

修士学位論文

DCBA 実験における飛跡再構成アルゴリズムの開発と
シミュレーションによる検出器性能評価

指導教授 住吉 孝行 教授

平成 28 年 1 月 8 日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科

物理学専攻

学修番号

14879310

氏名

柿崎正貴

論文要旨

ニュートリノは電荷 0, スピン 1/2 のレプトンに属する素粒子である。標準模型では電子、 μ 粒子、 τ 粒子の 3 つの荷電レプトンフレーバーに対応するニュートリノとその反粒子を加えて、全 6 種類存在する。近年ニュートリノが質量を持つことを示すニュートリノ振動現象が実験的に確立し、標準模型を超える物理が発見された。ニュートリノ振動実験では 3 種類のニュートリノの質量固有値の質量二乗差の絶対値のみを測定することができ、ニュートリノ質量の測定には別の方法が必要となっている。一方で、スピン 1/2 のフェルミオンで粒子・反粒子が同じ粒子はマヨラナ粒子と呼ばれ、理論的にその存在が予言されており、ニュートリノは唯一のマヨラナ粒子候補とされている。ニュートリノのマヨラナ性を検証する方法としてニュートリノレス二重 β 崩壊の探索がある。通常の二重 β 崩壊では、原子核中の 2 つの中性子から 2 つの電子と 2 つのニュートリノを放出するが、一方の中性子から放出されたニュートリノをもう一方の中性子が吸収し、2 つの電子のみ放出する過程 ($0\nu\beta\beta$ と呼ばれる) が発見されれば、ニュートリノと反ニュートリノが同一のものである証明になり、ニュートリノがマヨラナ性を持つことが証明される。もし発見された場合、さらに $0\nu\beta\beta$ の半減期を測定することによってニュートリノの有効質量を測定することができる。

我々が行う DCBA 実験は、一様磁場中で螺旋運動する β 線の飛跡検出から 4 元運動量を算出する DCBA 検出器を用いた二重 β 崩壊実験であり、ニュートリノのマヨラナ性検証と $0\nu\beta\beta$ 半減期の精密測定によるニュートリノ有効質量測定を目的としている。DCBA 検出器では電子の飛跡を 3 次元再構成することにより、 β 線の完全な運動学的情報を取得することが出来る。この方法は数ある二重 β 崩壊実験の中で DCBA 実験だけが持つユニークな特徴である。現在はテスト機である DCBA-T2.5 検出器が稼働中で、飛跡検出手法の検証及び検出器の問題点発見と改善を行っている。二重 β 崩壊核種の ^{100}Mo を用いた測定が行われており、測定時間 5.77×10^6 秒に対して二重 β 崩壊の候補となるイベントは 230 ± 17 イベントと見積られた。

DCBA における飛跡再構成はすべて手作業で行っている。そのため時間と人的労力がかかり、尚且つエネルギー算出の際に解析者の違いから系統誤差が生じてしまう等の問題がある。故に解析手法の改善は検出器の性能を見定めるために早急に解決すべき課題である。また解析結果では二重 β 崩壊事象候補は 230 ± 17 イベントと見積られたが、本来 DCBA で期待されるイベント数は、二重 β 崩壊実験 NEMO3 において測定された ^{100}Mo の半減期 $T_{1/2}^{2\nu} = (7.41 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.43(\text{syst.})) \times 10^{18} \text{ yr}$ を用いると 35 ± 1 イベントと予想される。これは DCBA で取得したイベントの中には未知の背景事象が多く含まれることを示唆しており、今後はシミュレーションによってこれらの背景事象の発生頻度を見積ると共に、検出器の検出効率に関して詳細に見積りを行う必要がある。

本研究の目的は、解析の効率化・ヒューマンバイアスの回避を目的とする飛跡再構成プログラムの開発およびその性能評価と、シミュレーションによる検出効率の見積りである。まず、 β 線によって読み出しワイヤーに生じる電気信号や、読み出し回路を經由し FADC 波形データとして保存されるまでの一連の流れをシミュレーションすることによって実際の検出器で出力される飛跡データを再現し、検出器の性能評価を行う為の環境を構築した。次に、飛跡再構成を精度良

く行うためのアルゴリズムを開発し、飛跡データから電子の 4 元運動量算出までを行う自動解析プログラムを作成した。これによってデータ解析にかかる時間と人的労力を大幅に削減するとともに、効率的に性能評価を行える環境を構築した。最終的にシミュレーションによって作成した飛跡データと自動解析プログラムを用いて現在稼働中の DCBA-T2.5 検出器についての性能評価を行った。二重 β 崩壊事象に対する検出効率は磁束密度 0.8kGauss において 4.64%、磁束密度 0.6kGauss において 5.75% と見積られ、また、飛跡再構成時のエネルギー分解能の見積りを行った結果、 ^{100}Mo の Q 値 = 3.034 MeV におけるエネルギー分解能は磁束密度 0.8kGauss において $\sigma/E = 6.94 \pm 0.05\%$ 、磁束密度 0.6kGauss において $\sigma/E = 8.75 \pm 0.06\%$ と見積られた。そして DCBA-T2.5 検出器では磁束密度 1.3kGauss におけるエネルギー分解能 $\sigma/E = 5.51 \pm 0.09\%$ が $0\nu\beta\beta$ 探索におけるエネルギー分解能の最良値であると見積られた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノの質量	1
1.1.2	ニュートリノ振動	4
1.1.3	質量階層	9
1.1.4	ニュートリノのマヨラナ性と宇宙形成過程の解明	10
1.2	二重 β 崩壊	13
1.2.1	崩壊モード	15
1.3	二重 β 崩壊実験	16
1.3.1	β 線のエネルギー分布	16
1.3.2	半減期と有効質量	18
1.3.3	様々な二重 β 崩壊実験	18
	NEMO3, SuperNEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory)	19
	GERDA (GERmanium Detector Array experiment)	20
	EXO (Enriched Xenon Observatory)	22
	KamLAND-Zen (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector - Zero neutrino)	23
	DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer)	25
第 2 章	DCBA 実験	29
2.1	DCBA 検出器	30
2.1.1	信号検出	32
2.1.2	DCBA-T2.5 検出器	32
	電極ワイヤー	32
	チェンバーガス	34
	ソースプレート	35
	ソレノイド電磁石	35
	読み出し回路及びデータ取得系	35
2.2	取得データの解析	38
2.2.1	二重 β 崩壊事象候補の選定	39
2.2.2	3次元飛跡再構成	40

2.3	DCBA-T2.5 における取得データの解析結果	41
2.4	解決すべき課題と本研究の目的	42
2.4.1	目視によるデータ解析の問題点	42
2.4.2	解析結果の理解	44
第 3 章	検出器性能評価へ向けたシミュレーション環境の整備	46
3.1	シミュレーション環境の構築	46
3.1.1	イベントジェネレータ	47
3.1.2	検出器シミュレーション	49
3.1.3	電子のドリフトとガス増幅	53
3.1.4	読み出し回路、データ取得系	54
3.1.5	2次元飛跡データ作成	55
第 4 章	データ解析の自動化へ向けた飛跡再構成アルゴリズムの開発	58
4.1	2次元飛跡データ	58
4.2	ワイヤー信号からの Hit 点検出	58
4.3	アノード信号 (x-y 平面) における飛跡抽出	59
4.3.1	Hough 変換による円軌跡抽出	60
4.4	ピックアップ信号 (x-z 平面) における飛跡抽出	62
4.4.1	飛跡の対応付け	62
	(1) x から θ への座標変換	63
	(2) Hit 点の対応付け	65
	(3) 直線抽出、フィッティング	67
4.5	4元運動量算出	69
4.6	複数の飛跡が存在するデータの解析	70
4.6.1	円飛跡抽出	71
4.6.2	飛跡の選定	72
4.6.3	Hit 点の対応付けによる正弦波飛跡抽出	74
4.7	アルゴリズム改良に伴う飛跡再構成精度の向上	75
第 5 章	シミュレーションによる検出器性能評価	78
5.1	検出効率の見積	78
5.1.1	磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss における検出効率	78
5.1.2	検出効率の磁場依存性	82
5.2	エネルギー分解能の見積	82
5.2.1	磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss におけるエネルギー分解能	83
5.2.2	エネルギー分解能の磁場依存性	84
5.3	飛跡再構成精度の更なる向上へ向けて	86
5.3.1	解析プログラムによる再構成ミス	86

5.3.2	崩壊点分布	86
第 6 章	解析プログラムを使用した実データ解析	91
6.1	DCBA-T2.5 検出器で取得した 2 次元飛跡データ	91
6.2	飛跡データの座標変換	91
6.3	解析に用いる Hit 点の選定	93
6.4	飛跡再構成	94
6.5	複雑な飛跡データの解析	95
6.6	実データ解析における課題	96
6.6.1	宇宙線由来の事象	96
6.6.2	信号ノイズ、バックグラウンド	97
第 7 章	総括	99
参考文献		102

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは電荷 0, スピン 1/2 のレプトンに属する素粒子である。標準模型では電子、 μ 粒子、 τ 粒子の 3 つの荷電レプトンフレーバーに対応するニュートリノと、反粒子に対応する反ニュートリノも加え全 6 種類存在する。

ニュートリノは 1930 年、W.Pauli によって β 崩壊実験からその存在が予言された。当時、 β 崩壊前後の原子核は固有のエネルギー状態を持つ為、 β 線として放出される電子はエネルギー保存則により単一のエネルギーを持つと考えられたが、実際には広がりを持つエネルギースペクトルを示した。W.Pauli はこれを説明する為、質量が非常に小さく電荷を持たない中性粒子がエネルギーを持ち去っていると仮説を立てた [1]。これがニュートリノの起源である。ニュートリノは弱い相互作用のみの中性レプトンであるため反応断面積が非常に小さく、直接的な観測が困難だった。しかし、W.Pauli の予言から 23 年後の 1956 年、Reines と Cowan による長きに渡る原子炉ニュートリノ実験の末、以下の逆 β 崩壊過程

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.1)$$

によりニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) の存在が初めて実験的に証明された [2]。

後の 1962 年に、Brookhaven 国立研究所の AGS 加速器を用いた実験で荷電 π 粒子から生成されるニュートリノ ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)

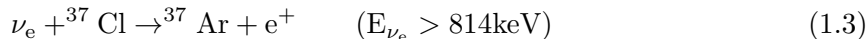
$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.2)$$

は原子炉や β 崩壊で生成されるニュートリノと異なる反応を示すことを確認し、ニュートリノの世代が複数あることが示された [3]。その後 FermiLab の TEVATRON を用いて生成される ν_τ を検出した DONUT 実験によって三世代のニュートリノが存在することが実験的に証明されたのは 2000 年のことである [4]。

1.1.1 ニュートリノの質量

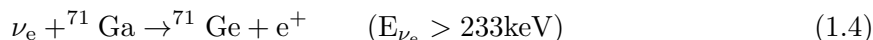
かつてニュートリノの質量は標準模型では 0 であると考えられてきた。1960 年代後半、太陽ニュートリノ観測実験 Homestake において、太陽内部の核融合反応で生成される ν_e を、地下

3000m に設置された 600 トンのテトラクロロエチレン (PCE, C_2Cl_4) を用いた反応



により測定したところ、図 1.1 に示した標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) から見積らえる太陽ニュートリノのエネルギースペクトルから予測される値に対し、実際に観測されたニュートリノ数は予測値の 1/3 に満たないことが指摘された [5]。これが後に 30 年もの間、物理学者を悩ませる「太陽ニュートリノ問題」の始まりとなる。

その後、低エネルギーのニュートリノが検出可能な Gallium 反応



によって ν_e を測定する SAGE 実験、GALLEX 実験、GNO 実験など、様々な追試実験が行われたが、いずれの実験も観測された太陽ニュートリノ数は理論値の 1/2 から 1/3 程度しか観測されなかった。

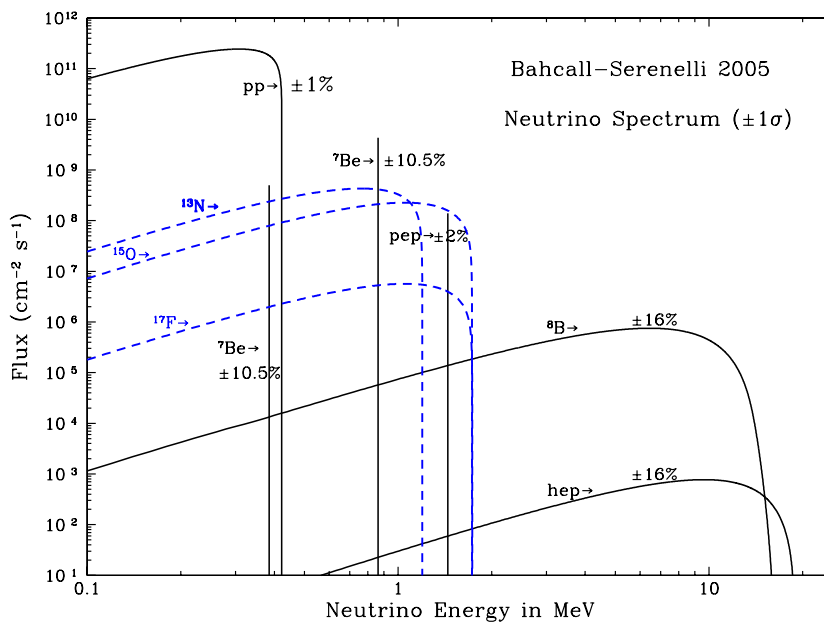
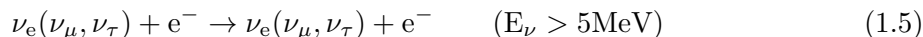


図 1.1 SSM から見積らえる太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [6]。Homestake で 0.8MeV、Gallium 反応で 0.23MeV、Super-Kamiokande で 5MeV 以上が有感領域となる。

そして日本に於いても 1987 年に開始した Kamiokande 実験により、太陽ニュートリノフラックスの測定が行われた。この実験では神岡の地下 1km に設置した 3000t の巨大な水チェレンコフ検出器を用い、検出原理として電子散乱反応



を用いている為、三世代ニュートリノフレーバー全てに感度を持ち、ニュートリノ入射角やエネルギー測定が可能である。また、イベント毎にチェレンコフリングがディスプレイされ、それぞ

れのフレーバー固有の特徴ある傾向が現れる。SSM から予測される ν_e フラックスの欠損量を測定したところ、本実験でも観測値が予測値の半分程度であることが確認された [7]。

また、同実験においては、以下の過程により宇宙線が大気中の原子核と衝突して生成される大気ニュートリノの測定も行われた。

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow \pi^{+(-)} + X \\ \pi^{+(-)} &\rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^{+(-)} &\rightarrow e^{+(-)} + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \end{aligned} \quad (1.6)$$

大気ニュートリノにおけるフレーバー生成比は 1.6 式から

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \quad (1.7)$$

が期待されたが、この予想を大幅に下回る $(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{data}}/(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{MC}} = 0.60_{-0.06}^{+0.07}(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.})$ [8] という結果が得られた。この ν_μ の観測数の異常は新たに「大気ニュートリノ問題」として提起された。

様々な実験結果を受け、標準太陽模型の予想に誤りがあるのではないかという議論が為される中、これらの問題の解決として考えられたのが「ニュートリノ振動」という現象である。ニュートリノ振動とはニュートリノフレーバー ν_e, ν_μ, ν_τ が空間を飛行中に変化する現象である。条件として、ニュートリノ質量が 0 ではないという標準模型には存在しない概念が必要となるが、太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ問題をニュートリノのフレーバー変化による欠損で説明することが出来る。

実際にニュートリノ振動を初めて観測したのは 1996 年より開始した Super-Kamiokande 実験である。Kamiokande 実験の後継機である 50000t の水チェレンコフ検出器により大気ニュートリノ測定を行った結果を図 1.2 に示す。左図が入射角毎にニュートリノ数を測定 Super-Kamiokande の概念図、右図が大気ニュートリノ (ν_e : 左、 ν_μ : 右) の天頂角分布の測定結果 [9] である。左図に示すように大気ニュートリノの内、検出器上方から検出器に入射するニュートリノは数 km の飛行距離であるのに対し、下方から入射するものは、地球の裏側の大气で発生、地球内部を飛行して入射するので、飛行距離は約 10000 km になる。したがってニュートリノ振動が起きていれば、飛行距離に応じてニュートリノ検出数に違いが見えるはずである。そして右図中の十字点が観測されたニュートリノ数、黒線が $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定した場合のフィッティング結果、box 型の plot がニュートリノ振動が無い場合を仮定したモンテカルロシミュレーションであり、明らかに ν_μ に非対称性が見て取れる。Super-Kamiokande 実験はこの天頂角分布の上下非対称性からニュートリノ振動の兆候を発見した [10]。

その後 1999 年よりカナダで行われた SNO 実験において、 ν_e が ν_μ, ν_τ へ遷移していることが確認され [11]、2001 年に太陽ニュートリノが振動を起こしているという結果を発表、ニュートリノ振動が実験的に証明されると共に、ニュートリノに質量が存在することが明らかとなった。

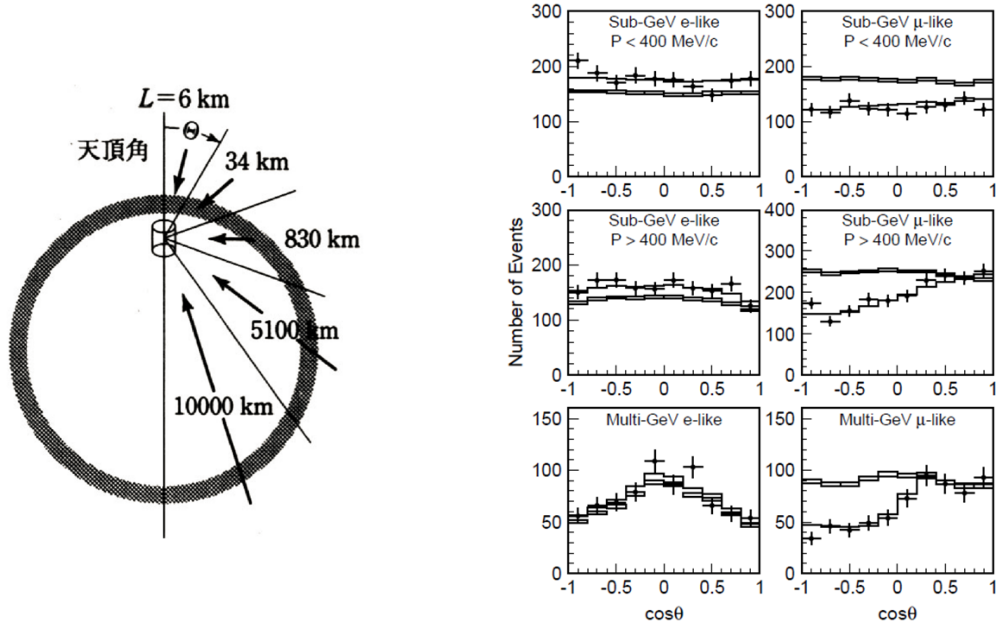


図 1.2 Super-Kamiokande の概念図と大気ニュートリノ (ν_e : 左、 ν_μ : 右) の天頂角分布 [9]。左図のように入射角毎にニュートリノ数を測定した。右図は結果を示しており、明らかに ν_μ に非対称性が見て取れる。

1.1.2 ニュートリノ振動

クォークが Cabibbo-小林-益川 (CKM) 行列で混合しているのと同様に、レプトンに於いても 3 種のフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) と質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) が牧-中川-坂田 (MNS) 行列 U_{MNS} で混合すると考えられる [12]。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

MNS 行列は、質量固有状態 ν_i, ν_j の混合角 θ_{ij} と CP の破れに由来する位相 δ_{CP} を用いて下記のように表すことができる。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.9)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ とした。CP 非保存パラメータ δ_{CP} が 0 でない時 MNS 行列は虚部を含み、CP 対称性の破れが生じる。レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの検証は物質優勢の宇宙創成の謎を解明する手掛かりとなる可能性がある。

ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha(t)\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は混合行列と質量固有状態の波動関数

$|\nu_i(t)\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) を用いて以下のように表すことができる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle \quad (1.10)$$

質量固有状態 $|\nu_i(t)\rangle$ の時間発展は、自由粒子の Hamiltonian \mathcal{H} を用いて、

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle &= \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle \\ |\nu_i(t)\rangle &= |\nu_i(0)\rangle e^{-iE_i t} \end{aligned} \quad (1.11)$$

と書けるので、 $t=0$ のとき、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha(0)\rangle$ であったニュートリノが時刻 t で $|\nu_\beta(t)\rangle$ へ遷移する確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\ &= \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{i(E_j - E_k)t} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left\{ \frac{(E_j - E_k)}{2} t \right\} \\ &\quad - \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \{(E_j - E_k)t\} \\ &\quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau; \quad j, k = 1, 2, 3; \quad \delta_{\alpha\beta} = \text{Kronecker's delta}) \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここでニュートリノの静止質量は十分小さく、 $E_i \sim p + m_i^2/(2E)$ が成り立つため、

$$|E_j - E_k| \sim \frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} = \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} \quad (1.13)$$

と表すことができる。ニュートリノの飛行距離 $L = ct$ は光速 $c = 1$ の時 $t = L$ が成り立つので、フレーバーが変化せず生存する確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E_\nu} L \right) \quad (1.14)$$

である。これまでのニュートリノ振動実験から $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2$ であることを利用して以下のように近似できる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &\sim 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2 (|U_{\alpha 2}|^2 + |U_{\alpha 1}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{2E_\nu} L \right) \\ &\quad - 4|U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E_\nu} L \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

電子ニュートリノの場合、生存確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &\sim 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{2E_\nu} L \right) \\ &\quad \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E_\nu} L \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

またニュートリノの飛行距離が $L \sim 1\text{km}$ である場合、 Δm_{21}^2 を含む項は十分に小さいため、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &\sim 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu}\right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{13}^2[\text{eV}^2]}{E_\nu[\text{MeV}]} L[\text{m}]\right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

となり、短距離のニュートリノ振動実験においては二世代間の振動に近似することができる。

上記の式より $\Delta m^2 \neq 0$ かつ $\theta \neq 0$ 、すなわちニュートリノが有限の質量を持ち、フレーバー固有状態が質量固有状態の混合である場合にのみニュートリノ振動が起こり得る。飛行距離 $L[\text{km}]$ とニュートリノエネルギー $E[\text{MeV}]$ の情報とニュートリノフレーバーの検出頻度の測定結果から、混合角 θ と質量二乗差 Δm^2 を求めることがニュートリノ振動実験の主目的となる。

図 1.3 に飛行距離 $L[\text{km}]$ に対するニュートリノ振動確率を示す。太陽ニュートリノ測定等、長基線ニュートリノ振動実験においては θ_{12} の寄与が大きく、大気ニュートリノ測定等、短距離のニュートリノ振動実験においては θ_{23} の影響が顕著に現れる。

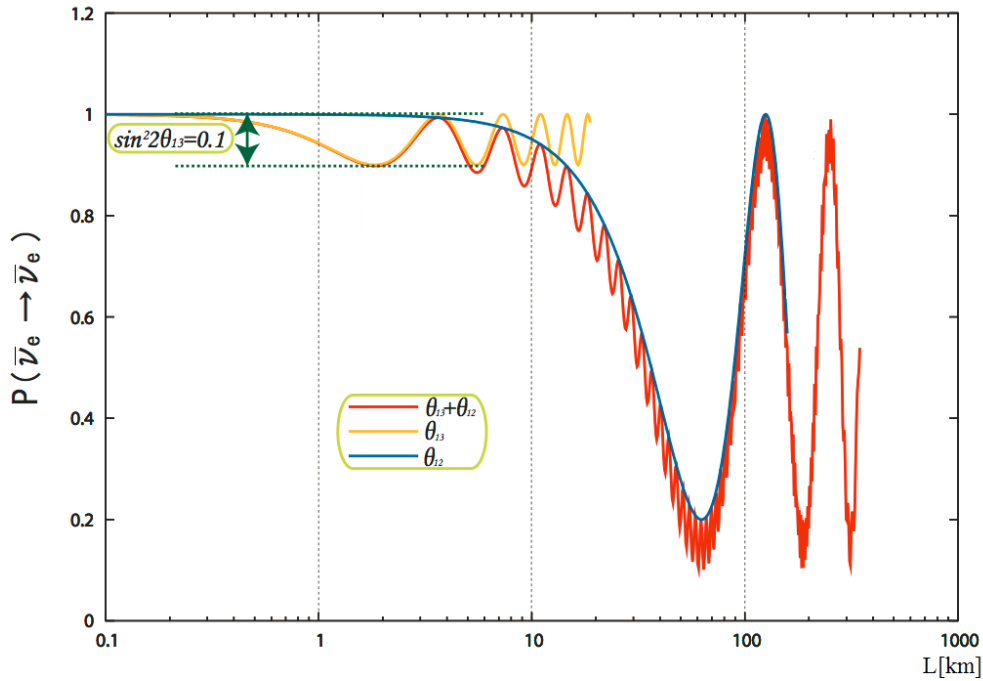


図 1.3 飛行距離 $L[\text{km}]$ に対する $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ 振動確率。 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$, $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, $E_\nu = 4 \text{MeV}$ とおいた。黄線は θ_{13} のみ、青線は θ_{12} のみ、赤線は両方を考慮した時の振動。

ニュートリノ振動は質量二乗差 $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \Delta m_{13}^2$ と混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、及び位相 δ_{CP} の 7 つのパラメータで記述される。これらの振動パラメータ測定を目的として、過去現在多くのニュートリノ振動実験が行われてきた。これまでの実験結果を用いた総合的な解析により、質量

二乗差において

$$\begin{aligned}
 \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2 \text{ (KamLAND + global solar + SBL + accelerator : } 3\nu) \\
 \Delta m_{32}^2 &= (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \approx |\Delta m_{31}^2| \text{ (total; normal mass hierarchy)} \\
 \Delta m_{32}^2 &= (2.52 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \approx |\Delta m_{31}^2| \text{ (total; inverted mass hierarchy)}
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

混合角において

$$\begin{aligned}
 \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.846 \pm 0.021 \text{ (KamLAND + global solar + SBL + accelerator : } 3\nu) \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &= 0.999_{-0.018}^{+0.001} \text{ (T2K } 3\nu \text{ osc.; normal mass hierarchy)} \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &= 1.000_{-0.017}^{+0.000} \text{ (T2K } 3\nu \text{ osc.; inverted mass hierarchy)} \\
 \sin^2(2\theta_{13}) &= 0.093 \pm 0.008 \text{ (average)}
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

が得られている [13]。 θ_{13} の値が 0 でない有限の値を持つ場合に、CP 対称性の破れを表す δ_{CP} の測定が可能となるが、加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験 T2K の最新結果において、 7.3σ の有意水準で θ_{13} が 0 ではないとする結果 [14] を発表し、 δ_{CP} に関して以下の領域に制限がかけられた [15]。

$$\begin{aligned}
 \delta_{CP} &= [0.15, 0.83]\pi \text{ (90\% C.L.; normal mass hierarchy)} \\
 \delta_{CP} &= [-0.08, 1.09]\pi \text{ (90\% C.L.; inverted mass hierarchy)}
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

現在も多くのニュートリノ振動実験が行われているが、一例として、 θ_{13} 測定を目的としたニュートリノ振動実験 Double Chooz について以下に記す。

Double Chooz 実験

Double Chooz 実験は、フランス北部アルデンヌ県の Chooz 原子力発電所付近にて行われている、ニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした原子炉ニュートリノ振動実験である。日本・フランス・ドイツ・スペイン・ロシア・アメリカ・ブラジルの世界七カ国から約 150 名の研究者が参加する国際共同実験であり、日本からは東北大学・東北学院大学・新潟大学・首都大学東京・東京工業大学・神戸大学・広島工業大学が参加している。図 1.4 に Chooz 原子力発電所付近の鳥瞰図を示す。

原子炉ニュートリノ実験では、主に原子力発電用の原子炉をニュートリノ源とし、原子炉から離れたところに検出器を設置してニュートリノを観測する。発生時のニュートリノ情報が分かっているため太陽ニュートリノ・大気ニュートリノ実験よりも正確な測定を行うことが出来る。また、既存の原子炉を用いる事が多い為、加速器ニュートリノ実験に比べ初期経費や運転経費が抑えられ安価に実験を行える利点がある。

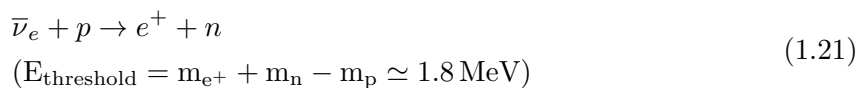
ニュートリノの検出方法として Double Chooz 実験では遅延同時計測法が用いられている。図 1.5 に遅延同時計測法の模式図と検出器構造を示す。

ニュートリノ源となる Chooz 原子炉は、核燃料に含まれる放射性同位体 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の核分裂によりエネルギー生産を行う改良沸騰水型原子炉である。核分裂過程で生成された中性



図 1.4 Chooz 原子炉と Double Chooz 検出器。図中の左側に示されているのが前置検出器、川を挟んだ右奥側が後置検出器である。右手の大きな建物は冷却設備で、原子炉は中央に 2 つ並んだ小さな丸い建物である。原子力発電所の周りは Meuse 川に囲まれている。

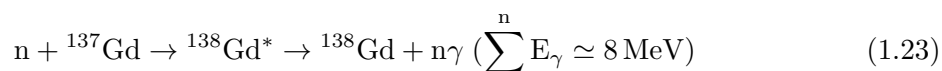
子過剰核が、 β 崩壊を起こす際に生成される反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が、検出器内の Gd をドーブした液体シンチレータ中で逆 β 崩壊過程



を起こし、陽電子と中性子が生成される。この際、運動量保存則とエネルギー保存則よりニュートリノのエネルギー E_ν の大半は陽電子に受け渡される為、陽電子由来のシグナルの総エネルギー量 E_{prompt} は

$$E_{\text{prompt}} = E_\nu - E_{\text{threshold}} + 2m_e \approx E_\nu - 0.782 \text{ MeV} > 1 \text{ MeV} \quad (1.22)$$

となる。陽電子が物質中で熱化して対消滅を起こすまでの時間は 10ns 程度なので、これを先発信号とする。一方陽電子と同時に生成された中性子は、ほとんど運動エネルギーを持たない熱中性子であり、周辺の Gd による中性子捕獲事象



により、約 $30\mu\text{s}$ 後に数本の γ 線を放出する。この中性子由来のシグナルは $E_{\text{delayed}} \sim 8 \text{ MeV}$ にピークをつくり、これを後発信号とする。

遅延同時計測法では、先発信号と後発信号の時間差及びエネルギー情報をニュートリノイベントの選別条件とする事で、バックグラウンドを大幅に削減することが可能となる。

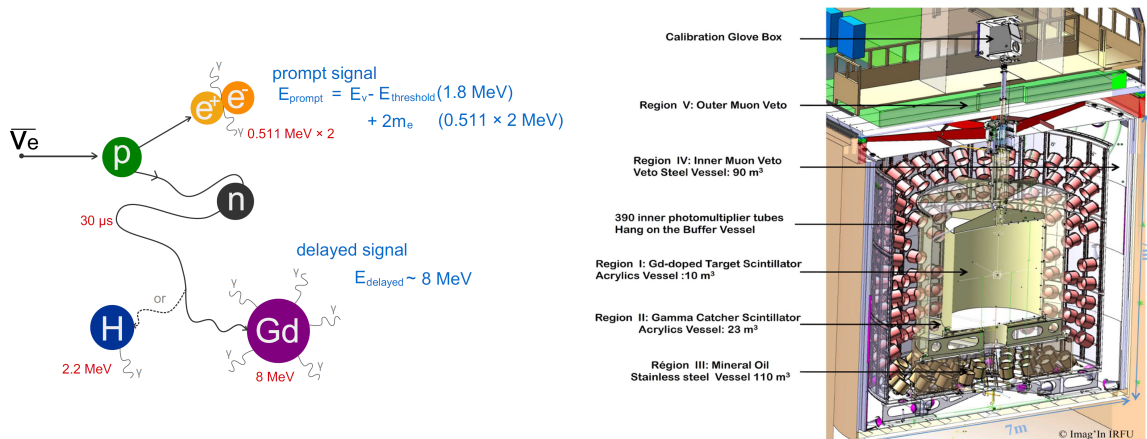


図 1.5 ニュートリノ検出原理模式図と検出器構造。

Double Chooz 実験は Chooz 原子力発電所で稼働している二基の原子炉 ($4.27\text{GW}_{\text{th}} \times 2 \text{ cores}$) から発生した反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を、同型の二基の検出器を用いて検出する。一つは後置検出器と呼ばれ、炉心から約 1km、地中約 100m (300m.w.e) に設置されている。2011 年 4 月より測定を開始し、2011 年 11 月には原子炉ニュートリノ実験による θ_{13} の精密測定結果を世界で初めて発表した [16]。2015 年現在、 θ_{13} 測定における最新の解析結果として、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.090_{-0.029}^{+0.032} (\text{stat.} + \text{syst.}) \text{ with } \chi^2/d.o.f = 52.2/40 \quad (1.24)$$

が得られている [17]。これは前述の $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.093 \pm 0.008$ 及び原子炉ニュートリノ振動実験 DayaBay の測定値 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.090_{-0.009}^{+0.008}$ [18] と矛盾無い結果となっている。

もう一方は前置検出器と呼ばれ、炉心から約 400 m、地中約 40 m (120 m.w.e) に設置され、2014 年 12 月に稼働を開始した。今後、距離の異なる二基の検出器を用いた同時測定により、原子炉ニュートリノ生成量や検出効率の不確定性をキャンセルし系統誤差を低減することで、より高精度での θ_{13} 測定が期待される。

1.1.3 質量階層

ニュートリノ振動の観測からニュートリノ質量が有限値であることが証明され、世代間の質量二乗差が測定されているが、質量の絶対値は未だ得られていない。ニュートリノ振動実験の質量二乗差からニュートリノ有効質量を予測するモデルとして、順階層型 (Normal Hierarchy, NH), 逆階層型 (Inverted Hierarchy, IH) の 2 種考えられている。 m_3 が m_2 よりも大きい場合を順階層型、逆に小さい場合を逆階層型と呼ぶ。図 1.6 に順階層型と逆階層型における、それぞれのニュートリノ質量固有状態の関係を示す。

図 1.7 は横軸にニュートリノ最小質量を、縦軸にニュートリノ有効質量がどの範囲で得られるかを示したものである。過去に第三のニュートリノ質量モデル候補として準縮退型 (Quasi Degenerate, QD) が挙げられたが、宇宙背景放射観測から

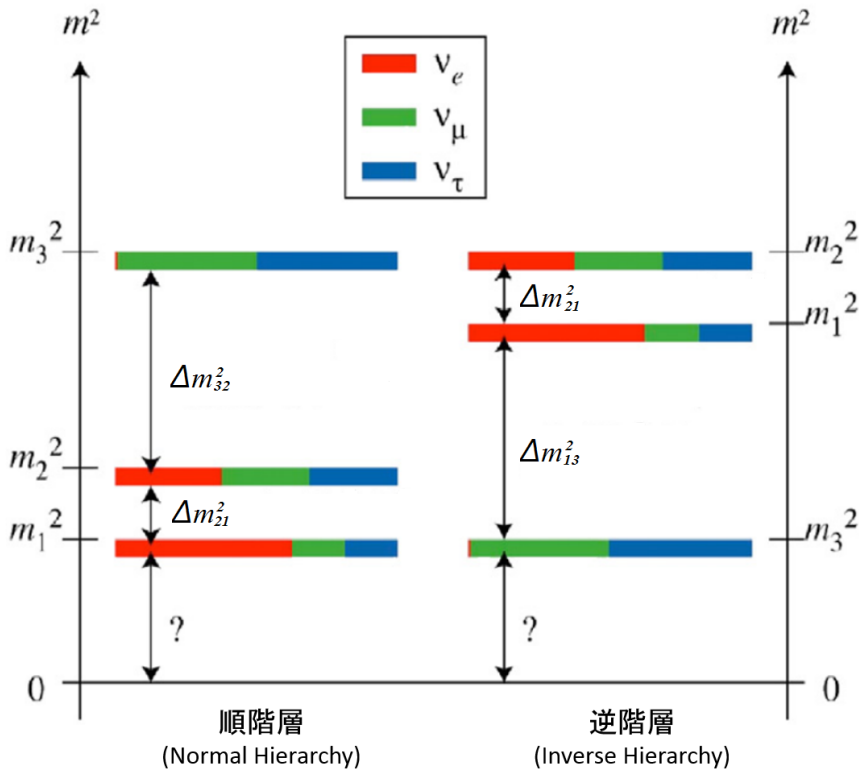


図 1.6 ニュートリノの質量階層モデル

$\sum m_\nu < 0.23\text{eV}$ (95% C.L.; Planck + WP + highL)[19] という上限値が与えられているため棄却された。この値はニュートリノ質量の最も厳しい制限となる。例として、逆階層モデルでニュートリノの最小質量 $m_3 \sim 10^{-3}\text{eV}$ であった場合はニュートリノの有効質量は $20 \sim 50\text{meV}$ となるが、順階層モデルで $m_1 \sim 10^{-3}\text{eV}$ なら $2 \sim 4\text{meV}$ となる。

1.1.4 ニュートリノのマヨラナ性と宇宙形成過程の解明

素粒子標準模型において存在が確認されている粒子には必ず対となる反粒子が存在する。電荷が反対である事以外はほとんど同じ性質を持ち、互いに衝突すると一定の確率で対消滅を起し質量がエネルギーに変換される。

今日我々の暮らす世界には反粒子やそれらにより構築される反物質はほとんど存在しない。しかし遥か昔、宇宙創生の際には粒子と反粒子が同等の量生成されたと考えられている。その後宇宙創成から 1 秒以内に何らかの要因から粒子及びそれらにより構築される物質の比率が大きくなったのだが、何故物質が優勢となったかは未だ解明されていない謎である。

近年、小林・益川両氏が提唱したクォーク 6 元モデルにより CP 対称性の破れが予言され、実験的にもその存在が証明された。これにより粒子・反粒子対称性の破れが説明されたが、現在の宇宙を説明するにはその非対称効果は小さい為、レプトンセクターにおいても非対称性効果があ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

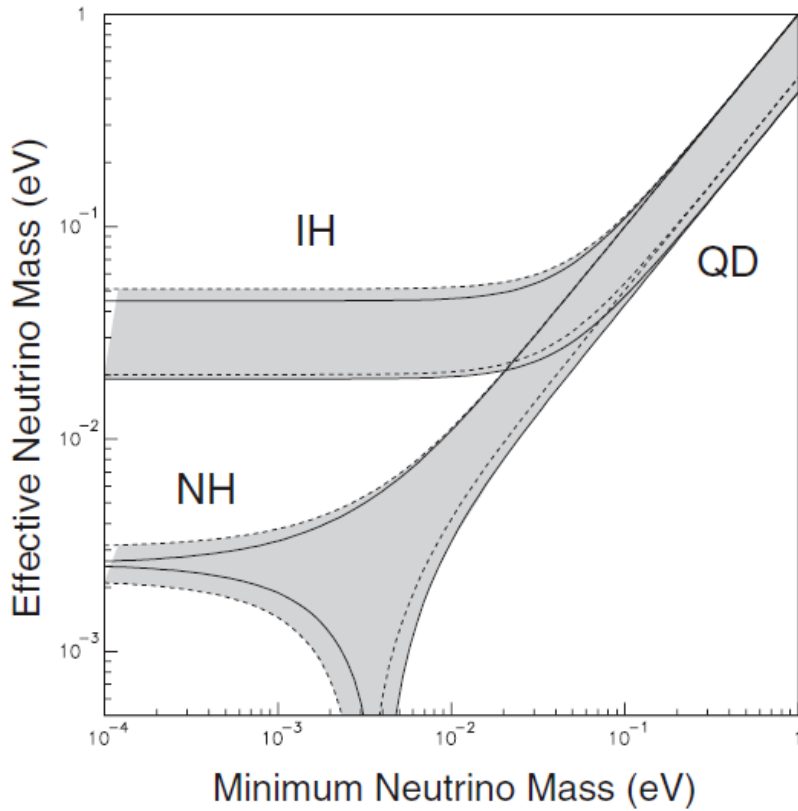


図 1.7 ニュートリノの有効質量とニュートリノの最小質量の関係：順階層型 (Normal Hierarchy, NH), 逆階層型 (Inverted Hierarchy, IH), 準縮退型 (Quasi Degenerate, QD)

る物質優勢の宇宙シナリオはレプトジェネシスと呼ばれている。そしてこの理論を支持する根拠の一端が「ニュートリノのマヨラナ性」である。

スピン 1/2 で質量を持つフェルミ粒子のうち、粒子・反粒子の区別がつく粒子をディラック粒子と呼び、電子や μ 粒子などがこれに当たる。それに対し粒子・反粒子の区別がつかないフェルミ粒子をマヨラナ粒子と呼び、このような性質をマヨラナ性という。未だマヨラナ粒子の存在は確認されていないが、ニュートリノは電荷を持たず粒子・反粒子唯一の相違である内部量子数のヘリシティは相対論的に反転することが可能であるため、唯一のマヨラナ粒子候補と考えられている。

ニュートリノのマヨラナ性は、ニュートリノの質量が他のレプトンに比べ非常に軽いことを説明するシーソー機構と呼ばれる理論の前提条件となっている。ニュートリノの内部量子数の一つであるヘリシティー h は、粒子のスピン σ の運動量 p 方向への射影

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \quad (1.25)$$

で定義される。ヘリシティー h が正となるものは右巻き、負となるものは左巻きと呼ばれる。ニュートリノはスピン半整数を持つフェルミオンであるため、ディラック方程式

$$(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - m_D)\psi = 0. \quad (1.26)$$

を満たし、対応するラグランジアン \mathcal{L} は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_D)\psi \quad (1.27)$$

と表される。ここで m_D はヒッグス機構によって獲得されるディラック質量である。ラグランジアン第二項に現れるディラック質量項 \mathcal{L}_D は右巻きのニュートリノ場を ψ_R 、左巻きのニュートリノ場を ψ_L として、

$$\mathcal{L}_D = -m_D(\bar{\psi}_R\psi_L + h.c.) \quad (1.28)$$

(h.c. は前項のエルミート共役) と表される。そしてマヨラナ粒子においては $\psi_R = \psi_L^c$ が成り立ち、左巻きのニュートリノの質量項 L_{mL} 、右巻きのニュートリノの質量項 L_{mR} はそれぞれ

$$\mathcal{L}_{mL} = -\frac{m_L}{2}(\bar{\psi}_R^c\psi_L + h.c.), \quad \mathcal{L}_{mR} = -\frac{m_R}{2}(\bar{\psi}_L^c\psi_R + h.c.) \quad (1.29)$$

と書くことができる。これをマヨラナ質量項と呼ぶ。このようにマヨラナ粒子では右巻きと左巻きの粒子に別々の質量を与えることが可能になる。したがってニュートリノの一般的なラグランジアン \mathcal{L} は、2 個のマヨラナ場

$$N_1 = \frac{\psi_L + (\psi_L)^c}{\sqrt{2}}, \quad N_2 = \frac{\psi_R + (\psi_R)^c}{\sqrt{2}} \quad (1.30)$$

を用いることで以下の様に表される。

$$\begin{aligned} -\mathcal{L} &= \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m_D(\bar{\psi}_R\psi_L + h.c.) + \frac{m_L}{2}(\bar{\psi}_R^c\psi_L + h.c.) + \frac{m_R}{2}(\bar{\psi}_L^c\psi_R + h.c.) \\ &= \bar{N}_1i\gamma^\mu\partial_\mu N_1 + \bar{N}_2i\gamma^\mu\partial_\mu N_2 + m_D(\bar{N}_1N_2 + \bar{N}_2N_1) + m_L\bar{N}_1N_1 + m_R\bar{N}_2N_2 \\ &= \bar{N}_1i\gamma^\mu\partial_\mu N_1 + \bar{N}_2i\gamma^\mu\partial_\mu N_2 + \begin{pmatrix} \bar{N}_1 & \bar{N}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.31)$$

第一項、第二項は運動エネルギーを表し、第三項がニュートリノ質量項である。この

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

をニュートリノ質量行列と呼ぶ。ここで m_D はディラック質量、 m_R と m_L はそれぞれ右巻きと左巻きのニュートリノ質量である。ニュートリノ質量行列 \mathbf{M} は対角化により

$$\begin{aligned} \mathbf{RMR}^{-1} &= \begin{pmatrix} m_N & 0 \\ 0 & m_\nu \end{pmatrix} \\ m_N, m_\nu &= \frac{m_R + m_L}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_R - m_L)^2}{4} + m_D^2} \end{aligned} \quad (1.33)$$

と表される。今、一般的なレプトンのディラック質量 m_D に比べて、右巻き質量 m_R が非常に大きく、左巻き質量 m_L が非常に小さい場合 ($m_R \gg m_D \gg m_L$) を仮定すると、

$$m_N \approx m_R, \quad m_\nu \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.34)$$

と近似できる。 m_R が十分に大きければ m_ν は小さく、これが実際に観測されるニュートリノの質量である。つまり、非常に大きな右巻き質量 m_R と、荷電レプトン程度のディラック質量 m_D

を混合することによって、他のクォーク、荷電レプトンに比べて極端に小さなニュートリノ質量 m_ν を導くことができる。これが 1979 年に Gell-Mann、柳田らによって提唱されたシーソー機構とよばれる仕組みである。

シーソー機構は現在の宇宙が物質優勢であることを説明するレプトジェネシスの前提となる。1980 年代になって、初期宇宙のように温度が高い状態 (数百 GeV 以上) ではスファレロンという不安定粒子の効果によりバリオン数とレプトン数の和が変化する過程が頻繁に起こることが分かった。スファレロン過程というのは、大統一理論 (宇宙創成の高温時にレプトンとバリオン間の相互転化を許す) に於いて、レプトンからバリオンを生じさせる過程である。そこではバリオン数とレプトン数の和を変えるがバリオン数とレプトン数の差は保存される。シーソー機構によれば宇宙生成直後には重い右巻きニュートリノが生成されたはずであり、それらが宇宙初期に崩壊するときにレプトン数だけを生成する可能性がある。このレプトン数が電弱相転移以前にスファレロン過程によりバリオン数に転化され、現在に至ったというシナリオが成り立つ。

ニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明すればこれらの理論を支持する根拠の一端となる。ニュートリノのマヨラナ性を証明できる唯一の方法として考えられているのが後述の二重 β 崩壊実験である。

1.2 二重 β 崩壊

原子核は陽子と中性子から構成されており、陽子間に働く電磁力の斥力と核子間に働く強い力の引力の均衡によって状態が保たれている。中性子が多く引力が強い状態であれば斥力を強める β 崩壊 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) を起こし安定な原子核へ変化する。特に原子番号が大きい原子の場合は、質量数 A 、原子番号 Z として α 崩壊 ($(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) + {}^4\text{He}$) が起こる。逆に陽子が多い場合は β^+ 崩壊 ($p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$) を起こして安定核に変化する。いずれの状態にも遷移できない場合は γ 線を放出し、より安定な状態へ遷移する。

二重 β 崩壊は同一原子核内で β 崩壊が同時に 2 回起こる崩壊過程である。3 種の原子核 (A, Z)、($A, Z+1$)、($A, Z+2$) のうち中間の ($A, Z+1$) が他の原子核 (A, Z) と ($A, Z+2$) よりもエネルギーが高い場合、 β 崩壊はエネルギー的に禁止される。よって弱い相互作用の二次過程により原子核 ($A, Z+2$) は二本の電子を放出し安定核 (A, Z) へと遷移する。図 1.8 左図に示すのは二重 β 崩壊核 ${}^{100}\text{Mo}$ のエネルギー準位である。 ${}^{100}\text{Mo}$ (原子番号 $Z=42$) の場合、 β 崩壊を起こせば Tc ($Z=43$) になるはずだが、 Tc の基底状態の質量の方が Mo より大きいため β 崩壊はエネルギー的に禁止される。よって Mo は弱い相互作用の二次過程によって、原子番号の二つ大きい Ru ($Z=44$) に二重 β 崩壊する。また図 1.8 右図に示した二重 β 崩壊核 ${}^{48}\text{Ca}$ の壊変図においても、 ${}^{48}\text{Ca}$ ($Z=20$) が β 崩壊を起こせば Sc ($Z=21$) になるはずだが、 Sc への崩壊はスピン遷移則で強く抑制されるため Ti ($Z=22$) に二重 β 崩壊する。

二重 β 崩壊事象は複数の放射性核種で確認されている。寿命は極めて長く、 $2\nu\beta\beta$ の半減期でさえ約 10^{19} 年ほどである。一般に $2\nu\beta\beta$ の崩壊確率は原子核の質量差 (Q 値) に大きく依存し、質量差が大きければ半減期が短い傾向にある。表 1.1 に二重 β 崩壊を起こす原子核の情報を示す。また $2\nu\beta\beta$ 半減期の測定値は後の表 1.2 で示す。

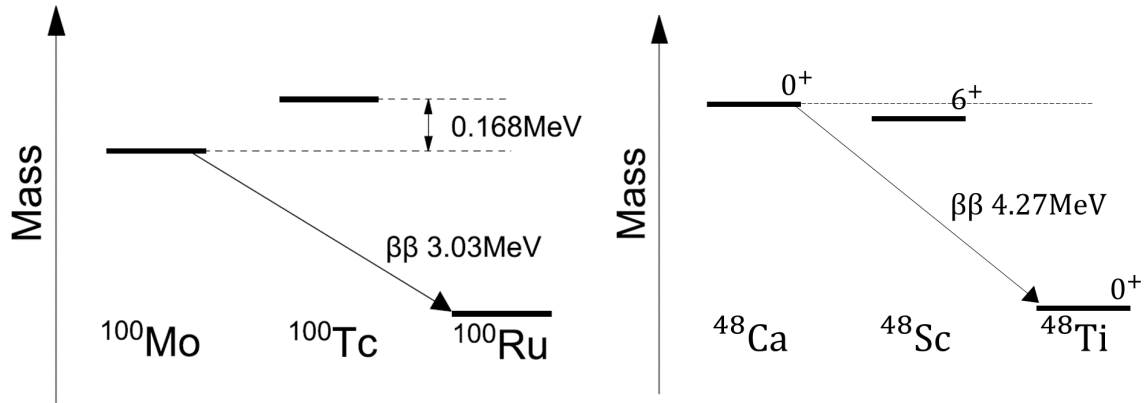


図 1.8 二重 β 崩壊核 ^{100}Mo (左図) と ^{48}Ca (右図) のエネルギー準位

原子核の質量は Bethe – Weizsäcker の半経験的質量公式

$$M(Z, A) = ZM_p c^2 + NM_n c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_i (N - Z)^2 / A + a_c Z^2 / A^{1/3} + \delta \quad (1.35)$$

$$\delta = \begin{cases} 0, & A \text{ 奇数} \\ -11.2/A^{1/2}, & Z, N \text{ ともに偶数 (偶偶核)} \\ 11.2/A^{1/2}, & Z, N \text{ ともに奇数 (奇奇核)} \end{cases} \quad (1.36)$$

$$a_v = 15.56 \text{ MeV}, a_s = 17.23 \text{ MeV}, a_i = 23.29 \text{ MeV}, a_c = 0.697 \text{ MeV} \quad (1.37)$$

で良い近似が得られる。ここで N は中性子数とした。すなわち (A, Z) と $(A, Z+2)$ はそれぞれ安定な偶偶核でなければならない。

表 1.1 様々な二重 β 崩壊核における Q 値と天然存在比、及び $0\nu\beta\beta$ の半減期 [20]。 $T_{1/2}^{0\nu}$ はニュートリノ質量階層が逆階層でニュートリノ質量 50 meV と仮定した場合の理論値である。

Nucleus	Q-value(keV)	Nat. abund.(%)	$T_{1/2}^{0\nu}$ (year)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271	0.187	
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2039	7.8	0.86×10^{27}
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995	9.2	2.44×10^{26}
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3351	2.8	0.98×10^{27}
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034	9.6	2.37×10^{26}
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2805	7.5	2.86×10^{26}
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	867	31.7	4.53×10^{27}
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2529	34.5	2.16×10^{26}
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2476	8.9	4.55×10^{26}
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367	5.6	2.23×10^{25}

1.2.1 崩壊モード

二重 β 崩壊には代表的な二種類の崩壊過程が存在する。ひとつは原子核内で 2 つの中性子中の d クォークが 2 つの電子と 2 つの反ニュートリノを放出して u クォークに変換されることで 2 つの陽子が生成される場合で 2ν モード ($2\nu\beta\beta$) と呼ばれ、

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.38)$$

と表わされる。 (Z, A) の Z も A も共に偶数 (偶偶核と呼ばれる) であり、エネルギー的に安定している。 $2\nu\beta\beta$ モードは通常の β 崩壊が同時に二回起こるもので、素粒子の標準模型で許容される過程である。すでに実験的に確認されており、幾つかの核種について半減期が求められている。

もうひとつは一方の中性子から放出されたニュートリノが (反粒子の放出は粒子の吸収と同義なため) 他方の中性子に吸収されて結果的にニュートリノを放出しない二重 β 崩壊過程で $0\nu\beta\beta$ モードと呼ばれ、

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.39)$$

と表わされる。ニュートリノレス二重 β 崩壊とも呼ばれる $0\nu\beta\beta$ モードは標準模型で禁止されているレプトン数非保存過程であり、未発見の現象である。

$0\nu\beta\beta$ が起こるためには、標準モデルでは質量 0 とされているニュートリノが有限の質量を持ち、かつ粒子・反粒子の区別がないマヨラナ粒子である必要がある。 β 崩壊で放出されるのは右巻きの反ニュートリノであり、それに対して吸収されるのは左巻きのニュートリノでなくてはならない。ニュートリノに質量がなければニュートリノは光速で運動するが、ニュートリノに質量がある場合ニュートリノは光速よりも遅くなり、ニュートリノよりも早く運動する系を考えることができる。そのような系ではニュートリノの運動量の向きが反転するため、ヘリシティ h の符号も反転する。従って右巻きであった反ニュートリノが左巻きのニュートリノとしてみえる。さらにニュートリノに粒子・反粒子の区別がつかないのであれば、 β 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振舞うことができ、別の中性子に吸収されもう一つの β 線を放出する過程が起こり得る。図 1.9 に $2\nu\beta\beta$ モードと $0\nu\beta\beta$ モードのファインマンダイアグラムを示す。 β 崩壊は微視的に見れば、中性子内の 1 つのダウクォークがアップクォークへ変換されることで陽子と電子、反電子ニュートリノが生成される過程である。 $2\nu\beta\beta$ は単純な β 崩壊が 2 度起こるため、2 つのニュートリノの放出過程が存在するが、 $0\nu\beta\beta$ はニュートリノの放出と吸収が同時に起こるため、ニュートリノの放出を伴わない。

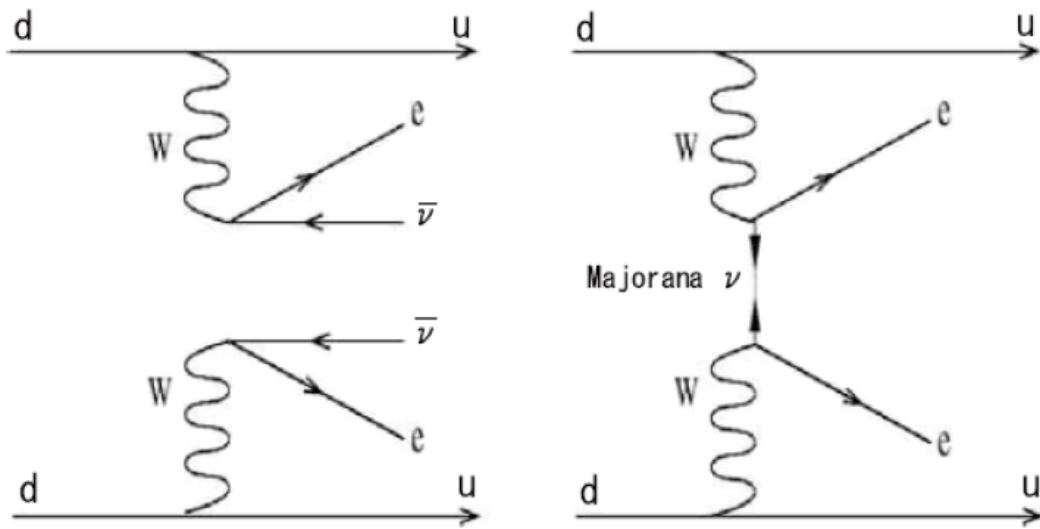


図 1.9 $2\nu\beta\beta$ モード (左図) と $0\nu\beta\beta$ モード (右図) のファインマンダイアグラム。d はダウンクォーク、u はアップクォーク、 $0\nu\beta\beta$ モードはマヨラナニュートリノのみ可能。

1.3 二重 β 崩壊実験

二重 β 崩壊核種を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索によってニュートリノのマヨラナ性検証を目指した実験は二重 β 崩壊実験と呼ばれる。二重 β 崩壊実験はニュートリノのマヨラナ性を証明できる唯一の方法とされている為、現在も世界各国のグループが $0\nu\beta\beta$ 探索を行っている。マヨラナ性検証を主目的とした上で、 $2\nu\beta\beta$ 半減期測定による核行列要素の検証や $0\nu\beta\beta$ 半減期測定によるニュートリノ有効質量の測定などの目的も兼ねている実験が多い。またニュートリノ振動実験やダークマター探索実験を兼ねた検出器開発を行うグループも存在する。

二重 β 崩壊核は自然界における天然存在比が一般的に少ない上、二重 β 崩壊は弱い相互作用の二次過程であるため非常に稀な現象であるため、その観測自体が難しい。 $0\nu\beta\beta$ は $2\nu\beta\beta$ 以上に半減期が長く、理論計算で $10^{25} \sim 10^{27}$ 年とされている。したがって二重 β 崩壊測定用検出器には高エネルギー分解能化や極低バックグラウンド技術など、様々な技術が応用されている。

1.3.1 β 線のエネルギー分布

単一の β 崩壊では崩壊前後の原子核の質量差 (Q 値) が β 線と反ニュートリノの運動エネルギーに変化する為、観測が容易な β 線の運動エネルギーは連続スペクトルとなる。同様に二重 β 崩壊でも $2\nu\beta\beta$ では 2 つの β 線と 2 つの反ニュートリノに Q 値分のエネルギーが与えられるため、 β 線の運動エネルギー和は連続スペクトルとなる。しかし、 $0\nu\beta\beta$ の場合は 2 つの β 線のみ放出されるので、Q 値も 2 つの β 線にのみ与えられる。そのため β 線の運動エネルギー和は決まったエネルギー値となり、その値は Q 値に等しい。したがって二重 β 崩壊に伴い放出される 2 電子のエネルギー和の分布は図 1.10 の様な形となる。

$2\nu\beta\beta$ の連続スペクトルと分離した $0\nu\beta\beta$ のピークを観測することができたとしたら、 $0\nu\beta\beta$ のイベントを検出したことになる。そして $0\nu\beta\beta$ はニュートリノがマヨラナ粒子であることが前提となっているため、 $0\nu\beta\beta$ を検出できればニュートリノのマヨラナ性を証明することになる。

ただし実際に検出器を用いて $0\nu\beta\beta$ イベントを観測することは非常に困難である。実際の運動エネルギー分布は測定器の分解能に依存した広がりを持ち、バックグラウンドと呼ばれる二重 β 崩壊事象に由来しないイベントも含まれてしまうので図 1.10 の様な理想的な分布とはならない。また $0\nu\beta\beta$ のピークの高さ、つまりイベント頻度は $0\nu\beta\beta$ の半減期に依存し、これはニュートリノの質量に依存している。質量が小さければそれだけ $0\nu\beta\beta$ イベントの頻度は低くなる。実際に $0\nu\beta\beta$ のピークがどの程度になるのかはニュートリノの質量が未だ得られていないので、計算により予想されているのみである。そのため $0\nu\beta\beta$ が起こるとしてもどの程度の頻度で起こるかわからず、イベントがあったとしても測定器の分解能やバックグラウンドの割合によっては $2\nu\beta\beta$ の分布のすそに $0\nu\beta\beta$ のピークが隠れてしまえば $0\nu\beta\beta$ を検出できない。よって二重 β 崩壊実験では十分なイベント数を得られる程の崩壊核の量、 $0\nu\beta\beta$ のピークを確認できる程に低バックグラウンドであること、そして分布を正確に得られる高いエネルギー分解能、の 3 つの要素が重要になる。

$0\nu\beta\beta$ の探索には、最も Q 値が高い ^{48}Ca を線源として利用することが望ましい。しかしながら ^{48}Ca は天然存在比が小さく濃縮することは容易でない。そのため一般的には、比較的高い存在比と Q 値を持つ ^{150}Nd や ^{100}Mo 、また濃縮が容易でバックグラウンドたり得るウラニウム崩壊系列核種の混入が少ない ^{136}Xe が二重 β 崩壊実験で用いられる。

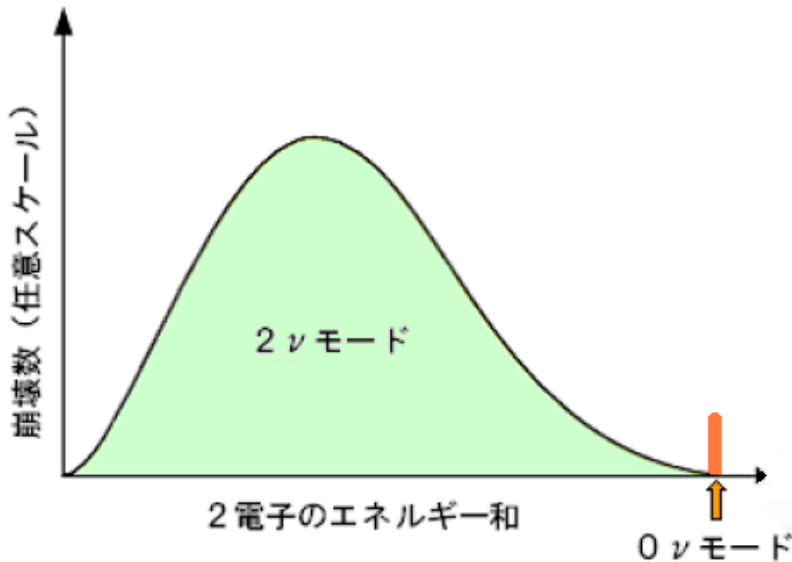


図 1.10 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ で生じる 2 電子のエネルギー和

1.3.2 半減期と有効質量

二重 β 崩壊の半減期は、 $2\nu\beta\beta$ の場合、

$$T_{1/2}^{2\nu} = \{G^{2\nu}|M^{2\nu}|^2\}^{-1} \quad (1.40)$$

と表わされる。空間位相因子 $G^{2\nu}$ は理論的に計算可能で、核構造模型を用いて核行列要素 $M^{2\nu}$ を計算すれば、半減期について理論値と実験値を比較することができる。

また、 $0\nu\beta\beta$ の場合、半減期は、

$$T_{1/2}^{0\nu} = \{G^{0\nu}|M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2\}^{-1} \quad (1.41)$$

と表される。ここで現れるニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ は、MNS 行列の混合行列要素 U_{e1}, U_{e2}, U_{e3} と、マヨラナ CP 位相 α_1, α_2 を含む対角行列

$$\epsilon_i = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

を用いて、

$$\begin{aligned} \langle m_\nu \rangle &= \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \epsilon_i \right| \\ &= \left| |U_{e1}|^2 m_1 \epsilon_1 + |U_{e2}|^2 m_2 \epsilon_2 + |U_{e3}|^2 m_3 \epsilon_3 \right| \end{aligned} \quad (1.43)$$

と書かれる。前述の MNS 行列における CP 非保存パラメータ δ_{CP} はディラック粒子に対するファクターであり、マヨラナニュートリノの場合は、上記に加えマヨラナ CP 位相 α_1, α_2 のファクターが追加される。 $G^{0\nu}, M^{0\nu}$ は $2\nu\beta\beta$ と同様に理論計算が可能な量である為、 $0\nu\beta\beta$ の半減期を測定すれば、ニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ が求められる。ただし、 $0\nu\beta\beta$ の核行列要素 $M^{0\nu}$ には計算モデルの不定性が存在し、どの核構造模型を用いるかにより計算結果は変化する。

1.3.3 様々な二重 β 崩壊実験

二重 β 崩壊は 1935 年に M. Goeppert-Mayer によって初めて存在が指摘され、自身によってその半減期が計算されている [21]。後に二重 β 崩壊の実験がなされるが、最初に信頼に足る結果が得られたのは M.K.Moe らによる測定である。M.K.Moe らはホイル状の ^{82}Se に垂直方向になるように 0.7kG の磁場をかけ、 $2\nu\beta\beta$ を Time Projection Chamber(TPC) で捕える方法で、半減期

$$T_{1/2}^{2\nu} = 4.4 \times 10^{20} \text{ years (90\%C.L.)} \quad (1.44)$$

を得た [22]。また、Heidelberg and Moscow (HDM) 実験グループは ^{76}Ge の測定から、 $2\nu\beta\beta$ の半減期

$$T_{1/2}^{2\nu} = [1.55 \pm 0.01(\text{stat})_{-0.15}^{+0.19}(\text{syst})] \times 10^{21} \text{ years} \quad (1.45)$$

及び、 $0\nu\beta\beta$ の半減期の下限値

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} \text{ years (90\%C.L.) (} 3.1 \times 10^{25} \text{ years (68\%C.L.))} \quad (1.46)$$

を得た [23]。ニュートリノ有効質量に対して

$$\langle m_\nu \rangle < 0.35 \text{ eV (90\%C.L.) (} 0.27 \text{ eV (68\%C.L.))} \quad (1.47)$$

と求めている [23]。また、HDM グループ内の 4 人（頭文字をとって KKDC）が新たな解析手法を用いることで、図 1.11 に示したスペクトルから ^{76}Ge の Q 値=2.039MeV にピークが存在すると主張し、 $0\nu\beta\beta$ の半減期

$$T_{1/2}^{0\nu} = (0.8 - 18.3) \times 10^{25} \text{ years (95\%C.L.) with a best value of } 1.5 \times 10^{25} \text{ years} \quad (1.48)$$

及び、ニュートリノ有効質量

$$\langle m_\nu \rangle = (0.11 - 0.56) \text{ eV (95\%C.L.) with a best value of } 0.39 \text{ eV} \quad (1.49)$$

を発表した [24]。この解析手法については様々な論議が持ち上がっており確定的な結果とは言えず、その他の実験でも未だに $0\nu\beta\beta$ 事象を発見するには至っていない。

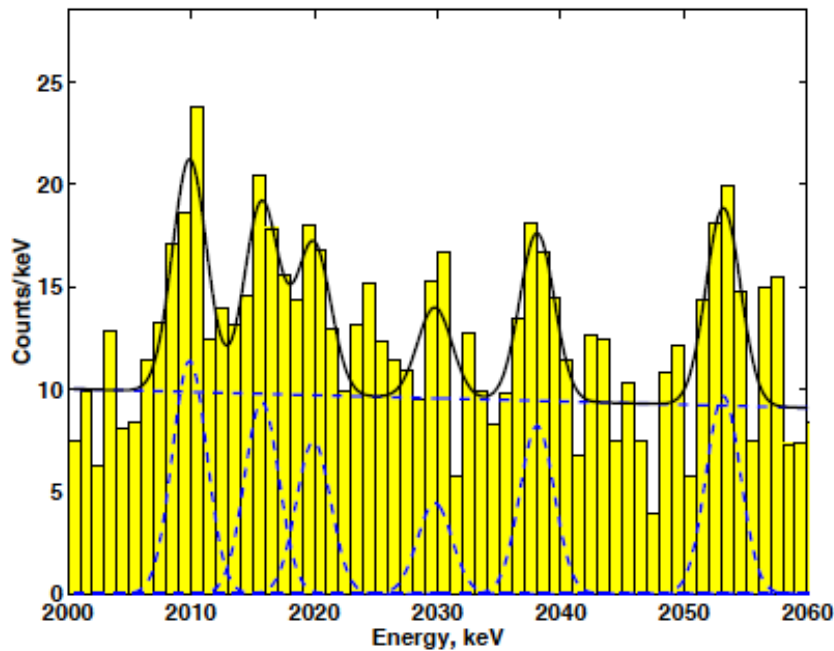


図 1.11 HDM 実験グループが得た Q 値付近のスペクトル。KKDC は $Q=2039\text{keV}$ にピークが見られると主張。

NEMO3, SuperNEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory)

フランスとイタリア国境の Fréjus トンネルにある地下実験室で行われている二重 β 崩壊実験である。線源と検出部が独立な検出器構造を持ち、測定器は複数のセクターに分かれているため、複数の線源に対し同時に測定が行える。

図 1.12 及び図 1.13 にそれぞれ NEMO3 検出器、SuperNEMO 検出器の概念図と特徴を示す。検出部はプラスチックシンチレーターとトラッキングチェンバーから構成される。プラスチックシンチレーターは β 線のエネルギー測定に使われ、トラッキングチェンバーは粒子識別に使われる。磁場がかけられたトラッキングチェンバー内で飛行時間測定によって、線源から生じる β 線と外部に起因する粒子（バックグラウンド）を識別する。線源からシンチレーターまで距離があるため、線源から $2\nu\beta\beta$ 事象で生じた 2 電子は同時にシンチレーターで捕えられるので飛行時間差は 0 に近いが、バックグラウンドイベントは 0 でない。この違いを利用することで宇宙線バックグラウンドなどの除去を行う。

NEMO3 は数ある二重 β 崩壊実験の中でもひときわ多く有用な結果を出している実験である。最新の結果では、 ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{150}Nd , ^{96}Zr において、それぞれ $2\nu\beta\beta$ の半減期が得られている [25][26][27]。

$$\begin{aligned}
 ^{100}\text{Mo} : T_{1/2}^{2\nu} &= (7.41 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.43(\text{syst.})) \times 10^{18} \text{ yr} \\
 ^{82}\text{Se} : T_{1/2}^{2\nu} &= (9.6 \pm 0.24(\text{stat.})_{-0.59}^{+0.67}(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ yr} \\
 ^{150}\text{Nd} : T_{1/2}^{2\nu} &= (9.11_{-0.22}^{+0.25}(\text{stat.}) \pm 0.63(\text{syst.})) \times 10^{18} \text{ yr} \\
 ^{96}\text{Zr} : T_{1/2}^{2\nu} &= (2.35 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.16(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ yr}
 \end{aligned} \tag{1.50}$$

また、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値

$$\begin{aligned}
 ^{100}\text{Mo} : T_{1/2}^{0\nu} &> 4.6 \times 10^{23} \text{ years}(90\% \text{C.L.}) \\
 ^{82}\text{Se} : T_{1/2}^{0\nu} &> 1.0 \times 10^{23} \text{ years}(90\% \text{C.L.}) \\
 ^{150}\text{Nd} : T_{1/2}^{0\nu} &> 1.8 \times 10^{22} \text{ years}(90\% \text{C.L.})
 \end{aligned} \tag{1.51}$$

からニュートリノ有効質量

$$\begin{aligned}
 ^{100}\text{Mo} : \langle m_\nu \rangle &< 0.7 - 2.8 \text{ eV} \\
 ^{82}\text{Se} : \langle m_\nu \rangle &< 1.7 - 4.9 \text{ eV} \\
 ^{150}\text{Nd} : \langle m_\nu \rangle &< 4.0 - 6.3 \text{ eV}
 \end{aligned} \tag{1.52}$$

が得られている [26][28]。

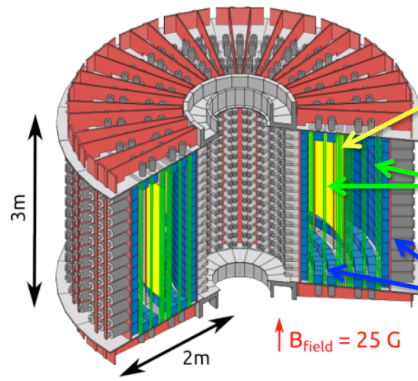
新たに計画している SuperNEMO は、線源の搭載量やエネルギー分解能の向上などによりニュートリノ有効質量 $\langle m_\nu \rangle < 50 \text{ meV}$ 、半減期 $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ 年を目指し、現在 NEMO グループによって建設が進められている。

GERDA (GERmanium Detector Array experiment)

イタリアの国際グラン・サッソ研究所の地下施設で行われている、濃縮した ^{76}Ge からの二重 β 崩壊の検出を目指す実験である。 $0\nu\beta\beta$ の半減期を $T_{1/2}^{0\nu} > 1.4 \times 10^{26}$ 年として、有効質量 $0.1 \sim 0.3 \text{ eV}$ を目標としている。

図 1.14 に GERDA 測定器の外観及び内部構造を示す。GERDA 測定器は Ge 自体を半導体検出器とした線源一体型の検出器である。Ge を選択することで高いエネルギー分解能によりスペクトルから $0\nu\beta\beta$ ピークとバックグラウンドとの区別が可能になり、高濃縮度の ^{76}Ge を使用することで他の物質質量を減らしバックグラウンド自体を低減することができる。また周囲の冷却用液

The NEMO-3 detector



Largest mass/exposure with ¹⁰⁰Mo (6.9 kg) and ⁸²Se (0.93 kg)

- ◆ ~10 kg of ββ-decay isotopes
 - ◆ ¹⁰⁰Mo, ⁸²Se, ¹³⁰Te, ¹¹⁶Cd, ¹⁵⁰Nd, ⁹⁶Zr and ⁴⁸Ca
 - ◆ Produced as **thin foils** 30-60mg/cm²
 - ◆ Typically 2.5m in height, 63-65 mm wide
- ◆ Tracking chamber (both sides of foil)
 - ◆ 6180 Geiger cells operating in gas mixture of 95% He, 4% alcohol, 1% Ar and 0.1% H₂O
 - ◆ Vertex resolution $\sigma_{xy} \sim 3$ mm, $\sigma_z \sim 10$ mm
- ◆ Calorimeter (top, bottom, in and out)
 - ◆ 1940 optical modules
 - ◆ 3" and 5" PMTs + plastic scintillator blocks
 - ◆ FWHM 14-17%, $\sigma_t \sim 250$ ps for electrons @1MeV

図 1.12 NEMO3 検出器の概念図と特徴 [29]

The SuperNEMO detector

- ◆ 20 identical Modules with 100 kg total isotope mass
- ◆ Demonstrator module (1/20) will house 7kg of ⁸²Se and with 2.5y reach sensitivity of $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0.2 - 0.4$ eV
- ◆ Full SuperNEMO to reach sensitivity of $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0.04 - 0.1$ eV

Thin ββ-decay source foils

- ◆ 7kg of ⁸²Se in demonstrator module
- ◆ Factor of x10 decrease in ²⁰⁸Tl contamination and x30 decrease in ²¹⁴Bi

Calorimeter walls

- ◆ 5" & 8" PMTs coupled to scintillator blocks
- ◆ FWHM 4% for electrons @3MeV ($Q_{\beta\beta}$ value)

Tracking chambers

- ◆ Wire chambers in Geiger mode

図 1.13 SuperNEMO 検出器の概念図と特徴 [29]

体アルゴンにより外部からの γ 線の侵入を防ぎ、水チェレンコフ検出器を VETO カウンターとして宇宙線ミュオンや中性子を遮断しているため、バックグラウンドに非常に強い構造となっている。

最新の結果では、 ^{76}Ge に対し、 $2\nu\beta\beta$ 半減期

$$T_{1/2}^{2\nu} = (1.926 \pm 0.094) \times 10^{21} \text{ years} \tag{1.53}$$

及び、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値

$$T_{1/2}^{0\nu} > 4.2 \times 10^{23} \text{ years (90\%C.L.)} \tag{1.54}$$

が得られている [30]。

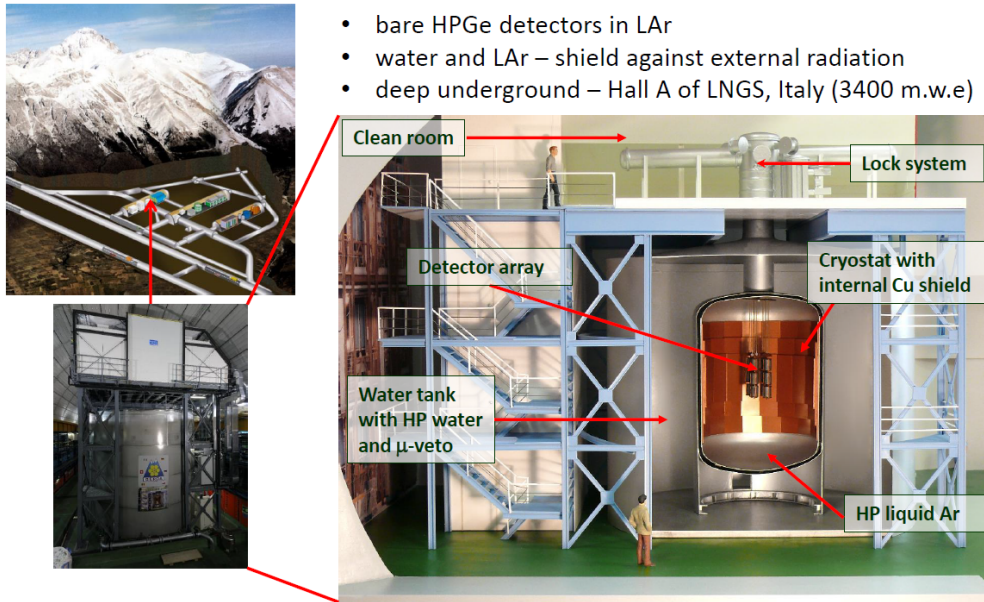


図 1.14 GERDA 測定器の外観及び内部構造 [31]

EXO (Enriched Xenon Observatory)

アメリカのニューメキシコ州カールズパッドにある核廃棄物隔離施設の地下実験場にて行われている、濃縮した ^{136}Xe を用いた二重 β 崩壊実験である。濃縮 Xe (80%) の測定により半減期 $T_{1/2}^{0\nu} = 5 \times 10^{25}$ 年を目指している。

図 1.15 に EXO 検出器の概念図を示す。検出器は液体 Xe の TPC と LAAPD(Large-Area Avalanche PhotoDiode) で構成され、それぞれ荷電粒子とシンチレーション光を捕らえることにより高エネルギー分解能 $\sigma/E = 1.53\% @Q\text{-value}$ を実現している [32]。さらに ^{136}Xe が崩壊した後の $^{136}\text{Ba}^{2+}$ イオンを特定することにより二重 β 崩壊事象を捉える試みが成されている。Ba は Xe よりイオン化エネルギーが高いため、しばらく荷電状態のまま漂うことが出来る。低圧 He ガス ($p = 10^{-3}$ torr) に存在する Ba を青色 (493.41nm) と赤色 (649.69nm) レーザーの放射によって特定することに成功しているため、Xe 中に存在する Ba をこの手法で特定することができれば

大幅にバックグラウンドを除去することが可能となる。現在 EXO-200 の次期計画 EXO-1000 へ向けてこの Ba タギングの研究が行なわれている。

最新の結果では、 ^{136}Xe に対し、 $2\nu\beta\beta$ 半減期 [33]

$$T_{1/2}^{2\nu} = (2.165 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.059(\text{syst.})) \times 10^{21} \text{ years} \quad (1.55)$$

及び、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{25} \text{ years}(90\% \text{C.L.}) \quad (1.56)$$

が得られている [32]。

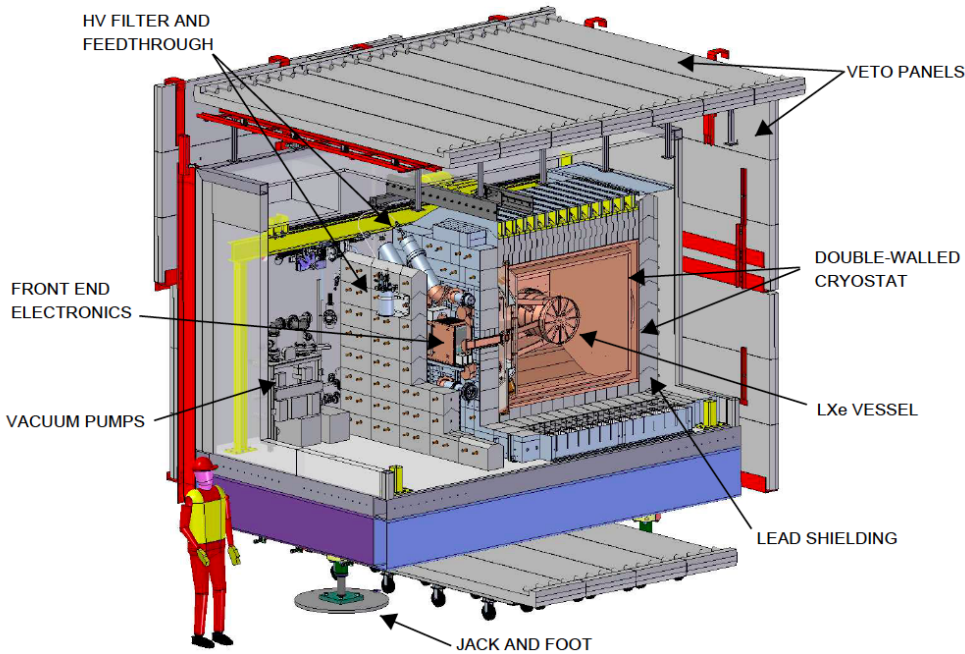


図 1.15 EXO 検出器の概念図 [34]

KamLAND-Zen (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector - Zero neutrino)

岐阜県神岡町の神岡鉱山地下 1000m にて行われている、濃縮した ^{136}Xe を用いた二重 β 崩壊実験である。図 1.16 に KamLAND 検出器の内部構造を示す。用いられる検出器は 1000 トンの液体シンチレーターを使った太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノ実験を行っている KamLAND 検出器内部の液体シンチレーターに濃縮した ^{136}Xe ガス 400kg を溶かし込み、円形バルーンに積み込んで周囲に配置した PMT でシンチレーション光を観測する線源-シンチレーター一体型検出器である。将来的には ^{136}Xe を 1000kg まで増やし 5 年間の測定でニュートリノ有効質量 20meV を目指している。

現在の結果では、 ^{136}Xe に対し、 $2\nu\beta\beta$ 半減期 [35]

$$T_{1/2}^{2\nu} = (2.38 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})) \times 10^{21} \text{ years} \quad (1.57)$$

及び、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} \text{ years (90\% C.L.)} \quad (1.58)$$

が得られている [36]。EXO 実験の結果を含めた場合、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.4 \times 10^{25} \text{ years (90\% C.L.)} \quad (1.59)$$

から、ニュートリノ有効質量制限

$$\langle m_\nu \rangle < 0.12 - 0.25 \text{ eV} \quad (1.60)$$

が得られる [36]。以上から KKDC 実験で得られたニュートリノ有効質量範囲が 97.5% C.L. 以上で除外された。

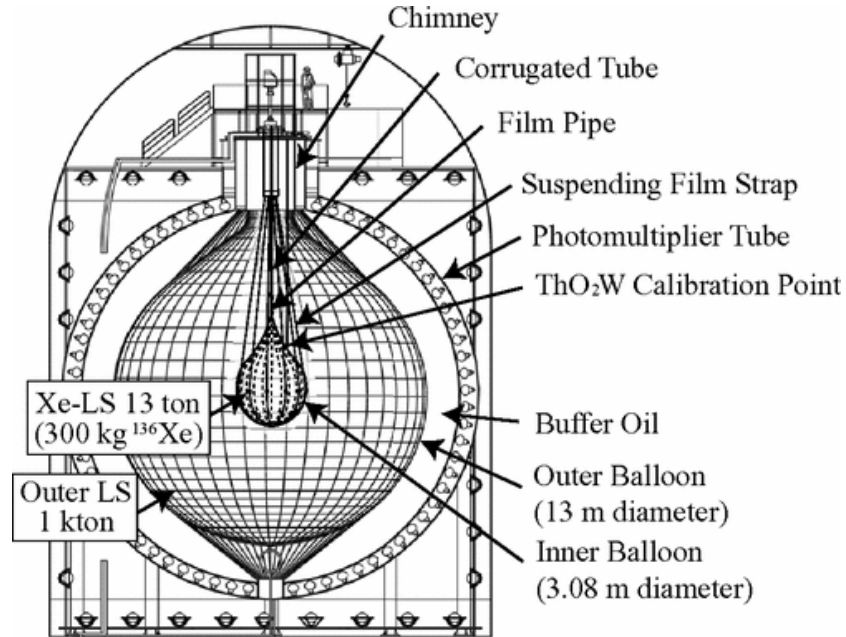


図 1.16 KamLAND 検出器の内部構造 [35]

その他、様々な核種や測定手段で二重 β 崩壊事象の検出やエネルギー測定を行う、特徴的な二重 β 崩壊実験が多数存在する。表 1.2 に様々な二重 β 崩壊核種に対する $2\nu\beta\beta$ の半減期測定値とニュートリノ有効質量制限を、図 1.17 に主な二重 β 崩壊実験の目標感度を示す。

表 1.2 様々な二重 β 崩壊核種に対する測定値。 $T_{1/2}^{2\nu}$ measured(year) は $2\nu\beta\beta$ の半減期の測定値、 $\langle m_\nu \rangle$ は $0\nu\beta\beta$ の半減期測定の下限值から得られるニュートリノ有効質量制限、そしてそれらの測定を行った実験名とエネルギー測定手段を示す。尚、 $\langle m_\nu \rangle$ の有効質量制限に幅があるのは核行列要素の不定性によるものである。

Isotope	$T_{1/2}^{2\nu}$ measured(year)	$\langle m_\nu \rangle$	Experiment	Method
^{48}Ca		$< 7.2 - 44.7 \text{ eV}$	ELEGANT IV[37]	Scintillator
^{76}Ge	$(1.55 \pm 0.20) \times 10^{21}$	0.39 eV	HDM	Ionization
		$< 0.33 - 1.35 \text{ eV}$	IGEX[38]	Ionization
	$(1.926 \pm 0.094) \times 10^{21}$		GERDA	Semi-Conductor
^{82}Se	4.4×10^{20}		M.K.Moe et al.	TPC
	$(9.6 \pm 0.91) \times 10^{19}$	$< 1.7 - 4.9 \text{ eV}$	NEMO3	Tracking & Calorimeter
^{96}Zr	$(2.35 \pm 0.30) \times 10^{19}$		NEMO3	Tracking & Calorimeter
^{100}Mo	$(7.41 \pm 0.45) \times 10^{18}$	$< 0.7 - 2.8 \text{ eV}$	NEMO3	Tracking & Calorimeter
^{130}Te		$< 0.19 - 0.68 \text{ eV}$	CUORICINO[39]	Bolometer
^{136}Xe	$> 2.1 \times 10^{20}$	$< 2.2 - 4.4 \text{ eV}$	Gotthard Lab.[40]	TPC
	$(2.165 \pm 0.075) \times 10^{21}$		EXO	TPC & Scintillator
	$(2.38 \pm 0.16) \times 10^{21}$	$< 0.12 - 0.25 \text{ eV}$	KamLAND-Zen	Scintillator
^{150}Nd	$(9.11 \pm 0.88) \times 10^{18}$	$< 4.0 - 6.3 \text{ eV}$	NEMO3	Tracking & Calorimeter

DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer)

DCBA 実験は 1996 年に実験を提案する論文が発表された [42]。DCBA 計画は 2 つのステージに分けられ、ステージ 1 では天然の Nd を用いた ^{150}Nd の $2\nu\beta\beta$ 半減期測定、ステージ 2 では濃縮した ^{150}Nd を用いた $0\nu\beta\beta$ 測定により、半減期の下限 $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{25}$ years(90% C.L.) からニュートリノ有効質量に $\langle m_\nu \rangle < 0.5 - 0.1 \text{ eV}$ の制限をかけることを目標に実験が開始された。

DCBA 実験は飛跡検出器を用いて β 線のエネルギーを測定している。飛跡検出の利点は、中性粒子や γ 線など、電荷を持たない粒子に不感で、 α 線や陽電子などの正電荷の粒子及び検出器に入射する宇宙線ミュオンや環境放射線は飛跡再構成から容易に特定することが出来る点にある。また、2 つの放出電子の飛跡再構成を独立に行うことが可能なため、2 本の β 線それぞれの完全な運動学的情報を取得することが可能である。従って 2 電子のエネルギー和に加え、新物理モデルを制限するために必要な単一 β 線の情報も提供することが出来る。これはシンチレータやカロリメータを用いてエネルギー量のみを測定する二重 β 崩壊実験に対して有利な点である。飛跡から運動量と運動エネルギーを求める方法は数ある二重 β 崩壊実験の中で DCBA 実験だけが持つユニークな特徴である。

一方で ^{136}Xe や ^{76}Ge を線源とした二重 β 崩壊実験の場合、Xe と Ge はそれぞれシンチレータ、半導体検出器の媒質となり得る元素であるため、線源部と検出器部分が一体となった検出器を作

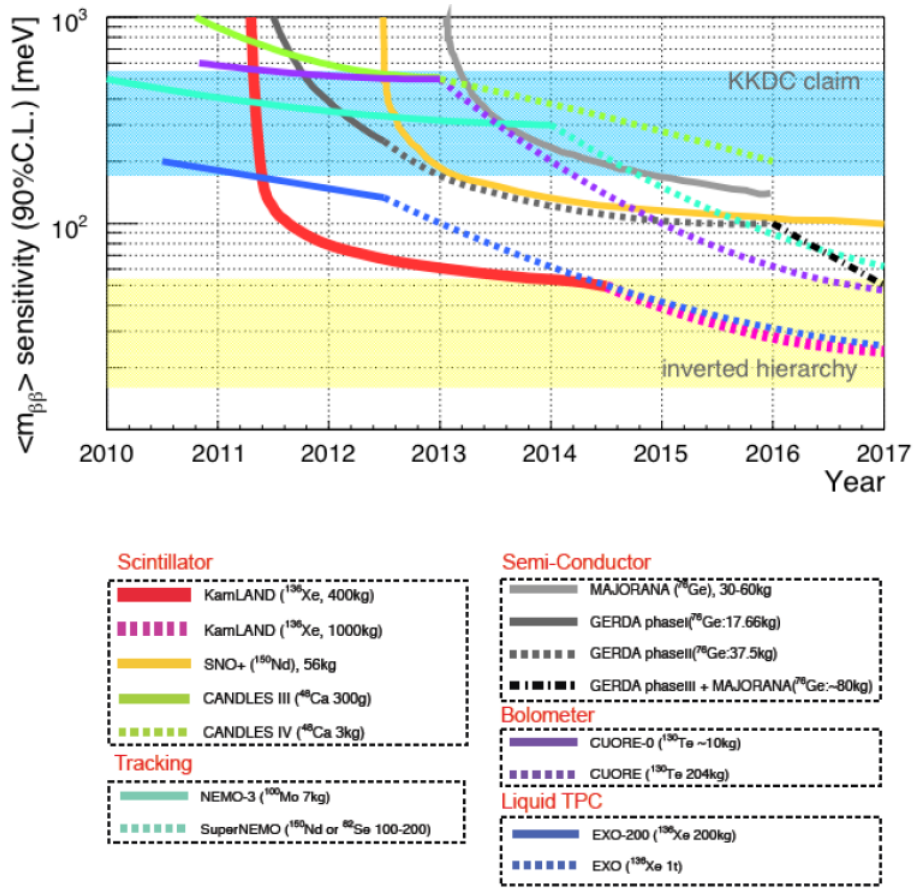


図 1.17 主な二重β崩壊実験の目標感度 [41]。図中には計画中の実験も含まれる。

成することで効率良く線源量の増強が可能になる。ただし DCBA で用いる飛跡検出器の場合は薄板に加工した線源を用いるが、飛跡再構成によって電子の状態を精度良く測定するためには極力線源板中での相互作用の頻度を抑える必要があり、そのため二重β崩壊核種を含んだ線源板は薄く加工する必要がある。故に必然として検出器に搭載できる線源の量は少なくなり、十分な統計量を得ることが難しくなる。この欠点を改善すべく、DCBA 検出器は同型の検出器を複数台建設することで線源量の増大を図っている。

