

平成 24 年度

卒業論文

## ダブルベータ崩壊の探索

神戸大学 理学部物理学科

磯江 麻衣

岡本 慧太

佐金 拓耶

林 央樹

矢ヶ部 遼太

# 目次

<b>第1章</b>	<b>ダブルベータ崩壊観測の理論的背景 (担当: 佐金 拓耶)</b>	<b>1</b>
1.1	ダブルベータ崩壊	1
1.1.1	ベータ崩壊	1
1.1.2	ダブルベータ崩壊	1
1.1.3	ダブルベータ崩壊原子と期待されるイベントレート	3
1.2	ガス検出器による電子検出	5
1.2.1	曲率半径と運動エネルギー	5
1.2.2	ガスの最適化	7
1.3	まとめ	11
<b>第2章</b>	<b>実験装置 (担当: 矢ヶ部 遼太)</b>	<b>12</b>
2.1	検出器と検出原理	12
2.1.1	$\mu$ -PIC (Micro Pixel Chamber)	12
2.1.2	GEM (Gas Electron Multiplier)	13
2.1.3	$\mu$ -TPC (Micro Time Projection Chamber)	14
2.2	磁石の設計と磁場のシュミレーション	16
2.2.1	磁石モデル	16
2.2.2	解析結果	18
2.2.3	磁石設計のまとめ	22
<b>第3章</b>	<b>シミュレーション (担当: 林 央樹)</b>	<b>23</b>
3.1	シミュレーションの概要	23
3.2	シミュレーションの設定	23
3.2.1	Geant4 とは	23
3.2.2	本実験での設定	23
3.3	電子の運動エネルギー	24
3.3.1	ベータ崩壊による電子の飛跡	24
3.3.2	フィッティングによる電子飛跡の曲率半径の導出	24
3.3.3	電子の運動エネルギー	26
3.3.4	解析方法	27
3.4	検出器への要請	29
3.4.1	ガス気圧	29
3.4.2	サンプリングピッチ	30
3.4.3	位置分解能	31
3.4.4	検出器要請へのまとめ	32
<b>第4章</b>	<b>実機による測定</b>	<b>33</b>
4.1	ガス利得の測定 (担当: 岡本 慧太)	33
4.1.1	セットアップ	33
4.1.2	ガス利得の測定方法	34
4.1.3	ガス利得の測定結果	35
4.1.4	ガス利得のまとめ	36

4.2	電子の多重散乱の測定 (担当：岡本 慧太)	37
4.2.1	$^{60}\text{Co}$ を線源に用いた測定	37
4.2.2	多重散乱の測定結果	38
4.2.3	多重散乱のまとめ	42
4.3	宇宙線 $\mu$ 粒子を用いた位置分解能とサンプリングピッチの測定 (担当：磯江麻衣)	42
4.3.1	セットアップ	42
4.3.2	$\mu$ 粒子の飛跡の取得	44
4.3.3	ガス利得の測定	45
4.3.4	サンプリングピッチの測定	46
4.3.5	サンプリングピッチの測定結果	47
4.3.6	検出器の位置分解能の測定	48
4.3.7	位置分解能の測定結果	49
4.3.8	位置分解能とサンプリングピッチのまとめ	53
<b>第5章</b>	<b>まとめ</b>	<b>54</b>
5.1	ダブルベータ崩壊を観測するための要請	54
5.2	実験結果	54
	<b>謝辞</b>	<b>55</b>
	<b>参考文献</b>	<b>56</b>

# 第1章 ダブルベータ崩壊観測の理論的背景

(担当：佐金 拓耶)

## 1.1 ダブルベータ崩壊

### 1.1.1 ベータ崩壊

ベータ崩壊は原子核内の中性子が弱い相互作用により、電子と反ニュートリノを放出してより安定な原子核に遷移する過程のことである。ベータ崩壊の式は以下のようになる。

$$(Z, A) = (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

ここで  $Z$  は原子番号、 $A$  は質量数である。また実際には次のような反応が原子核内で起こる。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

### 1.1.2 ダブルベータ崩壊

ダブルベータ崩壊は原子核内の2つの中性子が同時にベータ崩壊する現象である。エネルギー準位の関係からベータ崩壊を起こす事はできないが、ダブルベータ崩壊のみ可能な原子核が存在する。また、ダブルベータ崩壊には2つのモードがある。1つは原子核内で通常のベータ崩壊が2度同時におこる過程で、2つの電子と2つの反電子ニュートリノがそれぞれ生じる。これが  $2\nu$  モードと呼ばれており、様々な原子核で観測されている。この崩壊過程は質量数  $A$ 、陽子数  $Z$  とすると以下のようになる。

$$(Z, A) = (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

一方、ニュートリノを放出しない  $0\nu$  モードでは、ダブルベータ崩壊の際にニュートリノを放出せず、電子2つのみがでてくる反応である。これは、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを示している。しかし、現在のところ未観測であり、KamLAND-Zen 実験や CANDLES 実験などで探索が行われている。

また  $0\nu$  モードの崩壊過程は以下のようになる。

$$(Z, A) = (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.4)$$

電弱相互作用の標準模型によると、原子核の電荷が変化するベータ崩壊は、常に弱い相互作用を媒介する荷電  $W$  ボソンを経由して起こる。すなわち、中性子を構成する  $d$  クォークが  $u$  クォークになり（中性子は陽子になる）、この荷電クォークカレントが  $W^-$  ボソンと結合する。 $W^-$  ボソンは荷電レプトンカレントと結合し、電子と反ニュートリノが放出される。従って、図 1.1 に模式的に示した2つの崩壊モードは図 1.2 のダイアグラムで表される。

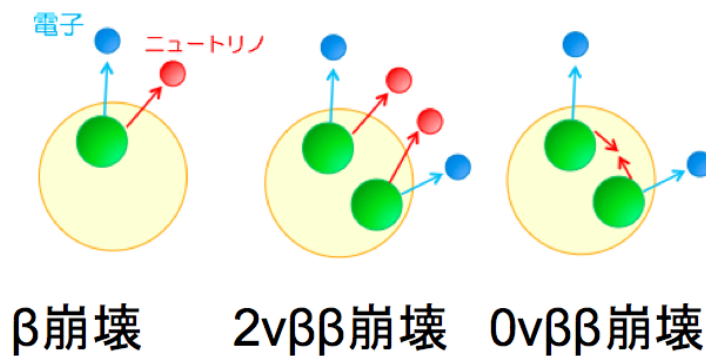


図 1.1: 崩壊モードの模式図

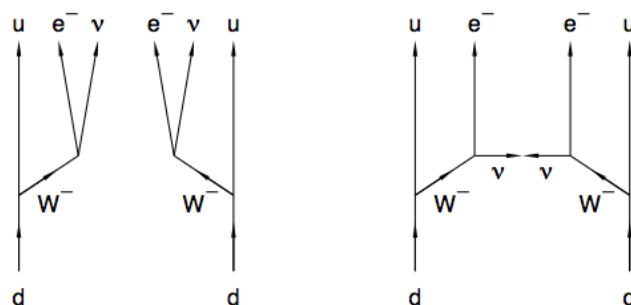


図 1.2:  $\beta\beta$  崩壊 2つの崩壊モードの Feynman 図。左が  $2\nu$  モード、右が  $0\nu$  モード

ダブルベータ崩壊のエネルギースペクトルは、 $2\nu$  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ので、2つの電子のエネルギーの和は連続スペクトルになる。一方、 $0\nu$  モードで生じる電子のエネルギーの和はニュートリノが生じないために崩壊前と崩壊後のエネルギー差である  $Q$  値と一致する。このような違いから、2つの電子のエネルギースペクトルを測定する事で、図 1.3 のようなエネルギー分布が得られる。2つのモードを分離できるエネルギー分解能をもつ検出器であれば、 $0\nu$  モードの事象は  $Q$  値でピークを持つようなスペクトルとして観測される。

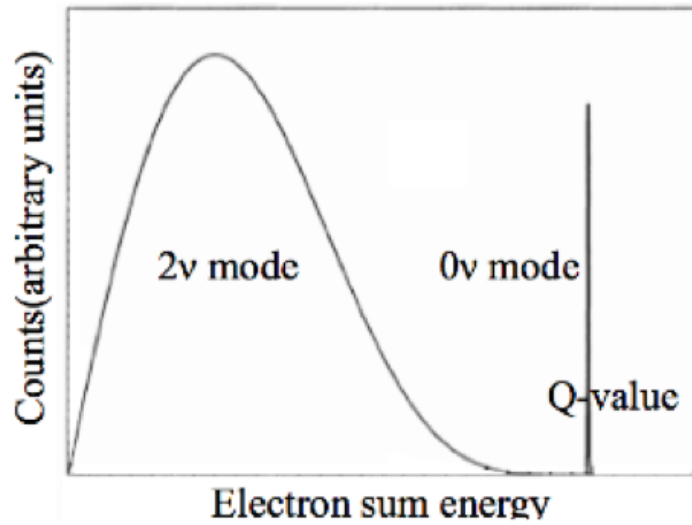


図 1.3: ダブルベータ崩壊で期待されるエネルギースペクトル

### 1.1.3 ダブルベータ崩壊原子と期待されるイベントレート

ダブルベータ崩壊を起こす原子核を表 1 に挙げる。0νモードは未観測であるため寿命はすべて下限値である。これら原子核の中から、寿命や存在比を考慮して今回は<sup>100</sup>Moを用いて崩壊頻度を計算した。<sup>100</sup>Moは原子番号Z = 42、原子量A = 100、密度ρ = 10.128g/cm<sup>3</sup>である。崩壊過程は(5)式及び図 1.4 のように示される。

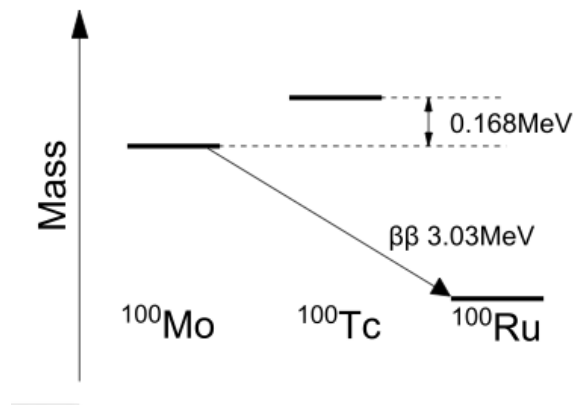


図 1.4: <sup>100</sup>Mo のダブルベータ崩壊に関連したエネルギー準位

表 1.1:

原子核	Q 値 (MeV)	$2\nu\beta\beta$ の寿命( $\times 10^{21}$ 年)	$0\nu\beta\beta$ の寿命( $\times 10^{21}$ 年)	存在比 (%)
$^{48}\text{Ca}$	4.271	0.04	> 14	0.187
$^{76}\text{Ge}$	2.040	1.74	> 15700	7.8
$^{82}\text{Se}$	2.995	0.096	> 9.5	9.2
$^{100}\text{Mo}$	3.034	0.57	> 4.9	9.6
$^{130}\text{Te}$	2.533	0.7	> 210	34.5

この崩壊での Q 値は 3.03MeV で、電子の最大エネルギーは 1.5MeV である。平均寿命は  $0.58 \times 10^{21}$  年である。本研究では  $10\text{cm}^3$  の 3次元飛跡検出器の使用を考えているので、図 1.5 のような厚さ 0.01cm、縦 10cm、横 10cm のモリブデン箔の崩壊率を計算する。

まず、この  $1.0\text{cm}^3$  のモリブデン薄中の  $^{100}\text{Mo}$  の数を計算する。

この箱中の  $^{100}\text{Mo}$  の質量は

$$10.28[\text{g}/\text{cm}^3] \times 1.0[\text{cm}^3] = 10.28[\text{g}] \quad (1.6)$$

なので、含まれる  $^{100}\text{Mo}$  の数は

$$10.28[\text{g}] \times 95.94[\text{g}/\text{mol}] \times 6.02 \times 10^{23}[\text{個}/\text{mol}] \times 0.0967 = 6.24 \times 10^{21}[\text{個}] \quad (1.7)$$

となる。

また、時間 dt で崩壊する原子核の平均の数は

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.8)$$

として表される。ここで  $\lambda$  は崩壊定数、N は原子の数である。ここから t 秒経過したときの数は

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t) \quad (1.9)$$

ここで N(0) は t = 0 の時の原子の数。寿命は原子の数は  $\frac{1}{e}$  となる時間である。このときの崩壊率は 1ヶ月あたり

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{(6.238 \times 10^{21})}{0.58 \times 10^{21}} \times \frac{1}{e} \times \frac{1}{12} [\text{回}/\text{月}] = 0.33 [\text{回}/\text{月}] \quad (1.10)$$

この結果から実際の研究ではモリブデン薄を 3枚入れれば 1ヶ月に 1発程度観測出来ると予想される。

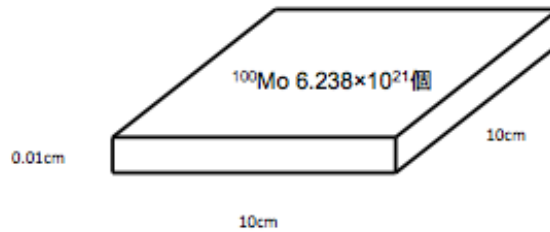


図 1.5: モリブデン薄

## 1.2 ガス検出器による電子検出

### 1.2.1 曲率半径と運動エネルギー

ダブルベータ崩壊によって生じた電子のエネルギーを測定するためには曲率半径から運動量を求め、そこから運動エネルギーを求める。

仮に今、 $^{100}\text{Mo}$  から出た電子が x-y 平面状で図 1.6 のように円運動したと仮定する。

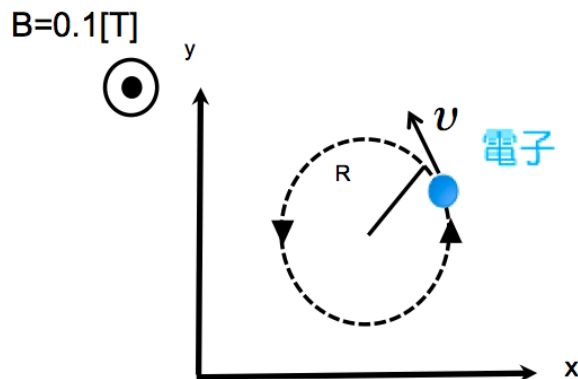


図 1.6: 電子の磁場中での運動の模式図

この時、運動量  $p$  と曲率半径  $R$  との関係は、相対論的な結果は古典的な結果に一致するので、

$$mv = p = qBR \quad (1.11)$$

という結果が得られる。ここで  $m$  は電子の質量、 $B$  は磁場の大きさ、 $q$  は電子の電荷の大きさである。本実験では  $10\text{cm}^3$  の三次元飛跡検出器を用いるので、運動エネルギー  $K = 1\text{MeV}$  の電子が放出されたときに曲率半径  $R = 5\text{cm}$  程度になるように磁場をかけたい。



1MeV の電子のもつ全エネルギー E は

$$E = K + mc^2 = 1[\text{MeV}] + 0.511[\text{MeV}] = 1.511[\text{MeV}] \quad (1.12)$$

である。また E と運動量 pc の関係は次のような関係がある。

$$E = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} \quad (1.13)$$

よって (13) 式からこのときの運動量 pc を求めると、 $pc = 1.42\text{MeV}$  である。よって (11) 式を用いて、運動エネルギー 1MeV の電子が曲率半径 5cm で飛ぶようにするためには、

$$B = \frac{pc}{qcR} = 0.1[\text{T}] \quad (1.14)$$

の磁場が必用である。

この磁場のもとで曲率半径とエネルギーの関係は図 1.7 のようになる。このグラフは横軸に曲率半径、縦軸に放出された電子の運動エネルギーをとりプロットしたものである。これから高いエネルギーであればおよそ  $\Delta E = \Delta R$  となる事が分かる。

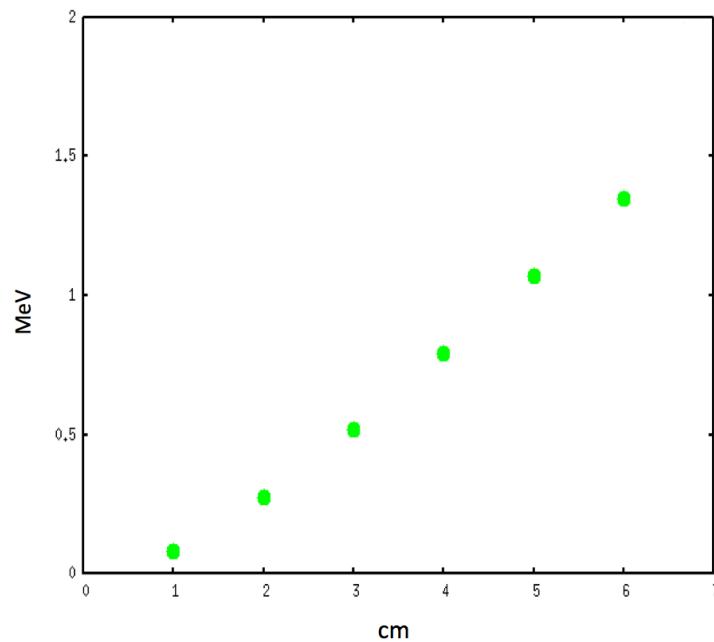


図 1.7: 曲率半径と運動エネルギーの関係。横軸は曲率半径 (cm) で縦軸は運動エネルギー (MeV)

### 1.2.2 ガスの最適化

本年度の研究では電子を検出するための検出器のパラメーターを設定する。このために $^{60}\text{Co}$ のガンマ線によるコンプトン散乱からの電子を用いた。これに先立って計算を行い、 $\text{CF}_4$ と $\text{Ar}$ のガスを、(1)多重散乱の大きさ、(2)得られる信号の大きさ、の点で比較する。

#### (1) 多重散乱の大きさ

物質中を通過する荷電粒子は多数回の小角度の散乱によりその進行方向が変えられる。このほとんどが原子核とのクーロン散乱のために起こるので、この効果は多重クーロン散乱 (multiple Coulomb scattering) と呼ばれる。この散乱角度分布は小さい角度において、分布はおおよそガウス分布になるが、散乱角度が数 $\theta_0$  (後で定義する) よりも大きい角度においては散乱角度分布がガウス分布で期待されるよりも大きい。この多重散乱が小さいほど曲率半径を正確に測定可能となりエネルギー分解能がよくなる。

今、三次元的な分布を二次元に投影した分布を

$$\theta_0 = \theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_{\text{space}}^{\text{rms}} \quad (1.15)$$

と定義すると大角度の散乱を行なわない限り散乱角度の分布は、多くの場合においてガウス近似で十分であり、その広がり

$$\theta_0 = \frac{13.6[\text{MeV}]}{\beta c p} \cdot z \sqrt{x \cdot \rho / X_0} [1 + 0.038 \ln(x / X_0)] \quad (1.16)$$

$$X_0 = \frac{716.4[\text{gcm}^{-2}]\text{A}}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (1.17)$$

