平成 26 年度 卒業論文

ダブルベータ崩壊の探索

神戸大学 理学部物理学科

中地 亮介 稜介 稜介 大起 石浦 宏治 智法

目 次

| 1 | ダフ | プルベータ崩壊観測の理論的背景 (担当:中地亮介) | 3 |
|---|-----|---|------------|
| | 1.1 | ダブルベータ崩壊 | 3 |
| | | 1.1.1 ベータ崩壊 | 3 |
| | | 1.1.2 ダブルベータ崩壊 | 3 |
| | 1.2 | ダブルベータ崩壊の観測 | 4 |
| | | $1.2.1$ $2 uetaeta$ と $0 uetaeta$ の観測 \dots | 4 |
| | | 1.2.2 実験で使用する線源 | 5 |
| | 1.3 | 第1章まとめ | 6 |
| 2 | ダフ | ブルベータ崩壊の観測装置 (担当:中地亮介) | 7 |
| | 2.1 | ダブルベータ崩壊の観測方法 | 7 |
| | | 2.1.1 ダブルベータ崩壊の観測原理 | 7 |
| | | 2.1.2 電子飛跡の測定原理と検出器概要 | 7 |
| | 2.2 | ββ 観測用 TPC の設計 | 9 |
| | | 2.2.1 線源の配置方法と期待される崩壊数 | 9 |
| | | 2.2.2 線源保持基板の設計 | 10 |
| | | 2.2.3 ワイヤーの張り方 | 12 |
| | | 2.2.4 アライメント確認 | 13 |
| | | 2.2.5 装置の組み立て | 14 |
| | 2.3 | 第 2 章まとめ | 15 |
| 3 | тР | C 中での 2 次電子の運動 (担当:帝釋) | 16 |
| | 3.1 | | 16 |
| | | 3.1.1 Gmsh | 16 |
| | | 3.1.2 Elmer | 16 |
| | | | 17 |
| | 3.2 | 動作確認 | 18 |
| | | 3.2.1 定性的な動作確認 | 18 |
| | | | 18 |
| | 3.3 | | 22 |
| | 3.4 | | 23 |
| | 3.5 | | 25 |
| | 3.6 | | 28 |
| 4 | ダフ | ブルベータ崩壊のバックグラウンド (担当:斉藤大起) | 29 |
| - | | , | 2 9 |
| | 4.2 | | 29 |
| | 1.4 | | 29 |
| | | | 30 |
| | | | 30 |
| | | | 35 |
| | 4.0 | 生とめ | 26 |

| 5 | タノ | プルペータ朋場の電子飛跡快出 (担ヨ:仁浦太同) | 37 |
|---|-------------------|---|----|
| | 5.1 | ダブルベータ崩壊電子飛跡検出の必要性 | 37 |
| | | 5.1.1 飛跡情報解析による電子飛跡検出の必要性 | 37 |
| | 5.2 | 飛跡判定原理 | 37 |
| | | 5.2.1 S 字飛跡判定原理 | 37 |
| | | 5.2.2 S 字飛跡判定アルゴリズムの実装 | 39 |
| | | 5.2.3 S 字飛跡判定アルゴリズムの評価 | 40 |
| | | 5.2.4 S 字飛跡判定アルゴリズム評価手法 | 40 |
| | | 5.2.5 S 字飛跡判定アルゴリズム評価結果 | 41 |
| | 5.3 | まとめ | 42 |
| _ | | | |
| 6 | • | PC の性能評価実験 (担当:池田智法) | 43 |
| | 6.1 | 読み出し回路 | 43 |
| | 6.2 | ガスゲイン | 46 |
| | | 6.2.1 ガスゲイン測定方法 | 46 |
| | | 6.2.2 ガスゲイン測定結果 | 46 |
| | 6.3 | ドリフト速度 | 48 |
| | | 6.3.1ドリフト速度測定方法 | 48 |
| | | 6.3.2ドリフト速度測定結果 | 48 |
| | 6.4 | 空間分解能 | 50 |
| | | 6.4.1 空間分解能測定方法 | 50 |
| | | 6.4.2 空間分解能測定結果 | 50 |
| | 6.5 | サンプリングピッチ | 54 |
| | | 6.5.1 サンプリングピッチの定義 | 54 |
| | | 6.5.2 サンプリングピッチの測定結果 | 54 |
| | 6.6 | 運動エネルギー再構成 | 56 |
| | | 6.6.1 運動エネルギー再構成手法 | 56 |
| | | 6.6.2 Geant4 による運動エネルギー再構成手法検証 | 57 |
| | | 6.6.3 運動エネルギー再構成 | 59 |
| | 6.7 | データ解析まとめ | 63 |
| 7 | 21,0 | eta 崩壊実験の展望 | 63 |
| • | $\Delta \nu \rho$ | <i>'P </i> | U |

第1章 ダブルベータ崩壊観測の理論的背景 (担当:中地亮介)

1.1 ダブルベータ崩壊

1.1.1 ベータ崩壊

ベータ崩壊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過程のことである。ベータ崩壊の式は以下のようになる。

$$(Z,A) = (Z+1,A) + e^{-} + \overline{\nu}_{e}$$
 (1.1)

ここでZ は原子番号、A は質量数である。また実際には次のような反応が原子核内で起こる。

$$n p + e^- + \overline{\nu}_e (1.2)$$

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。エネルギー準位の関係からベータ崩壊を起こす事はできないが、ダブルベータ崩壊のみ可能な原子核が存在する。また、ダブルベータ崩壊には 2 つのモードが考えられる。 1 つは原子核内で通常のベータ崩壊が 2 度同時におこる過程で、2 つの電子と 2 つの反電子ニュートリノがそれぞれ生じる。これが 2 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 参照)。この崩壊過程は質量数を 1 、陽子数を 1 とすると以下のようになる。

$$(Z,A) = (Z+2,A) + 2e^{-} + 2\overline{\nu}_{e} \tag{1.3}$$

一方、未観測であるが理論的に予言されているモードとしてニュートリノを放出しない 0ν モードがある。これは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反応である。 0ν モードが起きるためにはニュートリノがマヨラナ粒子であることが必要である。マヨラナ粒子とは粒子と反粒子が同一の中性のフェルミ粒子のことである。レプトン数を保存しないこの反応は標準模型では禁止されているため、もしこのような反応が観測されれば標準模型を超える新たな物理学につながると期待される。 0ν モードの崩壊過程は以下のようになる。

$$(Z,A) = (Z+2,A) + 2e^{-} (1.4)$$

| 原子核 | Q値 [MeV] | 2 uetaetaの寿命 | 0 uetaeta の寿命 | 天然存在比 [%] |
|---------------------|----------|----------------------------|----------------------------|-----------|
| | | (測定値)[×10 ²¹ 年] | (下限値)[×10 ²¹ 年] | |
| $^{48}\mathrm{Ca}$ | 4.271[3] | 0.043[3] | 13[3] | 0.187[7] |
| $^{76}\mathrm{Ge}$ | 2.039[4] | 2.5[4] | 27000[4] | 7.8[7] |
| $^{82}\mathrm{Se}$ | 2.995[5] | 0.096[5] | 360[5] | 9.2[7] |
| $^{96}\mathrm{Zr}$ | 3.348[7] | 0.03[1] | 9.2[2] | 2.8[7] |
| $^{100}\mathrm{Mo}$ | 3.034[5] | 0.57[5] | 1100[5] | 9.7[7] |
| $^{116}\mathrm{Cd}$ | 2.80[7] | 0.04[1] | 100[1] | 7.5[7] |
| ¹²⁸ Te | 0.867[7] | 3600[1] | 11000[2] | 31[7] |
| ¹³⁰ Te | 2.53[7] | 1.3[1] | 200[2] | 34[7] |
| $^{150}\mathrm{Nd}$ | 3.37[7] | 0.2[1] | 1.6[2] | 5.6[7] |
| ²³⁸ U | 1.14[7] | 2.9[1] | 不明 | 99.3[7] |

表 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 [8]

1.2 ダブルベータ崩壊の観測

1.2.1 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の観測

ダブルベータ崩壊のエネルギースペクトルは、 2ν モードの場合にはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るので、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 モードで生じる電子のエネルギーの和はニュートリノが生じないために崩壊前と崩壊後のエネルギー差である Q 値と一致する。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 2 のようなものが期待される。2 つのモードを分離できるエネルギー分解能をもつ検出器であれば、 0ν モードの事象は Q 値でピークを持つようなスペクトルとして観測される。

 $0\nu\beta\beta$ のピークを見分けるためには高いエネルギー分解能が必要である。本実験では $0\nu\beta\beta$ の観測のための準備として $2\nu\beta\beta$ 崩壊を観測することを目的とする。

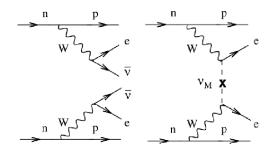


図 1: $\beta\beta$ 崩壊のファインマンダイアグラム 左: $2\nu\beta\beta$ 右: $0\nu\beta\beta$ [9]

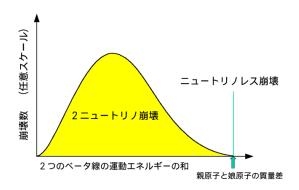


図 2: 予想される $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトル [10]

1.2.2 実験で使用する線源

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、原子番号 Z=42 質量数 A=100 である。 100 Mo は 100 Ru に崩壊する。このときの始状態と終状態でのエネルギー差(Q値)は 3.03 MeV である。このため、ダブルベータ崩壊で放出される 2 つの電子は合計で最大 3.03 MeV のエネルギーを持つ。

表 1 より、 100 Mo の平均寿命は $2\nu\beta\beta$ で 0.57×10^{21} 年 (測定値) 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 であり、平均密度は 10.28 g/cm³ であるので、天然モリブデン単位体積あたりの 100 Mo 数は

$$\frac{10.28 \text{ [g/cm}^3] \times 0.0967}{99.91 \text{ [g/mol]}} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ [個/mol]} = 5.99 \times 10^{21} \text{ [個/cm}^3\text{]}$$
 (1.5)

となる。時間 dt で崩壊する原子核数 dN は、 λ を崩壊定数、N を原子核数とすると、

$$dN = -\lambda N dt \tag{1.6}$$

と表される。以上の議論と表1の寿命と合わせて、 t 秒後の原子核数は

$$N(t) = N(0)\exp(-\lambda t) \tag{1.7}$$

このとき、 1 ケ月あたりの $2\nu\beta\beta$ の崩壊数は

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{5.99 \times 10^{21}}{0.57 \times 10^{21}} \times \frac{1}{12} \simeq 0.88 \quad [\Box/\beta/cm^3]$$
 (1.8)

と期待される。

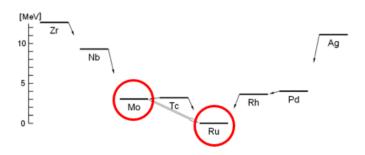


図 3: 質量数 100 の原子核の基底状態のエネルギーと崩壊モード [11]

1.3 第1章まとめ

ダブルベータ崩壊には崩壊後に 2 つの電子と 2 つの反電子ニュートリノを放出する $2\nu\beta\beta$ と 2 つの電子のみを放出する $0\nu\beta\beta$ の 2 つのモードが存在する。 $0\nu\beta\beta$ が観測されれば標準模型を超える新たな物理学につながると期待されるが、そのためには高いエネルギー分解能をもつ検出器が必要となる。本実験では $0\nu\beta\beta$ を観測するための準備として $100\,\mathrm{Mo}$ の $2\nu\beta\beta$ を観測することを目的とする。

第2章 ダブルベータ崩壊の観測装置 (担当:中地亮介)

2.1 ダブルベータ崩壊の観測方法

2.1.1 ダブルベータ崩壊の観測原理

本実験では $^{100}{
m Mo}$ から同時に放出された 2 つの電子を磁場によって曲げることにより 2 つの電子であることを同定し、その飛跡から運動エネルギーを測定する。図 4 に予測される 2 つの電子飛跡の概形を示す。

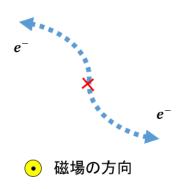


図 4: ダブルベータ崩壊によって放出される2つの電子飛跡の予想図

2.1.2 電子飛跡の測定原理と検出器概要

本実験では、電子飛跡を検出するために μ -TPC という三次元飛跡検出器を用いる。 μ -TPC は 図 5 のように二次元画像装置 μ -PIC とガス電子増幅器 GEM と検出部分となるドリフト空間から なる。以下では各部分について説明する。

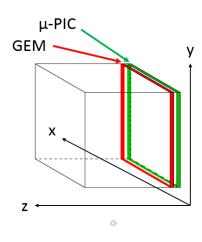
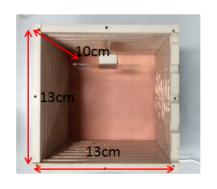


図 5: μ -TPC の構成

(i) μ -TPC(Micro Time Projection Chamber)

図 6 に本実験で用いた TPC を示す。TPC のドリフト空間は $13\times13\times10~\mathrm{cm}^3$ で上部は厚さ 5 mm の PTFE と銅メッシュ、側面は厚さ 8 mm の PEEK で構成されている。側面には、1 cm 間隔で銅線が張られており、ドリフト空間に一定の電場がかかるようになっている。検出器内を荷電粒子が通ると、チェンバー内に満たされているガスが電離される。電離された電子は、ドリフト空間の一定電場によって一定の速度でドリフトされ、GEM と μ -PIC により増幅される。増幅された電子は、アノードとカソードのストリップで電気信号として検出され、 μ -PIC から xy 平面上での位置を、時間情報 ($100~\mathrm{MHz}$) からドリフトした距離を求めることによって z 軸方向の位置を得ることができる。図 7 にその TPC の原理を示す。このようにして荷電粒子の 3 次元飛跡を再構成することができる。



