

修士学位論文

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

指導教授 住吉孝行教授

首都大学東京 理工学研究科
博士前期課程2年 高エネルギー実験研究室

16879335 吉岡輝昭

2018/1/10

概要

素粒子にはクォークとレプトンという分類があり、それぞれ物質の構成要素となっている。ニュートリノはレプトンに分類され、現在では質量が非常に小さく相互作用をほとんど起こさないとされている。素粒子の中でニュートリノ以外の粒子はすべて電荷を持ち、粒子と反粒子の区別ができる「ディラック粒子」として知られている。一方ニュートリノは電荷を持たず粒子と反粒子の区別のない「マヨラナ粒子」の可能性もある。

ニュートリノがマヨラナ粒子であるとニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊が起こる。これをニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) という。二重ベータ崩壊は一つの原子核内で二回のベータ崩壊が同時に起こる崩壊で、通常であれば二重ベータ崩壊を起こした原子核はベータ線二本とニュートリノ二個を放出する。 ($2\nu\beta\beta$)

DCBA 実験 (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) は $0\nu\beta\beta$ を観測することでニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明する実験である。DCBA 検出器は一様磁場中で電子の描く螺旋軌道を再構成しベータ線の運動量を測定する飛跡検出器である。3次元的な飛跡再構成をすることでニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊が検出された際に新物理を制限する情報、2本のベータ線の角度相関や単独ベータ線のエネルギー分布を提供することができる。現在、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次世代テスト機 DCBA-T3 の開発が進行中である。DCBA-T3 では DCBA-T2.5 と比較してエネルギー分解能の向上を目指しワイヤー間隔を 6mm から 3mm へ変更し、統計量増加のためソースとチェンバーの数を増やす。

DCBA-T3 のチェンバーはワイヤー間隔を狭めることに伴い信号の大きさが縮小してしまうため、先行研究では首都大学東京と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) でそれぞれ読み出しエレクトロニクスを開発を行った。読み出しエレクトロニクスは KEK と林栄精機で独自に開発したものを1つのボードに 64ch のプリアンプと 64ch の FADC を搭載する。

DCBA-T3 実験では、ガス中での電子のエネルギー損失によるエネルギー分解能の低下を

避けるために He(85 %)+CO₂(15 %) ガスを用いる。しかしながら信号が小さいことが計算により予測されるため、まず Ar(90 %)+CH₄(10 %) ガス (P10 ガス) を用いて宇宙線を信号とした動作確認を行った。その結果、今後の実験に必要なドリフト電子のドリフト速度が約 5cm/ μ s であることが確認でき、また P10 ガスの性質である電場を大きくするにつれてドリフト速度が遅くなる現象も観測できた。

P10 ガスでの結果を元に He(85 %)+CO₂(15 %) ガスでの動作確認を行い、信号は小さいながらも宇宙線信号を捉え、T3 チェンバーと読み出しエレクトロニクスが予測通りに動作することを確認した。この結果を元に、DCBA-T3 実験に向けた展望について議論する。

目次

第1章 Introduction	10
1.1 ニュートリノ	10
1.1.1 ニュートリノの歴史	10
1.1.2 ニュートリノ振動	11
1.1.3 質量階層	14
1.1.4 マヨラナ性	15
1.2 二重ベータ崩壊	16
1.2.1 崩壊モード	17
1.2.2 $0\nu 2\beta$ の半減期とニュートリノの有効質量	18
1.3 二重ベータ崩壊実験	19
1.3.1 世界中の二重ベータ崩壊実験	20
第2章 DCBA 実験について	26
2.1 実験概要	27
2.2 DCBA 実験装置	31
2.2.1 電極ワイヤー	31
2.2.2 DCBA-T2.5 測定器について	33
2.2.3 DCBA-T3 測定器について	36
2.2.4 読み出し機器	38
2.2.5 ガスコンテナ	44
2.3 DCBA 実験の歴史	45
第3章 T3 チェンバー宇宙線測定方法	46
3.1 先行研究 (伊藤修士論文 [8])	46

3.1.1	円筒型比例計数管（チューブチェンバー）でのガス増幅率の測定 . . .	46
3.1.2	宇宙線信号の確認	50
3.2	T3 チェンバーでの宇宙線測定方法	52
3.2.1	読み出しエレクトロニクスの設定アップ	52
3.2.2	ガス配管	54
3.3	T3 チェンバーの放電	55
第 4 章	T3 チェンバー宇宙線測定の実験結果	57
4.1	円筒型比例計数管を用いた P10 ガスのガス増幅率の測定	57
4.2	T3 チェンバーでの P10 ガスによる宇宙線を信号とした測定	62
4.2.1	FADC セルフトリガーによる信号	62
4.2.2	宇宙線トリガーカウンターによる信号	64
4.2.3	電場とドリフト速度	65
4.2.4	宇宙線の電荷量	69
4.2.5	anode-pickup 信号の大きさ	70
4.3	T3 チェンバーでの He/CO ₂ ガスによる宇宙線を信号とした測定	71
4.3.1	宇宙線トリガーカウンターによる信号	71
4.3.2	宇宙線の電荷量	72
第 5 章	結論	76
第 6 章	謝辞	78

目次

1.1	ニュートリノのフレーバーと質量	10
1.2	電子ニュートリノと μ ニュートリノの飛来方向ごとのニュートリノ振動による数の減少の期待値とスーパーカミオカンデの実測値 [6]	12
1.3	ニュートリノの質量階層	14
1.4	質量階層におけるニュートリノの有効質量と最小質量固有状態の関係 (QD(Quasi Degenerate) は IH と NH が縮退し、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノのマヨラナ質量がほぼ等しいとする見方で、2016年に KamLAND-Zen により否定された。[4])	15
1.5	シーソー機構	16
1.6	2つの崩壊モードのファインマンダイアグラム	18
1.7	崩壊モードごとの2本の β 線 (電子) のエネルギー和	20
1.8	CUORE の概念図	21
1.9	二酸化テルルの結晶・熱量形の外観	21
1.10	EXO の概念図	22
1.11	GERDA の概念図	23
1.12	KamLAND-Zen の概念図	24
1.13	NEMO3 の概念図	25
2.1	DCBA-T3 の概念図	26
2.2	チェンバーの内部構造とベータ線の描く軌道	28
2.3	DCBA 検出原理	29
2.4	飛跡再構成	30
2.5	DCBA-T2.5 のワイヤー構成	31
2.6	DCBA-T2.5 の外観 (T2 チェンバーが格納された超電導ソレノイド)	33

2.7	T2 チェンバーの外観	34
2.8	T2 チェンバーのフレーム構成	34
2.9	DCBA-T2.5 で取得した 2 次元飛跡データ (a:左側のチェンバーで測定したアノードワイヤーによる信号。円軌道を描く。b:右側のチェンバーで測定したアノードワイヤーの信号。円軌道を描きフィッティングを行っている。赤のラインがソースプレートの位置。c:左側のチェンバーで測定したピックアップワイヤーによる信号。sin カーブを描く。d:右側のチェンバーで測定したピックアップワイヤーによる信号。sin カーブを描きフィッティングを行っている。赤のラインがソースプレートの位置。)	35
2.10	DCBA-T3 の概念図	36
2.11	T3 チェンバー 1 個の写真	36
2.12	左:DCBA-T2 で ^{207}Bi を測定したときのエネルギー分解能の実験値。980keV では 7 %、1050keV では 2.4 % 右:DCBA-T3 で 1500keV の信号を見たときのシミュレーション結果。 ^{150}Nd を用いた場合に換算するとエネルギー分解能は 4.6 %	37
2.13	T3 チェンバーの外観	37
2.14	T3 チェンバーのフレーム構成	37
2.15	読み出し回路	39
2.16	KEK で用いるデータ収集ボード	40
2.17	KEK で用いる 32ch プリアンプ	40
2.18	KEK で用いる 32chHV 分配ボード	40
2.19	首都大で用いる FADC ボード (64ch RAINER V1MODEL RPR-010)	41
2.20	首都大で用いる FADC ボードのブロックダイアグラム	42
2.21	首都大で用いる FADC ボードのスペック	42
2.22	首都大で用いる FADC ボードに搭載されている ASD チップのスペック	43
2.23	首都大で用いる 16chHV 分配ボード	43
2.24	16chHV 分配ボードの 1ch 分の回路図	43
2.25	T3 チェンバーが 2 枚搭載できるガスコンテナ	44
2.26	DCBA の歴史	45

3.1	円筒型比例計数管（チューブチェンバー）の外観	46
3.2	円筒型比例計数管（チューブチェンバー）の概念図	47
3.3	ASD チップの評価ボード	47
3.4	ASD 評価ボードのブロックダイアグラム	47
3.5	チューブチェンバーで ^{55}Fe の信号を測定するセットアップ	48
3.6	^{55}Fe 波形例（HV1720V、立ち下がり時間 30ns、波高 165mV）	49
3.7	T3 チェンバーでの宇宙線信号	51
3.8	ノイズカウント分布	51
3.9	HV の配線	52
3.10	セルフトリガー時の読み出し配線	52
3.11	宇宙線トリガーカウンターのセットアップ	53
3.12	宇宙線トリガーカウンターでの読み出し配線	53
3.13	ガス配管	54
3.14	ガス別のトリップ電圧：ピックアップワイヤーの電圧を 0V,-100V,-200V,-300V に固定しアノードワイヤーの電圧を上げていき、トリップしたときの電圧	56
4.1	（左）測定時のセットアップ、（右） ^{55}Fe の特性 X 線 (5.9keV) の信号（横軸レンジ：40.0ns、赤縦軸レンジ：200mV、青縦軸レンジ：1.00mV）	57
4.2	外部からかける電圧と実際に設定されるスレッショルド電圧の関係	58
4.3	ファンクションジェネレーターからの入力パルスの立ち下がり時間のみを変化させたときの ASD アナログ出力の関係	59
4.4	ファンクションジェネレーターから立ち下がり時間 25ns のパルスを入力したときの ASD アナログ出力波形	59
4.5	^{55}Fe の信号を入力したときの ASD アナログ出力波形	59
4.6	ファンクションジェネレーターで生成した入力波形	60
4.7	図 4.6 の入力に対する ASD アナログ出力波形	60
4.8	^{55}Fe の信号を入力したときの ASD アナログ出力波形の波高分布	61
4.9	P10 ガスでの宇宙線信号と見られるアノード信号（折れ曲りの位置でアノード面の位置がわかる）	62

4.10 P10 ガスでの直線でないアノード信号 (P10 はガスの粒子が大きいために電子などが衝突してジグザグな軌道を描く)	63
4.11 信号が折れ曲がる原因	63
4.12 P10 ガスでの信号 (横軸:ドリフト時間 [*31.25ns]、縦軸:ADC カウント)	64
4.13 P10 ガスでのトリガーカウンターを用いた宇宙線信号と見られるアノード信号	65
4.14 P10 ガスでのトリガーカウンターを用いた2本の電磁シャワーと見られるアノード信号	65
4.15 anode:1700V,pickup:0V,cathode:-510V のときの宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた直線プロットを486 イベント重ね合わせたプロット (ch32,ch56 は常にノイズを出していたので非表示)	66
4.16 anode:1700V,pickup:0V で cathode を-510V,-700V,-900V,-1100V,-1300V,-1500V と変化させたときの宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた直線プロットをそれぞれで全イベント重ね合わせたプロット (ch32,ch56 は常にノイズを出していたので非表示)	67
4.17 P10 ガスのドリフト速度の測定値 (黒は Sauli の実験によるプロット [15]、赤は本研究のプロット)	68
4.18 anode:1700V,pickup:0V で cathode を-510V,-700V,-900V,-1100V,-1300V,-1500V と変化させたときの P10 ガスで宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた信号の電荷量分布 (横軸:電荷量 [ADC カウント]、縦軸:イベント数)	69
4.19 anode:1700V,pickup:0V,cathode:-510V で P10 ガス中で宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られたアノードワイヤー信号 (左) とピックアップワイヤー信号 (右) の比較 (横軸:電荷量 [ADC カウント]、縦軸:イベント数)	70
4.20 He/CO ₂ ガスでの信号 (横軸:ドリフト時間 [*31.25ns]、縦軸:ADC カウント)	71
4.21 anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V で He/CO ₂ ガス中で宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた信号の電荷量分布	72
4.22 P10 同様に He/CO ₂ ガスの宇宙線信号を重ねてプロットした図 (anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V)	73

4.23	左：anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V で He/CO ₂ ガス中で宇宙線トリ ガーカウンターを用いた測定で得られた信号の時間 15~30 までの電荷量分布、 右：時間 31~126 までの電荷量分布	74
4.24	図 4.22 において He/CO ₂ ガスの宇宙線信号をパルスハイトについて重ねてプ ロットした図 (anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V)	74

第1章 Introduction

1.1 ニュートリノ

物質を構成する最小単位である素粒子はクォークとレプトンの分類がある。ニュートリノはレプトンに属し、電荷0, スピン1/2の素粒子である。レプトンには他に電子, μ 粒子, τ 粒子がありそれぞれ電荷を持ち、これらに対応するようにニュートリノも3種類存在し、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。さらにそれぞれの粒子には反粒子が存在し、これも合わせるとニュートリノは全部で6種類存在することになる。一方、ニュートリノは3つの質量固有状態を持ち図 1.1 のようになる。

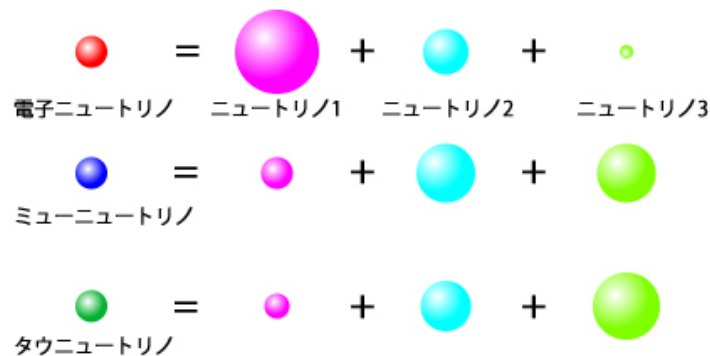


図 1.1: ニュートリノのフレーバーと質量

1.1.1 ニュートリノの歴史

ニュートリノは β 崩壊実験のある矛盾から仮定された。 β 崩壊で放出される β 線のエネルギーは原子核から β 線のみが放出される現象なら、崩壊のエネルギーにピークを持つが、

実際の実験では連続的なエネルギー分布を示した。そこで、1930年にオーストリアの物理学者パウリによって電荷を持たない中性粒子ニュートリノの存在が仮定された。[1] ニュートリノは電荷を持たなく弱い相互作用と重力相互作用しかしないため検出するのが困難である、そのため長い間発見する事が出来なかったが1956年にアメリカの物理学者ライネスらによって原子炉での反電子ニュートリノと陽子の反応を観測することによって初めてニュートリノの存在が証明された。[2] その後、1962年にブルックヘブン研究所の陽子加速器を使って電子ニュートリノと μ ニュートリノが別物であることを証明しニュートリノにも世代がある事が確認された。1987年には岐阜県の神岡鉱山にあるカミオカンデが大マゼラン星雲で起きた超新星爆発で生まれたニュートリノを世界で初めて観測し、2002年に小柴昌俊東大特別栄誉教授がノーベル物理学賞を受賞した。[3] 残る τ ニュートリノは2000年にDONUT実験で検出が報告され、レプトン最後の粒子が発見された。

1.1.2 ニュートリノ振動

日本のカミオカンデ実験などさまざまな国で太陽ニュートリノを観測する実験が行われた。太陽で生成されると予想されるニュートリノの数と実際に地球で観測されるニュートリノの数が合わずまた、標準太陽モデルの理論的欠点はみつからず、他の実験でも観測値の方は圧倒的に少ないデータを出していることからニュートリノのフレーバーが太陽で放出されてから地球で観測するまでの間に変化してしまっているのではないかと考えられた。その後1998年に大気ニュートリノの観測実験を行うスーパーカミオカンデでニュートリノのフレーバーが飛行中に変化してしまうニュートリノ振動の証拠が得られた。(図 1.2 参照) [6] 図 1.2は電子ニュートリノは上向き(地球を貫通してくる向き)と下向き(上空から降ってくる向き)のニュートリノの数がニュートリノ振動がある無いに限らず実験値と期待値が一致しているが、ミューニュートリノは上向き、つまり地球を貫通してくる向きから来るミューニュートリノの数の実測値が、ニュートリノ振動が起こる場合の期待値と一致している。

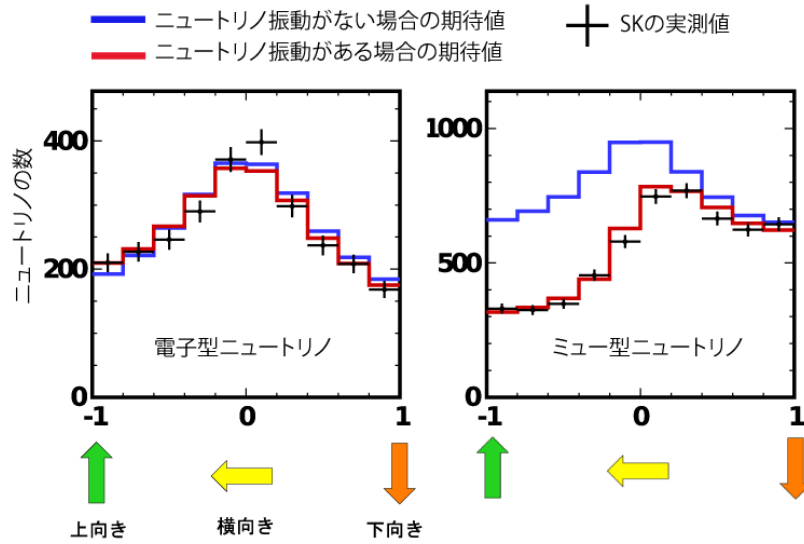


図 1.2: 電子ニュートリノと μ ニュートリノの飛来方向ごとのニュートリノ振動による数の減少の期待値とスーパーカミオカンデの実測値 [6]

クォークに混合状態が存在するようにニュートリノに質量があれば、フレーバー固有状態と質量固有状態が「牧-中川-坂田 (MNS) 行列」で混合すると考えられる。フレーバー固有状態と質量固有状態の関係をユニタリー行列である MNS 行列で表すと次式のようなになる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

また、質量固有状態 ν_i, ν_j の混合角 θ_{ij} と CP 対称性の破れ由来の位相 δ_{CP} を用いて MNS 行列を書き直すと以下のようなになる。

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

ここで $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ である。ここで CP 位相 $\delta_{CP} \neq 0$ のときレプトンセクターで CP 対称性の破れが生じ、宇宙初期に反物質ではなく物質が残ったことの手がかりとなる。

以上から、ニュートリノ振動の確率を求めることができる。フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha(t)\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、質量固有状態を $|\nu_i(t)\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) とすると、MNS 行列を用い以下のように書き表すことができる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle \quad (1.5)$$

$t=0$ から $t=t$ でフレーバー固有状態が変化しない場合 (ニュートリノ振動をしない場合) の確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ は、ニュートリノの静止質量が十分小さいことと、飛行距離 $L=t$ が成り立つことを用いると次式のようにかける。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E_\nu} L\right) \quad (1.6)$$

この式を見ると、質量自乗差が $\Delta m^2 = 0$ のときは確率が 1 となりニュートリノ振動を起こさない。標準理論でのニュートリノの質量は 0 とされているが、ニュートリノ振動が実際に観測されていることからニュートリノの研究は標準理論の枠組みを超えた物理を探索するのに非常に重要であると言える。

1.1.3 質量階層

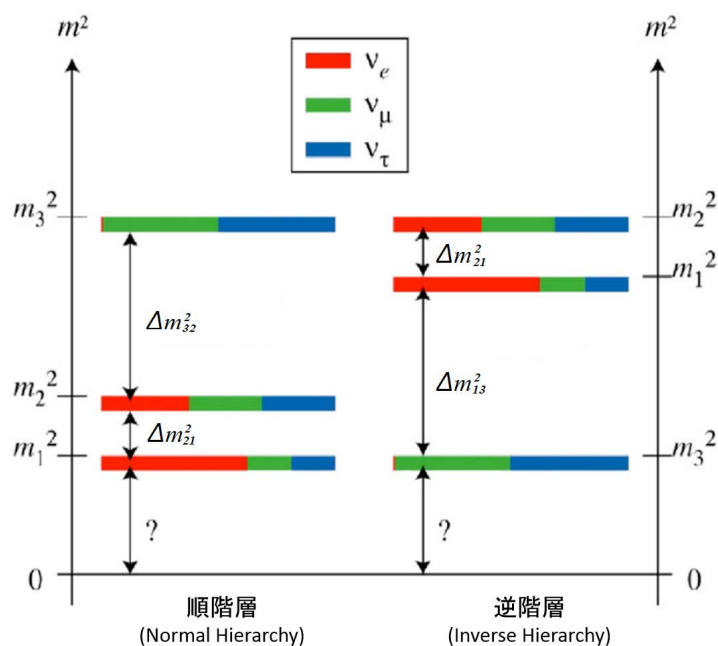


図 1.3: ニュートリノの質量階層

ニュートリノの質量は上限を制限することはできるが正確な値を求めることはできていない。そこで実験で求めることのできるものとして質量自乗差というものがある。これは先ほど説明したニュートリノ振動の周期から算出でき、混合角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 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.846$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.528$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.085$ [7] である。ここからわかる質量自乗差は $\Delta m_{21}^2 = 7.53 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \text{c}^{-4}$, $\Delta m_{32}^2 = 2.509 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \text{c}^{-4}$ [7] であり $m_1^2 < m_2^2 \ll m_3^2$ である場合を順階層 (Normal Hierarchy) といい $m_3^2 \ll m_1^2 < m_2^2$ である場合を逆階層 (Inverted Hierarchy) と呼ぶ。(図 1.3)

