

大気ニュートリノ振動の発見

ノーベル賞講演

2015年12月8日

梶田隆章

〒277-8582 千葉県柏市柏の葉 5-1-5 東京大学宇宙線研究所

翻訳 奥村公宏 東京大学宇宙線研究所

1. はじめに

ニュートリノは、電子やクォークと同じように素粒子の一種です。電氣的に中性で、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) という3つの種類 (フレーバー) を持ちます。これらは、地球の大気中や太陽の中心など様々な場所で生成されます。ニュートリノは物質と相互作用を生じる確率が非常に小さいため、地球や太陽さえも簡単に通り抜けてしまいます。しかし、ニュートリノはごく稀にですが物質と反応します。荷電カレントと呼ばれる反応をとおして電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノはそれぞれ電子、ミュー粒子、タウ粒子を生成するので、物理学者は生成されるレプトンを観測することでニュートリノのフレーバーを知ることができます。

「標準模型」と呼ばれる素粒子の相互作用の理論は1970年代初めに確立され、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用を非常によく説明できます。しかし、標準模型では、これらの相互作用は一元化されておらず、別々に扱われています。さらに、ニュートリノは質量をもたないとして扱われています。しかし、物理学者たちは、ニュートリノが本当に質量を持たないのかどうか疑問に思ってきました。一方、もしニュートリノに質量があるとするれば、ニュートリノはあるフレーバーから別のフレーバーへと種類を変えることができます。この現象は「ニュートリノ振動」と呼ばれ、牧、中川、坂田 [1] や Pontecorvo [2] によって理論的に予言されています。例えば、ミューニュートリノとタウニュートリノの間でニュートリノ振動が起こっているとします。この2つのニュートリノの間だけで振動する、いわゆる二世代間振動と仮定すると、振動確率は次のように書くことができます。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (eV^2) L (km)}{E_\nu (GeV)} \right) \quad (1)$$

ここで、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ はミューニュートリノがエネルギー E_ν で距離 L を移動してもミューニュートリノのままである確率を示します。 θ はニュートリノ混合角、 Δm^2 はニュートリノ質量の二乗差 $|m_3^2 - m_2^2|$ で表されます。ミューニュートリノが消失するとタウニュートリノが生成されるので、この場合、ニュートリノのフレーバーがミューニュートリノかタウニュートリノのどちらかになる確率は1となります。式 (1) からわかるように、ニュートリノ振動の波長はニュートリノの質量が小さいほど長くなります。

1970 年代後半、強い力、弱い力、電磁気力を統合した新しい理論が提唱されました。これらの理論は、核子と呼ばれる陽子と中性子が 10 の 28 乗年から 10 の 32 乗年の寿命で崩壊することを予言しました。この予言を検証するために、1980 年代初頭からいくつかの陽子崩壊実験が始まりました。これらの実験では、予測された陽子寿命の範囲での陽子崩壊事象を検出するために、約 100 トンから数千トンまでの有効質量をもつターゲットを用いて実験を行いました。神岡核子崩壊実験、通称、カミオカンデは、そのうちのひとつの実験です。

カミオカンデは、 3 千トンの純水（有効質量は約 1 千トン）の水チェレンコフ検出器を用いた実験でした。神岡の茂住鉱山の地下 $1,000$ メートルに設置されました。荷電粒子が相対論的な速度で検出器の水の中を通過すると、チェレンコフ光と呼ばれる非常に弱い光（光子）が放出され、カミオカンデの水槽の内面に設置された光電子増倍管で検出されます。光子は粒子の進む方向に円錐状に放出されるため、検出器壁面にリング状の模様（チェレンコフリング）が形成されます。

2. 大気ニュートリノ異常

1983 年 7 月にカミオカンデ実験が始まり、私は大学院生として、初期段階からこの実験に参加しました。そして、観測されたデータを用いて反ニュートリノと中間子へと崩壊する陽子崩壊を探索する研究を行い、1986 年 3 月に博士号を取得しました。しかし、陽子崩壊の証拠は観測されませんでした。

当時私は、解析ソフトウェアの性能が十分でないために、陽子崩壊事象の信号をその主要なノイズ事象である大気ニュートリノ事象から効率的に選択できていないと感じていました。そこで、博士論文を提出すると同時に、解析ソフトウェアの改良に取り組み始めました。そのソフトウェアの 1 つが、複数のチェレンコフリングがある事象で荷電粒子の種類を特定するものでした。これらの事象のそれぞれのリングについて、それが電子によって作られたのか、または、ミュー粒子によって作られたのかを判定したかったのです。チェレンコフ

リングはしばしば重なり合っているのですが、それらを生成した荷電粒子の種類を特定することは簡単なことではありませんでした。通常、ソフトウェアの性能は、最も単純な条件から最も困難な条件まで、段階を踏んで検証する必要があります。

実際、このソフトウェアは最も単純な条件、すなわちチェレンコフリングが 1 つしかない大気ニュートリノのシミュレーション事象に対して非常にうまく行きました。シミュレーションによって大気ミューニュートリノ（電子ニュートリノ）による反応によって生成されたミュー粒子（電子）は、約 98% の確率で正しく粒子の種類を同定することができました。この結果をもとに、カミオカンデで観測されたデータを用いて、大気ニュートリノ事象のフレーバーを調査しましたが、その結果は奇妙なものでした。ミューニュートリノ事象の数はシミュレーションで予測された数よりもずっと少なかったのです。一方、電子ニュートリノ事象の数にはそのような不一致は見られませんでした。最初は、解析で何か大きな間違いをしたと思いました。そこで、どこで間違いをしたのかを調べるために、データの事象を目視で確認することにしましたが、すぐに解析ソフトウェアは正しく粒子の種類を判別していることに気づきました。予想と反して、「これは単純な問題ではないな」と思いました。シミュレーション、事象選択、事象再構成のいずれかのソフトウェアに、まだ気づいていない深いところに間違いがある可能性が高いと思いました。そして、同僚である瀧田正人氏（現宇宙線研究所教授）と私は、1986 年の暮れから、間違いを見つけるために様々な研究を行いました。

