

修 士 学 位 論 文

ハイパーカミオカンデ/スーパーカミオカンデに向けた
自動線源ポジショニング装置の改良, それを用いた
データ収集および解析

2019年2月1日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 176S105S
氏名 磯部 裕太

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

本論文ではハイパーカミオカンデ (HK) 実験計画に向けた研究開発のひとつである自動線源ポジショニング装置の開発とその後の試験結果, 実際にスーパーカミオカンデ (SK) 検出器で装置を運転しデータの収集を行ったあとの解析について記述する.

HK 実験計画は現在観測を行っている SK 実験の後継実験であり, 陽子崩壊の探索, ニュートリノ質量階層性問題の解決, レプトンセクターでの CP 対称性の破れや超新星爆発, 太陽ニュートリノの観測など様々な研究課題に取り組む. それに向けて現在も様々な研究開発が進められている.

そのうちの一つに, 自動線源ポジショニング装置の開発がある. HK 検出器は SK 検出器と同様の構造を持つために, 検出器較正作業も SK で確立された方法で行うことができると考えられているが, 検出器サイズの巨大化に伴い作業に要する時間と労力が増加することが予想されている. 装置はその対策として検出器較正を簡便化する. この装置は HK 実験に先立ち, SK で導入・運用される予定である.

自動線源ポジショニング装置はワイヤーに放射線源を取り付け, 上昇と下降を行う機構であり, 検出器に損害を与えたり光が漏れないように様々な安全装置が搭載されている. 装置プロトタイプが完成したあと安全装置と動作の確認のため, 短距離での運転試験を行った. その後, 実際の運転を想定した最大ワイヤー長での試験を行い SK 検出器での運転に際し問題がないことを示した. 試験結果を踏まえて改修をし, 2018 年 2 月には装置の SK での初運転が行われ実際の較正データの取得に成功した. SK で取得したデータを解析し小型化した線源を用いても現行の較正装置との間に矛盾はなく, SK での運用において深刻な問題がないことを確認した.

さらに, データの時間情報を用いることで較正に使用されるニッケルが中性子を捕獲した際に放出する γ 線由来の事象と背景事象との分離を試みた. シミュレーションと合わせたデータ解析をし, 背景事象の一部がカリホルニウム (Cf) の自発核分裂の際に放出される γ 線と線源ホルダーを構成する成分の中性子捕獲で説明ができることを確認し, Cf の自発核分裂由来の事象と線源ホルダーからの背景事象を除去したエネルギースペクトルを得た.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノ振動	1
1.2	太陽ニュートリノ	3
1.2.1	放出の過程	3
1.3	超新星ニュートリノ	5
第 2 章	スーパーカミオカンデ, ハイパーカミオカンデ実験	9
2.1	スーパーカミオカンデ実験	9
2.1.1	実験概要	9
2.1.2	検出器	9
2.1.3	検出原理	11
2.1.4	検出器の較正	12
2.2	ハイパーカミオカンデ実験	12
2.2.1	実験概要	12
2.2.2	検出器概要	13
2.2.3	光検出器	13
2.2.4	検出器の較正	16
第 3 章	自動線源ポジショニング装置	19
3.1	開発目的	19
3.1.1	現行の Ni/Cf 較正装置	19
3.2	自動線源ポジショニング装置の概要	20
3.3	運転に向けた試験	25
3.3.1	安全装置の試験と短距離運転試験	25
3.3.2	長距離運転試験	26
3.4	スーパーカミオカンデでの初運転	26
3.4.1	運転の概要	27
3.4.2	取得したデータ	28
3.4.3	試験とワイヤー較正をもとにした改良結果	35
第 4 章	ニッケル/カリフォルニウム線源を用いた較正	36
4.1	較正の概要	36
4.2	Ni/Cf 較正での背景事象の除去	37

4.2.1	新 Ni 球	37
4.2.2	モンテカルロ・シミュレーションとの比較	39
4.3	事象の時間情報を用いた Ni/Cf 較正での背景事象の除去	40
4.3.1	Cf 線源のみの場合のシミュレーションとデータの比較	40
4.3.2	Ni 球がある場合のシミュレーションとデータの比較	44
4.3.3	Cf 線源ホルダー成分の差し引き	47
4.3.4	まとめ	48
第 5 章	議論	50
第 6 章	結論	53

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノ (記号: ν) は現在の標準模型における素粒子の 1 つである。その存在の提唱と発見の歴史は 20 世紀になされた。H.Becquerel により確認された放射線の一種である原子核から電子 (β 線) が放出される β 崩壊の過程で 1914 年に J.Chadwick が β 線のエネルギースペクトルが連続であるということを見出した。このことを説明するため、W.Pauli は 1929 年に中性でスピンの $1/2$ の粒子を提唱した。その約 30 年後の 1954 年に F.Reines と C.Cowan らにより原子炉からの反ニュートリノが液体シンチレータを用いて検出され、その存在は確かなものとなった [1, 2]。さらに 1962 年にはアメリカ合衆国の Brookhaven 研究所の AGS 加速器を用いて人工的に生成したニュートリノビームから μ ニュートリノが [3]、2000 年には Fermi 研究所の DONUT 実験で同じく人工的なニュートリノビームを生成することで τ ニュートリノ [4] がそれぞれ発見され、今日の標準模型である 3 種類のレプトンとペアになる 3 世代のニュートリノが揃った。存在の提唱から発見までに長い時間を要したのはニュートリノが物質とほぼ相互作用を起こさず、検出が非常に困難であったためである。現在までの観測と研究によりニュートリノには上記の 3 世代が存在し、それぞれ非常に小さいが質量を持ちスピンは $1/2$ であるが、電荷は持たず弱い相互作用と重力相互作用のみしかしないと考えられている。

1.1.1 ニュートリノ振動

現在の素粒子標準模型内ではニュートリノは質量を持たないとされている。しかし、1998 年にスーパーカミオカンデ実験がニュートリノ振動の存在を報告 [5] したことによりニュートリノには有限の質量があることが実験的に証明され、標準模型にはほころびがあることが確認された。

ニュートリノ振動とは弱い相互作用の固有状態が質量固有状態の重ね合わせで表現されるために起こるニュートリノの 3 種のフレーバーが変化する現象のことである。ニュートリノ振動は 1957 年に B. Pontecorvo により最初に予想され、その後 1962 年に牧・中川・坂田らによりフレーバー間振動の定式化がなされた [6]。

ニュートリノは空間を伝播する際は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = m_1, m_2, m_3$) であり、観測がなされる状態であるフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態の重ね合わせで表現される [2]。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=0}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ただし、 $U_{\alpha i}$ は Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata 行列 (PMNS 行列) と呼ばれるものでニュートリノが 3 世代

あるとしたとき以下のような 3×3 の成分をもつユニタリー行列で表される.

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ はニュートリノ混合角, δ はレプトンセクターにおける CP 位相である. ニュートリノのエネルギー固有値を E_i とすると質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ は以下のシュレーディンガー方程式を満たす.

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

従って質量固有状態の時間発展は

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle \quad (1.4)$$

のように書くことができる. 式 1.1 を考えるとフレーバー固有状態の時間発展として

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle \quad (1.5)$$

が得られる. 以下では簡単のためにニュートリノが 2 世代のときの振動について議論する.

ニュートリノが 2 世代のみ存在すると仮定したとき, $U_{\alpha i} = U_{2,2}$ は以下のように記述される.

$$U_{2,2} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

式 1.6 を用いると 2 種類のフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$ は質量固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ を用いて

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} &= U_{2,2}^* \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.7)$$

各ニュートリノについて, 時間 t , エネルギーが E , 運動量を p と距離を x とすると以下のように表現できる.

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos \theta e^{-i(E_1 t - p_1 x)} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-i(E_2 t - p_2 x)} |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= -\sin \theta e^{-i(E_1 t - p_1 x)} |\nu_1\rangle + \cos \theta e^{-i(E_2 t - p_2 x)} |\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

式 1.8 よりある時刻 t における $|\nu_\alpha\rangle$ から $|\nu_\beta\rangle$ への遷移確率 $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ は

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= |\langle \nu_\beta(t=0) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= |\sin \theta \cos \theta (-e^{-i(E_1 t - p_1 L)} + e^{-i(E_2 t - p_2 L)})|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{(E_2 - E_1)t - (p_2 - p_1)L}{2} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

と表すことができる. ただし, ν_α の生成点からの距離を L とおいた. ここでニュートリノの質量を m とすると, これは非常に小さいためエネルギーについては式 1.10 に示す近似が可能である.

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{p^2 + m^2} \sim p + \frac{m^2}{2p} \\ &\sim p + \frac{m^2}{2E} \quad (\because p \gg m) \end{aligned} \quad (1.10)$$

速度についても同様にして光速 c と近似することができ、式 1.9 は式 1.11 のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} L \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 c^3}{4E} L \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

ただし、ニュートリノ質量の自乗差を $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ と定義した。

ニュートリノが3世代あるときの混合を表す式 1.2 よりパラメータは $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta$ の4つである。今日まで、様々な種類の実験により混合角については有限な値が測定され、CP位相についてはCP対称性の破れが起きていることが示唆されている。 θ_{12} は太陽ニュートリノ [7], θ_{23} は大気ニュートリノ [8, 9] や加速器ニュートリノ [10, 11], θ_{13} については原子炉ニュートリノ [12, 13] と加速器ニュートリノ [10, 11] を、 δ に対しては加速器ニュートリノ [10, 11] を観測することで測定がなされてきた。

1.2 太陽ニュートリノ

地球から最も近い恒星である太陽は内部の核融合反応により式 1.12 の過程でニュートリノを放出している [2].



ここで反応の際に放出される 28 MeV は太陽の核から α 粒子が拡散する際の束縛エネルギーである。太陽内部では光子も存在しているが、太陽の密度が非常に高いため表面まで到達するのに 10 – 100 万年を要すると考えられている。しかし、ニュートリノについては物質とはほとんど反応せず、ほぼ光速で進むことができるため生成された時刻の情報をほぼ保ったまま観測することができる。そのため太陽からのニュートリノを観測することは太陽の内部を天文学的なタイムスケールにおいてほぼリアルタイムで観測していることになる。

太陽ニュートリノの観測は 1960 年代に R.Davis と J.N.Bahcall らによってアメリカ合衆国サウスダコタ州にある Homestake 鉱山で開始された。この実験では式 1.13 で表されるような、塩素原子 ^{37}Cl がニュートリノを捕獲してできるアルゴン原子 ^{37}Ar をバブリングにより抽出、計数することにより太陽ニュートリノを観測した。



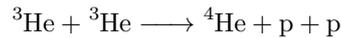
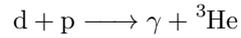
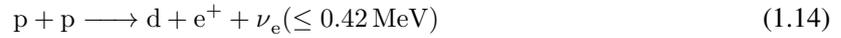
反応のしきい値は 814 keV と低かったが、抽出・計数作業のためリアルタイムには観測できずエネルギー、時間、ニュートリノの到来方向の情報は保持できないものであった。実験の結果ニュートリノのフラックスについて予測の 1/3 程度であることがわかった [14]。その後日本の神岡鉱山で行われていたカミオカンデ実験でも理論予測とのずれが約 1/2 あることが確認された [15]。この予測とのずれは太陽ニュートリノ問題と呼ばれ長年の問題となっていた。この問題に対する解として 1.1.1 節のニュートリノ振動がひとつの候補になっていた。1990 年代には 2.1 節で述べるスーパーカミオカンデ検出器やカナダの SNO 検出器など大型の検出器によるニュートリノ観測が開始され、より精密かつ大統計での測定が可能になった。2001 年にはスーパーカミオカンデ実験と SNO 実験の結果を統合した解析から太陽ニュートリノで振動が起きていることが発見され太陽ニュートリノ問題は解決された [16].

1.2.1 放出の過程

太陽内部の核融合反応は段階的なもので、主なニュートリノ生成過程に pp-chain と CNO cycle とよばれる反応がある [2].

pp-I chain

この反応により太陽ニュートリノの 86% が生成される.



式 1.14 で生成されるニュートリノを pp ニュートリノ, 式 1.15 で生成されるものを pep ニュートリノと呼ぶ.

hep

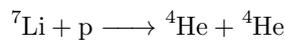
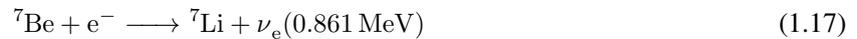
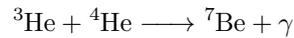
約 $10^{-7}\%$ の太陽ニュートリノが反応式 1.16 により生成される.



式 1.16 により生成されるニュートリノを hep ニュートリノと呼ぶ.

pp-II chain

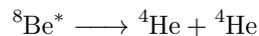
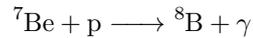
この反応により太陽ニュートリノの 14% が生成される.



式 1.17 により生成されるニュートリノを ${}^7\text{Be}$ ニュートリノと呼ぶ.

pp-III chain

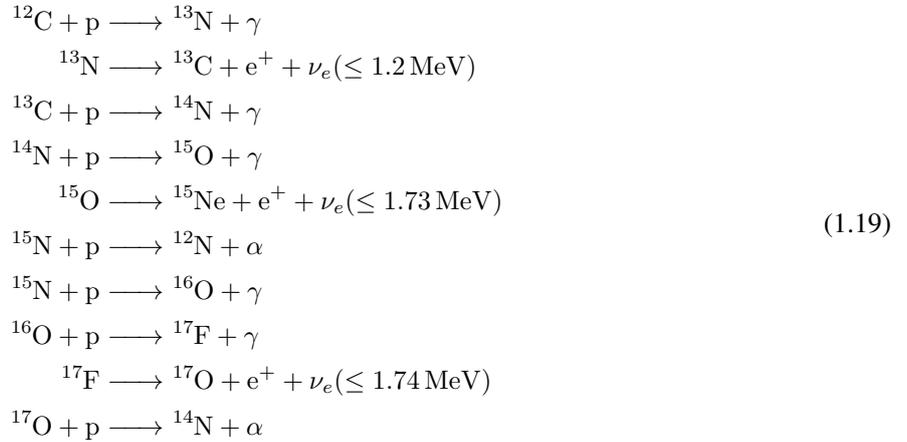
この反応により太陽ニュートリノの $1.5 \times 10^{-4}\%$ が生成される.



反応式 1.18 で生成されるニュートリノを ${}^8\text{B}$ ニュートリノと呼ぶ.

CNO cycle

CNO cycle は式 1.19 のような過程である.

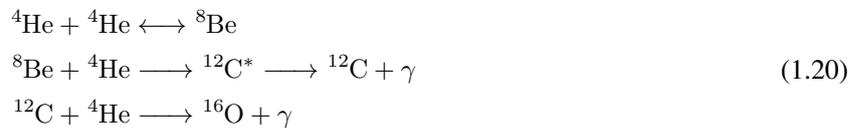


CNO cycle は温度が $1.8 \times 10^7 \text{ K}$ 以上で pp-chain よりも支配的になる. 太陽の場合コア付近の温度は $1.5 \times 10^7 \text{ K}$ であるためにこの条件に満たない. そのため, この反応においては太陽ニュートリノのおよそ 1.5% が生成される. 図 1.1 に pp-chain, CNO cycle と太陽ニュートリノのフラックスをまとめる.

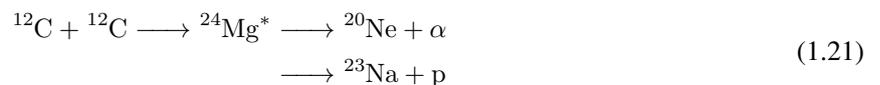
1.3 超新星ニュートリノ

超新星爆発は恒星の最期の 1 つでありこのとき約 10 秒の間にニュートリノの放出が起こる. つまり, 超新星ニュートリノを観測することで超新星爆発の発生や時間発展のメカニズムを理解することができる. 本節では質量が太陽の 8 倍以上の恒星が起こす「重力崩壊型超新星爆発」と, その過程で放出されるニュートリノについて述べる [18].

恒星はその内部で起こる核融合反応により熱エネルギーを発生させ, 自身の重力による崩壊を防いでいる. 誕生したばかりの恒星はその核融合反応で水素やヘリウムなどの軽い元素を消費し熱エネルギーや光を発生させる. 核融合反応が進み水素・ヘリウムを消費して核融合のエネルギーを失い重い元素ができてくると内部コアの収縮による密度上昇とともに温度が上がる. 温度が 10^8 K 以上の高温になると反応式 1.20 に示すような 3 つのヘリウム原子 (${}^4\text{He}$) から炭素 (${}^{12}\text{C}$) が合成される三重アルファ反応 (ヘリウム燃焼とも) が起こる [19, 20].



炭素が合成され温度上昇が進み $7 \times 10^8 \text{ K}$ ほどになると炭素燃焼過程によりネオン (${}^{20}\text{Ne}$) が, 温度が約 $1.5 \times 10^9 \text{ K}$ になるとネオン燃焼過程により酸素 (${}^{16}\text{O}$) やマグネシウム (${}^{24}\text{Mg}$) が作られる [20]. それぞれの反応式を式 1.21 と式 1.22 に示す.



核融合反応が進みさらに温度が上昇してくると 2 から $3 \times 10^9 \text{ K}$ で酸素燃焼過程によりケイ素 (${}^{28}\text{Si}$) が, $4 \times 10^9 \text{ K}$ 以上の高温になるとケイ素燃焼過程により最終的にニッケル (${}^{56}\text{Ni}$), その崩壊によりコバルト (${}^{56}\text{Co}$) や鉄 (${}^{56}\text{Fe}$)

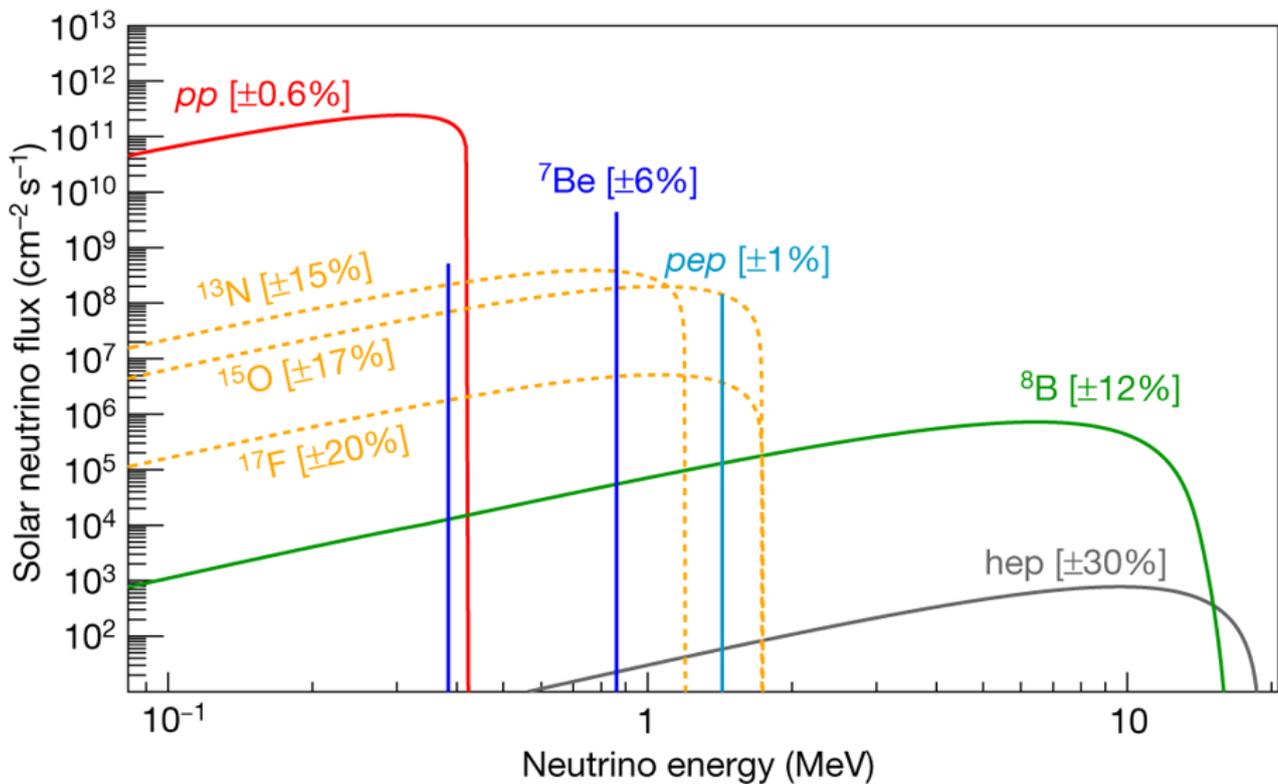
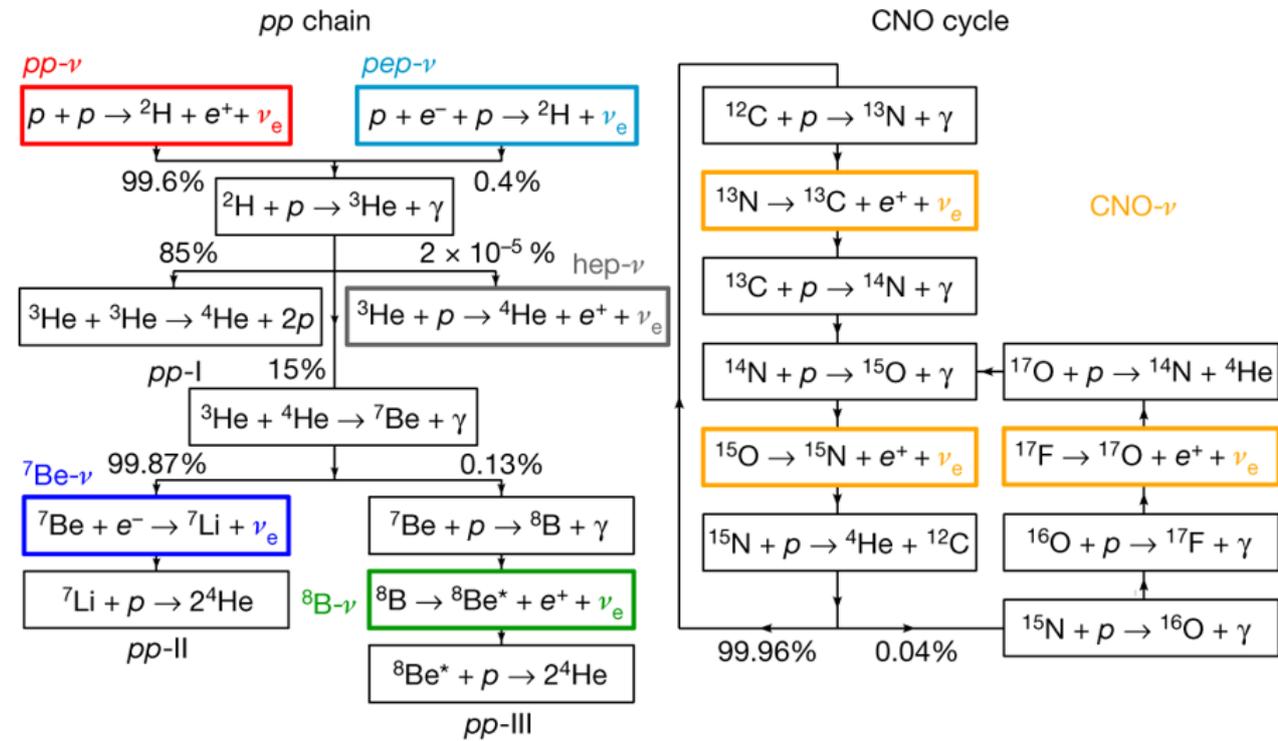
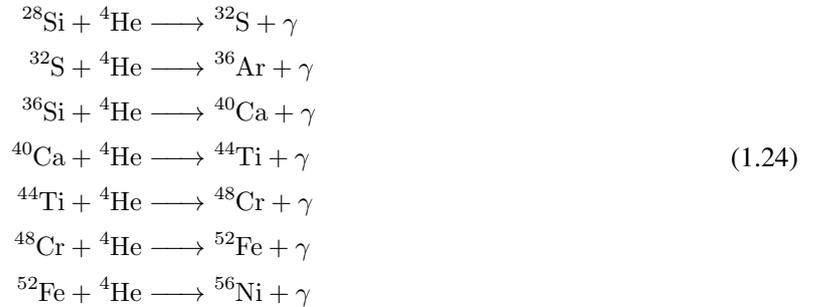
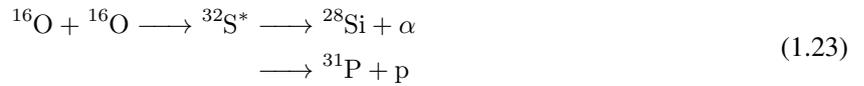
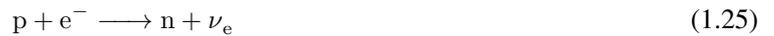


図 1.1: *pp*-chain と CNO cycle の模式図と地球で観測される太陽ニュートリノのフラックス [17]. 実線と点線はそれぞれ *pp*-chain と CNO cycle によるもの。

を生成する [20]. 酸素燃焼過程とケイ素燃焼過程の反応を式 1.23 と式 1.24 に示す.



