

Fe の muonic atom からの X 線の測定

磯貝桂介
内田はるか
篠原佳宏
安川大祐

平成 25 年 5 月 21 日

目次

概要	3
第 1 章 理論	4
1.1 原子核の電荷分布	4
1.1.1 電荷分布関数	4
1.1.2 ウッズサクソン型分布	4
1.1.3 電荷分布と Coulomb potential	5
1.2 ミューオン原子	6
1.2.1 ミューオン原子とは	6
1.2.2 ミューオン原子の特性 X 線	7
1.2.3 エネルギー準位の計算	8
1.2.4 二次宇宙線 muon による muonic atom の生成	9
第 2 章 実験方法	10
2.1 実験原理	10
2.2 計数の見積もり	10
2.3 X 線検出器	16
2.4 セットアップ	16
2.5 trigger 回路	17
2.6 ADC 回路	17
2.7 実験手順	17
第 3 章 結果・解析	23
第 4 章 考察	29
4.1 本実験の問題点	29
4.2 改善策	35
付 録 A muonic atom の生成率の見積もり	39
A.1 概要	39
A.2 セットアップ	39
A.3 結果・解析	41

付 録 B Ge 検出器の検出効率の測定	42
B.1 概要	42
B.2 セットアップ	42
B.3 結果・解析	43
謝辞	45
参考文献	46

概要

原子核の電荷分布は点電荷に近似されることが多いが、実際には有限の広がりを持つ。本実験はその確認および電荷分布の予測を目的として行う。

μ^- は電子の約 200 倍重い。そのため、電子を μ^- に置き換えた原子核，muon atom の μ^- の軌道半径は電子の $1/200$ となる。原子核に近い位置に存在する μ^- は電荷分布の影響を強く受けるため， $2p \rightarrow 1s$ 遷移の特性 X 線を測定することで電荷分布の情報を得ることができる。

今回は宇宙線中の μ^- を Fe ターゲットに当てて muonic Fe を作り，そこから出る特性 X 線を NaI シンチレータで調べた。実験は京都大学理学部タンデム実験棟にて 11 日間行ったが，特性 X 線らしきピークを見ることは出来なかった。

第1章 理論

1.1 原子核の電荷分布

1.1.1 電荷分布関数

原子核の電荷分布について、簡単なモデルを仮定する。ここでは原子核の電化分布は球対称な分布モデルを仮定して、電荷分布を決定するパラメータを正確に決定することを目指す。

1.1.2 ウッズサクソン型分布

$E_e \approx 150 \sim 200 \text{ MeV}$ の電子散乱実験から、様々な原子核について電荷分布の情報が得られている。広範囲の原子核におけるそれらの実験から、以下のことが示されている。

1. 電荷分布は、原子核内部ではほぼ一様であり、原子核付近ではぼやけている。この電荷分布は、

$$\rho(r) = \rho(0) \frac{1}{1 + \exp((r - R)/a)} \quad (1.1)$$

でよく近似される。このような分布をウッズサクソン型分布と呼ぶ。ここで、

- r : 原子核中心からの距離
 - R : 電荷密度が中心での値の半分になる r の値で、原子核半径に対応
 - a : 表面付近での電荷密度のぼやけを表すパラメータ。これが大きいほど表面があいまいになっていることを示す
2. 質量数 A の原子核に対して、 $r_0 \equiv R/A^{\frac{1}{3}}$ が原子核の種類に依らずほぼ一定であり、 $r_0 = 1.1 \sim 1.3(\text{fm})$ である。
 3. ぼやけのパラメータである a は、ほぼ A に依らず、 $a = 0.5 \sim 0.6(\text{fm})$ である。

1.1.3 電荷分布と Coulomb potential

原子核の電荷が作る Coulomb potential は、電荷分布によって違ってくる。電荷分布は、点電荷、原子核内一様分布、ウッズサクソン型分布の 3 つが考えられるが、中心に近いところで Coulomb potential が大きく異なっている。

分布関数 $\rho(r)$ に対する Coulomb potential $V_c(r)$ は、

$$V_c(r) = -4\pi Z\alpha \int_r^\infty dr' \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} dr'' r''^2 \rho(r'') \quad (1.2)$$

で表される。

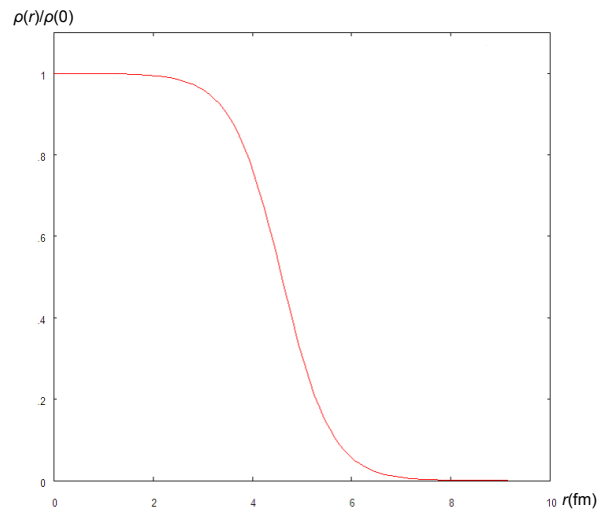


図 1.1: ウッズサクソン型分布関数

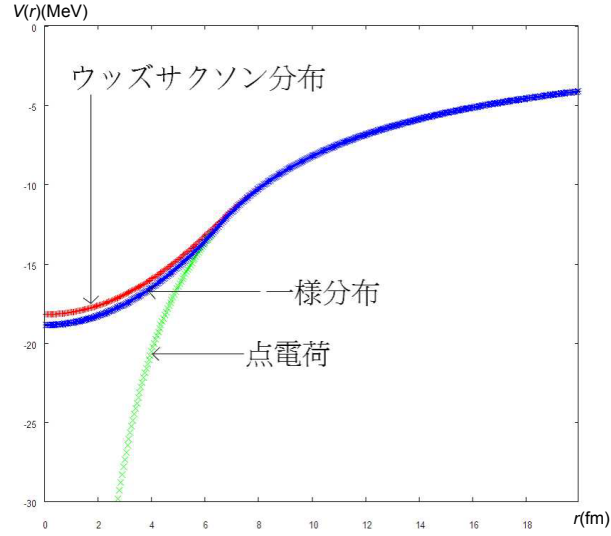


図 1.2: 各電荷分布の Coulomb potential

1.2 ミューオン原子

1.2.1 ミューオン原子とは

muon は、質量が電子の 206.77 倍であり、不安定 ($\tau = 2.2(\mu\text{s})$) である以外、電子と同様の性質を持つ素粒子である。負電荷を持つ μ^- は、正電荷を持つ原子核とのクーロン相互作用によって原子内に束縛され、電子同様に原子核の周りを軌道運動するようになる。このような原子をミューオン原子 (muonic atom) というのである。

ミューオン原子のボーア半径を水素類似原子の近似を用いて計算すると、

$$a_0(\mu) = \frac{\hbar^2}{M_\mu e^2 Z} = \frac{m_e}{M_\mu} a_0(e) \quad (1.3)$$

この式で、 $m_e/M_\mu \approx 1/207$ なので、ミューオン原子の軌道半径は通常原子の $1/207$ 倍である。これより、ミューオン原子は極めて原子核の近くを運動することになる。

これより、Fe の 1s 軌道半径は、

$$a(1s) \approx 9.8(\text{fm}) \quad (1.4)$$

また、

$$\text{Fe の原子核半径} \approx 4.6(\text{fm}) \quad (1.5)$$

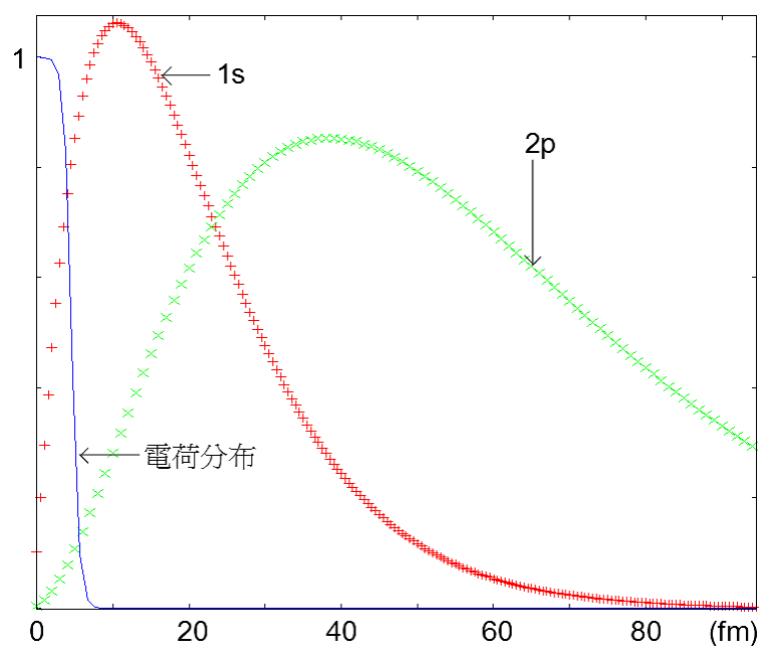


図 1.3: ウッズサクソン型電荷分布と 2p,1s でのミューオン存在確率

と推測できるので、ミューオンは Fe 原子核の近くか、少し外側に多く存在していると推測できる。

1.2.2 ミューオン原子の特性 X 線

ミューオンを捕獲した後、励起状態にあるミューオン原子は、より低い準位へと電磁気的な遷移を繰り返し、基底状態 (1 S) に到達する。一連の電磁気的崩壊時間は $10^{-13} \sim 10^{-14} \text{sec}$ で、ミューオンの弱い相互作用による自然崩壊による寿命 $2.1 \times 10^{-6} \text{sec}$ に比べてはるかに早い。

電磁気遷移の際、軌道間のエネルギー準位の差と同じだけのエネルギーを持った X 線が放出される。これが特性 X 線である。

エネルギー準位が電荷分布によって異なるので、ミューオン原子の軌道間遷移の際に放出される X 線のエネルギーを正確に測定できれば、原子核の電荷分布についての情報が得られるわけである。

ミューオン原子の電磁気的遷移は主に E1 遷移によって起こる。すなわち、 $3d \rightarrow 2p$ 、 $2p \rightarrow 1s$ 遷移などである。

特に測定に適しているのが $2p \rightarrow 1s$ 遷移である。1s 軌道は軌道半径が小さく、また原子核内に大きな存在確率を持っているため、そのエネルギー準位は原子核の電荷分布の影響を最も強く受けるからである。