1 年間の研究の結果、深刻な間違いは見つからず、ミューニュートリノの欠損はデータ解析やシミュレーションの問題に大きく依るものではないと結論づけられました。なお、大気中のミューニュートリノと電子ニュートリノのフラックスの比は、その生成過程から、フラックスの絶対値とは無関係に正確に予測することが可能でした。大気中のミューニュートリノと電子ニュートリノは、大気圏内での宇宙線の相互作用によって生成されるパイ中間子の崩壊連鎖で生成されます。パイ中間子はミュー粒子とミューニュートリノに崩壊し、ミュー粒子はその後、別のミューニュートリノと電子ニュートリノと一緒に電子に崩壊します。崩壊で生じたニュートリノはほとんど同じエネルギーを持っているので、宇宙線のフラックス等の詳細にかかわらず、大気中のミューニュートリノと電子ニュートリノのフラックスの比は約 2 になると予想されます。実際、詳細な計算により、ニュートリノのエネルギーが 1 GeV 付近ではこのフラックス比はおおよそ 2 であることが予測されました。1988 年に我々はフラックスの不確かさを見積もったところ、フラックス絶対値の不確かさは 20~30

表 1：カミオカンデで観測された事象数とシミュレーションによる期待値との比較。検出器の観測量は 2.87 キロトン・年。

	カミオカンデでの 観測値	シミュレーションに よる期待値
e-like 事象数 (多くは電子ニュートリノ荷電反応事象)	93	88.5
μ -like 事象数 (多くはミューニュートリノ荷電反応事象)	85	144.0

パーセントでしたが、フラックス比の不確かさは約 5 パーセントでした。これらの予測は、カミオカンデの観測データがフラックス計算の不確かさで説明することが非常に難しいことを示していました。

この結果は 1988 年に論文として発表されました [3]。観測された「ミューニュートリノらしい事象」(μ -like 事象、多くはミューニュートリノ相互作用による)、「電子ニュートリノらしい事象」(e-like 事象、多くは電子ニュートリノ相互作用による)の数を、シミュレーションによる対応する数と比較しました。その比較の結果は表 1 に示しています。なお、シミュレーションの結果は、大気ニュートリノフラックスの計算値を用い、標準的なニュートリノの性質を仮定しましたが、ニュートリノ振動による影響は含んでいません。

これらの考察から、カミオカンデは[3]の論文で、「我々は観測されたデータを、測定における系統誤差や大気ニュートリノフラックスの不確か性によるものでは説明することができない。ニュートリノ振動のようなまだ説明のつかない物理がこのデータを説明するかもしれない。」と結論付けました。実際、私は大きな混合角を持つニュートリノ振動の可能性に大変興奮しました。つまり、ほとんどのミューニュートリノは他のフレーバーのニュートリノと振動しているように見えたのです。当時は、大きな混合角を持つことは一般的に考えられていませんでした。そのため、この結果は私が大気ニュートリノ研究を続ける強いモチベーションとなりました。

その後、別の大きな水チェレンコフ実験である IMB がミューニュートリノ事象の欠損を観測したことを発表しました [4] [5]。カミオカンデはその後、大気ニュートリノの欠損について、データとシミュレーションの両方における μ -like 事象と e-like 事象の比について系統誤差を詳細に評価し、ニュートリノが振動していると仮定した場合に振動パラメータが許容される領域を示した 2 本目の論文を発表しました [6]。その結果、大気ニュートリノデータはニュートリノ振動の可能性を示唆するものでした。しかしながら、ニュートリノ振動はまだ観測データを説明する 1 つに過ぎませんでした。これは、観測された影響が μ -like 事象数と e-like 事象数の比が小さいことのみだったことに一部起因します。実際、カミオ

カンデや IMB で約 1 GeV 以下のエネルギー (sub-GeV) で見られた μ -like 事象の欠損は、検出器の鉛直方向と事象方向がなす角度 (天頂角) にも事象の運動量にも強い依存性を示さなかったのです。

大気ニュートリノのフラックスは、宇宙線フラックスの等方性のために上下方向でほぼ対称になると予測されます。注意として、sub-GeV の大気ニュートリノに対しては、宇宙線フラックスに対する地磁気の影響によって正確には当てはまりませんが、数 GeV のニュートリノのフラックスはほとんど上下対称になります。もしニュートリノの質量が非常に小さいとすると、ニュートリノ振動の波長は 100 キロメートルかそれ以上になる可能性があります。その場合、地下の検出器に到達するまでに通常数 10 キロメートル飛行する鉛直下向きのニュートリノは、その検出器内で反応する前に振動しないかもしれません。一方、鉛直上向きのニュートリノは、約 12,800 キロメートルまで飛行することができるので、別のフレーバーに振動するのに十分な時間があるのかもしれません。したがって、上向きの事象で事象数の欠損を観測し、下向きの事象では観測しないことは、ニュートリノ振動を非常に強く示唆することになります。

1988 年に大気中のミューニュートリノ欠損に関する最初の論文を投稿した直後から、データの中で 1 GeV より大きなエネルギー (multi-GeV) を持つ大気中のミューニュートリノ事象を選び、研究するようになりました。multi-GeV のミューニュートリノ相互作用は、典型的には数 GeV のミュー粒子を生成します。しかし、検出器内で生成された数 GeV ミュー粒子は、検出器を透過して周囲の岩石に抜けることが多く、これを **partially-contained** 事象として選別しました。ミュー粒子とその親ニュートリノとの角度相関は、ニュートリノのエネルギーが増加するにつれて実質的に良くなるので、数 GeV ミュー粒子の天頂角分布はニュートリノの天頂角分布をよく表しているはずでです。そこで私たちは、multi-GeV 事象の天頂角分布について調べました。

大気ニュートリノのフラックスはエネルギーの増加と共に急激に減少するため、カミオカンデでは multi-GeV ミューニュートリノ事象の発生率は年間 20 事象程度であり、統計的に意味のある数を集めるには数年かかりました。最終的に、カミオカンデは 1994 年に multi-GeV 大気ニュートリノデータの研究を発表しました [7]。その結果、 μ -like 事象数は上向き事象の欠損を示し、下向き事象はそのような欠損を示しませんでした。一方、e-like 事象に対応する分布は、上向き事象の欠損を示す証拠を示しませんでした (図 1)。multi-GeV の μ -like と e-like のデータにおける上向き事象と下向き事象の比 (上下比) はそれぞれ

