InP半導体検出器による 制動輻射バックグラウンド実験のための 遮蔽体の設計と評価

宮城教育大学 学校教育教員養成課程 理科教育専攻

D5159 黒澤和晃

平成19年度2月8日

要約

InP 半導体検出器は太陽ニュートリノ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、インジウムによる 太陽ニュートリノ観測の最大の問題は¹¹⁵Inの自然ベータ崩壊の電子が放出する制 動輻射がバックグラウンドになってしまうことである。この影響を理解するため に制動輻射線を測定すること必要がある。この制動輻射線は0.97gのInでは1日 あたり約48事象であるため環境ガンマ線など外来バックグラウンドのためそのま ま測定することはできない。本論文では、その影響を低減させるため遮蔽体の設 計を行い、シミュレーションによる評価を行った。その結果、S/N は約1となり 実験可能な環境になるという結論を得た。

目 次

第1章	はじめに	4
1.1	ニュートリノとは............................	4
1.2	太陽ニュートリノ.............................	5
	1.2.1 生成機構	5
	1.2.2 太陽ニュートリノの観測	$\overline{7}$
	1.2.3 スーパーカミオカンデ実験	8
	1.2.4 SNO 実験	8
	1.2.5 KamLand 実験	9
1.3	ニュートリノ振動..............................	10
1.4	pp ニュートリノの測定意義	11
1.5	pp ニュートリノ観測実験	13
1.6	インジウムによる太陽ニュートリノ実験	14
	1.6.1 インジウムを用いた測定原理	14
	1.6.2 インジウム・リン 半導体検出器	15
第2章	制動輻射バックグラウンド実験にのための遮蔽体の設計	21
2.1	目的	21
2.2	バックグラウンド............................	24
	2.2.1 宇宙線 µ	24
	 2.2.1 宇宙線 µ	24 24
	 2.2.1 宇宙線µ 2.2.2 ラドン Rn 2.2.3 中性子 	24 24 24
	 2.2.1 宇宙線μ 2.2.2 ラドン Rn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 	24242425
2.3	 2.2.1 宇宙線μ 2.2.2 ラドン Rn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 遮蔽体の設計 	 24 24 24 25 26
2.3	 2.2.1 宇宙線µ 2.2.2 ラドン Rn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 2.3.1 検出器の架台設計 	 24 24 24 25 26 26
2.3	 2.2.1 宇宙線μ 2.2.2 ラドンRn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 2.3.1 検出器の架台設計 2.3.2 無酸素銅と鉛の設計 	 24 24 25 26 26 29
2.3	 2.2.1 宇宙線μ 2.2.2 ラドンRn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 2.2.4 環境γ線 2.3.1 検出器の架台設計 2.3.2 無酸素銅と鉛の設計 2.3.3 veto カウンターの装着と架台設計 	 24 24 25 26 26 29 31
2.3	 2.2.1 宇宙線μ 2.2.2 ラドンRn 2.2.3 中性子 2.2.4 環境γ線 2.2.4 環境γ線 2.3.1 検出器の架台設計 2.3.2 無酸素銅と鉛の設計 2.3.3 veto カウンターの装着と架台設計 	24 24 25 26 26 29 31
2.3 第3章	 2.2.1 宇宙線μ	 24 24 25 26 26 29 31 36
2.3 第3章 3.1	 2.2.1 宇宙線μ	24 24 25 26 29 31 36 36
2.3 第3章 3.1 3.2	 2.2.1 宇宙線µ	24 24 25 26 26 29 31 36 38
2.3 第3章 3.1 3.2	 2.2.1 宇宙線μ	24 24 25 26 26 29 31 36 36 38 38

	3.2.3 電子対生成	40
3.3	物質中のガンマ線に対する相互作用確率	41
	3.3.1 相互作用と反応位置決定	43
	3.3.2 CsI シンチレータへの 経路	44
3.4	CsI との相互作用	46
3.5	シミュレーションの解析	48
4章	考察と結論	50

第4章 考察と結論

第1章 はじめに

1.1 ニュートリノとは

不安定な原子核は放射線を放出して他の原子核に崩壊する。この原子核崩壊に はアルファ崩壊、ベータ崩壊、ガンマ崩壊の3種類あり、そのうちアルファ崩壊、 ガンマ崩壊は単一のエネルギーのアルファ線、ガンマ線を放出する崩壊過程で、終 状態は放出粒子と残留核の2粒子からなっている。よって、ベータ崩壊もアルファ 崩壊のときと同じようにベータ線(電子)のエネルギーは決まった値をとると期 待されていた。1924年 J.Chadwick はベータ崩壊によって放出される電子のエネル ギーを測定し予想に反して電子のエネルギー分布が連続分布することを発見した。 その当時ベータ崩壊は

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

のように考えられていた。粒子はその運動とは別に固有の角運動量をもっている。 量子力学によれば粒子の角運動量は $h/2\pi$ の半数倍でなければならなく、中性子、 陽子、電子はすべて角運動量1/2なので右の反応は角運動量が保存していない。 これらの問題を解決するため 1930年、W.Pauli はベータ崩壊の際に新粒子が放出 されるとして

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

と仮定した。この新粒子は電荷の保存則から中性で角運動量が保存するように 1/2の粒子でなければならない。この新粒子がニュートリノである。その後、1950年 半ば、F.Reines,C.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に あて陽電子が生成されることを確認し、実際にニュートリノが存在していることを 確かめられた。W.pauliの予言から約4半世紀が経って発見されたことからニュー トリノは捕らえることが難しい弱い相互作用の粒子である。 Weinberg-Salomの 標準理論によれば、ニュートリノの質量は0と仮定されており、弱い相互作用のみ をする素粒子である。ニュートリノはレプトン族に属し、ニュートリノの種類は同 じレプトン族で電荷が-1の e,μ,τ に対応するように ν_e,ν_μ,ν_τ の3世代が存在する。