1.2.3 エネルギー準位の計算

Bohr の原子モデルの近似を用いると、基底状態の muon のいわゆる速さ v_0 は $v_0 = (Z\alpha) \times c$ となる。このため、 Z の大きな原子核では $Z\alpha \approx 1$ となり、光速度 c に近い値になる。このため正確なエネルギー準位の計算には相対論的な取り扱いが必要になる。しかし、ここでは理解の簡便のため Schrödinger 方程式を用いて計算を行った。

$$H\psi(r) = E\psi(r) \quad (1.6)$$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r), \psi(r) = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (1.7)$$

$$R(r) \equiv \frac{y(r)}{r} \quad (1.8)$$

とすると、解くべき方程式は、

$$\frac{d^2 y}{dr^2} = \left\{ \frac{l(l+1)}{r^2} + 2m(V(r) - E) \right\} y \quad (1.9)$$

上の式において、

$$y = X_1, \frac{dy}{dr} = X_2 \quad (1.10)$$

$$\frac{dX_1}{dr} = F_1(X_1, X_2, r), \frac{dX_2}{dr} = F_2(X_1, X_2, r) \quad (1.11)$$

とすると、解くべき Schrödinger 方程式が下のよう書くことができる。

$$F_1 = X_2 \quad (1.12)$$

$$F_2 = \left\{ \frac{l(l+1)}{r^2} + 2m(V(r) - E) \right\} X_1 \quad (1.13)$$

この得られた式に、Runge-Kutta 法を繰り返し用いることでエネルギー固有値 E を求めた。このエネルギー準位の計算より、Fe 原子核の $2p \rightarrow 1s$ 特性 X 線のエネルギーは

$$(\text{点電荷型分布}) \approx 1.425(\text{MeV}) \quad (1.14)$$

$$(\text{ウッズサクソン型分布}) \approx 1.223(\text{MeV}) \quad (\text{ただし } a = 0.5, r_0 = 1.2) \quad (1.15)$$

となり、Fe 原子核では分布型によって約 0.2MeV のエネルギーの違いが見られる。

1.2.4 二次宇宙線 muon による muonic atom の生成

muonic atom の生成には、二次宇宙線の muon を用いる。

地球には、宇宙空間から絶えずエネルギーの高い多種多様の放射線 (約 9 割が陽子) が降り注いでいる。これを一次宇宙線という。一次宇宙線は大気中の窒素や酸素の原子核と何度も反応して、多数の中間子 ($\pi^\pm, K^\pm$ など) を生成し、さらにそれらの崩壊から $\mu^\pm, e^\pm, \gamma$ など生成される。これらのことを二次宇宙線と呼ぶ。

muon は、上空約 15km 付近で、主に $\pi^\pm, K^\pm$ の崩壊 ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu, K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$) で生成される。muon は寿命が π, K に比べて長く ($\tau_\mu = 2.2\mu\text{s}, \tau_\pi = 26\text{ns}, \tau_K = 12\text{ns}$)、また高エネルギーのため相対論的効果で寿命が伸びる (1GeV/c の muon で寿命が約 10 倍)。

本実験では、この二次宇宙線 μ^- を鉄ターゲットで止め、鉄原子に捕獲させることで muon 原子を生成させる。

第2章 実験方法

2.1 実験原理

空から降る宇宙線ミューオンをターゲットに止めて muonic atom をつくり、そこからカスケードして出てくる特性 X 線を、ターゲットの横に設置した γ 線検出器で観測し、エネルギーを計測する。

2.2 計数の見積もり

1 日当たりに検出される鉄の muonic atom からの $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線の数
は以下のように見積もった。

1. 1cm^3 当たり 1 日当たりにターゲットの鉄で止まる μ^- の数を予備実験により 4 個と見積もった (付録 A 参照)。
2. 上の値に muonic atom が $2p \rightarrow 1s$ 遷移をする確率 71.6% (参考文献 [2] 参照) を掛けた。
3. モンテカルロ法により、ターゲット 1cm^3 当たり、1 個の 1255keV の X 線が出たときに検出器に入る 1255keV の X 線の数 I_n を見積を見積もり、その値に (上の値)/(1 個/ cm^3) を掛けた。
4. 上の値に Ge 検出器の検出効率 5% (付録 B 参照) を掛けた。

ここで、上記 3. の I_n の見積もりは C 言語のプログラムで以下のように行った。

1. 検出器に X 線が入った数を I とし、 $I = 0$ としておく。
2. 乱数を使って、ランダム且つ均等にターゲット内の 1 点を 1255keV の X 線の発生点として選んだ。
3. その 1 点から検出器がある方向を含む、立体角 2π の範囲で X 線が飛ぶ方向を、ランダム且つ均等に選んだ。ここで、X 線は発生点で発生したあとは、曲がることなく、この方向に直進するものと仮定する。
4. 上記の方向に飛んだ X 線が検出器に入るかどうかを判定し、入る場合は I の値に $1/2 \times \exp(-x/l)$ を加えたものを新たに I とした。ここで、 l は鉄のターゲットの放射長で 2.38cm であり (参考文献 [7],[10] 参照)、

x は X 線がターゲット内を進んだ距離である。また、係数の $1/2$ は X 線が飛ぶ方向を立体角 2π の範囲に制限したことによる。

5. 上記 2. から 4. の操作を 1 億回繰り返す。
6. 得られた I の値に (ターゲットの体積 (cm^3 単位での値)) / (100,000,000) を掛ける。その値を I_n とする。

ここで、本実験ではターゲットとして鉄を用いたので、 $l = 2.38\text{cm}$ である。またその鉄の形を図 2.1、図 2.2 のように、一辺が a の立方体の一部をくりぬいた形（候補 A、図 2.1）とコの字型（候補 B、図 2.2）の 2 種類を考えた。

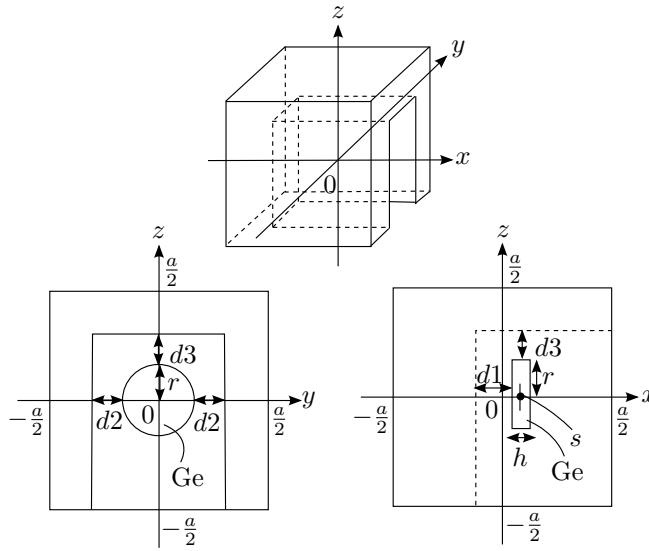


図 2.1: 候補 A の図

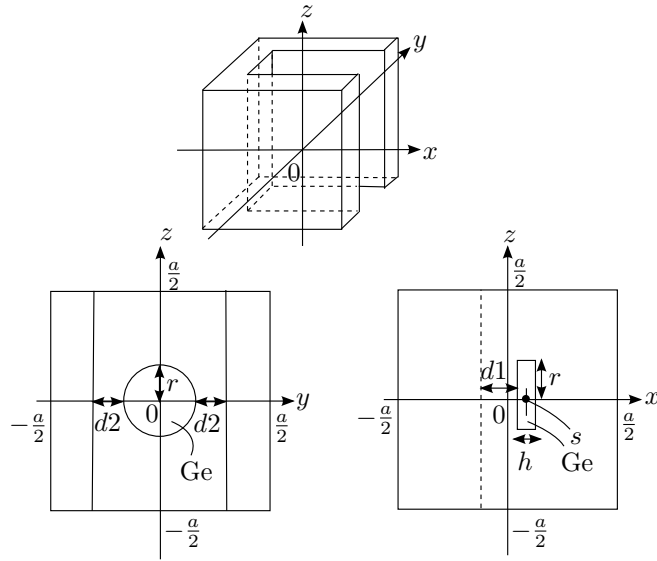


図 2.2: 候補 B の図

ここで図 2.1、図 2.2 における、各変数の値を $r = 2.3\text{cm}$, $h = 3.3\text{cm}$, $d1 = 1.0\text{cm}$, $d2 = d3 = 2.2\text{cm}$ とし、残る a, s の値による I_n を求める。

まず、 $s = 0$ としその上で、それぞれの形における a の値を変えたときの I_n の値とその時のターゲットの鉄の質量 w を表したものが、表 2.1、表 2.2 で、 a による I_n の値を表したグラフが、図 2.3、図 2.4 である。ここで鉄の密度を 7.87g/cm^3 とした（参考文献 [10] 参照）。

$a(\text{cm})$	$I_n(\text{個})$	$w(\text{kg})$
10.0	13.8	2.7
10.5	16.4	3.7
11.0	18.8	4.7
11.5	20.9	5.9
12.0	22.9	7.2
12.5	24.6	8.6
13.0	26.2	10.2
13.5	27.6	11.9
14.0	28.9	13.7
14.5	30.1	15.8
15.0	31.2	17.9
15.5	32.1	20.3
16.0	33.0	22.8
16.5	33.9	25.5
17.0	34.7	28.4
17.5	35.3	31.5
18.0	36.0	34.8
18.5	36.6	38.2
19.0	37.1	41.9
19.5	37.6	45.8
20.0	38.1	50.0
20.5	38.5	54.3
21.0	38.9	58.9
21.5	39.3	63.7
22.0	39.7	68.8
22.5	40.0	74.1
23.0	40.3	79.7
23.5	40.5	85.6
24.0	40.8	91.7
24.5	41.0	98.1
25.0	41.2	104.7

$a(\text{cm})$	$I_n(\text{個})$	$w(\text{kg})$
10.0	12.2	2.5
10.5	14.3	3.2
11.0	16.3	4.1
11.5	18.0	5.1
12.0	19.7	6.2
12.5	21.2	7.5
13.0	22.5	8.9
13.5	23.8	10.4
14.0	24.9	12.0
14.5	25.9	13.8
15.0	27.0	15.8
15.5	27.8	17.9
16.0	28.6	20.2
16.5	29.4	22.6
17.0	30.1	25.2
17.5	30.8	28.0
18.0	31.5	31.0
18.5	32.1	34.2
19.0	32.7	37.6
19.5	33.2	41.2
20.0	33.7	45.0
20.5	34.2	49.1
21.0	34.6	53.3
21.5	35.1	57.8
22.0	35.5	62.5
22.5	35.8	67.5
23.0	36.2	72.7
23.5	36.5	78.2
24.0	36.9	83.9
24.5	37.2	89.9
25.0	37.4	96.1

表 2.1: 候補 A において、 $s = 0$ のとき 表 2.2: 候補 B において、 $s = 0$ のとき
 の様々な a の値に対する I_n とターゲット の様々な a の値に対する I_n とターゲット
 トの質量 (w) トの質量 (w)