で表される。ここで $Z$ は電荷、 $A$ は質量数、 $X_0$ は放射長、 $x$ は物質の厚さ、 $cp$ は運動量である。

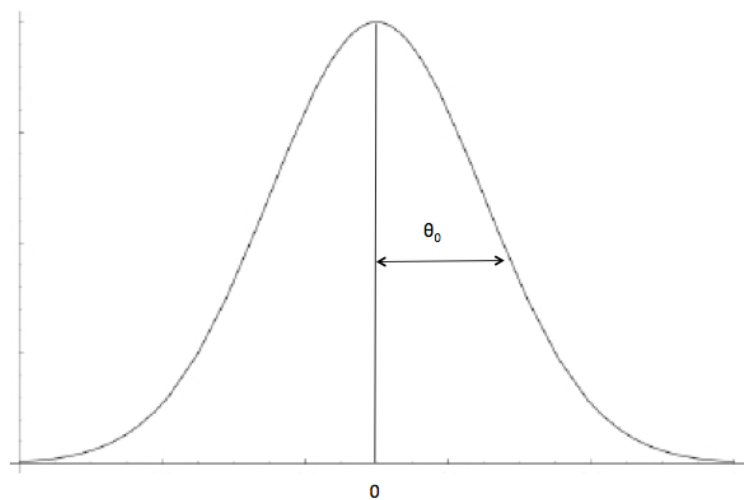


図 1.8: 縦軸イベント数、横軸角度の正規分布

(16)、(17) 式に表 1.2 の値と  $x = 10[\text{cm}]$  を代入することで、1 気圧のガス中での運動量 1MeV の電子の多重散乱を考える。このときの角度は

$$\begin{aligned} \text{CF}_4 \text{ ガスのとき} & \quad \theta_0 = 15[\text{度}] \\ \text{Ar ガスのとき} & \quad \theta_0 = 13[\text{度}] \end{aligned}$$

表 1.2: 検討したガスの性質

ガス	密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	Z	A	放射長	$\beta$	pc(MeV)
CF <sub>4</sub>	$3.7 \times 10^{-3}$	42	88	34	0.89	1.4
ArC <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$1.7 \times 10^{-3}$	36	70	20	0.89	1.4

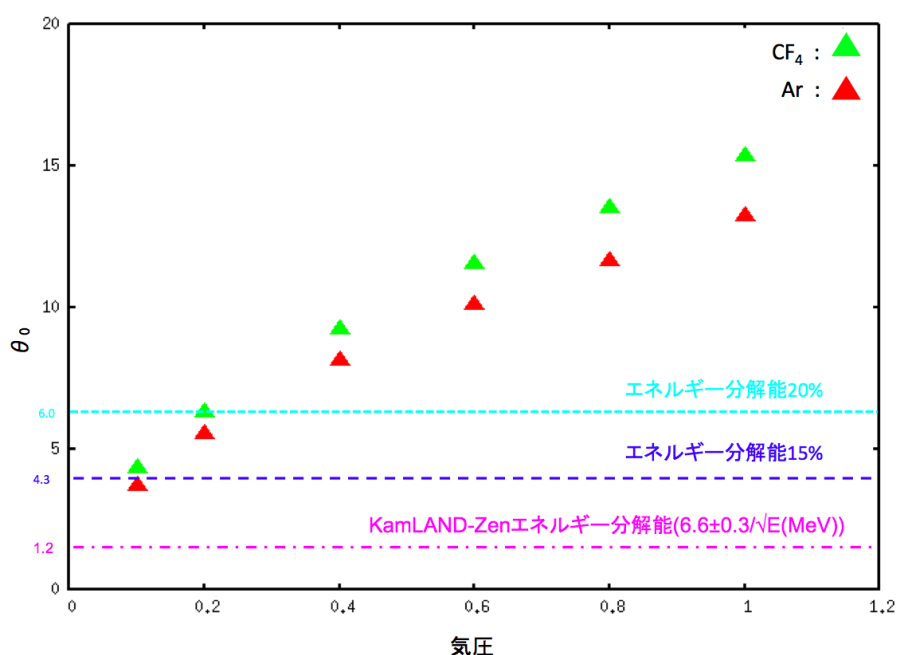


図 1.9: 角度の気圧依存性とエネルギー分解能の関係

図 1.9 のグラフは横軸が気圧、縦軸が角度のグラフである。気圧が大きくなるにつれ多重散乱角  $\theta_0$  は大きくなるので、できるだけ気圧を下げガスを薄くした方が良い事がわかる。図 1.7 から 1MeV 付近のエネルギーでは  $\Delta E \propto \Delta R$  なので、崩壊の最初と終わりの 2 点で考えると、エネルギー分解能と位置分解能の関係は次のようになる。

$$\theta_0 = \frac{10[\text{cm}]}{\Delta R} \cdot \frac{\pi}{180} \quad (1.18)$$

この関係から図 1.9 にはエネルギー分解能 20% と 15% の線を引いた。また、エネルギー分解能 20% 以下であれば、バックグラウンドとダブルベータ崩壊によって放出された電子を区別できるはずであるので、予定している 3 次元検出器でダブルベータ崩壊を観測するには 0.2 気圧以下が望ましい。また、参考までに KamLAND-Zen で 0 $\nu$  ダブルベータ崩壊を観測する際のエネルギー分解能は  $\theta_0 = 1.2[\text{度}]$  に相当する。

## (2) 信号の大きさ

荷電粒子は物質中に入ると物質中の原子と電磁相互作用をすることによりエネルギーを失う。このエネルギー損失は主に物質中で束縛された電子をイオン化することによって生じる。ここでいうイオン化とは、物質中で束縛された電子が物質中に入ってきた荷電粒子から相互作用によりエネルギーを受け取り、束縛から解き放たれて運動することである。このエネルギー損失から得られる信号の大きさを考えていく。

まず、荷電粒子が入射してきたときのエネルギー損失は

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{rad}} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{coll}} \quad (1.19)$$

で表される。 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{rad}}$  は制動放射によるエネルギー損失を表し、 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{coll}}$  は衝突によるエネルギー損失を表している。

また  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{rad}} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{coll}}$  となるエネルギーを臨界エネルギー  $E_c$  と定義され次の式で表される。

$$E_c = \frac{1600m_e c^2}{Z} \quad (1.20)$$

$E < E_c$  では衝突によるエネルギーが優勢であり、 $E > E_c$  のときは制動放射によるエネルギー損失が優勢となる。Ar ガスの場合、 $E_c = 45[\text{MeV}]$ 、 $\text{CF}_4$  ガスの場合  $E_c = 19.5[\text{MeV}]$  である。今考えている、電子のエネルギーは  $1\text{MeV}$  程度なので、制動放射によるエネルギー損失は考慮しなくて良いことになる。荷電粒子が物質中で電子をイオン化することにより失うエネルギーは Bethe-Bloch の方程式から導かれる以下の式を用いる

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.21)$$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2\tau+1)\ln 2}{(\tau^2+1)^2} \quad (1.22)$$

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} 12 + \frac{7}{Z}\text{ev} & (Z < 13) \\ 9.76 + 58.8Z^{-1.19}\text{ev} & (Z \geq 13) \end{cases} \quad (1.23)$$

$r_e$ : 電子の半径       $I$ : 平均隆起エネルギー       $\beta$ : 入射粒子の速度       $\delta$ : 密度補正  
 $m_e$ : 電子の質量       $Z$ : 原子番号       $A$ : 吸収物質の原子量       $C$ : 殻補正  
 $N_a$ : アボガドロ数       $\rho$ : 吸収物質の密度       $\beta$ : 入射粒子の速度       $\tau$ : 運動エネルギー

観測の対象となっている電子は  $1\text{MeV}$  程度なので、(23) 式の密度補正  $\delta$  と殻補正  $C$  は無視出来る。(23)、(24)、(25) 式に表 2 の値を代入して、 $1\text{MeV}$  の電子が  $1$  気圧中を走ったときのエネルギー損失を考えると、

$\text{CF}_4$  ガスのとき

$$-\frac{dE}{dx} = 5.8[\text{keV/cm}] \quad (1.24)$$

Ar ガスのとき

$$-\frac{dE}{dx} = 2.4[\text{keV/cm}] \quad (1.25)$$

となる。CF<sub>4</sub> の W 値は 54eV、Ar の W 値は 26eV なので、400μm ピッチあたりの電子の個数を考えると、Ar のとき、1cm あたりに出てくる電子の数 N は

$$N = \frac{2.4[\text{keV}/\text{cm}]}{26[\text{eV}]} = 92.3[\text{個}/\text{cm}] \quad (1.26)$$

400μm あたりの個数 n は

$$n_{\text{Ar}} = 92.3 \times 10^{-4} \times 400 = 3.6[\text{個}/400\mu\text{m}] \quad (1.27)$$

同様に CF<sub>4</sub> ガスの時

$$n_{\text{CF}_4} = \frac{5.8[\text{keV}/\text{cm}]}{54[\text{eV}]} \times 400 \times 10^{-4} = 4.0[\text{個}/400\mu\text{m}] \quad (1.28)$$

となる。1 ストリップあたりに落とされる電子の数は大きな違いは無く、どちらのガスを使った場合でも同等のガス利得が必要となる事ことがわかる。放出される電子のエネルギーを変えて計算すると、図 1.10 のようなグラフになる。

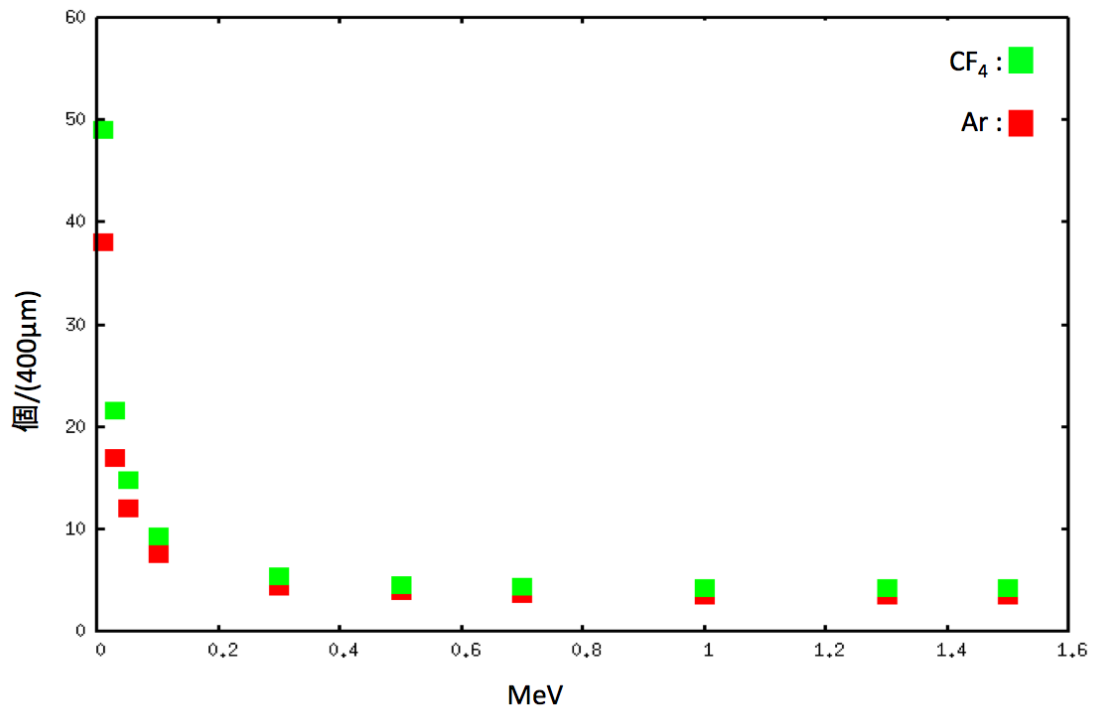


図 1.10: 1 ストリップあたりの電子の数と、放出された電子のエネルギーの関係  
(横軸：電子の運動エネルギー 縦軸：1 ストリップあたりの電子の数)

ここから、1MeV の電子を観測するためのガス利得について考えてみる。アンプのしきり線を  $q_{\text{th}}$  とすると、

$$q_{\text{th}} = G_{\text{gas}} \cdot q \quad (1.29)$$

である。ここで  $q$  を 1 ストリップあたりの電荷、 $G_{\text{gas}}$  をガスゲインとした。今回用いる装置のスレッシュホールドは  $q_{\text{th}} = 13[\text{fc}]$  である。1 ストリップあたりの電荷量が  $q_{\text{th}}$  より小さいと信号を確認出来ない。(31) 式に  $q = 4 \times 1.6 \times 10^{-19}$ 、 $q_{\text{th}} = 13[\text{fc}]$  を代入すると、

$$G_{\text{gas}} = \frac{q_{\text{th}}}{q} = \frac{13[\text{fc}]}{4 \times 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}]} = 2.0 \times 10^4 \quad (1.30)$$

となるので、1 気圧のとき 1MeV の電子を観測するには (32) 式よりガス利得は最低でも  $2 \times 10^4$  が必要である。よって一般的には

$$\text{ガス利得} = \frac{2 \times 10^4}{P} \quad (P : \text{気圧}) \quad (1.31)$$

となる。

### 1.3 まとめ

ダブルベータ崩壊には  $2\nu$  モードと  $0\nu$  モードがある。本実験では、三次元飛跡検出器によってダブルベータ崩壊  $2\nu$  モードの観測を目的としている。そのためにこの章では、 $^{100}\text{Mo}$  をターゲットとした時のイベントレートの計算と、1MeV の電子を観測するための装置の条件を数値計算した。その結果、1MeV の電子を測定するには磁場  $B = 0.1[\text{T}]$ 、ガス利得  $= \frac{2 \times 10^4}{P}$  以上で、0.2 気圧以下のガスを用いる必要がある事が分かった。また、これらに、シミュレーションからの要請を加え検出器への要請とする。

## 第2章 実験装置 (担当：矢ヶ部 遼太)

第2章では、実験装置について述べる。図2.1は、最終的に予定されている装置の構成図であり、大きく2つの部分に分けられる。1つ目は荷電粒子の検出器で、2つ目は磁石である。第2.1節で荷電粒子検出器である $\mu$ -TPCとその検出原理について述べ、第2.2節で磁石の設計と磁場のシュミレーションについて述べる。

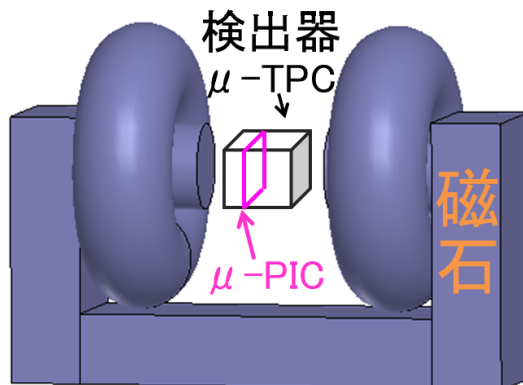


図 2.1: 本実験で設計する実験装置の外観。飛跡検出器と、検出領域に一樣な磁場を発生させるための磁石からなる。

### 2.1 検出器と検出原理

本実験では、荷電粒子の電荷情報と3次元飛跡を再構成するために $\mu$ -PICを用いた $\mu$ -TPCを使った。以下に、その装置の概要を示す。

#### 2.1.1 $\mu$ -PIC (Micro Pixel Chamber)

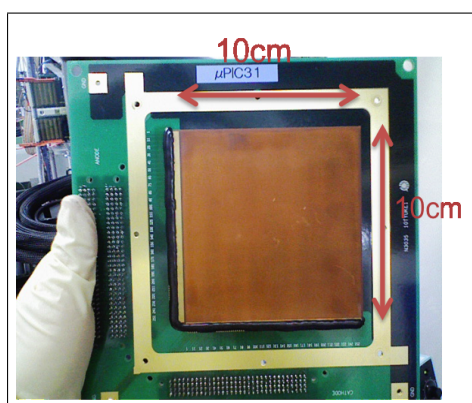


図 2.2:  $\mu$ -PIC の概形

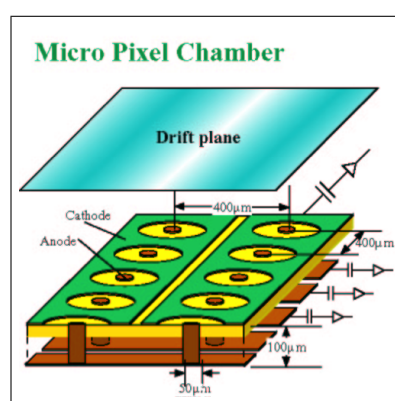


図 2.3:  $\mu$ -PIC の構造

本実験で用いた $\mu$ -PICは、 $10 \times 10\text{cm}^2$ の検出面積を持ち、直交する256本のストリップが基板の両面に $400 \mu\text{m}$ 間隔で形成されている。各ストリップからの出力はアンプに入力

される。中心の陽極付近の強い電場により電子が加速され、ガス分子をイオン化させる。それによって生じた電子が、また同じように加速されて周りの原子をイオン化させる。これを繰り返すことにより電子雪崩を起こして大きな電気信号に変換することで、荷電粒子の通過位置が測定可能となる。 $\mu$ -PICのガス利得は最大で $\sim 10^4$ である。 $\mu$ -PIC単体では、欲しいガス利得を得られないので、本実験では、GEMと $\mu$ -PICを組み合わせて使った。

### 2.1.2 GEM (Gas Electron Multiplier)

本実験で用いたGEMは、厚さ $100\ \mu\text{m}$ の液晶ポリマーの両側に、厚さ $5\ \mu\text{m}$ の銅が蒸着されたものである。 $140\ \mu\text{m}$ ピッチで直径 $70\ \mu\text{m}$ の穴があけられており、両側の電極に電位差を与えることで、穴の中に電場を作り、穴を通る電子がガス増幅される。GEMのガス利得は最大で $\sim 10^2$ であり、 $\mu$ -PICとGEMを合わせた全体としてガス利得は $\sim 10^5$ である。

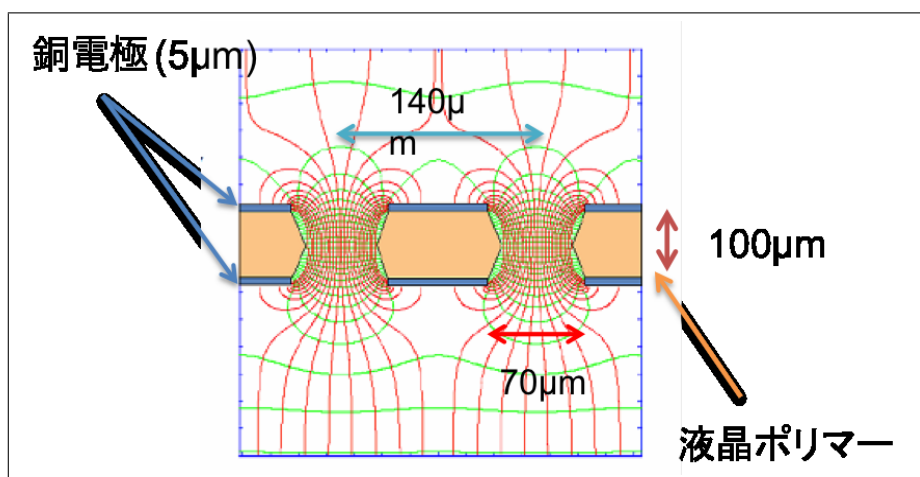


図 2.4: GEM 付近の電気力線

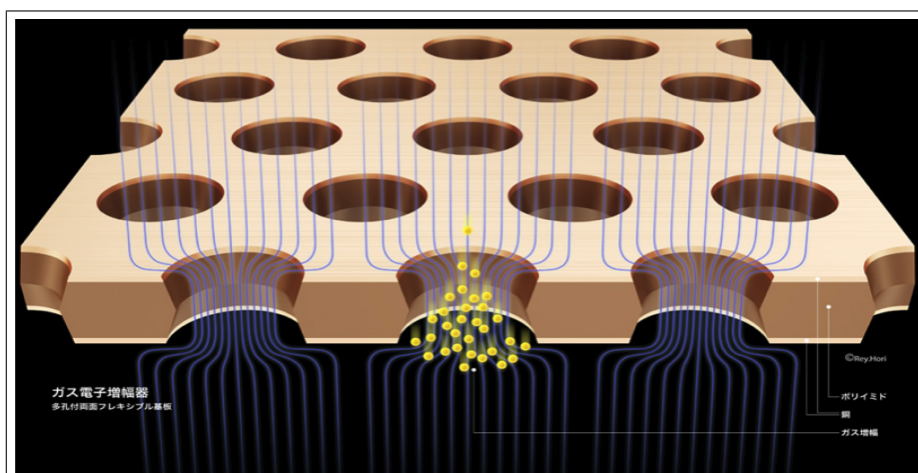


図 2.5: GEM による電子雪崩の様子 ([9] 参照)



