

# スーパーカミオカンデIによるモノポール探査

東海大学理学研究科物理学専攻

5ASN002

石井博明

平成 19 年 3 月 29 日

# 目次

第1章	序論	5
1.1	大統一理論と磁気単極子（モノポール）	5
1.2	これまでのモノポール探索実験のまとめ	6
1.2.1	パーカーの上限	6
1.2.2	電磁誘導を用いた方法	6
1.2.3	個体飛跡検出器を用いた方法	6
1.2.4	シンチレーターを用いた方法	7
1.2.5	比例係数管を用いた方法	7
1.2.6	中性子星について	7
1.3	スーパーカミオカンデ I によるモノポール探索	9
第2章	スーパーカミオカンデ I によるモノポール探索	11
2.1	スーパーカミオカンデ I 検出器	11
2.2	検出原理	11
2.3	純水装置	15
2.4	20inch 光電子増倍管	15
2.5	バックグラウンド	17
2.5.1	大気ニュートリノ	17
第3章	データ解析	19
3.1	探索に用いたデータ	19
3.2	データリダクション	19
3.2.1	spallation cut	19
3.2.2	GRINGO cut	21
3.2.3	ULTIMATE spallation cut	21
3.2.4	Cherenkov angle cut	22
3.3	エネルギー閾値	24
3.4	目視によるバックグラウンド事象の除去	24
3.5	太陽方向からのニュートリノ事象	25
3.6	バックグラウンド	25
3.7	検出効率	28

第4章	結果と考察	30
4.1	ニュートリノフラックスの上限	30
4.2	モノポールのフラックス上限	30
4.2.1	太陽内における陽子崩壊の頻度	30
4.2.2	太陽内のモノポール存在量	31
4.2.3	モノポールのフラックス	32
4.2.4	ニュートリノ振動を考慮した場合	32
第5章	結論	35

# 目次

1.1	neutrino spectrum . . . . .	10
1.2	electron scattering . . . . .	10
2.1	スーパーカミオカンデ検出器 . . . . .	12
2.2	スーパーモジュール . . . . .	13
2.3	チェレンコフ光の放射原理 . . . . .	14
2.4	純化装置 . . . . .	16
2.5	光電子増倍管 . . . . .	16
2.6	波長と量子効率の関係 . . . . .	17
3.1	核破碎時間分布 . . . . .	21
3.2	チェレンコフ角度分布の定義 1 . . . . .	22
3.3	チェレンコフ角度分布の定義 2 . . . . .	23
3.4	チェレンコフ角度分布の定義 3 . . . . .	23
3.5	チェレンコフ角度分布 . . . . .	24
3.6	sig 分布 . . . . .	25
3.7	カットごとのイベント数変化 . . . . .	26
3.8	太陽方向分布 (219 イベント) . . . . .	27
3.9	モンテカルローによる B8 太陽ニュートリノ . . . . .	28
3.10	モンテカルローによる各カットの変化 . . . . .	29
4.1	neutrino oscillation . . . . .	33
4.2	oscillation . . . . .	33

# 表 目 次

2.1	スーパーカミオカデ I の概要 . . . . .	12
3.1	核破碎と崩壊モード . . . . .	20

# 第1章 序論

## 1.1 大統一理論と磁気単極子（モノポール）

大統一理論（GUT）とは、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一しようとする試みである。電磁相互作用と弱い相互作用は電弱統一理論としてグラショウ、ワインバーグ、サラムにより完成されている。大統一理論の最小モデルである SU(5) モデルでは陽子の寿命が  $10^{30} \sim 10^{32}$  年であるが、陽子崩壊の観測により排除されている。[2] [3]

大統一理論では、モノポールの存在が予言されている。よってこの粒子を探索することによって大統一理論の証明となる。モノポールは、ディラックによる電荷量子化のために存在が必要となり発展した。1974年に t'Hooft、Polyakov らにより独立に大統一理論でのモノポールの存在必要性が見出された。そして、1983年に Rubakov、Callan 等により大統一理論モノポールによる陽子崩壊の触媒作用（ルバコフ効果）が予言された。[4]

ここで、ルバコフ効果は、モノポール中心部では大統一理論による対称性が回復していると考えられ、もし陽子等の核子がモノポール中心部に引き込まれると対称性により、バリオン数を破る反応、

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+ \quad (1.1)$$

が起る。ここで、対称性の回復している領域は通常の見方では非常に狭い領域で大統一理論の媒介粒子 ( $M_X$ ) のコンプトン波長  $\lambda_c = 1/M_X (10^{-29} \text{cm})$ 、 $M_X$  が  $10^{16} \text{GeV}$  の場合) であるが、ルバコフによると、モノポールを触媒とした陽子崩壊は強い相互作用と同程度の大きさで起る。

また、モノポールは陽子の  $10^{16}$  倍の質量を持ち、モノポールの磁荷  $g$  は、

$$g = \frac{n\hbar c}{2e} \quad (1.2)$$

と表せる。ここで、 $n$  は任意の整数である。モノポールが存在すれば、マクスウェル方程式は以下の様になる。

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot H = \frac{\rho_m}{\mu_0} \quad (1.4)$$

$$\nabla \times E + \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} = -J_m \quad (1.5)$$

$$\nabla \times H - \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = J_e \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

## 1.2 これまでのモノポール探索実験のまとめ

### 1.2.1 パーカーの上限

銀河磁場は  $3 \mu\text{G}$  程度存在するが、もしモノポールが存在したら、モノポールの加速によってエネルギーが失われる。エネルギー消滅が銀河磁場の再生時間より短ければ銀河磁場は消滅するはずだが、現在も銀河磁場は消滅していないので、これらの事から制限できる。これによるフラックス上限は、

$$f \leq 1.0 \times 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (1.8)$$

である。[5]

### 1.2.2 電磁誘導を用いた方法

モノポールがコイルの中を通過すると電磁誘導により電流が発生する。この電流を測定する。この実験はモノポールの速度に依存しないので有効である。しかし、シグナルが小さいため検出感度に問題有、また、超伝導のコイルを用いるのでコストがかかるのが問題である。この実験はキャブレラ達によって1987年5月5日から1988年8月5日まで行われた。フラックス上限は、

$$f \leq 7.2 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (1.9)$$

である。[6][7][8]

### 1.2.3 個体飛跡検出器を用いた方法

モノポールがプラスチック等の物質を通過した時に分子間の重合を壊すなどの粒子の飛跡に沿った放射線損傷から探す方法である。この方法は、

安価なプラスチックを用いるため大面積検出器が作りやすく、パーカー上限よりもモノポールに対してきつい制限を与えることが出来る。ただし、この方法は、原子中の電子とモノポールの電磁相互作用により原子が電離される作用を用いるため、モノポールの速度に対する依存性がある。

2000m<sup>2</sup> の CR-39 を 2.1 年露出したフラックス制限は、 $10^{-2} < < 1$  の領域で、

$$f \leq 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (1.10)$$

である。[9]

#### 1.2.4 シンチレーターを用いた方法

モノポールが液体や気体中を通過した時に原子や分子が励起され、基底状態に戻る時の光を検出する方法である。モンブラントンネルにある液体シンチレーター検出器 NUSEX で 2 年間露出した。フランスの Mont Blanc 研究所で地下 5200hg/sq にある液体シンチレーター検出器 (LSD) を用いて 5ヶ月の観測を行いフラックス上限は、

$$f \leq 6.6 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (1.11)$$

である。[10]

#### 1.2.5 比例係数管を用いた方法

モノポールによって電離されたガス中の電子を高電圧をかけたワイヤーにひきつけ、ワイヤー近くの高電場で加速させ、ガス原子との衝突で電離された二次電子によって雪崩現象を起して、シグナルを取り出す。ミネソタのスーダンから 713m に位置する地下 2100mwe にある soudan2 はアルゴンガスを用いて 1989 年 1 月 21 日から 1992 年 1 月 6 日までのデータを使用し露出は  $2.64 \times 10^{14} \text{ cm}^2 \text{ sr s}$  であった。このフラックス上限は、 $> 2 \times 10^{-3}$  で、

$$f \leq 8.7 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (1.12)$$

である。[11]