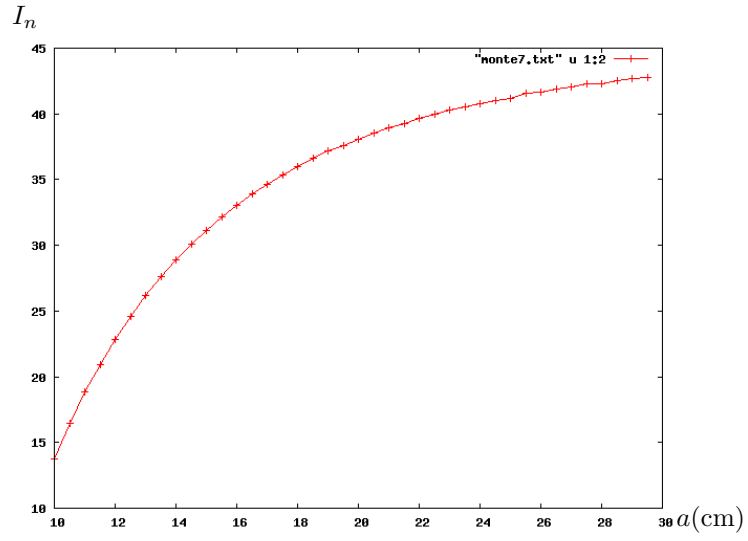


図 2.3: 候補 A において、 $s = 0$ のときの様々な a の値に対する I_n

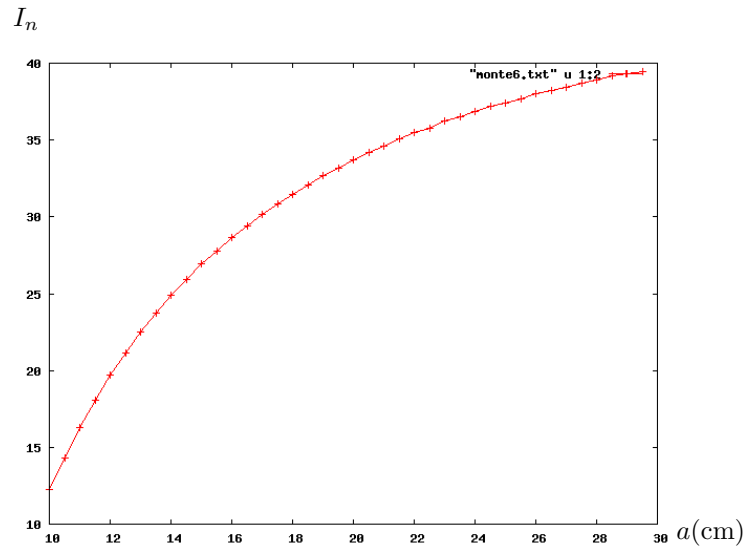


図 2.4: 候補 B において、 $s = 0$ のときの様々な a の値に対する I_n

表 2.1、表 2.2 において、候補 A の方が候補 B より I_n/w が大きいことから、ターゲットの形を候補 A の形とした。ここで 1 日あたりに検出される $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線の数 c_n は以上より $I_n \times 0.716 \times 0.05 \times 4 \sim 0.143I_n$ で

あり、費用対効果の関係から、鉄の質量が十数 kg で I_n が 28 以上、すなわち c_n が 4 以上を目安に $a = 14\text{cm}$ とした。また、 $a = 14\text{cm}$ のもとで、検出器の中心を水平方向に移動した時の、その中心からのずれ s と I_n, w の関係を示したものが、表 2.3 と図 2.5 である。

$s(\text{cm})$	$I_n(\text{個})$	$w(\text{kg})$
-3.0	26.4	11.3
-2.5	27.6	11.7
-2.0	28.4	12.1
-1.5	28.8	12.5
-1.0	29.0	12.9
-0.5	29.0	13.3
0.0	28.9	13.7
0.5	28.6	14.1
1.0	28.3	14.5

表 2.3: 候補 A において、 $a = 14\text{cm}$ のときの様々な s の値に対する I_n とターゲットの質量 (w)

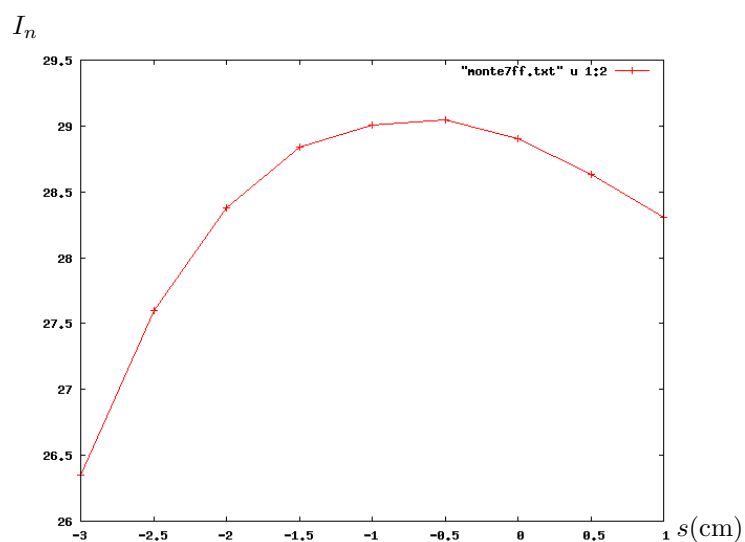


図 2.5: 候補 A において、 $a = 14\text{cm}$ のときの様々な s の値に対する I_n

この結果と、ターゲットを一定の厚さの鉄を組み合わせで作れるという作りやすさの観点から、 $s = -2$ 程度とし、 $a = 14\text{cm}$ の鉄のターゲットを図 2.6

のように厚さ 2.5cm の鉄ブロックを組み合わせて作ることとした。

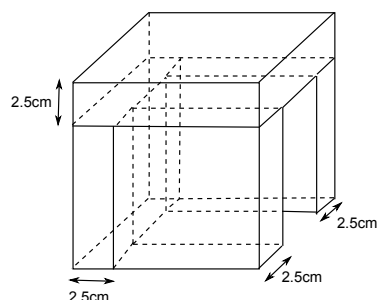


図 2.6: 厚さ 2.5cm の鉄ブロックを組み合わせたターゲット

2.3 X線検出器

X線検出器としては、広範囲でエネルギー分解能がよいものが良い。Ge 検出器と NaI シンチレーション検出器が候補に挙げられる。NaI シンチレーション検出器の分解能は 5 % から 15 % であり、Ge 検出器の分解能は 1 % 以下である。当初はエネルギー分解能がよく、また、ピークが綺麗にたつことから、バックグラウンドが多くとも見つけやすい Ge 検出器を使うことを予定していたが、実験当日のアクシデントにより、NaI シンチレーション検出器を使うこととなった。

2.4 セットアップ

今回は NaI シンチレーション検出器は 1 台のみを用いたので、検出器を覆うようにターゲットを組み、実験を行った。単に NaI シンチレーション検出器で得られたエネルギー分布を見るだけでは、環境放射のうや宇宙線などの不要なデータによって実際のデータが見えなくなる。私達が見たいものは、ターゲット内でミューオンが止まり、muonic atom を作って出てきた X 線である。そのために宇宙線ミューオンがターゲットに止まっていることを 1 つの条件として課す必要がある。私達はミューオンがターゲットに止まったことを確認するために、ターゲットの上下にプラスチックシンチレータを置いた。以下、ターゲットの上に置いたシンチレータを S1 とし、下に置いたシンチレータを S2 とする。そして S1 が鳴って S2 が鳴らなかったことを条件とした。以下これを宇宙線トリガーと呼ぶ。さらに本実験では NaI シンチレーション検出器が鳴ったことも条件に加えた。また、追加実験に際しては、S1 の上にさらにプラスチックシンチレータを追加し、このシンチレータが鳴つ

たことも条件に加えた。以下このシンチレータを S3 とする。また、追加実験においては S1 と S3 が鳴って、S2 が鳴ってない条件を宇宙線トリガーとした。

2.5 trigger 回路

トリガー回路は図のようになる。delay とは、オシロスコープで確認しながら veto signal で anti-coincidence が取れるように調整した。また discriminator の threshold、PMT の電圧については、ノイズを引っ掛けない程度に、なおかつ宇宙線は感知する必要がある。そのため、1 つの PMT の threshold を最小値から徐々に上げていき、coincidence の rate が下がり始める手前に設定する。

2.6 ADC 回路

ADC としては 4ch 読み取り可のうなモジュールを用い、CAMAC からパソコンにデータを送る。プラシチックシンチレータで作ったトリガーを gate として用いている。回路図を示す。また、使用したモジュールの型番は以下のようになる。

2.7 実験手順

実験の手順としては、まず、Co 線源を S1 の上に置き、カウント数が 100000 になるまで計測する (宇宙線トリガー off)。次に Co 線源をはずし、宇宙線トリガーを on にした状態で数日間測定する。この二つの作業を約 11 日間繰り返した。更に追加実験として、S1 の上に S3 を設置し同様の作業を約 4 日間行った。

名称	型番
プラスチックシンチレータ	S1:H6522B
プラスチックシンチレータ	S2:H1161
プラスチックシンチレータ	S3:H1161
Scaler(8ch VISUAL SCALER)	N-OR 426
100MHz Clock Generator	N-TM203
Quad Logic FANIN/FANOUT	FF1(テブラ)
3ch 4FOLD 1-VETO COINCIDENCE	N-TM 103
OCTAL DISCRIMINATOR	MODEL 710
DUAL VARIABLE DELAY	(テブラ)DLY6
Quad high voltage power supply	RPH-033
16ch 100ns DELAY	KL6015B
オシロスコープ	TDS3012
Clock Generator	CG1(テブラ)
Dual gate generator	GC10(テブラ)
Variable attenuator	ATT2(テブラ)
12ch Saler	3122
OCTAL TDC	TDC7(テブラ)
ADC	ADC6(テブラ)
INTERRUPT REGISTER	REG4(テブラ)
TOYO CC/NET CRATE CONTROLLER	CCN2(テブラ)

