総 説

ニュートリノ

—スーパーカミオカンデを用いたニュートリノ観測と振動研究について—

早戸良成[†]

東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設
506-1205 岐阜県飛騨市神岡町東茂住456

[†] hayato@icrr.u-tokyo.ac.jp

非常に軽く、また、反応性も弱いため、その性質に謎が多かったニュートリノだが、1998年の大気ニュートリノ振動発見以来、質量の有無をはじめ、その性質が徐々に明らかになってきた。本稿では、これまでわかったニュートリノの性質について、ならびに、スーパーカミオカンデを中心とした近年の実験がどのようにその解明を行ってきたかについて概説する。また、いまだ残された謎についても簡単に触れる。

Key Words: neutrino, neutrino oscillations, particle physics, astroparticle physics

2015年、「ニュートリノ質量の存在を示すニュートリノ振動の発見」により、梶田とマクドナルドがノーベル物理学賞を受賞したことは記憶に新しい。ニュートリノの性質は、長い年月をかけ徐々に明らかになってきたが、いまだ不明な点も多い。本稿では、ニュートリノがどのような粒子であるかについて、特にスーパーカミオカンデを用いたニュートリノ観測実験を中心に概説、残された謎についても簡単に触れたい。

1. はじめに —ニュートリノとは—

ニュートリノの存在は、原子核崩壊を研究していたパウリによって1930年に予言された。当時から β 崩壊から放出される電子のエネルギーは一定値とならず、二体崩壊の場合のエネルギーを最大値とした連続スペクトラムとなることが知られていた。パウリはこれを説明するため、「電荷を持たず、物質との相互作用が弱く、また、質量はゼロか非常に軽い粒子」の存在に思い至った。しかし、その粒子が実験的に観測されるまでには長い時間がかかり、原子炉からの反電子ニュートリノ観測をライネスとカ

ワンが報告したのは1956年のことであった¹⁾。彼らは、液体シンチレータにカドミウムを溶かした検出器を用い、遅延同時計測法と呼ばれる手法により原子炉からの反ニュートリノを同定した。具体的には、検出器内で反電子ニュートリノと陽子が反応して生成した陽電子を観測する他、カドミウムが生成した中性子の捕獲時に放出する数MeVの γ 線も検出したのである。この手法は現在でも多くの実験で用いられている。1960年代には、加速器を用いて生成したニュートリノ中に、電子ニュートリノとは異なるニュートリノ (μ ニュートリノ) が存在することをレーダーマン・シュバルツ・スタインパーガーが発見、ニュートリノに複数の種類があることもわかった²⁾。こののちの研究を通して素粒子物理学の理解が進み、徐々にニュートリノの性質が明らかになってきた。これを簡単にまとめると、

- (1) 電荷を持たない。
- (2) スピンは1/2 (フェルミ粒子) で、左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノのみが観測されている。
- (3) 弱い相互作用しかおこさず、物質との相

相互作用が非常に弱い。

- (4) 弱い相互作用の反応性が異なる3種類が存在し、それぞれ電子ニュートリノ (ν_e), μ ニュートリノ (ν_μ), τ ニュートリノ (ν_τ) と呼ばれる。
- (5) 質量が非常に小さい。
- (6) 弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態が大きく混合している。

ということになる。

現在の素粒子物理学において、ニュートリノは最も基本的な粒子である「素粒子」の一つと位置付けられている。素粒子には、陽子や中性子など核子を構成するクォーク、電子やニュートリノなどのレプトン、力を伝えるゲージ粒子、そして、質量に関わるヒッグス粒子がある(図1)。

クォークには、陽子や中性子を構成するu, dを含め6種類のフレーバーが存在する。u, c, tは+2/3の電荷を持ち、d, s, bは-1/3の電荷を持つ。また、uとdを第一世代、cとsを第二世代、tとbを第三世代と呼び、上の世代ほど質量が大きくなる。レプトンには、-1の電荷をもつ荷電レプトンとして電子(e), μ 粒子, τ 粒子の3種類のフレーバーが、中性レプトンであるニュートリノにも同様に3種類のフレーバーが存在し、クォークと同様に世代数は3となっている。荷電レプトンについても上の世代ほど質量が大きいが、ニュートリノについては世代と質量の関係は明らかになっていない。

素粒子間に働く力としては、「強い力」、「弱い力」、「電磁気力」、「重力」の4種類が知られている。これらの力はゲージ粒子と呼ばれる粒子によって媒介され、それぞれの力に応じたゲージ粒子が存在する。強い力はクォーク間に働く力であり、グルーオンと呼ばれる粒子によって媒介され、量子色力学(QCD)と呼ばれる理論によって記述することができる。陽子や中性子が集まって原子核を形成できるのもこの力による。電磁気力は光子が媒介し、クォークや荷電レプトンなど電荷を持つ粒子の間に働く。弱い力は電荷を持つ $W^\pm$ 及び中性の Z^0 と呼ばれるゲージ粒子によって媒介され、ニュートリノを含むすべての素粒子間で働く。WやZの質量は陽子の80~90倍と非常に重く、弱い力の到達距離は 10^{-16} cm程度と非常に短い。各フレーバーのニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) はWを交換する「荷電カレント反応」を起こした時、それぞれ電子, μ 粒子, τ 粒子を生成し、他の種類の荷電レプトンを生成することはない。また、Zが交換される「中性カレント反応」においてもニュートリノのフレーバーは反応の前後で変化しない。弱い力は電磁気力とあわせて一つの枠組みの中で記述できることが、グラシウ、ワインバーグ、サラムにより明らかにされている(電弱統一理論)。

電弱統一理論とQCDをあわせることで素粒子の標準模型が作られ、ほぼすべての素粒子実験の結果を非常に精度よく再現することに成功してきた。標準模型ではニュートリノは左巻きのみが存在し、その質量は0とされている。しかし、1998年のニュートリノ質量の発見により、その拡張が必須であることが初めて実験的に示された。

