

宮城教育大学 教育学部  
初等教育教員養成課程 理科コース

## 卒業論文

$^{96}\text{Zr}$ を用いたニュートリノの放出を  
伴う二重ベータ崩壊事象を  
観測する検出器の性能評価

竹村和真

令和7年3月25日

## 要旨

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことが証明されたが、その質量は非常に小さく、未だ測定には成功していない。ニュートリノの質量が非常に小さい理由としてシーソー機構が支持されており、この理論はニュートリノがマヨラナ粒子であることを前提としている。ニュートリノがマヨラナ粒子かどうかを確かめるために有効であるのが、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) 事象の観測であるが、これも未だ成功していない。一方、測定される  $0\nu\beta\beta$  半減期からニュートリノの質量を求める計算には未だ不定性があり、その計算のいくつかのモデルにおいて確定性を高めるために、ニュートリノの放出を伴う二重ベータ崩壊 ( $2\nu\beta\beta$ ) 事象の観測が重要となっている。

本研究室では、将来に計画している ZICOS (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay) 実験の前段階として、観測目標を  $0\nu\beta\beta$  事象から  $2\nu\beta\beta$  事象に移行し、改めて  $2\nu$ -ZICOS 実験として準備を進めている。 $2\nu$ -ZICOS 実験は、Q 値が 3.35 MeV である  $^{96}\text{Zr}$  を用いて、ニュートリノの放出を伴う二重ベータ崩壊 ( $2\nu\beta\beta$ ) の半減期を測定することを目指している。新しく設計された  $2\nu$ -ZICOS 検出器では、チェレンコフ光の信号形状を識別するために、超高純度石英フラスコと 20 本の光電子増倍管 (PMT) が使用される。事象の発生点を測定結果から再構成するためには、この 20 本の PMT の電流増倍率 (ゲイン) を可能な限り同程度に調整することが重要となる。

本研究では、まず  $2\nu$ -ZICOS 検出器に用いる光電子増倍管と液体シンチレータを封入したガラス製シンチレーションバイアルをライトガイドを用いて組み合わせ、 $^{88}\text{Y}$  によるガンマ線を液体シンチレータに照射したときのスペクトルを計測した。計測したガンマ線スペクトルの中のコンプトン端のエネルギーを指標に、各 PMT への印加電圧を調節してゲインを調整した。理論値において、印加電圧が等しい 20 本の PMTのうち、最もゲインの高いものは最もゲインの低いものの 4 倍以上のゲインを有していた。このため、20 本全ての PMT のゲインを同程度に合わせることは断念し、ゲインが比較的低い 8 本の PMT を除いた 12 本の PMT について、同程度にゲインを調整した。ゲインの低い 8 本の PMT についてはできる限り高電圧をかけ、なおもゲインが極端に低いものについては、事象発生点の再構成の際に、プログラム上で修正を加える方針とした。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	素粒子の分類	1
1.1.2	ニュートリノの発見	2
1.1.3	ニュートリノ振動	3
1.1.4	ニュートリノ質量とマヨラナ性	4
1.2	二重ベータ崩壊	5
1.2.1	二重ベータ崩壊のモード	6
1.2.2	二重ベータ崩壊とニュートリノ質量	7
1.2.3	主な二重ベータ崩壊探索実験	9
<b>第 2 章</b>	<b><math>2\nu</math>-ZICOS 実験</b>	<b>11</b>
2.1	実験の概要	11
2.1.1	ZICOS 実験	11
2.1.2	$2\nu$ -ZICOS 実験	12
2.2	$2\nu$ -ZICOS 検出器の概要	12
2.2.1	丸底フラスコと ETFE バッグ	12
2.2.2	シンチレータ	13
2.2.3	光電子増倍管 (PMT)	14
2.2.4	FADC	16
2.2.5	モジュール	16
<b>第 3 章</b>	<b>PMT のゲイン調整</b>	<b>18</b>
3.1	PMT のゲインと観測対象	18
3.1.1	各 PMT のゲインの理論値計算	19
3.1.2	ガンマ線の放射線スペクトル	21
3.2	信号の解析とゲインの調整	23
3.2.1	信号の解析と電圧調整	24
3.2.2	ゲイン調整結果	26
3.3	エネルギーキャリブレーション	30
<b>第 4 章</b>	<b>事象発生点の再構成</b>	<b>32</b>
4.1	PMT の取り付け位置	32
4.2	バーテックスキャリブレーション	33
4.2.1	シミュレーション	33
4.2.2	頂点再構成の分解能	35
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>36</b>

# 目次

1.1	ニュートリノ混合のイメージ	3
1.2	ニュートリノ振動のイメージ	3
1.3	二重ベータ崩壊のモード	5
1.4	二重ベータ崩壊の2つのモード	6
1.5	二重ベータ崩壊のエネルギー分布の模式図	6
1.6	各理論における核行列要素 ([3] より引用)	8
1.7	ニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の許容範囲 ([4] より引用)	8
1.8	KamLAND-Zen 実験における放射線エネルギースペクトル ([4] より引用)	9
2.1	ZICOS 検出器の全体モデル (左) と断面図 (右)	11
2.2	$2\nu$ -ZICOS 検出器の組み立て写真 (左) と丸底フラスコのモデル (右)	12
2.3	丸底フラスコ (左) と ETFE バッグ (右)	13
2.4	アニソール (左) と $\text{Zr}(\text{iprac})_4$ (右) の構造式	14
2.5	PPO (左) と POPOP (右) の構造式	14
2.6	光電子増倍管の構造図 ([17] より引用)	14
2.7	H2431-50, H3378-50 型の PMT の構造図 ([18] より引用)	15
2.8	PMT の電子増倍部の型 ([18] より引用)	15
2.9	AD 変換のイメージ	16
2.10	各モジュールによる入出力信号の概略図	17
3.1	R2083 のゲインの電圧特性 ([17] より引用)	19
3.2	ガンマ線による相互作用の模式図 ([19] より引用)	22
3.3	ガンマ線スペクトルの模式図	22
3.4	測定時のトリガーロジックの概略図	23
3.5	シンチレーションバイアルとライトガイド	23
3.6	ガンマ線スペクトル測定時のセットアップ	24
3.7	代表的な PMT の信号	25
3.8	各 PMT のコンプトン端 adc Count と平均値に対する差 (調整前)	28
3.9	各 PMT のコンプトン端 adc Count と平均値に対する差 (調整後)	28
3.10	各 PMT のコンプトン端のガウシアンフィッティング	30
3.11	ガンマ線スペクトル測定時のセットアップ	30
3.12	$2\nu$ -ZICOS 検出器で観測したバックグラウンド事象とガンマ線源	31
3.13	ガンマ線源によるコンプトン端のエネルギースペクトル (上段がシミュレーション, 下段が測定データ)	31
4.1	ジグに対する座標と PMT 取り付け位置の扱い	32
4.2	頂点再構成のシミュレーション結果	34
4.3	線源の体積を考慮した影による影響	34
4.4	ガンマ線源のキャリブレーションで得られたバーテックス分布	35

# 表目次

1.1	素粒子の標準模型	1
1.2	ニュートリノの自由度の解釈	4
1.3	二重ベータ崩壊核種	5
2.1	ニュートリノの自由度の解釈	13
3.1	H2431-50 (H3378-50) 型の PMT の規格 ([18] より引用)	20
3.2	試験成績表に表示されている値とそれによる計算値	21
3.3	測定時のモジュールの設定	23
3.4	測定時のモジュールの設定	25
3.5	測定時のモジュールの設定	26
3.6	各 PMT のコンプトン端 adc Count とその誤差 $\sigma$	26
3.7	印加電圧調整後の各 PMT のコンプトン端 adc Count とその誤差 $\sigma$	27
4.1	PMT の取付番号と取り付け位置	32

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノ

### 1.1.1 素粒子の分類

1932年に中性子が発見され、物質は電子と陽子と中性子から構成されることが分かった。1930年代からこれらの粒子をまとめて、物質構造の基本的粒子という意味で素粒子とよぶようになった。素粒子はその特徴として、素粒子ごとに決まった質量と電荷、角運動量（スピン）をもつ。そのため、同じ種類の2つの素粒子は完全に同一で、たがいに区別できない。また、素粒子には質量が同じで逆符号の電荷をもつ反粒子が存在している。

素粒子は、同一種類の素粒子は同一の状態に1個しか存在できないというパウリの排他原理にしたがうフェルミ粒子（フェルミオン）と、同一の状態に何個でも存在できるボース粒子（ボソン）に分類される（表1.1）。スピン量子数について、フェルミオンはプランク定数の半整数倍となっており、ボソンは整数倍となっている。

表 1.1: 素粒子の標準模型

フェルミオン					ボソン		
世代	クォーク		レプトン		ゲージ粒子		H
I	$u$	$d$	$e$	$\nu_e$	$\gamma$	$g$	
II	$c$	$s$	$\mu$	$\nu_\mu$	$W$	$Z$	
III	$t$	$b$	$\tau$	$\nu_\tau$			
電気量	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$-e$	0			

フェルミオンのうち、核力のような強い力の作用を受ける粒子をハドロンといい、ハドロンはクォークとよばれる素粒子から構成されていると考えられている。クォークは1964年にゲルマン（Murray Gell-Mann）とツバイク（George Zweig）によって提唱された。現在、電気量 $+(2/3)e$ であるアップクォーク（ $u$ ）、チャームクォーク（ $c$ ）、トップクォーク（ $t$ ）と、電気量 $-(1/3)e$ であるダウンクォーク（ $d$ ）、ストレンジクォーク（ $s$ ）、ボトムクォーク（ $b$ ）の合計6種類のクォークが発見されている。

これらと反対に、強い力の作用を受けない粒子をレプトンといい、現在、電子（ $e$ ）、ミュー粒子（ $\mu$ ）、タウ粒子（ $\tau$ ）の3種類の荷電粒子と、電子ニュートリノ（ $\nu_e$ ）、ミューニュートリノ（ $\nu_\mu$ ）、タウニュートリノ（ $\nu_\tau$ ）の3種類のニュートリノ、合計6種類が発見されている。これらのフェルミオンは質量によって4種類ずつ、3世代に分類されており、世代が大きいほど質量も大きい。以上のフェルミオンについて、それぞれ

の素粒子に反粒子が存在することが分かっている。反粒子とは、粒子に対して質量とスピンが等しく、電荷などの正負の属性が反対のものである。

ボソンに分類される素粒子には、ゲージ粒子とよばれる基本的な力を仲立ちする粒子のグループがある。ゲージ粒子としては、電磁気力を仲立ちする光子 ( $\gamma$ ) や、弱い力を仲立ちするWボソンとZボソン、強い力を仲立ちするグルーオン ( $g$ ) が発見されている。また、物質に質量を与えるとされるヒッグス粒子 ( $H$ ) も2013年に発見された。

## 1.1.2 ニュートリノの発見

ニュートリノは、ベータ崩壊で放出されるベータ線のエネルギーが連続分布であることを説明するために、1930年にパウリ (Wolfgang Ernst Pauli) が提唱した粒子である。ベータ崩壊とは放射性崩壊の1種であり、この他にヘリウム原子核を放出するアルファ崩壊と、波長の短い電磁波を放出するガンマ崩壊がある。このそれぞれの崩壊において生じる放射線について、アルファ崩壊で放射されるヘリウム原子核をアルファ線、ベータ崩壊で放射される高速の電子をベータ線、ガンマ崩壊で放射される、原子核が励起状態から基底状態に転移するときの差分のエネルギーをガンマ線という。アルファ線とガンマ線は核種により決まったエネルギー値を持つことから、ベータ線の持つエネルギーも核種により決まった値であると考えられていた。この考えのもと、ベータ崩壊は次の反応式で表された。

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

ベータ崩壊によって放出されるベータ線が式(1.1)に示すような2体崩壊であれば、放出される電子のエネルギーはエネルギー保存則により、始状態と終状態のエネルギー差(Q値)によって単一の値に定まるはずである。しかし実際の観測によって電子のエネルギーが一定でなく連続したスペクトルとなり、エネルギー保存則が成立しないことが発見され、またこれまでの物理学では保存されると考えられてきた角運動量も反応の前後で保存されないことが分かった。そこで、パウリはベータ崩壊が2体崩壊ではなく、未知の粒子が介在する3体崩壊だと考え、その未知の粒子がエネルギーを持っているとすることで、放射線のエネルギーが連続したスペクトルとして現れるのではないかと考えた(式1.2)。

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (1.2)$$

この考え方であれば、電子のエネルギーが一定でないことが自然に説明でき、エネルギー保存則が破れない。また、 $\nu$ のスピンを1/2とすれば両辺でスピンが半整数倍となり、角運動量保存則も破れない。パウリは当初、この粒子 $\nu$ をニュートロンとよんだが、この名称は1932年にチャドウィック (James Chadwick) が発見した中性子に名付けられた。そのため、中性を意味する「neutro」と小さいことを意味するイタリア語の接尾語「ino」とを合わせた造語として、1934年にフェルミ (Enrico Fermi) がニュートリノと名付けた。ニュートリノは非常に高い透過性を持つために観測が非常に困難であったが、1956年、ライネス (Frederick Reines) とコーワン (Clyde Cowan) が、塩化ガドミウムを用いたシンチレータ検出器により、原子炉内で発生する反電子ニュートリノを捉えることに成功した。この発見によって、ベータ崩壊は以下の式(1.3)で表されるようになった。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

レプトンを+1, 反レプトンを-1とするレプトン数について、式(1.3)では電子 $e^-$ のレプトン数+1に対して反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ のレプトン数が-1であるから、反応の前後でレプトン数の和は変わらず、レプトン保存則が成り立っている。

### 1.1.3 ニュートリノ振動

素粒子の枠組みを説明する素粒子標準理論では、ニュートリノ質量は0だと考えられていた。しかし、スーパーカミオカンデ実験での大気ニュートリノの観測により、1998年にニュートリノ振動が発見されたことで、ニュートリノがわずかながら質量を持つことが証明された。ニュートリノ振動を説明する前提として、ニュートリノ混合という考え方がある。

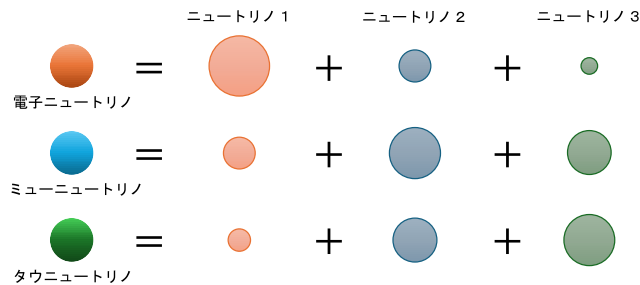


図 1.1: ニュートリノ混合のイメージ

1.1.1 で述べたように、ニュートリノには電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の3種類が見つっている。この分類はフレーバーによる分類とされており、一方で質量によっても3種類に分類される。ただしフレーバー固有状態による分類と質量固有状態による分類はそれぞれ独立ではなく、たがいに混ざり合っている。異なる質量  $m_1, m_2, m_3$  をもつ3種類のニュートリノをそれぞれニュートリノ 1 ( $\nu_1$ )、ニュートリノ 2 ( $\nu_2$ )、ニュートリノ 3 ( $\nu_3$ ) とすると、それらの混合によってフレーバー固有状態が決まる。図 1.1 のように、例えば電子ニュートリノは、 $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  が混合したものだと思えられる。この考え方をニュートリノ混合という。

また、ニュートリノは粒子であると同時に波としての性質をもつ。そのため、それぞれ異なる質量をもつ  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  は、それぞれ異なる振動数をもつ波として空間を伝播する。つまりニュートリノのフレーバーは、質量の決まった波の重ね合わせと捉えることができ、ニュートリノが空間を飛ぶ間に波の位相が変化し、フレーバーの種類は移り変わる。図 1.2 に示したようなこの現象を、ニュートリノ振動という。ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量をもち、かつ0ではないニュートリノ混合があるときに起こる現象である。

