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
帝釋	稜介
斉藤	大起
石浦	宏尚
池田	智法

目 次

1	ダフ	ブルベータ崩壊観測の理論的背景 (	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 <b>ダブルベータ崩壊</b>			3
	1.2	ダブルベータ崩壊の観測			4
		1.2.1 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の観測			4
		1.2.2 実験で使用する線源			5
	1.3	第1章まとめ			6
9	バー	ブルベーク品博の知測装署(1日当・	また )		7
4	21				7
	2.1				7
			 ==		7
	0.0		安		1
	2.2	<i>ββ</i> 観測用 IPC の設計	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		9
			- てい こう そう		9
					10
					12
		2.2.4 アライメント催認			13
		2.2.5 袋直の組み立て			14
	2.3				15
3	$\mathbf{TP}$	C 中での2次電子の運動 (担当: う	¥)		16
3	<b>TP</b> 3.1	C 中での 2 次電子の運動 ( 担当: シミュレーションソフト	ቜ) 		<b>16</b> 16
3	<b>TP</b> 3.1	PC 中での 2 次電子の運動 (担当: シミュレーションソフト 3.1.1 Gmsh	₫) · · · · · · · · · · · · · · ·		<b>16</b> 16 16
3	<b>TP</b> 3.1	C 中での 2 次電子の運動 (担当: マ シミュレーションソフト 3.1.1 Gmsh 3.1.2 Elmer	₩) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<b>16</b> 16 16 16
3	<b>TP</b> 3.1	PC 中での 2 次電子の運動 (担当: す シミュレーションソフト 3.1.1 Gmsh 3.1.2 Elmer 3.1.3 Garfield++	Ĕ) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<b>16</b> 16 16 16 17
3	<b>TP</b> 3.1 3.2	<ul> <li>PC 中での 2 次電子の運動 (担当: マシミュレーションソフト</li> <li>3.1.1 Gmsh</li> <li>3.1.2 Elmer</li> <li>3.1.3 Garfield++</li> <li>動作確認</li> </ul>	E)		<ol> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> </ol>
3	<ul><li>TP</li><li>3.1</li><li>3.2</li></ul>	PC 中での2次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         動作確認         3.2.1 定性的な動作確認	Ĕ) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> </ul>
3	<ul><li>TP</li><li>3.1</li><li>3.2</li></ul>	PC 中での2次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         3.1.3 Garfield++         3.2.1 定性的な動作確認         3.2.2 定量的な動作確認	E)	<ul> <li></li></ul>	<ol> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> </ol>
3	<ul><li>TP</li><li>3.1</li><li>3.2</li><li>3.3</li></ul>	C 中での2次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         動作確認         3.2.1 定性的な動作確認         3.2.2 定量的な動作確認         2次電子の拡散の気圧・磁場依存性		<ul> <li></li></ul>	<ol> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> </ol>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4	C中での2次電子の運動(担当:         シミュレーションソフト         3.1.1         Gmsh         3.1.2         Elmer         3.1.3         Garfield++         3.2.1         定性的な動作確認         3.2.2         定量的な動作確認         2次電子の拡散の気圧・磁場依存性         2次電子の収集効率	E)	<ul> <li></li></ul>	<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> </ul>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5	C中での2次電子の運動(担当:         シミュレーションソフト         3.1.1         Gmsh         3.1.2         Elmer         3.1.3         Garfield++         動作確認         3.2.1         定性的な動作確認         3.2.2         定量的な動作確認         2次電子の拡散の気圧・磁場依存性         2次電子の収集効率         磁場が傾いている場合の電子拡散と	》) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	<ul> <li></li></ul>	<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> </ul>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6	C 中での 2 次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         3.1.3 Garfield++         3.2.1 定性的な動作確認         3.2.2 定量的な動作確認         2次電子の拡散の気圧・磁場依存性         2次電子の収集効率         磁場が傾いている場合の電子拡散と         まとめ	E) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	<ul> <li></li></ul>	<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> </ul>
