

大阪大学大学院博士前期課程

理学研究科修士論文

神岡地下実験室における
高エネルギーガンマ線の測定

芥川 一樹

2019年2月8日

概要

CANDLES 実験は神岡地下実験施設にてニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊の探索を行っており、二重ベータ崩壊候補核の中でも最も Q 値の高い ^{48}Ca (4.3MeV) を用いて環境放射線の影響を低減している。Q 値以上のイベントの一つとして、検出器周辺の物質(岩盤、ステンレス)に含まれる原子核が起こす中性子捕獲反応で放出されるガンマ線がある。 ^{28}Si や ^{56}Fe 起因のものがほとんどだと考えられているが、その計数率などは詳しく調べられていない。背景事象のない測定環境を作るためにはこれらの現象も正しく理解する必要がある。

本研究では岩盤から発生するガンマ線の CANDLES への影響を見積もるため、NaI(Tl) 検出器を用いて神岡地下実験室の Lab-D にて測定を行った。地下実験室では環境中性子のレートが小さく中性子捕獲反応が起こりにくいため、データを四か月間収集した。NaI(Tl) 検出器はガンマ線に高い感度を持ちガンマ線測定に長けている。コンプトン事象も正しく測定するため、10.5cm × 10.5cm × 21cm の 6 本の検出器を使用することで高エネルギーガンマ線を測定した。NaI(Tl) 検出器内の ^{127}I の中性子捕獲反応によって生じる 6.8MeV のガンマ線はバックグラウンドとなりうるため、検出器の周囲にはホウ素シートを巻いている。またバックグラウンドとなりうる事象として検出器内部の不純物から生じる U/Th 系列のアルファ線もあり 3MeV 以上の事象となるため、波形の違いを用いて取り除く。解析によって得られたスペクトルから CANDLES への影響を評価する。

目次

| | | |
|-----|--------------------------|----|
| 1 | ニュートリノ | 1 |
| 1.1 | ニュートリノ振動 | 2 |
| 1.2 | ニュートリノ質量 | 3 |
| 1.3 | マヨラナ性 | 4 |
| 1.4 | 二重ベータ崩壊 | 5 |
| 2 | CANDLES 実験 | 9 |
| 2.1 | CANDLES 検出器 | 9 |
| 2.2 | CaF ₂ 結晶 | 9 |
| 2.3 | 液体シンチレーター | 11 |
| 2.4 | PMTs | 12 |
| 2.5 | 鉛シールドおよび B シート | 12 |
| 2.6 | CANDLES へのバックグラウンド | 14 |
| 3 | 実験 | 15 |
| 3.1 | 目的 | 15 |
| 3.2 | 検出器 | 15 |
| 3.3 | 実験セットアップ | 16 |
| 3.4 | 測定回路 | 16 |
| 3.5 | エネルギーキャリブレーション | 18 |
| 3.6 | α 粒子 | 30 |
| 4 | 解析 | 33 |
| 4.1 | エネルギーの安定性 | 33 |
| 4.2 | スペクトル | 35 |
| 4.3 | ²⁰⁸ Tl のベータ崩壊 | 37 |
| 4.4 | 岩盤と地面からの影響の違い | 39 |
| 5 | まとめ | 42 |

1 ニュートリノ

原子核はアルファ崩壊、ベータ崩壊、ガンマ崩壊のいずれかの崩壊でより安定した状態になろうとする。アルファ崩壊は崩壊の過程で ${}^4_2\text{He}$ 原子を放出する反応であり、ガンマ崩壊は崩壊の過程で光子を放出する。ベータ崩壊とは原子核がベータ線を放出し、より安定な原子核になる反応のことを言う。この反応は中性子過剰核で起こりやすい。ベータ崩壊は当初中性子から陽子と電子に2体崩壊をしていると考えられていた。

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

この反応の前後ではエネルギーは保存し、単色なスペクトルが観測されるはずである。しかし実際にはベータ崩壊では連続スペクトルが観測されていて、この関係式ではエネルギー保存則や角運動量保存則、スピンの保存則が成り立たない。ニュートリノはこの問題を説明するために W.Pauli によって存在を予想された電荷が0、質量が0、スピンの $\frac{1}{2}$ の素粒子でありこの場合の式は式 (1.2) で表現される。

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

ニュートリノの反応は弱い相互作用のみで起こるため発見は難しいと考えられていたが、予想から20年以上後の1956年に R.Reines の実験により反電子ニュートリノが発見された。原子炉で作られる反電子ニュートリノを検出するために、水に溶かした CdCl_2 と液体シンチレータを利用して

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.3)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (1.4)$$

$$n + \text{Cd} \rightarrow \text{Cd} + \gamma \quad (1.5)$$

反電子ニュートリノと陽子から陽電子が発生し、周囲の電子と反応した際に放出される2本の511keVのガンマ線を検出する。発生した中性子は水溶液中のCdに吸収され複数本のガンマ線を発生させる。それぞれの信号の遅延同時係数を取ることでニュートリノの信号を検出した。その後も1962年に Lederman らの加速器実験によりミューオンニュートリノの存在が確認され、2000年には DONUT(Direct Observation of the Nu Tau) 実験によってタウニュートリノが発見されている。これらの結果からレプトンも三代を構成することが確認されている。

表 1: 標準理論での物質の構成粒子

| 粒子 | 電荷 | スピン | 第一世代 | 第二世代 | 第三世代 |
|------|----------------|---------------|---------|-----------|------------|
| クォーク | $+\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | u | c | t |
| | $-\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | d | s | b |
| レプトン | -1 | $\frac{1}{2}$ | e | μ | τ |
| | 0 | $\frac{1}{2}$ | ν_e | ν_μ | ν_τ |

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とはあるニュートリノのフレーバーが変化し、異なったフレーバーとして観測される現象である。長い間ニュートリノの質量は0だと考えられていたが、近年様々な実験でニュートリノ振動が観測されている。

1.1.1 太陽ニュートリノ問題

太陽内部で起こる水素核融合反応の一つに pp チェイン (図 1.1) という反応があり、太陽の熱源となっている。反応でニュートリノが発生するため、そのニュートリノを観測することで太陽の情報を得ることが出来る。



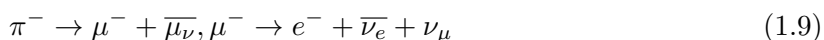
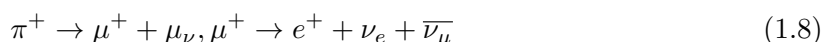
ここから発生する太陽ニュートリノの観測実験が 20 世紀中頃から始まった。Homestake 実験では太陽ニュートリノが塩素原子核に衝突しアルゴン原子核に変わる反応を調べることでニュートリノの数を計測した。



実際にニュートリノは検出されたものの、理論から得られる期待値の 30% しか検出することができなかった。その後複数の実験でもニュートリノが検出されたが Homestake 実験同様理論値と比べ、30% から 50% の数しか得られなかった。この結果が当時の研究者を悩ませていた。このことが太陽ニュートリノ問題と称される。

1.1.2 大気ニュートリノ異常

宇宙線が大気中の核子と衝突した結果 π 中間子が生成される。さらにそこからミューオンに崩壊して、そこから電子へ崩壊する。



観測されるべきニュートリノの数は $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ となるはずであるが実際には $\nu_{mu} : \nu_e \approx 1.2 : 1$ という結果が得られ、太陽ニュートリノ問題と同じく理論値と観測された値にずれが生じてしまっている。これが大気ニュートリノ異常と呼ばれる問題である。

1.1.3 ニュートリノ振動の観測

1998 年にスーパーカミオカンデにおいて大気ニュートリノでのニュートリノ振動が初めて観測された。それに続いていくつかの実験でもニュートリノ振動の存在が確かめられている。ニュートリノ振動の観測によって太陽ニュートリノ問題、大気ニュートリノ異常で見られた理論値と実験値のずれに関する問題が解決された。この結果から標準理論へのほころびが見られ、見直しが求められている。

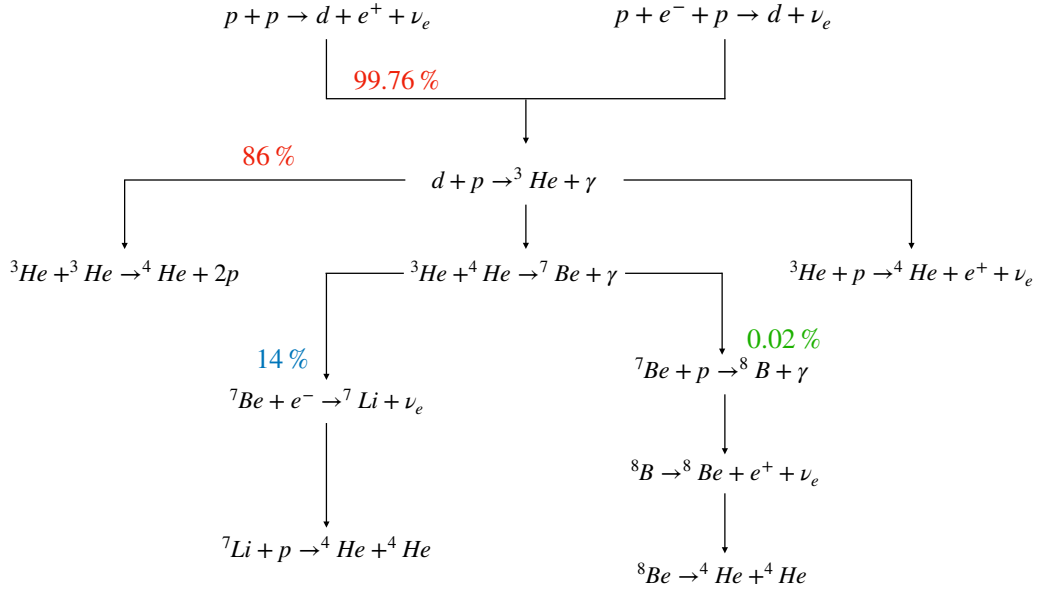


図 1.1: P-P chain

1.2 ニュートリノ質量

3世代のニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ は3世代のニュートリノの質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ を用いて表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.10)$$

ここで $U_{\alpha i}$ は MNS 行列 (Maki-Nakagawa-Sakata 行列) である。この行列は混合角 θ 、CP 位相角 δ を用いて記述される。

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}s_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

2世代間のニュートリノを考慮するときは混合行列 $U_{2 \times 2}$ のようになる。

$$U_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

このときの遷移確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L [km]}{E [MeV]} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [eV]^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2 \quad (1.14)$$

と記述され混合角 θ 、飛行距離 L 、質量の二乗差、ニュートリノのエネルギーから求まることが分かる。したがってこの振動はニュートリノが各世代に質量差が存在する場合に発生するため、ニュートリノに質量が存在することが判明した。現在ニュートリノの質量が存在することは示され、実験から $|m_{12}^2|$ と $|m_{23}^2|$ の2つが決まっているが、各ニュートリノの質量の絶対値は未だに知られていない。現在ではニュートリノには3種類の質量構造モデルがあるとされている。その一つは常階層構造 (Normal hierarchy) と呼ばれ $m_1 \sim m_2 < m_3$ の関係を満たす (図 1.2 左)。二つめは逆階層構造 (Inverted hierarchy) と呼ばれ $m_3 < m_1 \sim m_2$ の関係を満たす (図 1.2 中央)。最後は準縮退構造 (Degenerated) と呼ばれて3つの質量がほとんど同じという構造である (図 1.2 右)。

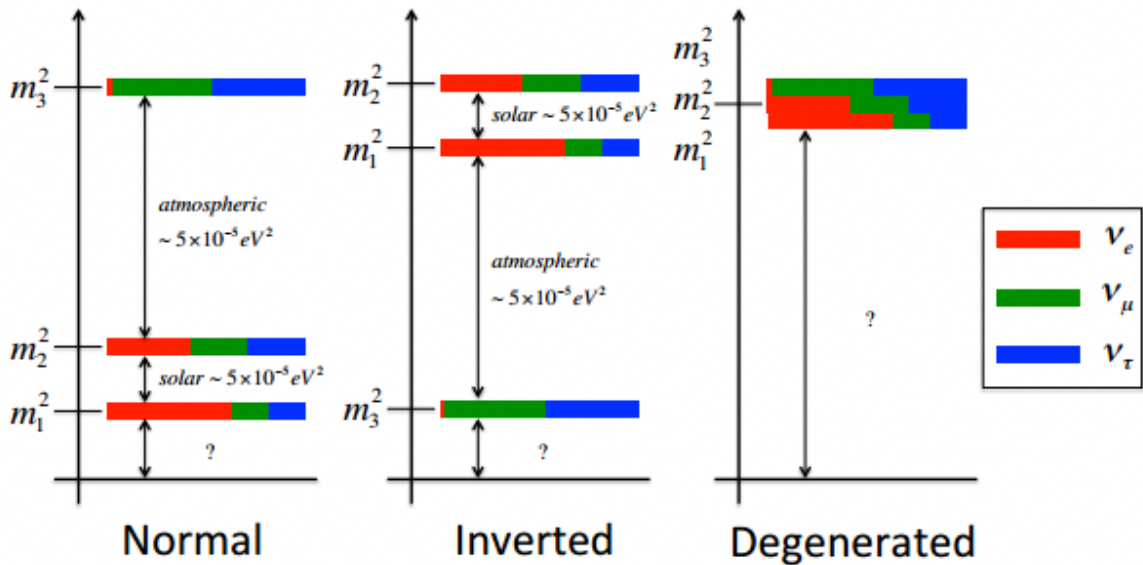


図 1.2: ニュートリノの質量構造モデル

1.3 マヨラナ性

ニュートリノの質量で問題になっているのはニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかということである。ニュートリノ以外の素粒子は全て電荷を持ち、ディラック方程式で表現されるディラック粒子である。ニュートリノは電氣的に中性であり、質量を持つとするとディラック粒子かマヨラナ粒子かの2通りの可能性が存在する。現在ニュートリノはスピンの左巻きのみは見つかっているが、その逆のみは見つかっていない。しかしニュートリノが質量を持つとするとニュートリノは光速よりも遅い。したがってニュートリノより速く移動する座標系から見ると右巻きのニュートリノも存在しているはずである。ニュートリノがディラック粒子である場合ニュートリノ

の質量項は

$$L_D = m(\overline{\Psi}_R \Psi_L + \overline{\Psi}_L^C \Psi_R^C) \quad (1.15)$$

と右巻きと左巻きの積で与えられ、質量は左右で等しい。もしニュートリノが粒子と反粒子が同じであるマヨラナ粒子だとすると

$$L_L = m_L(\overline{\Psi}_L^C \Psi_L + \overline{\Psi}_L \Psi_L^C) \quad (1.16)$$

$$L_R = m_R(\overline{\Psi}_R^C \Psi_R + \overline{\Psi}_R \Psi_R^C) \quad (1.17)$$

となり左巻きと右巻きで異なる質量を持たせ、独立して表現することが可能になる。

1.4 二重ベータ崩壊

ベータ崩壊は原子核中の中性子が崩壊して安定な原子核に変化する反応であることはすでに述べた。しかし偶偶核のベータ崩壊では Z が一つ違う場合核への崩壊がエネルギー的に許されていないが Z が二つ違う核への崩壊が許されている場合がある。このような一つの原子核内の二つの核子でベータ崩壊が同時に起こる現象を二重ベータ崩壊という。この反応は弱い相互作用の二次過程の崩壊なので非常に稀な半減期の長い反応であることが分かっている。さらに二重ベータ崩壊は以下のようにニュートリノを放出する二重ベータ崩壊 (2ν モード) とニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 (0ν モード) の2つのモードに分類されている。

