### 修士学位論文

# 二重ベータ崩壊実験 DCBA のため の高位置分解能 3 次元飛跡検出器の 開発

指導教員 角野秀一教授

首都大学東京 理学研究科 博士前期課程2年 高エネルギー実験研究室

18844430 堀悠平

2020年1月10日

## 概要

宇宙を構成する物質はクォーク及びレプトンと呼ばれる素粒子から構成されている。 ニュートリノはレプトンの一種であり、その質量は非常に小さく、弱い相互作用のみを起 こす。電子やミューオンなど電荷を持つレプトンは全てディラック粒子であり、粒子とそ れと対をなす反粒子を区別することができるという特徴がある。一方、ニュートリノは電 荷を持たないため粒子と反粒子の区別がないマヨラナ粒子である可能性がある。

ニュートリノがマヨラナ粒子であるかを調べるため、二重ベータ崩壊実験が世界中で行われている。二重ベータ崩壊は同一原子核内でベータ崩壊が二回同時に起こる現象である。通常の場合、崩壊の際に二本のベータ線と同時に二本の反電子ニュートリノを放出し、この崩壊過程を 2*ν*ββ と呼ぶ。一方で、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合の みニュートリノ放出を伴わないニュートリノレス二重ベータ崩壊 (0*ν*ββ) が起こり、この崩壊過程は崩壊前後でレプトン数非保存であり物質優勢宇宙を説明する手がかりとなっている。

DCBA 実験 (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) は  $0\nu\beta\beta$  事象を観測することで ニュートリノのマヨラナ性を証明する実験のひとつである。DCBA 実験では一様磁場中 で二本のベータ線が描く軌道を飛跡検出器で再構成することによりベータ線の運動量を測 定する。飛跡再構成を行うことで  $0\nu\beta\beta$  事象を測定した際に多くの情報を得ることがで き、多くの背景事象との区別が容易であるという利点がある。現在、 $2\nu\beta\beta$  事象の測定に より飛跡検出手法の検証を目的とした DCBA-T2.5 検出器の稼働が終了し取得したデー タの解析を行っている。また、次世代検出器である DCBA-T3 の開発が進められている。 T3 はワイヤー間隔を小さくすることでエネルギー分解能の向上を目指し、統計量を増や すためチェンバー台数とともにソース量を増加させる。

T3 チェンバーではワイヤー間隔の縮小に伴い信号の大きさが縮小してしまうため、先 行研究で T3 用に新たに読み出しエレクトロニクスの開発を高エネルギー加速器研究機 構 (KEK) と首都大学東京で行った。首都大では市販されている 64ch のプリアンプと FADC を搭載したボードを読み出し機器として用いている。

先行研究では P10 ガス (Ar: CH<sub>4</sub>=9:1)を用いてチェンバー全体の動作確認を行っ た。しかし、チェンバーの放電によりワイヤーに高い電圧をかけることが困難であったた め、He(85%)+CO<sub>2</sub>(15%)ガスでは信号が小さく宇宙線飛跡を見るには不十分であった。 本研究ではチェンバーの放電の原因を探りより高い電圧での測定を行うことで、2 種類 のガスでの宇宙線飛跡を確認した。さらに He+CO<sub>2</sub>ガスでのドリフト速度を測定しその 電場依存性を確認した。また、位置分解能の高い宇宙線検出器をトリガーに使用し、T3 チェンバーとトリガー用検出器の 2 つのトラックを比較することで宇宙線飛跡の整合性を 確認した。これらの結果から T3 チェンバーの性能の評価を行った。

## 目次

第1章	はじめ	に	9
1.1	ニュー	・トリノ	9
	1.1.1	ニュートリノ研究の歴史....................	9
	1.1.2	ニュートリノ振動	10
	1.1.3	ニュートリノの質量	11
	1.1.4	マヨラナニュートリノ	13
1.2	二重べ	ニータ崩壊	15
	1.2.1	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	16
1.3	二重べ	ータ崩壊実験	18
	1.3.1	ニュートリノ有効質量	19
	1.3.2	検出器への要求	19
	1.3.3	世界の二重ベータ崩壊実験.................	20
第2章	DCBA	.実験	26
2.1	DCBA	A 実験の概要	26
	2.1.1	信号検出原理	28
	2.1.2	DCBA 実験の歴史と将来計画	31
2.2	実験装	置	32
	2.2.1	ワイヤーの種類	32
	2.2.2	DCBA-T2.5	34
	2.2.3	DCBA-T3	37
2.3	T3 チ:	ェンバーについて	40
	2.3.1	首都大で用いるエレクトロニクス	41
	2.3.2	ガスコンテナ.............................	44

第3章	これまでの T3 チェンバー開発状況	46
3.1	セットアップ	46
	3.1.1 読み出しエレクトロニクス	46
	3.1.2 高電圧印加方法	49
	3.1.3 ガス供給	52
3.2	先行研究における T3 チェンバーでの宇宙線測定	
	(平成 29 年度修士論文 [17])	53
3.3	T3 チェンバーの放電	56
第4章	T3 チェンバーの動作テスト	58
4.1	放電対策	58
	4.1.1 対策方法	58
	4.1.2 対策前後の比較	59
4.2	ミューオン用チェンバーのためのトリガー検出器	59
4.3	P10 ガス中での宇宙線測定	63
	4.3.1 宇宙線信号	63
	4.3.2 宇宙線トラックとその比較	64
	4.3.3 電荷量	69
4.4	He/CO <sub>2</sub> ガス中での宇宙線測定 ...........................	71
	4.4.1 宇宙線信号	71
	4.4.2 宇宙線トラック	72
	4.4.3 ドリフト速度	73
	4.4.4 電荷量	76
第5章	結論と今後の課題	78
参考文献		81

# 図目次

1.1	ニュートリノの質量階層.............................	12
1.2	ニュートリノの有効質量と最小質量の関係	13
1.3	シーソー機構	14
1.4	<sup>100</sup> Mo の崩壊図	16
1.5	二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム	17
1.6	2本のベータ線のエネルギー分布	18
1.7	GERDA 検出器の概念図	21
1.8	EXO 検出器の外観	22
1.9	CUORE 検出器の概念図とボロメータの外観 ...........	23
1.10	KamLAND-Zen の概念図	24
1.11	NEMO3 検出器の概念図	25
2.1	DCBA-T3 の概略図	26
2.2	チェンバー内部の構造	28
2.3	信号検出原理	29
2.4	再構成されたベータ線飛跡	30
2.5	DCBA 実験の歴史	31
2.6	DCBA-T2.5 の外観	34
2.7	T2(T2.5) チェンバーの構成図	35
2.8	DCBA-T3 の概念図	37
2.9	T3 チェンバーの外観	38
2.10	T3 チェンバーのフレーム構成	38
2.11	DCBA-T3 で 1500keV の信号を見たときのシミュレーション結果....	39
2.12	T3 チェンバーの外観	40
2.13	首都大で用いる FADC ボード (64ch RAINER MODEL RPR-010)	41

2.14	首都大で用いる FADC ボードのフロッグダイアグラム .......	42
2.15	首都大で用いる 16ch HV 分配ボード	43
2.16	16ch HV 分配ボードの回路図	44
2.17	T3 チェンバーテスト用のガスコンテナ	45
2.18	HV ケーブル配線用に加工されたアクリル窓	45
3.1	T3 チェンバーの読み出しエレクトロニクスのセットアップ	47
3.2	先行研究での宇宙線トリガーカウンターの写真	47
3.3	スイッチングハブ	48
3.4	フラットケーブル	48
3.5	FADC 電源	49
3.6	HV 供給回路のダイアグラム......................	50
3.7	5ch HV 分配ボード	50
3.8	デイジーチェーン (アノードワイヤー:赤、カソードワイヤー:緑)	51
3.9	フィールドシェイピングワイヤー用抵抗チェーン (黒) .......	51
3.10	ガス配管	52
3.11	P10 ガスにおいて測定されたアノードワイヤー信号例	53
3.12	P10 ガスにおいて測定されたアノードのトラック.........	54
3.13	P10 ガスのドリフト速度	55
3.14	He/CO <sub>2</sub> ガスでの信号イベント	56
3.15	T3 チェンバーのトリップ電圧	57
4.1	放電対策における電圧印加方法	59
4.2	ミューオン検出器の外観	60
4.3	ミューオン検出器の検出原理	61
4.4	プラスチックシンチレータの断面図	61
4.5	ミューオントリガーのセットアップの写真	62
4.6	P10 ガスでのアノード信号 64ch	63
4.7	P10 ガスでのピックアップ信号 64ch	64
4.8	T3 チェンバーで測定した P10 ガスでの宇宙線飛跡 (アノード)	65
4.9	T3 チェンバーで測定した P10 ガスでの宇宙線飛跡 (ピックアップ)	65
4.10	ミューオン検出器で測定した宇宙線飛跡 (XY 面)	66
4.11	ミューオン検出器で測定した宇宙線飛跡 (XZ 面) ........	66

4.12	T3 チェンバーとミューオン検出器のトラックの比較 (XY 面)	67
4.13	T3 チェンバーとミューオン検出器のトラックの比較 (XZ 面) .....	67
4.14	その他の宇宙線イベント例........................	68
4.15	ピックアップワイヤーの電圧を変化させて測定した P10 ガスでのアノー	
	ド信号の電荷量分布 (Anode:1700V, Cathode:-800V)	69
4.16	P10 ガスでのアノード信号の電荷量分布 (Anode:1780V,Pickup:0V	
	Cathode:-800V)	70
4.17	He/CO <sub>2</sub> ガスでのアノード信号 64ch	71
4.18	T3 チェンバーで測定した He/CO <sub>2</sub> ガスでの宇宙線飛跡 (アノード)	72
4.19	異なるトリガータイミングで測定したドリフト時間の分布 (An-	
	ode:1800V,Pickup:0V Cathode:-1500V)	73
4.20	He/CO <sub>2</sub> ガスにおける電場の大きさに対するドリフト速度の変化	74
4.21	He/CO <sub>2</sub> ガスにおける電場の大きさに対するドリフト速度の文献値	75
4.22	He/CO <sub>2</sub> ガスでのアノード信号の電荷量分布 (Anode:1820V,Pickup:0V	
	Cathode:-1500V) $\ldots$	76

## 表目次

1.1	二重ベータ崩壊を起こす核種	15
2.1	T2.5 のワイヤー構成	36
2.2	T3 のワイヤー構成	39
2.3	首都大で用いる FADC ボードのスペック ............	42
2.4	首都大で用いる FADC ボードに搭載される ASD チップのスペック ...	43

