

# ニュートリノ天体物理学の誕生

ノーベル賞講演

2002 年 12 月 8 日

小柴昌俊

〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1 東京大学素粒子物理国際研究センター

翻訳 中畑雅行 東京大学宇宙線研究所

私の講演の一部は、前の講演者がすでにカバーしてくださったので、省略できてとても助かります。私の講演をさらに詳しく知りたい方は、私の総説論文「Observational Neutrino Astrophysics」[1] をご覧ください。

私はニュートリノ天体物理学の誕生について話します。この誕生の前に非常に重要な研究が行われましたが、それについては Davis 教授がご説明されました [2]。それは、 $\nu_e + {}^{37}\text{Cl}$  から  $e^- + {}^{37}\text{Ar}$  への反応を利用した放射化学的手法による研究でした。Davis 教授は観測されたニュートリノの強度が、理論的に予想された値の 1/3 しかないことを発見しました。これはニュートリノ天体物理学への着想ということができ、私たちが実際に太陽ニュートリノに本格的に取り組み始めるきっかけとなりました。

私は二つの実験についてお話しします。1 番目の実験はオリジナルの KamiokaNDE ですが、「画像型水チェレンコフ検出器」とよんでもよいもので、表面の 20% を光電子増倍管が覆い、検出器内の水の総質量が 3,000 トンの検出器でした。この検出器には約 300

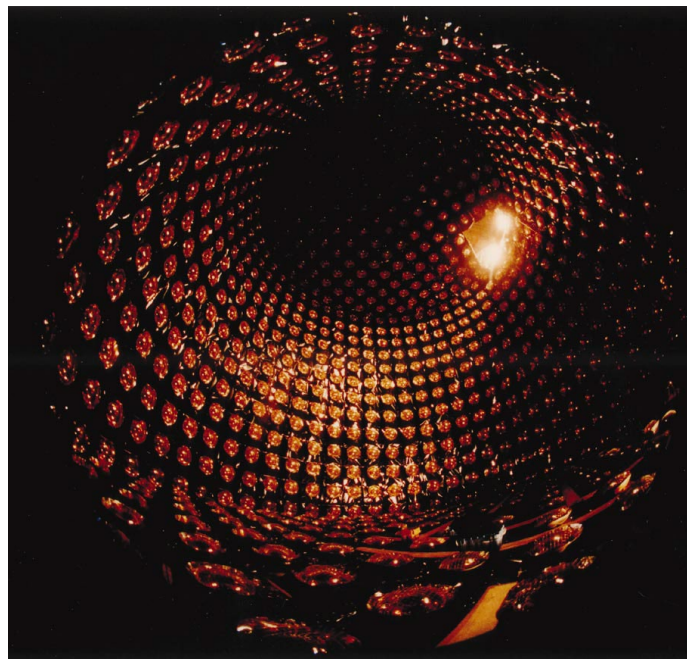


図 1. KamiokaNDE の内部。



©Peter Menzel Photography

図 2. 新たに開発された大口径光電子増倍管。

万ドルかかりました。この実験は、太陽ニュートリノの天体物理学的検出の実現可能性を示すことを目的としていました。2番目の実験は Super-KamiokaNDE (S-K) です。同じタイプの検出器ですが、より優れた光感度を備えています。つまり、表面全体の 40% が光電陰極で覆われ、水の総質量は 50,000 トンです。この検出器の建設には約 1 億ドルの費用がかかりました。これは本格的な太陽ニュートリノ観測装置と考えられていました。

どちらの実験も、神岡鉱山の地下約 1,000 メートルの場所で行われました。2つの実験の名称の末尾にある大文字の NDE は、もともと「核子崩壊実験(Nucleon Decay Experiment)」を意味していました。しかし、これらの検出器によってさまざまなニュートリノが検出されたことから、「ニュートリノ検出実験(Neutrino Detection Experiment)」とよぶようになりました。

図 1 に KamiokaNDE の内部を示します。側面だけでなく、上部と下部にも光電子増倍管の配列が見られます。この KamiokaNDE 実験の準備をしていたとき、米国でもっと大規模で同じタイプの実験が計画されていると聞きました [3]。この大きな実験との競争について、私たちは非常に真剣に考えなければなりませんでした。どちらの実験も、特定の種類の陽子崩壊、つまり  $e^+\pi^0$  モードの検出を目的としていました。そのような特定のタイプの陽子崩壊の検出のみを目的としている場合、米国のはるかに大規模な実験で最初に

検出されることは間違いありません。では、小さな検出器で何ができるでしょうか？ 私たちはこの競争について非常に真剣に考え、大きな検出器との競争に打ち勝つ唯一可能な方法は、われわれの検出器の感度を米国の競合相手よりはるかに高くして、最も簡単な陽子崩壊モードを検出するだけでなく、他のタイプの陽子崩壊も測定することだと結論しました。それができれば最終的に、陽子はこの分岐比でこのモードに崩壊し、あの分岐比であのモードに崩壊するということができます。そうすれば、私たちの実験は、強い力、弱い力、電磁気力を統一する新しいタイプの理論である「大統一理論」への道筋を示すことができると考えました。

浜松ホトニクス株式会社のご協力により、超大型光電子増倍管を共同開発しました[4]。図 2 に示すように、この光電子増倍管の開発に成功したことを私はとてもうれしく思っています。