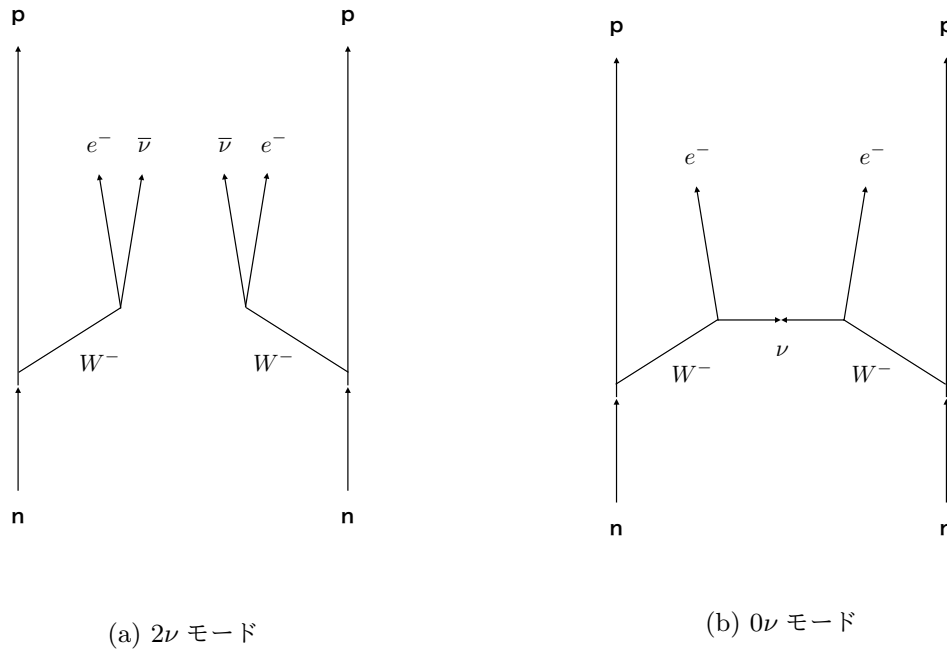


図 1.3: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

1.4.1 ニュートリノを放出する二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは次式のように原子核中の2つの中性子が陽子に転換すると同時に二つのニュートリノを放出する崩壊である (図 1.3 左)。



この反応ではレプトン数は保存され、標準理論で許容されている。この場合ニュートリノがエネルギーを持ち出すため、二つの電子が持つエネルギーは連続的なスペクトルとなる (図 1.4)。

1.4.2 ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊

ニュートリノが前述したマヨラナ粒子である場合次式のようなニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊が起こる (図 1.3 右)。



終状態で2つの電子のみが現れるため、この反応ではQ値に単一のエネルギースペクトルを持つ (図 1.4)。ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊では、半減期とニュートリノの質量の関係は以下の式で表される。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.20)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素である。したがって 0ν モードの半減期を測定することでニュートリノの質量を決定することが出来る。

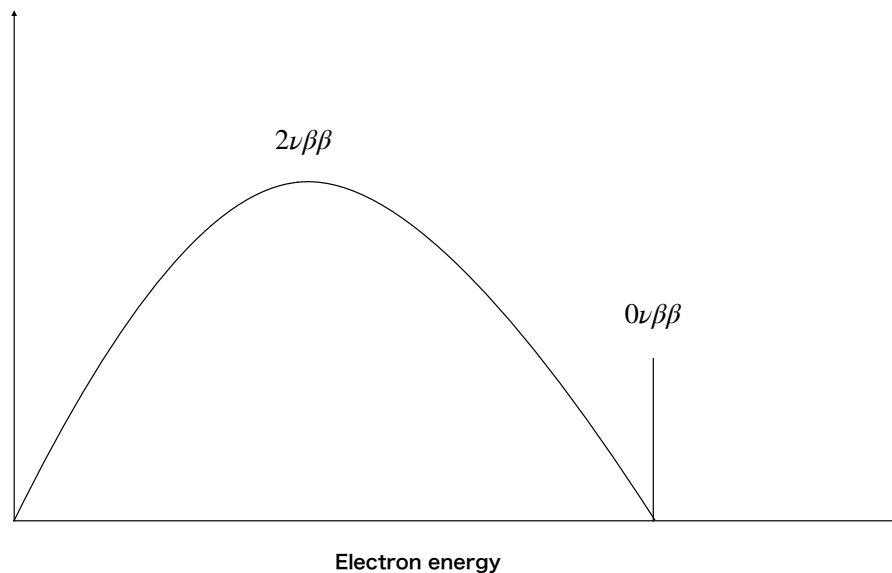


図 1.4: 二重ベータ崩壊のスペクトル

1.4.3 二重ベータ崩壊探索実験

前述のようなニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の探索実験はニュートリノの質量決定、ニュートリノのマヨラナ性の証明といった大きな謎を解くための重要な手がかりとなる。しかしニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊は非常に稀な事象であり検出のためには低バックグラウンドな測定環境、大量の崩壊核の確保が必要とされる。そのため多くの実験では自然放射線の影響を減らすためにイタリアのグランサッソのような地下実験施設で測定が行われている。また標的核の数を増やすために濃縮も行われている。さらにニュートリノを放出する二重ベータ崩壊の染み出しの影響もあるため高いエネルギー分解能も求められている。今日では世界中で複数の原子核を用いて探索実験が行われている。核行列要素は原子核によって不定性を持つため、様々な原子核で実験を行うことも非常に重要である。

表 2: 二重ベータ崩壊の候補核

| 崩壊核 | Q 値 [keV] | 自然存在比 [%] |
|-------------------|-----------|-----------|
| ^{48}Ca | 4271 | 0.19 |
| ^{76}Ge | 2039 | 7.8 |
| ^{82}Se | 2995 | 9.2 |
| ^{96}Zr | 3351 | 2.8 |
| ^{100}Mo | 3034 | 9.6 |
| ^{116}Cd | 2805 | 7.5 |
| ^{130}Te | 2529 | 34.5 |
| ^{136}Xe | 2476 | 8.9 |
| ^{150}Nd | 3367 | 5.6 |

KamLAND-Zen

KamLAND-Zen 実験は神岡実験室で行われている ^{136}Xe を用いたダブルベータ崩壊探索実験である。バルーンに崩壊核である ^{136}Xe を溶かした液体シンチレーターを満たし、それを検出器内に設置することで探索を行っている。半減期とニュートリノ質量を以下に載せる。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} [\text{yr}] \quad (1.21)$$

$$\langle m_{\nu} \rangle < (61 - 165) [\text{meV}] \quad (1.22)$$

CUORE

CUORE 実験はイタリアのグランサッソで行われている、 ^{130}Te を崩壊核として用いたダブルベータ崩壊探索実験である。CUORE はボロメーターを使用した実験で TeO_2 結晶を 10mK 程度

まで冷却し測定を行っている。以下に半減期を載せる。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.3 \times 10^{25} [\text{yr}] \quad (1.23)$$

$$\langle m_{\nu} \rangle < (61 - 165) [\text{meV}] \quad (1.24)$$

また先行実験である CUORE-0, Cuoricino のデータも使用した際の半減期とニュートリノ質量も以下に載せる。

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{25} [\text{yr}] \quad (1.25)$$

$$\langle m_{\nu} \rangle < (110 - 520) [\text{meV}] \quad (1.26)$$

2 CANDLES 実験

二重ベータ崩壊核はいくつか存在しているが、実際には自然放射線の影響があるため高い Q 値が必要とされ、現段階では限られた原子核で実験が行われている。CANDLES(CALcium fluoride for studies os Neutrino and Dark matters by Low Energy Spectrometer) 実験とは岐阜県にある神岡地下実験施設で ^{48}Ca を標的核としたニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊を探索している実験である。この現象は非常に稀であるため検出のために高いエネルギー分解能と低バックグラウンドが求められる。 ^{48}Ca は二重ベータ候補核のなかで図 2.2 のように 4.3MeV といった最も高い Q 値を持った原子核であり、その利点を活かし自然放射線の影響を減らし、バックグラウンドフリーな観測環境を目指している。しかし ^{48}Ca の欠点として自然存在比の小ささが挙げられる。現在では通常の測定と平行していくつかの方法で濃縮も進められている。

2.1 CANDLES 検出器

CANDLES 検出器は地上から 1000m(水換算で 2700m) の位置に設置されている。岩盤に囲まれているためミュオンフラックスは地上と比べ 10^{-5} 以下になる。

図 2.1 に CANDLES 検出器の概要を示す。CANDLES 検出器は直径 3m、高さ 4m の円柱形の形をしたステンレスタンクの中に 96 個の CaF_2 結晶と液体シンチレーターが設置してあり、その周囲は純粋で覆われている。 CaF_2 結晶および液体シンチレーターからの発光はタンクに取り付けられた 62 本の PMT で行われる。環境ガンマ線と環境中性子を減らすためにステンレスタンクの周囲は B シートと鉛が設置されている。実験室は CaF_2 結晶の光量を増やすために 4°C まで冷却されている。

2.2 CaF_2 結晶

CANDLES では ^{48}Ca を含む $\text{CaF}_2(\text{Pure})$ 結晶を用いて観測を行っている。 $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ 結晶に比べ光量が少ないという問題があるが、減衰長が十分長い大型検出器では $\text{CaF}_2(\text{Pure})$ 結晶を用いている。1 辺が 10cm の CaF_2 結晶に対して、周りに 5mm の波長変換剤 (WLS) の層を作るようにアクリル板で囲んである立方体モジュール 96 個を利用している。 $\text{CaF}_2(\text{Pure})$ 結晶の質量は 305kg で、その中に含まれている ^{48}Ca の質量は 365g である。 CaF_2 結晶の発光波長は紫外領域にあるため、WLS を通して PMT の感度が出るようにして検出を行っている。また PMT の前方にはライトガイドを取り付け集光している。

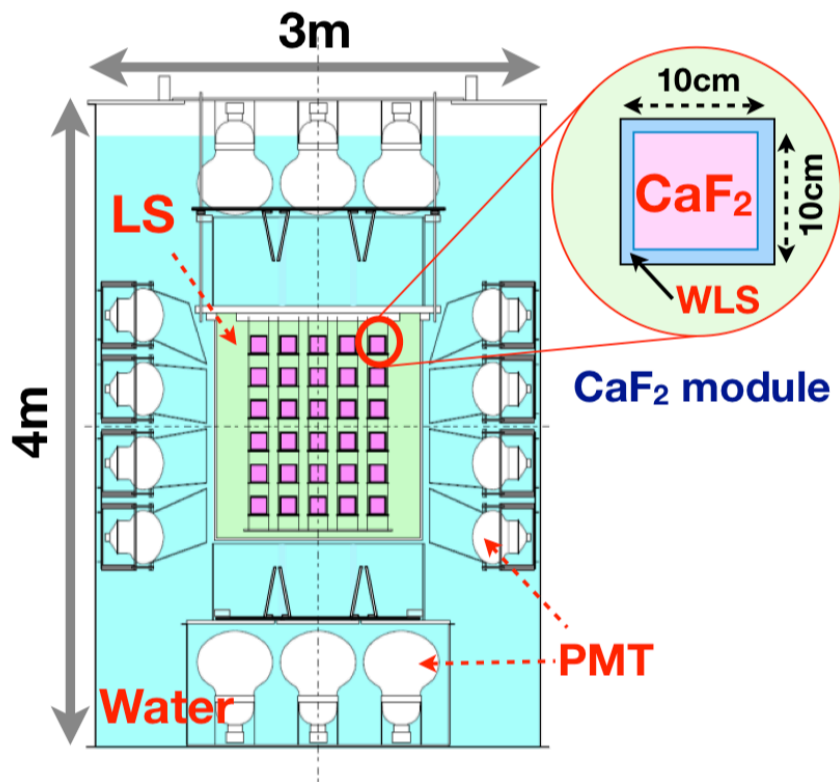


図 2.1: CANDLES 検出器

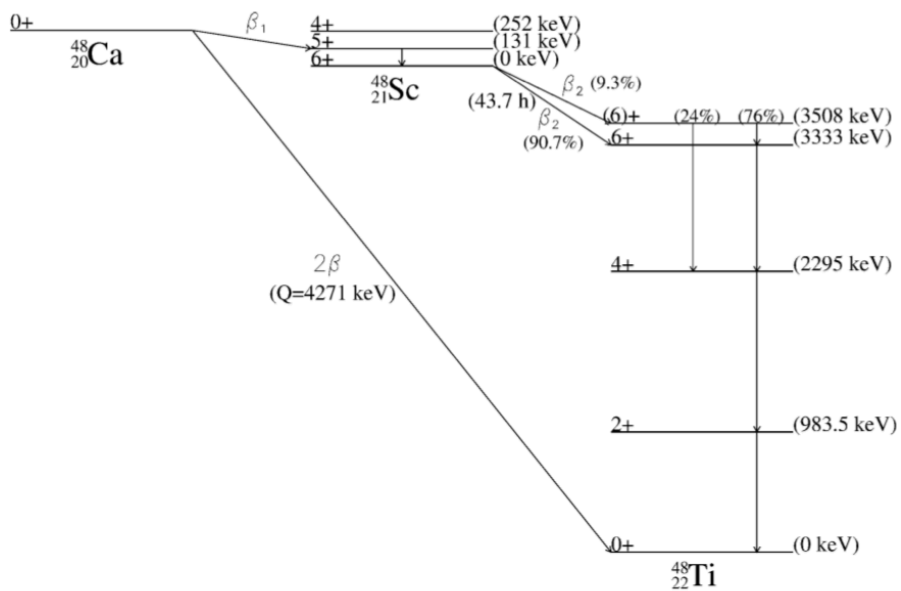


図 2.2: ^{48}Ca の崩壊図

表 3: 波長変換剤と液体シンチレータの成分

| | 波長変換剤 | 液体シンチレータ |
|----|-----------------|--------------------------------|
| 溶媒 | Paraol250 | Paraol250(80%) + プソイドクメン (20%) |
| 溶質 | Bis-MSB(0.1g/l) | PPO(1.0g/l) + Bis-MSB(0.1g/l) |

2.3 液体シンチレーター

^{48}Ca の二重ベータ崩壊は結晶内部で起こった場合のみ検出可能である。したがって結晶外部起因のガンマ線は全てバックグラウンドとなる。図 2.1 のように液体シンチレーターは CaF_2 モジュールの周囲に設置され 4π active shield として利用されている。結晶外からガンマ線が侵入してきたとき必ず液体シンチレータの層を通過するため、液体シンチレータと CaF_2 結晶の時定数の違いを用いることで外部起因のガンマ線を識別する。液体シンチレーターの時定数は数十秒と短い。それに対して CaF_2 の時定数はおよそ $1\mu\text{s}$ である。図 2.3 に液体シンチレータと CaF_2 結晶で反応した時の波形を示す。CANDLES では Short Gate を start channel から 200ns と定義し、Long Gate を start channel から $4\mu\text{s}$ と定義する。それぞれの Gate で波形を積分して、比を取ることによって外部起因イベントとの弁別を行なっている。CANDLES に使用されている液体シンチレーターの成分構成を表 3 に示す。

また液体シンチレータの周囲には純水が passive shield として設置されている。水の質量減弱係数を図 2.4 に示す。

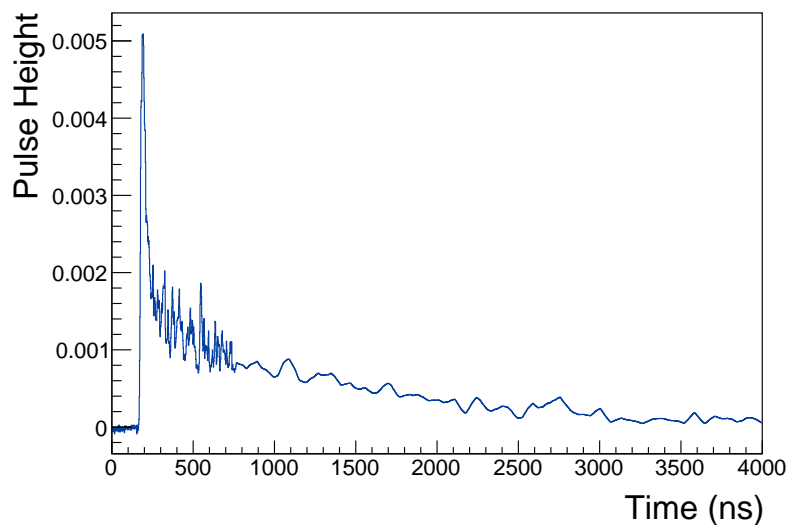


図 2.3: 液体シンチレータと CaF_2 結晶が反応したときの波形

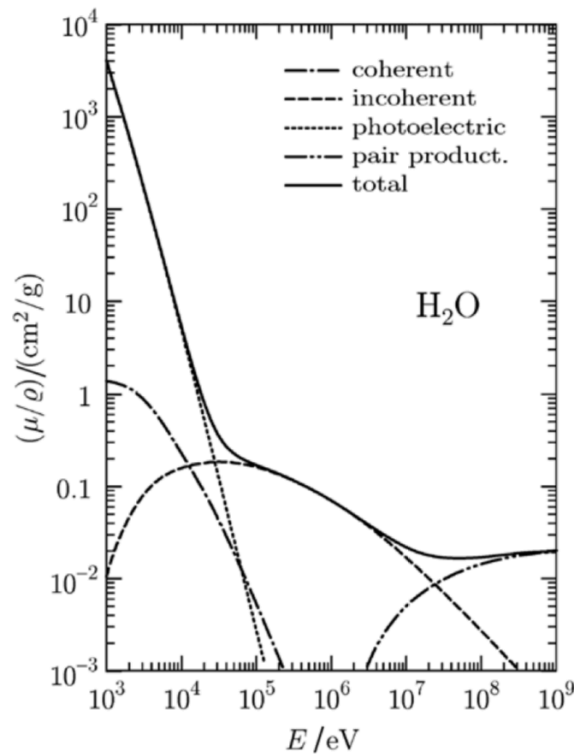


図 2.4: 水の質量減弱係数

2.4 PMTs

CANDLES 実験では 3 種類の PMT を合わせて 62 本使用している。20 inch の PMT はタンクの底と上側に使用されており、10 inch と 13 inch の PMT はタンク側面に取り付けられている。10 inch の PMT は他の PMT に比べ時間分解能がよく、解析結果が改善されることが期待されている。