1.2 太陽ニュートリノ

1.2.1 生成機構

核融合反応は、原子核と原子核とが衝突して融合し、より重い原子核ができる反応で、そのときに大きなエネルギーが放出される。太陽を含む恒星の中では水素からヘリウムが生成される核融合がおこっており、安定なエネルギー源となっている。恒星の一生の大部分は、安定に水素を燃やしてエネルギーを発生する水素燃焼の段階にある。この段階では4個の陽子が融合し ${}^{4}He$ となり、このとき 26.7Mevのエネルギーと2個の電子ニュートリノ ν_{e} が生み出される。

$$4p \longrightarrow {}^{4}He + 2e^{+} + 2\nu_e + 26.7MeV \tag{1.3}$$

この反応は単独で起こるのではなく、いくつかの反応仮定がある。太陽の場合、およそ 98.5 % が pp 連鎖で残りの 1.5 % が CNO サイクルという反応仮定による。



図 1.1: pp 連鎖反応



図 1.2: CNO サイクル

太陽内部での反応は、ほとんどが pp 連鎖反応であり、その 5 過程から pp ニュー トリノ、 pep ニュートリノ、 ⁷Be ニュートリノ、 ⁸B ニュートリノ、 hep ニュートリ ノが生成される。各ニュートリノの地上での強度は標準太陽モデルで計算される。 下の表は各ニュートリノの強度である。

pp	$6.0 \times 10^{10} (\pm 1 \%) / cm^2 / s$
7Be	$4.8 \times 10^9 (\pm 10 \%) / cm^2 / s$
pep	$1.4 \times 10^8 (\pm 15 \ \%)/cm^2 \ /s$
⁸ B	$5.05 \times 10^{6} (+20/-16 \ \%)/cm^{2} \ /s$
hep	$9.34 \times 10^9 (\pm 1 \ \%)/cm^2 \ /s$



図 1.3: 太陽ニュートリノエネルギースペクトル

1.2.2 太陽ニュートリノの観測

太陽ニュートリノ観測は1968年に開始した R.Davis 達の塩素を用いた実験が最 初である。この実験は地下約1500mの場所に巨大なタンクを置き、そのタンクの 中に安く手に入る洗剤の二塩化炭素 (Cl₂Cl₄)をタンク 600t を詰め設置した。地下 深くに置いたのは宇宙線による影響を防ぐためである。タンクのなかの膨大な数 の塩素原子 (³⁷Cl)の一部は太陽ニュートリノと

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \longrightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$$
 (1.4)

という反応によってアルゴン³⁷Ar に変わる。このアルゴン原子を数ヶ月に一度回 収しその数を数える。 この塩素実験から観測されたニュートリノ強度は標準太 陽モデルの理論値の1/3から1/4だったことから太陽ニュートリノ問題といわれ た。1983年から始まったカミオカンデ実験は電子ニュートリノが水分子中の電子 の散乱する過程を調べることで、太陽ニュートリノフラックスを測定した。カミオ カンデではリアルタイム検出器であり現象を1つ1つ起きた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太陽から来 ていることもわかった。このカミオカンデ実験結果も理論値よりも低い値を示し 太陽ニュートリノ問題が確かめられた。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実験がロシア (SAGE) とイタリア (GALLEX) で 1990 年から行われたが、実験結果は同様に標準太陽モデルの理論値よりも小さい値を 示した。

1.2.3 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ (SK) は地下 1000 メートルの場所に位置する水チェレンコフ型装置である。この装置は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型で、内水槽と外水槽の 2 層に分かれている。その内部に純水 50,000 トンの入れ、11,146 本の直径 5cm の光電子増倍管が内向きに、直径 20.3cm の光電子増倍管が外水層側に外向きに 1885 本取り付けらえ、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 では以下の反応であるニュートリノと電子との散乱を用いて ⁸B 太陽ニュートリノを捕らえる。

$$\nu \quad + e^- \longrightarrow e^- + \nu \tag{1.5}$$

ニュートリノと電子の反応との散乱では、 ν_e, ν_μ, ν_τ も捕らえることができ、ニュートリノにより散乱さえた電子は、その速度が水中の光の速度をよりも大きい場合、 チェレンコフ光を放出する。荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光が放出される 方向とのなす角度 θ は水の屈折率 n(=1.33)、粒子の速度 β c とすると

$$\theta = \cos^{-1}(1/(n\beta)) \tag{1.6}$$

となる。 $\beta \sim 1$ の場合、この角度が 42 度である。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、またチェレンコフ光の強 さから電子のエネルギーを測定することができる。 SK は 1994 年から 2001 年ま でに 1496 日分のデータを取得し、この間に観測された太陽ニュートリノの数は約 22400 にも上る。これから求められた太陽ニュートリノ強度 Φ

$$\Phi = 2.35 \pm 0.02(stat.) \pm 0.08(sys.)) \times 10^6 / cm^2 / s \tag{1.7}$$

となる。これは標準太陽モデルの予想値の約 40.6 %にあたる。[12]

1.2.4 SNO 実験

SNO 実験装置はカナダのサドバリー Creighton 鉱の地下約 2000 メートルにある。装置の中央部分には 1000t の重水 (*D*₂O) があり以下の反応を用いて太陽ニュートリノを捕らえる。

1. 荷電カレント反応

$$\nu_e \quad +D \longrightarrow e^- + p + p \tag{1.8}$$

2. 中性カレント反応

$$\nu \quad +D \longrightarrow \nu + n + p \tag{1.9}$$

3. 電子散乱

$$\nu \quad + e^- \longrightarrow e^- + \nu \tag{1.10}$$

これらの反応より生じた電子は、SKと同じようにチェレンコフ光を観測することにより捕らえられる。

SNO 実験は 1999 年 11 月から 2001 年 5 月までにデータを 306.4 日分取得し、上の 3 つのプロセスに分けた。その結果、荷電カレント反応が約 1970 個、中性カレン ト反応約 580 個、電子散乱が約 260 個と得られ、太陽ニュートリノの強度に直すと

 $\Phi(荷電カレント反応) = (1.76 + 0.06 / -0.05 (stat.) \pm 0.09 (sys.)) \times 10^6 / cm^2 / s$

