

スーパーカミオカンデにおける核子崩壊の探索

KEK 素粒子原子核研究所

西野 玄記

nishino@post.kek.jp

2009年(平成21年)5月15日

1 はじめに

スーパーカミオカンデ実験(SK)は、岐阜県神岡鉱山の地下1000mに設置された大型水チェレンコフ検出器による実験である。その水タンク内では、約11000本の光電子増倍管(PMT)が約5万トンの純水を囲んでおり、検出器内で起こる事象を絶えず観測している。

1996年から観測が開始されたSKは、この巨大な有効体積を活かし、大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ、超新星爆発起源のニュートリノなどの観測や陽子崩壊の発見を目的として、今も観測を続けている。特に、1998年に発表された大気ニュートリノの振動の証拠の発見 [1] など、ニュートリノ振動に関する重要な成果が得られてきたが、同時にSKは核子崩壊の探索においても現在稼働している実験の中でもっともよい感度を持つ実験でもある。

バリオン数を破る核子崩壊は、電弱相互作用と強い相互作用を統一する大統一理論から予言される現象で、その探索は、加速器では到達できないエネルギースケールの物理である大統一理論の数少ない直接的な検証手段である。1974年にGeorgiとGlashowにより提唱されたもっともシンプルな形の大統一理論 minimal SU(5) [2] は、既にカミオカンデ実験 [3] と米国のIMB実験 [4] により棄却されたが、現在も数多くの大統一理論のモデルが生き残っている。モデルによってはSKで観測可能な範囲の核子の寿命を予言しているものもあり、SKの観測データ中に核子崩壊事象が含まれている可能性は十分にある。

大統一理論のモデルの中で主要なモードとされているのが、図1に表されるような、超重ゲージボソンの交換による核子から荷電レプトン(e^+ もしくは μ^+)とメソンへの崩壊モードである。そのなかで代表的なモードである $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードについてはSK開始当初の1996年から1998年までの観測データを用いて探索がおこなわれた。陽子崩壊事象の候補となる事象は見つからなかった

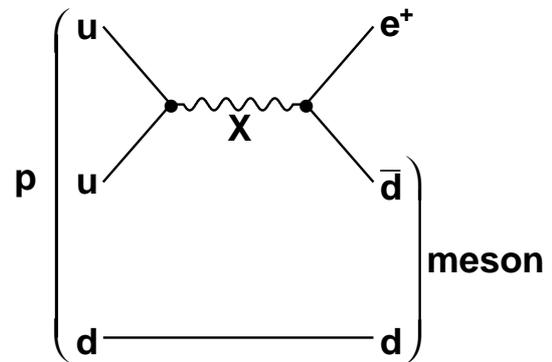


図1: 超重ゲージボソンの交換によるバリオン数を破る陽子崩壊のダイアグラム

ものの、陽子の部分寿命として $\tau/B_{p \rightarrow e^+\pi^0} > 1.6 \times 10^{33}$ 年という下限値が得られ [5]、これまでの実験の中でもっとも強い実験的な制限となっていた。しかし、一方で、その他のモードに目を転じてみると、荷電レプトンとメソンへ崩壊するモードだけを見ても、多くのモードではIMB実験が今ももっとも大きな寿命の下限値を与えているという状況である。これらのモードは $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードと比べて、モデルによっては同程度の寿命を持ち得るモードもあり、決してSKで無視しておいてよいわけではない。

そこで、今回、SKにおける初めての系統的な核子崩壊の探索として、表1に示したような2種類の荷電レプトン(e^+ , μ^+)と6種類のメソン(π^0 , η , ρ^0 , ω , π^- , ρ^-)への12種類の崩壊モードに関する探索を行った。本稿ではその最新の結果、1996年の実験開始から2001年までのSK-Iと呼ばれる期間と2002年から2005年までのSK-IIと呼ばれる期間の二つを用いた探索の結果を紹介する。ただ、単に探索したモードが増えただけではなく、もっとも主要な $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードにおいても、以前の論文における探索よりも観測時間を大幅に伸ばした探索になっている。

表 1: 本稿で紹介する核子崩壊モード。右端の数字はメソンの各モードへの崩壊分岐比である。

$N \rightarrow$	lepton	meson	meson decay mode	Br.
$p \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	π^0	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	98.8%
$p \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	η	$\eta \rightarrow 2\gamma$	39.3%
			$\eta \rightarrow 3\pi^0$	32.6%
$p \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	ρ^0	$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\sim 100\%$
$p \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	ω	$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	8.9%
			$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89.2%
$n \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	π^-		
$n \rightarrow$	$e^+ (\mu^+)$	ρ^-	$\rho^- \rightarrow \pi^-\pi^0$	$\sim 100\%$

2 スーパーカミオカンデ検出器と観測データ

スーパーカミオカンデ検出器は、直径 39 m、高さ 41 m の円筒形の水タンクであり、内水槽と外水槽の二層構造になっている。内水槽では、11146 本の 20 インチ PMT が検出器内の純水を囲むように壁面に配置され、タンク内の核子崩壊やニュートリノ反応などにより生成された荷電粒子の放出するチェレンコフ光を検出する。外水槽には、1885 本の 8 インチ PMT が検出器の外を向いて設置されており、検出器外から入ってくる宇宙線などのバックグラウンド事象を除く役割などを行っている。