2.5 鉛シールドおよび B シート

2.5.1 中性子捕獲反応

熱中性子のようなエネルギーの低い中性子では吸収断面積が大きくなり原子核に吸収されやすくなる。その際に不安定な原子核からガンマ線を発生する反応を中性子捕獲反応と呼ぶ。CANDLES では ^{48}Ca を標的核として用いており、その Q 値は 4.3MeV である。その値は ^{208}Tl から生じる 2.6MeV のガンマ線よりも大きく環境放射線の影響を受けにくい。しかし Q 値以上のバックグラウンドも観測されていて、その一つとして考えられているものに環境中性子と物質が中性子捕獲反応を起こした際に発生するガンマ線がある。 ^{56}Fe であれば 7.6MeV、 ^{28}Si であれば 5MeV といった高エネルギーのガンマ線が放出されることが分かっている。CANDLES 検出器の周りの岩盤や

検出器内部のステンレスには多くの ^{56}Fe 原子が存在するため遮蔽をする必要がある。

2.5.2 シールド

CANDLES では岩盤から発生するガンマ線の影響を受けないようにタンク周辺に Pb ブロックが設置されている。鉛ブロックの厚みは 7~12cm である。鉛の質量減弱係数を図 2.5 に示す。また検出器内部のステンレスと中性子の反応を減らすためにタンク周辺に炭化ホウ素を含んだシリコンゴム (B シート) を導入した。B シートの炭化ホウ素含有量は 20% で厚さは 5mm である。ホウ素と中性子の反応断面積を図 2.5 に載せる。B シートは鉛の外側と内側に導入されていて、内側のシートはタンク内に入った高速中性子が水で熱化されて出来る熱中性子を吸収する。

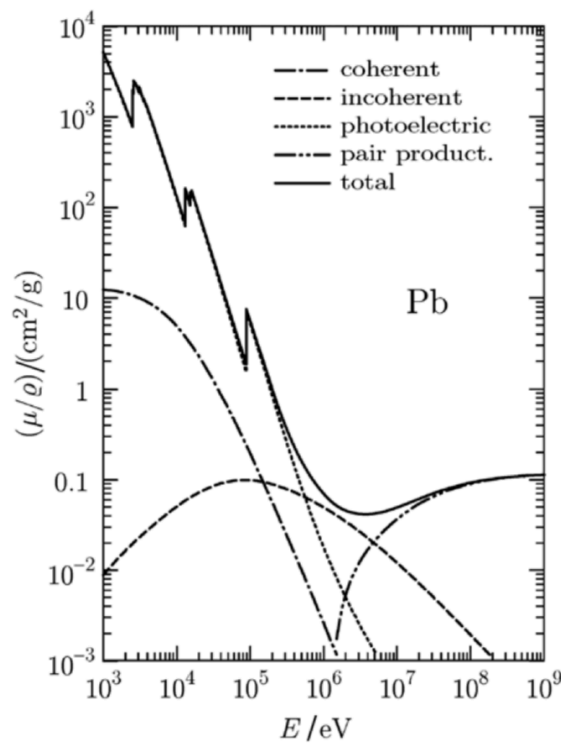


図 2.5: 鉛の質量減弱係数

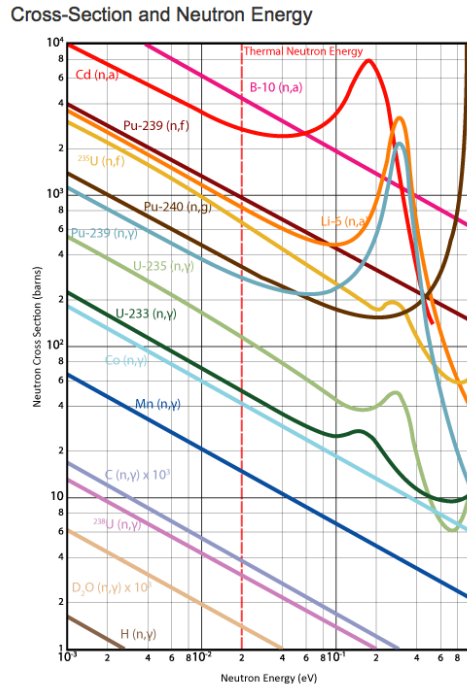


図 2.6: 中性子の反応断面積

2.6 CANDLES へのバックグラウンド

2.6.1 $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ の連続崩壊

CaF_2 結晶には不純物が微量ながら存在している。その中には ^{232}Th 系列のものがああり、それに起因した $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$ の連続崩壊がバックグラウンドとなり得る。



^{212}Bi は 2.2MeV のベータ線を放出し、 ^{212}Po へと崩壊する。このとき ^{212}Po も 9MeV のアルファ線を放出するがクエンチングの影響で 3MeV 付近のイベントとして検出される。この連続崩壊は間隔が短く同一イベントとしてみなされるため、二つを足し合わせた 5MeV のバックグラウンドとして検出される。このイベントは解析的に除去することが可能である。

2.6.2 ^{208}Tl の崩壊

^{212}Bi はアルファ粒子を放出し、 ^{208}Tl へも崩壊する。 ^{208}Tl は 5MeV のベータ線を放出して ^{208}Pb へと崩壊しこのベータ線がバックグラウンドとなり得る。このイベントも解析的に除去することが可能である。



3 実験

3.1 目的

中性子捕獲反応で生じる高エネルギーのガンマ線が CANDLES バックグラウンドとなることを見つかり、検出器周りの物質に起因していることが判明したため鉛シールドと B シートを設置した。しかし完全には遮蔽ができていないため、遮蔽を逃れたガンマ線の影響を理解する必要がある。そのためには遮蔽前のガンマ線のスペクトルを正しく把握しておかなければならないが、CANDLES のデータだけでは岩盤で起こったイベントか検出器周りで起こったイベントかを分けることが出来ない。よって環境中性子起因で発生する岩盤からのみのガンマ線のスペクトルを測定することが必要である。

先行実験 [1] では検出器周辺の岩盤からのガンマ線を正しく見積もるために、岩盤の組成比を同定する作業が行われた。その実験では中性子線源を用意し、そこから出て来る中性子を熱化させた後に岩盤の物質に吸収させ NaI(Tl) 検出器を用いて測定した。岩盤の組成比モデルから予想されるスペクトル (図 3.1a) と実際に得られたスペクトルを比較して決定することが目標であった。使用した NaI(Tl) 検出器内の ^{127}I 原子の中性子捕獲反応で生じる予測されていなかった 6.8MeV のガンマ線 (図 3.1b) がその周囲のスペクトルを埋もれさせてしまっていた。またシミュレーションでは ^{127}I の中性子捕獲で生じるガンマ線を正しく再現することが出来ないため数の評価することが難しかった。

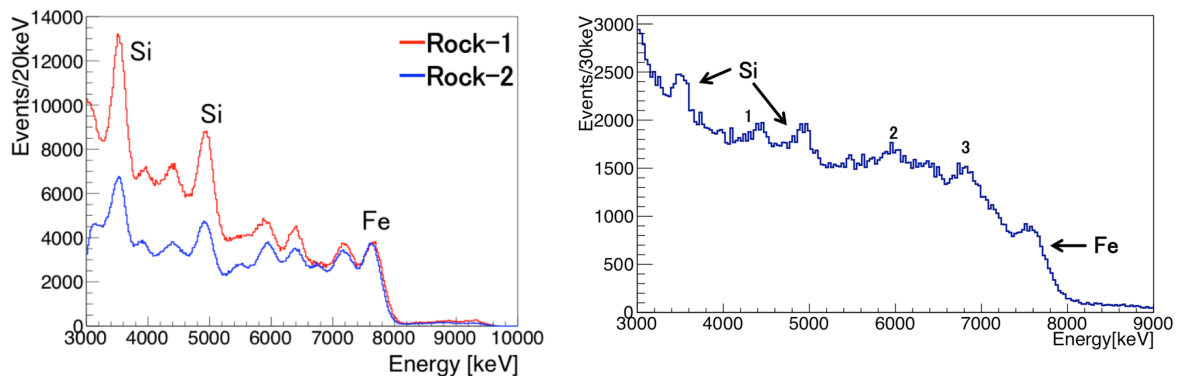
中性子線源を利用したことが上記のような予期しないバックグラウンドを生じさせてしまった原因である。また中性子線源を使用すると局所的な岩石の成分や γ 線フラックスを測定できるが、実験室全体からの CANDLES への影響を見ることが出来ない。中性子線源を用いず高速中性子の直接捕獲を起こさないこと、きちんと遮蔽をして熱中性子の影響を減らすことで環境中性子からのみ発生する岩盤からのガンマ線を測定することが本実験の目的である。

3.2 検出器

今回の実験では NaI(Tl) 検出器を用いた。NaI(Tl) 検出器は無機シンチレータの一種である。NaI(Tl) 検出器の特徴は以下が挙げられる。

- 密度が $3.67 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ と高く原子番号も大きいため、大きな体積を持つ結晶は非常に高い効率を持つガンマ線検出器として利用される。
- 発光スペクトルは 410nm にピークを持ち光変換効率は無機シンチレータの中で最大である。
- 熱勾配に弱く、吸湿性があるため取り扱いに注意が必要である。
- NaI(Tl) 検出器は半導体検出器と比べエネルギー分解能は劣るが、大体積を必要とする実験では NaI(Tl) 検出器が優れている。

中性子捕獲によるガンマ線は高いエネルギーを持つものもあり、一本の検出器ではエネルギーを完



(a) 岩盤に中性子線源を照射した際にモデルから予想されたスペクトル
 (b) 岩盤に中性子線源を照射して実際に得られたスペクトル

図 3.1: 先行実験での予想されたスペクトルと実際に得られたスペクトル

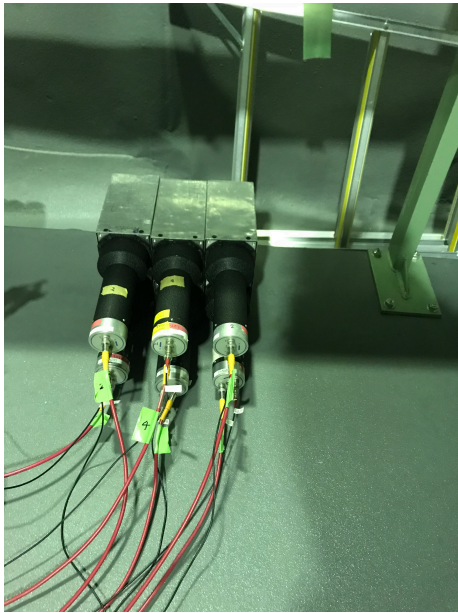
全には落とさないこともある。その場合複数の検出器を使用して同一イベントのコンプトン事象を測定し、足し合わせることで元のイベントで発生したエネルギーを再現できる。今回の実験では6本の NaI(Tl) 検出器を用いて測定を行った。検出器の大きさは全て 10.5cm × 10.5cm × 21cm である。(図 3.2b)

3.3 実験セットアップ

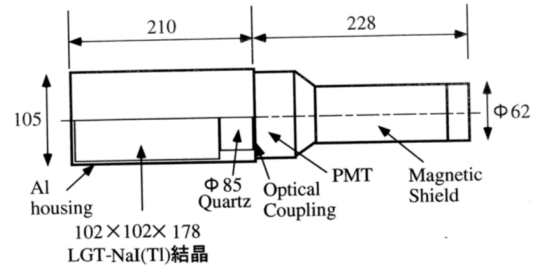
検出器は神岡鉱山内の実験室 D に設置した。検出器の配置は図 3.3a のようになっている。壁からの検出器までの距離は 40cm であり、検出器の番号は図 3.3b のように割り振っている。また検出器の外側には熱中性子と ^{127}I の中性子捕獲反応の影響を低減するために CANDLES 検出器に用いられている B シートを巻いている。

3.4 測定回路

今回の実験の回路を図 3.4 に示す。6本それぞれの PMT から得た信号は Divider を通し、一方はデータ用に、もう一方はトリガー回路用に分割した。それぞれのトリガーの閾値は ^{40}K のピークである 1460keV が見えるように、1MeV 前後になるように設定した。 ^{40}K のピークが見えるようにした理由は後述する。しかし今実験ではエネルギー閾値以下のエネルギーも必要となるためトリガー条件は Discriminator から来る信号の全ての OR を取り、一つの検出器が閾値を越えると全ての検出器でデータを取得するように設定した。また光電子増倍管に加えた電圧は、発生し得るガンマ線のエネルギーを考慮し 10MeV 前後まで測定ができるように設定した。ガンマ線のエネルギーを測定するために積分型 ADC を用いた。Coincidence register ではトリガーがかかった検出器の

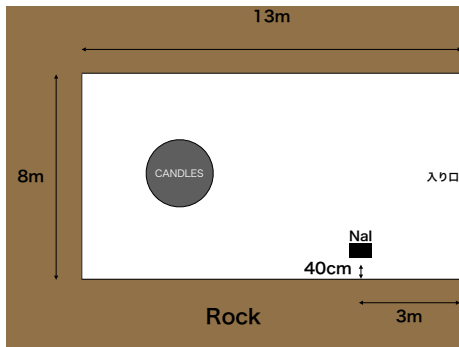


(a) NaI 検出器

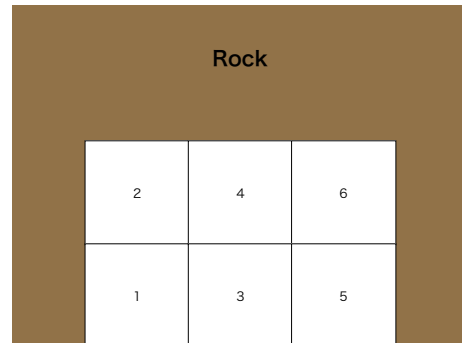


(b) NaI 検出器の概要

図 3.2



(a) 実験室 D の概略図



(b) NaI 検出器の配置。岩盤に向かって左下から番号を割り振っている。

図 3.3

情報を取得し、主にオンラインでの確認用に用いた。Scaler では clock と coincidence を取ることで Real time, Live time, Dead time をそれぞれ取得している。地下実験室で測定が行われているため十分にバックグラウンドが少なく、accidental coincidence の数は小さいと考えて各検出器でのタイミング情報は取得していない。

表 4: 検出器毎の印加電圧と threthold

| | 印加電圧 (V) | threthold(mV) |
|------|----------|---------------|
| NaI1 | 1020 | 9 |
| NaI2 | 1055 | 11 |
| NaI3 | 1080 | 7 |
| NaI4 | 780 | 9 |
| NaI5 | 940 | 12 |
| NaI6 | 1070 | 16 |