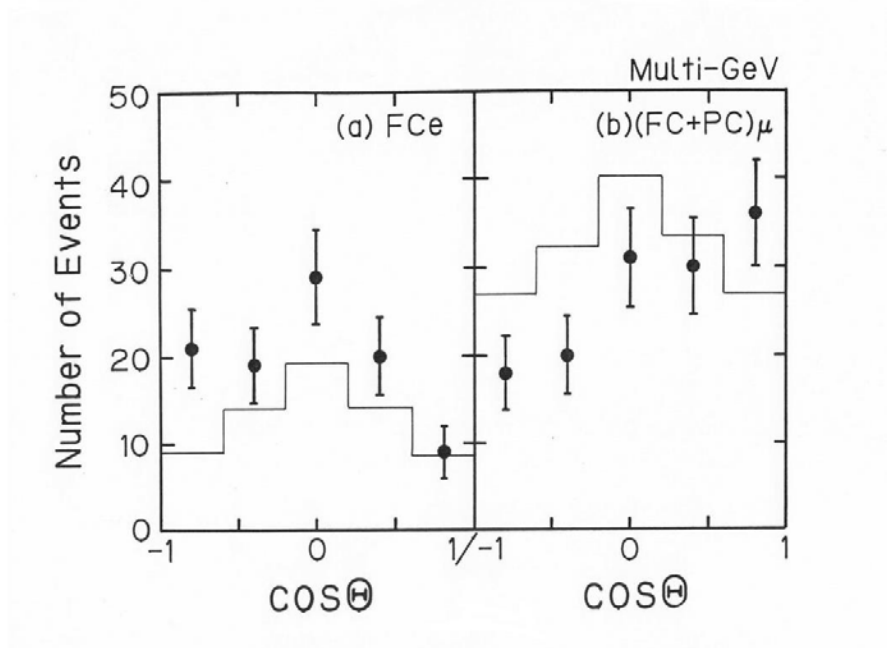


図 1: カミオカンデで観測された数 GeV の (a) e-like および (b) μ -like 事象に対する天頂角分布 [7]。
 実線のヒストグラムは、振動を仮定しない場合の予測された分布を示す。事象数の絶対値には 20% から 30% の不確かさがある。

れ $0.58^{+0.13}_{-0.11}$ と $1.38^{+0.39}_{-0.30}$ でした。 μ -like のデータで観測された上下非対称の統計的有意性は 2.8 シグマに相当しました。つまり、観測された結果が統計的な揺らぎによるものである可能性は 1% 以下でした。これは、ニュートリノ振動で予測されるように、ミューニュートリノの欠損がニュートリノの飛行距離に依存することを初めて示す興味深い観測結果でした。しかしながら、この観測の統計的有意性は決定的と言えるほど強くはなく、さらに大量のニュートリノデータ、すなわち、さらに大きなニュートリノ検出器の必要性が強まりました。

3. ニュートリノ振動の発見

スーパーカミオカンデは、高さ 41.4 メートル、直径 39.3 メートル、総質量 5 万トンの大型円筒形水チェレンコフ検出器です。スーパーカミオカンデは、ニュートリノとの相互作用の詳細を調べる内水槽検出器と、入射または出射する荷電粒子を識別する外水槽検出器の 2 つの部分に分かれています。検出器の有効質量は 22.5 キロトンで、カミオカンデの約 20 倍です。図 2 にスーパーカミオカンデ検出器の模式図を示します。

スーパーカミオカンデは、国際共同研究です。1992年10月、日米の研究グループ間で共同研究協定が結ばれました。カミオカンデやIMBの共同研究メンバーも多数実験に参加しました。スーパーカミオカンデ検出器は、これらの実験の経験をもとに設計され、さまざまな技術的改良が加えられました。2015年現在、7カ国から約120名が共同研究のメンバーとして参加しています。

スーパーカミオカンデ実験は、5年間の検出器建設期間を経て、1996年春に開始されました。スーパーカミオカンデは、カミオカンデよりも大きな有効質量を持つため、カミオカンデの約20倍の速さでニュートリノ事象を集積することができます。さらに、11,200本の光電子増倍管でチェレンコフリングが観測され、ニュートリノ事象の詳細な性質を調べることができます。大気中のニュートリノ反応を解析する方法は、過去の実験で行われた研究により確立されていました。そのため、スーパーカミオカンデでは実験開始当初から、荷電粒子が内水槽検出器から出てこない **fully-contained** 事象と、少なくとも1個の荷電粒子が内水槽検出器から出てくる **partially-contained** 事象を含む様々なタイプの大気ニュートリノ事象を解析しました [8][9]。さらに、検出器下の岩石中でのニュートリノ反応によって引き起こされ、検出器を完全に通過する上向きミュオン事象 [10] と、検出器内で停止する事象 [11] も解析されました。これらの事象タイプのトポロジーや特徴は、互いに大きく異なります。そのため、データの解析には多くの研究者、特に若手研究者の共同作業が不可欠でした。スーパーカミオカンデは、カミオカンデとIMBのものをベースに、シミュレーシ

