

平成二十七年年度

卒業論文

ダブルベータ崩壊観測実験

小川 圭将
中澤 美季
又吉 康平
若宮 光太郎

神戸大学理学部物理学科

目次

第 1 章	ダブルベータ崩壊観測実験の理論 (担当: 小川圭将)	1
1.1	ダブルベータ崩壊とは	1
1.1.1	ベータ崩壊	1
1.1.2	ダブルベータ崩壊	1
1.2	ダブルベータ崩壊の観測	3
1.2.1	ダブルベータ崩壊の観測原理	3
1.2.2	本実験で使用する線源	4
1.3	ダブルベータ崩壊における電子のエネルギースペクトル	5
1.3.1	ベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルの考察	5
1.3.2	ダブルベータ崩壊における電子のエネルギースペクトル考察	9
1.4	第 1 章まとめ	11
第 2 章	ダブルベータ崩壊の観測装置 (担当: 中澤美季)	12
2.1	観測原理	12
2.2	実験装置	13
2.3	飛跡検出器	13
2.3.1	μ -TPC(Micro Time Projection Chamber)	13
2.3.2	μ -PIC(Micro Pixel Chamber)	14
2.3.3	GEM(Gas Electron Multiplier)	14
2.3.4	線源	15
2.4	電磁石	16
2.4.1	電磁石温度制御システム	17
2.4.2	温度較正	18
2.4.3	電磁石温度制御システムの実装	19
2.5	まとめ	21
第 3 章	実験装置の性能評価 (担当: 又吉康平)	22
3.1	ガスゲイン	24
3.1.1	ガスゲイン測定方法	24
3.1.2	ガスゲイン測定結果	26
3.2	ドリフト速度	26
3.2.1	ドリフト速度測定方法	27
3.2.2	ドリフト速度測定結果	27

3.3	空間分解能	28
3.3.1	空間分解能測定方法	28
3.3.2	空間分解能測定結果	29
3.4	サンプリングピッチ	32
3.4.1	サンプリングピッチ測定方法	33
3.4.2	サンプリングピッチ測定結果	34
3.5	まとめ	35
第4章	ダブルベータ崩壊観測実験の解析方法 (担当:若宮光太郎)	36
4.1	運動エネルギーの再構成	36
4.1.1	運動エネルギーの再構成概要	36
4.1.2	Geant4 シミュレーション	36
4.1.3	運動エネルギーの再構成方法	36
4.2	Geant4 による運動エネルギー再構成手法の検証	38
4.2.1	昨年度 [17] との比較	38
4.2.2	より現実的なシミュレーション	40
4.3	ダブルベータ崩壊飛跡のイベントセレクション	41
4.3.1	イベントセレクションの必要性	41
4.3.2	判定アルゴリズムの原理	41
4.3.3	θ 判定アルゴリズムの実装	43
4.3.4	θ 判定アルゴリズムの評価	44
4.3.5	θ 判定アルゴリズムの評価方法	44
4.3.6	θ 判定アルゴリズム評価結果	44
4.4	まとめ	46
第5章	ダブルベータ崩壊観測実験の結果 (担当:小川圭将)	48
5.1	目的	48
5.2	予備実験	48
5.2.1	^{60}Co を用いた予備実験	48
5.2.2	実験結果	49
5.2.3	考察	51
5.3	本実験	53
5.3.1	^{100}Mo を用いたダブルベータ崩壊探索	53
5.3.2	実験結果	53
5.3.3	考察	57
5.4	第5章まとめ	59

第 1 章 ダブルベータ崩壊観測実験の理論 (担当: 小川圭将)

1.1 ダブルベータ崩壊とは

1.1.1 ベータ崩壊

ベータ崩壊とは、原子核内の中性子が弱い相互作用により、電子と反ニュートリノを放出してより安定な原子核に遷移する現象のことである。原子番号 Z 、質量数 A の原子に対して、ベータ崩壊は以下のような式で表される。

$$(Z, A) = (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

1.1.2 ダブルベータ崩壊

ダブルベータ崩壊は原子核内の 2 つの中性子が同時にベータ崩壊する現象である。より安定な状態になろうとする原子核に対して、その核種によっては原子番号の 1 つ大きい原子核の方が小さな結合エネルギーを持つためにベータ崩壊を起こさないものがある。しかし、原子番号が 2 つ大きい原子核の方が大きな結合エネルギーを持つため、ベータ崩壊を起こさないがダブルベータ崩壊のみ可能な原子核が存在する。

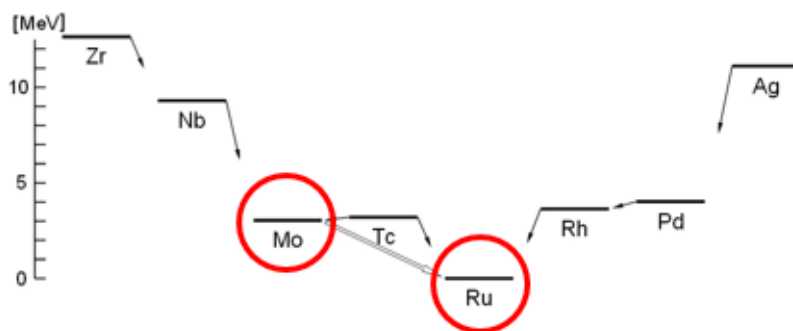


図 1.1 質量数 100 の原子核の基底状態のエネルギーと崩壊モード [1]

ベータ崩壊と同様に、ダブルベータ崩壊では 2 つの電子と 2 つの反ニュートリノが放出されると考えられ、以下のような式で表される。この崩壊過程は、 2ν モードと呼ばれており様々な原子核で観測されている (表 1.1 参照)。

$$(Z, A) = (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

一方、ダブルベータ崩壊の崩壊モードには理論的にもう一つの崩壊モードが予言されている。それは上記の 2ν モードに対して 0ν モードと呼ばれ、ダブルベータ崩壊の際にニュー

トリノを放出せず2つの電子のみが放出される現象である。 0ν モードが起きるためには、原理的に以下のような反応式が同時に成立する必要がある。

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

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^- \quad (1.4)$$

すなわち、ニュートリノが反ニュートリノと交換可能である必要があり、これはニュートリノがマヨラナ性を持つことを意味する。一般にマヨラナ性を持つ粒子、マヨラナ粒子はレプトン数を保存しないため標準模型では禁止されている。よって、もし 0ν モードの反応が観測されれば標準模型を超える新たな物理学の発展につながると期待される。

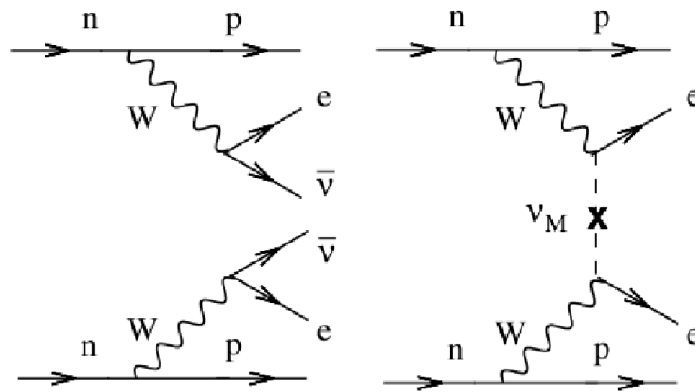


図 1.2 $\beta\beta$ 崩壊のファインマンダイアグラム 左： $2\nu\beta\beta$ 右： $0\nu\beta\beta$ [2]

原子核	Q 値 [MeV]	$2\nu\beta\beta$ の寿命 (測定値) [$\times 10^{21}$ 年]	$0\nu\beta\beta$ の寿命 (下限値) [$\times 10^{21}$ 年]	天然存在比 [%]
^{48}Ca	4.271[3]	0.043[3]	13[3]	0.187[4]
^{76}Ge	2.039[5]	2.5[5]	27000[5]	7.8[4]
^{82}Se	2.995[6]	0.096[6]	360[6]	9.2[4]
^{96}Zr	3.348[4]	0.03[7]	9.2[8]	2.8[4]
^{100}Mo	3.034[6]	0.57[6]	1100[6]	9.7[4]
^{116}Cd	2.80[4]	0.04[7]	100[7]	7.5[4]
^{128}Te	0.867[4]	3600[7]	11000[8]	31[4]
^{130}Te	2.53[4]	1.3[7]	200[8]	34[4]
^{150}Nd	3.37[4]	0.2[7]	1.6[8]	5.6[4]
^{238}U	1.14[4]	2.9[7]	不明	99.3[4]

表 1.1 ダブルベータ崩壊する原子核の例とその Q 値及び寿命等の一覧

1.2 ダブルベータ崩壊の観測

1.2.1 ダブルベータ崩壊の観測原理

ダブルベータ崩壊の大きな特徴として、エネルギースペクトルがある。 2ν モードのダブルベータ崩壊が起こる場合、電子と同時に放出されるニュートリノが運動エネルギーを持ち去るため 2 つの電子のエネルギーの和は連続スペクトルになる。一方、 0ν モードではニュートリノが生じないため、電子のエネルギーの和は Q 値に鋭いピークを持った離散スペクトルになる。このような違いから、2 つの電子のエネルギー和のスペクトルは図 1.3 のようなものが期待される。本実験では、昨年度に引き続き $0\nu\beta\beta$ を観測するための準備として ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ を観測することを目的とする。

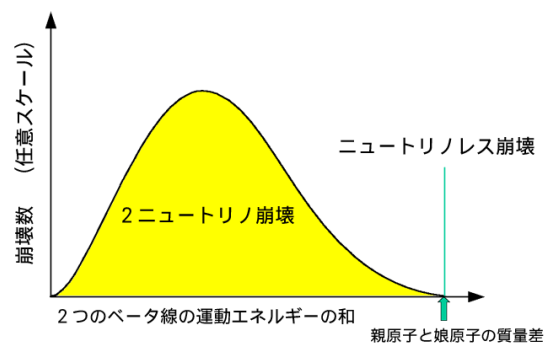


図 1.3 予想される $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトル [9]

1.2.2 本実験で使用する線源

前節でダブルベータ崩壊する核種が数多く存在することを述べた。しかし実際に実験で使用するには、観測装置のエネルギー分解能や、核種の寿命、天然存在比などの物性、そして人体への影響や実験の予算との兼ね合いなどを考慮しなければならない。このような観点から、本実験ではモリブデンを線源として用いる。

モリブデンのうちダブルベータ崩壊する同位体は ^{100}Mo であり、以下のように崩壊する。 ^{100}Mo は ^{100}Ru に崩壊する。



このときの Q 値は 3.03 MeV である。よって、ダブルベータ崩壊で放出される 2 つの電子の和の最大値は 3.03 MeV となる。表 1.1 より、 ^{100}Mo の平均寿命は 2ν モードで 0.57×10^{21} 年であり、天然存在比は 9.67% である。モリブデンの原子量は 99.91 g/mol であるので天然モリブデン 1 kg あたりの ^{100}Mo 数 N は

$$N = \frac{6.02 \times 10^{23} \text{ [個/mol]} \times 0.0967}{99.91 \text{ [g/mol]}} = 5.83 \times 10^{23} \text{ [個/kg]} \quad (1.6)$$

となる。一方、時間 dt の間に崩壊する原子核数 dN は、寿命 τ 、原子核数 N に対して、

$$dN = -\frac{N}{\tau} dt \quad (1.7)$$

と表されるので、1 ヶ月あたりの $2\nu\beta\beta$ の崩壊数は

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N}{\tau} = \frac{5.83 \times 10^{23}}{5.7 \times 10^{20}} \times \frac{1}{12} \simeq 85.2 \text{ [counts/month/kg]} \quad (1.8)$$

と期待される。

装置については次章で詳しく述べるが、本実験で使用する ^{100}Mo の総質量は 2.2×10^{-2} kg であるので本実験で期待される $2\nu\beta\beta$ 崩壊の事象数は

$$\begin{aligned} N_{decay,lab} &= 85.2 \text{ [counts/month/kg]} \times 2.2 \times 10^{-2} \text{ [kg]} \\ &= 1.87 \text{ [counts/month]} \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。

1.3 ダブルベータ崩壊における電子のエネルギースペクトル

前節で述べたように、ダブルベータ崩壊観測は崩壊のより放出される電子のエネルギースペクトルを測定する。本節では、理論的なエネルギースペクトルの考察を行う。Fermi により確立されたベータ崩壊の理論からベータ崩壊での電子のエネルギースペクトルについて考察し、続けてベータ崩壊が2回起こるダブルベータ崩壊について Monte Carlo 法を用いたエネルギースペクトルの算出を議論する。

1.3.1 ベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルの考察

まずはじめに、ベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルについての考察を行う。エネルギースペクトルはエネルギーに関する確率分布を表すため、ベータ崩壊に対して電子があるエネルギー E_e を持って放出される確率を1次の摂動論を用いて求める。[13]

時刻 $t = 0$ 以前に摂動がなく $t = 0$ 以後に時間に依存しない演算子が作用する場合の遷移を第1次近似で考える。摂動ハミルトニアンは

$$H'(\mathbf{x}, t) = H'(\mathbf{x})\theta(t) \quad , \theta(t) = \begin{cases} 1 & (t > 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (1.10)$$

と表せる。摂動に一時近似で、始状態 $|i\rangle$ から連続状態 $|\nu\rangle$ への遷移を表す展開係数（遷移振幅）は、

$$\begin{aligned} c_\nu^{(1)}(t) &= \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t dt' \langle \nu | H' | i \rangle \exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{\hbar} t' \right] \\ &= \frac{1}{i\hbar} \langle \nu | H' | i \rangle \int_{-\infty}^t dt' \exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{\hbar} t' \right] \\ &= -\langle \nu | H' | i \rangle \frac{\exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{\hbar} t \right] - 1}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \\ &= -\langle \nu | H' | i \rangle \frac{1}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right] \\ &\quad \times \left\{ \exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right] - \exp \left[-i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right] \right\} \\ &= -\langle \nu | H' | i \rangle \frac{1}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \exp \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right] 2i \sin \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right] \quad (1.11) \end{aligned}$$

よって、 $t < 0$ に状態 $|i\rangle$ にあった系が、摂動により $t > 0$ に状態 $|\nu\rangle$ に遷移している確率は

$$\left| c_v^{(1)}(t) \right|^2 \cdot d\nu = \left| \langle \nu | H' | i \rangle \right|^2 \left[\frac{2 \sin \left[i \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right]}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \right]^2 \cdot d\nu \quad (1.12)$$

となる。

一方、原子や分子のエネルギーのスケールに相当する時間は、通常観測する時間に比べて極めて短い。

$$\frac{\hbar}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \ll t : \frac{6.5 \times 10^{-16} [eV \cdot s]}{1 [keV]} \simeq 10^{-18} [s] \quad (1.13)$$

よって

$$s \equiv \frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} \quad (1.14)$$

とおくと、

$$\begin{aligned} \left[\frac{2 \sin \left[\frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right]}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \right]^2 &= \frac{\sin^2(st)}{\hbar^2 s^2} = \frac{\pi t}{\hbar^2} \cdot \frac{\sin(st)}{st} \cdot \frac{\sin(st)}{\pi t} \\ &\xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{\pi t}{\hbar^2} \cdot \delta(s) \\ &= \frac{\pi t}{\hbar^2} \cdot \delta \left(\frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} \right) \\ &= \frac{2\pi t}{\hbar} \cdot \delta \left(E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)} \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

そして、終状態のエネルギーが $E \sim E + dE$ の間にある状態数を $\rho(E)dE$ とすると、

$$\begin{aligned} \int \left| c_v^{(1)}(t) \right|^2 \cdot d\nu &= \int \left| \langle \nu | H' | i \rangle \right|^2 \cdot \left[\frac{2 \sin \left[\frac{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}}{2\hbar} t \right]}{E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)}} \right]^2 \cdot \rho(E) dE \quad (1.16) \\ \therefore \lim_{t \rightarrow \infty} \int \left| c_v^{(1)}(t) \right|^2 \cdot d\nu &= \int \left| \langle \nu | H' | i \rangle \right|^2 \cdot \frac{2\pi t}{\hbar} \cdot \delta \left(E_\nu^{(0)} - E_i^{(0)} \right) \cdot \rho(E) dE \\ &= \frac{2\pi t}{\hbar} \left| \langle \nu | H' | i \rangle \right|^2 \cdot \rho(E_\nu^{(0)}) \Big|_{E_\nu \approx E_i} \end{aligned} \quad (1.17)$$

よって、単位時間あたりの $E = E_e$ を持つ β 粒子が放出される確率は

$$\begin{aligned} P(E_e) dE_e &= \frac{2\pi t}{\hbar} \left| \langle \nu | H' | i \rangle \right|^2 \cdot \rho(E_\nu^{(0)}) \Big|_{E_\nu \approx E_i} \\ &\equiv \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \left| H_{fi} \right|^2 \cdot \frac{dn}{dE_{max}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

となる。これは、ある始状態から終状態への単位時間あたりの遷移確率が終状態の状態密度に比例する「Fermi の黄金律」を表している。

次に、体積 V の中に 1 個の決まったスピン方向を持つ粒子が存在し、運動量が p から $p + dp$ の間をとる場合の状態数は

$$dn = \frac{V}{h^3} \cdot 4\pi p^2 dp \quad (1.19)$$

となるので、(1.18) 式において、

$$\frac{dn}{dE_{max}} = \frac{dn_e dn_\nu}{dE_{max}} = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6} \cdot \frac{p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu}{dE_{max}} \quad (1.20)$$

となる。そして、

$$\begin{aligned} E_e &= \sqrt{(m_e c^2)^2 + (p_e c)^2} \\ E_\nu &= p_\nu c \\ E_{max} &= E_e + E_\nu \end{aligned} \quad (1.21)$$

より、

$$\begin{cases} p_e^2 dp_e = p_e^2 \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{E_e dE_e}{p_e} = \frac{1}{c} \cdot p_e E_e dE_e = \frac{1}{c^2} \cdot E_e \cdot \sqrt{(m_e c^2)^2 + (p_e c)^2} \cdot dE_e \\ p_\nu^2 dp_\nu = \frac{1}{c^2} \cdot E_\nu dE_\nu^2 \cdot \frac{1}{c} dE_{max} = \frac{1}{c^3} \cdot (E_{max} - E_e)^2 dE_{max} \end{cases} \quad (1.22)$$

以上 (1.18)、(1.20)、(1.22) より、

$$P(E_e) dE_e = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |H_{fi}|^2 \cdot E_e \cdot (E_{max} - E_e)^2 \cdot \sqrt{(m_e c^2)^2 + (p_e c)^2} \cdot dE_{max} \quad (1.23)$$

$$\propto E_e \cdot (E_{max} - E_e)^2 \cdot \sqrt{(m_e c^2)^2 + (p_e c)^2} \cdot dE_{max} \quad (1.24)$$

これがベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルである。今回の議論で扱うのはエネルギーに関する部分のみであるため、以後はエネルギーの関数である項のみを取り出した (1.24) を用いていく。(1.24) の概形として、横軸にエネルギーでプロットしたものととして図 1.4 に示す。図 1.4 からベータ崩壊のエネルギースペクトルが連続的であることが確認できる。

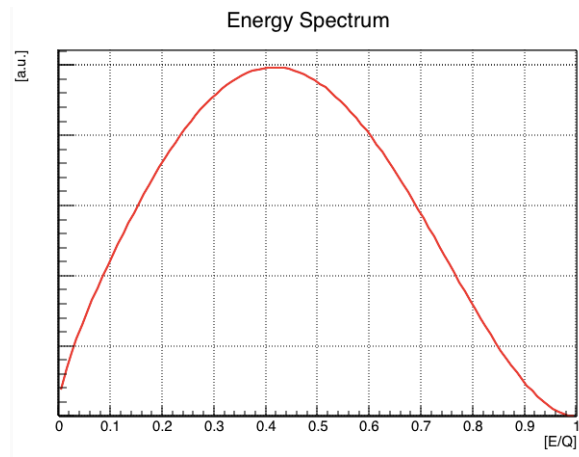


図 1.4 ベータ崩壊における電子のエネルギースペクトル

1.3.2 ダブルベータ崩壊における電子のエネルギースペクトル考察

ダブルベータ崩壊は同時にベータ崩壊が二回起こる現象である。前節では single のベータ崩壊について考察したが、ダブルベータ崩壊の放出される電子のエネルギースペクトルは複雑な構造になっているため、本節では Monte Carlo 法を用いた近似的な議論を行う。前節では、(1.1) 式にもあるようにベータ崩壊では核種により固有の一定値を持つ Q 値に対して電子の運動エネルギー E_e とニュートリノの運動エネルギー E_ν が変数であるため連続的なスペクトルであることが示された。ダブルベータ崩壊に対しても同様の原理が成立するようと思われるが、(1.2) 式にあるように変数が 2 つの電子の運動エネルギー E_{e1} 、 E_{e2} と 2 つのニュートリノの運動エネルギー $E_{\nu1}$ 、 $E_{\nu2}$ が変数であり、また各々で様々な相互作用が存在し複雑な構造になっている。

$$E_{max} = E_e + E_\nu \quad (1.25)$$

$$E_{max} = E_{e1} + E_{e2} + E_{\nu1} + E_{\nu2} \quad (1.26)$$

そこで本実験では、Monte Carlo 法を用いて 2 つの電子の運動エネルギーの和をシミュレーションにより計算する。Monte Carlo 法では以下のように、一つのダブルベータ崩壊イベントに対して原子核から放出されるであろう 2 つの電子を電子 1、電子 2 とする。

