

卒業論文

CaF₂(Eu) 結晶による 太陽ニュートリノ観測の基礎研究

令和 8 年 3 月 6 日

三好要 (学籍番号 2273107s)
井上真也 (学籍番号 2013119s)
小川准太郎 (学籍番号 2233126s)
木下雄太 (学籍番号 2293137s)
畑中拓人 (学籍番号 2203128s)

指導教員：竹内康雄、伊藤博士
TA：門田佳吾

神戸大学理学部物理学科

目次

1	背景・目的	2
1.1	研究背景	2
1.2	^8B ニュートリノに対する期待事象率の見積もり	6
1.3	研究目的	10
2	実験環境	12
2.1	実験の概要	12
2.2	検出器について	12
2.3	その他実験装置	13
2.4	測定の詳細	14
3	各検出器の calibration に関して	15
3.1	NaI 検出器の較正	16
3.2	CaF ₂ 検出器の較正	25
4	バックグラウンド測定の結果	32
4.1	測定で得られた波形に関して	32
4.2	測定の結果	37
5	511 keV 同時計測事象の起源についての考察	51
5.1	観測された 511 keV 同時計測事象	51
5.2	偶発的同時計測の可能性	53
5.3	宇宙線ミューオンによる核破碎の可能性	55
5.4	その他の可能性	56
6	まとめ	57
7	付録	58
7.1	鉛ブロックを用いなかった測定に関して	58

概要

太陽ニュートリノ観測は、ニュートリノ振動や太陽内部での物質効果の理解に重要である。しかし、検出器のエネルギー分解能の向上やバックグラウンド事象の抑制が課題となっている。フッ素原子核による電子ニュートリノ捕獲反応は有望な検出手法の一つであるが、その実現には背景事象の理解が不可欠である。本研究の目的は、 $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ 結晶を用いた太陽ニュートリノ検出手法の基礎的検証として、バックグラウンド事象の特徴を明らかにすることである。 ^{19}F のニュートリノ捕獲反応によって生成される ^{19}Ne の β^+ 崩壊に着目し、陽電子および 511 keV ガンマ線の同時計測を行うとともに、長時間測定によってバックグラウンド事象の特徴を調べた。本研究により、フッ素を用いた太陽ニュートリノ検出手法におけるバックグラウンド事象の理解が進み、将来の低バックグラウンド太陽ニュートリノ観測に向けた基礎的知見を与えるものである。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご支援を賜りました。この場を借りまして深く感謝申し上げます。

始めに、CaF₂(Eu) 結晶をお貸しいただいた大阪大学核物理研究センター (RCNP) の梅原さおり教授には、結晶の貸与に対して深くお礼申し上げます。本実験の実施への第一歩を踏み出すことができました。

指導教員である伊藤博士講師には、本研究の指針を示していただくと共に、非常に多くのご指導をいただきました。実験が上手くいかなかった場面が多くありましたが、その都度未熟な我々に対して解決への道筋を示していただきました。また、竹内康雄教授には一歩引いた視線から貴重なご意見をいただき、難題の突破への助けとなりました。TA を務めていただいた博士課程前期課程 1 年の門田佳吾氏には、行き詰った際などに多くの相談に乗っていただきました。我々から最も近い視点からのアドバイスは非常に心強いものでした。

研究室の皆様には本研究への助言はもとより、日々の何気ない会話が実験を進める上で大きな支えとなりました。

多くの方々に支えられた上で本研究を進めることができ、私たちは多くの学びを得ることができたのだと改めて実感しております。繰り返しとはなりますが、本研究に関わってくださったすべての方に深く感謝申し上げます。

1 背景・目的

1.1 研究背景

1.1.1 太陽内部における核融合反応とニュートリノ生成

太陽は核融合反応による太陽系で地球から最も近いニュートリノ源天体である。太陽内部の核融合反応により生成される電子ニュートリノを太陽ニュートリノと呼ぶ。標準太陽模型（Standard Solar Model:SSM）によれば、太陽ニュートリノは複数の成分から構成される。その代表的な成分として

- ・ pp ニュートリノ（最大約 0.42MeV）
- ・ ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ（約 0.86MeV）
- ・ pep ニュートリノ（1.44MeV）
- ・ ${}^8\text{B}$ ニュートリノ（最大約 14MeV）

が挙げられる。

図1.1に太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。[1]

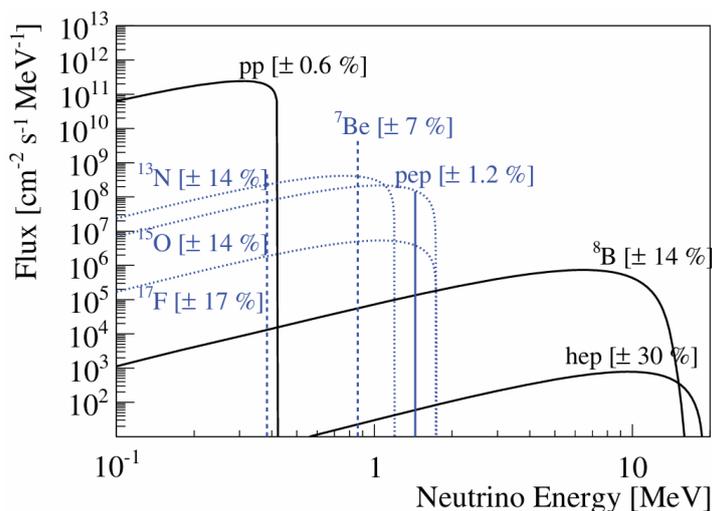


図1.1: 太陽ニュートリノのエネルギースペクトル

特に ${}^8\text{B}$ ニュートリノは最大約 14MeV までの連続スペクトルを持ち、数 MeV 以上の高エネルギー領域を占める主要成分である。

1.1.2 ニュートリノ振動と物質効果（MSW 効果）

標準太陽模型により予測された電子ニュートリノ流束と初期の観測結果の間には大きな差があった。この不一致は「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれた。現在では、この問題はニュートリノ振動による説明が確立している。[2, 3] ニュートリノは質量固有状態とフレーバー固有状態の混合により、伝播中にフレーバー変換を起こす。

さらに、太陽内部のような高密度物質中では、電子ニュートリノは電子との前方散乱により有効ポテン

シャル

$$V_e = \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.1)$$

を受ける。この効果は Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein (MSW) 効果と呼ばれる [3]。MSW 効果により電子ニュートリノの生存確率 P_{ee} はエネルギー依存性を示す。

特に、数 MeV 以上の高エネルギー領域では物質効果が支配的となり、 ^8B ニュートリノに対する生存確率は約 0.3 程度まで低下することが既存実験により示されている。[2]

図1.2に既存実験による生存確率の測定結果を示す。

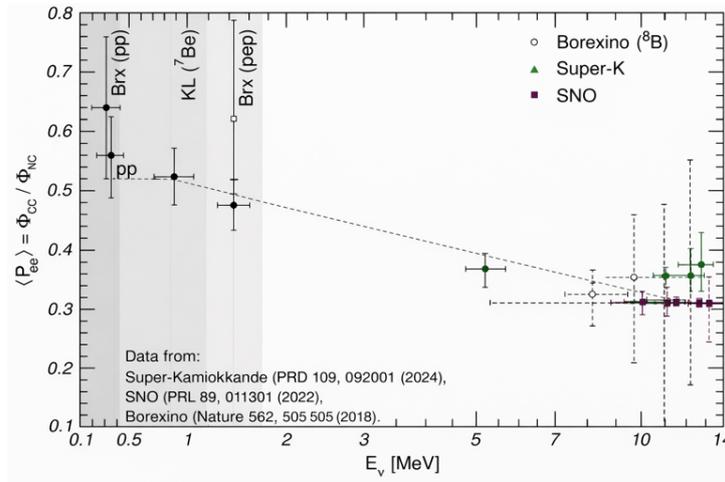


図1.2: 既存実験による生存確率のプロット

1.1.3 既存の太陽ニュートリノ観測実験

これまで、Super-Kamiokande、Sudbury Neutrino Observatory、Borexino などの大型検出器により太陽ニュートリノが観測されてきた。

Super-Kamiokande は約 50kton の水チェレンコフ検出器であり、電子弾性散乱反応



によって太陽ニュートリノを観測する。[4] 反跳電子の方向と太陽方向の相関を利用して、 ^8B ニュートリノ

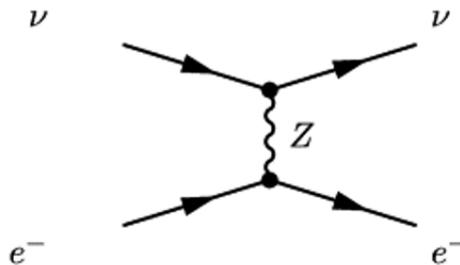


図1.3: 電子弾性散乱反応

のエネルギースペクトルを測定している。

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) は重水 (D_2O) を用いた検出器であり [5]、

- ・中性カレント反応

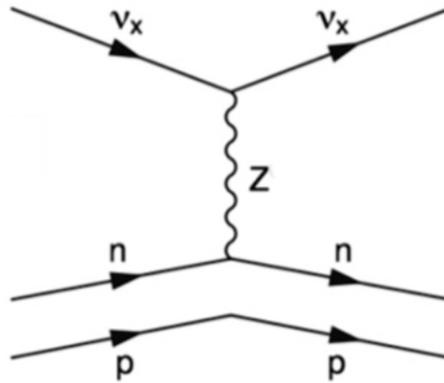


図1.4: 中性カレント反応

- ・荷電カレント反応

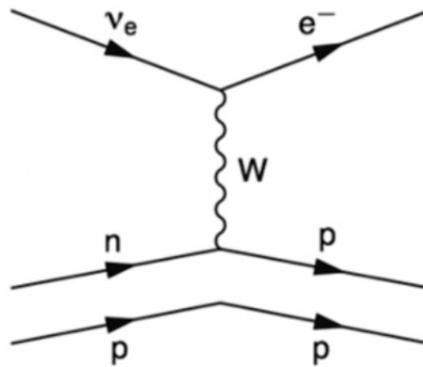
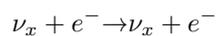


図1.5: 荷電カレント反応

- ・電子弾性散乱反応



の三種類の反応を観測することで、全フレーバーのニュートリノ流束と電子ニュートリノ流束を独立に測定した。

Borexino は超低バックグラウンド液体シンチレータ検出器であり [6]、電子弾性散乱反応によって太陽ニュートリノを観測する。特に数 MeV 以下の低エネルギー太陽ニュートリノの精密測定を行っている。

これらの観測により、太陽ニュートリノの生存確率のエネルギー依存性が測定され、ニュートリノ振動および、太陽内部での物質効果（MSW 効果）の存在が実験的に確認された。現在も測定精度の向上や新しい観測手法の開発が進められている。

1.1.4 フッ素捕獲反応への着目

従来の太陽ニュートリノ観測では、水チェレンコフ検出器や液体シンチレーター検出器による電子弾性散乱反応が主流である。一方で、固体ターゲットによる荷電カレント反応を利用する方法も理論的には提案されている。その一例がフッ素 (^{19}F) に対するニュートリノ捕獲反応である。



この反応の閾値は約 3MeV であり、主に ^8B ニュートリノに感度を持つ。

^8B ニュートリノエネルギーのエネルギースペクトル平均は約 7MeV であるため、生成される電子も平均的には約 7MeV 程度のエネルギーを持つと見積もられる。

このエネルギー領域は自然放射線バックグラウンドより高く、識別に有利である。ただし、宇宙線起源の事象とは区別が必要である。

生成された ^{19}Ne は半減期約 17 秒で β^+ 崩壊し、



という過程を経る。すなわち、即発信号である電子と遅延信号である陽電子という二段階の信号を与える (図1.6に示す)。 β^+ 崩壊により放出される陽電子の最大エネルギーは 2.2MeV であり、平均エネルギーはそれよりも低い値となる。また、陽電子は結晶中で減速し、最終的に電子と対消滅を起し、2本の 511keV のガンマ線が 180度散乱で放出されるため、二段階目の反応の発生は、NaI 検出器をフッ素検出器に並べて設置することで検出可能である (図1.7に示す)。本反応は即発信号と遅延信号が時間的に分離しており、この時間相関を利用することで、遅延同時計測によるバックグラウンド抑制が期待できる。

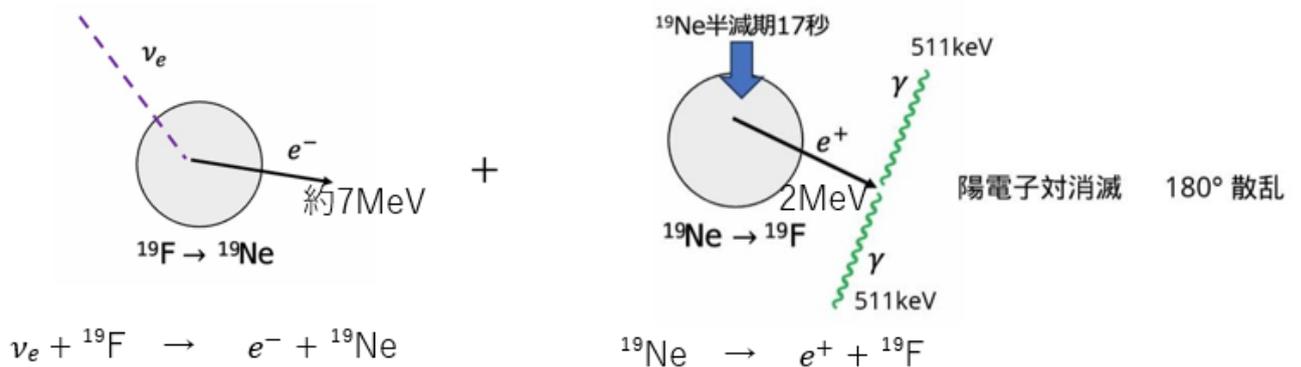


図1.6: フッ素によるニュートリノ捕獲反応

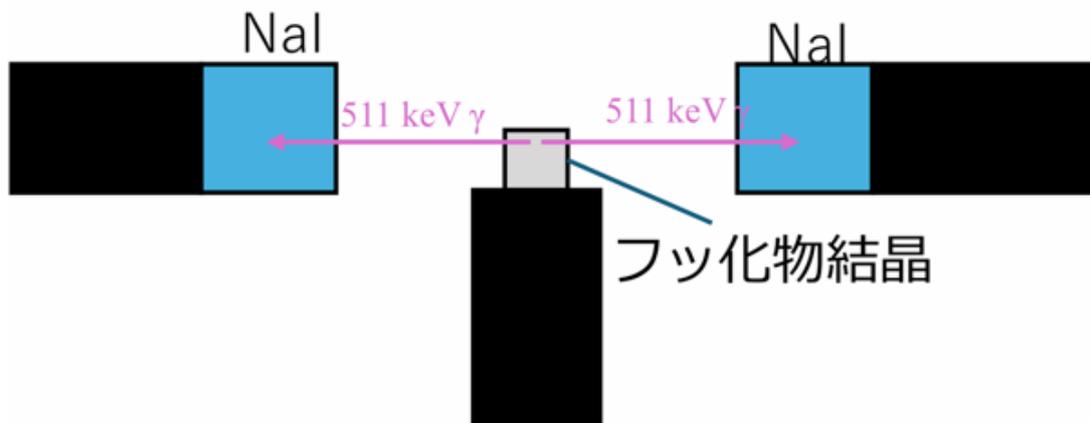


図1.7: 検出器を3つ用いた180度散乱の検出

1.2 ${}^8\text{B}$ ニュートリノに対する期待事象率の見積もり

1.2.1 事象率の概算

フッ素捕獲反応による期待事象率を概算する。

事象率 R は

$$R = \Phi \times N \times \sigma \quad (1.7)$$

で与えられる。ここで、

- ・ Φ : ${}^8\text{B}$ ニュートリノの流束 ($E > 3\text{MeV}$)
- ・ N : 標的核 (${}^{19}\text{F}$) の数
- ・ σ : 捕獲断面積

である。

${}^8\text{B}$ ニュートリノの全流束は、SNO の全データの合算フィット [7] より

$$\Phi_{total} = (5.25 \pm 0.16(stat)_{-0.13}^{+0.11}(syst)) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.8)$$

であり、フッ素捕獲反応は $E \geq 3\text{MeV}$ であるため、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノのスペクトル (図1.8) [8] を用いると、 $E \geq 3\text{MeV}$ の割合は、

$$F_{\geq 3} \equiv \int_3^\infty f(E_\nu) dE_\nu \simeq \sum_{E_i \geq 3} \frac{P(E_i)}{1000} \Delta E \approx 0.917 \quad (1.9)$$

となる。ここで、図1.8のスペクトルは $\sum P(E_i) \Delta E \approx 1000$ と規格化されている。

よって、 $E \geq 3\text{MeV}$ の ${}^8\text{B}$ ニュートリノの流束は

$$\Phi_{E_\nu \geq 3\text{MeV}} = 5.25 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 0.917 = 4.81 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.10)$$

E_ν	$P(E_\nu)$	$\Delta P(E_\nu)$												
0.10	0.214	0.020	3.20	77.526	0.299	6.30	130.963	0.091	9.40	92.857	-0.244	12.50	19.735	-0.165
0.20	0.763	0.043	3.30	80.456	0.301	6.40	131.101	0.074	9.50	90.528	-0.248	12.60	17.963	-0.157
0.30	1.513	0.013	3.40	83.337	0.301	6.50	131.134	0.057	9.60	88.161	-0.252	12.70	16.266	-0.149
0.40	2.507	0.021	3.50	86.164	0.302	6.60	131.063	0.040	9.70	85.759	-0.255	12.80	14.647	-0.140
0.50	3.763	0.031	3.60	88.931	0.301	6.70	130.888	0.023	9.80	83.328	-0.258	12.90	13.110	-0.132
0.60	5.239	0.041	3.70	91.635	0.300	6.80	130.611	0.007	9.90	80.869	-0.261	13.00	11.655	-0.123
0.70	6.914	0.053	3.80	94.272	0.298	6.90	130.232	-0.010	10.00	78.387	-0.263	13.10	10.286	-0.115
0.80	8.772	0.065	3.90	96.839	0.296	7.00	129.752	-0.027	10.10	75.885	-0.264	13.20	9.005	-0.106
0.90	10.798	0.077	4.00	99.331	0.292	7.10	129.174	-0.039	10.20	73.368	-0.265	13.30	7.813	-0.097
1.00	12.976	0.091	4.10	101.746	0.288	7.20	128.497	-0.051	10.30	70.837	-0.265	13.40	6.712	-0.088
1.10	15.292	0.104	4.20	104.081	0.284	7.30	127.724	-0.063	10.40	68.298	-0.265	13.50	5.703	-0.080
1.20	17.735	0.118	4.30	106.332	0.278	7.40	126.856	-0.075	10.50	65.754	-0.264	13.60	4.787	-0.071
1.30	20.292	0.132	4.40	108.497	0.273	7.50	125.895	-0.087	10.60	63.209	-0.263	13.70	3.965	-0.062
1.40	22.950	0.145	4.50	110.574	0.266	7.60	124.843	-0.097	10.70	60.667	-0.262	13.80	3.237	-0.054
1.50	25.699	0.158	4.60	112.560	0.259	7.70	123.701	-0.108	10.80	58.131	-0.259	13.90	2.602	-0.046
1.60	28.528	0.172	4.70	114.452	0.252	7.80	122.471	-0.118	10.90	55.606	-0.257	14.00	2.058	-0.038
1.70	31.427	0.184	4.80	116.250	0.244	7.90	121.156	-0.128	11.00	53.095	-0.254	14.10	1.602	-0.031
1.80	34.386	0.197	4.90	117.951	0.236	8.00	119.758	-0.138	11.10	50.602	-0.251	14.20	1.228	-0.024
1.90	37.395	0.208	5.00	119.553	0.227	8.10	118.278	-0.148	11.20	48.131	-0.247	14.30	0.929	-0.019
2.00	40.447	0.219	5.10	121.056	0.218	8.20	116.720	-0.158	11.30	45.686	-0.242	14.40	0.694	-0.014
2.10	43.531	0.230	5.20	122.457	0.209	8.30	115.086	-0.166	11.40	43.271	-0.238	14.50	0.513	-0.011
2.20	46.640	0.240	5.30	123.755	0.199	8.40	113.378	-0.175	11.50	40.889	-0.233	14.60	0.376	-0.008
2.30	49.767	0.249	5.40	124.951	0.189	8.50	111.599	-0.185	11.60	38.545	-0.227	14.70	0.273	-0.006
2.40	52.903	0.258	5.50	126.042	0.179	8.60	109.751	-0.193	11.70	36.242	-0.222	14.80	0.196	-0.004
2.50	56.041	0.266	5.60	127.028	0.168	8.70	107.838	-0.200	11.80	33.984	-0.215	14.90	0.140	-0.003
2.60	59.174	0.273	5.70	127.909	0.157	8.80	105.862	-0.208	11.90	31.774	-0.209	15.00	0.099	-0.002
2.70	62.296	0.279	5.80	128.683	0.146	8.90	103.827	-0.215	12.00	29.616	-0.202	15.10	0.069	-0.002
2.80	65.401	0.285	5.90	129.351	0.135	9.00	101.734	-0.222	12.10	27.515	-0.195	15.20	0.047	-0.001
2.90	68.482	0.289	6.00	129.914	0.124	9.10	99.587	-0.228	12.20	25.472	-0.188	15.30	0.032	-0.001
3.00	71.533	0.293	6.10	130.369	0.113	9.20	97.390	-0.234	12.30	23.493	-0.181	15.40	0.021	-0.001
3.10	74.549	0.296	6.20	130.719	0.102	9.30	95.146	-0.239	12.40	21.579	-0.173	15.50	0.014	-0.001

