリオはサハロフの 3 条件を全て説明することができる魅力的なシナリオであると言える。

最後に CP 対称性の破れについて触れておく。レプトジェネシスではレプトン・セクターに CP 対称性の破れが存在することを要請している。このときに必要な CP 対称性の破れには複数の CP 位相が寄与する可能性がある。したがって、I.4 節で言及したニュートリノ振動によって検証がなされている δ_{CP} が直接的に関係しているとは断定し難い。しかしながら、現状で確認されている CP の破れはクォーク・セクターにおけるもののみであり、レプトン・セクターや他の機構では未だ見つかっていないことから、実験的に ν CPV を確認することはレプトジェネシスの解明に対する重要な情報であると言える。

B.4 ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊

A.4.2 項では、極端に重たいマヨラナ質量を持つ右巻きニュートリノが存在したとすれば、シーソー機構によって（例え $m_L = 0$ であったとしても）結果的にほとんど左巻きの成分を持つ軽いニュートリノもマヨラナ粒子になることを見た。これは、シーソー機構や上述したレプトジェネシスのシナリオが正しいとすれば、現在我々が観測している左巻きのニュートリノもマヨラナ粒子になることを意味する。したがってニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかの検証は大変重要な意味を持つが、I.3 節で考えたようなニュートリノ振動ではカイラリティの変化は起こらないことからニュートリノのマヨラナ性を検証することは難しい。この検証を可能にするためにはレプトン数が破れるようなニュートリノ反応を観測することが必要である。そこで注目されるのがニュートリノを伴わない二重 β 崩壊と呼ばれる現象である。

β 崩壊は (I.1) で見たように中性子が陽子と電子と反電子ニュートリノに崩壊する反応であり、ニュートリノを発見するきっかけにもなった現象であった (I.2 節)。この β 崩壊が原子核内で同時

に二つ起る現象がニュートリノを伴う二重 β 崩壊 ($2\nu\beta\beta$) である。 (□) が同時に 2 回起るため原子核の質量数を A , 原子番号を Z とするならば質量数は変わらず, 原子番号は二つ増え

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (\text{b.4.1})$$

となり, 原子核からは二つの電子と二つの反電子ニュートリノが放出される。この現象は, 陽子と中性子が共に偶数個である原子核(偶々核)が核分裂を起こす際に, 通常の β 崩壊を起こすよりも $2\nu\beta\beta$ を起こした方が結合エネルギーを得する場合に起こり得る^{*65}。この $2\nu\beta\beta$ は弱い相互作用の二次の摂動であるため崩壊率は寿命にして $10^{19}\sim 20$ 年と小さいながらも SM の枠組み内で起こる現象である。一方でニュートリノがマヨラナ粒子であれば二重 β 崩壊を起こした際に, 片方の β 崩壊 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) で放出された $\bar{\nu}_e$ を ν_e として中性子が吸収し, もう片方の β 崩壊 ($n + \nu_e \rightarrow p + e^-$) が起こる。するとニュートリノが核内から放出されないニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (\text{b.4.2})$$

が起こることになる [図]。 (b.4.2) をレプトン数についてみると左辺は 0 である一方, 右辺は 2 でありレプトン数が破れていることがわかる。したがって $0\nu\beta\beta$ は SM の枠組み内では起こり得ない現象であり, これが観測されれば BSM の発見およびニュートリノのマヨラナ性が証明される。

また, $0\nu\beta\beta$ の半減期は以下のような式で書ける。

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (\text{b.4.3})$$

$G^{0\nu}$ は位相空間因子, $M^{0\nu}$ 核行列要素, $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はマヨラナ有効質量^{*66}であり, $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ 以外の要素は理論計算によって求めることができる^{*67}。したがって, $0\nu\beta\beta$ の観測はニュートリノのマヨラナ性を証明すると同時に, その崩壊頻度からマヨラナ有効質量(の二乗)の大きさも測定できるという点で重要であることがわかる。

続いて, 具体的な $0\nu\beta\beta$ の観測手法について述べる。上記のように二重 β 崩壊を起こす原子核は偶々核でなければならないことからその種類はいくつかに限られている。表 6 に代表的な核種の一覧を示す。このような核種を用いて $0\nu\beta\beta$ の観測を行うとき SM の枠組み内で起こる $2\nu\beta\beta$ は背景事象となる。この二つの事象を区別するためには放出される電子のエネルギーを観測すれば良い。 $2\nu\beta\beta$ の場合は二つの電子以外に二つの $\bar{\nu}_e$ が放出されその分のエネルギーを持ちざることから, 二つの電子が持つエネルギースペクトラムはなだらかな連続分布となる。このときの最大値は $Q_{\beta\beta}$ 値

^{*65} 核子は, 同種粒子同士でスピンが 0 になるようにペアを組むことでエネルギーを下げるがあり, このような相互作用は対相関と呼ばれている。 β 崩壊で偶々核から奇々核に崩壊するよりも原子番号を二つ変えて再び偶々核になる方がエネルギー的に安定な場合に $2\nu\beta\beta$ が起こる。

^{*66} $\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i m_i |U_{ei}|^2 \varepsilon_i \right|$, なお ε_i はマヨラナ位相の項であり, (□) の形を採用するならば $e^{i\eta_1}, e^{i\eta_2}, 1$ である。

^{*67} 位相空間因子は取り得る運動量空間の広さを反映し比較的精度良く計算できるが, 核行列要素については各計算手法で 3 倍程度値が異なることから $0\nu\beta\beta$ を観測した際のマヨラナ有効質量の不定性に繋がるため理論的にも精度向上を目指している。

表 6: 二重 β 崩壊を起こす崩壊核種. $Q_{\beta\beta}$ 値は崩壊前後のエネルギー差であり二重 β 崩壊を起こすことで放出されるエネルギーとも言える.

崩壊核種	$Q_{\beta\beta}$ 値 (MeV)	天然同位体比 (%)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4.27	0.19
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2.04	7.6
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	3.00	8.7
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3.36	2.8
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3.03	9.6
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2.81	7.5
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2.23	5.6
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2.53	34.5
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2.46	8.9
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3.37	5.6

である. 一方で $0\nu\beta\beta$ の場合は全てのエネルギーを二つの電子が持ち去るため, このときの電子のエネルギースペクトルは $Q_{\beta\beta}$ 値付近に鋭いピークとして現れる(図 82). したがってこれを観測できれば $0\nu\beta\beta$ を発見したと言える.

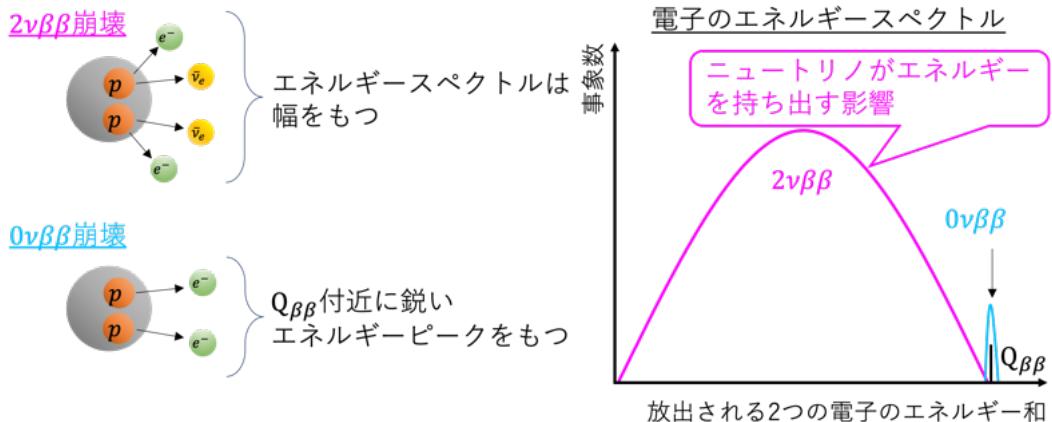


図 82: $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の概念図(左)とそれぞれの反応のエネルギースペクトル分布(右)

実験により $0\nu\beta\beta$ の観測を行うことを考えると, どの核種を用いるかで各実験の特徴が決まる. $0\nu\beta\beta$ は非常に起こりにくい事象であるため, 背景事象に埋もれないと観測に用いる核種が

- 高い $Q_{\beta\beta}$ 値を持つ
- 天然同位体比が多く, よりたくさんの核種を用意できる
- 純度の高い結晶として準備できる

と言ったような特徴を満たす必要がある. 半減期に対する感度は背景事象のない測定であれば検

出器の効率 ϵ , 崩壊源の質量 M , 観測時間 t に比例する。検出に背景事象が存在する場合, 感度は $\epsilon \sqrt{\frac{Mt}{b\Delta E}}$ に比例する。 b は背景事象の頻度, ΔE は検出器のエネルギー感度である^{*68}。

現在, 世界中で様々な二重 β 崩壊核, 検出方法を用いた実験が進行している。中でも高い感度を実現しているのが HPGe 検出器を用いた実験と有機シンチレータを用いた実験である。

GERDA 実験はイタリアのグランサッソ地下実験室で液体アルゴンの中に HPGe 検出器を設置し $0\nu\beta\beta$ の観測を行う実験である。この実験は HPGe 検出器によって Q 値で 2.53 keV という高いエネルギー分解能を実現し, 背景事象のない測定を可能にした。2017 年には ^{76}Ge の $T_{1/2}^{0\nu}$ が 1.8×10^{26} 年より長いことを 90%CL. で発表し, m_{ee} を 79 – 180 meV より小さいと結論付けた [72]。今後は次世代実験である LEGEND 実験 [73] に統合され $T_{1/2}^{0\nu}$ を 10^{28} 年の感度で測定することを目標とする。

KamLAND-Zen 実験は KamLAND 検出器の内部に 90% 濃縮した $0\nu\beta\beta$ 崩壊核である ^{136}Xe を溶解した液体シンチレーターの入ったミニバルーンを導入し $0\nu\beta\beta$ の検出を行っている。現在は 380 kg もの ^{136}Xe が溶解されており, このように大容量の ^{136}Xe を容易に溶かすことができ, 液体シンチレーターの純化によって背景事象を低く抑えることができるという特徴を持つ。2022 年には ^{136}Xe の $T_{1/2}^{0\nu}$ が 2.3×10^{26} 年より長いことを 90%CL. で発表し, m_{ee} を 36 – 156 meV より小さいと結論付けた [74]。今後は PMT を改良することによる光量の増加や発光性のミニバルーンを用いることで検出器の全体的なアップグレードを行った KamLAND2-Zen 実験が計画されている。

現在 m_{ee} に対して最も良い制限をつけているのは上記の二つの実験であるが, $0\nu\beta\beta$ 崩壊の観測実験はこの他にも ^{130}Te を用いた SNO+ 実験 [75] や ^{48}Ca を用いた CANDLES 実験 [76], ガス Xe-TPC 検出器を用いた NEXT 実験 [77], AXEL 実験 [78], 液体 Xe-TPC 検出器を用いた EXO-200 実験 [79], Bolometer 検出器を用いた CUORE 実験 [80] 等々, 様々な実験が世界中で行われている。いずれの実験においても 10^{28} 年が半減期の感度目標となっており, これは m_{ee} において 10 meV 程度に対応することから質量階層性が NO と IO のどちらであるかの判明も期待される(図 83)。