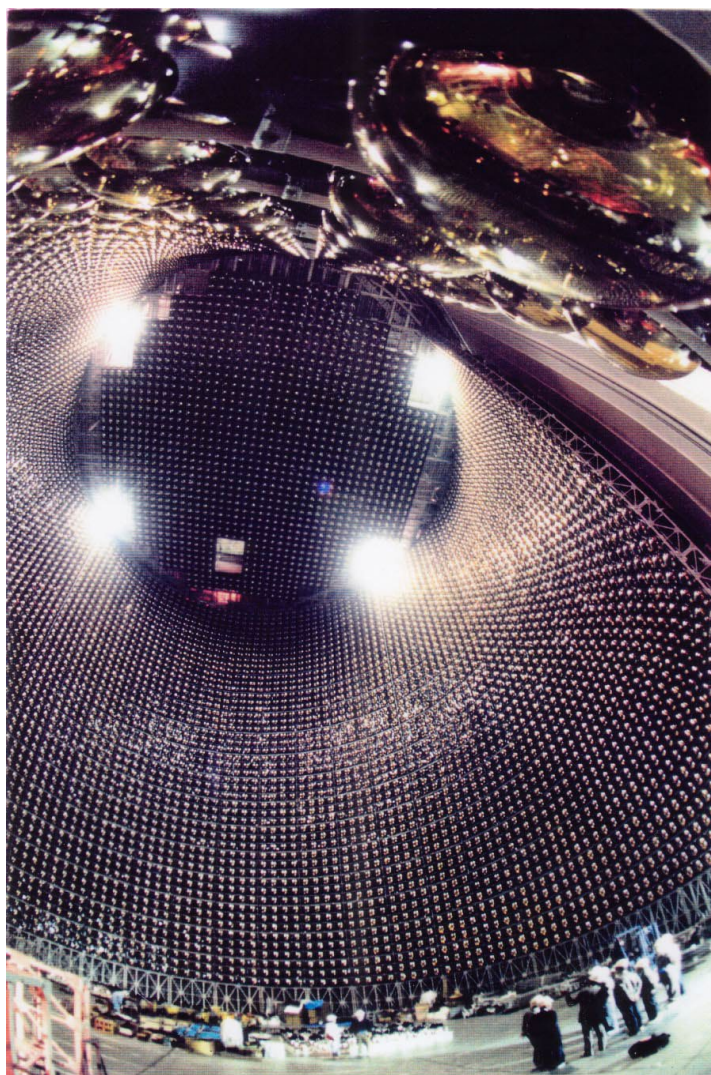


図 3. 魚眼レンズを通して見た S-K の内部。



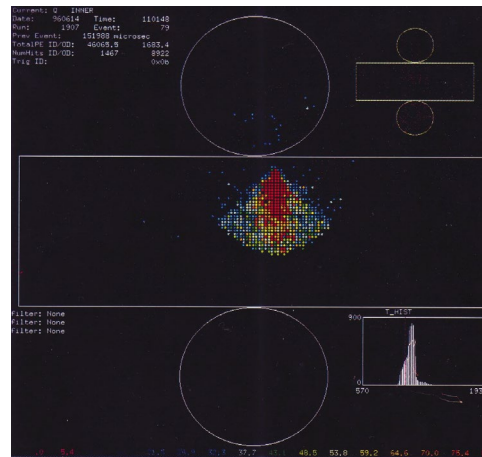


図 4-1. ミュー粒子がS-Kに入射したとき。 図 4-2. 50 ナノ秒後。

図 3 に Super-KamiokaNDE 内部の魚眼写真を示します。他にもたくさんの光電子増倍管があり、全部で約 11,000 本の大口徑光電子増倍管が見られます。

このタイプの検出器をご存知でない方が多くいらっしゃるかもしれませんので、Super-KamiokaNDE の性能をお見せしたいと思います。最初の例は、検出器を通過する宇宙線ミュー粒子の非常にスローな動画です。よく知られていますように、特殊相対性理論により、真空中では粒子は光速よりも速く移動することができません。ただし、水のような媒質中では、光速度自体が真空中の値の  $3/4$  に低下します。したがって、粒子のエネルギーが非常に高い場合、その速度は水中の光の速度を超えることができます。そのような場合、高エネルギー、つまり高速度の粒子は、光の衝撃波である「チェレンコフ光」を生成します。チェレンコフ光は移動する荷電粒子の軌跡を軸に円錐状に放出されます。

図 4-1 は、ミュー粒子が検出器に入った直後の Super-KamiokaNDE の応答を示します。この図は、Super-KamiokaNDE 検出器の展開図を示しています。側壁をあるところで縦に切り、平らに広げ、上蓋を開き、下蓋を下ろした図です。ここでの各ドットは、光電子増倍管を表します。赤い光は、多くの光電子を受け取ったことを示しています。色の違いは、受け取った光電子の数の違いを示します。右下は、受光したチェレンコフ光の総数の時間プロファイルです。図 4-2 は 50 ナノ秒後のパターンを示しています。粒子がチェレンコフ光の波面よりも速く動いていることがわかります。さらに 50 ナノ秒後の図 4-3 は、チェレンコフ光がまだその途中にある間に、ミュー粒子がすでに底に達していることを示しています。粒子が水中を光速よりも速く移動していることがわかります。図 4-4、4-5、4-6 は、イベントのその後の展開を示しています。このように、この検出器で荷電粒子を詳細に観察できることがわかります。次の図、図 5 は、上が電子(e) 事象、下がミュー粒子( $\mu$ ) 事象を示しています。これら 2 つの例を見ると、1 つは電子によるもので、もう 1 つはミュー粒子によるものであり、検出された光子の分布、特に光子の動径方向分布の違いを見ることができます。電子とミュー粒子は、質量が約 200 倍異なるこ

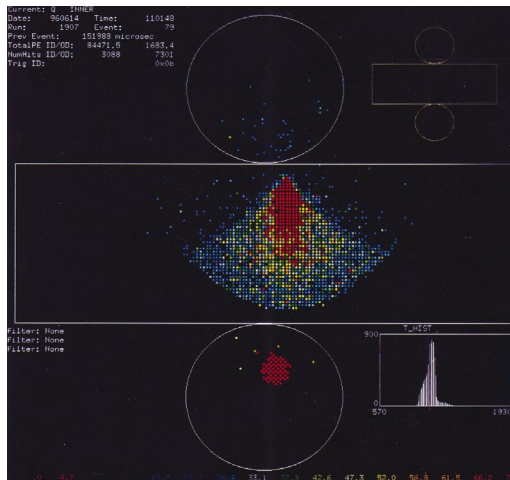


図 4-3. ミュー粒子が底面に到達。

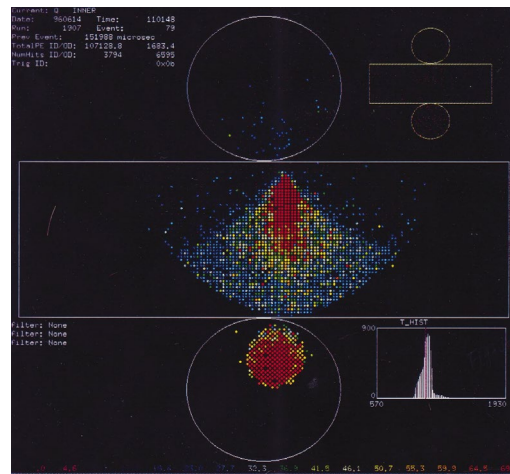


図 4-4.