 Φ (中性カレント反応)=(5.09+0.44/-0.43(stat.)+0.46/0.43(sys.))× 10⁶ /cm² /s

 Φ (電子散乱)=(2.39+0.24/-0.23(stat.)± 0.12(sys.))× 10⁶ /cm² /s

となる。[13]

1.2.5 KamLand 実験

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator AntiNeutrino Detector) は,1000t の大 容量高純度液体シンチレータを用いて、低エネルギーニュートリノの検出を行う実 験である。検出器はSKと同じ岐阜県神岡町の鉱山の地下1000mに位置し、液体シ ンチレータとそれを取り囲む1879本の光電子増倍管で構成され、2002年1月に実 験を開始した。KamLANDの主な目的は原子力発電所で生成される反電子ニュー トリノ振動現象の検出による、ニュートリノ質量の測定であるが、その他に、地球 内部で生成されると考えられる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や⁷Be 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、また超新星爆発ニュートリノの検出による星の進化機構 の解明等である。原子炉では²³⁵U,²³⁸U や²³⁹Pu,²⁴¹Pu</sub>等の核分裂によって質量数 90~150の不安定な原子核が生成される。これらは中性子過剰核なため、中性子 ベータ崩壊を伴って安定核に転換する。その際、反電子ニュートリノが放出され る。シンチレータを構成する陽子がこのニュートリノのターゲットとなり、逆ベー 夕崩壊反応

$$\bar{\nu_e} \quad +p \longrightarrow e^+ + n \tag{1.11}$$

によりニュートリノを検出する。検出器稼動145.1日、有効体積408t、つまり162t/ 年の測定中に、原子炉反電子ニュートリノ事象の予測数は、事象選別効率と系統誤 差を考慮すると、Ei2.6MeVにおいて86.8±5.6になる。これに対して検出器は54 だった。これは期待値の60%しかなく、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。これはニュートリノ振動があればこれに起因する。[14]

1.3 ニュートリノ振動

スーパーカミオカンデは大気ニュートリノを観測することによりニュートリノ 振動を観測した。大気ニュートリノとは宇宙を飛び回っている陽子やヘリウム原 子核を成分とする宇宙線が大気分子に衝突した際に発生する (ν_e) 電子ニュートリ ノ、または (ν_μ) のことである。宇宙線は地球に降り注いでおり、どの方向からも 同じように大気に入ってくる。それより大気分子によって発生したニュートリノ もまたどの方向からも降り注ぐ。スーパーカミオカンデはニュートリノが入って きた方向がわかり、ミューニュートリノが上空よりも地球の裏側で発生し入ってき たミューニュートリノよりも数が減っていることがわかった。これより大気ニュー トリノの異常は ν_μ から ν_τ になるニュートリノ振動によって引き起こされることが 明らかになった。ニュートリノ振動の確率は

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

で与えられる。 θ_{23} 、 Δm_{23}^2 はそれぞれ第2世代、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 さまざまなエネルギーを持つので、(1.5)の式をエネルギーで平均すると

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{\tau}) = \sin^2 2\theta_{23}/2 \tag{1.13}$$

となる。下向きの大気ニュートリノは上空の 20km 程度、上向きは地球の裏側 10,000Km 彼方で作られる。観測値 上向き/下向きが期待値のほとんど 1/2 ということは、 混合角は $\sin^2 2\theta_{23}$ が最大 1 をとることを意味する。第 2 のパラメーター Δm_{23}^2 は、 天頂角分布でニュートリノ振動が効き始めるから決定することができた。結果は

$$\sin^2 2\theta_{23} = 0.92 - 1.0 \tag{1.14}$$

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

太陽ニュートリノ振動の確実な証拠は2001年6月にSKの1258日分のデータと SNOからの最初の荷電カレント反応とを比較することにより示された。SK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 した強度に比べて約34%大きかった。この違いは荷電カレント反応はν_eのみしか 捕らえられないが、電子散乱は 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原因である。また SNO による中性カレント反応は全ニュートリノ強度 $\nu_e + \nu_{\mu} + \nu_{\tau}$ を測っており、太陽ニュートリノが $+ \nu_{\mu}$ や ν_{τ} に変わってしまったことを示している。これらより太陽ニュートリノ問題はニュートリノ振動が原因であるという決着がついた。しかし、まだすべての太陽ニュートリノの結果が説明できる1組の振動パラメータを決定していない。

1.4 ppニュートリノの測定意義

スーパーカミオカンデと SNO 実験は ν_e の太陽ニュートリノ振動を証明し、30 年間続いた太陽ニュートリノ問題は解決した。またすべての太陽ニュートリノ実 験観測結果、図のようなニュートリノ振動パラメータがえられた。



図 1.4: ニュートリノパラメータ領域 [10]

しかし、 混合角 θ_{12} は依然実験的に得られる範囲が 27-37 度である。この電子 ニュートリノ振動における混合角 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 および 7Be 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 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するため、測定が困難であ る。現在尤もらしい LMA 解では 5MeV 以下で電子ニュートリノの存在確率が図の ように増す傾向があり、その形状が混合角 θ_{12} に強く依存しているため、pp およ び 7Be ニュートリノフラックスとエネルギー分布を測定できる実験が求められて いる。



図 1.5: ニュートリノパラメータ領域 [10]

全ての太陽ニュートリノ実験の結果をもとにニュートリノ振動に対する global fit を施すと、LMA 領域にニュートリノ振動解が存在していることがわかり、Kam-LAND の原子炉ニュートリノの観測結果もそれを強く支持している。よって、次世代の太陽ニュートリノ実験の目的は主として

1. ニュートリノ振動の混合角 θ_{12} の精密な測定

2. 恒星進化論の検証等の太陽物理の総合的研究

の2点が考えられる。

1.5 ppニュートリノ観測実験

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化学 法による実験のみだった。これらのニュートリノはエネルギーが低いためバック 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行われている。実験には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 、 ν_μ 、 ν_τ からの寄付がある。したがって、両方の測定方法 は相補的であり、両方を測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。