DCBA では飛跡検出器として、ワイヤーから信号読み出しを行うドリフトチェンバーを用いている。図 1.18 左図に実験開始当初計画された DCBA 検出器の設計図を示す。上図がステージ 1 で計画された検出器、下図がステージ 2 で計画された検出器である。中心部に複数のチェンバーモジュールから成る飛跡検出器、その周囲を囲む形でソレノイドコイルがあり、さらにその外側に宇宙線 veto に用いるプラスチックシンチレータが配置されている。ステージ 1 へ向けた初代テスト機はチェンバーモジュールの内の 1 機を模して作られたもので、DCBA-T と名付けられ開発が始まったが、実験開始当初は 1 種類のワイヤーからのみ信号読み出しを行い、飛跡の 3 次元座標を検出しようと試みられた。しかし電荷分割法による座標決定では、 $\sigma \sim 52.7 \text{ mm}$ と位置分解能が悪く十分な位置決定ができなかった。そのため、新たなワイヤーを追加し二種類のワイヤーで信号読み出しを行う DCBA-T2 の開発が行われた。図 1.18 右図に実際に開発された DCBA-T2

の外観を示す。電磁石には常伝導ソレノイドコイルが用いられ、磁束密度 0.8kGauss における測定で DCBA-T2 は β 線の飛跡を検出するに至った。

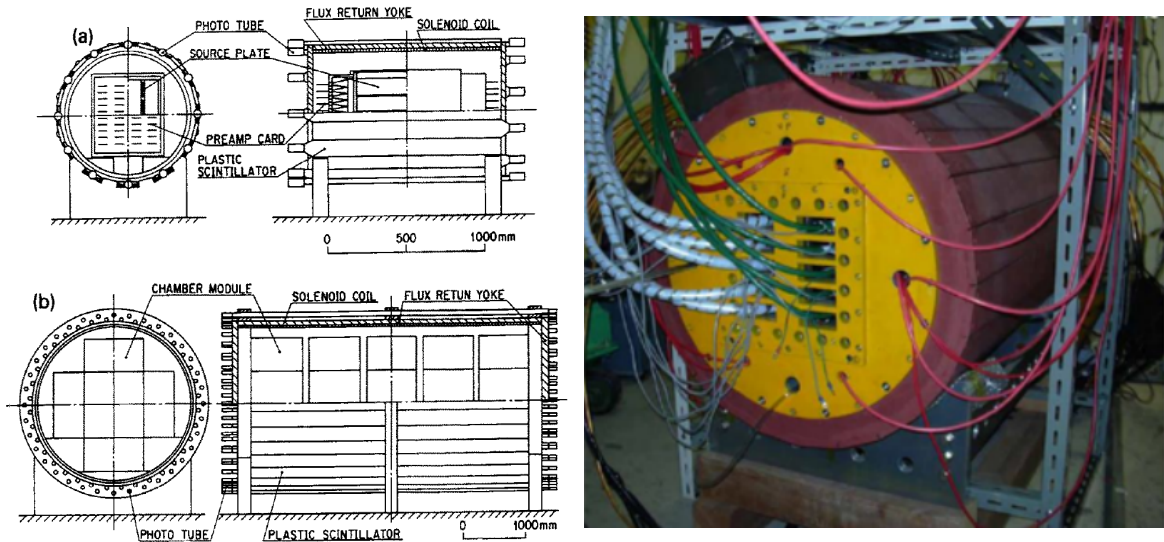


図 1.18 左図は実験開始当初計画された DCBA 検出器の設計図 [42]、右図は DCBA-T2 検出器。

現在は次世代機 DCBA-T3 で用いる予定の超伝導ソレノイドコイルの内部に DCBA-T2 検出器を搭載した DCBA-T2.5 検出器が稼働中で、測定を継続している。二重 β 崩壊核種として ^{100}Mo を搭載し、 $2\nu\beta\beta$ の半減期測定から、飛跡検出手法の検証及び検出器の問題点発見と改善を行っている。

DCBA-T2.5 検出器において順調にデータ収集が行われる一方で、さらなる次世代テスト機としての DCBA-T3 の開発が進行中である。図 1.19 左図に DCBA-T3 検出器の概念図を示す。DCBA-T3 は ^{150}Nd を用いた $0\nu\beta\beta$ の半減期測定を行う Magnetic Tracking Detector (MTD, 仮称) のプロトタイプ機であり、DCBA-T2 と比較してエネルギー分解能の向上、チェンバーの大型化及び多層化により線源量の増大を目指している。現在は DCBA-T3 検出器に関してはチェンバーにワイヤーが張られ、信号読み出しの確認が行われた。また DCBA-T3 開発に際し新たな読み出し回路を導入するため、その性能評価が行われている。そして ^{150}Nd の濃縮法や線源板に加工する研究も計画されている。一方、図 1.19 右図に示した MTD に関してはチェンバーフレームの製作が進行中である。

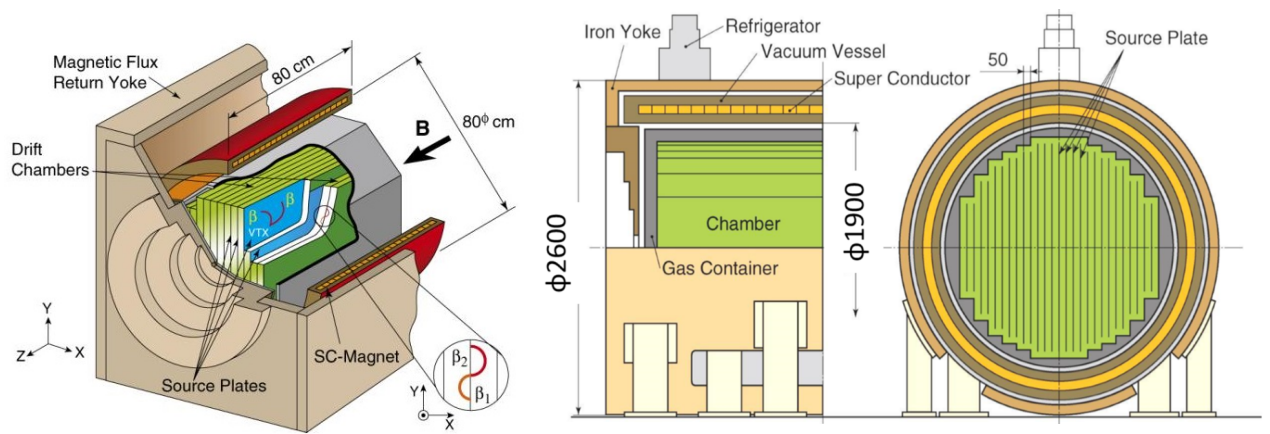


図 1.19 左図は DCBA-T3 検出器の概念図、右図は MTD の概念図。

第 2 章

DCBA 実験

DCBA 実験は $0\nu\beta\beta$ 探索によるニュートリノのマヨラナ性検証と $0\nu\beta\beta$ 半減期精密測定によるニュートリノ有効質量測定を目的とした二重 β 崩壊実験である。茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所が主体となり、2015 年現在は 7 大学、3 企業、約 27 名の研究者によって構成される中規模素粒子実験である。図 2.1 に稼働中の DCBA-T2.5 の外観を示す。

本章では、現在我々が行っている DCBA 実験で用いられる飛跡検出器の概要と、稼働中の DCBA-T2.5 検出器の構造、データ解析手法、解析結果について記す。

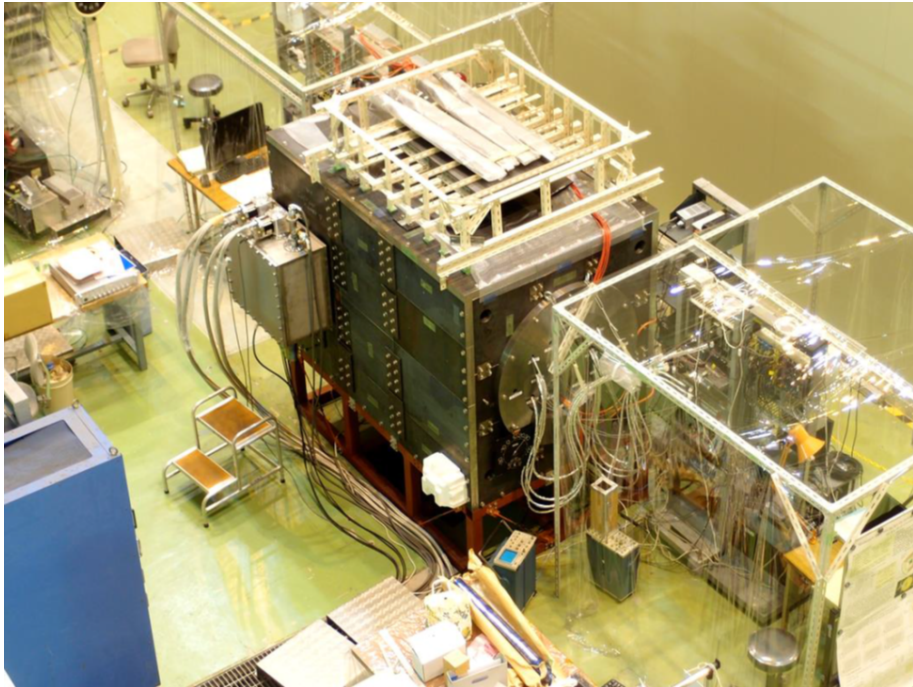


図 2.1 DCBA-T2.5

2.1 DCBA 検出器

DCBA 検出器は一様磁場中で螺旋運動する β 線の飛跡検出から 4 元運動量を算出する飛跡検出器である。検出器中央部に二重 β 崩壊核種を含む線源板を設置、一様磁場を印加した検出器内で螺旋運動をする 2 つの β 線の飛跡を検出、3 次元再構成する事で電子の 4 元運動量を算出する。

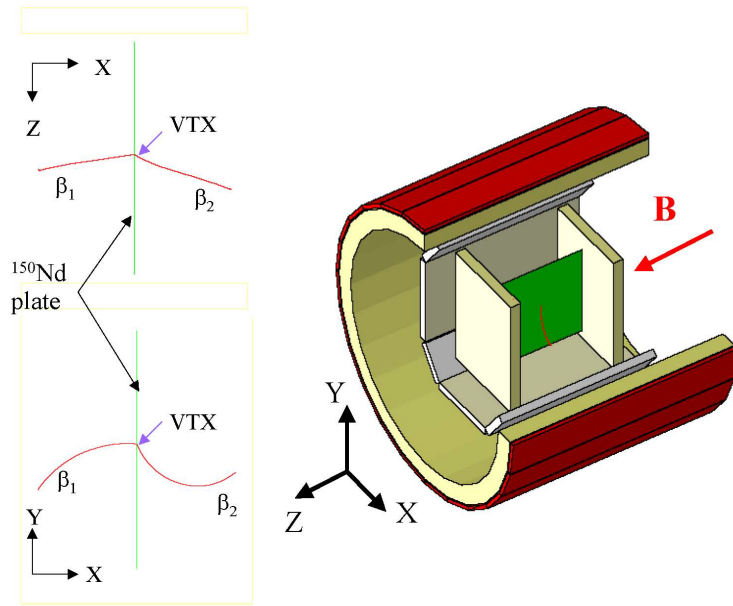


図 2.2 DCBA-T2 測定器の概念図

図 2.2 に DCBA-T2 測定器の概念図を示す。検出器は一様な磁場を形成するためのソレノイド電磁石によって構成される磁場生成部と、形成された一様磁場中に設置された飛跡検出器による検出部に分かれている。飛跡検出器の内部には、中央に二重 β 崩壊核種を含む線源板を設置し、その左右に飛跡検出を行うドリフトチェンバーを配置することで、二重 β 崩壊に伴い放出される 2 つの β 線の飛跡を、それぞれのチェンバーで検出する。さらに図 2.3 にドリフトチェンバーの内部構造を示す。チェンバーにはソースプレートと平行に電極ワイヤーが張られており、 z 方向と y 方向にそれぞれアノードワイヤーとピックアップワイヤーが格子状に張られている。そしてアノードワイヤーから離れたところにカソードワイヤーが平行に張られ、両ワイヤー間に高電圧をかけることによってチェンバー内が x 方向の一様電場で満たされる。これと同一のものが反対側にも設置され、ソースプレートを中心として対称な構造をしている。ドリフトチェンバー内部の空間は $\text{He}(90\%) - \text{CO}_2(10\%)$ で満たされ、ドリフトチェンバー外側にはソレノイドが巻かれており z 方向に一様磁場を生じさせている。

飛跡検出においては、ソースプレートから放出した β 線がガス中で生成する電離電子を、電場で収集し信号として検出している。電離電子は電場によってアノードワイヤーまでドリフトし、ワイヤー近傍で電子雪崩を起こす。このときの雪崩現象で電子-イオン対が大量に作られカソード

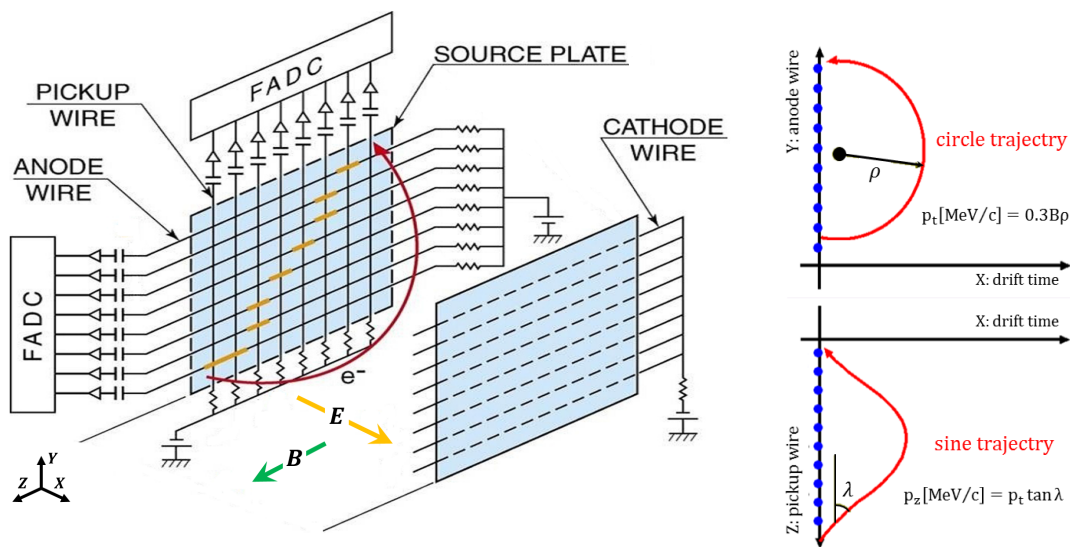


図 2.3 ドリフトチェンバーの内部構造

ワイヤーやピックアップワイヤーへドリフトするが、このときアノードワイヤーとピックアップワイヤーには誘導電流が生じ、アノードには負パルス、ピックアップには正パルスの電気信号が検出される。座標の決定は、 y, z 座標に関してはそれぞれアノードワイヤー、ピックアップワイヤーのワイヤー位置から、 x 座標に関しては電離電子のドリフト速度と信号の到達時間から計算している。XY 平面の信号読み出しについてはアノードワイヤー、XZ 平面についてはピックアップワイヤーから読み出し、2つの飛跡情報を基に β 線の飛跡を三次元的に再構成する。

z 方向に一樣な磁場中で電子の描く螺旋飛跡は、 x - y 平面への射影では円飛跡、 x - z 平面への射影は正弦波飛跡となる。円軌道の運動量 $p_t[\text{MeV}/c] = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ は曲率半径 $r[\text{cm}]$ 、磁束密度 $B[\text{kG}]$ を用いて、

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

と表される。また、 z 方向の運動量 $p_z[\text{MeV}/c]$ は正弦波飛跡の放出角 λ (図 2.3 参照) として、

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

となる。飛跡情報から算出された運動量 $\mathbf{p}[\text{MeV}/c] = \sqrt{p_t^2 + p_z^2}$ によって電子の運動エネルギー $T[\text{MeV}]$ は、 $m_e[\text{MeV}]$ を電子の静止質量として

$$T = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_e^2} - m_e \quad (2.3)$$

となる。

二重 β 崩壊により生じた2本の β 線を左右のチェンバーでそれぞれ独立に飛跡再構成、エネルギー算出した後、2本の β 線の運動エネルギーを足し合わせた値を2電子エネルギー和とする。

2.1.1 信号検出

ドリフトチェンバー内において電場が一様な空間が検出器の有感領域となる。DCBA-T2の場合、x 方向はアノードワイヤーからカソードワイヤー間の距離 90.0 mm、y, z 方向はそれぞれアノードワイヤー、ピックアップワイヤーの 6.0 mm 間隔 40 本で 240.0 mm となる。図 2.4 に信号検出原理の模式図を示す。 β 線が線源板から放出され、有感領域内を飛行した際に発生する電離電子は、空間的に一様な電場によりアノードワイヤーへ引き寄せられる。そしてアノードワイヤーへ到達した際に、ワイヤー近傍の強い電場勾配により電子雪崩が発生する。生成された電子群をアノードワイヤーに到達し、電気パルスとして検出される。また一方で、アノードワイヤー付近で電子群が生成される際に発生する正イオン群はアノードワイヤーから離れ、外側のピックアップワイヤーに検出される。

電離電子が電場によってアノードワイヤーへ到達するまでのドリフト速度は、ガス分子との衝突で失われる運動エネルギーと、電場によって得られる運動エネルギーが釣り合うため一定となる。その際のドリフト速度 v_d は電場強度 E 、ガス圧 p 、標準気圧 p_0 、気体中の電子の移動度を μ とすると以下のように表される。

$$v_d = \mu E \frac{p_0}{p} \quad (2.4)$$

DCBA-T2.5 におけるワイヤーの設定電圧値と使用している He:CO₂=9:1 の混合ガスを 1 気圧で満たした場合の計算値はおよそ 0.4cm/ μ s である。garfield というシミュレーションパッケージを使用したシミュレーションの結果では 0.43cm/ μ s となり、測定値は 0.43cm/ μ s となったため、DCBA-T2 における電子のドリフト速度は 0.43cm/ μ s と定義された [43]。

x 座標に関しては電離電子のドリフト速度と信号の到達時間から計算している。 β 線が通過した際に発生した電離電子の生成時間を t_0 、アノードワイヤーで生じるパルスの生成時間を t とし、電子のドリフト速度を v_d とすると、x 座標は

$$x = \int_{t_0}^t v(t) dt \approx v_d(t - t_0) \quad (2.5)$$

で表される。なお、ドリフト時間の基準となる t_0 の決定方法は章 2.2.2 にて述べる。

2.1.2 DCBA-T2.5 検出器

DCBA-T2 検出器は DCBA 実験における 2 代目の測定器である。

現在、¹⁰⁰Mo 線源を用いた $2\nu\beta\beta$ 半減期測定を行い、将来の $0\nu\beta\beta$ 探索用検出器開発に向けて、運転に対する問題点や測定器の動作原理の検証などを行っている。

以下、各部詳細について述べる。

電極ワイヤー

ドリフトチェンバーに張られる電極ワイヤーは大まかにアノードワイヤー、ピックアップワイヤー、カソードワイヤーの 3 種からなる。アノードワイヤーは y-z 平面上で z 軸に平行に張られ

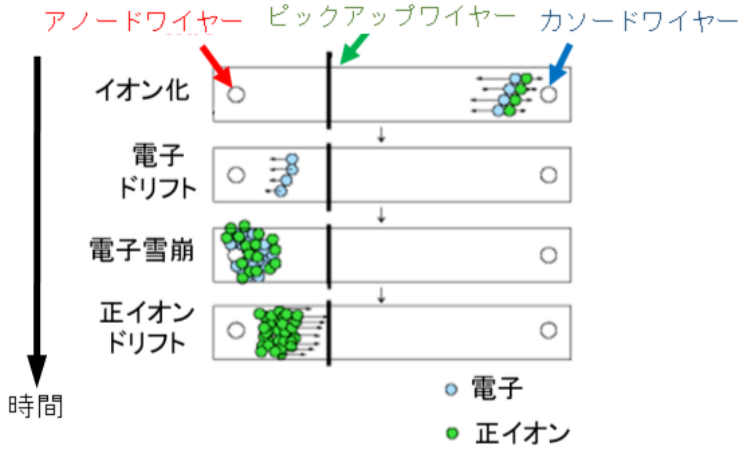


図 2.4 信号検出原理の模式図

ており、90 mm 離れた場所に張られたカソードワイヤーと相まってチェンバー内を一様電場で満たす役割を持つ。ピックアップワイヤーは y-z 平面上に y 軸に平行に張られ、電子雪崩で生じたイオンによる誘導電流を検出する役割を持つ。この他に補助的な役割を持つガードワイヤーやフィールドシェープワイヤーがある。図 2.5 に DCBA-T2 のワイヤー配置を示す。各ワイヤーについては以下で詳述する。

- アノードワイヤー

ソースプレートから 4.0 mm 離れた位置に、z 方向に平行に 6.0 mm 間隔で 40 本張られている。カソードワイヤーとの間に高電圧をかけることによりアノード・カソード間に一様電場を生み出す。アノードワイヤーは電離電子が電場によってドリフトし、ワイヤー近傍で起こる電子雪崩増幅によって生じた電子の誘導電流を検出する役割を持つ。ワイヤー直径は 20 μ m で材質は金メッキタングステンである。ワイヤー近傍の電場勾配はワイヤーの直径に大きく依存するので、細いワイヤーを使うことによってワイヤー近傍での電子雪崩の生成が可能となる。DCBA-T2.5 では電圧 +1.8kV を印加している。
- ピックアップワイヤー

ソースプレートから 6.0 mm、アノードワイヤーから 2.0 mm 離れた位置に、y 方向に平行に 6.0 mm 間隔で 40 本張られている。信号読出しを行うが、ワイヤー自身の近傍で起こる電子雪崩ではなく、アノードワイヤーで起こる電子雪崩によって生じる正イオンの誘導電流を検出する。アノードワイヤー近傍の電子雪崩はワイヤーに沿って y 方向へ広がるため、アノード 1 ワイヤーに対しピックアップワイヤーで捕えられる信号は複数本になる。ワイヤー直径は 80 μ m で材質は金メッキアルミニウムである。DCBA-T2.5 では電圧-0.3kV を印加している。
- カソードワイヤー

アノードワイヤーから 90.0 mm、ソースプレートから 94.0 mm 離れた位置に、z 方向に平行に 6.0 mm 間隔で 40 本張られている。カソードワイヤーとアノードワイヤーとの間に電

位差をつくることにより、一様電場を形成する。カソードワイヤーからは信号読出しは行わない。ワイヤー直径は $80\mu\text{m}$ で材質は金メッキアルミニウムである。DCBA-T2.5 では電圧-1.0V を印加している。

- フィールドシェーピングワイヤー
 アノードワイヤーの端とカソードワイヤーの端を繋ぐ形で、チェンバーの四側面に 6.0 mm 間隔で 15 本張られている。信号読出しは行わず、アノードワイヤーとカソードワイヤーによって生じる電場の一様性をより高めるために設置される。ワイヤー直径は $80\mu\text{m}$ で材質は金メッキアルミニウムである。抵抗分圧によりそれぞれのワイヤーに適正な電圧を印加する。
- ガードワイヤー
 カソードワイヤー列の両終端に一本ずつ張られている、ワイヤーとチェンバーフレームが近く電場勾配が激しいため放電が起こりやすいチェンバー隅において、放電を防ぐために設けられたワイヤーである。ワイヤーは金メッキベリリウム銅で、直径 $100\mu\text{m}$ と太目のワイヤーを用いて表面電界を低くしている。カソードワイヤーと同様の電圧をかけ、読出しは行わない。

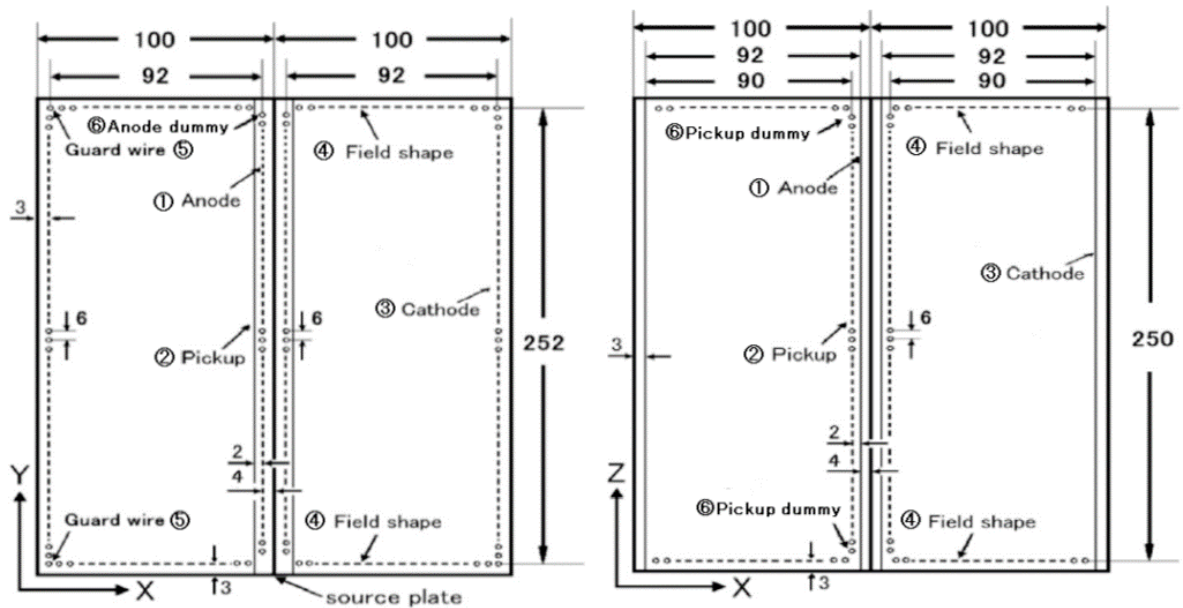


図 2.5 DCBA-T2 のワイヤー配置

チェンバーガス

DCBA-T2.5 検出器では、ガス増幅（電子雪崩増幅）の触媒としてのガスである He を 90%、放電を防ぐためのクエンチングガスである CO₂ を 10% の比率で混合したガスを使用し、約 1 気圧

でチェンバーへ流入させている。希ガスは電離後すぐに再結合して再利用することが可能であり、チェンバー内に不純物を溜める危険性が無いという利点がある。一般的にチェンバーガスにはイオン化エネルギーが低く不燃性である Ar, Kr, Xe 等が使われるが、飛跡からエネルギー算出を行う DCBA 検出器においては原子核による多重散乱やエネルギー損失により軌道が歪んでしまうことを防ぐため、原子番号が小さい He を用いている。またクエンチングガスとして炭化水素ガスがよく用いられるが、こちらも可燃性のため不燃性の CO₂ を使用する。放電はワイヤー近傍で起こる雪崩現象によって紫外線が生じ、この紫外線がガスにエネルギーを与えてイオン化が生じる。イオン化はアノードワイヤーでさらに雪崩現象を起こし紫外線を放出する。この繰り返しによってアノードと他の電極間で放電が起こり、電源をトリップさせるなどの原因となる。このような紫外線を吸収するため、幅広い励起準位を持つ多原子分子ガスを混入することによって放電を抑えることができる。

ソースプレート

二重β崩壊核種として ¹⁰⁰Mo を使用している。¹⁰⁰Mo は天然存在比が 9.6% と比較的多く含まれており、Q 値が 3.034MeV なので自然放射線などのバックグラウンドによる影響も小さい。また Mo は金属プレートへの加工が容易で無毒であるなど扱いがとても簡単という利点がある。使用したソースプレートは天然の Mo 金属をプレートに加工したもので、大きさ 280 mm × 130 mm で厚さ 50 μm (45 mg/cm²) のものをアルミ枠に挟み、2 枚並べて設置されている。Mo はモル体積 9.38 cm³/mol であり、2 枚のソースプレート中に ¹⁰⁰Mo が 0.037 mol 含まれる。

ソレノイド電磁石

DCBA-T2.5 では無冷媒超伝導ソレノイド電磁石を用いてチェンバー内に一様な磁場を形成している。超伝導媒体の冷却には Gifford McMahon サイクルを使用した冷凍機を使用しており、水冷法を用いていた DCBA-T2 では成し得なかった 24 時間の無人運転が可能になった。ソレノイドの外側は磁場の一様性を保つリターンヨークとして働く鉄板で覆われ、その上部には宇宙線を veto するためのプラスチックシンチレータが設置されている。検出器を設置した際に有感領域に当たる部分の磁束密度測定は核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance, NMR) を用いて行われ、磁束密度 1.0kGauss の時に飛跡検出器設置位置で ±0.5% 以内の一様性を持つことが確かめられている [44][45]。DCBA-T2.5 では磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss にて運転している。超伝導ソレノイド電磁石の設計仕様を表 2.1 に記す。

読み出し回路及びデータ取得系

読み出しワイヤーで検出した電気信号は接続された Pre-amp で増幅され、AD 変換 (Analog to Digital Conversion, ADC) された後、データ取得 PC に保存される。Pre-amp の性能として、時定数 100 ns、入力インピーダンス 1000 Ω、増幅率は過去の測定から 1.647 ± 0.063 [V/pC] と結論づけられた。

表 2.1 超伝導ソレノイド電磁石のパラメータ [45]

Superconducting material	NbTi
Stabilizer	High-conductivity copper and aluminum of RRR = 1000
Conductor cross-section	1.2 mm × 1.8 mm
Critical current	2000 A at 4.2 K in 10 kG
Critical temperature	9.4 K
Critical field	50 kG at 4.2 K
Coil dimension	1.3 m (L) × 1.0 m (ϕ) × 5.2 mm (t)
Number of coil layers	4 at central part and 8 at both end parts of 150 cm each
Number of total turns	3,382
Specific current	520 A
Operation current	70 A
Operation field	2.5 kG
Stored energy	14.5 J
Detector space within $\pm 0.5\%$ field tolerance	50 cm (L) × 60 cm (ϕ)

Pre-amp の出力はツイストケーブルを経由し、コネクタから cPCI-FADC ボードへ入る。cPCI-FADC ボードには、

- 飛跡データを作成する際、その x 座標はワイヤーへの信号到達時間から計算されているため、高い時間分解能が必要である
- バックグラウンドイベントの一つである ^{214}Bi の β 崩壊を特定するため、 ^{214}Bi の崩壊によって生じる ^{214}Po が半減期 $164\mu\text{s}$ 後に生成する α 線を検出する必要がある
- DCBA 検出器はチェンバー中で生成された電離電子を線源板付近のワイヤーで検出するため、電離電子がワイヤーに到達するまでに非常に長いドリフト時間を要する

等を考慮し、8-bit 分解能で 100MHz 動作の FADC チップと高速ダブルバッファメモリ (2×4 kwords : 1 word = 8-bit) が搭載されている。これにより、100MHz のサンプリングレートで 4kwords、計 $40\mu\text{s}$ の時間幅を確保している。表 2.2 に cPCI-FADC ボードの仕様を示す。ボード一つ当たり 8channel の入力があり、アナログ入力 $0 \sim -1.0\text{V}$ (負入力) の領域をダイナミックレンジ 8-bit = 256 counts で Digitize する。

また図 2.6 に DCBA-T2 の Trigger 回路を示す。DCBA-T2 検出器に用いられる cPCI-FADC ボードの信号読み出しの判断は、アノードワイヤー 40 本が接続された cPCI-FADC ボード 5 モジュールから出力される Trigger 信号をもとに行われる。Trigger がかかる条件としてはアナログ入力 8 channel/1 board のうち、 $5\mu\text{s}$ の間に 3 channel に閾値-128mV を超える信号があった場合、そのボードから Trigger 信号が生成される。そして左右のチェンバーそれぞれに 1 ボード

表 2.2 cPCI-FADC board の仕様

Mechanical size	Eurocard 6U / 1-slot 233.35 mm x 160 mm x 20.32 mm
Number of channel	8
Analog input	0 V to -1.0 V
Input impedance	130 Ω for twisted cable
Gain	x1 or x2 (selectable)
Input Offset	-100 mV to +100 mV (variable)
Analog threshold	0 V to -1.0 V (variable)
Dynamic range	8-bit
Sampling rate	100 MHz (Internal CLOCK mode) 40 MHz to 120 MHz (External CLOCK mode)
Data memory	Two-banks of 4k words each / channel single-bank of 8k words each / channel
[Inputs]	
NIM level	START, STOP, CLEAR
LVDS level	START, STOP, CLEAR, CLOCK, TIME-STUMP
[Outputs]	
NIM level	Analog TRIGGER-OUT, Digital TRIGGER-OUT
LVDS level	Analog TRIGGER-OUT, Digital TRIGGER-OUT
Power Supplies	+5.0 V / +3.3 V / -5.2 V

以上の Trigger 信号が生成された場合、尚且つ検出器の上下部に設置されたプラスチックシンチレータによる宇宙線 veto の信号が発生しない場合、その事象のデータが読み出される。DCBA 検出器では線源板を挟んだ左右のチェンバーそれぞれで二重 β 崩壊により発生した 2 つの電子を検出するため、Trigger 条件はそれを考慮したものである。その後ボードから読み出されたデータは Field Programmable Gate Array (FPGA) と PCI I/F を経由してコンピュータに転送され、ストレージに保存される。解析はオフラインで行われ、二重 β 崩壊事象候補が人の手を介して 3 次元飛跡再構成される。

cPCI-FADC ボードのデータメモリは Two-bank(4k words each) もしくは Single-bank(8k words) での使用が選択可能であるが、DCBA ではバックグラウンドイベントの一つである Bi-Po イベントを特定するためにダブルバッファメモリで使用している。線源板として使用している Mo 線源板には、ウラン系列に含まれる ^{214}Bi が不純物として含まれている。 ^{214}Bi が ^{214}Po へ崩壊する際、 β 崩壊によって電子が放出されるが、これが二重 β 崩壊探索におけるバックグラウンドイベントとなり得るため、 ^{214}Bi が ^{214}Po への遷移を特定し除去する必要がある。

図 2.7 にダブルバッファ制御の概念図を示す。 ^{214}Bi から ^{214}Po への β 崩壊によって放出される電子によって左右のチェンバーで Trigger 信号が生成され、データ読み出しが行われた場合、そ

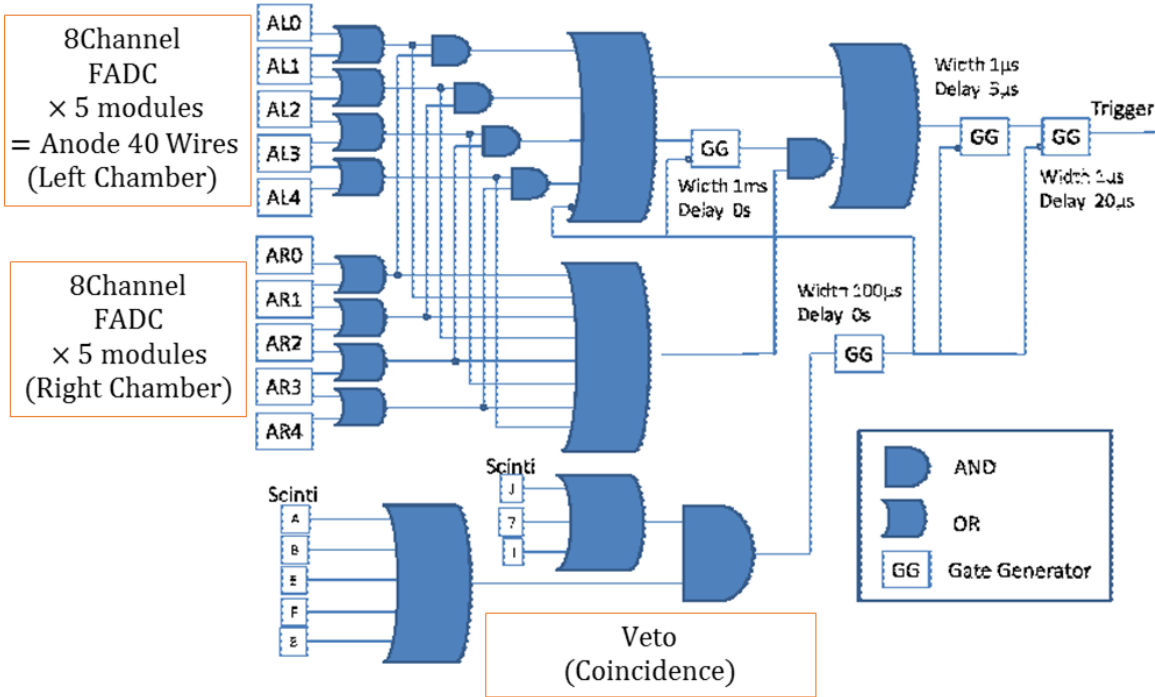


図 2.6 DCBA-T2.5 の Trigger 回路

のデータはダブルバッファメモリの内、1つ目のバンクに格納される。その後β崩壊によって生じた²¹⁴Poは平均寿命164μs後に²¹⁰Pbへα崩壊を起こす。このα線を検出することでBi-Poイベントを特定することができる。したがって²¹⁴Biのβ崩壊による先発Triggerから164μs後に後発のTriggerがかかり、α線検出に向けたデータ取得が行われる。そしてこのデータがダブルバッファメモリの2つ目のバンクに格納されることとなる。最終的にオフラインの解析において2番目のデータ中にα線の飛跡が現れた場合、それはBi-Poイベントとして除外される。

2.2 取得データの解析

DCBA 検出器で取得されたデータは、FADCによりDigitizeされたワイヤー毎の信号波形である。信号読み出しが行われるワイヤーは、右チェンバーのアノードワイヤー、右チェンバーのピックアップワイヤー、左チェンバーのアノードワイヤー、左チェンバーのピックアップワイヤーの4種類あり、これら一次元のワイヤー信号は種類毎に並列に並べることで、それぞれ右チェンバーにおけるxy平面、右チェンバーにおけるxz平面、左チェンバーにおけるxy平面、左チェンバーにおけるxz平面を表す2次元の飛跡データとなる。これらの事象毎の2次元飛跡データから電子が描いたであろう飛跡を目視によって抽出し、3次元的に飛跡を再構成する。

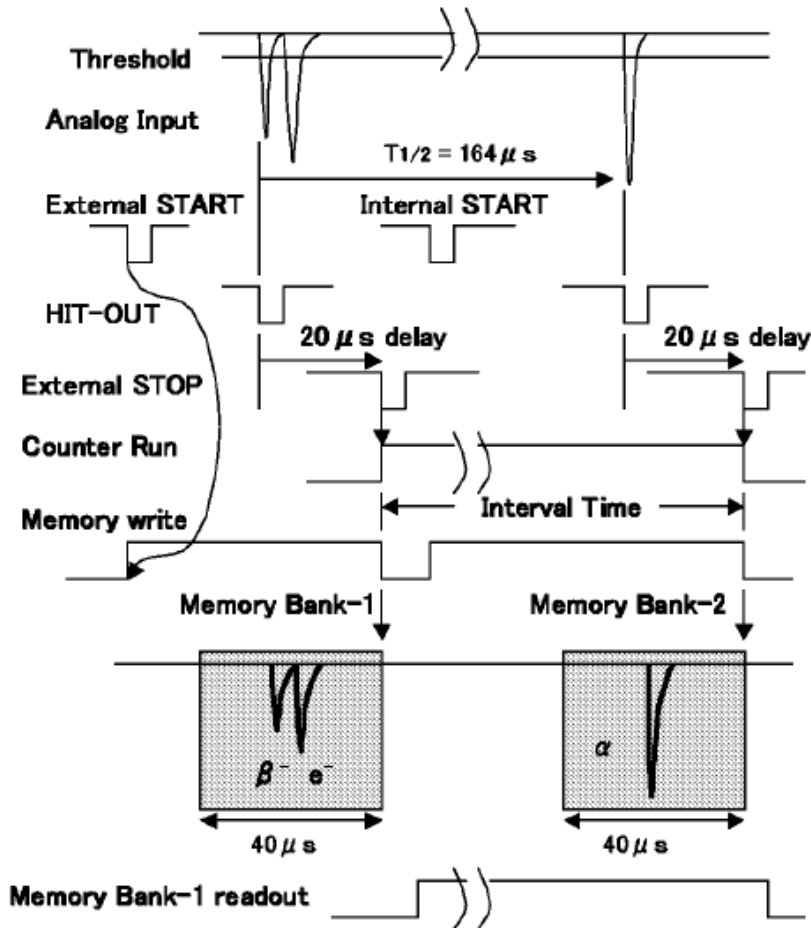


図 2.7 データの取り込みとダブルバッファの制御 [46]。最初のイベントが取り込まれ Memory Bank-1 へ書き込みが停止すると、コンピュータがデータの読み出し中であっても、次のイベントのデータは Memory Bank-2 に取り込まれる。

2.2.1 二重 β 崩壊事象候補の選定

Trigger がかったイベントの中で二重 β 崩壊とおぼしきイベントは極僅かである。これは DCBA 検出器が宇宙線などの検出器外部から侵入する環境放射線に対して感度があり、なおかつ設置されている高エネルギー加速器研究機構の富士実験棟は宇宙線の到達頻度が地上と変わりにないため、Trigger のかかったイベントのほとんどはこのようなバックグラウンドイベントであるためである。これらのバックグラウンドイベントは図 2.8 に示すように飛跡データにおいて直線的な飛跡が現れるため、前述のように電子が xy 平面で円飛跡、 xz 平面で正弦波飛跡を描くイベントとは容易に区別できる。

Trigger のかかったイベントの内、およそ 95% が宇宙線イベントである。その他、エレクトロニクス起源のノイズや単一電子の飛跡など、二重 β 崩壊事象にふさわしくないイベントは目視によって飛跡を逐一確認することで除去される。

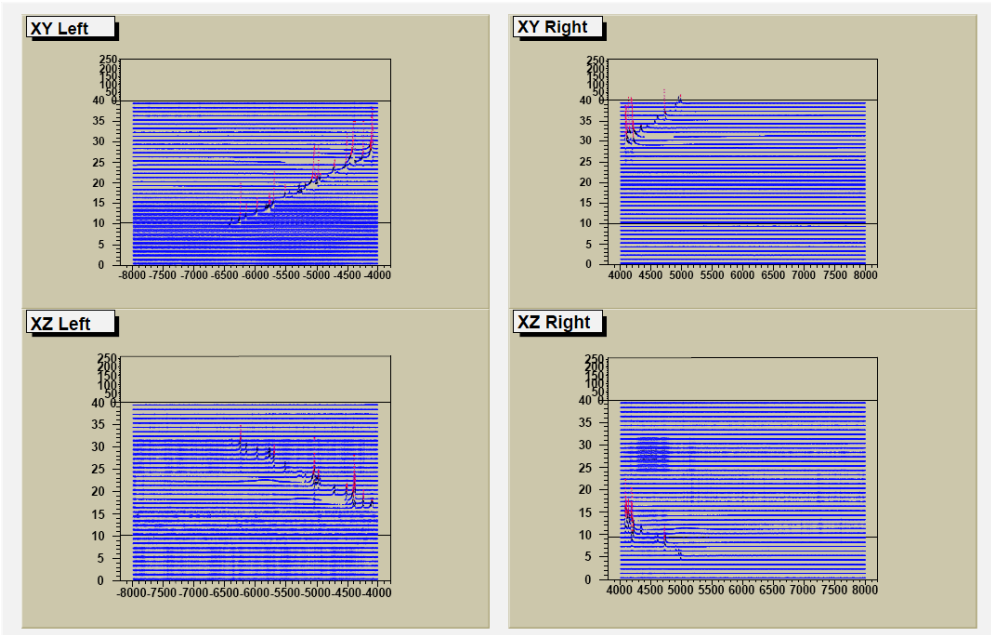


図 2.8 DCBA-T2 で検出された宇宙線イベント。XY Right, XZ Right, XY Left, XZ Left はそれぞれ右チェンバーのアノードワイヤー, 右チェンバーのピックアップワイヤー, 左チェンバーのアノードワイヤー, 左チェンバーのピックアップワイヤーで検出された信号を 2 次元的に展開したもの。ワイヤー信号の波高値が高い箇所を赤点でプロットしている。

2.2.2 3次元飛跡再構成

上記の選定を通過したイベントは、改めて詳細に解析が行われ、飛跡の再構成によりエネルギー算出が行われる。飛跡再構成は 2 次元飛跡データを用いて行う。図 2.9 左図に典型的な二重 β 崩壊事象の 2 次元飛跡データを示す。4 枚のデータの内、左上、左下、右上、右下がそれぞれ左チェンバーにおける xy 平面、左チェンバーにおける xz 平面、右チェンバーにおける xy 平面、右チェンバーにおける xz 平面に対応する飛跡データである。横軸は Flash ADC の channel 数で、1 channel は時間にして 10ns に対応し、縦軸は y,z 座標に対応するワイヤー番号となる。解析手順としてはまず、アノードワイヤーで得られた 2 次元飛跡データからワイヤー位置の時間座標を選択する。判断基準としてはワイヤー付近は信号ノイズが多くなるため、それを目視によって探し出し手作業でワイヤー位置を選択する。そしてワイヤーの時間座標から電子のドリフト速度 $0.43 \text{ cm}/\mu\text{s}$ から換算して 4.0 mm 離れた位置に線源板を設定する。この線源板の位置する時間座標が、ドリフト時間から x 座標を計算する基準となる 2.5 式の t_0 である。続いて、飛跡データから β 線の描いた飛跡を抽出する。同じチェンバーのアノード信号 (xy 平面) とピックアップ信号 (xz 平面) の飛跡は同一のものであるので、双方の飛跡について x 座標、つまりドリフト時間 t が対応するはずである。この点を考慮し、アノードデータとピックアップデータを比較して横軸 (時間軸 t) で一致している箇所を対応させていくことで飛跡のフィッティングに用いる点を選んでいく。z 方向にかけられた磁場によって電子は磁場に巻き付く形で飛跡を描くため、その xy 射