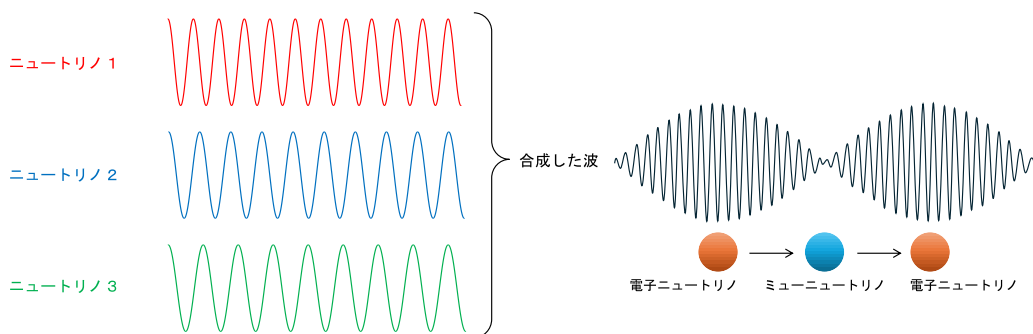


図 1.2: ニュートリノ振動のイメージ

スーパーカミオカンデでは、宇宙線が大気と衝突することで生成される大気ニュートリノについて、その中に含まれるミューニュートリノを観測した。その結果、地球を

通り抜けて検出器の下から来るミューニュートリノの数は、上からやってきたミューニュートリノの半分しかなかった。これは、ミューニュートリノが地球の内部を通過する間にタウニュートリノに変化してしまったためだと考えられ、これによりニュートリノ振動が確かめられた。その後、太陽ニュートリノや人工ニュートリノビームでもニュートリノ振動が確認されている。

### 1.1.4 ニュートリノ質量とマヨラナ性

現在、ニュートリノについて実験から得られているパラメータは、それぞれの質量固有状態の2乗差  $m_1^2 - m_2^2$ ,  $m_2^2 - m_3^2$  と、重ね合わせの度合いを示す混合角  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  である。依然として、ニュートリノの絶対質量は分かっておらず、上限値のみが与えられている。ニュートリノの絶対質量の直接測定は KATRIN 実験で試みられており、最近の結果は  $m_\nu < 0.7\text{eV}/c^2$  であった [1]。この値は、クォークの中で最も軽いアップクォーク (約 1MeV) に対して10桁も小さく、ニュートリノの質量が他の素粒子と比べて極端に小さい理由も未だに判明していない。

一方で、スピンをもつ一部の素粒子について、運動量  $\vec{p}$  とスピン角運動量  $\vec{S}$  の向きが同じものは右巻き、逆方向のものは左巻きと表現される。質量をもち、スピンの1/2であるフェルミオンは、右巻きか左巻きか、粒子か反粒子かという計4つの自由度がある。しかし現在では、ニュートリノについて、左巻きニュートリノ  $\nu_L$  と右巻き反ニュートリノ  $\bar{\nu}_R$  の2つしか観測されておらず、右巻きニュートリノ  $\nu_R$  と左巻き反ニュートリノ  $\bar{\nu}_L$  は見つかっていない。ニュートリノに質量が無いというこれまでの標準理論においては、ニュートリノの自由度は2つで許されたが、実際には質量をもつため、残りの2つの自由度の解釈が必要である。そこで、ニュートリノがディラック粒子であるか、マヨラナ粒子であるかという議論がある。

表 1.2: ニュートリノの自由度の解釈

ディラック粒子	L	R	マヨラナ粒子	L	R
$\nu$	○	×	$\nu$	○	○
$\bar{\nu}$	×	○	$N$	×	×

表 1.2 において、○は現実で観測されている状態、×は観測されていない状態をそれぞれ表す。ニュートリノが他の荷電レプトンと同様にディラック粒子だとすると、右巻きニュートリノ  $\nu_R$  と左巻き反ニュートリノ  $\bar{\nu}_L$  は、弱い相互作用に関与せず、観測が難しい粒子であると解釈される。これに対し、ニュートリノが粒子と反粒子の区別のないマヨラナ粒子だとすると、2つの異なる質量固有状態のニュートリノが存在すると解釈される。質量が小さい方を  $\nu$ 、大きい方を  $N$  とすると、 $N$  は人工的に作り出すことができないほど非常に大きい質量をもつため、観測することができないと考えられている。こうした性質から、未観測のニュートリノはステライルニュートリノとよばれ、これは暗黒物質の候補にもなっている。

ニュートリノがマヨラナ性をもつとしたとき、その質量固有値をそれぞれ  $m_\nu$ ,  $m_N$  とすると、その間には以下のような関係式が成り立つと考えられている。

$$m_\nu = m_D^2/m_N \tag{1.4}$$

ここで  $m_D$  はディラック質量といい、ディラック粒子である荷電レプトンやクォークと同等のスケールである。式 1.4 は反比例の関係式であり、 $m_N$  を大きく考えるほど

$m_\nu$  が小さくなる様子からシーソー機構とよばれる。この考え方は 1979 年に柳田とゲルマンがそれぞれ独立に発表した理論であり、シーソー機構によって、ニュートリノが極小の質量をもつことを自然に説明できる。ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを検証する有力な方法として、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索が様々な研究機関で進められている。

## 1.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは、原子核の中で 2 つのベータ崩壊が同時に起こる現象である。その過程で、原子核内の中性子 2 つが陽子 2 つに変わるため、質量数  $A$  は変わらないまま、原子番号  $Z$  が 2 だけ大きくなる。

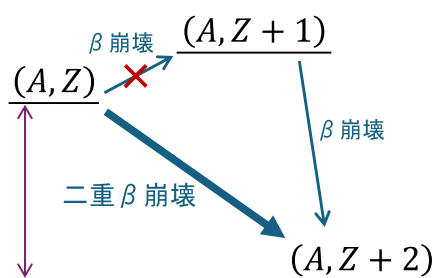


図 1.3: 二重ベータ崩壊のモード

崩壊する親核  $(A, Z)$  のエネルギー準位よりも娘核  $(A, Z + 1)$  のエネルギー準位の方が高くなる時、またはスピン状態が異なり遷移が禁止されるとき、通常のベータ崩壊が許されない場合に二重ベータ崩壊が起こる (図 1.3)。二重ベータ崩壊は非常にまれな現象で、その崩壊寿命は長く、半減期は  $10^{18} \sim 10^{21}$  年程度である。このような原理から、二重ベータ崩壊が起こる核種は限られており、現在までに確認されている代表的な二重ベータ崩壊核種を表 1.3 に示した。表 1.3 では  $Q$  値が大きい順に表記している。

表 1.3: 二重ベータ崩壊核種

核種	$Q$ 値 (keV)	天然存在比 (%)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271	0.187
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367	5.6
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3351	2.8
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034	9.6
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995	79.2
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2805	7.5
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2529	34.5
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2476	8.9
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2039	7.8
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	867	31.7

## 1.2.1 二重ベータ崩壊のモード

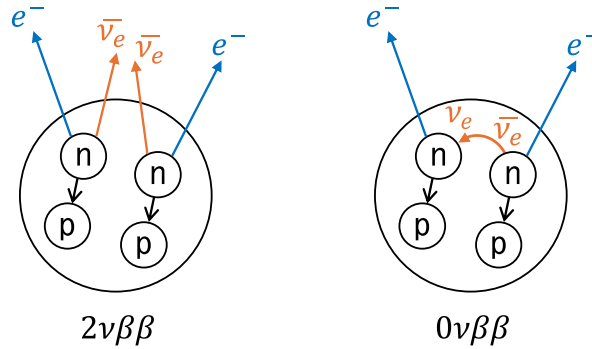
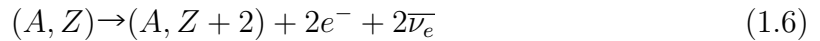
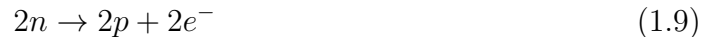


図 1.4: 二重ベータ崩壊の2つのモード

二重ベータ崩壊には2つのモードがあると考えられている(図1.4)。式1.5に示したように、原子核内の中性子2つが陽子2つに変わり、2つの電子と2つの反電子ニュートリノを放出する、標準理論の枠組みで許される二重ベータ崩壊を、ニュートリノの放出を伴う二重ベータ崩壊 ( $2\nu\beta\beta$ ) 事象という。この崩壊ではレプトン数は保存される。



対して、ニュートリノがマヨラナ粒子であるという前提のもと許される二重ベータ崩壊を、ニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) 事象という。原子核内で生じたベータ崩壊(式1.7)により生じる反電子ニュートリノがマヨラナ性をもつとすると、電子ニュートリノとして原子核内の中性子と反応して吸収される(式1.8)。結果として、崩壊によってニュートリノが放出されることはなく、2つの電子のみが放出される(式1.9)。



$0\nu\beta\beta$  事象ではレプトン数は保存されず、標準理論では許されない過程であるが、ニュートリノのようにスケールが非常に小さい場合においてはレプトン数保存則は破れると現在では考えられている。したがって、 $0\nu\beta\beta$  事象を観測することができればニュートリノがマヨラナ粒子であることが証明され、シーソー機構を強く支持することとなる。

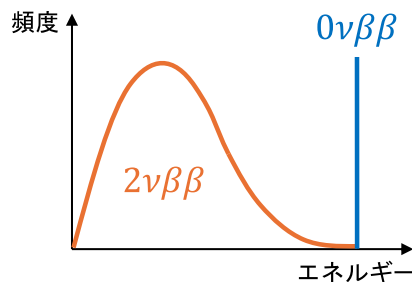


図 1.5: 二重ベータ崩壊のエネルギー分布の模式図

$0\nu\beta\beta$  事象では電子のみ放出されるため、電子のエネルギーは反応前後の原子核の質量差 (Q 値) として 1 つの値に定まる。対して  $2\nu\beta\beta$  事象ではニュートリノが放出されるため、電子のエネルギーは連続スペクトルとなる (図 1.5)。このため、 $0\nu\beta\beta$  事象と  $2\nu\beta\beta$  事象は容易に区別することができるが、その発生確率の低さから未だ観測に成功していない。

## 1.2.2 二重ベータ崩壊とニュートリノ質量

$0\nu\beta\beta$  事象の半減期  $T_{1/2}^{0\nu}$  は実験的に予想されており、標的物質に占める  $2\nu\beta\beta$  事象の割合  $\eta$ 、検出効率  $\epsilon$ 、アボガドロ数  $N_A$ 、標的物質の原子量  $A$ 、標的原子核の質量  $M$ 、計測時間  $t$ 、バックグラウンド事象率  $B$ 、エネルギー分解能  $\Delta E$  を用いて、式 1.11 のように表される。

$$T_{1/2}^{0\nu} = \ln 2 \times \eta \epsilon \frac{N_A}{A} \sqrt{\frac{Mt}{b\Delta E}} \propto 1/\langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.11)$$

ここで、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  はニュートリノのマヨラナ有効質量を表す。この式より、半減期の測定を正確なものに近づけるには、存在率の高い核種を大量に用いること、バックグラウンドをできるだけ小さくすること、検出器のエネルギー分解能を高めることが求められる。分解能が高いほど、式 1.11 における  $\Delta E$  の値は小さくなる。加えて、 $0\nu\beta\beta$  事象の半減期  $T_{1/2}^{0\nu}$  は理論的にも予想されている。位相空間因子  $G^{0\nu}$ 、核行列要素  $M^{0\nu}$ 、マヨラナ有効質量  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  を用いて、半減期の逆数が式 1.12 のように表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}| \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.12)$$

これより、 $0\nu\beta\beta$  事象の半減期を測定することができれば、ニュートリノの絶対質量を求めることができる。ここで、位相空間因子  $G^{0\nu}$  とは、電子放出の位相空間と弱結合定数で決まる定数であり、崩壊の Q 値 ( $Q_{\beta\beta}$ ) と親核の陽子数の関数である。核行列要素  $M^{0\nu}$  とは、始状態原子核から終状態原子核への遷移行列要素の理論値であり、この原子核内での  $0\nu\beta\beta$  事象の起こりやすさを表す。核行列要素を実験的に直接求めることは不可能で、理論計算に頼らなければならない。比較的軽い原子核を対象とする殻模型計算や、より重い核を対象とする乱雑位相近似模型による計算などが行われているが、その理論によって値にばらつきがある (図 1.6)。一方、 $2\nu\beta\beta$  事象の半減期は、以下の式 1.13 によって表され、実際に測定も行われている。

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (1.13)$$

$2\nu$  核行列要素は  $0\nu$  核行列要素と類似の構造をしており、 $0\nu$  核行列要素の理論計算に用いる核内有効相互作用の較正に用いられている。本研究室で計画している  $2\nu$ -ZICOS 実験で  $2\nu\beta\beta$  事象の半減期の測定を目指すことの意義はこの点にある。

また、1.1.3 で述べたように、ニュートリノには  $m_1$ 、 $m_2$ 、 $m_3$  の質量固有状態があると考えられている。これらについて、ニュートリノ振動実験から  $|m_3^2 - m_2^2| > |m_2^2 - m_1^2|$  であることと、太陽ニュートリノ観測での物質効果から  $m_2 > m_1$  であることが分かっているが、 $m_2$  と  $m_3$  の大小関係は分かっていない。このため、ニュートリノ質量固有状態には、 $m_3 > m_2 > m_1$  の順階層構造 (Normal Ordering, NO) と、 $m_2 > m_1 > m_3$  の逆階層構造 (Inverted Ordering, IO) の 2 つの可能性が考えられており、これを質量階層性問題という。スーパーカミオカンデ実験 (SK) と T2K 実験の共同研究では、 $1.9\sigma$  から  $2.0\sigma$  の有意性で NO が優先され、IO は  $1.2\sigma$  除外されるという結果が出ている [2]。ただし、素粒子物理学では  $5\sigma$  の有意性が必要だとされているため、最終的な結果が出

たわけではない。最も軽いニュートリノの質量を横軸にとると、図 1.7 のように質量階層構造に応じてマヨラナ有効質量  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の許容範囲が与えられるが、前述の通り理論的に不定性があるため、その範囲は幅をもつ。

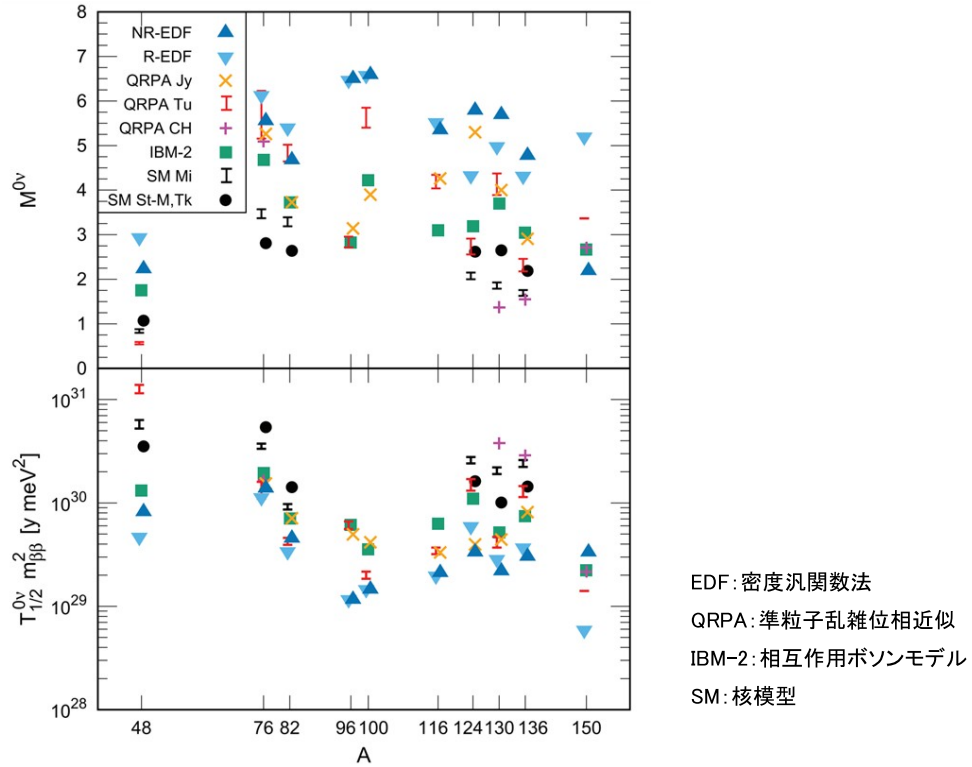


図 1.6: 各理論における核行列要素 ([3] より引用)