### 2.1.3 $\mu$ -TPC(Micro Time Projection Chamber)

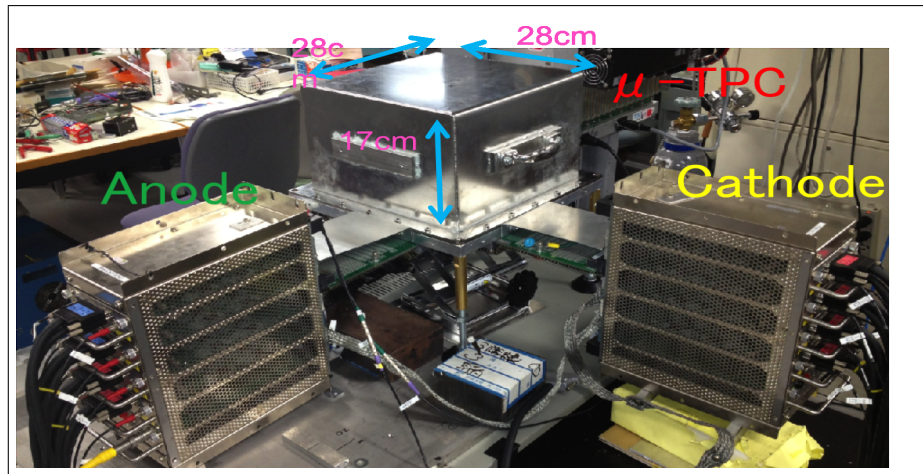


図 2.6: チェンバーの概形

図 2.6 に示されているようにチェンバーの外形は、 $28 \times 28 \times 17\text{cm}^3$  で、上部は 3mm のステンレス、下部は 16.7mm のアルミニウムで構成されている。

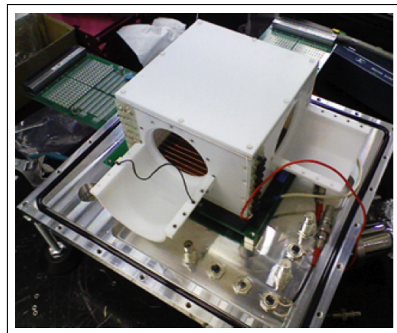


図 2.7: 検出器の概形

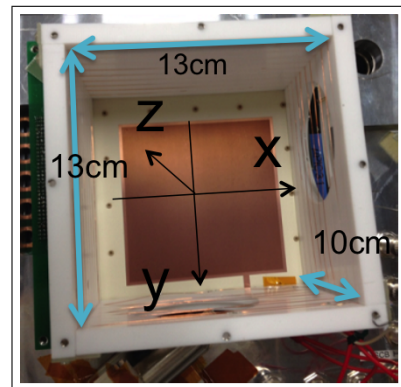


図 2.8: 検出器内の構造

検出器内の構造は、上の図 2.7、図 2.8 に示されている。図 2.8 のドリフト空間は  $13 \times 13 \times 10\text{cm}^3$  であり、上部は 5mm の PTFE と  $100 \mu\text{m}$  のアルミニウム、側面は 10mm の PTFE で構成されている。内側には、一定の間隔で銅線が張られてあり、これによってドリフト空間中に一定の電場がかかるようになっている。検出器内を荷電粒子が通ると、検出器内に満たされているガスが電離される。電離された電子は、ドリフト空間中の電場により一定の速度でドリフトされ、GEM と  $\mu$ -PIC により増幅される。こうして増幅された電子は、アノードとカソードのストリップで電気信号として捉えられ、 $\mu$ -PIC から  $xy$  平面上での位置を、時間情報 (100MHz) によりドリフトした距離を求めることで  $z$  位置を読み取ることができる。このようにして荷電粒子の 3 次元飛跡を検出する。

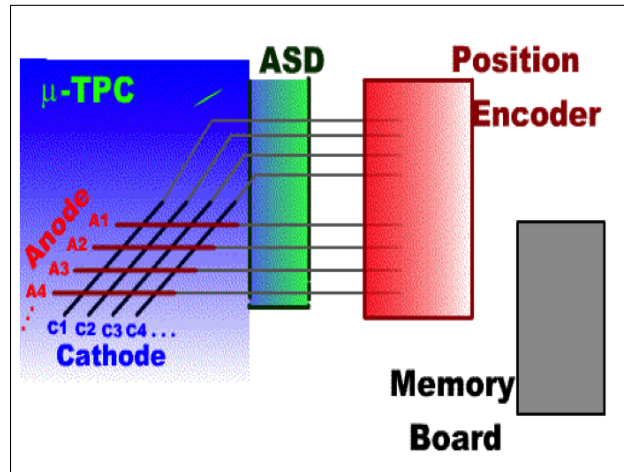


図 2.9:  $\mu$ -TPC による荷電粒子の位置情報の読み取り

粒子の飛跡の検出回路システムの概要を図 2.9 に示す。まず、検出器面に到達した増幅された電子の電荷情報を、ASD でデジタル情報に変換しポジションエンコーダーに送信する。この信号は、ポジションエンコーダーで処理され、メモリーボードに送られて記録される。図 2.10 は、 $\mu$ -TPC による荷電粒子 ( $\mu$  粒子) の 3 次元飛跡の一例である。

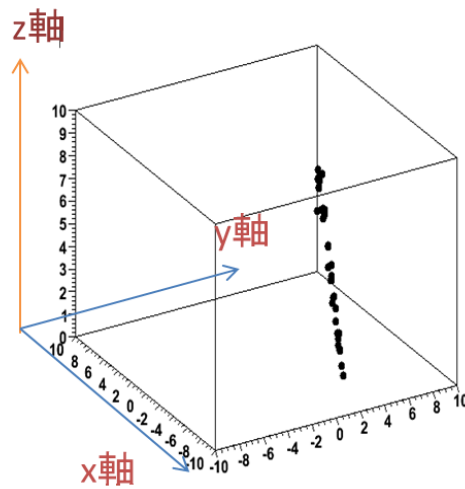


図 2.10:  $\mu$ -TPC による荷電粒子の 3 次元飛跡の再構成 ( $\mu$  粒子)

## 2.2 磁石の設計と磁場のシュミレーション

本実験では、検出器 ( $\mu$ -TPC) を磁場中に設置し、荷電粒子の曲率半径を測定をすることで、電子の運動エネルギーを測るが、このときに磁場の一様性がエネルギー分解能に影響する。そこで、 $\mu$ -PIC を含むガス検出器内の中心磁場強度 (0.1T) からのずれが、 $\pm 20\%$  に収まる程度の一様な磁場を作り出せる磁石の設計を行った。なお、この程度の磁場の非一様性のエネルギー分解能への影響は、GEANT4(後述) を用いた見積もりが必要であるが、本研究においてはそのシュミレーションには至っていない。

### 2.2.1 磁石モデル

以下に、現実的に実現可能である磁石のモデルについてその具体的な規格や特性を示す。

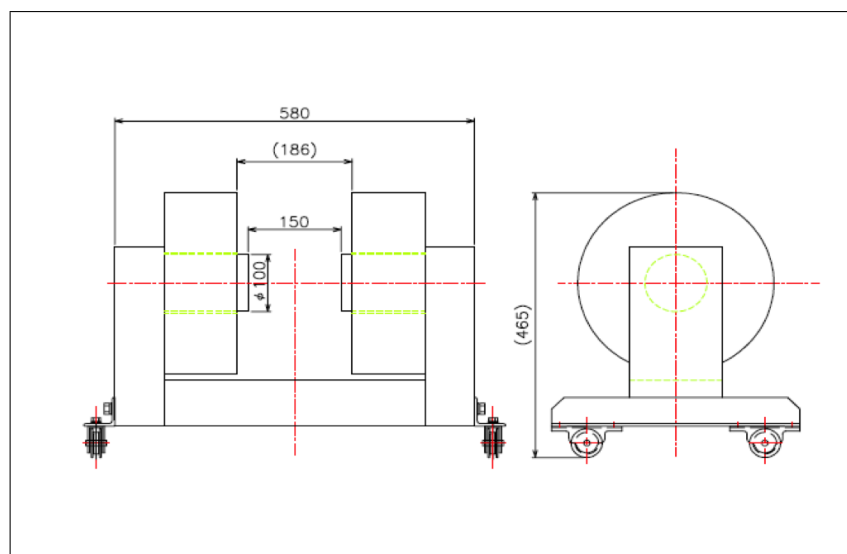


図 2.11: 検討している磁石の概形 ([8])

- 総重量 約 250kg
- 励磁電流 15A
- 励磁電圧 20V
- 温度上昇 ( $\Delta t$ ) 30°C
- 冷却方式 自然空冷
- 磁極間隙 150mm

このモデルに関して、図 2.12 のように x 軸をとったときの磁場強度の変化を図 2.13 に示す。

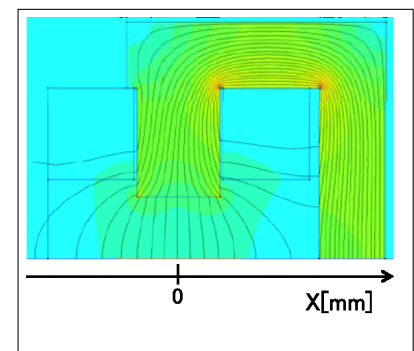


図 2.12: x 軸の取り方 ([8])

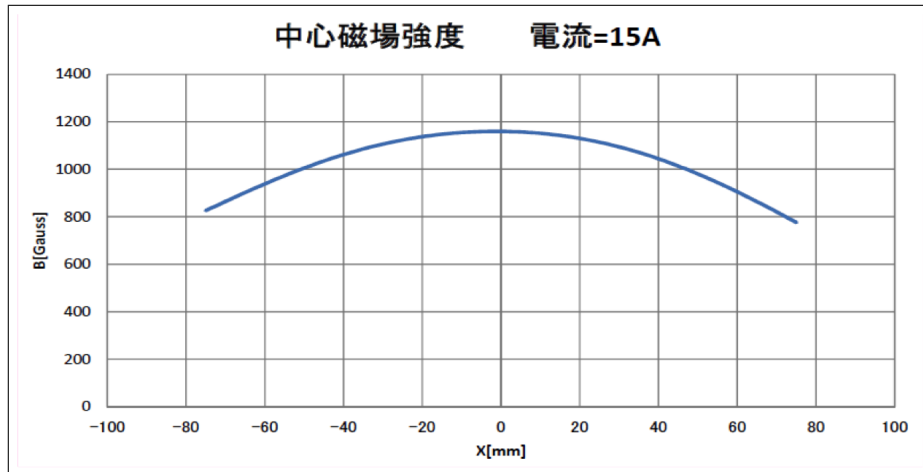


図 2.13: 磁極間隙中心における中心磁場強度からの変化 ([8])

- $x=0$ [mm] 磁場  $B=0.116$ [T]
- $x=50$ [mm] 磁場  $B=0.098$ [T] 中心磁場強度からのずれ 約 15%
- $x=-50$ [mm] 磁場  $B=0.101$ [T] 中心磁場強度からのずれ 約 13%

これから分かるように、 $x$  軸上の磁場については、確かに中心磁場強度からのずれが±20%に収まっている。しかし、図 2.14 の  $z$  軸方向の磁場の変化は分からないので、この方向における磁場の変化のシュミレーションを行った。このシュミレーションには、Maxwell 3D という電磁場解析ソフトを用いており、磁石の具体的な規格については、図 2.11 の設計図に基づいて設計した。図 2.14 に、シュミレーションで使った磁石モデルのジオメトリを示す。磁極間隔の中心を原点とし、図 2.14 のように座標系をとった。

#### 磁石モデルのパラメタ

- 鉄：比透磁率 $\sim 2000$
- 銅線部分 (図のトーラス部分)  
：比透磁率 $\sim 0.999991$
- 巻き数 $\sim 500$
- 電流 $\sim 15$ A

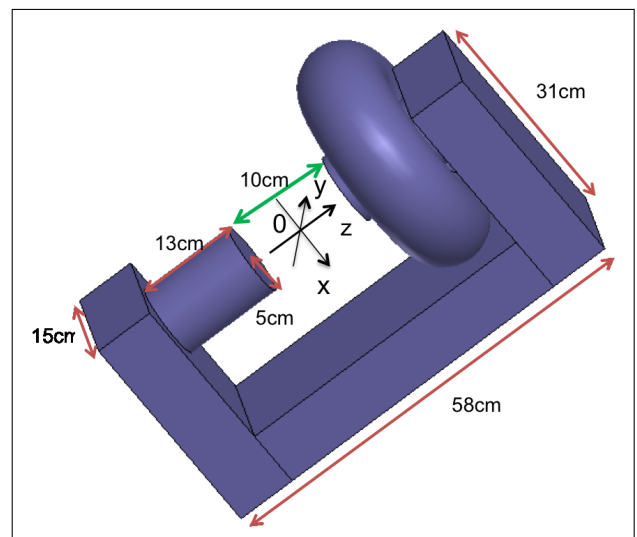


図 2.14: シュミレーションにおける磁石モデル。実際には、図の下の磁極部分にも銅線 (トーラス) が巻いてあるが、磁石単体での外形を見やすくするため省いた。

## 2.2.2 解析結果

以下に、解析結果を示す。

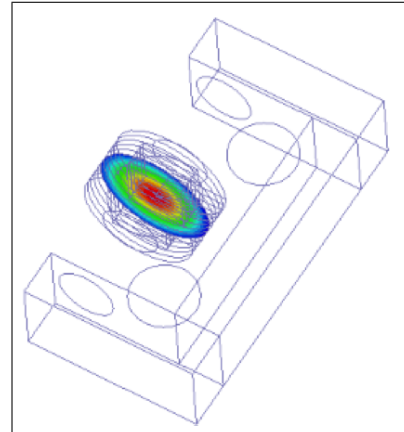
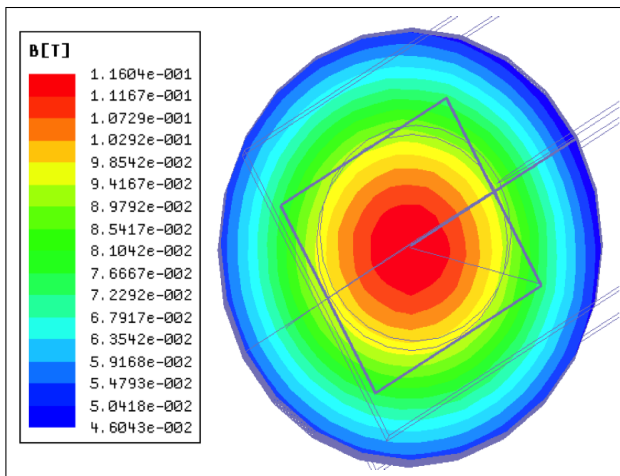


図 2.15:  $z=0$ [mm] の平面上での磁場強度の分布

図 2.16: 図 2.15 で示される平面の位置

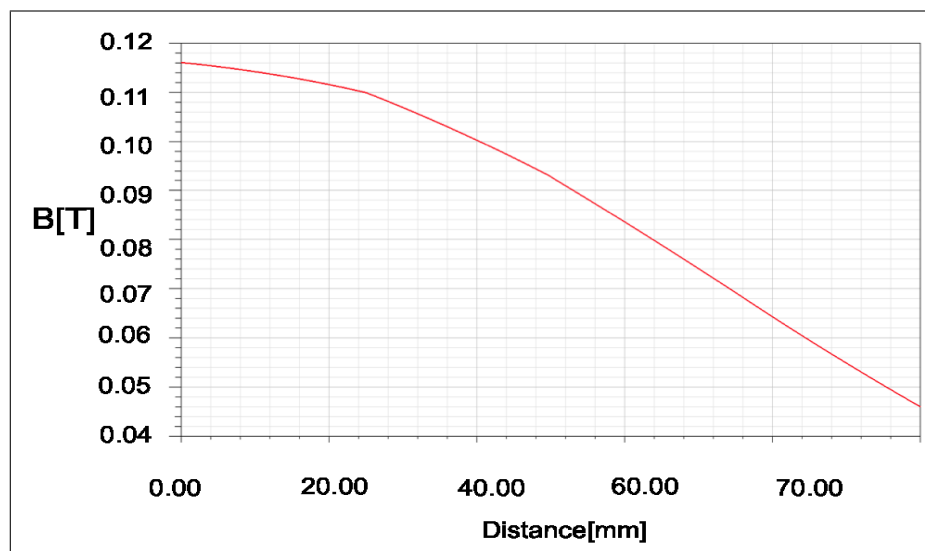


図 2.17:  $z=0$ [mm] の平面中心からの距離に対する磁場強度の変化

図 2.15 に、 $z=0$ [mm] の平面上での磁場強度の分布、図 2.16 に、図 2.15 で示される平面の位置、図 2.17 に、この平面中心からの距離における磁場強度の変化を示す。円板の中心磁場強度は、0.116T。円板の中心から 50mm 離れたところでの磁場強度は 0.093T で、中心磁場強度からのずれは 19.8%程度である。

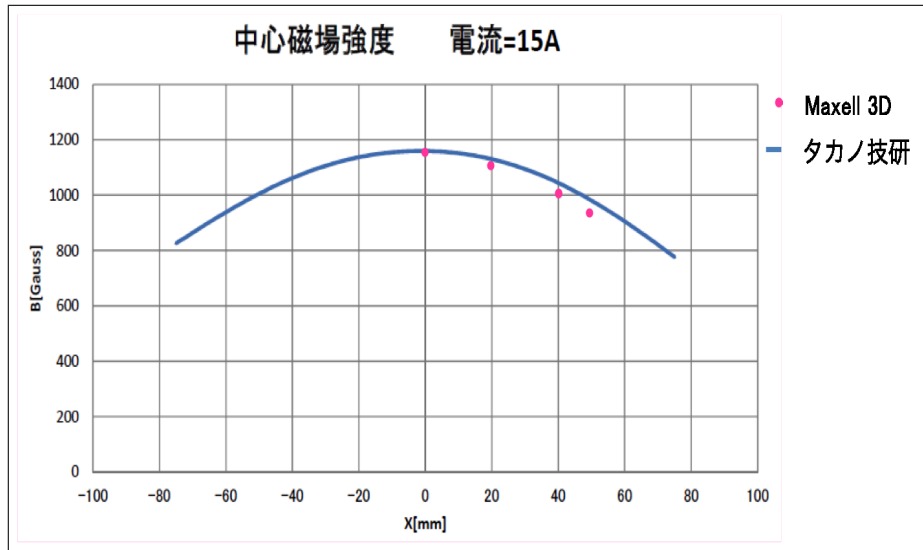


図 2.18: 業者モデルとの比較

図 2.18 は、 $x=0[\text{mm}]$  の点での磁場強度の値を一致させて、現実に検討している磁石モデルとの距離に対する磁場強度の変化を比較したものである。 $x=50[\text{mm}]$  のときの磁場強度の値で、業者から提示されたモデルを基準にして考えると、約 5% 程度のずれがあるので、以下の議論では、この程度の誤差を考慮して考える必要がある。

