筑波大学第一学群自然学類

卒業論文

ニュートリノ崩壊の探索

武政健一
(物理学専攻)

2007 年 2 月

筑波大学第一学群自然学類

卒業論文

ニュートリノ崩壊の探索

武政健一
(物理学専攻)

指導教員 受川 史彦　　印

概 要

ニュートリノ振動が観測されたことでニュートリノに質量があることが判明し、質量の自乗差が測定された。しかし、ニュートリノの質量はいまだに決定されていない。

ニュートリノの崩壊で放出される光子のエネルギーを E_γ とすると m_3 と m_2 には以下の関係が成り立つ。

$$m_3 = E_\gamma + \sqrt{{E_\gamma}^2 + {m_2}^2}$$

ニュートリノ崩壊で放出される光子のエネルギー (E_γ) を観測することで m_3 と m_2 の関係式が得られる。この関係式とニュートリノ振動によって得られた m_3 と m_2 の自乗差を用いることでニュートリノの質量を特定することができる。

ニュートリノの寿命は $10^{17}\,\mathrm{year}$ と非常に長いので崩壊を観測するためには、大量のニュートリノが必要となる。そこで、全空間に $\rho = 2 \times 10^8 \mathrm{m}^{-3}$ で分布すると予測されている宇宙背景ニュートリノを用いる。

宇宙空間においてニュートリノ崩壊が起こり光子が生じてから、測定器に入って観測されるまでのエネルギースペクトルの変化をシミュレーションした。

崩壊光子のエネルギーは観測されるまでにニュートリノの持つエネルギーによる変化、赤方偏移による変化を受ける。

シミュレーションの結果、ニュートリノの崩壊によって生じる光子は $30\mathrm{meV}$ 付近で鋭く落ちる特性を有している。また $30\mathrm{meV}$ での観測数は $10^8/(10^{-5}\mathrm{eV})/\mathrm{year}$ である。$30\mathrm{meV}$ 付近でのバックグラウンド観測数は $10^{10}/(10^{-5}\mathrm{eV})/\mathrm{year}$ と予想されるので観測できる可能性がある。

崩壊光子を観測するには光子のエネルギー (数十 meV) を数%の精度で測定する必要がある。この要求を満たす可能性のある検出器として超伝導トンネル接合素子 (STJ) を用いた赤外線検出器 (STJ 検出器) があげられる。ただし、現在の STJ 検出器では要求を満たす性能を有していないために性能の良い STJ 検出器を開発する必要がある。また、ノイズを可能な限り減らすために測定は宇宙空間で行うことが望ましい。

高性能な検出器の開発、及びその運用がニュートリノの崩壊を観測するための今後の課題である。

目 次

第 1 章　序章 **1**

1.1　ニュートリノの考案と発見 1
1.2　ニュートリノの性質 1
1.3　ニュートリノの質量 2
1.4　ニュートリノ振動 3
1.4.1　大気ニュートリノ振動 4
1.4.2　大気ニュートリノ振動実験の結果 4
1.4.3　太陽ニュートリノ振動 6
1.4.4　太陽ニュートリノ実験の結果 7

第 2 章　ニュートリノの崩壊光子の測定 **9**

2.1　ニュートリノ崩壊光子測定の意義 9
2.2　ニュートリノの崩壊 9
2.2.1　ニュートリノの磁気モーメント 12
2.2.2　ニュートリノの寿命 13
2.3　崩壊光子の検出数 13
2.4　崩壊光子の検出シミュレーション 15
2.4.1　崩壊光子のスペクトル (ニュートリノのエネルギーによる影響) . . . 15
2.4.2　相対論的赤方偏移によるスペクトルの変化 16
2.4.3　2.7 K 宇宙背景輻射バックグラウンド 18
2.4.4　崩壊光子のスペクトルと 2.7K 宇宙背景輻射 19

第 3 章　現在までの赤外線背景輻射の測定値 **21**

3.1　COBE 実験 21
3.2　崩壊光シミュレーションとの比較 26
3.3　観測されるエネルギースペクトルの形状 28
3.4　特殊なニュートリノ崩壊の場合 32

第 4 章　実際の測定に向けて **33**

4.1　ニュートリノ崩壊光を測定するには 33
4.2　超伝導トンネル結合素子 (STJ) 検出器 33
4.2.1　概要 33
4.2.2　動作原理 35
4.2.3　性能 35

4.2.4　STJ 検出器に関する課題 36

第 5 章　結論 **37**

図 目 次

1.1 観測されたミューニュートリノの進行方向毎のイベント数。 5
1.2 太陽ニュートリノ欠損。 6
1.3 太陽ニュートリノ実験と KamLAND のデータを用いたニュートリノ振動解析結果。 7

2.1 ニュートリノ崩壊のファインマン図。 10
2.2 ニュートリノ質量と崩壊光子エネルギーの関係。 10
2.3 崩壊光子 $(\nu_2 \to \nu_1)$ 測定と振動実験による m_2 vs. m_1。 11
2.4 崩壊光子 $(\nu_3 \to \nu_2)$ 測定と振動実験による m_3 vs. m_2。 11
2.5 ニュートリノの磁気モーメントの寄与。 12
2.6 θ,L,a の定義。 14
2.7 ニュートリノのエネルギーによる E_0 の滲み (入射光子数が 10000 の場合)。 16
2.8 赤方偏移による E_0 の滲み (入射光子数が 10000 の場合)。 17
2.9 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトル。 18
2.10 崩壊光子と 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトルの比較。 19

3.1 宇宙マイクロ波背景放射スペクトル。 22
3.2 COBE の外観。 23
3.3 DIRBE の外観。 24
3.4 DIRBE の構造。 24
3.5 FIRAS の外観。 24
3.6 FIRAS の構造。 24
3.7 COBE による赤外線背景輻射の観測値 (横軸範囲 $0 \sim 1$ eV)。 25
3.8 COBE による赤外線背景輻射の観測値 (横軸範囲 $0 \sim 0.4$ eV)。 25
3.9 崩壊光子と 2.7 KCMB のスペクトルおよび、COBE 測定値 (横軸範囲 $0 \sim 1$ eV)。 27
3.10 崩壊光子と 2.7 KCMB のスペクトルおよび、COBE 測定値 (横軸範囲 $0 \sim 0.05$ eV)。 27
3.11 DIRBE の測定値 (補正後) をフィットした図。 28
3.12 ニュートリノ崩壊光があった場合のスペクトルの変化。 29
3.13 ニュートリノ崩壊光があった場合のスペクトルの変化 (崩壊光の立ち上がり付近)。 30
3.14 崩壊光の立ち上がり付近での光子観測数のエネルギー微分。 31

3.15 ニュートリノの質量、ζ の制限をはずして COBE のデータをフィットした図。 32

4.1 STJ の構造。 33
4.2 STJ の概要。 34
4.3 STJ のエネルギー分解能比較。 35

表 目 次

2.1 シミュレーションで用いる値。 15

3.1 DIRBE、FIRAS によって得られた赤外線背景輻射測定値 および 補正後の値。 22

第1章　序章

1.1　ニュートリノの考案と発見

1920 年代、当時の測定では β 崩壊 ($\mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^-$) において、反応の前後でエネルギーの合計が一致しなかった。そのため、β 崩壊を引き起こす弱い相互作用ではエネルギー保存が成り立たないのではないかという大きな問題に直面した。

この問題を解決するために Wolfgang Ernst Pauli は β 崩壊において、観測されない中性の粒子がエネルギーを持ち去っているとする仮説を 1930 年に公表した。その後、1932 年に中性子が発見されたことをきっかけに、Enrico Fermi は「β 崩壊では原子核内の中性子が陽子と電子を放出しさらに中性の粒子も放出する。」との仮説を発表した。この中性の粒子は Fermi によって " 中性で小さい粒子 " という意味の"Neutrino" と名付けられた。

$$\mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}$$

ニュートリノの質量は非常に小さいか、もしくは 0 であると考えられた。電荷を持たず、質量が非常に小さいため、他の物質と相互作用することがほとんどなく検出は困難であった。

初めてニュートリノが観測されたのは、1953 年から 1959 年にかけて行われた Frederick Reines らの実験によってである [1]。Reines は、原子炉から生じた多量のニュートリノビームを水にあて、水分子中の原子核とニュートリノが反応することにより生じる中性子と陽電子を観測することで、ニュートリノの存在を証明した。

$$\bar{\nu}_\mathrm{e} + \mathrm{p} \to \mathrm{e}^+ + \mathrm{n}$$

現在では、ニュートリノには 3 つの種類があることがわかっている。1962 年に、Leon Max Lederman らは米国ブルックヘブンの陽子加速器を使って大量のパイ中間子を発生させ、その崩壊で出るニュートリノの反応を調べた。その結果、電子は発見されずベータ崩壊で放出されるニュートリノとは別のニュートリノの存在が明らかとなった [2]。2 種のニュートリノはペアとなるレプトンの名をとって、それぞれ電子ニュートリノ、ミューニュートリノと呼ばれている。その後, 電子やミュー粒子と比べて質量がずっと大きいタウ粒子がみつかり、それとペアになるタウニュートリノも近年検出された [3]。LEP による Z^0 の崩壊幅の精密測定によりニュートリノは 3 種であり、これ以外にはないと考えられている [4]。

1.2　ニュートリノの性質

ニュートリノには、電子、ミュー粒子、タウ粒子とそれぞれ対をなす電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノが存在する。これらのニュートリノはいずれも電

荷を持たず、質量が非常に小さいレプトンである。強い相互作用と電磁相互作用をせず、弱い相互作用と重力相互作用でしか反応しない。質量が小さいため重力相互作用もほとんど反応しない。透過性が非常に高く、他の素粒子との反応もわずかしか起こらない。そのため、原子核や電子との衝突を利用した観測が難しく、観測するには大量のニュートリノ、大質量の反応材料や高感度の検出器が必要となる。現在のニュートリノ観測の一つの手法は反応材を大量に用いてニュートリノと反応させ、反応した粒子が発するチェレンコフ光を観測する方法である。反応材、例えば水にニュートリノ (電子ニュートリノ) が入射することで水分子中の電子と相互作用し電子が放出される。その電子が水中で光速を越えた速度で進むことでチェレンコフ光を発する。そのチェレンコフ光を観測することでニュートリノについて調べるのである。

1.3　ニュートリノの質量

ニュートリノには質量があるのだろうか。これはニュートリノが発見されて以来続く重要な問題である。3 種のニュートリノはいずれも非常に軽く直接測定では有限質量であることを示すことができなかった。ニュートリノに質量があるのならば、3 種のニュ- トリノ間での転換が許されて、相互に移行する可能性がある。ニュートリノ間での転換が起こればそれはニュートリノに質量があるということができるのである。その転換のことを振動と呼び、ニュートリノ振動を観測しようとする実験がいくつも行われてきた。

1.4　ニュートリノ振動

ニュートリノに質量があるとすると、3 種のニュートリノ間で転換が許され、相互に移行する可能性がある。質量の異なる 3 種のニュートリノを ν_1、ν_2、ν_3 と呼ぶことにする。すると、実際に観測されているニュートリノはそれらの混合しているものと考えることができる。

混合が 2 種のニュートリノで起こっていると考えると、

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

このように表される。(θ は混合角) この場合にニュートリノ振動現象をみることができる。

ニュートリノ ν_α と他のニュートリノ ν_β の間で転換が起こり、最初 ν_α だけであったニュートリノビームがある距離を移動した後には ν_β の成分が現れる。逆に ν_β 成分が ν_α 成分に変化することもある。このような異なるニュートリノ間での相互移行のことをニュートリノ振動と呼んでいる。

ある距離 L を飛んだニュートリノ ν_α が他のニュートリノ ν_β に変化する確率は以下の式で与えられる。

$$\mathrm{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \ \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E) \tag{1.2}$$

$\Delta m^2 \equiv {m_2}^2 - {m_1}^2 \ (\mathrm{eV})$
θ : 混合角
$L(\mathrm{km})$: ニュートリノ発生源から検出器までの距離
$E(\mathrm{GeV})$: ニュートリノのエネルギー

ニュートリノ振動は、種類毎のニュートリノの観測数に影響を与えるのでその効果は観測可能である。ニュートリノ振動は大気ニュートリノや太陽ニュートリノのような自然界のニュートリノや加速器ニュートリノビームと原子炉ニュートリノのような人工的なニュートリノを用いて調べられている。

1.4.1　大気ニュートリノ振動

宇宙線はすべての方向から一様に、地球に降り注いでいる。宇宙線 (主に陽子) が大気と衝突することで中間子やミュー粒子、γ 線が生じる。そのパイ中間子やミュー粒子が崩壊することで電子ニュートリノやミューニュートリノが生成される。

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

これらの宇宙線によって地球の大気中で生成されたニュートリノは大気ニュートリノと呼ばれている。

地球上で観測すると、上方から降ってくる大気ニュートリノと下方から来る大気ニュートリノでは、地球の直径程度、飛行距離に差が生じる。

上方から来る大気ニュートリノは飛行距離が短いため振動の効果は小さいが、下方から来る大気ニュートリノは飛行距離が長いので振動の効果が大きいはずである。そのため、大気ニュートリノの観測数が上下方向で異なる値を示したならば、ニュートリノ振動が起きているということができる。

1.4.2　大気ニュートリノ振動実験の結果

代表的な大気ニュートリノ実験として、Super-Kamiokande 実験があげられる。Super-Kamiokande 大気ニュートリノ実験では 50000 トンの水を用いてニュートリノと相互作用したミュー粒子のチェレンコフ光を観測する。その結果によると、図 1.1 のようにミューニュートリノの観測数に上下で明らかな違いが現れている。よって、観測結果はニュートリノ振動の存在を示している [5]。

また、人工のミューニュートリノ (大気ニュートリノと同様のエネルギー) を用いた K2K 実験によってもミューニュートリノの振動が観測されている [6]。ニュートリノ振動が起きないと仮定した場合にスーパーカミオカンデで予想される事象数は ($150.9^{+11.6}_{-10.0}$) であるが、観測されたのは 108 事象であった。観測された 108 個のニュートリノ事象のうち、ミュー粒子 1 個だけが生成され、ニュートリノエネルギーを計算できる 56 個の事象から得られたエネルギー分布は、ニュートリノ振動が無い場合と比較して、特徴的な歪みを示した。人工的なニュートリノを用いた実験でもニュートリノ振動が観測された。

自然界のニュートリノと人工のニュートリノの双方で非常に良く一致する結果が得られ、大気ニュートリノ振動の存在は確実となった。これらの観測結果によって、大気ニュートリノの場合の式 (1.2) における混合角と質量の自乗差が明らかになった。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{混合角 (大気ニュートリノ): } \sin^2(2\theta_{23}) > 0.92(90\%\text{CL}) \\ \Delta m^2_{23} \equiv m^2_3 - m^2_2 = \Delta m^2(\text{大気ニュートリノ}) = (1.6 \sim 3.9) \times 10^{-3}\text{eV}^2(90\%\text{CL}) \end{array} \right\} \tag{1.3}$$

