

インジウムによる太陽ニュートリノ
検出器の可能性について

宮城教育大学
学校教育教員養成課程
理科教育専攻
D1280 山内俊一

平成 16 年 2 月 5 日

概要

ニュートリノは素粒子の一つであり、素粒子物理の発展と密接に関わってきた。さらに近年ニュートリノは超新星などの天体現象で重要な役割をし、宇宙の初期に合成される He の合成量を定める大きな要因となっていることが認識されている。

その中の太陽ニュートリノは太陽内部の核反応によって、生成され、そのエネルギー分布は太陽標準模型を用いてかなり精密に求められている。この太陽ニュートリノの観測は、20年前からデビスらによって行われてきた。

その後様々な実験が各地で行われそこで、太陽ニュートリノ問題が発覚した。現在その解はニュートリノ振動であることはわかっているが、しかしまだまだニュートリノは正確な質量など謎の多い粒子である。

そこで、次世代太陽ニュートリノ検出器として、 $p-p$ 核反応や ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノのエネルギーを測定できる物が求められている。それにより、質量、ニュートリノ振動の混合角の決定精度の上昇などの様々な数値を発見することができるであろうし、ひいては宇宙論にも影響を与えるであろう。

そこで、様々な物質が用いられているが、ここでは、ラガハンによって発表された、インジウム (In) を用いた検出器について考える。これには、長所、短所それぞれあるがそれらをどうこなし、より良い成果をあげるためにはどのようにしたらよいか。

また、他の粒子、物体への応用などの可能性も探る。また、個人的に教材への応用も考えたい。

目次

第1章	はじめに	2
1.1	ニュートリノとは	2
1.2	太陽ニュートリノ	3
1.3	ニュートリノ振動	7
第2章	インジウムによる 太陽ニュートリノ検出器	11
2.1	太陽ニュートリノ観測の意義	11
2.2	太陽ニュートリノ観測の手法	11
2.3	インジウムを利用した検出器を開発する目的	13
2.4	インジウムを利用する理由	14
第3章	検出器の可能性	18
3.1	性能を上げるためには	18
3.2	シミュレートの方法及び結果	18
第4章	考察とまとめ	19

第1章 はじめに

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノはベータ崩壊現象から予言されたものである。ベータ崩壊は当時

$$n \longrightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

のような現象であると考えられていた。この際、ベータ崩壊前に中性子が持っていたエネルギーは崩壊後にできる陽子と電子のエネルギーの合計値より大きいことがわかった。また、この現象で、もし、最初に中性子が静止していたら、できた陽子と電子は反対に飛び出すはずなのだが、実際に陽子と電子が飛び出てくる方向は正反対ではなかった。これらのことより、エネルギーと運動量ともに保存していないことを表した。これらの事から

$$n \longrightarrow p + e^- + \nu_e \quad (1.2)$$

ではないかと1993年にパウリによってニュートリノの存在は予言され、1954年に実験的にその存在が確認された。物質とほとんど相互作用しないため、その正体はなかなかつかめなかった。

ニュートリノはレプトン（自然界の強い力と作用しない粒子）の仲間で、電荷を持たない。つまり、重力は別として、弱い相互作用のみが働くという意味で素粒子の仲間では特殊な位置を占める。このため、物質と衝突する断面積は太陽ニュートリノ ($E_\nu \sim 1MeV$) で $\sim 10^{-44}cm^2$ と小さく通常環境では相互しない粒子として取り扱う。現在観測されているニュートリノは3種類で、それぞれ電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ と呼ばれそれぞれの世代の固有状態である。

ν_e は太陽の内部の核融合反応

$$4p(\text{陽子}) \longrightarrow {}^4He^+(\text{ヘリウム}) + 2e^+(\text{陽電子}) + 2\nu_e + \gamma(\text{光エネルギー}) \quad (1.3)$$

で生成され、 ν_π は 中間子の崩壊

$$\pi^+(\pi\text{中間子}) \longrightarrow \mu^+(\text{反ミューオン}) + \nu_\mu \quad (1.4)$$

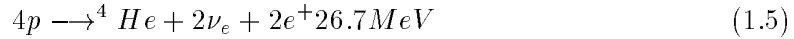
等で形成される。これらの例が示すように (ν_e, e^-) 、 (ν_μ, μ^-) 、 (ν_τ, τ^-) は常にペアとなって反応に関与する。つまり、各ペアは同じペアで反応し、異なるペア同士で反応する事は無い。この事は、 ν_e 、 ν_μ の検出に利用される。

ニュートリノの性質で特に興味深いのは、質量についてである標準理論ではニュートリノの質量を0としている、この事が後に「太陽ニュートリノ問題」等を引き起こすこととなる。

1.2 太陽ニュートリノ

太陽は地球上に生息する全ての生物にとって最も身近で必要不可欠な恒星である。太陽はその中心で核融合反応によって水素 (H) がヘリウム (${}^4\text{He}$) になることによってエネルギーを放出している。

水素が核融合反応によってヘリウムになる時にはニュートリノ ν_e も同時に放出される。簡単に言えば太陽中心で起こる反応は



太陽は光度が、 $3.85 \times 10^{33} \text{erg/s}$ なので、上式より、 3.6×10^{38} 個/s の水素原子が消費され、 1.8×10^{38} 個/s の ν_e が生成されているはずである。だが、実際は太陽では、p p連鎖と呼ばれる一連の熱核融合反応が主であり、図(上)1.1はp p連鎖を示したものである。