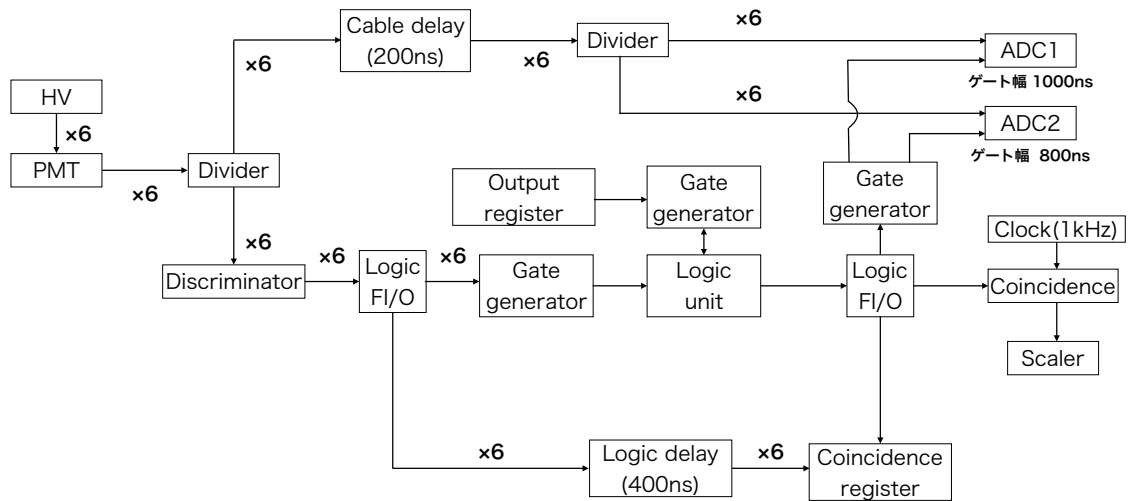


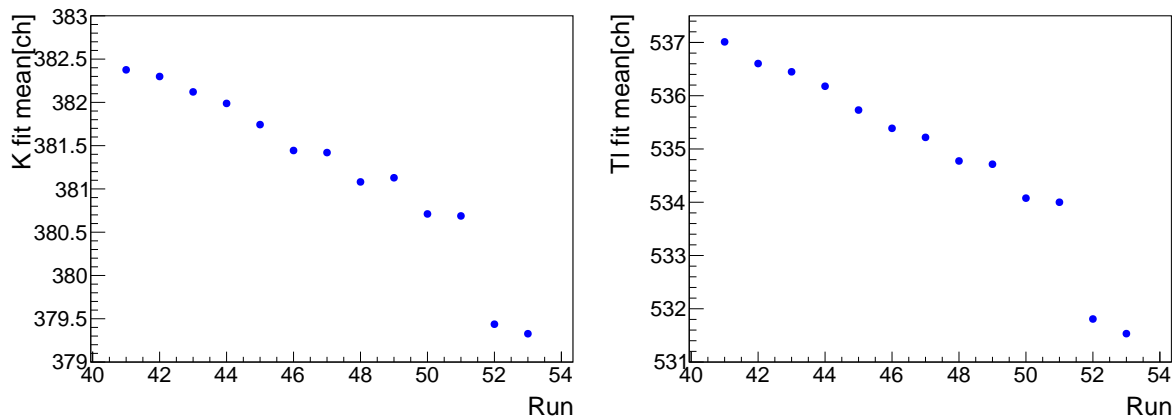
図 3.4: 実験で用いた回路図

3.5 エネルギーキャリブレーション

反応のエネルギーの再現をするため、各検出器でのエネルギーを正確に求めることが必要である。今回のセットアップで得られる典型的なスペクトルを図 3.5 に示す。3.5a で 400ch 付近に見られる大きなピークは ^{40}K の 1461keV 由来であり、540ch 付近に見られるのが ^{208}Tl の 2614keV 由来のものである。またその二つの間にある ^{40}K の右隣に見られるのが ^{40}Bi の 1764keV のピークであり、 ^{208}Tl の 2614keV の左隣に見られるのが ^1H の中性子捕獲による 2223keV のピーク

である。いずれの検出器でも4つのピークが確認出来るが、 ^{40}K の1461keVと ^{208}Tl に二つは高く安定した係数率であるため、エネルギー較正に利用した。図3.12ではRun毎のchannelでのpeak位置の時間変化ををプロットしたものである。今回の実験では神岡の地下実験室にて長期間に及ぶ測定を行ったが、その間に各PMTから得られるゲインは図3.12に見られるように一定でなく変動が見られた。Runは一つあたりおよそ1日に対応している。このプロットからPMTからのゲインは減少していることがわかる。したがってADCで取られた値が常に同じエネルギーと対応するわけでないためそこを考慮しなければならない。

NaI(Tl) 検出器は1MeV以上で光量とエネルギーが比例関係にあるが、そこより低いところでは比例関係を満たさないことが知られている(図3.7[2])。今回は以下の2つのパターンに分けてエネルギーを決定した。



(a) NaI1 の ^{40}K (1461keV) の中心値。

(b) NaI1 の ^{208}Tl (2614keV) の中心値。

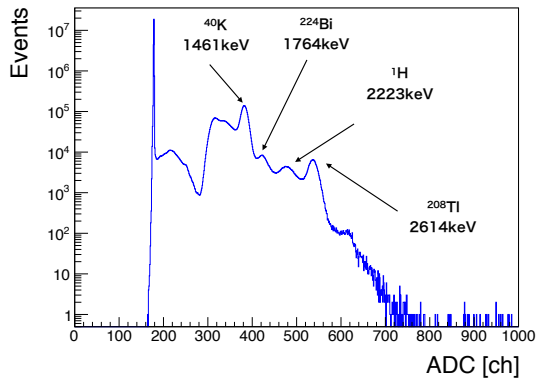
図 3.6: ^{40}K (1461keV) と ^{208}Tl (2614keV) のピークの中心値の時間変化のプロット。1Run あたりおよそ1日に対応している。

3.5.1 低エネルギー領域

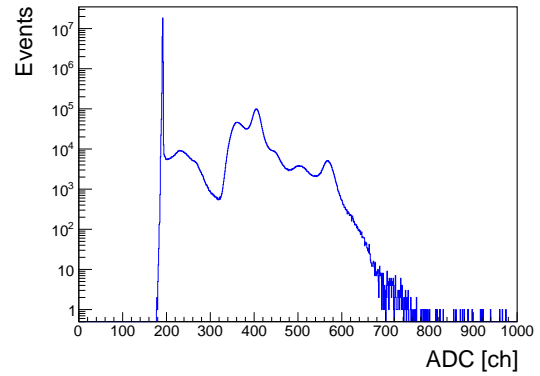
低エネルギーの領域では線源を用いてエネルギー較正を行った。この時のエネルギー閾値は可能な限り小さくしている。使用した線源を表5に示す。

エネルギー較正を行う際に ^{60}Co 、 ^{88}Y 、 ^{137}Cs の3種類の線源では図3.8左のように列の中心に線源を設置して3回ずつの測定を行った。 ^{133}Ba を使用するときにはエネルギーの低いX線も検出するために、他の検出器でトリガーをかける必要があった。そのため図3.8右のように4つの検出器の中心に線源を設置して2回の測定を行った。NaI1 で得られた各線源のスペクトルを図3.9に示す。

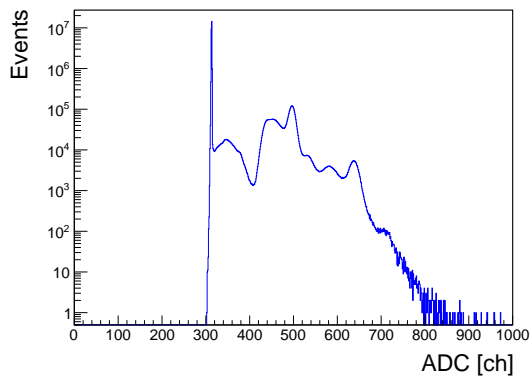
図3.9左上は ^{60}Co のスペクトルとそのフィット結果である。 ^{60}Co では1173 keV と1333keV



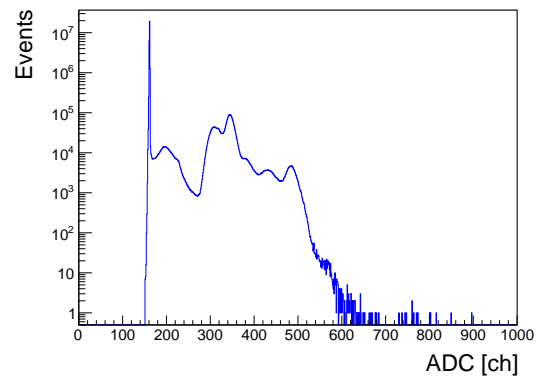
(a) NaI1 のスペクトル。図には ⁴⁰K の 1461keV、⁴⁰Bi の 1764keV、¹H の中性子捕獲による 2223keV、²⁰⁸Tl の 2614keV のピークがそれぞれ確認できる。



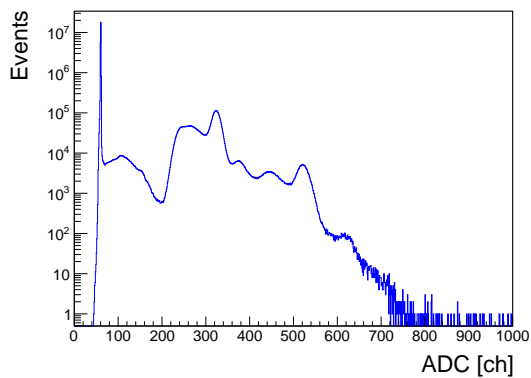
(b) NaI2 のスペクトル



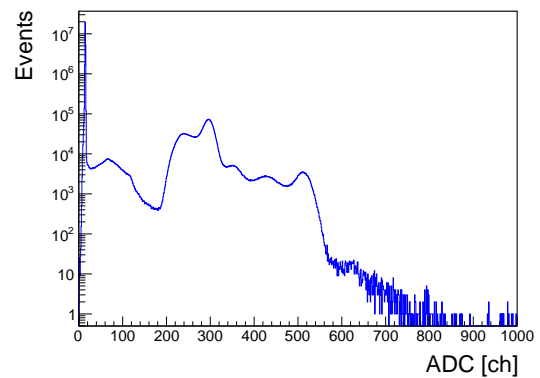
(c) NaI3 のスペクトル



(d) NaI4 のスペクトル



(e) NaI5 のスペクトル



(f) NaI6 のスペクトル

図 3.5: 各検出器での一日でのスペクトル

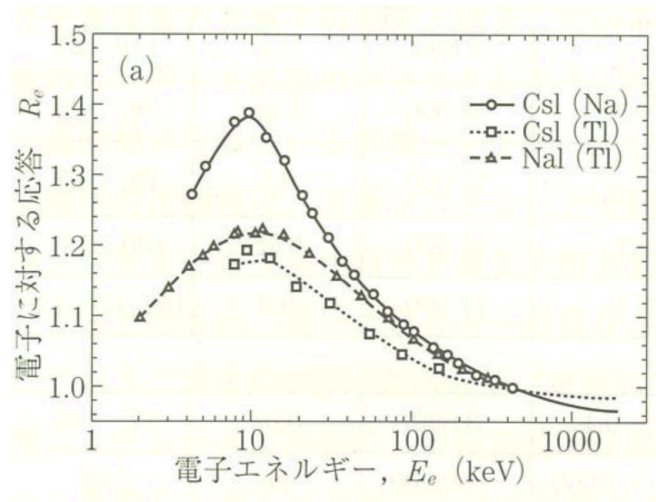
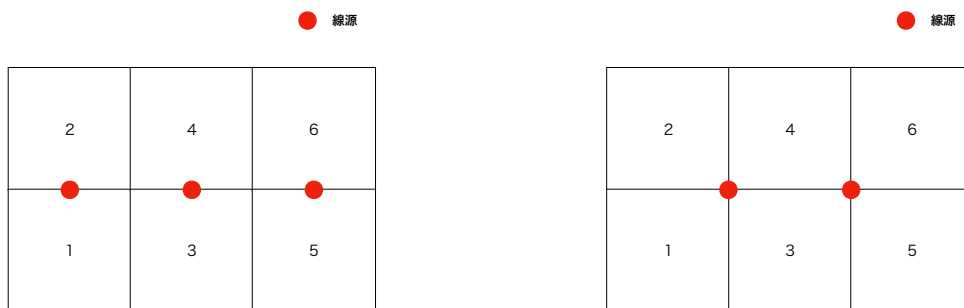


図 3.7: 無機シンチレータの応答性

表 5: エネルギー較正に用いた線源とそのエネルギー

| 線源 | ^{60}Co | | ^{88}Y | | ^{133}Ba | | | ^{137}Cs |
|-------------|------------------|------|-----------------|------|-------------------|----|-----|-------------------|
| エネルギー [keV] | 1170 | 1333 | 898 | 1836 | 31 | 81 | 380 | 662 |



(a) ^{60}Co 、 ^{88}Y 、 ^{137}Cs 線源を使用時の線源の位置

(b) ^{133}Ba 線源を使用時の線源の位置

図 3.8

表 6: エネルギー較正で得られた関数

| 検出器 | 関数 |
|------|--|
| NaI1 | $(1.8 \pm 0.0) \times 10^{-3} \times x^2 + (6.2 \pm 0.0) \times x + (-1156.0 \pm 2.0)$ |
| NaI2 | $(3.7 \pm 0.4) \times 10^{-4} \times x^2 + (6.7 \pm 0.0) \times x + (-1303.0 \pm 3.0)$ |
| NaI3 | $(2.2 \pm 0.0) \times 10^{-3} \times x^2 + (6.2 \pm 0.0) \times x + (-2171.0 \pm 1.1)$ |
| NaI4 | $(2.0 \pm 0.0) \times 10^{-3} \times x^2 + (6.6 \pm 0.0) \times x + (-1118 \pm 2.0)$ |
| NaI5 | $(1.2 \pm 0.0) \times 10^{-3} \times x^2 + (5.0 \pm 0.0) \times x + (-307.1 \pm 0.3)$ |
| NaI6 | $(5.6 \pm 0.0) \times 10^{-4} \times x^2 + (4.9 \pm 0.0) \times x + (-69.1 \pm 0.1)$ |

のガンマ線のピーク以外に環境の ^{40}K から生じる 1460keV のガンマ線とバックグラウンドを考慮してフィッティングを行った。図 3.9 右上は ^{88}Y のスペクトルとそのフィットであるが、 ^{60}Co と同様に 898keV と 1836keV のガンマ線以外に ^{40}K の 1461keV のガンマ線とバックグラウンドを考慮してフィッティングを行った。図 3.9 中央左の図は ^{137}Cs のスペクトルとフィット結果で、662keV のガンマ線とバックグラウンドを考えた。図 3.9 中央右の図は ^{133}Ba の低エネルギー側で 31keV の X 線と 81keV のガンマ線に加えバックグラウンドを考慮してフィットした。図 3.9 左下のは ^{133}Ba の高エネルギー側のスペクトルである。302keV、356keV、383keV の 3 本のガンマ線が重なって見えるはずだがうまくフィットすることが出来なかったため、強度の一番大きな 356keV をシングルガウシアンでフィットしてその中心値をエネルギー較正に用いた。

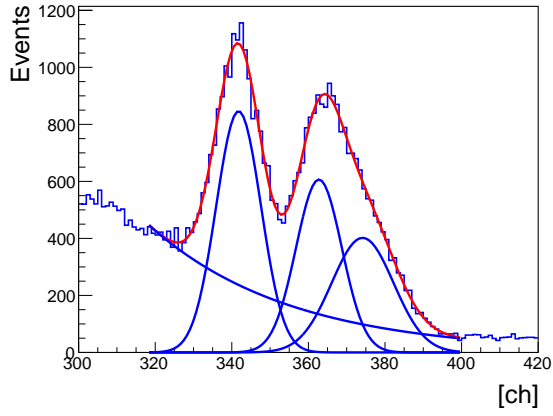
エネルギー較正の結果のプロットとエネルギー較正から得られた関数と実際のエネルギーの差を図 3.10 に示す。またそこから得られたエネルギーの関数を表 6 にまとめた。図 3.10 左上が示すように、 ^{40}K の 1461keV のエネルギーだけ大きく大きくずれていることが分かる。これは線源を当てた際に検出器の一点からガンマ線を検出したことに対して、 ^{40}K は周囲の物質に多く存在しており検出器全体にガンマ線が入射しているためだと考えられる。NaI ではおよそ 2% ほど大きく検出されている。各検出器での低エネルギーの領域では二次関数をもっとも関係を記述していた。式 3.1 のように、フィットで得られた各パラメーターを用いて Run 毎にエネルギーを求めて、 ^{40}K の 1461keV に対して全体をスケールすることでその Run での 1461keV 以下のエネルギーを決定した。

$$\text{correction factor} = \frac{\text{Run 毎の } ^{40}\text{K} \text{ のピークでのエネルギー [keV]}}{1461[\text{keV}]} \quad (3.1)$$

