

OPERA 実験による ν_τ アピアランス実証

名古屋大学 エコトピア研究所

佐藤 修

sato@flab.phys.nagoya-u.ac.jp

名古屋大学 教養教育院

小松 雅宏

komatsu@flab.phys.nagoya-u.ac.jp

2015 年 (平成 27 年) 8 月 29 日

1 背景

1960 年代に牧・中川・坂田, ポンテコルボなどによってニュートリノフレーバー間の振動が提唱 [1, 2] されてからすでに 50 年以上が過ぎた。この 20 年間におけるニュートリノ振動研究は太陽・大気・原子炉および加速器からのニュートリノにおいて目覚ましい発展が見られた [3–11]。1998 年に Super-Kamiokande において観測された大気ニュートリノ中のミューオンニュートリノの欠損はニュートリノ振動の確立において重要な観測であった [3]。この結果は後に K2K 実験 [9] や MINOS 実験 [11] によって確認された。しかしこれらのニュートリノの欠損を疑いの余地なくニュートリノ振動と言い切るためには、振動により出現するはずのタウニュートリノの検出が必要であった。

時を同じくして、原子核乾板を用いた DONUT 実験はタウニュートリノの荷電カレント反応 (ν_τ^{CC}) の検出に成功した [12]。このような状況の中で OPERA 実験はニュートリノ振動をアピアランスモードで検証することを目的として立案された。加速器実験でのタウニュートリノアピアランス実験は、極めて困難な状況下での実験となる。タウニュートリノの荷電カレント反応を検出器中で起こさせるためには、高エネルギー (> 3.5 GeV) のニュートリノビームが必要となる。十分な振動確率を得るためには飛行距離 (ベースライン) が必然的に長くなり、結果としてビームが広がってしまうことでニュートリノ反応数が少なくなるため大質量の検出器が求められる。通常は大質量化に伴い検出器の位置分解能を犠牲にせざるを得ない。しかしながら、タウニュートリノの出現 (アピアランス) を観測するためにはミクロン精度の分解能と高いサンプリングレート (~ 1 mm) が必要である。大質量かつ高位置分解能という相矛盾する要求を満たした実験が OPERA 実験である。¹

2 OPERA 実験装置とニュートリノビーム

ν_τ アピアランスを実現するための高エネルギーニュートリノビームと、十分な振動確率を得るための長基線を満たす実験サイトとして、CERN と 730 km 離れた LNGS (グランサッソ地下研究所) が選ばれた。十分なタウニュートリノの検出数を得るためには 1 kton 超のアクティブターゲットが必要となる。その検出器サイズはおおよそ $(6.5 \times 6.5 \times 8)$ m³ となる。実験を成立させるためには、期待されるタウ粒子の平均飛程 600 μ m と同レベルの 1 mm ごとのトラッキングを μ m の位置精度で行う必要がある。過去最大級の原子核乾板実験 CHORUS 実験と比べても、検出器の質量として 1000 倍以上の飛躍となる。原子核乾板のモジュール化に適した構造と、ミクロン精度の読み出しを照射後に行うという特異な手法で大質量かつ高位置分解能な実験が可能となった。

2.1 OPERA 検出器

2.1.1 Emulsion Cloud Chamber(ECC)

OPERA 検出器は ECC(Emulsion Cloud Chamber) と呼ばれる一つが 8.3 kg のモジュール 15 万個を用いることで総重量 1.25 kton のターゲットを構成する。OPERA の ECC Brick (以下 Brick) 構造は、1 mm 厚の鉛板 56 枚と 205 μ m 厚の透明なプラスチックベースの両面に 44 μ m 厚の原子核乾板を塗布した原子核乾板フィルム 57 枚を交互に積層した構造である。Brick のサイズはビームと垂直方向の断面が 128 mm \times 102 mm, ビーム軸方向に 79 mm である。この Brick 単体でタウ粒子の反応点および崩壊の検出, $10X_0$ の物質量を生かした多重

¹初ニュートリノビーム照射時までの状況, および初 ν_τ 反応観

測報告は高エネルギーニュース Vol.26 No2(2007/07,08,09), Vol29 No2(2010/07,08,09) を参照されたい。

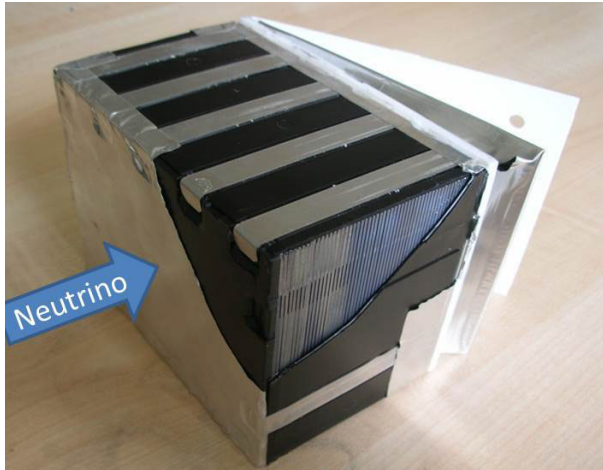


図 1: Brick のカットモデル。ビーム下流側に CS が取り付けられている。

散乱による運動量の測定と、電子同定およびガンマ線の検出が可能である。

タウ粒子は約 85% が 1 本の荷電粒子に崩壊（キンク崩壊）、残りの約 15% は 3 本の荷電粒子に崩壊する（トライデント崩壊）。OPERA では全ての崩壊様式が解析対象であり、タウ粒子の崩壊トポロジー（キンク、トライデント）を位置分解の優れた原子核乾板で捉え、娘粒子の粒子同定および運動量測定を行うことで崩壊様式 ($\tau \rightarrow \mu$ (崩壊比 \sim 約 18%), $\tau \rightarrow e$ (約 17%), $\tau \rightarrow h$ (約 50%), $\tau \rightarrow 3h$ (約 15%)) を同定する。