#### 1.2.6 中性子星について

$10^{10}$  年程度経過した中性子星では、核反応によるエネルギーの供給が無くなったと考えられるため、エネルギーの供給源はルバコフ効果による

陽子崩壊のエネルギーと考えられる。これから、制限をかける。中性子星が の凝縮状態でないときは、原子核反応では光子の放出以外で以下の反応が起きる。

$$n + n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.13)$$

$$n + p + e^- \rightarrow n + n + \nu_e \quad (1.14)$$

また、ニュートリノ対生成輻射過程によるエネルギーの放出、

$$e^- + (Z, A) \rightarrow e^- + (Z, A) + \nu + \bar{\nu} \quad (1.15)$$

も同時に起きていると考えられている。

逆に、 の凝縮状態があるとすると、以下の の崩壊反応が主なエネルギーの放出過程である。

$$\pi^- + n \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.16)$$

$$\pi^- + n \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.17)$$

また、上記反応の逆過程として

$$n + e^- \rightarrow n + \pi^- + \nu_e \quad (1.18)$$

$$n + \mu^- \rightarrow n + \pi^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.19)$$

も考えられる。

中性子星内での生成されたニュートリノは、温度が  $10^9\text{K}$  以下で場合、ほとんどのニュートリノは星内物質と相互作用せず放出される。 $\pi$  の凝縮状態がない場合は、ほとんどのエネルギーが光子によって放出される。ところが凝縮状態にある場合は、ほとんどのエネルギーがニュートリノによって放出される。光子としてエネルギーが放出される割合とニュートリノとしてのエネルギー放出する割合は、 $\pi$  凝縮してる場合としてない場合で、4桁ほど異なる。この方法での一番きつい制限は、

$$F_M\left(\frac{\sigma_0}{1mb}\right) < 3.0 \times 10^{-24} \left(\frac{\beta_M}{10^{-3}}\right)^2 cm^{-2} \quad (1.20)$$

であるが、 $\pi$  凝縮していた場合は最大6桁ほど制限が緩くなる。[12][13][14][15]

### 1.3 スーパーカミオカンデIによるモノポール探索

太陽が誕生してから今までに太陽内に捕獲されたモノポールによるルバコフ効果での陽子崩壊で生成されるニュートリノを観測する。ここで、太陽の重力に捕獲されるためにはモノポールの速度が  $\beta < 10^{-3}$  である必要がある。よって、今回の観測はモノポール速度が  $\beta < 10^{-3}$  という制限がつく。ルバコフ効果による反応によって生成されるニュートリノは3種類である。太陽内での反応は以下である。

$$p + M \rightarrow M + e^+ + mesons(\rho, \omega, \eta) \quad (1.21)$$

$$mesons(\rho, \omega, \eta) \rightarrow \pi^+ \quad (1.22)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (1.23)$$

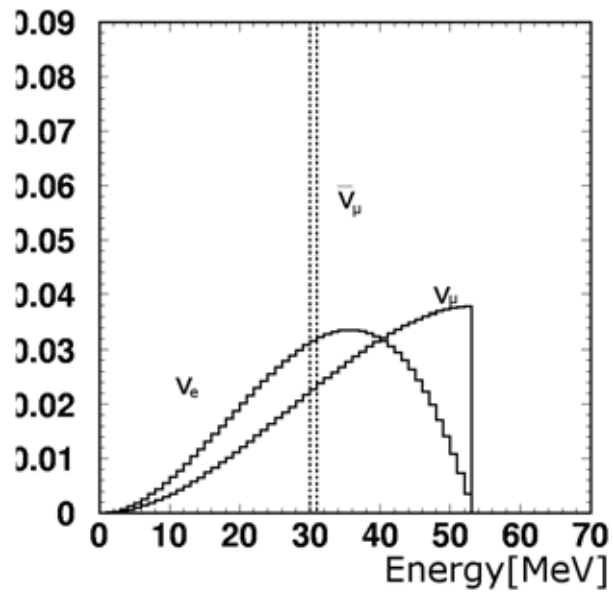
$$\mu^+ \rightarrow e^+ \mu_e \bar{\nu}_\mu \quad (1.24)$$

Mはモノポールである。この反応によって出て来たニュートリノをスーパーカミオカンデで検出する。このニュートリノのエネルギースペクトルは図1.1に示す。

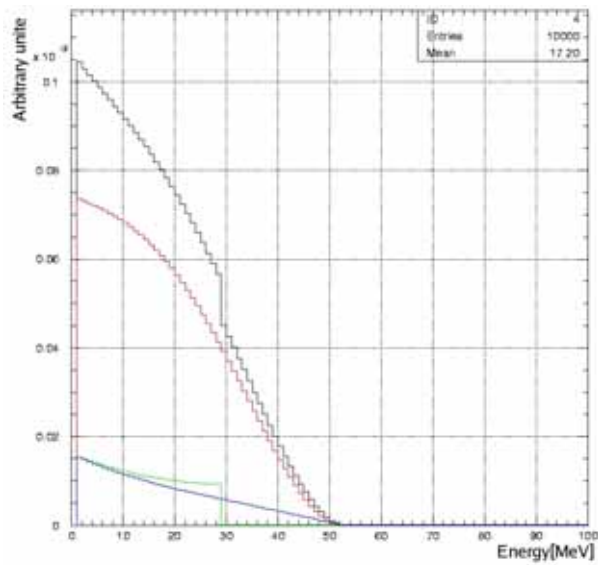
この出て来たニュートリノがスーパーカミオカンデ内を通過する時、以下の様な反応が起きる。

$$\nu + e \rightarrow \nu + e scattering \quad (1.25)$$

この反応によって、出て来た荷電粒子が水中での光速度より速く走った時出すチェレンコフ光を検出する。今回のニュートリノで出て来た電子のエネルギー分布は図1.2である。



⊠ 1.1: neutrino spectrum



⊠ 1.2: electron scattering

## 第2章 スーパーカミオカンデIによるモノポール探索

### 2.1 スーパーカミオカンデI検出器

スーパーカミオカンデは、総従量約 50000t の純粋、11146 本の 20inch 光電子増倍管を備えた大型水チェレンコフ検出器である。核子崩壊の探索、大気ニュートリノ、太陽ニュートリノの観測などを主な目的としている。検出器のある場所は、岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山地下 1000m (2700m.w.e、北緯 36.4 度、東経 137.3 度) である。ここでのバックグラウンドとなる宇宙線ミュオンの強度は、地上と比べて約 10 万分の 1 になっている。スーパーカミオカンデは、ステンレススチール製の円筒型タンクで、スーパーモジュールによって内水槽と外水槽に分られている。内水槽は直径 33.8m、高さ 36.2m、32500t の純水を蓄えている。スーパーモジュールには上面、下面にそれぞれ 1748 個、側面に 7650 個の 20inch 光電子増倍管が内向きに取り付けられていて、光電面履率 40 % である。それ以外の 60 % は、外水槽からの光の侵入を防ぐためポリエチレン製のブラックシートによって覆われている。外水槽は、上面、底面がそれぞれ 2.6m、側面が 2.75m の厚さを持ち内水槽と同じように純水で満されている。そして、外水槽に上面、底面、側面に 302 個、308 個、1275 個の 8inch 光電子増倍管がウエーブレングスシフターと共に外向きに付いている。また、ステンレススチールの壁面に反射率のいいタイベックシートが張られている。これらは、集光率を上げるためについている。外水槽は、地下まで来る宇宙線ミュオン、岩盤からのガンマ線を除去する役割をする。