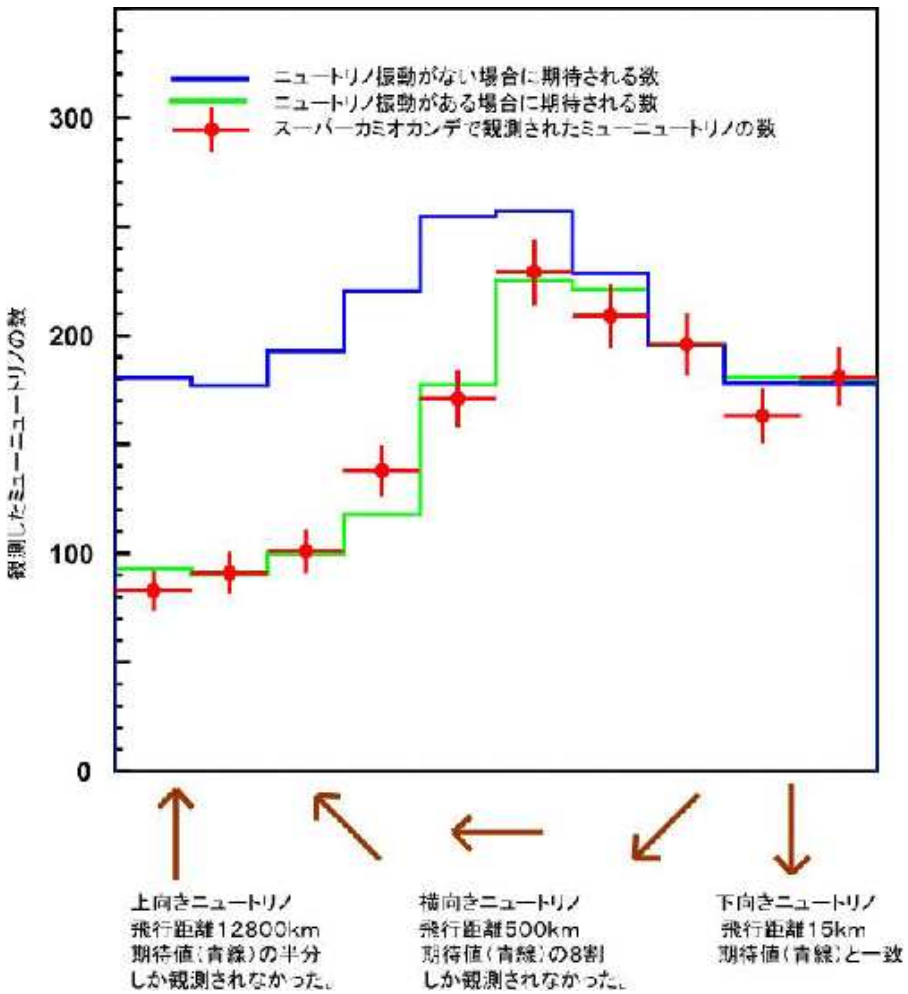


図 1.1: 観測されたミューニュートリノの進行方向毎のイベント数。
青線：ニュートリノ振動がない場合。
緑線：ニュートリノ振動がある場合。
赤点：実測データ。

1.4.3　太陽ニュートリノ振動

Bahcall and Pinsonneault による 2004 年版の標準太陽モデル (BP04 SSM) によると、太陽は水素原子核 (=陽子)4 個からヘリウム原子核 1 個と電子ニュートリノ 2 個及びエネルギーを生成する核融合反応により輝いていると考えられている。その反応を以下に示す。

$$4\mathrm{p} + 2\mathrm{e}^{-} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2\nu_{\mathrm{e}} + 26.73\ \mathrm{MeV} \tag{1.4}$$

この反応で生じる電子ニュートリノは「太陽ニュートリノ」と呼ばれる。太陽が毎秒放出しているエネルギーの測定から、毎秒何個の $^{4}\mathrm{He}$ が作られているかがわかる。ひいては、毎秒何個のニュートリノが放出されているかがわかる。

太陽ニュートリノの観測が多くの実験で行なわれた結果、図 1.2 に示されているように観測される太陽ニュートリノの数は太陽の出すエネルギーから予想される値に比べ半分以下でしかないことがわかった。そのため、太陽から地球へ飛んでいる間にニュートリノ振動を起こして、電子ニュートリノから他のニュートリノへと変化したのではないかと考えられた。

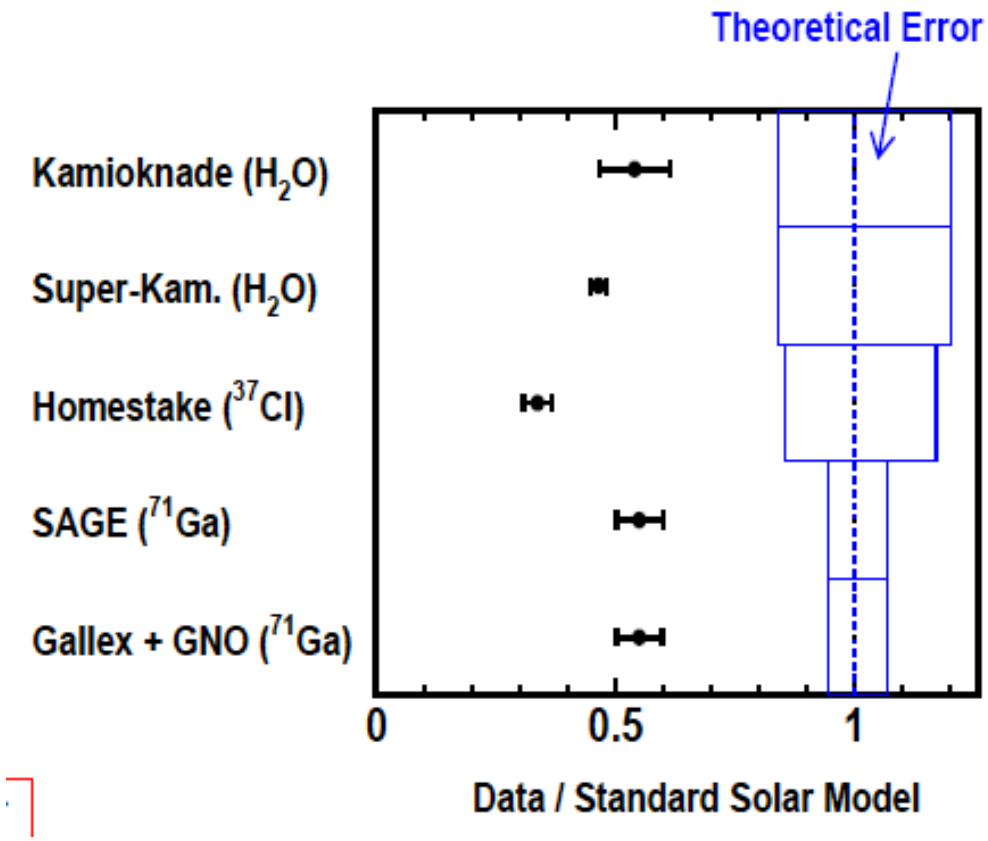


図 1.2: 太陽ニュートリノ欠損。
太陽ニュートリノ測定実験毎の電子ニュートリノの観測数と標準太陽モデルで予測される観測数の比を示している。

1.4.4　太陽ニュートリノ実験の結果

SNO 実験では液体シンチレータに重水 (D_2O) を用いることで太陽から来るニュートリノのうち電子ニュートリノ成分のみを測定した [7]。

$$\nu_e + d \to p + p + e^-$$

この反応は電子ニュートリノのみで起こるため電子ニュートリノとその他のニュートリノを判別することができる。その結果、電子ニュートリノの数は Super-Kamiokande による太陽ニュートリノ測定の値に比べて小さい値であった。これは、Super-Kamiokande が捕らえている太陽から来るニュートリノには、ミューニュートリノ成分やタウニュートリノ成分が混じっていることを示しており、太陽ニュートリノ振動の直接的な証拠が初めて発見された。

また、原子炉から放出される反電子ニュートリノを液体シンチレータを用いて観測する KamLAND 実験の結果も太陽ニュートリノの観測結果とよく一致した。2 つの独立なニュートリノ源を用いたニュートリノ振動実験の結果が一致したことにより、ニュートリノ振動の存在はほぼ確実となった。

これらの実験によって、太陽ニュートリノ振動のパラメータは 95%CL で次のように求まった。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{混合角 (太陽ニュートリノ)}: 0.25 < \tan^2(\theta) < 0.9 \\ \text{質量の自乗差}: 2.5 \times 10^{-5}\mathrm{eV}^2 < \Delta m^2_{12} < 3.3 \times 10^{-4}\mathrm{eV}^2 \end{array} \right\} \tag{1.5}$$

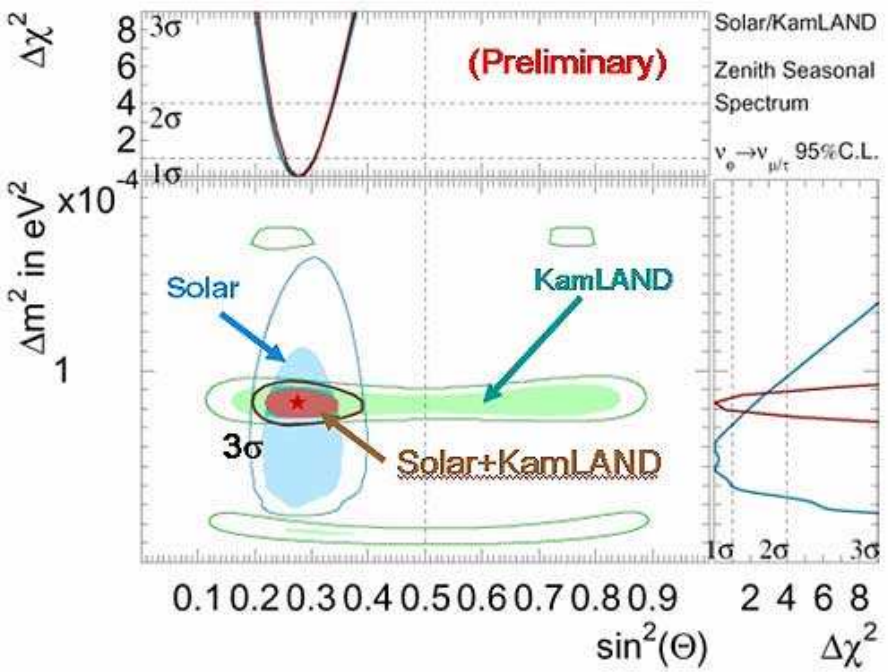


図 1.3: 太陽ニュートリノ実験と KamLAND のデータを用いたニュートリノ振動解析結果。

第2章　ニュートリノの崩壊光子の測定

2.1　ニュートリノ崩壊光子測定の意義

大気ニュートリノ, 太陽ニュートリノ, 加速器ニュートリノ, 原子炉ニュートリノなどのニュートリノ振動の観測によって, 異なる種類のニュートリノ間の質量の自乗差が測定され、ニュートリノが質量を有していることが明らかとなった。

$$\begin{aligned} \Delta m^2_{23} &\equiv \Delta m^2(\text{大気ニュートリノ振動}) = (1.6 \sim 3.9) \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2 \\ \Delta m^2_{12} &\equiv \Delta m^2(\text{太陽ニュートリノ振動}) = (2.5 \sim 3.3) \times 10^{-4}\ \mathrm{eV}^2 \end{aligned} \tag{2.1}$$

しかし、自乗差のみでは質量を決定することはできない。ニュートリノの質量自体はいまだに上限を定めるまでにしか至っていないのである。

$$\begin{aligned} &\text{電子ニュートリノ } (m_{\mathrm{e}}) < 2.5\ \mathrm{eV} \\ &\text{ミューニュートリノ } (m_{\mu}) < 170\ \mathrm{keV} \\ &\text{タウニュートリノ } (m_{\tau}) < 18\ \mathrm{MeV} \end{aligned} \tag{2.2}$$

質量を特定するには、ニュートリノ振動とは独立な事象を観測する必要がある。

そこで注目したのがニュートリノの崩壊である。ニュートリノの崩壊を観測することでニュートリノ振動とは独立な量を測定することができる。ニュートリノの振動と崩壊、2つの結果を用いることでニュートリノの質量を決定することができる。ニュートリノの寿命は、寿命の短い ν_3 でも $10^{17} \sim 10^{35}$ 年と非常に長いので、崩壊を測定するには非常に多数のニュートリノが必要となる。そこで、宇宙背景ニュートリノを用いることを検討する。宇宙背景ニュートリノは密度 200 個/cm^3, 温度 $1.9\ \mathrm{K}$ $(0.6\ \mathrm{meV})$ で存在すると予言されている。これほど大量のニュートリノは他にはないので宇宙背景ニュートリノが崩壊を検出できる可能性がもっとも大きいニュートリノだと言える。

2.2　ニュートリノの崩壊

ニュートリノがディラック・ニュートリノである場合, ニュートリノは $\nu_3 \to \nu_2 + \gamma$ と崩壊する (図 2.1)。

ν_3 が ν_2 に崩壊したとすると、その際に放出される光子のエネルギーは、ν_3 が静止している場合には、

$$E_\gamma = \frac{{m_3}^2 - {m_2}^2}{2m_3} \tag{2.3}$$

であり、m_3 と m_2 の関係式が得られる。

$$m_3 = E_\gamma + \sqrt{{E_\gamma}^2 + {m_2}^2} \tag{2.4}$$

ニュートリノ振動から得られているニュートリノの質量の 2 乗差の値と矛盾しないニュートリノ質量として $m_3 = 61\text{meV}$, $m_2 = 11\text{meV}$ を仮定する。

