

NINJA 実験におけるシンチレーショントラッカーのためのビームスピル番号受信プログラムの開発

横浜国立大学 理工学部
数物電子・情報系学科 物理工学 EP
学籍番号 1764236
藤中峻

2020年2月12日

概要

T2K 実験とは、茨城県東海村の大強度陽子加速施設 J-PARC にて作られたニュートリノビームを構内の前置ニュートリノ検出器および 295km 離れた茨城県飛騨市神岡町にある後置ニュートリノ検出器スーパーカミオカンデで検出する実験である。T2K 実験の主な目的は、ニュートリノ振動パラメータの精密な測定とニュートリノにおける CP 対称性の破れの探索である。T2K 実験のニュートリノビームは J-PARC の MR (Main Ring) から取り出した陽子を炭素標的に照射することで生成される。MR を周回する陽子は、1 スピルに 8 バンチ含まれておりスピル間隔 2.48 秒毎にビームスピル番号とともにニュートリノビームラインに取り出される。MR からニュートリノビームラインに取り出された陽子は、このビームスピル番号を用いて管理される。T2K 実験の WAGASCI 検出器では、ニュートリノビームラインから光ファイバーで送られたビームスピル番号の情報を Raspberry Pi 4 を使ってローカルネットワークにブロードキャストしている。

本研究では、このブロードキャストされたビームスピル番号を NINJA 実験のシンチレーショントラッカーのデータ収集用 PC で受信し、記録するプログラムを作成した。具体的には、ビームスピル番号をブロードキャストしている Raspberry Pi 4 とシンチレーショントラッカーのデータ収集用 PC の間のデータリンク層でのビームスピル番号の送受信処理を、socket 通信を用いて行った。

目 次

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| 第 1 章 ニュートリノ | 3 |
| 1.1 ニュートリノ | 3 |
| 1.2 ニュートリノの特徴 | 4 |
| 1.2.1 ニュートリノと他の物質との相互作用 | 4 |
| 1.2.2 ニュートリノの質量 | 4 |
| 1.3 ニュートリノ振動 | 4 |
| 1.4 ニュートリノにおける未解決問題 | 6 |
| 1.5 ニュートリノと原子核の反応 | 6 |
| 1.5.1 CCQE 反応 | 6 |
| 1.5.2 2p2h 反応 | 8 |
| 第 2 章 T2K 実験 | 10 |
| 2.1 T2K 実験の概要 | 10 |
| 2.2 T2K 実験の目的 | 10 |
| 2.3 J-PARC | 11 |
| 2.4 off-axis 法 | 12 |
| 第 3 章 NINJA 実験 | 14 |
| 3.1 NINJA 実験の概要 | 14 |
| 3.2 検出器 | 15 |
| 3.2.1 ECC | 15 |
| 3.2.2 原子核乾板フィルム | 16 |
| 第 4 章 シンチレーショントラッカーとビームスピルナンバー | 17 |
| 4.1 シンチレーショントラッカーの性能 | 17 |
| 4.1.1 位置分解能 | 17 |
| 4.1.2 検出効率 | 17 |
| 4.2 ビームスピルナンバー | 18 |
| 4.3 DAQ | 18 |
| 4.4 unixtime の記録 | 19 |
| 4.5 データの書き出し | 20 |

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| 第 5 章 socket 通信 | 21 |
| 5.1 OSI 参照モデル | 21 |
| 5.2 データリンク層 | 21 |
| 5.3 IPv4 の IP アドレス | 22 |
| 5.4 ソケットによるクライアントサーバシステムの構築 | 22 |
| 第 6 章 まとめ | 24 |

第1章 ニュートリノ

本章では、ニュートリノの性質とニュートリノ振動について述べる。

1.1 ニュートリノ

1930年、パウリは β 崩壊でエネルギー保存則と角運動量保存則を成り立たせるためには、電子と共に質量が極めて小さく、電荷がゼロでスピンが $1/2$ である粒子が放出されていることを仮定すれば良いと主張した。この主張を根元に、1932年にフェルミがニュートリノの存在を予言した。命名から20年以上が経過した1956年にライネスらの実験によって、原子炉から生じたニュートリノの検出によく成功した。

全ての物質は、レプトンとクォークと呼ばれる素粒子から形成される。クォークは6種類あり、各々2つを1組として第1世代、第2世代、第3世代と呼ばれる。電子の仲間は荷電レプトンと呼ばれ、電子、 μ 粒子、 τ 粒子の3つに分類される。ニュートリノは、「ニュートラル」(中性、つまり電気を帯びていないという意)と「イノ」(小さいという意)から名付けられた、レプトンの仲間の粒子であり、電荷を持たないことから中性レプトンと呼ばれる。

現在、物質を構成しているとされる素粒子は、次の表のようにまとめられる。

表 1.1: 物質の構成粒子

| 名称 | 電荷 | 第一世代 | 第二世代 | 第三世代 |
|------|----------------|---------------------|--------------------------|------------------------|
| クォーク | $\frac{2}{3}$ | u アップ | c チャーム | t トップ |
| | $-\frac{1}{3}$ | d ダウン | s ストレンジ | b ボトム |
| レプトン | -1 | e 電子 | μ ミューオン | τ タウ |
| | 0 | ν_e 電子ニュートリノ | ν_μ ミューオンニュートリノ | ν_τ タウニュートリノ |

1.2 ニュートリノの特徴

ニュートリノの主な特徴として、他の物質との相互作用が非常に弱いこと、および他の素粒子に比べて質量が非常に小さいこと、があげられる。

1.2.1 ニュートリノと他の物質との相互作用

素粒子の間に働く基本的な力は、重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の4種類である。重力相互作用はどの素粒子に対しても極端に弱いものなので無視することができる。ニュートリノに対してはレプトンであるため強い相互作用は働くが、また電荷がゼロであるため電磁相互作用も働く。したがって、ニュートリノには弱い相互作用による力だけが働く。

1.2.2 ニュートリノの質量

β 崩壊時に生成する電子のエネルギーの最大値から、見えない粒子(ニュートリノ)の質量が十分に小さい必要があったため、パウリの時代からニュートリノの質量が非常に小さいことは知られていたが、ニュートリノの質量の絶対値はいまだ測定できていない。なお、1998年にニュートリノフレーバー間の振動現象発見から質量がゼロでないことが明らかになった。(1.3にて後述)

ニュートリノの質量を β 崩壊から生成する電子の最大のエネルギーの高精度測定によって決定しようとする試みは早くから行われていたが、この手法での測定精度は現状でも数 eV 程度であり上限値しか求められていない。現在、ドイツのカールスルーエ工科大学において、トリチウムからの β 線のエネルギーを精密に測定することでニュートリノ質量を求める研究(KATRIN 計画)が進められており、ニュートリノ質量が 0.3 eV 程度までであれば測定できると期待されている。[1]