スーパーカミオカンデのスペックは以下の表 2.1 に示す。

### 2.2 検出原理

スーパーカミオカンデでの太陽ニュートリノ観測は、

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (2.1)$$

の反応における反跳電子が、水中で出す円錐状のチェレンコフ光を光電

	スーパーカミオカンデ	備考
大きさ	39.3m × 41.4m	
光電子増倍管	11146 本 1885 本	内水槽 外水槽
光電面のしめる割合	40 %	
光電子増倍管の時間分解能	3ns	1p.e. での値
エネルギー分解能	2.6 %/ $\sqrt{E}$ 2.5 % 16 %/ $\sqrt{E}$	e(E[GeV]) $\mu$ ( $\geq 1$ GeV) e( $\geq 20$ MeV)
位置分解能	50cm ~ 10cm	e(10MeV) $p \rightarrow e^+\pi^0$
角度分解能	28 ° ~ 1 °	e(10MeV) 突き抜け $\mu$
トリガーのエネルギー閾値	4 ~ 5MeV	
解析のエネルギー閾値	5MeV	
$e/\mu$ 識別能力	99 %	$0.03 \leq p_e \leq 1.33 \text{GeV}/c$ $0.2 \leq p_\mu \leq 1.5 \text{GeV}/c$

表 2.1: スーパーカミオカンデ I の概要

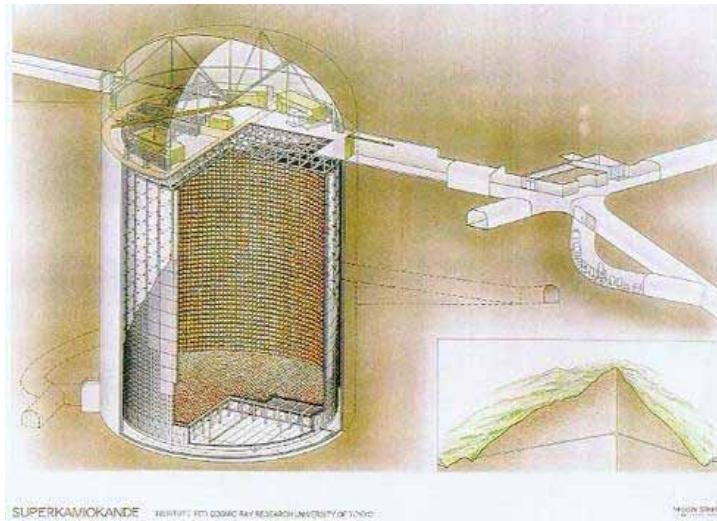


図 2.1: スーパーカミオカンデ検出器

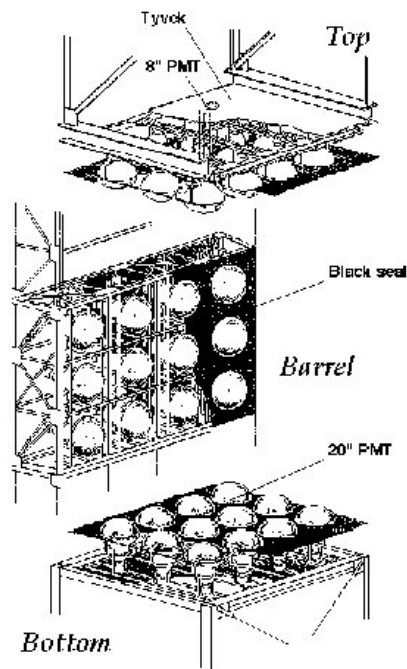


図 2.2: スーパーモジュール

子増倍管でとらえる事で行っている。チェレンコフ光は、屈折率  $n$  の媒質中で光速度  $\nu$  は  $c/n$  ( $c$  : 真空中の光速度) となる。荷電粒子が

$$\nu \leq \frac{c}{n} \quad (2.2)$$

の速度で媒質中を進むと衝撃波

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.3)$$

( $\theta$  : 荷電粒子と放出される光のなす角) を満すような光子が放出される。) を満す方向に光子が放出される。スーパーカミオカンデの媒質は水なので、屈折率  $n$  は 1.33 である。また、真空中での光速に近い速さで走った時は、 $\theta \simeq 42^\circ$  となる。

チェレンコフ光は荷電粒子が臨界エネルギーを越えるエネルギーを持たないと発生しない。臨界エネルギーは、

$$E \leq m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.4)$$

となる。ここで  $E$  は臨界エネルギー、 $m_0$  は粒子の静止エネルギーである。

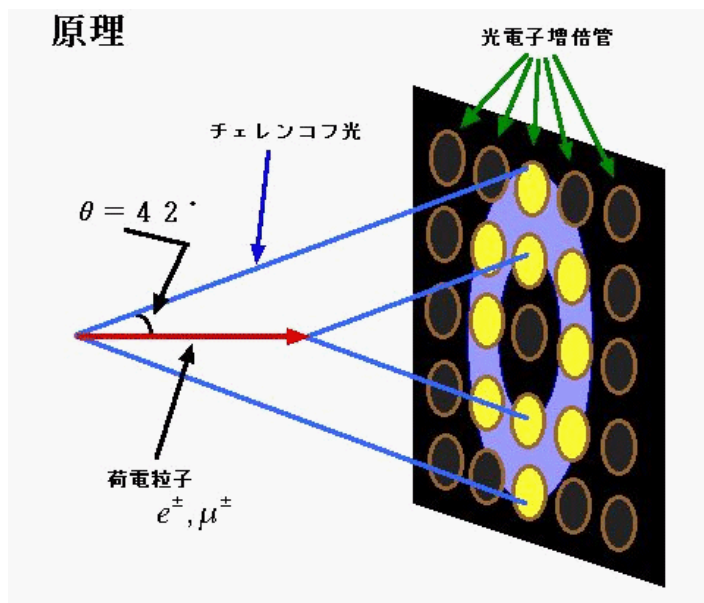


図 2.3: チェレンコフ光の放射原理

## 2.3 純水装置

前節で説明した通りスーパーカミオカンデはチェレンコフ光を観測をしているので、水中の不純物により吸収、散乱が起きる可能性があるのをこれをできるだけ抑える必要がある。また、 $^{222}\text{Rn}$  などの放射性物質があると低エネルギーイベントのバックグラウンドになるのでこれも取り除く必要がある。これらの不純物を取り除くためスーパーカミオカンデには以下のような装置を使っている。概要図は図 2.4 に示す。

- フィルター水中に混入している細かいゴミ ( $1\mu\text{m}$ ) を取り除く。ゴミに付着している  $^{22}\text{Rn}$  も取り除かれる。
- 熱交換器ポンプや光電子増倍管によって水温が上昇するのを防ぐために水を冷却する。
- イオン交換樹脂イオンを除去する。イオン化しやすい  $^{22}\text{Rn}$  の娘  $^{222}\text{Po}$  なども除去する。
- 紫外線殺菌装置バクテリアや細菌を死滅させる。
- 真空脱気装置水中に溶けている気体を除去する。これにより酸素の 90 % 以上、ラドンの 96 % 以上を除去できる。また、好気性のバクテリアの発生を抑えることが出来る。
- カートリッジ研磨器より高品質のイオン交換樹脂を用いて除去しきれなかったイオンを再除去する。
- ウルトラ濾過器ナノメートルの桁の微少砂塵を除去する。

## 2.4 20inch 光電子増倍管

スーパーカミオカンデで使用している光電子増倍管 (PMT) の構造を図 2.5 に示す。この PMT の特徴は、光電面の直径が 20inch という大きさを持つことである、さらに、大口径にすると受光面積が広がる、光電面を球形にすることにより広角度で光を捕えることが出来る。そのため、少い光電子増倍管で広い面積を覆うことが出来る。光電面の材質は、バイアルカリ (sb-K-Cs) で、量子効率<sup>1</sup>はチェレンコフ光の波長 390nm で最大となり 22 % である。各波長の量子効率は図 2.6 に示す。