ここで、鉄は最も安定な元素であるがゆえにこれ以上核融合反応は進むことがなくケイ素燃焼過程を最後にエネルギーの取り出しができなくなってしまう。そのため恒星の自身を支えていた熱エネルギーと重力による均衡が崩れ、重力崩壊が起こる。重力崩壊が進むと中心密度が大きくなるがフェルミ粒子である電子は縮退圧で恒星自身を支えようとする。しかし自由電子の持つエネルギーの最大値は密度の $1/3$ 乗に比例するため [21] ある密度以上では電子は自由電子でいるよりも陽子に捕獲された方が安定になる。そのときには式 1.25 に示すような反応が起こる。



式 1.25 の反応が進むことで圧力を生む電子が減ることになり、結果として崩壊はより活性化されニュートリノでさえも脱出することのできないほどの密度となる。さらに崩壊が進み密度が大きくなると原子核どうしが合体し中性子の塊、中性子星となり膨大なエネルギーを生成する。中性子星になると核力の反発で圧力が急激に大きくなり、そこへ外側から落下してくる鉄などが表面で跳ね返されることで衝撃波が発生し、外装で核融合反応を起こし超新星爆発を起こす。この爆発のあとには恒星のコアが中性子星またはブラックホールとなり、構成していた物質は超新星残骸として放出される。またこのときの過程で金・銀などの鉄よりも重い元素が合成、放出される。

超新星爆発ではエネルギーの 99% がニュートリノとして放出される [21]。これはニュートリノが他の物質とほとんど相互作用を起こすことがないため、光子などに比べ超新星の高圧・高密度の物質と反応を起こすことなく通過できるためである。このため 1.2 節で述べたように超新星ニュートリノは超新星内部の温度、時間発展の情報を保持したまま外部へと放出される。典型的な超新星ニュートリノの放出は内部のコアが $\sim 10^{10}$ K を超える高温になったときに起こる原子核が陽子と中性子に分解され（光崩壊）、さらにその陽子が中性子化する反応から始まる。反応式 1.26 と 1.27 に鉄原子核についての光崩壊とその後の陽子・中性子への分解を示す [22]。



その後約 1 秒間と 10 秒間の加熱、冷却フェーズを経て反ニュートリノを含む全フレーバーのニュートリノが残りエネルギーを持ち去っていく。

これまでに観測された超新星ニュートリノは 1987 年 2 月に天の川銀河系のとりにある大マゼラン雲で発生した超新星 SN1987A によるものがある。このとき日本のカムイオカンデ実験で 11、アメリカの IMB 実験とロシアの Baksan 実験がそれぞれ 8、5 つの SN1987A 由来のニュートリノを検出した [24, 25, 26]。SN1987A 以降超新星ニュートリノは観測されていない。現在は超新星爆発を説明する理論モデルは複数存在し、モデルごとに爆発の時間発展はもちろん、放出されるニュートリノの流束などが異なる。そのため、超新星ニュートリノを観測することは超新星爆発の機構やニュートリノの性質をより詳しく調査することの助けとなると考えられている。

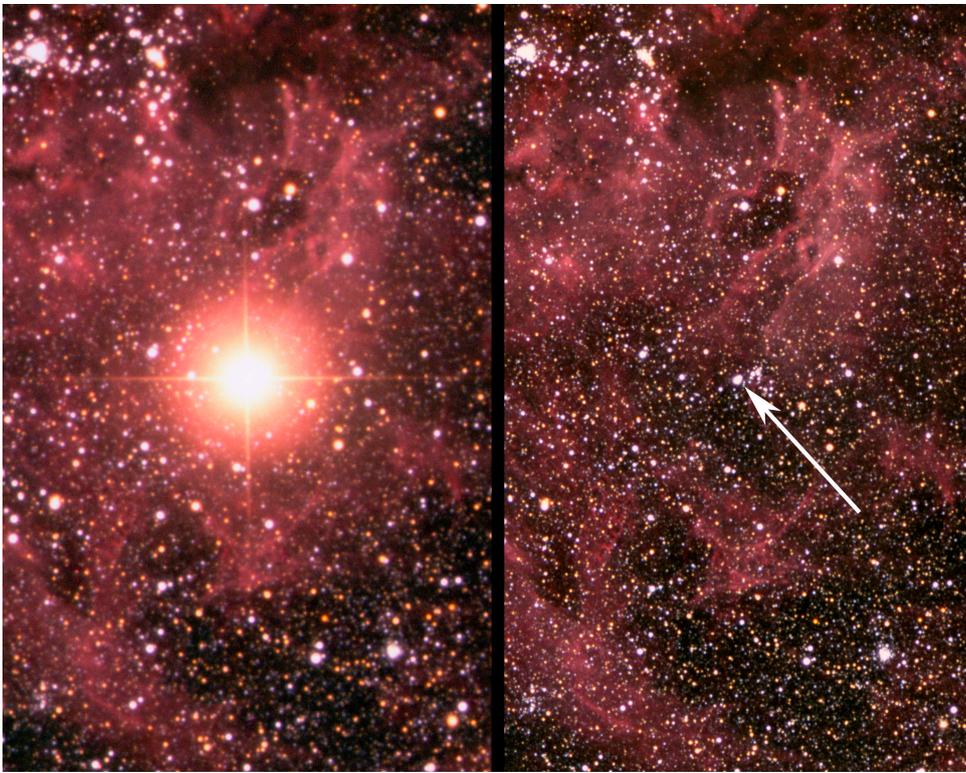


図 1.2: SN1987A. 右が爆発前, 左が爆発後 [23].

第 2 章

スーパーカミオカンデ，ハイパーカミオカンデ実験

本章では日本の岐阜県飛騨市神岡町で行われているスーパーカミオカンデ実験について簡潔に述べ、その将来計画であるハイパーカミオカンデ実験についても紹介する。

2.1 スーパーカミオカンデ実験

2.1.1 実験概要

スーパーカミオカンデ (SK) 実験は世界最大の水チェレンコフ検出器を用いた宇宙素粒子観測実験である。1991年から5年の建設期間を経て1996年4月に観測を開始した。主な物理観測対象は陽子崩壊の探索、ニュートリノ観測である。また、茨城県東海村にあるJ-PARCから加速器を用いてニュートリノビームを発生させるT2K実験の後置検出器としての役割も果たしている [27]。現在は約40カ国の大学、研究機関との共同実験で行われている [28]。

2.1.2 検出器

SK 検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある池ノ山の地下1000mに設置されている。検出器は直径39.3m、高さ41.4mの円筒形の水タンクでその内部は内水槽 (Inner Detector, ID) と外水槽 (Outer Detector, OD) からなる二層式という構造になっている。内水槽側に50cm光電子増倍管 (PMT) が内側向きに11129本、外水槽には20cm光電子増倍管が外向きに1885本それぞれ設置されている。外水槽は検出器が設置されている岩盤付近からの放射線背景事象や宇宙線ミュオンを識別するために用いられている。検出器の概要図と断面図を図2.1と2.2に示す。2001年、装置改修終了後の注水中に底面の光電子増倍管の破裂が起こりその時の衝撃によって他の光電子増倍管が連鎖的に破損する事故が発生し、内水槽側で6777本、外水槽側で1100本を失った。その後2002年10月に観測を再開しこの事故の前のフェーズをSK-I、事故後のフェーズをSK-IIと呼称することとした。2005年10月から2006年6月にかけてタンクを開け完全再建作業が行なわれ、光電子増倍管の本数がSK-Iとほぼ同等の本数に戻った。これ以降の観測フェーズをSK-IIIと呼ぶ。2008年9月には新エレクトロニクスを開発しデータ収集システムが一新され、SK-IVと呼ばれるフェーズが開始された。この新システム導入により光電子増倍管の信号をすべて取り出すことができるようになり、後述する遅延同時計測で重要になるニュートリノの信号から遅れて出てくる中性子の信号を取得することができるようになった [30]。

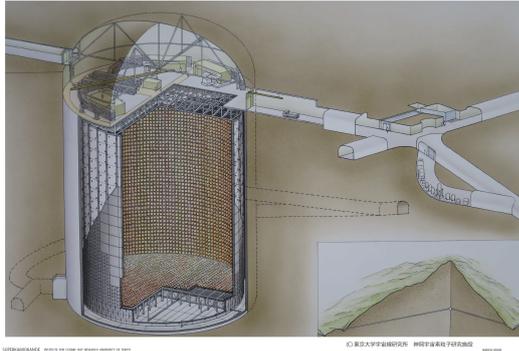


図 2.1: スーパーカミオカンデ検出器の概要図

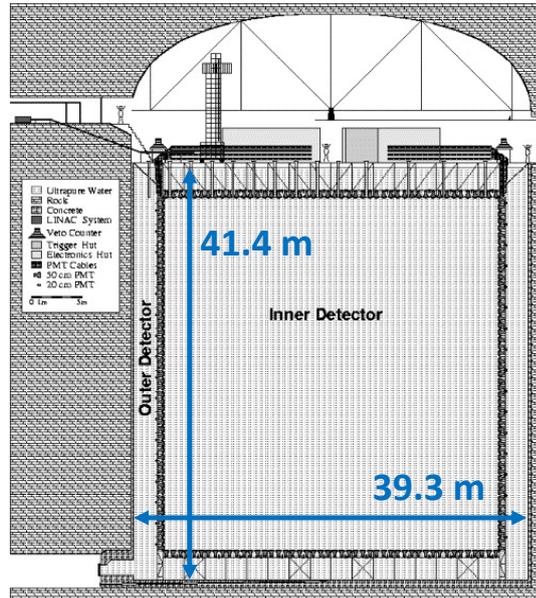


図 2.2: スーパーカミオカンデ検出器の断面図 [29]

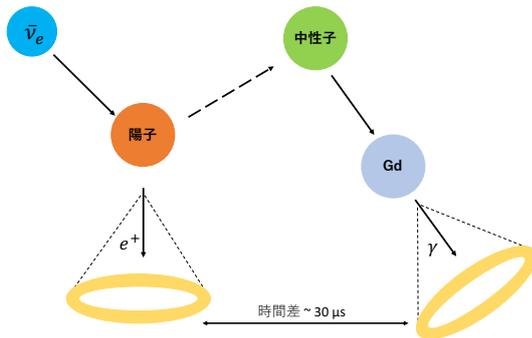


図 2.3: 遅延同時計測の概念図

反電子ニュートリノが陽子と反応し陽電子 e^+ と中性子となる。水中にガドリニウム (Gd) を溶解することにより Gd による中性子捕獲で放出される γ 線を検出し「タグ」することで反電子ニュートリノ由来の信号を他のものと区別が可能になる。

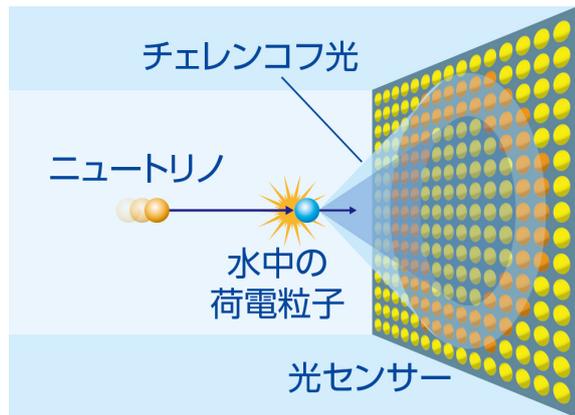


図 2.4: チェレンコフ光放出の概念図 [31]. SK/HK ではこの光を光電子増倍管で捉える。

2018 年改修工事

2018 年 6 月から 9 月末までスーパーカミオカンデの改修工事作業が行われた。この改修の主な目的は宇宙が誕生してから現在までに起こった超新星爆発 [18] により放出されたニュートリノである超新星背景ニュートリノの検出に向けた準備である。SK-Gd と名付けられたこの計画は超純水に硫酸ガドリニウムを添加することで反電子ニュートリノが起こす図 2.3 のような反応を遅延同時計測と呼ばれる手法で区別し、超新星背景ニュートリノの発見を目指している。

SK-Gd 計画の実現にむけて以下の作業がなされた。

- SK 底部からの漏水止水補強工事
- 超純水循環配管の改良
- 故障した光電子増倍管の交換

今回、故障した光電子増倍管の交換の際に 2.2.3 節で議論するハイパーカミオカンデ実験で用いられる予定の光電子増倍管が使用された。

SK 実験は現在 5 つのフェーズからなりそれぞれで光電子増倍管数、エレクトロニクス、解析のエネルギー閾値が異なる。表 2.1 に各フェーズごとの検出器の構成をまとめる。

表 2.1: SK の各実験フェーズにおける検出器構成

フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V
観測期間	1996/04 - 2001/07	2002/10 - 2005/10	2006/07 - 2008/08	2008/09 - 2018/05	2019/01 - 現在
内水槽側光電子増倍管数	11146	5182	11129	11129	11129
外水槽側光電子増倍管数	1885	1885	1885	1885	1885
光電被覆率	40%	19%	40%	40%	40%
光電子増倍管防護カバー	無	有	有	有	有
フロントエンドエレクトロニクス	ATM	ATM	ATM	QBEE	QBEE
エネルギー閾値	4.5 MeV	6.5 MeV	4.0 MeV	3.5 MeV	未定

2.1.3 検出原理

一般に、真空中ではいかなる物質も光速よりも速く伝播することは不可能である。しかしながら物質中ではその物質中の光速よりも速く運動することが可能である。荷電粒子が物質中の光速を超えて運動するとき、「チェレンコフ光」という光が図 2.4 のように飛跡に沿って円錐形に放出される。このときの荷電粒子の飛跡とチェレンコフ光の開き角を θ_c とすると θ_c は媒質の屈折率 n と真空中の光速との速度比 β を用いて以下の式で記述できる。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

SK と 2.2 節で述べるハイパーカミオカンデ (HK) では水を用いており水の屈折率 $n = 1.33$ と水中での光速がおよそ $0.75c$ よりこれを式 2.1 に代入するとチェレンコフ光の開き角として $\theta_c = 42^\circ$ が得られる。SK 検出器と 2.2 節で説明する HK 検出器ではこの光の放射を検出器壁面に取り付けた光電子増倍管 (PMT) で捉える。PMT が検出した光量よりエネルギーを、チェレンコフ光のリングパターンから事象の発生点と時間、荷電粒子の進行方向や粒子の識別等の情報を得ることができる。

表 2.2: スーパーカミオカンデ検出器で現在行われている較正 [32]

較正項目	較正に用いるソース
光検出器・読み出し回路	
電源高電圧	Xe フラッシュランプ
一光電子あたりの電荷・ゲイン	Ni/Cf 線源
電気回路の閾値近辺の振舞	Ni/Cf 線源
光検出器の量子効率	Ni/Cf 線源
応答の非線形性	窒素, 色素レーザー
全域の電荷スケール	宇宙線ミュオン
時間 - 電荷補正	窒素, 色素レーザー
時間分解能	窒素, 色素レーザー
暗電流	ランダムトリガー
構造体の光学的性質	
超純水の光学的性質 (透過長, 散乱長)	窒素, 半導体レーザー
光検出器ガラス部, カバーの光学的性質	窒素, 半導体レーザー, Xe ランプ
物理解析のための較正	
太陽, 超新星ニュートリノ等:	
エネルギースケール, 位置分解能	線形加速器, DT 線源, Ni/Cf 線源
加速器, 大気ニュートリノ等:	
エネルギー, 運動量スケール, 粒子識別	宇宙線ミュオン, ミュオン崩壊電子, π^0 粒子

2.1.4 検出器の較正

実験において、測定する物理量の信頼性を担保するためには検出器の較正という作業が重要である。検出器の較正とは検出器の測定精度の確認や調整やデータを補正するためのパラメータの取得のために行われる。SK と 2.2.4 節の HK 検出器の較正には、例えば光検出器のような検出器系の較正と読み出し回路を含めた光検出器の応答やタンク内の超純水の光学的な性質、物理解析のためのものがある。現在 SK では表 2.2 に示すような検出器較正が行われている。

2.2 ハイパーカミオカンデ実験

2.2.1 実験概要

ハイパーカミオカンデ (HK) 実験はスーパーカミオカンデ実験の後継実験計画であり、2027 年の観測開始を目指し、2020 年からの建設開始を予定している。目標とする物理は SK と同じであるが 2.2.2 節で述べるように SK の 10 倍の有効体積を用いたより大統計かつ高精度の実験が期待される。HK 実験の主な物理目標を以下に示す。

- 陽子崩壊の探索
- レプトンセクターの CP 対称性の破れの測定
- ニュートリノ質量階層性の決定
- 宇宙ニュートリノの観測

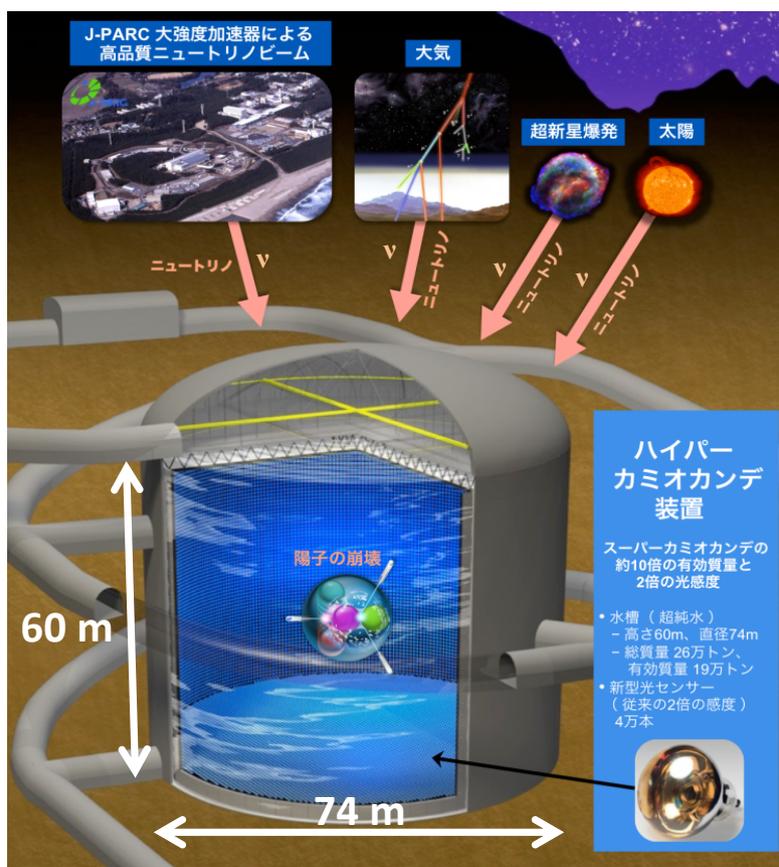


図 2.5: ハイパーカミオカンデ実験の全体像と対象の物理

2018 年 2 月現在, 15 カ国の研究者による研究・開発が行われている [31].

2.2.2 検出器概要

検出器の概要図を図 2.6 に示す. 検出器は直径が 74 m, 高さは 60 m の円筒形タンクに超純水を満たしたもので, SK と同じ内水槽, 外水槽からなる二層式の水チェレンコフ検出器である. タンクの体積 26 万トンのうち 19 万トンが有効体積で, これは SK 検出器の約 10 倍にあたる. タンク壁面には SK 同様光電子増倍管が 4 万本設置される予定であるが, その相対検出効率は約 2 倍向上している. 詳細については 2.2.3 節で議論する. SK 検出器との検出器構成の比較を表 2.3 に示す.

建設候補地

HK 検出器の建設候補地は図 2.7 の通り SK 検出器の南へ 8 km に位置する神岡鉱山の枋洞坑である. 枋洞坑は二十五山の山頂から 650 m, 水当量で 1750 m の地下にある.

2.2.3 光検出器

HK ではタンク体積の増加だけでなく, 新型の光電子増倍管 (PMT) の導入も予定されている. HK 実験にむけて現在 SK 実験で使用されている直径 50 cm の PMT (型番は R3600) と KamLAND 実験で使用されている直径 43 cm の PMT (型番は R7250) をもとにして浜松ホトニクス株式会社との共同開発により新型の R12860-HQE

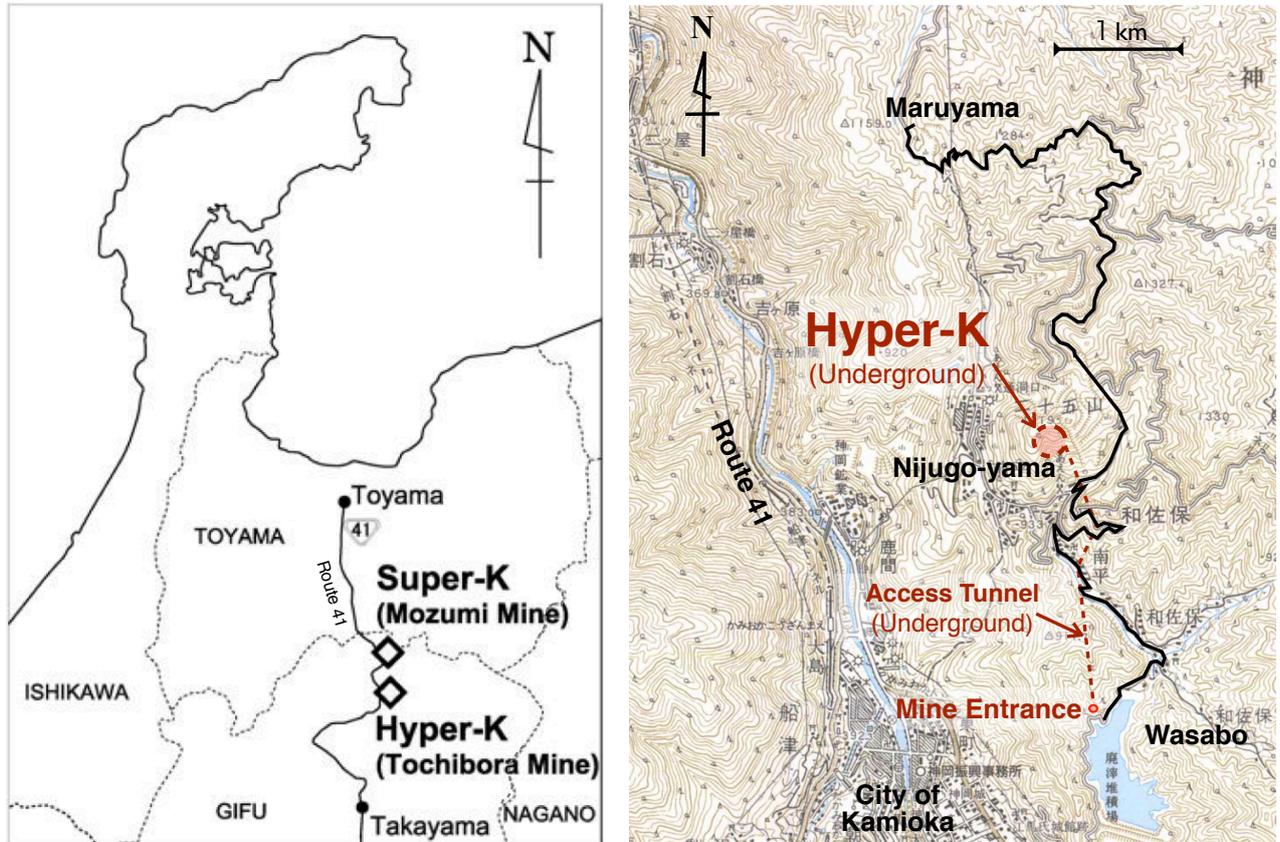


図 2.7: HK 検出器の建設候補地 [32]



図 2.8: 新たに開発された PMT(R12860) の写真 [32]

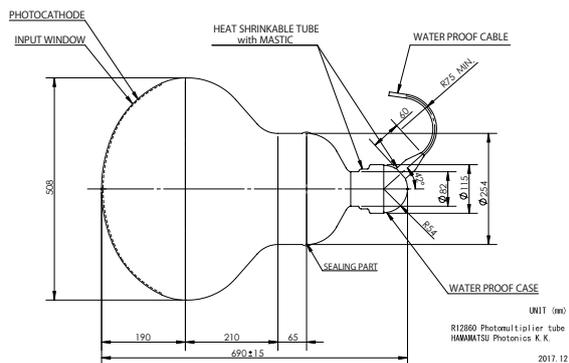


図 2.9: R12860 の仕様図 [32]

PMT が開発された。図 2.8 と図 2.9 にそれぞれ写真と仕様図を示す。R3600 はベネシアンブラインド型（以下、SK-PMT と呼称する）というものであったが R12860 はボックスアンドライン型（以下、B&L-PMT と呼称する）とよばれるものでこれらの間では内部の光電子増幅機構が異なっている。SK-PMT のダイノードは図 2.10 のような形状であり、この中で光電子が通る経路は様々であるため時間分解能の悪化が起こっていた。さらに初段に光電子が当たらず、後段から増幅過程が起こることがありこれによって増幅率の低下やそれに伴う 1 光電子の分解能に影響を与えていた。

B&L-PMT のダイノードは図 2.11 に示す形状である。光電子増幅機構は初段の Box 型と 2 段目以降の Line 型

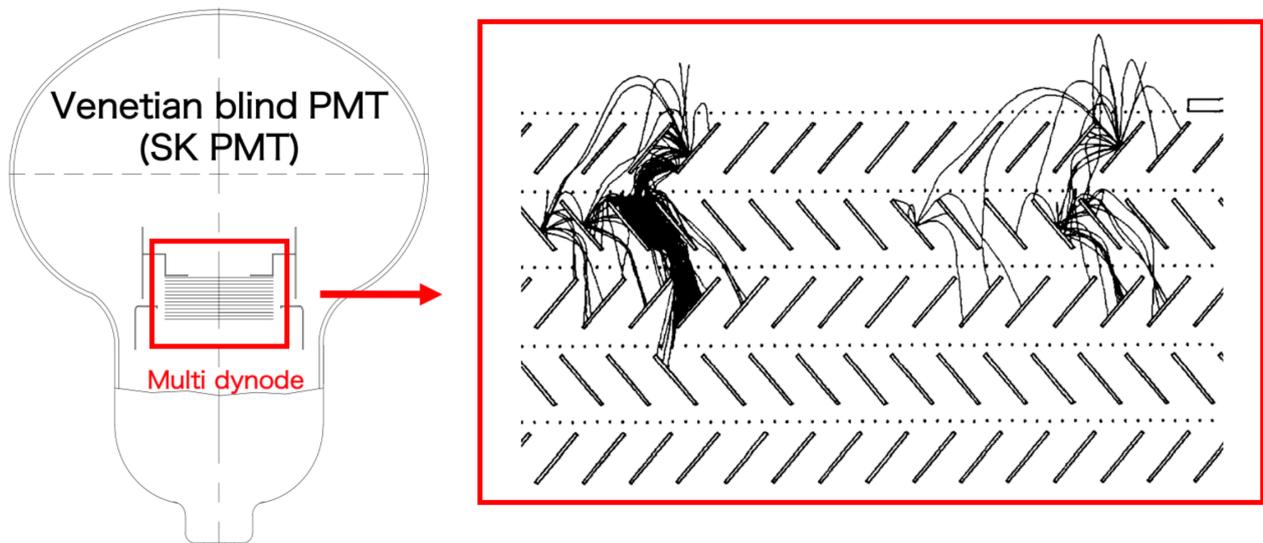


図 2.10: SK-PMT(R3600) のダイノードとシミュレーションによる光電子の増幅過程 [33]. 光電子が通る経路は図のように一通りではない。

と呼ばれる多段形状で構成されており、初段に光電子が当たりやすい構造であるとともに、光電子がとる経路が揃いながら増幅がなされるという利点もある。加えて、ダイノードの構造が複雑ではないために製造コストの削減に向けた動きもなされており HK で使用される PMT の有力な候補となっている。

光電子増幅機構だけでなく、検出効率についても B&L-PMT は SK-PMT よりも性能が向上した。検出効率に影響を与える複数のパラメータのうち 1 つ目に量子効率の改善が挙げられる。図 2.12 に SK-PMT と B&L-PMT で 300 – 700 nm の波長の光に対する量子効率の比較を示す。波長 390 nm での B&L-PMT のピークは 30% であり、SK-PMT の 20% よりも向上している。2 つ目は高い収集効率と有感光電陰極の大型化である。B&L 型のダイノードを使うことに加え、ガラスの曲率と収束電極を調整することで収集効率は SK-PMT の 73% から 46 cm 径の領域で 95% に、最大の 50 cm 径の領域でも 87% を保つことに成功した。検出効率の位置によるばらつきについて SK-PMT と B&L-PMT を比較した結果を図 2.13 に示す。ダイノードの構造が異なることより光電陰極の位置で違うふりまとなっているが B&L-PMT は SK-PMT に比べて相対的な検出効率は約 2 倍となっている。

背景事象の削減も必須の課題である。HK では太陽ニュートリノや超新星ニュートリノなどの低エネルギー物理解析のしきい値が PMT の暗電流に大きく依っている。これは暗電流のある PMT からの信号で偽の事象保持信号を作ってしまうためである。信号の有無に関わらず存在する暗電流は光電陰極からの熱電子由来のものであり、環境温度、印加高電圧と安定までの累積運転時間に依存する。B&L-PMT の暗電流率は 1 ヶ月間の運転で落ち着いたあと、15°C の空気中での測定で 8.3 kHz である [32]。検出効率の向上に伴って暗電流率も SK-PMT の 4.2 kHz よりも増加した。暗電流率は低いほど低エネルギー物理事象に良い感度をもたらすので、現在は B&L-PMT の背景事象の低下に向けた研究開発が続けられている。