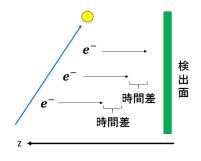
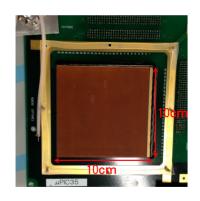


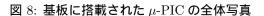
図 6: µ-TPC の構造

図 7: TPC の原理

(ii) μ -PIC(Micro Pixel Chamber)[12]

図 8 に本実験で用いた μ -PIC を示す [12]。本実験に用いた μ -PIC は、 $10\times10\,\mathrm{cm}^2$ の検出面積を持ち、直交する 256 本のストリップが $400\,\mu\mathrm{m}$ 間隔で基板の両面に形成されている。図 9 にその μ -PIC の構造を示す。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。そのこと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によって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。





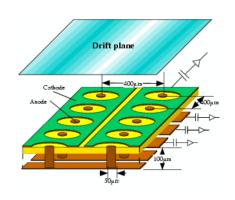


図 9: μ-PIC の構造

(iii) GEM(Gas Electron Multiplier)[13]

図 10 に本実験に用いた GEM を示す。本実験で用いた GEM は厚さ $100~\mu m$ の液晶ポリマーの両側に、厚さ $5~\mu m$ の銅電極が蒸着されており、直径 $70~\mu m$ の穴が $140~\mu m$ 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、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 と合わせるとガス利得は 10^5 である。

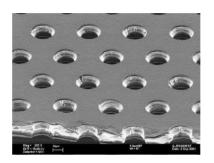


図 10: GEM の顕微鏡写真 [14]

2.2 $\beta\beta$ 観測用 TPC の設計

2.2.1 線源の配置方法と期待される崩壊数

本研究では、 TPC 検出空間内にモリブデン線源を配置するため、新たに TPC を設計する必要がある。

今回の実験では月に数回の崩壊数を得ることができるように線源を配置することを目標とした。今回の実験で使用する線源は直径 $200~\mu\mathrm{m}$ のモリブデンワイヤーである。ダブルベータ崩壊によって放出された電子が、配置されたモリブデンワイヤーに衝突して検出されなくなることで $\mu\text{-PIC}$ の有効検出面積の減少を抑える必要がある。ここで言う有効検出面積とは $\mu\text{-PIC}$ の検出面積から検出面へのワイヤーの射影面積を引いたものである。よって図 11 のように、モリブデンワイヤーを xy 平面に一定間隔で正確に位置決めしながら張ったものを z 軸方向に複数枚並べるものとした。

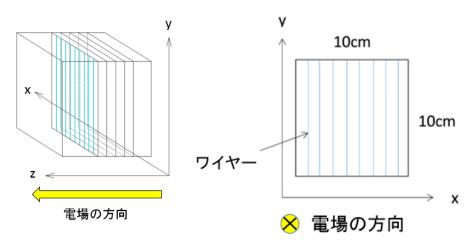


図 11: 線源の配置方法概略図

以上の線源の配置の仕方から、 1 ケ月当たりの期待される $2\nu\beta\beta$ の事象数 R_{decay} を計算する。今回使用するモリブデンワイヤーの直径は $200~\mu\mathrm{m}$ 、基板 1 枚に張るモリブデンワイヤーの本数は 41 本(ワイヤーピッチは $2.54~\mathrm{mm}$) 並べる基板の枚数は 26 枚(層ピッチは $3.2~\mathrm{mm}$)である。また、観測された飛跡がダブルベータ崩壊によるものであることを判定するためには、飛跡がある一定の距離以上観測されなければならない(ダブルベータ崩壊の判定方法の詳細については後の章で述べる)。よって、図 11 右において $10~\mathrm{cm} \times 10~\mathrm{cm}$ の配置された線源の、左端から x 方向、右端から -x 方向、下端から y 方向、上端から -y 方向に $1~\mathrm{cm}$ 以内に配置されているモリブデンワイヤーは線源として考えないものとする。このとき左端から x 方向、右端から -x 方向の線源として考えないワイヤーは、ワイヤー 4 本分が約 $1~\mathrm{cm}$ にあたるので左端から x 方向に 4 本、右端から x 方向に x 本の計 x 本のワイヤーである。また、下端から x 方向、上端から x 方向に x ないワイヤーは、全てのワイヤーの下端から x 方向に x 方向に x たのから x 方向に x たのから x 方向に x たのの部分である。

以上のことを踏まえ、(1.8) 式から R_{decay} は

$$R_{decay} = 0.88 \left[\Box / \Box / \cosh^3 \right] \times \pi \times 0.01^2 \left[\csc^2 \right] \times (10 - 2) \left[\csc / \Delta \right] \times (41 - 8) \left[\Delta / \Delta \right] \times 26 \left[\Delta \right]$$

$$\simeq 1.9 \left[\Box / \Box \right]$$
(2.1)

と計算される。

2.2.2 線源保持基板の設計

図 12 にワイヤーを張る基板の設計図を、図 13 に製作した基板の写真を示す。基板の材質はガラスエポキシ樹脂、大きさは $15\,\mathrm{cm} \times 15\,\mathrm{cm}$ 、厚さは $1.6\,\mathrm{mm}$ 、中央には $11\,\mathrm{cm} \times 11\,\mathrm{cm}$ の空洞があり、茶色の部分は銅でメッキされている。TPC 内に電場を作るため、ワイヤーと基板をはんだ付けして導通させ基板に電圧をかける。ワイヤーを正確に位置決めをすることができるように、図 $12\,\mathrm{cm}$ に示すようにワイヤーと基板とをはんだ付けする銅部分の先端を尖らせた。四隅と四辺の中心には直径 $2.9\,\mathrm{mm}$ の穴が空いており、組み立てる際は装置の土台となる部品に棒を立て、その棒に穴の空いた基板を通しながら積み上げていく。四隅の穴の周りには、棒との絶縁を取るために銅パターンを除去してある。

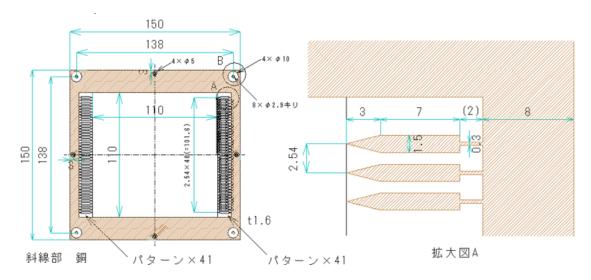


図 12: 基板の設計図

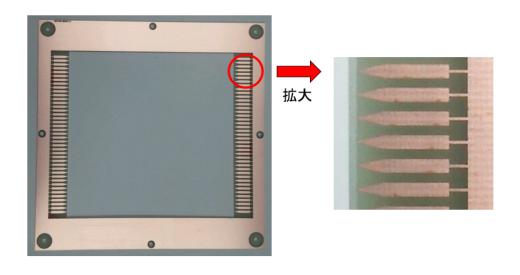


図 13: 製作した線源保持基板

2.2.3 ワイヤーの張り方

2.2.1 節で述べたように μ -PIC の有効検出面積を減らさないためにはワイヤーを所定の位置からずれないように一定の張力を加えて張る必要がある。また、多くの基板にワイヤーを効率よく張るために、複数の基板に同時に工作が可能となるように工夫を行った。図 14 のように複数枚並べられた基板の上部に、片方に約 1 kg の錘をつけたワイヤーを張り、基板とワイヤーをはんだ付けした。

モリブデンは難はんだ素材であるため、モリブデンワイヤーと基板を固定するにははんだだけでは不十分である。よって、はんだは電気的結合のためと考え、はんだ付けが終わった後、接着剤で基板とワイヤーとの固定を強化した。

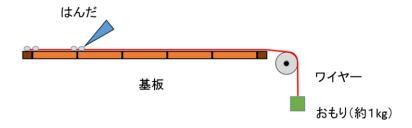


図 14: ワイヤーの張り方の概略図



図 15: ワイヤー張りの様子

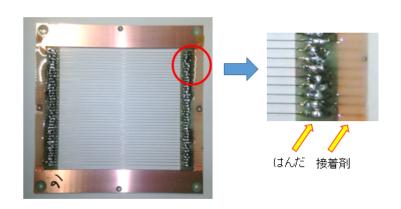


図 16: ワイヤーを張った基板

2.2.4 アライメント確認

図 17 のようにワイヤーが張られた基板とワイヤーを張ったときと同じピッチの線を印刷をした 紙とを重ね合わせ、全 29 枚の基板の写真を撮影し、ワイヤー 1 本分 ($\pm 0.2\,\mathrm{mm}$) 以上ずれている ワイヤーの本数を測定することでアライメントの確認を行った。

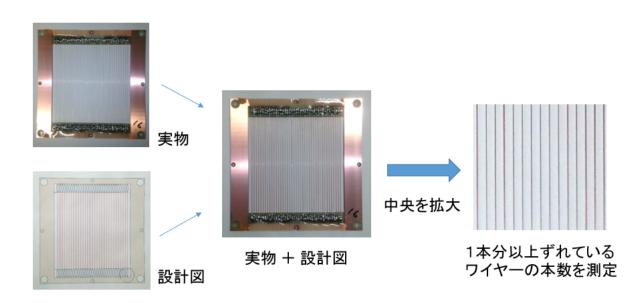


図 17: アライメント確認方法

測定の結果、約80%のワイヤーが1本分以内に位置決めできていた。また、2本以上ずれているワイヤーは切断し排除した。また、基板を重ねる順番は、ずれの少ない基板を μ -PIC 近傍に設置することで全体的な有効面積を最大化するようにして決定した。表2に各々の基板において切断したワイヤーの本数と重ねた基板の順番を示す。順番は μ -PIC に近い方から付けた。

| 基板に付けた番号 (1 15) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
|-----------------|---|----|----|---|----|----|----|----|---|----|----|----|----|----|----|
| 切断したワイヤーの本数 | | 4 | 4 | | 5 | 0 | 1 | 1 | | 2 | 0 | 1 | 1 | 4 | 2 |
| 重ねた順番 | | 22 | 21 | | 20 | 13 | 12 | 19 | | 18 | 11 | 10 | 17 | 16 | 15 |

| 基板に付けた番号 (16 29) | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 | 29 |
|------------------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| 切断したワイヤーの本数 | 0 | 1 | 0 | 5 | 6 | 0 | 1 | 0 | 5 | 6 | 0 | 0 | 1 | 8 |
| 重ねた順番 | 4 | 9 | 8 | 26 | 25 | 3 | 2 | 7 | 14 | 24 | 1 | 6 | 5 | 23 |

表 2: 各々の基板において切断したワイヤーの本数

実際に使用する基板は全部で 26 枚であるため、比較的ワイヤーのずれが大きくてずれの本数が 多かった基板番号 1,4,9 については除外した。

表 2 より、2 本以上ずれているワイヤーの総本数は 56 本であり、これは張ったワイヤーの総本数の約 $5\,\%$ にあたる。切断したワイヤーの本数を考慮して、(2.1) 式と同様に 1 ケ月当たりの期待される $2
u\beta\beta$ の事象数 R_{decay} を計算すると、

 $R_{decay} = 0.88$ [回/月/cm³] × π × 0.01^2 [cm²] × (10-2) [cm/本] × ((41-8) [本/枚] × 26 [枚] -56 [本]) $\simeq 1.8$ [回/月]

(2.2)

となる。

2.2.5 装置の組み立て

ねじ穴を空けた厚さ $8\,\mathrm{mm}$ の土台となる PEEK の板に、長さ $11\,\mathrm{cm}$ 、M3 のステンレス製の寸切 り棒を立て、その棒に基板と厚さ $1.6\,\mathrm{mm}$ のスペーサーとなる板を通しながら交互に重ねていった。 ワイヤーのずれが小さく、ずれの本数が少ない基板が μ -PIC に近くなるように表 2 の順で組み上げた。最後にアルミプレートを一番上に置き、その上からテフロン製のカバーを付けた。基板とスペーサーを重ねていく際には TPC 内に電場を作るための準備として基板に抵抗を付けながら組み立てた。

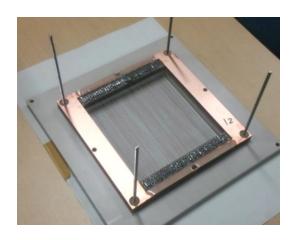


図 18: 装置の組み立て途中の様子



(a) 斜め上から見た様子



(b) 真横から見た様子



(c) 真上から見た様子 (カバーなし)

図 19: 装置完成図

2.3 第2章まとめ

- ¹⁰⁰Mo から同時に放出された2つの電子を磁場によって曲げることによりその飛跡から運動 エネルギーを測定し、またそのような電子が2つ同時に放出されたイベントを選択すること によってダブルベータ崩壊の観測を行う。
- 月に数回の崩壊数を得ることができるような線源の配置方法を考えた。この場合、期待される崩壊数は計算より $1.8\,[\mathrm{o}/\mathrm{P}]$ ($=R_{decay}$) となった。
- 二次電子の有効検出面積の減少を抑えることができるような基板の設計とワイヤーの張り方と装置の組み立て方を考えた。ワイヤーのアライメントの確認を行った結果、約80%のワイヤーを設計通りに張ることができた。

第3章 TPC中での2次電子の運動 (担当:帝釋)

第3章では2次電子の収集効率、拡散のシミュレーションについて述べる。ここで言う2次電子とはダブルベータ崩壊によって生じた電子(1次電子と呼ぶ)がガス中を走りガス中の分子をイオン化させた時に生じる電子のことである。今回の実験ではGmsh、Elmer、Garfield++という3種類のソフトを用いた。