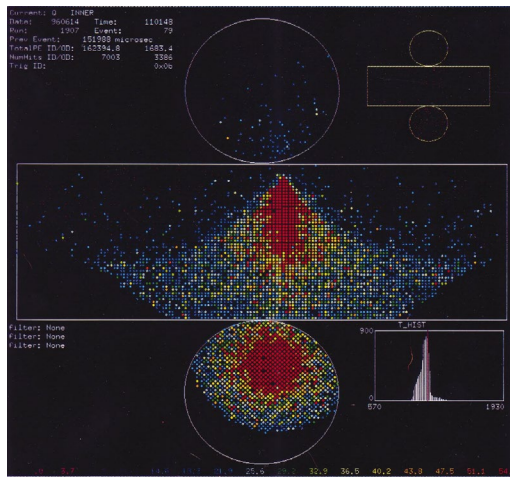


図 4-5.

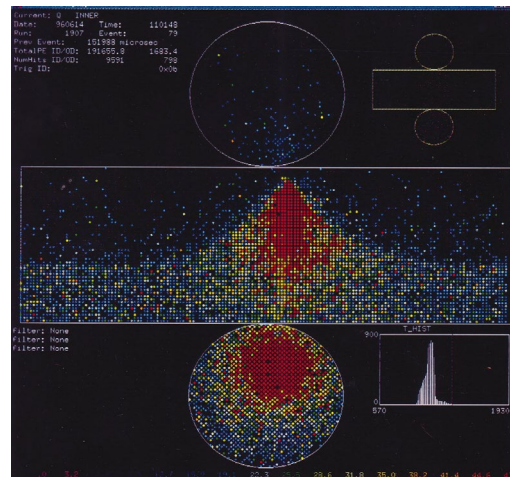


図 4-6.

とを除いて、非常によく似た粒子です。これは、水を横切る際に、重いミュー粒子は散乱が少なく、軽い電子は散乱が多いことを意味します。それだけでなく、電子はガンマ線を放出し、ガンマ線は電子と陽電子に転換されます。これらの低エネルギーの電子や陽電子は激しく散乱されます。したがって、これらの低エネルギー粒子が放出するチェレンコフ光は、上のイベントで見られるように広がって分布します。これらの光子の動径分布を定量的に測定することにより、 $\mu$  事象と  $e$  事象を 1% 以下の誤り確率で非常によく区別することができます。これはこの検出器の非常に優れた性能であり、最終的に「大気ニュートリノ異常」とよばれる現象を発見するに至りました。

古い KamiokaNDE は 4つの重要な結果をもたらしました。

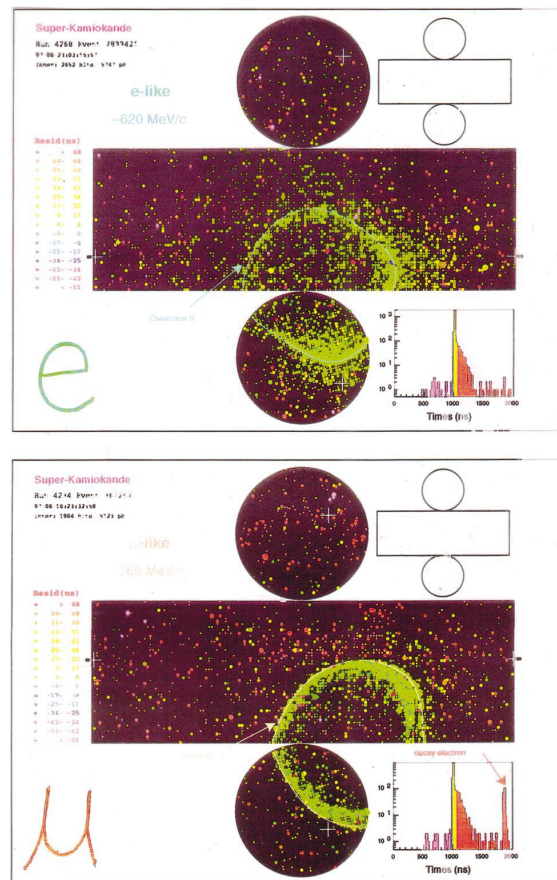


図5. 上はe事象、下は $\mu$ 事象。

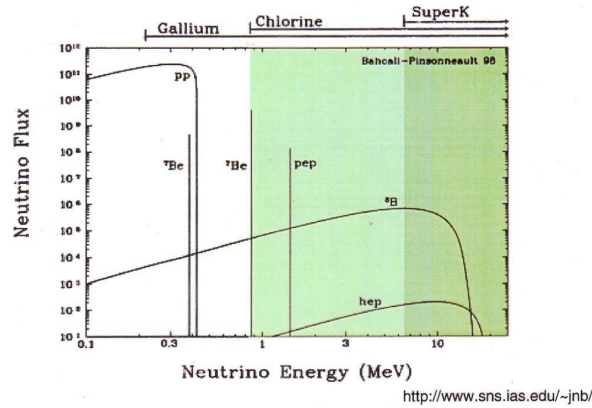
1つ目は、水中の電子との $\nu_e$ -e 散乱による太陽ニュートリノの天体物理観測です [5]。天体物理観測とは、必要なすべての情報が得られることを意味します。それらは、ニュートリノの到来方向、到来時間、およびスペクトル情報です。 $\nu_e$ -e 散乱の場合、電子の静止質量はわずか 0.5 MeV であるため、たとえば 10 MeV のニュートリノが入ってくると、衝突した電子はほぼ真正面方向に進みます。この反跳電子を観測することで、ニュートリノの到来方向をおおよそ推測することができます。また、反跳電子のエネルギースペクトルは、元のニュートリノのエネルギースペクトルと 1 対 1 の関係にあります。時間測定は 10 ナノ秒より正確です。