### 第1章

### はじめに

#### 1.1 ニュートリノ

宇宙を構成する全ての物質はクォークとレプトンの2種類の素粒子から形成される。 ニュートリノは電荷0,スピン1/2の素粒子であり、レプトンに属する。レプトンは他に 電子、µ粒子、τ粒子があり、それぞれ電荷を持っている。電荷を持たないニュートリノ の場合、それに対応するように電子ニュートリノ、µニュートリノ、τニュートリノがあ る。このような分類をフレーバーと呼び、反粒子である反ニュートリノも含めると計6種 類存在する。一方、ニュートリノは3つの質量固有状態を持ち、それぞれのフレーバー固 有状態は3つの質量固有状態の重ね合わせで表すことができる。

#### 1.1.1 ニュートリノ研究の歴史

ニュートリノはベータ線のエネルギー分布の研究の際に考えられた粒子である。ベータ 崩壊の際に放出される粒子がベータ線のみであった場合、そのベータ線のエネルギーはエ ネルギー保存則から崩壊核の固有エネルギーに等しいはずである。しかしながら、実験 ではそれよりも小さいエネルギーピークであり、連続的な分布を示した。この事実から、 1930 年代初めにオーストリアの物理学者パウリは中性粒子ニュートリノの存在を仮定し た。[1] ニュートリノはほとんどの物質と相互作用をしないため、ニュートリノを直接捉 えるのは非常に困難である。そのため長い間その存在を確認することができなかったが、 1956 年にアメリカの物理学者ライネスらが原子炉から放射されるニュートリノを捉える ことに成功した。[2] その後、1962 年に Brookhaven 国立研究所で μ ニュートリノが観測 され、ニュートリノに世代が存在することが確認された。そして、2000 年には DONUT 実験において *τ* ニュートリノの検出に成功し、標準模型どおり 3 世代のニュートリノが存 在することが確認された。

#### 1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノの質量は標準模型においてゼロであると仮定されている。しかし、1960 年代後半に太陽ニュートリノ実験 HOMESTAKE 実験において、テトラクロロエチレン (C<sub>2</sub>Cl<sub>4</sub>) を用いたニュートリノと <sup>37</sup>Cl との反応

$$\nu_{\rm e} +{}^{37}\,{\rm Cl} \rightarrow{}^{37}\,{\rm Ar} + {\rm e}^+ \tag{1.1}$$

から発生する<sup>37</sup>Arの生成率は、標準太陽模型から予測される量と比較して 1/3 程度という結果となった。その後、日本のカミオカンデ実験など様々な国で太陽ニュートリノの観 測を試みたが、いずれの実験でも観測されたニュートリノの量は理論値よりも少ない値で あった。この事実は「太陽ニュートリノ問題」として長い間ニュートリノ研究における課 題であった。一方で、宇宙線が大気中の原子核と衝突して発生する大気ニュートリノの研 究も行われ、予想される電子ニュートリノと μ ニュートリノの生成比は

$$\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \tag{1.2}$$

であったが、観測された結果は予測値を大きく下回った。このような結果から、ニュート リノが地球に到達するまでにフレーバーが変化してしまう「ニュートリノ振動」の可能性 が示唆された。その後 1998 年に、スーパーカミオカンデ実験により実際に µ ニュートリ ノが振動していることが観測された。この発見はニュートリノの質量がゼロでないという 事実を示し、標準模型の拡張の必要性をせまった。

ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態は必ずしも同一であるとは限らず、 フレーバー固有状態  $\nu_{\alpha}(\alpha = e, \mu, \tau)$  は質量固有状態  $\nu_i(i = 1, 2, 3)$  の重ね合わせある。

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i} |\nu_{i}\rangle \tag{1.3}$$

ここで、行列  $U_{\alpha j}$  を「牧-中川-坂田 (MNS) 行列」と呼び、成分表示では以下のように表 される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

$$(1.4)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}, s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ であり、CP 位相パラメータ  $\delta_{CP}$  が 0 でない場合に CP 対称性の破れが生じる。これは物質優勢宇宙に関する手がかりとなり得る。また、質 量固有状態  $|\nu_j(t)\rangle$  の時間発展は、自由粒子のハミルトニアン H を用いて次のように表さ れる。

$$i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = H |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle$$

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t}$$
(1.5)

したがって、時刻 0 から t までの間にニュートリノのフレーバーが  $\alpha$  から  $\beta$  に遷移する 確率  $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta})$  は

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = |\langle \nu_{\beta}(t) | \nu_{\alpha}(t) \rangle|^{2}$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{j>k} \operatorname{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k}) \sin^{2} \left\{ \frac{E_{j} - E_{k}}{2} t \right\}$$

$$- \sum_{j>k} \operatorname{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k}) \sin^{2} \left\{ \frac{E_{j} - E_{k}}{2} t \right\}$$

$$(\alpha, \beta = e, \mu, \tau; \ j, k = 1, 2, 3;)$$

$$(1.6)$$

と表される。ここで、ニュートリノの質量が十分に小さいので

$$|E_j - E_k| \sim \frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} = \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E}$$
(1.7)

が成り立ち、さらに自然単位系において L = t が成り立つので、ニュートリノのフレー バーが変化しない確率  $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\alpha})$  は次のように書ける。

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\alpha}) = 1 - 4\sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E_{\nu}}L\right)$$
(1.8)

この式から、もしニュートリノの質量が0であった場合、質量二乗差 Δm<sup>2</sup><sub>jk</sub> も0となり ニュートリノ振動を起こさない。実際の実験でニュートリノ振動が観測されていることか らニュートリノには質量が存在していることが分かる。よって標準模型を超えた新物理を 探索する上でニュートリノの研究は非常に重要である。

#### 1.1.3 ニュートリノの質量

ニュートリノ振動実験において、それぞれの固有状態の質量二乗差の測定に成功して いるが、質量の絶対値を求めることはできていない。質量二乗差はニュートリノ振動の 周期から計算することができ、混合角 *θ<sub>ij</sub>* はニュートリノ振動の大きさから測定すること ができる。現在の実験値は sin<sup>2</sup>  $\theta_{12} = 0.297$ , sin<sup>2</sup>  $\theta_{23} = 0.425$ , sin<sup>2</sup>  $\theta_{13} = 0.0215$ [3] であ り、質量二乗差については  $\Delta m_{12}^2 = 7.37 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\Delta m_{23}^2 = 2.54 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $\Delta m_{31}^2 = 2.56 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  [3] である。 $m_1^2 < m_2^2 << m_3^2$  の場合を順階層 (Normal Hierarchy)、  $m_3^2 << m_1^2 < m_2^2$  を逆階層 (Inverted Hierarchy) という。質量階層モデルの図を図 1.1 に示す。



図 1.1 ニュートリノの質量階層

ニュートリノの質量階層によってニュートリノの有効質量の範囲が理論的に制限される。これを図 1.2 に示す。例えば、順階層型でニュートリノの最小質量が $m_1 \sim 10^{-3}$ eV であった場合、有効質量は 2 ~ 4meV となる。一方で、逆階層型の場合  $m_3 \sim 10^{-3}$ eV で 20 ~ 50meV となる。過去には IH と NH が縮退し、電子ニュートリノ、 $\mu$ ニュートリノ、 $\tau$ ニュートリノのマヨラナ質量がほぼ等しいとする準縮退型 (Quasi Degenerate) も 候補に上がっていたが、これは KamLAND-Zen の実験結果から否定された [4]。現在の T2K 実験の結果では順階層型が優勢である。ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索によりニュートリノ有効質量を求めることが可能 である。



図 1.2 ニュートリノの有効質量と最小質量の関係: 順階層型 (Normal Hierarchy, NH), 逆階層型 (Inverted Hierarchy, IH), 準縮退型 (Quasi Degenerate, QD)

#### 1.1.4 マヨラナニュートリノ

全てのフェルミ粒子にはその粒子とそれと対になる反粒子が存在する。反粒子と粒子は 電荷が反対の符号であること以外はほとんど同じ性質であり、互いに衝突すると対消滅を 起こしエネルギーに変換される。

我々が住んでいる宇宙はほとんどが粒子からなる物質で構成されていて、反粒子からな る反物質はほとんど存在しない。しかし、初期宇宙において粒子と反粒子は同じ量だけ生 成されたと考えられていて、なぜ現在のような物質優勢宇宙になったのかは未だ解明され ていない。

一方で、小林・益川氏によって解明された CP 対称性の破れにより、クォークにおいて 粒子と反粒子の対称性が破れていることが予言され、実験的にもそれが証明された。しか し、物質優勢宇宙を説明するには不十分であるため、レプトンにおいても CP の非対称性 が存在すると考えられている。レプトンにおける CP 対称性の破れとレプトン数非保存に よって考えられる物質優勢宇宙のシナリオをレプトジェネシスと呼ぶ。このレプトジェネ シスの根拠となりうるものの一つにマヨラナニュートリノがある。

粒子と反粒子が存在するフェルミ粒子はディラック粒子とマヨラナ粒子に区別される。 ディラック粒子は粒子と反粒子の区別があるものを差し、電子やµ粒子がこれにあたる。 一方、マヨラナ粒子は粒子と反粒子の区別が存在せず、電荷を持たない中性粒子であれば マヨラナ粒子である可能性がある。つまり、ニュートリノは中性フェルミ粒子であるため マヨラナ粒子である可能性があり、マヨラナ粒子であった場合のニュートリノをマヨラナ ニュートリノと呼ぶ。マヨラナニュートリノの存在はニュートリノの質量が非常に小さい ことを説明するシーソー機構 [5] の前提になっている。

シーソー機構のイメージ図を図 1.3 に示す。シーソー機構はニュートリノが非常に軽い ことを説明する理論である。スピン 1/2 のフェルミ粒子は運動方向に対するスピンの向 きで左巻きと右巻きに区別され、右巻き粒子と左巻き粒子が結合することで初めて質量を 持つことができる。マヨラナニュートリノの場合、右巻きニュートリノはさらにその反粒 子とも結合されるので左巻きニュートリノに比べて質量が極め大きくなり、異なる質量を 持つことが可能になる。これによってニュートリノがクォークや荷電レプトンに比べて非 常に軽いのかが説明され、宇宙初期に非常に質量の大きなマヨラナニュートリノが存在し たとすれば標準模型で予言されるニュートリノ質量との釣り合いが示される。また、マヨ ラナニュートリノを証明する唯一の実験が二重ベータ崩壊実験である。



図 1.3 シーソー機構

#### 1.2 二重ベータ崩壊

ベータ崩壊は不安定な原子核がベータ線を放出して安定な原子核に移る現象であり、崩 壊過程は次のようにかける。

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^{-} + \bar{\nu}$$
 A : 質量数, Z : 原子番号 (1.9)

その中で、ベータ崩壊が同一原子核で2回起こる崩壊過程が存在しこれを二重ベータ崩壊 と呼ぶ。二重ベータ崩壊は3種の原子核(A,Z)、(A,Z+1)、(A,Z+2)のうち(A,Z+1)の エネルギーが最も高く、通常のベータ崩壊が禁止される場合に生じる。二重ベータ崩壊の 反応過程は次のようになる。

$$(A, Z) \to (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}$$
 (1.10)