2.2.4 検出器の較正

2.2.2 節で述べたように HK 検出器は SK 検出器と同様の構造を持つ。そのため、多くの作業は SK 実験で蓄積された経験を活かすことができると考えられる。しかし検出器が巨大化するため作業に要する時間と労力は増加することが懸念されている。数ある作業のなかの 1 つに検出器の較正がある。表 2.2 に示した方法が HK でも用いられる予定であるが、検出器巨大化に伴い較正に要する時間が増え、解析に用いることのできる観測時間の減少につながってしまう。較正手段の 1 つにニッケル=カリフォルニウム線源があり第 3 章で説明する自動較正装置はこの

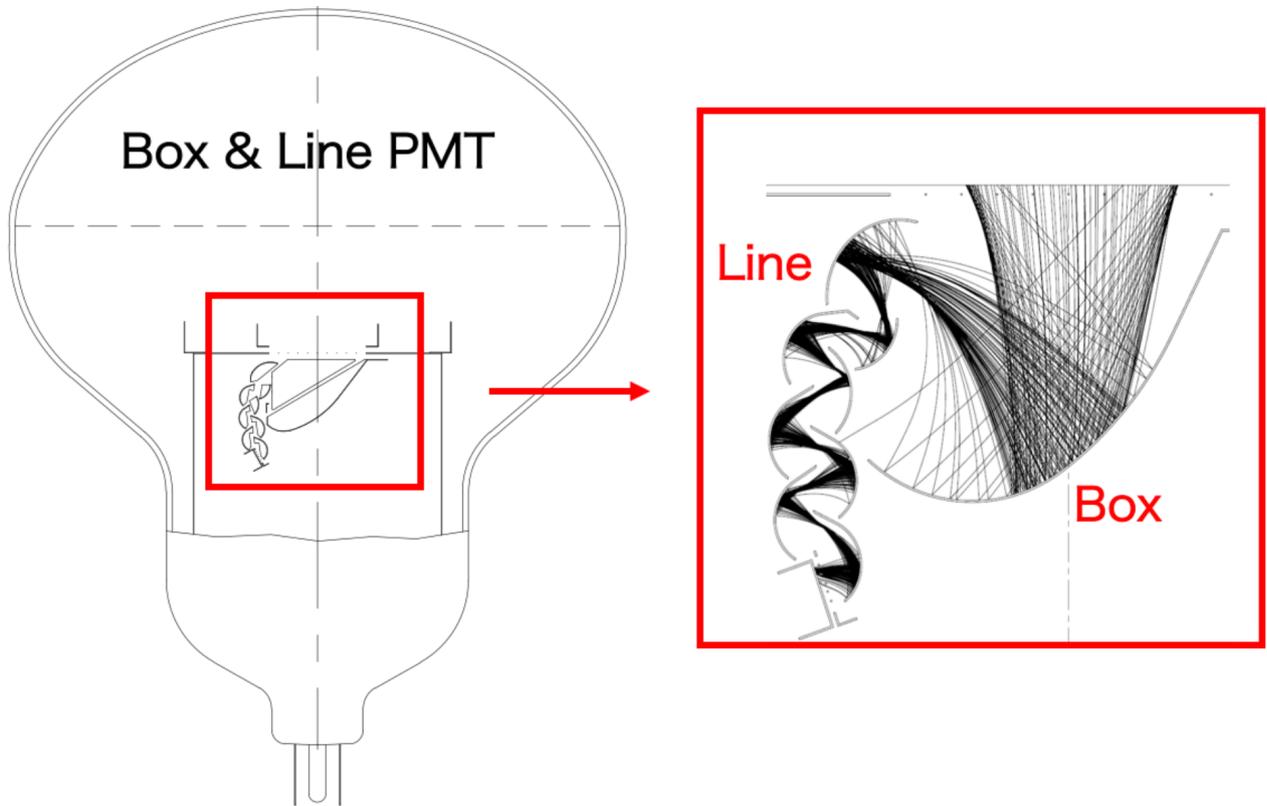


図 2.11: B&L-PMT(R12860) のダイノード。初段の Box 型と 2 段目以降の Line 型ダイノードからなっており、R3600 に比べて初段に光電子が当たりやすく、光電子が同じ経路で揃いながら増幅される構造になった。

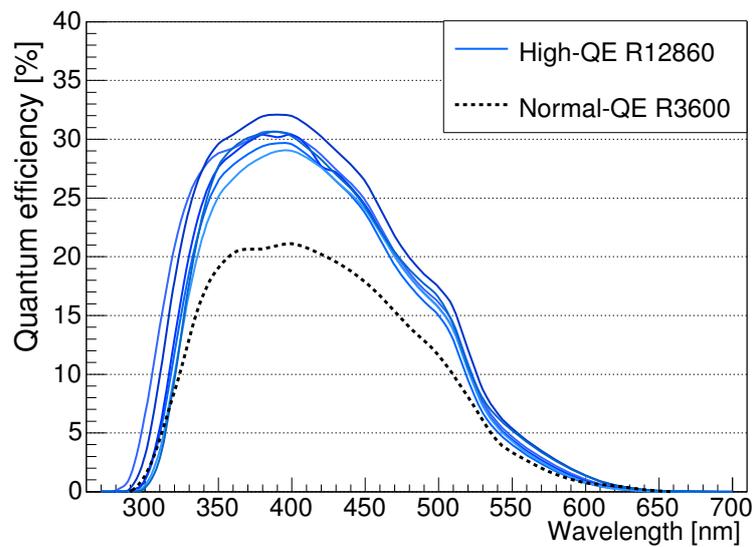


図 2.12: SK-PMT と B&L-PMT の 300 – 700 nm の波長の光に対する量子効率 [32]. 黒点線が SK-PMT で他の青線が B&L-PMT のデータ

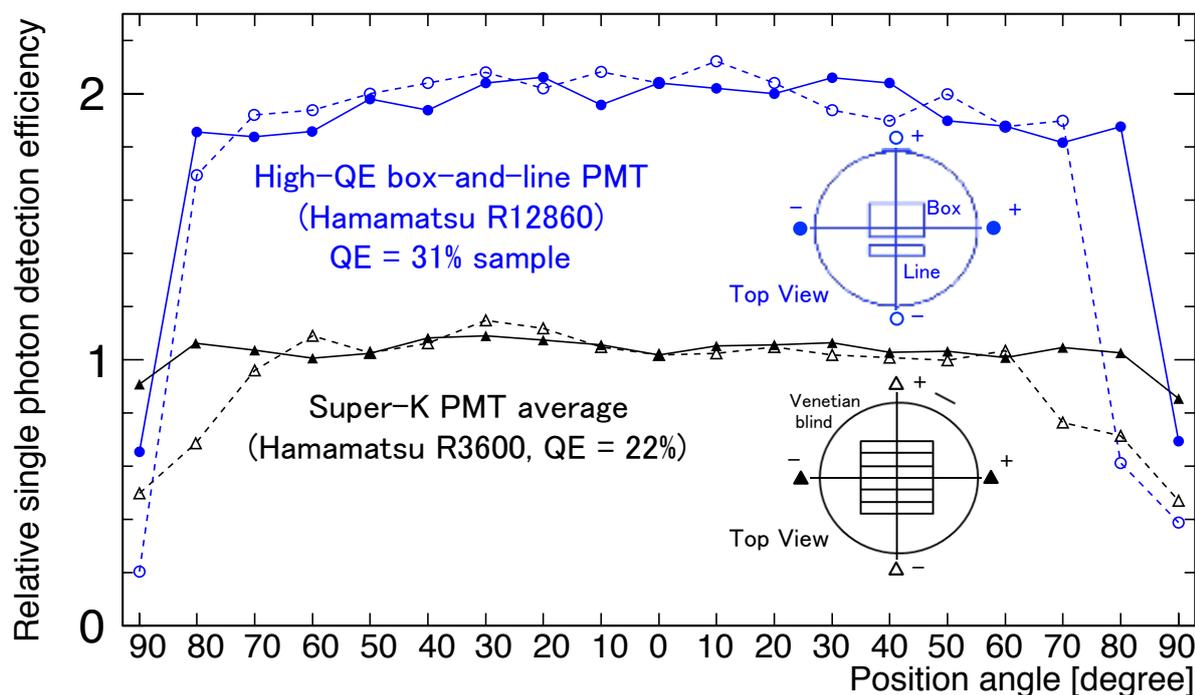


図 2.13: SK-PMT と B&L-PMT で 1 光子相対検出効率を入射光電子を光電陰極の位置の関数として表したもの [32]. 実線と破線はそれぞれ光電陰極に対して水平, 垂直に測定した.

較正の自動化を目標として開発された. 第 4 章ではこの較正について論じる. また, HK では太陽ニュートリノや超新星ニュートリノ等の低エネルギー事象検出のために SK と同等の精度の検出器較正が要求されるが, 線形加速器を用いた較正を行うとなると装置の購入や設置箇所工事等金銭面での問題がある. 現在は線形加速器を HK で使用するか, または線形加速器に変わる別の較正源の開発を行うかが議論されている [32].

第 3 章

自動線源ポジショニング装置

3.1 開発目的

2.2.4 節で論じたようにハイパーカミオカンデ検出器の較正は同様の構造を持つスーパーカミオカンデと同じ方法が使用できるが、較正にかかる時間が増え観測時間が減ってしまう懸念がある。このような状況を改善するために較正準備、作業に要する時間と人員を減らし手動によるオペレーションをできる限り排除することで較正作業の負担を軽減するとともに、検出器の観測時間を長くすることを目標として新たに装置を開発、スーパーカミオカンデでの初運用を行った。

この自動線源ポジショニング装置はハイパーカミオカンデ実験に先立ち、スーパーカミオカンデで導入、定常的な運用が予定されている。本研究ではこの装置について導入に向けた種々の試験、試験結果を踏まえた改善、スーパーカミオカンデでの初運転を行った。本章ではまず装置の概要と各部詳細、先行研究 [34] でこれまでに行われてきた装置の開発・改良について述べたあと、それらを踏まえたさらなる改修とスーパーカミオカンデでの初運転を含めた研究内容について報告する。

3.1.1 現行の Ni/Cf 較正装置

現在の SK では Ni/Cf 較正を行うにあたり較正ポート開閉に伴う検出器遮光のためまず暗室を設置する。較正のセットアップの写真と概要図を図 3.1 と図 3.2 に示す。Ni/Cf 線源は検出器内に昇降機と滑車のついた装置により懸下される。この昇降機は 1 mm 単位でワイヤーの長さを繰り出す（巻き上げる） [35]。暗室により検出器内の光

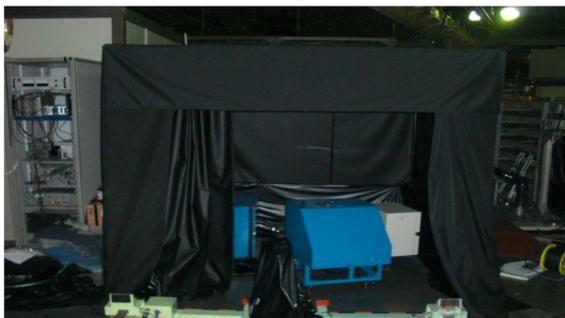


図 3.1: 現行の Ni/Cf 較正のセットアップ [35]

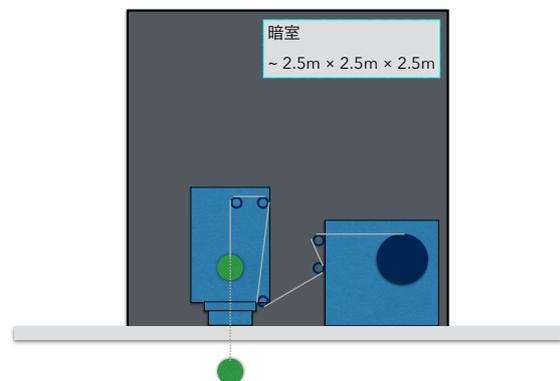


図 3.2: 現行の Ni/Cf 較正の概要図。較正装置は較正ポートに装着する滑車部と運転を行う昇降機の 2 つからなり暗室内にて行われる。

センサーの高電圧を印加し続けた状態で準備ができるため稀少な事象を逃してしまうことをなくすことに成功しているがこの準備には大人4人を要している。また、較正作業はこの暗室のなかで作業員2名によって行われ位置を装置に設定することで線源の上昇と下降をする。線源移動速度については設定が可変でないため線源を検出器まで導入する較正ポート付近では人間がワイヤーを手で持ちながら上下させる必要がある。

3.2 自動線源ポジショニング装置の概要

装置の開発に向けて達成すべき目標は以下の通りである。

- 放射線源を用いた検出器較正を自動化すること
- 明かりのもとでの線源の取付・取外、較正作業が可能であること
- SK/HK 検出器に対して安全であること

装置の概要を図 3.3 実際の装置の写真を図 3.4 に示す。

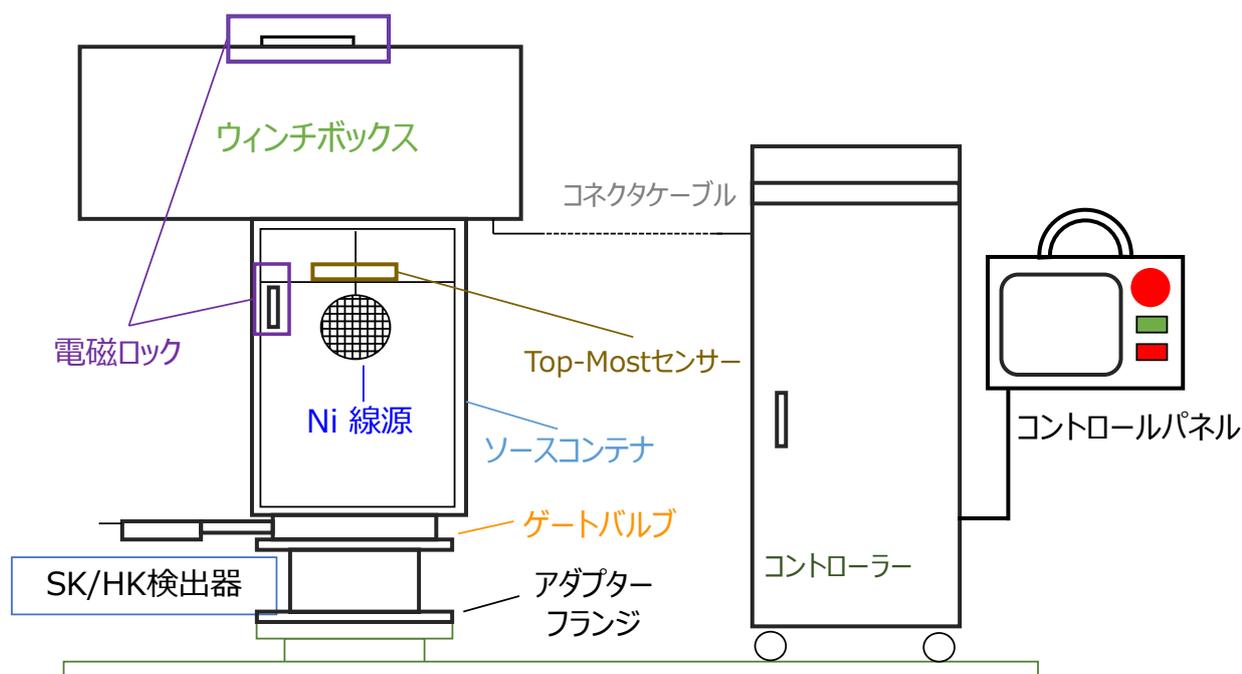


図 3.3: 自動線源ポジショニング装置の概要図

自動線源ポジショニング装置は大きく分けて線源を吊るすワイヤーをコントロールする巻取り装置、線源の取り付けと取り外しを行うソースコンテナと装置の運転時以外に検出器を遮光するためのゲートバルブからなる。較正の際はこの装置を検出器上部にある較正用線源導入ポート上に設置し、ワイヤーに線源を吊るし懸下を行いタンク内部に配置する。較正ポートは直径が 22 cm、長さは約 3 m のパイプからなり、検出器内の水タンクに接続されている。

巻取り装置はワイヤードラムとスライダーから構成される。ワイヤー巻き出し、巻取りに伴うドラムの回転と連動しスライダーがドラムを平行移動することにより常に一定の位置からのワイヤー制御を可能にしている。巻取り装置の写真を図 3.5 に示す。また、メンテナンスや異常時に内部を確認できるように巻取り装置の入っているウィンチボックス上部には扉が設置されている。搭載されるワイヤーの長さについては予期せぬ事故により伸び切った場合でも検出器底面に設置されている光検出器に放射線源が触れないような長さに設計されている。現在装置に



図 3.4: 自動線源ポジショニング装置の写真

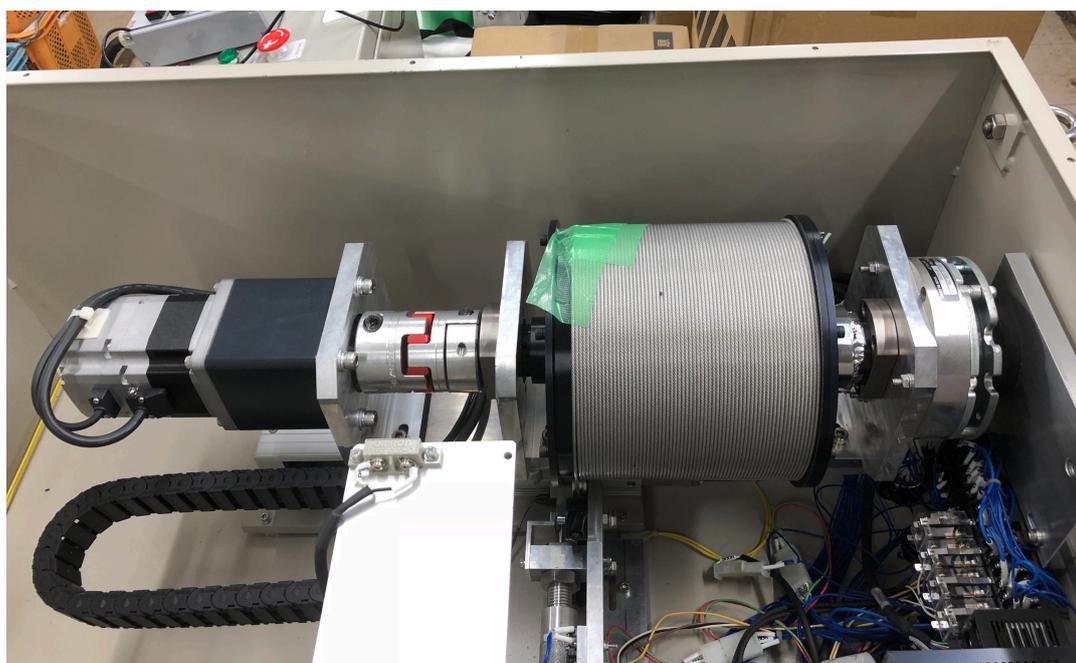


図 3.5: 巻取り装置の写真



図 3.6: Top-Most センサーの写真

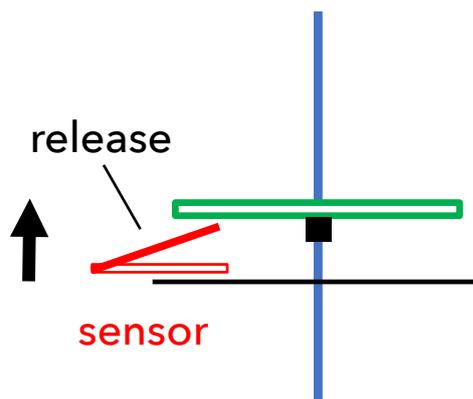


図 3.7: Top-Most センサーの作動原理

搭載されているワイヤーの長さは SK での運用を想定し 35 m であり、これは底面の光検出器と放射線源との間に 1.5 m の余裕を設けることになる。ワイヤーの素材は検出器内の超純水の純度への影響を最小限にするためにオイルフリーのものを使用している。被覆についても 3.1.1 節で説明する現行機で用いられている素材を用いている。ワイヤーの詳細を以下に示す。

- ロープ構成：7 × 19
- 規格：JIS G 3540 準抛
- 材質：SUS304 直径 2.0 mm
- 皮膜：ナイロン 12
- 実際破断荷重：3.56 kN
- 実際コーティングローブ径：2.51 – 2.55 cm

放射線源の移動速度は 1 – 100 cm/s の範囲を 1 mm 刻みで設定が可能であり、検出器を傷つけないように精密な運転が要求される較正用ポート内やタンク水面付近に線源があるときは速度を小さくし対応が可能になっている。

ソースコンテナには前面に扉があり、これを開けた状態で放射線源の取り付けと取り外しを行い装置の運転中は扉を締め検出器に光漏れがないようにする。コンテナ内部には放射線源繰り出し位置の基準点を決めるセンサーが搭載されている。これを Top-Most センサーと呼称する。Top-Most センサーの写真と作動原理を図 3.6 と図 3.7 に示す。予めワイヤーに装着された金具により金属板が持ち上げられ、センサーが開放されることにより線源が最上点にあることを検知する。較正作業開始時にゼロ点調整という操作を行うと、低速でワイヤーを巻き上げ、Top-Most センサーが動作した位置で停止し、そこから一定量のワイヤーを巻き下ろすという動作が行われ、放射線源の位置の原点が決定される。これによって常に同じ位置から運転を開始することができる。ゼロ点調整を行うことで、ソースコンテナを開いて視認することなく線源の帰還を確認でき、常に同じ開始位置からの線源移動が可能である。ゲートバルブはハンドル部分を人間が手で回してバルブの開閉を行い、検出器への光漏れや万が一の線

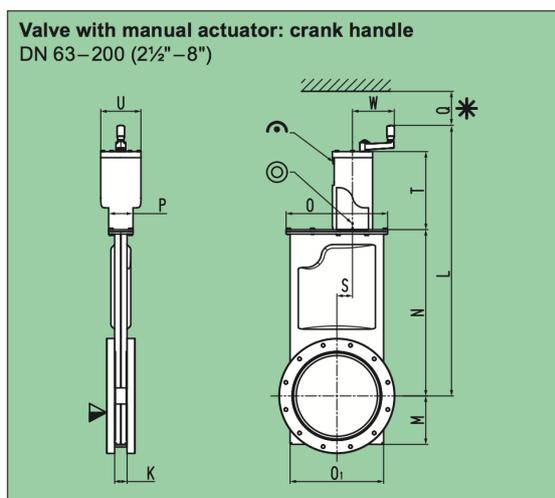


図 3.8: ゲートバルブの仕様図, 呼び径 200mm, 型番 11046-PE1 を用いている。



図 3.9: ゲートバルブの写真, 装置に用いているものは奥側の手動式である。

源落下を防ぐ。ケーブルにより自動線源ポジショニング装置と接続されており、装置により状態が監視されている。バルブが空いた状態では扉の開閉ができないように設定がなされている。ゲートバルブの仕様図と写真を図 3.8 と図 3.9 に示す。装置は 2 つの運転方法があり、それぞれ「マニュアル運転」「プログラム運転」と呼称する。マニュアル運転とは目標線源懸下位置に到達するまで移動速度をその都度設定し運転を行う方法。対して、プログラム運転は目標位置とその位置までの移動速度、そこでの待機時間を予め設定しプログラムによる制御で一連の運転を行う方法である。

自動線源ポジショニング装置の操作は装置本体に接続されたコントロールボックスに付属するタッチパネル付きのコントロールパネルで行う。コントロールボックスとコントロールパネルの写真を図 3.10 と図 3.11 に示す。コントロールボックス内部には KEYENCE 社製のプログラマブルロジックコントローラ（シーケンサ）が搭載されており、装置の主電源もこの中に設置されている。装置の制御プログラムはラダー言語を用いて記述される。コントロールパネルには大きく分けて 2 つの画面が表示される。図 3.11 はマニュアルモード運転時の表示画面であり左側に装置の各扉やゲートバルブの開閉、電磁ブレーキの開放や警報発報のそれぞれの状態が、右側には現在の線源位置、懸下目標位置と速度がそれぞれ表示されている。

装置開発において達成すべき課題の一つである検出器の安全確保のために、装置には種々の安全装置が搭載されている。安全装置はそれ単体で機械的な事故を防ぐ機能をもつものだけでなく、運転中の様々な状況を想定し、複数の機能の組み合わせにより動作するものがある。以下にこれらの安全装置について記述する。

電磁ブレーキ

電源遮断時にワイヤードラムが回転しないようにするためのブレーキ。装置本体の電源がオフでも、ドラムの回転を防ぐ。装置運転時には電源を入れたあとコントロールパネルから操作することで解除を行う。

モーター内ブレーキ

電磁ブレーキが解除された状態における意図しないワイヤードラムの回転を防ぐ。通電時は運転中を除き常に動作している。

スライダリミットスイッチ

巻取り装置のスライダーが動く範囲を制限するスイッチ。設定のミスにより通常の動作範囲では到達しない部分までスライダーが動き、ワイヤーなどに必要以上の負荷がかかり部品の破損や正確な校正が不可能になる場合があるため、これを防ぐ。リミットの範囲はユーザーが設定でき、この範囲を超えた部分にスライ



図 3.10: コントロールボックスの写真, ボックスの上ののついでのがコントロールパネル



図 3.11: コントロールパネル, 当初はコントロールボックス埋込式で画面も小さかったがユーザーエクスペリエンス向上の為大型画面かつフルカラー化し手持ち操作を可能にした。

ダーが到達するとアラームが発報され運転が停止する。

テンションセンサー

ワイヤーに架かる重量の下限と上限を設定できるセンサー。放射線源の移動中に検出器の構造部分などに引っかかるなどして想定範囲外のテンションを検知するとアラームを発報し、運転を停止する。ワイヤーに負荷がかかり緩んだときに金具が上下することでテンションの変化を検知する。

ドアロック

ゲートバルブと連動しており、ゲートバルブが開いている間に扉が開かれ装置に光が漏れないようにドアに自動的にロックをかける。

光センサー

ソースコンテナ内部に配置し運転前にその応答から光漏れがなく、正しく遮光できているかを確認する。

非常停止ボタン

人為的なミスなど、想定内外のあらゆる事態に備え搭載。ボタンを押下するとアラームが発報されて動作中の運転がただちに停止される。

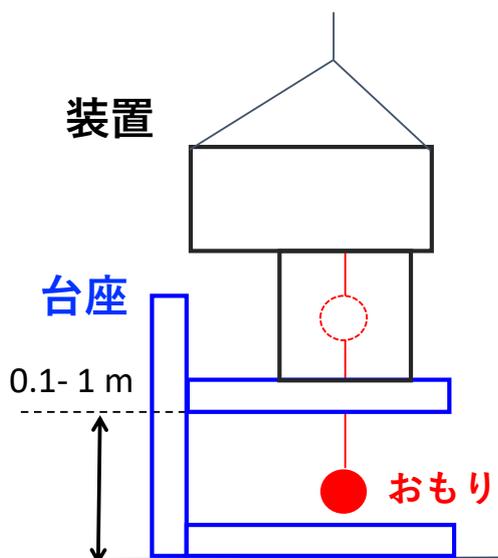


図 3.12: 安全装置の試験におけるセットアップ [34]

3.3 運転に向けた試験

将来的なハイパーカミオカンデ、スーパーカミオカンデでの運用に向けて安全装置の試験と運転試験を行い、その結果をもとに運転パラメータを決定した。この試験の結果とそれ踏まえた改善を行ったものが現在の自動線源ポジショニング装置の仕様となっている。試験はワイヤー繰り出し・巻き上げの長さが数 m 程度の短距離試験と全ワイヤー長（約 30 m）を繰り出し・巻き上げる長距離試験の 2 つに分けることができる。以下、3.3.1 節と 3.3.2 節で詳細を述べる。

3.3.1 安全装置の試験と短距離運転試験

2017 年 7 月を通して装置に搭載されている安全装置が設計通りに動作するかの確認試験と短距離での運転試験を行った。

安全装置の試験におけるセットアップを図 3.12 に示す。ここで放射線源としてのおもりとしてワイヤーには 4.2.1 節で議論を行う自動線源ポジショニング装置に用いられる予定の直径 16 cm の Ni 球を用い、必要に応じて装置を台座により 0.1 – 1 m 懸架して行った。試験はまず個々の安全装置に対し運用想定外の動作を試み、正しく不正な動作を防いだりアラームが適切に発報されることを確認した。次に、装置の実際の運用を想定し電源投入から運転終了までの一連の流れの中で各所に異常な操作を配置し、その操作に対する各安全装置の応答を確認した。事前に異常操作とその操作に対する各安全装置の応答を想定し、スプレッドシートにまとめることで効率的な試験を行うことのできるようにした。これらの試験の結果、安全装置が正常に機能することを確認した。

安全装置の試験と並行して行った短距離での試験ではワイヤーを数 m 送り出す際等、必要に応じて台座やクレーンにより装置を 3 m ほどの高さまで懸架して行った。試験では基本的な動作である線源の上昇・下降の確認として約 8.5 kg、6.5 kg の二種類のおもりをそれぞれワイヤーに吊りしプログラム運転を行った。線源の移動速度として 30 cm/s、60 cm/s、100 cm/s で試験を行い、指定した位置まで問題なく懸下することができるか、速度のパラメータは適切であるかについて確認を行った。また、同様の設定で複数回運転を行い位置の再現性を確認し ± 1 mm という結果を得た [34]。

表 3.1: 試験から得られた線源の移動速度. 0 m はゼロ点調整後の線源の位置 [34]

状態	範囲	速度
水中に沈むまで	0 – 1 m	1 cm/s
較正ポートから出るまで	1 – 5 m	3 cm/s
タンク内	5 – 30 m	30 cm/s

3.3.2 長距離運転試験

装置をスーパーカミオカンデ検出器, その後継のハイパーカミオカンデ検出器で運用するときには巻き出すワイヤーの長さは最長で 30 m 以上となり, それに伴い運転時間も長くなる. そのため, 実運用により近い形で装置を動かすことでこれまでの短距離試験では発見されなかった問題や改善点を洗い出し, 運転に向けた手順の再確認や各種運用に用いる設定パラメータの取得を行った.