3	TP 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>5</b>	C 中での 2 次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         3.1.3 Garfield++         3.1.1 定性的な動作確認         3.2.1 定性的な動作確認         3.2.2 定量的な動作確認         2 次電子の拡散の気圧・磁場依存性         2 次電子の収集効率         磁場が傾いている場合の電子拡散と         まとめ         ブルベータ崩壊のバックグラウンド	2) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	<ul> <li></li></ul>	<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> </ul>
3	TP 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 ダブ	C 中での 2 次電子の運動 (担当: *         シミュレーションソフト         3.1.1 Gmsh         3.1.2 Elmer         3.1.3 Garfield++         3.1.3 Garfield++         動作確認         3.2.1 定性的な動作確認         3.2.2 定量的な動作確認         2次電子の拡散の気圧・磁場依存性         2次電子の収集効率         磁場が傾いている場合の電子拡散と         まとめ         ブルベータ崩壊のバックグラウンド         バックグラウンドの概要	<ul> <li>》</li> <li>》</li></ul>	<ul> <li></li></ul>	<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> </ul>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>∮</b> ⊃ 4.1 4.2	PC 中での 2 次電子の運動 (担当: ** シミュレーションソフト 3.1.1 Gmsh 3.1.2 Elmer 3.1.3 Garfield++ 動作確認 3.2.1 定性的な動作確認 3.2.2 定量的な動作確認 2 次電子の拡散の気圧・磁場依存性 2 次電子の収集効率 磁場が傾いている場合の電子拡散と まとめ	2) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> </ul>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>∮</b> 7 4.1 4.2	<ul> <li>C中での2次電子の運動(担当:</li> <li>シミュレーションソフト</li> <li>3.1.1 Gmsh</li> <li>3.1.2 Elmer</li> <li>3.1.2 Elmer</li> <li>3.1.3 Garfield++</li> <li>動作確認</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.2 定量的な動作確認</li> <li>2次電子の拡散の気圧・磁場依存性</li> <li>2次電子の収集効率</li> <li>2次電子の収集効率</li> <li>3.2.5 定量的な動作確認</li> <li>3.2.6 定量的な動作確認</li> <li>3.2.7 定量的な動作確認</li> <li>3.2.7 定量的な動作確認</li> <li>3.2.8 定量的な動作確認</li> <li>3.2.9 定量的な動作確認</li> <li>3.2.9 定量的な動作確認</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.2 に見たの</li> <li>3.2.2 に見たの</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.2 に見たの</li> <li>3.2.1 に見て、</li> <li>3.2.1 モリブデンの放射性同位体</li> </ul>	2) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> </ul>
3	<b>TP</b> 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>\$7</b> 4.1 4.2	<ul> <li>PC中での2次電子の運動(担当:者 シミュレーションソフト</li></ul>	<ul> <li>》</li> <li>》</li></ul>		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>30</li> </ul>
3	TP 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>9</b> 7 4.1 4.2	<ul> <li>PC中での2次電子の運動(担当:</li> <li>シミュレーションソフト</li> <li>3.1.1 Gmsh</li> <li>3.1.2 Elmer</li> <li>3.1.3 Garfield++</li> <li>動作確認</li> <li>3.2.1 定性的な動作確認</li> <li>3.2.2 定量的な動作確認</li> <li>2次電子の拡散の気圧・磁場依存性</li> <li>2次電子の収集効率</li> <li>2次電子の収集効率</li> <li>ボックグラウンドの概要</li> <li>バックグラウンドの概要</li> <li>バックグラウンドの概要</li> <li>バックグラウンドの候補</li> <li>4.2.1 モリブデンの放射性同位体</li> <li>4.2.2 宇宙線</li> </ul>	2) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>30</li> <li>30</li> </ul>
3	TP 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 <b>ý</b> 7 4.1 4.2	<ul> <li>PC中での2次電子の運動(担当:者 シミュレーションソフト</li> <li>3.1.1 Gmsh</li></ul>	<ul> <li>》</li> <li>》</li></ul>		<ul> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>18</li> <li>18</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>25</li> <li>28</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>29</li> <li>30</li> <li>35</li> </ul>