それぞれの Brick には Changeable Sheet (CS) と呼ばれる 2 枚一組のフィルムが装着され、Brick 内の解析を開始するかどうかのトリガーとしての役割を担う。この CS は宇宙線の蓄積のない地下でリフレッシュ処理² されアッセンブルされるため、極めて低バックグラウンドの原子核乾板となっており、非常に粗い位置分解能のトラッカーからの飛跡接続を可能とする。100 cm² の中からたった 1 本の飛跡を見つけ出すといったこと自体が原子核乾板実験にとっては極めてチャレンジングな試みであった。

ECC Brick によるモジュール構造は、過去に例を見ない準オンライン解析を可能とした。1.25 kton の検出器といえども、一日あたりのニュートリノ反応数は 20 個程度であり、5 年間のビーム照射期間を通して約 10% 程度の ECC しか解析の対象とならない。過去の CHORUS 実験では 2 年間の照射期間を終えて初めて原子核乾板の現像を行い、そこから解析を開始していた。OPERA 実験では毎日ニュートリノ反応の記録された Brick を取り出し、順次解析を行っていく準オンライン解析を行った。

2.1.2 ハイブリッド検出器

OPERA の検出器は二つの Super Module (SM) と呼ばれるターゲット領域と muon spectrometer の組からなる (図 2)。各ターゲット領域は Brick とプラスチックシ

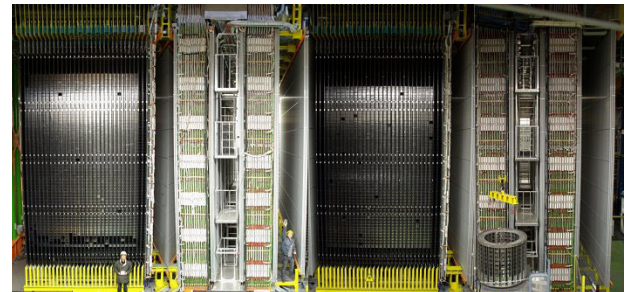


図 2: OPERA 検出器。ニュートリノは左から入射。左から SM1 のターゲット領域と muon spectrometer, SM2 のそれと続く。

ンチレータバー検出器のターゲットトラッカー (TT) とで構成された wall 構造を持つ。ターゲット領域の後方にはミューオン識別と電荷・運動量測定のための muon spectrometer があり、1.5 テスラのダイポール磁場による荷電粒子の磁場による曲がり RPC 検出器でトラッキングしている。時間情報を持たない ECC に対しこれらの Electronic detector (ED) により時間情報が与えられる。OPERA 実験では、ニュートリノ反応が起きた Brick を TT の情報から特定し、ニュートリノ反応を含む候補の Brick を順次取り出して解析に回す。Brick の取り出しは Brick Manipulation System (BMS) と呼ばれるバキュームサッカーを備えた Brick サイズのロボット車 (通称 VV) が 8.3 kg の Brick を押し引きして取り出しと再挿入とを行う。VV はこれまでに実に 100 km 以上を走行した。

2.2 ニュートリノビーム

タウニュートリノのアピアランスを実現するために CNGS (CERN Neutrino to Gran Sasso [13]) が建設された。CNGS は 730 km のベースラインでタウニュートリノの出現数を最大にする平均エネルギー 17 GeV のミューオンニュートリノビームである。ニュートリノビームは SPS の 400 GeV 陽子を使い、年間最大 4.5×10^{19} Proton On Target (pot) のニュートリノ照射を実現する。ビームコンポーネントは ν_μ が主要成分である。 $\bar{\nu}_\mu$ は 2.1%, ν_e と $\bar{\nu}_e$ 成分は合わせても 1% 以下である。また、CNGS のターゲットとビームダンプにおける D_s の崩壊から来るビーム由来の ν_τ は 10^{-6} オーダーであり無視できる。

²飛跡の消去処理, 詳しくは高エネルギーニュース Vol.26 No2(2007/07,08,09) を参照されたい。

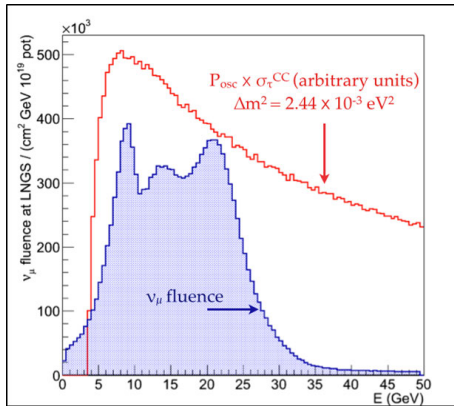


図 3: CNGS ビームエネルギーと振動確率 × タウニュートリノ反応断面積

3 データサンプルとイベント解析

3.1 Electronic detector による解析対象反応の選別

CNGS はそのビーム照射を 2012 年 12 月 3 日に終えた。2008 年からのビーム照射期間中に合計で 17.97×10^{19} pot が達成された。ED (Electronic Detector) によって記録された反応を用いて 50 ms の間隔で来る二つの $10.5 \mu\text{s}$ 幅の CNGS のビームタイミングに合致した on-time 反応の選別を行った。