• 電子弾性散乱

電子散乱を用いた実験ではpp、 7Be の両方のニュートリノを捕らえる実験として CLEAN[15],HERON[16],XMASS[17]の実験提案がある。

- 1. CLEAN は液体ネオンあるいは液体ヘリウムを波長変換版を張った容器 に入れ、シンチレーション光を光電子増倍管でみるというアイデア
- 2. HERON は超流動状態の液体ヘリウムを使い、散乱電子からシンチレー ション、及び熱的信号を捕らえる実験である。
- XMASS は日本で進められている 10t クラスの液体キセノンを用いた実験である。液体キセノンが非常に発光量が大きいシンチレータであること、外的ガンマ線に対しての自己遮蔽能力が極めて優れていることを利用して、低エネルギー太陽ニュートリノの精密観測を目指す。
- 荷電カレント反応
 - MOON[18] はモリブデン (Mo) を用いた実験であり、細かくセグメント 化 (物理的分割及び伝速度による分割) された装置でニュートリノ反応 の信号と遅延ベータ線との同時計測を行う実験である。

- LENS[19] はインジウム (In) 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 (遅延ガンマ線、ベータ線が出る) を捕らえることを考えている。遅延信号を使うことにより環境バックグ ラウンドを減らすことができる。
- 1.6 インジウムによる太陽ニュートリノ実験
- 1.6.1 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 によって下の反応でインジウムによる pp-⁷*Be* ニュートリノの検出する原理を発表した。

$${}^{115}In + \nu_e \quad \longrightarrow \quad {}^{115}Sn^* + e^- \tag{1.16}$$

$$^{115}Sn^* \longrightarrow ^{115}Sn + \gamma_1(116kev) + \gamma_2(497kev)$$
 (1.17)

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 であり、¹¹⁵*In* は電子ニュートリノを捕獲し、電子を放出して¹¹⁵*Sn* の励起状態へ 移行する。この¹¹⁵Snの励起状態は半減期3.26 µ秒の寿命で116kevと496kevの2 つのガンマ線を放出して基底状態に遷移する。116kevのガンマ線の約50%は内部 転換して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 応の特徴は、この(1.9)の反応を引き起こすのに必要なニュートリノ閾値が128kev と低いことである。このことより発生した電子がもつエネルギーを計測すること により入射ニュートリノエネルギーが求まる。

$$E_{\nu_e} \longrightarrow E_{e^-} + 128 \text{kev}$$
 (1.18)

ここで、 E_{ν_e} は入射ニュートリノエネルギー, E_{e^-} は放出された電子のエネルギー である。これらの特徴を利用すると数µ秒の間に電子2個とガンマ線1本による3 重同時計測によりバックグラウンドと区別できることである。しかし、¹¹⁵Inは半 減期 6.4×10^{14} 年で498keVのベータ崩壊を起こし、複数の制動輻射線を信号と間 違える可能性があよって、この制動輻射線を計り、これらの影響を理解すること はとても重要になってくる。

1.6.2 インジウム・リン半導体検出器



図 1.7: プロトタイプ検出器

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急速に生産を伸ばしている。実効原子番号や密度はゲルマニ

ウム (Ge) に近く、InP を用いた半導体検出器は常温で使用可能であるという特徴 を持っている。特に、Fe にドープした半絶縁性 (Si)Inp 結晶は、同じ化合物半導体 の CdTe 結晶が高感度な X 線、ガンマ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。

検出器の原理は 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-正孔対を生成する。そして、電子・正孔 (ホール) の電荷は、図のドリフト長 (L_d) に従い収集される。ドリフト長は、キャリアの移動度 $\mu(m^2V^{-1}s^{-1})$ と寿命 $\tau(s)$ と 電場 V_0 /d に比例する。よってドリフト長は

$$L_d = \mu \tau \frac{V_0}{d} \tag{1.19}$$

である。開発に成功した常温型 SI InP 放射線検出器はキャリア生成に必要なエネ ルギーが 30eV と小さいことから大量のキャリアを生成することができる。しか し、ドリフト長が 200 µ 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、結果的には電荷収集効率は 50 %程度に留まっている。これを克服するため 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に は電圧を上げること、InP 検出器の厚さを薄くすること、またキャリアの移動度が 温度に依存することから冷却することが考えられる。



図 1.8: 電荷収集の原理: d は検出器の厚さ、x₀ は電子の飛程

しかし、ppニュートリノの観測には4tのインジウムが必要であり、大型検出器 が必要になる。Raghavan の計算[20] によれば 4t のインジウムでは 1 日に pp ニュー トリノを1事象観測されると予測される。現在、3cm×3cm×0.03cmのSI InP 検出 器で実験を行っているが、検出器の重さが 1.29g になり In は約 1.016g と計算され る。¹¹⁵Inの自然存在比が約96%よりInは0.97gとなる。よってと約4,000,000チャ ンネルのモジュールが必要になってしまい、数が多すぎて現実的ではない。よって 我々は将来的に 10cm×10cm×0.05cm の SI InP 検出器の製作を考えている。この 検出器の重さは 24g で、インジウムは 19g 相当し自然存在比より 18.24g。すると ¹¹⁵In 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ので 220.000 チャンネルは現実的な数字である。このモジュールは 10mm×10mm×500 µ mの検出器100個を、111mm×111mmの基板上に配置し、バイアス電圧を並列 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×5列で基盤上に配置したものを1層と考え、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は上下互い違いに1段ずつ NaI シン チレータを設置し、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: スーパーモジュールの上面図



図 1.11: スーパーモジュールの側面図



図 1.12: 11×11×11 個 計 1331 個のスーパーモジュールを積み重ねた時の全体図

第2章 制動輻射バックグラウンド実験にのための遮蔽体の設計

2.1 目的

In による太陽ニュートリノ観測は In が pp ニュートリノを捕まえたときに放出 する、2本の116KeVと497KeVのガンマ線をCsIで検出するが、¹¹⁵Inの自然ベー タ崩壊の制動輻射線が CsI に入射し反応してしまうことにより2本のガンマ線と 区別がつかなくなってしまい、バックグラウンドとなってしまう。またエネルギー を100~600KeVの間で捕まるとしても制動輻射線を完全には落とせない。よって この影響を理解するため制動輻射線のスペクトル分布を CsI シンチレーションカ ウンターを用いて神岡地下実験施設で測定することを計画している。しかし、そ のまま測定してしまうと宇宙線の影響や外来放射線が似たようなエネルギーを落 とすので、その信号を誤って制動放射線の信号と測定してしまう。本研究ではそ れらの影響を低減させるたの遮蔽体を設計し、実験を行う神岡坑内でどのくらい 遮蔽できるか3章で評価を行った。