パウリの時代から、ニュートリノの質量は非常に小さいことは知られていた。これは 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である。ニュートリノ質量を β 崩壊から生成する電子の最大のエネル

図1 素粒子一覧©higgstan.com (Color online)

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た。しかし、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。2016年現在、トリチウム崩壊を用いニュートリノ質量を直接測定しようとするKATRIN実験*が準備されており、数年以内の実験開始を目指している。この実験では、ニュートリノ質量が0.3eV程度までであれば測定できると期待されている。このように、ニュートリノ質量の絶対値はいまだ測定できていないが、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0でないことが明らかになった。ニュートリノフレーバー間の振動現象が質量の有無にどう関係しているかについては、3章で説明する。

2. 様々なニュートリノ

ニュートリノは宇宙初期から現在にいたるまで大量に生成されており、その数からすれば宇宙で最もありふれた粒子と言える。宇宙創成期に生成されたニュートリノは現在も 1cm^3 あたり300個程度が宇宙を漂っていると考えられている。恒星の熱源は核融合反応であることが知られているが、ここでも大量のニュートリノが生成されている。最も身近な恒星である太陽からは 1cm^2 あたり1秒間に660億個のニュートリノが地球に到達している。巨大な星が最期に起こす超新星爆発においてもやはり大量のニュートリノが生成、爆発エネルギーの約99%がニュートリノによって持ち去られると考えられている。宇宙を飛び交う高エネルギーの陽子やヘリウム原子核など一次宇宙線と呼ばれる粒子は、地球の大気に衝突したとき π 粒子などを生成するが、これらは崩壊する時に「大気ニュートリノ」を生成している。また、地球内部では核分裂反応によって地熱が発生しているが同時に「地球ニュートリノ」も生成しており、既にその観測も報告されている。これら自然を源と

するもの以外に、原子炉では反ニュートリノが生成されている。また、ニュートリノ実験では加速器を用いて高エネルギーの陽子を生成、これを標的に衝突させることで大量のニュートリノを生成している。以下ではスーパーカミオカンデにおいて観測される、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ及び加速器ニュートリノについてももう少し詳しく説明する。

2.1 太陽ニュートリノ

太陽では、主に図2に示すようなp-pチェーンと呼ばれる核融合反応によってエネルギーが生成され、このとき電子ニュートリノも作られている。

これらの過程で発生するニュートリノは、図3

図2 太陽内部で発生している主要な核融合反応

図3 太陽ニュートリノのエネルギースペクトラム ©APS Bahcall, Serenelli, and Basu, *ApJ*, **621**, L85 (2005) (Color online)

* <http://www.katrin.kit.edu>

に示すように、最高で20MeV程度まで広がるエネルギー分布を持つと考えられる。

太陽ニュートリノは、アメリカで1968年にデイビスらによって初めて観測され³⁾、その後、日本のカミオカンデ⁴⁾、イタリア⁵⁾、ロシア⁶⁾などでも観測が行われた。これらの実験で観測されたニュートリノ数は、太陽モデルから予想された強度の1/3~1/2と大幅に少なかった。このかい離は太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、原因が太陽モデルにあるのか、ニュートリノ振動などニュートリノの性質によるものかという議論が長く続いた。最終的に、減少の原因がニュートリノ振動によると確定するには、1990年代後半以後行われた日本のスーパーカミオカンデ実験⁷⁾、カナダのSNO実験⁸⁾、及び原子炉反ニュートリノを用いたKamLand実験⁹⁾の結果まで待つ必要があった。

2.2 大気ニュートリノ

宇宙を飛び交う高エネルギーの陽子やヘリウム原子核などの一次宇宙線が、大気中の窒素や酸素に衝突すると、 π 、Kメソンなどの粒子を生成する。これらのメソンは空中を飛行中に崩壊し、多くは μ 粒子と ν_μ となる。 μ 粒子はさらに崩壊して電子、 ν_e と ν_μ を生成する（簡単のため粒子、反粒子の区別なく表記している）。これを模式的に表したのが図4である。大半の μ 粒子が地表に到達する前に崩壊する低エネルギー領域においては、 ν_μ と ν_e の比率は2:1となることが期待され、高エネルギーになるにつれ ν_μ の比率が高まると予想される。

神岡で期待される大気ニュートリノ流量を精密に計算した結果得られたエネルギースペクトラム¹⁰⁾は図5のようになる。ニュートリノ流量は数百MeVで最大となり、高エネルギーになるにしたがって急速に減少してゆく（図の縦軸は流量にエネルギーの3乗を乗じてあることに注意）。大気ニュートリノは地球上のどこでも生成するため、特に数GeV以上では天頂へ向うニュートリノと天頂から降ってくるニュー

図4 大気ニュートリノ生成の模式図©Kamioka Obs., ICRR, U-Tokyo (Color online)

図5 神岡において期待される大気ニュートリノフラックス量の計算結果 (M. Honda et al.¹⁰⁾) ©APS (Color online)

トリノの上下対称の分布を持つことが期待されている。なお、低いエネルギー側では地磁気によって一次宇宙線の大気中への入射が阻まれるため、上下分布は対称から若干のずれが生じ、地球上の観測点によってその分布は異なる。