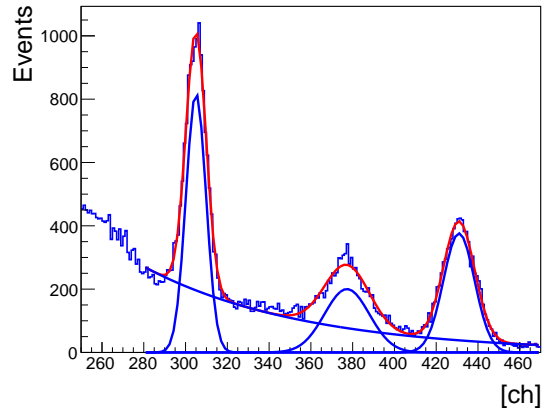
$$\text{Energy} = (\text{エネルギー較正関数での Energy}) \times \text{correction factor} \quad (3.2)$$

3.5.2 高エネルギー領域

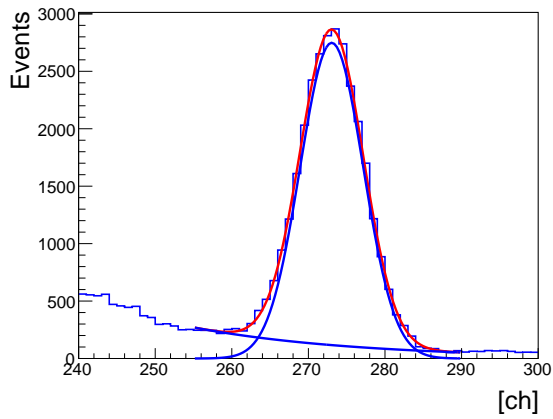
主なバックグラウンドとして ^{40}K から生じる 1460keV のガンマ線と ^{208}Tl から生じる 2614keV のガンマ線が存在する。今回の実験では NaI(Tl) 検出器の 1.5MeV 以上でエネルギー線形性を仮



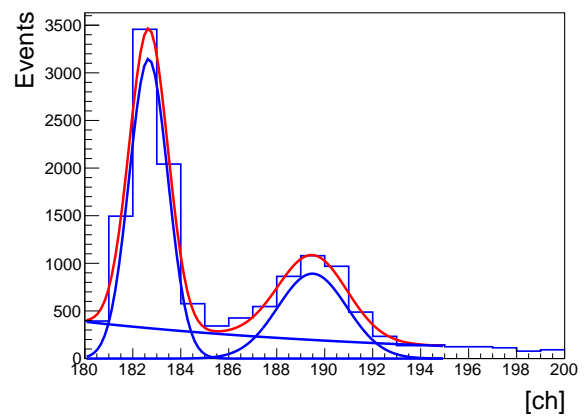
(a) ^{60}Co のフィッティング



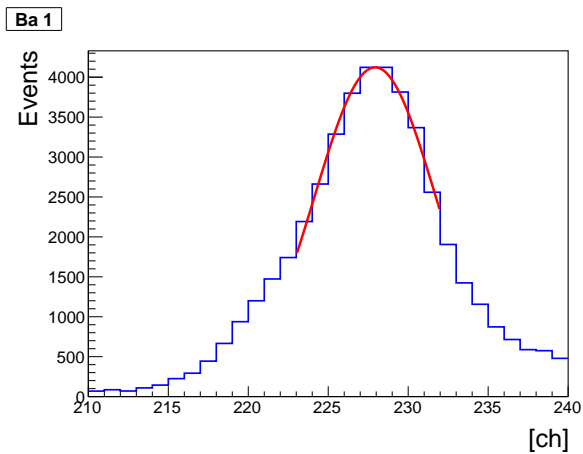
(b) ^{88}Y のフィッティング



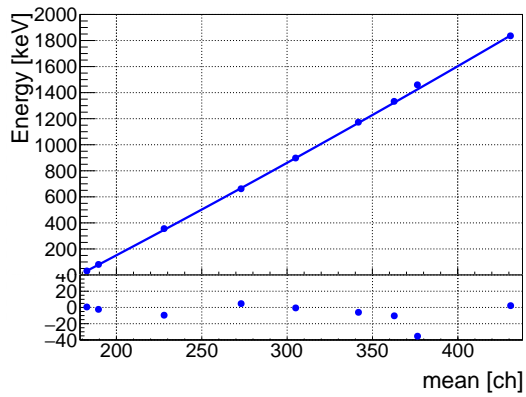
(c) ^{137}Cs のフィッティング



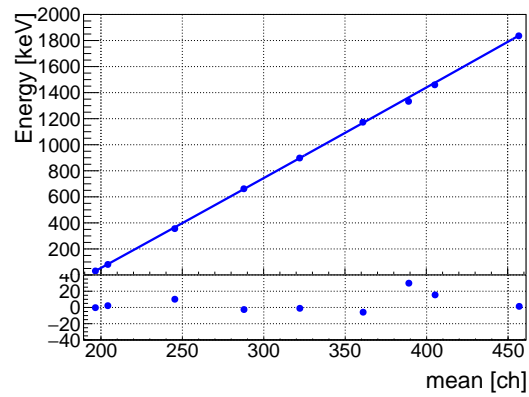
(d) ^{133}Ba のフィッティング 1



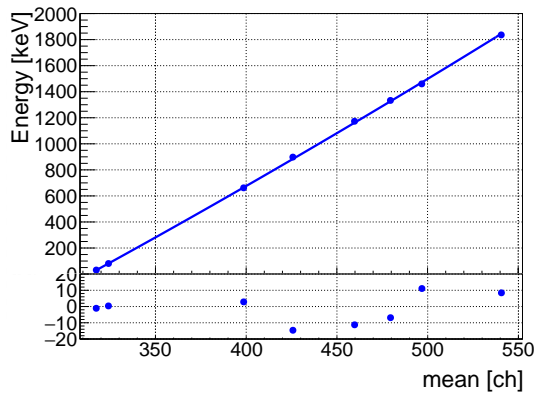
(e) ^{133}Ba のフィッティング 2



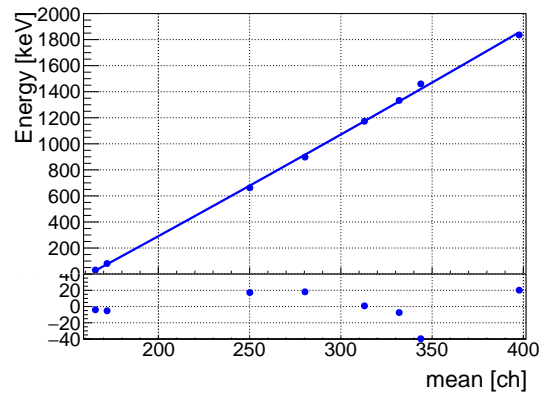
(a) NaI1 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



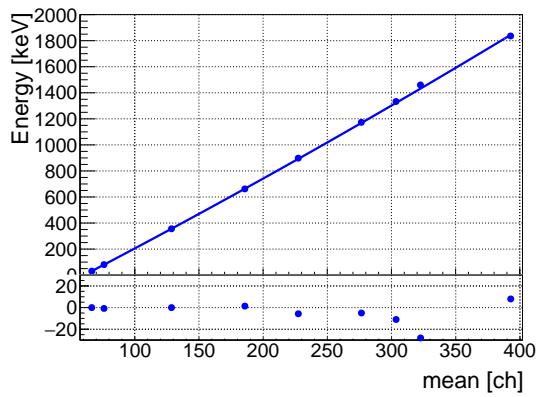
(b) NaI2 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



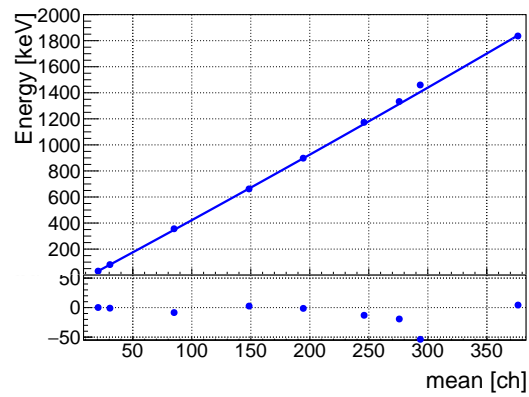
(c) NaI3 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



(d) NaI4 の ADC チャンネルとエネルギーの関係

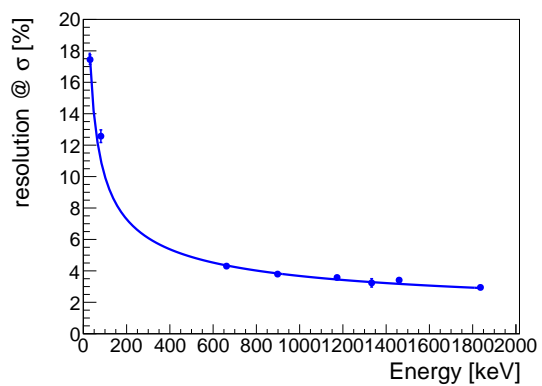


(e) NaI5 の ADC チャンネルとエネルギーの関係

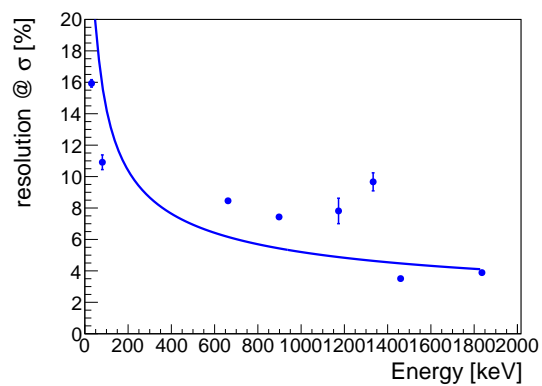


(f) NaI6 の ADC チャンネルとエネルギーの関係

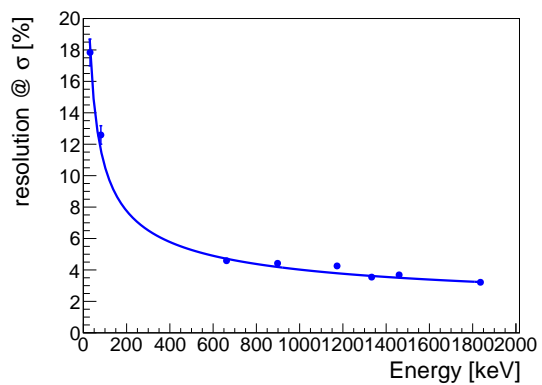
図 3.10: 各検出器での ADC チャンネルとエネルギーの関係。上はフィットで得られた中心値と対応するエネルギーをプロットしたものである。下はエネルギー較正で得られた関数と実測値との差をプロットしたものの。



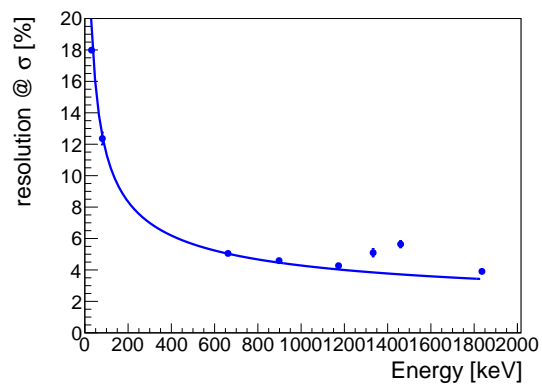
(a) NaI1 のエネルギー分解能



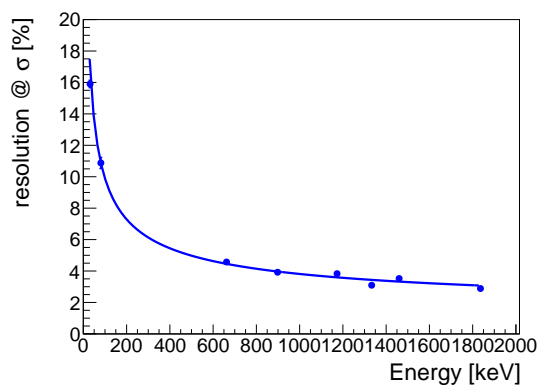
(b) NaI2 のエネルギー分解能



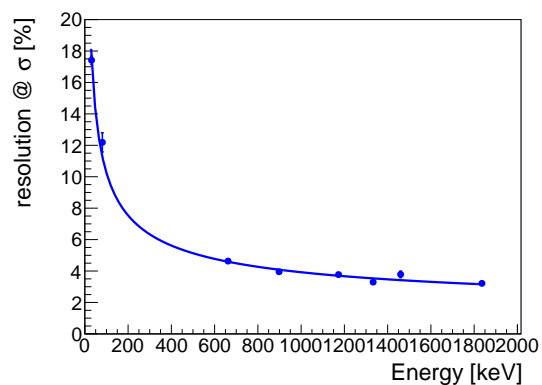
(c) NaI3 のエネルギー分解能



(d) NaI4 のエネルギー分解能



(e) NaI5 のエネルギー分解能



(f) NaI6 のエネルギー分解能

図 3.11: 各検出器でのエネルギー分解能

定し、 ^{40}K と ^{208}Tl の 2 点のピークから高エネルギー領域でのエネルギーを決定しようとした。図 3.5 に示すようにスペクトルには ^{40}K と ^{208}Tl の間にピークが見られるがこれは Bi 由来のものである。しかしピークが埋もれていて正しく影響を見積もることが難しいこと、また検出器によってはこのピークが見えないことからエネルギー較正には利用せずチェック用として用いた。

3.5.3 中性子線源を当てたデータ

通常的环境中中性子由来のガンマ線だけでなく、岩盤に中性子線源を当てて中性子捕獲反応を起こさせた場合のデータも取得した。中性子線源には ^{252}Cf を用いた。 ^{252}Cf は中性子線源として広く使用されていて、自発核分裂 1 回あたり 3.8 個の中性子と 9.7 本のガンマ線を放出する。線源の周囲にはパラフィンを詰めて出てくる中性子を熱化させ岩盤の物質と反応がしやすいようにしている。その外側には鉛ブロックをおくことで ^{252}Cf から直接出てくるガンマ線の遮蔽を行なっている。検出器の周りの段ボールの中には水が入っていてさらに中性子を熱化させている。検出器本体の周囲には B シートを巻き熱中性子を吸収して、検出器内の ^{127}I との反応を起こさないようにしている。検出器のセットアップは変更していない。