図1.8: 8B ニュートリノのスペクトル

となる。ここで、ニュートリノ振動および MSW 効果を加味する。

太陽ニュートリノの解析では、エネルギー分解能よりも振動位相の平均化が速く起こるため、位相平均をとった生存確率を用いる。二フレーバー近似において、太陽中心で生成された電子ニュートリノの生存確率は

$$P_{ee}^{2\nu}(E, r) = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta_{12} \cos 2\theta_m(E, r)) \quad (1.11)$$

で与えられる [2]。ここで、

- θ_{12} は真空中の混合角
- $\theta_m(E, r)$ は物質中混合角

である。物質中混合角は

$$\cos 2\theta_m(E, r) = \frac{\cos 2\theta_{12} - A(E, r)}{\sqrt{(\cos 2\theta_{12} - A(E, r))^2 + \sin^2 2\theta_{12}}} \quad (1.12)$$

で与えられる。ここで

$$A(E, r) = \frac{2EV(r)}{\Delta m_{21}^2} \quad (1.13)$$

であり、物質ポテンシャル

$$V(r) = \sqrt{2}G_F n_e(r) \quad (1.14)$$

は電子密度 $n_e(r)$ に比例する [9]。

太陽ニュートリノ生成領域には半径分布が存在するため、最終的な生存確率は生成分布 $f(r)$ を用いて

$$P_{ee}^{2\nu}(E) = \int P_{ee}^{2\nu}(E, r) f(r) dr \quad (1.15)$$

として平均化する。

さらに三フレーバー効果を考慮すると、生存確率は近似的に

$$P_{ee}^{3\nu}(E) \simeq \cos^4\theta_{13} P_{ee}^{2\nu}(E; V_{eff}) + \sin^4\theta_{13} \quad (1.16)$$

と書ける [2]。ここで、

$$V_{eff} = \cos^2\theta_{13} V \quad (1.17)$$

である。

本研究では振動パラメータとして

$$\theta_{12} = 33.4^\circ, \Delta m_{21}^2 = 7.4 \times 10^{-5} eV^2, \sin^2\theta_{13} = 0.022$$

を採用した。[10] また、太陽中心温度の代表密度

$$\rho \simeq 100 gcm^{-3}, Y_e \simeq 0.67$$

を用い、電子密度を

$$n_e = \frac{\rho Y_e}{m_u} \quad (1.18)$$

とした。

平均生存確率は図1.8のスペクトルを用いて、

$$P_{ee} \simeq \frac{\sum P_{ee}(E_i) \phi(E_i) \Delta E}{\sum \phi(E_i) \Delta E} \quad (1.19)$$

であり、 $E \geq 3MeV$ の平均生存確率は

$$P_{ee}(E \geq 3MeV) \approx 0.387 \quad (1.20)$$

と求めた。よって、 8B ニュートリノの流束は

$$\Phi = 4.81 \times 10^6 cm^{-2} s^{-1} \times 0.387 = 1.86 \times 10^6 cm^{-2} s^{-1} \quad (1.21)$$

となる。

フッ素捕獲反応の断面積はエネルギー依存性を持つが、本研究では代表値として $\sigma = 1.7 \times 10^{-42} cm^2$ を用いる。

CaF_2 のモル質量は $M=78g/mol$

1 トンの CaF_2 中の物質量は

$$\begin{aligned} n &= \frac{10^6 g}{78 g/mol} \\ &\simeq 1.28 \times 10^4 mol \end{aligned} \quad (1.22)$$

よって、アボガドロ定数 $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ を用いると、 CaF_2 1 トンに含まれる ^{19}F 原子数は

$$\begin{aligned} N &= 1.28 \times 10^4 \times 6.02 \times 10^{23} \times 2 \\ &\simeq 1.5 \times 10^{28} \end{aligned} \quad (1.23)$$

CaF_2 1 トンあたりの事象率は

$$\begin{aligned} R &= 1.86 \times 10^6 \times 1.5 \times 10^{28} \times 1.7 \times 10^{-42} \\ &\simeq 4.73 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.24)$$

検出器の検出効率を考慮する。

すべてのガンマ線が近似として結晶中心からの等方放射と仮定すると、天頂角 $\theta (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2})$ について、検出器に入る粒子は以下の条件を満たす。

$$0 \leq \theta \leq \tan^{-1}\left(\frac{R}{r}\right) \quad (1.25)$$

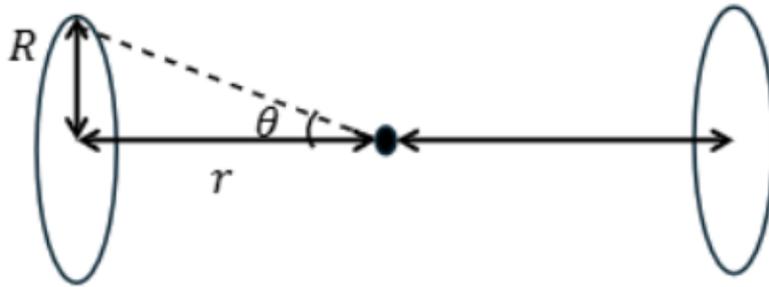


図1.9: 検出器の模式図

ガンマ線が完全にランダムな角度に放射されると仮定すると、ガンマ線が検出器に入る確率 P は $\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{R}{r}\right)$ として、

$$\begin{aligned} P &= \frac{\int_0^\alpha 2\pi \sin\theta \, d\theta \times 2}{4\pi} \\ &= 1 - \cos\alpha \end{aligned} \quad (1.26)$$

NaI シンチレータの直径は 5.1cm であるため、 $R=2.55\text{cm}$

NaI シンチレータ間の長さは最短でジグの大きさに依存する。ジグの横の長さは 7cm なので、 $r=3.5\text{cm}$ よって、

$$(1 - \cos\alpha) = (1 - \cos(\tan^{-1}(\frac{2.55\text{cm}}{3.5\text{cm}}))) \approx 0.19 \quad (1.27)$$

α が検出器・結晶の大きさに関わらず同一であるとすると、

$$\begin{aligned} R &= 4.73 \times 10^{-8} \times 0.19 \\ &\approx 9.0 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.28)$$

年間秒数 $1\text{year}=3.15 \times 10^7 \text{ s}$ より

$$R_{year} \approx 0.28/\text{ton}/\text{year} \quad (1.29)$$

程度となる。したがって、本研究で用いる 288.9g の小型検出器では

$$R \approx 2.5 \times 10^{-12} s^{-1} \quad (1.30)$$

1.2.2 結晶質量による事象率の比較

図1.10に結晶質量と期待事象数の関係を示す(結晶質量 288.9g, 1 トン, 10 トンの 3 点)。縦軸は年間の期待事象数 [events/year]、横軸は結晶質量 [ton] をとった。

事象率は質量に比例して増加するが、1 トンの規模でも年間 1 事象未満であり、現行の 288.9g の規模では年間 10^{-5} 事象程度となり、現行のスケールでは太陽ニュートリノを直接観測することは困難であると言える。

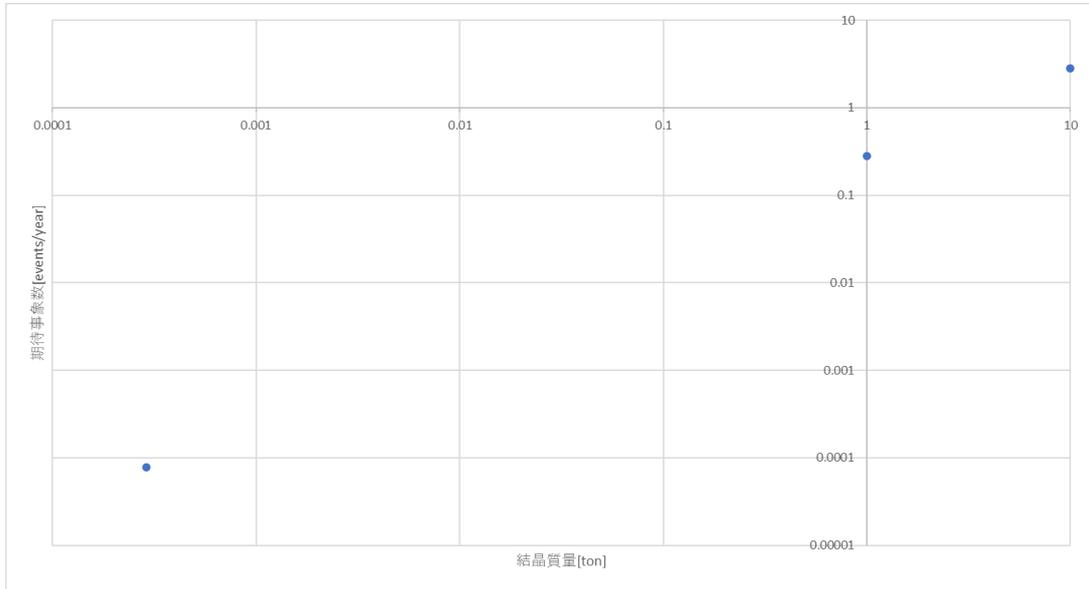


図1.10: 事象率のスケール

1.2.3 計算結果を踏まえて

この結果から、ニュートリノ観測には大規模化が必要であると考えられる。一方で、遅延同時計測による信号識別の有効性を基礎的に検証することは、小型検出器でも可能である。

1.3 研究目的

太陽ニュートリノ観測では、宇宙線ミューオンや環境 γ 線などに起因するバックグラウンド事象が信号事象の識別を困難にするため、これらのバックグラウンドを十分に理解し、抑制することが重要な課題となっている。特に、フッ素原子核による電子ニュートリノ捕獲反応を利用した太陽ニュートリノ検出では、反応後に生成される ^{19}Ne の β^+ 崩壊に伴う陽電子および 511 keV ガンマ線を観測することで信号事象を識別することが

考えられている。しかし、実際の測定環境では宇宙線ミュオンや環境 γ 線などによって同様のエネルギーを持つ事象が観測される可能性があり、これらのバックグラウンド事象の特徴を明らかにする必要がある。

本研究の目的は、 $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ 結晶を用いたフッ素捕獲型太陽ニュートリノ検出手法の成立可能性を基礎的に評価することである。そのため、本研究では NaI(Tl) 検出器 2 台と CaF_2 検出器 1 台を用いた 3 コインシデンス測定系を構築し、太陽ニュートリノ観測における主要なバックグラウンドの一つである宇宙線ミュオン事象に着目して測定を行う。特に、NaI 検出器で観測される 511 keV ガンマ線の同時計測事象に着目し、その発生率およびエネルギースペクトルを解析することで、観測された事象の起源について検討する。

フッ化物結晶を用いた検出器が将来的に数十トン規模で実現した場合、 ^8B 太陽ニュートリノの独立測定が可能となることが期待される。また、電子ニュートリノに感度を持つ荷電カレント型の固体検出器として、新たな太陽ニュートリノ観測手法の選択肢となる可能性がある。本研究は、そのようなフッ素を用いた太陽ニュートリノ検出器の実現に向けた基礎段階として位置づけられるものである。

2 実験環境

2.1 実験の概要

太陽ニュートリノ観測のバックグラウンド事象となりうる宇宙線ミュオンが飛来する事象を調べる。NaI 検出器 2 台、CaF₂ 検出器 1 台の計 3 台を縦に並べて測定したもの（以降、縦ランと表記）、横に並べたもの（以降、横ラン）で比較する。ミュオンが突き抜ける事象であれば、縦ランの同時計測イベント数が有意に多くなるという見立てのもと実験を行う。

全体としては

1. 実験目的の確認
2. 環境構築・キャリブレーション等の準備実験
3. バックグラウンド測定（縦ラン・横ラン）
4. 解析・考察

の流れで実験を行った。

2.2 検出器について

2.2.1 NaI 検出器

今回の実験では 2 台の NaI 検出器（以降、NaI 検出器 1, NaI 検出器 2 と区別する）を用いる。2 台とも PMT（浜松ホトニクス製、H6410）の先端に NaI(Tl) シンチレーター（SCIONIX 社製 51C51）が接続された構造となっている。印加電圧は NaI 検出器 1 に-1500V、NaI 検出器 2 には-1700V とした。



図2.1: NaI 検出器 1,2

2.2.2 CaF₂ 検出器

CaF₂ 検出器は 1 台用いる。PMT（浜松ホトニクス製、H1161）の先端に CaF₂(Eu) 結晶が接続された構造となっている。こちらの印加電圧は-1800V とした。結晶の発光波長は 400~435(peak)~480nm で、当 PMT

感度波長は 300~650nm であるため、組み合わせとして適当である。



図2.2: CaF₂ 検出器

2.2.3 CaF₂ 検出器の制作

今回のバックグラウンド測定実験を行うにあたり、PMT と CaF₂(Eu) 結晶を組み合わせて検出器を制作した。PMT は、H1161 型 (浜松ホトニクス製) を使用した。また CaF₂(Eu) は、45×45×45mm の立方体結晶を使用した。また、PMT と CaF₂(Eu) 結晶の接続のために 3D プリンターでジグを制作した。



図2.3: CaF₂(Eu) 結晶

2.3 その他実験装置

2.3.1 PicoScope

シンチレーターで検出されたイベントの測定には PC 接続型オシロスコープ、通称 PicoScope(型番: PicoScope 3405D MSO) を用いた。最大 4 チャンネルで波形を測定可能かつ、各チャンネルで閾値を変更できる。また今回の測定を行うにあたり、時間情報 (Timestamp) を出力できるようにした。

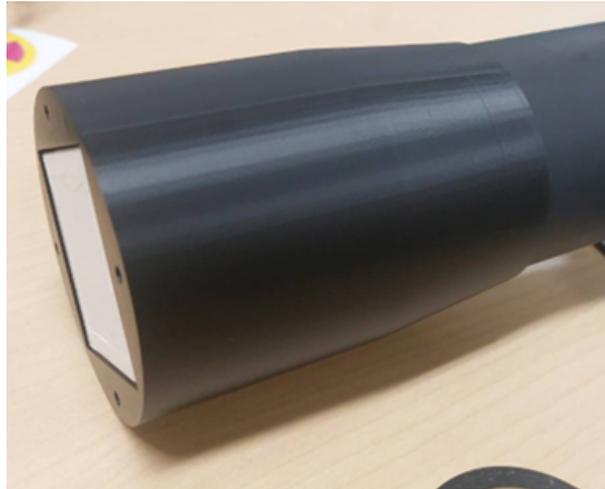


図2.4: 結晶と PMT を接続するジグ



図2.5: Picoscope

2.4 測定の詳細

図 2.6 のセットアップ回路で、今回のバックグラウンド測定を行った。検出器の詳細配置は図 2.7 に記載する。測定期間は縦ラン：2025 年 12 月 26 日～2026 年 1 月 7 日、横ラン：2026 年 1 月 8 日～21 日であり、各測定の前には検出器が正常に作動しているかどうか確認するためのキャリブレーションランを挟んだ。キャリブレーションランでは ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , バックグラウンドを測定した。

3. セットアップ(回路図)

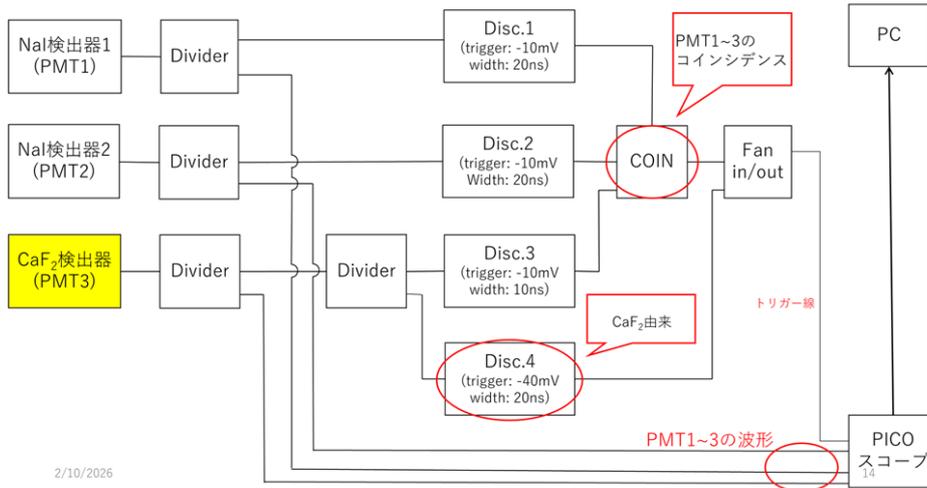


図2.6: バックグラウンド測定回路図

3coincidence測定における縦ランと横ランの設置状況

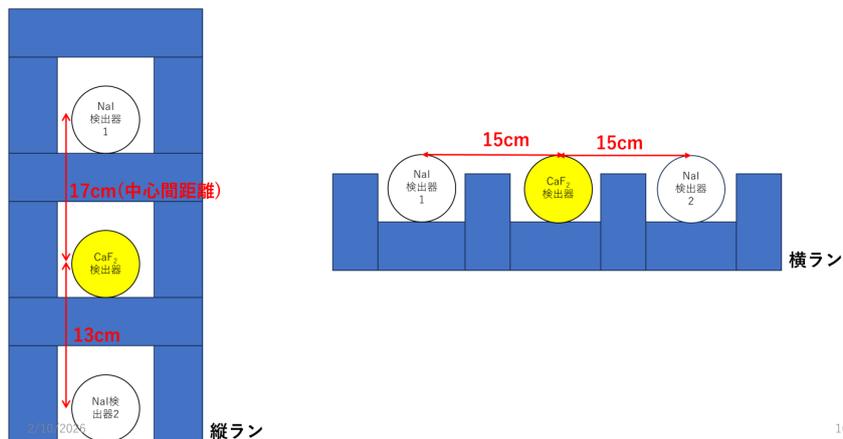


図2.7: 検出器の配置

3 各検出器の calibration に関して

実験結果の解析のために検出器のエネルギー較正を行った。本測定では NaI 検出器 1,2 と CaF₂ 検出器を用いるので、それら 3 つについてそれぞれエネルギー較正を行った。また、本測定期間が長期であるため、較正係数やエネルギー分解能の変化を考慮し、各検出器に対して縦ラン前 (2025/12/25)、縦ランと横ランの切り替え時 (2026/1/8)、横ラン後 (2026/1/21) に 3 度較正測定を行った。詳しい較正手順を以下で説明する。

3.1 NaI 検出器の較正

3.1.1 手順

単純な線源からのガンマ線の光電吸収を利用した測定とコンプトン散乱を利用した測定を行った。

初めに光電吸収を利用した測定について説明する。

図3.1に示す回路で測定を行った。本測定において、NaI 検出器 1,2 から得られる信号はディバイダーを一つ通してから記録されるため、エネルギー較正測定の回路も信号がディバイダーを1つ通してから記録されるようにした。

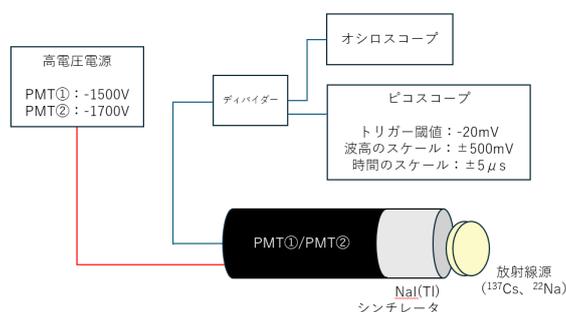


図3.1: 光電吸収を利用した NaI 検出器の較正のためのセットアップ

線源は ^{137}Cs と ^{22}Na を用いた。 ^{137}Cs は β^- 崩壊後、基底状態に落ち込む過程で 662keV のガンマ線を放出する。一方で、 ^{22}Na は β^+ 崩壊をすることで陽電子を出し、対消滅から 511keV の線を放出する。そして、励起状態となった ^{22}Ne が基底状態に落ちる過程で 1275keV のガンマ線を放出する。今回、エネルギー較正にこれらのエネルギーの線を利用した。そして、線源は検出器の結晶から 3cm 離して配置した。