3.1 シミュレーションソフト

3.1.1 Gmsh

Gmsh は有限要素法での計算に必要なメッシュを作成さるソフトである [15][16]。図 20 に Gmsh を用いてジオメトリを作る行程を示す。図 20a は点を定義した状態である。また、点を定義するには、メッシュサイズ(どれぐらい細かい構造に分けて計算するかを決めるもの)を定義する。図 20b は図 20a で定義された点を結んで線、その線で囲まれた面、面で囲まれた立体を定義した状態。図 20c は図 20a で定義されたメッシュサイズに従い立体をメッシュ構造に区切った状態。をそれぞれ示している。メッシュサイズは大きいと構造が粗くなる、一方、小さいと計算に時間がかかる。複雑な構造で計算が重くなると Elmer (後述)で計算が出来ずにエラーが出てしまうことがあるので、メッシュサイズはエラーが出ない範囲で出来るだけ小さくした。今回のメッシュサイズを下に示す。

- 立体の空間全体を定義している点8つ...1.4cm
- Mo ワイヤーを定義している点 ... 1.0cm

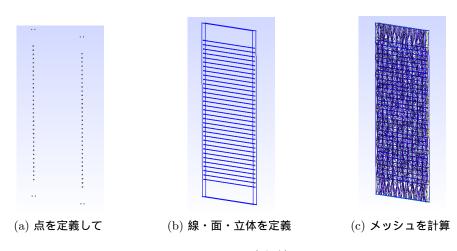


図 20: Gmsh の実行結果

3.1.2 Elmer

熱・電磁場・構造等を有限要素法で解くソフトである [15]。フィンランドのプロジェクトで作られたフリーソフトである。Garfield++向けには、Gmsh で生成したメッシュを用いて、境界条件・電極の電位・比誘電率を定義後、電位・電場を計算することが出来る [17]。図 21 に Elmer で計算

した電場・電位情報を Garfield++ (後述)を用いて図示したものを示す。図 21a は電場情報、図 21b は電位情報である。

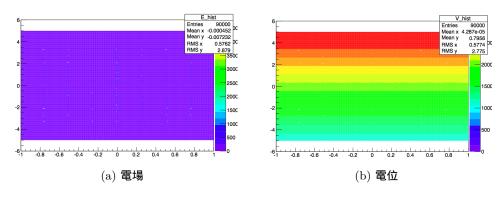


図 21: Elmer の実行結果

3.1.3 Garfield++

ガス中での電子、イオンの挙動をシミュレートするソフトである。C++で記述され、Macroscopic な計算をすることで MPGD も再現、またガスのみでなく半導体を扱うことも可能である。(Si 中の電子・ホールのドリフト、拡散、増幅も出来る)電場構造は単純なものは Garfield++内で(3次元に拡張はされている)複雑なものは外部プログラムで計算した結果を読み込ませることが出来る。電場構造計算で対応があるのは、ANSYS,CST,Elmer,noBEM などである [15]。Garfield++では自分の欲しい情報をプログラムに書いて実行できるようにするので、今回は電子をランダムに多数回発生させ始状態と終状態の座標を出力できるようにプログラムを書いた [18][19]。図 22 に Garfield++でシミュレーションした電子の軌跡の例を示す。

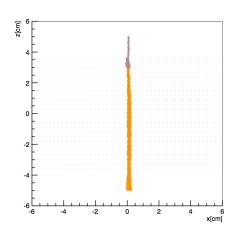


図 22: Garfield++の実行結果

3.2 動作確認

3.2.1 定性的な動作確認

Garfield++確認を定性的に行うために Mo ワイヤーの入っていないジオメトリを作り、電子を 10 個発生させ、その挙動を調べた。電子を発生させた位置は(x=0cm,y=0cm,z=4.96cm)であり、シミュレーションの条件は下の通りとした。

- i) ガス $Ar:C_2H_6 = 5:5$
- ii) 電場 137V/cm 方向 (0,0,1)

この条件下で気圧を 1 気圧から 0.1 気圧、磁場 $0\mathrm{T}$ から $1\mathrm{T}$ に変化させそれぞれ電子のがドリフトされる様子を図示した。

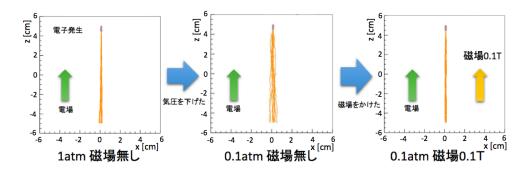


図 23: 条件を変えた時の電子の軌跡

図 23 からわかるように、気圧を 1 気圧から 0.1 気圧に下げることによって、ドリフト領域中の物質量が減り、電子の平均自由行程が長くなり、拡散が大きくなっていることがわかる。また、磁場をかけることで電子が円運動し横方向への広がりが抑えられていることがわかる。この結果から定性的に期待通りの挙動を示していることが確かめられた。

3.2.2 定量的な動作確認

次に先ほどと同じジオメトリを用いて電子をランダムに 5000 回発生させ、横方向の拡散を求めた。図 24 に z と拡散の定義を示す。シミュレーションの条件は下の通りである。

- i) $JA Ar: C_2H_6 = 5:5$
- ii) 気圧 1atm
- iii) 電場 200V/cm 方向 (0,0,-1)

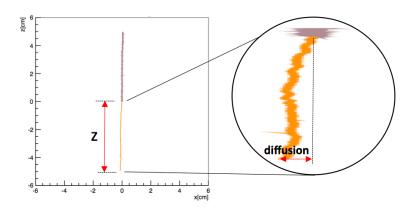


図 24: 拡散の定義

ここでは電子発生位置からの2次元平面内での距離を横方向電子拡散(diffusion)と定義した。[20]

このようなイベントを 5000 回集め、ドリフト距離 z によってイベントを分けた。解析では z = 0.1cm、0.3cm、0.5cm、0.7cm、0.9cm、1.5cm、2.0cm、3.0cm、4.0cm、5.0cm、6.0cm、7.0cm、8.0cm、9.0cm のデータを用いた。十分な事象数を得るために z = 0.1 ~ 0.9cm までは \pm 0.1cm、1.5 ~ 9.0cm までは \pm 0.2cm の範囲の事象を使用した。このデータを 1 次元ヒストグラムにし、式 3.1 に示す 2 次元ガウシアンでフィットした。図 25 にドリフト長ごとに分けてフィットしたヒストグラムを示す。

2 次元ガウスフィットの関数 [21]

$$f(r) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} r \exp(-\frac{r^2}{2\sigma^2}) dr \tag{3.1}$$

A は規格化定数 r は xy 平面方向の残差 σ は分散

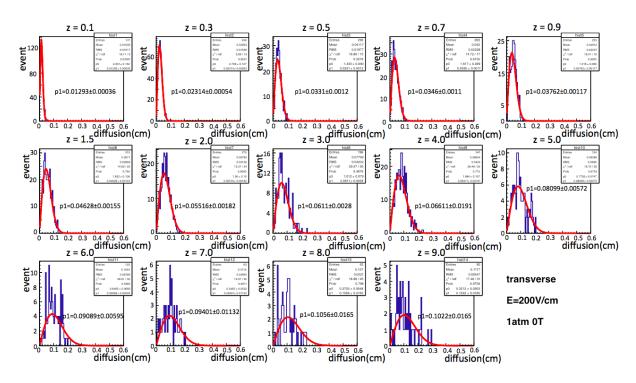


図 25: ドリフト長ごとのイベント数 vs 拡散

ガウスフィットでの σ は図の $\mathrm{p}1$ で与えられる。これらの 14 点を用いて拡散とドリフト距離 $\mathrm{(z)}$ との関係をグラフにし、 $D\sqrt{z}$ という関数でフィットした [20]。

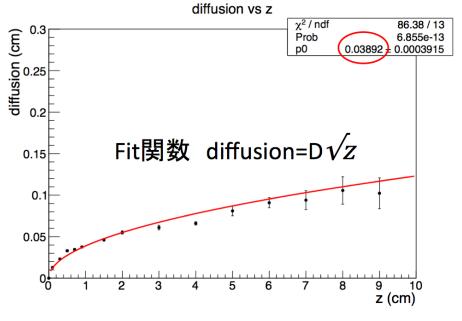


図 26: 拡散の z 依存性

図 26 から $D=0.3892\,\mathrm{mm}/\!\!\sqrt{\mathrm{cm}}$ という結果が得られた。

次にこの結果の系統誤差を見積もった。

Gmsh で定義する Mo ワイヤーを定義している点のメッシュサイズを変化させ、求められる D の値がどう変化するかを調べた。図 27 にそれぞれメッシュサイズを変えた場合の拡散係数 D を示す。シミュレーションの条件は下の通り。

- i) ガス $Ar: C_2H_6 = 5:5$
- ii) 気圧 0.2atm
- iii) 電場 137V/cm
- iv) 磁場 0.1T

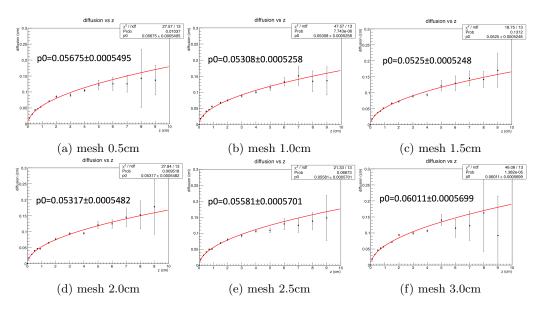


図 27: メッシュサイズによる D の変化

この 6 つのデータの平均は $D=0.5523\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{cm}}$ で最大最小はそれぞれ $D=0.6011\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{cm}}$ 、 $D=0.525\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{cm}}$ である。最大値は平均値+8.8%、最小値は平均値-5%になる。この結果から悪く見積もっても系統誤差を \pm 10%とした。

よって拡散係数は

$$D = 0.39 \pm 0.04 \,\mathrm{mm} / \sqrt{\mathrm{cm}}$$
 (3.2)

と求まった。

これを MAGBOLTZ を直接用いて計算した結果と比較する。図 28 に MAGBOLTZ を直接用いて計算した結果を示す。

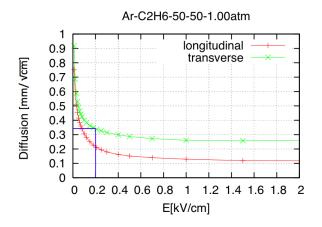


図 28: MAGBOLTZ を直接用いて計算した結果 [23]

図 28 から $D=0.35\,\mathrm{mm/cm}$ 程度であり、今回のシミュレーション結果と誤差の範囲で一致した。

よって定性的、定量的に Garfield++が正しく動作していることが確認できた。

3.3 2次電子の拡散の気圧・磁場依存性

ここからは今回の実験で用いる装置のジオメトリを組みシミュレーションを行う。今回は組んだ ジオメトリを図 29 に示す。

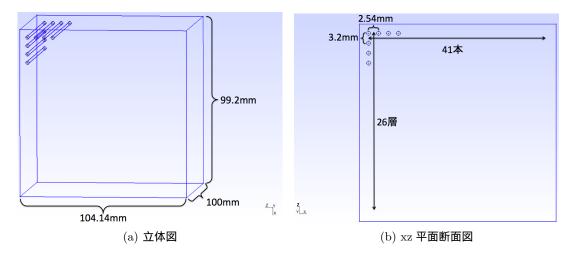


図 29: 本実験用ジオメトリの一部

こうした検出器校正のもとで、次のように条件を変えてDを求めた。

- i) $JJA Ar: C_2H_6 = 5:5$
- ii) 気圧 1atm,0.5atm,0.2atm,0,1atm
- iii) 電場 137V/cm

iv) 磁場 0T,0.1T

図 30: 2 次電子の拡散の気圧・磁場依存性

シミュレーションの結果を図 30 に示す。図 30 から、磁場をかけると diffusion が小さくなり、気圧が高いと diffusion が小さくなることがわかる。しかし、1 次電子の多重散乱を抑えるためには出来るだけ気圧を低くする必要がある。先行研究から、エネルギー分解能 20% を実現するためには気圧は 0.2atm 以下という要請があるので、その要請を考慮し、今回の実験の条件として 0.2atm を採用した。また、今回のシミュレーション結果から、0.2atm、0.1T の条件ならば横方向拡散は 0.51 ± 0.05 mm/ $\sqrt{\text{cm}}$ になる。これは先行研究からエネルギー分解能約 21%の精度になる。[22]

3.4 2次電子の収集効率

2 次電子収集効率とは、2 次電子がドリフト領域中の Mo ワイヤーにぶつかり吸収されずに検出面 (GEM, μ -PIC) にたどり着く確率のことである。

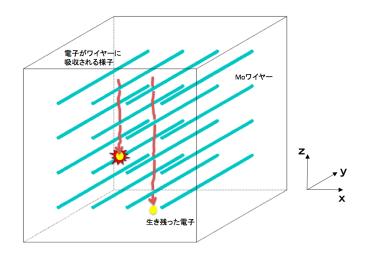


図 31: 2次電子が Mo ワイヤーに吸収されるイメージ

ワイヤーが横方向にずれることによって、この収集効率が変わるので、ワイヤーのずらし方を変えた次の3種類のジオメトリに対してシミュレーションを行い比較した。

- (a) Mo ワイヤーのずれがないもの。
- (b) Mo ワイヤーを x 方向に規則的に最大ワイヤー 1 本分ずらしたもの。
- (c) Mo ワイヤーを x 方向に規則的に最大ワイヤー 2 本分ずらしたもの。