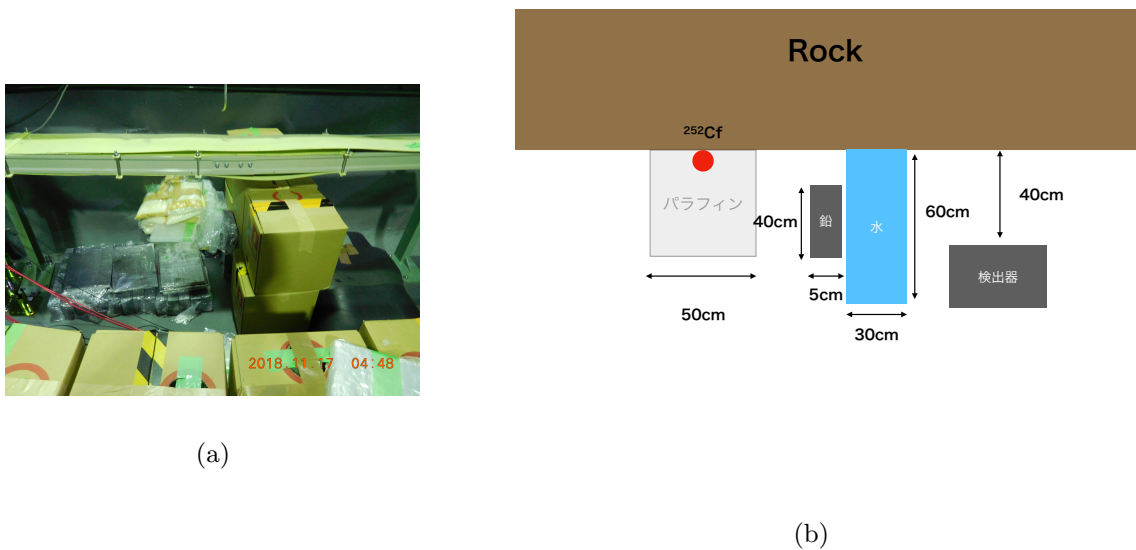


図 3.12: 中性子線源利用時のセットアップ

この方法で中性子線源を岩盤に照射したデータ (図 3.13) と比べたところ 5MeV 付近までは一致するがそれ以降はピークに対応するエネルギーがずれており、特に期待される中で一番大きなエネルギーを持つ ^{56}Fe 由来の 7.6MeV では 300keV 程ずれてしまう検出器もあった。したがって直線の線形性の仮定が誤っていると判断した。この問題を解決するために各検出器だけでエネルギーを落としたイベントを選び、そこで現れるピークをフィットすることでエネルギー較正に用いた。この際に線形性を仮定したのも大きくずれてはいないと考え、どのエネルギーに対応しているか選ぶ参考に用いた。中性子を使用した高エネルギーの領域のフィットではバックグラウンドの仮定が

出来なかったためシングルガウシアンでフィットを行なった。

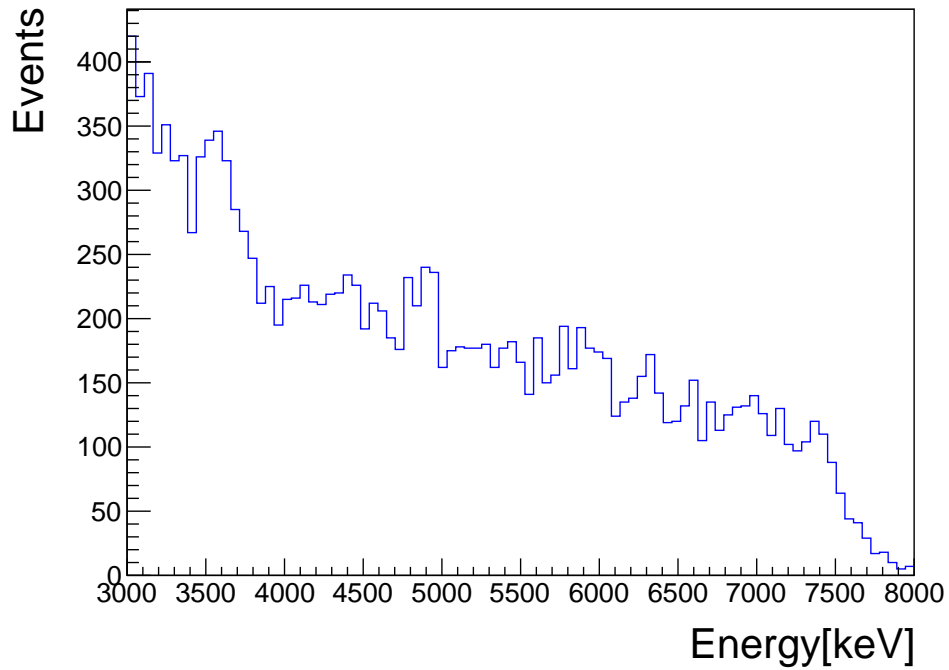


図 3.13: 中性子線源を当てたときのスペクトル。

表 7: 中性子捕獲によって生じる主なガンマ線

| 崩壊核 | エネルギー [keV] | 相対強度 |
|------------------|-------------|------|
| ^{56}Fe | 5920 | 0.35 |
| | 6018 | 0.36 |
| | 7278 | 0.21 |
| | 7631 | 1 |
| | 7645 | 0.87 |
| ^{28}Si | 3539 | 1 |
| | 4934 | 0.91 |
| | 6381 | 0.17 |

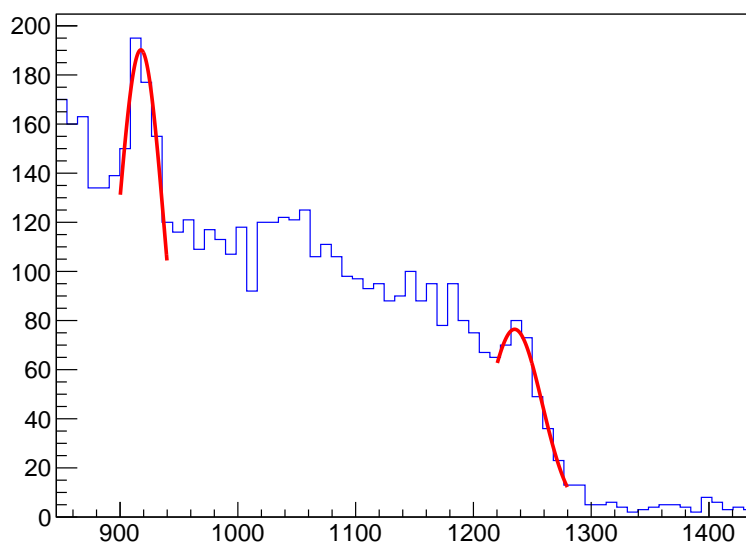
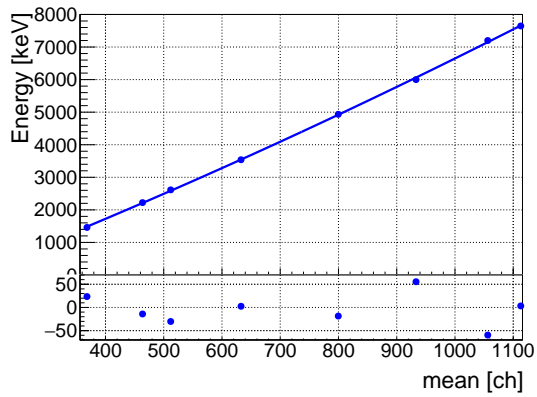


図 3.14: 中性子 Run のフィット。この図では ^{28}Si の 4.9MeV と ^{56}Fe の 7.6MeV をフィットしている。

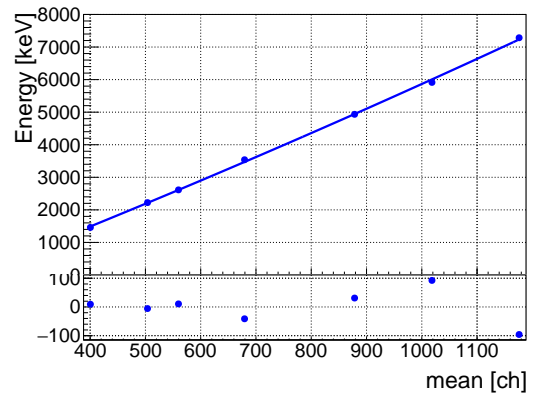
表 8: エネルギー較正で得られた関数

| 検出器 | 関数 |
|------|--|
| NaI1 | $(1.0 \pm 0.3) \times 10^{-3} \times x^2 + (6.7 \pm 0.4) \times x + (-1139.7 \pm 149.9)$ |
| NaI2 | $(2.0 \pm 2.0) \times 10^{-4} \times x^2 + (7.1 \pm 0.3) \times x + (-1387.3 \pm 109.2)$ |
| NaI3 | $(4.1 \pm 2.0) \times 10^{-3} \times x^2 + (7.6 \pm 0.4) \times x + (-2380.9 \pm 1.1)$ |
| NaI4 | $(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-3} \times x^2 + (6.7 \pm 0.3) \times x + (-987 \pm 113.9)$ |
| NaI5 | $(7.3 \pm 2.0) \times 10^{-4} \times x^2 + (5.3 \pm 0.3) \times x + (-287.3 \pm 108.1)$ |
| NaI6 | $(4.3 \pm 1.3) \times 10^{-4} \times x^2 + (4.9 \pm 0.2) \times x + (43.1 \pm 75.6)$ |

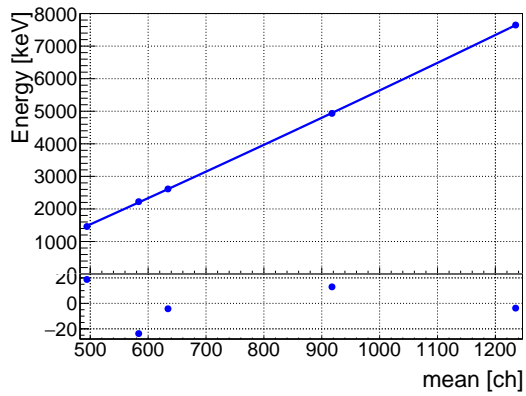
^{40}K や ^{208}Tl での誤差は十分小さいが高エネルギー部では誤差がかなり大きくなってしまったため、この関数を決める際に誤差は考慮していない。エネルギー較正の結果のプロットとエネルギー較正から得られた関数と実際のエネルギーの差を図 3.15 に示す。またそこから得られたエネルギーの関数を表 8 にまとめた。高エネルギー側でのエネルギーも ^{40}K の 1461keV で上記の関数全体をスケールすることで決定した。



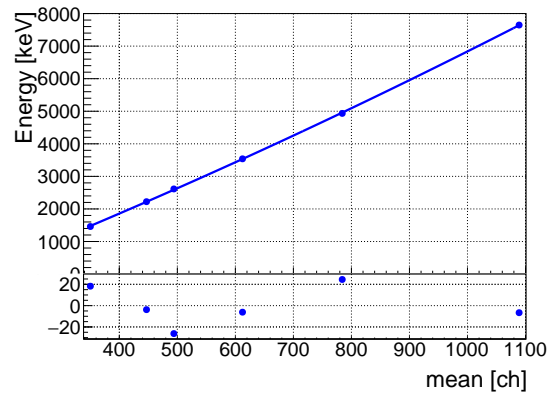
(a) NaI1 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



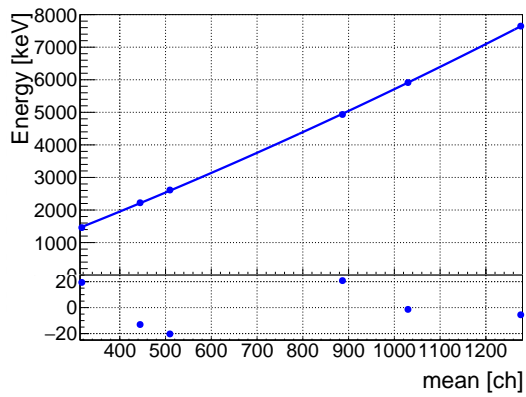
(b) NaI2 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



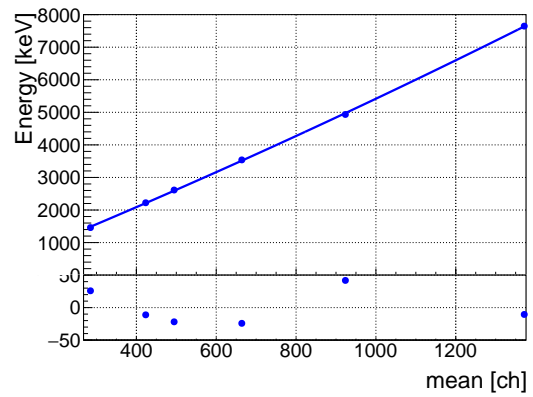
(c) NaI3 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



(d) NaI4 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



(e) NaI5 の ADC チャンネルとエネルギーの関係



(f) NaI6 の ADC チャンネルとエネルギーの関係

図 3.15: 各検出器での ADC チャンネルとエネルギーの関係。上はフィットで得られた中心値と対応するエネルギーをプロットしたものである。下はキャリブレーションで得られた関数と実測値との差をプロットしたものの。

3.6 α 粒子

NaI(Tl) 検出器の周りはアルミでハウジングが行われているため外部からの α 線は止められて検出されることはないが、検出器内の不純物から α 線が生じてバックグラウンドとなる。 α 線の持つエネルギーは高く、本実験で注目しているエネルギー領域でも影響を及ぼす為に取り除く必要がある。 α 線とガンマ線では時定数が異なる為、2つの ADC の値の比をとることで区別することが可能である。ADC1 でのゲート幅を $1\mu\text{s}$ 、ADC 2 でのゲート幅を後半の 800ns に設定した。 α 線では波形の立ち上がりがガンマ線より大きいため全積分値と後半 800ns の積分値の比をとるとガンマ線に比べ低く出るはずである。今回は図の条件で α 線とガンマ線の区別を行った。また右上に伸びている部分は回路によるものと思われるが、原因は分かっていない。イベント数も多くなく今回の実験で注目しているエネルギー領域にはあまり影響を及ぼさないと考え、ガンマ線として解析に用いている。

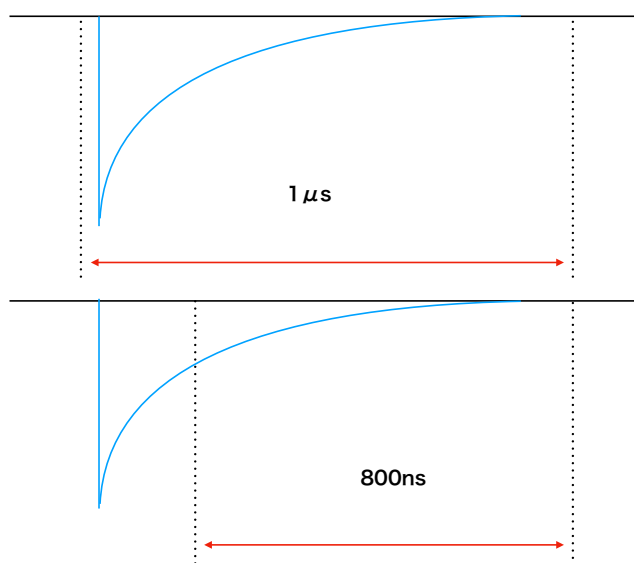


図 3.16: ゲート幅の模式図

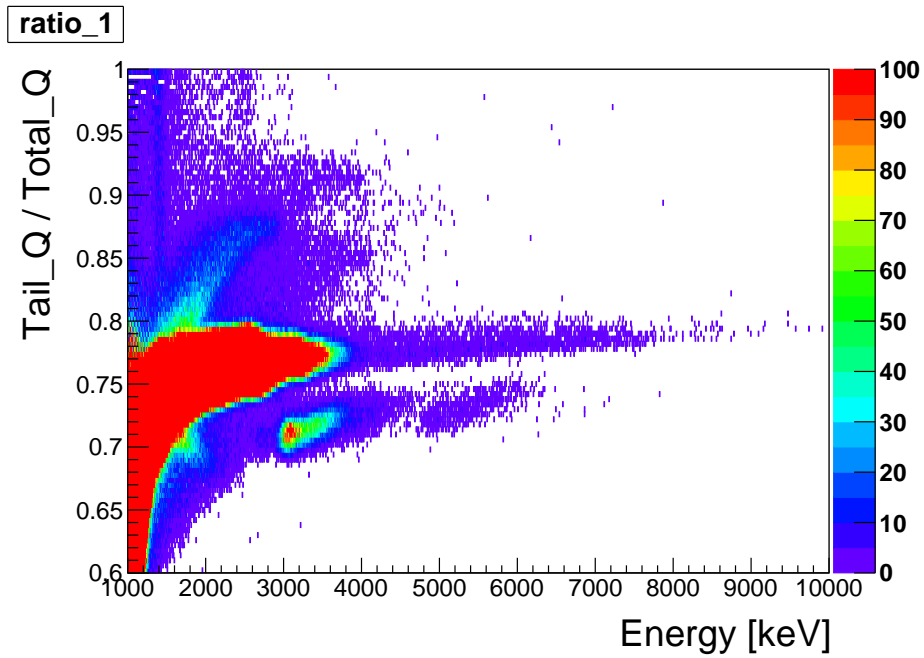


図 3.17: NaI1 でのエネルギーと ADC の比のプロット

このときのアルファ線のしみこみの影響を評価するために 2950keV~3050keV と 3950keV~4050keV といった二つのエネルギー領域で区切り一次元ヒストグラムで表した。フィッティングにはダブルガウシアンを用いている。

$$\mu_2 - \mu_1 > 2 \times (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (3.3)$$

