

InP 半導体検出器を用いた
制動輻射バックグラウンドの研究

宮城教育大学
生涯教育総合課程
自然環境専攻
D6646 三宅悠子

平成 20 年 2 月 8 日

概要

インジウム - 115 は電子ニュートリノを捕獲する断面積が大きいいため、低エネルギーの太陽ニュートリノを観測できると期待されている。特にエネルギー分解能に優れた InP 半導体検出器は太陽ニュートリノの振動解の特定を目的として pp ニュートリノの観測装置に必要な性能を持つと期待されている。しかし、インジウム - 115 が自然に β 崩壊を行い、このとき制動輻射し、バックグラウンドになってしまう可能性が指摘されており、インジウムによる太陽ニュートリノ観測の最大の問題となっている。この影響を理解するため、インジウム - 115 の自然 β 線による制動輻射線を正確に測定することが必要である。

本研究では、インジウムの自然 β 線による制動輻射線の測定を行った。

その結果、太陽ニュートリノ観測では制動輻射の影響は考慮する必要はなく、天然の U/Th 系列の β 線と β 線との同時観測現象や ^{214}Bi (609keV) の β 線によるコンプトン散乱による同時観測事象の影響を考慮する必要があるという結論を得た。

目次

第1章	はじめに	3
1.1	ニュートリノとは	3
1.2	太陽ニュートリノ	4
1.3	太陽ニュートリノ実験	7
1.3.1	スーパーカミオカンデ実験	7
1.3.2	SNO 実験	7
1.3.3	KamLAND 実験	8
1.4	ニュートリノ振動	9
1.5	pp ニュートリノ測定の目的	11
1.6	pp ニュートリノ観測実験	13
1.7	インジウムによる太陽ニュートリノ実験	14
1.7.1	インジウムを用いた測定原理	14
1.7.2	インジウム・リン半導体検出器	15
第2章	使用する素子の測定	19
2.1	基準となる素子の結果	19
2.2	線の測定	20
2.3	V-I 測定	21
第3章	制動輻射バックグラウンドの測定の方法とセットアップ	22
3.1	測定の目的	22
3.2	方法	24
3.3	キャリブレーション	24
3.3.1	InP のキャリブレーション	24
3.3.2	CsI のキャリブレーション	25
3.4	実験のセットアップ	26
第4章	結果・考察	29
4.1	測定結果	29
4.1.1	同時に計測された現象	29
4.1.2	バックグラウンドの評価	30
4.2	CsI の U/Th 系列バックグラウンドシミュレーション	31

4.2.1	シミュレーションの方法	31
4.2.2	結果とシミュレーションとの比較	32
第 5 章 結論		35
参考文献		36

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、1930年に W.Pauli によって予言された。

原子核崩壊には、アルファ崩壊、ベータ崩壊、ガンマ崩壊の3種類ある。アルファ崩壊とガンマ崩壊は単一エネルギーのアルファ線やガンマ線を放出する崩壊過程であり、終状態は放出粒子と残留核の2粒子からなる。しかし、ベータ崩壊からベータ線の観測エネルギーが一定せず、放出エネルギーが連続スペクトルを持つことが1914年 J.Chadwick によって発見された。当時のベータ崩壊は

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

のように考えられていた。粒子はその運動とは独立に固有の角運動量（スピン）を持っていて、粒子のスピンは $h/2\pi$ の半整数倍にならなければならない。中性子、陽子、電子はすべてスピン $1/2$ の粒子であるので、上の反応では角運動量が保存せず、角運動量保存則が成り立たない。また、エネルギー保存則も成り立っていない。この問題を解決するため、W.Pauli はベータ崩壊が2体崩壊ではなく、新しい粒子を導入して

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

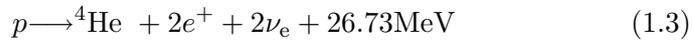
と仮定した。この新しい粒子は電荷の保存則から中性であり、角運動量保存則からスピン $1/2$ でなければならない。この新しい粒子がニュートリノである。また、これは3体崩壊であるためベータ線は連続スペクトルを持つ。

E.Fermi はニュートリノを導入したベータ崩壊の定式化を行い、1934年ベータ崩壊に対してフェルミ理論を作った。その後、1950年代半ば F.Reines と C.L.Cowan は原子炉から出る強力な反ニュートリノ・ビームを標的物質の水にあて、電子の反粒子である陽電子が生成されることを確認した。このことによって実際にニュートリノの存在が確認された。このようにニュートリノは W.Pauli の予言から実際に確認されるまで長い時間がかかった。ニュートリノは弱い相互作用でしか反応せず、透過性が強いいため、捉えるのが難しい粒子なのである。

ニュートリノはレプトン族に属し、種類は同じレプトン族の e 、 μ 、 τ に対応するように ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3世代存在する。Weinberg-Salam の標準理論において、ニュートリノは質量が0の粒子であると仮定されている。

1.2 太陽ニュートリノ

恒星である太陽のエネルギー源は核融合反応によって水素がヘリウムになることによりエネルギーが放出されることで得られる。4個の陽子が融合して1個の ${}^4\text{He}$ になり、26.73MeV のエネルギーと2個の電子ニュートリノが生成される。



この4体核反応が実際に太陽中で起きているわけではなく、一連の反応が連鎖的に起きているのである。太陽内部で起きている反応には2つの過程があり、pp連鎖と呼ばれる一連の熱核融合反応とCNOサイクルという反応である。主要な反応はpp連鎖であり、およそ98.5%を占める。

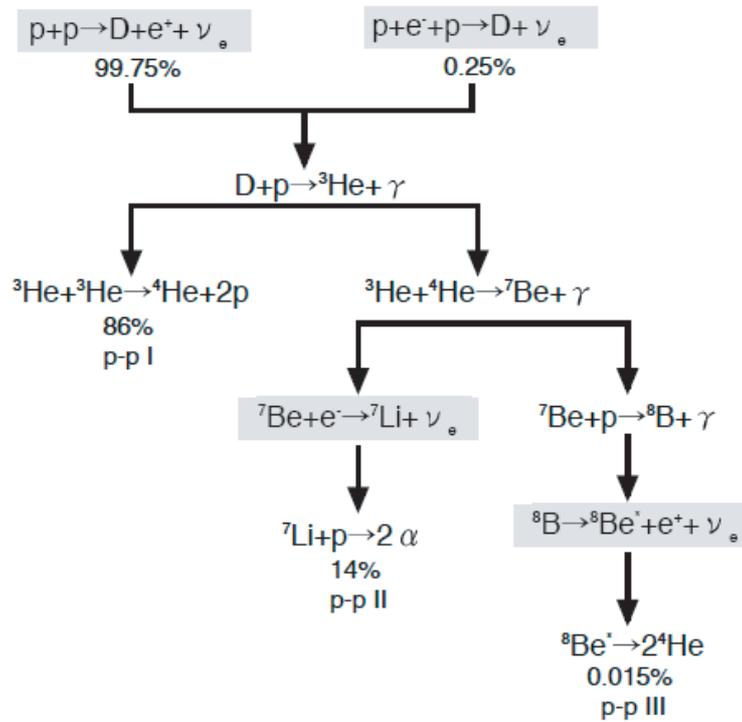


図 1.1: pp連鎖反応

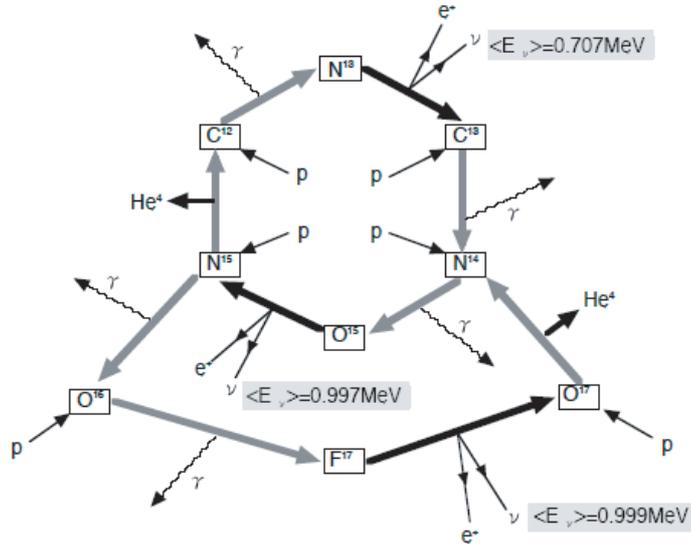


図 1.2: CNO サイクル

pp 連鎖反応のうち 5 過程からニュートリノが生成され、それぞれ pp ニュートリノ、pep ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノ、hep ニュートリノと呼ばれている。各ニュートリノの地球での強度は標準太陽モデル (SSM) で計算される。ニュートリノの総強度は $6.6 \times 10^{10}/\text{cm}^2/\text{s}$ と計算される。また各ニュートリノの強度は次のようになっている。

pp	$6.0 \times 10^{10}(\pm 1 \%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
${}^7\text{Be}$	$4.8 \times 10^9(\pm 10 \%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
pep	$1.4 \times 10^8(\pm 15 \%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
${}^8\text{B}$	$5.05 \times 10^6(+20 / - 16 \%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
hep	$9.3 \times 10^3 / \text{cm}^2 / \text{s}$