ベータ崩壊、二重ベータ崩壊いずれの場合でもレプトン数は保存されている。表 1.1 に二 重ベータ崩壊を起こす核種を示し、図 1.4 に <sup>100</sup>Mo の崩壊図を示す。

核種	自然存在比(%)	Q値(MeV)	Nuclear Sensitivity
<sup>48</sup> Ca	0.187	4.276	0.11
$^{76}\mathrm{Ge}$	7.8	2.039	0.22
$^{82}$ Se	9.2	2.9992	0.86
$^{100}Mo$	9.6	3.034	2.02
$^{116}\mathrm{Cd}$	7.5	2.804	0.90
<sup>130</sup> Te	34.5	2.529	0.73
<sup>136</sup> Xe	8.9	2.467	0.13
$^{150}\mathrm{Nd}$	5.6	3.368	11.3

表 1.1 二重ベータ崩壊を起こす核種



図 1.4 <sup>100</sup>Moの崩壊図

#### 1.2.1 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

(1.10) 式で示された 2νββ と呼ばれる崩壊モードの他にもう 1 つ 0νββ、あるいは ニュートリノレス二重ベータ崩壊と呼ばれるモードが存在し、崩壊過程でニュートリノを 放出しない。これはニュートリノがマヨラナ粒子であった場合、放出された反ニュートリ ノが中性子に吸収されるために起こりうる反応であり、以下のように表される。また、図 1.5 にそれぞれの崩壊モードのファインマンダイアグラムを示す。

$$(A, Z) \to (A, Z+2) + 2e^{-}$$
 (1.11)

この式を見ると反応前後でレプトン数が保存されていないことが分かる。そのため、標準 模型を超えた理論の中でのみ許される。0νββ は現段階ではまだ見つかっていない。



図 1.5 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

#### 1.3 二重ベータ崩壊実験

二重ベータ崩壊実験は崩壊モード  $0\nu\beta\beta$ を探索することで、ニュートリノのマヨラナ性 を証明することのできる唯一の実験であり、世界各国の様々な実験グループが現在も探索 を行っている。また、 $0\nu\beta\beta$ の半減期を測定することでニュートリノの有効質量を求める ことも目的としている実験グループも多い。二重ベータ崩壊実験では崩壊の際に放出さ れた2本のベータ線のエネルギーを測定を行う。図 1.6 に2本のベータ線のエネルギー 和の分布を示す。 $2\nu\beta\beta$ の場合、ベータ線のエネルギー和は親原子核と娘原子核の質量差 (Q値)よりも低くなり連続的な分布になる。これは、放出されたニュートリノが崩壊の際 にエネルギーを持ち去ってしまうことが理由である。一方、 $0\nu\beta\beta$ の場合は崩壊のエネル ギーをベータ線が全て持つことができるため、2本のベータ線のエネルギー和は Q 値付近 に集中する。このエネルギーピークを見つけることが実験目的であるが、 $2\nu\beta\beta$  に比べて ピークが極めて小さいため、 $2\nu\beta\beta$  信号と明確に区別できる高エネルギー分解能を持つ検 出器が必要である。



図 1.6 2本のベータ線のエネルギー分布

#### 1.3.1 ニュートリノ有効質量

ニュートリノの有効質量を求めるには二重ベータ崩壊の半減期を測定する必要がある。  $0\nu\beta\beta$ の半減期  $T_{1/2}^{0\nu}$  は次式で表される。

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

ここで、 $G^{0\nu}$ は位相空間積分、 $M^{0\nu}$ は核行列要素を表し、 $\langle m_{\nu} \rangle$ がニュートリノの有効質量である。ニュートリノの有効質量は MNS 行列と質量固有値を用いて以下のように表される。

$$\langle m_{\nu} \rangle^2 = \left| \sum_i U_{ei} m_i \right|^2$$
 (1.13)

一方、半減期 T<sub>1/2</sub> は実験的に以下のように求められる。

$$T_{1/2} = \frac{(\ln 2)kNt}{n}$$
(1.14)

ここで、*k* はイベント検出効率、*N* は崩壊原子核の数、*t* は測定時間、*n* はイベント数である。(1.12)、(1.14) から

$$\langle m_{\nu} \rangle = \left[ \frac{nm_e^2}{(\ln 2)kNt \ G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2} \right]^{1/2}$$
(1.15)

が得られる。この式に測定したデータを当てはめることでニュートリノ有効質量を求める ことができる。

#### 1.3.2 検出器への要求

(1.14) 式を見ると、二重ベータ崩壊の半減期は崩壊原子核数とイベント数の比 N/n から測定できることが分かる。そのため、イベント数を増やすには崩壊原子核を増やすことが必要である。二重ベータ崩壊は非常に稀な現象であり、 $0\nu\beta\beta$  はそれに対してさらにイベント数は少ないと予測される。したがって、二重ベータ崩壊実験では大量の崩壊原子核を確保する必要がある。例えば <sup>150</sup>Nd の場合、ニュートリノ有効質量が 50meV であると仮定すると (1.15) 式から約  $6 \times 10^{26}$  個、つまり  $10^3$ mol の <sup>150</sup>Nd が必要であることが言え、質量にすると約 150kg である。天然ネオジムに含まれる <sup>150</sup>Nd は 5.6% なので、約

2.7t の天然ネオジムを用意する必要がある。濃縮技術を用いれば数百 kg 程度まで減らす ことができるが、それでもかなりの量である。

一方で、極めて稀な  $0\nu\beta\beta$  事象を捉えるには低バックグラウンド環境であることが必須 である。例えば、ガンマ線や宇宙線が Q 値付近で検出されてしまうと  $0\nu\beta\beta$  の検出は当 然難しくなる。よって、目的イベントと  $2\nu\beta\beta$  以外のバックグラウンドを明確に区別する ことができる検出器を作ることが必要である。

また、前述の通り 2νββ と 0νββ を区別するには高いエネルギー分解能が必要である。 (1.15) 式から、ニュートリノの有効質量はイベント数に依存することが分かる。つまり、 ニュートリノの有効質量が小さくなるほど優れたエネルギー分解能が要求される。各々の 実験グループがそれぞれ独自の方法で検討を進めているが、Q 値において 5%(FWHM) 以下のエネルギー分解能が得られれば 50~30meV 程度までニュートリノ有効質量の探索 が可能であると考えられている。ただし、これは他のバックグラウンド事象がないと仮定 したものでありバックグラウンドを完全にゼロにするのは困難なので、実際にはさらに良 い分解能が必要である。

以上のことをまとめると二重ベータ崩壊実験における検出器が満たすべき条件は以下の 3つである。

- 大量の崩壊ソースを用意できること
- 2νββ 以外のバックグラウンド事象のほとんどを除去できる
- Q 値におけるエネルギー分解能が最低でも 5%(FWHM) 以下であること

#### 1.3.3 世界の二重ベータ崩壊実験

 $0\nu\beta\beta$ の探索は世界中で行われており、ここではそのいくつかの代表的な実験について 説明する。 GERDA



図 1.7 GERDA 検出器の概念図 [6]

GERmanium Detector Array(GERDA) はイタリアのグラン・サッソ国立研究所を拠 点として 2004 年に提案されたゲルマニウム半導体検出器を用いた実験である。崩壊原 子核は <sup>76</sup>Ge を用い、検出器は液体アルゴンの入った金属製クライオスタットによって 冷却され、さらにその外側に超純水タンクが設置されている。これにより宇宙線ミュー オンの VETO や中性子のシールドを行っている。また、実験装置が地下 1400m に設置 されているため、これらの技術と合わせて超低バックグラウンドな環境を実現している。 GERDA の最大の特徴として挙げられるのがエネルギー分解能の高さであり、<sup>76</sup>Ge の Q 値において 0.16%(FWHM)を達成している。現状求められている 0 $\nu\beta\beta$ の半減期の下限 は 9.0 × 10<sup>25</sup> 年であり、ニュートリノ有効質量の上限は 110~260meV とされている。[7]



図 1.8 EXO 検出器の外観 [8]

Enriched Xenon Observatory(EXO) は 2003 年にプロジェクトを開始し、アメリカの ニューメキシコ州の地下実験施設で実験が行われている。実験に使用する崩壊原子核は <sup>136</sup>Xe であり、装置に大量の崩壊原子核を搭載できることが利点である。また、TPC と カロリメータを組み合わせた検出器であり、さらに <sup>136</sup>Xe の崩壊後に生成される <sup>136</sup>Ba<sup>2+</sup> を異なる 2 つの波長の光によるレーザータギングを行うことでバックグラウンドを除去す ることが可能である。2018 年の結果によればエネルギー分解能は 1.15%(FWHM) であ り、半減期の下限は 3.5×10<sup>25</sup> 年、ニュートリノ有効質量の上限は 93~286meV である。 [9]

EXO





図 1.9 CUORE 検出器の概念図とボロメータの外観 [10]

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events(CUORE) はボロメータを用い た二重ベータ崩壊実験であり、2004 年よりイタリアのグラン・サッソ国立研究所で行わ れている。低熱容量ボロメータとして使用される TeO<sub>2</sub> 結晶をタワー状に配置し、希釈冷 凍機で約 10mK まで冷却される。これにより結晶中に含まれる<sup>130</sup>Te が崩壊するか、結 晶内で粒子が相互作用した際に放出される微小なエネルギーを温度依存抵抗器で電気信号 として測定することができる。この実験の利点は TeO<sub>2</sub> から作られたボロメータは放射 純度が非常に高いため高エネルギー分解能であることと、極低温環境により電磁相互作 用などのバックグラウンドを多く排除できることである。<sup>130</sup>Te の Q 値におけるエネル ギー分解能は約 0.2% に達しており、2017 年の測定結果において  $0\nu\beta\beta$ の半減期の下限 が 1.5 × 10<sup>25</sup> 年、ニュートリノ有効質量の上限が 140~400meV であると示した。[11] KamLAND-Zen



図 1.10 KamLAND-Zen の概念図 [12]

Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector(KamLAND) は岐阜県神岡町の 神岡鉱山地下 1000m に設置されているニュートリノ検出器であり、その中心に <sup>136</sup>Xe を 含む液体シンチレータを収納するバルーンを設置することで 2011 年より  $0\nu\beta\beta$  の探索を 目指した。この実験を KamLAND-Zen という。検出器 KamLAND-Zen400 の測定結果 では  $0\nu\beta\beta$  の半減期の下限が  $1.07 \times 10^{26}$  年とし、ニュートリノ有効質量の上限が  $61\sim$ 165meV であることが示されている。[13] また、次世代検出器 KamLAND-Zen800 では 崩壊核を約 2 倍に増量し、2019 年 1 月に測定を開始した。





図 1.11 NEMO3 検出器の概念図 [14]