<b>5</b>	ダフ	ブルベータ崩壊の電子飛跡検出 (担当:石浦宏尚)	<b>37</b>
	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	$\mu T$	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
	67	データ解析まとめ	63
	0.1		55
7	$2\nu\beta$	eta崩壊実験の展望	63

## 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。

$$n \qquad p + e^- + \overline{\nu}_e \tag{1.2}$$

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 A、陽子数を2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 0*ν* 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。0*ν* 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。0*ν* 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值[MeV]	2 uetaetaの寿命	0 <i>νββ</i> の寿命	天然存在比 [%]
		<b>(測定値)</b> [×10 <sup>21</sup> 年]	(下限値)[×10 <sup>21</sup> 年]	
$^{48}Ca$	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]
<sup>82</sup> 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]
$^{100}Mo$	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]
<sup>128</sup> Te	0.867[7]	3600[1]	11000[2]	31[7]
<sup>130</sup> Te	2.53[7]	1.3[1]	200[2]	34[7]
<sup>150</sup> Nd	3.37[7]	0.2[1]	1.6[2]	5.6[7]
<sup>238</sup> 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  $2\nu\beta\beta \ge 0\nu\beta\beta$ の観測

ダブルベータ崩壊のエネルギースペクトルは、2*ν* 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、0*ν* 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、0*ν* 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 <sup>100</sup>Moであり、原子番号 Z = 42 質量数 A = 100 である。<sup>100</sup>Mo は <sup>100</sup>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、<sup>100</sup>Moの平均寿命は $2\nu\beta\beta$ で $0.57 \times 10^{21}$ 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/cm<sup>3</sup> であるので、天然モリブデン単位体積あたりの<sup>100</sup>Mo 数は

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

となる。時間 dt で崩壊する原子核数 dN は、 $\lambda$  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

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{5.99 \times 10^{21}}{0.57 \times 10^{21}} \times \frac{1}{12} \simeq 0.88 \quad [\Box/\Box/cm^3]$$
(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 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<sup>100</sup>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  $\mu$ -TPC という三次元飛跡検出器を用いる。 $\mu$ -TPC は 図 5 のように二次元画像装置  $\mu$ -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)  $\mu$ -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 13×13×10 cm<sup>3</sup> 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 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 7: TPC の原理

(ii)  $\mu$ -PIC(Micro Pixel Chamber)[12]

図8に本実験で用いた  $\mu$ -PIC を示す [12]。本実験に用いた  $\mu$ -PIC は、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の検出面積を 持ち、直交する 256 本のストリップが 400  $\mu$ m 間隔で基板の両面に形成されている。図9 にその  $\mu$ -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。 $\mu$ -PIC のガス利得は最大  $10^4$  である。



図 8: 基板に搭載された µ-PIC の全体写真



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<sup>2</sup> であり、 $\mu$ -PIC と合わせるとガス利得は 10<sup>5</sup> である。



図 10: GEM の顕微鏡写真 [14]

**2.2** *ββ* 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 µm 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 µ-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 µ-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  $\mu$ 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 mm)、並べる基板の枚数は 26 枚 (層ピッチは 3.2 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 cm × 10 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 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 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4本の計8本のワイヤーである。また、下端から y 方向、上端から -y 方向に1 cm の部分で えないワイヤーは、全てのワイヤーの下端から y 方向に 1 cm、上端から -y 方向に 1 cm の部分で ある。