1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノは、表 1.1 で述べたフレーバの固有状態とは別に質量の固有状態も持つ。フレーバの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) は互いに重ね合わせで記述できる。ユニタリ行列を U とすると、

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

という形で表せる。簡単のため、以後ニュートリノの振動現象を 2 体で考える。フレーバの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$, $|\nu_j\rangle$ と混合角 θ を用いて、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表せる。 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} \quad (1.3)$$

と表せるから、 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos\theta|\nu_i(0)\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} + \sin\theta|\nu_j(0)\rangle e^{-i(E_j t - p_j x)} \quad (1.4)$$

である。特に $t = T$ 、 $x = L$ のときには、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = \cos\theta|\nu_i(0)\rangle e^{-i(E_i T - p_i L)} + \sin\theta|\nu_j(0)\rangle e^{-i(E_j T - p_j L)} \quad (1.5)$$

となる。式 1.2 の逆行列、

$$\begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

より、式 1.5 は $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle (t=0), \Delta\phi_{ij} = (E_i - E_j)T - (p_i - p_j)L$ を用いて、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = e^{-i(E_i T - p_i L)} [\left(\sin\theta^2 + e^{i\Delta\phi_{ij}}\cos\theta^2\right)|\nu_\alpha\rangle - \sin\theta\cos\theta(1 - e^{i\Delta\phi_{ij}})|\nu_\beta\rangle] \quad (1.7)$$

となる。したがって、 $x = L, t = T$ でニュートリノのフレーバが α から β へ変化する確率、すなわち ν_α から ν_β へのニュートリノ振動が起こる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, T) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta\phi_{ij}}{2}\right) \quad (1.8)$$

である。 $|\nu_i\rangle, |\nu_j\rangle$ の運動量が等しいとして ($p_i = p_j = p$)、ニュートリノが光速で動いているとする ($L = cT, E^2 = p^2 + m^2$)。さらにニュートリノの質量は非常に小さい ($m \ll E, m \ll p$) ことから $\Delta\phi_{ij}$ は、

$$\Delta\phi_{ij} = \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2p} \right) \quad (1.9)$$

となる。ニュートリノのエネルギー E_ν は質量が非常に小さいので $E_\nu = p$ であることから、振動確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E_\mu}\right) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2[eV^2]L[km]}{4E_\mu[GeV]}\right) \quad (1.10)$$

となる。式 1.10 から振動確率は混合角 θ と質量の 2 乗の差 ($\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$) に依存することが理解できる。ニュートリノ振動が起こるということは、質量固有状態に質量差があること、すなわちニュートリノが質量を持つことを意味している。3 世代のニュートリノ振動でも次に述べる PMNS 行列から同様に計算することができる。

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}e^{i\delta} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

ここで、 θ_{ij} は μ_i と μ_j の混合角を表し、 δ は CP 対称性の破れの因子である。現在それぞれの混合角の精密測定がおこなわれており、第 2 章で述べる T2K 実験では、 δ が 0 でないときにはニュートリノと反ニュートリノで振動確率が異なる。ニュートリノにおける CP 対称性の破れをまだ発見されておらず、T2K 実験はその世界初発見を目指している。

2 世代の時と同様に各々の固有状態（フレーバー）の時間発展を求めたのちに ν_e の出現確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ を計算すると、式 1.12 のようになる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{31} \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL \right)}{\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL} \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right)^2 \\ + \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{31} \sin 2\theta_{12} \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL \right)}{\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL} \cdot \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \cdot \frac{\sin aL}{aL} \cdot \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} + \delta_{CP} \right) \\ + \cos \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2 aL}{(aL)^2} \cdot \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \quad (1.12)$$

1.4 ニュートリノにおける未解決問題

ニュートリノ振動の発見により、ニュートリノが質量を持つことが明らかになったが、その質量の起源や混合の仕組みについてはまだ解明されていない。現在様々なニュートリノ振動実験によってニュートリノ振動パラメータの精密測定が行われている。

δ_{CP} の測定を通して、レプトンにおける CP 対称性の破れを探索することで物質優勢宇宙の起源の解明につながるという議論もされており、こちらも注目されるパラメータの一つである。 δ_{CP} の測定は加速器ニュートリノ実験における ν_e 出現事象を用いて測定されるが、その振動確率に $\sin^2 \theta_{23}$ が現れることから δ_{CP} の決定においても θ_{23} の精密な測定が重要となっている。

さらに、ニュートリノ振動を用いて Δm^2 を測定することが可能だが、ニュートリノの質量固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 がどのような順序になっているかはわかっていない。大気ニュートリノや加速器ニュートリノ振動実験においてはニュートリノ質量差 Δm_{32}^2 の絶対値はわかるものの符号はわからないため、 ν_2 と ν_3 のどちらが重いかについては判別できない。従って、図 1.1 のように質量階層性と呼ばれるニュートリノの質量の順序には、 $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ である正階層と $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$ の逆階層の 2 つの可能性があるとされている。

1.5 ニュートリノと原子核の反応

1.5.1 CCQE 反応

ニュートリノと原子核の反応には大きく分けて W^\pm ボソンによって媒介され終状態に荷電レプトンが含まれる荷電カレント (CC: Charged Current) 反応と、Z ボソンによって媒介され終状態に

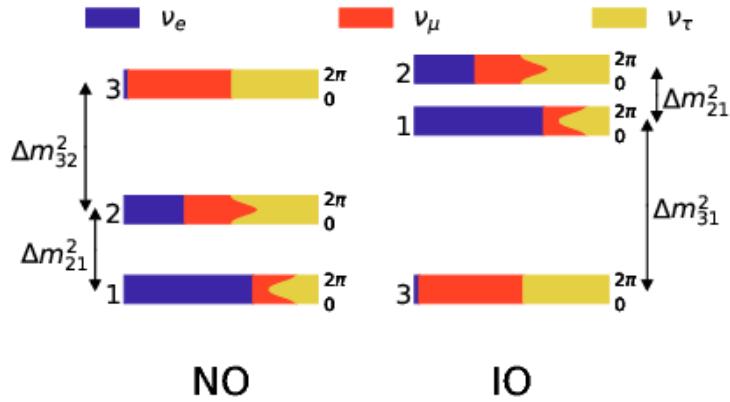


図 1.1: ニュートリノの質量固有状態の順序。左が正階層 (Normal Order: NO), 右が逆階層 (Inverted Order: IO)[1]

ニュートリノが含まれる中性カレント (NC: Neutral Current) 反応がある。そのうち、T2K 実験では式 1.13 で表される CCQE (Charged Current Quasi Elastic) 反応を主な信号とする (図 1.2)。