記録された反応は muon を伴う (1μ) 荷電カレント (CC) 候補, または muon を伴わない (0μ) 中性カレント (NC) 候補に区分される。 ν_{τ}^{CC} 反応は $\tau \rightarrow \mu$ 崩壊様式 (崩壊比 18%) のみ 1μ サンプルに, それ以外の崩壊様式 (崩壊比 82%) は 0μ サンプルに含まれる。3D で再構成されたトラックが 660 g/cm^2 以上の物質質量を通過している場合には muon と識別する。muon と識別されたトラックがある, または 20 層以上の TT と RPC プレーンにヒットを持つ反応を 1μ , それ以外の反応を 0μ とする。この識別方法により, 約 19% の NC 反応が 1μ と誤認されるが, CC 反応を 0μ と誤認する割合は 6% に抑えている。背景事象の低減のためには CC 反応を 0μ 反応と誤認する確率を下げるのが重要となる。

5 年間のビーム照射期間中に 106,422 の on-time 反応を ED で記録した (表 1)。記録された on-time 反応の約 60% は検出器の上流側の岩盤でのニュートリノ反応からの貫通 muon 反応である。残りの 40% はターゲット領域 (contained) とスペクトロメータでおおよそ半々となっている。OpCarac [14] と呼ばれるアルゴリズムで反応を選別し, 19,505 の contained 反応を抽出した (図 1)。この数字は 1 日あたり平均 18 反応に相当する。

contained 反応について TT のヒットパターンとそのエネルギー, muon のトラック情報が利用可能な場合はその情報を含めた Brick-finding アルゴリズムによって

表 1: データサンプルのまとめ。Bricks は検出器中の期間平均 Brick 数。

year	pot(10^{19})	on-time	contained	Bricks
2008	1.74	10141	1931	141475
2009	3.53	21455	4005	147344
2010	4.09	25497	4515	144398
2011	4.75	28195	5131	138798
2012	3.86	21134	3923	135142
all	17.97	106422	19505	141431

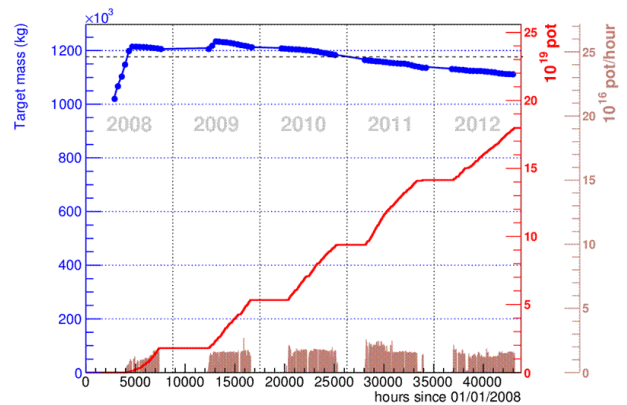


図 4: ターゲット質量の推移と積算ビーム量

反応 Brick の予想確率マップを作成する [15]。この確率分布に従って Brick のランキングがなされ, ニュートリノ反応を含む確率の高い順に検出器から取り出し, Brick 中での解析へと回される。

背景事象低減と原子核乾板解析負荷の低減の目的で 1μ 反応に対しては muon 運動量 $p_{\mu} < 15 \text{ GeV}/c$ が適用された。図 3 から読み取れるように, ニュートリノ振動確率により, 生成されるタウのエネルギーは低い方にバイアスしている。このカットによりシグナルの損失を 4% に押さえつつ, 33% の 1μ 反応を除去できる。このカットはタウセレクションのクライテリアにもなっており, 以降の解析の負荷を低減させることができる。今回, Brick ランキングの上位二つの全 Brick を解析対象としてまとめた。

3.2 Brick 内でのニュートリノ反応解析

Brick 内のニュートリノ反応解析は主に三つのステージに分かれる。① ED によって選択された Brick の Changeable Sheet (CS) 解析, ② Brick 内でのニュートリノ反応点の探索, ③そして崩壊事象の探索である。

3.2.1 Changeable Sheet (CS) 解析

検出器から取り出された Brick の解析は, まず Brick の下流側に設置された超低バックグラウンドの CS 解析

から始まる。この CS 解析の目的は Brick 内解析のトリガーと、Brick 内で探索すべき飛跡の情報を与えることにある。CS は名古屋大学と LNGS の自動飛跡読取装置にかけられ原子核乾板からの飛跡情報が取り出される。ED の予測位置および範囲に従い、 1μ 反応では 20 cm^2 、 0μ の場合には 35 cm^2 の領域で飛跡を探索する。CS 上での muon track の ED による予測位置と角度のずれは約 8 mm と 15 mrad である。

CS 解析によりニュートリノ反応由来のトラックが観測されなかった場合には次のランクの Brick の取り出しを行うと同時に Brick には新しい CS が装着され検出器に戻される。ニュートリノ反応由来と考えられるトラックが CS 上で発見された場合には、高精度のフィルム間アライメントを行うために、LNGS の地上に設けられた宇宙線照射ピットにて Brick に 14 時間の宇宙線照射を行う。宇宙線照射後に Brick は現像され、さらなる Brick 内解析へと回される。