スーパーカミオカンデや SNO 実験が観測しているニュートリノは ${}^8\text{B}$ ニュートリノであり、全体の 0.01 % にすぎない。この ${}^8\text{B}$ ニュートリノはエネルギーが大きく観測が容易であるが、強度は原子核反応断面積等の不定性が大きくその精度は 20 % 前後である。SSM が予想するニュートリノエネルギースペクトルを図 1.3 に示す。

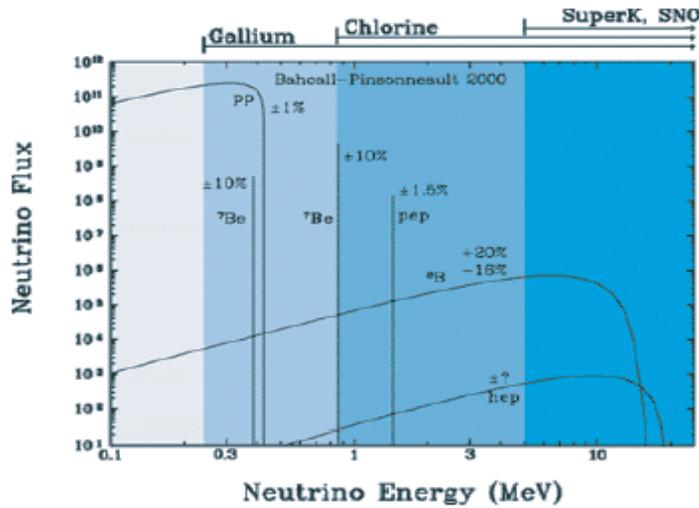


図 1.3: 太陽ニュートリノエネルギースペクトル

太陽ニュートリノの観測は R. Davis らによって 1968 年に開始した塩素を用いた実験が始まりである。アメリカの Homestake 鉱山の地下約 1500m に 615 t の四塩化炭素を入れたタンクを置き、その中で太陽ニュートリノと塩素原子 ^{37}Cl との反応



によって生成されるアルゴン原子 ^{37}Ar を数ヶ月に一度回収し、その数を数える。この手法は放射科学法と呼ばれていて、あるエネルギー閾値以上のニュートリノの積分強度を測定する。この実験によって検出できる太陽ニュートリノは主に ^8B ニュートリノである。この実験によって観測されたニュートリノ強度が標準太陽モデルの理論値に比べて $1/3$ から $1/4$ しかないことから太陽ニュートリノ問題が提起された。

1983 年から始まったカミオカンデ実験は電子散乱によって太陽ニュートリノを捕らえた。カミオカンデは現象 1 つ 1 つをその瞬間に捕らえることができ、また、ニュートリノの飛来方向がわかるためニュートリノが本当に太陽から来ていることもわかった。カミオカンデの観測したニュートリノ強度も標準太陽モデルの理論値に比べて低い値を示した。

太陽ニュートリノの主成分である pp、 ^7Be ニュートリノに感度があるロシアの SAGE とイタリアの GALLEX が 1990 年代から行われたが、これらの実験も標準太陽モデルに比べて小さな (60 %) 強度が観測された。このような太陽ニュートリノ欠損を「太陽ニュートリノ問題」という。

1.3 太陽ニュートリノ実験

1.3.1 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ (SK) は岐阜県神岡鉱山の地下 1,000m の場所に位置する。実験装置は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型タンクであり、そのタンクは内水槽と外水槽に分かれていて、合計 50,000t の純水からなっている。タンクの内部には内向きに 11,146 本の直径 50cm の光電子増倍管、外水槽には 1,885 本の直径 20.3cm の光電子増倍管が外向きに取り付けられている。これらの光電子増倍管が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。SK ではニュートリノと電子の散乱を用いて ^8B 太陽ニュートリノを捕らえる。

$$\nu + e^- \longrightarrow \nu + e^- \quad (1.5)$$

この電子散乱では ν_e だけでなく、 ν_μ 、 ν_τ も捕らえることができる。ニュートリノによって散乱された電子が水中の光の速度より速く水中を通過するとき、チェレンコフ光が放出される。チェレンコフ光が荷電粒子の進行方向に対して角度 θ で放出される。その角度 θ は、水の屈折率を $n (= 1.33)$ 、粒子の速度を βc とすると

$$\cos \theta = \frac{1}{c\beta} \quad (1.6)$$

となる。 $\beta \sim 1$ のとき水中では θ は 42° である。このチェレンコフ光のパターンからニュートリノが散乱された場所、散乱電子の方向を観測することができ、またチェレンコフ光の強度から電子のエネルギーも測定することができる。

SK は 1996 年 4 月よりデータを取り始め、2001 年 7 月までに 1,496 日分のデータを取得した。この間に観測された太陽ニュートリノの数は約 22,400 にものぼり、一日あたりにすると、14.7 現象/日であった。これから求められた太陽ニュートリノ強度 ϕ_{sk} は

$$\phi_{SK}(\text{電子散乱}) = (2.35 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{sys.})) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.7)$$

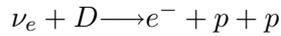
となる。

1.3.2 SNO 実験

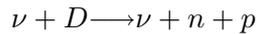
SNO(Sudbury Neutrino Observatory)の実験装置はカナダのサドバリー Creighton 鉱山の地下約 2,000m に位置する。もっとも主要な部分は装置の中央部にある重水 (D_2O)1,000t である。重水はアクリル容器の中に貯められているが、その外側には 5,000t の軟水がある。その軟水中に 9,438

本の光電子増倍管が取り付けられている。SNO は以下の反応を用いて太陽ニュートリノを捕らえる。

1. 荷電カレント (CC) 反応



2. 中性カレント (NC) 反応



3. 電子散乱



これらの反応により生じた電子は、SK と同様にチェレンコフ光を観測することによって捕らえられる。

SNO 実験は 1999 年 11 月から 2001 年 5 月までに重水のみを用いたデータを 306.4 日分取得した。この観測された太陽ニュートリノ現象をエネルギー分布、太陽との方向分布、粒子の発生点分布を用いて分離した結果、観測された現象数は CC 反応が約 1,970 個、NC 反応が約 580 個、電子散乱が約 260 個であった。これらの値から求めた太陽ニュートリノ強度は

$$\phi_{SNO}(CC) = (1.76_{-0.05}^{+0.06}(stat.) \pm 0.09(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.8)$$

$$\phi_{SNO}(KC) = (5.09_{-0.43}^{+0.44}(stat.)_{-0.43}^{+0.46}(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.9)$$

$$\phi_{SNO}(\text{電子散乱}) = (2.39_{-0.23}^{+0.24}(stat.) \pm 0.12(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.10)$$

となる。

1.3.3 KamLAND 実験

KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、岐阜県の神岡鉱山の地下 1,000m に位置し、中央に 1,000t 液体シンチレータ検出器を配置した、多目的低エネルギー・反ニュートリノ検出装置であり、2002 年 1 月から実験を開始した。中央部は、透明のナイロン膜(厚み = 135 μ m) で作られた直径 13m のバルーンに液体シンチレータ 1,000t が満たされている。そのバルーンは直径 18m の球形ステンレス製タンクの中につるされていて、バルーンの強度上の負担を軽減するためタンク

内にはドデカンとイソパラフィンの混合液が充填されている。タンクの内壁には1,325本の17インチ光電子増倍管と554本の20インチ光電子増倍管が取り付けられている。KamLANDの主要な研究目的は、原子炉反電子ニュートリノの検出によるニュートリノの質量測定、未確認の反電子ニュートリノの検出による地球内部エネルギー生成機構の解明、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの単独検出による太陽ニュートリノ生成機構の解明、超新星爆発ニュートリノの検出による星の進化機構の解明などである。

原子炉では ${}^{235,238}\text{U}$ や ${}^{239,241}\text{Pu}$ などの核分裂によって質量数90~150の不安定な原子核がせいせいされ、これらの原子核は中性子過剰核であるため、中性子ベータ崩壊を伴って安定核に転換する。この際に反電子ニュートリノが放出される。このニュートリノを標的と検出の役割を担う液体シンチレータを用いて、逆ベータ崩壊反応