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (1.13)$$

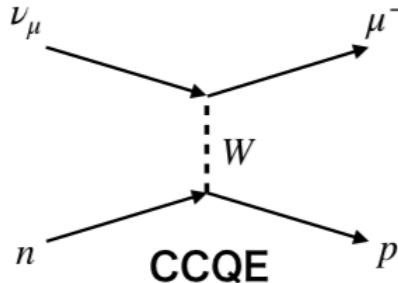


図 1.2: CCQE 反応

CCQE 反応は T2K 実験のニュートリノエネルギー領域である 1 GeV 付近で反応断面積が最も大きく支配的なモードであり、二体反応であることから終状態の粒子の運動を用いてもとのニュートリノエネルギーを再構成することが可能である。CCQE 反応を仮定することで、観測された反応由来の荷電レプトンの散乱角 θ_l と運動量 p_l およびエネルギー E_l を用いてニュートリノエネルギー E_ν を式 1.14 のように求めることができる。

$$E_\nu = \frac{(m_N - E_b)E_l - m_i^2/2}{(m_N - E_b) - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (1.14)$$

ここで m_l, m_N はそれぞれ荷電レプトンと核子の質量である。また、 E_b は束縛エネルギーと呼

ばれ、核子を原子核内に束縛しているエネルギーである。振動確率はニュートリノのエネルギーに依存するため、振動パラメータの精密測定のためにもエネルギーの再構成は極めて重要である。

T2K 実験の反応測定においては基本的にその終状態における粒子の数によってモードを分類する方針がとられている。例として、終状態に π を 1 つ、 p を 1 つ含むような CC 反応であれば、 $CC1\pi1p$ のように、また p を 2 つ含むような CC 反応であれば $CC2p$ (もしくは明示的に $CC0\pi2p$) のように表す。

1.5.2 2p2h 反応

2p2h 反応とは図 1.3 に示すような荷電カレント複数核子反応である。

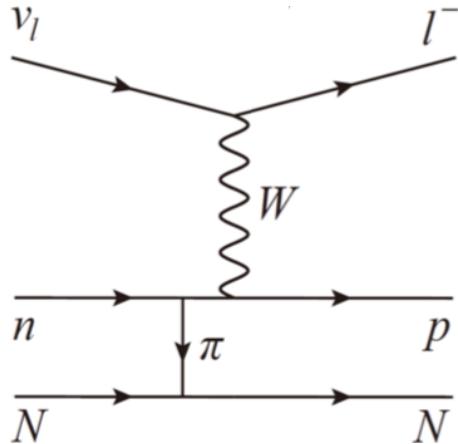


図 1.3: 2p2h 反応 [2]

2p2h 反応では始状態に原子核内の 2 つの核子が関与しており、終状態にも主に 2 つの核子が散乱される。2p2h 由来の陽子の運動量は低く、数百 MeV/c 程度と考えられているが、スーパーカミオカンデにおいてはこのような陽子はチエレンコフ閾値 (1 GeV/c) をめったに超えないためほとんど検出されず、2p2h と CCQE を識別することはできない。

また、既存のプラスチックシンチレータを用いたニュートリノ反応検出器（たとえば ND280）では、現実的なチャンネル数で大質量を確保する必要がある都合上、位置分解能は数 cm 程度である。数百 MeV/c の陽子が残す飛跡は数 cm 程度であるため、この位置分解能で飛跡を検出することは難しい。2p2h の理論モデルは複数提案されており、それぞれが予想する反応断面積には大きな違いがあるが、以上の理由で実験データがないためどのモデルが正しいか判断することができていない。

2p2h を CCQE と見誤ると、陽子が持ち去った運動量を考慮せずにニュートリノエネルギーを再構成する事になる。振動確率はニュートリノエネルギーの関数であるため、2p2h のモデルの不定性は振動パラメータの測定において大きな系統誤差になっている。この不定性を抑制するために低運動量の陽子まで含めた反応由来の粒子を詳細に観測することが必要である。短い飛跡を検出

するため、既存の検出器よりさらに位置分解能の良い検出器を用意し、ニュートリノ反応を精密に測定することが求められている。

第2章 T2K 実験

2.1 T2K 実験の概要

T2K 実験とは、茨城県東海村の大強度陽子加速施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) にて作られたニュートリノビームを構内の前置検出器および 295 km 離れた茨城県飛騨市神岡町の神岡鉱山内部にある後置検出器スーパーカミオカンデで検出する実験であり、ニュートリノ振動に関してより精密なパラメータ測定と CP 対称性の破れの研究を主な目的としている。

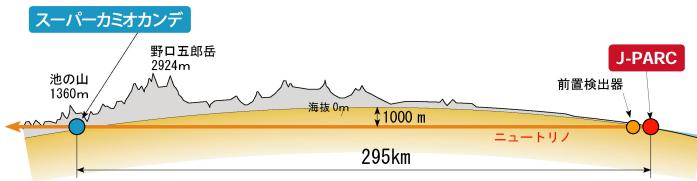


図 2.1: T2K 実験 [3]

2.2 T2K 実験の目的

T2K 実験の主な目的はニュートリノにおける CP 対称性の破れの探索である。

T2K 実験において第 1 章で述べた θ_{23} は $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ 消失事象解析によって求めることができる。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 生存確率は式 2.1 のように表される。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - (\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E})) \quad (2.1)$$

スーパーカミオカンデにおいて振動後の ν_μ 事象数を観測し、振動前と比較することによって θ_{23} を測定することが可能である。

次に、 δ_{CP} については、 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 出現事象を解析することによって制限および測定をすることが可能である。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、または $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率には様々な項が含まれており、その中に $\sin \delta_{CP}$ に比例する CP 非保存項が存在する。したがって、いずれかの確率を詳細に測定することに

よって、 δ_{CP} を求めることができる。さらに式 2.2 のように $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の真空中での振動確率の差を取ると、 δ_{CP} が現れない主要項や CP 保存項は打ち消し合う。これにより、その他の影響の少ないレプトンにおける CP 対称性の破れの測定が可能となる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = 2 \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta_{CP} \\ \times \sin(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}) \sin(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}) \sin(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}) \quad (2.2)$$

2.3 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は LINAC (LINEar ACcelerator), RCS(Rapid Cycling Synchrotron), MR (Main Ring) の三種類の加速器からなる、茨城県東海村にある大型陽子加速器施設である。(図 2.2)

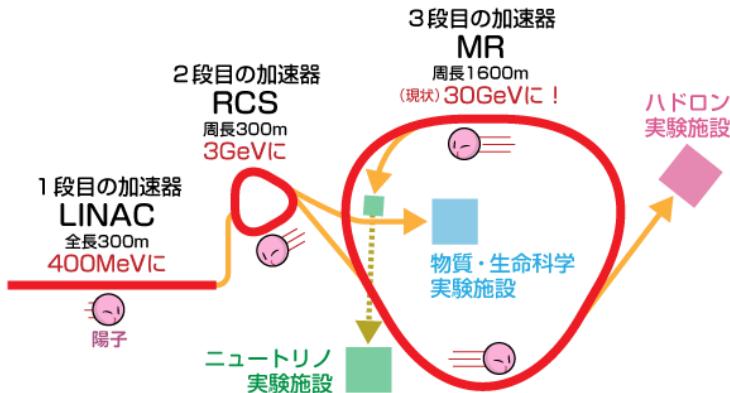


図 2.2: J-PARC map [4]