高電圧電源から光電子増倍管にかかる電圧は各線源からの信号が得られ、かつ放電しない適切な電圧に設定した。具体的には、NaI 検出器 1 に対する測定では-1500V、NaI 検出器 2 に対する測定では-1700V に電圧を設定した。

ピコスコープは検出器からの信号波形を記録するために用いた。トリガー閾値は -20mV に設定し、波高は $-500\text{mV} \sim 500\text{mV}$ 、時間は $-5\mu\text{s} \sim 5\mu\text{s}$ の幅で記録するようにした。図3.2に NaI 検出器 1 に対して ^{137}Cs から得られた信号波形の例を示す。最小のタイムビン幅は 4ns である。各信号波形に対して、0V とするベースを引いて時間積分をすることで信号波形の電荷を求めた。0V の位置はベース区間を信号が検出される前の区間 ($-5\mu\text{s} \sim -3.5\mu\text{s}$) に選択し、その区間における ADC 値の平均とした。また、時間積分の範囲は信号の立ち下がり立ち上がりの両方が十分に含まれるように $-0.2\mu\text{s} \sim 1.5\mu\text{s}$ と選択した。 ^{22}Na に対する波形、や NaI 検出器 2 に対する波形についても、同じベース区間と積分範囲を用いて対応する電荷を求めた。

次に、コンプトン散乱を利用した測定について説明する。コンプトン散乱を用いた測定は縦ラン前の 2025/12/25 にのみ行った。

図3.3にコンプトン散乱を用いた較正測定を行った際の回路図を示す。光電吸収を用いた較正測定と同様の理由で、各信号波形がディバイダーを1つ通してから記録されるようにした。中心間距離で 52cm 離れたシン

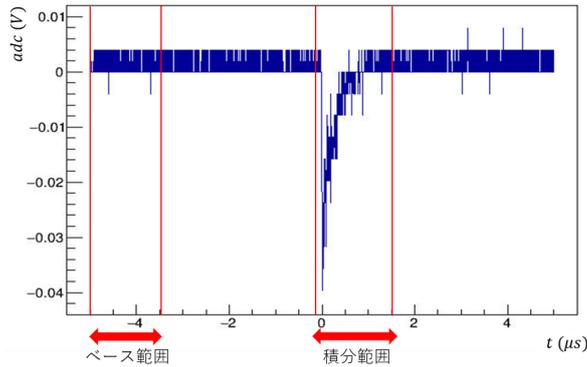


図3.2: NaI 検出器により取得した信号波形 (線源: ^{137}Cs , 測定日:2025/12/25)

チレータの中心に線源を配置し、ガンマ線がシンチレータで 180° のコンプトン散乱を起こしたときに2つの検出器が同時に信号を出すようにした。

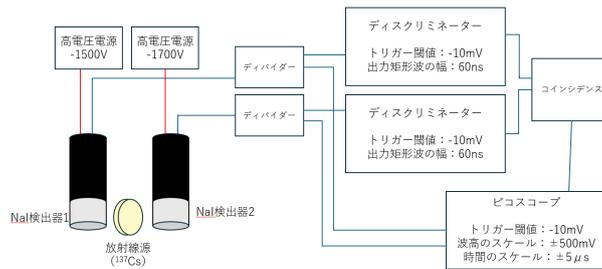


図3.3: コンプトン散乱を利用した NaI 検出器の較正のためのセットアップ

線源は ^{137}Cs を用いた。 ^{137}Cs は前述した過程で 662keV のガンマ線を放出する。今回、このガンマ線が一方の検出器のシンチレータでコンプトン散乱を起こし、もう一方の検出器のシンチレータで光電吸収される事象をエネルギー較正に利用した。ガンマ線は以下の式に従ってコンプトン散乱する。

$$E'_\gamma = \frac{m_e E_\gamma}{m_e + E_\gamma(1 - \cos\theta)} \quad (3.1)$$

ここで、 E'_γ は散乱後のガンマ線のエネルギー、 m_e は電子の静止質量エネルギー、 E_γ は入射したガンマ線のエネルギー、 θ は散乱角である。今回、 662keV のガンマ線が一方の検出器のシンチレータで 180° のコンプトン散乱を起こし、もう一方の検出器のシンチレータで光電吸収される事象をとらえるための検出器の配置にしているため、この式に従って、一方の検出器で 478keV 、もう一方の検出器で 184keV の同時検出が予想される。高電圧電源から光電子増倍管にかかる電圧は光電吸収を利用した測定の時と同じで、NaI 検出器 1 に対して -1500V 、NaI 検出器 2 に対して -1700V の電圧をかけた。

2つのディスクリミネータの閾値は -10mV に設定し、出力される矩形波の幅は 60ns に設定した。そして、図3.3に示すようにコインシデンスを用いて同時に2つの検出器から有効な信号が来た時のみピコスコープが NaI 検出器 1,2 からの信号波形を記録するようにした。ピコスコープのトリガーは最低値の -10mV に設

定し、波高は-500mV~500mV、時間は-5 μ s~5 μ sの範囲で記録するようにした。NaI 検出器 1,2 から得られた信号波形は波高を除き光電吸収を利用した測定時と大きく変化がなかったため、NaI 検出器 1,2 器からの両波形について光電吸収を利用した測定時と同じく、ベース区間を-5 μ s ~ -3.5 μ s に、積分範囲を-0.2 μ s ~ 1.5 μ s に設定した。

3.1.2 結果

初めに、光電吸収を用いた測定に対する結果を示す。

図3.4に NaI 検出器 1 で検出した ^{137}Cs のスペクトル (2025/12/25 測定) を示す。0.28nC 付近にあるピークが 662keV のガンマ線に対する光電ピークであると考えられる。このピークに対してガウス関数でフィッティングを行い、ピーク位置とガウス関数の標準偏差を記録した。また、図3.5に NaI 検出器 1 で検出した ^{22}Na のスペクトルを示す。0.22nC と 0.55nC 付近にあるピークがそれぞれ 511keV と 1275keV のガンマ線に対する光電ピークであると考えられる。これらのピークに対してガウス関数でフィッティングを行い、ピーク位置とガウス関数の標準偏差を記録した。

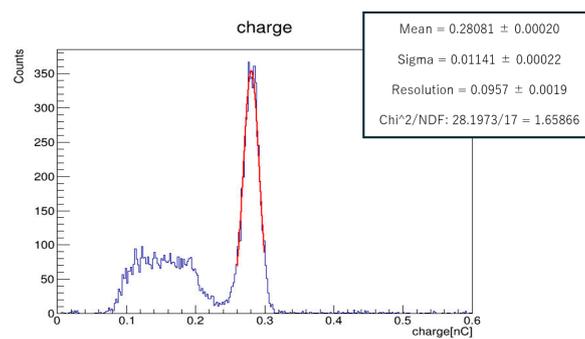


図3.4: NaI 検出器 1 で測定した ^{137}Cs のスペクトル (測定日:2025/12/25)

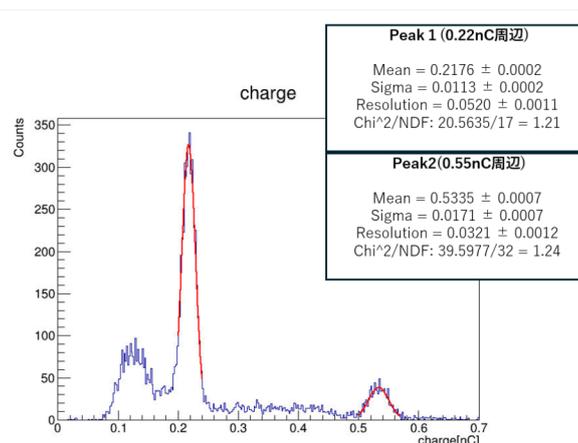


図3.5: NaI 検出器 2 で測定した ^{22}Na のスペクトル (測定日:2025/12/25)

次にコンプトン散乱を用いた測定に対する結果を示す。

図3.6に NaI 検出器 1,2 で検出された信号の電荷に対する 2 次元ヒストグラムを示す。ここで、①の領域にある山が NaI 検出器 1 で 478keV、NaI 検出器 2 で 184keV のエネルギーをガンマ線が落とした事象と考えられる。一方で、②の領域にある山が NaI 検出器 1 で 184keV、NaI 検出器 2 で 478keV のエネルギーをガンマ線が落とした事象と考えられる。NaI 検出器 2 からの信号の電荷が 0.04nC 以上 0.1nC 以下の事象のみ選んだ時の NaI 検出器 1 で検出されたスペクトルを図3.7に示す。ここで、0.2nC 付近にあるピークが NaI 検出器 1 で 474keV のエネルギーに対応すると考えられる。一方で、NaI 検出器 2 からの信号の電荷が 0.13nC 以上 0.18nC 以下の事象のみ選んだ時の NaI 検出器 1 で検出されたスペクトルを図3.8に示す。ここで、0.08nC 付近にあるピークが NaI 検出器 1 で 184keV のエネルギーに対応すると考えられる。これらについて、ガウス関数でフィットを行い、ピークの位置とガウス関数の標準偏差を記録した。また、NaI 検出器 2 についても同様にして、ピークの位置とガウス関数の標準偏差を記録した

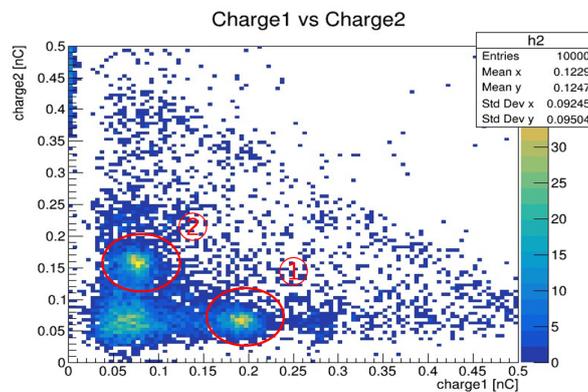


図3.6: コンプトン散乱を利用した較正測定で検出された信号の電荷に対する 2 次元ヒストグラム (測定日:2025/12/25)

図3.9に以上の測定から求まる 2025/12/25(縦ラン前)、2026/1/8(縦ランと横ランの間)、2026/1/21(横ラン後) に測定した NaI 検出器 1 から出力される波形の電荷とエネルギーの関係のプロットを示す。一方で、図3.10に 2025/12/25(縦ラン前)、2026/1/8(縦ランと横ランの間)、2026/1/21(横ラン後) に測定した NaI 検出器 2 から出力される波形の電荷とエネルギーの関係のプロットを示す。電荷とエネルギーの関係は、 C を電荷、 E をエネルギーとしたときに式 $C = aE + b$ で表されると仮定し、測定日毎に最小二乗法を用いて係数 a, b を決定した。

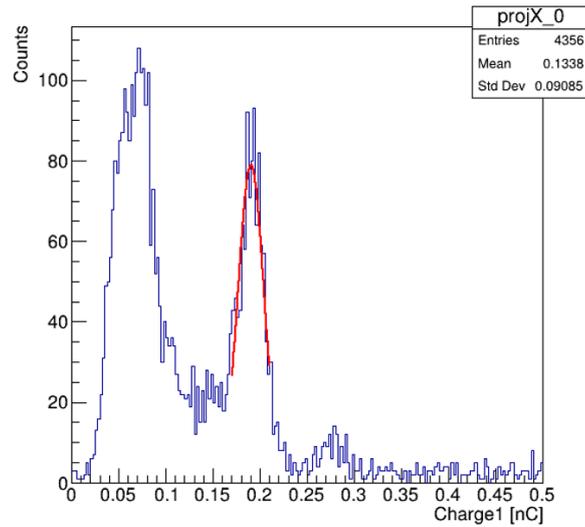


図3.7: ①のピークを作るイベントを NaI 検出器 1 から見たときのスペクトル

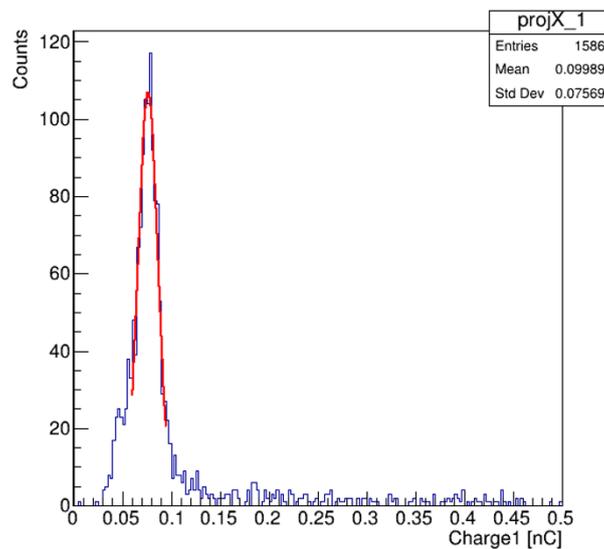


図3.8: ②のピークを作るイベントを NaI 検出器 1 から見たときのスペクトル

表3.1に NaI 検出器 1 についての較正係数の結果, 表3.2に NaI 検出器 2 についての較正係数の結果を示す。表3.1, 表3.2より NaI 検出器 1,2 共に測定日で較正係数に有意な差はなかった。ゆえに、後の解析では 2025/12/25 に行ったエネルギー較正測定の結果から導かれたエネルギー較正係数を用いた。

次に、エネルギー分解能について考える。各ピークの標準偏差から以下の式を用いて、エネルギー分解能を求めた。

$$R = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma}{E_0}$$

ここで、 R はエネルギー分解能、 σ はピークの標準偏差、 E_0 はピークに対応するエネルギーである。

図3.11に 2025/12/25(縦ラン前)、2026/1/8(t 縦ランと横ランの間)、2026/1/21(横ラン後) における NaI

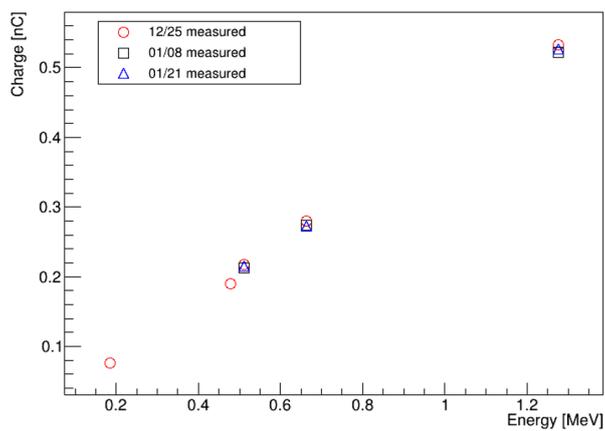


図3.9: NaI 検出器 1 に対する電荷とエネルギーの対応

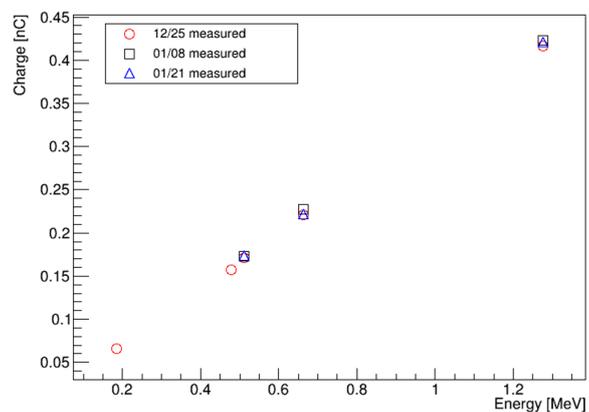


図3.10: NaI 検出器 1 に対する電荷とエネルギーの対応

表3.1: NaI 検出器 1 の較正係数

測定日	a	b
2025/12/25	0.4203 ± 0.0076	-0.0018 ± 0.0054
2026/1/8	0.4051 ± 0.0007	0.0059 ± 0.0006
2026/1/21	0.4101 ± 0.0049	0.0039 ± 0.0043

表3.2: NaI 検出器 2 の較正係数

測定日	a	b
2025/12/25	0.3227 ± 0.0023	0.0057 ± 0.0017
2026/1/8	0.3247 ± 0.0073	0.0095 ± 0.0064
2026/1/21	0.3241 ± 0.0013	0.0077 ± 0.0011

検出器 1 の入射した γ 線のエネルギーとエネルギー分解能の関係のプロットを示す。一方で、図3.12に2025/12/25(縦ラン前)、2026/1/8(縦ランと横ランの間)、2026/1/21(横ラン後)における NaI 検出器 1 でガンマ線の落としたエネルギーとエネルギー分解能の関係のプロットを示す。NaI 検出器 1,2 の両方で 2026/1/8 においてのみ明らかに分解能が悪化する傾向が見られた。一方で、2025/12/25 と 2026/1/21 のデータでは大きな分解能の違いは見られなかった。

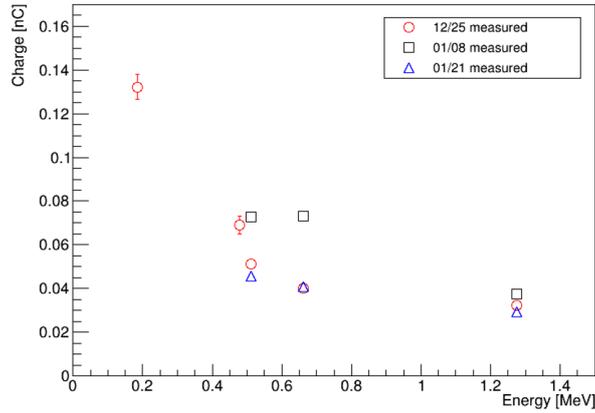


図3.11: NaI 検出器 1 に対するエネルギー分解能とエネルギーの対応

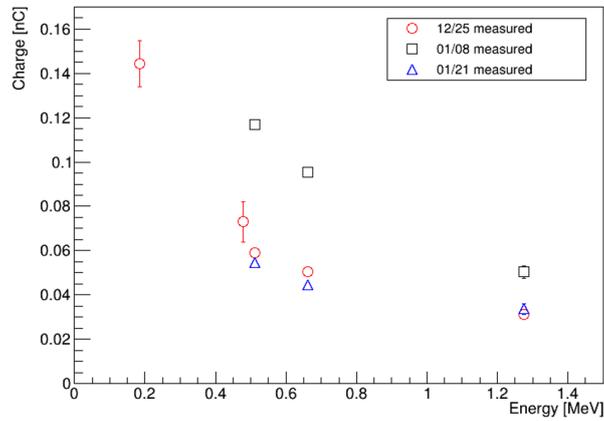


図3.12: NaI 検出器 2 に対するエネルギー分解能とエネルギーの対応

図3.13に 2025/12/25 における NaI 検出器 1 でガンマ線が落としたエネルギーとエネルギー分解能の関係のプロットを示す。一方で、図3.14に 2025/12/25 における NaI 検出器 2 でガンマ線が落としたエネルギーとエネルギー分解能の関係のプロットを示す。それぞれエネルギー分解能のエネルギー依存性が

$$R = \frac{A}{\sqrt{E}} + \frac{B}{E} \quad (3.2)$$

であると仮定して、この (3.2) 式で χ^2 最尤法を用いてフィッティングを行った。その結果、NaI 検出器 1 については

$$A = (2.79 \pm 0.57) \times 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2} \quad (3.3)$$

$$B = (4.13 \pm 0.44) \times 10^{-2} \text{ MeV} \quad (3.4)$$

NaI 検出器 2 については

$$A = (5.06 \pm 0.82) \times 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2} \quad (3.5)$$

$$B = (3.63 \pm 0.62) \times 10^{-2} \text{ MeV} \quad (3.6)$$

と求まった。

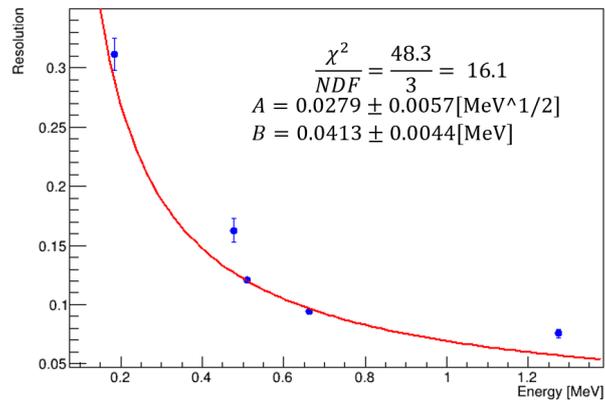


図3.13: 2025/12/25 の NaI 検出器 1 に対するエネルギー分解能とエネルギーの対応

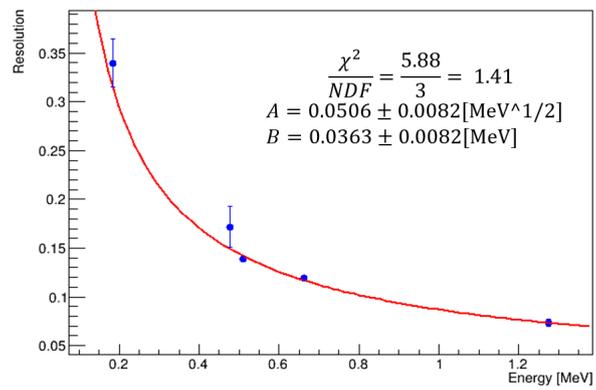


図3.14: 2025/12/25 の NaI 検出器 2 に対するエネルギー分解能とエネルギーの対応

3.2 CaF₂ 検出器の較正

3.2.1 手順

光電吸収を利用した測定を行った。

図3.15に示す回路図で測定を行った。本測定において、CaF₂ 検出器から得られる信号はディバイダーを一つ通してから記録されるため、エネルギー較正測定の回路も信号がディバイダーを1つ通してから記録するようにした。