残りのわずかがCNOサイクルと呼ばれる反応である。

これらの反応によって、水素が燃える過程において、大量のニュートリノ(正確には電子ニュートリノ (ν_e)) が作られるのである。

これらの反応の中でニュートリノは、弱い相互作用によって生成される。そしてそのニュートリノのエネルギーは生成の素過程によって、異なるスペクトルを持つ。図)1.2 にそれぞれの反応からのエネルギースペクトルを紹介する。

この太陽ニュートリノの観測はデイビス (R.Davis) らが1968年に開始した塩素を用いた実験に始まる。この実験は615 t の四塩化炭素 (CCl_4) を入れたタンクの中で、太陽ニュートリノと塩素の反応



で生じるアルゴン原子を数ヶ月に一度回収し、その数を数えるというものである。この手法は放射科学法と呼ばれ、あるエネルギーしきい値 (0.8MeV) 以上のニュートリノの積分強度を測定する。

このときのp p連鎖反応で起こる各ニュートリノの地球での強度は、バコール (J.N.Bahcall) らによって、標準太陽モデル (SSM) で計算されているが ($7.9 \pm 2.6 \text{SNU}$)、デイビスらが観測した太陽ニュートリノ強度が $1/3$ - $1/4$ しかなかった ($2.1 \pm 0.9 \text{SNU}$) しかないという太陽ニュートリノ問題を提起した。この実験で検出されるのは主に ν_e ニュートリノである。

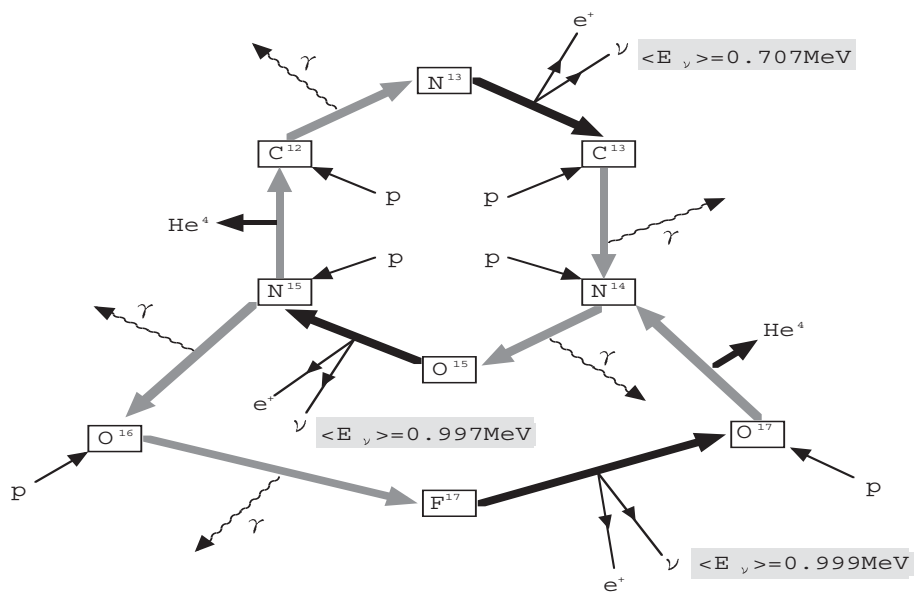
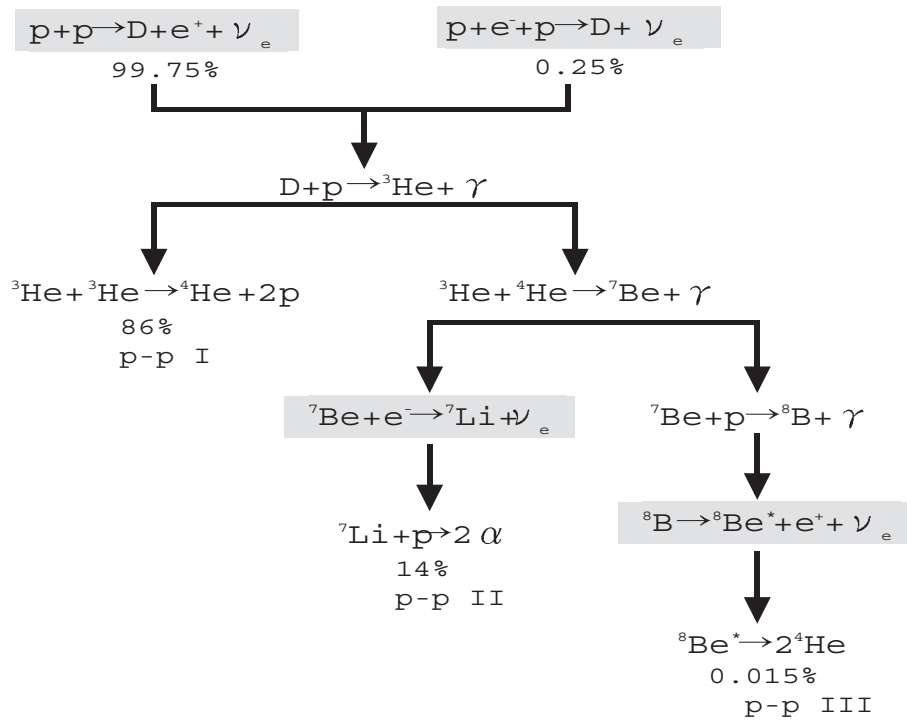