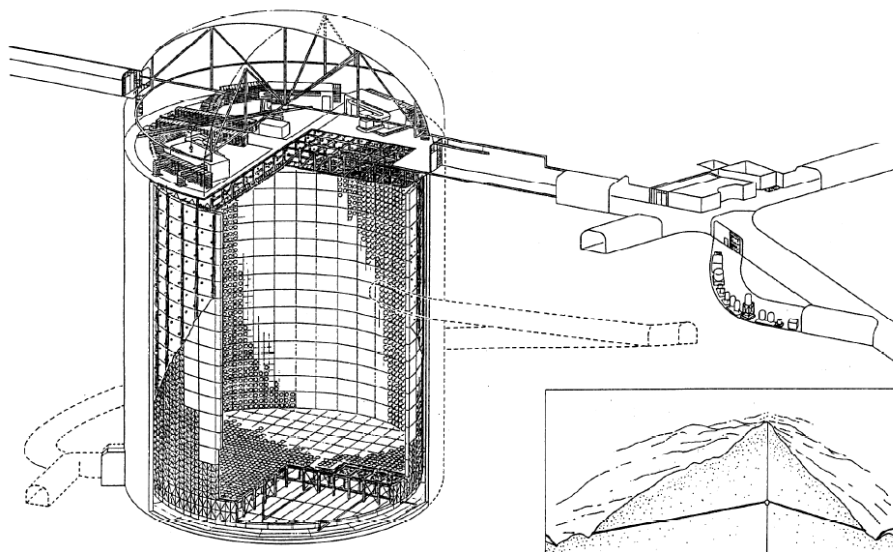


図2：スーパーカミオカンデ検出器の模式図。

ョンと解析プログラムを開発しました。そのため、スーパーカミオカンデは実験開始後、比較的早く信頼性の高い結果を出すことができました。

1998年の春までに、スーパーカミオカンデは535日分のデータを解析しました。これは33キルトン・年の観測量に相当します。全部で5,400の大気ニュートリノ事象があり、これはすでにこれまでの実験のデータセットの数倍になっていました。第18回ニュートリノ物理・天体物理国際会議（Neutrino'98国際会議）で、スーパーカミオカンデは大気ニュートリノ振動の証拠を発表しました [12] [13]。Neutrino'98国際会議で示された天頂角分布が図3に再現されています。図の上と下のパネルは、それぞれ multi-GeV の e-like と multi-GeV の μ -like（fully-contained 事象と partially-contained 事象を合わせたもの）のデータの天頂角分布を示しています。e-like のデータでは統計的に有意な上下非対称性は見られな

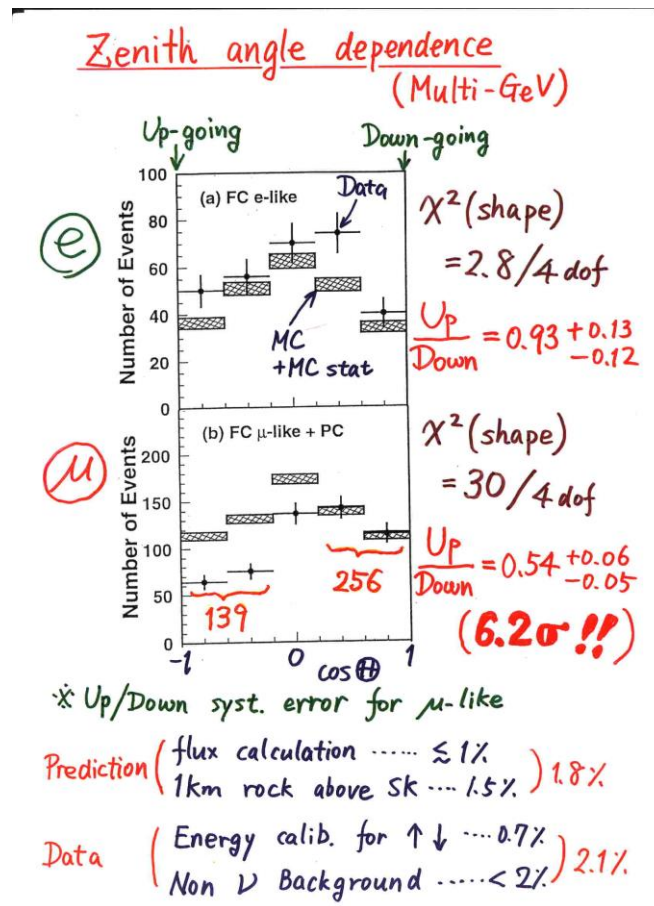


図 3: スーパーカミオカンデ実験グループが第 18 回ニュートリノ物理・天体物理国際会議 (Neutrino'98 国際会議) で発表した multi-GeV 大気ニュートリノ事象の天頂角分布 [12]。

かったが、 μ -like では上向きの事象が明らかに欠損していることが観測されました。その統計的有意性は 6 シグマ以上であり、この欠損は統計的な揺らぎによるものではないことを意味しています。図 4 は、Neutrino'98 国際会議で発表されたスーパーカミオカンデとカミオカンデの振動解析の結果をまとめたものです。2 つの実験から得られたニュートリノ振動パラメータの許容領域は重なっており、データが一貫してニュートリノ振動で説明できることを示しています。スーパーカミオカンデは、これらのデータの解析から、ミューニュートリノは他のタイプのニュートリノに振動し、おそらくはタウニュートリノに振動すると結論づけました。

当時は他に Soudan-2 と MACRO という 2 つの実験が大気ニュートリノを観測していました。Soudan-2 は 1 キロトンの鉄トラッキングカロリメーター検出器で、1989 年からデータを取っていました。この実験により、天頂角に依存したミューニュートリノの欠損が確