となっており二つのガウシアンを中心値は十分に離れているため分離はできていると判断した。

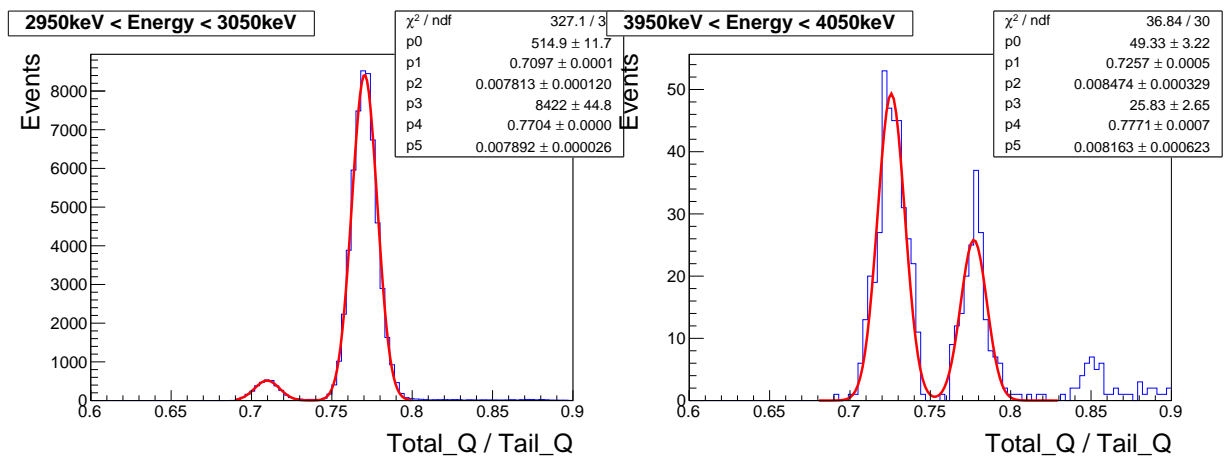


図 3.18: エネルギーが 2950keV と 3050keV の間にあるときの ADC の比
 図 3.19: エネルギーが 3950keV と 4050keV の間にあるときの ADC の比

4 解析

放射線はエネルギーを単一の検出器で落とさずコンプトン事象を起こし、複数検出器で反応を起こす可能性がある。その場合トリガーのかかった検出器のみのデータを用いると、threshold を超えないコンプトン事象を見落としてしまう。したがって今回の実験ではどの検出器が反応したかを以下のように求めた。

- 各 ADC での $\text{Pedestal}[\text{ch}] + 3\sigma[\text{ch}] < \text{ADC 値} [\text{ch}]$

この条件を満たすと反応した検出器と定義し、反応した検出器のエネルギーの和を求めて解析に用いた。

4.1 エネルギーの安定性

エネルギー較正を各検出器に対して行なったが、その過程では ADC のチャンネルとエネルギーの関係性を求めて、Run 毎に ^{40}K の 1461keV に対して全体をスケールしたものである。時間が経過しても関係性が変化しないという仮定をしているため、実際にこの方法で正しいエネルギーの導出が出来ているのかを確認する必要がある。図 4.1 は ^{208}Tl の崩壊図である。 ^{208}Tl は主要な 2614keV のガンマ線に加え同時に 510keV のガンマ線と 583keV のガンマ線も放出する。検出器 1 と検出器 3 の二つだけが反応したときを考える。図 4.2 は NaI3 のエネルギーが $2614 \pm 100\text{keV}$ のときの NaI1 でのスペクトルである。上記の 510keV のガンマ線と 583keV のガンマ線のピークが見えている。3.5.1 に記述した通り ^{40}K の 1461keV はエネルギーの関数より 2% ほど大きな値を示す。そのため ^{40}K の 1461keV でスケールすると実際にエネルギーよりも約 2% 小さな数値として現れる。

また次に NaI1 と NaI3 の二つだけが反応したときの、二つの検出器のエネルギーの和を考える。 ^{40}K の 1461keV と ^{208}Tl の 2614keV の付近に現れるエネルギーとして他に ^{224}Bi の 1764keV と ^1H の中性子捕獲反応による 2223keV が存在する。図 4.3 にあるように 4 つのエネルギーもピークが確認できる。図 3.15 にあるように ^{40}K の 1461keV に比べ 2223keV と 2614keV が低くなっていることが分かる。したがってこのエネルギーレンジでもエネルギーが低く現れている。しかし着目している 5MeV 以上の領域でほとんどの誤差が 1% 以下であるためこのエネルギーを使用した。

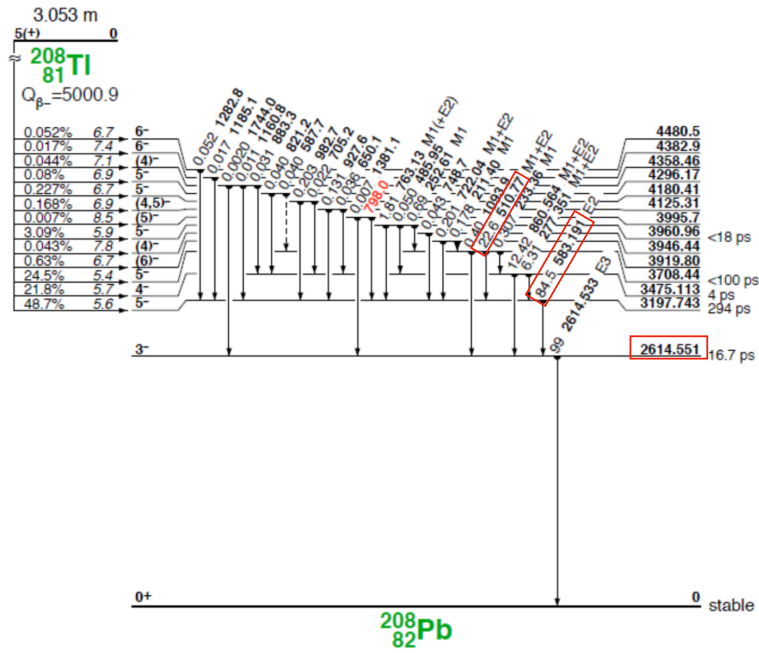


図 4.1: ^{208}Tl の崩壊図

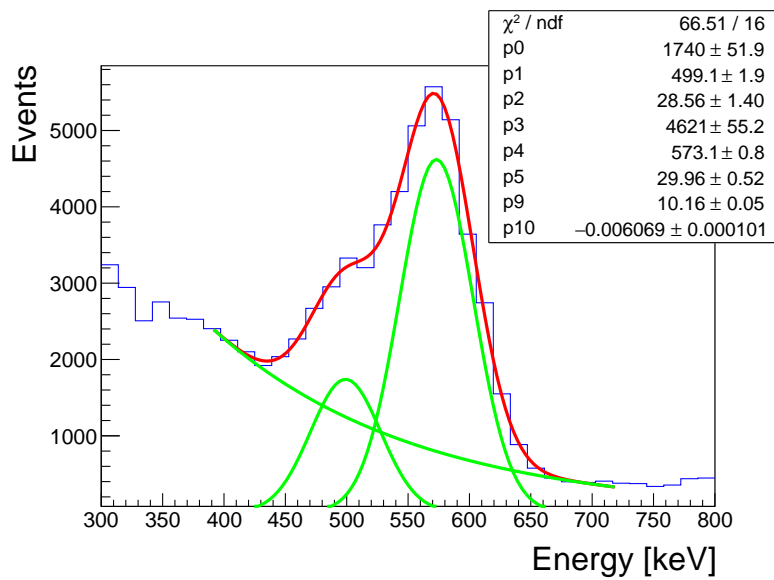


図 4.2: NaI3 のエネルギーが $2614 \pm 100 \text{keV}$ のときの NaI 1 でのスペクトル

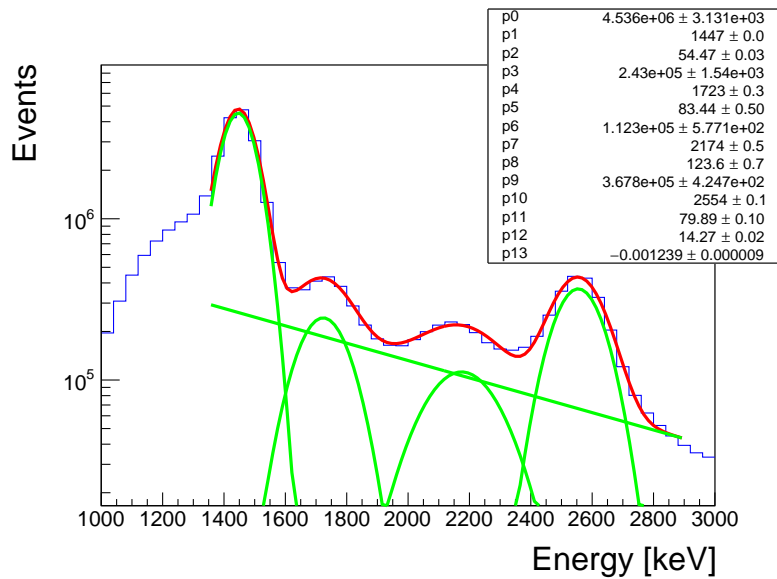


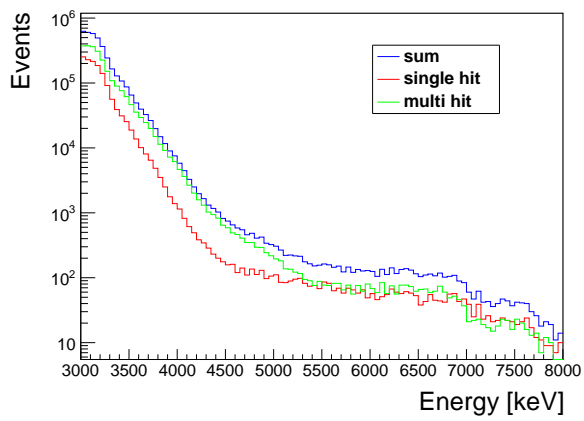
図 4.3: NaI 1 のエネルギーと NaI3 のエネルギーの和のスペクトル

以上の結果から複数の検出器が反応した場合でもエネルギーが再現できていることが確認出来た。したがってこれからの解析ではスペクトルの中には、一つの検出器が反応したときだけでなく複数の検出器が反応したときもイベントも含む。

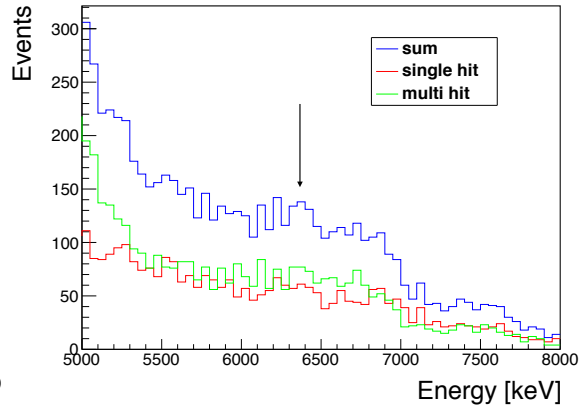
4.2 スペクトル

本実験のデータ取得は計約 2200 時間であり Live time は約 1000 時間である。このデータを用いて CANDLES へのバックグラウンドに影響を及ぼし得る事象を評価する。

今回の実験で得られたスペクトルは図 4.4 である。中性子線源を照射した際に顕著に見られた 3.5MeV や 4.9MeV のピークはバックグラウンドに埋もれてしまい確認することが出来ない。そのため 5MeV 以上の領域を考える。まず 7MeV 以下に見られる構造は ^{127}I の中性子捕獲から発生する 6.8MeV のガンマ線の影響だと考えられる。今回の実験では環境中性子の影響を減らすために検出器全体を B シートで覆ったが高速中性子の直接捕獲や、ケーブルの経路にある空間から入った熱中性子の捕獲反応が引き起こしたと考えられる。B シートの有無を時間でスケールして比較したものが図 4.5 である。7MeV 以下の領域で B シートの有無の影響が見て取れる。さらに図 4.4 には 6.4MeV 周辺にピークが存在する。中性子 Run の結果から ^{28}Si と ^{56}Fe の中性子捕獲による影響が大きいことが分かっている。よって ^{28}Si 由来の 6.4MeV のガンマ線である可能性も存在する。今回のセットアップで使用されている B シートの中には ^{28}Si が含まれているためこのガンマ線が岩盤で発生したものであるか、シートで発生したものであるか確認する必要がある。図 4.5 を見ると、シート無しのスペクトルでは ^{127}I の中性子捕獲による影響が大きく比較することが出来ない。それ以外の岩盤由来と思われるイベントは今回の実験では見つからなかった。

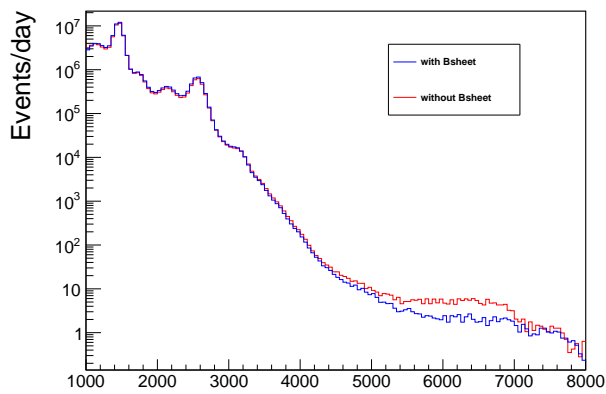


(a) 今回の実験で得られたスペクトル

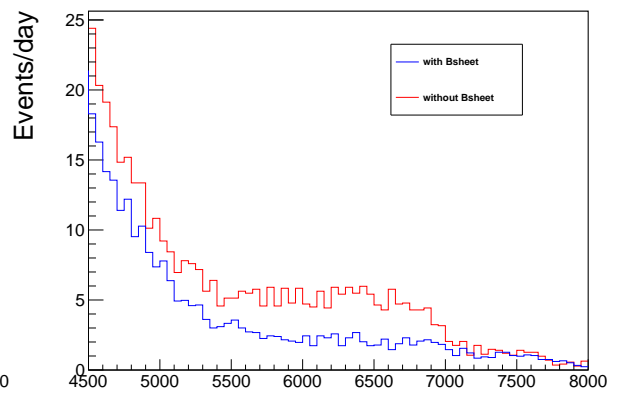


(b) 今回の実験で得られたスペクトル (5MeV 以上)

図 4.4



(a) B シートの有無



(b) B シートの有無 (4.5MeV 以上)

図 4.5

4.3 ^{208}Tl のベータ崩壊

CANDLES 検出器同様に ^{208}Tl のベータ崩壊は Q 値が 5MeV であり、本研究へのバックグラウンドとなりうるため除去する必要がある。式 2.2 にあるように ^{212}Bi はアルファ崩壊をして ^{208}Tl へと遷移し、さらにそこからベータ崩壊をして ^{208}Pb へと崩壊する。 ^{208}Tl の崩壊の半減期は約 3 分であるため delayed coincidence を適用することでこのイベントを除去する。本実験では ^{212}Bi から放出された α 粒子を検出するとその検出器に対して 3 分間のベトーを行った。