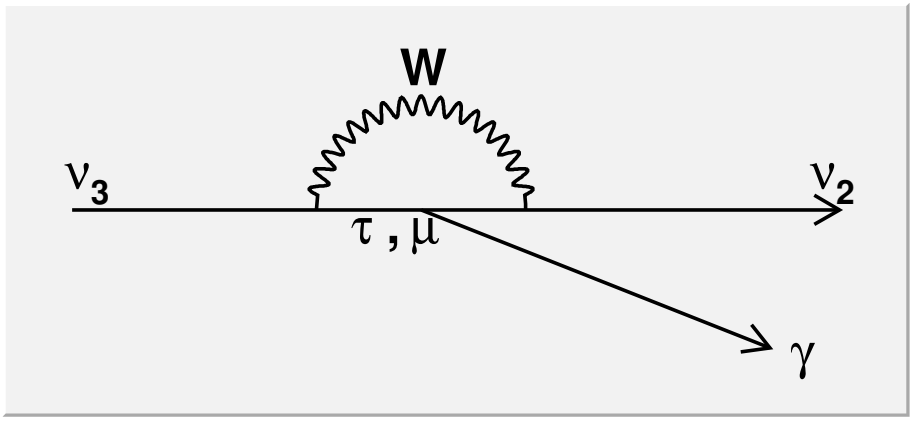


図 2.1: ニュートリノ崩壊のファインマン図。

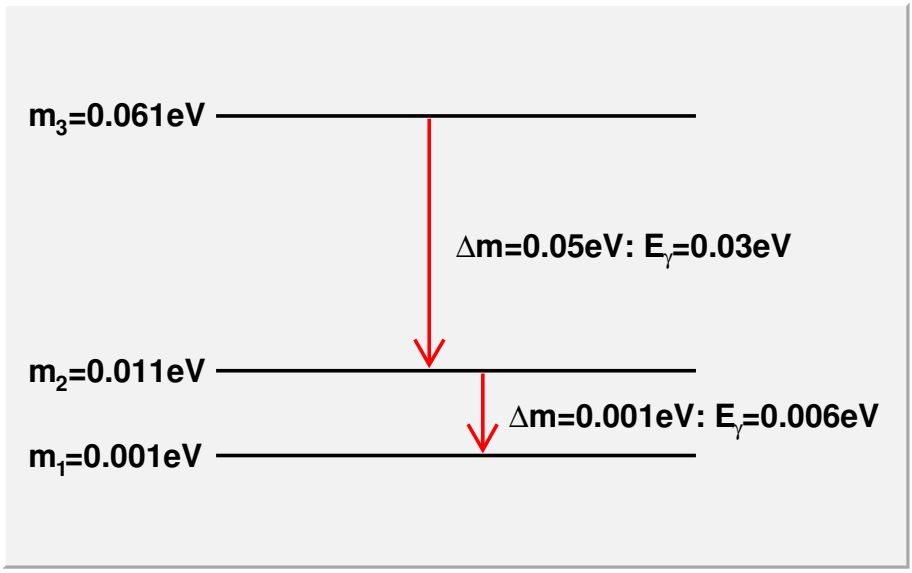


図 2.2: ニュートリノ質量と崩壊光子エネルギーの関係。

図 2.3、図 2.4 にニュートリノ振動によって得られた m_3 vs. m_2 と m_2 vs. m_1 の範囲、及びニュートリノ崩壊において $E_\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma) = 5.4$ meV、6.6 meV、12.5 meV、15 meV、$E_\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = 27$ meV、33 meV、40 meV、50 meV とした場合の m_3 vs. m_2、m_2 vs. m_1 を示した。

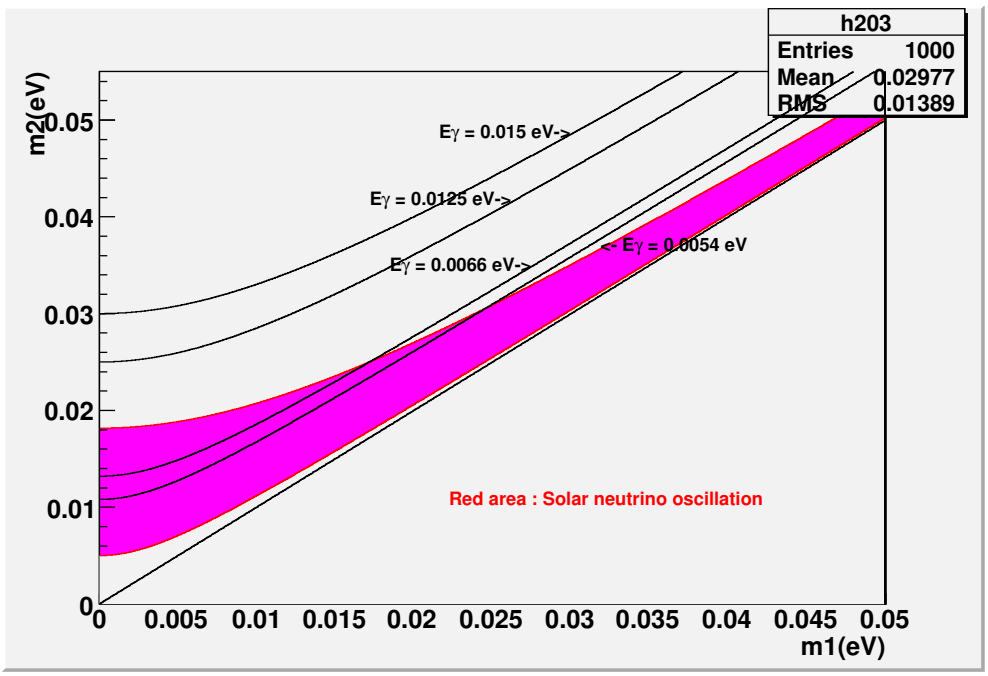


図 2.3: 崩壊光子 $(\nu_2 \to \nu_1)$ 測定と振動実験による m_2 vs. m_1。
赤い範囲が振動実験で決定された範囲である。

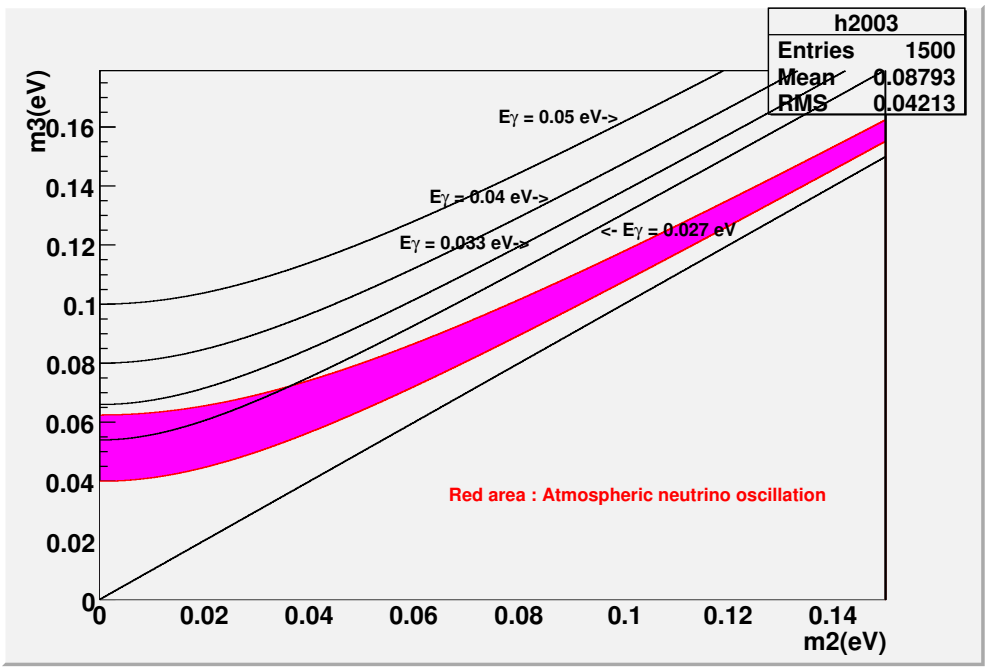


図 2.4: 崩壊光子 $(\nu_3 \to \nu_2)$ 測定と振動実験による m_3 vs. m_2。
赤い範囲が振動実験で決定された範囲である。

2.2.1 ニュートリノの磁気モーメント

M.Beg, W.Marciano nad M.Rudeman は、ニュートリノの磁気モーメント、及び崩壊幅を $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R \times \mathrm{U}(1)$ 模型で計算している [8]。

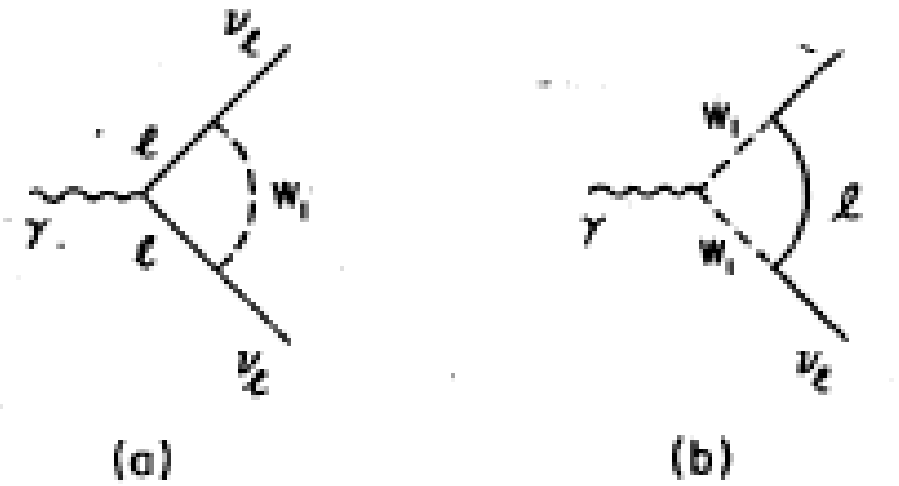


図 2.5: ニュートリノの磁気モーメントの寄与。

$$\begin{aligned} W_1 &= W_L \cos\zeta - W_R \cos\zeta \\ W_2 &= W_L \cos\zeta + W_R \cos\zeta \end{aligned} \tag{2.5}$$

W_L と W_R はそれぞれ純粋な V-A 型 (左巻き) V+A 型 (右巻き) のウィークボソンである。ζ は W_L と W_R の混合角である。W_1、W_2 は質量の固有状態である。

ニュートリノの磁気モーメントは以下の式で表される。

$$\kappa_{\nu_l} = \frac{G_F}{\pi^2\sqrt{2}} m_e \left[m_l \left(1 - \frac{m_{W_1}^2}{m_{W_2}^2} \right) \sin 2\zeta + \frac{3}{4} m_{\nu l} \left(1 + \frac{m_{W_1}^2}{m_{W_2}^2} \right) \right] \tag{2.6}$$

全てのゲージモデルでの計算が式 (2.6) の形の式へと帰着する。

$$\begin{aligned} \kappa_{\nu_e} &< 1.3 \times 10^{-10} \mu_B \\ \kappa_{\nu_\mu} &< 6.8 \times 10^{-10} \mu_B \\ \kappa_{\nu_\tau} &< 3.9 \times 10^{-7} \mu_B \end{aligned}$$

$$\mu_B = \frac{e}{2m_{\mathrm{e}}} : \text{Bohr magneton}$$

現在の測定下限値 $M(W_R) = 715\ \mathrm{GeV}/c^2$、$\zeta < 0.013$ に矛盾しない値を用いて考える。磁気モーメントが最大となる場合は、$M(W_R) = 1\ \mathrm{TeV}/c^2$、$\zeta = 0.01$ を用いて、

$$\begin{aligned} &\kappa_{\nu_l} \approx \tfrac{0.02 G_F}{\pi^2\sqrt{2}} m_e m_l = 0.4 \times 10^{-14} \left(\tfrac{m_l}{m_e} \right) \\ &\kappa_{\nu_e} = 0.4 \times 10^{-14} \mu_B,\ \kappa_{\nu_\mu} = 0.8 \times 10^{-12} \mu_B,\ \kappa_{\nu_\tau} = 3.6 \times 10^{-8} \mu_B \end{aligned} \tag{2.7}$$

最小となる場合は、$M(W_2) = \infty, \zeta = 0$ を用いて、

$$\kappa_{\nu_l} \approx \frac{0.75 G_F}{\pi^2 \sqrt{2}} m_{\rm e} m_{\nu_l} = 1.6 \times 10^{-14} \left(\frac{m_{\nu_l}}{m_{\rm e}} \right) \tag{2.8}$$

2.2.2 ニュートリノの寿命

標準理論の範囲内 (磁気モーメントが最小の場合) では, この寿命は 10^{35} 年程度と長く, ニュートリノ崩壊の観測は極めて難しいが, 右巻き Weak Boson $\rm W_R$ が存在する場合には, このニュートリノ崩壊幅はさらに大きくなり, 現在の $\rm W_R$ の質量下限および $\rm W_R$ と $\rm W_L$ の混合角の上限を用いて計算するとニュートリノの寿命は最小で 10^{17} 年程度となる。

$\nu_3 \to \nu_2 + \gamma$の崩壊幅

$\Gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{m_3^2 - m_2^2}{m_3} \right)^3 \left(\frac{\kappa^2_{\nu_3 \to \nu_2}}{m_e^2} \right)$

崩壊幅は最大で、

$\Gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{m_3^2 - m_2^2}{m_3} \right)^3 \frac{(0.02 G_F)^2}{2\pi^4} m_\tau^2 = 1.5 \times 10^{-40} \mathrm{eV}$ (2.9)

この場合、寿命は最小になる。

$\tau(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = \frac{0.21 \times 10^{-22}}{\Gamma}$ year $= 1.4 \times 10^{17}$ year

崩壊幅は最少で、

$\Gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{m_3^2 - m_2^2}{m_3} \right)^3 \frac{(0.75 G_F)^2}{2\pi^4} m_3 m_2 = 4.9 \times 10^{-59}$ eV (2.10)

この場合、寿命は最大になる。

$\tau(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma) = \frac{0.21 \times 10^{-22}}{\Gamma}$ year $= 4.3 \times 10^{35}$ year

同様にして、

$\nu_2 \to \nu_1 + \gamma$の崩壊幅

崩壊幅は最大で、

$\Gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2} \right)^3 \frac{(0.02 G_F)^2}{2\pi^4} m_\mu^2 = 7.9 \times 10^{-50}$ eV (2.11)

寿命は最小となる。

$\tau(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma) = \frac{0.21 \times 10^{-22}}{\Gamma}$ year $= 2.7 \times 10^{26}$ year

崩壊幅が最少の場合、

$\Gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2} \right)^3 \frac{(0.75 G_F)^2}{2\pi^4} m_2 m_1 = 4.9 \times 10^{-63}$ eV (2.12)

寿命は最長となる。

$\tau(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma) = \frac{0.21 \times 10^{-22}}{\Gamma}$ year $= 4.5 \times 10^{39}$ year

2.3 崩壊光子の検出数

宇宙背景ニュートリノは ν_3、ν_2 ともに全空間に $\rho = 2 \times 10^8$ m^{-3} で分布しているといわれている。この宇宙背景ニュートリノを用いて崩壊の観測を考える。検出器として半径 a $= 10$ cm、視野 1 度の望遠鏡を用いる。

崩壊光子の放出される方向の確立は全方向で一定と考える。望遠鏡 (検出器) から距離 L にあるニュートリノの崩壊で生じた崩壊光子が望遠鏡に到達する数は、

$$\rho dV \times \frac{\pi a^2}{4\pi L^2}$$

である。

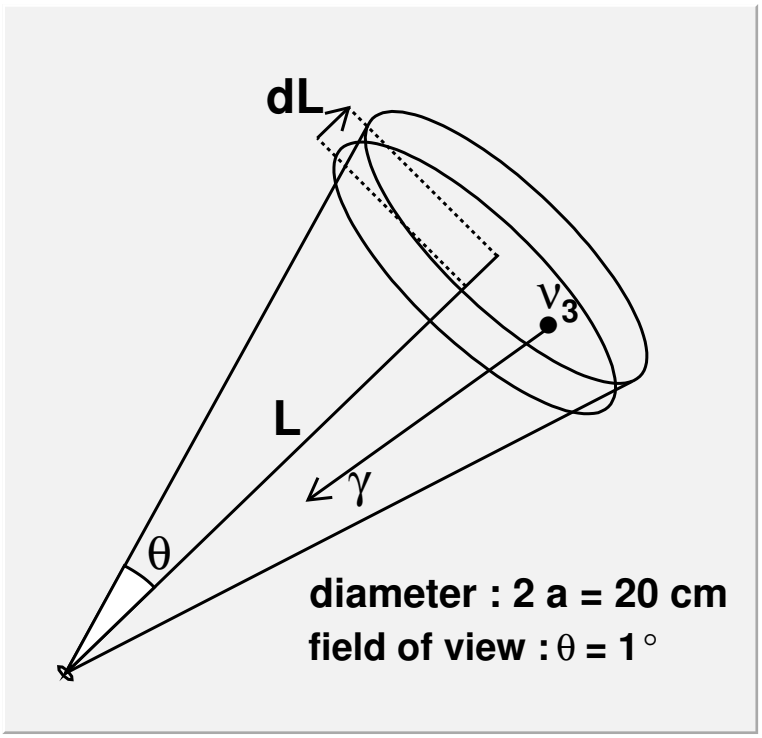


図 2.6: θ,L,a の定義。

距離 L の最大値は、

$L_{\max} = c\times$(宇宙年齢)$= 3 \times 10^8 \times 10^{10} \times 3 \times 10^7$ m $= 9 \times 10^{25}$ m