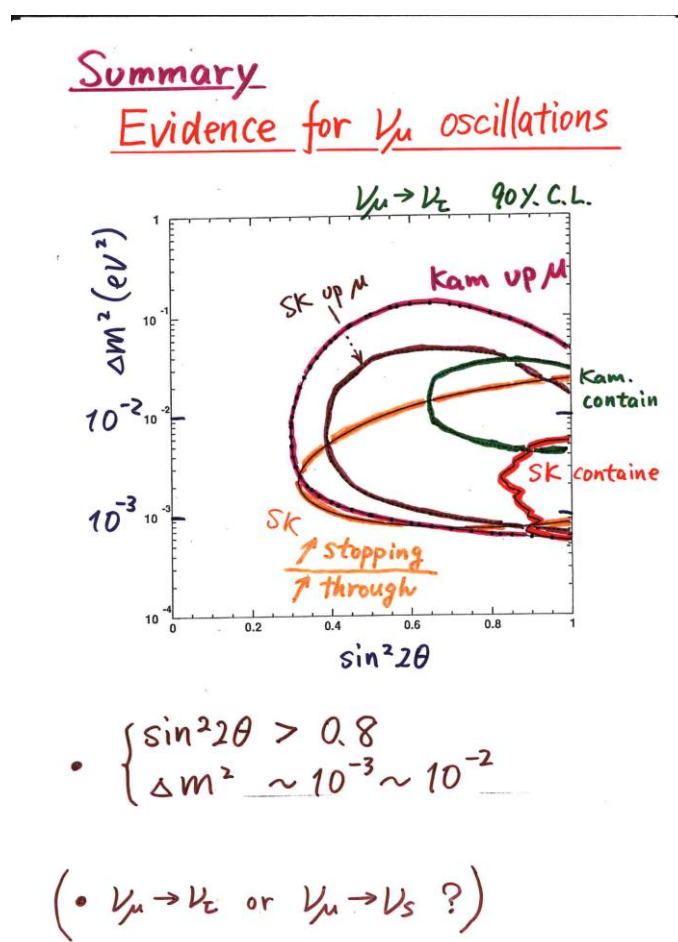


図 4 : Nuetrino'98 国際会議でのスーパーカミオカンデ実験による発表の最終スライド (サマリースライド) [12]。

認められました [14]。同様に、MACRO は地下の大型検出器で、大気ニュートリノ由来の上向きのミュー粒子と **partially-contained** ニュートリノ事象を測定することができました。この実験でも上向きミュー粒子 [15] と **partially-contained** 事象 [16] の両方で天頂角依存の欠損が観測されました。これらの実験の結果はスーパーカミオカンデの結果と全く一致し、その結果、ニュートリノ振動はニュートリノ物理のコミュニティによってすぐに受け入れられました。

4. 最近の研究成果と将来

スーパーカミオカンデのデータは、長距離を飛行した後にミューニュートリノの約 50% が消失することを示し、この効果は一般にニュートリノ振動として解釈されていました。しかし、「ニュートリノの質量二乗差 (Δm^2) とニュートリノ混合角 (θ) の値は?」、「ニュートリノ振動の理論が予測するように、本当にミューニュートリノの消失確率は振動するのか?」、「ミューニュートリノからタウニュートリノへの振動を直接タウニュートリノを検出して確認できるのか?」、など、まだいくつかの未解決の問題が残されていました。これらの疑問には、これまでに実験的に答えが得られています。

4-1 「振動」を観測する

式 (1) に示すニュートリノ振動の式によると、ニュートリノの生存確率は正弦波状になるはずですが、具体的には、あるエネルギーにおいて、確率は L/E_ν (= (距離) / (エネルギー)) のある値で最も小さくなり、2 倍の距離を飛行すると 1 に戻り、さらに長距離ではこのように往復して振動し続けるはずですが、図 3 では、様々な L/E_ν の値を持つ大気ニュートリノ事象が各天頂角の区間に含まれているので、平均化された生存確率だけが観測されます。

スーパーカミオカンデでは、 L/E_ν の値が精度良く決定できる事象のみを用いた専用の解析を行いました。つまり、スーパーカミオカンデはこの解析で、方向が地平線の近くにあるニュートリノ事象をしませんでした。なぜなら、この領域では推定される到達方向が少し変わるだけで、ニュートリノの飛行距離が大きく変化してしまうからです。同様に、この解析では低エネルギーニュートリノ事象をしませんでした。なぜなら、これらのエネルギーでの散乱角は大きく、その結果、推定されるニュートリノ飛行距離の不確かさが大きくなってしまうからです。高 L/E_ν 分解能事象だけを用いて、スーパーカミオカンデは、図 5 に示すように、測定されたミューニュートリノ生存確率が $L/E_\nu = 500$

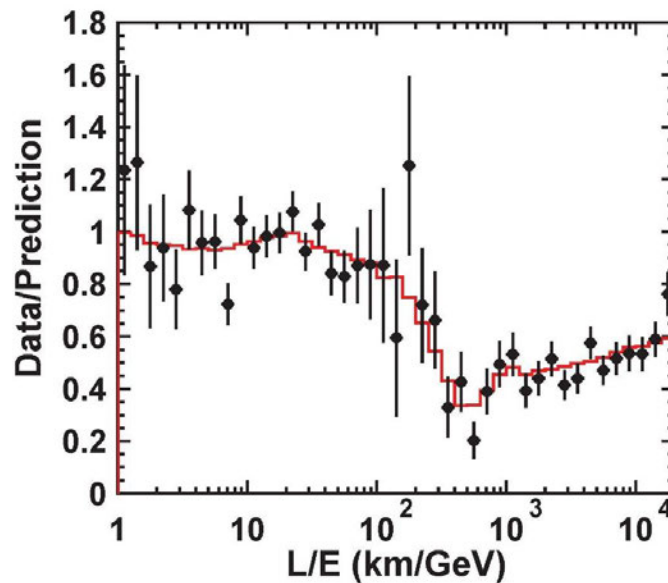


図 5: L/E_ν の関数としてデータと予測の比を表示したスーパーカミオカンデの観測結果 [17]。

km/GeV [17] 近傍で理論的生存確率の最初の最小値に相当する「くぼみ」を有することを示しました。これは、ミューニュートリノの生存確率がニュートリノ振動によって予測される正弦波関数に従うことを示す最初の証拠となりました。

4-2 タウニュートリノ検出

もし大気ニュートリノの振動が本当にミューニュートリノとタウニュートリノの間にあるならば、この振動によって生成されるタウニュートリノの荷電カレント相互作用を観測することができるはずですが。タウニュートリノの荷電カレント相互作用は、典型的にはいくつかのハドロン（そのほとんどはパイ中間子）を伴ったタウレプトンを生成します。タウ粒子の質量が重い ($1.78 \text{ GeV}/c^2$) ため、この相互作用のエネルギー閾値は約 3.5 GeV です。この閾値はかなり高く、これらのエネルギーでの大気ニュートリノフラックスはかなり少ないので、期待される事象発生率は 1 キロトン・年あたり 1 事象程度に過ぎません。したがって、タウニュートリノ荷電カレントの反応率は、全大気ニュートリノ反応率の約 0.5 パーセントに過ぎません。タウ粒子の寿命は 2.9×10^{-13} 秒であることに注意する必要があり、したがって大気ニュートリノ反応で生成されたタウ粒子はほとんどすぐいくつかのハドロンとニュートリノに崩壊してしまいます。したがって、典型的なタウニュートリノ反応では、最終的に多くのハドロンが生成されます。しかし、高エネルギーの中性カレント反応