2つ目は、水中の陽子と反電子ニュートリノとの反応を用いた超新星ニュートリノ [6] の観測です。この反応により、 $e^+$ と中性子が生成されます。 $e^+$ は、それが発するチェレンコフ光によって観測されます。

3つ目は、いわゆる大気ニュートリノ異常の発見です [7]。前に述べましたように、 $\mu$ 事象と e 事象は確実に分離できるため、 $\mu$ 事象と e 事象を分けて観測することで、 $\nu_e$ に対する  $\nu_\mu$ の数の比を非常に正確に測定できます。有意度 4 シグマ以上の発見でしたが、この結果は後に Super-KamiokaNDE のデータにより 9 シグマ以上でしっかりと確認されまし

## Solar Neutrinos

### Standard Solar Model (SSM)



### Solar Neutrino Experiments

	Target	Data / SSM (BP98)
• Homestake	$^{37}\text{Cl}$	$0.33 \pm 0.03$
• Kamiokande	$e^-$ (water)	$0.54 \pm 0.07$
• SAGE	$^{71}\text{Ga}$	$0.52 \pm 0.06$
• GALLEX	$^{71}\text{Ga}$	$0.59 \pm 0.06$
• SK	$e^-$ (water)	$0.475 \pm 0.015$

図 6. (上) 標準太陽モデルが予想するスペクトル、(下) 実験結果と標準太陽モデルとの強度の比較。

た。

陽子崩壊に関心を持つ人が最近は少なくなってしまいましたが、KamiokaNDE で陽子崩壊が観測されなかったことで、良く知られた SU(5)ゲージ群に基づく大統一理論[8]は否定されました。

前の講演者はこの図、図 6 (のグラフ) を示しましたので、ここでは詳細には触れませんが、さまざまな実験のしきい値エネルギーに着目してください。

図 7 は KamiokaNDE が太陽ニュートリノの方向情報を容易に観測できることを示しています。等方的に分布するバックグラウンドのうえに、太陽から地球への方向にあたるところにイベントの蓄積があることが分かります。

次の図 8 は、エネルギースペクトルを理論予想に対する比で示しています。この図から、スペクトルの形は理論予想とあまり変わらないけれど、強度はほぼ半分になっていることが分かります。



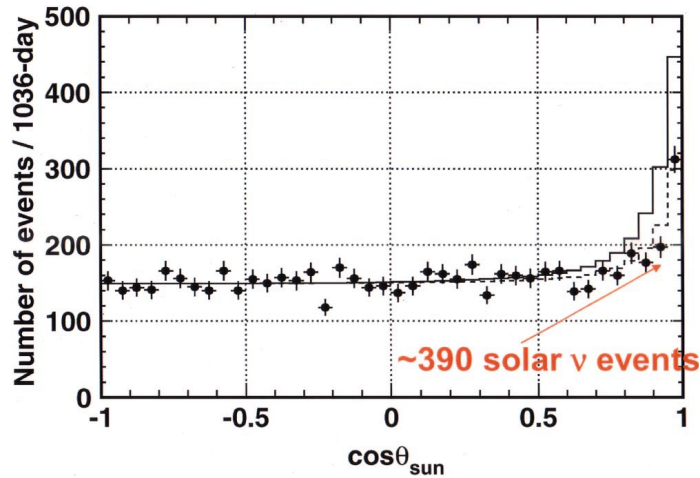


図 7. 太陽ニュートリノの方向観測。

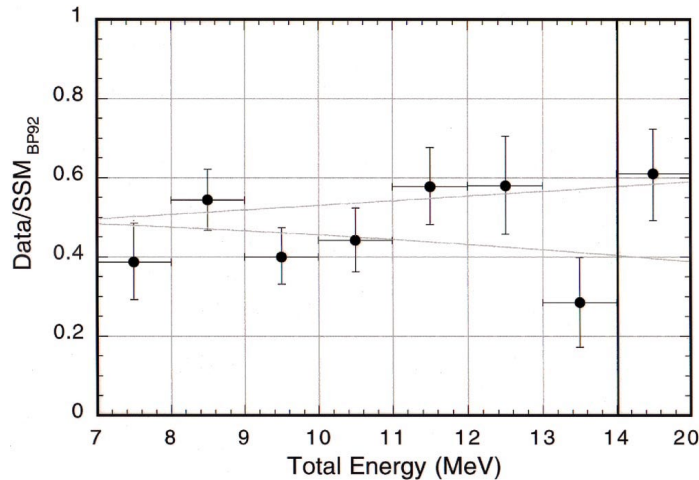


図 8. 規格化した太陽ニュートリノのエネルギースペクトル。

では、次に超新星ニュートリノ観測についてお話します。A. K. Mann 教授が率いるペンシルバニア州立大学の協力のおかげで、バックグラウンドの低減、水の純化などにより、検出器の性能を大幅に向上させることができました。1987年の初頭、私たちは太陽ニュートリノのデータを取り始めるのに十分なほど検出器のバックグラウンドを低減させることができました。2か月後、南天で超新星爆発があったと聞きました。そのため、すぐにデータを調べたところ、超新星ニュートリノの信号を非常に簡単に見つけることができました。なぜならば、超新星ニュートリノよりも観測がはるかに困難な太陽ニュートリノのデータを検出器で取得できるように既に準備ができていたためです。超新星ニュートリノは太陽ニュートリノよりもかなり高いエネルギーを持ち、さらに超新星ニュートリノは短時間に集中して到来するため、観測が容易だったのです。それを図 9 に示します。バック