1. 電子 1 のエネルギースペクトルが (1.24) 式を満たすと仮定し、乱数を振る。
($E_{max} : Const, E_{e1} : Random$)
2. E_{e1} に対して残りのエネルギー $E_{max} - E_{e1}$ を Q 値とし、電子 2 が (1.24) 式を満たす乱数を振る。
($E_{max} - E_{e1} : Const, E_{e2} : Random$)
3. 1 と 2 で得られた E_{e1} と E_{e2} の和 $E_{e1} + E_{e2}$ をプロットし、既知の値である ^{100}Mo の崩壊頻度 (1.8) 式により規格化することで実験値と比較できるようにする。

以上より、得られる電子 1、電子 2、電子 1 と電子 2 の合計の運動エネルギーのスペクトルは以下ようになった。この ^{100}Mo の崩壊頻度 (1.8) 式により規格化して得られた図 1.7 を本実験でのダブルベータ崩壊で得られるエネルギースペクトルの理論値とする。

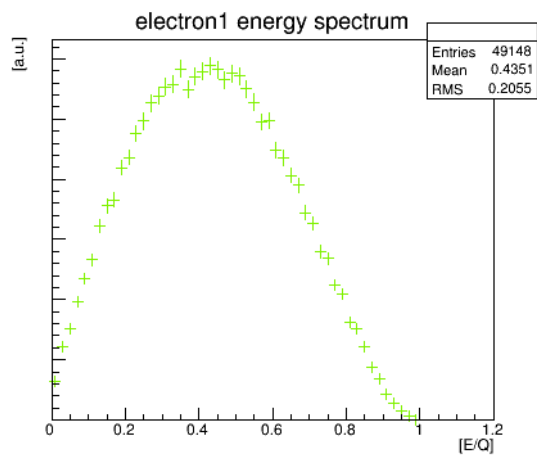


図 1.5 Monte Carlo 法を用いたダブルベータ崩壊における電子 1 のエネルギースペクトル

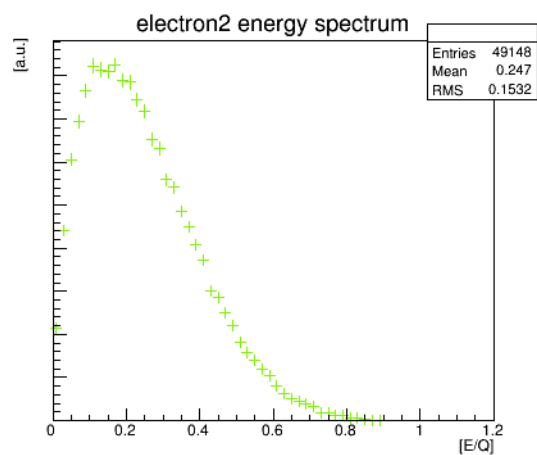


図 1.6 Monte Carlo 法を用いたダブルベータ崩壊における電子 2 のエネルギースペクトル

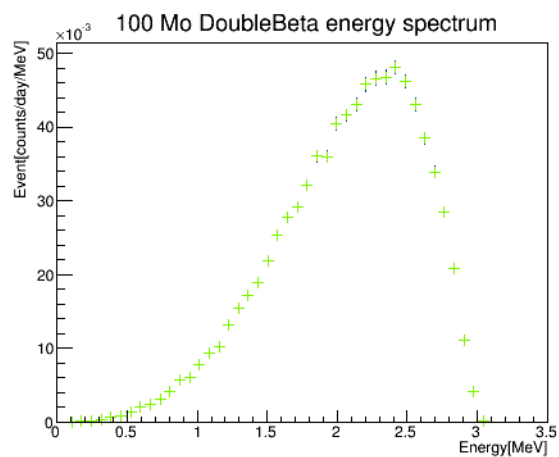


図 1.7 Monte Carlo 法を用いたダブルベータ崩壊における、規格化した 2 つの電子のエネルギー和のスペクトル

1.4 第 1 章まとめ

ダブルベータ崩壊には、2つの電子と2つの反ニュートリノを放出する 2ν と2つの電子のみを放出する 0ν の2つのモードが存在する。 0ν モードが観測されれば標準模型を超える新たな物理学の発展につながると期待される。本実験では 0ν モードを観測するための準備として ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ を観測することを目的とする。

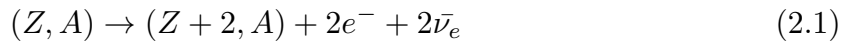
本実験ではモリブデンを線源として使用し、ダブルベータ崩壊により放出される2つの電子のエネルギースペクトルを測定することで、その崩壊頻度を算出する。期待される 2ν モードの事象数は $N_{decay,lab} = 1.87$ [counts/month] である。

Fermi 理論よりベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルを考察し、それを利用して Monte Carlo 法によるダブルベータ崩壊における2つの電子のエネルギーの和のスペクトルを算出した。そして実験値と比較できるもの図 1.7 を得ることができた。

第 2 章 ダブルベータ崩壊の観測装置 (担当：中澤美季)

2.1 観測原理

2 崩壊モード



で放出される電子は、磁場をかけると図 2.1 のように飛跡が曲がる。

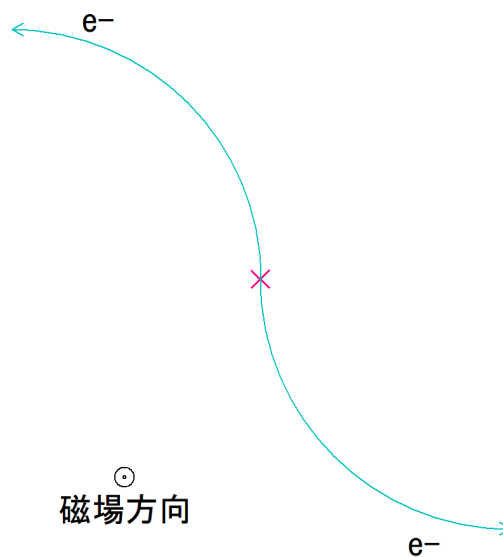


図 2.1 ダブルベータ崩壊によって放出される 2 つの電子飛跡の予想図

それぞれの電子に関して、運動量 p と曲率半径 R の関係

$$p = qBR \quad (2.2)$$

(B : 磁場の強さ q : 電子の電荷の大きさ)

を用いて、飛跡の曲率半径から運動エネルギーを求めることが出来る。

$$T = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} - mc^2 \quad (2.3)$$

本研究では、2 つの電子に対して、磁場中での運動からそれぞれ運動エネルギーを求め、合計のエネルギースペクトルを得ることでダブルベータ崩壊の検出を目指す。

2.2 実験装置

本実験では、電子の飛跡を曲げるための電磁石と、線源が内蔵された飛跡検出器を図 2.2 のように配置して電子の飛跡を検出、2 崩壊モードのダブルベータ崩壊の観測を目指した。実際の実験装置の様子を図 2.3 に示す。電磁石の磁極と磁極の間に飛跡検出器を配置し、読み出し回路 (AMP) をつないでいる。

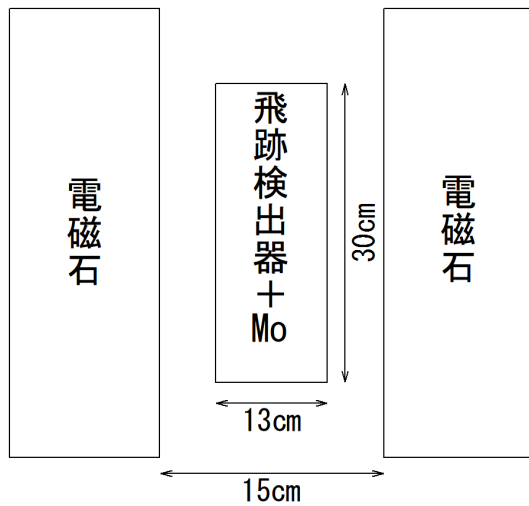


図 2.2 実験装置配置図

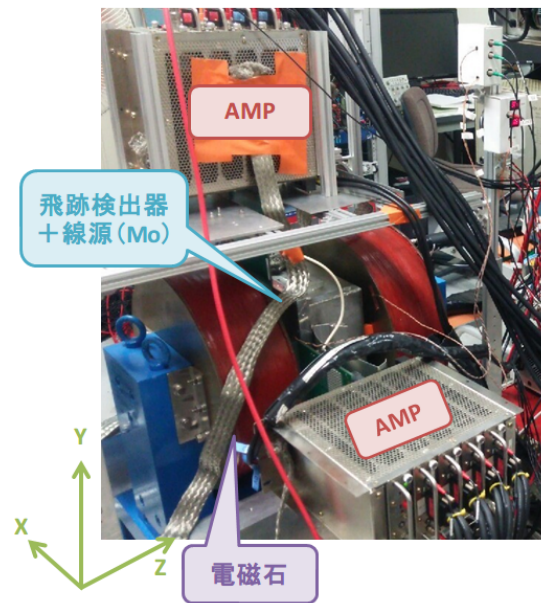


図 2.3 実験装置全体図

2.3 飛跡検出器

本実験では、電子の飛跡を検出するために 3 次元飛跡検出器 μ -TPC を使用した。本節では μ -TPC の飛跡検出原理と各部分について説明する。

2.3.1 μ -TPC (Micro Time Projection Chamber)

μ -TPC は二次元画像装置 μ -PIC とガス電子増幅器 GEM、検出空間であるドリフト空間からなる。また本実験では線源を μ -TPC の検出空間内に配置した。チェンバー内はガスで満たされており、検出器内を荷電粒子が通過することでガス分子が電離される。電離によって生じた電子はチェンバー内の電場によってドリフトされ、GEM と μ -PIC によって増幅される。増幅された電子はアノードとカソードのストリップから電気信号として読み出される。 μ -PIC のヒットストリップ情報から x-y 平面の位置を測定し、到達時間からドリフト速

度を用いて z 位置を求めることで飛跡を 3 次元的に検出することが出来る仕組みとなっている。

実際に μ -TPC によって得られたデータ例 (^{60}Co のベータ崩壊で放出された β 線によってコンプトン散乱された電子の飛跡データ) を図 2.4 に示す。アノード方向を x 軸、カソード方向を y 軸、ドリフト方向 (磁場の方向) を z 軸としている。

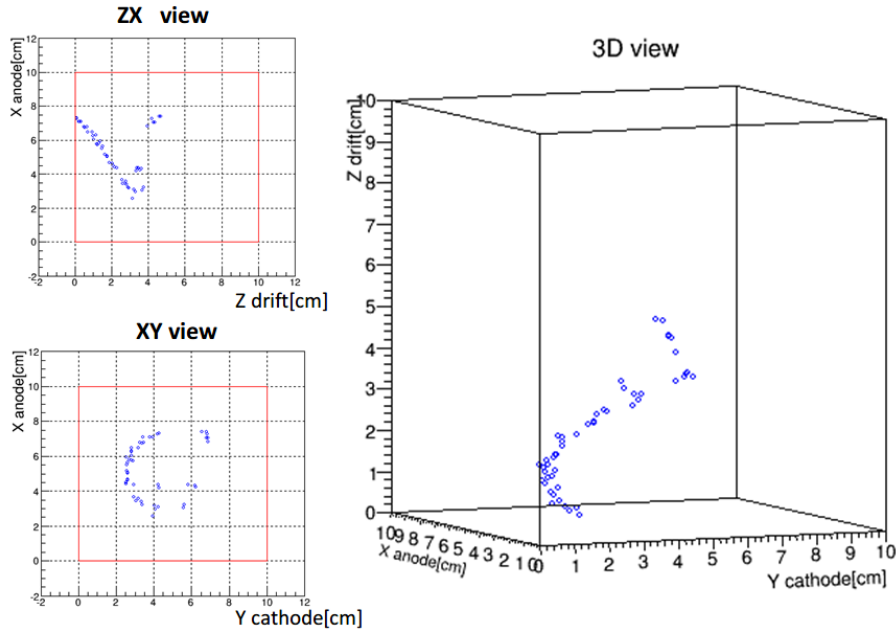


図 2.4 μ -TPC によって得られた飛跡データ

2.3.2 μ -PIC (Micro Pixel Chamber)

本実験で用いた μ -PIC[11] の検出面積は $10 \times 10\text{cm}^2$ で、図 2.5 のように直交するアノード・カソードそれぞれ 256 本のストリップが $400\mu\text{m}$ 間隔で基板の両面に形成されている。各ピクセル中心の陽極付近の強い電場により電子が加速され、ガス分子をイオン化させる。それによって生じた電子が、また同じように加速されてガス分子をイオン化させる。これを繰り返して電子雪崩を起こし大きな電気信号に増幅することで荷電粒子を検出する。目的に適した読み出し回路と組み合わせることで二次元画像装置や三次元飛跡検出器の読み出しとして用いることが可能になる。 μ -PIC のガス利得は最大 10^4 である。

2.3.3 GEM (Gas Electron Multiplier)

本実験で用いた GEM (図 2.6) は厚さ $100\mu\text{m}$ の液晶ポリマーの両側に、厚さ $5\mu\text{m}$ の銅電極が熱圧着されており、直径 $70\mu\text{m}$ の穴が $140\mu\text{m}$ 間隔であけられている。両側の電極に電位差を与えることで、図 2.7 のように穴を通る電子が電子雪崩によって増幅される。GEM のガス利得は最大で 10^2 であり、 μ -PIC と合わせて最大 10^5 のガス利得を得ることが出

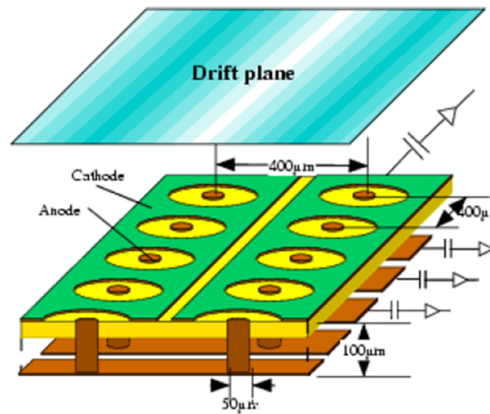


図 2.5 μ -PIC の構造。アノード・カソードのストリップが基板の両面に形成されている。

来る。

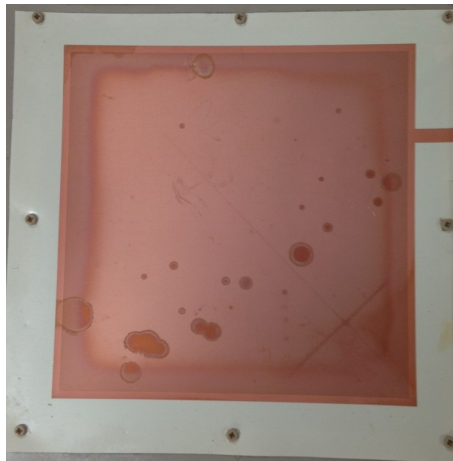


図 2.6 使用した GEM

2.3.4 線源

本実験では μ -TPC 検出空間内に線源を配置した。厚さ 8mm の PEEK の板にねじ穴をあけて土台とし、ステンレス製の寸切り棒を 4 隅に立てた。その棒に図 2.8 に示すような、基板 25 枚とスペーサーとなる板とを交互に通しながら重ねた。各基板には直径 $200\mu\text{m}$ のモリブデンワイヤー 41 本 (ワイヤーピッチ 2.54mm) が張られている。 μ -TPC 天板と寸切り棒との放電を防ぐため寸切り棒は基板から飛び出ないように長さを調節し、上部をプラスチックのナットで固定した。また、GEM と PEEK 板をつなぐねじ周りの放電を防ぐためにナットを挟んでねじの頭が PEEK 板を飛び出さないようにした。検出器内の電場形成のため基板には抵抗が付いている。組みあがった線源の様子を図 2.9 に示す。 μ -TPC への配置の様子は図 2.10、図 2.11 に示した。

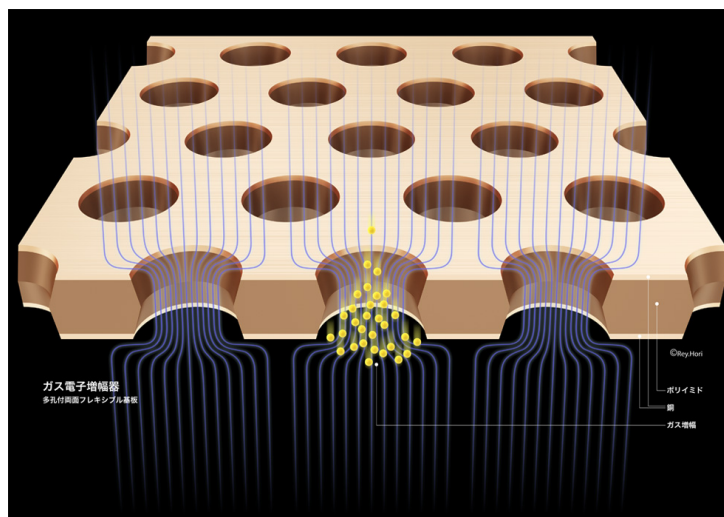


図 2.7 GEM の構造と電子雪崩によって電子が増幅される様子 [12]

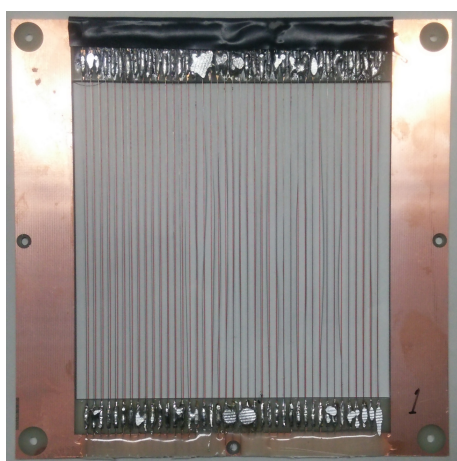


図 2.8 Mo ワイヤーを張った基板



図 2.9 線源 (基板 25 枚)

2.4 電磁石

使用した直流電磁石の仕様は表 2.1 に示した通りである。

ダブルベータ崩壊の事象は非常に稀なので、観測には長期間の測定が必要となる。それに伴い、磁場をかけるための電磁石も長期間の使用が必要となるが、電磁石を長時間使用すると熱が生じてコイルを焼切る可能性があり非常に危険である。実験を行う際には電磁石に扇風機を当てながら使用するため高温 (40 以上) になることはないが、実験中何らかの原因で空冷が上手くいかなかった場合のことを想定し、電磁石温度制御システムを実装した。

電磁石温度制御システムは、電磁石にとりつけた温度計が設定した上限温度よりも高い値を示したときに電磁石の電源を落とし、設定した下限温度になったときに再び電磁石の電源が

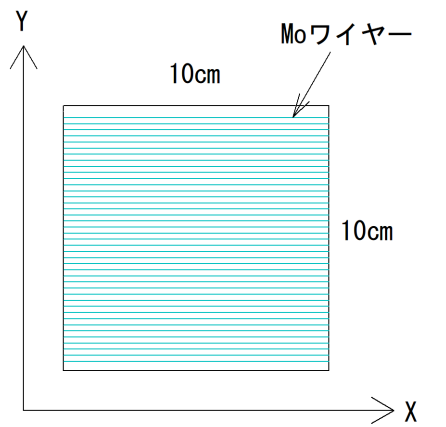


図 2.10 線源配置図 (xy 座標)

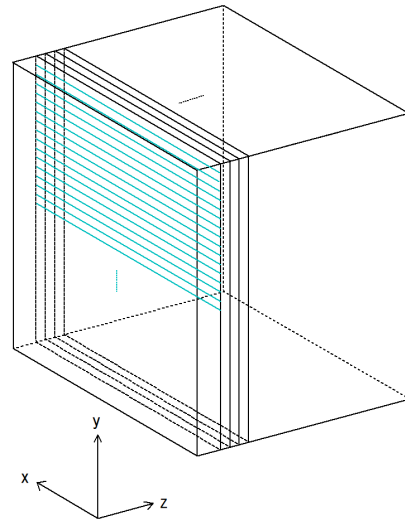


図 2.11 線源配置図 (xyz 座標)

入る仕組みになっている。

表 2.1 電磁石のスペック

磁極間隔	150 [mm]
磁場強度	1050×10^{-4} [T]
励磁電流	6 [A]
励磁電圧	約 35 [V]
冷却方式	自然空冷
温度上昇 (Δt)	約 30 []
重量	310 [kg]

2.4.1 電磁石温度制御システム

電磁石温度制御システムの概要図を図 2.12 に示した。温度計には温度センサー AD590JF を、LED パネルには OEM 1B-LED を用いた。電磁石の S 極 N 極に取り付けた温度センサーがそれぞれ絶対温度に比例した電流を出力し、温度計用回路で電流を電圧に変える。ADC ボード PCI-3523A で A/D 変換を行い、PC で 2 つの温度計の出力を記録する。ソフトウェア的な解析によって、どちらか一方が設定上限温度以上の電圧であれば電磁石電源を OFF にするための電圧が制御用回路に出力される。そして、フォトカプラを通して電磁石に電源 OFF 信号を送る仕組みになっている。また制御用回路に電圧値を表示させる LED パネルを組み込み、常に絶対温度がパネル表示されるようになっている。このシステム自体は昨年度石浦氏が作成したもので、本実験ではこれを改善し、実装した。具体的に行った改