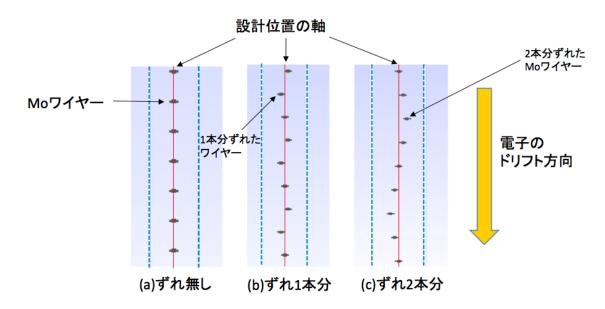


図 32: 各ジオメトリの xy 平面断面図

これらのジオメトリにおいて 1000 個の電子をドリフト領域内からランダムに発生させ収集効率を求めた。シミュレーションの条件は次の通り。

i) $JA Ar: C_2H_6 = 5:5$

- ii) 気圧 0.2atm
- iii) 電場 137V/cm
- iv) 磁場 0T,0.1T

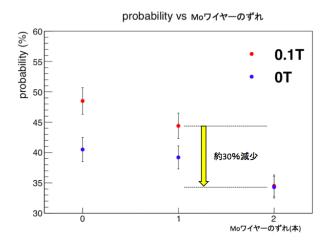


図 33: Mo ワイヤーのずれと検出効率の関係

ずれを変化させたシミュレーション結果を図 33 に示す。図 33 から Mo ワイヤーのずれが大きくなるほど検出効率が低くなることがわかる。Mo ワイヤーが 2 本ずれてしまうとずれが 1 本の時と比べ約 30%減少してしまう。このため、設計への要請として Mo ワイヤーのずれを 1 本分以下を求めた。

3.5 磁場が傾いている場合の電子拡散と電子収集効率

磁場は理想的には電子のドリフト方向に平行にかかっているはずである。しかし、 μ -TPC は横向きに取り付けられているためチェンバーがしっかりと固定されていなければ図 34 に示す通り電子のドリフト方向に対して磁場が傾いてしまう可能性がある。この傾きをと定義し、=5°,10°,15°の条件で電子拡散と電子収集効率がどう変化するかを調べた。

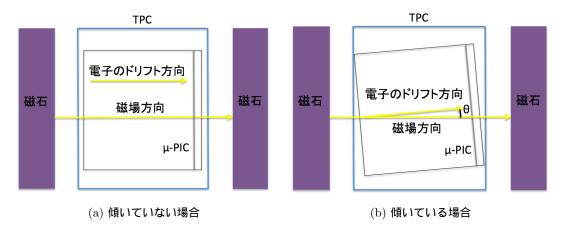


図 34: 電子のドリフト方向と磁場の方向の傾き

シミュレーションの条件は次の通り。

- i) $JJA Ar: C_2H_6 = 5:5$
- ii) 気圧 0.2atm
- iii) 電場 137V/cm
- iv) 磁場 0.1T
- v) 角度 5°,10°,15°

それぞれ角度を変化させて拡散を求めた結果を図35、図36に示す。

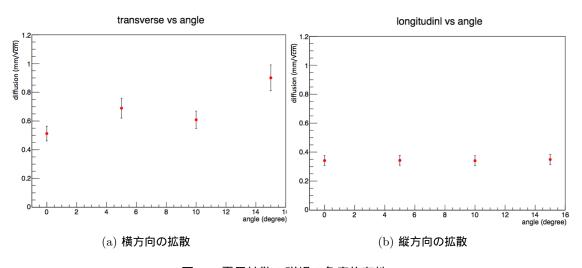


図 35: 電子拡散の磁場の角度依存性

3dimention diffusion vs angle

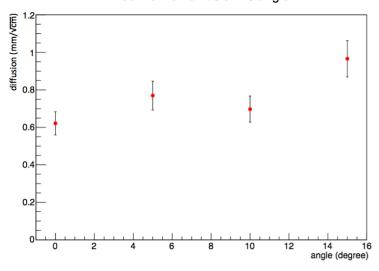


図 36: 3 次元電子拡散

図 36 から磁場の角度のずれが大きくなると拡散も大きくなることがわかる。今回、 =0 の条件でのシミュレーション結果からエネルギー分解能 21%を達成出来るとわかった。 =5 °のずれでは先行研究からエネルギー分解能約 24%になる [22]。そのため、エネルギー分解能 20%の要請を実現するためには、TPC がずれないようにしっかりと固定する必要がある。また、角度を変化させて電子収集効率を求めた結果を図 37 に示す。

probability vs angle

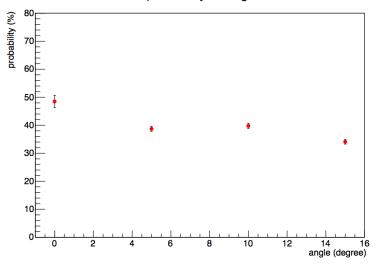


図 37: 電子収集効率

図 37 から磁場のずれが大きくなると電子収集効率が悪くなることがわかる。しかし、角度が 10 °の時と5 °の時とを比べると 10 °の時の方が電子拡散は小さく、電子収集効率は高くなっている。これは傾いた状態で Mo ワイヤーを射影した時、開口率が 10 °の場合の方が大きくなるためであると考えられる。

3.6 まとめ

- 磁場をかけるもしくは気圧を上げることによって電子拡散を抑えることが出来る。 $0.2 {
 m atm}$ 、 $0.1 {
 m T}$ の条件ならば横方向拡散は $0.51 \pm 0.05 {
 m mm} / \sqrt{
 m cm}$ になる。 これはエネルギー分解能約 21 %の精度である。
- 電子収集効率は $0.2 \mathrm{atm}$ 、 $0.1 \mathrm{T}$ という条件ならば $44.4 \pm 2.1\%$ である。
- Mo ワイヤーのずれは 1 本分以内を要請する。

第4章 ダブルベータ崩壊のバックグラウンド (担当:斉藤大起)

4.1 バックグラウンドの概要

ダブルベータ崩壊は稀な事象であるのでバックグラウンドの定量的な見積もりが非常に重要である。今回の実験では $2\nu\beta\beta$ の観測を目的としているのでバックグラウンドになりうる荷電粒子のエネルギーは $0\sim 2.5\,\mathrm{MeV}$ であり、荷電粒子の軌跡がダブルベータに酷似するものとした。この章ではバックグラウンドの計数率を見積もる。

4.2 バックグラウンドの候補

本研究で問題となる可能性のあるバックグラウンドの候補を表 3 にまとめる。ここでは、一般的なダブルベータ崩壊で問題となる対象核種の放射線同位体及び自然放射線のうちで γ 線のエネルギーが $1.4\,\mathrm{MeV}$ 以上であるものを選択した。

| | 核種 | 放射線 | 検出粒子 |
|-------|---------------------|-------------|------------------|
| 同位体 | Mo | - | _ |
| 宇宙線 | | μ 粒子 | μ^{-}, e^{-} |
| 自然放射線 | $^{214}\mathrm{Bi}$ | ガンマ線 | e ⁻ |
| | | (2447 keV) | |
| 自然放射線 | ²⁰⁸ Tl | ガンマ線 | e ⁻ |
| | | (2614 keV) | |
| 自然放射線 | $^{40}\mathrm{K}$ | ガンマ線 | e ⁻ |
| | | (1461 keV) | |

表 3: 考えられるバックグラウンドの候補

4.2.1 モリブデンの放射性同位体

モリブデンの同位体のうち、 β 崩壊するものとして $^{99}{
m Mo}$ が存在するが、これは人工の同位体であり、天然には含まれない。天然に存在するモリブデンの同位体を表 4 に示す。

| 同位体 | $^{92}\mathrm{Mo}$ | $^{94}\mathrm{Mo}$ | $^{95}\mathrm{Mo}$ | ⁹⁶ Mo | $^{97}\mathrm{Mo}$ | ⁹⁸ Mo | $^{100}\mathrm{Mo}$ |
|-------|--------------------|--------------------|--------------------|------------------|--------------------|------------------|---------------------|
| 崩壊様式 | 安定 | 安定 | 安定 | 安定 | 安定 | 安定 | $\beta\beta$ |
| 天然存在比 | 14.8% | 9.25% | 15.9% | 16.7% | 9.56% | 24.1% | 9.63% |

表 4: 天然に存在するモリブデンの原子核の同位体と崩壊様式 [24]

このうち $^{100}{
m Mo}$ 以外は安定な同位体であり、 $^{100}{
m Mo}$ も $\beta\beta$ 崩壊しか崩壊様式がないので、モリブデンの同位体はバックグラウンドとして考慮しなくてよい。

4.2.2 宇宙線

地上に降り注ぐ荷電粒子の多くはミューオンであり、その典型的なフラックスは $0.01~[\mathrm{count/cm^2/s}][25]$ 程度である。検出器の大きさを考えると、計数率は $1~[\mathrm{count/s}]$ となる。しかし、宇宙線のエネルギーは GeV オーダーであるので $0.1\mathrm{T}$ 程度の磁場ではほとんど曲がらず直線運動になるため容易に除去できる。また、宇宙線により電子が電離され電子の飛跡が観測されることはありうるが、電離された電子が検出されるまでの十分な時間を宇宙線が観測されてから veto をかければ宇宙線によるバックグラウンドは排除できる。

4.2.3 自然放射線

自然放射線として考えられるのは β 崩壊するときの γ 線のエネルギーが $1.4 \mathrm{MeV}$ 以上の $^{40}\mathrm{K}$ 、ウラン系列の $^{214}\mathrm{Bi}$ 、トリウム系列の $^{208}\mathrm{Tl}$ である。これらが β 崩壊するときに放出された γ 線が TPC 内のモリブデンの自由電子などとコンプトン散乱を起こすとバックグラウンドになりうる。

1. 自然放射線の TPC への入射レートの見積もり ここでは簡単に考えるため自然放射線は図 38 のように縦横 4 メートル、高さ 2.5 メートルの 壁からの寄与を計算した。また、壁の厚さは γ 線のエネルギーを考慮して 214 Bi、 208 Tl については $9\,\mathrm{cm}$ 、 40 K は $6\,\mathrm{cm}$ とした。

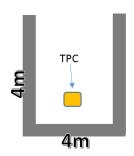


図 38: 実験室の模式図

実際に 40 K の入射する γ 線のフラックスを求めてみる。求めたN範囲の壁(コンクリート)の量は $3.72\,\mathrm{m}^3 = 9000\,\mathrm{kg}$ 、コンクリートの中の量を土壌中の濃度と同じと仮定するとコンクリート中には典型的に 1.4%のカリウムが含まれており、その中で 40 K の存在比は 0.00117%。

 γ 線を出す崩壊モードは 11%、カリウムの原子量は $39.1 [{
m g/mol}]$ 、 $^{40}{
m K}$ の半減期は 1.28×10^9 年であり TPC までの距離を $2.5{
m m}$ と仮定すれば $^{40}{
m K}$ の TPC への寄与は

$$9000[kg] \times 1.4\% \times 0.0117\% \times 11\% \times \frac{6 \times 10^{23} [mol^{-1}]}{3.91 \times 10^{-2} [kg/mol]} \times (1 - \frac{1}{2}^{\frac{1 \cancel{10}}{4.04 \times 10^{16 \cancel{10}}}})[counts/s] \times \frac{(0.1[m])^2}{4\pi \cdot (2.5[m])^2} = 53[counts/s]$$

$$(4.1)$$

となる。

また、この誤差はバックグラウンドに影響するコンクリートの量と TPC までの距離がそれ ぞれ $0.5\sim 2$ 倍ほどあると思われるのでそれを考慮すると $53^{+97}_{-16}[{\rm counts/s}]$ 。 同様に $^{214}{\rm Bi}$ 、 $^{208}{\rm Tl}$ も計算できる。結果は表 5 のようになった。

| | コンクリートに含まれる | 全体の含有量 | 半減期 | γ 線の flux | 検出器に入射する γ 線の |
|-------------------|-----------------------|-----------------------|--------------------------------|-------------------------------|----------------------------|
| | 含有量 $[g/kg]$ | [g] | | $[/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$ | $ u$ - \vdash [counts/s] |
| ²¹⁴ Bi | 6.7×10^{-17} | 6.0×10^{-13} | 19.9 min | $0.37^{+0.67}_{-0.11}$ | 111^{+202}_{-33} |
| ²⁰⁸ Tl | 6.2×10^{-18} | 5.6×10^{-14} | $3.05 \min$ | $0.26^{+0.48}_{-0.08}$ | 79^{+144}_{-23} |
| $^{40}\mathrm{K}$ | 1.8×10^{-14} | 1.6 | $12.8 \times 10^8 \text{ yrs}$ | $0.18^{+0.32}_{-0.05}$ | 53_16 |

表 5: 自然放射線による γ 線のレート

2. 自然放射線の測定

前述の γ 線の flux の見積もりを実験室内の放射線を測定することで確認した。測定は直径 $50\,\mathrm{mm}$ 、高さ $50\,\mathrm{mm}$ の円柱の NaI シンチレーターを用いた。測定時間は $85\,\mathrm{分間}$ だった。

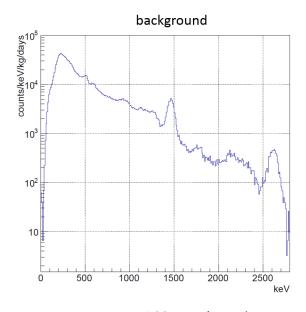


図 39: NaI シンチレーターを用いて測定したバックグラウンドのスペクトル

結果は図 39 のようになり 40 K と 208 Tl の光電ピークがそれぞれ 1461 keV、2614 keV にはっきりとみえた。この光電ピークの数から 40 K と 208 Tl 由来の γ 線を算出した。 40 K の光電ピークのカウント数は 8483/85 分、NaI の γ 線(1.5 MeV)の光電効果による質量吸収係数は $\mu_m=1.604\times10^{-3}[{\rm cm}^2/{\rm g}]$ 、NaI の密度は $\rho=3.67[{\rm g/cm}^3]$ 、飛程距離を x=5 cm とすれば入射した 40 K の 1.461 MeV の γ 線 I_0 は

$$I_0(1 - \exp(-\rho \mu_m x)) = 0.0282 \pm 0.0003 \, [/\text{cm}^2/\text{s}]$$

$$I_0 = 0.97 \pm 0.01 \, [/\text{cm}^2/\text{s}]$$
(4.2)

同様にして 208 Tl の $^{2.614}$ MeV の入射した γ 線は $^{0.37\pm0.01}$ [/cm 2 /s] となった。計算値と測定値を比較すると表 6 になった。

| | 計算値の flux [/cm²/s] | 測定値の flux [/cm²/s] |
|-------------------|------------------------------|-----------------------|
| $^{40}\mathrm{K}$ | $0.18^{+0.32}_{-0.05}$ | 0.97 ± 0.01 |
| ²⁰⁸ Tl | $0.26^{+0.48}_{-0.08}$ | 0.37 ± 0.01 |