2.3 加速器ニュートリノ

加速器を用いてニュートリノを生成するため

に用いられる一般的な過程は、大気ニュートリノの生成と同一である。加速器で加速した陽子を生成標的に衝突させ、ここで生成した π , K メソンを真空かヘリウムで満たされた崩壊領域に導き、これらの崩壊から生成するニュートリノを用いる。主に π からの崩壊によって μ 粒子と ν_μ が生成され、 ν_e が μ 粒子の崩壊により生成する(図4)。このため、崩壊領域の長さにもよるが一般に ν_e の生成数は少ない。生成標的としてはアルミ、ベリリウムなどの軽金属や、炭素などが用いられる。標的に陽子をあてた時、メソンは様々な角度に放出されるため、その崩壊から生成するニュートリノも分散してしまう。生成したニュートリノの方向をできるだけ揃えるためには、強力な磁場を発生することが可能な電磁ホーンと呼ばれる特殊なパルス型電磁石を用いメソンを収束する。必要とされる磁場が非常に大きいことから、陽子が加速器からとりだされる前後にだけ200~300kA程度の大電流を印加する。さらに電磁ホーンを用いることにより、ニュートリノと反ニュートリノどちらを生成するかについても決定することも可能となる。たとえば、 π^+ を収束させれば、 μ^+ と ν_μ に崩壊するためニュートリノが生成し、 π^- を収束させれば μ^- と $\bar{\nu}_\mu$ となり反ニュートリノが生成するためである。生成するニュートリノのエネルギーは、メソンを収束させた方向で観測する場合、用いる陽子ビームのエネルギーに比して大きくなる。近年の加速器長基線ニュートリノ振動実験では、振動確率を大きくするため、検出器を収束方向から若干ずらすオフアクシス法¹¹⁾を用いてエネルギーを調整して実験に最適化している。

3. ニュートリノの質量とニュートリノ振動

ニュートリノのフレーバーは弱い相互作用で生成される荷電レプトンによって決まる(弱い相互作用の固有状態)。しかし、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測からは、ニュートリノのフレーバーが飛行中に変化

していることがわかった。弱い相互作用の固有状態は変化しないとすれば、何らかの説明が必要となる。弱い相互作用の固有状態はそれぞれ固有の質量を持つ必要はないため、複数の質量状態の重ね合わせであっても構わない。そうすると、生成時にある一つの弱い相互作用の固有状態だったとしても、空間を移動するとき、質量の異なる固有状態はそれぞれ異なった波長を持って伝わる。よって、移動後には弱い相互作用の固有状態が混ざった状態となってしまう。すなわち、移動後には生成時と異なるフレーバーが観測される可能性が出てくる。いま、ニュートリノの弱い相互作用の固有状態を ν_e, ν_μ, ν_τ 、質量の固有状態を ν_1, ν_2, ν_3 と書くことにすると、これら二つの関係はユニタリー行列 U_{PMNS} (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata matrix)によって関係付けられ、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = [U_{\alpha i}] \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix},$$

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13}e^{i\delta} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

とあらわすことができる。最初の式中の α は弱い相互作用の固有状態(e, μ, τ)を示し、 i は質量の固有状態(1, 2, 3)を示す。また、 S_{ij} は $\sin\theta_{ij}$ の、 C_{ij} は $\cos\theta_{ij}$ の略記である。ここで θ_{ij} は混合角と呼ばれるパラメータで、弱い相互作用と質量相互作用の固有状態の混ざり具合を示すパラメータとなる。もし θ_{ij} が 0° であれば混合はおきておらず、 45° であれば最大限混ざっていることになる。複素位相 δ は荷電共役・パ

リティ変換 (CP変換) に対して符号を入れ替えるパラメータであり、もしもこの値が0や π でない場合にはCP対称性が破れていることを意味する。次に、質量の固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の質量を m_1, m_2, m_3 とする。簡単のため、ニュートリノ振動が二つの質量状態 i と j の間で起こっているときについて振動確率を書き下すと

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_j) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} L\right)$$

となる。ここで θ は混合角を、 L は飛行距離を、 $\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$ をあらわす。 Δm^2 の単位として eV^2 、 E の単位として GeV 、 L の単位として km を用いれば、

$$\frac{\Delta m^2}{4E} L = 1.27 \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2)}{E (\text{GeV})} L (\text{km})$$

となる (当然だがエネルギーとして MeV 、距離として m の組み合わせでも同じ係数になる)。この式からあきらかなように、質量が異なる場合にニュートリノの振動がおき、質量が同じ場合 (ともに0の場合を含む) にはおこらない。また、混合角が0または π の場合にもおこらない。逆に、ニュートリノ振動が観測されたならば、振動確率を飛行距離及びニュートリノエネルギーの関数として測定することで、ニュートリノ振動のパラメータである質量の二乗差と混合角を測定することが可能となる。遠距離を飛んだニュートリノは非常に速く振動しており、平均の振動確率は0.5となる。実際のニュートリノは3世代だが、太陽ニュートリノや原子炉反ニュートリノによって測定がなされた $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ は $7.54_{-0.26}^{+0.22} \times 10^{-5} \text{eV}^2$ 、大気ニュートリノや加速器ニュートリノによって測定がなされた $|\Delta m_{32}^2| \equiv |m_3^2 - m_2^2|$ はおよそ $2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ と大きく異なっていたため、2世代仮定は比較的良好な近似であった (図6)。

これまで用いた式はニュートリノが真空中を通過する場合のものだが、 ν_e だけは電子と荷電カレント反応を起こすため、物質中を通過する場合はその効果を考慮する必要がある。この効果は運動方程式のエネルギー項にポテンシャル

図6 ニュートリノの質量差と混合状態 (Color online)

の寄与をいれることで計算でき、密度一定の場合の振動確率は以下のようにあらわされる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta_m) \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_m}\right),$$

$$L_m = L_V \left[1 - 2 \frac{L_V}{L_e} \cos 2\theta + \left(\frac{L_V}{L_e} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}},$$

$$\sin^2(2\theta_m)$$

$$= \sin^2(2\theta) \left[\sin^2(2\theta) + \left(\frac{L_V}{L_e} - \cos 2\theta \right)^2 \right]^{-1},$$

$$L_V = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}, \quad L_e = \frac{\sqrt{2}\pi}{G_F N_e}$$