図 2.1: ドライアイス冷却型 SI InP 検出器



図 2.2: CsI シンチレータ



図 2.3: CsI シンチレータとドライアイス冷却型 SI InP 検出器

制動輻射線

原子の中心にある原子核の近くを高速電子が通過するとき、正の電荷を持つ原子 核からクーロン場の作用を力を受けて進行方向が曲げられる。このとき電磁波を を放出してその運動エネルギーを失う。電磁波のエネルギーは曲げられる前と後 の電子のエネルギーの差に等しく、原子核までの距離が近いほどクーロン場の大 きさも大きくなるので発生する電磁波のエネルギーも高くなる。これより制動輻 射線のエネルギーは連続したエネルギー分布となる。この現象は高速電子がクー ロン場で制約を受けて減速されるいことから制動輻射線あるいは制動放射線とい われる。ベータ崩壊の場合、ベータ線(電子)のエネルギー合布がもともと連続な 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 エネルギー分布となる。

実験では 3cm×3cm×0.03cm の InP 検出器を使用する。InP の質量は密度は 4.79cm³/g より 1.29g, よって、使用する In は自然存在比が 96 %より 0.97g となる。すると単 位時間内に崩壊する個数 (Bq) は

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \tag{2.1}$$

$$= \frac{0.693}{T}N$$
 (2.2)

となる。T は半減期 (In の半減期は 6.4×10^{14} yr), λ は壊変定数であり、ある 1 個の 原子核が単位時間内に壊変する確率を表す。N は原子核の個数であり、質量 m 中 の原子核の個数は

$$N = m \frac{N_A}{A} \tag{2.4}$$

となる。

N_A=6.022×10²³=アボガドロ数

A=同位元素のモル質量

である。これらより、In の単位時間内の壊変数は 0.174Bq となる。よって 1 日で は 15033.6/day となる。この崩壊から、制動輻射線がでる確率は

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\hbar \hbar \eta}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\bar{\mathbf{m}}\bar{$$

$$= 0.013$$
 (2.6)

となり、制動輻射は 195.4 事象/day となる。しかし、そのうち立体角から 50 %、 またエネルギー閾値を 200KeV 以下と仮定すれば事象は半分となり 1 日あたり 48 事象/day となる。

2.2 バックグラウンド

2.2.1 宇宙線 µ

宇宙線µとは高いエネルギーを持った荷電粒子であり、1平方メートル当たり1 分間に約1個の割合で降ってくる。µ粒子は物質と核破砕反応を起こし、電子、中 性子、光子を生成しバックグラウンドとなる。よって、厚さプラスチックシンチ レータで veto すること,また遮蔽体内部でも CsI と検出器の同時計測を行うことで µ粒子の影響を低減させる。

神岡鉱山内の実験では地下 1000m で行われる。そのため、µ粒子フラックスは ~ 10^{-7} / 2 /s となり、µ粒子の影響は稀な減少となりほとんど無視できる。表に ミューオンのフラックスを示す

場所	muon flux $(cm^{-2} s^{-1})$
地表	1.1×10^{-2}
神岡鉱山内	$\sim 10^{-7}$

表 2.1: muon flux 地表と神岡鉱山内

2.2.2 ラドンRn

物質中に含まれるウラン系列の放射性核種が崩壊を繰り返すし²²²Rn をになる とその一部が物質中から飛び出して空間中を飛び回る。空間中にでたラドンガス は崩壊を繰り返しベータ線、ガンマ線をを出す。神岡鉱山内では Rn 濃度は高く、 季節変動のよるが地表より最大で 30 倍である。そこで検出器周りを地上の空気の Rn を活性炭で取り除いた super Rn Free Air で遮蔽体内部を満たすことにより地 上よりも Rn が少ない環境で行える。

2.2.3 中性子

中性子は岩盤に含まれるウラン系列、トリウム系列の放射性物質が核分裂する こと、高エネルギー宇宙線 μによる岩盤物質の原子核破砕によって放出されるこ となどにより生じる電荷を持たない粒子である。よって物質中では軌道電子や原 子核との間にクーロン力が働かず、原子核に容易に近づくことができる。原子核 との弾性散乱では原子核を励起させないのでガンマ線は発生しないが、非弾性散 乱では中性子が原子核の励起準位のエネルギーより高いときはその原子核を励起 して中性子はエネルギーを減少する。励起された原子核はエネルギーをガンマ線 として放出し、これがバックグラウンドとなる。しかし、中性子は原子量の小さい物質と反応を起こすので鉛やインジウムとは反応しにくい。

2.2.4 環境γ線

岩盤に含まれるウラン系列核種やトリウム系列核種、また⁴⁰K などの放射性物 質から放出されるガンマ線がバックグウンドとなる。よって、このような環境か ら発生するガンマ線は鉛をつかって影響を低減できる。また、同時計測をするこ とにより、かなり低減できる。下の図は神岡のガンマ線フラックスであり、設計し た遮蔽体がどのくらいのガンマ線を遮蔽できるのかシミュレーションした。結果 を3章で述べる。



図 2.4: 神岡鉱山内の γ 線スペクトル

2.3 遮蔽体の設計

ここではバックグラウンドを遮蔽するための遮蔽体の設計を行った。

2.3.1 検出器の架台設計

まず、CsIシンチレータとドライアイス冷却型 SI InP 検出器の長さを測定し検 出器を載せる架台を無酸素銅で設計した。



図 2.5: CsI シンチレータ



図 2.6: ドライアイス冷却型 SI InP 検出器



図 2.7: 検出器の架台

2.3.2 無酸素銅と鉛の設計

10mmの無酸素銅で検出器を囲む。検出器のケーブルを曲げたときを考慮して、50mm 余裕を持たせた。このとき内側に倒れてこないように図のようにかみ 合うように設計した。