影であるアノード信号からは円飛跡を、xz 射影であるピックアップ信号からは正弦波飛跡を目視によって確認し、それらの飛跡上にフィッティングに用いる点を一つ一つ設定してゆく。そして選んだフィッティング点からアノード信号、ピックアップ信号それぞれ円フィット正弦波フィットを行うことで、図 2.9 右図に示すように 2 電子の飛跡が 3 次元的に再構成される。飛跡再構成により得られる運動学的情報は多い。二重 β 崩壊実験は一般的に 2 電子のエネルギーを精度良く測定することを目的とし、高いイベントレートでエネルギー測定のみ行う実験が多いが、DCBA では 2 電子をそれぞれ独立に 3 次元飛跡再構成するため、エネルギー値だけでなく単一電子の四元運動量や β 線間の角度相関など、ニュートリノレス二重 β 崩壊の特性を調べる上で重要な情報を取得することができる。また、飛跡を描いた粒子の電荷情報や崩壊点分布など、バックグラウンド事象を除去するのに有用な情報も得ることができる。

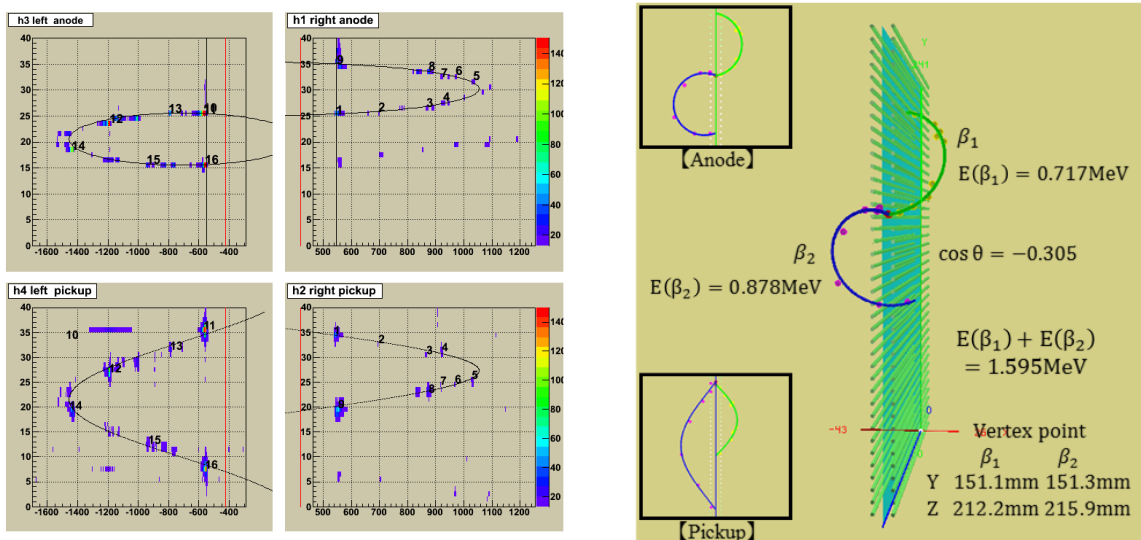


図 2.9 左図は典型的な二重 β 崩壊事象に対する 2 次元飛跡データで、赤線は線源板の位置、それに平行な黒線がワイヤー位置を示す。数字が書かれている部分が解析で選んだフィッティング点で、飛跡を再構成する際に用いられる。上下のアノード-ピックアップが対応しており、同じ数字の点に対応付けた点である。右図は左図の事象について電子の飛跡を 3 次元再構成した結果である。中央の線源板から放出した 2 電子がそれぞれ青線、黄緑線で示され、それらのフィッティングに用いられた点が紫点、黄点で示している。右図中の Anode, Pickup 図はそれぞれ xy, xz への射影を示し、数値は 3 次元再構成によって算出された電子のパラメータ群である。

2.3 DCBA-T2.5 における取得データの解析結果

DCBA-T2.5 測定器では ^{100}Mo 線源板を用いて磁束密度 0.8kGauss で運転が開始し、2011 年 7 月から 2012 年 9 月までデータ取得が行われた。その後 2012 年 9 月からは磁束密度 0.6kG で運転が開始され、現在もなおデータ取得継続中である。取得したデータの内、2011 年 7 月から 2011 年 12 月頃までのイベントについて、測定時間 $5.77 \times 10^6 \text{s}$ 、計 909600 イベントが目視による解析が終了している。宇宙線イベントなどの解析に適さない事象を除き飛跡再構成が行われた結果、左右の飛跡から算出された崩壊点について y 座標の差分が 36.0 mm (アノードワイヤー 6 本

分) 以下、かつ z 座標の差分が 60.0 mm (ピックアップワイヤー 10 本分) 以下である事象は 289 となった。ただしこれらの事象中には図 2.10 に示す様な背景事象が含まれていると考えられる。左図は二重コンプトン散乱、右図がコンプトン散乱によって運動量を持った電子によるメラー散乱だが、これらの事象は共に線源板から電子が 2 つ放出されるという点で二重 β 崩壊事象と酷似した事象であり、イベントディスプレイにおいて飛跡を確認したとしても判別が極めて難しいとされる。その為、先の事象数に含まれる二重コンプトン散乱事象を除去するために、再構成した飛跡の崩壊点分布を用いる。

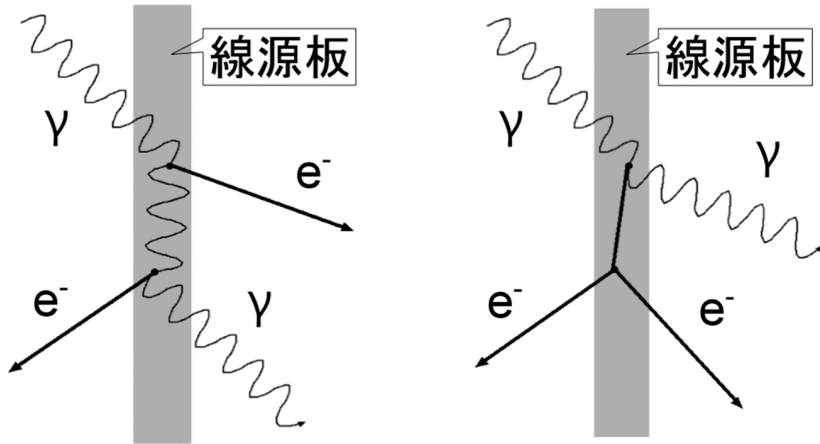


図 2.10 主な背景事象候補。左図が二重コンプトン散乱の模式図、右図がコンプトン+メラー散乱の模式図である。両方とも線源板から電子が 2 つ放出されるイベントである。

図 2.11 に飛跡再構成を行った事象の崩壊点分布と、フィッティングによる二重 β 崩壊事象候補数の見積りを行った結果を示す。2 電子を独立に飛跡再構成した際に崩壊点はそれぞれ独立に決定されるが、それら崩壊点位置の差分がスペクトルとなっている。左図が ΔY (= y 座標の差分)、右図が ΔZ (= z 座標の差分) の分布である。これらの中に含まれる二重コンプトン散乱事象は崩壊点分布が一樣になると仮定し、崩壊点分布をガウス分布 (二重 β 崩壊事象) + 定数 (バックグラウンドイベント) でフィッティングすることで二重コンプトン散乱事象を除くガウス分布の面積分を二重 β 崩壊事象数として計算した結果、二重 β 崩壊事象候補数は 230 ± 17 イベントと見積られた。図 2.12 には、得られた二重 β 崩壊事象候補 230 イベントについて 2 電子のエネルギー和のスペクトルを示す。

2.4 解決すべき課題と本研究の目的

2.4.1 目視によるデータ解析の問題点

現在行われている解析手法には、いくつかの問題点がある。

- データ取得時間と解析の進捗状況
2011 年 7 月に稼働した DCBA-T2.5 は今日までに 4 年以上の年月をかけ膨大な量のデータを蓄積している。しかしながら、その内解析が終了しているイベントは稼働時から 2011

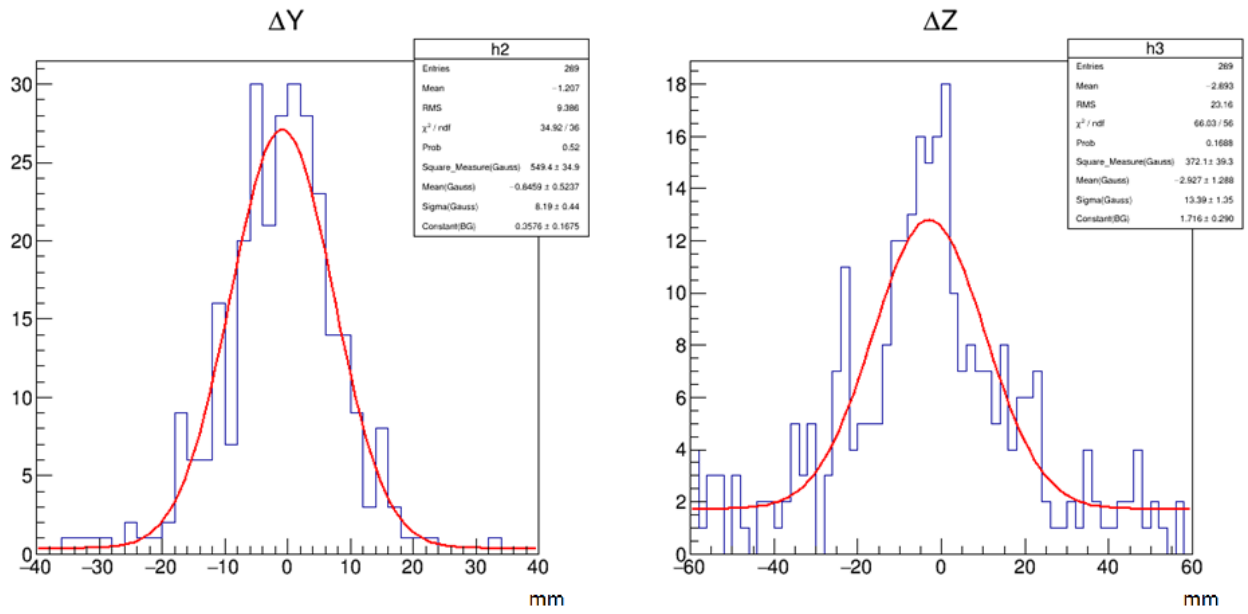


図 2.11 DCBA-T2.5 で取得した二重 β 崩壊事象候補の崩壊点分布。崩壊点位置の差分 ΔY 、 ΔZ それぞれにフィッティングを行い、算出されたガウシアン面積の平均値を二重 β 崩壊事象数としている。

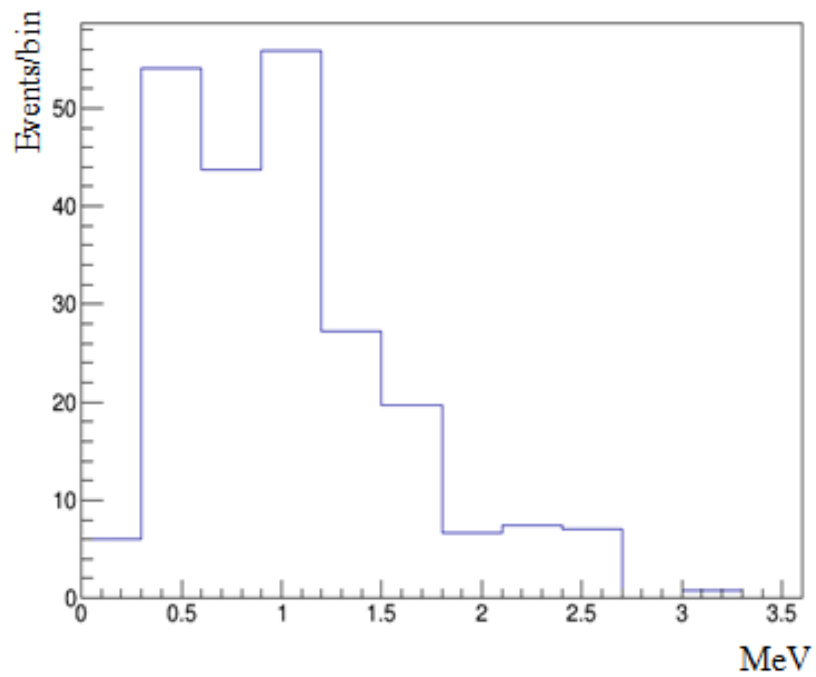


図 2.12 DCBA-T2.5 解析結果のエネルギースペクトル

年 12 月頃までの約半年分でしかない。これは目視による解析という性質上、人の手が介する分どうしても時間がかかってしまうために生じるタイムラグであり、DCBA テスト機の性質を見定めるためには早急に解決すべき課題である。現在は解析者を増やす試みが行われているが抜本的な解決には至っていない。

- 目視によるデータ解析により生じる系統誤差

解析に人の手が介することで生じるもう一方の問題点として、解析の担い手の違いによって生じる系統誤差が挙げられる。例として図 2.13 に、同一のイベントに対し首都大の解析者が算出したエネルギー (Energy_TMU) を横軸に、高エネルギー加速器研究機構の解析者が算出したエネルギー (Energy_KEK) を縦軸にプロットした図を示す。解析者の違いによる影響は大きく、Energy = 0.5MeV における半値幅 (Full Width at Half Maximum, FWHM) は FWHM ~ 0.19MeV となる [47]。

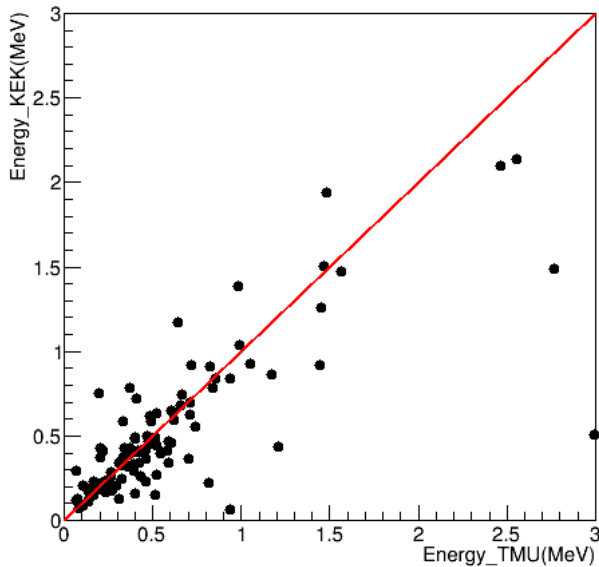


図 2.13 解析者が異なる際にエネルギー算出に及ぼす影響 [47]。解析者のフィッティングに用いる点の選び方に起因するばらつきがみられる。

2.4.2 解析結果の理解

DCBA 検出器において期待されるイベント数は、検出効率 ϵ 、 ^{100}Mo の原子数 $N_{\text{Mo}100}$ 、測定時間 T_{obs} 、半減期 $T_{1/2}$ を用いて

$$N_{\text{events}} = \ln 2 \cdot \epsilon \cdot N_{\text{Mo}100} \cdot T_{\text{obs}} / T_{1/2} \quad (2.6)$$

で与えられる。検出効率は過去のシミュレーションから 0.0928 と見積られ、天然 Mo 線源板中に ^{100}Mo が 0.03mol 含まれることから $N_{\text{Mo}100} = 2.25 \times 10^{22}$ 個と見積られる。仮に ^{100}Mo の半減

期を NEMO3 の実験結果 [25] から

$$^{100}\text{Mo} : T_{1/2}^{2\nu} = (7.41 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.43(\text{syst.})) \times 10^{18} \text{ yr} \quad (2.7)$$

と定めた場合、測定時間 $5.77 \times 10^6 \text{ s}$ の内に得られると期待されるイベント数は 35 ± 1 イベントとなる。

一方で DCBA-T2.5 検出器における取得データの解析結果として、測定時間 $5.77 \times 10^6 \text{ s}$ において二重 β 崩壊の候補となるイベント数は 230 ± 17 イベントと見積もられた。これは取得したデータの中に図 2.10 で示した二重コンプトン散乱やコンプトン+メラー散乱を含め、未知の背景事象が多く含まれることを示唆している。特に背景事象の内、コンプトン+メラー散乱などのイベントはイベントディスプレイ上では二重 β 崩壊事象と非常に酷似しているため、解析によって特定することが難しい。従ってこれらのイベントに関してはシミュレーションによってその発生頻度を見積る必要がある。また現在暫定的に使用されている検出器の検出効率に関しても、より詳細にシミュレーションを行う必要がある。

以上の問題点を解決すべく、

- シミュレーションによる二重 β 崩壊事象検出効率の見積を含めた検出器性能評価
- 取得データの解析を効率的に行うため、人の手を介さない解析自動化プログラムの開発

を、本研究の目的とする。

第 3 章

検出器性能評価へ向けたシミュレーション環境の整備

これまでニュートリノ質量問題に言及し、ニュートリノレス二重 β 崩壊事象の探索及び精密測定によりニュートリノの有効質量が測定可能なこと、そしてそれにより質量階層が決定されることを述べ、我々が行っている DCBA 実験について記した。以上を踏まえて以降の章では、本論文の主題である「飛跡再構成アルゴリズムの開発とシミュレーションによる検出器性能評価」について記す。

第 3 章では、シミュレーションによる DCBA-T2 検出器の性能評価を行うための準備として、DCBA-T2 検出器を Geant 上に構築し、実測と同様の形式のデータを出力するまでの一連の流れを作成、モンテカルロシミュレーションを行う環境を整備した。そして第 4 章で開発した自動解析プログラムと合わせ、データ取得からオフライン解析でのエネルギー算出までの一連の作業を全自動化し、シミュレーションによる性能評価の準備を行った。最終的に第 5 章では第 3 章でシミュレートした飛跡データと第 4 章で作成した解析プログラムを用いて、検出効率とエネルギー分解能の見積りを行った。そして第 6 章では、開発した飛跡再構成アルゴリズムを実際の測定データへ適用することで、プログラムによる実データ解析を図った旨を詳細に述べる。

3.1 シミュレーション環境の構築

DCBA 検出器で取得される 1 イベント分のデータは左右チェンバーそれぞれのアノードワイヤー、ピックアップワイヤー 40 本分、計 160 本の読み出しワイヤーについて信号波形を表した 4kwords デジタル値である。シミュレーションにおいても同じ条件下で性能評価を行うため、まずワイヤー信号から再現を行いイベント毎の 2 次元飛跡データをシミュレーションしてゆく。

シミュレーション項目は主に、

1. イベントジェネレータ
2. 検出器シミュレーション
3. ドリフト電子とガス増幅
4. 読み出し回路、データ取得系

に大別される。それぞれの項目について以下で詳細に述べる。

3.1.1 イベントジェネレータ

我々が知りたいのは二重 β 崩壊事象が発生したときの検出器の挙動であるので、二重 β 崩壊事象のシミュレーションを行うためにイベントジェネレータプログラムを用いて2電子のエネルギー、運動量を生成している。このイベントジェネレータはDCBAグループが独自に開発[48][49]したもので、二重 β 崩壊事象が発生した際の粒子の初期状態を、位相空間の状態密度による計算から決定している。

β 崩壊における電子-ニュートリノ放出において、ある決まった運動量とスピンを持つ電子1個の波動関数が運動量空間の体積 V 中に規格化されているとする。運動量が p と $p+dp$ との間の値をとる場合の状態数 dn は、位相空間の体積 $4\pi p^2 V dp$ を同じ単位の体積 h^3 (h はPlanck定数)で割ることにより、 $dn = 4\pi p^2 V dp / h^3$ となる。図3.1は、規格化された運動量空間における粒子の運動量状態を模式的に示したものである。丸点はそれぞれの運動量状態(波動関数)、運動量の最大値 p_{max} に対し $p < p_{max}$ の領域(赤球)内の許容された状態は赤丸である。

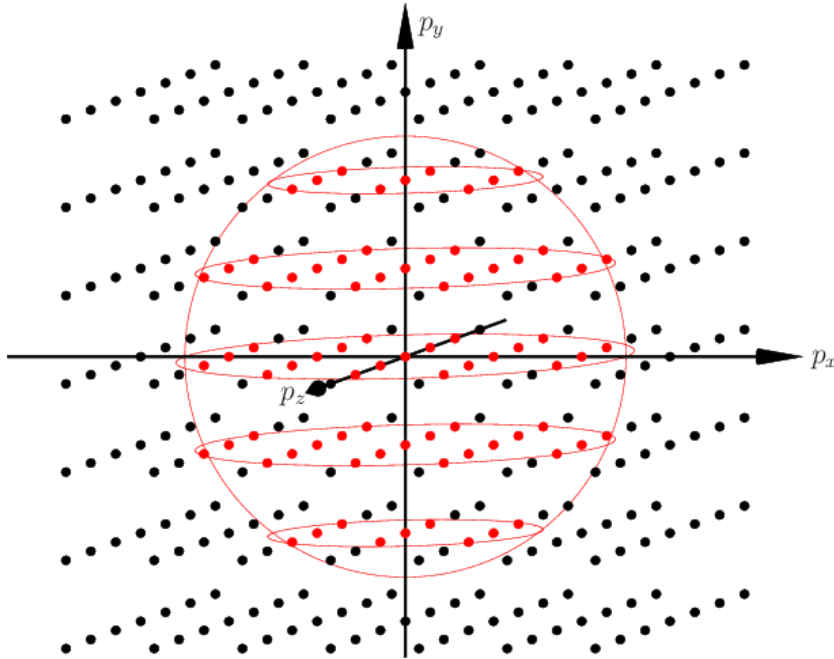


図 3.1 規格化された運動量空間における粒子の運動量状態の模式図 [50]

β 崩壊($n \rightarrow p + e^- + \nu$)の確率を表すときの位相空間の状態密度は、変数変換 $p^2 dp \rightarrow p E dE$ から、

$$dn/dE_0 \propto p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e \quad (3.1)$$

となる。ここで p_e, E_e, E_0 は電子の運動量とエネルギー及び崩壊時の最大エネルギーを表し、 $(E_0 - E_e)^2$ はニュートリノの位相空間状態密度を表す。これらを考慮し $2\nu\beta\beta$ の位相空間の状態

密度を表すと、

$$\begin{aligned} dn/dE_0 \propto p_{e1}E_{e1}p_{e2}E_{e2}E_{\nu 1}^2E_{\nu 2}^2dE_{\nu 1}dE_{e1}dE_{e2} \\ (E_{\nu 2} = Q_{\beta\beta} + 2m_e c^2 - E_{\nu 1} - E_{e1} - E_{e2}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。ここで $E_{e1,e2}$ と $p_{e1,e2}$ は電子 e_1, e_2 の全エネルギーと運動量、 $Q_{\beta\beta}$ は原子核の Q 値、 m_e は電子の質量である。3.2 式をニュートリノ $dE_{\nu 1}$ について積分することで、 E_{e1}, E_{e2} のエネルギーを持つ 2 電子が放出する $2\nu\beta\beta$ イベントの出現確率

$$p(E_{e1}, E_{e2}) \propto p_{e1}E_{e1}p_{e2}E_{e2}(Q_{\beta\beta} + 2m_e c^2 - E_{e1} - E_{e2})^5 \quad (3.3)$$

が得られる。ここで得られた確率分布に原子核のクーロン場による影響を加える。 β 線に対する原子核のクーロン場による影響は Fermi 関数 [51]

$$\begin{aligned} F(\pm Z, E) = 2(1 + \gamma)(2pR)^{2\gamma-2} \exp(\pm\pi\nu) \frac{|\Gamma(\gamma \pm i\nu)|^2}{(\Gamma(2\gamma + 1))^2} \\ \gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}, \nu = \alpha ZE/p \end{aligned} \quad (3.4)$$

の中に取り入れられている。± は β^-/β^+ を表し、 Γ はガンマ関数、 R は核半径、 α は微細構造定数 ($\approx 1/137$)、 Z は娘核の電荷、 E/p は電子のエネルギー/運動量 ($= 1/\nu$) である。電子が非相対論的エネルギーのとき、Fermi 関数は $F(Z, E) = 2\pi\nu/\{1 - \exp(-2\pi\nu)\}$ と近似できる。更に $\alpha Z \gg 1$ で $\gamma \rightarrow 1$ 、 $p \rightarrow 0$ で $\nu \rightarrow \infty$ となり、このとき $F(Z, E) \sim 2\pi\nu \propto E/p \propto 1/v$ と近似できる (Primakoff Rosen Approximation)。これを使うと位相空間の計算で Fermi 関数の式を含んだ積分の計算が可能になる。故に Fermi 関数を含めた最終的な $2\nu\beta\beta$ イベントの出現確率は

$$p(E_{e1}, E_{e2}) \propto F(E_{e1})p_{e1}E_{e1}F(E_{e2})p_{e2}E_{e2}(Q_{\beta\beta} + 2m_e c^2 - E_{e1} - E_{e2})^5 \quad (3.5)$$

と計算される。そしてニュートリノ放出の無い $0\nu\beta\beta$ の場合、 $Q_{\beta\beta} = T_{e1} + T_{e2} = (E_{e1} - m_e c^2) + (E_{e2} - m_e c^2)$ の関係より、 $0\nu\beta\beta$ イベントの出現確率は

$$p(E_{e1}, E_{e2}) \propto F(E_{e1})p_{e1}E_{e1}F(E_{e2})p_{e2}E_{e2} \quad (3.6)$$

と計算される。

プログラム自体は Fortran で書かれている。イベントの発生は、あらかじめエネルギーの範囲 $0 \sim E_{e1}^{max}, 0 \sim E_{e2}^{max}$ 内でイベントの出現確率の最大値 p^{max} を求めておく。2 個の乱数で T_{e1}, T_{e2} を決定し、3.5 式もしくは 3.6 式でこのときの $p(E_{e1}, E_{e2})$ を計算する。もうひとつの乱数で決めた $0 \sim p^{max}$ の間の確率値がこの値 p よりも小さければ accept、大きければ reject する (hit-or-miss Monte Carlo) ことで二重 β 崩壊事象に際して放出される 2 電子の 4 元運動量を決定している。

図 3.2、図 3.3 に生成された電子のエネルギー・スペクトルを示す。図 3.2 が ^{100}Mo (Q 値 = 3.034 MeV) : $2\nu\beta\beta$ モードのスペクトル、図 3.3 が ^{100}Mo : $0\nu\beta\beta$ モードのスペクトルで、それぞれ左図が 2 電子のエネルギー和、中図が単一電子のエネルギー、右図が 2 電子の角度相関である。尚、角度相関は原子核の理論モデルによって変化するため暫定的なものである。ここでは崩壊で原子核のスピン・パリティが ($0^+ \rightarrow 0^+$) の遷移を仮定して遷移確率 $\propto 1 - \beta_1\beta_2 \cos \theta$ とした。 β_1 と β_2 は各々二つの電子 (1 と 2) の光速に対する速度の比、 θ は二つの電子のなす角度を表す。

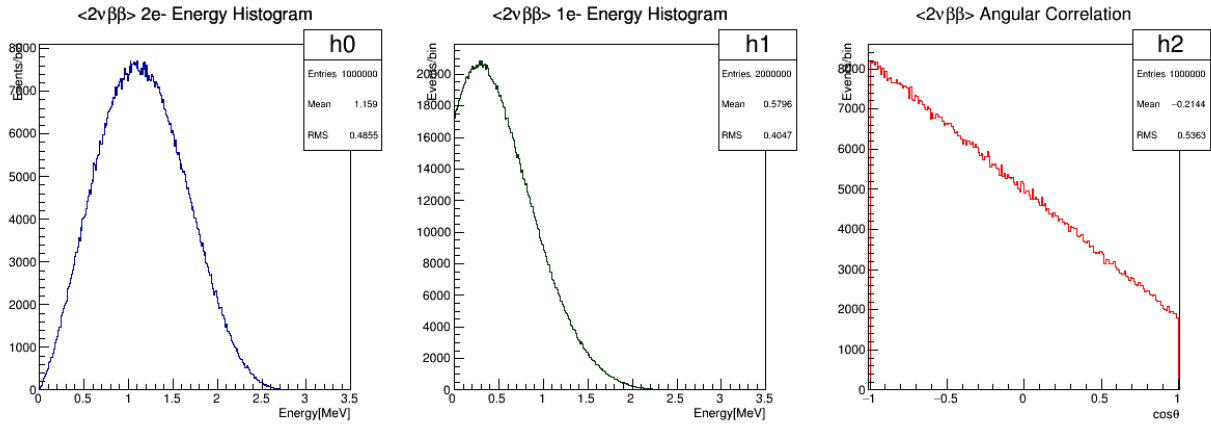


図 3.2 ^{100}Mo , $2\nu\beta\beta$ モードのスペクトル

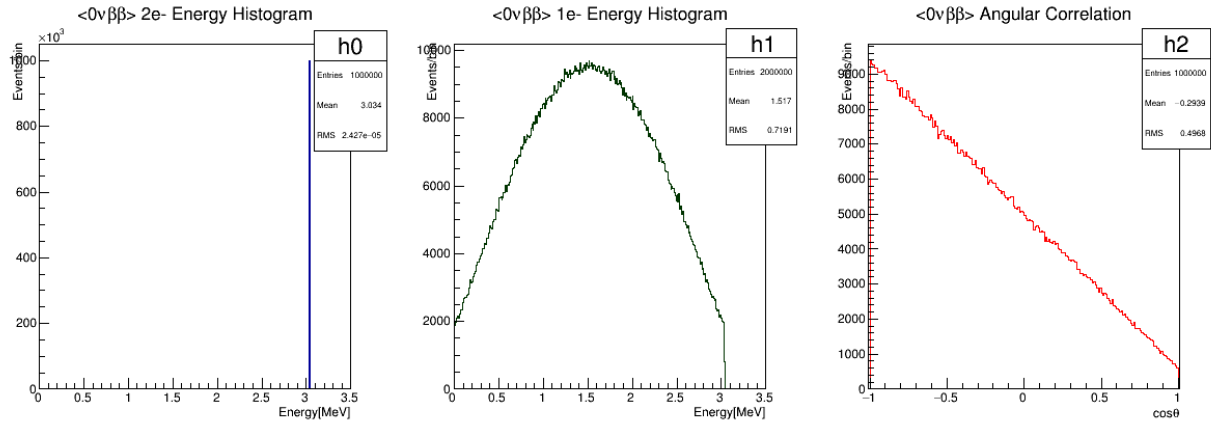


図 3.3 ^{100}Mo , $0\nu\beta\beta$ モードのスペクトル

3.1.2 検出器シミュレーション

シミュレーションによる検出器性能評価を行うにあたり、まず初めに実際の検出器の中で起こる物理過程をシミュレーションする必要がある。その為のシミュレータとして今回は Geant4 を使用した [52]。主に高エネルギー実験研究者により開発された Geant4 は粒子と物質の相互作用を計算するシミュレータで、乱数を生成して行うモンテカルロシミュレーションを行うためのツールキットである。主に放射線計測を行う高エネルギー実験、もしくは医療分野の研究者が使用する。

高エネルギー実験研究においては新規の検出器開発に伴い、その性能をシミュレーションするために用いられることが主であるが、Geant4 ではシミュレーションを行う物理的環境やソフトウェアの動作の細部まで、そのほとんどをユーザーで設定することができる。Geant4 上にシミュレーションするための検出器を構築する際は、構成する物質であれば形状、サイズはもちろん、構成する原子・分子の種類やそれぞれのモル数、物質密度などを指定し、同様に液体や気体にも細か

い設定がある。また、相互作用を辿る粒子（この場合、目的の物理事象に伴い発生する粒子を設定するのが一般的である）に関しては、その種類や粒子数、それぞれの粒子のエネルギー、運動量、発生点などを設定することができ、場合によりそれらを Randomize することも可能である。そしてこれらの設定を行った後プログラムを実行することで粒子と物質の相互作用が計算されるが、目的の粒子に対する相互作用のみを計算する、目的の相互作用過程が発生した場合のみ計算を行う等の設定により、シミュレーションの高速化や不必要な情報をカットしデータ量を削減することもできる。さらには相互作用の発生頻度を故意に変更することも可能である。このようにプログラム開発の段階でシミュレーション環境をユーザーが細かく設定できる上、一部パラメータをマクロで指定することで効率的にシミュレーションを行う手段も備えている。こうした非常に汎用性が高い点がツールキットと呼ばれる所以である。

シミュレーションプログラムの詳細について言及すると限りが無いが、主に以下の情報をソースプログラムにて設定する。

- Detector Construction

World と呼ばれる真空の空間の中に、配合率を指定したガスや、材質を指定した構造体を設置することでシミュレーションを行うための物理的な環境を設定する。以下、この段階で設定した環境を Geometry と呼ぶ。

- Sensitive Detector

Detector Construction で指定した Geometry において特定の構造体を指定する。Geant4 は主に相互作用を起こした粒子から情報が出力されるが、Sensitive Detector に指定した構造体については、詳細な情報を構造体から取得することができる。

- Primary Generator Action

相互作用を計算する粒子の初期状態（粒子の種類、数、運動量、エネルギーなど）を指定する。シミュレーション中は、相互作用の過程で生成される二次粒子についても計算が行われるため、この段階で指定するのは一次粒子のみである。今回は二重β崩壊事象のシミュレーションであるので、先のイベントジェネレータで作成した外部ファイルからイベント毎に電子の4元運動量を読み込むように設定している。

今回は DCBA-T2.5 の性能評価を行うために、Geant 上に DCBA-T2.5 検出器の Geometry を作成した。図 3.4 にそれを示す。DCBA-T2.5 検出器中に設置されている T2 チェンバーはアノード、ピックアップそれぞれ 40 本のワイヤーが並列に並び信号読出しを行っている。これらワイヤー毎に得られる信号を細かくシミュレーションするため、Drift Cell という領域を構築した。これはチェンバー中の有感領域をアノードワイヤー、ピックアップワイヤーのワイヤー位置を中心にして 1600 の領域に分割したもので、1Cell 当たりのサイズは $x: 90.0 \text{ mm} \times y: 6.0 \text{ mm} \times z: 6.0 \text{ mm}$ である。1600 の Drift Cell を Sensitive Detector に設定し、一つ一つに ID を設定することで、どの位置の Cell に粒子が入射し、どのような相互作用が起これエネルギー損失が生じたか、そして検出器のどの部分に位置するワイヤー上で行われた事象か特定することができる。図 3.5 にチェンバー構造と Drift Cell 構築の図を示す。

作成した Geant4 プログラムをコンパイルし実行すると、Geometry 上の線源板中 (x,y,z は

DCBA-T2.5 Detector

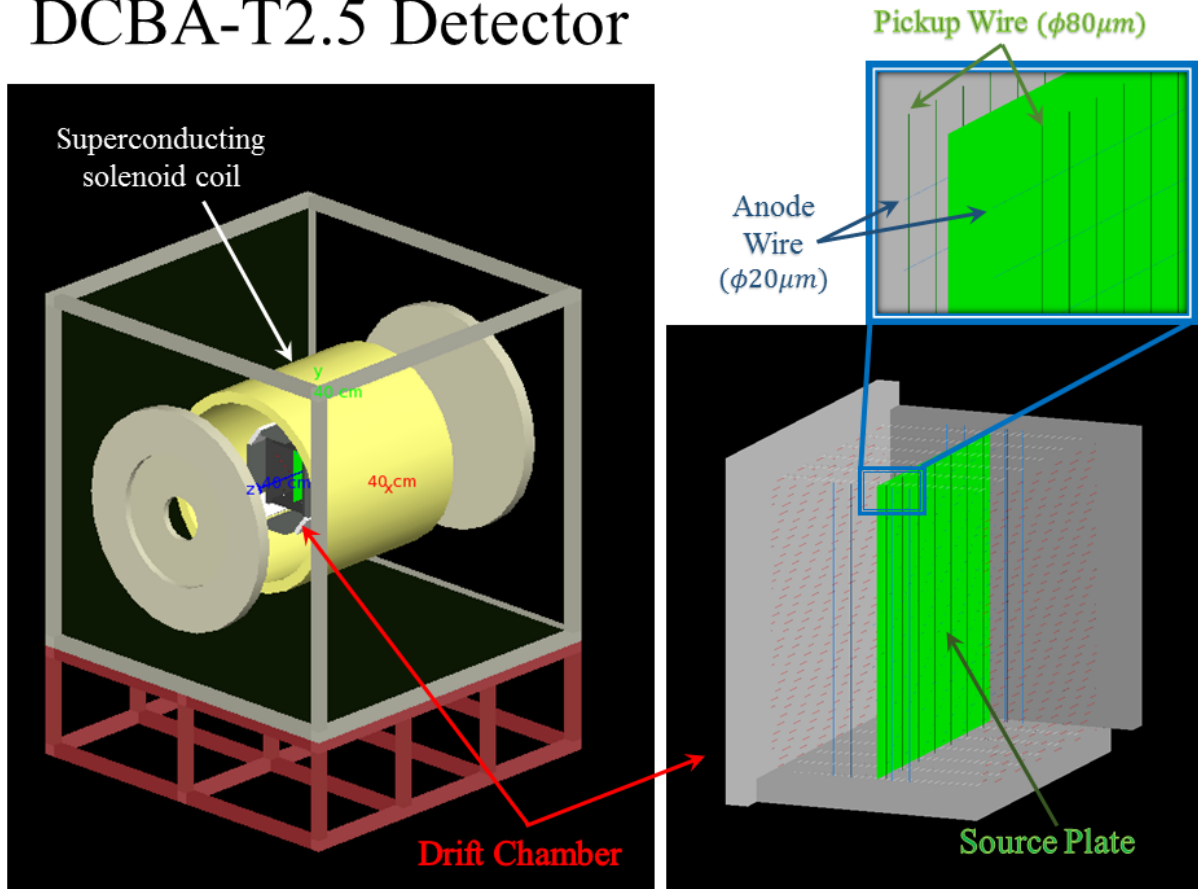


図 3.4 Geant 上に作成した DCBA-T2.5 検出器の Geometry

Random) の一点にイベントジェネレータで作成したデータファイルから読み込んだエネルギー、運動量の値を持った 2 つの電子が生成される。それぞれの電子は Geant の World 中を運動量方向へ移動し続け、生成時のエネルギーをすべて失うまで相互作用を繰り返す。図 3.6 には、二重 β 崩壊事象に伴う理想的な電子の飛跡を示した。負電荷を持つ電子は z 方向の磁場に対し xy 平面で反時計回りに回転運動をする。そのため 2 電子の飛跡は合わせて逆 S 字の形になるのが理想的な状態である。図の場合は、線源板の中央付近から発生した電子は左右に設置されている He - CO₂ 混合ガスが満たされたドリフトチェンバーへ放出され、一方の電子が左のガスチェンバー、もう一方が右のガスチェンバーにおいて xy 平面上で円飛跡を描いたイベントである。電子はガス中を飛行することで気体分子と相互作用を起こし、電離や散乱によってエネルギーを落としてゆく。2 つの電子が共にエネルギーを失った後、Geant からは各々の Drift Cell 中で発生した電子の Energy Deposit に関する情報が出力される。以降の項では Drift Cell 毎に得られた情報として、Energy Deposit の発生した位置 (x 座標) と対応する Drift Cell の ID、及びその地点での Energy Deposit 量を用いてワイヤー信号の作成を行う。

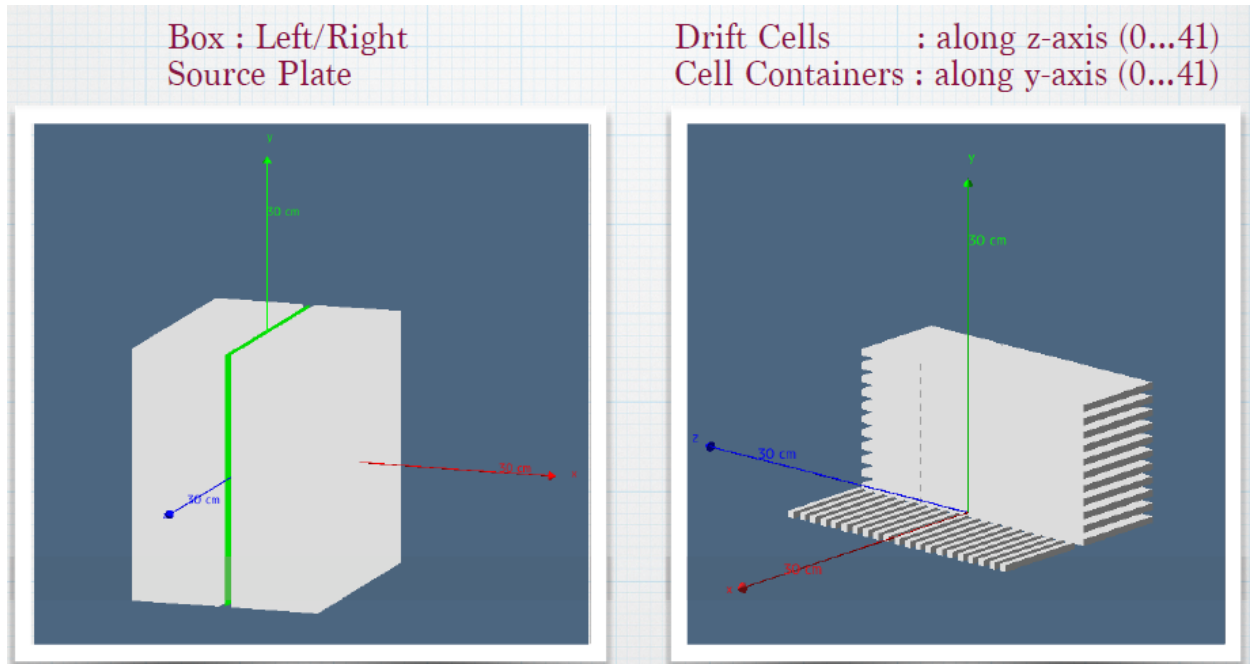


図 3.5 T2 チェンバーの Geometry と構築された Drift Cell[53]。左図は検出器部分の構造で、線源板を黄緑色、左右チェンバーの有感領域を灰色で表している。右図はチェンバー中に構築した Drift Cell で、1 チェンバー当たり 1600 の領域に分割されている。

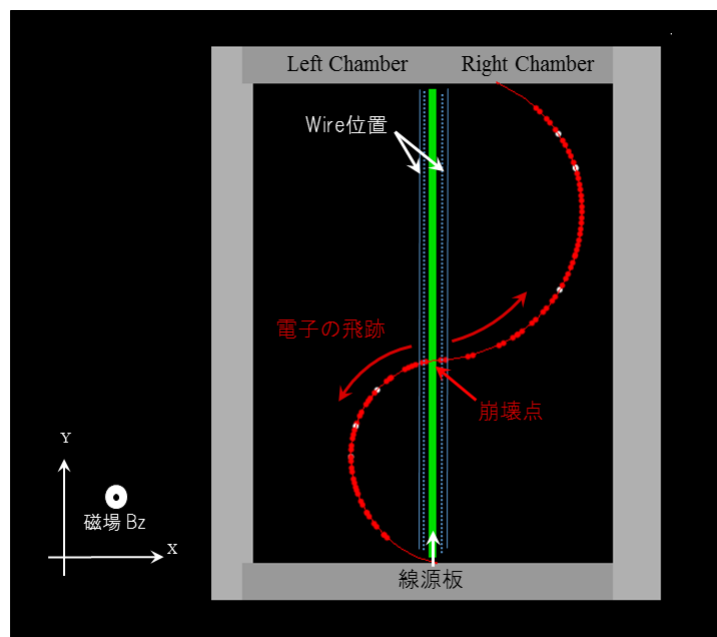


図 3.6 二重 β 崩壊事象に伴う理想的な電子の飛跡。Geometry 上の赤線が電子の飛跡、その上に点する赤点が Energy Deposit が発生した地点である。白点は Energy Deposit が 0 の地点。

3.1.3 電子のドリフトとガス増幅

β 線の飛跡検出においては、線源板から放出した β 線がガス中で生成する電離電子を、チェンバーに一様かけられた電場で読み出しワイヤーまでドリフトさせてアノードワイヤー近傍で電子雪崩を起こし、発生した電子群と正イオン群をそれぞれアノードワイヤー、ピックアップワイヤーで検出することで行う。そして x,y,z 座標はそれぞれ電離電子のドリフト時間、アノードワイヤー位置、ピックアップワイヤー位置から決定される。

前述の Drift Cell 導入により、チェンバー及びそれぞれの Drift Cell 領域において電子が相互作用した際の Energy Deposit 量、 x 座標、Drift Cell ID(アノード, ピックアップのワイヤー位置 $\sim y,z$ 座標) の情報が得られた。これらの値を用いてガス中の Energy Deposit が起こった位置において生成される電離電子数を見積もる。ここで平均電離エネルギーは表 3.1 に示した気体分子の平均イオン化エネルギーと、He - CO₂ 混合ガスの割合 He : CO₂ = 90% : 10% から $42.3 \times 0.9 + 32.9 \times 0.1 = 41.36 \text{ eV/ion}$ とした。

ここで生成された電離電子が読み出しワイヤーまで Drift し電子雪崩を発生させるものとする。その際のドリフト時間は、電子の平均ドリフト速度 $v_d = 0.43 \text{ cm}/\mu\text{s}$ と、Energy Deposit した地点から Cell に対応するワイヤーまでの距離から計算される。そして電子雪崩が発生しワイヤーに到達する電荷の総量は、電離電子数 \times 電子の電荷量 ($= 1.602 \times 10^{-19} \text{ [C]}$) \times ガス増幅率 ($= 10^5$ (preliminary)) で得られる。ここで得られた総電荷量に対応する電気信号が、Energy Deposit が起こった Drift Cell の ID に対応するワイヤーへ発生するものとする。

表 3.1 イオン対を作る平均エネルギー W[54]

気体	W[eV/イオン対]	
	電子	α 粒子
H ₂	36.3	36.3
He	42.3	42.7
N ₂	35.0	36.6
O ₂	30.9	32.5
Ne	36.6	36.8
Ar	26.4	26.4
Kr	24.2	24.1
Xe	22.0	21.9
空気	34.0	35.5
CO ₂	32.9	34.4
C ₂ H ₂	25.9	27.5
C ₂ H ₄	26.2	28.0
CH ₄	27.3	29.5
C ₂ H ₆	-	27.5

3.1.4 読み出し回路、データ取得系

これまでの過程で得られた情報は、電子のドリフト時間 (x 座標)、Drift Cell ID(アノード、ピックアップのワイヤー位置 ~ y,z 座標)、ワイヤーに到達する総電荷量 (信号の大きさに比例) である。