SK では、2001 年に PMT の約半分を失うという大規模な事故があった。この事故の以前の期間を SK-I、以後を SK-II と呼び、SK-II は内水槽の PMT の数は SK-I の約半分の 5182 本での観測となった。検出器内に占める光電面の被覆率でいえば、SK-I は 40%、SK-II は 19% である。この大きく違う被覆率のもとで、核子崩壊探索性能にどれだけ違いが出るかということも本研究の一つのテーマである。

今回の核子崩壊探索に用いたデータは FC (fully contained) 事象と呼ばれる、タンク内に発生した荷電粒子の軌跡がすべて内水槽に含まれる事象のデータである。1 日約 10^6 個のトリガーされた事象の中から、宇宙線ミュオン、PMT が放電し光を放出することによる事象 (flasher)、検出器壁面付近の放射性物質などによるバックグラウンド事象を、内水槽、外水槽の PMT の情報などを使って取り除くことにより、1 日約 8 イベントまで選別する。選別された事象数は SK-I と SK-II でそれぞれ、12232 事象と 6584 事象である。バックグラウンドを十分除くために、検出器の壁から 2 m 内側に発生点がある事象のみが最終的な解析に使われる。したがっ

て、検出器の有効体積は 22.5 キロトンとなる。最後に残ったイベントの中で大気ニュートリノ以外のバックグラウンド事象の混ざる確率は 1% 以下、一方 $p \rightarrow e^+\pi^0$ の事象が誤って除かれてしまう確率も 1% 以下で、それぞれ十分小さいと見積もられている。

観測時間 (livetime) はそれぞれ、SK-I が 1489.2 日、SK-II が 798.6 日である。核子崩壊探索では、単純には観測時間と検出器有効質量の積 (exposure) にその感度が比例するため、それが実験の比較に度々用いられる。SK-I と SK-II の exposure はそれぞれ、91.7 キロトン年、49.2 キロトン年であり、合わせて 140.9 キロトン年の exposure を持つ。IMB-3 実験が 7.6 キロトン年であったことと比べると、SK がどれだけそれ以前の実験と比べて膨大なデータを持っているかが分かる。

3 核子崩壊事象の探索

さて、前述したような事象選択では、核子崩壊による事象とともに大気ニュートリノによる事象も残っている。したがって、それらをさらに選別して、核子崩壊による事象のみを抽出しなければならない。

核子崩壊による事象と大気ニュートリノによる事象を分ける大きな特徴は、核子崩壊の場合には、複数のチェレンコフリングが検出器内に等方的に分布しているということである。図 2 に SK-I における典型的な 1 リング事象とシミュレーションされた陽子崩壊事象のイベントディスプレイを示した。核子崩壊事象では、再構成された荷電粒子の運動量を足し合わせれば、それは崩壊した核子の運動量に相当する。特に水素原子核の場合にはその運動量は無視できるので、光量が同程度の大気ニュートリノ事象と比べて、全運動量が顕著に小さくなるはずである。さらに、全不変質量を再構成すると、核子の質量に対応するはずであることも、核子崩壊事象のもう一つの大きな特徴である。主に、この二点の特徴を用いて、核子崩壊事象を抽出していく。

運動量や全不変質量を見積もるために、以下の情報を、収集されたデータを元に再構成する。

- 事象の発生点
- いくつのチェレンコフリングが検出器内に存在するか
- 各リングの粒子識別 (e -like のリングか μ -like のリングか)
- 各粒子の運動量
- (ミュオン) 崩壊電子の数

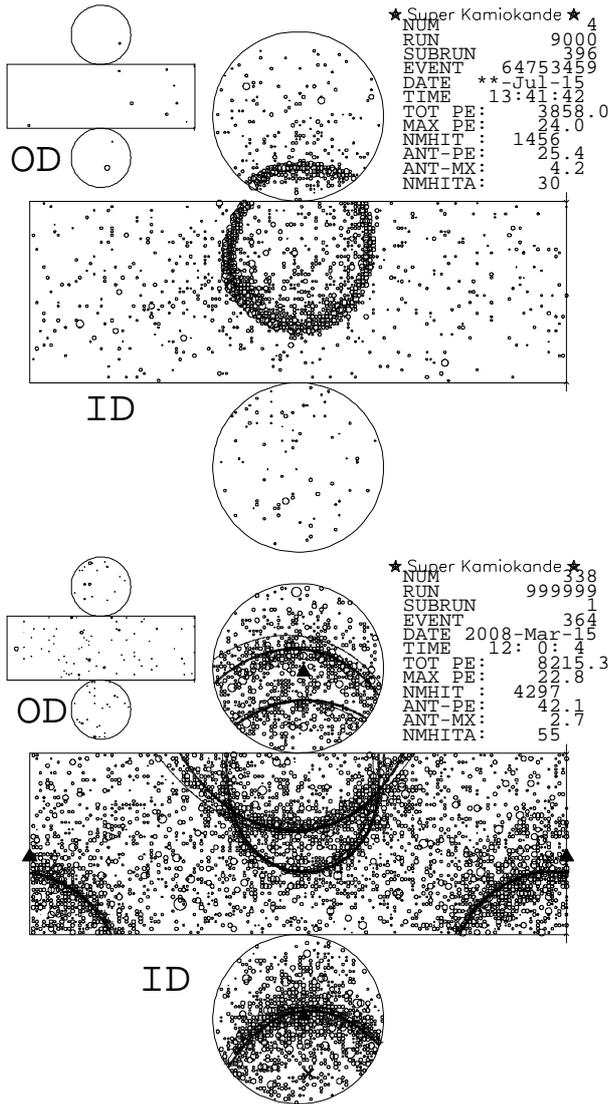


図 2: SK-Iにおける典型的な 1 リング事象 (上) とシミュレーションされた陽子崩壊 ($p \rightarrow e^+ \pi^0$) 事象 (下) のイベントディスプレイ。円筒形の検出器を展開した図で、各点の大きさで検出された光量の大きさを表す。陽子崩壊事象においては、検出器底部に e^+ による一つのチェレンコフリングが、検出器上部に π^0 の崩壊による二つの γ 線による二つのリングが見える。実線は、事象再構成プログラムにより見つけられたリングを示している。

