

電極を改良したInP検出器による  
シンチレーション光測定と  
液体Xeチェンバの制作

宮城教育大学  
中等教育教員課程  
理科教育専攻  
D9378 小畑 旭

2011年2月8日

## 概要

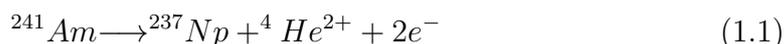
$^{115}\text{In}$  はニュートリノ捕獲エネルギー閾値が 128KeV と低く、ニュートリノを捕獲すると逆崩壊して  $^{115}\text{Sn}^*$  になり、励起状態にある  $^{115}\text{Sn}^*$  は半減期 3.26  $\mu\text{s}$  で 116keV、497keV の 2 本の線が放出し、基底状態に遷移する。そのため、pp/ $^7\text{Be}$  ニュートリノのように低エネルギーの太陽ニュートリノをリアルタイムで観測し、太陽内部をはじめとする恒星進化の解明を行うことができると期待されている。IPNOS (Indium Project on Neutrino Observation for Solar Interior) 実験では、InP 半導体検出器を用いて、ニュートリノを捕獲した  $^{115}\text{In}$  の崩壊による信号と、2 本の線による液体キセノンからのシンチレーション光のコインシデンスを取ることでバックグラウンドを区別し、pp ニュートリノの観測を目指している。本研究では、Au 電極を 100 nm まで薄くした InP 半導体を用いて  $^{241}\text{Am}$  の線による CsI 結晶からのシンチレーション光の検出実験を行った。その結果、電極の Au-Cr 膜の透過率が低かったものの、CsI によるシンチレーション光を検出することができた。そこで、Au-Cr の電極の厚みをそれぞれ 50 nm まで改良して波長 178nm における透過率を 40 % まで引き上げることができれば、液体キセノンによるシンチレーション光が検出可能になることが分かった。

# 目次

# 第1章 初めに

## 1.1 ニュートリノとは

不安定な原子核は、放射線を放出して安定な他の状態へと崩壊する。原子核の放射性崩壊には、 $\alpha$ 崩壊、 $\beta$ 崩壊、 $\gamma$ 崩壊の3種類があり、放出される放射線のエネルギーは崩壊前の状態と崩壊後の状態のエネルギー差に等しい。 $\beta$ 崩壊は、陽子2つと中性子2つからなるヘリウムの原子核を放出する崩壊過程で、崩壊後は原子番号が2つ、質量数が4つ下がる。例えば、 $^{241}\text{Am}$ は、



のように反応し、5.39MeV、5.44MeV、5.49MeVの $\gamma$ 線を放出する。このように、 $\gamma$ 線のエネルギーはいくつかの決まった値を取る。また、 $\beta$ 崩壊は、 $\beta$ 崩壊や崩壊の後、原子核が不安定になり放射線を放出する崩壊過程であり、そのエネルギーも一定である。よって、 $\beta$ 線のエネルギーも決まった値を取る。 $\beta$ 崩壊は原子核内の中性子が陽子と電子に分かれる反応で、原子番号が一つ増え、電子線が放出される。当時、 $\beta$ 崩壊は以下の式で表わされると考えられていた。



したがって、当時は $\beta$ 線のエネルギーも単一であると期待されていた。しかし、1924年、ジェームズ・チャドウィック (J.Chadwick) は $\beta$ 崩壊の際放出される電子のエネルギーが連続分布することを発見した。電子のエネルギーが連続スペクトルである場合、この反応の前後でエネルギー保存則が破れてしまう。さらに、量子力学によれば、全ての粒子は固有の角運動量を持ち、電子や陽子などのフェルミ粒子の角運動量は $\hbar/2\pi$ の半整数倍でなければならず、反応の前後で角運動量の総和は保存されなければならない。しかし、先の式では角運動量が保存していない。1930年、ヴォルフガング・エルンスト・パウリ (Wolfgang Ernst Pauli) はこの問題を解決するため、 $\beta$ 崩壊の式に新たな粒子を加えて、



と仮定した。この粒子は電荷保存則から中性で、スピンの大きさが $\hbar/2\pi$ の半整数倍である。この粒子をニュートリノという。 $\beta$ 崩壊は親核である原子核と、放出粒子である電子線とニュートリノの三体崩壊であるため、電子線のエネルギーが連続スペク

トルを持つ。エンリコ・フェルミ ( Enrico Fermi ) は 1934 年 崩壊の定式化を行い、フェルミ理論を構築した。ニュートリノの存在を初めて実験的に証明することに成功したのは、フレデリック・ライネス ( Frederick Reines とクライド・カワン ( C.L.Cowan ) ) である。彼らは 1956 年、原子炉の 崩壊で放射される反電子ニュートリノを、標的である二塩化カドミウムを溶かした水の陽子に当て、放射される中性子と陽電子を検出することに成功した。このことにより、ニュートリノの存在が証明された。このように、Pauli の予言からニュートリノが実験的に観測されるまで長い時間がかかった。これは、ニュートリノが弱い相互作用でしか反応せず、物質と反応させることが難しかったからである。また、厳密には上の式も正しくはなく、

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

となる。これは、反電子ニュートリノでないレプトン数が保存されないためである。ニュートリノはレプトンに属し、同じレプトンの  $e$ 、 $\mu$ 、 $\tau$  にそれぞれ 3 種類ずつ対応する  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の 3 種類が確認されている。標準理論において、ニュートリノの質量は 0 であるとして扱われているが、ニュートリノ振動といった質量がないと起こり得ない現象が確かめられており、ニュートリノには質量があるとされている。

## 1.2 太陽ニュートリノ

太陽のように自ら光輝く恒星は、膨大なエネルギーを放出し続けている。1920 年、アーサー・スタンレー・エディントン ( Sir.Arthur Stanley Eddington ) は恒星のエネルギー源が水素からヘリウムへの核融合によるものであるということを初めて示唆した。その後、ラルフ・アルファ ( Ralph Asher Alpher )、ハンス・アルブレヒト・ベーテ ( Hans Albrecht Bethe )、ジョージ・ガモフ ( George Gamow ) による

理論やスブラマニアン・チャンドラセカール ( Subrahmanyan Chandrasekhar )、カール・シュヴァルツシルト ( Karl Schwarzschild ) によって恒星進化論が完成した。恒星は水素を燃やしてヘリウムへと核融合させ、エネルギーを生み出している。この段階では陽子 4 つが融合してヘリウムとなり、電子ニュートリノが生み出される。

$$4p + 2e^- \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu_e + 26.7\text{MeV} \quad (1.5)$$

しかし、この式はいくつかの反応をまとめたものであり、実際は様々な反応過程が連鎖的に起きている。それらは pp 連鎖と呼ばれる反応過程と CNO サイクルと呼ばれる反応過程の 2 種類があり、太陽の場合、エネルギーの 98.5 % は pp 連鎖で発生し、残りの 1.5 % は CNO サイクルで発生する。pp 連鎖のうちの 99.75 % は初め、2 つの陽子が反応して重陽子となり陽電子と反電子ニュートリノが放出される pp 反応から始まる。残りの 0.25 % は陽子 2 つと電子 1 つが反応して重陽子と反電

子ニュートリノが放出される反応過程で、pep (ペップ) 反応と呼ばれる。pp 連鎖反応では、最終的に 5 種類のニュートリノが発生する。

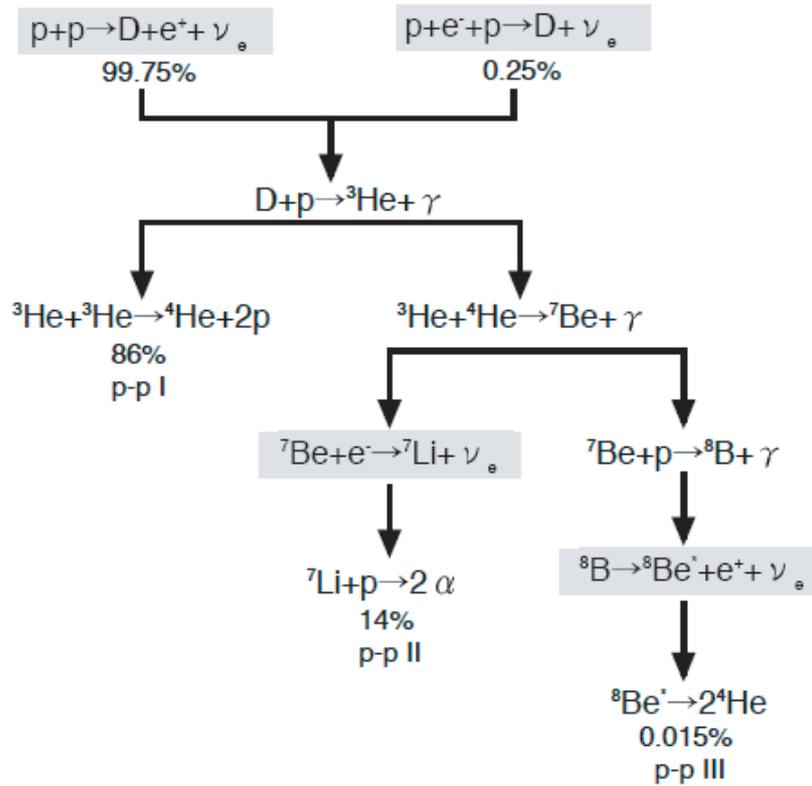


図 1.1: pp 連鎖

この反応で発生する 5 種類のニュートリノは、それぞれ以下のようなエネルギー、フラックスを持つ。

反応	最大 E (MeV)	平均 E (MeV)	フラックス (cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )
pp de <sup>+</sup> ν	0.420	0.265	5.91 × 10 <sup>10</sup>
pe <sup>-</sup> p dν	1.442	1.442	1.40 × 10 <sup>8</sup>
<sup>7</sup> Be e <sup>-</sup> <sup>7</sup> Li ν	0.862/0.384	0.862/0.384	5.15 × 10 <sup>9</sup>
<sup>8</sup> Be <sup>8</sup> Be* e <sup>+</sup> ν	14.02	6.710	6.62 × 10 <sup>6</sup>
<sup>3</sup> He p <sup>4</sup> He e <sup>+</sup> ν	18.77	9.62	1.21 × 10 <sup>3</sup>

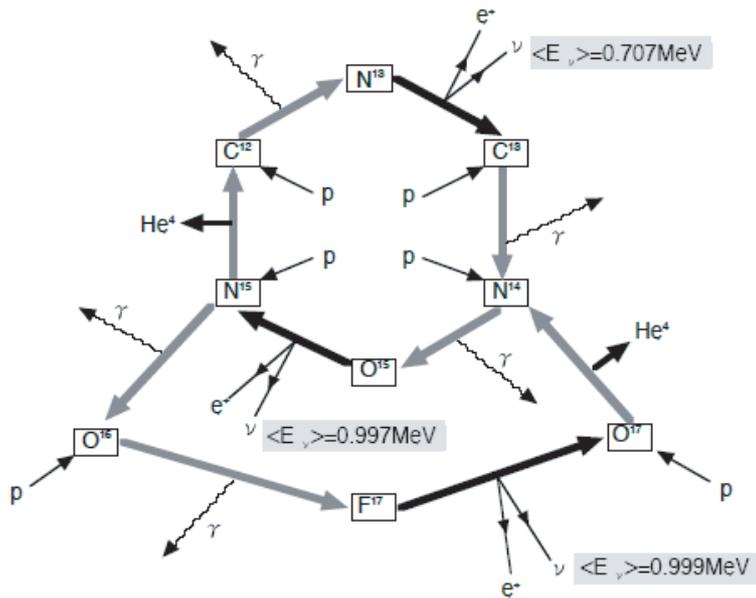


図 1.2: CNO サイクル

一方、太陽のエネルギーの 1.5 % は CNO サイクルで発生する。この過程は炭素、窒素、酸素が触媒としてはたらし、結果的に (1.4) 式の反応が起きる。

反応	最大 E ( MeV )	平均 E ( MeV )	フラックス ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	1.199	0.707	$6.18 \times 10^8$
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	1.732	0.997	$5.45 \times 10^8$
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu$	1.740	0.999	$6.48 \times 10^6$

太陽ニュートリノのエネルギーはどの過程で発生したかによって異なる。以下には、標準太陽モデルによる、各反応におけるエネルギーとフラックスの分布を示す。三体反応である pp 反応や hep 反応は連続スペクトルをもつが、放出粒子が一つしかない  $^7\text{Be}$  反応や pep 反応は線スペクトルをもつ。

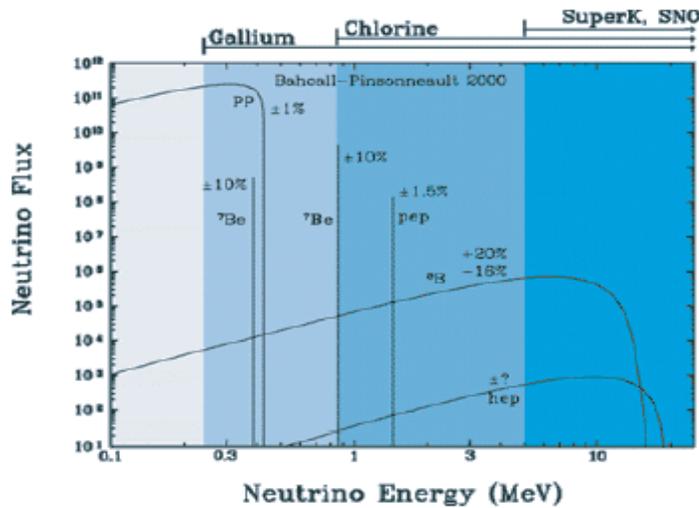


図 1.3: 太陽ニュートリノのエネルギー分布

太陽ニュートリノを観測する意義は、ニュートリノの透過性による、太陽内部の直接的な観測にある。太陽の中心付近にある放射層で発生した X 線や  $\gamma$  線のような放射線は、対流層と呼ばれる厚さ 20 万 km の層を散乱や吸収・再放出を繰り返しながら表面に向かってゆっくりと進んでいく。この過程で、太陽の中心付近で発生したエネルギーが表層に到達するまでは長い年月がかかり、100 万年かかるとさえ言われている。したがって、恒星の表面の光学的観測で内部の様子を確かめることは極めて難しいのである。そこで、太陽ニュートリノを観測手段として用いれば、太陽内部の核融合反応を実証し、恒星進化の解明の足がかりとなる。