以上のことを踏まえ、(1.8) 式から R<sub>decay</sub> は

$$R_{decay} = 0.88 \, [\square/\square/cm^3] \times \pi \times 0.01^2 \, [cm^2] \times (10-2) \, [cm/\clubsuit] \times (41-8) \, [\bigstar/\And] \times 26 \, [\And]$$
$$\simeq 1.9 \, [\square/\square]$$

(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 cm×15 cm、厚さは 1.6 nm、中央には 11 cm×11 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 右 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 nm 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(±0.2 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(115)	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	$\square$	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  $2\nu\beta\beta$  の事象数  $R_{decay}$  を計算すると、

 $R_{decay} = 0.88 \left[ \Box / \Lambda / cm^3 \right] \times \pi \times 0.01^2 \left[ cm^2 \right] \times (10 - 2) \left[ cm / \Delta \right] \times ((41 - 8) \left[ \Delta / \Lambda \right] \times 26 \left[ \Lambda \right] - 56 \left[ \Delta \right] \right)$  $\simeq 1.8 \left[ \Box / \Lambda \right]$ 

(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 mm の土台となる PEEK の板に、長さ 11 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 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

- <sup>100</sup>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 [回/月] (=R<sub>decay</sub>) 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

### **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) JJA Ar:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 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0Tから1T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) JJA Ar:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 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 ± 0.1cm、1.5 ~ 9.0cm までは ± 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]

$$f(r) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} r \exp(-\frac{r^2}{2\sigma^2}) dr$$
(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 $\sigma$ は図の p1 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 (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  $D = 0.3892 \, \text{mm} / \sqrt{\text{cm}}$  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)  $\exists \lambda Ar: C_2H_6 = 5:5$
- 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 $D = 0.5523 \text{ mm}/\sqrt{\text{cm}}$ で最大最小はそれぞれ $D = 0.6011 \text{ mm}/\sqrt{\text{cm}}$ 、  $D = 0.525 \text{ mm}/\sqrt{\text{cm}}$ 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 ± 10%とした。

よって拡散係数は

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

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  $D = 0.35 \,\mathrm{mm}/\mathrm{cm}$  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) ガス Ar: $C_2H_6 = 5:5$
- ii) 気圧 1atm,0.5atm,0.2atm,0,1atm
- iii) 電場 137V/cm



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/√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) ガス 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。



(a) 傾いていない場合

(b) 傾いている場合

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) ガス 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 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。



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。
   0.2atm、0.1Tの条件ならば横方向拡散は0.51 ± 0.05 mm/√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 0.2atm、0.1T という条件ならば 44.4 ± 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 2νββ 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 ~ 2.5 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  $\gamma$ 線のエネル ギーが 1.4 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		$\mu$ 粒子	$\mu^-, e^-$
自然放射線	$^{214}\mathrm{Bi}$	ガンマ線	e <sup>-</sup>
		(2447  keV)	
自然放射線	$^{208}\mathrm{Tl}$	ガンマ線	e <sup>-</sup>
		(2614  keV)	
自然放射線	$^{40}$ K	ガンマ線	e <sup>-</sup>
		(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<sup>99</sup>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	$^{92}\mathrm{Mo}$	$^{94}\mathrm{Mo}$	$^{95}\mathrm{Mo}$	$^{96}\mathrm{Mo}$	$^{97}\mathrm{Mo}$	$^{98}\mathrm{Mo}$	$^{100}\mathrm{Mo}$
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<sup>100</sup>Mo以外は安定な同位体であり、<sup>100</sup>Moも ββ 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 [count/cm<sup>2</sup>/s][25] 程度である。検出器の大きさを考えると、計数率は 1 [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 0.1T 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  $\beta$  崩壊するときの  $\gamma$  線のエネルギーが 1.4MeV 以上の  $^{40}$ K、 ウラン系列の  $^{214}$ Bi、トリウム系列の  $^{208}$ Tl である。これらが  $\beta$  崩壊するときに放出された  $\gamma$  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  $\gamma$  線のエネルギーを考慮して <sup>214</sup>Bi、<sup>208</sup>Tl につ いては 9 cm、<sup>40</sup>K は 6 cm とした。