Neutrino Ettore Majorana Observatory 3(NEMO3) は 1989 年にプロジェクトが開始され、イタリアとフランスの国境のトンネルにある地下実験施設にある二重ベータ崩壊検出器である。この実験の特徴はトラッキングを用いているため電子、陽電子、ガンマ粒子、遅延アルファ粒子を明確に特定できることである。一方でベータ線のエネルギーはシンチレーション光の検出で測定する。また、検出器と崩壊原子核はそれぞれ独立しているため複数のソースを同時に測定することも可能である。主に使用するのは<sup>100</sup>Moや<sup>82</sup>Se などである。2018 年 <sup>82</sup>Se の崩壊測定では  $0\nu\beta\beta$ の半減期の下限 2.5 × 10<sup>23</sup> 年とし、ニュートリノ有効質量の上限が 1.2~3.0eV という結果であった。[15]

### 第2章

### DCBA 実験

#### 2.1 DCBA 実験の概要



図 2.1 DCBA-T3の概略図

DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer) 実験はニュートリノのマヨラナ性を証明 する二重ベータ崩壊実験のひとつであり、ドリフトチェンバーと呼ばれる飛跡検出器を用 いることで2本のベータ線の飛跡から運動量を測定する飛跡再構成型の実験である。飛跡 再構成型の特徴は、ガンマ線などのバックグラウンドを飛跡から区別しやすい点と、個々 のベータ線のエネルギーや2本のベータ線の角度相関を測定することができるためニュー トリノの新物理観測のために必要な情報を多く得られる点である。しかし一方で、統計量 を増やすためにはチェンバー内の崩壊ソースの量を多く、高いエネルギー分解能を得るに はチェンバー内の物質量を少なくする必要があり相反する要求であるため、他の二重ベー タ崩壊実験に比べてソース量を増やすことが困難であることが不利な点である。

図 2.1 は次世代検出機である DCBA-T3 の概略図を示しており、ソレノイドコイルの一 様磁場中に崩壊原子核 (DCBA-T3 では<sup>150</sup>Nd) を含んだソースプレートとその左右にド リフトチェンバーをはさむ形で設置する。これにより、2 本のベータ線の飛跡の測定を行 う。ドリフトチェンバーを用いた実験の多くはチェンバーガスに P10 ガス (Ar : CH<sub>4</sub>=9 : 1) を用いるが、DCBA 実験では He : CO<sub>2</sub>=85 : 15(DCBA-T3 の場合) の混合ガスを用 いる。これは Ar のような原子番号 Z の大きな原子の場合ベータ線が多重散乱を起こして しまい飛跡が定まらないためである。また、CH<sub>4</sub> のような鎖状の分子はワイヤーに付着 しやすく放電の原因になる可能性があるため長時間の運転を想定すると不向きである。し たがって、Z の小さい He とワイヤーに付着しにくい CO<sub>2</sub> を用いる。混合比については エネルギー分解能の要請によって決められている。[16]

27

#### 2.1.1 信号検出原理



図 2.2 チェンバー内部の構造

図 2.2 はチェンバー内部 (DCBA-T3 用) の構造を示しており、z 方向に一様磁場がかけ られている。また、z 方向にアノードワイヤー、y 方向にピックアップワイヤー、アノー ドワイヤーと並行で 42mm 離れた位置にカソードワイヤーが張られており、アノードワ イヤーにプラス、ピックアップワイヤー、カソードワイヤーにマイナスの高電圧をかける ことでチェンバー内で一様電場を形成している。

信号検出原理を図 2.3 に示す。ソースプレートから飛び出たベータ線は一様磁場により 螺旋軌道を描きながら運動する。その際にベータ線が通った部分のガス分子と相互作用を 起こしガスが電離する。(Step.1) このとき電離した電子はチェンバー内に一様電場がか かっているためアノードワイヤーに向かってドリフトする。(Step.2) アノードワイヤー近 傍では電場の一様性は破れて非常に大きい。したがって、ドリフトした電子がアノードワ イヤー付近に到達するとその電子は急激に加速されてそれがまた別のガスの電離を引き起 こし電子雪崩が起きる。(Step.3) 電子雪崩によって増幅された電子はアノードワイヤー で電気信号として検出される。一方、アノードワイヤー近傍で生じた陽イオンはカソード ワイヤーに向かってドリフトする。ピックアップワイヤーはこのときの電場の変化による 鏡像電荷を信号として検出する。



図 2.3 信号検出原理

アノードワイヤーとピックアップワイヤーは同じタイミングで信号が検出され、検出し たワイヤーの位置から y 座標と z 座標を知ることができる。x 座標は電離した電子のドリ フト速度と信号がワイヤーに到達するまでの時間から計算して得ることができる。これに よって 3 次元の飛跡情報を得ることができる。再構成された飛跡は xy 平面では円軌道、 xz 平面では sin 軌道を描く。(図 2.4)

運動量の円軌道成分  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} [\text{MeV/c}]$  は磁束密度 B[kG] と軌道半径 r を用いて 次のように表せる。

$$p_t = 0.3rB \tag{2.1}$$

z 成分は sin 軌道のピッチ角 λ を用いて

$$p_z = p_t \tan \lambda \tag{2.2}$$

とかけるので、ベータ線の運動量  $p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2} [\text{MeV/c}]$ について以下の関係式を得る。

$$p\cos\lambda = 0.3rB\tag{2.3}$$

また、電子の運動エネルギーは静止質量 me を用いて次のように求められる。

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \tag{2.4}$$

したがって、ベータ線の運動量からその運動エネルギーを算出することができ、DCBA 実験では2本のベータ線を2枚のチェンバーで別々に測定しそのエネルギーを足し合わ せることでベータ線のエネルギー分布を求める。



図 2.4 再構成されたベータ線飛跡

#### 2.1.2 DCBA 実験の歴史と将来計画



図 2.5 DCBA 実験の歴史

DCBA 実験は 1996 年に開始され  $0\nu\beta\beta$ の探索を目的として現在も検出器の改良を継 続している。DCBA-T2.5 までの検出器では飛跡検出原理の検証を目的としていて  $2\nu\beta\beta$ 事象の測定を行っていた。測定器ごとに異なるチェンバーを製作しているが、T2.5 は T2 と同一のチェンバーを使い、外部磁場をかけるソレノイドコイルを変更したものであ る。無人運転を可能にするために超伝導ソレノイドコイルを用い、そのサイズは次世代 測定器である T3 にに合わせて作られている。T2.5 は 2016 年に稼働が終了し、現在は 取得したデータを解析中である。また、同時に T3 を製作中であり T3 チェンバーの動 作確認および読み出し機器の開発を首都大と KEK が共同で行っている。T3 ではより精 密に  $2\nu\beta\beta$  事象を測定することが目標であり、将来計画である  $0\nu\beta\beta$ の探索を目指した MTD(Magnetic Tracking Detector) のプロトタイプである。

DCBA 実験で用いるようなガスチェンバーはエネルギー分解能悪化を抑えるためチェ ンバー内の物質量を出来る限り小さくする必要がある。しかし式 (1.14) で示したよう に、イベント数を稼ぐには大量の崩壊ソースが必要である。そのため DCBA 実験では二 重ベータ崩壊元素の中でも半減期が短くソース量が比較的少なく済む<sup>150</sup>Nd を用いる。 MTD では崩壊ソースを可能な限り確保するために T3 測定器をさらに大型化し、さらに それを 10 台程度の製作を計画している。エネルギー分解能を T3 と同等であるとすると、 1 モジュールにおいて 1 年間の運転で到達できるニュートリノの質量感度は天然ネオジム の場合 0.8eV、60% 濃縮ネオジムの場合 0.2eV であり、台数を増やすことでニュートリ ノ有効質量を 20meV 程度まで探索できることが期待されている。

#### 2.2 実験装置

#### 2.2.1 ワイヤーの種類

DCBA 測定器では信号検出のためにワイヤーを用いるが、ここでは各ワイヤーの役割 について述べる。

#### アノードワイヤー

アノードワイヤーは z 軸方向に張られていてタングステンに金メッキを施した直径 20µm のワイヤーである。プラスの高電圧をかけるとワイヤー近傍では電場が非常に強く なるのでドリフトしてきた電子が電子雪崩を起こす。信号の到達時間により x 座標、検出 したアノードワイヤーの位置により y 座標を決定する。

ピックアップワイヤー

ピックアップワイヤーは y 軸方向に張られておりアルミに金メッキを施した直径 80µ のワイヤーである。アノード面から 2mm の位置に存在し、マイナスの電圧をかけること でカソード面との間に一様電場を形成する。また、アノードワイヤー付近で電子雪崩を起 こした際に生成された陽イオンがカソード側へドリフトすることによって生じる誘導電 流を信号として読み取る。検出したピックアップワイヤーの位置によって z 座標を決定 する。

カソードワイヤー

カソードワイヤーはアノードワイヤーから 42mm の位置に並行に張られているワイ ヤーである。直径は 80µm でありアルミに金メッキが施されている。マイナスの高電圧 をかけることによって一様電場を形成することが役割であり、信号読み出しには使用し ない。 フィールドシェイピングワイヤー

フィールドシェイピングワイヤーはチェンバーを囲うようにアノードワイヤーとカソー ドワイヤーの端に張られていて、ピックアップワイヤーに対しても同様の配置で張られて いる。素材は金メッキを施したアルミでできていて、大きさは直径 80µm である。本来、 一様電場を作るにはチェンバーが無限に大きくなければならないが、有限であるため端の 部分で電場の一様性が保てなくなる。そのため、フィールドシェイピングワイヤーを設け ることでその補正を行う。印加する電圧は電磁気の計算により決められていて、アノー ドワイヤーからの距離によって異なる電圧値が設定される。実際には抵抗分割を用いた チェーンを作成することでそれを実現する。

#### ガードワイヤー

ガードワイヤーはカソードワイヤーの両端に張られているワイヤーであり、チェンバー フレームとワイヤー間の放電を抑える役割を担っている。チェンバー端では電場勾配が大 きくなるため太めのワイヤーを張ることでその影響を軽減する。素材は他のワイヤーとは 異なり金メッキを施したベリリウム合金を用いている。

#### アノードダミーワイヤー、ピックアップダミーワイヤー

アノードダミーワイヤー、ピックアップダミーワイヤーはそれぞれアノードワイヤー、 ピックアップワイヤーの両端に張られそれぞれ同じ素材、太さである。電場勾配による影 響を軽減する役割を持つため信号読み出しには使用しない。

#### 2.2.2 DCBA-T2.5



図 2.6 DCBA-T2.5 の外観

DCBA-T2.5 は  $2\nu\beta\beta$  事象を測定し、飛跡再構成手法の実証を目的とする。T2.5 の外 観を図 2.6 に示す。チェンバーは T2 で使用していたものと同一であり、外部磁場を印加 するソレノイドマグネットは T3 で用いるものを使用する。チェンバーのx - y 面および x - z 面の構成図を図 2.7 に示す。T2 では常伝導ソレノイドを用いていたため無人運転 が困難であったが、T2.5 では超伝導ソレノイドを用いるため電流量が数 A 程度と少なく 済み 24 時間の無人運転が可能となった。T2.5 は 0.8kG および 0.6kG の磁束密度で実験 が行われた。ソレノイドの外側は磁場を一様に保つために鉄板で覆われ、さらにその上部 にプラスチックシンチレータによるカウンターを設置し宇宙線を除去する。