海洋技術安全研究所での試験

2016 年 5 月に東京都三鷹市の海洋技術安全研究所が所有する深海水槽にて, 長距離運転試験が行われた [34]. 試験には 4.2.1 節で議論する新 Ni 球を用いた.

試験の結果から運転に用いるパラメータとして表 3.1 を得た. 表 3.1 のパラメータで運転を行ったときの線源挙動を図 3.13 に示す. 図 3.13 より x, y 方向の挙動を確認すると線源は 30 cm/s の速さのときに最も振動が大きくとともに 10 cm ほどの振幅が生じているが約 1220 秒地点で 2 分間静止することにより 1 cm ほどに揺れがおさまることが確認できる. 約 1300 秒付近からの 3 cm/s での引き上げによってもこの振幅が大きくなることはなく, 結果的にパイプとの接触はなかった. SK 較正ポートの直径が 22 cm で Ni 球が直径 16 cm であることを踏まえた結果からもある移動フェーズから次の移動フェーズへの待機時間 2 分, 引き上げ時の速度が 3 cm/s で検出器に対し十分安全であると判断し, このパラメータを採用することとした.

防災科学技術研究所と東京大学地震研究所の所有する試錐孔を利用した試験

SK での初運転を行うため, 2017 年 9 月に装置の最終確認を目的として長距離運転試験を行った. 3.3.1 節と 3.3.2 節でこれまで述べてきた試験の結果からハード・ソフトウェアの両面で改良を行い, ワイヤー長 30 m での運転を再度確認した. 試験は岐阜県飛騨市神岡町にある防災科学技術研究所と東京大学地震研究所が共同で所有する直径が 15 cm, 深さが 350 m ある試錐孔で行った. 今回は試錐孔の直径が Ni 球よりも小さいため, ダミーの錘として直径 12 cm, 重さ 1 kg の錘を 2 つ用いた. 試験のセットアップ図 3.14 と図 3.15 に示す. プログラム, マニュアル運転両方についてワイヤー長 30 m の長距離運転試験を合わせて 20 回以上行った結果, 深刻な問題は発見されなかったが正常な動作を行った際にもかかわらず非常停止がなされるという非常停止ボタンの挙動に関するバグを発見した. このバグは 2018 年 12 月の時点で修正済みである.

3.4 スーパーカミオカンデでの初運転

前述のように, 事前の十分な運転試験の後 2018 年 2 月に装置のスーパーカミオカンデでの初運転が行われた. 運転では実際に SK で行われている Ni/Cf 較正のデータ取得を行い, このデータを解析することで装置が今後 SK での定常的な運用を行うことができるかを評価した.

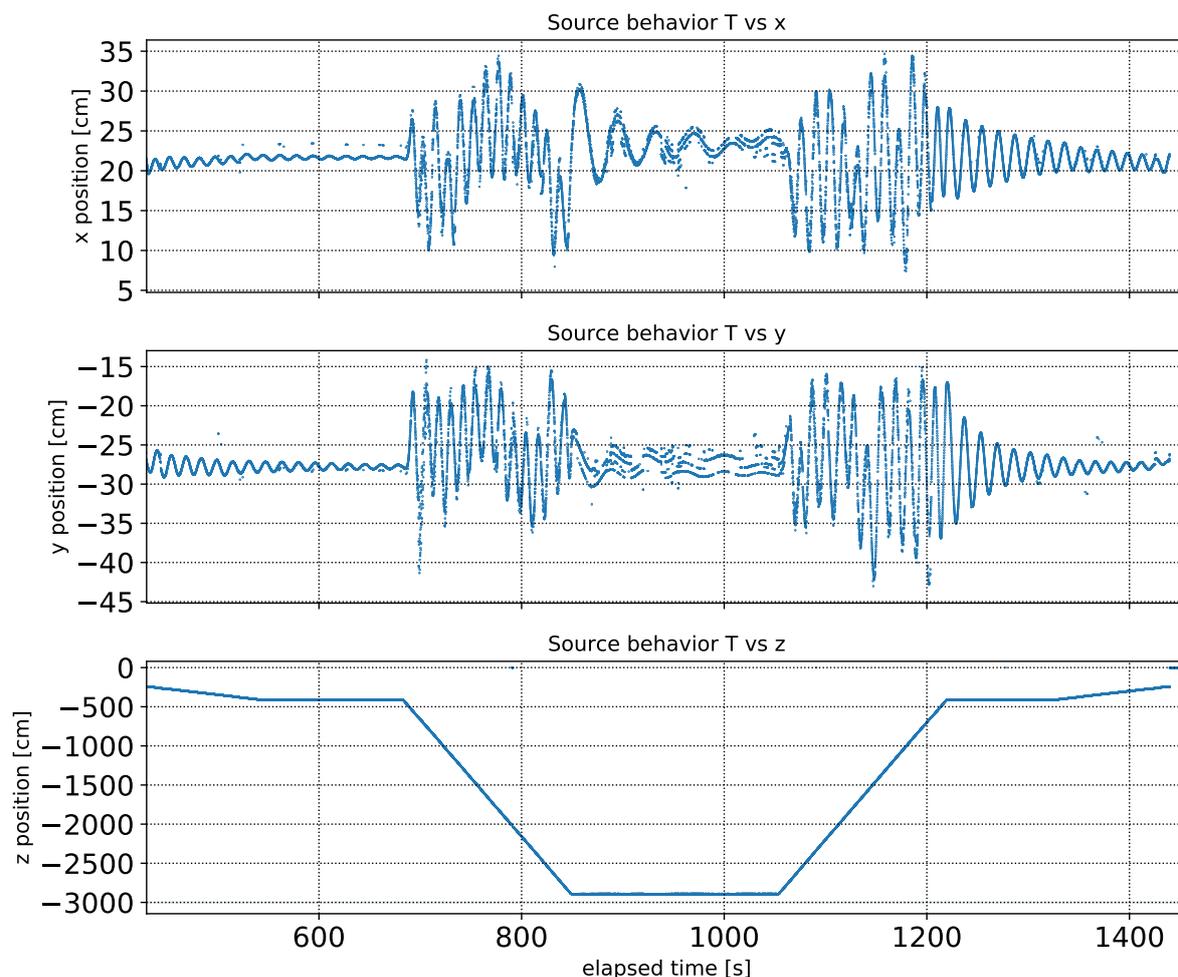


図 3.13: 試験から得られたパラメータで運転した際の線源挙動。縦軸は上からそれぞれ x, y, z 方向の位置，横軸は計測開始からの経過時間を表す。

3.4.1 運転の概要

装置の運転に際して、装置を SK 検出器の較正ポートへ大きな問題なく取り付けることに成功した。取付完了後の装置の概観を図 3.16 に示す。運転は最終確認も兼ね、まず装置が較正ポート周辺を含むワイヤー長 10m について正常に線源を懸下できるか、懸下に用いる運転パラメータは適切かを調査するため光センサーの高電圧供給を切り、線源を目視しながら行った。このワイヤー長 10m の運転は 2 回行い、問題がないことが確認できたため実際の SK 較正と同じく光センサーの電源を入れた状態でワイヤー長が 30m の運転と Ni/Cf 較正のデータの取得を行った。運転のダイアグラムと検出器座標系の定義をそれぞれ図 3.17 と図 3.18 に示す。ここで、今回は光漏れセンサーの準備が間に合わなかったため運転中に装置をブラックシートで覆う対応をした。検出器トリガーレートを観察することでも光漏れの有無を監視していたが、明らかな上昇は確認できなかったため運転を続行することにした。運転はまず SK 較正ポートに入りタンク内に着水するまで 0.01 m/s で懸下し、ポート終端までの約 3m を 0.03 m/s で移動した。次に、ワイヤー長さで 33827 mm (図 3.18 の検出器座標系で $[0, 0, -12]$) の位置まで 0.1 m/s の速さで懸下し 10 分間の Ni/Cf 較正データ取得を行った。同じことをワイヤー長さがそれぞれ 21827 mm, 9827 mm (図 3.18 の座標系で $[0, 0, 0]$, $[0, 0, +12]$) の位置で行い三つの位置について計 30 分間のデータ取得をした。線源の装置への回収の運転について、タンク内較正ポートに進入するまでは 0.1 m/s で移動し



図 3.14: 試験のセットアップの写真, C チャンネルと装置をクランプで肯定し, ベルトで装置の四方を固定した.

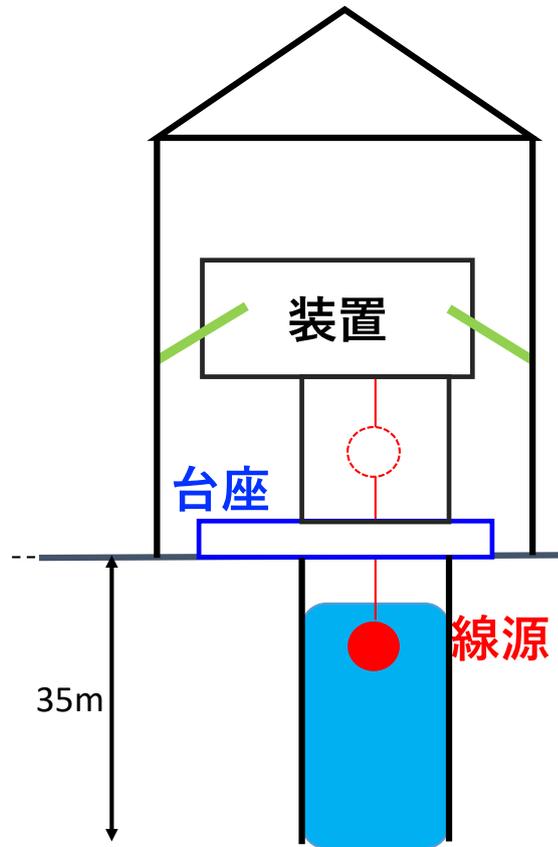


図 3.15: 試験のセットアップの概要図

た. 次に線源タンク内懸下時とは異なり校正ポートに進入する直前のワイヤー長さで 4.473 m の位置で 2.5 分間待機をした. これにより 3.3.2 節での試験で見られたような線源の振動がおさまリ, ポートの端面に衝突することで検出器や Ni 球がダメージをうけるような事象を避けることができる.

Ni/Cf 校正を含めた装置の運転は約一時間で完遂することができ, 線源も装置線源コンテナ内に正常に回収できた. 運転中には以下に示すユーザー側で意図していなかった問題が二点発生した.

- 運転終了時の最後の手順であるゲートバルブを閉める際に意図しない段階でアラームが発報された
- 運転中の線源移動時に設定されている値とコントロールパネルに表示されている値にズレが存在した

前者については当初詳細は不明であったが, ラダー言語中でゲートバルブ開閉に用いるフラグの管理に問題があるため, 後者についてはモータに渡すワイヤー巻き出し量とモータからフィードバックされるパルス数の計算に問題があるためと考へて, その後の改修を行った.

3.4.2 取得したデータ

一光電子あたりの分布

自動線源ポジショニング装置を用いた Ni/Cf 校正で取得したデータについて, まずはじめに SK 実験において基本的な分布である一光電子分布について検出器中心で取得した結果を図 3.19 に示す. ここで, 一光電子分布について今回用いている Ni からの γ 線による信号では光センサーの信号は理想的に装置, Ni 球を変えても同じ分布にな



図 3.16: SK 検出器較正ポート上に設置された自動線源ポジショニング装置

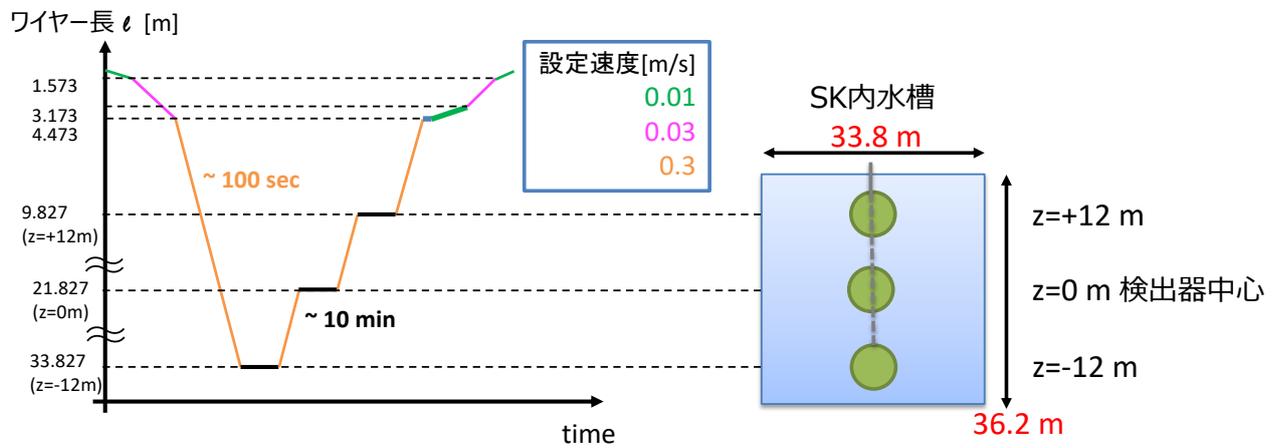


図 3.17: 自動線源ポジショニング装置の初運転のダイアグラム

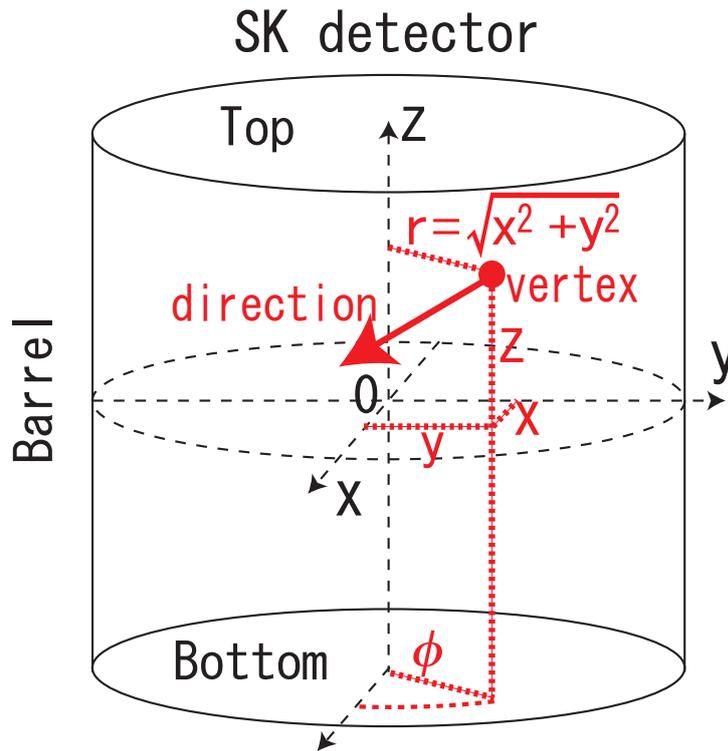


図 3.18: SK 検出器座標の定義 [36]

ると予想される。しかし、4章で後述する図 4.5 や図 4.6 に示すように、Ni 球のサイズ変更に伴いエネルギースペクトルが変わり低エネルギー側の成分がわずかに異なっている。そのため、確認の意を込めて従来のものとの比較を行った。図 3.19 には計三つのヒストグラムが規格化されて描かれており、分布のピークについてガウス関数によるフィッティングを行った。従来の較正装置と直径 18cm の Ni 球のデータと比較してもピークの差は 0.15% 以下、 1σ のフィットエラーの範囲内で一致しており装置、Ni 球の変更による影響についてはピーク位置に注目したときに有意な差は確認できないという結果を得た。

エネルギー分布

次にエネルギー分布について、装置のみを変えたときの比較を行ったヒストグラムを図 3.20 に示す。図 3.20 よりエネルギー分布のピーク平均値で 0.42% の差があることがわかった。本研究の目標として、較正における誤差は線形加速器での較正における 0.54% [36] 以下である。この比較結果から目標誤差以下であることを確認した。

水中での線源挙動

3.3.2 節で述べたように、海洋技術安全研究所での試験で水中カメラを用いて線源の挙動を記録した結果図 3.13 のように水中を移動中に線源が振動していることが確認された。SK で取得したデータからも同様の線源挙動が確認できるかを確かめた。データの解析は以下のような手順で行った。

- 検出した事象について 1000 事象ごとに再構成 vertex 分布を作成する
- ピークを探索し、ガウス関数でフィッティングを行う
- フィッティングで得たパラメータを用いて 1.5σ の範囲で再度ガウス関数フィッティングを行う
- フィッティング結果の平均値とその誤差をプロットする

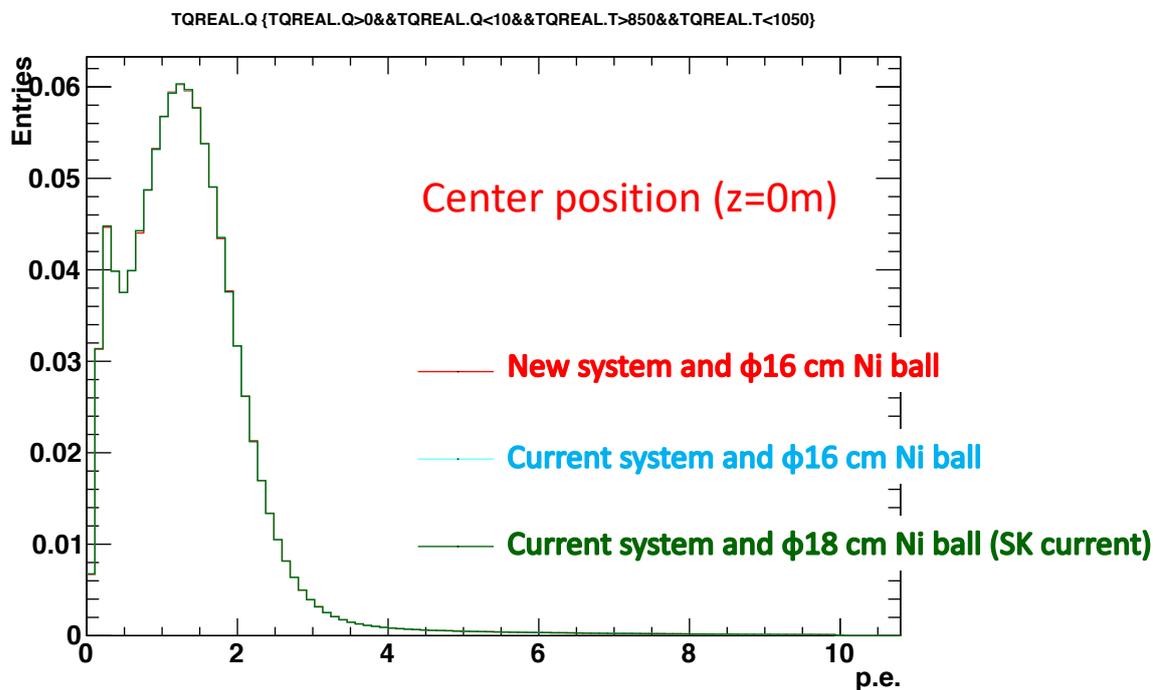


図 3.19: 校正装置, Ni 球を変えたときの一光電子の分布. 赤, 青, 緑線はそれぞれ自動線源ポジショニング装置と新 Ni 球, 従来の装置と新 Ni 球, 従来の装置と従来の Ni 球で取得したデータについてのもの

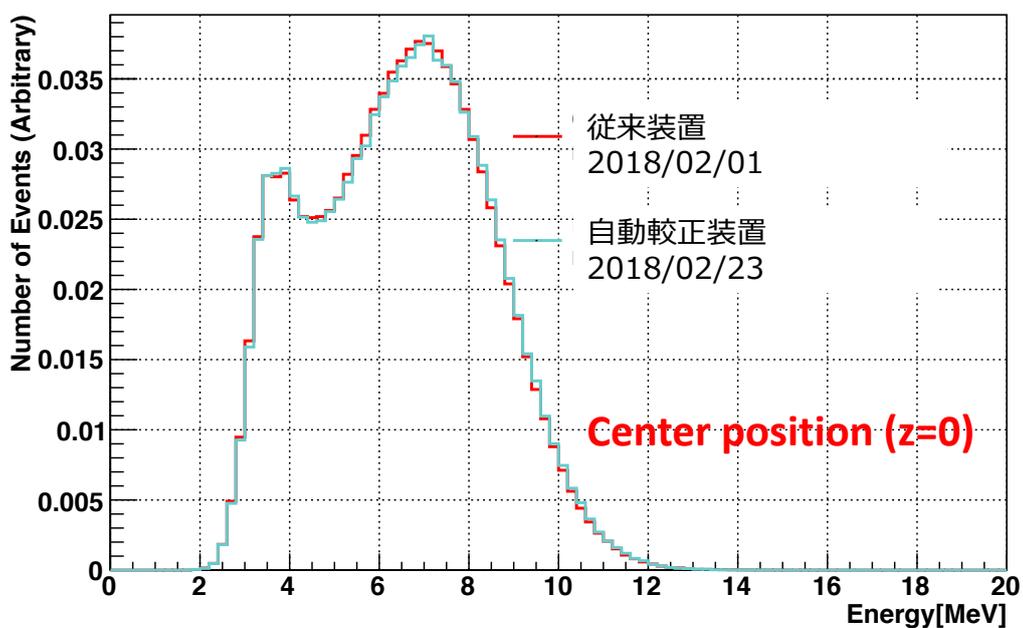


図 3.20: 校正装置を変えたときのエネルギー分布, 赤線が従来装置で青線が自動線源ポジショニング装置で取得したデータ, 検出器中心でデータを取得した.