表 6: 計算値と測定値の比較

測定値のほうが数倍程度大きかった。これは γ 線の TPC への寄与を壁 (コンクリート) だけとモデルを簡単にしすぎたことや、そこに含まれる放射線の含有量を土壌中と同じと仮定したことが原因だと思われる。

3. 計数率の計算

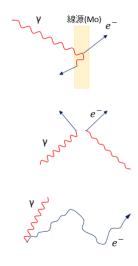


図 $40: \gamma$ 線によるバックグラウンドになりうる可能性 モリブデン線内部での多重散乱 (上)、近距離で同時に起こる場合 (中)、S 字と誤判定 (下)

自然放射線による放出された電子がバックグラウンドになる可能性は図 40 のように 3 通り考えられる。一つ目は、1 つの γ 線が近距離 (Mo 線内部) で相互作用を 2 回起こし 2 つの

電子が放出されるものである。2 つ目は、2 つの γ 線が近距離で 2 回同時に相互作用が起こり 2 つの電子が放出されるものである。3 つ目は、1 つの γ 線による 1 つの電子飛跡がダブルベータ崩壊の特徴である S 字と判定されるものである。

• モリブデンワイヤーで反応する確率

モリブデンの密度 $\rho=10.28 [\rm g/cm^3]$ 、モリブデンの $1.5\,{
m MeV}$ の γ 線に対する質量吸収係数 $\mu_m=4.671\times 10^{-2} [\rm cm^2/\rm g]$ 、 γ 線の飛程距離 x は TPC 内を $8\,{
m cm}$ 進むと仮定してモリブデンの体積は $3.34 [\rm cm^3]$ 、TPC の体積は $10^3 [\rm cm^3]$ であるから γ 線がモリブデンを通過する距離は $x=8 [\rm cm] \times \frac{3.34 [\rm cm^3]}{10^3 [\rm cm^3]}$ とすると入射した γ 線が線源(モリブデン)と相互作用する確率は

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-10.28[g/cm^3] \times 4.671 \times 10^{-2}[cm^2/g] \times 8[cm] \times \frac{3.34[cm^3]}{10^3[cm^3]}}$$

$$= 1.3\%$$
(4.3)

となる。

● TPC 内のガス中で反応する確率

TPC のガスは ${\rm Ar:C_2H_6=5:5}$ であるので密度 ρ = $3.67\times10^{-4} [{\rm g/cm^3}]$ 、 $1.5\,{\rm MeV}$ の γ 線に対する質量吸収係数 μ_m = $5.443\times10^{-2} [{\rm cm^2/g}]$ 、 γ 線の飛程距離 x = $8\,{\rm cm}$ とすると入射した γ 線が TPC のガスで相互作用する確率は

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-3.67 \times 10^{-4} [g/cm^3] \times 5.443 \times 10^{-2} [cm^2/g] \times 8[cm]}$$
$$= 0.016\%$$
(4.4)

となる。

● TPC の容器と反応する確率

容器は図 41 のようにステンレス $(3~{
m mm})$ であるので密度 $ho=7.93[{
m g/cm^3}]$ 、容器は $1.5~{
m MeV}$ の γ 線に対する質量吸収係数 $\mu_m=4.856\times10^{-2}[{
m cm^2/g}]$ 、また Bethe-Bloch の 式より電子のエネルギー損失は $12.3[{
m MeV/cm}]$ なので厚さ $0.5~{
m mm}$ で反応する場合 ($x=0.5~{
m mm}$) を求めた。 したがって入射した γ 線が TPC の容器で相互作用する確率は

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-7.93[g/cm^3] \times 4.856 \times 10^{-2}[cm^2/g] \times 0.5[mm]}$$

$$= 1.9\%$$
(4.5)

となる。

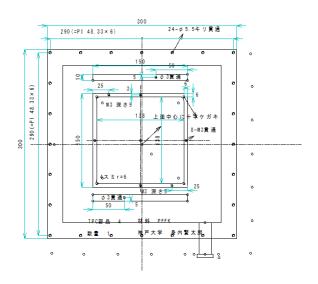


図 41: 容器の設計図

4. 計数率のシミュレーション

前述の計算で求めた値が適当であるか $\operatorname{Geant4}$ を用いてシミュレーションした。 $1.5\,\mathrm{MeV}$ の γ 線を TPC の外から入射させどの位置で電子が放出されたかをシミュレーションした。図 $42\,\mathrm{C}$ において赤色がモリブデンが入っているときで青色がモリブデンが入っていないときである。

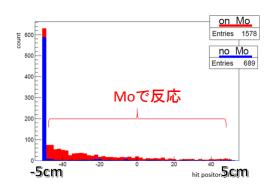


図 42: γ線が反応した位置

図 42 から左端の-5 cm のところのピークは容器で反応したものでありその他がガスまたはモリブデンと反応したものである。モリブデン、ガス、容器での反応確率はそれぞれ 1.8%、0.015%、1.3%となり計算で求めた値と優位な差はみられなかった。

5. 飛程距離

コンプトン散乱などの相互作用により放出された電子は TPC 内に存在する多量のモリブデンワイヤーにより反跳されて方向が変化したり吸収されることがある。このため、電子が放出されても十分な距離を運動できずイベントとして観測されないことがあるので電子の飛程距離をシミュレーションした。飛程距離は電子がワイヤーで吸収されるまたはワイヤーにより 11° 以上方向を変えたときまでの距離とした。シミュレーションでは、 TPC の大きさを $100[\mathrm{mm}] \times 100[\mathrm{mm}] \times 100[\mathrm{mm}]$ 、 TPC 内は $\mathrm{Ar}: \mathrm{C}_2\mathrm{H}_6 = 5:5$ のガスを 0.2 気圧封入した。モ

リブデンワイヤーは 1 層 2.54 mm ピッチで張った板を 26 層入れた。また、電子はエネルギーを 1.5 MeV から 2.5 MeV でランダムな位置からランダムな方向に打ち出した。図 43 において横軸は飛程距離で縦軸はその距離までモリブデンワイヤーや容器の壁によって反跳や吸収されず生き残っている確率である。結果は図 43 のようになった。

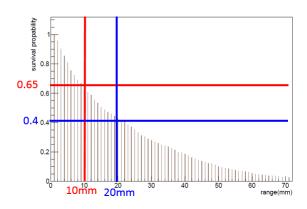


図 43: 電子の飛程距離

図 43 のように放出された電子が $10 \, \mathrm{mm}$ 、 $20 \, \mathrm{mm}$ 進む確率はそれぞれ 65%、40%となった。

6. 自然放射線の計数率

以上を踏まえて自然放射線によるバックグラウンドの計数率を計算した。

• 1 つの γ 線が近距離(Mo 線内部)で 2 回相互作用する計数率を計算すると入射する γ 線は 243 [counts/s]、モリブデンと相互作用する確率は 1.3%、同じモリブデンで相互作用する確率はモリブデン内を 1 回目の反応から $x=0.1\,\mathrm{mm}$ 進むと仮定するとモリブデンの密度、質量吸収係数を用いて $1-e^{\rho\mu_mx}=4.79\times10^{-3}\,\%$ 、放出された電子が $1\,\mathrm{cm}$ 以上進む確率は 65%なので

 $243 [counts/s] \times 1.3\% \times (4.79 \times 10^{-3})\% \times (65\%)^2 = 6.4 \times 10^{-3} [counts/s]$

• 2 つの γ 線が同時に近距離で相互作用する計数率を計算すると入射する γ 線は $243 [{\rm counts/s}]$ 、相互作用する確率は 3.2%、同時に起こる時間差を $10\,{\rm ns}$ 以内とし、近距離で起こる確率は位置分解能などから近距離を $1.2\,{\rm mm}$ とすれば $0.12^3 [{\rm cm}^3]/10^3 [{\rm cm}^3]$ 、 $1\,{\rm cm}$ 進む確率は 65%なので

 $(243 [counts/s] \times 3.2\%)^2 \times 10 [ns] \times \tfrac{0.12^3 [cm^3]}{10^3 [cm^3]} \times (65\%)^2 = 4.4 \times 10^{-13} \ [counts/s]$

1つの γ 線による一本の電子飛跡がダブルベータの特徴である S 字に誤認識されるレートは S 字に誤認識される確率を eff_{S.Shape cut} 1) とすれば

 $243 [counts/s] \times 3.2\% \times 40\% \times eff_{S.Shape\ cut} = 3.1 \times eff_{S.Shape\ cut} [counts/s]$

4.2.4 バックグラウンドの期待値

以上をまとめるとバックグラウンドの期待値は一ヶ月あたり $1.7\times10^4+8.1\times10^6\times eff_{S.Shape\ cut}$ となりおおよそ 10 万イベントがバックグラウンドになる。今回求めたバックグラウンドの期待値はモデルを簡略にしたので $4\sim5$ 倍程度の違いはあるがオーダーは正しいと思われる。

 $^{^{(1)}}eff_{SShape\,cut}$ の値は次章で議論するが、10%程度である。

4.3 まとめ

ダブルベータ崩壊は稀なイベントであるのでバックグラウンドについての考察は非常に重要である。期待されるバックグランドのレートは μ -PIC 本体からの放射線など考慮していないところがあるが $2\nu\beta\beta$ に比べて非常に多いので減らす必要がある。

第5章 ダブルベータ崩壊の電子飛跡検出 (担当:石浦宏尚)

5.1 ダブルベータ崩壊電子飛跡検出の必要性

5.1.1 飛跡情報解析による電子飛跡検出の必要性

過去の卒業研究 [22] などで考えられていた磁場中での電子の曲率半径を求めて運動エネルギーを求めるという手法をダブルベータ崩壊から生じる電子飛跡に対して用いるためには 2 つの電子の飛跡を分別する必要が生じる。また、数多くの事象の中からある事象がダブルベータ崩壊であるかどうかを判定するのに人間の目を用いるのは現実的ではない。

そこで、得られた事象の飛跡情報からダブルベータ崩壊であるか判定しダブルベータ崩壊だと判定されたものに対して2電子それぞれの運動量(運動エネルギー)を求めるアルゴリズムを開発することにした。

図 44 に期待されるダブルベータ崩壊飛跡を示す。(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 44 のように、S 字もしくは似たような飛跡として観測されるはずである。本研究では飛跡情報が「S 字曲線」であるかどうかを判定することでダブルベータ崩壊らしき事象を選別するアルゴリズムを開発・評価することにした。

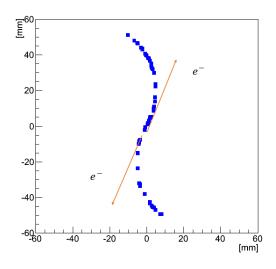


図 44: 期待される xy 平面でのダブルベータ崩壊飛跡

5.2 飛跡判定原理

5.2.1 S 字飛跡判定原理

S 字曲線であるかどうかを判定するために図 45 に示すような曲線上の点と外積の性質を利用した。曲線上に 3 点 P,R,Q をとりその外接円を O とした時、外積 $\vec{OP} \times \vec{OQ}$ の正負は曲線の曲がる方向によって異なる。(始点側、終点側をそれぞれ P,Q とする) これを S 字曲線に対して適用すると図 46 のように S 字中心を境に符号が反転する。

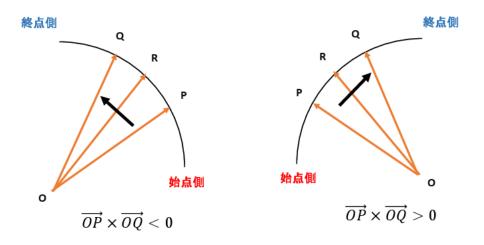


図 45: 曲線と曲線上の点による外積の関係

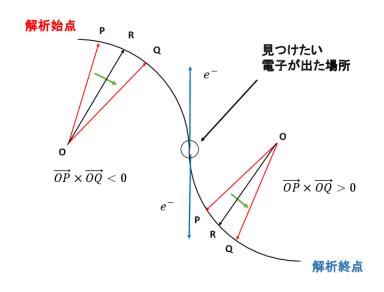


図 46: S 字曲線判定イメージ

与えられた飛跡情報の曲線からこの曲線と外積に関する性質を用い、外積の値の正負が反転する箇所の有無でS字と判定できるのではないかと考えた。

そこで、Geant4[26] を用いて2つの電子を中央から射出した飛跡をシミュレーションし(図 47)、これに対して今述べたアイデアで3点をとって外積を計算していったところ図 48 のような外積の

符号反転が得られ、この手法は S 字飛跡判定に使えそうだということがわかった。ここで図 48 の 横軸 hits が 0 の箇所が図 47 の飛跡情報始点に相当する。

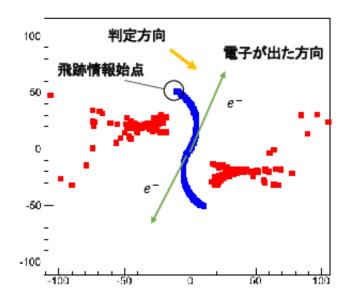


図 47: Geant4 によって得られた 2 電子飛跡

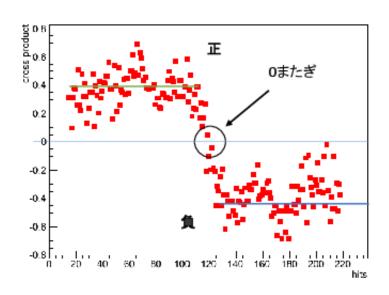


図 48: シミュレーション結果を用いた事象判定イメージ

5.2.2 S字飛跡判定アルゴリズムの実装

S 字飛跡判定アルゴリズムについては次のように 2 つの段階を実装した。図 48 を例にとって説明すると、

1. 飛跡情報から xy 平面での飛跡を取り出し、座標を配列に入れる。

- 2. 配列から一定の値だけ配列のインデックスが離れた3点を選び、この選んだ3点を用いて外積を計算して外積が正負を「またぐ」箇所(またぐ前と後の2点の積が負になる)を見つける。
- 3. 2 で見つけた外積の正負が反転する箇所の前後で平均をとり、平均の値が一方が正でもう一 方が負になっているかを判定する

