

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	二重ベータ崩壊	5
第 2 章	DCBA 実験	12
2.1	DCBA 実験の概要	12
2.2	運動エネルギーの算出方法	18
2.3	DCBA-T2	18
2.4	DCBA-T3	22
第 3 章	DCBA-T2 による $^{100}\text{Mo}$ の二重ベータ崩壊測定	30
3.1	Mo ソースプレート	30
3.2	トリガー条件とシステム	31
3.3	DCBA-T2 測定器の運転	34
3.4	イベントセレクション	35
3.5	運動エネルギー導出手順	40
3.6	測定結果	42
3.7	半減期の概算	43
3.8	2 本のベータ線の角度相関	43
3.9	$^{214}\text{Po}$ 半減期概算	45
第 4 章	ガス中での電子運動シミュレーションによる測定評価	49
4.1	Garfield について	49
4.2	チェンバー内の電場一様性	50
4.3	ワイヤー・ソースプレート間のふるまい	51
4.4	シミュレーションによる整合性	52
第 5 章	考察	58

---

第 6 章	結論	61
第 7 章	謝辞	62
	参考文献	63
付録 A	DCBA-T2 運転マニュアル	66
A.1	開始手順 . . . . .	67
A.2	測定手順 . . . . .	72
A.3	終了手順 . . . . .	76
A.4	緊急時の対応 . . . . .	76
付録 B	Garfield セットアップ	77
B.1	実行環境 . . . . .	77
B.2	インストール . . . . .	77
B.3	実行方法 . . . . .	78

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ニュートリノ

物質はクォークとレプトンから構成されることが知られている。ニュートリノは電荷 0, スピン  $\frac{1}{2}$  のレプトンに属する素粒子である。電子,  $\mu$  粒子,  $\tau$  粒子という 3 つの荷電レプトンのフレーバーに対応するニュートリノと, さらに反粒子に対応する反ニュートリノも加え全部で 6 種類存在する。標準模型で与えられるニュートリノは質量を持たず光速で移動するが, 近年太陽ニュートリノ問題から端を発し, ニュートリノ振動と呼ばれる現象が発見されたことからニュートリノが質量を持つことは確実である。しかし, ニュートリノ振動観測では現在までに各フレーバー間の質量の二乗差のみ測定されているが, 絶対質量は未だ測定されていないままである。

#### 1.1.1 ニュートリノの歴史

ニュートリノは初め放射線研究の過程で導入された素粒子である。放射線には原子核から  $\alpha$  線,  $\beta$  線,  $\gamma$  線があるが, その中でも  $\beta$  線のエネルギースペクトルが問題になっていた。原子核から放出される  $\beta$  線のエネルギーはエネルギー保存則から原子核の持つ固有のエネルギーで放射されるため, そのスペクトルは一定の値となるはずである。しかし, 実際には広い範囲を持ったスペクトルであった。この問題を解決するために, 1930 年に W.Pauli は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ことを提案した [1]。これがニュートリノである。この粒子が任意の運動エネルギーを持ち去るために,  $\beta$  線もまた広い幅を持ったエネルギースペクトルになりエネルギー保存則を満たすと説明された。このニュートリノは中性で電荷を持たないため検出器にかからない。そのため長年その存在が確認されていなかったが, 1956 年に Reines と Cowan によって原子炉から放射される反電子ニュートリノと陽子との反応 ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ) を観測することによりその存在が証明された [2]。

### 1.1.2 ニュートリノの性質

ニュートリノは標準模型において質量がゼロであると記述されているが, 1962 年に Maki, Nakagawa, Sakata らはニュートリノが質量を持つことによってフレーバーが変化するニュートリノ振動を提唱した [3]。後に, R.Divis は  $^{37}\text{Cl}$  を 100,000 ガロンのタンクに封入し, 太陽から地球に降り注ぐ電子ニュートリノとの反応  $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^+$  によって生じた  $^{37}\text{Ar}$  を取り出す HOMESTAKE 実験を 1969 年から開始した。結果, 実際に観測されるニュートリノの量が太陽モデルから予測される量と比べ 3 分の 1 しかないことを発見する。これによって太陽で生じたニュートリノが地球へ到達するまでに他フレーバーへ変化しているのではないかと示唆された。

### 1.1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノは  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の 3 種のフレーバーが存在するが, これらはニュートリノ振動という現象で互いに変化することは前に述べた。これらニュートリノのフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle, (\alpha = e, \mu, \tau)$  は質量固有状態  $|\nu_i\rangle, (i = 1, 2, 3)$  を MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列  $U$  で関連付けられた重ね合わせによって表される [3]。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ニュートリノ振動 ( $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ) の振幅は,  $\nu_i$  の質量を  $m_i$  とし固有時を  $\tau_i$  とすると

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{im_i L/2E} U_{\beta i} \quad (1.2)$$

として与えられる。ここで  $E$  は固有状態  $i, j$  の運動量を等しいとした近似エネルギーで,  $L$  はニュートリノ源から測定器までの実験室系における距離である。MNS 行列  $U$  は

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と書かれ,  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}, s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  と置いた。  $\theta_{ij}$  は混合角で,  $\alpha$  は CP-violation phase である。これより遷移密度  $P$  は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, \alpha \neq \beta) = |\text{Amp}|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2(\Delta m^2(L/4E)) \quad (1.4)$$

となる。ニュートリノのエネルギー  $E$  とその頻度を測定することで, 振幅から混合角  $\theta$  を, 周期から質量二乗差  $\Delta m^2$  が求められる。

近距離では  $\theta_{23}$  の寄与が大きく, 長距離になるほど  $\theta_{12}$  が支配的になる。太陽内の核融合反応によって生じる太陽ニュートリノは, 地球に届くまでに 1.5 億 km もの長距離を走るので,  $\theta_{12}$  の寄与

## 1.1 ニュートリノ

が大きい。また、宇宙線が地球の大気との衝突によって生じるミュオンはベータ崩壊によって  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  を生成する。地上までに数十 km 程度の短距離を走るため、これら大気ニュートリノは  $\theta_{23}$  に影響される。現在までに追試として数々のニュートリノ振動実験がなされているが、太陽ニュートリノに関するものとして KamLAND で  $\Delta m_{\text{solar}}^2 = \Delta m_{12}^2 = |m_1^2 - m_2^2| \approx 7.9 \times 10^{-5} \text{eV}^2$  [4]、大気ニュートリノに関するものとして MINOS で  $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{23}^2 = |m_2^2 - m_3^2| \approx 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  [5] という結果が得られている。ニュートリノ振動ではフレーバーの質量固有値の 2 乗差のみ調べられているが、絶対値は未だに得られていない。

### 1.1.4 ニュートリノの質量

ニュートリノ振動実験から質量の二乗差が調べられているが、これよりニュートリノ有効質量 (1.2.3 節) を予測するモデルとして、階層型 (Normal Hierarchy)、逆階層型 (Inverted Hierarchy)、準縮退型 (Quasi Degenerate) の 3 種考えられている。図 1.1 に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。

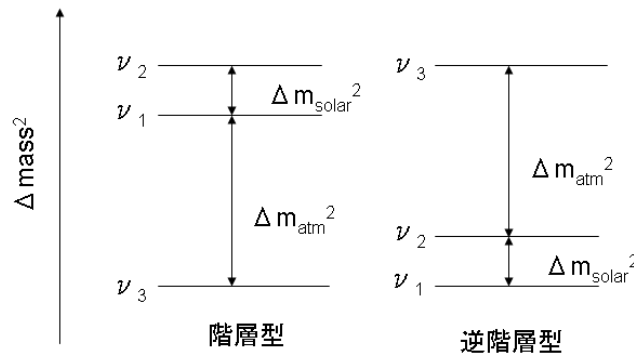


図 1.1 固有質量モデル

#### (1) 階層型 (Normal Hierarchy)

$m_3$  が  $m_2$  よりも大きい場合 ( $m_1 < m_2 \ll m_3$ ): (図 1.1 左)  
ニュートリノ有効質量 0.01eV 以下と预言される。

#### (2) 逆階層型 (Inverse Hierarchy)

$m_2$  が  $m_3$  よりも大きい場合 ( $m_3 \ll m_1 < m_2$ ): (図 1.1 右)  
ニュートリノ有効質量 0.02eV ~ 0.1eV と预言される。

## (3) 準縮退型 (Quasi Degenerate)

質量固有値の絶対値が大きく，質量固有値の差が小さい場合 ( $m_1 < m_2 < m_3$ )

ニュートリノ有効質量 0.1eV 以上と预言される。

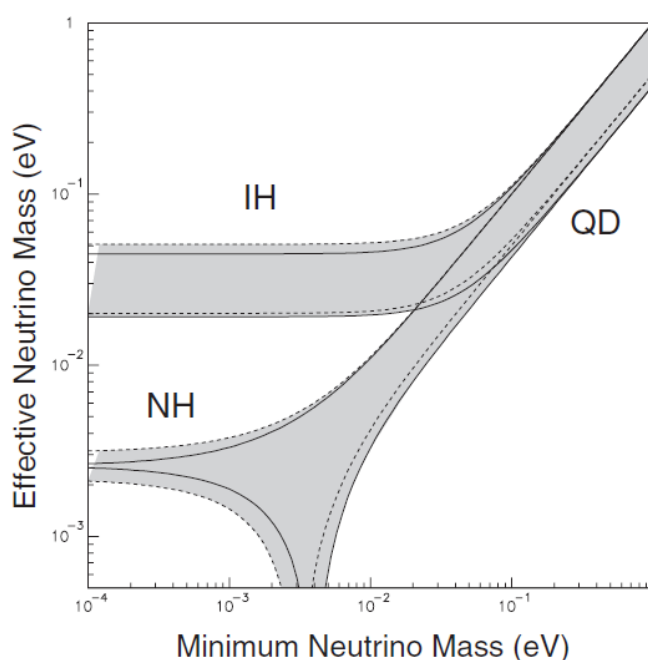


図 1.2 ニュートリノ有効質量と最小質量固有状態の関係：階層型 (Normal Hierarchy, NH), 逆階層型 (Inverse Hierarchy, IH), 準縮退型 (Quasi Degenerate, QD)

図 1.2 は横軸にニュートリノの最小質量を，縦軸のニュートリノの有効質量がどの範囲で得られるかを三模型示したものである。例えば逆階層モデルでニュートリノの最小質量  $m_3 \approx 10^{-2}$  であった場合はニュートリノの有効質量は 20 ~ 50meV となるが，階層型なら 2 ~ 4meV となる。

## 1.1.5 ニュートリノのマヨラナ性

スピン 1/2 であるフェルミ粒子のうち粒子と反粒子の区別がつく粒子をディラック粒子と呼び，区別がつかない粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。特にこの後者の性質をマヨラナ性という。電子やミュー粒子は電荷を持ち，粒子と反粒子の区別がつくので，これらはディラック粒子である。一方で電荷をもたないニュートリノは中性フェルミ粒子であるため，マヨラナ粒子なのではないかと考えられている。このニュートリノがマヨラナ性を持つという考えは，ニュートリノの質量が他の粒子と比べて非常に軽いことを説明するシーソー機構 [6] の前提ともなっている。また，このシーソー機構は現在の宇宙が物質優位であることの説明を与えるレプトジェネシス [7] の前提となっている。もし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

## 1.2 二重ベータ崩壊

る根拠の一つとなる。ニュートリノのマヨラナ性を証明できる唯一の方法が後述する  $0\nu\beta\beta$  崩壊の実験である。しかし、現在までにニュートリノのマヨラナ性を証明する実験結果は Klapdor らによる一例 [8] があるだけであり、その結果は確認されていない。

## 1.2 二重ベータ崩壊

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  $\beta$  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  $\alpha$  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逆  $\beta$  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  $\gamma$  崩壊をおこしてより安定な状態へ遷移する。

### 1.2.1 ベータ崩壊と二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊はベータ崩壊が同一原子核内で同時に 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ときに起こる。原子核の質量は Bethe-Weizsäcker の半経験的質量公式

$$M(Z, A) = ZM_p c^2 + NM_n c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_i (N - Z)^2 / A + a_c Z^2 / A^{1/3} + \delta \quad (1.5)$$

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

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

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。二重ベータ崩壊が起こる原子核候補を表 1.1 にまとめた。このうち最も  $Q$  値が高い  ${}^{48}\text{Ca}$  をソースとして利用することが望ましいが、存在比が小さく濃縮が容易でない。そのため、存在比が比較的高く  $Q$  値が次いで高い  ${}^{150}\text{Nd}$  が濃縮が容易で  $U$  崩壊系列核種の混入が少ない  ${}^{136}\text{Xe}$  が二重ベータ崩壊測定で用いられる。図 1.3 に  $\text{Mo}$  の壊変図の一例を示す。

### 1.2.2 二重ベータ崩壊の 2 つのモード

二重ベータ崩壊には 2 つのモードが考えられている。1 つは通常のベータ崩壊が同一の原子核内で同時に 2 度起こる過程で、原子核内の中性子が弱い相互作用によって陽子へ崩壊し 2 つの電子と 2 つの反電子ニュートリノがそれぞれ生じる。これが  $2\nu$  モードであり、さまざまな核種が実験にて測定されている。この崩壊過程は質量数  $A$ 、陽子数  $Z$  として

表 1.1 二重ベータ崩壊を起こす原子核の Q 値と存在比

原子核	Q 値 [MeV]	存在比 (%)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4.271	0.187
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2.040	7.8
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2.995	9.2
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3.034	9.6
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2.533	34.5
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2.479	8.9
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3.367	5.6

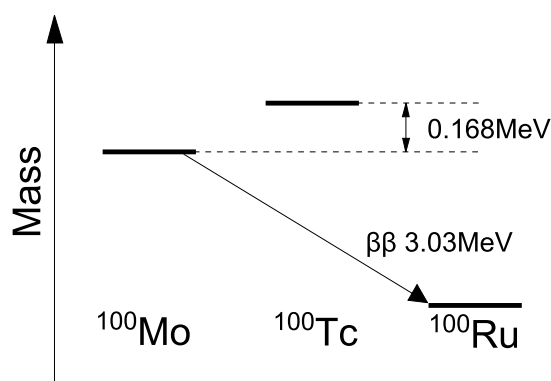
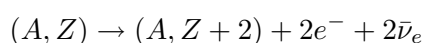


図 1.3 二重ベータ崩壊核種  $^{100}\text{Mo}$  の壊変図：Mo の質量が Tc に比べて小さいためベータ崩壊は禁止される。この場合は二重ベータ崩壊を起こして Ru に遷移する。



のように表される。

一方で、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に起こるニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊、すなわちニュートリノレス二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) が考えられる。これは原子核内の中性子が弱い相互作用によって陽子へ崩壊するが、片方の弱い相互作用によって生じた反電子ニュートリノが電子ニュートリノとして振る舞い、中性子と逆ベータ崩壊反応を起こして吸収されてしまうというものである。最終的に2つの陽子と2つの電子しか生じない。この過程は標準模型では崩壊前と崩壊後でレプトン数<sup>\*1</sup>が保存していないため禁止される。しかし、質量を持つマヨラナ粒子であれば、このような過程が起こり得る。

<sup>\*1</sup> 電子、 $\mu$  粒子、 $\tau$  粒子、3 フレーバーに対応する3種のニュートリノに対して量子数1を与える。この他の粒子に対しては0である。



## 1.2 二重ベータ崩壊

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

標準模型におけるニュートリノは質量 0 の光速で飛ぶ中性粒子である。しかし，ここでは質量 0 でない場合を考える。現在，ベータ崩壊によって生じる反電子ニュートリノは右巻きであることが分かっている。ここで右巻きとは粒子が持つスピン角運動量  $\sigma$  と運動量  $p$  によって定義されるヘリシティ  $h$

$$h = \frac{\sigma \cdot p}{|p|} \quad (1.6)$$

が正となる場合をいう。逆に負であれば左巻きである。ベータ崩壊によって生じた右巻き反電子ニュートリノが質量を持つ場合は，光速より遅く飛ぶことになるので，ニュートリノを追い越す系が存在することになる。このような系では右巻きであった反電子ニュートリノが左巻きの電子ニュートリノとしてみえる。このように片方で生じた右巻きの反電子ニュートリノが一方で左巻きの電子ニュートリノのように振る舞い，中性子で吸収することができる。荷電フェルミ粒子である電子は，電荷を持つために右巻きから左巻きに見える系を考えてもそれは陽電子に成りえないが，電荷を持たず有限質量を持つ中性フェルミ粒子のニュートリノであれば，マヨラナ粒子として振る舞うことができるので  $0\nu\beta\beta$  過程が起こり得る。もしこのような過程が発見されれば，標準模型を超える新しい物理につながる。

### 1.2.3 半減期と有効質量

$2\nu$  モードの半減期  $T_{1/2}^{2\nu}$  の逆数は次式で表される。

$$T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (1.7)$$

ここで  $G^{2\nu}$ ,  $M^{2\nu}$  はそれぞれ  $2\nu$  モードに対する位相空間積分，核行列要素である。この崩壊は弱い相互作用の 2 次過程であるため，半減期は標準的な  $\beta$  崩壊と比べ非常に長い。

一方， $0\nu$  モードの半減期  $T_{1/2}^{0\nu}$  の逆数は次のように表される。

$$T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} \quad (1.8)$$

ここで  $\langle m_\nu \rangle$ ,  $m_e$  はそれぞれニュートリノ有効質量，電子の静止質量である。 $0\nu$  モードの半減期は  $2\nu$  モードと違ってニュートリノ有効質量に逆二乗に比例するので， $2\nu$  よりもさらに長い。

ニュートリノの有効質量は式 (1.1) より以下のように表される。

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum U_{ei} m_i \right|^2 \quad (1.9)$$

### 1.2.4 エネルギー分布

ベータ崩壊によって生じる電子のエネルギーはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るために連続スペクトルになる。二重ベータ崩壊も同様に、 $2\nu$  モードの場合にはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るために2電子のエネルギー和は連続スペクトルとなる。一方で  $0\nu$  モードで生じる2電子のエネルギー和はニュートリノが生じないために崩壊前と崩壊後のエネルギー差である  $Q$  値と一致する。このような違いから二重ベータ崩壊で生じる2電子のエネルギースペクトルを測定することで、図 1.4 のような分布が得られる。 $2\nu$  と  $0\nu$  を分離できる分解能を持った検出器であれば、 $Q$  値でピークを持つようなスペクトルが観測され、それは  $0\nu$  モードの事象によるものである。

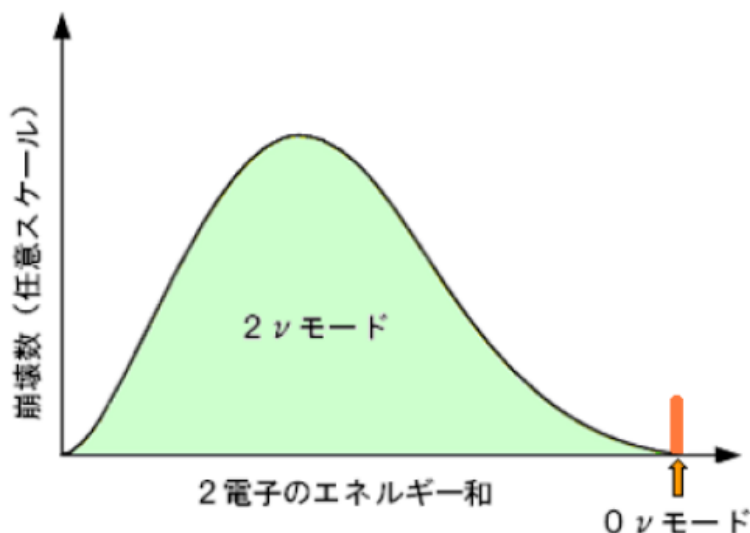


図 1.4  $2\nu\beta\beta$  と  $0\nu\beta\beta$  で生じる2電子エネルギーの和

### 1.2.5 二重ベータ崩壊実験の歴史

二重ベータ崩壊は 1935 年に M. Goepfert-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 [9]。後に二重ベータ事象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  $^{82}\text{Se}$  に垂直方向になるように 715G 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  $4.4 \times 10^{20}$  年 (90% C.L.) を得た [10]。また、Heidelberg and Moscow (HDM) 実験グループは  $^{76}\text{Ge}$  の測定で  $2\nu\beta\beta$  の半減期  $[1.55 \pm 0.01(\text{stat})_{-0.15}^{+0.19}(\text{syst})] \times 10^{21}$  年を得て、これより  $0\nu\beta\beta$  の半減期の下限値を  $> 1.9 \times 10^{25} (3.1 \times 10^{25})$  年 90% C.L. (68%

## 1.2 二重ベータ崩壊

C.L.), ニュートリノ有効質量に対して  $0.35\text{eV}$  として求めている [8]。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,  $^{76}\text{Ge}$  からの  $0\nu\beta\beta$  事象を発見し, その半減期は  $T_{1/2} = (0.8 - 18.3) \times 10^{25}$  年 (95% C.L.) で, ニュートリノ有効質量を  $\langle m_\nu \rangle = (0.11 - 0.56)\text{eV}$  (95% C.L.) と発表した [11]。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ない。また, その他の実験では未だに  $0\nu$  事象を発見するに至っておらず KKDC の結果を否定するような結果も得られていない。

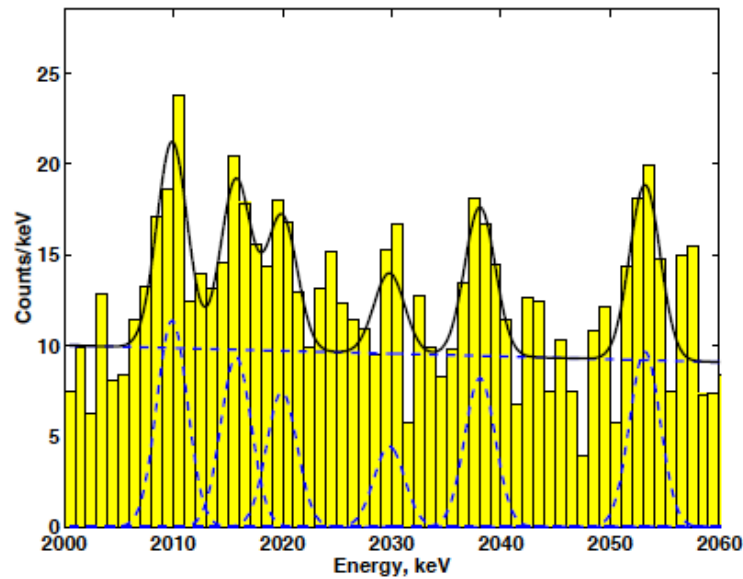


図 1.5 HDM 実験グループが得た  $Q$  値付近のスペクトル。KKDC は  $Q=2039\text{MeV}$  にピークが見られると主張。

### 1.2.6 DCBA 以外の実験

#### CANDLES

CaIcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matters by Low Energy Spectrometer (CANDLES) は  $\text{CaF}_2$  からの二重ベータ崩壊事象を捕える実験である。この実験に用いられる  $^{48}\text{Ca}$  の  $Q$  値は  $4.271\text{MeV}$  と非常に高く, バックグラウンドに対して強い性質を持つ。しかし存在比が  $0.187\%$  であるため, 効率よく分離するための技術開発が行われている [12]。

#### NEMO3・SuperNEMO

Neutrino Ettore Majorana Observatory (NEMO3) は二重ベータ崩壊実験の中で最も成果を挙げている実験である [13]。NEMO 実験は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おり, 用いられる測定器は崩壊ソースと検出部分が独立な構造を持つ。その

ため Se, Mo, Nd などのソースに対して同時に測定が行える。

検出部はトラッキングチェンバーとプラスチックシンチレーターから構成される。トラッキングチェンバーには磁場がかけられており、ソースから生じるベータ線や外部に起因する粒子識別を飛行時間 (TOF, Time of flight) の違いによって行われ、プラスチックシンチレーターはベータ線のエネルギー測定に使われる。ソースからシンチレーターまで距離があるため、ソースから  $2\nu\beta\beta$  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ため TOF の差は 0 に近いが、外的なイベントは 0 でない。この違いを利用することで宇宙線やバックグラウンドの除去などを行う。これより、 $0\nu$  の半減期のリミットを  $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{24}$  年を得て、これより有効質量は  $\langle m_\nu \rangle < 0.3 - 1.3$  eV となった。