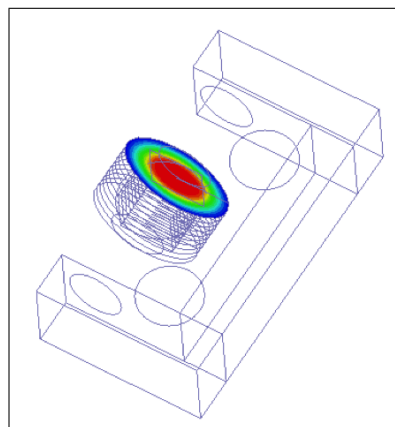
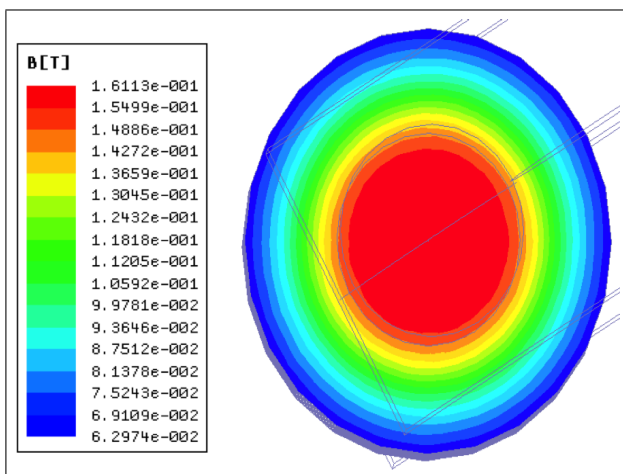


図 2.19:  $z=50[\text{mm}]$  の平面上における磁場強度の分布

図 2.20: 図 2.19 で示される平面の位置

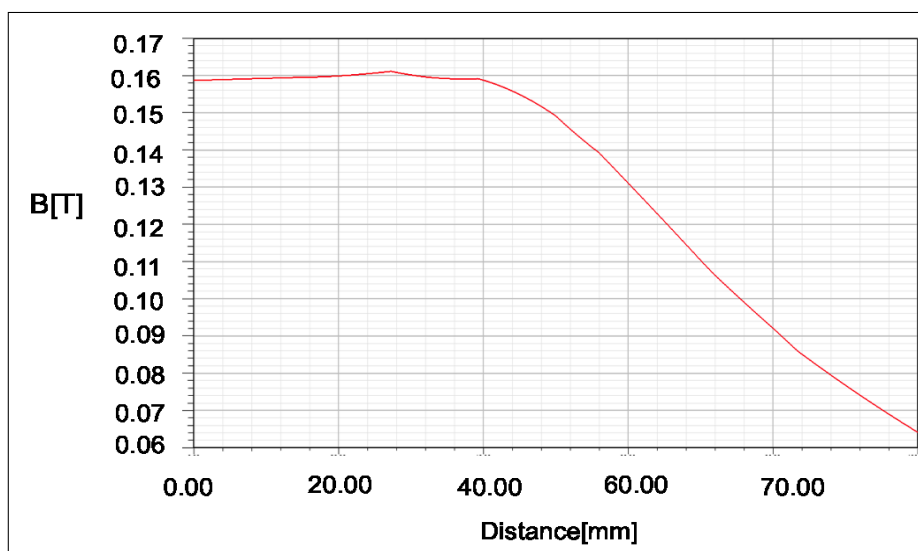


図 2.21:  $z=50[\text{mm}]$  の平面中心からの距離に対する磁場強度の変化

図 2.19 に、 $z=50[\text{mm}]$  の平面上での磁場強度の分布、図 2.20 に、図 2.19 で示される平面の位置、図 2.21 に、この平面中心からの距離における磁場強度の変化を示す。図 2.19 の円板の中心磁場強度は、0.159T。円板の中心から 50mm 離れたところでの磁場強度は 0.149T で、中心磁場強度からのずれは 6.3%程度であり、 $\pm 5\%$ の誤差を考慮に入れても欲しい精度をみたしている。この平面では、中心の平面と比べると、磁場強度の変化が緩やかだが、これは  $z=50[\text{mm}]$  の平面がより磁極に近く、他の平面と比較して磁束が広がらないためと考えられる。

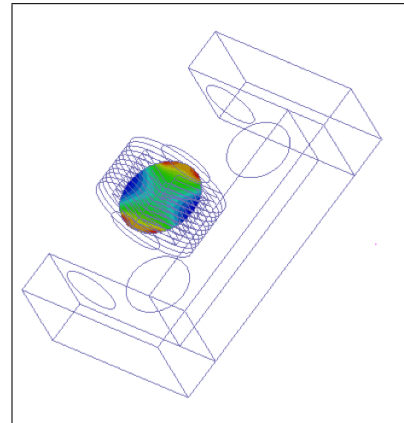
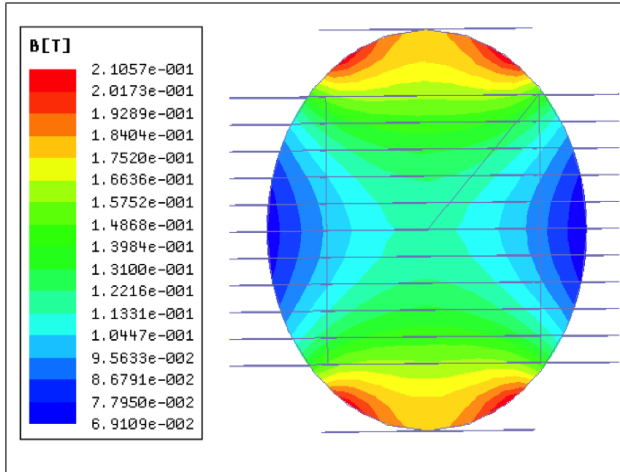


図 2.22:  $y=0$ [mm] の平面上における磁場強度の分布

図 2.23: 図 2.22 で示される平面の位置

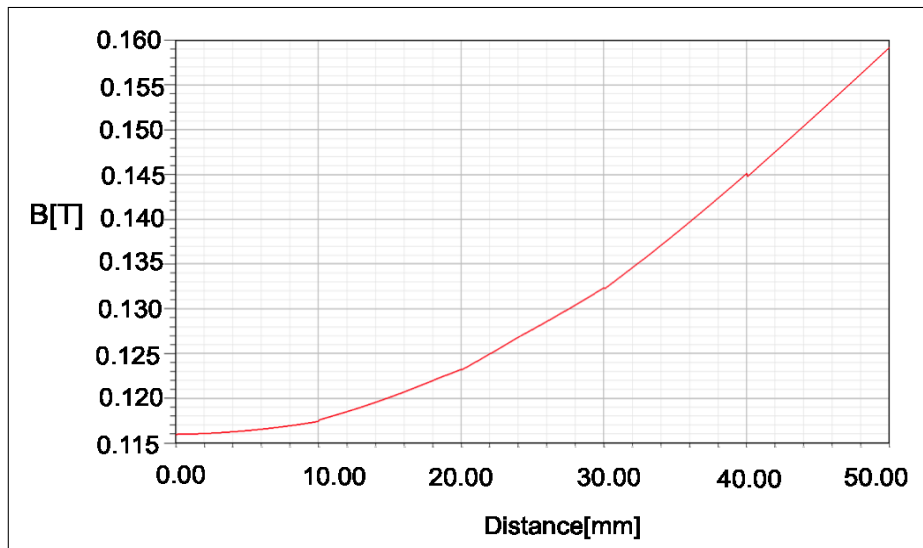


図 2.24:  $y=0$ [mm] の平面中心からの距離に対する磁場強度の変化

図 2.22 に、 $y=0$ [mm] の平面上での磁場強度の分布、図 2.23 に、図 2.22 で示される平面の位置、図 2.24 に、この平面中心からの距離における磁場強度の変化を示す。

図 2.22 の円板の中心磁場強度は、0.116T。円板の中心から 50mm 離れたところでの磁場強度は 0.159T で、中心磁場強度からのずれは 27.9%程度であり、 $\pm 5\%$ の誤差を考慮に入れても  $\pm 20\%$ の一樣さに収まりきれていない。これは、磁極に近いほど電流による磁場が強いためと考えられる。磁極方向における磁場強度の変化を少なくするためには、磁極半径を大きくするとよいが、そうすることで重量と銅線の巻き数が増え、それに従って、発生する熱量も大きくなるので、これを実行するのは難しい。



### 2.2.3 磁石設計のまとめ

以下に、磁石設計に関してまとめる。

- 検出器を設置できる磁極間隔を持ち、中心磁場強度からのずれが、少なくとも検出器の範囲内においては± 20%程度のずれに収めることができる磁石を設計したい。
- 業者による設計と磁場計算によると、磁極間隔の条件と、磁極間隔中心における検出器と平行な平面上での磁場の一様性は満たされていることが分かったが、それと垂直な方向での磁場の一様性が分からない。
- 業者から提示されたモデルを元に Maxwell 3D を用いて解析を行った結果、磁極方向における磁場強度の変化が大きいことが分かった。
- 現在、提示されたモデルを基にした磁石の製作を考えている。業者の提示したモデルでは、磁石の軸上の磁場強度は± 20%以内に収まるが、検出器全体について磁場強度をシュミレートしたところ、最大で約 30%のずれがあることが判明した。より良いモデルについて業者とさらに検討を重ねる。

## 第3章 シミュレーション (担当：林 央樹)

### 3.1 シミュレーションの概要

1章では理論計算によって、検出器に対して0.2気圧以下が必要という要請が与えられた。ここではまず、シミュレーションを行うためにGeant4を使って実際の検出器のジオメトリを再現し、磁場中を運動する電子の曲率半径から、電子の運動エネルギー、エネルギー分解能を求める。その後、気圧、サンプリングピッチ、位置分解能を変えてそれぞれのエネルギー分解能を求め、ダブルベータ崩壊を検出するために必要とされるエネルギー分解能を得るためのガスパラメータを、理論計算からの要請に加えて、検出器に要請する。

### 3.2 シミュレーションの設定

#### 3.2.1 Geant4とは

今回シミュレーションにはGeant4を用いた。Geant4とは、粒子と物質の反応のシミュレーションを行うためのC++ベースのソフトウェア・ツールキットである。粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いを、乱数を用いて計算するモンテカルロ法に基づいてシミュレーションすることができる。

#### 3.2.2 本実験での設定

本実験で使われている検出器を図3.1のように再現した。気体中の粒子の多重散乱、エネルギーロス、(磁場による効果)はGeant4によってランダムに計算される。また、検出器のジオメトリを作る際に、内側の立方体を $512 \times 512 \times 512$ 分割し、それによってできたひとつひとつの小さな立方体をセンサーとしているため、 $130[\text{mm}]/512 \simeq 0.25[\text{mm}]$  間隔で $x, y, z$ 座標それぞれの位置での反応が記録される。

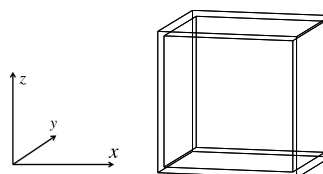


図 3.1: 検出器の概要 ( $13 \times 13 \times 13[\text{cm}]$ )

また、封入するガスとして、本実験で使用した  $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 9 : 1$ 、 $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 7 : 3$ 、 $\text{CF}_4$  を用意し、さらに、 $z$  軸正方向に  $0.1\text{T}$  の磁場をかける。

### 3.3 電子の運動エネルギー

#### 3.3.1 ベータ崩壊による電子の飛跡

検出器のジオメトリを組むことができたので、目的とする電子の運動エネルギーを求めよう。ダブルベータ崩壊による電子を見たいが、まずは適当なガスを選び検出器の中心で $^{40}\text{K}$ をベータ崩壊させてみると電子の飛跡は図 3.2 のようになる。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1, 0.5 気圧

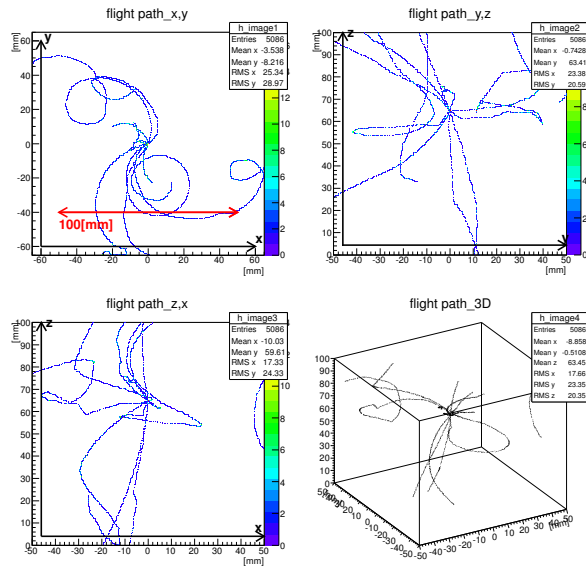


図 3.2:  $^{40}\text{K}$  のベータ崩壊による電子の飛跡 (10event)

$^{40}\text{K}$  のベータ崩壊の Q 値は 1.3MeV であり、1MeV の電子の曲率半径が 5cm 程度であることを考えると、図 3.2 の xy 平面で電子の曲率半径からおおよそ正しいシミュレーションになっていることがわかる。

次に、曲率半径を求めるために円でフィッティングすることを考えるが、ベータ崩壊によって図 3.2 のようにランダムな方向・運動エネルギーで飛ぶ電子に対応できるフィッティングのプログラムを考えることは現時点では難易度が高い。

そのため、フィットしやすい飛跡についてのアルゴリズムを開発した。

#### 3.3.2 フィッティングによる電子飛跡の曲率半径の導出

今回、曲率半径を求めるために用いたフィッティングの関数は、中心座標  $(x_0, y_0)$ 、半径 R の

$$y = +(R^2 - (x - x_0)^2)^{1/2} + y_0 \quad (3.1)$$

という半円の式である。したがってこの関数で最もフィットしやすい電子の飛跡を得るためには、磁場の向きを考えて、電子を検出器の中心から y 軸正方向に射出してやればよい。この設定で、1MeV で射出した電子の飛跡は図 3.3 のようになる。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 7 : 3, 0.1 気圧

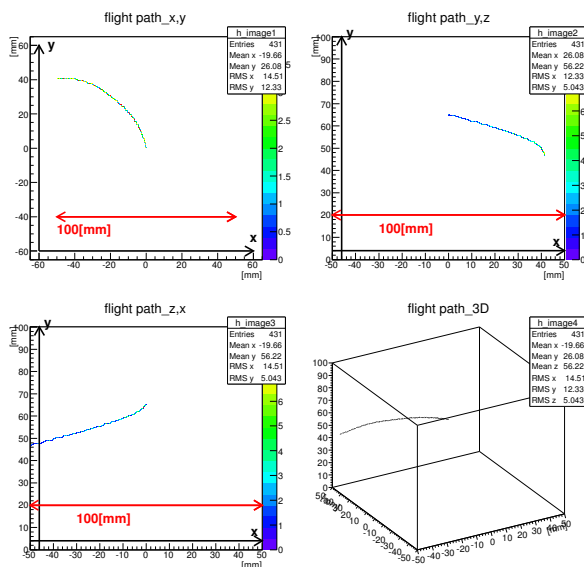


図 3.3: (0,1,0) 方向に 1MeV で射出した電子の飛跡 (1event)

またこの時、よりきれいな円弧を得るため、多重散乱の効果を考えてガスを Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 7 : 3、0.1 気圧とした。この xy 平面の飛跡に対して 3.1 式の半円でフィットを行うと図 3.4 のようになる。

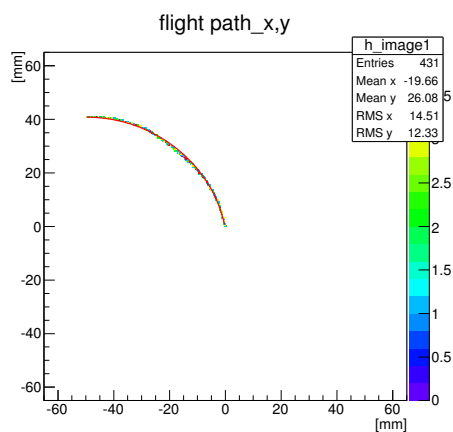


図 3.4: 図 2.13 の xy 平面のフィット結果

この時の得られたパラメータは、

- $x_0 = -51.91 \pm 0.33$  [mm]
- $y_0 = -11.98 \pm 0.25$  [mm]
- $R = 53.40 \pm 0.33$  [mm]

である。

図中の赤線がフィット関数を表していて、きれいに電子の飛跡と重なりうまくフィットイン  
グできていることがわかる。また、半径も正しいものを得ることができた。

### 3.3.3 電子の運動エネルギー

フィッティングにより得られた曲率半径から、電子の運動エネルギーを求める。まず電子  
の運動量を求めるが、この時使う式は

$$pc_{xy}[\text{eV}] = 3.0 \times 10^8 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}] \quad (3.2)$$

で、 $pc_{xy}$  は  $xy$  平面での電子の運動量、 $B$  は磁場の強さ、 $R$  は電子の曲率半径である。検出  
器には  $z$  軸正方向に  $0.1\text{T}$  の磁場をかけているので、 $B=0.1$  として、 $R$  にはフィットした結  
果の曲率半径を代入する。

この時得られる電子の運動量は  $xy$  平面に射影されたものなので、さらに  $z$  成分を考えてや  
る必要がある。図 3.3 の  $yz$  平面の電子の飛跡を見ると、電子は水平方向に対してある角度  
を持って出てきている。図 3.5 に示すようにこの角度を  $\theta$  とする。

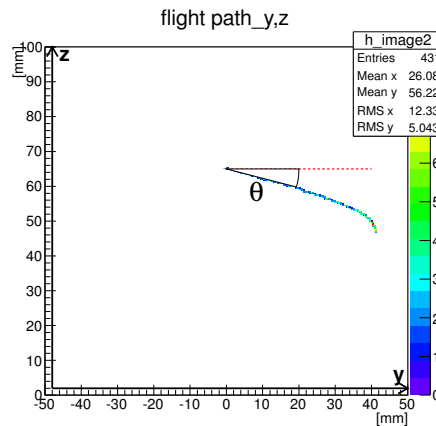


図 3.5:  $\theta$  の定義

また、本来このように運動量の  $z$  成分を考えると  $yz$  平面だけでなく  $xz$  平面も考慮に  
入れる必要があるが、今回は電子を  $y$  軸正方向に射出していて、かつ知りたいのは電子が出  
た直後の角度なので  $yz$  平面だけを見ている。こうして求めた  $\theta$  を、

$$pc = pc_{xy} / \cos\theta \quad (3.3)$$

に代入して電子の運動量  $pc$  を得る。最後に、

$$T = ((mc^2)^2 + (pc)^2)^{1/2} - mc^2 \quad (3.4)$$

に電子の質量  $mc^2 = 511[\text{keV}]$  とともに電子の運動量  $pc$  を代入すれば電子の運動エネルギー  
 $T$  を求めることができる。

### 3.3.4 解析方法

電子の運動エネルギーのヒストグラムを出す際、エネルギー分解能をより良くするために、電子がなるべくきれいな円軌道を描くイベントを選別してから運動エネルギーを計算している。

全事象に対しての電子の運動エネルギーのヒストグラムを、図 3.6 に示す。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1, 0.1 気圧

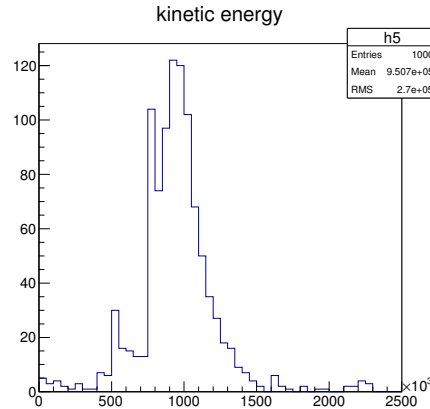


図 3.6: 電子の運動エネルギー (選別前,  $\sigma_{res}=0.2$ )