図 38: 実験室の模式図

実際に <sup>40</sup>K の入射する  $\gamma$  線のフラックスを求めてみる。求めたい範囲の壁(コンクリート) の量は  $3.72 \text{ m}^3 = 9000 \text{ kg}$ 、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 <sup>40</sup>K の存在比は 0.00117%、  $\gamma$ 線を出す崩壊モードは 11%、カリウムの原子量は 39.1[g/mol]、<sup>40</sup>Kの半減期は 1.28×10<sup>9</sup> 年であり TPC までの距離を 2.5m と仮定すれば <sup>40</sup>K の TPC への寄与は

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

$$(4.1)$$

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  $53^{+97}_{-16}$ [counts/s]。同様に <sup>214</sup>Bi、<sup>208</sup>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	$\gamma$ 線の flux	検出器に入射する $\gamma$ 線の
	<b>含有量</b> [g/kg]	[g]		$[/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$	レート [counts/s]
$^{214}\text{Bi}$	$6.7 \times 10^{-17}$	$6.0 \times 10^{-13}$	19.9 min	$0.37\substack{+0.67 \\ -0.11}$	$111^{+202}_{-33}$
$^{208}\mathrm{Tl}$	$6.2 \times 10^{-18}$	$5.6{\times}10^{-14}$	$3.05 \min$	$0.26\substack{+0.48 \\ -0.08}$	$79^{+144}_{-23}$
<sup>40</sup> K	$1.8 \times 10^{-14}$	1.6	$12.8 \times 10^8$ yrs	$0.18^{+0.32}_{-0.05}$	$53^{+97}_{-16}$

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  $\gamma$  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 mm、高さ 50 mm の円柱の NaI シンチレーターを用いた。測定時間は 85 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 <sup>40</sup>K と <sup>208</sup>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 <sup>40</sup>K と <sup>208</sup>Tl 由来の  $\gamma$  線を算出した。<sup>40</sup>K の光電 ピークのカウント数は 8483/85 分、NaI の  $\gamma$  線 (1.5 MeV) の光電効果による質量吸収係数 は  $\mu_m = 1.604 \times 10^{-3} [\text{cm}^2/\text{g}]$ 、NaI の密度は  $\rho = 3.67 [\text{g/cm}^3]$ 、飛程距離を x = 5 cm とすれば入 射した <sup>40</sup>K の 1.461 MeV の  $\gamma$  線 I<sub>0</sub> 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  $\gamma$  線は  $0.37 \pm 0.01$  [/cm<sup>2</sup>/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	測定値の flux
	$[/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$	$[/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$
$^{40}\mathrm{K}$	$0.18\substack{+0.32 \\ -0.05}$	$0.97{\pm}0.01$
<sup>208</sup> Tl	$0.26_{-0.08}^{+0.48}$	$0.37 {\pm} 0.01$

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

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-10.28[\text{g/cm}^3] \times 4.671 \times 10^{-2} [\text{cm}^2/\text{g}] \times 8[\text{cm}] \times \frac{3.34[\text{cm}^3]}{10^3[\text{cm}^3]}}{= 1.3\%}$$
(4.3)

となる。

• TPC 内のガス中で反応する確率

TPC のガスは Ar: C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>=5:5 であるので密度  $\rho$  = 3.67×10<sup>-4</sup>[g/cm<sup>3</sup>]、1.5 MeV の  $\gamma$ 線に対する質量吸収係数  $\mu_m$  = 5.443×10<sup>-2</sup>[cm<sup>2</sup>/g]、 $\gamma$ 線の飛程距離 x = 8 cm とする と入射した  $\gamma$ 線が TPC のガスで相互作用する確率は

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-3.67 \times 10^{-4} [\text{g/cm}^3] \times 5.443 \times 10^{-2} [\text{cm}^2/\text{g}] \times 8[\text{cm}]}$$
  