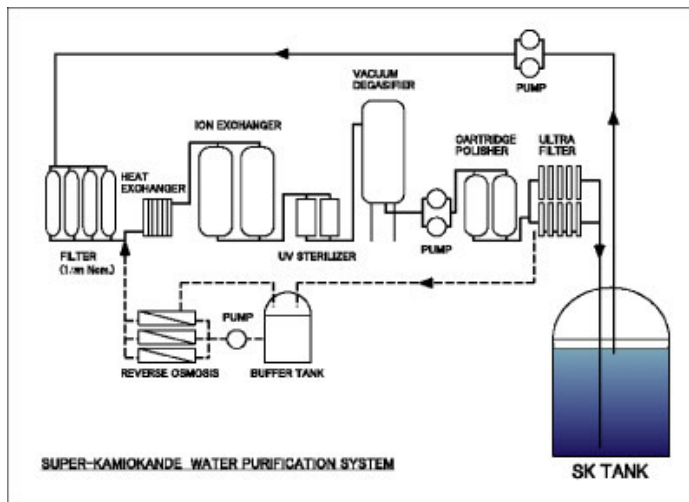


图 2.4: 純化装置

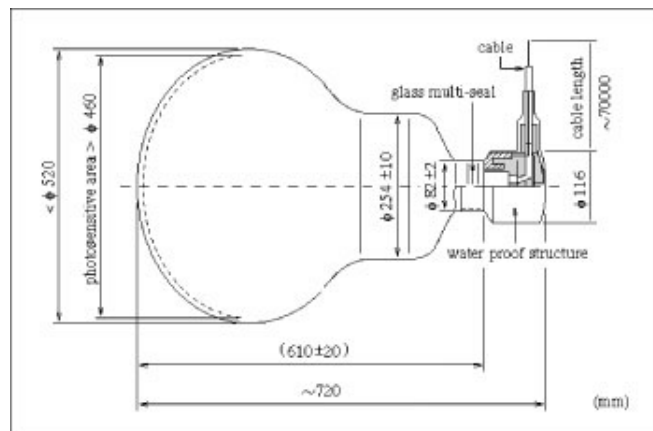


图 2.5: 光電子増倍管

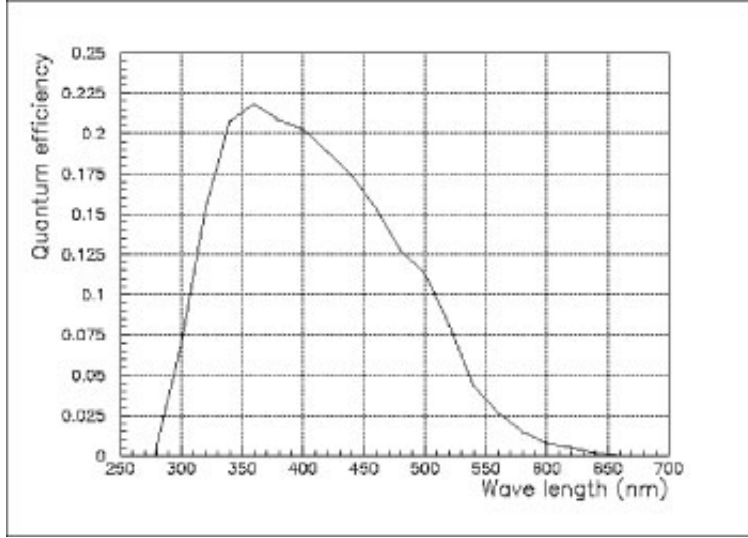


図 2.6: 波長と量子効率の関係

## 2.5 バックグラウンド

### 2.5.1 大気ニュートリノ

一次宇宙線が大気中で空気中の分子と衝突してカスケードシャワーを起す。このカスケードシャワーによって2次粒子として中間子が生成され、この中間子が崩壊することにより、大気ニュートリノ ( $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ) が生成される。二次中間子からの崩壊は以下のような系列で起る。

$\nu_\mu$  や  $\bar{\nu}_\mu$  へは

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (2.5)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (2.6)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu, K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (2.7)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu, \mu^- \rightarrow e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

$\nu_e$  や  $\bar{\nu}_e$  へは

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e, K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e \quad (2.10)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu, \mu^- \rightarrow e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

となる。

## 第3章 データ解析

### 3.1 探索に用いたデータ

今回用いたのはスーパーカミオカンデ I の 1996 年 4 月 1 日から 2001 年 7 月 15 日までの 1496 日分を解析した。このデータからモノポール起源のニュートリノを見つけ出す。

### 3.2 データリダクション

今回使用したデータにはニュートリノによるイベント以外に宇宙線ミュオンや岩盤からのガンマ線によるイベントがある。これらのイベントが混同されているのでそれらを区別するために様々なカット条件を用いてバックグラウンドとなるイベントを除去している。

解析を始めたデータは 1st reduction のみを行ったデータで、flasher cut を除いた状態から始めた。

#### 3.2.1 spallation cut

宇宙線ミュオンがスーパーカミオカンデ内を通過すると、以下の反応が起きる。



この反応で  $X$  という粒子が出来る。この粒子は不安定なのですぐに崩壊する。この生成された粒子は崩壊して  $\beta$  と  $\gamma$  を出す。他の崩壊過程は表に示す。

この過程で最高で 20.8MeV の  $\beta$  と  $\gamma$  が放出する。これが今回のモノポール起源のニュートリノのバックグラウンドになる。この spallation cut により、2690674 イベントが 804905 イベントになった。

Isotope	$\tau_{1/2}(\text{sec})$	Decay mode	Kinetic Energy(MeV)
${}^{11}_3\text{Li}$	0.0085	$\beta^-$ $\beta^- \times n$	20.77(31 %) ~ 16(61 %)
${}^{13}_8\text{O}$	0.0090	$\beta^+ + p$	8 ~ 14
${}^{12}_7\text{N}$	0.0110	$\beta^+$	16.38
${}^{12}_4\text{Be}$	0.0114	$\beta^-$	11.66
${}^{14}_5\text{B}$	0.0204	$\beta^-$	14.07+6.09( $\gamma$ )
${}^8_2\text{He}$	0.122	$\beta^-$ $\beta^- \times n$	10.56+0.99( $\gamma$ ) (11 %)
${}^9_6\text{C}$	0.127	$\beta^+ \times p$	3 ~ 13
${}^9_3\text{Li}$	0.178	$\beta^-$ $\beta^- \times n$	13.5(75 %) 11.0+2.5( $\gamma$ )(25 %) ~ 10(35 %)
${}^{16}_6\text{C}$	0.7478	$\beta^- \times n$	~ 4
${}^8_5\text{B}$	0.77	$\beta^+$	13.73
${}^{15}_6\text{C}$	2.449	$\beta^-$	9.82(32 %) 4.51+6.13( $\gamma$ )(68 %)
${}^{16}_7\text{N}$	7.134	$\beta^-$	10.44(26 %) 4.27+6.13( $\gamma$ )(74 %)
${}^{11}_4\text{Be}$	13.8	$\beta^-$	11.48(61 %) 9.32+2.1( $\gamma$ )(29 %)

表 3.1: 核破碎と崩壊モード

### 3.2.2 GRINGO cut

standard spallation cut の後にかける。ここでのカットは、反応点がうまく決められなかったイベントを除去する。また、ここではエネルギーカットとして、15-80MeV を選択、落しきれなかった岩盤からのガンマを除去するため  $\gamma$  カットをかけている。他にも badrun cut, trigger cut, scan cut, cluscut をかけている。これらのカットによって、804905 イベントが 1494 イベントになった。