ν_3 の場合、式 2.9 より、寿命が最も短い場合 $\tau \approx 10^{17}$ year なので最大の崩壊率は、$R = \frac{1}{\tau} = 10^{-17}\mathrm{year}^{-1}$ である。

ν_2 の場合、式 2.11 より、$\tau \approx 10^{26}$year 崩壊レートは最大で $R = \frac{1}{\tau} = 10^{-26}\mathrm{year}^{-1}$ である。

以上を踏まえると, 年間の崩壊光子観測数は式 2.13 のように表される。

$$\begin{aligned} \text{崩壊光子の年間検出数} &= \int_0^{L_{\max}} dL\ [\pi(L^2\theta^2)\rho\tfrac{\pi a^2}{4\pi L^2}R] \\ &= \pi\theta^2\rho\tfrac{a^2}{4}RL_{\max} \end{aligned} \tag{2.13}$$

望遠鏡の大きさとして COBE 実験と同程度のサイズ $\theta = 1^\circ$ 、直径 $2a = 20$cm を想定しているので、

$\nu_2 \to \nu_1$ の崩壊光子の年間検出数は、1.62×10^2 year^{-1}

$\nu_3 \to \nu_2$ の崩壊光子の年間検出数は、3.08×10^{11} year^{-1}

となる。

2.4 崩壊光子の検出シミュレーション

以下に崩壊光のシミュレーションを行う上で考慮したことをを示す。

1. 宇宙背景ニュートリノが崩壊し、光子を放出する。

2. ニュートリノが 0.6 meV のエネルギーで運動していることで崩壊光子のエネルギースペクトルが滲む。

3. 赤方偏移の効果によって崩壊光子のエネルギースペクトルは元々のエネルギーよりも小さい値になる。

4. ニュートリノの崩壊光子以外の赤外線も検出器に入射し、観測される。

この章では、表 2.1 の条件のもとでのシミュレーションを行う。

宇宙背景ニュートリノの密度	$\rho = 2 \times 10^8$ m^{-3}
宇宙背景ニュートリノのエネルギー	0.6 meV
磁気モーメント	$\kappa_{\nu_l} \approx \frac{0.02 G_F}{\pi^2 \sqrt{2}} m_e m_l = 0.4 \times 10^{-14} (\frac{m_l}{m_e})$
ν_2 の寿命	$\tau = 10^{26}$ year
ν_3 の寿命	$\tau = 1.4 \times 10^{17}$ year
ν_1 の質量	1 meV
ν_2 の質量	11 meV
ν_3 の質量	61 meV
$E_\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma)$	6 meV
$E_\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma)$	30 meV
$\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma)$ の観測数	1.62 $\times 10^2$ year^{-1}
$\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma)$ の観測数	3.08 $\times 10^{11}$ year^{-1}
望遠鏡の直径	20 cm
望遠鏡の視野	1 °
検出器のエネルギー分解能	0 % 、1 % 、2 % 、5 %、 10 %

表 2.1: シミュレーションで用いる値。

2.4.1 崩壊光子のスペクトル (ニュートリノのエネルギーによる影響)

宇宙背景ニュートリノは 1.9 K(0.6 meV) の平均エネルギーでプランク分布していると予言されている。

ニュートリノ同士の質量差が図 2.2 のような値の場合、崩壊の際に放出される光子のもともとのエネルギー E_0 は、

$$\begin{aligned} E_0(\nu_2 \to \nu_1) &= 6 \text{ meV} \\ E_0(\nu_3 \to \nu_2) &= 30 \text{ meV} \end{aligned} \tag{2.14}$$

となる。崩壊光子のエネルギー 6 meV, 30 meV に対してニュートリノのエネルギーは 0.6 meV と小さいので、ニュートリノのエネルギーによる崩壊光子への影響は小さい。

ニュートリノのエネルギーの影響による崩壊光子のエネルギーの滲みは、

$$\begin{aligned} \nu_2 \rightarrow \nu_1 \text{の場合、} \frac{\sigma}{mean} = 3.15\ \% \\ \nu_3 \rightarrow \nu_2 \text{の場合、} \frac{\sigma}{mean} = 0.56\ \% \end{aligned} \tag{2.15}$$

となり問題にならない。

図 2.7 にニュートリノのエネルギーによる光子のエネルギースペクトルの変化を示す。

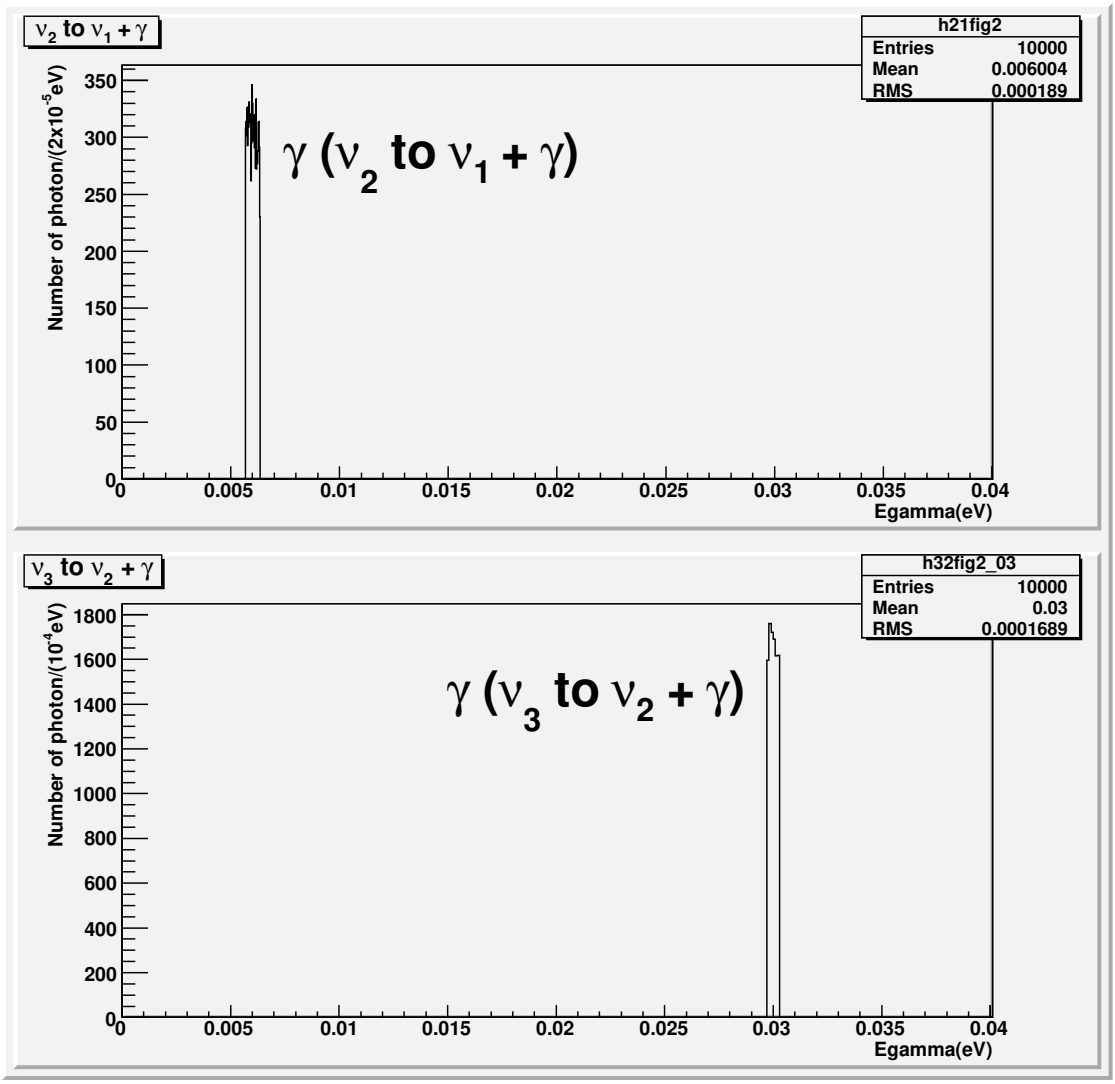


図 2.7: ニュートリノのエネルギーによる E_0 の滲み (入射光子数が 10000 の場合)。

2.4.2 相対論的赤方偏移によるスペクトルの変化

相対論的には、赤方偏移 z と光源の速度 v との間には、

$$z = \sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}} - 1 = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} - 1 \tag{2.16}$$

という関係が成り立つ。

相対論的にドップラーシフトは周波数 ν を $\nu' = \nu\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$ に変えるので、実際に観測される光子のエネルギー E_γ はドップラー効果によって赤方偏移 z がない場合のエネルギー E_0 から $E_\gamma = \frac{E_0}{1+z}$ へと変化する。

宇宙が平坦な場合、宇宙年齢 t と赤方偏移 z との間には

$$t(z) = \frac{2}{3H_0}\frac{1}{(1+z)^{1.5}} \tag{2.17}$$

という関係式が成り立つ。ここで H_0 はハッブル定数 $530\ \mathrm{km}\cdot\mathrm{sec}^{-1}\cdot\mathrm{Mpc}^{-1}$ である。

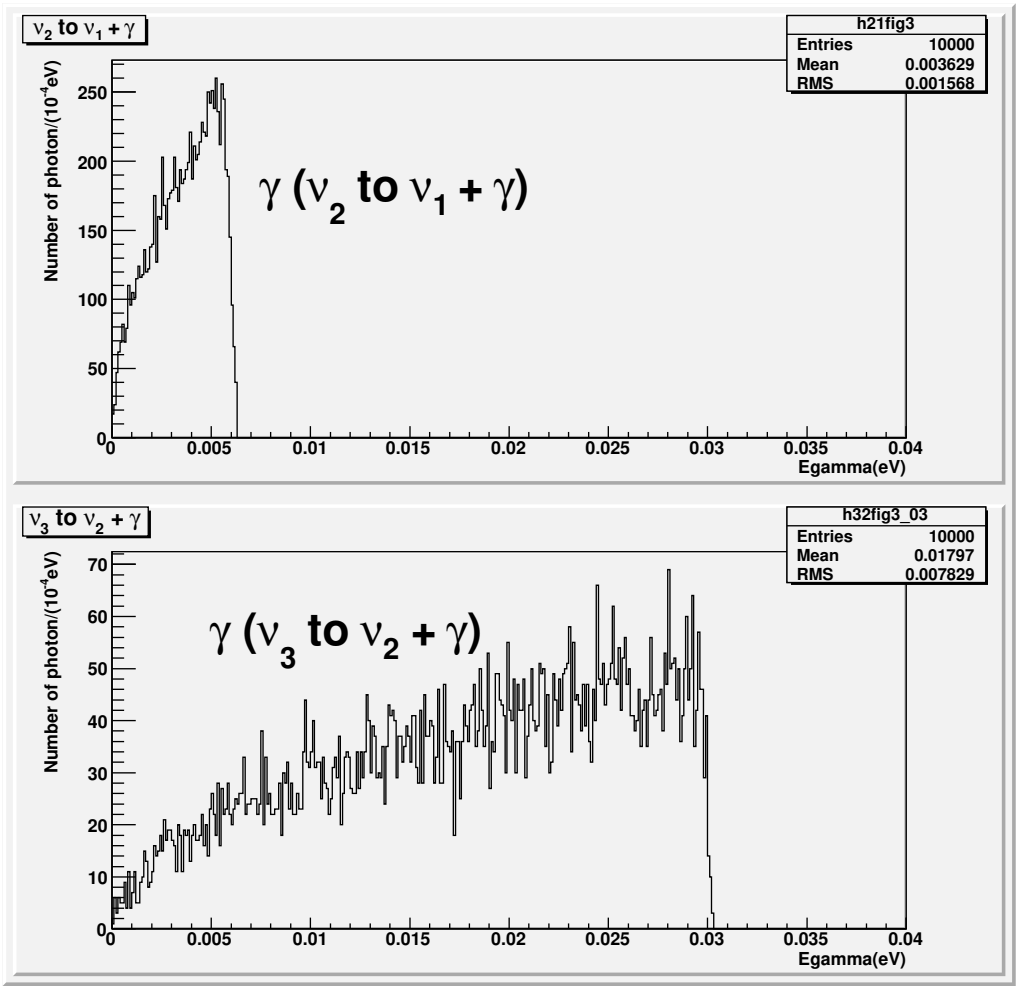


図 2.8: 赤方偏移による E_0 の滲み (入射光子数が 10000 の場合)。

そのため、実際に観測される E_γ は図 2.8 のように E_0 はエネルギーの低い方へ広がった形で観測される。

ここに示した図 2.8 が実際に観測されるニュートリノ崩壊光のスペクトルである。

ニュートリノの崩壊光のスペクトルがエネルギーの高い端で鋭く落ちるという特徴をもっていることがわかった。スペクトルの鋭く落ちる付近が崩壊光のもつ元々のエネルギーの値である。

2.4.3　2.7 K 宇宙背景輻射バックグラウンド

ここでは、観測の際に現れるバックグラウンドについて考察する。宇宙背景放射とは、宇宙空間の全域からほぼ均等に観測される、さまざまな周波数の電磁波の放射を指す。

ビッグバンの約 40 万年後に、宇宙の温度が下がり電子と陽子が結合して水素原子を生成した。それまで光子の進行を妨げていた多くの電子が陽子と結合したことで光子は直進できるようになった。この頃の宇宙の温度は約 3000 K であった。宇宙が膨張するに従って宇宙背景輻射の光子は赤方偏移を受け、宇宙のスケール長に反比例して波長が延び、結果的に輻射は冷える。そして、現在の輻射の温度は 2.7 K である。輻射の温度は宇宙膨張によって約 1/1000 にまで下がったことになる。