^{212}Bi のアルファ崩壊イベントの同定をする必要がある。 α 粒子の場合粒子が持っているエネルギーがそのまま検出器で観測されることなく、低いイベントとして検出されることがわかっている。そのエネルギーは quenching factor をかけることで求めることが可能である。図 4.6 は各検出器での α 粒子のスペクトルである。3MeV 以上に見えるピークは ^{210}Po から放出される 5.4MeV の α 粒子が大半を占めており、その 5.4MeV の α 粒子が 3MeV 付近のイベントとして記録されている。したがって quenching factor は NaI1 ではおよそ 0.55 であることが分かる。 ^{212}Bi から放出される α 粒子のエネルギーは 6.2MeV であるが quenching factor から約 3.4MeV 付近のイベントとして記録される。図 4.7 は α カットに用いた NaI 1 の二次元ヒストグラムの拡大図である。全ての α 粒子に対してベトーを行うと live time が不十分になってしまうため、検出器あたり 1 時間におよそ 10 イベントとなるように図 4.7 内の正方形で囲まれた中にある α 粒子をイベントを抽出して、ベトーを行った。

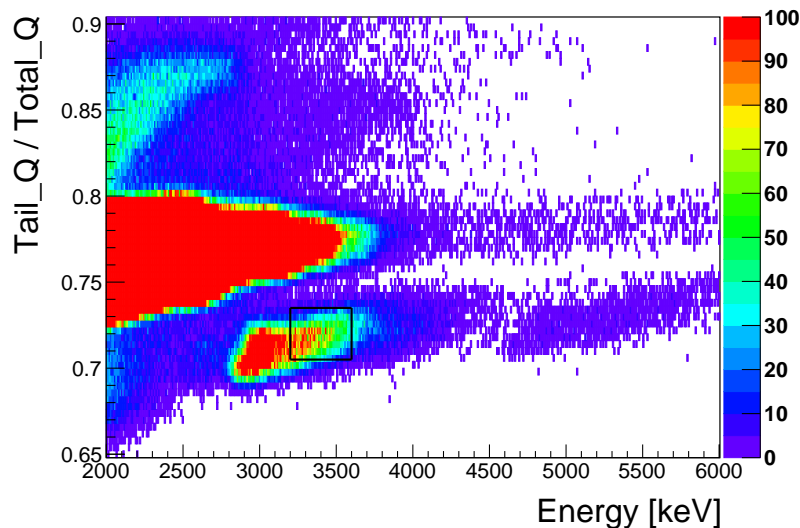
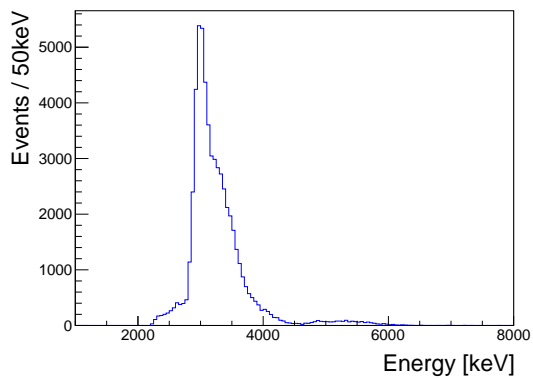
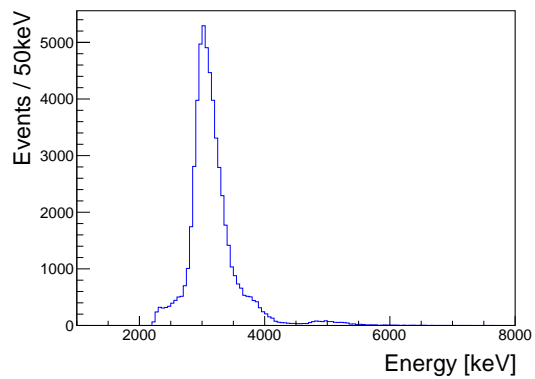


図 4.7: α カットに用いた NaI 1 の二次元ヒストグラムの拡大図。黒で囲まれた範囲のイベントを ^{212}Bi からの α 粒子として 3 分間のベトーを行なった

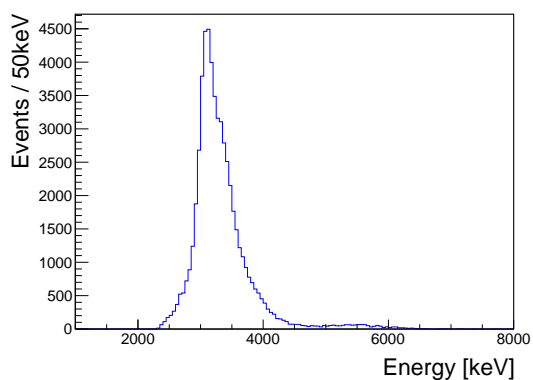
図 4.8 はベトー前後のスペクトルおよびその比である。図 4.8 左下を見ると 5MeV 以下の事象



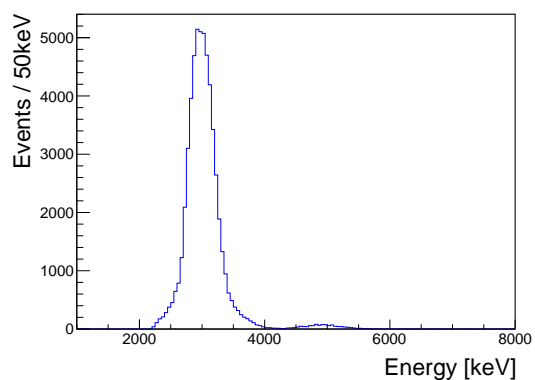
(a) NaI1 の α 粒子のスペクトル



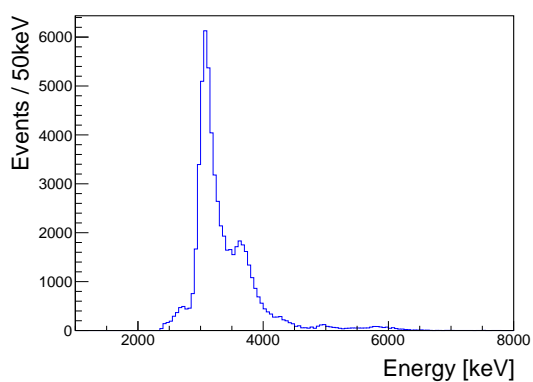
(b) NaI2 の α 粒子のスペクトル



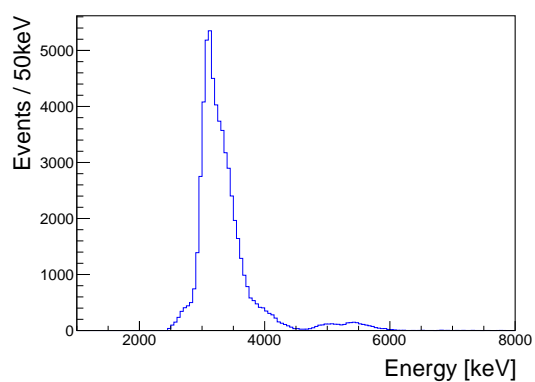
(c) NaI3 の α 粒子のスペクトル



(d) NaI4 の α 粒子のスペクトル

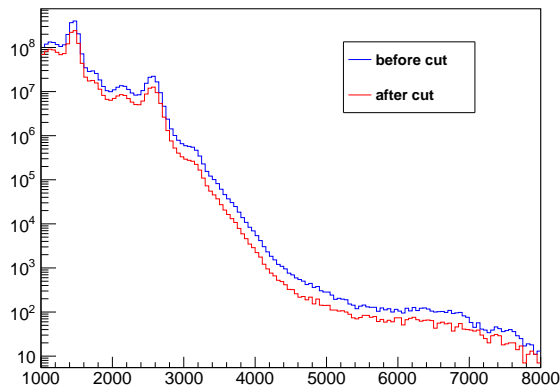


(e) NaI5 の α 粒子のスペクトル

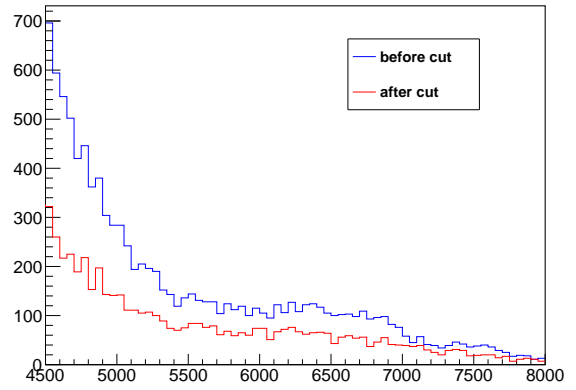


(f) NaI6 の α 粒子のスペクトル

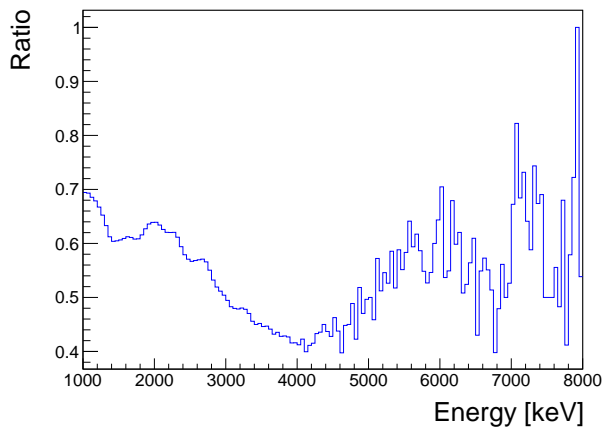
図 4.6: 各検出器での α 粒子のスペクトル。



(a) ^{212}Bi ベトー前後のヒストグラムの比較



(b) ^{212}Bi ベトー前後のヒストグラムの比較 (4.5MeV 以上)



(c) ^{212}Bi ベトー前後のスペクトルの比

図 4.8

を減らすことが出来ている。しかしベトー前後で 5MeV 以下の事象は減ったものの期待された ^{28}Si 由来の 4.9MeV のピークは確認されなかった。

4.4 岩盤と地面からの影響の違い

実験室 D の地面の下はコンクリートで固められている。そのため岩盤とは違う性質を示す可能性があり、その違いを調査する。本実験のセットアップでは NaI1, NaI3, NaI5 の三つの検出器が

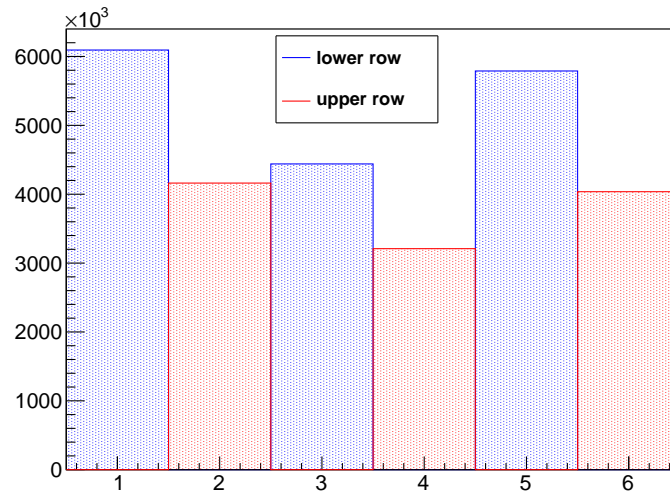
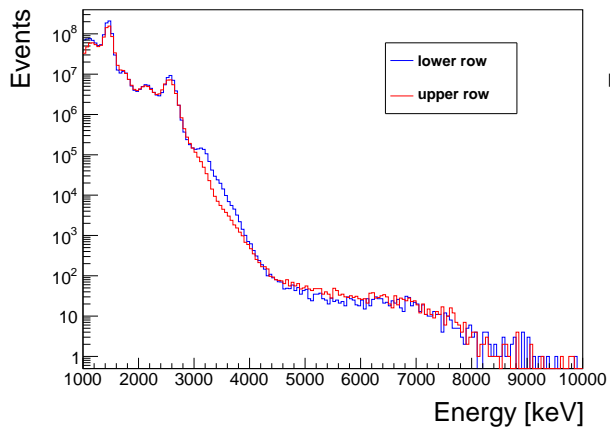


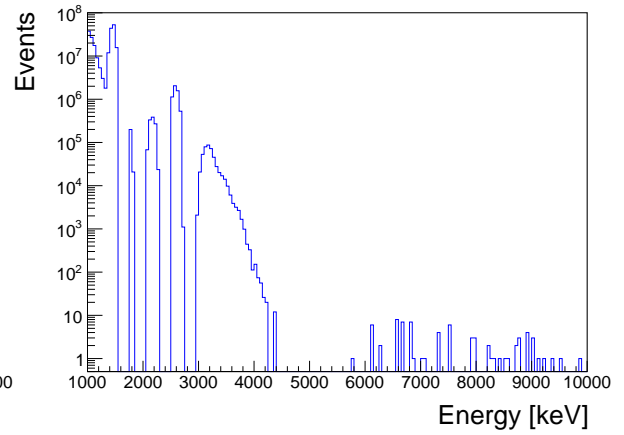
図 4.9: 各検出器での反応回数

地面と接触した状態で置かれている。図 4.9 はある Run での検出器が反応した回数を示したものである。NaI1,NaI3,NaI5 がそれぞれ NaI2,NaI4,NaI6 よりも多く反応しており、これは地面から発生したイベントの影響であると考えられる。NaI3 のイベント数が少ないのは両側が NaI1 と NaI5 に挟まれ側面からのガンマ線を検出しないためである。本解析では地面に接している一段目の NaI1,NaI3,NaI5 だけが反応した場合と接していない二段目の NaI2,NaI4,NaI6 だけが反応した場合の二つに分けて考える。

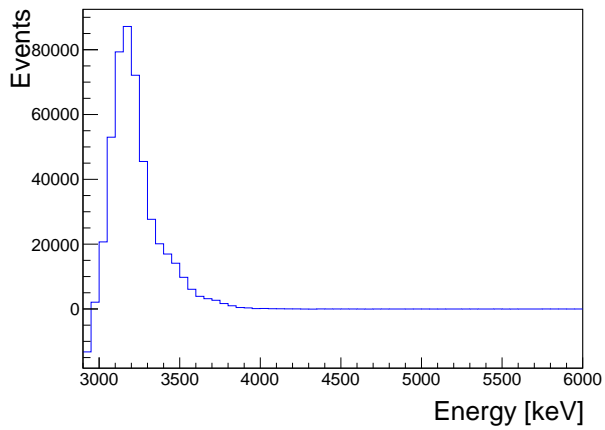
図 4.10 はそれぞれの条件でのヒストグラムを表す。低エネルギー領域では下段の方が多くのイベントを記録しているが 4MeV 以上では上段の方が多くのイベントを記録している。特に両者の間で顕著に見られる違いは 3MeV 以上で下段の方が多くのイベントが記録されていることである。この違いの原因は突き止められていないが Q 値以下のエネルギーであり影響を与えないと考えたものの、調査が必要である。



(a) 1 段目と 2 段目のスペクトルの比較



(b) 1 段目と 2 段目のスペクトルの差



(c) 1 段目と 2 段目のスペクトルの差

図 4.10

5 まとめ

本研究ではニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊探索を行う CANDLES の主なバックグラウンドとして考えられる、岩盤からのガンマ線の測定を神岡地下実験施設の実験室 D にて行った。 ^{48}Ca の Q 値は 4.3MeV であり、それ以上のエネルギーを持つガンマ線を測定をする必要があるため 6 本の NaI(Tl) 検出器を測定に用いた。先行実験では中性子線源を岩盤に照射して岩盤の物質と中性子捕獲反応を起こさせていたが、NaI(Tl) 検出器内の ^{127}I の中性子捕獲反応の影響が大きく評価に苦労した。そのため本実験では中性子線源を使用せず環境中性子によって生じる岩盤からのガンマ線を測定することで CANDLES へのバックグラウンドを評価しようと取り組んだ。長期測定になるためエネルギーの安定性を確認した。測定の結果として環境中性子起因のガンマ線のピークを確認することは出来なかった。

今回の結果から CANDLES への岩盤からの影響は小さく、検出器周辺のステンレスの影響が大きいのことが示唆される。また岩盤からの影響を評価するためには、時間の面から先行実験である中性子線源を岩盤に照射する実験がより有効であると考えられる。しかし中性子線源を使用すると局所的な情報のみが得られるため、複数箇所での実験が必要である。

参考文献

- [1] 四ツ永直輝, 修士論文, 大阪大学 (2017)
- [2] Nicholas Tsoulfanidis 著, 阪井 栄次 訳, ”放射線計測の理論と演習”(1986)