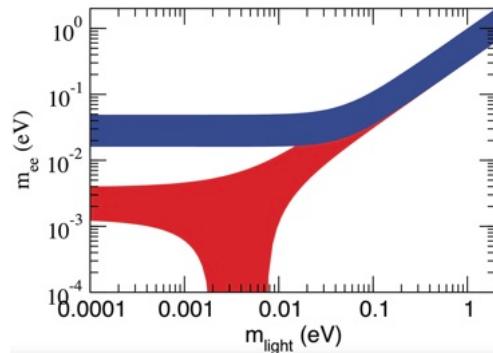


図 83: 横軸に最も軽いニュートリノ質量の値, 縦軸に m_{ee} を取った際の関係. m_{ee} が 10 meV (10^{-2} eV) 程度を境に NO(赤) と IN(青) のバンドが分かれていることがわかる [73]。

^{*68} $0\nu\beta\beta$ の信号は理想的には幅のないスペクトルで $Q_{\beta\beta}$ 値付近に現れるはずであるはずであるが, エネルギー感度が悪い場合幅を持って広がってしまう。

付録 C ニュートリノ振動の計算式

C.1 真空中での $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ の計算

簡単のためにまず二世代模型でのニュートリノ振動の式を計算する。二世代での振動を考える際の混合行列は単に回転行列となるためニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態を結びつける式は

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (\text{c.1.1})$$

である。したがって二世代における ν_α から ν_β への振動は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\ &= \left(U_{\beta 1} e^{-i \frac{m_1^2}{2E} t} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} e^{-i \frac{m_2^2}{2E} t} U_{\alpha 2}^* \right) \times \left(U_{\beta 1}^* e^{i \frac{m_1^2}{2E} t} U_{\alpha 1} + U_{\beta 2}^* e^{i \frac{m_2^2}{2E} t} U_{\alpha 2} \right) \\ &= U_{\alpha 1}^2 U_{\beta 1}^2 + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{i \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t} + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{-i \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t} + U_{\alpha 2}^2 U_{\beta 2}^2 \\ &= U_{\alpha 1}^2 U_{\beta 1}^2 + U_{\alpha 2}^2 U_{\beta 2}^2 + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{i \frac{\Delta m^2}{2E} t} + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{-i \frac{\Delta m^2}{2E} t} \\ &= U_{\alpha 1}^2 U_{\beta 1}^2 + U_{\alpha 2}^2 U_{\beta 2}^2 + 2U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} - 2U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} \\ &\quad + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{i \frac{\Delta m^2}{2E} t} + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} e^{-i \frac{\Delta m^2}{2E} t} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} + U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} \times 2 \cos \left(\frac{\Delta m^2}{2E} t \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} \left[1 - \left\{ 1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \right\} \right] \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} \times \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \quad (\text{c.1.2}) \end{aligned}$$

となる。なお、二世代模型における混合行列は全て実数であることから複素共役の記号は省略し、 $\Delta m^2 := m_2^2 - m_1^2$ を導入した。また混合行列のユニタリ－性より

$$\begin{aligned} &U_{\alpha 1}^2 U_{\beta 1}^2 + U_{\alpha 2}^2 U_{\beta 2}^2 + 2U_{\alpha 1} U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\beta 2} \\ &= \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \times \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \\ &= \delta_{\alpha\beta} \times \delta_{\alpha\beta} \\ &= \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{c.1.3}) \end{aligned}$$

となることを用いた。ここで具体例として二世代模型における $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率を (c.1.3) を用いて記述するとそれぞれ

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= \delta_{\mu\mu} - 4U_{\mu 1}^2 U_{\mu 2}^2 \times \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \\ &= 1 - 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \end{aligned} \quad (\text{c.1.4})$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \delta_{\mu e} - 4U_{\mu 1} U_{\mu 2} U_{e 1} U_{e 2} \times \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \\ &= 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \end{aligned} \quad (\text{c.1.5})$$

となる。この形と (c.47) や (c.49), (c.51) とを比較すると同じ形式になっていることが理解できる。

では三世代でのニュートリノ振動である (C.32) の導出を行う。初状態 ν_α で生成されたニュートリノが t 秒後に ν_β で観測される確率は

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
&= \left(U_{\beta 1} e^{-i \frac{m_1^2}{2E} t} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} e^{-i \frac{m_2^2}{2E} t} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3} e^{-i \frac{m_3^2}{2E} t} U_{\alpha 3}^* \right) \\
&\quad \times \left(U_{\beta 1}^* e^{i \frac{m_1^2}{2E} t} U_{\alpha 1} + U_{\beta 2}^* e^{i \frac{m_2^2}{2E} t} U_{\alpha 2} + U_{\beta 3}^* e^{i \frac{m_3^2}{2E} t} U_{\alpha 3} \right) \\
&= |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i \frac{m_3^2 - m_1^2}{2E} t} \\
&\quad + U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* e^{-i \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t} + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{i \frac{m_3^2 - m_2^2}{2E} t} \\
&\quad + U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* e^{-i \frac{m_3^2 - m_2^2}{2E} t} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3} U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* e^{-i \frac{m_3^2 - m_2^2}{2E} t} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \\
&= |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \\
&\quad + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \\
&\quad + U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{i \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} t} + U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* e^{-i \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} t} \\
&= |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 + A_{\alpha\beta,21} e^{i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + A_{\alpha\beta,21}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \\
&\quad + A_{\alpha\beta,31} e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} + A_{\alpha\beta,31}^* e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} + A_{\alpha\beta,32} e^{i \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} t} + A_{\alpha\beta,32}^* e^{-i \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} t} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i>j} \left\{ A_{\alpha\beta,ij} e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t} + A_{\alpha\beta,ij}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t} \right\} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 \\
&\quad + \sum_{i>j} \left\{ (A_{\alpha\beta,ij} + A_{\alpha\beta,ij}^*) \cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t \right) + i(A_{\alpha\beta,ij} - A_{\alpha\beta,ij}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t \right) \right\} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i>j} \{ \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \times 2 \cos 2\Phi_{ij} - \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \times 2 \sin 2\Phi_{ij} \} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i>j} \{ \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \times 2(1 - 2 \sin^2 \Phi_{ij}) - \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \times 2 \sin 2\Phi_{ij} \} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i>j} (A_{\alpha\beta,ij} + A_{\alpha\beta,ij}^*) \\
&\quad - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \Phi_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \Phi_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \tag{c.1.6}
\end{aligned}$$

となる。このとき 4 つ目の等号では $\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$ を、5 つ目の等号では $A_{\alpha\beta,ij} :=$

$U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$ を、8つ目の等号では $\Phi_{ij} := \frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} t$ を導入した。また、最後の等号では

$$\begin{aligned}
 & \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i>j} (A_{\alpha\beta,ij} + A_{\alpha\beta,ij}^*) \\
 &= U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\beta 2}^* + U_{\alpha 3} U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\beta 3}^* \\
 &+ U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} \\
 &+ U_{\alpha 3} U_{\beta 3} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 2} + U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* \\
 &= U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 2} + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 3} \\
 &+ U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 2} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 3} \\
 &+ U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 2} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 3} \\
 &= \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \times \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \\
 &= \delta_{\alpha\beta} \times \delta_{\alpha\beta} \\
 &= \delta_{\alpha\beta} \tag{c.1.7}
 \end{aligned}$$

となることを用いた。

次に (c.40) と (c.41) を導出する。このとき (c.31) の形から計算すると大変であるため、(c.26) で単純化を行なったのと同様の理由で、あらかじめ全体的位相因子である $\exp\left\{-i\frac{m_1^2}{2E}t\right\}$ を除いた

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{\Delta m_{11}^2}{2E}t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \tag{c.1.8}$$

から出発することにする。((c.1.8) の形からでも (c.1.6) と同様の結果を導出できる。)

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{\Delta m_{11}^2}{2E}t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
 &= \left| U_{\beta 1} e^{-i\frac{\Delta m_{11}^2}{2E}t} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} e^{-i\frac{\Delta m_{21}^2}{2E}t} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3} e^{-i\frac{\Delta m_{31}^2}{2E}t} U_{\alpha 3}^* \right|^2 \\
 &\simeq \left| U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3} e^{-i\frac{\Delta m_{31}^2}{2E}t} U_{\alpha 3}^* \right|^2 \\
 &= \left| U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* + U_{\beta 3} e^{-i\frac{\Delta m_{31}^2}{2E}t} U_{\alpha 3}^* \right|^2 \\
 &= \left| \delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* \left(1 - e^{-i\frac{\Delta m_{31}^2}{2E}t} \right) \right|^2 \tag{c.1.9}
 \end{aligned}$$

ここで (c.1.9) の3行目で $\Delta m_{11} = 0$, $\Delta m_{21} \simeq 0$ を用いた。 $\alpha \neq \beta$ として (c.1.9) の計算を進める

と, $\delta_{\alpha\beta} = 0$ となることから

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
 &= \left| \delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right|^2 \\
 &= \left| U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right|^2 \\
 &= |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \left(1 - e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \\
 &= |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \left(2 - 2 \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t \right) \right) \\
 &= 2 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \left\{ 1 - \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} t \right) \right\} \\
 &= 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \Phi_{31}
 \end{aligned} \tag{c.1.10}$$

よって (L40) が導出できた. このとき $\frac{\Delta m_{31}^2}{4E} t = \Phi_{31}$ とした. 一方で, $\alpha = \beta$ として (L19) の計算を進めると, $\delta_{\alpha\beta} = 1$ となることから

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= \left| 1 - U_{\alpha 3} U_{\alpha 3}^* \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right|^2 \\
 &= \left\{ 1 - |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right\} \left\{ 1 - |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right\} \\
 &= 1 - |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) - |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \\
 &\quad + |U_{\alpha 3}|^4 \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \left(1 - e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \\
 &= 1 - 2 |U_{\alpha 3}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 \left(e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} + e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \\
 &\quad + |U_{\alpha 3}|^4 \left\{ 2 - \left(e^{i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} + e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t} \right) \right\} \\
 &= 1 - 2 |U_{\alpha 3}|^2 + 2 |U_{\alpha 3}|^2 \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t \right) + 2 |U_{\alpha 3}|^4 \left\{ 1 - \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} t \right) \right\} \\
 &= 1 - 2 |U_{\alpha 3}|^2 + 2 |U_{\alpha 3}|^2 (1 - 2 \sin^2 \Phi_{31}) + 2 |U_{\alpha 3}|^4 \{ 1 - (1 - 2 \sin^2 \Phi_{31}) \} \\
 &= 1 - 4 |U_{\alpha 3}|^2 \sin^2 \Phi_{31} + 4 |U_{\alpha 3}|^4 \sin^2 \Phi_{31} \\
 &= 1 - 4 \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2 \right) |U_{\alpha 3}|^2 \sin^2 \Phi_{31}
 \end{aligned} \tag{c.1.11}$$

よって (L41) が導出できた.