図 1.1: p p連鎖とCNOサイクル

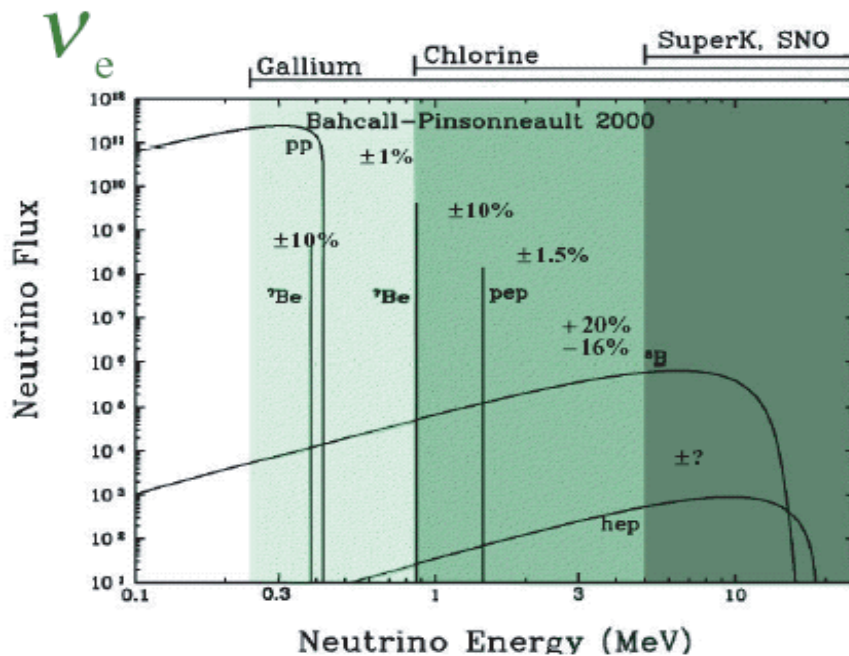


図 1.2: 太陽ニュートリノのスペクトラム

1983年から始まったカミオカンデ実験では、電子散乱により太陽ニュートリノを捕らえた。この時カミオカンデが観測したニュートリノ強度も同様に標準太陽モデルの予想値に比べて低い値を示した。

さらに、塩素の代わりにガリウム ^{37}Ga を使う検出器が、旧ソ連 (SAGE) のとイタリアのグランサッソ (GALLEX) に建設された。上記の2つと比較して Ga を使う利点は、太陽ニュートリノの中でもエネルギーが低い部分 ($\geq 0.5\text{MeV}$ pp, ^7Be ニュートリノに感度がある) に感じることにある。

しかしこれらの検出器もまた標準太陽モデルに比べて小さな値を与えた。

まとめた結果が図 1.3 である。

これらの実験結果から太陽ニュートリノ問題をまとめると、次のように結論することができる。

- カミオカンデと塩素実験の絶対値から ^8B ニュートリノの欠損
- カミオカンデと塩素実験の相対値の比較から ^7Be ニュートリノの欠損
- ガリウムの実験とカミオカンデ実験から、太陽のエネルギーの収支に対する最低限の仮定を用いると、 ^7Be ニュートリノの欠損

太陽ニュートリノ問題の原因はニュートリノの性質それ自身すなわちニュートリノ振動にあるとする考えが有力になった。これらの太陽ニュートリノ検出器 ♠ ν_μ には感じないから、後に述べる「ニュートリノ振動」によって、 ν_μ が ν_τ に変換してしまったとすれば説明できる。

♠ カミオカンデはエネルギーの高い場合 ($\geq 200\text{MeV}$) は ν_μ も検出できるが、太陽ニュートリノのエネルギーは 15MeV 以下である