得られたヒストグラムの RMS は 27% 程度であるが、これは期待されるエネルギー分解能よりはるかに悪い。多重散乱などで円軌道からはなれた電子のイベントを削れば、エネルギー分解能がより良くなると考えられる。そこで、円でフィットする際に下のように  $\chi^2$  を定義する。

$$\chi^2 \equiv \sum_i \left( \frac{Y^{(i)} - \mu^{(i)}}{\sigma} \right)^2 \left( = \chi_{\text{root}}^2 \times \left( \frac{\sigma_{\text{sim}}^2}{\sigma_{\text{sim}}^2 + \sigma_{\text{res}}^2} \right) \right)$$

$\chi^2$  は、電子の軌道の、フィット関数である半円からのおおよその離れ具合を示す。ここで、 $Y^{(i)}$  は観測値 (=Geant4 で計算された値) の y 座標、 $\mu^{(i)}$  は期待値 (=フィットした半円上の各点) の y 座標で、 $\sigma$  はシミュレーションによる誤差  $\sigma_{\text{sim}}$  と位置分解能による誤差  $\sigma_{\text{res}}$  を使って

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{sim}}^2 + \sigma_{\text{res}}^2}$$

と表される。今回  $\sigma_{\text{sim}}=0.447[\text{mm}]$  としていて、 $\sigma_{\text{res}}$  は位置分解能を固定している時は 0mm、位置分解能を変化させている時は有限の値を持つ。また、 $\chi_{\text{root}}^2$  はフィットの結果として得られる値で、

$$\chi_{\text{root}}^2 \equiv \sum_i \left( \frac{Y^{(i)} - \mu^{(i)}}{\sigma_{\text{sim}}} \right)^2$$

と定義されている。この  $\chi^2$  が比較的大きいイベントを排除すれば、きれいな円軌道を描く電子のイベントだけを選別できる。具体的に、Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1, 0.1 気圧の時の  $\chi^2$  は図 3.7 のようになっている。

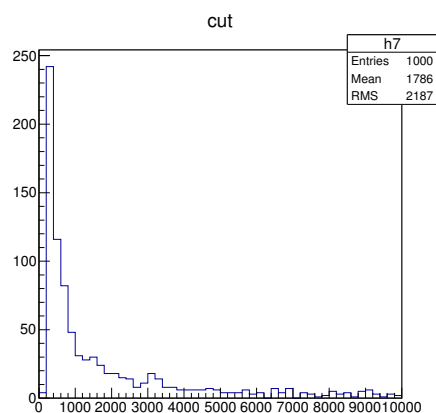


図 3.7:  $\chi^2$  のヒストグラム ( $\sigma_{res} = 0.2$ )

この図を見ると、 $\chi^2 < 2000$  のイベントのみ見るようにすれば、効率を保ったまま、エネルギー分解能が良くなると期待される。実際にそのような方法で作ったヒストグラムが図 3.8 で、先ほどと比べて分布の RMS は半分程度になり、かつ選択効率も 50%程度で高く保っている。このようにして事象を選別し、電子の運動エネルギー、そしてエネルギー分解能を求めた。

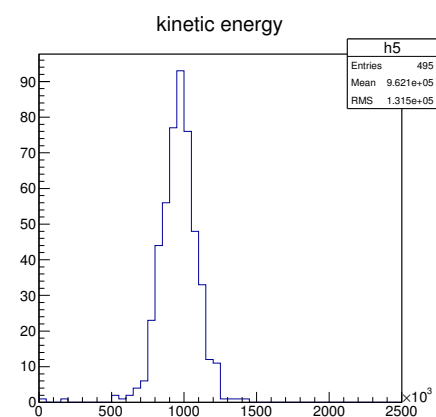


図 3.8:  $\chi^2 < 2000$  のイベントを選んで作った電子の運動エネルギーのヒストグラム ( $\sigma_{res}=0.2$ )

### (1) エネルギー分解能

フィッティングしやすいイベントに対して、電子の運動エネルギーを求めることができるようになったので、運動エネルギーのヒストグラムを作る。ガス、気圧の設定は次の通りで、今まで通り 1MeV で電子を射出する。得られたエネルギースペクトルを図 3.9 に示す。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1, 0.1 気圧

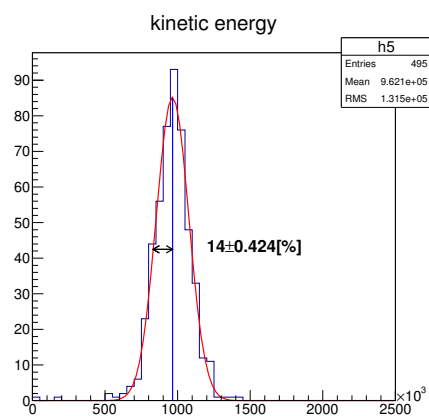


図 3.9: 電子の運動エネルギー (ガウスフィット済)

期待通り 1MeV にピークが立っているなので、正しく運動エネルギーを求めることができる。このときのヒストグラムをガウシアンでフィットした結果の  $\sigma$  を電子の運動エネルギーの分解能とし、 $\sigma$  につくエラーをエネルギー分解能のエラーとする。このときのガス、気圧の設定でエネルギー分解能は

$$14 \pm 0.424\%$$

となる。

## 3.4 検出器への要請

ダブルベータ崩壊を検出するためにはある程度以上の精度のエネルギー分解能が必要となる。ここで、実機に対してガスの気圧、データのサンプリングピッチ、検出器の位置分解能の条件を要請するために、それぞれを変化させて同じように電子のエネルギー分解能を調べる。今回の実験では Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1 のガスを使ったので、ガスの種類は固定する。

### 3.4.1 ガス気圧

ガスの気圧を上げると、電子のガス中での多重散乱の効果が大きくなり、その結果エネルギー分解能が悪くなる。

そのため、まずサンプリングピッチを 0.25mm、位置分解能を 0mm に固定して、ガスの気圧を 0.1~1.0 気圧まで 0.1 気圧ずつ変えて、気圧とエネルギー分解能の関係を見る。理論計算で求めたエネルギー分解能と合わせてグラフにしたものを図 3.10 に示す。



Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1

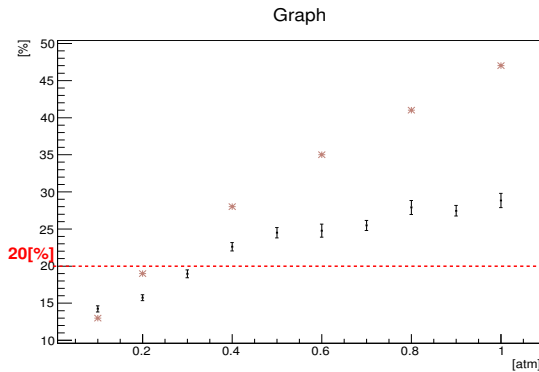


図 3.10: 気圧とエネルギー分解能の関係 (\* は理論計算で求めたエネルギー分解能、エラーバー付きのプロットは Geant4 による結果をもとに解析したエネルギー分解能)

理論計算では多重散乱の角度からエネルギー分解能を出しているが、最初のデータ点と最後のデータ点しか見ていないが、Geant4 では各点で多重散乱の効果を考慮しているため、グラフで傾きに差が現れる。つまり気圧が高く散乱角が大きい時には理論計算よりもシミュレーションの結果の方が良い結果となるが、低い気圧の領域でエネルギー分解能はおおよそ一致しているため、ここでもシミュレーションの正当性がわかる。そしてグラフより、エネルギー分解能 20%を必要とすれば、ガスの気圧は 0.3 **気圧以下**が検出器に要請される。

### 3.4.2 サンプルングピッチ

サンプルングピッチとは、飛跡における長さあたりのデータ点の数の逆数である。例えば、長さ 1cm の飛跡の中に 10 個のデータ点があれば、そのサンプルングピッチは 1mm である。検出器のガス利得やガス気圧が低いと、このサンプルングピッチは大きくなる。そこで、ガスの気圧を 0.1 気圧、位置分解能を 0mm に固定してサンプルングピッチを変化させ、サンプルングピッチとエネルギー分解能の関係を調べる。 $\mu$ -PIC の陽極、陰極のストリップは 400  $\mu$ m ピッチなので、0.4~10mm のサンプルングピッチでエネルギー分解能を見る。ここでもエネルギー分解能 20%を必要とすると、図 3.11 よりサンプルングピッチは 1mm **以下**が必要となる。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1

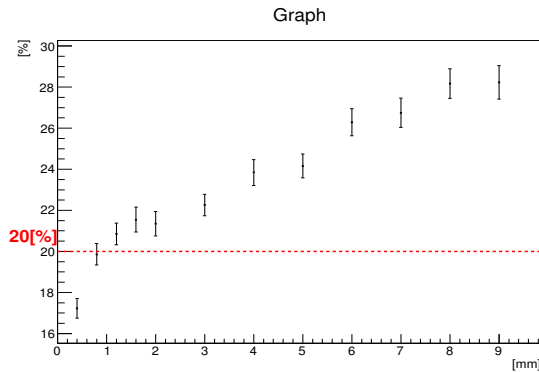


図 3.11: サンプルングピッチとエネルギー分解能の関係

### 3.4.3 位置分解能

最後に、気圧を 0.1 気圧、サンプルングピッチを 0.25mm に固定して位置分解能とエネルギー分解能の関係を調べる。

今回実験で用いたような TPC(Time Projection Chamber) の位置分解能  $\sigma_{\text{res}}$  は、あとの章で言及しているが、検出器特有の分解能  $\sigma_{\text{detector}}$  と、ドリフトによる分解能  $\sigma_{\text{diffusion}}$  を用いて

$$\sigma_{\text{res}} = \sqrt{\sigma_{\text{detector}}^2 + \sigma_{\text{diffusion}}^2}$$

と表され、二次元ガウス分布となる。

したがって、位置分解能をこちらで変化させる時には下図のように Geant4 で得られた真の値を動かすが(今回は簡単のため二次元でのみ移動させている)、動かす距離  $r$  は二次元ガウス分布に従うランダムな変数とする必要がある。また、 $\theta$  は  $0 \sim 2\pi$  rad で一様にランダムとしている。

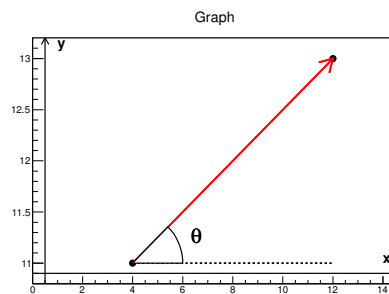


図 3.12: データ点を動かす

二次元ガウス分布の分布関数は、

$$f(r) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

であり、実際に  $r$  がこの分布に従っているか確かめるために、横軸  $r$  の一次元ヒストグラムを作ると図 3.13 のようになっている、確かに二次元ガウス分布に従う乱数であることがわかる。

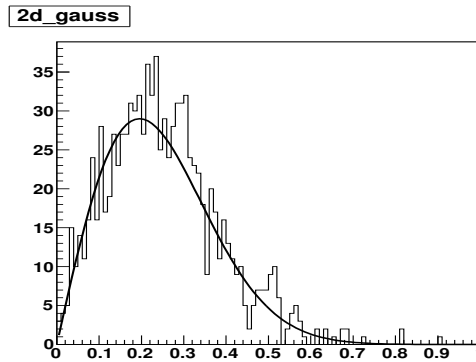


図 3.13:  $r$  のヒストグラム ( $\sigma = 0.2$ )。二次元ガウス関数でフィットしている

こうして、あとは位置分解能  $\sigma$  の数値を動かしてエネルギー分解能を評価した。図 3.14 より、エネルギー分解能 20% が欲しければ、位置分解能は 1.4mm 以下が必要となる。

Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1

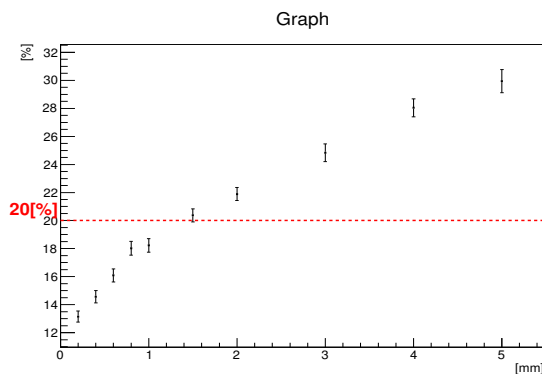


図 3.14: 位置分解能とエネルギー分解能の関係

### 3.4.4 検出器要請へのまとめ

エネルギー分解能 20% の精度に対する検出器への要請

- 気圧は 0.3 気圧以下
- サンプルングピッチは 1mm 以下
- 位置分解能は 1.4mm 以下

## 第4章 実機による測定

### 4.1 ガス利得の測定 (担当：岡本 慧太)

#### 4.1.1 セットアップ

実機によるガス利得の測定を行った。用いたガスは  $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 9 : 1$  の混合ガスで、チェンバー内の気圧は 0.2 気圧である。またこの測定に用いた線源は COOL-X という X 線発生装置 (図 4.1) である。図 4.2 に示すように COOL-X の内部には圧電素子があり、加熱と冷却を周期的に繰り返すことによって X 線を発生する。加熱時には圧電素子の上面が正に帯電し、COOL-X に封入してあるガス中の電子が圧電素子上面にコートしてある Ta に衝突することによって、Ta の特製 X 線が放射される。その X 線のエネルギーは 8.14keV である。圧電素子が暖まりきると、圧電素子を冷却する。冷却時には圧電素子の上面は負に帯電するため、ガス中の電子は圧電素子と逆の方向に進む。そして、コートしてある Cu に電子が衝突することによって Cu の特製 X 線が放射される。その時の X 線のエネルギーは 8.05keV である。過熱時と冷却時のどちらの場合も特製 X 線の他にも制動放射によって  $\gamma$  線が放射されるイベントも起こるが、それは特製 X 線が放射されるイベントよりもかなり少ないので、今回の測定では考えない。つまり線源からは 8.14KeV と 8.05KeV の X 線が周期的に放射されているが、今回の測定では平均のエネルギーである 8.10keV の X 線が放射されていると考える。

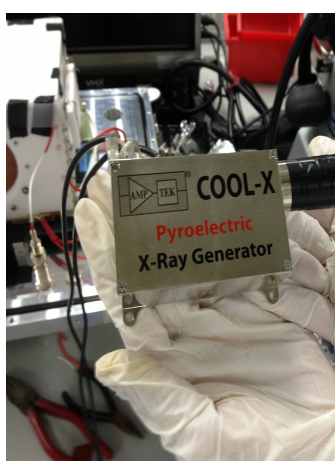


図 4.1: COOL-X の外観

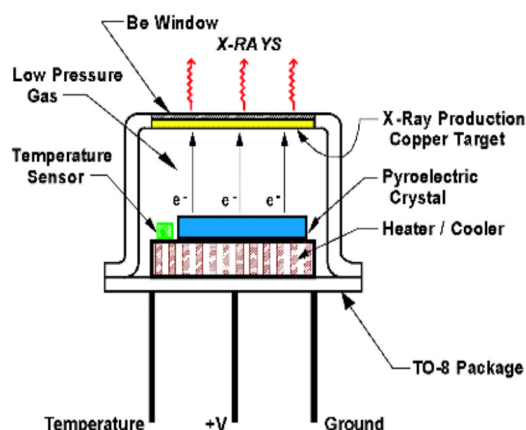


図 4.2: COOL-X の内部構造

#### 4.1.2 ガス利得の測定方法

COOL-X から放射される X 線は検出器内で光電吸収反応を起こし電子とイオンのペアを生成する。

$$\text{Ar の W 値} = 26[\text{eV}] \quad (4.1)$$

$$\text{C}_2\text{H}_6 \text{ の W 値} = 26[\text{eV}] \quad (4.2)$$

であるので COOL-X から放射される X 線によって生成される電子の電荷は

$$\frac{8.1[\text{keV}]}{26[\text{eV}]} \times (1.6 \times 10^{-19}[\text{C}]) = 5.0 \times 10^{-17}[\text{C}] \quad (4.3)$$

となる。この電荷にガス利得とアンプによる利得を掛けた電荷が観測される。その電荷と FADC によって記録された波形 (図 4.3) の時間による積分値の関係は以下の式で表される。

$$5.0 \times 10^{-17} \cdot G_{\text{gas}} \cdot G_{\text{amp}} = \frac{\int_t \text{FADC} dt}{255} \cdot \frac{1}{50} \cdot (10 \times 10^{-9}) \quad (4.4)$$

なおここで  $G_{\text{gas}}$  はガス利得、 $G_{\text{amp}}$  がアンプによる電荷の利得を表しており  $G_{\text{amp}} = 160$  である。なお FADC は 8 ビットであるため 255 が 1V に対応しており、FADC 値を 255 で割ると出力される信号の電圧となる。また抵抗値は  $50 \Omega$  であるので、信号の電圧を抵抗値で割ることで信号の電流となる。FADC の波形は 10ns に 1 点記録されるので信号の電流に 10ns を掛けることで増幅された信号の電荷となる。

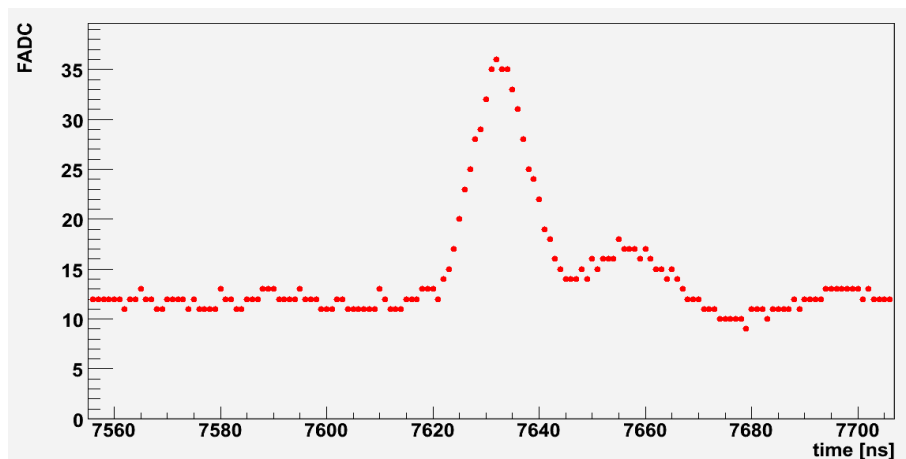


図 4.3: FADC による波形データ

### 4.1.3 ガス利得の測定結果

アノードの印加電圧とガス利得の関係を調べた。図 4.4 から図 4.9 はそれぞれのアノードの印加電圧での FADC の積分値のヒストグラムである。それらのヒストグラムの最もイベント数が大きい値を読み、その FADC の積分値を式 (1.1) に代入してガス利得を求めた。結果を表 4.1 に示す。

表 4.1: アノードの印加電圧とスペクトルのピーク値とガス利得

アノードの印加電圧 [V]	スペクトルのピーク値	ガス利得
320	80	$0.75 \times 10^4$
330	110	$1.0 \times 10^4$
340	140	$1.2 \times 10^4$
350	160	$1.6 \times 10^4$
360	220	$2.2 \times 10^4$
370	280	$2.8 \times 10^4$