これらの情報を水タンク壁面に設置された PMT で検出されたヒットの光量と時間の情報のみで再構成していく。それぞれの事象再構成アルゴリズムは基本的に大気ニュートリノ振動解析と共通で、よく理解されているものである。

核子崩壊の探索にとって重要なポイントとなるのは各粒子の運動量の再構成に関するものである。大気ニュートリノ事象では一つのチェレンコフリングからなる事象が事象数の多くを占めるのに対して、核子崩壊事象では複数のチェレンコフリングが重なり合う事象が解析の中心となる。そのように複数のリングが重なり合う事象で

各リングの運動量を再構成するためには、各 PMT の光量を各々のリングに振り分けなくてはならない。以前の事象再構成プログラムでは、SK-II において正しく光量が分割されていなかったという問題があったが、本解析のために特に改良が施されて解決され、SK-II のデータを解析に用いることが可能となった。

それぞれの事象再構成性能、さらに、SK-I と SK-II でどれだけその性能に違いがあるかということは興味のある点である。それらについては、3.3 章で検出効率の比較などとも合わせて述べることにする。

3.1 事象選択条件

それでは、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードを例にとって、事象選択条件について具体的に述べる。用いられた事象選択条件は非常にシンプルなものだけであり、基本的に以下の五つの条件からなる。

- チェレンコフリングの数：2 もしくは 3
- 粒子識別：
すべて e -like (シャワー型) のリングであること
- メソンの不変質量：
 $85 < M_{\pi^0} < 185 \text{ MeV}/c^2$ (3 リング事象のみ)
- (ミューオン) 崩壊電子の数：0
- 事象の全運動量と全不変質量：
 $800 < M_{\text{tot}} < 1050 \text{ MeV}/c^2$, $P_{\text{tot}} < 250 \text{ MeV}/c$

このモードでは、 e^+ のリングと π^0 から崩壊した二つの γ によるリングからなる事象を探索することになる。 π^0 の運動量の向きと崩壊により生成した γ の運動量の向きの関係により、 γ によるリングが二つとも見える場合とそうでない場合があるため、リング数は 2 もしくは 3 であることが要求されている。

三つのリングが見つかった場合には、そのうちのいずれか二つで π^0 の質量が組めることを要求する。SK における粒子識別アルゴリズムでは、 e^+ と γ を区別できないため、すべての組み合わせを試行し、その中で不変質量が π^0 の質量にもっとも近くなるものを二つの γ の組み合わせとしてしている。図 3 に陽子崩壊シミュレーションにおける π^0 の不変質量分布を示した。期待通りに π^0 の不変質量が再構成できていることが分かる。他のモードに関しても、不変質量を組む際に、粒子識別アルゴリズムでは分けられていない e^\pm と γ , μ^\pm と π^\pm を区別する必要があるときには、可能なすべての組み合わせを試し、いずれかの組み合わせが条件に適合すればその事象を残すようにしている。

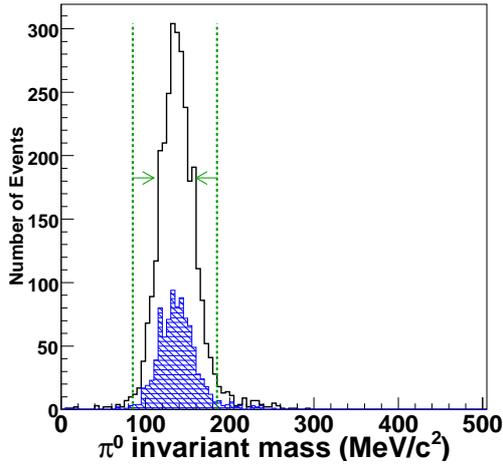


図 3: SK-I の陽子崩壊 $p \rightarrow e^+\pi^0$ シミュレーションにおける π^0 不変質量分布。網掛けのヒストグラムは水素原子核 (free proton) の崩壊による事象の分布を示す。点線と矢印が事象選択条件を示している。

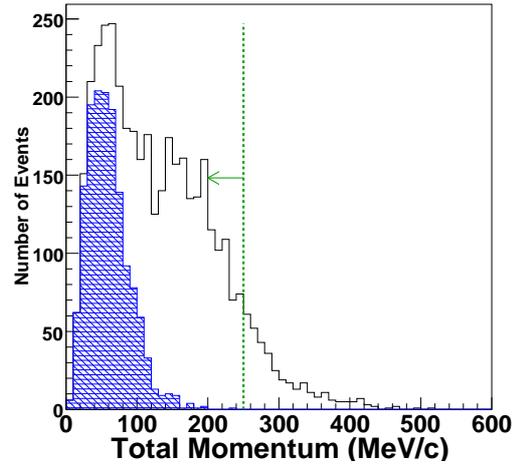


図 4: SK-I の陽子崩壊 $p \rightarrow e^+\pi^0$ シミュレーションにおける全運動量の分布。網掛けのヒストグラムは水素原子核 (free proton) の崩壊による事象の分布を示す。点線と矢印が事象選択条件を示している。