3.2.2 Brick 内でのニュートリノ反応点探索

CS で検出されたニュートリノ反応由来のトラックは 4.5 mm のギャップを隔てた Brick の最下流の原子核乾板フィルム上で CS 上での位置と角度を元に探索される。予想される位置ずれは $50\text{--}60\mu\text{ m}$ ほどであり、通常は $400\mu\text{ m}\times 300\mu\text{ m}$ の顕微鏡視野内におさまる。CS から接続されたトラックは 1 mm 厚の鉛板を挟んだ上流のフィルムへと順次追跡される。一枚一枚のフィルム間を追跡する際には、多重散乱による位置と角度のずれをフィードバックしながら追跡を行う。この方法は scan-back 法 [16] と呼ばれ、過去に多くの実験で採用され確立されてきた解析手法である。scan-back は上流に 3 枚連続で繋がるトラックが発見できなかった時点で終了する。最も上流で観測されたトラックの直上の鉛板がニュートリノ反応を含む候補となる。この時点でトラック位置を中心とした 1 cm^2 の領域を上流に 5 枚、下流に 10 枚のフィルムにて $\tan\theta < 0.6$ の角度範囲のトラックを全て読み出し、ニュートリノ反応点を再構成する。

3.2.3 崩壊点探索

特定されたニュートリノ反応点に対し、短寿命粒子の崩壊点探索 (Decay Search : DS) を行う。崩壊様式は二つに大別される。ニュートリノ反応が起こった鉛プレート中で崩壊したものを “short”，崩壊の親粒子が 1 層でも原子核乾板乳剤層にトラックが記録されたものを “long” と大別する。タウ粒子の崩壊では約 46% が “short”，残りの 54% が “long” 崩壊と期待されている。崩壊の娘トラック候補は、ニュートリノ反応点への Impact Parameter (IP) で選択される。ニュートリノ反応点のフィルムからの距離 (λ) が $500\mu\text{ m}$ よりも浅い場合は $\text{IP} > 10\mu\text{ m}$ ，それよりも深い位置にある場合には $\text{IP} > (5 + 0.01 \times \lambda)\mu\text{ m}$

がカットとなる。加えて多重散乱により大きな IP を持つ飛跡を排除するために最低運動量として $1\text{ GeV}/c$ を要求している。運動量は多重散乱 (MCS) を用いた測定値 (p_{MCS} [17]) を用いる。更に詳しい項目については論文を参照されたい [18]。

この崩壊点探索手法はチャーム粒子の検出をもって検証されている [19]。チャームコントロールサンプルでは 54 ± 4 の期待値に対して、50 のチャーム粒子候補を検出している。IP 分布および muon momentum 分布も非常に良く再現されている (図 5)。

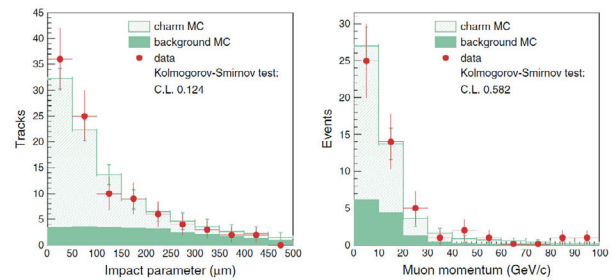


図 5: チャーム候補事象の IP および p_μ 分布

3.2.4 トポロジーおよび運動学的カット

ECC の性能として位置、角度に関して $\mu\text{ m}$ 、 mrad の精度でのトポロジカルな解析が可能であることに加えて、 1 mm ごとのファインステップでのトラックと Brick あたり $10 X_0$ という物質のおかげで、多重散乱による運動量測定 [17]、 γ 検出、電子同定 [20] といった様々な物理量を単一の Brick 解析で得ることが可能である。カットに用いるパラメータには次のようなものがある。 z_{dec} ($\mu\text{ m}$): ニュートリノ反応を含む鉛プレートの最下流からの z 距離, $p_T^{2\text{ry}}$ (GeV/c): 崩壊横向き運動量, p_T^{miss} (GeV/c): ニュートリノビーム軸に対する横向き運動量のベクトル合計, $p^{2\text{ry}}$ (GeV/c): 娘粒子のスカラー運動量合計, θ_{kink} (mrad): 3次元での崩壊角, m (GeV/c^2): π 質量を仮定した不変質量, m_{min} (GeV/c^2): p_T (GeV/c) バランスを要求して一つの massless missing 粒子を仮定した際の最低不変質量, ϕ_{H} (rad): ビーム軸に垂直な平面内で親粒子と他の粒子の運動量のベクトル合計がなす角。各パラメータと崩壊様式でのカット値を表 2 にまとめて示す。

3.2.5 タウ候補事象解析

前述のカットをクリアする反応に対しては、更なる背景事象低減のための低エネルギー粒子の π/muon 粒子同定効率の向上を目的とした Track Follow Down (TFD) と呼ばれる解析と、通常の原子核乾板読み出しでは到達できない大角度トラック解析が加えられる。

0μ と識別されたニュートリノ反応中にも、先に述べた通り 6% の CC 反応の混入がある。 0μ と識別される条

表 2: トポロジーおよび運動学的カット:各パラメータの定義および単位は本文中に示す。*の値については準弾性散乱 (QE) -like 反応には適用しない。**の括弧内は、崩壊点に γ が付随する場合に適用される値。

variable	$\tau \rightarrow 1h$	$\tau \rightarrow 3h$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow e$
z_{dec}	[44, 2600]	< 2600	[44, 2600]	< 2600
p_T^{miss}	< 1*	< 1*	-	-
ϕ_{1H}	$> \pi/2^*$	$> \pi/2^*$	-	-
$p_T^{2\text{ry}}$	$> 0.6(0.3)^{**}$	-	> 0.25	> 0.1
$p_T^{2\text{ry}}$	> 2	> 3	1-15	1-15
θ_{kink}	> 20	< 500	> 20	> 20
m, m_{min}	-	0.5-2	-	-