でも多くのハドロンが生成されます。したがって、これらのバックグラウンドのために、水チェレンコフ検出器でタウニュートリノの事象を探索することは複雑になります。

それにもかかわらず、スーパーカミオカンデは、検出器内で生じた荷電カレント相互作用によるタウニュートリノ事象を探索しました。この探索は、様々な運動学的変数とニューラルネットワークを含む高度な統計手法を用いて行われました [18]。図 6 はタウニュートリノ候補事象の天頂角分布を示しています [19]。このような高度な手法を用いても、最終的なサンプルには多くの背景事象が残っています。しかし、背景事象だけでは説明できない過剰な上向き事象が存在します。様々な系統的な不確かさを考慮した後の過剰事象の有意性は、3.8 シグマです [19]。これらのデータは、確かに大気ミューニュートリノからタウニュートリノへの振動によるタウニュートリノの出現と矛盾しません。

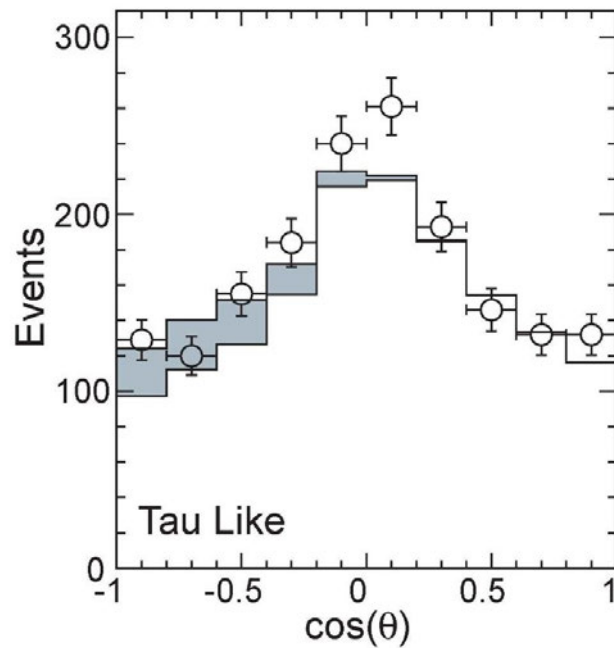


図 6: スーパーカミオカンデで観測されたデータから選別したタウニュートリノらしい事象 (τ -like) の天頂角分布 [19]。図中の丸とエラーバーはデータを示す。実線のヒストグラムは、ミューニュートリノからタウニュートリノへの振動を含むが、タウニュートリノ荷電カレント相互作用を含まないモンテカルロシミュレーションの結果を示している。灰色のヒストグラム部分は、タウニュートリノ相互作用を含むフィット結果を示しています。

4-3 データアップデートとニュートリノ質量および混合角

2015年現在、スーパーカミオカンデは約5,000日分のデータを取得しており、1998年に比べておよそ10倍のデータセットが既に得られていることになります。図7は、これらの事象の天頂角分布を示しています。1998年のデータ（図3）に比べて、データサンプルの統計誤差が大幅に改善されていることがわかります。これらの事象を用いてニュートリノ振動パラメータが測定され、そのデータはニュートリノ質量二乗差 (Δm^2) が約 0.0024 eV^2 であることを示しています。ニュートリノの質量が縮退していないと仮定すると、最も重いニュートリノの質量は約 0.05 eV で、これは電子の質量の1000万分の1（またはトップクォークの質量の1兆分の1以下）に相当し、ニュートリノの質量は他の素粒子の質量に比べて極めて小さいことが示唆されます。これらの極めて小さなニュートリノの質量は、シーソー機構によって自然に説明され [20] [21] [22]、小さなニュートリノの質量が極めて高いエネルギースケールでの物理に関係していることを意味しています。

測定された混合角は $\sin^2 2\theta = 1.0$ である最も混合している状態と矛盾しません。1998年に行われた測定と比較すると、これらのパラメータはより正確に決定されています。ニュートリノの混合角はクォークの混合角と非常に異なっていることに注意してください。例えば、 $\sin^2 2\theta \sim 1.0$ は混合角 θ が約 45 度に対応し、一方類似のクォーク混合角は約 2.4 度に過ぎません。ニュートリノ振動が発見されるまでは、この違いは予想されていませんでした。実際、これらの混合角の違いは、クォークとレプトン間の深い関係を理解するためのヒントを与えてくれるかもしれません。

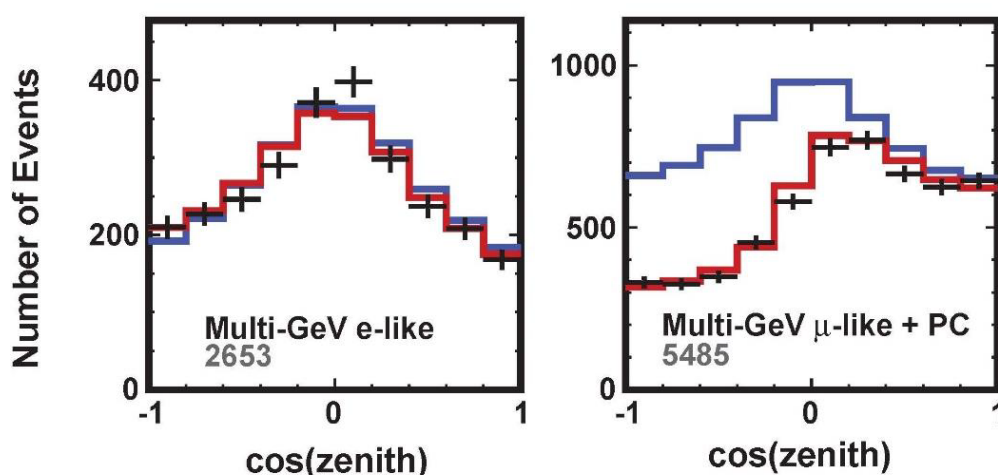


図7：2015年にスーパーカミオカンデで観測された multi-GeV の e-like (左) と μ -like (右) の大気ニュートリノ事象の天頂角分布。

4-4 ニュートリノ振動実験：過去、現在、そして未来

これまで議論したように、1990年頃の大気ニュートリノ実験からの初期のデータにおけるミューニュートリノ事象の欠損は、後続世代の実験によって1998年にニュートリノ振動の影響であることが確認されました。大気ニュートリノのフラックスは広いエネルギースペクトルを持ち、また広い範囲の経路長のニュートリノに対するデータを供給することに注意してください。これらの特徴によって、同様に広い Δm^2 の範囲でニュートリノ振動を調べることが可能になり、実際、ニュートリノ振動の発見につながったのです。