図 2.8: 無酸素銅

無酸素銅の外側に鉛はずらしながら積み上げていく。鉛は 200mm × 100mm × 50mm が 33 個、150mm × 100mm × 50mm が 4 個、100mm × 100mm × 50mm が 12 個を使用する。





図 2.9: 鉛

2.3.3 veto カウンターの装着と架台設計

鉛は内側には無酸素銅があるので倒れてこないが外側に倒れてくる可能性が あるのでステンレスで鉛を囲み予防する。そのとき、veto カウンターをステンレ スに装着取り外しできるように装着するので図のようにステンレスに穴を開けそ の穴にマジックテープを通し veto カウンターを固定する。veto カウンターは4 つけるので、下に取り付けやすいように鉄鋼板の架台を設計した。そのため図の ようにレールを作り、スライドして取り付けられるようにした。





図 2.10: ステンレス





図 2.11: 架台



図 2.12: 平面図



図 2.13: **側面図**



図 2.14: **側面図**

第3章 遮蔽体の評価

二章で述べたが、ほとんどのバックグラウンドは同時計測や500keV以下のエ ネルギーでトリガーをかけることにより、ほとんどのバックグラウンドが低減さ れる。しかし、一番バックグラウンドになるのはやはり環境ガンマ線である。そ こでガンマ線を設計した遮蔽体に入射させ、CsIと反応し、そこでコンプトン散乱 したガンマ線がインジウムにどのくらいの数のガンマ線が入るかシミュレーショ ンを行った。

3.1 ガンマ線の発生ポイント

鉛で組んだ遮蔽体の中心を原点として x,y,z を設定し、まずガンマ線がどこか ら入ってくるのか座標を任意に選ぶ。発生させる位置は遮蔽体の表面で発生させ る。発生位置は任意に選ばなければならないので、6 面の表面積の比で発生させ た。図 3.1 は発生した場所を示している。決定した場合は鉛に垂直に入射させる。 外から 50000 事象のガンマ線を発生させた場合、鉛通過してくるガンマ線は垂直 入射では 1002 事象、角度つけた場合 204 事象となり垂直入射させたほうが数が多 いため、垂直入射を選択した。発生させるエネルギー決まった値ではなくは図の 線フラックスよりさまざまなエネルギーのガンマ線が到来してくる。これを再現 するため神岡鉱山内のガンマ線エネルギー分布をもとに計算する。まず、0.01MeV から 2.36MeV のそれぞれのガンマ線フラックスを 0 から 1 の間の数にするため一 番大きい 1.47MeV のガンマ線フラックスを 1 とする。次にランダムにエネルギー を選択しその 0 から 1 の数が 0 から 1 の乱数より大きいときは発生し、小さいと きは発生しないこととする。下の図 3.2 は神岡鉱山内のガンマ線エネルギースペク トルをもとに 5×10^5 事象を発生させたガンマ線エネルギー分布である。



図 3.1: ガンマ線の発生ポイント



図 3.2: 発生させたガンマ線エネルギー分布

3.2 物質中におけるガンマ線の相互作用

鉛にガンマ線が入射すると大きく分けて3つの相互作用、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成を起こす。鉛と相互作用を起こすとガンマ線のエネルギーが弱くなったり、遮蔽される。しかし、すべてのガンマ線が遮蔽されるのではなく一部のガンマ線は透過してくる。それは確率的に決まっており exp (-µt) で計算される。まず、相互作用と確率の説明を行う。

3.2.1 光電効果

光電効果はその全エネルギーを束縛エネルギーに与える現象である。相互作 用の結果、光子は無くなり原子から束縛電子一つが放出され光電子となる。よっ てガンマ線のシミュレーションでは光電効果が起こった場合、ガンマ線は止まって しまうので遮蔽したことになる。光電子の運動エネルギーは

$$E_{e^-} = E_\gamma - I \tag{3.1}$$

 E_{e^-} は光電子エネルギー、 E_{γ} は光子 (ガンマ線) エネルギー、I は電子の束縛エネルギーとなる。



図 3.3: 光電効果 [2]

3.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱はガンマ線が原子核の外殻電子と衝突し、一部のエネルギーを その電子に与えて散乱させる。その際、ガンマ線はなくならず移動方向と電子に 与えたエネルギーだけ減るだけである。ガンマ線が衝突する電子が静止している と過程するとエネルギー保存則と運動量の保存を組み合わせると、散乱ガンマ線 のエネルギーは

$$E_{\gamma\prime} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{1 - \cos\theta E_{\gamma}}{mc^2}} \tag{3.2}$$

 E_{γ} ,は散乱ガンマ線エネルギー、 E_{γ} は入射ガンマ線エネルギー、 θ は散乱角, $mc^2=0.511$ MeV である。よって、電子の運動エネルギー T は

$$T = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \tag{3.3}$$

となる。



図 3.4: コンプトン散乱 [2]

3.2.3 電子対生成

電子対生成はガンマ線が原子核の周りのクーロン場で陽電子と電子のペアを 作り、ガンマ線自身は消滅する現象である。エネルギー保存則から陽電子と電子 の運動エネルギーは

$$T_{e^{-}} + T_{e^{+}} = E_{\gamma} - (mc^2)_{e^{-}} - (mc^2)_{e^{+}} = E_{\gamma} - 1.022MeV$$
(3.4)

となる。。得られる運動エネルギーはガンマ線エネルギーから電子および陽電子の 静止質量を生成するのに必要なエネルギー 1.022MeV を引いた値になる。これよ り、ガンマ線エネルギーが 1.022MeV 以上でないと電子対生成は起こらない。得ら れた運動陽電子と電子のエネルギーは得られた運動エネルギーを 2 分して受け取 ると考えてよく

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022MeV)$$
(3.5)

となる。最初のガンマ線は電子対生成により消滅するが、これにより生成された 陽電子が停止する寸前に電子と結合して消滅し、2本の0.511MeV ガンマ線をお互 いに180°方向に放出する。