新たに計画している SuperNEMO はソースの搭載量やエネルギー分解能の向上などを図った新しい測定器である [14]。ニュートリノ有効質量  $\langle m_\nu \rangle < 50$  meV, 半減期  $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$  年を目指している。現在、NEMO グループによって建設が進められている。

#### EXO(Enriched Xenon Observatory)

Enriched Xenon Observatory (EXO) は、Xe から 200kg の濃縮  $^{136}\text{Xe}$  同位元素を取り出し二重ベータ崩壊の検出を行う。EXO-200 検出器は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建設されている。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ることにより高いエネルギー分解能の実現を目指している。Xe の Q 値 2.5MeV でエネルギー分解能は  $\sigma/E = 1.6\%$  となる見込みである。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。

さらに  $^{136}\text{Xe}$  が崩壊した後の  $^{136}\text{Ba}^{++}$  イオンを特定することにより二重ベータ崩壊事象を捉える試みがなされている。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出来る [15]。

#### KamLAND-Zen

Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector (KamLAND) 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研究を行っている。この検出器は岐阜県神岡町の神岡鉱山地下 1000m に建設されており、その低バックグラウンド環境を使って Xe のニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索が計画されている。濃縮した  $^{136}\text{Xe}$  ガス 400kg を液体シンチレーターに溶かし込み、それをバルーンに詰め込んで PMT でシンチレーション光を観測する。これよりニュートリノ有効質量を 50meV を目指している。将来は、Xe を 1000kg まで増やし 5 年間の測定で 20meV を目指す予定である [16]。

### GERDA

GERmanium Detector Array experiment (GERDA) は濃縮した  $^{76}\text{Ge}$  からの二重ベータ崩壊の検出を目指す実験である。 $^{76}\text{Ge}$  はニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期を HDM グループが最初に報告した核種であるため、先の実験結果が支持されるか、もしくは否定されるか、意義ある実験となる。HDM 実験では総量 18kg の  $^{76}\text{Ge}$  を用いたが、GERDA では最終的に 30kg 以上の  $^{76}\text{Ge}$  で探索する予定である。 $0\nu$  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 ~ 0.3eV を目標とする。

GERDA 測定器はイタリアの国際グラン・サッソ研究所の地下施設（水当量で約 3800m）に建設されている。測定器は Ge 半導体であるため Ge 自体がソースと検出器の役割を果たす。この Ge 半導体は液体窒素または液体アルゴンの入った低温保持装置に浸され、さらに水の入ったタンクに入る構造をしている。液体アルゴンは Ge 半導体を冷却する効果を生み、さらに外部からのガンマ線の侵入を防ぐ役割を持つ。また水のタンクは宇宙線ミュオンに対して Cherenkov 光を PMT で観測することにより veto カウンターとして有効に働き、さらに中性子に対するシールドとして働く。このような構造から、外部から生じるバックグラウンドに対して強い検出器である。

最も影響のあるバックグラウンドは Ge 半導体が宇宙線の核破砕で生じる  $^{60}\text{Co}$  と  $^{68}\text{Ge}$  である。これらの同位体の半減期は年オーダーであり、また崩壊によって生じる Q 値は二重ベータによる Q 値を上回るため、多重コンプトンを起こした場合にバックグラウンドとなる。これを除去する方法として Ge 半導体から生じるシグナルの非一致をとるか、より高い検出数となるような測定器を目指す予定である。低温保持装置に液体アルゴンを用いた場合は、液体アルゴンがシンチレーションを生むため、これらのバックグラウンドを抑制することに有効に働かせることができる [17]。

## 第 2 章

# DCBA 実験

### 2.1 DCBA 実験の概要

DCBA 実験の目的は、1) ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかの判定と、2)  $0\nu\beta\beta$  の半減期からニュートリノの有効質量を求めることである [18]。そのためにニュートリノレス二重ベータ崩壊の検出を目指している。ニュートリノレス二重ベータ崩壊を測定するためには、大量のソースがあること、高エネルギー分解能、そして低バックグラウンドであることが要求される。大量のソースが必要であることは、二重ベータ崩壊が通常のベータ崩壊と比べ崩壊数が極めて少なく、限りある時間の中で事象を捕らえなければならないためである。次に測定器に対して求められるエネルギー分解能は  $0\nu\beta\beta$  と  $2\nu\beta\beta$  のスペクトルが区別できる性能が求められる。ニュートリノの有効質量として逆階層モデル  $\langle m_{\beta\beta} \rangle \approx 50\text{meV}$  を仮定すると、ある崩壊核種の Q 値に対してエネルギー分解能 5% 以下が必要である。そしてバックグラウンドに強くなければならない。これはニュートリノレス二重ベータ事象が極めて稀少で、他のイベントを除去しなければならないためである。

DCBA 測定器は二重ベータ崩壊によって生じる 2 本のベータ線を捕えるために開発された飛跡検出型測定器である。図 2.1 にその概念図を示す。ベータ線の飛跡を 3 次元的に捕えることで運動量と運動エネルギーを算出できる。測定器は一樣な磁場を生じさせるソレノイドとドリフトチェンバーから構成されている。ドリフトチェンバー中に満たしたガス中に荷電粒子が通過すると、荷電粒子の飛跡に沿って電子とイオンが生じる。この電子を捕えることによって飛跡を再構成することができる。崩壊点を特定できるため、二重ベータ崩壊によって生じるイベントと他のイベントと区別しやすい特徴を持つ。

二重ベータ崩壊を捕えるときのバックグラウンドは、宇宙線やガンマ線、ベータ崩壊が起きた直後に生じるメラー散乱や内部転換電子などが挙げられる。宇宙線の飛跡は検出器では直線で捕えられるので、電磁場中を螺旋運動するベータ線と容易に区別できる。またガンマ線はドリフトチェンバーに対して不感のため観測されない。しかし、ガンマ線がコンプトン散乱起こすことによって生じる電子の運動は検出できてしまうが、バックグラウンドとなるのは続けて短い距離で

## 2.1 DCBA 実験の概要

再度コンプトン散乱が起きる二重コンプトンという特殊なイベントに限られる。他にガンマ線はガス中やソースとの相互作用によって電子・陽電子対生成が生じるが、ドリフトチェンバーが一様磁場中にあるため、電荷の正負の違いは螺旋運動の回転方向という違いで出るため区別が可能になっている。

以上のように、DCBA 測定器は荷電粒子の飛跡を直接測定するためバックグラウンドに非常に強い特徴を持っている。多くの二重ベータ崩壊実験ではエネルギー測定にカロリメーターを用いているため、エネルギー校正を行わなければならない必然性や、宇宙線とガンマ線由来のバックグラウンドを除去するために地下に実験施設を建設しなければならないなど制約が大きい。NEMO3 や SuperNEMO では飛跡検出が粒子識別のために用いられるが、飛跡から運動量と運動エネルギーを求めるという方法は DCBA だけが持つ大きな特徴である。

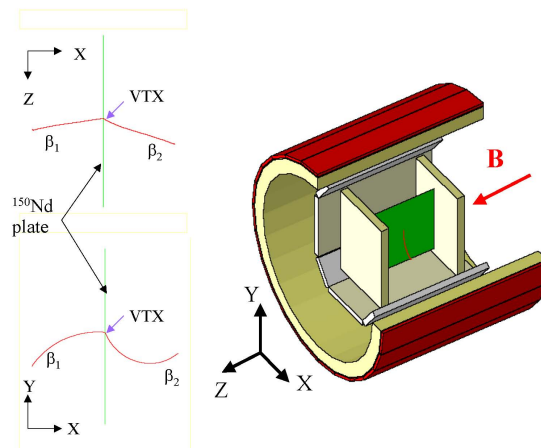


図 2.1 DCBA-T2 測定器の概念図

さらに飛跡を捕えることは、もしニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に起こる  $0\nu\beta\beta$  の起源に迫ることが可能になる。この崩壊過程から生じる 2 電子エネルギーを求めることで、2 電子のエネルギー和が図 1.4 のようになることは示したが、それぞれ生じるエネルギーの分布がどうなるかは分かっていない。前述では  $0\nu$  モードの半減期は有効質量の二乗に逆比例したが、これは有効質量が支配的で他の影響を無視した場合による。この他の影響として右巻きカレントが考えられており、 $0\nu\beta\beta$  の単一電子のエネルギー分布や角度相関にその効果が現れる [19][20]。単一のベータ線のエネルギーを測定することができる DCBA 測定器は、この効果を調査することが可能である。

### 2.1.1 測定器

DCBA 測定器は、ソレノイド電磁石で生成される一様な磁場中に置かれたドリフトチェンバーを用いている。ドリフトチェンバーは左側と右側の2層のチェンバーに分かれており、その中間にソースプレートを含み込む構造となっている。図 2.2 は2枚のソースプレートに挟まれたドリフトチェンバーの構造を示す。ひとつのチェンバーには  $z$  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 90mm 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一様電場で満たされる。これと同一のものが反対側に、すなわちソースプレートを中心として対称構造をしている。ドリフトチェンバーの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。各部の詳細について以下に述べる。

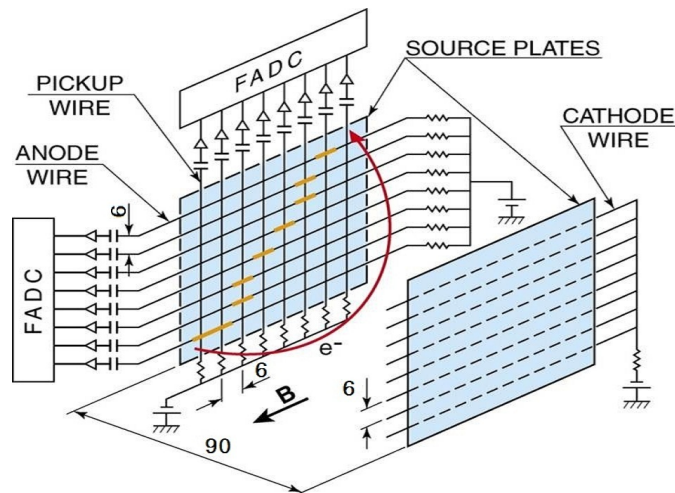


図 2.2 ドリフトチェンバーの概念図

### 2.1.2 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。チェンバーに張られた電極ワイヤーの概念図を図 2.3 に示す。アノードワイヤーは  $y$ - $z$  平面上で  $z$  軸に平行に張られており、90mm 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。



### アノードワイヤー

アノードワイヤーは、ソースプレートから 4mm 離れた位置に、 $z$  方向に向かって 6mm 間隔で 42 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。特にアノードワイヤーは、荷電粒子の電離で生じた電子がこの電場によってアノードへドリフトし、アノードワイヤー近傍の強い電場勾配から電子雪崩を起こすことによって電気信号として捕える役割を持つ。ワイヤー径は  $20\mu\text{m}$  で材質は金メッキタングステンである。

### カソードワイヤー

カソードワイヤーには負の、アノードワイヤーには正の高電圧がかけられチェンバー内を一様電場で満たす役割を持つが、カソードワイヤーからは信号読み出しを行わない。電子雪崩を起こす必要がないためワイヤー径は  $80\mu\text{m}$  で素材は金メッキアルミニウムである。

### ピックアップワイヤー

ピックアップワイヤーはソースプレートから 6mm、アノードワイヤーから 2mm 離れた位置に  $y$  方向へ 6mm 間隔で張られている。ピックアップワイヤーの素材は金メッキアルミで直径が  $80\mu\text{m}$  のものを用いている。アノードワイヤーと同じく信号の読み出しを行うが、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イオンの誘導電流を検出する。アノードワイヤーで起こる電子雪崩はワイヤーに沿って  $y$  方向へ広がるため、ピックアップで捕えられる信号は複数本になる。アノードは発生したドリフト電子座標に対して 1 ワイヤーに対応するが、ピックアップは複数のシグナルに対して重心を取る必要がある。

### フィールドシェーピングワイヤー

フィールドシェーピングワイヤーは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チェンバーの上部と下部に張られている。フィールドシェーピングワイヤーの素材は金メッキアルミで直径  $80\mu\text{m}$  であり、上下それぞれに 15 本ずつ張られている。それぞれに適正電圧を印加することによって、無限遠にまで広がっているような等電位線を実現できる。一本につき一電源の設定をしているだけでなく、抵抗器を直列につなげる抵抗チェーンという工夫を行っている。設定を行いたい電圧値になるような抵抗値をもつ抵抗器を用いることで実現している。

### ガードワイヤー

ガードワイヤーはチェンバーの隅で起こる放電を防ぐために設けられたワイヤーである。隅はワイヤーとチェンバー壁が近く電位勾配が激しいため放電しやすくなっている。そのため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に、同じ電圧をかけ読み出しも行わない。

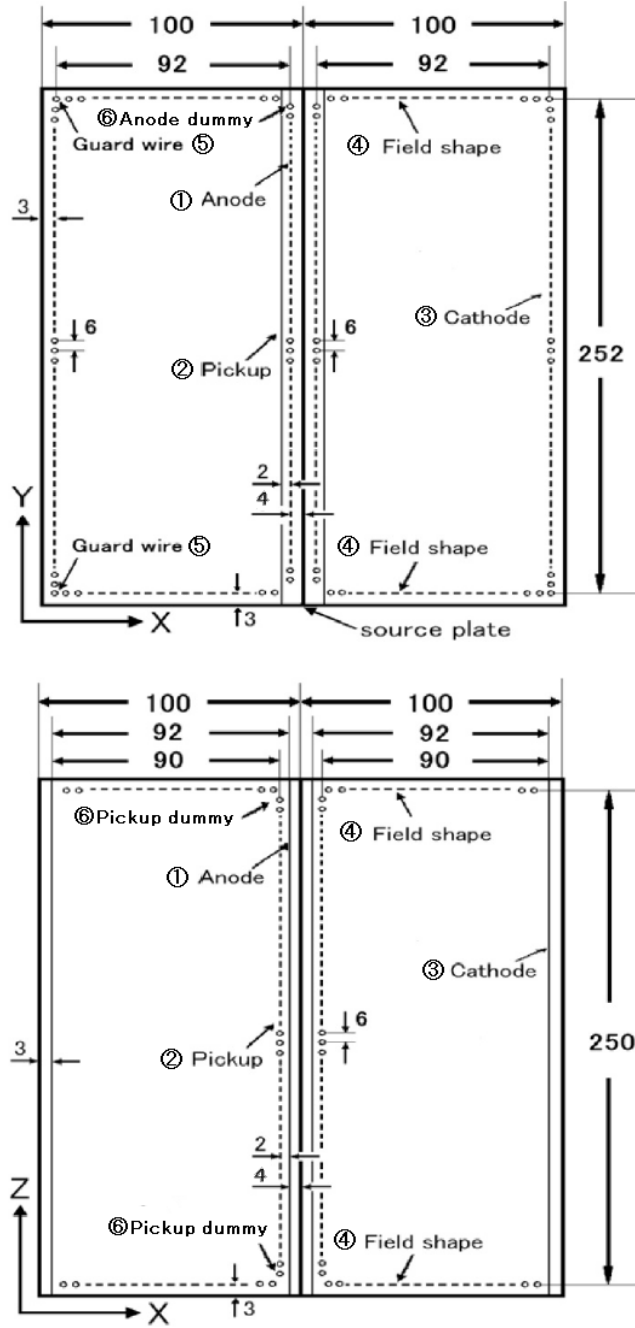


図 2.3 DCBA-T2 のワイヤー配置

### 2.1.3 チェンバーガス

チェンバーガスは荷電粒子が移動した場所を特定するため、およびワイヤー近傍で電子雪崩を起こす媒質として働く。DCBA 測定器で用いるガスは He と CO<sub>2</sub> を 90%:10% の割合で混合したガスであり、約 1 気圧でチェンバーへ流入させている。ガスは荷電粒子の軌道に沿ってイオン化されてドリフト電子を生成する。このとき荷電粒子はガスと衝突することがある、つまり原子核による多重散乱が起こるためにエネルギー損失や軌道が歪んでしまう。この効果を抑えるためには原子番号が小さいガスを選ぶ必要がある。そこで DCBA では He ガスを用いている。H<sub>2</sub> がより原子番号が小さく、イオン化エネルギーも小さいためエネルギー損失が抑えられるが、可燃性ガスのため扱いが非常に難しいので不燃性ガスである He を使用している。

また 100% の He ガスをチェンバーガスとして使うとワイヤー間にて放電がしやすい。この放電を抑えるためにクエンチングガスとして CO<sub>2</sub> を混入させている。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原子を混入することによって放電を抑えることができる。クエンチングガスには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 CO<sub>2</sub> を使用する。

### 2.1.4 測定原理

DCBA はベータ線の飛跡を直接捕らえる飛跡検出型測定器である。ソースプレートから生じたベータ線は、ワイヤーとソレノイドによる一様電磁場中で螺旋運動を行う。チェンバー内に満たされたガス中を通ることによって、ベータ線はガス電離を起こし電子（以下、ドリフト電子と書く）とイオン（イオン対）に分かれる。このようにして生じたドリフト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現象が生じる。このときの雪崩現象でイオン対が大量に作られカソード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として検出される。

#### × 座標の決定

ベータ線のガス電離によって生じたドリフト電子の生成時間を  $t_0$  とし、アノードワイヤーで生じるパルスの生成時間を  $t_1$  とすると、座標  $x$  は

$$X = \int_{t_0}^{t_1} v(t) dt \approx \bar{v}(t_1 - t_0) \quad (2.1)$$

で表される。ここで  $\bar{v}$  はドリフト速度である。微視的にドリフト電子は、電場による加速とガスとの衝突によって絶えず速度が変化するが、平均的には一定とみなしてよく、ここで使用している He:CO<sub>2</sub>=9:1 の混合ガスを 1 気圧で満たした場合は 0.4cm/ $\mu$ s となっている。

### y 座標の決定

パルスが生じたアノードワイヤーの番号で決定される。ワイヤーの間隔  $d=6\text{mm}$  とワイヤー番号  $N_{\text{anode}}$  の積が Y 座標となる。

### z 座標の決定

y 座標と同様に、パルスが生じたピックアップワイヤーの番号で決定される。この正パルスはアノードワイヤーで生じる負パルスと違い、複数本のワイヤーに生じる。したがって z 座標の決定には複数本に生じたパルスの重心を取る必要がある。

## 2.2 運動エネルギーの算出方法

ベータ線の飛跡を再構成することによって運動量を導出することが出来る。一様磁場中で描く螺旋運動は x-y 平面状では円運動を、x-z 平面で sin 運動の写像となる。すなわち、運動量  $p[\text{MeV}/c]$  は

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2.2)$$

で表される。ここで  $\lambda$  は螺旋運動のピッチ角、 $r[\text{cm}]$  は半径、 $B[\text{kG}]$  は磁束密度である。このように導出された運動量  $p$  によって電子の運動エネルギー  $T[\text{MeV}]$  は、 $m_e$  を電子の静止質量として

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

と表される。2 層のチェンバーで検出された 2 本のベータ線の運動エネルギーを足したものを 2 電子エネルギーとする。

## 2.3 DCBA-T2

### 2.3.1 DCBA-T2 測定装置

DCBA-T2 測定器は DCBA 実験における 2 代目の測定器である。1 代目の DCBA-T では荷電粒子の飛跡をアノードワイヤー信号のみから再構成していた。x 座標と y 座標は DCBA-T2 と同一であるが、z 座標の決定は電荷分割法によって決定していたため、良くて  $\sigma_z \approx 52.7\text{mm}$  と分解能が悪く十分な位置決定ができなかった [21]。そのため、ピックアップワイヤーを追加した DCBA-T2 の開発を行った。そして <sup>214</sup>Bi の内部転換電子を用いたエネルギー分解能の測定と二重ベータ崩壊測定を行い、運転に対する問題点や測定器の検証を行っている。図 2.4 に DCBA-T2 測定器の外観を、図 2.5 に内部チェンバーの外観を示す。

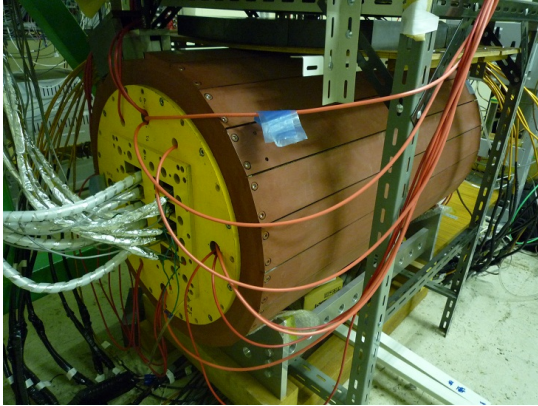


図 2.4 DCBA-T2 測定器



図 2.5 内部チェンバー

### ソース

DCBA-T2 では最終的にはソースとして  $^{150}\text{Nd}$  (Q 値=3.37MeV) を使用する予定である。しかし、現在は測定器の検証のためのソースとして  $^{100}\text{Mo}$  (Q 値=3.03MeV) を使用している。 $^{100}\text{Mo}$  は  $^{150}\text{Nd}$  と比べると Q 値が低いだが、存在比は 9.6% と比較的多く含まれており、二重ベータ崩壊核種の中では Q 値も 3MeV を超えているため、自然放射線によるバックグラウンドも低い\*1。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大きさ  $280\text{mm}\times 130\text{mm}\times 0.05\text{mm}$  ( $45\text{ mg/cm}^2$ ) のものをアルミ枠に挟み、2 枚並べて設置されている。

### 有感領域

ドリフトチェンバーの内容積は一層あたり  $100\text{mm}\times 100\text{mm}\times 300\text{mm}$  ある。しかし、ワイヤーがその内側に張ってあるため実際の有感領域は  $90\text{mm}\times 240\text{mm}\times 240\text{mm}$  となる。

### ソレノイド電磁石

ドリフトチェンバー内に一様な磁束密度を生じさせるために常伝導ソレノイドを用いたマグネットを使用している。ソレノイドは外径 0.65m、内径 0.5m、長さ 1.0m である。マグネットの構造を図 2.6 に示し、表 2.1 に仕様をまとめた。円筒アルミに中空の銅パイプを巻き付けた構造であり、パイプには磁場印加時に大電流による発熱を防ぐため純水を流している。さらに、その外側を鉄板で覆い有感領域で磁束密度の均一性を保つリターンヨークとして働く。このような構造により、NMR を用いてマグネット内部の 580 点の磁場を測定した結果、0.8kG の時に有感領域内では 1% 以内で一様となっている [22]。

\*1 自然放射線による  $\gamma$  線のバックグラウンドのエネルギーの最大値は Th による 2.6MeV となっている。

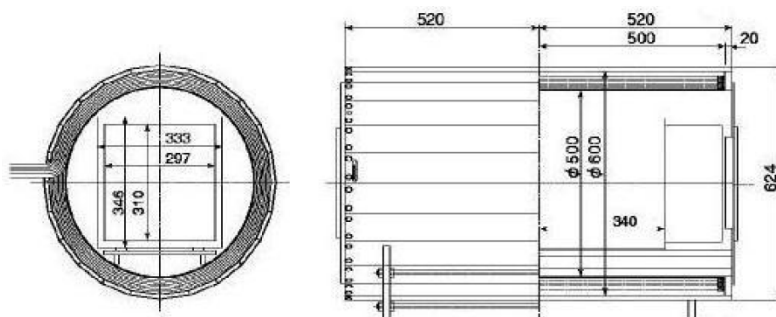


図 2.6 DCBA-T2 のソレノイド電磁石とリターンヨークの構造

表 2.1 DCBA-T2 のソレノイド電磁石のパラメータ

磁束密度最大	内径	外径	長さ	電流	電圧	電力
0.8kG	0.5m	0.62m	1.0m	410A	41V	17kW

### 2.3.2 DCBA-T2 の装置パラメータ

DCBA-T2 測定器に関する仕様を表 2.2 にまとめる。

### 2.3.3 DCBA-T2 によるエネルギーの測定精度

DCBA-T2 のエネルギーの測定精度は、 $^{207}\text{Bi}$  ポイントソースの内部転換電子を用いて調べられた。 $^{207}\text{Bi}$  は軌道電子捕獲によって励起状態の  $^{207}\text{Pb}$  へ壊変する。そして、基底状態へ遷移するときに、1064keV と 570keV などのエネルギーを持った  $\gamma$  線を放出する。放出された  $\gamma$  線の一部は K 核, L 核の電子に吸収され内部転換電子を生じさせる。内部転換電子は、放出された  $\gamma$  線と同じ決まった値を取るため、このような壊変を行う  $^{207}\text{Bi}$  はエネルギーの測定精度の検証ソースとして用いることができる。図 2.7 に  $^{207}\text{Bi}$  が壊変したときの  $^{207}\text{Pb}$  のエネルギー準位を示した。