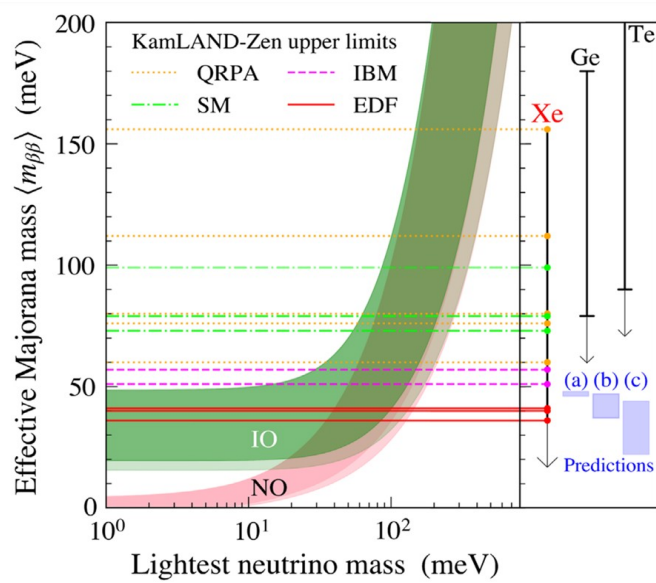


図 1.7: ニュートリノ有効質量  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の許容範囲 ([4] より引用)

### 1.2.3 主な二重ベータ崩壊探索実験

#### KamLAND-Zen 実験

Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector  
Zero neutrino double beta decay Search

KamLAND-Zen 実験は、 $^{136}\text{Xe}$  を用いた  $0\nu\beta\beta$  事象探索実験であり、岐阜県神岡鉱山の地下 1000m に検出器があるため、宇宙線ミューオンなどによるバックグラウンドを低減している。検出器のミニバルーンはキセノンガスを含んだ液体シンチレータで満たされており、 $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊によって放出される電子によるシンチレーション光の観測を目指している。2019 年より行われている KamLAND-Zen800 実験では、半減期の下限值  $2.3 \times 10^{26}$  年が得られている [4]。

この実験の最新の結果を図 1.8 に示した。

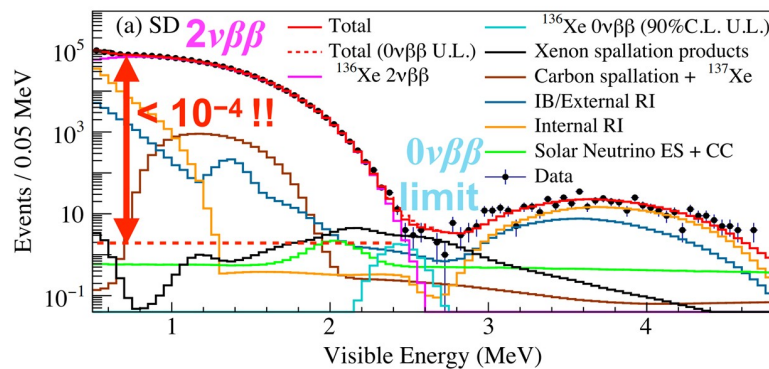


図 1.8: KamLAND-Zen 実験における放射線エネルギースペクトル ([4] より引用)

このグラフは横軸がエネルギーの大きさ、縦軸が事象の観測数の対数となっている。検出器の性質上、基本的にはエネルギーの大きさの違いのみで事象を考察する。グラフには、 $2\nu\beta\beta$  事象のスペクトルやバックグラウンドイベントのスペクトルが見られるが、水色の  $0\nu\beta\beta$  事象のスペクトルはあくまで予想される最低値であり、実際に観測されてはいない。この実験から、キセノンの  $0\nu\beta\beta$  半減期は  $10^{26}$  年のオーダーまで得られたが、ZICOS 実験ではより精密に、 $10^{27}$  年以上のオーダーの観測を目指している。

図 1.8 からわかるように、 $0\nu\beta\beta$  事象を正確に測定するためには、 $^{96}\text{Zr}$  の二重ベータ崩壊エネルギー周辺に関心領域と重なるバックグラウンドイベント（主にタリウム由来のもの）を正確に理解することと、 $2\nu\beta\beta$  事象のスペクトルを正確に測定して、このようにエネルギーが重なった場合に区別できるようにすることが求められる。この目的のために、現在、本研究室では、後に説明する  $2\nu$ -ZICOS 実験の準備を進めている。

#### EXO 実験

Enriched Xenon Observatory

アメリカで行われている EXO 実験は、KamLAND-Zen 実験と同様に  $^{136}\text{Xe}$  を用いた実験である。TPC (Time Projection Chamber) と呼ばれる荷電粒子の飛跡を再構築する装置を用いて、液化させたキセノンによるシンチレーション光と組み合わせることでエネルギー分解能を向上している。半減期の下限值  $3.5 \times 10^{25}$  年が得られている [5]。

## NEXT 実験

### Neutrino Experiment with a Xenon TPC

スペインで行われている NEXT 実験は、高圧のキセノンガス TPC を用いた実験である。 $0\nu\beta\beta$  事象による電子の飛跡は、増幅によるばらつきがない EL (electroluminescence) 光として高いエネルギー分解能で検出される。半減期の下限值  $2.34 \times 10^{21}$  年が得られている [6]。

## GERDA 実験

### Germanium Detector Array

イタリアで行われている GERDA 実験は、高純度の  $^{76}\text{Ge}$  半導体を用いて  $^{76}\text{Ge}$  の  $0\nu\beta\beta$  事象を高エネルギー分解能で観測する実験である。半減期の下限值  $1.8 \times 10^{26}$  年が得られている [7]。

## CUORE 実験

### Cryogenic Underground Observatory for Rare Events

GERDA 実験と同じくイタリアで行われている CUORE 実験は、酸化テルル  $\text{TeO}_2$  結晶を用いて  $^{130}\text{Te}$  の  $0\nu\beta\beta$  事象を探索する実験である。超低温に冷やした結晶を熱量計として用い、 $0\nu\beta\beta$  事象による電子のエネルギーを温度変化として検出する。半減期の下限值  $2.2 \times 10^{25}$  年が得られている [8]。

## 第2章 $2\nu$ -ZICOS 実験

### 2.1 実験の概要

#### 2.1.1 ZICOS 実験

本研究室では、 $^{96}\text{Zr}$  錯体を溶解させた有機液体シンチレータを用いて  $0\nu\beta\beta$  事象を探索する、ZICOS 実験 (Zirconium Complex in Organic Liquid Scintillator for double beta decay experiment) を将来的に計画している。表 1.3 にあるように、 $^{96}\text{Zr}$  は 3.35MeV という二重ベータ崩壊核種のうち 3 番目に大きな Q 値を持っている。このため、ウラン系列の  $^{214}\text{Bi}$  や高エネルギー宇宙ミューオンの核破碎生成物である  $^{10}\text{C}$  などの放射性バックグラウンドイベントは、エネルギーの差によって除去することができる。ZICOS 検出器の設計モデルは図 2.1 に示した。

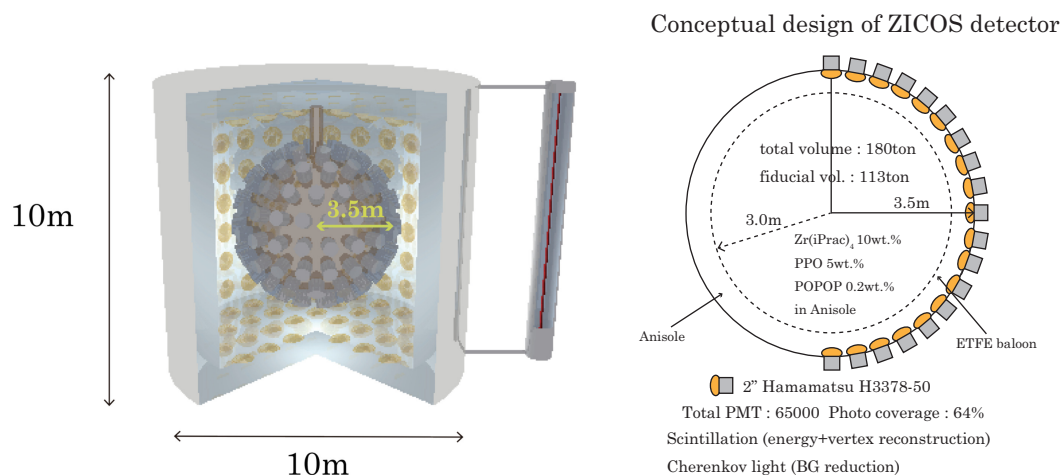


図 2.1: ZICOS 検出器の全体モデル (左) と断面図 (右)

ZICOS 検出器は、20 インチの光電子増倍管 (PMT) を 650 本取り付けた半径 3.5m の球状フレームと、113 トンの液体シンチレータを充填した半径 3.0m のバルーンから構成される。球状フレームとバルーンの間は、純粋なアニソールで満たされる。PMT によって、シンチレーション光やチェレンコフ光を観測することで、 $0\nu\beta\beta$  事象を探索する。検出器は、外部からのガンマ線や中性子線を除去するために、高さ 10m、半径 5m の円筒型の純水で満たされた水槽に設置する。したがって、KamLAND-Zen 検出器とほぼ同じ構造である。

## 2.1.2 $2\nu$ -ZICOS 実験

$2\nu$ -ZICOS 実験は、ZICOS 実験の前段階として、 $2\nu\beta\beta$  事象の半減期を測定することを目指している。ZICOS 実験と同様、 $^{96}\text{Zr}$  錯体を用いる。 $^{96}\text{Zr}$  の二重ベータ崩壊半減期は、追跡ドリフトチェンバーを使用した NEMO-3 実験によって測定された。9.4g の  $^{96}\text{Zr}$  を用いて 1221 日間の観測がされた結果、得られた半減期は  $T_{1/2}^{2\nu} = [2.35 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.16(\text{sys.})] \times 10^{19}$  年であった [9]。彼らは 7.5 % の効率で  $429.2 \pm 26.2$  イベントを観測した。この結果から、検出器の効率が 100 % の場合、1g の  $^{96}\text{Zr}$  を使用して  $2\nu\beta\beta$  事象を約 200 イベント観測することが見込める。2.2.2 で述べるように、本実験では  $^{96}\text{Zr}$  を約 0.4g 含んだ液体シンチレータを装置に充填して計測するため、年間約 100 万のバックグラウンドイベントの中で、 $2\nu\beta\beta$  事象は約 100 イベントと予想される。

## 2.2 $2\nu$ -ZICOS 検出器の概要

$2\nu$ -ZICOS 検出器は、2 インチの PMT を 20 本取り付けられた正 20 面体フレームと、直径 16cm の丸底フラスコ、液体シンチレータを充填した立方体バッグから構成される (図 2.2)。丸底フラスコと立方体バッグの間は、純粋なアニソールで満たされる。PMT によって、チェレンコフ光の信号形状を識別することで、 $2\nu\beta\beta$  事象を探索する。

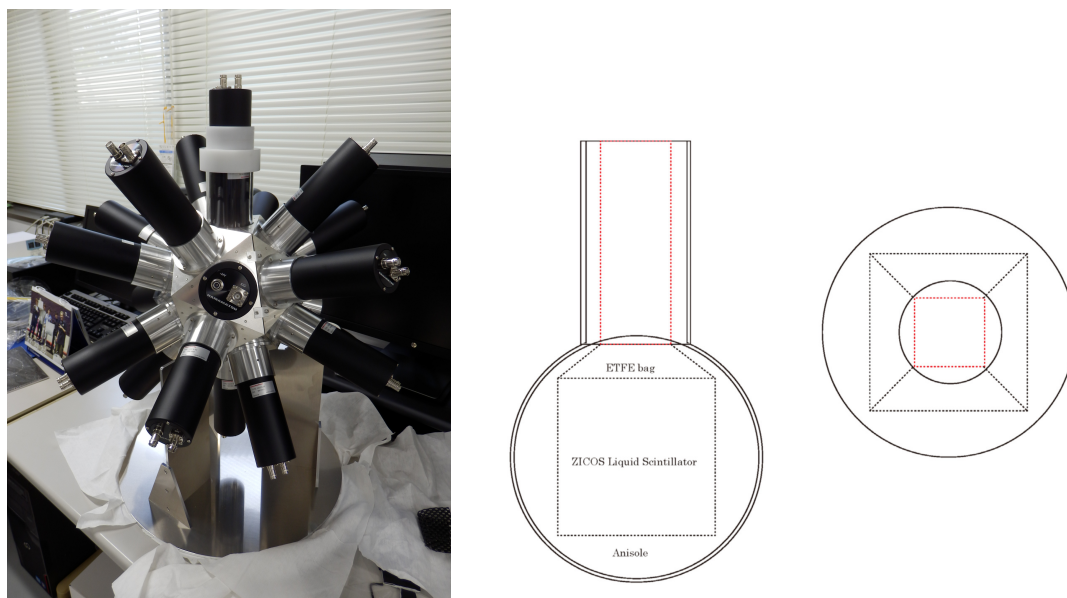


図 2.2:  $2\nu$ -ZICOS 検出器の組み立て写真 (左) と丸底フラスコのモデル (右)

### 2.2.1 丸底フラスコと ETFE バッグ

丸底フラスコは超高純度石英 (GE214) でできているが、少量の放射性物質を含んでいる。ICP 質量分析計による計測では、GE214 の中には  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{K}$  が含まれることが分かった [10]。これらによるバックグラウンドイベントは、放射平衡の仮定のもと、表 2.1 のようになると考えられる。この放射性核種のうち、 $^{208}\text{Tl}$  のベータ崩壊によるバックグラウンドイベントは、 $^{96}\text{Zr}$  の関心領域 (Region of Interest, ROI) と重なってしまうため、このバックグラウンドイベントを 95 % 削減する必要があった。これまでの研究論文 [11][12][13][14][15] で議論されたように、チェレンコフ光の平均角度によってバックグラウンドイベントを除去することができるとわかった。

表 2.1: ニュートリノの自由度の解釈

核種	含有率 [ng/g]	放射能含有率 [Bq/g]	崩壊核種	年間イベント数
$^{232}\text{Th}$	15	$6.09 \times 10^{-5}$	$^{208}\text{Tl}$	1017908
$^{238}\text{U}$	29	$3.58 \times 10^{-4}$	$^{214}\text{Bi}$	5988404
$^{40}\text{K}$	0.021	$5.59 \times 10^{-6}$	$^{40}\text{K}$	93556

フラスコの内側に設置する立方体バッグの素材には、熱可塑性樹脂である ETFE が採用された。厚さ 50 $\mu\text{m}$  の透明なシートであり、溶接によって立方体のバッグが製作される。1 か月間、アニソールにつけた状態で放置したところ、浸食による損傷は見られなかった。ETFE シートの透明度は、液体シンチレータのシンチレーション光によって測定され、光量の損失は最大でも 2.5 %にとどまると見られる [16]。



図 2.3: 丸底フラスコ (左) と ETFE バッグ (右)

## 2.2.2 シンチレータ

電子のような荷電粒子が物質を通過する際に物質中の電子が励起されることがある。その励起状態が基底状態に戻るとき、それらの差分のエネルギーに比例した強度の光が等方向に放出される。この光をシンチレーション光と呼び、シンチレーション光を放つ物質をシンチレータと呼ぶ。ガンマ線の場合は、物質と光電効果、コンプトン効果、電子対生成といった相互作用をして、シンチレータ内に自由電子が発生することで蛍光へと繋がる。

シンチレータは、主に無機シンチレータと有機シンチレータの2種類に分けられる。無機シンチレータには、 $\text{NaI}(\text{Tl})$ ,  $\text{BGO}$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{CsI}(\text{Tl})$ ,  $\text{ZnS}$  などの種類がある。これらは一般に、密度が大きいことから光電効果の割合が高く、発光効率是有機シンチレータに優る。しかし、結晶が潮解性を持ち、衝撃に弱いといった難点もある。一方、有機シンチレータには、発光効率の高い芳香族化合物を用いたものが多く、主にプラスチックシンチレータ、液体シンチレータなどの種類がある。一般に潮解性を持たず、液体シンチレータは液体のために衝撃や強い放射線に対して強度があり、プラスチックシンチレータは加工や取り扱いが容易である。一方で、ガンマ線による光電効果の割合は小さく、低エネルギーの分析には不適である。