こ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決定される。(図 1.4) ニュートリノの最小質量が小さいときのニュートリノの有効質量は逆階層では $20 \text{meV} \sim 50 \text{meV}$ 程度で順階層では $2 \text{meV} \sim 4 \text{meV}$ と小さくなる。現在の T2K の実験結果では順階層が優勢であり、有効質量 (式 1.15) を求める唯一の実験であるニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索実験では有効質量が大きい方がアクセスしやすいため高精度の実験が必要となる。

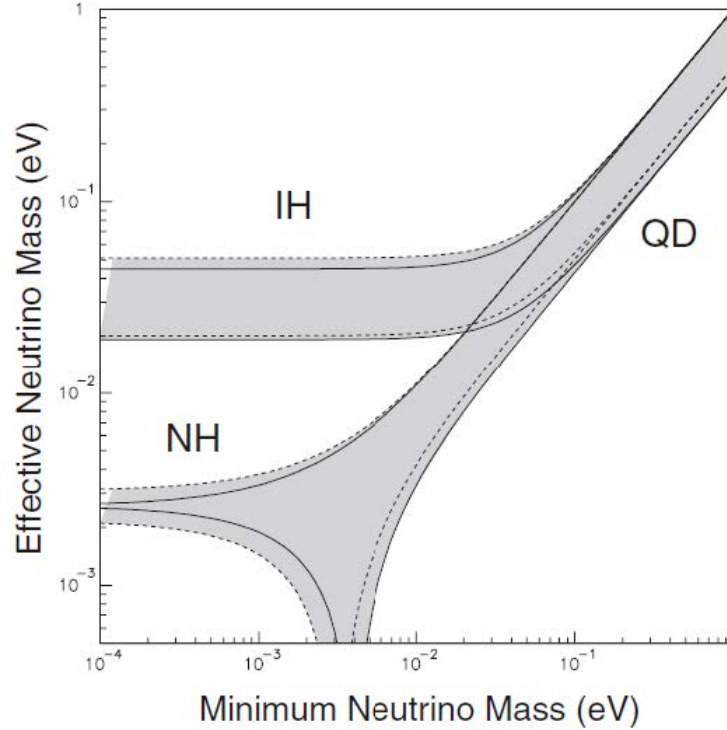


図 1.4: 質量階層におけるニュートリノの有効質量と最小質量固有状態の関係 (QD(Quasi Degenerate) は IH と NH が縮退し、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノのマヨラナ質量がほぼ等しいとする見方で、2016 年に KamLAND-Zen により否定された。[4])

1.1.4 マヨラナ性

フェルミ粒子にはディラック粒子とマヨラナ粒子の可能性があり、ディラック粒子は粒子と反粒子の区別のあるもので電荷のあるクォークや荷電レプトンなどがそれに当たる。一方のマヨラナ粒子は粒子と反粒子の区別がないものことで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。そのためニュートリノはマヨラナ粒子であっても良く、マヨラナ粒子であれば現在発見されているニュートリノが左巻きだけでありその質量が非常に小さい理由をシーソー機構 [5] を用いて説明することができる。シーソー機構とは質量の非常に大きな右巻きニュートリノが存在することで標準理論で予言されるニュートリノ

の質量と釣り合いが取れるという理論であり、粒子と反粒子の区別のないマヨラナ状態であれば左巻きの粒子と右巻きの反粒子が結合することで質量を獲得することができそれぞれで質量が異なることが可能であるのでシーソー機構が証明できる。そしてこのマヨラナ性を証明する唯一の実験が二重ベータ崩壊実験であり、次の章で説明する。

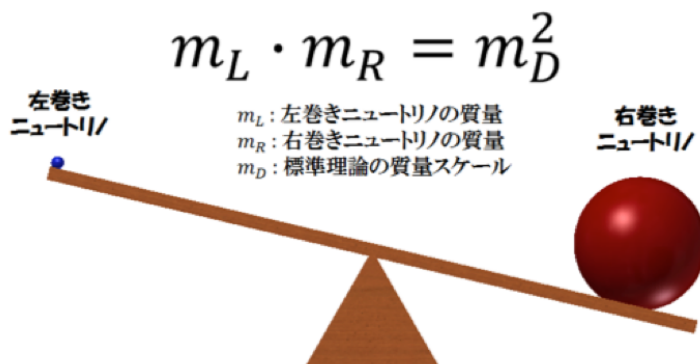
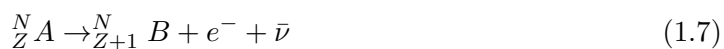


図 1.5: シーソー機構

1.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊は一つの原子核内で2つのベータ崩壊が同時に起きる現象でとても稀な崩壊である。通常のベータ崩壊は弱い相互作用によって中性子内のダウンクォークが電子と反ニュートリノを放出することでアップクォークに変化し陽子となる崩壊であり、任意の原子 A がベータ崩壊により原子 B に変化するとき、質量数を N、原子番号を Z として



のようにかける。この式を見てわかるようにベータ崩壊では崩壊前と崩壊後でレプトン数は保存している。

核種の中には ${}^{150}\text{Nd}$ のように原子番号が一つ大きい原子にベータ崩壊しようとしても、その原子の方がエネルギーが高いこともありその場合は原子番号が同時に2つ大きくなる二重ベータ崩壊が起こる場合もある。任意の原子 A が二重ベータ崩壊で原子 C になるとき、以下のような反応が起こる。



この場合でも崩壊前と崩壊後のレプトン数は保存されている。

表 1.1: 二重ベータ崩壊を起こす核種 (A: 自然存在比、 S_N : Nuclear Sensitivity)

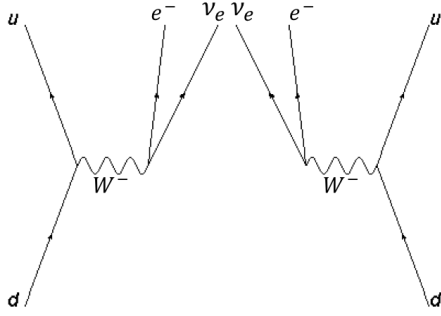
核種	A(%)	Q 値 (MeV)	$S_N[10^{-24}y^{-1}(eV)^{-2}]$
^{48}Ca	0.187	4.276	0.11
^{76}Ge	7.8	2.039	0.22
^{82}Se	9.2	2.992	0.86
^{100}Mo	9.6	3.034	2.02
^{116}Cd	7.5	2.804	0.90
^{130}Te	34.5	2.529	0.73
^{136}Xe	8.9	2.467	0.13
^{150}Nd	5.6	3.368	11.3

1.2.1 崩壊モード

二重ベータ崩壊には二つの崩壊モードがある。崩壊時にニュートリノを放出する $2\nu 2\beta$ とニュートリノを放出しない $0\nu 2\beta$ である。それぞれのファインマンダイアグラムを図 1.6 に示す。

$2\nu 2\beta$

2つの β 崩壊で2つのニュートリノを放出する過程



$0\nu 2\beta$

2つの β 崩壊でニュートリノを放出しない過程

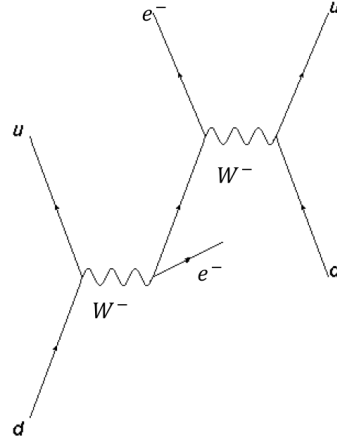


図 1.6: 2つの崩壊モードのファインマンダイアグラム

ニュートリノがディラック粒子であれば二重ベータ崩壊を起こすと β 線（電子）2本と反ニュートリノ2個を放出するが、仮にマヨラナ粒子であるとベータ崩壊で放出された反ニュートリノがニュートリノとして中性子に吸収され電子を放出し陽子へと変化する。するとニュートリノは原子核の外に出てくることがないので $0\nu 2\beta$ モードでは

$$\frac{N}{Z}A \rightarrow \frac{N}{Z+2}C + 2e^- \quad (1.9)$$

という反応が起こることになる。この式から崩壊前と崩壊後のレプトン数が保存していないことがわかる。標準理論ではレプトン数非保存は許されていないが、ニュートリノが質量をもち、マヨラナ粒子であれば標準理論の枠組みを超えてこのような過程が可能となる。

1.2.2 $0\nu 2\beta$ の半減期とニュートリノの有効質量

$0\nu 2\beta$ の遷移振幅はニュートリノの質量のパラメーターに依存する項だけ考えると

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = S_N \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.10)$$

$$S_N = \frac{G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2}{m_e^2} \quad (1.11)$$

と書き表わせる。 $G^{0\nu}$ は位相空間積分、 $M^{0\nu}$ は核行列要素、半減期は (1.10) 式の逆数 $T_{1/2}^{0\nu}$ で、また S_N は Nuclear Sensitivity (表 1.1) という値で核種により異なりこの値が大きいほど二重ベータ崩壊実験では有利な核種となる。(1.10) 式を見ると半減期はニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ の 2 乗に反比例するため $2\nu 2\beta$ モードの二重ベータ崩壊の半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ に比べはるかに長くなる。

$$[T_{1/2}^{2\nu}]^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \quad (1.12)$$

またニュートリノレス二重ベータ崩壊の実験から得られるイベント数 n と半減期 $T_{1/2}$ の間には以下のような関係がある。

$$n = \frac{(\ln 2) k N_0 t}{T_{1/2}} \quad (1.13)$$

ここで k はイベントの検出効率、 N_0 は崩壊核の数、 t は測定時間である。(1.10) 式と (1.13) 式から

$$\langle m_\nu \rangle = \left[\frac{n}{(\ln 2) k N_0 t S_N} \right]^{1/2} \quad (1.14)$$

を得る。この式に実験で求めたデータを入れることでニュートリノの有効質量を求めることができる。また有効質量は MNS 行列要素と質量固有値を用いて以下のように表せる。

$$\langle m_\nu \rangle^2 = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei} m_i \right|^2 \quad (1.15)$$

1.3 二重ベータ崩壊実験

ニュートリノの多くは測定器に検出されず通り抜けてしまうため、二重ベータ崩壊実験では基本的に崩壊で放出された電子のエネルギーを測定する。図 1.7 にあるように $2\nu 2\beta$ モードではニュートリノ 2 個が崩壊のエネルギーを持ち去ってしまうため、検出される電子のエネルギーは幅を持った分布を示す。一方、 $0\nu 2\beta$ ではニュートリノの放出がないため、崩壊のエネルギーを全て電子が持つことになるので、検出されるエネルギーは崩壊エネルギー (Q 値) 付近に集中する。この信号を見つけることが目的となるが、 $2\nu 2\beta$ の山が大きいとエネルギー分解能が悪いと Q 値まで覆い被さってしまうため、 $0\nu 2\beta$ の信号を見つけることができない。また崩壊核によって Q 値は異なるが、その Q 値が環境放射線などのバックグ

ラウンドエネルギーと被っていると信号を見つけることができない。そのため、検出器はエネルギー高分解能かつ低バックグラウンドでなければならない。もしくはバックグラウンドが少ない、大きな Q 値を持つ崩壊核を用いる必要がある。

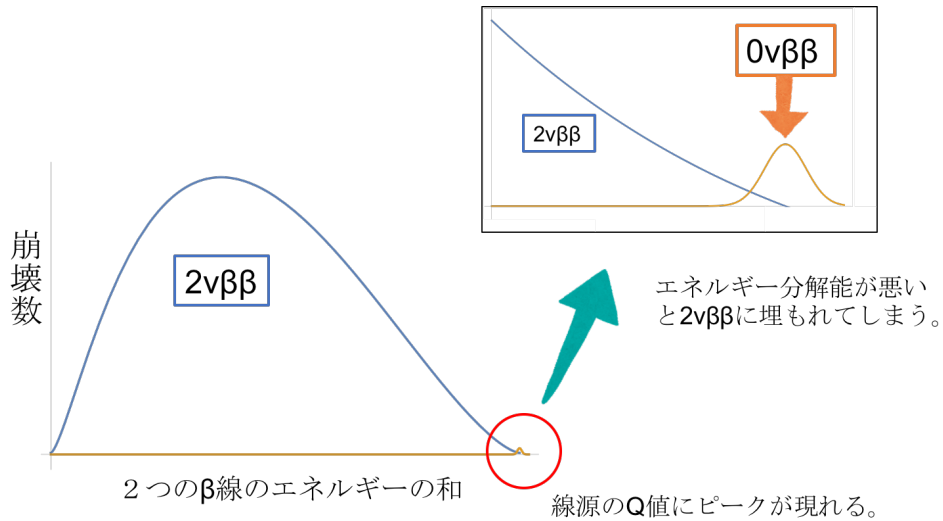


図 1.7: 崩壊モードごとの 2 本の β 線 (電子) のエネルギー和

1.3.1 世界中の二重ベータ崩壊実験

ニュートリノレス二重ベータ崩壊実験は世界中で行われており、いくつかの実験について説明する。

• CUORE

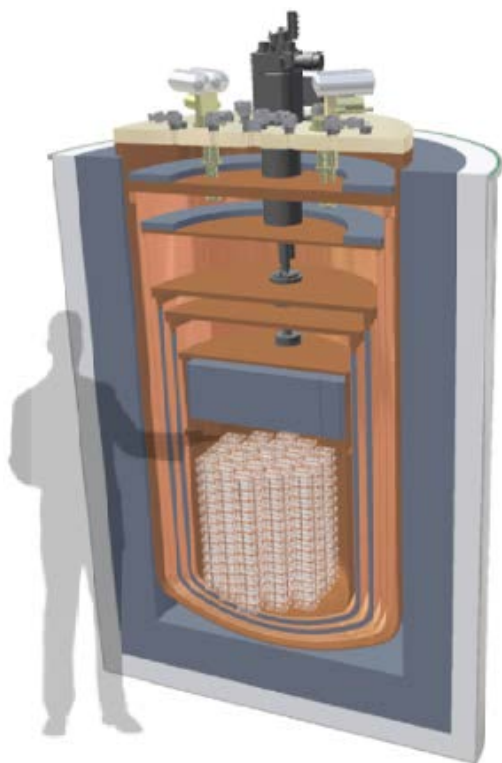


図 1.8: CUORE の概念図

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events(CUORE) はボロメーターを用いた実験でありイタリアのグランサッソ国際研究所で行なっている。TeO₂ の結晶を 988 個 741kg を用い、その中の ¹³⁰Te 約 206kg をソースとしている。ボロメーターは核種が崩壊したときの微小な温度変化を測定しエネルギーに換算する検出器であり、温度依存抵抗を使用して温度変化を電気信号として読み出す。CUORE では TeO₂ の結晶 988 個をタワー状に配置し大型の希釈冷凍機で 10mK まで冷却する。熱を測定する検出器では極低温にすることによって環境の熱、電磁気的な作用、他の粒子事象を排除することができ高分解能を達成でき ¹³⁰Te の Q 値で約 0.2 % の分解能を達成している。2017 年の測定結果では ¹³⁰Te におけるニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期の下限を 1.5×10^{25} 年 (90 % CL) とし、有効質量

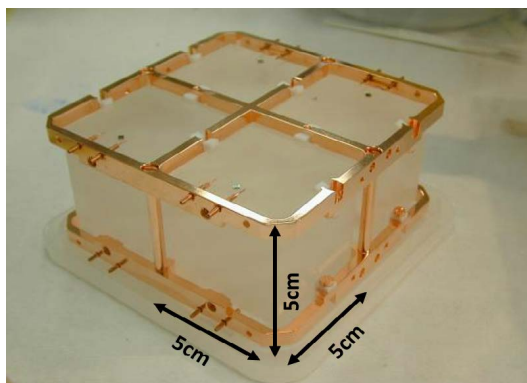


図 1.9: 二酸化テルルの結晶・熱量形の外観

は 140~400meV 未満であると示した。[9]

• EXO

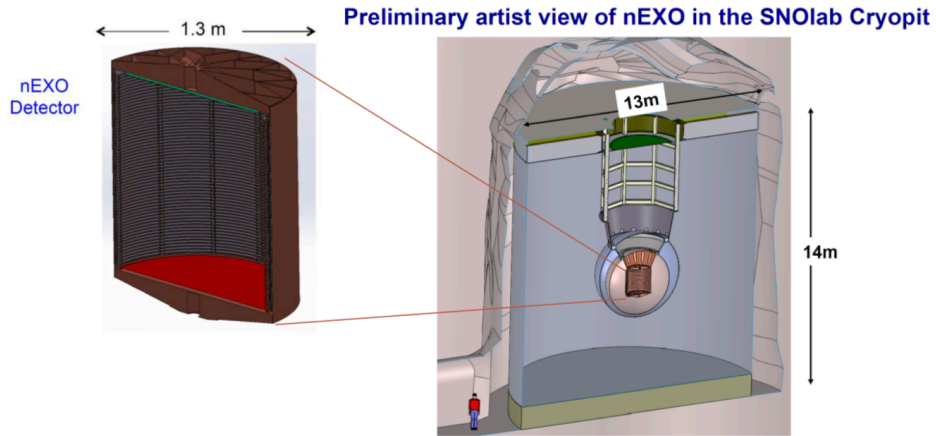


図 1.10: EXO の概念図

Enriched Xenon Observatory(EXO) はアメリカのニューメキシコ州の地下実験施設で実験を行っており、崩壊核に ^{136}Xe を使用し大量の崩壊核を搭載することができる。荷電粒子とシンチレーション光を捉える検出器であり、 ^{136}Xe が崩壊した後の $^{136}\text{Ba}^{2+}$ イオンを青色と赤色のレーザーでタグgingすることにより高いバックグラウンド除去能力がある。

2012 年の結果ではエネルギー分解能が ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の Q 値で 1.67 % であり、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限として 1.6×10^{25} 年 [10] と求められている。

• GERDA

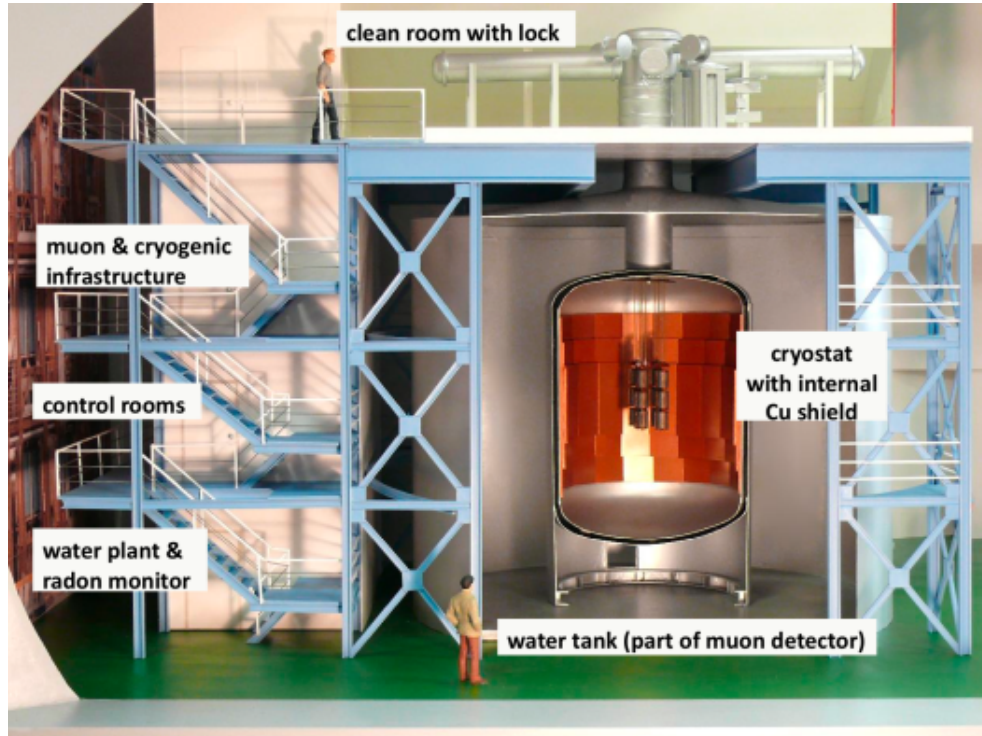


図 1.11: GERDA の概念図

GERmanium Detector Array(GERDA)はゲルマニウム半導体検出器を用いた実験で、イタリアのグランサッソ国際研究所で行なっている。崩壊核は ^{76}Ge であり、液体アルゴンの入ったクライオスタットによって冷やされその外側に超純水タンクがあり、宇宙線ミュオンのVETOや中性子のシールドとして働いている。半導体検出器はソースと検出器が一体となっており効率よくイベント数を稼げる反面、純度の極めて高いゲルマニウム結晶を用いなければいけなく、コストと技術面において大型化が容易ではない。半導体検出器を用いた実験の最大の特長は高いエネルギー分解能であり、この実験では ^{76}Ge のQ値において0.16% (FWHM)を達成し $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限として 4.0×10^{25} 年 [11]と求められている。