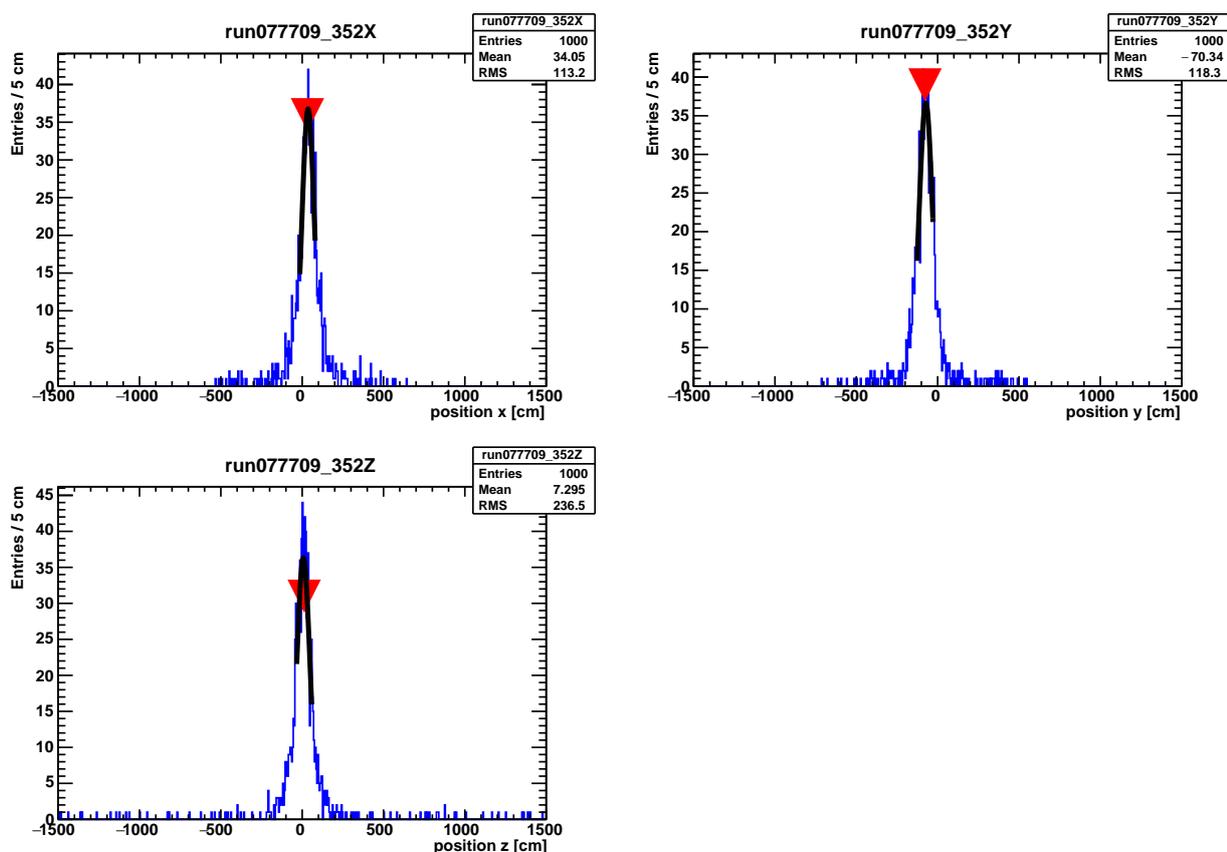


図 3.21: 2 回目のガウス関数によるフィッティング結果の一例。赤い三角印はピーク探索の結果を、黒実線はフィットの結果である。

表 3.2: 図 3.24 に示したフィッティングにより得られた振動のパラメータ

	x	y
振幅 (cm)	7.92	6.54
周期 (sec)	7.39	7.67

はじめのフィッティングの結果で得られた情報を用いて再度フィッティングを行った結果のヒストグラムの一例を図 3.21 に、線源の挙動として得られた再構成 vertex の時間経過と線源移動中について注目したものをそれぞれ図 3.22 と図 3.23 に示す。図 3.22 の経過時間が 1000 秒と 3500 秒でフィッティングの結果平均値とその誤差が外れ、大きくなっているのはこのとき線源が較正ポート付近に存在し事象再構成が正しくできないためである。 z 方向に注目すると図 3.17 に示した運転経過が再現されていることがわかる。1900 秒から始まる線源の上昇時について、 x, y 方向でフィッティングの誤差が静止時よりも大きくなっていることが確認できる。この時間についてより詳しく見たものが図 3.23 である。1900 秒から 1950 秒の間について x, y 方向について振動していることが確認できた。線源挙動について更に詳しく調べた。図 3.23 において 1909 秒から 1939 秒の間について式 3.1 でフィッティングを行った結果を図 3.24 に示す。

$$p_1 \sin(p_2 t + p_3) + p_4 \quad (3.1)$$

図 3.24 より振幅と周期について x, y 方向それぞれについて表 3.2 に示す結果が得られた。3.3.2 節の海洋技術研究所での試験から得られた振動のパラメータとはオーダーで一致したが振幅で約 30%、周期は約 40% ほど小さい。

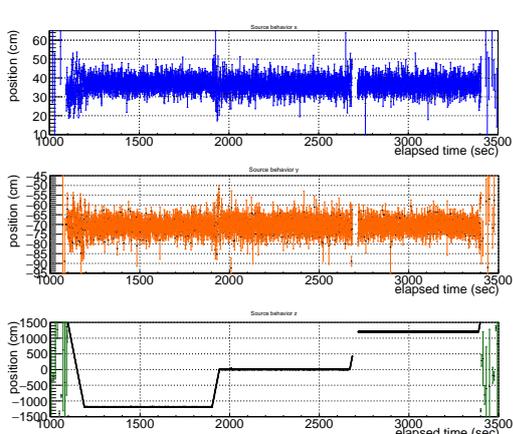


図 3.22: フィッティングの結果から得られた線源の水中での再構成 vertex の時間経過. 上から検出器座標での x, y, z 方向

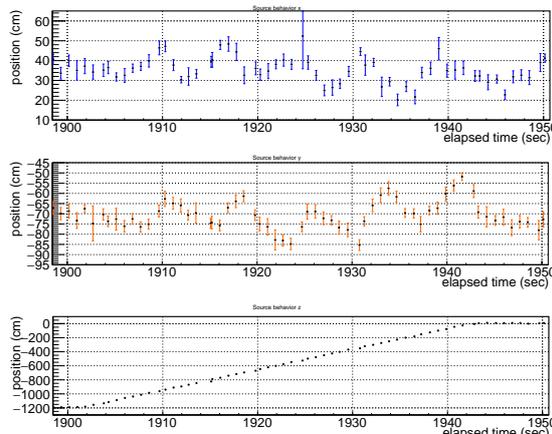


図 3.23: フィッティングの結果から得られた線源の水中での再構成 vertex の時間経過において最初の事象の発生時刻から 1900 – 1950 秒経過した範囲を拡大したもの. 上から検出器座標での x, y, z 方向

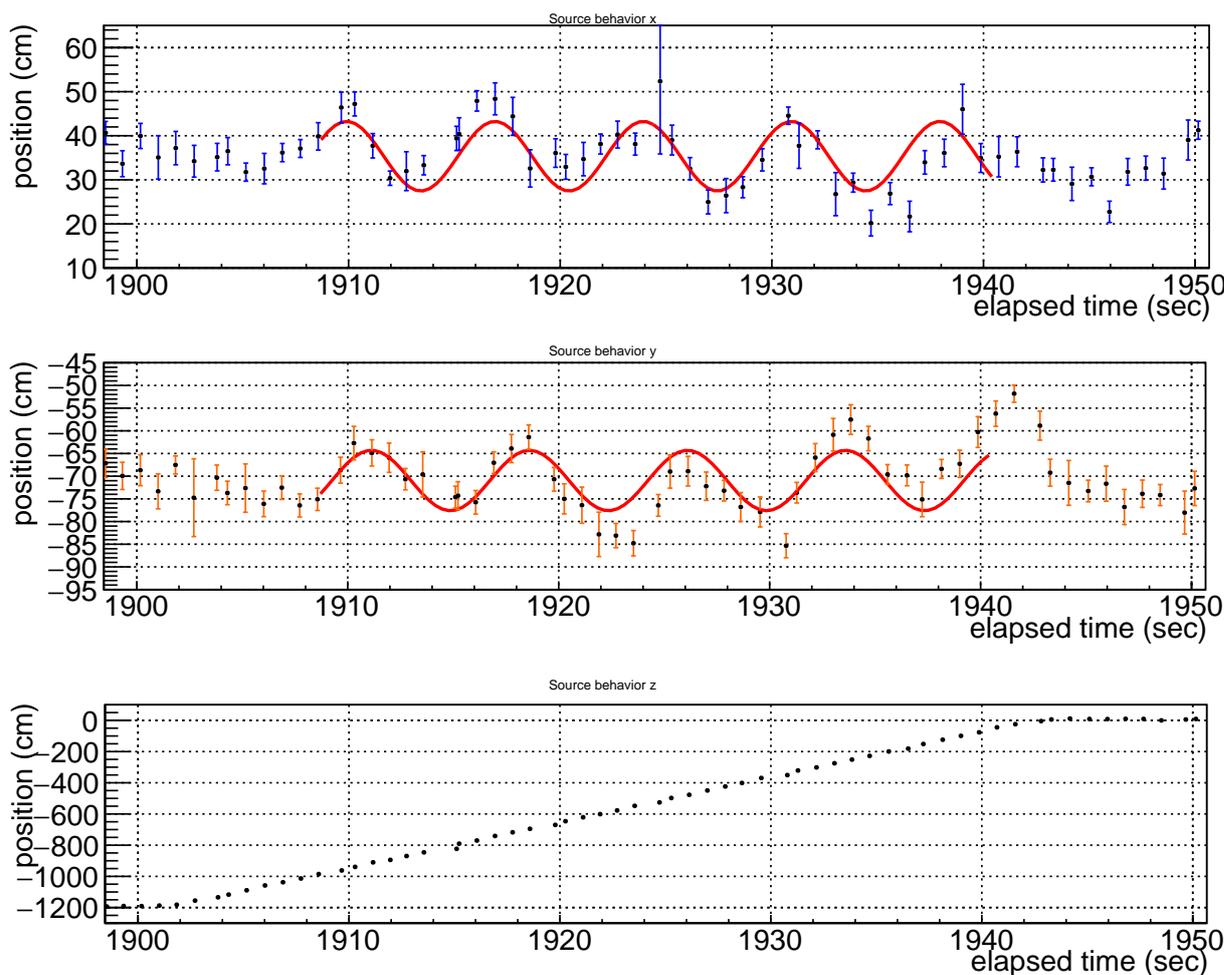


図 3.24: はじめの事象の発生時刻から 1909 – 1939 秒の間について式 3.1 でフィッティングを行った結果

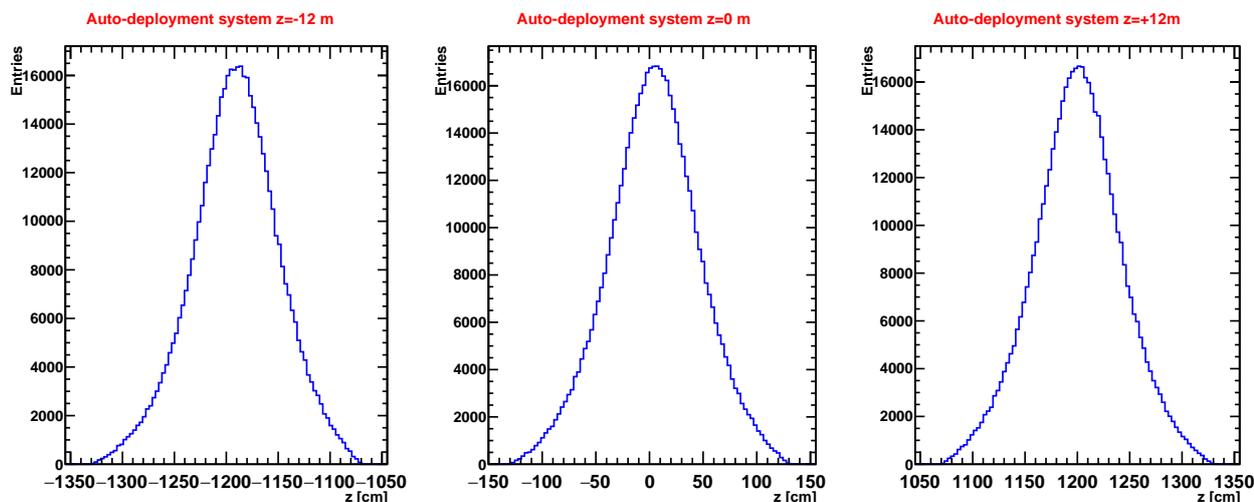


図 3.25: 再構成された事象発生位置分布. 左からそれぞれ図 3.18 に示した検出器座標系で $[0, 0, -12]$, $[0, 0, 0]$, $[0, 0, +12]$ の位置で取得した自動線源ポジショニング装置を用いたときのデータ. 線源から 1.3 m の事象のみを選択してある

表 3.3: 線源懸下位置の目標値と SK 検出器による再構成位置の結果

目標値 (cm)	フィット結果 (cm)
+1202.5	+1200.8 \pm 0.1
+5.6	+4.92 \pm 0.12
-1191.3	-1189.7 \pm 0.1

鉛直方向位置分布

最後に、SK 検出器で再構成した事象発生位置の分布を図 3.25 に、図 3.25 の各ヒストグラムに対してガウス関数でフィッティングを行った結果を表 3.3 に示す。表 3.3 中の目標値について小数点以下まで存在するが、これは初運転時の設定ではワイヤー懸下長さの計算に用いるワイヤーの径を本来の 2.53 mm ではなく 3.0 mm を用いており、これを補正したあとの値であるためである。フィット結果より目標値として設定した値と最大で 1.8 cm の差があることがわかる。

これまでではワイヤーの長さについて装置とは独立した較正を行っていなかった。そこで今回はじめて将来の運用において装置がワイヤーを巻き出し、巻き戻したときにズレのモニターや移動量の正しさを担保するためにワイヤーのみでの長さの測定、較正を行った。図 3.26 に測定の概要を示す。ワイヤー長自体の較正について、 ± 5 mm の精度で測定することを目標に日本工業規格 (JIS)1 級の鋼製巻き尺を用いて以下の手順で行った。

1. ある地点で 30 m を測定する。
2. ワイヤー上に 1 で測った 30 m の間隔に 2 点印をつける。
3. 2 点間について再度測定を行う。

装置に実際に用いるワイヤーの前に手順の確立と精度、再現性の確認のため、海洋技術安全研究所での試験時に用いたワイヤーを使用して事前測定を行った。事前測定は図 3.26 と同様のセットアップについて Ni の水中での重さ 17 N に準じたテンションあり、なしの 2 通りをそれぞれ 5 回行い、4.27 mm, 3.23 mm の再現性を得た。装置に用いているワイヤーの測定に関して、Ni 球の水中での重さおよそ 20 N をかけない場合とかけた場合の 2 通りについてそれぞれ 3 回行った。どちらについても誤差の合計は 3.2 mm となり目標の 5 mm を達成することができた。ま

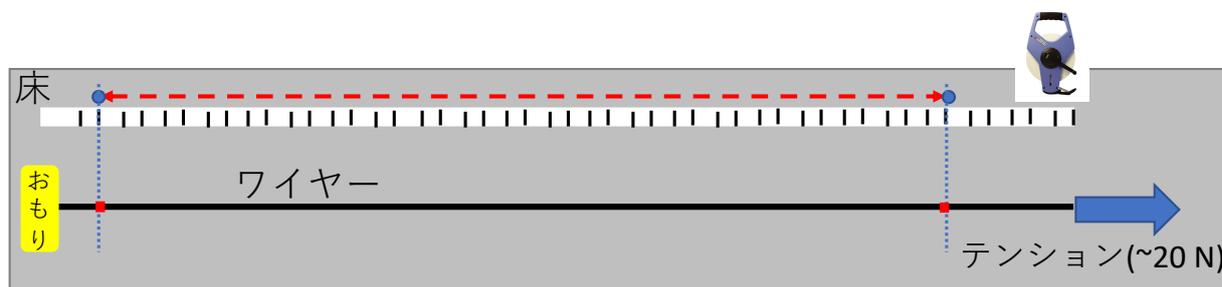


図 3.26: ワイヤー長測定概念図. JIS 一級の鋼製巻尺を用いて約 35 m の長さを確保し 20 N のテンション有りと無しの場合について行った.

た, このとき 5 m 間隔でワイヤーへ印をつけた. この状態で装置へ装着し 30 m の設定で巻き出し, 印が基準位置に来ることで装置に依存しない独立な較正が行われたことを確認することができる.

3.4.3 試験とワイヤー較正をもとにした改良結果

2018 年 12 月にワイヤーを装置に再度取り付け, 較正が正しく行われたことを確認した. 運転はマニュアルモードにて 30 m の運転を含めて十回以上行い, 全ての印について期待される位置へ ± 5 mm の精度で巻き出し, 巻き戻しができることを確認した. さらに SK での運転時に発見されたゲートバルブ開閉時の意図しないアラーム発報と設定懸下位置と実際にコントロールパネルに表示される位置の間にあったズレがソフトウェアのバグであり, これらが正しく修正されたことも確認した. 以上をもって, 本自動線源ポジショニング装置が SK での Ni/Cf 較正での定常的運用が可能であると結論づけた.

第 4 章

ニッケル/カリフォルニウム線源を用いた較正

4.1 較正の概要

ニッケル/カリフォルニウム (Ni/Cf) 線源を用いた較正は 2.2 節で述べたように現在 SK で行われている較正の一つである。Ni/Cf 較正に用いている線源を図 4.1 に示す。この線源は酸化ニッケル (NiO) と高密度ポリエチレン (HDPE) を 65 : 35 で混合し球状に固めたものの中心にカリフォルニウム ^{252}Cf を配置したものである。 ^{252}Cf はステンレスケースに封入されており、真鍮製ホルダーがそのケースを保持している。 ^{252}Cf は半減期が 2.65 年の超ウラン元素であり、約 96.9% が α 崩壊、残りの 3.1% が自発核分裂を起こす。自発核分裂の際に中性子が平均 3.76 個とエネルギーの合計が 8.2 MeV の γ 線が平均 10.3 個放出される [38]。放出される中性子のエネルギーは約 2 MeV [38, 39] でスペクトルは約 15 MeV まで広がりを持つ [40]。この中性子は HDPE 中の陽子と弾性散乱し数 μs の間に熱化 [41]、その後 Ni 原子核に捕獲され γ 線が等方的に放出される。このときの中性子捕獲反応を $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ と表記する。反応は $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}^*$ が最も多く、この場合の放出される γ 線の合計エネルギーは 9 MeV である。放出された γ 線は超純水中で電子陽電子対生成やコンプトン散乱を起こし荷電粒子がチェレンコフ光を発生させる。表 4.1 に Ni 原子核の自然存在比、中性子捕獲断面積、各場合に $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応により放出される γ 線の合計エネルギーを示す。この線源が引き起こすチェレンコフ光の強度は非常に小さく、各光センサーに光子一つが入る領域で使用される。そのため、表 2.2 に示したような較正に用いられる。これらの較正は 1.2 節と 1.3 節で述べた太陽ニュートリノ、超新星ニュートリノなどの低エネルギーでの事象の解析に重要である。Ni/Cf 較正は SK では月に一度、三時間ほどかけて行われている。



図 4.1: SK 実験で Ni/Cf 較正に用いられている線源 [37]

表 4.1: Ni(n, γ)Ni* 反応における各種パラメータ [41]

反応	同位体の天然存在比 (%)	捕獲断面積 (10^{-24} cm^2)	γ 線のエネルギー (MeV)
$^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\text{Ni}(n, \gamma)^{61}\text{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma)^{65}\text{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

表 4.2: Ni 球比較に用いたデータセット。これらは全て現行の較正装置を用いて取得した。

線源位置 (検出器座標)	データ取得時間 (分)	使用線源
検出器中心 [0, 0, 0]	30	現行 Ni 球
検出器中心 [0, 0, 0]	30	新 Ni 球
検出器中心 [0, 0, 0]	35	Cf 線源のみ

4.2 Ni/Cf 較正での背景事象の除去

4.2.1 新 Ni 球

現行の較正装置で用いている Ni 球の直径は 18 cm であるが、較正ポート (直径 22 cm) との余裕をもたせることを目的として新たに直径が 16 cm の Ni 球が作製された。3 章で議論した自動較正装置にはこの新 Ni 球とともに用いる予定である。そのため、現行の Ni 球との差異を確認した。

表 4.2 は使用したデータの取得条件である。再構成されたエネルギー分布について現行 Ni 球、新 Ni 球、Cf 線源のみの 3 つのデータすべてを比較したヒストグラムを図 4.2 に示す。Ni 球のサイズが小さくなったため γ 線を放出する割合が小さくなり新しいものは現行の Ni 球に比べて事象頻度がおよそ 0.8 倍であった。

Ni/Cf 較正において較正に使用したいのは Cf が放出する中性子が Ni に捕獲されたときに出す γ 線である。しかし、4.1 節で述べたように Cf が自発核分裂する際も γ 線を放出しこれが較正の背景事象となる。そこで、Ni の中性子捕獲由来の γ 線と Cf からの γ 線による事象が混在するデータから Cf 線源のみで取得したデータを差し引くことで Ni による γ 線事象の相対的な統計量を増やすことを試みた。図 4.3 は現行、新 Ni 球で取得したデータから Cf 線源のみで取得したデータを差し引いたヒストグラムである。図 4.3 の 2 から 4 MeV 付近は Cf 線源のみで取得したもののほうが Ni 線源を用いたときよりも統計量が大きく差し引くことで値が負になるため「へこみ」が生じた。そのため人の手による調整用パラメータを導入しこの「へこみ」を 0 に近づけた。図 4.4 には Cf 線源のみのデータを現行、新 Ni 球それぞれに対して式 4.1 を用いたスケールをした後で差し引いた結果を示す。

$$\text{差し引いたヒストグラム} = \text{Ni/Cf 線源で取得したデータ} - (\text{調整パラメータ}) \times \text{Cf 線源のみで取得したデータ} \quad (4.1)$$

次に、「へこみ」を調整したヒストグラムを時間、面積についてそれぞれ規格化を行い比較した。それぞれ図 4.5 と図 4.6 に示す。それぞれの Ni 球間でピークの平均値に 0.04% の違いがあった。図 4.5 より Ni 球のサイズが小さくなったため単位時間あたりの事象数が 20% ほど少なくなった。図 4.6 において 6 MeV より低いエネルギー領域では現行 Ni 球の方が事象数が多いことがわかる。しかし差は僅かであり使用には問題はないと判断した。

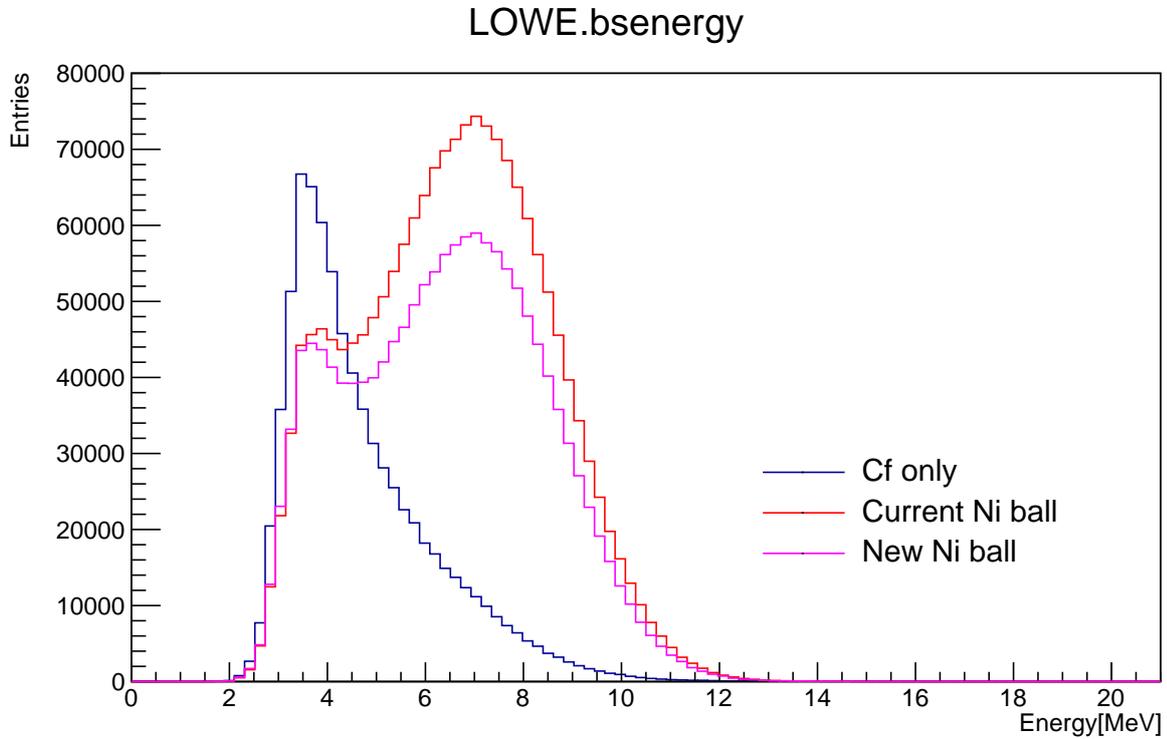


図 4.2: 使用する Ni 球を変えて取得した Ni/Cf 較正の生データ。赤が現行の直径 18 cm の球、ピンクが新 Ni 球、青線が Cf 線源のみで取得したもの

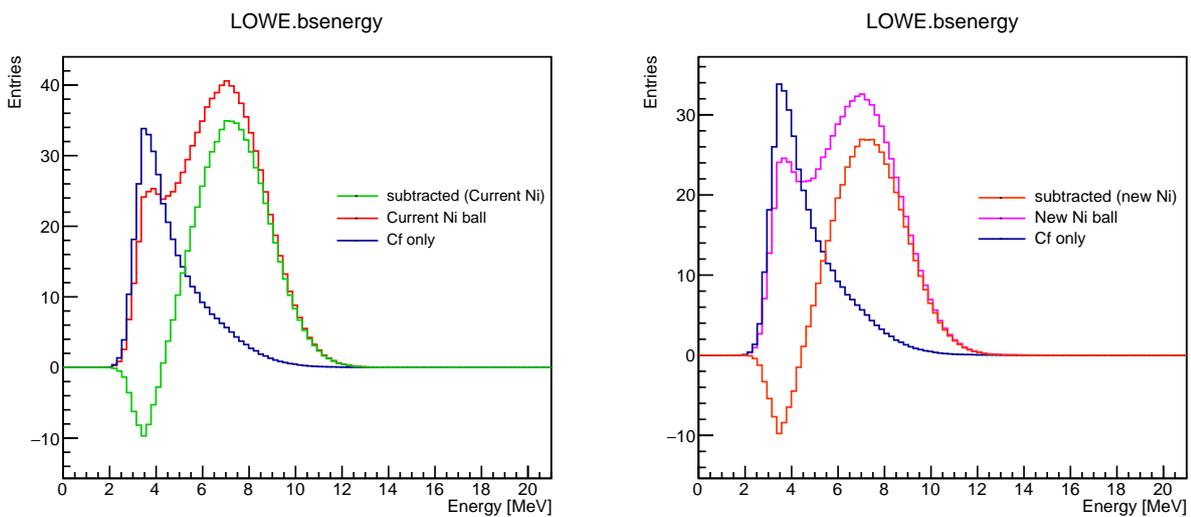


図 4.3: 2 種類の Ni 球を用いた時のデータから Cf 線源のみで取得したデータを差し引いたヒストグラム、左が現行、右が新しい Ni 球、各ヒストグラムは時間で規格化してある。

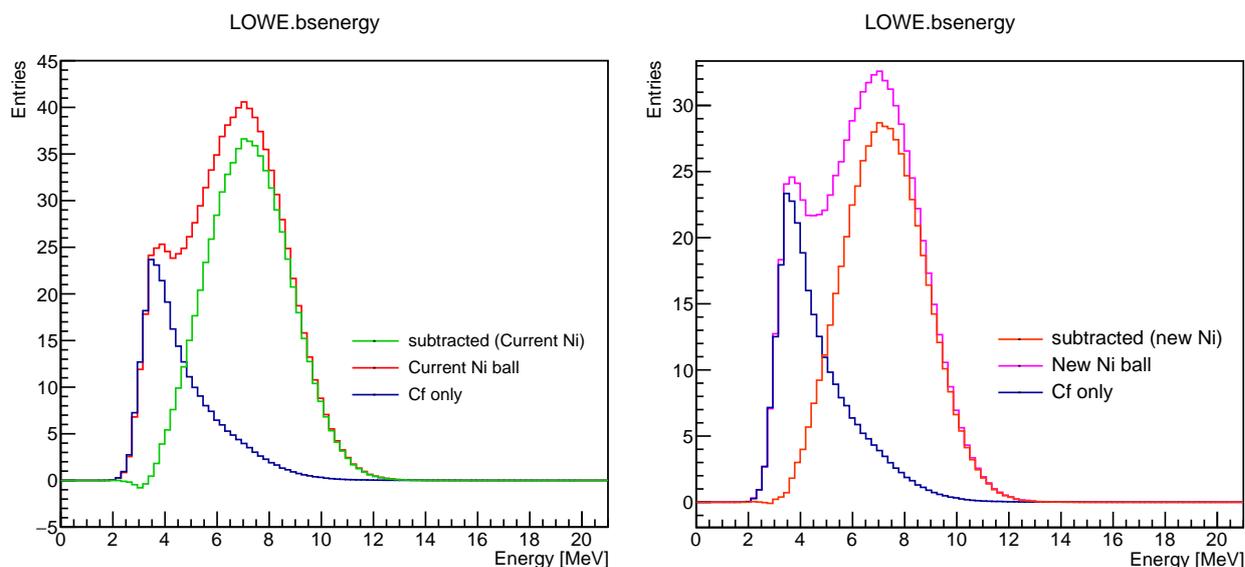


図 4.4: 調整用パラメータを導入しヒストグラム同士の減算を行った結果. 現行 Ni 球, 新 Ni 球それぞれに対して Cf 線源のみのデータを 0.69, 0.70 倍した.