初期の大気ニュートリノ観測データとニュートリノ振動の発見は、加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験の動機付けとなりました。長基線ニュートリノ振動実験では、ニュートリノビームは加速器で生成され、一定距離離れた検出器で観測されるので、ニュートリノの飛行距離は1つの値に固定されます。また、大気ニュートリノフラックスは電子ニュートリノ、反電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、および、反ミューニュートリノの混合物であるのに対し、そのような実験のビームは高い純度のミューニュートリノ（または反ミューニュートリノ）であることに注意する必要があります。これらの理由から、長基線実験は精密な測定を行うのに適しています。

第一世代の長基線実験は2000年代に実施されました。K2KとMINOSはこの世代の実験で、ニュートリノ振動現象を確認し、ニュートリノ振動パラメータを独立に測定しました [23] [24]。OPERAもこの世代の長基線実験であり、ニュートリノ振動によって発生したタウニュートリノの相互作用によって生成されたタウレプトンを観測しました [25]。

ニューミュートリノとタウニュートリノ間の振動は、長基線ニュートリノ実験と大気ニュートリノ実験の両方によってよく研究されています。したがって、振動研究の次の段階として、3世代（フレーバー）振動効果に焦点を当てます。この目標を実現するための最初のステップは、混合角 θ_{13} を確立することでした。いくつかの原子炉ニュートリノ実験（Daya Bay、RENO、Double-Chooz）や長基線実験（T2K、NOvA）が、このパラメータの証拠を探すために行われました。これらの実験では、 θ_{13} を発見し、測定しています [26] [27] [28] [29] [30]。

太陽ニュートリノ実験 [31] と長基線原子炉ニュートリノ実験（KamLAND） [32] による測定を含めて、3世代ニュートリノ振動の枠組みにおける全ての混合角（ θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} ）とニュートリノ質量の二乗差（ Δm_{12}^2 、 $\Delta m_{23(13)}^2$ ）の絶対値が測定されてきました。1998年以来、ニュートリノ振動に対する我々の理解が飛躍的に進歩したことは明らかです。しかし、まだ未測定のもの、しかし将来のニュートリノ振動実験で調べるべき重要なパラメータが残

っています。特に、ニュートリノ質量の大きさの順序（階層性）の測定と、ニュートリノ振動における CP 対称性の破れの可能性の確立は、今後の実験が目指している測定項目です。ニュートリノ質量の階層性は通常、 $m_{\nu_1} < m_{\nu_2} < m_{\nu_3}$ と仮定されます。実際、我々は太陽ニュートリノの測定を通して、 $m_{\nu_1} < m_{\nu_2}$ であることを知っています。しかしながら、 ν_3 が最も重いニュートリノ質量状態であるかどうかはまだ分かっていません。これは測定されなければなりません。もしニュートリノ振動で CP が破れていれば、ミューニュートリノから電子ニュートリノへと、反ミューニュートリノから反電子ニュートリノへと振動する確率は同じではないでしょう。ニュートリノ振動で CP 対称性の破れを発見することは、宇宙のバリオン非対称性についての我々の理解に大きな影響を与える可能性があります [33]。したがって、これらの性質を測定するために、いくつかの長期線ニュートリノ振動実験 [34] [35]や、大気ニュートリノ [36] [37] [38]、および、原子炉ニュートリノ [39] [40]を用いた実験が現在計画されているか建設が進行中です。ニュートリノ振動実験が、素粒子や宇宙そのものをより深く理解するために基本的に重要な結果を生み出し続けることを期待しています。

まとめ

1988年にカミオカンデによって、大気ニュートリノのフラックスに予想外のミューニュートリノの欠損が観測されました。当時はニュートリノ振動がこのデータを説明する可能性があると考えられていました。その後、1998年にスーパーカミオカンデが大気ニュートリノの研究を通してニュートリノ振動を発見し、ニュートリノに質量があることを立証したのです。この発見の興奮に最初から携わることができた私は、非常に幸運だったと思っています。

ゼロでないニュートリノ質量の発見は、素粒子物理学の標準模型を超える物理、特に素粒子相互作用の大統一など非常に高いエネルギースケールでの物理を研究するための扉を開きました。同時に、ニュートリノ自体にもまだ多くの観測すべき点が残っています。ニュートリノの研究が進めば、宇宙における物質の起源など、自然を理解する上で根本的に重要な情報を与えてくれるかもしれません。

謝辞

カミオカンデとスーパーカミオカンデの共同実験研究者に感謝します。特に、小柴昌俊氏と戸塚洋二氏には、私の研究キャリアを通じて、継続的な支援と励ましをいただいたことに

感謝します。さらに、以下の方々の貢献にも感謝します。Ed Kearns は、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの解析について、長年にわたり私と一緒に研究してくれました。瀧田正人氏、金行健治氏はカミオカンデの解析の際に一緒に仕事をしてくれました。戸塚洋二氏、鈴木洋一郎氏、中畑雅行氏はスーパーカミオカンデの実験をリードしてきました。Hank Sobel と Jim Stone はスーパーカミオカンデの米国での取り組みをリードしてくれています。中村健三氏と鈴木厚人氏は、スーパーカミオカンデの初期に非常に重要な役割を果たしました。多くの若いスーパーカミオカンデの共同研究者の努力は、ニュートリノ振動の発見にとって不可欠でした。また、ニュートリノフラックスの計算を行った本田守広氏に感謝します。

最後に、スーパーカミオカンデは神岡鉱業株式会社に謝意を表します。スーパーカミオカンデは、日本の文部科学省、米国エネルギー省、米国国立科学財団から提供された資金により建設、運営されています。これらの研究の一部は、大韓民国、中華人民共和国、EU、日本、カナダの様々な研究資金助成機関の支援を受けています。