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Pinsonneault 2000

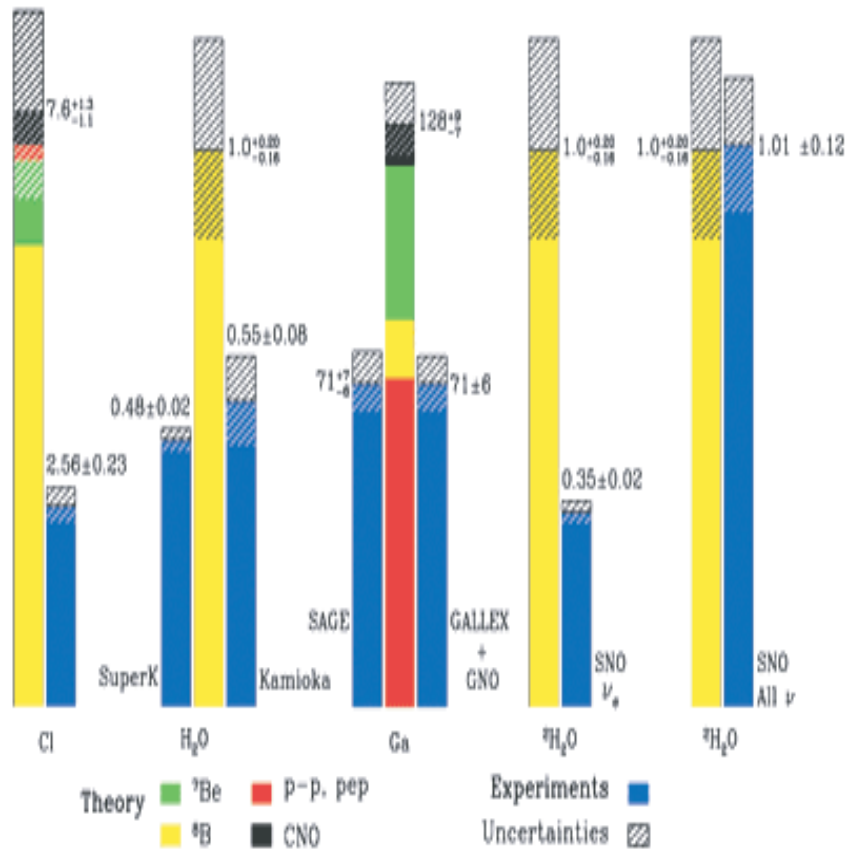


図 1.3: 標準理論と実際の実験との比較結果

1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノが質量を持つとするならば、クォークと同様、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態が一般に異なる。ニュートリノが弱い相互作用で作られる時は相互作用の固有状態で作られるが、これは決まった質量を持った状態ではなく、質量の固有状態の混合状態になっている。このような質量の固有状態の混合があるために、ニュートリノは別の固有状態に移り変わる事が可能になる。

つまり、世代の固有状態と質量の固有状態が一致せずに、時間の経過とともにある量子的な確率で3種のニュートリノ間に入れ替わりが起こる。ここで、ニュートリノに質量があるとして、簡単のため、2種類のニュートリノ (ν_e, ν_μ) について考えてみる。ニュートリノの弱い相互作用の固有状態 (フレーバーの固有状態を ν_e, ν_μ とし、質量の固有状態を ν_1, ν_2 とする。そしてその混合の割合を表す混合角を θ とするならば、

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

最初に作られた時に電子ニュートリノ (ν_e) だとすると、ニュートリノの質量の固有状態の時間発展は量子力学の基本方程式であるシュレンディンガー方程式で記述される。

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

ここで、 E はニュートリノのエネルギーである。この方程式は簡単に解くことができ、

$$|\nu_1(t)\rangle = e^{-iEt} |\nu_1\rangle \quad (1.9)$$

つまり、

$$\begin{bmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

このエネルギー E は、質量の固有状態 ν_i : $i = 1, 2$ に対して、次のように表される。

$$E = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \quad (1.11)$$

$$\simeq p^i + m_i^2/2p_i \quad (1.12)$$

$$\simeq p_i^2 \quad (1.13)$$

となる。ここでは、 $p_i, m_i (m_1 < m_2)$ は質量の固有状態に対応する、運動量と質量である。ただし、 $m_i^2 \ll p_i$ としている。

以上の結果を踏まえて、フレーバーの固有状態の時間変化は次のようになる。

$$\begin{bmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-ip_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-ip_2 t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_\mu(0) \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

ここで、重要なのは、ある時間経過後の状態はもはや、弱い相互作用の固有状態ではなく、2つの相互作用の固有状態の混合状態になっているということである。ニュートリノを

実験的に検出するには、ニュートリノの弱い相互作用を利用するわけであるから、検出地点でニュートリノは弱い相互作用の固有状態である必要がある。

しかしながら、出発点であるニュートリノとして作られても、ある距離移動した後の検出地点でのそのニュートリノが検出される確率は1ではなく、以下のように表される。時間 t 後に観測される確率は電子ニュートリノについて考えると、

$$P(\nu_e(0) \rightarrow \nu_e(t)) = |\langle \nu_e(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 \quad (1.15)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{p_2 - p_1}{2} t \quad (1.16)$$

ニュートリノの振動長を L 、時間 t の間にニュートリノが走る距離を R とするならば、

$$P(\nu_e(0) \rightarrow \nu_e(t)) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi R}{L} \quad (1.17)$$

この振動長 L は、

$$L \equiv \frac{4\pi E}{(m_2 - m_1)^2} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (1.18)$$

Δm^2 は ν_1 と ν_2 の質量差の二乗をとったものである。このように、確率 P は距離 L と共に振動するので、ニュートリノ振動と呼ばれる。

このことから、ニュートリノの混合角が大きいと ($\sin^2 2\theta \sim 1$)、電子ニュートリノとして作られても、検出地点では、ミューオンニュートリノに代わってしまい、検出されない可能性がある。このニュートリノ振動が、理論値よりも実際に検出されるニュートリノの量が少ない可能性があることを示している。

そして、太陽ニュートリノで重要なのは、MSW 効果と呼ばれる物質中におけるニュートリノ振動である。ニュートリノは物質中を通過する時連続的に、受ける弱い相互作用によってポテンシャルエネルギーを得て実行質量が変わる。弱い相互作用には、中性カレント反応(粒子が種類を変える)と、荷電カレント反応(粒子が種類を変えない)、中性カレント反応は ν_e, ν_μ の両方に共通に働くが、荷電カレント反応は、 ν_e だけに働く。そのため ν_e だけ、物質中の電子密度 N_e に比例するポテンシャル $V_e = \sqrt{2}G_F N_e$ を受けて質量が増加し、太陽中心のように電子密度が高い領域では、 ν_e の方が ν_μ より重い質量を持つようになる。つまり、 ν_e と、 ν_μ の質量が太陽中心から外へ向かう途中で逆転し、その時に混合が共鳴的に起こると考えられている。これが MSW 効果である。