崩壊ソースは<sup>100</sup>Mo(0.03mol) を用いている。本来 DCBA 実験では<sup>150</sup>Nd を崩壊ソー スとして使用する予定であるが、プレート状への加工の容易さなどの理由により T2.5 で は Mo を用いている。またソースプレートの大きさは 280mm×130mm×0.05mm であ り、2 枚のチェンバーの間に設置されている。ソースプレートから出てきた 2 本のベータ 線を左右のチェンバーそれぞれで検出する。ワイヤー間隔は 6mm であり、各ワイヤーに ついての情報を表 2.1 に示す。 現在 T2.5 は稼働が終了し、測定したデータの解析を進めている段階である。



図 2.7 T2(T2.5) チェンバーの構成図 (長さの単位:mm)、左右合計 2 枚のチェンバー を XY 面、XZ 面からそれぞれ見た図を示している
ワイヤー名	材質	直径	張力	電圧	本数
アノードワイヤー	Au-W	$20 \mu { m m}$	$35\mathrm{g}$	1800V	40本
ピックアップワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	90g	-300V	40本
カソードワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	90g	-1000V	40本
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	$140 \mu { m m}$	150g	-1000V	2本
フィールドシェイピングワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	90g		60本
アノードダミーワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	$90\mathrm{g}$	1800V	2本
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	90g	-300V	2本

表 2.1 T2.5 のワイヤー構成

### 2.2.3 DCBA-T3



図 2.8 DCBA-T3の概念図

DCBA-T3 測定器はより精密に  $2\nu\beta\beta$  事象を測定することを目的とした次世代検出器 であり、その概念図を図 2.8 に示す。崩壊ソースは <sup>150</sup>Nd(0.18mol) を用いる。T3 では アノードワイヤー間隔を 3mm と狭めることで測定点が多くなりエネルギー分解能の向上 が見込まれる。また、チェンバーを小型化することが可能になるため、チェンバー数を 12 台に増やすことでより多くの事象を測定することが可能になる。一方、小型化することに よってベータ線螺旋運動半径の縮小が必要であり、磁束密度を 2.0kG まで大きくすること が要求される。これによりソース量も同時に増やすことが可能になる。チェンバーの有感 領域の大きさは 4(X) × 48(Y) × 48(Z)cm<sup>3</sup> のものが 8 台、4(X) × 28(Y) × 48(Z)cm<sup>3</sup> のものが 4 台であり計 12 台という構成になっている。T3 チェンバーの外観とフレーム 構成をそれぞれ図 2.9 と図 2.10 に示し、ワイヤー構成は表 2.2 に示す。

DCBA-T3 は  $0\nu\beta\beta$  探索実験 MTD のプロトタイプであり、現在製作と試験を行って いる段階である。シミュレーションによる計算結果において 1500keV の信号を見たとき に期待されるエネルギー分解能から、<sup>150</sup>Nd の Q 値では 4.6% の分解能が概算されている (図 2.11)。



図 2.9 T3 チェンバーの外観



図 2.10 T3 チェンバーのフレーム構成

ワイヤー名	材質	直径	張力	電圧	本数
アノードワイヤー	Au-W	$20\mu \mathrm{m}$	35g	1700V	160本
ピックアップワイヤー	Au-Al	$80 \mu { m m}$	90g	-300V	160 本
カソードワイヤー	Au-Al	$80\mu m$	90g	-860V	162 本
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	$140 \mu m$	150g	-860V	2本
フィールドシェイピングワイヤー	Au-Al	$80\mu m$	90g		52 本
アノードダミーワイヤー	Au-Al	$80\mu m$	90g	1700V	2本
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	$80\mu m$	90g	-300V	2本

表 2.2 T3 のワイヤー構成



図 2.11 DCBA-T3 で 1500keV の信号を見たときのシミュレーション結果

## 2.3 T3 チェンバーについて



図 2.12 T3 チェンバーの外観

DCBA 実験は現在 DCBA-T3 の製作段階にあり、T3 チェンバーの製作および動作確 認を行っている。T3 チェンバーの外観を図 2.12 に示す。T3 チェンバーではワイヤー間 隔が狭まった関係で1本のワイヤーが捉えることのできる電荷量が 1/2 になってしまう ため、既存のエレクトロニクスでは十分なゲインが得られず 2νββ 信号を検出することが 困難である。そのため、新たにT3 専用の読み出しエレクトロニクスの開発を行っている。 より効率的に開発を進めるために KEK と首都大で異なるエレクトロニクスの開発を並行 している。信号読み出しには Flash ADC モジュールを用いる。本研究では首都大におい てハヤシレピック (旧林栄精器) で市販されている 64ch RAINER MODEL RPR-010(図 2.13) を用いてT3 チェンバーの動作テストを行った。

## 2.3.1 首都大で用いるエレクトロニクス



図 2.13 首都大で用いる FADC ボード (64ch RAINER MODEL RPR-010)

首都大で用いる Flash ADC ボード (~31.25MHz, 10bits) のスペックおよびブロック ダイアグラムをそれぞれ表 2.3 と図 2.14 に示す。FADC ボードには 32ch のインプッ トソケットが 2 つ搭載され、それぞれで 16ch のフラットケーブルが 2 本重ねた形状 になっている。チェンバーから入力されたアナログ信号は計 8 個搭載されている 8ch ASD(Amplifire-Shaper-Discriminator) チップによって増幅、パルス整形、閾値による カットを行っている。アンプの増幅率はカタログ値で-1.1V/pC であり、ディスクリミ ネーターの閾値はソフトウェアで制御できる。その後、8 個の 8ch ADC チップ (AD9212) によってデジタル変換された信号は FPGA で処理される。SiTCP によりイーサネット経 由で PC やトリガー機器との接続を行う。FADC ボードはアノードワイヤー用とピック アップワイヤー用の計 2 枚使用している。

また、64本のワイヤーの読み出しと高電圧印加を同時に行うために 16ch HV 分配ボード (図 2.15)を4個使用している。16ch HV 分配ボードの回路図を図 2.16 に示す。16ch HV 分配ボードの回路中の抵抗は信号をワイヤーごとに分け、2 つのコンデンサは読み出

し機器に高電圧がかからないようにする役割を果たしている。

SIGNAL INPUT	64ch		
ANALOG PROCESSING CIRCUIT	Amp-Shaper-Discriminator (ASD)		
A/D CONVERTER	AD9212(10bit), Sampling frequency 31.25MHz		
FPGA	XC7K325T (Xillinx)		
TDC FUNCTION	Build in FPGA / Resolution 1ns		
FPGA CONFIGURATION OPTION	BPI Flash memory / JTAG / Remote JTAG		
CLOCK	40MHz LVCMOS for FPGA CLK(1), 125MHz LVDS for Gb ETHERNET(		
Gb Ethernet	UTP(1000BASE-TX) or Optical (1000BASE-X)		
GTX TRANSCEIVER	SFP connector		
I/O	NIM input(4), NIM output (1), ASD test input(1), HDMI-A(2)		
SWITCH	User DIP (4), Network configuration(1), JTAG Local/Remote select(1)		
POWER	5.5V(0.4A), 3.8V(0.6A), 2V(2.7A), 1.8V(1.8A)		





図 2.14 首都大で用いる FADC ボードのフロッグダイアグラム

Number of Channel	8ch
Gain, analog output	-1.1V/pC
Gain, comparator output	-15V/pC
Peakinng time	8ns
Noise	4000e@20pF
Time walk	$<\!500\mathrm{ps}$
Digital output	CMOS 3.3V
Digital to analog crosstalk	<<0.5%
POWER	+3.3V,+5V
Power consumption	$34 \mathrm{mW/ch}$
Process	Bi_CMOS $0.8 \mu m$
Chip size	4.1×4.1mm
Package	TCSP 64pin $(8 \times 8 \text{mm})$

表 2.4 首都大で用いる FADC ボードに搭載される ASD チップのスペック



図 2.15 首都大で用いる 16ch HV 分配ボード



図 2.16 16ch HV 分配ボードの回路図

### 2.3.2 ガスコンテナ

T3 において測定を行う際には超伝導ソレノイド内の専用のガスコンテナにチェンバー を入れるため、酸素や水分の混入を防がれる。しかし、チェンバー単体をテストする場合 はソレノイドを使用しないため別途チェンバーテスト用のガスコンテナ (図 2.17)を製作 した。このガスコンテナはチェンバー 2 枚を搭載することが可能である。また、ガスコン テナはアルミ製であり、複数のアクリル製の窓を取り付けている。この窓を加工すること で HV ケーブルや LAN ケーブルなどをコンテナ内に配線を行っている。例として HV 配 線用アクリル窓の写真を図 2.18 に示す。加工の際に空気の混入を防ぐためにハーメチッ クコネクタを用いている。



図 2.17 T3 チェンバーテスト用のガスコンテナ



図 2.18 HV ケーブル配線用に加工されたアクリル窓

# 第3章

# これまでの T3 チェンバー開発状況

この章では首都大の T3 チェンバーについての詳細および先行研究について説明する。

## 3.1 セットアップ

#### 3.1.1 読み出しエレクトロニクス

T3 チェンバーの読み出しエレクトロニクスのセットアップ図を図 3.1 に示す。本研究 では T3 チェンバーの性能評価を行っているが、使用する 64chFADC ボードがアノード 用とピックアップ用 1 枚ずつであるためワイヤー 160 本のうち 64 本分を有感領域とし て測定を行っている。チェンバーから送られた信号は FADC ボードで処理され、その後 LAN ケーブルを通じてコンテナ外の PC に接続されデータ収集を行う。FADC ボードは 同種のものがアノードワイヤー用、ピックアップワイヤー用それぞれ 1 枚取り付けられて いる。出力用のハーメチックコネクタは 1 つであるため、アノードとピックアップの両信 号を出力できるようにスイッチングハブを設置している。

トリガー方法はセルフトリガーおよび外部トリガーを用いている。セルフトリガーは有 感領域のアノードワイヤー 64 本のうち 1 本以上が信号を検出した場合にアノードおよび ピックアップ全チェンネルの信号読み出しを行う設定である。T3 本格稼働時は FADC セ ルフトリガーで読み出しを行うことを想定している。一方、外部トリガーは外部検出器か ら FADC のトリガー入力に接続し、トリガー信号が入力されたタイミングで信号読み出 しを行う方法である。本研究では宇宙線カウンターをトリガーに使用しており、これまで の研究では図 3.2 のように光電子増倍管 (PMT) にプラスチックシンチレータを取り付け たものをチェンバーをはさむ形で 2 つ設置し、そのコインシデンス信号をトリガー入力す