2 $\nu$ -ZICOS 実験で用いるシンチレータは液体シンチレータである。二重ベータ崩壊核である  $^{96}\text{Zr}$  を金属錯体として用いるため、テトラキス (アセト酢酸イソプロピル) ジルコ

ニウム (略式:  $Zr(iprac)_4$ , 化学式:  $Zr(CH_3CCOCHCOOCH(CH_3)_2)_4$ , 分子量: 663.87) を溶媒であるアニソールに 10wt. % 溶解させ, さらに PPO (2,5-Diphenyloxazole) を 6.0wt. %, POPOP (1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene) を 0.10wt. % 溶解させた液体シンチレータを調製した。アニソールは 300nm 付近に発光波長があるが, より長波長の方が光電子増倍管の吸収効率が高いため, ここに PPO と POPOP を加えている。

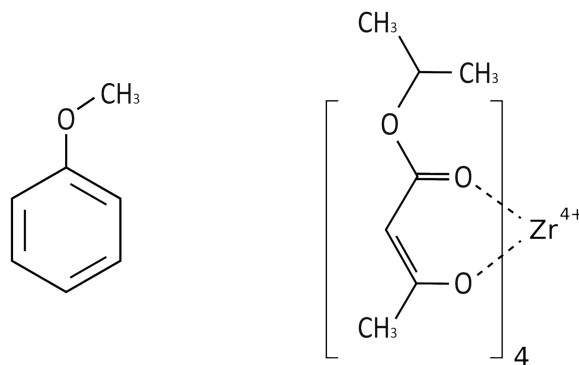


図 2.4: アニソール (左) と  $Zr(iprac)_4$  (右) の構造式

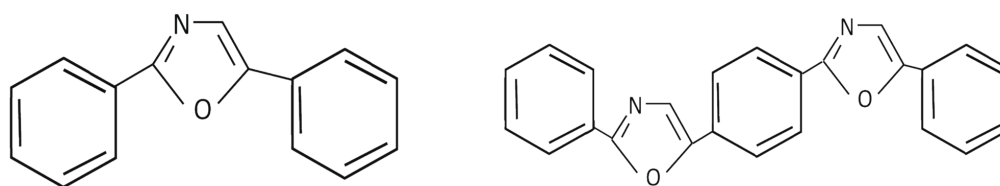


図 2.5: PPO (左) と POPOP (右) の構造式

### 2.2.3 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) とは, 光センサの中でも極めて高感度, 高速応答な光検出器である。一般的にガラス管に封じられた真空管で, 入射窓, 光電面 (陰極), 集束電極, 電子増倍部 (ダイノード), 陽極より構成されている (図 2.6)。

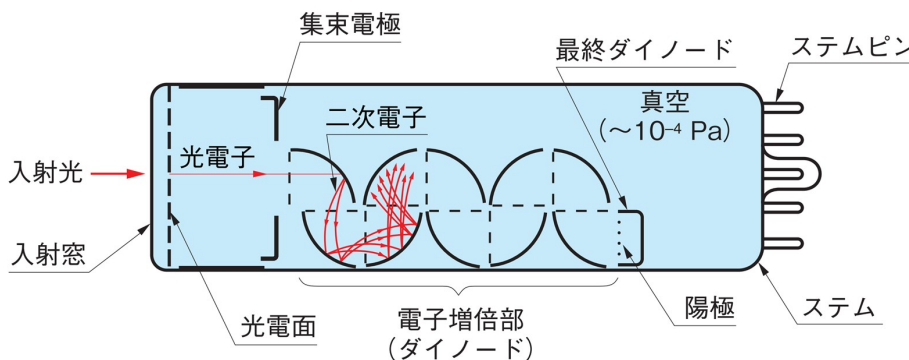


図 2.6: 光電子増倍管の構造図 ([17] より引用)

光が光電面に入射すると, 光電面の電子が励起され, 真空中に光電子が放出される。これは外部光電効果とよばれる。その光電子は集束電極によって加速し電子増倍部に

導かれ、ダイノードでは二次電子放出を繰り返すことによって増倍されていく。こうして増倍された二次電子群は最終的に  $10^6 \sim 10^7$  倍になり、陽極（アノード）に収集され、出力信号として取り出される仕組みとなっている。したがって、電気信号の大きさは入射光の光量に比例する。

この二次電子放出効果による増倍のため、PMT は、紫外光、可視光、近赤外光の測定に使われる受光素子の中では際立った感度と低ノイズ性を有している。また、高速時間応答特性、受光面の大きなものが出来るなどの特長がある。ただし、PMT の特性は温度等周囲環境の影響を受け、特に暗電流において顕著であるため、通常、温度・湿度は室内環境とし磁界・周囲電位にも注意する必要がある。本研究室で扱う際は、常に空調設備を稼働させて環境の変化を最低限に抑えるようにした。

本研究では、浜松ホトニクス社の製品である、光電子増倍管とデバイダ回路を組み合わせて一体化した光電子増倍管アセンブリを使用する。受光部がバルブ頭部にあるヘッドオン型の PMT であり、入射窓が硼硅酸ガラスでできた H2431-50 型 3 本と、石英ガラスでできた H3378-50 型 17 本の計 20 本の PMT を扱う（図 2.7）。

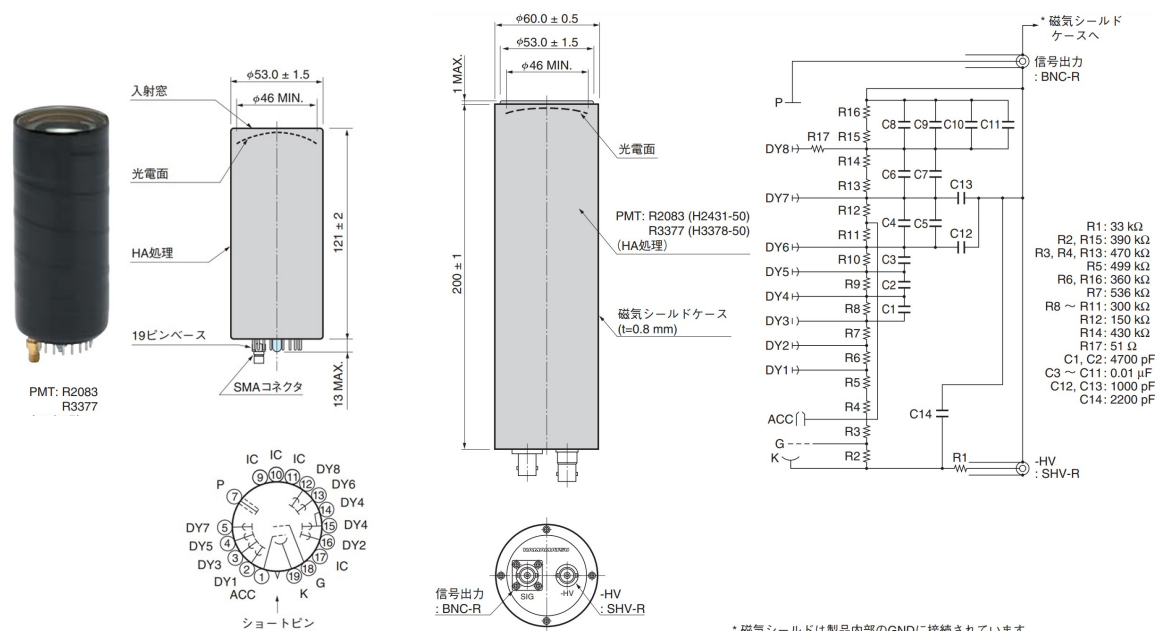


図 2.7: H2431-50, H3378-50 型の PMT の構造図 ([18] より引用)

PMT は電子増倍部の構造による特性をもつ。図 2.6 で図示されている PMT の電子増倍部はボックス型とよばれ、四半円筒の箱を並べたような構造をしている。電子収集効率が良く、入射光の位置による感度の均一性（ユニフォミティ）にも優れているため、多くのヘッドオン型光電子増倍管に使用されている。本研究で扱う H2431-50, H3378-50 型の PMT は、ラインフォーカス型とよばれる構造のものであり、時間応答特性が極めて速く、時間分解能やパルス動作時の出力直線性（リニアリティ）が良い（図 2.8）。



図 2.8: PMT の電子増倍部の型 ([18] より引用)

## 2.2.4 FADC

FADC (並列比較型 ADC, **Flash ADC**) とは, ADC (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) の一種である。ADC はアナログ-デジタル変換回路ともいい, 連続的なアナログ信号を離散的なデジタル信号に変換する。計測器からの出力信号の多くはアナログ信号であるが, コンピュータで処理できるのはデジタル信号であるため, これを変換するために用いる。ADC には, 入力信号の電圧と基準電圧とを比較し, 基準より高いか低いかに対応した出力をする比較器 (コンパレータ) が内蔵されており, 通常は 1 つのコンパレータが 1bit の変換を行う。

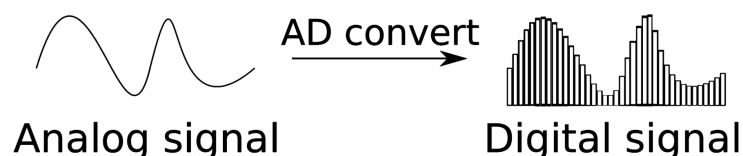


図 2.9: AD 変換のイメージ

FADC では,  $n$ bit の変換に対して  $2^n - 1$  個のコンパレータによって同時に処理をするため, 他種の ADC よりも高速に処理することができ, 時間分解能が高いという利点がある。

## 2.2.5 モジュール

ここでいうモジュールとは, 計測システムを構成している要素のことであり, 目的に応じて様々なモジュールを用いる。本研究におけるモジュールは, NIM 規格に準拠している。NIM (**N**uclear **I**nstrument **M**odules) とは, アメリカ原子力委員会 (AEC) において 1968 年に制定された放射線測定モジュール標準規格 TID-20893 に準拠したもので, 原子核物理学や高エネルギー物理学の分野で広く用いられている。

### アッテネータ (Attenuator)

信号が大きすぎてオーバーフローすることを防ぐために, 入力信号を減衰して出力する装置。どれだけ減衰するかはいくつかのレベルに設定することができ, 単位には dB を用いる。

### ディバイダ (Divider)

入力信号をいくつかの信号に分配して出力する装置。信号を複製するのではなく等分するため, 出力信号の大きさは分配しただけ小さくなる。

### ディスクリミネータ (Discriminator)

入力信号があらかじめ設定した閾値 (threshold, スレッシュホールド) を超えた際に, 決まった任意の時間幅の矩形波を出力する装置。あるスレッシュホールド以下のノイズを除去する目的などで用いられる。出力矩形波は NIM 規格で大きさが  $-0.7V$  と定められている。

### コインシデンス (Coincidence)

2 つ以上の入力信号が時間的に重なった際に, 決まった任意の時間幅の矩形波を出力する装置。時間的に同様の信号が入力されることが期待される事象を測定する際に用いることで, ノイズなどの重ならなかった信号を除去することができる。VETO 端

子を用いると、任意の時間幅内に複数の事象が重なった時に矩形波が重なって出力されるのを防ぐことができる。

### ゲートジェネレータ (Gate generator )

入力信号に対して、任意の時間幅、遅延時間 (delay, デイレイ) で信号を出力する装置。

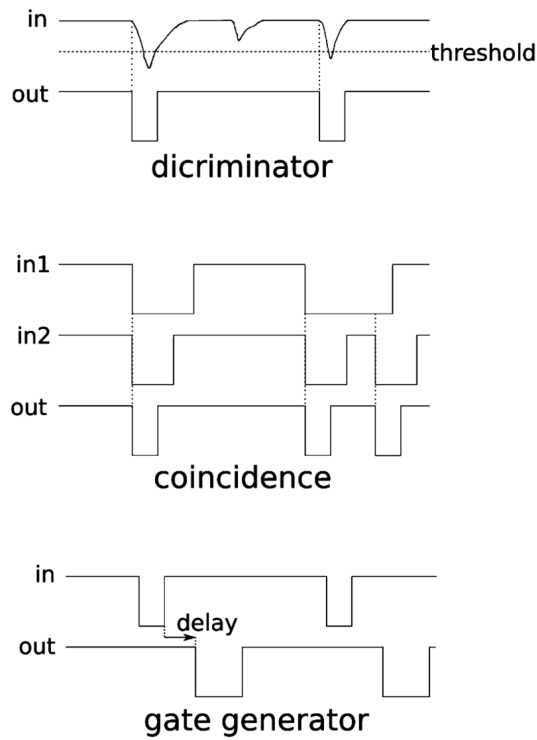


図 2.10: 各モジュールによる入出力信号の概略図

## 第3章 PMTのゲイン調整

### 3.1 PMTのゲインと観測対象

ゲイン（電流増倍率）とは、陽極からの出力電流（陽極電流）と陰極からの光電子流（陰極電流）との比である。理想的には、 $n$  段のダイノードの平均二次電子放出比が  $\delta$  の光電子増倍管では、ゲインは  $\delta^n$  である。二次電子放出比  $\delta$  は、ダイノード間電圧  $E$  の関数であり、次の式 3.1 で表される。

$$\delta = a \cdot E^k \quad (3.1)$$

ここで、 $a$  は定数、 $k$  はダイノードの形・材質によって決まり、 $0.7 \sim 0.8$  の値をとる。光電面から放出された光電子流  $I_k$  は、第1ダイノードに入射して二次電子流  $I_{d1}$  を放出する。このときの第1ダイノードにおける二次電子放出比  $\delta_1$  は次の式 3.2 で表される。

$$\delta_1 = \frac{I_{d1}}{I_k} \quad (3.2)$$

さらにこの電子は、第1ダイノード→第2ダイノード→・・・第 $n$ ダイノードと、カスケード的に増倍される。第2ダイノード以後の $n$ 段目の二次電子放出比  $\delta_n$  は次の式 3.3 で表される。

$$\delta_n = \frac{I_{d1}}{I_{d(n-1)}} \quad (3.3)$$

また、陽極電流  $I_p$  は、収集効率を  $\alpha$  として、次の式 3.4 で与えられる。

$$\delta_p = I_k \cdot \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \dots \cdot \delta_n \quad (3.4)$$

よって、陽極電流と陰極電流との比であるゲイン  $\mu$  は、次の式 3.5 で表される。

$$\mu = \frac{I_p}{I_k} = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \dots \cdot \delta_n \quad (3.5)$$

したがって、収集効率  $\alpha = 1$  とすると、等分割デバイダの場合、ゲイン  $\mu$  の供給電圧  $V$  に対する変化は、次の式 3.6 になる。

$$\mu = \delta^n = (a \cdot E^k)^n = \left\{ a \cdot \left( \frac{V}{n+1} \right)^k \right\}^n = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \cdot V^{kn} = A \cdot V^{kn} \quad (3.6)$$

ただし、 $\frac{a^n}{(n+1)^{kn}} = A$  (定数) とする。この式から、ゲイン  $\mu$  は供給電圧の  $kn$  乗に比例することがわかる。本研究で用いる PMT (R2083) の供給電圧対ゲイン特性を図 3.1 に

示す。図 3.1 は両対数グラフで描かれているため、この直線の傾きが  $kn$  となる。このように、一般的には供給電圧を上げるほど、ゲインは高くなる。ゲインは供給電圧の  $kn$  乗により変動するため、PMT に使用する高圧電源のドリフト、リップル、温度変動、入力変動、負荷変動などの安定性は、その PMT のゲインに大きな影響を与える。