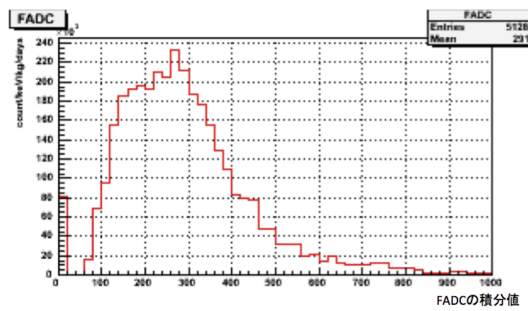


図 4.4: アノードの印加電圧 370V

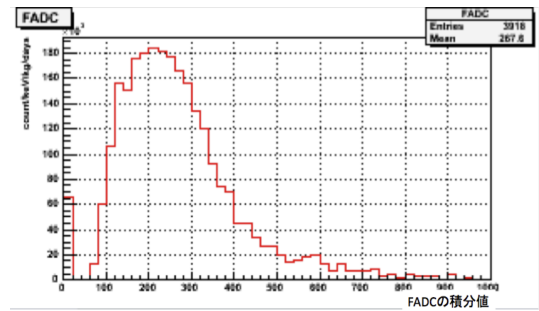


図 4.5: アノードの印加電圧 360V

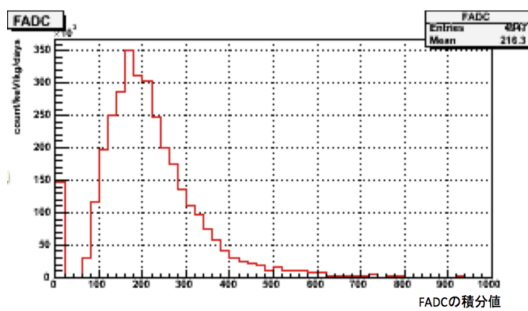


図 4.6: アノードの印加電圧 350V

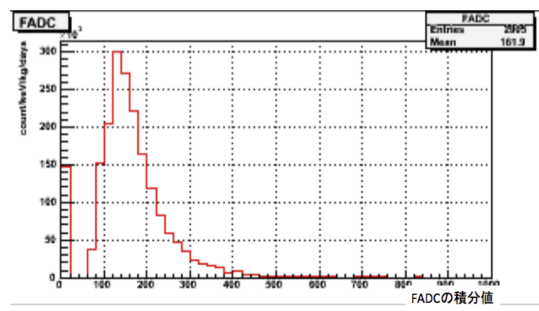


図 4.7: アノードの印加電圧 340V

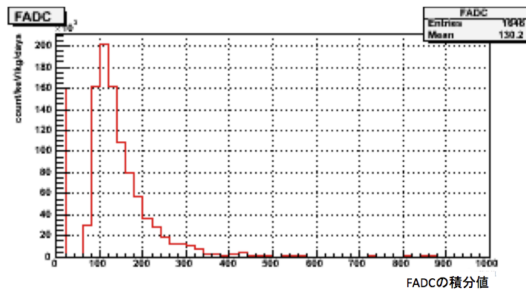


図 4.8: アノードの印加電圧 330V

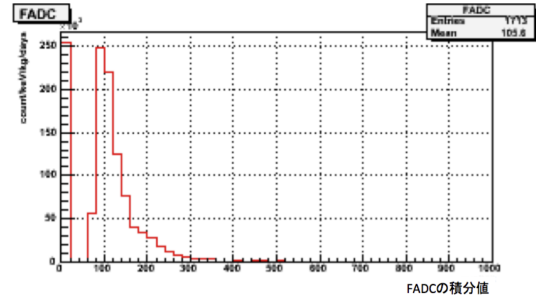


図 4.9: アノードの印加電圧 320V

この結果を縦軸にガス利得、横軸にアノードの印加電圧としてプロットしていった (図 4.10)。なお縦軸は log scale である。得られた結果を指数関数でフィットした結果

$$y = \exp[2.7 \times 10^{-2} \times x + 0.29] \quad (4.5)$$

を得た。これより 0.2 気圧で電子を観測するのに必要なガス利得  $10^5$  を達成するにはアノードの印加電圧は 416V 必要であることが解る。

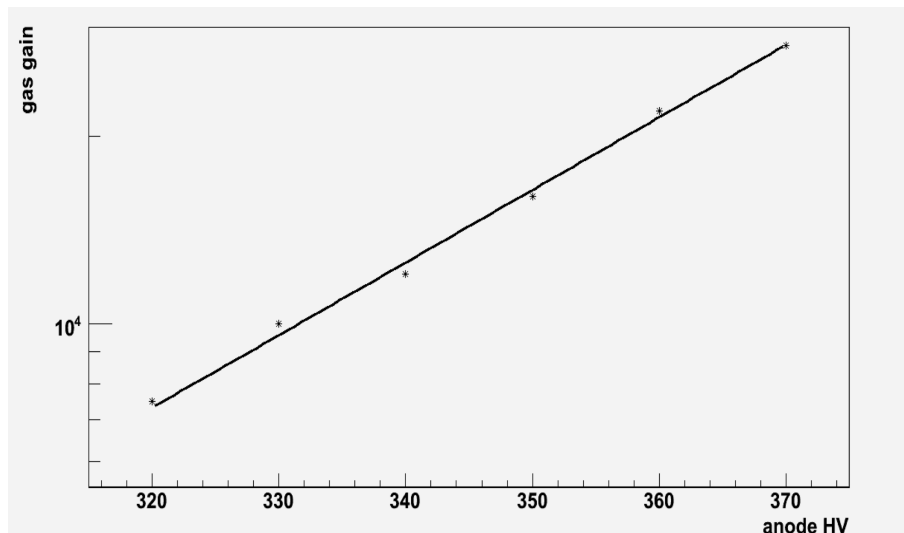


図 4.10: ガス利得の電圧依存性

#### 4.1.4 ガス利得のまとめ

- 0.2 気圧の  $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 9 : 1$  の混合ガスでガスゲインカーブの測定を行った。本測定では 0.2 気圧で電子の飛跡を観測するのに必要な gas gain  $10^5$  を得ることはできなかったが anode の印加電圧を 416V まで上げれば、それは達成可能という予測を得た。

## 4.2 電子の多重散乱の測定 (担当: 岡本 慧太)

### 4.2.1 $^{60}\text{Co}$ を線源に用いた測定

線源には  $^{60}\text{Co}$  を用いて電子の多重散乱の測定を行った。 $^{60}\text{Co}$  は図 4.11 のような崩壊を起こす。

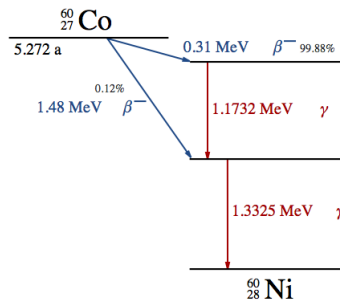


図 4.11:  $^{60}\text{Co}$  の崩壊図

今回の測定では 1.17MeV と 1.33MeV の  $\gamma$  線に着目する。これらの  $\gamma$  線がチェンバー内に入射すると、 $\gamma$  線はガス中の電子とコンプトン散乱を起こす。本測定では、コンプトン散乱によって反跳された電子の飛跡を 2 次元に射影したものを観測する。反跳された電子はガス中の分子で多重散乱される。測定データに対して、始めの 3 点を直線でフィット、終わりの 3 点を直線でフィットしてそれらがなす角度を多重散乱角として解析した。(図 4.12)

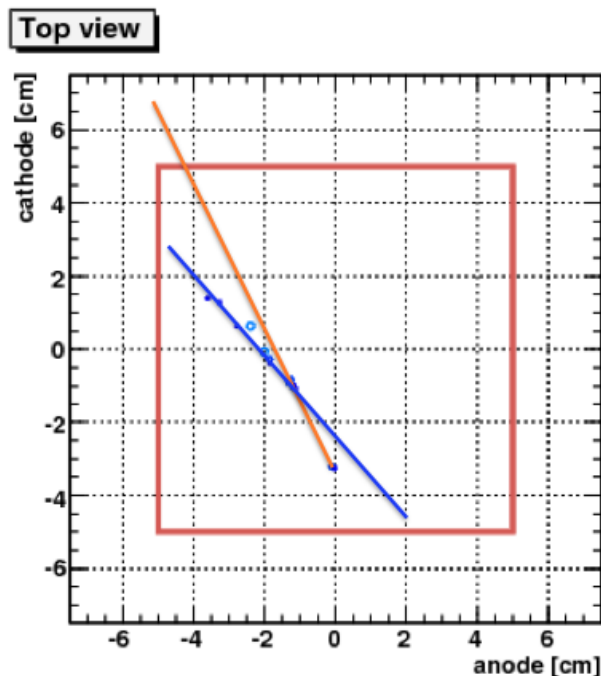


図 4.12: 測定した反跳電子の飛跡と多重散乱角の定義。青とオレンジの直線のなす角を多重散乱角と定義した。この図で線源の  $^{60}\text{Co}$  は (0,-5) に置いた。



## 4.2.2 多重散乱の測定結果

1気圧,0.5気圧,0.2気圧で Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1 の混合ガス中での電子の多重散乱角の測定を行った。得られた多重散乱角のヒストグラムを図 4.14、図 4.16、図 4.18 に示す。また、それぞれの気圧における多重散乱角の理論的なヒストグラムは図 4.13、図 4.15、図 4.17 に示す。測定した多重散乱角のヒストグラムと理論的なヒストグラムを見比べると、小さい角度においては測定結果と理論が一致しているように見え、大きい角度には全く一致していないように見えた。つまり  $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  は違う現象による角度分布が見えているのではないかと考え、測定結果をダブルガウス分布でフィットした。小さい方の分散を  $\sigma_1$ 、大きい方の分散を  $\sigma_2$  とした。その  $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  と分散の理論値は表 4.2 に示す。また図 4.19 は縦軸に多重散乱角 [rad]、横軸に気圧 [atm] を取って、多重散乱角の理論値と  $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  をプロットしたものである。

表 4.2: 多重散乱角の分散の理論と測定結果の比較

気圧 [atm]	理論の $\sigma$ [rad]	$\sigma_1$ [rad]	$\sigma_2$ [rad]
0.2	$1.2 \times 10^{-1}$	$1.18 \times 10^{-1} \pm (2.9 \times 10^{-2})$	$1.1 \pm (5.2 \times 10^{-2})$
0.5	$2.2 \times 10^{-1}$	$1.80 \times 10^{-1} \pm (2.9 \times 10^{-2})$	$1.1 \pm (4.8 \times 10^{-2})$
1	$2.9 \times 10^{-1}$	$2.81 \times 10^{-1} \pm (4.2 \times 10^{-2})$	$1.2 \pm (6.4 \times 10^{-2})$

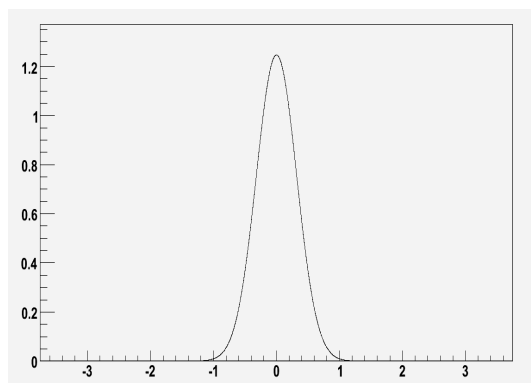


図 4.13: 1気圧中での多重散乱角の理論的な分布

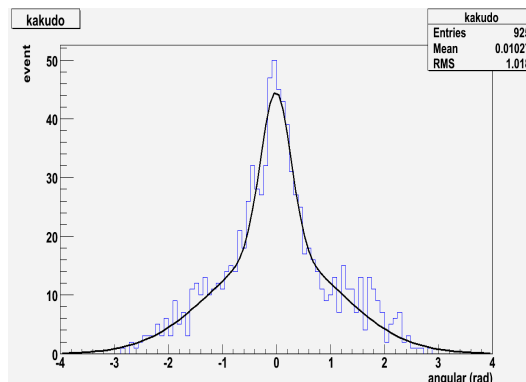


図 4.14: 1気圧中での多重散乱角のヒストグラム。ダブルガウス分布によるフィットも合わせて示す。

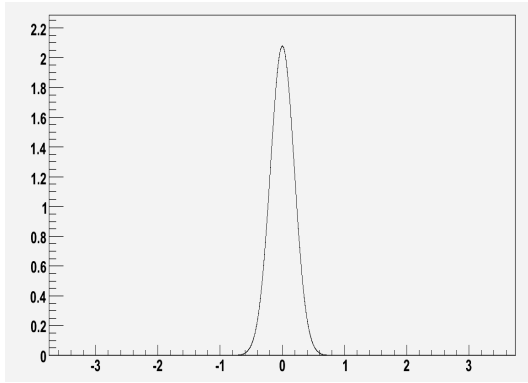


図 4.15: 0.5 気圧中での多重散乱角の理論的な分布

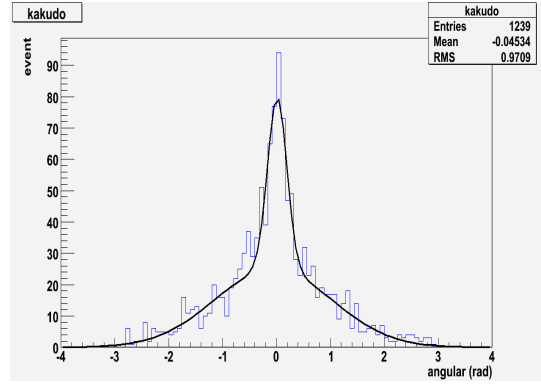


図 4.16: 0.5 気圧中での多重散乱角のヒストグラム。ダブルガウス分布によるフィットも合わせて示す。

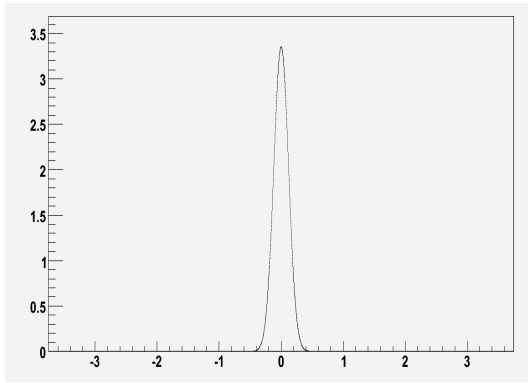


図 4.17: 0.2 気圧中での多重散乱角の理論的な分布

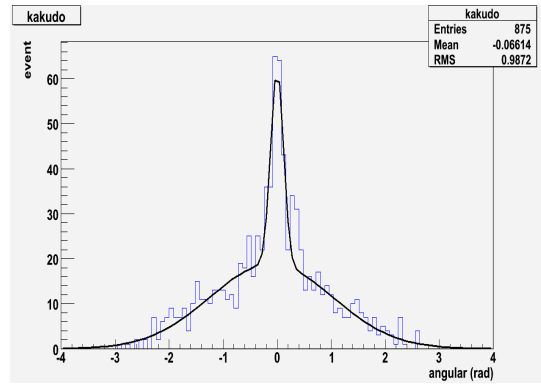


図 4.18: 0.2 気圧中での多重散乱角のヒストグラム。ダブルガウス分布によるフィットも合わせて示す。

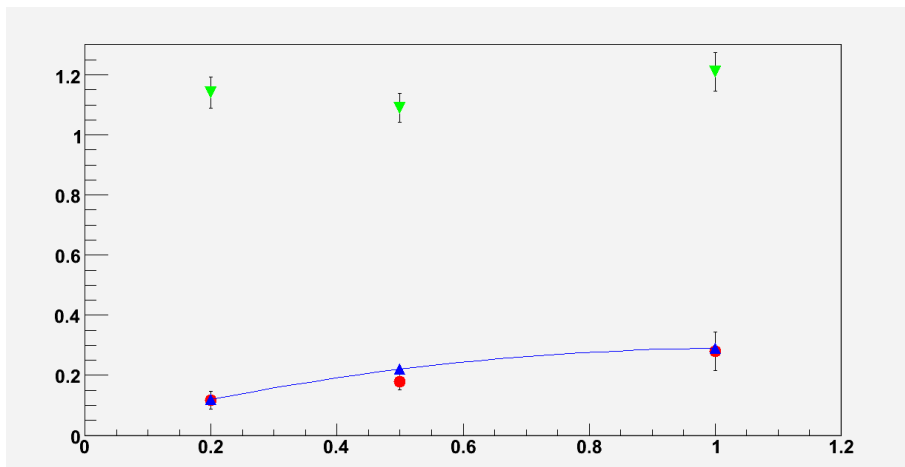


図 4.19: 多重散乱角の圧力依存 (青は理論、赤は  $\sigma_1$ 、緑は  $\sigma_2$ )

## (1) 考察

図 4.19 を見るとどの気圧においても  $\sigma_1$  と理論値と測定結果の誤差は 20% 以内で一致していることが解るが、 $\sigma_2$  と理論値とのズレがかなり大きいことが解る。また、 $\sigma_1$  に関しては、気圧依存性が確認できるが、 $\sigma_2$  に関しては気圧依存性は確認できない。

以上のことから、今回の測定で得られた多重散乱角のヒストグラムは 2 つの違う現象が見えていると思われる。つまり今回観測したい多重散乱は  $\sigma_1$  のイベントで、 $\sigma_2$  は多重散乱角ではない何か違うイベントが見えているのではないかと考えた。

そこで多重散乱角が 2rad よりも大きいイベントを見てみると、多重散乱角が 2rad 以上のイベントは大きく分けて 3 種類あることが解った。

1 つ目は極端に点と点の距離が離れているイベントである (図 4.20, 図 4.21)。

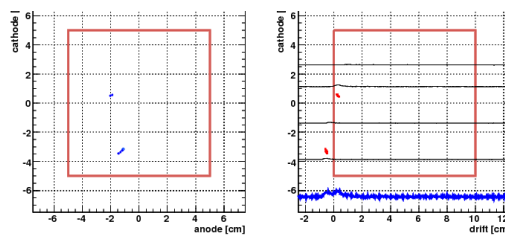


図 4.20: 点と点が離れすぎているイベント例 1 (左:アノード-カソード平面, 右:ドリフト-カソード平面)

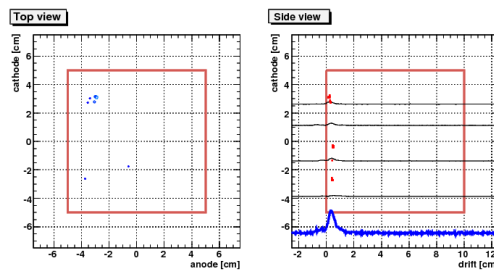


図 4.21: 点と点が離れすぎているイベント例 2 (左:アノード-カソード平面, 右:ドリフト-カソード平面)

同時刻に複数のイベントが見えているものや、ノイズによるものが考えられるので、これに関しては点の密度がある一定値よりも小さいイベントはカットすることで解消できると考えられる。

2つ目はドリフト方向に運動している電子が多重散乱によって曲がってしまうイベントである。(図 4.22, 図 4.23)。

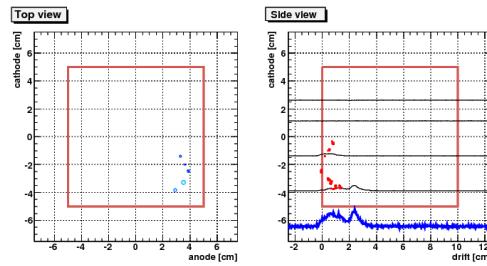


図 4.22: ドリフト方向に運動している電子が散乱されて曲がったイベント例 1 (左:アノード-カソード平面, 右:ドリフト-カソード平面)

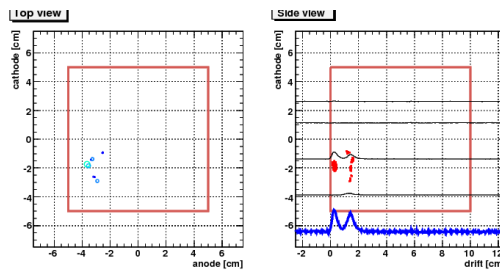


図 4.23: ドリフト方向に運動している電子が散乱されて曲がったイベント例 2 (左:アノード-カソード平面, 右:ドリフト-カソード平面)