ることでチェンバー両側を通過した宇宙線を測定することが可能になる。

図 3.1 T3 チェンバーの読み出しエレクトロニクスのセットアップ



図 3.2 先行研究での宇宙線トリガーカウンターの写真



図 3.3 スイッチングハブ



図 3.4 フラットケーブル



図 3.5 FADC 電源

### 3.1.2 高電圧印加方法

T3 チェンバーではアノードワイヤー用にプラス、ピックアップワイヤー、カソードワ イヤー用にマイナスの HV 電源をそれぞれ用意する。しかし、多数のワイヤーに電圧をか けるため電圧を並列に分配している。有感領域 64ch については 16ch HV 分配ボード (図 2.15)を4枚使用し、各分配ボードと有感領域以外の信号読み出しを行わないワイヤーに かける 1ch に印加するために 5ch HV 分配ボード (図 3.7)をアノードワイヤー、ピック アップワイヤーそれぞれに使用している。また、信号読み出しを行わないワイヤーはデ イジーチェーン (図 3.8)により電圧を加え、カソードワイヤーもこの方法を用いている。 アノードワイヤーあるいはピックアップワイヤーの HV 配線のセットアップ図を図 3.6 に示す。フィールドシェイピングワイヤーはカソード電圧を取り出しワイヤー1本毎に 5.6MΩ 抵抗を取り付け電圧降下させる。アノード面から 6mm の位置の電圧が 0V にな るようにし、これを計4箇所分作成した。フィールドシェイピングワイヤー用抵抗チェー ンの図を図 3.9 に示す。



HV電源

図 3.6 HV 供給回路のダイアグラム



図 3.7 5ch HV 分配ボード



図 3.8 デイジーチェーン (アノードワイヤー:赤、カソードワイヤー:緑)



図 3.9 フィールドシェイピングワイヤー用抵抗チェーン (黒)

### 3.1.3 ガス供給

T3 実験では He: CO<sub>2</sub>=85:15 の混合ガスを用いるが、本研究ではこの他にチェンバー の動作チェックのため P10 ガス (Ar: CH<sub>4</sub>=90:10) を用いた測定を行った。また、チェ ンバー内に空気や水分が混入すると電離電子が酸素分子などに吸収されてしまい信号が測 定できなくなってしまうため、コンテナ内の空気などを可能な限り追い出す必要がある。 チェンバーガスは高価なため、ガスコンテナにチェンバーガスを封入する前に窒素を流し コンテナ内の空気を追い出す操作を行う (窒素パージ)。その際、少なくともガスコンテナ の容積の5倍以上の量を24時間かけて流した。窒素パージ後、チェンバーガスをコンテ ナ容積の5倍以上流してから測定を行う。ガス配管の図を図 3.10 に示す。ボンベから出 たガスは最初にチェンバーに直接流れ、その後バブラーを通じてガスコンテナ内に放出さ れる。コンテナ内に充満されたガスはさらにバブラーを介してコンテナ外へ排出される。 バブラーにはシリコンオイルを満たしている。



図 3.10 ガス配管

## 3.2 先行研究における T3 チェンバーでの宇宙線測定 (平成 29 年度修士論文 [17])

本研究で用いている FADC ボードは測定データを 4µs のリングバッファに蓄積して いるが、He/CO<sub>2</sub> ガスのドリフト速度は遅いためチェンバーの有感領域全体 (アノード 面からカソード面までの 42mm) で測定を行うには 10µs 程度必要である。そのため、首 都大の先行研究ではドリフト速度の大きい P10 ガスを代わりに用いて宇宙線を測定する ことで有感領域全体での動作確認を行った。P10 ガス 200cc/min で測定した 1 イベント のアノードワイヤーの信号を図 3.11 に示す。なお、アノードワイヤーに 1700V、ピック アップワイヤーに 0V、カソードワイヤーに-510V の電圧を印加し、宇宙線トリガーカウ ンターを用いて測定を行った。またこのとき、シンチレータの大きさは 10cm×10cm で ある。



図 3.11 P10 ガスにおいて測定されたアノードワイヤー信号例

1 つのセルが 1ch 分の信号を表しており、右に 1 つ進むごとに隣のワイヤーを表し合計 64ch 分のイベントデータを示している。また、1 つのセルごとで横軸が時間、縦軸が信号 量 [ADC] を表す。時間についてはセルの左端から右端までがバッファの奥行き分 4μs で ある。この結果を見ると、チャンネルごとに信号検出タイミングのずれを確認することが できる。また、同イベントのトラックは図 3.12 のようになった。横軸が時間 [×31.25ns]、 縦軸がチャンネル番号を表し、色が明るくなるほど大きな信号を示す。これを見ると、連 続で直線的なイベントが得られ、宇宙線イベントであると考えられる。



1119AnodeTrigger1

図 3.12 P10 ガスにおいて測定されたアノードのトラック

また、P10 ガスにおけるドリフト速度の電場依存性が図 3.13 のように確認されている。 一様電場の強さはカソード電圧を深くすることで強くなる。この図の赤いプロットを見る と、電場が大きくなるとドリフト速度は小さくなっていくことがわかる。また、黒いプ ロットは Sauli の実験 [18] の測定値であり、先行研究の測定値と一致している。



図 3.13 P10 ガスのドリフト速度

He/CO<sub>2</sub> ガスの場合アノードワイヤーの信号イベントは図 3.14 のようになった。こ れは信号検出したチャンネルを抜粋している。He/CO<sub>2</sub> ガスはガス増幅率が低いためア ノードワイヤーにかける電圧を 1750V に上げて測定した。この結果を見ると、P10 ガス 同様に信号検出タイミングのずれを確認できたが、信号が小さくイベント数もかなり少な い。そのため、アノードワイヤーにより高い電圧を印加してガス増幅率を上げ評価を行う 必要がある。

前述の通り、He/CO<sub>2</sub> ガスはドリフト速度が遅いためバッファ領域 4µs では P10 ガス のように 1 度の測定でドリフト速度を測定することができない。そのため、本研究ではト リガータイミングを変化させた別々のデータを用いてドリフト速度を求め電場依存性を確 認した。



図 3.14 He/CO<sub>2</sub> ガスでの信号イベント

## 3.3 T3 チェンバーの放電

T3 実験ではアノードワイヤーに 1700V、ピックアップワイヤーに-300V かける予定で あるが、首都大の T3 チェンバーではアノードワイヤーとピックアップワイヤーの電位差 が 1800V 程度になると放電により HV がトリップしてしまう問題があった。そのため、 ピックアップワイヤーの電圧を 0V で測定を行っていた。また、アノードワイヤーに高い 電圧をかけることが困難なため He/CO<sub>2</sub> ガスで十分なガス増幅率を稼げず信号の大きさ が不十分であった。ピックアップワイヤーの電圧を 0V、-100V、-200V。-300V と固定 してアノードワイヤーの電圧を上げていったときに HV トリップしたときの電圧値を図 3.15 に示す。また、放電箇所はアノードワイヤーとピックアップワイヤーが交差している 部分であると考えられる。

P10	ピックアップ <b>(V)</b>	アノード(V)	電位差 <b>(</b> V)
	0	1785	1785
	-100	1741	1841
	-200	1698	1898
	-300	1637	1937
$\mathrm{He}/\mathrm{CO}_2$	ピックアップ <b>(V)</b>	アノード(V)	電位差(V)
	0	1794	1794
	-100	1733	1778
	-200	1578	1833
	-300	1559	1859

図 3.15 T3 チェンバーのトリップ電圧

# 第4章

# T3 チェンバーの動作テスト

## 4.1 放電対策

チェンバーの放電の原因は電場の乱れ、ワイヤーに付着する塵やごみなど様々な理由が 考えられるが、本研究では電場の乱れに着目して対策を行った。

#### 4.1.1 対策方法

T3 チェンバーのアノードワイヤーは 160 本が 3mm 間隔で並んでいるが、首都大の チェンバーはそのうち 10 本程度が断線や地絡により取り除かれている。ワイヤーが抜け ていることによりワイヤー間隔が広くなり、その付近のワイヤーの表面電界が高くなり放 電が起こりやすくなる可能性がある。ワイヤーが取り除かれた箇所は全て有感領域の外で あったため、読み出しに使用しないアノードワイヤーの一部に印加する電圧を下げる措置 を HV 供給回路に加えた。

電圧印加方法についての図を図 4.1 に示す。読み出しに使用しないワイヤーの電圧を全 て0にしてしまうと有感領域の端付近で電場が乱れてしまい逆に放電の原因となる可能性 や宇宙線信号を正しく検出できなくなってしまう可能性がある。そのためある程度電場勾 配を小さくするためにワイヤーが取り除かれた部分の内側2本分の電圧値をアノード電圧 Vの3/4程度に設定し、さらに電圧を下げる部分は可能な限り有感領域から離した。ま た、それ以外のワイヤーに印加する電圧は0とした。



図 4.1 放電対策における電圧印加方法

### 4.1.2 対策前後の比較

以上の対策を施した結果、アノードワイヤーとピックアップワイヤーの電位差について 最大で 100V 程度の改善が確認され、電位差が 1800V 以上でもチェンバーの動作が可能 になることが分かった。したがって放電の原因の一つがワイヤー間隔が広くなっている部 分による電場の乱れであることが確認できた。しかし、T3 実験で印加する電圧で測定を 行うには不十分であるためさらなる対策が必要である。

また、この測定直後に FADC 有感領域内のアノードワイヤーが 2 本断線してしまい 64ch 分を連続でとることが不可能となったため、以後の宇宙線測定はもう一台の別個体 のチェンバー用いて行った。このチェンバーで断線しているアノードワイヤーは 1 本で あったため、その部分で上記と同様の対策を施した。

## 4.2 ミューオン用チェンバーのためのトリガー検出器

本研究ではプラスチックシンチレータの代わりに位置分解能の高い宇宙線検出器をトリ ガー用検出器に使用して測定を行った。なお本文ではこの検出器をミューオン検出器、こ の検出器を用いたトリガー方法をミューオントリガーと表記する。従来使用していた宇 宙線トリガーカウンターはシンチレータを両サイド1枚ずつ設置していたため、宇宙線 がチェンバー両側を通過したタイミングで読み出しを行うことが可能であった。一方で ミューオントリガーの場合、それだけでなく検出した位置情報や時間情報がデータとして 得ることができるため、チェンバーによる飛跡情報との比較や宇宙線の向きを特定するこ とができより詳細な情報を得ることが可能となる。