エネルギーの測定精度のシミュレーションは Geant4 によって行われている。シミュレーションの条件は、1. 電子はソースプレートの中心から立体角で  $2\pi$  方向へ放出すること、2. 電子の軌道はワイヤーと同座標を通過した際に 100% 検出できること、3. ガス中での電離損失や多重散乱の影響のみエネルギー分解能の低下が生じること、4. 電子のエネルギーとその割合は、表 2.3 に示したもの、とした。このシミュレーション結果を図 2.8 に示す。結果では、976keV と 1050keV の山同士が重なり、980keV で一つの山を形成している。980keV において、エネルギー分解能は FWHM で 150keV となっている。

実際の  $^{207}\text{Bi}$  ポイントソースは、チェンバー間に挟まれたソースプレートの代わりにアルミプ

表 2.2 DCBA-T2 パラメータ

ソース	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (40mg/cm <sup>2</sup> ) <sup>150</sup> Nd=0.008mol Mo(45mg/cm <sup>2</sup> ) <sup>100</sup> Mo=0.03mol
有感領域	(90(W) × 240(H) × 240(D))mm <sup>3</sup> × 2 チェンバー
信号読み出し	Flash ADC (8kWords/ch, 100MHz)
X 座標の決定	ドリフト速度 × ドリフト時間
Y 座標の決定	アノードワイヤー (40 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 6mm(位置精度 0.2mm)
Z 座標の決定	アノードワイヤー (40 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 6mm(位置精度 0.2mm)
マグネット	常伝導ソレノイドコイル+フラックスリターンヨーク
磁束密度	最大 0.8kG
一様磁場領域	400 × 600mm <sup>3</sup> δB/B < 1%
チェンバーガス	He(90%) + CO <sub>2</sub> (10%)
Veto カウンター	プラスチックシンチレーションカウンター

表 2.3 <sup>207</sup>Bi から生じる内部転換電子のエネルギーと割合

運動エネルギー [keV]	480	560	976	1050
割合 [%]	1.5	0.6	7.0	2.4

レートを入れ、中央から z 軸方向に 9mm ずれた位置に設置した。そして、10000 イベントの測定データの中から <sup>207</sup>Bi イベントとして判定されたものは 505 イベントであった。それぞれの軌道から運動エネルギーを算出した結果を図 2.9 に示す。実際のデータは、バックグラウンド 外部や装置自体に含まれる放射性物質から放射された γ 線がコンプトン散乱を起こすことによって生じた電子が含まれていると思われるが、980keV における FWHM は 150keV でシミュレーションと同値となった。

ここでエネルギー分解能の算出の注意点を挙げる。DCBA-T2 は、シンチレータを用いた測定エネルギーと異なり、電子の飛跡からエネルギーを求めている。0νββ 測定におけるエネルギー分解能を得るためには、Q 値と同程度のエネルギーを持った電子で測定する必要がある、また 2νββ の測定では、さまざまなエネルギーを持った電子が生じるので、Q 値付近のエネルギー分解能だけでは不十分である。しかし、今のところエネルギー評価が可能なソースは <sup>207</sup>Bi でしかないので、電子の運動エネルギーがどのエネルギーでも同じ FWHM=150keV であると仮定したエネルギー分解能を概算する。結果、<sup>150</sup>Nd の Q 値 3.37MeV におけるエネルギー分解能は 6.2% となっ

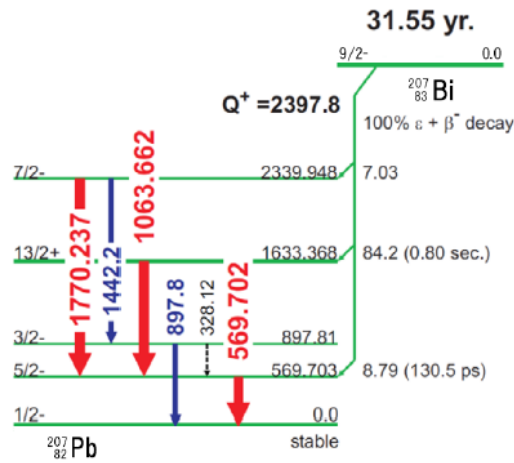


図 2.7  $^{207}\text{Bi}$  の壊変図

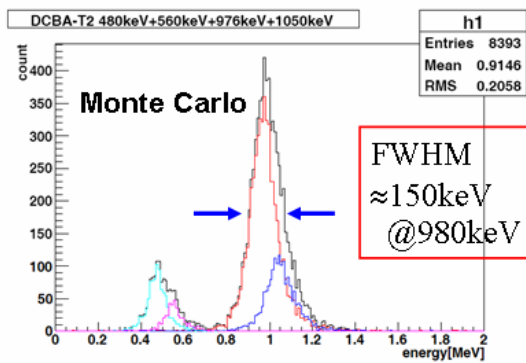


図 2.8  $^{207}\text{Bi}$  を用いた測定のシミュレーション結果

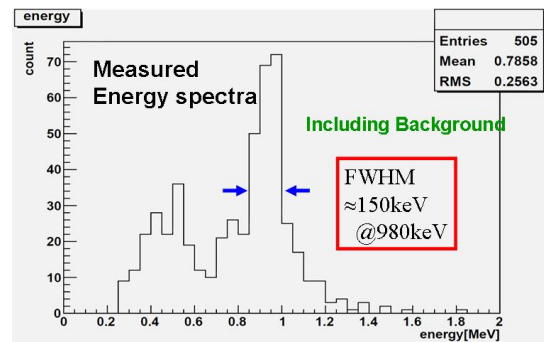


図 2.9  $^{207}\text{Bi}$  を用いた実際の測定結果

た [23]。

## 2.4 DCBA-T3

### 2.4.1 DCBA-T3 測定装置

DCBA-T3 は DCBA 実験における 3 代目の測定器である。DCBA-T2 と比べてエネルギー分解能を高め、そして搭載可能ソース量の向上が主な改良点である。DCBA-T3 の概念図を図 2.10 に、外観を図 2.11 に示す。

大幅な改良点は常伝導マグネットから超伝導マグネットへ変更し、磁束密度を 0.8kG から



## 2.4 DCBA-T3

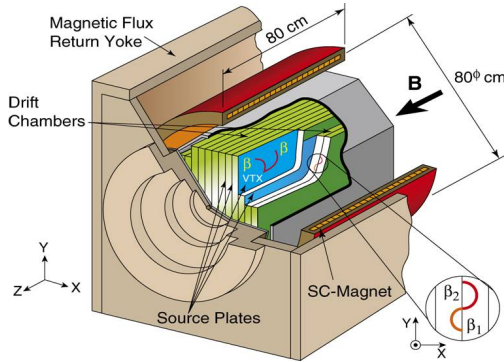


図 2.10 DCBA-T3 の概念図

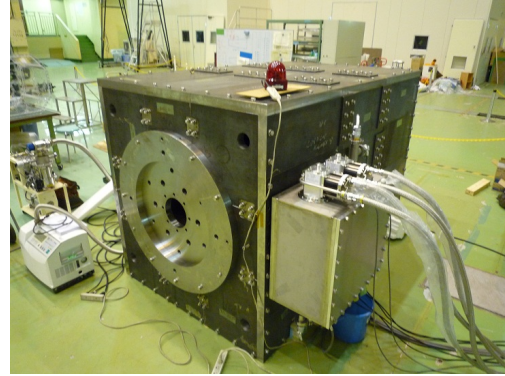


図 2.11 DCBA-T3 測定器

2.0kG へ向上したことである。こうすることでベータ線が描く螺旋運動の半径が小さくなり、ガス中のエネルギー損失や多重散乱の影響を抑えることができる。しかし、例えば半径が半分になればアノードワイヤーでの測定点数が半分になってしまう。そこでワイヤー間隔を 6mm から 3mm にすることで測定数の減少を抑えている。また、半径が小さくなるということはベータ線が運動する領域が狭くなるので 1 チェンバーの幅を減らせることになる。従って、測定器に実装できるチェンバー数が増え、チェンバー間に挟むように配置されるソースも同時に増やせることになる。DCBA-T2 では 2 層のチェンバーであったが、DCBA-T3 では大型チェンバー 8 層と小型チェンバー 4 層の計 12 層を内蔵することができるようになっている。

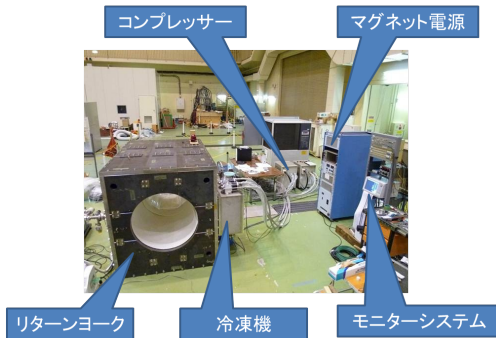


図 2.12 冷凍機システムの外観

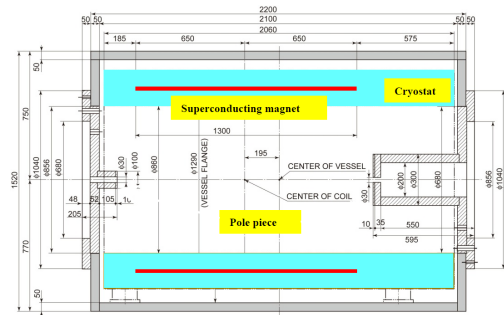


図 2.13 DCBA-T3 の超伝導ソレノイド電磁石の断面図

### 超伝導ソレノイド電磁石

DCBA-T3 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磁場を印加する。通常、超伝導線を超伝導状態まで冷やすために液体ヘリウムを流す方法が取られるが、これとは異なり冷凍機からの伝導冷却を用いている。冷凍機は、Gifford McMahon サイクルを使用しており、

断熱膨張と圧縮を繰り返すことによって排熱する。この機構の利点は3つ挙げられる。1. 電源のスイッチを ON にするだけで冷却が開始され、冷媒の準備や取り扱いから解放される。2. 冷却能力が3冷凍トン\*2以下の場合、高圧ガス保安法の手続きを必要としない。3. 低温維持装置の構造が、冷媒容器や配管が省略されるので簡略化できる。また、DCBA-T2 では磁場を印加するために必要な電流が400A 強であり、17kW の電力を使用するので冷却法に水冷を用いる。安全上の問題から常に運転中は運転員が常駐していなければならなかった。しかし、T3 では無人運転が可能になり昼夜問わずデータが取れるようになることも大きな利点である。

冷凍機システムの外観を図 2.12 に示し、超伝導ソレノイドの設計パラメータを表 2.4 にまとめる。実際に冷凍機の運転試験が8月30日から行われ、室温300K からコイル温度5.4K~5.5K へ170時間(約7日)かけて到達した。用いられる超伝導線材はNbTi合金であり、臨界温度9.3K であるので十分な結果となった。通電試験では基底電流値70A を流しエンドキャップを外した状態で、中心部の磁束密度が0.157T, コイル端部で1.5T 得られた。エンドキャップを入れた状態であれば、設計値である0.2T が得られることが期待される。有感領域内の磁束密度測定はホール素子とNMR を用いて行われ、詳細については2.4.3節で述べる。

表 2.4 DCBA-T3 の超伝導ソレノイド電磁石のパラメータ

コイル寸法	1.3m(L) × $\phi$ 1.0m × 5.2mm(t)
中心磁束密度	0.2T
定格電流	75.7A(リターンヨークなし) 66.3A(リターンヨークあり)
超伝導線及び安定材	NbTi, Cu, Al
超伝導線の臨界温度	10 K
臨界電流	(@3.8T, 4.2K) > 800A
検出器用有効常温空間	$\phi$ 0.85m × 1.0m(L)
コイル層数	4 層(中央部), 8 層(ノッチ部両端 150mm)

### ソースプレート

DCBA-T3 は8層の大型チェンバーと4層の小型チェンバーの計12層のチェンバーを内蔵できようになっている。そのため、ソースプレートはチェンバーの間に挟まれるため11枚入れられることになる。ソースはMo金属プレートから、5.6%の<sup>150</sup>Ndが含まれるNd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>粉末をプレート上に加工したものへ変更する。<sup>100</sup>MoはQ値が3.03MeVであるのに対して<sup>150</sup>Ndは3.37MeVと高い。そのためバックグラウンドが低減し、さらに核行列要素が大きいので半減期が

\*2 1冷凍トン=1日に1トンの0 の水を氷にするために除去すべき熱量

短くイベント数を稼げる。また、Nd は常温の空気中では表面が酸化されてしまうため、Mo のように単体で金属プレートに加工することができない。そのためソースプレートの製作は、アルミナイズドマイラーシートにソースを塗布し、もう 1 枚のシートを張り合わせ、アルミのフレームに固定する。このとき、ソースの厚みはベータ線のエネルギー損失にかかわるので、この影響を少なくするにはできる限り薄く作る必要がある。しかし、薄くするほど 1 枚あたりの崩壊核種数が減るため、モジュールの数を増やすか濃縮するなどの工夫が必要となる。

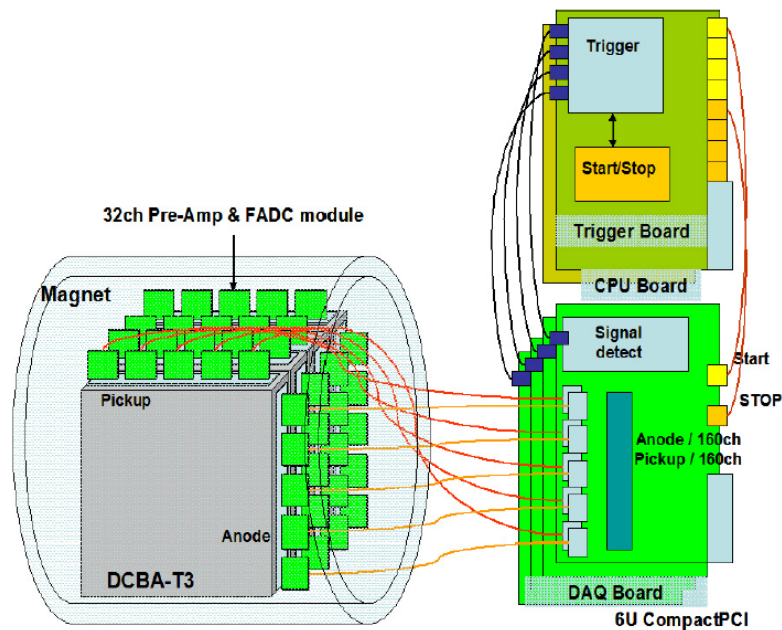


図 2.14 DCBA-T3 の DAQ システム

#### 信号読み出し

DCBA-T3 で用いられる Data Acquisition(DAQ) システムは、DCBA-T2 から大幅に改良された新システムを採用する。概念図を図 2.14 に示す。T2 ではチェンバーの各ワイヤーに取り付けられたプリアンプで信号を増幅し、ケーブルを通じて FADC ボードへ送られる。このとき送られる信号が、ケーブル起源のノイズにより信号が歪んだり発信したりといった問題が生じていた。このため、ケーブルにアルミテープを巻き、シールドすることで対応していた。T3 では、32ch プリアンプと FADC が一体となったモジュールをチェンバー側に実装することで対応する。AD 変換されたデジタル信号を LVDS(Low Voltage Differential Signaling) ケーブルで送信するのでケーブル由来のノイズがなくなる。このモジュールは 1 つで 32 チェンネルあるので、信号読み出しを行う 320 本のワイヤーがある 1 つのチェンバーに対して、10 個のモジュールが取り付けられる。

## ワイヤー

ワイヤーの配置や線材については DCBA - T2 と同様である。変更された点は、前述のとおりワイヤー間隔が 6mm から 3mm へ変更していることである。またチェンバーが大容積になったためアノードワイヤーとピックアップワイヤー、カソードワイヤーの数がそれぞれ 40 本から 160 本へ増えている。表 2.5 に各ワイヤーのパラメータをまとめる。

表 2.5 DCBA-T3 のチェンバー 1 つあたりのワイヤーパラメータ

ワイヤー名称	材質	本数	直径	張力
アノードワイヤー	Au-W	160 本	20 $\mu\text{m}$	45 g
アノードダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 $\mu\text{m}$	90 g
カソードワイヤー	Au-Al	162 本	80 $\mu\text{m}$	90 g
ピックアップワイヤー	Au-Al	160 本	80 $\mu\text{m}$	90 g
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 $\mu\text{m}$	90 g
フィールドワイヤー	Au-Al	52 本	80 $\mu\text{m}$	90 g
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	2 本	100 $\mu\text{m}$	150 g

## 2.4.2 DCBA-T3 で期待されるエネルギー測定精度

DCBA-T3 のエネルギー分解能は、Geant4 によるシミュレーションによって見積もられている。T2 のシミュレーションと同様に、条件を位置検出が 100% でガス中での電離損失や多重散乱のみ影響するとした。電子線のエネルギーは  $^{150}\text{Nd}$  の Q 値 3.37MeV の半分である 1.7MeV とした。その結果を図 2.15 に示す。これより 1.7MeV におけるピークの幅は FWHM で 80keV となった。Q 値でのエネルギー分解能は 3.4% である。ニュートリノ有効質量 50meV で要求されるエネルギー分解能は 5% 以下であるので、T3 は性能を満たしている。

## 2.4.3 超伝導ソレノイドの磁束密度測定

超伝導ソレノイドによる有感領域内 ( $\phi 600\text{mm} \times 600\text{mm}$ ) の磁束密度はホール素子と NMR を用いて測定された。DCBA-T3 のポールピースには、磁場測定用とケーブル用の穴があげられている。測定用の穴は、中心と中心からの距離 200,280,400mm にあけられており、200mm は 1,3,5,7,9,11 時方向に、280mm は 0,2,4,6,8,10 時方向に、400mm は 0,3,6,9 時方向にある。この穴にガイド用のアルミ筒を通し、このアルミ筒よりも径の小さい 2 つのアルミ筒にホール素子と NMR それぞれ取り付けて測定を行った。小さいアルミ筒を前後に動かすことで、Z 方向の測定ができる。Z 方向は中心から  $\pm 300\text{mm}$  の範囲を 100mm 毎に、それに加えて、-250,350,400mm の

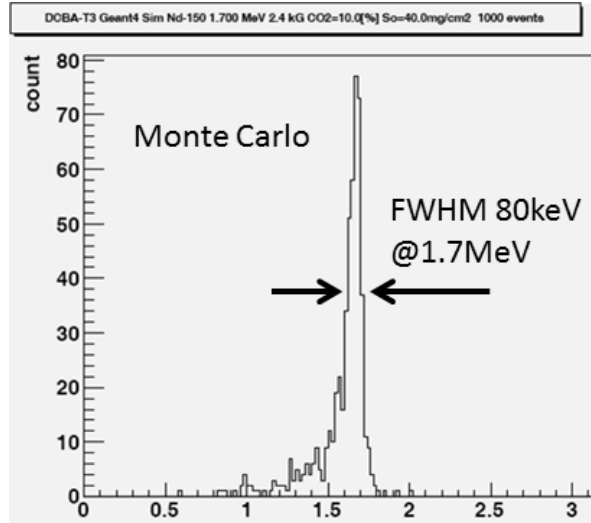


図 2.15 DCBA-T3 における 1.7MeV 電子のシミュレーション結果

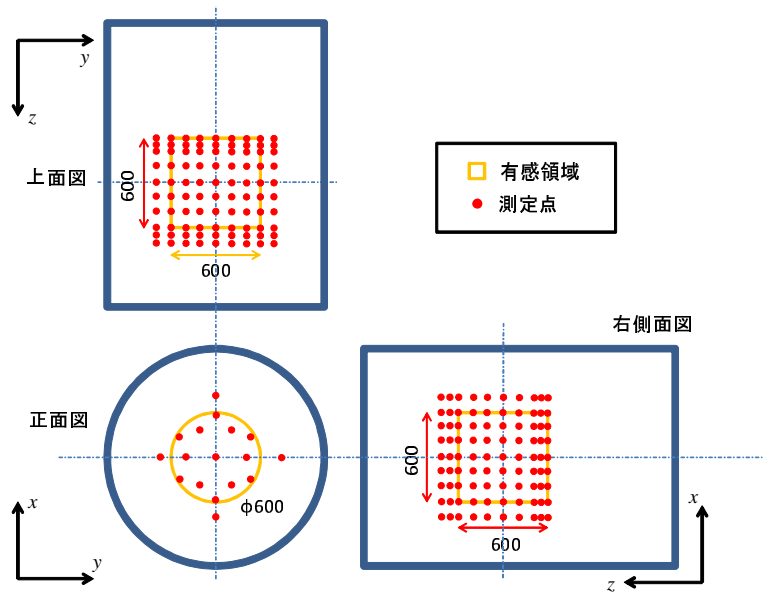


図 2.16 DCBA-T3 における磁束密度測定箇所

場所の測定も行った。これら測定点をまとめると図 2.16 のようになる。超伝導ソレノイドは磁束密度 0.2T において、有感領域内の均一度 0.5% で設計されている。中心の磁束密度が 0.1T となる印加電流に設定したとき、リターンヨーク内の磁束密度は図 2.17 のようになった。ここで横軸が  $Z[\text{mm}]$  座標、縦軸が磁束密度である。データの表示の仕方は、時間方向と半径方向の組み合わせにしている。時間が 0 時方向、半径が 280mm であれば表示は 0-R280 となる。表 2.6 に示す

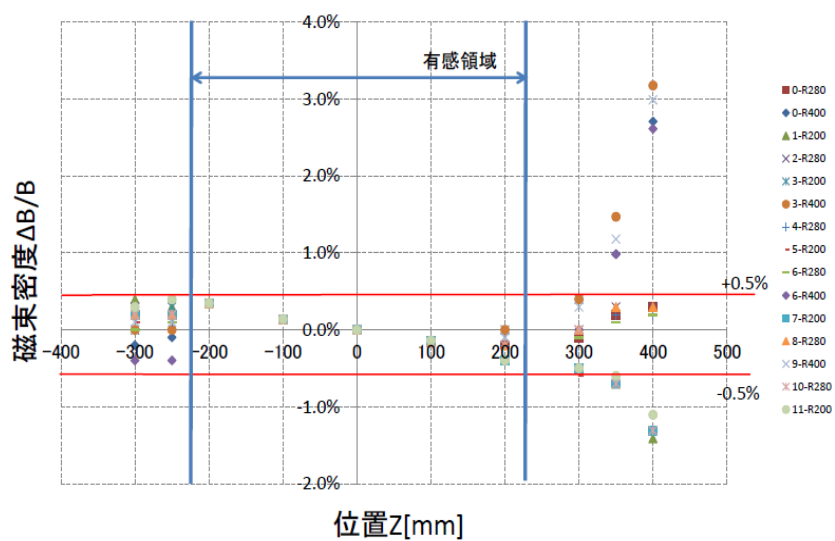


図 2.17 DCBA-T3 における磁束密度測定結果

ように，チェンバーの有感領域は  $(600(X) \times 440(Y) \times 440(Z))\text{mm}^3$  であるので，この範囲内で  $\pm 0.5\%$  以内の一様性を持つことが確かめられた。

#### 2.4.4 DCBA-T3 のパラメータ

DCBA-T3 測定器の仕様を表 2.6 にまとめる。

表 2.6 DCBA-T3 パラメータ

ソース	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (550g) <sup>150</sup> Nd=0.18mol Mo(45mg/cm <sup>2</sup> ) <sup>100</sup> Mo=0.03mol
有感領域	(40(W) × 440(H) × 440(D))mm <sup>3</sup> × 8 チェンバー (40(W) × 200(H) × 440(D))mm <sup>3</sup> × 4 チェンバー
信号読み出し	Flash ADC
X 座標の決定	ドリフト速度 × ドリフト時間
Y 座標の決定	アノードワイヤー (160 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 3mm(位置精度 0.2mm)
Z 座標の決定	カソードワイヤー (160 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 3mm(位置精度 0.2mm)
マグネット	無冷媒超伝導ソレノイドコイル + フラックスリターンヨーク
磁束密度	定常 2.0kG, 最大 3.0kG
一様磁場領域	800 × 600mm <sup>3</sup> $\delta B/B < 1\%$
チェンバーガス	He(90% )+CO <sub>2</sub> (10%)
Veto カウンター	プラスチックシンチレーションカウンター