## 1.3 太陽ニュートリノ実験

### 1.3.1 太陽ニュートリノ問題

太陽ニュートリノの観測を最初手がけたのはレイモンド・デイビス・ジュニア (Raymond Davis Jr) 達である。デイビス達は  $C_2Cl_4$  を太陽ニュートリノに晒し、 $^{37}Cl$  を太陽ニュートリノと反応させた。



この時の軌道電子捕獲反応で放出される X 線とオーグ電子の数をカウントすることで、捕獲したニュートリノの数がわかる。1970 年から 1994 年までの実験データでは、この崩壊の数は  $2.54 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{sys.})[\text{SNU}]$  であった。バコールとピンソノルトの標準太陽モデルの計算によれば、理論の予言する  $^{37}Cl$  の捕獲率は 9.3SNU であるので、太陽ニュートリノの数が理論による予測値の 1/3 にも満た

ない。この問題は太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。この問題の確認と新たな情報を得るため、別の太陽ニュートリノ観測実験が強く望まれた。1983年に、岐阜県吉城郡神岡町東茂住にある神岡鉱山の地下1,000mに3,000トンの超純水を用いた水チェレンコフ光検出器が完成し、 ${}^8B$ のニュートリノを観測した。その結果、

$$\phi = (2.80 \pm 0.19(stat.) \pm 0.33(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.7)$$

標準太陽模型の計算では  $\phi = 6.62 \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$  であるので、観測値は予想値の42%となり、やはり少なかった。他にも太陽ニュートリノの捕獲を試みたグループがあった。イタリアのGALLEXとロシアのSAGEでは、ガリウムと $\nu_e$ の反応である、



という反応を利用して太陽ニュートリノを捕獲しようと試みた。GALLEXの結果では、太陽ニュートリノのイベントは標準太陽模型の予言のおよそ50%程度であり、SAGEの結果も同様に太陽ニュートリノ捕獲数が足りないというものであった。このように、世界各地の実験で、標準太陽模型の予言する値よりも、太陽ニュートリノの数が少ないという結果となった。このことから、太陽の温度を下げるなどの標準太陽模型の補正や、実験の結果の正しさを疑うなど様々な理由が考えられたが、ニュートリノ振動という形で決着が着いた。

### 1.3.2 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ(以下SK)は地下1,000mに位置するニュートリノ検出器である。SKは直径39.3m、高さ41.4mの円筒型で、内水槽と外水槽の二層構造になっている。内水槽には32,000トンの超純水が蓄えられ、直径50cm、11,146本の光電子増倍管(Photomultiplier Tube)が内向きに取り付けられている。外水槽には、18,000トンの超純水が蓄えられ、直径20.3cmの1,885本の光電子増倍管が外向きに取り付けられている。SKのニュートリノ検出原理はカミオカンデと同じで、SKではニュートリノと電子の弾性散乱によるチェレンコフ光を光電子増倍管で検出し、 ${}^7Be$ 太陽ニュートリノを捕える。ニュートリノが電子や原子核に衝突すると、荷電粒子(電子)が高速で飛び出す。



入射するニュートリノは $\nu_e$ だけでなく、 $\nu_\mu$ や $\nu_\tau$ でも反応する。この際、飛び出した電子の速度は水中での光速を上回り、チェレンコフ光を放出する。このチェレンコフ光は粒子の進行方向に対し、ある角度 $\theta$ で放射される。水の屈折率を $n$ 、真空中での光速を $c[m/s]$ とすると、放射角 $\theta$ は、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.10)$$

で表わされる。ただし、 $\beta$  は光速に対する粒子の速度の比であり、

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (1.11)$$

である。水の屈折率  $n$  は 1.33 なので、 $\beta \sim 1$  のとき、チェレンコフ光の放射角はおよそ  $41^\circ$  になる。このチェレンコフ光が光電子増倍管に到達する時間や受光量から、チェレンコフ光の発生地点や電子の運動方向、飛び込んできた粒子のエネルギーを測定することができる。SK は 1996 年から 2001 年にかけて 1496 日分のデータを取り、約 22,400 個の太陽ニュートリノを観測した。

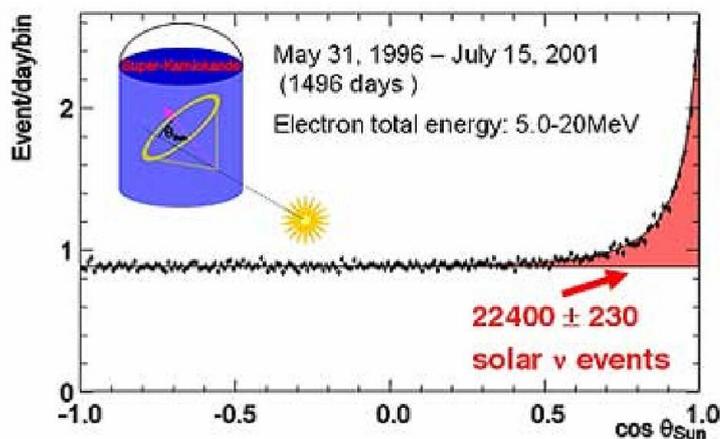


図 1.4: SK における太陽ニュートリノの観測データ

このデータにおける太陽ニュートリノ強度  $I$  は、

$$I = (2.35 \pm 0.02(stat.) \pm 0.08(sys.)) \times 10^6 / cm^2 / s \quad (1.12)$$

となり、これは太陽標準モデルの約 40.6 % に相当するが、やはり太陽から飛来する電子ニュートリノが少ないという結果になった。

### 1.3.3 SNO 実験

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) 実験は、カナダのサドバリー鉱山の地下 2,000m に位置し、重水 ( $D_2O$ ) 1,000 トンを用いたニュートリノ観測装置を使用している。内層であるアクリル容器の中に重水が貯められており、外層には 5,000 トンの軟水が貯められていて、そこに 9,438 本の光電子増倍管が取り付けられてい

る。検出原理はSKと同じように、光電子増倍管によりチェレンコフ光を捕えることでニュートリノを観測する。SNO実験では、以下の反応を利用している。荷電カレント(CC)反応である

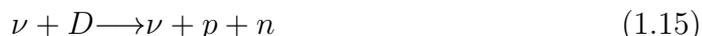


この反応は電子ニュートリノしか反応しない。  
電子の弾性散乱反応である



は、荷電・中性カレント双方で起こるが、 $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ の反応確率は1:0.15:0.15である。

中性カレント(NC)反応



は、中性カレントのみで起こり、反応確率は3種のニュートリノで違いはない。SNO実験は1999年から2001年までに306.4日分のデータを取り、上記の式の3つのプロセスに区別した結果、CC反応が1970イベント、NC反応が260イベント、電子の弾性散乱は580イベント得られた。それらの値を太陽強度に換算すると、

$$\phi(CC) = (1.76 + 0.06/ - 0.05(stat.) \pm 0.09(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.16)$$

$$\phi(NC) = 5.09 + 0.44/ - 0.43(stat.) + 0.46/ - 0.43(sys.) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.17)$$

$$\phi(\text{電子散乱}) = (2.39 + 0.24/ - 0.23(stat.) \pm 0.12(sys.) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.18)$$

という値が得られたことになる。バコールの計算によれば、

$$= (5.05 + 0.44/ - 0.43 + 0.46/0.43) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.19)$$

であるので、3種のニュートリノを捕獲できるNC反応の値とよく一致している。

### 1.3.4 太陽ニュートリノ

太陽ニュートリノ問題は、2001年6月にSKの1,258日分のデータとSNOからの最初のCC反応の結果を比較することで解決した。SKが電子散乱で測定した太陽ニュートリノ強度は、SNOのCC反応によって測定した強度に比べて34%ほど大きかった。CC反応は $\nu_e$ しか捕えることができないが、電子散乱では $\nu_\mu$ や $\nu_\tau$ も検出できる。そのため、SKの電子散乱による測定結果が大きかったのは、 $\nu_e$ がニュートリノ振動によって $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ に変化したからではないかと考えられる。さらに、2002年、SNOのNC反応による測定結果は $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ の全ニュートリノの強度は、バコールの計算値とよく一致した。NC反応による測定結果が、CC反応や電子散乱に比べて大きくなったことは、ニュートリノ振動により $\nu_e$ が $\nu_\mu$ や $\nu_\tau$ に

変化したことを示している。このことから、太陽ニュートリノ問題はニュートリノ振動によって解決された。SK 及び SNO のエネルギー分布等の情報から  $\nu_e$   $\nu_\mu$  への振動パラメータとして、

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.6 - 0.9 \quad (1.20)$$

$$\Delta m_{12}^2 = (3 - 20) \times 10^{-5} eV^2 \quad (1.21)$$

である。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \quad (1.22)$$

で与えられる。ただし、 $\theta_{12}$ 、 $\Delta m_{12}^2$  はそれぞれ第 1、第 2 世代間の混合角、質量差の 2 乗を表す。L、E はニュートリノの飛行距離とエネルギーである。混合角  $\theta_{12}$  の実験的に得られる値の範囲は 27-37 °となっている。尤もらしいとされている LMA 解では、 $\Delta m_{12}^2$  よりも、混合角  $\theta_{12}$  に強く依存していることが分かる。エネルギーの低い領域では、 $\nu_e$  存在確率が高く、解の形が混合角  $\theta_{12}$  に大きく依存している。この  $\theta_{12}$  を精密に決定するには、pp ニュートリノや  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのフラックスやエネルギー分布を精密に測定することが求められている。

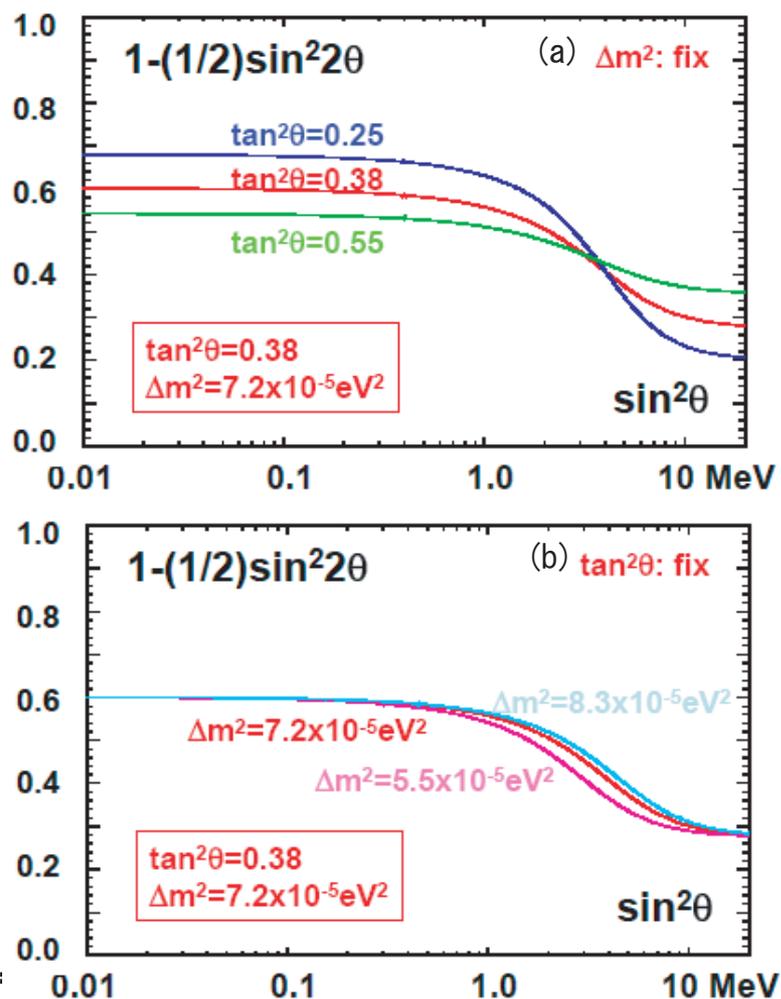


図 1.5: LMA 解によるニュートリノ振動の確率

### 1.3.5 KamLAND 実験

KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、SK と同じ神岡鉱山の地下 1,000m に位置するニュートリノ観測装置である。KamLAND 実験では、1,000 トンの液体の有機シンチレータによるシンチレーション光を光電子増倍管で検出し、反ニュートリノを観測する。利用する反応は、ライネスとカワンの実験同様、逆崩壊である。反電子ニュートリノがターゲットである陽子と反応し、陽電子と中性子が放出される。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.23)$$

平均  $200 \mu\text{s}$  で、この中性子は陽子によって捕獲され、 $2.2 \text{MeV}$  の線を放出する。

$$n + p \rightarrow D + \gamma \quad (1.24)$$

陽電子による先発シンチレーションと中性子捕獲反応による後発シンチレーションの遅延同時計数によって、反電子ニュートリノによる逆反応を検知する。KamLANDは2002年から2004年にかけて、柏崎や敦賀にある原子力発電所で生成される反電子ニュートリノの検出実験を行い、515.1日分のデータを取得し、258イベントを観測した。