• KamLAND-Zen

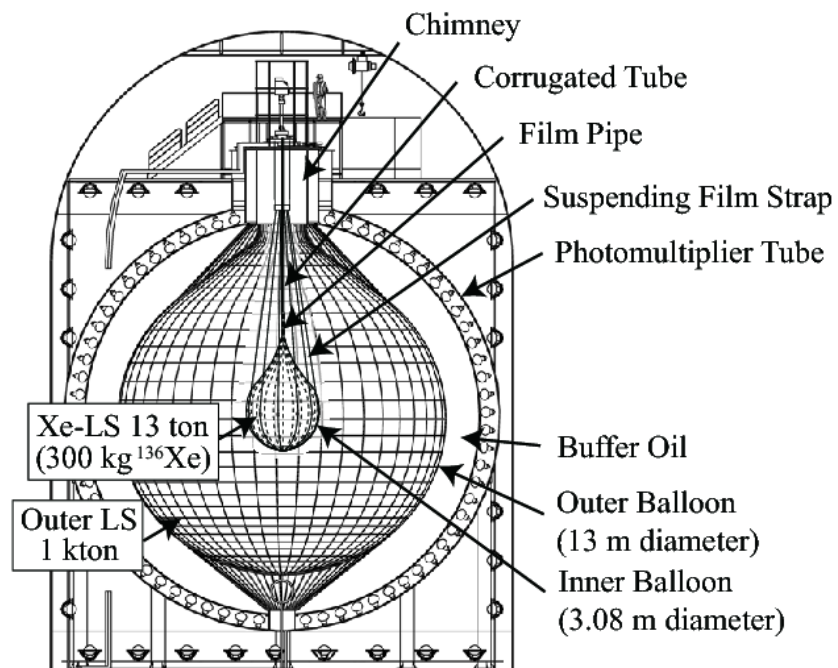


図 1.12: KamLAND-Zen の概念図

Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector(KamLAND-Zen) は岐阜県神岡町の神岡鉱山の地下 1000m にあり、低バックグラウンド環境で Xe を崩壊核として実験を行っている。内側のバルーンに Xe を溶かし込んだ液体シンチレーターを蓄え、さらに外側のバルーンに液体シンチレーターがありさらに外側の PMT でシンチレーション光を観測する。これまでの実験結果ではニュートリノの有効質量を 50meV まで測定可能としており、将来計画である KamLAND-Zen800、KamLAND2-Zen と Xe の量を増やし有効質量感度 20meV まで到達を目指している。測定結果では ^{136}Xe におけるニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期の下限を 1.07×10^{26} 年 (90 % CL) とし、有効質量は 61~165meV 未満であると示した。[12]

• NEMO3

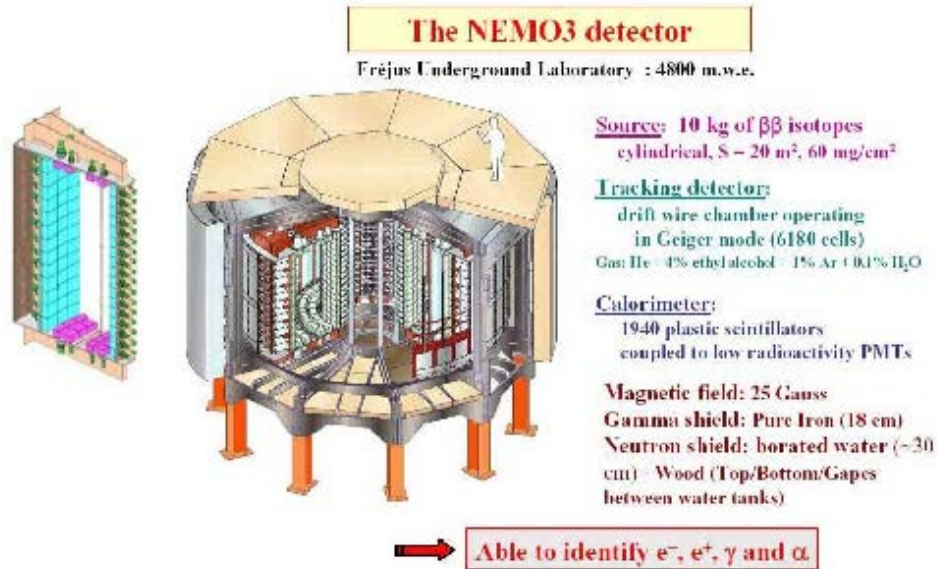


図 1.13: NEMO3 の概念図

Neutrino Ettore Majorana Observatory (NEMO3) は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で実験が行われている。この実験の特徴は崩壊ソースと検出器がそれぞれ独立しており Mo や Nd など同時に測定することが可能である。検出はベータ線のトラッキングとシンチレーション光の検出で行なっており、ベータ線とそれ以外のイベントはトラッキングで区別し、ベータ線のエネルギーはプラスチックシンチレーターによって測定している。ベータ線のトラックを見ることでアルファ線やガンマ線によるコンプトン散乱に感度がなく高いバックグラウンド除去能力を持つ。

NEMO3 実験は DCBA 実験と同様にトラッキングを使う世界でも数少ない実験であり、最近ではニュートリノがディラック粒子である際に起こるとされているニュートリノレス四重ベータ崩壊を測定できる実験として期待されている。

第2章 DCBA 実験について

DCBA 実験はニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索によりニュートリノのマヨラナ性の証明とその半減期測定からニュートリノの質量の絶対値を求めることを最大の目的としている実験である。現在はニュートリノ放出を伴う二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) の精密測定を目的とした DCBA-T3 を製作中であり、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と首都大学東京で動作試験をしている。また DCBA-T3 は $0\nu\beta\beta$ 測定を目的とした次世代機 MTD (Magnetic Tracking Detector) のプロトタイプである。DCBA-T3 の概念図を図 2.1 に示す。

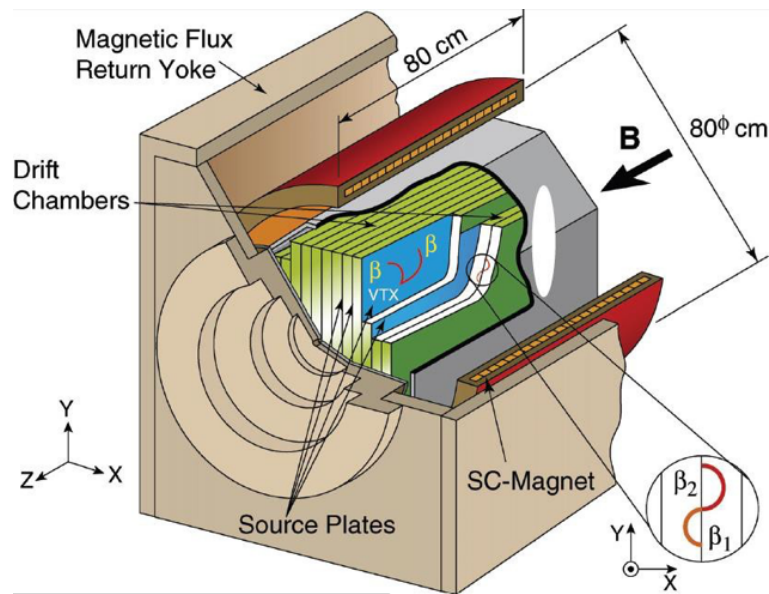


図 2.1: DCBA-T3 の概念図

2.1 実験概要

DCBA 装置は飛跡再構成型の装置であり、二重ベータ崩壊で放出される 2 本のベータ線の飛跡を再構成することにより運動量を算出する。この方法では 2 本のベータ線の角度相関や 1 つのベータ線のエネルギー分布を測定することができ、ニュートリノの新物理を制限するために必要な情報が豊富に得られるという利点と中性のバックグラウンドに対して不感であるという利点がある。しかし、良い統計精度を得ようとチェンバー内に多くの放射核を設置すると物質が多くなり、するとエネルギー分解能が悪くなってしまい、単純に二重ベータ崩壊核を増やすことが困難である点が他の実験に比べて不利な点である。

図 2.2 にチェンバー 1 枚の内部構造を示す。チェンバーガスに $\text{He} : \text{CO}_2 = 85 : 15$ のヘリウム炭酸ガスを用いる。多くのガスチェンバーはチェンバーガスに P10 ガス ($\text{Ar} : \text{CH}_4 = 9 : 1$) を用いるが DCBA 実験ではチェンバーガスによる多重散乱の影響でエネルギー分解能が大きく左右される。Ar のように大きな原子を電離する場合ベータ線が散乱され不規則な動きをしてしまい飛跡が定まらない。また CH_4 のような炭素と水素の鎖状の分子はワイヤーに付着しワイヤー間の放電などを起こす可能性があり、長期間運転する実験では向いていない。よって DCBA 実験では原子の大きさの小さい He と比較的ワイヤーに付着しづらい CO_2 を用いる。この二つのガスの混合比は先行研究 [13] が行われており、Geant4 によるシミュレーションによりエネルギー分解能の要請から決められている。

図 2.2 に示すように、DCBA では外部磁場が z 方向にかけられており、チェンバーには 3 種類のワイヤーが張り巡らされている。 z 方向に張られているアノードワイヤーと y 方向に張られているピックアップワイヤーで格子を形成している。カソードワイヤーはアノードワイヤーと並行に遠い位置に張られており、アノードワイヤーとカソードワイヤーにそれぞれプラスとマイナスの高電圧を印加しピックアップワイヤーにはマイナスの電圧を印加することでチェンバー内に一様電場を生み出し、さらに外部から磁場をかけることでソースプレートから放出されたベータ線を曲げ、螺旋軌道を描かせる。

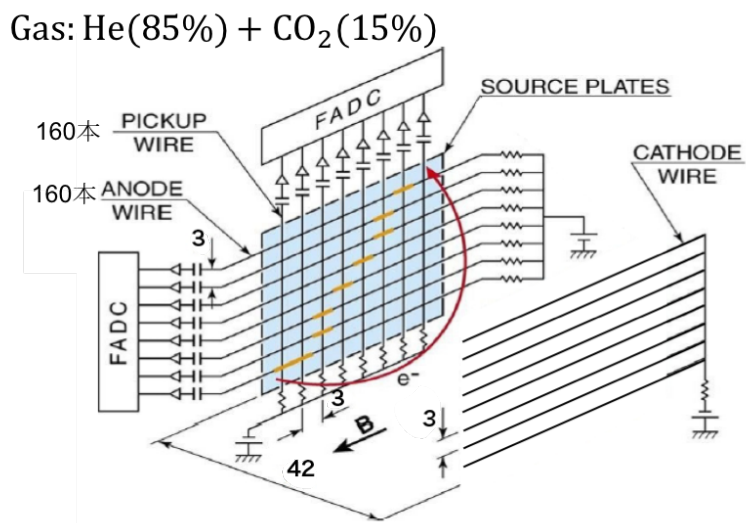


図 2.2: チェンバーの内部構造とベータ線の描く軌道

図 2.3 に検出原理を示す。ベータ線が飛ぶことで周りの He/CO₂ ガスを電離し (step1)、その電子が一様電場の中をアノードワイヤーへ向かってドリフトする。(step2) ドリフト速度は一様電場の強さで決まり、一様電場はカソードワイヤーとピックアップワイヤーの電位差に依存している。ただし、各ワイヤーの近傍 (2 ~ 3mm) では電場が非常に強くなっており一様電場は崩れている。アノードワイヤー付近で電子雪崩が生じ電荷量が増幅され、これをアノードワイヤーで信号として検出する。(step3) その後、電子雪崩で生じた陽イオンがピックアップワイヤーやカソードワイヤーへドリフトし、その時の電場の変化によりピックアップワイヤーにイメージ電流が流れ信号として検出する。信号が検出されたワイヤーの位置とドリフト時間から 3 次元座標を求めることができ、飛跡を再構成する。

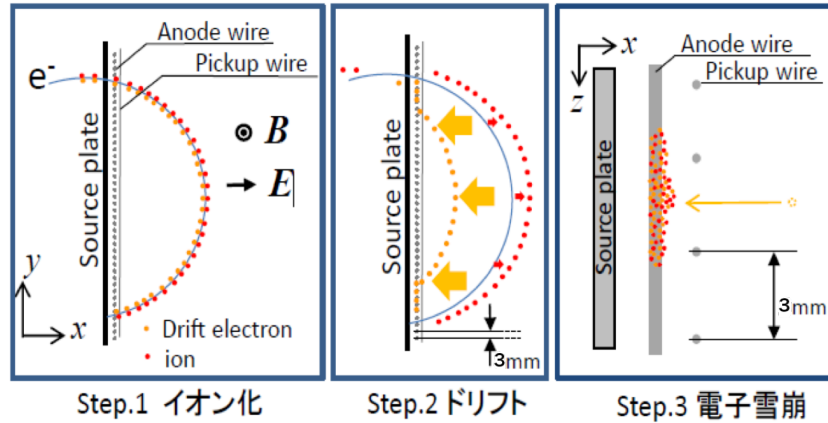


図 2.3: DCBA 検出原理

図 2.4 に示すように、再構成された飛跡は xy 平面では円軌道、 zx 平面では \sin 軌道を描くことがわかる。このときの軌道半径 r とピッチ角 λ を測定することによって運動量を算出することができる。

円軌道の運動量 $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ [MeV/c] は外部からかける磁場 B [kG] と軌道半径 r [cm] を用いて

$$p_t = 0.3rB \quad (2.1)$$

とかける。また、 z 方向の運動量は \sin 軌道のピッチ角 λ を用いて

$$p_z = p_t \tan \lambda \quad (2.2)$$

とかける。これらからベータ線の運動量 $p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2}$ [MeV/c] に対して以下の関係式が得られる。

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2.3)$$

さらに電子の運動エネルギー T [MeV] は静止質量 m_e [MeV] を用いると

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \quad (2.4)$$

となり、二重ベータ崩壊で放出された 2 本のベータ線を 2 つのチェンバーで別々に飛跡再構成をし、それぞれで運動エネルギーを算出し足し合わせることでベータ線のエネルギー分布を測定する。

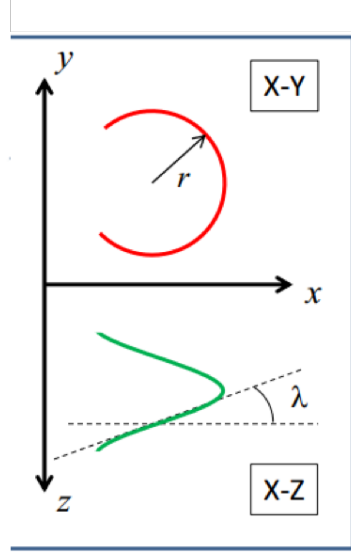
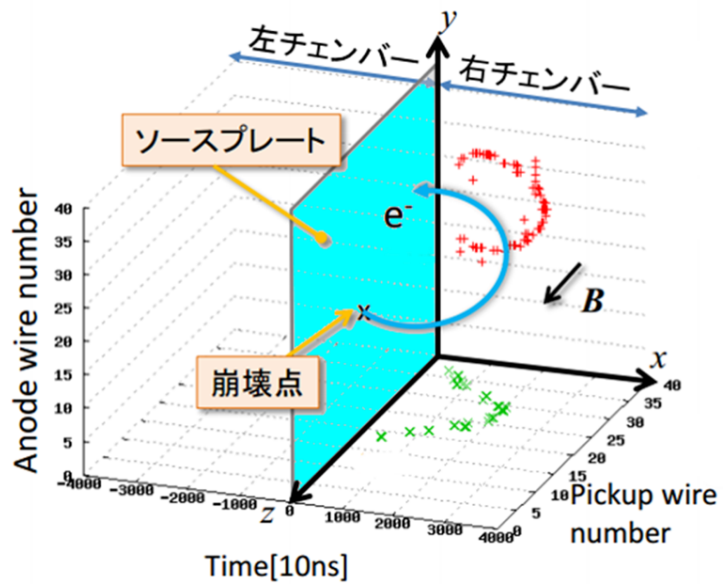


図 2.4: 飛跡再構成

2.2 DCBA 実験装置

2.2.1 電極ワイヤー

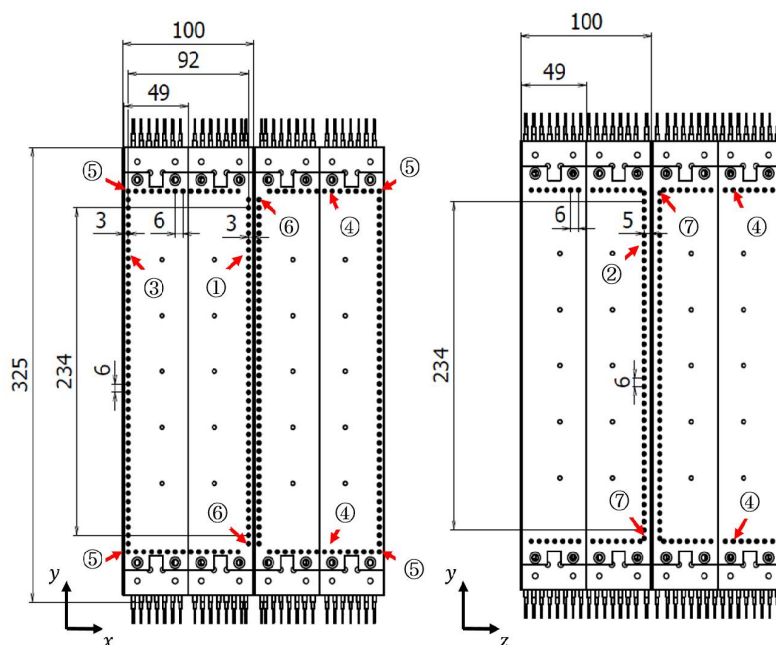


図 2.5: DCBA-T2.5 のワイヤー構成

① 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るタンゲステンに金メッキを施した直径 $20\mu\text{m}$ のワイヤーである。このワイヤーにはプラスの高電圧、例えば T3 チェンバーだと 1700V を印加しドリフトして来た電子がアノードワイヤー近傍で電子雪崩を起こす。DCBA のチェンバーでの役割はこの電子雪崩を起こすことと、信号を読み出すこと。到達時間で x 座標を、信号を検出したワイヤーの位置で y 座標を読み取る。

② 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 $80\mu\text{m}$ のワイヤーである。またピックアップワイヤーとカソードワイヤーの間で一様電場を作り、

これらの電位差によってドリフト速度をある程度決めることができる。このワイヤーにはマイナスの電圧を印加しアノードワイヤー近傍の電子雪崩によって生まれた陽イオンのドリフトで電界が変化し、そのイメージ電流を信号として読み出す。この信号を捉えたワイヤー位置で z 座標を測定する。

③ 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と平行に z 軸方向に張られているアルミに金メッキを施した直径 $80\mu\text{m}$ のワイヤーである。このワイヤーにはマイナスの高電圧を印加し、ピックアップワイヤーとの間で一様電場を作る。このワイヤーでは電子雪崩を起こす必要がないので、ワイヤーは太めになっている。

④ 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の端を囲むようにアノードワイヤーとカソードワイヤの間に張られている。素材はアルミに金メッキで直径は $80\mu\text{m}$ である。チェンバーが無限に大きいときは一様電場を作るのに問題ないが、有限の場合はその端で電場が乱れてしまう。その電場の乱れを補正するためにフィールドシェイピングワイヤーには 1 本 1 本それぞれ異なる電圧を印加しなければならない。この電圧は電磁気の計算によって決定する。

⑤ ガードワイヤー

ガードワイヤーはカソードワイヤーの一番端に張られている。このワイヤーはチェンバーフレームとワイヤー間での放電を抑える役割がある。チェンバーの隅では電場勾配が大きく太めのワイヤーを張ることによって表面電界を小さくできる、このため他のワイヤーとは素材と太さともに異なり、ベリリウム銅に金メッキを施し T3 では直径 $100\mu\text{m}$ 、後述する試作機 T2.5 では直径 $140\mu\text{m}$ のワイヤーとなっている。

⑥ アノードダミーワイヤーと ⑦ ピックアップダミーワイヤー

ダミーワイヤーはアノードワイヤーとピックアップワイヤーの一番端にあり、それぞれアノードワイヤー、ピックアップワイヤーと同じ素材と太さのワイヤーである。これらのワイヤーも電場勾配を軽減するためのワイヤーであり、信号読み出しには使用しない。

2.2.2 DCBA-T2.5 測定器について

DCBA-T2.5の外観を図 2.6 に示す。この検出器は飛跡再構成手法の実証機であり $2\nu\beta\beta$ の測定を目的とする。チェンバーには図 2.7 図 2.8 に示す T2 のものを用い、外部磁場をかける超伝導ソレノイドは T3 で用いるためのものを使用している。T2 では常伝導ソレノイドを使っていたので無人運転ができなかったが、超伝導ソレノイドでは数アンペア程度の少ない電流で動くので 24 時間の無人運転が可能となる。(DCBA-T2 とは、T2.5 以前の検出器であり目的は T2.5 と同じである。)