LINAC において 400 MeV まで加速された H^- が陽子に変換され、その後 RCS において 3GeV、MR で 30 GeV まで加速され 2.48 s ごとにスピルと呼ばれる単位でグラファイト標的に入射される。各スピルは $4.1\mu s$ の時間幅を持ち、さらに 8 つのバンチ構造を持つ。表 2.1 に陽子ビームの各パラメータを示す。

グラファイト標的に入射された陽子は標的中で反応し、 π 中間子を中心としたハドロンを生成する。生成した粒子を 3 台の電磁ホーンで収束し、標的下流にある 94 m のディケイボリューム中で式 2.3 のように崩壊させる。



表 2.1: J-PARC MR の陽子ビームのパラメータ

| パラメータ | 現在値 |
|----------|----------------------------|
| ビーム強度 | 505kW |
| ビームエネルギー | 30GeV |
| 陽子数 | $2.6 \times 10^{14}/spill$ |
| スピル間隔 | 2.48s |
| バンチ数 | 8 |

π 中間子には正の電荷、負の電荷を持つものがあるが、磁場で偏向することによってスーパー カミオカンデの方向に向けて飛んでいく π 中間子を選択することができる。このことを利用して、T2K 実験では ν_μ からなるビームと $\bar{\nu}_\mu$ からなるビームを選ぶことができ、両方のモードで測定をおこなうことができる。これにより、ニュートリノの粒子と反粒子の対称性 (CP 対称性) の破れを測定できる。ミューオン、および反応や崩壊をせずにビームに残留している陽子と π 中間子は、標的とは別のグラファイト層でエネルギーを失って吸収されるが、ニュートリノはこれを通り抜ける。このようにして、ニュートリノビームが作られる。

2.4 off-axis 法

T2K 実験は世界で初めて off-axis 法を用いたニュートリノ振動実験である。off-axis 法とは検出器をニュートリノビーム中心軸からずらして配置する方法で(図 2.3)、これによってエネルギー分布のより狭いニュートリノビームを用いることが可能となる。

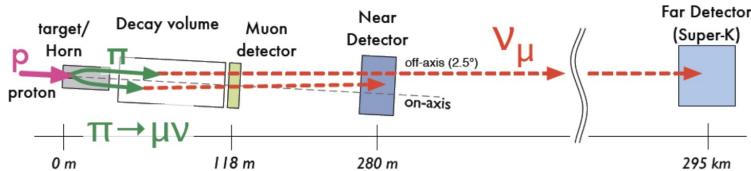


図 2.3: T2K で用いられている off-axis 法 [5]

π 粒子の崩壊は二体崩壊であり、ニュートリノのエネルギー E_ν は、 π 粒子の質量 m_π 、運動量 p_π 、エネルギー E_π 、 μ 粒子の質量 m_μ 、 π 粒子とニュートリノの運動量がなす角 θ_μ を用いて式 2.4 のように書ける。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{E_\pi - p_\pi \cos \theta_\mu} \quad (2.4)$$

したがって、 θ_ν 値を大きくすることで、ある E_ν を取る p_π の範囲は広くなり、図 2.4 のように、よりエネルギー幅の小さいニュートリノビームを使用することが可能となる。さらに、T2K 実験の興味の対象である $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の生存確率は図 2.4 のように E_ν に依存す

るので、これらが最大・最小になるような E_ν を選ぶことでニュートリノ振動の影響をよりはっきりと見ることが可能となる。T2K 実験では振動確率および基線長 $L = 295 \text{ km}$ という値から、 $E_\nu = 0.6 \text{ GeV}$ 付近となるように $\theta_\nu = 2.5^\circ$ としている。

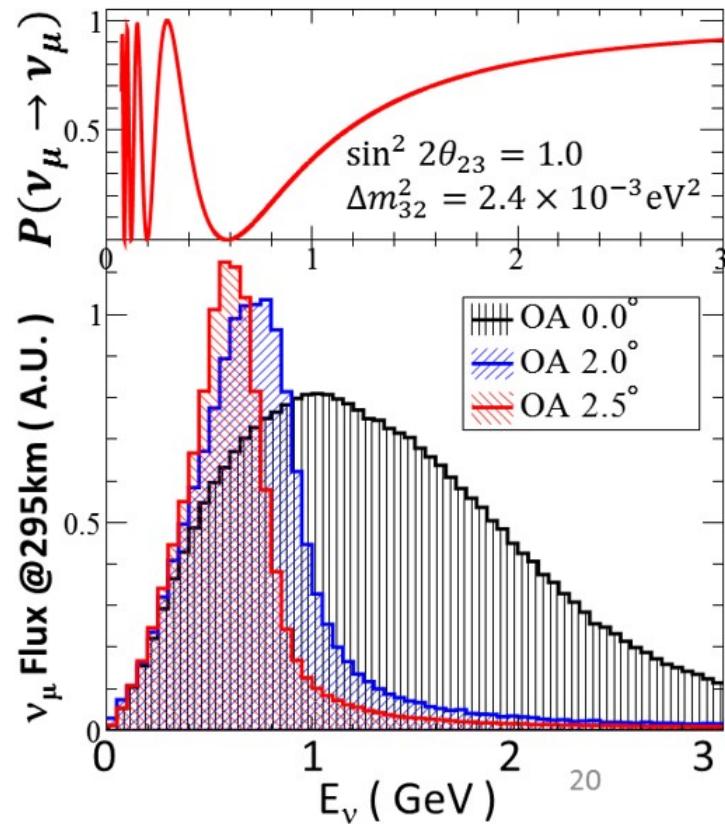


図 2.4: T2K ニュートリノビームのスーパーカミオカンデ におけるエネルギーの分布と ニュートリノ振動確率 [6]

第3章 NINJA 実験

本章では、T2K 実験の系統誤差の主要因であるニュートリノと原子核の反応について説明した後、その精密な測定を目的とした原子核乾板実験である NINJA 実験について述べる。

3.1 NINJA 実験の概要

NINJA (Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験はサブミクロンの位置分解能を持つ原子核乾板と J-PARC の大強度ニュートリノビームを用いて低エネルギー ($E < 1 \text{ GeV}$) 領域でのニュートリノ反応精密測定を行う実験である。NINJA 実験では原子核乾板の非常に高い位置分解能を用いて、従来の水標的検出器では不可能な $200 \text{ MeV}/c$ までの低運動量陽子を観測することが可能である(図 3.1)。