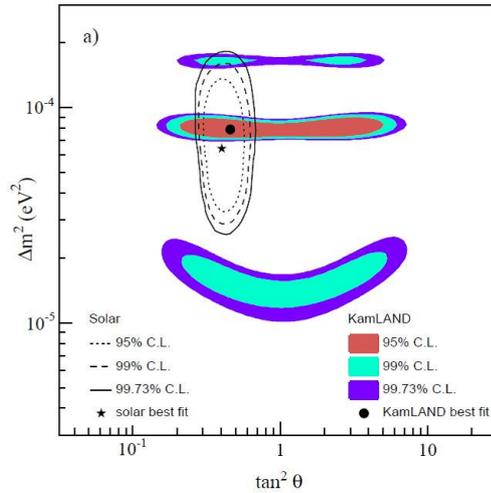


図 1.6: KamLAND における  $\nu_e$  の消失

原子炉反電子ニュートリノ事象の予想イベント数は  $365.2 \pm 23.7$  であり、これらの数値とバックグラウンドの混入量から、反電子ニュートリノのイベント数は予想値の 65% となる。KamLAND 実験では、99.998% の信頼度で反電子ニュートリノの消失が検出された。

## 1.4 ニュートリノ振動

### 1.4.1 ニュートリノ振動とは

標準理論では、3種類のニュートリノの質量は0であるとして扱われているが、実際のニュートリノは質量を持つことが明らかになった。それは、SKが大気ニュートリノ観測において、ニュートリノ振動を証明したことによって初めて示された。ニュートリノは弱い相互作用の固有状態としてつくられるが、それぞれのニュートリノに質量がある場合、これは決まった質量を持つ状態ではなく、質量の固有

状態の混合状態となる。本来、ニュートリノは3世代あるが、まず  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の間の振動を考える。弱い相互作用の固有状態を  $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle$  とし、その質量の固有状態を  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  とすると、次のようになる。

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (1.25)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (1.26)$$

ここで、 $\theta$  は混合角である。最初に  $|\nu_e\rangle$  であったとすると、ニュートリノの状態の時間的変化は、シュレディンガー方程式で表わされ、

$$i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_e(t)\rangle = E |\nu_e(t)\rangle \quad (1.27)$$

ここで  $E$  はニュートリノのエネルギーである。これを解くと、

$$|\nu_e(t)\rangle = \exp(-iEt) |\nu_e(t)\rangle \quad (1.28)$$

となる。ただし、

$$E_{\nu_1} = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} \approx p_1 + \frac{m_1^2}{2p} \quad (1.29)$$

$$E_{\nu_2} = \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \approx p_2 + \frac{m_2^2}{2p} \quad (1.30)$$

であり、 $p_1, p_2, m_1, m_2$  はそれぞれ、 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  に対する運動量と質量を表し、 $p \gg m$  とした。このことから、ニュートリノ振動の確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = |\sin\theta \cos\theta (1 - e^{-i(E_1 - E_2)t})|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} L \quad (1.31)$$

となる。ここで  $L$  は距離であり、 $\Delta m^2$  は質量二乗差である。この式は、 $\nu_e$  が混合角  $\theta$  と質量二乗差、距離  $L$  に依存する確率で、 $\nu_\mu$  へと振動する可能性があることを示している。すなわち、混合角が0でなく、質量差がある場合、ニュートリノ振動が発生する。ただし、この式は真空中の式であり、物質中では、物質との相互作用がある。物質中では、相互作用により、ハミルトニアンが

$$H_{ee} \longrightarrow H_{ee} + \Delta m + \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.32)$$

のように表わされる。この質量固有値を解くと、

$$\Delta m^2 \approx \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \Delta m + \sqrt{2}G_F n_e \mp \sqrt{\left(\frac{\Delta m^2}{2} \cos 2\theta_{12}\right) - \sqrt{2}G_F n_e} + \left(\frac{\Delta m^2}{2} \sin 2\theta_{12}\right) \quad (1.33)$$

となる。ここで、 $n_e$  は電子密度である。今回は  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の間の振動について考えたが、ニュートリノは3世代あるので、 $\nu_\mu$  と  $\nu_\tau$ 、 $\nu_e$  と  $\nu_\tau$  を含めて3つのニュートリノ振動が存在する。3種類のニュートリノがあるとき、その固有質量の混合は、MNS 行列 (牧-中川-坂田行列) で表わされる。

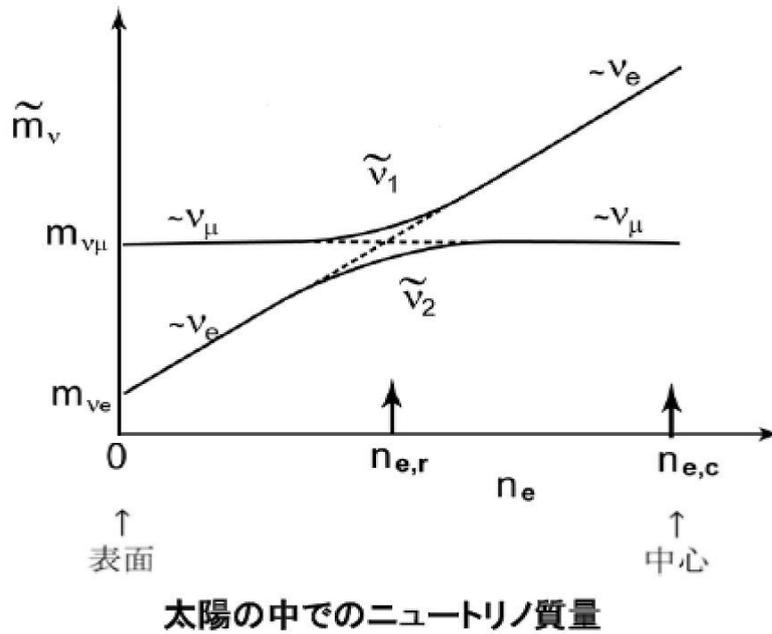


図 1.7: 太陽中でのニュートリノ振動

### 1.4.2 大気ニュートリノ

宇宙から飛来する陽子や原子核が大気中の酸素原子や窒素原子と相互作用すると、中間子やK中間子が生成される。中間子は不安定であり、大気中を走った後、電子と $\nu_\mu$ 、 $\nu_e$ に崩壊する。K中間子も同様である。これらの二つのニュートリノを大気ニュートリノという。カミオカンデやSKで陽子崩壊の探索を行う上で、大気ニュートリノはバックグラウンド源となる。SKでは、そのバックグラウンドを除去するため、 $\nu_\mu$ と $\nu_e$ を区別を行うプログラムが開発され、KEK（高エネルギー加速器研究機構）からのニュートリノビームテスト（K2K実験）でその識別能力が証明された。SKでは、大気ニュートリノは1GeV以下で $\nu_\mu$ と $\nu_e$ の比が2:1、1GeV以上では各ニュートリノのフラックスが上下対称性を示すはずであった。SKは15,000イベントの大気ニュートリノを解析し、 $\nu_e$ の角分布や期待数とともに予想通りとなったが、高エネルギー側での $\nu_\mu$ の天頂角分布が、上向きが下向きのちょうど半分になっていることがわかった。SKの解析により、大気ニュートリノ異常が $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ と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。ニュートリノ振動の確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \quad (1.34)$$

で与えられる。ただし、 $\theta_{23}$ 、 $\Delta m_{23}^2$  はそれぞれ第 1、第 2 世代間のニュートリノ振動と同様、第 2 世代と第 3 世代間の混合角、質量差の 2 乗を表す。L、E はニュートリノの飛行距離とエネルギーである。大気ニュートリノのエネルギーで平均すると、振動確率 P は

$$P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}) = \frac{\sin^2(2\theta_{23})}{2} \quad (1.35)$$

となる。下向きの大気ニュートリノは上空 20km で発生し、上向きのニュートリノは地球の裏側約 10,000km 遠方で発生する。SK の結果から、上向き ÷ 下向きの比が 1/2 ということは、混合角  $\sin^2\theta_{23}$  が最大値の 1 を取るということになる。もうひとつのパラメータである  $\Delta m_{23}^2$  は天頂角分布でニュートリノ振動の効果が効き始める角度から決定することができ、結果は、

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.92 - 1.0 \quad (1.36)$$

$$\Delta m_{23}^2 = (1.6 - 3.9) \times 10^{-3} eV^2 \quad (1.37)$$

である。

SK は大気ニュートリノの観測から、世界で初めて標準理論を超えた証拠を発見した。

### 1.4.3 T2K 実験

3 世代のニュートリノ振動のうち、K2K ( KEK to Kamioka ) 実験と SK による大気ニュートリノ観測で  $\sin^2 2\theta_{23}$  と  $\Delta m_{23}^2$  が、SNO と SK によって  $\sin^2 2\theta_{12}$  と  $\Delta m_{12}^2$  の値が測定された。したがって、これらの精密な測定と、未知の混合角  $\theta_{13}$  の測定が求められている。T2K(Tokai to Kamioka) 実験では、大強度陽子加速器施設、J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) からのニュートリノビームを、295km 離れた SK へと打ち込み、人工ニュートリノを検出する。人工ニュートリノはエネルギーやフラックス、SK に到達する時刻が分かっているため、 $\sin^2 2\theta_{23}$  と  $\Delta m_{23}^2$  を精度良く求めることができる。さらに、T2K では未発見の  $\nu_{\mu}$  から  $\nu_e$  へのニュートリノ振動を発見し、 $\theta_{13}$  を求めることができると期待されている。

## 1.5 インジウムを用いた太陽ニュートリノ観測

### 1.5.1 目的

太陽ニュートリノを観測することで、標準太陽模型 (SSM) による太陽内部の核融合反応を証明することができ、恒星進化の解明に繋がる。SK や SNO 実験で観測しているニュートリノは、標準太陽模型から予想されるニュートリノフラックスの 0.01 % しかない  ${}^8B$  ニュートリノである。 ${}^{115}In$  を用いることで、今まで観測す

ることのできなかつた pp ニュートリノや  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノといった低エネルギーのニュートリノを検出できると期待されている。pp ニュートリノや  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノを検出し、LMA 解における  $\theta_{12}$  を今わかっている  $27\text{-}37^\circ$  よりも精密に測定できると考えられる。そのため、低いエネルギーのニュートリノ検出器として  ${}^{115}\text{In}$  を使った検出器を考えた。

### 1.5.2 検出原理

1976 年、ラガバン (R.Raghavan) によってインジウムを用いたニュートリノ検出器が提唱された。インジウムには  ${}^{113}\text{In}$  と  ${}^{115}\text{In}$  があり、その存在値は、それぞれ 4.3 %、95.7 % である。自然界の大部分のインジウムを占める  ${}^{115}\text{In}$  は、ニュートリノを捕獲すると逆崩壊する。



この反応で生成された  ${}^{115}\text{Sn}$  は励起状態にあり、半減期  $3.26 \mu\text{s}$  で  $116\text{KeV}$ 、 $498\text{KeV}$  の線を放出し、基底状態に落ちる。



$116\text{KeV}$  の線の約 50 % は内部転換し、 $90\text{KeV}$  の電子と特性 X 線を放出する。

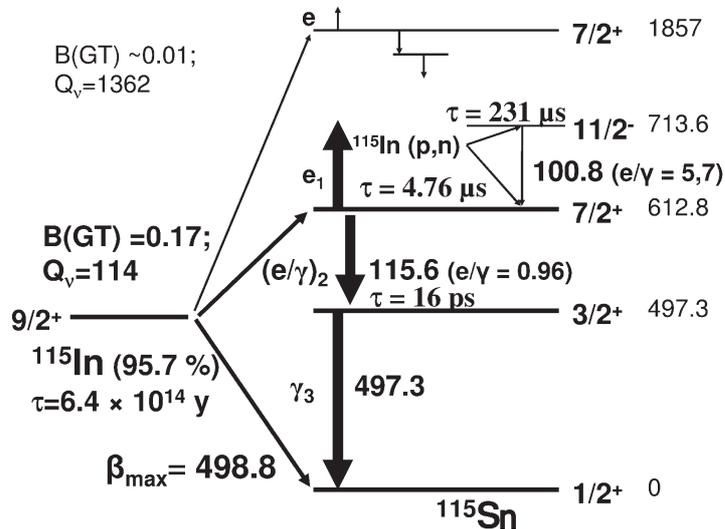


図 1.8:  ${}^{115}\text{In}$  のニュートリノ捕獲による崩壊分岐

インジウムを用いたニュートリノ捕獲反応の特徴は、ニュートリノ捕獲に必要なエネルギー閾値が 128KeV と低いことである。このことは、pp 連鎖の  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのようにエネルギーの低いニュートリノを検出できることを意味する。入射ニュートリノのエネルギーと放出される電子のエネルギーは

$$E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{KeV} \quad (1.40)$$

という関係にある。ここで、 $E_{\nu_e}$ 、 $E_{e^-}$  は電子ニュートリノ、放出される電子のエネルギーである。放出される電子のエネルギーを測定できれば、捕獲したニュートリノのエネルギーを求めることができる。 ${}^{115}\text{In}$  は 116keV と 498keV の線を放出するため、ニュートリノ捕獲とバックグラウンドを区別する強力な特徴となる。ただし、 ${}^{115}\text{In}$  は半減期  $6.4 \times 10^{14}$  年で崩壊し、制動放射線を放出するため、ニュートリノの信号と見誤る可能性がある。

### 1.5.3 InP 半導体検出器

半導体検出器の検出原理は、半導体内部に放射線が入射すると光電効果やコンプトン散乱によって電子が弾き飛ばされる。この電子は検出器内でエネルギーを損失しながら、電子正孔対を生成する。電子は陽極へ、正孔は陰極へと移動するので、これを電気信号として取り出す。電子正孔の電荷はドリフト長 ( $L_d$ ) に従って収集される。