物質中での混合角を θ_m とすると、真空中での混合角 θ との関係は、

$$\tan 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{\Delta}{\Delta m^2 \cos 2\theta}} \quad (1.19)$$

のように表せる。ここで、 $A = 2\sqrt{2}G_F N_e p$ である。 $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$ のところで共鳴し、最大の振動が起こる。

MSW 効果のパラメーターである、混合角 θ と質量差 Δm^2 の関係は、これまでの実験によりかなり制限されてきている。現在許されている領域はハッチのかかっている2箇所である。これらは、小角度解、大角度解とよばれている。

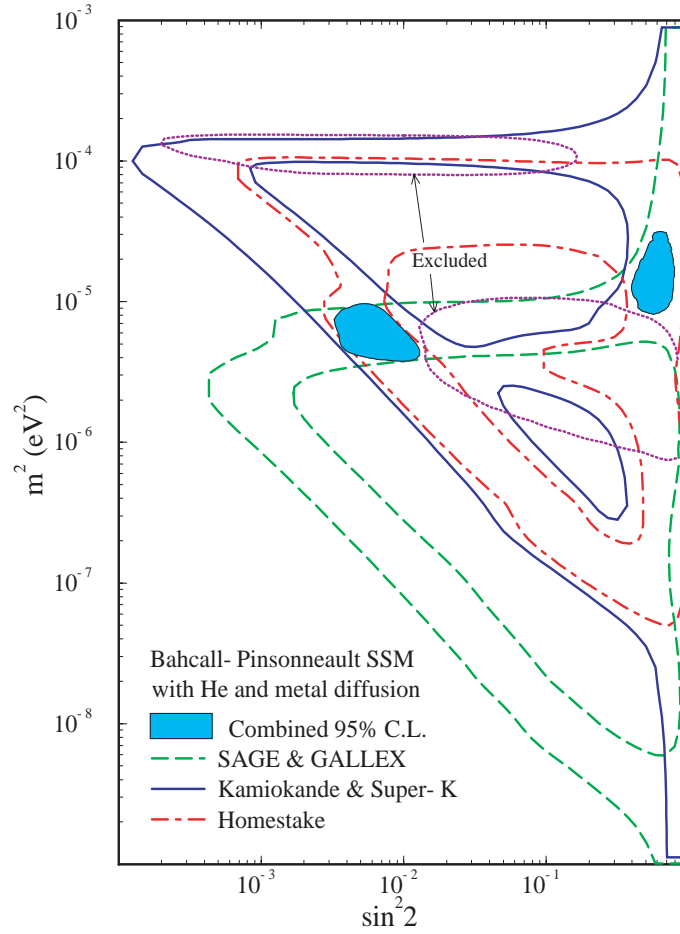


図 1.4: MSN 効果で許されるパラメーター領域。黒く塗りつぶされている所が、現在の太陽ニュートリノ実験と標準太陽モデルを用いた時に許される範囲

以上のことをまとめると、ニュートリノ振動で考えられる混合角の解は、

- ★ 真空中での振動：真空解
- ★ 振動長と太陽～地球間が同程度となる振動
- ★ 太陽物質中での MSW 効果の振動：
 - 大角度解 (太陽中心部から表面に向かって断熱的振動)
 - 小角度解 (太陽中心部から表面に向かって断熱的振動)
- ★ 地球内部での MSW 効果の振動：(非断熱的振動)

その振動確率は、3つのパラメーター ($E, \theta, (m_1 - m_2)^2$) で決まるため、許される範囲は限られてくる。

2001年には250キロ離れた筑波にある加速器で発生させた μ ニュートリノ (ν_μ) を、神岡(岐阜県)のスーパーカミオカンデによって観測する実験が成功を収め、 μ_ν から ν_τ へのニュートリノ振動が確認された。この加速器ニュートリノや大気ニュートリノ実験、太陽ニュートリノについてのスーパーカミオカンデの実験、カナダのスノー・グループの実験、カムランド実験などがうまく補強・補完しあって、ニュートリノの質量差や混合の程度の詳細が確定されつつある。

先に太陽ニュートリノ問題の解がニュートリノ振動であることは、スーパーカミオカンデとSNOの実験結果を比較することで示せられたと述べたが、真の解決のためには、一組の振動パラメーターによってすべての太陽ニュートリノ実験の結果が説明できなければならないが、LAM解が正しいということがカムランドの実験において確認された。

第2章 インジウムによる 太陽ニュートリノ検出器

2.1 太陽ニュートリノ観測の意義

太陽ニュートリノ観測の意義は、以下のようにまとめることができる。

- 天体物理学から、恒星進化論の熱核融合反応の実証
- 天体物理学から、太陽内部構造の解明
- 素粒子物理学から、ニュートリノ振動、有限質量の探索

特に、標準太陽模型が正しいとすると、太陽は、発生するニュートリノのフラックス、及びエネルギースペクトルが、完全に理解されているニュートリノ源であり、地球と太陽間の距離は、地球と太陽間の距離は地球上では、実現不可能なスケールの実験場である。太陽ニュートリノ観測は天体物理学、素粒子物理学の解明に非常に多くの可能性を秘めている。