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n \quad (1.11)$$

によって検出する。

検出器稼動145.1日、有効体積408t、すなわち162t/年の測定中に、原子炉反電子ニュートリノ事象の予想数は、事象選別効率と統計誤差を考慮すると、 $E_{\text{先発}} > 2.6\text{MeV}$ において 86.8 ± 5.6 になるのに対して、検出数は54であった。これらの数値とバックグラウンドの混合量が 0.95 ± 0.99 であることから、原子炉反電子ニュートリノ検出数と予測数の比が 0.611 ± 0.085 (統計誤差) ± 0.041 (系統誤差) が得られた。この解析結果は99.95%の信頼度で原子炉反電子ニュートリノ消失が検出された。この現象はニュートリノ振動が存在すれば、それに起因する。

1.4 ニュートリノ振動

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動が観測された。宇宙線が大気中に飛来するとそこで大気中の原子核に衝突することによってできるパイ中間子の崩壊から生じる電子ニュートリノ(ν_e)、ミューニュートリノ(ν_μ)を大気ニュートリノという。これらの大気ニュートリノは全方向から一様に地球に降り注ぐ。大気ニュートリノは1GeV以下でミューニュートリノと電子ニュートリノの比が2:1、また1GeV以上では各ニュートリノフラックスは上下対称性を示すはずである。しかし、カミオカンデ・スーパーカミオカンデの観測結果はその予想と違ったものとなった。高エネルギー側でミューニュートリノの天頂角分布をみると、上向きが下向きの半分になっていた。この大気ニュートリノ異常は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ になるニュートリノ振動によって引き起こされているこ

とが明らかになった。ニュートリノ振動確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \quad (1.12)$$

で与えられている。ただし θ_{23} と Δm_{23}^2 はそれぞれの第 2、第 3 世代間の混合角、質量 2 乗差を表す。L、E はニュートリノの飛行距離とエネルギーである。大気ニュートリノはいろいろなエネルギーを持つので、上式をエネルギーで平均すると、ニュートリノ振動確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 \frac{2\theta_{23}}{2} \quad (1.13)$$

となる。下向きの大気ニュートリノは上空 20km 程度ででき、上向きのもは地球の裏側 10,000km で作られる。上向き ÷ 下向きの観測値が期待値のほぼ 1/2 であったということは、混合 $\sin^2(2\theta_{23})$ が最大値 1 を取ることを意味する。第 2 のパラメータ Δm_{23}^2 は天頂角分布でニュートリノ振動が聞き始める角度から決定することができた。結果は

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.92 - 1.0 \quad (1.14)$$

$$\Delta m_{23}^2 = (1.6 - 3.9) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.15)$$

である。(90 % C.L.)

太陽ニュートリノ振動の確実な証拠は 2001 年 6 月にスーパーカミオカンデの 1,258 日分のデータと SNO からの最初の荷電カレント反応の結果とを比較することによって示された。スーパーカミオカンデが電子散乱で測定した太陽ニュートリノ強度は、SNO が荷電カレント反応によって測定した強度に比べて 34 % 大きい。この違いは荷電カレント反応は ν_e しか捕らえないが、弾性散乱は ν_μ, ν_τ の寄与もあるため、 ν_e が ν_μ, ν_τ に変わってしまったことが考えられ、この結果は 2002 年の SNO による中性カレント反応の結果によって確実なものとなった。中性カレント反応によって測定された強度は、荷電カレント反応や電子散乱によるものと比べて大きく、この違いは中性カレント反応が全ニュートリノ ($\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$) を測っていることを考えると、太陽ニュートリノが ν_μ, ν_τ に変わってしまったことを示唆している。このことにより、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がわかった。しかし、一組の振動パラメータによってすべての太陽ニュートリノ実験結果が説明できなければならないが、まだその一組の振動パラメータが決定されていない。

また、KamLAND 実験の観測によって $\sin^2(2\theta_{12})$ 、 Δm_{12}^2 が関与する $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ ニュートリノ振動が起きていることを確証した。

1.5 pp ニュートリノ測定のための目的

ニュートリノ振動のパラメータは、スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測によって $\theta_{23} - \Delta m_{23}^2$ について有限領域が決まり、すべての太陽ニュートリノ実験の結果をもとに振動パラメータが得られた。 Δm_{12}^2 は KamLAND により厳しい制限を受けている。しかし、混合角 θ_{12} は実験的に得られる範囲が 27 - 37 度と広い。

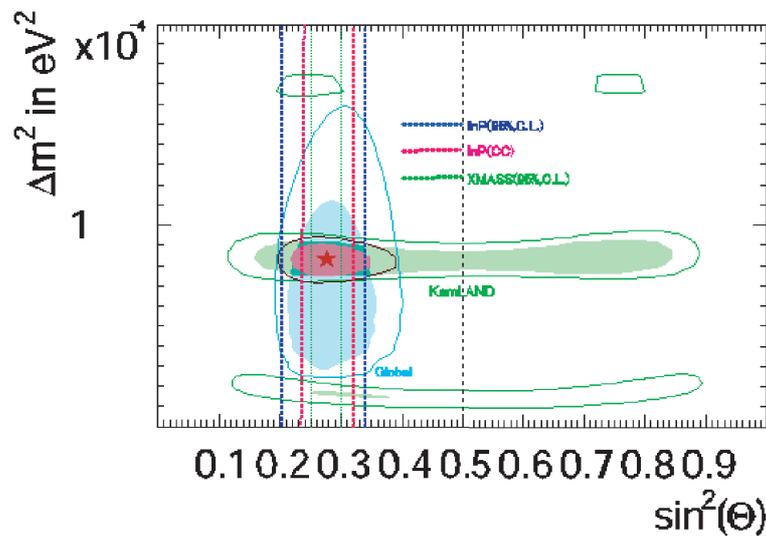


図 1.4: ニュートリノパラメータ領域

その範囲を狭めるためには実験の精度を上げるか統計を上げることが必要である。ニュートリノ振動のパラメータは大統一理論を構築する重要な鍵となるため、精密な値が期待される。この θ_{12} の精密測定には、pp サイクルの初期過程で生成される $pp/{}^7\text{Be}$ ニュートリノフラックスやエネルギー分布を正確に測定することが重要である。これらのニュートリノはエネルギーが 1MeV 以下と低いため、技術的な問題だけでなく自然バックグラウンドが大量に存在し、測定が困難である。LMA 解では 5MeV 以下で電子ニュートリノの存在確率が図のように増加する傾向にあり、その形状が混合角 θ_{12} に依存していることから、 $pp/{}^7\text{Be}$ ニュートリノ精密観測が求められている。

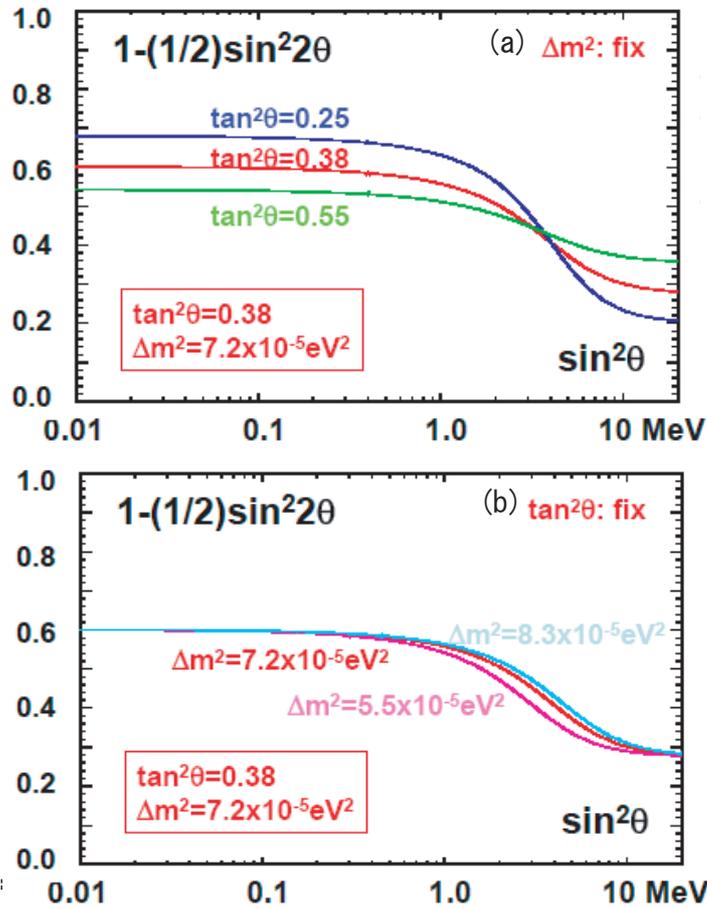


図 1.5: ニュートリノパラメータ領域

また、標準的な恒星である太陽のコア内部の核融合反応を観測し、エネルギー発生機構や恒星進化を解明する「ニュートリノ天文学」としての重要な意義を持っている。

このように pp 太陽ニュートリノの観測には以下の 2 つの意義を持っている。

1. ニュートリノ振動パラメータ θ_{12} - Δm_{12}^2 の混合角 θ_{12} の精密な研究
2. 恒星進化論の検証等の太陽物理の総合的研究

1.6 pp ニュートリノ観測実験

今までに pp/ ${}^7\text{Be}$ 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。現在、世界では pp/ ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ観測を目指した実験の研究開発が進められている。実験の方法として大きく分けて荷電カレント反応を用いる方法と電子散乱を用いる方法がある。荷電カレント反応は、 ν_e のみの測定であり、電子散乱では ν_e に加えて ν_μ 、 ν_τ からの寄与も加わる。両方の測定方法は相補的であり、両方測定することによって初めて、 ν_e 、 $\nu_\mu + \nu_\tau$ のそれぞれの強度がわかる。