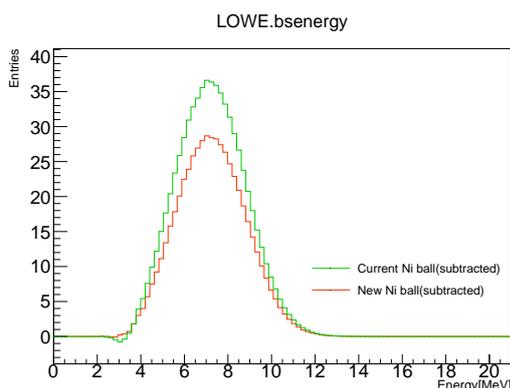


図 4.5: 2つの Ni 球についてデータの減算を行ったものを時間で規格化したヒストグラム

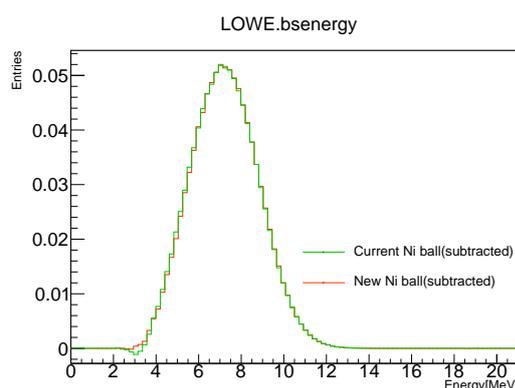


図 4.6: 2つの Ni 球についてデータの減算を行ったものを面積で規格化したヒストグラム

4.2.2 モンテカルロ・シミュレーションとの比較

スーパーカミオカンデ実験では実データの比較の為、コンピュータ上で検出器の応答に関する過程を再現するシミュレーションを用いている。このシミュレーションは GEANT3 フレームワークに基づいており、太陽ニュートリノなどの事象がスーパーカミオカンデでどのように検出されるかを再現する。このシミュレーションの妥当性の評価は実検出器で得られた較正データとの比較によって行われている。Ni/Cf 解析においても同様にシミュレーションが行われており、4.2.1 節で議論した新 Ni 球のエネルギースペクトルとの比較を行った。Ni/Cf 線源のエネルギースペクトルから Cf 線源のみの結果を差し引くことでヒストグラムの平均値として 7.251 MeV が得られており、これは大きさの異なる新旧 Ni 球でもほぼ差はない。シミュレーションによる結果としては同様の平均値で 7.252 MeV が得られている [42]。これらの値は差が 0.01% と非常に良い一致が得られており、Cf 線源のみの結果の定数倍を差し引くという簡易な解析によっても、ある程度一致の良い Ni の中性子捕獲ガンマ線のスペクトルを得ることが出来ることを示している。現在は Ni/Cf 線源のデータは検出器のエネルギー絶対値の較正には用いられ

ておらず、線形加速器 (LINAC) や DT ジェネレータ等の大きく、取扱いの難しい較正源が使用されている。定量的に上記の解析を行うことでエネルギー絶対値の較正を取扱いが容易でコンパクトな Ni/Cf 線源を用いて行うことが出来る可能性は高い。以下では Ni/Cf 線源のエネルギースペクトルからの定量的なバックグラウンド成分の差し引きについて議論する。

4.3 事象の時間情報を用いた Ni/Cf 較正での背景事象の除去

Cf の自発核分裂からの中性子が熱化を経て Ni 原子核に捕獲されるという過程はある特定の時間構造を持つと考えることができ、この場合は捕獲断面積と周辺物質に依存する。Cf からの γ 線放出も考慮すると少なくとも2つの成分が予想される。ここで、Ni/Cf 較正に使用している Cf 線源の強度はデータ取得を行った 2018 年 2 月の時点で 40.9 kBq であり、これに自発核分裂の割合を考慮すると Cf 線源の自発核分裂強度として 1.26 kBq が得られる。また、自発核分裂の時定数に相当する値は線源強度が単位時間あたりの崩壊数の期待値であり指数関数的減衰を示すことと指数関数 $\tau \exp(-t/\tau)$ の期待値が $1/\tau$ であるということより式 4.2 のように時定数が求まる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{1.26 \times 10^3} &= 7.94 \times 10^{-4} \text{ s} \\ &= 794 \mu\text{s} \end{aligned} \quad (4.2)$$

SK での事象再構成についてグローバル・ポジショニング・システム (GPS) を用いた時刻の記録よりある事象とその前に起きた事象の GPS 時間差分布を作成できる。GPS の時間精度は $7 \mu\text{s}$ である。図 4.7 は SK 検出器中心で取得したデータ Ni/Cf 較正データの事象が起きた時間差の分布であり、2 成分があることを確認できた。2 つの時定数 τ_1, τ_2 を持つ式 4.3 でフィッティングを行い $\tau_1 = 81.6 \mu\text{s}$ と $\tau_2 = 1516.1 \mu\text{s}$ が得られた。

$$p_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + p_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (4.3)$$

Ni への中性子捕獲の時間と Cf 線源の強度を考えると図 4.7 の τ_1 に Ni の中性子捕獲由来の γ 線事象が、 τ_2 に Cf 由来の事象がそれぞれ多く含まれていると理解できる。ここで、 τ_2 と式 4.2 におよそ 2 倍の違いがあるのは検出器の検出効率が 100% ではないことで、 τ_2 に含まれる Ni の中性子捕獲由来の事象については先発信号であるはずの Cf による信号が検出器のしきい値を超えることなく、次の Cf 事象が検出されたという影響を受けていると考えることができる。このことと図 4.7 より Cf からの中性子が Ni へ捕獲される事象は時定数の早い成分に多く含まれることを用いて時間差が短い部分を長い部分から引くことで較正に用いたい Ni からのエネルギースペクトルを得たものを図 4.8 に示す。シミュレーションによるピークの値とガウス関数でフィットした結果を比較すると 1.73% の差がある。これは図 4.8 からわかるように Cf が起こした事象をすべて排除しきれていないためと考えられる。

4.3.1 Cf 線源のみの場合のシミュレーションとデータの比較

Cf 線源が起こす事象についてシミュレーションと実データを用いて詳しく調べた。シミュレーションは Geant4 [43, 44, 45] を用いて以下のような設定で行った。

- 半径 7 m の真空球内に半径 6 m の水 (H_2O) の球を配置
- 水球の中心に Cf 線源を収納する真鍮 (C3604B) 製ホルダーと線源用ステンレス (SUS316L) ケースに入れ配置 (この点を原点 $[0, 0, 0]$ とする)
- 中性子を原点から $T = 1.42 \text{ MeV}$ に相当するマクスウェル分布 [46] に従うスペクトルで一様に発生

中性子を五百万事象発生させたとき、式 4.4 に示す陽子への中性子捕獲以外で発生した粒子の時間差の分布とその

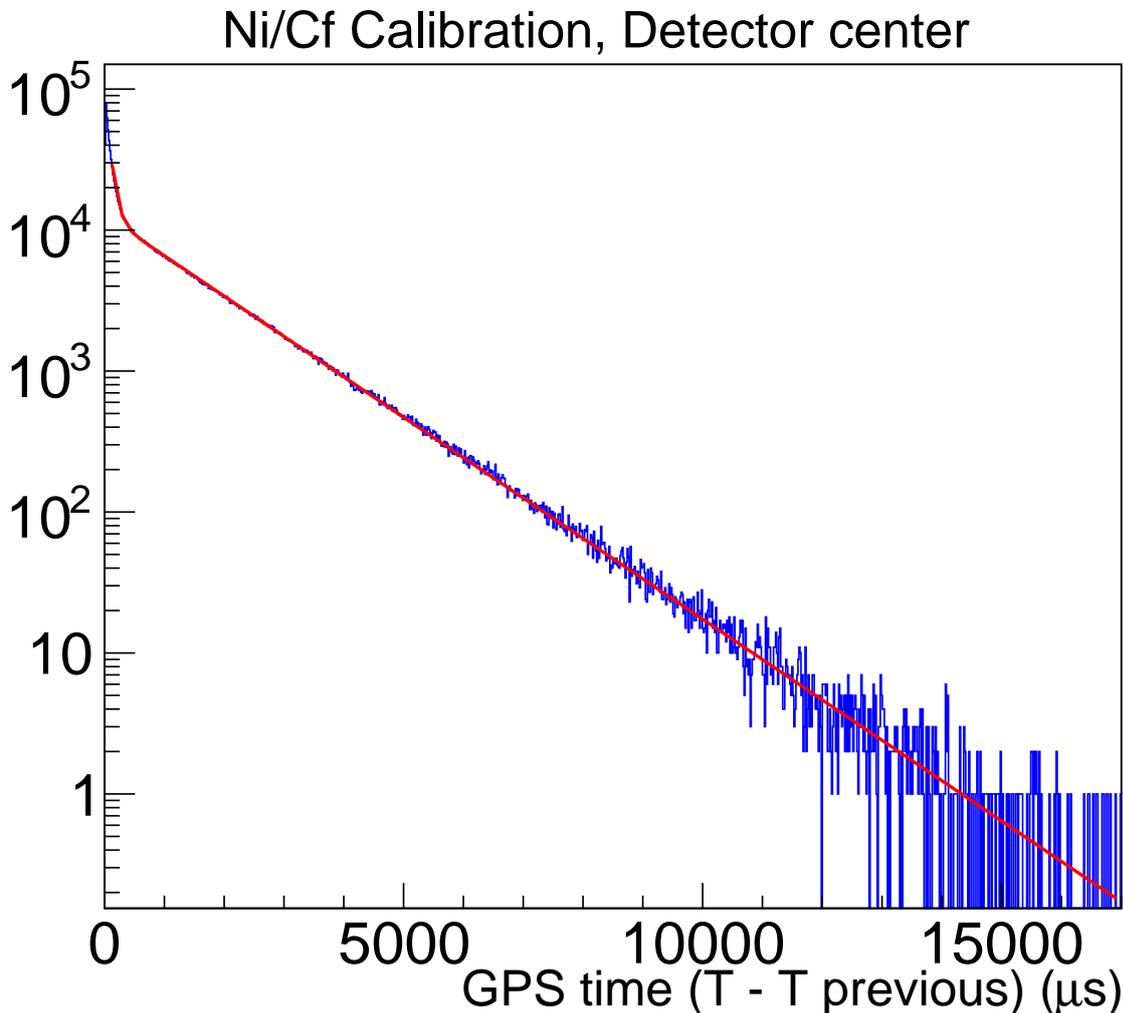


図 4.7: SK 検出器中心で取得した Ni/Cf 較正データのある事象からその前の事象の間の時間分布. 線源から 1.3m 以内の事象のみを選択してある.

分布について指数関数でフィッティングを行った結果を図 4.10 に示す



中性子捕獲を起こす陽子を含む水は半径が 6m あるため、遅れて捕獲された事象による時定数が大きい方向へ寄与する成分も排除され結果として時定数が小さくなったことがわかる. 時定数として $119.0 \mu\text{s}$ を得た. 横軸の単位がナノ秒であることに注意すると, 時間差が短い領域でも二成分の時定数が存在していることがわかる. ここで, 実データ (図 4.7) では指数関数の主成分が時間差 $500 \mu\text{s}$ 付近を境に入れ替わっている. よって, シミュレーションにおいて時定数を求めるために用いるフィット範囲を $40 - 500 \mu\text{s}$ とした

次に, 図 4.11 に Cf 線源のみで取得した実データの事象時間差分布を示す. Cf 線源のみの場合でも時定数が二成分あることがわかる. 図 4.11 に示したフィッティングより時定数として $143.5 \mu\text{s}$ と $2737.7 \mu\text{s}$ が得られた. 時定数の長い成分が Ni 球と合わせたときよりも大きいのは Cf の自発核分裂由来の事象を検出する確率が Ni 球ありの場合よりも小さいためであると理解できる. この中には Cf の自発核分裂による合計 8.2 MeV の γ 線による事象の他に式 4.4 に示した陽子捕獲事象も含まれている. この事象を排除するために 4 MeV 以上のエネルギーをもつ事象を選択した結果が図 4.12 であり, 時定数として $122.8 \mu\text{s}$ と $2713.7 \mu\text{s}$ が得られた. Cf 線源と真鍮製ホルダー, 線

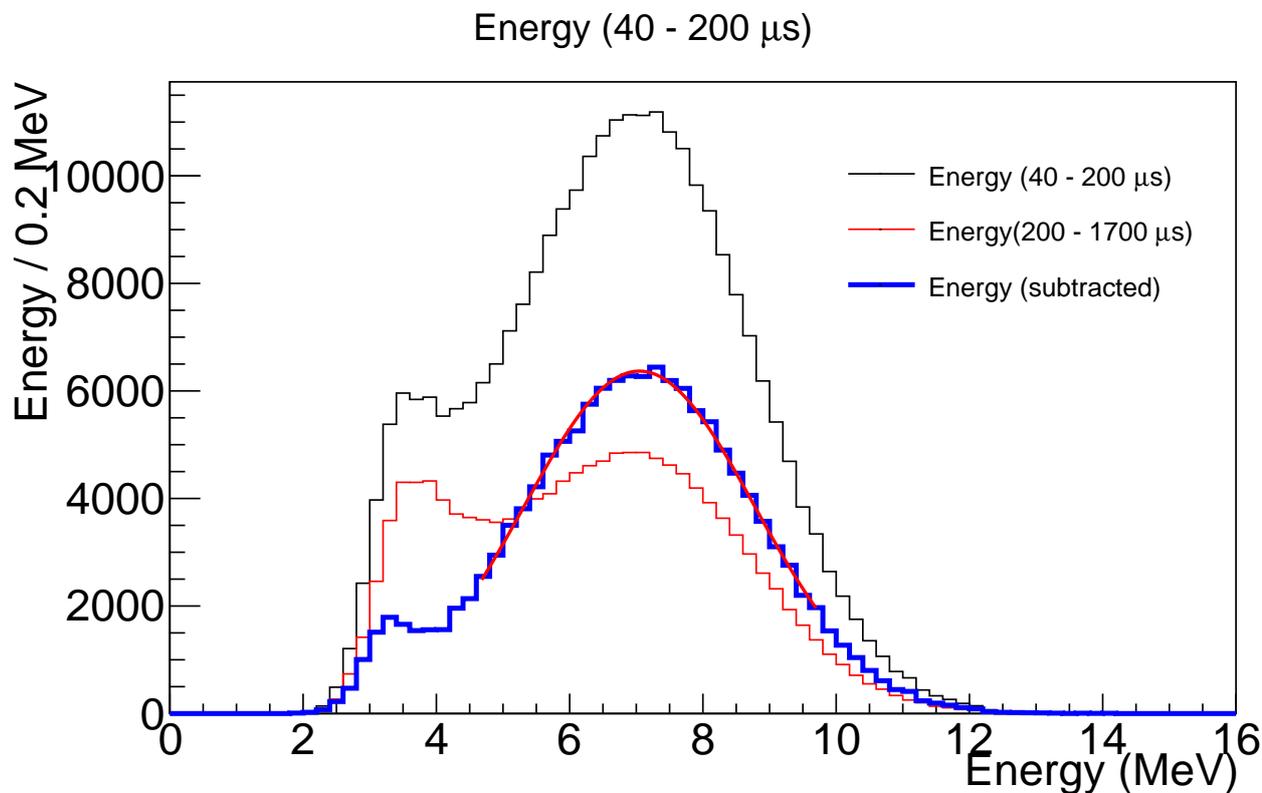


図 4.8: 時間分布で 40 μ s から 200 μ s の分布より 200 μ s から 1700 μ s のものを差し引いたエネルギー分布. 赤線の長い時間分布のほうは黒の時間に規格化してある.

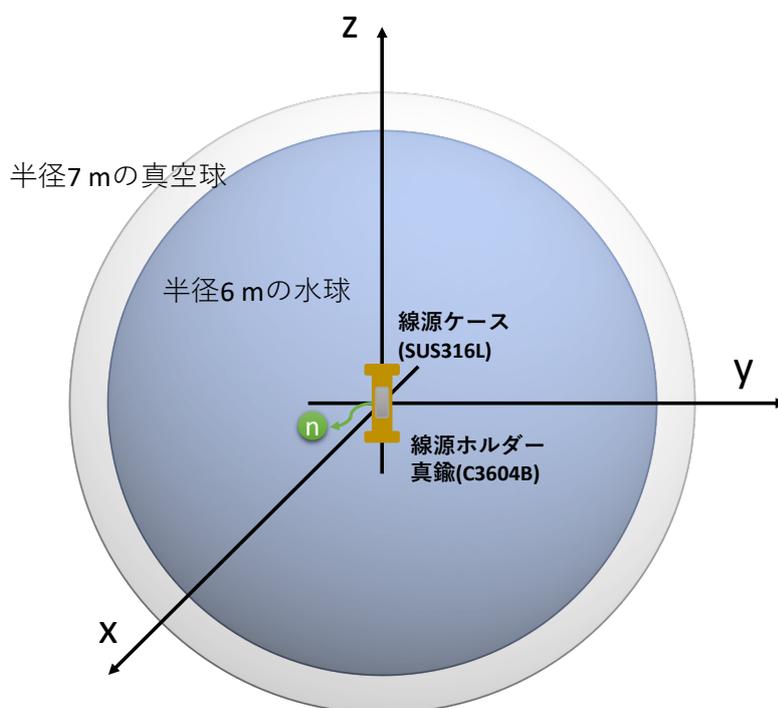


図 4.9: Cf 線源のみのシミュレーションのセットアップ

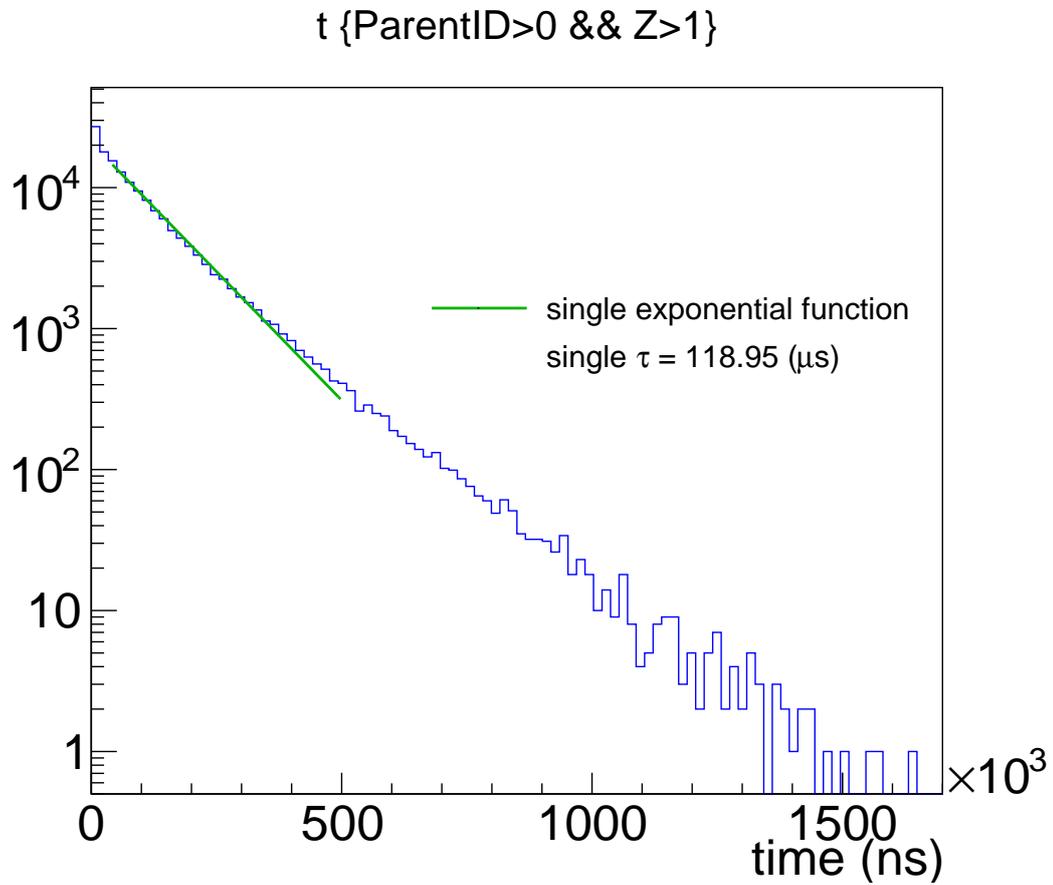


図 4.10: 陽子による中性子捕獲事象を除いた分布を指数関数でフィッティングした結果

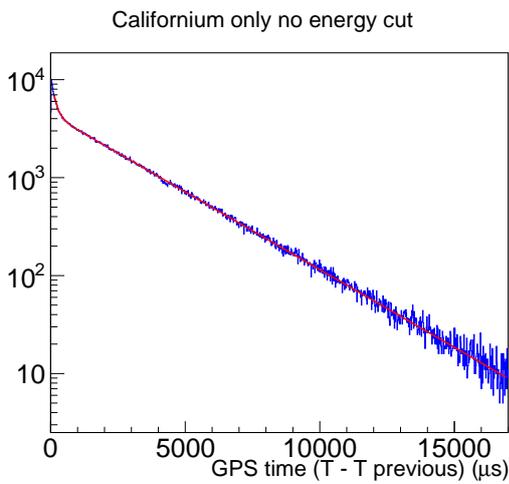


図 4.11: Cf 線源のみで取得したときの事象時間差の分布. 線源から 1.3m の事象のみを選択してある.

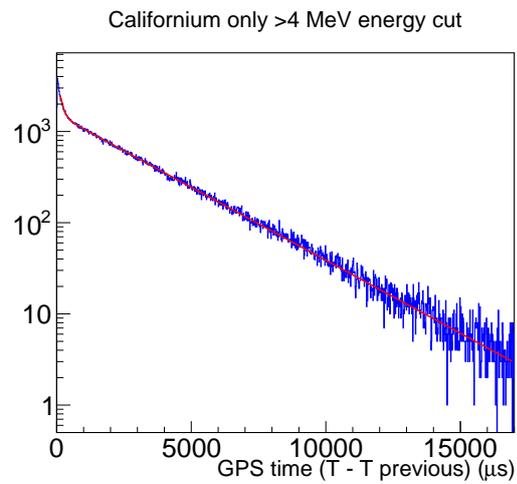


図 4.12: Cf 線源のみで取得したときの事象時間差の分布. 線源から 1.3m の事象かつ先発, 後発信号のエネルギーがどちらも 4 MeV 以上のもののみを選択してある.

表 4.3: Cf 線源のみのデータとシミュレーションで時間差分布を指数関数でフィッティングをし得られた時定数. 括弧の中は陽子への中性子捕獲カットの有無を表す.

	$\tau_{\text{short}} (\mu\text{s})$	$\tau_{\text{long}} (\mu\text{s})$
実データ (無)	143.5 ± 2.4	2737.7 ± 3.9
実データ (有)	122.8 ± 3.1	2713.7 ± 6.3
シミュレーション (無)	193.1 ± 0.1	N/A
シミュレーション (有)	119.0 ± 0.5	N/A

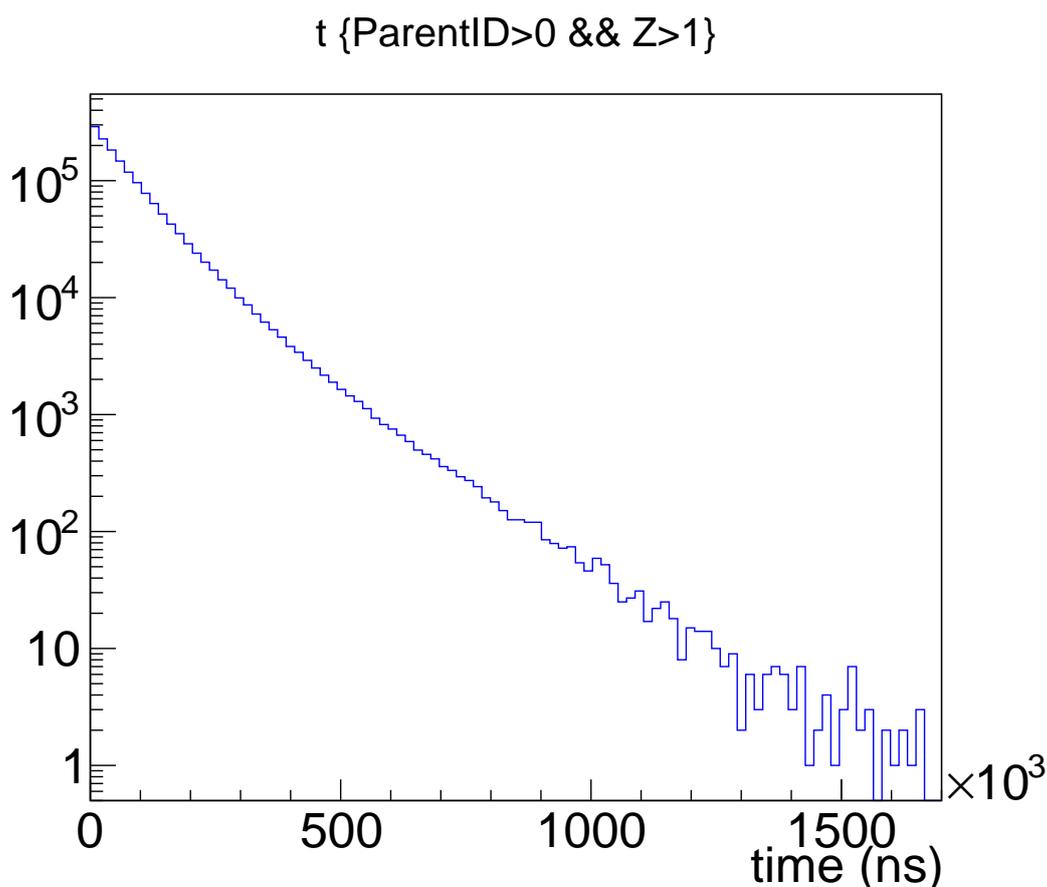


図 4.13: Ni 球有りのシミュレーションで得られた事象の時間差分布において水中の陽子捕獲事象以外で発生した粒子を選択したもの

源ケースのみのデータ, シミュレーションより得られた時定数について表 4.3 にまとめた.