表 2.4: 使用機器の名称と型番

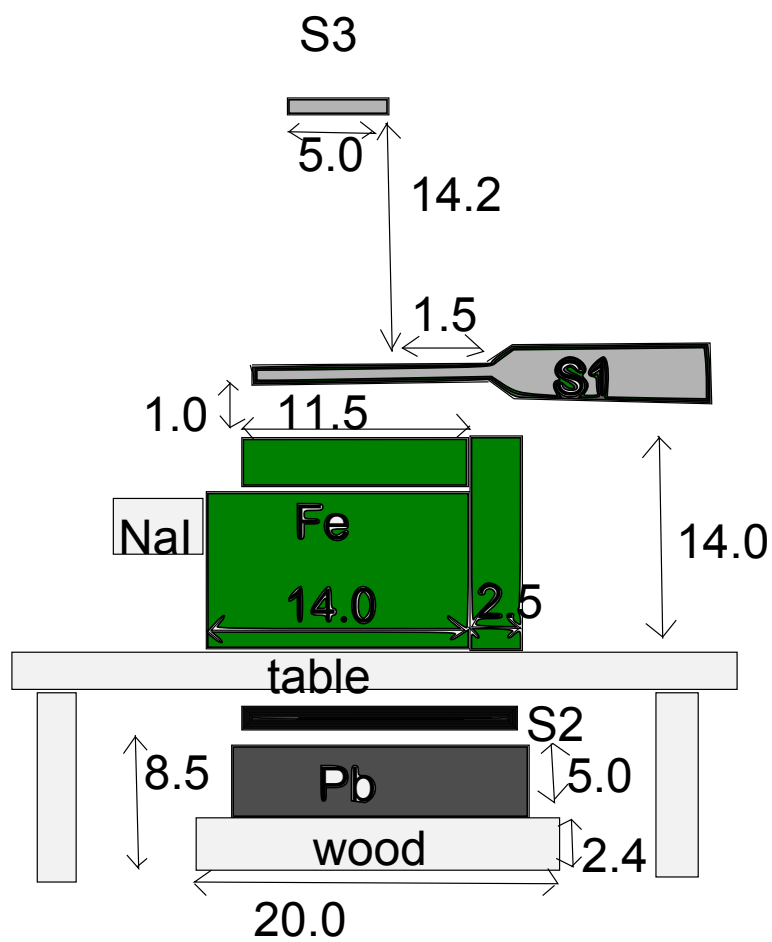


図 2.7: 実験装置を横から見た図

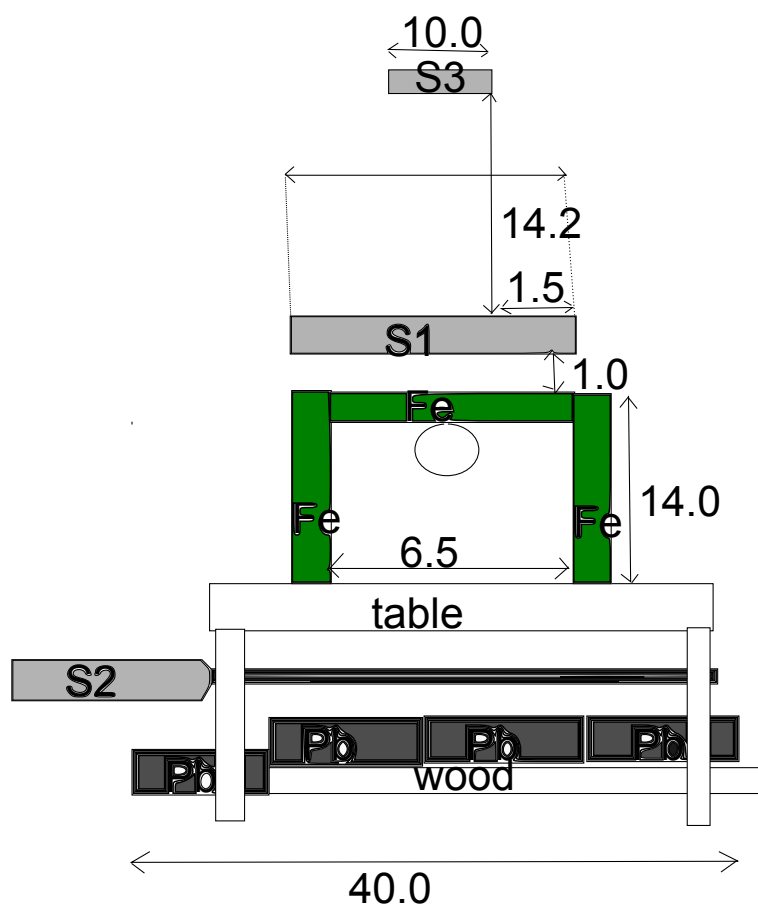


図 2.8: 実験装置を正面から見た図

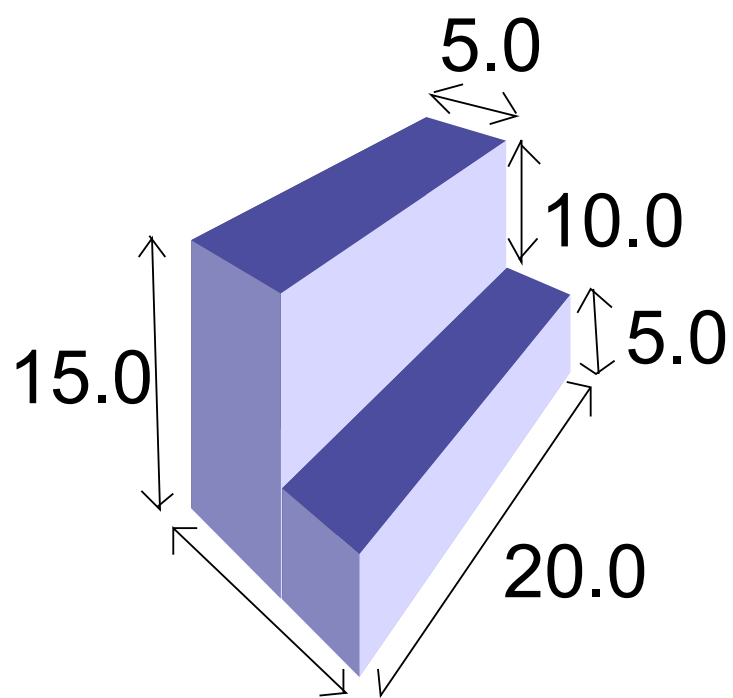
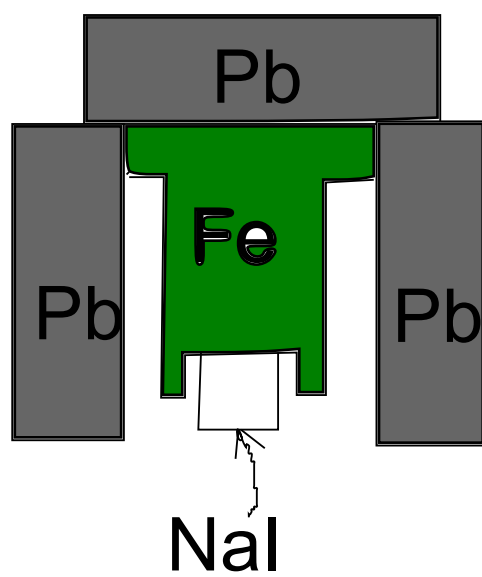


図 2.9: NaI シンチレーション検出器の遮蔽

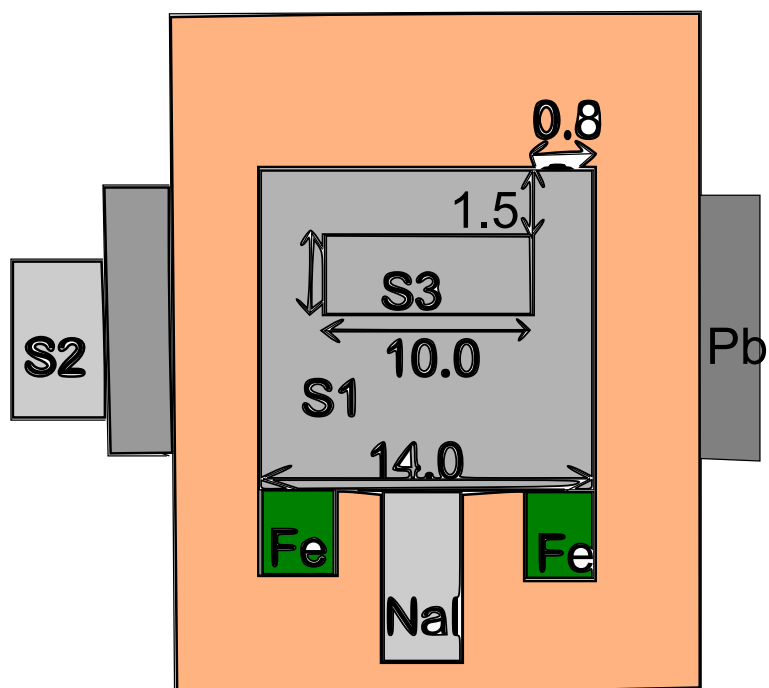


図 2.10: 実験装置を上から見た図

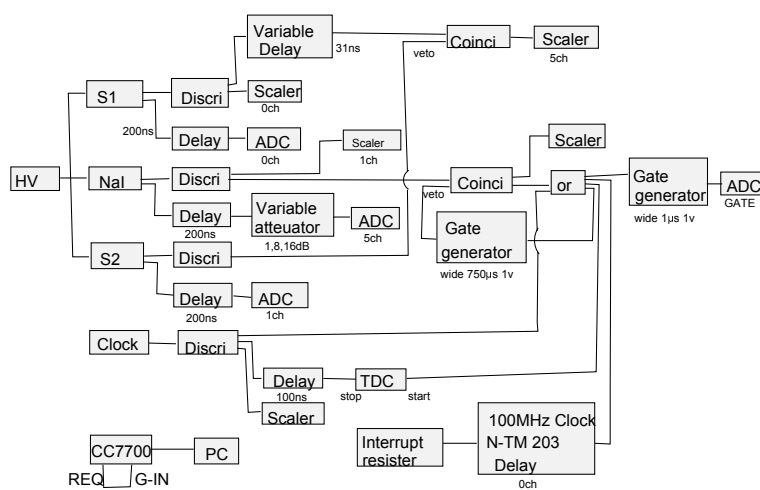


図 2.11: 回路図

第3章 結果・解析

^{60}Co による定期的なキャリブレーションのため、8回に分けて muonic Fe 由来の X 線測定を行った。例として、最も長時間測定した 8 回目の結果を見ていく。

CAMAC の SCALER および NIM モジュールの VISUAL SCALER(VS) の測定結果は表 3.1 のようになる。VS の操作を手動で行なっていることを考慮すれば、数え落としはかなり少ない。ただし、NaI と S2 はそれぞれ、1 時間につき平均 37.8 個、2.11 個の数え落としがある。原因は不明。

トリガーは、宇宙線トリガー ($S1 \cap \overline{S2} \cap \text{NaI}$) と ClockGenerator (1Hz) の or である。この 2 つの SCALER の和は 250320 で、実際に得たデータ数は 250312 となっている。よって、Clock と or をとったことによる数え落としはほぼ無視できる。

Clock は 1Hz に設定したが、実際の時間とはズレがある。VS の数値と実際の測定時間より、Clock の平均周波数は 0.77986Hz で、誤差は 0.006% 程度である。

ADC で取得した NaI のヒストグラムを図 3.1 に示した。280ch 付近のピークはペDESTAL、振り切れているピークはエネルギーが大きい宇宙線で、400～600ch 付近が詳しく見たいデータである。