善を以下に挙げておく。

- 損傷の激しいケーブルの接続部分をはんだで補修した。
- ツイストペアケーブルにすることでノイズの影響を削減した。
- ケーブルの長さを調節することで回路と実験装置との接続を整理した。
- 回路基板を保護するケースを作製し、実験装置に設置し、長期間の実験でも使用できるようにした。
- 可変抵抗を回路に組み込むことにより LED パネルにおけるより正確な温度表示を可能にした。
- 温度センサーが表示する電圧値と実際の温度を比較して温度較正を行った。

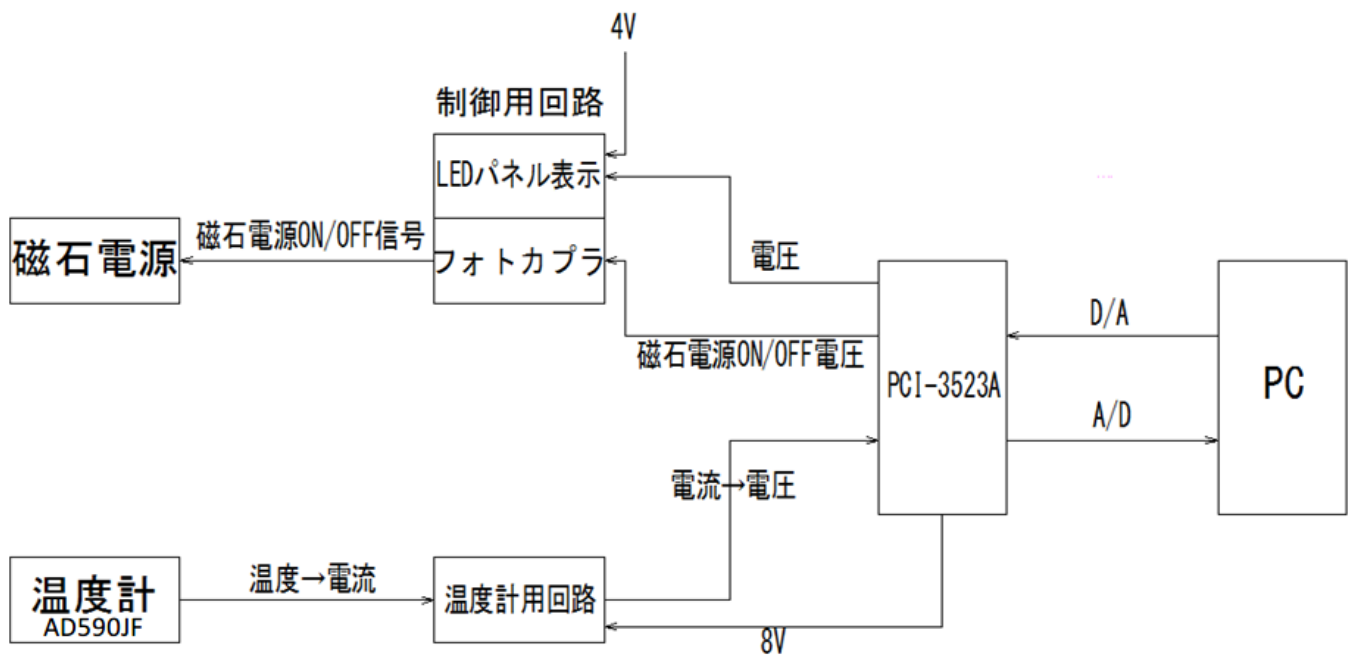


図 2.12 電磁石温度制御システム概要

2.4.2 温度較正

温度計回路に取り付けた可変抵抗を調整することで 30 が 3.03V に対応するようにした。その後、温度センサー AD590JF の温度較正を行った。ここでは電磁石 S 極に使用する温度センサーを CH1、電磁石 N 極に使用する温度センサーを CH3 としている。SA31 DRYING OVEN(図 2.15) を用いて高温状態を作り出し、中に温度センサーを入れて各温度で示す電圧値を記録した。CH1、CH3 それぞれの結果は図 2.16, 図 2.17 となっている。グラフよりほぼ $0 = 2.73V$ に対応しており、1K 上昇するごとに比例して AD590JF が約 0.01V 上昇している。20 ~ 80 の範囲内では大幅にずれた値を示す点もないため、温度セ

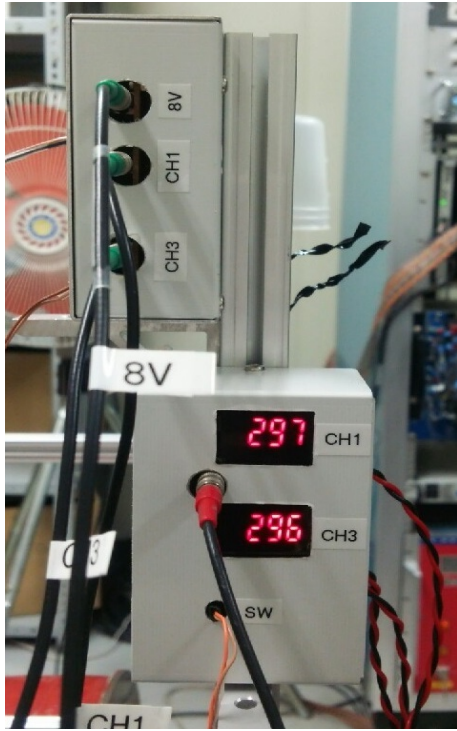


図 2.13 改善後の電磁石温度制御回路を実験装置に設置した様子

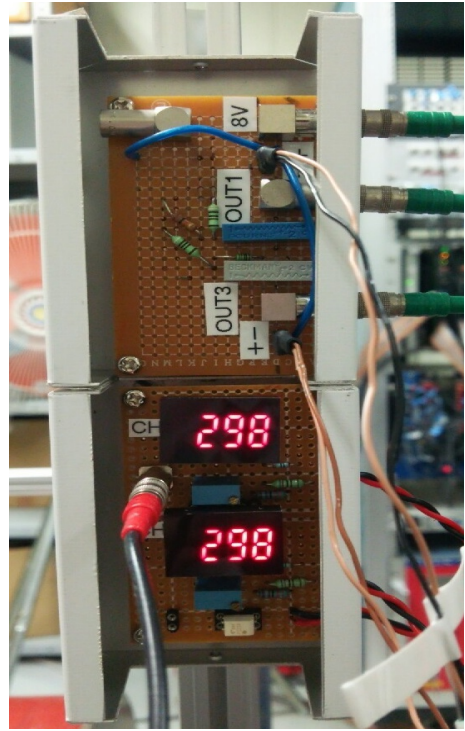


図 2.14 保護ケースを外した状態の改善後の電磁石温度制御回路

ンサーの精度は信頼できるものとする。



図 2.15 SA31 DRYING OVEN

2.4.3 電磁石温度制御システムの実装

昨年度からあったシステムを改善し、温度較正を行った後、システムを実装し動作確認を行った。40 以上で電源 OFF、30 以下になると再び電源 ON になるように設定し電磁石を動かした結果が図 2.18 である。CH1 は電磁石の S 極側に、CH3 は電磁石の N 極側に

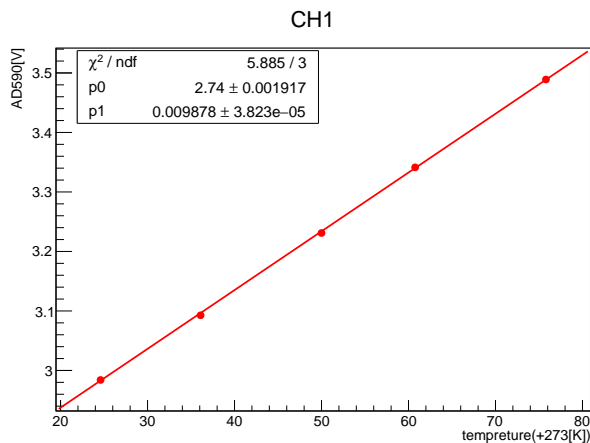


図 2.16 CH1(電磁石 S 極用) の温度較正

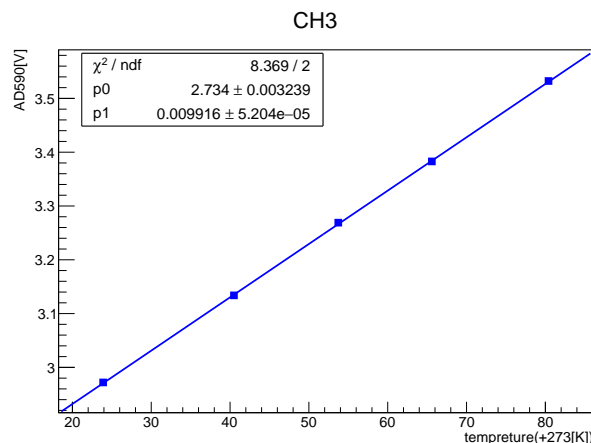


図 2.17 CH3 (電磁石 N 極用) の温度較正

取り付けて測定を行った。40 で電源が切れて電磁石の温度が下がり、30 になると再び電磁石に電源が入り温度が上昇している様子が見られる。このグラフからシステムが正常に動作することが分かったため、磁場をかける際には電磁石使用に伴い電磁石温度制御システムも動かしながら実験を行った。実験では常に安定して磁場をかけていたいという理由から電磁石の温度上昇そのものを防ぐために扇風機で空冷しながら実験を行っている。空冷をしながら電磁石を動かしたときの温度測定結果は図 2.19 の通りである。温度上昇は見られるものの、35 を超えることはないことがわかる。長期間の実験でも空冷を行いながら使用することで電磁石の電源を落とすことなく常に安定した磁場の中で飛跡を検出することが出来た。

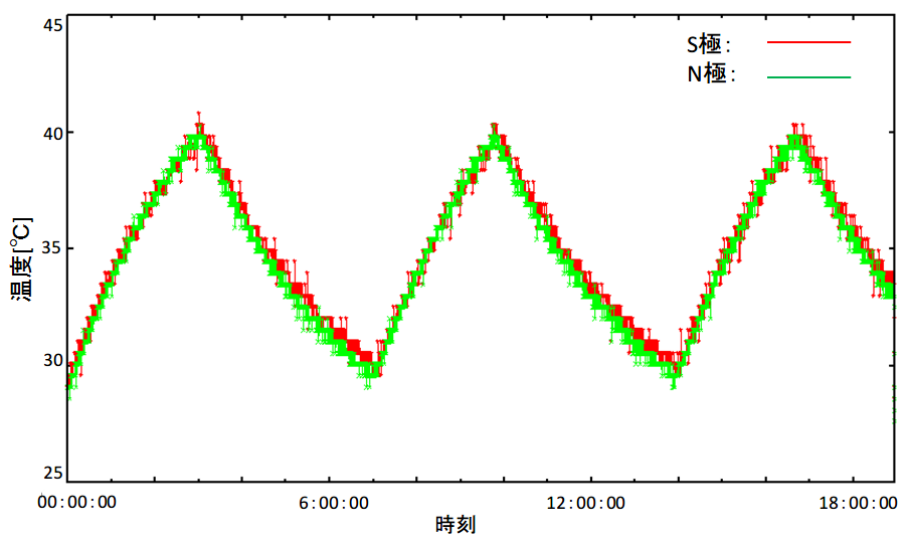


図 2.18 30 で電源 ON/40 で電源 OFF という設定で電磁石制御システムを動かしたときの電磁石の温度

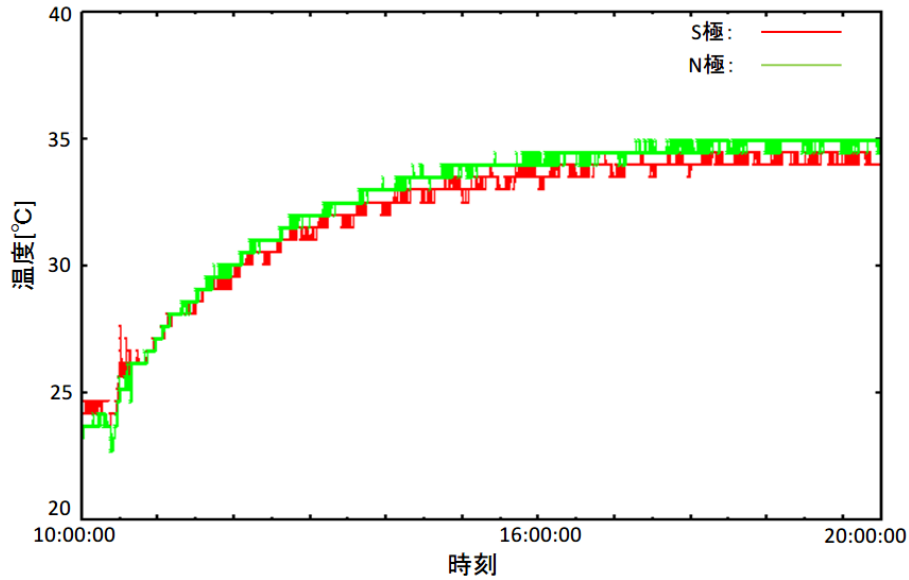


図 2.19 扇風機で空冷を行いながら動かした時の電磁石の温度

2.5 まとめ

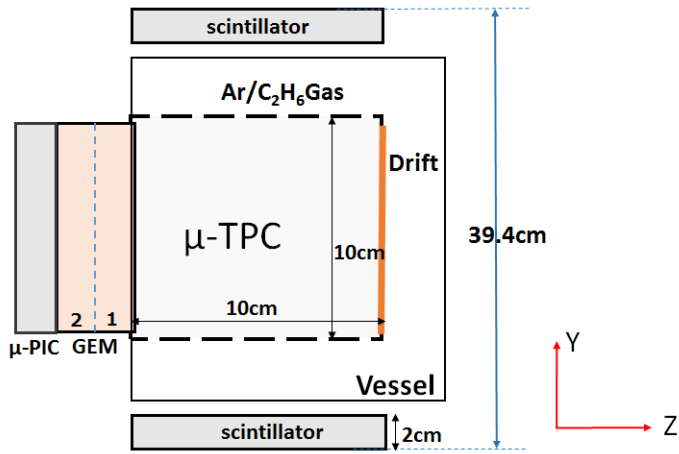
- ^{100}Mo から放出された電子に電磁石を用いて磁場をかけ、3次元飛跡検出器 $\mu\text{-TPC}$ を用いて磁場によって曲げられた電子の飛跡データを得る。得られた飛跡データから運動エネルギーを求め、エネルギースペクトルを得ることでダブルベータ崩壊の検出を目指した。
- 検出空間内に線源を配置した $\mu\text{-TPC}$ を組み上げ、放電対策を施し、飛跡を検出できるようにした。
- 電子に磁場をかけるための電磁石を長期間安全に使用出来るよう、電磁石温度制御システムを改善し、実装した。

第 3 章 実験装置の性能評価 (担当：又吉康平)

本実験では ^{100}Mo のダブルベータ崩壊事象判定の電子の飛跡を検出するための 3 次元飛跡検出器として μ -TPC を用いた。図 3.1 が μ -TPC 構成の概略であり、観測される飛跡は図 3.2 のようになる。この図では μ -TPC を通過した宇宙線ミュオンの飛跡が観測されている。 μ -TPC はステンレス製容器内に設置され、 $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6(5:5)$ ガス 0.2 気圧が満たされている。 μ -TPC の端面に、2 次元画像検出のために信号の中間増幅器である GEM 及び μ -PIC とその読み出し回路が設置されている。 μ -PIC の検出面積は $10\text{cm}\times 10\text{cm}$ である。飛跡観測のために、XY 座標の位置情報はそれぞれ μ -PIC の互いに直交する Anode 及び Cathode ストリップから読み出し、Z 軸 (電子ドリフト方向) 情報はクロックカウンタ及び電子ドリフト速度から計算される。 μ -PIC のストリップは 256 本が $400\mu\text{m}$ 間隔で配置されているが、ガスゲインが小さければ観測されないストリップも出てくるため、実際のサンプリングピッチは $400\mu\text{m}$ よりも長くなる。先行実験から、本実験におけるピッチの要請が 4mm なので本実験でこれが満たされているか確かめる必要がある。また、飛跡解析に使用するアルゴリズム開発のためのシミュレーション条件をより現実に近づけるために μ -TPC の空間分解能を知る必要がある。

この章では以下の μ -TPC の基本的な性能について測定し評価した。なお、ガスゲインと電子ドリフト速度については磁場及びダブルベータ崩壊線源である TPC 中の Mo ワイヤの有無について条件を変えて測定し、空間分解能とサンプリングピッチはいずれも Mo ワイヤが有る状態で測定し、磁場の有無についてのみ条件を変化させた。本実験で μ -TPC に磁場をかける場合は、いずれの測定でも大きさ 0.1T で、Z 軸方向にかけるものとする。

- ガスゲイン
- 電子ドリフト速度
- 空間分解能
- サンプリングピッチ



	印加電圧
Drift	-2530V
GEM1	-800V
GEM2	-430V
μ -PIC Anode	450V

表 3.1 測定装置の各電圧パラメータ

図 3.1 μ -TPC 概略

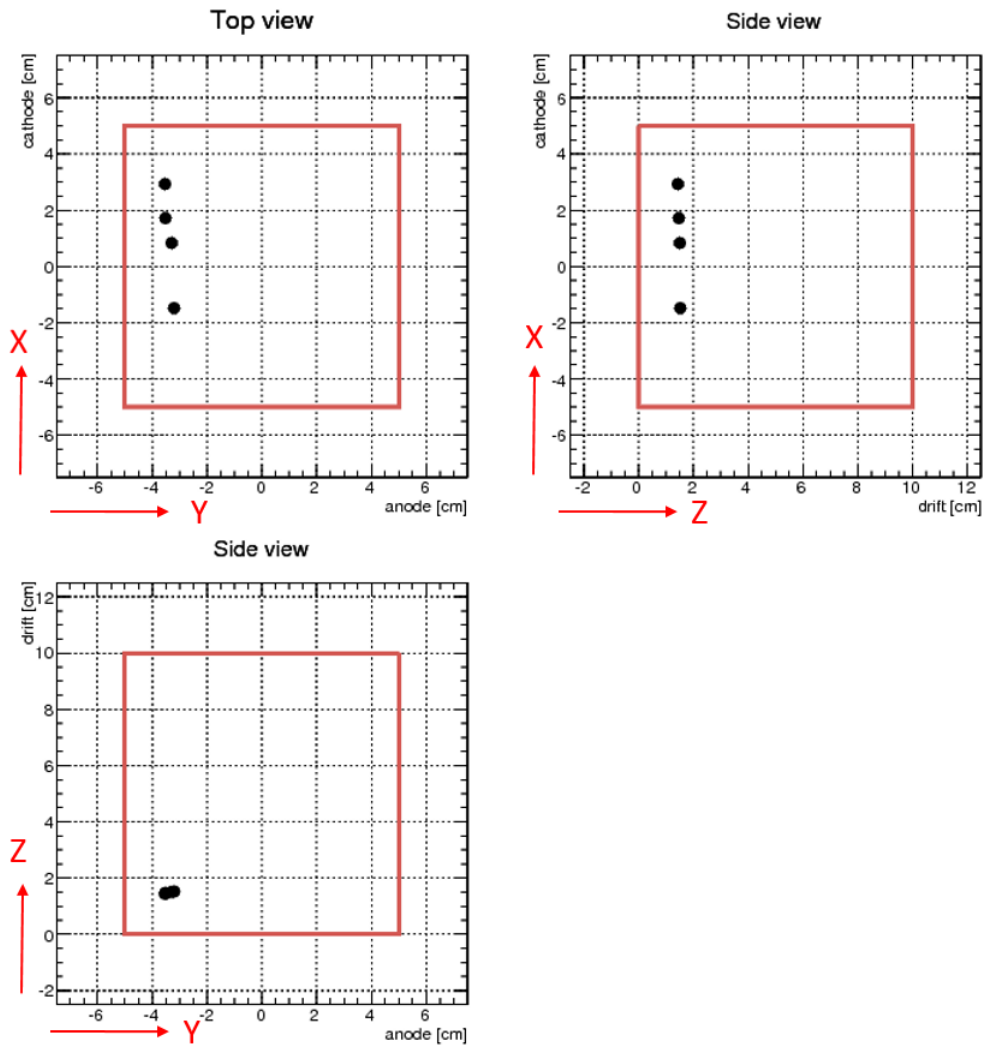


図 3.2 μ -TPC で観測される粒子の 3 次元飛跡。ここでは宇宙線ミュオンを使用している。赤枠が μ -TPC の検出領域を表している。

3.1 ガスゲイン

ダブルベータ崩壊の事象判定のために電子の飛跡を解析するには、正確な飛跡を検出するためにサンプリングピッチが十分に小さい必要がある。ガスゲインが足りなければ μ -TPC 内の Ar/C₂H₆ ガス中を走る粒子が電離させた電子の信号が十分に観測できないので、サンプリングピッチが大きくなり過ぎ飛跡が粗くなるので正確な解析が行えない。今回使用した GEM と μ -PIC の増幅率はそれぞれ 10 程度と数千程度で合わせて期待される値は数万である。