続いて (L43), (L44), (L46) を導出する. ここでは ν_3 が ν_1, ν_2 から decoupling を起こし, これらの干渉項は消えると考えることから, (L16) の上から 4 つ目の等号で Δm_{31}^2 と Δm_{32}^2 を含む項

を無視すると

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
&\simeq |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \\
&\quad + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} e^{i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \\
&= \left| U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \right|^2 + |U_{\beta 3}|^2 |U_{\alpha 3}|^2 \\
&= \left| U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* - U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* + U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \right|^2 \\
&\quad + |U_{\beta 3}|^2 |U_{\alpha 3}|^2 \\
&= \left| \delta_{\alpha \beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* - U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* \left(1 - e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \right) \right|^2 + |U_{\beta 3}|^2 |U_{\alpha 3}|^2
\end{aligned} \tag{c.1.12}$$

あとは時間 t を距離 L に直せば (□43) と同じとなる。ここでは $\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha \beta}$ を用いた。一方で $\alpha = \beta$ とすると

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
&\simeq |U_{\alpha 1}|^4 + |U_{\alpha 2}|^4 + |U_{\alpha 3}|^4 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 e^{i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \\
&= |U_{\alpha 1}|^4 + |U_{\alpha 2}|^4 + |U_{\alpha 3}|^4 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \left(e^{i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} + e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t} \right) \\
&= |U_{\alpha 1}|^4 + |U_{\alpha 2}|^4 + |U_{\alpha 3}|^4 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \times 2 \cos \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2E} t \right) \\
&= |U_{\alpha 1}|^4 + |U_{\alpha 2}|^4 + |U_{\alpha 3}|^4 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \times 2(1 - 2 \sin^2 \Phi_{21}) \\
&= |U_{\alpha 1}|^4 + 2 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^4 - 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \Phi_{21} + |U_{\alpha 3}|^4 \\
&= \left(|U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 \right)^2 - 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \Phi_{21} + |U_{\alpha 3}|^4 \\
&= \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2 \right)^2 - 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \Phi_{21} + |U_{\alpha 3}|^4 \\
&= 1 - 2 |U_{\alpha 3}|^2 + 2 |U_{\alpha 3}|^4 - 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \Phi_{21}
\end{aligned} \tag{c.1.13}$$

(c.1.44) が導出された。また、(c.1.13) の下から 2 つ目の等号を変形し

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right)^2 - 4|U_{\alpha 2}|^2|U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \Phi_{21} + |U_{\alpha 3}|^4 \\
 &= \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right)^2 \left(1 - 4 \frac{|U_{\alpha 2}|^2|U_{\alpha 1}|^2}{(|U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2)^2} \sin^2 \Phi_{21}\right) + |U_{\alpha 3}|^4 \\
 &= \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right)^2 P_{\text{eff}}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) + |U_{\alpha 3}|^4
 \end{aligned} \tag{c.1.14}$$

とすると (c.1.46) の形が導出される。このとき $\sum_i |U_{\alpha i}|^2 = 1$ の関係と (c.1.45) で定義されている P_{eff} を用いた。

C.2 CP 非対称性の計算

続いて (c.1.60) の導出を行う。その準備として $A_{\alpha\beta,ij}$ の虚部を $\Im(A_{\alpha\beta,ij}) \equiv J_{\alpha\beta,ij}$ としておく。 $J_{\alpha\beta,ij}$ の性質を調べるために以下の計算をしておく。

$$\begin{aligned}
 J_{\beta\alpha,ij} &= \Im(U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}) \\
 &= \Im((U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j})^*) \\
 &= -J_{\alpha\beta,ij}
 \end{aligned} \tag{c.2.1}$$

同様にして

$$J_{\alpha\beta,ji} = J_{\alpha\beta,ij} \tag{c.2.2}$$

さらに PMNS 行列のユニタリ－性から、 $\alpha \neq \beta$ であるとき ($U^\dagger U = I$ の非対角成分は 0 なので)

$$\begin{aligned}
 \sum_j J_{\alpha\beta,ij} &= \sum_j \Im(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \\
 &= \Im(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \times \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \\
 &= 0 \quad (\because \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = 0)
 \end{aligned} \tag{c.2.3}$$

したがって $i = 1$ に固定して c.2.3 の和具体的に書き下してみると

$$\begin{aligned}
 \sum_j J_{\alpha\beta,ij} &= J_{\alpha\beta,11} + J_{\alpha\beta,12} + J_{\alpha\beta,13} \\
 &= 0 + J_{\alpha\beta,12} - J_{\alpha\beta,31} \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{c.2.4}$$

すなわち $J_{\alpha\beta,12} = J_{\alpha\beta,31}$ が言える。同様にして $i = 2$ に固定して考えることで最終的に

$$J_{\alpha\beta,12} = J_{\alpha\beta,23} = J_{\alpha\beta,31} = J \tag{c.2.5}$$

の関係が導かれる。全く同様に α, β の全ての組み合わせに関しても、添え字の入れ替えによる符号の反転を除けば同一の値 J を持つことがわかる。そこで $J \equiv J_{e\mu,12}$ と定義し、(I.14) を用いてその値を具体的に計算すると以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 J &= J_{e\mu,12} \\
 &= \Im(U_{e1}U_{\mu 1}^*U_{e2}^*U_{\mu 2}) \\
 &= \Im((c_{12}c_{13}) \times (-s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})^* \times (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta}) \times (s_{12}c_{13})^*) \\
 &= \Im(c_{12}c_{13}^2s_{12} \times (-s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta}) \times (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})) \\
 &= \Im(-c_{12}^2c_{13}^2c_{23}^2s_{12}^2 + c_{12}c_{13}^2c_{23}s_{12}^3s_{13}s_{23}e^{i\delta} - c_{12}^3c_{13}^2c_{23}s_{12}s_{13}s_{23}e^{-i\delta} + c_{12}^2c_{13}^2s_{12}^3s_{13}s_{23}^2) \\
 &= c_{12}c_{13}^2c_{23}s_{12}^3s_{13}s_{23}s_{\text{CP}} + c_{12}^3c_{13}^2c_{23}s_{12}s_{13}s_{23}s_{\text{CP}} \\
 &= c_{12}s_{12}c_{23}s_{23}c_{13}^2s_{13}s_{\text{CP}} \times (s_{12}^2 + c_{12}^2) \\
 &= c_{12}s_{12}c_{23}s_{23}c_{13}^2s_{13}s_{\text{CP}}
 \end{aligned} \tag{c.2.6}$$

もしくはさらに式変形して

$$\begin{aligned}
 J &= c_{12}s_{12}c_{23}s_{23}c_{13}^2s_{13}s_{\text{CP}} \\
 &= \frac{1}{8} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}}
 \end{aligned} \tag{c.2.7}$$

のようにできる。この J はクォーク・セクターにおけるヤールスコッグ・パラメータと呼ばれるものに対応し、 $J \neq 0$ であれば CPV が起こる。

準備が整ったので $\Xi_{\mu e}^{CP}$ を計算する。

$$\begin{aligned}
 \Xi_{\mu e}^{CP} &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \\
 &= -4 \sum_{i>j} \Im(A_{\mu e,ij}) \sin 2\Phi_{ij} \\
 &= -4(J_{\mu e,21} \sin 2\Phi_{21} + J_{\mu e,32} \sin 2\Phi_{32} + J_{\mu e,31} \sin 2\Phi_{31}) \\
 &= -4(J_{\mu e,12} \sin 2\Phi_{12} + J_{\mu e,23} \sin 2\Phi_{23} + J_{\mu e,31} \sin 2\Phi_{31}) \\
 &\quad (\because \sin 2\Phi_{ij} = -\sin 2\Phi_{ji}, J_{\alpha\beta,ij} = -J_{\alpha\beta,ji}) \\
 &= 4J(\sin 2\Phi_{12} + \sin 2\Phi_{23} + \sin 2\Phi_{31}) \\
 &\quad (\because J_{\mu e,12} = J_{\mu e,23} = J_{\mu e,31} = -J_{e\mu,12} = -J) \\
 &= 4J \times -4 \sin \Phi_{12} \sin \Phi_{23} \sin \Phi_{31} \\
 &= -16J \sin \Phi_{12} \sin \Phi_{23} \sin \Phi_{31} \\
 &= -2 \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}} \sin \Phi_{12} \sin \Phi_{23} \sin \Phi_{31} \\
 &\quad (\because J = \frac{1}{8} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}})
 \end{aligned} \tag{c.2.8}$$

このとき (c.2.8) の上から 6 番目の等式で

$$\begin{aligned}
 & \sin 2\Phi_{12} + \sin 2\Phi_{23} + \sin 2\Phi_{31} \\
 &= \sin 2\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) + \sin 2\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) + \sin 2\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \\
 &= 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2 - \Delta m_{23}^2}{4E}L\right) + \sin 2\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \\
 &\quad (\because \sin A + \sin B = 2 \sin \frac{A+B}{2} \cos \frac{A-B}{2}) \\
 &= 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E}L\right) \\
 &\quad \times \left\{ \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \right\} + \sin 2\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \\
 &= -2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) - 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \\
 &\quad + 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \\
 &= -2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) - 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \\
 &\quad + 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) - 2 \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \\
 &= -4 \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{4E}L\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E}L\right) \\
 &= -4 \sin \Phi_{12} \sin \Phi_{23} \sin \Phi_{31} \tag{c.2.9}
 \end{aligned}$$

となることを用いた。

付録 D 前置検出器のアップグレード

T2K 実験ではこれまでよりも δ_{CP} に対する感度を向上させるため, 2021 年のデータ取得以降, 約 2 年間の長期シャットダウン期間に入り, 2023 年のデータ取得までにビームライン, 前置検出器, 後置検出器の各所でアップグレードが行われている^{*69}. 前置検出器では, これまで測定感度の低かったビーム軸に対し大角度に散乱した荷電粒子の飛跡再構成や, 低運動量の荷電粒子に対する測定を可能にするため, 元来あった P0D を取り除き, 代わりに Super FGD と 2 台の High-Angle TPC が挿入される.

- Super FGD

FGD 検出器は棒状のシンチレーターをビーム軸に垂直な方向に並べた層を縦横に重ねた構造をしている. したがって, ビーム軸に対して大角度に荷電粒子が飛んだ場合, シンチレーターの棒状方向に飛ぶことになり, 飛跡再構成の精度が悪くなってしまう. 一方で, Super FGD では 1 cm^3 角のキューブ状のシンチレーターを $192 \times 182 \times 56 \text{ cm}^3$ の合計およそ 200 万個を直方体に積み上げた構造をしている. したがって FGD では困難であった大角度に飛んだ荷電粒子も再構成することができると考えられており, これによりアップグレード前よりも良い精度で粒子の散乱モデルの制限ができると期待される. また, CCQE 反応などが起きた際に原子核から陽子が飛び出すことがあり SK では陽子の検出はできないため, このような事象を ND280 で見積もることは大切である. FGD では粒子の再構成にトラックの長さが 6 cm 以上必要であり, これは陽子でいうと 600 MeV であるが, シミュレーション上では原子核から飛び出してくる陽子の多くは 600 MeV 以下であったため, 低運動量の陽子を検出できないことが一つの問題であった. 一方で Super FGD では 300 MeV の陽子まで再構成ができると見積もられているため, この点においても不定性の削減が期待される.