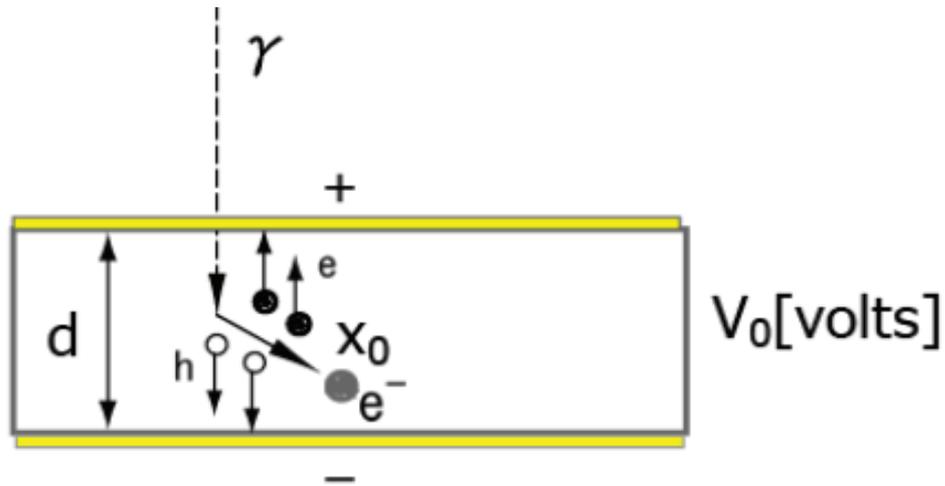


図 1.9: 半導体検出器の電荷収集原理  $d$  : SiInP 検出器の厚さ、 $x_0$  : 電子の飛程

このドリフト長はキャリアーの移動度  $\mu$  [ $m^2V^{-1}s^{-1}$ ] と寿命  $\tau$  [s]、電場  $V_0/d$  [ $Vm^{-1}$ ] に比例し、

$$L_d = \mu\tau \frac{V_0}{d} \quad (1.41)$$

で表わされる。

開発に成功した常温型 SiInP 放射線検出器はキャリアー生成に必要なエネルギーが 0.4eV と低いが、ドリフト長が 200  $\mu m$  程度と短く、有効領域が検出器全体に広がっていないため、電荷収集率が 50 % 程度にとどまっている。キャリアーのドリフト長を延ばすためには、高電圧を印加することや検出器の厚みを小さくすることが必要である。

なお、半導体の暗電流は、

$$I = T^{2/3} \exp\left(\frac{-E_g}{2K_B T}\right) \quad (1.42)$$

で表わされる。ここで  $T$  [K] は素子の温度、 $E_g$  [J] はバンドギャップ、 $K_B$  [ $m^2kgs^{-2}K^{-1}$ ] はボルツマン定数である。半導体の暗電流はノイズとなるため、冷却することで暗電流を低減させる必要がある。

半導体検出器の特徴は、他の検出器と比べてエネルギー分解能が良く、エネルギーの識別に適している。

InP 半導体はゲルマニウム半導体に近い性質を持ち、常温でのバンドギャップは 1.29eV であり、シリコン半導体のバンドギャップである 1.12eV に近い。また、一般的な半導体の PN 接合とは異なり、電極をオーミック接合するだけで放射線検出器となる。これは、InP 基板自身の抵抗率が  $10^7 \text{ cm}$  もあることによる。

## 1.5.4 IPNOS 実験

### 目的

IPNOS(Indium Project on Neutrino Observation for Solar Interior)phase-1 実験では、1mm × 1mm の InP 検出器を 5 × 5 個基板上に並べ、その周りをシンチレータを配置した構造で行う。バコールによれば、 $^{115}\text{In}$  は pp ニュートリノに対して 468SNU、 $^7\text{Be}$  に対して 116SNU であるから、4 トンの In があれば pp ニュートリノ及び  $^7\text{Be}$  は、一日で

$$\frac{0.957 \times 4 \times 10^6}{115} \times 6.02^{23} \times 86400 \times (468 + 116) \times 10^{-36} \approx 1.0 \quad (1.43)$$

すなわち、1.0 個観測できる。この実験では、In をおよそ 4 トン用いて、およそ 2 年 ~ 3 年で 1000 イベントの pp/ $^7\text{Be}$  ニュートリノを観測し、 $\theta_{12}$  を 30-34 ° という精度まで測定することを目的としている。

### IPNOSphase-1 実験

IPNOSphase-1 実験では、30cm × 30cm × 30cm の液体キセノン 100kg の中に InP 検出器 5kg を格子状に配置して並列に電圧を印加し、信号をまとめて取りだす多素子型検出器の構造を考えている。液体キセノンはシンチレータとしてだけでなく、冷却材としても利用する。一つの部屋の大きさは 5cm × 5cm × 5cm で、InP 検出器は 6 面あり、約 15g 含まれる。phase-1 実験では、この装置を長時間動かし、 $^{115}\text{In}$  の自然崩壊や外からの線のバックグラウンドの評価を行う。IPNOS 実験では、液体キセノンによるシンチレーション光と、 $^{115}\text{Sn}^*$  による 116keV、497keV の線、逆反応による電子の同時計数を取りニュートリノの観測を行う。液体キセノンを利用する利点は多くある。まず、1MeV あたりの発光量が 42000photon と多いということである。発光量が多ければ、シンチレーション光を検出しやすいという利点がある。次に、減衰時間が 45ns と短いことが挙げられる。減衰時間が短ければ、応答が早くなり、計数率が良くなるという特徴がある。さらに、液体キセノン自身の密度が大きく、反応性が良いことも挙げられる。その他にも、液体キセノンの特徴としては、液体キセノン自身の放電が非常に少ないことが挙げられる。また、IPNOS 実験では InP 半導体を冷却する必要があるが、液体キセノンの温度は 161.4K ~ 165.1K であるため、液体キセノンと InP 素子を同時に冷却することができる。IPNOSphase-1 実験の構造と、液体キセノンの特性を以下に示す。

特性	
原子番号	54
質量数	131.29
発光量	42,000[photon]
波長	178[nm]
密度	2.96g/cm <sup>3</sup>
減衰時間	45ns

図 1.10: 液体キセノンの特性

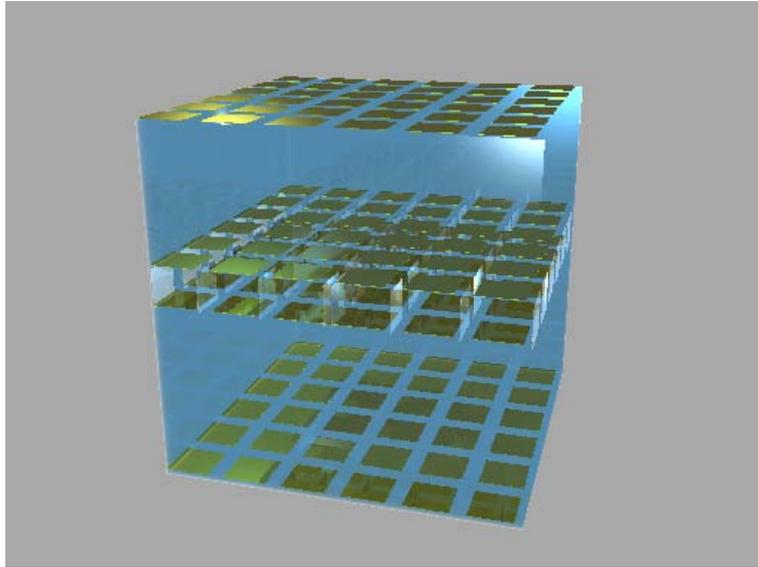


図 1.11: IPNOSphase-1 実験の検出器

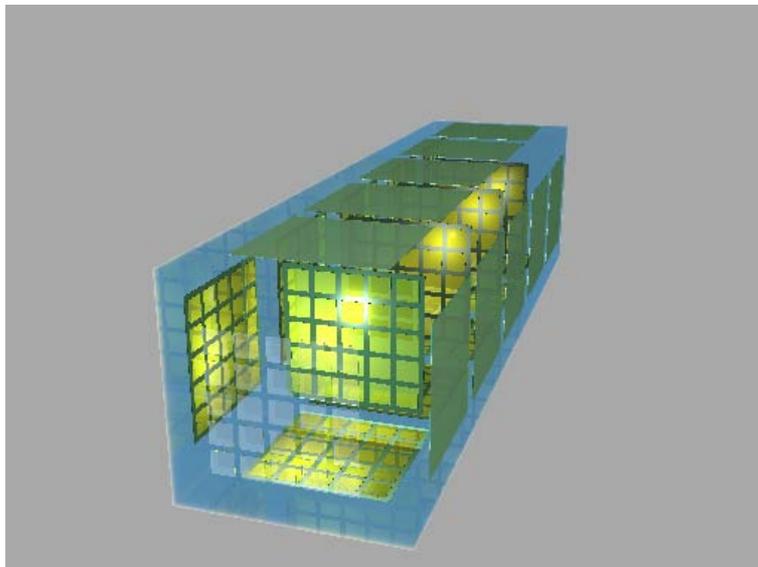


図 1.12: IPNOSphase-1 実験の検出器 (1-MODULE)

## 第2章 シンチレーション光の測定

### 2.1 目的

IPNOS 実験では InP 検出器を用いてニュートリノ観測を行う。InP 半導体はニュートリノを捕獲すると逆崩壊し、励起状態である  $^{115}\text{Sn}^*$  となる。 $^{115}\text{Sn}^*$  は 116keV、497keV の 2 本の線を放出し、基底状態へと遷移する。液体キセノンはその線と反応してシンチレーション光を放出する。InP 半導体はそのシンチレーション光を検出する。したがって、InP 半導体基板は、ターゲットとしてだけでなく、液体キセノンのシンチレーション光のような小さな光を検出するフォトダイオードとしても機能する必要がある。そこで、本研究ではエネルギーの高い  $^{241}\text{Am}$  からの線を CsI 結晶に照射し、CsI からのシンチレーション光の検出実験を行った。

### 2.2 使用する InP 基板

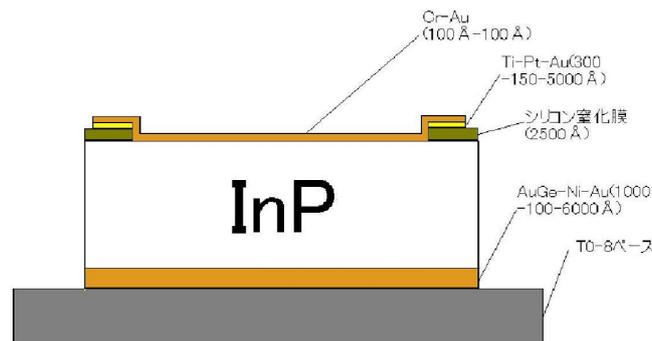


図 2.1: InP 基板

Au-Cr 電極の厚さをそれぞれ 100 nm にした素子 No.801 型及び、No.802 型を用いて測定を行った。No.801 型と No.802 型は 6mm × 6mm × 0.2mm のチップ構

造をしている。

また、下の図は電極部分と開口部分をメッシュ型構造にした基板である。今回は開口率 50 % である No.115 を用いた。

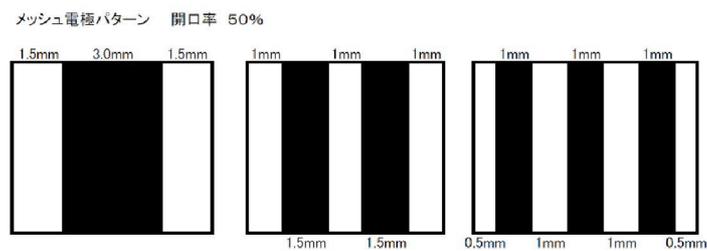


図 2.2: メッシュ型電極

メッシュ型 InP 基板では、入射したシンチレーション光のうち 50 % がそのまま InP 素子に入射し、残りの 50 % が透過率で減少すると考えられるため、新たに開発したメッシュ電極を用いて測定を行った。

## 2.3 InP 半導体の 線検出器としての性能評価

まず、線検出器としてのInP 基盤 No.801 型と No.802 型の性能評価を行った。用いた線源とそのエネルギーは  $^{241}\text{Am}$  の 60KeV、 $^{57}\text{Co}$  の 122KeV と 137KeV、 $^{133}\text{Ba}$  の 81KeV と 356KeV である。InP 半導体検出器を真空チェンバに取り付け、InP 検出器をドライアイスで冷却し、窓をブラックシートで遮光し、各線源による放射線を外から当てて 300 秒間測定した。

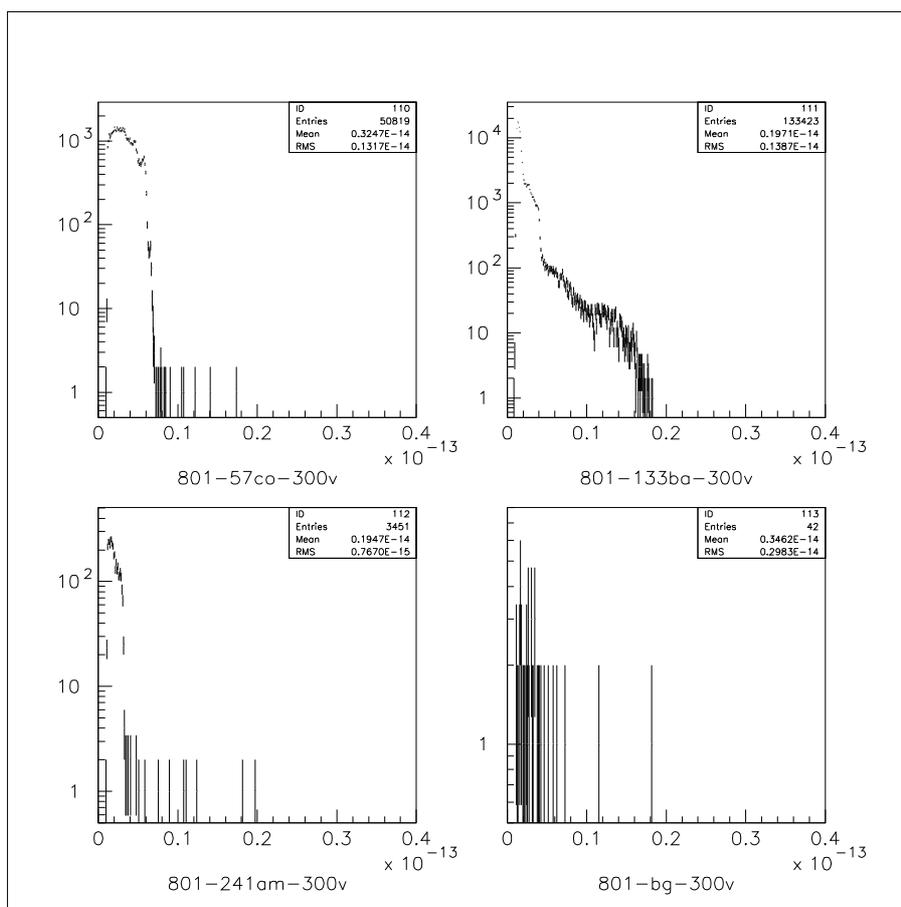


図 2.3: No.801 による 線のスペクトル測定

グラフの縦軸はイベント数、横軸は電荷 [C] を表わしている。電荷 [C] とエネルギー [keV] の相関関係は、以下の式で表わされる。

$$E[\text{keV}] = Q[\text{C}] \times \frac{3.5[\text{eV}/\text{個}]}{(1.602 \times 10^{19}[\text{C}/\text{個}])} \times \frac{1}{1000} \quad (2.1)$$