ミューオンの崩壊から生成される電子はこのモードでは検出されないことを要求する。一方で、核子が μ^+ とメソンへと崩壊するモードについては、この崩壊電子が検出されていることを要求する。ミューオンからの崩壊電子の検出効率は約 80% であるため、 $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ モードの検出効率は $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードと比べてその分小さくなっている。

最後に、再構成された全運動量、全不変質量が崩壊した核子の運動量、質量とコンシステントであることを要求する。特に、全運動量の $P_{\text{tot}} < 250 \text{ MeV}/c$ という条件は、全運動量に対する分解能ではなく、酸素原子核中における核子の運動量 (Fermi motion) の大きさを考慮して決定されている。図 4 は $p \rightarrow e^+\pi^0$ シミュレーションにおける全運動量の分布を示している。さらに、バックグラウンドの期待値が比較的高いモードに対しては、全運動量のカットの条件をより狭くして、S/N のよい探索をするようにしている。

今回探索したモードすべての事象選択条件を述べていくことはできないが、この他のモードに関しても、同様に上記の $A \sim E$ の量が核子崩壊事象とコンシステントであることを要求する。たとえば、 $p \rightarrow e^+\eta$ モードに対しては三つの e -like のリングが見つかることを要求し、さらに、そのうちの二つのリングで η メソンの質量 (約 $550 \text{ MeV}/c^2$) が組めることを要求する。図 5 は $p \rightarrow e^+\eta$ シミュレーションにおける η の不変質量分布とその選択条件を示している。

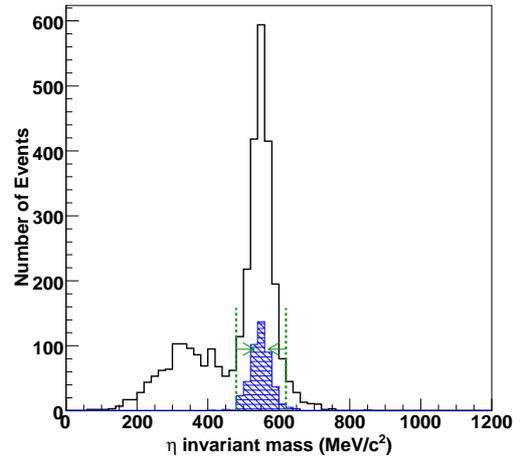


図 5: SK-I の陽子崩壊 $p \rightarrow e^+\eta$ シミュレーションにおける η 不変質量分布。網掛けのヒストグラムは水素原子核 (free proton) の崩壊でさらに $\eta \rightarrow 2\gamma$ の事象のみの分布を示す。点線と矢印が事象選択条件を示している。 η メソンの質量より小さいところにピークが見られるのは、 η メソンの $\eta \rightarrow 2\gamma$ 以外の崩壊モードによるものである。

3.2 検出効率とバックグラウンドの見積もり

以上で述べた条件のもとで、核子崩壊事象に対する検出効率と大気ニュートリノによるバックグラウンド事象の期待値を、それぞれの MC シミュレーションを用いることによって見積もった。図 6 は最後の事象選択条件におけるそれぞれの全運動量、全不変質量の分布である。

表 2 に見積もりの結果を探索したすべてのモードについてまとめた。

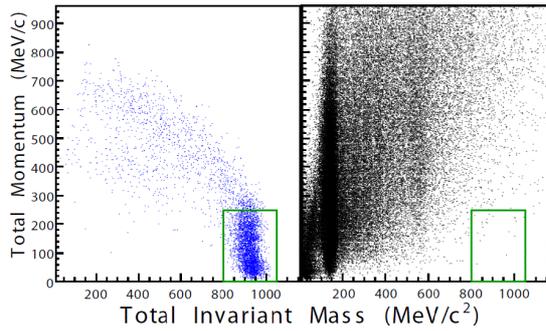


図 6: SK-I の陽子崩壊 $p \rightarrow e^+\pi^0$ シミュレーション (左) と大気ニュートリノシミュレーション (右) における全運動量と全不変質量の二次元分布。四角形に囲まれた領域が核子崩壊の信号領域である。