3.1.1 ガスゲイン測定方法

宇宙線ミュオンが μ -TPC を通過する際、内部のガスが電離される。この時のミュオン判定は μ -TPC 上下のプラスチックシンチレータ (10cm 四方、厚さ 2cm) のコインシデンスを取ることで行った。ガスの電離により生じた電子は電場の働きにより GEM で増幅されてから μ -PIC でさらに増幅・検出され、その信号が記録される。本実験において、ミュオンによるガスの電離で生じる電子数は 400 μ m 間で 0.4 個で、飛跡検出のためにはガスゲインがおよそ 25000 必要である。ここでは μ -TPC がその必要となるガスゲインを満たすことを確かめた。使用した FADC は、チャンネル数 4、入力インピーダンス 50 Ω 、周波数 500MHz である。但し、データは 100MHz で取得した。記録された波形情報から、スレッシュホールド 10mV を上回った範囲について信号以外の部分の平均であるベースラインを引いて図 3.3 のように積分し、図 3.4 のようなヒストグラムを得た。このスペクトルをランダウ関数でフィットした最確値から式 (3.1) により出力電荷 Q を求めた。出力電荷のヒストグラムは図 3.5 のようになる。

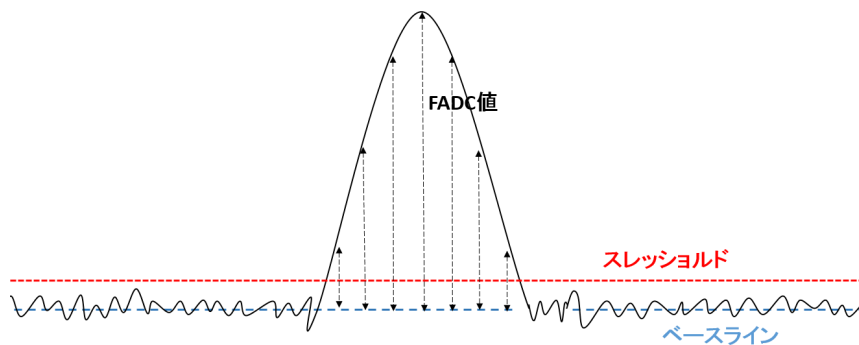


図 3.3 FADC における波形の積分の概略図

$$Q = \frac{(\text{FADC 積分値}) \times 1/256[\text{V}]}{50[\Omega]} \times 10^{-8}[\text{s}] \quad (3.1)$$

$$\text{Gain} = \frac{Q}{G_{\text{Amp}} \times e \times \frac{E}{W}} \quad (3.2)$$

さらにガスゲインを式 (3.2) を用いて求めた。分子が増幅後、分母が増幅前の電荷量である。ここで G_{Amp} はアンプによるゲインで $G_{\text{Amp}} = 160$ 、 e は素電荷 $e = 1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ 、 E はガス中でミュオンが落とすエネルギーで $E = 5.6 \times 10^3\text{eV}$ 、 W はガスの平均電離エネルギーで $W = 25\text{eV}$ である。

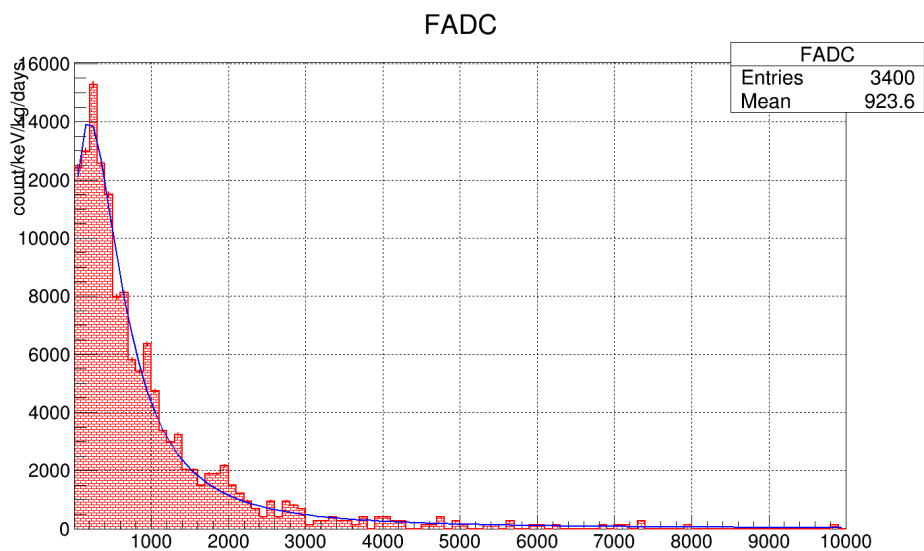


図 3.4 FADC 値のヒストグラム及びランダウフィット

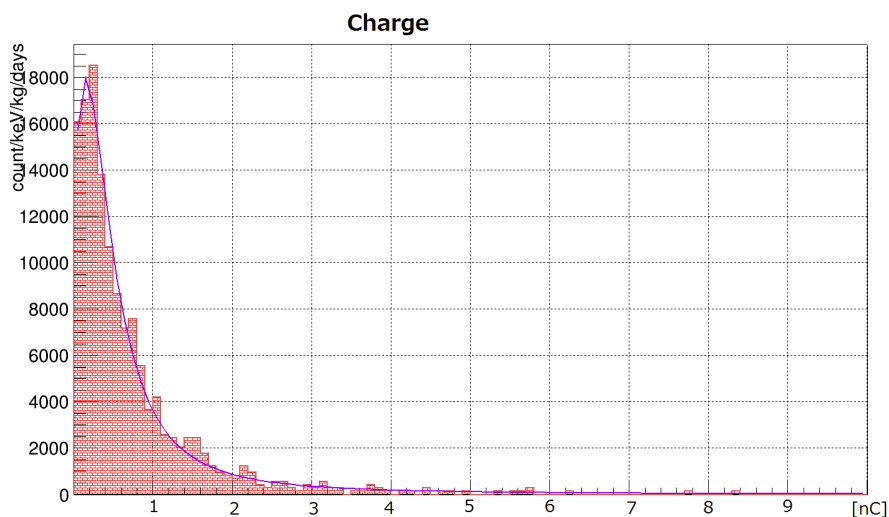


図 3.5 出力電荷のヒストグラム及びランダウフィット

3.1.2 ガスゲイン測定結果

ガスゲインを磁場及び線源 Mo ワイヤーそれぞれの有無で測定した結果を表 3.2 に示す。ワイヤーが有る状態での値の差はほぼ誤差の範囲内であり、有意な差ではないと考えられる。各条件について、要求される 25000 以上が得られているので、飛跡解析のためには十分なガスゲインがあると判断した。また、 μ -TPC に磁場をかけず、Mo ワイヤーを導入している状態で μ -PIC の Anode 電圧を変化させて測定したガスゲインの変化を図 3.6 に示す。

	ワイヤー無し	ワイヤー有り
磁場無し	27726 \pm 64	32993 \pm 330
磁場有り	31746 \pm 91	33687 \pm 220

表 3.2 磁場、ワイヤーの有無について各条件のガスゲイン

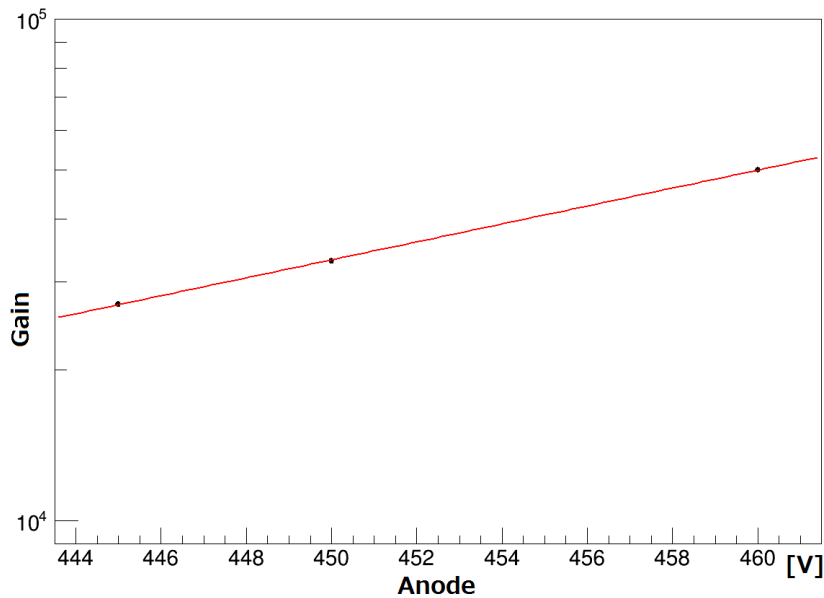


図 3.6 ガスゲインの電圧依存性

3.2 ドリフト速度

μ -TPC における電子の飛跡情報は、XY 座標については μ -PIC の互いに直交する Anode 及び Cathode から得られるが、電子のドリフト方向である Z 軸の位置情報はクロックカウンタによる時間情報と電子のドリフト速度から算出される。この節では電子の飛跡構成のためにドリフト速度を求めた。また、MAGBOLTZ によるシミュレーション結果と比較し、測定で得られたドリフト速度が有意な値であることを確かめた。

3.2.1 ドリフト速度測定方法

ガスゲインの測定と同様に、宇宙線ミュオンが μ -TPC を通過する際にガスが電離されて生じた電子が電場でドリフトすることを利用した。まず、宇宙線ミュオンが μ -TPC 上下のプラスチックシンチレータ両方の通過した瞬間のコインシデンスでトリガーをとり、その時刻を 0 とする。電離で生じ GEM、 μ -PIC で増幅された電子が最終的に検出されるまでの時間を測定し、その情報を多数のイベントについて図 3.7 のようにヒストグラムにした。ただし、TDC が 500ns のオフセットを持っていることに注意する。そのヒストグラムの分布範囲は、電子が μ -TPC 中で 0cm から 10cm の間ドリフトする時間に対応するので、10cm を分布の幅で割ることでドリフト速度が求められる。ここで、図 3.7 の時間分布がピークを持つ広がりに見えるのはシンチレータには幅があり、入射するミュオンが天頂角分布を持つからである。ミュオンが鉛直に入射する場合は最も多くなるために、その場合の検出時間がピークとなって現れている。

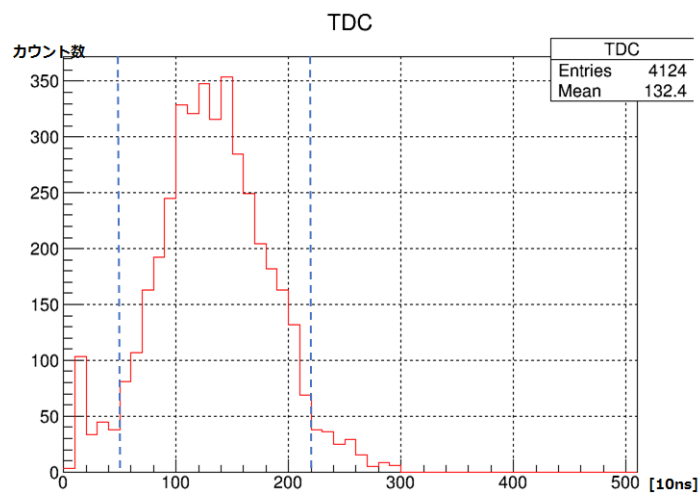


図 3.7 TPC で検出された信号の検出時間分布

3.2.2 ドリフト速度測定結果

ドリフト速度を磁場及び線源 Mo ワイヤーそれぞれの有無で測定した結果を表に示す。

	ワイヤー無し	ワイヤー有り
磁場無し	5.9cm/ μ s	5.9cm/ μ s
磁場有り	5.9cm/ μ s	6.3cm/ μ s

表 3.3 磁場、ワイヤーの有無について各条件のドリフト速度

図 3.8 の赤線が Ar/C₂H₆(5:5) ガス 1.00atm における電場に対するドリフト速度のシミュ

レーションである。本実験では電場 0.87kV/cm に当たり、ドリフト速度のシミュレーション値は 5.4cm/μs である。それぞれの測定値はシミュレーション値と比較しても妥当な値であることが確認できた。

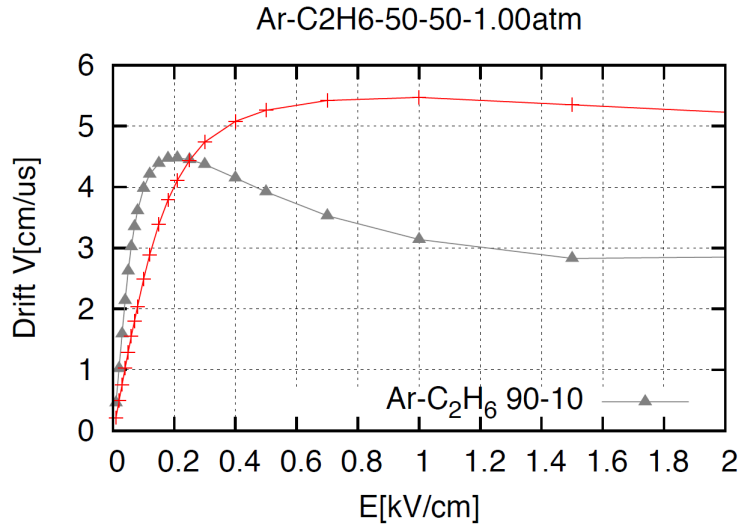


図 3.8 MAGBOLTZ によるドリフト速度シミュレーション。本実験の混合ガスに対応するのは赤の $E=0.87\text{kV/cm}$ に当たる $5.4\text{cm}/\mu\text{s}$ である。

3.3 空間分解能

ダブルベータ崩壊の事象判定のためには電子の飛跡情報を用いる。解析に際して使用するアルゴリズムはコンピュータによるシミュレーションを基に開発するので、シミュレーション条件をより現実に近づけるために実際に使用する μ -TPC の空間分解能を知っておく必要がある。空間分解能 $\sigma(l)$ は式 (3.3) に従うドリフト方向長さ l の関数である。

$$\sigma(l) = \sqrt{\sigma_{det}^2 + D^2 l} \quad (3.3)$$

ここで σ_{det} は μ -PIC に固有の位置分解能、 D は拡散係数である。それぞれ先行研究から得られた σ_{det} の理論値が $163\mu\text{m}$ 、拡散係数のシミュレーション値が $730\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ である。この節では μ -TPC の空間分解能を電子のドリフト距離 1cm 毎に 10cm までの間で求めた。なお、測定は μ -TPC に Mo ワイヤが導入されている状態で、磁場の有る場合と無い場合で行った。

3.3.1 空間分解能測定方法

ミュオンの飛跡を 3 次元直線でフィットし、ドリフト方向 1cm 毎にフィット直線と実際のデータ点との残差の分布を作る。その分布を式 (3.4) で与えられる 2 次元ガウシアンで

フィットして得られる σ が空間分解能である。

$$f(r) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.4)$$

3.3.2 空間分解能測定結果

磁場無し、磁場有りそれぞれのドリフト距離 1cm 毎の残差の分布の測定結果を図 3.9 と図 3.11 に示す。表 3.6 と表 3.7 がそれぞれのガウシアンフィットによって得られた空間分解能であり、その結果をプロットし式 (3.3) の形の関数でフィッティングしたものが図 3.10 と図 3.12 である。フィットパラメータから、 μ -PIC に固有の位置分解能 σ_{det} 及び拡散係数 D は磁場有りとなしの状態それぞれ表 3.4 と表 3.5 のようになる。

$\sigma_{det}[\mu\text{m}]$	D $[\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}]$
638 \pm 9	320 \pm 2

表 3.4 μ -PIC に固有の位置分解能 σ_{det} 及び拡散係数 D(磁場無し)

$\sigma_{det}[\mu\text{m}]$	D $[\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}]$
523 \pm 1	402 \pm 13

表 3.5 μ -PIC に固有の位置分解能 σ_{det} 及び拡散係数 D(磁場有り)

μ -PIC 固有の位置分解能 σ_{det} の理論値は 163 μm であるが、測定では磁場のかかっていない状態でその 4 倍、磁場のかかっている場合でも 3.2 倍ほど大きくなっている。さらにそれに伴って拡散係数がシミュレーション値が 730 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ に対して磁場の無い状態での測定値がその 0.44 倍、磁場の有る状態で 0.55 倍と小さく得られている。このように測定によって得られた値と理論及びシミュレーションによって期待される値の乖離が大きいのは図 3.9、図 3.11 に見られるように、実際のヒストグラムと 2 次元ガウシアンによるフィットが合っておらず、 σ が大きく見積もられ過ぎることが原因だと考えられる。ここで 2 次元ガウシアンによるフィットが合わない原因は、残差がそのピークよりも大きいイベントが定常的に現れていることでヒストグラムのピークに無視できない裾が生じていることであると考えられるので、その影響をできる限り回避するようにフィットパラメータを制限する必要がある。

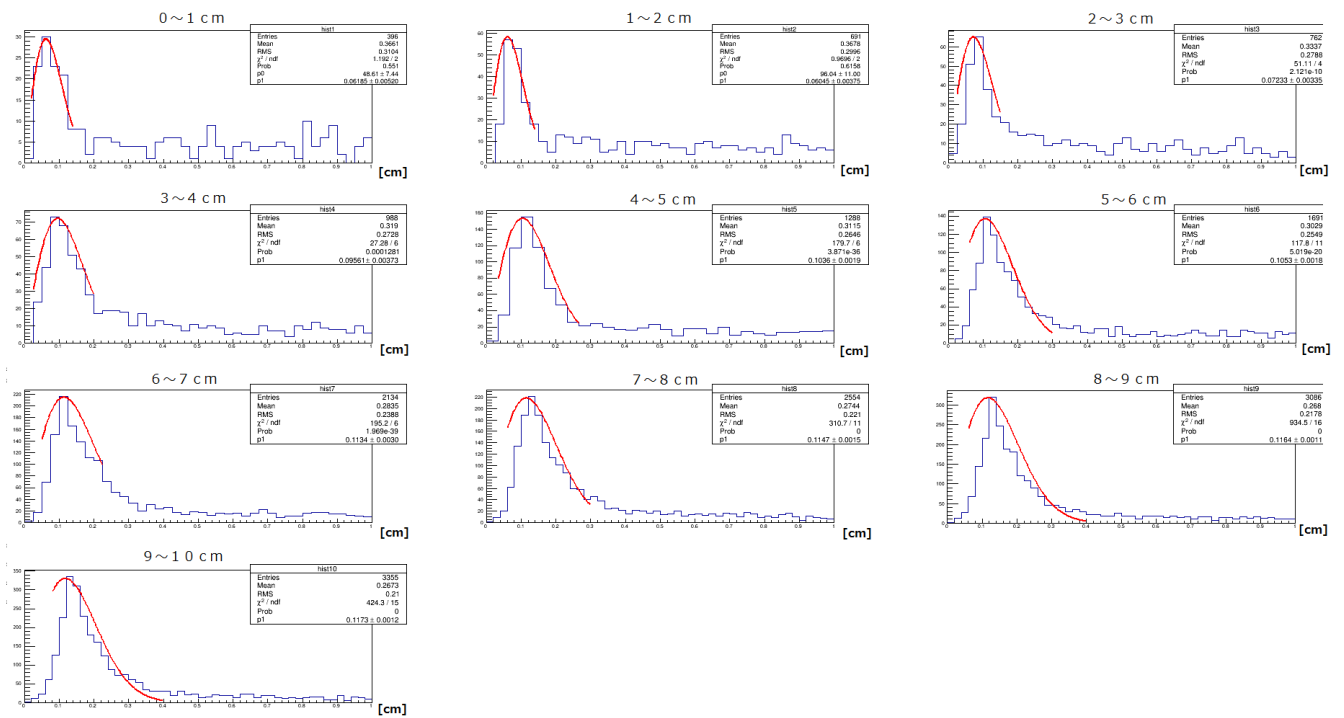


図 3.9 ドリフト方向長さ 1cm 毎の残差のヒストグラムと、2次元ガウシアンでのフィット曲線 (磁場無し)

ドリフト方向長さ [cm]	空間分解能 [cm]
0 ~ 1	0.062±0.005
1 ~ 2	0.060±0.004
2 ~ 3	0.072±0.003
3 ~ 4	0.096±0.004
4 ~ 5	0.104±0.002
5 ~ 6	0.105±0.002
6 ~ 7	0.113±0.003
7 ~ 8	0.115±0.002
8 ~ 9	0.116±0.001
9 ~ 10	0.117±0.001

表 3.6 1cm 毎の空間分解能測定結果 (磁場無し)