件は 660 g/cm^2 以上の物質質量を通過する 3次元再構成されたトラックがない、かつ、TTおよびRPCのヒットを持つプレーン数が 20 未満となる、である。この条件では 3次元再構成に失敗した muon の混入がある。TFD は ED で再構成に失敗した muon を原子核乾板でのトラックングにより再構成し、 660 g/cm^2 以上を通過するトラックを muon と再識別して背景事象を低減させる。加えて、ECC 中で二次反応を観測することで積極的なハドロン ID を行うことにもなる。また、 660 g/cm^2 に満たないトラックについても、飛程と運動量の関係から $D_{\text{TFD}} = \frac{L}{R(p)} \frac{\langle \rho \rangle}{\rho}$ を定義し、 $D_{\text{TFD}} > 0.8$ を muon と識別する。ここで L は実飛程、 $R(p)$ は運動量 p での鉛中の飛程、 $\langle \rho \rangle$ は実際のトラックのパスでの平均密度、 ρ は鉛の密度である。この TFD では、時に 10 以上の Brick に渡ってトラックを追跡しトラックを再構成する必要があるが、ED のトラックング性能だけでは到達不可能なレベルの muon 識別能力を原子核乾板でのトラックングにより与えることができる。

もう一つのタウ候補事象に対する解析は大角度トラックスキャンである。通常の解析では $\tan \theta < 1$ (45 度) の荷電粒子までしか解析の対象となっていないが、 $\tan \theta < 3$ (71.6 度) までのトラックを大角度解析用のスキャンシステムで読み出し、ハドロン二次反応の場合に放出される可能性のある大角度トラックや核破砕片を探すことで背景事象を低減している [21]。

これらの詳細解析は異なる原子核乾板解析ラボ間でのクロスチェック測定が行われ、ニュートリノ反応点に確かに muon の付随がなくタウ粒子の崩壊と無矛盾であることが確認できた場合に最終的にタウニュートリノ反応候補となる。

4 シグナルと背景事象数の推定

OPERA ではシグナルおよび背景事象の期待値を対象となる解析数で normalize している。このような normalize を用いるメリットは、絶対値としての pot による

期待値推定に比べて、シグナルとそれ以外の反応に共通な検出器の効率やさまざまな過程でのシステムティックスをほぼ完全にキャンセルすることが可能であるからである。ここに 0μ の場合を例示する。

$$n^{0\mu} = PM \times R(\nu_{\mu}^{\text{CC}}) (\langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\mu}^{\text{CC}}) \rangle + \alpha \langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\mu}^{\text{NC}}) \rangle) \quad (1)$$

$$n_{\nu_{\tau}^{\text{CC}}}^{0\mu} = PM \times R(\nu_{\tau}^{\text{CC}}) \langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\tau}^{\text{CC}}) \rangle \quad (2)$$

式 (1) と (2) から

$$n_{\nu_{\tau}^{\text{CC}}}^{0\mu} = \frac{R(\nu_{\tau}^{\text{CC}})}{R(\nu_{\mu}^{\text{CC}})} \frac{\langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\tau}^{\text{CC}}) \rangle}{\langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\mu}^{\text{CC}}) \rangle + \alpha \langle \epsilon^{0\mu}(\nu_{\mu}^{\text{NC}}) \rangle} n^{0\mu} \quad (3)$$

ここで、 $n^{0\mu}$ および $n_{\nu_{\tau}^{\text{CC}}}^{0\mu}$ は 0μ 反応として観測される ν_{μ} と ν_{τ}^{CC} の反応数である。 α は NC/CC の比で $R(\nu_{\mu}^{\text{NC}}) = \alpha R(\nu_{\mu}^{\text{CC}})$ であり、 $\langle \epsilon \rangle$ はそれぞれの検出効率を表す。 PM は pot \times mass、 $R(\nu_{\mu}^{\text{CC}})$ と $R(\nu_{\tau}^{\text{CC}})$ は 1kton、 10^{19} pot あたりのニュートリノ反応数であり、 $R(\nu_{\mu}^{\text{CC}}) = \int \sigma_{\nu_{\mu}^{\text{CC}}}^{\text{CC}}(E) f_{\nu_{\mu}}(E) dE$ と $R(\nu_{\tau}^{\text{CC}}) = \int \sigma_{\nu_{\tau}^{\text{CC}}}^{\text{CC}}(E) f_{\nu_{\tau}}(E) P_{\text{osci}}(E) dE$ のように書ける。ここで $\sigma_{\nu_{\mu}^{\text{CC}}}^{\text{CC}}(E)$ 、 $\sigma_{\nu_{\tau}^{\text{CC}}}^{\text{CC}}(E)$ は、それぞれ ν_{μ} 、 ν_{τ} のエネルギーの関数としての反応断面積、 $f_{\nu_{\mu}}(E)$ はニュートリノビームフラックス、 $P_{\text{osci}}(E)$ は振動確率である。OPERA 実験では図 4 でも見て取れるように、検出器質量は逐次変化していくが $n^{0\mu}$ を使い normalize することで、式 (3) で分かる通り pot \times mass の項は完全にキャンセルされる。加えて MC のシステムティックな不定性も ν_{μ} と ν_{τ} に共通な反応点探索までの過程に関してはほぼキャンセルされる。残る不定性は崩壊点探索以降の解析部分についてのみとなる。