図 3.5: 電子対生成 [2]

3.3 物質中のガンマ線に対する相互作用確率

ガンマ線の物質との相互作用の確率は断面積として表される。各相互作用の 断面積は原子断面積としてバーン barn: $10^{-24}cm^2$ の単位でこれは $1cm^2$ あたり原子 1個が反応する確率である。しかし、実験的に観測されるのは物質レベルでの相互 作用の確率であるので、巨視的な断面積に変換する必要がある。この巨視的な断 面積は線減弱係数と呼ばれ、光電効果の断面積 τ 、コンプトン散乱の断面積 σ 、電 子対生成の断面積 κ とすると、各々の線減弱係数 ($1cm^3$ あたりの確率)

$$\mu_{photon} = \tau N \quad \mu_{compton} = \sigma N \quad \mu_{pair} = \kappa N \tag{3.6}$$

N は単位 $1cm^3$ に含まれる原子数であり、 $N = \rho N_A / A$ である。 N_A はアボガドロ係数、物質の密度 ρ 、物質の原子量 A である。3 つの相互作用のなかでどれかが起こる確率をもとめるときは

$$\mu(cm^{-1}) = \mu_{photon} + \mu_{compton} + \mu_{pair} \tag{3.7}$$

を用いる。また、物質単位質量あたりの確率で表すと減弱係数 μ_m は質量減弱係数 と呼ばれ

$$\mu_m(cm^2/g) = \mu/\rho \tag{3.8}$$

である。

厚さtの物質に垂直にガンマ線が入射する場合、相互作用せず透過する確率は

厚さ
$$t$$
を透過する確率 = $\exp(-\mu t)$ (3.9)

である。1 からこの確率を引けば当然相互作用を起こす確率となる。また、光電効果が起こる確率を求めたいときには (3.8) の式の μ を μ_{photon} とし 1-exp $(-\mu_{ph}t)$ と すればよい。CsI と InP の線減弱係数は [21] から用いた。



図 3.6: 鉛の質量減弱係数 [2]

3.3.1 相互作用と反応位置決定

まず始めは光電効果を起こすかどうか乱数を振って判断させる。光電効果が起きると、そこで遮蔽されたのでガンマ線を発生をする場所にもどる。起こらないと、次はコンプトン散乱が起こるか判断させ、起こる場合はどこで起こるか、また散乱角 θ から散乱ガンマ線のエネルギーを求める。反応する場所は $1/\mu$ が遮蔽体の厚さより十分小さい場合、相互作用する距離は $1/\mu$ で求められる。これは平均自由行程と呼ばれている。散乱角 θ を π から乱数を振ってしまうと立体角 $\sin\theta d\theta d\phi$ からわかるように $\sin\theta$ に比例するように選ばなくてはならない。 $\alpha = \cos\theta$ とおくと、両辺を θ で微分すると $d\alpha = -\sin\theta d\theta$ となり、立体角は

$$\sin\theta d\theta d\phi \quad \longrightarrow -d\alpha d\phi \tag{3.10}$$

と変数変換でき、αを-1から1に乱数を振りθ=arccosαより散乱角θを求める。 その散乱ガンマ線がまた相互作用するかどうか判断するため、また光電効果を起 こすかどうか判断させる。コンプトン散乱が起こらない場合は入射ガンマ線のエ ネルギーが1.022Mevよりも大きいかどうかを判断させ電子対生成が起こらないと 判断した場合、鉛を通過したことになる。鉛を透過してきたガンマ線を図に記す。



図 3.7: 鉛通過後のエネルギースペクトル

3.3.2 CsI シンチレータへの経路

鉛から出た位置から、通過してきたガンマ線の天頂角をコンプトン散乱した角度、方位角 ϕ を 0 から 2π にふる。このガンマ線が CsI シンチレータ (直径 80 、 長さ 65 の円柱)に入射するか判断するために、ガンマ線の直線は直線の式

$$\frac{x - x_0}{a} = \frac{y - y_0}{b} = \frac{z - z_0}{c} \tag{3.11}$$

で表される。 x_0,y_0,z_0 は鉛から出たガンマ線の位置を表し、a,b,cはx,y,z軸の方向 ベクトルであり、先ほどの θ, ϕ から

$$a = \cos\theta \tag{3.12}$$

$$b = \sin\theta\cos\phi \tag{3.13}$$

$$c = \sin\theta\sin\phi \tag{3.14}$$

である。このベクトルの式は6面のどこから出てくるかによって a,b,c の値が変わるので、そのことも考慮した。



図 3.8: CsIの座標系

ガンマ線が CsI を通ったということは、大きく分けて 2 つの方法で判断できる。 1 つは正の y 軸方向から見たとき、ガンマ線のの直線の式と円の方程式

$$x = \frac{z - z_0}{c} + x_0 \tag{3.15}$$

$$x^2 + z^2 = 16 (3.16)$$

この2つの方程式を連立する。xの2次式かzの2次式にし、判別式で解を持つか どうか判断する。解を持つ場合、CsIを通っている可能性があり、解がない場合は y軸に平行に入射していることになる。その場合、そのxとzを円の方程式に代入 し半径が16より小さければCsIを通っていることになる。先ほどの条件では解が



図 3.9: xz 座標

あっても y が CsI の範囲に入ってなければ通っているとはいえない。下図のよう にガンマ線が通る軌跡は 6 通りある。 と は CsI には通らず残りは通る。そこ で直線の式今わかっている z の値を代入した式

$$y = \frac{z - z_0}{c} + y_0 \tag{3.17}$$

から得た y は CsI を通っていれば- $5 \le y \le 1.5$ の範囲に必ず解がある。よって 2 つ の方法により CsI に入射したかどうか判断した。



図 3.10: yz 座標

3.4 CsIとの相互作用

同時計測のバックグラウンドは CsI でコンプトン散乱し、その散乱ガンマ線 がインジウムに入ってしまうことである。よってガンマ線と鉛との相互作用のよ うに、CsI も同じ手順で求めていかなければならない。CsI は Cs と I の化合物なの で線減弱係数を新たに求めなければならない。1.00MeV を例にとると、

$$Cs: \mu = 5.71 \times 10^{-2} cm^2/g \qquad \omega_1 = \frac{133}{256}$$
 (3.18)

$$I: \mu = 5.70 \times 10^{-2} cm^2/g \qquad \omega_2 = \frac{123}{256}$$
 (3.19)