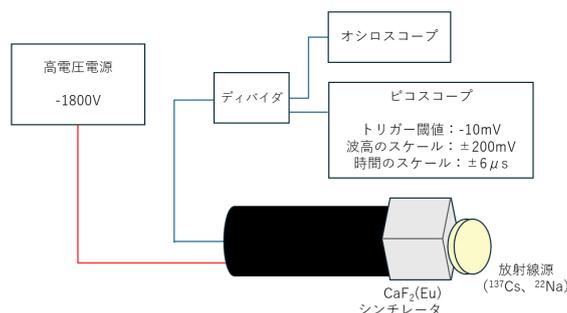


図3.15: 光電吸収を利用した CaF₂ 検出器の較正のためのセットアップ

線源は ¹³⁷Cs と ²²Na を用いた。今回、CaF₂ 検出器のエネルギー較正には ¹³⁷Cs から放出される 662keV のガンマ線と ²²Na から放出される陽電子が対消滅して放出される 511keV のガンマ線を利用した。そして、線源は検出器の結晶から 3cm 離して配置した。

高電圧電源から光電子増倍管にかかる電圧は適当な線源からの信号が得られ、かつ放電しない適切な電圧 (-1800V) に設定した。

picoscope は検出器からの信号波形を記録するために用いた。トリガー閾値は-10mV に設定し、波高のスケールは-200mV~200mV、時間のスケールは-6μs~6μs で記録するようにした。図3.16に CaF₂ 検出器に対して ¹³⁷Cs から得られた信号波形の例を示す。最小のタイムピン幅は 4ns である。NaI 検出器と同様に、各信号波形に対して、0V とするベースを引いて時間積分をすることで信号波形の電荷を求めた。0V の位置はベース区間を信号が検出される前の区間 (-5μs~-3.5μs) に選択し、その区間における ADC 値の平均とした。また、時間積分の範囲は信号の立ち下がりと立ち上がりの両方が十分に含まれるように-0.5μs~6μs と選択した。²²Na を線源としたときの波形についても、同じベース区間と積分範囲を用いて対応する電荷を求めた。

3.2.2 結果

初めに、光電吸収を用いた測定に対する結果を示す。

図3.17に CaF₂ 検出器で検出した ¹³⁷Cs のスペクトル (2025/12/25 測定) を示す。0.2nC 付近にあるピークが 662keV のガンマ線に対する光電ピークであると考えられる。コンプトンエッジが指数関数的に減衰する形、光電ピークがガウス関数の形をとると考え、コンプトンエッジの立ち下がりの開始位置から十分に立ち下がっ

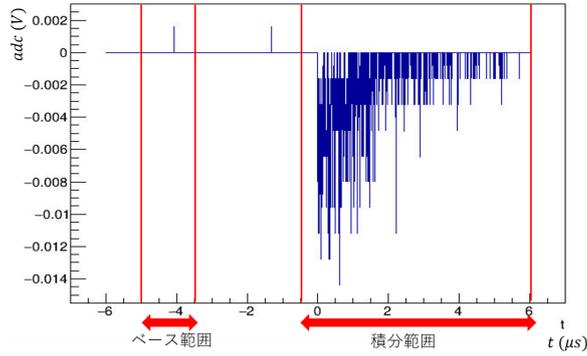


図3.16: CaF₂ 検出器により取得した信号波形 (線源:¹³⁷Cs, 測定日:2025/12/25)

た位置まで以下の関数でフィッティングを行った。

$$f(x) = A \exp\left(-\frac{(z - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + p_0 \exp(-p_1 x)$$

そして、各フィッティングパラメータを記録した。図3.17に示したスペクトルに対しては0.135nC~0.25nCの範囲でフィッティングを行った。2026/1/21のデータについても同様にスペクトルにフィッティングをおこなった。2026/1/8のデータについては後述する。

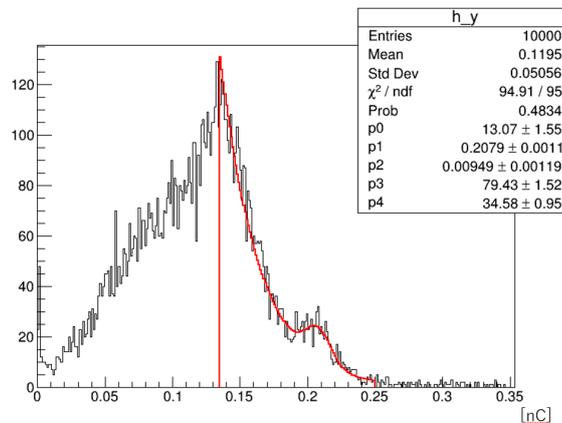


図3.17: CaF₂ 検出器で測定した¹³⁷Csのスペクトル (測定日:2025/12/25)

図3.18に CaF₂ 検出器で検出した²²Naのスペクトルを示す。0.15nC付近にあるピークが511keVのガンマ線に対する光電ピークであると考えられる。このピークに対しても、¹³⁷Csのときと同様の関数でフィッティングを行い、フィッティングパラメータを記録した。図3.18に示したスペクトルに対しては0.1nC~0.2nCの範囲でフィッティングを行った。2026/1/21のデータについても同様にスペクトルにフィッティングをおこなった。2026/1/8のデータについては後述する。

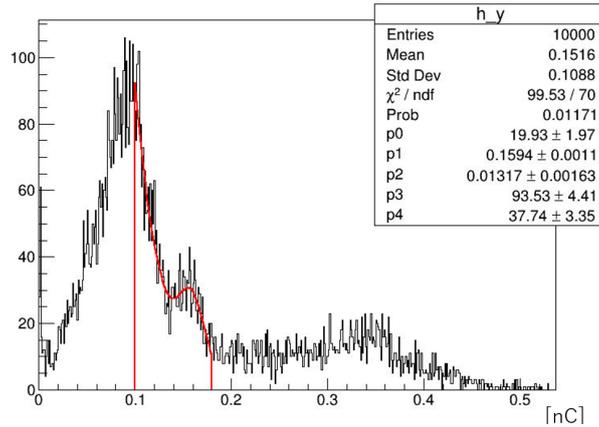


図3.18: CaF₂ 検出器で測定した ²²Na のスペクトル (測定日:2025/12/25)

エネルギーと電荷の対応とエネルギー分解能のエネルギー依存性は以下の式を仮定し、求めた。

$$C = KE \quad (3.7)$$

$$R = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (3.8)$$

ここで、 C は電荷、 R はエネルギー分解能、 E はエネルギー、 K, a は係数である。前述のフィッティングパラメータと照らし合わせると、

$$K = \frac{\mu}{E} \quad (3.9)$$

$$\frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{a}} \quad (3.10)$$

とできる。この式によりフィッティング結果から係数 K, a を求めた。

図3.19、図3.20はそれぞれ 2026/1/8 に測定した CaF₂ 検出器に対する ¹³⁷Cs と ²²Na のスペクトルである。2025/12/25 や 2026/1/21 のスペクトルと異なり、光電ピークが見られなかった。図3.21、図3.22、図3.23に ²²Na を用いたエネルギー較正中の波形信号の波高と電荷の 2 次元プロットを示す。2026/1/8 のデータ (図3.22) のみ明らかに波高と電荷の対応が悪く、特に閾値が光電ピークのある電荷領域に影響を及ぼしてしまっている。検出器にかけた電圧が低く、ベースが不安定になってしまったことが原因と考えられる。そして、光電ピークが見られなかったため、2026/1/8 のデータからは較正係数を求めなかった。

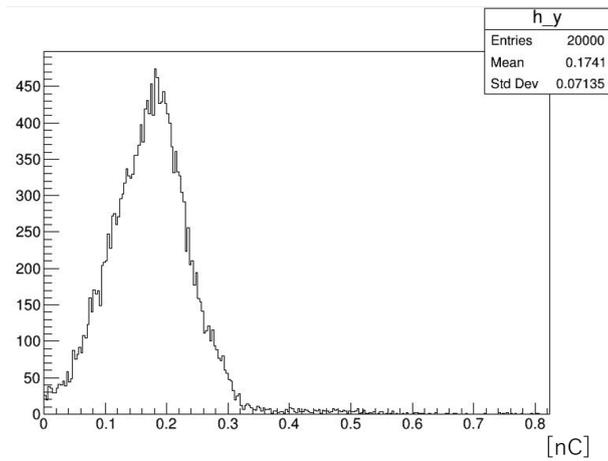


図3.19: CaF₂ 検出器で測定した ¹³⁷Cs のスペクトル (測定日:2026/1/8)

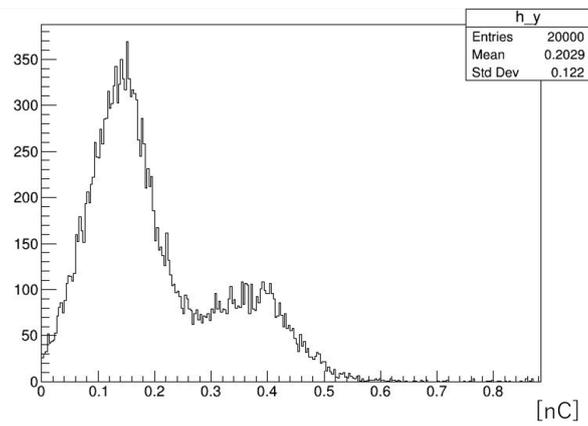


図3.20: CaF₂ 検出器で測定した ²²Na のスペクトル (測定日:2026/1/8)

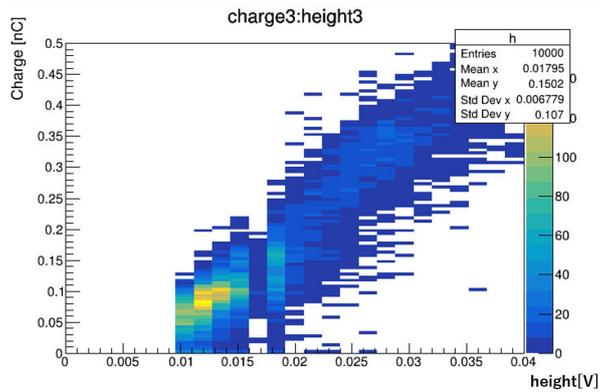


図3.21: ^{22}Na を用いたエネルギー較正中の波形信号の波高と電荷の 2 次元プロット (測定日:2025/12/25)

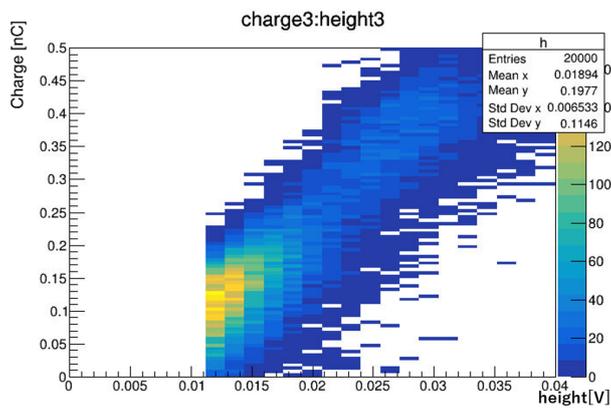


図3.22: ^{22}Na を用いたエネルギー較正中の波形信号の波高と電荷の 2 次元プロット (測定日:2026/1/8)

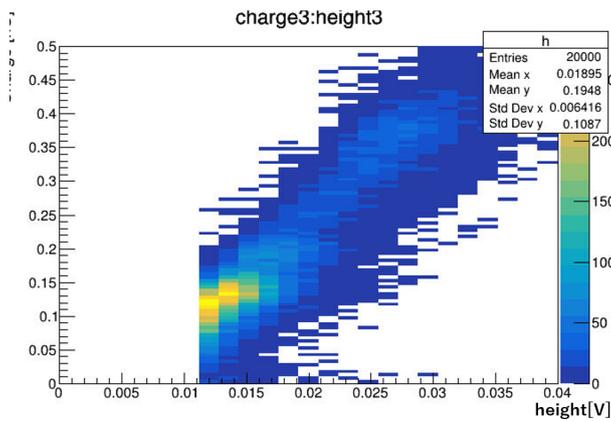


図3.23: ^{22}Na を用いたエネルギー較正中の波形信号の波高と電荷の 2 次元プロット (測定日:2026/1/21)

以上の解析より求めた係数 K, a の値を表3.3(測定日:2025/12/25), 表3.4(測定日:2026/1/21) に示す。
mean 値を平均値、系統誤差を mean 値とデータ値の差として求め、統計誤差を誤差伝搬則によりつけると、
2025/12/25 のデータから

$$K = 0.302 \pm 0.012(sys) \pm 0.009(stat) \text{ nC/MeV} \quad (3.11)$$

$$a = 0.035 \pm 0.010(sys) \pm 0.001(stat) \text{ MeV}^{-1} \quad (3.12)$$

と求まり、2026/1/21 のデータから

$$K = 0.373 \pm 0.007(sys) \pm 0.011(stat) \text{ nC/MeV} \quad (3.13)$$

$$a = 0.039 \pm 0.009(sys) \pm 0.006(stat) \text{ MeV}^{-1} \quad (3.14)$$

と求めた。

表3.3: CaF₂ 検出器の較正係数と分解能の係数 (測定日:2025/12/25)

線源	K [nC/MeV]	a [MeV ^½]
¹³⁷ Cs	0.3140±0.0017	0.028±0.011
²² Na	0.2893±0.0020	0.042±0.018

表3.4: CaF₂ 検出器の較正係数と分解能の係数 (測定日:2026/1/21)

線源	K [nC/MeV]	a [MeV ^½]
¹³⁷ Cs	0.3828±0.0015	0.030±0.006
²² Na	0.3635±0.0020	0.048±0.011

ここで、2025/12/25 と 2026/1/21 で較正係数に有意に差がある。図3.24、図3.25に 2026/1/21 に CaF₂ 検出器で検出した ¹³⁷Cs と ²²Na のスペクトルを示す。図3.17、図3.18と比較すると明らかに光電ピークの位置が異なるとわかる。

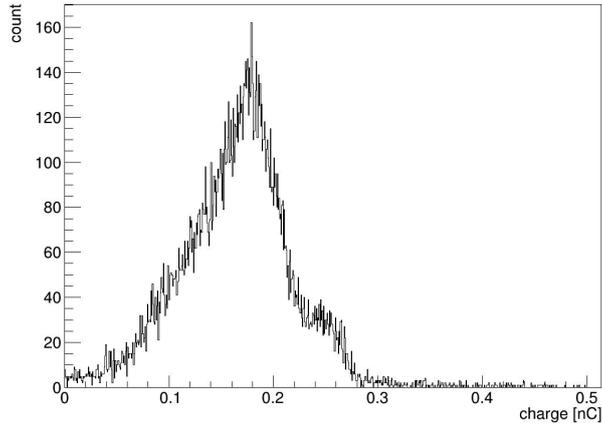


図3.24: CaF₂ 検出器で測定した ¹³⁷Cs のスペクトル (測定日:2026/1/21)

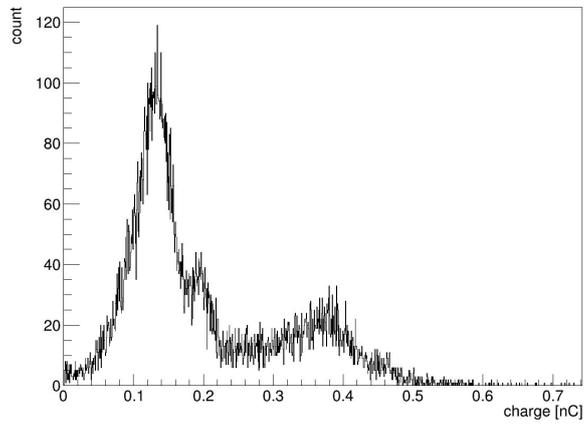


図3.25: CaF₂ 検出器で測定した ²²Na のスペクトル (測定日:2026/1/21)

図3.26、図3.27にそれぞれ縦ラン中と横ラン中のシングルトリガー事象についてのスペクトルの時間変化を示す。10nC程度にある筋は10MeVオーダーのエネルギーに相当し、これはミューオン事象と考えられる。そして、ミューオン事象のピークの位置と広がりには縦ラン中と横ラン中でそれほど大きく変化していない。しかし、縦ラン前と横ラン後で較正係数に大幅な差が生まれているので縦ランから横ランに切り替えるときに較正係数の変化をもたらす何かをしてしまったと考えられる。よって、解析に用いる較正係数としては、縦ランのデータに対しては

$$K = 0.302 \pm 0.012(\text{sys}) \pm 0.001(\text{stat}) \text{ nC/MeV} \quad (3.15)$$

$$a = 0.035 \pm 0.007(\text{sys}) \pm 0.011(\text{stat}) \text{ MeV}^{-1} \quad (3.16)$$

を採用し、横ランのデータに対しては

$$K = 0.373 \pm 0.010(\text{sys}) \pm 0.001(\text{stat}) \text{ nC/MeV} \quad (3.17)$$

$$a = 0.039 \pm 0.009(\text{sys}) \pm 0.006(\text{stat}) \text{ MeV}^{-1} \quad (3.18)$$

を採用した。

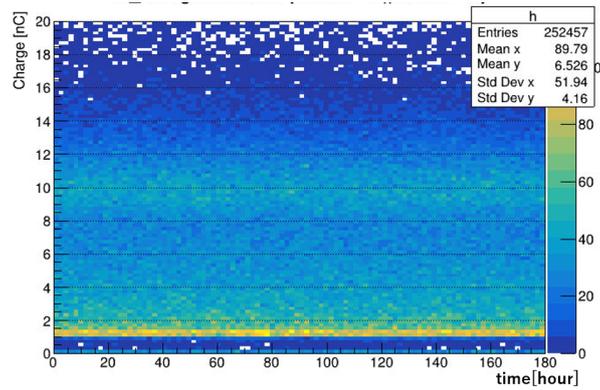


図3.26: 縦ラン中におけるシングルトリガー事象のスペクトルの時間変化

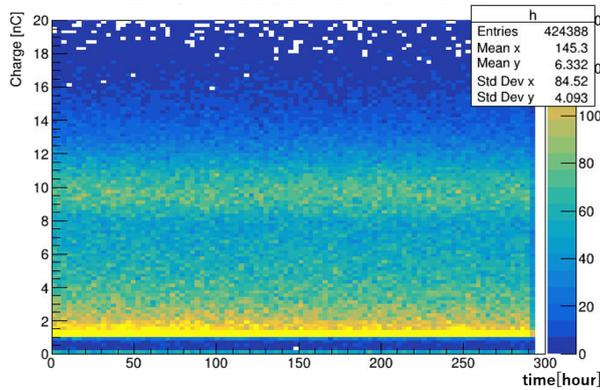


図3.27: 横ラン中におけるシングルトリガー事象のスペクトルの時間変化

4 バックグラウンド測定の結果

4.1 測定で得られた波形に関して

4.1.1 測定でのデータフォーマット

今回のバックグラウンド測定においては、縦ラン横ランともに picoscope は以下のデータフォーマットにおいて測定を行った。

- 波形取得幅 : $-10\mu s \sim +10\mu s$
- 電圧スケール
 - NaI 検出器 1 : $-0.5V \sim +0.5V$
 - NaI 検出器 2 : $-0.5V \sim +0.5V$
 - CaF_2 検出器 : $-0.2V \sim +0.2V$