このような normalization を信号事象では各崩壊様式、背景事象では各種の事象について行った。

4.1 ν_{τ} 信号事象

ν_{τ} 信号事象の期待値の計算は 2005 年に更新された CNGS のビームシミュレーション [22]、およびニュートリノ反応の生成部分は NOMAD の結果でパラメータチューニングを行ったニュートリノ反応シミュレータ (NEGN) を用いている [23]。ニュートリノ振動のパラメータは $\delta m_{23}^2 = 2.44 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [24] および混合角 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ を仮定した。検出効率の推定は ED による trigger、muon reconstruction、OpCarac による classification といった全ての解析チェーンと、ECC Brick レベルの解析についても、CS 解析から、反応点探索、崩壊点探索、運動学的なカットまでの全てのチェーンをシミュレートしている [18]。

4.2 背景事象

背景事象には 3 つのソースがある。それぞれの寄与は崩壊様式により若干異なる。

4.2.1 charm 粒子付随の背景事象

全ての崩壊様式に共通する背景事象は、 ν_μ^{CC} 反応における charm 生成事象である。charm 生成事象においてニュートリノ反応点からの muon の識別に失敗すると、 τ と非常によく似た質量と寿命を持つ荷電チャーム粒子生成反応が背景事象となる。この背景事象の低減の最も重要な要素は muon の識別能力の向上である。3.2.5 章で示した原子核乾板での muon の再構成 (TFD) や、3.2.4 章で示した運動学的なパラメータでのカットにより背景事象の低減を図っている。

4.2.2 ハドロン 2 次反応起因の背景事象

ハドロニックな崩壊モード $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau$ では、 ν_μ^{NC} 反応で生成される π^\pm, K^\pm の 2 次反応が信号事象と似たトポロジーを持つことがある。これらの背景事象の低減は 3.2.4 章での運動学的なカットに加えて、ハドロン 2 次反応点から 4π 方向に放出される核破砕片を観測することで崩壊と識別することが可能である。 4π に放出される核破砕片を高効率に捉えるためには 3.2.5 で述べた $\tan \theta < 3$ までの大角度解析が重要である。背景事象数の推定精度は CERN でのハドロンビーム照射実験と MC との比較により詳細に検証している [25]。MC とハドロンビーム照射実験データの比較を図 6 に示す。

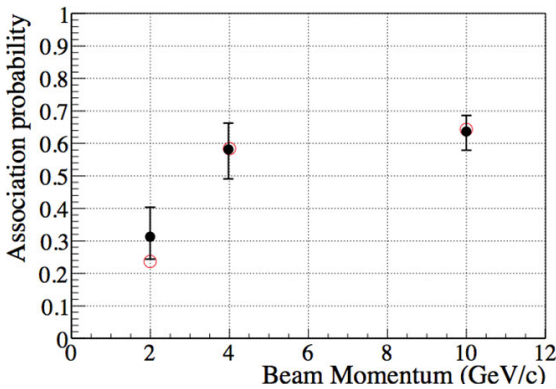


図 6: 核破砕片観測確率の MC (白丸) とテスト実験 (黒丸) との比較

4.2.3 muon 大角度散乱 (LAS) による背景事象

$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ 崩壊モードでは muon が物質中で大角度クーロン散乱された場合背景事象になりうる。GEANT4 に Saxon-Woods 型の電荷分布のフォームファクターを導入し 2 GeV/c の muon を 12.6 mm 厚の鉛に照射した実験および 7.3 GeV/c と 11.7 GeV/c を 14.4 mm の銅ターゲット、0.52 GeV 電子を 0.217 mm の鉛に照射した散乱実験のデータと比較検証した結果として、OPERA 実験における $\tau \rightarrow \mu$ 背景事象の確率として

$(1.2 \pm 0.1(\text{stat.}) \pm 0.6(\text{syst.})) \times 10^{-7} / \nu_\mu^{CC}$ [26] と算出した。

5 タウニュートリノ反応事象

2010 年に最初の ν_τ^{CC} 反応を検出 [27] して以降、2015 年の今日までに 5 例の ν_τ^{CC} 反応を検出した。最初の τ 候補事象の崩壊様式は $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ として無矛盾であった。観測された 2 つの γ はニュートリノ反応点ではなく崩壊点から放出された π^0 によるものと同定され、崩壊娘粒子の π とともに ρ を構成している。図 7 に反応を示す。

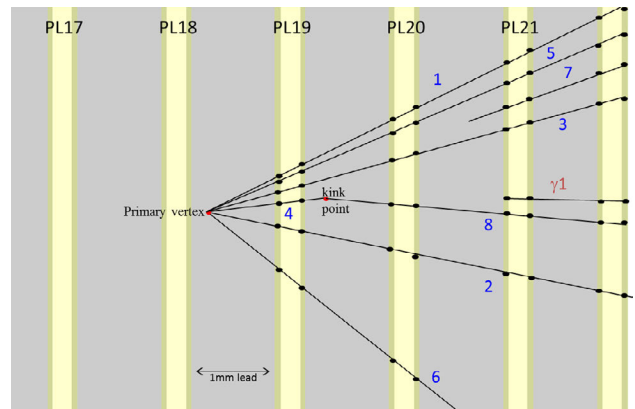


図 7: First ν_τ^{CC} 反応

第 2 反応はタウの 3 プロンク崩壊、第 3 反応は $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ 崩壊候補であった。この第 3 反応では、muon spectrometer により崩壊娘は μ^- であると測定されており、 $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ を否定している。正粒子・反粒子まで含めてフレーバーを同定されたアピアランス事象は、ニュートリノ業界的にも唯一この事象のみである。第 4、第 5 反応はともに $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$ のハドロニック 1 プロンク反応であった。第 4 反応では 総計 20 Brick 以上にわたる TFD が実施され、Electric Detector だけでは解決不可能な角度の似た複数本の飛跡の粒子同定を原子核乾板でのトラッキングにより見事に解決している [28]。ここでも原子核乾板の高いサンプリングレートと完全な 3 次元検出器としての性能が生かされている。2015 年 6 月に LNGS におけるセミナーで第 5 反応の検出を発表し、第 6 章に述べる通りの結果を得た。図 8 に第 5 反応の運動学的な物理量のプロットを示す。