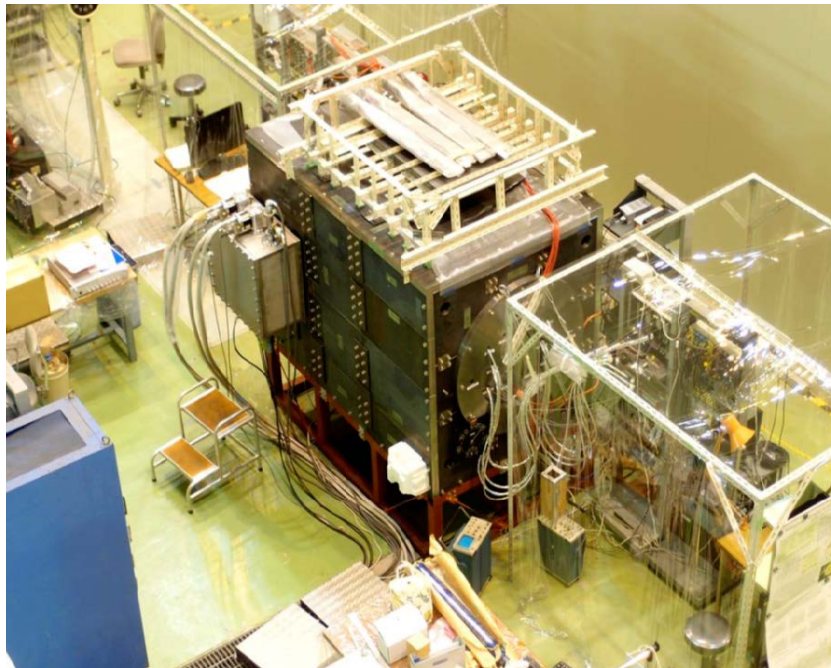


図 2.6: DCBA-T2.5 の外観 (T2 チェンバーが格納された超電導ソレノイド)

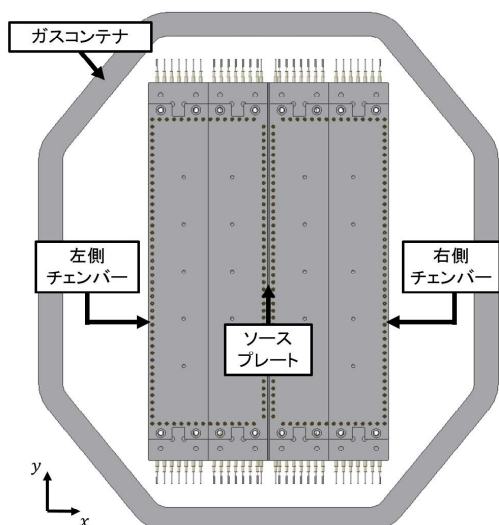


図 2.7: T2 チェンバーの外観

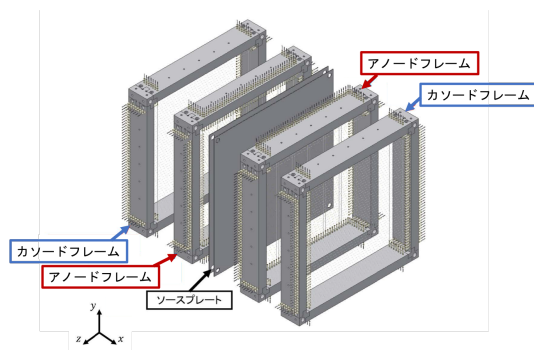


図 2.8: T2 チェンバーのフレーム構成

二重ベータ崩壊核種には ^{100}Mo を使用している。DCBA 実験では本来 ^{150}Nd を崩壊核として用いるが、T2.5 を稼働した時期には均一な Nd を板状にする技術が不十分なので試験機では市販されている天然 Mo のプレートを用いた。2つのチェンバーでソースプレートを挟む構造になっており図 2.5 にチェンバーの寸法を示してある。ソースプレートで二重ベータ崩壊が起こり、出て来た 2本のベータ線がそれぞれのチェンバーで検出される。ワイヤーの役割は前述の通りで、T2.5 ではワイヤー間隔は 6mm となっている。アノードワイヤー、ピックアップワイヤー、カソードワイヤーともに 40本ずつ張られている。

現在は稼働が終了し、今まで蓄積したデータを解析している。T2.5 が取得したデータの例を図 2.9 に示しておく。

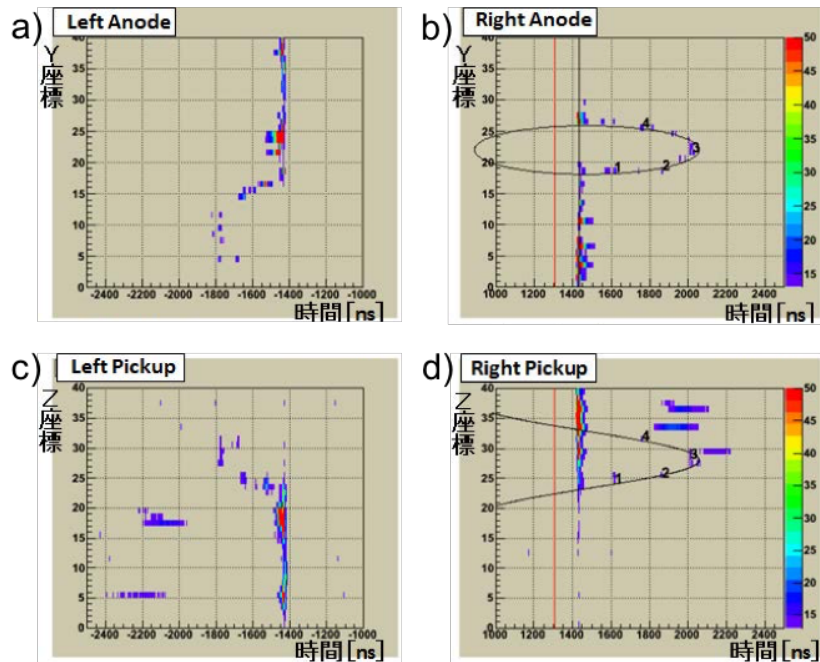


図 2.9: DCBA-T2.5 で取得した 2 次元飛跡データ (a:左側のチェンバーで測定したアノードワイヤーによる信号。円軌道を描く。b:右側のチェンバーで測定したアノードワイヤーの信号。円軌道を描きフィッティングを行っている。赤のラインがソースプレートの位置。c:左側のチェンバーで測定したピックアップワイヤーによる信号。sin カーブを描く。d:右側のチェンバーで測定したピックアップワイヤーによる信号。sin カーブを描きフィッティングを行っている。赤のラインがソースプレートの位置。)

2.2.3 DCBA-T3 測定器について

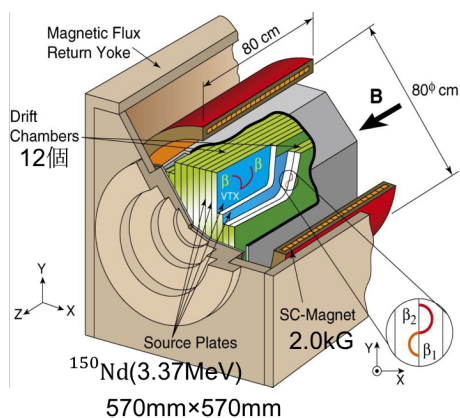


図 2.10: DCBA-T3 の概念図



図 2.11: T3 チェンバー 1 個の写真

DCBA-T3 の概念図を図 2.10 に示す。DCBA-T3 は二重ベータ崩壊核に ^{150}Nd を用い次世代機のプロトタイプとして $2\nu\beta\beta$ の精密測定を行う。T2.5 よりもワイヤーの間隔を狭め 3mm とすることにより、検出できる点の数が多くなりエネルギー分解能の向上が見込まれる。(図 2.12 参照) また、チェンバー数を 2 個から 12 個へ増やしたことにより、より多くの事象を同時に測定することができる。チェンバー数を増やしたことでチェンバーの厚みは半分に減少し電子が螺旋運動を描くスペースが狭くなり、そのため外部からかける磁場を大きくする必要がある。T2.5 ではすでに T3 で使用する超伝導ソレノイドを用いているが実験でかけた磁場は 1kG に満たない。これは磁場を大きくすると β 線の飛跡が短くなり、ワイヤー間隔が広い T2.5 では検出点が少なくなってしまうため、エネルギー分解能が悪化してしまうからである。実際に T3 で測定する際は 2kG 以上の磁場をかける。図 2.13、図 2.14 に T3 チェンバーのフレーム構成を示し、表 2.1 に T3 チェンバーのワイヤー構成を示す。

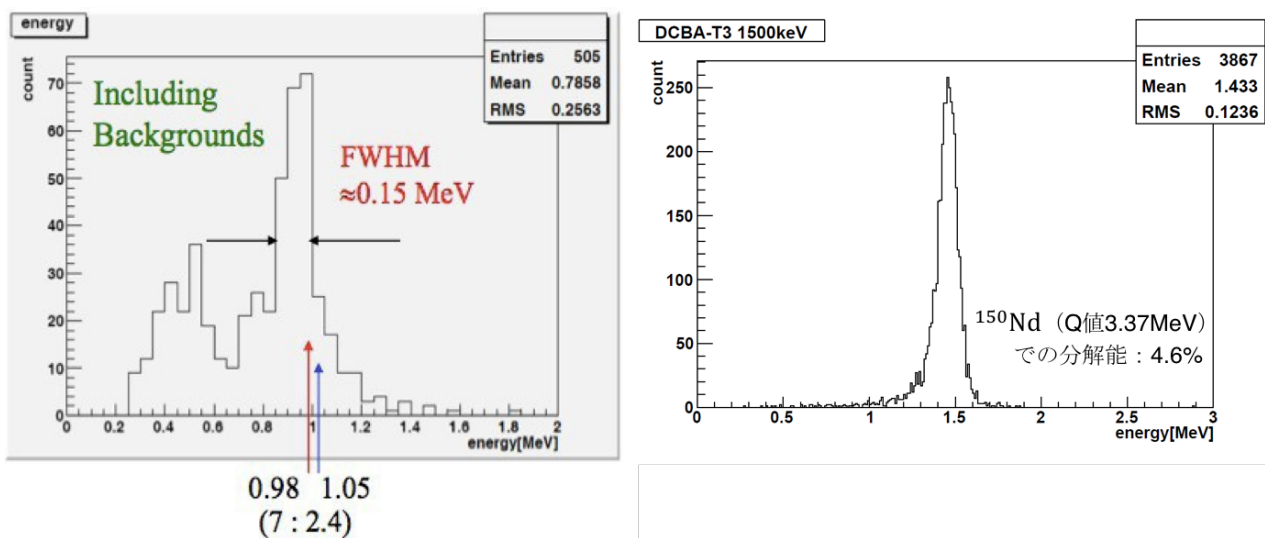


図 2.12: 左 : DCBA-T2 で ²⁰⁷Bi を測定したときのエネルギー分解能の実験値。980keV では 7 %、1050keV では 2.4 % 右 : DCBA-T3 で 1500keV の信号を見たときのシミュレーション結果。¹⁵⁰Nd を用いた場合に換算するとエネルギー分解能は 4.6 %

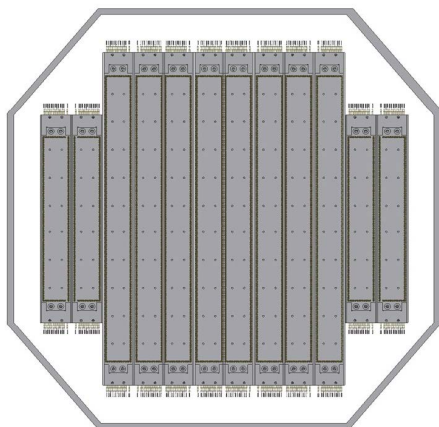


図 2.13: T3 チェンバーの外観

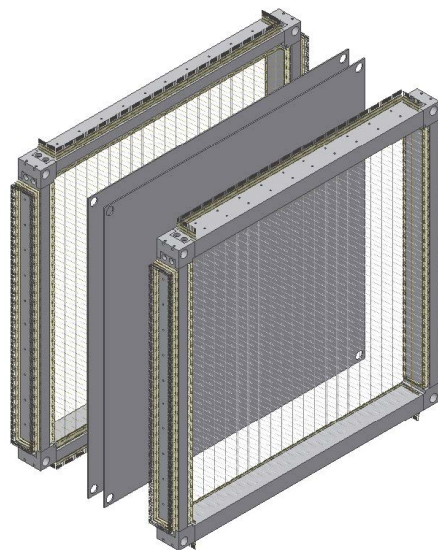


図 2.14: T3 チェンバーのフレーム構成

表 2.1: T3 チェンバーのワイヤー構成

ワイヤー名	材質	本数	直径	張力
アノードワイヤー	Au-W	160 本	20 μ m	45g
ピックアップワイヤー	Au-Al	160 本	80 μ m	90g
カソードワイヤー	Au-Al	160 本	80 μ m	90g
フィールドシェイピングワイヤー	Au-Al	52 本	80 μ m	90g
ガードワイヤー	Au-Al	8 本	100 μ m	150g
アノードダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μ m	90g
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μ m	90g

2.2.4 読み出し機器

ワイヤー間隔の微細化に伴い 1 本のワイヤーが収集できる電荷量が単純に 2 分の 1 になってしまうため信号量が小さくなる。そのため今までの読み出しエレクトロニクスではゲインが足りず二重ベータ崩壊の信号を捉えられないので、T3 チェンバー用に新たな読み出しエレクトロニクスの開発を行っている。KEK では林栄精器と共同開発で T3 専用のエレクトロニクス (図 2.16、図 2.17、図 2.18) の開発、性能評価を行ったが、発熱やゲインなどの調整で試行錯誤しながらの開発であり、効率化するために首都大と並行して異なるエレクトロニクスの開発を行った。首都大では林栄精器で市販されている 64ch RAINER V1MODEL RPR-010 図 2.19 を用いて T3 チェンバーの動作テストを行った。

KEK で用いているエレクトロニクス

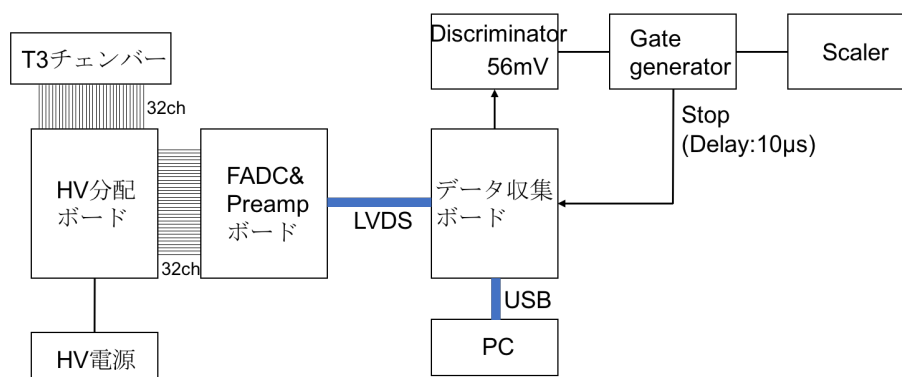


図 2.15: 読み出し回路

読み出しエレクトロニクスのテストとしてワイヤー 160 本のうち 32 本のみで性能評価を行なった。そのときのデータ読み出し回路を図 2.15 に示す。T3 チェンバーからの信号が FADC とプリアンプを通りデータ収集ボードのバッファに記録される。このデータに NIM 規格のディスクリミネーターによって 56mV の閾値を与え、1ch でもこれを超えるとゲートジェネレーターでストップ信号が出力され、データ収集ボードのデータ読み出しがストップする。その間に USB 接続で PC にデータを読み出し HDD へ保存される。バッファの奥行きは $40\mu\text{s}$ あるためチェンバー全体の読み出しが可能となっているがプリアンプのゲインがやや小さく信号がノイズに埋もれてしまうこともある。

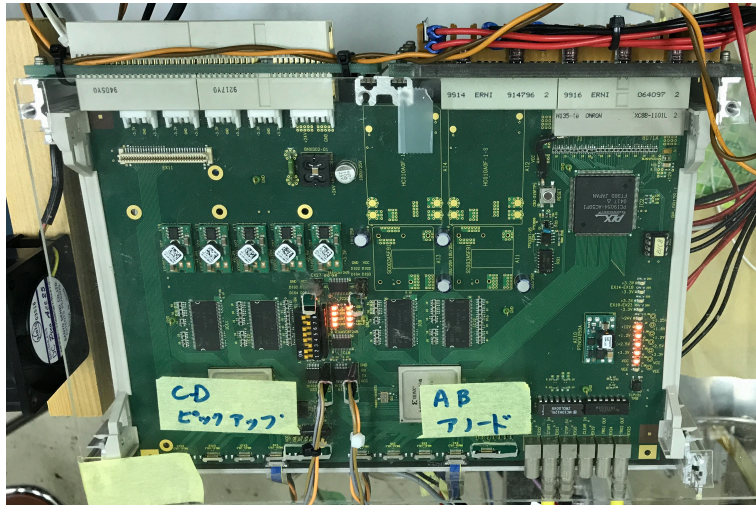


図 2.16: KEK で用いるデータ収集ボード



図 2.17: KEK で用いる 32ch プリアンプ

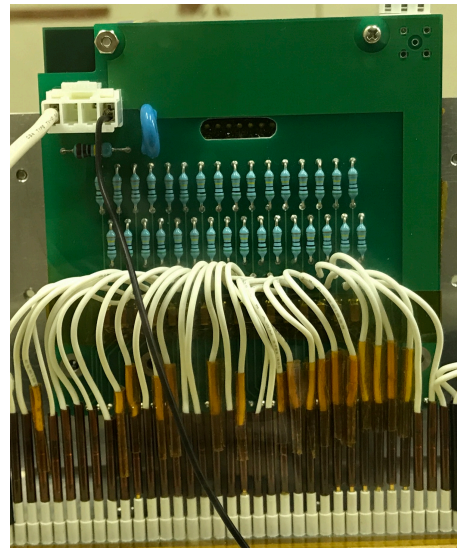


図 2.18: KEK で用いる 32chHV 分配ボード

首都大で用いているエレクトロニクス

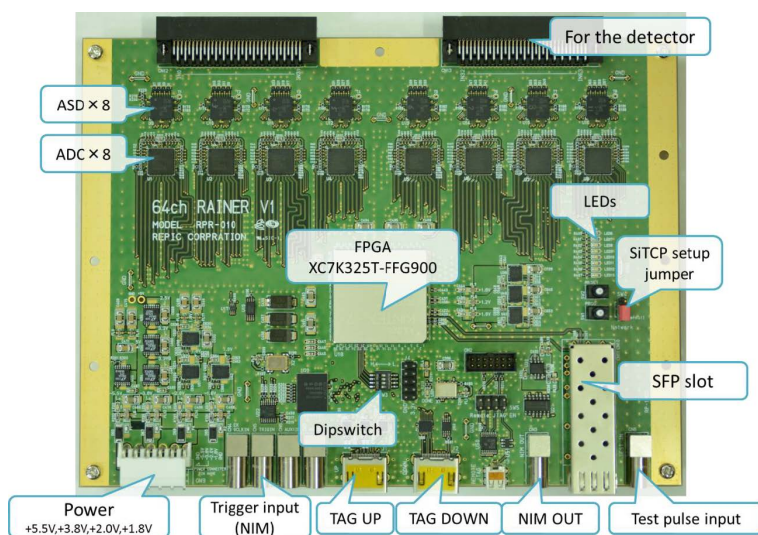


図 2.19: 首都大で用いる FADC ボード (64ch RAINER V1MODEL RPR-010)

首都大で用いる読み出し機器の詳細スペックについて図 2.21 に示す。またワイヤーには HV をかけるため信号読み出しと HV をかけることが 16ch 同時にできる HV 分配ボード (図 2.23) を作成した。その回路図を図 2.24 に示す。

64ch RAINER V1MODEL RPR-010 は 16ch のフラットケーブルを 2 本重ねた計 32ch の入力ソケットが 2 つ搭載されている。チェンバーからの信号は 8 個搭載されている 8ch ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) チップによって増幅、波形整形、スレッシュホールドによるカットが行われる。増幅率はカタログ値で -1.1V/pC でありスレッシュホールド電圧は PC から任意の値に設定することができる。増幅されたアナログ信号は 8ch ADC チップ 8 個でデジタル変換され FPGA で処理される。ADC は AD9212 (10bit) が搭載されておりサンプリングクロックは 31.25ns である。ADC もまた PC から設定を変更することができる。このボードと PC の接続プロトコルは SiTCP を用いている。