表 2: 各モードにおける検出効率とバックグラウンドの期待値。メソンに複数の崩壊モードがある場合には、それぞれの崩壊分岐比も考慮された検出効率になっている。

	Eff.(\times Br.)(%)		BG events	
	SK-I	SK-II	SK-I	SK-II
$p \rightarrow e^+\pi^0$	44.6	43.5	0.20	0.11
$p \rightarrow \mu^+\pi^0$	35.5	34.7	0.23	0.11
$p \rightarrow e^+\eta$				
($\eta \rightarrow 2\gamma$)	18.8	18.2	0.19	0.09
($\eta \rightarrow 3\pi^0$)	8.1	7.6	0.08	0.08
$p \rightarrow \mu^+\eta$				
($\eta \rightarrow 2\gamma$)	12.4	11.7	0.03	0.01
($\eta \rightarrow 3\pi^0$)	6.1	5.4	0.30	0.15
$p \rightarrow e^+\rho^0$	4.9	4.2	0.23	0.12
$p \rightarrow \mu^+\rho^0$	1.8	1.5	0.30	0.12
$p \rightarrow e^+\omega$				
($\omega \rightarrow \pi^0\gamma$)	2.4	2.2	0.10	0.04
($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$)	2.5	2.3	0.26	0.13
$p \rightarrow \mu^+\omega$				
($\omega \rightarrow \pi^0\gamma$)	2.8	2.8	0.24	0.07
($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$)	2.7	2.4	0.10	0.07
$n \rightarrow e^+\pi^-$	19.4	19.3	0.16	0.11
$n \rightarrow \mu^+\pi^-$	16.7	15.6	0.30	0.13
$n \rightarrow e^+\rho^-$	1.8	1.6	0.25	0.13
$n \rightarrow \mu^+\rho^-$	1.1	0.94	0.19	0.10

$p \rightarrow e^+\pi^0$ モードに対しては、SK-I、SK-II でそれぞれ 44.6%、43.5% の検出効率、SK-I と SK-II を合わせたバックグラウンドの期待値は 0.31 イベントである。ここで、バックグラウンドの見積もりにはニュートリノ振動が考慮されている。特に、水素原子核の崩壊の事象については、生成されたメソンの原子核内での反応を考慮す

る必要がなく、さらに核子の運動量も無視できるため、87% という高い検出効率を持つと見積もられている。このことから $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードは SK のような水チェレンコフ検出器に適したモードであるということができよう。

$p \rightarrow e^+\pi^0$ モードの探索において、検出効率を落とすもっとも大きな要因は、酸素原子核内で陽子が崩壊して生成された π^0 が原子核内で伝播するときにおける核内効果によるものである。われわれの原子核内相互作用シミュレーションにおいては、生成された π^0 のうちの 37% は吸収されるか、 π^\pm へと変化し、その事象は事象選択条件に残らなくなってしまう。

一方、その他のモードに対しては軒並み $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードよりは検出効率は低く見積もられているが、ここでは、各メソンの崩壊分岐比も考慮されていることを注意しておきたい。たとえば、 $p \rightarrow e^+\eta$ ($\eta \rightarrow 2\gamma$) は $p \rightarrow e^+\pi^0$ とよく似た事象で、 $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードと同じく SK での検出に適したモードなのであるが、もともと η メソンがこのモードへと崩壊する分岐比が約 39% しかないために、低い検出効率となっている。水素原子核の陽子崩壊でかつ η メソンが 2γ へと崩壊する事象だけをとってくれば、その検出効率は 74% である。

また、 $p \rightarrow e^+\rho^0$ のようなモードでは、 ρ^0 メソンの崩壊によって生成される π^\pm によって放出されるチェレンコフリングを見つけることを要求するのであるが、 π^\pm は水中で散乱されたり、吸収されたりしてしまう場合などがあるため、リングを正しく見つける確率は電子やミュオンに比べて低く、さらに、運動量の再構成に伴う誤差も大きい。そのため、 π^\pm のリングを要求するモードでは検出効率が低くなる傾向にある。

一方、バックグラウンドの期待値に関しては、いずれのモードも SK-I と SK-II を合わせて、0.5 事象以下となるように条件が設定されており、バックグラウンドの十分小さい中で探索を行うようにしている。

3.2.1 系統誤差

ここで、検出効率とバックグラウンドの期待値の系統誤差について簡単にまとめておく。

$p \rightarrow e^+\pi^0$ モードについては、 π^0 の原子核内での相互作用の不定性がもっとも大きな系統誤差の要因となる。この不定性は、他の独立な核内相互作用シミュレーションとの比較により、検出効率に対して 15% と見積もられている。また、他のモードに対しても、メソンの原子核内での相互作用が多くの場合において主要な系統誤差の要因となる。 η メソンや ω メソンについても相互作用の不定性を、それぞれ原子核標的における光生成反応の生

成断面積をシミュレーション結果と実験データと比較することで見積もった。いずれも検出効率に対する系統誤差は約 20%と見積もられている。

さらに、酸素原子核における核子の持つ運動量 (Fermi motion) の不定性や事象再構成性能による系統誤差なども見積もった。特に、 π^\pm を含むモードについては、粒子識別や運動量の再構成にチェレンコフ角の情報を使うため、その決定精度の不定性が大きく検出効率に影響し、これらのモードに対する系統誤差は比較的大きく見積もられている。

これらの不定性の影響をすべて考慮して見積もられた、検出効率に対する系統誤差はおよそ 20~30%である。ただし、 $N \rightarrow \text{lepton}^+ \rho^-$ のモードについては、40~70%というように大きく見積もられている。

一方、バックグラウンドの期待値に対する系統誤差は、検出効率に対する系統誤差よりも比較的大きく、40~70%の間で見積もられている。ここで、主要な系統誤差の要因は、 π や陽子の水中での相互作用の不定性である。また、核子崩壊信号の事象と比べてバックグラウンドの事象は運動量などのカットの信号領域の端に多く分布しやすいため、運動量決定に関する不定性がバックグラウンドの期待値に影響しやすく、その系統誤差が大きくなりやすくなっている。