### 3.2.3 ULTIMATE spallation cut

1 回目の standard spallation cut よりもきついカットを今回ここでかける。その条件は、spallation time が 0.15sec 以下を除去するである。ここまでのカットで残ったイベントを spallation time でプロットすると、

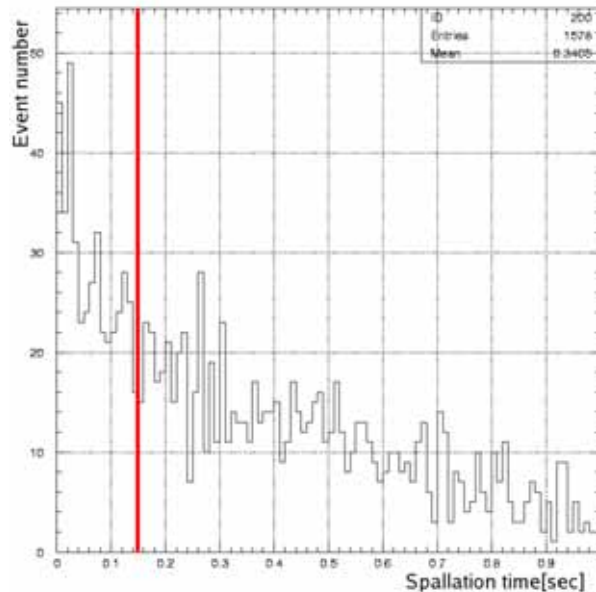


図 3.1: 核破碎時間分布

となる。横軸が spallation time、縦軸がイベント数である。赤線が 0.15sec を示している。よって赤線の左側を除去する。これにより、1494 イベントが 1282 イベントになった。

### 3.2.4 Cherenkov angle cut

宇宙線ミュオン、電子とガンマ線を区別してバックグラウンドとなるミュオンとガンマ線イベントを除去する。図 3.2、図 3.3 のように残ったイベントの中から PMT を 3 つ選んでリングを形成させる。これを全てのイベントを使って全ての PMT の組み合わせをやる。そして、Cherenkov angle を求める。質量の違いからミュオンは約  $30^\circ$ 、電子は  $42^\circ$ 、ガンマはそれ以外の角度に分布する。今回は電子を用いるので  $38\text{-}50^\circ$  のイベントを選択して、それ以外の角度はバックグラウンドとした。

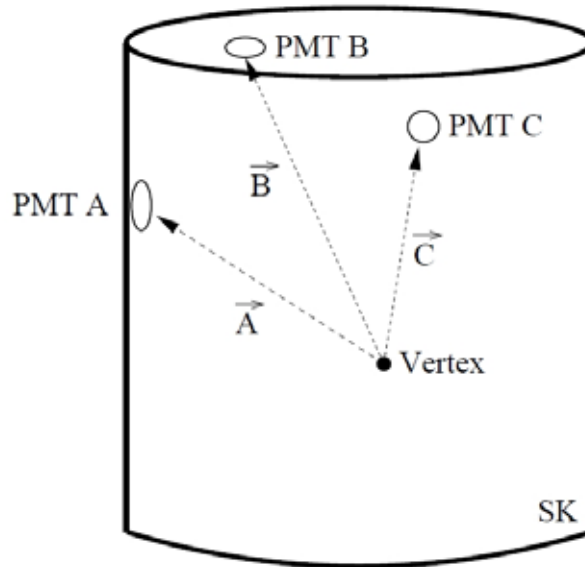


図 3.2: チェレンコフ角度分布の定義 1

図 3.4 のように 3 つ選んだ PMT で円を形成する。そして、以下の式 opening angle ( $\theta_{open}$ ) の定義、

$$R^2 = \sin^2 \theta_{open} \quad (3.2)$$

にしたがい角度を求める。R は選んだ 3 つの PMT によって形成される円の半径である。全てのイベントでこの計算を行い、その結果である Cherenkov angle の分布を表したのが

である。横軸が Cherenkov angle、縦軸がイベント数である。 $30^\circ$  付近がミュオン、 $42^\circ$  付近が電子、それ以外がガンマである。これにより、1282 イベントが 573 イベントになった。

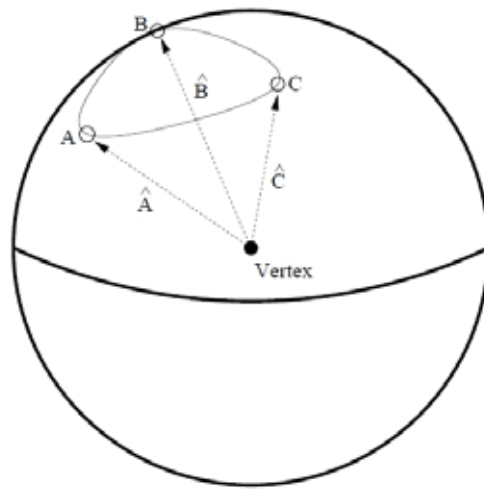


図 3.3: チェレンコフ角度分布の定義 2

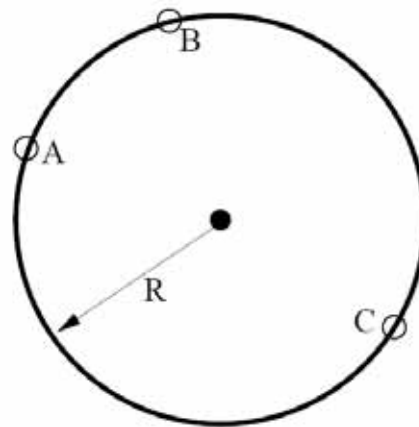


図 3.4: チェレンコフ角度分布の定義 3

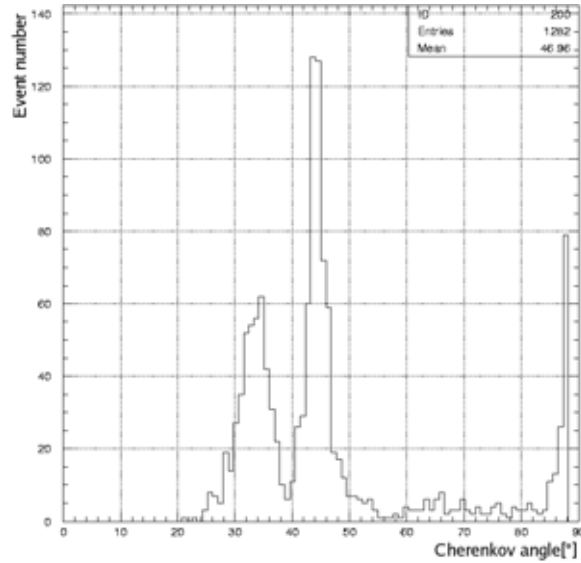


図 3.5: チェレンコフ角度分布

### 3.3 エネルギー閾値

シグナルとバックグラウンドの比が最大となるように、SIGNIFICANCE を計算して、それが最大となる値のエネルギーを選ぶ。以下がその式である。

$$SIGNIFICANCE = \frac{SIG(> E_{min})}{0.9 \times SOL + 1.28 \sqrt{0.9 \times SOL + \frac{BG}{3}}} \quad (3.3)$$

これが最大となる。エネルギー閾値を選ぶ。それぞれが SOL は太陽 B8 のバックグラウンド、SIG はシグナル、BG は  $\cos \theta_{sun} \leq 0.5$  ある。SIGNIFICANCE の分布を示したのが、

である。横軸がエネルギー閾値、縦軸が SIGNIFICANCE である。これにより、19MeV が最大となることが解る。よって、エネルギー範囲は、19-55MeV を用いる。

### 3.4 目視によるバックグラウンド事象の除去

全てのカットをかけて、残ったイベントを目視によって、muon decay、stop muon、decay electron 今までのカットでは落なかったイベントの除去をした。