ヘッドオン型51 mm径光電子増倍管

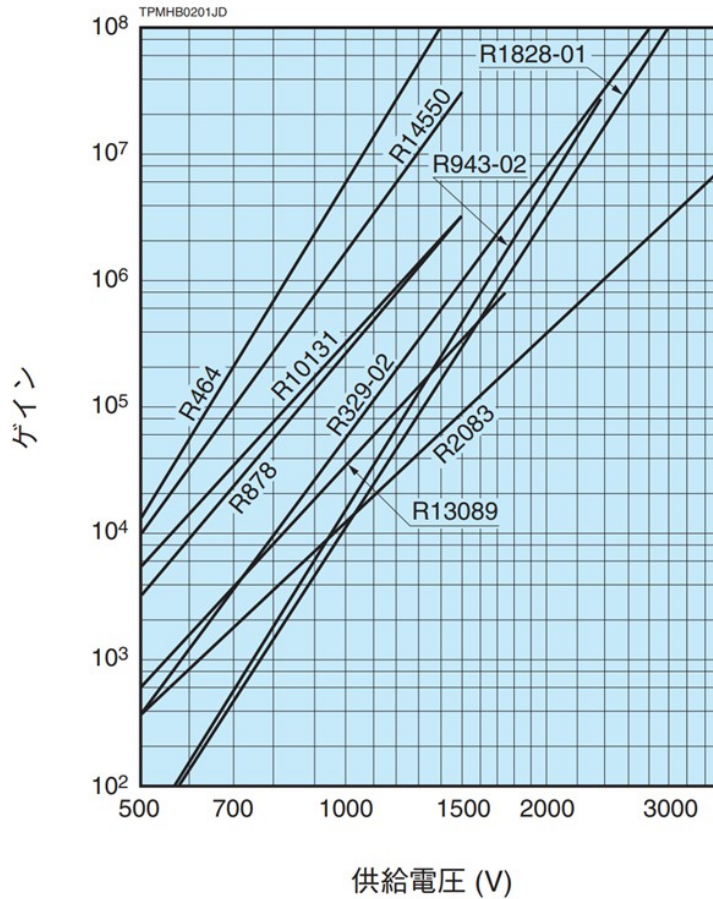


図 3.1: R2083 のゲインの電圧特性 ([17] より引用)

### 3.1.1 各 PMT のゲインの理論値計算

本研究において使用する PMT の規格を表 3.1 に示した。規格の陰極・陽極ルーメン感度に最小値 (Min.) と代表値 (ティピカル値, Typ.) があるように、実際の 20 本の PMT のゲインには系統誤差がある。代表値のゲインが  $2.5 \times 10^6$  であるのに対し、最小値のルーメン感度をもとに計算したゲインは約  $8.3 \times 10^5$  となり、ゲインには 1 桁もの系統誤差があることが考えられる。

表 3.1: H2431-50 (H3378-50) 型の PMT の規格 ([18] より引用)

アッセンブリ型名 (石英ガラス)	H2431-50 (H3378-50)
外形 [mm]	$\phi 60.0$
PMT 型名 (石英ガラス)	R2083 (R3377)
PMT 管径 [mm] (インチ)	[51] (2)
波長範囲 [nm]	300~650
ダイノード構造/段数	ラインフォーカス型/8
陽極-陰極間電圧 Max. [V]	-3500
デバイダ電流 Max. [mA]	0.61
陽極-陰極間供給電圧 [V]	-3000
陰極ルーメン感度 Min. [ $\mu\text{A}/\text{lm}$ ]	60
陰極ルーメン感度 Typ. [ $\mu\text{A}/\text{lm}$ ]	80
陽極ルーメン感度 Min. [A/lm]	50
陽極ルーメン感度 Typ. [A/lm]	200
ゲイン Typ.	$2.5 \times 10^6$

ここでルーメン感度とは、一般的な光電子増倍管の感度の評価を行うための指標である。分光感度特性の測定は高額な装置が必要である上に測定に時間がかかるため、この指標が用いられる。1カンデラ (cd) の点光源より、1m離れた所の面の明るさを1ルクス (lx) といい、この照度 1lx である面上の面積  $1\text{m}^2$  を通過する光束を1ルーメン (lm) という。測定には分布温度 2856 ケルビン (K) の標準タングステンランプが用いられ、この光源の 1lm に対する出力電流をルーメン感度という。ルーメン感度には、光電面の感度を示す陰極感度と、増倍後の特性を示す陽極感度がある。

前述のように、陽極ルーメン感度は、陰極ルーメン感度にゲインを掛けた数値である。この関係より、浜松ホトニクス株式会社による試験成績表に表示された陰極感度、陽極感度の数値を用いて、各 PMT のゲインを計算することができる。これを PMT のゲインの理論値として、表 3.2 に示した。表 3.2 からわかるように、試験結果の時点で、ゲインが平均値に対して 50 % 以上小さい PMT や 80 % 以上大きい PMT がある。これだけの差があるゲインを、できる限り同程度にすることが目標である。図 3.1 で示したようにゲインの大きさは供給電圧によって可変であるため、印加する電圧を調節して、ゲインの調整を図る。

表 3.2: 試験成績表に表示されている値とそれによる計算値

3000V 印加時 PMT 通し番号	試験成績表		計算値		
	陰極感度 ( $S_k$ ) [ $\mu\text{A}/\text{lm}$ ]	陽極感度 ( $S_p$ ) [ $\text{A}/\text{lm}$ ]	ゲイン	対平均値 割合 [%]	平均値との 割合の差 [%]
AA5704	90.0	659.0	7322222.22	186	+86
AA5705	96.4	472.0	4896265.56	125	+25
AA5707	100.0	466.0	4660000.00	119	+19
BA1809	86.9	184.0	2117376.29	54	-46
BA1841	100.0	229.0	2290000.00	58	-42
BA1843	76.6	318.0	4151436.03	106	+6
BA1844	78.4	351.0	4477040.82	114	+14
BA1845	83.9	359.0	4278903.46	109	+9
BA1851	84.1	157.0	1866825.21	47	-53
BA1853	86.5	172.0	1988439.31	51	-49
BA1860	85.4	149.0	1744730.68	44	-56
BA1900	94.5	404.0	4275132.28	109	+9
BA1909	96.7	483.0	4994829.37	127	+27
BA1911	81.2	447.0	5504926.11	140	+40
BA1912	86.2	481.0	5580046.40	142	+42
BA1914	74.7	548.0	7336010.71	187	+87
BA1915	91.8	394.0	4291939.00	109	+9
BA1916	87.8	262.0	2984054.67	76	-24
BA1917	85.0	152.0	1788235.29	45	-55
BA1918	77.6	163.0	2100515.46	53	-47
ゲインの平均値			3932446.44	100	$\pm 0$
Min.	60	50	833333.33		
Typ.	80	200	2500000.00		

### 3.1.2 ガンマ線の放射線スペクトル

ゲインの調整にあたっては、 $^{88}\text{Y}$ によるガンマ線を液体シンチレータに照射し、そのシンチレーション光を計測することでゲインの大きさを相対的に比較した。ガンマ線がシンチレータと起こす相互作用には以下の3つがある (図 3.2)。

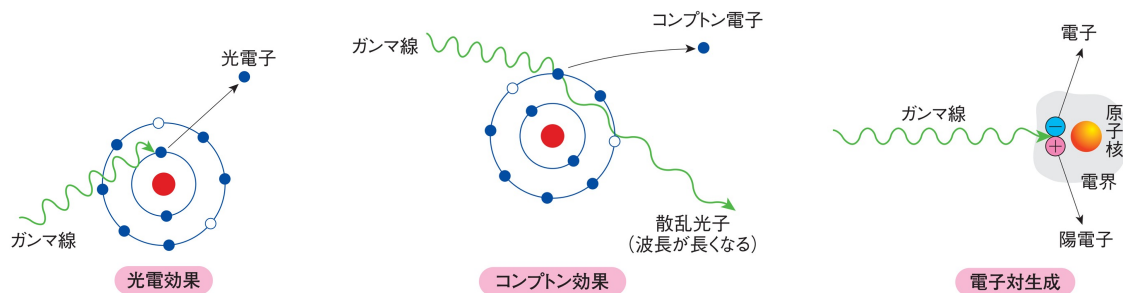


図 3.2: ガンマ線による相互作用の模式図 ([19] より引用)

### 光電効果

ガンマ線のエネルギーがすべて電子に与えられ、ガンマ線が消滅する現象。ガンマ線のエネルギーを全て受け取った軌道電子は、原子から飛び出し電離する。光電効果によって生じたピークは全エネルギーピーク（光電ピーク）とよばれる。

### コンプトン散乱

ガンマ線が電子と衝突して散乱する現象。散乱後のガンマ線のエネルギーは、電子に与えた分だけ小さくなり、方向も変わる。コンプトン散乱によって弾き飛ばされた電子が検出器から出ていってしまう場合があり、弾き飛ばされた角度によって様々なエネルギーとして記録される。このときの連続的なスペクトルをコンプトン連続部という。入射する向きに対して散乱角が $180^\circ$ のときに、弾き飛ばされたコンプトン電子のエネルギーは最大となる。このときのスペクトルをコンプトン端（コンプトンエッジ）という。

### 電子対生成

1.022MeV以上のエネルギーをもつガンマ線が電子や原子核の近くを通ったとき、ガンマ線が消滅し、電子と陽電子を生成する現象。

これらの相互作用によって、測定されるガンマ線のスペクトルは図 3.3 のようになる。ここで、ガンマ線が周辺物質である遮蔽体などに散乱された後に検出器に入射する場合があります、この最小エネルギーがピークとして現れる。これを後方散乱ピークとよぶ。 $^{88}\text{Y}$ のガンマ線エネルギーの平均値は1.060MeVである [20] ため、コンプトン散乱が主要に生じる [21]。このことから、ゲイン調整においてはコンプトン端のエネルギーを基準とした。

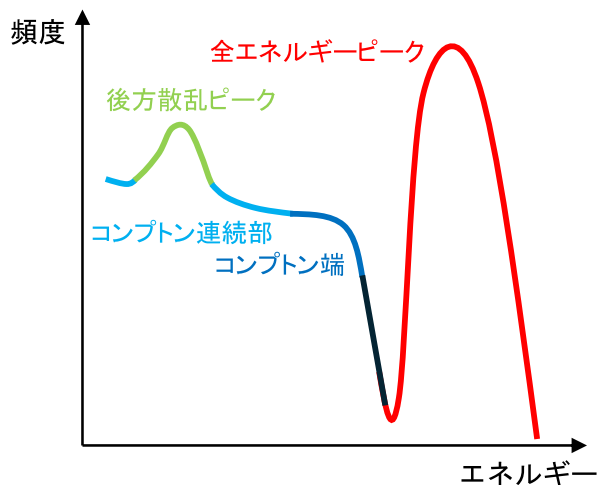


図 3.3: ガンマ線スペクトルの模式図

## 3.2 信号の解析とゲインの調整

本研究では、まず  $2\nu$ -ZICOS 検出器に用いる光電子増倍管と液体シンチレータを封入したガラス製シンチレーションバイアルをライトガイドを用いて組み合わせ、 $^{88}\text{Y}$  によるガンマ線を液体シンチレータに照射したときのスペクトルを計測した。計測したガンマ線スペクトルの中のコンプトン端のエネルギーを adc Count として記録し、それを指標に各 PMT への印加電圧を調節してゲインを調整した。2 本の PMT を回路につなぎ、同時に 2 つの信号をコインシデンスに入れ、事象が重なったときにゲートジェネレータでゲートが作られるようにした (図 3.4, 表 3.3)。このようにすることで、バックグラウンドイベントをある程度除去することができる。

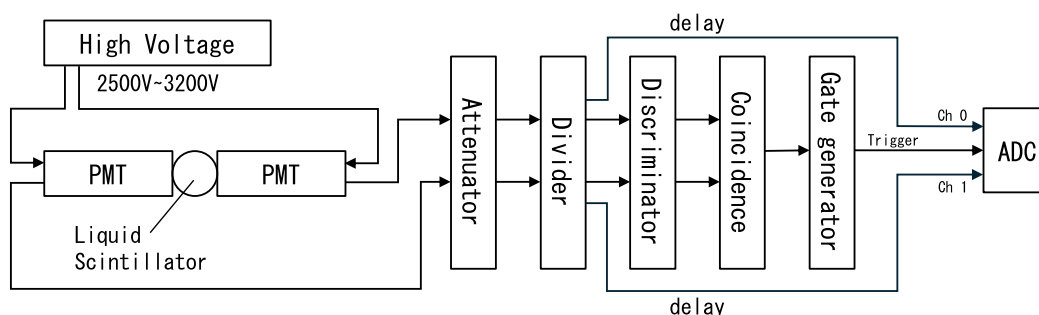


図 3.4: 測定時のトリガーロジックの概略図

表 3.3: 測定時のモジュールの設定

モジュール	PMT からの信号に対する設定
アッテネータ	信号の大きさに合わせて 0dB~8dB に設定
ディスクリミネータ	スレッシュホールド電圧：約 50mV 時間幅：50ns
ゲートジェネレータ	時間幅：100ns

計 20 本の PMT のゲインを比較するには、できる限り同じ環境で計測することが求められる。このため、PMT のみを交換して計測できるように、バイアルとライトガイドの周りにアルミマイラーとブラックシートを巻いたものを一体化させ、両側から PMT を抜き差しできるようにした (図 3.5)。

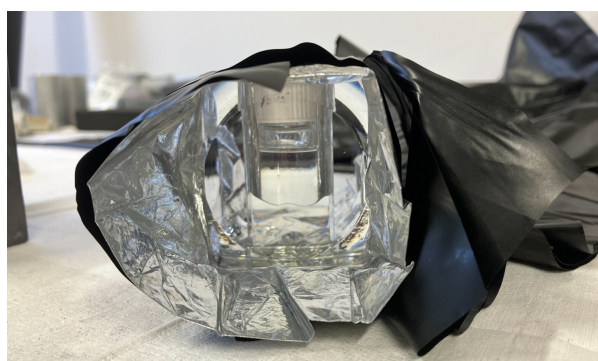


図 3.5: シンチレーションバイアルとライトガイド

はじめ、ライトガイドとPMTの入射窓を直接接触させ、周りをブラックシートとブラックテープで巻いて固定するのみであった。しかしこの方法だと、PMTを付け替えるたびに、同じPMTでも異なる信号が得られてしまうことがわかった。これは、テープを巻く過程でライトガイドと入射窓の間に隙間が空いてしまい、屈折率の差が生じてしまったためだと考えられる。このため、ライトガイドとPMTの入射窓の間にグリスを塗布し、十分密着させて固定するようにしたところ、PMTを付け替えても安定した信号が得られるようになった。実際のセットアップは図3.6に示したような形である。

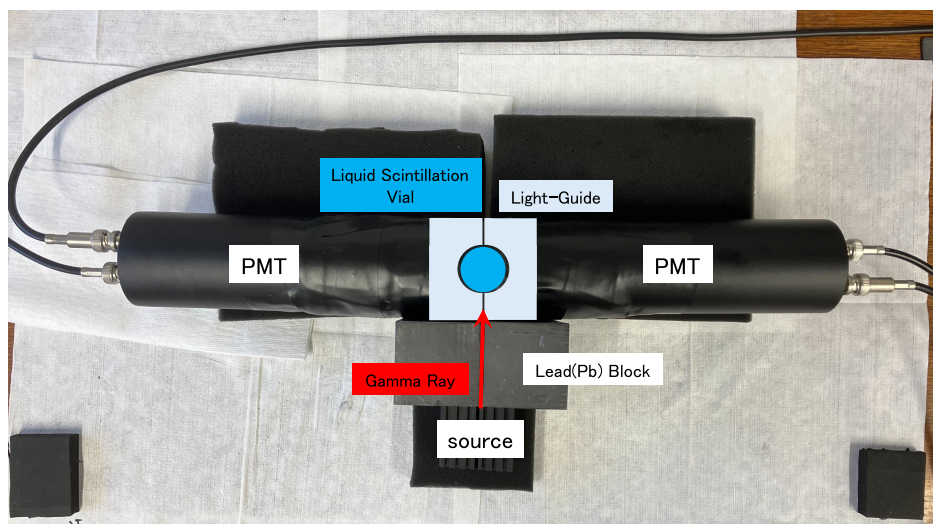


図 3.6: ガンマ線スペクトル測定時のセットアップ

### 3.2.1 信号の解析と電圧調整

実際に計測される信号の波形は図3.7のようになる。イベント数が急激に少なくなる範囲に対して、ガウシアンフィッティングを行い、その頂点位置をコンプトン端の adc Count  $C_{adc}$  とし、その  $\sigma$  を誤差範囲とした。信号が大きい時はアッテネータを使用して信号を小さくしてグラフに描き、フィッティングした値に対して表3.4の関係から本来の adc Count を算出した。