## 第 3 章

# DCBA-T2 による $^{100}\text{Mo}$ の二重ベータ崩壊測定

### 3.1 Mo ソースプレート

二重ベータ崩壊核種  $^{100}\text{Mo}$  を使って DCBA-T2 測定器による  $2\nu\beta\beta$  の測定を行った。使用したソースプレートを図 3.1 に示す。ソースプレートは 2 層のチェンバーに挟み込まれるように配置されるが、図は 1 層のチェンバーとソースプレートを示している。ソースプレートは大きさ  $28.0\text{cm} \times 13.0\text{cm}$  で厚さが  $50\mu\text{m}$  のものが 2 枚分あり、アルミ枠に挟み込んでいる。Mo ソースは濃縮を行っておらず天然の Mo 金属をプレートに加工したものである。Mo はモル体積  $9.38\text{cm}^3/\text{mol}$  であって、 $^{100}\text{Mo}$  の存在比 9.6% であることから、2 枚のソースプレート中に  $^{100}\text{Mo}$  が  $0.037\text{mol}$  含まれる。これまでの NEMO 実験による測定結果から、DCBA-T2 の検出効率 9.28% で実際に観測が期待される  $2\nu\beta\beta$  レートは約 0.56 事象/日である。

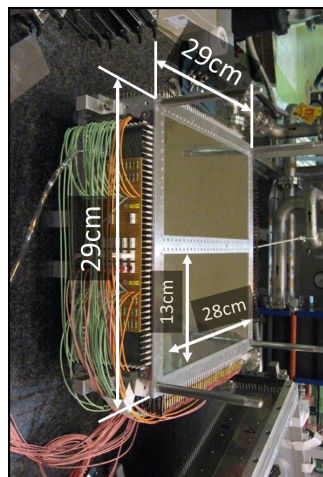


図 3.1 Mo ソースプレート



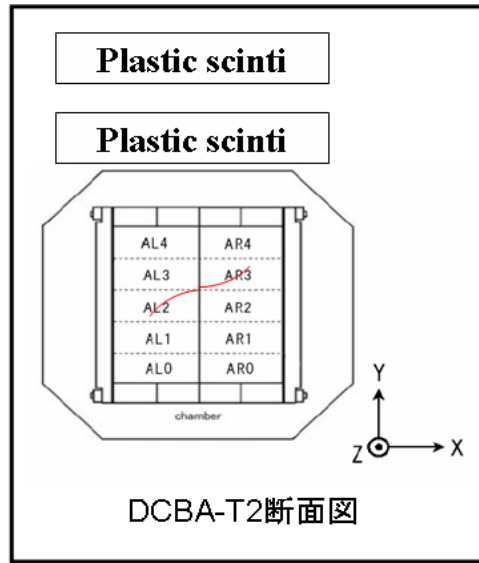


図 3.2 FADC が記録するワイヤー群の配置

### 3.2 トリガー条件とシステム

二重ベータ崩壊はソースから 2 つのベータ線が同一点から生じるトラックになるため、このようなイベントを捕えるトリガーを組む必要がある。すべてのイベントを捉え解析で選別する方法もあるが、ほぼ宇宙線によるバックグラウンドイベントになるためシステムリソースの有効利用の点から好ましくない。そのため、2 層チェンバーに対して 1 つずつベータ線が生じた場合のみ捉えられる Back-to-Back トリガー条件とした。検出器上部には宇宙線を排除する為にシンチレーションカウンターによる veto も設けているが、それでも宇宙線イベントが 4Hz 程度混入してしまう。

実際に測定で使用したトリガー回路について述べる。DCBA-T2 における信号読み出しを行うアノードワイヤー 40 本 × 2 チェンバーとピックアップワイヤー 40 本 × 2 チェンバーは、それぞれ 8 本単位で 1 つの FADC module に接続されている。ここで 1 つの FADC に接続されるワイヤー 8 本を単位に対して、左チェンバーのアノード群を AL0 ~ AL4, 右チェンバーのアノード群を AR0 ~ AR4, 左チェンバーのピックアップ群を PL0 ~ PL4, 右チェンバーのピックアップ群を PR0 ~ PR4 として定義する。ここで FADC が記録するアノードワイヤーの配置を図 3.2 に示す。

初めに Back-to-Back となるイベントが生じたとき、記録すべきデータは AL0 ~ AL4 および AR0 ~ AR4 のうち AL(N) と AR(N) の情報である。ただし、崩壊点がワイヤー群の境界で生じた場合は、AL(N) と AR(N+1) の情報も必要にある。また、FADC に取り込まれる 8 本のワイヤーのうち 3 本以上に信号が入らないとトリガーがかからないようになっている。そのため、片

側で隣り合う  $AL(N)$  と  $AL(N+1)$  の情報も拾う必要がある。すなわち  $AL(N)$  と  $AL(N+1)$  かつ  $AR(N)$  と  $AR(N+1)$  が必要になるのでトリガー回路は

$$\text{Back-to-Back} = \sum_N (AL(N)+AL(N+1)) \cdot (AR(N)+AR(N+1)) \quad (3.1)$$

となる。 $\sum$  記号は論理和を表す。さらに、DCBA-T2 測定器の上にはプラスチックシンチレータが2層あり上部には5台(A,B,E,F,8),下部には3台(J,7,I)が配置されている。上部と下部のコインシデンスを取り、宇宙線イベントの veto をかけている。これより後半の回路は宇宙線イベントを可能な限り落とす構造を持たせるとともに、 $\alpha$  線イベントも捕えられるようにしてある。

二重ベータ測定における最も重要なバックグラウンドとして  $^{214}\text{Bi}$  によるベータ崩壊が挙げられる。 $^{214}\text{Bi}$  のベータ崩壊は、最大エネルギー 1.85MeV のベータ線を放出し、 $^{214}\text{Po}$  に壊変する。そして直後に 1.42MeV の  $\gamma$  線を生じるため、この  $\gamma$  線がコンプトン散乱などを起こすことにより電子イベントとなる。ベータ崩壊で生じる電子と  $\gamma$  線が起源の電子は、同一点から生じる確率が高いため二重ベータ崩壊と混同する可能性がある。特に  $^{214}\text{Bi}$  はウラン崩壊系列であり、その系列に含まれる  $Rn$  は空気中に含まれるため、ソースプレート表面などあらゆる箇所を汚染する。このイベントを除去するために、 $^{214}\text{Po}$  が半減期  $168\mu\text{s}$  で崩壊することを利用する。あるイベントでトリガーがかかった後、1ms 以内に起きるイベントを記録するように回路が組まれている。これは FADC が記録できる 8192words のうち半分の 4096words を通常の記録用に使い、残り半分の 4096words を直後のイベントの記録用とする。これをダブルバッファといい、連続イベントをとらえられるようになっている [23][24]。Back-to-Back イベントを捕えた後に イベントが記録されていれば、これは Bi イベントであると特定できる。最終的な Back-to-Back トリガー回路は、まとめると図 3.3 のようになる。

### 3.2.1 ワイヤーに生じる信号

信号の記録を行う FADC の仕様を表 3.1 にまとめる。FADC はサンプリングレート 100MHz で動作し時間にして 10ns の分解能を持つ。読み込まれた信号はレジスタで常に記録されており、前述のトリガー回路によってトリガーがかかると、 $25\mu\text{s}$  遅らせた NIM モジュールによる start 信号によってレジスタの内容が記録される。時間を遅らせるのは、トリガーが掛かった直後では、まだチェンバー中にあるドリフト電子がワイヤーまで到達していないためである。ドリフト速度は約  $0.4\text{cm}/\mu\text{s}$  であるので、幅 9cm のチェンバーではアノードワイヤーから最も離れたところに生じた電子でも  $25\mu\text{s}$  あればワイヤーに十分到達できる。実際に記録される波形の一例を図 3.4 に示す。横軸を時間、縦軸を波高でとった。読み出しを行うアノードワイヤーは 1 チェンバーで 40 本であるので、これら 40 の波形を並べ、スレシヨルド 15count に設定したものを図 3.5 (左) に示す。縦軸に波高、x 軸に wire 番号、y 軸に時間をとった。荷電粒子が通過した座標に生じたドリフト電子の雪崩効果によって波形が生じるので、図の信号が実際に通過した粒子の飛跡に対応する。信号は円を描くように分布しているので、ベータ線が螺旋運動している飛跡であることがわ

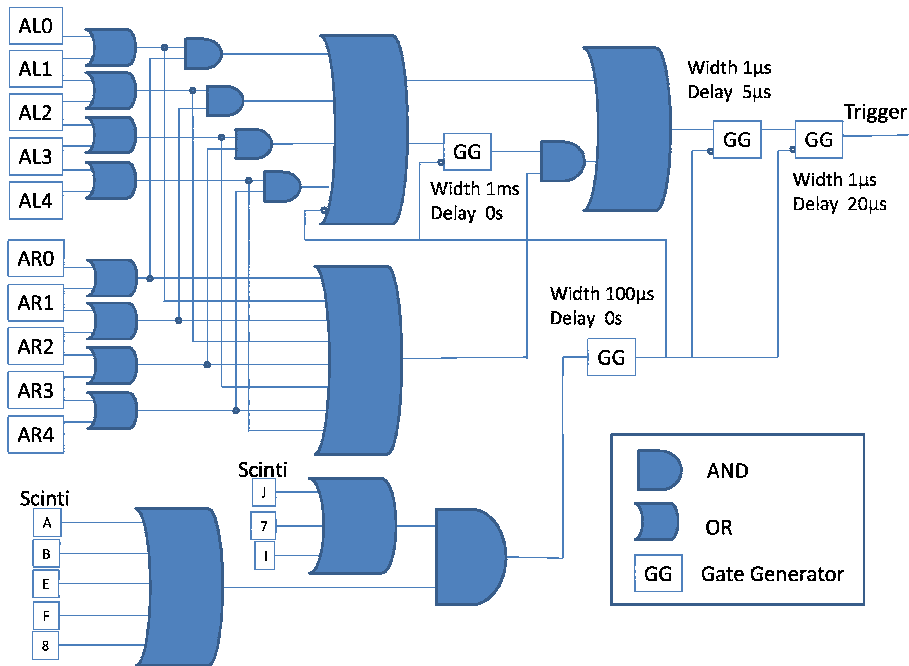


図 3.3 トリガー回路

かる。1つのチェンバーに対するアノードワイヤーのみを示したが、同様にピックアップワイヤーと、もう1つのチェンバーに対してそれぞれの信号が記録される。一つの信号に対して最大カウントとなったワイヤーと時間のみをプロットすると図 3.5 (右) のようになる。図中の上部が  $x$ - $y$  平面に対応し、下部が  $x$ - $z$  平面に対応する。

$x$  軸の時間はドリフト電子がワイヤーまで到達する絶対的な時間ではなく、トリガーがかかってからの相対的な時間である。個々のイベントによってトリガーのタイミングが異なるので、ある特定の時間がチェンバーのある座標に対応するわけではない。これを対応付けるためには、パルスが生成されるアノードワイヤー 40 本分の中で時間  $t_1$  が最も早い信号を選定し、これをワイヤーポジションとする。図 3.5 (右) では最も短い波形のピークは  $10\mu\text{s}$  付近であるため、ここがワイヤーポジションと一致する。このため左右のチェンバーで得られたイベントを再構成すると中心  $0\mu\text{s}$  から  $\pm 10\mu\text{s}$  程度の余白ができることに注意する。

表 3.1 FADC ボード:RPCI-001 の仕様

チャンネル数	8 channel
フルスケール	-1.0 V
最大サンプリングレート	100 MHz
波高分解能	8 bit
データメモリ/ch	8 kWords
閾値	-128 mV

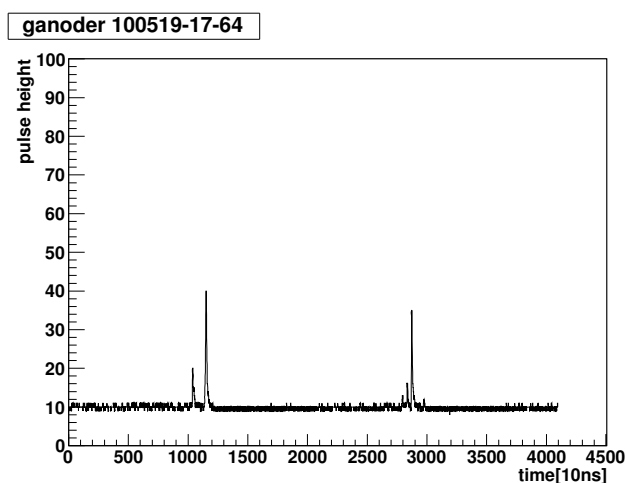


図 3.4 アノードワイヤー 1 本に生じる信号の例

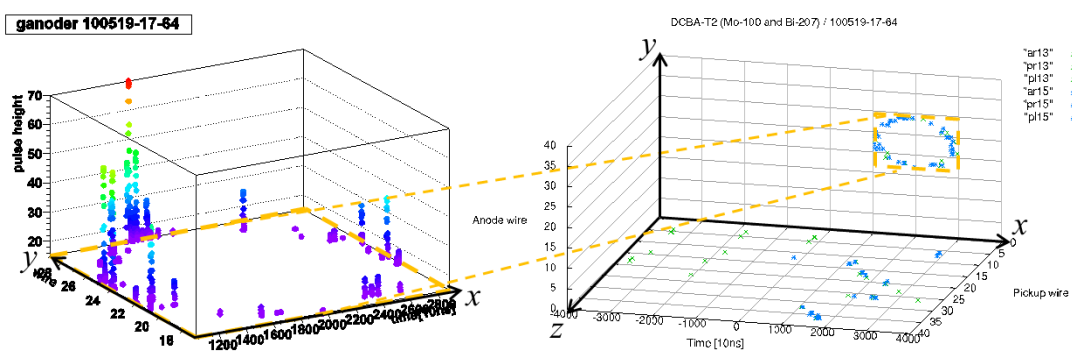


図 3.5 アノードワイヤー 40 本分の波形および対応する再構成の飛跡

### 3.3 DCBA-T2 測定器の運転

DCBA-T2 測定器を用いた Mo ソースの測定は、1 月から 3 月と 5 月から 6 月に行われた。1 日につき連続 9 時間の運転を 1 シフト 3 時間として 3 交代制で行った。

### 3.4 イベントセレクション

---

DCBA-T2 測定器を運転する際に必要な手順と運転上諸注意などについては付録 A にまとめた。

DCBA-T2 で用いられる FADC は、時間分解能 10ns と波高分解能 8bit でデータを記憶する。イベントの記録容量は 4096words であり、全ワイヤーが 160 本あるので、1 イベントにつきデータ量は

$$4096 \times 160 = 655360\text{byte} = 640\text{kB} \quad (3.2)$$

である。ここでコンピュータ表記に合わせるため、k を SI 接頭辞の  $10^3$  ではなく 2 進接頭辞の  $2^{10}$  として計算した。1 ファイルに 100 イベントをまとめて記録され、イベント情報のヘッダーもつくため 1 ファイルあたりのデータ量は 62.5MB となる。左右のチェンバーで独立したデータが記録されるので、実際は 1 ファイルあたり約 31MB である。

記録先は system module 内のハードディスクに記録される。FADC 内のメモリから読み出す時間が約 0.22 秒かかり、メモリからディスクキャッシュへ転送する時間が約 0.001 秒かかる。そのため 1 イベントあたり平均 1/4 秒程度デッドタイムが生じる。詳細な時間はイベントデータと同時に記録されている。

## 3.4 イベントセレクション

DCBA 測定器は二重ベータ崩壊の飛跡を直接とらえるために開発された測定器である。ドリフトチェンバーは荷電粒子が入射した際にガス電離を起こしイオン化によって生じた電子を捕える役割を持つ。またマグネットによる一様磁場は、アノードワイヤーとカソードワイヤー間に生じる一様電場と垂直方向にかけられており、電子と陽電子の運動方向に違いつけさせ、バックグラウンドの低減につながる。ここでは実際に捕えられたイベントを例に挙げ、飛跡を直接捕えることはバックグラウンド除去に有効に働くことを示す。

### 3.4.1 Back-to-Back イベント

目指すイベントは、二重ベータ崩壊イベントである。得られたイベントは、すべて eye scan が行われる。イベントの判断は次のような過程で行った。

1. 左右のチェンバーに 1 つずつ螺旋運動が描かれている
2. 螺旋運動の起点が中央のソースプレートの同一点から描かれている
3. x-y 平面上で、ともに反時計回りで描かれている

1 つ目の条件は、トリガー条件を Back-to-Back として組んだことによる。通常の  $2\nu\beta\beta$  は、任意の方向に放射されるため、片側のチェンバーに 2 つの電子線が走る場合がある。しかし、今回は左右のチェンバーのコインシデンスを取ったため、片側のチェンバーだけではトリガーが掛からず、このようなイベントは取られることはない。したがって、左右に 1 つずつベータ線の螺旋運動が描かれたものを選出した。

2 つ目の条件は，崩壊現象そのものによる。二重ベータ崩壊は，同一原子核からベータ線が 2 つ放射されるので，螺旋運動の起点がソースプレート内の同一点からとなるのは必然である。

3 つ目の条件は，電子が負電荷をもつことによる。チェンバーにかかる磁場は Z 方向であり，x-y 平面上での螺旋運動の写像は必ず反時計回りに描かれる。これは x-y 平面上での運動方向が必ず決まるので，運動の始点と終点を結ぶことの重要な条件となる。

このような条件のもとで， $2\nu\beta\beta$  と判断されたイベントを図 3.6 に示す。イベントは，上記の 3 つの条件を満たして，(1)x-y 平面上にて円軌道が左右のチェンバーに 1 つずつ書かれている，(2)x-y 平面にて 13 番目のアノードワイヤーから，x-z 平面にて 8 番目のピックアップワイヤーから軌道が始まっている，(3) 一方の電子が陽電子であり 3 番目のアノードから出発したとすると，時計回りに運動していたものが 13 番目から突如として電荷符号が変わり，反時計回りに運動することになる。偶然にも，陽電子がソース内の電子と対消滅し，生じた  $\gamma$  線がコンプトンを起こしたとも考えられなくもないが，1 点から 2 電子が左右に生じたと考える方が自然である。

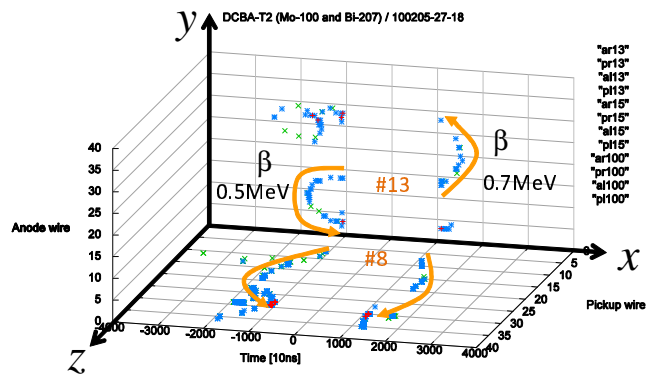


図 3.6  $2\nu\beta\beta$  イベント候補

### 3.4.2 バックグラウンド

#### 宇宙線

最も多いイベントとして捕えられるのが宇宙線ミュオンである。測定器上部に取り付けられたシンチレーションカウンターによって veto をかけているが斜めから入射した宇宙線は除去しきれず，しかもトリガーの条件にかかる場合があるため，得られるデータのうち約半分がこのイベントである。しかし，宇宙線のエネルギーは GeV オーダーであるので，測定器にかかる 800G 程度の磁場では，ほとんど曲がらず直線運動となるので容易に除去できる。図 3.7 に実際のイベントを示す。

### 3.4 イベントセレクション

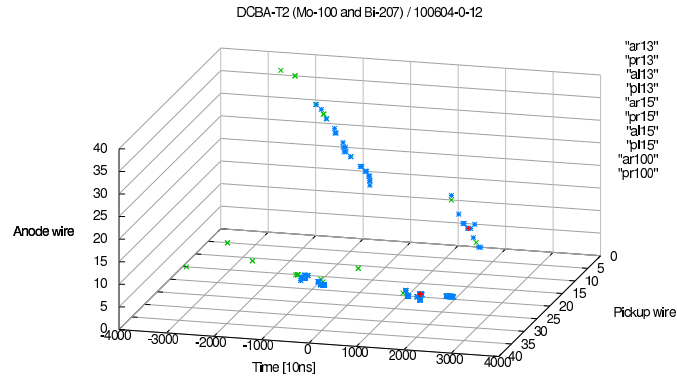


図 3.7 宇宙線イベント

#### アルファ線

線は、ソースプレートやチェンバー本体に含まれる放射線核種から生じる。電子に比べ線は非常に重いため運動量が大きく、宇宙線と同様に曲がらずに直線運動となる。またガス電離の効果が強いため、得られる信号強度が非常に高い特徴を持つ。さらに、透過性が弱く厚みが  $40\mu\text{m}$  のソースプレートですら通過できないため、片側のチェンバーにのみトラックが描かれる。このため除去が容易なイベントのうちの一つである。特にこのイベントは深刻なバックグラウンドを引き起こす  $^{214}\text{Bi}$  イベントの特定に用いており、その実例については後述する。

#### エレクトロニクス起源のノイズ

測定器のハードシステムに起因するイベントである。このイベントは、すべてのワイヤーから短時間（数  $\mu\text{s}$ ）の間に、幅が数 nm 程度の信号が大量に入る特徴を持つ。その例を図 3.8 に示す。トリガー条件から得られることはないはずであるが、起源は不明である。DCBA-T3 では改良がなされるため改善すると思われる。

#### ガンマ線

自然崩壊核種や宇宙線起源の  $\gamma$  線は、ドリフトチェンバーに対して不感であるため、直接イベントとして得ることはない。しかし、チェンバー本体やソースプレートと相互作用をすることで生じる電子がイベントに入る。

#### 電子対生成

自然放射線源や宇宙線起源の  $\gamma$  線がソースプレートやガスとの相互作用によって、電子・陽電子対を生成するイベントである。特に宇宙線起源の  $\gamma$  線は MeV から GeV まで広いエネルギー範囲を持つ。もし、MeV オーダーのエネルギーであった場合には、生じる電子・陽電子対のエネル

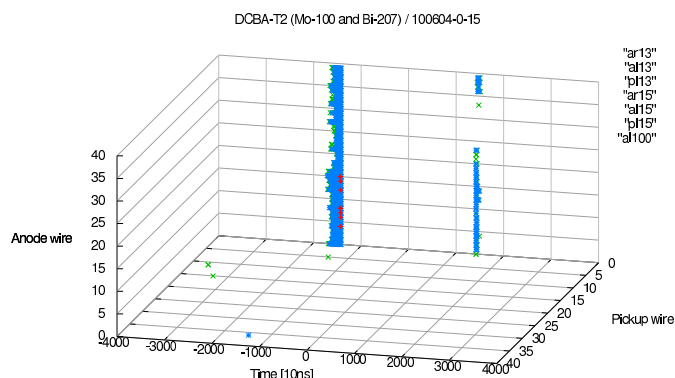


図 3.8 エレクトロニクス起源のノイズ

ギーは二重ベータ崩壊が起こる核種の  $Q$  値に近くなる。しかし、磁場によって螺旋運動の回転方向が互いに異なる運動を行う。シンチレータを用いた測定器は、対生成が深刻なバックグラウンドイベントになるが、DCBA では容易に除去できるイベントである。

### 二重コンプトン

$\gamma$  線がコンプトン散乱を起こし、再度コンプトン散乱をするイベントである。図 3.9 にその概念図を示す。このイベントの終状態は、電子が 2 個生じているため二重ベータ崩壊イベントのバックグラウンドとなる。しかし、コンプトン散乱がソース内で立て続けに 2 度起こり、かつ近距離でなければバックグラウンドに含まれないため稀である。このイベントを減らすためには、ソースプレートができる限り薄くする必要があるから測定できるソース量も減るため兼ね合いを取らなければならない。

### メラエ散乱

ソース内の原子核がベータ崩壊を起こし、生じた電子がソースの電子を散乱させて 2 電子が生じるイベントである。図 3.10 にその概念図を示す。二重コンプトンと同様に近距離で起こった場合にバックグラウンドになる。この効果を抑えるためには、二重コンプトンと同様にソースプレートをできる限り薄くする必要がある。