ここで、 $E[\text{keV}]$  は測定値のエネルギー、 $Q[\text{C}]$  は電荷、 $3.5[\text{eV}/\text{個}]$  InP における電子正孔対生成エネルギー、 $1.602 \times 10^{-19}[\text{C}/\text{個}]$  は電荷素量である。

同様に、 $6\text{mm} \times 6\text{mm} \times 0.2\text{mm}$  の No.301 型を用いて測定した場合、以下のよ

うな結果になった。

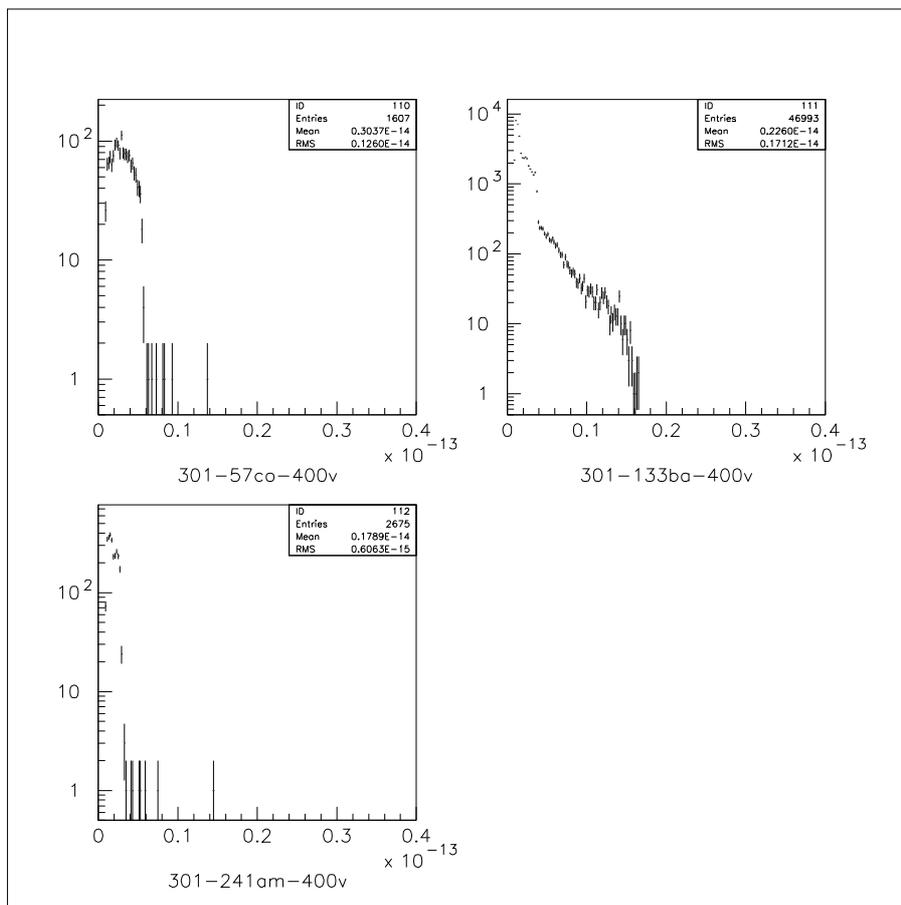


図 2.4: No.301 による 線のスペクトル測定

No.301 型と No.801 型の結果は良く似た形となった。No.801 型は Au-Cr の電極がそれぞれ 100 と非常に薄い。この結果から、No.801 型は各線源の 線のピークが検出できており、InP 素子 No.801 型は 線検出器として十分に機能していることが分かった。

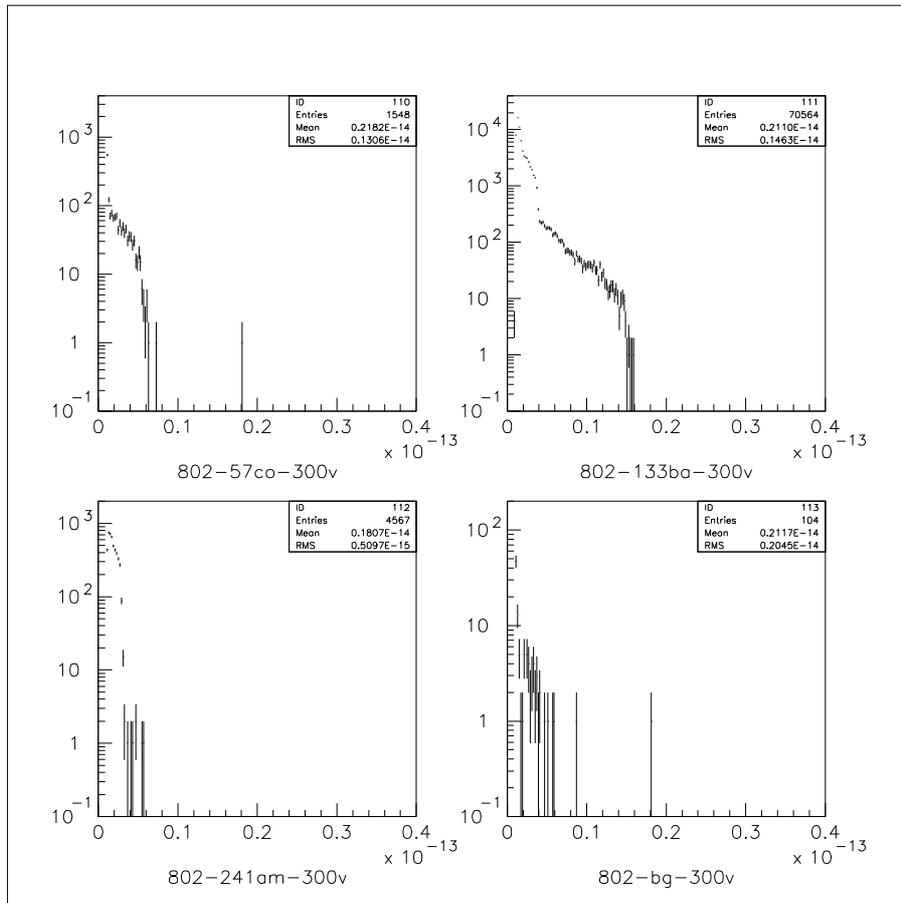


図 2.5: No.802 による 線のスペクトル測定

同様に No.802 型の測定結果である。No.802 型は、No.301 や No.801 型に比べると分解能は少し劣るものの、線検出器として機能していることが分かった。

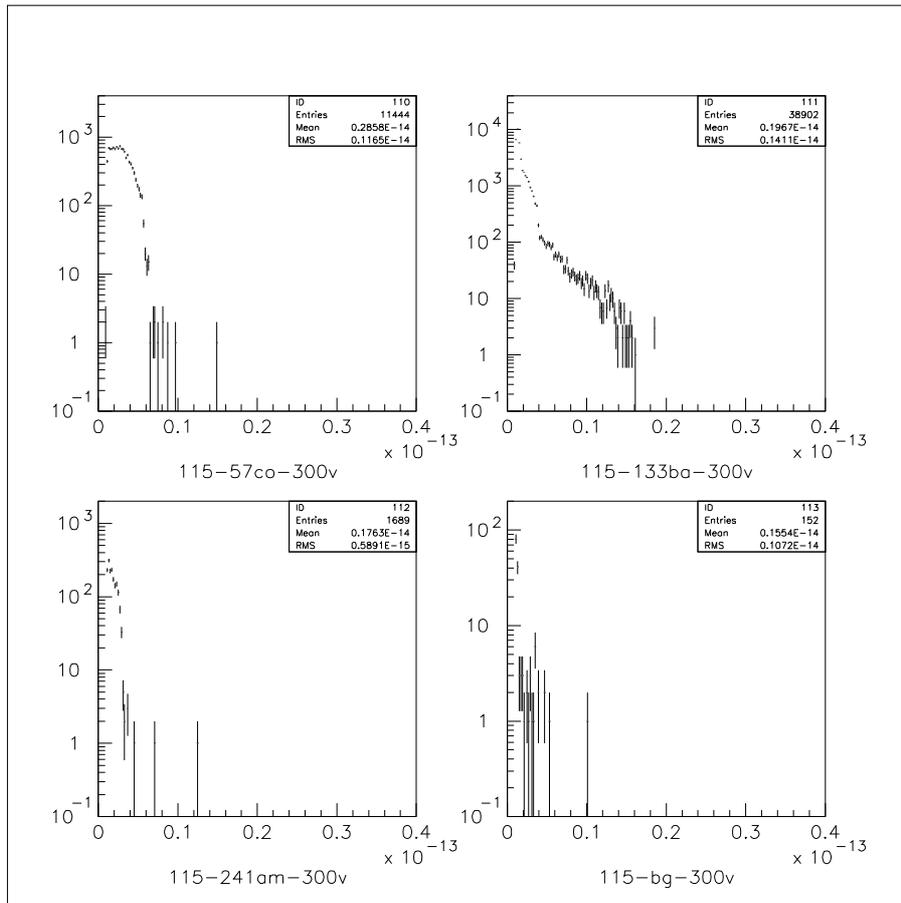


図 2.6: No.115 による 線のスペクトル測定

同様に No.115 型の測定結果である。No.115 型の測定結果は、802 型と比較するとイベントの数が  $2/3$  ~ 半分程度に少なくなっていることが分かる。これは、開口部分に電場が印加されず、不感領域ができたためであると考えられる。

## 2.4 InP 検出器によるシンチレーション光の検出

### 2.4.1 使用するシンチレータ

10mm × 10mm × 3mm の CsI 結晶を用いてシンチレーション光の検出を行った。

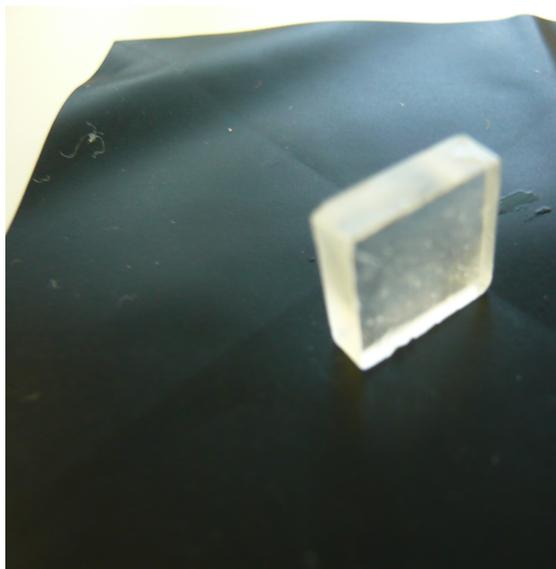


図 2.7: CsI 結晶

密度	4.51[g/cm]
融点	621[ ]
屈折率	1.79
発光波長	560[nm]
発光減衰時間	1300[ns]
放射長	1.86[cm]
発光量	22,000[photon/MeV]

CsI 結晶を用いた理由は、発行量が他の結晶に比べて多いということと、発光波長が 550nm と長く、基板を覆っている Au-Cr 電極を透過しやすいということが挙げられる。

## 2.4.2 シリコン半導体によるシンチレーション光の観測

IPNOS 実験では、InP 基盤は光検出器として機能しなくてはならない。本研究では、CsI 結晶の発光を確かめるためエネルギーが 5.4MeV と高い  $^{241}\text{Am}$  の線を CsI 結晶に当て、そのシンチレーション光をシリコン半導体を用いて測定した。バイアスは 150V で、300 秒測定した。CsI は線源側と検出器側以外の部分をアルミナイズドマイラで巻き、立体角を増やした。以下にはロジックを示す。