続いて、ワイヤーへ発生した電気信号は接続された Pre-amp で信号増幅され、Flash ADC モジュールの各 Channel に入力される。Pre-amp 出力信号作成においては、計算されたドリフト時間に対応するワイヤー上の位置に、Pre-amp 増幅率 = $1.647 \pm 0.063[\text{V/pC}]$ と計算された総電荷量 [C] からパルス波高 [V] = $1.647[\text{V/pC}] \times \text{総電荷量 [C]}$ を設定する。そして電子のドリフト速度 = $0.43\text{cm}/\mu\text{s}$ や回路の時定数 100ns などの情報を加味し、ドリフトチェンバーにおける Pulse Shape の近似関数 [55]

$$f(t) = \left(\frac{t}{n\tau}\right)^2 \exp\left(-\frac{t-n\tau}{\tau}\right) \quad (3.7)$$

$$f_{max} = f(n\tau) = 1$$

を用いて、Pre-amp 出力のパルス信号を形作る。図 3.7 左図に実際に検出器で取得したワイヤー信号波形とそれを Pulse Shape の近似関数でフィッティングした図を示す。3.8 式中の n の値は図 3.7 左図の波形フィッティングから、DCBA-T2.5 の回路系では $n = 4, \tau = 33.4$ と定義した [53]。これにより、それぞれの読み出しワイヤーに電子の Energy Deposit から見積られる Pulse 信号を含めた Pre-amp 出力信号が作成される。図 3.7 右図に示すのは、実際の波形を参考にシミュレーションで作成したワイヤー信号波形である。

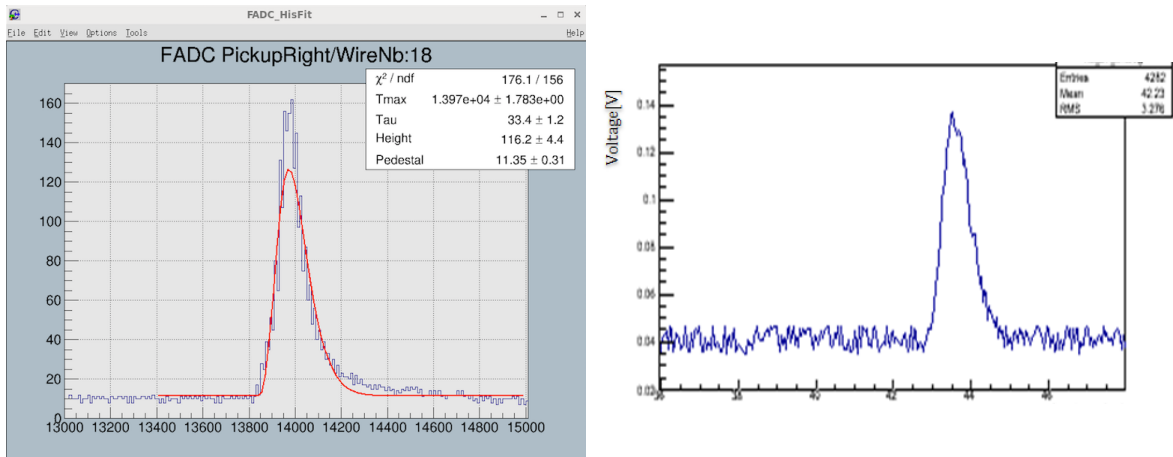


図 3.7 左図は DCBA-T2.5 検出器で取得した信号波形 (青線) を Pulse Shape の近似関数でフィッティング (赤線) した図、右図はシミュレーションで作成した読み出しワイヤーのアナログ信号。図中では Pedestal ~ 42 mV, Noise Level ~ 4.2 mV としている。

これまでの過程でワイヤー毎の Pre-amp 出力信号、つまりは Flash ADC に入力されるアナログ信号が作成されたため、現段階で検出器の Trigger 条件を正確に考慮することができる。したがって前述の Trigger 条件を参考に、左右それぞれのアノードワイヤー 40 本の内、8 本を単位と

して計 5 つのモジュールに分割する。そして個々のモジュールに対して 3 本以上のアノードワイヤーに閾値 128mV(positive で定義) を超える信号が存在し、なおかつその条件を満たすモジュールが左右のチェンバーに 1 つ以上あるという条件の下で、信号読み出しが行われるものとする。ことで、実際の検出器同様の Trigger 条件をシミュレーションすることができる。

続いてデータ取得の Trigger 条件を満たしたイベントについて、Pre-amp から出力されたアナログ信号は接続された Flash ADC によって Digitize される。図 3.8 に示すのは、左図がシミュレーションによって作成した Pre-amp 出力のアナログ波形で、右図が Flash ADC で Digitize された際のデジタル波形である。ドリフト時間は Flash ADC のサンプリングレートである 100MHz で、波高は Flash ADC のアナログ入力 0 ~ 1.0V の範囲をダイナミックレンジ 256counts で Digitize することで、ワイヤー信号のデジタル波形を作成している。したがって波高のピーク値 [Count] は最終的に、

$$\begin{aligned}
 \text{ADC Count}[\text{count}] = & \text{電子の EnergyDeposit}[\text{eV}] / \text{平均電離エネルギー} (= 41.36 [\text{eV}/\text{ion}]) \\
 & \times \text{電子の素電荷} (= 1.602 \times 10^{-19} [\text{C}]) \\
 & \times \text{ガス増幅率} (= 10^5 (\text{preliminary})) \\
 & \times \text{Pre - amp 増幅率} (= 1.647 [\text{V}/\text{pC}]) \\
 & \times 256[\text{count}] / 1.0[\text{V}] (\text{Digitize}) \\
 & + \text{Pedestal}[\text{count}] + \text{Noise}[\text{count}]
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

によって得られる。なお図中の波形の横軸は、時間軸を電子のドリフト速度 = 0.43 cm/ μ s を用いて 1 channel = 10 [ns] = 0.043 [mm] にスケールすることで、ドリフト時間から x 座標を計算した結果である。

以上の過程により、DCBA-T2.5 のデータ取得系から最終的に得られるワイヤー信号をシミュレーションしている。

3.1.5 2次元飛跡データ作成

これまで実際の検出器から得られる飛跡データを再現すべく、検出器内での β 線の相互作用から始まり、読み出しワイヤーから得られる信号波形をシミュレーションによって作成した。そして得られたワイヤー信号データは解析により飛跡再構成を行うため、事象毎に 2次元の飛跡データに加工される。

図 3.9 に示すのは、左図が Geant4 上で理想的な二重 β 崩壊事象を発生させた場合のイベントディスプレイで、右図がその事象に対しシミュレートされたワイヤー信号群である。図 3.9 右図の 4 枚の内、左上が左チェンバーのアノードワイヤー、左下が左チェンバーのピックアップワイヤー、右上が右チェンバーのアノードワイヤー、右下が右チェンバーのピックアップワイヤーの信号群である。それぞれに 40 本ずつ作成したワイヤー信号を並列に並べることで、xy 平面もしくは xz 平面で 2次元的に展開した図となり、適切な閾値を設定することで図中のように 2次元平面上に β 線が描いた飛跡が現れる。

図 3.10 には、解析によって飛跡再構成を行う際の形式に加工した 2次元飛跡データを示す。作

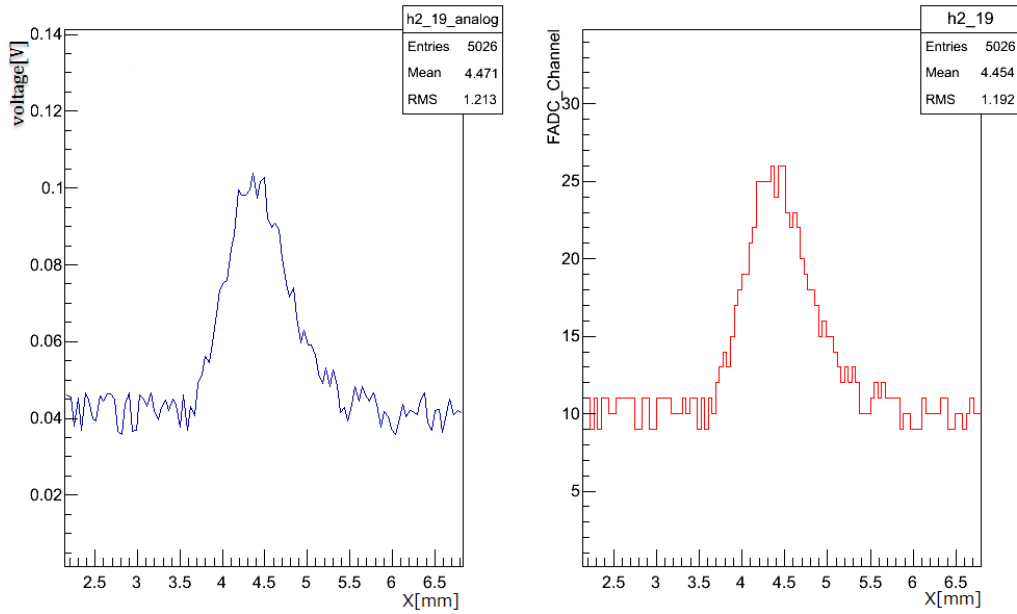


図 3.8 左図がシミュレーションによって作成した Pre-amp 出力のアナログ波形、右図が Flash ADC で Digitize された際のデジタル波形。時間軸は $1 \text{ channel} = 10 \text{ [ns]} = 0.043 \text{ [mm]}$ から x 座標に換算されている。

成された 2 次元飛跡データは後の第 4 章で述べる解析プログラムによって飛跡抽出、3 次元飛跡再構成が行われ、4 元運動量を含めた各種パラメータが算出される。

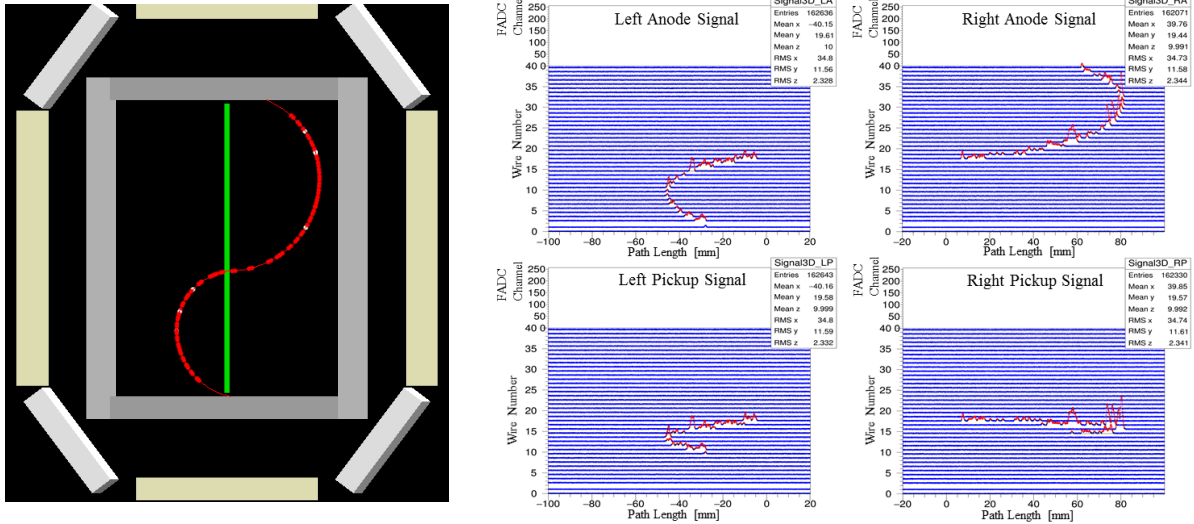


図 3.9 左図は理想的な二重β崩壊事象の飛跡。右図はシミュレートされたワイヤー信号群で、ADC Count=18count 以上の波高値を赤、以下の波高値を青でプロットしている。チェンバー毎、ワイヤー種類毎の信号波形を並列に並べることで、2次元平面上にβ線の飛跡が現れる。それぞれのワイヤーに電子の Energy Deposit から生成されたパルス信号が、ドリフト時間に対応する位置に発生している様子が見てとれる。

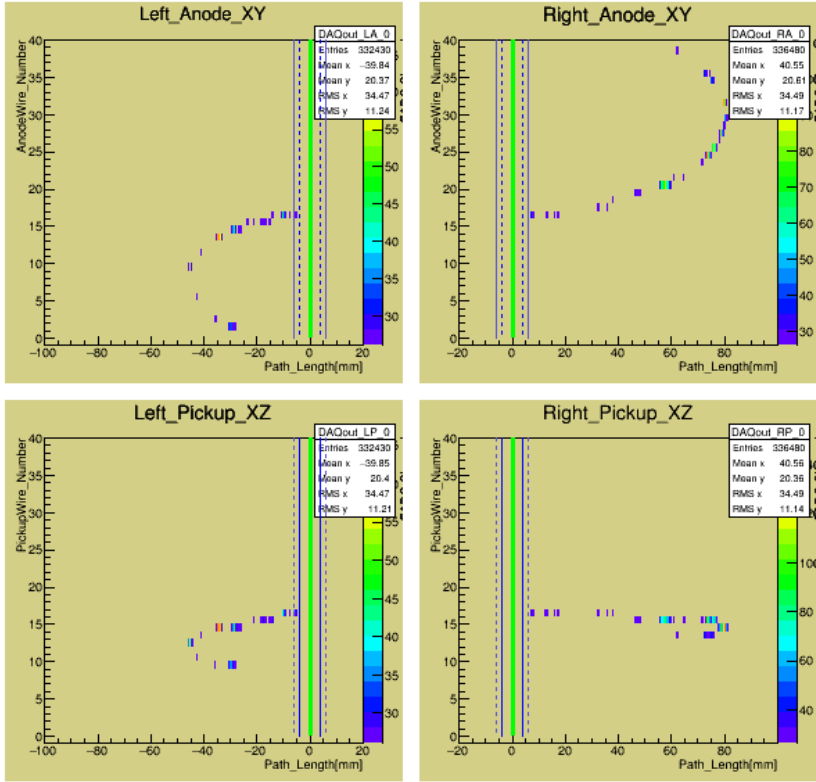


図 3.10 図 3.9 のイベントに対する 2次元飛跡データ。黄緑線が線源板位置、青線及び青点線がワイヤー位置に対応する。ADC Count=26count に閾値をかけると電子の飛跡が確認できる。

第4章

データ解析の自動化へ向けた飛跡再構成アルゴリズムの開発

第4章では、目視によるデータ解析における系統誤差や、解析における人的労力の低減を目的として、プログラムによるデータ解析の全自動化へ向けた飛跡再構成手法の開発を行った詳細を記述する。

4.1 2次元飛跡データ

第3章で述べたように、DCBA 検出器内の読み出しワイヤーから出力された信号は2次元の飛跡データに加工され解析へ回される。DCBA 検出器は線源板を中心にして左右に Detector を設置した構造で、それぞれのチェンバーで独立に飛跡再構成が可能となっている。事象毎に得られるデータは、線源板を挟んだ左右のチェンバーそれぞれに配置されたアノードワイヤー、ピックアップワイヤーから得られる信号の計4つの2次元飛跡データから構成される。これらを用いて二つの電子の飛跡を3次的に再構成する。二重 β 崩壊事象の検出においては、左右にそれぞれ一本ずつ電子の飛跡が現れた事象について、飛跡再構成した際に現れるそれぞれの崩壊点が近いものを二重 β 崩壊事象と判断する。

図4.1に示すのは、左図の4枚がシミュレーションを行った際の電子の飛跡であり、右図の4枚は左の事象に対してシミュレートした2次元飛跡データである。右図の飛跡データから左図の飛跡を抽出することがプログラムの動作目的である。

4.2 ワイヤー信号からの Hit 点検出

2次元飛跡データから目視によって行う解析と違い、プログラムによるデータ解析においては飛跡再構成の際、より明確な判断基準が必要となる。故に飛跡再構成の指標として Hit 点を導入する。これはチェンバー中で β 線が通過したであろう地点をワイヤー信号波形から割り出し、Hit 点情報として取得することで β 線の飛跡に関する明瞭な基準を定めるものである。

読み出しワイヤーから得られた波形データ上に生じたパルス信号は、 β 線がチェンバー中を通

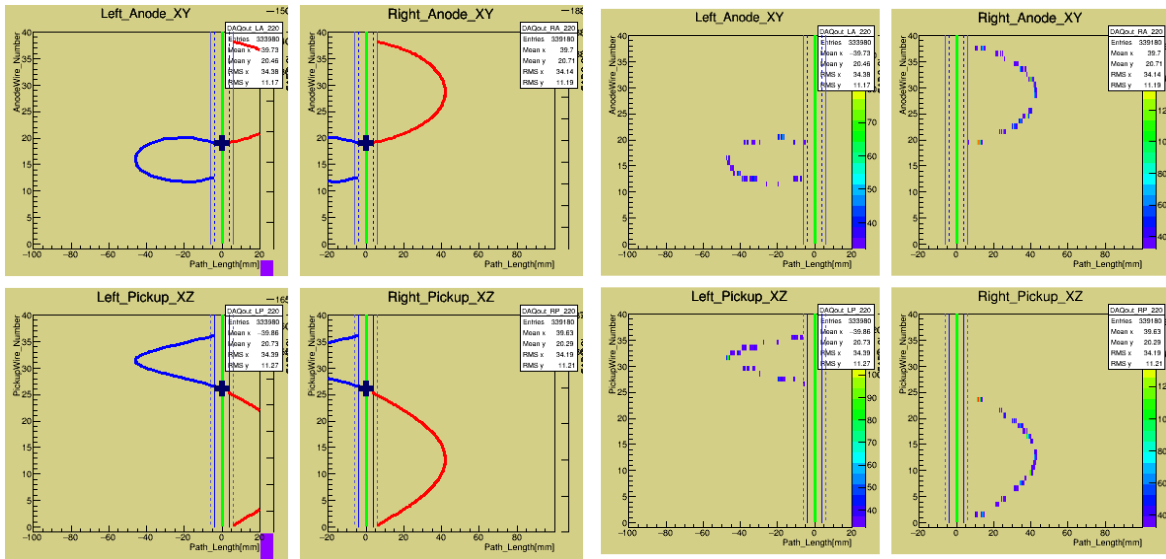


図 4.1 左図の 4 枚はシミュレーションを行った際の電子の飛跡で、線源板中の崩壊点 (青十字点) から 2 つの電子が放出し、それぞれ青線、橙線の飛跡を描いた事象。右図は左の事象の 2 次元飛跡データ。

過することで生じた電離電子がワイヤーへ到達し生成した信号である可能性が高い (無論、ノイズやバックグラウンドである可能性もある)。したがって Hit 点情報の取得は、このワイヤーに生じるパルスのピーク位置を検出することで行う。図 4.2 にワイヤー信号からのピーク検出の図を示す。ワイヤー信号からのピーク位置検出には、データ解析フレームワークである ROOT[56] に含まれる TSpectrum Class[57] を用いた。TSpectrum の Peak Search Method ではピーク検出を行う波形を引数で指定することで、バックグラウンド除去、マルコフ連鎖を用いた波形スムージング、デコンボリューション等の波形処理を行った後、設定した閾値以上のパルス波高を持つピーク位置を高精度に検出することができる [57]。

ピーク検出により得られたピーク点について、ピーク位置の x 座標、ワイヤー番号、及びピーク位置を中心として ± 0.6 mm (Flash ADC における 15 channel 相当) の領域における ADC Count の合計値を、それぞれ Hit 点の x 座標、y 座標 (もしくは z 座標)、Weight 値として取得する。Hit 点の Weight 値はある程度広い領域の ADC 値を合算することで、疑似的にパルスの積分値としている。図 4.3 に示すのは、全 160 本のワイヤー信号からピーク検出を行い、検出された Hit 点を 2 次元飛跡データ上にマッピングした図である。Hit 点の位置はおおよそ β 線の飛跡に沿って点在する形となる。

以降、これらの Hit 点情報を用いて 2 次元飛跡データからの飛跡抽出を行う。

4.3 アノード信号 (x-y 平面) における飛跡抽出

チェンバーには z 方向に平行に磁場がかけられているため、線源板から放出した電子はその軌道を変化させ磁場に巻き付く形で円運動をする。z 方向に平行に張られたアノードワイヤーは電子がチェンバー中で描いた軌跡を、x-y 平面へ射影した形を検出することになる。したがってア

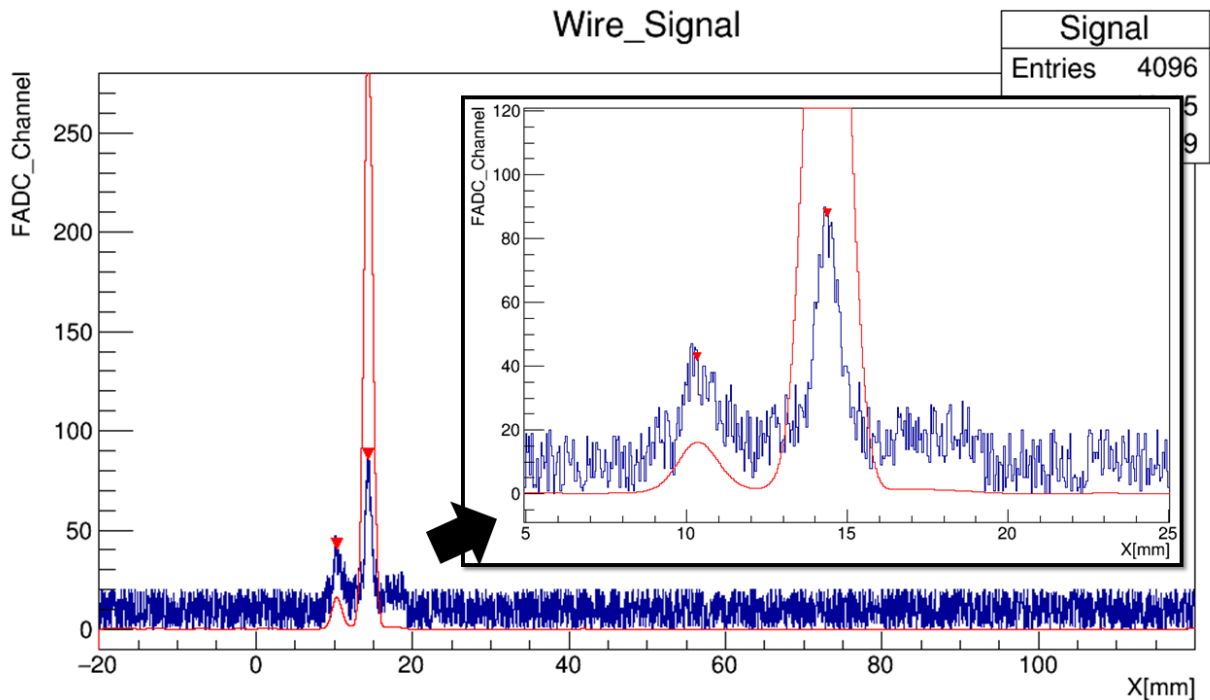


図 4.2 ワイヤ信号からのピーク検出。青線はワイヤ信号、赤線は TSpectrum によってバックグラウンド除去、スムージング、デコンボリューション処理を施した波形、赤点はピークサーチにより検出されたピーク点。

ノードワイヤから得られる 2 次元飛跡からは円軌跡を抽出する必要がある。

4.3.1 Hough 変換による円軌跡抽出

アノード信号から β 線の飛跡を抽出すべく、先の過程でワイヤ信号から検出した Hit 点をもとにして Hough 変換による円飛跡抽出を行う。Hough 変換とは、離散的な点群が目的の関数に則しているか検定する手法で、主にデジタル画像処理で用いられる。名の由来は P.Hough によって写真中の複雑な模様を認識するために考案された手法が起源とされたためであり、かつては泡箱から荷電粒子の飛跡を検出するために用いられる手法であった。Hough 変換の利点としては、関数上に存在する点数を基準に多数決をとる投票方式という検出手法であるため、目的の関数から離れた点の影響を受けにくいことが挙げられる。よって実際の測定データを解析する際においても、ノイズやバックグラウンドによる影響の低減が見込まれる。

DCBA の飛跡データから円飛跡を抽出するプロセスとしては、以下に示すようになる。

1. 飛跡データから得られた複数の Hit 点の内、3 点を選ぶ。それら 3 点を通る円を作成し、円の半径 R 、円の中心座標 (X_0, Y_0) を算出する。
2. 作成された円から距離 3.0 mm 以内に位置する Hit 点の点数を計算し、その円に対する投票数とする。
3. 再び違う組み合わせの Hit 点 3 点を用いて円を作成し、同様に投票数を計算する。

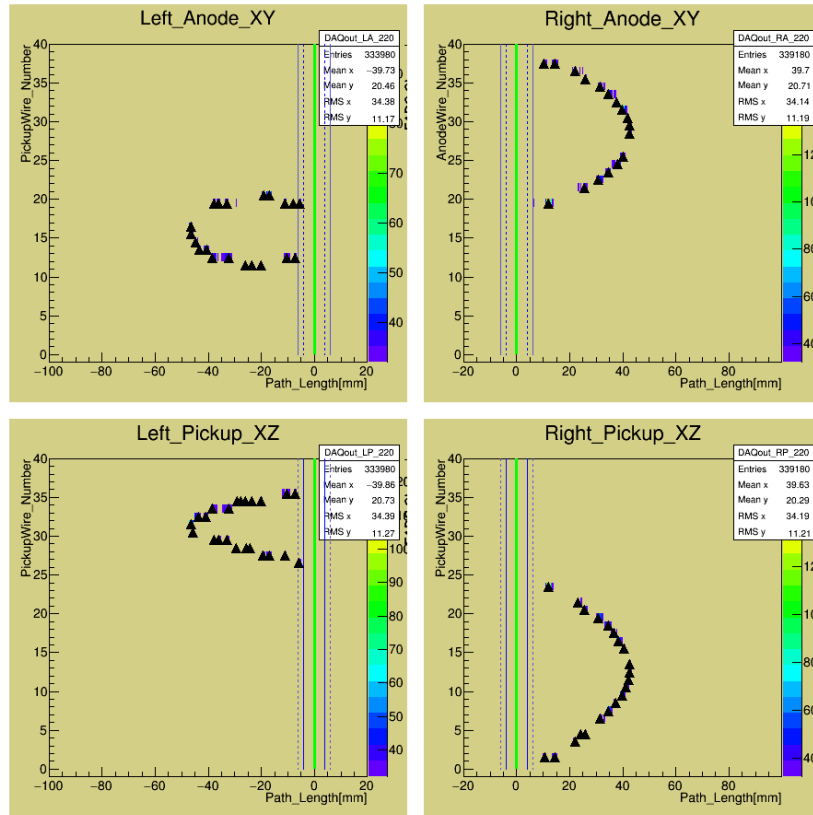


図 4.3 ピークサーチにより検出された Hit 点を 2 次元マッピングした図。黒三角点が取得した Hit 点の位置。この Hit 点情報を元に飛跡抽出を行う。

4. 現在の円に対する投票数が前回の円に対する投票数を超える場合、現在の円を最多投票数とする。現在の円に対する投票数が前回の円に対する投票数を超えない場合、前回の円を最多投票数とする。
5. 以降、最多投票数を基準として、再度作成された円の投票数が最多投票数を超える場合は更新、超えない場合は棄却する。尚、最多投票数の円が複数存在する場合、円近傍の投票数に寄与した Hit 点を用いて円フィッティングを行い、 χ^2 の値が最も 1 に近い円を選択する。

得られた Hit 点について、これらのプロセスを全ての組み合わせに対して試行する。そして最終的に最多投票数を得た円について、円の投票数に寄与した距離 3.0 mm 以内の Hit 点を用いてフィッティングを行い、円の半径 R 、円の中心座標 (X_0, Y_0) を算出する。ここで得られた円軌跡 ($R^2 = (x - X_0)^2 + (y - Y_0)^2$) を飛跡データから得られる最適な円飛跡とする。円のパラメータ R, X_0, Y_0 は飛跡再構成によるエネルギー算出や後述のピックアップ信号の解析時に使用される。

Hough 変換によって飛跡データから β 線の円飛跡を抽出する過程が終了した時点で、最適円についての電子放出点、すなわち崩壊点を決定する。チェンバーには z 方向に様な磁場がかけられているため、負電荷を持つ電子は xy 平面において磁場に巻き付く形で反時計回りに回転運動をする。従って円飛跡と線源板との交点の内、右チェンバーにおいては下方の点、左チェンバーにおいては上方の点を崩壊点として定める。図 4.4 に図 4.3 の飛跡データから Hit 点情報を基に抽

出された円飛跡を示す。

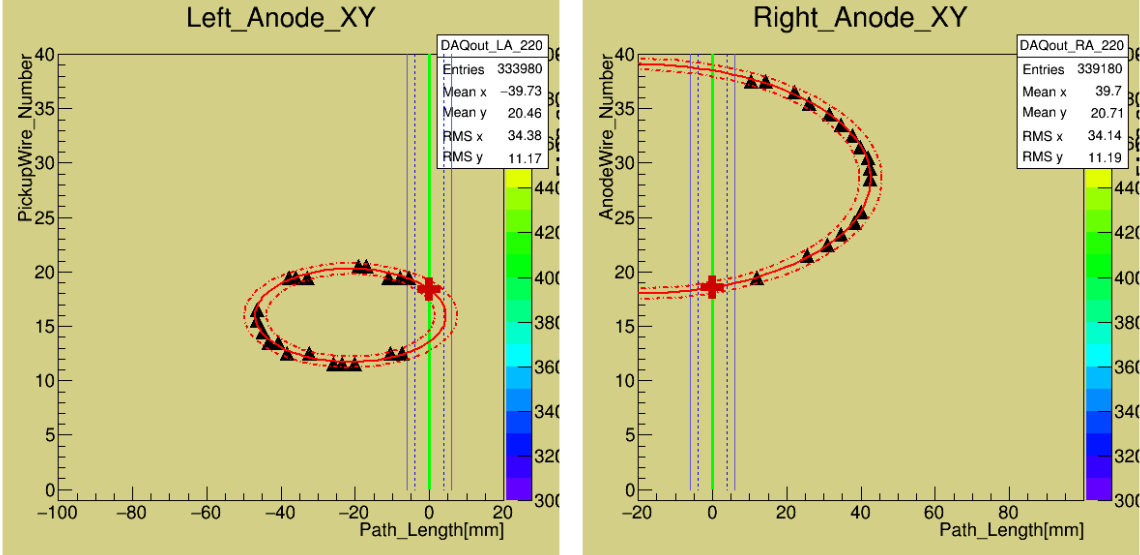


図 4.4 Hit 点情報からの円軌跡抽出。赤十字点が崩壊点、赤実線は抽出された円飛跡、赤点線は中心円から距離 3.0 mm の領域で、この領域内の Hit 点数を投票数として最適な円を抽出する。

4.4 ピックアップ信号 (x-z 平面) における飛跡抽出

z 方向に平行に張られたアノードワイヤーは電子の飛跡を xy 平面へ射影した形を検出するため、アノードワイヤーから得られた信号からは円飛跡を抽出したが、z 方向に垂直に張られたピックアップワイヤーは電子の飛跡を xz 平面へ射影した形を検出するため、ピックアップワイヤーから得られた信号からは正弦波飛跡を抽出する必要がある。

4.4.1 飛跡の対応付け

同一のチェンバーに配置されたアノードワイヤーとピックアップワイヤーで検出される飛跡は本来、同一の電子によって描かれた飛跡であり、同一のチェンバーのアノード信号、ピックアップ信号は同じ電子の 3 次元飛跡をそれぞれ x-y 平面、x-z 平面に射影したものである。そして前述の過程でアノード信号から円飛跡が抽出されているため、ピックアップワイヤーから得られた 2 次元飛跡データから正弦波飛跡を抽出する際には、この円飛跡に対応する飛跡を選ぶ必要がある。

アノード信号とピックアップ信号は同じ電子の 3 次元飛跡の射影であるならば、これらのデータに現れる飛跡は一方に飛跡が存在すれば、また一方にも同一電子由来の飛跡が存在するはずである。そして DCBA 検出器においては、ガス中を β 線が通過する際に発生した電離電子が一様電場によって読み出しワイヤーまでドリフトし、アノードワイヤー付近の強い電場勾配により電子雪崩が発生、そこで生成された電子群と正イオン群がそれぞれアノードワイヤー、ピックアップワイヤーに到達することで電気信号として読み出されるといった一連の過程によって飛跡が検出

される。その為アノードワイヤーに信号が現れた場合、その信号に近い位置のピックアップワイヤーにも同一の電離電子由来の信号が生成される可能性が高い。尚且つそれらの信号を作る由来となる電子雪崩現象も同一のものであるため、両ワイヤーへ生じる信号の電荷量や波高に関して、ある程度関係付けることが可能となる。これらを考慮してピックアップ信号からの正弦波飛跡抽出においては、前段階で抽出した円飛跡の近傍に位置する Hit 点とピックアップ信号で得られた Hit 点について、それらの x 座標 (ドリフト時間) と Weight 値を関係付けることによって、アノード信号から得られた円飛跡に対応する正弦波飛跡を抽出する。

以下の項では、図 4.5 に示した 2 次元飛跡データにおける Hit 点分布において、アノード信号から得られた円飛跡の近傍に位置する Hit 点を対象として、それらに対応する Hit 点をピックアップ信号中から選択する手法を述べる。

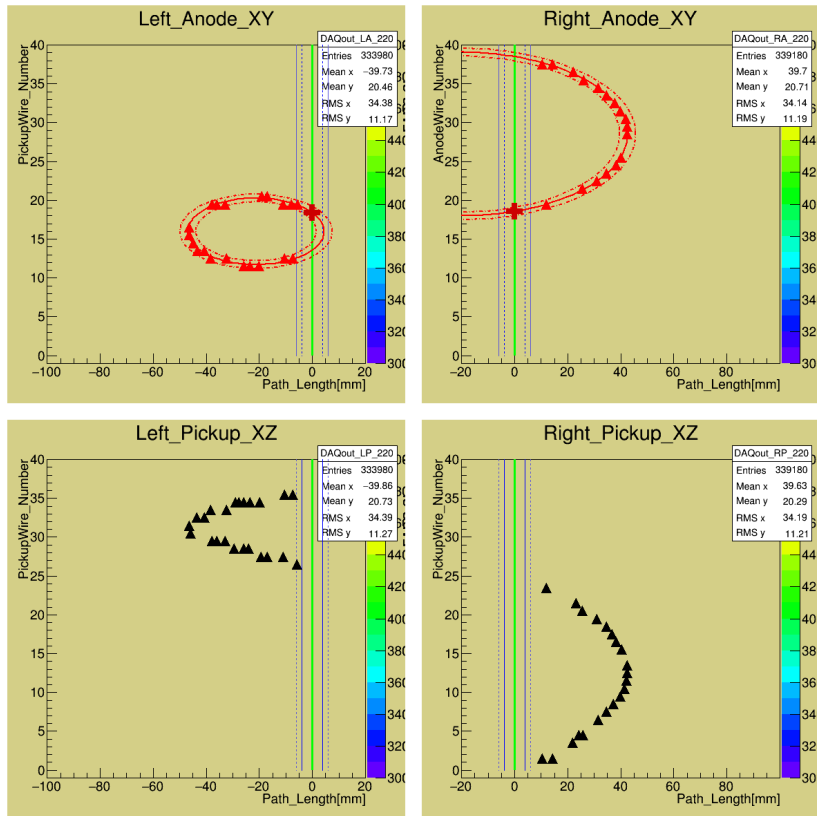


図 4.5 2 次元飛跡データにおける Hit 点分布。アノード信号における赤点線の領域内の Hit 点 (赤三角点) に対応する Hit 点をピックアップ信号中の Hit 点 (黒三角点) から選択する。

(1) x から θ への座標変換

Hit 点の対応付けを行う上で、まず Hit 点の座標を対応付けに適した変数へ変換する。図 4.6 に示すように、Hit 点座標を (x,y) として、アノード信号で得られた円飛跡の半径 R 、中心座標 (X_0, Y_0) を用いて、以下の式により座標 x を変数 θ に変換する。

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{x - X_0}{R}\right) + \pi/2$$

$$(x = R \cdot \sin(\theta - \pi/2) + x_0)$$
(4.1)

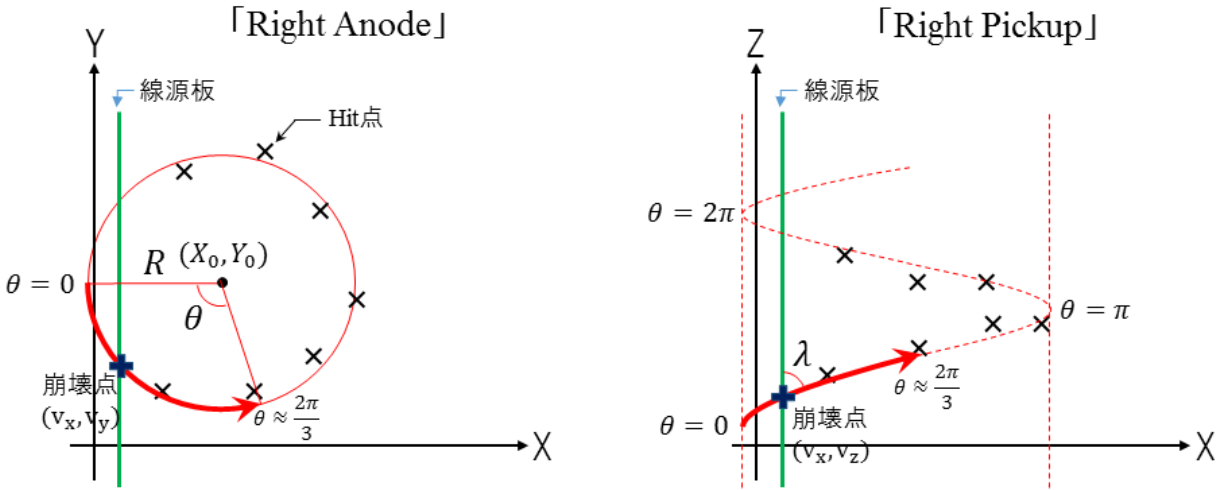


図 4.6 x から θ への変数変換の様式図。

変数変換を行うことによる利点の一つは、対応付けされたピックアップ信号の Hit 点を用いてフィッティングを行うことで、目的の正弦波飛跡のパラメータを決定することが可能な点にある。アノード信号から得られた円飛跡とピックアップ信号における正弦波飛跡の対応を考慮すると、正弦波の振幅が円飛跡の半径 R、振動中心が円の中心座標 X_0 となり、正弦波の式は

$$x = R \cdot \sin(\omega z - \pi/2) + X_0$$
(4.2)

と表される。 ω は正弦波の振動数で現段階において唯一不確定なパラメータである。この振動数 ω を対応付けされたピックアップ信号の Hit 点から求めるのだが、正弦波の式に 4.1 式の $x = R \cdot \sin(\theta - \pi/2) + x_0$ を代入し、z について解くと

$$z = \frac{1}{\omega}\theta + \frac{\pi}{2\omega}$$
(4.3)

が得られる。故に x-z 空間において正弦波となる関数は、座標 x を変数 θ に変数変換することで一次の関数となり、対応するピックアップ信号の Hit 点を θ -z 空間にて直線フィッティングすることで正弦波の振動数を求めることができる。

またもう一つの利点として、 θ の領域を $0 \leq \theta \leq \pi$ から $0 \leq \theta \leq 2\pi$ へ拡張することで、飛跡の方向まで含めた対応付けが可能となる。詳細については後述する。

図 4.7 に、図 4.5 に示した事象のデータに対して変数変換を行った結果を示す。左右の飛跡データにおける線源板やワイヤー位置の違いは、円飛跡のパラメータ R, X_0, Y_0 の違いによるものである。以下のプロセスでは、座標 x に代わり変数 θ を用いて Hit 点の対応付けを行う。

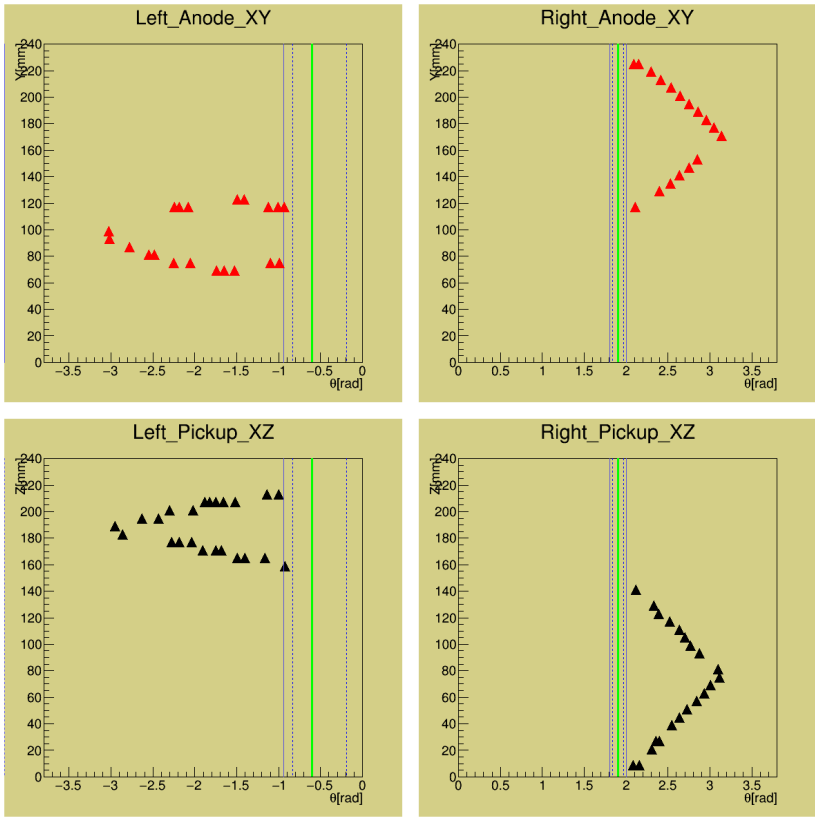


図 4.7 図 4.5 に示した事象データに対して変数変換を行った結果。左右の飛跡データにおける線源板 (黄緑線) やワイヤー位置 (青線、青点線) の違いは、円飛跡のパラメータ R, X_0, Y_0 の違いによるものである。なお左チェンバーのデータについては視覚的に分かり易い様、横軸を $-\theta$ で描画している。

(2) Hit 点の対応付け

Hit 点に対応付ける基準として、以下の式を用いる。

$$S = \sqrt{\left(\frac{\Delta\theta}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{b}\right)^2} \quad (4.4)$$

$\Delta\theta$ はアノード信号における Hit 点とピックアップ信号における Hit 点の θ 値の差分、 ΔQ はそれぞれの Weight 値の差分である。対応付けのチューニングパラメータ a, b はそれぞれ $\Delta\theta, \Delta Q$ の分解能である。図 4.8 に、シミュレーションによってパラメータ a, b を見積った結果を示す。図中のヒストグラムは、アノード信号から得られた Hit 点とピックアップ信号から得られた Hit 点をシミュレートした電子の飛跡情報を用いて理想的に対応付けを行い、それぞれの θ 値、Weight 値の差分を表している。左図の $\Delta\theta$ のヒストグラム、右図の ΔQ のヒストグラムそれぞれにガウス分布のフィッティングを行い、算出された $\sigma_{\Delta\theta} = 0.02488 \pm 0.00040, \sigma_{\Delta Q} = 161.7 \pm 2.4$ からパラメータ a, b を $a = 0.02488, b = 161.7$ と決定した。なお、理想的な対応付けは Hit 点の位置を基準としているため、座標に関連する $\Delta\theta$ の分布がより鋭利なものになっている。

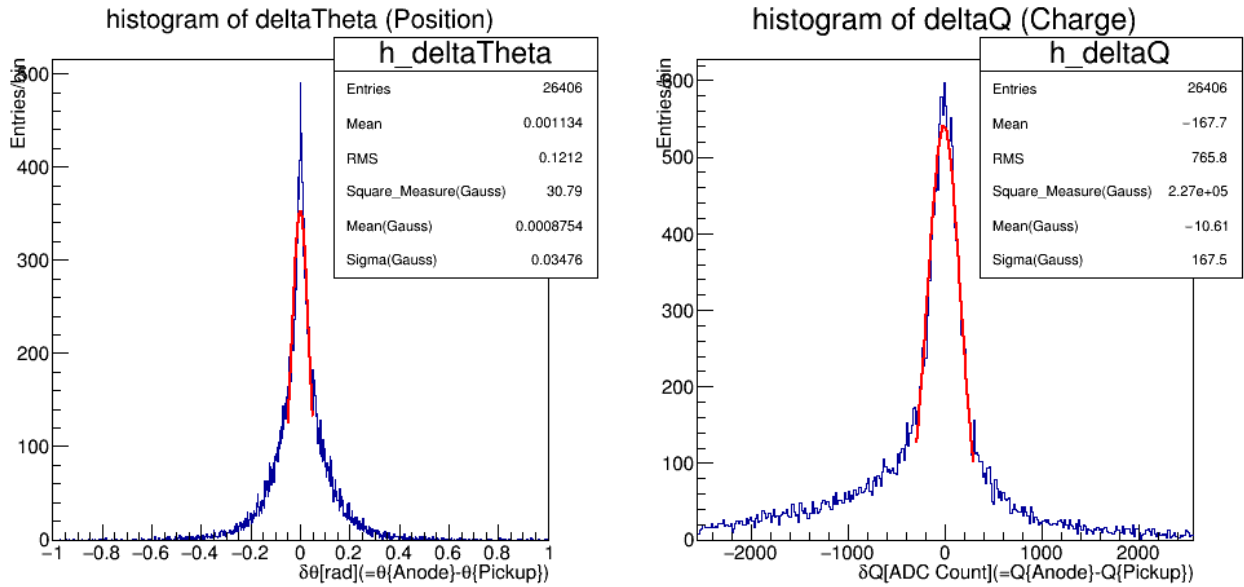


図 4.8 $\Delta\theta$, ΔQ の分解能見積りによるチューニングパラメータ a, b の決定。

Hit 点の対応付けにおいてはアノード信号から得られた Hit 点に対して、以下の条件を満たす Hit 点をピックアップ信号中から選択する。

- アノード信号における Hit 点の θ 値に対し、 $\pm 0.1[\text{rad}]$ の領域に含まれる θ 値を持つ Hit 点
- 4.4 式における S の値が最小となる Hit 点