= 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 mm) であるので密度  $\rho$  = 7.93[g/cm<sup>3</sup>]、容器は 1.5 MeV の  $\gamma$  線に対する質量吸収係数  $\mu_m$  = 4.856×10<sup>-2</sup>[cm<sup>2</sup>/g]、また Bethe-Bloch の 式より電子のエネルギー損失は 12.3[MeV/cm] なので厚さ 0.5 mm で反応する場合 (x = 0.5 mm) を求めた。したがって入射した  $\gamma$  線が TPC の容器で相互作用する確率は

$$1 - e^{-\rho\mu_m x} = 1 - e^{-7.93[\text{g/cm}^3] \times 4.856 \times 10^{-2}[\text{cm}^2/\text{g}] \times 0.5[\text{mm}]}$$
  
= 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 Geant4 を用いてシミュレーションした。 $1.5 \, {
m MeV}$  の  $\gamma$  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 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[mm]×100[mm]×100[mm]、TPC 内は Ar:  $C_2H_6 = 5:5$ 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 mm、20 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  $\gamma$  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  $\gamma$ 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 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  $1 - e^{\rho\mu_m x} = 4.79 \times 10^{-3}$ %、放出された電子が 1 cm 以 上進む確率は 65% なので

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

• 2つの $\gamma$ 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 $\gamma$ 線は243[counts/s]、 相互作用する確率は3.2%、同時に起こる時間差を10 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 nmとすれば $0.12^3 \text{ [cm^3]}/10^3 \text{ [cm^3]}$ 、1 cm進む確率 は65%なので

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

• 1 つの  $\gamma$  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  $eff_{S.Shape cut}$ <sup>1)</sup>とすれば 243[counts/s]×3.2%×40%× $eff_{S.Shape cut}$ =3.1× $eff_{S.Shape cut}$  [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  $1.7 \times 10^4 + 8.1 \times 10^6 \times eff_{S.Shape cut}$  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  $4 \sim 5$  倍程度の違いはあるがオーダーは正しいと思われる。

 $<sup>^{(1)}</sup>eff_{S.Shape\ cut}$ 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 2νββ 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  $3 \le P,R,Q$  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 S 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、 $\mu$ -TPC 内部を再現した  $100 \times 100 \times 100 [mm^3]$ 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[mm] 間隔で得られる。

今回は、

|Al: C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 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 4~8mm で

● 2 電子を 2 電子と正しく判定している割合: eff(S.Shape.Selection) ~ 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) ~ 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)~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 $\mu$ 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  $\mu$ -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  $4 \times 16$  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



Position Encoder として図 54 のものを用いた。この Position Encorder には 8 個の FPGA が配置されている。FPGA1~6 はそれぞれ 256 個の LVDS 入力があり、FPGA1~3 は  $\mu$ -TPC の Anode ストリップ信号の最大値/最小値の計算処理に、FPGA4~6 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 FPGA1~6 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 30cm 角  $\mu$ PIC 用に設計された Position encoder のうち、FPGA3 と FPGA6 を用いて 10cm 角  $\mu$ 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、 $\mu$ 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、 $\mu$ -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<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(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  $\mu$ -TPC のガスゲインを測定 した。

6.2.1 ガスゲイン測定方法



図 58: 測定器の配置図

#### 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
$\mu\text{-}\mathrm{PIC}$ Anode	410V  or  420V

ガスゲインの測定には宇宙線  $\mu$  粒子を用いた。 $\mu$ -TPC の上下に  $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$  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  $\mu$  粒子を選別した (図 58)、測定時の 各パラメータを TABLE7 に示す。 $\mu$  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。

$$lsQ = \frac{FADC \times 1/255[V]}{50[\Omega]} \times 10^{-8}[s]$$
(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 160pC/pC、W は  $Ar/C_2H_6$  の平均電離エネル ギーである。また、宇宙線  $\mu$  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、 $\mu$  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  $\mu$  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  $\mu$  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 Fig61 に示す。Anode 電圧 420V でガスゲイン約 50000 が得られている。 $\mu$ PIC 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