ここから、不要なデータが混ざらないようにカット条件を決める。トリガーは Clock 由来のものと検出器由来のものがある。そのため、TDC のヒストグラムは、500ch 付近と 4100ch 付近の 2 つのピークに分かれる。よって、 $\text{TDC} > 4000$ の条件をかけてカットすれば、検出器由来のトリガー条件のみを取り出すことが出来る。図 3.2、3.3 は S1, S2 の ADC データのヒストグラムで、左が生データ、右がカット後のデータである。カット後は全体として数が大きく減少しているが、S1 の 280ch 以上、S2 の 320ch 以上の領域ではほとんど変化しない。減少している領域はペDESTALで、変化していない領域はトリガー条件に掛からなかった宇宙線だと考えられる。落とすエネルギーが Discriminator の threshold 以下だった場合、このようなことが起こる。よって、S1 の $\text{ADC} > 280$ 、S2 の $\text{ADC} < 320$ の条件をかければ、更に不要なデータをカットできる。

カット後の NaI のヒストグラムが図 3.4 である。キャリブレーションの結果と X 線の文献値から、533ch 付近にピークが期待される。図 3.5 はその付

近を拡大したもののだが、それらしきものは見られない。

キャリブレーションは測定の前後に行った。表 3.2 は 9 回目のキャリブレーションの SCALER と VS の結果をまとめたものである。取得したデータ数に比べて VS の LAM 信号数が多く、数え落としが多いことが分かる。しかし、NaI のヒストグラム (TDC > 4000 でカット) は図 3.6 のようになり、ピークがはっきりと見える。よって、キャリブレーション目的のデータとしては問題ない。

Rebin4 したヒストグラムをダブルガウシアンと二次関数

$$p_0x^2 + p_1x + p_2 + p_3 \exp\left(\frac{(x - p_4)^2}{p_5}\right) + p_6 \exp\left(\frac{(x - p_7)^2}{p_8}\right) \quad (3.1)$$

で fit した結果が図 3.7 である。

こうした fit を全てのキャリブレーションについて行い、誤差の重み付き平均をとることでキャリブレーションの式を得る。そして、横軸をエネルギー (keV) に変換し、全ての測定結果を統合したものが図 3.8 である。図 3.10 は X 線の文献値 1255keV 付近を拡大し、Rebin8 して二次関数で fit したもの。図 3.11 は Rebin32 での結果である。 χ^2 はそれぞれ 1.85, 0.995 となり、かなりいい fit である。よって、残念ながら期待されるピークが出来ているとは考えにくい。ただし、 ^{40}K のピーク (1460keV) も見られないため、環境放射線の遮蔽には問題が無かったと言える。

図 3.8 を見ると、800keV 付近にピークを持ち、右側にテールを引いている。これは宇宙線が landau 分布に従った結果と考えられる。しかし、図 3.9 に示した landau 分布による fit では $\chi^2 = 7.06$ となり、いい値を得られなかった。

斜めに入射した宇宙線が S1 のみをかすることで、 $S1 \cap \overline{S2}$ というトリガー条件を満たす場合が少なからず存在する。これを減らすため、S1 の上空に小さなプラスチックシンチレータ S3 を取り付け、 $S3\text{ADC} > 320$ の条件を加えてカットすると、そのようなデータを減らすことができる。

測定は 91.14 時間行い、NaI のヒストグラムは図 3.12 のようになった。しかし、データが少なく、有意な結果は得られなかった。

表 3.1: 8 回目の X 線測定の結果

開始時刻	3/4 13:25:00		
終了時刻	3/7 13:02:00		
計測時間	257820sec / 71.6167hour		
	SCALER(CAMAC)	VS(NIM)	差
S1 出力	2281025	2281030	5
NaI 出力	1466528	1469236	2708
S2 出力	1429285	1429436	151
$S1 \cap \overline{S2}$ coincidence	2104788	2104837	49
$S1 \cap \overline{S2} \cap \text{NaI}$ coincidence	49253	49257	4
ClockGenerator	201062	201063	1
CAMAC で実際に得たデータ数 (左) VS で取得した LAM 信号数 (右)	250312	250313	1

表 3.2: 9 回目のキャリブレーションの結果

ADC データ取得回数	100000 回		
	SCALER(CAMAC)	VS(NIM)	差
S1 出力	617333	618254	921
NaI 出力	163530	164411	881
S2 出力	2250	2255	5
$S1 \cap \overline{S2}$ coincidence	617092	618063	971
$S1 \cap \overline{S2} \cap \text{NaI}$ coincidence	100271	100413	142
ClockGenerator	211	211	0
CAMAC で実際に得たデータ数 (左) VS で取得した LAM 信号数 (右)	100000	100594	594

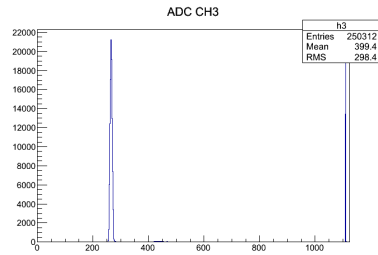


図 3.1: X 線測定 8 回目 : NaI のヒストグラム (縦軸 数, 横軸 ch)

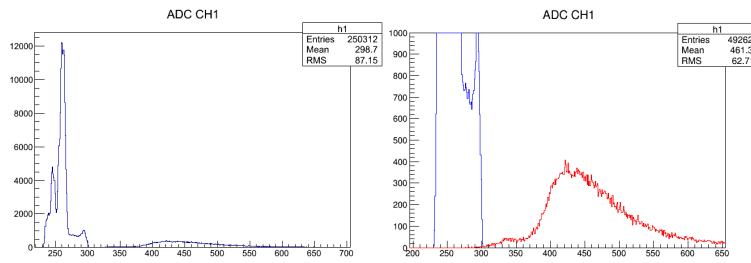


図 3.2: X 線測定 8 回目 : S1 のヒストグラム 左: 生データ, 右: TDC > 4000 の条件でカット (縦軸のスケールが違うので注意)

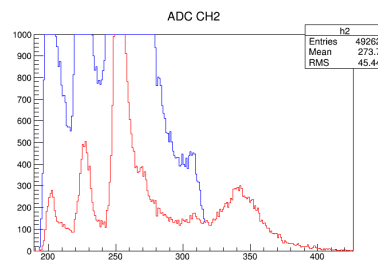


図 3.3: X 線測定 8 回目 : S2 のヒストグラム 左: 生データ, 右: TDC > 4000 の条件でカット

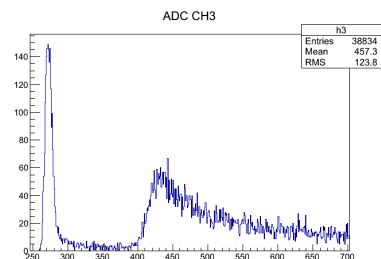


図 3.4: X線測定8回目: NaI のヒストグラム (カット後)

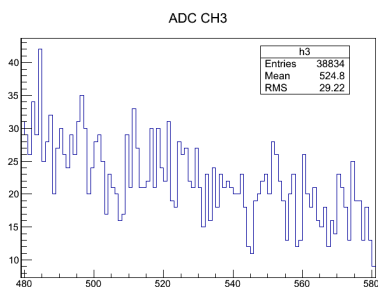


図 3.5: 左図を拡大したもの

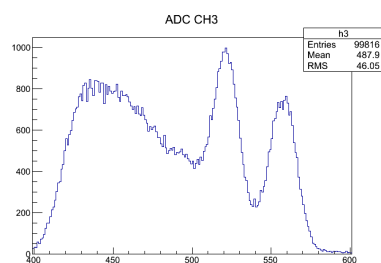


図 3.6: キャリブレーション9回目: NaI のヒストグラム

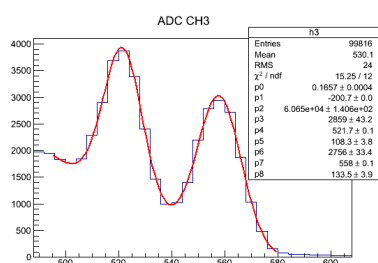


図 3.7: キャリブレーション9回目: ピークの fit 結果

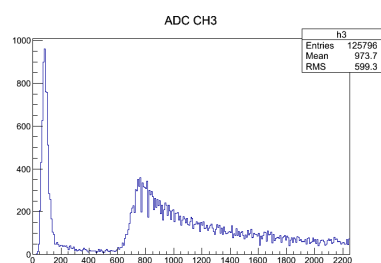


図 3.8: 統合データ: NaI のヒストグラム (カット後/横軸は keV)

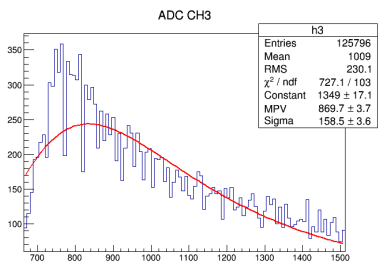


図 3.9: 統合データ: landau 分布関数での fit

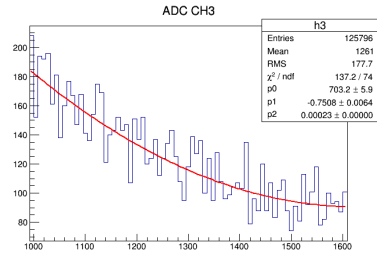


図 3.10: 統合データ：ピークが期待されるエネルギー付近の二次関数による fit (Rebin8)

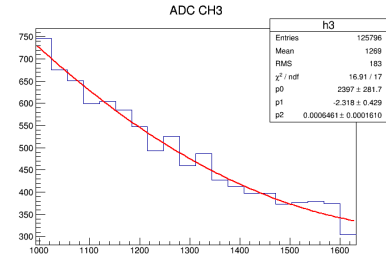


図 3.11: 同左：Rebin32

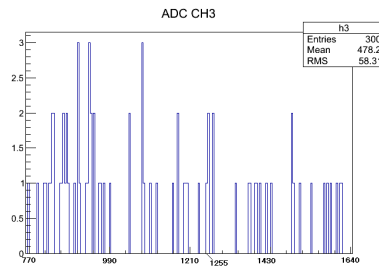


図 3.12: S3 を追加した測定：NaI のヒストグラム（カット後）

第4章 考察

4.1 本実験の問題点

本実験では鉄の muonic atom からの $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線のピークは特定できなかった。ここでは1回目～8回目の統合データにおいてその理由を考察する。その理由としては以下のことが考えられるものと思われる。

- 計数の見積もりの不備
- 検出器の分解能の問題
- バックグラウンドの影響

以下、これらについて述べていく。

計数の見積もりの不備

まずは、 1cm^3 当たり 1 日当たりにターゲットで止まる μ^- の数の見積もりが甘かったものと思われる。見積もりに際しては、鉄のターゲットで止まった宇宙線をすべて μ^- と仮定したが実際にはその他の二次宇宙線である μ^+, e^-, e^+, γ 線もその中に含まれているものと思われる。ここで、地上において比較的次数が多い $1\sim 10\text{GeV}$ の μ^+, μ^- だけを考え、それ以外の物を無視しても μ^+ と μ^- の数の比はおおよそ 1.25:1 (参考文献 [12] 参照) であるので、この比をそのまま μ^+ と μ^- の鉄ターゲットで止まった数の比と仮定すると 1 日、 1cm^3 当たりに鉄で止まる μ^- の数は付録 A の実験で求めた値に $1/2.25$ を掛けて、おおよそ 1.8 個程度となる。