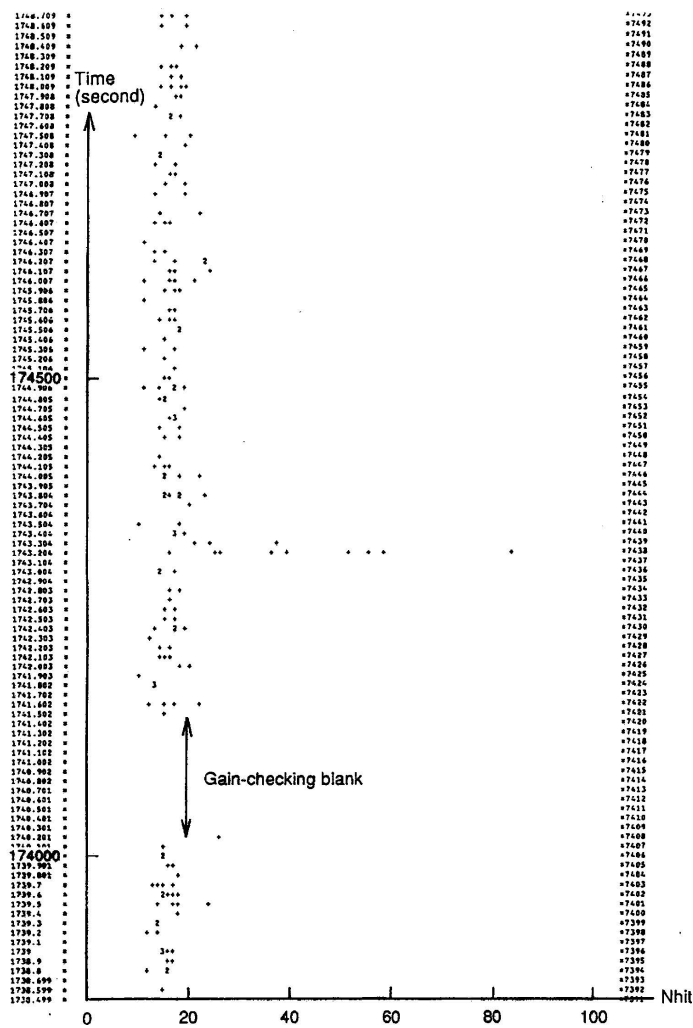


図9. 超新星 SN1987A からの信号の計算機プリントアウト。

グラウンド事象の上に 11 個<sup>1</sup>の超新星ニュートリノ事象による光電子の信号がはっきりと見えます。この観測により、重力崩壊によって引き起こされる超新星爆発に関する理論的アイデアが確認されました。例えば、平均エネルギーとこれらの事象の総数が理論予想と一致しただけでなく、約 10 秒という持続時間は、これらのニュートリノが原子核のような非常に密度の高い物質から放出されたことを意味しています。

それらが希薄な星体から放出されたとすると、信号の持続時間は 1 ミリ秒未満になっていたはずですが、これらのニュートリノは、非常に密度の高い原子核のような物質から拡散してくる必要があったため、表面から放出されるのに 10 秒ほどかかってしまいました。おそらく中性子星が関わっています。

<sup>1</sup> 訳注：原文には約 17 個と書かれているが、図9と参考文献[6]にある通り得られた信号は 11 個である。

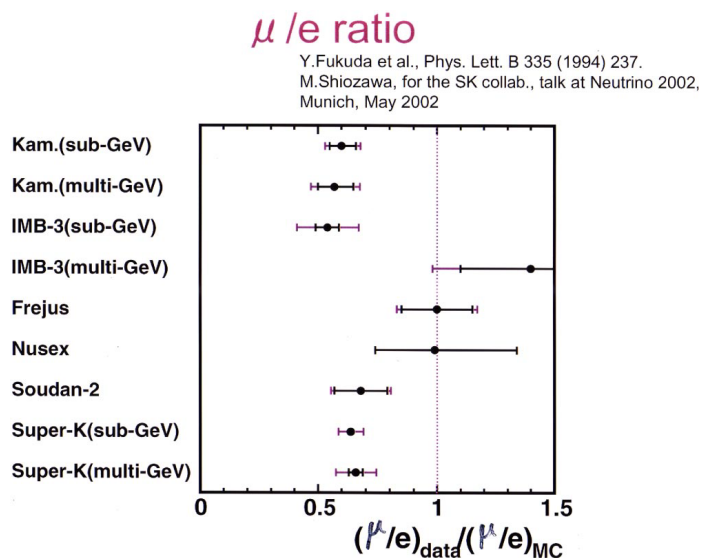


図 10. 数の比  $N(\nu_\mu) / N(\nu_e)$  について、実験値と予想値(MC(Monte Carlo simulation))の比。

ここで、大気ニュートリノ異常についてお話しします。宇宙線粒子が大気に入ると、窒素や酸素原子核と相互作用して、 $\pi$ -中間子や  $K$ -中間子を生成します。これらの中間子は希薄な空気中で  $\mu$  と  $\nu_\mu$  に崩壊します。つまり、そこで 1 つのミュー粒子と 1 つの  $\nu_\mu$  が得られます。二次的なミュー粒子も崩壊すると、追加の  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  が得られます。したがって、すべてがこのように崩壊した場合、1 つの  $\nu_e$  に対して 2 つの  $\nu_\mu$  が得られます。したがって、数の比  $N(\nu_\mu) / N(\nu_e)$  は 2 になります。より高いエネルギーに行くと、 $\pi$ -中間子より寿命の長いミュー粒子は崩壊できません。実際、前に見たように、一部のミュー粒子は検出器に到達します。この場合、追加の  $\nu_\mu$  または  $\nu_e$  は得られません。したがって、高エネルギーでは、この数の比は 2 よりも大きくなります。

図 10 に、KamiokaNDE で観測された上記の数の比を他の実験結果とともに示します。

次に、ニュートリノ振動についてお話しします [9]。これは私の話の中で最も難しい部分かもしれません。学部 1 年生にもわかるように説明したいと思います。

話を簡単にするため、自然界には 2 種類のニュートリノしかないと考えます。次に、たとえば、ニュートリノの状態を記述する波動関数は、2 つの独立した基底状態の線形結合によって記述できるとします。たとえば、質量行列を対角行列として、質量  $m_1$  と質量  $m_2$  の 2 つの基本ベクトルをそれぞれ選びます。したがって、任意のニュートリノの状態は  $\phi_{m1}$  と  $\phi_{m2}$  の組み合わせで記述できます。つまり、 $\phi_{\nu\mu} = \cos\theta \phi_{m1} + \sin\theta \phi_{m2}$  となります。これは 2 次元幾何学のようなものです。ベクトルは、その  $x$  成分と  $y$  成分によって記述できます。したがって、 $\nu_\mu$  状態は、 $\theta$  を角度パラメータとする  $m_1$  状態と  $m_2$  状態の線形