### BiPo イベント

二重ベータ崩壊実験で最も重要なバックグラウンドが  $^{214}\text{Bi}$  によるイベントである。 $^{214}\text{Bi}$  はベータ崩壊した直後に  $\gamma$  線を放出するため、内部転換電子やコンプトン散乱で生じる電子が二重ベータ崩壊イベントと混同する。この  $^{214}\text{Bi}$  のイベントが除去できなければ、二重ベータ崩壊実験として信頼できるデータを得ることはできない。DCBA での除去は、 $^{214}\text{Bi}$  がベータ崩壊した後の  $^{214}\text{Po}$  が半減期  $164\mu\text{s}$  で崩壊することを利用する。電子事象のイベントが捕えられた後、



### 3.4 イベントセレクション

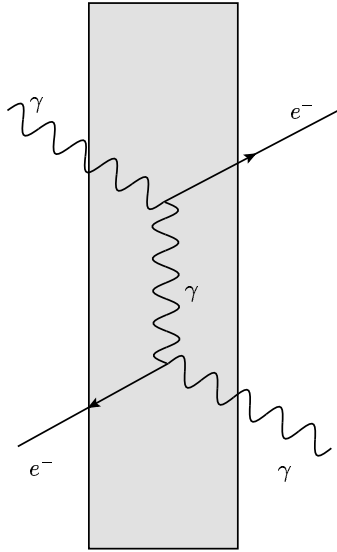


図 3.9 二重コンプトンの概念図

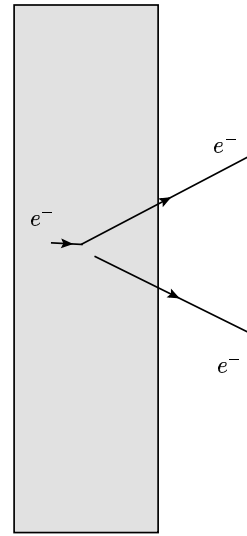


図 3.10 メラー散乱の概念図

1ms 以内に線が得られれば、それは  $^{214}\text{Bi}$  によるイベントであると特定できる。実際に得られた  $^{214}\text{BiPo}$  イベントを図 3.11 に示す。図中の左図を見る限りではアノードワイヤー 25 番とピックアップワイヤー 25 番を崩壊点として 2 つのベータトラックが描かれていることから  $2\nu\beta\beta$  イベントである。しかし、それから  $186.3\mu\text{s}$  後に同一点から線が生じている。線は電離作用が強く、 $0.8\text{kG}$  程度の磁場では曲がらないため片側のチェンバーで直線的に描かれることから判断できる。従って、これは  $2\nu\beta\beta$  イベントではなく、 $\text{BiPo}$  イベントとして判別できる。

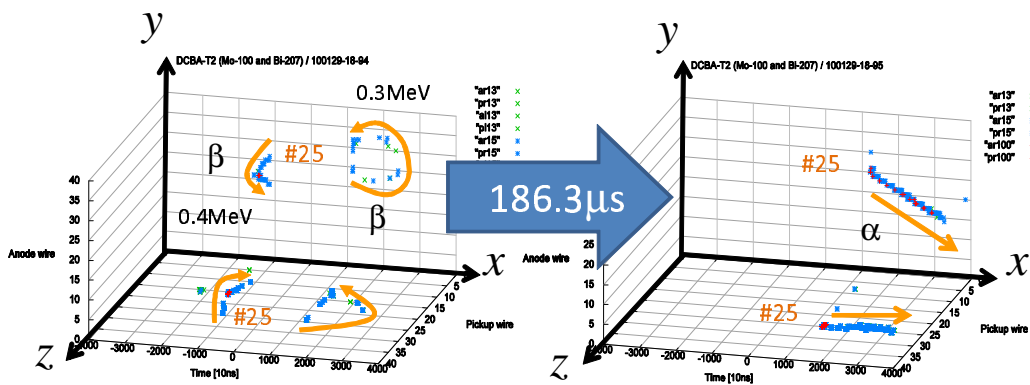


図 3.11 BiPo イベント

### 3.5 運動エネルギー導出手順

DCBA 実験ではカロリメータを用いておらず，エネルギー算出はトラックを再構成した飛跡から求めている。ベータ線のエネルギーを導出する手順は次のとおりである。

1. スムージング
2. ピーク点の導出
3. ハフ変換
4. 円フィット ( $x$ - $y$  平面),  $\sin$  フィット ( $x$ - $z$  平面)
5. エネルギー計算

ここでは 100528-29-96 のデータを例に説明する。

#### 3.5.1 スムージング

FADC で記録されるデータは，回路起源の電気ノイズが載っているため，波高が高くない信号はノイズに埋もれてしまう。そこで，ノイズがある一定の周期で載ることを利用して，シグナルを滑らかにする処理をスムージングという。実際に得られる処理前のデータとスムージングの処理データを図 3.12 と図 3.13 に示す。11 カウントのベースライン上に見られるノイズがスムージングによって，落ち着いていることがわかる。

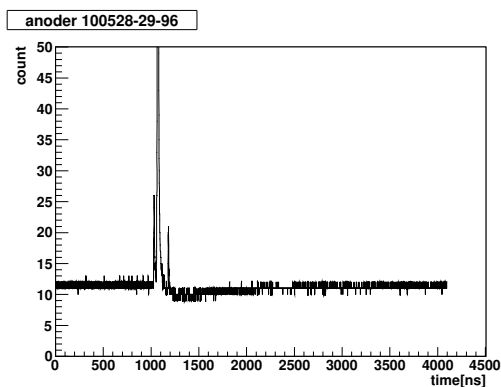


図 3.12 FADC に記憶されるシグナル波形

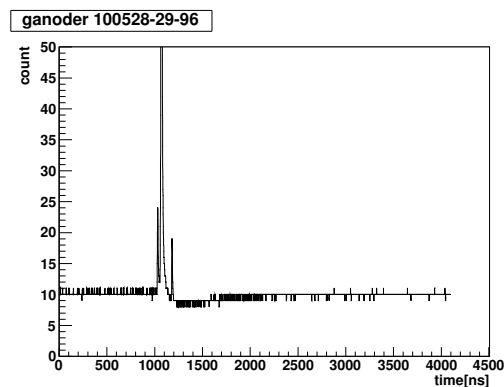


図 3.13 スムージング処理後のシグナル波形

#### 3.5.2 ピーク点の導出

電子増幅によって得られるシグナルは，短い時間で高いピークを持つ。次に行うハフ変換は，画像処理に用いられる技術を円検出の応用に使っているため，波形からピーク値となる時刻を算出

### 3.5 運動エネルギー導出手順

する必要がある。一般的な関数のピークを求めるには、関数の微分値がゼロになるところを採用すればよい。しかし、波形は離散データなので、ある一定の範囲の差分が正か負かを判断し、ピーク点を求めた。図 3.14 に 1 チェンバーのアノードで得られたシグナルからピーク点を示す。

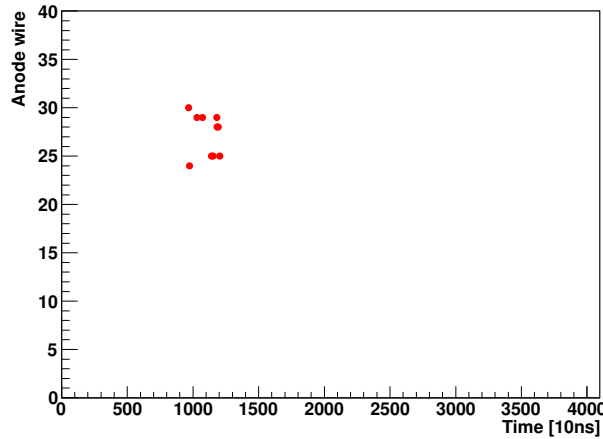


図 3.14 波形から得られたピーク点

#### 3.5.3 ハフ変換

ハフ変換は、複雑な模様を認識する画像処理技術の一つである。DCBA 実験では、イベントデータの中から二重ベータ崩壊によるトラックを識別するために用いられる。イベントデータにハフ変換を施し、直線として検出されたイベントを除去することで、解析者の eye scan に対する負担を減らす試みがなされている [25]。

#### 3.5.4 円フィット・sin フィット

電子線は電磁場中で螺旋運動を描く。x-y 平面では円フィットを行い半径を求める。x-z 平面では sin フィットを行いピッチ角を求める。実際にフィットプログラムを用いて行った結果を図 3.15 と図 3.16 に示す。

フィットで得られた半径は  $r = 1.9 \pm 0.2\text{cm}$ 、ピッチ角は  $\cos \lambda = 0.974 \pm 0.005$  であったので、電子線の運動量およびエネルギーは式 (2.2)(2.3) より

$$p = \frac{0.3rB}{\cos \lambda} = 0.46 \pm 0.05\text{MeV}/c \quad (3.3)$$

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e = 0.18 \pm 0.03\text{MeV} \quad (3.4)$$

と求まった。

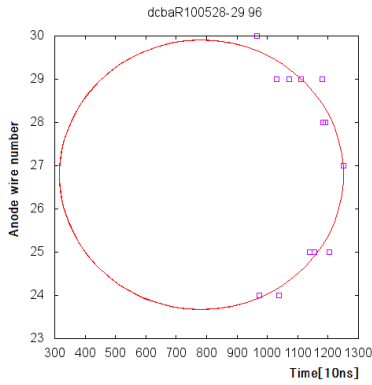


図 3.15 円フィット

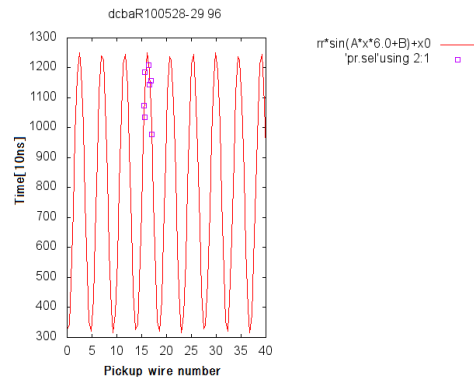


図 3.16 sin フィット

### 3.6 測定結果

DCBA-T2 測定器では  $^{100}\text{Mo}$  ソースプレートを用いて 2009 年から 2010 年にかけて試験的のべ 485 時間測定され、得られた合計イベントは 245700 イベントである。このうち二重ベータ崩壊の候補となるイベントは 21 イベントであった。得られた電子の軌道を上記の手順によってエネルギーの算出を行い、各電子のエネルギーをヒストグラムにしたものを図 3.17 に、1 イベントで得られる 2 電子のエネルギー和のヒストグラムを図 3.18 に示す。エネルギー算出の過程で、運動エネルギーが  $0.2\text{MeV}$  以下のものは自然放射線源からの  $\gamma$  線がコンプトンを起こしたものが多く含まれると考えられるのでカットを入れた。

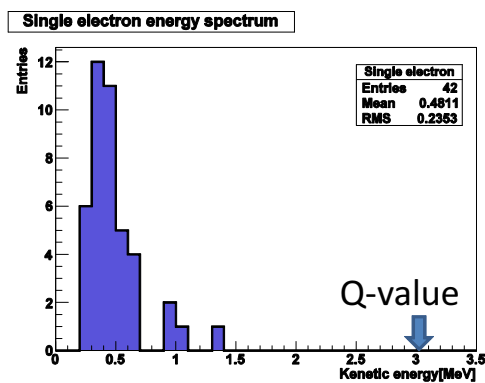


図 3.17 単一電子のエネルギースペクトル

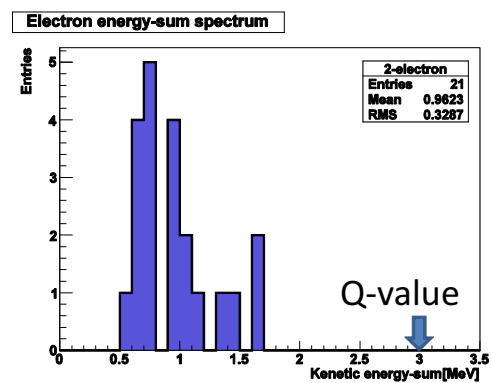


図 3.18 2 電子エネルギー和のスペクトル

### 3.7 半減期の概算

DCBA-T2 で観測されると予想されるエネルギースペクトルは Geant4 を用いたシミュレーションによって得られている。そのエネルギースペクトルを図 3.19 に、2 電子エネルギー和を取ったシミュレーション結果を図 3.20 に示す。2 電子エネルギー和において、ピークは Q 値の半分である 1.5MeV 付近にできる。しかし、実際に得られたエネルギースペクトルは 0.7MeV にピークが存在する。得られたイベントが 1MeV 以下に集中することから、 $\gamma$  線によるバックグラウンド事象が入っていると考えられる。

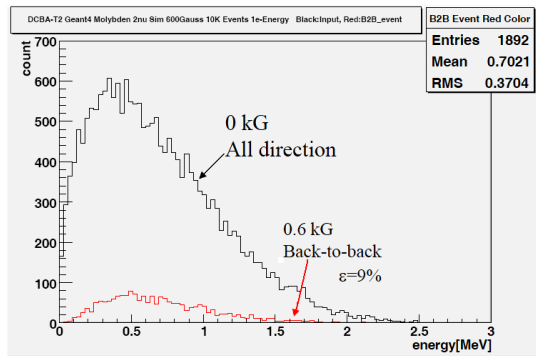


図 3.19 シミュレーションによるエネルギースペクトル

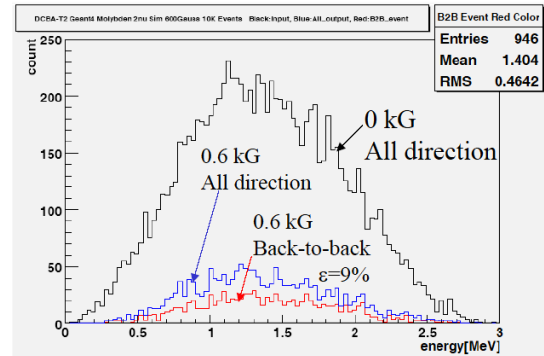


図 3.20 シミュレーションによる 2 電子エネルギー和のスペクトル

### 3.7 半減期の概算

今までに得られた  $2\nu\beta\beta$  イベントより  $^{100}\text{Mo}$  の半減期を求める。放射線核種の半減期  $T_{1/2}$  は

$$T_{1/2} = (\ln 2)kN_0 \frac{t}{n} \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで  $k$  は測定器の検出効率、 $N_0$  は崩壊核種数、 $t$  は測定時間、 $n$  は  $2\nu\beta\beta$  イベント数である。検出効率は Geant4 を用いたバックグラウンドを含んだシミュレーション結果 (図 3.20) から 9.28% と得られている。現在までの測定で得られたデータから半減期は

$$T_{1/2} = 3.0 \times 10^{18} \text{ 年} \quad (3.6)$$

と得られた。ここでは未だバックグラウンドが含まれているので半減期はこれより長いと予想される。この結果については 6 章で議論する。

### 3.8 2 本のベータ線の角度相関

DCBA 測定器は 2 本ベータ線の飛跡を捕えているため、その飛跡間の角度を求めることができる。一般に極座標系で用いられる角度は、ベクトル  $r$  と  $z$  軸とのなす角を  $\theta$  とし、 $x$ - $y$  平面上に

写像したものと x 軸とのなす角を  $\Phi$  と定義される。実際に得られる飛跡の情報は、螺旋運動の半径  $r$  とピッチ角  $\lambda$  であり、x-y 平面上となす角である。また角  $\Theta$  に対応する角度  $\rho$  を飛跡の情報から求めなければならない。

まず時間  $t = 0$  における、右側のチェンバーで捕えられたベータ線の運動量単位ベクトルを  $\beta_1$  とし、左側のチェンバーで捕えられたベータ線の運動量単位ベクトルを  $\beta_2$  と定義する。運動量位置ベクトル  $\beta$  と z 軸とのなす角は極座標系では  $\Theta$  であるが、飛跡から得られるピッチ角  $\lambda$  は x-y 平面となす角である。また x 軸と x-y 平面上の写像となす角  $\rho$  は極座標系における  $\Phi$  と対応する。ここでは簡単のためベクトルの長さを 1 とした。これらのベクトルの成分は極座標と直交座標系の関係から

$$\beta_{1x} = \sin \Theta_1 \cos \Phi_1, \beta_{1y} = \sin \Theta_1 \sin \Phi_1, \beta_{1z} = \cos \Theta_1 \quad (3.7)$$

$$\beta_{2x} = \sin \Theta_2 \cos \Phi_2, \beta_{2y} = \sin \Theta_2 \sin \Phi_2, \beta_{2z} = \cos \Theta_2 \quad (3.8)$$

となる。よって極座標系と左右チェンバーで得られる運動量単位ベクトルと角  $\lambda, \rho$  の関係は図 3.21 のようになる。

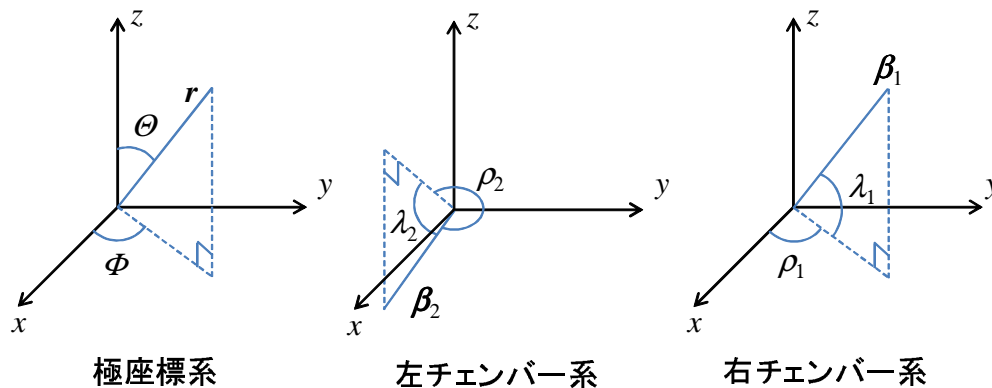


図 3.21 極座標系と左右チェンバーの座標系

$\Theta, \Phi$  と  $\lambda, \rho$  との関係について考える。角  $\lambda$  は  $\sin$  フィットから  $\cos \lambda$  の形で求まるが、その値は必ず正であるので  $\lambda$  の範囲は  $0 < \lambda < \pi/2$  でしか求まらない。負となる範囲を求めるために、x-z 平面上のトラックの Z 方向が正負のどちらへ生じているかを利用する。もし、正方向なら  $\pi/2 - \lambda$  はそのままであるが、負なら  $\pi/2 + \lambda$  となる。また、角  $\rho$  についても求まる範囲は  $0 < \rho < \pi/2$  であるため、正の範囲しか求めることができない。この場合は、円フィットで得られた中心の x 座標  $x_0$  が正であるか負であるかを用いる。左チェンバー系において、 $x_0$  がソースプレートよりも正側であれば、 $\rho > 0$  であり、負側なら  $\rho < 0$  である。ただし、x 軸となす角度と定義したので、 $\pi$  だけずれることに注意する。左チェンバー系については、 $x_0$  とソースプレー

### 3.9 $^{214}\text{Po}$ 半減期概算

トが正なら  $\rho$  のままで、負なら  $2\pi$  だけ異なることになる。これをまとめると

$$\begin{array}{l} \text{左チェンバー系 } (\beta_2) \quad \text{右チェンバー系 } (\beta_1) \\ \Theta_2 = \begin{cases} \pi/2 - \lambda_2 & \beta_{2z} > 0 \\ \pi/2 + \lambda_2 & \beta_{2z} < 0 \end{cases}, \quad \Theta_1 = \begin{cases} \pi/2 - \lambda_1 & \beta_{1z} > 0 \\ \pi/2 + \lambda_1 & \beta_{1z} < 0 \end{cases} \end{array} \quad (3.9)$$

$$\Phi_2 = \begin{cases} \pi + \rho_2 & x_0 > 0 \\ \pi - \rho_2 & x_0 < 0 \end{cases}, \quad \Phi_1 = \begin{cases} 2\pi - \rho_1 & x_0 > 0 \\ \rho_1 & x_0 < 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

のように表せる。

ここで、角度  $\rho$  を算出するために x-y 平面上に描く円軌道を用いる。ソースプレートから生じたベータ線は弧を描いて再びソースプレートにぶつかる。図 3.22 に示したように、ベータ線  $\beta$  と x 軸となす角が  $\rho$  であるので、弦の半分の長さ  $L$  と円の半径  $R$  を使って  $R \cos \rho = L$  となる。半径  $R$  は円フィットから求められており、円軌道から  $L$  を求めれば角度  $\rho$  が得られる。

最終的に  $\beta_1$  と  $\beta_2$  の間の角度は内積で求まるので

$$\cos \theta = \beta_1 \cdot \beta_2 \quad (3.11)$$

$$= \beta_{1x}\beta_{2x} + \beta_{1y}\beta_{2y} + \beta_{1z}\beta_{2z} \quad (3.12)$$

となる。このようにして求めた 21 イベントの角度分布を図 3.23 に示し、表 3.2 に  $2\nu\beta\beta$  イベントのエネルギーと角度についてまとめた。

今のところは、まだ統計数が少なく、DCBA-T2 でどのような角度分布が得られるかのシミュレーションも行っていないため比較・評価ができない。しかし、角度相関が求められることは飛跡を直接捕えるからこそであり、今後の研究でエネルギーや崩壊過程との相関関係が分かれば、イベントの正当性を支持する一つの指標となりえる。

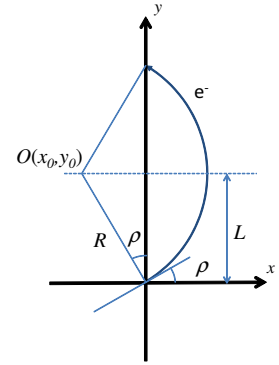
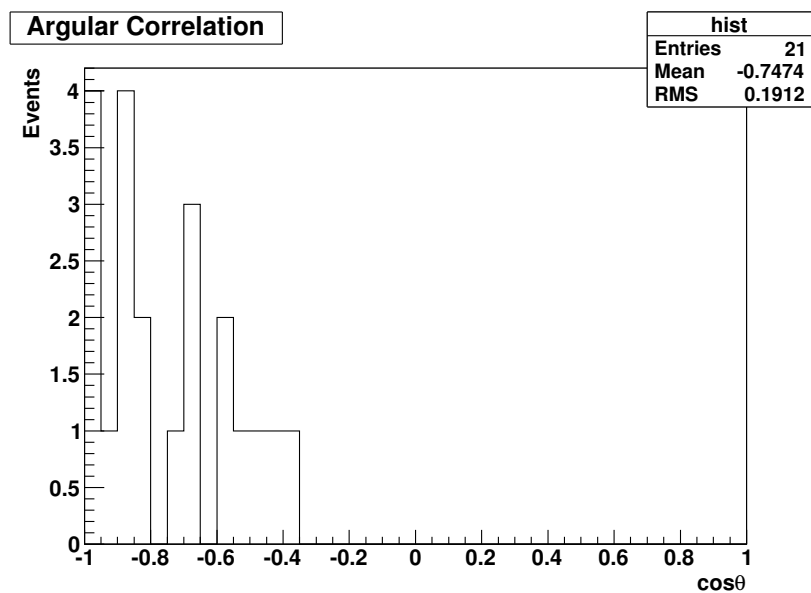


図 3.22 円軌道と角度  $\rho$  の関係

### 3.9 $^{214}\text{Po}$ 半減期概算

DCBA-T2 はダブルバッファと呼ばれる機構により、Back-to-Back トリガーが掛かってから 1ms 以内のイベントを記録できるようになっている。そのため、BiPo イベントから Bi がベータ崩壊して  $^{214}\text{Po}$  が生成され、崩壊するまでの時間を測定することができる。今までに得られたイベントの中で 2741 トリガーがダブルバッファとして機能し、この中から 39 イベントが BiPo イベントであると判断した。この 39 イベント分の崩壊時間をヒストグラムにしたものが図 3.24 である。これより  $^{214}\text{Po}$  の崩壊の半減期は

$$T_{1/2} = 144 \pm 46 \mu\text{s} \quad (3.13)$$

図 3.23  $2\nu\beta\beta$  の角度分布

と見積もられる。統計数がまだ少ないため誤差が大きいですが、実際の  $^{214}\text{Po}$  の半減期  $164\mu\text{s}$  と比較して、ほぼ等しい値が得られている。