ここで本実験は NaI シンチレータの検出効率を見積もらず行ったが、以下にその見積もりを示す。まず NIST の XCOM のデータベース (参考文献 [7]) から、 1255keV に最も近い値として 1250keV の光子に対する NaI のコンプトン散乱、光電効果、電子-陽電子の対生成の断面積を NaI の分子の質量で割ったものを得た。それぞれを $\alpha_c, \alpha_a, \alpha_p$ とすると、

$$\begin{aligned}\alpha_c &= 4.846 \times 10^{-2} \text{cm}^2/\text{g} \\ \alpha_a &= 2.240 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{g} \\ \alpha_p &= 1.634 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{g}\end{aligned}\tag{4.1}$$

となった。よって NaI の検出効率は以下のように見積もった。

$$1 - e^{-\alpha dL} \quad (4.2)$$

ここで、 $\alpha = \alpha_c + \alpha_a + \alpha_p, d = (\text{NaI の密度}) = 3.67\text{g/cm}^3$ (参考文献 [11]) ,
 $L = (\text{光子が NaI と何の相互作用も起こさなかったときに NaI 中をすすむ距離})$ とする。ここで、 L の値は 2.2 で行ったモンテカルロ法の各事象において求めることが出来るので 2.2 の I_n を求める手順 4 の $1/2 \times \exp(-x/l)$ を $1/2 \times \exp(-x/l) \times (1 - e^{-\alpha dL})$ に変えることで、鉄ターゲット 1cm^3 当たり 1 個の 1255keV の X 線が出たときに NaI 検出器で検出される 1255keV の X 線の数 I_d を本実験のセットアップにおいて見積もると

$$I_d \approx 19.4 \quad (4.3)$$

となった。このうち光電ピークを形成するものの数が本実験においては問題となるので、キャリブレーションに用いた ^{60}Co の測定データを用いて全検出数に対する、光電ピークを形成するものの割合の見積もりを以下に示す。

まず、9 回目の ^{60}Co の観測データで clock generator 由来のものを除いたヒストグラムを図 4.1 に示す。

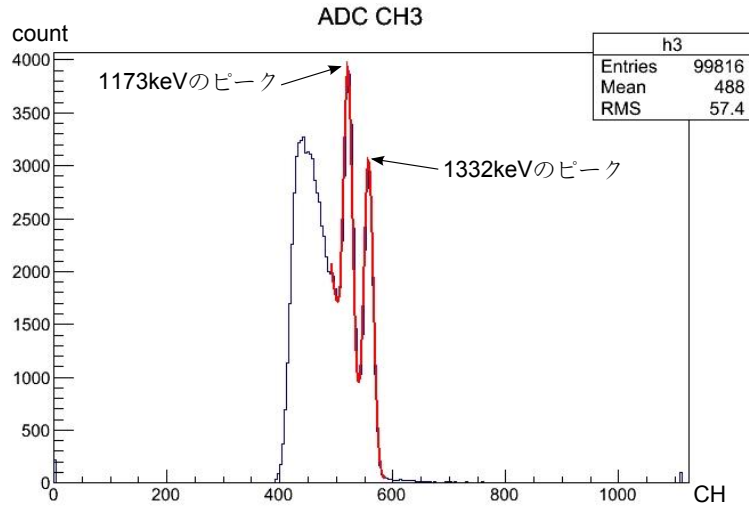


図 4.1: 9 回目の ^{60}Co の観測データで clock generator 由来のものを除いたヒストグラム (1bin=4CH)

ここで、前章の解析で用いた fitting 関数は

$$1173\text{keV のピーク} \quad p_3 \exp\left(-\frac{(x - p_4)^2}{p_5}\right) \quad (4.4)$$

$$1332\text{keV のピーク} \quad p_6 \exp\left(\frac{(x - p_7)^2}{p_8}\right) \quad (4.5)$$

であるため、光電ピークの計測数はそれぞれ、 $p_3\sqrt{p_5\pi}/4, p_6\sqrt{p_8\pi}/4$ と見積もった。

また、図 4.1 を 50CH 以下で拡大したものを図 4.2、600CH 以上で拡大したものを図 4.3 に示す。

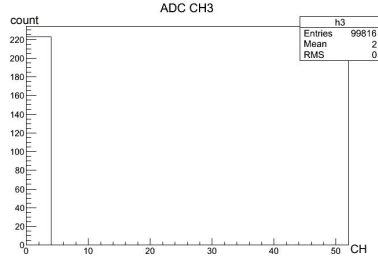


図 4.2: 図 4.1 を 50CH 以下で拡大したもの

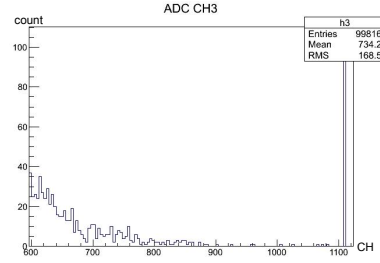


図 4.3: 図 4.1 を 600CH 以上で拡大したもの

図 4.2 で見えているペDESTALのようなものと図 4.3 で見えている宇宙線などによるバックグラウンドと思われるものは、ほとんど ^{60}Co 由来ではないと思われるため、カットする。図 4.1 を $0 < (\text{ADC の値}) < p_7 + 3\sqrt{p_8/2}$ でカットしたものを図 4.4 に示す。

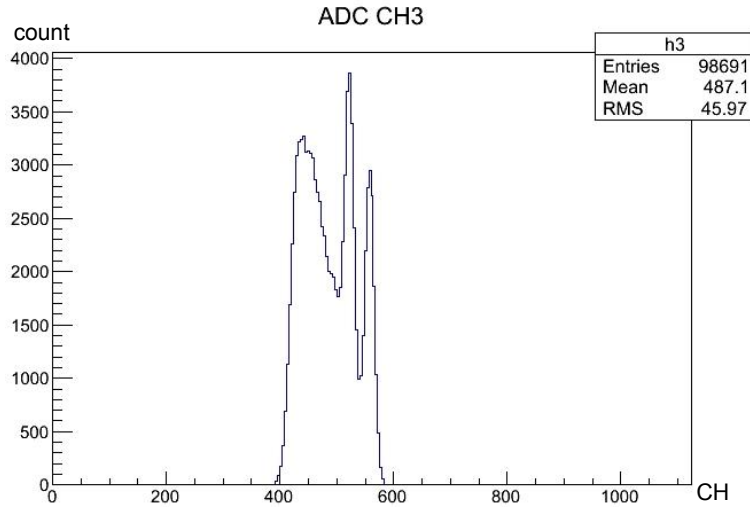


図 4.4: 図 4.1 を $0 < (\text{ADC の値}) < p_7 + 3\sqrt{p_8/2}$ でカットしたもの

この Entry 数を NaI 検出器で観測された ^{60}Co の放射線の数と近似した。

以上により求まる全検出数に対する光電ピークの割合は、10回の測定の平均をとると 0.302 ± 0.005 となった。以上から本実験を行った11日間に観測される鉄ターゲットの muonic atom からの $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線の数 N_t は、1255keV のエネルギーが観測されるものに限れば $1.8/1 \times 0.716 \times 19.4 \times 0.302 \times 11 \sim 83$ (個) と見積もった。

検出器の分解能の問題

また、NaI シンチレータはエネルギー分解能が Ge 検出器などと比べて良くないため、ヒストグラムで、ピークが観測されにくいという点も考えられる。その影響を ^{60}Co の測定データから類推する。

ここで、分解能を表す fitting のパラメータである p_5, p_8 の (エネルギー)² 換算値の平均値からそれぞれの標準偏差 σ_1, σ_2 を求めると

$$\sigma_1 = 32.5 \pm 0.2(\text{keV}) \quad (4.6)$$

$$\sigma_2 = 36.3 \pm 0.1(\text{keV}) \quad (4.7)$$

ここで、本実験において鉄の muonic atom からの $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線で 1255keV として観測が期待できたものの分布を図 3.8 と同じようにヒストグラムの 1bin=8keV として

$$f(x) = c_1 \exp(-(x - c_2)^2 / 2\sigma^2) \quad (4.8)$$

とすると σ として σ_1, σ_2 を使用して

$$32.5c_1\sqrt{2\pi}/8 < N_t < 36.3c_1\sqrt{2\pi}/8 \quad (4.9)$$

と考えると、 $N_t \sim 83$ (個) であることから $7 < c_1 < 9$ となる。

また、図 3.8 を 1255keV 付近で拡大し、エラーバー付けた物を図 4.5 に示す。

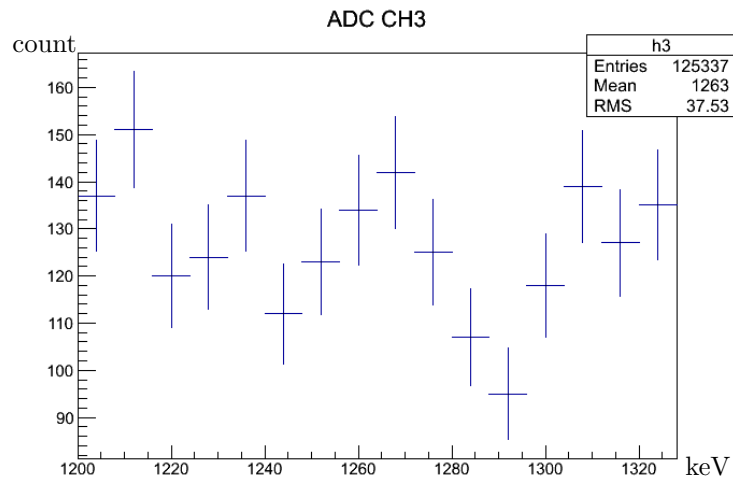


図 4.5: 図 3.8 の 1255keV 付近のエラーバー付ヒストグラム

図 4.5 より 12255keV 付近 1bin 当たりの観測数はおおよそ 100～140 個程度であるためその観測の誤差はその 1/2 乗で、おおよそ 10 個から 12 個程度であることが分かる。これは先ほど見積もった c_1 の値よりも大きいため、本実験においては、鉄の muonic atom の $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線のピークを観測することは困難だったと思われる。

バックグラウンドの影響

また、本実験においてはバックグラウンドが大きすぎたとも言えると思われる。本実験におけるバックグラウンドとしては以下のものが考えられる。

- ペDESTAL
- accidental coincidence
- 宇宙線
- 炭素の muonic atom からの X 線
- 鉄原子に捕獲された宇宙線の中の e^- の遷移による X 線
- 宇宙線中の e^+ や鉄で止まった μ^+ の崩壊で出来た e^+ と鉄の e^- との対消滅による γ 線
- 鉄の muonic atom からの 1255keV 以外の X 線

- 鉄の muonic atom からの 1255keV の X 線がコンプトン散乱や対生成のエスケープピークなどで 1255keV より低いエネルギーとして観測されたもの