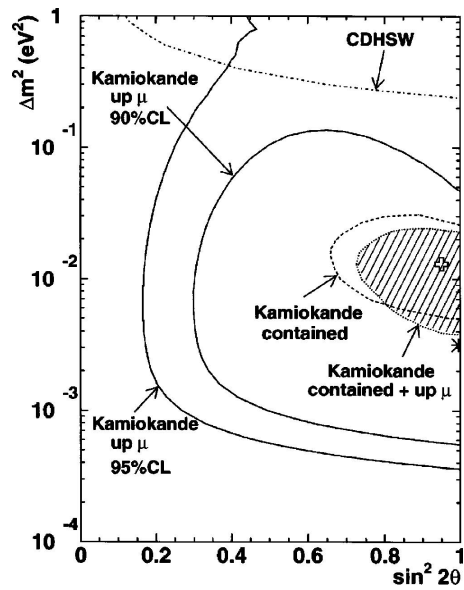


図 11. 許されるパラメータ領域

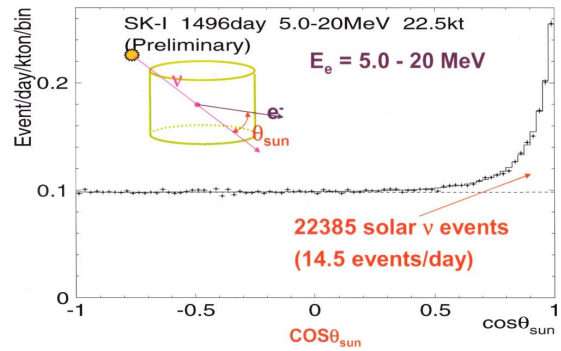


図 12. 方向分布観測。

結合です。2つの状態 $\phi_{m1}$ と $\phi_{m2}$ は、それらの固有周波数で振動します。この周波数は、状態の全エネルギー( $E$ )に比例します。質量  $m$  が小さい場合、与えられた運動量に対して  $E \sim p+m^2/2p$  のように近似できます。これら2つの状態の周波数差に比例する  $E_1 - E_2$  は、この近似を使えば、 $(m_1^2 - m_2^2)$  に比例することになります。この質量の2乗の差を、 $\Delta m^2$  と書くことにします。周波数がほぼ等しい2つの振動が共存すると、重ね合わさった振動の振幅は、二つの周波数の差の周波数でゆっくりと変化する「うなり」と呼ばれる現象が発生します。成分の振幅である  $\phi_{m1}$  と  $\phi_{m2}$  の変化は、元は純粋な $\nu_\mu$ 状態だったところから $\nu_\tau$ 状態を出現させます。

この $\Delta m^2$ と $\theta$ という2つのパラメータを使用することで、ニュートリノがあるタイプから別のタイプへ振動する様子を記述できます。

図 11 は、KamiokaNDE によって得られた大気ニュートリノ振動の結果 [10] を示しています。

Super-KamiokaNDE の話に移ります。

Super-KamiokaNDE は、これまでに3つの大きな成果を上げてきました。

1つ目は、高統計による太陽ニュートリノの天体物理観測です。図 12 では、等方的に分布するバックグラウンドの上に太陽から地球に向かう方向にニュートリノのピークが見られます。皆さんは、手の骨が折れた可能性があれば、医者に行ってレントゲン写真を撮ってもらいましょう。するとあなたの手の内部が見えるでしょう。骨が折れているかもしれません。ニュートリノを使うと、透過性ははるかに高いため、太陽の内部を見ることができます。図 13 は、太陽を(光で見た)「フォトグラフ」ではなく、世界で初めて(ニュートリノで見た)「ニュートリノグラフ」を示しています。下の図は、ニュートリノで見た銀河座標での太陽の軌道です。



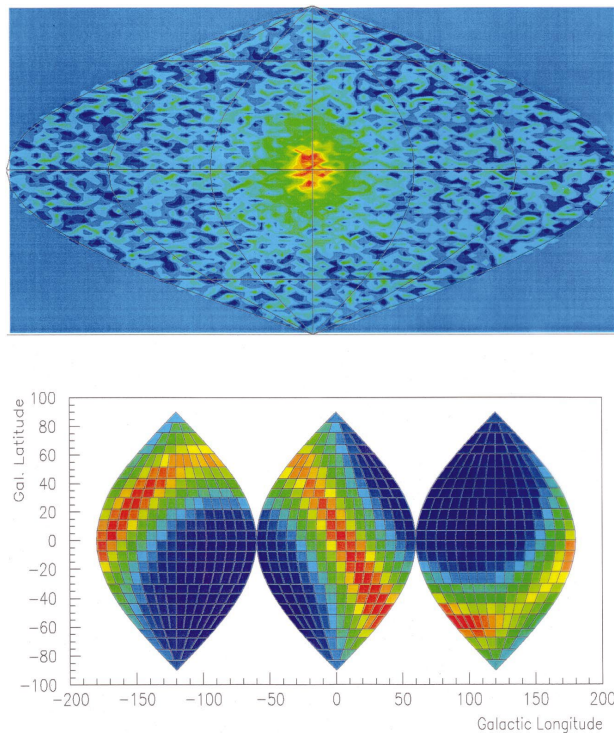


図 13. 太陽のニュートリノグラフ。

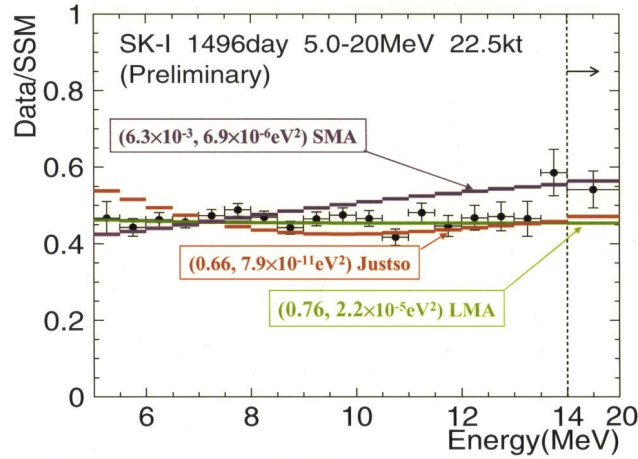
これはとてもすごいことのように聞こえますが、このニュートリノグラフを注意深く見ると、太陽のサイズは自分の目で見る太陽のサイズよりもはるかに大きいことがわかります。その理由はもちろん、ニュートリノ観測の方向精度が可視光の方向精度と比べてはるかに悪いためです。しかし、我慢してください。ニュートリノ天体物理学は誕生したばかりです。まだ幼児期なのです。