- High-Angle TPC(HA-TPC)

Super FGD の上下に設置される TPC であり, 大角度に散乱する粒子の検出を主な目的としている. 基本的には現在も稼働している ND280 の TPC と同様の設計となっているが, フィールドケージの壁を薄くすることによって有感領域を最大化している.

- TOF (Time-Of-Flight)

上記の二つのモジュールを包むように 6 面に設置される. 棒状のプラスチックシンチレータを並べて面を構成しており, 荷電粒子の通過時間を測定することで飛跡の向きを同定する. そうすることで背景事象である外部から飛来した粒子(宇宙線)を識別することができる.

^{*69} ビームラインでは前述のように MR でのビーム強度向上 (223 項), ビームモニターのアップグレード, およびホンカレントの強度向上 (242 項) が行われた. また, 後置検出器では Gd 導入 (261 項) が行われている.

Super FGD は 2023 年の 11 月から 12 月にかけてのデータ取得 (Run13) で初めて導入された。図 84～図 86 は実験時に撮られたイベントディスプレイの様子で bottom の HA-TPC と Super FGD が導入されている。(Run13 では top の HA-TPC は未だ導入されていない。)

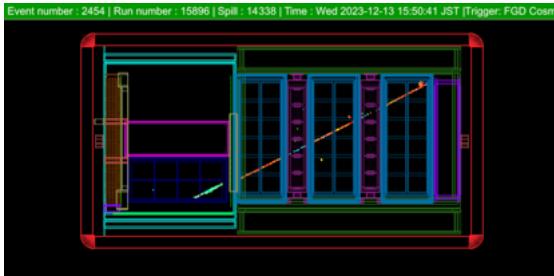


図 84: ND280 のイベントディスプレイ。外部から飛来した粒子(宇宙線)が見えている [31]。

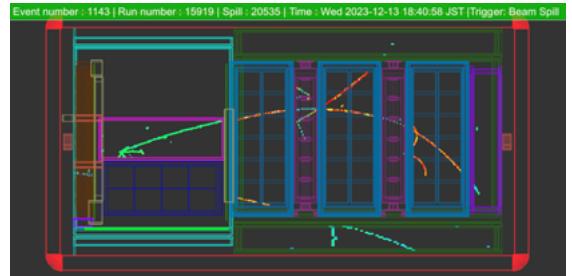


図 85: Super FGD 内に飛跡の vertex があることからニュートリノ反応であることがわかる [31]。

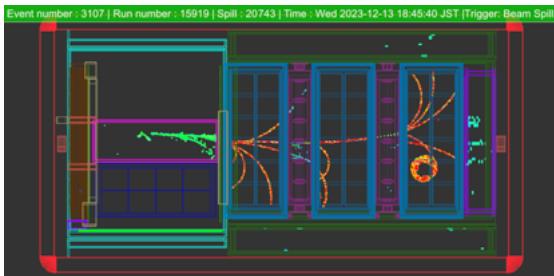


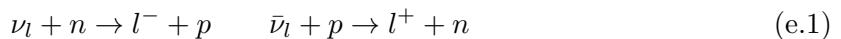
図 86: こちらも同じく Super FGD 内でニュートリノ反応が起こっていることが確認できる [31]。

付録 E ニュートリノ原子核反応

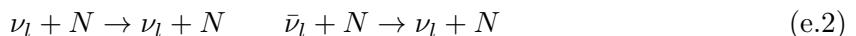
ニュートリノと物質は弱い相互作用を介して反応し、これを W^\pm ボソンが媒介するか Z^0 ボソンが媒介するかによって荷電カレント (Charged-Current;CC) 反応と中性カレント (Neutral Current;NC) 反応に大別できる。CC 反応では電荷のやり取りが起こり、反応の前後でフレーバーの変化を伴う一方で、NC 反応では電荷の変化やフレーバーの変化はない。これに相互作用する際のエネルギーに応じて種々の散乱過程や、原子核との二次的な相互作用が加わることで様々な反応過程が考えられる。以下では 600 MeV にピークを持つ T2K 実験におけるニュートリノフラックスのエネルギー領域で起こりうるニュートリノと原子核の反応を中心に記述する^{*70}。

準弾性散乱 (Quasi-elastic scattering;QE)

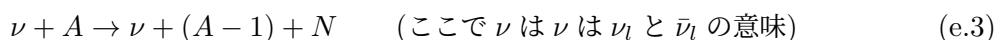
主におよそ 1 GeV 以下のエネルギー領域において支配的な反応でありニュートリノと核子の 2 体散乱である。CCQE では



NCQE では



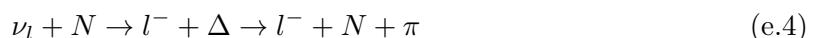
が考えられる。ここで l は荷電レプトンのフレーバー (e, μ, τ)、 N は核子 (p, n) を表すとする。これらの反応は運動学的には弾性散乱と同様に考えることができるが、CC 反応においては反応の前後で粒子が変化する点と、原子核レベルで考えた際に



のように原子核 A の種類が変化してしまうことからただの弾性産卵ではなく準弾性散乱と呼ばれる。特に CCQE については T2K 実験において最もよく観測される SK でのニュートリノ振動であるという点で重要である。

共鳴生成反応 (Resonance production;RES)

この反応過程はニュートリノが共鳴と呼ばれる反応によって核子を励起して中間状態である Δ 粒子を生成し、その直後に終状態である核子と π 中間子に崩壊する。したがって CCRES では



^{*70} 例えば主に数十 MeV 以下のエネルギーを持つ太陽ニュートリノ (ν_e) などは検出器に含まれる反応物質のうち電子との弾性散乱 (Elastic Scattering;ES) の反応断面積が大きくなるが、T2K 実験のような数百 MeV～数 GeV のエネルギー領域ではニュートリノは主に原子核と反応することになる。

と言った反応が起こる。NCRES では (e.4) で l^- を ν_l とすれば良い。この反応は Δ 粒子^{*71}を生成するのに十分なエネルギー以上の領域で支配的となる。

コヒーレント反応 (Coherent production)

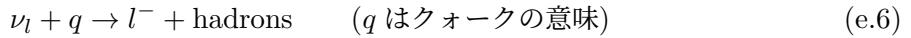
コヒーレント反応と呼ばれる過程でも終状態で π 中間子を伴う。CC coherent では



のようになり、NC coherent では (e.5) で l^- を ν_l とすれば良い。この反応ではニュートリノが核子全体とコヒーレントに散乱する。原子核に移行する運動量は小さいため生成された l^- と π はニュートリノの運動方向に相關を持つ。

深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering;DIS)

ニュートリノのエネルギーが高くなり、ド・ブロイ波の波長が核子の大きさより小さくなると原子核や核子ではなくクォークと反応を起こし多数の粒子を生成する。このときのエネルギーが数 GeV 程度であるため、これより大きなエネルギーで支配的な反応となる。CCDIS では



のようになり、NCDIS では (e.6) で l^- を ν_l とすれば良い。

以上がニュートリノの素過程である。図 e.7 にこれらの反応のエネルギーに依存した反応断面積を示す。これらに加えて素過程の終状態で生成された粒子が原子核内でさらに反応を起こすことで二次的な反応を起こすことがある。具体的には、核子の運動が原子核内で吸収され終状態に現れないことや電荷が交換されること、さらに高いエネルギーでは π 中間子などの生成された粒子にもこれらの現象が起こりうるため反応は非常に複雑になる。中でも、生成された荷電 π 中間子の電荷が交換されることで終状態に π^0 を伴う反応や、2 particle 2 hole(2p2h) 反応と呼ばれるニュートリノと相互作用を起こした核子が原子核中の別の核子を伴うことで終状態に 2 つの核子が原子核から飛び出す反応は T2K 実験において主要な信号である CCQE 反応の背景事象になりうる。これは π^0 については 2γ への崩壊が観測できなかった場合、2p2h については核子が観測できなかった場合に CCQE と区別ができないためである。 (e.7) に 2p2h の過程を示す。



^{*71} Δ 粒子は質量がおよそ 1232 MeV のスピン $\frac{3}{2}$ を持つバリオンであり、 $\Delta^{++} = uuu$, $\Delta^+ = uud$, $\Delta^0 = udd$, $\Delta^- = ddd$ の 4 種類が存在する。寿命は $\mathcal{O}(10^{-24})$ s である。

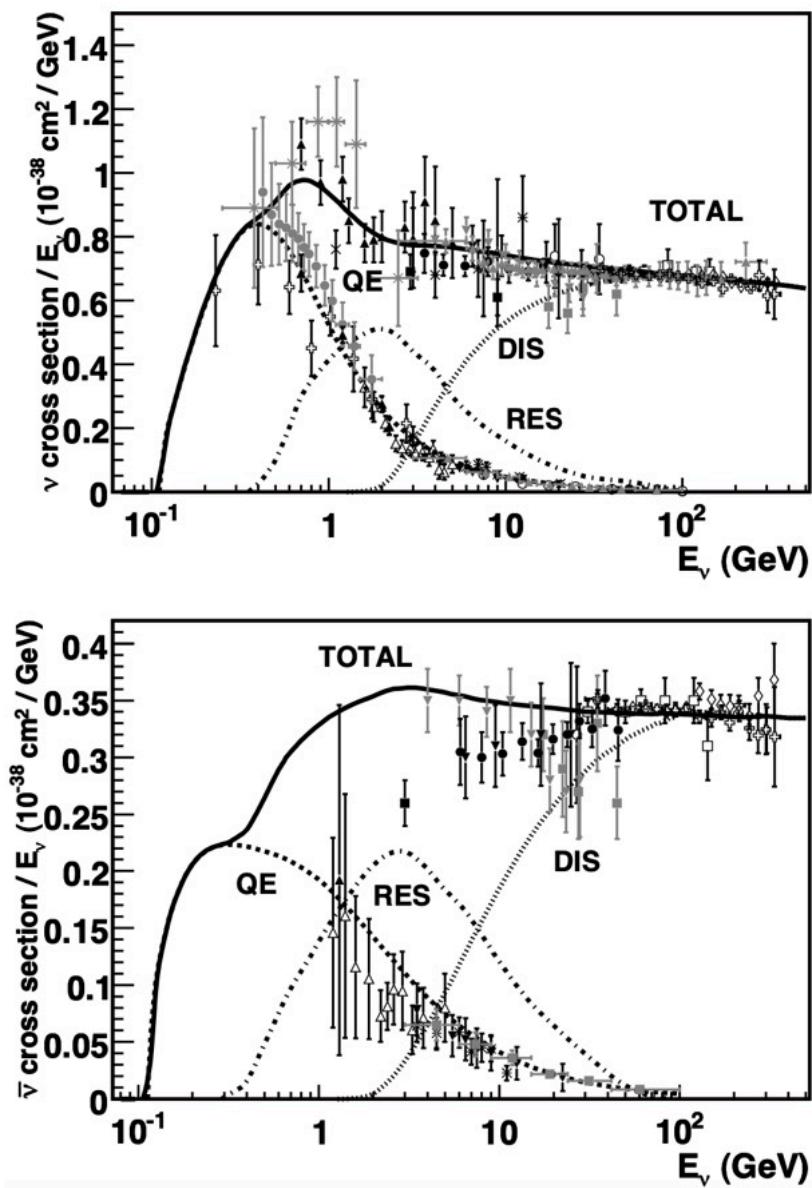


図 87: ニュートリノ反応の反応断面積のエネルギー依存性 [81]. 上図が ν と物質の反応断面積であり、下図が $\bar{\nu}$ と物質の反応断面積である。 ν に比べて $\bar{\nu}$ と物質の反応断面積が小さくなっているのは、 $\bar{\nu}$ は右巻きしか持たないが弱い相互作用で反応する物質は左巻きであることから、角運動量保存の観点より後方への散乱が抑制されるためである。