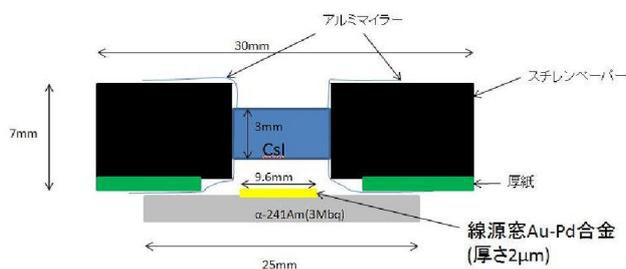


図 2.8: 線源と CsI 結晶の様子

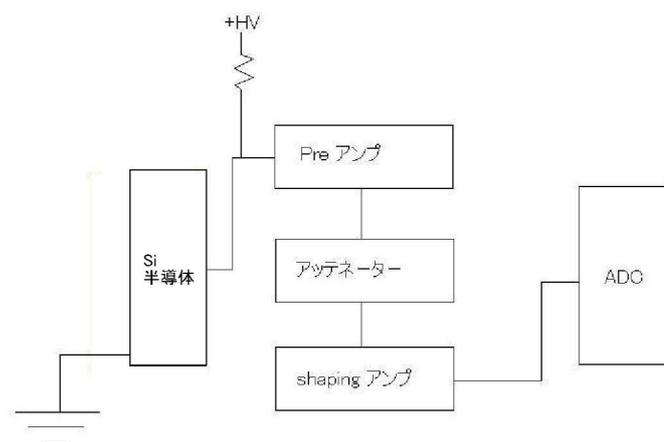


図 2.9: ロジック

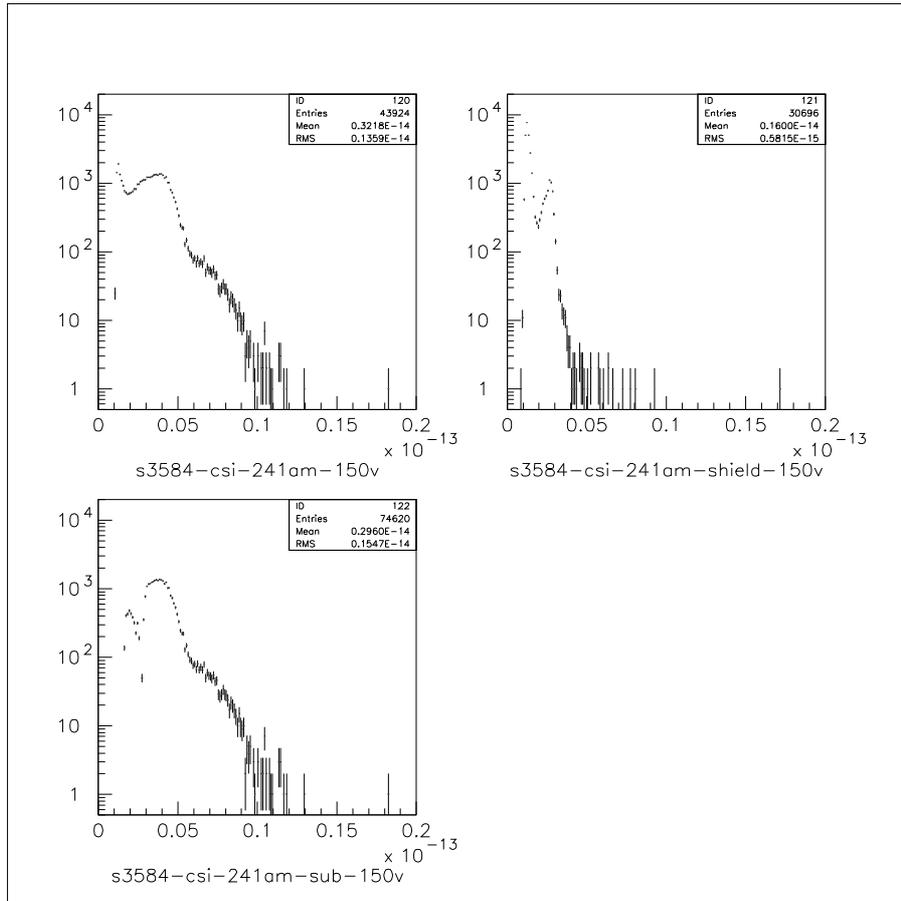


図 2.10: シリコン半導体による CsI シンチレーション光の測定

グラフの縦軸はイベント数であり、横軸は電荷 [C] である。

左上の図ではシンチレーション光の他に、 $^{241}\text{Am}$  による 60KeV の 線によるスペクトルも見えている。左上の図を、CsI を取り除いて 60KeV の 線だけを検出した右上の図と比較すると、シンチレーション光によるイベント数の増加がみられた。このことから、5.4MeV の 線による CsI のシンチレーション光をシリコン半導体で検出したことが分かる。なお、左下の図は左上の図から右上の図を差し引いたものである。

5.4MeV の 線は空気中でエネルギーを失い 4MeV になったとし、CsI の発光量を 22000[photon/MeV]、立体角を 0.4、量子効率を 0.8 とし、シンチレーション光のエネルギーを計算すると、 $4 \times 22000 \times 0.4 \times 0.8 \times 1.602 \times 10^{-19} = 4.5[\text{fC}]$  となる。これは、グラフの CsI によるフォトピークの値とほぼ一致する。

また、フォトピークよりもエネルギーの高い領域に、ピークの尾のようなものが見られる。これは、一つのゲートに二つの 線によるシンチレーション光が入り、収集される電荷がおよそ倍になるといふ事象であると考えられる。

### 2.4.3 測定方法

5.4MeVの線源である $^{241}\text{Am}$ を取り付けたCsI結晶からのシンチレーション光を、ドライアイスで冷却したInP基板を用いて検出を試みた。測定に用いた基板は、No.801型、No.802型、No.115型(メッシュ構造)である。InP半導体検出器は真空チェンバ内に取り付けられており、検出器にはサファイヤガラスの窓からシンチレーション光を照射した。また、CsIは線源側と検出器側以外の部分をアルミナイズドマイラで巻き、立体角を増やした。CsIと線源、検出器の外側をブラックシートで遮光して300秒間測定を行った。また、802型での測定では、検出器の近くに鏡を配置し、線源側にもアルミナイズドマイラを巻き付けて $4\text{mm}^2$ 程度の穴をあけ、検出器に入る光量を多くする工夫をした。ロジックは以下に示す。

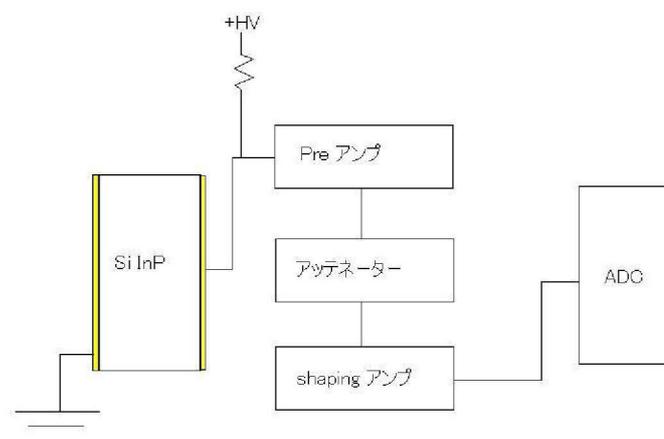


図 2.11: ロジック

## 2.4.4 測定結果

No.801 型、No.802 型、No.115 型の測定結果を示す。

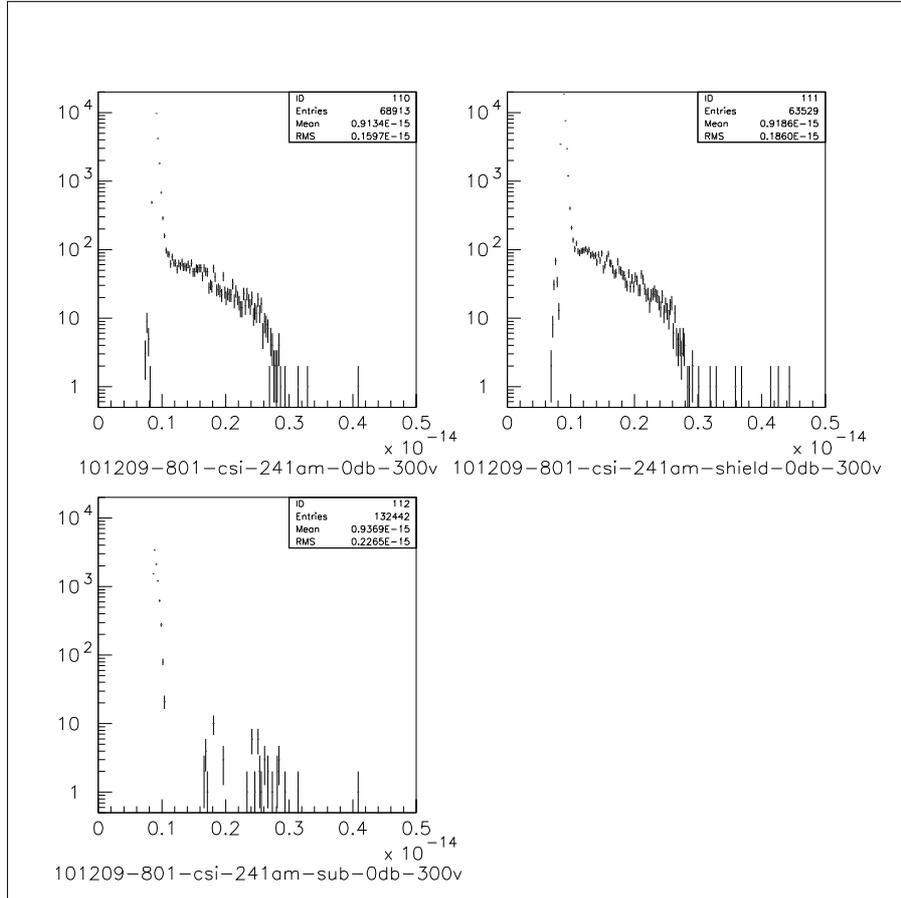


図 2.12: No.801 型による CsI シンチレーション光の測定結果

縦軸はイベント数、横軸は電荷 [C] であり、印加したバイアスは 300V である。左上の図は CsI によるシンチレーション光を当てたもので、右上の図はシンチレーション光を厚紙で遮蔽して測定したものである。ただし、 $^{241}\text{Am}$  は 5.4MeV の線だけでなく、60keV の線も放射する線源である。線は CsI 結晶や厚紙では止まらないため、厚紙を挟んでも比較が可能である。左下の図はこの CsI シンチレーション測定における、線とバックグラウンドを差し引いたものである。左下の図を見ると、1fC 以下の領域でイベントが雪崩のように見えるが、シンチレーション光とは考えにくい。ノイズが見えたものではないかと考えられる。このことから、ノイズの乗らない領域は 1fC 以上であるということが分かる。

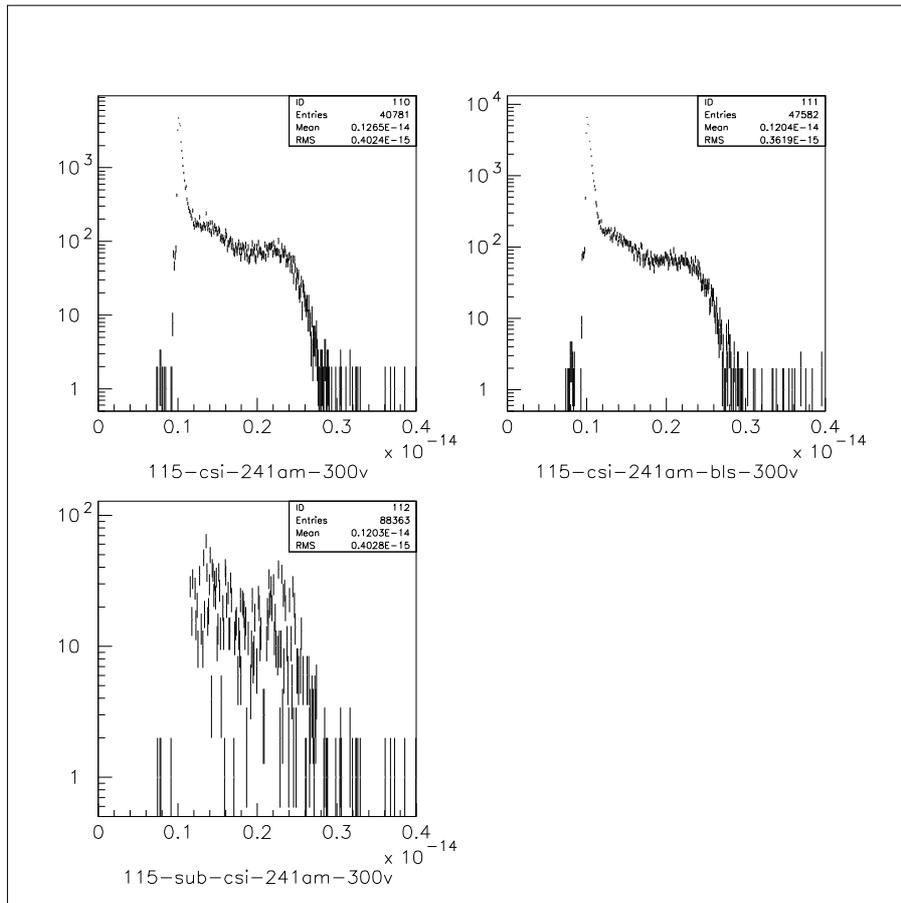


図 2.13: No.115 型による CsI シンチレーション光の測定結果

縦軸はイベント数、横軸は電荷 [C] であり、印加したバイアスは 300V である。左上の図は、CsI によるシンチレーション光を当てたもので、右上の図はシンチレーション光を遮光したものである。また、左下の図は左上の図から、バックグラウンドと線を差し引いたものである。No.115 型は電極と開口部分のメッシュ型構造をしている基板であり、線測定では不感領域があると考えられる。左上の図と右上の図を見ると、グラフの形がほぼ同じであり、シンチレーション光によるフォトピークが見えているとは考えにくい。