BiPo イベントは単一のベータ線のみ描かれている 35 イベントと 2 電子事象が描かれている 4 イベントが含まれている。2 電子事象のうち 2 電子が持つ運動エネルギーが  $0.2\text{MeV}$  以上のものは 1 イベントであった。BiPo イベントによる線の検出効率が 23.6% であることから、約 4 イベントがバックグラウンドイベントと見積もられる。



### 3.9 $^{214}\text{Po}$ 半減期概算

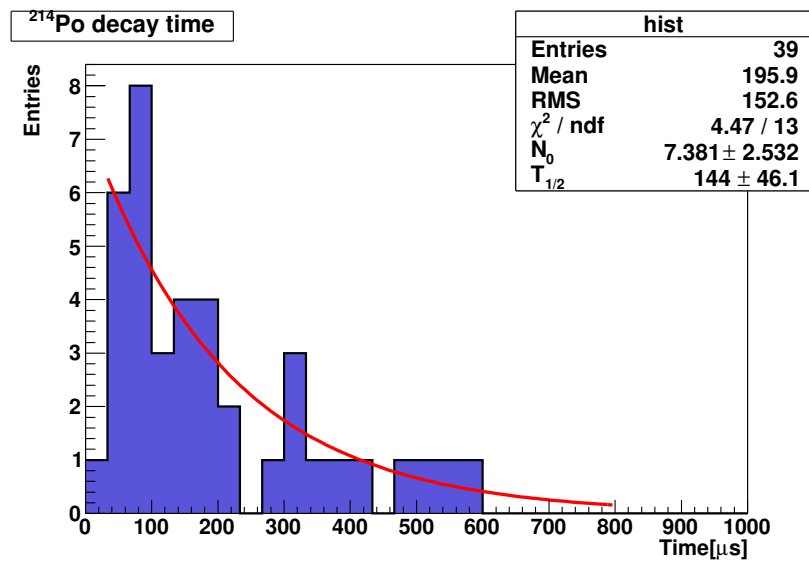


図 3.24  $^{214}\text{Po}$  のアルファ崩壊時間

表 3.2 二重ベータ崩壊の角度分布表

イベント No	ベータ線エネルギー (左, 右) [MeV]	エネルギー和 [MeV]	角度 $\theta$ [°]	$\cos \theta$
090505-39-12	0.40, 0.68	1.08	113	-0.395
090618-19-18	0.46, 0.27	0.73	170	-0.984
090619-2-98	0.22, 0.35	0.57	153	-0.889
090619-3-49	0.21, 0.43	0.64	138	-0.737
091113-30-12	0.41, 0.38	0.79	143	-0.801
091212-19-62	0.25, 0.41	0.66	148	-0.850
100129-11-12	0.54, 0.65	1.19	165	-0.965
100202-13-88	0.48, 0.21	0.69	133	-0.688
100202-18-74	0.51, 0.43	0.94	167	-0.976
100202-25-13	0.48, 0.57	1.05	132	-0.671
100205-27-18	0.65, 0.99	1.65	150	-0.862
100211-4-45	0.39, 0.41	0.80	175	-0.996
100211-25-67	0.33, 1.36	1.70	119	-0.482
100217-22-16	0.69, 0.31	0.99	124	-0.565
100218-19-14	0.34, 0.30	0.64	114	-0.401
100309-18-37	0.98, 0.51	1.49	150	-0.867
100310-27-42	1.02, 0.32	1.33	122	-0.526
100311-7-44	0.54, 0.40	0.95	155	-0.904
100519-11-85	0.50, 0.42	0.92	133	-0.681
100519-42-7	0.35, 0.37	0.71	124	-0.564
100605-12-6	0.31, 0.40	0.71	153	-0.892

## 第 4 章

# ガス中での電子運動シミュレーションによる測定評価

DCBA-T2 のエネルギー分解能の評価は、Geant4 を用いたシミュレーションによって行われていることは第 2 章で述べた。このシミュレーションにあたっては「電子の軌道はワイヤーと同座標を通過した際に 100% 検出できること」という仮定をおこなったが、実際には異なっている。電子の軌道は、ガスの電離によって生じたドリフト電子がアノード側へ移動し、雪崩効果による誘導電流がワイヤーに流れることによって検出される。このガス電離効果は電子の持つエネルギーやガスの圧力と温度によっても変化する。また、ドリフト電子がアノード側へ移動するとき、ガスとの衝突を繰り返すことで本来検出されるべきワイヤーとは異なるワイヤーで検出される場合も考えられる。このようにドリフトチェンバーを用いた電子軌道の検出は、そのトラックの座標とワイヤーで捕えられる座標は 100% 一致するわけではない。これらの影響が、トラックの再構成とエネルギー算出にどの程度影響するか見積もりを行った。

### 4.1 Garfield について

Garfield は、CERN で開発された 2 次元ないし 3 次元ドリフトチェンバーのシミュレーションプログラムである [26]。このプログラムは、次のような計算が可能である。

- 電場計算と等電位面の 3 次元表示
- 電場と重力によって生じるワイヤーのたわみ
- ある条件を満たす最適なポテンシャルの導出
- ドリフト電子とイオンのトラック表示
- ドリフト電子の  $X(t)$  分布
- 荷電粒子によってチェンバーに生じる信号

Garfield についての詳細は公式に掲載されている。セットアップについては付録 B にまとめた。

DCBA 実験ではドリフトチェンバーを用いて、ベータ線の飛跡を測定している。再構成して得られる飛跡から運動量と運動エネルギーを導出するが、正しくもとのベータ線エネルギーを再現するかシミュレートを行った。

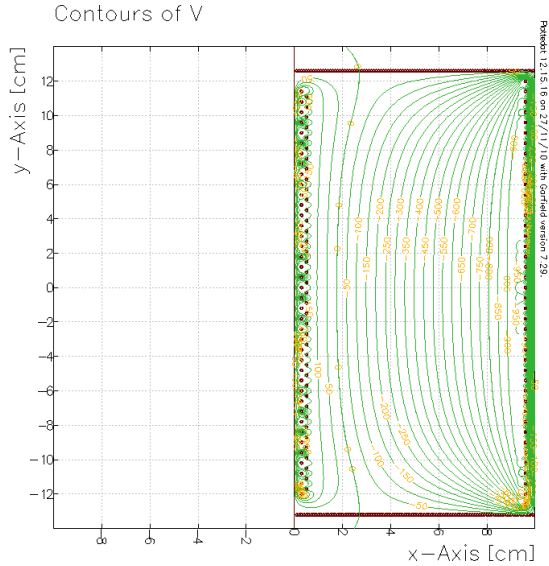


図 4.1 フィールドシェープワイヤーがない場合のチェンバーの電場分布

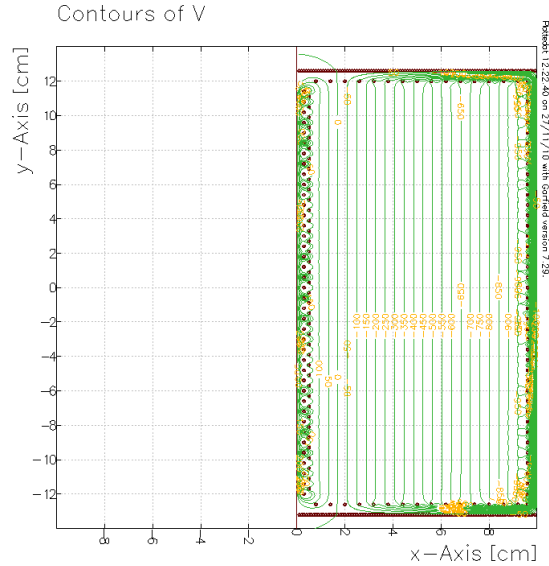


図 4.2 フィールドシェープワイヤーに電圧をかけた場合のチェンバーの電場分布

## 4.2 チェンバー内の電場一様性

DCBA で用いられるドリフトチェンバーの内部は、電場が一様であることが必要である。なぜなら、荷電粒子によるガスのイオン化で生じたドリフト電子は、その生じたポジションと同じ座標にあるアノードワイヤーで検出されなければならないからである。もし、電場に乱れが生じていれば、ドリフトセルの境界を越えてしまい、荷電粒子のトラックを正しく再構成できなくなってしまう。電場を一様にするために、フィールドシェープワイヤーをチェンバーの上部と下部に実装していることは 2 章で述べた。実際に望まれる振る舞いをするか、Garfield によって DCBA-T2 のジオメトリを組み、電場をシミュレートした。そのフィールドシェーブに電圧を加えない場合と最適化した電圧を加えた場合の結果を図 4.1 と図 4.2 に示す。電圧をかけない場合は、チェンバーの上部と下部にて等電位線が湾曲しているが、電圧をかけた場合には、フィールドシェーブワイヤーの近くまで等電位線がソース面と平行になっている。また、プログラムの仕様のため、本来はアノードワイヤーとカソードワイヤーは垂直であるべきだが、平行に配置してある。

### 4.3 ワイヤー・ソースプレート間のふるまい

チェンバー内の電場は一様に満たされているが、ワイヤーやソースプレート近傍では雪崩効果を起こすために電位勾配ができる。この電位分布を図 4.3 に示す。

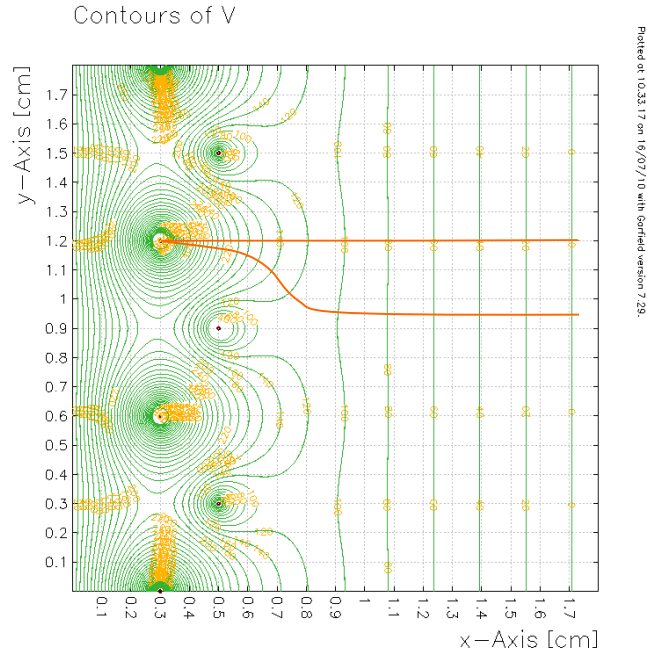


図 4.3 DCBA 測定器のワイヤー近傍の電場非一様性

ソースプレートから 1cm 以上離れた位置では等電位線の間隔が一定になっているが、それより内側では急激な電場勾配が現れている。

図にはドリフト電子がアノードワイヤーに到達するまでのトラックを 2 種書き入れた。1 つはアノードワイヤーと同じ座標に生じたドリフト電子のトラックで、アノードワイヤーまでの一直線上で運動を行う。もう 1 つは、ドリフトセル境界に生じたドリフト電子のトラックである。前者のトラックと比べてアノードワイヤーに到達するまでの距離が少し長い。この影響については後述する。

またドリフト電子がソースプレートとワイヤー間に生じた場合は、正しい座標を再現することができない。なぜなら、時間情報はワイヤーへ到達するまでの時間であるので、必ずアノード外側へ折り返されてしまう。

## 4.4 シミュレーションによる整合性

### 4.4.1 再構成方法

ミューオンを入射させ、生じたドリフト電子がワイヤーまでに到達するまでの時間とワイヤー番号の情報から飛跡を再構成できることを示す。図 4.4 は、DCBA-T2 に宇宙線ミューオンを入射したシミュレーションである。シミュレーション条件は

- ミューオンの飛跡は (6,12,0)cm から (6,-12,0)cm まで
- ミューオンのエネルギーを 1GeV
- チェンバーガスは He:CO<sub>2</sub>=9:1
- 圧力 1atm , 温度 300K , 磁場 0.8kG

とした。

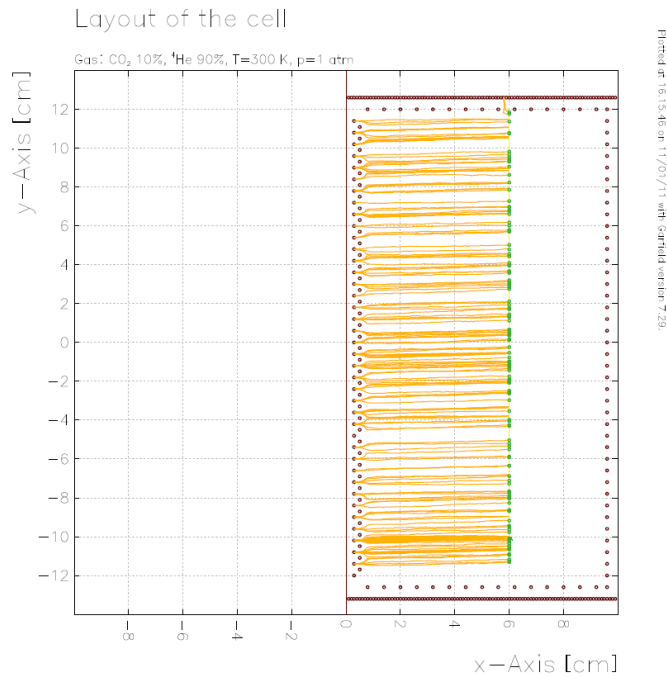


図 4.4 宇宙線ミューオンの入射シミュレーション

図 4.4 は X-Y 平面上へ写像したミューオンの飛跡とガス電離で生じたドリフト電子がアノードワイヤーへ達するまでの飛跡を描いている。ミューオンは電磁場の影響を受けることなく直線的な起動を描き、ドリフト電子は、素電荷  $e$  として、力  $F = e(E + v \times B)$  を受ける。電場はアノードワイヤーへドリフトさせるための  $x$  方向の力、磁場は  $y$  方向の力を生じさせる。イオン化

#### 4.4 シミュレーションによる整合性

で生じたドリフト電子は、同座標のワイヤーで検出されなければならないため、磁場による力が大きいと、異なるワイヤーで検出されてしまう可能性がある。図に示すように、アノードワイヤーからより離れたドリフト電子ほどその影響は大きくなり、ドリフト境界を越えるものも存在する。しかし、すべてのワイヤーに言えることであり、飛跡全体が  $y$  方向へ平行移動する分には大きな問題は生じない。

#### 4.4.2 実データとシミュレーションの比較

ガス電離によって生じたドリフト電子がワイヤーまで到達する時間と、その到達したワイヤー番号をつかって飛跡の再構成を行う。このようにして得られた飛跡と実際に得られた宇宙線データを比較し、再構成時の問題点について述べる。図 4.6 は、直線状にドリフト電子を配置し、到達したワイヤーと時間の情報をプロットしたグラフである。横軸をアノードワイヤーまでに到達する時間、縦軸をワイヤー番号にとった。実際に得られるデータは誘導電流であるためドリフト電子が到達する時間よりも 50ns ほど遅くなることに注意する。チェンバー内の有感領域に配置されたドリフト電子は、速度が一定であるために直線的な飛跡として再構成がなされている。しかし、アノード近傍 (0ns 付近) で生じたドリフト電子は電場が急勾配であるため、その速度は有感領域のものより早くなる。結果、再構成された飛跡は実際の座標よりもアノード側に寄っている。宇宙線自体はバックグラウンドであるため不要なイベントであるが、ベータ線のエネルギーを算出するときこのずれは問題になる。

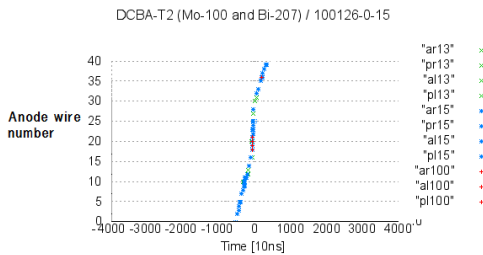


図 4.5 実際に得られた宇宙線の飛跡

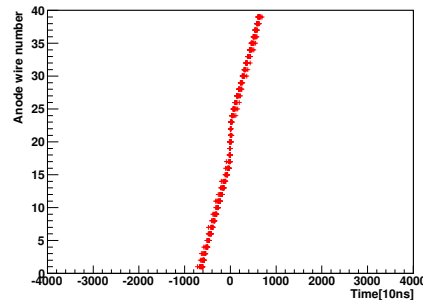


図 4.6 シミュレーションによる再構成された宇宙線の飛跡

#### 4.4.3 ドリフト速度の導出方法

測定器で記録される飛跡データは  $x, y, z$  の実座標ではなく、ドリフト電子が到達したワイヤー番号とトリガーがかかってからの相対的な時間の情報である。そのため時間情報から座標空間への変換に校正をしなければならない。 $y, z$  座標に対応するワイヤーから座標への校正は、ワイヤー間

隔が6mmであることから、単純な積で求まる。一方、 $x$ 座標は時間とドリフト速度の積で導出されるため、ドリフト速度を求めなければならない。そのために、水平方向に対して鋭角で、かつ有感領域内へ直線的な飛跡となる宇宙線のデータを用いる。このような飛跡は、最も早く到達した時間情報がアノードワイヤー座標に対応し、最も遅い時間情報がカソードワイヤーの座標に対応している。そのためドリフト速度は、アノード・カソードワイヤー間の距離と最短・最遅時間差との比によって求めることができる。このようにして得られたドリフト速度は  $0.40\text{cm}/\mu\text{s}$  である [27]。

#### 4.4.4 ベータ線トラックのエネルギー再構成

DCBA 測定器によって得られたデータを元に再構成された飛跡は、アノードワイヤー近傍の電場勾配によってワイヤー付近に生じたデータがアノードワイヤー側に寄ることが分かった。ここでは、ベータ線の飛跡から運動エネルギーを求める際にどの程度影響を及ぼすかについて述べる。シミュレーションの条件は次のように設定した。

- ソースプレートからベータ線を放射し、そのエネルギーを一定とする
- ソースプレートと放射方向とのなす角を 40 度から 1 度間隔で行う
- 電離損失しない (数 cm 程度のトラックでは 10keV オーダーであるので問題ないとした)
- ドリフト電子がワイヤーに到達した番号と時間で飛跡の再構成を行う
- エネルギーの算出は、実データで得られたものと同じ解析プログラムで行う
- ある角度につき 100 回試行を行う

図 4.7 は運動エネルギー 1.5MeV のベータ線を角度  $40^\circ$  で打ち出したベータ線の飛跡と、ガス電離によって生じたドリフト電子がアノードワイヤーへ到達するまでのトラックを示した一例である。これらの情報を元に再構成したデータを図 4.8 に示した。

宇宙線のイベントと同様に、アノードワイヤー側へデータ点が寄っていることが分かる。このデータ点は円フィット時に円弧の両端が外側へ引っ張られるため、半径が大きく算出されてしまうことが予想される。ソースプレートに対して鋭角に打ち出されたベータ線ほど、この影響を受けやすい。

このようにして得られた飛跡を下にエネルギー算出を行った。図 4.9 にその結果を示す。横軸に角度  $[\circ]$ 、縦軸に運動エネルギー  $[\text{MeV}]$  をとった。鋭角なほどエネルギーが大きく算出されているが、これは半径が大きく見積もられるためであると予想通りの結果となった。ただし、その影響も 30keV 前後の差であり円フィットにおける影響はあまりない。

一方で垂直方向に対してはエネルギーが小さく算出される結果となった。80 度付近から角度が大きくなるにつれて、トラックはワイヤーで捕えられるデータが多いため、再構成されるエネルギーは 1.5MeV に等しくなるはずである。しかし、100 度では 50keV の差が見られる。このようなエネルギーが小さく見積もられてしまう原因として、ここでドリフト電子の生じる場所によ



#### 4.4 シミュレーションによる整合性

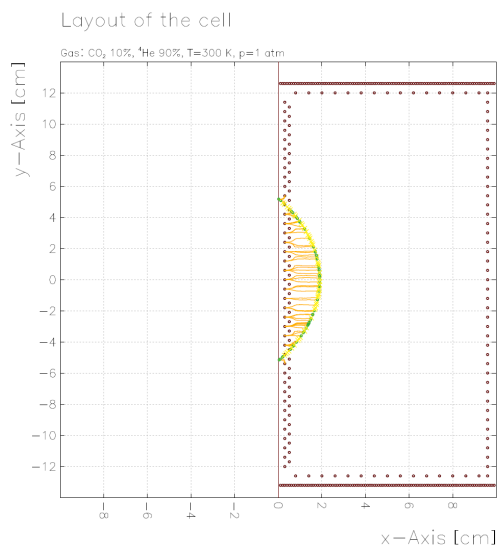


図 4.7 運動エネルギー 1.5MeV のベータ線を 40 度で打ち出したときの飛跡とドリフト電子の飛跡

Plotted at 11:17:47 on 07/10/10 with Gnuplot version 4.2.0

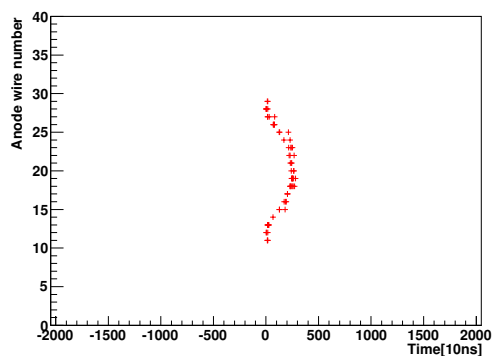


図 4.8 シミュレーションによる再構成されたベータ線の飛跡

てドリフトする距離が異なったことを考える。この影響は、同一のワイヤーで捕えられるデータに時間差ができること意味する。特に円トラックの縁がドリフト境界を超えるか超えないかで大きく変わってしまう。もし両端の縁が超えなければ、エネルギーが小さく見積もられてしまうのではないかと考えられる。

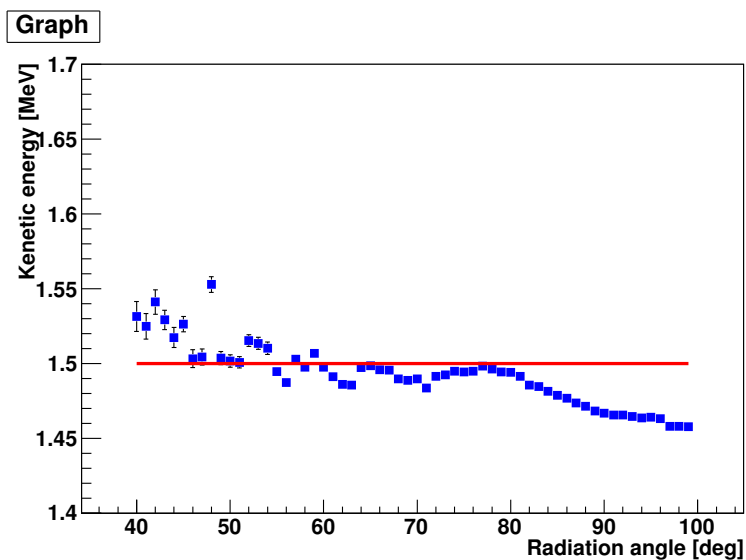


図 4.9 再構成された運動エネルギーの放射角依存

再構成されたエネルギーが元のベータ線のエネルギーにより近くなるような解析手法を考える。ここでは簡単に、1) 各ワイヤーで得られた最速のデータのみを採用する方法、2) 各ワイヤーのデータ点を平均する方法、の2種を行う。最速点を取ることは、ドリフト電子がドリフト境界で生じたものとワイヤー座標と同一の座標で生じたものを比較すると、後者を採用すべきことによる。また平均を取ることは、ベータ線が螺旋運動を描きソースプレートに対して平行に走ることは少なく、斜めもしくは水平に走ることによる。

2種のデータを用いた結果を図4.10と図4.11に示す。図4.10では、得られたデータのみを用いた再構成エネルギーと比較して、70度より小さい角で大きく振動する現象が見られる。それより大きい角では50keV程度小さく見積もられるが、一定のエネルギーで再構成されている。一方、図4.11では、40度付近では150keV程度大きく見積もられている。そのため測定器が持つ分解能を超える可能性がある。しかし、90度前後では未処理のデータよりも精度良く値が得られる結果となった。このような結果より、得られたデータ点を未処理のままエネルギーを算出しても、エネルギーを正しく算出されることが分かった。精度を上げるために、ソースプレートに対して垂直方向に放射されたイベントは、データ点の平均を取るとよい。