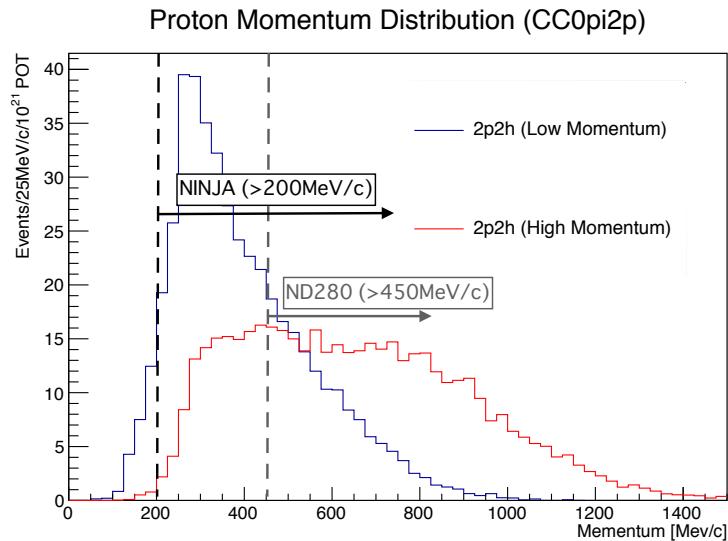


図 3.1: NINJA と ND280 が検出できる陽子の運動量閾値。赤線が $CC0\pi 2_p$ として観測される 2p2h 反応由来の運動量が高い方の陽子、青線が低い方の陽子の分布を表している。[7]

ND280 が検出できる陽子は $450 \text{ MeV}/c$ 程度なのに対して、NINJA では $200 \text{ MeV}/c$ までを検出でき、2p2h イベントが多く含まれると期待される $CC0\pi 2_p$ 事象の陽子も多く検出することが可

能である。陽子のアクセプタンスは考慮されていないが、後述するように原子核乾板は大きなアクセプタンスを持つため、反応由来の陽子をほとんどすべて捉えることが可能となる。

2p2h 反応では低運動量の陽子が複数本観測されることが期待できるため、NINJA 実験によって 2p2h 反応のモデルの不定性を解消し、T2K 実験における系統誤差を削減することが可能であると考えられる。また、従来の電子ニュートリノ反応の測定においては $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 由来の $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ が背景事象となるが、NINJA 実験では高位置分解能を用いて $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ と $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ の識別が可能である。そのため、電子ニュートリノ反応測定においても NINJA 実験は従来より背景事象を抑制した測定を達成できる。

3.2 検出器

NINJA 実験における検出器は図のように 3 種類の部分から構成されている。最上流に標的兼反応点飛跡検出器の ECC を配置し、最下流には MRD (Baby MIND) を配置する。それらの間には飛跡接続用の検出器 (シフターおよびトラッカー) が配置されている。

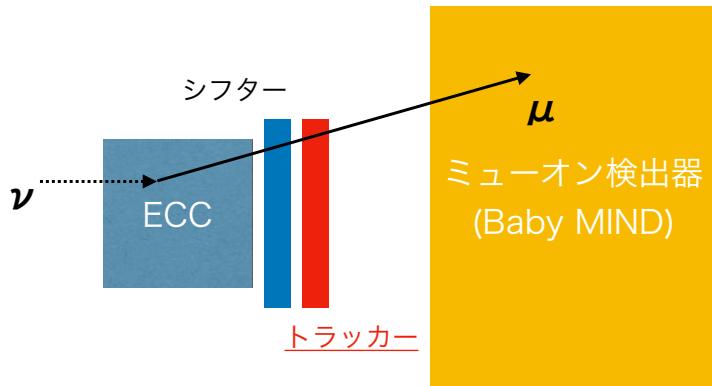


図 3.2: NINJA 実験における検出器の位置関係 [7]

3.2.1 ECC

ECC (Emulsion Cloud Chamber) は厚さ $350 \mu m$ 程度の原子核乾板フィルムと厚さ $500 \mu m$ から数 mm の標的物質を交互に重ね合わせた構造の検出器である。様々な標的物質を用いることが可能であり、NINJA 実験ではこれまで鉄および水を使用している。ニュートリノ反応は標的原子核に大きく依存するため、様々な物質で反応を測定できることは ECC を用いる大きな利点の一つである。

また、鉄を挟んだ ECC を用いた測定を行うことで、反応点の位置や飛跡の角度の他に、多重電磁散乱による荷電粒子の飛跡の角度変化を観測することで荷電粒子の運動量を測定することも可能である。

3.2.2 原子核乾板フィルム

原子核乾板とは、素粒子実験の黎明期から用いられてきた荷電粒子検出器であり、溶媒中に直径約 200 nm の AgBr 結晶を分散させたものである。原子核乾板の中を荷電粒子が通過すると溶媒中で電子-正孔対が生成され、その電子が銀イオンを還元することで潜像核と呼ばれる銀粒子が AgBr 結晶中に残る。この潜像核は銀原子が数個以上集まつたものからなる。現像時には潜像核に周囲の銀イオンが集中し顕微鏡で観測可能な飛跡が構成され、これをスキャンすることで荷電粒子の運動を観測することが可能となる。以上の原理で測定をする原子核乾板は結晶の一つ一つが検出素子となるためサブミクロンの非常に高い位置分解能を持つ。また、溶媒中のすべての結晶が素子となるため原理的には全立体角を覆う角度情報を保持することができる。一方で、原子核乾板は作成時から現像までのすべての飛跡が隨時蓄積されていく検出器であるため、時間情報を持たない。そこで時間情報が必要な場合には他の検出器と組み合わせることで様々な測定を行う。NINJA 実験はそのような実験の一つである。

NINJA 実験で使用する原子核乾板フィルムは荷電粒子に感度がある厚さ $70 \mu m$ の乳剤層を厚さ $210 \mu m$ のポリスチレン（ベースと呼ばれる）の両側に塗布したものである（図 3.3）。このようにフィルムの両面の乳剤層で観測された飛跡をベースとの境界の点同士で接続することで、各フィルムでの乳剤の変形の効果を無視した飛跡が精度良く再構成される。

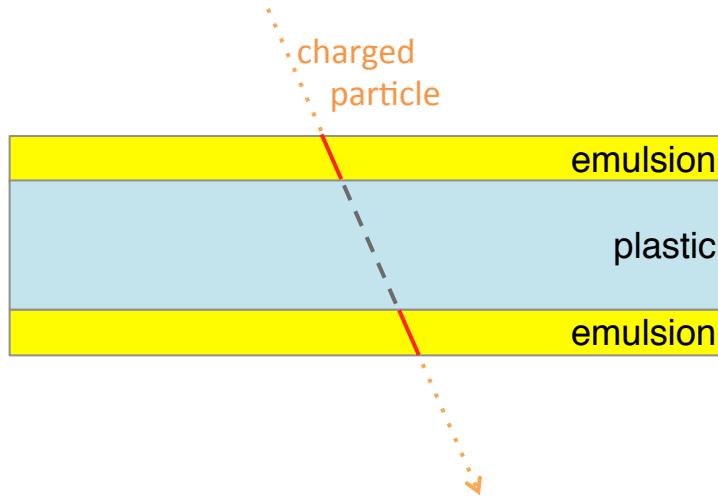


図 3.3: 原子核乾板フィルムの構造 [7]