以上の電圧スケールに対して、8bit で出力した。

以下の図4.1 ~ 4.3は今回の測定で得られた典型的な波形の一例である。

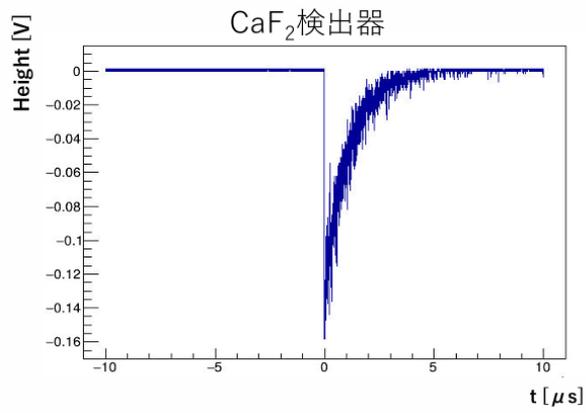


図4.1: CaF₂ 検出器での典型的な波形

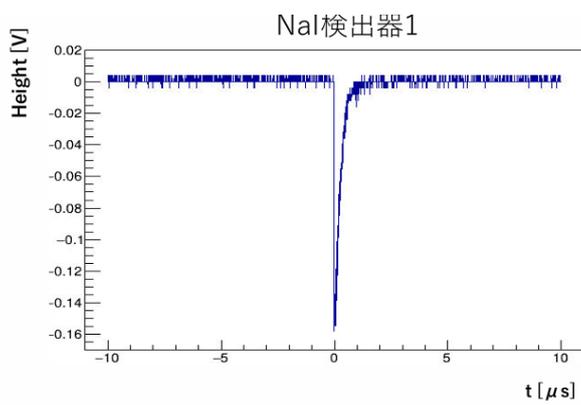


図4.2: NaI 検出器 1 での典型的な波形

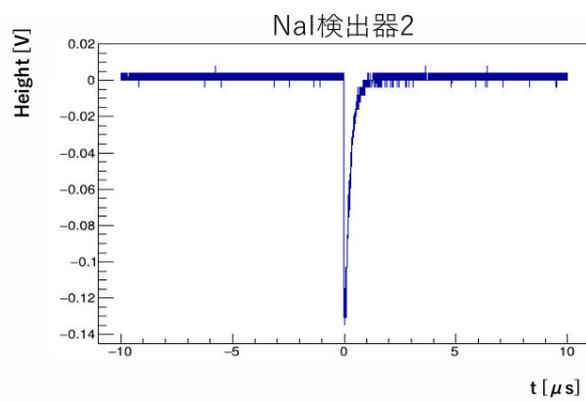


図4.3: NaI 検出器 2 での典型的な波形

4.1.2 波形の復元に関して

今回の測定においては、主に宇宙線 muon において図4.4のように、波形がオーバーフローしている事象がある。

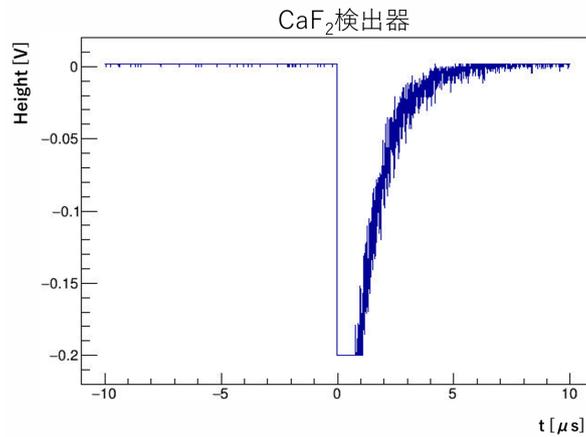


図4.4: CaF₂ 検出器においてオーバーフローした典型的な波形

それらの事象に対しては、以下のような関数を仮定し fitting を行い、各検出器に対して波形の復元を試みた。

$$\begin{aligned} \text{立ち下がり} &: A * \exp\left(\frac{t - t_0}{\tau_2}\right) + base \\ \text{立ち上がり} &: A * \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_1}\right) + base \end{aligned}$$

ただし、

A : 推定波高、 τ_1 : 立ち下がりの時定数、 τ_2 : 立ち上がりの時定数、 t_0 : *peaktime* を表している。

また、今後の解析において、オーバーフローした波形に関しては、復元した波形を基に計算した波高、電荷の値を用いることとする。

以下の図4.5 ~ 4.7は各検出器に関して、復元した波形の一例である。

4.1.3 復元した波形の評価

以下の図4.8~ 4.10は縦ランの測定結果において各検出器に関して、波高 (height) と電荷 (charge) の2次元分布を復元前、復元後それぞれを比較したものである。各検出器は CaF₂ 検出器が 0.2V、NaI 検出器 1,2 が 0.5V でオーバーフローしている。

図4.8を見るに、CaF₂ 検出器においては、オーバーフローする境界付近においてあまり不連続となっていないことが読み取れる。

一方、図4.9、4.10より NaI 検出器 1,2 においてはオーバーフローする境界付近において、実測値と復元した値において不連続になっている。これは、NaI 検出器 1,2 の方が CaF₂ 検出器に比べ、波形の時定数が小さく波高の fitting による波高推定にズレが生じやすいためと考えられる。

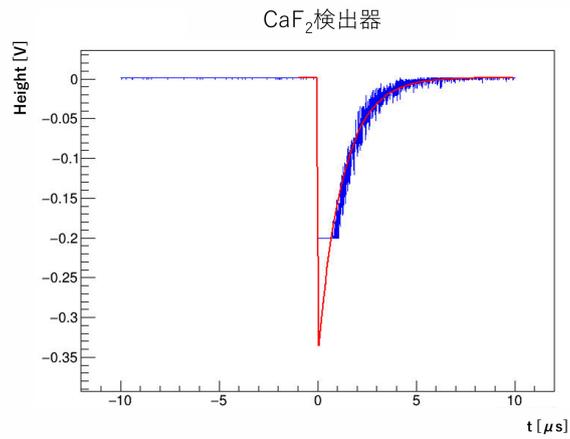


図4.5: CaF₂ 検出器において復元された典型的な波形

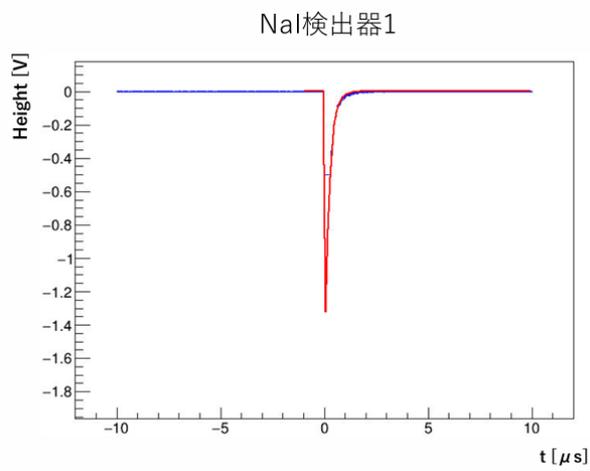


図4.6: NaI 検出器 1 において復元された典型的な波形

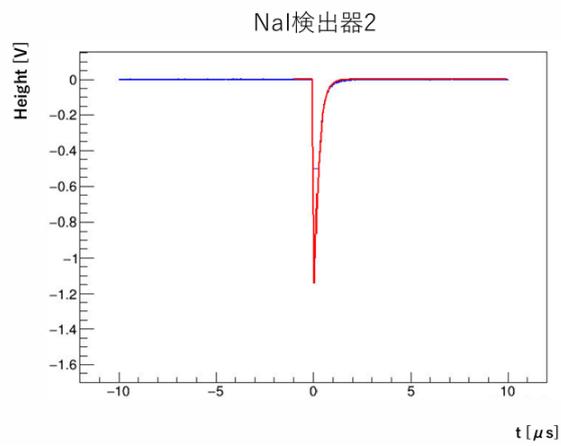
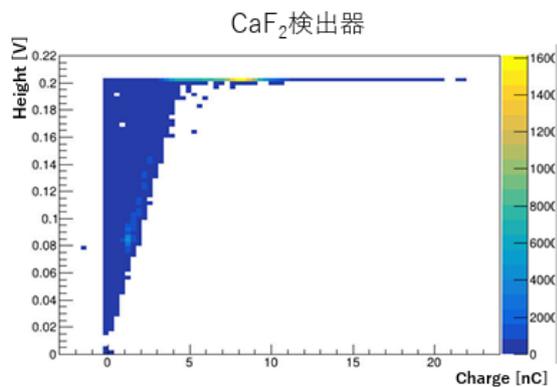
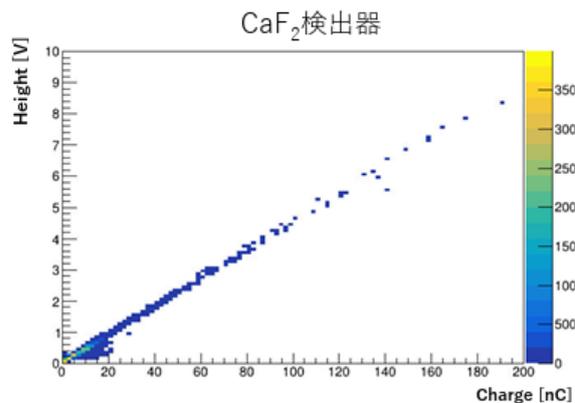


図4.7: NaI 検出器 2 において復元された典型的な波形

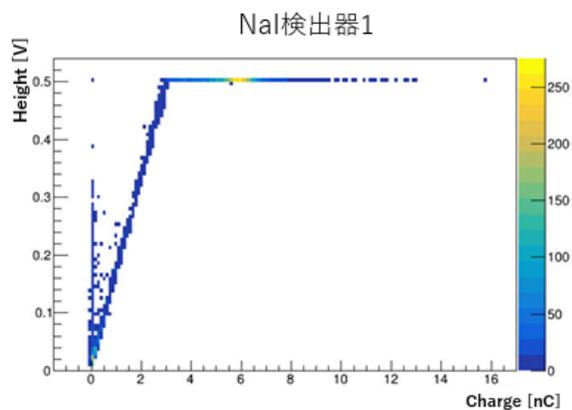


(a) 復元前 (height=0.2V でオーバーフロー)

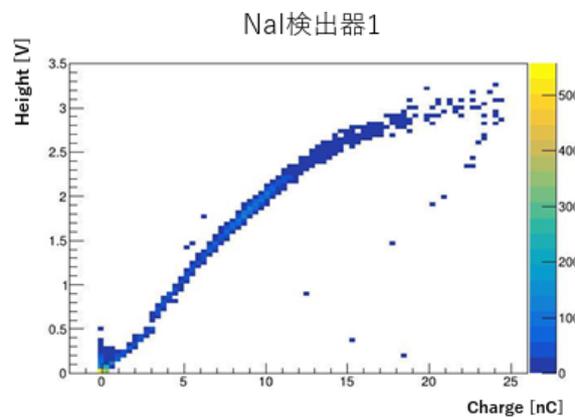


(b) 復元後

図4.8: CaF₂ 検出器における波形の復元前後の height:charge 分布の比較

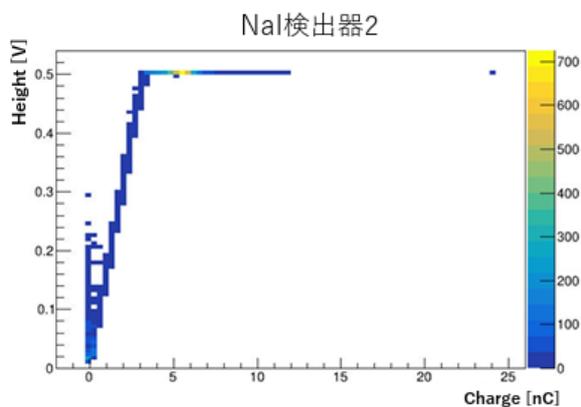


(a) 復元前 (height=0.5V でオーバーフロー)

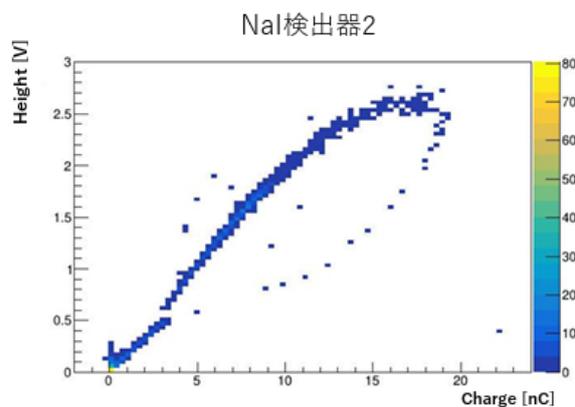


(b) 復元後

図4.9: NaI 検出器 1 における波形の復元前後の height:charge 分布の比較



(a) 復元前 (height=0.5V でオーバーフロー)



(b) 復元後

図4.10: NaI 検出器 2 における波形の復元前後の height:charge 分布の比較

各検出器がオーバーフローしている境界付近の大雑把な読み取り電荷及び、これを前章で求めた較正係数で Energy に変換した値が以下である。

- CaF₂ 検出器：4.0nC → 13.4MeV (縦ラン),10.7MeV(横ラン)
- NaI 検出器 1：3.5nC → 8.33MeV
- NaI 検出器 2：3.0nC → 10.8MeV

(ただし、較正における charge と Energy の線形性は失われないものと仮定している)

以上の値付近において実測値と復元した値の境界が存在するが、今回の測定においてはこの領域はあまり見ないため大きな影響はないものとする。

4.2 測定の結果

4.2.1 測定の概要

今回の実験では、縦ランと横ランの 2 種類の測定を行った。

縦ランの測定概要は以下の通りである。

- 測定期間：2025/12/30 17:45 ~ 2026/01/07 14:36 (188 時間 51 分)
- 総 Entries：265598

このうち、

- 3coincidence 事象: 4040 events
- Disc.4 の条件を越えた事象: 228370 events

である。

以下の図4.11は縦ランの測定時の様子である

横ランの測定概要は以下の通りである。

- 測定期間：2026/01/09 11:30 ~ 2026/01/21 16:24 (292 時間 54 分)
- 総 Entries：437872

このうち、

- 3coincidence 事象: 862 events
- Disc.4 の条件を越えた事象: 358210 events

である。

以下の図4.12は横ランの測定時の様子である

ただし、各ディスクリミネーターは波高で閾値を設定している。これに対して Energy の閾値を縦ラン、横ランの測定結果を基に、閾値を超えた完全なる波形のみを取得できるように、以下の表4.1のように定めた。各検出器と各ディスクリミネーターの関係は図2.6を参照されたい。また、以下の図4.13 ~ 4.16は各検出器における測定結果の内、閾値付近の height:Energy の 2 次元分布である。

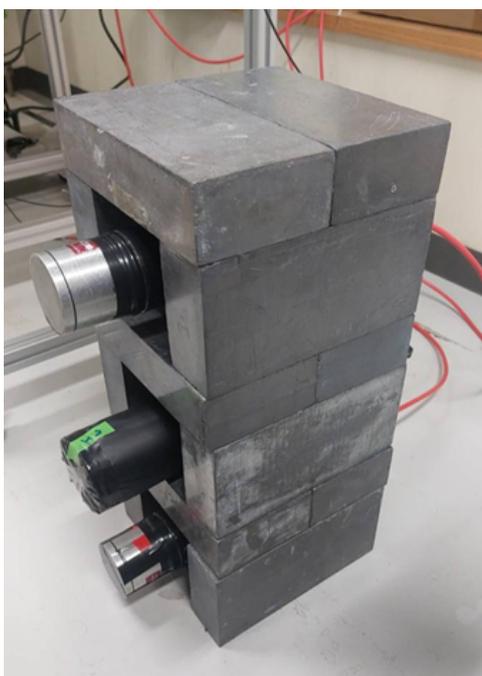


図4.11: 縦ランの測定時の様子

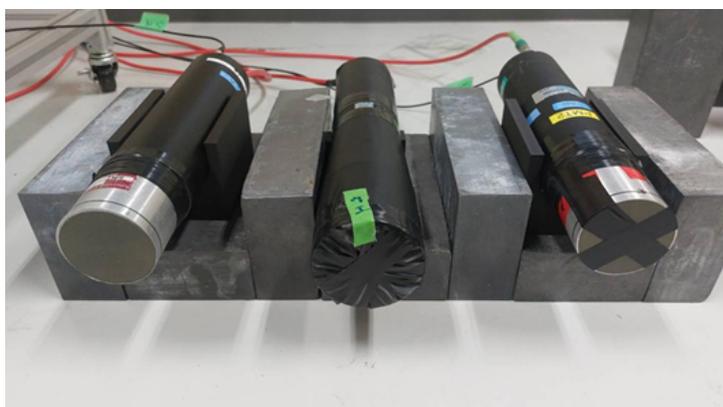


図4.12: 横ランの測定時の様子

表4.1: 各ディスクリミネーターの閾値設定

Disc. num	波高の閾値 [V]	Energy の閾値 [MeV]
Disc.1	0.10	0.26
Disc.2	0.10	0.32
Disc.3	0.20	1.4
Disc.4	0.80	4.8

なお、Disc.3、Disc.4 に関しては、divider を一度挟んでいるため、波高の閾値は、ディスクリミネーターで設定したものの 2 倍となっている。

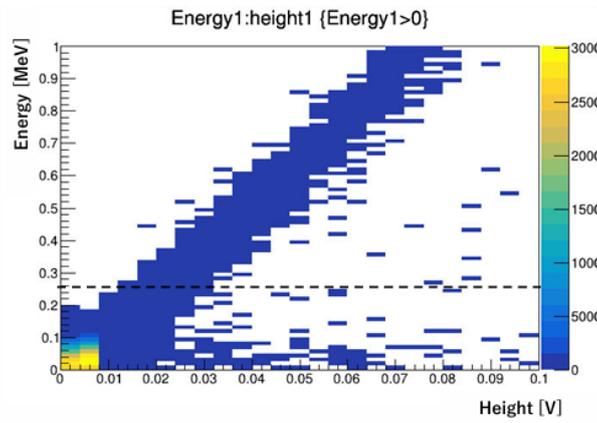


図4.13: NaI 検出器 1 における Disc.1 領域付近での height:Energy2 次元分布

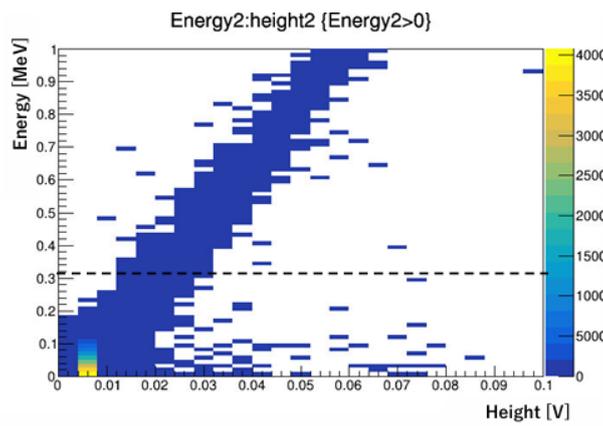


図4.14: NaI 検出器 2 における Disc.2 領域付近での height:Energy2 次元分布

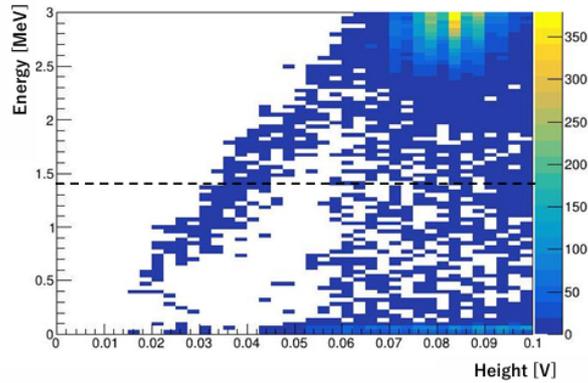


図4.15: CaF₂ 検出器における Disc.3 領域付近での height:Energy2 次元分布

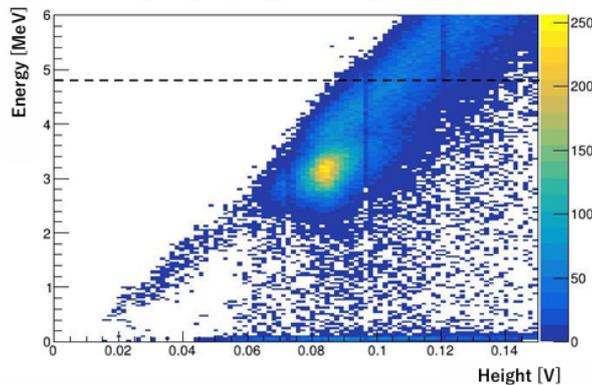


図4.16: CaF₂ 検出器における Disc.4 領域付近での height:Energy2 次元分布

4.2.2 測定結果

以下の図4.17、4.18は縦ラン、横ランそれぞれにおける CaF₂ 検出器のエネルギースペクトルである。

このうち、今回我々の実験において注目しているのは 3coincidence 事象である。

以下の図4.19~4.21は縦ランにおいて、3coincidence 事象を選択したときの各検出器のエネルギースペクトルである。

図4.19~4.21より、各検出器において、数十 MeV という高いエネルギー領域にピークがあることがわかる。検出器の位置関係から鑑みるに、これらの事象は突き抜けミュオンによるものと考えられる。なお、NaI 検出器 1、2 のピークが CaF₂ 検出器のピークに比べて幅が広い理由に関しては、CaF₂ 検出器に取り付けている CaF₂(Eu) 結晶は立方体である一方、NaI 検出器 1、2 に取り付けられている NaI(Tl) シンチレータが円柱形であり（図2.1を参照）、結晶内を通過するミュオンの飛行長が、ばらつきが生まれやすいためであると考えられる。