3つ目はアノード-カソード平面に飛跡を射影した長さが短すぎるイベントである。(図 4.24)。

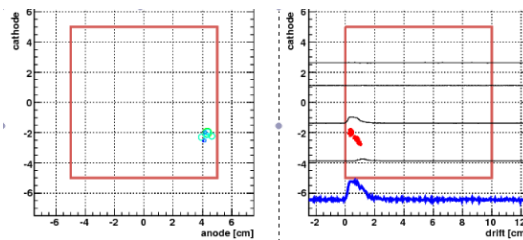


図 4.24: アノード-カソード平面の飛跡の距離が短すぎるイベント

2つ目と3つ目に関しては、3次元の運動を2次元に射影したことによると考えられる。つまり電子の飛跡を3次元のまま解析すれば、解消できるはずである。以上のことにより、解析方法を3次元に改善すれば、多重散乱角が $2\text{rad}$ を超えるようなイベントはなくなり、角度分布は理論値とかなり一致することが予測される。

### 4.2.3 多重散乱のまとめ

- 多重散乱の測定を行った結果、散乱角の分布は double gaussian でよく fit されるという結果が得られた。それぞれの gaussian の  $\sigma$  を  $\sigma_1, \sigma_2$  とした時、 $\sigma_1$  が理論的な多重散乱と一致した。
- $\sigma_1$  が今回観測したい多重散乱角のイベントの角度分布で、 $\sigma_2$  は解析方法が、3次元の電子の飛跡を2次元に射影して考えたことによって生じた角度分布である。
- 電子の飛跡を3次元のまま解析すれば、理論的な多重散乱角の角度分布と多重散乱角の測定結果が一致することが予測される。

## 4.3 宇宙線 $\mu$ 粒子を用いた位置分解能とサンプリングピッチの測定

(担当:磯江麻衣)

ダブルベータ崩壊検出のための検出器の位置分解能はシミュレーションから 0.14cm 以下であることが要請され、飛跡のサンプリングピッチは 0.1cm 以下であることが要請される。宇宙線  $\mu$  粒子を用いて検出器の位置分解能とサンプリングピッチを測定し、この要請値が満たされるか考察した。

### 4.3.1 セットアップ

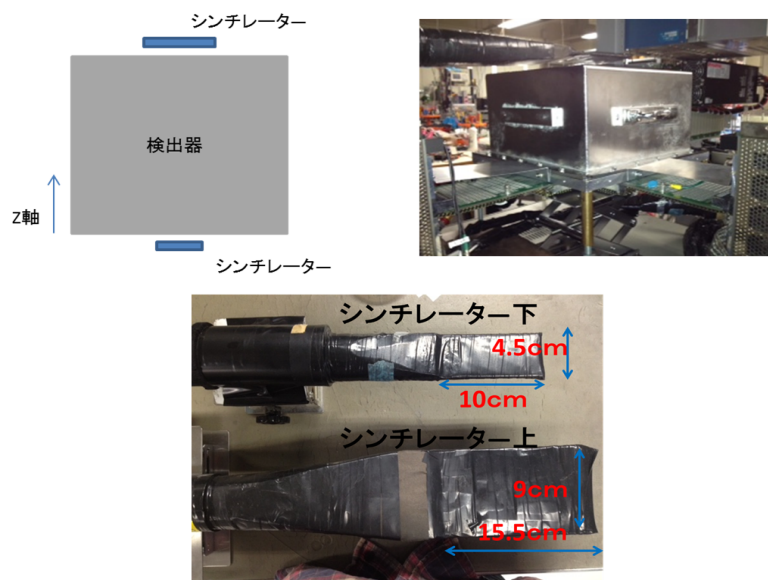


図 4.25: 左上: 検出器の概略図 右上: データ取得の写真 下: シンチレーターの写真

clearpage

図 4.25 のように検出器の上下にシンチレータを置き、2つのシンチレーターの信号のコインシデンスをトリガーにして  $\mu$  粒子の飛跡を取得した。データ収集システムを図 4.26 に

示す。アノード、カソードは ASD によって増幅され、トリガー信号が入るとエンコーダーで 100MHz のクロックで計測され、位置情報として出力される。この位置情報はメモリーボードに貯められる。またカソードを 8ch に分け、さらに 2ch ずつまとめた信号を FADC で取得し電荷情報も得られるようになっている。

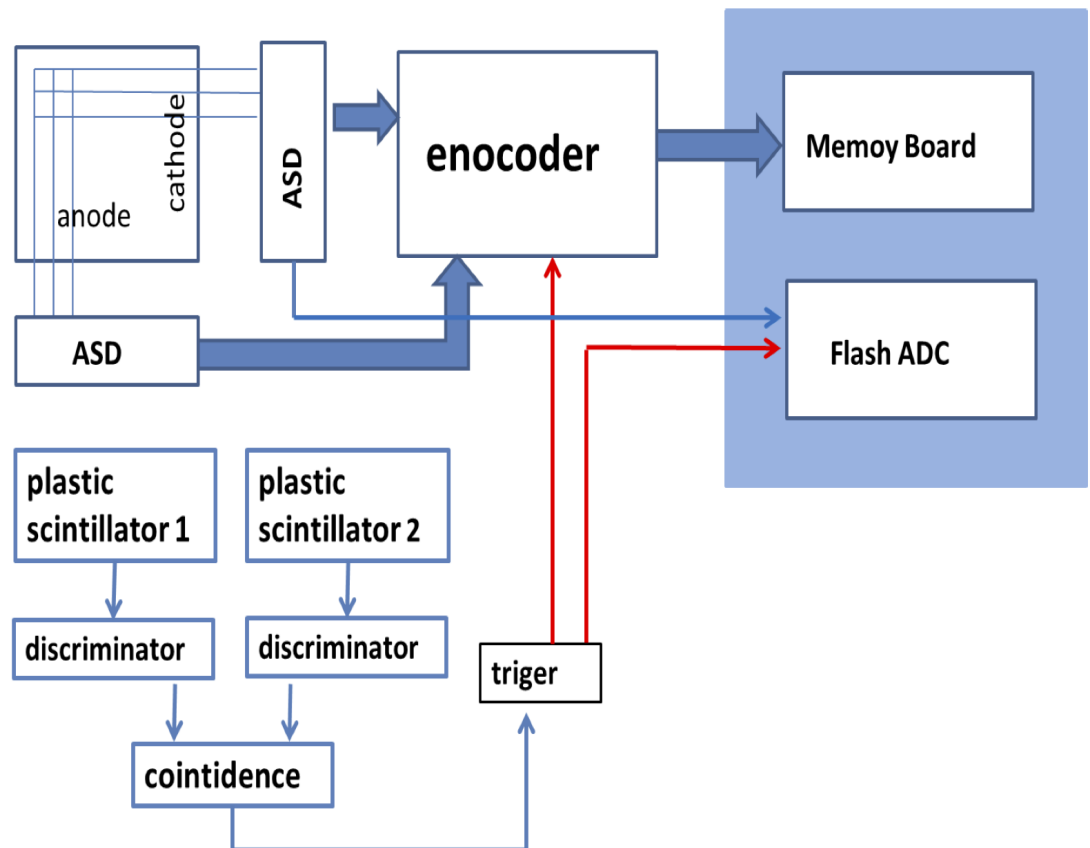


図 4.26: 装置のデータ取得システムの概略図

### 4.3.2 $\mu$ 粒子の飛跡の取得

位置分解能、サンプリングピッチの気圧による変化を調べるため、Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(9:1)で1気圧、0.5気圧と気圧を変化させて測定を行った。より細かなサンプリングピッチを得るため、アノードやGEMの電圧は放電しない極限まで上げ、ガス利得がなるべく大きくなるよう設定した。詳細な条件は表1に示す。これらの条件で取得した $\mu$ 粒子の飛跡の例を図4.27に示す。

	条件 1	条件 2
ガス	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 9:1(1気圧)	Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 9:1(0.5気圧)
ドリフト	-2275V	-2500
GEM 上	-640V	-769V
GEM 下	-300V	-439V
アノード	580V	460V

表1 検出器の設定

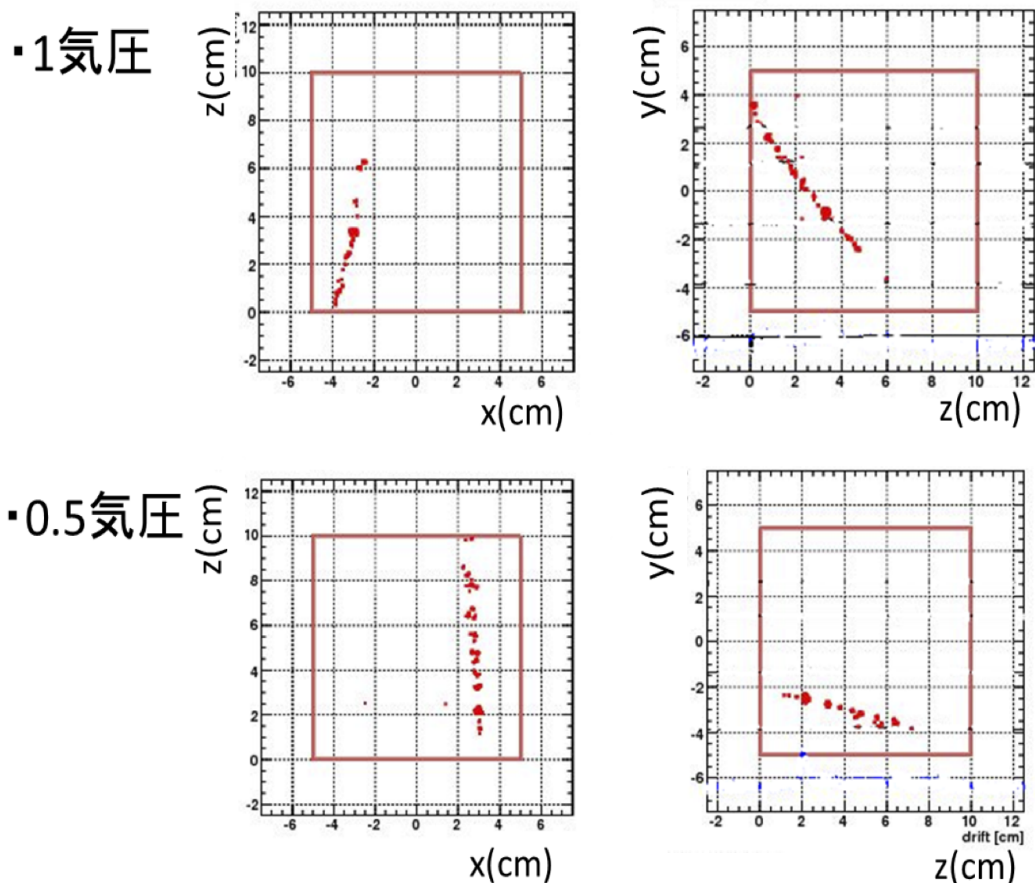


図 4.27: 取得した $\mu$ 粒子の飛跡 点は $\mu$ 粒子が検出器を通過したときの、ヒット点をプロットしたもので、枠は検出器を示す。

### 4.3.3 ガス利得の測定

宇宙線 $\mu$ 粒子はMIPであるとし、測定した $dE/dx$ からガス利得を出した。Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(9:1)での $dE/dx$ は文献値から計算すると1気圧では、 $dE/dx = 2.16[\text{keV}/\text{cm}]$ 、0.5気圧では、 $dE/dx = 1.08[\text{keV}/\text{cm}]$ となる。得られた電荷情報を飛跡の長さで割った値を $dE/dx$ とし、作成した図したヒストグラムを図4.28に示す。曲線はヒストグラムをランダウ分布でフィットしたものである。ピーク的位置が1気圧では $2.16\text{keV}/\text{cm}$ 、0.5気圧では $1.08\text{keV}/\text{cm}$ に対応することから、ガス利得を計算した。結果を表2に示す。

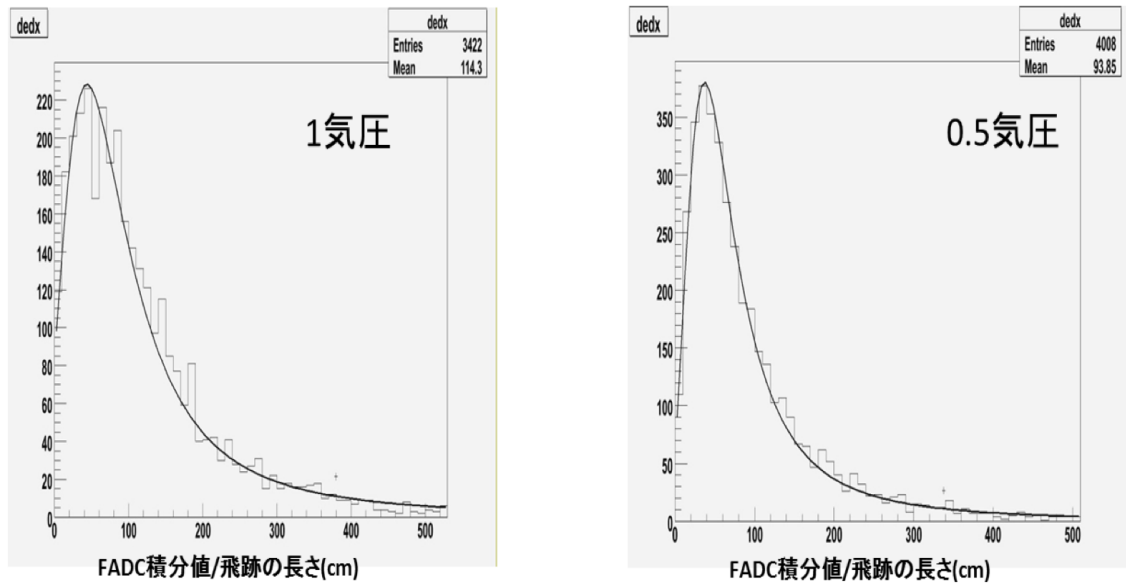


図 4.28:  $\mu$  粒子の  $dE/dx$

	1 気圧	0.5 気圧
ガス利得	15300	41800

表 2 ガス利得

1章より Ar 気体で MIP を見るのに必要なガス利得は 1 気圧で 20000 以上で 0.5 気圧で 40000 以上とされている。1 気圧ではこの条件を満たすことができなかったが、0.5 気圧では満たすことができた。



#### 4.3.4 サンプリングピッチの測定

##### (1) サンプリングピッチの限界値

荷電粒子が検出器を通ると、ガス分子のイオン化により一次電子が生成され、一次電子のエネルギーが十分高ければ、さらに二次電子が生成される。これらの電子を増幅させ読み出すことで、飛跡を得ている。イオン化により生成される全電子  $n_t$  について

$$n_t = \frac{\Delta E}{w} \quad (4.6)$$

が成り立ち、サンプリングピッチの限界の1つになっている。 $\Delta E$  は荷電粒子が落とすエネルギーで、 $w$  はガス分子1つがイオン化するのに必要なエネルギーである。MIP に対する全電子  $n_t$  と一次電子の数  $n_p$  は多くの気体で測定されていて、 $A_r$  気体1気圧では文献値より、 $n_t = 94[\text{/cm}]$ 、 $n_p = 29.4[\text{/cm}]$  である。1気圧の  $A_r$  気体では一次電子は、

$$\frac{1}{n_p} \sim 300\mu\text{m} \quad (4.7)$$

となり、およそ  $300\mu\text{m}$  に1つの割合で生成され、さらに二次電子が生成される。この電子を増幅し、信号として捉えることができれば、サンプリングピッチはおよそ  $300\mu\text{m}$  になる。さらに0.5気圧ならば、 $dE/dx$  が半分になるので、サンプリングピッチはおよそ  $600\mu\text{m}$  になると見積もることができる。しかし、この電子による信号をすべて捉えることは難しく、この限界値に近づけるためには、ガス利得が重要である。さらに、サンプリングピッチは  $\mu\text{PIC}$  のピクセルピッチ  $400\mu\text{m}$  によっても制限される ([4] 参照)。

#### 4.3.5 サンプルングピッチの測定結果

取得した飛跡の長さをヒット数で割ることでサンプルングピッチを計算した。1気圧、0.5気圧でのサンプルングピッチのヒストグラムを図4.29に示す。

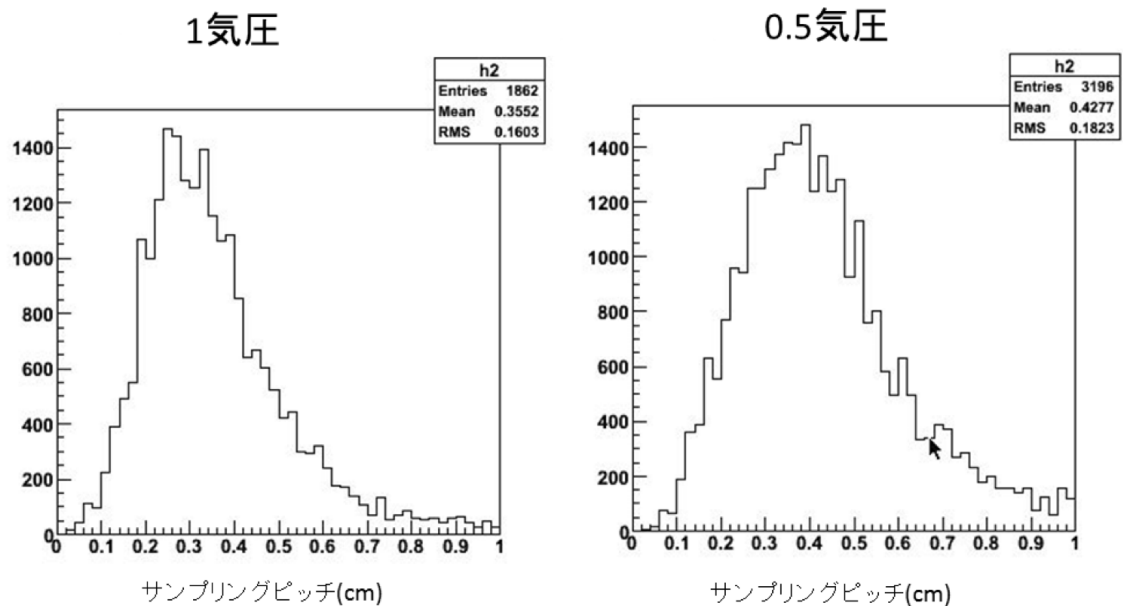


図 4.29: サンプルングピッチ ヒストグラム

サンプルングピッチの mean は 1 気圧で 0.35cm、0.5 気圧で 0.43cm となり、この条件では要請値 0.1cm を満たさない。さらに上で議論した限界値と比較するとガス利得が十分でないことが分かる。0.5 気圧ではガス利得が 1 章での必要な値を満たしているにも関わらず、まだ不十分であることが分かった。

### 4.3.6 検出器の位置分解能の測定

#### (1) 位置分解能の理論値

検出器の位置分解能はドリフト長  $z$  の関数で、

$$\sigma^2(z) = \sigma_{\text{detector}}^2 + (D\sqrt{z})^2 \quad (4.8)$$

と表せる。 $\sigma_{\text{detector}}$  は検出器固有のパラメーターであり、 $(D\sqrt{z})^2$  は電子の拡散に関する項である。ここで、 $D$  は拡散係数で  $z$  はドリフト長を示す。

**検出器の  $z = 0$  での二次元位置分解能**  $\sigma_{\text{detector}}$  は (1) 式から分かるように検出器の  $z=0$  での位置分解能である。 $\sigma_{\text{detector}}$  に最も大きく寄与するのは、 $\mu$  PIC の位置分解能である。ここでは  $\mu$  PIC の位置分解能のおおよその値を考える。まず次元分解能  $\sigma_0$  を考える。 $\mu$  PIC のピクセルピッチは  $400 \mu\text{m}$  であるから、 $400 \mu\text{m}$  の区間内のヒットは、その区間の中心の座標がデータとして得られるとする。