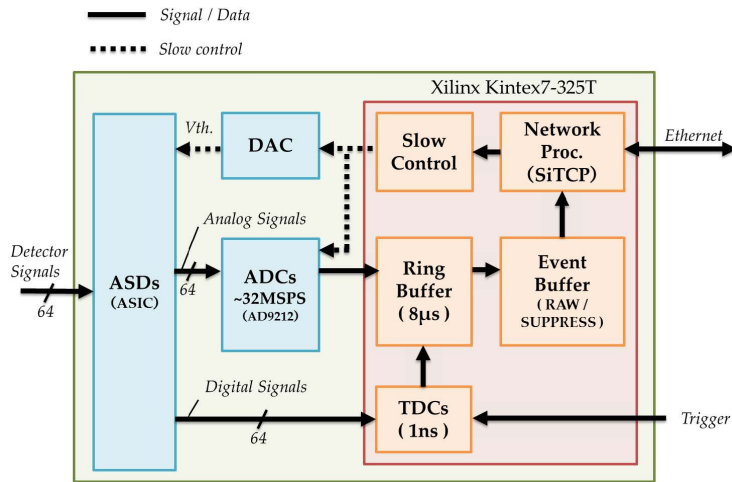


図 2.20: 首都大で用いる FADC ボードのブロックダイアグラム

Specifications

- Signal input : 64 channels
- Analog processing circuit : Amp-Shaper-Discriminator (ASD)
- A/D Converter : AD9212 (10bit), Sampling frequency 31.25MHz
- FPGA : XC7K325T (Xilinx)
- 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 (1)
- 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 2.21: 首都大で用いる FADC ボードのスペック

•ASD Chip仕様	
Number of Channels	8ch
Gain, analog output	-1.1V/pC
Gain, comparator output	-15V/pC
Peaking time	8ns
Noise	4000e@20pF
Time walk	<500ps
Digital output	CMOS 3.3V
Digital to analog crosstalk	<<0.5%
POWER	+3.3V,+5V
Power consumption	34mW/ch
Process	Bi_CMOS 0.8 μ m
Chip size	4.1 \times 4.1mm
Package	TCSP 64pin (8 \times 8mm)

図 2.22: 首都大で用いる FADC ボードに搭載されている ASD チップのスペック

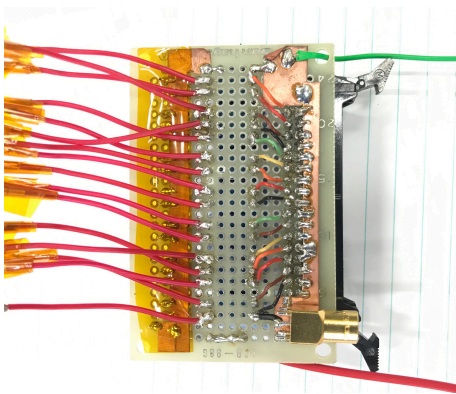


図 2.23: 首都大で用いる 16chHV 分配ボード

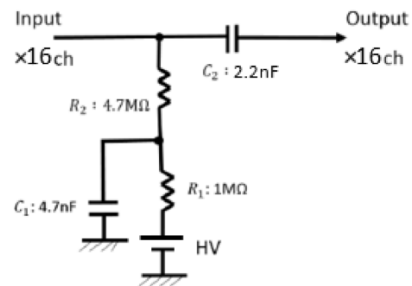


図 2.24: 16chHV 分配ボードの 1ch 分の回路図

FADC ボードでは 64 本のワイヤーを同時に読み出すことができ、アノードとピックアップでそれぞれ別の FADC ボードを用いている。それぞれの FADC ボードの前段に HV と信号を分ける HV 分配ボードを設置し、1 ボードあたり 16ch で FADC ボード 1 枚につき

4つのHV 分配ボードを設置している。

2.2.5 ガスコンテナ

超電導ソレノイドに搭載して測定する際は専用のガスコンテナに入れるため問題はないが、チェンバーを1枚や2枚テストする際には専用のガスコンテナがなく、そのまま測定すると酸素や水分の混入によりドリフト電子が吸収されるため、測定することが困難になる。そのため新しく T3 チェンバーが2枚搭載可能なガスコンテナを作成し、この中で測定することにより酸素や水分の混入をできるかぎり防ぐことにした。

図 2.25 にガスコンテナの写真を示す。ガスコンテナはアルミ製で複数のアクリルでできた窓がある。この窓を加工することによって読み出し機器の配線などを行う。



図 2.25: T3 チェンバーが2枚搭載できるガスコンテナ

2.3 DCBA 実験の歴史

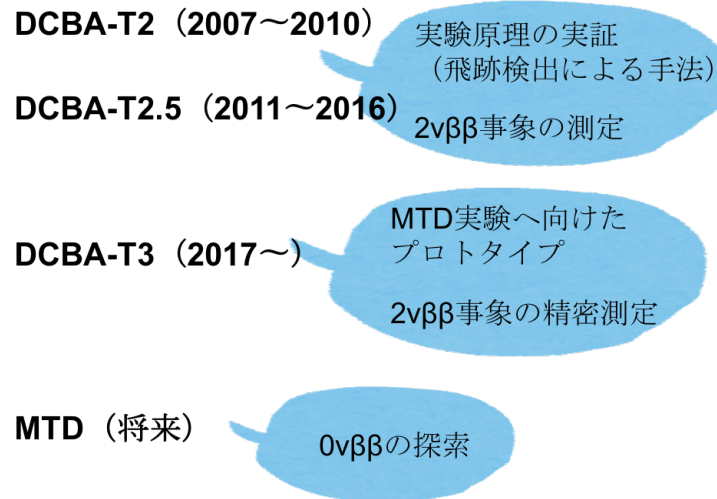


図 2.26: DCBA の歴史

今までの DCBA-T2, T2.5 は飛跡検出原理の実証機として得られたものであり $2\nu\beta\beta$ の測定を行っていた。T2 と T2.5 ではチェンバー自体は同じで、外部磁場をかけるソレノイドが変更された。T2 では常伝導ソレノイドを用いていたので防災上の都合から有人での運転が必要だった。T2.5 では無人で運転できるようにと超伝導ソレノイドを用い、T3 で使えるように大きさも T3 のサイズに合わせてある。T2.5 は 2016 年 7 月に稼働が終了し現在は解析を行い、T3 チェンバーの動作確認を行っている。DCBA-T3 は $2\nu\beta\beta$ の精密測定を目標としていて将来計画である $0\nu\beta\beta$ の探索を目的とする MTD (Magnetic Tracking Detector) のプロトタイプとなっている。

第3章 T3 チェンバー宇宙線測定方法

T3 チェンバーの本格稼働前の動作試験として、外部磁場をかけない状態で宇宙線の測定を行った。本研究では首都大の T3 チェンバーについて詳しく説明する。

3.1 先行研究 (伊藤修士論文 [8])

3.1.1 円筒型比例計数管 (チューブチェンバー) でのガス増幅率の測定

T3 チェンバーで宇宙線の測定をする前に簡単なセットアップのチューブチェンバーを用いて読み出し機器の性能評価やガス増幅率の測定を行った。チューブチェンバーの外観と概念図を図 3.1、図 3.2 に示す。このチューブチェンバーは外筒がアルミ製でワイヤーはステンレスで直径が $20\mu\text{m}$ でありプラスの高電圧をかけ電子雪崩を起こす。使用したガスは $\text{He} : \text{CO}_2 = 85 : 15$ の比率で混合されたヘリウム炭酸ガスであり、ソースは ^{55}Fe からの 5.9keV の X 線を用いる。その際、首都大の T3 チェンバーで用いる読み出し機器 (図 2.19) だと機器内部でアナログ信号をデジタル信号に処理して出力されるので読み出し機器の評価やガス増幅率の測定に適さない。よってチューブチェンバーではアナログ信号が出力がされる ASD (Amp-Shape-Discriminator) の評価ボード (図 3.3) を用いた。これは T3 チェンバーで用いる読み出し機器に搭載されている ASD と全く同じものである。

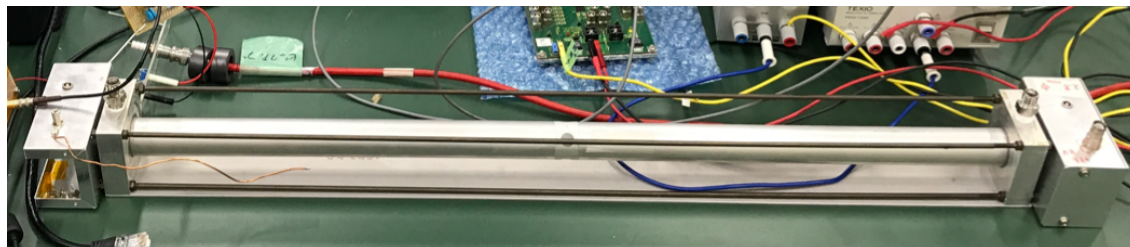


図 3.1: 円筒型比例計数管 (チューブチェンバー) の外観

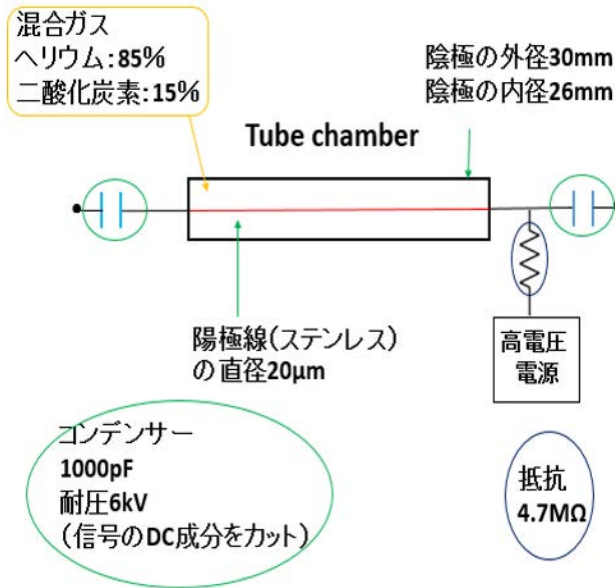


図 3.2: 円筒型比例計数管 (チューブチェンバー) の概念図

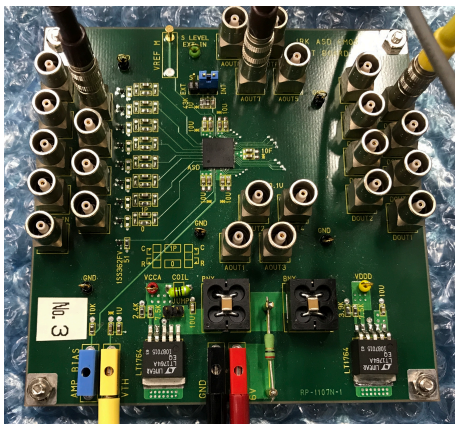


図 3.3: ASD チップの評価ボード

●Block Diagram of the ASD

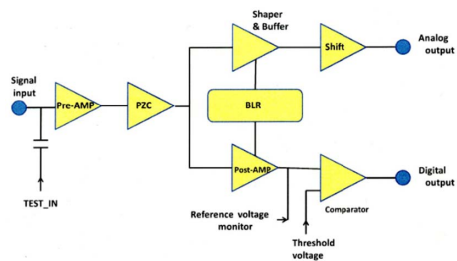


図 3.4: ASD 評価ボードのブロックダイアグラム

先行研究では ASD で ^{55}Fe からの X 線に対応するアナログ信号をオシロスコープで確認し、その波高や面積から最終的にガス増幅率を求めた。セットアップを以下の図 3.5 に示す。

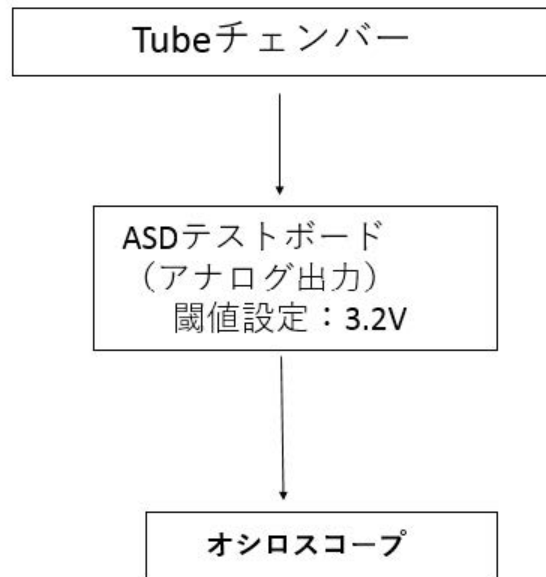


図 3.5: チューブチェンバーで ^{55}Fe の信号を測定するセットアップ

^{55}Fe は電子捕獲によって 5.9keV の特性 X 線をを放出する。これを ASD を通してオシロスコープで見ると図 3.6 のようになる。

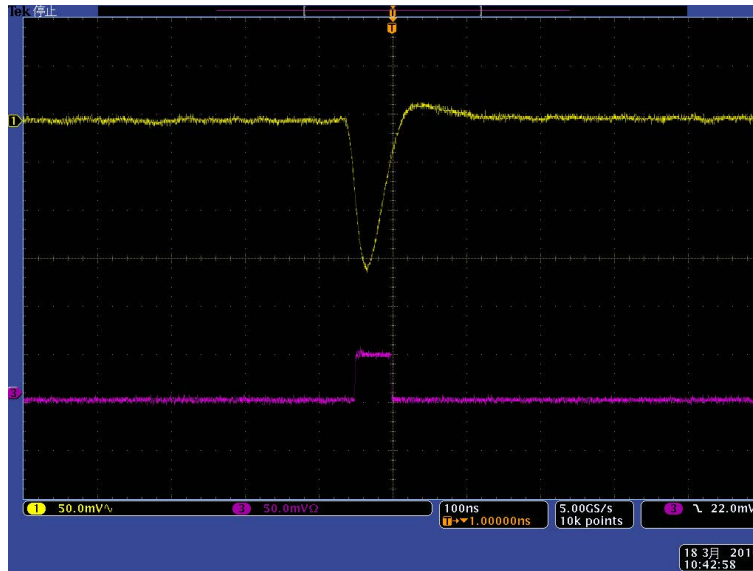


図 3.6: ^{55}Fe 波形例 (HV1720V、立ち下がり時間 30ns、波高 165mV)

この波高と ASD の増幅率によってガス増幅後の信号の電荷量を計算でき 50 イベントの平均値で 262.9fC となった。ASD の増幅率は信号の立ち下がり時間によって変化する。この実験の場合、カタログ値 1.1V/pC に対して 0.59V/pC と半分近くまで下がってしまっている。また 5.9keV の X 線による光電効果で叩き出された電子が気体の電離に全てのエネルギーを使ったとすると、気体の W 値を用いてガス増幅前の初期電子数 n は (3.1) 式から 145 個となる。

$$n = \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.85}{42.3} + \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.15}{32.9} = 145 \quad (3.1)$$

W 値：気体中でイオン対 1 個を作るのに必要な平均エネルギー (He:42.3eV, CO₂:32.9eV)

したがって、ガス増幅率 M は増幅後の電荷量と増幅前の電子数から以下のように計算することができる。

$$145[\text{個}] \times 1.6 \times 10^{19}[\text{C}] \times M = 262.9 \times 10^{-15}[\text{C}] \quad (3.2)$$

$$M = 1.1 \times 10^4 \quad (3.3)$$

このガス増幅率から T3 チェンバーでの信号の大きさを見積もることができる。T3 チェンバーのドリフトセルでのベータ線のエネルギー損失はベータ線のエネルギーによって異なり

0.100keV~0.143keV 程度とシミュレーションされている。この値と先ほど計算したガス増幅率を用いて T3 での 1GeV の宇宙線ミュオン信号量を計算すると ADC カウントで 2.5 カウント程度と計算できる。

3.1.2 宇宙線信号の確認

先行研究で T3 チェンバーでの宇宙線信号の確認ができています。しかし、FADC ボードのバッファの奥行きが足りずに $4 \mu\text{s}$ までの範囲しか測定できない。He/CO₂ でのドリフト速度は電磁気の計算で大まかな値が求められており、anode1700V,pickup-300V,cathode-1400V のとき $7.96\text{mm}/\mu\text{s}$ であり $4 \mu\text{s}$ ではチェンバー全体 42mm 中 32mm しか測定することができない。また He/CO₂ では信号の大きさも小さく S/N が稼げずに測定が困難になると予測された。以下に宇宙線信号の例とノイズ分布を示す。

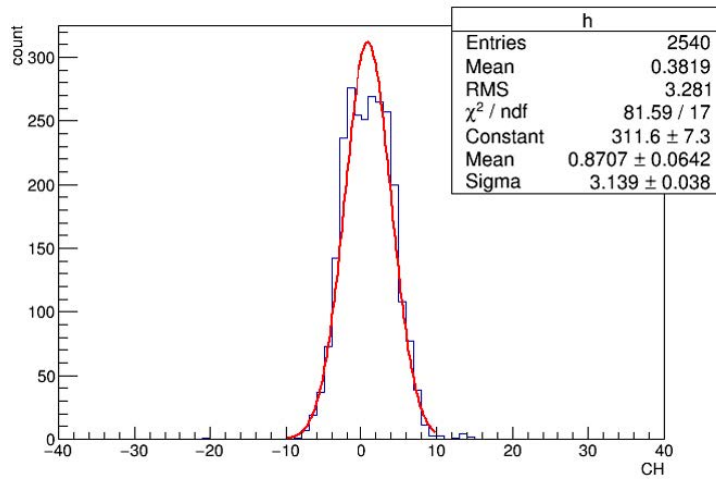
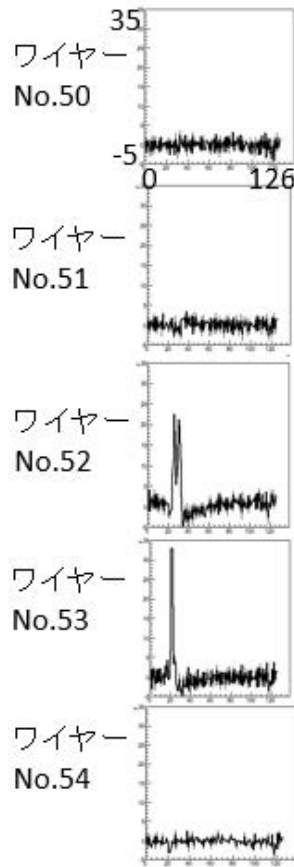


図 3.8: ノイズカウント分布

図 3.7: T3 チェンバーでの宇宙線信号

先行研究では FADC のバッファの奥行きまではチェンバーが正常に動作していることが確認できたが、T3 チェンバー全体が動作しているかどうかまでは測定できなかった。またノイズも大きく宇宙線のイベント数も少なく、実際の実験に移行するには性能評価が甘い状況であった。この問題を解決するために一時的にチェンバーガスを P10 へ変更しドリフト速度を早くして FADC のバッファの奥行きでチェンバーのすべての領域を測定できるようにし、さらに P10 はガス増幅率が高いので宇宙線信号が大きくなりイベント数を多く取得することができる。

3.2 T3 チェンバーでの宇宙線測定方法

3.2.1 読み出しエレクトロニクスセットアップ

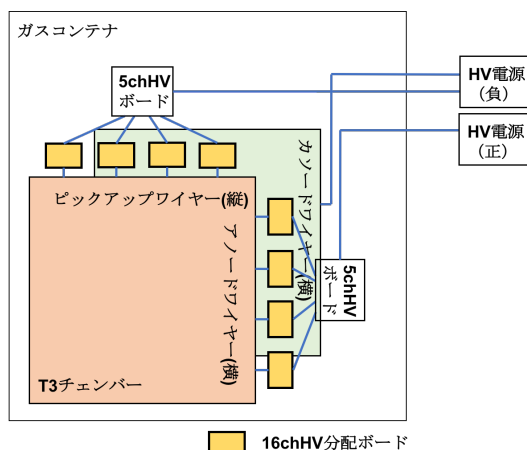


図 3.9: HV の配線

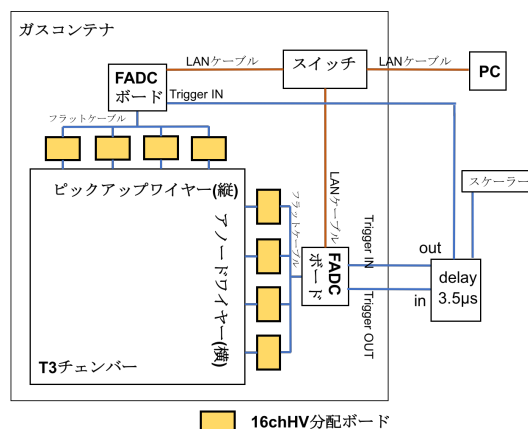


図 3.10: セルフトリガー時の読み出し配線

ガスタイトなコンテナ内に電源を引き入れる際にアクリル窓に穴をあけ、真空容器でも用いられるハーメチックコネクタを接続し空気の流入を防いでいる。5chHV ボードは4ch分は16chHV 分配ボードへ送られ、残りの1chは信号読み出しを行わないワイヤーへ電圧をかけるためデージーチェーンで接続されている。本来であれば160本のワイヤーすべての信号読み出しを行うが、本研究ではエレクトロニクスとT3チェンバー両方の性能評価を目的としているため、64ワイヤーのみでの測定をしている。