図 4.2 ミューオン検出器の外観

ミューオン検出器の外観を図 4.2 に示す。ミューオン検出器はシンチレータと光検出器 を組み合わせて構成されている (図 4.3)。長さ 48cm の 1cm 四方プラスチックシンチレー タが縦横それぞれに 48 本ずつ並びそれぞれ X\_UNIT、Y\_UNIT を形成している。プラス チックシンチレータ内部には 3mm の穴が空いており、そこに波長変換ファイバーが通っ ている (図 4.4)。ミューオンなどを検出した際に発するシンチレーション光はこの波長変 換ファイバーを通して伝搬し、光検出器 MPPC(Multi Pixel Photon Counter) によって 信号として検出される。検出された信号は DAQ ボックスへ送られ検出位置や時間の読み 出し、コインシデンス判定を行い、ここで収集されたデータは SiTCP によりコンピュー タへ送られる。

T3 チェンバーのトリガーとして使用する場合、図 4.5 のように 2 台のミューオン検出

器をチェンバーを挟む形で並行に設置する。2台の検出器で測定した位置情報から宇宙線 飛跡を視覚化し、T3チェンバーで測定した宇宙線飛跡と比較を行うことで整合性のとれ たイベントを選別することが可能となる。



図 4.3 ミューオン検出器の検出原理



図 4.4 プラスチックシンチレータの断面図



図 4.5 ミューオントリガーのセットアップの写真

## 4.3 P10 ガス中での宇宙線測定

放電問題の改善により、ピックアップワイヤーに電圧を印加しミューオントリガーを用 いた測定を P10 ガスにおいて行った。

### 4.3.1 宇宙線信号

P10 ガス (150cc/min) での宇宙線 1 イベントのアノード信号、ピックアップ信号例は それぞれ図 4.6、図 4.7 のようになった。ここで、アノードワイヤーに 1700V、ピックアッ プワイヤーに-100V、カソードワイヤーに-800V の電圧を印加している。図 4.6、図 4.7 を 見ると、両ワイヤーで信号の検出に成功し、先行研究同様チャンネルごとの検出時間のず れを確認できた。また、図 3.11 と比較して全体的に信号は大きく見え、ピックアップワ イヤーに電圧をかけることでガス増幅率が大きくなったと考えられる。





図 4.6 P10 ガスでのアノード信号 64ch(Anode:1700V, Pickup:-100V, Cathode:-800V)、縦:ADC(-20~200)、横:時間 (0~4µs)



図 4.7 P10 ガスでのピックアップ信号 64ch(Anode:1700V, Pickup:-100V, Cathode:-800V)、縦:ADC(-60~20)、横:時間 (0~4µs)

### 4.3.2 宇宙線トラックとその比較

図 4.6、図 4.7 のイベントについて縦軸をチャンネル番号、横軸を時間として 2 次元ヒ ストグラムにしたものを図 4.8、図 4.9 に示す。アノード側は XY 面、ピックアップ側は XZ 面の飛跡を表している。それぞれの図において赤枠で囲われた部分は直線的な飛跡で あり、アノード、ピックアップ共に同じイベントの宇宙線飛跡であると考えられる。また 飛跡はある時間の範囲内でのみ検出されているが、この範囲がチェンバーの有感領域を表 し、トラックの左端がアノード面、右端がカソード面を表していると考えられる。



図 4.8 T3 チェンバーで測定した P10 ガスでの宇宙線飛跡 (アノード)



図 4.9 T3 チェンバーで測定した P10 ガスでの宇宙線飛跡 (ピックアップ)

一方で、ミューオン検出器から測定される同イベントの宇宙線飛跡は XY 面、XZ 面そ

れぞれ図 4.10、図 4.11 のようになった。図の枠内の領域が有感領域全体を表し、左側が アノード側、右側がカソード側を表している。



図 4.10 ミューオン検出器で測定した宇宙線飛跡 (XY 面)



図 4.11 ミューオン検出器で測定した宇宙線飛跡 (XZ 面)

このセットアップで測定したドリフト速度は 44.8mm/µs であり、この値を用いてチェ ンバーで測定した検出時間を距離に変換する。これによりそれぞれの検出器で測定した 宇宙線飛跡の比較ができる。両トラックを同時に示した図を XY 面、XZ 面それぞれ図 4.12、図 4.13 のようになった。図中の赤い線がミューオン検出器で測定した飛跡である。 アノードワイヤー、ピックアップワイヤーともにチェンバーとミューオン検出器でそれぞ れ測定した飛跡は概ね一致し、同一の宇宙線イベントを検出することができたと考えられ る。なお、ミューオン検出器は 1ch あたり 1cm となっているため位置分解能は 1cm であ り T3 チェンバーのワイヤー間隔の 3 倍以上である。そのため、同一のイベントであって も最大でワイヤー 4 本分のずれが生じる場合もある。よって今回の実験では P10 ガスに おいて 2 つの検出器で整合性のあるイベントを取ることができたといえる。その他の整合 性のある宇宙線イベントの例を図 4.14 に示す。



図 4.12 T3 チェンバーとミューオン検出器のトラックの比較 (XY 面)、横軸:時間 [×31.25ns]、縦軸:チャンネル番号



図 4.13 T3 チェンバーとミューオン検出器のトラックの比較 (XZ 面)、横軸:時間 [×31.25ns]、縦軸:チャンネル番号



図 4.14 その他の宇宙線イベント例 (上:アノード,下:ピックアップ)、横軸:時間 [×31.25ns]、縦軸:チャンネル番号

## 4.3.3 電荷量



図 4.15 ピックアップワイヤーの電圧を変化させて測定した P10 ガスでのアノード信号の電荷量分布 (Anode:1700V, Cathode:-800V)、横軸:電荷量 [ADC]



図 4.16 P10 ガスでのアノード信号の電荷量分布 (Anode:1780V,Pickup:0V Cathode:-800V)、横軸:電荷量 [ADC]

P10 ガスで測定したアノード信号の電荷量の分布を図 4.15 に示す。アノードワイヤー を 1700V、カソードワイヤーを-800V の電圧に固定しピックアップワイヤーの電圧を 0V、-50V、-100V と変化させて電荷量の変化を確認した。電荷量は測定した信号の面積 から求めた。この結果を見ると、ピックアップ電圧が 100V 変化すると電荷量が 3 倍程度 大きくなっていることが分かる。つまり、ガス増幅率が増加することが確認できた。ま た、現在使用しているプリアンプの性能やノイズによる影響などが考えられるためフィッ トの範囲をピークの位置付近にのみ限定した。

また、アノードワイヤーの電圧を 1780V まで上げて測定した電荷量分布は図 4.16 のようになった。この結果を見ると、アノード 1700V の場合 (図 4.15 1 番目) と比較して電荷量のピークが約 4 倍なっていることが分かる。よってピックアップ電圧を変化させた場合と同様にガス増幅率を上げることに成功した。

## 4.4 He/CO<sub>2</sub> ガス中での宇宙線測定

## 4.4.1 宇宙線信号



図 4.17 He/CO<sub>2</sub> ガスでのアノード信号 64ch(Anode:1820V, Pickup:0V, Cathode:-1500V)、縦:ADC(-20~80)、横:時間 (0~4µs)

ミューオントリガーを用いて実際の T3 実験に使用する He/CO<sub>2</sub> ガス (300cc/min) で 宇宙線の測定を行った。測定したアノードワイヤーの信号イベントを図 4.17 に示す。こ の測定時にはアノードワイヤーに 1820V、ピックアップワイヤーに 0V、カソードワイ ヤーに-1500V 印加した。P10 ガスの場合と比べると信号は小さいがチャンネル毎の検出 時間のずれを確認することができた。また、ドリフト速度が遅い分信号の時間感覚は広く なり、タイムウインドウ端から端まで検出されていることが分かる。
### 4.4.2 宇宙線トラック



図 4.18 T3 チェンバーで測定した He/CO<sub>2</sub> ガスでの宇宙線飛跡 (アノード)

P10 ガスの場合と同様に図 4.17 の信号イベントを 2 次元ヒストグラムにしたものを図 4.18 に示す。He/CO<sub>2</sub> ガスでも宇宙線飛跡を捉えることができたが、バッファ領域 4µs の範囲内に限られる。He/CO<sub>2</sub> ガスにおいて有感領域全体で宇宙線飛跡を測定するには より長い読み出し時間が必要なため、読み出しエレクトロニクスの改良が必要である。

### 4.4.3 ドリフト速度



図 4.19 異なるトリガータイミングで測定したドリフト時間の分布 (An-ode:1800V,Pickup:0V Cathode:-1500V)、横軸:時間 [×31.25ns]、縦軸:イベントレート

He/CO<sub>2</sub> ガスのドリフト速度を求めるために同じ電圧設定でトリガータイミングの異な る 2 種類のデータを取得し、ドリフト時間の分布を求めた。アノードワイヤーに 1800V、 ピックアップワイヤーに 0V、カソードワイヤーに-1500V の電圧を印加し、トリガー信号 を 2µs、6µs ディレイにそれぞれ設定した 2 種類のデータのドリフト時間の分布を図 4.19 に示す。トリガータイミングの差を 4µs にすることでタイムウィンドウに反映されてい ない部分のデータをそれぞれ出力し、アノード面とカソード面の位置を見積もった。それ ぞれのデータをつなぎ合わせるとアノード面からカソード面までのドリフト時間を求め ることができる。アノード面からカソード面までの距離 42mm を用いればドリフト速度 を求めることが可能であるが、アノード面から 5mm 以内の領域では電場の一様性が乱れ ている部分が存在するため [19] 実際のドリフト速度の値からずれが生じる可能性がある。 そのためアノード面から 5mm 以内の領域を取り除いてドリフト速度を求め、その結果 10.86mm/µs という値が得られた。アノードワイヤーから 5mm の部分は宇宙線飛跡から 推定した。電場の大きさは電磁気の計算 [19] によりカソードワイヤーとピックアップワ イヤーの電位差から約 351V/cm と求められる。

また図 4.19 左を見ると、アノード面付近は多くの信号が検出されるが、アノード面か ら遠くなるにつれてイベント数が少なくなる傾向にある。これは先行研究においても観測 された現象でありコンテナ内のガス純度が不十分であることが理由として考えられる。



図 4.20 He/CO<sub>2</sub> ガス (85:15) におけるドリフト速度の本研究のプロット (赤)、 He/CO<sub>2</sub> ガス (90:10) におけるドリフト速度の文献値のプロット (黒)、He/CO<sub>2</sub> ガス (80:20) における電場の大きさに対するドリフト速度の文献値のプロット (緑)、横軸: 電場の大きさ [V/cm]、縦軸:ドリフト速度 [mm/µs]

また、カソード電圧を-1000V から-1700V まで 100V 刻みで変化させて同様の測定を行 い、ドリフト速度の電場依存性を見た。その結果のプロットを図 4.20 に示す。先行研究 で測定された P10 ガスのドリフト速度は電場が一定の大きさまで上がるとドリフト速度 は小さくなる傾向にあったが、He/CO<sub>2</sub> ガスの場合はドリフト速度は大きくなり続ける現 象が観測された。一方で He/CO<sub>2</sub> ガス (85:15) のドリフト速度の文献がないため、代わ りに混合比率 90:10 と 80:20 の文献値 [20] を同時にプロットした。また、文献値の詳細の グラフを図 4.21 に示す。電場が 500V/cm より小さな部分では He の比率が高くなると ドリフト速度は大きくなる。図 4.20 における本研究のプロットは混合比率 90:10 よりも 小さく、80:20 よりも大きい値を示している。したがって本研究で測定したドリフト速度 は概ね正しいということが分かった。