2.7 K 宇宙背景輻射は、0.8 meV の平均エネルギーでプランク分布していることが確認されている。

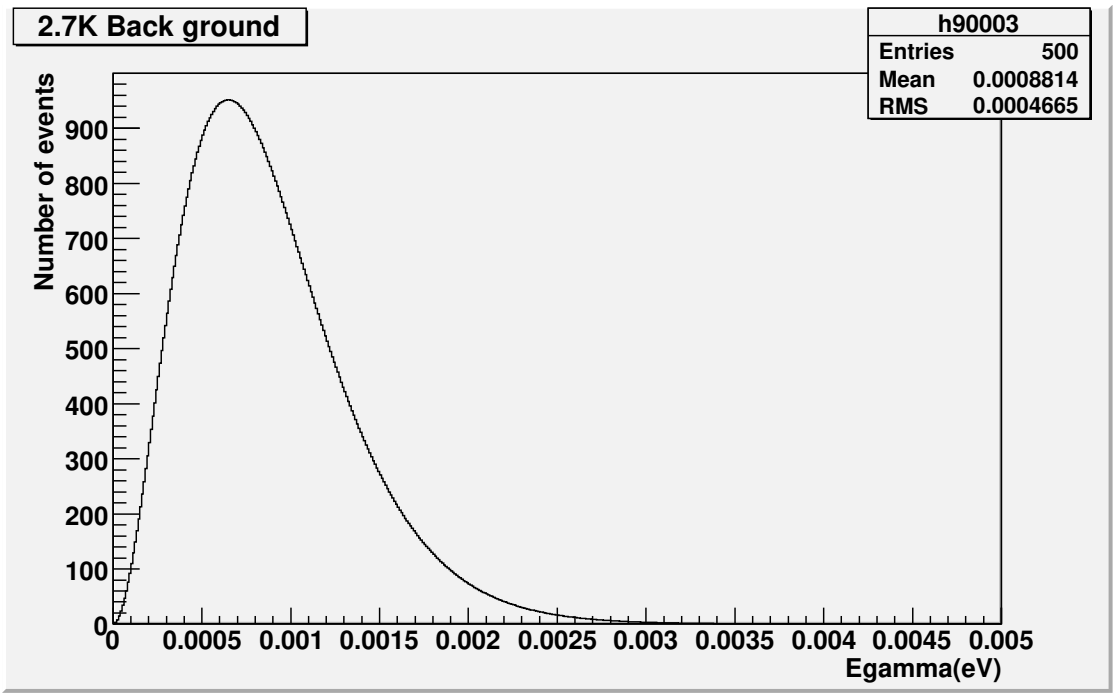


図 2.9: 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトル。

2.4.4 崩壊光子のスペクトルと 2.7K 宇宙背景輻射

2.7 K 宇宙背景輻射はどの程度、崩壊光子のエネルギースペクトル測定に影響を与えるのだろうか。2.7 K 宇宙背景輻射は図 2.9 に示しているように 0.8 meV の平均エネルギーでプランク分布している。

ニュートリノの崩壊光子のエネルギースペクトルは高い方の端で鋭く落ちる特徴を持っているので、その端付近を観測することになる。崩壊光子のエネルギースペクトルの端は、$E_\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma)$ では 30 meV 付近、$E_\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma)$ では 6 meV 付近である。

図 2.10 に崩壊光子のスペクトルと 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトルを示す。

$E_\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma)$ のスペクトルは年間に 160 個程度しか観測できない。加えて、$E_\gamma(\nu_2 \to \nu_1 + \gamma)$ のスペクトルの鋭く落ちる位置に 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトルが重なっている。そのため、2.7 K 宇宙背景輻射に混ざってしまい観測できなくなる。

一方、$E_\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma)$ はスペクトルの鋭く落ちる付近では 2.7 K 宇宙背景輻射の影響をほとんど受けないため観測が可能である。

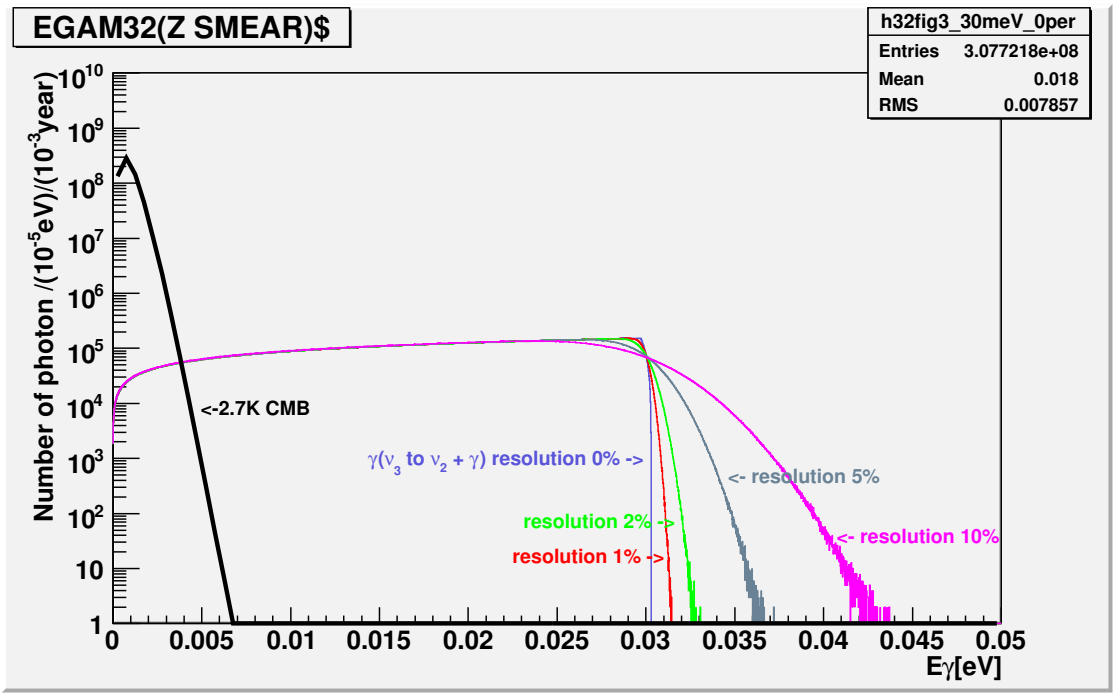


図 2.10: 崩壊光子と 2.7 K 宇宙背景輻射のスペクトルの比較。

第3章　現在までの赤外線背景輻射の測定値

3.1　COBE 実験

現在までに行われた赤外線背景輻射の観測実験とあわせてニュートリノ崩壊光子測定を考察する。ここでは COBE 実験の結果を用いて崩壊光子測定を考察する。

COBE とは Cosmic Background Explorer の略称であり、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) を観測することを目標とした人工衛星である。COBE は 1989 年 11 月 18 日にデルタロケットによって太陽同期軌道に打ち上げられた。COBE(図 3.2) に搭載された実験装置は以下の通りである [9]。

1. 差分マイクロ波ラジオメータ (DMR):CMB のマッピング観測を行い、CMB に含まれる非等方性を検出する。
2. 遠赤外線絶対分光測光計 (FIRAS):CMB のスペクトルを観測し、黒体放射との違いがあるか調べる。(図 3.5 、 図 3.6)
3. 拡散赤外背景放射実験装置 (DIRBE):宇宙初期の赤外銀河を検出する。(図 3.3 、図 3.4)

COBE の測定によって宇宙マイクロ波背景放射が 2.7K 黒体輻射と一致することが明らかとなった。

DIRBE および FIRAS によって得られた赤外線背景輻射の値を表 3.1 に示す [10]。

表 3.1 の DIRBE dark sky と FIRAS dark sky の値はそれぞれ DIRBE、FIRAS で得られた最も暗い点での背景輻射の上限値である。DIRBE resudual は 観測された高い銀緯での値から 黄道光、黄道の放射、星の光、星間物質起源の放射を排除した値である。

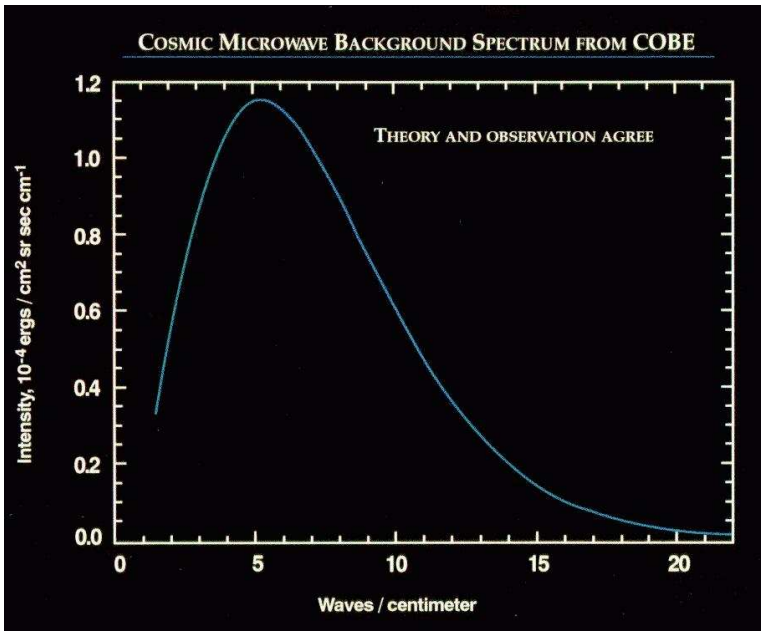


図 3.1: 宇宙マイクロ波背景放射スペクトル。

波長 λ μm	νI_ν n W m^{-2}sr^{-1}	Referrence	νI_ν n W m^{-2}sr^{-1}	Referrence
1.25	393 ± 13	DIRBE dark sky	50 - 104	DIRBE residual
2.2	150 ± 5	DIRBE dark sky	15 - 26	DIRBE residual
3.5	63 ± 3	DIRBE dark sky	15 - 24	DIRBE residual
4.9	192 ± 7	DIRBE dark sky	9 - 22	DIRBE residual
12	2660 ± 310	DIRBE dark sky	102 - 164	DIRBE residual
25	2160 ± 330	DIRBE dark sky	136 - 210	DIRBE residual
60	261 ± 22	DIRBE dark sky	31 - 42	DIRBE residual
100	74 ± 10	DIRBE dark sky	20 - 35	DIRBE residual
140	57 ± 6	DIRBE dark sky	12 - 63	DIRBE residual
240	22 ± 2	DIRBE dark sky	8 - 33	DIRBE residual
111	108	FIRAS dark sky		
143	63	FIRAS dark sky		
250	30	FIRAS dark sky		
500	6	FIRAS dark sky		

表 3.1: DIRBE、FIRAS によって得られた赤外線背景輻射測定値 および 補正後の値。

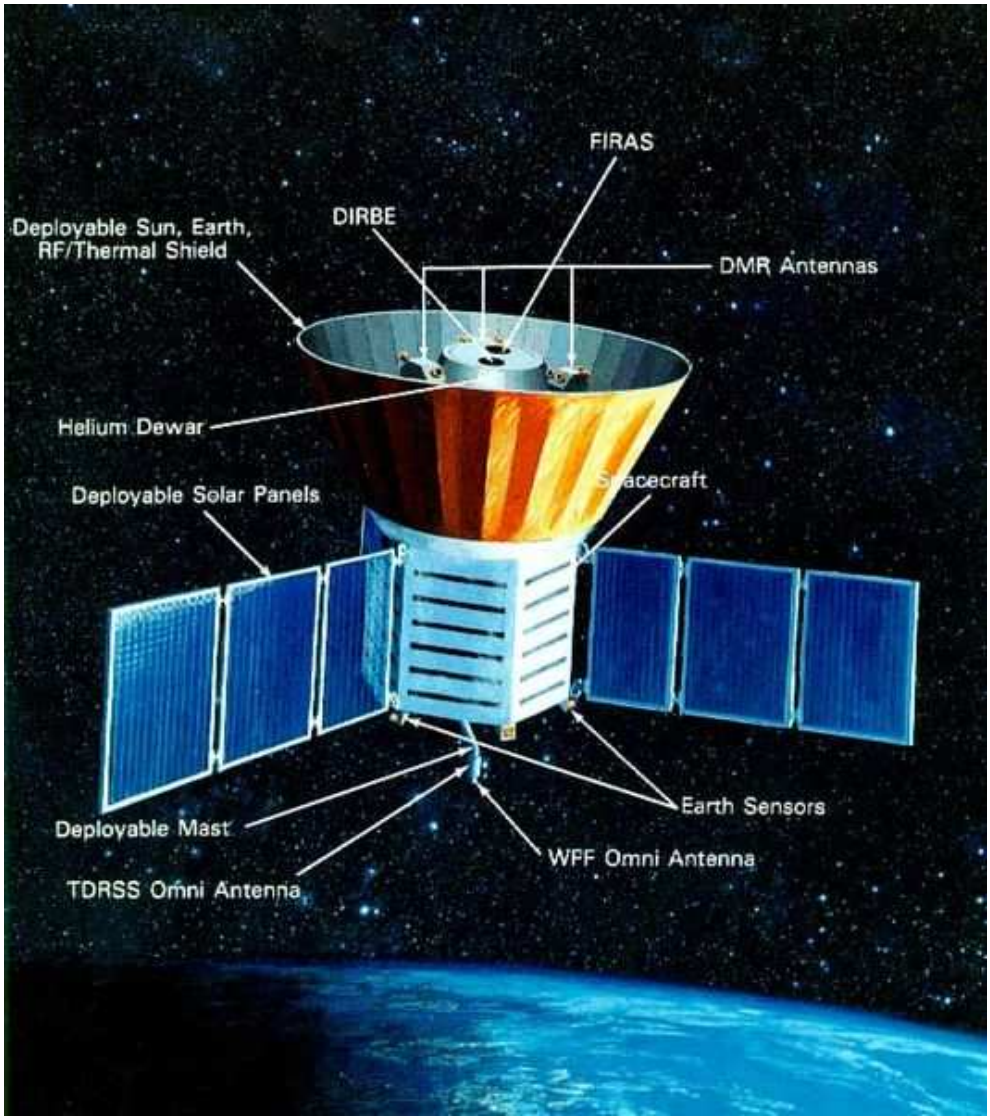

FIRAS
DIRBE
Deployable Sun, Earth,
RF/Thermal Shield
DMR Antennas
Helium Dewar
Deployable Solar Panels
Spacecraft
Earth Sensors
Deployable Mast
WFF Omni Antenna
TDRSS Omni Antenna