読み出し配線でも同様にハーメチックコネクタを用いている。T3チェンバーからの信号はアノード、ピックアップそれぞれでFADCボードで処理されLANケーブルでガスコンテナの外にあるPCでデータを収集する。セルフトリガーの場合は図3.10に示すように、アノードのFADCボードの信号をトリガーとし、それを $3.5\mu\text{s}$ ディレイさせてアノードとピックアップのトリガー信号として用いている。

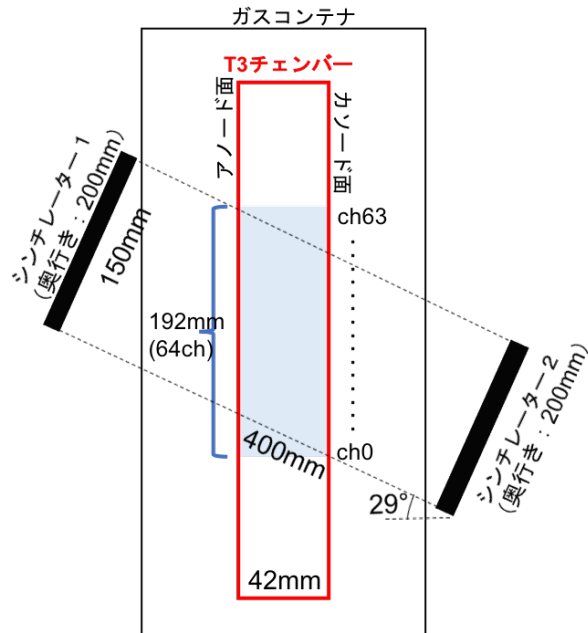


図 3.11: 宇宙線トリガーカウンターのセットアップ

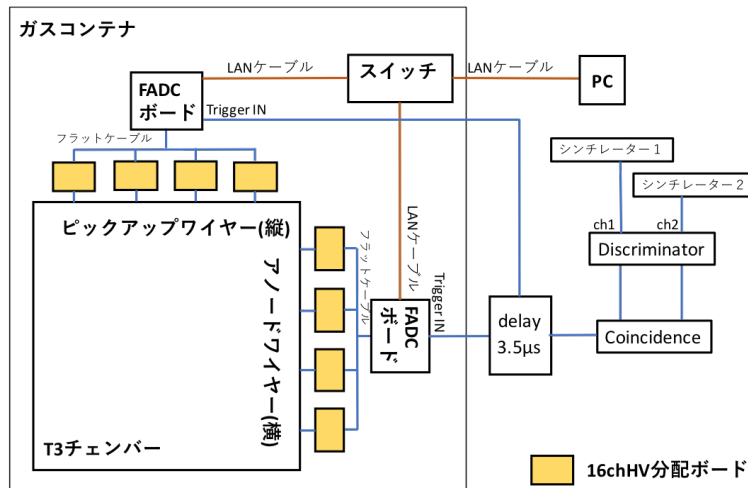


図 3.12: 宇宙線トリガーカウンターでの読み出し配線

一方、外部トリガーカウンターを用いる場合は、信号読み出しをしている範囲のみの宇宙線を測定するために図 3.11 のようなセットアップで測定を行なった。このようにすればア

ノード面とカソード面を貫通した宇宙線のみを検出できるのでドリフト速度を測定することができる。

トリガーカウンターは光電子増倍管 (PMT) にプラスチックシンチレーターをつけたもので、2つとも-1600Vの高電圧を印加している。この2つのシンチレーターのコインシデンスをとったものをトリガー信号として用い、この際に $3.5\mu s$ デイレイさせている。(図 3.12)

両セットアップともアノード HV 電源からのノイズがあり、コモンモードチョークコイルとコンデンサーを設置することによりノイズを低減している。また 16chHV 分配ボードと FADC ボードを接続するフラットケーブルでもノイズが乗ることが確認できており、配線の取り回しのことも考えツイステッドペアで1ペアずつ分かれているケーブルを用いてさらにシールドを行なっている。

3.2.2 ガス配管

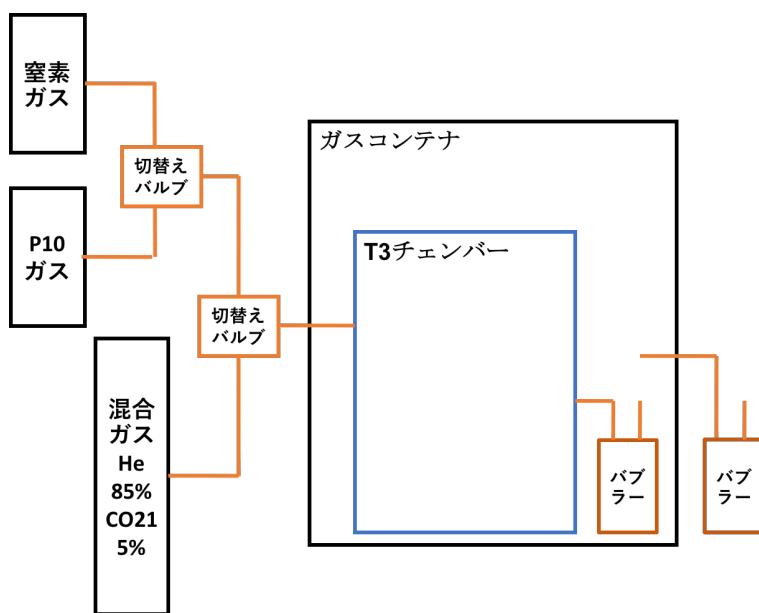


図 3.13: ガス配管

ガスワイヤーチェンバーでは酸素や水分が混入すると電離した電子がすぐに酸素などに吸収されてしまい、信号を測定することができなくなる。そのためガスコンテナにガスを

封入する際にまずは窒素でパージをする。酸素がほぼすべて入れ替わるようにガスコンテナの容積の5倍以上のガスを流してから P10 や He/CO₂ を流し始め、これらもガスコンテナの容積の5倍ほど流してから測定を開始する。ガスの流れる経路は、まず T3 チェンバーに直接流し、バブラーを介してガスコンテナ内に充満させ、そこからバブラーを介し外へ排出される。ガスをガスコンテナの中に入れるときは、ステンレスパイプをアクリル窓にエポキシ接着剤で固定し密閉している。

3.3 T3 チェンバーの放電

ワイヤーチェンバーはワイヤーに高電圧をかけることによってガス増幅を起こし信号を読み出す。首都大にある 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 程度になると過電流によりトリップしてしまう問題が起きている。チェンバー内が窒素で満たされているときとチェンバーガスで満たされているときのトリップ電圧を図 3.14 に示す。これを見るとチェンバーガスを入れているときのみトリップが起こることがわかる。またチェンバーの外の回路で放電していないことは確認できているため、アノードワイヤーとピックアップワイヤーの間で放電していると考えられる。原因の特定には至っていないが KEK の T3 チェンバーでは放電現象が起きておらず、チェンバーの個体差かワイヤー表面に付着した不純物が関係していると考えられる。

T3 チェンバー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、この電圧ではトリップしてしまうため本研究ではピックアップワイヤーにかけ電圧を 0V にして測定している。ピックアップワイヤーは周りの電界の変化によるイメージ電流を測定しているため電圧を印加しなくても信号を取得することができる。

HeCO2		ピックアップ(V)	アノード(V)	電位差(V)
チェンバー内で放電		0	1785	1785
		-100	1741	1841
		-200	1698	1898
		-300	1637	1937
P10		ピックアップ(V)	アノード(V)	電位差(V)
チェンバー内で放電		0	1794	1794
		-100	1733	1778
		-200	1578	1833
		-300	1559	1859
N2		ピックアップ(V)	アノード(V)	電位差(V)
チェンバー外の 基盤で放電		0	2390	2390
		-100	2362	2461
		-200	2309	2509
		-300	2270	2570

図 3.14: ガス別のトリップ電圧：ピックアップワイヤーの電圧を 0V,-100V,-200V,-300V に固定しアノードワイヤーの電圧を上げていき、トリップしたときの電圧

第4章 T3 チェンバー宇宙線測定の実験結果

4.1 円筒型比例計数管を用いた P10 ガスのガス増幅率の測定

先行研究と同様のセットアップで円筒型比例計数管を用いて P10 ガスのガス増幅率を算出した。 ^{55}Fe の特性 X 線 (5.9keV) をオシロスコープで見た図を図 4.1 に示す。また、ASD チップのスレッシュホールド電圧を設定するために外部から電圧を印加する必要があり、外部からかける電圧と実際に設定されるスレッシュホールド電圧の関係を図 4.2 に示す。この ASD チップは T3 チェンバーで用いる FADC ボードと同様のものになっているため、T3 チェンバーでの測定時もこの値を用いる。

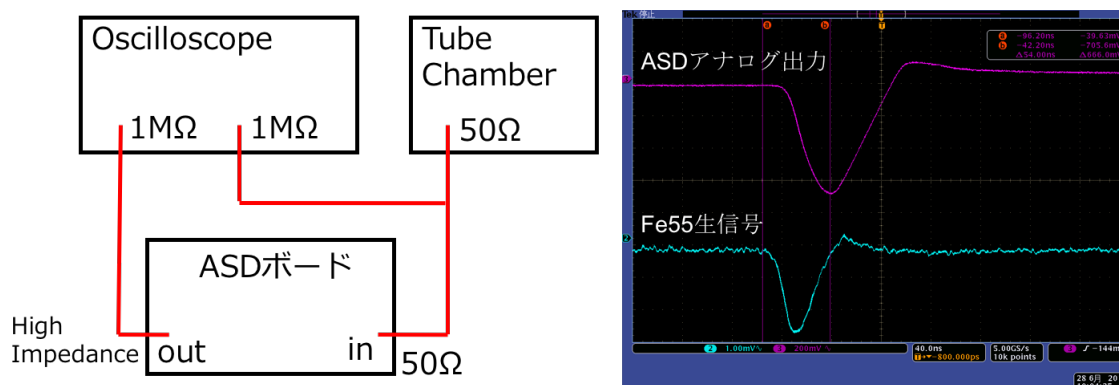


図 4.1: (左) 測定時のセットアップ、(右) ^{55}Fe の特性 X 線 (5.9keV) の信号 (横軸レンジ: 40.0ns、赤縦軸レンジ: 200mV、青縦軸レンジ: 1.00mV)

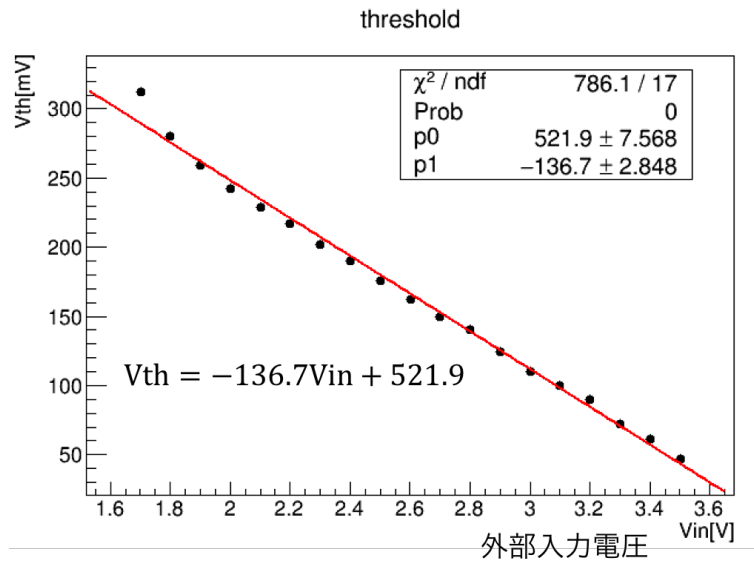


図 4.2: 外部からかける電圧と実際に設定されるスレッシュホールド電圧の関係

アンプの増幅率は増幅する信号の立ち上がり立ち下がり時間によって変化することが知られており、本研究で用いる ASD チップの特性を調べた結果を図 4.3 に示す。立ち下がり時間が長くなるほど出力電圧が下がっており、ASD の増幅率が立ち下がり時間によって変化していることがわかる。このことから ^{55}Fe の測定によりガス増幅率を算出する際に ^{55}Fe の信号の立ち下がり時間を考慮する必要があり、図 4.1 の ^{55}Fe の生信号から、立ち下がり時間がおおよそ 25ns であることがわかる。念のためファンクションジェネレーターから立ち下がり時間 25ns のパルスを ASD に入力したときの出力波形と ^{55}Fe からの信号の出力波形を図 4.4 と図 4.5 で比較する。出力波形のおおよその時間間隔が一致していることから、 ^{55}Fe の信号の立ち下がり時間は 25ns として増幅率を計算してゆく。

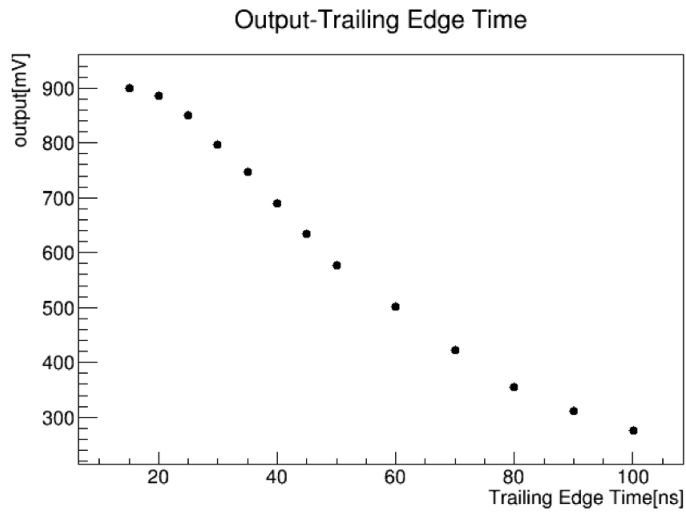


図 4.3: ファンクションジェネレーターからの入力パルスの立ち下がり時間のみを変化させたときの ASD アナログ出力の関係

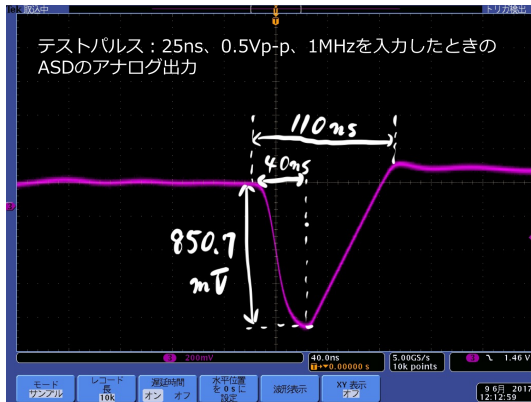


図 4.4: ファンクションジェネレーターから立ち下がり時間 25ns のパルスを入力したときの ASD アナログ出力波形

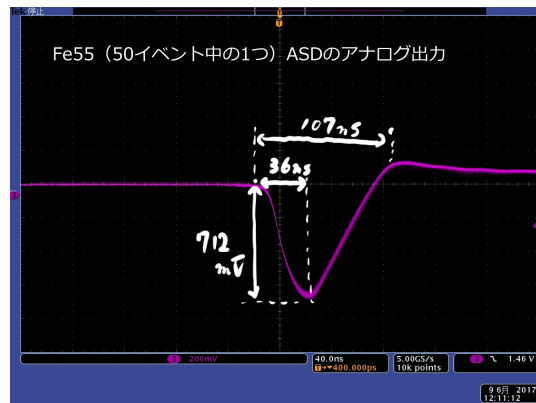


図 4.5: ^{55}Fe の信号を入力したときの ASD アナログ出力波形

ASD の増幅率のカタログ値は $1.1\text{V}/\text{pC}$ であるが、実際に使用する際の増幅率を測定した。方法としてはファンクションジェネレーターで生成した既知のパルスから ASD に入力される電荷量を計算し、その電荷量と出力された波形の波高を比較すれば増幅率が求まる。電荷

量の計算は入力パルスの面積が電荷量になるので、パルスを積分すれば求められる。図 4.6 が入力パルスであり、電荷量は 1.90pC であるのに対し、図 4.7 は ASD の出力波形でその波高は 850.7mV を見て取れる。この関係から

$$\text{ASD の増幅率 [V/pC]} = \frac{850.7[\text{mV}]}{1.90[\text{pC}]} = 0.448[\text{V/pC}] \quad (4.1)$$

と算出できる。この増幅率を用いることで P10 ガスのガス増幅率を計算していく。

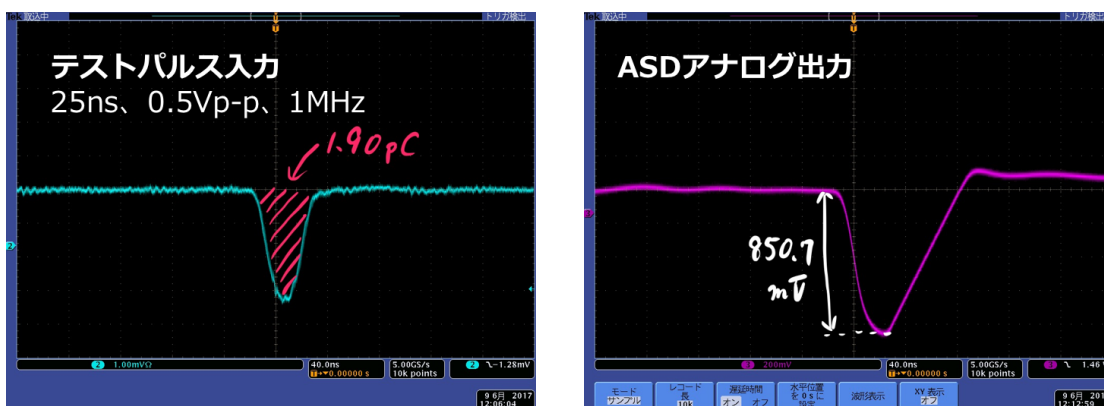


図 4.6: ファンクションジェネレーターで生成した入力波形
図 4.7: 図 4.6 の入力に対する ASD アナログ出力波形

先行研究で算出したのと同様にガス増幅率を計算するために Ar と CH₄ の W 値を示しておく。

Ar の W 値 : 26.4eV

CH₄ の W 値 : 27.3eV

⁵⁵Fe の特性 X 線のエネルギーは 5.9keV であり、P10 のガス構成は Ar : CH₄ = 9 : 1 であるので、ガス増幅前の初期電子数 n_{P10} は

$$n = \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.9}{26.4} + \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.1}{27.3} = 223 \text{ 個} \quad (4.2)$$

さらに、⁵⁵Fe の信号を入力したときの ASD アナログ出力波形の波高分布を図 4.8 に示す。平均値が 715.6mV となっており、先ほど求めた ASD の増幅率 0.448V/pC から ⁵⁵Fe のガス

増幅後の電荷量が算出でき

$$\text{ガス増幅後の電荷量} = \frac{715.6[\text{mV}]}{0.448[\text{V/pC}]} = 1597.3 \times 10^{-15}[\text{C}] \quad (4.3)$$

と求まる。

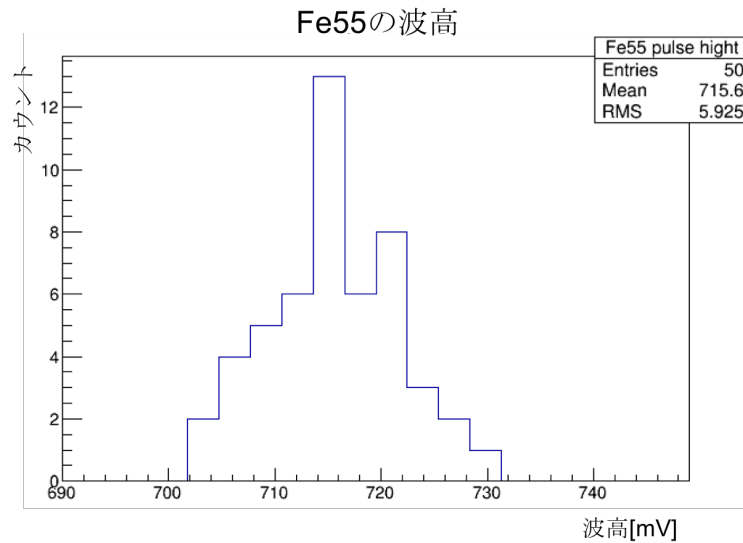


図 4.8: ^{55}Fe の信号を入力したときの ASD アナログ出力波形の波高分布

したがって、初期電子数とガス増幅後の電荷量から P10 ガスのガス増幅率 M_{P10} は

$$223[\text{個}] \times 1.6 \times 10^{19}[\text{C}] \times M_{P10} = 1597.3 \times 10^{-15}[\text{C}] \quad (4.4)$$

$$M_{P10} = 4.5 \times 10^4 \quad (4.5)$$

となり、 He/CO_2 のガス増幅率と比べ、4 倍程度大きい値を示していることがわかる。ここから 3.1.1 節と同様に T3 チェンバーでの信号がどの程度であるか見積もると約 46 カウントと計算される。ノイズが 2 カウント程度であるので、十分な S/N 比が得られている。