ここで、 G_F はフェルミ定数、 N_e は電子密度を示す。式からすぐわかるように、真空中の振動確率式中的変数が、補正の入った変数で置き換えられたものになっている。この式をみると、 $L_V = L_e \cos 2\theta$ の時に共鳴が起こり、 $\sin^2(2\theta_m) = 1$ と最大の振動が起こることがわかる。すなわち、真空中での混合角 θ が小さくとも、物質効果により最大の混合が発生しうる。いま、恒星の電子密度が十分高い領域で ν_e が生成すると、質量の固有値は m_2 よりも重くなる。ニュートリノが星の外周に進むにつれ、電子密度は徐々に低くなり、質量固有値も小さくなる。電子密度の変化が十分なめらか (断熱的) であれば、実効質量が m_2 と等しくなる点 (共鳴状態を満たす点) を通り抜けたとき、すべてのニュートリノは m_2 となって恒星から出てくることになる。すなわち、実際の混合角よりもずっと大

きな振動を起こすことになる。この可能性は Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein^{12, 13)} らによって最初に議論されたためMSW効果と呼ばれている。この効果が見えれば m_1 と m_2 の質量の関係を一意に定めることが可能となり、実際に太陽ニュートリノ振動でこれが確認されている。太陽ニュートリノ観測及び原子炉反電子ニュートリノ測定の結果からは、 θ_{12} は約18度とわかった。また大気ニュートリノや加速器ニュートリノによって θ_{23} はほぼ45度と非常に大きいこともわかった。しかし θ_{13} についてはその値が小さく、1980~90年代に行われた原子炉反電子ニュートリノ消失実験では、上限のみを決めるのみであった。 θ_{13} の測定は ν_μ から ν_e への振動を用いても測定することが可能である。ニュートリノが通過する物質中の電子密度が一定の場合について、振動確率を書き下し、既知のパラメータから寄与の小さい項と物質効果の寄与を無視すれば、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\equiv \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta \\ &+ \alpha \sin 2\theta_{13} \sin \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin^3 \Delta \\ &+ \alpha \sin 2\theta_{13} \cos \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \Delta \sin^2 \Delta \\ &+ \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$ 、 $\Delta \equiv \Delta m_{31}^2 (L/4E)$ である。 δ の正負はニュートリノと反ニュートリノで入れ替わる。第1項からわかるとおり、 ν_μ から ν_e への振動を観測することで、 θ_{13} についての情報を得ることが可能となる。また、 θ_{13} が適当な有限値であれば、第2項よりニュートリノと反ニュートリノの振動を比較することで、CP対称性が破れているかどうかについても調べることが可能となることがわかる。なお、地中を長距離飛行するニュートリノを用いる場合は、物質効果が無視できない影響を持つ。さらに地球中心部は物質密度も高い領域があり、こういった場所を通過する場合は、地殻内の密度分布変化も考慮する必要があることは言うまでもない。

4. スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は、岐阜県飛騨市神岡町の鉱山内に建設され、1996年4月から観測を開始した。比較的エネルギーの低い太陽ニュートリノや超新星爆発ニュートリノから、高エネルギーの大気ニュートリノそして加速器からのニュートリノの観測、また陽子崩壊探索など様々な宇宙物理・素粒子物理の研究が本検出器を用いて行われている。スーパーカミオカンデ検出器は、直径、深さとも約40mの円筒型5万トン純水タンクと、超高感度光センサーである光電子増倍管(PMT: Photo Multiplier Tube)から成り立っている(図7)。水タンクはPMTが設置された壁によって光学的に二分されている。壁の内側は内水槽と呼ばれ、直径50cmのPMT 11,129本を設置、壁面積の約40%がPMTの有感領域で覆われている。外水槽と呼ばれる壁の外側には、直径20cmのPMT 1,885本が外向きに設置されている。内水槽は、検出器内でニュートリノ反応などによって生成した粒子を観測し、外水槽では検出器外部から

図7 スーパーカミオカンデ検出器©Kamioka Obs., ICRR, U-Tokyo (Color online)

侵入してきた粒子や、内水槽で生成して外に飛び出す粒子の観測を行う。

この検出器は、荷電粒子が水中の光速よりも速く水中を移動したときわずかに放出する「チェレンコフ光」を観測する。ニュートリノは電荷を持たず、観測可能なチェレンコフ光を出さない。しかし、水分子中の電子と反応すれば電子を生成し、水分子中の陽子・中性子と反応すれば電子や μ 粒子その他の荷電粒子を生成する。これらの粒子が出すチェレンコフ光を観測することで、元のニュートリノの種別やエネルギーなどの情報を再構成することができる。観測された事象について、タンク内での反応位置、粒子数の同定、各粒子のエネルギーや飛行方向、種別判定などの「事象再構成」を行い、この結果を用いてニュートリノ振動の研究や陽子崩壊の探索を行っている。

検出器はどの方向もおおよそ1,000mの土砂で覆われる位置に設置されている。これは、地表で1秒間に100cm²あたり1個程度降り注ぐ電気を帯びた μ 粒子などを約10万分の1程度まで減らすためである。

この規模の検出器を用いても太陽ニュートリノは一日に10個程度、大気ニュートリノも一日に8個程度しか観測することができない。また、超新星爆発や陽子崩壊などという現象はいつ起こるかわからないため、検出器を常時稼働させデータを蓄積することが重要である。

5. 太陽ニュートリノ観測及び原子炉反ニュートリノ観測によるニュートリノ振動解析

1960年代後半からデビスらが行った太陽ニュートリノの観測¹⁾は、放射化学法と呼ばれる手法を用いている。この実験では、まずニュートリノ以外の宇宙線を遮蔽するため、地下深くに設置されたタンクに四塩化炭素を蓄え、数十日間太陽ニュートリノに曝す。0.814MeV以上のエネルギーを持つ ν_e は ^{37}Cl と反応すると ^{37}Ar を生成するので、一定期間曝露した後バブリングなどの手法を用いて、四塩化炭素中から