このうち、ペDESTALと accidental coincidence は TDC の値が 4000 以下の clock generator による信号をトリガーとしたものでも表れているはずである。図 4.6 は統合データにおいてカットの条件を TDC の値が 4000 未満にした時のヒストグラムであり、150keV 以下にあるピークはペDESTALによるものと思われる。このピークを除いたのが accidental coincidence と思われるため、エネルギーがおおよそ 150keV 以上に範囲を限定したものを見てみた。それが図 4.7 である。

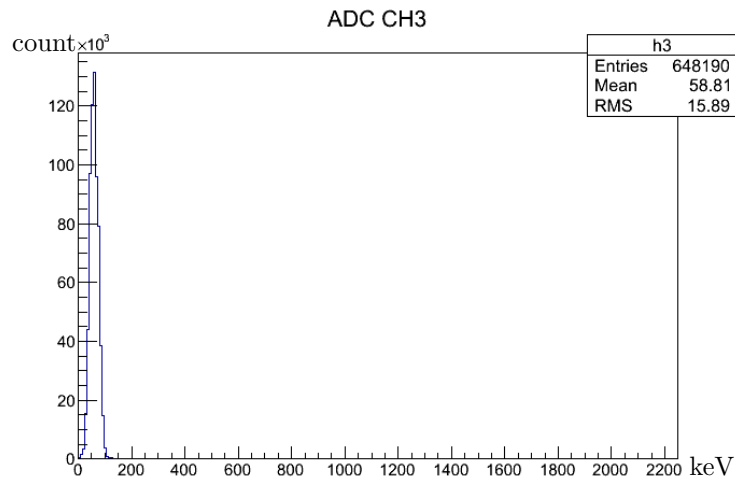


図 4.6: clock generator による信号をトリガーとした時に検出器で観測されたエネルギー分布

これをみると、accidental coincidence はほぼなかったように思われる。図 3.8 でのエントリー数が 125796 であるのにたいして、図 4.6 でのエントリー数は 648190 と大きいので、図 3.8 においても accidental coincidence はほぼないものと思われる。図 3.8 の 150keV 以下にあるピークは図 4.6 同様ペDESTALによるものと思われる。また、本実験では純鉄ではなく少量の炭素を含む鉄をターゲットし、また、ターゲットを載せる台として木製の物を用いたので、炭素の muonic atom からの X 線も観測され得るが、そのエネルギーは $2p \rightarrow 1s$ で 75keV、 $3p \rightarrow 1s$ で 89keV、 $4p \rightarrow 1s$ で 94keV、 $3d \rightarrow 2p$ で 13keV であり、どれも小さく、ペDESTALと区別が出来ないものと思われる。また、鉄原子に捕獲された宇宙線の中の e^- の遷移による X 線についても同様のことが言えると思われる。よって、図 3.8 の 150keV 以上のデータは、残

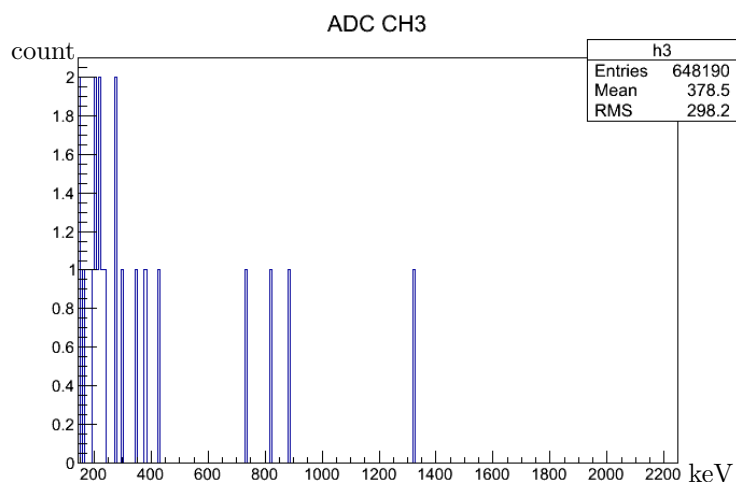


図 4.7: 図 4.6 を約 150keV 以上に限定した図

りの要因によるものと思われる。鉄の muonic atom からの 1255keV 以外の X 線と鉄の muonic atom からの 1255keV の X 線がコンプトン散乱や対生成のエスケープピークなどで 1255keV より低いエネルギーとして観測されたものについては、エネルギーの違いから 1255keV のピークを見えなくしたバックグラウンドとは考えにくいと思われる。よって、1255keV のピークを見えなくしたバックグラウンドとして効いてくるのは宇宙線と宇宙線中の e^+ や鉄で止まった μ^+ の崩壊で出来た e^+ と鉄の e^- との対消滅による γ 線が考えられる。ここで、宇宙線のエネルギーは非常に大きいため、その全てのエネルギーを NaI シンチレータで観測すれば、ADC のデータはオーバーフローするものと思われる。そして、図 3.8 の 150keV 以上の部分が、高エネルギー側に尾を引いた形になっていることから、宇宙線がそのエネルギーの一部を NaI シンチレータ内に落とすことで出来たものと思われる。そして下のシンチレータが鳴っていないという条件で測定していることから、これらのデータは NaI シンチレータを突き抜けた宇宙線が下のシンチレータをそれて通過した時、又は NaI シンチレータ通過後ターゲットで止まった時のデータと思われる。

4.2 改善策

以上のことをふまえて、以下に改善策をあげる。

- Ge 検出器などのよりエネルギー分解能の良い検出器を使う。
- μ^- の鉄の中での見掛けの寿命が短くなることを用いて、上のシンチ

レータが鳴ってから、検出器になるまでの時間でカットをかけて鉄で止まった μ^+ の崩壊で出来た e^+ と鉄の e^- の対消滅によるデータを減らす。(参考文献 [8] 参照)

- 宇宙線を直接観測しにくいセットアップで観測する。

宇宙線を直接観測しにくいセットアップとしては、まず、改善策 1 として、図 4.8 のように図 2.2 のようなコの字型のターゲットを用い上のシンチレータと検出器をほぼ同じ高さに配置するものが考えられる。宇宙線は主に上方から降ってくるので、こうすることで、上のシンチレータを通過した宇宙線が検出器に入ることを減らすことが期待できるものと思われる。また、同じ観点から、改善策 2 として、図 4.9 のようにターゲットと検出器を適度に離す配置も考えられる。

また、改善策 3 として、図 4.10 のように下のシンチレータのすぐ上に検出器を配置し、その上方のみにターゲットを配置ものも考えられる。これにより、検出器を突き抜けた宇宙線が下のシンチレータをそれて通過したり、ターゲットで止まったりすることが減少し、検出器を通過した宇宙線のほとんどが下のシンチレータも通過することが期待できると思われる。ここで下のシンチレータは十分大きい方が効果的と思われる。

以上の 3 つの配置は、1 日あたりに検出される muonic atom からの $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線の数そのものという点では、同じ質量の鉄のターゲットを用いたときは本実験の配置に劣ると思われるが、本実験で問題と思われた宇宙線によるバックグラウンドを減らすという点で、効果的と思われる。

また、環境放射線の遮蔽については accidental coincidence がほぼなかったと思われるため、本実験と同様の方法で十分なものと思われる。

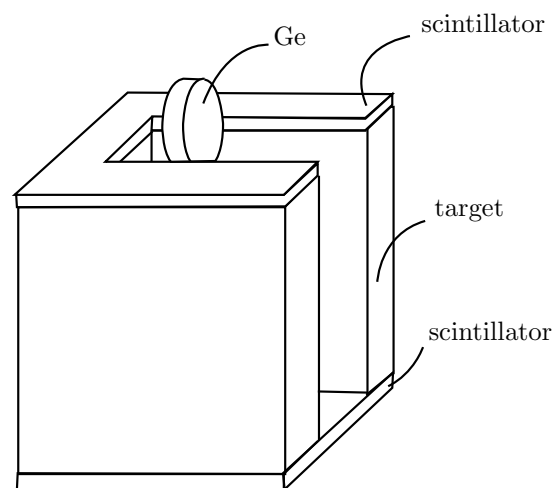


図 4.8: 宇宙線によるバックグラウンドを減らすための改善策 1

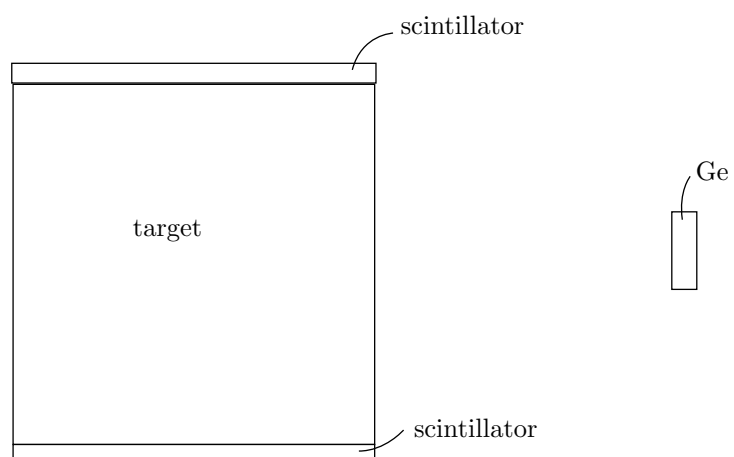


図 4.9: 宇宙線によるバックグラウンドを減らすための改善策 2

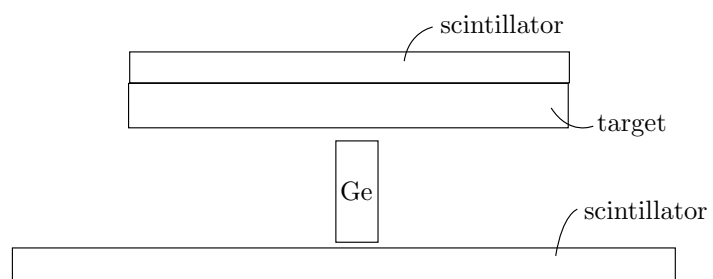


図 4.10: 宇宙線によるバックグラウンドを減らすための改善策 3

付 録 A muonic atom の生成率 の見積もり

A.1 概要

本実験において muonic atom の生成率として宇宙線の stopping rate を用いた。以下にその測定の実験とその結果を示す。

A.2 セットアップ

実験のセットアップとしてはまず、図 B.2 のように下から、シンチレータ 3、ターゲット、シンチレータ 2、シンチレータ 3 と積み上げたものを用意し、各シンチレータの配線を図 A.2 のようにした。ここで clock generator からは 100Hz の信号を出し、測定時間を測るのに用いた。ここで、その前に、オシロスコープで各シンチレータの生信号を見て、HV、discriminator の threshold,width の値をそれぞれ表 A.1 のようにしておいた。