2 については上述した通りであるが、3 については図 49 のように 1 電子飛跡だがガス中での電子散乱などの影響により正負をまたぐ箇所が出てきたとしても全体としての 8 字飛跡判定に影響を与えないようにするためである。

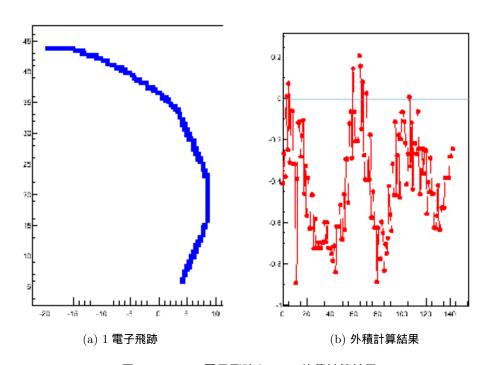


図 49: (a)1 電子飛跡と(b)外積計算結果

5.2.3 S字飛跡判定アルゴリズムの評価

前項では外積の変化を用いた S 字飛跡判定が S 字飛跡の判定に対して有用であるだろうという結果を得られた。そこでこれを元にした S 字飛跡判定アルゴリズムを Geant4 から得られた飛跡に対して試すことでこのアルゴリズムの評価を行うことにした。

5.2.4 S 字飛跡判定アルゴリズム評価手法

実際の TPC から得られる電子飛跡は Geant4 によるシミュレーション結果の飛跡よりも電子収集効率等により少なく、点と点の間隔が広い。そのため 3 点の点間隔がS 字飛跡判定の正答率に与える影響を調べるため、Geant4 から得られた飛跡情報に対して点間隔を変えたものを用いて点間隔と S 字飛跡判定の正答率の関係を調べた。

このとき選ぶ3点が飛跡情報で何点離れているかを変えることで選ぶ3点の点間隔を変えた。ここでは図50のように、点間隔が小さい時に直線ABの距離と弧ABはほぼ等しいため、点間隔距

離は点同士が何点離れているかに Geant4 側で設定されるピッチをかけたものにほぼ等しいとみなせるとした。

Geant4 におけるシミュレーションでは、 μ -TPC 内部を再現した $100\times100\times100 [\mathrm{mm}^3]$ の検出領域における散乱、エネルギー損失、電磁場中での運動がシミュレーションされ、シミュレーション結果からは電子の飛跡を最小 $0.4 [\mathrm{mm}]$ 間隔で得られる。

今回は、

 $oxed{Al: C_2H_6=5:5,$ 磁場 0.1T, 気圧 0.2atm, Mo ワイヤー無, 中央から方向ランダムで射出という条件の下で射出した 1 電子飛跡、2 電子飛跡に対して点の間隔を変え、その時の平均点

という条件の下で射出した1電子飛跡、2電子飛跡に対して点の間隔を変え、その時の平均点間 隔距離と正答率の関係を評価した。

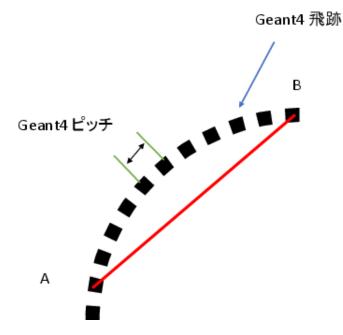


図 50: 点間隔と Geant4 のピッチの関係

5.2.5 S 字飛跡判定アルゴリズム評価結果

図 51 に点間隔と S 字判定正答率の関係のグラフを示す。 このグラフから、比較的容易に達成可能である点間隔 $4{\sim}8\mathrm{mm}$ で

- 2 電子を 2 電子と正しく判定している割合: $eff(S.Shape.Selection) \sim 0.9$
- 1 電子を 2 電子と誤って判定してしまった割合: $eff(S.Shape.Cut) \sim 0.1$

という結果が得られた。また、このグラフからわかることとして、

- 点間隔が短いところでは 1 電子を S 字つまり 2 電子飛跡と判定してしまう誤判定が多い
- 2 電子を正しく S 字判定できている正答率は点間隔が小さいほどよい

が挙げられる。1つ目については、S 字判定アルゴリズムを 2 電子飛跡検出を念頭に開発したために 2 電子飛跡検出側に多く出ているのではないかと考えられる。2 つ目については、点間隔が大き

くなるにつれ S 字中央を見過ごす可能性が高くなるためと考えられるが、詳細については誤判定した飛跡についての解析が必要だと考えられる。

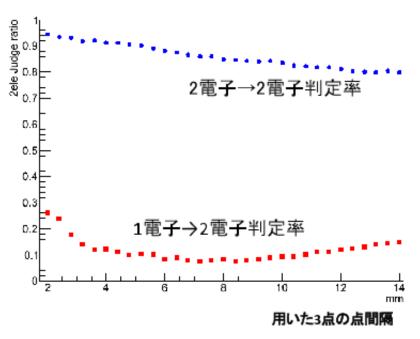


図 51: 3点の点間隔距離と S 字判定正答率

5.3 まとめ

今回、電子飛跡の S 字判定アルゴリズムを実装し、Geant4 から得られた飛跡に対してその性能を確認した。ダブルベータ崩壊で期待される 2 電子飛跡とバックグラウンドになる 1 電子飛跡の判別に対して S 字判定アルゴリズムがそれなりの有効性を示すことがわかった。しかし、現状では $eff(S.Shape.Cut) \sim 0.1$ ではあるが、想定されるバックグラウンドが非常に膨大であるためこれを減らすために eff(S.Shape.Cut) を更に小さくするアルゴリズムが必要となる。 今後は、

- 今回は良い条件を設定した上での評価だったため、条件を実際の TPC 内に合わせた発射位 置ランダムや短距離での判定といった条件下での性能評価・アルゴリズム開発
- eff(S.Shape.Cut) をもっと小さくするために 3 点による外積だけでない他の情報を利用した アルゴリズムの開発
- S 字判定アルゴリズムだけでなく、明らかなノイズを弾く処理や運動エネルギー等を用いた カット

が必要であると考えられる。

第6章 $\mu { m TPC}$ の性能評価実験 (担当:池田智法)

6.1 読み出し回路

本研究では μ -TPC の読み出し回路として図 52 の ASD ボードを用いた。 一枚の ASD ボードには Amplifier-Shaper-Discriminator(ASD) チップが 16 個搭載されている。 一つの ASD チップは 4 つの入力を持ち、その各々に前置増幅器、主増幅器、Discriminator、アナログ出力、デジタル出力がある。よって、1 枚の ASD ボードに 64 個の信号の入力ができる。本実験ではアナログ信号は 32ch をまとめて出力し、ASD チップのデジタル信号は個別に出力したものを使用した。

この ASD ボード 4 つと VTH board は図 53 のようにラックに収納でき、このラック一つで μ -PIC のストリップ 256 本分の信号の読み出しを可能にしている。また、VTH board は 4×16 個の ASD の Discrimitator の共通の閾値を与えるためのものである。



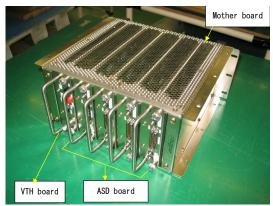


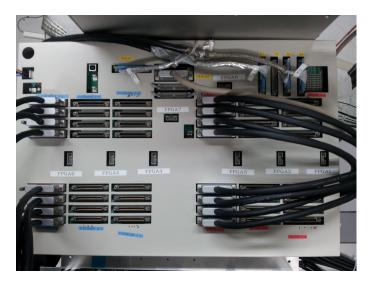
図 52: 左:VTH board, 右:ASD board

図 53: ASD ラック

Position Encoder として図 54 のものを用いた。この Position Encoder には 8 個の FPGA が配置されている。FPGA1 \sim 6 はそれぞれ 256 個の LVDS 入力があり、FPGA1 \sim 3 は μ -TPC の Anode ストリップ信号の最大値/最小値の計算処理に、FPGA4 \sim 6 は Cathode ストリップ信号の最大値/最小値の計算処理に使用される。FPGA7 では FPGA1 \sim 6 から送られてきた演算結果から全空間 (X,Y) 座標の位置情報を算出し、外部メモリボードへ転送する。本研究では $30\mathrm{cm}$ 角 μ PIC 用に設計された Position encoder のうち、FPGA3 と FPGA6 を用いて $10\mathrm{cm}$ 角 μ PIC の信号を処理した。

これらを用いた Data Acquisition System の概念図、実験装置がそれぞれ図 55、図 56 である。座標の定義として図 56 に示すように、 μ PIC のアノードストリップが並ぶ方向を x 軸、カソードストリップが並ぶ方向を y 軸、 μ -TPC の電場と同じ方向に z 軸をとる。なおこの章の実験では、TPC としての基礎特性を測定することを目的として Mo ワイアーを搭載していないマイクロ TPC 「NEWAGE-0.1b」を $Ar/C_2H_6(50:50)0.2$ 気圧の環境の下で使用した。

この装置によって得られた宇宙線 μ 粒子のデータ例を図 57 に示す。FPGA によって算出された位置情報 (Fig57 では青丸) 一つ一つを Hit、その集合を 1 事象と定義する。 FPGA によって計算されるのは XY 座標の位置情報だけであるが Fig55 に示すようにクロックカウンタも同時に記録されるので、ドリフト方向 (Z 軸) 位置情報はクロックカウンタと電子のドリフト速度から算出する。



☑ 54: Position Encoder

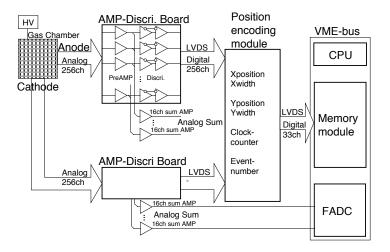


図 55: DAQ 概念図 [21]

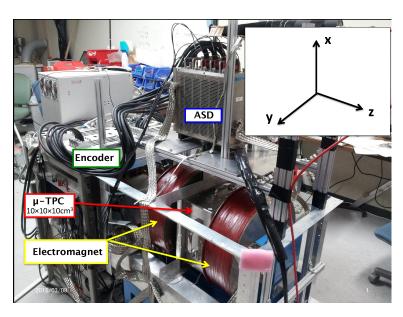


図 56: 実験装置全体図

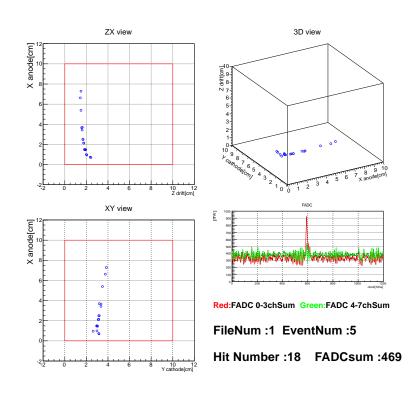


図 57: 本研究で用いた装置による μ 粒子のデータ取得例。右上の図が再構成された 3 次元飛跡。左上、左下の図がそれぞれ飛跡の XZ 座標平面、XY 座標平面射影。右下の図が FADC によって得られた波形情報。

6.2 ガスゲイン

観測の対象となっている 1MeV 程度の電子が 1 気圧のアルゴンガス中を走ったときに電離によっ て生じる電子数は $400 \mu m$ あたり 5 個程度であり、それを信号としてとらえるためには十分なガス ゲインが必要である。ガスゲインは 1 事象の Hit 数に大きく寄与し、また Hit 数は $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象 判定の重要なパラメータであるので、 $Ar/C_2H_6(50/50)$ ガスを用いた μ -TPC のガスゲインを測定 した。

6.2.1 ガスゲイン測定方法

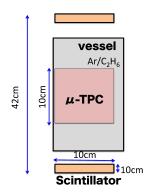


表 7: ガスゲイン測定時の測定器のパラメータ

| Gas | Ar/C_2H_6 (50/50) 0.2atm |
|------------------|----------------------------|
| ドリフト上面 | -2052V |
| GEM(Top) | -690V |
| GEM(Bottom) | -340V |
| μ -PIC Anode | 410V or 420V |

図 58: 測定器の配置図

ガスゲインの測定には宇宙線 μ 粒子を用いた。 μ -TPC の上下に $10 \times 10 \times 1~\mathrm{cm}^3$ のプラスチッ クシンチレータを配置し、そのコインシデンスをとることで μ 粒子を選別した (図 58)、測定時の 各パラメータを $\mathrm{TABLE7}$ に示す。 μ 粒子の落とした電荷情報は FADC で得ることができる。この ときパルスを積分したものからペデスタルを引くことで得られたデジタル値を FADC の仕様を考 慮して電荷Qへと変換した(式(6.1))。ガスゲインは式(6.2)に従って求めることができる。

$$lsQ = \frac{FADC \times 1/255[V]}{50[\Omega]} \times 10^{-8}[s]$$

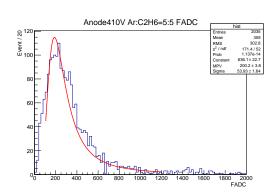
$$Gain = \frac{Q}{(G_{AMP}) \times e[C] \times \frac{E}{W}}$$
(6.1)

$$Gain = \frac{Q}{(G_{AMP}) \times e[C] \times \frac{E}{W}}$$
(6.2)