また、ニュートリノ振動で生成される ν_τ 反応として期待される可視運動量分布とこれら 5 つの反応の値を図 9 に示す。第 1 反応が発見された時にはニュートリノ振動にしてはエネルギーが高すぎるのではないかという批判的な意見も聞かれたが、5 つの反応が集まった現在では、むしろ第 1 反応の高エネルギーテールがあることでより全体としての分布と一致する結果となっている。

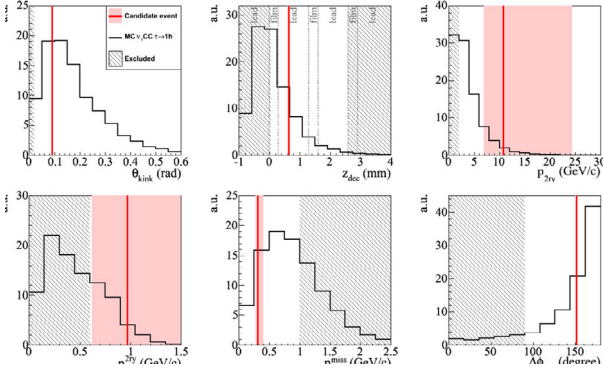


図 8: 第 5 反応の物理量: 左上から右に向かって kink 角, ビーム軸方向の崩壊点分布 (z の原点はニュートリノ反応を含む鉛の直下のフィルム), 娘粒子の運動量分布, 下段左から崩壊の横向き運動量, 反応点のビーム軸に対する横向き運動量のアンバランス, ビーム軸からみたタウ粒子とその他のハドロン合成ハドロン軸のなす角。斜線のハッチはカットされる領域, 縦線とハッチされた領域は中心値と誤差の範囲を示している。

6 ν_τ アピランスの信頼性

これまでの 0μ , 1μ ($p_\mu < 15 \text{ GeV}/c$) 事象の解析反応数と検出された ν_τ 反応を表 3 に示す。これらの数字は

表 3: 解析に用いた反応数および ν_τ 反応数

	2008	2009	2010	2011	2012	Total
0μ	149	253	268	270	204	1144
1μ	542	1020	968	966	768	4264
ν_τ	-	1	-	1	3	5

第 4 章で示したように信号事象数および背景事象数の期待値の計算に用いられる。期待される信号事象数および背景事象数の崩壊モードごとの値を表 4 に示す。

表 4: 信号事象数と背景事象数の期待値

Channel	Observed	Signal	BG
$\tau \rightarrow 1h$	3	0.52 ± 0.10	0.04 ± 0.01
$\tau \rightarrow 3h$	1	0.73 ± 0.14	0.17 ± 0.03
$\tau \rightarrow \mu$	1	0.61 ± 0.12	0.004 ± 0.001
$\tau \rightarrow e$	0	0.78 ± 0.16	0.03 ± 0.01
Total	5	2.64 ± 0.53	0.25 ± 0.05

この解析では 4 つの各 channel i ごとに ν_τ 候補数 n_i は独立な Poisson 分布に従うものとし, その期待値を $\mu s_i + b_i$ とする。信号事象と背景事象の期待値 s_i, b_i は表 4 のもので, シグナル強度 μ は信号事象期待値に乗

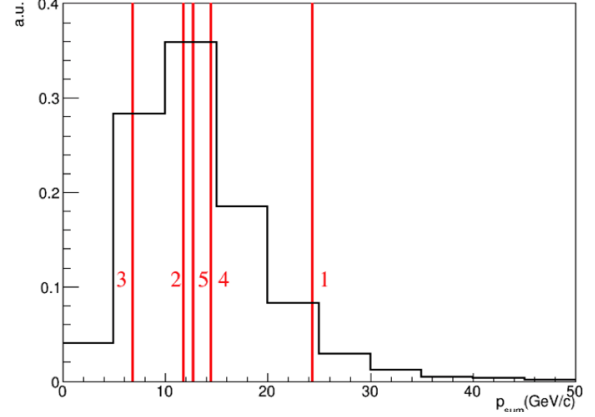


図 9: 可視運動量分布: 荷電粒子運動量と γ エネルギーのスカラー合計。縦棒は観測された事象の値, ヒストグラムはシミュレーションから期待される分布を示す。

ずる係数である。つまり $\mu = 0$ は背景事象のみの仮定, $\mu = 1$ は期待値そのままの仮定となる。観測された ν_τ 反応の有意度は, 背景事象のみの仮定で観測データ以上の観測結果を得る確率で示される。2 種類の統計手法にて偽実験を行いその確率 (p-value) を求める。