表3.4については、定格の信号を出力し、その信号に対してアッテネータを通した時の信号の大きさを測定し、生信号に対する減衰時の割合を算出した。理論的には、電圧のゲイン  $G_V$  [dB] は、入力電圧を  $V_{in}$ 、出力電圧を  $V_{out}$  として、以下の式3.7で表される。

$$G_V = 20 \log_{10} \frac{V_{out}}{V_{in}} \quad (3.7)$$

これより、もとの信号の電圧に対するアッテネータをかけたときの電圧の割合  $\frac{V_{out}}{V_{in}} = V_{ratio}$  [%] は、アッテネータの設定値  $G_V$  [dB] に対して、以下の式3.8で表される。

$$V_{ratio} = 10^{(-G_V/20)} \times 100 \quad (3.8)$$

表3.4からわかるように、これによって計算された理論値の割合と測定値の割合との差は大きくても1.5%程度であるため、測定値の電圧比をもとに adc Count を計算し直すことに問題はないと考えられる。

表 3.4: 測定時のモジュールの設定

Att ( $G_V$ ) [dB]	理論値の割合 [%]	測定電圧値 [mV]	測定値の割合 [%]	理論値との差 [%]
0	100	776	100	0.0
6	50.1	376	48.5	-1.6
8	39.8	304	39.2	-0.6
12	25.1	184	23.7	-1.4

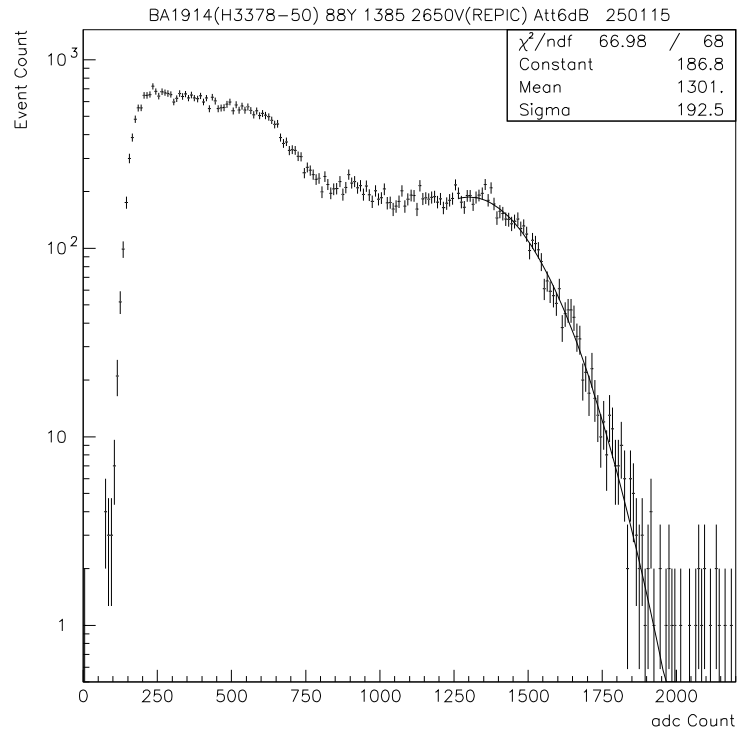


図 3.7: 代表的な PMT の信号

例として図 3.7 の計測結果をもとに計算すると、印加電圧 2650V でアッテネータを 6dB に設定して測定したデータであり、フィッティングによって得られたコンプトン端の adc Count が 1301. であることから、真のコンプトン端の adc Count  $C_{adc}$  とその誤差範囲  $\sigma$  は以下のように計算できる。

$$C_{adc} = 1301 \times \frac{776}{376} \approx 2685. \quad \sigma = 192.5 \times \frac{776}{376} \approx 397. \quad (3.9)$$

印加電圧を調整する際には、CAEN S.p.A. 社の A7030 モデルの 24 チャンネル HV 電源と、ハヤシレピック社の RPH-030 モデルの 4 チャンネル HV 電源を使用した。調整には使用していないが、ハヤシレピック社の RPH-032 モデルの 4 チャンネル HV 電源もあり、それぞれ印加できる最大電圧に違いがある (表 3.5)。便宜上、以下では社名をそれぞれ CAEN, REPIC と表記する。

表 3.5: 測定時のモジュールの設定

社名	型名	規格
CAEN	A7030	3kV, 1mA, 1.5W MAX (実質最大-2800V)
REPIC	RPH-030	-3200V, 2mA MAX
	RPH-032	-3000V, 2mA MAX

### 3.2.2 ゲイン調整結果

まず 20 本の PMT 全てについて、2800V の電圧を印加し、 $^{88}\text{Y}$  によるガンマ線を液体シンチレータに照射したときのスペクトルを計測した。計測したガンマ線スペクトルの中のコンプトン端のエネルギーを adc Count  $C_{adc}$  として記録したものが、表 3.6 である。この結果を受け、表 3.6 において、「 $C_{adc}$  (adc Count)」に Low の文字が付いている PMT には REPIC の高電圧を印加し、High が付いている PMT は印加電圧を下げ、調整した結果が表 3.7 である。表 3.7 では、REPIC の HV 電源を使用するものに○印を付けた。これらのゲインの低い PMT は、表 3.2 において「平均値との割合の差 [%]」が負の値である PMT と一致しており、系統誤差と同様の計測結果が出たといえる。

表 3.6: 各 PMT のコンプトン端 adc Count とその誤差  $\sigma$

PMT 型名	PMT 通し番号	印加電圧 [V]	$C_{adc}$ (adc Count)	Sigma $\sigma$ (adc Count)	Sigma [%]
H2431-50	AA5704	2800	High 4526	745	16
	AA5705		2898	608	21
	AA5707		2743	594	22
H3378-50	BA1809	2800	Low 933	190	20
	BA1841		Low 1592	360	23
	BA1843		2584	439	17
	BA1844		2600	591	23
	BA1845		2365	460	19
	BA1851		Low 1216	201	17
	BA1853		Low 1664	293	18
	BA1860		Low 1131	177	16
	BA1900		2823	477	17
	BA1909		2724	482	18
	BA1911		2357	529	22
	BA1912		High 3011	470	16
	BA1914		High 4375	525	12
	BA1915		2799	584	21
	BA1916		Low 1738	305	18
BA1917	Low 1170	256	22		
BA1918	Low 1380	209	15		

表 3.7: 印加電圧調整後の各 PMT のコンプトン端 adc Count とその誤差  $\sigma$

PMT 型名	PMT 通し番号	印加電圧 [V]	コンプトン端 (adc Count)	Sigma $\sigma$ (adc Count)	Sigma [%]
H2431-50	AA5704	2450	2809	622	22
	AA5705	2800	2898	608	21
	AA5707	2800	2743	594	22
H3378-50	○ BA1809	3200	1630	284	17
	○ BA1841	3000	2062	428	21
	BA1843	2800	2584	439	17
	BA1844	2800	2600	591	23
	BA1845	2800	2365	460	19
	○ BA1851	3200	1962	283	14
	○ BA1853	3000	2098	394	19
	○ BA1860	3200	1883	284	15
	BA1900	2800	2823	477	17
	BA1909	2800	2724	482	18
	BA1911	2800	2357	529	22
	BA1912	2750	2821	428	15
	BA1914	2650	2685	525	20
	BA1915	2800	2799	584	21
	○ BA1916	3000	2270	389	17
	○ BA1917	3200	1885	398	21
○ BA1918	3000	1765	272	15	

表 3.7 について、縦軸に adc Count をとり、各 PMT におけるコンプトン端の測定位置をグラフに描いたものを図 3.8, 図 3.9 に示した。赤色の点線は、表 3.7 における○印のついたものを除いた PMT のコンプトン端の adc Count の平均値 (2684.) を中心に、その  $\pm 10\%$ ,  $\pm 20\%$  の位置に引いた直線である。これより、コンプトン端の adc Count が平均値  $\pm 10\%$  以内に収まった PMT は 10 本であり、誤差棒を含めて 14 本であった。ゲインの低い PMT について、可能な限りの高電圧をかけても、平均値  $\pm 20\%$  以内にすら収まらなかった PMT が 7 本あった。こういった平均値から大きく外れたゲインの PMT については、事象発生点の再構成の際、プログラム上で修正を加える方針とする。各 PMT についてガウシアンフィッティングしたものについては図 3.10 に示した。

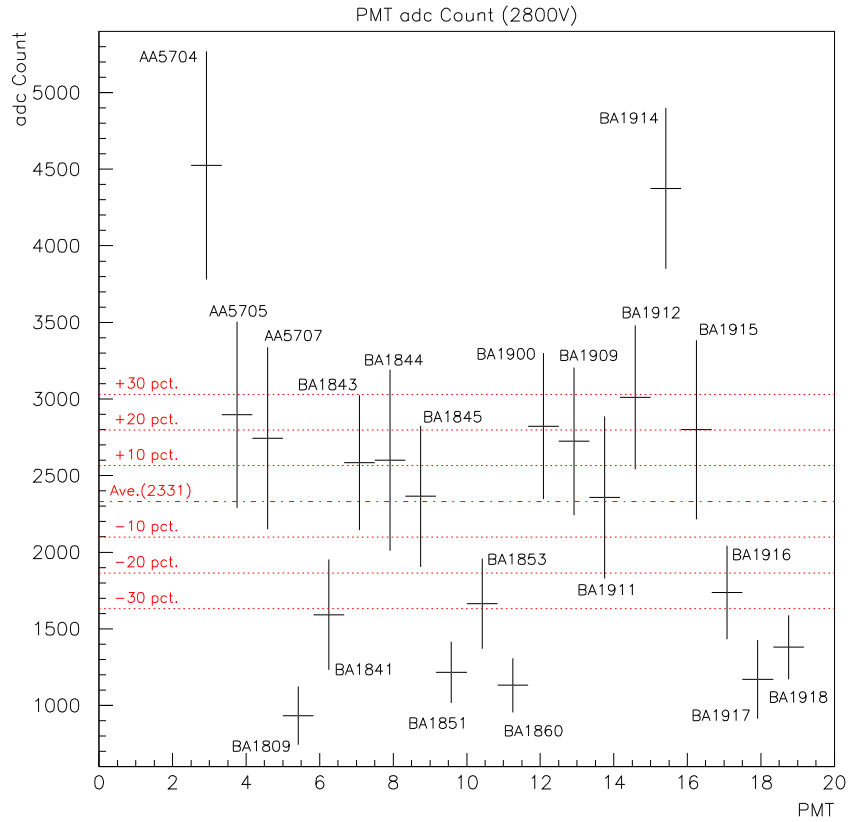


図 3.8: 各 PMT のコンプトン端 adc Count と平均値に対する差 (調整前)

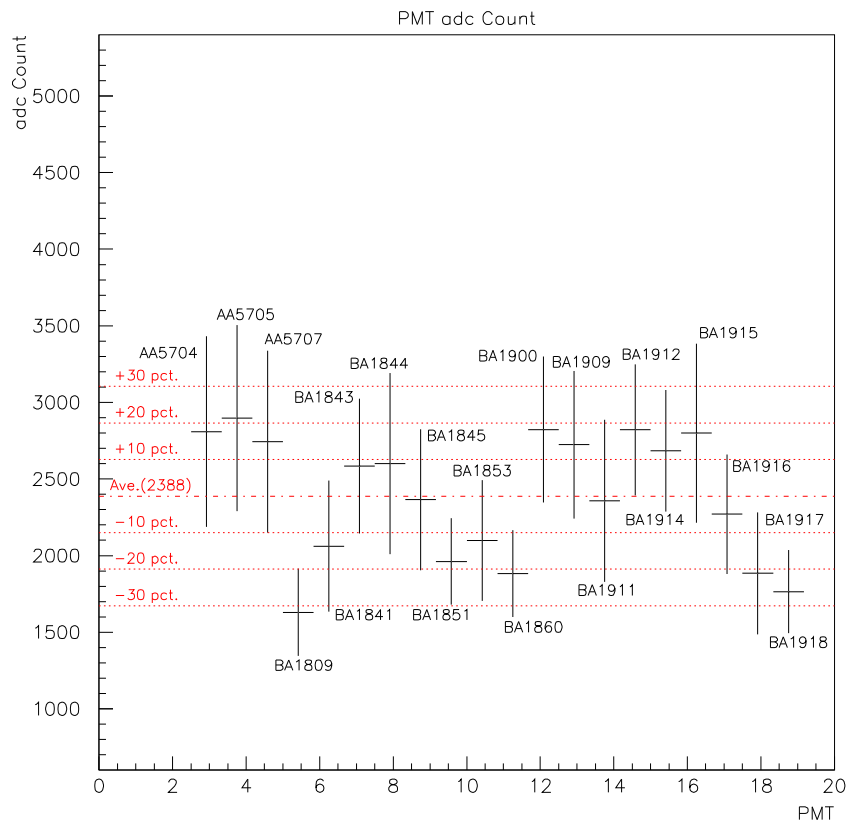
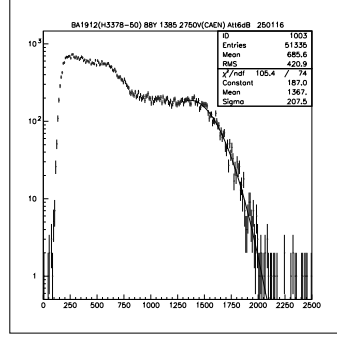
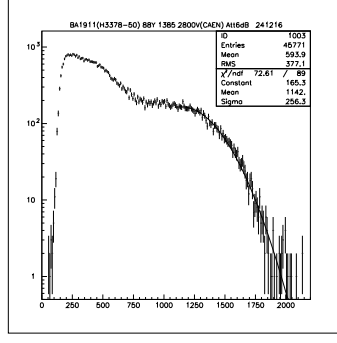
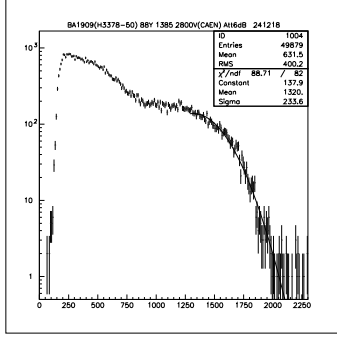
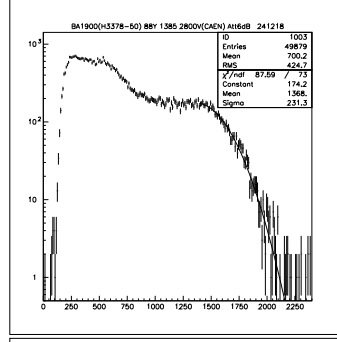
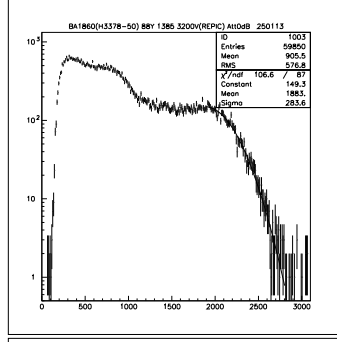
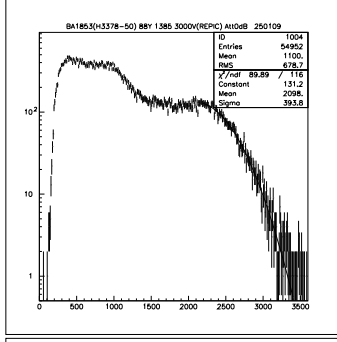
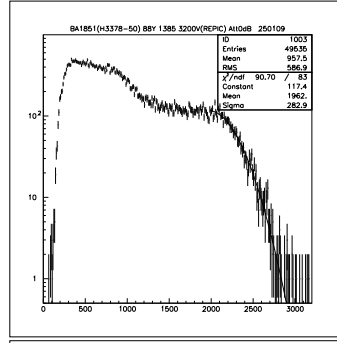
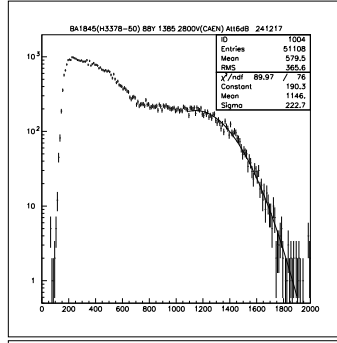
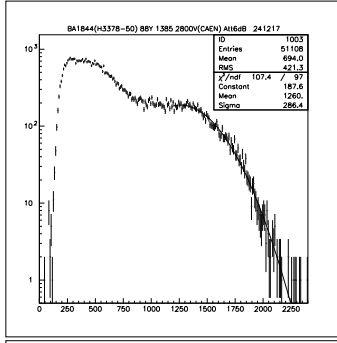
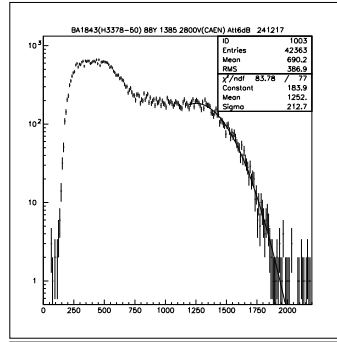
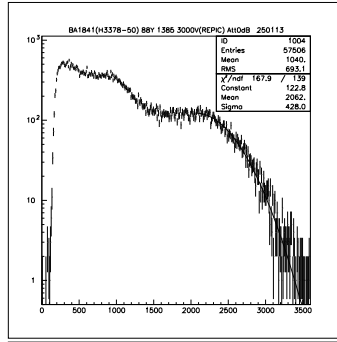
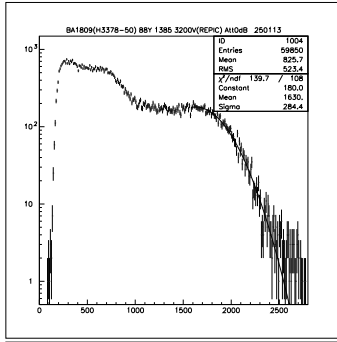
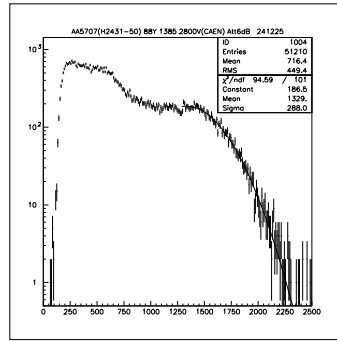
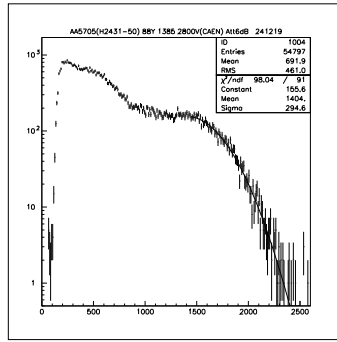
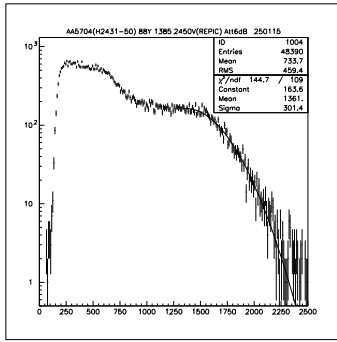