2.2 太陽ニュートリノ観測の手法

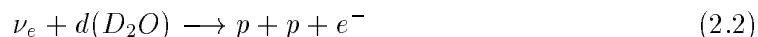
太陽ニュートリノは電子ニュートリノであるが、これを観測するには以下のような反応を利用する。



これは、電子ニュートリノの弾性散乱で、反跳電子(e^-)を観測する。水チェレンコフ(Cherenkov)型検出器を用いる。

(Kamiokande(analysis threshod:7.0MeV))Super Kamiokande(analysis threshod:5.5MeV)——地下 1000m の場所に位置する、全長 50000t の水タンク内には、11146 本の直径 50cm 光電子増倍管が取り付けられ、水中でのニュートリノ反応が作り出す荷電粒子のチェレンコフ光を捕らえる——実験はこれを利用するものである。

これに似た、重水素を用いる SNO(analysis threshod:5.0Mev) ——カナダサドバリーの地下約 2000m にある。装置の中央部にある重水 (D_2O)1000t である。SK と同様にチェレンコフ光を観測することにより捕らえる——実験は、同様の反応が見られるのに加えて



$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.4)$$

の反応が見られる。また、水でなく液体シンチレーションを用いる Borexino(analysis threshod:>250MeV) も同様にニュートリノと電子との弾性散乱をみる。

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.5)$$

Borexino に大変似た構造であり、液体シンチレーションを用いる KamLAND(analysis threshod:1.8MeV) においては、反電子ニュートリノを捕獲することが可能である。

$$\nu_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.6)$$

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1) \quad (2.7)$$

上式は原子核によるニュートリノ捕獲反応と呼ばれ、その素過程は以下のようになる。

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (2.8)$$

終状態の原子核は一般に不安定であり、その崩壊を利用して観察する。塩素 ^{37}Cl を用いる Homestake(analysis threshod:814MeV)、ガリウム ^{71}Ga 用いる GALLEX,SAGE(analysis threshod:233MeV) もこの反応を利用するものである。上式は弱い相互作用を W^+, W^- で媒介される荷電カレント反応である。

$$\nu_e + A \rightarrow \nu_e + A^* \quad (2.9)$$

上式は、ニュートリノが原子核を励起して励起された原子核が放射する γ 線を測定する。この反応は弱い相互作用を Z^0 で媒介される中性カレント反応である。

弾性散乱を起こす反応は、 ν_e の場合荷電カレント、中性カレント反応のどちらも起こる。ただし ν_τ, ν_μ の場合は中性カレント反応である。様々な実験の概要を表にまとめる。

先に太陽ニュートリノ問題の解がニュートリノ振動であることは、スーパーカミオカンデと SNO の実験結果を比較することで示せされ、その解は LMA 解が正しいという事が判明し、確認された。

2.3 インジウムを利用した検出器を開発する目的

カムランドにより、LMA 解が正しいことが明らかになったが、混合角の決定精度は、カムランドのデータが増えてもあまり良くならない。これには、pp ニュートリノの観測が有効である。pp ニュートリノは、太陽エネルギーの制限から 1% の精度でその発生強度がわかっており、極めて精度の良いパラメーターが期待できる。

また、SK、SNO がニュートリノ振動を確立した ^8B ニュートリノは、全太陽ニュートリノの高々 0.01% の成分であり、全体の 91% を占める ^7Be ニュートリノの観測は太陽物理学にとっても貴重な情報をあたえる。

今までに pp, ^7Be ニュートリノを捕らえた実験はガリウムを用いた放射科学法による実験のみであった。これらのニュートリノはエネルギーが低いためにバックグラウンド除去が容易ではなく、今までの技術では、リアルタイム検出器を作ることができなかった。現在、世界では、pp, ^7Be ニュートリノ観測を目指した実験の研究開発がいくつもすすめられている。そこで、インジウムを利用したものを開発することとなる。

2.4 インジウムを利用する理由

インジウムを用いたニュートリノ検出の原理は、1976年ラガバンによって発表された。これはインジウム (^{115}In) のニュートリノ捕獲による逆ベータ崩壊を利用したもので

$$\nu_e + {}^{115}\text{In} \rightarrow e^- + {}^{115}\text{Sn} \quad (2.10)$$

であるがなぜインジウムなのか。pp, ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ観測を目指した実験の研究開発をしているということは先に述べたが上式のように反応する物質は他に ${}^{71}\text{Ga}$, ${}^{81}\text{Br}$ があるが、 ${}^{71}\text{Ga}$ における反応は、ニュートリノ捕獲に対するエネルギーしきい値が 236keV であり、pp 核反応及び ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノに対し感度がある。しかし、 ${}^{71}\text{Ge}$ の半減期が、11.43 日であるため、入射ニュートリノのエネルギー分布は測定できず、エネルギーしきい値以上の全ニュートリノフラックスしか求められない。 ${}^{81}\text{Br}$ の場合も同様である (E_{ν_e} : 459keV)。他に