参考文献

- [1] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870-880.
- [2] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53** (1967) 1717-1725 [Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984-988].
- [3] K. Hirata *et al.*, Phys. Lett. B **205** (1988) 416-420.
- [4] D. Casper, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2561-2564.
- [5] R. Becker-Szendy, *et al.*, Phys. Rev. D **46** (1992) 3720-3724.
- [6] K. S. Hirata, *et al.*, Phys. Lett. B **280** (1992) 146-152.
- [7] Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Lett. B **335** (1994) 237-245.
- [8] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B **433** (1998) 9-18.
- [9] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B **436** (1998) 33-41.
- [10] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **82** (1998) 2644-2648.
- [11] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B **467** (1999) 185-193..
- [12] Takaaki Kajita, for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations, talk presented at the 18th International Conference in Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino'98), Takayama, Japan, June 1998: Takaaki Kajita (for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations), Nucl. Phys. Proc. Suppl. **77**

- (1999) 123-132.
- [13] Y. Fukuda, *et al.* (Super-Kamiokande collaboration), Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562-1567.
- [14] W. W. M. Allison, *et al.*, (Soudan-2 collaboration), Phys. Lett. B **449** (1999) 137-144.
- [15] M. Ambrosio, *et al.* (MACRO collaboration), Phys. Lett. B **434** (1998) 451-457.
- [16] M. Ambrosio, *et al.* (MACRO collaboration), Phys. Lett. B **478** (2000) 5-13.
- [17] Y. Ashie, *et al.* (Super-Kamiokande collaboration), Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801.
- [18] K. Abe, *et al.*, (Super-Kamiokande collaboration), Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 171801.
- [19] K. Abe, *et al.*, (Super-Kamiokande collaboration), Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 181802.
- [20] P. Minkowski, Phys. Lett. B **67**, (1977) 421-428.
- [21] T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe, edited by O.Sawada and A.Sugamoto (KEK Report No. 79-18) (1979) p.95-98.
- [22] M. Gell-mann and P. Ramond, and R. Slansky, in Supergravity, edited by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North-Holland, Amsterdam) (1979) p.315-321.
- [23] E. Aliu, *et al.* (K2K collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, (2005) 081802.
- [24] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 131802.
- [25] N. Agafonova, *et al.* (OPERA collaboration), Phys. Rev. D **89** (2014) 051102.
- [26] F. P. An, *et al.* (Daya Bay collaboration), Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 171803.
- [27] J. K. Ahn, *et al.* (RENO collaboration), Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 191802.
- [28] Y. Abe, *et al.* (Double Chooz experiment), Phys. Rev. D **86** (2012) 052008.
- [29] K. Abe, *et al.* (T2K collaboration), Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 041801.
- [30] P. Adamson, *et al.* (NOvA collaboration), arXiv :1601.05022.
- [31] A. McDonald, Nobel Lecuture (2015).
- [32] K. Eguchi, *et al.* (KamLAND collaboration), Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802.
- [33] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174**, (1986) 45-47.
- [34] DUNE collaboration, Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 1 to 4, arXiv:1512.06148, arXiv:1601.02984, arXiv:1601.05471, arXiv:1601.05823.
- [35] K. Abe, *et al.* (Hyper-Kamiokande working group), arXiv:1109.3262.
- [36] M. S. Athar, *et al.* (INO Collaboration), "India-based Neutrino Observatory: Project Report," INO-2006-01.
- [37] M. G. Artsen, *et al.* (IceCube PINGU collaboration), arXiv:1401.2046.
- [38] V. Van Elewyck (for the KM3NeT collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **598** (2015) 1, 012033.
- [39] Z. Djurcic *et al.* (JUNO collaboration), arXiv:1508.07166.

[40] S. B. Kim, Nucl. Part. Phys. Proc. **265-266** (2015) 93-98

訳者追記：編集委員会の要望により本論文に参照されている実験について、実験名称、場所、検出器、観測時期などを訳者の方でまとめた表を下記に記す。計画中または建設中の実験は2023年時点のものである。年代は全て西暦である。

大気ニュートリノ実験

名称	場所 (国名)	検出器	実験期間
カミオカンデ [3,6,7]	日本	水チェレンコフ	1983 ~ 1996
IMB [4,5]	米国	水チェレンコフ	1982 ~ 1991
Soudan-2 [14]	米国	鉄トラッキングカロリメータ	1989 ~ 2000
MACRO [15,16]	イタリア	シンチレーションチェンバー	1989 ~ 2000
スーパーカミオカンデ [8-13,17-19]	日本	水チェレンコフ	1996 ~

長基線ニュートリノ振動実験

名称	距離	ビーム生成場所	観測場所	実験期間 (*)
K2K [23]	250km	KEK (茨城県つくば市)	岐阜県飛騨市神岡	1999 ~ 2004
MINOS [24]	735km	Fermi Lab (米国)	米国ミネソタ州	2005 ~ 2016
OPERA [25]	730km	CERN (スイス)	イタリア Gran Sasso	2008 ~ 2012
T2K [29]	295km	J-PARC (茨城県東海村)	岐阜県飛騨市神岡	2010 ~
NOvA [30]	810km	Fermi Lab (米国)	米国ミネソタ州	2014 ~

(*) MINOS の実験期間はニュートリノビーム照射開始からとした。

原子炉ニュートリノ実験

名称	場所 (国名)	検出器	実験期間
KamLAND [32]	日本	液体シンチレータ	2002 ~
Daya Bay [26]	中国	液体シンチレータ	2011 ~ 2020
RENO [27]	韓国	液体シンチレータ	2011 ~
Double Chooz [28]	フランス	液体シンチレータ	2010 ~ 2017

計画中または建設中の実験

名称	場所 (国名)	検出器	実験開始予定
ハイパーカミオカンデ [35]	日本	水チェレンコフ	2027
DUNE [34]	米国	液体アルゴン TPC	2030 初頭
KM3NeT [38]	ヨーロッパ (地中海)	水チェレンコフ	計画中
JUNO [39]	中国	液体シンチレータ	2024

本記事は、Discovery of Atmospheric Neutrino Oscillations, Nobel Lecture, December 8, 2015 by Takaaki Kajita in “The Nobel Prizes, Les Prix Nobel 2015” published by Science History Publications/USA, 2016, pp.7-23 を、The Nobel Foundation と梶田隆章氏から許可をもらい、奥村公宏氏に翻訳していただいたものである。

素粒子論研究編集委員会