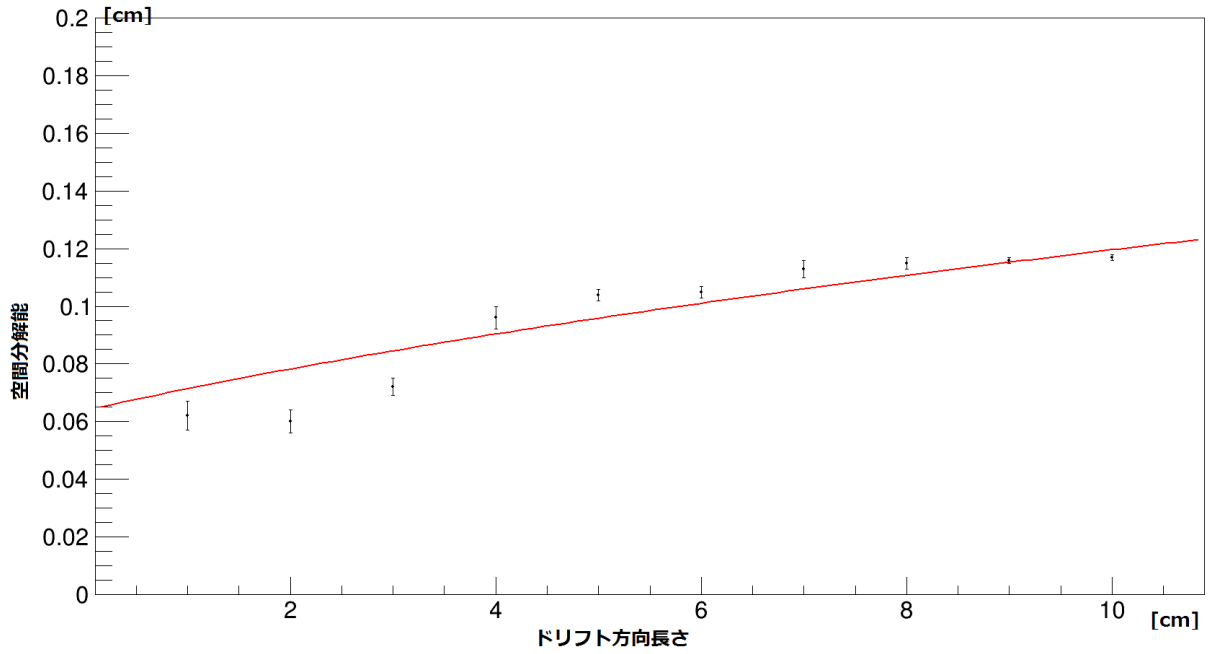


図 3.10 1cm 毎の空間分解能測定結果 (磁場無し)。フィット関数は
 $\sigma(l) = \sqrt{\sigma_{det}^2 + D^2 l}$ 。パラメータは $\sigma_{det}=0.0638\text{cm}$ 、 $D=0.0320\text{cm}/\sqrt{\text{cm}}$

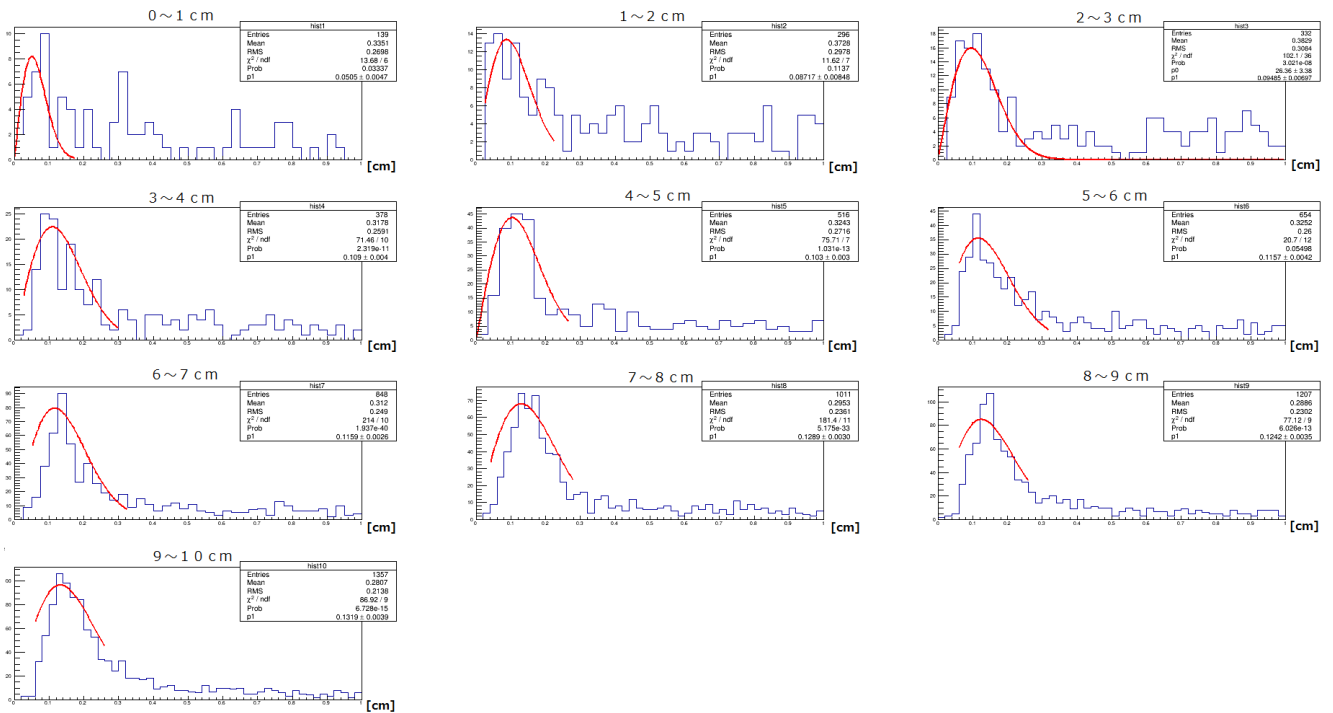


図 3.11 ドリフト方向長さ 1cm 毎の残差のヒストグラムと、2次元ガウシアンでの
 フィット曲線 (磁場有り)

ドリフト方向長さ [cm]	空間分解能 [cm]
0 ~ 1	0.051±0.005
1 ~ 2	0.087±0.008
2 ~ 3	0.095±0.007
3 ~ 4	0.109±0.004
4 ~ 5	0.103±0.003
5 ~ 6	0.116±0.004
6 ~ 7	0.116±0.003
7 ~ 8	0.129±0.003
8 ~ 9	0.124±0.004
9 ~ 10	0.132±0.004

表 3.7 1cm 毎の空間分解能測定結果 (磁場有り)

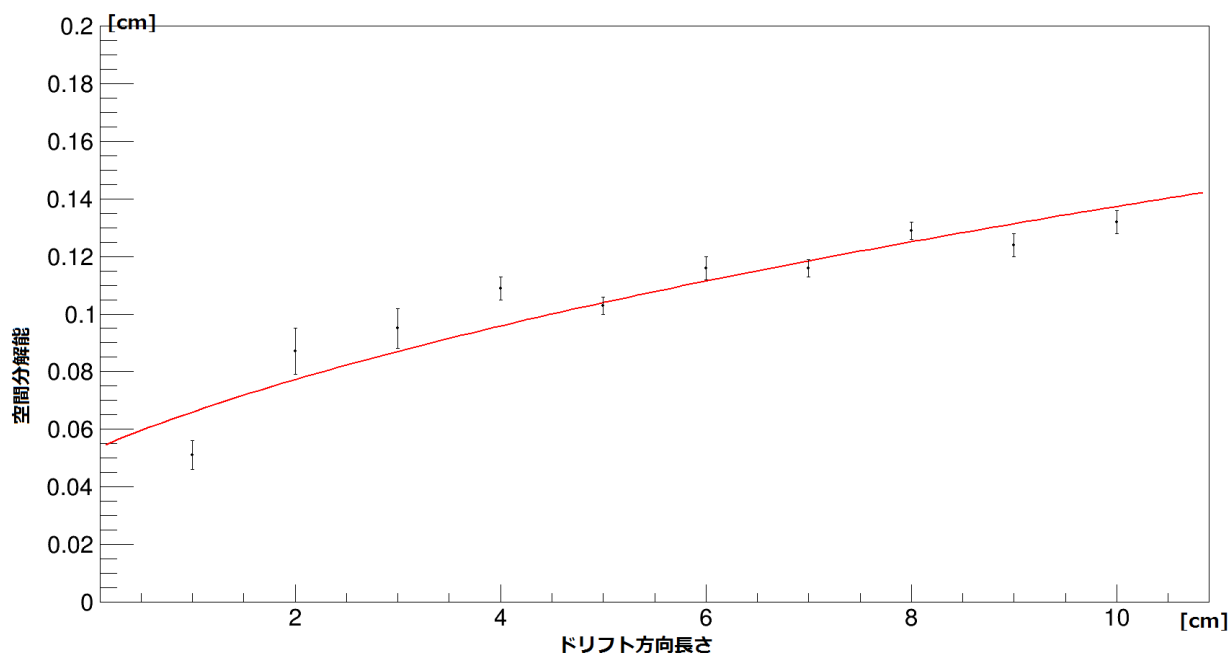


図 3.12 1cm 毎の空間分解能測定結果 (磁場有り)。フィット関数は $\sigma(l) = \sqrt{\sigma_{det}^2 + D^2 l}$ 。パラメータは $\sigma_{det}=0.0523\text{cm}$ 、 $D=0.0402\text{cm}/\sqrt{\text{cm}}$

3.4 サンプルングピッチ

μ -TPC における粒子の飛跡は図 3.13 のように点の集まりとして観測され、ここで、隣り合う各点の平均距離をサンプルングピッチという。図から分かるように、サンプルングピッチ

チが小さいほど粒子の飛跡は明瞭であり、解析の精度も向上する。本実験で使用している μ -PIC の読み出しは $400\mu\text{m}$ ピッチだが、ガスや信号の増幅器の状態が理想的でなければ実際のサンプリングピッチはより大きくなってしまふ。先行実験から、本実験でダブルベータ崩壊事象を正しく判定する割合が9割、その他の事象をダブルベータ崩壊事象であると誤判定する割合が1割程度として解析を行うためのサンプリングピッチの要請が 4mm なので、磁場の有る場合と無い場合について要請を満たしているか実際に測定して確認した。

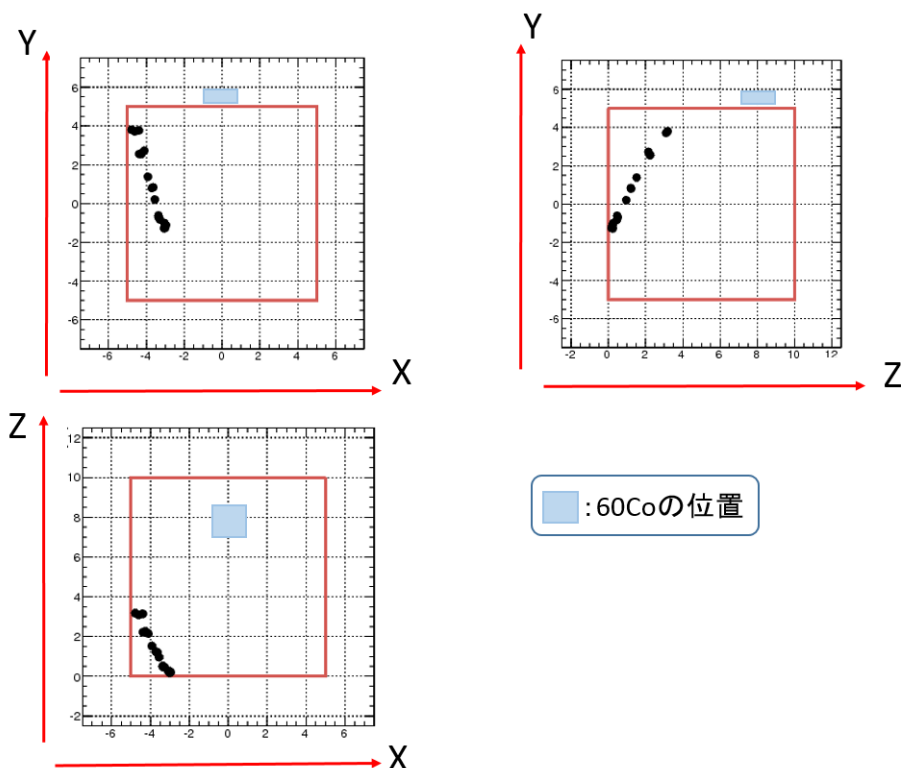


図 3.13 μ -TPC では粒子の飛跡は点の集まりとして観測される。この図は μ -TPC 上に ^{60}Co を設置し、その崩壊により生じたガンマ線によるコンプトン散乱から観測された電子の飛跡である。

3.4.1 サンプリングピッチ測定方法

μ -TPC の外容器の上に ^{60}Co を設置して、放射されるガンマ線によって散乱された電子の飛跡を観測した。得られた飛跡の各点の平均距離をヒストグラム化し、ガウシアンでフィットしてその最確値を本実験におけるサンプリングピッチとした。なおこの測定では Mo ワイヤがある状態の μ -TPC を用いた。

3.4.2 サンプルングピッチ測定結果

磁場有り、磁場無しそれぞれの測定で得られたサンプルングピッチのヒストグラムを図 3.14、図 3.15 に示す。ガウシアンでのフィットのピーク値から、磁場の無い状態でのサンプルングピッチが $4.85 \pm 0.02 \text{mm}$ 、磁場の有る状態でのサンプルングピッチが $3.32 \pm 0.01 \text{mm}$ であると求められた。サンプルングピッチの要請は 4mm であり、磁場の無い状態では満たせていないが、磁場をかけることで要請を満たすことができることが確かめられた。磁場をかけた状態ではサンプルングピッチが小さくなるのは、磁場によって $\mu\text{-TPC}$ 中の電子の拡散が抑えられるからだと考えられる。

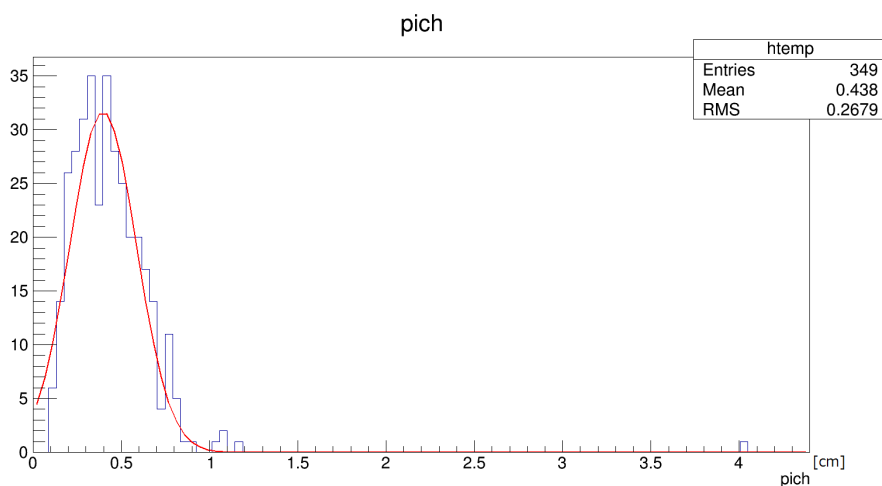


図 3.14 磁場をかけていない状態の、 ^{60}Co を用いたサンプルングピッチのヒストグラム

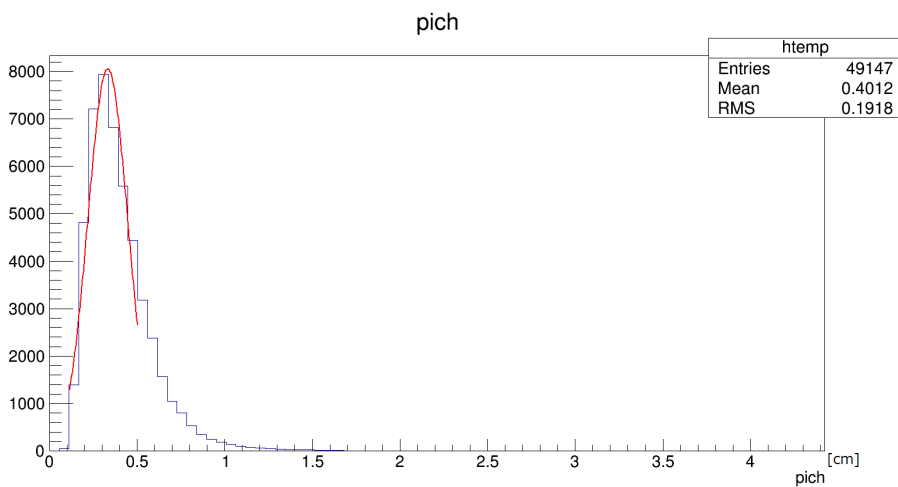


図 3.15 磁場をかけた状態の、 ^{60}Co を用いたサンプルングピッチのヒストグラム

3.5 まとめ

Ar/C₂H₆(5:5) ガス 0.2 気圧、ドリフト電圧-2530V、GEM 間電位差 370V、 μ -PIC Anode 電圧 450V の条件下で μ -TPC の性能評価を行った。かける磁場の向きは Z 軸方向で、大きさは 0.1T である。ガスゲインは磁場と Mo ワイヤの有無を変化させた場合でも十分な電子検出のために要求される大きさ 25000 を満たしていることが確かめられた。⁶⁰Co を用いた、磁場をかけた状態でのサンプリングピッチの測定値は 3.32 ± 0.01 mm と求められ、これは飛跡解析のための要求 4mm を満たしていることが確認された。電子のドリフト速度は Mo ワイヤの導入されていない μ -TPC では 5.9 cm/ μ s であり、ワイヤの導入されている状態では磁場をかけない時に 5.9 cm/ μ s、磁場をかけている時に 6.3 cm/ μ s と求められた。この結果は MAGBOLTZ による計算値 5.4 cm/ μ s と比較しても妥当な値であるので、問題無く解析に使用できると判断した。空間分解能は測定で得られたヒストグラムの 2 次元ガウシアンによるフィットが適切に行えていないために実際よりも悪く求められていると考えられるので、正確な結果を得るためにフィットパラメータの改善が必要である。

第4章 ダブルベータ崩壊観測実験の解析方法 (担当:若宮光太郎)

4.1 運動エネルギーの再構成

4.1.1 運動エネルギーの再構成概要

ダブルベータ崩壊によって生じた電子の位置座標データから、磁場内で螺旋軌道を描く飛跡が得られる。その螺旋軌道から運動エネルギーを再構成する。そこで Geant4 を用いてシミュレーションで運動エネルギーの再構成手法の評価をした。

4.1.2 Geant4 シミュレーション

検出器のガス中での電子の運動を Geant4[10] を用いてシミュレートした。Geant4 とは素粒子が物質中で起こす複雑な振舞や反応を正確にシミュレートする大規模ソフトである。粒子が物質中で起こす振舞を乱数を用いて計算するモンテカルロ法に基づいてシミュレートすることができる。

シミュレーションの設定

シミュレーションでは実際の実験同様、検出領域を $100 \times 100 \times 100 [\text{mm}^3]$ と、気体中の粒子の多重散乱、エネルギー損失を計算した。検出領域には実際の実験と同様、Ar:C₂H₆=50:50 で0.2気圧のガスが封入されて、磁場0.1 T、ボクセルサイズ $0.4 \times 0.4 [\text{mm}^2]$ とした。また去年度と同じ条件 [17] で比較するときにはサンプリングピッチや装置の空間分解能を考慮せず、最終的な評価のときには考慮した。

4.1.3 運動エネルギーの再構成方法

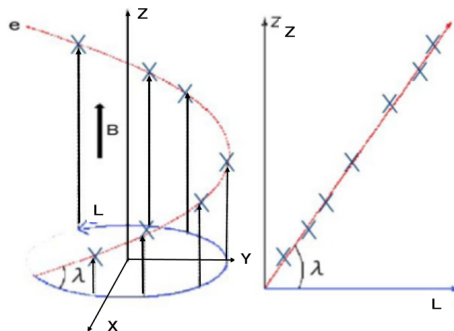


図 4.1 電子の軌道半径とピッチアングルの模式図 [14]

Z 軸方向に磁場のかけられた TPC 内を運動する電子の理想的な飛跡は図 4.1 左のようになる。XY 平面では円関数に、XY 平面の円軌道を L とし LZ 平面では一次関数になる。そこで電子の XY 平面成分の運動量 pc_{xy} は軌道半径 R と磁束密度 B[T] から求めることができ、

$$pc_{xy}[\text{eV}] = 3.0 \times 10^8 \times \frac{B}{1[\text{T}]} \times \frac{R}{1[\text{m}]} \quad (4.1)$$

さらに ZL 平面の傾きの角度 (ピッチアングル) を用いて、

$$pc \times \cos = pc_{xy} \quad (4.2)$$

の関係式が得られる。最後に電子の運動エネルギー T は電子の質量を m_e とすると、

$$T = \sqrt{(pc)^2 + (m_e c^2)^2} - m_e c^2 \quad (4.3)$$

と与えられる。電子の運動エネルギー T を知るためには電子の描く螺旋起動の軌道半径 R とピッチアングル () がわかればよい。そこで曲率半径は XY 平面で円フィットにより求め、ピッチアングル () は ZL 平面で直線フィットによって求める。