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (2.11)$$

の反応があるが、この反応は、検出器の性能によって、測定されるニュートリノのエネルギーしきい値が決定され、スーパーカミオカンデ実験においても、しきい値が 5MeV 以上であるため、pp, ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの測定は困難である。

そこで、インジウムの場合は、原理的に、128keV 以上のニュートリノに対して感度があり、唯一この反応だけが、pp, ${}^7\text{Be}$ ニュートリノのエネルギー分布を与えることができる。しかもこの反応は、 ${}^{115}\text{Sn}$ の半減期が、3.3 μ 秒であるから、即時にニュートリノ捕獲現象を検出できることになる。

よって、この反応を用いると、太陽ニュートリノのみならず、一般的低エネルギーニュートリノのエネルギーが測定可能な検出器を開発することができる。

反応生成物の Sn の励起状態 (${}^{115}\text{Sn}^*$) は、半減期 3.26×10^{-6} 秒で 116keV と 498keV の二つのガンマ線を放出して基底状態に落ちる。116keV のガンマ線の約 50% は内部転換により 90keV の電子と特性 X 線を放出する。

このインジウムを用いたニュートリノ反応の特徴は、この反応を引き起こすのに必要なニュートリノのエネルギー閾値が 128keV と低いことである。このことは非常に低いエネルギーのニュートリノを観測できる可能性があり、特に pp 核反応や ${}^7\text{Be}$ 過程からの太陽ニュートリノのようにエネルギーの低いニュートリノの検出に有効であると考えられる。入射ニュートリノのエネルギーと放出電子のエネルギーの関係は、

$$E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{keV} \quad (2.12)$$

である。ここで E_{ν_e} は入射ニュートリノのエネルギー、 E_{e^-} は逆ベータ崩壊から放出される電子のエネルギーである。つまり、放出された電子のエネルギーを測定することにより入射ニュートリノのエネルギーを求められ、エネルギー分布を得ることができる。

インジウムによるニュートリノの捕獲確率は、ニュートリノのエネルギーに依存しているが、太陽ニュートリノに対する捕獲確率は計算されており、pp 核反応からのニュートリノ ($E_{\nu_{e\text{max}}} = 0.42\text{MeV}$) に対しては約 3 トンのインジウム、及び ${}^7\text{Be}$ 過程からの単一エネルギーのニュートリノ ($E_{\nu_e} = 0.86\text{MeV}$) に対しては約 5 トンのインジウムによって、1 日に約 1 イベント観測できることになる。

このインジウムによるニュートリノ反応の最大の特徴は、ニュートリノ捕獲により放出される電子と二つのガンマ線による3重同時計測が時間的及び空間的にできる点である。この二つのガンマ線は電子を放出してから平均的に 3.3×10^{-6} 秒後に放出され、このうち 116keV のガンマ線は反応点に近いところで測定され、498keV のガンマ線は比較的離れたところで検出されるものと思われる。このような特徴は、こおエネルギー領域に存在する天然のバックグラウンドによる為のイベントの除去に生かされると考える。

しかし、この種のバックグラウンドの他に、インジウム自身による問題が存在する。これは ^{115}In が安定な元素ではなく、半減期 4.4×10^{14} 年、放出電子の最大エネルギー (E_{max}) が 489keV のベータ崩壊を起こし、基底状態の ^{115}Sn に遷移する。このとき放出される電子がバックグラウンドとなってしまう。そこで以上のようなバックグラウンドに対し、量的に議論することは、インジウムを用いた検出器の形状等を決定するのに重要であると思われる。

太陽ニュートリノの InP による計数率は、

$$n_{signal}(pp) = 3.0 \times 10^{-12} g^{-1} sec^{-1} \quad (2.13)$$

$$n_{signal}(Be) = 1.8 \times 10^{-12} g^{-1} sec^{-1} \quad (2.14)$$

である。これに対しバックグラウンドの計数値は、

$$n_{\beta} = 5.3 \times 10^{-1} g^{-1} sec^{-1} \quad (2.15)$$

$$n_{\gamma} = 9.3 \times 10^{-5} g^{-1} sec^{-1} \quad (2.16)$$

である。ここで n_{signal} は InP による pp 核反応及び ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノの捕獲確率、 n_{β} はインジウム自身のベータ崩壊によるバックグラウンドの計数率、 n_{γ} は天然に存在するバックグラウンドが主に ^{137}Cs による 661.7keV のガンマ線による影響が大きいと考え、一般的なダイオード中に含まれる ^{137}Cs の計数率から評価した計数率を表している。しかし、 n_{γ} については実験的に求めなければならない。これらのバックグラウンドから考えられる3重同時計測の偶発的なトリガーは、大きく分けて三つ存在する。

- (1) $B_{\beta\beta\beta}$ (ベータ崩壊からの電子による3重同時計測)
- (2) $B_{\beta\beta\gamma}$ (ベータ崩壊からの電子と一つのガンマ線による3重同時計測)
- (3) $B_{\beta\gamma}$ (ベータ崩壊からの電子とガンマ線とコンプトン散乱による3重同時計測)

このうち(1)及び(2)については検出器を $10^3 \sim 10^4$ 個に細分化することで抑えることができる。(3)については、pp核反応からのニュートリノを検出する場合、外部からのガンマ線がコンプトン散乱を行い、3重同時計測の条件である二つのガンマ線のように振る舞い、実質的には2重同時計測になってしまう。しかし、 ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノの場合は比較的問題にならない。これは、ニュートリノのエネルギーが 0.86MeV であるため、測定される電子のエネルギーは 710keV であり、インジウムのベータ崩壊から放出される電子のエネルギーとはかなり異なるためである。