3.3 SK-I と SK-II の性能比較

さて、ここで、SK-I と SK-II の核子崩壊探索における性能の比較について述べておきたい。

まず、基本となる $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードの水素原子核の崩壊事象に対する基本的な事象再構成性能について一通り述べておく。相互作用点 (vertex) の分解能については、SK-I(SK-II) で 18.1(20.1) cm と SK-II の方がわずかに悪いがその差は小さい。リング数の選択条件 (2 リング、もしくは、3 リング) に当てはまる確率はそれぞれ SK-I(SK-II) で 99%(98%) であり、リング数再構成には差が見えないことがわかる。また、粒子識別を誤り、 e -like のリングを μ -like と判断してしまう確率についても SK-I(SK-II) で 3.3%(3.4%) であり、こちらもほとんど違いは見えない。さらに、図 7 に示したように SK-I, SK-II とともに再構成された全不変質量は期待通り陽子の質量を中心に分布している。ただし、その分解能は SK-I(SK-II) で 29.8(32.5) MeV/c と、わずかに SK-II のほうが分布の広がり大きい、検出効率に対する影響は小さいものである。

以上のように、基本的な事象再構成性能に関しては、SK-II は SK-I とほぼ同等の性能を持っていると考えて

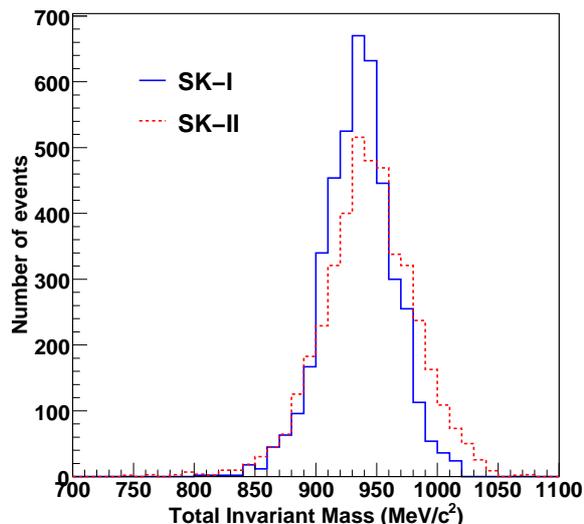


図 7: 陽子崩壊 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ シミュレーションにおける全不変質量分布。ここでは、水素原子核の崩壊の事象のみを表している。実線が SK-I, 点線が SK-II の分布を示している。

よい。そのことは、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードに対する検出効率が SK-I(SK-II) で 44.6%(43.5%) というように、大きな差が見えないということからもわかるであろう。さらに、それ以外のモードに関して、表 2 を見れば分かるように、もっとも大きな差があるモードでもせいぜい 20%以下の違いであり、PMT の密度が半分しかない SK-II でも、核子崩壊探索にとって十分 SK-I に匹敵する性能を出すことができたといつてよいであろう。

3.4 バックグラウンド事象

最終的な探索結果を述べる前に、見積もられたバックグラウンド事象の詳細について述べる。

まず、大気ニュートリノの相互作用によるバックグラウンドの中でこういった相互作用による事象がバックグラウンドとして残るかを表 3 にまとめた。表には $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードのバックグラウンドのみを記したが、ほぼどのモードに対しても共通に、荷電カレント π 生成

表 3: $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードのバックグラウンドとなる事象のニュートリノ相互作用の種類による内訳。

ニュートリノ相互作用	
荷電カレント準弾性散乱	28%
荷電カレント π 生成反応 ($n_\pi = 1$)	32%
荷電カレント π 生成反応 ($n_\pi > 1$)	19%
それ以外の荷電カレント反応	2%
中性カレント反応	19%

反応により生成された荷電レプトンと π^0 が核子崩壊と似た事象を作ることによってバックグラウンドとなっている。さらに、荷電カレント準弾性散乱による事象も無視できない割合を占める。これは、ニュートリノ相互作用により生成された陽子が水中での二次反応により π^0 を生成し、荷電レプトンと π^0 の組み合わせを作ることによるものである。

ニュートリノ相互作用のシミュレーションには、NEUT [6] と呼ばれる大気ニュートリノ振動解析などで用いられ、よく理解されたシミュレーションを用いているが、この見積もりの正当性を確かめるために、他のニュートリノ相互作用シミュレーション NUANCE [7] を用いた見積もりも合わせて行った。 $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードに対して見積もられたバックグラウンドは、NEUT による見積もりが SK-I と SK-II を合わせて $0.31 \pm 0.04(\text{stat.})$ 事象であるのに対して、NUANCE による見積もりが $0.27 \pm 0.10(\text{stat.})$ 事象である。したがって、統計誤差の範囲内でバックグラウンドの見積もりは一致しているといえることができる。

さらに、K2K 実験のニュートリノビームと 1 キロトンの水チェレンコフ検出器を用いた実験データによる $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードに対するバックグラウンドの見積もりが行われており [8]、その結果によれば、バックグラウンドの期待値は $0.23^{+0.06}_{-0.05}(\text{stat.})^{+0.06}_{-0.07}(\text{sys.})$ 事象である。ただし、ここではニュートリノエネルギー $E_\nu < 3\text{MeV}$ のみの事象しか用いらておらず、その違いを考慮すれば、こちらでも誤差の範囲内で双方の見積もりは一致する。