4.2 T3 チェンバーでの P10 ガスによる宇宙線を信号とした測定

4.2.1 FADC セルフトリガーによる信号

あるスレッシュホールドを設けて、それ以上の信号が 64 本のアノードワイヤーのうち 1 本でも検出した場合に信号読み出しを行う設定で宇宙線信号を測定した。P10 ガスで測定した宇宙線と見られる信号を図 4.9 に示す。宇宙線信号は基本的には直線となるはずだが図 4.9 をみると直線の左端が折れ曲がっているのがわかる。これは図 4.11 に示すことが原因であり、折れ曲がっている頂点がアノードワイヤーであることを表している。信号の中でアノードワイヤー面の位置は明確に判別することが可能であるが、カソードワイヤー面を特定することは難しい。

図 4.10 に示す信号はエネルギーの小さな荷電粒子だと考えられる。P10 ガスはアルゴンとメタンで構成されているガスであるため、分子の大きさが大きい。そのためガス中を飛ぶ荷電粒子はガス分子との多重散乱により真っ直ぐ飛ぶことができなくなり図 4.10 のようなジグザグな飛跡を描く。

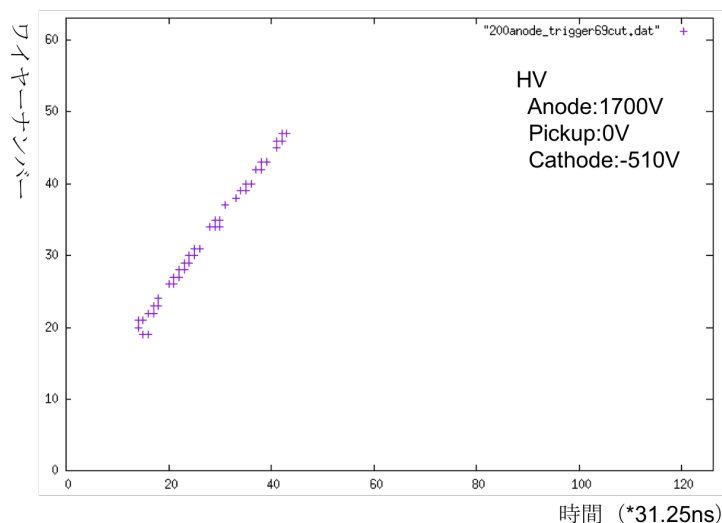


図 4.9: P10 ガスでの宇宙線信号と見られるアノード信号（折れ曲りの位置でアノード面の位置がわかる）

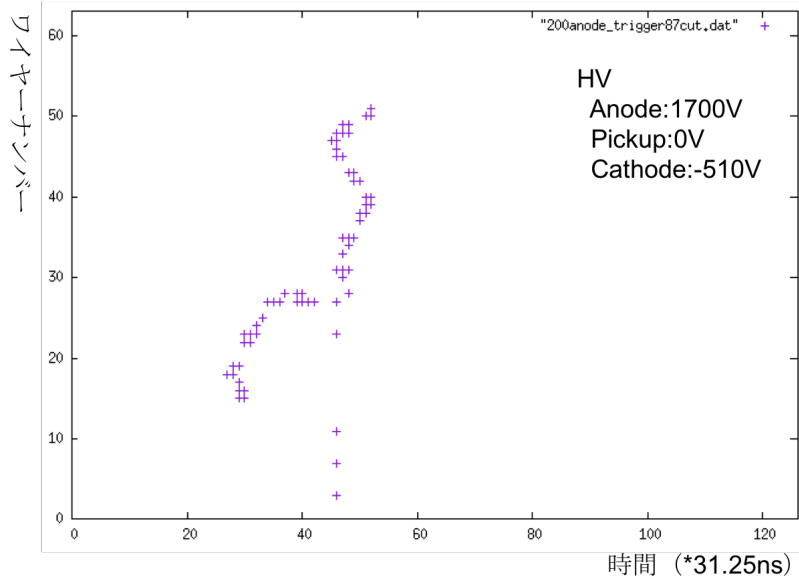


図 4.10: P10 ガスでの直線でないアノード信号 (P10 はガスの粒子が大きいために電子などが衝突してジグザグな軌道を描く)

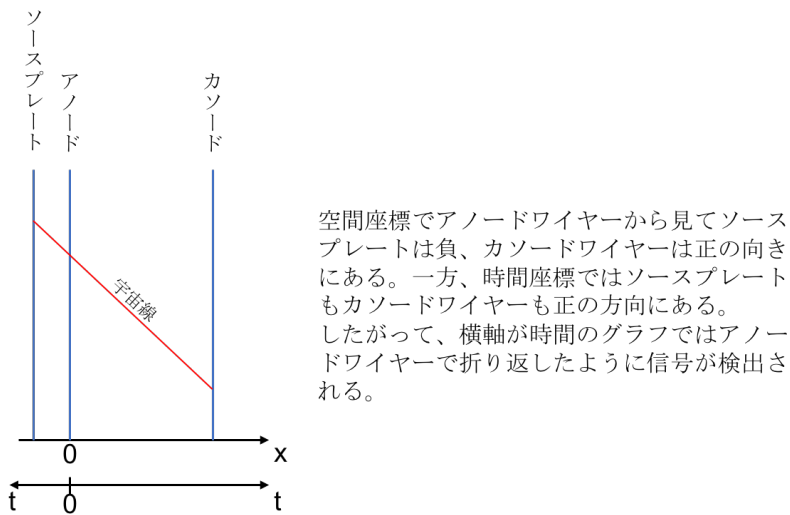


図 4.11: 信号が折れ曲がる原因

4.2.2 宇宙線トリガーカウンターによる信号

図 3.11 のセットアップで2つのシンチレーターのコインシデンスレートは 0.15Hz であり、宇宙線の天頂角の計算ではこのセットアップの場合は 0.19Hz となり概ね計算通りの値となっている。以下に信号例を示す。

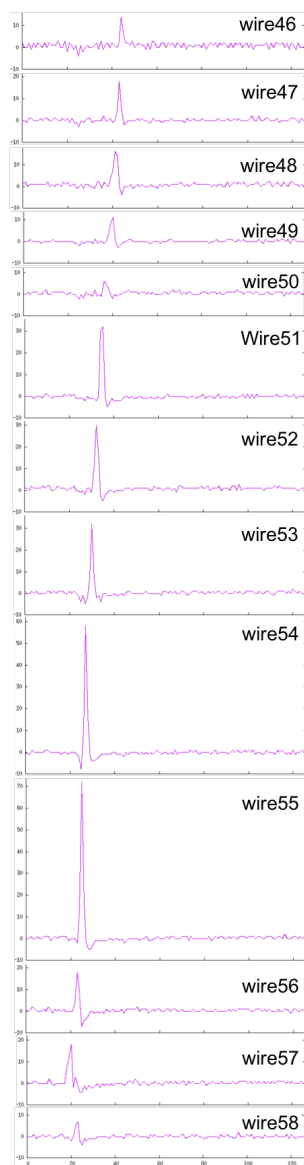


図 4.12: P10 ガスでの信号 (横軸: ドリフト時間 [$\times 31.25\text{ns}$], 縦軸: ADC カウント)

図 3.11 のセットアップではワイヤー番号が小さいほどアノードワイヤーに近い場所でガスが電離されることがわかる。その電離された位置によって電離電子がアノードワイヤーへ到達する時間が異なるため図 4.12 のようにワイヤーによって信号が検出される時間がずれる。この時間座標を用いることでトラックを確認したりドリフト速度を算出することができる。

ドリフト時間の時間座標を横軸、ワイヤー番号を縦軸にとったプロットを以下に示す。図 4.13 は 1 本の宇宙線を捉えた信号と考えられ、図 4.14 は直線を延長すると上方向に交わる点があるため電磁シャワーを捉えた信号であると考えられる。

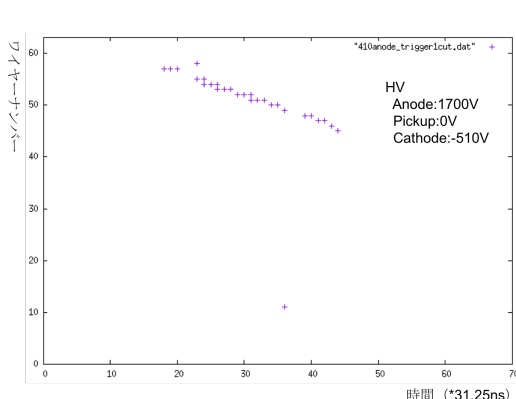


図 4.13: P10 ガスでのトリガーカウンターを用いた宇宙線信号と見られるアノード信号

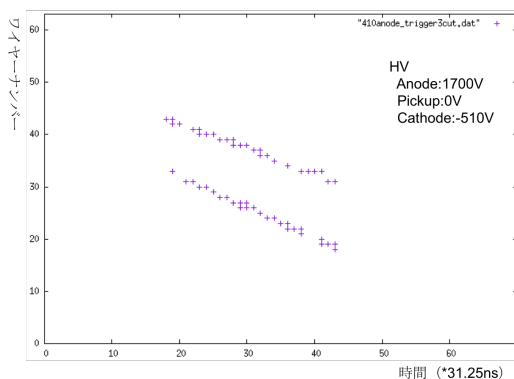


図 4.14: P10 ガスでのトリガーカウンターを用いた 2 本の電磁シャワーと見られるアノード信号

図 4.13、図 4.14 は横軸がドリフト時間なので、飛跡再構成をする際は空間座標に直す必要がある。ドリフト速度を測定することで、「ドリフト時間 × ドリフト速度」から空間座標を求めることが可能なので次にドリフト速度を測定する。

4.2.3 電場とドリフト速度

宇宙線トリガーカウンターを用いた測定でカソードワイヤーの電圧を変化させることにより電場を変え、ドリフト速度の変化を測定することができる。同じ電圧設定で 1 時間測定し図 4.13 や図 4.14 のような得られた直線プロットを、全てのイベントで重ね合わせたプロットを図 4.15 に示す。見るとわかるように信号がある時間間隔（横軸）の中に収まっているこ

とがわかる。宇宙線トリガーカウンターのセットアップでは T3 チェンバーの信号読み出しをしている有感領域のみを通るようにしてあるので、この領域をチェンバーの有感領域として考えることができ、アノード面とカソード面を明確に示していることがわかる。

したがって、アノード面とカソード面の距離はチェンバーの設計で 42mm と決まっているので、この空間を $0.875\mu s$ でドリフトしたことからドリフト速度は $48\text{mm}/\mu s$ と算出できる。このときの電場は電磁気の計算 [14] で求めることができ、 $167.77\text{V}/\text{cm}$ と計算できる。

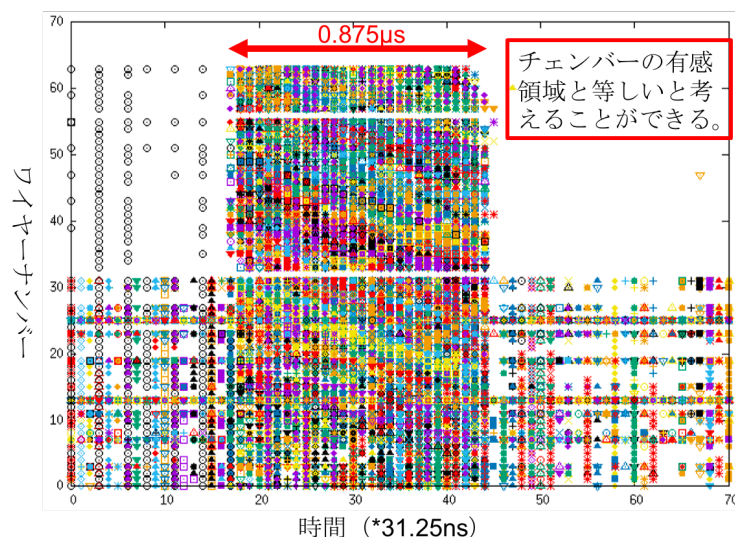


図 4.15: anode:1700V,pickup:0V,cathode:-510V のときの宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた直線プロットを 486 イベント重ね合わせたプロット (ch32,ch56 は常にノイズを出していたので非表示)

図 4.15 において 0ch~31ch にノイズが多い原因について、FADC ボードが 32ch ごとにスロットが分かれており、ケーブルやコネクタ、スロットの個体差によるものだと考えられる。なお、図 4.15 は数百イベントを重ね合わせているため多く見えるが、1 イベントあたりのノイズは少量であり測定には問題ない。

さらに、カソード電圧を変えて測定した結果を図 4.16 に示す。

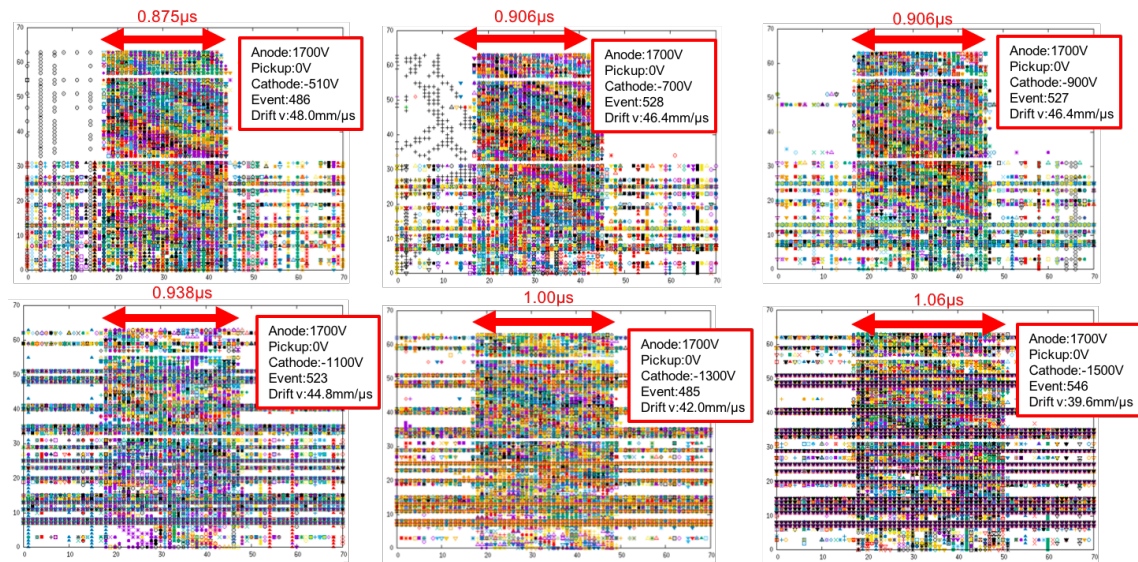


図 4.16: anode:1700V,pickup:0V で cathode を-510V,-700V,-900V,-1100V,-1300V,-1500V と変化させたときの宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた直線プロットをそれぞれで全イベント重ね合わせたプロット (ch32,ch56 は常にノイズを出していたので非表示)

図 4.16 をみるとわかるようにカソード電圧を深くしていくにつれてドリフト時間が伸びていくことがわかる。すなわち、ドリフト速度が電場を大きくすると遅くなっているということがわかる。このデータを図 4.17 (赤) にまとめた。また、Sauli の実験 [15] から図 4.17 (黒) のような結果が得られており、今回の実験と一致する。したがって P10 ガスにおいては T3 チェンバーは計算と同じ様電場を形成することができ、またチェンバー内に空気や水分が混入することなく正常に動作することが確認できた。

図 4.16 において-1100V から全体にノイズが目立つ。これは 6 個のデータ全てを連続して測定しているため、時間経過で FADC ボードが発熱し、ある特定の bit が立ってしまうことによるノイズであり、現状では一定時間測定したら熱が冷めるまで電源を切ることで解消する。今後、長時間の連続稼働のために冷却機構を搭載することを予定している。

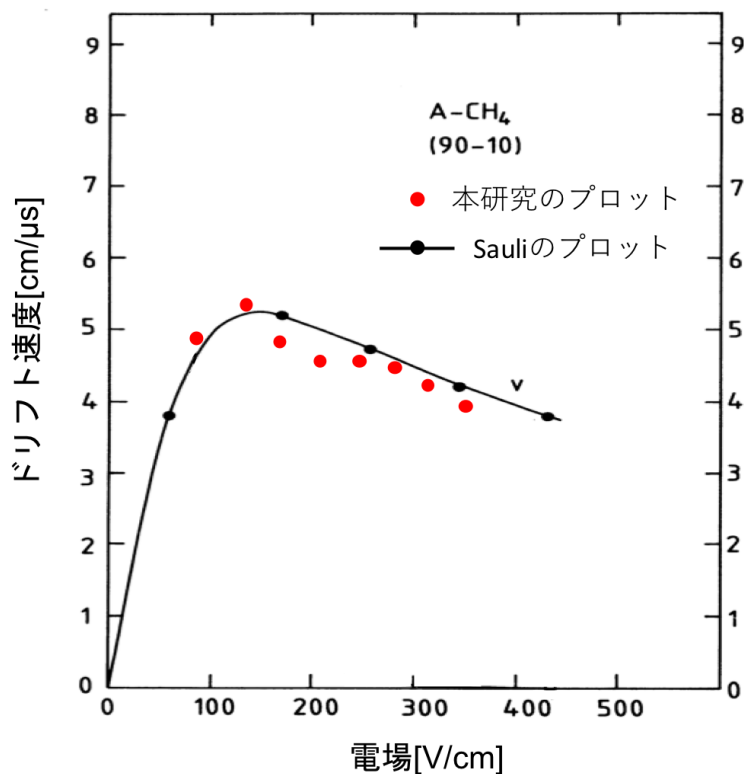


図 4.17: P10 ガスのドリフト速度の測定値（黒は Sauli の実験によるプロット [15]、赤は本研究のプロット）

図 4.17 において、電場を強くするにつれてドリフト速度が遅くなるという、直感とは逆の結果となっている。これは、ガス分子固有のものであり、P10 ガスではメタンガスが影響している。ドリフト電子のエネルギーは電場を強くするにつれて大きくなり、あるエネルギーを超えるとガス分子と非弾性散乱を起こし、分子の回転や振動励起を引き起こす。この相互作用により、ドリフト電子のエネルギーが急速に下がりドリフト速度が遅くなってゆく。一方、Ar や He などの不活性気体は、回転や振動励起状態が存在しないので、この効果は見られない。[16]

4.2.4 宇宙線の電荷量

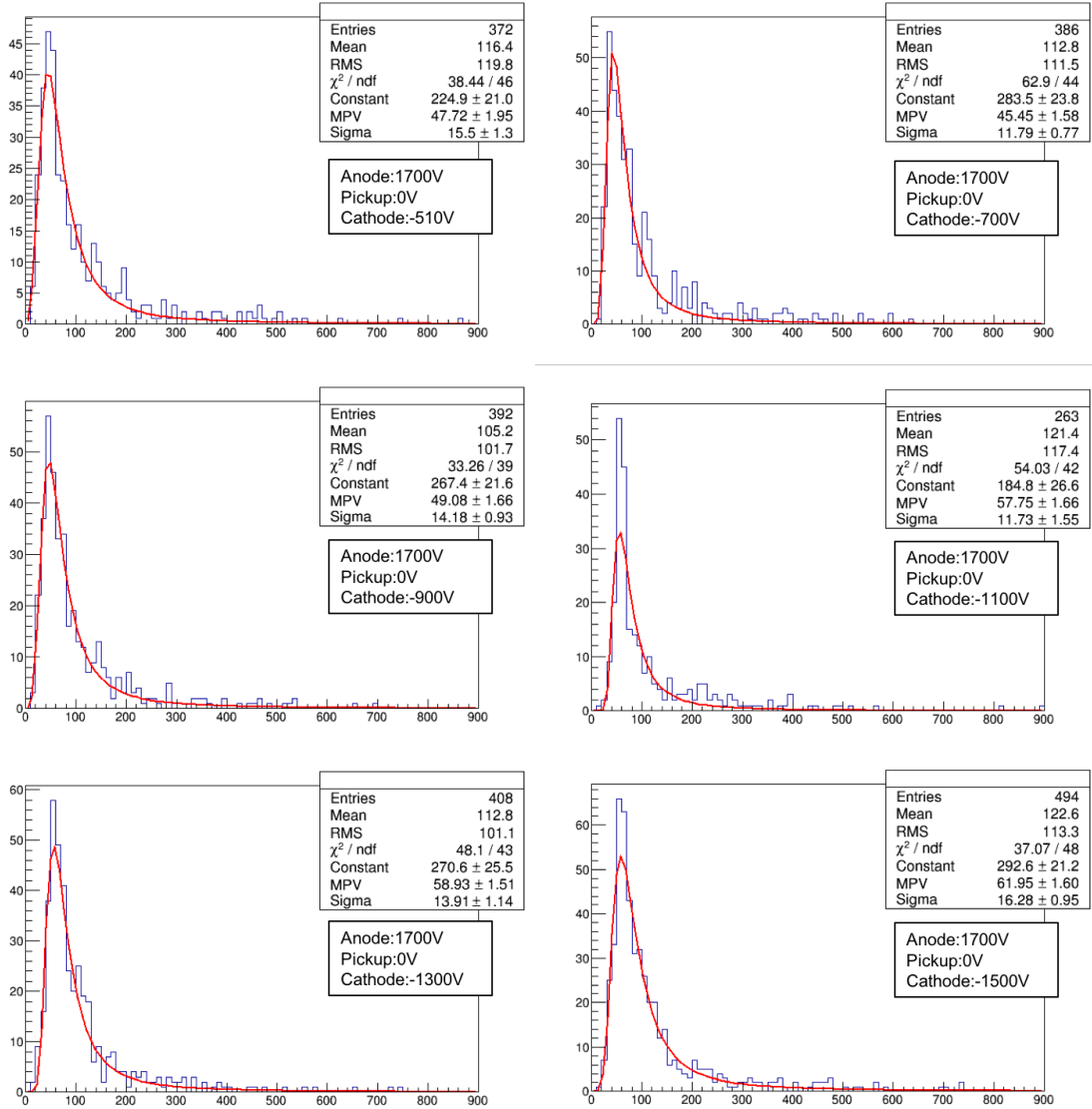


図 4.18: anode:1700V,pickup:0V で cathode を -510V,-700V,-900V,-1100V,-1300V,-1500V と変化させたときの P10 ガスで宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた信号の電荷量分布 (横軸: 電荷量 [ADC カウント]、縦軸: イベント数)