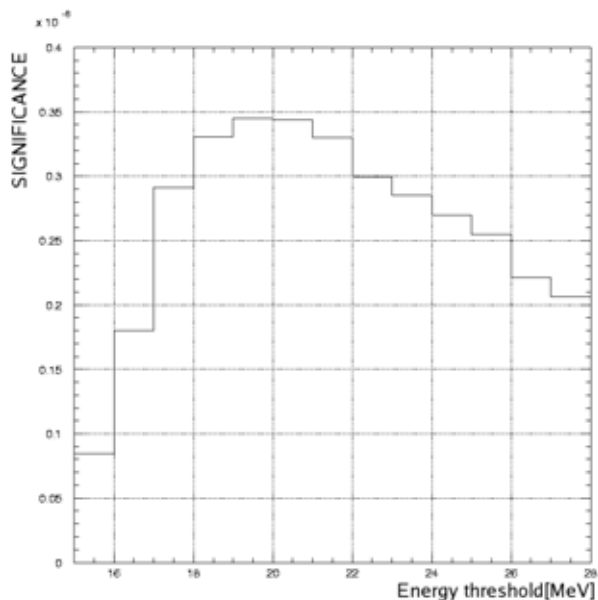


図 3.6: sig 分布

そして、最終的に、219 イベントが残った。  
 各カットでのイベント数の変化を表した図  
 である。横軸がエネルギー [MeV]、縦軸がイベント数 (log) である。  
 それぞれの色が、黒は 1st reduction、赤は spallation cut 緑は GRINGO  
 cut、青は ULTIMATE spallation cut、薄青は cherenkov angle cut、ピン  
 クは 19-55MeV、太い黒線は final data を示している。  
 最終的に残ったイベントは 219 イベントである。

### 3.5 太陽方向からのニュートリノ事象

この 219 イベントを太陽方向分布にプロットすると、  
 となる。横軸は太陽方向分布、縦軸はイベント数である。今回は、太陽  
 方向を  $\cos\theta_{sun} > 0.725$  とした。この範囲でのイベント数は、32 イベント  
 だった。この 32 イベントを太陽方向からのシグナルとした。

### 3.6 バックグラウンド

今回は太陽方向を見るので、太陽ニュートリノがバックグラウンドになり  
 える。しかし、解析では 19-55MeV を選択したのでほぼ太陽ニュートリノ

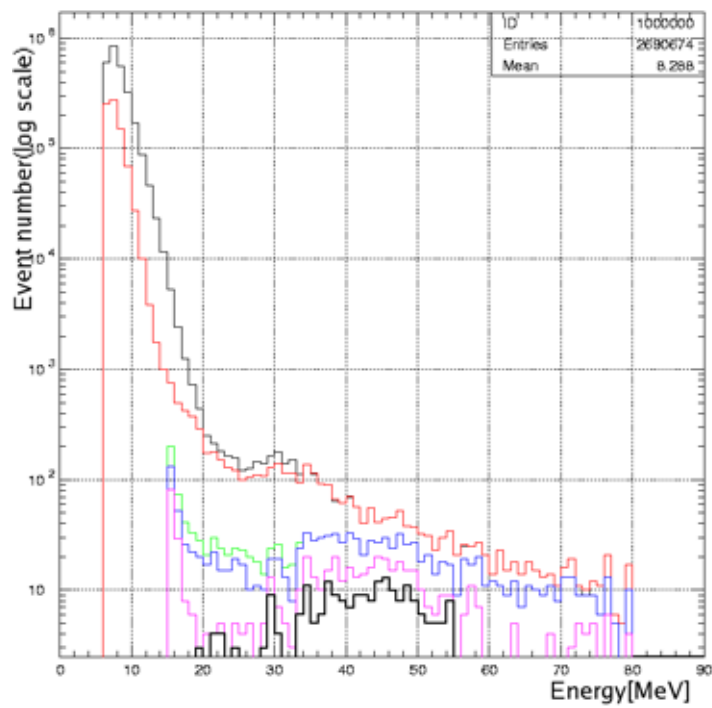


図 3.7: カットごとのイベント数変化

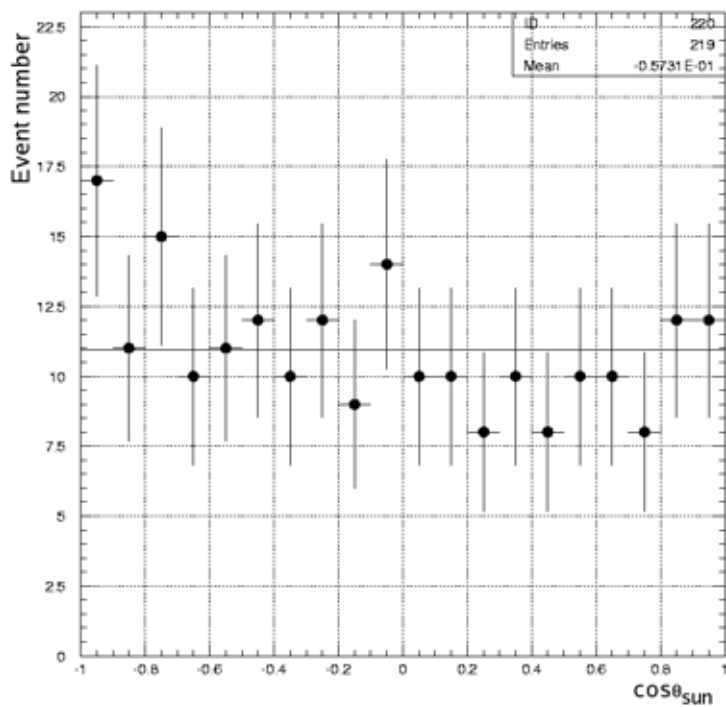


図 3.8: 太陽方向分布 (219 イベント)

は含まれていないと考えられるが、しみだしている可能性があるので、太陽ニュートリノ B8 のシミュレーションを行った。その結果、

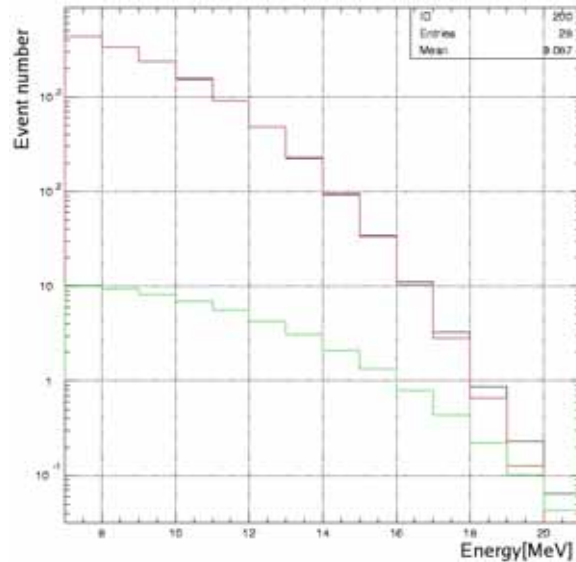


図 3.9: モンテカルローによる B8 太陽ニュートリノ

となった。今回の 19-55MeV 領域で含まれる太陽ニュートリノは 0.35 イベントだった。また、太陽方向以外の領域  $\cos\theta_{sun} < 0.5$  から太陽方向に含まれるバックグラウンドも見積った。これは主に大気ニュートリノである、そして、19-55MeV 領域での予想されるイベント数は 30.6 イベントだった。よって、今回の予想するバックグラウンドは 31 イベントである。