曲率半径の算出例

まずは曲率半径を求める。図 4.2. 図 4.3 に示すように XY 平面の飛跡から円関数にフィットし曲率半径を計算する。

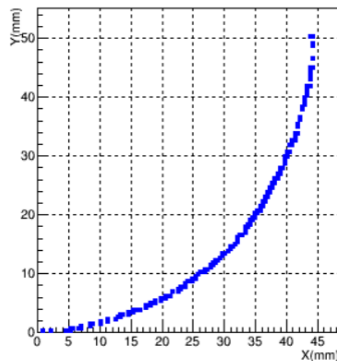


図 4.2 XY 平面での飛跡

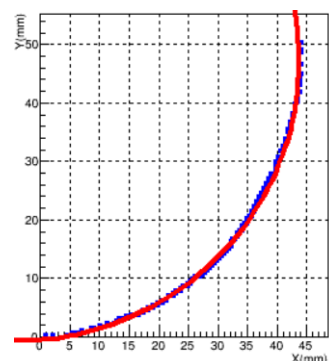


図 4.3 XY 平面での飛跡：赤線はフィットで得られた円

ピッチアングルの算出例

XY 平面で得られた円の情報から円軌道 L をもとめ図 4.4 および図 4.5 に示すように LZ 平面で一次関数でフィットし傾きを求める。その傾きからピッチアングル () を求める

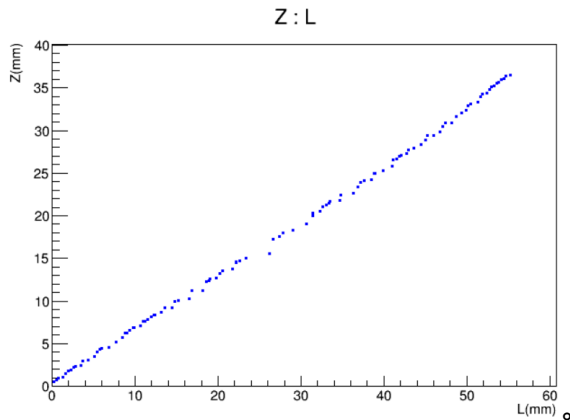


図 4.4 LZ 平面での飛跡

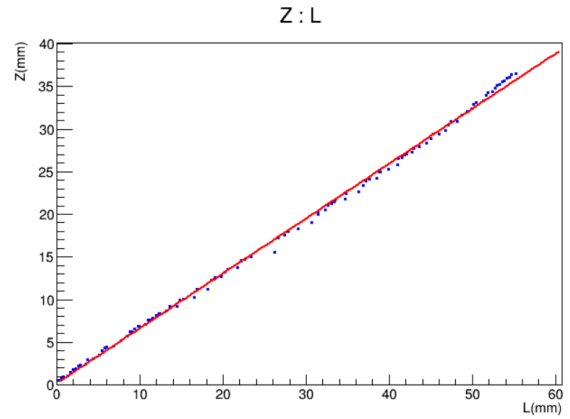


図 4.5 LZ 平面での飛跡:赤線はフィットで得られた一次関数

4.2 Geant4 による運動エネルギー再構成手法の検証

4.2.1 昨年度 [17] との比較

Geant4 によりこれまでに述べた手法を検証した。この時、昨年度と比較するため同じ条件で検証した。最も単純なイベントとして運動エネルギー 1 MeV の電子を TPC の中心 (0,0,0) から方向 (0,1,0) 方向で打ち出す。繰り返すが、このとき空間分解能を考慮していない。このときの再構成されたエネルギースペクトルを図 4.6 に示す。このときピークの中心値は 1.01MeV と正しく求められ、エネルギー分解能は 7.2% である。

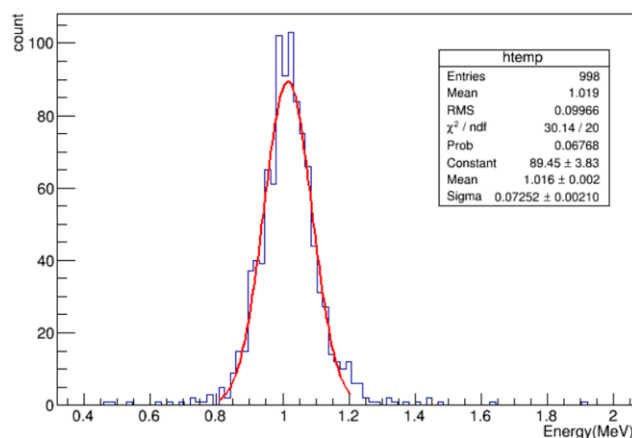


図 4.6 Geant4 シミュレーションによって得られた飛跡から導出されたエネルギースペクトル

次に、実際の実験では電子が位置、方向それぞれランダムに発生する。これを評価するために 1MeV の電子を位置、方向ランダムで生成し運動エネルギーを再構成した。まず何も選別していない再構成結果を図 4.7 に示す。次に比較するために昨年度同様に Fitting がう

まく行われたかを判断するためのパラメータを下のように定義する。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i [\{R - f_{circle}(x_i, y_i)\}^2 + \{z_i - f_{linear}(L_i)\}^2] \quad (4.4)$$

R は計算によって得られた半径、 x_i 、 y_i 、 z_i は座標データ点、 f_{circle} は得られた中心座標からデータ点までの距離、 f_{linear} は Z L 平面でフィットされた直線である。これによって得られた χ^2 の分布を図 4.8 に示す。

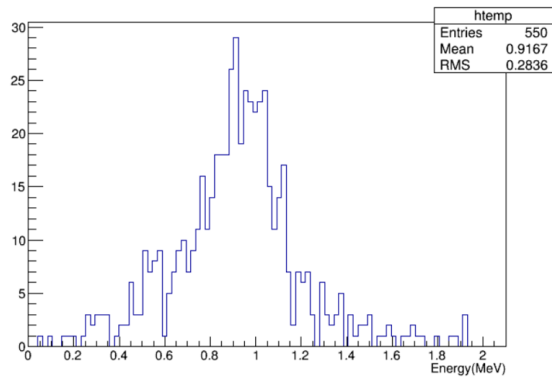


図 4.7 Geant4 シミュレーションで電子の位置、方向ランダムにしたときに得られた飛跡から導出されたエネルギースペクトル

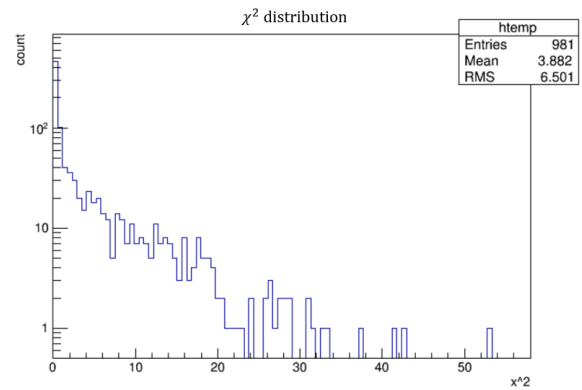


図 4.8 図 4.7 の χ^2 の分布

昨年度同様に χ^2 が 10 より小さく、円フィットで正確に半径を求めるため電子の飛距離を 4cm 以上の事象を選別した図 4.9 でありエネルギー分解能は約 10% という結果を得られた。参考のため昨年度のエネルギースペクトル (図 4.10) に示す。昨年度の手法ではエネルギー分解能は 14% だった。

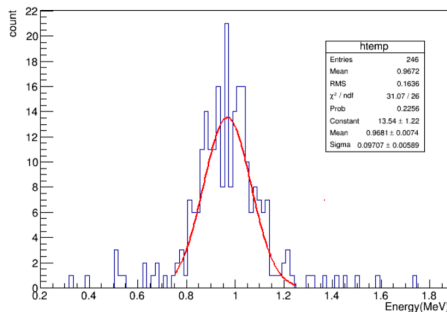


図 4.9 Geant4 シミュレーションで位置、方向ランダムにしたとき得られた飛跡から導出されたエネルギースペクトル。 $\chi^2 < 10$ かつ飛距離が 4cm 以上で選別している。

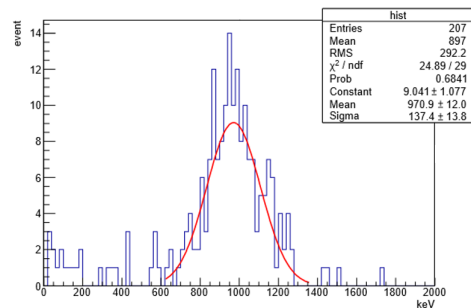


図 4.10 昨年度の検証結果

上記より 1MeV のエネルギーをもつ電子に対して同じ条件下でエネルギー分解能を

14% から 10% へ向上させることに成功した。考えられる向上した要因は運動量の Z 成分を考えると昨年度では Z X 座標情報のみで考えていたことに対し、今年度では Z X Y 座標情報を使ったことにより Fit 精度が向上したため、最終的にはエネルギー分解能の向上に繋がったのではないかと考えられる。

4.2.2 より現実的なシミュレーション

次に前章で測定されたサンプリングピッチと位置分解能を考慮して 1MeV の電子を位置方向ランダムで生成し運動エネルギーを再構成した。前小節と同じように χ^2 が 10 より小さく飛距離を 3.2cm 以上の事象を選択したエネルギースペクトルを図 4.11 に示す。今回飛距離を 3.2cm にした理由は次節でイベントセレクションをするときにサンプリングピッチとイベントセレクションに必要な最低 Hit 数を考えると 3.2cm の飛距離を必要とするからである。またこのときシミュレーションで用いたサンプリングピッチの値は 0.4cm、空間分解能は以下の式 4.5 に示す。

$$\sigma(Z) = \sqrt{\sigma_{detector}^2 + D^2 Z} \quad (4.5)$$

Z はドリフト方向の長さ、 $\sigma_{detector}=0.052\mu\text{m}$ 、測定拡散定数 $D=0.02\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ とした。

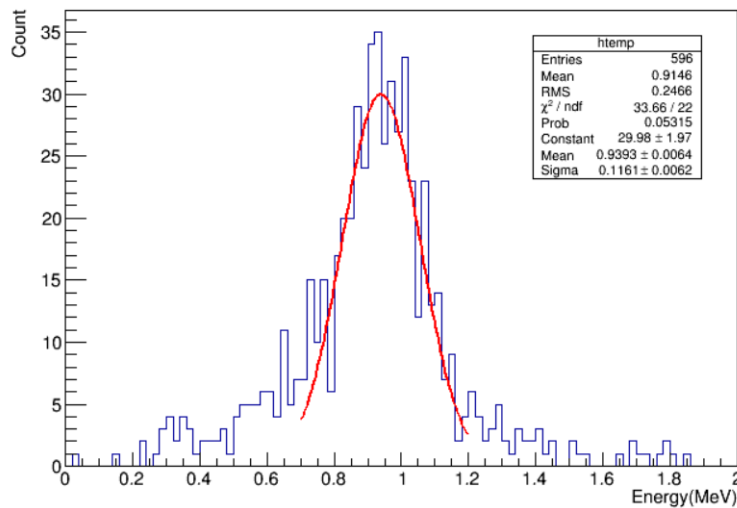


図 4.11 サンプリングピッチと位置分解能を考慮したエネルギースペクトル

図 4.11 に示すようにサンプリングピッチと位置分解能を考慮したエネルギー分解能約 12% を得られ、目標の 20%[16] 以下にすることができた。

4.3 ダブルベータ崩壊飛跡のイベントセレクション

4.3.1 イベントセレクションの必要性

本実験では前章で述べたように様々なバックグラウンドが考えられ、数多くの事象が得られる。その情報から人間の目で判断するのはあまりにも時間を要し非現実的である。このことからバックグラウンドを含む数多くの事象から 2 つの電子の飛跡を持つ事象を選び出す必要がある。そこで前年度に引き続きあらたなダブルベータ崩壊飛跡の判定アルゴリズムを開発した。図 4.12 は期待されるダブルベータ崩壊飛跡を示している。(磁場方向は紙面裏から表側)磁場中においてダブルベータ崩壊のような同一箇所から 2 つの電子が出てくる事象の場合、図 4.12 のように 2 つの弧を描く。そこでこの 2 つの弧から得られた 2 つの円の中心座標と、2 つの円が交わる点から得られる角度によってダブルベータ崩壊らしき事象を選び出すアルゴリズムを開発・評価した。

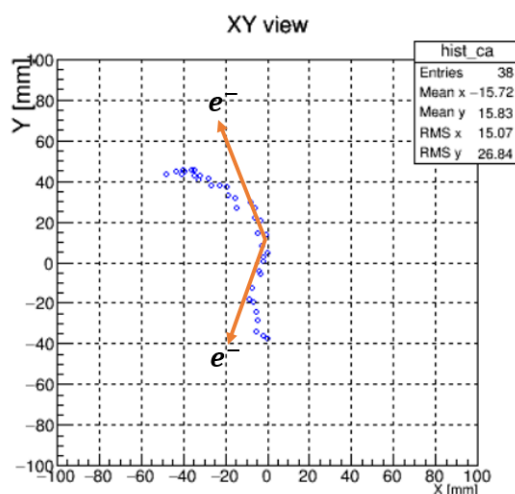


図 4.12 期待される XY 平面でのダブルベータ崩壊飛跡

4.3.2 判定アルゴリズムの原理

まず 2 つの電子の飛跡であるかを判断するために、図 4.13、図 4.14 に示す太赤と太青のように飛跡を 2 つの範囲に分けた。そしてそれぞれ連続した 8 点以上とれる可能な区切りでそれぞれ円フィットした。ここでフィットによる χ^2 の和がもっとも小さくなる区切りを使いそれぞれの弧から得られる中心座標と半径を使い θ を求める。図 4.13 のように電子の飛跡が一つの場合、 θ の値が小さくなる。逆に図 4.14 のように飛跡が 2 つの場合、 θ の値が大きくなる。得られた飛跡情報からこの性質を用いて判定できるのではないかと考えた。

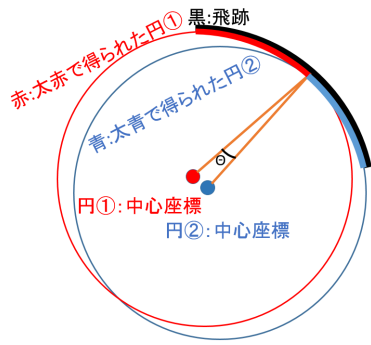


図 4.13 1 電子でのイメージ図

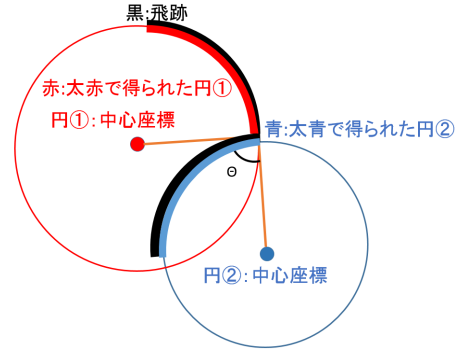


図 4.14 2 電子でのイメージ図

そこで Geant4 を使い電子がそれぞれ 1 つの場合と 2 つの場合で中央から射出した。2 つの場合のオープニングアングルはランダムとし装置の空間分解能とサンプリングピッチを考慮した飛跡情報から θ を導き出した。その一例を図 4.15、図 4.16 に示す。それぞれ θ の値は 1 電子の場合が図 4.15 のようになり、2 電子の場合が図 4.16 のようになり、判定基準に利用できると考えた。今後この判定アルゴリズムを θ 判定アルゴリズムとする。

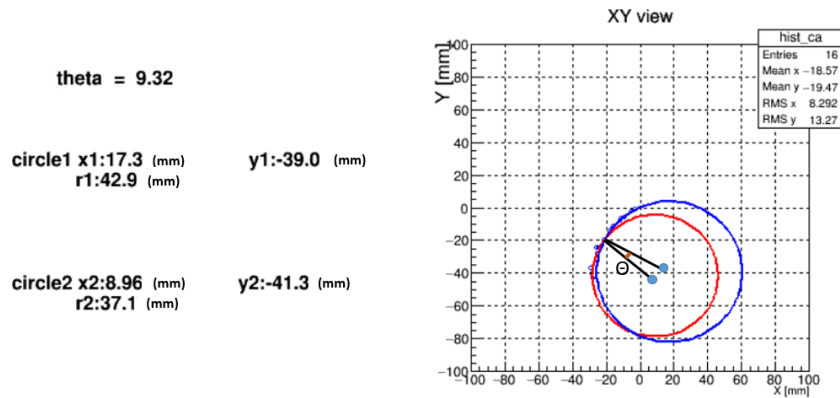


図 4.15 1 電子の飛跡の場合の θ 、赤:circle1、青 circle2

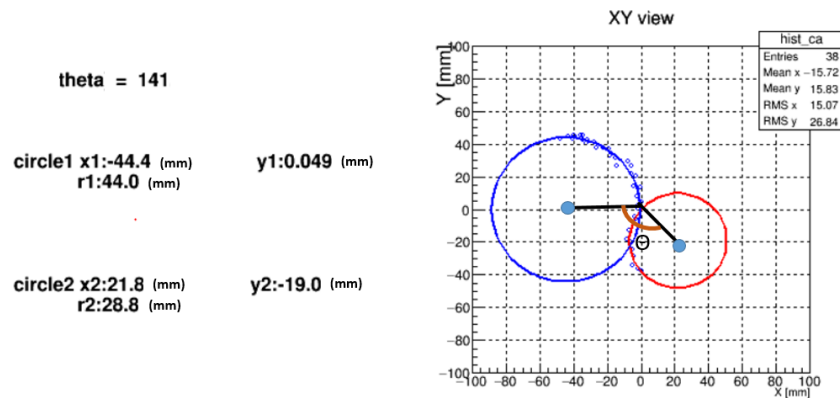


図 4.16 2 電子の飛跡の場合の θ 、赤:circle1、青:circle2

4.3.3 θ 判定アルゴリズムの実装

θ 判定アルゴリズムは次のように実装した。

1. 飛跡情報のXY平面座標を2つの範囲に区切ってそれぞれ円フィットする。
2. 円フィットに最低8点使用し可能なように任意に区切りを選び、2つの円フィットの χ^2 の和がもっとも小さくなる区切りを求める。
3. 2つの円情報から θ を導く

ここでフィットで得られた2つの円情報で θ が求まらない2つのパターン(図4.17と図4.18)を示す。図4.17の場合は θ を-20、図4.18の場合は θ を200と全くありえない値とした。

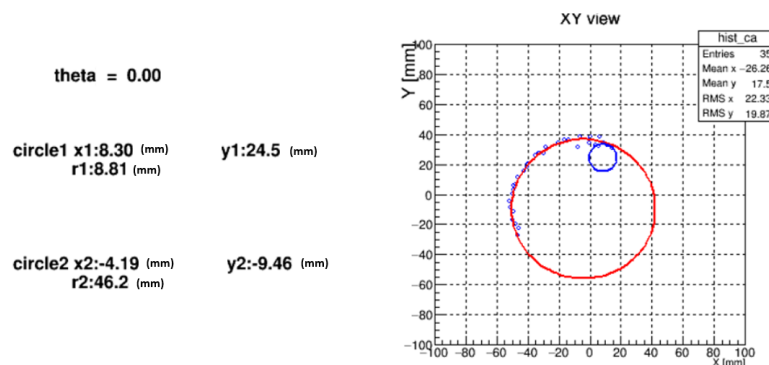


図 4.17 円がもう一つ円の中に入っている場合

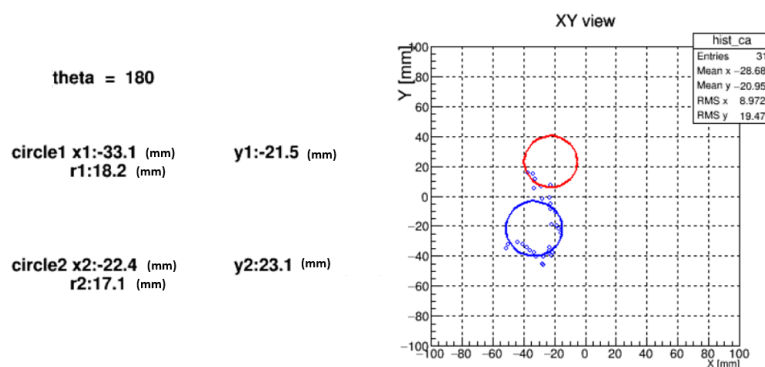


図 4.18 円が離れている場合

こうして導き出された θ の値はダブルベータ崩壊の場合ある程度大きくなることが予想されるので、ある θ の値を設定し、その値から大きいときに2電子の飛跡と判定する。このときの θ の値を今後 θ_0 とする。

4.3.4 θ 判定アルゴリズムの評価

この θ 判定アルゴリズムの評価を行った。実際の TPC から得られる情報量は Geant4 シミュレーション結果より電子収集効率などによって少ないので点と点との間隔が大きく、さらにガス拡散の影響で位置情報にぶれがある。そこで実際の実験に向けて前章で得られたサンプリングピッチと空間分解能を考慮した飛跡に対してこのアルゴリズムの評価をした。

4.3.5 θ 判定アルゴリズムの評価方法

上で述べたように、前章で得られたサンプリングピッチと空間分解能を考慮したシミュレーションで評価する。このとき前節同様にシミュレーションで用いたサンプリングピッチの値は 0.4cm、位置分解能は式 4.5 に従うとする。また今回は Ar:C₂H₂= 50:50、磁場 0.1T、気圧 0.2atm Mo ワイヤーなし、位置、方向ランダムで射出させる条件で 1 電子の飛跡、2 電子に対して θ が θ_0 を超える割合を調べ判断基準を考察した。