付録 F NA61/SHINE 実験

本文第 8 章では触れなかった内容について [82] を参考に少し補完する。

F.1 強い相互作用の物理

日常のスケールの温度では、クォークは閉じ込めの効果によって複合体であるハドロンとして存在しているが、超高温・超高密度の環境下ではクォークとグルーオンの自由度が顕在化したクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) として存在する。通常のハドロン相と QGP が支配する QGP 相の境界では相転移が起こるが、高密度側では一次の相転移が起こる一方、低密度側では二次の相転移が起こり、その境である臨界点 (CP: Critical Point) 周辺の物理は未だ明確ではない。NA61 実験のエネルギー・密度領域は CP がどこにあるのか、また、CP 周辺ではどのような物理現象が起こるのかの研究に適しており、これは前身の NA49 実験 [83] からの大きなモチベーションである。

LS2 以降の主目的は、鉛標的と鉛ビームの相互作用 (Pb+Pb) によって c クォークを含むハドロン生成を測定することで $c\bar{c}$ ペアの平均の multiplicity の数 $\langle c\bar{c} \rangle$ を測定することである。これによつて

1. オープンチャーム (open-charm)^{*72} 生成のメカニズム
2. クォークの脱閉じ込め (deconfinement) の始まりがオープンチャームの生成にどのような影響を持つのか
3. QGP の形成が J/ψ 中間子の生成にどのような影響を持つのか

といったことが明らかになると期待される。図 88 は、いくつかのモデルごとの Pb + Pb 衝突によって生成される $\langle c\bar{c} \rangle$ の予測である。これを見るとわかるように、理論予測では最大で 2 枞のオーダーで $\langle c\bar{c} \rangle$ が異なっており、精密な測定を行うことでどのモデルが最もよく実測データを再現するのかを検証する必要がある。赤色のバンドは HSD モデルを仮定した場合の NA61/SHINE でのチャーム収量の期待される測定精度を表している。

また、チャームの生成はクォークの閉じ込めと脱閉じ込めで機構が異なると予想される。これは各相で主に何がチャームを担うかに依存していると考えられる。具体的には閉じ込め相 (ハドロンガス相) でのチャームの担い手は c クォークを含む最も軽いハドロンの D 中間子であり、脱閉じ込め相 (QGP 相) では c クォーク自身がチャームの担い手である。このとき、 $D\bar{D}$ のペアを生成するときに必要なエネルギー ($2m_D = 3.7$ GeV) と直接 $c\bar{c}$ のペアを生成するときに必要なエネルギー ($2m_c = 2.6$ GeV) では $c\bar{c}$ ペアを生成する方が約 1 GeV 程軽いため、脱閉じ込め相では閉

^{*72} チャーム量子数 (c は +1, \bar{c} は -1 を持つ) が 0 でない粒子のこと。ここでは主に D 中間子のことを指す。一方 J/ψ 中間子のようにチャーム量子数が 0 である粒子は hidden-charm と呼ばれる。

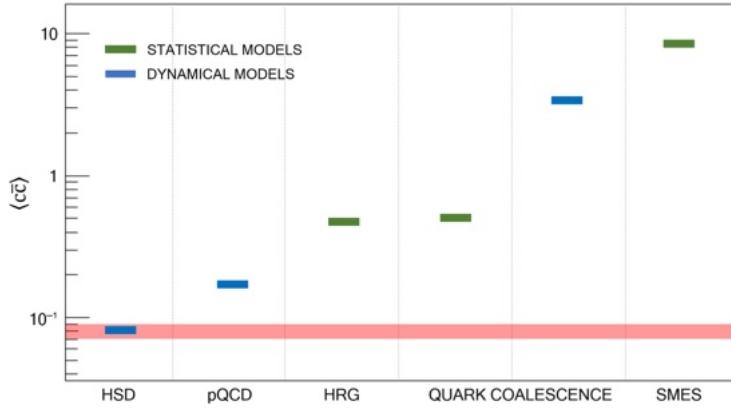


図 88: $\langle c\bar{c} \rangle$ のモデル依存性. ここでは Hadron String Dynamics model(HSD), pQCD-inspired model(pQCD), Hadron Resonance Gas model(HRG), Statistical (Dynamical) Quark Coalescence model(QUARK COALESCENCE), Statical Model of Early Stage(SMES) の計 6 つのモデルで比較している [82].

じ込め相よりもより多くのチャームを生成できると考えられる(図 89). この図の赤色のバンドが NA61/SHINE 実験で測定されるエネルギー領域^{*73}における予測精度を表している.

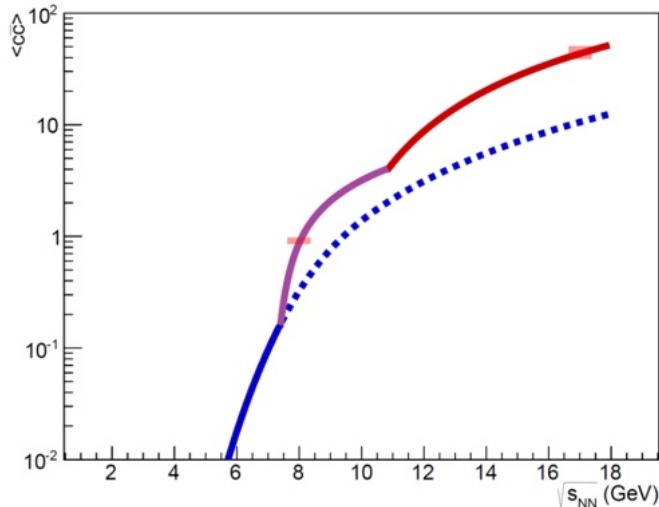


図 89: SMES モデルで計算された Pb+Pb 衝突における $\langle c\bar{c} \rangle$ の重心エネルギーの依存性 [82]. 青実線は閉じ込め相を、赤実線は脱閉じ込め相を、紫実線はこれらの混合を表している. また青破線は相転移がなかった場合の予測である.

^{*73} 重心エネルギーで $\sqrt{s_{NN}} = 8.6$ GeV と $\sqrt{s_{NN}} = 16.7$ GeV である.

J/ψ 中間子は QGP の生成に対する良い指標になると考えられている。これは松井・ザッツによる J/ψ の抑制モデルとして知られるもので [84], QGP が形成されるとこの中ではクォークは脱閉じ込め状態になることから、チャーモニウムと呼ばれるような $c\bar{c}$ の束縛状態として存在する J/ψ 中間子はこの束縛状態を保てなくなり、QGP が形成されなかった場合と比較してその生成量が抑制されるというものである (図 90)。その結果、D 中間子を主としたオープンチャームの生成量が増えると考えられる。これを調べるために J/ψ 中間子と QGP からの $c\bar{c}$ ペアの収量の比が必要となる。このとき $c\bar{c}$ ペアの収量については Drell-Yan 過程と呼ばれる反応から求められる。以上のような背景から Pb+Pb 衝突における D 中間子の精密測定は大変重要であり、その精度を上げるために Vertex Detector が用いられる (B.4.4 項参照)。

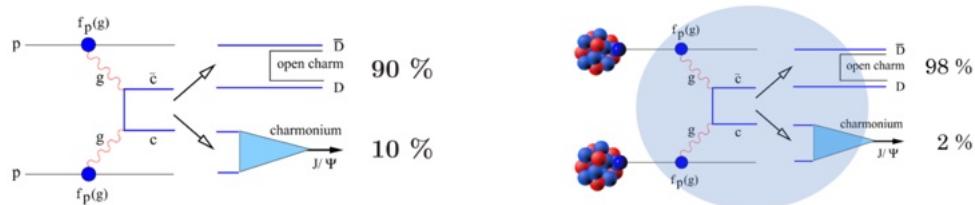


図 90: 陽子-陽子衝突 (左) と鉛などの重イオン-重イオン衝突 (右) でのチャーモニウム生成の機構 [82]。

図 91 は QCD の相図と現在、そして将来における重イオン実験の探索領域を示している。SPS 加速器はオープンチャームの測定に有利な領域に位置し、NA61/SHINE 実験での結果をより高いエネルギー (LHC, RHIC) および、より低いエネルギー (FAIR, J-PARC) での測定結果と比較することでチャーム生成の衝突エネルギーの依存性の検証を行うことができる。

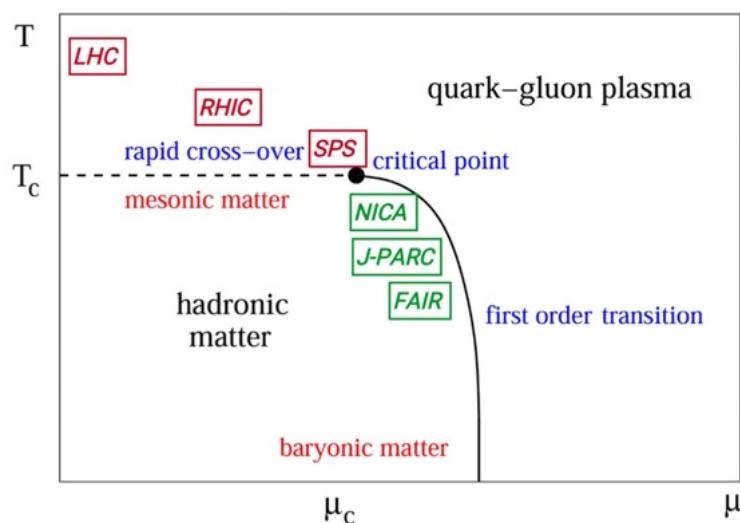


図 91: QCD の相図と現在 (赤色)、そして将来 (緑) における重イオン実験の探索領域 [82]。

F.2 ニュートリノの物理

本研究が該当するグループである。T2K 実験に限らず、加速器ニュートリノビームは一般的に、陽子ビームをターゲットに照射して生成したハドロンの崩壊によって作られる。ハドロン生成にはモデル不定性が存在するため、これを精密測定することでニュートリノフラックスモデルの改善に繋がる。現在は T2K 実験および、NOvA 実験などアメリカの Fermilab の NuMI beamline で行われるニュートリノ実験のためのデータ取得がなされている。さらに今後は将来実験である DUNE 実験のためのデータ取得も予定されている。

F.2.1 low energy beamline

[B.5.3](#) 項でも述べたように、現在 T2K 実験ではニュートリノフラックスのピーク以外のエネルギー領域においてハドロン生成に対する不定性の削減が求められおり、ピークよりも高いエネルギー領域については 2022 年夏に測定された NA61/SHINE 実験の測定結果を解析することで系統誤差削減が期待される。