### 3.7 検出効率

モノポールのフラックス上限を求めるために今回の解析における検出効率を求める必要がある。そのため、MCシミュレーションを行った。行った条件は、イベント数は10000 イベント振って、full volume、 $E_\nu = 10-60MeV$  で発生させた。そして、実データと同じカットを全てかけて、検出器の効率を求めた。ニュートリノの特性は、今回観測している太陽内でモノポールのルバコフ効果によって出て来たニュートリノがスーパーカミオカンデ内で反応して荷電粒子である電子を出すので、その電子エネルギー分布をもとにシミュレーションした。

MCシミュレーションでの各カットでのイベント数の変化を表したのが図 3.10 である。

横軸がエネルギー [MeV]、縦軸がイベント数 (log) である。それぞれ

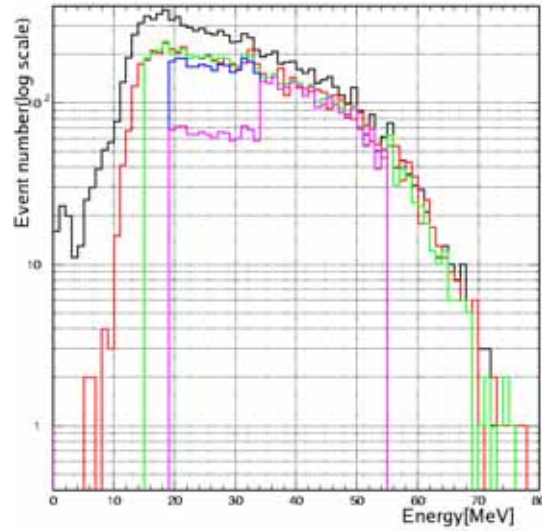


図 3.10: モンテカルローによる各カットの変化

の色が、黒が 1st reduction 前、赤が 1st reduction 後、緑が GRINGO cut 後、青がチェレンコフ角度カットと 19-55MeV 範囲選択、紫が spallation cut を示している。

検出効率の計算は、

$$\begin{aligned}
 \text{検出効率} &= \frac{(\text{全カット} + 19 - 55\text{MeV 選択})}{19 - 55\text{MeV 選択}} \\
 &= \frac{3590}{6403} \\
 &= 0.5607 \qquad (3.4)
 \end{aligned}$$

で求めた。その結果、今回の解析での効率は、56.1%であった。

## 第4章 結果と考察

### 4.1 ニュートリノフラックスの上限

スーパーカミオカンデIのデータ1496日を解析した。その結果、219イベントが残った。今回、自分がシグナルだとする範囲は、太陽方向なので  $\cos \theta_{\text{sun}} = 0.725$  とする。また、バックグラウンドは、 $\cos \theta_{\text{sun}} \leq 0.5$ 、太陽ニュートリノB8を合せたものを使った。そして、シグナルは32イベント、予想されるバックグラウンドは31イベントであった。このイベント数から、

$$\frac{\sum_{n=0}^{N_{\text{obs}}} P_p(n, N_{\text{BG}} + n_p)}{\sum_{n=0}^{N_{\text{obs}}} P_p(n, N_{\text{BG}})} = 0.1 \quad (4.1)$$

を用いて、今回のイベント上限値を求めた。 $N_{\text{obs}}$  がシグナル、 $N_{\text{BG}}$  がバックグラウンドである。その結果、11.3イベントとなった。

これらの値から、90% C.L.をつけるためにポアソン分布を用いてニュートリノフラックス上限値を求めた。

$$\varepsilon I_0 \sigma N t \leq 2.3(90\% \text{C.L.}) \quad (4.2)$$

ここで、それぞれの項は、 $\varepsilon$  は検出効率、 $\sigma$  は断面積、 $N$  は標的数、 $t$  は観測時間である。よって、ニュートリノフラックスは、

$$I_0 \leq 4.4 \times 10^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.3)$$

であった。

今回の値は、KAMIOKANDEIII実験の時のフラックスは、 $I_0 < 4.3 \times 10^3 [\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}]$  だったので、1桁ほど良くなっている。

### 4.2 モノポールのフラックス上限

#### 4.2.1 太陽内における陽子崩壊の頻度

ニュートリノフラックス上限からルバコフ効果による太陽内の陽子崩壊頻度を計算することが出来る。先程式4.3で求めたニュートリノフラック

ス上限を式 4.4 に入れる。

$$f_p = \frac{4\pi d^2 I_0}{R_{\nu_e}} \quad (4.4)$$

ここで、それぞれの項の値は、 $I_0$  はニュートリノフラックス、 $d(1.5 \times 10^{13} \text{cm})$  は太陽からの距離である。 $R_{\nu_e}$  は、陽子が太陽中で崩壊して  $\nu_e$  に行く確率で、

$$R_{\nu_e} = R_{\pi^+}(1 - A_{\pi^+}) \quad (4.5)$$

という関係式で示せる。ここで、それぞれの項が  $R_{\nu_e}$  は陽子が太陽中で崩壊して  $\nu_e$  に行く確率、 $R_{\pi^+}$  は陽子が崩壊して  $\pi^+$  が出る確率で 51.9 % である。 $A_{\pi^+} (=0.2)$  は太陽中で  $R_{\pi^+}$  が吸収される確率である。よって、太陽内の陽子崩壊頻度は、

$$f_p < 2.84 \times 10^{30} [s^{-1}] \quad (4.6)$$

であった。KAMIOKANDEIII 実験の時は、 $f_p < 2.9 \times 10^{31} [s^{-1}]$  であったから 1 桁ほど良くなっている。

#### 4.2.2 太陽内のモノポール存在量

太陽内の陽子崩壊頻度が求まったので、太陽内のモノポール存在量を計算する。モノポールは太陽コア中に存在する。モノポールは陽子や中間子に対するモノポール効果が大きいので太陽中心の水素の密度を考慮して、陽子の崩壊頻度が推測できる。ここで、太陽中で、一番多い元素はヘリウムであるが、角運動量がゼロになるためルバコフ効果はほとんど起らないことが荒船、福来の考察より分っている。よってモノポールによる陽子崩壊の頻度は、

$$f_p = \int n_M \sigma V_{rel} \rho_H N_A d^3x \text{ decay/s} \quad (4.7)$$

を用いる。そして、存在量は、モノポールの密度から計算する。それぞれの項は、 $n_M$  は太陽中のモノポール密度、 $V_{rel}(2 \times 10^{-3} c)$  はモノポールと陽子との相対速度、 $\rho_H(50.4 \text{g/cm}^2)$  は太陽中心での水素密度、 $N_A$  はアボガドロ数である。計算の結果、

$$N_M < 5.29 \times 10^{18} \left( \frac{1 \text{mb}}{\sigma_0} \right) \quad (4.8)$$

となった。

この値は、KAMIOKANDEIII 実験の時は、 $5.4 \times 10^{19}(\frac{1mb}{\sigma_0})$ であったから、1桁ほど良くなった。

#### 4.2.3 モノポールのフラックス

モノポールの存在量からモノポールのフラックスを計算。KAMIOKANDE時代のモノポールフラックスとの比較

今までの計算から、モノポールフラックス上限を求める。式は、

$$N_M = \pi R_{\odot}^2 (1 + (\frac{\beta_{esc}}{\beta_M})^2) 4\pi F_M t \quad (4.9)$$

である。それぞれの項は、 $N_M$  は太陽中のモノポールの数、 $R_{\odot}(= 7 \times 10^10 cm)$  は太陽半径、 $\beta_{esc}(= 2 \times 10^{-3})$  は太陽からの脱出速度、 $\beta_M$  は遠方でのモノポールの速度、 $F_M$  はモノポールフラックス、 $t$  は太陽年齢である。よって、モノポールフラックスは、

$$F_M(\frac{\sigma_0}{1mb}) < 4.90 \times 10^{-23} (\frac{\beta_m}{10^{-3}})^2 cm^{-2} sec^{-1} sr^{-1} \quad (4.10)$$