図 3.9: 各 PMT のコンプトン端 adc Count と平均値に対する差 (調整後)



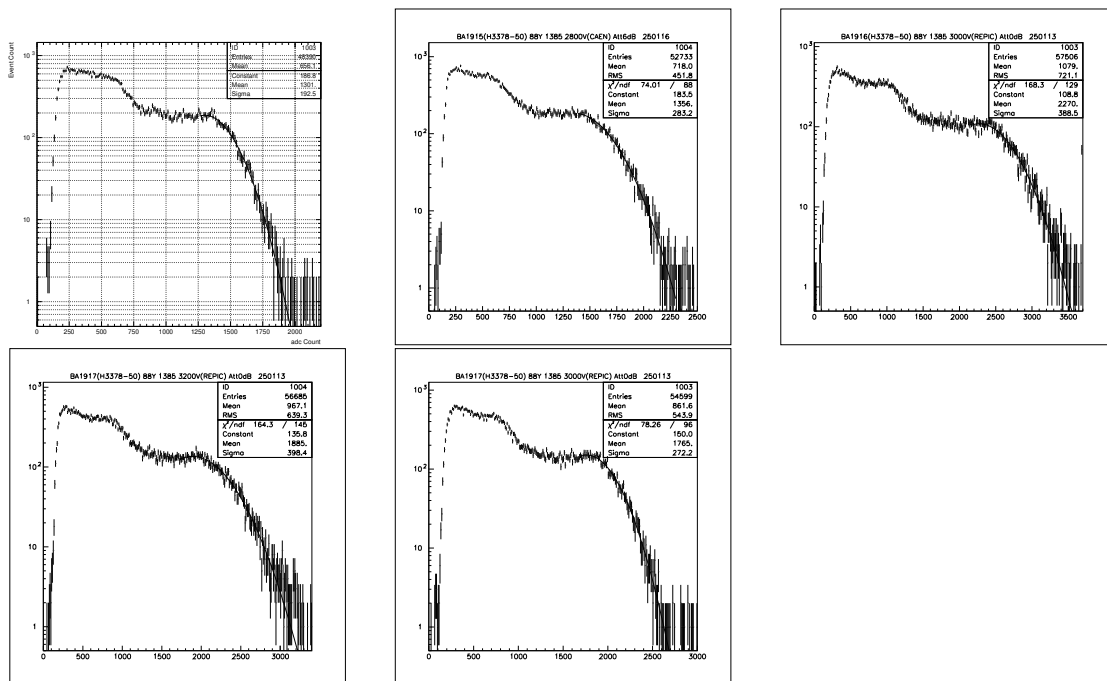


図 3.10: 各 PMT のコンプトン端のガウシアンフィッティング

### 3.3 エネルギーキャリブレーション

当初は図 3.11 のように、フラスコを中心に来るように  $^{137}\text{Cs}$  線源をテフロン糸で吊るし、原点からの発光に対してエネルギーキャリブレーションとバーテックスキャリブレーションを行う方針であった。しかし実際の計測では、 $2\nu$ -ZICOS 検出器のノイズが大きく、現段階では  $^{137}\text{Cs}$  の 662keV のガンマ線のエネルギーを見ることができないことがわかった。

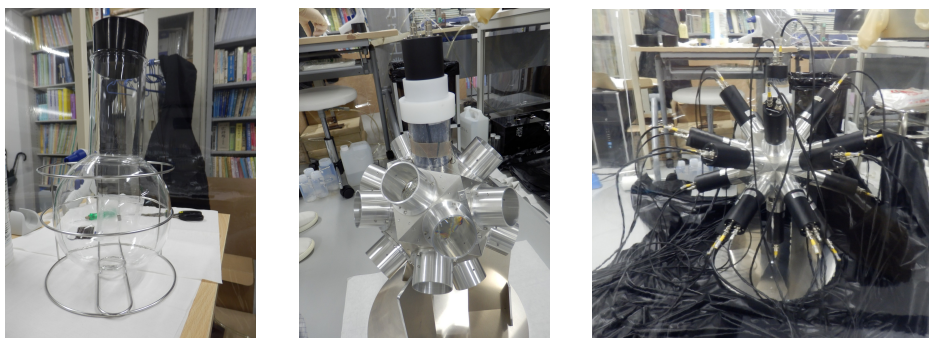


図 3.11: ガンマ線スペクトル測定時のセットアップ

ここで、 $^{137}\text{Cs}$  線源を取り出し、線源がない状態で宇宙線ミュオンのデータを取得した結果、図 3.12 のようになった。このとき、CAEN V1742 の Fast trigger に  $2\nu$ -ZICOS 検出器のトップ及びボトムの本の PMT の波高シグナルのアンド信号を入力し、データを収集した。図 3.12 より、宇宙線ミュオンが高エネルギー側に観測されるが、宇宙線ミュオンのスペクトルとともに、 $^{40}\text{K}$  と  $^{208}\text{Tl}$  のガンマ線が観測されていることがわかる。

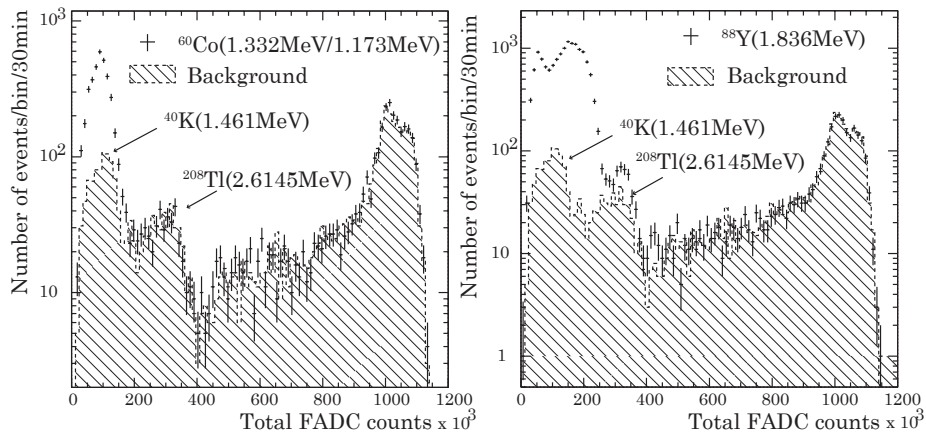


図 3.12: 2 $\nu$ -ZICOS 検出器で観測したバックグラウンド事象とガンマ線源

さらに、 $^{60}\text{Co}$  のガンマ線源を  $(X, Y, Z) = (-35\text{cm}, 20\text{cm}, 0\text{cm})$  に、 $^{88}\text{Y}$  のガンマ線源を  $(X, Y, Z) = (-39\text{cm}, 23\text{cm}, 0\text{cm})$  にそれぞれ設置したときのエネルギースペクトルは図 3.13 のようになった。これより、それぞれのコンプトン端である  $1.08\text{MeV}$  と  $1.61\text{MeV}$  のエネルギー位置が  $100000$  および  $250000$  の photon yield の位置にあることがわかる。これらが相対関係にあることから、エネルギーキャリブレーションは [photon yield/keV] として求められる。なお、このキャリブレーションデータを基に、神岡地下観測所においてセットアップ後のキャリブレーションでは  $^{60}\text{Co}$  のガンマ線源を使用する計画である。

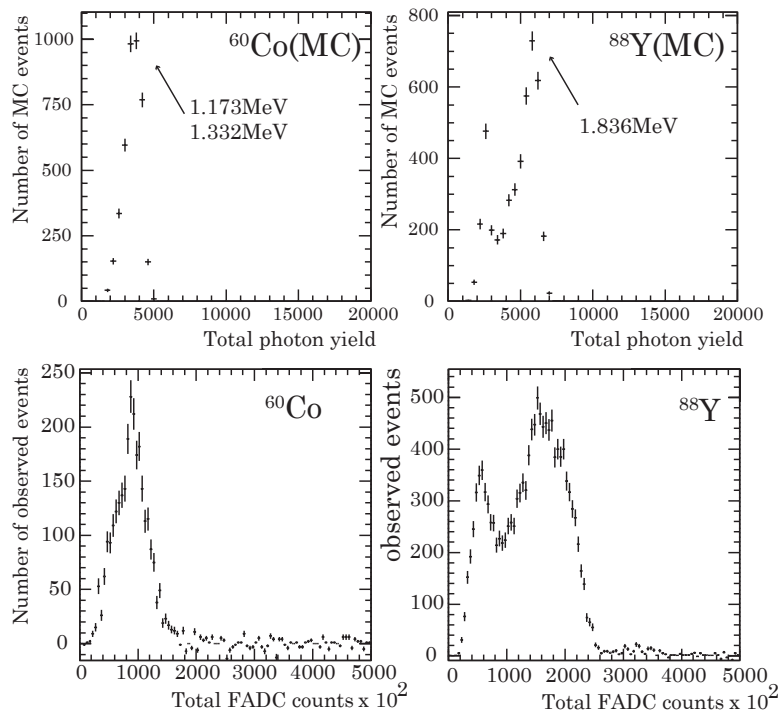


図 3.13: ガンマ線源によるコンプトン端のエネルギースペクトル（上段がシミュレーション，下段が測定データ）

# 第4章 事象発生点の再構成

## 4.1 PMTの取り付け位置

本実験では，正20面体の治具に対して20本のPMTを取り付ける。

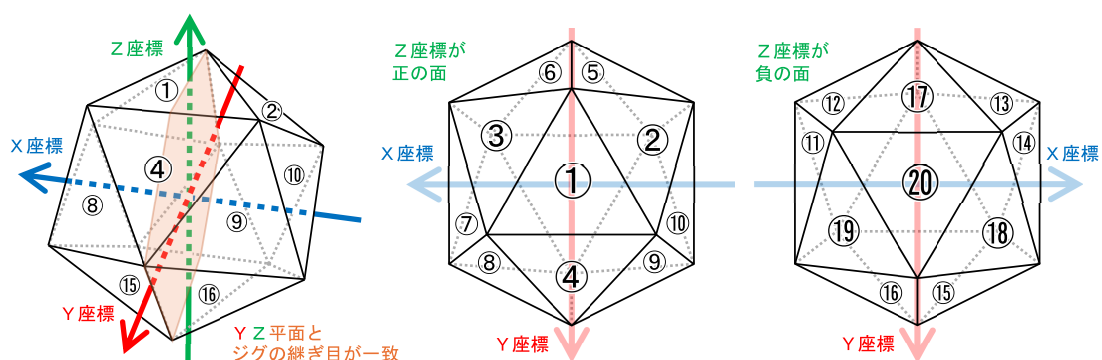


図 4.1: ジグに対する座標と PMT 取り付け位置の扱い

表 4.1: PMT の取付番号と取り付け位置

取付番号	X 座標	Y 座標	Z 座標	通し番号
①	4.05E-05	1.55E-05	80	BA1809
②	-4.62E+01	-2.67E+01	59.63	AA5705
③	4.62E+01	-2.67E+01	59.63	AA5704
④	4.29E-05	5.33E+01	59.63	AA5707
⑤	-2.85E+01	-6.98E+01	26.67	BA1860
⑥	2.85E+01	-6.98E+01	26.67	BA1909
⑦	7.47E+01	1.02E+01	26.67	BA1853
⑧	4.62E+01	5.96E+01	26.67	BA1844
⑨	-4.62E+01	5.96E+01	26.67	BA1841
⑩	-7.47E+01	1.02E+01	26.67	BA1911
⑪	-7.47E+01	-1.02E+01	-26.67	BA1916
⑫	-4.62E+01	-5.96E+01	-26.67	BA1843
⑬	4.62E+01	-5.96E+01	-26.67	BA1851
⑭	7.47E+01	-1.02E+01	-26.67	BA1845
⑮	2.85E+01	6.98E+01	-26.67	BA1917
⑯	-2.85E+01	6.98E+01	-26.67	BA1914
⑰	-4.05E-05	-5.33E+01	-59.63	BA1915
⑱	4.62E+01	2.67E+01	-59.63	BA1900
⑲	-4.62E+01	2.67E+01	-59.63	BA1912
⑳	-4.05E-05	-1.55E-05	-80	BA1918

表 3.7, 図 3.8 を受けて, ゲインの低い PMT 同士が隣り合うことが無いように PMT を配置する必要がある。加えて, 向かい合う PMT のゲインも大きな差が無いように配置しなければならない。正 20 面体の治具に対する座標と, 便宜上の取付番号を図 4.1 に示したようにすると, PMT の取り付け位置は表 4.1 に示した位置となる。

## 4.2 バージェックスキャリブレーション

### 4.2.1 シミュレーション

全ての PMT が同じ有効光子収量を持つと仮定すると, 最も可能性の高い頂点の位置を再構成できる。この有効光子収量は PMT の位置と頂点の間の距離によって補正される。フラスコ内の球の三次元空間を 0.1cm 単位で分割し, 各位置から各 PMT への距離と角度を算出し, 立体角を補正した光量を求める。

シンチレーション光子は, 事象発生点から等方的に放出される。シミュレーションのプログラムでは, 検出器内に入射する荷電粒子が追跡され, 発生する光子が PMT に入射するまで追跡される。このとき, エネルギーと光子総量の対応は, シンチレーション光の場合 10000 光子/MeV, チェレンコフ光の場合は 100 光子/MeV として調整した。ただし, PMT の光電面の効率を考慮していない。