ωは各々の原子量をその原子量の合計で割った値である。

$$\mu(CsI) = 0.0571 \times \omega_1 + 0.057 \times \omega_2 \tag{3.20}$$

$$= 0.0571$$
 (3.21)

100

CsIの密度は4.51*cm*²/g であるので

$$\mu(cm^{-1}) = 0.0571 \times 4.51 = 0.2575 \tag{3.22}$$

となる。確率計算は鉛の場合と同じだが、今回はコンプトン散乱したガンマ線が インジウムには入るか入らないかが問題となるのでガンマ線の方向が重要になる。 また散乱ガンマ線は複数コンプトン散乱する可能性があり、そのたびに CsI の見 かけの厚さが変わる。よって、CsIに入射したときその入射した点と透過していく と仮定される点との距離を厚さを見かけの厚さとして確率計算を行う。コンプト ン散乱をすると判断されると入射点にそれぞれの成分の方向ベクトルを掛け反応 位置を求める。、散乱角度と方位角 ϕ をもとめ座標変換を行う。座標変換からあら たに求められた方向ベクトルを用いて、もう一度 CsI に入射させる。そのとき得 られた入射点と出て行く点のうち、入射点は使わず出て行く点と先ほどもとめた 反応位置との距離を求め、散乱ガンマ線の見かけの厚さとする。散乱ガンマ線は 散乱される前よりもエネルギーが減少しているので光電効果しガンマ線が止まる 可能性が高くなる。インジウム・リンにカウントされる可能性があるのはコンプ トン散乱されたガンマ線が光電効果せず、コンプトン散乱されずに入ってくるガ ンマ線である。インジウム・リンにガンマ線が入ってきても、インジウム・リン と反応しなければカウントされない。インジウムの大きさは 3cm×3cm×300 µ m でありとても薄く、1MeVのガンマ線でも0.8%しか反応しない。もし反応すれば そこではじめてカウントとなる。

3.5 シミュレーションの解析

 5×10^{6} のガンマ線を発生させると、約2%の98724事象のガンマ線が通過して くる。そのうち、CsIに入射してくるのはその約3%の3118事象である。CsIの 中でコンプトン散乱して外に出て行くのが13%の401事象なり、InPには7事象 入ってくる。しかし、InPでは反応しないためカウントは0である。実際のガンマ 線が1日に到来してくるのは×10⁸のオーダーである。しかし、鉛の外からシミュ レーションを行うと時間がかかりすぎるので鉛の透過後からシミュレーションを 行った。透過後のガンマ線フラックスから確率的に発生させる。発生させる事象は ×10⁷であり、これは鉛の外から 5×10^{8} 事象のガンマ線を発生させたことになる。 また、角度をつけて入射させた場合と垂直入射の場合とでは垂直入射の方がCsIに 入射する数がわずかに多かったため、垂直入射を選択した。するとCsIに入射して くるのが334002事象であった。そのうちCsIでコンプトン散乱を起こしCsIから 出てくるの61665事象となり、InPに入射すのは1534事象となる。そのうちInP



図 3.11: InP に入射したガンマ線フラックス

で反応するのが25事象となった。神岡地下実験施設のガンマ線フラックスより、1 日にガンマ線が到来してくる数は約9×10⁸より45事象となる。しかし、この値は 電子対生成の影響を考えていない。電子対生成より生成された陽電子が電子と結 合して 0.511MeV のガンマ線を発生する。よって、CsI における電子対生成についてもシミュレーションを行った。CsI における電子対生成は 7916 事象であり、InP に入射してくるのは 457 事象、その中で反応するのは 4 事象となった。よって実際の数に当てはめると 1日 7 事象が InP で反応することになる。よって、電子対生成の影響を考えると 1日 52 事象となる。

第4章 考察と結論

制動輻射線は1日あたり約48事象であり、シミュレーションからするとバック グラウンドは52事象なのでS/Nは約1となった。またNは多く見積もっており、 またSは悪いほうに見積もっているので今のS/N = 1よりも悪くなることはない。 よって、設計した遮蔽体は十分機能するといえる。

関連図書

- [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] 日本アイソロープ協会「密封線源の基礎」
- [3] 川崎 雅祐 著「謎のニュートリノ」 丸善書店 1996
- [4] 佐藤哲也 学位論文 2004
- [5] 山内俊一 学位論文 2004
- [6] Atushi Takeda,Docter Thesis,Tokyo Univ,Dark Matter Search Experiment with NaF Bolometer,january 2003
- [7] 穂坂 純也 修士論文,東京大学大学院 液体キセノンを用いた暗黒物質探索
 実験におけるバックグラウンドの研究
 平成17年 1月
- [8] Michiko Nemoto, Master Thesis, Tokai Univ, スーパーカミオカンデにおける静 電捕集型超高感度ラドン検出器の校正 Feb.1998
- [9] 富永 洋/野口 正安 著放射線応用計測 基礎かあら応用まで 日刊工 業新聞社
- [10] http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/index.html
- [11] 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」
- [12] Super-kamiokande collaboration: Phys.Lett.B 539(2002)
- [13] SNO collaboration: Phys. Rev. Lett. 89(2002)
- [14] N.Haba and H.Murayama:Phys.Rev.D63
- [15] D.N.McKinsey and J.M.Doyle:astro-ph

- [16] R.E.Lanmou:Proc.Neutrino Telescopes, Venice, 1999, p. 139-146. R.E.Lanou, et al.:Phys.Rev.lett.58
- [17] Y.suzuki, et al.:hep-ph
- [18] H.Ejiri, et al.: Phys. Rev. lett. 85(2000)
- [19] R.S.Raghavan:Phys.Rev.lett.78(1997)
- [20] R.S.Raghavan:pp-Solar Neutrino Spectroscopy:Return of the Indium Detector
- [21] http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html