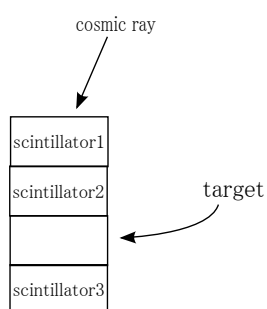


図 A.1: 宇宙線の stopping rate の測定のスチレータとターゲットの配置

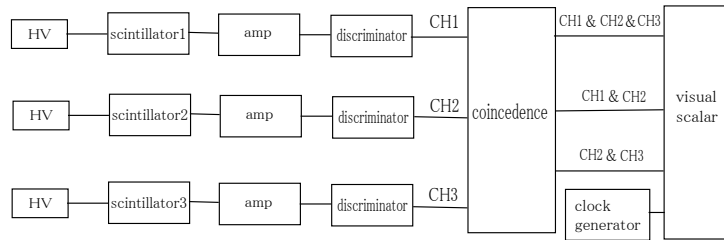


図 A.2: 宇宙線の stopping rate の測定の配線図

	HV(V)	threshold(mV)	width(ns)
scintillator1	1450	439	70
scintillator1	1450	372	70
scintillator1	1450	483	70

表 A.1: 各シンチレータの HV,discriminator の threshold,width の値

ターゲットとしては高さ 11.10cm の空箱と 5cm×10cm×20cm の鉄ブロック 4 個を図 A.3 のように重ねたものを用いた。ここで、空箱の高さも 20cm とみて、空箱をターゲットにした時の状態を、鉄をターゲットにした時の状態から他の物の配置を変えずに鉄を抜いたときの状態と見た。

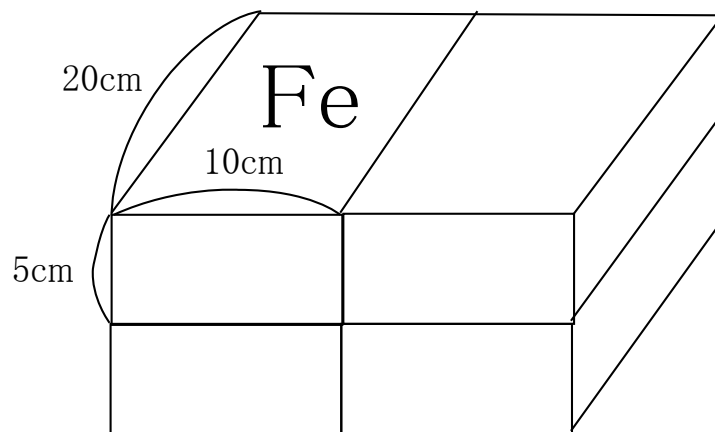


図 A.3: ターゲットに用いた鉄

A.3 結果・解析

それぞれのターゲットでの計測時間 (s)、CH1&CH2&CH3, CH1&CH2, CH2&CH3 の visual scalar の値を表 A.2 に示す。

	空箱	鉄
計測時間 (s)	12459.06	67464.29
CH1&CH2&CH3	19794	94223
CH1&CH2	143410	755828
CH2&CH3	66758	157671

表 A.2: 鉄と空箱のターゲットでの計測時間 (s)、CH1&CH2&CH3, CH1&CH2, CH2&CH3 の値

図 A.2 から 1 秒あたりに鉄で止まる宇宙線の数に次式により求めた。

$$\frac{19794}{12459.06} - \frac{94223}{67464.29} \sim 0.19 \quad (\text{A.1})$$

よって、1 日、 1cm^3 あたりに鉄で止まる宇宙線の数はおおよそ、 $0.19 \times 60 \times 60 \times 24 \div (5 \times 10 \times 20 \times 4) \sim 4$ とした。本実験の見積もりにおいてはこの値をそのまま 1 日、 1cm^3 あたりに鉄で止まる μ^- の数としたが、考察でも述べているように、宇宙線には μ^+ などの他の粒子も含まれるため、この見積もりは不適當であったと思われる。

付 録 B Ge 検出器の検出効率の測定

B.1 概要

本実験では元々 Ge 検出器を用いる予定だったので、実験によって Ge 検出器の検出効率を測定した。本実験で見たかったのは 1255keV の X 線であったので、1171keV と 1332keV の放射線を放出する ^{60}Co を用いて測定を行った。

B.2 セットアップ

セットアップの図を図 B.1 に示す。ここで ^{60}Co 線源の中心は円柱型の Ge の中心軸上にあるとする。

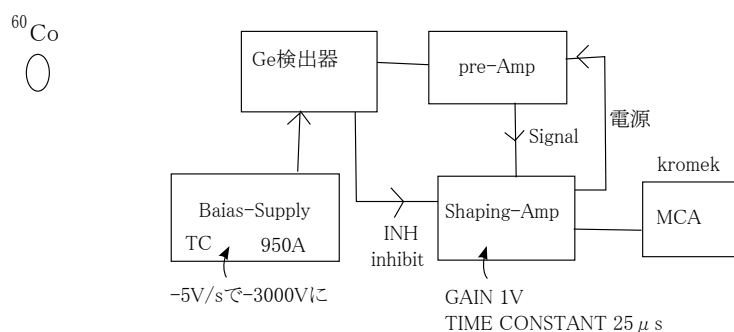


図 B.1: Ge 検出器の検出効率の測定のセットアップ

ここで Bias 電圧は 5V/s を 1 分で -3000V に、Shaping-Amp の GAIN と TIME CONSTANT はそれぞれ 1V, 25 μ s とした。

また図 B.2 のように ^{60}Co 線源と Ge 検出器の距離 d 、Ge と検出器表面の距離を d_i 、Ge の半径を r とする。ここで $d_i = 0.5\text{cm}$, $r = 2.3\text{cm}$ である。

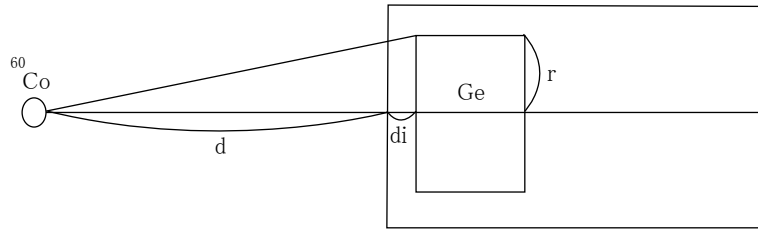


図 B.2: Ge 検出器と ^{60}Co の位置関係

図 B.1 のセットアップにおいて ^{60}Co 線源と Ge 検出器の距離 d を 10cm, 20cm, 30cm とした時の測定時間と Ge 検出器で観測された 1173keV, 1332keV の放射線の数を計測した。

B.3 結果・解析

その結果を表 B.1 に示す。

	$d = 10\text{cm}$	$d = 20\text{cm}$	$d = 30\text{cm}$
測定時間 (s)	196	174	180
1173keV の放射線の数	9243	2995	1460
1332keV の放射線の数	9115	2531	1301

表 B.1: d を 10cm, 20cm, 30cm とした時の測定時間と Ge 検出器で観測された 1173keV, 1332keV の放射線の数

また、この測定で用いた ^{60}Co が出す 1171keV、1332keV の放射線はこの測定の日付にはそれぞれ、131.97kBq, 134.80kBq であり、 ^{60}Co の半減期が 5.272 年であることから、測定時の放射線の放出頻度は、上記の値に $2^{-\frac{1430}{5.272 \times 365}}$ を掛けて、それぞれ 78.84kBq, 80.53kBq となる。

以上の結果から次式を用いて検出器の検出効率を求めることが出来る。

$$\begin{aligned}
 (\text{検出効率}) &= \frac{(\text{観測された放射線の数})}{(\text{線源が単位時間当たりに放出する放射線の数}) \times (\text{測定時間})} \\
 &\quad \times \frac{1}{2} \times \left(1 - \frac{d + di}{\sqrt{(d + di)^2 + r^2}}\right) \quad (\text{B.1})
 \end{aligned}$$

式 B.1 から求められた検出効率を表 B.2 に表す。

	$d=10\text{cm}$	$d=20\text{cm}$	$d=30\text{cm}$
1173keV の放射線の検出効率 (%)	5.2	7.0	7.3
1332keV の放射線の検出効率 (%)	5.0	5.8	6.3

表 B.2: d を 10cm, 20cm, 30cm とした時の 1173keV, 1332keV の放射線の検出効率

表 B.2 から 1173keV～1332keV 付近の γ 線及び X 線の検出効率が 5%～7%程度と見積もられる。

謝辞

本実験を行うことが出来たのは、多くの方の助力あつてのことです。厚く御礼申し上げます。

実験担当教官、藤岡宏之先生には多くの助言を頂きました。右も左も分からない私達がなんとか実験の体を成すことが出来たのは、藤岡先生あつてのことです。また、講義を通して実験理論に対する理解も深めて頂きました。理論担当教官の菅沼秀夫先生には、1年を通して原子核・相互作用に関して講義して頂きました。実験を行う上でも、頂いた助言を元に理論部分を構築することが出来ました。講義に際しては、TA 上田宏史さんにも多くのことを教えて頂きました。

実験にあたり、タンデム技官の廣瀬昌憲さんには放射線源の管理等、色々なことを手伝って頂きました。TA 時安敦史さん、古野達也さんには、実験に関する助言を頂いただけでなく、次々故障する機器の中、使用可能な装置を見極めて頂きました。期間内に実験を終わらせることが出来たのはお二人のお陰です。また、同じP3で1年間共に過ごしたEPR班、村田くん、楊くん、吉池くんには、数値計算など、本来muon班でやるべきことにご助力いただきました。特に村田くんには実験作業も手伝って頂きました。

この1年間、本当に多くの方のお力添えで、多くを学ぶことが出来ました。感謝の念に堪えません。みなさま、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] VAL L. FITCH AND JAMES RAINWATER, "Studies of X-Rays from Mu-Mesonic Atoms" (PHYSICAL REVIEW 1953)
- [2] D.F. Measday, "The nuclear physics of muon capture" (Physics Reports 354 2001)
- [3] 加藤貞幸, "放射線計測 (新物理シリーズ)" (培風館 1994)
- [4] 木舟正, "宇宙高エネルギー粒子の物理学-宇宙線・ガンマ線天文学- (新物理学シリーズ)" (培風館 2004)
- [5] International Atomic Energy Agency (IAEA), "Generic procedures for assessment and response during a radiological emergency(IAEA-TECDOC-1162)" (IAEA 2000)
- [6] William R Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach" (Springer 1994)
- [7] National Institute of Standards and Technology (NIST), "XCOM: Photon Cross Sections Database" (<http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>)
- [8] 2006 年 P3 μ^- 班, " μ^- 原子特性 X 線の観測による原子核の電荷分布の計測" (2006 年 P3 レポート)
- [9] 小田稔, "宇宙線 [改訂版] 復刊 (物理学選書 5)" (裳華房 2004)
- [10] 国立天文台, "理科年表オフィシャルサイト" (<http://www.rikanenpyo.jp/>)
- [11] 国立医薬品食品衛生研究所 (NIHS), "国際化学物質安全性カード (ICSC) -日本語版-" (<http://www.nihs.go.jp/ICSC/>)
- [12] 村山喬, "宇宙物理学 (共立物理学講座 20)" (共立出版 1978)