^{37}Ar をとりだし、その量を測定、閾値以上のエネルギーを持つ ν_e の量を測定する。これにより、 ^7Be 及び ^8B が関与する反応により生成した太陽ニュートリノを測定することができる。実際に観測された ν_e の量は予測量の1/3程度であった。この後、反応標的としてガリウム(^{71}Ga)を用いた放射化学法による測定も複数行われた^{2,3)}。ガリウムを用いるとエネルギー閾値が0.23MeVとなり、 ^7Be 、 ^8B からのニュートリノだけでなく、反応の大半を占めるp+p反応で生成したニュートリノ測定も可能となる。結果、太陽ニュートリノ量は予測値の2/3程度であった。

水チェレンコフ型検出器であるカミオカンデ⁶⁾、スーパーカミオカンデ実験⁷⁾では、太陽からの ν_e が、Wを交換する荷電カレント電子・電子ニュートリノ反応により生成する電子や、Zを交換する中性カレント電子・ニュートリノ散乱により生成する電子を観測する。中性カレント散乱はすべてのフレーバーのニュートリノが起こすが、反応確率は荷電カレントよりも小さいため、 ν_e がほかのフレーバーに振動すると、事象観測数は期待値より減ることになる。カミオカンデ及びスーパーカミオカンデにおいて電子のエネルギー閾値はそれぞれ約7MeVと約4MeVであり、 ^8B からのニュートリノしか観測できない。しかし、太陽ニュートリノにより散乱された電子とその時の太陽方向の相関を用いることで、太陽ニュートリノ候補事象を選別、リアルタイムに観測することが可能という特徴も持つ。さらに、スーパーカミオカンデの有効体積は22.5ktonと大きく、統計誤差の小さい測定が可能となった。結果、観測された太陽ニュートリノ量は期待値の約半分であった¹⁴⁾。

水チェレンコフ型検出器でも、SNO実験⁸⁾は重水を用いた。重水素と ν_e が散乱した場合には、荷電カレント反応で $\text{D}+\nu_e\rightarrow\text{p}+\text{p}+\text{e}$ という反応が、中性カレント反応では $\text{D}+\nu\rightarrow\text{p}+\text{n}+\nu$ という反応がおきる。前者は電子の方向に弱いながらもニュートリノの方向と相関があり $(1-1/3\cos\theta)$ 、 ν_e 量を測定できる。後者は中性

図8 KamLand実験において観測された振動確率と飛行距離とエネルギーの比 (L_0/E)。 L_0 はフラックス比を考慮した原子炉からの平均距離 (180 km)⁹⁾
©APS (Color online)

子を測定することで、ニュートリノの総量を測定することができる。またスーパーカミオカンデ同様、電子散乱も測定できることから、これら3つの情報を一つの検出器を用い、小さい系統誤差で測定した。

その結果、太陽中で生成した ν_e がほかのフレーバーのニュートリノに変化していることが実験的に明らかになった。しかしこれらの実験だけでは複数のニュートリノ振動のパラメータ領域が許容された。最終的に、この問題は原子炉からの反電子ニュートリノ観測を行った KamLand 実験⁹⁾ の結果をあわせることで解決された。KamLand 実験は液体シンチレータを用い、原子炉反電子ニュートリノの流量及びエネルギー Spektrum を測定、これが期待値よりも少なく Spektrum にニュートリノ振動特有の歪みがあることを示した (図8)。

これらの実験により、ニュートリノ振動パラメータのうち θ_{12} 及び Δm_{12}^2 が測定され、太陽中の物質効果により、太陽ニュートリノが大きく振動していることも明らかになった (図9)。ただし、 Δm_{12}^2 の値には太陽ニュートリノ観測と原子炉反電子ニュートリノ観測の結果で若干のずれがあり、今後の研究による解明が期待されている。

現在スーパーカミオカンデにおいては、数

図9 太陽ニュートリノ観測及び原子炉反電子ニュートリノ測定から得られたニュートリノ振動パラメータ。緑が太陽ニュートリノ観測により得られた許容領域、青が原子炉反電子ニュートリノ測定から得られた許容領域、赤が両者をあわせて得られた許容領域となる。また、各線は内側から 1σ , 2σ , 3σ の領域を示す。太陽ニュートリノについては 4σ , 5σ の領域も示されている¹³⁾。
(Color online)

MeV 領域の太陽ニュートリノエネルギー分布を低エネルギーまで精密に測定、ニュートリノ振動が物質効果優勢の領域から真空振動による領域に変化する様子を観測する試みが進められている。また、太陽ニュートリノ量の昼夜比を精密に測定、電子密度の高い地球の核付近を通過したニュートリノがうける物質効果の観測も目指している。

6. 大気ニュートリノ振動によるニュートリノ振動解析

陽子崩壊探索を目的として作られたカミオカンデ検出器は、宇宙線が遮蔽されていること、数百 MeV 程度のエネルギーを持った荷電粒子を観測するのに適していたこと、さらに電子や γ 線などと μ 粒子を識別する能力が高いという特徴から、大気ニュートリノ観測にも適していた。特に粒子識別能力はニュートリノフレーバーの同定を可能とした。既に述べた通り、数百 MeV～数 GeV 程度の大気ニュートリノは ν_μ と ν_e の比は 2:1 となると期待されたが、カミオ

カンデの観測結果ではほぼ1:1であった¹⁵⁾。また、上空から下方に向かって飛ぶ μ 粒子の量はほぼ期待通りであるが、地球の裏側から長距離を飛んできた ν_μ が生成したと考えられる上向きの μ 粒子は大幅に減っているという結果も得られた。当時、やはり水チェレンコフ型検出器を用いた米国のIMB実験でも同じような傾向がみえていた¹⁶⁾。一方で、やはり陽子崩壊を主目的とするサンプリング型鉄カロリメータを用いた複数の実験では、この比がほぼ期待通りの2:1であるという結果が出ていた。いずれの実験も統計誤差が大きかったため、高統計・高精度の測定が求められた。スーパーカミオカンデは有効体積がカミカンデの20倍以上となったことで、観測開始後2年目の1998年には、 ν_μ と ν_e の比はおよそ1:1、さらに ν_μ の方向分布と相関の高い μ 粒子の進行方向分布には明確な上下の非対称がみられるという結果が得られた(図10)¹⁷⁾。