図 4.9 左図に、図 4.7 の事象データに関して Hit 点の対応付けを行った結果を示す。上図 2 枚に示したアノード信号から抽出した円飛跡近傍の Hit 点について対応をとると、下図 2 枚に示したピックアップ信号中の Hit 点を選択される。アノード信号の Hit 点数に対して選択されたピックアップ信号の Hit 点数が少ないのは、アノード信号の Hit 点から $\pm 0.1[\text{rad}]$ の領域にピックアップ信号の Hit 点が存在しない場合、もしくは対応付けによりピックアップ信号から選択された Hit 点が重複していることによる。

さらに Hit 点の座標 (θ, y) 、円飛跡のパラメータ Y_0 から、左チェンバーにおいて $y < Y_0$ を満たすアノード信号の Hit 点とそれらに対応するピックアップ信号の Hit 点、及び右チェンバーにおいて $y > Y_0$ を満たすアノード信号の Hit 点とそれらに対応するピックアップ信号の Hit 点について、変数 θ を $\theta \rightarrow 2\pi - \theta$ に変換する。この変換によって図 4.6 に示すように、 $\theta = 0$ を原点とした電子の走行距離を変数 θ と関連付けることが可能になり、飛跡の方向まで含めた対応付けが可能となる。図 4.9 右図に示すのは、図 4.9 左図のデータを $0 \leq \theta \leq 2\pi$ まで拡張した結果である。

ここで対応付けられたピックアップ信号の Hit 点に関して、その Weight 値を再定義する。先の Hit 点検出においては、ワイヤー信号のピーク位置を中心として $\pm 0.6 \text{ mm}$ (Flash ADC における 15 channel 相当) の領域における ADC Count の合計値を擬似的なパルス信号の Charge 量と見なして Weight(Charge) 値と設定したが、改めて対応付けられたピックアップ信号の Hit 点にお

る Weight 値として、4.4 式における対応付けの参照値 S を用いて $\text{Weight} = \text{Weight}(\text{Charge})/S$ と定義する。ここで再定義した Weight 値は対応付けの精度を示した指標であり、元々の Weight 値 (パルスの Charge 量) が大きく、且つ対応付けた Hit 点における θ 値、Weight 値の差分が小さいほど、再定義した Weight 値が大きくなるよう設定している。

以降の項では対応付けられたピックアップ信号の Hit 点情報として、座標 $\theta (0 \leq \theta \leq 2\pi)$ 、座標 z 及び再定義された Weight 値を用いて正弦波のパラメータ算出を行う。

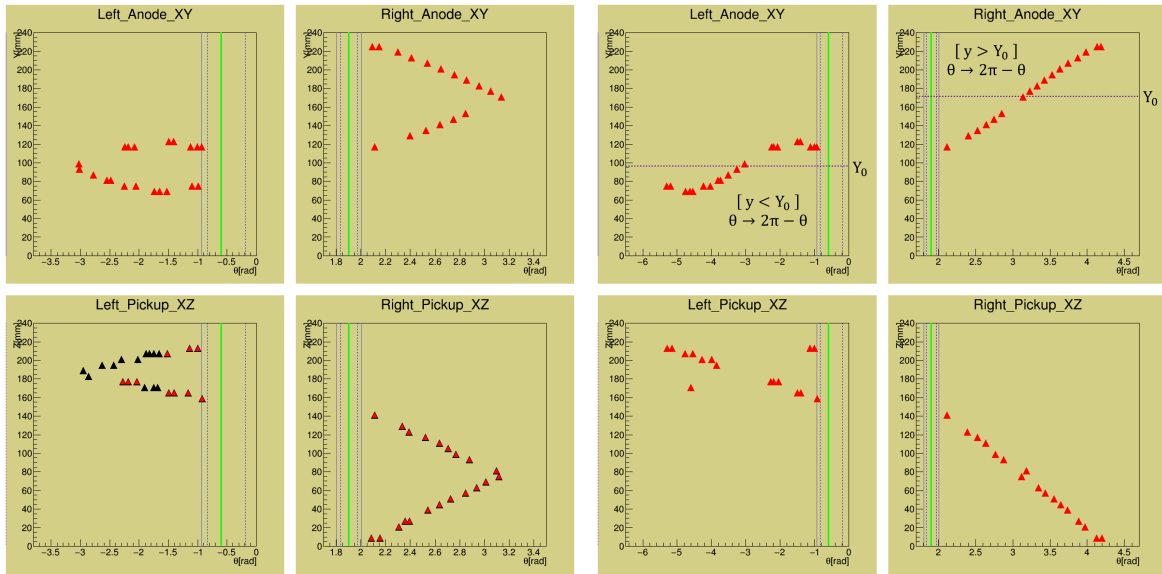


図 4.9 左図の 4 枚は図 4.7 の事象データに関して Hit 点の対応付けを行った図で、アノード信号における円飛跡近傍の Hit 点 (上図赤三角点) に対応する Hit 点をピックアップ信号の Hit 点 (下図黒三角点) から選択した結果が下図に赤で示した Hit 点 (下図赤三角点) である。右図の 4 枚は左図のデータにおいて $\theta \rightarrow 2\pi - \theta$ の変換により、 θ の領域を $0 \leq \theta \leq 2\pi$ まで拡張した場合の事象データ。

(3) 直線抽出、フィッティング

手順 (2) で述べたように、Hit 点の対応付けによって得られたピックアップ信号の Hit 点情報から $\theta - z$ 空間で直線フィッティングすることで、アノード信号の円飛跡に対応する正弦波飛跡のパラメータを決定する。しかし Hit 点の対応付けを行う際、ピックアップ信号からは本来対応しないはずの Hit 点を選択される可能性がある。図 4.9 右図においても、右チェンバーのピックアップ信号 (右図右下) における Hit 点分布は直線的である一方、左チェンバーのピックアップ信号 (右図左下) における Hit 点分布は本来対応しない Hit 点が含まれるために煩雑なものとなっている。こうした不適当な Hit 点が入り込むのを回避するために、Hough 変換を用いてピックアップ信号における Hit 点群から直線成分 (一次関数) を抽出した上でフィッティングを行う。手法は章 4.3.1 にて述べた内容とほぼ同様のものであるが、直線成分を抽出するプロセスは以下に示す通りである。

1. ピックアップ信号における Hit 点群の中から 2 点を選ぶ。それら 2 点を通る直線を作成し、直線の傾き α 、切片 β を算出する。

2. 作成された直線から、 θ の距離 0.15[rad]、 z の距離 4.0 [mm] 以内に位置する Hit 点の Weight 値を全て合算し、その直線に対する投票数とする。
3. 再び違う組み合わせの Hit 点 2 点を用いて直線を作成し、同様に投票数を計算する。
4. 現在の直線に対する投票数が前回の直線に対する投票数を超える場合、現在の直線を最多投票数とする。現在の直線に対する投票数が前回の直線に対する投票数を超えない場合、前回の直線を最多投票数とする。
5. 以降、最多投票数を基準として、再度作成された直線の投票数が最多投票数を超える場合は更新、超えない場合は棄却する。

得られた Hit 点について、これらのプロセスを全ての組み合わせに対して試行する。そして最終的に最多投票数を得た直線について、直線の投票数に寄与した Hit 点を用いてフィッティングを行い直線の傾き α 、切片 β を算出する。ここで得られた一次関数 $y = \alpha x + \beta$ と 4.3 式を比較することで、正弦波飛跡の振動数 $\omega = 1/\alpha$ が得られる。

前述の円飛跡抽出との相違点としては、目的の関数が一次関数であること、そして投票数として Weight 値の合算を用いる点である。後者の理由としては、正確に対応付けられた Hit 点に比べ、本来対応しない Hit 点の Weight 値は小さくなる傾向があるため、より良く対応付けが為された Hit 点に重きを置いた直線抽出を行うことで、予期せぬ Hit 点 (場合によってはノイズ、バックグラウンドに由来する) の影響を極力除去するためである。

図 4.10 にピックアップ信号における対応付けされた Hit 点と、Hough 変換とフィッティングによって選ばれた最適な直線関数を示す。ここで得られた直線と線源板位置との交点が、正弦波飛跡における崩壊点となる。

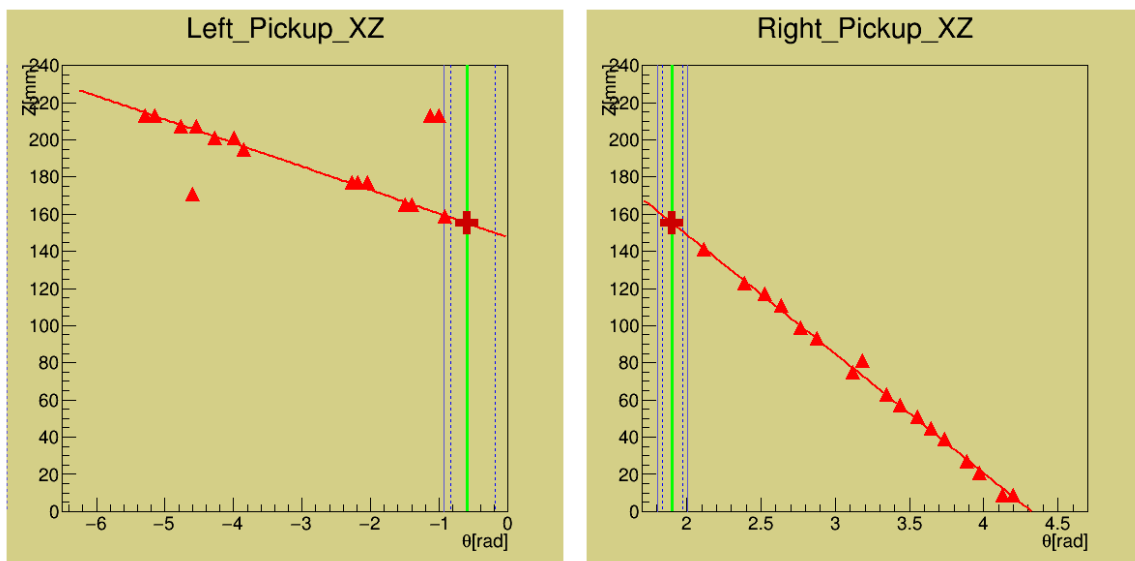


図 4.10 対応付けされたピックアップ信号の Hit 点 (赤三角点) と Hough 変換とフィッティングによって選ばれた最適な直線関数 (赤線)。直線の傾きから正弦波の振動数が求められ、線源板との交点が崩壊点となる。

以上の過程をもって、アノード信号から抽出された円飛跡に対応する正弦波飛跡を、崩壊点を含めて一意に決定することができる。図 4.10 において得られた正弦波パラメータを用いた場合の、x-z 空間における正弦波関数 $x = R \sin(\omega z) + X_0$ と崩壊点、及びピックアップ信号の Hit 点を図 4.11 に示す。ピックアップ信号の正弦波飛跡が決定したことで、飛跡再構成によりエネルギーを算出するためのパラメータ λ (図 2.3 参照) が正弦波の振幅 R と振動数 ω により $\tan \lambda = R/\omega$ と表される。

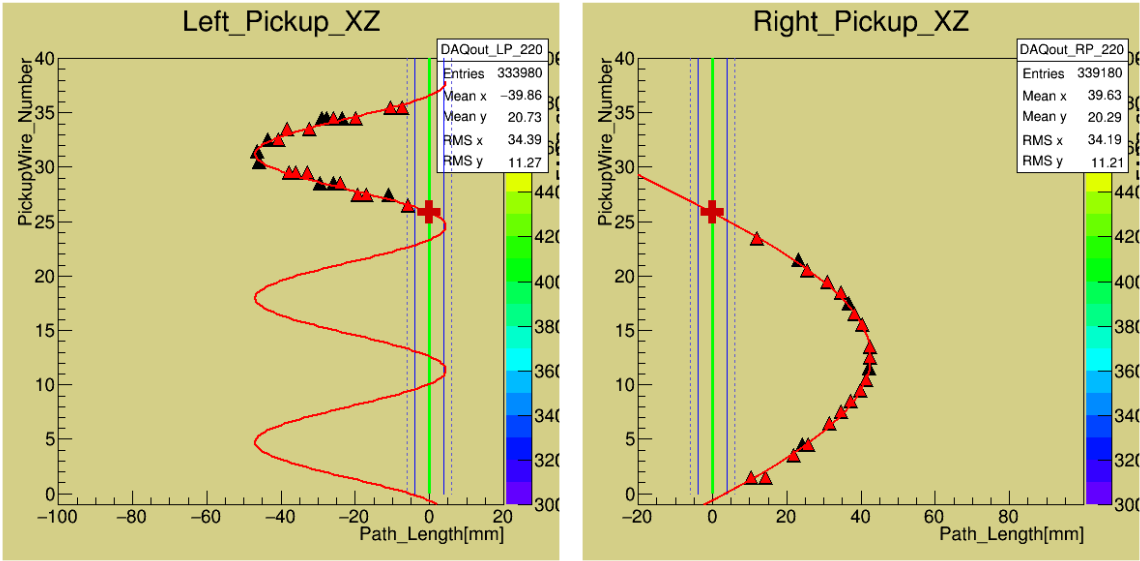


図 4.11 x-z 空間における正弦波関数 $x = R \sin(\omega z) + X_0$ (赤線) と崩壊点 (赤十字点)、及びピックアップ信号の Hit 点 (黒三角点) から対応付けられた Hit 点 (赤三角点)。

4.5 4 元運動量算出

図 4.12 左図にシミュレートした電子の飛跡、右図に左の事象に対する 2 次元飛跡データと飛跡再構成した電子の飛跡を示す。これまでの一連のデータ解析過程を経て、シミュレートした電子の飛跡を 2 次元飛跡データから再構成することが可能となった。

以上の飛跡再構成過程で得られた情報を用いて、電子のエネルギー E [MeV]、運動量 $|\mathbf{p}|$ [MeV/c]、x-y 平面の運動量 p_t [MeV/c]、z 方向の運動量 p_z [MeV/c]、運動量方向 p_x, p_y, p_z は、円のパラメータである半径 R [cm] と中心座標 (X_0, Y_0) 、崩壊点座標 $(v_x = 0, v_y, v_z)$ 、磁束密度 B [kGauss]、電子の静止質量 m_e [MeV] 及び正弦波パラメータ λ を用いて 4.5 式のように決定される。

$$\begin{aligned}
 E &= \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_e^2} - m_e \\
 |\mathbf{p}| &= \sqrt{p_t^2 + p_z^2} \\
 p_t &= 0.3RB \\
 p_z &= p_t \cos \lambda \\
 p_x &= \frac{(Y_0 - v_y)}{R} \cos \lambda \\
 p_y &= \frac{(v_x - X_0)}{R} \cos \lambda \\
 p_z &= \sin \lambda
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

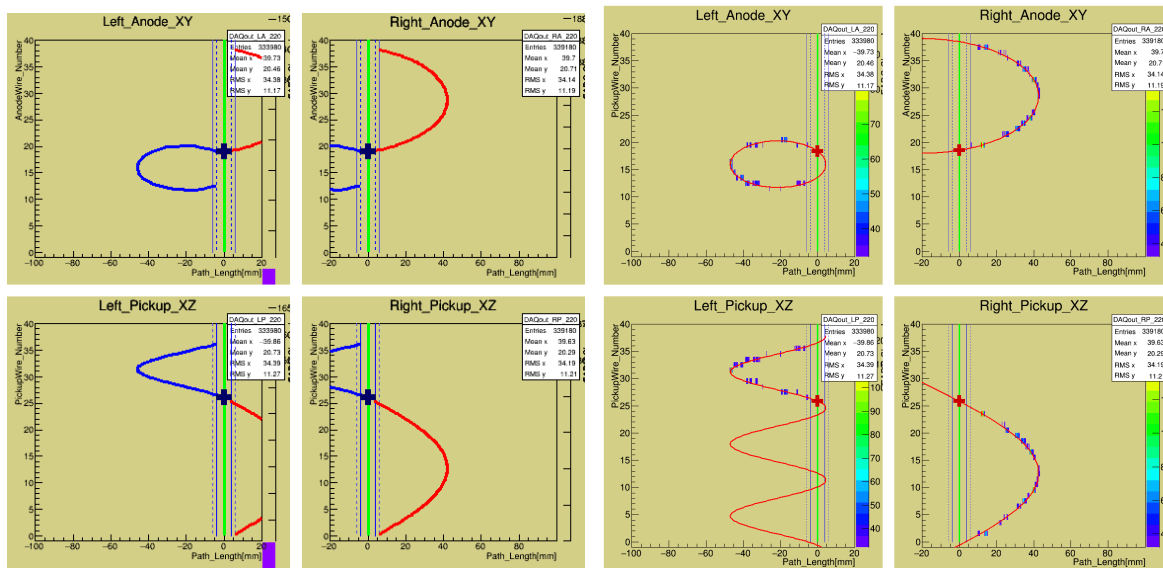


図 4.12 左図の 4 枚はシミュレートした電子の飛跡。右図の 4 枚は左の事象の 2 次元飛跡データと飛跡再構成した電子の飛跡（赤線）。

4.6 複数の飛跡が存在するデータの解析

これまで扱ってきた図 4.12 の事象は、線源板から 2 つの電子が放出し、左右のチェンバーにそれぞれ一本ずつ飛跡を描くという、至極単純で DCBA 検出器によって飛跡を検出する上で非常に理想的な二重 β 崩壊事象である。その為このような事象の飛跡再構成は比較的簡単に行うことができ、尚且つ高い精度で 2 電子の飛跡を再構成することができる。一方で二重 β 崩壊事象において生成される 2 電子については、エネルギー、運動量、崩壊点位置や角度相関などに関して様々な状態が許容される。そしてそれらの条件によっては単純な飛跡とはならず、チェンバー中で電子が複雑に飛跡を描く場合がある。

図 4.13 に示す事象データは、線源板から 2 つの電子が放出し左右のチェンバーに飛跡を描いた

上で、一方の電子が磁場に巻き付き線源板へ戻った後、線源板を透過して両側のチェンバーに複数の飛跡を描いた事象である。二重 β 崩壊によって生成される電子は、最大で原子核の質量差分だけのエネルギーを持つ。MeV スケールのエネルギーを持って放出された電子はガス中での電離、散乱によってエネルギーを落としながら飛行し、磁場に巻き付き線源板のある検出器中央部へ戻ってくるのだが、線源板に到達した時点においても電子は未だ数 MeV 程度のエネルギーを持ち合わせている。そして線源板中で電子がエネルギー損失を起こし飛跡再構成時にエネルギーが変化することを防ぐ為、線源板は極力薄く加工する必要がある。DCBA-T2 検出器における Mo 線源板の厚さは $50\ \mu\text{m}$ であるが、これは数 MeV のエネルギーを持つ電子が透過するには十分な板厚である。故にこのような両チェンバーに渡って複数の飛跡が現れる事象は多く存在する。

線源板を薄くしなくてはならない以上、複数の飛跡が現れる事象の解析は $2\nu\beta\beta$ や $0\nu\beta\beta$ の稀な事象に対して十分な統計量を得る為に行うべきことであり、また外乱に強い飛跡再構成手法の開発はノイズやバックグラウンドの存在する実データ解析へ向けた再構成プログラムの作成において不可欠なものである。以降の項では図 4.13 に対して行うデータ解析の流れを述べる。

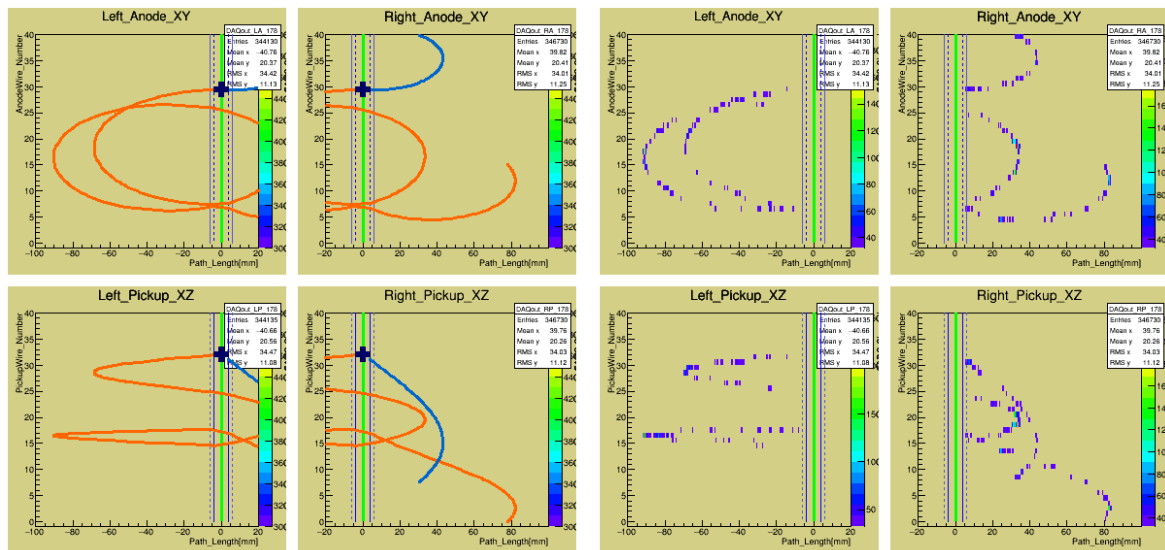


図 4.13 左図の 4 枚はシミュレーションを行った際の電子の飛跡で、崩壊点 (青十字点) から 2 つの電子が放出し、それぞれ青線、橙線の飛跡を描いた事象。右図は左の事象の 2 次元飛跡データ。

4.6.1 円飛跡抽出

Hit 点検出及び Hough 変換による円飛跡抽出過程は前述同様の手法となる。ただし円飛跡抽出のプロセスは複数回行うことで、アノード信号から最適な円を可能な限り抽出する。なお、繰り返し円飛跡抽出を行う際に以下の条件を満たす円は除外する。

- 先に抽出された円から距離 $30.0\ \text{mm}$ 以下の領域に含まれる円
- 円に対し投票された Hit 点が、先に抽出された円から距離 $6.0\ \text{mm}$ の範囲内にすべて含まれる場合

- 飛跡再構成した際、単一電子で $\text{Energy}(p_z = 0) = 3.1\text{MeV}$ 以上となる曲率半径を持つ円 (後述)
- 円近傍 (距離 3.0 mm 以内) の Hit 点密度が極端に小さい円
- 円に対し投票された Hit 点が 4 点以下の場合
- 円に対し投票された Hit 点が 2 本、もしくは 1 本のワイヤー上のみ存在する場合
- 崩壊点を原点として、x-y 平面上の電子の走行距離 20.0 mm 以内に Hit 点が存在しない場合
- 崩壊点の y 座標が $0.0\text{ mm} < y < 240.0\text{ mm}$ の範囲外にある円

図 4.14 に図 4.13 の事象におけるアノード信号データに対して円飛跡抽出を行った結果を示す。図中に示す様に、飛跡抽出によって左右チェンバーのアノード信号中から最適な円が複数抽出されるが、以下の項ではこれらの飛跡の中から再構成を行うにふさわしい一対の飛跡を選定する。

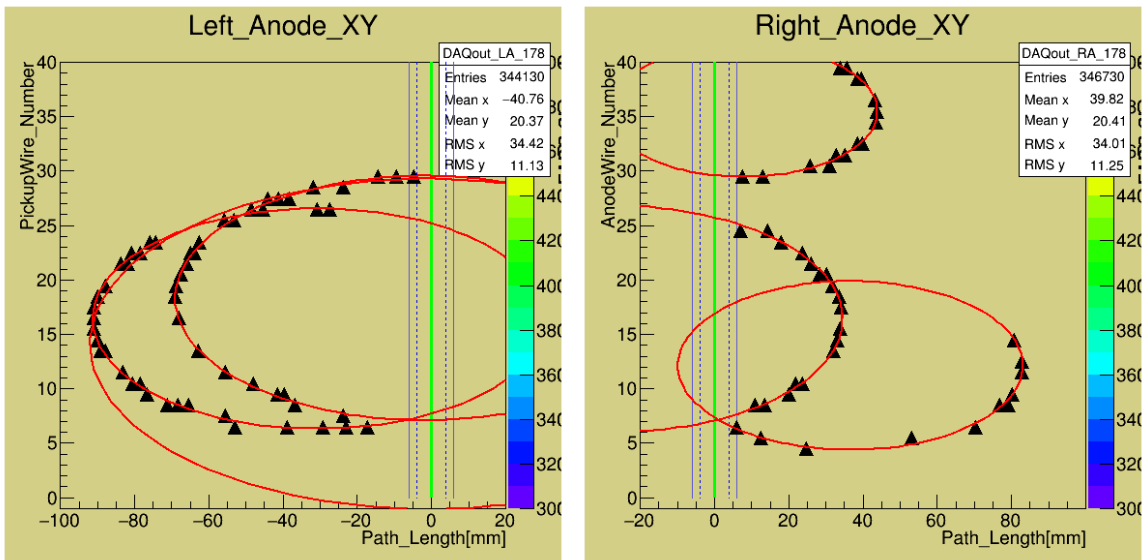


図 4.14 図 4.13 の事象における円飛跡抽出。アノード信号から得られた Hit 点 (黒三角点) から飛跡抽出を行った結果、左右共に 3 つの円飛跡 (赤線) が抽出される。

4.6.2 飛跡の選定

ここでは円飛跡抽出によって複数現れた飛跡の中から、二重 β 崩壊によって放出した 2 つの電子がチェンバー中で最初に描いた飛跡を、左右のチェンバー中からそれぞれ 1 本ずつ選定することが目的である。二重 β 崩壊事象由来の飛跡は崩壊点が一致するべきであることを考慮し、飛跡対の選定には再構成した際に現れる個々の飛跡に対応する崩壊点位置情報を用いる。崩壊点位置の決定は前述のように磁場の方向から鑑みて、右チェンバーでは円飛跡と線源板との交点の内の下方の点、左チェンバーでは上方の点が崩壊点となる。そして左チェンバーの飛跡から得られる崩壊点の y 座標と、右チェンバーの飛跡から得られる崩壊点の y 座標の差分が最も小さくなる飛跡の組み合わせを、その事象における二重 β 崩壊事象由来の飛跡として選択する。

また飛跡対の選定条件として電子のエネルギーに、延いては円飛跡の曲率半径に制限を設ける。飛跡再構成時のエネルギーは抽出した円の半径 r に依存する。曲率半径 $r[\text{cm}]$ の円軌道を描く電子の運動量は磁束密度 $B[\text{kG}]$ を用いて $p_t[\text{MeV}/c] = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = 0.3rB$ と表され、電子の運動エネルギー $E(r, p_z)[\text{MeV}]$ は、 $m_e[\text{MeV}]$ を電子の静止質量として

$$E(r, p_z) = \sqrt{(0.3rB)^2 + p_z^2} + m_e - m_e \quad (4.6)$$

と表される。現段階では z 方向の運動量は決定していない為、 $p_z = 0$ とした上で以下の式が成り立つ。

$$E(r, p_z) > \sqrt{(0.3rB)^2 + m_e^2} - m_e = E(r, p_z = 0) \quad (4.7)$$

半径の大きい円飛跡は再構成の際にエネルギーが大きくなるため、以下の制限を設けることで極端に大きい半径を持つ円飛跡及び円飛跡対を除外する。

$$\begin{aligned} (1 \text{ 電子のエネルギー}) \quad & E(r, p_z = 0) < 3.1 [\text{MeV}] \\ (2 \text{ 電子のエネルギー和}) \quad & E(r, p_z = 0) < 4.0 [\text{MeV}] \end{aligned} \quad (4.8)$$

上式は Hough 変換による円飛跡抽出過程における制限で、下式は飛跡対選定時の制限である。4.8 式の条件の下で崩壊点が最も近い一対の円飛跡を選定することで、二重 β 崩壊事象としてもっともらしい飛跡対を選択する。

図 4.15 に図 4.14 の事象において飛跡対を選定した結果を示す。以降、Hit 点の対応付けによる正弦波飛跡抽出においては図中の赤で示した Hit 点を用いられる。

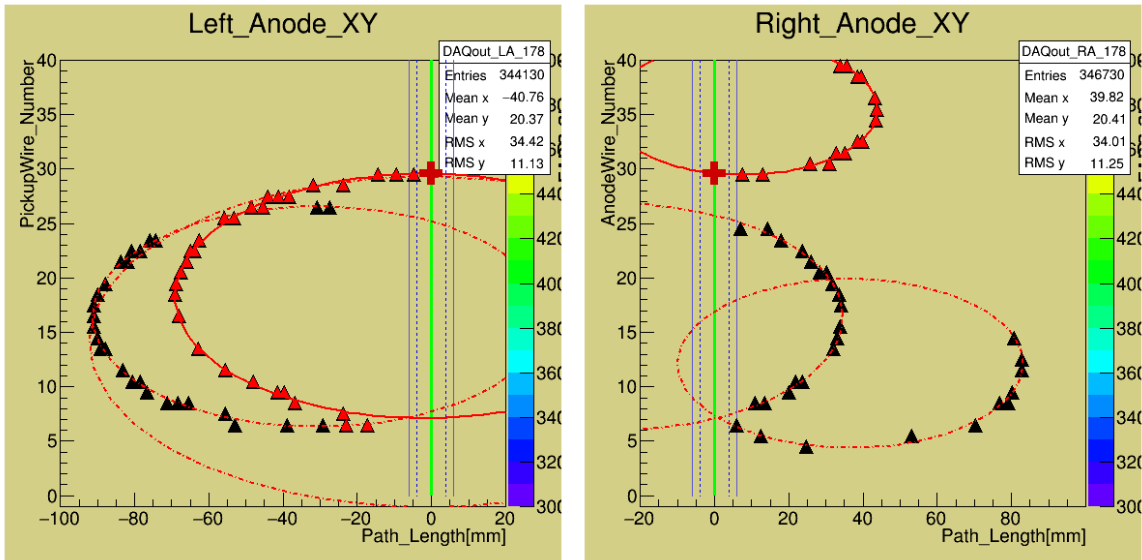


図 4.15 図 4.14 の事象における飛跡対の選定。抽出された円飛跡 (赤線及び赤点線) の中から最も二重 β 崩壊事象にふさわしい飛跡を選定した場合、崩壊点 (赤十字点) が最も近く曲率半径が許容範囲内である図中赤線の飛跡対が選ばれる。Hit 点の対応付けは図中黒三角点の Hit 点の内、赤三角点の Hit 点群を用いて行われる。

4.6.3 Hit 点の対応付けによる正弦波飛跡抽出

ピックアップ信号からの正弦波飛跡抽出過程は前述と全く同様の手法となる。図 4.16 に Hit 点の対応付けによって正弦波飛跡を抽出した結果を示す。以前の単純な事象に対する飛跡データに比べてデータ中の Hit 点が多くなったが故、アノード信号における円飛跡近傍の Hit 点には他の飛跡由来の Hit 点が含まれている。その為それらの余分な Hit 点とピックアップ信号の Hit 点が対応付けられ、ピックアップ信号の Hit 点分布は若干煩雑なものとなるが、ある程度の外乱が生じた事象においても前述の解析手法であれば目的の正弦波飛跡を得ることは十分に可能である。

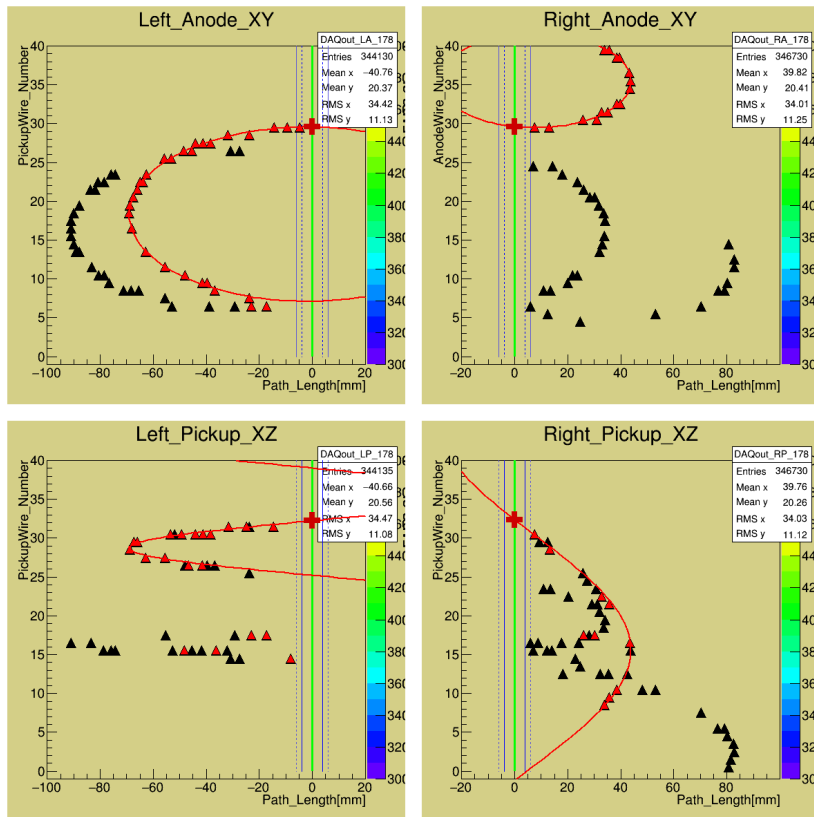


図 4.16 Hit 点の対応付けによる正弦波飛跡抽出。アノード信号における円飛跡近傍の Hit 点 (上図赤三角点) に対応するピックアップ信号の Hit 点 (下図赤三角点) から得られる正弦波飛跡を下図赤線に、崩壊点を同図赤十字点で示す。複数の飛跡が存在する影響が左チェンバーの飛跡データに表れている。

以上の過程をもって、2次元飛跡データから二重 β 崩壊事象の飛跡が再構成される。図 4.17 左図にシミュレートした電子の飛跡を、右図に2次元飛跡データと飛跡再構成した電子の飛跡を示す。図に示したデータにおいては、二重 β 崩壊事象に伴い放出された2電子がチェンバー中で最初に描いた飛跡が、二重 β 崩壊由来の飛跡対として正確に再構成されている。

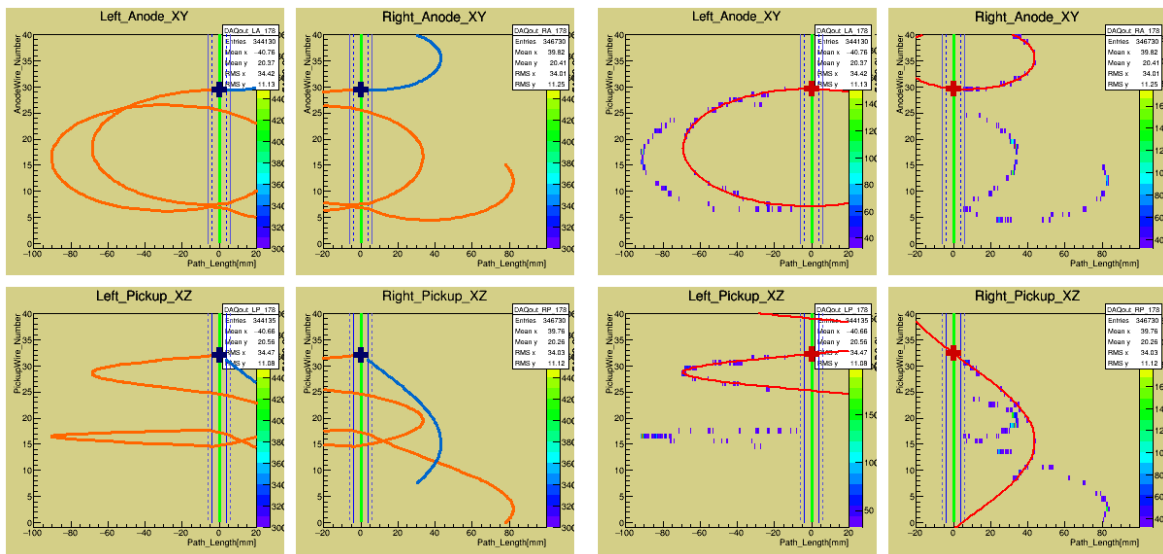


図 4.17 左図の 4 枚はシミュレートした電子の飛跡。右図は左の事象の 2 次元飛跡データと飛跡再構成した電子の飛跡（赤線）。

4.7 アルゴリズム改良に伴う飛跡再構成精度の向上

これまで飛跡再構成プログラムを開発する過程で様々な問題点、改善点が発見され、その都度再構成アルゴリズムは大幅な変更から些末な修正まで多種多様な改良が行われた。その中で最初に飛跡再構成のアルゴリズムが確立したプロトタイプとなる再構成プログラムは、コーディングが完了した時点で 2 次元飛跡データ作成のプロセスを含めて全て Geant4 ソースプログラムへ組み込まれ、シミュレーションによってその再構成手法の評価が行われた。このプロトタイププログラムにおける飛跡再構成は、ワイヤーの Hit 点から Hough 変換を用いて円飛跡、正弦波飛跡抽出を行う過程は現在のプログラムと似たものであるが、ピックアップ信号からの飛跡抽出の際、アノード-ピックアップの対応付けをすることなく正弦波飛跡を抽出し、ピックアップ信号においても電子放出点とエネルギー条件で飛跡を選択するものであった。

しかしシミュレーションにより再構成手法を評価した結果、飛跡再構成の際に正弦波飛跡の選択ミスが頻発するという解析プログラム上の重大な欠点が露見した。図 4.18 及び図 4.19 に示す事象は、プロトタイプの解析プログラムによる飛跡再構成の結果と、最新の解析プログラムによる飛跡再構成の結果を比較したものである。図 4.18 左図に示す飛跡を電子が描いた場合、2 次元飛跡データは図 4.18 右図に示すものとなるが、これをプログラムによって再構成した結果、従来の対応付けをしない飛跡再構成においては、アノードスキャンで決定した円のパラメータからある程度の制限はかかるものの、ピックアップに関しても複数抽出された正弦波飛跡から電子放出点とエネルギー制限をもとに対となる飛跡を選択する過程が存在する。しかしながら飛跡の xz 射影であるピックアップ信号の場合、電子の放出点はアノードの様な磁場による放出方向の制限がなく、1 つの飛跡に対して放出点の候補が 2 つ現れることになり、電子の放出方向も含めた飛跡の選択肢が多くなる。尚且つ図に示した事象も然り、一方の電子が線源板を透過して反対側の

チェンバーに飛跡を描く事象においては、抽出した飛跡群から放出点による選択を行うと、同一の電子が描いた飛跡を二重 β 崩壊事象に伴う飛跡対として選択してしまう可能性が非常に高くなる。そのため図 4.18 右図から飛跡再構成を行った結果である図 4.19 左図の様に、飛跡選定の際に正弦波飛跡の選択ミスが発生し、本来選択すべき飛跡でないものが選ばれる結果となっている。

この問題を解決する手段として、ピックアップ信号のスキャンがアノード-ピックアップの対応付けによる正弦波飛跡抽出に変更された。このアルゴリズムの変更によって、ピックアップから目的の正弦波飛跡だけを正確に抽出することが可能となり、飛跡に対して電子の放出点（崩壊点）と電子の走行方向が一意に決まるため、上記のような飛跡選択ミスも回避出来る。その結果、図 4.19 右図に示した様に、ピックアップ信号に複数飛跡が存在する事象においても正確に飛跡再構成を行うことが可能となった。

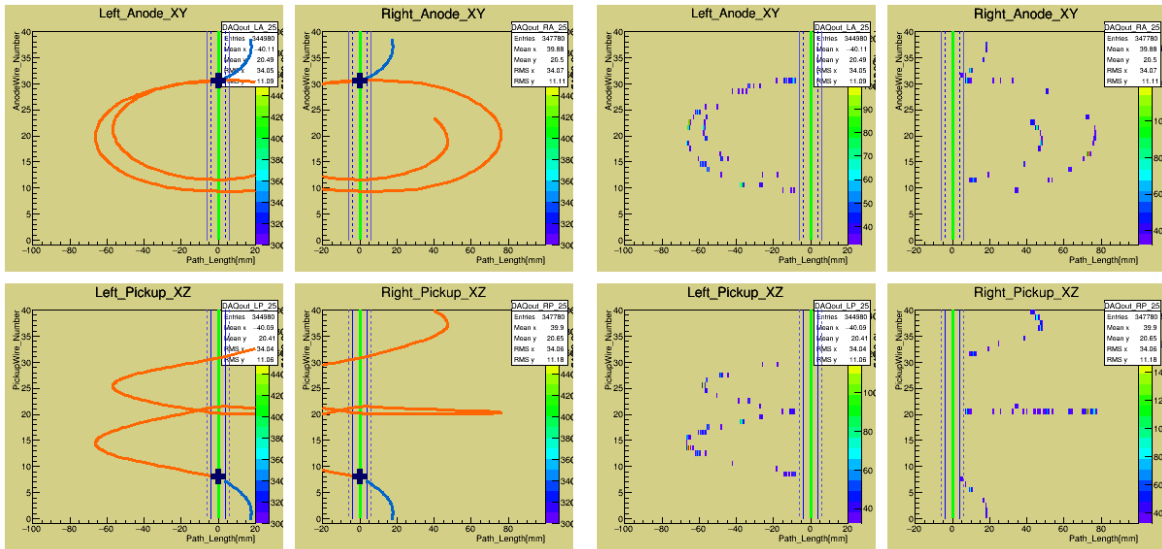


図 4.18 左図の 4 枚はシミュレートした電子の飛跡で、2 つの電子が青十字点から放出し、それぞれの電子が青線、橙線の飛跡を描いた図。右図の 4 枚は左の事象に対する 2 次元飛跡データ。

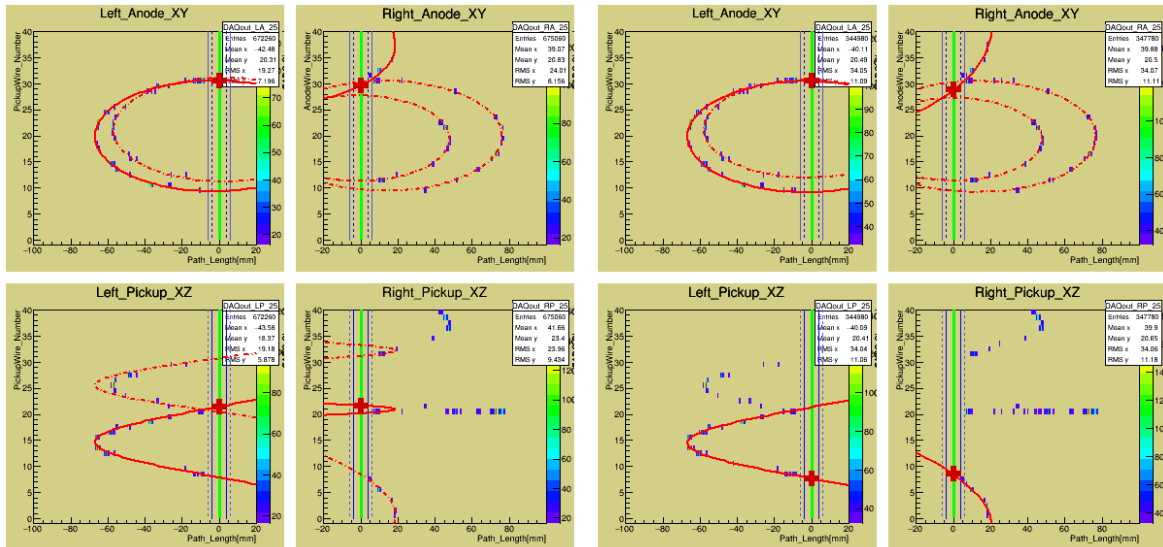


図 4.19 左図は図 4.18 右図からプロトタイプの解析プログラムを用いて飛跡再構成を行った結果、右図は現在の解析プログラムを用いて飛跡再構成を行った結果。図中の赤点線及び赤実線は解析によって抽出された飛跡群で、赤実線が二重 β 崩壊に起因する飛跡として選択されたものである。なお、選択された飛跡から割り出された崩壊点を赤十字点で示している。

第 5 章

シミュレーションによる検出器性能 評価

以下の項では、第 3 章で述べたシミュレーションで作成した 2 次元飛跡データと、第 4 章で述べた飛跡再構成プログラムを用いて、DCBA-T2.5 検出器の性能評価を行った旨を詳述する。

5.1 検出効率の見積

5.1.1 磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss における検出効率

DCBA-T2.5 検出器の主な目的は、飛跡検出手法の検証と ^{100}Mo における $2\nu\beta\beta$ の半減期測定である。検出された二重 β 崩壊事象数と測定時間から $2\nu\beta\beta$ の半減期を算出するためには、検出器における $2\nu\beta\beta$ の検出効率を正確に見積る必要がある。実際の測定は磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss で行われているため、シミュレーションによってこれらの磁場強度で測定を行った際の検出効率を見積った。なお、二重 β 崩壊事象のシミュレーションにおいては、以下の過程を 1 つの事象とする。

1. Geant4 の Primary Generator Action において、二重 β 崩壊事象における崩壊点を線源板中のランダムな位置に指定する。 $2\nu\beta\beta$ モードのイベントジェネレータで生成した事象を読み込み、その 4 元運動量を持つ電子を 2 つ生成する。
2. Geant4 に構築した DCBA-T2.5 検出器の Geometry 上で電子の相互作用が計算され、そこで得られた情報から読み出しワイヤーに生じる信号波形を生成する。
3. 信号読み出しの Trigger 条件を満たした事象に関して、ワイヤー信号から 2 次元飛跡データを作成した後、解析プログラムにより飛跡再構成を行う。

シミュレーションを行った事象の中には、電子が生成された後、線源板中で散乱等の相互作用によって電子のエネルギー損失が起これば線源板から電子が放出されない事象や、線源板から放出した際の電子のエネルギーが低くチェンバーの有感領域へ到達せずに読み出しワイヤーに信号が発生しない事象、また片側のチェンバーに 2 電子が放出し DCBA 検出器の Trigger 条件 (章 2.1.2,

3.1.4 参照) を満たさない事象がある。そのためシミュレーションを行った全事象に対して検出器の Trigger 条件を満たす事象効率は、磁束密度 0.8kGauss において 35.63%、0.6kGauss において 31.09% と見積られた。