図 3.2: COBE の外観。

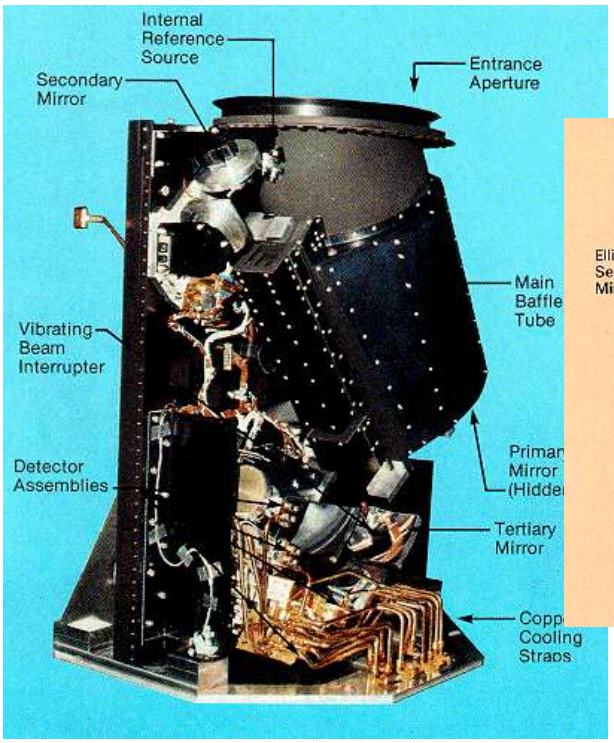


図 3.3: DIRBE の外観。

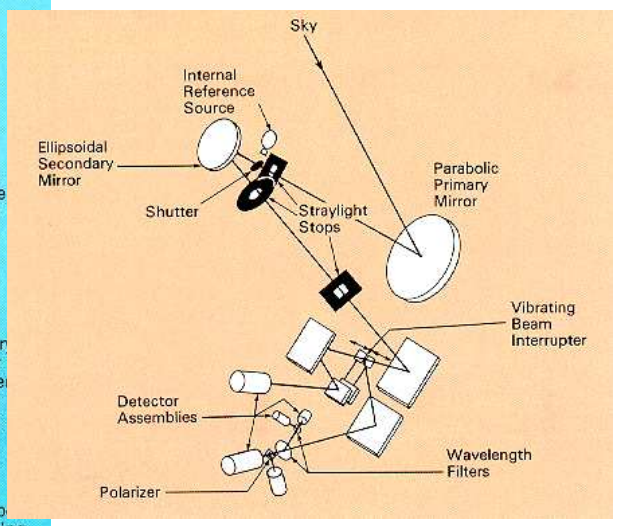
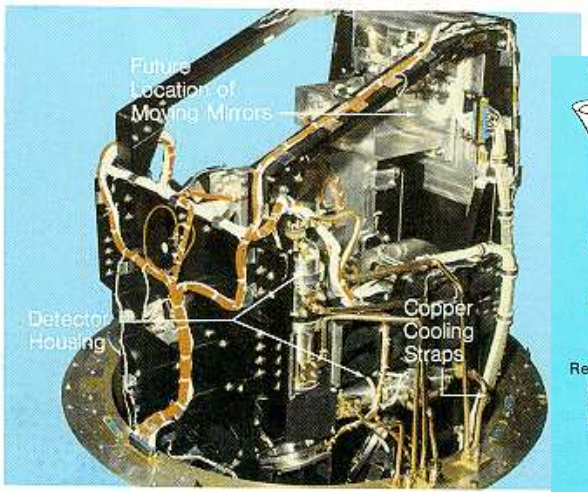


図 3.4: DIRBE の構造。



Test unit being prepared for vibration test. Horn, calibrator, and mirror mechanism are not shown.

図 3.5: FIRAS の外観。

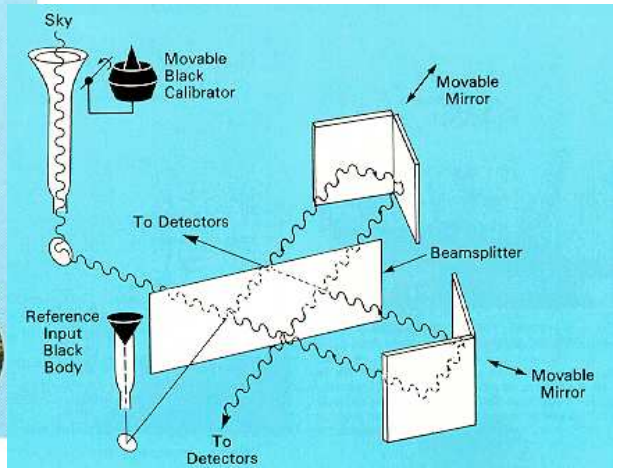


図 3.6: FIRAS の構造。

この測定値をニュートリノの崩壊光観測のシミュレーションと比較してみる。

シミュレーション結果と比較するために、COBE で測定されたデータを観測数に変換して光子エネルギーの関数としてプロットした。(図 3.7, 図 3.8)

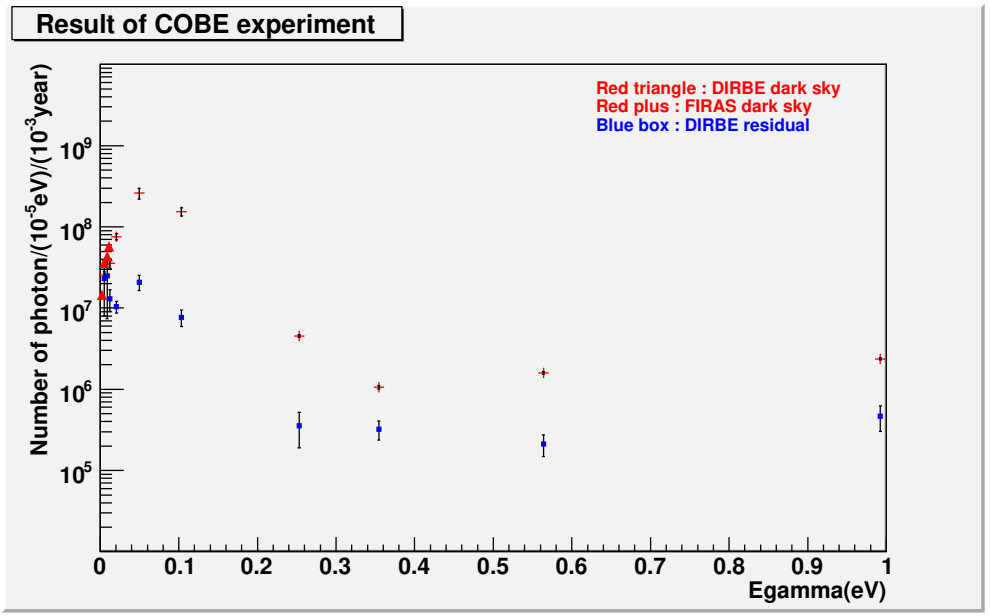


図 3.7: COBE による赤外線背景輻射の観測値 (横軸範囲 0 ∼ 1 eV)。

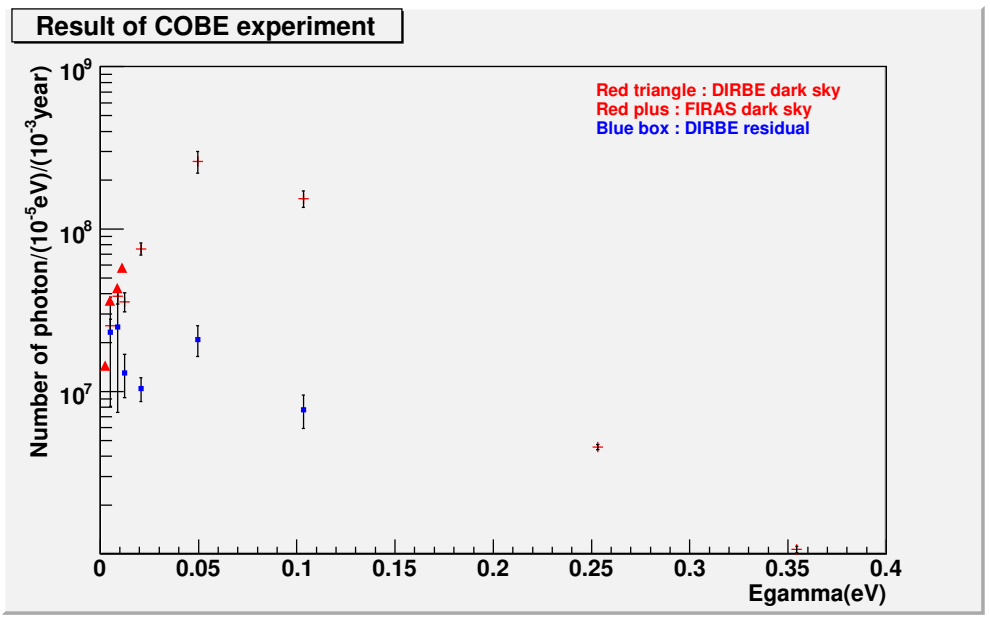


図 3.8: COBE による赤外線背景輻射の観測値 (横軸範囲 0 ∼ 0.4 eV)。

3.2 崩壊光シミュレーションとの比較

ニュートリノ崩壊光子のスペクトルと COBE 実験での観測値を比較し、崩壊光子を観測できるか考察する。2.7 K 宇宙背景輻射、COBE のデータ、$\nu_3 \to \nu_2 + \gamma$、$\nu_2 \to \nu_1 + \gamma$ それぞれの年間の観測数をエネルギーの関数として図 3.9、図 3.10 にプロットした。2.7 K 宇宙背景輻射の項で述べたように $\nu_2 \to \nu_1 + \gamma$ における崩壊光子は、2.7 K 宇宙背景輻射に比べて観測数が少なすぎて観測するのは困難である。しかし、$\nu_3 \to \nu_2 + \gamma$ における崩壊光子は、立ち上がりの位置では 2.7 K 背景輻射の影響は受けない。また、図 3.9、図 3.10 に示したように $\nu_3 \to \nu_2 + \gamma$ における崩壊光子の観測数は、実際に観測された光子数の不確かさに比べて十分大きい。

観測されている値 (補正後) と崩壊光の観測数の比は $E_\gamma = 30$ meV において 10^2 ほどなので、 観測器に入射した光子を全て観測できるとすれば、およそ 13 分間の観測で崩壊光の観測数が測定値の誤差の 5 倍 (5σ) を越える。実際には全てを観測することはできないので検出器の性能によって観測するべき期間は長くなる。それでも 1 年間で 3×10^{11} 個の光子が入射してくれば十分観測可能である。

なので、赤外線背景輻射のスペクトルを低エネルギー付近で連続的に測定できれば、$E_\gamma(\nu_3 \to \nu_2 + \gamma)$ のスペクトルの立ち上がりを観測することができる。

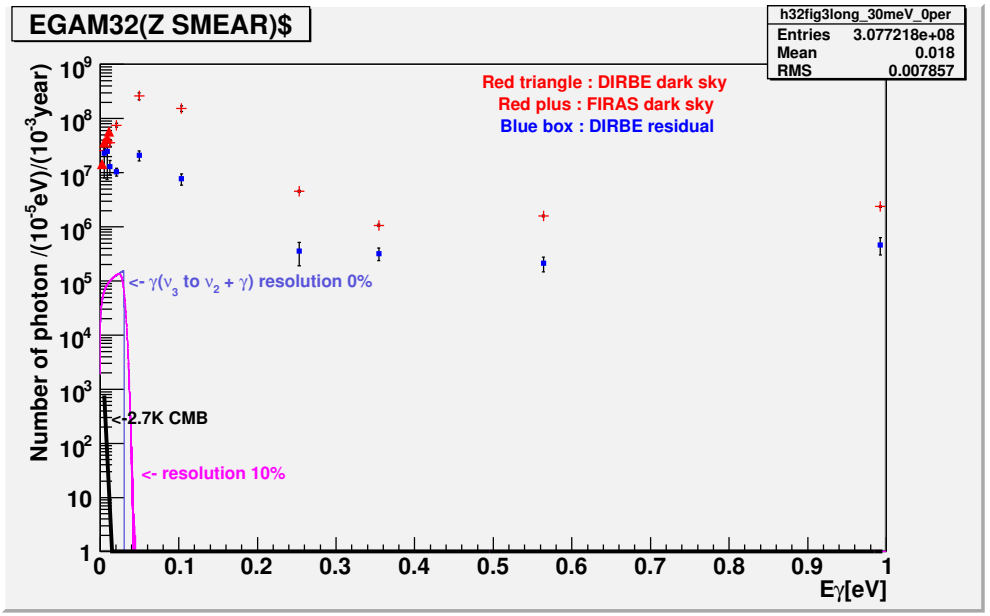


図 3.9: 崩壊光子と 2.7 KCMB のスペクトルおよび、COBE 測定値 (横軸範囲 0 ∼ 1 eV)。

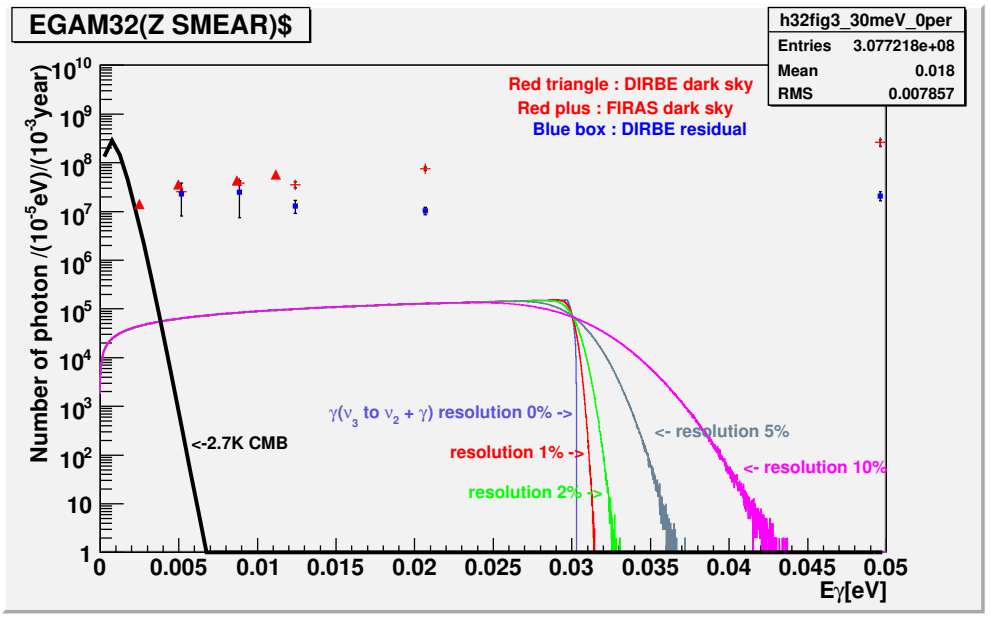


図 3.10: 崩壊光子と 2.7 KCMB のスペクトルおよび、COBE 測定値 (横軸範囲 0 ∼ 0.05 eV)。

3.3 観測されるエネルギースペクトルの形状

COBE の測定値をもとに、ニュートリノ崩壊が測定された場合にどのようなスペクトルが観測されるか調べる。

DIRBE residual (DIRBE の測定値から黄道光、黄道の放射、星の光、星間物質起源の放射を排除した値) を 2 つのプランク分布と定数でフィットし、それに崩壊光のスペクトルを加えることで観測されるエネルギースペクトルを考察する。