1. 電子散乱

pp/ ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの両方を捕らえる実験として以下の3つの観測計画がある。

(a) CLEAN

液体ネオンあるいは液体ヘリウムを波長変換板を張った容器に入れ、シンチレーション光を光電子増倍管で見るというアイデア

(b) HERON

超流動状態の液体ヘリウムを用いて、散乱電子からのシンチレーション及び熱的信号を捕らえる実験

(c) XMASS

日本で進められている 10 トンクラスの液体キセノンを用いた実験であり、液体キセノンが非常に発行量が多いシンチレータであること、外部 γ 線に対して自己遮蔽能力に優れていることを利用している。

2. 荷電カレント (CC) 反応

(a) MOON

モブリデン (${}^{100}\text{Mo}$) を用いた実験であり、細かくセグメント化された装置でニュートリノ反応の信号と遅延 β 線との同時計測を使う実験

(b) LENS

インジウムを溶かし込んだ液体シンチレータを用いて太陽ニュートリノ散乱の特徴的な反応の遅延 γ 、 β 線を捕らえることを考えており、遅延信号を使うことにより環境バック部ラウンドを減らすことができる。

1.7 インジウムによる太陽ニュートリノ実験

1.7.1 インジウムを用いた測定原理

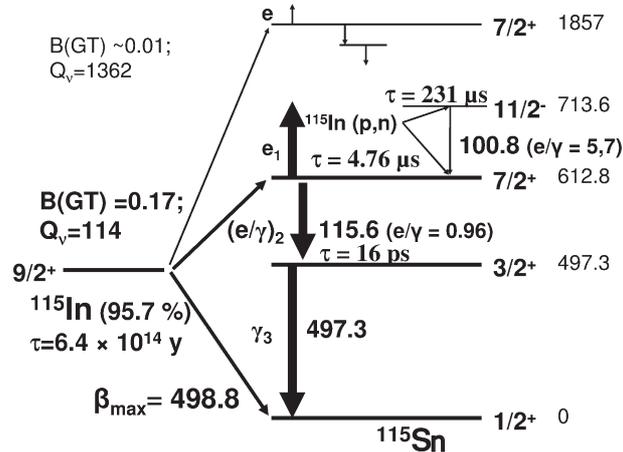


図 1.6: インジウムの崩壊過程

1976年、R.Raghavan によってインジウムを用いたニュートリノ検出の原理が発表された。これは、インジウム (^{115}In) のニュートリノ捕獲による逆 β 崩壊を利用したものである。



反応生成物の Sn の励起状態 (${}^{115}\text{Sn}^*$) は半減期 $3.26\mu\text{s}$ で基底状態に遷移する。この基底状態に遷移する際に 116keV と 497keV の 2 本の γ 線を放出する。 116keV の γ 線の約 50% は内部変換により 90keV の電子と特性 X 線を放出する。

インジウムを用いたニュートリノ反応の特徴として、反応を引き起こすのに必要なニュートリノ閾値が 125keV と低いことがある。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る。特に $pp/{}^7\text{Be}$ ニュートリノのようにエネルギーの低いニュートリノ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

$$E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{keV} \quad (1.18)$$

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 β 崩壊から放出される電子のエネルギーである。つまり放出されたエネルギーの測

定を行うことにより入射ニュートリノのエネルギーを求めることができ、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反応の特徴はニュートリノ捕獲によって放出される電子と2つの γ 線による3重同時計測によりバックグラウンドとの区別が可能になることである。また、R.Rhagavanの計算では4トンの ^{115}In により、1日約1事象のppニュートリノが検出される。しかし、 ^{115}In は半減期 4.4×10^{14} で放出電子の最大エネルギー(E_{max})が495keVの自然 β 崩壊を起こし、 ^{115}Sn に遷移する。この自然 β 崩壊からの複数の制動放射線を信号と間違える可能性があり、この制動放射線の事象数が無視できない。よってこの制動放射線を計測し、影響を理解することが重要になる。

1.7.2 インジウム・リン半導体検出器

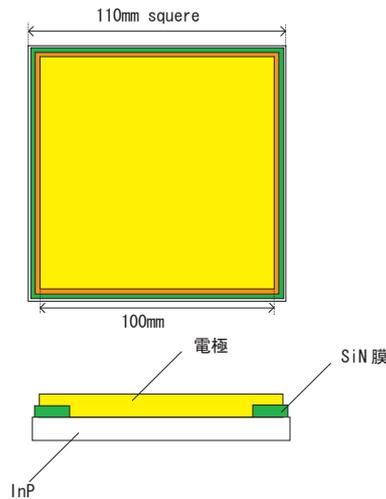


図 1.7: 検出器

光通信の基幹材料である - 族化合物半導体のインジウム・リン (InP) は、需要の増加に伴い近年は急速に生産量を伸ばしている。実効原子番号や密度はゲルマニウムに近く、常温でのバンドギャップは1.29eVとシリコンの1.12eVと同程度という特徴があり、特にFeをドーブした半絶縁性(SI)InP結晶は同じ化合物半導体のCdTe結晶が高感度なX線・ γ 線検出器であるため、新たな放射線検出器の素材として注目されている。また、従来のPN接合とは異なり、基盤自身の比抵抗が $10^7\Omega\text{cm}$ であるため、そのまま電極をオーミック接合するだけの放射線検出器となる。

原理としては、InP検出器内部で反応した電子がエネルギーを損失し、電子-正孔(ホール)対を生成する。その電子-正孔の電荷はドリフト長(L_d)

に従って収集される。このドリフト長はキャリアの移動度 ($\mu[\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}]$) と寿命 ($\tau[\text{s}]$) と電場 ($V_0/d[\text{Vm}^{-1}]$) に比例する。

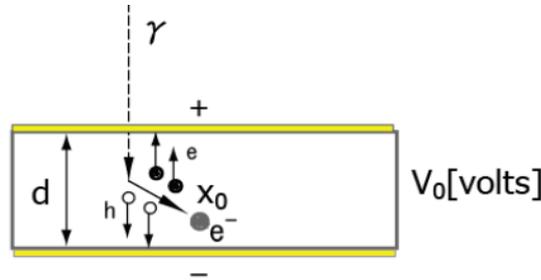


図 1.8: 電荷収集の原理 d : SiInP 検出器の厚さ、 x_0 : 電子の飛程

よってドリフト長は以下の式で表される。

$$L_d = \mu\tau \frac{V_0}{d} \quad (1.19)$$

開発に成功した常温型 SiInP 放射線検出器キャリア生成に必要なエネルギーが 0.4eV と小さいことから大量のキャリア生成を行うことができる反面、ドリフト長が $200\mu\text{m}$ なので有効領域の厚みが検出器全体に広がっていないため、結果的に電荷収集効率は 50% 程度に留まっている。このことを克服するためにはキャリアのドリフト長を延ばすことが必要である。ドリフト長を延ばすためには、高電圧を印加すること、検出器の厚さを薄くすること、キャリアの移動度を高めることが考えられる。半導体の暗電流は

$$I = T^{2/3} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (1.20)$$

の関係式より、低減する。ここで、 T は素子の温度、 E_g はバンドギャップ、 k_B はボルツマン定数である。

pp ニュートリノ観測には 4t のインジウムが必要であり、大型検出器が必要となる。将来的には $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 500\mu\text{m}$ の SiInP 検出器を考えている。この検出器の重さは 24g であり、インジウムは 19g に相当し、 ^{115}In の自然存在比が約 96% であることより ^{115}In は 18.24g である。 ^{115}In を 4t 使用すると仮定すると、 $220,000$ チャンネルのモジュールが必要となる。典型的な X 線天体望遠鏡はオーダー $100,000$ チャンネルの検出器を有しているため、 $220,000$ チャンネルは現実的な数字である。モジュールは $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 500\mu\text{m}$ の検出器 100 個を $111\text{mm} \times 111\text{mm}$ の基板上に配置して、バイアスを並列に印加し、信号はまとめて取り出す多素子型構造を考える。このモジュール 25 個を 5 列 \times 5 列で基板上に配置したものを 1 層として、その層を 10 層重ねたものをスーパーモジュールと呼ぶ。スー