このピークが突き抜けミュオン事象であるかの比較のために Geant4 でのシミュレーションを行った。図4.22のようにジオメトリを配置した。青は鉛、白は NaI(Tl) シンチレータ、緑は CaF₂(Eu) シンチレータ、赤は光電子増倍管である。NaI(Tl) シンチレータは密度を 3.67g/cm³ とし、1 辺 4.5cm の立方体と設定した。

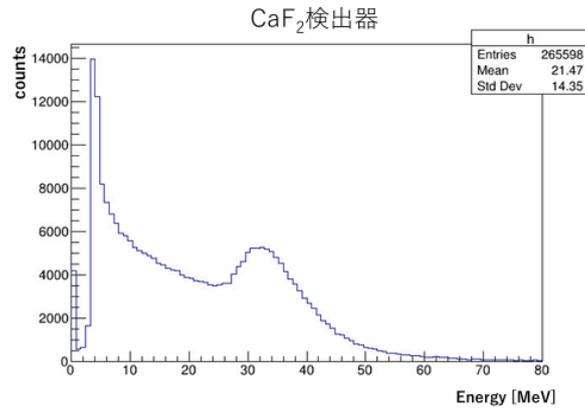


図4.17: 縦ランにおける CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル

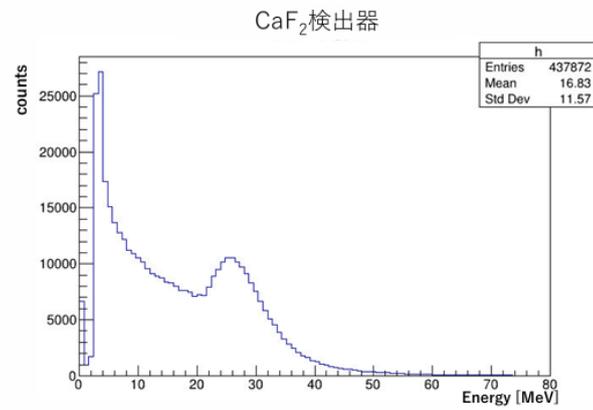


図4.18: 横ランにおける CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル

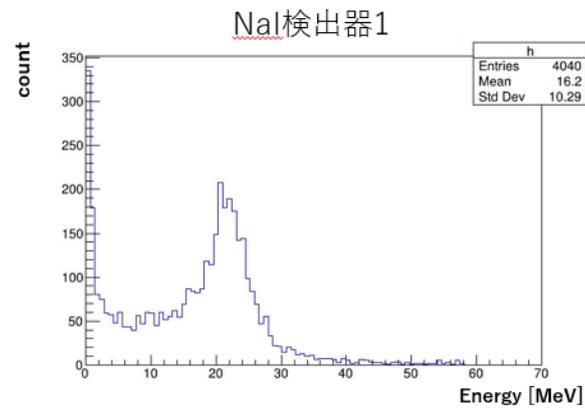


図4.19: 縦ランにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 1 のエネルギースペクトル

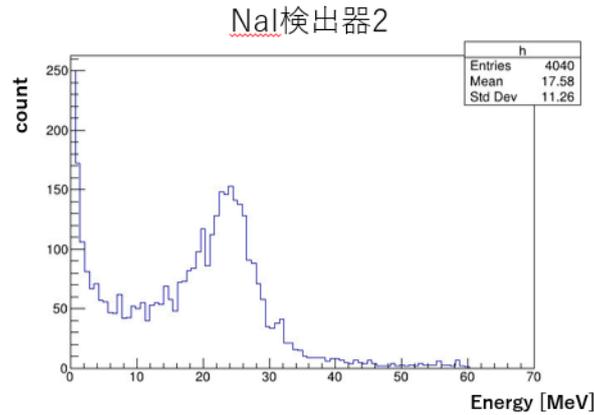


図4.20: 縦ランにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 2 のエネルギースペクトル

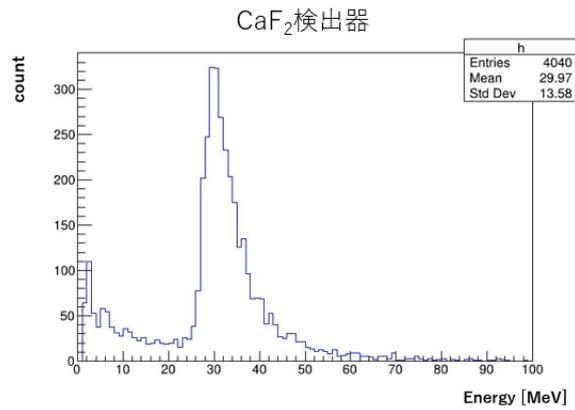


図4.21: 縦ランにおける 3coincidence 事象での CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル

CaF₂ シンチレータは密度を 3.17g/cm³ とし、高さ 5.1cm、直径 5.1cm の円柱を設定した。光電子増倍管は厚さ 0.35cm の中空円筒と考え、素材は鉄 (7.87g/cm³) とした。シンチレータの重心を原点として、高さ 30 cm にある半径 30cm の円上から等確率にミュー粒子の発射位置を定めた。発射方向は鉛直方向とのなす角 θ となる確率が $\cos^2\theta$ に比例するとして発射した。そして、ミュー粒子のエネルギーは以下の式4.1に従うようにし、制限として 100MeV 以上であるとした。

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2.7} \quad (4.1)$$

以下の図4.23 ~ 4.25は、各検出器における実際の測定値と Geant4 による結果の比較である。

図4.25では実測値とシミュレーションの値において 2 倍ほどずれが生じている。これは、CaF₂ 検出器の calibration を $\approx 1\text{MeV}$ までの低いエネルギー領域で行い、これを数十 MeV の高いエネルギー領域でも線形であると仮定していたが、実際には数十 MeV 領域まで線形性が担保されていなかったことに起因していると考えられる。

一方で図4.23、4.24にあるように NaI 検出器 1、2 においては実測値とシミュレーションの値が概ね一致していることが読み取れる。ゆえに、NaI 検出器 1、2、CaF₂ 検出器において同一の event を選択していること

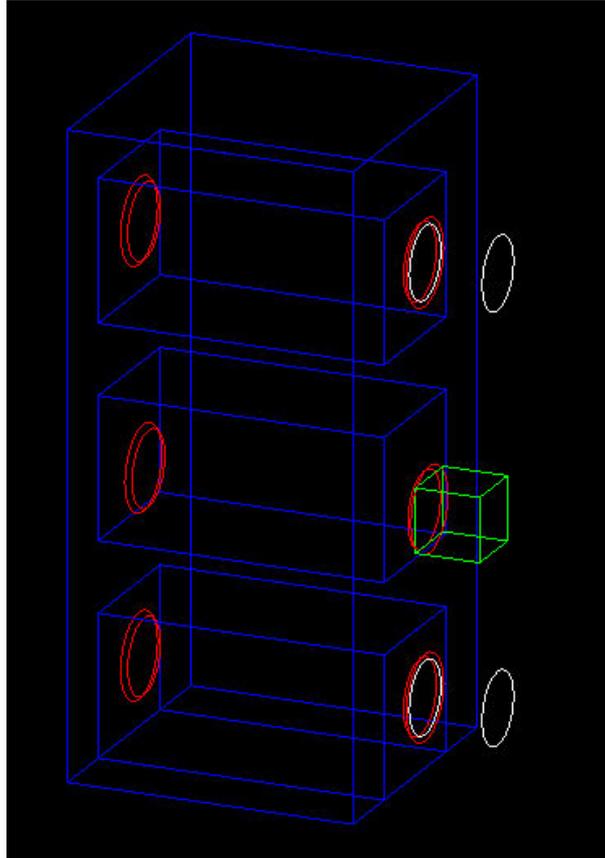
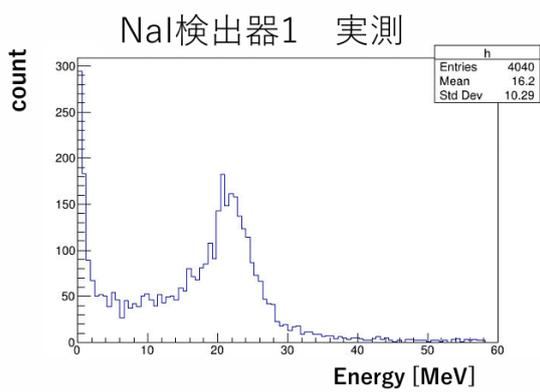
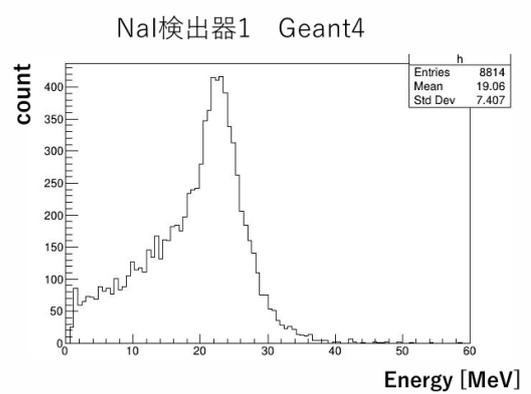


図4.22: 縦ランのミュオン事象シミュレーションのジオメトリ

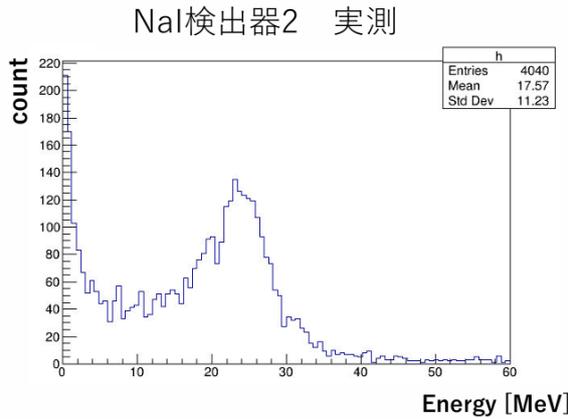


(a) NaI 検出器 1 の実測値

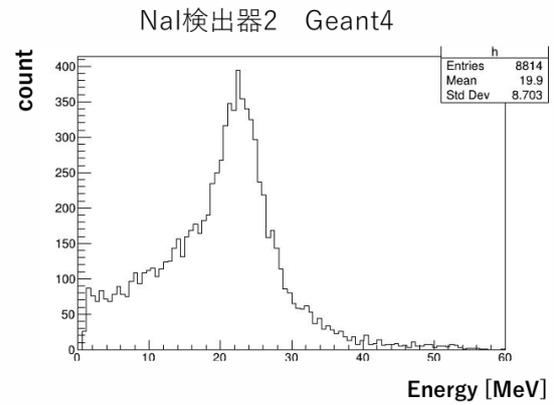


(b) Geant4 によるシミュレーション結果

図4.23: 3coincidence 事象における NaI 検出器 1 のエネルギースペクトルとシミュレーションとの比較

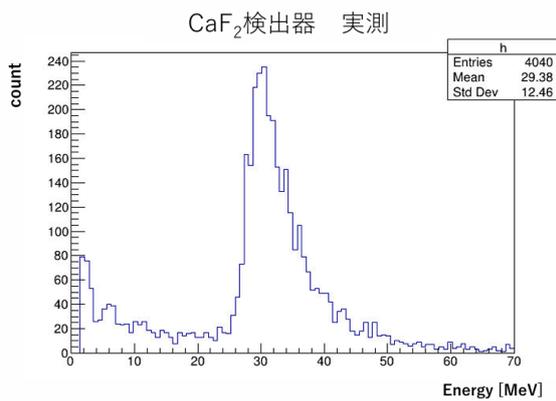


(a) NaI 検出器 2 の実測値

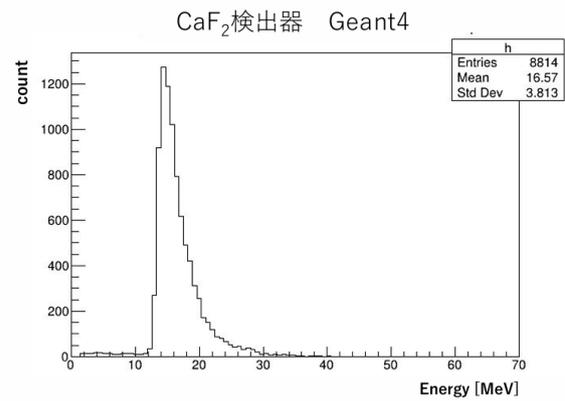


(b) Geant4 によるシミュレーション結果

図4.24: 3coincidence 事象における NaI 検出器 2 のエネルギースペクトルとシミュレーションとの比較



(a) CaF₂ 検出器の実測値



(b) Geant4 によるシミュレーション結果

図4.25: 3coincidence 事象における CaF₂ 検出器のエネルギースペクトルとシミュレーションとの比較

から、各検出器において数十 MeV 付近にあるピークは突き抜けミュオンによるものと考えられる。

横ランに関しても、同様に 3coincidence 事象に注目する。

以下の図4.26~4.28は横ランにおいて、3coincidence 事象を選択したときの各検出器のエネルギースペクトルである。

検出器を横に並べている関係で、やはり突き抜けミュオンの事象は少なくなっていると考えられる。図4.19 ~ 4.21と比較しても、数十 MeV の高エネルギー領域にピークがみられないことから、突き抜けミュオンの影響は少ないと考えられる。

次に、NaI 検出器 1、2 において 511keV の back to back の γ 線を観測する際の事象に関して考える。3coincidence 事象において本来観測したいのは図1.6及び (1.6) 式にあるような ^{19}Ne の β^+ 崩壊である。この

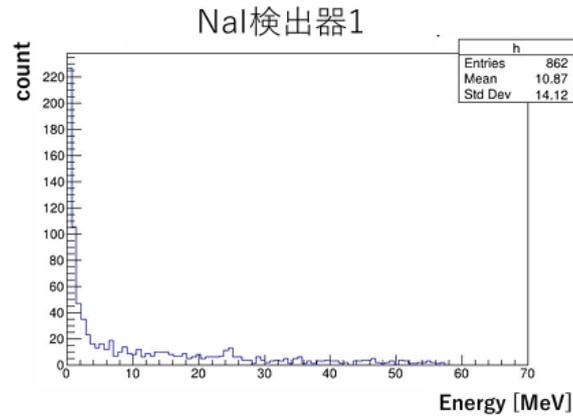


図4.26: 横ランにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 1 のエネルギースペクトル

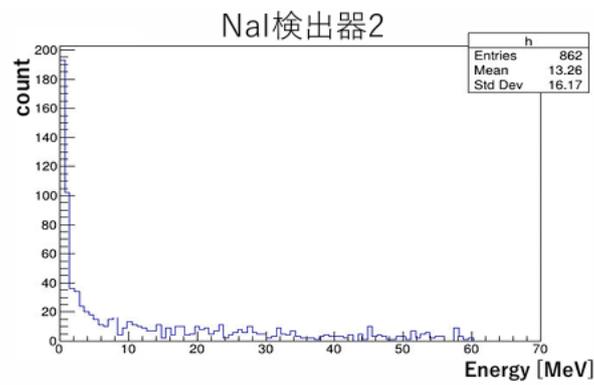


図4.27: 横ランにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 2 のエネルギースペクトル

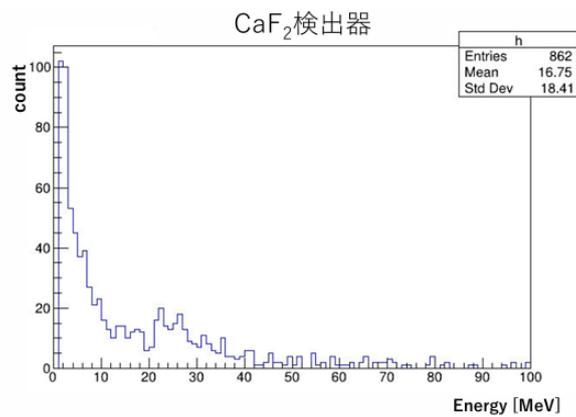
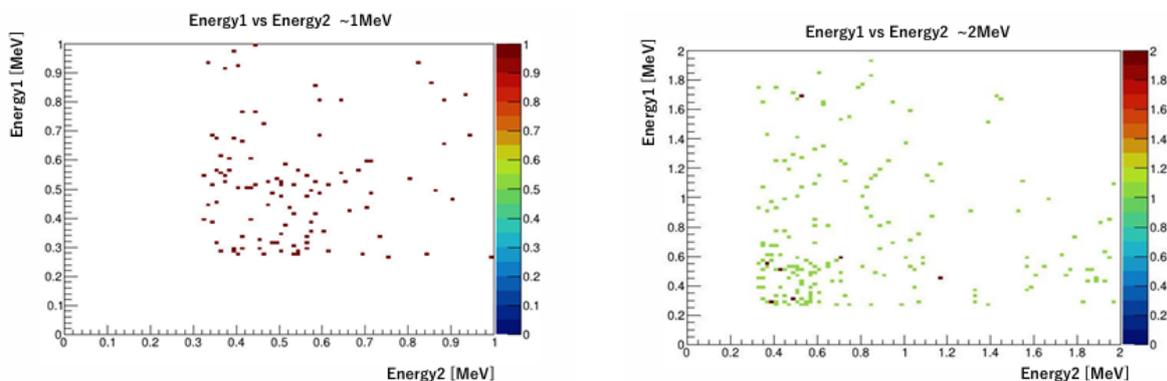


図4.28: 横ランにおける 3coincidence 事象での CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル

際 NaI 検出器 1、2 においては 511keV の back to back γ 線を観測する。この事象へのバックグラウンドに関して議論する。

以下の図4.29は、縦ランの 3 coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 に ~ 1 MeV もしくは ~ 2 MeV 領域の Energy2 次元ヒストグラムである。



(a) 0 \sim 1MeV 領域

(b) 0 \sim 2MeV 領域

図4.29: 3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の Energy2 次元ヒストグラム

図4.29より、NaI 検出器 1、2 双方に ~ 0.7 MeV のエネルギーが観測された事象がほかの領域に比べて多くみられることが読み取れる。

先より述べているように、注目したいのは双方に 511keV の γ 線が入射したときの事象であるので、NaI 検出器 1、2 双方に $511\text{keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーが観測された事象を選択する。

以下の図4.30は、3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の Energy2 次元ヒストグラムにおいて、選択した領域を示したものである。

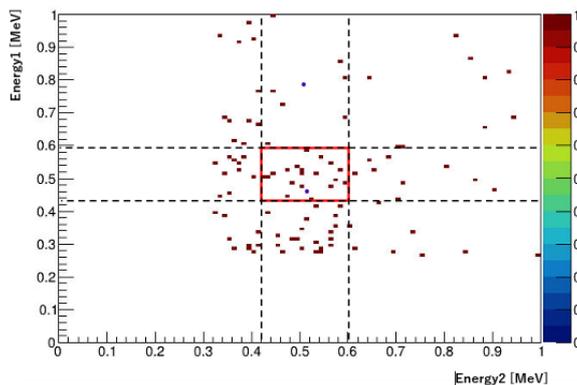


図4.30: 縦ランでの NaI 検出器 1,2 における $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の選択領域

なお、 $511\text{keV} \pm 3\sigma$ 領域は以下の通りである。

- NaI 検出器 1 : 432.7 Energy1 589.3[keV]

- NaI 検出器 2 : 420.4 Energy2 601.6[keV]