第4章 シンチレーショントラッカーとビーム ス庇ルナンバー

NINJA 実験におけるシンチレーショントラッカーは、248 本の幅 2.4cm のプラスチックシンチレーターを交互に重ねた構造を持つ検出器である。

4.1 シンチレーショントラッカーの性能

4.1.1 位置分解能

NINJA 実験におけるトラッカーの位置分解能はシフターとの飛跡接続を十分行える値である必要がある。トラッカーの役割は原子核乾板に蓄積された膨大な飛跡の中からビーム由来のものだけを抽出することである。そのためにまずニュートリノビームラインから受け取るビームタイミングの情報を用いて Baby MIND と飛跡接続を行い、トラッカーより下流でのミューオンの運動を決定する。このときミューオンの角度は Baby MIND での飛跡再構成やトラッカーと Baby MIND でのヒットを結ぶことによって求まる。次に求まったミューオンの飛跡を原子核乾板シフターに接続する。原子核乾板シフターは固定壁と移動壁の配置によって 4 時間程度の時間情報を持っていくので、この 4 時間にきたミューオンらしい飛跡のみが接続候補となる。下流で求まった位置・角度情報と同様な値を持った飛跡を原子核乾板内で探索し、マッチしたものだけをさらに上流に伸ばしていくことでビームタイム中の飛跡を同定する。このとき下流での位置・角度分解能が悪いと原子核乾板シフターの中には反応由来の飛跡以外のバックグラウンドも蓄積されているため接続候補が複数存在することになり、解析が複雑化してしまう。バックグラウンドの例としてはビームタイミングに関わらず蓄積される宇宙線ミューオンなどがある。このように、トラッカーの位置分解能の要求値は 4 時間の間に原子核乾板を用いた検出器に何本のミューオンの飛跡が蓄積されるかによって決定される。

物理ランにおけるトラッカーに要求される位置分解能は NINJA 実験 run 8 における Changable Sheet (CS) と呼ばれる原子核乾板フィルムの実データから見積もられた。このデータを用いて物理ランにおけるトラッカーが識別すべき飛跡の本数を求め、その値から位置分解能への要求値を求めたところ 2.9mm と算出された。

4.1.2 検出効率

NINJA 実験においてはそもそもニュートリノ反応由来のミューオンを検出することができなければ原子核乾板内の反応点を見つけることができない。したがってミューオン飛跡を接続するト

ラッカには最小電離粒子 (MIP) に対する高い検出効率が要求される。Run 8 で用いられていたファイバートラッカでは 96.5 %以上の検出効率を達成しており、本研究でも同等以上の検出効率が要求される。

4.2 ビームスピルナンバー

ニュートリノ実験施設では MR から取り出した 30 GeV の陽子が使われている。ニュートリノ実験施設ではビームが 1 周する間(約 $5 \mu s$)にすべての陽子を取り出す「速い取り出し」を行っている。MR を周回するビームの時間的な構造は図 4.1 のようになっている。すなわち、1 スピル(1 周分に相当)に 8 バンチ含まれており、スピルの間隔は 2.48 秒で、ビームスピル番号はその beam ごとに割り振れているものである。バンチの間隔は 598 ns である。

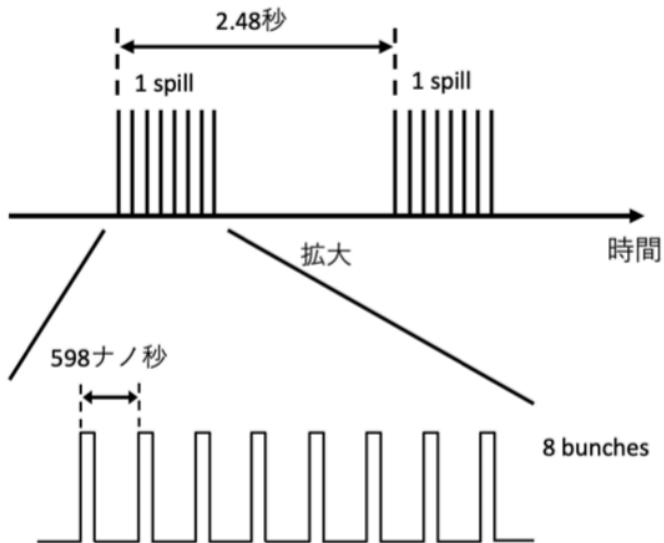


図 4.1: 陽子ビームの時間的な構造 [8]

J-PARC では、独立した光ファイバリンクから ND280 データ収集システムに直接データを送信している。MR 抽出に同期したタイミング信号を受信するとその時間が J-PARC の LTC モジュールに記録される。LTC モジュールでは受信した信号の累積数をスピルナンバーとしてカウントしており、この時刻情報と番号はプライベートネットワークを介してスーパーカミオカンデに送られた上で返送されることで整合性を確認する。

4.3 DAQ

トラッカの DAQ は、ビーム照射中 2.48s 間隔で発行され続けるスピルタイミングと同期されたビームトリガー信号に連動している。図 4.2 に物理ランにおける DAQ システムを載せる。

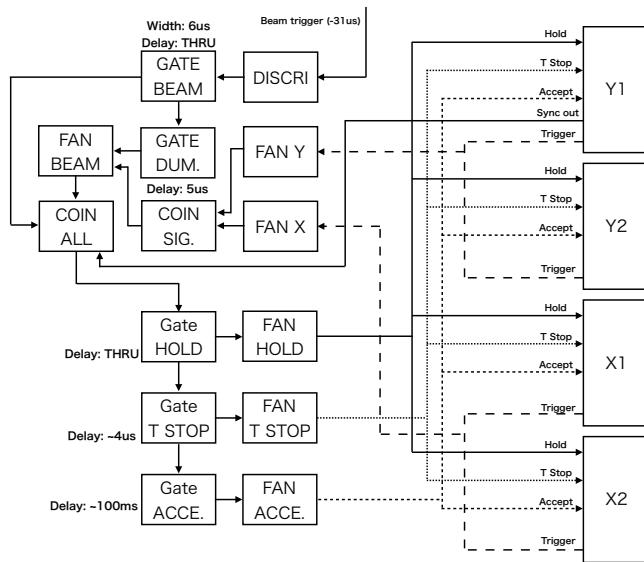


図 4.2: DAQ システム [7]