パーモジュールの上下には互い違いに1段ずつCsIなどのシンチレータをサンドイッチ状に挟む構造にし、同時計測により、ノイズを選別するトリガー回路を構築することができる。

図 1.9: モジュール検出器

図 1.10: モジュール 25 個を 5 列 × 5 列に配置したもの

図 1.11: スーパーモジュール

第2章 使用する素子の測定

2.1 基準となる素子の結果

今回測定に使用する素子は $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ の素子を用い、ドライアイスで冷却を行い、測定する。この素子の性能を確かめるために放射線源からの γ 線の応答を確認している $6\text{mm} \times 6\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ の素子と同等の性能を有するものか測定を行う。 $6\text{mm} \times 6\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ の素子で ^{133}Ba (81keV)、 ^{57}Co (122keV)、 ^{241}Am (60keV) の γ 線からの信号測定を2回行い、1回目は600Vまでバイアスを上げることができ、2回目では500Vまでバイアスを上げることができた。図2.1に示すように空乏層と非空乏層からのドリフトによるピークが観測される。このように10mm角の素子においてもピークが観測されることが必要である。

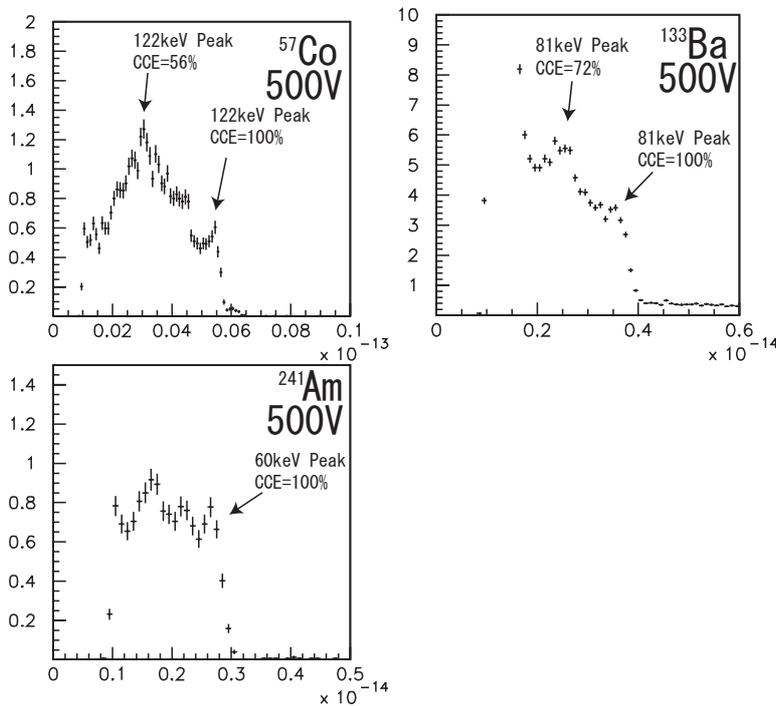


図 2.1: $6\text{mm} \times 6\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ の γ 線スペクトル (横軸: charge[C]、縦軸: /events/sec/0.1fC)

測定はドライアイス冷却で行うが、ドライアイス冷却による信号測定ではノイズがほとんど発生せず、また冷却することで暗電流を減少させることが期待されるからである。

2.2 線の測定

ドライアイス冷却により ^{133}Ba (81keV)、 ^{57}Co (122keV)、 ^{241}Am (60keV) の3つの放射線源を用いて γ 線からの信号測定を行った。シェーピング時間は $2\mu\text{sec}$ 、測定時間は 300sec(5分) である。図 2.2 のようにセットアップして測定を行った。

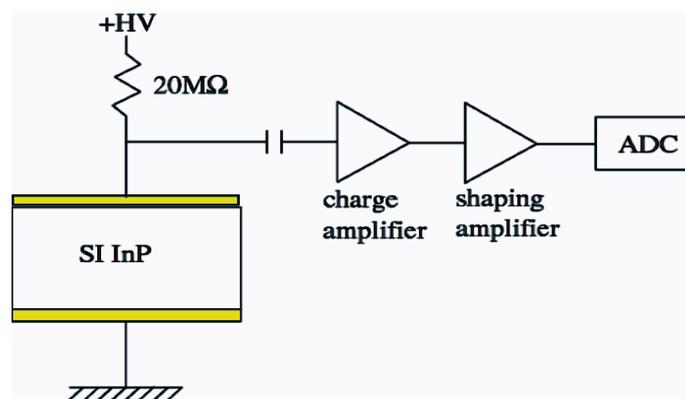


図 2.2: 測定のセットアップ

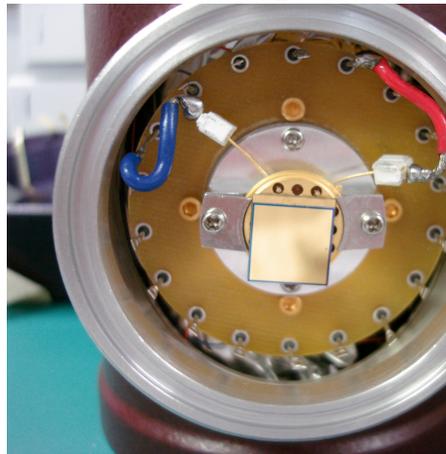


図 2.3: 使用する素子

2回測定し、1回目はバイアスを 600V まで上げることができたが、2回目の測定の際は 500V までであった。使用する素子のバイアス 500V での γ 線スペクトルを図 2.4 に示す。

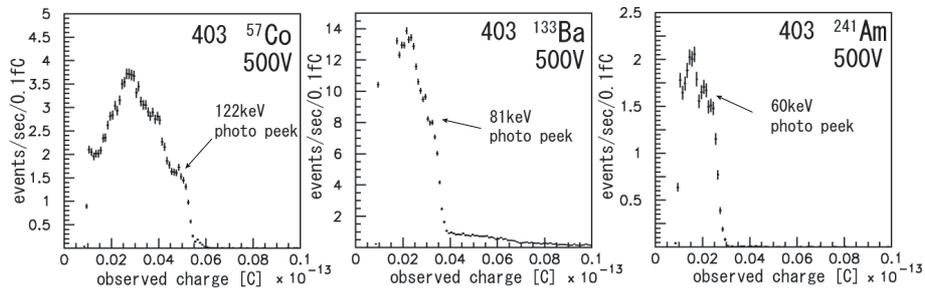


図 2.4: 使用する素子による ^{133}Ba 、 ^{57}Co 、 ^{241}Am のスペクトル

使用する素子ではピークが観測され、6mm角の素子のスペクトルをほぼ再現しているといえる。よって、この素子を用いて制動輻射バックグラウンドを測定する。

2.3 V-I測定

電圧 - 電流測定を行うことによってバイアスを印加したときの暗電流の影響を測定した。暗電流は小さく、安定であることが必要である。使用する素子のドライアイス冷却時のV - I測定の結果を図 2.4 に示す。電圧を大きくしても安定して増えていっている。また電流値が小さかった。