3.5 SK-I, SK-II データにおける探索

それでは、最後に SK-I と SK-II の観測データを用いた核子崩壊の探索結果について述べる。

図 8 に、SK-I と SK-II の観測データの全運動量と全不変質量の二次元分布を示した。四角形で囲まれた領域が信号領域であり、残念ながら候補となる事象は一つも残っておらず、SK-I と SK-II のデータをすべて使った今回の探索においても $p \rightarrow e^+\pi^0$ の信号は見つからなかった。

その他のモードについても、今回、有意な核子崩壊の信号を見つけることはできなかった。今回、16 の崩壊モード（メソンの異なる崩壊モードを別々に数えた場合）についての探索を行ったが、五つのモードで候補となる

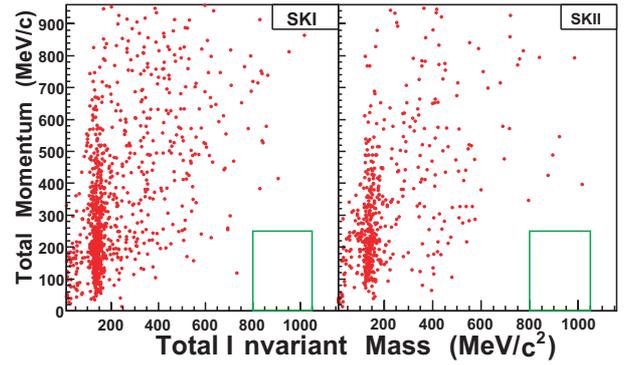


図 8: SK-I(左) と SK-II(右) の観測データの全運動量と全不変質量の二次元分布。 $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードのための選択条件のうち、全運動量と全不変質量以外の条件を満たした事象の分布。四角形で囲まれた領域が信号領域である。

表 4: 候補事象が見つかったモードにおけるバックグラウンドの期待値と候補事象の数。

	BG	候補事象
$p \rightarrow \mu^+\eta(\eta \rightarrow 3\pi^0)$	0.45	2
$p \rightarrow \mu^+\rho^0$	0.42	1
$p \rightarrow e^+\omega(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$	0.39	1
$n \rightarrow \mu^+\pi^-$	0.43	1
$n \rightarrow e^+\rho^-$	0.38	1
他の 11 モード	2.6	0
Total	4.7	6

事象が見つかった。候補が見つかったモードのバックグラウンドの期待値と候補事象の数を表 4 に示した。候補事象が見つかったのは、すべてそもそもバックグラウンドの期待値が比較的大きいモードであり、1, 2 事象では有意な信号とはいえない。たとえば、 $p \rightarrow \mu^+\eta(\eta \rightarrow 3\pi^0)$ モードについては、バックグラウンドの期待値から 2 事象以上観測される確率は単純なポアソン統計で計算して、7.5%であり、これも有意であるとは言い難い。

候補事象の数とバックグラウンドの期待値の総数はそれぞれ、6 事象と 4.7 事象であり、観測データと大気ニュートリノバックグラウンドは候補事象の数においてコンシステントであるといえる。また、データと大気ニュートリノバックグラウンドの比較の一例として、全不変質量の分布を図 9 に示した。この図からも、大気ニュートリノバックグラウンドは観測データをよく再現していることが確認できる。

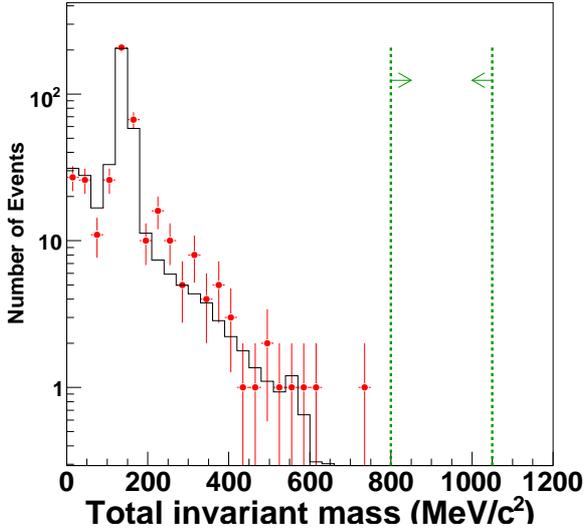


図 9: SK-I の全不変質量分布。大気ニュートリノの MC シミュレーションが実線で、観測データが点で示されている。 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードの全運動量と全不変質量以外の選択条件を通るもののみがプロットされている。

4 核子寿命の下限值

今回の探索では、残念ながら有意な核子崩壊の信号を見つけることができなかったため、核子の各モードの部分寿命の下限値をベイズ統計を基にして計算した。計算の結果を表 5 に示す。さらに、これらの結果を過去の実験、FREJUS [9], KAMIOKANDE-I+I [3], IMB-3 [4], SK(25.5 キロトン年) [5], と比較したものが図 10 である。

表 5: 核子の各崩壊モードの部分寿命の下限值 (90% C.L.)。ここで、寿命の単位は、 10^{33} 年で示されている。

	τ/Br		τ/Br
$p \rightarrow e^+ \pi^0$	8.2	$p \rightarrow \mu^+ \pi^0$	6.6
$p \rightarrow e^+ \eta$	4.2	$p \rightarrow \mu^+ \eta$	1.3
$p \rightarrow e^+ \rho^0$	0.71	$p \rightarrow \mu^+ \rho^0$	0.16
$p \rightarrow e^+ \omega$	0.32	$p \rightarrow \mu^+ \omega$	0.78
$n \rightarrow e^+ \pi^-$	2.0	$n \rightarrow \mu^+ \pi^-$	1.0
$n \rightarrow e^+ \rho^-$	0.070	$n \rightarrow \mu^+ \rho^-$	0.036