そこで、信号と雑音の比を考えてみる。信号(S)は InP 中でニュートリノ捕獲により放出される 118keV のガンマ線を捉える確率で、雑音(N)は 600keV 程度の外部からのガンマ線のコンプトン散乱によって 100keV 程度の電子を放出させ、それを観測する確率を表す。今、

検出のための有効体積を $3\text{cm} \times 3\text{cm} \times 200\mu\text{m}$ を仮定する。これは InP の質量 0.86g に相当する。よって信号お確立は

$$S = n_{\text{signal}} \times 0.5 \quad (2.17)$$

である。ここで、0.5 は 116keV のガンマ線の内部転換の比率を示し、90keV の電子を完全に検出できることを前提としている。そして、雑音の確率は、pp 核反応からのニュートリノ反応に対し、

$$N = n\beta \times n\gamma \times T \times \eta \quad (2.18)$$

及び、 ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノ反応に対し、

$$N = n\gamma' \times \xi \times n\gamma \times \eta \times T \quad (2.19)$$

である。ここで、T は同時計測の時間幅、 η は 600keV のガンマ線がコンプトン散乱により $100\text{keV} \pm \Delta E$ を放出する効率、 $n\gamma' \times \xi$ は 700keV 以上のエネルギーを持つガンマ線が、 $700\text{keV} \pm \Delta E$ のエネルギーを放出する割合である。これらから、

$$S/N = 1.2(pp \text{ 核反応}) \quad (2.20)$$

$$S/N = 0.72/n\gamma' \times \xi({}^7\text{Be 過程}) \quad (2.21)$$

と求められる。ここで、 ΔE は 30keV、T は $10\mu\text{sec}$ とした。 η は 3cm の InP 中での反応確率をして求めており、 3×10^{-4} である。 $n\gamma' \times \xi$ は実際は小さく、約 0.1 程度と考えられる。このように、S/N をあげるためには 600keV 程度のガンマ線のコンプトン散乱を抑えればよく、原子番号の大きい物質を用いる必要がある。また、エネルギー分解能を 100keV 以下に、時間分解能を 1μ 秒以下にできれば、S/N は十分に改善されることになる。

このような条件を満たす検出器の一つとして、InP ダイオードが考えられている。これは、密度が 4.79gcm^{-3} 、平均の原子量 A が 80.2 であり、ガンマ線のコンプトン散乱による雑音を抑えられ、エネルギー分解能が非常に良いと期待されるためである。また、時間分解能も非常に良いものと考えられる。よって、この検出器は主に pp 核反応からのニュートリノのエネルギー分布の測定を行うことに用いられると考えられる。しかし実現には多くの問題が存在する。それは、先に述べた有効体積を持つダイオードは現在の製作技術では困難であることである。また、その大きさでは全体で約 10^6 個のユニットを持つ検出器となり、その信号の読出回路が膨大に多くなる。その上、検出器製作にかかる費用は莫大なものになると考えられる。よって、これらの問題が解決されない限り、InP ダイオードは太陽ニュートリノ検出器として用いることはできない。しかし、InP ダイオードは pp 核反応からのニュートリノのエネルギーを非常に良く測定できると考えられる唯一の検出器であり、現在は実現が困難であるが将来の検出器として期待されるものである。

その他のインジウム検出器の可能性は、例えばインジウムを注入したブラクスチックシンチレーターや液体シンチレーター、インジウム含有結晶、In フォイルシート、In ワイヤチェーン、InP フォトコンダクター等が考えられている。これらの検出器は主に Be 過程からのニュートリノ検出に目標を絞って開発されている。全体的に言えることは、pp 核反応からのニュートリノよりも ${}^7\text{Be}$ 過程からのニュートリノを測定する方が簡単であり、非常に現実的な検出器の開発がなされていることである。

InP は他のインジウム化合物半導体である InAs や InSb と共に半導体の素材としてよく研究されており、キャリアの移動度の不純物濃度や温度に対する依存性等、半導体としての特性は理解されている。しかし、半導体検出器として用いる場合、大型の冷却装置を必要とする素材は除去されるべきである、常温で使用できることが望ましい。常温で使用できるためには、伝導体と価電子帯の間のエネルギー差 (バンドギャップ) が大きいことが必要である。伝導体と価電子帯の間のエネルギー差が小さいと、熱的に価電子帯にある電子が伝導体に励起され、結果的に電子-正孔対が生じることになり、それが暗電流の増加を引き起こし、それが大きな雑音源となってしまうためである。InAs, InSb のバンドギャップはそれぞれ常温 (300K) において 0.33eV, 0.16eV であり、InP は 1.29eV である。シリコン (Si) の常温におけるバンドギャップが 1.12eV であり、冷却装置が必要なゲルマニウム (Ge) は 0.67eV であることから、これらのインジウム結合半導体の中でも InP だけが常温で使用可能な素材であり、半導体検出器として動作可能であることが予想される。

第3章 検出器の可能性

3.1 性能を上げるためには

3.2 シミュレートの方法及び結果

第4章 考察とまとめ