4.3.6 θ 判定アルゴリズム評価結果

図 4.19、図 4.20 にそれぞれ θ の分布を示す。また図 4.21 に θ が求められない場合を含む、図 4.22 に θ が求められない場合を含まない 1 電子、2 電子のそれぞれの場合の θ_0 と θ が θ_0 を超えている割合の関係グラフを示す。この図 4.21 と図 4.22 の横軸が θ_0 の値、縦軸が全事象中 θ が θ_0 より大きい値の事象の割合を示す。このグラフから $\theta_0=40^\circ$ に設定した時

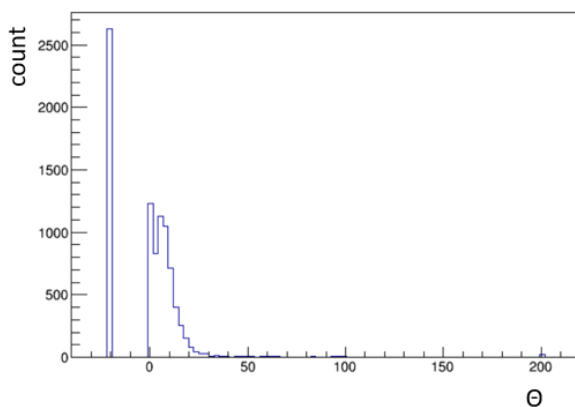


図 4.19 1 電子のときの θ ヒストグラム

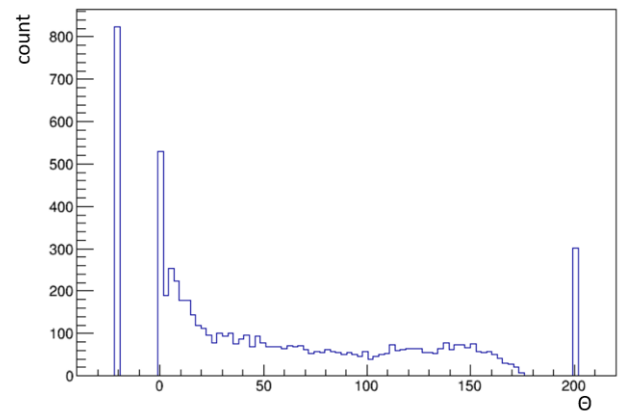


図 4.20 2 電子のときの θ ヒストグラム

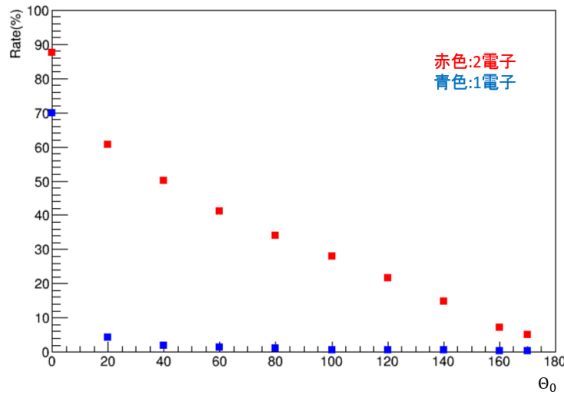


図 4.21 θ が求められない場合を含む θ_0 と θ_0 を超えているイベントの割合の関係図

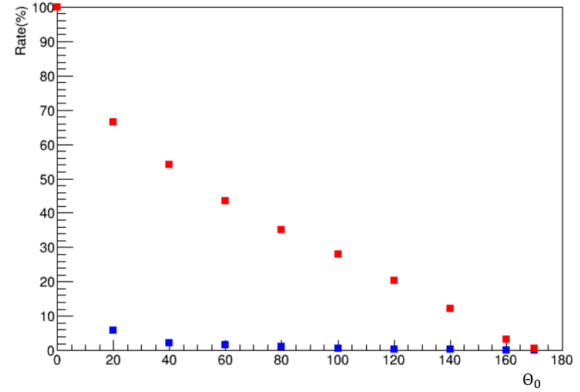


図 4.22 θ が求められない場合を含まない θ_0 と θ_0 を超えているイベントの割合の関係図

- 2 電子で θ_0 を超えている割合：図 4.21 の場合：50% 図 4.22 の場合:54%
 1 電子で θ_0 を超えている割合：図 4.21 の場合：1.8% 図 4.22 の場合:2.1%

という結果が得られた。またグラフからわかることは

- ① 1 電子の場合 $\theta_0=20^\circ$ を超えたあたりからほとんど割合が減らない。
- ② 2 電子の場合 θ_0 に対しほぼ一定に割合が減る。

①については、装置の位置分解能が原因で θ が正確に導出されてなく θ が大きい値のときにも分布していることが考えられる。これは円フィットに使う点数を増やすこと解消されるが、実際の実験では得られる点数が多くないため現実的ではない。しかし 2 電子の場合、1 電子の場合と比べて Hit 数が多くなると期待できるのである程度 Hit 数が少ないイベントを Cut しても影響が少ないと考えられる。

ここでどの値に設定するべきかを判断するために次のパラメータ $f(\theta_0)$ を定義する。

$$f(\theta_0) = \epsilon_2 / \sqrt{\epsilon_1} \quad (4.6)$$

ϵ_2 は 2 電子のときの θ が θ_0 を超えている割合、 ϵ_1 は 1 電子のときの θ が θ_0 を超えている割合とし $1/2$ 乗にすることで統計的ばらつきとした。このときの $f(\theta_0)$ を θ_0 に対してプロットしたグラフを図 4.23 に示す。

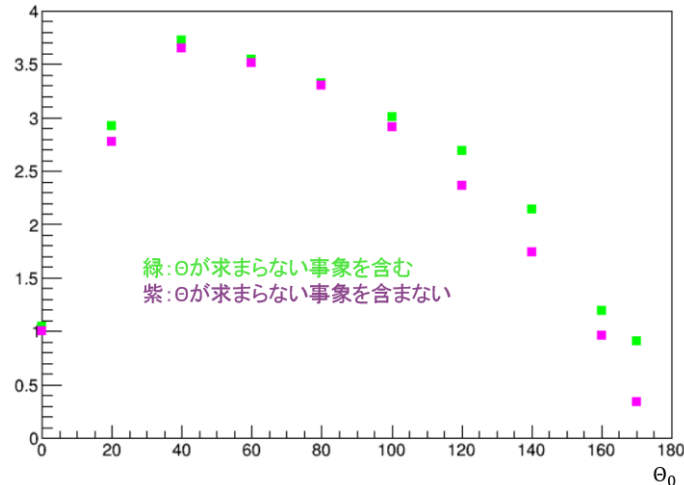


図 4.23 $f(\theta_0)$ の θ_0 依存性

図 4.23 に示すように θ が求められない場合を含むとき $\theta_0=40^\circ$ のときに一番値が大きくなり、1 電子飛跡を除去し 2 電子イベントを選択する統計的優位度が最大となる。これは 1 電子より 2 電子の事象のとき θ が求められない場合の $\theta=200^\circ$ の割合が大きいため θ が求められない場合を含むとより選別精度がよくなったと考えられる。以上のことから θ が求められない場合を含む場合で $\theta_0=40^\circ$ に設定するべきだと考える。

4.4 まとめ

運動エネルギーの算出について

今回エネルギー分解能向上をするため、Geant4 を用い新たな運動エネルギー算出方法を用いた。1MeV の運動エネルギーを持つ電子に対して単純なイベントではエネルギー分解能 7.2%、位置方向ランダムにした場合では 4cm 以上の飛距離をもつイベントに限り昨年度の 14% から 10% への向上に成功した。また本実験に近い条件でのシミュレーションでエネルギー分解能 12% を得られた。

θ 判定アルゴリズムについて

飛跡の θ 判定アルゴリズムを実装し Geant4 からサンプリングピッチ、空間分解能を考慮した飛跡に対してその性能を確認した。 θ が求められない場合を含む場合の $\theta_0=40^\circ$ に設定することで 2 電子を 2 電子と判定する割合が 50 %、1 電子を 2 電子と誤判定する割合が 1.8 %となりダブルベータ崩壊事象に対するバックグラウンドになる 1 電子飛跡の判別に対してある程度の有効性を示すことがわかった。しかし、1 電子の飛跡をカットするには 2 電子の飛跡をある程度捨てる必要がある。また現状では想定されるバックグラウンドが膨大であるため、このアルゴリズムと昨年度に開発された S 字判定アルゴリズム [17] を組み合わせて

解析するとより効果的だと考えられる。

第 5 章 ダブルベータ崩壊観測実験の結果（担当：小川圭将）

5.1 目的

これまで本論ではダブルベータ崩壊探索における理論、実験装置とその性能評価、解析プログラムを述べたきた。本章ではこれらを用いて実際にダブルベータ崩壊探索実験を行い、得られた結果について考察する。

5.2 予備実験

5.2.1 ^{60}Co を用いた予備実験

本実験に入る前に、線源として ^{60}Co を用いた予備実験を行う。ここでは、本年度作成した実験装置や解析プログラムの動作を確認することを目的とする。

^{60}Co とは Co の同位体の一種である。以下の (5.1) のようにベータ崩壊して ^{60}Ni になり、このとき放出されるベータ線のエネルギーは 0.318 MeV である。そして、崩壊生成物の ^{60}Ni が 1.17 MeV と 1.33 MeV の 2 本の γ 線を放出するため、おもに γ 線源として使用される。今回用いる線源 ^{60}Co の崩壊頻度 1.0×10^5 Bq である。



今回の予備実験では以下のような実験条件で行った。

- 測定時間：157 分
- 磁場の大きさ：0.1[T]
- 電磁石：常に扇風機で空冷（35 程度）
- Gas：Ar/C₂H₆ = 5 : 5、0.2[atm]
- Trigger: ヒット数に応じた μ -PIC からの self trigger

この条件下で、3.4 節と同様に μ -TPC の外容器の上面、中心から (X, Y, Z) = (0 cm, 5 cm, 8 cm) の位置に ^{60}Co を設置し、放射される γ 線によりコンプトン散乱された電子飛跡を観測した。

5.2.2 実験結果

解析プログラムの動作確認

第4章でも述べたように、今回用いる解析プログラムは観測した電子の飛跡を2次元平面で Fitting することでそのエネルギーを再構成する。得られた電子飛跡のイベントディスプレイの例を図 5.1 に示す。これらのデータから XY 平面では円関数に、XY 平面の円軌道を L とした LZ 平面では一次関数に Fitting した結果が図 5.2、図 5.3 のようになる。

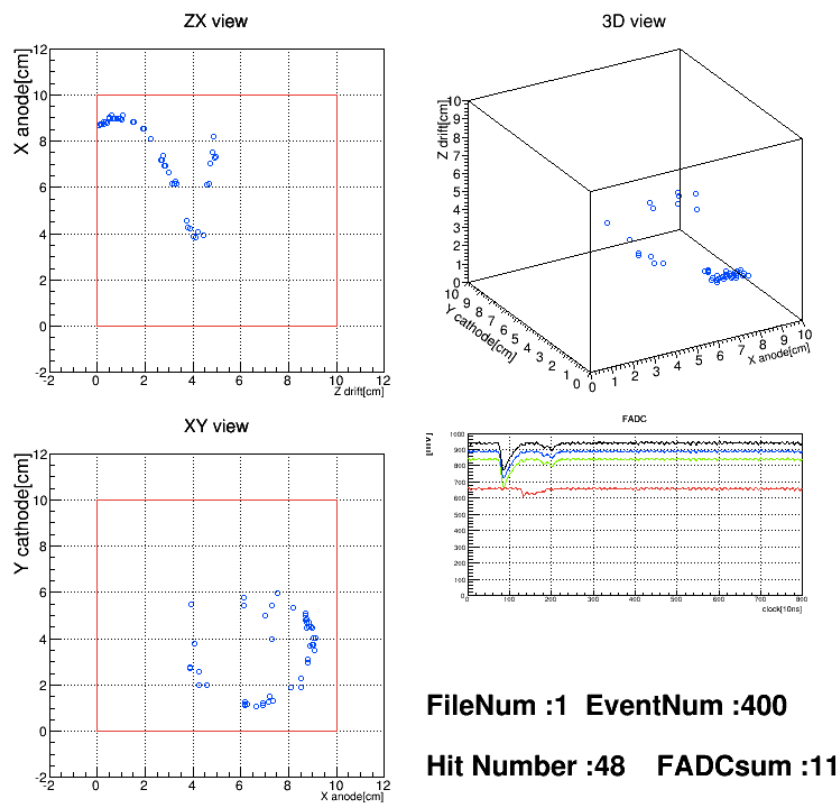


図 5.1 ^{60}Co の電子飛跡のイベントディスプレイの例。右上図から時計回りに 3 次元飛跡、FADC によって得られた (上から順に) 0 ~ 4ch での波形信号、XY 座標平面、XZ 座標平面。

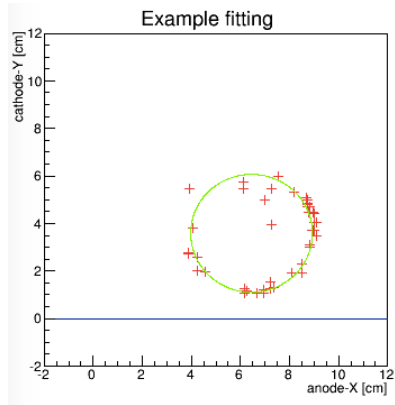


図 5.2 XY 平面の円関数 Fitting の例

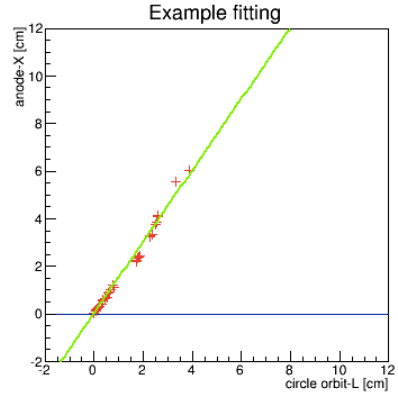


図 5.3 LZ 平面の一次関数 Fitting の例

第 4 章でも述べたように、XY 平面から曲率半径 R_{xy} を、LZ 平面からピッチアングル λ を求める。上記の例において、Fitting して得られた結果は $R_{xy} = 3.04[\text{cm}]$ 、 $\lambda = 56.5[^\circ]$ であった。第 4 章 (4.1)、(4.2)、(4.3) 式より、

$$\begin{aligned}
 p_{xy}c &= B [\text{T}] \times R_{xy} [\text{m}] \times c [\text{m/s}] \times 10^{-6} [\text{eV/MeV}] \\
 &= 0.1 [\text{T}] \times 3.04 [\text{m}] \times 3.0 \cdot 10^8 [\text{m/s}] \times 10^{-6} [\text{eV/MeV}] \\
 &= 0.91 [\text{MeV}]
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

$$\begin{aligned}
 pc &= p_{xy}c [\text{MeV}] \div \cos \lambda \\
 &= 0.91 [\text{MeV}] \div \cos(56.5) \\
 &= 1.65 [\text{MeV}]
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

$$\begin{aligned}
 T &= \sqrt{(pc)^2 + (m_e c^2)^2} - m_e c^2 \\
 &= \sqrt{(1.65)^2 + (0.511)^2} - 0.511^2 \\
 &= 1.22 [\text{MeV}]
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

以上より、1つのイベントに対応する電子のエネルギーの算出と解析プログラムの動作確認ができた。

エネルギースペクトル

測定により得られた各イベントのデータに対して上記のエネルギー再構成を行い、横軸にエネルギー、縦軸にイベント数をプロットしたものを図 5.4 に示す。

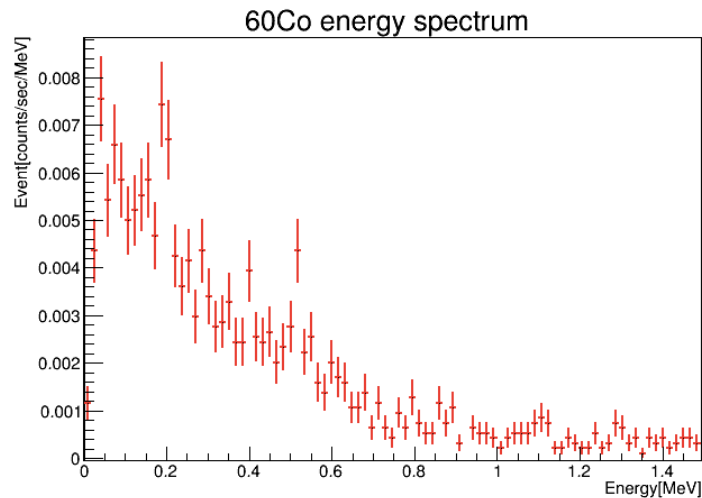


図 5.4 ^{60}Co のエネルギースペクトル

5.2.3 考察

図 5.5 のように、エネルギー E_γ の γ 線によってコンプトン散乱した反跳電子のエネルギーは以下のように表される。

$$E'_e - m_e c^2 = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \theta)}{m_e c^2 + E_\gamma (1 - \cos \theta)} \quad (5.5)$$

^{60}Co における γ 線のエネルギーは $E_\gamma = 1.17 \text{ MeV}$ 、 1.33 MeV なので、反跳電子の最大エネルギー ($\theta = \pi$) は $E'_e - m_e c^2 = 0.96 \text{ MeV}$ 、 1.12 MeV となり、この値付近にコンプトンエッジが見られることが期待される。また、geant4 によるシミュレーションを行った結果を図 5.6 に示す。

これより、得られた実験結果はシミュレーションで得られたものよりも低エネルギーのカウント数の割合が比較的大きく占めている。原因としては生じた γ 線が測定装置など周囲の物質とのコンプトン散乱し、エネルギーを一部失った散乱 γ 線が再び検出器に入って光電効果起こした後方散乱ピークであると考えられる。また他に、実験装置に併設されていたプラスチックシンチレーターなどの鉛と γ 線の相互作用による特性 X 線などのバックグラウンドに由来するものと考えられる。これらから、バックグラウンドの考慮などのより良い実験装置・環境の作成が必要であると言える。

またシミュレーション、実験結果ともに上記で述べたような 0.96 MeV, 1.12 MeV 付近でのコンプトンエッジがはっきりと確認することができない。この原因としてはエネルギー分解能が挙げられる。 ^{60}Co は 2 本の γ 線を放出し他の物質との様々な相互作用のためエネルギースペクトルは非常に複雑になっている。一方で本実験で使用した解析プログラムでは装置の位置分解能やエネルギー分解能を考慮しておらず、正確なエネルギーの再構成ができていないと考えられる。よって、エネルギーの再構成のプログラムは原理的には作動したが、うまくエネルギーの再構成されたとはいえず、解析プログラムの改善が必要であると言える。

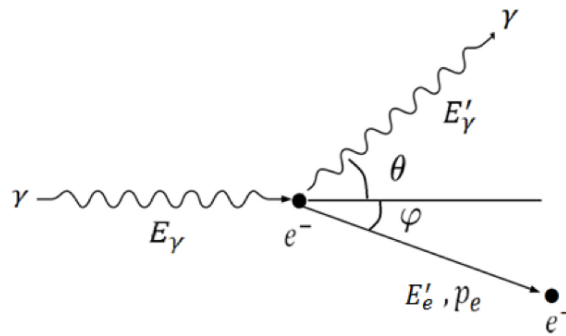


図 5.5 コンプトン散乱

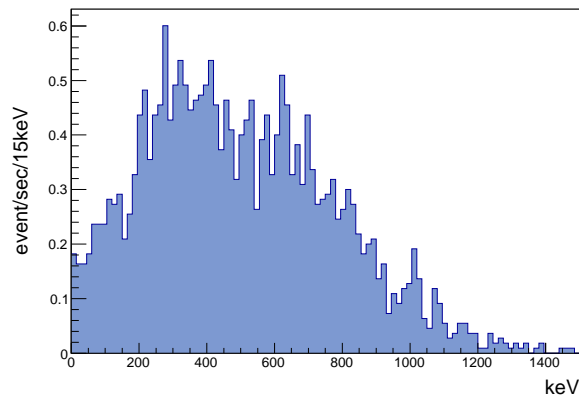


図 5.6 Geant4 によるシミュレーション結果:エネルギー分解能 20% のエネルギースペクトル

5.3 本実験

5.3.1 ^{100}Mo を用いたダブルベータ崩壊探索

5.2 で述べた解析プログラムを用いて、 ^{100}Mo のダブルベータ崩壊現象の探索実験を行った。実験条件は以下の通りである。

- 測定時間：77 分
- 磁場の大きさ：0.1[T]
- 電磁石：常に扇風機で空冷（35 程度）
- Gas：Ar/C₂H₆ = 5 : 5、0.2[atm]
- Trigger：ヒット数に応じた μ -PIC からの self trigger

5.3.2 実験結果

解析プログラムの動作確認

エネルギー再構成の解析プログラムの動作確認ができたが、ダブルベータ崩壊の探索をするにあたって「一点から同時に2つの電子が放出されたかどうか」という判定をしなければならぬ。そのために、 θ 判定プログラムを搭載した解析プログラムを本実験で得られたデータに適用し、ダブルベータ崩壊探索用の解析プログラムの動作確認を行った。その結果を以下に示す。