縦ランにおいては、NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ 領域のエネルギーを観測した事象は 19events 観測された。測定時間が 188.85 時間であることから、この事象の countrate は

$$0.101 \pm 0.023 \text{ events/h} \quad (4.2)$$

となる。

また、上記の event での CaF_2 検出器の Energy 分布を示したものが、以下の図4.31である。

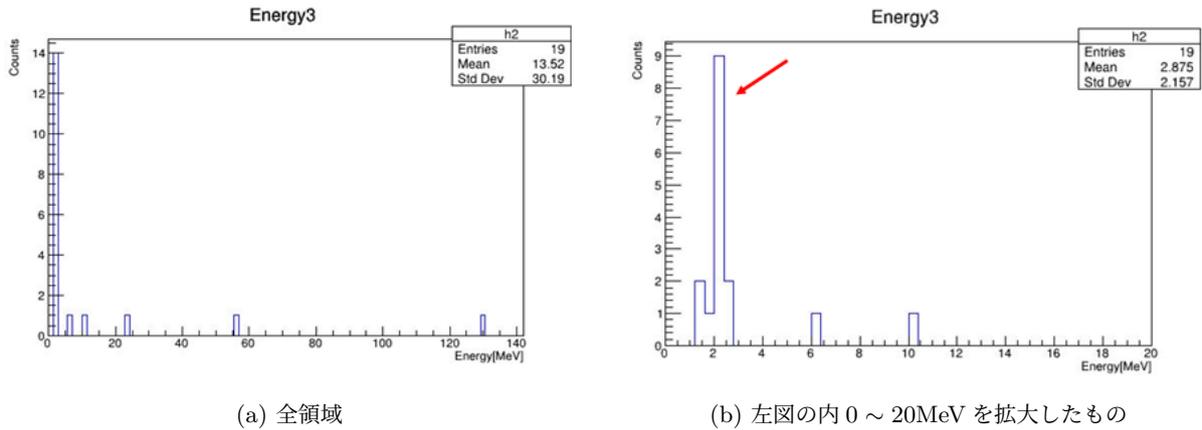


図4.31: NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の事象における CaF_2 検出器の Energy

図4.31を見ると、2MeV 付近に偏りがみられる。ゆえに、何らかの特定のイベントが起きている可能性がある。

以下の図4.32は NaI 検出器 1、2 がともに 0 ~ 1MeV の事象における CaF_2 検出器の Energy 分布である。似たような領域での統計量を増やすため、参考程度に載せる。図4.32より、やはり 2MeV 付近にピークが立っていることが読み取れる。

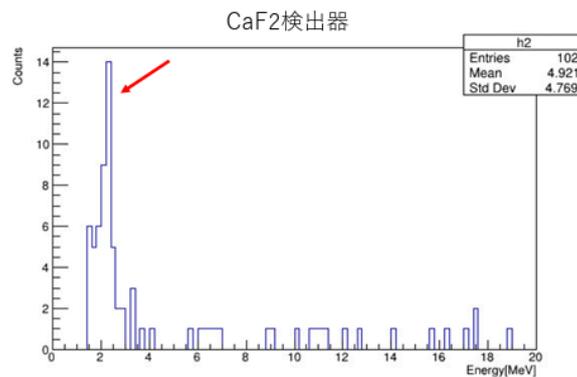


図4.32: NaI 検出器 1、2 がともに 0 ~ 1MeV の事象における CaF_2 検出器の Energy

図4.32及び、Disc.3 閾値が 1.4MeV であることも踏まえても、2MeV 付近の事象が閾値によって切れているものであるとは考えにくい。

横ランに関しても同様に行う

以下の図4.33は、横ラン測定時の 3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 に ~ 1 MeV もしくは ~ 2 MeV 領域の Energy2 次元ヒストグラムである。

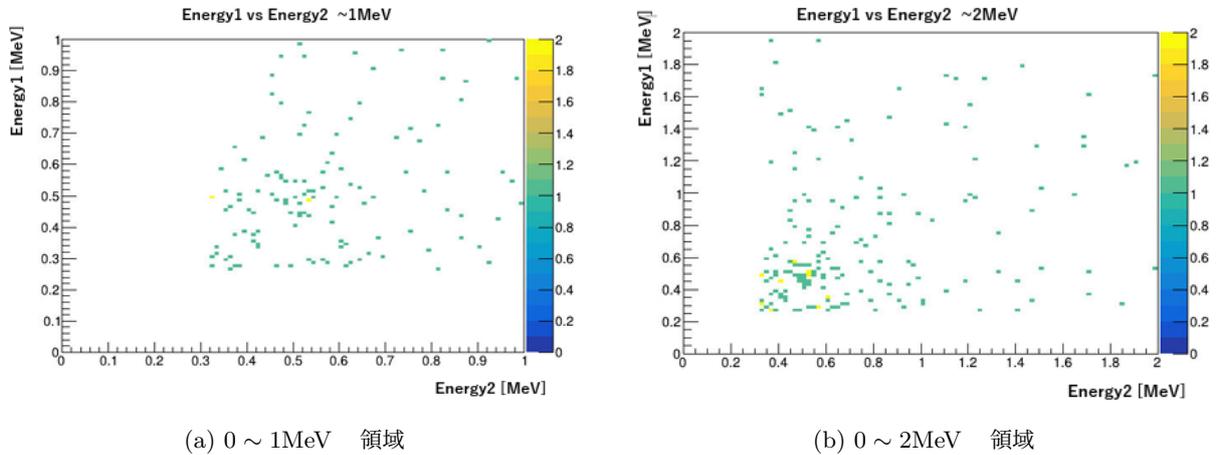


図4.33: 3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の Energy2 次元ヒストグラム

縦ラン同様、図4.33より、NaI 検出器 1、2 双方に ~ 0.7 MeV のエネルギーが観測された事象がほかの領域に比べて多くみられることが読み取れる。

次に縦ランと同様、NaI 検出器 1、2 双方に $511\text{keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーが観測された事象を選択する。なお、 $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の範囲は縦ランの時と同様である。

以下の図4.34は、3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の Energy2 次元ヒストグラムにおいて、選択した領域を示したものである。

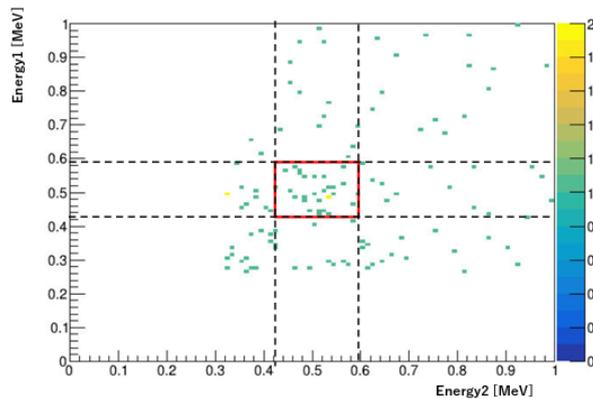


図4.34: 横ランでの NaI 検出器 1,2 における $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の選択領域

横ランにおいては、NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ 領域のエネルギーを観測した事象は 29events 観測された。測定時間が 292.9 時間であることから、この事象の countrate は

$$0.099 \pm 0.018 \text{ events/h} \quad (4.3)$$

となり、(4.2) 式と consistent な値をとっていることがわかる。

また、上記の event での CaF_2 検出器の Energy 分布を示したものが、図4.35である。

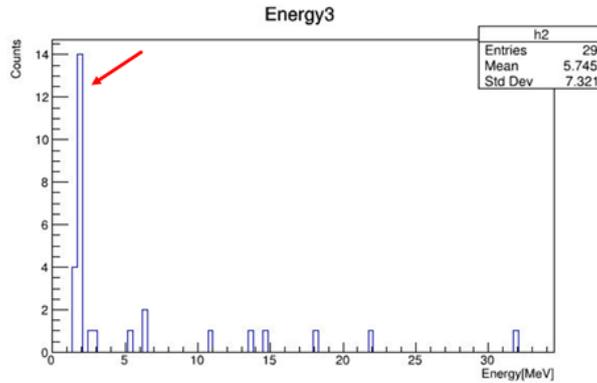


図4.35: NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の事象における CaF_2 検出器の Energy

図4.35を見ると、縦ランと同様に 2MeV 付近に偏りがみられる。ゆえに、何らかの特定のイベントが起きている可能性がある。

以下の図4.36は NaI 検出器 1、2 がともに 0 ~ 1MeV の事象における CaF_2 検出器の Energy 分布である。似たような領域での統計量を増やすため、参考程度に載せる。図4.36より、やはり 2MeV 付近にピークが立っていることが読み取れる。

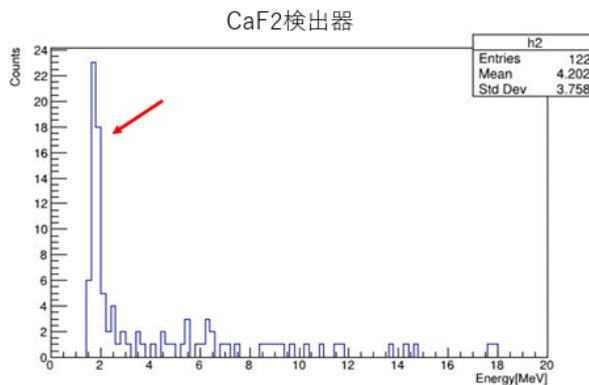


図4.36: NaI 検出器 1、2 がともに 0 ~ 1MeV の事象における CaF_2 検出器の Energy

図4.36及び、Disc.3 の閾値が 1.4MeV であることも踏まえても、2MeV 付近の事象が閾値によって切れているものであるとは考えにくい。

■測定結果に関するまとめ 今回の測定結果に関するまとめとして、以下のことがあげられる。

縦ランにおいては 3coincidence 事象において宇宙線ミュオン事象が支配的であった。

また、NaI 検出器 1 および 2 の両方において $511\text{keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーが入った事象数は、(4.2)、(4.3) 式より、

- 縦ラン： 0.101 ± 0.023 events/h
- 横ラン： 0.099 ± 0.018 events/h

であり、両者は誤差範囲に収まっていることより consistent であるといえる。

さらに、図4.31及び4.35より、上記事象における CaF_2 検出器のエネルギー分布には 2 MeV 付近に偏りが見られた。このことから、特定の過程が background として集中している可能性がある。

5 511 keV 同時計測事象の起源についての考察

5.1 観測された 511 keV 同時計測事象

本測定において、3 台の検出器による同時計測事象のうち、各検出器で観測されたエネルギーが 511 keV 付近に局在する事象群が確認された。本節では、これらの事象のエネルギー分布および基本的な特徴について述べる。

NaI 検出器 1 および 2 でともに 0–1 MeV のエネルギーを観測した事象の発生率は、

- 縦ラン： $(1.50 \pm 0.10) \times 10^{-4}$ Hz
- 横ラン： $(1.16 \pm 0.15) \times 10^{-4}$ Hz

であり、縦ランのほうが発生率が高かった。

511 keV $\pm 3\sigma$ の条件で事象を選択すると、

- 縦ラン： $(1.50 \pm 0.10) \times 10^{-4}$ Hz
- 横ラン： $(1.16 \pm 0.15) \times 10^{-4}$ Hz

であり、両者は誤差の範囲内で一致していた。

次に、図5.1に、3coincidence 事象におけるエネルギーの二次元プロットを示す。

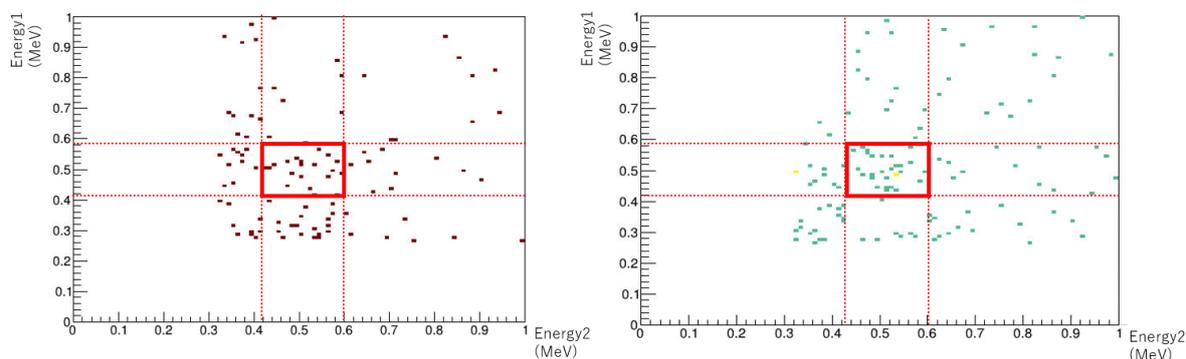


図5.1: 本測定の 3 コインシデンス事象で、NaI 検出器 1 と NaI 検出器 2 で得られたエネルギー
(左：縦ラン 右：横ラン)

横軸および縦軸はそれぞれ NaI 検出器で観測されたエネルギーを表している。

この図の各軸方向への射影ヒストグラムを図5.2と図5.3に示す。

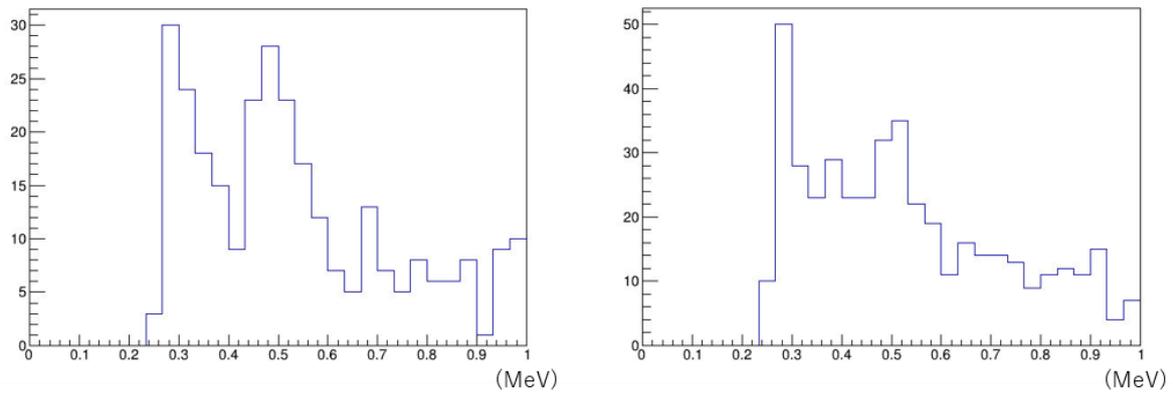


図5.2: 本測定の3コインシデンス事象のうち、NaI 検出器 1 と NaI 検出器 2 でともに 0-1 MeV を観測した事象の、NaI 検出器 1 のエネルギースペクトル (左:縦ラン 右:横ラン)

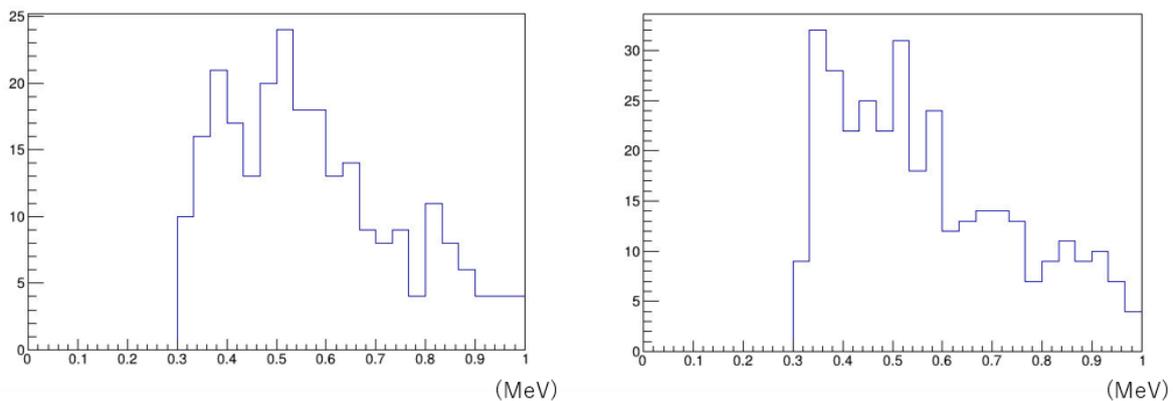


図5.3: 本測定の3コインシデンス事象のうち、NaI 検出器 1 と NaI 検出器 2 でともに 0-1 MeV を観測した事象の、NaI 検出器 2 のエネルギースペクトル (左:縦ラン 右:横ラン)

511 keV 付近には複数ビンにわたるピーク構造が確認され、単一ビンの統計揺らぎだけでは説明できないことがわかる。

最後に、CaF₂ 検出器における 3coin 事象のスペクトルを示す。

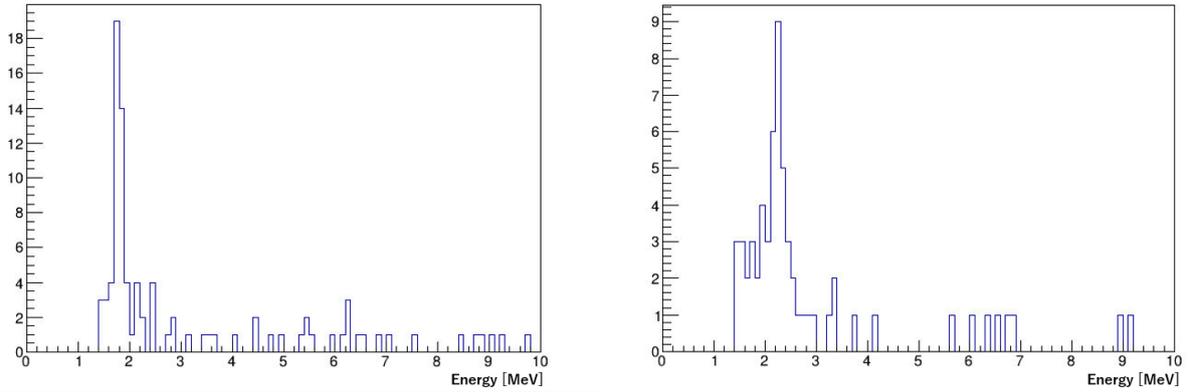


図5.4: 本測定 of 3 コインシデンス事象のうち、NaI 検出器 1 と NaI 検出器 2 でともに 0–1 MeV を観測した事象の、CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル（左：縦ラン 右：横ラン）

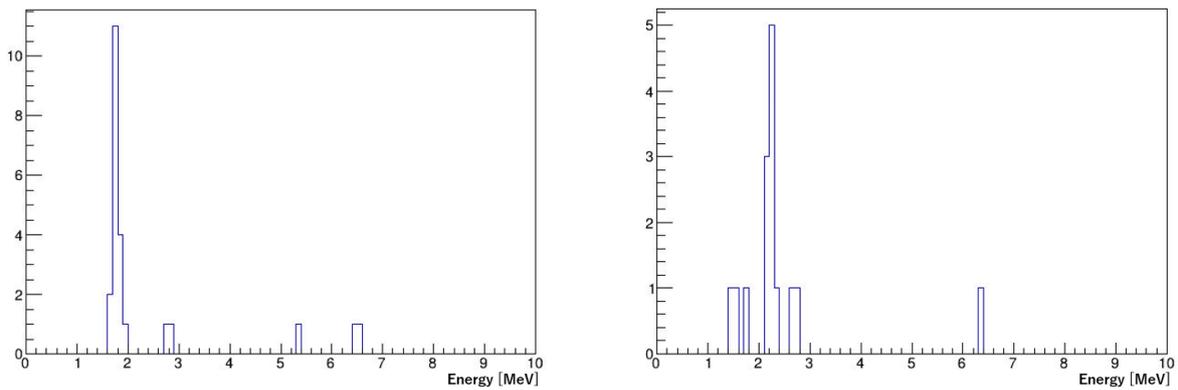


図5.5: 本測定 of 3 コインシデンス事象のうち、NaI 検出器 1 と NaI 検出器 2 でともに $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ を観測した事象の、CaF₂ 検出器のエネルギースペクトル（左：縦ラン 右：横ラン）

$511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ の条件で事象を選択をした後でも、全体のスペクトル形状に顕著な変化は見られず、2 MeV 付近にピークが見られた。

5.2 偶発的同時計測の可能性

3coin 事象の一部が、偶発的な同時計測によって生じた可能性を検討した。

5.2.1 各検出器のバックグラウンドレート

まず、各検出器で単独に 20,000 事象のバックグラウンドが得られるまでの時間を計測した。測定結果を表5.1に示す。

表5.1: 各検出器のバックグラウンド測定結果および事象発生率

検出器	測定時間	事象発生率
NaI 1	1427 s	14.0±0.1 Hz
NaI 2	1387 s	14.4±0.1 Hz
CaF ₂	3348 s	5.97±0.04 Hz

この値をもとに、無関係の3事象が偶発的に全ての検出器で同時に検出される確率を理論的に計算した。本測定で使用したディスクリミネーターの幅はそれぞれ $w_1 = 20$ ns, $w_2 = 20$ ns, $w_3 = 10$ ns である。偶発的な3コインシデンス事象の発生率 R は、各検出器のバックグラウンド率 R_1, R_2, R_3 を用いて

$$R = R_1 R_2 R_3 (w_1 w_2 + w_2 w_3 + w_3 w_1) = (9.7 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ Hz} \quad (5.1)$$