およそ $6 \mu s$ の時間幅のビームトリガー信号を適切な時間 (31 μs 程度) だけ遅延させ入力する。その間に MPPC からの信号があればその信号で、なければビームトリガー信号をさらに $5 \mu s$ だけ遅延させて発行されるダミートリガーによってデータ取得を行う。ビームトリガー信号は長いケーブルを通過してきたことによる波形の減衰や鈍りの可能性を考えて discriminator (DISCRI) に通され NIM 信号として整形された後、gate generator (GATE BEAM) に入力された。GATE BEAM で改めて幅 $6 \mu s$ のビームトリガー信号を生成し、Coincidence (COIN ALL) およびダミートリガーを生成するための別の gate generator (GATE DUM.) に入力された。MPPC からの信号については x 層と y 層の AND 信号によって生成する。

次に、ダミートリガーは各スピルの最後に入力されるようにビームトリガーを遅延させて生成されている。ダミートリガーがあることによって各スピルにおいて一度も信号がなかった場合でも EASIROC への HOLD 信号が生成され、データ取得を行う。このようにすることで毎スピルでデータを取得し、DAQ の健全性を確認することをより容易にしている。GATE DUM. からのダミートリガーと COIN SIG. からの EASIROC モジュールのトリガー信号はさらに FAN BEAM によって OR 信号を取り、これをもとに EASIROC がデータを取得する HOLD 信号を生成した。これによってビームトリガー信号が来た間に一度 HOLD 信号が生成された後は次のビームトリガー信号までデータ取得を行わないようにした。

4.4 unixtime の記録

トラッカーはビームに同期して 2.48 s に一度データを記録し、その際に unixtime も同時に記録している。一方で T2K 実験のニュートリノビームラインにおいては各スピルの unixtime や P. O. T.(protons on target: 標的に衝突した陽子の数) などが記録されている。図 4.3 はビームが照射さ

れたスピルの unixtime とトラッカーがデータを取得した unixtime を比較し、トラッカーのデータ取得がビームタイミングと連動しているかを確認したものである。ニュートリノビームラインによって記録されている unixtime とトラッカーの unixtime は別のコンピュータ上で記録されているため、2s 程度の誤差を許容して同じ unixtime にスピルがある場合をプロットしている。

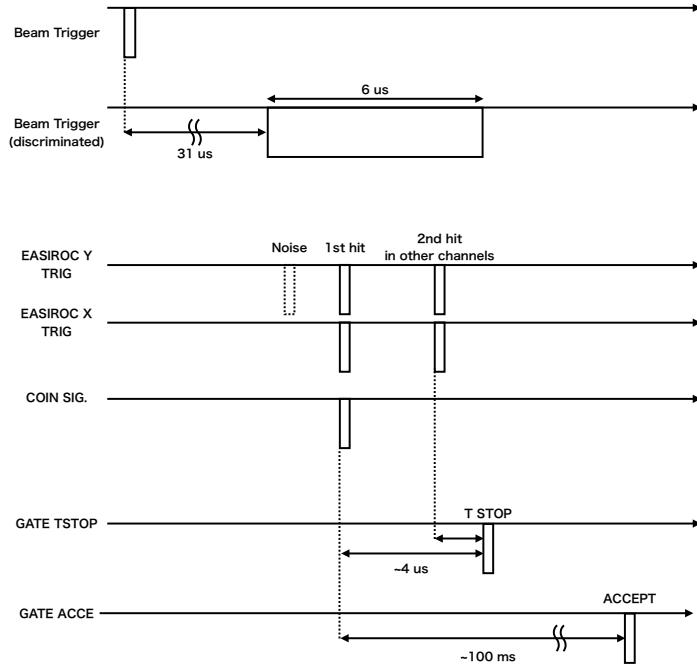


図 4.3: ビーム由来の信号があった場合の DAQ の信号のタイミング [7]

4.5 データの書き出し

現在、飛跡接続を行うにはトラッカーと Baby MIND のそれぞれで疑似ビームトリガー信号が入力された時間を同期する必要がある。この時間の同期について、各モジュールごとに走らせていく、unixtime が記録された別々の生データがサブ LAN ごとに特定されるような DAQ を用いて、シンチレーショントラッカーは DAQ 用のコンピュータにおける unixtime を、Baby MIND 側では時間と紐付いたスピル番号を記録することにより、データ取得後オフラインで同期を行っている。そこで、私はデータを同じ DAQ で書き出すプログラムを開発し、オフラインで同期を行うことを試みた。4 台のモジュールがデータを書き出すタイミングでデータ収集用 PC の unixtime をヘッダーのような形で取り付けることで、4.4 で述べたような記録上の unixtime の誤差を取り除くことができる。

第5章 socket通信

5.1 OSI参照モデル

OSI 参照モデルは、1984 年に国際標準化機構 (ISO) によって作成された、7 階層からなるネットワークアーキテクチャの体系である。表 5.1 に OSI 参照モデルの概要を示す。

| 表 5.1: OSI 参照モデルの概要 | | |
|---------------------|-------|------------|
| 上位/下位 | 階層 | 名称 |
| 上位層 | 第 7 層 | アプリケーション層 |
| | 第 6 層 | プレゼンテーション層 |
| | 第 5 層 | セッション層 |
| 下位層 | 第 4 層 | トランスポート層 |
| | 第 3 層 | ネットワーク層 |
| | 第 2 層 | データリンク層 |
| | 第 1 層 | 物理層 |

5.2 データリンク層

今回のプログラムは、データリンク層での socket 通信を用いて行う。データリンク層では、通信回線で直接結ばれた 2 台のコンピュータの間で、情報を交換する方法について規定している。具体的には、交換する情報をひとかたまりのデータとしてどのように表現するかを規定し、データ交換の手順や伝送エラーへの対処方法を合わせて規定している。データリンク層のパケットは特にフレームと呼ばれるが、イーサネットでは図 5.1 に示す形式のフレームを扱う。

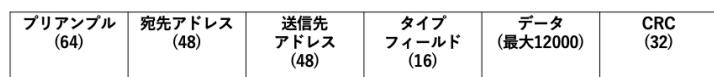


図 5.1: イーサネットフレームの内部構造 (カッコ内の数字はビット数を表す)[9]

5.3 IPv4 の IP アドレス

現在のインターネットでは、IPv4 および IPv6 の 2 つのバージョンの IP が並行して用いられている。今回の研究では、IPv4 を用いて Raspberry Pi 4 からブロードキャストされたフレームを受信するプログラムを作成する。IPv4 では 32 ビットの 2 進数を用いて IP アドレスを表現している。これをコンピュータ外部に出力する際は 10 進数で表現する。(例:192.168.1.1)