観測されなくなった ν_μ が ν_τ に振動していた場

図10 1998年に発表された大気ニュートリノ観測結果。上段は1リングの電子事象、左上は電子の運動量が2.5 GeV/c以下、右上は電子の運動量が2.5 GeV/c以上。下段は μ による事象。左下は電子換算エネルギーが1.33 GeV以上の単一 μ 事象。左下は有効体積内で発生したが、検出器外に μ 粒子が突き抜けた事象¹⁷⁾ ©APS

合、荷電カレント反応で μ 粒子は直接生成しない。さらに振動後の ν_τ の大半はそのエネルギーが荷電カレント反応の閾値以下となり、反応が禁止される。結果、 ν_μ の消失という形で観測されたと考えればうまく説明ができる。観測されたデータと振動を考慮したシミュレーション結果はよく一致し、大気ニュートリノ振動の発見となった。このことはニュートリノに質量があることの証明となり、非常に大きなインパクトを持っていた。さらに、最大振動量を示す混合角(θ_{23})はほぼ最大の45°、質量二乗差の絶対値($|\Delta m_{32}^2| \equiv |m_3^2 - m_2^2|$)はおよそ $2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と測定された(図11)。

消失確率が質量の二乗差の絶対値によって異なるため、太陽ニュートリノの場合と違い、 m_2 と m_3 のどちらが重いかについては未だ不明である(質量階層性問題)。

スーパーカミオカンデは現在も継続的にデータ取得を続けており、幅広いエネルギー領域のデータを用いることで、ニュートリノ振動の性質をより精密に調べることが可能となっている。例えば、高エネルギーの ν_μ が ν_τ になった場合に荷電カレント反応で生成した τ を、その崩壊粒子を観測することで同定、 3.8σ の統計的優位性を持って τ の出現を確認した^{18)**}。質量階層の違いやCP位相パラメータは、 ν_μ から ν_e への振動確率に影響を与え、ニュートリノと反ニュートリノで異なる。大気ニュートリノ観測においては、数GeVの ν_e と $\bar{\nu}_e$ の出現確率を比較することで、これらの効果を測定できると期待され、その解析が進められている。

7. 加速器ニュートリノ観測によるニュートリノ振動解析

大気ニュートリノ中の ν_μ の不足を、加速器からのニュートリノを用いて検証しようとする実験が1999年に開始されたK2K(KEK to

** スーパーカミオカンデは τ 粒子を事象ごとには同定できないが、統計的に τ らしさを定義することで解析を行った。

図11 大気ニュートリノ及び加速器ニュートリノを用いて得られた混合角と質量二乗差の許容領域。青い線はスーパーカミオカンデ実験における大気ニュートリノ観測の結果、黒線はT2K実験、赤線はMINOS実験の結果。また、上図は通常階層の場合、下図は逆階層の場合を仮定して解析した結果を示す²³⁾ (Color online)

Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験である。それまでも加速器を用いたニュートリノ実験は多数行われてきたが、250kmも離れた検出器を向けてニュートリノを発射、観測した実験はK2K実験が世界初であった。この実験ではKEKの12GeV陽子加速器からの陽子をアルミニウム標的に照射、平均エネルギー1.3GeVの ν_μ を生成した。これをスーパーカミオカンデで観測したところ、 ν_μ の候補事象数は期待値の

図12 K2K実験においてスーパーカミカンデで観測された μ ニュートリノ候補事象の再構成エネルギー分布。青線はニュートリノ振動がない場合、赤線はニュートリノ振動を仮定した場合のシミュレーション結果。双方のヒストグラムとも観測された事象数で規格化されている。©APS¹⁹⁾ (Color online)

60%となり、スーパーカミオカンデにおいて発見されたニュートリノ振動が確認された¹⁹⁾ (図12)。

これに続き、米国でもより高エネルギーのニュートリノを用い、基線長を750kmとしたMINOS実験が稼働、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測と整合性のある結果を得た²⁰⁾ (図11)。本実験は $\bar{\nu}_\mu$ も用い ν_μ 消失と整合性のある結果を得た²¹⁾。一方、ヨーロッパにおいては、スイス・ジュネーブのCERNから約730km離れたイタリアのグランサッソ研究所に向けて ν_μ を打ち込むOPERA実験が行われた。こちらは原子核乾板検出器を用い ν_τ の出現を確認しようとする実験で、5事象の τ 粒子出現候補事象を発見、 ν_τ への振動を確認した²²⁾。

2009年から日本で開始されたのがT2K (To-kai to Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験である。本実験は東海村に建設されたJ-PARC加速器の30GeV陽子加速器の大強度陽子ビー