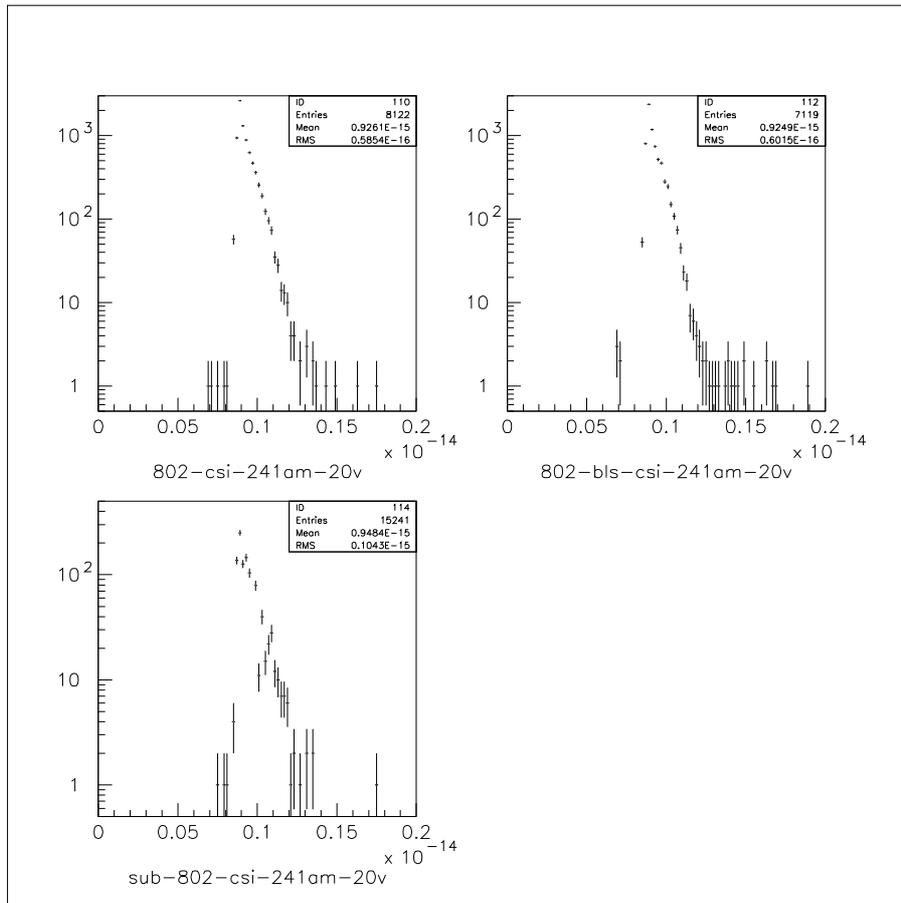


図 2.14: No.802 型による CsI シンチレーション光の測定結果

縦軸はイベント数、横軸は電荷 [C] であり、印加したバイアスは 20V である。なお、この No.802 型の測定は、検出器の近くに鏡を配置するなど、光量を稼ぐ工夫を最大限に行った。左上の図は、CsI によるシンチレーション光を当てたもので、右上の図はシンチレーション光を遮光したものである。左下の図は、同様にバックグラウンドと 線を差し引いたものである。左上の図と右上の図のグラフの形を比較すると、1fC 付近でグラフの形に違いが見られる。印加したバイアスが 20V と小さいため、 線はあまり収集されず、電極の表面で光が収集されたと考えられる。

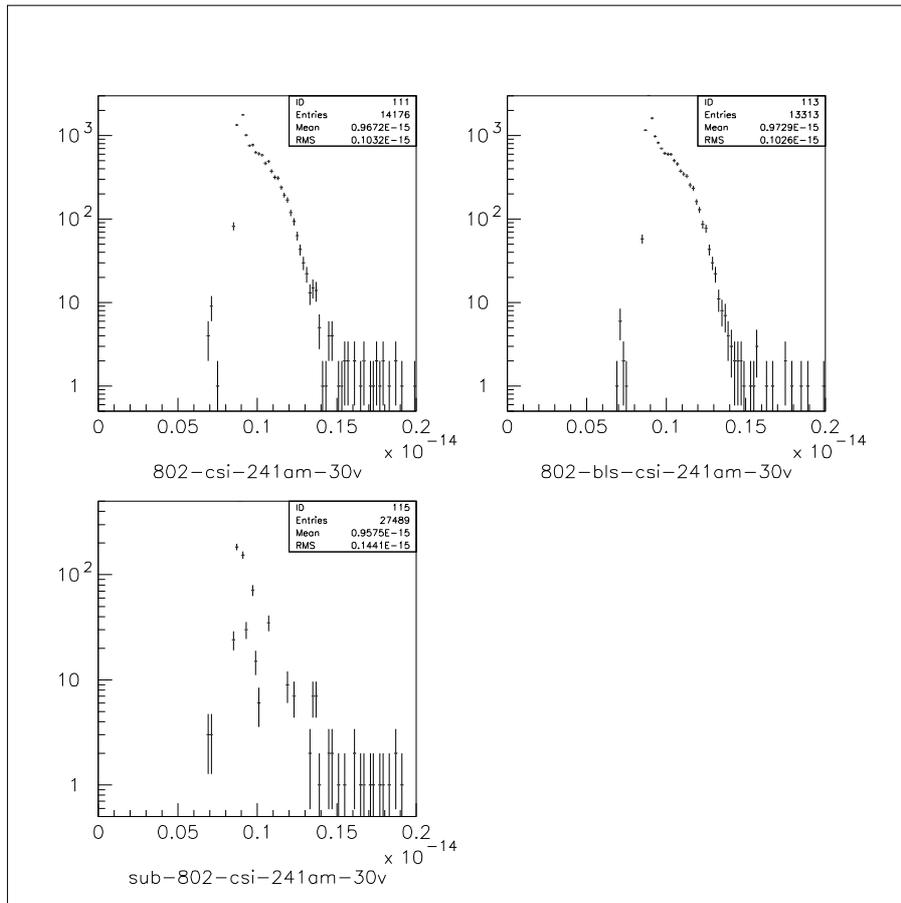


図 2.15: No.802 型による CsI シンチレーション光の測定結果

縦軸はイベント数、横軸は電荷 [C] であり、こちらは 30V を印加した。左上の図は CsI によるシンチレーション光を当てたもので、右上の図はシンチレーション光を遮光したものである。左下の図は、バックグラウンドと線を差し引いたものである。30V と印加するバイアスを増やすと、線によるイベントが増えていることが確認できる。左下の図を見ると、20V で見えていた信号は、ノイズであればバイアスを 30V に上げると急激にイベント数が増えるはずであるが、イベント数が増えていない。したがって、シンチレーション光が見えているのではないかと考えられる。

### 2.4.5 計算と考察

InP 半導体検出器に入る光子の数や、電極の透過率などを考慮して計算する。ただし、物質の透過率は吸収係数を  $a$  として、次の式で表わされる。

$$\tau = \exp(-ax) \quad (2.2)$$

ここで、 $x$  は経路長 [m] であり、 $a$  は、

$$a = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.3)$$

で与えられる。Cr と Au の吸収係数の波長依存性を以下に示す。

Cr	
$\lambda$ [nm]	k
155	1.07
248	2.01
362.5	3.24
558.5	4.41

図 2.16: Cr の波長による減衰係数

Au	
$\lambda$ [nm]	k
202.6	1.28
259.7	1.715
350	1.66
450	1.75
550	2.49
650	3.5

図 2.17: Au の波長による減衰係数

Cr と Au 電極の厚みがそれぞれ 100 nm で、CsI の発光波長が 550nm であるとき、それぞれの透過率はおおよそ、 $\tau_{Au}=0.566$ 、 $\tau_{Cr}=0.365$  となる。それぞれの透過率を合わせると、およそ 20 % 程度しか透過しない。シンチレーションが見えたと考えられる No.802 型での実験について考察してみると、CsI 結晶の発光量は 1MeV あたり 22,000photon なので、5.4MeV の  $\gamma$  線が空気中で 4meV 程度にエネルギーを落としながら CsI 結晶に入る場合、Au-Cr の透過率  $\tau_{Au}=0.566$ 、 $\tau_{Cr}=0.365$ 、サファイアガラスの透過率を 85 %、量子効率  $\eta$  を 80 %、立体角を 0.25、電荷素量を  $1.602 \times 10^{-19}[C]$  とすると、InP 検出器で収集される電荷 [C] は、

$$4 \times 22000 \times 0.566 \times 0.365 \times 0.85 \times 0.25 \times 0.80 \times 1.602 \times 10^{-19} \sim 0.50[fC]$$

となる。グラフを見ると、1.0fC 以下の領域ではノイズが多くなるので、このままの電極では検出できないと考えられる。しかし、2つの  $\gamma$  線が1つのゲートの時間帯に CsI に入る場合、およそ 1.0fC となり、フォトピークのエネルギーの高い部分が検出される。これは、実験値と良く一致する。また、シリコン半導体の 2 事象ピークと形が非常に良く似ている。

本研究の目的は 497keV と 116keV の  $\gamma$  線と反応した液体キセノンが放つシンチレーション光を InP 半導体検出器で検出することであるので、波長 178nm における透過率を考慮しなければならない。178nm における減衰係数は文献には載っていないため、先の図の値にフィッティングをかけて近似した値を用いることとする。

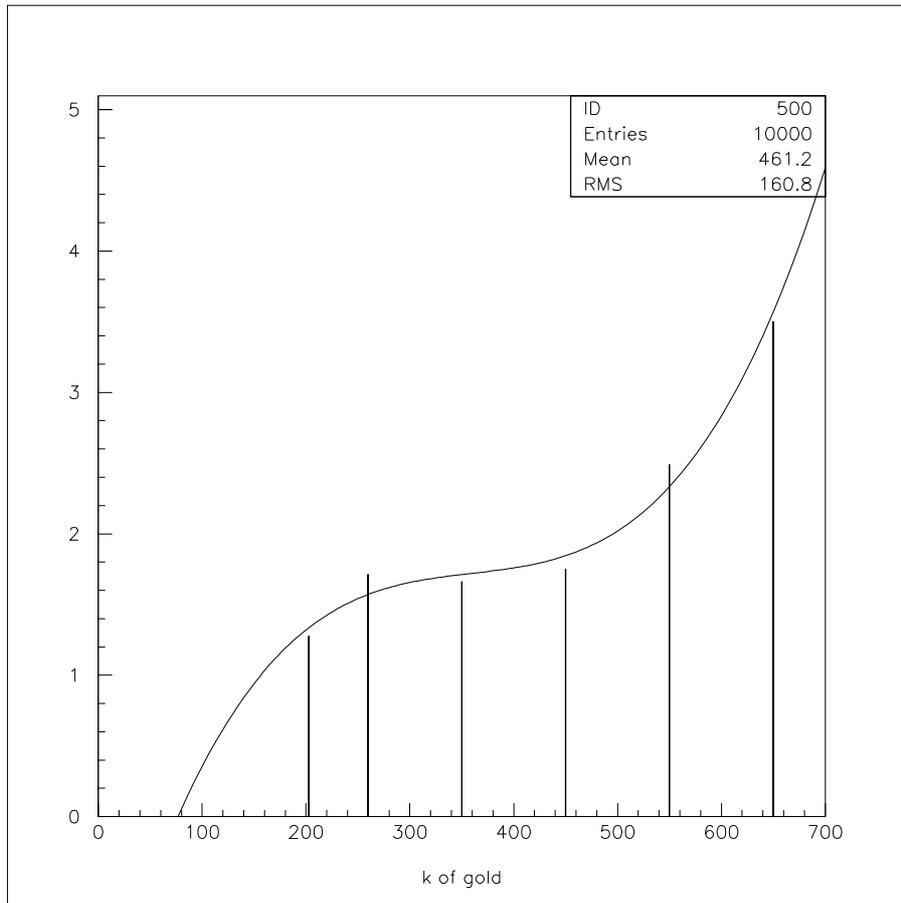


図 2.18: 金の減衰定数と波長の関係

横軸は波長 [nm] で、縦軸は減衰係数  $k$  である。金は三次関数でフィッティングしたため、

$$y = 0.65394x^3 - 0.70532x^2 + 0.26205x - 1.6232 \quad (2.4)$$

となり、 $x=178[\text{nm}]$  のとき、 $y=k=1.1744$  である。

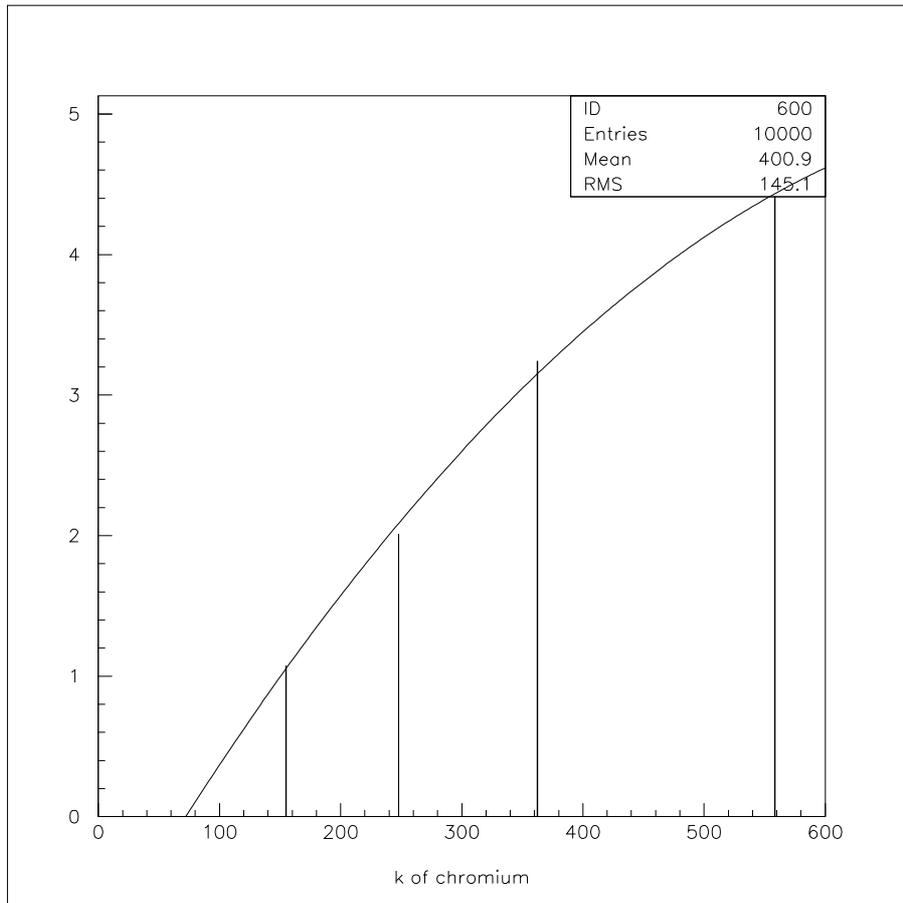


図 2.19: クロムの減衰定数と波長の関係

横軸は波長 [nm] で、縦軸は減衰係数  $k$  である。クロムは二次関数でフィッティングしたため、

$$y = -0.88621x^2 + 0.14700x - 1.0125 \quad (2.5)$$

となり、 $x=178[\text{nm}]$  のとき、 $y=k=1.3233$  である。

これらの減衰係数を用いて計算する。液体キセノンの発光波長は  $178[\text{nm}]$ 、発光量は  $42000[\text{photon/MeV}]$ 、線のエネルギーが  $0.4973[\text{MeV}]$  と  $0.1156[\text{MeV}]$  であるから、量子効率を  $0.8$ 、立体角を  $0.8$  とすると、

$$(0.4973 + 0.1156) \times 42000 \times \tau \times 0.80 \times 0.80 \times 1.602 \times 10^{-19}[\text{C}] \sim 2.639\tau[\text{fC}]$$