4.3.2 Ni 球がある場合のシミュレーションとデータの比較

次に Ni 球有りの場合のシミュレーションと実データについて述べる. シミュレーションは Cf 線源のみの設定に加えて, 真鍮製ホルダーを囲むように半径 8 cm の Ni 球を配置し原点から中性子を五百万事象発生させた. Ni 球は NiO と HDPE を 65 : 35 で混合したペレットとアラルダイトを実際の質量と化学組成比から計算した割合で配合したものを仮定した. 陽子への中性子捕獲カットをかけた事象発生時間差分布を図 4.13 に示す. 二成分あることがわかるが, Cf 線源のみのシミュレーションと同様の理由から単一の指数関数でのフィットを図 4.14 に示すように 40 – 500 μs の範囲で行い時定数 $\tau = 88.8 \mu\text{s}$ を得た. Ni 球有りのシミュレーションと実データより得られた時定数について表 4.4 にまとめる. 図 4.15 と図 4.16 は事象を発生させた親粒子の原子番号 Z と事象発生時間差の分

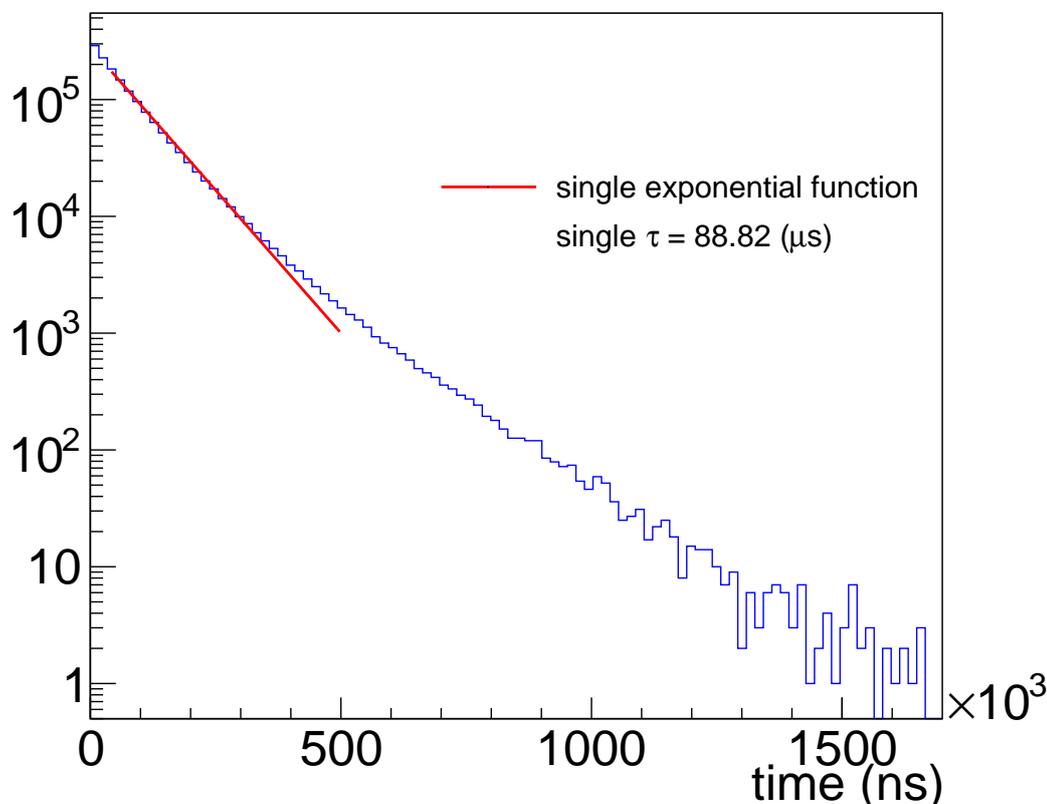
$$t \{ \text{ParentID} > 0 \ \&\& \ Z > 1 \}$$


図 4.14: Ni 球有りのシミュレーションで得られた事象発生時間差分布. 陽子への中性子捕獲事象はカットしてある. 単一の指数関数により 40 – 500 μs でフィットを行った.

表 4.4: Ni 球がある場合のデータとシミュレーションで時間差分布を指数関数でフィッティングをし得られた時定数. 括弧の中は陽子への中性子捕獲カットの有無を表す.

	$\tau_{\text{short}} (\mu\text{s})$	$\tau_{\text{long}} (\mu\text{s})$
実データ (無)	81.6 ± 0.4	1516.1 ± 1.7
実データ (有)	80.2 ± 0.4	1516.0 ± 1.9
シミュレーション (無)	135.0 ± 0.0	N/A
シミュレーション (有)	88.8 ± 0.1	N/A

布と $Z=30$ 付近を拡大したものを描いている. Ni 球があるため, 原子番号 28 の Ni による中性子捕獲由来の事象が全体事象の約 93% を占めている. 原子番号 29 の銅や 82 の鉛と 42 のモリブデンによる事象も確認できるが, これはそれぞれ真鍮製ホルダーの規格である C3604B が被削性を高めるために鉛を, 線源用ステンレスケースの材質である SUS316L がモリブデンを添加しているためである. Ni とそれ以外の粒子由来の事象について発生時間差分布を作成したものが図 4.17 である. 単一の指数関数によるフィッティングで Ni とそれ以外のものについて時定数 $\tau = 89.5 \mu\text{s}$, $\tau = 79.3 \mu\text{s}$ を得た.

Cf 線源のみと Ni 球がある場合の 2 通りのシミュレーションより得られた中性子捕獲を起こした親粒子について横軸に原子番号 Z , 縦軸に事象数をとったヒストグラムと $Z=30$ 付近を拡大したものを図 4.18 と図 4.19 に示す. Ni による事象以外に注目すると, 原子番号 6, 7 の炭素と窒素以外の比率において明らかに異なる成分は確認できなかった. つまり, Ni 以外については真鍮 (C3604B) 製線源ホルダーと SUS316L 製の線源ケースで寄与がほとん

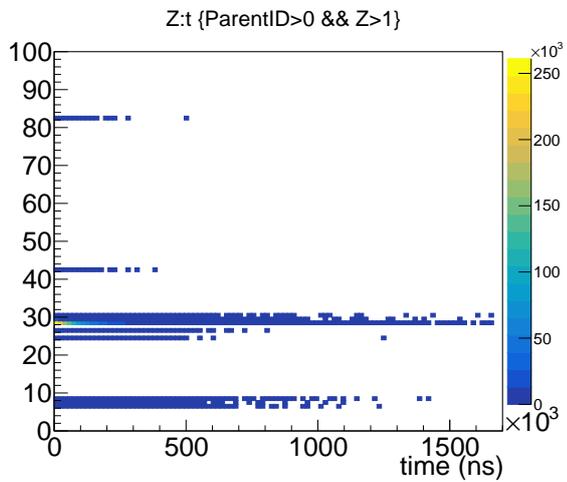


図 4.15: Ni 球があるときの事象を発生させた親粒子の原子番号 Z と事象時間差の分布

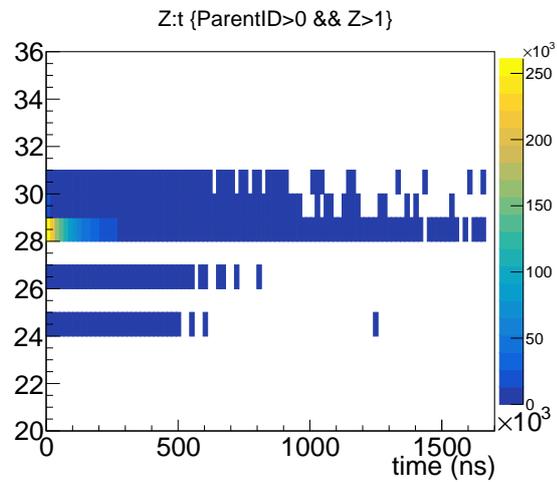


図 4.16: Ni 球があるときの事象を発生させた親粒子の原子番号 Z と事象時間差の分布. Z=30 付近を拡大.

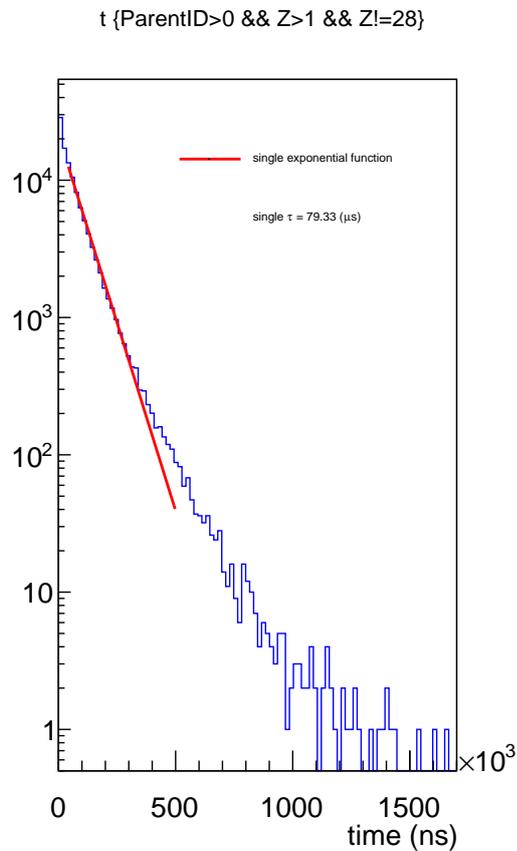
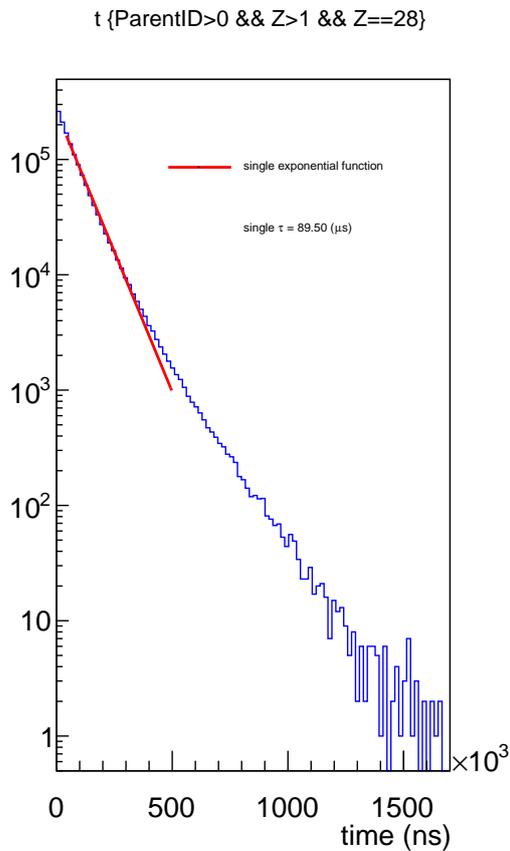


図 4.17: Ni を配置したシミュレーションで発生した事象の親粒子が Ni によるもの (右) とそれ以外の粒子によるもの (左) の事象発生時間差分布. 陽子への中性子捕獲はカットしてある.

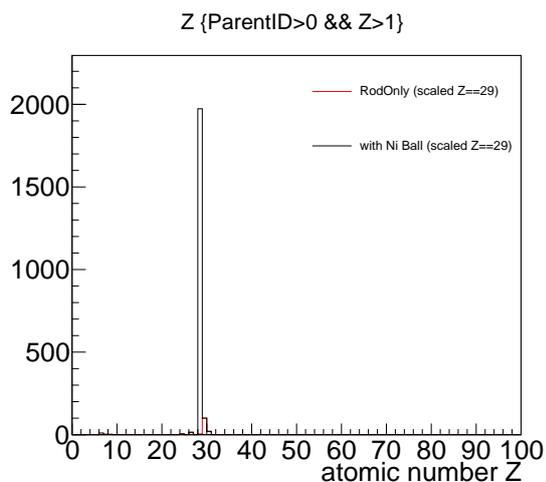


図 4.18: Cf 線源のみ, Ni 球有りの場合のシミュレーションで得られた事象の親粒子の分布. Z が 29 の銅が 100 になるように規格化してある.

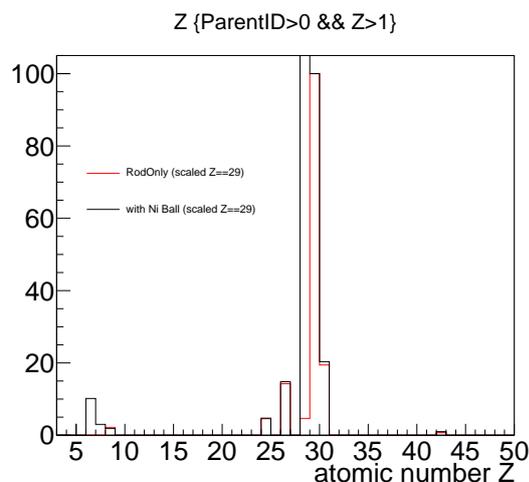


図 4.19: Cf 線源のみ, Ni 球有りの場合のシミュレーションで得られた事象の親粒子の分布で Ni 以外を拡大したもの. Z が 29 の銅が 100 になるように規格化してある.

ど説明可能できる. これらは Cf 線源のみの測定から取り出すことができ, Ni/Cf 線源のエネルギースペクトル内の成分をよく再現すると期待される. 図 4.20 に Cf 線源のみで取得したデータについて時定数の早い領域から遅い領域の成分を差し引いてエネルギースペクトルを求めたものを示す. 青線で示したヒストグラムが Cf 線源以外の主に銅を含んだ成分だと理解できる. さらにシミュレーションによりスケールのパラメータを求めることで Ni と Cf 由来の事象が混在したデータから Cf と真鍮線源ホルダーに由来する背景事象成分を差し引くことが出来る. ここで, 炭素と窒素による事象とは Ni 球中に含まれている HDPE とアラルダイト中の成分によるものと考えられる.

4.3.3 Cf 線源ホルダー成分の差し引き

時定数の早い領域に含まれる事象から遅い領域に含まれる事象を差し引いたエネルギースペクトルを図 4.8 に, 4.3.1 節と 4.3.2 節でのデータとシミュレーションとの比較により Cf 線源ホルダーと Cf 線源ステンレスケースによる寄与を得たスペクトルを図 4.20 に示した. ここで図 4.18 での事象の比は, 同数の中性子を発生させたとき線源に加えて Ni 球がある場合と, Cf 線源のみの場合にそれぞれ捕獲される中性子数比になっている. 銅についての比を R_{cap} , Ni 球有りの場合と Cf 線源のみの場合のデータ取得時間をそれぞれ T_1, T_2 とすると, 式 4.5 と時間差の早い領域での検出効率を考慮した規格化を行うことで Cf 線源ホルダー成分の差し引きが可能である. 式 4.5 を用いて図 4.8 から図 4.20 をさらに差し引いたエネルギースペクトルが図 4.21 である.

$$\text{線源ホルダー成分を差し引いたデータ} = \text{Ni/Cf で差し引いたデータ} - R_{\text{cap}} \times \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \times \text{Cf 線源のみで差し引いたデータ} \quad (4.5)$$

ガウス関数によるフィッティングの結果ピークの平均値として 7.219 ± 0.006 (stat. only) MeV が得られた. シミュレーション [42] と比較すると 0.45% の開きはまだあるが SK 較正精度が 0.54% であるから [36], 期待される検出器の較正精度と同程度でシミュレーションが一致するという結果となった.

エネルギースペクトルに注目すると 3.5 MeV 付近に負の値のビンがある. これは Cf 線源のみのデータの場合, 式 4.4 の中性子捕獲で発生する 2.2 MeV の γ 線による影響が大きくなるためである. 2.2 MeV の γ 線による影響は 4 MeV 以上の領域では無視することができる.

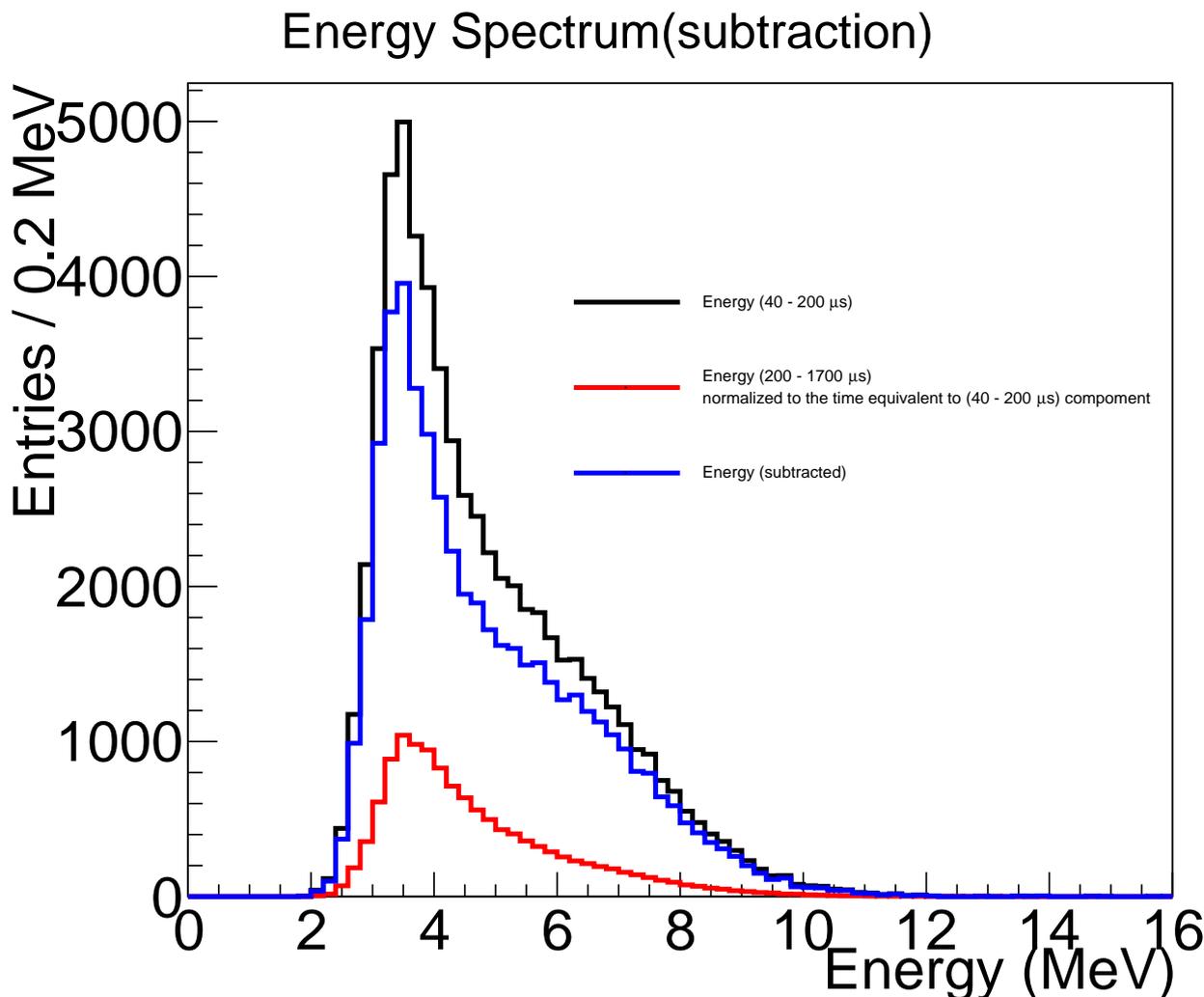


図 4.20: Cf 線源のみで取得したデータで時間差が小さい領域 (40 - 200 μs) の成分から大きい (200 - 1700 μs) を引きエネルギースペクトルを描いたもの。赤線のデータは黒線のデータ相当の時間で規格化してある。

4.3.4 まとめ

本節では Ni/Cf 較正での背景事象について事象の発生時間差に注目した除去を試みた。2つの時定数成分を仮定し、それぞれの成分でのエネルギースペクトルの差し引きにより Cf の自発核分裂由来の事象を排除した。しかし、差し引き後のスペクトルには低エネルギー側で Ni 以外の成分が残っていたため、シミュレーションを用いることで詳しく調査した。Cf 線源のみ、Ni 球がある場合の 2通りのシミュレーションにより、残存する背景事象の多くは Cf 線源が封入されているステンレスケースと線源ホルダーで説明ができることを確認した。実データにおいても、Cf 線源のみの場合に 2つの時定数の成分が存在し、短い成分が MC の予想とほぼ同じ時定数をもつことが確認された。Cf 線源のみのデータについて、Ni 由来事象への混入があると考えられる時間差の早い領域のエネルギースペクトルから時間差の大きい領域のものを差し引くことで、ケースとホルダー成分を抽出した。この成分を Cf の自発核分裂由来の事象を差し引いたスペクトルからさらに引くことにより Ni 事象のエネルギースペクトルを得た。ここで、統計誤差の平均値に対する寄与は約 0.1% であった。結果としてシミュレーション [42] との差は 0.45% となり、SK 検出器自身の較正の誤差で一致する結果が得られた。

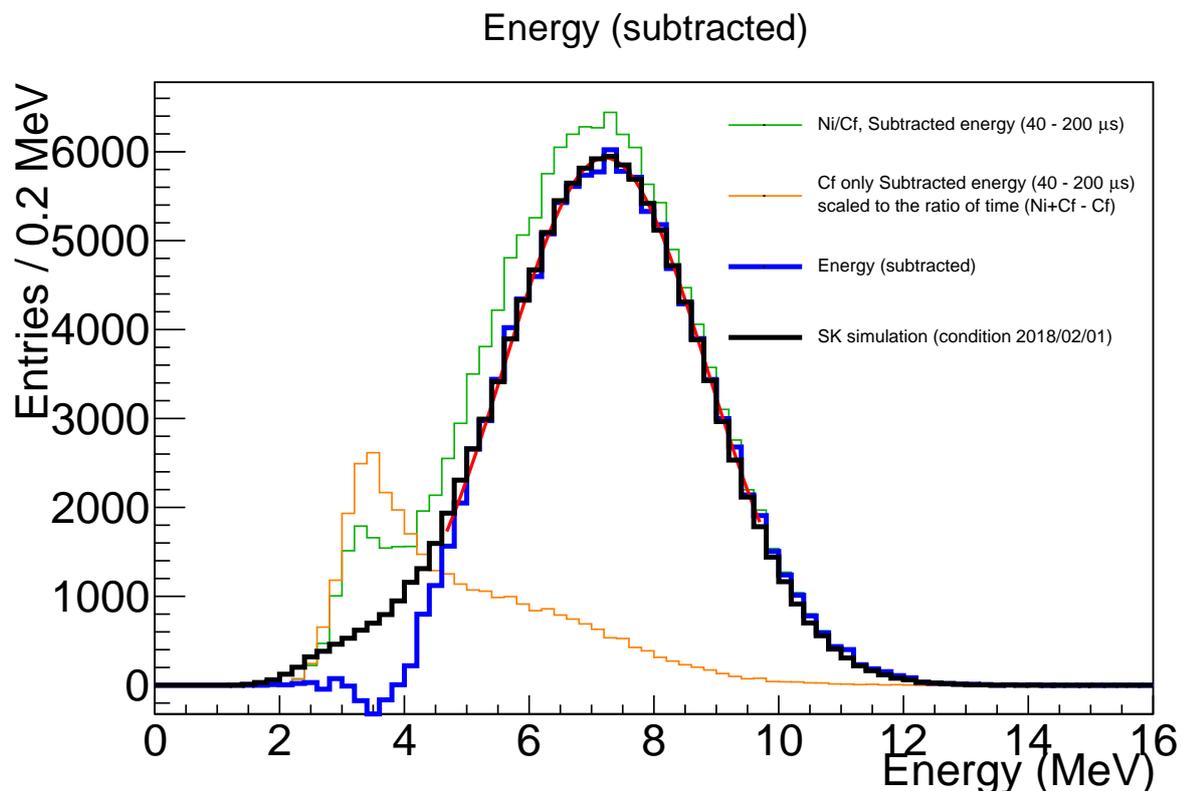


図 4.21: 図 4.8 のスペクトル (緑) から図 4.20 のスペクトル (橙) を差し引いたエネルギースペクトル (青)。橙は緑のデータ取得時間, シミュレーションによる銅に対する Ni 球と Cf 線源のみの場合の中性子捕獲の割合とデータからの検出効率を考慮した規格化をしてある。黒線はデータ取得時の水の状態を再現したシミュレーションによる Ni からの γ 線のエネルギースペクトル。

今後の課題として, スペクトルの差し引きでの誤差や各時間差の領域に存在する成分の確認がある。また, 今回は統計誤差のみを考慮している。そのため, データとシミュレーションの差が有意なものであるかの確認として系統誤差の理解が重要であり, これらをより詳しく調べていく必要がある。

第 5 章

議論

3.1 節で述べたように自動線源ポジショニング装置の開発で達成すべき目標は 3 つある。SK での初運転の結果、放射線源 (Ni/Cf 線源) を用いた較正の自動化の達成を確認することができた。今回は小型光センサーの装置への導入が間に合わなかったため、運転中は念の為に装置をブラックシートで覆うという対応をしたので明かりのもとでの較正作業については確認が完全ではないが、検出器のトリガーレートの大幅な上昇が確認できなかったことから線源の取り付け・取り外しと同様に十分達成されていると考えられる。検出器に対する安全性については 3.3.2 節の海洋技術研究所の試験から得られたパラメータに基づいた運転をした結果重大な損害を検出器に与えることなく較正を行うことができたということより達成ができたと考えられる。その際取得したデータを解析することで図 3.24 に示したような挙動が得られた。これは海洋技術研究所で得られたものと同様であり、さらに振動については試験時と比べて大きくないという結果になった。よって運転時およびその後のデータ解析により検出器に対して安全であることを二重に確認することができた。

また、SK で取得したデータの解析結果より、送り出し長さが大きくなるに連れて誤差も大きくなるという現象を確認し、これより装置を制御するソフトウェアのバグを発見、修正することができた。先行研究 [34] で言及されていた位置精度の不確定性についても、ソフトウェアの修正と並行して装置に使用されるワイヤーの独立した較正を行った。装置にワイヤーを戻し運転を行い温度や異なる張力における伸縮を考慮しても $\pm 5 \text{ mm}$ 以内の再現性を得ることに成功した。実際の運用におけるワイヤーの経年劣化、による伸縮については定期的な使用をしていく中で確認していくことになるが、基準となる長さを示すことができた。

較正の負担軽減について、3.1.1 節での説明の通り現行の Ni/Cf 較正では準備から運転終了まで検出器の遮光のため暗室が必要でありこの設置に大人 4 人を要しているが自動線源ポジショニング装置では運転中の暗室は必要ない。しかし、実際には設置の準備でゲートバルブを較正ポートへ装着するときに暗室の設置を必要としている。そのためゲートバルブについてはなるべく常に設置をしておき、暗室の設置回数を減らすことが求められる。ここでゲートバルブの設置については検出器中心にあるポートなど、頻繁に較正を行う場所のみ常設するのか複数個のゲートバルブを複数箇所に常設しておくかは較正を行う頻度や表 2.2 に示したような他の較正との兼ね合いにより決定する必要がある。ちなみに、装置は将来のハイパーカミオカンデ実験に向けて複数台作成され較正ポートへ常設されることが現在考えられている。

検出器だけに限らず、作業を行う人への安全についてはまだ改善の余地がある。初運転時、装置の検出器較正ポートへの取り付けには大人 6 人を要した。これは検出器上部の配線などの障害物のため、装置の移動に用いているリフターがある地点から進入することができないため人間の手による移動が想定よりも増えてしまったためであった。そこで、現在はリフターの改造が提案・実行され較正ポートへのより簡便な取り付けが可能になる予定である。