ここで e は電気素量、 G_{AMP} は ASD の増幅率で $160 \mathrm{pC/pC}$ 、W は $\mathrm{Ar/C_2H_6}$ の平均電離エネル ギーである。また、宇宙線 μ 粒子は十分エネルギーが大きいので MIP と考えることができるが入 射立体角、天頂角分布も考慮して、 μ 粒子が落とすエネルギー E は Geant4 によるシミュレーショ ンで求めた。実験とシミュレーションで得られた μ 粒子のエネルギー損失の分布図がそれぞれ図 59、図 60 である。これをを Landau 関数でフィットしたときの最確値を μ 粒子の落とした電荷情 報として用い、Gain を求めた。

6.2.2 ガスゲイン測定結果

ガスゲインの anode 電圧依存を ${
m Fig}61$ に示す。 ${
m Anode}$ 電圧 $420{
m V}$ でガスゲイン約 50000 が得ら れている。 μPIC と GEM の典型的なガスゲインはそれぞれ数千、10 程度なのでガスゲイン 50000は期待された値である。



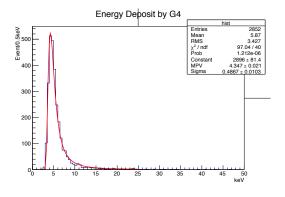


図 59: 宇宙船 μ 粒子のエネルギー損失量 (Anode 図 60: Geant4 を用いた宇宙船 μ 粒子のエネル 410[V]),横軸は FADC デジタル値 ギー損失量

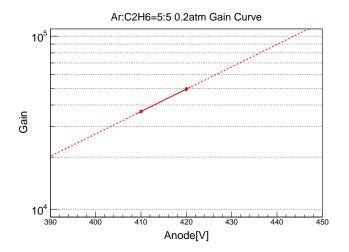


図 61: ゲインカーブ

6.3 ドリフト速度

 μTPC によって取得される 3 次元の位置情報の内、Z 軸 (電子のドリフト方向) の位置情報はクロックカウンタと電子のドリフト速度から算出される。 $Ar/C_2H_6(50/50)0.2$ 気圧を用いたドリフト速度の測定を行った。

6.3.1 ドリフト速度測定方法

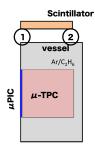


図 62: 測定器と線源の位置関係図

中性子線源を用いてドリフト速度を求めた。 252 Cfの SF(Spontaneous Fission) では、中性子と γ 線が同時に放射される。それをプラスチックシンチレータを用いてトリガーすることで、崩壊時刻を得た。崩壊時刻からの時間をクロックカウンタ情報として得ることができ、それは電子のドリフト時間である。 図 62 の①に線源を置くことで μ -PIC に近いところ (z=0cm) での反応事象が多くなるので、クロックカウンタ情報をヒストグラム化し、それを微分することで電子のドリフト時間の零点を得た。また 図 62 の②に線源を置くことで TPC ゲージ上部

(z=10cm) での反応事象が多くなるので 10cm の距離を走った電子のドリフト時間が得られる。

6.3.2 ドリフト速度測定結果

測定結果がそれぞれ図 63、図 64 である。図 63、図 64 それぞれ右図から、オフセットが約 $1.0\times10^2\mathrm{ns}$ 、 $10\mathrm{cm}$ の距離を走った電子のドリフト時間は約 $3.1\times10^3\mathrm{ns}$ であり、その差は約 $3.0\times10^3\mathrm{ns}$ となるのでドリフト距離 $10\mathrm{cm}$ と合わせて電子のドリフト速度は約 $V_d=3.3\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ と得られた。

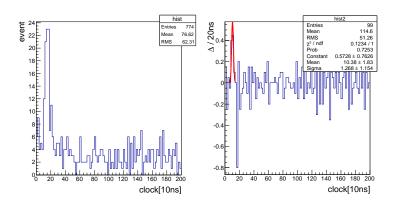


図 63: 左:線源位置①クロックカウンターのヒストグラム 右:左のヒストグラムを微分したもの

一方、シミュレーションソフト MAGBOLTZ によるドリフト速度は約5.2cm/ μ s(Fig65) であり、この違いは μ -TPC に封入したガスに不純物が混入していることが原因だと考えられる。 以降の解析では、本測定で得られたドリフト速度 $V_d=3.3$ cm/ μ s を使用する。

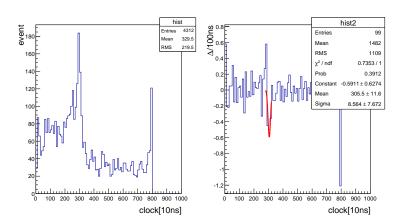


図 64: 左:線源位置②クロックカウンターのヒストグラム 右:左のヒストグラムを微分したもの

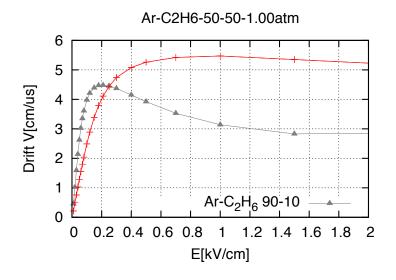


図 65: MAGBOLTZ によるドリフト速度シミュレーション。赤が ${\rm Ar/C_2H_6(50/50)}$ 、灰色が ${\rm Ar/C_2H_6(90/10)}$ のガス中の電子のドリフト速度の曲線である。本実験環境は $E=0.68{\rm kV/cm}$ に相当する。

6.4 空間分解能

本研究では $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象判定、電子の運動エネルギー再構成に電子の飛跡を用いるので位置情報の精度として空間分解能は重要なパラメータである。

6.4.1 空間分解能測定方法

 μ 粒子の飛跡の3 次元位置情報を用いて空間分解能を測定する。飛跡の3 次元の位置決定精度は(6.3) 式に従う。

$$\sigma(l) = \sqrt{\sigma_{detector}^2 + D^2 l}$$
 (6.3)

ここで l はドリフト方向長さ, $\sigma_{detector}$ は μPIC 固有の位置分解能, D は拡散係数である.

 μ 粒子の飛跡を 3 次元直線 fit し、その直線とデータ点との残差のヒストグラムを作る。得られたヒストグラムを (6.4) 式で与えられる 2 次元ガウシアンでフィットすることで得られる σ が空間分解能となる。

$$f(r) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} rexp(-\frac{r^2}{2\sigma^2}) \tag{6.4}$$

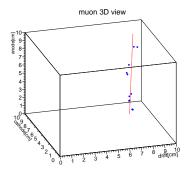


図 66: muon の 3 次元飛跡

6.4.2 空間分解能測定結果

ドリフト距離 $(Z \ m)0 \sim 1 cm$ についての残差の分布の測定結果を図 67 に示す。2 次元ガウシアンでフィットすることで空間分解能 σ が約 0.052 cm と求まった。図 68 にドリフト距離 10 cm までの測定結果を示す。この結果を σ についてプロットしたものが図 69 である。

| $\sigma_{detector}$ | D | $D(Garfield\ simulation)$ |
|-----------------------------------|---|-------------------------------------|
| $(4.1 \pm 0.3) \times 10^2 \mu m$ | $(3.5 \pm 0.1) \times 10^2 \mu m / \sqrt{cm}$ | $7.3 \times 10^2 \mu m / \sqrt{cm}$ |

 $\sigma_{detector}$ の理論値は $163\mu m[22]$ であるが $\sigma_{detector}$ はこれより 2.5 倍も大きい。そのために測定値拡散係数 D が小さく見積もられていると思われる。

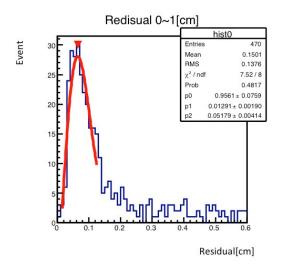


図 67: ドリフト距離 (Z 軸)0 $\sim 1 {\rm cm}$ の残差の分布図。2 次元ガウシアンでのフィットが赤い曲線で表されている。

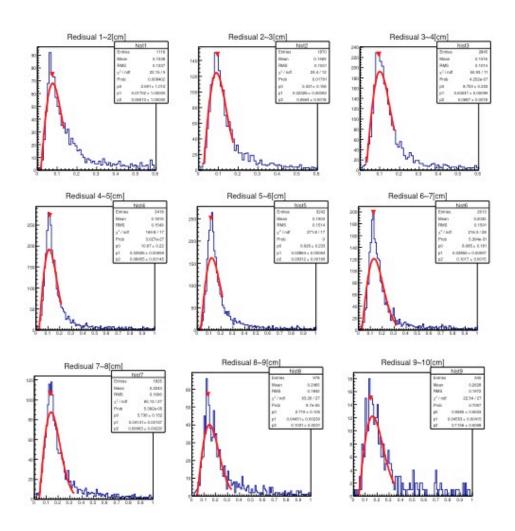


図 68: 残差の分布 (横軸:residual[cm] 縦軸:event)

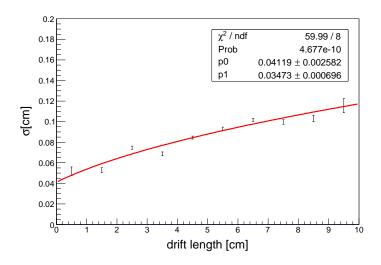


図 69: 空間分解能

6.5 サンプリングピッチ

 $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象判定では ${
m Hit}$ 間の距離 (サンプリングピッチ) はその正答率に寄与するパラメータである。また、図 57 などで示される通り飛跡の検出精度はサンプリングピッチが小さいほどよい物となる。 ${
m Ar/C_2H_6}(50:50)0.2$ 気圧の環境の下、サンプリングピッチを測定した。

6.5.1 サンプリングピッチの定義

サンプリングピッチとして以下の値を定義する。

$$S_p = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} x_i \tag{6.5}$$

N は 1 事象で得られた位置情報 Hit 点数、 x_i は隣り合う位置情報データ点の長さである。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊測定時には $\mu\mathrm{TPC}$ 内に設置された Mo ワイアーによりドリフト電子の一部がワイアーに吸収されるため、ドリフト電子の検出効率 e_{ff} も考慮にいれる必要がある。ドリフト電子の検出効率 e_{ff} を考慮に入れたサンプリングピッチ S'_p は、

$$S_p' = \frac{1}{N \cdot e_{ff} - 1} \sum_{i}^{N \cdot e_{ff} - 1} x_i \simeq \frac{S_p}{e_{ff}}$$
 (6.6)

である。

この章での実験では μ TPC に Mo ワイアーを設置していない。 したがってシミュレーションによって得られたドリフト電子の検出効率 e_{ff} から式 (6.6) を用いることで $2\nu\beta\beta$ 崩壊測定のサンプリングピッチ S_p' を見積もった。

6.5.2 サンプリングピッチの測定結果

 60 Co のコンプトン散乱電子を用いてサンプリングピッチ S_p を測定した。結果を ${
m Fig70}$ に示す。サンプリングピッチの平均は約 $0.36{
m cm}$ であった。この測定環境では全体の 68% が $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象判定に必要なサンプリングピッチの要請 $4{
m mm}$ を満たしている。しかし、 ${
m Mo}$ ワイアーをデザイン通り μ -TPC に入れたときのドリフト電子の検出効率 $e_{ff}=44.4\%$ を考慮するとサンプリングピッチの平均 S_n' が約 $0.81{
m cm}$ と見積もれるので、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象判定には十分な値ではない。

理論的に 1MeV の電子について 1 ストリップで信号を得るための条件式は、

$$n \times e \times Gain \times P \times e_{ff} \times G_{AMP} > V_{th}$$
 (6.7)

Gain: ガスゲイン、 V_{th}: ASD のスレッショルド、 G_{AMP}: ASD の増幅率、

e: 電気素量, P: 気圧 [atm], n:1atm で1 ストリップに落ちる電子数

である。式 (6.7) から、 ${\rm Ar/C_2H_6(50/50)0.2atm}$ の環境のもとでは下の 3 つの改善からサンプリングピッチの減少が期待できる。 ${\rm Mo}$ ワイアーを搭載した本実験に向けてこうした改善が必要である。

- ガスゲインを増大する
- ullet ノイズを減らし V_{th} を小さく設定する
- ullet 線源の配置デザインを改善して e_{ff} を大きくする

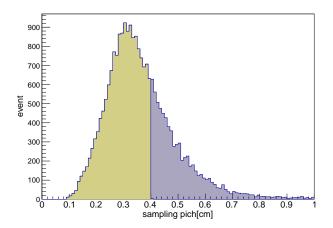
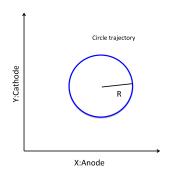


図 70: 60Co のコンプトン散乱電子を用いて得られたサンプリングピッチのヒストグラム

6.6 運動エネルギー再構成

電子の飛跡から運動エネルギーを再構成することで、運動エネルギーによる $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の選別が可能となる。運動エネルギー再構成の手法を開発し、さらに $^{60}{
m Co}$ のコンプトン散乱電子を用いて ${
m Ar/C_2H_6(50/50)0.2atm}$ の環境で運動エネルギー再構成した。

6.6.1 運動エネルギー再構成手法



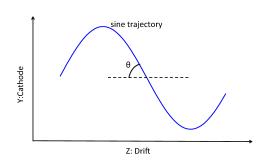


図 71: 電子の XY 平面での飛跡図。R は半径。

図 72: 電子の ZY 平面での飛跡図。

Z 軸方向に磁場のかけられた TPC 内部を運動する電子の理想的な飛跡の 2 次元射影飛跡は図 71、 Fig72 に示すように、XY 平面では円に、ZX 及び ZY 平面では正弦関数となる。電子の XY 平面 成分の運動量 pc_{xy} は図 71 の曲率半径から求めることができて、

$$pc_{xy}[eV] = 3.0 \times 10^8 \times B[T] \times R[m]$$
 (6.8)

ここで、B は単位をテスラとした磁場の強さである。さらにZ 軸との角度 θ を用いて、

$$pc = pc_{xy}/\sin\theta = pc_{xy}\sqrt{\left(\frac{1}{\tan\theta}\right)^2 + 1}$$
 (6.9)