### 6.3 ドリフト速度

 $\mu$ TPC 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。 <sup>252</sup>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  $1.0 \times 10^2$ ns、10cm の距離を走った電子のドリフト時間は約  $3.1 \times 10^3$ ns であり、その差は約  $3.0 \times 10^3$ ns となるのでドリフト距離 10cm と合わせて電子のドリフト速度は約  $V_d = 3.3$ cm/ $\mu$ 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

ー方、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/ $\mu$ s(Fig65) であり、 この違いは  $\mu$ -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/ $\mu$ 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  $Ar/C_2H_6(50/50)$ 、灰色が  $Ar/C_2H_6(90/10)$  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 = 0.68kV/cm に相当する。

### 6.4 空間分解能

本研究では 2*ν*ββ 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.

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

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

 $\mu$  粒子の飛跡を 3 次元直線 ftt 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  $\sigma$  が空間分解能となる。

$$f(r) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} rexp(-\frac{r^2}{2\sigma^2})$$
(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 軸)0 ~ 1cm 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  $\sigma$  が約 0.052cm と求まった。図 68 にドリフト距離 10cm まで の測定結果を示す。この結果を  $\sigma$  についてプロットしたものが図 69 である。

$\sigma_{detector}$	D	$D(Garfield \ simulation)$
$(4.1 \pm 0.3) \times 10^2 \mu m$	$(3.5\pm0.1)\times10^2\mu m/\sqrt{cm}$	$7.3 imes 10^2 \mu m/\sqrt{cm}$

 $\sigma_{detector}$ 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  $(Z \mathbf{h})0 \sim 1 \text{cm}$ 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

2νββ 崩壊事象判定では 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。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(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  $\mu$ 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  $S'_{\nu}$ 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  $\mu$ 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 Fig70 に示す。 サンプリングピッチの平均は約 0.36cm 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 4mm を満たしている。しかし、Mo ワイアーをデザイ ン通り  $\mu$ -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  $S'_p$  が約 0.81cm 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、 $Ar/C_2H_6(50/50)0.2atm$  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。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
- ノイズを減らし V<sub>th</sub> を小さく設定する
- 線源の配置デザインを改善して eff を大きくする



図 70: <sup>60</sup>Co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 <sup>60</sup>Co のコンプトン散乱電子を用いて  $Ar/C_2H_6(50/50)0.2atm$  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 $\theta$ 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、*tanθ* 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  $\mu$ -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。



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。青線は円関数フィットに 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 Mo ワイヤーを µTPC 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





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  $\chi^2$  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。 $\chi^2$ 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  $\chi^2$ 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



以上より、1MeVの運動エネルギーを持つ電子に対して4cm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。



図 80: 測定器の配置図

図 80 の様に測定器を設置し <sup>60</sup>*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。 Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50:50)0.2 気圧、磁場 Z 軸方向 1[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1.17MeV、1.33MeV の  $\gamma$ 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 0.963MeV、1.11MeV 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<sup>60</sup>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 1.0MeV 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、1.7MeV の エネルギーを持つ電子を放出する<sup>207</sup>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: <sup>60</sup>Co 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: <sup>60</sup>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

 $Ar/C_2H_6(50:50)$  ガス 0.2atm の環境の下で  $\mu$ -TPC を稼働させることによりガスゲイン約 50000 が得られた。 $\mu$  粒子の飛跡を観測することで空間分解能 0.41mm が得られた。 $^{60}Co$  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 4mm 以下を満たしていることを 確認した。Geant4 シミュレーションにおいて、1MeV 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 2νββ 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*ν*ββ 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 JonathanEngel, 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/INP02/INP02\_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 EU-ROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH • 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 MeVγ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。