ムを使い、最大でK2K実験の約50倍の強度の ν_μ を生成、スーパーカミオカンデにおいてその振動を観測しようとするものである。さらに、ニュートリノエネルギーを最適化するため、オフアクシス法を採用した¹¹⁾。ニュートリノビームラインの中心軸をスーパーカミオカンデから 2.5° ずれた方向に設定、 ν_μ のエネルギーを、295 kmの位置で振動がほぼ最大となる約650 MeVとした。これにより ν_μ 消失を用いた θ_{23} や $|\Delta m_{32}^2|$ の精密測定だけでなく、 ν_e の出現を用い、実験開始当時は上限値しかわからなかった θ_{13} の測定を目指した。現在では図9に示した通り θ_{23} と $|\Delta m_{32}^2|$ の測定精度は世界最高レベルとなっている²³⁾。また、2011年には6事象の ν_e 候補を観測、世界で初めて θ_{13} が0でない兆候を得た。残念ながら、同年の震災により施設が被害を受け実験が停止したため、 θ_{13} の測定は2013年まで待つ必要があった。この間、原子炉反電子ニュートリノ消失実験である中国のDaya Bay実験が2012年に初めて θ_{13} の測定に成功、 $\sin^2(2\theta_{13}) \sim 0.09$ という結果を得た²⁴⁾。これに続き韓国のRENO実験²⁵⁾、フランスのDouble Chooz実験²⁶⁾も同様の結果を得た。最新の原子炉反電子ニュートリノを用いた実験の結果は $\sin^2(2\theta_{13}) \sim 0.085$ である。3章で示した通り、T2K実験における ν_e 出現の確率は θ_{13} 以外にCP対称性パラメータ(δ_{CP})等も寄与する。よってT2K実験でニュートリノと反ニュートリノデータを比較し、さらに θ_{13} のほぼ直接測定である原子炉実験の結果と比較すれば、CP対称性の破れを調べることが可能となる。これには非常に多くの統計が必要となるが、すでにCP位相パラメータのうち一部の領域は90%の信頼度で棄却され²³⁾、CP対称性が大きく破れている可能性を示唆する結果も得られている(図13)。

T2K実験は今後10倍以上の統計のため、CP対称性の破れを検証しようとしている。米国では、やはり加速器ニュートリノを用いるNOvA実験が行われている。本実験は基線長がT2K

図13 T2K実験の結果から得られたCP位相パラメータの許容範囲 ©T2K collaboration (Color online)

実験に比べて2.5倍程長く、 ν_e 出現と $\bar{\nu}_e$ 出現にCP非対称性による違いだけでなく地中での物質効果による違いも観測される可能性がある。これを観測することができれば、質量階層性の研究も可能になると期待されている。

8. 未解決の問題

ニュートリノ振動のパラメータは、3つの混合角と2つの質量差の絶対値まで測定された(図6)。しかし、質量階層性について(m_1 と m_3 の大小関係)はわかっていない。CP対称性についても破れている可能性を示唆するデータは出始めているが、確定的な結果を得るにはまだデータが不足している。CP対称性の破れは、宇宙が物質優勢となるための条件(サハロフの3条件)のうちの一つである。既に、クォークにCP非対称性があることは実験的に示されたがこれは非常に小さく、物質優勢の宇宙を創るには不足であることもわかった。現在までにレプトンセクターにCP非対称性があれば、物質・反物質の非対称性が作れるという理論が作られており、ニュートリノにおいてCP対称性が破れているかどうか大きな注目が集まっている。これらの研究を行うには、現在稼働中の実験では統計が不足している。現在、日本ではスーパーカミオカンデの約20倍の有効体積と、より高い検出器性能を持つ水チェレンコフ検出

図14 ハイパーカミオカンデ検出器©Hyper-Kamiokande proto-collaboration (Color online)

器を用いる「ハイパーカミオカンデ計画」の実現に向け、準備が進められている（図14）。

米国においては、ニュートリノ反応からの粒子の軌跡を高精度で3次的に記録できる液体アルゴン検出器を用いたDUNE実験が提案され、こちらも実現に向けた努力が進められている。

ニュートリノ質量の絶対値もいまだわからない。質量の上限値としては、宇宙背景輻射の測定などからは3つのニュートリノの質量の和が0.2eV程度以下という結果が得られている。本来ニュートリノはクォークや荷電レプトンと同程度の質量を持ってもおかしくないため、なぜ質量が小さいかも謎の一つとなっている。この疑問への説明として、柳田、ゲルマンらはシーソー模型を提唱している。この模型によれば、主に左巻きの非常に軽い質量の固有状態と、主に右巻きの非常に重い質量の固有状態の二つの状態があり、既に観測されている3種類のニュートリノは、「とても軽い質量」のニュートリノということになる。なお、この模型が成立するには、観測されていない右巻きニュートリノの存在が必要となるが、ニュートリノが質量を持つことが明らかになったため、右巻きのニュートリノの存在は確定した。（有限の質量を持つニュートリノは光速よりも遅いため、これよりも速い系から観測すれば、右巻きにみえる。）さらに、この模型が成立するためにはニュートリノは粒子と反粒子が同一である「マ

ヨラナ粒子」でなければならない。ニュートリノのように電荷を持たなければ、粒子と反粒子が同一である可能性が残される。これを実験的に証明するには、特定の原子核が起こす二重 β 崩壊で、ニュートリノを出さない崩壊（ 0ν モード）を確認できれば良い。二重 β 崩壊は、エネルギー準位的に一つの中性子だけが崩壊する場合よりも、二つ同時に崩壊したほうがより安定となる特殊な原子核においてのみ発生する非常に稀な現象であり、一般的には二つのニュートリノを放出する。しかし、もしニュートリノがマヨラナ粒子であれば、崩壊時に一方の中性子が放出したニュートリノを、もう一方の中性子が吸収、結果的に二つの電子のみが放出されるという可能性が出てくる（粒子の放出過程は反粒子の吸収過程と同じことであり、粒子と反粒子の区別がなければこのような反応が許される）。 0ν 二重ベータ崩壊で放出される二つの電子のエネルギーは、ニュートリノを伴う二重 β 崩壊より大きい一定値となるため、二つの電子のエネルギーを正確に測定することで、実験的にこれを見出すことができる。ニュートリノを二つ放出する二重ベータ崩壊は複数の原子核で観測されているが、どれもその寿命は非常に長く、 ^{100}Mo でおよそ 7×10^{21} 年、 ^{76}Ge 、 ^{136}Xe ではおよそ 2×10^{21} 年となっている。一方、残念ながら 0ν 二重ベータ崩壊ははまだ観測されていない。最近では ^{136}Xe を用いたKamLand Zen実験において、 0ν モードの寿命が 1×10^{26} 年以上であるという結果が得られ、さらなる探索が世界各国で進められている。詳細は割愛するが、 0ν モードと 2ν モードの寿命の関係からは、ニュートリノ質量（の和）についても情報を得ることができ、マヨラナニュートリノが存在するとした場合の質量の上限値は0.2eV程度以下という結果となっている。今後の実験によって、こちらについても上限値の精度向上やその値の測定が可能になると期待されている。