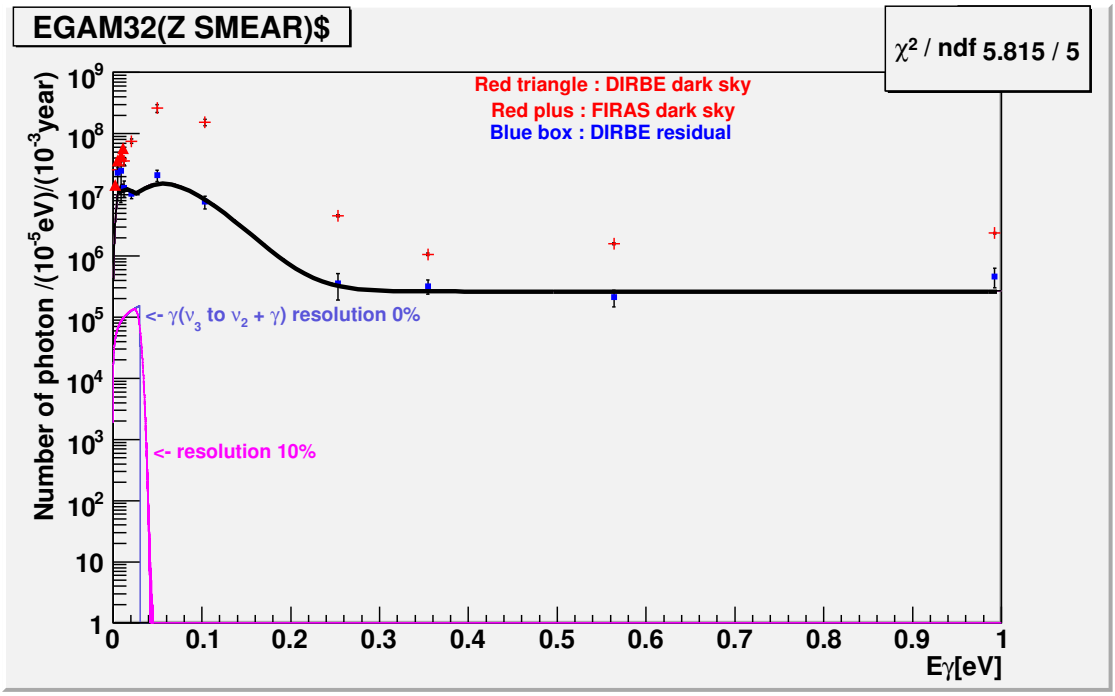


図 3.11: DIRBE の測定値 (補正後) をフィットした図。

ニュートリノの崩壊光があった場合の観測スペクトルの変化を図 3.12 に示す。

30 meV 付近で崩壊光子のスペクトルの立ち上がりが観測できる。検出器のエネルギー分解能が 0 %、1 %、2 %、5 %、10 %の場合の崩壊光の立ち上がり付近での振る舞いを図 3.13 に示した。

崩壊光子がない場合の観測数は $10^7/(10^{-5}\ \mathrm{eV})/(10^{-3}\ \mathrm{year})$ 程度なので、

不確かさは $3\times10^3/(10^{-5}\ \mathrm{eV})/(10^{-3}\ \mathrm{year})$ 程度となる。対して、崩壊光子の観測数は $10^5/(10^{-5}\ \mathrm{eV})/(10^{-3}\ \mathrm{year})$ 程度あるので不確かさよりも十分大きく観測は可能である。

また、光子の観測数をエネルギーで微分することでスペクトルの変化を調べた。図 3.14 に光子の観測数のエネルギー微分をエネルギーの関数としてプロットした。スペクトルの谷の位置での値が崩壊光子のエネルギーの値である。エネルギー分解能が 3 %以下の場合はスペクトルの谷の位置が確認できるが、エネルギー分解能が 5 %以上では確認できない。そのため、エネルギー分解能 3 %以下の性能を有する測定器を用いる必要がある。

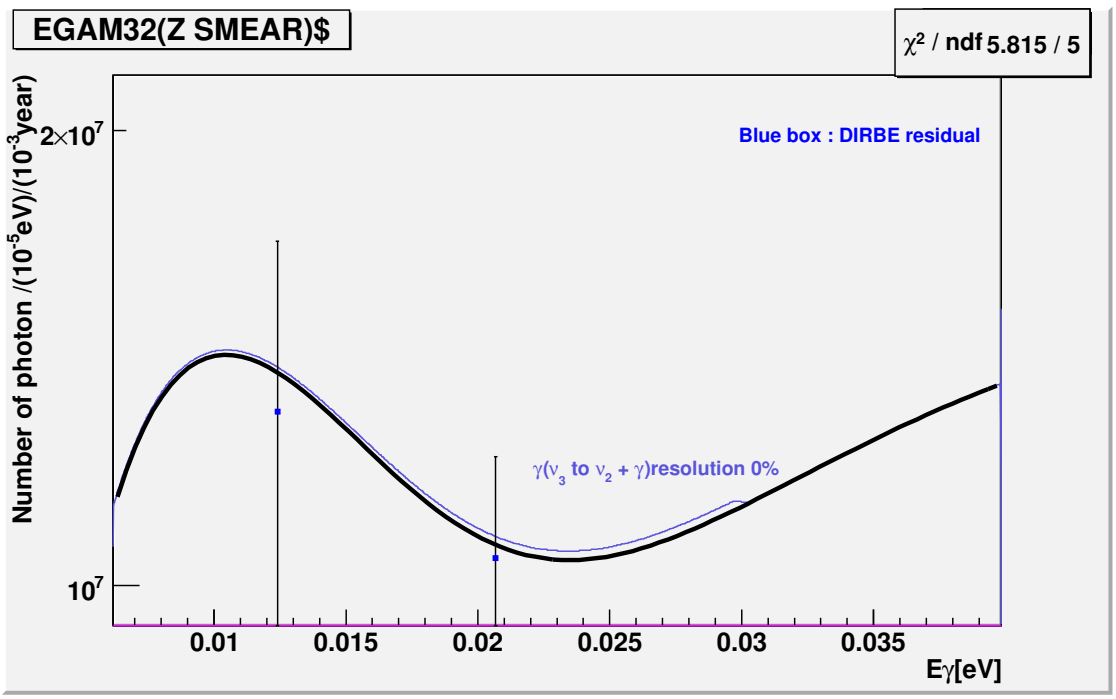


図 3.12: ニュートリノ崩壊光があった場合のスペクトルの変化。
黒線：ニュートリノ崩壊光なしの場合のスペクトル。
青線：ニュートリノ崩壊光ありの場合のスペクトル。

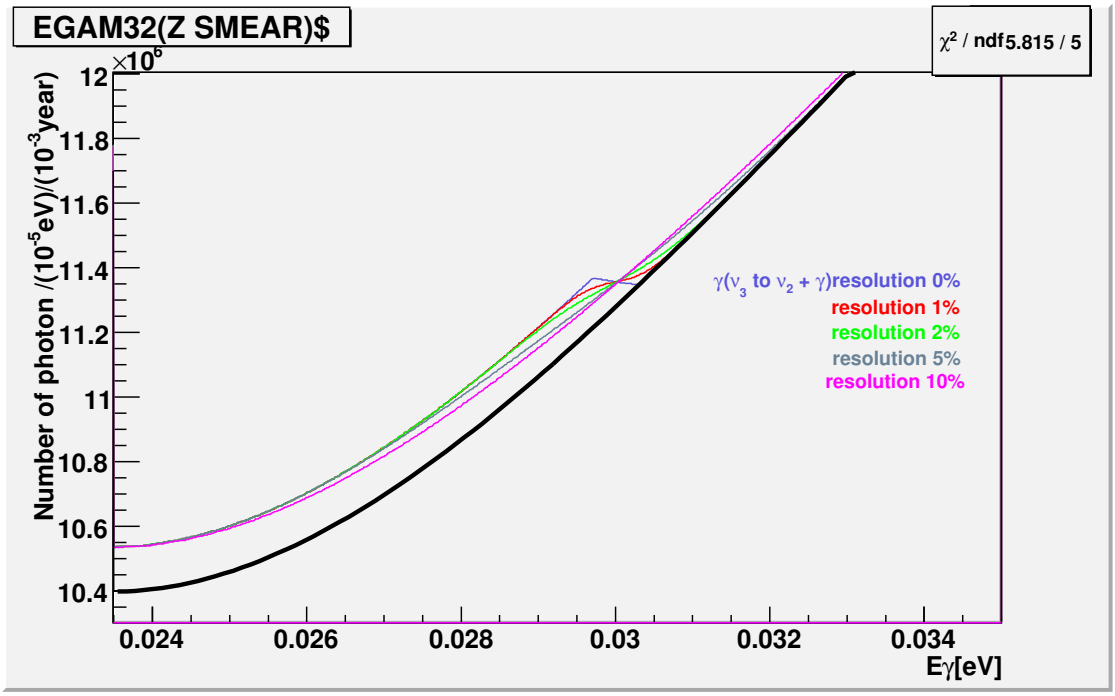


図 3.13: ニュートリノ崩壊光があった場合のスペクトルの変化(崩壊光の立ち上がり付近)。
黒線：ニュートリノ崩壊光なしの場合。
青線：ニュートリノ崩壊光ありの場合 (エネルギー分解能 0 %)。
赤線：ニュートリノ崩壊光ありの場合 (エネルギー分解能 1 %)。
緑線：ニュートリノ崩壊光ありの場合 (エネルギー分解能 2 %)。
灰色線：ニュートリノ崩壊光ありの場合 (エネルギー分解能 5 %)。
ピンク線：ニュートリノ崩壊光ありの場合 (エネルギー分解能 10 %)。

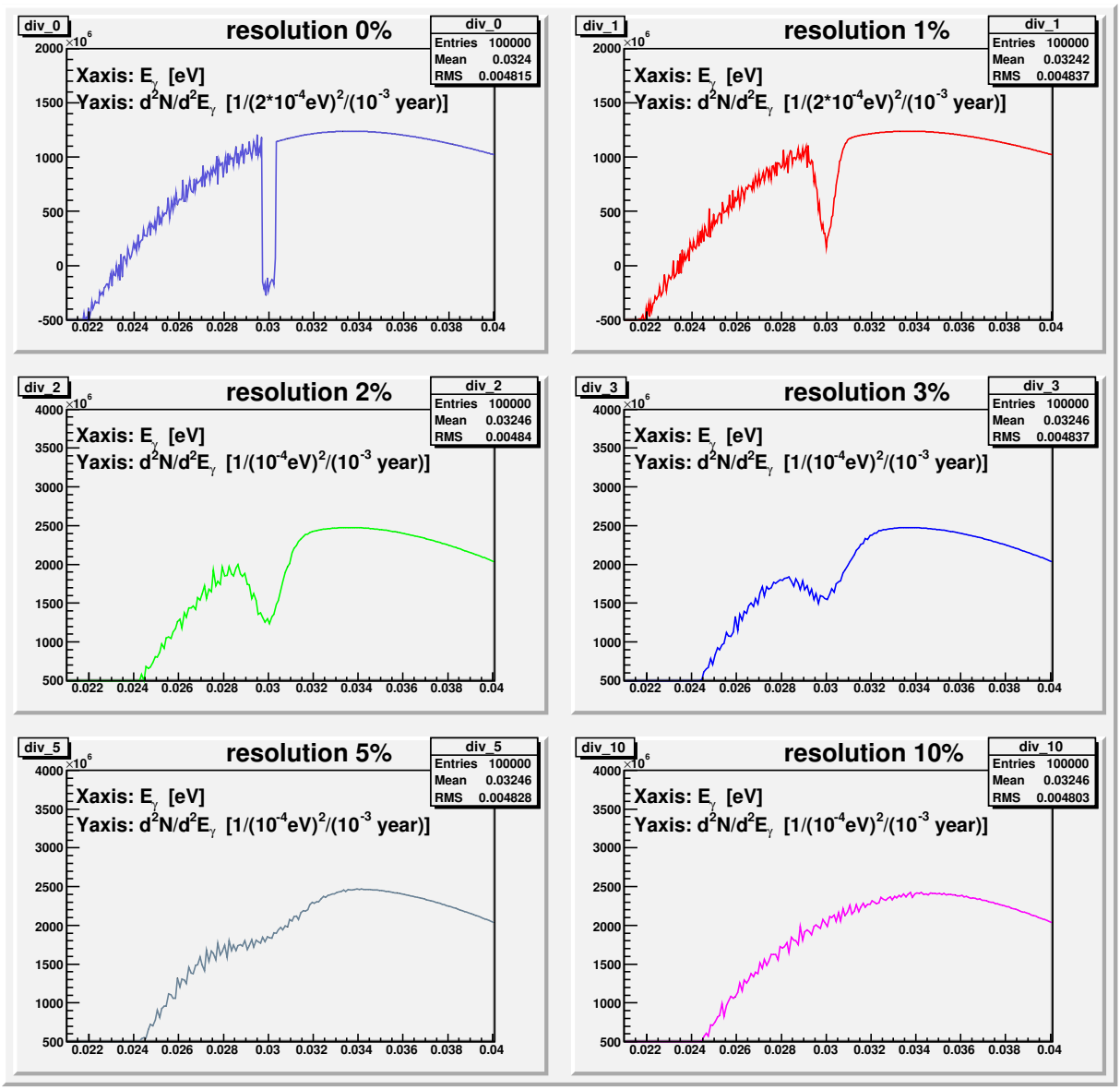


図 3.14: 崩壊光の立ち上がり付近での光子観測数のエネルギー微分。
縦軸:観測数のエネルギー微分。
横軸:光子のエネルギー [eV]。
上段左：エネルギー分解能 0 %。
上段右：エネルギー分解能 1 %。
中段左：エネルギー分解能 2 %。
中段右：エネルギー分解能 3 %。
下段左：エネルギー分解能 5 %。
下段右：エネルギー分解能 10 %。

3.4　特殊なニュートリノ崩壊の場合

ν_3 が重くてもよいとして、W_R と W_L の混合角 ζ の制限をはずして、COBE のデータに崩壊光エネルギー分布をフィットする。フィットをするにあたって、ν_3 の質量を 200 meV、ζ を 0.038 とした。COBE によって測定されたデータを越えないように ζ の値を決定した。このフィットによって $\zeta < 0.038$ という上限値を得ることができる。