一方で低いエネルギー領域においてもハドロン生成に対する不定性が残っており、この原因是生成されたハドロンのうち、 π^\pm 中間子などとグラファイトターゲット周辺の物質、特に生成された荷電粒子を収束させるための電磁ホーンを構成するアルミニウムとの相互作用によるものであると考えられている。この不定性を削減するために NA61/SHINE 実験では現在扱っているものよりも

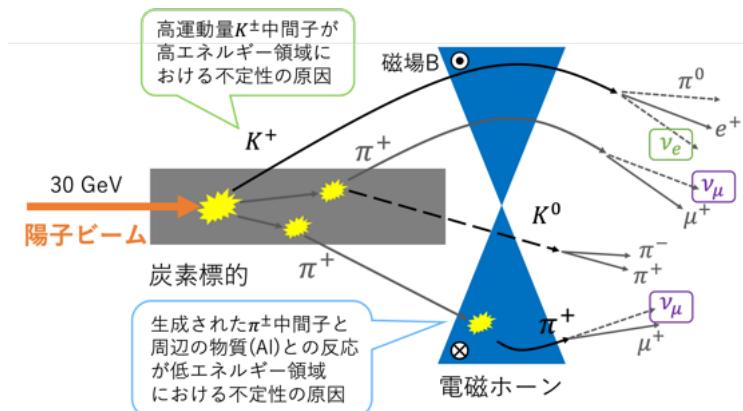


図 92: ハドロン不定性の原因

さらに低い運動量のビームを照射するための low energy beam line の建設が計画されている（図 [D.3](#)）[\[85\]](#)。これにより既存のセットアップでは実現できない 2~13 GeV/c の π^\pm ビームを照射でき、アルミニウムをはじめ、炭素、鉄等を標的とした測定ができるようになる。



図 93: low energy beam line [85]

F.3 宇宙線の物理

銀河内において、宇宙線には超新星爆発などの天体现象によって生じる一次宇宙線（主には陽子および、He, C, N, O, Fe などの原子核）、そして一次宇宙線と陽子や He の原子核との核反応で生成された二次宇宙線が存在する。これらのフラックスを測定することで、宇宙線が銀河内をどのように伝搬するかの解明や、暗黒物質消滅に対する手がかりが得られると考えられている。そのためには原子核反応の断面積を精密測定する必要があり、このような測定に NA61 実験は適している。また、宇宙線が地球大気にぶつかった場合、大気中の原子核と相互作用し空気シャワーと呼ばれる反応を起こす。

付録 G ニュートリノflux

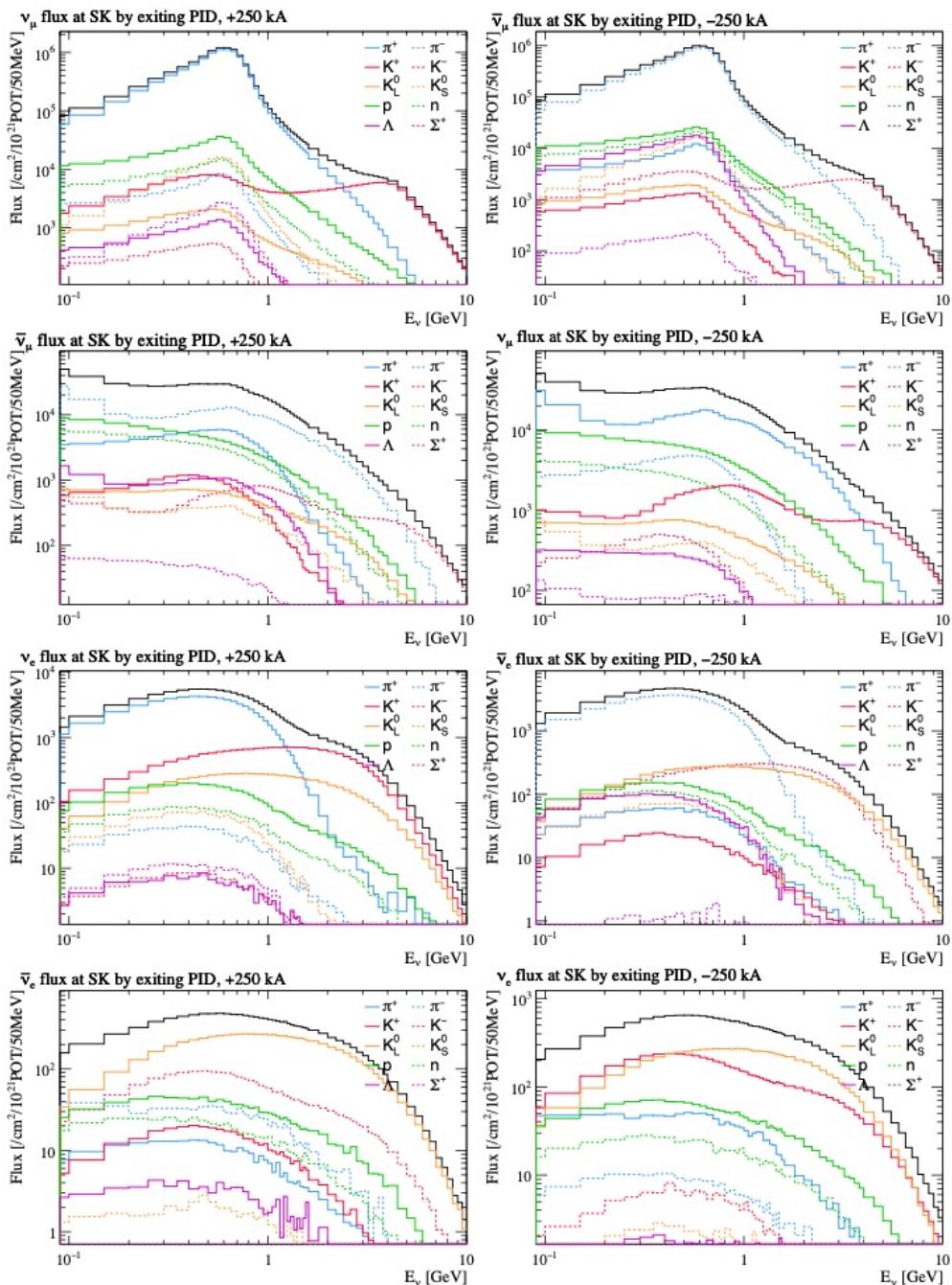


図 94: ニュートリノfluxの親粒子の内訳 [31]

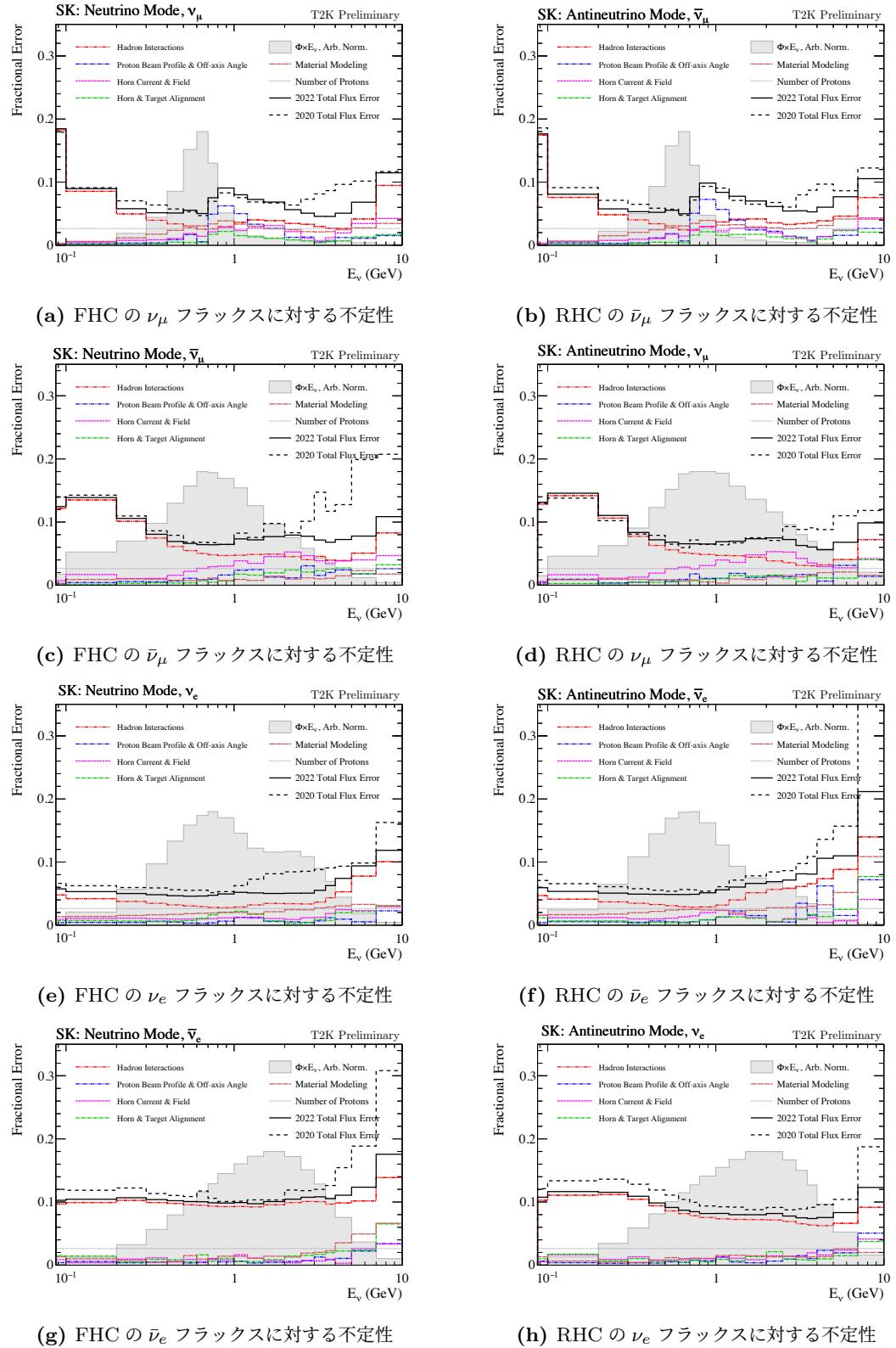


図 95: SK での各ニュートリノフラックス予測に対する不定性. 横軸がニュートリノのエネルギー, 縦軸が各エネルギー領域での不定性の割合を示す. 灰色部分はニュートリノフラックスのエネルギー分布の概形を表す. 各図の赤三点短鎖線がハドロン生成に由来する不定性である [B1].