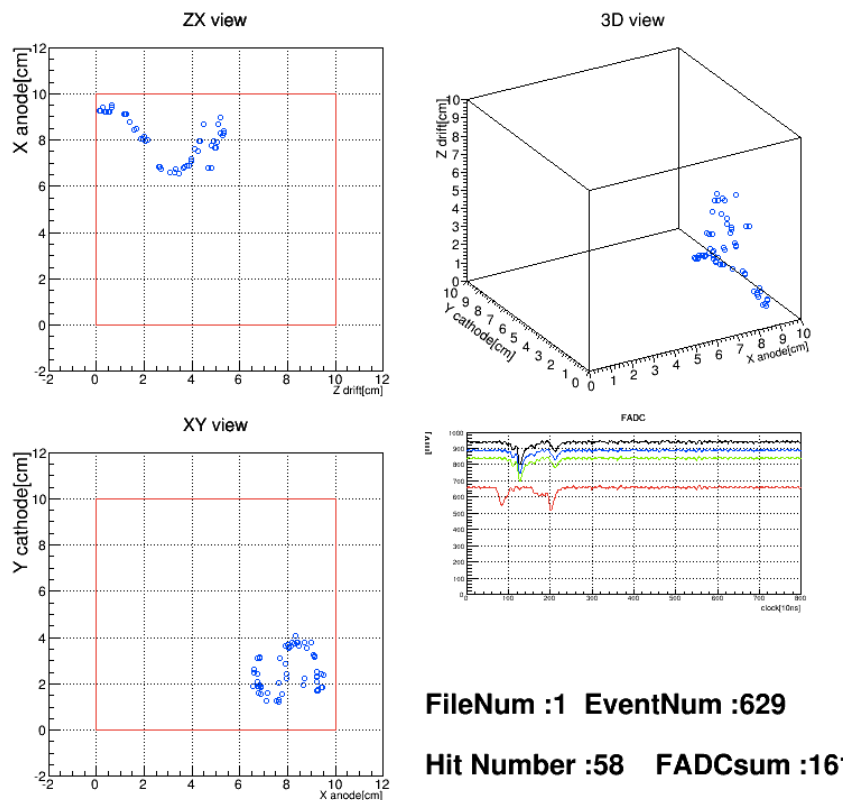


図 5.7 ^{100}Mo run での電子飛跡のイベントディスプレイの例

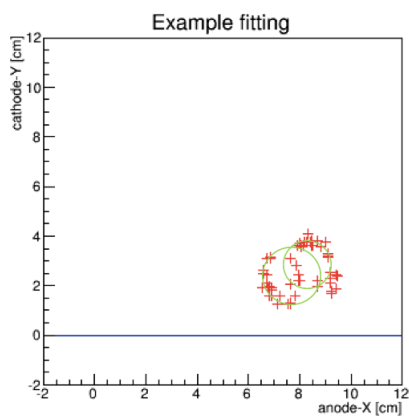


図 5.8 XY 平面の円関数 Fitting と θ 判定プログラムの例

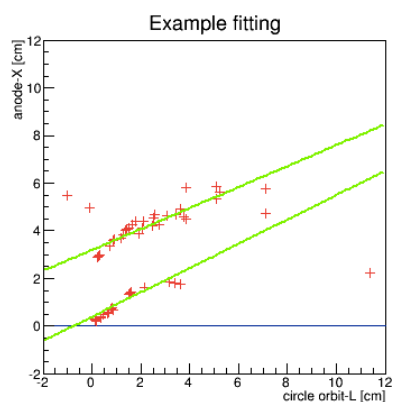


図 5.9 LZ 平面の一次関数 Fitting の例

5.2 節と同様に、XY 平面から 2 つの曲率半径 R_{1xy}, R_{2xy} を、LZ 平面からピッチアン
グル λ_1, λ_2 を求める。上記の例において、Fitting して得られた結果は $R_{1xy} = 1.21[\text{cm}]$ 、
 $R_{2xy} = 1.32[\text{cm}]$ 、 $\lambda_1 = 24.7[^\circ]$ 、 $\lambda_2 = 27.9[^\circ]$ 、 $\theta = 47.9[^\circ]$ であった。(4.1)、(4.2)、(4.3)
式より、

$$p_{1xy}c = 0.36 [\text{MeV}]$$

$$p_1c = 0.40 [\text{MeV}]$$

$$T_1 = 0.14 [\text{MeV}]$$

$$p_{2xy}c = 0.39 [\text{MeV}]$$

$$p_2c = 0.44 [\text{MeV}]$$

$$T_2 = 0.17 [\text{MeV}]$$

$$\therefore T = T_1 + T_2$$

$$= 0.31 [\text{MeV}]$$

以上より 1 つのイベントに対応する電子のエネルギーの和の算出と解析プログラムの動作
確認ができた。

エネルギースペクトル

まずはじめに、得られた全事象のデータに対して θ 判定プログラムを作用させる。図 5.10、図 5.11 はそれぞれ全事象、ダブルベータと判定された事象における横軸に θ 、縦軸にカウント数をプロットしたものである。

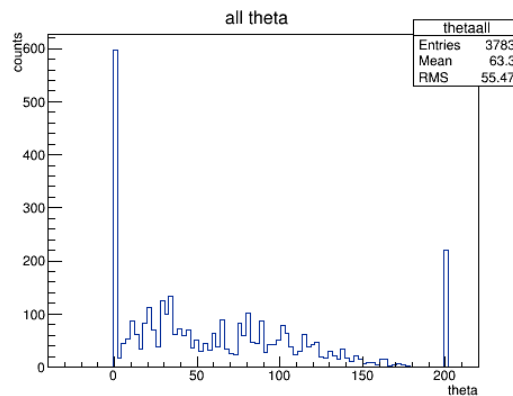


図 5.10 全事象に対する θ

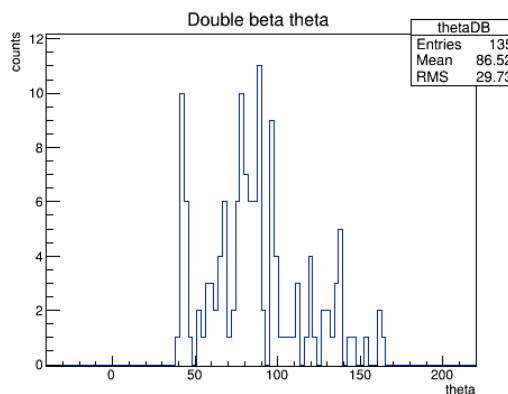


図 5.11 ダブルベータと判定された θ

ここでは、第 4 章での議論より以下のような条件でイベントセレクションを行った。

- データ点のヒット数が 16 点以上のものを選択
- $\chi^2 < 10$ かつ $\text{trackinglength} > 4$ のものを選択
- θ 判定 ($\theta \geq 40^\circ$ かつ $\theta \neq 200^\circ$)

これよりダブルベータ崩壊と判定されたのは 135 イベントであった。これらに対してエネルギー再構成を行う。5.2 節と同様に各イベントのデータに対してエネルギー再構成を行い、放出された 2 つの電子それぞれとそれらの合計について横軸にエネルギー、縦軸にイベ

ント数をプロットしたものを図 5.12、図 5.13、図 5.14 に示す。

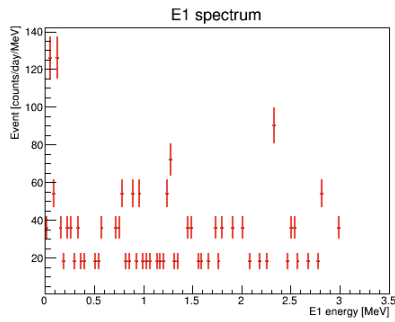


図 5.12 電子 1 のエネルギースペクトル

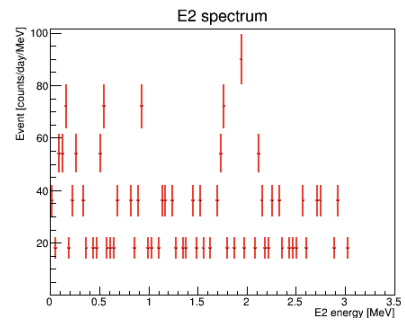


図 5.13 電子 2 のエネルギースペクトル

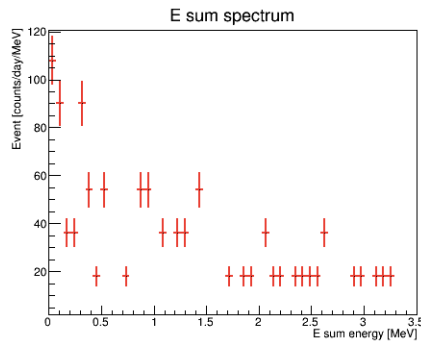


図 5.14 電子のエネルギーの和のスペクトル

5.3.3 考察

得られた測定結果と理論的に算出したエネルギースペクトルとの比較を考える。図 1.7 に対して ^{100}Mo の既知の寿命を用いてスケールを調整したものと、図 5.14 を合わせたものを図 5.15 に示す。

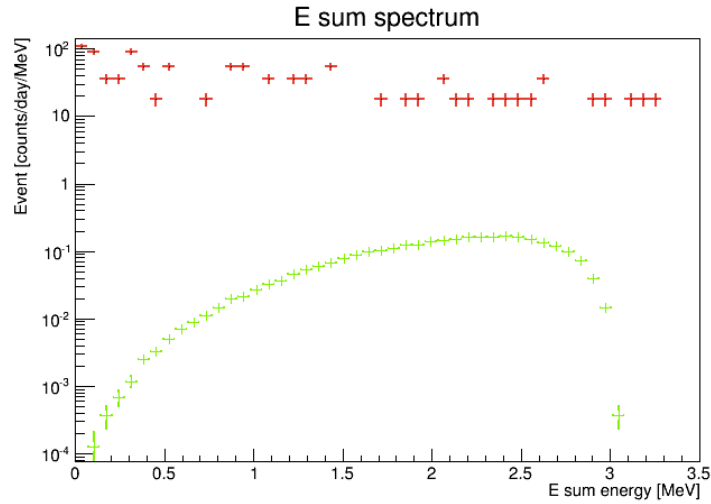


図 5.15 ^{100}Mo のエネルギースペクトルにおける理論値と本実験で得られた実験値の比較

以上より、得られた実験値は理論値に比べて非常に大きなものとなっていることがわかる。本実験で得られたダブルベータ崩壊イベントの事象数は

$$N_{decay,obs} = 7.57 \times 10^4 [\text{counts/month}]$$

となり、事象数の理論値 $N_{decay,lab} = 1.87 [\text{counts/month}]$ に比べ非常に観測量が多い結果となった。

また昨年度の計算 [17] により、本実験において予想されるバックグラウンドの事象数が概算でき、

$$N_{decay,BG} = 1.8 \times 10^5 [\text{counts/month}]$$

であった。バックグラウンドの考慮や解析方法の改善が求められる。

また、図 5.16、5.17 はダブルベータ崩壊において放出された 2 つの電子のエネルギーの相関図の実験値と第 1 章理論値である。

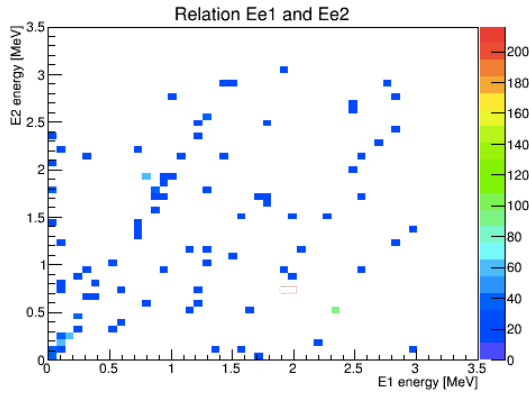


図 5.16 電子のエネルギーの相関図（実験値）

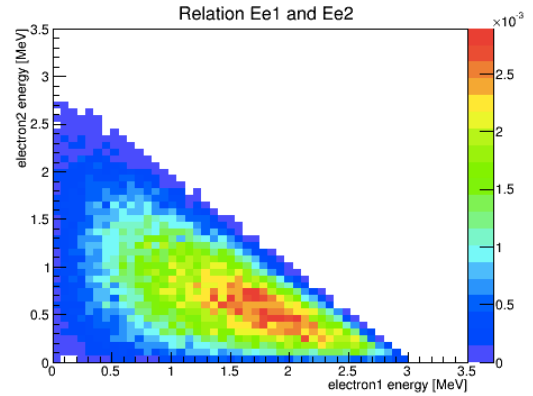


図 5.17 電子のエネルギーの相関図（理論値）

5.17 の理論値の特徴として一方の電子に比べて他方の電子のエネルギーが高い組み合わせが多く分布しており、2つの電子のエネルギーが等しく放出される場合が多いとは言えない。そして2つの電子のエネルギー和の最大値は Q 値の 3.03 MeV である。しかし実験値の図 5.16 では Q 値を超えた組み合わせが存在し、原因としてバックグラウンドや解析におけるエネルギー分解能によるものであると考えられ、研究環境の改善が必要であると言える。

5.4 第 5 章まとめ

第 1 章から第 4 章において述べてきたダブルベータ崩壊探索における理論、実験装置とその性能評価、解析プログラムの改善を踏まえて、予備実験として ^{60}Co 、本実験として ^{100}Mo による測定を行った。予備実験では装置と解析プログラムが上手く作動しているとは言えず、今後の改善が求められる。本実験のダブルベータ崩壊探索実験において、測定時間 77 分からダブルベータ崩壊と判定された事象が 135 イベント得られた。しかし、得られた実験値は期待される事象数の理論値の約千倍となった。バックグラウンドの除去や装置の位置分解能やエネルギー分解能を考慮した解析方法の改善など、より詳細な研究が必要であると言える。

第6章 結論

本実験から得られたイベントにおける、モリブデン 1 kg あたりの計数率は

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{7.57 \times 10^4 [\text{counts/month}]}{2.2 \times 10^{-2} [\text{kg}]} \simeq 3.4 \times 10^6 [\text{counts/month/kg}]$$

であった。 ^{100}Mo のダブルベータ崩壊の事象数がこれよりも少ないと考えられるので、 ^{100}Mo のダブルベータ崩壊における 2ν モードの半減期の下限值が以下のように算出される。

$$\begin{aligned} t_{1/2} &= \log 2 \times \tau \\ &= \log 2 \times N \cdot \left(\frac{dN}{dt} \right)^{-1} \\ &\geq \log 2 \times 5.83 \cdot 10^{23} \times \frac{1}{3.4 \cdot 10^6} \\ &= 5.2 \times 10^{16} [\text{year}] \end{aligned}$$

この半減期の文献値として現在得られているものは $\sim 10^{20}$ [year] のオーダーであるので、本実験で得られた結果は矛盾しない。しかし下限値の見積もりとしては非常に甘く、今後も低バックグラウンドな環境の作成や解析方法の改善など、より詳細な研究が必要であると結論づけられる。

Appendix

MonteCarlo 法

Monte Carlo 法とは、乱数を用いた統計的な計算法の一つである [15]。1946 年に Los Alamos 研究所において von Neumann と Ulam が核反応のシミュレーションをしたときに始まると言われており、今日においても物理学の理論・実験の各方面で重要な役割を果たしている。

多数の粒子が相互作用している系の性質がどうなるかといったような問題は、仮にその現象を記述する個々のプロセスがよく知られていたとしても全体を直接計算することは難しい。そして本実験のように、ベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルの理論 (1.24) が理解されていても、ダブルベータ崩壊の構造や相互作用を考慮せずにエネルギー和の理論的なスペクトルを計算することはできない。

今回は (1.24) 式にあるようにベータ崩壊における電子のエネルギースペクトルが数学的に記述できているため、電子 1、電子 2 それぞれについて乱数を用いてエネルギースペクトルを算出し、それらの和をとることでダブルベータ崩壊のエネルギースペクトルを算出する。(1.24) に従う乱数の発生方法は、以下の van Neumann の棄却法を用いる。

van Neumann の棄却法

$(0, 1)$ の範囲に発生させた擬似乱数 r をもとに、与えられた分布関数 $f(x)$ に従う乱数 x を発生させる。そこで、発生が容易な分布 $g(x)$ の定数倍 $Cg(x)$ によって分布 $f(x)$ を完全に包み込む。 $f(x)$ に従う乱数 x を発生させるには以下のようなロジックで行う。

1. $g(x)$ に従って x を発生させる。
2. 点 x で $f(x)$ と $Cg(x)$ を計算する。 $(0, 1)$ の乱数 u を発生させ、
 - $f(x) < uCg(x)$ ならば、 x を棄てて 1. からやり直す。
 - $f(x) > uCg(x)$ ならば、 x が求める乱数である。

この方法での乱数発生効率を高めるためには棄却される割合を減らせば良く、そのためにはなるべく $g(x)$ として $f(x)$ になるべく近い形の分布を取ることが必要である。

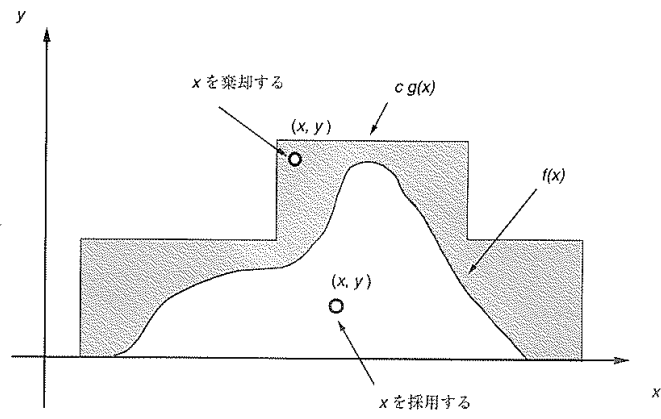


図 6.1 von Neumann の棄却法

参考文献

- [1] <http://www.th.phys.titech.ac.jp/muto/>.
- [2] Frank T. Avignone, III, Steven R. Elliott, and Jonathan Engel, *Rev. Mod. Phys.* 80(2008)481.
- [3] S. Umehara et al., *Phys.Rev.C*78 (2008) 058501.
- [4] Table of Isotopes 7th edition ed. C. Michael Lederer & Virginia S. Shirley.
- [5] M Agostini et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 40(2013)035110.
- [6] Arnold Roger et al., *NIM A* 536 (2005) 79-122.
- [7] A. S. Barabash: *Czech.J.Phys.*56 (2006) 437-445.
- [8] Richard Gaitskell (Brown U.) et al., LA-UR-2003-7709.PNNL-14420.
- [9] <http://www2.kek.jp/ja/newskek/2004/sepoct/doublebeta1.html>.
- [10] <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [11] A.Ochi et. al. *NIM A*471(2001)264.
- [12] <http://www.kek.jp/ja/NewsRoom/Release/20110303160120>.
- [13] 藤井昭彦山田勝美. ベータ崩壊と弱い相互作用. 新物理学シリーズ 15. 培風館, 1974.
- [14] 石川達也. 2重ベータ崩壊測定装置 dcba-t 3 の設計と製作. 山形大学論文, 2008.
- [15] 高橋忠幸早野龍五. 計算物理-Computer in Physics-. 共立出版株式会社, 1992.
- [16] 中井巧也 橋本隆 藤田黎 山内悟打桐烈. ダブルベータ崩壊の探索. 神戸大学学部卒業論文, 2014.
- [17] 斉藤大起 石浦宏尚 池田智法中地亮介. ダブルベータ崩壊の探索. 神戸大学学部卒業論文, 2015.

謝辞

本研究にあたり、指導教員の身内賢太郎准教授には実験装置の整備やプログラミングによる解析など様々な面でご丁寧に指導して頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

また、藏重久弥教授、竹内康雄教授、山崎雄司教授、越智敦彦准教授、鈴木州助教には経過報告の度に的確な御指導を頂き、また矢野孝特命助教、原俊雄先生、本間康浩先生、清水志真助教、前田順平特命助教には様々な場面での的確な助言を頂きました。深く感謝申し上げます。

特に鈴木州助教はどんなに夜遅くとも時間を割いて色々とアドバイスをして頂き、本当に助かりました。

秘書の横山さん、PDの岸本巴さん、博士後期課程の細川佳志さん、岡直哉さん、陳叶さん、長谷川誠さん、矢ヶ部遼太さん、山根史弥さん、博士前期課程の木戸将吾さん、橋本隆さん、藤田黎さん、山内悟さん、帝釋稜介さん、長坂憲子さん、加藤直也さん、池田智法さん、斉藤大起さん、谷岡凌さん、長谷川大晃さん、京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室 レーザー物質科学分科 中地亮介さんには気さくに接して頂き、丁寧に教えて頂きました。特に帝釋稜介さんは終電を逃してでも私達の実験に協力していただき、池田智法さんは私達の手のかかる依頼にも快く応じてくださいました。昨年度卒業された石浦宏尚さんは実験に有用なシステムを私達後輩に残してくださっていました。

また同期の大園拓未くん、川端智樹くん、竹田康亮くん、谷口幹幸くん、都留晴日くん、野崎誠也くん、若松恭行くん、山元大生くんは実験が違えど互いに切磋琢磨し支えあえました。そして研究室でいつも見守ってくれていた来栖翔くん、山本耕史くん、田中マルクス闘莉王くん、山下達郎くん、假屋崎省吾さん、EXILE TRIBE などたくさんの方のおかげで本研究を進めることができました。深く感謝申し上げます。

最後に、私たちをここまで育ててくれた家族に感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。