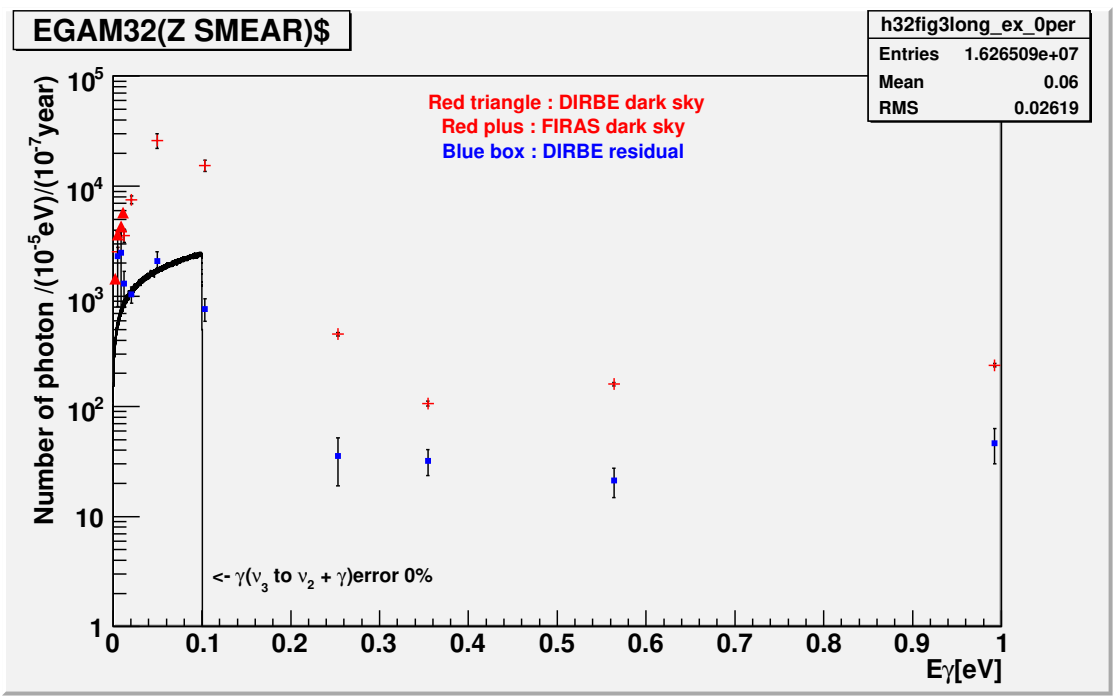


図 3.15: ニュートリノの質量、ζ の制限をはずして COBE のデータをフィットした図。

第4章　実際の測定に向けて

4.1　ニュートリノ崩壊光を測定するには

ニュートリノ崩壊光の信号の特徴は、高エネルギーの端で鋭く落ちることである。崩壊光を観測するためには、赤外線のエネルギーを連続的に測定することが必要である。そのためには、30 meV 程度の遠赤外線のエネルギーを一光子ごとに数 % の精度で測定することが必要となる。この要求される性能を満たす可能性のある検出器として、超伝導トンネル結合素子 (STJ) を用いた検出器があげられる。

4.2　超伝導トンネル結合素子 (STJ) 検出器

過去 10 年間に超伝導トンネル接合素子 (Superconducting Tunnel Junction) を用いた光検出器の開発研究が世界でひろく行われてきた。これは超伝導体が半導体と比較してはるかに小さいエネルギーバンドギャップを有することを利用して, 半導体検出器などの既存の光検出器に比べてエネルギー分解能がはるかに高い光検出器を原理的に実現できることが強い動機となっている。このことから, 高エネルギー分解能の X 線検出器や赤外線検出器への応用を目指して開発が進められてきた [11]。

4.2.1　概要

STJ 検出器は、図 4.1, 図 4.2 のような構造をしている。2 つの超伝導体電極の間に 1~2 nm の絶縁体トンネル障壁を配置している。超伝導体中には、クーパー対が存在する。そのクーパー対が解離することで電子が励起される。超伝導トンネル接合では、超伝導体のエネルギーギャップの上に励起された電子はトンネル効果で絶縁体のトンネル障壁を通過する。放射線によって励起された電子によるトンネル電流を測定することによって、個々の放射線のエネルギーを測定することができる。

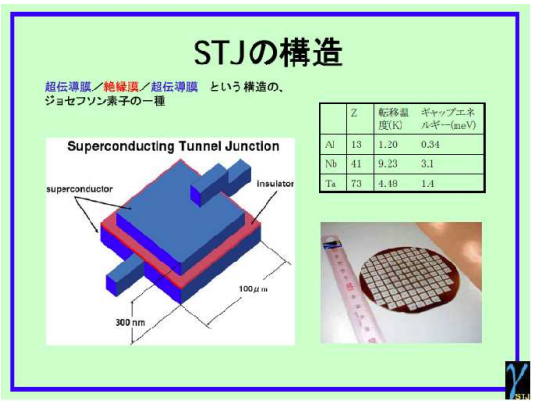


図 4.1: STJ の構造。

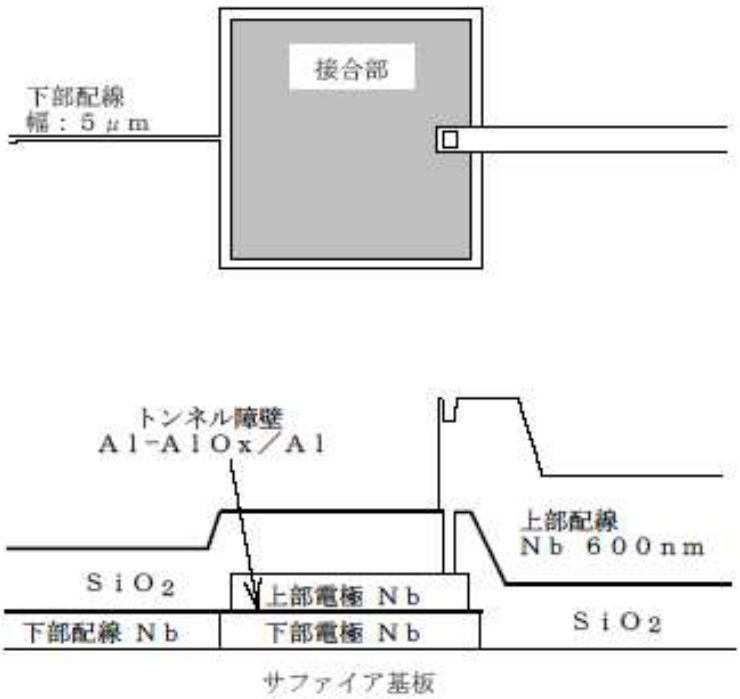


図２　超伝導トンネル接合の構造例

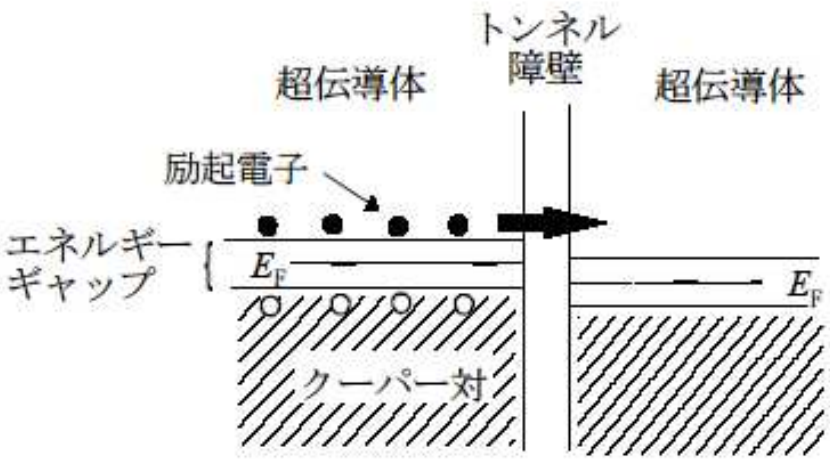


図３　超伝導トンネル接合のエネルギー構造
と励起電子のトンネル効果

図 4.2: STJ の概要。

4.2.2　動作原理

STJ を冷却し、絶縁体を挟んでいる電極を超伝導状態にする。超伝導体中にはクーパー対と呼ばれる電子のペアが存在する。超伝導体電極に放射線が入射することでエネルギーが付与されクーパー対が解離する。それによって発生した準粒子 (電子) がトンネル効果で絶縁体を越えもう一方の超伝導体電極へと流れ込む。そうして入射放射線の信号を得ることができる。動作条件は、温度が電極の転移温度の 1/10 以下であること、及び磁場が 100 G 以下であることである。

4.2.3　性能

クーパー対の解離エネルギーが、たとえば Nb を使った場合には 2.6meV と非常に低いためエネルギー分解能に優れている。

$$\mathrm{FWHM} = 2.35\sqrt{(1.7\Delta)FE} = 4.3\ \mathrm{eV@5.9\ keV}$$

超伝導体電極自体が放射線を検出するため不感層がない。
図 4.3 を見ると STJ 検出器が高いエネルギー分解能を持つことがわかる。

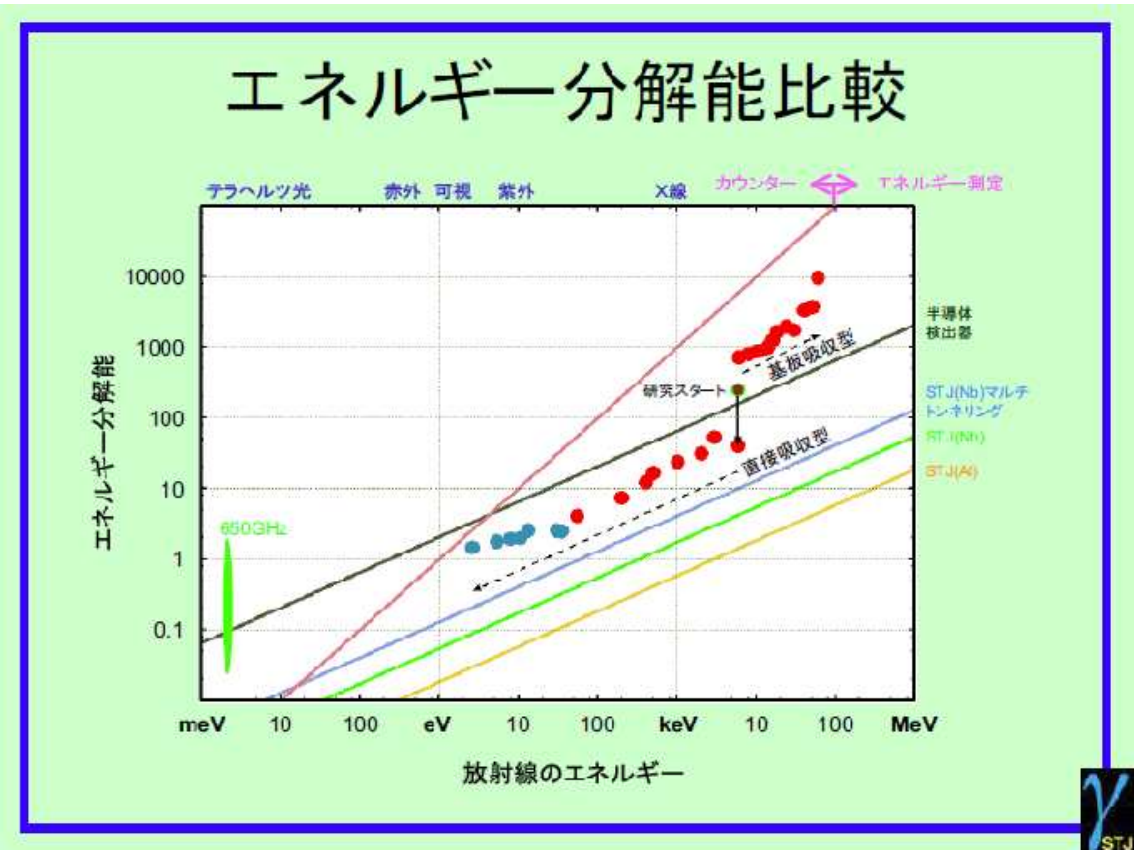


図 4.3: STJ のエネルギー分解能比較。

4.2.4 STJ 検出器に関する課題

現在までに、Al や Nb を用いた STJ が開発されているが、ニュートリノの崩壊光を測定するには性能が不十分である。そのため、Nb,Al よりもエネルギーバンドギャップの小さい Hf(ギャップエネルギー 0.051 meV, 転移温度 0.165 K) あるいは W(ギャップエネルギー 0.0049 meV, 転移温度 0.016 K) を用いた STJ を開発することが必要となる。

長期間安定して超伝導状態を維持するために、クライオスタットの技術向上が必要となる。

また、地上で使用するとノイズの影響を大きく受けてしまうので、ニュートリノの崩壊光を検出する際には地球外で使用することが望ましい。

第5章　結論

ニュートリノの崩壊光のエネルギー E_γ を測定することで

$$m_3 = E_\gamma + \sqrt{{E_\gamma}^2 + {m_2}^2}$$

という m_3 と m_2 の関係が得られる。この関係式はニュートリノ振動実験によって得られた質量の自乗差とは独立なので、崩壊と振動の結果をあわせることでニュートリノの質量が決定できる。

崩壊の観測はニュートリノの寿命に大きく左右される。ν_2 の崩壊は寿命が最小でも 10^{26} 年と非常に長いために観測は実際には不可能だと考えられる。しかし、ν_3 の寿命は最小で 10^{17} 年程度なので観測の可能性がある。ν_3 の崩壊光を観測することをニュートリノの質量を決定する手段として用いることができる。

ニュートリノの寿命が長いため、崩壊を測定するためには大量のニュートリノが必要となる。そのため、宇宙空間に $\rho = 2 \times 10^8\ m^{-3}$ の密度で分布するといわれている宇宙背景ニュートリノを用いる。

ニュートリノ崩壊光のスペクトルは鋭く落ちる特徴をもっているのでスペクトル測定をした場合、鋭く落ちる特徴的な変化がみられるはずである。その変化のみられたエネルギーこそが崩壊光の元々のエネルギーである。そのエネルギーの値を得られたならニュートリノの質量決定、宇宙背景ニュートリノの存在の確認が達成されるのである。

崩壊光を測定する装置の条件として、30meV ほどの遠赤外線のエネルギーを一光子毎に数%の精度で測定できる性能が求められる。

条件を満たす高いエネルギー分解能をもつ検出器の候補として超伝導トンネル接合素子 (STJ) を用いた検出器があげられる。ただし、現時点で製作されている STJ では条件を満たす性能を有していないので新型の STJ を開発することが必要である。また、できうる限りノイズを減らすことを考えると地球上での測定よりも宇宙空間での測定が望ましい。

要求を満たす性能を有する検出器の開発及びその運用が今後の課題である。

謝辞

本研究を進めるにあたってご指導いただきました金信弘教授に深く感謝を致します。研究について右も左もわからなかった私が本研究を進めることができたのは先生の適切な御指導のおかげです。ありがとうございました。

また、指導教員の受川史彦教授、原和彦先生、丸山和純先生、武内勇司先生には数多くの助言を頂き、大変感謝しております。

様々な場面で助言をいただいた諸先輩方、研究室の皆様にも心より感謝致します。特に中村浩二さんには様々な面で大変お世話になりました。感謝致します。

最後に、精神面・経済面で多大な援助をしてくださった両親に感謝を致します。

関連図書

[1] F. Reines and C.L.Cowan : Phys.Rev 92(1953) 830, Phys.Rev 113(1959) 273。

[2] G. Danby *etal.* : Phys.Rev.Lett.9(1962) 36。

[3] K. Kodama *etal.* : Phys.Lett.B504(2001) 218。

[4] 長島 順清:素粒子の世代（「素粒子物理学ハンドブック」内の項目）。

[5] Super-Kamiokande web page, *http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html*

[6] K2K web page, *http://neutrino.kek.jp/index-j.html*

[7] SNO web page, *http://www.sno.phy.queensu.ca/*

[8] M.Beg, W.Marciano nad M.Rudeman: "Properties pf neutrinos in a class of gauge theories" Phys. Rev. D17(1978) 1390 - 1401 。

[9] COBE web page, *http://www.astroarts.co.jp/news/1998/01/980114COBE/index-j.html*

[10] Ch.Leinert *etal.* :"The 1997 reference of diffuse night sky brightness" Astron.Astrophys.Suppl.Ser.127,1-99 (1998)。

[11] 佐藤 広海 : KEK 測定器開発室セミナー 2006 年 2 月 24 日

http://rd.kek.jp/events.html