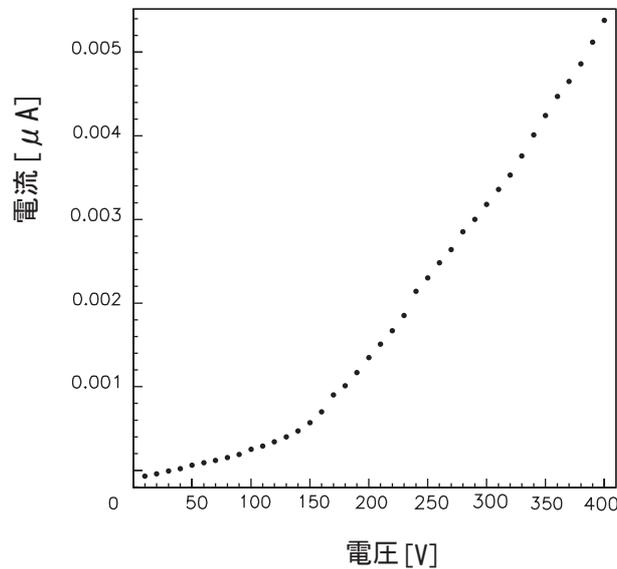


図 2.5: 使用する素子の V - I 特性

第3章 制動輻射バックグラウンドの測定の方法とセットアップ

3.1 測定の目的

^{115}In が pp ニュートリノを捕獲し、2本の γ 線を放出し、この2本の γ 線を CsI で検出する。しかし、 ^{115}In 自身が自然 β 崩壊し、その β 崩壊からの制動輻射線が CsI に入射して反応してしまうことにより2本の γ 線と区別がつかなくなってしまう、バックグラウンドになってしまう。また、エネルギーを 100 ~ 600keV 間で捕まるとしても制動輻射線は完全に落とすことができない。この ^{115}In の β 崩壊の制動輻射線を測定することによって、制動輻射線からの影響を理解するために測定を行う。この制動輻射を CsI シンチレーションカウンターを用いて宮城教育大学構内で測定を行った。

制動輻射線とは、高速で電子が原子核の近くを通るとき、正の電荷を持つ原子核からクーロン場の作用を受けて減速される。または、軌道を変えさせられる。このときに電磁波を放出してエネルギーを失う。このときに放出される電磁波を制動輻射といい、制動輻射のエネルギーは連続スペクトルであり、最大値は衝撃電子線のエネルギーで決まる。

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{放射}} = \frac{ZT(\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{電離}} \quad (3.1)$$

β 崩壊の場合、 β 線のエネルギー分布がもともと連続であるため、制動輻射線のエネルギー分布は電子の最大エネルギーに等しい最大値をもつ分布となる。

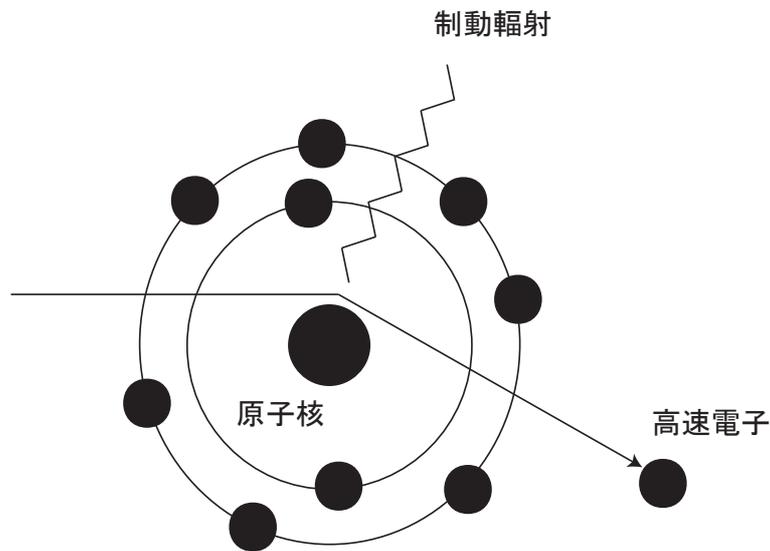


図 3.1: 制動輻射

予想される制動輻射

測定では、 $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ の InP 検出器を使用する。InP の密度が $4.79\text{g}/\text{cm}^3$ であるため、検出器の InP の質量は 0.0958g である。In と P の質量比が In : P = 114.82 : 30.97 であることから、InP に含まれる In の質量は 0.0754g となる。使用する ^{115}In の自然存在比が 96 % であるので、検出器に含まれる ^{115}In の質量は 0.0724g である。壊変定数 λ をもつ放射性同位元素が質量 m のとき、その質量 m の中の原子の個数は

$$N = m \frac{N_A}{A} \quad (3.2)$$

$$N_A (\text{アボガドロ数}) = 6.022 \times 10^{23} [\text{mol}^{-1}]$$

$$A = \text{同位元素のモル質量}$$

である。この原子の個数は壊変によって時間とともに減少し、次に示す式に従い、使用する In が単位時間に崩壊する個数 (Bq) が計算できる。

$$(\text{単位時間当たりの減少量}) = (\text{単位時間当たりの壊変量}) \quad (3.3)$$

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{0.693}{T} N \quad (3.4)$$

T は半減期で ^{115}In の半減期は $4.4 \times 10^{14}\text{yr}$ である。これはある 1 個の原子核が単位時間内に壊変する確率を表す。式 (3.2) ~ (3.4) より、In の単

位時間当たりの壊変数は0.019Bqである。よって1日あたりの β 崩壊の事象は1635.9事象/day、また、1時間あたりでは、68.1事象/時間となる。

この β 崩壊からの制動輻射は、 ^{115}In の β 崩壊の最大エネルギーの498keV、式3.1より、13.4keV以下である。またInPの線吸収係数とInPとCsIの立体角がシミュレーションより32.85%であることから、予想される事象数が求められる。よって、1時間あたりの予想される事象数は0.0006~0.714事象/時間となる。

3.2 方法

外来放射線が似たエネルギーを落としてしまい、それを制動輻射線の信号であると誤らないために、それらの影響を低減させる遮蔽体の中に入れて測定した。検出器を厚さ10mmの無酸素銅で囲み、外側を厚さ50mmの鉛で囲む。その外側を倒れないようにステンレスで囲んだ。

InP半導体検出器とCsIシンチレータを同時に計測を行い、それぞれのバイアスはInPが300V、CsIが-610Vとした。

CsIの信号が ^{115}In の β 崩壊による制動輻射からの信号であることを確かめるために、検出器同士を向かい合わせにしたものと向かい合わせにしなかったものの2つの場合について測定を行った。

また、宇宙線の影響をみるためにvetoカウンターとしてプラスチックシンチレータで遮蔽体を囲み、InP、CsIとの同時計測により宇宙線の事象を取り除く測定も行った。プラスチックシンチレータは2枚は800V、4枚は850Vのバイアスをかけ、向かい合わせのもののみ測定を行った。

3.3 キャリブレーション

3.3.1 InPのキャリブレーション

ADCのチャンネル(ch)をエネルギー値に変換するために行った。

vetoカウンターがない場合

シリコン(Si)を用いて ^{133}Ba 、 ^{57}Co 、 ^{241}Am の γ 線を測定した。測定したSiの光電ピーク、Siでは1つの電子-正孔生成に必要なエネルギーは3.65eVであることより、1チャンネルあたりの電荷量が $5.672 \times 10^{-18}[\text{C}/\text{ch}]$ となる。このキャリブレーションにより、横軸をチャンネルから電荷量にすることができる。また、この結果とInPの電子-正孔生成に必要なエ

エネルギーが 3.5eV であることより、1ch あたりのエネルギーを求めることができ、0.124[keV/ch] となる。これらの結果により、

$$E[\text{keV}] = 0.124 \times (\text{ch} + 98.67) \quad (3.5)$$

となり、横軸をエネルギーに焼きなおすことができる。

veto カウンターがある場合

veto カウンターがないときと同様に Si を用いて ^{133}Ba 、 ^{57}Co 、 ^{241}Am の γ 線測定を行った。Si の光電ピーク、Si では 1 つの電子 - 正孔生成に必要なエネルギーは 3.65eV であることより、1 チャンネルあたりの電荷量が $7.43 \times 10^{-18}[\text{C}/\text{ch}]$ となる。また、この結果と InP の電子 - 正孔生成に必要なエネルギーが 3.5eV であることより、1ch あたりのエネルギーが 0.162[keV/ch] となる。これらの結果により、以下ようになる。

$$E[\text{keV}] = 0.162 \times (\text{ch} + 90.2) \quad (3.6)$$

3.3.2 CsI のキャリブレーション

veto カウンターがない場合

CsI シンチレータを用いて ^{133}Ba 、 ^{57}Co 、 ^{137}Cs の γ 線を測定した。この測定結果より、光電ピークのチャンネルより横軸のチャンネルをエネルギーに焼きなおすことができる。この結果は以下のとおりである。

$$E[\text{keV}] = 0.227 \times (\text{ch} - 14.52) \quad (3.7)$$

veto カウンターがある場合

同様に、CsI シンチレータを用いて ^{133}Ba 、 ^{57}Co 、 ^{137}Cs の γ 線を測定した。この測定結果より、光電ピークのチャンネルより横軸のチャンネルをエネルギーに焼きなおすことができ、結果は以下のとおりである。

$$E[\text{keV}] = 0.228 \times (\text{ch} - 7.24) \quad (3.8)$$

3.4 実験のセットアップ

今回は、第2章で測定した $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 200\mu\text{m}$ のドライアイス冷却型 InP 半導体検出器を使用し、CsI シンチレータを用いて測定を行う。veto カウンターがない場合とある場合で測定を行った。InP と CsI のみの論理回路を図 3.2 に示す。