第 1 の手法は Fisher の統計手法に基づく。背景事象のみの仮定 ($\mu = 0$) において, チャンネルごとの p-value p_i を偽実験での観測数以上の値となる確率の合計としたときに, $p^* = \prod_i p_i$ とするテスト量を定義する。実データでのテスト量 p_{data}^* 以下の確率を持つ p^* は 1.1×10^{-7} となる。背景事象のみの変動で観測データを説明できる確率は 1.1×10^{-7} であり, これは one-side の 5.1σ に相当する。

もう一つの手法は profile likelihood ratio に基づく [24]。シグナル強度 μ は likelihood fit から求める。Likelihood は背景事象数の不定性をガウシアン分布として入れ込み, 式 4 として定義する。

$$L = \prod_{i=1}^4 \text{Poisson}(n_i | \mu s_i + \beta_i) \text{Gauss}(\beta_i | b_i, \sigma_{b_i}) \quad (4)$$

ここで σ_{b_i} はチャンネル i の背景事象の不定性 (表 4 から) で β_i はガウシアンを仮定した背景事象である。こちらの手法でも同じく 5.1σ の有意性を得た。この時シグナル強度 μ のベストフィットとその 90% の区間許容値は $\mu = 1.8_{-1.1}^{+1.8}$ となり, $\mu = 1$ と無矛盾である。

観測結果は信号事象期待値 2.64 と背景事象期待値 0.25 に対して 5 と over fluctuate しているが, この期待値で 5 以上を観測する確率は 17% である。チャンネルごとの配分を考慮した場合には 6.4% である。

同時にこの観測結果から $\Delta m_{23}^2 = 3.3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, 90% CL インターバルを $[2.0, 5.0] \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と計測した。本結果は ν_τ アピランスによる初の質量二乗差の測定である。

7 今後の展望

2000年にプロポーザルを出してから15年の歳月を経て、OPERA実験の提案目的であった大気ニュートリノ領域のニュートリノ振動をアピアランス実験で確立するという目的を果たした。プロポーザルではアピアランス観測の有意性を 4σ 以上を目的にしていたが5例の信号事象反応の検出とプロポーザル時からの改良により業界で「ディスカバリー」と言われる 5σ の信頼性のアピアランス観測を実現した。プロポーザル時からの改善は特にLAS背景事象の理解、大角度トラックの探索および核破砕片探索による背景事象の削減、反応点からの複数ブリックのTFDによる粒子同定効率の改善、および崩壊モードごとの背景事象数の違いを考慮した信頼性の算出法の適用による。 5σ の信頼性でアピアランス観測を実現できたのは15年没頭してきた者たちのささやかな誇りである。

これまでの τ セレクションはアピアランスの信頼性を言い切るためにプロポーザル提出時に作成されたセレクションであり、いわゆるあらかじめ信号領域を決めた後にデータサンプルを開示するブラインド解析であった。

現在、5イベントがこの条件を満たしたタウニュートリノ反応と同定されている。しかしこのタウ反応選別セレクションでは背景事象との選別を厳しくしているために振り落とされるタウニュートリノ反応の方が多い。少数の背景事象の混入を許容することでより多くのタウニュートリノ反応を用いることでアピアランスでの Δm_{23}^2 測定精度向上、タウニュートリノ反応断面積測定などの物理解析結果をまとめて行く。また、タウアピアランス事象および ν_e 反応の解析からsterileニュートリノの分析などを進めていく。

参考文献

[1] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* **28** (1962) 870.
 [2] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53** (1967) 1717.
 [3] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.
 [4] K. Abe *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 171801.
 [5] R. Wendell *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. D* **81** (2010) 092004.
 [6] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301.
 [7] W. W. M. Allison *et al.* (Soudan-2 Collaboration), *Phys. Rev. D* **72** 052005 (2005).

[8] M. Ambrosio *et al.* (MACRO Collaboration), *Eur. Phys. J. C.* **36** (2004) 323.
 [9] M. H. Ahn *et al.* (K2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **74** (2006) 072003.
 [10] S. Abe *et al.* (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 221803.
 [11] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 181801.
 [12] K. Kodama *et al.* (DONUT collaboration), *Phys. Lett.* **B504** (2001) 218-224
 [13] K. Elsener, CERN-98-02 (1998). R. Bailey *et al.*, CERN-SL-99-034-DI (1999). CNGS webpage, <http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs>.
 [14] A. Bertolin *et al.*, OPERA public note n. 100 (2009).
 [15] A. Chukanov *et al.*, OPERA public note n. 162 (2013).
 [16] J. Yoshida *et al.*, 2013 JINST **8** P02009.
 [17] N. Agafonova *et al.* (OPERA collaboration), *New J. Phys.* **14** (2012) 013026.
 [18] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *JHEP* **11** (2013) 036.
 [19] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Eur.Phys.J.* **C74** (2014) 2986.
 [20] N. Agafonova *et al.* (OPERA collaboration), *JHEP* **07** (2013) 004 [Addendum *ibid.* 1307 (2013) 085].
 [21] T. Fukuda *et al.*, JINST **9** (2014) P12017.
 T. Fukuda *et al.*, JINST **8** (2013) P01023.
 [22] CNGS neutrino flux calculation webpage, <http://www.mi.infn.it/psala/Icarus/cngs.html>.
 [23] D. Autiero, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **139** (2005) 253-259.
 [24] K.A Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* (2014) **38** 090001.
 [25] H. Ishida *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2014) **093C01**.
 [26] A.Longhin, A.Paoloni, F.Pupilli, <http://arxiv.org/abs/1506.08759>
 [27] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Phys. Lett. B* **691** (2010) 138-145.
 [28] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2014) **101C01**.