区間の幅を  $l$  として、区間のヒット点がすべて、 $x=0$  のデータとして得られるとすると、その分散  $\sigma_0$  は

$$\sigma_0^2 = \frac{1}{l} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} x^2 dx = \frac{l^2}{12} \quad (4.9)$$

$l=400 \mu\text{m}$  とすると

$$\sigma_0 = \frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} = 115\mu\text{m} \quad (4.10)$$

これに  $\sqrt{2}$  をかけて、二次元分解能  $\sigma_{\text{detector}}$  を計算する。

$$\sigma_{\text{detector}} = 163\mu\text{m} \quad (4.11)$$

**電子の拡散と拡散係数** 本実験で用いた検出器は、荷電粒子が検出器内を通った時に生成される電子を電場で $\mu$  PICまでドリフトさせ、その電子を読み出すことにより飛跡を得る。電子が $\mu$  PICまでドリフトさせる間、 $xy$ 座標を保ちながら動くことが重要だが、電子はガス中での散乱で拡散するため、その軌道が乱される。よって位置分解能は、この電子の拡散にも大きく依存している。電子の拡散はガウス分布で表され、電場や磁場がなければ、 $t$ 秒後、元の位置から $x$ 離れた位置にある電子の割合は

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D't}} e^{-(x^2/4D't)} dx \quad (4.12)$$

となる。この分散は $\sigma_x = \sqrt{2D't}$ である。 $D'$ は拡散係数であり、ガスの種類や圧力に依存する。

電場があるとき、拡散係数 $D'$ が電場に依存して変化する。分散を $\sigma_x$ 時間 $t$ の関数からドリフト長 $z$ の関数にすると

$$\sigma_x = \sqrt{2D't} = \sqrt{2D' \frac{x}{w}} = D\sqrt{z} \quad (4.13)$$

となる。 $w$ は電子のドリフト速度でありガスの種類、気圧、電場に依存する。 $D$ は、拡散を距離の関数であらわすときの拡散係数である。1気圧、0.5気圧の拡散係数は文献値よりそれぞれ $583 \mu\text{m}$ 、 $559 \mu\text{m}$ である ([4]、[1] 参照)。

#### 4.3.7 位置分解能の測定結果

宇宙線 $\mu$ 粒子飛跡は直線になる。 $\mu$ 粒子の飛跡とそのフィット直線との距離を残差 $d$ とし、残差 $d$ のヒストグラムの2次元ガウス分布フィットでの標準偏差を位置分解能として得た。

残差の解析方法を説明する。まず飛跡の $xz$ 平面、 $yz$ 平面射影をそれぞれ直線フィットする。 $xz$ 平面でのフィット直線を $y$ 任意に動かし平面を作り、同様に $yz$ 平面でのフィット直線を $x$ に動かし平面を作り、この2つの平面の交線を飛跡の三次元フィット直線として得た。さらに得られた三次元フィット直線と飛跡の三次元の距離を測定し、残差 $d$ を得た。残差 $d$ をドリフト距離毎に、ヒストグラムにしたものを図4.30、4.31に示す。

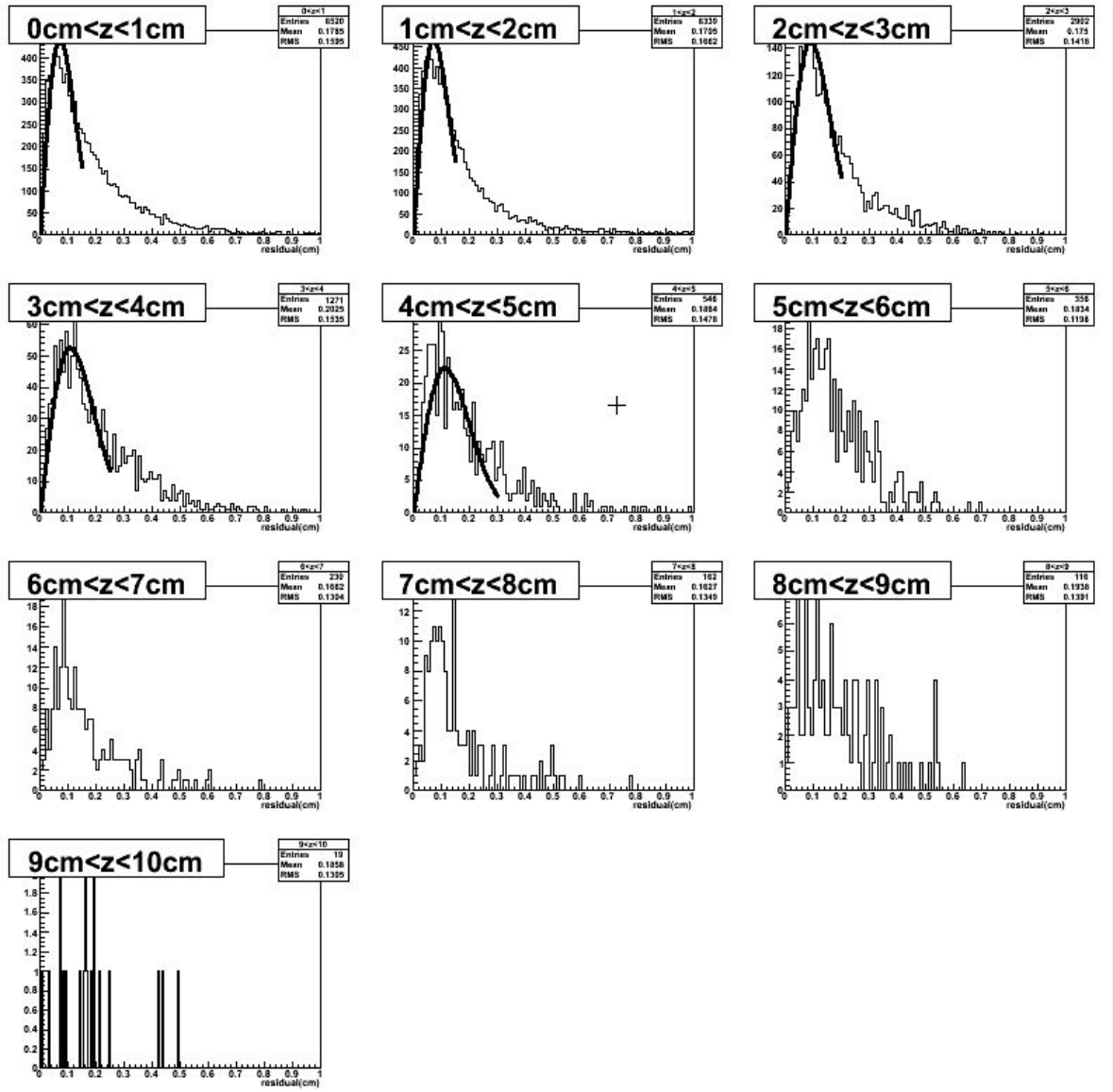


図 4.30: 条件 1 における残差のヒストグラム x 軸: 残差 (cm)

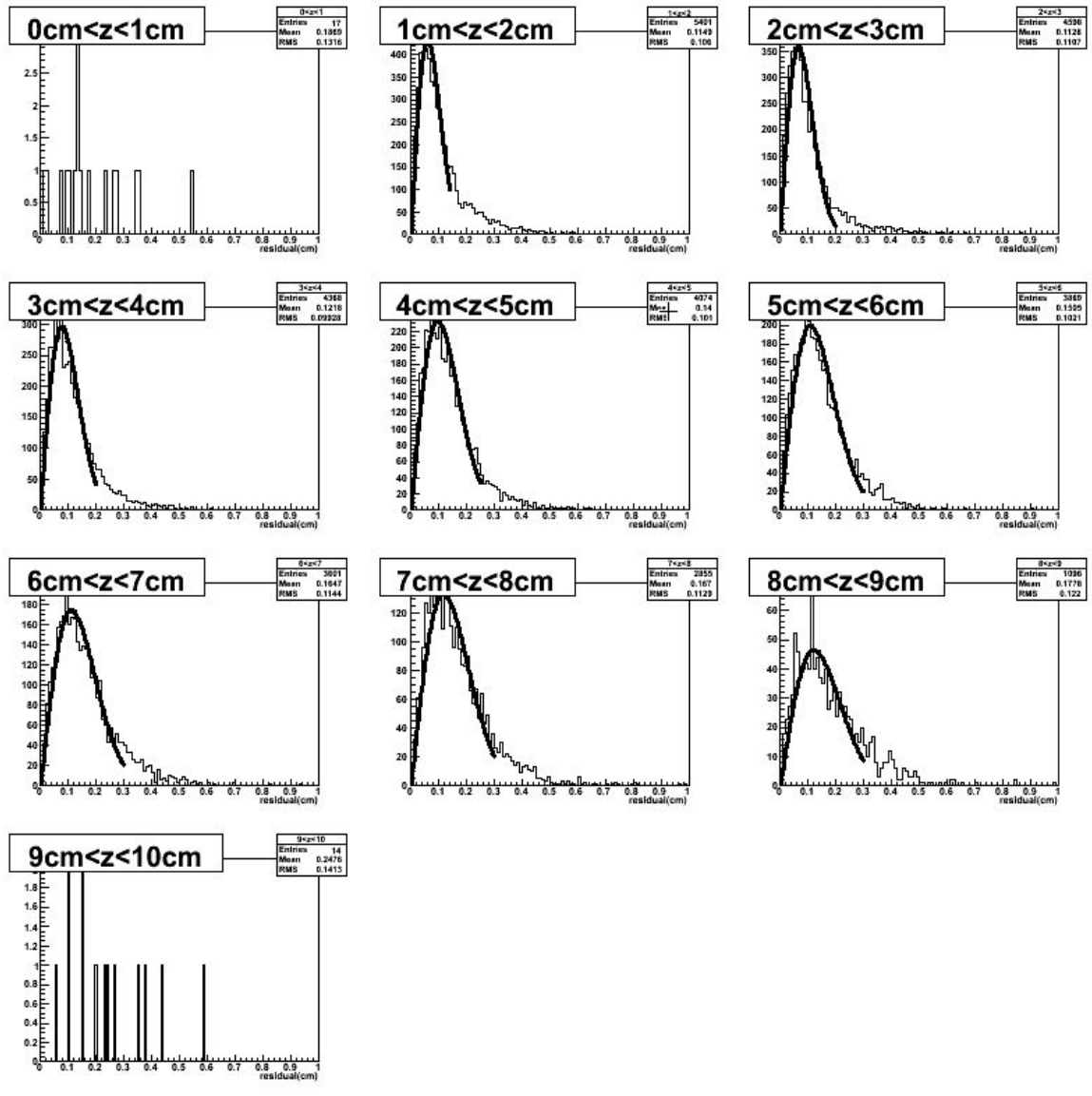


図 4.31: 条件 2 における残差のヒストグラム x 軸: 残差 (cm)

図 4.30、4.31 についてドリフト長  $z$  が大きくなるほどイベント数が減っているが、これは電子がガスの分子に捕獲される割合が増えるためだと考えられる。また図 4.31 ではドリフト長  $z$  が 1cm 以下のイベントがほとんどない。検出器の  $z$  軸方向の大きさは、10cm であるが、データから飛跡を再構成すると  $z$  が 10cm 以上のイベントがいくつか見つかったことから、 $z$  座標の再構成に何か問題があることが考えられる。図 4.30、4.31 の曲線はヒストグラムを二次元ガウスでフィットしたものである。フィット関数は 4.14 式に示す。  $p_0$ 、 $d$  をフィッティングパラメーターとした。  $p_0$  は標準偏差である。

$$\frac{\sqrt{2\pi}}{p_0} \text{dexp}\left(-\frac{d^2}{2p_0^2}\right) \quad (4.14)$$

標準偏差の  $z$  依存性は図 4.32、4.33 のようになった。

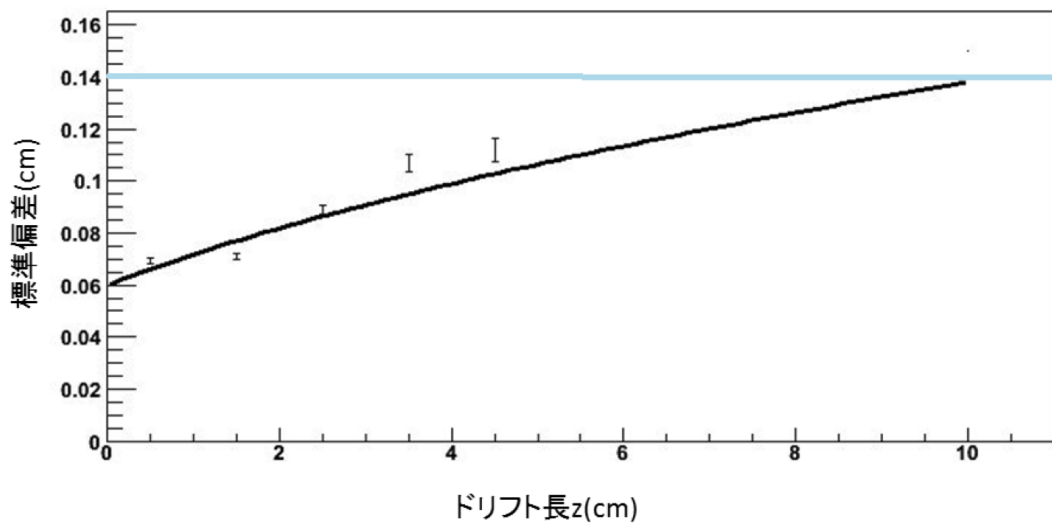


図 4.32: 1 気圧における残差のドリフト長依存性

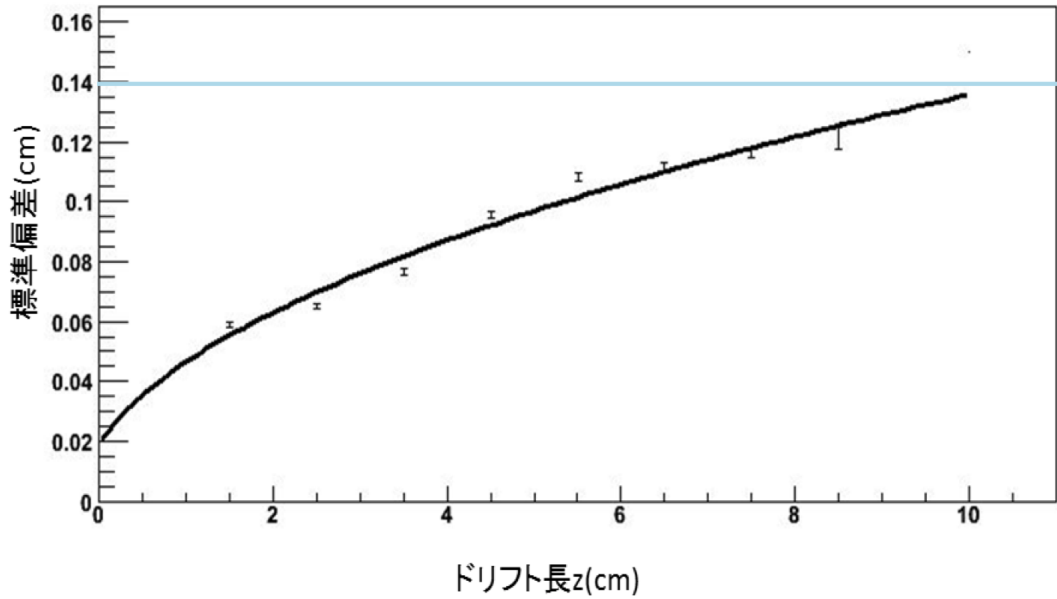


図 4.33: 0.5 気圧における残差のドリフト長依存性

図 4.32、4.33 の曲線は  $\sigma^2(z) = \sigma_{\text{detector}}^2 + (D\sqrt{z})^2$  でフィットしたものであり、直線は要請値 (0.14cm) を示す。検出器の全範囲で位置分解能が要請値を満たしていると言える。パラメータを表 3 に示す。

	1 気圧	0.5 気圧
$\sigma_{\text{detector}}$	$599 \pm 127\mu\text{m}$	$189 \pm 106\mu\text{m}$
D	$393 \pm 106\mu\text{m}$	$425 \pm 61\mu\text{m}$

表 3 フィッティングパラメーター

$\sigma_{\text{detector}}$  の結果について、0.5 気圧では、1.1. の (3) の値を誤差の範囲で満たしている。しかし 1 気圧では、満たしておらず、これはデータの数少なく、精度が足りないためだと考えられる。

#### 4.3.8 位置分解能とサンプリングピッチのまとめ

- 位置分解能は Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 9 : 1、1 気圧で  $0.06\text{cm} < \sigma < 0.14\text{cm}$ 、0.5 気圧で  $0.02\text{cm} < \sigma < 0.14\text{cm}$  となり、どちらもダブルベータ崩壊検出の要請値を満たす。
- サンプリングピッチはダブルベータ崩壊検出の要請値を満たさず、より大きなガス増幅が必要である。



## 第5章 まとめ

### 5.1 ダブルベータ崩壊を観測するための要請

- 数値計算の要請
  - ・多重散乱角の大きさは5～10度 (0.2気圧以下)
  - ・ガス利得は20000/p以上
- 装置の要請
  - ・磁極間隙中心からの必要な領域における磁場のずれ±20%
- シミュレーションによる要請  
エネルギー分解能20%を得る為には、
  - ・気圧は0.3気圧以下
  - ・サンプリングピッチは1mm以下
  - ・位置分解能は1.4mm以下

### 5.2 実験結果

- 0.2気圧で電子の飛跡を観測するのに必要なガス利得 $10^5$ を得るためには、アノードの印加電圧を416Vまで上げれば可能と予測される。
- 電子の飛跡を3次元のまま解析すれば、理論的な多重散乱角の分布と多重散乱角の測定結果が一致することが予測される。
- サンプリングピッチはダブルベータ崩壊検出の要請値を満たさなかったが、位置分解能は、1気圧、0.5気圧ともにダブルベータ崩壊検出の要請値を満たす。0.2気圧での位置分解能は、測定する必要がある。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方に丁寧なご指導、助言を賜りましたことを深く感謝いたします。

特に、藏重教授、身内准教授には、研究に行き詰まった際には適切な助言を与えてくださり、要領を得ない私たちに夜分遅くまで、辛抱強くご指導をしていただきました。竹内教授、原准教授、越智助教、鈴木助教には、分からないことで質問に答えてくださったり、研究報告の際などに的確な助言をいただきました。

また、研究室の先輩方には、解析やシュミレーションの方法など、多くの助言をいただきました。同期のメンバーには、ともに励まし合ったり、分からないことを協力して解決したりと多くの助けをもらいました。本研究は、粒子物理学研究室の皆様のご助力なしでは、決して行えませんでした、深く感謝いたします。

本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] 高橋 慶在：電子飛跡検出型 MeV  $\gamma$  線コンプトンカメラに用いるガスの組成最適化と高圧化 京都大学大学院修士論文,2005.
- [2] 服部 香里:  $\mu$ -PIC を用いた MeV  $\gamma$  線カメラの高感度化 京都大学大学院修士論文,2005.
- [3] 高田 淳史：  $\mu$ -PIC を用いた MeV  $\gamma$  線イメージングカメラの開発 京都大学大学院修士論文,2005.
- [4] F.Sauli: Principles of operation of mulitiwire proportional and drift chambers,CERN 77-09,1997.
- [5] William R.Leo: Techniques for Nuclear and Physics Experiment:A How-to Approach,Springer,1994.
- [6] Particle Data Group: Review of Particle Physics(volume3)
- [7] 渡邊 靖志: 素粒子物理入門 (新物理学シリーズ 33, 培風館,2011).
- [8] タカノ技研による設計、計算
- [9] <http://www.kek.jp/ja/NewsRoom/Release/20110303160120/>.