IPv4 における IP のパケットを IP データグラムと呼ぶ。IP データグラムのヘッダの構成を表 5.2 に示す。

表 5.2: IP データグラムのヘッダ構成

| 構成要素 | ビット長 | 説明 |
|-----------------------------|------|--|
| version | 4 | IP のバージョン番号 (IPv4 では 0100) |
| IHL(Internet Header Length) | 4 | ヘッダ部のワード長 (32 ビット単位) |
| Type of Service | 8 | サービス品質の要求値 |
| Total Length | 16 | IP データグラム全体の長さ (8 ビット単位) |
| Identification | 16 | 識別番号 |
| Flags | 3 | フラグメントの有無などを示すフラグ情報 |
| Fragment Offset | 13 | フラグメンテーションが行われた際の当該データグラム以前に到達しているデータ量 (8 ビット単位) |
| TTL(Time To Live) | 8 | IP データグラムの寿命 |
| Protocol | 8 | 上位プロトコル |
| Header Checksum | 16 | ヘッダ部分の誤り検出符号 (チェックサムデータ) |
| Source Address | 32 | 送信元の IP アドレス |
| Destination Address | 32 | 宛先の IP アドレス |
| Options and padding | 32 | オプションとヘッダを 32 ビットの整数倍とするための余白 |

5.4 ソケットによるクライアントサーバシステムの構築

ソケットの立場から見て、server はパッシブオープンによって接続を待ち受けるソケットを用いた通信主体、一方で client はアクティブオープンによって能動的に接続を要求するソケットを用いる通信主体である。まず、server 側で空のソケットを作成し、作成したソケットをポートに接続する。ポートを接続待ち受け状態としたとき、パッシブオープン状態のサーバソケットが完成する。server が待受状態となった後、任意のタイミングでクライアントが server に接続を要求する。client 側でも空のソケットを作成し、接続先の server に関する情報を与えてサーバと接続する。このときソケットにセットする情報は通信相手となる server の IP アドレスとサーバの利用するポート番号である。これらの情報をを利用してシステムが通信相手との情報交換の準備を実現できる。

本研究では、server 側を既にスピンル番号をブロードキャストしている Raspberry Pi 4、client 側をシンチレーショントラッカーのデータ収集用 PC として開発を行った。図 5.2 に今回作成した socket 通信を用いたプログラムのアルゴリズムを示す。

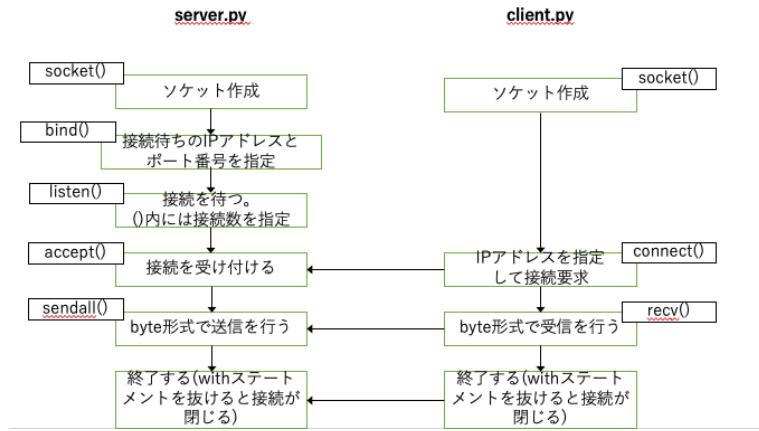


図 5.2: socket 通信のアルゴリズム [9]

第6章　まとめ

本研究では、NINJA 実験シンチレーショントラッカーのデータ収集用 PC で Raspberry Pi 4 からブロードキャストされるビームスピル番号を受信するプログラムの作成を行った。2021 年度に行われる次回のニュートリノビーム測定までにこのプログラムを実際のデータ収集用 PC に実装し、疑似ではなく実際のビームスピル番号を受信できることを確かめる必要がある。NINJA 実験では、原子核乾板検出器とシンチレーショントラッカーのそれぞれで測定された荷電粒子の飛跡を接続することで、原子核乾板中の飛跡に時間情報を付与する。今回の開発によりデータを同じ DAQ で書き出すことが可能となったので、Raspberry Pi 4 を使ってローカルネットワークにブロードキャストされたビームスピル番号の情報をデータ収集用 PC で受信できるとともに、4 台のモジュールがデータを書き出すタイミングでデータ収集用 PC の unixtime をヘッダーのような形で取り付けことで記録上の unixtime の誤差を取り除くことができる。

謝辞

今回、B4 として J-PARC に出張・実習に行かせていただき、多くのサポートを NINJA 実験の関係者の方々にはしていただき、大変な御礼を申し上げます。特に名古屋大の福田努助教には私達の 3 度の出張全てを指導教員として監督してくださり、現場でも様々なサポートをしていただきました。そして、京都大 D2 の小田川さんからは各種機材やマクロの提供などをしていただいた上、NINJA 実験に関する多くの質問にもお答えいただきました。感謝の意を表します。

また、本研究室の D2 の Giorgio には過去に Giorgio が開発したビームスピル番号をブロードキャストしている Raspberry Pi 4 の提供もしていただいた上、右も左もわかつていなかった今回の開発について通信の基礎である部分から親身になってご指導いただき、未熟な私をサポートをして下さりました。また J-PARC 構内では、お忙しい中直接ご指導いただき解決まで導いてください大変な感謝の意を表します。

同期の金島君は、私とともに 3 度の出張をともにし、互いの研究内容が NINJA 実験に関わるものであったことから互いの研究を報告・相談しあい、切磋琢磨して卒業研究を進めていくことができました。同期である鈴木さん、永井君はお互いに違う研究をしていたものの、ゼミや理論について、意見交換をし心が折れそうな時も激励し合いながら活動することができました。

そして、本研究室の担当教諭である南野准教授は、日々本当に多忙でありながら、研究についての助言や相談、実験・理論ゼミにおける丁寧なご指導、また私があまり研究に時間を割けなかった時期も温厚なサポートをしていただき大変な御礼を申し上げます。

関連図書

- [1] 早戸良成 RADIOISOTOPES, 66, 77–9(1 2017) doi: 10.3769/radioisotopes.66.77
- [2] 木河達也 (2019, 高エネルギー物理学研究室実験紹介). 「T2K 実験 東海編」 https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/doc/neutrino_introduction_2019.pdf
- [3] 文部科学省公式HP https://www.mext.go.jp/a_menu/shinkou/ryoushi/detail/1316031.htm
- [4] Higgstan J-PARC 紹介 higgstan.com
- [5] C. Giganti, "Latest results from T2K and T2K phase ii" in Proceedings, Prospects in Neutrino Physics(NuPhys2017): London, UK, December 20-22,2017, pp. 61-69, 2018.
- [6] 東京大学早戸研究室 HP http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/~hayato_s/t2k.html
- [7] 小田川高大 (2020, 京都大学大学院, 修士論文). 「原子核乾板を用いた ニュートリノ反応精密実験のための 大面積シンチレーショントラッカーの開発」
- [8] 粟田口唯人 (2019, 首都大学東京大学院, 修士論文). 「T2K 実験次世代前置検出器 SuperFGD の ビーム試験およびシミュレーションによる性能評価」
- [9] 小高知宏, python による TCP/IP ソケットプログラミング (オーム社, 2019) 6-37.