これら Trigger がかった事象について解析が行われるが、飛跡検出器の性質上、得られた飛跡データの中から円飛跡、正弦波飛跡を抽出するに足る十分な信号量がある事象でなくては解析を行うことはできない。したがって図 5.1 左図に示すような事象は、Trigger 条件は満たすものの飛跡が短すぎるためプログラムによる飛跡再構成は行えない。そのため Trigger のかかった事象の内、以下の条件を満たす事象に関して飛跡再構成を行う。

解析条件：両側のチェンバーにおいてアノードワイヤー 5 本以上で信号を検出
尚、この条件は現在の目視による解析条件と同一のものである。また、解析された事象の内、以下の条件を満たす事象を二重 β 崩壊事象と判断する。

$2\nu\beta\beta$ 事象選別条件：再構成された飛跡において $\Delta Y < 8.0 \text{ mm}$ かつ $\Delta Z < 11.0 \text{ mm}$
ここで $\Delta Y, \Delta Z$ は左右チェンバーの再構成飛跡から得られる崩壊点座標について、それぞれ y 座標に関する差分と、 z 座標に関する差分である。図 5.1 右図に示したのは生成された 2 電子の内の一方のみ線源板から放出し、片側のチェンバーに飛跡を描いた後、磁場に巻き付き再び線源板へ戻り、線源板を透過して反対側のチェンバーに飛跡を描いた事象である。図中の事象においては、厳密な意味で 2 電子の飛跡を再構成することは不可能であるので、このような 1 電子由来の事象は主に崩壊点の差分 $\Delta Y > 8.0 \text{ mm}$ によって除去される。

図 5.2 に示すのは磁束密度 0.8kGauss における $2\nu\beta\beta$ のシミュレーション結果において、左右チェンバーでそれぞれ再構成された飛跡の崩壊点から算出される $\Delta Y, \Delta Z$ のスペクトルである。崩壊点の差分 $\Delta Y > 8.0 \text{ mm}$, $\Delta Z > 11.0 \text{ mm}$ の条件は、この崩壊点差分分布のフィッティングから算出される。左図が ΔY 、右図が ΔZ の分布であり、ガウス分布のフィッティングから得られる $\sigma_{\Delta Y} = 3.947 \text{ [mm]}$, $\sigma_{\Delta Z} = 5.109 \text{ [mm]}$ から、 $\Delta Y, \Delta Z$ 共に 2σ の値として $\sigma_{\Delta Y} = 7.894 \text{ [mm]}$, $\sigma_{\Delta Z} = 10.218 \text{ [mm]}$ が得られる。この値は磁場によって若干変化するが、 $\Delta Y = 8.0 \text{ mm}$, $\Delta Z = 11.0 \text{ mm}$ は概ね磁場に依存せず 2σ の領域を保証する。

以上の過程をもって、DCBA-T2.5 検出器における $2\nu\beta\beta$ の検出効率は磁束密度 0.8kGauss において 4.64%、磁束密度 0.6kGauss において 5.75% と見積られた。

図 5.3 に磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss において、電子が生成された際のエネルギースペクトルと解析プログラムによって飛跡再構成を行った際のエネルギースペクトルを示す。飛跡再構成後のエネルギースペクトルは生成時のエネルギースペクトルに比べ広がりを持つ上に、全体的にスペクトルは低エネルギー側へとシフトしている。これら形状変化の要因として、スペクトルの広がりには検出器のエネルギー分解能に加え、解析プログラムによる再構成ミスの影響が存在すると考えられる。解析プログラムの問題に関しての詳細は章 5.3.1 で述べる。また低エネルギー側へのシフトは、二重 β 崩壊によって電子が生成された後、線源板中における散乱や、ガスチェンバー中で飛跡を描く間の散乱、電離によって生じた β 線のエネルギー損失に依るものであると考えられる。図 5.4 には磁束密度 0.8kGauss、 $2\nu\beta\beta$ のシミュレーションにおいて、横軸に電子生成時のエネルギーを、縦軸に再構成されたエネルギーをプロットした図を示す。左図が 2 電

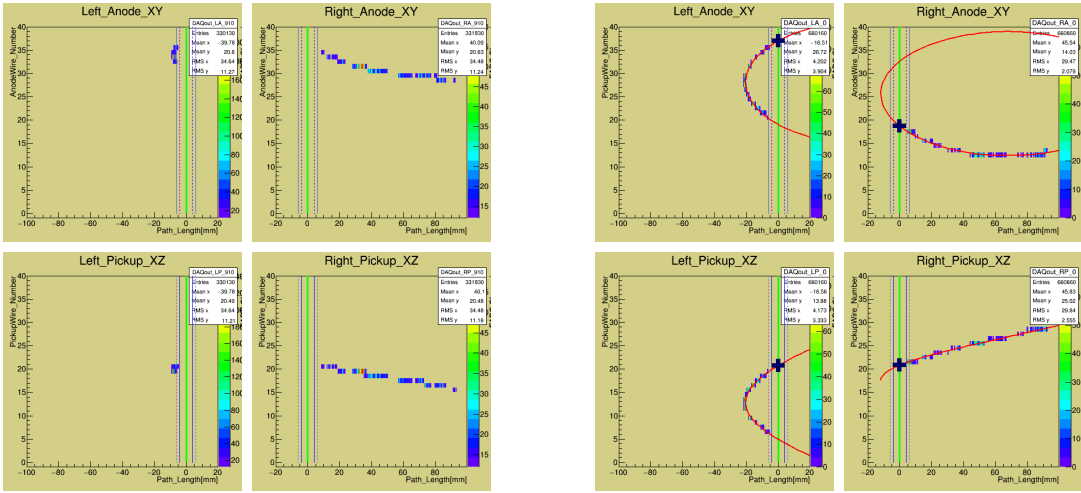


図 5.1 左図は Trigger 条件は満たすものの飛跡が短すぎるため再構成が行えない事象。右図は 1 電子由来の事象。

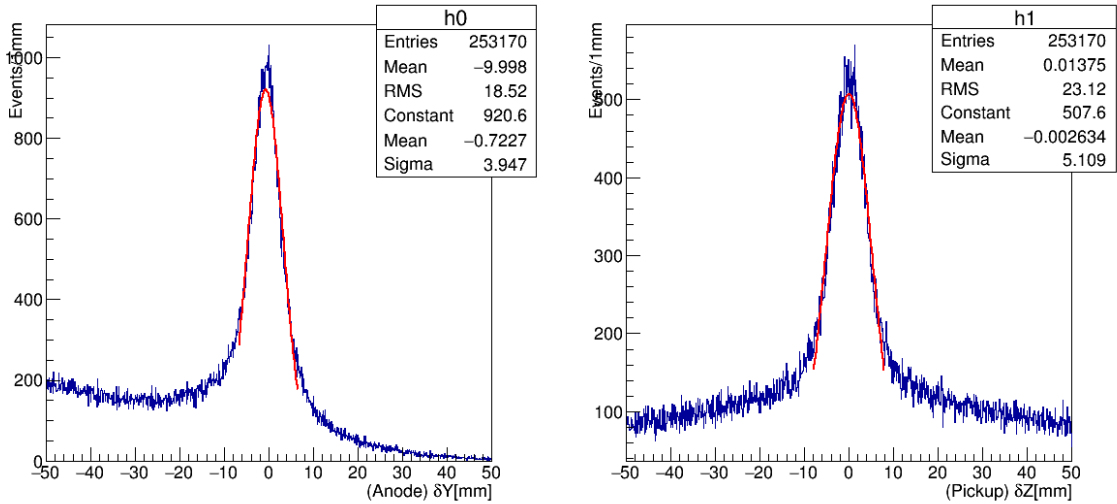


図 5.2 磁束密度 0.8kGauss における $2\nu\beta\beta$ のシミュレーション結果の崩壊点差分布。 ΔY (左図) 及び ΔZ (右図) のスペクトルをガウス分布でフィッティングした結果を赤線で示す。

子のエネルギー和、右図が 1 電子のエネルギーに対する分布であり、生成時のエネルギーと再構成されたエネルギーが等しい場合は図中の対角線上 (赤線) に分布するはずである。しかし図中のプロット (黒点) が全体的に対角線の下方に分布していることから、飛跡再構成された際のエネルギーは電子生成時のエネルギーよりも低い値を示すことが見て取れる。そしてこのエネルギーの差分には上述のエネルギー損失の影響が含まれている。

また、図 5.5 に 2 電子のエネルギー和に対する検出効率を示す。図中黒線が磁束密度 0.8kGauss、赤線が 0.6kGauss における検出効率であり、 $0.0\text{MeV} < E < 3.5\text{MeV}$ のエネルギー領域では磁束密度 0.6kGauss における検出効率が常に高い値を示している。

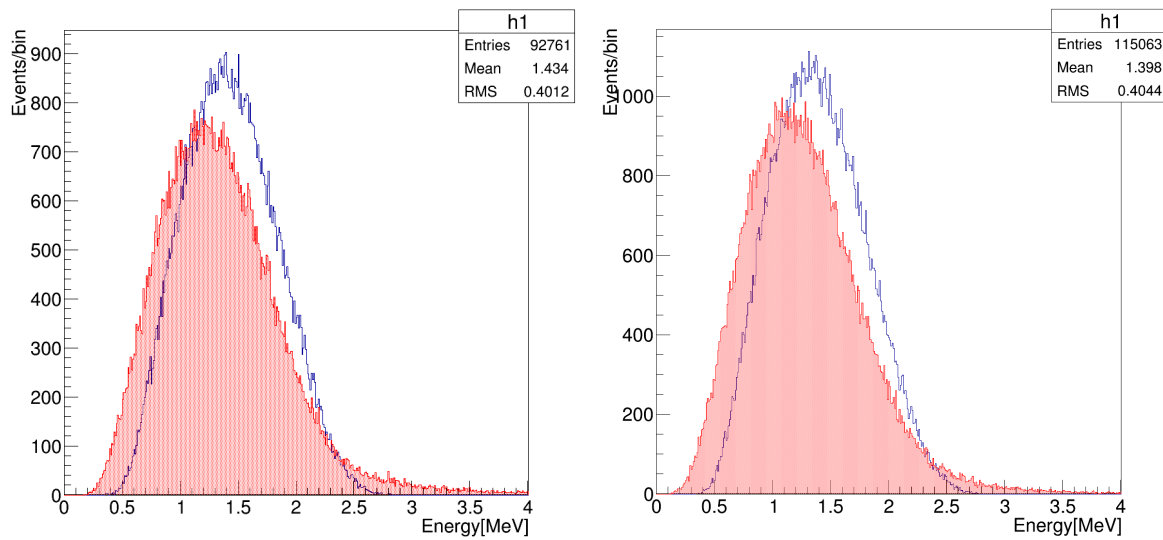


図 5.3 電子生成時のエネルギースペクトル (青線) と飛跡再構成時のエネルギースペクトル (赤線)。左図が磁束密度 0.8kGauss、右図が磁束密度 0.6kGauss におけるシミュレーション結果である。

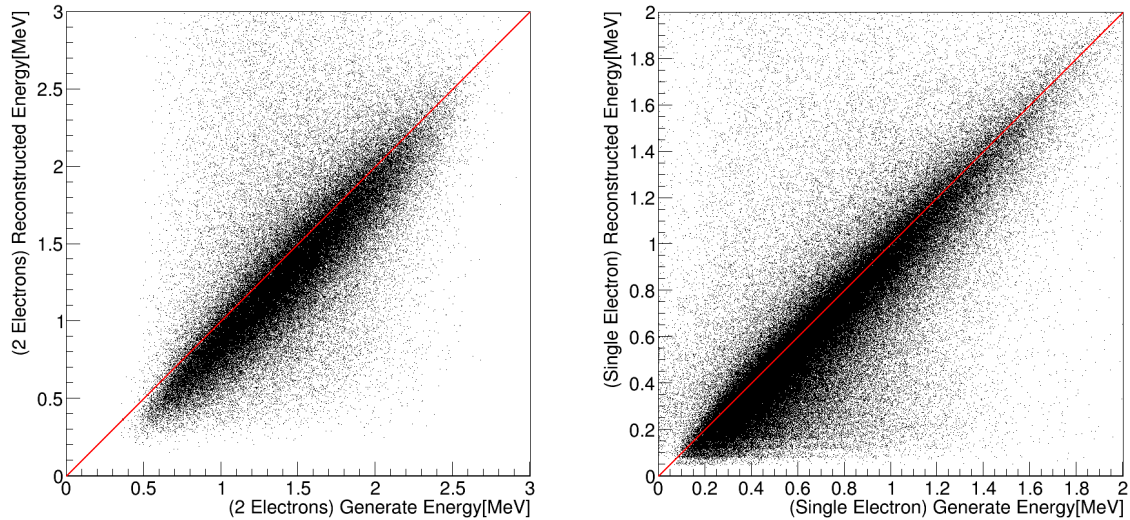


図 5.4 横軸に電子生成時のエネルギー、縦軸に再構成されたエネルギーをプロットした図。磁束密度 0.8kGauss、 $2\nu\beta\beta$ のシミュレーションに対するプロットを黒点で示す。左図が 2 電子のエネルギー和、右図が 1 電子のエネルギーに対する分布であり、生成時のエネルギーと再構成されたエネルギーが等しい場合は図中の対角線上 (赤線) に分布する。

DCBA-T2.5 検出器はアノードワイヤーが線源板から 4.0 mm 離れた位置に張られているため、チェンバーの構造上電子が線源板から放出した後には有感領域まで到達するまでに検出器の不感領域が存在する。チェンバーに比較的強い磁場がかかけられている場合、エネルギーが低い電子や線源板と平行 (右チェンバーは y 方向、左チェンバーは -y 方向) に電子が放出した場合、電子は不感領域内で磁場に巻き付く形で飛跡を描き、有感領域へ到達することなくエネルギーを全て損失する可能性がある。その為磁場が弱く、電子のエネルギーが高い場合にチェンバーの有感領

域で電子が飛跡を描く確率が高くなり、延いては検出効率も高くなる傾向にある。故に磁束密度 0.8kGauss と比べ磁束密度 0.6kGauss における測定の方が、飛跡検出という面では有利となる。尚、2 電子のエネルギー和が一定値を示す $0\nu\beta\beta$ (Q 値=3.034[MeV]) の検出効率は、磁束密度 0.8kGauss において 8.73%、磁束密度 0.6kGauss において 9.28% と見積られた。

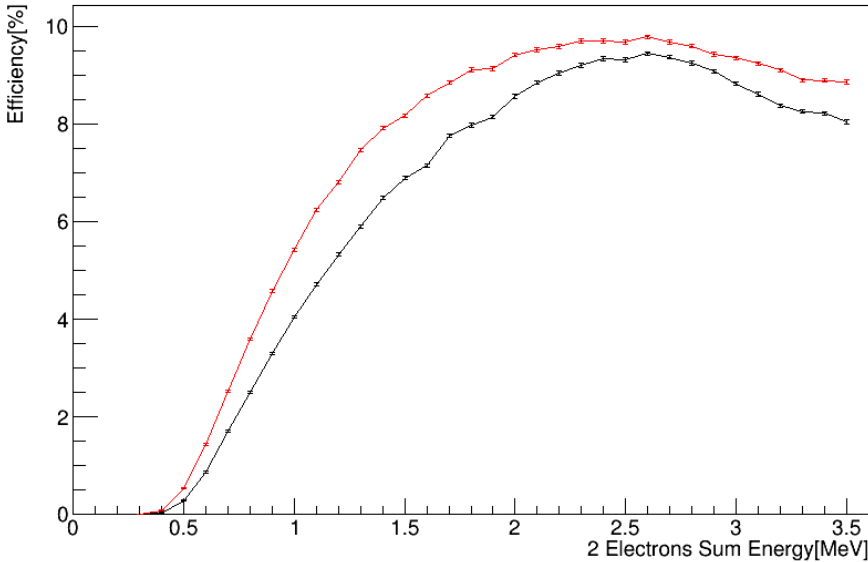


図 5.5 2 電子のエネルギー和に対する検出効率。横軸に電子生成時の 2 電子のエネルギー和 [MeV]、縦軸に検出効率 [%] を示し、黒線が磁束密度 0.8kGauss、赤線が 0.6kGauss におけるシミュレーション結果である。

5.1.2 検出効率の磁場依存性

図 5.6 に $2\nu\beta\beta$ 及び $0\nu\beta\beta$ のシミュレーションにおける磁束密度に対する検出効率を示す。図中黒線が $2\nu\beta\beta$ 、赤線が $0\nu\beta\beta$ のシミュレーション結果である。図 5.5 に示す様に、エネルギー和が 0.4MeV までの事象はほとんど検出することが出来ず、また $2\nu\beta\beta$ のエネルギー和スペクトルのピークである 1.1MeV 付近の検出効率は $0\nu\beta\beta$ (エネルギー和=3.034[MeV]) の検出効率と比べると低くなる。これらの影響が $2\nu\beta\beta$ の検出効率に現れるため、エネルギー和が Q 値以下で連続的な分布を示す $2\nu\beta\beta$ よりも、エネルギー和が常に Q 値となる $0\nu\beta\beta$ の検出効率は高い値を示す。検出器にかけられる磁束密度の値は前述の検出効率と、後述のエネルギー分解能を考慮して決定される。

5.2 エネルギー分解能の見積

ニュートリノレス二重 β 崩壊の探索は β 線のエネルギースペクトルの測定によって行われる。 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の混ざったスペクトルから Q 値における $0\nu\beta\beta$ のスペクトルピークを観測するためには、検出器に対し十分なエネルギー測定精度が要求される。DCBA 実験では $0\nu\beta\beta$ 探索へ向

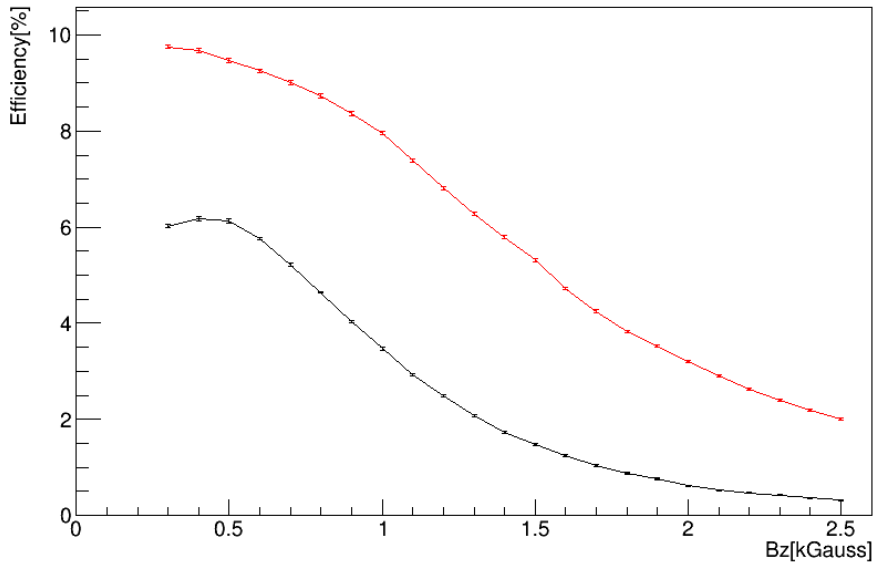


図 5.6 検出効率の磁場依存性。横軸に磁束密度 [kGauss]、縦軸に検出効率 [%] を示し、黒線が $2\nu\beta\beta$ 、赤線が $0\nu\beta\beta$ のシミュレーション結果である。

け、エネルギー分解能 $\sigma/E < 5\%$ を目標としている。今回新たな解析手法開発に伴い、飛跡再構成時のエネルギー分解能をシミュレーションによって見積った。

5.2.1 磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss におけるエネルギー分解能

電子の初期状態として $0\nu\beta\beta$ モードのイベントジェネレータで生成した事象を読み込みシミュレーションを行った結果を以下に述べる。シミュレーション過程は章 5.1 と同様である。図 5.7 に示すのはシミュレートされた $0\nu\beta\beta$ 事象における、飛跡再構成を行った際のエネルギースペクトルである。図中のスペクトルをガウス分布でフィッティングした結果、 ^{100}Mo の Q 値である 3.034MeV における検出器のエネルギー分解能は磁束密度 0.8kGauss において $\sigma/E = 6.94 \pm 0.05\%$ 、0.6kGauss においては $\sigma/E = 8.75 \pm 0.06\%$ と見積られた。尚、ガウス分布の平均値 (磁束密度 0.8kGauss において $\mu = 2.882$ 、0.6kGauss において $\mu = 2.856$) が低エネルギー側にシフトするのは前述の検出器内でのエネルギー損失に由来する。磁束密度 0.8kGauss に比べ磁束密度 0.6kGauss の方がチェンバー中で描く飛跡は大きくなるためエネルギーの損失量も大きくなる。

また、図 5.8 に 2 電子のエネルギー和に対するエネルギー分解能を示す。図中黒線が磁束密度 0.8kGauss、赤線が 0.6kGauss におけるエネルギー分解能である。低エネルギー側では両者にそれほど差は現れないが、エネルギーが高くなるに連れ磁束密度 0.8kGauss における値が有利となる。

線源板から放出した電子のエネルギーは、チェンバー中で飛跡を描く間に散乱、電離などの相互作用過程を経て徐々に減少する。その影響は検出される飛跡へと現れるため、飛跡再構成からエネルギーを算出する DCBA 検出器において精度良くエネルギー測定を行う為には、電子のチェ

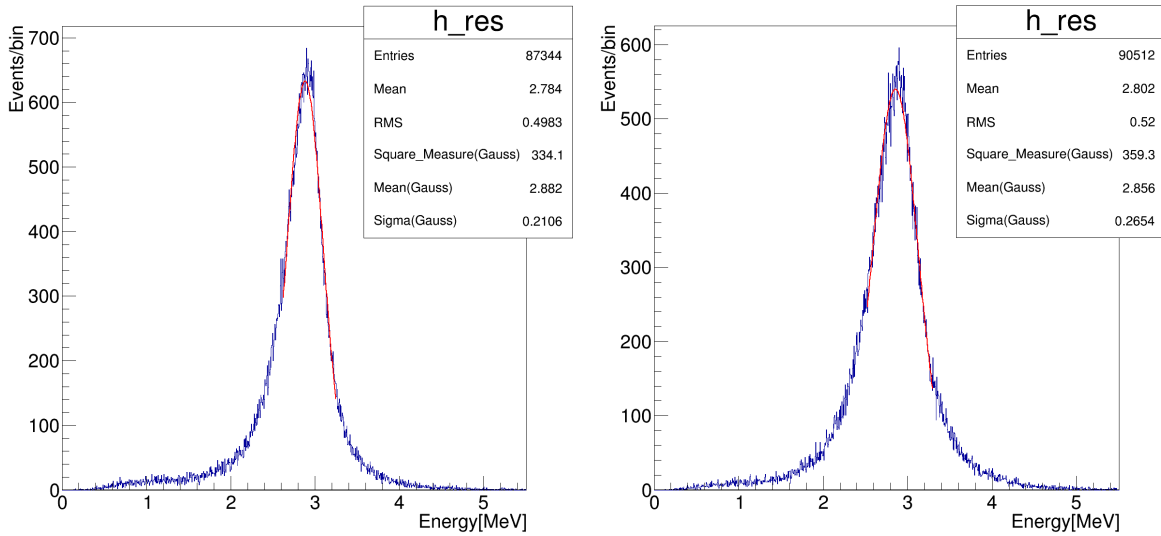


図 5.7 再構成時のエネルギースペクトル (青線) とガウス分布でフィッティングを行った結果 (赤線)。左図が磁束密度 0.8kGauss、右図が磁束密度 0.6kGauss におけるシミュレーション結果である。

ンバー中でのエネルギー損失を最小限にするとともに、電子の飛跡が歪む原因となるガス中での多重散乱を極力抑える必要がある。その為、電子がチェンバー中で長い間飛行することなく、その飛跡を検出することが望まれるが、チェンバーへかける磁場が比較的強い場合、電子の円軌道の曲率半径は小さくなるが故に 3 次元的な飛跡も短くなる。したがって検出効率は磁場が弱い場合に良い値を示す一方、エネルギー分解能においては磁場が強い場合により良い値を示す傾向にあり、そしてこれは電子のエネルギーが大きい場合に顕著に表れる。

5.2.2 エネルギー分解能の磁場依存性

図 5.9 に $0\nu\beta\beta$ のシミュレーションにおける磁束密度に対するエネルギー分解能を示す。磁束密度 1.3kGauss までの領域では先に述べたように、磁場が強い場合にエネルギー分解能はより良い値を示す傾向にある。しかし一方で磁束密度 1.3kGauss を超える磁場がかけられた場合には、検出される電子の飛跡が短すぎるが故にエネルギー分解能が悪化してしまう。飛跡再構成における精度は飛跡をフィッティングするための Hit 点数に依存し、そして Hit 点数は検出された元々の飛跡の大きさに依存する。したがってチェンバー中でのエネルギー損失、多重散乱を抑えるが為に磁場を強くかけて電子の飛跡を短くする必要がある一方、解析において飛跡を再構成するに足る十分大きな飛跡を検出する必要がある。故に、図 5.9 の磁場変化に対するエネルギー分解能曲線から、DCBA-T2.5 検出器のチェンバー構造では磁束密度 1.3kGauss における $\sigma/E = 5.51 \pm 0.09\%$ が $0\nu\beta\beta$ 探索におけるエネルギー分解能の最良値であると見積られた。

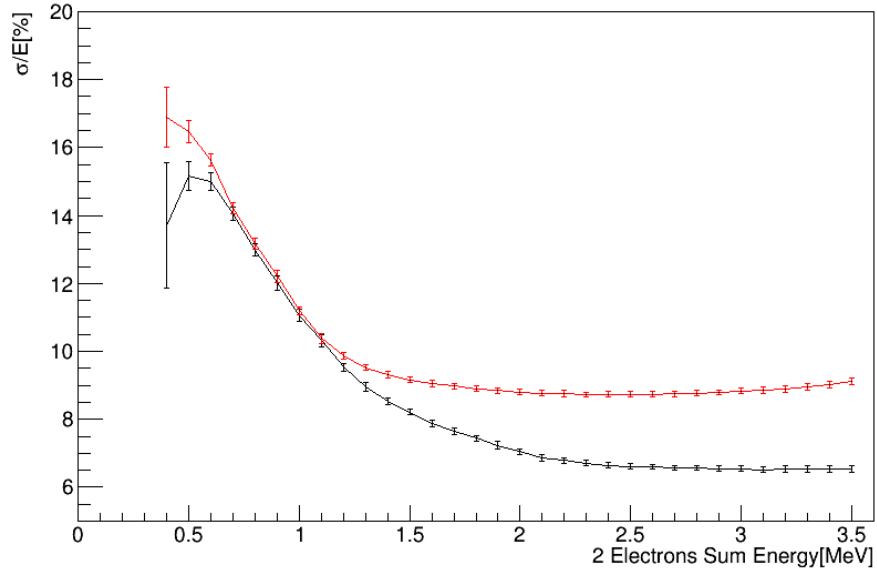


図 5.8 2 電子のエネルギー和に対するエネルギー分解能。横軸に電子生成時の 2 電子のエネルギー和 [MeV]、縦軸にエネルギー分解能 σ/E [%] を示し、黒線が磁束密度 0.8kGauss、赤線が 0.6kGauss におけるシミュレーション結果である。



図 5.9 $0\nu\beta\beta$ のシミュレーションにおけるエネルギー分解能の磁場依存性。横軸に磁束密度 [kGauss]、縦軸にエネルギー分解能 σ/E [%] を示し、黒線が磁束密度 0.8kGauss、赤線が 0.6kGauss におけるシミュレーション結果である。

5.3 飛跡再構成精度の更なる向上へ向けて

5.3.1 解析プログラムによる再構成ミス

章 5.1 において解析プログラムによる再構成ミスの影響がエネルギースペクトルに現れると述べたが、飛跡の再構成ミスは複数の飛跡が混在する複雑な飛跡データ解析において生じる。

図 5.10 に示すのは、線源板から放出した 1 つの電子が左右のチェンバーに複雑に飛跡を描いた事象における 2 次元飛跡データである。左図に示すように崩壊点 (青十字点) から放出した電子は線源板での反射や透過を繰り返し、最終的にチェンバー中央付近でエネルギーを全て損失し消失する。この事象は本来二重 β 崩壊事象に伴い生成された 2 電子の飛跡を厳密な意味で再構成することは不可能であるため、崩壊点の差分 $\Delta Y > 8.0 \text{ mm}$, $\Delta Z > 11.0 \text{ mm}$ の条件で除外されるべき事象である。

そしてこの事象についてプログラムによって解析を行った結果を図 5.10 左図に示す。アノード信号からの円飛跡抽出過程では、複数の飛跡が集中した箇所において Hit 点が混在し、電子の飛跡とは無関係の円飛跡がいくつも抽出されている。また抽出された飛跡の内から、崩壊点位置の近い一対の飛跡対が二重 β 崩壊事象に起因する 2 電子の飛跡として選択されてしまう。さらにピックアップ信号からの正弦波飛跡抽出過程では、Hit 点が混在するが故に対応付けが十分ではなく、右チェンバーにおける正弦波飛跡に大きなずれが生じている。飛跡のずれによって左右の正弦波飛跡の崩壊点が近接し $\Delta Y < 8.0 \text{ mm}$, $\Delta Z < 11.0 \text{ mm}$ の条件を満たすことで、崩壊点の差分条件では除去することができない。結果、1 電子由来の事象 (電子のエネルギー = 0.850 [MeV]) に対して、2 電子のエネルギー和 = 3.341 [MeV] の二重 β 崩壊事象として検出されてしまう。このような事象は高磁場下でのシミュレーションにおいて多く現れ、解析時の再構成ミスによって 2 電子のエネルギー和が大きくなった事象が、エネルギー分解能の悪化や図 5.3 に示すエネルギースペクトルの 3 MeV 付近にテールを作る原因の一端となっている。その為、解析時の再構成精度を上げるためには、円飛跡の抽出条件や飛跡対の選定条件の見直し (章 4.6 参照)、1 電子由来の事象を特定する新たな条件を設定する等の改善が必要となる。現在の解析においては選定された円飛跡対に対応する正弦波飛跡のみを抽出しているが、選定前の円飛跡に対応する正弦波飛跡を抽出し、その正弦波飛跡に対して条件を与えることで、円飛跡の抽出条件の改善が見込まれる。

5.3.2 崩壊点分布

図 5.11 に磁束密度 0.8 kGauss における $2\nu\beta\beta$ のシミュレーション結果において、飛跡再構成され二重 β 崩壊と判断された事象における検出効率の崩壊点分布を示す。左図が電子生成時の崩壊点の y 座標分布、右図が z 座標分布である。なお線源板の形状は本来 $280 \text{ mm} \times 260 \text{ mm} \times 50 \mu\text{m}$ (45 mg/cm^2) であるが、図に示すのはチェンバーの有感領域分の範囲であり、読出しワイヤー 40 本、ワイヤー間隔 6.0 mm で y, z 共に 240.0 mm の領域を示している。シミュレーションにおける二重 β 崩壊事象の崩壊点は事象毎にランダムに決定されるが、崩壊点決定の基となる乱数は一様乱数であるため、電子生成時の崩壊点は y, z 共に一様な分布と

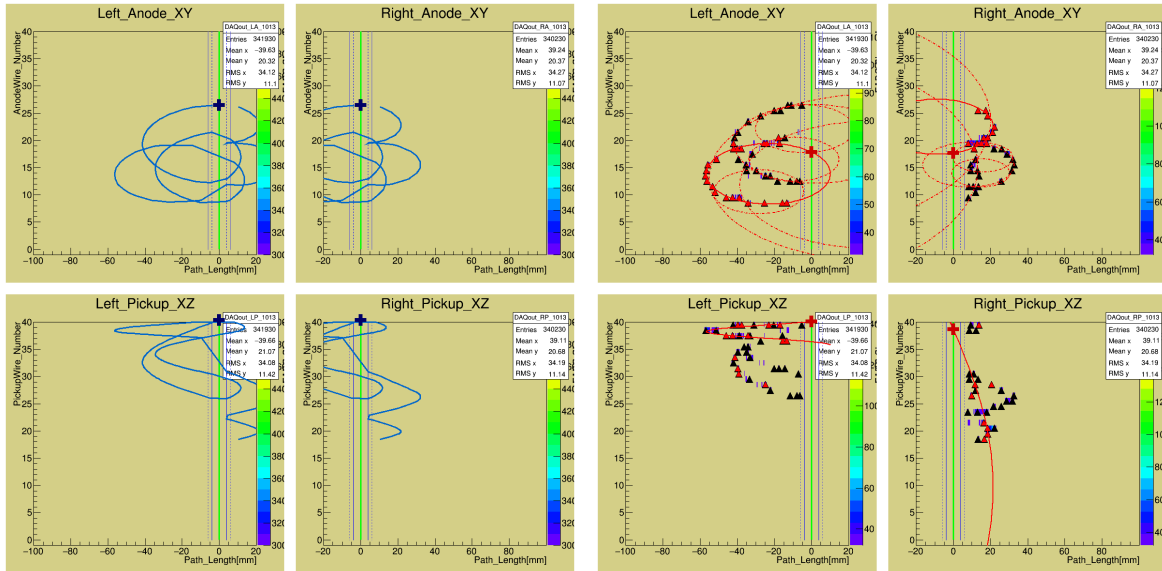


図 5.10 線源板から放出した 1 つの電子が左右のチェンバーに複雑に飛跡を描いた事象における 2 次元飛跡データ。左図はシミュレートした飛跡で、崩壊点 (青十字点) から放出した 1 つの電子が描いた飛跡を青線で示している。右図は左の事象についてプログラムによって解析を行った結果である。アノード信号の赤点線及び赤実線はスキャンによって抽出された円飛跡で、アノード信号とピックアップ信号の赤実線が二重 β 崩壊に起因する飛跡として選択されたものである。なお、選択された飛跡から割り出された崩壊点を赤十字点で示している。この事象は本来 1 電子由来の事象として除去されるべきだが、解析の結果、2 電子のエネルギー和 = 3.341[MeV] の二重 β 崩壊事象として検出されてしまう。

なる。したがって本来は飛跡再構成された事象における検出効率の崩壊点分布においても一様分布を示すことが期待されるが、その分布は線源板中央付近が大きく、一方で $y, z \approx 0.0 \text{ mm}$ や $y, z \approx 240.0 \text{ mm}$ の線源板の端へ向かうほど検出効率は小さくなる。これは線源板端で発生した二重 β 崩壊事象に関しては検出が困難であることを示している。図 5.12 に示すのは、崩壊点の y 座標が 18.02 [mm] (≈ 3.01 [wire]) である二重 β 崩壊事象の 2 次元飛跡データである。左図に示したシミュレートした電子の飛跡から 2 電子の内、右チェンバーへ放出した電子は有感領域で飛跡を描いた後、反対側のチェンバーへも飛跡を描く一方で、左チェンバーへ放出した電子は有感領域外へ向かい飛跡が途切れている様子が見て取れる。このような短い飛跡はアノード信号における飛跡抽出の際に円飛跡と判断することができないため、飛跡を再構成することができない。したがって図 5.12 右図の解析結果のように、1 電子由来の事象として崩壊点の差分 $\Delta Y > 8.0 \text{ mm}$, $\Delta Z > 11.0 \text{ mm}$ の条件で除外されてしまう。

また、図 5.13 には、電子生成時の 2 電子のエネルギー和と再構成した際の 2 電子のエネルギー和の差分を ΔE 、電子生成時のエネルギー和を E として、 $\Delta E/E$ の崩壊点分布を示す。尚、先に述べた線源板やガス中でのエネルギー損失の影響が含まれているため、エネルギーの差分には一定のバイアスがかかっている。

$\Delta E/E$ の値が小さい程、解析によって精度良く飛跡再構成が行われたことになる。故に崩壊点の y, z 座標共に、線源板端における飛跡の再構成が精度良く行われていないことが図 5.13 から示

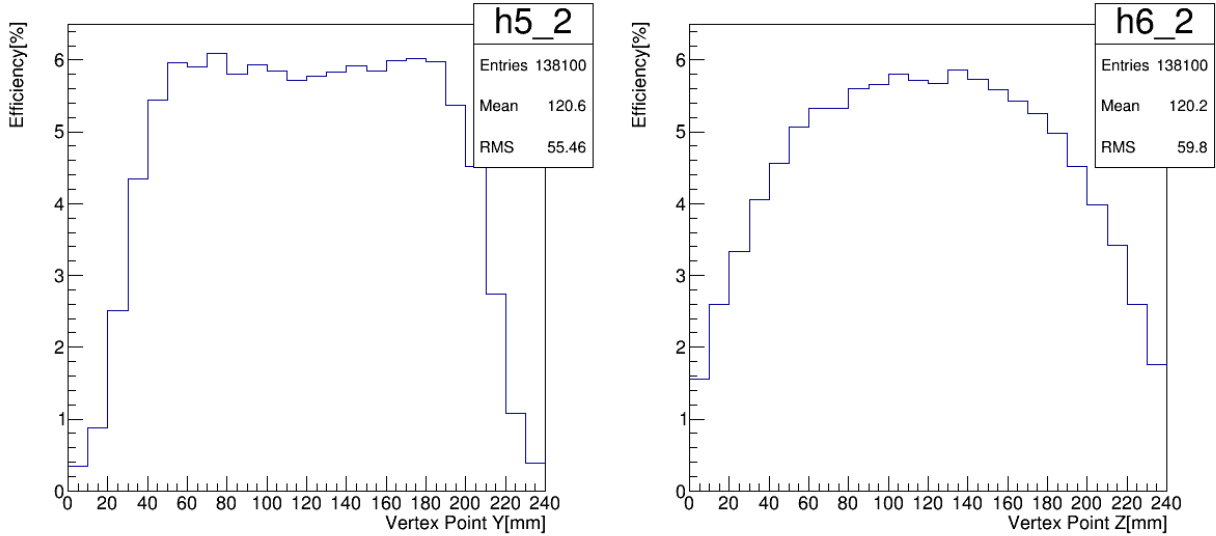


図 5.11 飛跡再構成された事象における検出効率の崩壊点分布。左図が電子生成時の崩壊点の y 座標分布、右図が z 座標分布であり、共にチェンバーの有感領域である $0.0\text{ mm} < y, z < 240.0\text{ mm}$ の領域を示している。

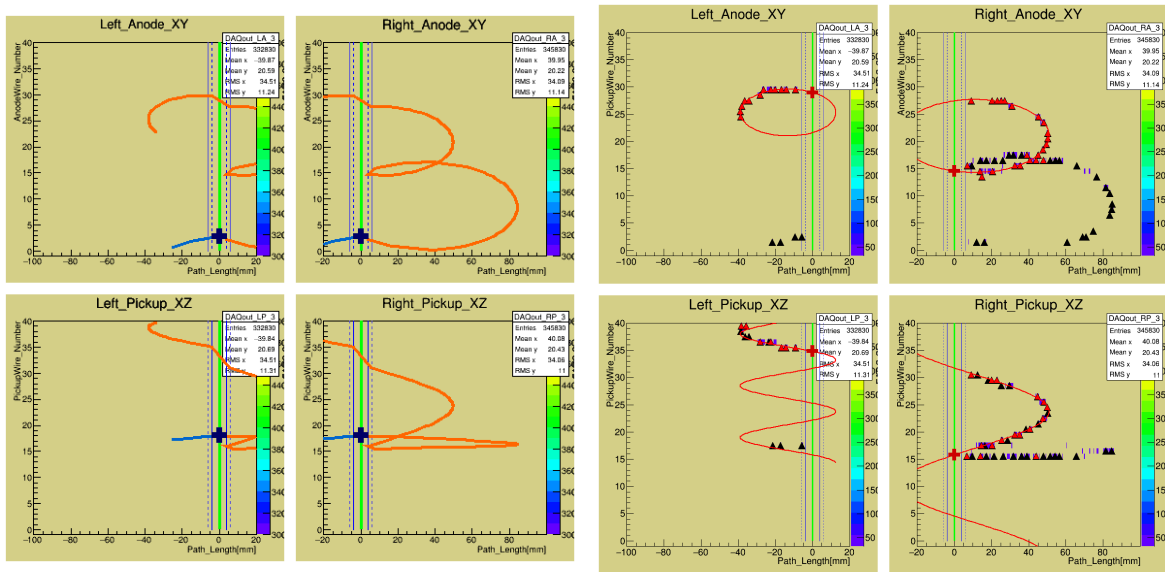


図 5.12 崩壊点の y 座標が $18.02\text{ [mm]} (\approx 3.0\text{ [wire]})$ である二重 β 崩壊事象の 2 次元飛跡データ。左図はシミュレートした 2 電子の飛跡をそれぞれ青線と橙線で示し、生成時の崩壊点を青十字点で示している。右図は左の事象における解析結果で、再構成された飛跡を赤線、算出された崩壊点を赤十字点で示している。

される。特に崩壊点の y 座標に関しては線源板端の影響は顕著に現れ、そしてこれは z 方向にかけられた磁場に依る所が大きい。 z 方向の磁場中における電子は x - y 平面上で反時計回りに飛行するが DCBA 検出器の場合、二重 β 崩壊によって放出された 2 電子の内、線源板から右チェンバーへ放出した電子は崩壊点の上方に円飛跡を描き、また一方で線源板から左チェンバーへ放出した電子は崩壊点の下方に円飛跡を描く。したがって 2 電子は崩壊点を中心として逆 S 字の飛跡対を生成するが、この際、崩壊点が線源板の端点であった場合、放出された 2 電子のいずれかは有感領域外へと軌道を曲げられてしまう。その為図 5.12 に示した事象も然り、飛跡再構成が十分に行われることのない事象が発生する。

図 5.14 に示すのは、右チェンバーへ放出された電子 (図中橙線) が一度有感領域内で飛跡を描いた後、その外へと向かいチェンバーのアルミフレームで散乱し軌道を変化させ、再び有感領域へ戻ってきた事象である。シミュレートした飛跡が左図、そしてそれを解析した結果が右図となるが、右チェンバーのアノード信号において、フレームでの散乱を起こす以前の飛跡を抽出する際に散乱後の飛跡の影響が及んでしまい、抽出された円飛跡の半径が大きくなることで再構成した際のエネルギーは生成時のエネルギーから離れてしまう。一般に崩壊点が線源板端である場合、飛跡が短い故に飛跡上に検出される Hit 点が少なくなる傾向にあるため、これらの事象に関する飛跡再構成は線源板中央から放出した場合の飛跡再構成と比較すると、その再構成精度は悪化してしまう。

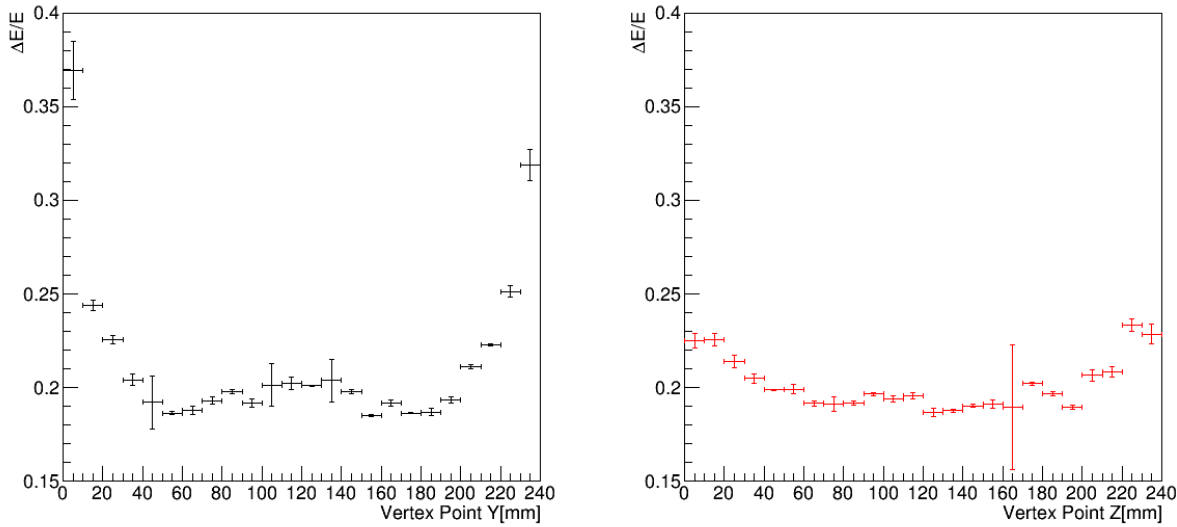


図 5.13 $\Delta E/E$ の崩壊点分布をプロットした図。尚、線源板やガス中でのエネルギー損失の影響が含まれているため、エネルギーの差分には一定のバイアスがかかっている。

また、図 5.15 左図には電子生成時の崩壊点位置に対して $\Delta E/E$ を 3 次元的にプロットした図を、図 5.15 右図には検出効率の 3 次元崩壊点分布を示す。前述のように両者共に崩壊点 $y \approx 0.0 \text{ mm}$ 及び $y \approx 240.0 \text{ mm}$ における影響が大きい上、線源板の角における影響がかなり大きいことが 3 次元プロットから見て取れる。これらの結果から考察すると崩壊点が線源板端である事象はエネルギー分解能に対しても、そして検出効率に対しても悪影響を及ぼしている可能性が