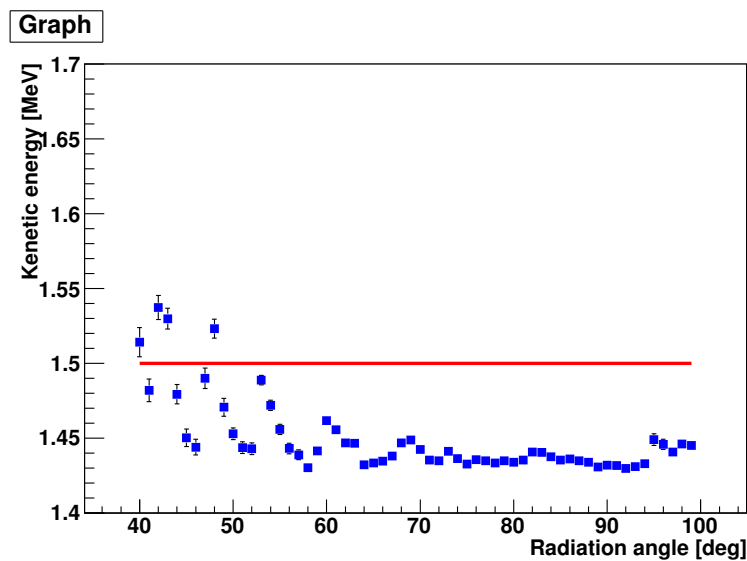


図 4.10 最速点を用いた運動エネルギーの放射角依存

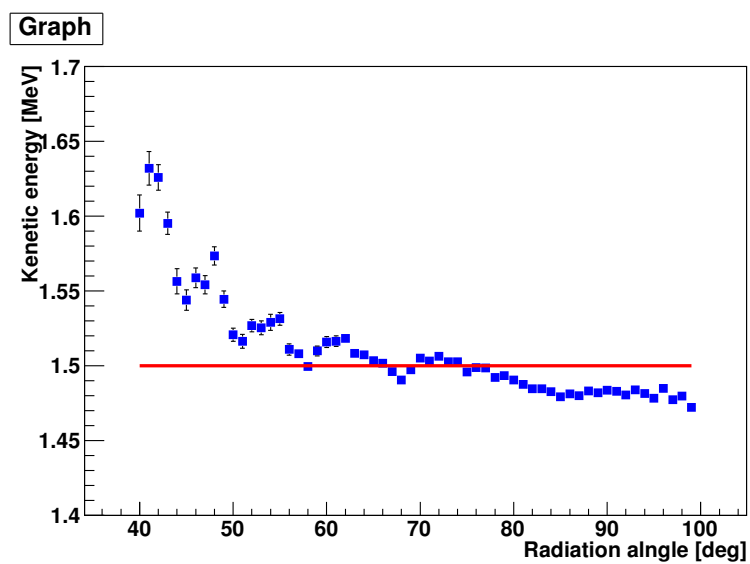


図 4.11 データを平均化した場合の運動エネルギーの放射角依存

## 第 5 章

# 考察

DCBA-T2 測定器を用いた Mo ソースプレートの測定を行った。述べ 485 時間の測定によって 21 イベントの  $2\nu\beta\beta$  事象を捕えることに成功した。これにより  $^{100}\text{Mo}$  の半減期を概算すると  $T_{1/2}^{2\nu} \approx 3 \times 10^{18}$  年 が得られた。この結果を検証するために、二重ベータ崩壊実験で多くの結果を出している NEMO3 実験の結果と比較する。NEMO3 によって得られている  $^{100}\text{Mo}$  の半減期は、 $T_{1/2}^{2\nu} \approx 7.11 \times 10^{18}$  年 である [13]。これはわれわれが得られた値と異なっているが、オーダーは等しく、また統計数も少なくバックグラウンド事象も含まれているため今後の測定によっては結果が大きく変わることも考えられる。DCBA-T3 では無冷媒超伝導ソレノイドが稼働し、24 時間の連続運転が可能になる予定である。これによりイベント数が大幅に増え、より正確な結果を得ることが可能になる。

現在までに DCBA-T2 で得られたデータは、その測定器自体が地下 4F の建物内部にあるとはいえ天井が数枚ある程度で、吹き抜けの状態の環境のものである。通常、二重ベータ崩壊実験では、宇宙線の影響を減らすために地下実験施設で行われており、またイベント数を増やすためにソース自体を濃縮して使用している。しかし、DCBA 実験では、宇宙線のシンチレーションカウンターで veto しているにも関わらず、トリガーのかかったイベントのうち半分以上が宇宙線イベントである。また、天然 Mo をソースプレートとして用いているにもかかわらず、 $2\nu\beta\beta$  イベントを捕えられることは特筆すべき点である。

地上に近い環境で  $2\nu\beta\beta$  を捕えられることは、飛跡を直接捕えるということにある。DCBA 測定器はドリフトチェンバーによって荷電粒子の飛跡を検出するので、 $\gamma$  線に対しては不感である。コンプトン効果によって電子が生じた場合は、その飛跡を捕えてしまうが相互作用した崩壊点の特定が容易である。またソースプレート上の崩壊点から 2 つの電子が生じるイベントで、 $\gamma$  線が近距離で 2 度コンプトンを起こすか、ベータ崩壊によって生じた電子がソース内の電子をたたき出さない限り、二重ベータ崩壊イベントと区別することができる。この他に電子・陽電子対生成も検出されるが、ソレノイドコイルによって磁場がかけられているので運動の向きの違いによって区別できる。このことから、 $\gamma$  線による影響が少ないことは、二重ベータ崩壊測定では非常に有利である。

---

最も重要なバックグラウンドイベントに  $^{214}\text{Bi}$  のベータ崩壊がある。 $^{214}\text{Bi}$  がベータ崩壊した直後に  $\gamma$  線を放つため、コンプトン散乱を起こすと  $2\nu\beta\beta$  と混同してしまう。しかし、DCBA-T2 では  $^{214}\text{Po}$  が半減期  $164\mu\text{s}$  でアルファ崩壊し、そのトラックを捕えることで識別できる。実際に、運転で得られたイベントの中に 39 の BiPo イベントが測定されている。Po がアルファ崩壊するまでの時間を測定できるので、これより半減期  $T_{1/2} \approx 144 \pm 46\mu\text{s}$  を得ている。イベント数が少ないため誤差が大きいですが、実際の値にほぼ等しい。このことは DCBA-T2 で得られるイベントが正しく得られていることを支持する指標の一つといえる。

測定されたイベントの選別は、一つの崩壊点からベータ線が二本生じているものが  $2\nu\beta\beta$  としている。今のところ得られたエネルギー和のスペクトルが 1MeV 付近に対してピークを持つのに対して、シミュレーションで得られたスペクトルは 1.5MeV 付近にピークを持つ。そのため、現在得られているイベントのほとんどは  $\gamma$  線起源のバックグラウンドである可能性が高く、どの程度の自然放射線核種が存在するか、また宇宙線による影響がどの程度かの見積もりもなされていない。さらに、ソースプレートと  $\gamma$  線の相互作用によって生じるバックグラウンドが  $2\nu\beta\beta$  よりも多いか少ないかも分かっていない。よって、もし期待される  $2\nu\beta\beta$  の観測数よりもバックグラウンドイベントが多く得られるのであれば、現在までに得られたデータはほとんどがバックグラウンドであることも考えられる。

BiPo イベントによるバックグラウンドが、どの程度混入されているか見積もりを行った。得られた 39 イベントのうち単一のベータ線のみ捉えたものは 35 イベントで、2 電子事象は 4 イベントあった。4 イベントのうち 2 イベントがエネルギー算出ができなかったが、残りの 2 イベントはエネルギー和がそれぞれ  $0.70\text{MeV}(0.399\text{MeV}+0.300\text{MeV})$ 、 $1.97\text{MeV}(0.099\text{MeV}+1.866\text{MeV})$  となった。単一ベータ線エネルギーが  $0.2\text{MeV}$  以下のもとをカットしていたので、1 イベントが混入する。Back-to-Back の検出効率が 23.6% であることから、 $2\nu\beta\beta$  の 21 イベントのうち 4 イベントが BiPo イベントであると考えられる。よって、 $2\nu\beta\beta$  候補数は 17 イベントとなり、半減期は  $T_{1/2}^{2\nu} \approx 3.7 \times 10^{18}$  年となった。17 イベント内にも他のバックグラウンドの混入も考えられるが見積もるための指標がないため算出できないが、半減期はより長くなると考えられる。

また DCBA 測定器は、単一ベータ線のエネルギー分布や角度相関を測定することができる。これによって、 $0\nu\beta\beta$  の起源について、ニュートリノの有効質量が支配的か、右巻き相互作用が効いているのか、超対称性粒子が関与しているか、といった問題の解明に有力な情報を提供することができる。

最後に DCBA の展望について述べる。DCBA 実験は、現在製作中の DCBA-T3 の開発を持って R&D を終了し、次期実験を計画中である。それを仮に MTD(Magnetic Tracking Detector)と呼んでいる。MTD は DCBA-T3 に基づいており、大量ソースを搭載できるドリフトチェンバーと超伝導ソレノイドを組み合わせた巨大な測定器の製作を検討している。その計画段階の概念図を図 5.1 に示す。搭載するソースの厚みに、 $15\text{mg}/\text{cm}^2$  と  $40\text{mg}/\text{cm}^2$  の二候補がある。 $15\text{mg}/\text{cm}^2$  の場合は MTD1 台あたり搭載できるソース量が  $12\text{kg}$  となり、1 年間の運転で得られ

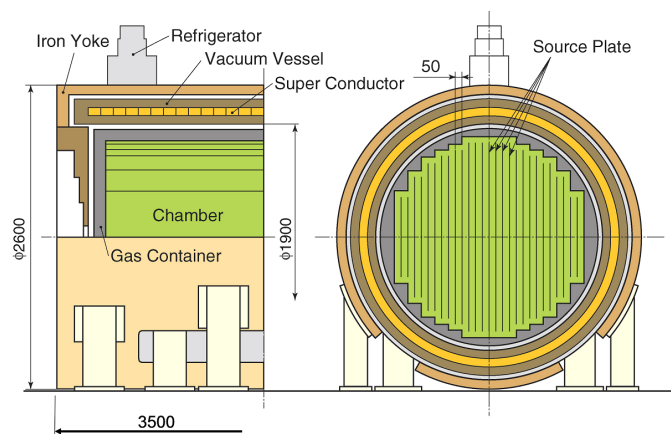


図 5.1 MTD(Magnetic Tracking Detector) の検討用図面

る質量感度が天然 Nd で  $0.8\text{eV}$  , 濃縮 Nd ( $^{150}\text{Nd}$ , 60%) では  $0.2\text{eV}$  までとなる。ソースの厚みが薄い場合には, ベータ線のエネルギー損失が少なくて済むためエネルギー分解能が良くなり, また  $\gamma$  線によるコンプトン事象が起こる頻度も少なくなる利点がある。最大でニュートリノ有効質量を  $20\text{meV}$  まで探索可能である。しかし, 1 台あたりのソース量が少ないため MTD の台数を増やさなければならないことになる。一方で  $40\text{mg}/\text{cm}^2$  の場合はソース量が  $32\text{kg}$  となり, 1 年間の運転で天然 Nd で  $0.5\text{eV}$  , 濃縮 Nd で  $0.1\text{eV}$  までとなる。ソースが厚くなるためエネルギー分解能が悪くなり, ニュートリノの有効質量も  $50\text{meV}$  までしか探索ができないが, MTD の台数が減らせる利点がある。ソースの厚みによって, エネルギー分解能を良くして MTD の台数を増やすか, エネルギー分解能を悪くして MTD の台数を減らすかという兼ね合いは, どの程度の性能を要求するかによって変わってくる。他の実験と比べると, いずれもエネルギー分解能は悪いためソースを薄くする必要があり, また検出効率も 30% 程度しかないので, ソース量は不利になる。しかし飛跡を直接捕えるということは, 電荷の区別や崩壊点の特定も可能であるため, バックグラウンドの低い検出器であるといえる。

## 第 6 章

# 結論

これまでの研究で、DCBA-T2 の測定器性能を  $^{207}\text{Bi}$  の内部転換電子を用いた測定によって、 $^{150}\text{Nd}$  の Q 値 3.37MeV におけるエネルギー分解能が 6.2% (FWHM) が得られている。さらに DAQ システムのダブルバッファ化とよばれる改良によって、1msec 以内の連続イベントが測定が可能になり、 $^{207}\text{Bi}$  のバックグラウンドの識別が行えるようになった。

2009 年から 2010 年にかけて、天然 Mo ソースに含まれる  $^{100}\text{Mo}$  の測定を述べ 485 時間行うことで、245700 イベント中 21 イベントの  $2\nu\beta\beta$  イベント候補を捕えることに成功した。これにより半減期概算が  $T_{1/2}^{2\nu} \approx 3 \times 10^{18}$  年と見積もられた。捕えられた  $2\nu\beta\beta$  事象は約 0.009% しかなく、99.991% は宇宙線や単一ベータ線のバックグラウンドである。このような稀な事象にもかかわらずバックグラウンドの識別ができることは、二重ベータ崩壊の崩壊点の特定や電荷の判別が可能だからであり、飛跡を直接捕えているからこそである。

さらに 20 万ものイベントの中には、ダブルバッファによって 2471 トリガーがかかった中、39 の BiPo イベントも含まれる。 $^{214}\text{Po}$  がアルファ崩壊するまでの測定時間によって、半減期  $T_{1/2} \approx 144 \pm 46 \mu\text{s}$  を得た。実際の半減期が  $T_{1/2} = 164 \mu\text{s}$  であることを考えると、統計量が少なく誤差も大きい正しい値が得られている。このことは DCBA-T2 測定器によって得られたデータの正当性を示す根拠の一つといえる。

現在、エネルギー分解能の向上と大量ソースの搭載を可能にした DCBA-T3 を建設中である。T3 では磁束密度を強化するために超伝導ソレノイドを用いており、ワイヤーの間隔も 6mm から 3mm へ変更された。2010 年 9 月には超伝導ソレノイドが完成し、磁場均一度が設計値の 0.5% 以下が得られている。T3 では 24 時間の無人運転が可能となるのでイベント数の飛躍的な増加が見込まれる。

今後の測定によって、二重ベータ崩壊イベント数を増やせば、二重ベータ崩壊実験において DCBA 測定器が有効であることを示すことができる。

## 第7章

# 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のお世話になりました。指導教官の住吉孝行先生にはこの研究の場を与えて頂き、また素粒子実験の基礎から学会・研究会での発表に関してご指導、ご教授を頂きました。深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構の石原信弘先生には、本研究において測定器の仕組みや測定に関する技術をご教授頂くだけでなく、安全に研究を行う心得など多くのご指導を頂きました。同グループの小濱太郎先生からはワイヤーチェンバーに関してご指導頂き、生活面にもお世話になりました。また加藤義昭氏からはデータ収集システムとデータ解析の手法に関してご指導いただきました。さらに田中耕一氏には解析プログラムの要望や改良について、未熟な質問にもかかわらず対応して頂きました。すでに卒業されましたが、先輩である石川高史氏には研究に関することや高エネルギー実験加速研究機構での生活でお世話になりました。DCBA グループの皆様には深く感謝致します。

首都大学東京高エネルギー実験研究室の皆様には、修士課程の2年間という短い間でしたが大変お世話になりました。

最後に、お世話になりました皆様に改めて感謝の意を表します。ありがとうございました。



## 参考文献

- [1] W.Pauli, letter to a physicists' gathering at Tsubingen, December 4, 1930.
- [2] C.L.Cowan, et al, Science 124, 103(1956)
- [3] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata 「Remarks on the Unified Model of Elementary Particles」 Prog. Theor. Phys. 28, 5 (1962) pp.870-880
- [4] T. Araki et al. (KamLAND Collaboration) (2005). 「Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion」 Physical Review Letters 94 (8): 081801.
- [5] P.Adamson et al. (MINOS Collaboration) (2008). 「Measurement of Neutrino Oscillation with the MINOS Detectors in the NuMI Beam」Physical Review Letters 101 (13): 131802.
- [6] T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on The Unified Theory and the Baryon Number in the Universe, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Tsukuba, Japan, 1979), p. 95.  
M Gell-Mann, P Ramond and R Slansky, in Supergravity edited by P van Niewenhuizen and D Z Freedman (North Holland, 1979)
- [7] 婦木健一「レプトジェネシスの現状」2005 東海大学 <http://www.sp.u-tokai.ac.jp/yasue/reviews/fuki-mt.pdf>
- [8] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, L. Baudis, G. Heusser et al. 「Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW Double Beta Decay Experiment」 Eur. Phys. J. A 12, 147-154 (2001)
- [9] M.Goepert-Mayer 「Double Beta-Disintegration」 Phys. Rev. 48, 512 (1935)
- [10] S.R.Elliott, A.A.Hahn, and M.K.Moe 「Limit on neutrinoless double-beta decay with majoron emission in  $^{82}\text{Se}$ 」 Phys. Rev. Lett. 59, 1649 - 1651 (1987)
- [11] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. 「EVIDENCE FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY」 Mod. Phys. Lett. A 16 (2001) 2409 - 2420.
- [12] I.Ogawa et al. 「Search for neutrino-less double beta decay of  $^{48}\text{Ca}$  by  $\text{CaF}_2$  scintillator」 Nucl. Phys. A730:215-223, 2004.
- [13] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash et al. 「First Results of the Search for

- Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector」Phys. Rev. Lett. 95, 182302 (2005)
- [14] H Ohsumi (on behalf of the NEMO and SuperNEMO Collaboration) 「SuperNEMO project」J. Phys.: Conf. Ser. 120 Volume 120 (2008) 052054
- [15] Razvan Gornea (on behalf of the EXO collaboration) 「Double beta decay in liquid xenon」J. Phys.: Conf. Ser. 179 (2009) 012004
- [16] A Terashima, Y Takemoto, E Yonezawa, H Watanabe, S Abe and M Naka-mura 「R&D for possible future improvements of KamLAND」J. Phys.:Conf. Ser. 120 052029
- [17] K.T.Knöpfle for the GERDA collaboration 「Search for neutrinoless double-beta decay of Ge-76 with GERDA」arXiv:0809.5207v2 17 Oct 2008
- [18] N.Ishihara, T.Ohama, Y.Yamada 「A proposed detector DCBA for double beta decay experiments」Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 373 (1996) 325-332
- [19] Hiroyasu EJIRI 「Double Beta Decays and Neutrino Masses」DOI: 10.1143/JPSJ.74.2101
- [20] 山口昌弘 「Neutrinoless Double Beta decay の物理」二重ベータ崩壊研究懇談会，宮城県岩沼市，2010年12月17日
- [21] 寺田幸司 大阪市立大学 平成11年度修士論文
- [22] 国見祐一 東京農工大学 平成13年度修士論文
- [23] 石川高史 「3次元飛跡検出器 DCBA による二重ベータ崩壊過程の研究とそのデータ収集システムの高効率化」首都大学東京 平成22年度修士論文
- [24] Y. Kato, T. Emura, T. Inagaki, N. Ishihara, S. Kitamura, Y. Nagasaka, T. Ohama, Y. Sakamoto, N. Tamura, Y. Yamada, 「A 100 MHz FADC system based on CompactPCI for DCBA」Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 498 (2003) 430-442
- [25] 田代英輔 「二重ベータ崩壊測定器おけるハフ変換適用による飛跡情報の抽出」静岡大学 平成22年度修士論文
- [26] <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- [27] 浮島直樹 「二重ベータ崩壊測定器 DCBA-T2 における位置分解能，及びエネルギー分解能の研究」大阪市立大学院 平成18年度修士論文
- [28] N Ishihara, Y Kato, T Inagaki, G Iwai, T Ohama, S Takeda, Y Yamada, T Haruyama, Y Makida, M Kawai, S Kitamura, T Ishikawa, T Sakuma, T Sumiyoshi, Y Teramoto, I Nakano, Y Sakamoto, Y Nagasaka, N Tamura, K Tanaka, R Ito 「DCBA experiment for searching for neutrinoless double beta decay (I)」Tenth International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP2007), Sendai, Japan, 11-15 September 2007, Journal of Physics: Conference Series 120 (2008) 052049
- [29] N Ishihara, Y Kato, T Inagaki, G Iwai, T Ohama, S Takeda, Y Yamada, T Haruyama, Y Makida, M Kawai, S Kitamura, T Ishikawa, T Sakuma, T Sumiyoshi, Y Teramoto,

- 
- I Nakano, Y Sakamoto, Y Nagasaka, N Tamura, K Tanaka, R Ito 「DCBA experiment for searching for neutrinoless double beta decay (II)」 Tenth International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP2007), Sendai, Japan, 11-15 September 2007, Journal of Physics: Conference Series 120 (2008) 052062
- [30] 伊藤倫太郎「二重ベータ崩壊測定用測定器 DCBA-T の開発と研究」東京農工大学工学部 2002 年 博士論文
- [31] 加藤義昭「中規模素粒子実験に適した効率の良い大量データ収集システムの開発研究」新潟大学大学院自然科学研究科 平成 15 年度 博士論文
- [32] 平井博明「シミュレーションによる二重ベータ崩壊検出器 " DCBA+C " の研究」新潟大学大学院自然科学研究科 平成 16 年度 修士論文
- [33] 寺田幸司「二重ベータ崩壊測定器 DCBA におけるエネルギー分解能の研究」大阪市立大学大学院理学研究科 平成 16 年度 修士論文
- [34] 森島泰邦「DCBA 実験におけるピックアップワイヤー付きチェンバーの特性とエネルギー分解能の研究」岡山大学大学院自然科学研究科 2006 年 修士論文
- [35] 喜多村章一「C 言語による最尤推定法の解法」東京保険科学学会誌

## 付録 A

# DCBA-T2 運転マニュアル

この付録は今後 DCBA グループに参加される研究者のために、DCBA-T2 を用いた測定を行うための手順と注意点を記したものである。

大まかな流れは次のとおりとなる。

- 開始手順
  1. ガス流量調節
  2. チェンバーのワイヤーに高電圧を印加
  3. 常伝導コイル観測装置の起動
  4. 冷却水ポンプ作動
  5. 常伝導コイル用電源起動・電圧調整
  6. トリガー用エレクトロニクス等の起動
  7. 宇宙線 VETO 用シンチレータフォトチューブ電圧印加
  8. FADC 起動・PC 立上げ

—測定開始—
- 測定手順
  1. PC の操作
  2. 各部のチェック
- 終了手順
  1. 常伝導コイル用電源停止
  2. 冷却水ポンプ、常伝導コイル観測装置以外の装置の停止
  3. 冷却水ポンプ、常伝導コイル観測装置の停止

—終了—

以下、手順の詳細を記す。

## A.1 開始手順

基本的に1~8まで順番どおりに進めていく。6,7,8のそれぞれは順番が変わったり早い段階で行ったりしてもかまわない。しかし,3,4,5はチェンバー内の温度の監視や,コイルの冷却の必要があるため必ずこの順番で行うこと。

ドリフト速度の測定等で宇宙線の測定を行う際には,磁場をかけずに測定し宇宙線 VETO も使用しない。その場合手順の3~5,及び7は行わなくてよい。

1. ガス流量調節 ガス流量計を用いてガスの流量を調節する。測定時は 100cc/min を標準とし,測定を行わない場合も空気の流入を防ぐため 30 cc/min 程度流しておく。

2. チェンバーのワイヤーに高電圧を印加

各ワイヤーに,高電圧を印加させる。安定までに時間がかかるため,前日のうちに印加しておくことが望ましい。電圧を上げるときはあまり早く上げすぎると,瞬間的に電流が余分に流れてトリップ(自動的に遮断)し電源が落ちてしまうので注意する。

アノードワイヤーは印加させる電圧が大きく,またワイヤーごとに電源のチャンネルが異なるため同時に電圧を上げることができない。そのため,一箇所だけ規定電圧までかけてしまうと空間電荷がそのワイヤーに集中しトリップの原因ともなるので,すべてのワイヤーを 1000V 程度まで印加しておいてから規定電圧まで印加する。アノードワイヤーに限らずすべてのワイヤーの電圧値はできる限り $\pm 1V$ 以内に収まるようにして印加する。