である。

KAMIOKANDEIII 実験の時は、 $F_M(\frac{\sigma_0}{1mb}) < 5.0 \times 10^{-22} (\frac{\beta_m}{10^{-3}})^2 cm^{-2} sec^{-1} sr^{-1}$ であったから、1桁ほど良くなった。

また、同じモノポールのルバコフ効果を用いたモノポールフラックス上限を求める実験で、中性子星からのものがある。この値は、 $F_M \frac{\sigma_0}{1mb} \rightarrow 3.0 \times 10^{-24} (\frac{\beta_M}{10^{-3}})^2 cm^{-2} sec^{-1} sr^{-1}$ である。しかし、これは、 $\pi$ 凝縮の考慮によって6桁ほど緩くなるので、今回の実験は、十分良い結果である。

#### 4.2.4 ニュートリノ振動を考慮した場合

ニュートリノ振動があれば、 $\bar{\nu}_{\mu}$  から  $\bar{\nu}_e$  への遷移が期待される。もし、 $\bar{\nu}_e$  ならスーパーカミオカンデでは以下の反応が起きる。

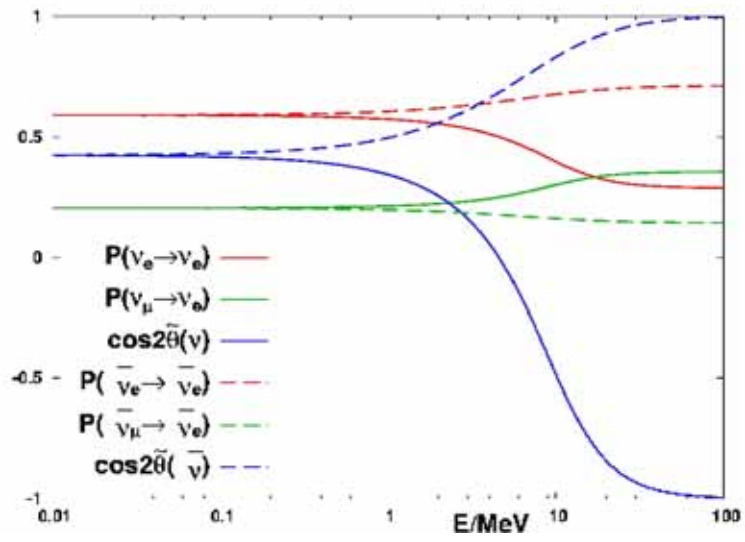
$$\bar{\nu}_e \times p \rightarrow n \times e^+ \quad (4.11)$$

この反応の断面積は、

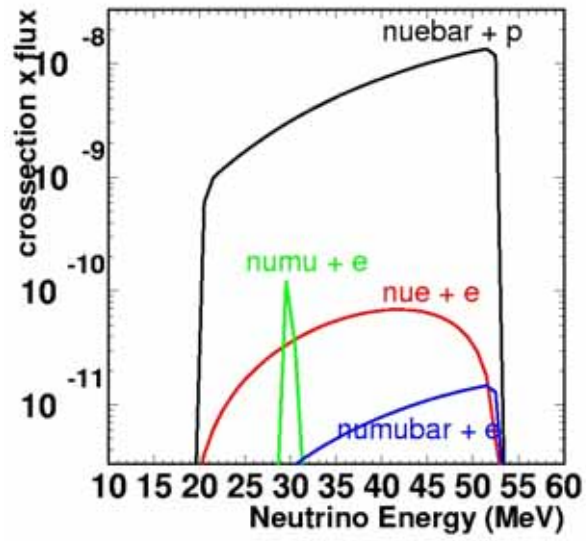
$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) E_e p_e \quad (4.12)$$

で与えられ全断面積は、

$$\sigma = 9.77 \times 10^{-44} E_e p_e cm^{-2} \quad (4.13)$$



⊗ 4.1: neutrino oscillation



⊗ 4.2: oscillation

となる。

また、この振動が起きる確率は 0.2 なので、実際スーパーカミオカンデで検出すると、現在の解析結果は、20 倍で、振動考慮は 23 倍なのでそれほど良くしない。

よって、振動を考慮すると今回の結果より良くなるが、劇的に良くなるわけではない。

## 第5章 結論

今回は、スーパーカミオカンデ I データ 1496 日を用い、太陽に捕獲されたモノポールを探索した。その結果、シグナルとして 32 イベント、バックグラウンドとして 31 イベント残った。それから、求めたイベント上限は、11.3 イベントで、それを用いてモノポールのフラックス上限が求めた。その結果は、

$$F_M \left( \frac{\sigma_0}{1mb} \right) \leq 4.9 \times 10^{-23} \left( \frac{\beta_M}{10^{-3}} \right)^2 [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}] \quad (5.1)$$

であった。ここで、 $\beta \leq 2 \times 10^{-3}$  である。

この値は、前回の KAMIOKANDEIII のフラックス上限は、

$$F_M \left( \frac{\sigma_0}{1mb} \right) \leq 5.0 \times 10^{-22} \left( \frac{\beta_M}{10^{-3}} \right)^2 [cm^{-2}sec^{-2}sr^{-1}] \quad (5.2)$$

だったので、一桁ほどよくなっている、また、同じモノポールのルバコフ効果を用いた中性子星からのフラックス上限は、

$$F_M \left( \frac{\sigma_0}{1mb} \right) \leq 3.0 \times 10^{-24} \left( \frac{\beta_M}{10^{-3}} \right)^2 [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}] \quad (5.3)$$

という値である。しかし、この値は、 $\pi$  凝縮により 6 桁ほど緩くなる可能性がある。よって、今回のモノポールフラックス上限はこの中性子星のフラックス上限と比較しても十分良い結果である。

## 関連図書

- [1] 酒井敦. 神岡陽子崩壊検出器を用いたルバコフ効果による大統一理論磁気単極子の探索. 平成 5 年 3 月
- [2] G.t'Hooft,Nucl.Phys.B79(1974)276,"Magnetic monopole in unified gauge theories"
- [3] A.Polyakov,Pis'ma Zh.Eksp.Theor.Fiz.20(1974)430,"Particle Spectrum in the Quantum field Theory"
- [4] V.A.Rubakov,Nucl.Phys.B203(1982)311"ADLER-BELL-JACKIW ANOMALY AND FERMION-NUMBER BREAKING IN THE PRESENCE OF MAGNETIC MONOPOLE"
- [5] E.N.Parker,Astrophys.J.160(1970)383,"The Origin Magnetic Fields"
- [6] B.Cabrera,Phys.Rev.Lett.48(1982)1378,"First Results from a Superconductive Detector for Moving Magnetic Monopoles"
- [7] R.D.Gradner et al.,Phys.Rev.D44(1991)622,"Search for cosmic-ray magnetic monopoles using a three-loop superconductive detector"
- [8] M.E.Huber et al.,Phys.Rev.D44(1991)636,"Search for a flux of cosmic-ray magnetic monopoles with an eight-channel superconducting detector"
- [9] S.Orito et al.,Phys.Rev.Lett.66(1991)1951,"Search for Supermassive Relic with a 2000-m<sup>2</sup> Array of Plastic Track Detector"
- [10] M.Aglietta et al.,Italian,Phys,Society.9(1986)588,"Monopole search with the Mont Blanc LSD experiment"
- [11] J.L.Thron et al.,Phys.Rev.D46(1992)4846,"Search for magnetic monopoles with the soudan 2 detector"
- [12] E.W.Kolb and M.S.Turner,Astrophys.J.286(1984)624

- [13] K.Van.Riper and D.Q.Lamb,Astrophys.J.244(1981)L13
- [14] M.B.Richardson et.al.,Astrophys.J.255(1982)624
- [15] S.L.Shapiro and S.A.Teukolsky,Black holes,white dwarfs,and neutron stars,John Willey & Sons,Inc.(1983)