P10 ガスで測定された電荷量の分布を図 4.18 に示す。セットアップについては図 3.11 のセットアップで、図 4.16 で測定したデータの電荷量をヒストグラムにしたものである。カソードワイヤーの電圧は増幅率に影響を及ぼさないため全てのヒストグラムで同様の結果となっている。全ての場合でランダウ分布に従う分布になっており、測定した信号が宇宙線のものであることがわかる。またヒストグラムのピーク電荷量は全体的に平均して 55 カウント程度であり、4.1 節で求めた P10 ガスでの測定で期待されるカウント数 46 カウントとほぼ一致するため、T3 チェンバーと読み出しエレクトロニクスは期待通り動作していると言える。

4.2.5 anode-pickup 信号の大きさ

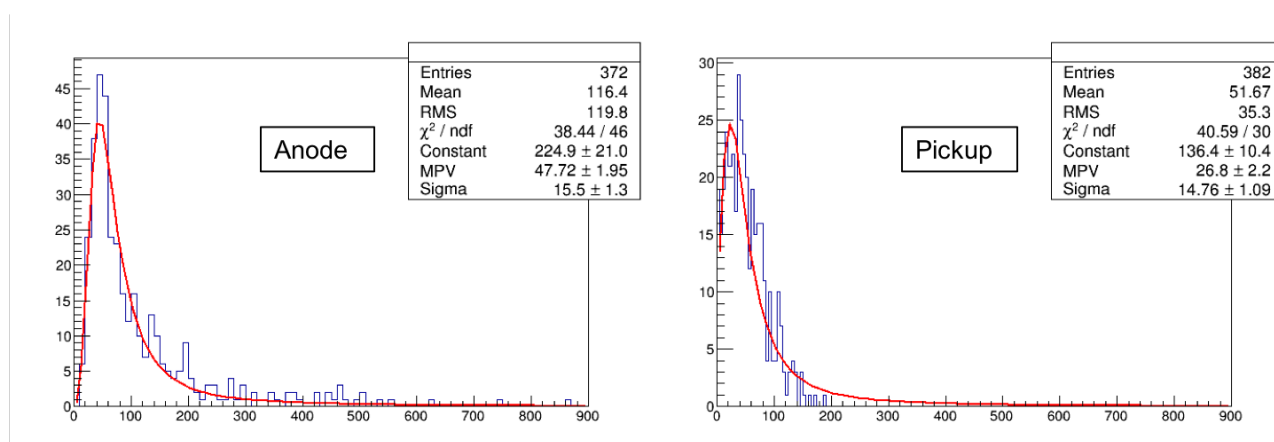


図 4.19: anode:1700V,pickup:0V,cathode:-510V で P10 ガス中で宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られたアノードワイヤー信号（左）とピックアップワイヤー信号（右）の比較（横軸：電荷量 [ADC カウント]、縦軸：イベント数）

P10 ガスでのアノードワイヤー信号の電荷量とピックアップ信号の電荷量それぞれの分布を図 4.19 に示す。アノードワイヤー信号の平均値は約 116、ピックアップワイヤー信号の平均値は約 52 であり、ピックアップワイヤー信号はアノードワイヤ信号のおおよそ半分の信号量となることがわかった。

4.3 T3 チェンバーでの He/CO₂ ガスによる宇宙線を信号とした測定

4.3.1 宇宙線トリガーカウンターによる信号

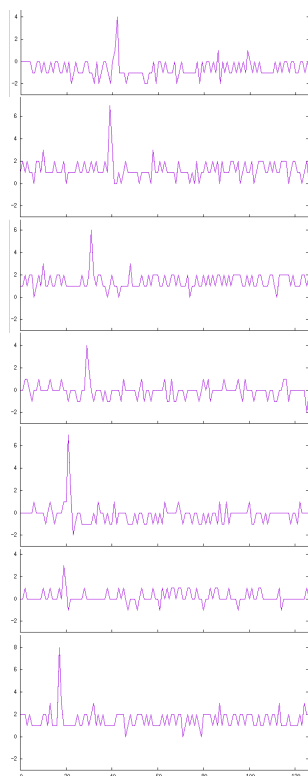


図 4.20: He/CO₂ ガスでの信号 (横軸: ドリフト時間 [*31.25ns]、縦軸: ADC カウント)

図 3.11 の宇宙線トリガーカウンターのセットアップで測定した信号を図 4.20 に示す。P10 ガスと同様に時間がずれて検出されていることがわかる。文献から P10 ガスの方が He/CO₂ ガスよりドリフト速度が速いと考えられるので、測定される時間間隔は広くなりウィンドウの右端にまで信号が検出されるはずである。しかし、右端にまで信号が検出されるイベントが極端に少なく、アノードワイヤーから遠くで電離したドリフト電子がチェンバー内への空気の混入により酸素に吸収され、アノードワイヤーに到達できないために信号が見えなくなっている可能性がある。

4.3.2 宇宙線の電荷量

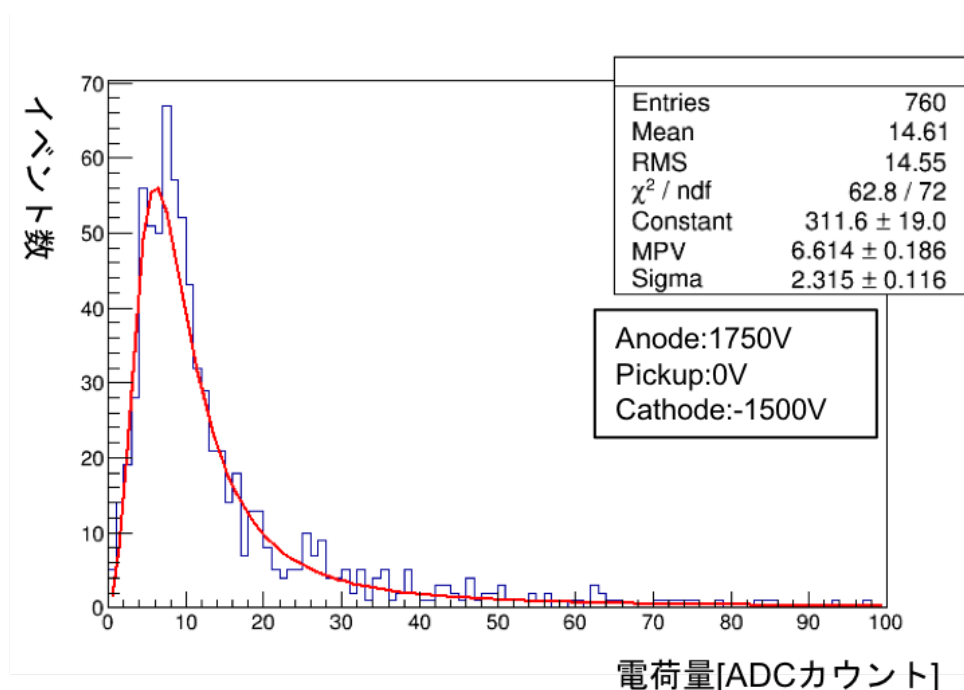


図 4.21: anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V で He/CO₂ ガス中で宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた信号の電荷量分布

図 4.21 は、セットアップを図 3.11 と同じにし、He/CO₂ ガスで測定したときの電荷量分布である。こちらも P10 同様ランダウ分布に従う分布になっており、ヒストグラムのピーク電荷量が 7 カウント程度となっている。3.1.1 節で見積もったときのセットアップはアノード 1700V でガス流量 200cc/min、ガス圧力が 1 気圧であった。T3 チェンバーでこのセットアップで測定すると信号をほとんど確認することができなかったため、アノード電圧を 1750V に上げることによってガス増幅率を上げ、信号の電荷量を増やし、ガス流量を 500cc/min にすることで、空気の混入を極力減らし酸素によるドリフト電子の吸収確率を減らし、ガス圧力を数 100Pa 上昇させることにより宇宙線がガスを電離する確率を増やし、初期電子数を多くすることで電荷量を測定し、宇宙線を捉えることに成功した。しかし、まだ信号は小さく飛跡再構成を行うにはエレクトロニクスの増幅率を上げるか、さらにアノードワイヤーの電圧

を上げてガス増幅率を高める必要がある。

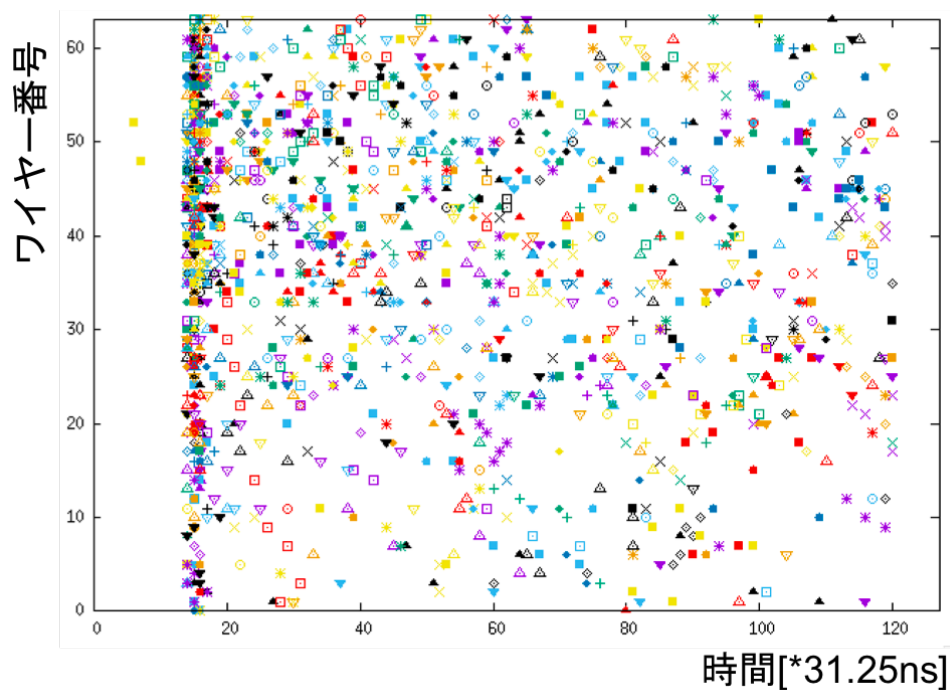


図 4.22: P10 同様に He/CO₂ ガスの宇宙線信号を重ねてプロットした図 (anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V)

P10 同様にドリフト速度を見ようと宇宙線信号を重ね合わせてプロットすると図 4.22 のようになる。タイムウィンドウいっぱい測定されているため、現在の FADC のバッファの奥行きを深くすればドリフト速度の測定が可能である。

図 4.22 からアノードワイヤーの位置は特定できるが他の部分は信号が少なく見える。これはアノードワイヤーから遠いところで電離したドリフト電子が、アノードワイヤーまでドリフトしてくる間に、空気混入による酸素に吸収されてしまうことが原因と考えられる。

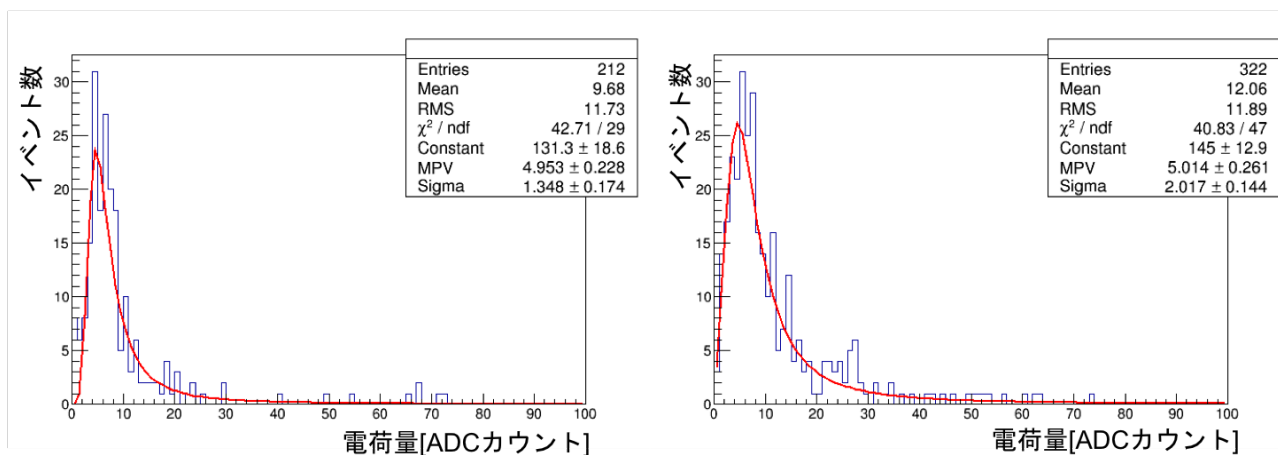


図 4.23: 左 : anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V で He/CO₂ ガス中で宇宙線トリガーカウンターを用いた測定で得られた信号の時間 15~30 までの電荷量分布、右 : 時間 31~126 までの電荷量分布

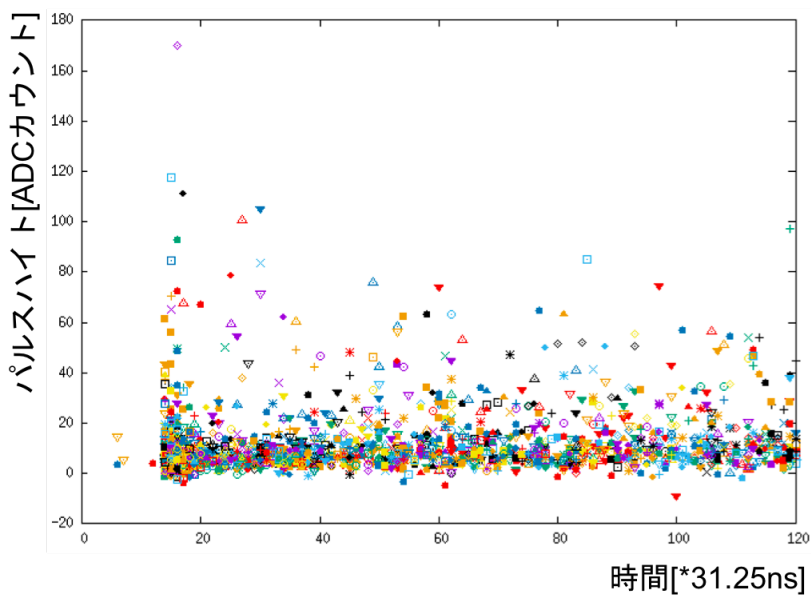


図 4.24: 図 4.22 において He/CO₂ ガスの宇宙線信号をパルスハイトについて重ねてプロットした図 (anode:1750V,pickup:0V,cathode:-1500V)

アノード付近 (図 4.22 の横軸で 15~30) とアノードから遠い場所 (図 4.22 の横軸 31~126) で分けて電荷量分布測定した結果を図 4.23 に示す。図 4.23 を見ると時間幅で比べたイベント数がアノード付近の方が 4 倍多いことがわかる。このことから酸素混入の疑いがある。

しかし図 4.24 に示すようにアノードワイヤーから遠くなるにつれてパルスが小さくなっているが、図 4.23 の電荷量はアノード付近とそれ以外で大きく変化はない。これはドリフト電子がドリフトする際の散乱によるものだと考えられ、散乱により電子がバラバラになってしまいが、最終的に到達する電荷量には変化がないので、パルスの高さが低くなる代わりに幅が広がるためである。

第5章 結論

大型飛跡検出器 DCBA-T3 では、以前の実験 DCBA-T2.5 に比べエネルギー分解能を向上を目指した。 β 線のチェンバーガスとの多重散乱による影響でエネルギー分解能が悪くなってしまったため、多重散乱を減らすように大きな磁場（1kG \rightarrow 2kG 以上）をかけることによって β 線の飛行距離を短くする。飛行距離の減少により多重散乱は減らせるが、T2.5のワイヤー間隔のままだと検出点が少なくなりエネルギー分解能の悪化につながるため、T3ではワイヤー間隔をT2.5の半分（6mm \rightarrow 3mm）とした。

先行研究でHe/CO₂ガスでの測定では信号が小さいことが予想されていたため、本研究では、まずP10ガスを用いてT3チェンバーと読み出しエレクトロニクスの動作確認を行った。

T3チェンバーでの測定の前にワイヤー1本のみの単純な構造のチューブチェンバーで応答を理解するために測定を行った。T3チェンバーで利用するエレクトロニクスと同様のASDチップを用いてP10ガスのガス増幅率を測定したところ、He/CO₂ガスの約4倍となる 4.5×10^4 であるとわかり、T3チェンバーで予想される信号の大きさがHe/CO₂ガスの約20倍である46カウント程度であると予想した。

P10ガスでの信号が十分大きいのでT3チェンバーを用いた宇宙線を信号とした動作確認を行った。その結果、宇宙線の電荷量が50カウント程度と測定され、チューブチェンバーの予想と同様の結果を得た。また、飛跡再構成を行う際に重要なドリフト電子のドリフト速度が、P10ガスの場合で約5cm/ μ sと測定され、さらにP10ガスの特性である、電場を強くしていくとドリフト速度が遅くなっていくという現象も観測できた。

He/CO₂ガスでの宇宙線を信号とした測定では信号量が小さいと予想されるため、アノードワイヤーに印加する電圧を上げることでガス増幅率を増やし、ガス圧力を上げることで宇宙線がHe/CO₂ガスを電離する確率を増やし、ガス流量を増やすことでガスの純度を上げ、空気の混入による酸素がドリフト電子を吸収してしまう確率を下げる処置を施した。その結果、宇宙線の信号が観測され、その電荷量が7カウント程度と測定された。

P10 ガスでの測定において T3 チェンバーは現状のエレクトロニクスで正常に動作することが確認できた。また、He/CO₂ ガスでも正常に動作しているが、信号が小さく検出点が少なくなってしまうエネルギー分解能が悪化してしまう可能性がある。T3 チェンバーの動作には問題ないため、読み出しエレクトロニクスの増幅率を上げるか、ガス増幅率を上げるなどして信号量を大きくする必要がある。

第6章 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にお世話になりました。指導教官である住吉孝行先生、角野秀一先生には、この研究の場を与えていただき、また研究に関する数多くのご指導をいただき、深く感謝しております。

高エネルギー加速器研究機構の DCBA 実験グループの皆様、特に石原信弘先生、加藤義昭先生には研究はもちろん KEK 滞在中も面倒を見ていただきありがとうございました。また、同グループの首都大学東京の喜多村章一先生、浜津良輔先生には実験や回路作成のことで助言をいただきお世話になりました。

学生が自分一人だった DCBA 実験グループに研究室の西君と柳田君が入ってくれたことで、賑やかになり、楽しく実験できたことに感謝しています。

苦楽を共にした研究室同期の皆には、共に研究を支え合えたことに感謝しております。また、研究が嫌にならずここまでやり遂げられたのは、研究室の学生皆のおかげです。ありがとうございました。

DCBA 実験グループの皆様、首都大学東京高エネルギー実験研究室の皆様、大変お世話になりました。この場を借りて感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] W.Pauli • letter to a physicists' gathering at Tsubingen, December 4, 1930
- [2] C.L.Cowan, et al. • Science 124, 103(1956)
- [3] Phys. Rev. D 38, 448 — Published 15 July 1988
- [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 Nieuwenhuizen and D Z Freedman (North Holland, 1979)
- [6] スーパーカミオカンデホームページ <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/atmos.html>
- [7] The latest T2K neutrino oscillation results • Leila Haegel arXiv:1709.04180v3
- [8] 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
- [9] CERN COURIER Volume57 Number10 December 2017 page8
- [10] M. Auger et al. • PRL 109,032505 (2012)
- [11] GERDA collaboration • Nature volume 544, pages 4752 (06 April 2017)
- [12] A. Gando, KamLAND-Zen Collaboration • arXiv:1605.02889v2 [hep-ex] 7 Jul 2016

- [13] 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
- [14] T.Ohama,N.Ishihara,H.Iwase,S.Kitamura・Electrical Properties in the Drift Chamber for Double Beta Decay Experiments
- [15] F.Sauli・PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPOTIONAL AND DRIFT CHAMBERS
- [16] 山崎文男・実験物理学講座 26 放射線・共立出版株式会社 (1973)