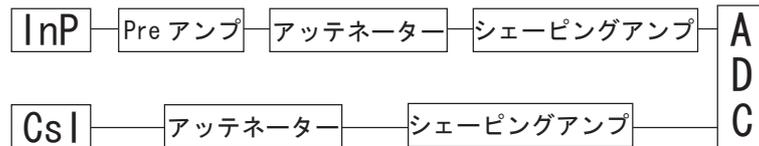


図 3.2: 論理回路

veto カウンターがない場合で検出器同士を向かい合わせにしたときと、向かい合わせにしないときの2つの場合で測定を行った。実際の写真を図 3.3、3.4 に示す。

また、プラスチックシンチレータで遮蔽体を囲んだ写真を図 3.6 に示す。



図 3.3: InP 半導体検出器と CsI シンチレータ (向かい合わせにしたもの)



図 3.4: InP 半導体検出器と CsI シンチレータ (向かい合わせにしなかったもの)



図 3.5: 鉛を積み上げた後

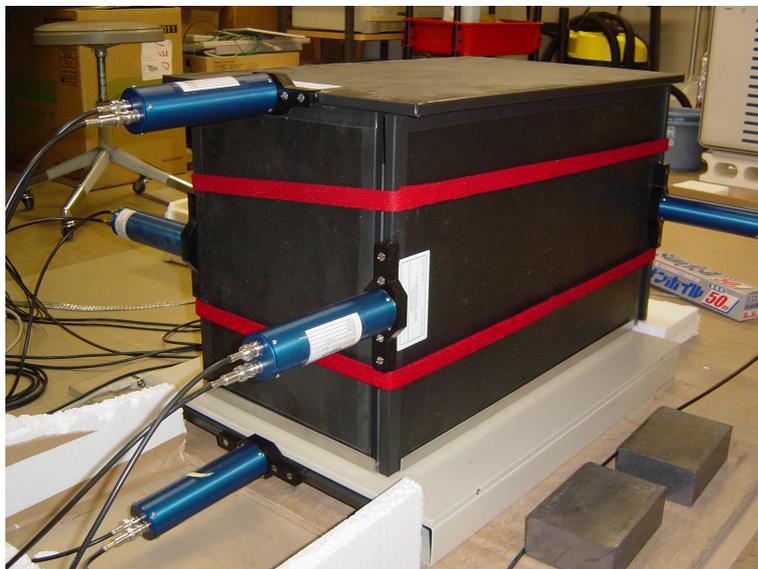


図 3.6: プラスチックシンチレータを取り付けた後

第4章 結果・考察

4.1 測定結果

バイアス電圧はそれぞれ InP 検出器 300V、CsI シンチレータ-610V で測定を行った。シェーピングタイムは InP が $2\mu\text{sec}$ 、CsI が $1\mu\text{sec}$ で測定した。測定時間は veto カウンターなしの場合の向かい合わせにしたものが 36001sec(約 10 時間)、向かい合わせにしなかったものが 36001sec(約 12 時間) である。また、veto カウンターがある場合は 1,152,001sec(約 32 時間) 測定を行った。

4.1.1 同時に計測された現象

veto カウンターを取り付けなかった場合の CsI、InP が同時に測定された現象の向かい合わせにしたものと向かい合わせにしなかったもののスペクトルを図 4.1、4.2 に示す。向かい合わせでない事象より向かい合わせの事象の方が事象数が多いことがわかる。100keV 以上の高エネルギーの事象が多いため、制動輻射ではない現象が観測されていると思われる。

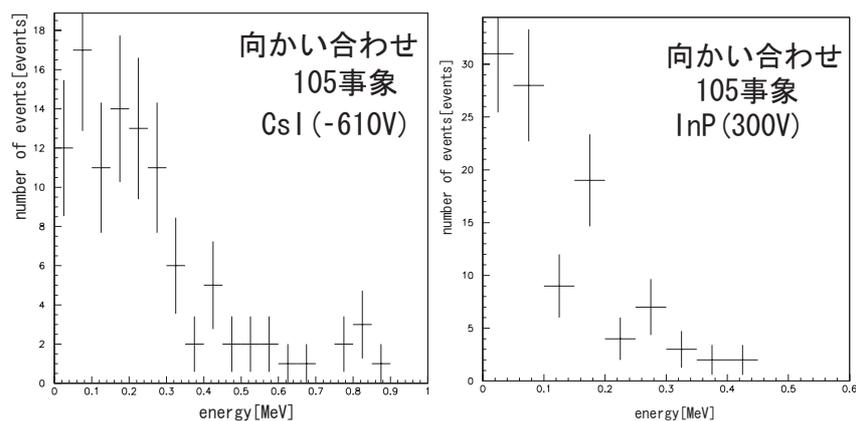


図 4.1: 向かい合わせにした InP と CsI でのスペクトル

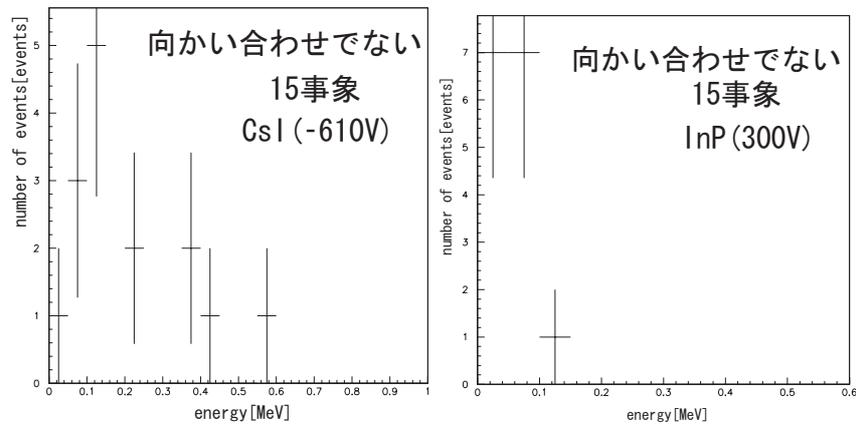


図 4.2: 向かい合わせしなかった InP と CsI でのスペクトル

4.1.2 バックグラウンドの評価

veto カウンターを用いて宇宙線の影響を取り除き、CsI で測定されたスペクトルを図 4.3 に示す。CsI でいくつかのピークが見られるが、遮蔽体があるため外来放射線であるとは考えにくい。このため、このピークは CsI 自身が持っている U/Th 系列の線ではないかと考えられる。

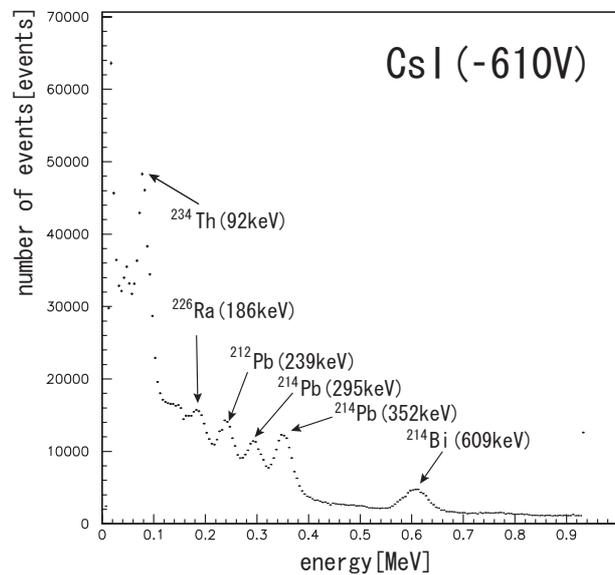


図 4.3: CsI のスペクトル

CsI と InP の同時観測事象が向かい合わせでないものより向かい合わせの方が事象数が多いことから、向かい合わせにした現象が CsI が In の β 崩壊からの制動放射線の現象を観測していると思われる。しかし、予想し

た事象数に比べて多く、100keV以上の事象数が増えているため制動輻射線でない現象を観測しているのではないかと考えられる。CsIの観測結果よりCsI自身が持っているU/Th系列のピークが観測された。このことより、観測されたU/Th系列バックグラウンドの影響の影響を調べるため、シミュレーションを行った。