$p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードに関しては、SK の前回の論文の結果よりも約 5 倍大きな下限値である $\tau/B_{p \rightarrow e^+ \pi^0} > 8.2 \times 10^{33}$ 年を得ることができた。とはいえ、理論的不定性から大統一理論のある興味あるモデルを棄却するまでには至らないが、これらのモデルに関連した超重ゲージボソンの質量などのパラメータにより強い制限を与えることができるであろう。また、それ以外の

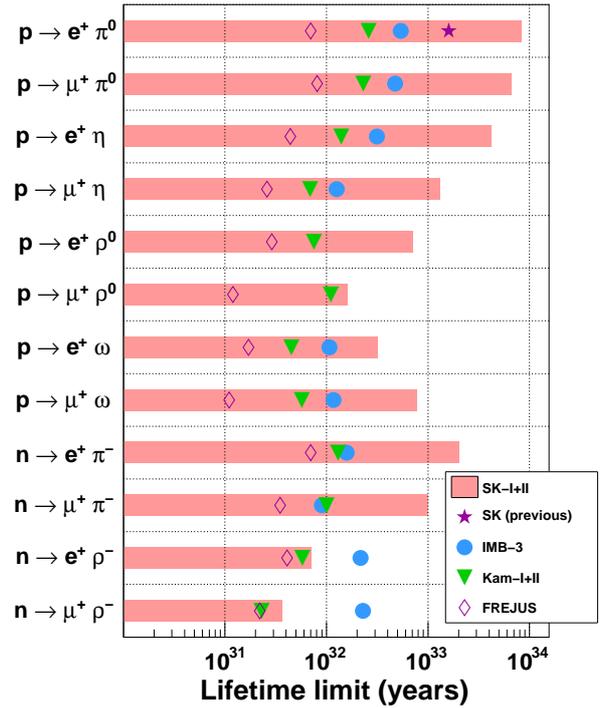


図 10: 過去の実験との核子の部分寿命 (90% C.L.) の比較。

モードに関しても、ほとんどのモードでこれまででもっとも大きな寿命の下限値を得ることができた。ただし、 $N \rightarrow lepton^+ \rho^-$ モードに対しては、IMB-3 の結果よりも小さな下限値を得ている。これには、おもに二つの理由がある。まず、今回の事象選択条件の設定は、バックグラウンドレベルを十分小さくすることを第一条件としており、必ずしも寿命に対する感度がよくなるように最適化されているわけではないということがある。さらに、これらのモードは検出効率の系統誤差が非常に大きくなると見積もられており、その影響を受けて下限値が非常に小さくなっているのに対して、IMB-3 の寿命の下限値の計算では、そもそも検出効率の系統誤差が考慮されていないという違いがある。

5 まとめ

本稿では、SK-I と SK-II のデータを用いた 12 の核子崩壊モードに関する最新の探索結果を紹介した。今回、探索した崩壊モードの中には核子崩壊の有意な信号を見つけることはできなかったが、ほとんどのモードにおいて、これまでの核子崩壊探索実験の中でもっとも大きな核子寿命の下限値を得た。

今回の探索結果は SK-I と SK-II という PMT の密度が大きく異なる二つの期間を用いた結果であり、今回の探索結果からは、PMT の密度が半分であった SK-II の

観測でも核子崩壊探索にとっては十分よい性能を發揮することができていると結論付けられる。このことは、荷電レプトンとメソンへと崩壊するモードに限られた話ではなく、超対称性理論を用いた大統一理論で主要なモードとして予言される $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ モードの検出効率に対しても同様に、SK-II におけるよい検出効率 (SK-I の 80%程度) が示されている [10]。

今回の探索では、十分低いバックグラウンドレベルでの探索が実現できたので、観測時間を延ばすことで、さらに感度は向上するであろう。SK は 2008 年夏にデータ収集エレクトロニクスを刷新し、新たに SK-IV というフェーズが始まり、これからも長期的な観測を行い、核子崩壊を探索する予定である。今後約 10 年間は、SK が世界最大の核子崩壊実験であり続けるであろうから、今後の SK の観測データから核子崩壊の証拠、もしくは、核子寿命に対するより強い実験的な制限など新たな知見が得られると期待される。

6 謝辞

本研究をまとめるにあたっては、スーパーカミオカンデ実験の国内外の数多くの共同研究者の多大な協力・助言をいただきました。この場を借りて、感謝の意を表したいと思います。特に、核子崩壊の解析にあたっては、東京大学宇宙線研究所の塩澤真人准教授に多くの貴重な助言をいただきました。最後に、博士論文を指導していただいた東京大学宇宙線研究所の金行健治准教授に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [2] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
- [3] K. S. Hirata *et al.*, Phys. Lett. B **220**, 308 (1989).
- [4] C. McGrew *et al.*, Phys. ReV. D **59**, 052004 (1999).
- [5] M. Shiozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3319 (1998).
- [6] Y. Hayato, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 171 (2002).
- [7] D. Casper *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 161 (2002).

- [8] S. Mine *et al.*, Phys. ReV. D **77**, 032003 (2008).
- [9] Ch. Berger *et al.*, Z. Phys. C **50**, 385 (1991).
- [10] M. Miura, Talk at Recontres de Moriond EW, 2009.