Au-Cr 電極の厚みをそれぞれ  $50$  にすると、波長  $178\text{nm}$  における透過率はそれぞれ、

$$\tau_{\text{Au}}=0.6606$$

$$\tau_{\text{Cr}}=0.6268$$

となり、Au-Cr 電極の透過率は  $41\%$  となるので、 $2.639[\text{fC}] \times 0.4 \sim 1.1[\text{fC}]$

Au-Cr 電極の厚みをそれぞれ、 $50$  まで薄くすることができれば、液体キセノンによるシンチレーション光を検出することが可能であると考えられる。

## 第3章 液体キセノンチェンバの制作

### 3.1 目的

IPNOSphase-1 実験に向けて、液体キセノンチェンバが必要である。このチェンバには光電子増倍管 (PMT) が取り付けられ、液体キセノンからのシンチレーション光を検出する。InP 半導体は電子の信号を検出する。これらのコインシデンスを取ることで、バックグラウンドとの区別を行い、ニュートリノを検出する。本研究では、液体キセノンチェンバの作成を行った。

### 3.2 構造と原理

この液体キセノンチェンバは、内チェンバと外チェンバ、外チェンバの蓋及び液体窒素溜め ( $LN_2$  デュワー) からなる構造になっており、本研究では既存の内チェンバの周りの部品と、外チェンバ及び架台について設計した。

#### 3.2.1 内チェンバ

内チェンバは縦 40 、幅 152mm の円筒型で、ICF152 フランジと変換フランジからなる。内部には InP 素子を取り付ける場所と液体キセノンを溜めるための空間がある。上部には液体キセノン封入及び真空引きのための ICF34 フランジと、InP 半導体素子からの信号を取り出す口が付いている。下部には、PMT が取り付けられている。InP 半導体は逆崩壊で放出される電子による信号を取り出し、pre アンプを通して外蓋の NW ポートへと送る。PMT は液体キセノンによるシンチレーション光を検出し、PMT 下部の output から上蓋の NW ポートへと信号を送る。内チェンバでは、外部から封入するキセノンガスの液化を行って液体キセノンを溜め、その液体キセノンは InP 基板を冷却する。チェンバ内に不純物が入っていると純水なキセノンガスが回収できなくなる上、物質の放電などで検出の精度が著しく悪くなってしまう。したがって、内チェンバは初めに高真空に引いておく必要がある。内チェンバに取り付けた ICF34 フランジは外蓋の ICF と配管されていて、中を高真空に引けるようになっている。初め、ベーキングしながら内チェンバを高真空に引き、その配管を用いて内チェンバに取り付けてある ICF34 フランジからキセノンガスを封入する。また、内チェンバの上部にはコの字型の銅ブ

レートが取り付けられており、 $LN_2$  デュワーからの熱伝導で内部を冷却する構造になっている。内チェンバの重量はおよそ 10kg 程度となるため、内チェンバ支えのための円板も設計した。この内チェンバ支えは上蓋から降ろした 3 本の足で固定され、内チェンバ全体の重みを支える。

### 3.2.2 $LN_2$ デュワー

キセノンガスの液化のためには、内チェンバを冷却する必要がある。 $LN_2$  デュワーは、内径 140mm、外形 165.2mm、高さ 550mm の円筒型であり、厚さ 2mm のステンレスで作られる。 $LN_2$  デュワーの側面は 2 重構造になっており、外チェンバの中と同時に真空引きをすることで、大気との断熱を図る。なお、デュワー下部は外チェンバの上蓋と溶接されている。 $LN_2$  デュワーには、液体窒素を約 8L 貯めることができ、 $LN_2$  の冷却伝導を銅部品に伝え、間接的に内チェンバを冷却する。

### 3.2.3 外チェンバと上蓋

外チェンバは内径 263mm、外形 269 、高さ 403 の底のついた円筒型であり、上蓋は JIS 規格の JISVF250 フランジである。外チェンバと上蓋のシール面は O リングで大気と中の系を切る。断熱効果を高めるため、外チェンバの中は真空に引く。 $LN_2$  デュワーは外蓋と溶接されており、外蓋にはチェンバ内を真空に引くためのポートや液体キセノンの封入のためのポート、各配線のためのポートがある。このポートから中を真空に引き、液体窒素を  $LN_2$  デュワー内に入れ、冷却を行う。また、上蓋の下側には、3 つのネジ穴が切っており、金属の足を下ろせるようになっている。その足に、アンプ置き台と内チェンバ支えの円板を固定する。

### 3.2.4 熱伝導部品

$LN_2$  デュワーに液体窒素を入れ、内チェンバの冷却を行うが、冷却を行う上で 2 つの問題がある。一つは液体窒素の温度が 77K であり、液体キセノンの液相の温度は 161.4K ~ 165.1K であるため、液体窒素の温度で内チェンバを冷やすと、キセノンが固体になってしまう。また、pre アンプも冷えすぎてしまう。もう一つの問題は、液体窒素の沸騰による振動である。液体窒素は室温では常に激しく沸騰しており、この振動がアンプに伝わると、ノイズの原因となる。除震をしつつ、熱伝導で内チェンバを約 165K に冷却し、ノイズを減らすような工夫が必要である。そのため、除震と熱伝導の両立ができるよう、銅部品を用いて内チェンバと  $LN_2$  デュワーの間に Cu ロードを設計した。 $LN_2$  デュワーから、熱伝導率が 400[W/m · K] と高い銅を網状にしたもので除震しつつ熱伝導させる。また、この銅部品にヒーターを巻きつけ、熱電対を用いることで温度を調節する。このヒーターはベーキ

ングにも用いる。また、pre アンプと InP 半導体の間の配線が長いとノイズの原因となるため、InP から pre アンプまでを短く配線し、アンプ置き台を取り付けた。

### 3.2.5 架台

架台は、幅 470mm、高さ 800mm ほどの直方体の筒のような型をしている。外チェンバの上蓋をこの架台に取り付け、チェンバ全体を支える。また、架台にはアジャスターとキャスターが取り付けられており、位置調節や水平へ角度調整が可能である。

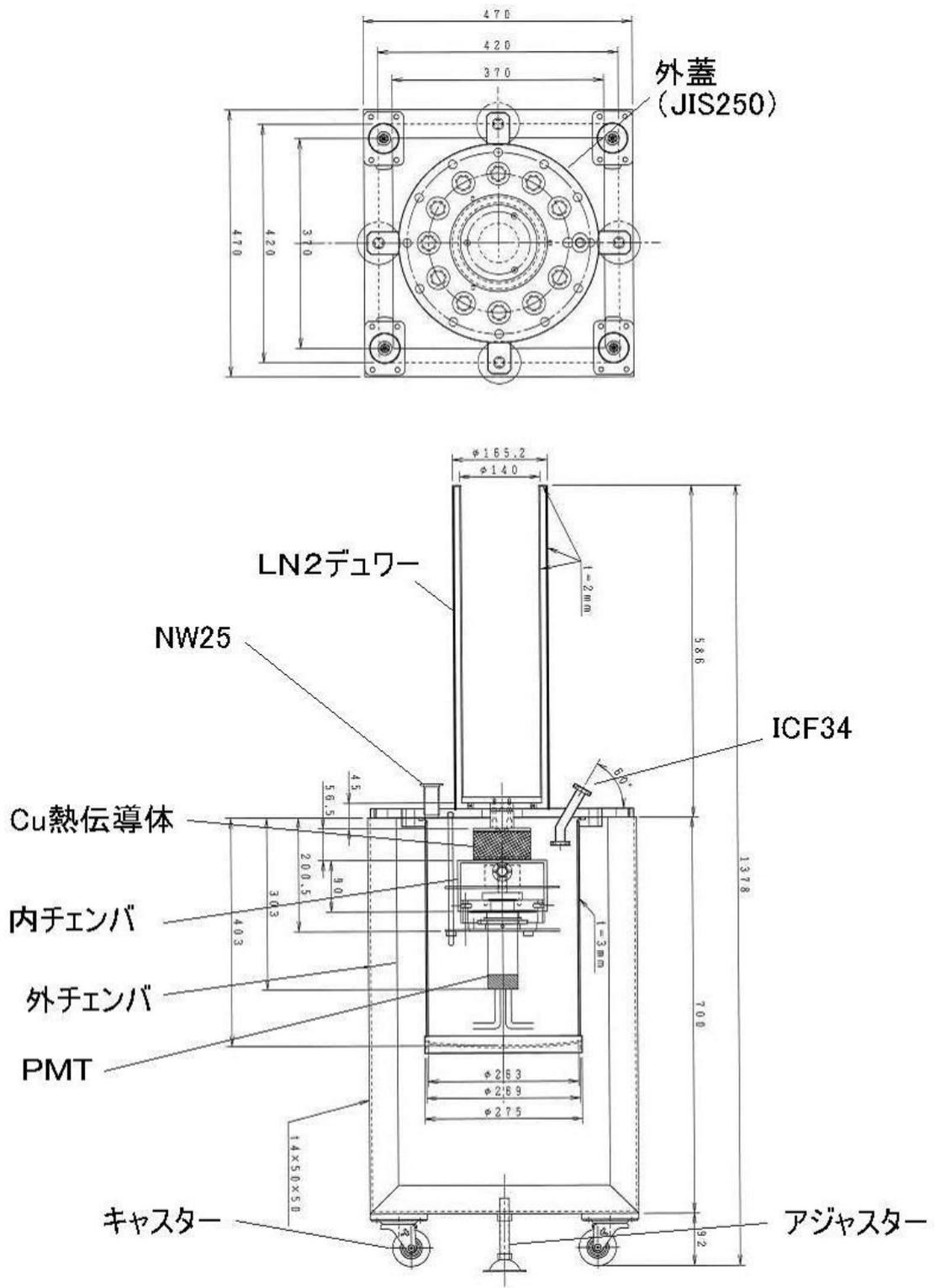


図 3.1: 液体キセノンチェンバの設計図

## 第4章 結論

InP 基板 No.801 型は、線検出器としては十分な性能があるものの、CsI によるシンチレーションを検出することはできなかった。メッシュ型電極の No.115 では、電場が印加されない不感領域ができてしまい、シンチレーション光を検出することができなかった。また、立体角を大きくする工夫をした No.802 型の実験では、CsI シンチレーションの二事象ピークの端を検出することができた。シリコン半導体ではシンチレーション光を十分に検出できたことを考えると、InP 素子の電極の透過率が Au-Cr 電極の透過率に依存していることがわかる。計算に用いた物理的パラメータのうち、放射線のエネルギーや発光量を改善することはできないため、ノイズを小さくすることや、透過率を大きくすることが重要である。実験結果から 1.0fC 以下の領域ではノイズが大きく乗ることが分かっているので、Au-Cr 電極の厚みをそれぞれ 50 nm まで薄くし、Au-Cr 電極の透過率を 41 % にすることができれば、液体キセノンによるシンチレーション光を InP 半導体で検出することが可能であると考えられる。

## 参考文献

- [1] ニコラス ツルファニデス 著、阪井英次 訳 「放射線計測の理論と演習-上巻・基礎編-」
- [2] 日本物理学会編 「ニュートリノと重力波-実験室と宇宙を結ぶ新しいメディア-」 裳華房 1997
- [3] 川崎雅裕 著 「謎の粒子-ニュートリノ-」 丸善株式会社 1996
- [4] 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」
- [5] 佐藤哲也 学位論文 2004
- [6] 三宅悠子 学位論文 2007
- [7] 神永友輔 学位論文 2008
- [8] 境原周太郎 学位論文 2009
- [9] 加賀谷亮太 学位論文 2010
- [10] SK Collaboration Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001)
- [11] SK Collaboration Phys. Rev. Lett. 86, 5656 (2001)
- [12] The KamLAND Collaboration Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion 2008
- [13] John N.Bahcall 「Neutrino Astrophysics」

# 謝辞

本論文を作成するにあたり、福田善之先生には多くの助言をいただきました。心より感謝申し上げます。また、チェンバ製作では、森山茂栄先生に大変お世話になりました。同研究室の Byamba Enkhbat さん、渡邊邦彦さん、その他の多くの方に支えられ、本論文を完成させることができました。深く感謝致します。

追記：2011年3月11日午後2時46分に発生した東日本大震災で被災した皆様に、心よりお見舞い申し上げます。