と計算される。これは3万年に1回程度の発生率であるので、本測定中に発生した可能性は極めて低い。

5.2.2 遅延コインシデンス測定

さらに、3つの検出器を用いて遅延コインシデンス測定を行った。回路図を図5.6に示す。

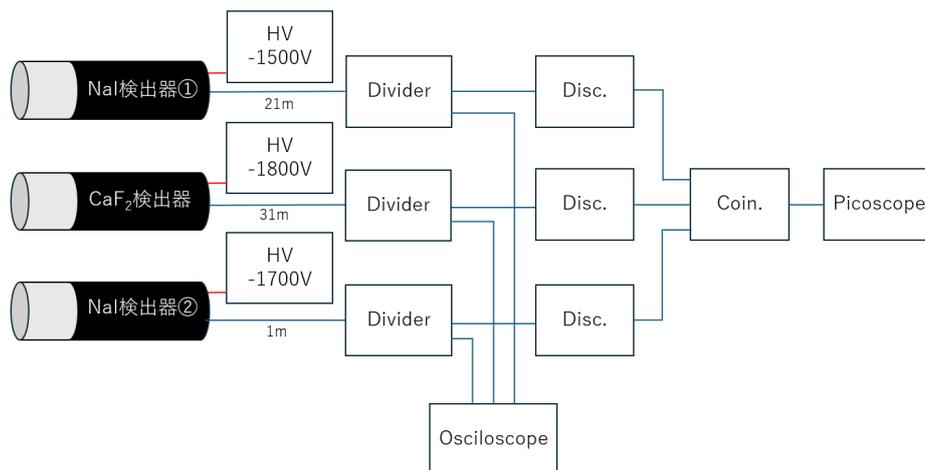


図5.6: 遅延コインシデンス測定用の回路図。ケーブル長を延長することで同一起源の事象はコインシデンスとして検出されず、偶発的事象のみが記録される。

本測定と比較して、NaI 検出器 1 と Divider を繋ぐケーブルを 20 m、CaF₂ 検出器と Divider を繋ぐケーブルを 30 m 延長し、信号がそれぞれ 100 ns および 150 ns 遅延するようにした。これにより、同一起源の事象はコインシデンスとして検出されず、偶発的事象のみが記録される。18 時間の測定の結果、3 コインシデンス事象は 1 件も観測されなかった。

以上から、本測定における 511 keV 事象は偶発的の同時計測によって説明されるものではないと結論できる。

5.3 宇宙線ミュオンによる核破碎の可能性

本測定で観測された3コインシデンス事象が、宇宙線ミュオンによる核破碎に起因する可能性を検討した。仮説として、ミュオンが検出器を通過した際に核破碎反応が起こり、 β^+ 核が生成されるとする。生成核は一定の半減期を持ち、その後 β^+ 崩壊を起こす。崩壊に伴い、NaI検出器で511 keVガンマ線が検出され、3コインシデンス事象として記録される。

この場合、3コインシデンスを基準にしたミュオン通過時刻の時間差分布は、負の時間方向に生成核の半減期に従った指数関数的余剰が現れると期待される。図5.7にこの理想的な時間差分布の例を示す。

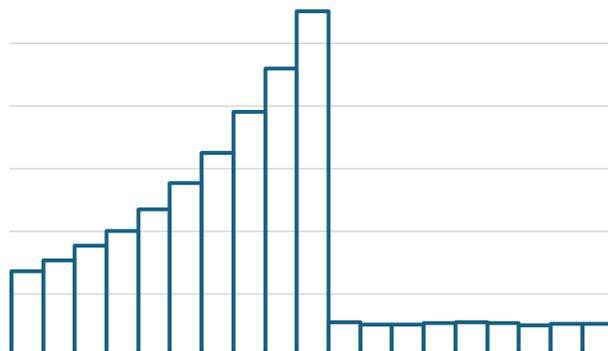


図5.7: 仮説が正しい場合に期待される理想的な時間差分布。時間差が負の領域に指数分布が表れ、その減衰は生成核の半減期と一致する。

次に、本測定で511 keV付近の事象に着目して同様の時間差分布を解析した。その結果を以下に図5.8と図5.9に示す。

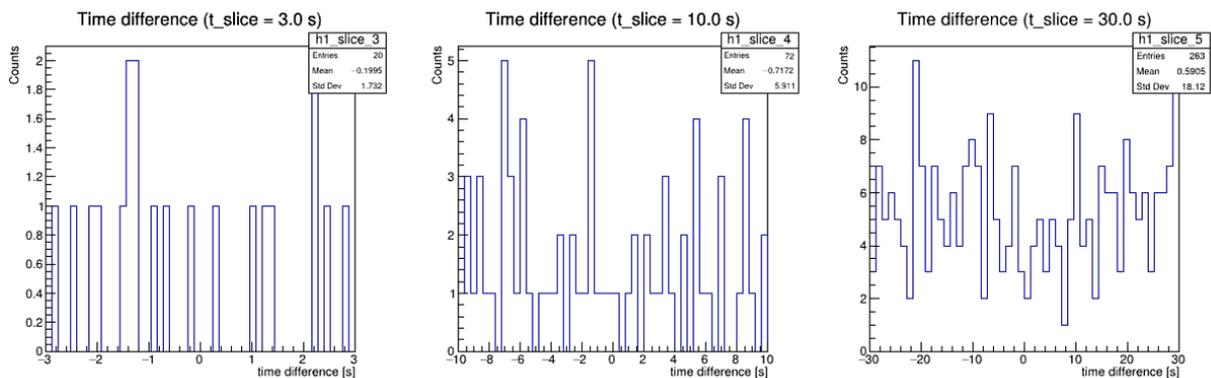


図5.8: 511 keV 付近同時計測事象とミュオン事象の時間差分布 (縦ラン)

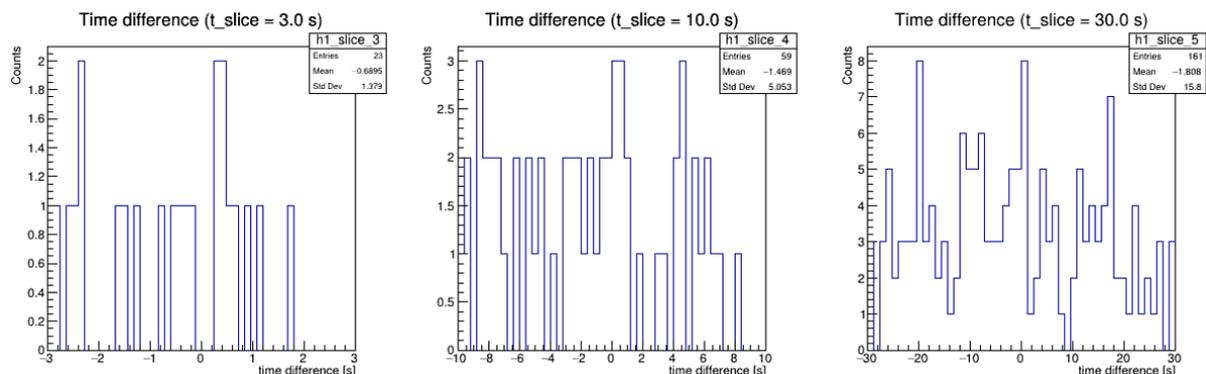


図5.9: 511 keV 付近同時計測事象とミュオン事象の時間差分布（横ラン）

どの時間スケールにおいても、負の時間領域に統計的有意な余剰は確認されなかった。

以上より、観測された3コインシデンス事象は、ミュオン核破碎に起因するものではないと結論付けられる。

5.4 その他の可能性

本測定で観測された511 keV同時計測事象について、宇宙線ミュオン核破碎以外の起源として考えられる可能性を整理する。各仮説の妥当性を評価するためには追加の検証が必要である。

5.4.1 環境 γ 線の多重散乱

環境中の高エネルギー γ 線が複数回散乱し、すべての検出器でエネルギーを検出することにより、511 keV付近に集中する事象が生じる可能性がある。ただし、CaF₂検出器で観測される2 MeV付近のピークとの整合性が不明である点が懸念される。また、散乱による到達確率は幾何学的に低く、複数の散乱経路が必要になるため、事象数の妥当性を確認する評価が必要である。

5.4.2 宇宙線ミュオンの直接通過

3つの検出器すべてを掠めるように通過する宇宙線ミュオンの可能性も考えられる。しかし、縦ランと横ランでの発生率がほぼ同じであることの説明は困難である。また、511 keV付近にピークが形成された理由についても疑問が残る。したがって、宇宙線ミュオンの経路を精密に追跡し、シミュレーションに基づく評価を行うことが必要である。

5.4.3 鉛ブロックとの相互作用

検出器の土台として使用していた鉛ブロックが宇宙線ミュオン等と相互作用し、二次粒子を生成することで511 keV事象が発生する可能性がある。懸念点としては、二次粒子がNaI検出器で511 keVに局在するか、縦ランと横ランの両方で同様の事象数が得られるかなどが挙げられる。この仮説の妥当性を確認するには、鉛との相互作用を考慮した測定や詳細なシミュレーションが必要である。

6 まとめ

本研究では、 $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ シンチレーターを用いた太陽ニュートリノ検出手法の基礎的検証を目的として、 $\text{NaI}(\text{Tl})$ 検出器 2 台と $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ 検出器 1 台を用いた 3 コインシデンス計測系を構築し、バックグラウンド事象の測定および解析を行った。測定は、3 つの検出器を縦方向に配置した「縦ラン」と、水平方向に配置した「横ラン」の 2 つの条件で実施し、検出器配置の違いによる事象の特徴を比較した。

3 コインシデンス事象に着目すると、縦ランでは宇宙線ミュオン突き抜け事象が支配的であり、発生率は横ランと比較して有意に高いことが確認された。一方、宇宙線ミュオン突き抜け事象以外の 3 コインシデンス事象に着目すると、2 台の NaI 検出器のエネルギースペクトルにおいて 511 keV 付近にピークが確認された。両検出器で $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーが同時に観測される事象が多数存在し、その発生率には縦ランと横ランの間で有意な差は見られなかった。また、これらの事象において CaF_2 検出器で検出されたエネルギーは、 NaI 検出器で観測されたエネルギーに依存せず、2 MeV 付近に集中していることが確認された。

本研究で観測された 511 keV 同時計測事象の起源については、偶発的同時計測や宇宙線ミュオン核破碎の可能性を評価した。その結果、偶発的同時計測による寄与は非常に小さいことが示され、本研究で観測された事象を十分に説明するものではないと考えられる。一方で、環境 γ 線の多重散乱、宇宙線ミュオンの直接通過、周囲の鉛ブロックとの相互作用など、複数のバックグラウンド要因が寄与している可能性が残されており、現段階では事象の起源を一意に特定するには至っていない。

今後の展望としては、次のようなものが挙げられる。

- 環境 γ 線の多重散乱による寄与を定量的に評価するため、幾何学的条件や散乱確率を考慮したモンテカルロシミュレーションを実施する。
- 宇宙線ミュオンの直接通過の影響を評価するため、検出器周囲のミュオン経路の追跡およびシミュレーションに基づく事象率の推定を行う。
- 鉛ブロックとの相互作用の影響を調べるため、鉛の有無による測定条件の比較や、相互作用モデルに基づくシミュレーション解析を行う。
- 検出器の位置、遮蔽材料、測定時間などの条件を変更した追加測定を行い、事象数の統計的信頼性を向上させる。

これらの取り組みにより、511 keV 同時計測事象の起源をより明確にすることが期待される。また、本研究で構築した 3 コインシデンス計測システムは、バックグラウンド事象の識別手法として有効であり、将来的な太陽ニュートリノ検出実験に向けた基礎的検討として重要な知見を与えるものと考えられる。

7 付録

7.1 鉛ブロックを用いなかった測定に関して

本実験においては縦ラン横ラン双方において、検出器を並べるブロックとして鉛ブロックを使用していた。しかし、これは鉛による環境放射線の遮断が目的ではなく、実験環境で利用可能であった鉛ブロックを流用しただけである。ゆえに、鉛ブロックの有無に変化を測定するために、鉛ブロックを用いず、横向きに検出器を並べた測定を行った。

以下、この測定を”鉛なしラン”と呼称する。

7.1.1 測定概要

鉛なしランの測定の概要は以下の通りである

- 測定期間：2026/02/18 18:20 ~ 2026/03/03 12:29 (306 時間 9 分)
- 総 Entries：472790

このうち、

- 3coincidence 事象: 650 events
- Disc.4 の条件を越えた事象: 396989 events

である。

以下の図7.1は縦ランの測定時の様子である



図7.1: 鉛なしランの測定時の様子

なお、検出器の位置関係は横ランの時と同様になっており、検出器間の間隔はそれぞれ 15 cmである。

7.1.2 測定結果

以下の図7.2は鉛なしランにおける CaF_2 検出器のエネルギースペクトルである。

次に、縦ラン及び横ラン時と同様に 3coincidence 事象に注目する。

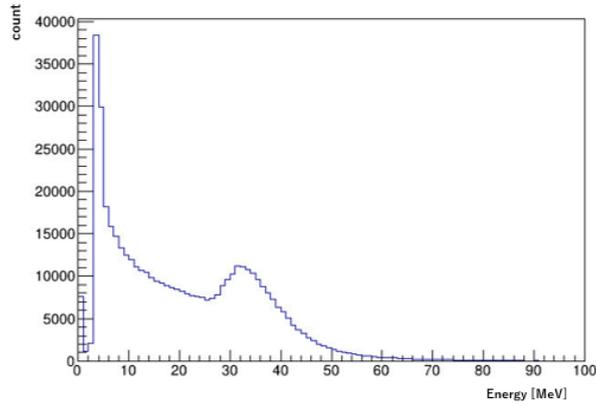


図7.2: 鉛なしランにおける CaF_2 検出器のエネルギースペクトル

以下の図7.3~7.5は鉛なしランにおいて、3coincidence 事象を選択したときの各検出器のエネルギースペクトルである。

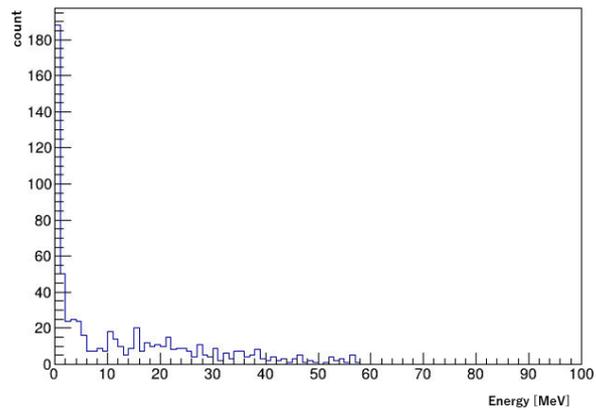


図7.3: 鉛なしランにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 1 のエネルギースペクトル

図7.3 ~ 7.5を見るに、やはり突き抜けミュオンによる事象は少なくなっていると考えられる。縦ランの結果 (図4.19 ~ 4.21) と比較しても、数十 MeV の高エネルギー領域にピークがみられないことから、突き抜けミュオンの影響は少ないと考えられる。また、検出器の位置関係が同じである横ランの結果 (図4.19 ~ 4.21) と比較しても、各検出器に対して同じ傾向を持つエネルギースペクトルが得られていることから、突き抜けミュオンの影響が少ないことが確かめられると考えられる。

縦ラン横ラン時と同様に、注目したいのは双方に 511keV の γ 線が入射したときの事象であるので、NaI 検出器 1、2 双方に $511\text{keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーが観測された事象を選択する。

以下の図7.6は、横ラン測定時の 3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の $\sim 2\text{MeV}$ 領域における Energy2 次元ヒストグラムである。

図7.6を見るに、NaI 検出器 1、2 の双方に 511keV 付近のエネルギーが観測された事象が明らかにほかに比べて偏りがあることが読み取れる。

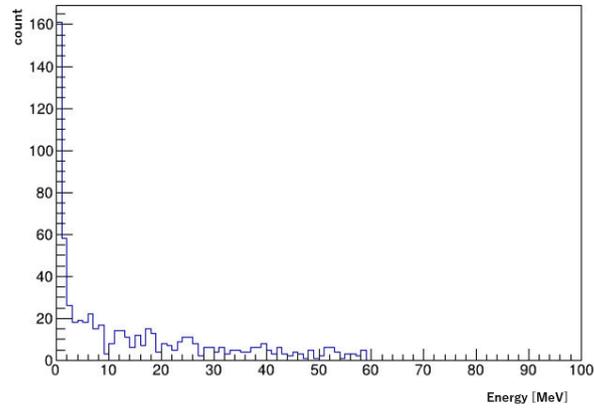


図7.4: 鉛なしにおける 3coincidence 事象での NaI 検出器 2 のエネルギースペクトル

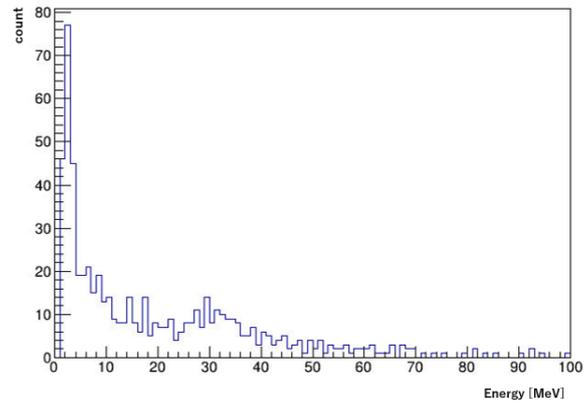


図7.5: 鉛なしランにおける 3coincidence 事象での CaF_2 検出器のエネルギースペクトル

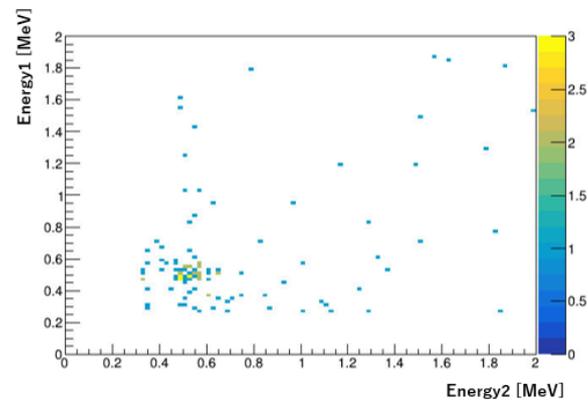


図7.6: 3coincidence 事象における NaI 検出器 1、2 の Energy2 次元ヒストグラム

鉛なしランにおいて、NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ 領域のエネルギーを観測した事象は 41events 観測された。測定時間が 306.15 時間であることから、この事象の countrate は

$$0.134 \pm 0.021 \text{ events/h} \quad (7.1)$$

となる。

縦ラン及び横ランの結果 (4.2)、(4.3) 式と比べ、countrate が高く出ていることが読み取れる。

図7.7は上記の event での CaF_2 検出器の Energy 分布を示したものである。

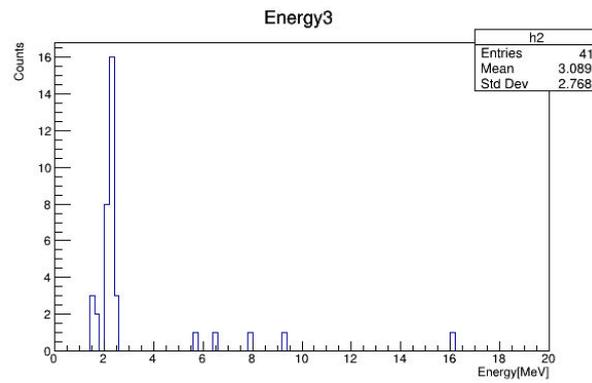


図7.7: NaI 検出器 1、2 がともに $511\text{keV} \pm 3\sigma$ の事象における CaF_2 検出器の Energy

図7.7を見ると縦ランと横ランの結果である図4.31、4.35と同様に 2MeV 付近にピークがみられる。

鉛なしランに関してこれ以上の解析及び考察は行っていないため、結果のみ付録として掲載した。

参考文献

- [1] Aldo Ianni. “Detection of MeV scale neutrinos and the solar energy paradigm”*J. Phys.: Conf. Ser.* 940 (2018) 012023
- [2] Maltoni, Smirnov. “Solar neutrinos and neutrino physics”*Eur. Phys. J. A* 52 (2016) 87
- [3] A. Yu. Smirnov. The MSW effect and Matter Effects in Neutrino Oscillations, hep-ph/0412391
- [4] Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. D* 94, 052010 (2016).
- [5] SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 92, 181301 (2004).
- [6] Borexino Collaboration, *Phys. Rev. D* 82, 033006 (2010).
- [7] B. Aharmim et al. (The SNO collaboration), Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. C* 88, 025501 (2013).
- [8] W.T. Winter et al. The 8B neutrino spectrum, *Phys. Rev. C* 73, 025503 (2006)
- [9] J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press (1989).
- [10] Particle Data Group, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022, 083C01.