9. ま と め

パウリの予言から80年以上が過ぎ、ニュートリノの性質がようやく明らかになってきた。しかし、最も基本的な質量すらいまだわかっていない。とても軽いニュートリノであるが、その研究を行うことで、この宇宙の成り立ちの理解も深めることが可能となると考えられている。今回はニュートリノの性質そのものについて主に述べてきたが、ニュートリノとその反応を測定することで、様々な物理現象、天体現象が明らかになるであろうことも期待されている。たとえば、ニュートリノは弱い相互作用しかないため、原子核の奥深くで反応する確率が高い。すなわち、原子核を探るための新たなプローブとして用いることができる可能性を秘めている。近年行われている加速器を用いたニュートリノ振動実験から、多くのニュートリノ・原子核散乱データが得られ、研究が積極的に進められている。超新星爆発時のニュートリノ観測は、爆発機構の理解に多くの情報を与えると期待されている。また、過去に発生した超新星爆発からのニュートリノ（超新星爆発残骸ニュートリノ）を観測すれば、星々の作られてきた歴史や、超新星でしか生成しないと考えられる、鉄よりも重い重元素の生成などについての情報が得られると考えられる。これを観測するためのスーパーカミオカンデの改良計画が進められている***。

このように、今後もさらにニュートリノ研究を進めることで、ニュートリノや素粒子の理解が進むだけでなく、宇宙のなりたちや今後についての理解も深まってゆくものと期待される。

文 献

- 1) Cowan, G. L. Jr., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W. and McGuire, A. D., Detection of the Free Neutrino: a Confirmation, *Science*, **124**, 103–104 (1956)
- 2) Danby, G., Gaillard, J. M., Goulianos, K., Lederman, L. M., Mistry, N., Schwartz, M. and Steinberger, J., Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 36–44 (1962)
- 3) Davis, R. Jr., Nobel Lecture: A Half Century with Solar Neutrinos, Nobelprize.org. Nobel Media AB 2014. (2016)
- 4) Hirata, K. S., et al. (KAMIOKANDE), Observation of ^8B Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 16–19 (1989)
- 5) Anselmann, P., et al. (GALLEX), Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso., *Phys. Lett. B*, **285**, 376–389 (1992)
- 6) Abazov, A. I., et al. (SAGE), Search for neutrinos from sun using the reaction $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3332–3335 (1991)
- 7) Abe, K., et al. (Super-Kamiokande), Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III, K., *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **83**, 052010 (2011)
- 8) Aharmim, B., et al. (SNO), Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the sudbury neutrino observatory, *Phys. Rev. C Nucl. Phys.*, **88**, 025501 (2013)
- 9) Gando, A., et al. (KamLAND), Reactor on-off anti-neutrino measurement with KamLAND, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **88**, 033001 (2013)
- 10) Honda, M., Athar, M. S., Kajita, T., Kasahara, K. and Midorikawa, S., Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE-00 atmospheric model, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **92**, 023004 (2015)
- 11) Beavis, D., Carroll, A., Chiang, I., et al. Proposal of BNL AGS E-889 (1995)
- 12) Wolfenstein, L., Neutrino oscillations in matter, *Phys. Rev. D Part. Fields*, **17**, 2369–2374 (1978)
- 13) Mikheev, S. P. and Smirnov, A. Y., Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **42**, 913–917 (1985)
- 14) Abe, K., et al. (Super-Kamiokande), Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV, *Phys. Rev. D* (2016), arXiv:1606.07538
- 15) Hirata, K. S., et al. (KAMIOKANDE), Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande, *Phys. Lett. B*, **280**, 146–152 (1992)
- 16) Becker-Szendy, R., et al. (IMB), Electron- and muon-neutrino content of the atmospheric flux, *Phys. Rev. D Part. Fields*, **46**, 3720–3724 (1992)

***SK-Gdプロジェクト。http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/srn.html

- 17) Fukuda, Y., et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1562 (1998)
- 18) Abe, K., et al. (Super-Kamiokande), Evidence for the appearance of atmospheric tau neutrinos in Super-Kamiokande, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 181802 (2013)
- 19) Ahn, M. H., et al. (K2K), Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **74**, 072003 (2006)
- 20) Adamson, P., et al. (MINOS), Measurement of neutrino oscillations with the MINOS detectors in the NuMI beam, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 131802 (2008)
- 21) Adamson, P., et al. (MINOS), Search for the disappearance of muon neutrinos in the NuMI neutrino beam, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **84**, 071103 (2011)
- 22) Agafonova, N., et al. (OPERA), Discovery of tau neutrino appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment, *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 121802 (2015)
- 23) Abe, K., et al. (T2K), Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6×10^{20} protons on target, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **91**, 072010 (2015)
- 24) An, F. P., et al. (Daya Bay), Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay, Daya Bay Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 171803 (2012)
- 25) Kim, S. B., et al. (RENO), Observation of reactor electron antineutrino disappearance in the RENO experiment, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 191802 (2012)
- 26) Abe, Y., et al. (Double Chooz), Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment, *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.*, **86**, 052008 (2012)

Abstract

Neutrinos Study of Neutrino Oscillation with the Super-Kamiokande Detector

Yoshinari HAYATO[†]: Kamioka Observatory, ICRR, The University of Tokyo, 456 Higashi-Mozumi, Kamioka-cho, Hida-shi, Gifu Pref. 506–1205, Japan

Since the discovery of the atmospheric neutrino oscillation in 1998, various properties of neutrino, a very light and elusive particle, have been revealed. In this article, the recent progress of researches to study properties of neutrino is reported focusing on the Super-Kamiokande and the other experiments. Also, the remaining problem and the relation to solve the matter dominant universe is briefly discussed.