謝辞

本研究を行うにあたりお世話になった方々にこの場を借りて感謝申し上げます。指導教員の小沢由介先生は私が修士課程からの所属学生であったにも関わらず暖かく迎えていただき、たくさんの研究や学びの機会を与えてくださいました。修士課程に進学するまでは海外経験などない身でしたが、進学後すぐに CERN への出張へ行かせていただき、本研究のデータ取得を行うにあたって実験の立ち上げ時から参加させていただきました。当時はまだ世界的に COVID-19 の影響が残る中でありながらこのような機会に立ち会えたことは他の大学や研究室ではできない経験であり、今後研究を行うにあたっても、そして自身の人生経験においても、大変貴重で何物にも変え難いものとなりました。またこの 2 年間の間に計 4 回の海外出張にも行かせていただき、現地の研究者の方から直接指導をしていただいたり議論を交わすことができたことで本研究を進めることができました。そして普段の研究に対する指導だけでなく、私が博士課程への進学を悩んでいたときには親身に相談に乗ってくださいり、もし進学するのであれば歓迎するよと背中を押していただいたことで自身の進路を決めることができました。このような恵まれた研究テーマ、そして恵まれた環境の中で修士課程を終えることができたことに感謝すると共に、博士課程進学後には期待に応えられるよう一層頑張っていきたいと思います。ありがとうございました。

Eötvös Loránd 大学の永井義一さんには NA61/SHINE 実験のことや実際に研究を進めて行く上での指針を一から丁寧に教えていただきました。未熟な私の質問に対し親身に指導していただいたことで自身の研究内容に対する理解を一段も二段も深めることができました。また、CERN でのデータ取得を行なった際や、コラボレーションミーティング、内部のワークショップ等で海外出張にいった際には現地で様々な支援・指導をしてくださいり、研究面においても現地での生活においても大変お世話になりました。ありがとうございました。高エネルギー加速器研究機構の坂下健さんには本研究を進めるにあたってことあるごとに相談に乗っていただきました。坂下さんは T2K 実験の代表でもあり、J-PARC でのビームシフト期間においてもお世話になりました。いつも大変忙しい中で時間を作ってミーティングをしていただいたり、J-PARC でお会いしたときに私の研究のことを気にかけていただき助けてくださいました。また、同じく高エネルギー加速器研究機構の中平武さん、Megan Friend さんには 2022 年のデータ取得の際やその他の NA61/SHINE 実験におけるビームシフト、T2K 実験におけるビームシフトでもお世話になりました。ありがとうございました。総合研究大学院大学 D1 の西森早紀子さんには一緒に研究を進めていく中で、実際に解析ツールを動かす際には細かな部分の質問に答えていただいたり議論をしていただきました。海外出張へ行った際には行動を共にすることも多く、出発するまでの準備から現地での活動まで西森さんがいてくださったおかげで大変心強かったです。また、研究活動に対する取り組みには見習うべき部分が多くあり、何事にも積極的に挑戦し様々な知識・技能を吸収していく様は人としても博士課程の学生としてもあるべき姿を行動で示していただき大変刺激になりました。

ウィグナー物理学研究センターの András László さんには検出器較正の解析を行うにあたり、

原理の部分からソフトウェアの細かな動作の部分まで指導や解析結果の確認をしていただきました。私の英語と理解力が拙いせいで何度も質問することがありましたが、その度に根気強く私が理解できるまで丁寧に教えてくださいありがとうございました。Sorbonne 大学 D2 の Claire Dalmazzone さんは一緒に研究を進める一人として発表スライドを作る際にアドバイスをいただけたり、研究や解析ツールに対する質問に答えていただきました。コラボレーションミーティングやシフトの際には永井さん、西森さんと共にご飯と一緒にすることも多く、私にとって楽しい思い出となっています。また、Warsaw 大学の Piotr Podlaski さん、Sorbonne 大学の Boris Popov さん、Colorado 大学の Eric D. Zimmerman さんをはじめとした NA61/SHINE collaborator の皆さんにはデータ取得時の熱心なサポートやミーティングでの議論やアドバイスなど様々な場面でお世話になりました。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東海に赴いた際に仲良くしていただきました。普段はあまり J-PARC にいることのない私ですが、東海に行った際には一緒にご飯に誘っていただきたり、談笑をしたりと楽しく過ごさせていただきました。M2 の同期も多く、この年齢になってから他大学の新しい友達が増えたことを素直に嬉しく思っていました。東北大学の若林くんや東京都立大学の古井くん、京都大学の対馬くんなど卒業してしまう人も多く、来年度から寂しくなるなと思っていますが新天地での活躍を願っています。博士課程に進学する東京大学の小林くんや冲永くん、京都大学の恩田くんとはこれからも切磋琢磨しあれば幸いです。また、Eötvös Loránd 大学の Pingal Dasgupta さんにも仲良くしていただきました。昨年の T2K コラボレーションミーティングの後には二人で水戸の偕楽園へ梅を見に行ったり、ハンガリーへ出張に行った際にはインドカレーをご馳走してくれたりとどれも良い思い出ばかりです。私の方が年下であるにも関わらず、友人として暖かく接してくださることに感謝すると共に、次また会えるときを楽しみにしています。

小汐研究室の卒業生である岡田涼さんには自分が学部 3 年生だったときに FS コースの一環として小汐研へお邪魔した際にお世話になっただけでなく、卒業後にも関わらず私の研究の進捗を気にかけてくださったり、学会での発表スライドへのアドバイスをしていただきました。ありがとうございました。同じく小汐研究室の卒業生であり、現在 Pisa 大学で博士課程へ進学された Hussain Kitagawa さんには 2022 年のデータ取得の際に CERN に長期滞在し、岡山大学、そして日本グループを代表して実験を手伝っていただきました。現地の研究者と英語で議論、コミュニケーションし実験を進めて行く姿は格好良く、私もそのような博士学生となれるように精進していきたいと思います。

そして小汐研究室の皆様にも大変お世話になりました。秘書の山本理恵さんには日々の事務処理や出張申請の書類などで非常にお世話になりました。特にこの 2 年間は海外出張も多く、手続きも大変なものが多かったことだと思いますが、その都度対応していただきありがとうございました。特任助教の日野陽太さんには普段研究を進める中で、何かに躊躇ごとに相談に乗っていただきました。プログラミングや ROOT の基本的な質問から始まり、ソフトウェアだけでなく素粒子実験におけるデータ取得の流れやハードウェア的な知識についても教えていただきました。私の検出器に対する理解が浅く見当違いな質問をしてしまうことも多々ありましたが、その都度根本から丁寧に教え

てくださり幾度となく助けていただきました。来年度からはそういった部分も含めて自分が後輩に教えられるようにならねばと思っていますが、まだまだ未熟な部分が多く、これからも研鑽を続けていかなくてはと思っています。研究員の原田将之さんには様々な資料や発表スライドに対するアドバイスだけでなく、研究に取り組む姿勢についてもたくさんの助言をいただきました。修士に進学したばかりの私はなかなか人に相談や質問ができず、自分一人で抱え込んでしまうことが多かったのですが、修士なんだから、分からることは人に聞いて良いんだよ、といつてくださいりそれから積極的に人に質問することを心がけるようになりました。私の性格をよく理解したうえでためになる言葉をかけてくれたことが嬉しく、感謝しています。D3 の酒井聖矢さんはいつも優しく接していました。研究に対する相談もそうですが、普段の他愛の無い会話のときから屈託なく接していました、精神的にも研究生活をサポートしていただきました。D1 の中西史美さんはいつも自身の研究に対し真摯に向き合っており、その姿勢には感銘を受けていました。修論執筆中には時折進捗を気にかけてくださったり、修論作成のフォーマットを頂いたりと大変助かりました。M1 の竹谷浩鷹くんは自分にとって初めての後輩でしたが、あまり先輩らしいこともできず不甲斐ない思いをするばかりです。少しでも議論を重ねて研究内容のアウトプットの機会を増やせていけたらと思います。B4 の東昌徳くん、濱口紘希くん、本間芽糸さんは学部生ながら各自の研究課題を積極的に進めており良い刺激をもらいました。そして同期の多田智昭くんは大変パワフルで毎週の研究進捗には驚くものがありました。彼の姿を見て自分もなんとか研究の進捗を生みたいと、この2年間の研究を進めてきたように思います。まだまだ追いつけない部分はたくさんありますが、多田くんも同じく博士課程に進学するので、彼の良い部分は見習い、おこがましいところではありますが自分が助けられる部分はサポートし、二人で博士課程を卒業できるように互いに良い影響を与えられればと思っています。同じく同期の田野智大くんは学部生の頃から同じ FS コースでの関わりや教職課程の授業で関わりはありましたが、何事も一番気軽に相談できる一人でもあり、修士課程に進学してからはより一層色々な場面で助けてもらったように思います。研究室での議論や他愛の無い会話も楽しかったですし、ワークショップ等出張にいった帰りには二人で観光などしたのも良い思い出です。卒業してしまうのは寂しくもありますが、田野さんであれば生徒から慕われる良き先生となることを確信しているので、次なる道を真っ直ぐ突き進んでくれたらと思います。

この他にも、多くの先生方や研究者の皆様に支えていただき、お世話になりました。そして最後に物理を好きになれたことを幸せに思うと共に、持病のことで心配をかけながらも自分の進路選択を尊重し、支えてくれた家族に心から感謝いたします。

2024年2月28日 白石悠樹

参考文献

- [1] C. L. Cowan Jr *et al.* “Detection of the free neutrino: a confirmation”. *Science*, **Vol. 124**, No. 3212, pp. 103–104, (1956).
- [2] T. D. Lee, C. N. Yang. “Question of Parity Conservation in Weak Interactions”. *Phys. Rev.*, **Vol. 104**, pp. 254–258, (1956).
- [3] C. S. Wu *et al.* “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. *Phys. Rev.*, **Vol. 105**, pp. 1413–1415, (1957).
- [4] M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar. “Helicity of Neutrinos”. *Phys. Rev.*, **Vol. 109**, pp. 1015–1017, (1958).
- [5] G. Danby *et al.* “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. *Phys. Rev. Lett.*, **Vol. 9**, pp. 36–44, (1962).
- [6] M. L. Perl *et al.* “Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation”. *Phys. Rev. Lett.*, **Vol. 35**, pp. 1489–1492, (1975).
- [7] K. Kodama *et al.* “Observation of tau neutrino interactions”. *Physics Letters B*, **Vol. 504**, No. 3, pp. 218–224, (2001).
- [8] D. DeCamp *et al.* “Determination of the number of light neutrino species”. *Physics Letters B*, **Vol. 231**, No. 4, pp. 519–529, (1989).
- [9] B. Pontecorvo. “Mesonium and anti-mesonium”. *Sov. Phys. JETP*, **Vol. 6**, p. 429, (1957).
- [10] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata. “Remarks on the unified model of elementary particles”. *Prog. Theor. Phys.*, **Vol. 28**, pp. 870–880, (1962).
- [11] Y. Fukuda *et al.* “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. *Phys. Rev. Lett.*, **Vol. 81**, pp. 1562–1567, (1998).
- [12] Q. R. Ahmad *et al.* “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. *Phys. Rev. Lett.*, **Vol. 89**, p. 011301, (2002).
- [13] P. D. Group *et al.* “Review of Particle Physics”. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **Vol. 2022**, No. 8, p. 083C01, (2022).
- [14] J. Gomez-Cadenas *et al.* “The search for neutrinoless double beta decay”. *La Rivista del Nuovo Cimento*, **Vol. 35**, pp. 29–98, (2012).
- [15] M. Apollonio *et al.* “Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment”. *Physics Letters B*, **Vol. 466**, No. 2-4, pp. 415–430, (1999).