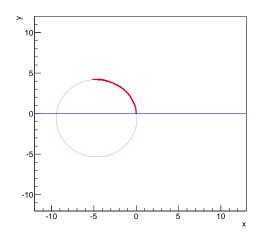
最後に運動エネルギーは、

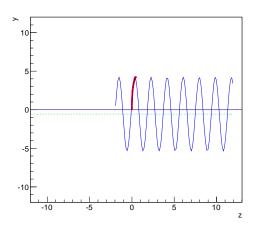
$$T = \{(mc^2)^2 + (pc)^2\}^{1/2} - mc^2$$
(6.10)

である。曲率半径 R は XY 座標の 2 次元飛跡を円関数でフィットすることで得る、また、 $tan\theta$ は ZY 座標 2 次元飛跡を正弦関数でフィットし、その Taylor 展開の 1 次の係数として得る。

6.6.2 Geant4 による運動エネルギー再構成手法検証

Geant4 により上で述べた手法を検証する。最も単純なイベントとして、運動エネルギー 1MeV の電子を μ -TPC 中心である位置 (0,0,0) から方向 (0,1,0) で打ち出す。このとき、1 イベントのサ ンプルと全事象の電子の運動エネルギーのヒストグラムはそれぞれ図 73、図 74、図 75 である。エ ネルギー分解能 7.4% で正しく運動エネルギー再構成されている。





よって予想された電子の飛跡。

図 73: Geant4 シミュレーションによって得られた XY 平面の電子の飛跡。赤線は電子の飛跡。青線は正弦関数フィットによって予想された電子の飛跡。

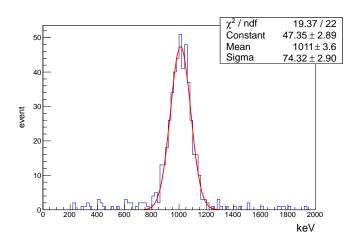
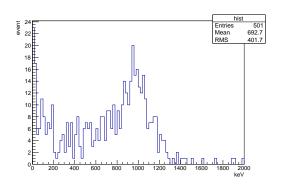


図 75: Geant4 シミュレーションによって得られた飛跡から再構成したエネルギースペクトル

さて、本実験では線源である ${
m Mo}$ ワイヤーを ${
m \mu TPC}$ のガス領域中に多数設置するので、発生す る電子の位置、方向はランダムである。これを定量的に評価するために 1MeV の電子を位置、方 向ともにランダムで生成し、運動エネルギーを再構成した(図 76)。

図 76 では運動エネルギーを低く見積もられている事象が顕著である。Fitting がうまく行われた



 $\chi \text{ distribution}$

図 76: Geant4 シミュレーションで電子は位置、方向ともにランダムに生成したときに得られた飛跡から再構成したエネルギースペクトル

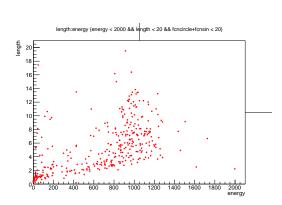
図 77: Fig76 の χ^2 分布

か判断するためには下のようなパラメータを定義した。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \Sigma_i \left[\left\{ y^i - f_{circle}(x^i) \right\}^2 + \left\{ y^i - f_{sin}(z^i) \right\}^2 \right]$$
 (6.11)

 y^i は Y 座標データ点, f_{circle} 、 f_{sin} はそれぞれ Circle Fit Function、Sin Fit Function である。 χ^2 が大きいものはうまく Fitting ができていないことを示すのでそれらを Cut すればよい。図 77 に χ^2 の分布を示す。また、運動エネルギー 200keV 以下で見積もられている Event は電子の飛跡距離が短いために Circle Fit で半径が小さく見積もられているのが理由であり、電子の飛跡距離 4cm 以上で Cut をかけることができる (図 78)。

これらの事象選別を行ったものが図 79 であり、エネルギー分解能は 14% 程度である。



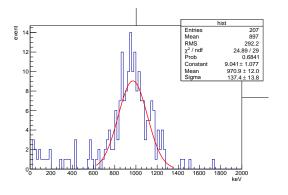


図 78: Fig76 の再構成されたエネルギーと飛跡距離の関係

図 79: Geant4 シミュレーションで電子は位置、方向ともに ランダムに生成したときに得られた飛跡から再構成したエネルギースペクトル。 $\chi^2 < 10$ かつ ${\rm tracking\ length} > 4$ で事象選別している。

以上より、 $1 \mathrm{MeV}$ の運動エネルギーを持つ電子に対して $4 \mathrm{cm}$ 以上の飛跡距離を持つときに限り。この手法でエネルギー分解能 14% で再構成できる。今回位置分解能を考慮にいれていないが。シミュレーションに装置の位置分解能を組み込むことでより正確な運動エネルギー再構成手法評価が期待できる。

6.6.3 運動エネルギー再構成

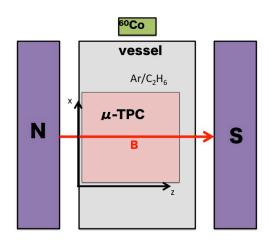


図 80: 測定器の配置図

図 80 の様に測定器を設置し ^{60}Co のコンプトン散乱電子の飛跡から運動エネルギー再構成した。 ${\rm Ar/C_2H_6(50:50)}$ 0.2 気圧、磁場 2 軸方向 $1[{\rm Tesla}]$ の環境の下で測定を行った。1 事象のサンプルを図 81 に、それについてエネルギー再構成したものを図 82 に、さらに 15255 イベントについてのエネルギースペクトルを図 83 に示す。

さらにその妥当性を評価するため Geant4 によるシミュレーションを行った結果を図 85 に示す。図 85 ではコンプトン散乱の特徴として、 ^{60}Co の $1.17 \mathrm{MeV}$ 、 $1.33 \mathrm{MeV}$ の γ 線がコンプトン散乱したに電子に与えられる最大エネルギーはそれぞれ $0.963 \mathrm{MeV}$ 、 $1.11 \mathrm{MeV}$ であり、図 85 でコンプトンエッジが確認できる。図 83 では図 85 のようにコンプトンエッジが見られず、実測ではうまくエネルギー再構成できているとは言えない。

本実験では 60 Co のコンプトン散乱電子を用いたが、それによるエネルギー再構成の評価は難しい。内部転換電子を用ることでエネルギー分解能の測定も兼ねた定量的な評価が可能である。本研究では $1.0 \mathrm{MeV}$ 程度の電子を想定しているので、適当な線源としておおよそ 0.5、1.0、 $1.7 \mathrm{MeV}$ のエネルギーを持つ電子を放出する ^{207}Bi などが挙げられる。運動エネルギー再構成について今後もより詳細な研究が必要である。

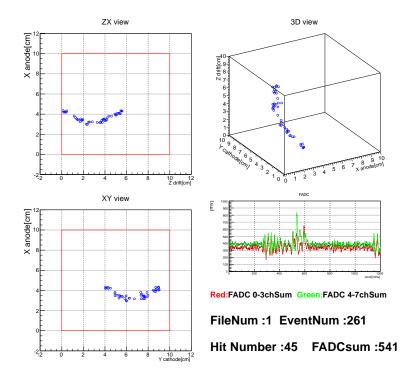


図 81: ⁶⁰Co コンプトン散乱電子の飛跡のサンプル

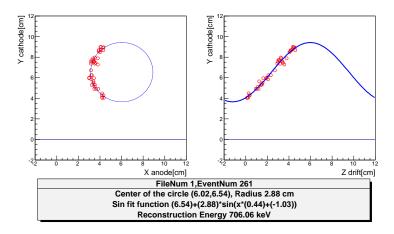


図 82: 実測データの運動エネルギー再構成のサンプル

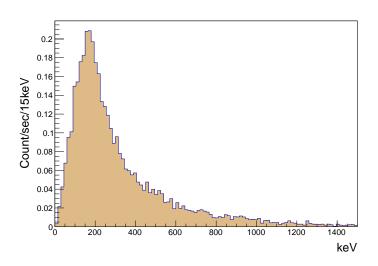


図 83: $^{60}\mathrm{Co}$ のコンプトン散乱電子の飛跡から再構成されたエネルギースペクトル

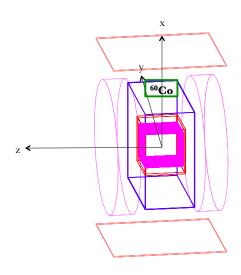


図 84: Geant4 で構成した実験装置のジオメトリ

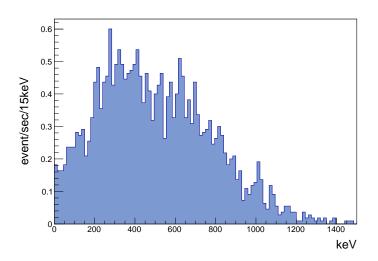


図 85: Geant4 によるシミュレーション結果:エネルギー分解能 20%のエネルギースペクトル

6.7 データ解析まとめ

 ${
m Ar/C_2H_6(50:50)}$ ガス $0.2{
m atm}$ の環境の下で μ -TPC を稼働させることによりガスゲイン約 50000 が得られた。 μ 粒子の飛跡を観測することで空間分解能 $0.41{
m mm}$ が得られた。 $^{60}{
m Co}$ のコンプトン 散乱電子を用いることで約 68% の Event がサンプリングピッチ $4{
m mm}$ 以下を満たしていることを確認した。 ${
m Geant4}$ シミュレーションにおいて、 $1{
m MeV}$ の電子に対してエネルギー分解能 14% 程度で運動エネルギー再構成できている。しかし実測データではエネルギー再構成可能とは言えず、より詳細な研究が必要である。

第7章 $2\nu\beta\beta$ 崩壊実験の展望

本実験全体を通した結果から期待される $2\nu\beta\beta$ 崩壊の計数率は、

$$R_{obs\beta\beta}$$
 = $R_{decay} \times eff_{scatter}^2 \times eff_{s.shape.selection}$
 = $2.9[/month] \times 0.42 \times 0.90$
 = $1.1[/month]$

また、バックグラウンド事象の計数率は、

$$R_{obsBG} = R_{BG} \times eff_{s.shape.cut}$$

= $8.1 \times 10^{6} [/month] \times 0.1$
= $8.1 \times 10^{5} [/month]$

よって現在の測定環境では $2\nu\beta\beta$ イベントを観測することは難しく、低バックグラウンド環境を作ることが望まれる。

参考文献

- [1] A. S. Barabash: Czech. J. Phys. 56 (2006) 437-445
- [2] Richard Gaitskell (Brown U.) et al., LA-UR-2003-7709. PNNL-14420
- [3] S. Umehara et al., Phys. Rev. C78 (2008) 058501
- [4] M Agostini et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40(2013)035110
- [5] Arnold Roger et al., NIM A 536 (2005) 79-122
- [6] A. Gando et al., Phys. Rev. C 85 (2012) 045504
- [7] Table of Isotopes 7th edition ed. C. Michael Lederer & Virginia S. Shirley
- [8] 打桐烈, 海老憂哉, 中井巧也, 橋本隆, 藤田黎, 山内悟, "ダブルベータ崩壊の探索"神戸大学 学部 卒業論文 (2014)
- [9] FrankT.Avignone, III, StevenR.Elliott, and Jonathan Engel, Rev. Mod. Phys. 80 (2008) 481
- [10] http://legacy.kek.jp/newskek/2004/sepoct/doublebeta1.html
- [11] http://www.th.phys.titech.ac.jp/~muto/lectures/INPO2/INPO2_chap10.pdf
- [12] A.Ochi:NIMA471(2001)264.
- [13] M.Inuzukaetal., Nucl.Instr.andMeth.A525(2004)529.
- [14] http://gdd.web.cern.ch/GDD/
- [15] ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/ upic/garfield/
- [16] http://www.openacoustics.org/wp-content/uploads/2010/09/gmshQuickstart20100919.pdf
- [17] http://freeplanets.ship.jp/FEM/Elmer/Elmer.html
- [18] http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/documentation/UserGuide.pdf
- [19] http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/examples/elmer/garfield_elmer_doc.pdf
- [20] ORGANIZATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE CERN EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH \cdot F.Sauli
- [21] Kentaro Miuchi, Hidetoshi Kubo, Tsutomu Nagayoshi, Atsuhiko Ochi, Reiko Orito, Atsushi Takada, Toru Tanimori, Masaru Ueno, "Performance of the TPC with Micro Pixel Chamber Readout: micro-TPC" arXive:hep-ex/0301012v2 (2003)
- [22] 礒江麻衣, 岡本慧太, 佐金拓耶, 林央樹, 矢ヶ部遼太, "ダブルベータ崩壊の探索" 神戸大学学部 卒業論文 (2013)
- [23] 身内先生による計算

- [24] http://www.webelements.com/molybdenum/isotopes.html
- [25] 国立天文台編『理科年表 机上版 平成 19 年』丸善株式会社、 1992
- [26] Geant4: http://geant4.cern.ch/
- [27] 高橋 慶在,"電子飛跡検出型 ${
 m MeV}\gamma$ 線コンプトンカメラに用いるガスの組成最適化と高圧化" 京都大学 修士論文 (2009)
- [28] 高田淳史, " μ -PIC を用いた MeV ガンマ線イメージングカメラの開発" 京都大学 修士論文 (2004)

謝辞

本論文を作成するにあたり、担当教員の身内准教授から、丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。ここに感謝の意を表します。藏重教授、山崎教授には定期的な経過報告はもちろん、私たちが行き詰まっているときは的確な助言を頂きました。竹内教授、原准教授、越智助教、鈴木助教、前田特命助教、矢野特命助教には、研究室ミーティングでの発表練習の際などに、ご指導を頂きました。研究室の先輩方にはことあるたびに質問させていただきましたが、理解が遅いことがあっても夜遅くまで教えてくださり本当にお世話になりました。また、同期の四ツ永君には研究グループが違いながらも線源作りに手を貸してもらい、大変助かりました。

たくさんの方のご協力のおかげで、この研究が出来たことに深く感謝致します。