線源の水中での挙動についても完全に理解ができていない点もある。表 3.2 の通り SK で記録されたデータより、振幅については約 30%、周期については 40% ほど海洋技術安全研究所での試験結果より得られた値と比べて小さいということがわかっている。水中での線源を単振り子とみなすと十分に懸下し振動が小さくなるまで待機したと

き、振動周期はワイヤーの長さだけによるはずである。仮に単振り子としてみなしたとき、最大のワイヤー長さにおける周期は約 12 秒であり表 3.2 と約 30% 差がある。今回は試験時よりも振幅が小さかったのでさらなる解析を行うことは時間的な問題から叶わなかったが、今後 SK で運転を行っていく中でより多くのデータから線源挙動について詳しく見ていく必要がある。

さらに今回装置に用いているワイヤーはスーパーカミオカンデでの運用に向けた 30 m のものであるがハイパーカミオカンデではこの長さは 60 m となる。そのため、水中での線源挙動が変化し現在用いている運転パラメータ変更の必要が生じることも考慮に入れなければならない。主な挙動変化の要因としては線源移動の速度やそのときのワイヤーの線源中心軸からのズレ、ワイヤーの長さが挙げられる。このことについてもまずは線源の挙動を理解することが重要であり、SK での 30 m ワイヤー長での運転より最適化を行っていくことが重要になっていく。

検出器データ取得運転モードの切り替えの自動化についても現在議論がなされている。初運転のときは装置のそばに 1 名、検出器コントロール室に 1 名が待機し予め設定したデータの取得時間が経過したとき連絡を取り合いコントロール室にいる作業員が較正運転モードから線源の移動に伴う別の運転モードへの切り替えを行った。この連絡を取り合っている間は僅かであるが省略することができるならば較正点が多い場合ほど時間の短縮につながる。そこで、較正点に線源を配置している間は装置から一定のトリガー信号を出力、これを検出器データ収集システムと同期させることにより自動で運転モードの切り替えを行うような改修が予定されている。コントロールボックス内の回路にはこの信号を出力する部品や PC と接続することのできるイーサネットケーブルがすでに搭載されているためファームウェアの更新だけにより対応が可能であるため近い将来に利用できる。

4 章で議論した自動線源ポジショニング装置に用いる Ni 球について現行の Ni 球との差異を検証した結果、事象頻度は 0.8 倍となったがエネルギー分布などの較正における各種基礎分布は現行球とほぼ同一であることが確認され使用可能であることを確認した。次に、Ni/Cf 較正での背景事象である Cf の自発核分裂による γ 線を事象発生時間差を用いて除去を試みた。時間差については想定していた 2 つの成分が確認されたが、Cf の自発核分裂からの γ 線について、単純な差し引きを行った場合にはまだ Ni 由来事象以外の混入が確認される結果となった。これについては、シミュレーションにより Cf 以外にも線源ホルダーやケースに用いられている銅などの影響があることがわかった。線源ホルダーの影響を Cf のみのデータから取得し追加で差し引くことで、陽子の中性子捕獲の影響が残るものの既存の値 [42] と 0.45% で一致し、現在の検出器較正精度と同程度の一致がシミュレーションとデータの結果から得られた。今回は統計誤差のみを考慮したため、系統誤差の見積もりは今後の課題である。

本研究で行ったシミュレーションは完全にデータを再現することはないが、本研究で行ったシミュレーションとの比較では、データがより早い時定数を示している。(表 4.3, 表 4.4) 一つの説としては現在のシミュレーションの設定では中性子を 1 つずつ発生させているが、実際の ^{252}Cf の自発核分裂では平均して 3.76/fission の中性子が発生するためこの差が時定数に寄与している影響を考えることができる。

加えて、実データで図 4.12 より Cf 線源のみの場合でも事象時間差分布で時定数成分が 2 つあることがわかった。今回はデータの方で時間差の小さい部分と大きい部分について 2 成分を持つ指数関数でフィッティングを行ったため、時定数が小さい部分が主の Ni 由来の事象を詳細に見る目的で行ったシミュレーションについては 1 成分の指数関数によるフィッティングを図 4.10 に示したように行った。時間差が大きい部分についても考えると、2 成分をもつ指数関数でのフィットを行う方が分布を再現できることが図 5.1 からわかる。これについて一様な混合物中での中性子捕獲の時定数はどの核子に捕獲されたとしても、中性子の数が減少していくため核子によらず一定となる。例として捕獲断面積から直接計算される時定数について τ_1, τ_2 をもつ原子核混合物の場合時刻 t が経過した後の中性子数 N は $N(t=0) = N_0$ として式 5.1 のような新しい時定数 $(\tau_1 + \tau_2)/(\tau_1\tau_2)$ になることを意味する。

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1\tau_2}t\right) \quad (5.1)$$

今回の 2 成分は線源ホルダーとケース、Ni 球を水が囲んでいるという設定での物質の非一様な構造を、あるいは前

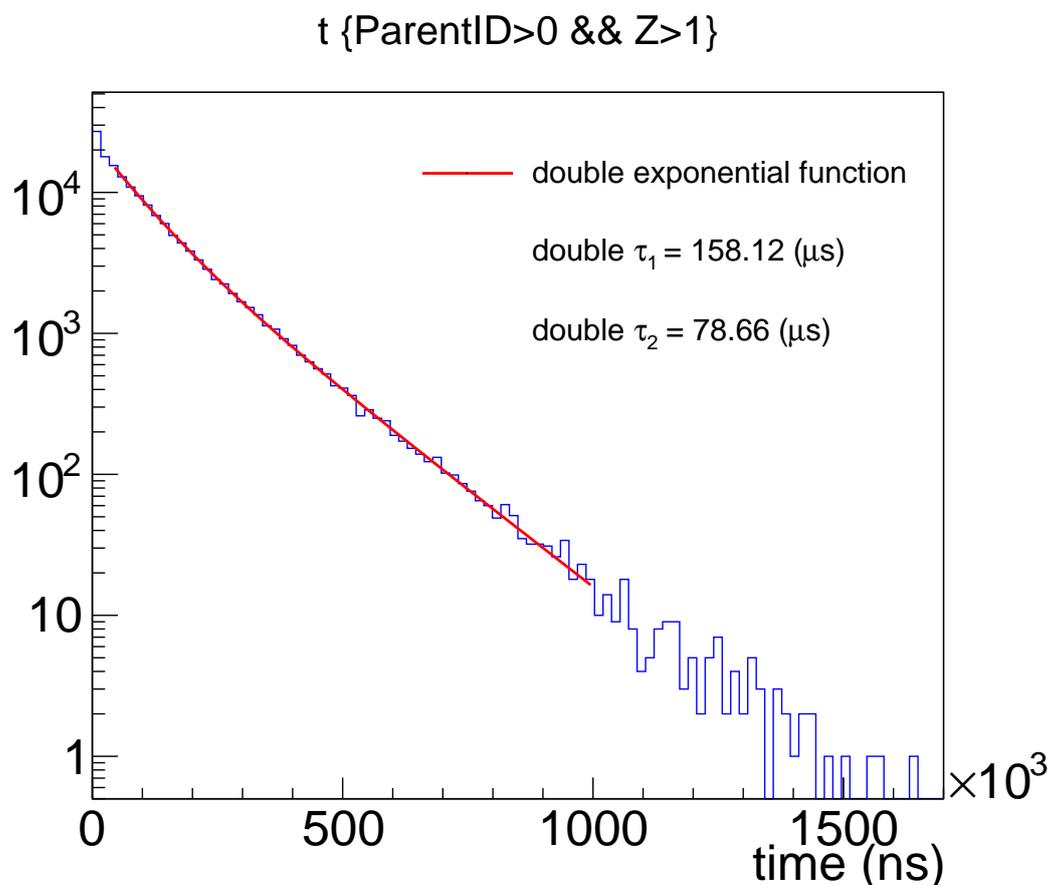


図 5.1: Cf 線源のみを再現したシミュレーションで $40 - 1000 \mu\text{s}$ を 2 つ指数関数の和でフィットしたもの、陽子への中性子捕獲事象はカットしてある。

述した中性子が実際は複数個放出されている影響が現れていると考えられる。現時点ではデータの方で時定数が早い領域に十分に確認できる範囲でこの成分が現れていないためとして一成分を仮定した解析を行った。さらなる解析での改良として GPS 時間での精度 $7 \mu\text{s}$ よりも良い時間精度でこの成分を見ていく必要がある。今回は GPS 時間を用いた解析を行ったが現在の SK の解析プログラムではマイクロ秒よりも精度の良い時間を利用可能であるため、これは実現可能である。時定数が早い領域での 2 成分めを考慮に入れた解析とこの成分の寄与による解析での誤差の見積もり、時定数を利用したエネルギースペクトルの差し引きでの誤差の見積もりは今後の重要な課題である。

第 6 章

結論

ハイパーカミオカンデ (HK) 実験は現在観測を続けているスーパーカミオカンデ (SK) 実験の後継実験計画であり 2027 年の観測開始を目指し、2020 年に建設が開始される。スーパーカミオカンデと比べて体積が約 5 倍、有効体積では約 10 倍の巨大な検出器となる予定でありそれを用いて CP 対称性の破れ、質量階層性問題の解決に向けたニュートリノの観測や陽子崩壊のさらなる探索など研究対象となる物理は多岐にわたる。

しかし、検出器巨大化に伴い種々の作業に要する負担や時間の増加が懸念されている。そのうちの 하나가検出器較正作業であり、これまで SK で蓄積されてきた経験を用いても同等の労力では対処できないと考えられる。そこで検出器内への較正用線源配置を自動化、さらにプログラムによる運転を可能にし必要人員と手間の削減を行うことのできる自動線源ポジショニング装置を開発・改良した。

装置はまず Ni と Cf 線源を用いた較正を自動化する予定であり、較正ポートとの干渉を抑えるために新たに製作された直径 16 cm の Ni 球とともに使用される。そのため、装置の改良と並行して現行の Ni 球との差異を検証した。結果としてサイズ変更に伴う事象頻度の以外では大きな変化はなく、較正に使用可能であるということが確認され装置の初運転ではこの Ni 球が用いられた。

また、データ解析において Ni/Cf 較正での背景事象となっている Cf の自発核分裂の際に放出される γ 線事象に対して GPS 時間情報を用いた分離を試みた。事象発生時間差を用いることによる単純な差し引きでは低エネルギーの Cf 事象を完全に排除することができず、データからも Cf のみでも 2 種類の成分が混在しているという結果となったがこれらの成分は線源ホルダーと線源ステンレスケースの材質でほとんど説明ができるということも示された。本研究では時間情報と MC シミュレーションを用いた Ni エネルギースペクトルの抽出を行い、実データとシミュレーションのピークの差が SK の較正精度で一致することを示した。これは初めての試みであり、今後の解析につながる成果である。

自動線源ポジショニング装置は HK での運用に先立ち SK での較正で恒常的な運用がなされることになっている。2018 年 2 月には装置の初運転が SK で行われそのときの運転状況や収集したデータを整理・解析することでさらなる改修を行い、恒常運用が可能であることが確かめられた。SK は 2018 年 6 月から超新星背景ニュートリノの観測という新たな物理目標に向けた改修工事が行われ、2019 年 1 月に観測を再開する。観測再開後の較正については本装置が現行の Ni/Cf 較正装置を置き換える予定であり現在は最終調整がなされている。今後は装置の本格的な定常運用とそこでのデータ取得を通し、必要に応じて改良を加えていく。そのなかで装置量産に向けた知見を得、ハイパーカミオカンデでの運用に向けた準備も行っていく。

謝辞

本研究を進めるにあたりたくさんの方々にお力添えを頂きました。この場を借りてお礼を申し上げます。指導教員である鈴木州先生にはスーパーカミオカンデ、ハイパーカミオカンデ実験に参加する貴重な機会を与えていただきました。学部4年のゼミの頃より疑問に感じたことをすぐ聞きに行ける環境はとてありがたかったです。また、出張の際も様々なサポートをしていただきました。マドリードへ出張の際の国際線の乗り継ぎはおそらく一人ではできなかったと思います。ありがとうございました。

東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設の矢野孝臣さんには私の研究全てにおいて数えきることのできないほどのご尽力を賜りました。感謝します。データの解析でわからないことがあったとき矢野さんに相談をするとこちらがわかるまで丁寧に方針を教えてくださいたり些細な質問にも補足情報を付け足した回答をしてくれました。ミーティングで発表があるときはスライドの校正に多くの時間を割いてくれました。Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration meeting のときは発表間際まで校正、英語での発表練習に付き合ってくれました。おそらく、修士の2年間で一番メールのやり取りをしたのは矢野さんだと思います。途中で神戸大学から東京大学宇宙線研究所へ異動になってしまいましたが、神岡に行っても常に気にかけていただき、非常に感謝しています。また、出張のときは様々な場所（物理に関係ない場所含む）に連れて行っていただきました。特にスペイン・マドリードでは人生で初めてオペラを鑑賞させていただいたり、本場のパエリアをフラメンコを観ながら食べるという非常に贅沢な時間を過ごすことができました。少食のため皆さんとは食事を楽しむことができなかったですが、もうこのような経験は人生で二度とないと思います。ありがとうございました。

東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設の森山茂栄先生、亀田純先生、University of California, Irvine の峰俊一先生には Super-Kamiokande Calibration Group 内でのミーティングで非常に多くのアドバイスを頂きました。毎週のミーティングでは私の拙い英語での発表に耳を傾けてくださり、的確なアドバイスを頂いたり研究を行う人間としての心構えなどを教えていただきました。学会の前にはお忙しい中夜遅くまで何度も発表練習に付き合ってください、改善点を頂きました。正直に申し上げますと、私は学会発表本番よりも皆さんの前で発表練習の方が毎回緊張して本番はあまり固くならないようになってしまいました。

ユニバース電機株式会社の北森康雄さんには自動線源ポジショニング装置の開発にあたりこちらからの難しい要求に最後まで付き合ってくださいました。北森さんの協力なしには私の研究は進まなかったことでしょう。装置の試験を行ったときは一緒にお食事をさせていただきました。富山のご当地話や昔の頃の話などとても興味深いものが多かったです。ありがとうございました。

神戸大学大学院理学研究科物理学専攻、粒子物理学研究室の皆さまには日々の生活から研究まで多岐にわたるご協力を頂きました。藏重久弥先生には学部4年のゼミや卒業研究で素粒子物理学だけではなく非常に多くのことをご教授頂きました。また、メカミリが好きということも有り蔵書の一部であるガールズアンドパンツァーに関する書籍を拝読させていただくことも有りました。竹内康雄先生には同じニュートリノグループの教員として普段の研究やコロキウムで様々なアドバイスやご指導を頂きました。神岡で生活していくに当たり、竹内さんのまとめが非常に役立ちました。山崎祐司先生にはTAでお世話になりました。普段の生活の中では様々な話題を提供して頂き、研究の息抜きができました。特に、鉄道に関する話題で盛り上がりました。オーケストラの演奏にも誘って

いただき非常に貴重な体験をすることができました。身内賢太郎先生には卒業研究の指導教員としてお世話になりました。研究室での生活の中では食事へ行くときいつも気軽に誘っていただきました。よくいじってくることもありますが、そのおかげで様々な人達とコミュニケーションを取ることもできました。ありがとうございました。越智敦彦先生には学部での実験やコロキウムでお世話になりました。修士1年の頃はCERNに長期滞在しており、あまり会う機会がありませんでしたが毎日夜遅くまで居室に籠っている姿が印象的でした。忙しいとは存じますが、どうぞご自愛ください。前田順平先生とは学部4年のころはほとんどCERNにいらっしゃったので合う機会がありませんでした。M1になりすぐにご結婚のお知らせを聞いたときは、馴れ初めのエピソードともに非常に驚いたことを覚えています。お子さんも生まれ幸せの真っ最中だと思います。これからも家族みんなで幸せなご家庭を築いていってください。研究員の中村輝石さん、伊藤博士さんには院生部屋での雑談や食事を一緒にさせていただきました。秘書の横山有美さん、吉田和美さんには出張の手続きから朱肉をお借りするなど些細なことまで研究生活を送る上での様々なサポートを頂きました。ありがとうございました。

研究室の先輩方にも大変お世話になりました。D3の橋本隆さんとはよく一緒に下校したりしました。また、よく院生部屋に話しかけに来てくれました。加えて「はしもと部」という特に活動実績のない部に入れていただきました。D2の池田智法さんは午後にコンビニエンスストアに行こうとよく誘ってくださり、一緒に休憩をしました。大乱闘スマッシュブラザーズ SPECIALでの対戦はとても楽しかったです。ニュートリノグループの先輩である阿部圭悟さんには私が配属された当初より装置について懇切丁寧にご指導をいただきました。たくさん行った試験ではとても頼りがいのある先輩でした。また休憩時にはゲームの話などで盛り上がりました。ありがとうございました。

研究室の同期の皆さまにも感謝申し上げます。石浦宏尚さんとはM2で席が隣であったことも有り、研究室ではくだらない話をしたりRaspberry Piで遊んだりしました。いつの間にか自席の後ろがとんでもないことになっていましたね。博士課程に進学しても研究だけでなくこういったお遊びをわすれずに続けてください。私が卒業した後のはいふりカメラ機能付きRaspberry piのお世話をお願いします。石飛由介くんとはTotal Health promotion Plan(THP)ルームと一緒に運動をしました。就活や修論などであまり通えませんでした。運動しながら流した汗は良い思い出です。これからもお互いに身体年齢18歳を維持し続けましょう。酒井貴義くんはM2になってから326小会議室に自分の空間を作っていました。テレビ会議をしようと思えば扉を開けると毎回寝起きのおじさんがいて、正直困っていましたがもう許します。社会人になったらちゃんと家に帰ってください。杉本太郎くんとは同じ研究グループであることもあり、出張や研究室のなかでよく一緒にいる機会がありました。それだけでなく暇があると一緒に映画に行ったりCDを貸し借りしあったりもしました。クールが変わる度に「新しいアニメで何が良いか」のようなくだらない話ができてとても良い研究の息抜きができました。堀口楠日くんは修士の間はいつも難しそうな回路と格闘していたのが印象的です。時折見せてくれたジャグリングには私の表情にはあまり出ていなかったと思うのですが、毎回感動していました。宮辺裕樹くんには毎回お世話になったり、お世話したりしました。同じニュートリノのSK/HKグループであり、SK tank open workでシフトが一緒になったときは真夏の富山でしまむらにブルゾンを買うために宿舎から1時間近く歩くのに付き合ってくれました。出張でホテルアルファワン富山駅前に宿泊したときには、杉本くんと一緒におふざけ(?)もしました。今となってはとても良い思い出です。おそらく、実家から通っているはずなのになぜかいつも研究室にいる宮辺くんには普段の研究室生活でも一緒にいました。研究室でよく鍋やたこ焼きを作ったりもしました。また、席が近いことも有り、研究以外でもインターネットに転がっている本当にくだらない動画を観ながら笑いあっていることが多かったです。たまに近所にあるラーメン(?)を食べて匂いの暴力をふるわれるのが辛かったですが、やめとてと言ってやめてくれるものでもなさそうなのでこれからも健康に気をつけつつ適度な摂取を心がけてください。吉田登志輝くんとはM1の頃、講義のレポートを一緒に考えていたことが昨日のように思い出されます。M2になってからはたまに2人で食堂で行ったときする会話が就活や研究に疲れた自分の息抜きになっていました。

東京大学宇宙線研究所の皆さまには神岡出張の際に毎回お世話になりました。中野佑樹さんには神岡への出張の

度に食事会を開催していただき、現地の人たちと接する機会をたくさん設けていただきました。中野さんがいなければ毎回肩身の狭い神岡出張になっていたと思います。ありがとうございました。同学年の岡本幸平くん、加藤伸行くん、望月俊来くんは出張のとき毎回話しかけてくれたり、食事に誘ってくれました。感謝しています。岡本くんは私が神岡で風邪を引いてしまったとき快くシフトを交代していただきました。もうシフトを変わることでこの借りを返す機会はないと思いますが、どこかで出会ったら食事にでも行きましょう。加藤くんは研究棟での食事会を毎回楽しいものにしてくれました。学会などで会ったときは積極的に話しかけてもくれました。望月くんとは Hyper-K のミーティングや Tank Open Work で一緒にお話をしました。もちもちでした。岡田健くんには B4 から M1 まで神戸で共に学び、ROOT 講習会等の準備や撮影などでお世話になりました。神岡へ行ってからもバスがないのを忘れ猪谷駅で途方に暮れていたぼく（と宮辺くん）を研究所まで乗せていってくれました。ありがとうございました。神岡での諸先輩方にも大変ご迷惑をおかけするとともに、お世話になりました。Calibration Group で一緒であった竹中彰さんは研究をしている姿と食事会でつつこみをする姿のギャップが良い意味で激しくとても面白い方でした。鈴木拓巳さんは毎回マニアックな話題や豊富な知識を提供してくださりました。小林雅俊さんとはあまりお話をする機会がありませんでしたが、食事会には必ず参加して下さっていました。海外での研究頑張ってください。

最後に大学院へ進学した私を常に温かい目で見守り、様々なサポートをしてくれた母と祖父母に感謝の気持ちを伝えます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] F. Reines *et al.*, “Detection of the free antineutrino,” *Phys. Rev.*, vol. 117, pp. 159–173, Jan 1960. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.117.159>
- [2] R. N. Mohapatra *et al.*, *Massive neutrinos in physics and astrophysics*. World Scientific, 2004.
- [3] G. Danby *et al.*, “Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 36–44, Jul 1962. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36>
- [4] K. Kodama *et al.*, “Observation of tau neutrino interactions,” *Physics Letters B*, vol. 504, no. 3, pp. 218 – 224, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070>
- [5] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 1562–1567, Aug 1998. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>
- [6] Z. Maki *et al.*, “Remarks on the unified model of elementary particles,” *Progress of Theoretical Physics*, vol. 28, no. 5, pp. 870–880, 1962. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.28.870>
- [7] M. Ikeda, “Superkamiokande (solar),” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1286858>
- [8] Y. Hayato, “Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1298567>
- [9] T. DeYoung, “Latest results from icecube and antares,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1286852>
- [10] M. Wascko, “T2k status, results, and plans,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1286752>
- [11] M. Sanchez, “Nova results and prospects,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1286758>
- [12] I. Yu, “Recent results from reno,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1287949>
- [13] J. P. Ochoa-Ricoux, “Latest results from daya bay,” Jun. 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1294112>
- [14] B. T. Cleveland *et al.*, “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector,” *The Astrophysical Journal*, vol. 496, no. 1, p. 505, 1998. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505>
- [15] Y. Fukuda *et al.*, “Solar neutrino data covering solar cycle 22,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 1683–1686, Aug 1996. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.1683>
- [16] Q. R. Ahmad *et al.*, “Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, p. 071301, Jul 2001. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.071301>

- [17] M. Agostini *et al.*, “Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos,” *Nature*, vol. 562, no. 7728, pp. 505–510, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y>
- [18] 日本天文学会天文学辞典ワーキンググループ, “超新星,” 2018. [Online]. Available: <http://astro-dic.jp/supernova/>
- [19] 日本天文学会天文学辞典ワーキンググループ, “三重アルファ反応,” 2018. [Online]. Available: <http://astro-dic.jp/triple-alpha-reaction-2/>
- [20] 田中雅臣, “物理科学特別講座「恒星の爆発に関する天体物理学」,” 2017. [Online]. Available: <http://th.nao.ac.jp/MEMBER/tanaka/hiroshima2017/>
- [21] 住吉光介, “超新星ニュートリノの理論,” 2015. [Online]. Available: <http://www.lowbg.org/ugnd/workshop/groupC/sn20150316/agenda.html>
- [22] S. U. of Technology, “Photodisintegration,” 2018. [Online]. Available: <http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/P/Photodisintegration>
- [23] I. Australian Astronomical Observatory, a division of the Department of Industry *et al.*, “Supernova 1987a illuminates after 30 years,” 2017. [Online]. Available: <https://www.aao.gov.au/news-media/media-releases/Supernova1987A-30>
- [24] K. Hirata *et al.*, “Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 1490–1493, Apr 1987. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1490>
- [25] R. M. Bionta *et al.*, “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 1494–1496, Apr 1987. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1494>
- [26] E. Alexeyev *et al.*, “Detection of the neutrino signal from sn 1987a in the lmc using the inr baksan underground scintillation telescope,” *Physics Letters B*, vol. 205, no. 2, pp. 209 – 214, 1988. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269388916516>
- [27] T. T. Collaboration, “About t2k,” 2018. [Online]. Available: <http://t2k-experiment.org/ja/t2k/>
- [28] 東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設, “スーパーカミオカンデ,” 2018. [Online]. Available: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>
- [29] S. Fukuda *et al.*, “The super-kamiokande detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 501, no. 2, pp. 418 – 462, 2003. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020300425X>
- [30] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設, “スーパーカミオカンデの歴史,” 2018. [Online]. Available: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/history.html>
- [31] ハイパーカミオカンデ, “ハイパーカミオカンデ,” 2018. [Online]. Available: <http://www.hyper-k.org>
- [32] K. Abe *et al.*, “Hyper-Kamiokande Design Report,” 2018. [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1805.04163>
- [33] A. Suzuki *et al.*, “Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 329, no. 1, pp. 299 – 313, 1993. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029390949I>
- [34] 阿部圭悟, “ハイパーカミオカンデに向けた自動較正装置の開発,” Master’s thesis, 神戸大学大学院理学研究科物理学専攻, 2017.
- [35] 横澤孝章, “スーパーカミオカンデにおける検出器較正と超新星ニュートリノバーストの探索,” Master’s thesis, 東京大学大学院理学研究科物理学専攻, 2010.

- [36] K. Abe *et al.*, “Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-IV,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 052010, Sep 2016. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.052010>
- [37] K. Abe *et al.*, “Calibration of the Super-Kamiokande detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 737, pp. 253 – 272, 2014. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021301646X>
- [38] A. B. Smith *et al.*, “Prompt gamma rays accompanying the spontaneous fission of ^{252}Cf ,” *Phys. Rev.*, vol. 104, pp. 699–702, Nov 1956. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.699>
- [39] rist, “ラジオアイソトープ (ri) 中性子源 (08-01-03-16),” 2012. [Online]. Available: http://www.rist.or.jp/atomica/data/dat_detail.php?Title_No=08-01-03-16
- [40] J. Csikai *et al.*, “Fission neutron spectrum of ^{252}Cf ,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 3, no. 11, pp. 527 – 530, 1976. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0306454976900682>
- [41] Super-Kamiokande, “Nickel calibration,” 1999. [Online]. Available: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/ykphd/chap4-8.html>
- [42] Y. Koshio, “new calibration source r&d,” 2013. [Online]. Available: <https://indico.ipmu.jp/event/23/contributions/981/>
- [43] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250 – 303, 2003. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [44] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb 2006.
- [45] J. Allison *et al.*, “Recent developments in geant4,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 835, pp. 186 – 225, 2016. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>
- [46] 山内良麿, “カリフォルニウム 252 中性子源,” 1998. [Online]. Available: <http://www.rada.or.jp/database/home4/normal/ht-docs/member/synopsis/040124.html>