- [16] A. Piepke, P. V. Collaboration et al. “Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment”. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **Vol. 48**, No. 1, pp. 113–121, (2002).
- [17] T. Araki *et al.* “Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion”. *Physical review letters*, **Vol. 94**, No. 8, p. 081801, (2005).
- [18] K. Collaboration et al. “Measurement of the flux and zenith-angle distribution of upward through-going muons by Super-Kamiokande”. *arXiv preprint hep-ex/9812014*, (1998).
- [19] M. Ahn *et al.* “Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment”. *Physical Review D*, **Vol. 74**, No. 7, p. 072003, (2006).
- [20] P. Adamson *et al.* “Precision constraints for three-flavor neutrino oscillations from the full MINOS+ and MINOS dataset”. *Physical review letters*, **Vol. 125**, No. 13, p. 131802, (2020).
- [21] P. Adamson *et al.* “Constraints on Oscillation Parameters from ν_e Appearance and ν_μ Disappearance in NOvA”. *Physical review letters*, **Vol. 118**, No. 23, p. 231801, (2017).
- [22] H. de Kerret et al. “Double Chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection”. *Nature Phys.*, **Vol. 16**, No. 5, pp. 558–564, (2020).
- [23] D. Adey *et al.* “Measurement of the electron antineutrino oscillation with 1958 days of operation at Daya Bay”. *Physical review letters*, **Vol. 121**, No. 24, p. 241805, (2018).
- [24] G. Bak *et al.* “Measurement of reactor antineutrino oscillation amplitude and frequency at RENO”. *Physical Review Letters*, **Vol. 121**, No. 20, p. 201801, (2018).
- [25] K. Abe *et al.* “Hyper-Kamiokande design report”. *arXiv preprint arXiv:1805.04163*, (2018).
- [26] B. Abi *et al.* “Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), far detector technical design report, volume II: DUNE physics”. *arXiv preprint arXiv:2002.03005*, (2020).
- [27] S. P. Mikheev, A. Y. Smirnov. “Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy”. *Nuovo Cim. C*, **Vol. 9**, pp. 17–26, (1986).
- [28] B. Richter. “Conventional beams or neutrino factories: The next generation of accelerator-based neutrino experiments”. *arXiv preprint hep-ph/0008222*, (2000).
- [29] 白井淳平, 末包文彦. ニュートリノの物理学. 現代物理学 [展開シリーズ]. 朝倉書店, 初版, (2021).
- [30] K. Abe *et al.* “The T2K experiment”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 659**, No. 1, pp. 106–135, (2011).
- [31] T2K collaboration. T2K internal document.
- [32] J-PARC ホームページ <https://j-parc.jp/Acc/ja/>.
- [33] K. Abe *et al.* “J-PARC neutrino beamline upgrade technical design report”. *arXiv preprint arXiv:1908.05141*, (2019).

- [34] T. Nakamoto *et al.* “Construction of Superconducting Magnet System for the J-PARC Neutrino Beam Line”. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **Vol. 20**, No. 3, pp. 208–213, (2010).
- [35] J-PARC ホームページ http://j-parc.jp/c/OPEN_HOUSE/2020/neutrino.html.
- [36] T. Sekiguchi *et al.* “Development and operational experience of magnetic horn system for T2K experiment”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 789**, pp. 57–80, (2015).
- [37] D. Beavis, A. Carroll, I. Chiang. “Long baseline neutrino oscillation experiment at the AGS. Physics design report”. Technical report, Brookhaven National Lab., (1995).
- [38] K. Abe *et al.* “T2K neutrino flux prediction”. *Phys. Rev. D*, **Vol. 87**, p. 012001, (2013).
- [39] S. Assylbekov *et al.* “The T2K ND280 off-axis pi-zero detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 686**, pp. 48–63, (2012).
- [40] N. Abgrall *et al.* “Time projection chambers for the T2K near detectors”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 637**, No. 1, pp. 25–46, (2011).
- [41] P.-A. Amaudruz *et al.* “The T2K fine-grained detectors”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 696**, pp. 1–31, (2012).
- [42] D. Allan *et al.* “The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280”. *Journal of Instrumentation*, **Vol. 8**, No. 10, p. P10019, (2013).
- [43] S. Aoki *et al.* “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 698**, pp. 135–146, (2013).
- [44] Y. Suzuki. “The super-kamiokande experiment”. *The European Physical Journal C*, **Vol. 79**, pp. 1–18, (2019).
- [45] スーパーカミオカンデ ホームページ <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>.
- [46] F. Nakanishi. “Evaluation of neutron tagging efficiency on 0.03concentration in SK-Gd experiment”. In *Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023)*, p. 1172, (2023).
- [47] K. Abe *et al.* “Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations”. *Nature*, **Vol. 580**, No. 7803, pp. 339–344, (2020).
- [48] L. Aliaga Soplin. “Neutrino flux prediction for the NuMI beamline”, (2016).
- [49] N. Abgrall *et al.* “NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system”. *Journal of Instrumentation*, **Vol. 9**, No. 06, p. P06005, (2014).
- [50] CERN ホームページ <https://www.home.cern/science/accelerators/>

- [accelerator-complex](#)
- [51] D. Banerjee *et al.* “The North Experimental Area at the Cern Super Proton Synchrotron”. CERN, (2021).
 - [52] C. Ahdida *et al.* “arXiv: Post-LS3 Experimental Options in ECN3”, (2023).
 - [53] C. Bovet *et al.* “The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beams: a description and an operation manual”. Technical report, European Organization for Nuclear Research, (1982).
 - [54] M. Pavin. “Measurements of hadron yields from the T2K replica target in the NA61/SHINE experiment for neutrino flux prediction in T2K”. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, (2017).
 - [55] B. T. Rumberger. “Hadron Production in 120 GeV/c Proton-Carbon Interactions”. PhD thesis, University of Colorado at Boulder, (2021).
 - [56] Y. Balkova *et al.* “New beam position detectors for NA61/SHINE experiment”. *Journal of Instrumentation*, **Vol. 17**, No. 08, p. C08019, (2022).
 - [57] N. Abgrall *et al.* “Measurements of cross sections and charged pion spectra in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. *Physical Review C*, **Vol. 84**, No. 3, p. 034604, (2011).
 - [58] N. Abgrall *et al.* “Measurement of production properties of positively charged kaons in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. *Physical Review C*, **Vol. 85**, No. 3, p. 035210, (2012).
 - [59] N. Abgrall *et al.* “Pion emission from the T2K replica target: method, results and application”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **Vol. 701**, pp. 99–114, (2013).
 - [60] N. Collaboration *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*, **Vol. 76**, pp. 1–49, (2016).
 - [61] N. Abgrall *et al.* “Measurements of π^\pm 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: NA61/SHINE Collaboration”. *The European Physical Journal C*, **Vol. 76**, pp. 1–27, (2016).
 - [62] 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: NA61/SHINE Collaboration”. *The European Physical Journal C*, **Vol. 79**, pp. 1–45, (2019).
 - [63] 永井義一. “NA61/SHINE 実験の最新状況と今後の展望”. 高エネルギーニュース, Vol.37 No.4. JAHEP, (2019).
 - [64] 岡田涼. “CERN NA61/SHINE でのハドロン生成数測定に向けた研究”. PhD thesis, 岡山大学, (2021).

- [65] Y. Nagai. “Additional Information concerning the Low Energy Beam project”, (2022).
- [66] 林青司. ニュートリノの物理学 -素粒子像の変革に向けて-, SGC ライブライ, 第 166 卷. サイエンス社, 初版, (2021).
- [67] O. Sawada, A. Sugamoto, editors. *Proceedings: Workshop on the Unified Theories and the Baryon Number in the Universe: Tsukuba, Japan, February 13-14, 1979*, Tsukuba, Japan, (1979). Natl.Lab.High Energy Phys.
- [68] M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky. “Complex Spinors and Unified Theories”, (2013).
- [69] A. D. Sakharov. “Violation of CP-invariance, C-asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe”. In *In The Intermissions... Collected Works on Research into the Essentials of Theoretical Physics in Russian Federal Nuclear Center, Arzamas-16*, pp. 84–87. World Scientific, (1998).
- [70] F. R. Klinkhamer, N. S. Manton. “A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory”. *Physical Review D*, **Vol. 30**, No. 10, p. 2212, (1984).
- [71] M. Fukugita, T. Yanagida. “Baryogenesis without grand unification”. *Physics Letters B*, **Vol. 174**, No. 1, pp. 45–47, (1986).
- [72] M. Agostini *et al.* “Final results of GERDA on the search for neutrinoless double- β decay”. *Physical review letters*, **Vol. 125**, No. 25, p. 252502, (2020).
- [73] N. Abgrall *et al.* “LEGEND-1000 preconceptual design report”. *arXiv preprint arXiv:2107.11462*, (2021).
- [74] S. Abe *et al.* “Search for the Majorana nature of neutrinos in the inverted mass ordering region with KamLAND-Zen”. *Physical review letters*, **Vol. 130**, No. 5, p. 051801, (2023).
- [75] S. Collaboration *et al.* “The SNO+ experiment”. *arXiv preprint arXiv:2104.11687*, (2021).
- [76] S. Ajimura *et al.* “Low background measurement in CANDLES-III for studying the neutrinoless double beta decay of Ca 48”. *Physical Review D*, **Vol. 103**, No. 9, p. 092008, (2021).
- [77] J. Gomez-Cadenas. “Status and prospects of the NEXT experiment for neutrinoless double beta decay searches”. *arXiv preprint arXiv:1906.01743*, (2019).
- [78] S. Ban *et al.* “Design and performance of a high-pressure xenon gas TPC as a prototype for a large-scale neutrinoless double-beta decay search”. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **Vol. 2020**, No. 3, p. 033H01, (2020).
- [79] M. Hughes *et al.* “Search for Neutrinoless Double- β Decay with the Complete EXO-200 Dataset”, (2019).
- [80] D. Adams *et al.* “Improved Limit on Neutrinoless Double-Beta Decay in Te 130 with CUORE”. *Physical review letters*, **Vol. 124**, No. 12, p. 122501, (2020).
- [81] J. A. Formaggio, G. P. Zeller. “From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales”. *Reviews of Modern Physics*, **Vol. 84**, No. 3, p. 1307, (2012).

-
- [82] A. Aduszkiewicz. “Study of Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS: Early Post-LS2 Measurements and Future Plans”, (2018).
 - [83] S. Afanasiev *et al.* “The NA49 large acceptance hadron detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 430, No. 2-3, pp. 210–244, (1999).
 - [84] T. Matsui, H. Satz. “ J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation”. *Phys. Lett. B*, Vol. 178, pp. 416–422, (1986).
 - [85] Y. Nagai. “Addendum to the NA61/SHINE Proposal: A Low-Energy Beamline at the SPS H2”, (2021).
-

自然科学研究科 数理物理学専攻 素粒子物理学研究室

学籍番号:41M22208

氏名: 白石 悠樹

電話番号:080-6386-4923/e-mail: yuki-shiraishi@s.okayama-u.ac.jp

居室: コラボレーション棟 512 号室