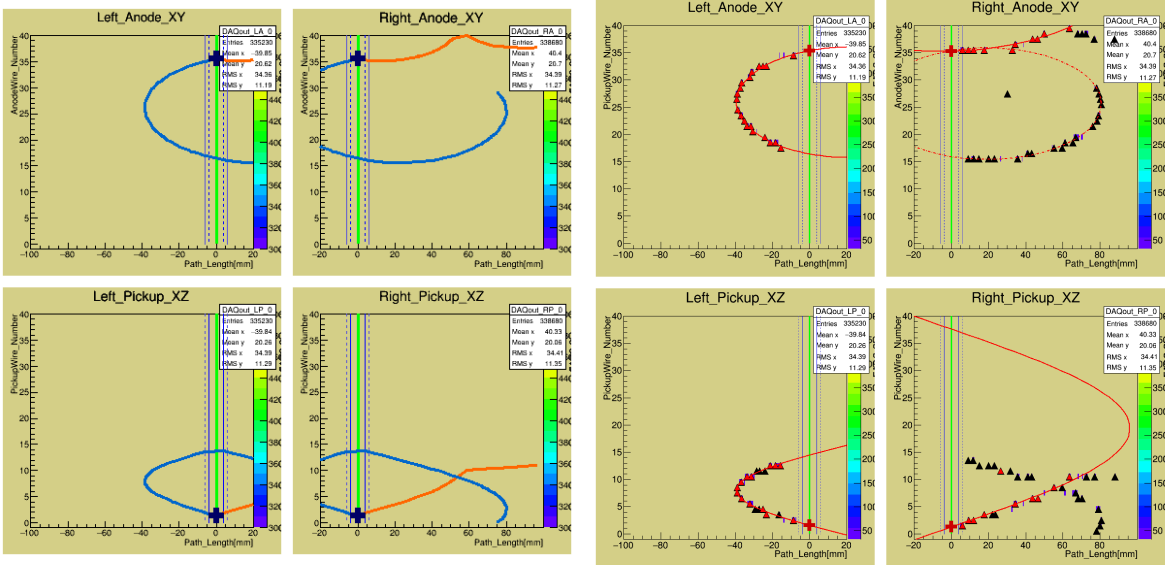


図 5.14 チェンバーフレームでの散乱が起きた事象における 2 次元飛跡データ。左図はシミュレートした 2 電子の飛跡をそれぞれ青線と橙線で示し、生成時の崩壊点を青十字点で示している。右図は左の事象における解析結果で、再構成された飛跡を赤線、算出された崩壊点を赤十字点で示している。

高い。故に今後より精度良く飛跡再構成を行う為には、解析時にドリフトチェンバーの有感領域を鑑みて崩壊点分布に制限を設けるか、若しくは検出器の設計段階で線源板の寸法を有感領域以下に縮小し、y 方向に短い長方形から角を切りとった形状に加工した上で検出器内部に設置することが望ましいと思われる。

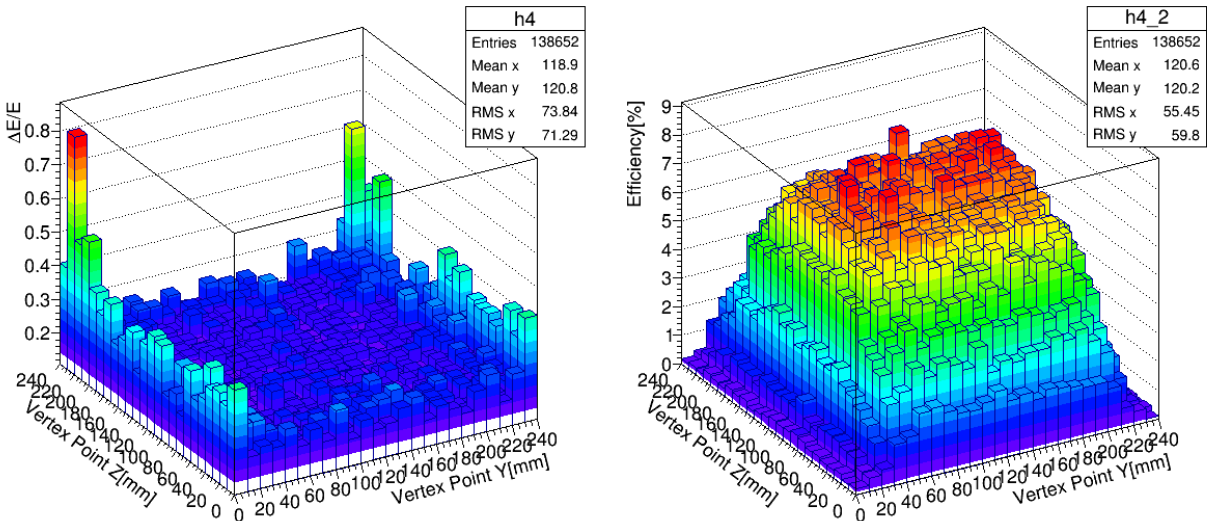


図 5.15 電子生成時の崩壊点位置に対して、左図は $\Delta E/E$ を、右図は検出効率をそれぞれ示す。

第 6 章

解析プログラムを使用した実データ 解析

第 6 章では、これまでに開発した飛跡再構成プログラムを用いて実際の検出器から取得されたデータを解析した結果と、今後解析プログラムを用いた実データ解析を行う上で解決すべき課題について詳述する。

6.1 DCBA-T2.5 検出器で取得した 2 次元飛跡データ

前述のように事象毎に得られるデータは、線源板を挟んだ左右のチェンバーそれぞれに配置されたアノードワイヤー、ピックアップワイヤーから得られる信号の計 4 つの 2 次元飛跡データから構成される。図 6.1 に示すのは、DCBA-T2.5 検出器で実際に取得された 2 次元飛跡データ (File No.111124-36, Event No.21) である。横軸が Flash ADC の channel 数、縦軸がワイヤー番号、色付はワイヤー信号の波高を示している。シミュレートした飛跡データと異なりデータ中には信号ノイズ、バックグラウンドが含まれている。以降、これらの飛跡データから 2 つの電子の飛跡を再構成することを目的とする。

6.2 飛跡データの座標変換

図 6.1 に示したデータは検出器から出力される生の測定データである。これらのデータを開発したプログラムで解析可能な形式へ加工する。

まず、DCBA 検出器から得られた測定量である Flash ADC の channel 数（電離電子のドリフト時間）を飛跡データの座標 x [mm] へと変換する。座標変換を行うためには、 x 座標を算出するための基準となるドリフト時間 $t=0$ の位置、すなわち線源板の位置に対応する時間座標を決定する必要がある。方法としては現在の目視による解析と同じように、ワイヤー付近に生じるノイズを指標にワイヤー位置、延いては線源板位置を決定する。

図 6.2 左図に ROOT の Peak Search Method によってそれぞれのワイヤー信号からピーク位

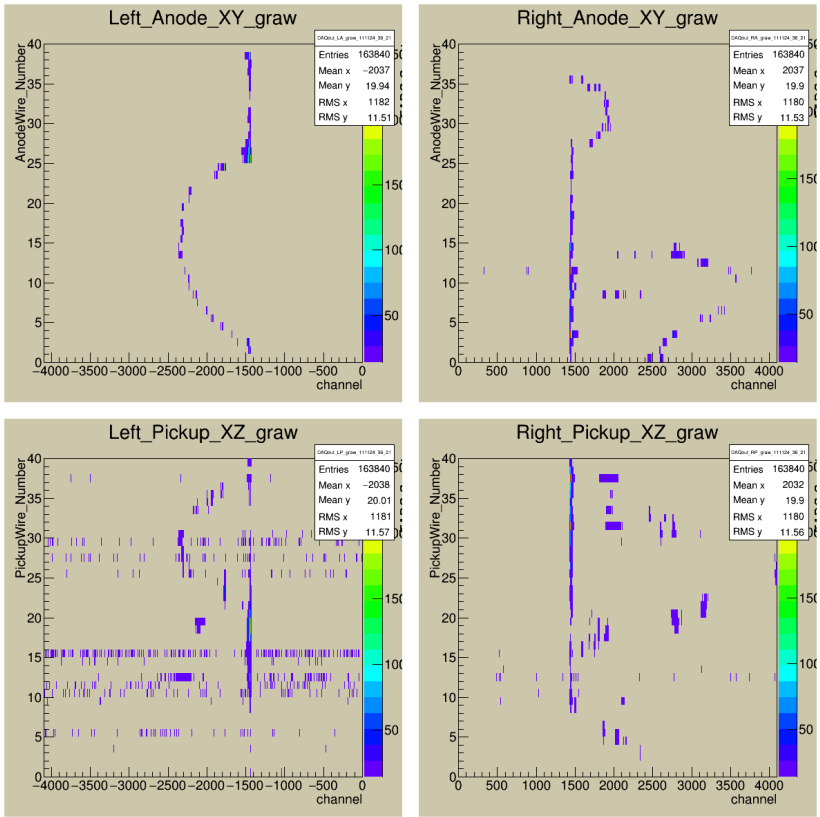


図 6.1 DCBA-T2.5 検出器で実際に取得された 2 次元飛跡データ。ADC Count = 14[channel] に閾値を設けている。

置の検出を行った際のピーク位置分布を示す。これら検出されたピーク位置情報をもとに以下のプロセスを経て Flash ADC の 4096 channel 中からワイヤー位置に対応する channel 数の見積を行う。

1. アノードワイヤー 40 本から得られた 2 次元飛跡データにおいて、 $0 \text{ channel} < t < 50 \text{ channel}$ の領域のピーク点数を計算する。
2. 領域内のピーク点が存在するワイヤー本数を計算し 5 本に満たない場合、領域を $25 \text{ channel} < t < 75 \text{ channel}$ に変更し、再度ピーク点数を計算する。
3. ワイヤー 5 本以上にピークの存在が確認されるまで、繰り返し 25 channel 刻みでピーク点数の計算を行う。
4. ワイヤー 5 本以上の条件を満たした時点で計算を終了する。その領域に含まれるピーク点について channel 数の平均値を算出し、その値をアノードワイヤー位置と定義する。

ここで得られたアノードワイヤー位置に対応する channel 数を基準として、電子の平均ドリフト時間 $0.43 \text{ [cm}/\mu\text{s}] = 0.043 \text{ [mm}/10 \text{ ns}]$ 及び Flash ADC のサンプリングレート 100 MHz から算出される時間幅 $= 10 \text{ [ns]}$ から、1 channel 当り $0.043 \text{ [mm}/\text{channel}]$ として座標 $x \text{ [mm]}$ に変換される。図 6.2 右図は、左図の飛跡データからワイヤー位置を見積り、FADC の channel 数から座

標 x [mm] へ変換した結果を示している。右図上 2 枚のアノードワイヤーから得られた飛跡データ中に示した青点線の位置をアノードワイヤー位置として、それを基準に座標変換を行った後、アノードワイヤーから距離 4.0 mm の地点に線源板（黄緑線）を設けている。またピックアップワイヤーからの信号読み出しはアノードワイヤーへ接続された FADC モジュールの Trigger 信号と同期させているため、データ取得の時刻はアノード信号と同一であり、座標変換及び線源板位置の決定においてもアノード信号と同一の基準で行われる。そして線源板位置から距離 6.0 [mm] の地点をピックアップワイヤー位置と定義している。

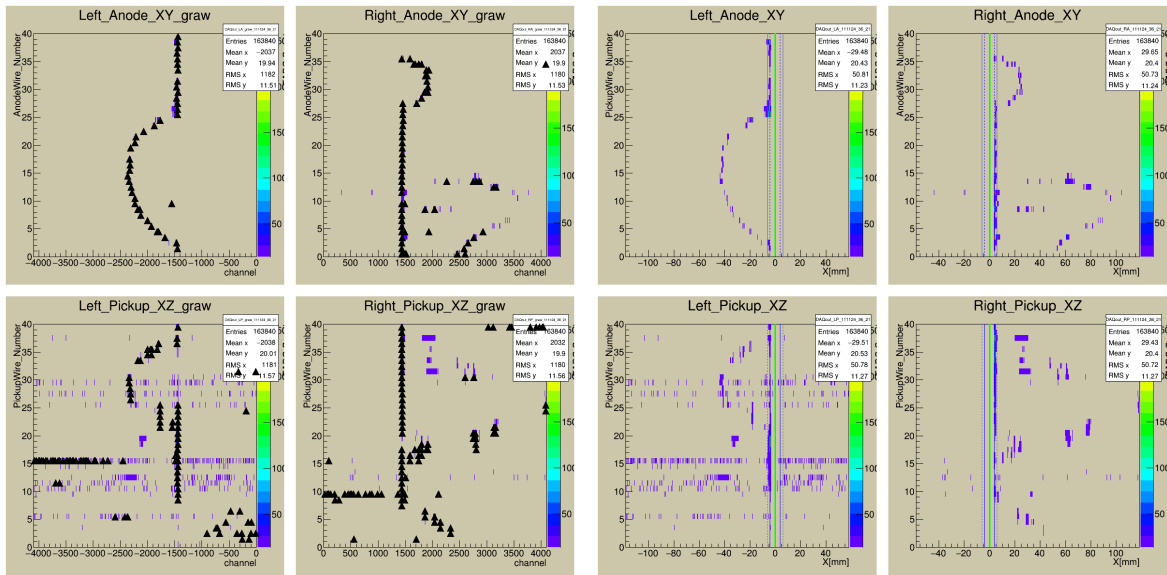


図 6.2 左図は ROOT の Peak Search Method によってそれぞれのワイヤー信号からピーク位置 (≡Hit 点) の検出を行った際のピーク位置分布。右図は左の飛跡データからワイヤー位置を見積り、FADC の channel 数から座標 x [mm] へ変換した 2 次元飛跡データ。

6.3 解析に用いる Hit 点の選定

2 次元飛跡データから解析プログラムを用いて飛跡再構成を行う際は Hit 点情報を基に飛跡抽出が行われるが、図 6.2 左図を見てわかるように、実データ解析においては信号ノイズやバックグラウンドの影響が懸念される。したがって飛跡再構成におけるこれらの影響を可能な限り減らすため、ノイズによって生じたと思われる不適な Hit 点を、解析を行う前に除外する。

図 6.3 に示すのは、図 6.2 左図において得られたピーク位置 (≡Hit 点) からノイズ由来と思しき Hit 点を除外した結果の Hit 点分布である。ここで主に除外された Hit 点は、ワイヤー付近の Hit 点及び有感領域外に位置する Hit 点である。先の過程ではワイヤー付近に生じるノイズを基準にワイヤー位置、線源板位置を決定したが、飛跡抽出過程においてはワイヤー付近の直線的なノイズは悪影響を及ぼす可能性が高いため、これらワイヤー付近に位置するノイズ由来の Hit 点は解析前に除去される。具体的にはアノード信号、ピックアップ信号それぞれ線源板位置から距離 6.0 mm 以内の Hit 点、距離 8.0 mm 以内の Hit 点が除外される。アノードワイヤー、ピックアッ

プワイヤーはそれぞれ線源板から距離 4.0 mm, 距離 6.0 mm の位置に張られているが、除外する領域に関してワイヤー位置から各 2.0 mm 程度の広がりを持たせることで、ノイズが大きい場合や広がりを持つ場合にも対応できるように設定している。また、ドリフトチェンバー中の電場が一樣な領域を検出器の有感領域としているが、この領域の外に位置する Hit 点は β 線によって生じた電離電子由来では無いものと考えられるため、これら有感領域範囲外の Hit 点も除外される。

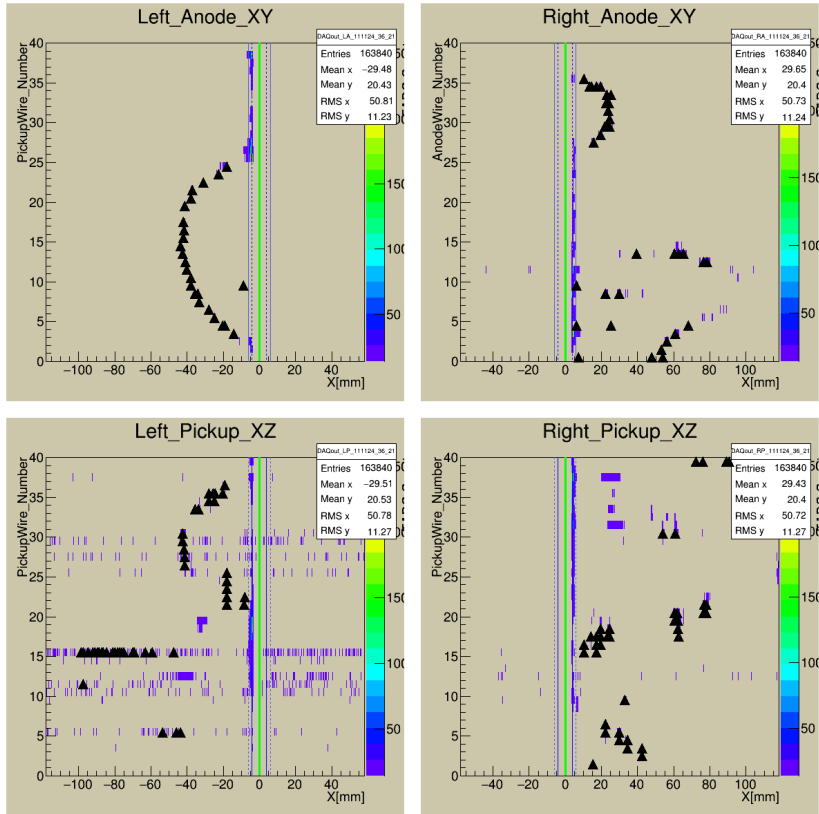


図 6.3 図 6.2 の事象データにおいて信号ノイズ、バックグラウンド由来と思しき Hit 点を除外した Hit 点分布。

6.4 飛跡再構成

これまでの過程で実際の飛跡データを解析に適した形式へ加工することで得られた図 6.3 のデータを用いて、解析プログラムによる飛跡再構成は行われる。飛跡再構成の過程は第 4 章にて述べたものと全く同様の手法である。図 6.4 左図に図 6.3 に示した事象データの飛跡再構成結果を示す。アノード信号、ピックアップ信号共に信号ノイズ、バックグラウンド由来の Hit 点が複数現れる中でも、プログラムによって最適と判断された円飛跡、正弦波飛跡が抽出されている。

以上の過程をもって、実際に検出器から取得した測定データに対して開発した解析プログラムを適用することで飛跡再構成が成された。図 6.4 右図に入力した実際の 2 次元飛跡データと解析プログラムによって飛跡再構成が成された結果を示す。

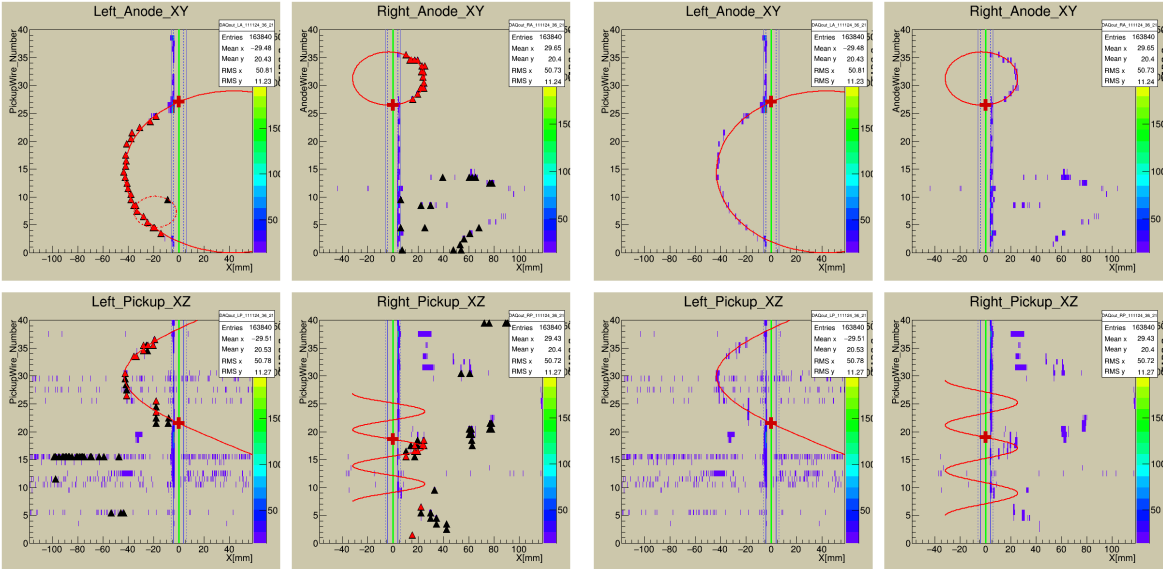


図 6.4 図 6.3 に示した事象データの飛跡再構成結果。左図において黒三角点は Hit 点、赤三角点是对应付けに用いられた Hit 点、そしてアノード信号から抽出された円飛跡は赤線及び赤点線、飛跡の選定によって選ばれた飛跡対は赤線で示され、崩壊点はそれぞれのデータ中に示す赤十字点である。右図は実際の 2 次元飛跡データ (座標変換済) と解析プログラムによって再構成が成された飛跡のみを表している。

今回開発したプログラムを用いた新しい解析手法が確立することで、現在の目視による解析と比べ人的労力と解析にかかる時間を大幅に削減することができる。目視による解析にかかる時間は、解析者の技量にも依るが 1 事象当たり 5 ～ 10 分であるのに対し、本解析プログラムを用いることでデータ解析にかかる時間は、検出された Hit 点数に大きく依存するものの 1 事象当たり 10 秒以内 (多数のアノードワイヤーにノイズが生じる稀な事象は除く) であり、短いものでは 1 秒にも満たない。なお先に示した事象データの解析に要した時間は 3.79 秒である。この結果から本プログラムによってデータ解析を自動的に、且つ効率的に行うことが可能であることが実証された。また解析の自動化によって、データ解析に携わる者の負担を軽減するとともに、アルゴリズムに従った結果を常に等しく出力することから解析者に依存した系統誤差、ヒューマンバイアスを回避することが可能となる。後述する複雑な飛跡データの解析に改良の余地があるものの、データ解析自動化の実現可能性が示された。

6.5 複雑な飛跡データの解析

第 4 章にて述べたように、解析プログラムを作成する過程でノイズに強い飛跡再構成手法の開発とともに、複数の飛跡が混在する飛跡データの解析を目標としていた。以下、複数の飛跡が存在する実際の測定データを用いた解析結果を示す。

図 6.5 に示すのは、左図が DCBA-T2.5 検出器で取得された 2 次元飛跡データ (File No.111124-37, Event No.6)、右図が左の事象データに対する飛跡再構成結果である。なお今回の事象デー

タにおいては図 6.6 に示すような特徴的なノイズが発生しているワイヤーが存在する。図の波形データは左チェンバーにおける 33 本目のピックアップワイヤー信号だが、図中における左チェンバーの 23 本目のアノードワイヤー及び 35 本目、37 本目のピックアップワイヤー信号も同様の形状を示している。多数の事象データにおいて確認されているこれらのワイヤーからは正常な Hit 点情報は得られないと判断し、Hit 点検出は行わない。具体的には、ADC Count = 60 count を超える channel 数が 100 を超える場合、そのワイヤーはノイズワイヤーとして除外する。

使用したデータが実際の測定データであるためシミュレーションの様に電子の飛跡情報と照らし合わせることはできないが、アノード信号の飛跡データから抽出された円飛跡 (右図赤線及び赤点線) は右チェンバーの大円を除けば、左図の飛跡データ中に視認できるように思われる。これらの円飛跡群から選定された飛跡対に対応する正弦波飛跡においても、その飛跡と関係すると思しき飛跡を左図から確認することは可能である。しかしながらこれらの飛跡が真に正しいかは疑問の余地があり、信号ノイズやバックグラウンド由来である可能性も否定することはできない。後述の宇宙線由来の事象の影響でこれまで取得したデータの内、解析プログラムによって飛跡再構成を行うことができる事象データは現在 300 程度だが、今後より多くのデータ解析を行い、解析プログラムを使用した実データ解析へ向けて新たな飛跡再構成手法の傾向を詳細に調べる必要がある。

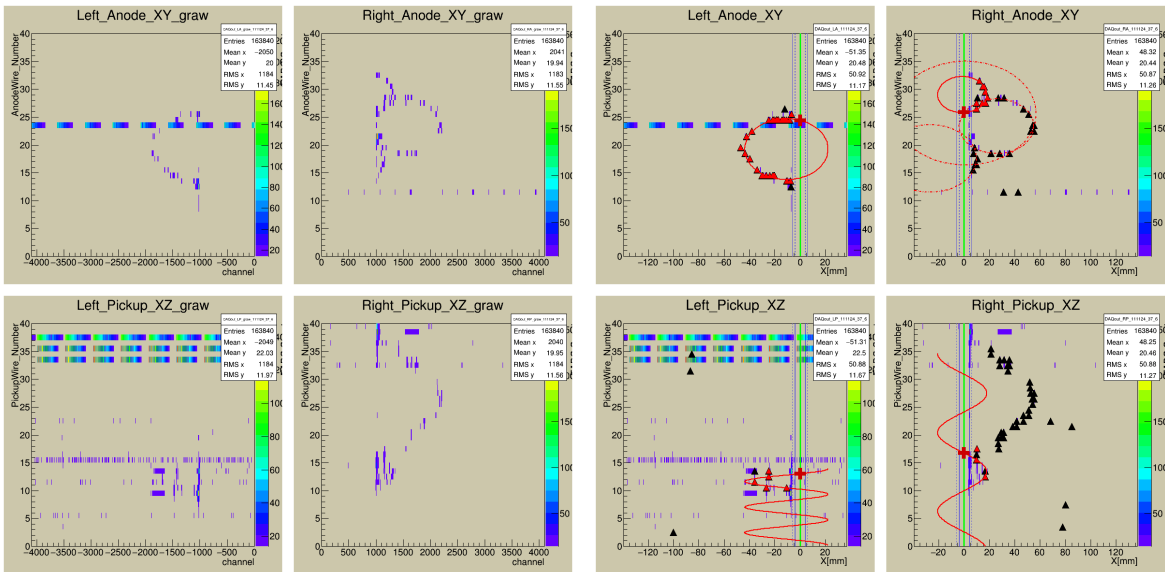


図 6.5 左図は実際に取得された事象データの内、複数の飛跡が視認できる事象の 2 次元飛跡データで、右図は左のデータを解析した結果。右図の抽出された飛跡と左図の飛跡データを比較すると一見対応が取れているようにも見て取れる。

6.6 実データ解析における課題

6.6.1 宇宙線由来の事象

DCBA 検出器におけるデータ取得の Trigger 機構は、二重 β 崩壊事象によって放出する 2 つの電子の飛跡を左右チェンバーにて効率的に再構成するためのものであるが、実際 Trigger がわか

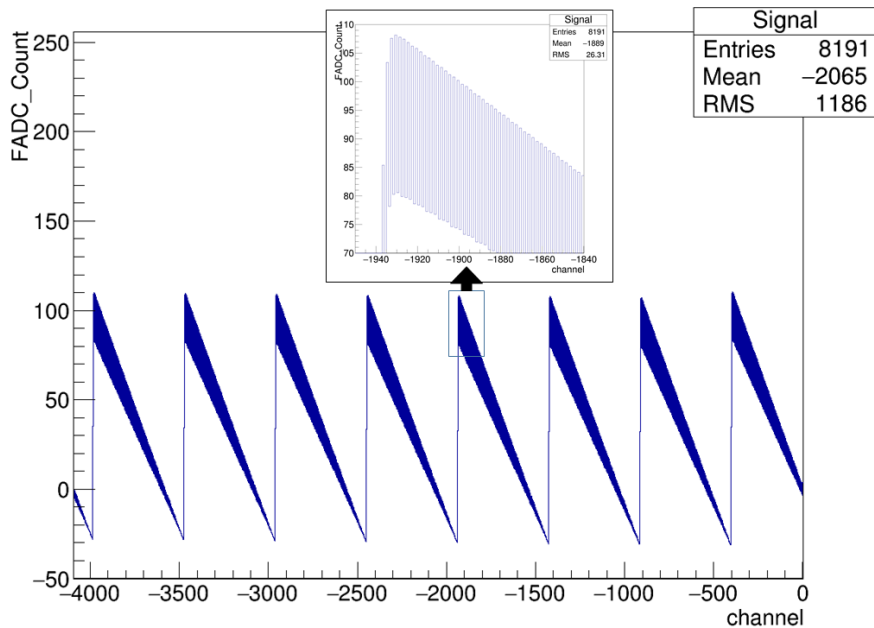


図 6.6 特徴的なノイズが発生しているワイヤー。このような波形が現在多数の事象データにおいて確認されている。図中の波形データは図 6.5 の事象における左チェンバーの 33 本目のピックアップワイヤーの信号波形である。

りデータ読み出しが行われる事象の 95% 以上が宇宙線由来の事象である。

図 6.7 左図に示すのは典型的な宇宙線由来の事象であり、左右チェンバーのアノード信号中に直線的な飛跡が見て取れる。この事象データに解析プログラムを適用すると右図のように、宇宙線由来の直線飛跡を曲率半径の大きい円飛跡として検出してしまう場合がある。こうした直線的な飛跡が現れる宇宙線由来の事象は目視による事象選別で逐一除去しているが、平均 0.1Hz の Trigger Rate で常にデータ取得を継続する検出器に対して、それらの事象を全て目視によって確認することは非常に時間のかかる作業である。今後プログラムによる効率的な解析手法を確立するためには、これら宇宙線由来の直線飛跡を特定し除去するためのアルゴリズムを有するプログラム開発もまた急務である。尚、3 年以内に実験装置を地下施設（約 1000m 水深相当）へ移設する計画が進行中であり、移設後は宇宙線由来の事象は現在の 1% 以下になることが期待される。

6.6.2 信号ノイズ、バックグラウンド

実データ解析における更なる問題として、飛跡データに生じる多量の信号ノイズ、バックグラウンドが存在する。図 6.8 に示す事象のように、ワイヤー付近のノイズがかなり大きい事象に対してはワイヤー位置の特定が困難な上、ノイズ由来の Hit 点を除去しきれずノイズに則した円飛跡が抽出される等、飛跡抽出に悪影響が生じる。また取得した事象データ中には、ピックアップ信号に多量のノイズが発生した事象が多く存在する。その為これらの信号ノイズ、バックグラウンド由来で発生する Hit 点によって対応付けされた正弦波飛跡に歪みが生じ、エネルギー測定精度が解析時に悪化してしまう可能性がある。故に解析プログラムによって高精度な飛跡再構成を

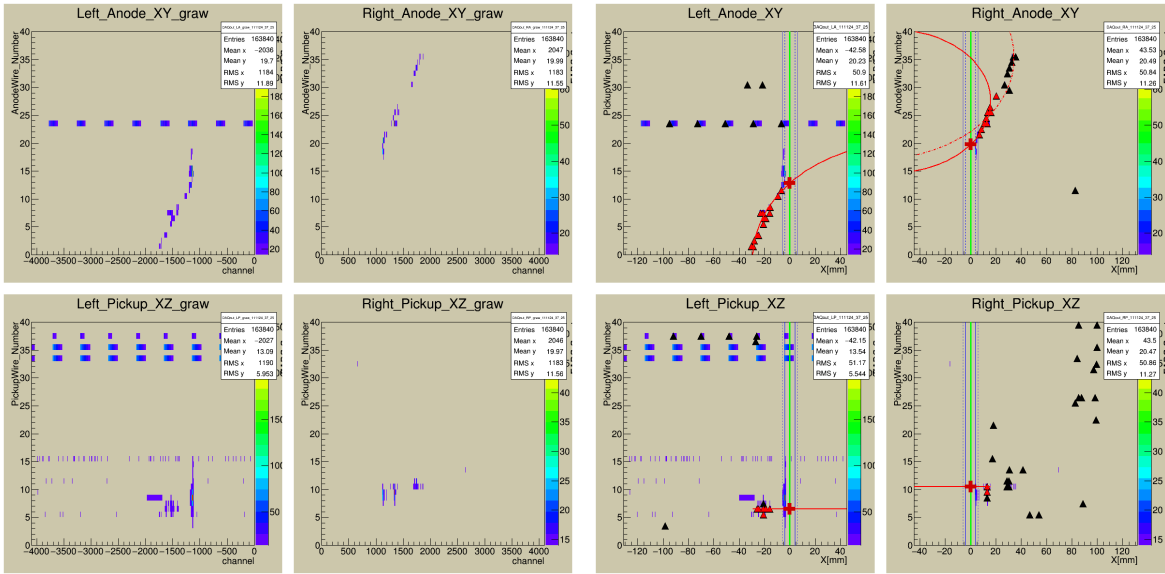


図 6.7 左図は典型的な宇宙線由来の事象であり、左右チェンバーのアノード信号中に直線的な飛跡が見取れる。右図は左の事象に対する解析結果であり、宇宙線由来の直線飛跡に対して曲率半径の大きい円飛跡が抽出されている。

成し得る為には、飛跡データから信号ノイズを除去、若しくは低減するプログラム開発やハードウェアの改良によってノイズ対策を講じることが望まれる。

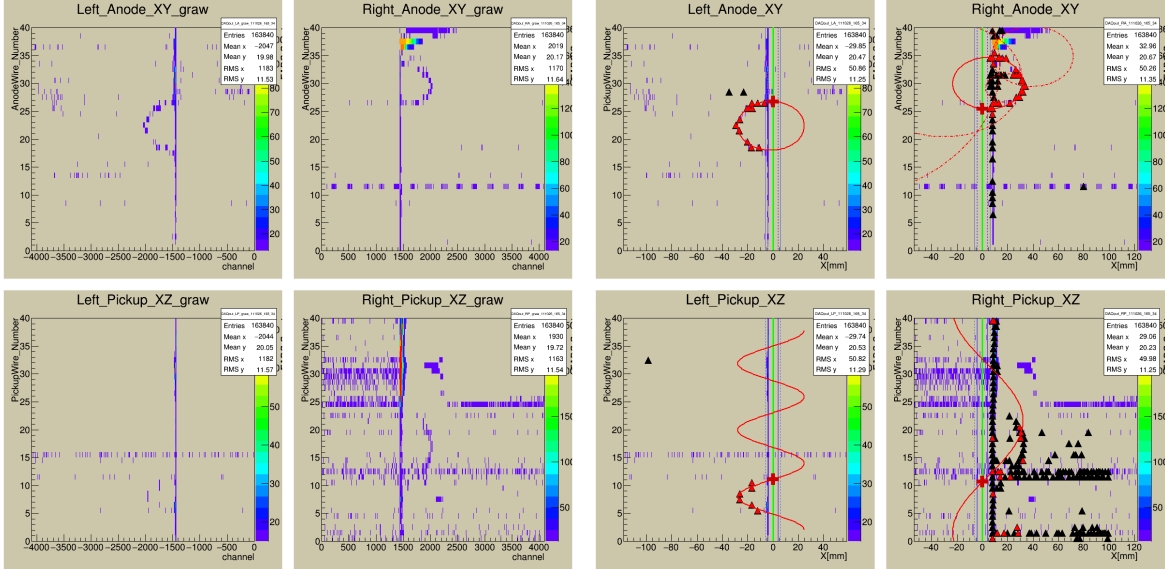


図 6.8 左図は信号ノイズ、バックグラウンドの多い事象における 2 次元飛跡データ。この事象を解析した結果が右図だが、ワイヤー付近やピックアップ信号中における多量のノイズ由来の予期せぬ Hit 点が存在し飛跡再構成精度を悪化させている。

第7章

総括

DCBA 実験は、ニュートリノのマヨラナ性検証と有効質量の絶対値測定を目的とする二重 β 崩壊実験である。 $0\nu\beta\beta$ 測定を目指し、現在テスト機の DCBA-T2.5 検出器を用いて ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ 半減期測定を行っている。これまでの解析結果より、観測イベント数には期待されるイベント数からの大幅な超過が確認されており、未知の背景事象が多く含まれていることが示唆された。また、これまでの解析手法は eye scanning を元にしており、解析に多大な労力と時間を要し、最終的な結果に評価の難しい系統的なバイアスや誤差を生む、といった課題もある。

本研究の目的は、解析の効率化・ヒューマンバイアスの回避を目的とする飛跡再構成プログラムの開発およびその性能評価と、シミュレーションによる検出効率の見積りである。まずシミュレーションによって検出器性能評価を行うべく、 β 線によって読み出しワイヤーに生じる電気信号や、読み出し回路を經由し FADC 波形データとして保存されるまでの一連の流れをシミュレーションすることによって実際の検出器で出力される飛跡データを再現した。次に、飛跡再構成を精度良く行うためのアルゴリズムを開発し、飛跡データから電子の 4 元運動量算出までを行う自動解析プログラムを作成することで、効率的に性能評価を行える環境を構築した。

最終的にシミュレーションによって作成した飛跡データと自動解析プログラムを用いて現在稼働中の DCBA-T2.5 検出器についての性能評価を行った。二重 β 崩壊事象に対する検出効率は磁束密度 0.8kGauss において 4.64%、磁束密度 0.6kGauss において 5.75% と見積られた。また、飛跡再構成時のエネルギー分解能の見積りを行った結果、 ^{100}Mo の Q 値 = 3.034 MeV におけるエネルギー分解能は磁束密度 0.8kGauss において $\sigma/E = 6.94 \pm 0.05\%$ 、磁束密度 0.6kGauss において $\sigma/E = 8.75 \pm 0.06\%$ と見積られ、DCBA-T2.5 検出器では磁束密度 1.3kGauss における $\sigma/E = 5.51 \pm 0.09\%$ が $0\nu\beta\beta$ 探索におけるエネルギー分解能の最良値であると見積られた。そしてエネルギー分解能と検出効率の位置依存性を調べることで、検出器端でそれらの性能が落ちることを明らかにし、今後の性能改良のための知見を得た。

また、本研究で開発された飛跡再構成プログラムを実データを用いてテストすることで、解析自動化の実現可能性を示した。これにより、解析時間の大幅な削減や解析者に依存した系統誤差・バイアスの回避が可能となる。今後は、解析プログラムの性能向上を目指すとともに、宇宙線やノイズといった実データ解析における課題を解決していく必要がある。

DCBA-T2.5 検出器においてデータ収集が行われる一方で、さらなる次世代テスト機としての DCBA-T3 検出器の開発が進行中である。DCBA-T3 においては読み出し回路、データ取得系の改

良やワイヤー間隔の変更 (6.0 mm から 3.0 mm へ変更) 及び磁束密度 2.0kGauss による測定から、信号ノイズの低減やエネルギー分解能の向上が期待される。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のご協力を賜りました。指導教員である住吉孝行教授には他大学から来た私を快く受け入れて頂き、高エネルギー物理実験、素粒子物理に関する知識をゼミを通して初歩の初歩から丁寧にご指導賜りました。また修論執筆に際し、私の拙い文章を細かく添削して頂き、修論が完成するまで長い期間お付き合い頂きました。心からの感謝を表します。そして松原綱之特任准教授にも修論に関して多大なご協力を賜りました。修論の具体的な方針を示して頂き、締め切り間近になるまで非常に細かくアドバイスを頂きました。誠にありがとうございます。

また DCBA 実験グループにおいて、プログラミングなど全く知らない私にシミュレーションの基礎を教えて下さった浜津良輔客員准教授を初め、より高度な解析プログラム開発へ向けた助言を賜りました角野秀一准教授、DCBA 検出器やドリフトチェンバーに関する多くの知識を賜りました高エネルギー加速器研究機構の石原信弘さん、ソフトウェア関係でご助言、ご協力頂きました喜多村章一さん、田中耕一さん、高エネルギー加速器研究機構 DCBA 実験グループの皆様、そして同じ研究室、同じ DCBA 実験グループで共に研究に携わった伊東孝行さんと伊藤隆晃くんに心よりの感謝を申し上げます。

そして研究室でお世話になりました汲田哲郎助教、千葉雅美客員助教、特別研究員の今野智之さん、博士課程の岩田修一さん、修士課程の神田泰地さん、梶原春香さん、町田篤志くん、幡谷航暉くん、米永匡伸くん、卒研究生の市川星磨くん、小田木秀斗くん、松田徳之くん、野口光太くん、すでに卒業された吉田圭佑さん、清水沙也香さん、壺井仁将くんには、計算機・実験ミニマムや卒研ゼミ、M1 ゼミ、ゼミ合宿、首都大オープンラボ、KEK オープンラボ、研究室の会計係、物理学実験 TA、サマーチャレンジ TA、高エネルギー物理春の学校（学生研究会）参加、修士学生の会（多領域研究会）参加、地下素核研究若手研究会参加、物理学会 2015 年秋季大会・2016 年春季大会参加、修士論文執筆などに際して多大なご助力を頂きました。2 年間という短くも忙しい日々ではありましたが、学生生活最後の良き思い出が沢山出来ました。誠にありがとうございます。

最後に理科大でお世話になりました長嶋研究室の皆様と、影ながら支えてくれた家族に心から感謝の意を表します。

参考文献

- [1] W.Pauli, letter to a physicists' gathering at Tsubingen, December 4, 1930
- [2] F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- [3] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [4] K. Kodama et al., (DONUT Collab.), Phys. Lett. B504, 218-224 (2001)
- [5] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. 20. 1205 (1968)
- [6] john bahcall home page -Institute for Advanced Study, <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [7] K. S. Hirata et al., (KAMIOKANDEII) Phys. Rev. Lett. 63, 16 (1989)
- [8] K.S. Hirata et al, (KAMIOKANDEII) Phys. Lett. B280 146-152 (1992)
- [9] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collab.) Phys. Rev. D 71, 112005 (2005)
- [10] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
- [11] John N. Bahcall, Journal of High Energy Physics, Volume 2001, JHEP05 (2001)
- [12] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. Vol. 28, Issue 5, p.870-880
- [13] K. A. Olive et al., (Particle Data Group), Chin. Phys. C38, 090001 (2014)
- [14] K. Abe et al., (T2K Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 061802 (2014)
- [15] K. Abe et al., (T2K Collab.), Phys.Rev. D91, 072010 (2015)
- [16] Y. Abe et al., (Double Chooz Collab.), Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012)
- [17] Y. Abe et al., (Double Chooz Collab.), JHEP 10 (2014) 086
- [18] F. P. An et al. (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. 112, 061801 (2014)
- [19] P. A. R. Abe et al., (Plank Collab.) arXiv 1303.5076 [astro-ph.CO] (2014)
- [20] Rodin et al, Nucl. Phys. A793 2007213-215
- [21] M.Goepert-Mayer, Phys. Rev. 48, 512 (1935)
- [22] S.R.Elliott, A.A.Hahn, and M.K.Moe, Phys. Rev. Lett. 59, 1649 - 1651 (1987)
- [23] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., (GENIUS and HEIDELBERG-MOSCOW Collab.),
The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei October 2001, Volume 12,
Issue 2, pp 147-154
- [24] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al, (HEIDELBERG-MOSCOW and GENIUS Collab.),
Mod. Phys. Lett. A 16, 2409 (2001)
- [25] R. Arnold et al, (NEMO Collab.), Nuclear Physics A Volume 765, Issues 34, 6 February
2006, Pages 483494

- [26] J. Argyriades et al. (NEMO Collab.), Phys. Rev. C 80, 032501(R) Published 3 September 2009
- [27] J. Argyriades et al. (NEMO-3 Collab.), Nuclear Physics A Volume 847, Issues 34, 8 December 2010, Pages 168179
- [28] R. Arnold et al, (NEMO Collab.), Phys. Rev. Lett. 95, 182302 (2005)
- [29] Summer Blot (SuperNEMO Collab.) - TAUP 2015 HP <http://taup2015.to.infn.it/scientific-program/parallel-sessions/parallel-sessions-schedule/#NU1>
- [30] M. Agostini et al. (GERDA Collab.), Eur. Phys. J. C (2015) 75:416
- [31] Konstantin Gusev (GERDA Collab.) - TAUP 2015 HP <http://taup2015.to.infn.it/scientific-program/parallel-sessions/parallel-sessions-schedule/#NU1>
- [32] J.B. Albert et al. (EXO-200 Collab.), Nature 510, 229-234 (2014)
- [33] J.B. Albert et al. (EXO-200 Collab.), Phys. Rev. C 89, 015502 (2014)
- [34] Igor Ostrovskiy (EXO-200 Collab.), - TAUP 2015 HP <http://taup2015.to.infn.it/scientific-program/parallel-sessions/parallel-sessions-schedule/#NU1>
- [35] A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collab.), Phys. Rev. C85, 045504 (2012)
- [36] A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collab.), Phys.Rev.Lett.110:062502,2013
- [37] I.Ogawa et al., Nucl. Phys. A730:215-223, (2004)
- [38] C. E. Aalseth et al.(IGEX Collab.), Physics of Atomic Nuclei, July 2000, Volume 63, Issue 7, pp 1225-1228
- [39] C. Arnaboldi et al.(CUORICINO Collab.), Phys. Rev. C78, 035502 (2008)
- [40] J. -C. Vuilleumier et al., Phys. Rev. D48, 1009-1020 (1993)
- [41] 藪本洋 (著), 2010 年度東北大学修士学位論文
- [42] Ishihara et al., Nucl. Instrum. Meth. A 373, 325-332 (1996).
- [43] 浮島直樹 (著), 2005 年度首都大学東京修士学位論文
- [44] 五十嵐春紀 (著), 2010 年度首都大学東京修士学位論文
- [45] M. Kawai et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 023H01-12pages (2014)
- [46] 加藤義昭 (著), 2002 年度首都大学東京博士学位論文
- [47] 伊藤隆晃 (著), 2014 年度首都大学東京修士学位論文
- [48] Paolo Zavarise, Thesis, (http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/public/2013/phd2013_paoloZavarise.pdf)
- [49] 喜多村章一 2014 年定期ミーティング報告資料
- [50] Quantum Mechanics for Engineers (https://www.eng.fsu.edu/~dommelen/quantum/style_a/nt_bdf.html)
- [51] 山田勝美、森田正人、藤井昭彦 共著 新物理学シリーズ 15 (培風館)「ベータ崩壊と弱い相互作用」
- [52] <https://geant4.web.cern.ch/geant4/index.shtml>
- [53] 浜津良輔 2014 年プログレスミーティング報告資料
- [54] 加藤貞幸著 新物理学シリーズ 26 (培風館)「放射線計測」

- [55] Werner Riegler “Limits to Drift Chamber Resolution”
- [56] <https://root.cern.ch/>
- [57] Miroslav Morhac 「Processing and Visualization Functions」 (<https://root.cern.ch/doc/master/classTSpectrum.html>)
- [58] Ohama et al., Nucl. Instrum. Meth. A 410, 175-178 (1998)
- [59] Ishihara et al., Nucl. Instrum. Meth. A 443, 101-107 (2000)
- [60] Kato et al., Nucl. Instrum. Meth. A 498 430-442 (2003)
- [61] Ishihara et al., Nucl. Instrum. Meth. A 623, 457-459 (2010)
- [62] Ishikawa et al., Nucl. Instrum. Meth. A 628, 209-211 (2011).
- [63] 伊藤倫太郎 (著), 2002 年度首都大学東京博士学位論文
- [64] 田代英輔 (著), 2008 年度首都大学東京修士学位論文
- [65] 石川高史 (著), 2009 年度首都大学東京修士学位論文
- [66] 伊東孝行 (著), 2014 年度首都大学東京修士学位論文