図 14 は、観測された太陽ニュートリノのエネルギースペクトル<sup>2</sup>ですが、標準太陽モデルからの理論予想と比較して示しています。

この観測されたエネルギースペクトルを理論からの予想と詳細に比較することによって、太陽ニュートリノ振動に関するより良い情報が得られます。

$N(\nu_\mu) / N(\nu_e)$ で観測された異常が実際にニュートリノ振動によるものである場合、振動の割合は、ニュートリノがその生成場所から検出器まで通過した経路の長さに応じて異なります。ニュートリノが垂直上から来たとすると経路長は20キロメートルしかありません。水平方向から来たとすると、約1,000キロメートルの経路長になります。下から来たとすると1万3000キロメートルの経路長になります。このように経路長に大きな違いがあります(図15)。

<sup>2</sup> 訳注：図14の3本のヒストグラムは異なる振動パラメータから理論的に予測されるスペクトルを示す。



Bad fit to SMA and Just-so solutions.

図 14. エネルギースペクトル。

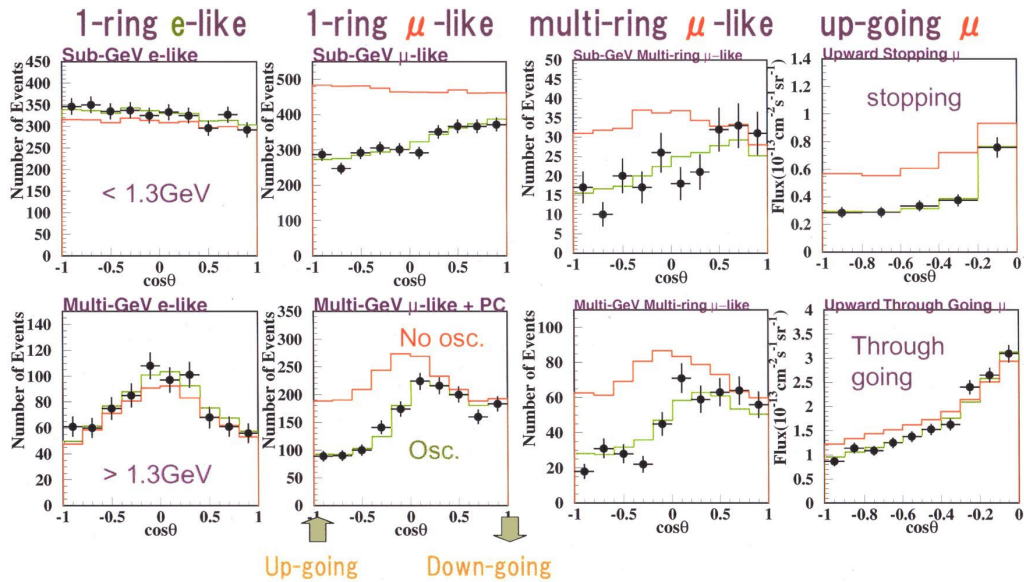


図 15. 経路長によるニュートリノ振動の変化。

e-事象の場合、それらは $\nu_e$ 起源ですが、「振動なし」の期待値からのずれは見られません。 $\mu$ 事象の場合のみ、それらは $\nu_\mu$ 起源ですが、下からの方向に大きな減少が見られます。 $\mu$ 粒子を伴う反応の場合にのみ、遠距離方向にこの不足が見られます。図 16 は、Super-KamiokaNDE のデータによって決定された太陽ニュートリノ振動の許容領域を緑色で示し、大気ニュートリノ振動の許容領域を赤色で示しています[11]。

上記の KamiokaNDE と Super-KamiokaNDE の振動データを、他の利用可能なデータと統合してみます。次の図、図 17 はその結果ですが、太陽ニュートリノ振動の許される振動領域が一つだけであることを示しています。これは、すべての太陽ニュートリノ実験 (Super-KamiokaNDE、SNO[13] およびその他の放射化学法による実験[14-17])を統

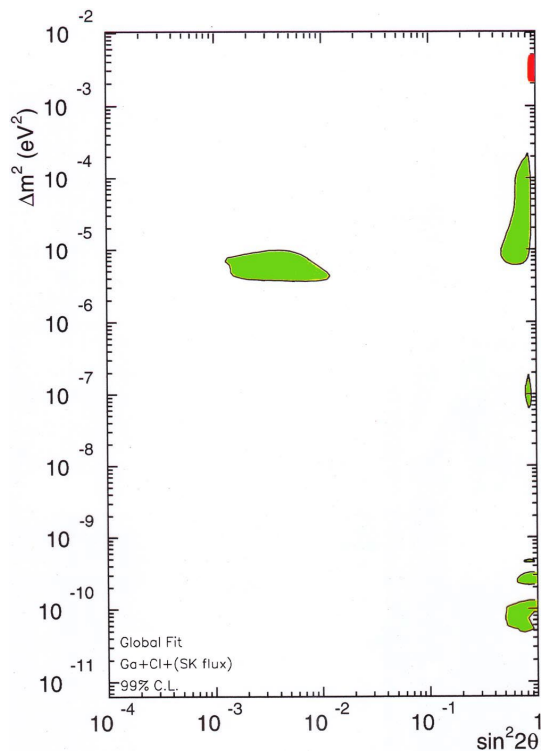


図 16. 振動パラメータの許容領域。

合することによって得られました。

観測された $\Delta m^2$ がゼロではない、つまりニュートリノの質量がゼロでないことを認めざるを得ないことになりました。これは、素粒子の標準理論を修正する必要があることを意味しています。