$i$  番目にヒットした PMT で検出された光子数 ( $DNP_i$ ) を使用して, 次の式で補正された光子数 ( $CNP_i$ ) を計算した (式 4.1)。

$$CNP_i = DNP_i \times \left( \frac{r}{d_i} \right)^2 \frac{1}{\cos \theta_i} \quad (4.1)$$

ここで,  $d_i$  は  $i$  番目の PMT と頂点位置の間の距離,  $r$  は検出器の半径,  $\theta_i$  は光子の方向と中心から  $i$  番目の PMT への方向との間の開き角を, それぞれ表す。この計算の後, すべてのヒット PMT の補正された光子の総数を合計し, 次の式 4.2 ように補正された光子の総数の平均値 (AveQ) が得られる。

$$AveQ = \frac{1}{N_{hit}} \sum_{i=1}^{N_{hit}} CNP_i \quad (4.2)$$

ここで,  $N_{hit}$  はヒット PMT の数である。分散 (VAR), 標準偏差 (STD), および解像度 (RES) は次の式 4.3, 4.4, 4.5 で得られる。

$$VAR = \frac{1}{N_{hit}} \sum_{i=1}^{N_{hit}} (CNP_i - AveQ)^2 \quad (4.3)$$

$$STD = \sqrt{VAR} \quad (4.4)$$

$$RES = \frac{STD}{AveQ} \quad (4.5)$$

この解像度によって, イベントによる光量の大小を単純比較できる。こうして補正された光量の計算による分散が最も小さくなる点を事象の発生点と捉えるプログラムを用い,  $^{137}\text{Cs}$  による 662keV のガンマ線が座標 (30cm, 0cm, 0cm) から発せられたと仮定したとき, 図 4.2 のようにシミュレーションされた。この結果から, 得られた頂点位置は, 0.3cm の分解能で良好に再構成された。

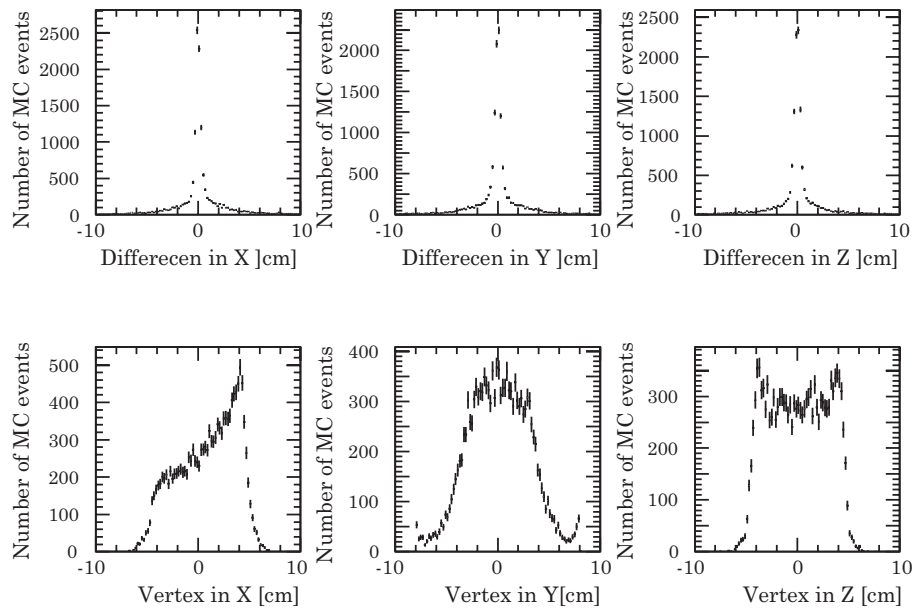


図 4.2: 頂点再構成のシミュレーション結果

実際は、図 4.3 左のように、 $^{137}\text{Cs}$  線源をプラスチックで吸着したものをテフロン糸を使用して丸底フラスコ内中心に吊り下げて、事象発生点を再構成できるか測定する。線源自体の体積があるため、その影によって光量は失われることが考慮される。プラスチックパッケージの影響を無視した場合のシミュレーション結果と線源の影を考慮した結果はそれぞれ図 4.3 右のような頂点分布となった。影の有無によってシミュレーションを比較すると、誤差の大きさは、影が無い時に約 1cm、影を考慮すると約 2cm となった。実際に、どのように事象発生点が再構成されるか、その分解能がどれくらいかを測定する必要がある。

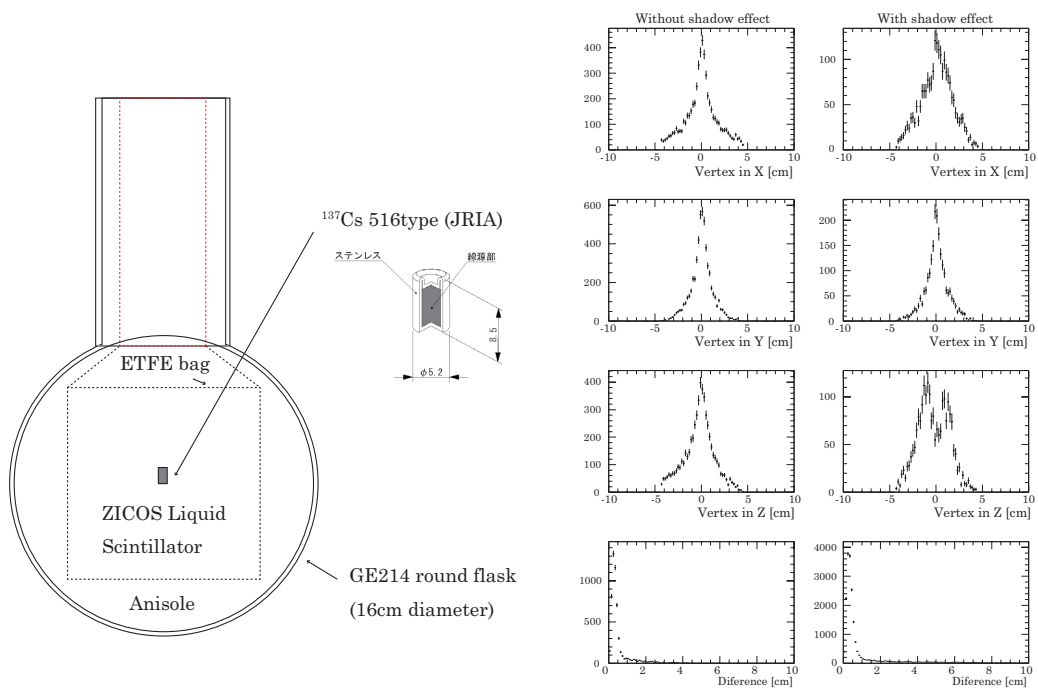


図 4.3: 線源の体積を考慮した影による影響

## 4.2.2 頂点再構成の分解能

前述の通り、 $^{137}\text{Cs}$ による662keVのガンマ線は測定が難しかったため、エネルギーキャリブレーションと同様、 $^{60}\text{Co}$ 線源を $(X, Y, Z) = (-35\text{cm}, 20\text{cm}, 0\text{cm})$ に、 $^{88}\text{Y}$ 線源を $(X, Y, Z) = (-39\text{cm}, 23\text{cm}, 0\text{cm})$ にそれぞれ設置した。プログラム上で再構成された事象発生点の位置と原点とのずれを算出した各座標の分布が図4.4である。

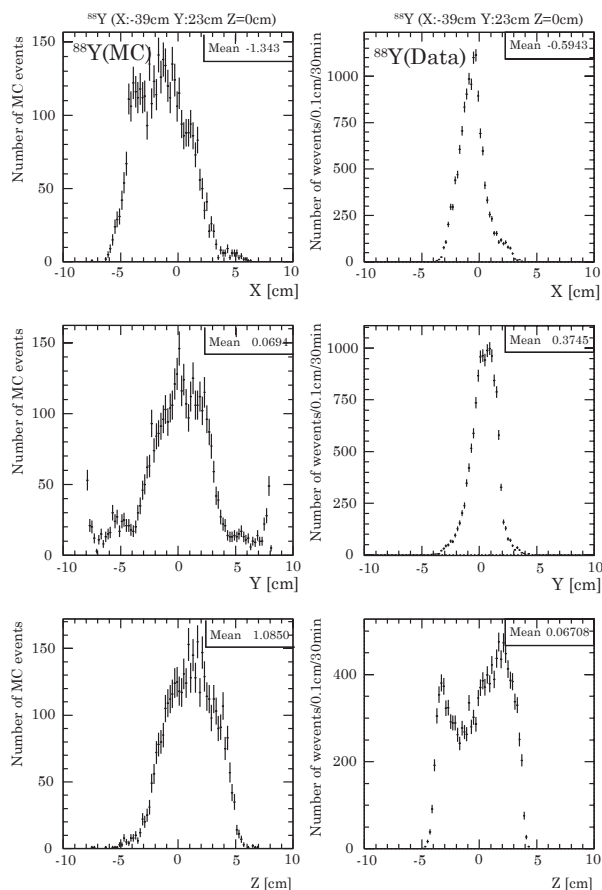


図 4.4: ガンマ線源のキャリブレーションで得られたバーテックス分布

バーテックスがそれぞれ、Xはマイナス、Yはプラスの方向にクラスターされており、線源を設置した位置に対して妥当な分布となっている。しかし、Zに関しては0付近に集まっておらず、プラスの方向にクラスターされている。この原因としては、それぞれのPMTのゲインの差によって上部のPMTのゲインが相対的に高くなり、収集光量が大きくなっているために、プログラム解析で上方に偏ってしまう可能性や、トリガーなどの測定機器による偏向の可能性が考えられる。やはり、フラスコを中心に線源を置いて測定し、バーテックスキャリブレーションを引き続き行っていく必要がある。

## 第5章 結論

本研究ではまず、2 $\mu$ -ZICOS 検出器に用いる光電子増倍管 20 本について、<sup>88</sup>Y を用いて計測したガンマ線スペクトルの中のコンプトン端のエネルギーを指標に、各 PMT への印加電圧を調節してゲインを調整していった。ゲインが比較的低い 8 本の PMT を除いた 12 本の PMT については、おおよそ  $\pm 10\%$  の誤差範囲内にゲインを調整することができた。ゲインの低い 8 本の PMT にはできる限り高電圧をかけ、なおもゲインが極端に低いものについては、事象発生点の再構成の際に、プログラム上で修正を加える方針とした。

実際に 2 $\mu$ -ZICOS 検出器を組み立てた後、調整した結果を用いて、エネルギーキャリブレーションとバーテックスキャリブレーションを行った。エネルギーキャリブレーションについては、高エネルギーのガンマ線源について測定し、[photon yield/keV] として求められることがわかった。低いエネルギーがノイズによって測定できない事は課題として挙げられる。バーテックスキャリブレーションについては、X 方向と Y 方向の水平面上においては良好な結果が得られたが、Z 方向に偏りが見られることが課題として挙げられる。今後は、フラスコを中心にベータ線源を吊るし、事象発生点が再構成されているか確かめていく方針である。

## 参考文献

- [1] M. Aker *et al.* (The KATRIN Collaboration), Nature Physics **18** (2022) p.160-166.
- [2] K.Abe *et al.* First Joint Oscillation Analysis of Super-Kamiokande Atmospheric and T2K Accelerator Neutrino Data, Phys. Rev. Lett. **134**, 011801, 2025.
- [3] Jonathan Engel and Javier Menéndez. Status and Future of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless Double-Beta Decay: A Review, Reports on Progress in Physics **80**, 046301, 2017.
- [4] S.Abe *et al.* Search for the majorana nature of neutrinos in the inverted mass ordering region with kamland-zen, Phys. Rev. Lett. **130**, 051801, 2023.
- [5] G.Anton *et al.* Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay with Complete EXO-200 Dataset, Phys. Rev. Lett. **123**, 161802, 2019.
- [6] P.Novella *et al.* Measurement of the  $^{136}\text{Xe}$  two-neutrino double- $\beta$ -decay half-life direct background subtraction in NEXT, Phys. Rev. C **105**, 055501, 2022.
- [7] M.Agostini *et al.* Final Results Gerda on the Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay, Phys. Rev. Lett. **125**, 252502, 2020.
- [8] D.Q.Adams *et al.* Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUROE, Nature **604**, 7904, 2022.
- [9] J.Argyriodes *et al.* (NEMO-3 Collaboration), Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector, Nuclear Physics A, **847** (2010) p.168-179.
- [10] Y.Fukuda *et al.* ジルコニウム 96 を用いたニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊事象の探索 XXI ~2つのニュートリノを放出する二重ベータ崩壊事象の観測実験の準備状況~, 日本物理学会 2024 年春期大会 発表資料.
- [11] Y.Fukuda, Journal of Physics: Conference Series **718** (2016) 062019.
- [12] Y.Fukuda, S.Moriyama, K.Hiraide, I.Ogawa, T.Gunji, R.Hayami, S.Tsukada, PoS(EPS-HEP2019)713.
- [13] Y.Fukuda, S.Moriyama, K.Hiraide, I.Ogawa, T.Gunji, R.Hayami, S.Tsukada and S.Kurosawa, Journal of Physics: Conference Series **1468** (2020) 012139.

- [14] Y.Fukuda, S.Moriyama, K.Hiraide, I.Ogawa, T.Gunji, R.Hayami, S.Tsukada and S.Kurosawa, Journal of Physics: Conference Series 2156 (2021) 012116.
- [15] Y.Fukuda, S.Moriyama, K.Hiraide, I.Ogawa, T.Gunji, R.Hayami, S.Tsukada and S.Kurosawa, PoS(ICHEP 2022)600.
- [16] Y.Fukuda *et al.*  $2\nu$ -ZICOS experiment for an observation of two neutrino emission double beta decay using  $^{96}\text{Zr}$  nuclei, 宮城教育大学紀要 (2024), 巻 58, p.131-139.
- [17] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会. 光電子増倍管 —その基礎と応用— 第 4 版. 浜松ホトニクス株式会社, 2017.
- [18] 光電子増倍管と関連製品. TPMZ0002J03, 浜松ホトニクス株式会社 (2021).
- [19] 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構 放射線科学センター. 放射線の豆知識 暮らしの中の放射線 第 4 版, 2013.
- [20] UC San Diego. RADIONUCLIDE DATA SHEET Yttrium – 88, 2005.
- [21] QST Channel (量子科学技術研究開発機構). “スペクトル解析 (検出器内での相互作用)” . YouTube, 2025/01/08.  
<https://www.youtube.com/watch?v=fB0pc6x1dMc> (2025/02/09 閲覧) .
- [22] 原 康夫, 第 5 版 物理学基礎, 学術図書出版社, 2016.
- [23] 東京大学宇宙線研究所, スーパーカミオカンデ 公式ホームページ  
<https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/> (2025/02/01 閲覧) .
- [24] 矢向 謙太郎, 酒井 英行, 二重ベータ崩壊の核行列要素を検証する (最近の研究から), 日本物理学会誌 (2012), 67 巻, 6 号, p.389-394.
- [25] 亀井 雄斗. FADC を用いた低エネルギー電子により放射されるチェレンコフ光の波形観測. 卒業論文, 宮城教育大学, 2017.
- [26] 清水 智仁. Zr-96 によるニュートリノレス二重ベータ崩壊実験のための背景事象除去の研究. 卒業論文, 宮城教育大学, 2022.
- [27] 工藤 滉大. ZICOS のための  $\beta\gamma$  崩壊事象から放射されるチェレンコフ光を用いた背景事象の研究. 卒業論文, 宮城教育大学, 2023.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，お忙しいなかでも熱心にご指導，ご助言を頂きました指導教官の福田善之教授に，この場を借りて深く感謝致します。実験に向かう態度や，得られた結果の解釈など，理論から実践まで多くの学びを得ることができました。2年間，非常に有意義な時間となりました。心より御礼申し上げます。

また，家族や友人のほか，福田教授を通してお話を伺った物理学者の方々など，本当に多くの方にお世話になりました。特に，共同で研究を進めてきたゼミ生である菅原一喜氏，佐藤龍之介氏，遠山和希氏は，切磋琢磨し合う仲間であり，その存在が研究に向かう大きな活力となっていました。改めて，心より感謝申し上げます。