4.2 CsIのU/Th系列バックグラウンドシミュレーション

4.2.1 シミュレーションの方法

CsIから観測されたU/Th系列を用いて行う。InPとCsIを向かい合わせにしたときのCsIで発生するU/Th系列の β 線とCsIで反応せず突き抜けた γ 線がInP検出器で反応するまでのシミュレーションを行った。CsIで発生した β 線と γ 線が反応せずに突き抜けてInPに入った様子、U/Th系列の崩壊の様子を図に示す。CsIで観測された ^{214}Bi の β 線は $E_\gamma = 609\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 2663.11\text{keV}$ と大きいので用いず、 ^{214}Pb 、 ^{214}Pb 、 ^{212}Pb (^{234}Th の崩壊についてシミュレーションを行った。それぞれの線のエネルギーと線の最大エネルギー(E_{max})を以下に示す。

^{214}Bi	$E_\gamma = 609\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 2663.11\text{keV}$
^{214}Pb	$E_\gamma = 352\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 670\text{keV}$
^{214}Pb	$E_\gamma = 295\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 730\text{keV}$
^{212}Pb	$E_\gamma = 239\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 334\text{keV}$
^{234}Th	$E_\gamma = 92\text{keV}$ 、 $E_{\text{max}} = 106\text{keV}$

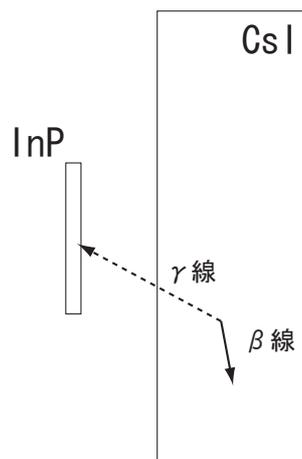


図 4.4: CsIで発生した β 線とInPでされる γ 線の様子

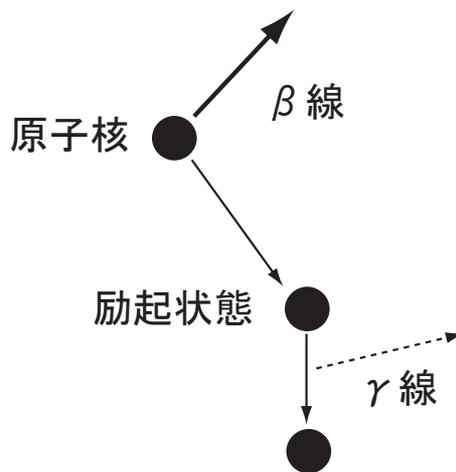


図 4.5: CsI の U/Th 系列の崩壊

観測された U/Th 系列のピークの量を計算し、その比率でそれぞれのエネルギーで InP で反応するまでシミュレーションした。しかし、統計数が少なかったのでシミュレーションの統計を増やすために CsI で反応せずに線が突き抜けたものの線を用いて線のシミュレーションを行った。そのシミュレーションデータを CsI を突き抜けた線が InP と反応したものの比率でそれぞれ足し上げた。

4.2.2 結果とシミュレーションとの比較

veto カウンターとの同時計測によって宇宙線の事象を除いたデータと前項のシミュレーション結果を用いて比較を行った。宇宙線を除いたデータは約 32 時間測定し、335 事象観測された。100keV ~ 500keV の間のデータとシミュレーションの事象数を一致させた。その結果を図 4.6 に示す。

図 4.6 より、スペクトルの形状はあっていると考えられる。データとシミュレーションのカイ 2 乗検定を行うと、 $X^2 = 20.6$ となり、1 % C.L. となった。flat スペクトルでは $X^2 = 238.5$ ととなり、大きくずれていることになるため、このシミュレーションはでたらめであり、大きくずれすぎていることはない。今回でのシミュレーションでは InP に含まれる天然 U/Th 系列については考えていない。InP から発生した U/Th 系列の線と InP と反応せずに突き抜けてきた線が CsI で反応したものも考慮する必要がある。ここで図 4.6 を参照すると、150 ~ 250keV 付近でデータの事象が多くなっていることがわかる。この付近には ^{226}Ra 、 ^{212}Pb の線のピークがあり、この線と線による同時観測事象ではないかと考えられるため、これからこのことも考慮する必要がある。

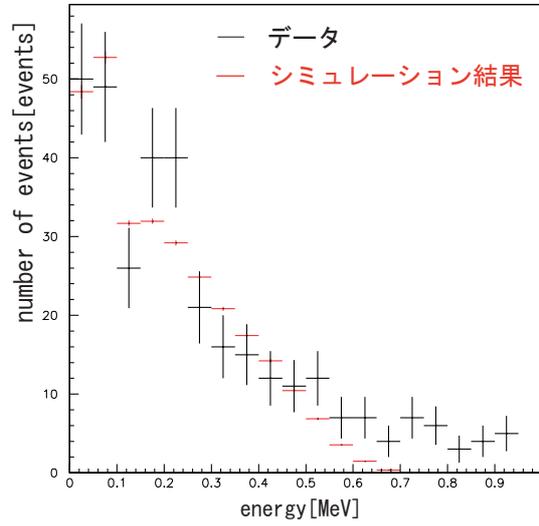


図 4.6: CsI の InP との同時計測事象とシミュレーション

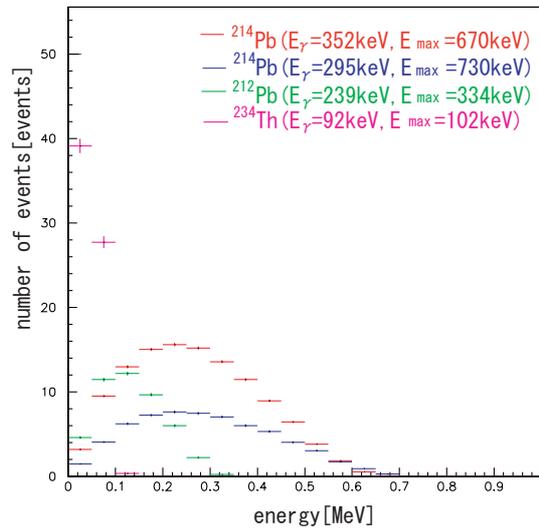


図 4.7: 各エネルギーごとのシミュレーション

今回行ったシミュレーションとの比較より、今回の測定は 17.5keV が閾値であるので 17.5-50keV ではデータの方が 1.6 事象である。予想の事象が 32 時間で 0.0192 22.848 事象であるので、予想と合っている。

第5章 結論

今回は考慮しなかったが、InPからの ^{226}Ra 、 ^{212}Pb の線と線の影響も考えることにより、データとシミュレーションが合う可能性が考えられる。

50keV以下の事象では制動放射を捕らえているが、100keV以上では観測されない。よって、100keV以上では制動放射線は観測することにより影響はみられない。

しかし、CsIによる100 - 500keV領域でU/Th系列の現象が観測され、CsI自身の線と線の影響を考慮する必要がある。線と線の同時観測事象だけでなく、 ^{214}Bi (609keV)の線のコンプトン散乱による同時観測事象の影響も考える必要がある。よってCsI、InP自身が持つ天然U/Th系列による影響を考えていかなければならない。

参考文献

- [1] ニコラス ツルファニディス 著、阪井英次 訳
「放射線計測の理論と演習」上巻・基礎編、(現代工学社 1986)
- [2] 川崎雅祐 著 「謎の粒子 ニュートリノ」丸善書店 1996
- [3] 中畑雅行、鈴木洋一郎：日本物理学会誌 Vol.58,No.5,2003
「太陽ニュートリノ観測の現状と将来」
- [4] 佐藤哲也 学位論文 2004
- [5] 黒澤和晃 学位論文 2007
- [6] 山越和雄 著 「低レベル放射線計測」 共立出版 1980
- [7] 山田勝美、森田正人、藤井昭彦 著 「ベータ崩壊と弱い相互作用」
倍風館 (1974)
- [8] William J.Price 原著、西野治 監修、関口晃 訳 「放射線計測」
コロナ社 (1958)
- [9] Super-Kamiokande collaboration: Phys. Lett. B 539 (2002) 179.
- [10] SNO collaboration: Phys. Rev. Lett. B 539 (2002) 011301.
- [11] R.S.Raghavan:Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3618.
- [12] H.Ejiri,et al.:Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2917.
- [13] D.N.McKinsey and J.M.Doyle:astro-ph/9907314.
- [14] R.E.Lanou:Proc.Neutrino Telescopes,Venice,1999,p.139-146.
R.E.Lanou,et al. :Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2498.
- [15] Y.Suzuki,et al.:hep-ph/0008296.

謝辞

本論文を作成するにあたり、研究テーマ設定からデータ解析、本論文の推敲まで多くの助言やご指導いただきました福田善之先生に心から感謝申し上げます。順調に進まず、完成が遅くなってしまいましたが、ご指導いただき、本当にありがとうございました。

また、同研究室の黒澤和晃さん、神永友輔さん、小野亮介さんにも大変お世話になりました。皆様に心から感謝申し上げます。