3. 常伝導コイル観測装置の起動

常伝導コイル観測装置は,NMR(ニュークリアーマグネティックレゾナンス)を用いた磁束密度の測定装置とチェンバー内温度モニターの総称である。

- 磁束密度測定装置の起動

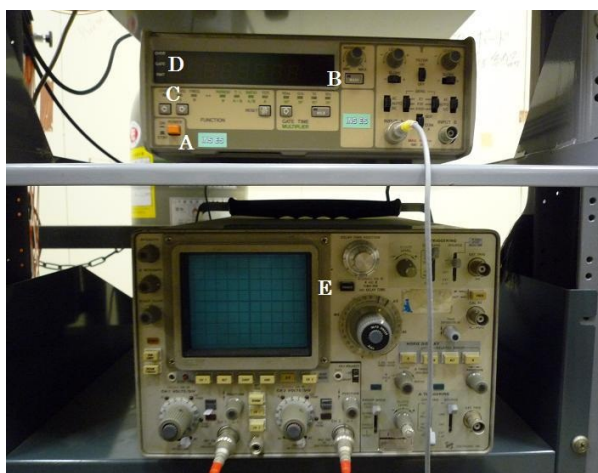


図 A.1 磁場強度モニタ装置



図 A.2 温度モニタ用 PC

- (a) 図 A.1 の下段にあるスペクトラムアナライザの E(電源スイッチ) を押して電源を ON にする。
- (b) 上段のユニバーサルカウンター (周波数カウンター) の A(電源スイッチ) を押して電源を ON にし, B(MASK) ボタンを押してランプの点灯を確認する。
- (c) C(左右矢印ボタン) で FREQ ランプを点灯させ D(GATE ランプ) が点滅していることを確認する。
- (d) 周波数カウンターに表示されている数字で磁束密度が分かるのだが, この段階ではコイルに電流が流れていないので定まった値は表示されない。コイルに電流を流したらこの値をチェックする。  
表示される周波数  $f$  は磁束密度  $H_0$  と以下のような関係になる。

$$f = 4.2577H_0 \times 10^3 \quad (\text{Hz}) \quad (\text{A.1})$$

(例)	500Gauss	2.1289MHz	モニター表示	212.89kHz
	600Gauss	2.5546MHz	モニター表示	255.46kHz
	700Gauss	2.9804MHz	モニター表示	298.04kHz
	800Gauss	3.4062MHz	モニター表示	340.62kHz

#### ● 温度モニター

- (a) モニター用 PC を起動。パスワードを求められるが「OK」または「キャンセル」をクリックして起動させる。
- (b) デスクトップのショートカット「WAVE THERMO」を実行。
- (c) [ファイル] [設定情報の読み込み] で 050729.cfg を選択して「OK」をクリック。
- (d) 矢印ボタン (測定開始または終了ボタン) もしくは [ファイル] [測定の開始] で温度測定を開始する。

#### 4. 冷却水ポンプ作動

常伝導コイルは大電流を流すと発熱するため, 純水を用いて冷却する。

- (a) 図 A.3 の④タンクの中を確認し, 銅配管が水に浸っているか確認する。コイル状に巻かれている配管部分が液面から出ているようであれば純水を注ぎ, すべて純水に浸っている状態にする。
- (b) 電源盤の図 A.4 は冷却水ポンプと常伝導コイル用電源 (2基) の主電源スイッチを示している。1 が冷却水ポンプのスイッチなのでこれを ON にする。
- (c) コック $\boxed{8}$ , コック $\boxed{9}$ , バイパスコックであるコック $\boxed{1}$ (橙色のコック) を開く。メインポンプのスイッチを入れたり切ったりするときには, 水が循環できる状態になっている必要があるため, 先にコックを開いておかなければならない (切るときも同様の理由で, ポンプの電源を切ってからコックを閉める)。
- (d) ケーブルタップに②のプラグを差し込み①のメーターが 0 より少し大きい値を示すこ

## A.1 開始手順

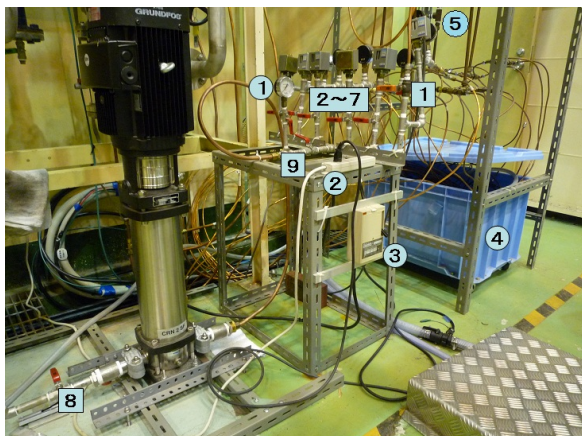


図 A.3 冷却水ポンプ操作バルブ

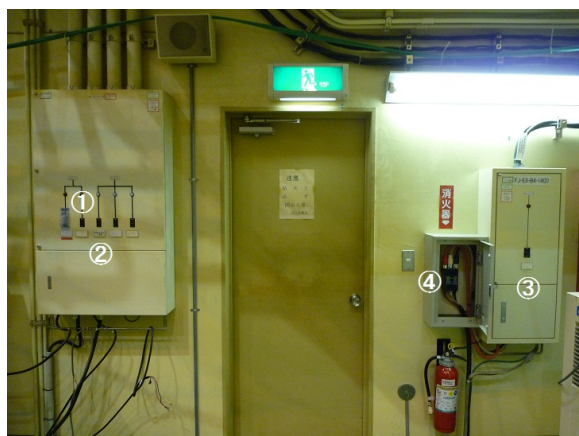


図 A.4 主電源操作盤

とを確認する。0のままの場合、タンク内にある補助ポンプのコンプレッサーに空気が溜まっている可能性があるので、ゆすって空気を追い出す。

(e) 図 A.3 の電源スイッチ③を ON にして④タンク内のポンプが正常に動いていることを確認する。

(f) コック 2~7 の 6 つのコック順番に開く。ここでチェンバーの周りの様子を見て、水が漏れていないか確認する。前回漏れがあったからといって確認を怠るようなことはせず、毎回必ず確認すること。

(g) 水漏れがないことを確認したらコック 1 のバイパスコックを閉める。

5. 常伝導コイル用電源起動・電圧調整電源盤の図 A.4 の②は電源 (小)(KIKUSUI) の主電源スイッチ、③、④は電源 (大)(NICHICON) である。それぞれのスイッチを ON にする (④はふたを開けて中のスイッチを入れる)。

- NICHICON の操作



図 A.5 NICHICON 電源前面操作盤



図 A.6 NICHICON 内部

- (a) 前面パネル (図 A.4) の左側の電源スイッチ 1) を ON にし, パネル右側の操作切替ボタンの「入」③を押す。
- (b) 電流調節つまみ③で電流を調節する。操作パネルについている電流メーターでは細かい表示ができないため, 図 A.6 のように操作パネルを開いて中のケーブルの直流電流値をクランプテスターを用いて測定する。電流の調整は操作パネルを開いたままでもできるので, 値を確認しながら調節する。前回の値を参考にするとよい。

● KIKUSUI の操作



図 A.7 KIKUSUI 電源前面操作盤

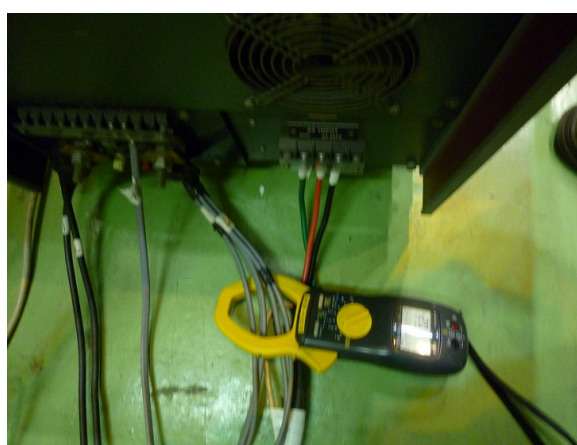


図 A.8 KIKUSUI 後部

- (a) 前面 (図 A.7) 左の電源スイッチ①を ON にする。
- (b) 周波数カウンターの設定値に合うようにマグネット電流を調節する。電流, 電圧の調節つまみ②,③があるが, 操作できるのはメーターの下のランプ④が点灯している方だけである。

通常電圧側が点灯しているが, 電圧を上げていくとランプが消えて電流側が点灯することがある。そのときは電流側のつまみで電流を上げ, 電圧側が点灯してから電圧を再び上げていく。このときも図 A.8 のように背面のコードの直流電流値をクランプテスターで測り調節する。電流値の値は, 前回の値を参考にするとよいが, 電源を入れてからしばらくすると温度上昇による抵抗の増加に伴い電流が下がり始める。そのため, 磁束密度測定装置の周波数カウンターの値を最初は少し大きくなるように調節し, 下がり始めたらそのつど調節する様にするとうい。KIKUSUI の方が小電流の電源なので, 細かい操作はこちらで行う。

これらの電源は大電流を流しているため, どこかに異状が発生すると火災が起こるおそれがある。そのため, コイル通電中は必ず誰かが測定器のそばにいるようにして目を離さないようにすること。さらに通電中は KIKUSUI の横の「マグ



## A.1 開始手順

ネット電源使用中」のライトもプラグをコンセントに挿して点灯させておく。

### 6. トリガー用エレクトロニクス等の起動

トリガー用エレクトロニクス，NIM モジュールやプリアンプを起動させる。

- (a) 図 A.10 のプリアンプ電源のスイッチ①を ON にする。これが OFF のままだと信号が出ない。
- (b) 3 段ある各 NIM クレートの下部にある冷却ファンのスイッチ②を 3 つとも ON にする。
- (c) 各クレートの電源①を ON にする。
- (d) 高電圧を印加する。電圧値は別紙を参照する。

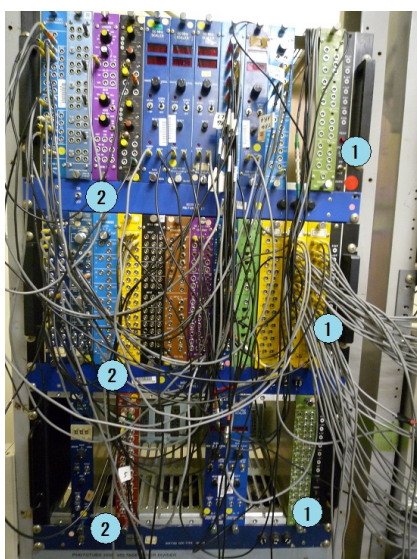


図 A.9 NIM モジュール

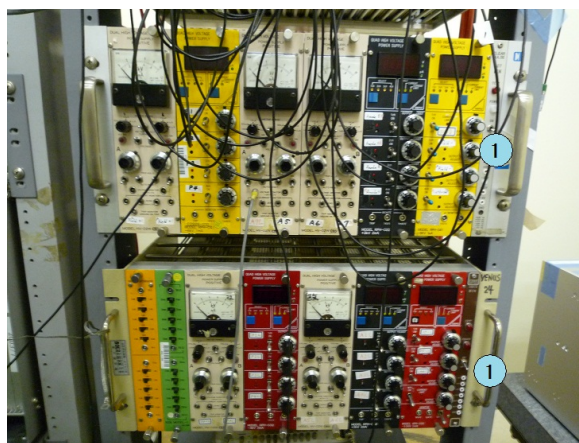


図 A.10 ワイヤー用高圧電源

### 7. 宇宙線 VETO 用シンチレータフォトチューブ電圧印加

- 図 A.11 の POWER①を ON にし，OUTPUT②を ON にする。
- 図 A.12 の POWER①を ON にし，スイッチ②を左側にする。電圧計の電源③を押す。

### 8. FADC 起動・PC 立上げ

FADC，PC を立ち上げる。FADC，PC の順に立ち上げる。PC から先に起動すると FADC を認識しないので必ず以下の 1,2,3 の順番で行い，FADC を先に起動する。

- (a) FADC 背面にある冷却ファンのスイッチを 2 つとも ON にする。
- (b) FADC 前面の下部にある電源スイッチを 2 つとも ON にする。
- (c) PC 前面中央にある電源スイッチを ON にする。



図 A.11 VETO 用電流・電圧電源

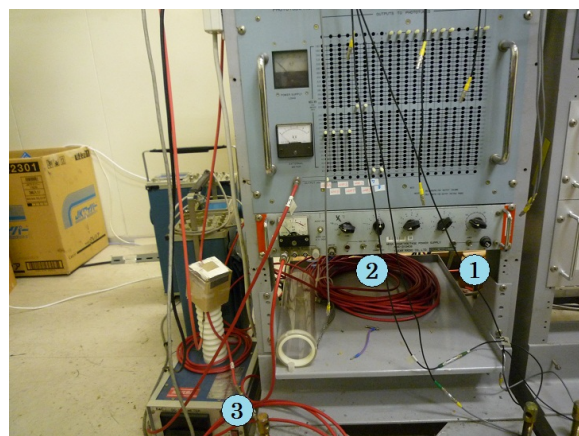


図 A.12 VETO 用高電圧電源

## A.2 測定手順

### 1. PC の操作

- (a) PC の電源スイッチを ON にした後，ログイン画面になったら「kato」「22yoshiaki」を入力しログインする。
- (b) アプリケーション アクセサリ GNOME 端末から端末を起動する。FADC の読み込みおよびデータ収集・解析はすべて端末のホームディレクトリからコマンドにて行う。

表 A.1 使用コマンド一覧

用途	スクリプトまたはコマンド
セットアップ	<code>./dcba_setup.sh</code>
テストラン	<code>./test_run.sh</code>
本運転	<code>./dcba_run.sh [startnum] [endnum]</code>
解析	<code>./dcba_analysis.sh [startnum] [endnum] ([date])</code>
一時停止	Ctrl-z
再開	fg

2. データ収集と解析使用するスクリプトは FADC セットアップ用の `dcba_setup.sh`，テストラン用の `test_run.sh`，本運転用の `dcba_run.sh`，解析用の `dcba_analysis.sh` の 4 つからなる (表 1)。PC 起動後は `dcba_setup.sh` でドライバの読み込みを行い，試運転を `test_run.sh` で行う。そして正常にデータが取れることを確認した上で本運転を行う。

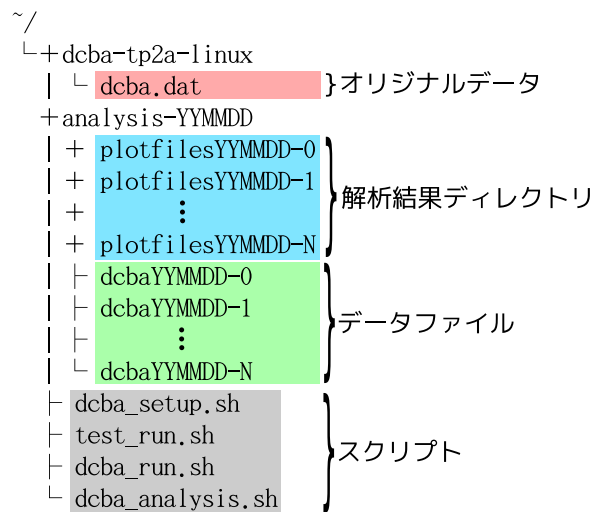


図 A.13 ファイルとディレクトリ構造

- セットアップ

セットアップは root ログイン後，dcba\_run.sh にて行う。

```

$ su
$ Password : ←Sazae3 を入力
# ./dcba_run.sh
(略)
# exit

```

- テストラン

テストランは test\_run.sh にて行う。データ収集と解析を同時に 1 回自動で行われる。

```
$ ./test_run.sh
```

保存先ディレクトリについて，収集データは`~/dcba-tp2a-linux/`，解析は`~/analysis-YYMMDD/`である（YYMMDD は実行した年月日を表す）。一次データは 100 イベント収集後に dcba.dat へ保存され，解析ディレクトリにファイル名 dcbaYYMMDD-N としてコピーされる（N はデータ番号）。このデータを解析し結果を`~/analysis-YYMMDD/plotfilesYYMMDD-N/`に出力する。データ番号は test\_run.sh を実行するごとに自動で加算される。詳しいディレクトリ構造を図 1 に示す。

- 本運転

テストランの結果を確認後，本運転は dcba\_run.sh にて行う。

```
$ ./dcba_run.sh 0 9
```

スクリプトの第 1 引数に開始番号を，第 2 引数に終了番号を指定する。上記の例は 0 から 9 まで連続で計 10 回運転を行う。データは`~/analysis-`

YYMMDD/dcbaYYMMDD-0 , dcbaYYMMDD-1 , . . . , dcbaYYMMDD-9  
へコピーされる。重複する番号を指定した場合、運転前に保存先へ重複データがないか検査を行う。そのようなデータが存在する場合はエラーが出力されるので、引数が誤っていないか確認する。

- 解析

解析は dcba\_analysis.sh にて行う。

```
$ ./dcba_analysis 0 9
```

```
$ ./dcba_analysis 0 9 091201
```

本運転 dcba\_run.sh と引数指定は同様である。当日中に得た 0 から 9 までのデータの解析方法は上記の一行目に示す。前日の解析を行いたい場合、例えば 2009 年 12 月 01 日のデータ 0~9 を解析にかけたい場合は上記の二行目のように、第 3 引数に年月日を指定する。

- 備考

(a) 本運転中にトラブルが発生しプログラムを停止したい場合、Ctrl-c の数回押しで強制終了、Ctrl-z で一時停止となる。一時停止後は fg コマンドを実行することで再開される。

(b) 日をまたぐ運転を行う場合、dcba\_run.sh は自動で実行された年月日を利用して注意する。09 年 12 月 01 日に ./dcba\_run.sh 0 9 を実行し、09 年 12 月 2 日に終了したとする。次に ./dcba\_run.sh 10 19 を実行すると、データは /analysis-091202/へ保存される。

### 3. 各部のチェック

本運転中は、温度モニタの脇にかけてある「DCBA安全チェックリスト」を定期的(2時間を目安)にチェックする。チェック項目は次のとおり

- 冷却水・1次側

圧力 ... 図 A.3 の①を読む。

流量 ... 図 A.3 のタンク内にある 9 本の導管から水が出ているかチェックする。

- 冷却水・2次側

圧力 ... 図 A.3 の⑤を読む。

流量 ... 上部にある流量計のリングが上昇しているかチェックする。

- マグネット電源

IDX 電流 ... クランプテスターを用いて測定する。(図 A.7)

IDX 電圧 ... 図 A.8 の電圧計を読む。

ニチコン電流 ... クランプテスターを用いて測定する。(図 A.5)

ニチコン電圧 ... 図 A.6 の①を読む。

- 温度モニター ... 図 A.2 の PC に表示される C5 の値を読む。最下部を 0 度として

## A.2 測定手順

---

1メモリ5度である。

- NMR ... ユニバーサルカウンターに表示される数値を読む。(図 A.1)
- ガス流量 ... 図 A.14 の①を 100cc/min になっているか確認する。

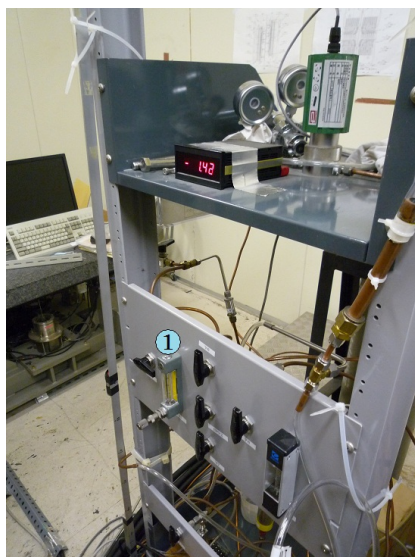


図 A.14 流量計

### A.3 終了手順

1. 常伝導コイル用電源停止
  - KIKUSUI のダイヤルを回して電流を 0 へ落とし、電源を OFF にする。
  - NICHICON のダイヤルを回して電流を 0 へ落とし、電源を OFF にする。
2. 冷却水ポンプ、常伝導コイル観測装置以外の装置の停止
  - 各ワイヤーにかかっている高電圧印加のダイヤルを回し、すべて 0 へ落とす。
  - 各クレートの電源を OFF にする。
  - 冷却ファンスイッチを 3 つ OFF にする。
  - 図 A.11 の OUTPUT②を OFF にし、POWER(1) を OFF にする。
  - 図 A.12 の電圧計の電源③を押して OFF にし、スイッチ②を左側にして POWER①を OFF にする。
  - FADC の前面にある電源を 2 つとも OFF にする。
  - FADC の背面にあるファン電源を 2 つとも OFF にする。
3. 冷却水ポンプ、常伝導コイル観測装置の停止
  - 温度モニターの PC をシャットダウンし、スペクトラムアナライザーの電源を OFF にする。(図 A.1 の A を押す。)
  - ユニバーサルカウンターの電源を OFF にする。(図 A.1 の E を押す。)
  - 冷却水ポンプの停止は、電源③を落とし、プラグをコンセントよりはずす。次にコック 1 ~ 9 をすべて閉じる。

—終了—

### A.4 緊急時の対応

実験中に火災などの緊急放送があった場合には、マグネット電流をゼロにし、速やかに避難する。

## 付録 B

# Garfield セットアップ

Garfield の利用にあたり、必要な実行環境の構築と注意事項および実行の方法について述べる。Garfield に関する情報は公式 [26] にプログラムの技術的内容からリファレンスなどが詳細に記述されているため、そこから得ることができる。

### B.1 実行環境

Garfield は fortran で書かれたシミュレーションプログラムである。fortran に関しては特にここでは記述しないが、半角スペースの利用が fortran と異なったりと一部仕様と違うので注意が必要となる。

Garfield を利用するには以下の環境が必要である。

- Linux OS
- fortran library

Linux ディストリビューションは選ばないが、2010 年 12 月現在で ubuntu10.04 で動作を確認している。しかし、fortran library が必須にもかかわらずサポートを打ち切る例が見られるので、SLC(Scientific Linux) の利用をお勧めする。

### B.2 インストール

Garfield のインストールは、ソースファイルからコンパイルする方法と既にコンパイルされた実行ファイルを展開する 2 種類存在する。ソースファイルからコンパイルする場合はライブラリなどの依存関係が複雑なため、ここでは実行ファイルの展開を行う。この方法は以下に示すように、ダウンロードから実行可能な環境にするまで手順が容易である。

```
$ wget http://cern.ch/garfield/files/garfield-9_amd64_linux26.uue
$ uudecode garfield-9_amd64_linux26.uue
```

```
$ mv garfield-9 garfield-9.gz
$ gunzip garfield-9.gz
```

uudecode は別途 apt-get や yum などのパッケージ管理からインストールする。そして最終的に展開された garfield-9 が実行ファイルである。この実行ファイルは単体では動作せず、外部のライブラリを参照する。一つは garfield の公式から入手できる。

```
$ wget http://cern.ch/Anaphe/download/libshift.so
# mv libshift.so /usr/lib
# ln -s /usr/lib/libshift.so /usr/lib/libshift.so.2.1
```

ライブラリを適当なディレクトリへ移動するために管理者権限で実行する必要があるので先頭文字を # に変えた。また環境変数にこのディレクトリが登録されていない場合は `~/.bashrc` に

```
LD_LIBRARY_PATH=$LD_LIBRARY_PATH:/usr/lib
```

を追記する。他、参照するライブラリは ldd コマンドから調べるか、実際に実行するとエラーが表示されるのでパッケージ管理ソフトを使って便宜インストールする。

### B.3 実行方法

実行はマクロファイルを用意して読み込ませると便利である。

```
$ ./garfield-9 -metafile name [psfile.ps] < [macrofile.garf]
```

のように標準入力を用いて実行する。マクロ中に図の出力などの命令を呼び出したときのみ Post Script ファイルが生成される。出力される ps ファイルは白黒のままであるが、グラフの線、枠、ドリフト電子の飛跡の色など設定項目は多岐に渡る。そのため、あらかじめ色の定義がされたファイルが用意されている。

```
$ wget http://rjd.web.cern.ch/rjd/Garfield/garfinit
$ mv garfinit ~/.garfinit
```

garfinit をホームディレクトリ上に .garfinit として配置すると、Garfield が実行された際に呼び出される。そのため、実行毎に必ず呼び出す命令があれば、.garfinit に追加することで毎回マクロに書き入れる手間を省くことができる。