さて、適切なクレジットを与えるために、超新星ニュートリノ検出の著者リストを参考文献[6]に、大気ニュートリノ論文の著者リストを参考文献[12]に示します。

最後に、神岡の最新の結果をお見せします。神岡では現在、第三世代の実験が行われています。その KamLAND 実験は元の KamiokaNDE の空洞に設置されており、この実験では液体シンチレータを使用して、約 200 キロ離れた原子炉からの反電子ニュートリノを測定しています。そして、この実験は最初の結果 [18] をわずか 2 日前に発表し、私はそれを電子メールで受け取りました。この実験では、反ニュートリノフラックスとエネルギースペクトルを測定しています。その結果を図 18 に示します。得られた振動パラメータ  $\sin^2 2\theta = 0.833$  および  $\Delta m^2 = 5.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$  は、図 18 の太陽ニュートリノの結果とよく一致しています。

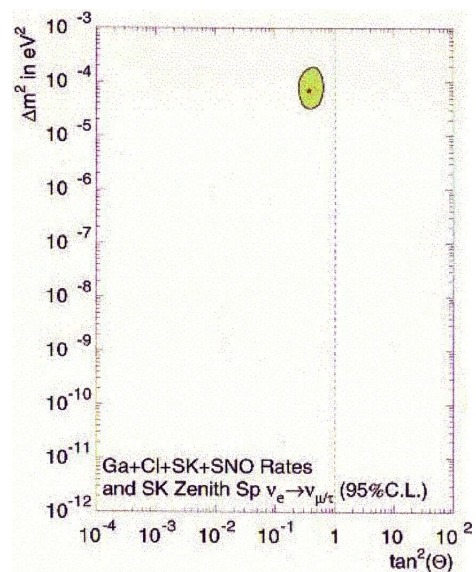


図 17. 太陽ニュートリノ振動の許容パラメータ領域。



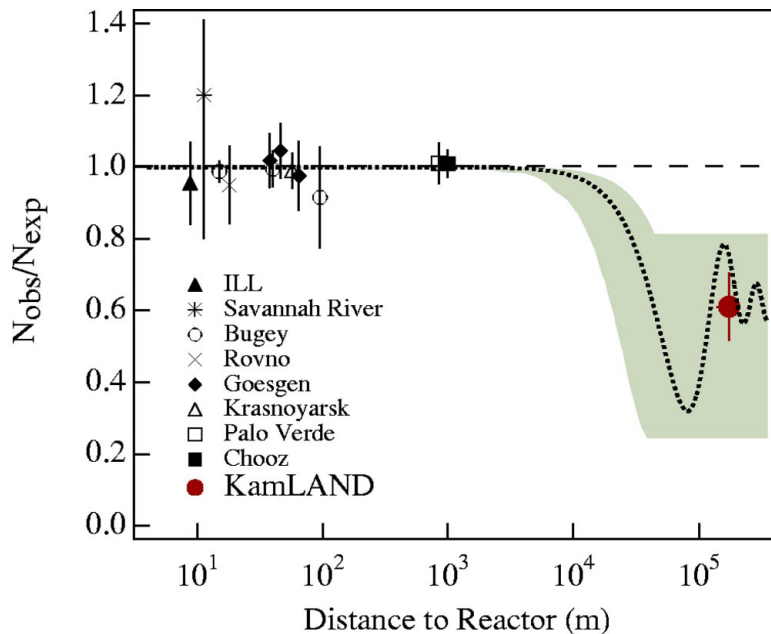


図 18. KamLAND の結果。

これは電子ニュートリノではなく反電子ニュートリノのニュートリノ振動の確認であるため、同じ振動パラメータを与えているという事実は、CPT 定理が破られていないことを示しています。さらにデータを蓄積すると、CPT 不変性の枠組み内で CP 問題に関する興味深い洞察が得られる可能性があります。この論文への参考文献は [18] に記載されています。興味深いのは、共同研究者の約 3 分の 2 が米国からの参加者であることです。神岡は今やニュートリノ研究のメッカと言われ、私はとても嬉しく思います。

ニュートリノ天体物理学が誕生した今、私たちは次に何をすべきでしょうか？ もちろん、研究者それぞれにいろいろな計画があるでしょう。メガトンの容積をもつ Hyper-KamiokaNDE を建設する動きがあります。3 つ以上の「Super-KamiokaNDE」を世界ネットワークで作れば、超新星観測に適しているかもしれません。最も挑戦的な問題は、1.9K の宇宙ニュートリノ背景放射 (CNB) の観測だと思います。それが観測されれば、宇宙が誕生してから 1 秒後の状態を教えてください。ニュートリノの質量がゼロでないことは、低エネルギーニュートリノが低温で全反射することを意味します。これは、CNB を集光するための放物面鏡の可能性を提供する素晴らしい贈り物です。しかし、そのような低エネルギーニュートリノを検出することは、本当に途方もない課題です。

## 謝辞

浜松ホトニクス株式会社の 50cm 口径光電子増倍管の製造に対する技術的貢献に感謝いたします。それらは神岡での実験の重要な構成要素でした。日本の文部科学省からは、神岡での実験に対して多大なるご支援をいただきました。

## 参考文献

- [1] M. Koshiba, Phys. Rep. 220 (1992) 229.
- [2] R. Davis, Jr., Nobel Lecture in Physics, Dec. 2002.
- [3] R. M. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 27.
- [4] H. Kume et al., Nucl. Inst. and Meth. 205 (1983) 443.
- [5] K.S. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 16.
- [6] K. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490.
- [7] K. S. Hirata et al., Phys. Lett. B 205 (1988) 416.
- [8] H. Georgi and S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
- [9] Z. Maki, N. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.
- [10] S. Hatakeyama et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2016.
- [11] S. Fukuda et al., Phys. Lett. B 539 (2002) 179.
- [12] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [13] Q. R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301.
- [14] B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496 (1998) 505.
- [15] W. Hampel et al., Phys. Lett. B 447 (1999) 364.
- [16] J. N. Abdurashitov et al., J. Exp. Theor. Phys. 95, (2002) 181.
- [17] M. Altmann et al., Phys. Lett. B 490 (2000) 16.
- [18] K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.

本記事は、Birth of Neutrino Astrophysics, Nobel Lecture, December 8, 2002 by Masatoshi Koshiba in “Les Prix Nobel, The Nobel Prizes 2002” published by Almqvist & Wiksell International, 2003, pp.84-98 を、The Nobel Foundation と小柴俊氏から許可をもらい、中畑雅行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