図 4.21 He/CO<sub>2</sub> ガスにおける電場の大きさに対するドリフト速度の文献値

### 4.4.4 電荷量



図 4.22 He/CO<sub>2</sub> ガスでのアノード信号の電荷量分布 (Anode:1820V,Pickup:0V Cathode:-1500V)、横軸:電荷量 [ADC]

アノードワイヤーに 1820V、ピックアップワイヤーに 0V、カソードワイヤーに-1500V の電圧を印加した場合の電荷量分布を図 4.22 に示す。このヒストグラムのピーク電荷量 は約 23ADC カウントであることが分かり、先行研究ではアノードワイヤーの電圧 1750V で 7ADC カウント程度であったことからアノードワイヤーの電圧を高くすることにより 3 倍程度のガス増幅率が得られた。この値を用いてガス増幅率を計算する。

1GeV の宇宙線ミューオンが平均 30°の角度、つまりチェンバー有感領域を 0.6cm 通 過したと仮定する。気体 He の電離エネルギーを  $2.0 \times 10^6 \text{ eV cm}^2/\text{g}$ 、密度を  $180 \times 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> とすると電離損失エネルギーは

$$2.0 \times 10^{6} (eV cm^{2}/g) \times 180 \times 10^{-6} (g/cm^{3}) \times 0.6 (cm) = 216 (eV)$$
(4.1)

となる。一方で CO<sub>2</sub> の電離エネルギーを 2.0×10<sup>6</sup> eVcm<sup>2</sup>/g、密度を 1970×10<sup>-6</sup> g/cm<sup>3</sup> とすると電離損失エネルギーは

$$2.0 \times 10^{6} (\text{eVcm}^{2}/\text{g}) \times 1970 \times 10^{-6} (\text{g/cm}^{3}) \times 0.6 (\text{cm}) = 2364 (\text{eV})$$
(4.2)

である。よって、He(85%)+CO<sub>2</sub>(15%) ガスの電離損失エネルギーは

$$216 \times 0.85 + 2364 \times 0.15 = 538.2(\text{eV}) \tag{4.3}$$

となる。したがって、He と CO<sub>2</sub> の W 値がそれぞれ 42.3eV、32.9eV であることから初 期電子数 n は

$$n = \frac{538.2 \times 0.85}{42.3} + \frac{538.2 \times 0.15}{32.9} = 13.27 \tag{4.4}$$

と計算できるため、ガス増幅率 M は

$$M = \frac{23.56}{13.27 \times 1.6 \times 10^{-7} (\text{pC}) \times 0.448 (\text{V/pC}) \times 1024/2 (/\text{V})} = 4.8 \times 10^4 \qquad (4.5)$$

と求まる。ここでプリアンプの増幅率は先行研究の実験結果 0.448V/pC を用い、±1V の 範囲を 10bitADC で変換していることを使用する。

ここで求めたガス増幅率用いて実際にベータ線を観測する場合のベータ線信号量を計算 する。シミュレーションにより求めらているベータ線のエネルギー損失量の最低値と最 高値はそれぞれ 0.100keV、0.143keV である。よって初期電子数は 4~6 となり、現在の セットアップで DCBA-T3 実験を行った場合に観測されるベータ線信号の ADC カウン トは

$$4 \times 1.6 \times 10^{-7} (pC) \times 4.8 \times 10^4 \times 0.448 (V/pC) \times 1024/2 (/V) = 7.0$$
(4.6)

$$6 \times 1.6 \times 10^{-7} (pC) \times 4.8 \times 10^4 \times 0.448 (V/pC) \times 1024/2 (/V) = 10.6$$
 (4.7)

であり、7~11 カウント程度であることが予想される。また、ノイズの大きさは Sigma で 3.14 と先行研究で求められている [21]。したがって本実験でアノードワイヤーの電圧を 上げることでガス増幅率を上げることができたが S/N 比が 3.5 程度であるため、T3 実験 を行うには未だ信号量は不十分である。したがって、ガス増幅率だけでなくプリアンプの 増幅率を改善する必要がある。

### 第5章

## 結論と今後の課題

DCBA-T3 はエネルギー分解能向上やソース量の増大を目指した次世代飛跡検出器で ある。T3 チェンバーは T2 チェンバーと比べワイヤー間隔が 6mm から 3mm まで縮小さ れ、それに伴い磁束密度を 0.8kG から 2kG 程度まで増大させる。また、ワイヤー微細化 により検出される信号量が減少するため、T3 用の読み出しエレクトロニクスを開発中で ある。首都大では KEK と林栄精器 (現ハヤシレピック)が共同開発した 64ch RAINER V1MODEL RPR-010 の性能評価を T3 チェンバーの動作確認と並行して行った。

宇宙線ミューオンを観測するテストのため、位置分解能の高い宇宙線検出器を新たに導入した。P10 ガスにおいてトリガー用検出器のヒット位置情報からチェンバーで測定した 宇宙線飛跡と比較し、両検出器で測定したイベントが同じ宇宙線イベントであり T3 チェ ンバーが正しく動作していることが確認された。

先行研究ではチェンバーの放電によりアノードワイヤーに高い電圧を印加して測定する ことが困難であったため、He/CO<sub>2</sub> ガスで十分に宇宙線イベントを得ることができなかっ た。本研究では HV 印加する部分を限定することで放電の原因の一つがワイヤーが断線 した部分の電場の乱れであることを特定し、さらに別個体のチェンバーに替えてより高い 電圧での測定を行った。P10 ガスではアノードワイヤーの電圧を 1700V から 1780V まで 上げ、ガス増幅率が約4倍になることを確認した。また、同様にピックアップワイヤーの 電圧を-100V まで深くすることで約3倍のガス増幅率が得られることも確認できた。し かし、T3 実験で予定されている電圧で測定することは未だ困難なため更なる放電対策が 必要である。

He/CO<sub>2</sub> ガスでガス増幅率を高めた状態で宇宙線を測定しバッファ 4μs の範囲内で飛 跡を確認した。同じセットアップでトリガータイミングを調節することで He/CO<sub>2</sub> ガス 中での電子のドリフト速度が約 10mm/μs と測定され、P10 ガスの場合と異なり電場を強 くするとドリフト速度が速くなる現象が観測された。

また、He/CO<sub>2</sub> ガスで宇宙線の電荷量を測定し、アノードワイヤーの電圧が 1820V の ときガス増幅率が 4.8×10<sup>4</sup> と見積もった。さらに、現状のセットアップにおいて T3 実験 で期待されるベータ線信号量は ADC カウントで 7~11 程度であることが分かった。し たがって、ガス増幅率を上げるだけでは不十分でありプリアンプの増幅率の改善が必要で ある。

## 謝辞

本研究を行うにあたり様々な方々にご指導いただき感謝致します。指導教員である角野 秀一教授には大学院2年間大変お世話になりました。本研究を行う機会を与えていただ き、研究方針や問題解決などたくさんのご指導をいただきました。心から感謝申し上げ ます。

高エネルギー加速器研究機構 DCBA グループの皆様には研究における様々な助言をい ただきありがとうございました。特に石原信弘先生、加藤義昭先生には研究に行き詰まっ た際に助力を尽くしていただきました。私がここまで研究を続けてこられたのは皆様のお かげです。深く感謝しております。

2年間研究室で苦楽を共にした粟田口くん、久世くん、小林くんには互いに研究を支え あいながら充実した研究室生活を送ることができたことを感謝しております。また、研究 室の先輩である米永さんにはたくさんの助言をいただきました。後輩の在原君、鶴藤く ん、三宅くん、濱口くん、朴くん、山本くんには楽しい研究室生活を送らせていただきま した。皆様に心より感謝致します。

最後に、この2年間経済面や生活面で支えていただいた家族に感謝を申し上げ、謝辞と させていただきます。

# 参考文献

- [1] W.Pauli · letter to a physicisrs ' gathering at Tsubingen, December 4, 1930
- [2] C.L.Cowan, et al.  $\cdot$  Science 124, 103(1956)
- [3] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
- [4] A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration) · Phys. Rev. Lett. 117, 082503
   Published 16 August 2016
- [5] T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on The Unified Theory and the Baryon Number in the Universe, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Tsukuba, Japan, 1979), p. 95. M Gell-Mann, P Ramond and R Slansky, in Supergravity edited by P van Niewenhuizen and D Z Freedman (North Holland, 1979)
- [6] GERDA Home Page, https://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/
- [7] Carla Maria Cattadori and on behalf of the GERDA Collaboration
   Universe 2019, 5(2), 55; https://doi.org/10.3390/universe5020055 07 Feb 2019
- [8] Igor Ostrovskiy (EXO-200 Collab.), TAUP 2015
   HP http:/taup2015.to.infn.it/scientific-program/parallel-sessions
- [9] G. Anton, et al (EXO-200 COllab.), Phys. Rev. Lett. 123, 161802 (2019)
- [10] C. Alduino et al. Eur. Phys. J. C (2017) 77: 543.
- [11] C. Alduino et al. (CUORE Collaboration), nternational Journal of Modern Physics A 33, No. 09 (2018).
- [12] KamLAND-Zen Collaboration (Asakura, K. et al.) AIP Conf.Proc. 1666 (2015) no.1, 170003 arXiv:1409.0077 [physics.ins-det]
- [13] A. Gando, KamLAND-Zen Collaboration · arXiv:1605.02889v2 [hep-ex] 7 Jul 2016
- [14] H. Go'mez on behalf of NEMO-3 and SuperNEMO collaborations, Nuclear and Particle Physics Proceedings 273-275 (2016) 1765-1770

- [15] R. Arnold, et al. Eur. Phys. J. C78 (2018) no.10, 821
- [16] 石川達也「二重ベータ崩壊測定装置 DCBA-T3 の設計と製作」首都大学東京大学院 平成 19 年度修士論文
- [17] 吉岡輝昭「二重ベータ崩壊実験のための大型3次元飛跡検出器 DCBA-T3の開発」 首都大学東京大学院 平成29年度修士論文
- [18] F.Sauli · PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTWIRE PROPOTIONAL AND DRIFT CHAMBERS
- [19] T.Ohama, N.Ishihara, H.Iwase, S.Kitamura · Electrical Properties in the Drift Cham- ber for Double Beta Decay Experiments
- [20] Y.Assran, et al. Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC
- [21] 伊藤隆晃「二重ベータ崩壊実験 DCBA のための 3 次元飛跡検出器の開発」首都大学 東京大学院 平成 28 年度修士論文